

*ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК*

# СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



В журнале «Известия Российской академии наук. Серия физическая» публикуются полнотекстовые статьи, подготовленные по материалам лучших докладов, рекомендованных программными комитетами научных конференций, симпозиумов и совещаний, созываемых Российской академией наук.

**НАУКА**

— 1727 —



# СОДЕРЖАНИЕ

Том 88, номер 8, 2024

## Фундаментальные вопросы и приложения физики атомного ядра

- Высоковозбужденные состояния нейтронно-избыточных изотопов легких ядер  
*Ю. Б. Гуров, В. Г. Сандуковский, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев* 1166
- О распределениях нейтронов из  $(\gamma, n)$ -реакций по энергии и углам на  $\gamma$ -пучках от обратного комптоновского рассеяния при  $E_\gamma \lesssim 40$  МэВ  
*А. М. Лапик, С. С. Бельшев, В. В. Варламов, Л. З. Джилавян, А. А. Кузнецов, А. Л. Полонский, А. В. Русаков, В. И. Шведун* 1171
- Образование сложных частиц при поглощении  $\pi^-$ -мезонов в «живой» кремниевой мишени  
*Ю. Б. Гуров, С. А. Евсеев, С. В. Розов, В. Г. Сандуковский, Б. А. Чернышев* 1177
- Различие в распределении промежуточных и медленных нейтронов из выводного канала фотонейтронного источника  
*С. И. Поташев, Ю. М. Бурмистров, А. И. Драчев, А. А. Каспаров, В. Н. Пономарев* 1182
- К тестированию пороговых  $\text{SiO}_2$  аэрогелевых черенковских детекторов на космических лучах (моделирование и измерения)  
*А. М. Лапик, Л. З. Джилавян, В. П. Лисин, А. Л. Полонский, В. Н. Пономарев, Н. В. Руднев, А. В. Русаков* 1186
- Достоверность сечений фотонейтронных реакций на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения  
*В. В. Варламов, А. И. Давыдов, А. И. Мостаков* 1191
- Моделирование кластерного распада легких ядер при взаимодействии ядра  $^9\text{Be}$  с быстрыми нейтронами в ионизационной камере  
*В. М. Скоркин, С. И. Поташев, А. А. Каспаров* 1199
- Взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$   
*Ю. С. Лютостанский, А. Н. Фазлиахметов, Б. К. Лубсандоржиев, Н. А. Белогорцева, Г. А. Коротеев, А. Ю. Лютостанский, В. Н. Тихонов* 1203
- Моделирование и выбор оптимальных условий эксперимента по определению низкоэнергетических параметров  $np$ -взаимодействия в реакции  $nd$ -развала при энергии нейтронов 5 МэВ  
*А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, А. А. Афонин, Д. Г. Цветкович* 1209
- Исследование структуры ядра  $^9\text{Be}$  в альфа-кластерной модели методом гиперсферических функций  
*А. С. Бажин, В. В. Самарин* 1214
- Кремниевые детекторные комплексы для исследований сверхплотной ядерной материи на ускорительно-накопительном комплексе NICA  
*В. И. Жеребчевский, В. П. Кондратьев, В. В. Вечернин, Н. А. Мальцев, С. Н. Иголкин, Г. А. Феофилов, В. В. Петров, С. Ю. Ториллов, Н. А. Прокофьев, С. Н. Белокурова, Е. О. Землин, Д. А. Комарова* 1222
- Оценка моментов инерции фрагментов двойного деления ядер  
*С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, А. А. Писклюков* 1236
- Угловые и спиновые распределения первичных фрагментов деления  
*С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, А. А. Писклюков, Д. А. Степанов* 1243

Оценка числа множественных регистраций мгновенных нейтронов деления мультимодульным нейтронным детектором на базе жидкого сцинтиллятора ВС-501 <i>О. В. Сидорова, Ш. С. Зейналов</i>	1249
Динамическое моделирование кластеризации в мультимодальном делении тяжелых ядер <i>Ю. В. Иванский, А. В. Унжакова</i>	1254
Поиск точечных эмиссионных центров методами атомно-силовой микроскопии на катоде многопроволочной пропорциональной камеры <i>Г. Е. Гаврилов, М. Э. Бузовера, А. Ю. Архипов, А. А. Дзюба, И. А. Карпов, О. Е. Маев, М. В. Суясова</i>	1259
Уравнение Шрёдингера и квантовые ударные волны при описании столкновений атомных ядер <i>А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский</i>	1268
Измерение адронов с открытым очарованием в детекторе ALICE-3 на Большом адронном коллайдере высокой светимости <i>М. В. Малаев, В. Г. Рябов</i>	1274
Результаты второй стадии физического пуска исследовательской ядерной установки БР-К1М <i>И. М. Пискорский, А. В. Арапов, А. В. Данилов, А. А. Девяткин, А. В. Жирнов, И. А. Кирилин, Н. А. Красавин, А. Е. Никифоров, Г. Н. Пикулина, К. А. Савасичев, А. Б. Соколов, В. А. Юхневич</i>	1280
Ядерно-сканирующий микронзонд в исследовании эпислоев карбида кремния <i>М. Э. Бузовера, И. А. Карпов, А. Ю. Архипов, Д. А. Скворцов, В. А. Неверов, Б. Ф. Мамин</i>	1287
Низкоэнергетическое тройное деление ядер-актинидов с вылетом нуклонов и легких ядер <i>Л. В. Титова, С. Г. Кадменский, Я. О. Отводенко, Е. С. Петрыкина</i>	1293
Оценка точности определения числа нуклонов-спектаторов по энергии, регистрируемой в калориметре в А+А столкновениях <i>Ф. Ф. Валиев, В. В. Вечернин, Г. А. Феофилов</i>	1299
Аппаратная реализация и тестирование 4-канальной быстрой электроники для детектора на МКП <i>Ф. Ф. Валиев, Н. И. Калиниченко, Н. А. Макаров, Г. А. Феофилов</i>	1305
Возможность обнаружения распада заряженного $a_0$ -мезона с нарушением $P$ -симметрии <i>В. Н. Коваленко, В. В. Петров</i>	1312
Измерение полных сечений реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$ методами вторичной активации и спектрометрии <i>Л. Н. Генералов, И. А. Карпов</i>	1316
Сечения реакции ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ <i>Л. Н. Генералов, В. А. Жеребцов, С. М. Селянкина</i>	1324

# CONTENTS

Vol. 88, No. 8, 2024

## Fundamental problems and applications of physics of atomic nucleus

- Study of structure of  ${}^9\text{Be}$  nucleus in alpha-cluster model by hyperspherical functions method  
*A. S. Bazhin, V. V. Samarin* 1166
- High-excited states of neutron-rich isotopes of light nuclei  
*Yu. B. Gurov, V. G. Sandukovsky, M. V. Tel'kushev, B. A. Chernyshev* 1171
- On distributions of neutrons from  $(\gamma, n)$ -reactions in energy and angles on  $\gamma$  beams of backward Compton scattering at  $E_\gamma \lesssim 40$  MeV  
*A. M. Lapik, L. Z. Dzhilavyan, S. S. Belyshev, V. V. Varlamov, A. A. Kuznetsov, A. L. Polonski, A. V. Rusakov, V. I. Shvedunov* 1177
- Formation of complex particles at absorption of  $\pi^-$ -meson in a "live" silicon target  
*Yu. B. Gurov, S. A. Evseev, S. V. Rozov, V. G. Sandukovsky, B. A. Chernyshev* 1182
- Difference between distributions of intermediate and slow neutron flux from photoneutron source exit channel  
*S. I. Potashev, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev, A. A. Kasparov, V. N. Ponomarev* 1186
- On testing of threshold  $\text{SiO}_2$  aerogel Cherenkov detectors on cosmic rays (simulation and measurements)  
*A. M. Lapik, L. Z. Dzhilavyan, V. P. Lisin, A. L. Polonski, V. N. Ponomarev, N. V. Rudnev, A. V. Rusakov* 1191
- Reliability of cross sections of photoneutron reactions on  ${}^{51}\text{V}$  and  ${}^{59}\text{Co}$  in experiments with bremsstrahlung  
*V. V. Varlamov, A. I. Davydov, I. A. Mostakov* 1199
- Simulation of cluster decay of light nuclei under the interaction of  ${}^9\text{Be}$  nucleus with fast neutrons in ionization chamber  
*V. M. Skorkin, S. I. Potashev, A. A. Kasparov* 1203
- Interaction of solar neutrinos with  ${}^{128}\text{Te}$  and  ${}^{130}\text{Te}$   
*Yu. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, B. K. Lubsandorzhev, N. A. Belogortseva, G. A. Koroteev, A. Yu. Lutostansky, V. N. Tikhonov* 1209
- Modeling and selection of the optimal experiment conditions to determine the low-energy parameters of the  $np$ -interaction in the  $nd$ -breakup reaction at a neutron energy of 5 MeV  
*A. A. Kasparov, M. V. Mordovskoy, A. A. Afonin, D. G. Tsvetkovich* 1214
- Silicon detector systems for investigations of superdense nuclear matter at the NICA collider  
*V. I. Zhrebchevsky, V. P. Kondratiev, V. V. Vechernin, N. A. Maltsev, S. N. Igolkin, G. A. Feofilov, V. V. Petrov, S. Yu. Torilov, N. A. Prokofiev, S. N. Belokurova, E. O. Zemlin, D. A. Komarova* 1222
- Assessment of moments of inertia of fragments of binary fission  
*S. G. Kadmsky, D. E. Lyubashevsky, A. A. Pisklyukov* 1236
- Angular and spin distributions of primary fission fragments  
*S. G. Kadmsky, D. E. Lyubashevsky, A. A. Pisklyukov, D. A. Stepanov* 1243
- Estimation of the number of multiple registrations of prompt fission neutrons with a multi-modular neutron detector based on a liquid scintillator BC-501  
*O. Sidorova, Sh. Zeynalov* 1249
- Dynamical modelling of clustering in multimodal heavy nuclei fission  
*Y. V. Ivanskiy, A. V. Unzhakova* 1254

Searching for centers of point emissions on the cathode of a multiwire proportional chamber via atomic force microscopy <i>G. E. Gavrilov, M. E. Buzoverya, A. Yu. Arkhipov, A. A. Dzyuba, I. A. Karpov, O. E. Maev, M. V. Suyasova</i>	1259
Schrödinger equation and quantum shock waves when describing collisions of atomic nuclei <i>A. T. D'yachenko, I. A. Mitropolsky</i>	1268
Probing open charm production with ALICE-3 detector at LHC-HL <i>M. V. Malaev, V. G. Riabov</i>	1274
Results of physical start-up second stage for research nuclear facility BR-K1M <i>I. M. Piskorskiy, A. V. Arapov, A. V. Danilov, A. A. Devyatkin, A. V. Zhirnov, I. A. Kirilin, N. A. Krasavin, A. Ye. Nikiforov, G. N. Pikulina, A. B. Sokolov, K. A. Savasichev, V. A. Yukhnevich</i>	1280
Nuclear scanning microprobe in the study of silicon carbide epilayers <i>M. E. Buzoverya, I. A. Karpov, A. Yu. Arkhipov, D. A. Skvortsov, V. A. Neverov, B. F. Mamin</i>	1287
Low-energy ternary fission of actinides with nucleons and light charged particles emission <i>L. V. Titova, S. G. Kadmensky, Ya. O. Otvochenko, E. S. Petrykina</i>	1293
Estimation of accuracy of determining the number of nucleons-spectators by the energy recorded in the calorimeter in $A+A$ collisions <i>F. F. Valiev, V. V. Vechernin, G. A. Feofilov</i>	1299
Hardware implementation and testing of 4-channel fast electronics for a MCP detector <i>F. F. Valiev, N. I. Kalinichenko, N. A. Makarov, G. A. Feofilov</i>	1305
The possibility of finding the P-symmetry breaking decay of the charged $a_0$ -meson <i>V. N. Kovalenko, V. V. Petrov</i>	1312
Measurement of ${}^9\text{Be}(d, xt)$ reaction total cross sections by secondary activation and spectroscopy methods <i>L. N. Generalov, I. A. Karpov</i>	1316
${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ reaction cross sections <i>L. N. Generalov, V. A. Zherebtsov, S. M. Selyankina</i>	1324

---

# **Фундаментальные вопросы и приложения физики атомного ядра**

Редакторы тематического выпуска  
канд. физ.-мат. наук **А. К. Власников**,  
канд. физ.-мат. наук **К. А. Стопани**

УДК 539.14

## ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЕГКИХ ЯДЕР

© 2024 г. Ю. Б. Гуров<sup>1,2</sup>, В. Г. Сандуковский<sup>2</sup>, М. В. Телькушев<sup>2</sup>, Б. А. Чернышев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Россия, Москва

<sup>2</sup> Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,  
Дубна, Россия

\*e-mail: chernyshev@mephi.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Образование высоковозбужденных состояний ( $E_x > 8$  МэВ) нейтронно-избыточных изотопов гелия и лития исследовалось в реакциях поглощения остановившихся пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$  и  ${}^{12,14}\text{C}$ . Для большинства ядер результаты были получены сразу в нескольких каналах реакции. Обнаружены кандидаты на кластерные резонансы и изобар-аналоговые состояния.

*Ключевые слова:* поглощение остановившихся пионов, обогащенные нейтронами изотопы легких ядер, высоковозбужденные состояния

DOI: 10.31857/S0367676524080018, EDN: OSADNJ

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования экзотических ядерных состояний является одним из основных направлений развития фундаментальной ядерной физики [1, 2]. Особый интерес в этих исследованиях связан с изучением структуры легких нейтронно-избыточных ядер, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности. Свойства этих ядерных состояний значительно отличаются от свойств ядер в долине стабильности. В частности, некоторые из этих ядер обладают аномально большими размерами, создаваемыми валентными нейтронами, образующими новый тип ядерной структуры — «нейтронное гало» [1]. Еще одной особенностью является изменение оболочечной структуры ядер при приближении к границе нуклонной стабильности — исчезновение традиционных магических чисел и возникновение новых [2]. Тяжелые изотопы гелия и лития, наряду со сверхтяжелыми изотопами водорода, характеризуются максимальным относительным превышением количества нейтронов над протонами. Для нуклонно-стабильных состояний всех ядер наибольший нейтронный избыток достигнут для  ${}^8\text{He}$  ( $N/Z = 3$ ).

Все возбужденные состояния тяжелых изотопов гелия, а также высоковозбужденные состояния изотопов лития являются нуклонно-нестабильными. Исследование их параметров (энергия связи, ширина, спин-четность), а также мод распада представляет

интерес с точки зрения поиска кластерных резонансов, а также изобар-аналоговых состояний.

Экспериментальная информация о высоковозбужденных состояниях изотопов гелия тяжелее  ${}^6\text{He}$  и изотопов  ${}^{10,11}\text{Li}$  весьма ограничена и противоречива [1–5]. Это обусловлено малым числом реакций, в которых могут образовываться такие состояния. При этом в реакциях на радиоактивных пучках ионов область доступных энергий возбуждений ограничена несколькими МэВ [1, 2]. В такой ситуации эффективным методом исследования высоковозбужденных состояний является поглощение остановившихся пионов легкими ядрами [6–7]. Этот метод позволяет получить данные с высокой статической обеспеченностью в широком диапазоне энергий возбуждения, вплоть до 40 МэВ. При этом информация о структуре уровней конкретного изотопа может быть получена сразу в нескольких каналах реакции поглощения. Например, изотоп  ${}^7\text{He}$  образуются в следующих каналах реакции:  $\pi^- {}^9\text{Be} \rightarrow d^7\text{He}$ ,  $\pi^- {}^{10}\text{B} \rightarrow pd^7\text{He}$ ,  $\pi^- {}^{11}\text{B} \rightarrow p^7\text{He}$ ,  $\pi^- {}^{11}\text{B} \rightarrow dd^7\text{He}$ ,  $\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow p^4\text{He}^7\text{He}$ ,  $\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow d^3\text{He}^7\text{He}$  и  $\pi^- {}^{14}\text{C} \rightarrow t^4\text{He}^7\text{He}$ . Такое разнообразие реакций позволяет минимизировать систематические ошибки и улучшить достоверность полученных результатов.

В настоящей работе представлен обзор данных о высоковозбужденных ( $E_x > 8$  МэВ) состояниях тяжелых изотопов гелия  ${}^{6-9}\text{He}$  [7–10] и изотопов лития  ${}^{6-11}\text{Li}$  [7, 11, 12], полученных нами в реакциях поглощения остановившихся пионов легкими ядрами.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Поиск ядерных состояний проводился в спектрах недостающих масс (*ММ*), полученных в инклюзивных и корреляционных измерениях заряженных частиц, образованных при поглощении остановившихся пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$ ,  ${}^{12,14}\text{C}$ .

Эксперимент был выполнен на пионном канале низких энергий ускорительного комплекса LANL с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра [13]. Заряженные частицы (*p*, *d*, *t*,  ${}^3,4\text{He}$ ) регистрировались двумя телескопами, расположенными под углом  $180^\circ$  относительно друг друга. Полная толщина чувствительного слоя каждого телескопа ( $\cong 43$  мм) превышала пробег всех заряженных частиц, образованных в реакции.

Энергетическое разрешение для однозарядных частиц (*p*, *d*, *t*) было лучше 0.5 МэВ, для двухзарядных ( ${}^3,4\text{He}$ ) не превышало 2 МэВ. В корреляционных измерениях для пар однозарядных частиц разрешение по недостающим массам  $\Delta_{MM} \approx 1$  МэВ, для пар однозарядная и двухзарядная частицы —  $\Delta_{MM} \approx 3$  МэВ. Точность привязки абсолютной шкалы в инклюзивных и корреляционных измерениях составила 100 кэВ при регистрации однозарядных частиц и 200 кэВ при регистрации двухзарядных частиц.

Более подробно спектрометр и экспериментальная методика описаны в работах [6, 13].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изотопы гелия

Высоковозбужденные уровни  ${}^6\text{He}$  наблюдались нами в следующих каналах реакции:  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dt^6\text{He}$ ,  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pt^6\text{He}$  и  $\pi^{-9}\text{Be} \rightarrow t({}^6\text{He} \rightarrow tt)$ . Параметры наблюдаемых состояний представлены в табл. 1. Отметим, что в реакции  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow dd^6\text{He}$  высоковозбужденные состояния не были обнаружены. В качестве иллюстрации предложенного метода поиска на рис. 1 представлены спектры недостающих масс, полученных в реакциях на изотопах бора [7].

В реакции  $\pi^{-9}\text{Be} \rightarrow t({}^6\text{He} \rightarrow tt)$  удалось выделить канал с распадом  ${}^6\text{He}$  на два тритона [8]. Спектр *ММ* построенный для событий реакции с тремя тритонами в конечном состоянии представлен на рис. 2. Таким образом в этих измерениях удалось выделить резонансы в системе двух тритонов.

Относительно узкие резонансы наблюдаемые в наших измерениях, указывает на то, что эти состояния могут являться кластерными резонансными состояниями. Как следует из правила Икеды [14], кластерные резонансы проявляются вблизи порогов распада ядер. В наших измерениях наблюдается несколько состояний лежащих выше порогов распада  ${}^6\text{He} \rightarrow tt$  (12.3 МэВ),  ${}^6\text{He} \rightarrow tdn$  (18.7 МэВ),  ${}^6\text{He} \rightarrow tp2n$  (20.9 МэВ),  ${}^6\text{He} \rightarrow dd2n$  (25.1 МэВ) и  ${}^6\text{He} \rightarrow 2p4n$  (29.1 МэВ). Узкие резонансы наблюдались также

Таблица 1. Структура высоковозбужденных состояний изотопов  ${}^{6-9}\text{He}$

${}^6\text{He}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
9.3(2)	1.0(4)	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dt^6\text{He}, \pi^{-10}\text{B} \rightarrow pt^6\text{He}$
15.8(6)	1.1(6)	$\pi^{-9}\text{Be} \rightarrow t({}^6\text{He} \rightarrow tt)$
15.9(2)	3.2(7)	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dt^6\text{He}$
20.9(3)	3.2(6)	$\pi^{-9}\text{Be} \rightarrow t({}^6\text{He} \rightarrow tt)$
22.1(1.0)	2.7(1.4)	$\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pt^6\text{He}$
27.0(8)	2.5(1.1)	$\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pt^6\text{He}$
31.1(1.0)	6.9(2.3)	$\pi^{-9}\text{Be} \rightarrow t({}^6\text{He} \rightarrow tt)$
${}^7\text{He}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
17 (1)	$\sim 1$	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow p^4\text{He}^7\text{He}, \pi^{-11}\text{B} \rightarrow dd^7\text{He}$
21(1)	$\sim 2$	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dd^7\text{He}$
24.5(1.0)	$\sim 2$	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dd^7\text{He}$
${}^8\text{He}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
9.3(4)	1.7(3)	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow pd^8\text{He}$
11.5(4)	$\sim 1$	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow pd^8\text{He}$
12.2(3)	0.8(3)	$\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pp^8\text{He}$
${}^9\text{He}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
10.5(2)	1.5(5)	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow pp^9\text{He}$
$\approx 12.5$	$\approx 1$	$\pi^{-14}\text{C} \rightarrow p^4\text{He}^9\text{He}$

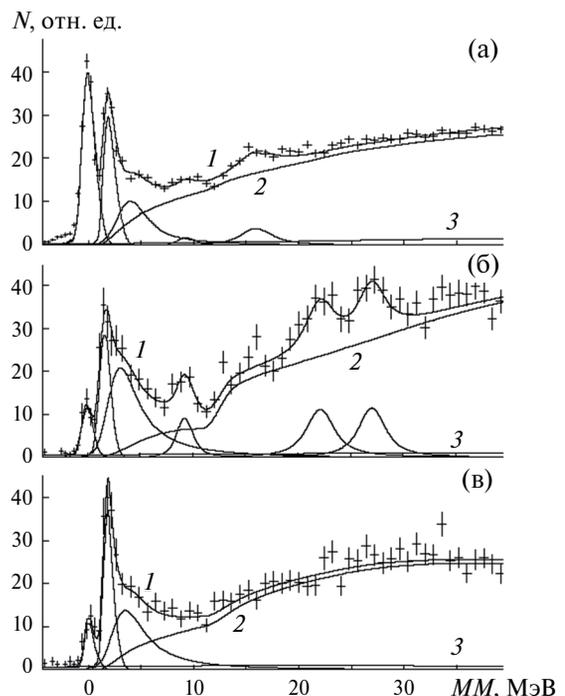
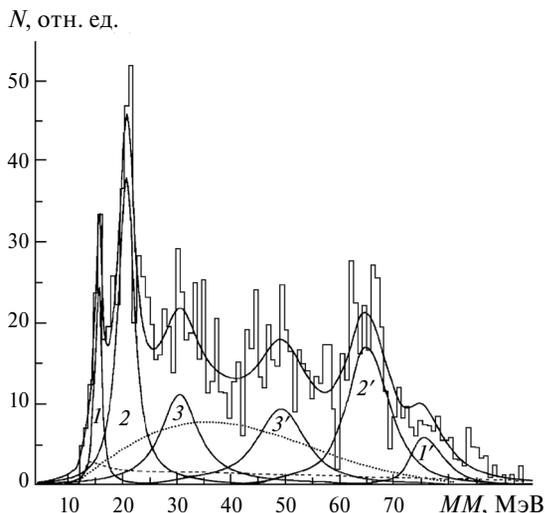


Рис. 1. Спектры *ММ* для реакций: а —  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dt^6\text{He}$ ; б —  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pt^6\text{He}$ ; в —  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow dd^6\text{He}$ . Точки с погрешностями — экспериментальные данные. Кривые представлены распределения Брейта—Вигнера; 1 — полное описание, 2 — суммарное распределение по фазовому объему, 3 — фон случайных совпадений.



**Рис. 2.** Спектр  $MM$ , полученный из энергетического спектра тритонов из реакции  $\pi^{-9}\text{Be} \rightarrow t(^6\text{He} \rightarrow tt)$ . За начало отсчета принята масса основного состояния  $^6\text{He}$ . Гистограмма — экспериментальные данные. Пунктирная линия — спектр, соответствующий квазисвободному поглощению пиона на внутриядерном кластере  $^6\text{Li}$ . Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейт—Вигнеру; 1, 2, 3 — вклады в спектр от тритонов, сопровождающих образование соответствующего состояния  $^6\text{He}$ ; 1', 2', 3' — вклады в спектр от распадных тритонов для соответствующих состояний  $^6\text{He}$ .

в двух ионных реакциях. В реакции  $^3\text{H}(\alpha, t)^1\text{H}$  при энергии  $E_\alpha = 67.2$  МэВ наблюдались два состояния со следующими резонансными параметрами ( $E_r, \Gamma$ ): (16.1(4) МэВ, 0.8(4) МэВ) и (18.3(2) МэВ, 1.1(3) МэВ) [15]. Оба эти состояния представляют тритон-тринтонный резонанс, но приведенные резонансные параметры отличаются от наших данных. В работе [16] в реакции  $^7\text{Li}(^3\text{He}, p^3\text{He})^6\text{He}$  при  $E = 120$  МэВ наблюдались два узких резонанса лежащих выше порога распада  $^6\text{He}$  на свободные нуклоны (32.0 МэВ, <2 МэВ) и (35.7 МэВ, <2 МэВ). Также в этой области нами наблюдается состояние с  $E_x = 31.1(1.0)$ , но значительно более широкое  $\Gamma = 6.9(2.3)$  МэВ. Шестичастичный резонанс вряд ли может быть таким узким, поэтому следует предположить, что эти высоковозбужденные резонансы, по-видимому, связаны с образованием мультинейтронных кластеров  $^3n$  или  $^4n$ .

Высоковозбужденные уровни  $^7\text{He}$  наблюдались нами в следующих каналах реакции:  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow p^4\text{He}^7\text{He}$  и  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow dd^7\text{He}$ . Параметры этих состояний представлены в табл. 1. Отметим, что в каналах  $p^{-9}\text{Be} \rightarrow dX$ ,  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pdX$ ,  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow ptX$ ,  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow p^4\text{HeX}$  и  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow d^3\text{HeX}$  высоковозбужденные состояния  $^7\text{He}$  не были обнаружены, что, по-видимому свидетельствует о селективности исследованных реакций. Заметим, что высоковозбужденные состояния  $^7\text{He}$  в реакции на изотопе  $^{11}\text{B}$  наблюдаются в канале ( $dd$ ) и отсутствуют

в канале ( $pt$ ), в то время как для образования высоковозбужденных состояний  $^6\text{He}$  на изотопе  $^{10}\text{B}$  ситуация противоположна. Отметим, что в области возбуждений 15—25 МэВ наблюдаются некоторые корреляции в структуре уровней  $^6\text{He}$  и  $^7\text{He}$ . Для  $^7\text{He}$  это указывает на возможность того, что эти возбужденные состояния являются резонансами в системе  $t + ^4\text{H}$ . Данные других экспериментальных работ о высоковозбужденных состояниях  $^7\text{He}$  отсутствуют [3—5].

Высоковозбужденные уровни  $^8\text{He}$  наблюдались нами в следующих каналах реакции:  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow pp^8\text{He}$  и  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow pd^8\text{He}$ . Параметры наблюдаемых состояний представлены в табл. 1. Отметим, что в каналах  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow dX$ ,  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow tX$ ,  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow ptX$ ,  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow d^4\text{HeX}$  и  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow t^3\text{HeX}$  высоковозбужденные состояния  $^8\text{He}$  не наблюдались. Отсутствие таких состояний в инклюзивных измерениях может быть связано с большой величиной импульса  $^7\text{He}$  ( $\sim 500$  МэВ/с), что приводит к подавлению образования слабосвязанных систем. Ошибки состояний с  $E_x = 11.5(4)$  МэВ и  $12.2(3)$  перекрываются, поэтому не исключено что в двух реакциях наблюдается одно и то же состояние. Заметим, что все состояния лежат ниже порога распада  $^8\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + ^3\text{H} + 2n$  (14.445 МэВ), поэтому их образование не может быть обусловлено возбуждением частичного кора. В других работах столь высокие возбуждения не наблюдались [3—5].

В структуре уровней  $^9\text{He}$  высоковозбужденные состояния наблюдались нами в двух каналах реакции:  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow pp^9\text{He}$  и  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow p^4\text{He}^9\text{He}$ . В канале  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow d^3\text{HeX}$  высоковозбужденные состояния  $^9\text{He}$  не были обнаружены, но следует отметить низкую статистическую обеспеченность данных в этих измерениях. Параметры наблюдаемых состояний представлены в табл. 1. Отметим, что как и для  $^8\text{He}$ , возбужденные состояния  $^9\text{He}$ , лежащие выше порога распада  $\alpha$ -частицы отсутствуют. В других работах столь высокие возбуждения не наблюдались [3—5].

В реакции  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow p^3\text{HeX}$  не было обнаружено указаний на существование высоковозбужденных состояний  $^{10}\text{He}$ . Однако следует отметить низкую статистическую обеспеченность данных, полученных в измерениях этого канала реакции.

### Изотопы лития

Интерес к высоковозбужденным состояниям изотопов лития обусловлен не только поиском кластерных резонансов, но и возможностью изучать изобар-аналоговые состояния тяжелых изотопов гелия.

В спектре недостающих масс реакции  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow t^6\text{Li}$  наблюдалось два высоковозбужденных состояния с резонансными параметрами ( $E_x, \Gamma$ ): (9.3(3) МэВ, 0.5(1) МэВ) и (18.1(2) МэВ, 3.0(5) МэВ). Первое из этих состояний возможно является изобар-аналогом  $^6\text{He}$  с параметрами (5.3(3) МэВ, 2(1) МэВ) [4].

В инклюзивных измерениях реакции  $p^{-10}\text{B} \rightarrow tX$  в спектре  ${}^7\text{Li}$  найдено два высоковозбужденных состояния  $E_x = 11.2(1)$  МэВ и  $13.5(3)$  МэВ, которые совпадают с положением изобар-аналогов основного и первого возбужденного состояний  ${}^7\text{He}$ . В пределах погрешностей измерения эти энергии возбуждения совпадают с данными компиляции [4] и работы [17]. В корреляционных измерениях реакции  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow dtX$  был обнаружен только один высоковозбужденный уровень с  $E_x = 10.3(1)$  МэВ. Близкое значение энергии возбуждения (10.25 МэВ) наблюдалось в работе [18].

Высоковозбужденные уровни  ${}^8\text{Li}$  наблюдались нами в следующих каналах реакции:  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow dd^8\text{Li}$  и  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow pt^8\text{Li}$ . Параметры этих состояний представлены в табл. 2. Отметим, что в инклюзивных измерениях реакций  $\pi^{-10}\text{B} \rightarrow dX$  и  ${}^{-11}\text{B} \rightarrow tX$  высоковозбужденные состояния  ${}^8\text{Li}$  не были обнаружены. Значения энергий возбуждения с  $E_x \leq 10$  МэВ в пределах погрешностей измерений совпадают с данными мировой компиляции [3–5]. Более высокие возбуждения были найдены только в наших измерениях.

В силу изотопической инвариантности, все состояния, наблюдаемые в реакции  $p^{12}\text{C} \rightarrow dd^8\text{Li}$ , имеют изоспин  $T = 1$ , и поэтому не могут быть изобар-аналоговыми состояниями изотопа гелия  ${}^8\text{He}$ . В реакции  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow pt^8\text{Li}$  допустимы два значения изоспина  $T = 1$  и  $2$ , однако мы не наблюдали изобар-аналога  ${}^8\text{He}$  с  $E_x = 10.8$  МэВ [5]. Следует отметить, что состояния с  $E_x = 11.2(2)$  МэВ и  $13.5(1)$  МэВ лежат вблизи порогов распада  ${}^8\text{Li}^* \rightarrow {}^4\text{He} + d + 2n$  (10.8 МэВ) и  ${}^8\text{Li}^* \rightarrow {}^4\text{He} + p + 3n$  (13.0 МэВ). Это может служить указанием на то, что наблюдаемые состояния являются многочастичными кластерными резонансами.

Высоковозбужденные уровни  ${}^9\text{Li}$  наблюдались нами в следующих каналах реакции:  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow d^9\text{Li}$  и  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow pd^9\text{Li}$ . Параметры этих состояний представлены в табл. 2. В реакции  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow dtX$  высоковозбужденные состояния не наблюдались. Отметим,

что состояние с  $E_x = 9.1(2)$  МэВ лежит вблизи порога распада  ${}^9\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He} + t$  (7.59 МэВ), и поэтому может представлять собой кластерный резонанс. В наших измерениях не найдено указаний на существовании возбужденных состояний в диапазоне  $16 \text{ МэВ} < E_x < 19 \text{ МэВ}$ , наблюдаемых в работе [19].

Теоретическое рассмотрение кластерных резонансов в системе  ${}^6\text{He} + t$  было выполнено в работе [20]. В области  $8.6 \text{ МэВ} < E_x < 11.6 \text{ МэВ}$  предсказано существование четырех уровней со спин-четностями  $J^P = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ , и  $7/2^-$  (к сожалению, значения энергий возбуждения были представлены только в графическом виде). Можно предположить, что обнаруженное состояние (9.1 МэВ) имеет  $J^P = 1/2^-$  или  $3/2^-$ , а состояние (10.5 МэВ) имеет  $J^P = 5/2^-$  или  $7/2^-$ .

Высоковозбужденные уровни  ${}^{10}\text{Li}$  наблюдались нами в следующих каналах реакции:  $\pi^{-11}\text{B} \rightarrow p^{10}\text{Li}$  и  $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow pp^{10}\text{Li}$ . Параметры наблюдаемых состояний представлены в табл. 2. В реакциях  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow ptX$  и  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow ddX$  указаний на обнаружение высоковозбужденных состояний  ${}^{10}\text{Li}$  не было найдено.

Порог распада  ${}^{10}\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He} + t + n$ , равный 7.6 МэВ, лежит ниже наблюдаемых уровней в наших измерениях. В такой ситуации можно предположить, что эти состояния представляют собой резонансы в системах  ${}^7\text{He} + t$  или  ${}^6\text{He} + {}^4\text{He}$ .

Высоковозбужденные состояния  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{Li}$  в измерениях каналов  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow pdX$  и  $\pi^{-14}\text{C} \rightarrow ppX$ , соответственно, не были обнаружены. Возможно, это связано с низкой статической обеспеченностью полученных данных.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Образование высоковозбужденных состояний ( $E_x > 8$  МэВ) нейтронно-избыточных изотопов гелия и лития исследовалось в реакциях поглощения остановившихся пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$  и  ${}^{12,14}\text{C}$ . Для большинства ядер в этих измерениях получены рекордные, по сравнению с мировыми данными, энергии возбуждения. Несколько из наблюдаемых состояний изотопов лития идентифицированы, как изобар-аналоговые состояния изотопов гелия. В спектрах изотопов гелия и лития найдены кандидаты на кластерные резонансы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSWU-2023-0073).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tanihata I., Savajols H., Kanungo R. // Progr. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 68. P. 215.
2. Ленионжкевич Ю.Э., Калтакчиева Р.Г. Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016. 393 с.

**Таблица 2.** Структура высоковозбужденных состояний изотопов  ${}^{8-10}\text{Li}$

${}^8\text{Li}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
9.0(1)	1.5(1)	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow dd^8\text{Li}$
9.4(2)	0.5(1)	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow pt^8\text{Li}$
11.2(2)	0.4(2)	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow dd^8\text{Li}$
13.5(1)	1.5(1)	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow dd^8\text{Li}$
17.5(3)	0.8(3)	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow dd^8\text{Li}$
${}^9\text{Li}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
9.1(2)	0.5(1)	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow d^9\text{Li}$
$\approx 10.5$	$\approx 0.6$	$\pi^{-12}\text{C} \rightarrow pd^9\text{Li}$
${}^{10}\text{Li}$		
$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция
7.8(2)	$\approx 0.5$	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow p^{10}\text{Li}, \pi^{-12}\text{C} \rightarrow pp^{10}\text{Li}$
$\approx 10.1(1)$	$\approx 2$	$\pi^{-11}\text{B} \rightarrow p^{10}\text{Li}$

3. *Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L. et al. // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 86.*
4. *Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.*
5. *Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Чернышев Б.А. и др. // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40. С. 1063; Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Chernyshev B.A. et al. // Phys. Part. Nucl. 2009. V. 40. P. 558.*
6. *Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В. и др. // Ядерн. физика. 2016. Т. 79. № 4. С. 338; Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Lapushkin S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. No. 4. P. 525.*
7. *Гуров Ю.Б., Карпукhin В.С., Лапушкин С.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 1. С. 3; Gurov Yu.B., Karpukhin V.S., Lapushkin S.V. et al. // JETP Lett. 2006. V. 84. No. 1. P. 1.*
8. *Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Леонова Т.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 503; Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Leonova T.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 479.*
9. *Chernyshev B.A., Gurov B.A., Leonova T.I. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. No. 4. P. 454.*
10. *Chernyshev B.A., Gurov B.A., Karpukhin V.S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2013. V. 49. P. 68.*
11. *Chernyshev B.A., Gurov B.A., Karpukhin V.S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 150.*
12. *Gornov M.G., Gurov Yu.B., Lapushkin S.V. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2000. V. 446. P. 461.*
13. *Ikeda K., Tagikawa N., Horiuchi H. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1968. V. E86. P. 464.*
14. *Povoroznyk O.M., Gorpinich O.K., Jachmenjov O.O. et al. // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. Art. No. 064330.*
15. *Franke R., Kochskamper K., Steinheuer B. et al. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. No. 3. P. 351.*
16. *Siddiqui S.A., Dytlewski N., Thies H.H. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 458. P. 387.*
17. *Bassalleck B., Klotz W.-D., Takeuchi F. et al. // Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 1526.*
18. *Rogachev G.V., Goldberg V.Z., Kolata J.J. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. Art. No. 041603R.*
19. *Kanada-En'yo Y., Suhara T. // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. Art. No. 024303.*

## High-excited states of neutron-rich isotopes of light nuclei

**Yu. B. Gurov<sup>1,2</sup>, V. G. Sandukovsky<sup>2</sup>, M. V. Tel'kushev<sup>1</sup>, B. A. Chernyshev<sup>1,\*</sup>**

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

<sup>2</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia*

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

The formation of high-excited states ( $Ex > 8$  MeV) of neutron-rich isotopes of helium and lithium was studied in the absorption reactions of stopped pions by nuclei  $^9\text{Be}$ ,  $^{10,11}\text{B}$  and  $^{12,14}\text{C}$ . For most nuclei, the results were obtained in several reaction channels at once. Candidates for cluster resonances and isobar-analog states have been observed.

*Keywords:* stopped pion absorption, neutron-rich isotopes of light nuclei, high-excited states

УДК 539.17:621.039

**О РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ НЕЙТРОНОВ ИЗ ( $\gamma$ ,  $n$ )-РЕАКЦИЙ  
ПО ЭНЕРГИИ И УГЛАМ НА  $\gamma$ -ПУЧКАХ  
ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ  $E_\gamma \lesssim 40$  МэВ**  
© 2024 г. А. М. Лапик<sup>1</sup>, С. С. Бельшев<sup>2</sup>, В. В. Варламов<sup>3</sup>, Л. З. Джилавян<sup>1,\*</sup>, А. А. Кузнецов<sup>2,3</sup>,  
А. Л. Полонский<sup>1</sup>, А. В. Русаков<sup>1</sup>, В. И. Шведунов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>3</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт  
ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

\* e-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Для изучения E1 гигантского резонанса в ядрах важны исследования структур распределений по энергии и углам испускания быстрых нейтронов из ( $\gamma$ ,  $n$ )-реакций. В работе рассмотрены некоторые особенности таких исследований на пучках  $\gamma$ -квантов обратного комптоновского рассеяния с малыми разбросами  $\gamma$ -квантов по энергии, углам, поперечным размерам, длительности и поляризации в этих пучках. При этом предполагается применение спектрометров быстрых нейтронов с использованием и амплитудных, и времяпролетных данных.

*Ключевые слова:* комптоновское рассеяние лазерных фотонов на пучках ускоренных электронов, гигантские E1 резонансы в атомных ядрах

DOI: 10.31857/S0367676524080028, EDN: ORWGQX

## ВВЕДЕНИЕ

Мультипольные гигантские резонансы (ГР) проявляются в ядерных реакциях с разными пробными частицами. ГР (особенно низших мультипольностей) — одни из простейших типов коллективных движений в ядрах и рассматриваются как обязательный “испытательный полигон” для выработки адекватных представлений о физике ядра.

Большая привлекательность для экспериментальных исследований ГР (особенно изовекторных ГР) у пробных частиц, для которых взаимодействие с ядром можно рассматривать как чисто электромагнитное (например, для реальных фотонов в фотоядерных реакциях или виртуальных фотонов при неупругом рассеянии электронов на атомных ядрах [1]). Причина в том, что это взаимодействие наиболее изучено и в то же время достаточно слабое, чтобы пренебрегать частью сопутствующих процессов, например, многократным рассеянием пробника внутри ядра (в отличие от адронных пробников, например  $\alpha$ -частиц, для которых такие эффекты существенно

затрудняют интерпретацию результатов). Относительная слабость электромагнитного взаимодействия позволяет в рассмотрении использовать методы теории возмущений, и для электромагнитных пробников в сравнении с иными характерна большая роль ГР по отношению к другим процессам. Благодаря этому реальные фотоны позволили впервые экспериментально обнаружить ГР, а затем они длительное время являлись единственным инструментом для изучения ГР, но и теперь привлекательность исследований ГР с реальными фотонами остается весьма высокой.

К настоящему времени в связи с развитием как теории, так и экспериментальной техники наиболее востребованы для дальнейшего развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса (E1 ГР) в атомных ядрах исследования не только процессов возбуждения E1 ГР, но и его девозбуждения с заселением основного и низлежащих состояний дочерних ядер. Для реакций с испусканием нуклонов, включая, в частности, изучение распределений по энергии и углам испускания быстрых нейтронов, образующихся в парциальных

реакциях под действием и реальных, и виртуальных фотонов рассматривался, например, проект [2], направленный на исследования девозбуждения ГР низших мультипольностей в реакциях эксклюзивного неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах. В полной мере эти соображения относятся и к парциальным ( $\gamma, n$ )-реакциям (см. об этом, например, в [3]). Есть ранние исследования ( $\gamma, n$ )-реакций, показавшие наличие узких особенностей в структуре сечений этих реакций в зависимости от энергии падающих  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  (начиная от порогов реакций  $E_{\text{порог}}$ ) и спектров энергий испускаемых быстрых нейтронов при девозбуждении превалирующего Е1 ГР и на средних [3], и на тяжелых ядрах [4]. Как отмечено в [5], для таких исследований очень привлекательны измерения на разрабатываемых  $\gamma$ -пучках обратного комптоновского рассеяния [6] из-за малых разбросов по энергии, поперечным размерам, углам направленности, а также длительности и поляризации в таких пучках.

В настоящей работе рассматриваются некоторые вопросы таких исследований с применением системы спектрометров быстрых нейтронов, использующих и амплитудные, и времяпролетные данные.

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЕКТИРУЕМОГО $\gamma$ -ИСТОЧНИКА ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Проект импульсного комптоновского  $\gamma$ -источника обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на ультрарелятивистских электронах для исследований фотоядерных реакций в области энергий  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  от нескольких МэВ до  $\approx 40$  МэВ предложен в рамках проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) «Ядерная и радиационная физика» (направление 6.5.1) [1]. Этот проект базируется на разрабатываемом каскаде импульсных линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) с выходной энергией электронов до  $E_{e, \text{макс}} = 750$  МэВ, работающих в одноступковом режиме и без ускорителя-накопителя на выходе этого каскада.

В инжекторе указанного каскада предполагается фотоэлектронная эмиссия под воздействием специального инжекторного лазера с длительностью импульса  $\tau \sim 10^{-12}$  с. На выходе каскада ступок ускоренных электронов претерпевает лобовое столкновение со ступком фотонов из основного лазера, у которого на основной гармонике энергия падающих фотонов  $E_{ph} \approx 1,2$  эВ [и  $E_{ph} \approx 4,8$  эВ на четвертой гармонике этого лазера, предполагаемой к использованию при энергиях рассеянных назад комптоновских  $\gamma$ -квантов, близких к максимально достижимым (до  $\sim 40$  МэВ)]. Далее для выделения пучка квазимонохроматических комптоновских  $\gamma$ -квантов используется по оси пучка электронов на расстоянии  $S \approx 10$  м от места встречи пучков электронов и лазерных фотонов коллиматор диаметром  $d = 1,5$  мм. Ожидаемые параметры такого комптоновского источника  $\gamma$ -квантов даны в табл. 1.

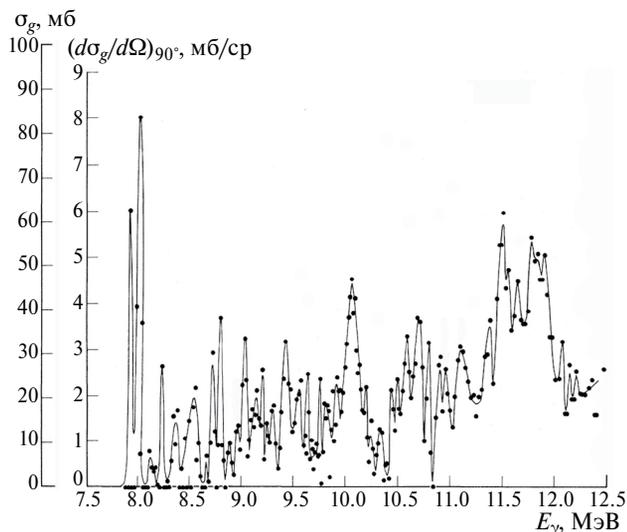
**Таблица 1.** Параметры источника комптоновских  $\gamma$ -квантов на каскаде ЛУЭ с  $E_{e, \text{макс}} \sim 750$  МэВ при  $S \approx 10$  м

Возможность поляризации $\gamma$ -квантов	Есть
Частота повторения импульсов, $\text{с}^{-1}$	До $10^3$
Длительность импульса $\tau$ , с	$\sim 10^{-12}$
Диаметр коллиматора, мм	1.5
Угол коллимации, мкрад	72.5
$E_\gamma$ , МэВ	До $\approx 40$
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$	$\approx 0.5\%$
$N_\gamma$ , $\text{с}^{-1}$	До $10^7$

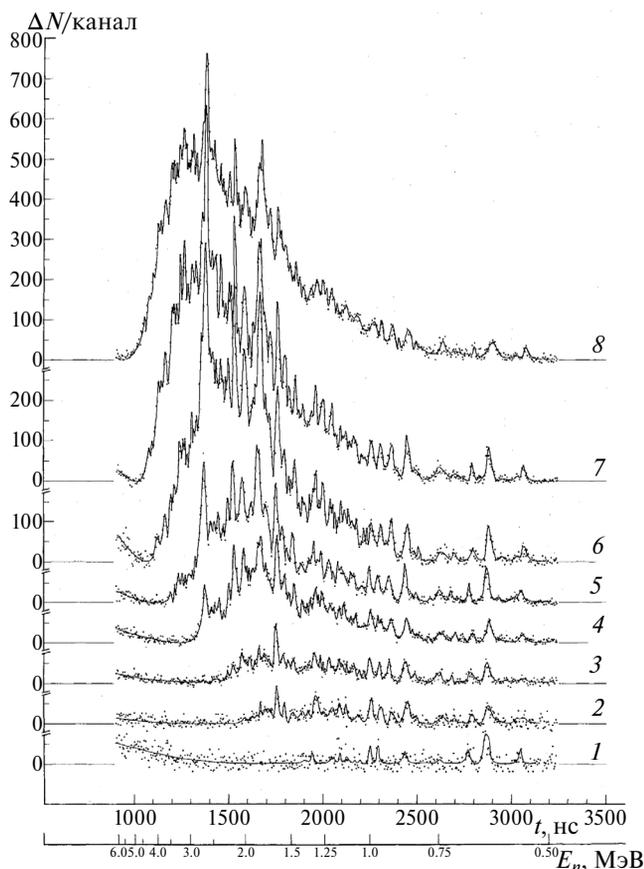
### ПРЕДЫДУЩИЕ ПОПЫТКИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Соображения о важности изучения девозбуждения ядер при  $E_\gamma$  от  $E_{\text{порог}}$  до  $\sim 40$  МэВ усиливаются из-за наличия весьма интересных узких структурных особенностей при исследованиях спектров быстрых фотонейтронов по их энергиям, проведенных на пучках тормозных  $\gamma$ -квантов усилиями двух групп в Оттаве (на импульсном ЛУЭ, Division of Physics, National Research Council of Canada) и в Москве (на импульсном электронном синхротроне С-3 ИЯИ РАН) (см. соответственно [4] и [3] и содержащиеся там ссылки).

В [4] применялся спектрометр быстрых нейтронов по времени пролета с откаченным нейтронородом (длина  $L = 31.2$  м), идущим под углом  $\theta \approx 90^\circ$  к направлению образуемого в Та- радиаторе (толщина 0,05 мм)  $\gamma$ -пучка с импульсами длительностью (6; 10; 20) нс и частотой повторения  $720 \text{ с}^{-1}$ . В мишени из обогащенного свинца ( $\varnothing 15$  см, толщина 4.5 мм) содержалось:  $^{208}\text{Pb}$  91% и  $^{207}\text{Pb}$  7%. Детектор нейтронов — пластиковый сцинтиллятор ( $\varnothing 30$  см, толщина 76 мм) защищенный от  $\gamma$ -вспышки спереди В1-пластинкой (толщиной 1 см) и «просматриваемый» фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Авторы утверждали, что смогли выделить более 50 пиков в спектрах быстрых нейтронов при энергиях  $0.4 \text{ МэВ} < E_n < 4 \text{ МэВ}$  для реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$  и переходов из начальных возбужденных состояний материнских ядер  $^{208}\text{Pb}$  к основному ( $g$ ) и двум первым возбужденным состояниям дочерних ядер  $^{207}\text{Pb}$  с нахождением коэффициентов ветвления. На рис. 1 из [4] представлены зависимости от  $E_\gamma$  дифференциального сечения  $(d\sigma_g / d\Omega)_{90^\circ}$  образования в этой реакции быстрых нейтронов с  $E_n > 520 \text{ keV}$  при  $\theta \approx 90^\circ$ , приводящих к заселению основного состояния  $^{207}\text{Pb}$ . Дополнительная шкала по оси ординат на рис. 1 дана для оцененного полного по углам сечения  $\sigma_g$  (левая шкала с примерной точностью  $\pm 10\%$ ) для этой реакции. На рис. 2 даны из [4] спектры нейтронов, приводящих к заселению основных состояний  $^{207}\text{Pb}$  для реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$ , в зависимости от времени пролета  $t$  и энергии нейтронов  $E_n$  (нелинейная шкала) для указанного набора значений верхней границы энергий тормозных  $\gamma$ -квантов



**Рис. 1.** Зависимости от  $E_\gamma$  измеренных  $(d\sigma_g / d\Omega)_{90^\circ}$  и оцененных  $\sigma_g$  (левая шкала с примерной точностью  $\pm 10\%$ ) для реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$  при энергиях нейтронов  $E_n > 520$  кэВ [4].



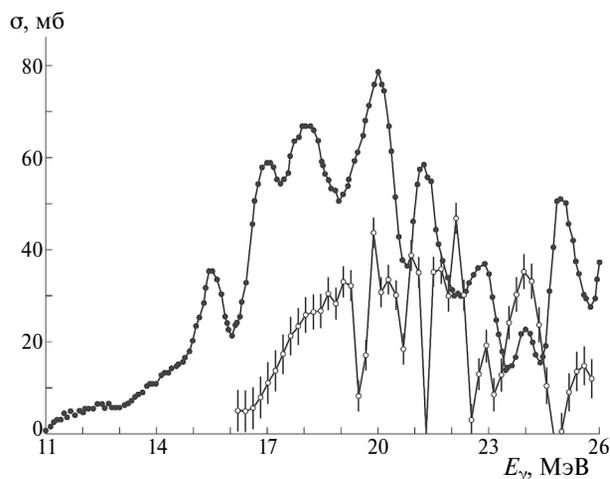
**Рис. 2.** Спектры нейтронов [4], дающих заселение основных состояний  $^{207}\text{Pb}$  для реакции  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$ , в зависимости от времени пролета  $t$  и энергии нейтронов  $E_n$  (нелинейная шкала) для различных верхних границах энергий тормозных  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma \text{ макс}}$ : 8.8 (1); 9.4 (2); 9.9 (3); 10.4 (4); 10.9 (5); 11.5 (6); 12.0 (7); 12.5 (8).

$E_{\gamma \text{ макс}}$ . В спектрах авторы выделили 26 пиков и пытались выделить вклады изоскалярного электрического квадрупольного (E2) ГР.

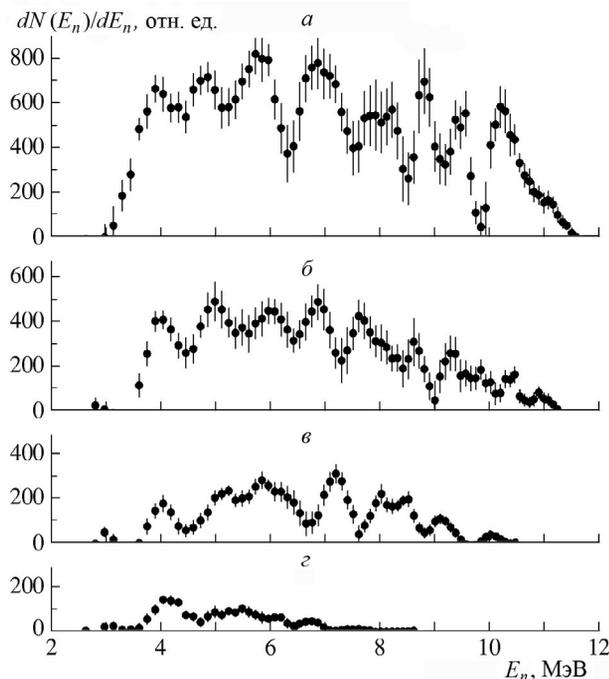
В [3] применен основанный на измерениях амплитуд сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов на базе стильбенового детектора ( $\varnothing 50$  мм, толщина 50 мм), сочлененного с ФЭУ. При этом для отделения фона от  $\gamma$ -квантов использовалась дискриминация по форме импульса (ДФИ, см. подробнее о работе этого спектрометра на импульсных ускорителях электронов в [7, 8]). В [3] проведены исследования образования быстрых нейтронов с  $E_n > 3.7$  МэВ в реакции  $(\gamma, n)$  на ядрах  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{51}\text{V}$ . Здесь приводятся в качестве примера результаты только для  $^{51}\text{V}$ , для которого применялась металлическая мишень толщиной  $16.7 \text{ г} \times \text{см}^{-2}$  естественного изотопного состава ( $^{51}\text{V} - 99.75\%$ ). Детекторы нейтронов были расположены под углом  $\theta \approx 135^\circ$  к направлению  $\gamma$ -пучка.

На рис. 3 представлены сечения образования в реакции  $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$  нейтронов как с энергиями  $E_n > 3,7$  МэВ (открытые кружки), измеренные в [3], так и с  $E_n > 0$  из [9] (закрытые кружки), последние взяты для сопоставления. Для измеряемых спектров быстрых нейтронов в [3] проводилось вычитание составляющих, рассчитанных по статистической модели с подогнанными параметрами. На рис. 4 представлены полученные после такого вычитания спектры нейтронов из реакции  $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$  [3], измеренные при указанных верхних границах тормозного спектра  $E_{\gamma \text{ макс}}$ .

У работ [3] и [4] есть свои серьезные сложности и недостатки. Как уже указывалось, обе работы проводились на пучках тормозного излучения со сплошным спектром  $\gamma$ -квантов, требующим для получения информации, относящейся к монохроматическим  $\gamma$ -квантам, решения обратной задачи. При этом, если в [3] разброс  $E_{\gamma \text{ макс}}$  был  $\sim 10$  кэВ и использовалось



**Рис. 3.** Зависимости от  $E_\gamma$  измеренных сечений испускания нейтронов в реакции  $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$  с энергией нейтронов  $E_n > 0$  [9] (закрытые кружки) и  $E_n > 3.7$  МэВ [3] (открытые кружки).



**Рис. 4.** Спектры нейтронов из реакции  $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$  [3] без рассчитанного по статистической модели «вклада», измеренные при различных верхних границах тормозного спектра  $E_{\gamma \text{ макс}}$ : 25.5 (а); 23.0 (б); 21.0 (в); 18.5 МэВ (г).

современное представление спектров тормозных  $\gamma$ -квантов [10], то в [4] разброс  $E_{\gamma \text{ макс}}$  был на порядок больше из-за довольно толстого радиатора и большого разброса энергий пучка электронов ( $\pm 4\%$ ), и использовалось представление Шиффа для спектров тормозных  $\gamma$ -квантов [11], в котором значительно «обеднено» содержание  $\gamma$ -квантов вблизи их верхней границы по энергии, что наиболее существенно при выделении узких структурных особенностей в сечениях реакций [12]. Кроме того, если в [3] при решении такой обратной задачи использован весьма разработанный метод регуляризации (а также для контроля метод редукции), то в [4] — внушающий большие сомнения метод разности фотонов с двумя энергиями электронов на одном и том же радиаторе [13]. С другой стороны, у спектрометра нейтронов в [3] были серьезные характерные для стильбенового детектора сложности с функцией отклика, затрудняющие решения своей обратной задачи (по энергиям нейтронов). Тем не менее, наличие узких структурных особенностей в спектрах и сечениях образуемых нейтронов в [3] и особенно в [4] (несмотря на указанные возможные причины искажений результатов) очень интересно для понимания физики ГР в атомных ядрах. Но важна достоверность, а для этого нужны прецизионные исследования. Достоинства

пучков  $\gamma$ -квантов от проектируемого источника (см. табл. 1) весьма привлекательны для таких исследований. Представляется также, что измерения угловых распределений испускаемых быстрых нейтронов с использованием возможной поляризации проектируемого  $\gamma$ -пучка могут существенно увеличить информативность таких экспериментов.

## МЕТОДИКА ПРЕДЛАГАЕМЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Предлагаемые эксперименты используют систему спектрометров быстрых нейтронов, в которых измеряются и время пролета нейтронов, и амплитуды вызванных ими сцинтилляций. В качестве детекторов нейтронов предлагаются герметичные кюветы ( $\varnothing 50$  мм, толщина 50 мм), «сочлененные» с ФЭУ и заполненные жидким сцинтиллятором, например, типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства и пригодным для ДФИ). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом  $R = 1$  м, имеющей свой центр на оси  $\gamma$ -пучка (для  $E_n = 0.4$  МэВ  $t \cong 114.3$  нс, а для  $E_n = 12$  МэВ  $t \cong 20.87$  нс). Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси  $\gamma$ -пучка и проходящей через центр мишени. Ось каждой кюветы идет из центра мишени. Телесный угол, стягиваемый каждым детектором, составляет  $\Omega \approx 2 \times 10^{-3}$  ср. Эффективность регистрации нейтронов используемыми детекторами  $\varepsilon$  зависит от энергии нейтронов  $E_n$ . При этом  $\varepsilon(E_n = 12 \text{ МэВ}) \sim 0.1$  [14].

Параметры пучка позволяют использовать физические мишени малых поперечных размеров (вплоть до  $\varnothing 1.6$  мм). Толщину же мишеней определяет ослабление потока падающих  $\gamma$ -квантов по этой толщине (см., например, [15]). Например, для свинцовых мишеней можно ограничиться их толщиной такой же, как в [4], то есть  $\sim 4.5$  мм (но у нас с массой  $m \sim 0.1$  г). Такие малые размеры и масса мишени, с одной стороны, делают более доступными обогащенные мишени (например, свинцовые, обогащенные изотопом  $^{208}\text{Pb}$ ), а с другой стороны, ослабляют искажения потоков и спектров быстрых нейтронов, образуемых в мишенях и испускаемых из них.

## ОЦЕНКИ ДЛЯ ПРЕДЛАГАЕМЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА $^{208}\text{Pb}$

Оценим  $N_{n \text{ рег}}$  — ожидаемое число зарегистрированных быстрых нейтронов с энергией  $E_n = 12$  МэВ, испускаемых из материнских ядер  $^{208}\text{Pb}$  и приводящих к заселению основных состояний в дочерних ядрах  $^{207}\text{Pb}$ , в одном предлагаемом детекторе от одного импульса  $\gamma$ -квантов обратного комптоновского рассеяния [6] при их энергии  $E_g \cong 20.1$  МэВ:

$$N_{n \text{ рег}} \sim N_{\gamma \text{ имп}} \cdot \left( \frac{d\sigma_g}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot N_A \cdot \frac{X_{\text{Pb}} \rho_{\text{Pb}}}{M_{\text{Pb}}} \approx 1.5 \times 10^4 \text{ имп}^{-1},$$

где:  $N_{\gamma \text{ имп}} \sim 10^4 \text{ имп}^{-1}$  — количество таких  $\gamma$ -квантов в импульсе длительностью  $\sim 2 \times 10^4 \text{ пс}$ ;  
 $\left(\frac{d\sigma_g}{d\Omega}\right)_{90^\circ} \approx 5 \times 10^{-27} \text{ см}^2 \text{Хср}^{-1}$ ;  $\Omega \approx 2 \times 10^{-3} \text{ ср}$ ;  $\varepsilon \sim 0.1$ ;  
 $N_A \cong 6.022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  — число Авогадро;  $x_{\text{Pb}} \sim 0.45 \text{ см}$  — толщина Pb-мишени;  $\rho_{\text{Pb}} \cong 11.35 \text{ г} \times \text{см}^{-3}$  — плотность Pb-мишени;  $M_{\text{Pb}} \approx 208 \text{ г} \times \text{моль}^{-1}$  — грамм-моль Pb-мишени.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ и приближенные оценки показывают значительную перспективность исследований распределений быстрых нейтронов из  $(\gamma, n)$ -реакций по их энергии и углам испускания на проектируемом комптоновском источнике квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов в области E1 ГР. Надо отметить, что довольно высокая интенсивность рассматриваемых разрабатываемых  $\gamma$ -пучков при низком ожидаемом фоне электронов открывает новые возможности для изучения и фотопротонных реакций.

Выполнение настоящей работы было поддержано в рамках проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) № 6 «Ядерная и радиационная физика», направление 6.5.1.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Woude A., van der* // In International review of nuclear physics. V. 7. Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei. Singapore: World Scientific, 1991. P. 99.
2. *Гуревич Г.М., Джилавыян Л.З., Долбилкин Б.С. и др.* Проект программы исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия с максимальной энергией ускоренных электронов 175 Мэ В. Препринт ИЯИ РАН. П-1040. Москва, 2000. 83 с.
3. *Вербицкий С.С., Лапик А.М., Ратнер Б.С. и др.* // Ядерн. физика. 2009. Т. 72. С. 420; *Verbitsky S.S., Lapik A.M., Ratner B.S. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 387.
4. *Sherman N.K., Ferdinande H.M., Lokan K.H., Ross C.K.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1215.
5. *Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавыян Л.З. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2023. Т. 78. № 3. С. 2330204; *Belyshev S.S., Varlamov V.V., Dzhilavyan L.Z. et al.* // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78. No. 3. Art. No. 2330204.
6. *Шведун В.И., Ермаков А.Н., Артюков И.А., et al.* Разработка источника комптоновского излучения для исследований в области биологии медицины, материаловедения, быстропротекающих процессов, ядерной физики. Отчет о НИР. НИИЯФ МГУ. Москва, 2022. 111 с.
7. *Джилавыян Л.З., Лапик А.М., Недорезов В.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 468; *Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No 4. P. 356.
8. *Джилавыян Л.З., Лапик А.М., Недорезов В.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 552; *Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No 4. P. 455.
9. *Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1969. Т. 33. С. 1736.
10. *Seltzer S.M., Berger M.J.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
11. *Schiff L.I.* // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 252.
12. *Джилавыян Л.З.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. С. 581; *Dzhilavyan L.Z.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. P. 537.
13. *Sherman N.K.* // В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды IV семинара. М.: Наука, 1979. С. 149.
14. *Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А.* Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). М.: Атомиздат, 1971. 136 с.
15. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. М.: Иноиздат, 1956. 491 с.; *Heitler W.* The quantum theory of radiation. Oxford: The Clarendon Press, 1954.

## On distributions of neutrons from $(g, N)$ -reactions in energy and angles on g-beams of backward Compton scattering at $E\gamma \lesssim 40$ MeV

A. M. Lapik<sup>1</sup>, S. S. Belyshev<sup>2</sup>, V. V. Varlamov<sup>3</sup>, L. Z. Dzhilavyan<sup>1,\*</sup>, A. A. Kuznetsov<sup>2, 3</sup>,  
A. L. Polonski<sup>1</sup>, A. V. Rusakov<sup>1</sup>, V. I. Shvedunov<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Moscow, 119991, Russia

<sup>3</sup> Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Nuclear Physics Institute, Moscow, 119234, Russia

\* e-mail: dzhil@inr.ru

To study the E1 giant resonance in atomic nuclei, it is important to study distributions of energy and emission angles of fast neutrons from  $(\gamma, n)$ -reactions. The paper considers some features of such studies on beams of  $\gamma$ -quanta of backward Compton scattering with small spreads of their energy, angles, transverse dimensions, duration, and polarization in these beams. In this case, it is assumed that fast neutron spectrometers will be used using both amplitude and time-of-flight data.

*Keywords:* Compton scattering of laser photons by beams of accelerated electrons, E1 giant resonances in atomic nuclei

УДК 539.14

## ОБРАЗОВАНИЕ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ В «ЖИВОЙ» КРЕМНИЕВОЙ МИШЕНИ

© 2024 г. Ю. Б. Гуров<sup>1,2,\*</sup>, С. А. Евсеев<sup>1</sup>, С. В. Розов<sup>1</sup>, В. Г. Сандуковский<sup>1</sup>, Б. А. Чернышев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

\*e-mail: gurov54@mail.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Измерены спектры дейтронов и тритонов при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов на “живой” мишени — аналог мишени  $^{28}\text{Si}$ . Показано, что применение данной методики позволяет выделить “прямые” механизмы образования дейтронов и тритонов. Получена оценка доли этих частиц в полных выходах, которая составила ~ 30 %.

*Ключевые слова:* поглощение пионов, “живая” мишень, Si-детектор, дейтроны, тритоны, инклюзивные спектры, “первичные” частицы

DOI: 10.31857/S0367676524080033, EDN: ORVMYD

### ВВЕДЕНИЕ

Эмиссия нуклонов, образующихся при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами, может быть объяснена на основе двух-нуклонного механизма поглощения с учетом последующих вторичных процессов [1, 2]. Ситуация с происхождением сложных частиц ( $d$ ,  $t$ ) менее ясна. Образование этих частиц может происходить как в результате поглощения пиона на более сложных кластерах (например,  $^{3,4}\text{He}$ ), так и в результате вторичных процессов после двух-нуклонного поглощения. Среди этих стадий реакции поглощения можно выделить процессы выбивания, коалесценции (слияния), подхвата на поверхности ядра и испарения, которое происходит при достижении остаточным ядром термодинамического равновесия.

Сложность выделения вклада отдельных механизмов в образование сложных частиц обусловлена тем, что различные модели практически с одинаковой степенью достоверности воспроизводят инклюзивные спектры частиц, образующихся в реакции поглощения. Более отчетливо механизмы реакции проявляются в корреляционных данных по вылету двух частиц под углами близкими к  $180^\circ$ . Но для всех ядер, кроме самых легких, вероятность вылета первичных частиц без вторичных взаимодействий мала, что делает затруднительным распространение результатов, полученных в этих измерениях, на всю реакцию в целом. В такой ситуации представляет

интерес использование корреляционных данных “энергия частицы — энергосодержание в мишени”, позволяющих получить информацию обо всем процессе поглощения в целом. С этой целью в измерениях в качестве мишени используется кремниевый детектор (“живая” мишень). Возможность использования этого метода для выделения вклада различных механизмов была продемонстрирована нами в работе [3] при описании данных по эмиссии протонов.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был выполнен на синхротроне НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ с помощью полупроводникового спектрометра [4]. Пионный пучок с импульсом 100 МэВ/с тормозился графитовым замедлителем, после чего проходил через мониторинговую систему [4], представляющую собой два кремниевых (Si) детектора толщиной ~ 300 мкм, и останавливался в мишени. Мишень располагалась под углом  $45^\circ$  к пучку и представляла собой пластинку из исследуемого материала толщиной ~ 0.1 г/см<sup>2</sup>. В качестве “живой” мишени устанавливался Si-детектор (аналог мишени  $^{28}\text{Si}$ ).

Вторичные частицы, образованные в результате поглощения пионов ядрами мишени, регистрировались с помощью двух телескопов на основе кремниевых детекторов. Телескопы, угол между которыми  $180^\circ$ , размещались на расстоянии 8 см от мишени.

Каждый телескоп состоял из двух тонких п. п. д. с толщинами 200 и 600 мкм, и двенадцати толстых п. п. д. с толщинами  $\sim 3.5$  мм. Диаметр чувствительной области всех детекторов 32 мм. Чувствительная суммарная толщина каждого телескопа  $\sim 43$  мм кремния, что обеспечивало регистрацию однозарядных частиц ( $p, d, t$ ) вплоть до кинематических границ реакции поглощения ( $E \sim 100$  МэВ). Телесный угол при регистрации частиц, останавливающихся в последнем детекторе телескопа, составлял 0.03 стер. Пороговые энергии идентификации дейтронов и тритонов 10 МэВ. Энергетическое разрешение (FWHM) спектрометра при регистрации однозарядных частиц составило 0.6 МэВ.

Энергия частиц определялась методом суммирования потерь энергии в детекторах. Идентификация частиц, а также вопросы отбраковки событий с нарушением ионизационной зависимости потерь энергии вследствие выхода частиц из детектирующего объема, краевых эффектов и ядерных реакций решался с помощью критерия  $\chi^2$ . Слоистая структура п. п. д.-телескопа обеспечивала идентификацию частиц во всем диапазоне энергий.

Использование в эксперименте “живой” мишени, позволяет одновременно с регистрацией частицы измерять энерговыделение в самой мишени. Энерговыделение в чувствительном объеме “живой” мишени складывается из потерь энергии налетающего пиона и образующихся заряженных частиц, в том числе и ядра отдачи. Показания мониторинговых детекторов позволяют определить глубину остановки пиона и вычистить из энерговыделения вклады пиона и регистрируемой частицы. Спектрометрическая информация с “живой” мишени позволяла решать как методические вопросы, такие анализ эффективности отбора полезных событий, выполнение абсолютной нормировки, так и получать дополнительные корреляционные данные об исследуемых реакцией со статистикой эквивалентной инклюзивным измерениям.

Энергетические спектры, измеренные на “живой” мишени, интересны с точки зрения проверки гипотез о механизмах образования сложных частиц. Большие энерговыделения в мишени обусловлены высокой множественностью частиц в конечном состоянии и свидетельствуют о значительной роли некогерентных процессов в этих реакциях. В то же время для каналов реакции, в которых вторичные процессы подавлены, энерговыделение в мишени находится вблизи нуля.

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Численное моделирование процесса поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^{28}\text{Si}$  проводилось в рамках разработанной нами феноменологической модели [5, 6], в которой рассматриваются три стадии протекания реакции: первичное поглощение на внутриядерных кластерах, предравновесная и испарительная стадии.

Под первичным поглощением понимается поглощение на внутриядерном кластере, внутриядерный импульс которого описывается Ферми-распределением. В настоящей работе в качестве первичного поглощения рассматривалось только двух-нуклонное поглощение. Модельные спектры и выходы рассчитаны при значении параметра  $R = 7.5$ , где  $R$  — отношение вероятностей поглощения остановившихся пионов на  $pn$ - и  $pp$ -парах [6, 7]. Этот параметр удобно представить в виде произведения двух сомножителей:  $R = R_{st} \cdot R' = (2N/Z - 1)R'$ , где  $R_{st}$  — статистический множитель, равный отношению числа  $pn$ - и  $pp$ -пар в ядре мишени;  $R'$  — отношение элементарных ширин поглощения на  $pn$ - и  $pp$ -парах. Значение  $R = \infty$  соответствует случаю поглощения исключительно на  $pn$ -парах,  $R = 0$  соответствует поглощению исключительно на  $pp$ -парах.

После вылета из ядра первичных частиц образуется высоковозбужденное состояние остаточного ядра. Дальнейшая релаксация этого ядерного состояния происходит на предравновесной стадии реакции и сопровождается вылетом каскадных частиц и распадом образующейся частично-дырочной конфигурации. После установления термодинамического равновесия остаточное возбуждение снимается испарением частиц с поверхности ядра на испарительной стадии реакции. Отметим, что в представленной модели не рассматриваются когерентные вторичные процессы типа подхвата частиц на поверхности ядра.

На рис. 1 показаны расчетные и измеренные инклюзивные спектры сложных частиц дейтронов и тритонов. В таблице 1 представлены выходы этих частиц, наряду с выходами протонов [3].

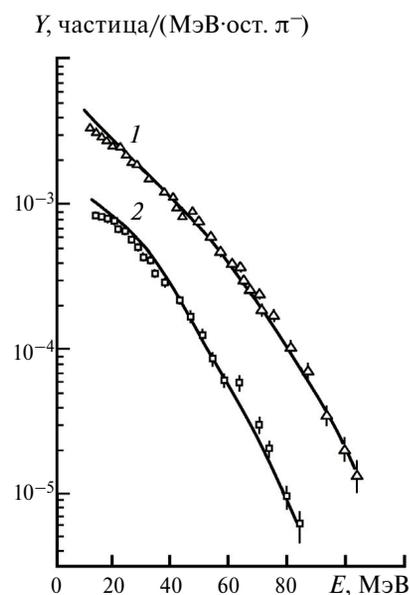


Рис. 1. Энергетические спектры дейтронов и тритонов при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^{28}\text{Si}$ . Экспериментальные точки:  $\Delta$  — дейтроны,  $\square$  — тритоны, сплошные кривые — расчет: 1 —  $d$ , 2 —  $t$ .

**Таблица 1.** Экспериментальные и расчетные выходы (%/ост.  $\pi^-$ ) частиц при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^{28}\text{Si}$  для интервалов энергий 10–70 МэВ и 40–70 МэВ

Интервал	Условие	$Y_p$	$Y_d$	$Y_t$
10–70 МэВ	Эксперимент	$18.0 \pm 1.8$	$7.4 \pm 0.7$	$1.8 \pm 0.2$
	Расчет $R = 7.5$	$21.0 \pm 0.2$	$5.5 \pm 0.1$	$1.6 \pm 0.1$
	Расчет $R = \infty$	$16.9 \pm 0.2$	$5.4 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1$
40–70 МэВ	Эксперимент	$6.8 \pm 0.7$	$2.6 \pm 0.3$	$0.47 \pm 0.05$
	Расчет $R = 7.5$	$8.2 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.1$	$0.40 \pm 0.06$
	Расчет $R = \infty$	$5.3 \pm 0.1$	$1.8 \pm 0.1$	$0.38 \pm 0.06$

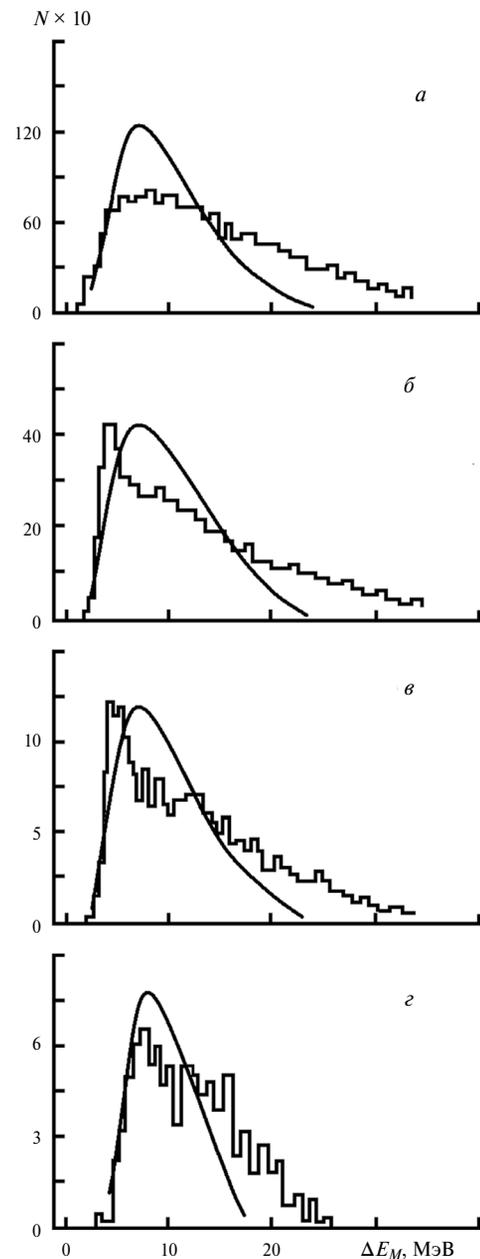
Необходимо отметить, что абсолютная нормировка результатов по выходам частиц основана на непосредственной регистрации остановок в «живой» мишени — кремниевом детекторе. Неопределенность в нормировке выходов для изотопов водорода на  $^{28}\text{Si}$  («живая» мишень) составляла 7%. Это значение определялось 4% погрешностью в определении числа остановок и 6% погрешностью, связанной с неопределенностью в эффективности регистрации и отбраковкой событий при обработке.

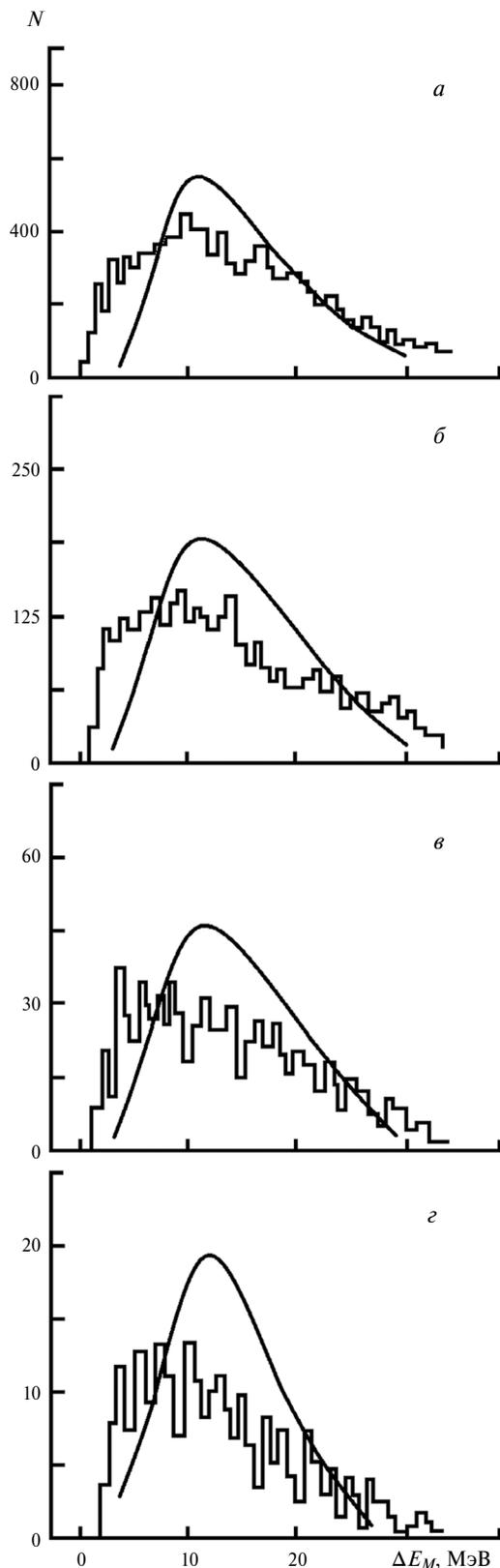
Сравнение спектров, представленных на рис. 1, показывает, что наблюдается согласие между расчетными и экспериментальными данными, за исключением завышенных расчетных выходов дейтронов и тритонов с энергиями ниже 30 МэВ. Кроме того, из таблицы 1 видно, что абсолютные выходы протонов и сложных частиц малочувствительны к значению величины  $R$  (при  $R \gg 1$ ).

На рис. 2 и 3 представлены спектры с «живой» мишени для различных интервалов энергий дейтронов и тритонов. Наиболее важной особенностью полученных результатов является отличие в форме расчетных и измеренных распределений в области низких энерговыделений в «живой» мишени. В этой области вторичные некогерентные процессы подавлены, и образование низкоэнергетических частиц связано с процессами без вторичных взаимодействий («прямыми»), к которым можно отнести первичное поглощение и когерентный подхват на поверхности ядра.

Для дейтронов пик наиболее отчетливо проявляется при энергиях 30–70 МэВ, что соответствует области максимума энергетического распределения первичных нуклонов при двух-нуклонном механизме пионного захвата [1]. Следует отметить, что формы спектров энерговыделений в «живой» мишени для дейтронов и протонов [3] практически идентичны. Данный факт является указанием на то, что заметная доля дейтронов возникает в результате когерентного подхвата «первичными» нуклонами [( $n$ ,  $d$ ) и ( $p$ ,  $d$ )] на поверхности ядра [7].

Спектры с «живой» мишени для тритонов отличаются от протонных [3] и дейтронных спектров, в частности максимум в области малых энерговыделений проявляется не так ярко, что может указывать на другой механизм их образования. При этом для тритонов усиление в области малых значений

**Рис. 2.** Экспериментальные и расчетные спектры энерговыделений в «живой» мишени при регистрации дейтронов в энергетических интервалах: а) 10–30; б) 30–50; в) 50–70; г) 70–90 МэВ. Кривые — расчет, гистограммы — результаты эксперимента.



**Рис. 3.** Экспериментальные и расчетные спектры энерговыделений в “живой” мишени при регистрации тритонов в энергетических интервалах: а) 10–20; б) 20–30; в) 30–40; г) 40–50 МэВ. Кривые — расчет, гистограммы — результаты эксперимента.

энерговыделения в мишени наблюдается вблизи энергий 30 МэВ, что кинематически соответствует образованию тритонов в результате  $\alpha$ -кластерного механизма поглощения пиона [1].

Сравнение экспериментальных и расчетных спектров позволяет по вероятности событий с малыми энерговыделениями оценить вклад “прямых” (без возбуждения остаточного ядра) механизмов формирования сложных частиц. Оценка вклада таких механизмов в образование сложных частиц по отношению к полному выходу этих частиц с энергиями  $E \geq 10$  МэВ составляет  $\sim 30\%$ . Подчеркнем, что этот результат не зависит от абсолютной нормировки экспериментальных данных. В то же время с помощью сопоставления экспериментальных и расчетных инклюзивных выходов частиц такие оценки сделать затруднительно.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом исследования эмиссии сложных частиц является обнаружение вклада “прямых” механизмов образования дейтронов и тритонов и оценка доли в выходах этих частиц на уровне 30%. Получены указания на то, что основным механизмом образования “первичных” дейтронов является подхват на поверхности ядра, а “первичные” тритоны образуются в результате  $\alpha$ -кластерного поглощения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSWU-2023-0073).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weyer H.G. // Phys. Reports. 1990. V. 195. P. 295.
2. Lee T.-S., Redwine R.P. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2002. V. 22. P. 23.
3. Гуров Ю.Б., Евсеев С.А., Леонова Т.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 8. С. 1116; Gurov Yu.B., Evseev S.A., Leonova T.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No 8. P. 1134.
4. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В. и др. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 18; Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Rozov S.V. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2021. V. 64. No. 4. P. 516.
5. Гуров Ю.Б., Карпукhin В.С., Короткова Л.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 4. С. 520; Gurov Yu.B., Karpukhin V.S., Korotkova L. Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No 4. P. 478.
6. Гуров Ю.Б., Карпукhin В.С., Лапушкин С.В. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 305; Gurov Yu.B., Karpukhin V.S., Lapushkin S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 351.
7. Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 4. С. 415; Gurov Yu.B., Korotkova L. Yu., Lapushkin S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No 4. P. 370.

**Formation of complex particles at absorption of  $\pi^-$ -meson in a “live” silicon target****Yu. B. Gurov<sup>a,b,\*</sup>, S. A. Evseev<sup>a</sup>, S. V. Rozov<sup>a</sup>, V. G. Sandukovsky<sup>a</sup>, B. A. Chernyshev<sup>b</sup>**<sup>a</sup> *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia*<sup>b</sup> *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409, Russia*  
*\* e-mail: gurov54@mail.ru*

Spectra of deuterons and tritons were measured at the absorption of stopped  $\pi^-$  mesons on a “live” target (analog of the  $^{28}\text{Si}$  target). It is shown that the application of this method makes it possible to identify “direct” mechanisms of the formation of deuterons and tritons. An estimate of the proportion of these particles in total yields was obtained, which was  $\sim 30\%$ .

*Keywords:* absorption of  $\pi^-$ -mesons, “live” target, Si detector, deuterons, tritons, inclusive spectra, “primary” particles

УДК 539.1.074.823

## РАЗЛИЧИЕ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ ВЫВОДНОГО КАНАЛА ФОТОНЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

© 2024 г. С. И. Поташев<sup>1,2,\*</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>1</sup>, А. И. Драчев<sup>1</sup>, А. А. Каспаров<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

\* e-mail: potashev@inr.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Измерены распределения промежуточных и медленных нейтронов из выводного коллимированного канала фотонейтронного источника. Обнаружено существенное различие в форме распределения двух групп нейтронов с энергией выше и ниже кадмиевой границы. Если распределение промежуточных нейтронов имеет симметричную гауссову форму, то форма распределения медленных нейтронов носит сложный характер. Обсуждаются возможные причины различия этих форм.

**Ключевые слова:** источник фотонейтронов, поток нейтронов, медленный нейтрон, промежуточные нейтроны, распределение

**DOI:** 10.31857/S0367676524080049, **EDN:** ORPSTG

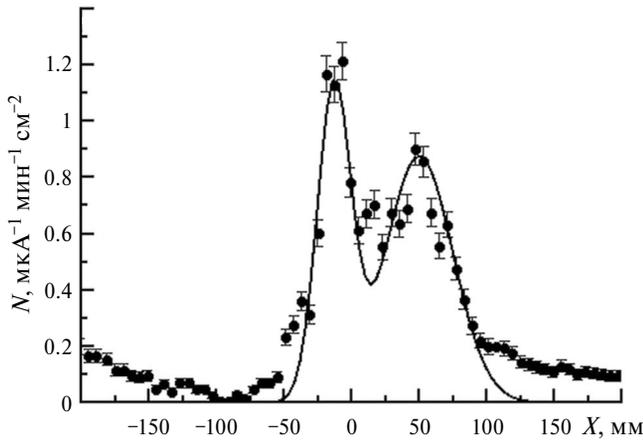
### ВВЕДЕНИЕ

Для проведения экспериментов на фотонейтронном источнике ИЯИ РАН [1] в его замедлителе был создан выводной канал с коллиматором нейтронов длиной около 50 см и диаметром 3 см. Распределение медленных нейтронов в потоке, в частности, в тепловой области энергий в экспериментальном зале исследовалось различными методами [2, 3]. Однако многие эксперименты должны выполняться при промежуточных энергиях, например, в области нейтронных резонансов на ядрах. Примером может служить пространственное исследование вкраплений золота в геологических образцах, используя хорошо известный резонанс на ядре  $^{197}\text{Au}$  с энергией около 5 эВ. Ранее мы обнаружили, что детектор нейтронов на основе слоя твердого изотопа  $^{10}\text{B}$  и проволочной пропорциональной камеры хорошо подходит для исследования пространственного распределения нейтронов как в тепловой, так и в промежуточной области энергий нейтронов [4]. Важным преимуществом этого детектора является то, что он обладает избирательной чувствительностью к направлению движения нейтронов [5]. Для того чтобы выделить нейтроны промежуточных энергий используется кадмиевый фильтр, который поглощает нейтроны

с энергией ниже 0.55 эВ. Мы можем пренебречь влиянием быстрых нейтронов, выбирая достаточно большое расстояние от центра нейтронообразующей мишени  $\sim 200$  см и учитывая, что сечение взаимодействия нейтронов с тонким слоем  $^{10}\text{B}$  мало. Для контроля общего потока нейтронов в экспериментальном зале использовался стандартный  $^3\text{He}$ -счетчик.

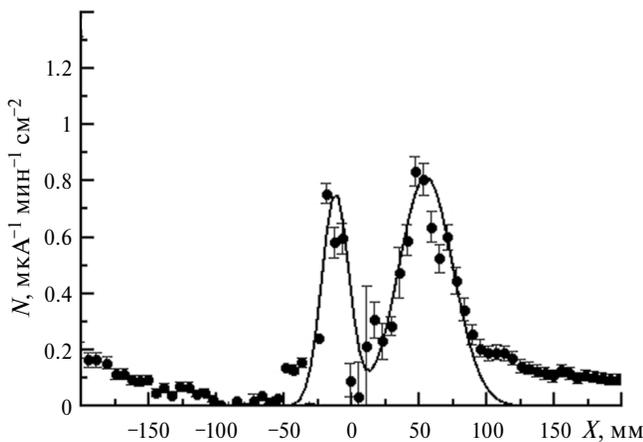
### ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения были выполнены на фотонейтронном источнике ИЯИ РАН на базе ускорителя электронов ЛУЭ-8. Пучок электронов генерирует тормозное излучение в вольфрамовой мишени. Поток нейтронов создается в  $^9\text{Be}$ -мишени, которая установлена в центре замедлителя из полиэтилена в виде куба с линейным размером 1 м. Поток нейтронов выходит из коллиматора диаметром 3 см и длиной  $\sim 50$  см и падает на позиционно-чувствительный детектор нейтронов (ПЧДН), состоящий из твердого слоя  $^{10}\text{B}$  и проволочной камеры [6, 7]. Для контроля общего потока нейтронов использовался стандартный счетчик на основе  $^3\text{He}$ , который располагался непосредственно за ПЧДН. Детектор ПЧДН рассеивает и поглощает только малую долю нейтронов.

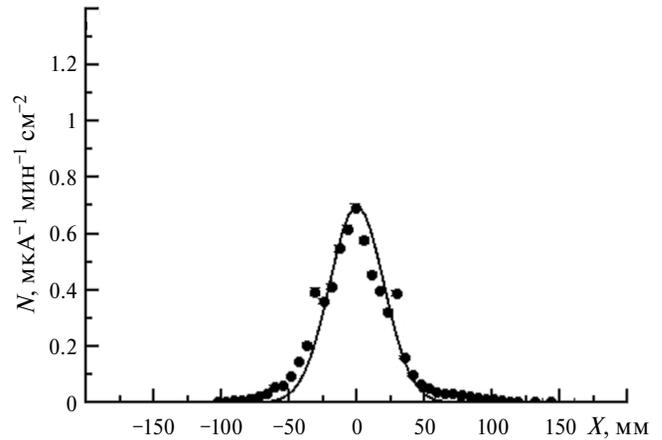


**Рис. 1.** Распределение тепловых и промежуточных нейтронов, измеренное на расстоянии 204 см от центра мишени из  ${}^9\text{Be}$  позиционно-чувствительным детектором на основе  ${}^{10}\text{B}$ . Кривая — аппроксимация двумя гауссианами.

На рис. 1 показано экспериментальное распределение нейтронов вдоль горизонтальной оси, измеренное  ${}^{10}\text{B}$ -детектором в отсутствие кадмиевого фильтра. Он располагался на расстоянии 204 см от центра мишени. На рис. 2 показано экспериментальное распределение нейтронов, измеренное с помощью ПЧДН с кадмиевым фильтром перед ним. Его граничная энергия составляет около 0.55 эВ, то есть он задерживает тепловые нейтроны. На рис. 3 показано измеренное с помощью ПЧДН экспериментальное распределение нейтронов, которое соответствует разности между потоком нейтронов всех энергий и потоком нейтронов только промежуточных энергий. Поэтому это есть распределение только тепловых нейтронов с энергией ниже 0.55 эВ. Одновременно

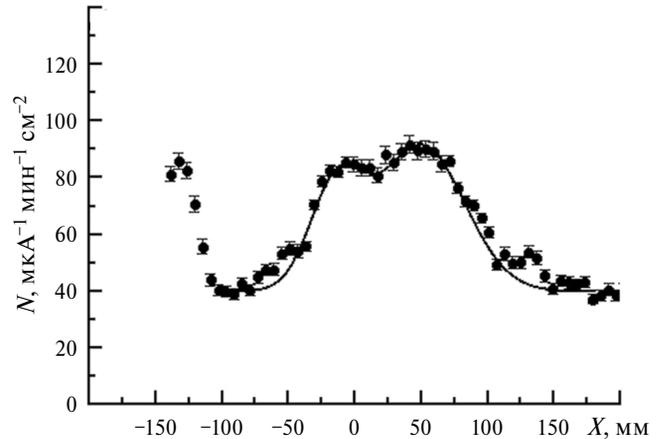


**Рис. 2.** Распределение промежуточных нейтронов с  $E_n > 0.55$  эВ, измеренное на расстоянии 204 см от центра мишени из  ${}^9\text{Be}$  позиционно-чувствительным детектором на основе  ${}^{10}\text{B}$ . Кривая — аппроксимация гауссианом.



**Рис. 3.** Распределение тепловых нейтронов с  $E_n < 0.55$  эВ, измеренное на расстоянии 204 см от центра мишени из  ${}^9\text{Be}$  позиционно-чувствительным детектором на основе  ${}^{10}\text{B}$ . Кривая — аппроксимация двумя гауссианами.

с измерением распределения нейтронов с помощью ПЧДН распределение нейтронов измерялось и с помощью перемещаемого механически вдоль горизонтальной плоскости  ${}^3\text{He}$ -счетчика. При установленном кадмиевом фильтре  ${}^3\text{He}$ -счетчик, который располагался позади ПЧДН, почти не регистрировал нейтронов. Это связано с тем, что эффективность  ${}^3\text{He}$ -счетчика для промежуточных и быстрых нейтронов очень мала. В эксперименте записывалась осциллограмма сигналов, вместе с которыми записывалось геометрическое положение счетчика. Из осциллограммы принимались в рассмотрение только тепловые нейтроны с энергией менее 0.5 эВ. На рис. 4 показано измеренное с помощью перемещаемого  ${}^3\text{He}$ -счетчика экспериментальное распределение



**Рис. 4.** Распределение тепловых нейтронов с  $E_n < 0.55$  эВ, измеренное на расстоянии 204 см от центра мишени из  ${}^9\text{Be}$  перемещаемым счетчиком на основе  ${}^3\text{He}$ . Кривая — аппроксимация двумя гауссианами и равномерным фоном.

нейтронов. Распределение потока нейтронов, измененное с помощью ПЧДН и  $^3\text{He}$ -счетчика, находилось в согласии друг с другом с учетом различного пространственного разрешения.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы аппроксимировали распределение потока промежуточных нейтронов с энергиями  $E_n > 0.55$  эВ гауссианом как это представлено на рис. 2 и получили полную ширину на половине максимума  $w$ , равную 4 см. Эта величина соответствует размеру коллиматора на расстоянии 204 см. Фон рассеянных промежуточных нейтронов существенно подавлен в измерении детектором ПЧДН. На рис. 3 представлено разностное распределение, которое соответствует потоку тепловых нейтронов. Распределение нейтронов имеет форму в виде двух максимумов, один из которых расположен левее оси коллиматора, а другой правее его с минимумом вдоль оси коллиматора. Аппроксимация правого пика, вершина которого расположена при  $X = -1.2$  см для этого распределения дала величину ширины на половине максимума 2 см. Аппроксимация левого пика, вершина которого расположена при  $X = +5.5$  см дала величину ширины на половине максимума 4 см. Аналогичный характер имеет и распределение, измененное с помощью  $^3\text{He}$ -счетчика на рис. 4, где также наблюдаются два максимума с двух сторон от оси коллиматора. В табл. 1 представлены положения пиков гауссианов аппроксимации в распределениях, выраженных в см и в угловых градусах, а также их ширины на половине максимума, площади под пиками и высота постоянного фона. Можно заметить, что пики на рис. 3 и рис. 4 для тепловых нейтронов соответствуют друг другу по относительной величине и положению.

**Таблица 1.** Положения пиков гауссианов аппроксимации в распределениях, их ширины на половине максимума, площади под пиками и высота постоянного фона

$E_n$	$X$ , см	$\Theta$ , град.	$w$ , см	$A$	Фон
$E_n > 0.55$ эВ $^{10}\text{B}$ -дет.	0	0	4	35	0
$E_n < 0.55$ эВ $^{10}\text{B}$ -дет.	-1.2	-0.34	2	19	0
	+5.5	+1.54	4	41	
$E_n < 0.55$ эВ $^3\text{He}$ -счет.	-1.4	-0.39	4	1800	40
	+5	+1.40	6.5	3200	

Мы предположили, что наличие двух максимумов в распределениях для тепловых нейтронов может

быть связано с рассеянием нейтронов на внутренних боковых стенках коллиматора. В то же время распределение промежуточных нейтронов, которые не испытали взаимодействие с материалами коллиматора, хорошо аппроксимируется симметричным гауссианом, направленным вдоль его оси.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте с помощью позиционно-чувствительного  $^{10}\text{B}$ -детектора и перемещаемого  $^3\text{He}$ -счетчика было обнаружено существенное различие в форме распределения двух групп нейтронов с энергией выше и ниже кадмиевой границы. Если распределение промежуточных нейтронов имеет симметричную гауссову форму, то форма распределения медленных нейтронов носит сложный характер. Наблюдаемое небольшое угловое расхождение в направлении потоков промежуточных и тепловых нейтронов относительно оси коллиматора можно использовать для одновременного измерения на двух установках как с тепловыми, так и промежуточными энергиями в одном эксперименте.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 748.
2. Мешков И.В., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 4. № 4. С. 497; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 382.
3. Афонин А.А., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 814; Afonin A.A., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 731.
4. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
5. Поташев С.И., Каспаров А.А., Мешков И.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1087; Potashev S.I., Kasparov A.A., Meshkov I.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 898.
6. Potashev S., Burmistrov Yu., Drachev A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012160.
7. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 10. С. 108; Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al. // J. Surf. Invest. X-ray, Synch. Neutr. Tech. 2018. V. 12. P. 627.

## **Difference between distributions of intermediate and slow neutrons from photoneutron source exit channel**

**S. I. Potashev<sup>1,2\*</sup>, Yu. M. Burmistrov<sup>1</sup>, A. I. Drachev<sup>1</sup>, A. A. Kasparov<sup>1</sup>, V. N. Ponomarev<sup>1</sup>**

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

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

*\* e-mail: potashev@inr.ru*

Distributions of intermediate and slow neutron flux from the output collimated channel of the photoneutron source are measured. The significant difference is observed in the distribution shape of two neutron groups with energies above and below the cadmium boundary. While the distribution of intermediate neutrons has a symmetrical Gaussian shape, the distribution shape of slow neutrons has complex one. The possible difference of the shapes is discussed.

*Keywords:* photoneutron source, neutron flux, slow neutron, intermediate neutrons, distribution

УДК 539.126

## К ТЕСТИРОВАНИЮ ПОРОГОВЫХ $\text{SiO}_2$ АЭРОГЕЛЕВЫХ ЧЕРЕНКОВСКИХ ДЕТЕКТОРОВ НА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ (МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗМЕРЕНИЯ)

© 2024 г. А. М. Лапик<sup>1</sup>, Л. З. Джилавян<sup>1,\*</sup>, В. П. Лисин<sup>1</sup>, А. Л. Полонский<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>,  
Н. В. Руднев<sup>1</sup>, А. В. Русаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, Москва, Россия

\* e-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Описан вариант тестирования пороговых  $\text{SiO}_2$  аэрогелевых черенковских детекторов с помощью космического излучения. Его реализация требует минимальное количество дополнительной электроники и не предполагает массивных слоев поглотителя (например, свинца). Метод позволяет непосредственно учитывать порог при определении эффективности исследуемых детекторов и изучать их работу в различных энергетических интервалах для релятивистских заряженных частиц. Получено хорошее согласие результатов проведенного моделирования и измерений.

**Ключевые слова:** пороговые аэрогелевые черенковские детекторы, пластиковые сцинтилляционные детекторы, разделение пионов и каонов, мезоны в космических лучах, моделирование

DOI: 10.31857/S0367676524080059, EDN: ORMNUH

### ВВЕДЕНИЕ

Черенковские пороговые детекторы (ЧПД) широко используются для разделения релятивистских частиц по скоростям, например, для выделения заряженных каонов [1] или антипротонов [2] на фоне большого потока заряженных пионов.

ЧПД позволяют выделять сам факт того, что скорость проходящей через них заряженной частицы выше пороговой, начиная с которой в них появляется сигнал, вызванный излучением Вавилова—Черенкова. ЧПД на основе  $\text{SiO}_2$  аэрогелей с заданными значениями показателя преломления удобны во многих случаях для разделения релятивистских частиц по их скоростям (см., например, [3–5]) за счет возможности выбора значения показателя преломления.

При создании ЧПД необходимо их тестирование с целью выбора геометрии, коэффициента отражения поверхностей, настройки аппаратуры и определения эффективности. Получаемые на ускорителях пучки электронов, позитронов, пионов, каонов и иных заряженных частиц разных энергий наиболее адекватны этой задаче (см., например, [5, 6]). Однако вместо пучков ускорителей часто можно использовать доступные везде и без “накладных расходов” космические лучи (см., например, [5]).

Работа посвящена предложенному и осуществленному сравнительно простому и удобному в эксплуатации методу для наладки подобных детекторов и решения основной части задачи тестирования ЧПД — измерения эффективности регистрации интересующих частиц с помощью ЧПД.

### ТРАДИЦИОННОЕ И ПРЕДЛАГАЕМОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ ЧПД НА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

При измерении эффективности ЧПД необходимо выделять треки космических мюонов с энергиями выше порога этого детектора. Для этого можно применять фильтры-поглотители, подавляющие пролет частиц с более низкими энергиями (см., например, [5]). Но такие фильтры имеют значительную толщину (например, 10–30 см свинца) и могут порождать разброс энергии частицы (распределение Ландау), а также дополнительные ливни. Кроме того, с такими поглотителями усложняются изменения относительного расположения отдельных детекторов в установке.

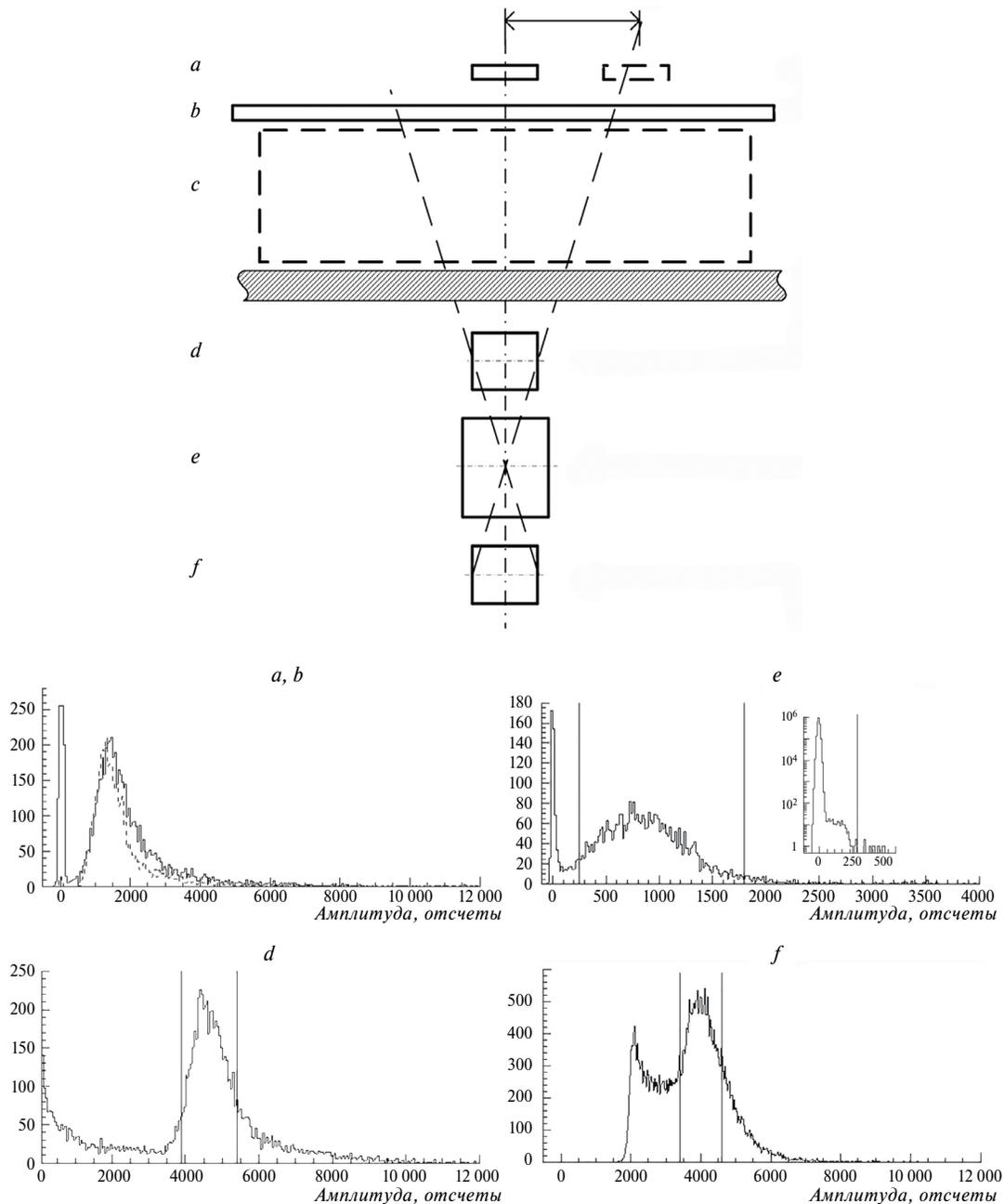
При тестировании ЧПД на основе  $\text{SiO}_2$  аэрогеля для выделения нужных нам треков здесь используется дополнительный аэрогелевый детектор малого объема — селектор. Селектор располагается между

пластиковыми детекторами годоскопа. Подобные сочетания пластиковых годоскопов и черенковских детекторов применялись ранее в исследовании космических лучей [7]. В нашем случае если показатель преломления селектора совпадает с показателем преломления исследуемого ЧПД, то выделение треков с энергией частиц выше необходимого порога будет обеспечено автоматически. Малые размеры селектора обеспечивают хороший светосбор и позволяют с высокой эффективностью выбирать нужные треки даже при использовании фотоэлектронного

умножителя с относительно невысокой квантовой эффективностью (например, ФЭУ-143 с квантовой эффективностью ≈ 10 %).

УСТАНОВКА. АЛГОРИТМЫ ИЗМЕРЕНИЙ.  
РЕЗУЛЬТАТЫ

Схема установки показана на рис. 1. Основной конструкции установки был выбран обычный лабораторный стол. На поверхности стола размещен



**Рис. 1.** Схема применения годоскопа заряженных космических частиц (в основном мюонов) и амплитудные распределения импульсов отдельных детекторов. *a, b, d, f* — пластиковые сцинтилляционные детекторы; *c, e* — тестируемый и малый (селектор) пороговые черенковские детекторы соответственно.

исследуемый детектор  $c$  (площадь его горизонтальной поверхности  $S \cong 25 \times 30$  см, высота  $h \cong 8.5$  см), покрытый сверху (для подавления многочастичных ливней космического излучения) пластиковым сцинтилляционным детектором  $b$ , перекрывающим весь диапазон используемых углов регистрации космических мюонов. Для исследования работы в различных частях ЧПД можно перемещать оба детектора по поверхности стола.

Под крышкой стола установлен основной годоскопический элемент установки: два пластиковых сцинтиллятора  $d$  и  $f$ , расстояние между центрами которых ( $L \cong 13$  см) и их геометрические размеры ( $S \cong 5 \times 4$  см,  $h \cong 3.5$  см) определяют телесный угол выделения потока заряженных космических частиц. В нашем случае для размещения сцинтилляторов с фотоумножителями был использован механический конструктив блоков электроники “Вектор”. Годоскоп устанавливали на уровне пола на подставку с регулируемой высотой и с возможностью горизонтального перемещения. Поскольку общий вес годоскопа  $\approx 1.6$  кг, а тяжелую защиту мы не использовали, перемещение годоскопа по горизонтали не было затруднительным.

Триггером записи информации мы выбрали превышение порога амплитудой сигналов с самого нижнего пластикового детектора  $f$ , просматриваемого фотоумножителем ФЭУ-143. Амплитудное распределение импульсов с этого детектора приведено на рис. 1. Для отсеечения относительно большого потока фоновых импульсов малой амплитуды был использован высокий порог дискриминатора (около половины от положения пика, соответствующего энерговыделению нормально падающих на детектор релятивистских мюонов  $\approx 7$  МэВ).

Амплитудное распределение импульсов со второго пластикового детектора  $d$ , также просматриваемого ФЭУ-143, приведено на рис. 1. Это распределение не имеет низкоэнергетического “хвоста”, так как триггером установки является нижний пластиковый детектор. При условии срабатывания нижнего детектора в детекторе  $d$  возможны следующие случаи: отсутствие сигнала (частица прошла мимо  $d$ -пластика); сигнал в области пика энерговыделения (частица прошла полную толщину пластика); сигнал выше области пика (образование дельта-электронов, электрон-позитронных пар и др.); малые амплитуды (краевые эффекты  $d$ -пластика). Так же возможны “резанные” отсчеты, когда строб (триггер вырабатывался  $f$ -детектором) не полностью накрывает импульс сцинтилляции в  $d$ -детекторе. Относительно низкая нагрузка детекторов космическими лучами позволяет считать совпадением попадание импульсов во временной интервал общего строба длительностью 120 нс. Поскольку в обоих детекторах мы измеряем амплитуду энерговыделения, допустим отбор событий, в которых эта величина находится в узком интервале значений вблизи минимальной

ионизации релятивистских заряженных частиц, например в интервале полной ширины на полувысоте.

Следует отметить, что такое жесткое выделение уменьшает поток выделяемых частиц, который будет использоваться для тестирования аэрогелевого ЧПД, но не влияет на точность измерения его эффективности, а просто увеличивает время набора необходимого числа событий.

Использование дополнительного пластикового детектора  $a$  позволяет как выделять область для более детального исследования работы тестируемого ЧПД ( $c$ ), так и проверять перекрытие этим детектором всего телесного угла, что важно при определении эффективности.

Число отсчетов от космических лучей всех энергий, прошедших через пластик  $a$  и пластики годоскопа, измерялось в зависимости от расстояния до центра детектора. Диаметр активной области на исследуемом детекторе оказался равным около 20 см, так что при выбранном размере аэрогеля в  $c$ -детекторе ( $\approx 25$  см  $\times$  30 см) все частицы должны пройти через исследуемый детектор. Зависимость числа отсчетов от полярного угла  $\theta$  приведена на рис. 2. Такое угловое распределение удобно тем, что оно не зависит от расстояния годоскопа до черенковского детектора  $c$ . Таким образом, выбрана конфигурация, обеспечивающая максимально допустимый телесный угол и уменьшающая время для набора необходимого числа треков.

Моделирование эксперимента было выполнено с помощью пакета GEANT. Потoki космических мюонов генерировались по данным [8]. В моделировании были учтены: показатель преломления аэрогеля, коэффициенты отражения от стенок черенковского детектора и селектора, поглощение и рэлеевское рассеяние в аэрогеле, фоточувствительность ФЭУ и другие величины.

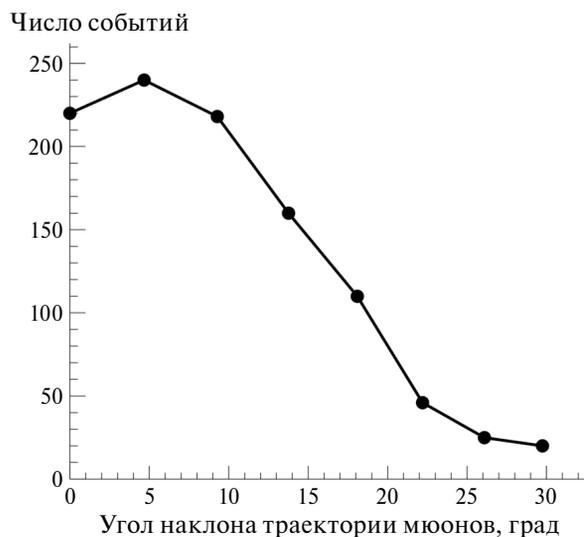


Рис. 2. Угловая зависимость числа выделяемых годоскопом треков от положения пластика-детектора  $a$ .

На рис. 1 для селектора треков выше порога аэрогеля  $e$  ( $S \cong 5.5 \times 5.5$  см,  $h \cong 6$  см, размещен по середине между  $d$ - и  $f$ -детекторами) представлено амплитудное распределение импульсов. Пик вблизи нулевой амплитуды связан с флуктуациями пьедестала QDC и с электромагнитными шумами. Поскольку триггером является пластиковый детектор  $f$ , то частицы, с энергиями ниже порога для этого аэрогеля, также попадают в этот пик.

Мы использовали простой метод для оценки вклада одноэлектронного шума в обоих черенковских детекторах — измерение со случайно распределенным по времени стробом. Строб длительностью 120 нс от внешнего генератора использовался вместо триггера установки. Результат такого измерения показан на врезке на рис. 1 для детектора  $e$ . Соотношение числа событий вблизи нуля и под “ступенькой” позволяют оценить вклад одноэлектронных шумовых импульсов. Такой метод позволяет без дополнительных устройств (см., например, [5]) контролировать шумы ФЭУ черенковских детекторов (годоскопа и исследуемого детектора) в течение всего времени эксплуатации установки. Но для надежности определения эффективности мы выбирали порог отбора в детекторе  $e$  выше амплитуды одноэлектронных событий, то есть выше края указанной ступеньки. Такой выбор уменьшает скорость набора полезных событий (в нашем случае среднее число фотоэлектронов было около пяти), но позволяет более точно определять эффективность исследуемого ЧПД. При использовании порога отбора ниже положения ступеньки вероятность ложного отбора, например случайного совпадения с одноэлектронным шумовым импульсом ФЭУ, можно оценить из сравнения площадей на приведенной врезке.

Система сбора данных была реализована в двух вариантах. В одном случае с традиционным многоканальным QDC, выполненным в стандарте САМАС, требуется дополнительный интегральный дискриминатор для выработки триггерного сигнала установки. В другом случае при работе с оцифровщиками формы сигнала (например, CAEN DT5742B и DT5730S) триггерный сигнал вырабатывается самим блоком, и никаких дополнительных модулей не требуется. Временное разрешение совпадений изменяется от 120 нс в первом случае до нескольких нс во втором случае. Однако нужно учитывать разброс времен пролета черенковских фотонов в детекторах большого объема.

В качестве примера на рис. 3 приведен полученный результат использования описанной установки для исследования работы черенковского порогового детектора. Приведено измеренное распределение числа сработавших ФЭУ R329-02 в составе сборок Hamamatsu H6410 из 14 установленных. Эффективность ЧПД зависит от ряда факторов: его размеров, установленных порогов, принятого минимального числа сработавших ФЭУ и др. С практической точки зрения, наиболее удобной величиной,

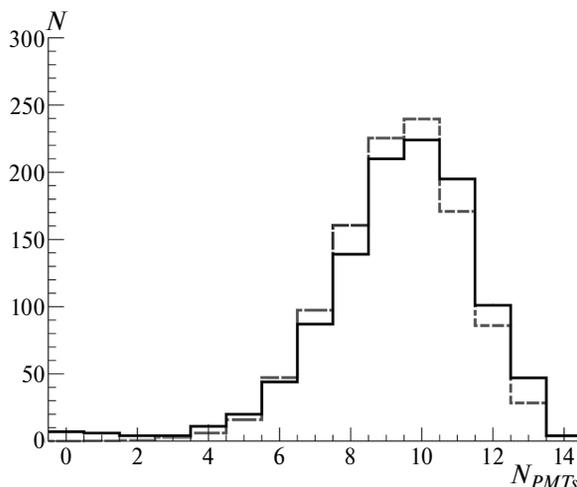


Рис. 3. Пример распределения множественности срабатывания фотоумножителей исследуемого черенковского детектора. Сплошная кривая — измерения, штриховая — моделирование.

характеризующей детектирование черенковского излучения, является число сработавших ФЭУ. В нашем случае среднее число сработавших ФЭУ было равно 9.5. Если считать, что акт регистрации — это срабатывание трех или более ФЭУ, то эффективность ЧПД составляет  $(0.992 \pm 0.003)$  при наборе статистики за одну неделю. Систематическая ошибка определения эффективности может возникать из-за различия свойств гигроскопичного аэрогеля в селекторе и в ЧПД, что в принципе могло бы быть из-за разгерметизации упаковки аэрогеля. Однако герметизация аэрогеля — несложная задача, и в нашем случае нет оснований считать, что свойства аэрогеля в ЧПД и в селекторе существенно отличаются друг от друга, поскольку они были изготовлены, хранились и эксплуатировались в течение короткого отрезка времени практически в одних и тех же условиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и апробирована на космических лучах оригинальная методика тестирования порогового черенковского детектора на базе SiO<sub>2</sub> аэрогеля. Сама методика, по-видимому, пригодна для тестирования многих пороговых черенковских детекторов. Определенный интерес представляет использование в качестве малого черенковского детектора (селектора) набора SiO<sub>2</sub> аэрогелевых детекторов с различными показателями преломления, что аналогично использованию наборов чередующихся слоев свинца и пластиковых сцинтилляционных детекторов [5].

Методика реализуется с минимальной дополнительной электроникой и позволяет прецизионно определять эффективность исследуемых детекторов, а также изучать работу детекторов в различных

энергетических интервалах релятивистских заряженных частиц.

Полученное хорошее согласие моделирования и эксперимента дает основание для проведения дальнейших исследований и модернизации черенковского детектора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alef S., Bauer P., Bayadilov D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. Art. No. 104.
2. *Chamberlain O., Segre E., Wiegand C., Ypsilantis T.* // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 947.
3. *Данилюк А.Ф., Кононов С.А., Кравченко Е.А., Онучин А.П.* // УФН. 2015. Т. 185. С. 540; *Danilyuk A.F., Kononov S.A., Kravchenko E.A., Onuchin A.P.* // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 503.
4. *Барняков А.Ю.* Измерение основных параметров системы черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР. Дисс... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-тут. яд. физ. им. Г.И. Будкера СО РАН. 2015. 107 с.
5. *Бузыкаев А.Р.* Разработка черенковских счетчиков АШИФ для детектора КЕДР. Дисс... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-тут. яд. физ. им. Г.И. Будкера СО РАН. 2017. 86 с.
6. *Джилавян Л.З., Кучер Н.П., Лупенко Г.В.* // Кратк. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1980. № 2. С. 15.
7. *Курносова Л.В., Матачун А.Т., Разоренов Л.А., Фрадкин М.И.* // Труды ФИАН СССР. 1980. Т. 122. С. 59.
8. *Workman R.L., Burkert V.D., Crede V. et al. (Particle Data Group)* // PTEP. 2022. V. 2022. No. 8. Art. No. 083C01.

### On testing of threshold SiO<sub>2</sub> aerogel Cherenkov detectors on cosmic rays (simulation and measurements)

A. M. Lapik<sup>1</sup>, L. Z. Dzhilavyan<sup>1,\*</sup>, V. P. Lisin<sup>1</sup>, A. L. Polonski<sup>1</sup>, V. N. Ponomarev<sup>1</sup>, N. V. Rudnev<sup>1</sup>, A. V. Rusakov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia  
\*e-mail: dzhil@inr.ru

A variant of testing threshold SiO<sub>2</sub> aerogel Cherenkov detectors using cosmic radiation is described. The implementation requires a minimum amount of additional electronics and does not involve massive absorber layers (e. g., lead). The method makes it possible to accurately determine efficiency of detectors under study and to study operation of detectors in different energy ranges for relativistic charged particles. Good agreement between the results of the simulation and measurements was obtained.

*Keywords:* threshold aerogel Cherenkov detectors, plastic scintillation detectors, pion-kaon separation, cosmic ray mesons, simulation

УДК 539.17

## ДОСТОВЕРНОСТЬ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2024 г. В. В. Варламов<sup>1,\*</sup>, А. И. Давыдов<sup>1,2</sup>, И. А. Мостаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной  
физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

\* e-mail: VVVarlamov@gmail.com

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, основанного на объективных физических критериях, исследована достоверность данных по сечениям реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , определенных в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения. Установлено, что сечения парциальных реакций, полученные с помощью внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в экспериментально измеренное сечение выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$ , не удовлетворяют критериям достоверности. В рассмотренных экспериментах недостоверно сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  существенно занижены, а реакции  $(\gamma, 2n)$  — напротив завышены. Это очевидно обусловлено недостатками использованного метода получения информации о сечениях парциальных реакций с помощью поправок в сечение выхода  $\sigma(\gamma, xn)$ , рассчитанных по статистической теории. Такие поправки, описывая сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  при энергиях фотонов, не превышающих порог  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , приводят к существенным систематическим погрешностям в области энергий, в которой обе парциальные реакции конкурируют.

*Ключевые слова:* парциальные фотонейтронные реакции, сечения, достоверность, физические критерии

DOI: 10.31857/S0367676524080063, EDN: ORINGG

### ВВЕДЕНИЕ

Оценка достоверности данных по сечениям парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , полученных экспериментально на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, вызывает большой интерес. В исследованиях, выполненных с использованием объективных физических критериев достоверности [1, 2], было установлено, что такие данные для этих ядер, полученные в экспериментах, выполненных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не удовлетворяют критериям достоверности [3–5]. Было показано, что сечения парциальных реакций, полученные этим методом, не являются достоверными вследствие проявления в них существенных систематических погрешностей метода определения множественности нейтронов на основании данных об их энергиях: эти энергии

в разных реакциях могут быть близкими, что делает интерпретацию принадлежности нейтронов к той или иной реакции неоднозначной. Систематические погрешности метода экспериментального определения множественности нейтронов приводят к недостоверному (необоснованному, ошибочному) изъятию заметного количества нейтронов из одной парциальной реакции и, следовательно, к недостоверному приписыванию этих нейтронов другой парциальной реакции. Такие систематические погрешности являются типичными для большого количества (~50) ядер, исследованных с помощью такого метода [6], что делает весьма актуальными исследования достоверности сечений парциальных реакций, полученных кардинально иным альтернативным способом.

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов «непосредственно» и «прямо» измеряются сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , а в отдельных случаях и  $(\gamma, 3n)$ , которые с помощью простого суммирования

позволяют получить сечения полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) \quad (1)$$

и сечение выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n). \quad (2)$$

В экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения сечения парциальных реакций определяют кардинально иным методом. В непосредственно измеренное экспериментально сечение выхода нейтронов (2) вносятся поправки, рассчитанные по статистической теории [7]. Этот метод определения сечений парциальных реакций основывается на предположении о том, что поглощение дипольных  $E1$  фотонов ядром перед испусканием им одного или двух нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. Рассчитанные поправки позволяют определить сечение реакции ( $\gamma, 2n$ ), и с его помощью, например, в области энергий до порога  $B3n$  реакции ( $\gamma, 3n$ ) при использовании соответствующих разностных процедур получить информацию и о других обсуждаемых сечениях реакций

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n), \quad (3)$$

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn). \quad (4)$$

В результате выполненного ранее исследования [8] было установлено, что сечения парциальных реакций на ядре  $^{59}\text{Co}$ , полученные этим методом, также физическим критериям не удовлетворяют. Настоящая работа посвящена детальному исследованию достоверности сечений парциальных реакций на ядре  $^{51}\text{V}$ , полученных на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, в сравнении с результатами аналогичного исследования для ядра  $^{59}\text{Co}$ .

### СЕЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$

В экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов  $W(E^M, E)$  измеряется выход реакции  $Y(E^M)$ , представляющий собой свертку фотонного спектра с искомым сечением реакции  $\sigma(E)$  в области энергий от порога реакции  $E_{\text{пор}}$  до максимальной энергии спектра фотонов  $E^M$

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (5)$$

где  $N(E^M)$  — число зарегистрированных событий реакции,  $D(E^M)$  — доза  $\gamma$ -излучения мишени,  $\varepsilon$  — эффективность регистрации нейтронов детектором,  $\alpha$  — нормировочная константа. Для решения этой обратной задачи восстановления (развертки, unfolding) сечения реакции  $\sigma(E)$  из ее выхода  $Y(E^M)$  используется

один из специально разработанных методов (Пенфолда–Лейсса, наименьшей структуры Кука, регуляризации Тихонова, редукции и ряда других). Так как спектр тормозных фотонов  $W(E^M, E)$  имеет непрерывную форму, в области энергий, в которой конкурируют несколько парциальных реакций, пороги которых, как правило, относительно близки, может быть определено лишь сечение (2) выхода  $\sigma(\gamma, xn)$ . Кратко описанный выше метод определения сечений парциальных реакций с использованием поправок к сечению  $\sigma(\gamma, xn)$ , рассчитанных по статистической теории [7], используется для получения сечений парциальных реакций.

Наиболее подробные данные по сечениям полных и парциальных реакций на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  были получены на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] при измерении в обоих случаях энергетических зависимостей выхода фотонейтронов с шагом по энергии 100 кэВ и использовании метода регуляризации Тихонова для решения задачи (5) восстановления (развертки) сечения реакции.

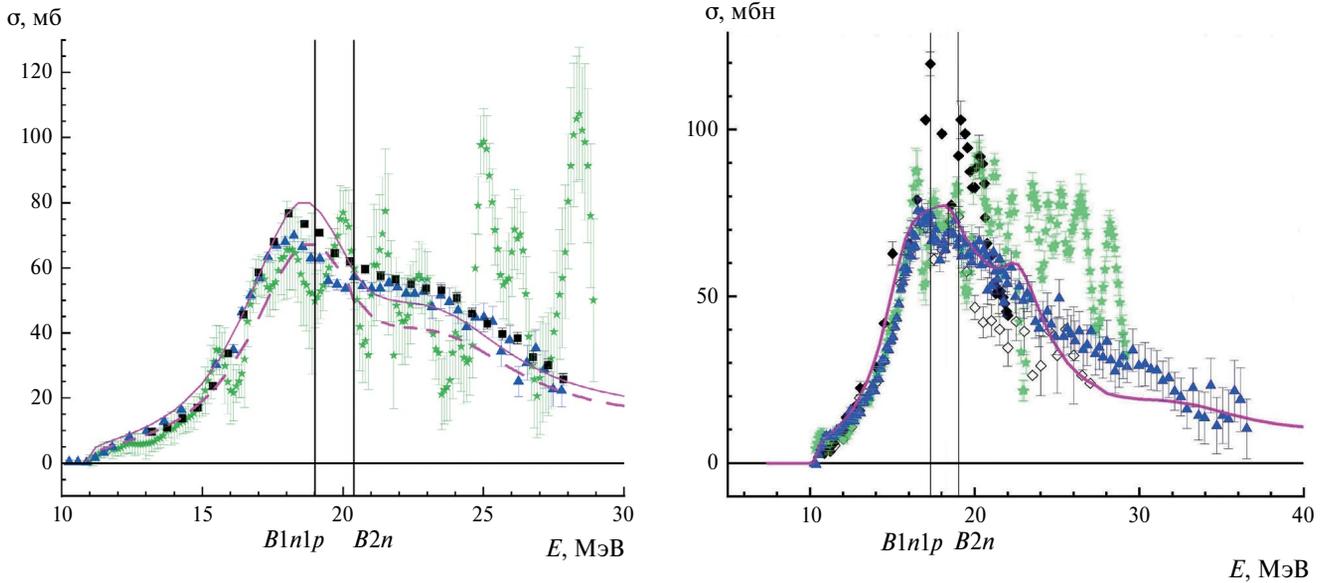
В обоих случаях были опубликованы только сечения (1) полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  и реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$ . В связи с этим сечения выхода  $\sigma(\gamma, xn)$  и сечения реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$ , также необходимые для анализа достоверности данных о сечениях парциальных реакций, были получены с помощью соотношений

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 1n) \quad (6)$$

и

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, 2n). \quad (7)$$

Сечения выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученные для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  таким методом по данным [9], приведены на рис. 1 в сравнении с результатами некоторых других экспериментов этого типа [10, 11], результатами, полученными на пучках квазиодноэнергетических фотонов [4, 5, 12], а также с результатами расчетов в рамках Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [13]. Следует отметить, что сечения выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученные на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9], в случаях обоих ядер существенно отличаются по форме, а в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  и по абсолютной величине от экспериментальных данных, полученных на пучках аннигиляционных фотонов [4, 5, 12]. При этом по абсолютной величине результаты экспериментов разного типа оказываются относительно близкими в случае ядра  $^{51}\text{V}$ , однако существенно различными в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  (таблица 1). В случае ядра  $^{51}\text{V}$  близость сечений выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] и аннигиляционных фотонов [4, 5, 12], по абсолютной величине при существенном расхождении их по форме, по-видимому, является следствием различий достигаемых в экспериментах разного типа эффективных энергетических разрешений [6].



**Рис. 1.** Сравнение сечений выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, с результатами экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов и расчетов в рамках комбинированной модели фото-ядерных реакций. Справа: ядро  $^{51}\text{V}$ , звезды — [9], треугольники — [12], квадраты — [5], линия — [13]. Слева: ядро  $^{59}\text{Co}$ , звезды — [9], треугольники — [4], заполненные ромбы — [10], пустые ромбы — [11], линия — [13].

Для объяснения возможных причин наблюдаемых существенных (до  $\sim 20$  мб) расхождений сечений выхода нейтронов  $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$  в области энергий фотонов  $\sim 20$ — $30$  МэВ было высказано предположение [8] о присутствии в эксперименте [9] в мишени из кобальта элементов его окисления.

### АНАЛИЗ ДОСТОВЕРНОСТИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$ С ПОМОЩЬЮ ФИЗИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ

Полученные для обоих ядер описанным выше методом сечения реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  использованы для анализа их достоверности с помощью экспериментально-теоретического метода оценки [14, 15], с помощью которого были выполнены ранее оценки достоверности сечений парциальных реакций, полученных для  $\sim 50$  ядер в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6]. Использовались объективные физические критерии достоверности [14, 15], основные из которых — отношения сечений конкретных парциальных реакций к сечению выхода

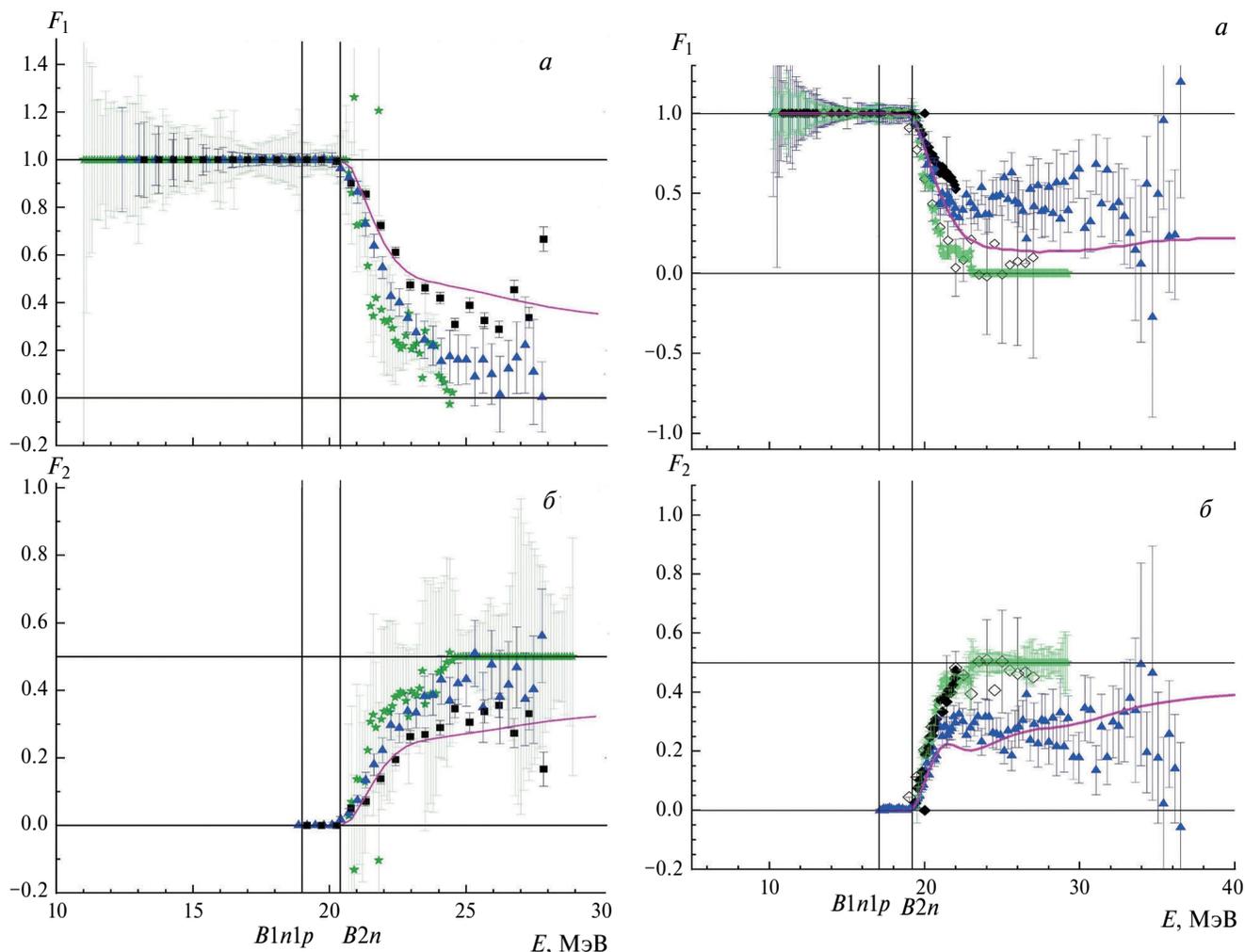
$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (8)$$

По определению этих критериев к достоверности экспериментальных данных могут быть выдвинуты жесткие физические требования:

— отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  определенно должны быть положительными;

— отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  должны иметь значения, строго не превышающие абсолютных верхних пределов 1.00, 0.50, 0.33..., соответственно, для  $i = 1, 2, 3, \dots$ ; так, например, отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  должны иметь значения, строго меньше 0.50, поскольку, разность  $(0.5 - F_i^{\text{эксп}})$  обусловлена присутствием в знаменателе соответствующего отношения (8) вклада уменьшающего сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$ , конкурирующего с возрастающим сечением  $\sigma(\gamma, 2n)$ . Как известно из результатов многочисленных экспериментов разного типа и расчетов в рамках КМФЯР [13], сечение реакции  $(\gamma, 1n)$ , присутствующее в знаменателе отношения (8), отлично от 0 в области энергий налетающих фотонов до  $\sim 40$  МэВ.

Отрицательные значения отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  и/или превышения их значениями указанных верхних пределов означают, что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности, вследствие чего эти сечения не являются достоверными. В исследованиях для нескольких ядер, выполненных с помощью активационных методов прямого разделения парциальных реакций, альтернативных методу их разделения по множественности образующихся в них нейтронов, было показано [16], что к двум жестким критериям достоверности, приведенным выше, может быть добавлен еще один, не жесткий, но обязательный третий критерий. Достоверные отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  не должны заметно отличаться от отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в КМФЯР [13].



**Рис. 2.** Сравнение отношений  $F_1$  (а) и  $F_2$  (б), полученных с использованием экспериментальных и теоретических данных. Справа: ядро  $^{51}\text{V}$ , звезды — [9], треугольники — [12], квадраты — [14], линия — [13]. Слева: ядро  $^{59}\text{Co}$ , звезды — [9], треугольники — [4], заполненные ромбы — [10], пустые ромбы — [11], линия — [13].

Отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ , определенные по данным для сечений выхода и сечений парциальных реакций на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , полученных описанным выше способом, представлены на рис. 2. Хорошо видно, что к достоверности обсуждаемых данных в случаях обоих ядер могут быть предъявлены серьезные претензии. Во-первых, следует отметить огромные расхождения между  $F_i^{\text{эксп}}$  [9] и  $F_i^{\text{теор}}$  [13], намного превышающие аналогичные расхождения данных в случаях обоих ядер, полученных на пучках аннигиляционных фотонов [4, 5, 12], которые были интерпретированы как недостоверные [1, 2, 8]. Во-вторых, о недостоверности обсуждаемых данных, полученных для обоих ядер на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, свидетельствует то, что отношения  $F_1$  выходят на физически недостоверное значение 0, а соответствующие отношения  $F_2$  — на значение 0.50 при очень малых значениях энергии налетающих фотонов. Это означает, что

при больших энергиях в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения не были зарегистрированы нейтроны из реакции  $(\gamma, 1n)$ , хотя, как отмечалось выше, нейтроны из этой реакции наблюдались до энергии налетающих фотонов  $\sim 40$  МэВ. Такое недостоверное существенное занижение сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  при энергиях фотонов, больших отмеченных выше значений (24.5 и 21.5 МэВ), приводит к недостоверной интерпретации сечения выхода нейтронов как  $\sigma(\gamma, xn) = 2\sigma(\gamma, 2n)$ . В результате сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  оказывается существенно переопределенным — недостоверно завышенным. Все сказанное выше свидетельствует о том, что экспериментальные данные, полученные для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, не удовлетворяют физическим критериям и, следовательно, не являются достоверными.

### ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$

Для оценки того, как должны выглядеть сечения парциальных реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$  на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , удовлетворяющие физическим критериям достоверности, был использован экспериментально-теоретический метод [6, 14–16]. В нем совместно используются экспериментальное сечение выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , включающее в себя все образующиеся в разных парциальных реакциях нейтроны и, следовательно, практически не зависящее от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, и отношения  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанные в КМФЯР [13], которые от этих проблем абсолютно не зависят. В этой связи сечения, оцененные с помощью соотношения

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \\ &= [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \end{aligned} \quad (9)$$

от проблем экспериментального определения множественности нейтронов также практически не зависят.

В исследованиях, выполненных ранее для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  [4, 5, 12], было показано, что случаях этих относительно легких ядер с точки зрения достоверного распределения нейтронов между реакциями с различной множественностью большое значение имеет реакция  $(\gamma, 1n1p)$ . Это обусловлено тем, что в этой реакции энергия возбуждения исследуемого ядра распределяется между двумя нуклонами с множественностью 1 приблизительно так же, как между двумя нейтронами в реакции  $(\gamma, 2n)$  с множественностью 2. Процедура разделения нейтронов по множественности в этих случаях оказывается неоднозначной, что приводит к появлению существенных систематических погрешностей в сечениях конкурирующих реакций.

**Таблица 1.** Величины (в единицах МэВ·мб) интегральных сечения  $\sigma^{\text{инт}}$ , рассчитанных для выходов нейтронов  $^{51}\text{V}(\gamma, xn)$  и  $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$ , полученных экспериментально и теоретически и представленных на рис. 1

Источник данных	$^{51}\text{V}(\gamma, xn), E^{\text{инт}} = 27.30 \text{ МэВ}$	$^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$ [9], $E^{\text{инт}} = 27.00 \text{ МэВ}$
[9] — звезды	633.7±8.7	901.7 ± 3.1
[12] — треугольники	629.4±4.4	727.6 ± 4.8
[5] — квадраты	663.9±2.6	
[13] — линии	601.8±7.4	772.9 ± 8.4

**Таблица 2.** Энергетические пороги ( $B$ ), положения максимумов ( $E^{\text{макс}}$ ) и абсолютные величины ( $\sigma^{\text{макс}}$ ) [13] сечений реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ .

Реакция	$^{51}\text{V}$			$^{59}\text{Co}$		
	$B, \text{ МэВ}$	$E^{\text{макс}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{макс}}, \text{ мб}$	$B, \text{ МэВ}$	$E^{\text{макс}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{макс}}, \text{ мб}$
$(\gamma, 1n1p)$	19.0	24.4	12.0	17.4	23.0	21.7
$(\gamma, 2n)$	20.4	23.6	11.9	19.0	21.8	13.4

Согласно результатам расчетов, выполненных в КМФЯР для обоих обсуждаемых ядер, энергетические положения максимумов сечений  $\sigma(\gamma, 1n1p)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  и их амплитуды оказываются весьма близкими (таблица 2) в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  и практически совпадают пороги фотопротонной реакции  $(\gamma, 1n1p)$  оказываются заметно ниже порогов фотонейтронной реакции  $(\gamma, 2n)$  — на 1.4 МэВ в случае ядра  $^{51}\text{V}$  и 1.6 МэВ в случае ядра  $^{59}\text{Co}$ . В этой связи оценка достоверных сечений парциальных реакций (9) осуществлялась в двух вариантах: без учета

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n) / [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (10)$$

и с учетом

$$F_1 = [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)] / [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (11)$$

вкладов реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

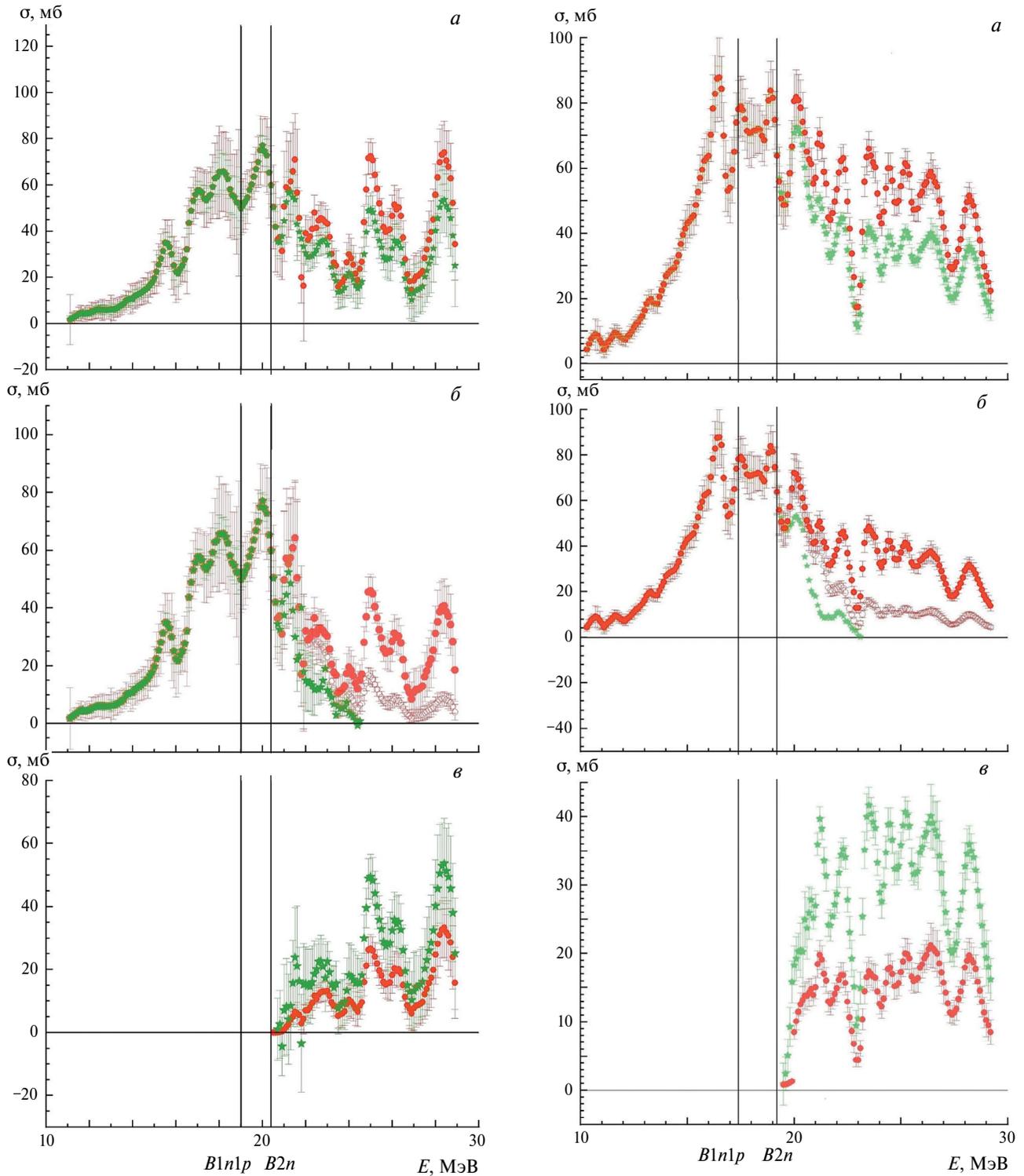
Оцененные описанным способом сечения парциальных реакций, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, приведены на рис. 3 вместе с полученными ранее [8] данными для ядра  $^{59}\text{Co}$ . Соответствующие величины интегральных сечений реакций (таблица 3) полностью подтверждают утверждения:

— о недостоверности экспериментальных [9] сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , существенном занижении первых и завышении вторых;

— о существенной роли, которую в случаях ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  играет реакция  $(\gamma, 1n1p)$ .

Полученные для обоих обсуждаемых ядер данные свидетельствуют о том, что:

— оцененные сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  в обоих случаях [(10) и (11)] естественным образом оказываются одинаковыми, поскольку для их получения используются идентичные коэффициенты  $F_2$ , и имеют величины приблизительно в 2 раза меньшие по сравнению с экспериментальными значениями;



**Рис. 3.** Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные (звезды [9]) сечения реакций *a* —  $\sigma(\gamma, sn)$ , *б* —  $\sigma(\gamma, 1n)$ , *в* —  $\sigma(\gamma, 2n)$ . На рис. *б* незаполненными кружками представлено сечение, оцененное без учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Справа — ядро  $^{51}\text{V}$ , слева — ядро  $^{59}\text{Co}$  [8].

— сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ , оцененные (10) без учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ , превышают экспериментальные сечения, но не позволяют воспроизвести экспериментальные значения сечений выхода  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ ;

— учет (11) в процедуре оценки вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$  увеличивает общий вклад  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  реакций с образованием одного нейтрона, что приводит суммарную величину оцененного сечения

**Таблица 3.** Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб) полных и парциальных реакций, рассчитанные для ядра  $^{51}\text{V}$  до энергии фотонов  $E^{\text{инт}} = 28.9$  МэВ и для ядра  $^{59}\text{Co}$  — до энергии  $E^{\text{инт}} = 30$  МэВ [8], в сравнении с экспериментальными данными [9]

Реакция	Оцененные данные		Эксперимент [9]
	Без учета реакции ( $\gamma, 1n1p$ )	С учетом реакции ( $\gamma, 1n1p$ )	
$^{51}\text{V}$ (настоящая работа)			
$(\gamma, xn)$	$670.6 \pm 11.5$	$770.9 \pm 11.4$	$771.3 \pm 11.1$
$(\gamma, sn)$	$560.4 \pm 10.9$	$660.7 \pm 10.8$	$578.1 \pm 6.8$
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		$550.3 \pm 10.2$	$384.9 \pm 4.2$
$(\gamma, 1n)$	$450.0 \pm 9.6$		
$(\gamma, 2n)$	$110.3 \pm 3.6$	$110.3 \pm 3.6$	$193.2 \pm 8.3$
$^{59}\text{Co}$ [8]			
$(\gamma, xn)$	$844.3 \pm 3.4$	$1012.3 \pm 5.7$	$1017.2 \pm 3.4$
$(\gamma, sn)$	$704.6 \pm 5.1$	$872.7 \pm 5.6$	$737.6 \pm 2.2$
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		$733.0 \pm 5.5$	$457.9 \pm 1.2$
$(\gamma, 1n)$	$564.9 \pm 5.0$		
$(\gamma, 2n)$	$139.7 \pm 1.4$	$139.7 \pm 1.4$	$279.6 \pm 2.5$

$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  в соответствие с его экспериментальным значением  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ .

Все вышесказанное приводит к выводу о том, что, по-видимому, статистическая модель правильно описывает эмиссию нейтронов из составного ядра только при энергиях падающих фотонов до 10—15 МэВ (в некоторых исследованиях (см. например, [17]) об этой области энергий говорится как об энергиях фотонов, на 2—3 МэВ превышающих порог  $B2n$ ). При более высоких энергиях, при которых, собственно, происходит конкуренция парциальных реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 1n1p$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) статистические поправки на множественность становятся неточными, так как при таких энергиях начинают играть большую роль процессы предравновесного распада составной системы.

К сказанному следует добавить, что в полуклассических моделях фотоядерных реакций не учитывается влияние на конкуренцию нейтронных и протонных каналов реакций изоспиновых эффектов, что приводит к заниженным оценкам парциальных сечений с вылетом протонов. Как правило, это не сказывается на соотношении выходов реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), пороги которых существенно различаются. Однако в случаях ядер, в которых пороги фотопротонных реакций оказываются ниже порогов фотонейтронных реакций, отсутствие учета изоспиновых эффектов приводит к искажению соотношения выходов реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ). Как было показано выше (таблица 2), в случаях обоих рассмотренных в настоящей работе ядер реализуется именно такая ситуация. Следует отметить, что в используемой в настоящей работе модели (КМФЯР) этот фактор учитывается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о недостоверности сечений парциальных реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) на ядрах  $^{51}\text{V}$

и  $^{59}\text{Co}$ , определенных в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] с помощью внесения в сечение реакции выхода  $\sigma(\gamma, xn)$  соответствующих поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [7]. Установлено, что результаты экспериментов этого типа в случаях обоих ядер не удовлетворяют физическим критериям. На основании сравнения достоверных сечений реакций, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода (рис. 3 и табл. 3), с экспериментальными сечениями показано, что примененные поправки недостоверно не только существенно занижают вклад реакции ( $\gamma, 1n$ ), но и не учитывают вклад реакции ( $\gamma, 1n1p$ ), играющей важную роль в процессах фоторасщепления относительно легких ядер. Это приводит к необоснованному недостоверному существенному завышению вклада реакции ( $\gamma, 2n$ ). Сечения парциальных реакций для обоих обсуждаемых ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , полученные в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] не являются достоверными и не должны быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

Работа выполнена в отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (центре данных фотоядерных экспериментов) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Авторы выражают благодарность В. Н. Орлину за результаты теоретических расчетов и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 180.
2. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // Ядерн. физика. 2021. Т. 84. № 4. С. 278; Varlamov V.V.,

- Davydov A.I., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2021. T. 84. No. 4. P. 389.
3. *Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2345.
  4. *Alvarez R.A., Berman B.L., Faul D.D. et al.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 128.
  5. *Veyssiere A., Beil H., Bergere R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 227. P. 513.
  6. *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2023. Т. 78. № 3. С. 2330206; *Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78. No. 3. P. 303.
  7. *Blatt J.M., Weisskopf V.F.* Theoretical nuclear physics. NY.: John Wiley & Sons, Inc., 1952.
  8. *Варламов В.В., Давыдов А.И., Мостаков И.А., Орлин В.Н.* // Ядерн. физика. 2023. Т. 86. № 5. С. 532; *Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. No. 5. P. 600.
  9. *Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1969. Т. 33. С. 1736; *Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1969. V. 33. P. 1588.
  10. *Baciu G., Catana D., Deberth C. et al.* // Nucl. Phys. 1971. V. 167. P. 177.
  11. *Baciu G., Bonazzola G.C., Minetti B. et al.* // Nucl. Phys. 1965. V. 67. P. 178.
  12. *Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2345.
  13. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // Ядерн. физика. 2008. Т. 71. С. 517; *Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
  14. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 875; *Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 833.
  15. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 884; *Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 842.
  16. *Kawano T., Cho Y.S., Dimitriou P. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2020. V. 163. P. 109.
  17. *Bergere R.L., Beil H., Veyssiere A.* // Nucl. Phys. A. 1968. V. 121. P. 463.

## Reliability of cross sections of the photoneutron reactions on $^{51}\text{V}$ and $^{59}\text{Co}$ in the bremsstrahlung beam experiments

V. V. Varlamov<sup>1,\*</sup>, A. I. Davydov<sup>1</sup>, I. A. Mostakov<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, 119991, Russia

\*e-mail: Varlamov@gmail.com

Using the experimental-theoretical method for evaluation of partial photoneutron reaction cross sections basing on objective physical criteria the reliability of data on the  $(\gamma, 1n)$  and  $(\gamma, 2n)$  reaction cross sections of  $^{51}\text{V}$  and  $^{59}\text{Co}$  nuclei obtained on bremsstrahlung  $\gamma$ -rays was investigated. It is found that partial reaction cross sections obtained by adding corrections to neutron yield cross sections  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  calculated within statistical theory do not satisfy the reliability criteria. Cross sections of the  $(\gamma, 1n)$  reaction are significantly underestimated in the considered experiments, while those of the  $(\gamma, 2n)$  reaction are overestimated, due obviously to the way information is obtained on the partial reaction cross sections by applying statistical theory corrections to the yield cross section of the  $\sigma(\gamma, xn)$ . When describing the  $(\gamma, 1n)$  reaction cross section at photon energies below threshold  $B_{2n}$  of the  $(\gamma, 2n)$  reaction, such corrections produce substantial systematic uncertainties in the ranges of energy where both partial reactions compete.

*Keywords:* partial photoneutron measurements, dimensionality, discreteness, physical criteria

УДК 539.1.074.823

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЯДРА ${}^9\text{Be}$ С БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ В ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ

© 2024 г. В. М. Скоркин<sup>1,\*</sup>, С. И. Поташев<sup>1</sup>, А. А. Каспаров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

\*e-mail: skorkin@inr.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Для исследования кластерной структуры легких ядер в реакциях взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  ${}^9\text{Be}$  выполнено моделирование кинематики реакций  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$  при энергии 1–3 МэВ. Показана возможность определения характеристик каналов реакций при взаимодействии нейтрона с ядром  ${}^9\text{Be}$  по измерению ионизационных потерь заряженных фрагментов реакций в многослойном газонаполненном детекторе заряженных частиц с бериллиевым конвертером.

**Ключевые слова:** нейтрон, бериллий, кластерная структура, ядерная реакция, кинематика, ионизационные потери, детектор

DOI: 10.31857/S0367676524080078, EDN: ORHTLF

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение характеристик каналов распада возбужденных состояний ядер важно для исследования механизма ядерных реакций и их кластерной структуры. Теоретические расчеты с использованием антисимметричной модели молекулярной динамики позволяют выявить кластерную структуру ядер [1]. Особенности кластерной структуры ядер проявляются в реакциях взаимодействия быстрых нейтронов с так называемыми бороминовскими ядрами ( ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ). При расчетах в рамках  $\alpha\alpha n$  модели выявлена локализация валентного нейтрона в низколежащих возбужденных состояниях  $1/2^+$  (1.68 МэВ) и  $3/2^+$  (2.43 МэВ) ядра  ${}^9\text{Be}$  на расстоянии около 11 Фм от центра масс  $\alpha$ -частиц, что в несколько раз больше, чем в основном  $3/2^-$  состоянии [2]. Такие возбужденные состояния можно исследовать в неупругом рассеянии быстрых нейтронов на бериллии  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*$  при энергии выше порога реакции 1.85 МэВ с помощью регистрации фрагментов распада возбужденных состояний на нейтроны и  $\alpha$ -частицы. При энергии быстрых нейтронов ниже 5 МэВ возможны также низкоэнергетические ядерные реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^5\text{He} + n \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$  через образование промежуточных короткоживущих ядер  ${}^5\text{He}$  и  ${}^8\text{Be}$ , а также реакция  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  с образованием нестабильного изотопа  ${}^6\text{He}$  с периодом полураспада

$T_{1/2} = 807$  мс. Определение характеристик каналов указанных реакций возможно при измерении кинематических параметров и ионизационных потерь заряженных фрагментов реакций в последовательных газонаполненных промежутках детектора на основе конвертера из бериллиевого слоя-мишени и позиционно-чувствительной газовой камеры [3]. Ранее для регистрации тепловых и быстрых нейтронов был создан и испытан позиционно-чувствительный детектор нейтронов на основе мишени-конвертера из твердого слоя  ${}^{10}\text{B}$  или  $\text{B}_4\text{C}$  и многосекционной ионизационной камеры [4, 5]. Такой детектор нейтронов работает благодаря ядерной реакции  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$ . [6] Энергия и ионизационные потери вторичных заряженных фрагментов реакции определяются энергией нейтрона и углами вылета заряженных фрагментов  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$  [7]. Модельные расчеты показали, что распределение ионизационных потерь в газовых промежутках детектора существенно зависят от вида заряженного фрагмента и расположения газового промежутка [8]. С помощью детектора с борным конвертером проведено исследование соотношения выходов распада основного и возбужденного состояний ядра  ${}^7\text{Li}$ , вылетающего при взаимодействии нейтронов с ядром  ${}^{10}\text{B}$  при энергии более 1 МэВ [9]. В настоящее время изготавливается бериллиевая мишень для многослойного позиционно-чувствительного детектора для реакций взаимодействия быстрых нейтронов с  ${}^9\text{Be}$ . Ионизационные потери  $\alpha$ -частиц

и ядер  ${}^6\text{He}$  ( $T_{1/2} = 0.8$  с) могут измеряться в газовых промежутках за бериллиевым слоем-мишенью. Реакции с образованием короткоживущих ядер  ${}^5\text{He}$  и  ${}^8\text{Be}$ , создающие  $\alpha$ -частицы в конечном состоянии, могут быть зарегистрированы в детекторе как двойной сигнал от двух одновременно зарегистрированных  $\alpha$ -частиц. Для определения экспериментальных условий, параметров детектора и характеристик реакций необходимо выполнить моделирование кинематики и ионизационных потерь кластерных фрагментов реакций в заданном интервале энергий быстрых нейтронов.

### КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для определения необходимых экспериментальных условий было проведено моделирование реакций  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$  для энергии нейтронов 1–3 МэВ. Были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [10]. При расчетах отбирались события с определенными значениями энергий и углов вылета частиц, которые удовлетворяют законам сохранения энергии и импульса с заданной точностью. Рассчитывались углы вылета и кинетические энергии ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$  в лабораторной системе координат. При энергии

быстрых нейтронов 1 МэВ возможна только реакция  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  с порогом 0.67 МэВ. Максимальные энергии вылета  $\alpha$ -частицы и  ${}^6\text{He}$  были 0.39 и 0.11 МэВ, соответственно, при сечении реакции 0.7 мб [11]. Для энергии нейтронов 2 МэВ максимальные энергии вылета  $\alpha$ -частицы и  ${}^6\text{He}$  составили 1.28 и 0.35 МэВ при сечении реакции 45 мб. При этом фоновые реакции неупругого рассеяния  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*(1.68 \text{ МэВ})$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$  (с сечением около 50 мб над порогом 1.85 МэВ) создавали  $\alpha$ -частицы с максимальной энергией 0.37 МэВ. При  $E_n = 3$  МэВ энергии  $\alpha$ -частиц и  ${}^6\text{He}$  из реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  изменялись в интервалах (1.80–2.16) МэВ и (0.24–0.60) МэВ, соответственно, при сечении реакции 105 мб (рис. 1а, б). Фоновые реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*(1.68 \text{ МэВ})$ ,  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*(2.43 \text{ МэВ})$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$  создавали две  $\alpha$ -частицы с максимальной энергией 0.74–0.78 МэВ (рис. 2).

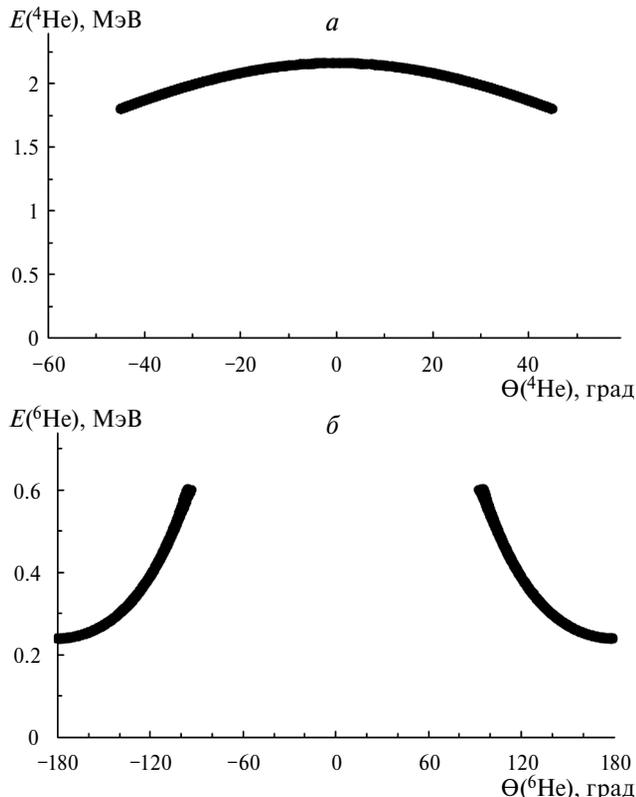


Рис. 1. Энергетическое и угловое распределения  $\alpha$ -частиц (а) и  ${}^6\text{He}$  (б) из реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  при энергии нейтронов 3 МэВ.

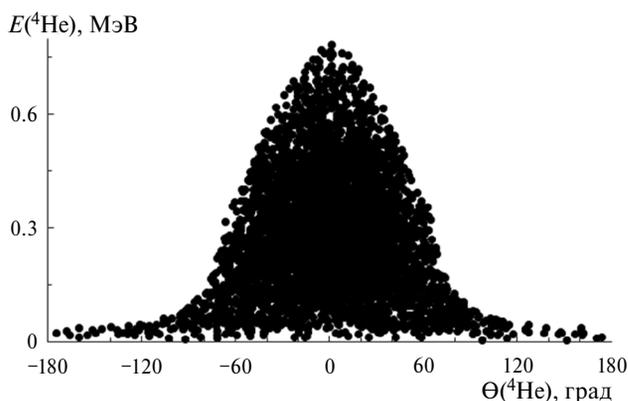


Рис. 2. Энергетическое и угловое распределения  $\alpha$ -частиц из фоновой реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$  при энергии нейтронов 3 МэВ.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Модельные расчеты ионизационных потерь заряженных фрагментов реакций были выполнены для многосекционного газонаполненного детектора заряженных частиц с бериллиевым конвертером. Параметры газонаполненного детектора на основе ионизационной камеры и 3 мкм слоя-конвертора  ${}^9\text{Be}$  были: 20 мкм анод; катоды из 50 мкм вольфрам-рениевой проволоки; 2.5 мм газовые промежутки, заполненные газовой смесью  $\text{Ar} + 25\% \text{CO}_2$  при давлении 1 бар. Ранее аналогичные расчеты ионизационных потерь были проведены для заряженных фрагментов реакций  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$  и  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li} + \gamma$  при взаимодействии нейтронов с борной мишенью-конвертером в 4-х секционном позиционно-чувствительном детекторе нейтронов с энергией 1.8, 2.5, 3 и 4 МэВ [12]. В них были рассчитаны энергетические потери и их спектры для ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$  в газонаполненных

промежутках детектора. Было установлено, что с увеличением номера газового промежутка ионизационные потери заряженных фрагментов возрастают, их энергетические спектры расширяются и сдвигаются в сторону больших энергий [13]. События регистрации  ${}^4\text{He}$ , относящиеся к ядерной реакции без  $\gamma$ -кванта, можно отобрать, применяя верхний порог для сигналов от потерь в четвертом газовом промежутке детектора. Аналогичные результаты были получены в наших модельных расчетах для реакций  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$ . Моделирование показало, что возможно регистрировать и выделять над фоном заряженные кластеры вблизи порога реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  при облучении быстрыми нейтронами бериллиевой мишени. При этом эффективность регистрации растет с увеличением энергии нейтронов. При низких энергиях ядра  ${}^6\text{He}$  за счет ионизации быстро теряют свою энергию и поэтому их регистрация эффективна в первом газовом промежутке ионизационной камеры (рис. 3). Отбор полезных событий возможен по углам вылета и ионизационным потерям  ${}^6\text{He}$ . При возрастании энергии нейтронов возрастает энергия фрагментов реакции, что позволяет зарегистрировать их ионизационные потери в нескольких газовых промежутках позиционно-чувствительного детектора. При этом увеличивается эффективность отбора событий за счет корреляции ионизационных потерь в различных газовых промежутках. Ионизационные потери ядер  ${}^4\text{He}$  распределяются между несколькими газовыми промежутками, что позволяет провести отбор полезных событий из реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  по их ионизационным и корреляционным особенностям на фоне регистрации  ${}^4\text{He}$  из реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$  (рис. 4). С помощью позиционно-чувствительного детектора заряженных частиц с бериллиевым конвертером можно исследовать кластерную структуру низколежащих возбужденных состояний  $1/2^+$  и  $3/2^+$  ядра  ${}^9\text{Be}$  в реакции неупругого рассеяния

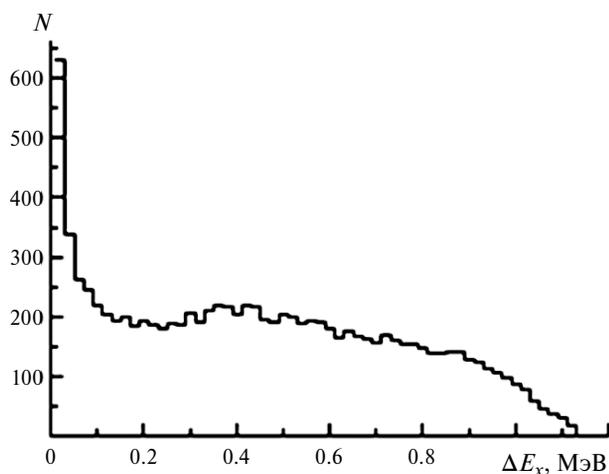


Рис. 3. Спектр ионизационных потерь  ${}^6\text{He}$  в реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  при энергии нейтронов 3 МэВ.

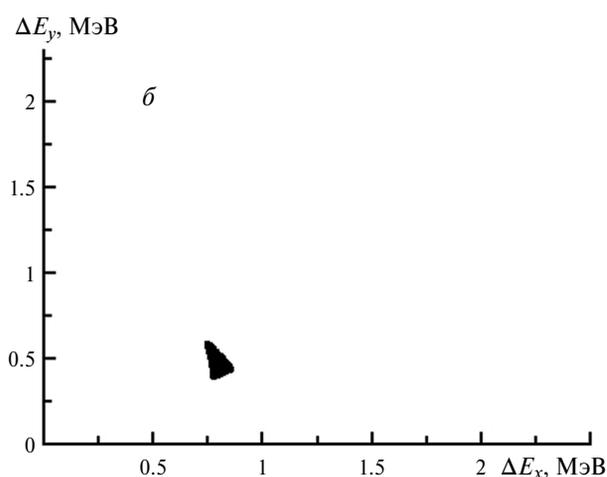
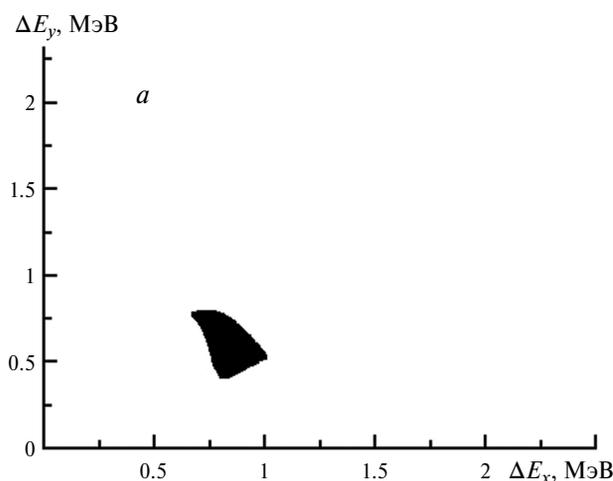


Рис. 4. Корреляция ионизационных потерь  ${}^4\text{He}$  при энергии нейтронов 2.5 МэВ (а) и при энергии нейтронов 3 МэВ (б).

быстрых нейтронов  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*$ . При энергии быстрых нейтронов от порога возбуждения  $1/2^+$  состояния (1.85 МэВ) и до порога возбуждения  $3/2^+$  состояния (2.74 МэВ) может быть измерена реакция  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$  с регистрацией двух  $\alpha$ -частиц.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При облучении быстрыми нейтронами с энергией 1—3 МэВ газонаполненного позиционно-чувствительного детектора заряженных частиц с бериллиевым конвертером можно исследовать различные каналы реакций, например  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  и  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$ . В измерениях при низких энергиях регистрация тяжелых заряженных фрагментов  ${}^6\text{He}$  эффективна в первом газовом промежутке ионизационной камеры и отбор событий можно проводить по углам вылета и ионизационным потерям. При большей энергии нейтронов пробеги заряженных

фрагментов увеличиваются и их ионизационные потери распределяются между несколькими газовыми промежутками позиционно-чувствительного детектора. При этом с увеличением номера газового промежутка энергетические спектры ионизационных потерь расширяются и сдвигаются в сторону больших энергий. С увеличением энергии нейтронов увеличивается сечение и эффективность отбора событий из реакции  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  за счет корреляции ионизационных потерь в различных газовых промежутках позиционно-чувствительного детектора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rodkin D.M., Tchuvil'sky Yu.M. // Phys. Lett. B. 2019. V. 788. P. 238.
2. Kanada-En'yo Y., Ogata K. // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 064616.
3. Поташев С.И., Скоркин В.М. // Тезисы докл. 73 междунар. конф. по ядерн. физике «Ядро-2023». (Саров, 2023). С. 297.
4. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 10. С. 108; Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al. // J. Surf. Invest. Xray. Synch. Neutr. Tech. 2018. V. 12. P. 627.
5. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
6. Поташев С.И., Драчев А.И., Каспаров А.А., Бурмистров Ю.М. Позиционно-чувствительный детектор медленных и быстрых нейтронов. Патент РФ № 2788834, кл. RU2788834 С1. 2022.
7. Поташёв С.И., Афонин А.А., Бурмистров Ю.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 530; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 382.
8. Каспаров А.А., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 694; Kasparov A.A., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021 V. 85. No. 10. P. 1068.
9. Поташев С.И., Каспаров А.А., Пономарев В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1304; Potashev S.I., Kasparov A.A., Ponomarev V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1079.
10. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 5. С. 527; Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevskii E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 5. P. 345.
11. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Плискин В.И. Сечения пороговых реакций, вызываемые нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982. 216 с.
12. Поташев С.И. // Ядерн. физика. 2023. Т. 86. № 5. С. 634; Potashev S.I. // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. No 5. P. 850.
13. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.

## Simulation of cluster decay of light nuclei by the interaction of ${}^9\text{Be}$ nucleus with fast neutrons in ionization chamber

V. M. Skorkin<sup>1,\*</sup>, S. I. Potashev<sup>1</sup>, A. A. Kasparov<sup>1</sup>

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

\* e-mail: skorkin@inr.ru

To study the cluster structure in the reactions of interaction of fast neutrons with  ${}^9\text{Be}$ , the kinematics of the reactions  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$  and  $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$  at energies of 1–3 MeV were simulated. The possibility of determining the characteristics of reaction channels under the interaction of a neutron with a  ${}^9\text{Be}$  nucleus by measuring the ionization losses of charged reaction fragments in a multilayer gas-filled charged particle detector with a beryllium converter has been demonstrated.

**Keywords:** neutron, beryllium, cluster structure, nuclear reaction, kinematics, ionization losses, detector

УДК 539.173:621.039

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С ЯДРАМИ $^{128}\text{Te}$ И $^{130}\text{Te}$

© 2024 г. Ю. С. Лютостанский<sup>1</sup>, А. Н. Фазлиахметов<sup>1,2,3,\*</sup>, Б. К. Лубсандоржиев<sup>2</sup>,  
Н. А. Белогорцева<sup>1</sup>, Г. А. Коротеев<sup>1,2,3</sup>, А. Ю. Лютостанский<sup>1</sup>, В. Н. Тихонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение Национальный исследовательский центр  
«Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

\* e-mail: fazliakhmetov@phystech.edu

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Исследовано взаимодействие солнечных нейтрино с изотопами  $^{128,130}\text{Te}$  с учетом резонансной структуры их зарядово-обменных силовых функций  $S(E)$ . Проанализированы, как экспериментальные данные по силовым функциям  $S(E)$ , полученные в реакциях ( $^3\text{He}, t$ ), так и силовые функции  $S(E)$ , рассчитанные в микроскопической теории конечных ферми-систем. Исследована резонансная структура силовой функции  $S(E)$ , выделены Гамов — Теллеровский, аналоговый и пигми-резонансы. Проведены расчеты сечений захвата  $\sigma(E)$  солнечных нейтрино для рассматриваемых двух изотопов с учетом резонансной структуры силовой функции  $S(E)$  и проанализировано влияние резонансов на энергетическую зависимость  $\sigma(E)$ . Получено, что при расчетах сечения  $\sigma(E)$  необходимо учитывать резонансную структуру силовой функции  $S(E)$ .

**Ключевые слова:** ядерная физика, солнечные нейтрино, резонанс Гамова—Теллера, сечение захвата нейтрино

DOI: 10.31857/S0367676524080088, EDN: ORFXQI

### ВВЕДЕНИЕ

Для интерпретации экспериментальных данных и планирования экспериментов нового поколения необходимо рассчитывать взаимодействия нейтрино с веществом детектора [1, 2, 3]. Особенно важно это для экспериментов по поиску процесса двойного безнейтринного бета-распада (SNO+ [4, 5], LEGEND [6], CUPID [7], PandaX [8] и др.), и по регистрации частиц темной материи (LUX-ZEPLIN [9], XENON [10] и др.), где крайне важен корректный учет фоновых процессов. Для такого рода экспериментов взаимодействие нейтрино от Солнца с ядрами мишени детектора будет являться фоновым процессом. При этом, особенностью такого фона является его принципиальная неустранимость [11, 12]. Для расчета величины сечения  $\sigma(E_\nu)$  и скорости захвата  $R$  нейтрино необходимо учитывать структуру зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ , которая характеризует интенсивность переходов в конечном ядре в зависимости от энергии возбуждения. Силовая функция  $S(E)$  имеет резонансный характер, который наблюдается практически во всех реакциях перезарядки [3, 13–15]

и проявляется, в основном, в виде гигантского Гамов—Теллеровского резонанса (GTR, Gamow—Teller resonance) [15–18], аналогового резонанса (AR — Analog resonance), низколежащих пигми резонансов (PR — Pigmy resonance) [19]. Резонансный характер зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  может существенно влиять на результаты расчетов сечений реакций захвата нейтрино атомными ядрами  $\sigma(E_\nu)$  [20, 21] и матричных элементов для процессов бета-распада и двойного бета-распада.

В нашей работе проведен анализ экспериментальных данных по реакциям перезарядки  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  [22] и рассчитаны сечения захвата солнечных нейтрино для  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Эти изотопы являются одними из популярных кандидатов на поиск процесса двойного безнейтринного бета-распада [3, 22]. Связано это, в первую очередь, с высоким содержанием обоих изотопов в природном теллуре: 31.78 % для  $^{128}\text{Te}$  и 34.08 % для  $^{130}\text{Te}$ , что позволяет обойтись без дорогостоящего процесса изотопного обогащения. Дополнительной причиной также является большая энергия распада  $Q_{\beta\beta} = 2527.51$  кэВ

[23] для  $^{130}\text{Te}$ , которая выше, чем для большинства источников естественной радиоактивности (для  $^{128}\text{Te}$   $Q_{\beta\beta} = 866.7$  кэВ [23]). Кроме того, интерес к этим изотопам связан с их важностью для геохимических экспериментов [3, 22], т. к. исторически, изотопы теллура были одними из первых изотопов, для которых был измерен период двойного бета-распада в геохимическом эксперименте [24, 25].

Так, в эксперименте SNO+ планируется использовать жидкий сцинтиллятор массой 780 тонн на основе линейного алкилбензола (ЛАБ) с растворенным в нем теллуrom с концентрацией 0.5% по массе в первой фазе эксперимента для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{130}\text{Te}$  [4, 5]. Для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{128}, ^{130}\text{Te}$  также предназначен эксперимент CUORE, в котором используется массив из 988 кристаллов  $\text{TeO}_2$ , которые работают и как мишень, и как криогенный болометрический детектор [26—28]. Также результаты по измерению периода полураспада  $^{130}\text{Te}$  по каналам  $2\nu\beta\beta$  и  $0\nu\beta\beta$  были опубликованы по данным экспериментов COBRA [29] и NEMO-3 [30].

Изотоп  $^{130}\text{Te}$  также предлагается использовать для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в проекте Баксанского большого нейтринного телескопа. В этом проекте предполагается постройка жидко-сцинтилляционного детектора нейтрино нового поколения с массой мишени 10 кт, направленного на измерение потоков нейтрино и антинейтрино от Солнца, Земли и астрофизических источников [31]. Установка будет размещена в подземных залах Баксанской нейтринной обсерватории Российской академии наук (БНО ИЯИ РАН) на глубине около 4700 м водного эквивалента. На данный момент построен и испытан прототип детектора с массой мишени 0.5 т и идет строительство прототипа с мишенью 5 т. Использование изотопа  $^{130}\text{Te}$ , растворенного в жидком сцинтилляторе, предлагается в третьей фазе проекта, на прототипе с массой мишени в 100 т. Также рассматриваются идеи использования других изотопов:  $^{150}\text{Nd}$  и  $^{115}\text{In}$ .

### ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{128}\text{Te}$ , $^{130}\text{Te}$

На рис. 1 дана объединенная схема возбужденных изобарических состояний изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ , которые наблюдаются в соседних ядрах  $^{128}, ^{130}\text{I}$ . Для  $^{128}\text{I}$  при энергиях возбуждения, превышающих  $S_n = 6826.13 \pm 5$  кэВ [23], происходит распад в стабильное ядро  $^{127}\text{I}$  вместе с эмиссией нейтрона. При более низких энергиях возбуждения вначале идут переходы из возбужденного состояния ядра  $^{128}\text{I}$  в основное состояние, а затем бета-распад  $^{128}\text{I}$  из основного состояния в основное и возбужденные состояния ядра  $^{128}\text{Xe}$ . Аналогично и для ядра  $^{130}\text{Te}$ : распад в  $^{129}\text{I}$  с эмиссией нейтрона при энергии возбуждения больше  $S_n = 6500.33 \pm 4$  кэВ [23] или же бета-распад из основного состояния ядра  $^{130}\text{Te}$  в основное и возбужденные состояния ядра  $^{130}\text{Xe}$  после

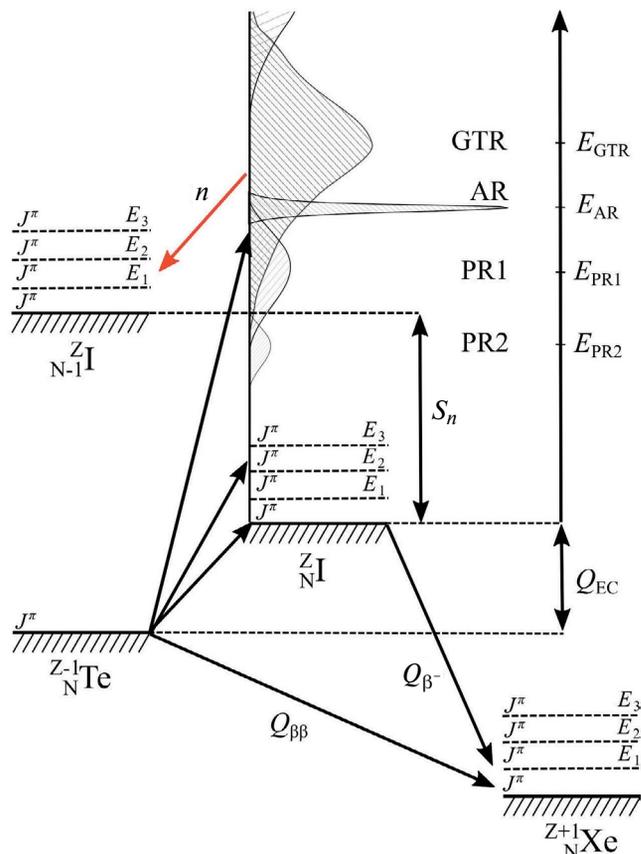
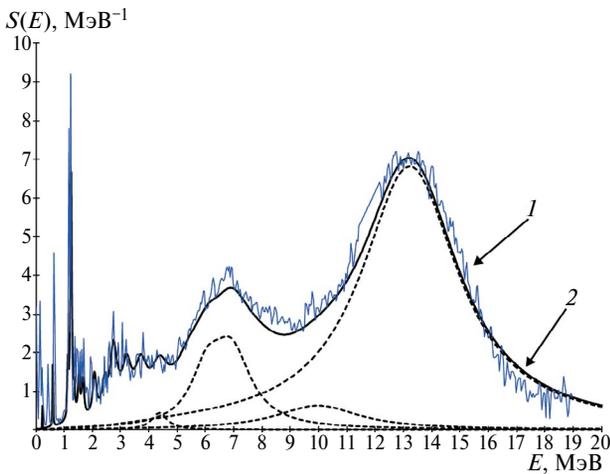


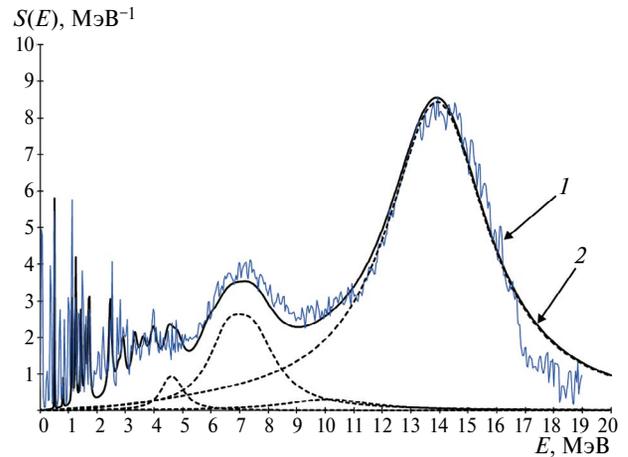
Рис. 1. Общая схема зарядово-обменных возбуждений для ядер  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ .

того как распадутся в основное состояние  $^{130}\text{I}$  все возбуждения с энергиями  $E_x < S_n$ . Следует заметить, что поскольку бета-распад происходит в высоко-возбужденные состояния ксенона, которые быстро распадаются, испуская  $\gamma$ -кванты, доля переходов, которые заселяют область энергии вблизи конечной точки для  $0\nu\beta\beta$  распада  $^{130}\text{I}$  относительно велика и эти  $\gamma$ -кванты могут служить фоновым процессом в соответствующих экспериментах.

Обработка экспериментальных спектров для зарядово-обменных реакций  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  подробно описана в работе [32]: использовалось разложение на отдельные резонансы и фон из состояний квази-свободного континуума (QFC — quasi-free continuum background) [33]. Форма пика наблюдаемого гигантского гамма-теллеровского резонанса (GTR) и пигми резонансов (PR) аппроксимировалось по Брейт—Вигнеру, фон QFC аппроксимировался аналогично как в предыдущих работах [32, 34]. Получены положения пиков:  $E_{\text{GTR}} = 13.287$  МэВ,  $E_{\text{AR}} = 11.948$  МэВ,  $E_{\text{PR1}} = 8.828$  МэВ,  $E_{\text{PR2}} = 6.391$  МэВ для  $^{128}\text{Te}$ , и  $E_{\text{GTR}} = 14.060$  МэВ,  $E_{\text{AR}} = 12.718$  МэВ,  $E_{\text{PR1}} = 9.531$  МэВ,  $E_{\text{PR2}} = 6.830$  МэВ для  $^{130}\text{Te}$ . Положения пиков PR и GTR резонансов зависят от параметров подложки фона QFC, которые подбирались при фитировании данных. Из-за этого они определены



**Рис. 2.** Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  ядра  $^{128}\text{I}$ . 1 — обработанные экспериментальные данные, 2 — расчет по теории конечных ферми-систем.



**Рис. 3.** Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  ядра  $^{130}\text{I}$ . Обозначения аналогичны рис. 2.

с точностью 100—200 кэВ. В оригинальной работе [22] даны только положения  $E_{\text{AR}} = 11.948$  МэВ для  $^{128}\text{Te}$ ,  $E_{\text{AR}} = 12.718$  МэВ для  $^{130}\text{Te}$  и примерные положения пиков GTR резонансов  $E_{\text{GTR}} \approx 14$  МэВ для обоих изотопов, положения пиков PR резонансов не упоминалось.

Теоретические зарядово-обменные силовые функции  $S(E)$  изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  рассчитывались в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [35], как ранее для других ядер [21, 36, 37]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля согласно [38, 39] и использовалось частичное согласование с  $m^* = m$  для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F^{\omega}$  в форме Ландау—Мигдала [35]:

$$F^{\omega} = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(r_1 - r_2), \quad (1)$$

где  $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300$  МэВ·фм<sup>3</sup> ( $\rho$  — средняя плотность ядерной материи),  $f_0$  и  $g_0$  — параметры изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц соответственно. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, в данном случае, использовались значения  $f_0 = 1.351 \pm 0.027$  и  $g_0 = 1.214 \pm 0.048$ , полученные недавно [39] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Рассчитывались энергии  $E_i$  и квадраты матричных элементов  $M_i^2$  возбужденных изобарических состояний дочерних ядер  $^{128, 130}\text{I}$ , образованных разрешенными переходами. Непрерывная часть спектра функции  $S(E)$  рассчитывалась с уширением по Брейт—Вигнеру.

При описании как экспериментальных, так и расчетных данных по силовой функции  $S(E)$  изотопов  $^{128, 130}\text{Te}$ , существенный вопрос состоит в нормировке

$S(E)$ . В расчетах использовалась нормировка ТКФС равная 81 % от максимального значения  $3(N - Z)$ , как в [36, 37]. На рис. 2 и рис. 3 для изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  представлено сравнение расчетной силовой функции  $S(E)$  и силовой функции, полученной из обработки экспериментальных данных. Для гигантского гамов-теллеровского резонанса рассчитаны положения пиков:  $E_{\text{GTR}} = 13.208$  МэВ,  $E_{\text{AR}} = 11.87$  МэВ (предсказание [40]), для  $^{128}\text{Te}$  и  $E_{\text{GTR}} = 13.900$  МэВ,  $E_{\text{AR}} = 12.48$  МэВ (предсказание [40]), что согласуется с данными эксперимента. При энергиях возбуждения от 4 до 9 МэВ для обоих ядер в силовой функции доминирует вклад от пигми резонансов, далее с ростом энергии возбуждения наибольший вклад дает гамов-теллеровский резонанс.

### СЕЧЕНИЕ И СКОРОСТИ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО ЯДРАМИ $^{128, 130}\text{Te}$

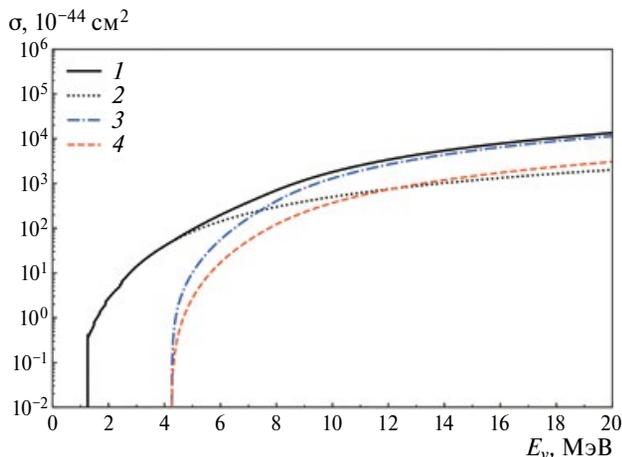
Зависимость полного сечения  $\sigma_{\text{Total}}(E_\nu)$  реакции захвата ( $\nu_e, e^-$ ) от энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$  с учетом взаимодействия с возбужденными состояниями ядра можно записать как:

$$\sigma_{\text{Total}}(E_\nu) = \sigma_{\text{disc}}(E_\nu) + \sigma_{\text{res}}(E_\nu). \quad (2)$$

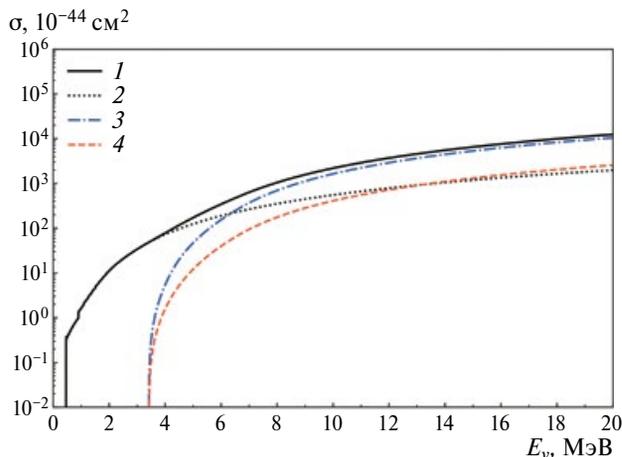
Вклад в сечение низколежащих возбужденных состояний  $\sigma_{\text{disc}}(E_\nu)$  описывается следующим образом [41]:

$$\sigma_{\text{disc}}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{G_F^2}{c^3 \hbar^4} p_e E_e F(Z, E_e) \sum_k \left[ B(F)_k + \left( \frac{g_A}{g_V} \right)^2 B(GT)_k \right], \quad (3)$$

где  $E_e = E_\nu - Q_{\text{EC}} - E + m_e c^2$  (при условии, что  $E_e - m_e c^2 > 0$ ) — полная энергия образовавшегося электрона,  $p_e$  — его импульс,  $F(Z, E_e)$  — функция Ферми [42, 43],  $G_F$  — фермиевская константа,  $g_A, g_V$  — константы аксиально-векторного и векторного



**Рис. 4.** Сечение захвата нейтрино в реакции  $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$ . 1 — полное сечение  $\sigma_{Total}$  с учетом вклада как дискретной, так и непрерывных частей силовой функции. 2 — сечение  $\sigma_{disc}$  с учетом вклада только дискретных уровней. 3 — сечение  $\sigma_{res}$  с учетом вклада только от силовой функции  $S(E)$ , полученной из обработки экспериментальных данных для реакции  $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ . 4 — сечение  $\sigma_{res}$  с учетом вклада только гигантского гамов—теллеровского резонанса (GTR) в силовую функцию  $S(E)$ .



**Рис. 5.** Сечение захвата нейтрино в реакции  $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$ . Обозначения аналогичны рис. 4. Для расчета  $\sigma_{res}$  использовалась силовая функция  $S(E)$ , полученная из обработки экспериментальных данных для реакции  $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ .

взаимодействия. В расчетах использовались значения  $G_F$  и отношение  $g_A/g_V$  приведенные в работе [44].  $B(F)_k, B(GT)_k$  — квадраты фермиевского и гамов-теллеровского матричных элементов. Для расчетов использовались экспериментальные табличные значения  $B(GT)_k$ , полученные на циклотроне университета в Осаке [22]: 27 дискретных уровней ниже энергии  $E_{max} = 3$  МэВ для реакции  $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и 21-й уровень ниже энергии  $E_{max} = 3$  МэВ для реакции  $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ .

Резонансный вклад в сечение определяется как [45, 46]:

$$\sigma_{res}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{(G_F(g_A/g_V))^2}{c^3 \hbar^4} \int_0^{E_\nu - Q_{EC}} p_e E_e F(Z, E_e) S(E) dE. \quad (4)$$

Для расчетов использовались силовые функции  $S(E)$ , полученные из обработки экспериментальных данных для реакций  $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  [22]. Они были заданы в области энергий возбуждения от  $\mu_{min} = 3$  МэВ до  $\mu_{max} = S_n$ . Положение верхней границы связано с тем, что в данной работе не рассматриваются процессы, связанные с вылетом нейтрона и образованием ядер  $^{127,129}\text{I}$ . В расчетах, связанных с вылетом нейтрона необходимо учитывать непрерывную часть силовой функции зарядово-обменных возбуждений с энергий  $E > S_n$  и теория таких возбуждений развивается.

На рис. 4 и 5 представлены сечения захвата нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  в зависимости от энергии налетающего нейтрино для реакций  $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$ . На обоих рисунках видно, что, начиная от 6 МэВ вклад резонансной части силовой функции в полное сечение начинает доминировать над вкладом от низколежащих дискретных состояний. При этом так как  $S(E)$  была задана только до пороговой энергии отрыва нейтрона ( $S_n = 6826.13 \pm 5$  кэВ для  $^{128}\text{I}$  и  $S_n = 6500.33 \pm 4$  кэВ для  $^{130}\text{I}$  [23]), самыми заметными в ней будут вклады от PR резонансов, вклад от GTR резонанса будет в основном в виде подложки (см. рис. 2 и рис. 3). Из-за этого вклад GTR резонанса в сечение тоже будет занижен (линия 4 на рис. 4 и рис. 5).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучено взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Исследовано влияние высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  на сечение захвата нейтрино. Для расчетов использована силовая функция  $S(E)$ , полученная из обработки экспериментальных данных для реакций  $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  [22, 32]. Сравнение ее с теоретической  $S(E)$ , полученной в рамках теории конечных ферми-систем, показало согласие как в области гигантского гамов—теллеровского резонанса (GTR), так и в области пигми резонансов (PR).

Были рассчитаны сечения  $\sigma(E_\nu)$  для  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Для обоих рассматриваемых изотопов видно, что при учете непрерывной части силовой функции  $S(E)$  сечения захвата солнечных нейтрино сильно возрастают.

Так как  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  являются популярными изотопами в экспериментах по поиску процесса  $0\nu\beta\beta$ ,

особенно важным является правильный расчет фоновых процессов для таких экспериментов. Процесс захвата солнечных нейтрино, в зависимости от схемы эксперимента, может являться неустранимым фоном. В работе показано, что учет высоколежащих резонансных состояний приводит к значительному увеличению сечения захвата.

Авторы благодарны М. Д. Скорохватову, И. Н. Борзову, Н. В. Клочковой, С. С. Семенову и В. В. Хрущеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-32-90059/20), при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00061) и гранта РНФ (проект № 24-12-00008).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Dolinski M., Poon A., Rodejohann W.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2019. V. 69. P. 219.
- Formaggio J.A., Zeller G.P.* // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84. P. 1307.
- Frekers D., Alanssari M.* // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 177.
- Ina'cio A.S. (for the SNO+ Collaboration)* // PoS (PANIC2021). 2022. V. 274.
- Andringa S., Arushanova E., Asahi S. et al.* // Adv. High Energy Phys. 2016. V. 2016. Art. No. 6194250.
- Cattadori C.M., Salamida F.* // Universe. 2021 V. 7. P. 314
- Alfonso K., Armatol A., Augier C. et al.* // J. Low Temp. Phys. 2023 V. 211. P. 375.
- Meng Y., Wang Z., Tao Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 261802.
- Aalbers J., Akerib D.S., Akerlof C.W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2023. V. 131. Art. No. 041002.
- Aprile E., Abe K., Agostini F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. Art. No. 161805.
- Elliott S.R., Engel J.* // J. Physics G. 2004. V. 30. P. 183.
- Billard J., Figueroa-Feliciano E., Strigari L.* // Phys. Rev. D2014. V. 89. Art. No. 023524.
- Lutostansky Yu.S.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 194. Art. No. 02009.
- Лютостанский Ю.С.* // Ядерн. физика. 2019. Т. 82. С. 440; *Lutostansky Yu.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 528.
- Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 173; *Gaponov Yu.V., Lyutostanskii Yu.S.* // JETP Lett. 1972. V. 15. P. 120.
- Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.* // Ядерн. физика. 1974. Т. 19. С. 62; *Gaponov Yu.V., Lyutostanskii Yu.S.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1974. V. 19. P. 33.
- Doering R.R., Galonsky A., Patterson D.M., Bertsch G.F.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1691.
- Galonsky A., Doering R.R., Patterson D.M., Bertini G.F.* // Phys. Rev. 1976. V. 14. P. 748.
- Лютостанский Ю.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 9; *Lutostansky Yu.S.* // JETP Lett. 2017. V. 106. P. 7.
- Лютостанский Ю.С., Тихонов В.Н.* // Ядерн. физика. 2018. Т. 81. С. 515; *Lutostansky Yu.S., Tikhonov V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 540.
- Лютостанский Ю.С., Осипенко А.П., Тихонов В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 539; *Lutostansky Yu.S., Osipenko A.P., Tikhonov V.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 488.
- Puppe P., Lennarz A., Adachi T. et al.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. No. 044603.
- Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al.* // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 030003.
- Inghram M.G., Reynolds J.H.* // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 1265.
- Inghram M.G., Reynolds J.H.* // Phys. Rev. 1950 V. 78. P. 822.
- Alduino C., Alfonso K., Artusa D.R. et al.* // J. Instrumentation. 2016. V. 11. Art. No. 07009.
- Adams D.Q., Alduino C., Alfonso K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. Art. No. 122501.
- Adams D.Q., Alduino C., Alfonso K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. Art. No. 222501.
- Ebert J., Fritts M., Gehre D. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 024603.
- Arnold R., Augier C., Baker J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. Art. No. 062504.
- Ushakov N.A., Fazliakhmetov A.N., Gangapshev A.M. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1787. Art. No. 012037.
- Fazliakhmetov A.N., Lutostansky Yu.S., Lubsandorzhiev B.K. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. P. 736.
- Pham K., Janecke J. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 526.
- Fazliakhmetov A.N., Inzhechik L.V., Koroteev G.A. et al.* // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2165. Art. No. 020015.
- Мигдал А.Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983; *Migdal A.B.* Theory of finite Fermi systems and applications to atomic nuclei. NY.: Interscience Publishers, 1967.
- Лютостанский Ю.С., Белогорцева Н.А., Коротеев Г.А. и др.* // Ядерн. физика. 2022. Т. 85. С. 409; *Lutostansky Yu.S., Belogortseva N.A., Koroteev G.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. P. 551.
- Lutostansky Yu.S., Fazliakhmetov A.N., Koroteev G.A. et al.* // Phys. Lett. B. 2022. V. 826. Art. No. 136905.
- Borзов I.N., Fayans S.A., Trykov E.L.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 335.
- Лютостанский Ю.С.* // Ядерн. физика. 2020. Т. 83. С. 34; *Lutostansky Yu.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 33.

40. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. // Ядерн. физика. 1972. Т. 16. С. 484; Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V. 16. P. 270.
41. Ву Ц.С., Мошковский С.А. Бета-распад. М.: Атомиздат, 1970; Wu C.S.; Moszkowski S.A. Beta Decay. NY.: Interscience Publishers, 1966.
42. Behrens M., Janeske J. Elementary particles, nuclei and atoms. Landolt-Bornstein Group I: nuclear physics and technology. V. 4. Springer, 1969.
43. Фазлиахметов А.Н., Лютостанский Ю.С., Коротеев Г.А. и др. // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. С. 668; Fazliakhmetov A.N., Lutostansky Yu.S., Koroteev G.A. et al. // Phys. Part. Nucl. 2023 V. 54. P. 547.
44. Workman R.L., Burkert V.D., Crede V. et al. // Progr. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.
45. Боровой А.А., Лютостанский Ю.С., Панов И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 521; Borovoi A.A., Lutostansky Yu.S., Panov I.V. et al. // JETP Lett. 1987. V. 45. P. 665.
46. Lutostansky Yu.S., Shulgina N.B. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 430.

## Interaction of solar neutrinos with $^{128}\text{Te}$ и $^{130}\text{Te}$

Yu. S. Lutostansky<sup>1</sup>, A. N. Fazliakhmetov<sup>1,2,3,\*</sup>, B. K. Lubsandorzhev<sup>2</sup>, N. A. Belogortseva<sup>1</sup>,  
G. A. Koroteev<sup>1,2,3</sup>, A. Yu. Lutostansky<sup>1</sup>, V. N. Tikhonov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182, Russia

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia

<sup>3</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, 117303, Russia

\* e-mail: fazliakhmetov@phystech.edu

The interaction of solar neutrinos with  $^{128,130}\text{Te}$  isotopes has been studied considering the resonance structure of charge-exchange strength functions  $S(E)$ . Both experimental data on the strength functions  $S(E)$  obtained in reactions ( $^3\text{He}, t$ ) and the strength functions  $S(E)$  calculated in the microscopic theory of finite fermi-systems are analyzed. The resonance structure of the  $S(E)$  strength function has been investigated, and the Gamow–Teller, analog, and pygmy resonances have been isolated. Calculations of the capture cross sections  $\sigma(E)$  of solar neutrinos for the two isotopes in consideration of the resonance structure of the strength function  $S(E)$  have been carried out and the influence of resonances on the energy dependence of  $\sigma(E)$  has been analyzed. It is shown that it is necessary to consider the resonance structure of the strength function  $S(E)$  when calculating the cross section  $\sigma(E)$ .

*Keywords:* nuclear physics, solar neutrinos, Gamow-Teller resonance, neutrino capture cross section

УДК 539.172.4

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ $np$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕАКЦИИ $nd$ -РАЗВАЛА ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 5 МэВ

© 2024 г. А. А. Каспаров<sup>1,\*</sup>, М. В. Мордовской<sup>1</sup>, А. А. Афонин<sup>1</sup>, Д. Г. Цветкович<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, Москва, Россия

\* e-mail: kasparov200191@gmail.com

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Предложен эксперимент по определению низкоэнергетических параметров  $np$ -взаимодействия в реакции  $nd$ -развала при энергии нейтронов 5 МэВ канала РАДЭКС ИЯИ РАН. Значения энергии виртуального  $^1S_0$  состояния и длины  $np$ -рассеяния могут быть получены из экспериментальной зависимости выхода реакции от относительной энергии движения “развальных” нейтрона и протона в кинематической области, где наиболее сильно проявляется  $np$ -взаимодействие в конечном состоянии. Выполнено моделирование событий реакции, на основе которого выбираются оптимальные условия будущего эксперимента.

**Ключевые слова:** нуклон-нуклонное взаимодействие, трехнуклонные силы, реакции нескольких тел, реакции распада, длина рассеяния, энергия виртуального состояния

DOI: 10.31857/S0367676524080097, EDN: ORBBFQ

### ВВЕДЕНИЕ

Одна из наиболее фундаментальных и традиционных задач ядерной физики — объяснение свойств атомных ядер с точки зрения элементарных взаимодействий между нуклонами. Для этого очень важным является изучение нуклон-нуклонного ( $NN$ ) взаимодействия. За прошедшее столетие накоплено огромное количество данных о протон-протонном ( $pp$ ), нейтрон-протонном ( $np$ ) и нейтрон-нейтронном ( $nn$ ) взаимодействиях. Тщательный анализ этих данных привел к построению различных реалистических моделей ядерных сил, описывающих большое число экспериментальных данных с хорошей точностью [1, 2].

Исследование и сравнение всех типов взаимодействия также являются важными в связи с проверкой гипотезы о зарядовой независимости и более слабого утверждения — зарядовой симметрии ядерных сил. Нарушение зарядовой независимости (НЗН) и зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил согласно современным представлениям связано с различием масс  $u$ - и  $d$ -кварков, их зарядов и магнитных моментов [3]. Особую роль в определении меры НЗН и НЗС ядерных сил играет исследование низкоэнергетических характеристик  $NN$ -взаимодействия в спиновом синглетном состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального  $^1S_0$  уровня. Так,

авторы работы [4] назвали длину  $NN$ -рассеяния “мощным увеличительным стеклом для изучения  $NN$ -взаимодействия”. Но если данные о длинах  $pp$ - и  $np$ -рассеяния можно извлечь из прямых экспериментов по  $pp$ - или  $np$ -рассеянию, соответственно, то данные о длине  $nn$ -рассеяния, ввиду отсутствия чисто нейтронных мишеней, получают в основном в реакциях  $n + d \rightarrow p + n + n$  и  $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$  при исследовании взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) двух нейтронов, имеющих малую относительную энергию.

Однако полученные данные о  $nn$ -взаимодействии в реакции  $nd$ -развала при различных энергиях нейтронов имеют большой разброс значений, превышающий экспериментальные ошибки [5–11]. Так, недавний анализ [11] полученных в реакциях  $nd$ -и  $dd$ -развала значений длин  $nn$ -рассеяния [5–12] в значительной мере подтвердил гипотезу [13] о влиянии  $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров  $nn$ -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами.

Можно предположить, что аналогичное влияние на извлекаемую величину нейтрон-протонной длины рассеяния (или энергии синглетного  $np$ -состояния) в реакциях с образованием пары протон-нейтрон в конечном состоянии, например  $n + ^2\text{H} \rightarrow n + p + n$  или  $d + ^1\text{H} \rightarrow p + n + p$ , может

оказать нейтрон или протон, соответственно. В недавней работе [14] в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции  $nd$ -развала при энергиях нейтронов 9 и 11 МэВ канала РАДЭКС ИЯИ РАН были получены значения  $^1S_0$  длины  $np$ -рассеяния, которые существенно отличаются от значения, полученного в эксперименте по свободному  $np$ -рассеянию. Причина такого расхождения также может быть связана со значительным влиянием трехнуклонных ( $3N$ ) сил. Для проверки данного предположения в ИЯИ РАН планируется исследование реакции  $nd$ -развала при более низких энергиях нейтронов.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН планируется проведение кинематически полного эксперимента по исследованию реакции  $n + ^2\text{H} \rightarrow n + (np) \rightarrow n + n + p$  при энергии нейтронов 5 МэВ в геометрии отдачи. Цель эксперимента — определение низкоэнергетических параметров  $np$ -взаимодействия — энергии виртуального  $^1S_0$  состояния ( $\epsilon_0$ ) и длины  $np$ -рассеяния ( $a_{np}$ ). В эксперименте будут измерены в совпадении энергетические спектры нейтронов от развала виртуального синглетного состояния  $np$ -системы и нейтронов отдачи при углах регистрации в кинематической области, отвечающей малой энергии  $\epsilon$  относительного движения “развальных” нейтрона и протона, где наиболее сильно проявляется нейтрон-протонное ВКС.

Для определения  $\epsilon_0$  (и связанную с этим значением величину  $a_{np}$ ) нужно измерить кинетические энергии “развальных” нейтрона и протона  $E_1$  и  $E_2$ , а также угол между ними  $\Delta\Theta$ . Нейтрон-протонное ВКС в такой постановке эксперимента проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии  $\epsilon$

$$\epsilon = (E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Delta\Theta) / 2,$$

форма которого чувствительна к величине энергии виртуального  $^1S_0$  состояния  $\epsilon_0$ .

### МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для кинематических расчетов этой реакции использовалась программа DVKIN [15]. В программе учитывается выполнение законов сохранения энергии и импульса по произвольно заданным или частично определенным значениям кинематических переменных вторичных частиц (кинетические энергии и углы вылета).

Проведенное кинематическое моделирование позволило определить оптимальные условия будущего эксперимента. На первом этапе квазибинарной реакции  $n + ^2\text{H} \rightarrow (np) + n$  образуется

$np$ -система с эффективной инвариантной массой  $M_{np} = (m_n + m_p) \cdot c^2 + \epsilon$ . Зависимость выхода реакции от  $\epsilon$  будет учитываться количеством разыгрываемых событий с разными  $\epsilon$  согласно кривым, рассчитанным по формуле Мигдала—Ватсона [16, 17] с определенным значением  $\epsilon_0$ , которая в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил имеет вид

$$F_{\text{МВ}} = A \frac{\sqrt{\epsilon}}{\epsilon + \epsilon_0}.$$

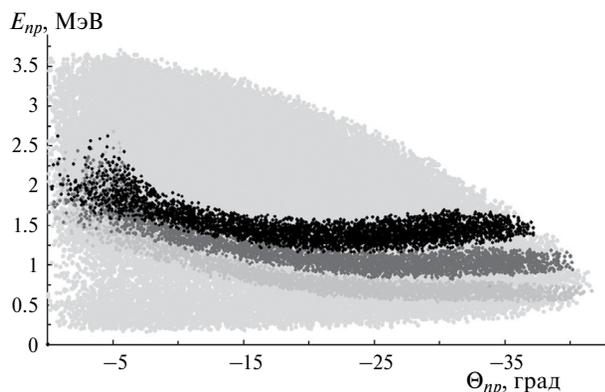
Здесь,  $\epsilon_0$  — абсолютное значение энергии виртуального  $^1S_0$  состояния  $np$ -системы,  $\sqrt{\epsilon}$  — множитель, связанный с фазовым объемом,  $A$  — нормировочный коэффициент.

В результате работы программы рассчитываются углы вылета и кинетические энергии ( $\Theta_{n_1}$  и  $E_{n_1}$ ) нейтрона отдачи и центра масс  $np$ -пары ( $\Theta_{np}$  и  $E_{np}$ ) в лабораторной системе (л. с. к.). Так, на рис. 1 можно видеть результат моделирования реакции  $n + ^2\text{H} \rightarrow (np) + n_1$  в виде двумерной диаграммы  $E_{np} - \Theta_{np}$  (светло-серые точки), а также кинематические области для трех различных углов регистрации нейтрона отдачи  $\Theta_{n_1}$ :  $25^\circ \pm 2.5^\circ$  (серые точки),  $35^\circ \pm 2.5^\circ$  (темно-серые точки) и  $45^\circ \pm 2.5^\circ$  (черные точки).

Исходя из экспериментальных условий установки на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН и близости детекторов к трубе нейтроновода, минимальный угол регистрации нейтрона отдачи  $\Theta_{n_1} \geq 20^\circ$ . При этом минимальная суммарная кинетическая энергия “развальных” нейтрона и протона обеспечивается углом регистрации нейтрона отдачи под углами близкими к оси пучка.

В эксперименте планируется использовать  $\text{C}_6\text{D}_6$ -сцинтиллятор как в качестве дейтериевой мишени, так и детектора вторичных протонов. Энергии вторичных нейтронов будут определяться по времени пролета до детекторов, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы будет служить временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени. Сигналы со всех детекторов будут подаваться на вход цифрового сигнального процессора DT5742 (CAEN S.p.A.), имеющего малый шаг временной развертки 0.2 нс (цена канала времяпролетного спектра). Регистрация осциллограмм поданных на него сигналов происходит в доступном диапазоне записи по времени 200 нс после срабатывания внутреннего триггера по сигналу от активной сцинтилляционной мишени. Таким образом, при возможной длине времяпролетной базы  $\sim 1.5$  м, нейтроны с энергиями ниже 0.3 МэВ зарегистрированы не будут, так как их время пролета будет более доступного для записи временного интервала. Кроме того, протоны в мишени-детекторе также имеют порог около 0.3 МэВ, обусловленный качеством разделения тяжелой частицы и гамма-кванта по форме импульса.

При введении указанных порогов по кинетическим энергиям всех вторичных частиц общее



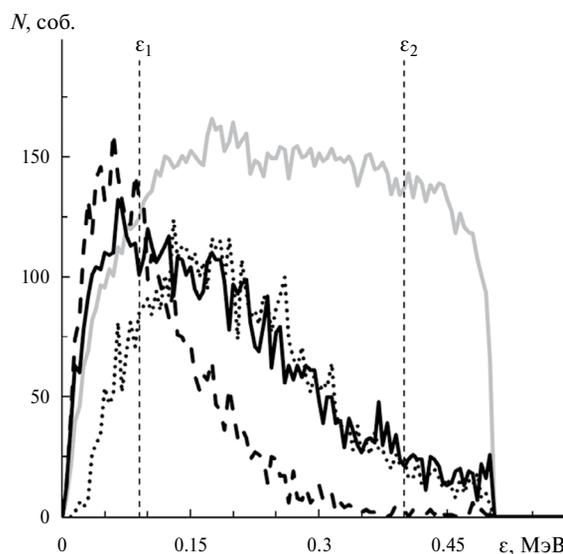
**Рис. 1.** Двумерная диаграмма  $E_{np} - \Theta_{np}$  реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow (np) + n_1$  при энергии нейтронов  $5 \pm 1$  МэВ без отбора по углу регистрации нейтрона отдачи  $\Theta_{n_1}$  (светло-серые точки) и трех различных значений углов  $\Theta_{n_1}$ :  $25^\circ \pm 2.5^\circ$  (серые точки),  $35^\circ \pm 2.5^\circ$  (темно-серые точки) и  $45^\circ \pm 2.5^\circ$  (черные точки). Отрицательным и положительным углам соответствует вылет частицы в левую и правую полуплоскости относительно оси первичного пучка соответственно.

количество отбираемых на первом этапе событий для угла регистрации нейтрона отдачи  $\Theta_{n_1} = 25^\circ \pm 2.5^\circ$  уменьшается примерно на 50%, а при  $\Theta_{n_1} = 35^\circ \pm 2.5^\circ$  или  $\Theta_{n_1} = 45^\circ \pm 2.5^\circ$  уменьшается на  $\approx 25\%$ . В результате этого на первом этапе моделирования выбран  $\Theta_{n_1} = 45^\circ \pm 2.5^\circ$ .

На втором этапе рассматривается развал  $np \rightarrow n_2 + p$  и рассчитываются кинетические энергии ( $E_{n_2}, E_p$ ) и углы вылета ( $\Theta_{n_2}, \Theta_p$ ) “развальных” нейтрона и протона в л. с. к. Затем строится распределение выхода реакции от их относительной энергии  $\epsilon$  (см. серую кривую на рис. 2). Видно, что форма этого распределения имеет достаточно равномерный характер. При фиксации угла вылета “развального” нейтрона происходит уменьшение исследуемой области возбуждения  $np$ -системы и соответствующий сдвиг ее в область малых энергий возбуждения, изучение которой и входит в задачу эксперимента (см. черные кривые на рис. 2).

Для выбора оптимального угла регистрации  $\Theta_{n_2}$  распределения выхода реакции от относительной энергии  $np$ -системы  $\epsilon$  сравнивались при различных значениях  $\Theta_{n_2}$  (рис. 2), а для количественной оценки сравнения распределений мы использовали величину фактора формы (Shape Factor — SF), определяемого как отношение суммы событий, которые захватывают всю область пика при малых  $\epsilon$  от 0 до  $\epsilon_1$ , к сумме событий по широкой области  $\epsilon$  от 0 до  $\epsilon_2$  [11].

В результате была получена зависимость величины моделированного SF от угла регистрации “развального” нейтрона  $\Theta_{n_2}$  в диапазоне от  $-40^\circ$  до  $-10^\circ$  с шагом  $2.5^\circ$  при значениях  $\Theta_{n_1} = 45^\circ \pm 2.5^\circ$ , а значения  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  были взяты 0.09 и 0.4 МэВ, соответственно. Эта зависимость использовалась для определения

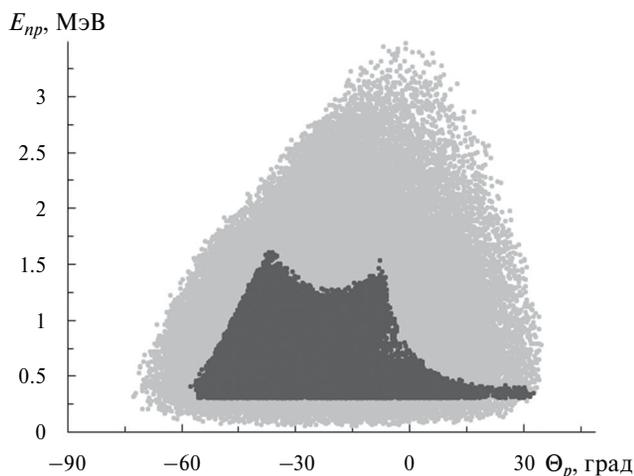


**Рис. 2.** Сравнение моделированных зависимостей выхода реакции  $nd$ -развала от  $\epsilon$  при следующих параметрах моделирования:  $E_0 = 5 \pm 1$  МэВ,  $\epsilon_0 = 0.04$  МэВ,  $\Theta_{n_1} = 45^\circ \pm 2.5^\circ$  и различных значений  $\Theta_{n_2}$ :  $-20^\circ \pm 50^\circ$  (серая кривая),  $-37^\circ \pm 2.5^\circ$  (черная сплошная кривая),  $-25^\circ \pm 2.5^\circ$  (черная пунктирная кривая) и  $-10^\circ \pm 2.5^\circ$  (черная точечная кривая). Штриховыми прямыми показаны границы суммирования событий для вычисления величины SF:  $\epsilon_1 = 0.09$  МэВ,  $\epsilon_2 = 0.4$  МэВ.

оптимального угла регистрации “развального” нейтрона  $\Theta_{n_2} \approx -25^\circ$ , а критерием его выбора является большее значение величины SF, что соответствует наибольшему количеству моделированных событий в области, где наиболее сильно проявляется нейтрон-протонное ВКС.

Затем учитываются все условия планируемого эксперимента — расположение и количество детекторов нейтронов, их энергетическое и угловое разрешения. В эксперименте будут регистрироваться в совпадении нейтроны отдачи и нейтроны от развала  $np$ -системы, а кинетическая энергия и угол вылета “развального” протона, как и энергия первичного пучка будут восстановлены из кинематики реакции. На рис. 3 показана двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n_1 + (np) \rightarrow n_1 + n_2 + p$  с учетом всех условий планируемого эксперимента.

Из рис. 3 видна кинематическая область вылета “развального” протона. Из всех полученных в планируемом эксперименте данных будут отобраны только те события, которые попадут в эту область и для них будет рассчитана зависимость выхода реакции  $nd$ -развала от относительной энергии  $np$ -системы  $\epsilon$ . Эта зависимость будет сравниваться с моделированными для различных значений энергии виртуального  ${}^1S_0$  состояния  $\epsilon_0$  (длины  $np$ -рассеяния  $a_{np}$ ) и позволит получить эту важную фундаментальную величину.



**Рис. 3.** Двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n_1 + (np) \rightarrow n_1 + n_2 + p$ . Параметры моделирования:  $E_0 = 5 \pm 1$  МэВ,  $\varepsilon_0 = 0.04$  МэВ,  $\Theta_{n_1} = 45^\circ \pm 2.5^\circ$  (серые точки) и  $E_0 = 5 \pm 1$  МэВ,  $\varepsilon_0 = 0.04$  МэВ,  $\Theta_{n_1} = 45^\circ \pm 2.5^\circ$ ,  $\Theta_{n_2} = -25^\circ \pm 2.5^\circ$ ,  $E_{n_1} \geq 0.3$  МэВ,  $E_{n_2} \geq 0.3$  МэВ,  $E_p \geq 0.3$  МэВ (темно-серые точки).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в недавней работе [14] значения  ${}^1S_0$  длины  $np$ -рассеяния в реакции  $nd$ -развала при энергиях нейтронов 9 и 11 МэВ существенно отличаются от значения, полученного в эксперименте по свободному  $np$ -рассеянию. Причина такого расхождения также может быть связана со значительным влиянием  $3N$ -сил. Для проверки данного предположения в ИЯИ РАН планируется проведение кинематически полного эксперимента по исследованию реакции  $nd$ -развала в геометрии отдачи при более низких энергиях нейтронов канала РАДЭКС. Проведено кинематическое моделирование реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow p + n + n$  при энергии нейтронов 5 МэВ, на основе которого выбраны оптимальные условия будущего эксперимента по определению низкоэнергетических параметров  $np$ -взаимодействия (синглетной  $np$ -длины рассеяния и энергии виртуального  ${}^1S_0$  состояния  $E_{np}$ ).

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление № 6 «Ядерная и радиационная физика»).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Machleidt R., Sammarruca F., Song Y. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. No. 4. Art. No. R1483.
2. Stoks V.G.J., Klomp R.A.M., Terheggen C.P.F. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. No. 6. Art. No. 2950.
3. Miller G.A., Nefkens B.M.K., Slaus I. // Phys. Reports. 1990. V. 194. No. 1–2. P. 1.
4. Dumbrajs O., Koch R., Pilkuhn H. et al. // Nucl. Phys. B. 1983. V. 216. No. 277. P. 277.
5. Gonzalez Trotter D.E., Salinas F., Chen Q. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. No. 19. P. 3788.
6. Huhn V., Watzold L., Weber Ch. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 63. No. 1. Art. No. 014003.
7. Gonzalez Trotter D.E., Salinas Meneses F., Tornow W. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. No. 3. Art. No. 034001.
8. Von Witsch W., Ruan X., Witala H. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. No. 1. Art. No. 014001.
9. Конобеевский Е.С., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Ядерн. физика. 2010. Т. 73. № 8. С. 1343; Konobeevski E.S., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 8. P. 1302.
10. Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Зуев С.В. и др. // Ядерн. физика. 2020. Т. 83. № 4. С. 288; Konobeevski E.S., Afonin A.A., Zuyev S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 523.
11. Конобеевский Е.С., Каспаров А.А., Мордовской М.В. и др. // Ядерн. физика. 2022. Т. 85. № 3. С. 216; Konobeevski E.S., Kasparov A.A., Mordovskoy M.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. No. 3. P. 289.
12. Konobeevski E., Kasparov A., Mordovskoy M. et al. // Few-Body Syst. 2017. V. 58. Art. No. 107.
13. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А. и др. // Ядерн. физика. 2018. Т. 85. № 5. С. 555; Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Kasparov A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 5. P. 595.
14. Каспаров А.А., Мордовской М.В., Афонин А.А. и др. // Ядерн. физика. 2023. Т. 86. № 1. С. 245; Kasparov A.A., Mordovskoy M.V., Afonin A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. No. 1. P. 44.
15. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 753; Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 679.
16. Migdal A.B. // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. № 1. С. 10; Migdal A.B. // JETP. 1955. V. 1. No. 1. P. 2.
17. Watson K.M. // Phys. Rev. 1952. V. 88. No. 5. P. 1163.

## **Simulation and selection of the optimal experimental conditions to determine the low-energy parameters of the $np$ interaction in the $nd$ breakup reaction at a neutron energy of 5 MeV**

**A. A. Kasparov<sup>1,\*</sup> M. V. Mordovskoy<sup>1</sup>, A. A. Afonin<sup>1</sup>, D. G. Tsvetkovich<sup>1</sup>**

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

*\*e-mail: kasparov200191@gmail.com*

An experiment to determine the low-energy parameters of  $np$  interaction in the  $nd$  breakup reaction at a neutron energy of 5 MeV of the RADEX channel of the INR RAS is proposed. The energy of the virtual  $^1S_0$  state and the  $np$  scattering length can be obtained from the experimental dependence of the reaction yield on the relative energy of motion of the “breakup” neutron and proton in the kinematic region, where the  $np$  interaction in the final state is most pronounced. The reaction events were simulated, based on which the optimal conditions for the future experiment were selected.

*Keywords:* nucleon-nucleon interaction, three-nucleon forces, few-body reactions, breakup reactions, scattering length, energy of virtual state

УДК 539.17.01:539.142:539.143

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА ${}^9\text{Be}$ В АЛЬФА-КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ МЕТОДОМ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

© 2024 г. А. С. Бажин<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Самарин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области Университет «Дубна», Дубна, Россия

\* e-mail: vichshizik@gmail.com

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Энергия и квадрат модуля волновой функции основного состояния ядра  ${}^9\text{Be}$ , как системы из двух альфа-кластеров и внешнего нейтрона, вычислены методом гиперсферических функций. Система гиперрадиальных уравнений решена с использованием кубических сплайнов. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными для среднеквадратичного зарядового радиуса и распределения электрического заряда в ядре.

**Ключевые слова:** уравнение Шредингера, гиперрадиальные уравнения, альфа-кластерная модель, метод кубических сплайнов

DOI: 10.31857/S0367676524080104, EDN: OQYFDL

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что ряд легких ядер могут быть представлены как состоящие из альфа-частиц (альфа-кластеров) и внешних (валентных) нуклонов [1, 2]. Структура ядер  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  как систем, состоящих из двух  $\alpha$ -кластеров и, соответственно, одного ( $2\alpha + n$ ) и двух нейтронов ( $2\alpha + 2n$ ) рассмотрена в работах [3, 4] с использованием фейнмановских интегралов по траекториям (континуальных интегралов). Было показано, что наиболее вероятной в ядре  ${}^9\text{Be}$  является конфигурация ядерной “молекулы” с нейтроном между  $\alpha$ -частицами. Простой в реализации с помощью параллельных вычислений метод фейнмановских интегралов по траекториям позволяет получить плотность вероятности системы нескольких взаимодействующих частиц в числовой форме (в форме многомерных таблиц). Это делает неудобным выполнение усреднений по возможным положениям частиц, в частности, при расчетах зарядовых распределений и среднеквадратичного зарядового радиуса. Поэтому в данной работе для нахождения волновой функции основного состояния трехтельной системы  ${}^9\text{Be}$  ( $\alpha + n + \alpha$ ) использовано разложение по гиперсферическим функциям [5]. Основной математической задачей метода гиперсферических функций является численное решение системы гиперсферических уравнений для функций, представляющих собой коэффициенты разложения по гиперсферическим гармоникам. В данной работе

для решения указанной задачи применен метод кубических сплайнов [6]. Он позволяет уменьшить число узлов радиальной сетки и находить значения функций между узлами с помощью гладкой интерполяции с обеспечением непрерывности функции вместе с ее первой и второй производными. Потенциал взаимодействия  $\alpha$ -частиц был выбран в форме модифицированного потенциала, описывающего  $s$ -рассеяние низкоэнергетических  $\alpha$ -частиц. Для описания взаимодействия нейтрона с  $\alpha$ -частицей был использован псевдопотенциал, предложенный в работе [4]. Выполненные расчеты зарядовых распределений и среднеквадратичного зарядового радиуса дали согласие с экспериментальными данными

### МЕТОД ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ТРЕХТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Гамильтониан системы, состоящей из двух  $\alpha$ -кластеров и нейтрона с массами  $m_\alpha$  и  $m_n$ , соответственно, в системе центра масс и при использовании векторов Якоби

$$\vec{R} = \vec{r}_{\alpha 2} - \vec{r}_{\alpha 1}, \quad \vec{r} = \vec{r}_n - \frac{\vec{r}_{\alpha 1} + \vec{r}_{\alpha 2}}{2}, \quad (1)$$

имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\vec{R}} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\vec{r}} + V_{\alpha-\alpha}(R) + V_{\alpha-n}(r_1) + V_{\alpha-n}(r_2), \quad (2)$$

где

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_n}, \quad M = \frac{m_\alpha}{2}, \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{2m_\alpha},$$

$$\mu = \frac{2m_\alpha m_n}{2m_\alpha + m_n}, \quad (3)$$

$V_{\alpha-\alpha}$  и  $V_{\alpha-n}$  — потенциальные энергии взаимодействия, соответственно,  $\alpha$ -частиц друг с другом и  $\alpha$ -частицы с нейтроном,

$$r_1 = |\vec{r}_n - \vec{r}_{\alpha 1}| = \left| \vec{r} - \frac{1}{2} \vec{R} \right|, \quad r_2 = |\vec{r}_n - \vec{r}_{\alpha 2}| = \left| \vec{r} + \frac{1}{2} \vec{R} \right|. \quad (4)$$

Уравнение Шредингера с гамильтонианом (2) для системы в векторах Якоби имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\vec{R}} \Psi - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\vec{r}} \Psi + [V_{12}(R) + V_{13}(\rho_1) + V_{23}(\rho_2)] \Psi = E \Psi. \quad (5)$$

При переходе к нормированным координатам Якоби с использованием величин (3)

$$\vec{x} = \vec{R} \sqrt{\frac{1}{m_0 x_0^2}} \sqrt{\frac{m_\alpha}{2}}, \quad \vec{y} = \vec{r} \sqrt{\frac{1}{m_0 x_0^2}} \sqrt{\frac{2m_\alpha m_n}{2m_\alpha + m_n}}, \quad (6)$$

уравнение Шредингера (5) для системы примет простую форму

$$-\Delta_{\vec{x}} \Psi - \Delta_{\vec{y}} \Psi + 2b_0 [\tilde{V}_{12}(R) + \tilde{V}_{13}(\rho_1) + \tilde{V}_{23}(\rho_2)] \Psi = 2b_0 \tilde{E} \Psi, \quad (7)$$

где  $b_0 = m_0 x_0^2 \varepsilon_0 / \hbar^2 \approx 0.02392$ ,  $m_0 = 1$  а. е. м.,  $x_0 = 1$  фм,  $\varepsilon_0 = 1$  МэВ,  $E = E/\varepsilon_0$ ,  $\tilde{V}(\rho) = V(\rho)/\varepsilon_0$ .

$$\Psi_0(\alpha, \theta, \rho) = \sum_{ln} \chi_n^l(\rho) \rho^{-5/2} (\sin \alpha \cos \alpha)^l N_n^l P_n^{l+1/2, l+1/2}(\cos 2\alpha) \sqrt{\frac{2l+1}{2}} P_l(\cos \theta), \quad (13)$$

Волновую функцию  $\Psi$  системы в шестимерном пространстве векторов Якоби  $(\vec{x}, \vec{y})$  представляют в виде, зависящем от гиперрадиуса  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ , четырех углов  $\theta_x, \varphi_x, \theta_y, \varphi_y$  единичных векторов  $(\hat{x}, \hat{y})$  в направлениях нормированных векторов Якоби  $(\vec{x}, \vec{y})$  и пятого угла  $\alpha$ , определяемого отношением длин этих векторов,

$$x = \rho \cos \alpha, \quad y = \rho \sin \alpha. \quad (8)$$

Решение уравнения (7) представляют в виде разложения по известным гиперсферическим функциям, зависящих от углов  $\Omega = (\alpha, \theta_x, \varphi_x, \theta_y, \varphi_y)$  и квантовых чисел:  $L$  — полного момента,  $l_x, l_y$  — орбитальных моментов относительного движения пары  $\alpha$ -кластеров и движения нейтрона относительно центра масс пары и гипермомента  $K$  [5]. У основного состояния

ядра  ${}^9\text{Be}$  полный момент равен нулю  $L = 0$  (его проекция также нулевая  $M = 0$ ), поэтому  $l_x = l_y = l$  и разложение производится по функциям

$$\Phi_n^l(\Omega) = \frac{1}{2^{l_x}} N_n^l (\sin 2\alpha)^l P_n^{l+1/2, l+1/2}(\cos 2\alpha) \times \sum_{m_x} (llm m_y = -m | 00) Y_{lm}(\theta_x, \varphi_x) Y_{l-m}(\theta_y, \varphi_y). \quad (9)$$

Здесь  $(l_x l_y m_x m_y | LM)$  — коэффициенты Клебша—Гордона,  $P_n^{l+1/2, l+1/2}$  — полиномы Якоби порядка  $n$  ( $n$  — целое число), гипермомент  $K$  равен

$$K = 2n + 2l_x, \quad (10)$$

и нормировочный коэффициент определяется формулой

$$N_n^l = \sqrt{\frac{2n!(2l+2n+2)(n+2l+1)!}{\Gamma\left(n+l+\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(n+l+\frac{3}{2}\right)}}, \quad (11)$$

где  $\Gamma(z)$  — гамма-функция. Функции  $\Phi_{K00}^l(\Omega)$  (9) фактически зависят лишь от угла  $\alpha$  и угла  $\theta$  между векторами  $\vec{x}, \vec{y}$

$$\Phi_n^l(\alpha, \theta) =$$

$$= \frac{1}{2^l} N_n^l (\sin 2\alpha)^l P_n^{l+1/2, l+1/2}(\cos 2\alpha) \sqrt{\frac{2l+1}{2}} P_l(\cos \theta). \quad (12)$$

Волновая функция  $\Psi_0$  основного состояния системы, состоящей из двух  $\alpha$ -кластеров и нейтрона, представляет собой ряд с суммированием по  $l, n$  в котором функции  $\chi_n^l(\rho)$  определяются из системы гиперрадиальных уравнений

$$\frac{d^2}{d\rho^2} \chi_n^l(\rho) + \left[ 2\tilde{E}b_0 - \frac{1}{\rho^2} (K+3/2)(K+5/2) \right] \chi_n^l(\rho) = 2b_0 \sum_{n'l'} \tilde{U}_{nn'}^{l:l'}(\rho), \quad (14)$$

с граничными условиями

$$\chi_n^l(0) = 0, \quad \chi_n^l(\rho) \rightarrow 0, \quad \rho \rightarrow \infty, \quad (15)$$

и матрицей связи каналов

$$\tilde{U}_{nn'}^{l:l'}(\rho) = \langle lln0 | \tilde{U} | l'l'n'0 \rangle. \quad (16)$$

Для вычисления матрицы связи (16)

$$\tilde{U}_{n;n'}^{l:l'}(\rho) = \int d\Omega \Phi_{n'}^{l'l'*} \tilde{U} \Phi_n^l = \int_0^{\pi/2} d\alpha \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \int_0^\pi d\theta \sin \theta \Phi_{n'}^{l'l'*} \tilde{U} \Phi_n^l \quad (17)$$

с потенциальной энергией системы, включающей парные взаимодействия

$$U = V_{\alpha-\alpha}(R) + V_{\alpha-n} \left( \left| \frac{1}{2} \vec{R} - \vec{r} \right| \right) + V_{\alpha-n} \left( \left| \frac{1}{2} R + \vec{r} \right| \right),$$

$$\tilde{U} = U/\epsilon_0, \quad (18)$$

были использованы квадратурные формулы Гаусса порядка от 32 до 80.

### ПРИМЕНЕНИЕ КУБИЧЕСКИХ СПЛАЙНОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ГИПЕРРАДИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Кубические сплайны позволяют не только построить гладкую функцию по ее значениям  $f_i$  в узлах сетки, но и выразить значения второй производной  $m_i = f''(x_i)$  в узлах сетки через  $f_i$

$$Am = HF, \quad (19)$$

где  $F$  — столбец значений  $f_i$ , а явный вид матриц  $A$  и  $H$  приведен в [6]. Это дает удобную возможность сведения краевой дифференциальной задачи к задаче на собственные значения матрицы. Краевая задача для системы  $N$  гиперрадиальных уравнений (14) также сводится к задаче на собственные значения и собственные вектора блочной матрицы [4]

$$BF = \lambda F, \quad B = -A^{-1}HF + WF, \quad \lambda = \frac{2\mu}{\hbar^2} E, \quad (20)$$

где

$$W_{i,i} = 2b_0 \tilde{U}_{KK}^{j_x: j_x'}(\rho_i) + \frac{1}{\rho_i^2} (K + 3/2)(K + 5/2) \delta_{K;K} \delta_{j_x: j_x'}, \quad (21)$$

$$A_{i,i} = I \frac{h_i + h_{i+1}}{3}, \quad A_{i,i+1} = A_{i+1,i} = I \frac{h_{i+1}}{6}, \quad (22)$$

$$H_{i+1,i} = H_{i,i+1} = I \frac{1}{h_{i+1}}, \quad H_{i,i} = -I \left( \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_{i+1}} \right), \quad (23)$$

$$F_i = \chi_K^j(\rho_i), \quad i = 1, \dots, n_p - 1, \quad (24)$$

$I$  — квадратная единичная матрица порядка  $N$  и  $h_i = \rho_i - \rho_{i-1}$ ,  $i = 1, \dots, n_p$ ,  $\rho_0 = 0$ ,  $\rho_{n_p} = \rho_{\max}$ . В общем случае метод может применяться на неравномерной сетке  $\rho_i$ , в данной работе была использована равномерная сетка  $\rho_i = ih$ ,  $i = 0, \dots, n_p$ . Для поиска собственных значений и векторов матрицы в задаче (20) были использованы QR и QL-методы [9], расчеты проводились с помощью пакетного решения NVIDIA CUDA [10]. Часть расчетов были выполнены на гетерогенном кластере Лаборатории информационных технологий ОИЯИ [11].

Взаимодействие  $\alpha$ -частицы с нейтроном  $V_{\alpha-n}(r)$  было представлено псевдопотенциалом

$$V_{\alpha-n}(r) = -U_{n1} f(r, B_{n1}, a_{n1}) + U_{n2} f(r, B_{n2}, a_{n2}) - U_{n3} f(r, B_{n3}, a_{n3}) f(r, B_{n4}, a_{n4}). \quad (25)$$

Псевдопотенциалы используются в физике металлов для описания взаимодействия валентных электронов с атомными остовами и приближенного расчета внешней части электронной волновой функции, лежащей вне атомного остова. Аналогично псевдопотенциал (25) использован в данной работе для расчета внешней части нейтронной волновой функции, лежащей вне внутренней части  $\alpha$ -частицы, занятой тесно расположенными парами протонов и нейтронов. График псевдопотенциала (25) показан на рис. 1а. Приведем значения параметров потенциала (25), предложенных в работе [4]:

$$U_{n1} = 64.8 \text{ МэВ}, \quad B_{n1} = 1.95 \text{ фм}, \quad a_{n1} = 0.25 \text{ фм}, \quad (26)$$

$$U_{n2} = 55.8 \text{ МэВ}, \quad B_{n2} = 1.22 \text{ фм}, \quad a_{n2} = 0.3 \text{ фм}, \quad (27)$$

$$U_{n3} = 107 \text{ МэВ}, \quad B_{n3} = 0.9 \text{ фм}, \quad a_{n3} = 0.5 \text{ фм},$$

$$B_{n4} = 2.7 \text{ фм}, \quad a_{n4} = 1 \text{ фм}, \quad (28)$$

Для описания рассеяния  $\alpha$ -частиц при низких энергиях используется потенциал Али-Бодмера [8] с ядерной частью в виде

$$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) = v_1 \exp(-r^2/a_1^2) - v_2 \exp(-r^2/a_2^2) \quad (29)$$

и для кулоновской части  $V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ , аппроксимированной с помощью функции ошибок  $\text{erf}(x)$ ,

$$V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r) = a_C \text{erf}(b_C r)/r, \quad (30)$$

где  $b_C = 0.601 \text{ фм}^{-1}$ ,  $a_C = Z_\alpha^2 e^2/x_0 = 5.759 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}$  [8]. Значения параметров ядерной части потенциала, определенные из условия близости теоретических и экспериментальных значений фазы  $s$ -рассеяния, составляют [8]:

$$v_1 = 125 \text{ МэВ}, \quad a_1^2 = 2.3409 \text{ фм}^2, \quad v_2 = 30.18 \text{ МэВ},$$

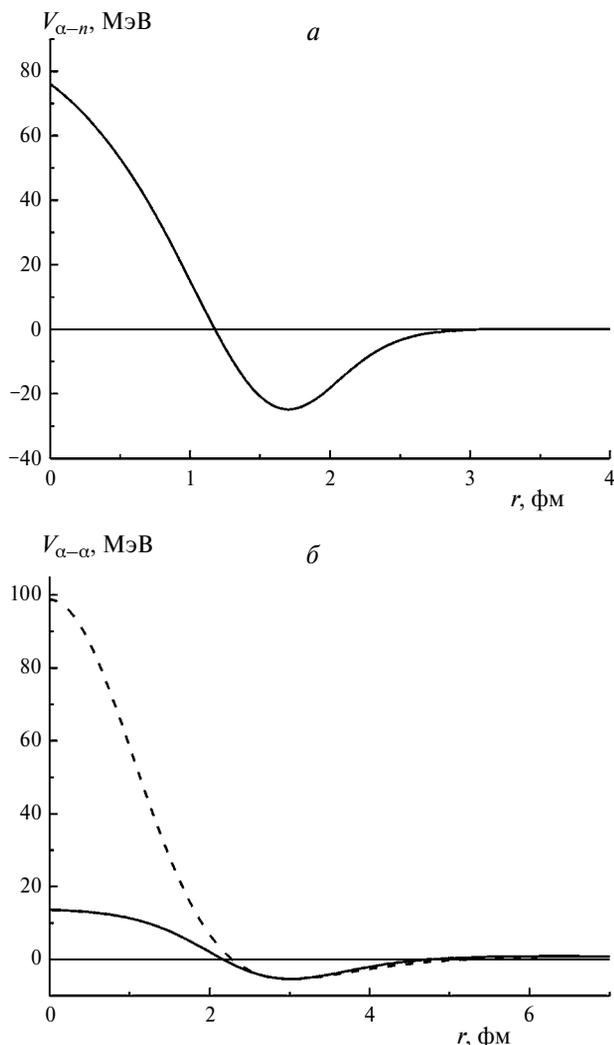
$$a_2^2 = 8.1225 \text{ фм}^2. \quad (31)$$

График потенциала взаимодействия  $\alpha$ -частиц в форме Али-Бодмера

$$V_{\alpha-\alpha}(r) = V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) + V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r) \quad (32)$$

показан на рис. 1б. Ядерная часть потенциала (32) имеет сильно отталкивательную центральную часть (кор), которую можно объяснить следствием усредненного действия отталкивательного кора нуклон-нуклонного взаимодействия и принципом Паули.

Взаимодействие  $\alpha$ -кластеров в составе стабильного ядра  ${}^9\text{Be}$ , вообще говоря, может отличаться от взаимодействия при столкновениях  $\alpha$ -частиц, длящегося в течение достаточно короткого промежутка



**Рис. 1.** Графики псевдопотенциала взаимодействия  $\alpha$ -частицы с нейтроном  $V_{\alpha-n}(r)$  (а) и потенциала взаимодействия  $\alpha$ -частиц  $V_{\alpha-\alpha}(r)$  (б): потенциала Али-Бодмера (29) (штриховая кривая) и потенциала (33) с параметрами (42), (43) (сплошная кривая).

времени (времени пролета). Для получения бóльших возможностей видоизменения взаимодействия удобно использовать предложенную в работе [4] форму с шестью параметрами

$$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) = -U_{\alpha 1} f(r, B_{\alpha 1}, a_{\alpha 1}) + U_{\alpha 2} f(r, B_{\alpha 2}, a_{\alpha 2}) \quad (33)$$

и функцией  $f(r, B, a)$  типа Вудса–Саксона (фермиевского распределения)

$$f(r, B, a) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-B}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (34)$$

вместо гауссовых экспонент в потенциале Али-Бодмера. В ходе расчетов проводилось варьирование параметров потенциала (33) для обеспечения близости теоретических и экспериментальных значений энергии  $E_0$  основного состояния системы ( $\alpha + n + \alpha$ ),

равной энергии ее разделения на составляющие с противоположным знаком,  $E_0 = -E_s$ . Экспериментальное значение  $E_s$  равно энергии отделения нейтрона  $E_s = 1.66452$  МэВ (см., например, [12]), поскольку ядро  ${}^8\text{Be}$  не связанное. Среднеквадратичный зарядовый радиус системы  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle$  определяется среднеквадратичным зарядовым радиусом распределения заряда в  $\alpha$ -кластере, который считался таким же, как и для  $\alpha$ -частицы  $\langle r_{\text{He}}^2 \rangle$ , и среднеквадратичным радиусом распределения центров  $\alpha$ -кластеров  $\langle r_{\alpha}^2 \rangle$

$$\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle = \langle r_{\alpha}^2 \rangle + \langle r_{\text{He}}^2 \rangle, \quad (35)$$

$$\langle r_{\alpha}^2 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} R^2 dR \int_0^{\infty} r^2 dr \int_0^{\pi} |\Psi|^2 R_{\alpha}^2 \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\infty} R^2 dR \int_0^{\infty} r^2 dr \int_0^{\pi} |\Psi|^2 \sin(\theta) d\theta}, \quad (36)$$

где  $R_{\alpha}$  – расстояние между  $\alpha$ -частицей и центром масс-системы,

$$R_{\alpha}^2 = \left( \frac{1}{2} \vec{R} + \vec{r} \frac{1}{9} \right)^2 = \frac{1}{4} R^2 + \frac{1}{9} Rr \cos \theta + \frac{1}{81} r^2. \quad (37)$$

Расчеты волновой функции основного состояния  $\Psi_0$  позволяют найти  $\langle r_{\alpha}^2 \rangle$ , а среднеквадратичные зарядовые радиусы ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^9\text{Be}$  равны  $\langle r_{\text{He}}^2 \rangle^{1/2} = 1.68$  фм,  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2} = 2.52$  фм (см., например, [12]). Использование распределения электрического заряда  $\rho_{\text{He}}(r)$  в ядре  ${}^4\text{He}$  позволяет рассчитать распределение электрического заряда в ядре  ${}^9\text{Be}$ . Экспериментально измеренные распределения  $\rho(r)$  электрического заряда в ядрах  ${}^4\text{He}$  и  ${}^9\text{Be}$  [13, 14], удовлетворяющие условию нормировки с величиной атомного номера ядра  $Z$

$$Z = \int \rho(r) d^3 r. \quad (38)$$

показаны на рис. 2а и 2б. На рис. 2а для ядра  ${}^4\text{He}$  зарядовое распределение аппроксимировано функцией

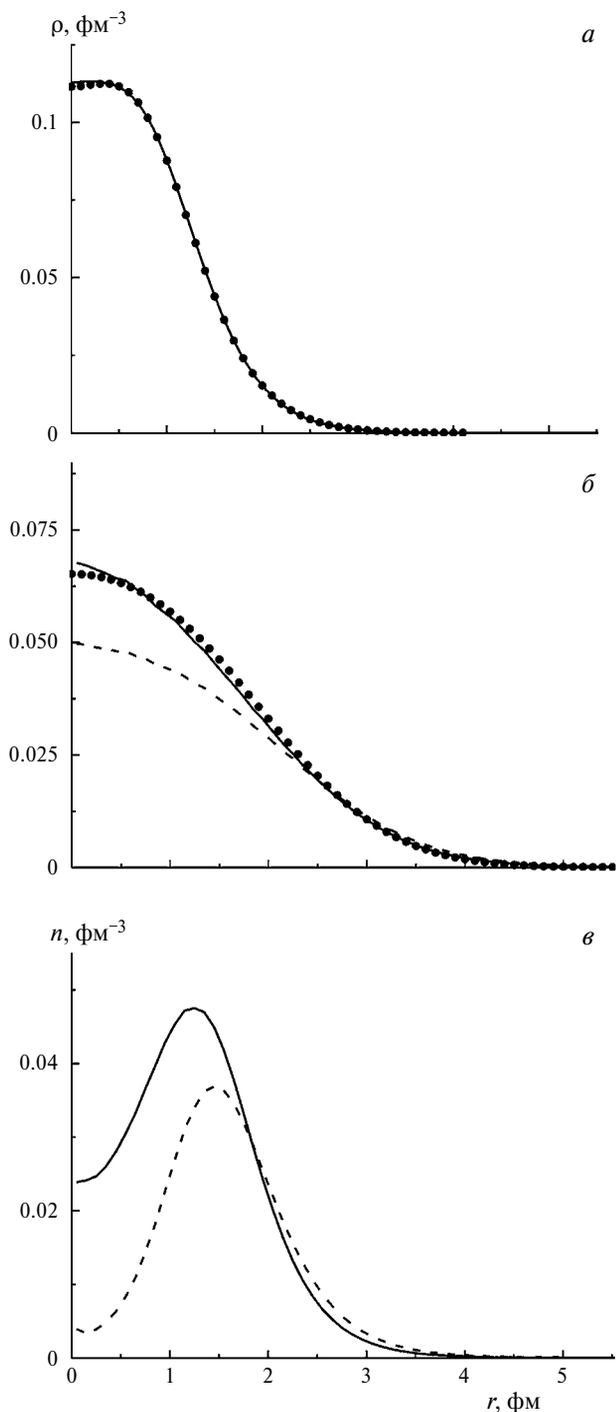
$$\rho_{\text{He}}(r) = \frac{\rho_1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{b}{a}\right) \left[ \text{ch}\left(\frac{r}{a}\right) - 1 \right]} + \rho_2 \exp\left(-\frac{(r-c)^2}{d^2}\right), \quad (39)$$

где

$$\rho_1 = 0.112 \text{ фм}^{-3}, \quad \rho_2 = 0.0073 \text{ фм}^{-3}, \quad (40)$$

$$a = 0.367 \text{ фм}, \quad b = 1.32 \text{ фм}, \quad c = 0.762 \text{ фм}, \quad d = 0.5 \text{ фм}. \quad (41)$$

Величины  $E_0$ ,  $\langle r_{\alpha}^2 \rangle^{1/2}$ ,  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2}$  и распределение электрического заряда в ядре  ${}^9\text{Be}$  были рассчитаны для потенциала Али-Бодмера (29) с фиксированными параметрами и для потенциала (33) с варьируемыми параметрами. Достаточно хорошее согласие



**Рис. 2.** Плотность  $\rho_{\text{He}}(r)$  распределения электрического заряда (в единицах элементарного заряда) в ядре  ${}^4\text{He}$  (а): экспериментальные данные из работы [13] (точки) и их аппроксимация (39) (кривая). Плотность  $\rho(r)$  распределения электрического заряда (в единицах элементарного заряда) в ядре  ${}^9\text{Be}$  (б): экспериментальные данные из работы [14] (точки) и расчеты для потенциалов  $V_{\alpha-\alpha}(r)$  взаимодействия  $\alpha$ -частиц Али-Бодмера (29) (штриховая кривая), и взаимодействия  $\alpha$ -кластеров (33) (сплошная кривая). Функции распределения по радиусам  $r_1$  центров  $\alpha$ -кластеров для потенциала (33) (сплошная кривая) и потенциала Али-Бодмера (29) (штриховая кривая) (в).

с экспериментальными данными получено при следующих значениях параметров:

$$U_{\alpha 1} = 17.3 \text{ МэВ}, U_{\alpha 2} = 27.25 \text{ МэВ}. \quad (42)$$

$$B_{\alpha 1} = 3.3 \text{ фм}, B_{\alpha 2} = 2.1 \text{ фм}, a_{\alpha 1} = 0.58 \text{ фм}, \\ a_{\alpha 2} = 0.48 \text{ фм}, \quad (43)$$

График потенциала  $V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r)$  взаимодействия  $\alpha$ -кластеров в ядре  ${}^9\text{Be}$  показан на рис. 1б. На рис. 2б показаны полученные для потенциала (33) и потенциала Али-Бодмера (29) зарядовые распределения  $\rho(r)$  в ядре  ${}^9\text{Be}$

$$\rho(r) = \int n(r_1) \rho_{\text{He}}(|\vec{r} - \vec{r}_1|) dr_1^3. \quad (44)$$

Здесь  $n(r_1)$  — функция распределения по радиусам  $r_1$  центров  $\alpha$ -частиц, нормированная условием

$$\int n(r) d^3r = 2, \quad (45)$$

показана на рис. 2в для потенциала (33) и потенциала Али-Бодмера (29). Функция  $n(r_1)$  определяется выражением

$$n(r_1) = \quad (46)$$

$$= 2 \int dR R^2 \int dr r^2 \int_0^\pi d\theta \sin\theta |\Psi_0(R, r, \theta)|^2 \delta(r_1 - R_\alpha(R, r, \theta)),$$

где  $\delta(r)$  — дельта-функция Дирака, волновая функция  $\Psi_0(R, r, \theta)$  зависящая от модулей векторов Якоби и угла между ними, нормирована условием

$$\int dR R^2 \int dr r^2 \int_0^\pi d\theta \sin\theta |\Psi_0(R, r, \theta)|^2 = 1, \quad (47)$$

а область интегрирования по переменным  $R, r$  задается интервалом значений гиперрадиуса  $0 < \rho(R, r) \leq \rho_{\text{max}}$ . При численных расчетах дельта-функция Дирака заменялась на столбчатую функцию

$$\delta(r) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta r}, & \text{при } |r| \leq \frac{\Delta r}{2}, \\ 0, & \text{при } |r| > \frac{\Delta r}{2}. \end{cases} \quad (48)$$

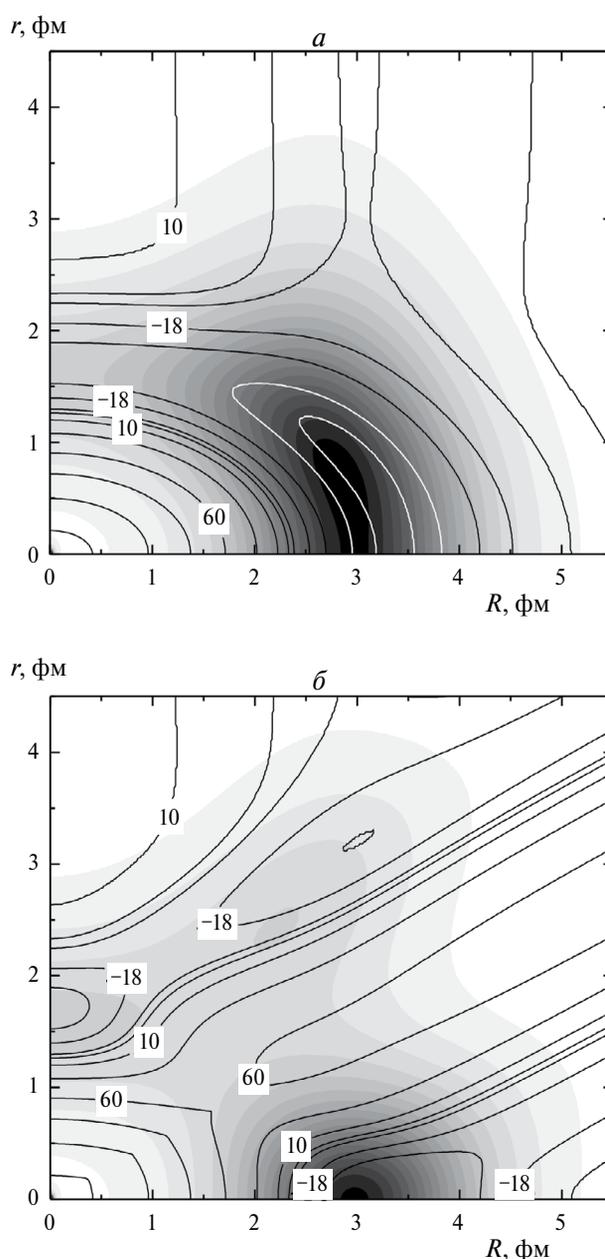
Результаты расчета энергии  $E_0$  основного состояния системы  $(\alpha + n + \alpha)$  и среднеквадратичных радиусов  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}$ ,  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2}$  для потенциала Али-Бодмера (29) и для потенциала (33) с параметрами (42), (43) приведены в таблице 1. По рис. 2б видно, что применение потенциала Али-Бодмера не дает правильного распределения заряда и приводит к значениям  $E_0$  и  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2}$  заметно отличающимися от экспериментальных. При использовании потенциала (33) удалось добиться лучшего согласия с экспериментальными данными для энергии и распределения заряда. Небольшое превышение значения для среднеквадратичного зарядового радиуса можно объяснить использованием зарядового распределения в свободном ядре  ${}^4\text{He}$ , отличающегося от зарядового распределения

**Таблица 1.** Результаты расчета при  $\rho_{\max} = 30$  фм,  $h = 0.2$  фм энергии  $E_0$  основного состояния системы  $(\alpha + n + \alpha)$  и среднеквадратичных радиусов  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}$ ,  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2}$  для потенциала Али-Бодмера (29) и для потенциала (33) с параметрами (42), (43); экспериментальные значения равны  $E_0 = -1.664$  МэВ и  $\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2} = 2.52$  фм (см., например, [12])

Параметр		$E_0$ , МэВ		$\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}$ , фм		$\langle r_{\text{Be}}^2 \rangle^{1/2}$ , фм	
$n_{\max}$	$l_{\max}$	$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(29)$	$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(33)$	$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(29)$	$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(33)$	$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(29)$	$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(33)$
2	2	-0.5814	-0.9979	2.3260	2.0577	2.7875	2.6466
4	4	-1.0813	-1.4824	2.2333	2.0	2.7854	2.6020
6	6	-1.2378	-1.6135	2.2308	2.0079	2.7834	2.6081
8	8	-1.2815	-1.6471	2.2418	2.0160	2.7922	2.6144
10	10	-1.2949	-1.6562	2.2502	2.0237	2.7989	2.6203
12	12	-1.2993	-1.6591	2.2530	2.0266	2.8012	2.6225

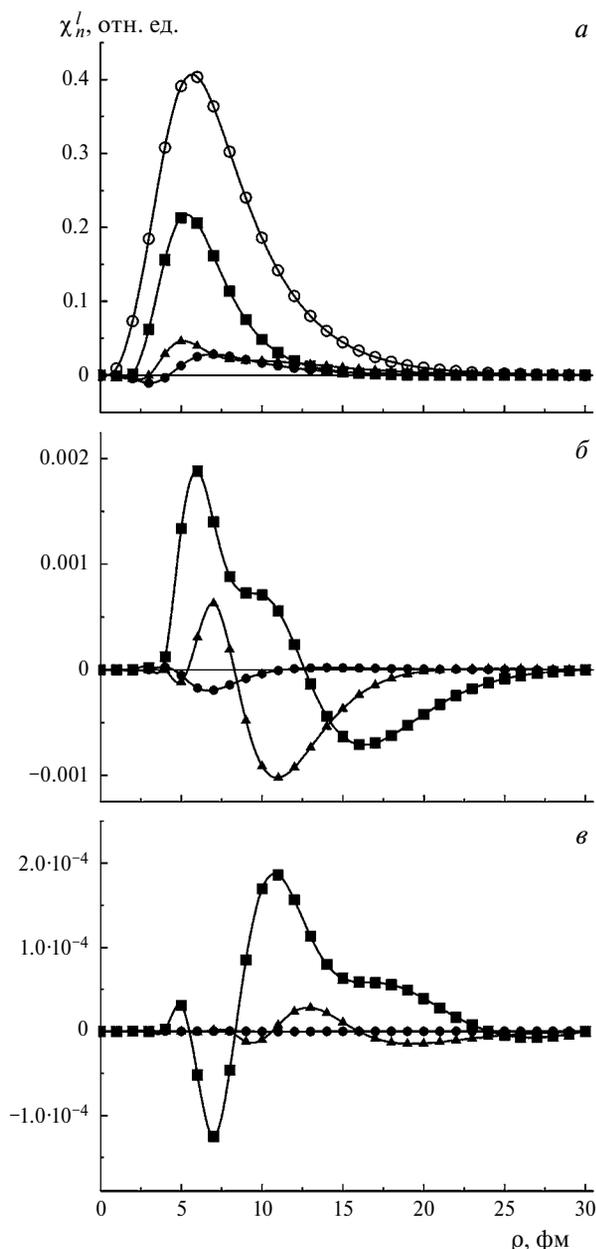
в  $\alpha$ -кластерах ядра  ${}^9\text{Be}$ . Более точный вид (33) взаимодействия  $\alpha$ -кластеров в ядре  ${}^9\text{Be}$  отличается более мягким отталкивательным кором, в отличие от потенциала Али-Бодмера для сталкивающихся  $\alpha$ -частиц в области малых расстояний между центрами  $\alpha$ -кластеров  $r \leq 2$  фм. Это позволяет судить о видоизменении  $\alpha$ -кластеров в ядре  ${}^9\text{Be}$  по сравнению со свободными  $\alpha$ -частицами, в частности, об их поляризации, деформации и взаимном перекрытии.

Структуру ядра  ${}^9\text{Be}$  дают картины плотности вероятности для трехтельной волновой функции, представленные на рис. 3. Показана плотность вероятности  $|\Psi_0|^2$  для двух значений угла между векторами Якоби  $\theta = \pi/2$  и  $\theta = 0$  в сочетании с потенциальным рельефом. Соответствие между плотностью вероятности и потенциальным рельефом, в частности, наличие локальных максимумов  $|\Psi_0|^2$  вблизи локальных минимумов потенциальной энергии свидетельствует о правильности выполненных расчетов. Наиболее вероятной является трехтельная конфигурация с валентным нейтроном между  $\alpha$ -частицами при расстоянии между их центрами  $x = |\vec{r}_{\alpha_2} - \vec{r}_{\alpha_1}| \approx 3$  фм, что соответствует окрестности минимума потенциала  $V_{\alpha-\alpha}(r)$  (рис. 1б). Представленные на рис. 3 распределения плотности вероятности, согласуются с представлениями о структуре ядра  ${}^9\text{Be}$  как о ядерной молекуле, состоящей из двух  $\alpha$ -частиц ( $\alpha$ -кластеров) и внешнего (валентного) нейтрона [3, 4]. Полученные результаты соответствуют приведенным в работах [3, 4] картинам относительного расположения  $\alpha$ -кластеров и нейтрона и уточняют пространственные параметры этой ядерной молекулы.



**Рис. 3.** Плотность вероятности  $|\Psi_0(R, r, \cos\theta)|^2$  (градации серого в линейном масштабе) для двух значений угла между векторами Якоби  $R, \vec{r}$ :  $\theta = \pi/2$  (а) и  $\theta = 0$  (б), вычисленная для  $n_{\max} = 14$ ,  $l_{\max} = 14$ ,  $\rho_{\max} = 30$  фм,  $h = 0.2$  фм, вместе с линиями уровня потенциальной энергии системы. В разрывах некоторых линий уровня показаны значения потенциальной энергии системы  $U$  (18).

Применение сплайн-интерполяции позволяет построить гладкие решения на всем интервале  $(\rho_{\min}, \rho_{\max})$  даже при не очень малом шаге сетки  $h$ . Результаты численного решения гиперрадиальных уравнений с использованием интерполяции кубическими сплайнами показаны на рис. 4 для  $h = 1$  фм.



**Рис. 4.** Примеры решений системы гиперрадиальных уравнений (14) для  $n_{\max} = 16$ ,  $l_{\max} = 16$ ,  $\rho_{\max} = 30$  фм,  $h = 1$  фм; значения функций  $\chi_n^l(\rho)$  в узлах сетки – символы: кружки для  $n = l = 0$ , квадраты для  $n = 1, l = 0$ , точки для  $n = 0, l = 2$ , треугольники для  $n = 1, l = 2$  (а); квадраты для  $n = 8, l = 0$ , точки для  $n = 0, l = 8$ , треугольники для  $n = l = 8$  (б); квадраты для  $n = 16, l = 0$ , точки для  $n = 0, l = 16$ , треугольники для  $n = 16, l = 16$  (в); результаты интерполяции кубическими сплайнами между узлами – кривые.

Сходимость результатов к точному значению энергии энергии отделения нейтрона от ядра  ${}^9\text{Be}$ , близкому к экспериментальному значению  $E_0 = -1.664$  МэВ (см., например, [12]), продемонстрирована в табл. 1 и 2.

**Таблица 2.** Таблица значений энергии (в МэВ) основного состояния системы из двух  $\alpha$ -кластеров и нейтрона (или энергии отделения нейтрона от ядра  ${}^9\text{Be}$ ) при разном шаге  $h$  и разных максимальных значениях квантовых чисел  $n_{\max}, l_{\max}$  при  $\rho_{\max} = 30$  фм

$n_{\max}$	$l_{\max}$	$h$ , фм		
		1	0.5	0.2
4	4	-1.4160	-1.4661	-1.4824
8	8	-1.5800	-1.6307	-1.6471
12	12	-1.5925	-1.6429	-1.6591
16	16	-1.5939	-1.6442	-1.6602

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод решения гиперрадиальных уравнений может быть полезен для исследования трехтельных систем в ядерной и атомной физике. Для ядра  ${}^9\text{Be}$  он позволил рассчитать энергию отделения нейтрона, среднеквадратичный зарядовый радиус, зарядовое распределение и получить согласие с экспериментальными значениями.

Авторы выражают благодарность команде гетерогенного кластера лаборатории информационных технологий ОИЯИ за содействие выполнению трудоемких компьютерных расчетов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Von Oertzen W., Freer M., Kanada En'yo Y. // Phys. Reports. 2006. V. 432. P. 43.
2. Freer M. // Rep. Progr. Phys. 2007. V. 70. P. 2149.
3. Самарин В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1187; Samarina V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 981.
4. Samarina V.V. // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. P. 117.
5. Джигбути Р.И., Шитикова К.В. Метод гиперсферических функций в атомной и ядерной физике. М.: Энергоатомиздат, 1993.
6. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука. 1980.
7. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976. 608 с.
8. Ali S., Bodmer A.R. // Nucl. Phys. 1966. V. 80. P. 99.
9. Уилкинсон Р. Справочник алгоритмов на языке АЛГОЛ: Линейная алгебра. М.: Машиностроение, 1976.
10. Сандерс Д., Кэндрот Э. Технология CUDA в примерах: введение в программирование графических

- процессоров. М.: ДМК, 2011; Sanders J., Kandrot E. CUDA by Example: An Introduction to General-Purpose GPU Programming. N.Y.: Addison-Wesley Professional, 2010.
11. <http://hybrilit.jinr.ru>
12. <http://nr.v.jinr.ru>
13. Jansen I.A., Peerdeman R. Th., de Vries C. // Nucl. Phys. 1972. V. A188. P. 337.
14. Sick I. // Phys. Lett. V. 116B. P. 212.

## Study of structure of ${}^9\text{Be}$ nucleus in alpha-cluster model by hyperspherical functions method

A. S. Bazhin<sup>1,2,\*</sup>, V. V. Samarin<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Dubna State University, Dubna, 141982, Russia

\*e-mail: vichshizik@gmail.com

The energy and the square modulus of wave function of the ground state of the  ${}^9\text{Be}$  nucleus as the system of two alpha-clusters and the outer neutron are calculated using hyperspherical functions. The system of hyperradial equations was solved using cubic spline method. The charge distribution and the root mean square charge radius for the  ${}^9\text{Be}$  nucleus were calculated and agreement with the experimental distribution was obtained.

*Keywords:* Schrödinger equation, hyperradial equations, alpha-cluster model, cubic spline method

УДК 539.17

## КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ СВЕРХПЛОТНОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ НА УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA

© 2024 г. В. И. Жеребчевский<sup>1,\*</sup>, В. П. Кондратьев<sup>1</sup>, В. В. Вечернин<sup>1</sup>, Н. А. Мальцев<sup>1</sup>, С. Н. Иголкин<sup>1</sup>, Г. А. Феофилов<sup>1</sup>, В. В. Петров<sup>1</sup>, С. Ю. Торилов<sup>1</sup>, Н. А. Прокофьев<sup>1</sup>, С. Н. Белокурова<sup>1</sup>, Е. О. Землин<sup>1</sup>, Д. А. Комарова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\* e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Обсуждаются современные вершинные детекторы на основе кремниевых сенсоров: трековые системы ведущих экспериментов на Большом адронном коллайдере, а также вершинные детекторы экспериментов MPD и SPD на коллайдере NICA. Описываются разработки концепций новых детекторных комплексов с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов для прецизионной идентификации вершин распадов очарованных адронов. Представлены результаты работ по созданию систем охлаждения ультратонких кремниевых детекторных модулей большой площади и результаты исследований свойств и характеристик кремниевых пиксельных сенсоров на основе технологии КМОП в контексте задач по детектированию редких распадов адронов, содержащих тяжелые кварки.

*Ключевые слова:* трековые системы, вершинные детекторы, кремниевые пиксельные детекторы, углекомпозитные структуры поддержки

DOI: 10.31857/S0367676524080117, EDN: OQXMWY

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач современной физики высоких энергий является изучение сильно взаимодействующей материи в экстремальных условиях. Сегодняшние и будущие эксперименты дадут ответы на фундаментальные вопросы, связанные со структурой фазовой диаграммы и уравнением состояния ядерной материи при высоких плотностях и температурах. Вычисления в рамках квантовой хромодинамики (КХД) на решетках показывают, что если система адронов достигнет критических значений плотности или температуры, то произойдет фазовый переход в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП), в котором кварки и глюоны больше не связаны внутри отдельных адронов [1, 2]. КГП с равным числом частиц и античастиц, аналогичная той, что существовала в ранней Вселенной, изучается в экспериментах по столкновению тяжелых ионов на Большом адронном коллайдере (БАК) на установке ALICE в ЦЕРН [3]. При анализе измеренных выходов частиц на основе статистических моделей адронизации была определена температура вымораживания КГП, равная 156 МэВ при почти нулевом барионном химическом потенциале. В эксперименте

STAR на ускорителе релятивистских тяжелых ионов RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в BNL была запущена программа экспериментальных исследований фазовой диаграммы КХД с целью поиска фазового перехода первого порядка от адронной материи к КГП и его критической конечной точки [4, 5]. Стратегия поиска состоит в том, чтобы установить энергию столкновения, при которой исчезают сигналы КГП, наблюдаемые при самых высоких энергиях RHIC. Измерения коллективного анизотропного потока частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов на RHIC и БАК дали убедительные доказательства образования КГП, обладающей низкой удельной вязкостью [6]. Свойства фазового перехода между КГП и адронным газом изучают также в эксперименте на фиксированной мишени NA61/SHINE на ускорителе SPS в ЦЕРН, сканируя фазовую диаграмму сильно взаимодействующей материи по энергии и типу сталкивающихся ядер [7].

За последние годы наряду с изучением высокотемпературной КГП возрос интерес к сверхплотной ядерной материи, которая существует в ядрах нейтронных звезд и образуется в открытых недавно процессах слияния нейтронных звезд. В лабораторных

условиях сверхплотная ядерная материя может быть получена в столкновениях тяжелых ионов при более низких энергиях. Согласно теоретическим оценкам, максимальная барионная плотность достигается в области энергий  $\sqrt{S_{NN}} \sim 5\text{--}15$  ГэВ. Это привело к созданию новых экспериментальных программ на уже существующих установках и к строительству ускорительных комплексов NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) в ОИЯИ и SIS100/300 в GSI (Германия), которые будут ускорять тяжелые ионы в диапазоне энергий  $\sqrt{S_{NN}} = 4\text{--}11$  ГэВ и  $\sqrt{S_{NN}} = 2.7\text{--}10$  ГэВ, соответственно. Следует отметить, что при работе коллайдера NICA на максимуме светимости  $L = 10^{27}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> при энергиях  $\sqrt{S_{NN}}$  около 11 ГэВ скорость реакции для Au+Au столкновений составит 6 кГц [8, 9], что превышает доступные скорости в экспериментах STAR/RHIC и NA61/SPS примерно на два порядка в этом диапазоне энергий. Кроме того, получение на коллайдере NICA пучков поляризованных протонов и дейтронов с энергиями  $\sqrt{S_{NN}}$  до 9.4 ГэВ и 4.5 ГэВ, соответственно и светимостью до  $1 \cdot 10^{32}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> открывает возможность для исследования спиновой структуры протона и дейтрона и физических явлений, связанных со спиновой физикой [10, 11].

Для изучения плотной барионной материи и спиновой физики на коллайдере NICA в ОИЯИ создаются многоцелевой детектор (MPD) [8, 9] и детектор спиновой физики (SPD) [10, 11]. Предполагается, что в случае образования КГП в ядро-ядерных столкновениях будет наблюдаться повышенный выход частиц, обладающих странностью и очарованием. Поэтому важным фактором для изучения, как экстремальных состояний ядерной материи, так и новой спиновой физики становится надежная регистрация частиц, содержащих тяжелые кварки. В эксперименте такие частицы идентифицируют по каналам их распада на заряженные адроны, регистрируя треки продуктов распада. Это довольно редкие события и для их регистрации в экспериментах на коллайдере NICA необходимы новые трековые комплексы на основе кремниевых материалов, которые активно эксплуатируются сейчас в ведущих мировых ядерно-физических центрах в качестве вершинных детекторов [12–14]. В связи с малым временем жизни очарованных частиц для надежной реконструкции вершины их распада нужны кремниевые детекторы с высоким пространственным разрешением, быстродействием, а также приемлемыми шумовыми и радиационными характеристиками. К числу таких детекторов относятся монолитные активные пиксельные сенсоры (МАПС). В данной работе показаны разработки концепций детекторных комплексов с использованием тонких и ультратонких кремниевых пиксельных детекторов для прецизионной идентификации вершин распадов очарованных адронов. Также представлены результаты работ по созданию систем охлаждения ультратонких кремниевых детекторных модулей большой площади.

## СВЕРХПЛОТНАЯ ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ

Структура фазовой диаграммы ядерной материи в области большого барионного химического потенциала, по существу, неизвестна. Существующие модели предсказывают фазовый переход первого порядка с критической конечной точкой [15]. Следуя концепции кварк-адронной непрерывности, кварковые степени свободы возникают постепенно с увеличением плотности и частичным восстановлением киральной симметрии [16]. Для плотностей ниже удвоенной ядерной плотности  $2\rho_0$  взаимодействия происходят посредством обмена мезонами или кварками, и материя может быть описана в терминах взаимодействующих нуклонов. Для плотностей в диапазоне от  $2\rho_0$  до  $4\text{--}7\rho_0$  доминируют многокварковые обмены и материя постепенно переходит из адронного в кварковое состояние. При плотностях, превышающих  $4\text{--}7\rho_0$ , нуклоны распадаются на кварки, которые больше не принадлежат к определенным нуклонам.

Фазовые переходы от адронной к кварковой материи происходят также в ядрах массивных нейтронных звезд и при слиянии нейтронных звезд. Расчеты, выполненные в рамках нелокальной модели Намбу–Йона–Ласинио, показывают, что в ядре нейтронной звезды с плотностью около  $5\rho_0$  сосуществуют адронная и кварковая фазы [17]. При плотности выше  $8\rho_0$  теория предсказывает существование чистой кварковой материи. Ожидается также, что плотность до  $4\rho_0$  будет достигнута при слиянии нейтронных звезд. Расчет на основе модели среднего кирального поля [18] для нейтронных звезд с общей массой 2.8 солнечных масс предсказывает фазовый переход к чистой кварковой материи при плотности  $4\rho_0$  и температуре около 50 МэВ.

Плотность, достижимая в нейтронных звездах и слияниях нейтронных звезд, определяется уравнением состояния (УС) ядерной материи, которое описывает связь между плотностью, давлением, объемом, температурой и энергией. Различным астрофизическим экспериментам получают информацию об массе и радиусе нейтронных звезд [19], измеряя рентгеновское излучение, испускаемое горячими точками нейтронной звезды. После того, как масса и радиус нуклонной звезды будут измерены с высокой точностью, УС сверхплотной материи можно получить с помощью уравнения Толмана–Оппенгеймера–Волкова. Астрофизические результаты, подтверждающие существование КГП, могут быть проверены и уточнены в лабораторных экспериментах по столкновению релятивистских ядер, в которых измеряются такие физические характеристики образующегося ядерного файерболла как температура и химические потенциалы, соответствующие сохраняющимся квантовым числам [20]. Этот файербол может состоять из КГП, адронного газа или представлять собой равновесное смешанное состояние адронной и кварк-глюонной фазы ядерной материи

[2]. Исследования, выполненные на ускорителях SPS и RHIC, зарегистрировали основные сигналы КГП, предсказанные теоретическими моделями:

1) усиление выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях по отношению к нуклон-нуклонным взаимодействиям, обусловленное высокой концентрацией странных кварков в КГП;

2) подавление выхода чармония в ядро-ядерных столкновениях, обусловленное экранированием цветового заряда очарованных кварков в кварк-глюонной среде.

Наряду с этим было предложено изучать новые сигналы КГП. К их числу относятся выходы частиц, содержащих очарованные кварки. Ожидается, что такие частицы будут рождаться на самой ранней стадии ядро-ядерного взаимодействия и, следовательно, дадут возможность исследовать партонные степени свободы ядерной материи. В зависимости от их взаимодействия со средой очарованные кварки адронизируются в  $D$ -мезоны или чармоний. Поэтому отношение  $R = Y(J/\psi) / Y(D + \bar{D})$  выхода чармония к выходу мезонов с открытым очарованием, измеренное в столкновениях тяжелых ионов при различной энергии, может дать информацию о степенях свободы в возбужденной ядерной среде. Это отношение было оценено в рамках двух различных моделей: динамической модели адронных струн (HSD) [21], которая описывает образование очарованных частиц в адронной среде, и модели статистической адронизации (SHM) [22], в которой очарованные кварки образуются в фазе деконфаймента. HSD предсказывает увеличение отношения  $R$  с уменьшением энергии столкновения. Этот эффект обусловлен различными порогами рождения очарованных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях: 4.97 ГэВ для  $J/\psi$  и 5.61 ГэВ для  $D + \bar{D}$ . Таким образом, выход  $J/\psi$  увеличивается по отношению к выходу  $D + \bar{D}$  для энергии столкновения, приближающейся к порогу образования чармония. В расчетах по SHM предполагается, что  $s$ -кварки рождаются в фазе деконфаймента, а адроны образуются на стадии вымораживания. Следовательно, нет индивидуальных порогов рождения адронов, и модель SHM предсказывает более или менее энергонезависимое отношение  $R$ . Измерение выходов  $J/\psi$  и  $D$  мезонов в Au+Au столкновениях на коллайдере NICA помогут ответить на вопрос, в каком состоянии ядерной материи они образуются.

Измерение выходов частиц, содержащих  $s$ -кварки, осуществляется, как правило, путем регистрации заряженных продуктов их адронных распадов с использованием многокомпонентных трековых детекторных комплексов. Если средние пробеги странных частиц составляют сантиметры, то короткоживущие очарованные частицы проходят до точки их распада всего несколько сотен микрометров. Это значительно усложняет задачу реконструкции вершин их распада и накладывает ограничения на пространственное

разрешение трековых детекторных систем. Ключевая роль в трековой системе отводится вершинным детекторам (ВД), которые устанавливаются как можно ближе к точке столкновения ускоренных пучков. Как уже отмечалось, ВД должны иметь высокое пространственное разрешение и быстродействие, и на современном уровне развития детекторных технологий могут быть построены на основе либо гибридных пиксельных сенсоров, либо на основе монолитных активных пиксельных сенсоров (МАПС).

## КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ В СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Сегодня в экспериментах в области физики высоких энергий и элементарных частиц при создании ВД использование пиксельных детекторов в качестве их основного регистрирующего элемента является наиболее оптимальным решением. Обусловлено это тем, что пиксельные детекторы, обладая высокой гранулярностью (количество сенсоров, являющихся детектирующими элементами), способны зарегистрировать большое количество заряженных частиц, возникающих в столкновениях пучков на современных ускорителях. Такие детекторы позволяют с достаточным пространственным разрешением определять треки частиц с малыми временами жизни, что дает ключ к изучению редких процессов и распадов. Также пиксельные детекторы новых поколений сохраняют свою работоспособность в условиях длительного воздействия на них интенсивного радиационного излучения. При создании ВД используются как уже хорошо зарекомендовавшие себя гибридные пиксельные сенсоры, так и детекторы на основе МАПС. Гибридные детекторы состоят из сенсорной матрицы (в основном кремниевые материалы), создающей рабочий детекторный объем, и электронной панели (чип). Соединение кремниевого слоя с контактными площадками чипа, на котором реализована вся КМОП-электроника, осуществляется с помощью специальной пайки посредством шариков определенного размера (задается пикселизация). При конструировании гибридных пиксельных детекторов контактные площадки чипа делают таких же размеров, как и реализуемая область электронных компонент пикселя, то есть создается точное соответствие между размером пикселя и размером контактной площадки чипа. Таким образом, очень важной характеристикой для гибридных детекторов является плотность пикселей. К тому же, электронный чип должен быть очень близок (10–20 мкм) к сенсорной панели. В настоящее время гибридные детекторы используются в трековых системах почти всех крупных экспериментов на БАК: это и пиксельный детектор эксперимента ATLAS, содержащий 92 Мп с общей площадью используемого кремния порядка 1.9 м<sup>2</sup> [23],

и новая трековая система эксперимента СМС, имеющая 124 Мп [24], а также новый вершинный детектор Vertex Locator (VELO) эксперимента LHCb [25]. Аналогичные гибридные технологии использовались и в работавшей с 2008 по 2018 гг. внутренней трековой системе (VTC-1) эксперимента ALICE на БАК. В нем первые два слоя, самые близкие к точке столкновения пучков БАК, были реализованы на основе гибридных пиксельных детекторов (Silicon Pixel Detector System — SPD), включавших в себя 9.8 Мп с радиационной толщиной около  $1\% X_0$  на каждый слой [26]. Это являлось рекордом по радиационной прозрачности, если рассматривать все работающие на БАК экспериментальные установки. Все детекторные слои и их сегментация оптимизировались, чтобы получить высокую точность в определении координат первичной вершины трека, а также для эффективно-го нахождения треков в сочетании с идущей следом время-проекционной камерой (ВПК). Работа VTC-1 на БАК показала, что ее способность в определении прицельных параметров треков является достаточной для изучения рождения мезонов, содержащих  $c$ -кварки. При этом для регистрации очарованных барионов возможностей VTC-1 было явно недостаточно. Например, барион  $\Lambda_c$  имеет среднюю длину распада всего 60 мкм и, естественно, он не долетит до первого слоя детекторов, при этом для VTC-1 точности определения вторичной вершины при его распаде не будет хватать. По тем же причинам изучение мезонов и барионов, содержащих  $b$ -кварки, также выходит за рамки возможностей такого детекторного комплекса [27]. Поэтому для новых экспериментальных исследований в условиях работы БАК при увеличенной почти в 10 раз светимости в 2022—2026 гг. была создана новая внутренняя трековая система (VTC-2) эксперимента ALICE на основе МАПС с использованием КМОП (180 нм) технологий [12, 13]. Сегодня КМОП сенсоры применяются во многих устройствах, например, в цифровых камерах смартфонов [27]. В экспериментах по физике высоких энергий и элементарных частиц использовать сенсоры МАПС было предложено более 30 лет назад. В таких детекторах считывающая электроника и сенсорная панель производятся в одном технологическом процессе, на одном кристалле кремния. Это дает преимущество по сравнению с гибридными детекторами, так как исчезает необходимость использования специальных технологий для соединения электронного чипа и сенсорной матрицы (в гибридных технологиях соединение этих двух частей — довольно трудоемкая задача из-за высокой плотности пикселей), уменьшается емкость каждого пикселя, за счет чего получается детектор с очень низким уровнем шума. Технология МАПС является более надежной и менее дорогой, и впервые она была полностью реализована в трековой системе — Heavy Flavour Tracker [28] установки STAR на коллайдере RHIC. В качестве пиксельных детекторов использовались МАПС, изготовленные по технологии 350 нм. Всего в установке было 365 Мп

[28, 29] сенсоров. Однако указанные МАПС по ряду параметров не подходят для новых вершинных детекторов как на БАК, так и на коллайдере NICA. Это связано с тем, что в столкновениях пучков тяжелых ионов с высокой интенсивностью взаимодействия эти детекторы неприменимы из-за достаточно большого времени считывания информации с пикселей ( $320 \text{ Мбит}\cdot\text{с}^{-1}$ ), большого времени интегрирования сигнала ( $190 \text{ мкс}$ ) и значительного энерговыделения (до  $150 \text{ мВт}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Эти ограничения преодолеваются, если использовать технологию 180 нм.

В новой VTC-2 эксперимента ALICE в настоящее время работают МАПС с размерами транзисторных компонент 180 нм и оксидной толщиной затвора менее 4 нм, что дает преимущества в контексте радиационной стойкости детекторных комплексов [13]. МАПС состоит из эпитаксиального слоя с высоким удельным сопротивлением ( $\sim 1 \text{ кОм}\cdot\text{см}$ ), выращенного на подложке с низким удельным сопротивлением (толщина может варьироваться от 14 до 65 мкм), матрицы собирающих диодов (пикселей) и КМОП front-end электроники с толщиной металлизации порядка 11 мкм. Эпитаксиальный слой является активным объемом детектора с толщиной 25 мкм. Диод, собирающий заряд, реализован как переход между эпитаксиальным слоем и карманом  $n$ -типа ( $n$ -well). Размер обедненной носителями заряда зоны можно изменять, подавая напряжение смещения  $V_{\text{RST}}$ . Чтобы дополнительно увеличить ширину обедненной зоны, можно еще подать напряжение обратного смещения  $V_{\text{BB}}$  на подложку детектора. Сбор зарядов осуществляется как путем дрейфа (в обедненной зоне), так и диффузии (в остальном объеме). Поэтому заряд от одной частицы (даже для треков, перпендикулярных плоскости пиксельной матрицы) может собираться на нескольких соседних диодах (пикселях), образующих так называемый кластер. Процентное соотношение сбора заряда за счет дрейфа и диффузии определяется размером обедненной зоны, так что  $V_{\text{BB}}$  также может влиять на размеры кластера. Таким образом, включение в схему питания сенсора напряжения обратного смещения  $V_{\text{BB}}$ , подаваемого на подложку, позволяет в значительной степени увеличить обедненную зону вокруг собирающего заряд диода и понизить входную емкость пикселя, что приводит к более эффективному сбору заряда и уменьшению шумов. Для повышения эффективности работы детектора в области front-end электроники располагается глубокий карман  $p$ -типа ( $p$ -well). Уже над ним размещаются элементы электронных схем детектора, реализованных с использованием PMOS структур с карманом типа  $n$ -well (зазор между карманами  $n$ -well и  $p$ -well типа составляет 3 мкм). В итоге карман  $p$ -типа экранирует электронику пикселя, не допуская сбора электронов на  $n$ -well и тем самым появления дополнительных шумов [30, 31]. Схематически основные компоненты МАПС представлены на рис. 1.

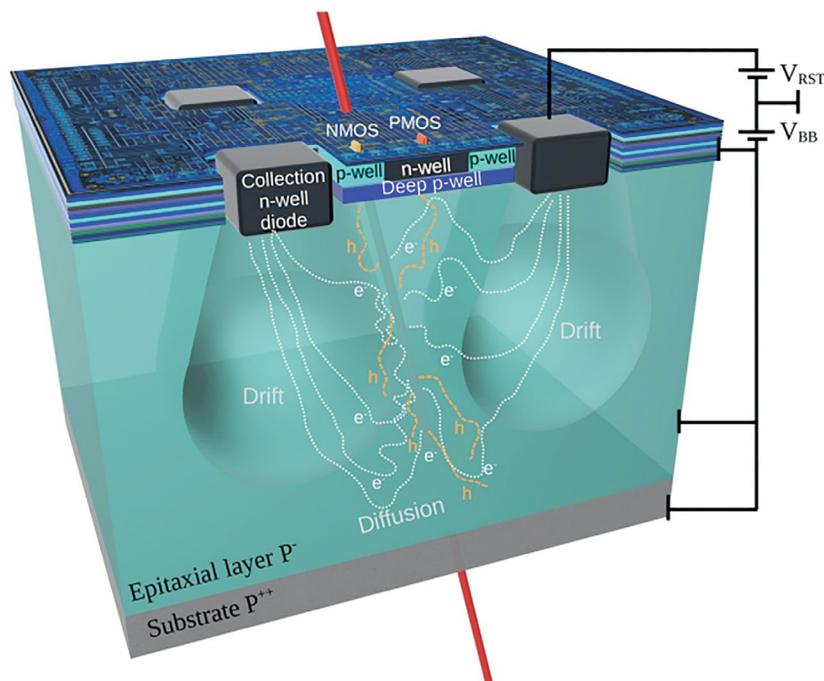


Рис. 1. Структура монолитного активного пиксельного сенсора.

Каждый пиксель детектора содержит усилитель и формирователь сигнала, а также буфер памяти. Размер пикселя составляет  $28 \times 28$  мкм, а размер пиксельной матрицы (пиксельный чип) —  $15 \times 30$  мм. Матрица состоит из  $512 \times 1024$  пикселей, аналоговая и цифровая электроника размещаются на периферии детектора. Порог срабатывания пикселя по заряду определяется пороговым током и пороговым напряжением. Пороговый ток контролирует форму импульса, а пороговое напряжение устанавливает базовую линию импульса. Эффективный порог срабатывания пикселя увеличивается при увеличении порогового тока и уменьшается при повышении порогового напряжения [32]. Усиленный сигнал, возникший при прохождении частицы, преобразуется в пиксельном дискриминаторе и далее считывается с помощью схемы Priority Encoder (PE), реализованной по принципу AERD — Address-Encoder Reset Decoder [33]. По сравнению с архитектурой считывания пиксельных матриц — Roller Shutter, используемой, например, в сенсорах MISTRAL или MIMOSA (данные сенсоры применялись в вершинном детекторе Small Acceptance Vertex Detector — SAVD эксперимента NA61/SHINE [34]), такая система считывания позволяет значительно уменьшить потребляемую мощность и время интегрирования сигнала. Учитывая перечисленные преимущества МАПС сейчас в SAVD эксперимента NA61/SHINE используются именно эти детекторы [34].

Таким образом, использование детекторов МАПС с КМОП 180 нм в детекторе ВТС-2 позволило сократить в 7 раз количество кремниевого материала на слой по сравнению с ВТС-1 и тем самым увеличить

радиационную прозрачность всей трековой системы. Тщательная оптимизация основных параметров интерфейсов аналоговой электроники и архитектуры считывания позволило в 2 раза уменьшить тепловую мощность системы. С другой стороны, применение МАПС дало возможность работы в высоких радиационных полях до 500 Мрад по общей поглощенной ионизационной дозе (TID) и до  $10^{13}$  1 МэВ н по дозе связанным с NIEL (Non Ionizing Energy Losses). Работы в направлении повышения радиационной стойкости МАПС продолжаются в рамках эксперимента ALICE. Было предложено дополнительно увеличивать размеры планарного  $p$ - $n$  перехода в эпитаксиальном слое за счет использования низколегированного глубокого кармана  $n$ -типа, то есть сделать его глубже карманов, содержащих элементы КМОП. Таким образом, повысится эффективность и понизится время сбора заряда и в разы увеличится радиационная стойкость такого детектора [13, 35].

Дальнейшее развитие технологий производства КМОП сенсоров способствовало тому, что благодаря технологии «сшивки» отдельных пиксельных чипов появилась возможность создавать детекторы МАПС на одной кремниевой пластине размерами до 300 мм (технология КМОП 65 нм) [36]. Дополнительно уменьшая толщину МАПС до 20–40 мкм (радиационная толщина 0.02–0.04 %  $X_0$ ), можно создать изогнутые кремниевые детекторы (цилиндрической формы) большой площади, значительно повысив радиационную прозрачность всего вершинного детектора и сведя количество вещества первых детекторных слоев к минимуму — 0.1 %  $X_0$  [13, 37, 38]. В настоящий момент идут разработки нового

вершинного детектора эксперимента ALICE — ВТС-3, на основе изогнутых МАПС толщиной 40 мкм [39], которые придут на смену первым трем внутренним слоям ВТС-2. Расположение первого слоя еще ближе к точке столкновения пучков БАК (на расстоянии 18 мм) и уменьшение соответствующего количества вещества, входящего в ВТС-3, почти в 6 раз приведут к значительному улучшению идентификации треков в области малых поперечных импульсов. Это позволит достаточно хорошо изучить процессы, в которых участвуют мезоны и барионы, содержащие тяжелые кварки:  $\Lambda_c$ ,  $D_s$ ,  $B_s^0$ ,  $D_s^+$ ,  $\Lambda_b$ ,  $\Xi_c$ , а также такие экзотические ядерные конфигурации, как “с-дейтрон”,  $d\Lambda_c$ , рождение анти- $^3\text{He}$  и анти- $\Lambda_b^0$  [30]. Большое будущее у МАПС видится в их применении в вершинных детекторах, которые составят основу трековых систем детекторных комплексов на проектируемых коллайдерах нового поколения, таких как Future Circular Collider [40] и Muon Collider [41] в ЦЕРН, а также на Electron-Ion Collider в Brookhaven National Laboratory [42].

Принимая во внимание основные параметры создаваемого в России нового ускорительного комплекса класса мега-сайнс NICA при построении трековой системы многоцелевого детектора MPD и детектора спиновой физики SPD, можно воспользоваться уже существующими решениями на основе пиксельных детекторов, которые были реализованы и планируются к реализации в рамках проекта модернизации внутренней трековой системы эксперимента ALICE.

### ВЕРШИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ СЕНСОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

Как было отмечено, в ядро-ядерных столкновениях при энергиях коллайдера NICA возникают состояния ядерной материи с высокой барионной плотностью, о свойствах которой можно узнать, изучая выходы частиц, содержащих тяжелые кварки [8]. Поэтому актуальной становится разработка оптимальных конструкций вершинных детекторов, предназначенных для регистрации таких частиц. Для трековой системы эксперимента MPD, состоящей на сегодняшний день только из ВПК, была предложена концепция вершинного детектора VD5-40 [43] с полностью проработанной геометрической моделью, состоящей из пяти цилиндрических слоев детекторов МАПС толщиной 50 мкм [44]. В этой концепции для двух внешних детекторных слоев планировалось применить технологии эксперимента ALICE, реализованные для внешних слоев ВТС-2. Это массивы детекторов МАПС, объединенные в линейки длиной 1526 мм и смонтированные на сверхлегких углекомпозитных структурах поддержки и охлаждения [45]. Для трех внутренних слоев, ближайших к ионопроводу и точке столкновения пучков коллайдера NICA, планировалось использовать аналогичные

детекторные линейки, но длиной 750 мм. Идентификационная способность предложенной модели вершинного детектора MPD была исследована в работе [46], где было показано, что при реконструкции распадов  $D^+$ - и  $D^0$ -мезонов возможно выделение сигналов этих частиц в спектре по инвариантной массе продуктов их распада с эффективностью порядка 1%. Однако проведенный дополнительный анализ идентификационной способности всей трековой системы VD5-40 + ВПК показал, что образовавшийся довольно большой зазор между двумя внешними и тремя внутренними слоями VD5-40 ухудшает точность реконструкции треков продуктов распада короткоживущих мезонов и барионов, содержащих с-кварки [47]. Дело в том, что алгоритм поиска треков основан на выборе координат центра тяжести кластера сработавших пикселей в начальном слое детекторов с последующим присоединением соответствующих координат кластеров в следующих слоях. Большое расстояние между слоями приводит к большой дисперсии при оценке параметров трека в результате его экстраполяции к кластеру в следующем слое. Поэтому было принято решение добавить в этот зазор еще один внешний детекторный слой. В текущей конфигурации, три внутренних слоя будут содержать 12, 22 и 32 линейки с детекторами МАПС, а три внешних слоя будут содержать 12, 18, 24 детекторные линейки. Предложенная концепция показана на рис. 2.

Следует отметить, что выделение сигналов  $D_s^+$  мезонов в спектре по инвариантной массе продуктов их распада по сравнению с  $D^+$  мезонами является более сложной задачей по ряду причин. Во-первых, длина их распада в 2 раза короче (150 мкм); во-вторых, максимальная вероятность распада по адронному каналу  $D_s^+ \rightarrow \pi^+ + K^+ + K^-$  в 2 раза меньше; в-третьих, в канале их распада присутствуют 2 каона, эффективность реконструкции треков которых ниже, чем для пионов. Реконструкция распадов очарованных барионов  $\Lambda_c$  представляет собой еще больший вызов, так как длина их распада составляет всего 60 мкм. В связи с этим для реконструкции распадов  $D_s^+$  и  $\Lambda_c$  будет предложена концепция нового вершинного детектора на основе ультратонких (20–40 мкм) слоев МАПС большой площади, сверхлегких углекомпозитных конструкций с заменой системы жидкостного охлаждения на систему охлаждения холодными газами при их минимальной скорости, минимальном расходе и снятии тепловой мощности с кремниевых структур и сопутствующей электроники. Для исследования идентификационной способности такого детектора была рассмотрена его модель, в которой, внутренние слои состоят из тонких (40 мкм) МАПС нового поколения большой площади [48], а внешние слои построены из пиксельных сенсоров (50 мкм), используемых в настоящее время в экспериментах физики высоких энергий. Было показано, что использование указанного вершинного детектора дает возможность реконструировать распады  $D^+$ -мезонов,

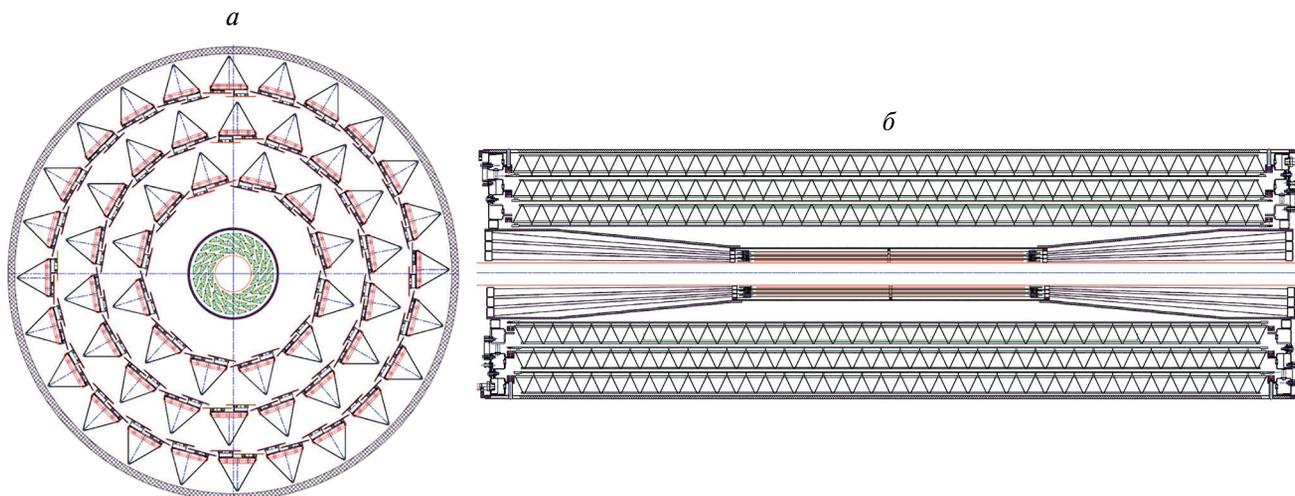


Рис. 2. Модифицированная концепция вершинного детектора эксперимента MPD: геометрическая модель вершинного детектора (поперечный разрез) (а), продольный разрез вершинного детектора (б).

образующихся в столкновениях Au-Au на коллайдере NICA, с эффективностью 1.25 % [49].

Еще одной из фундаментальных задач экспериментальных исследований в экспериментах MPD и SPD является изучение нового физического явления — образования внутри ядер кластеров холодной и плотной кварк-глюонной материи с высокой барионной плотностью (флуктонов). Наблюдаемым проявлением существования таких кластеров в ядрах служит образование частиц в областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами, которое обычно называют кумулятивным рождением. Важно подчеркнуть, что исследование этих процессов возможно только при больших светимостях и умеренных начальных энергиях сталкивающихся ядер коллайдера NICA и не доступно для экспериментального изучения при энергиях коллайдеров RHIC и LHC. С целью изучения экспериментальной возможности наблюдения этого явления были выполнены предварительные оценки выходов пионов и протонов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов, доступной для изучения на установках MPD и SPD коллайдера NICA. Для этого разработанный ранее [50, 51] теоретический подход был обобщен на эту новую область. С его помощью были проведены оценки выходов кумулятивных частиц ( $x > 1.6$ ) за счет флуктон-нуклонных столкновений в быстроем акцептансе  $0.5 < |y| < 1$  за один час работы коллайдера NICA для случая Au + Au столкновений. Эти оценки дали 13 пионов и 80 протонов при начальной энергии при  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  ГэВ, и соответственно, 200 пионов и 5 протонов при начальной энергии 8 ГэВ. В этих оценках было учтено, что планируемая светимость при энергии 8 ГэВ на 2 порядка выше, чем при 4 ГэВ. Увеличение выходов пионов по сравнению с протонами с ростом начальной энергии

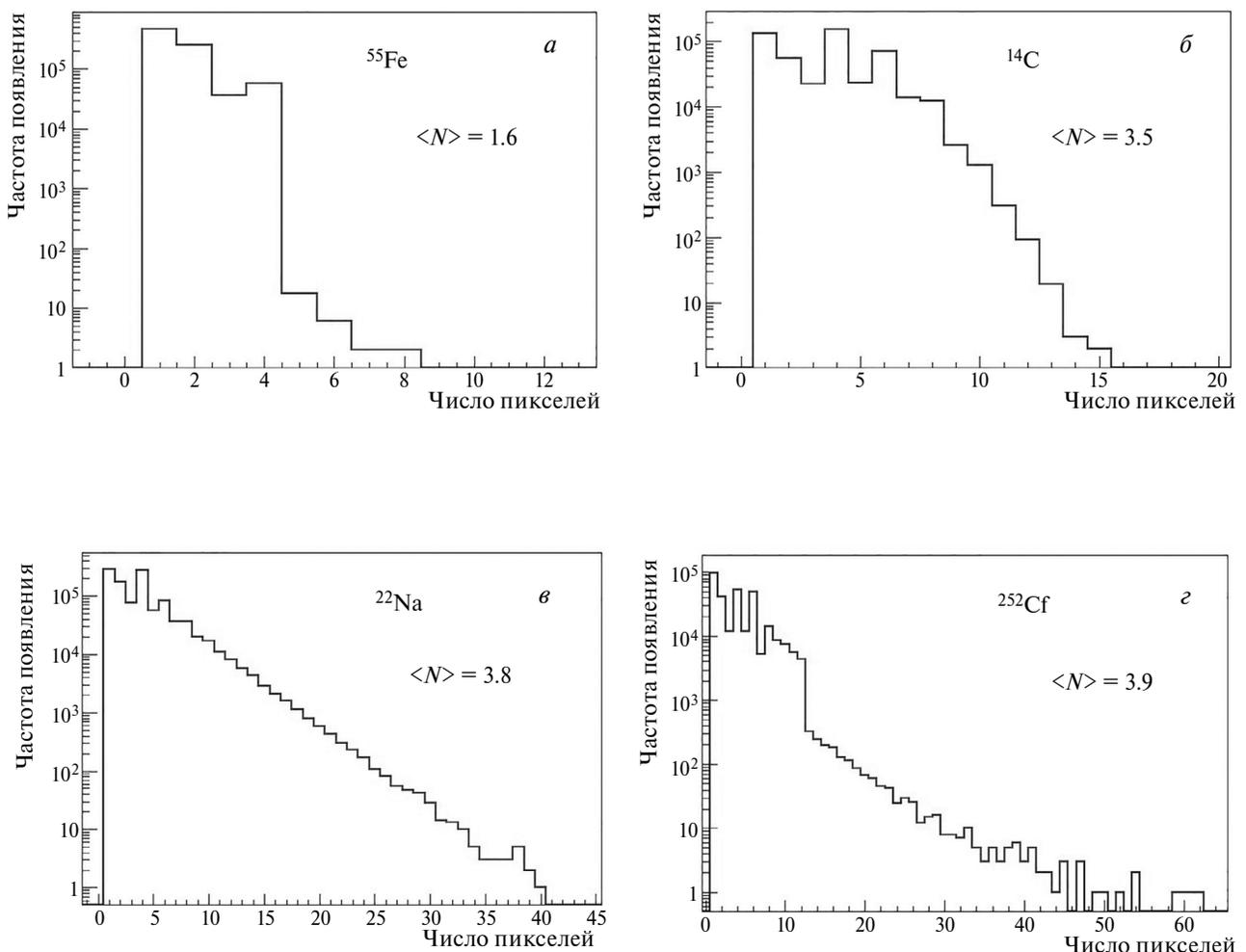
объясняется разным механизмом их образования [50, 51], приводящим к разной зависимости их выходов от поперечного импульса, который растет при увеличении начальной энергии.

Предполагается, что полученные зависимости будут изучены в экспериментах на коллайдере NICA с использованием как уже имеющихся детекторов МАПС, так и новых ультратонких МАПС большой площади. Важно, что для надежной регистрации очень редких событий рождения частиц в кумулятивной области и надежного отделения их треков от разного рода ложных фоновых треков, необходимо иметь сигнал одновременно с нескольких типов детекторов, используемых в эксперименте. В этом плане особенно важна информация с вершинного детектора, позволяющая надежно подтвердить образование трека кумулятивной частицы из вершины первичного взаимодействия, и таким образом выделить ее из фоновых событий.

Для изучения физических явлений в экспериментах на коллайдере NICA важной составляющей в процессе идентификации треков частиц и определении вершин распадов является выбор координат центров тяжести кластеров сработавших пикселей. Поэтому важнейшей задачей при выборе пиксельных сенсоров для создания вершинных детекторов становится исследование процессов сбора заряда на пикселях и формирования кластеров. Экспериментально такая задача решается путем изучения кластерной множественности срабатывания пикселей детекторов МАПС при их облучении различными источниками ионизирующих излучений. Для этого источникная матрица детекторов МАПС облучалась источниками альфа-частиц ( $^{228}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ), бета-частиц ( $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{204}\text{Tl}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ ), гамма-квантов ( $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ), источниками со смешанным гамма и бета излучением ( $^{152}\text{Eu}$ ,

$^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ) и источником осколков деления ( $^{252}\text{Cf}$ ). Была реализована методика кластерного анализа, которая заключалась в поиске групп пикселей, непосредственно прилегающих друг к другу, и соответствующих характеристик кластеров: центра масс, множественности, неопределенностей координат центра масс. Алгоритм поиска кластеров представляет собой упрощенную реализацию метода DBSCAN (Density-based spatial clustering of applications with noise). Этот алгоритм реализован следующим образом: выбирается произвольный пиксель из анализируемых данных. Такой пиксель рассматривается как исходный (номер 1) для формирования кластера, приписывается к этому кластеру, отмечается как обработанный и в дальнейшем игнорируется. Вычисляется расстояние между пикселем номер 1 и всеми остальными пикселями. Те пиксели, которые удовлетворяют условию  $R(1, j) = 1$ , где  $j$  — все пиксели кроме 1-го, добавляются в очередь на обработку. Обработка происходит последовательно слева-направо

и сверху вниз. Далее происходит переход к следующему пикселю в очереди на обработку. От этого пикселя ищутся и ставятся в очередь на обработку пиксели удовлетворяющие условию  $R(2, j) = 1$ , где  $j$  — все пиксели кроме 2-го и 1-го (поскольку он уже обработан на предыдущем шаге). Далее алгоритм последовательно проходит все пиксели (поставленные в очередь), и добавляет новые, исключая уже обработанные. В случае если в событии имеется несколько кластеров, то алгоритм переходит к следующему произвольному необработанному пикселю и начинается построение нового кластера по аналогичной схеме с шага 1 и далее. В результате обработки всех событий получаем данные о периметрах и о том, как они распределены по всему периметру пиксельной матрицы. Это позволяет определить характеристики кластеров (множественность кластеров — число пикселей в кластере, положение “центра масс” кластера и т. п.), а также проанализировать форму отдельных кластеров. На рис. 3 показаны типичные

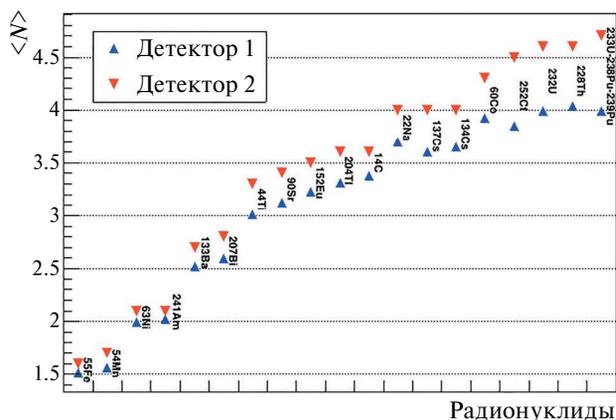


**Рис. 3.** Частота появления кластеров с определенным количеством пикселей при облучении МАПС источниками: гамма-квантов —  $^{55}\text{Fe}$  (а), бета-частиц —  $^{14}\text{C}$  (б), источников смешанных гамма и бета излучений —  $^{22}\text{Na}$  (в), альфа-частиц и осколков деления —  $^{252}\text{Cf}$  (г).

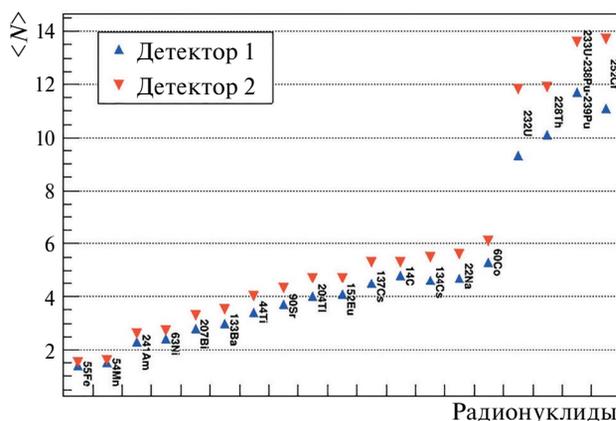
частотные карты кластерной множественности (числа пикселей в кластере) при облучении детекторов МАПС, где по оси  $X$  — число пикселей в кластере, а по  $Y$  — частота возникновения таких кластеров. Общая картина множественности пикселей в кластере по всем источникам ионизирующих излучений, облучавших пиксельные матрицы двух детекторов МАПС с приложенным напряжением обратного смещения  $V_{\text{ВВ}}$  на подложку детектора номиналом 3 В, показана на рис. 4. Видно, что минимальное количество пикселей в кластере от 1 до 3 (при средней множественности не более 2.5) наблюдается при регистрации сенсорами гамма-квантов и особенно низких энергий ( $^{55}\text{Fe}$ ,  $E_{\gamma}=5.9$  кэВ). Далее происходит увеличение кластерной множественности с регистрацией достаточно большого количества кластеров, содержащих от 5 до 15 пикселей, для источников, испускающих бета-частицы, и смешанных источников (испускают гамма-кванты и бета-частицы). И наконец, самая большая кластерная множественность для источников, испускающих альфа-частицы и осколки деления. В данном случае регистрируются кластеры, в которых может присутствовать до 30 пикселей. Аналогичная картина наблюдается и для других детекторов МАПС. Зависимость хорошо отражает процессы сбора заряда на пикселях, где с увеличением ионизирующей способности частиц растет количество сработавших кластеров с выходом на плато для частиц, обладающих наибольшей ионизацией. Также отмечается преобладание механизма сбора заряда на пикселях посредством дрейфа в соответствующих областях (см. рис. 1), что является следствием приложенного к подложке обратного смещения  $V_{\text{ВВ}}$ .

Далее исследовалось распределение кластерной множественности по всем источникам ионизирующих излучений, облучавших пиксельные матрицы двух детекторов МАПС без обратного смещения  $V_{\text{ВВ}}$ . Результаты показаны на рис. 5. Анализ полученных результатов показывает, что наряду с дрейфом электронов в области кармана  $n$ - типа реализуется сбор электронов на пиксельных сенсорах и посредством диффузии, причем последнее играет довольно существенную роль. За счет этого возрастает количество рядом расположенных сработавших пикселей и, как следствие, возрастает размер кластера.

Таким образом, приложенное к подложке детекторов МАПС дополнительное обратное смещение  $V_{\text{ВВ}}$  способствует более эффективному и равномерному сбору заряда на пикселях за счет дрейфа в электрическом поле по сравнению с хаотичным характером процессов диффузии заряда к пиксельным сенсорам. Как видно из рис. 4 и 5, этот эффект особенно хорошо заметен при регистрации частиц, вызывающих большую ионизацию. Увеличение числа пикселей в кластере при взаимодействии с МАПС сильноионизирующих частиц приводит к возрастанию ошибки при определении центра



**Рис. 4.** Средняя множественность пикселей в кластерах  $\langle N \rangle$  при облучении пиксельной матрицы детекторов МАПС источниками: гамма-квантов, бета-частиц, смешанных источников гамма и бета излучений, альфа-частиц и осколков деления. К подложке детекторов МАПС приложено отрицательной полярности обратное смещение  $V_{\text{ВВ}}$  номиналом 3 В.



**Рис. 5.** Средняя множественность пикселей в кластерах  $\langle N \rangle$  при облучении пиксельной матрицы детекторов МАПС источниками: гамма-квантов, бета-частиц, смешанных источников гамма и бета излучений, альфа-частиц и осколков деления. К подложке детекторов МАПС не приложено обратное смещение  $V_{\text{ВВ}}$ .

тяжести кластера. Это в свою очередь приводит к увеличению погрешности при идентификации треков, так как алгоритм реконструкции треков основан именно на определении координат центра тяжести кластера, сработавших пикселей. Поэтому при построении детекторных систем на основе МАПС дополнительное увеличение обедненной зоны вокруг собирающего заряд диода не только способствует улучшению шумовых и радиационных характеристик таких детекторов, но и существенно влияет на итоговую способность всех детекторных слоев к определению треков заряженных частиц в широком диапазоне энергий и масс.

## СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ И ОХЛАЖДЕНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРНЫХ МОДУЛЕЙ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ ДЛЯ ВЕРШИННЫХ ДЕТЕКТОРОВ СЛЕДУЮЩИХ ПОКОЛЕНИЙ

Проведенные расчеты показывают, что для надежной идентификации адронов, содержащих тяжелые кварки, с пробегами менее 100 мкм при малых поперечных импульсах следует выбирать детекторные модули с минимальным количеством кремниевого материала на слой (тем самым увеличивая радиационную прозрачность всей внутренней трековой системы) и размещать эти модули в виде цилиндрических слоев как можно ближе к точке столкновения пучков коллайдера NICA. Дополнительно снизить количество вещества в системах поддержки и охлаждения МАПС можно за счет реберных конструкций, состоящих из сверхлегких углекомпонитных структур (см. рис. 5). На рис. 6 показан каркас, изготовленный из углекомпонитных ребер по технологии, разработанной авторами при создании ферм сверхлегких структур поддержки детекторов на основе МАПС для ВД эксперимента MPD на коллайдере NICA с использованием препрега отечественного производства [45]. На такие каркасы предполагается монтировать согнутые в цилиндрические слои ультратонких (20–40 мкм) кремниевых МАПС большой площади с газовым охлаждением и термоизоляцией от внешних слоев посредством тонкой (10 мкм) металлизированной ПЭТ-фольги. В итоге общий вклад материала на каждый слой будет уменьшен до рекордных 0.084 %  $X_0$ .

При использовании газового охлаждения в контексте механической стабильности всей детекторной системы необходимо избежать колебаний и вибраций изогнутых ультратонких детекторных слоев. Дело в том, что при значительных вибрациях тонкие слои детекторов МАПС, жестко скрепленных с системами поддержки детекторов, могут быть просто разрушены. Поэтому предпринимаются попытки создать системы охлаждения ультратонких МАПС, где в качестве хладагента используются пары азота

при минимальном потоке и минимальных скоростях [52]. Преимущества такой системы заключается еще и в том, что по сравнению с водным охлаждением газ минимизирует количество вещества в системе, причем можно добиться значительного увеличения эффективности восстановления треков и разрешения по импульсу регистрируемых заряженных адронов. Это имеет принципиальное значение для первых слоев детекторов, так как пространственное разрешение при низких поперечных импульсах (и в особенности при энергиях коллайдера NICA) ухудшается из-за многократного кулоновского рассеяния. Также газообразный азот не содержит паров воды, что предотвращает образование конденсата на детекторах и электронике. Система позволяет обеспечить высокую эффективность теплоотвода с МАПС, используя потоки газа с минимальной скоростью [52]. Авторами был разработан экспериментальный стенд, с помощью которого исследовались процессы и механизмы газового охлаждения в рамках задач по построению вершинных детекторов. В качестве имитатора тепловыделения с детекторов использовался полиамидный нагреватель [52]. В дальнейшем был создан новый экспериментальный стенд, где в качестве имитатора тепловыделения с детекторов использовался цилиндрический тонкий слой нитевидного стекла. Размеры данного цилиндра соответствуют параметрам проектируемого третьего слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинного детектора эксперимента MPD [49]. Стенд состоит из криогенного модуля, представляющего собой замкнутый теплоизолированный объем, температурных сенсоров T0–T9 с соответствующей системой сбора и обработки, испарительной системы, комплекса электронного управления испарительной системы (см. рис. 7).

Каркас криогенного модуля выполнен из продольных частей углекомпонитных ферм сверхлегких структур поддержки детекторов на основе МАПС [45] с термоизоляцией, которая достигается с использованием нескольких слоев 10 мкм металлизированной ПЭТ фольги (см. рис. 8а, 8б). Внутри криогенного модуля с помощью специальных колец-держателей устанавливается цилиндрический детекторный слой

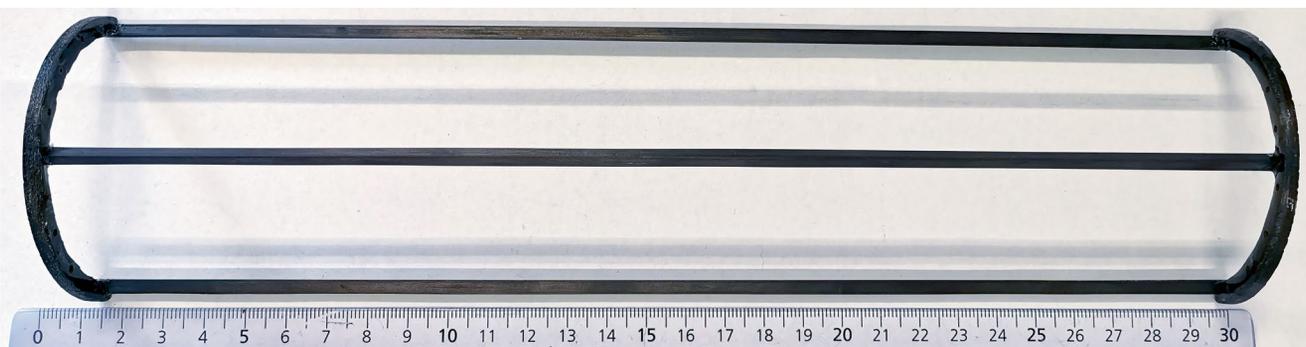
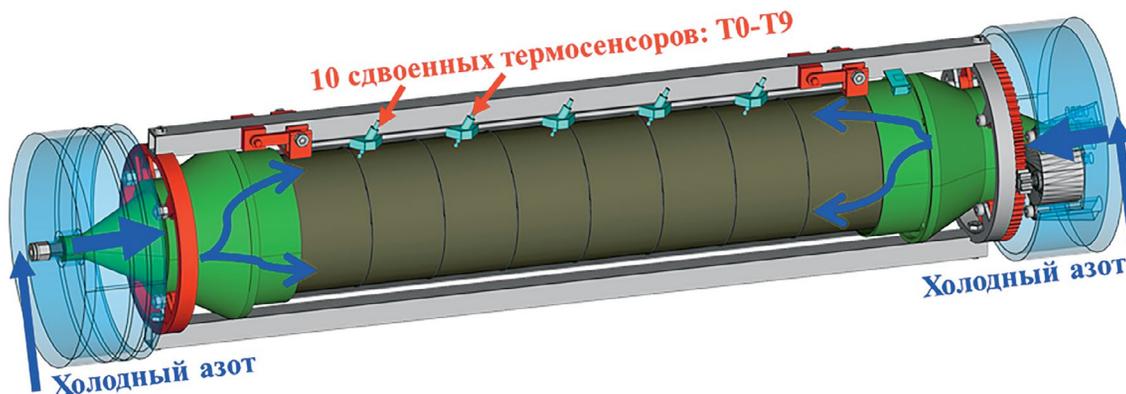


Рис. 6. Углекомпонитный каркас для крепления слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов.



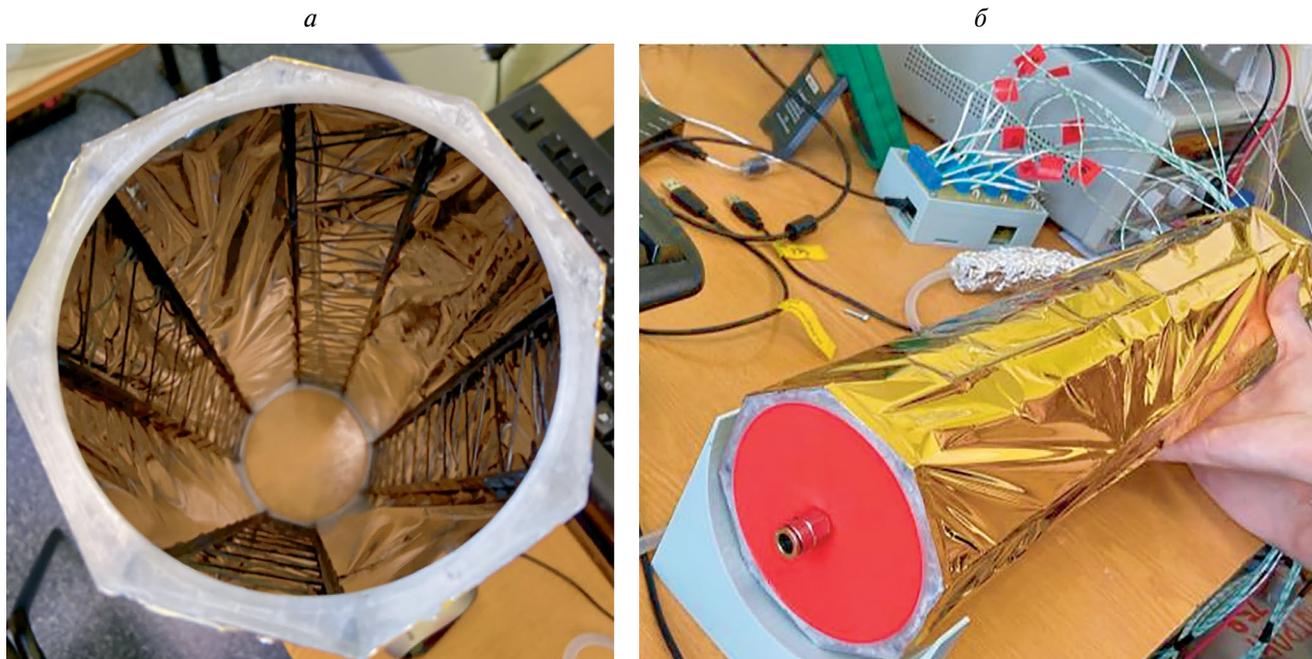
**Рис. 7.** Схема экспериментальной установки для исследования процессов и механизмов газового охлаждения слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов. Показана комбинированная схема подачи холодного азота в криогенную камеру.

(нитевидное стекло) по параметрам близкий к кремнию, используемому в МАПС с инкапсулированными внутри нихромовыми нитями. На нихромовые нити подается ток определенной величины, тем самым имитируя тепловую мощность (от 5 до 50 мВт·см<sup>-2</sup>), выделяемую детекторами в ходе их работы.

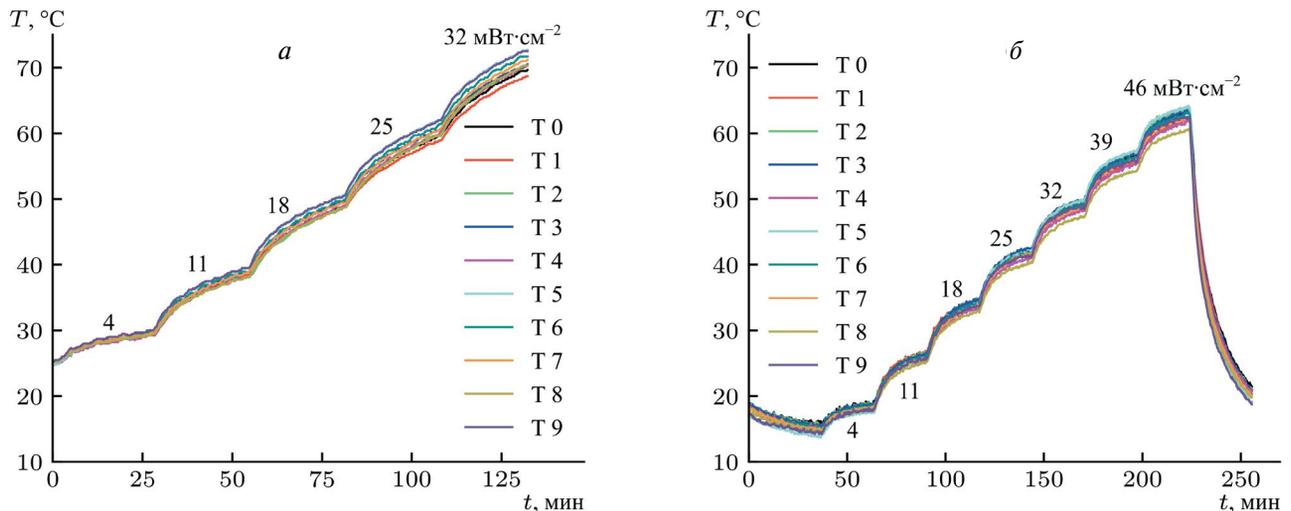
Температурные сенсоры в количестве 10 датчиков [52] попарно закреплены на верхней поверхности детекторного слоя. В криогенный модуль, в зависимости от условий эксперимента, либо с одной, либо с двух сторон происходит впуск холодного азота через симметрично расположенные патрубки, на концах которых находятся специальные сопла-нагреватели. Таким образом, удалось осуществить равномерное

распределение холодных паров азота внутри криогенного модуля. Для создания и напуска холодной азотной смеси использовалась специальная испарительная система (описание данной системы см. в [52]).

В ходе проведенных экспериментов температура газообразного азота на входе в криогенный модуль устанавливалась и поддерживалась на уровне +15 °С. На рис. 8 представлены температурные зависимости, которые получены с поверхности детекторного слоя. На рис. 9а показано распределение температурного поля на поверхности детекторного слоя без газового охлаждения для подводимой к нему тепловой мощности: 4, 11, 18, 25, 32 мВт·см<sup>-2</sup>, а на рис. 9б с охлаждением холодным азотом, подаваемым в криогенную



**Рис. 8.** Общий вид экспериментальной установки для исследования процессов и механизмов газового охлаждения слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов: вид изнутри (а), продольный вид (б).



**Рис. 9.** Температурные зависимости, измеренные с поверхности детекторного слоя: без газового охлаждения (а), с охлаждением холодным азотом, с использованием комбинированной схемы его подачи в криогенную камеру (б).

камеру с двух сторон (комбинированная схема), с тепловой мощностью, подводимой к детекторному слою: 4, 11, 18, 25, 32, 39, 46 мВт·см<sup>-2</sup>.

Сравнительный анализ полученных температурных зависимостей показывает, что при тепловой мощности в 25 мВт·см<sup>-2</sup>, которая соответствует мощности, выделяемой работающей пиксельной матрицей ультратонких детекторов МАПС [37], температура на поверхности детекторного слоя без охлаждения довольно высокая, около +60 °С. При такой температуре детектор утрачивает часть своих функциональных способностей, но еще может продолжать работу. Дальнейшее повышение тепловой мощности без подачи охлаждения всего до 32 мВт·см<sup>-2</sup> приводит к еще большему возрастанию температуры до +70 °С. При таких условиях детекторы перестают работать адекватно. С подачей газового охлаждения с двух сторон температура становится около +40 °С. Это соответствует оптимальной рабочей температуре пиксельных детекторов такой большой площади. Также удалось получить максимальную тепловую мощность в 46 мВт·см<sup>-2</sup>, с температурой +60 °С, при которой пиксельные детекторы все еще смогут работать. Также можно отметить равномерное охлаждение всей поверхности детекторного слоя (см. рис. 8б, поскольку показания термосенсоров практически одинаковы для соответствующих тепловых мощностей). Были проведены также исследования, когда поток холодного азота заходил в криогенную камеру только с одного направления (проточная схема). Это привело к тому, что при заданной тепловой мощности в 25 мВт·см<sup>-2</sup>, температура на поверхности детектора возросла до +46 °С.

В ходе проведенных работ установлено, что система азотного охлаждения способна снимать тепловую мощность с детекторных слоев вплоть до 50 мВт·см<sup>-2</sup>,

а при мощности 20 мВт·см<sup>-2</sup> охлаждает их до рабочих температур +30 — +40 °С. Такая система может эффективно работать как уже с существующими пиксельными детекторами МАПС, так и с новыми ультратонкими детекторными системами. Следующим шагом станет создание новой экспериментальной установки с включением в нее еще двух цилиндрических тонких слоев нитевидного стекла, причем размеры и геометрия данной детекторной конфигурации будут сконструированы в полном соответствии с концепцией проектируемого вершинного детектора эксперимента МРД.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнен обзор современных детекторных технологий, используемых при создании вершинных детекторов — ключевых элементов трековых систем мега-установок. Представлены концепции и разработки новых детекторных систем с использованием тонких и ультратонких кремниевых пиксельных детекторов для прецизионной идентификации вершин распадов очарованных адронов в экспериментах МРД и SPD на коллайдере NICA. Также представлены результаты работ по созданию новых сверхлегких структур поддержки (на основе отечественных углекомпозитных материалов) и охлаждения для слоев ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов. Приводятся результаты исследований по регистрации заряженных частиц кремниевыми пиксельными сенсорами на основе технологии КМОП в контексте задач по детектированию редких распадов адронов, содержащих тяжелые кварки. Предложено технологическое решение, заключающееся в замене системы жидкостного охлаждения детекторов на систему охлаждения холодными газами при их минимальной скорости, минимальном

расходе и максимальном снятии тепловой мощности с кремниевых структур и сопутствующей электроники. Обеспечение максимальной прозрачности и высокой радиационной стойкости детекторных конструкций является актуальной задачей при разработке трековых систем. Полученные в данной работе решения этой задачи имеют большое значение не только для экспериментальных работ в области физики высоких энергий и элементарных частиц, но также могут быть использованы при создании научных установок для проведения исследований в космосе и ядерно-физических комплексов, работающих в условиях больших радиационных полей и дозовых нагрузок.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00042, <https://rscf.ru/project/23-12-00042/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- <https://www.nupec.org/pub/lrp17/lrp2017.pdf>
- Braun-Munzinger P., Stachel J.* // Nature. 2007. V. 448. P. 302.
- The ALICE Collaboration: Aamodt K., Abrahantes Quintana A., Achenbach R. et al.* // JINST. 2008. V. 3. Art. No. S08002.
- <https://www.star.bnl.gov>
- STAR Collaboration: Aggarwal M.M., Ahammed Z., Alakhverdyants A.V. et al.* // arXiv:1007.2613 [nucl-ex]. 2010.
- Busza W., Rajagopal K., van der Schee W.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2018. V. 68. No. 1. P. 339.
- <https://shine.web.cern.ch>
- Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S.V. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. Art. No. 140.
- <https://nica.jinr.ru/projects/mpd.php>
- [http://spd.jinr.ru/wp-content/uploads/2023/03/TechnicalDesignReport\\_SPD2023.pdf](http://spd.jinr.ru/wp-content/uploads/2023/03/TechnicalDesignReport_SPD2023.pdf)
- <http://spd.jinr.ru>
- Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* // J. Physics G. 2014. V. 41. Art. No. 087002.
- <https://cerncourier.com/a/alice-tracks-new-territory>
- <https://nsw.org/projects/bnl/star/sub-systems.php>
- Fukushima K., Hatsuda T.* // Rep. Prog. Phys. 2011. V. 74. Art. No. 014001.
- Baym G., Hatsuda T., Kojo T. et al.* // Rep. Prog. Phys. 2018. V. 81. Art. No. 056902.
- Orsaria M., Rodrigues H., Weber F., Contrera G.A.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 015806.
- Most E.R., Papenfort L.J., Dexheimer V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. Art. No. 061101.
- Riley T.E., Watts A.L., Bogdanov S. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2019. V. 887. Art. No. L21.
- Rapp R.* // Nature. Phys. 2019. V. 15. P. 990.
- Linnyk O., Bratkovskaya E.L., Cassing W., Stöcker H.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 786. P. 183.
- Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J.* // Phys. Lett. B. 2008. V. 659. P. 149.
- <https://atlas.cern/Discover/Detector/Inner-Detector>
- <https://cms.cern/detector/identifying-tracks/silicon-pixels>
- <https://cerncourier.com/a/velos-voyage-into-the-unknown>
- <https://cds.cern.ch/record/1071641/files/p143.pdf>
- Жеребчевский В.И.* // Журн. «СПб университет». 2018. № 2 (3910). С. 15.
- <https://nsw.org/projects/bnl/star/sub-systems.php>
- Contin G., Greiner L., Schambach J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 907. P. 60.
- Mager M. on behalf of the ALICE collaboration* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 824. P. 434.
- Yang P., Aglieri G., Cavicchioli C. et al.* // JINST. 2015. V. 10. Art. No. C03030.
- Жеребчевский В.И., Кондратьев В.П., Крымов Е.Б. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1041; *Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Krymov E.B. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 953.
- Yang P., Aglieri G., Cavicchioli C. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2015. V. 785. P. 61.
- Aduszkiewicz A., Bajda M., Baszczyk M. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. Art. No. 471.
- Aglieri Rinella G., Chaosong G., Di Mauro A. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 988. Art. No. 164859.
- Aglieri Rinella G.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2023. V. 1049. Art. No. 168018.
- <https://indico.cern.ch/event/1071914>
- Kluge A. for the ALICE collaboration* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2022. V. 1041. Art. No. 167315.
- Aglieri Rinella G., Agnello M., Alessandro B. et al. (The ALICE ITS project)* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2022. V. 1028. Art. No. 166280.
- Mangano M., Riegler W.* Conceptual design of an experiment at the FCC-hh, a future 100 TeV hadron collider. CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2022-002. Geneva: CERN, 2022.
- Accettura C., Adams D., Agarwal R. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. Art. No. 864.
- Dalla Torre S., Surrow B. on behalf of the ATHENA Collaboration* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2023. V. 1046. Art. No. 167606.
- Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Vechernin V.V., Igolkin S.N.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 985. Art. No. 164668.
- Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; *Zherebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N.*

- et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 541.
45. Жеребчевский В.И., Мальцев Н.А., Нестеров Д.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1146; Zherebchevsky V.I., Maltsev N.A., Nesterov D.G. *et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 948.
46. Зинченко А.И., Иголкин С.Н., Кондратьев В.П., Мурун Ю.А. // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 6(231). С. 815; Zinchenko A.I., Igolkin S.N., Kondratiev V.P., Murin Yu.A. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 856.
47. Кондратьев В.П., Мальцев Н.А., Мурун Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1212; Kondratyev V.P., Maltsev N.A., Murin Yu.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 1005.
48. *The ALICE Collaboration.* Letter of intent for an ALICE ITS Upgrade in LS3. Tech. Rep. CERN-LHCC-2019-018. LHCC-I-034. Geneva: CERN, 2019.
49. Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Maltsev N.A. *et al.* // Eurasian J. Phys. Funct. Mater. 2023. V. 7. No. 3. P. 139.
50. Vechernin V.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. No. 060020.
51. Vechernin V.V. // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. P. 433.
52. Нестеров Д.Г., Жеребчевский В.И., Феофилов Г.А. и др. // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53. № 2. С. 537; Nesterov D.G., Zherebchevsky V.I., Feofilov G.A. *et al.* // Phys. Part. Nuclei. 2022. V. 53. No. 2. P. 582.

## Silicon detector systems for investigations of superdense nuclear matter at the NICA collider

V. I. Zherebchevsky<sup>1,\*</sup>, V. P. Kondratiev<sup>1</sup>, V. V. Vechernin<sup>1</sup>, N. A. Maltsev<sup>1</sup>,  
S. N. Igolkin<sup>1</sup>, G. A. Feofilov<sup>1</sup>, V. V. Petrov<sup>1</sup>, S. Yu. Torilov<sup>1</sup>, N. A. Prokofiev<sup>1</sup>,  
S. N. Belokurova<sup>1</sup>, E. O. Zemlin<sup>1</sup>, D. A. Komarova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Saint-Petersburg State University, St Petersburg, 199034, Russia

\*e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

The modern vertex detectors based on silicon sensors: track systems of the leading experiments at the Large Hadron Collider, as well as vertex detectors of the MPD and SPD experiments at the NICA collider have been discussed. The development of concepts for new detector complexes using thin silicon pixel detectors for precision identification of decay vertices of charmed hadrons was considered. Also, the results of work on the development of cooling systems for large area ultrathin silicon detector modules and the results of studies of properties and characteristics of silicon pixel sensors based on CMOS technology was presented in the context of rare hadron (containing heavy quarks) decays detection.

*Keywords:* tracking systems, vertex detectors, silicon pixel detectors, carbon-composite support structures

УДК 539.173

## ОЦЕНКА МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

© 2024 г. С. Г. Кадменский<sup>1,\*</sup>, Д. Е. Любашевский<sup>1</sup>, А. А. Писклюков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

\* e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Рассмотрены моменты инерции фрагментов двойного деления ядер-актинилов, корректная оценка которых дает возможность решить важную задачу ядерной физики, связанную с нахождением значений спинов указанных фрагментов деления. Выполнены расчеты моментов инерции в рамках твердотельной, гидродинамической и сверхтекучих моделей. Показано, что наилучшего согласия с экспериментальными данными удается достичь при использовании осцилляторного потенциала в сверхтекучей модели.

*Ключевые слова:* твердотельная, гидродинамическая, сверхтекучая модель моментов инерции ядер

DOI: 10.31857/S0367676524080124, EDN: OQNTQM

### ВВЕДЕНИЕ

В современной физике природа появления спинов фрагментов деления ядер остается недостаточно изученной. Появляющиеся в процессе деления фрагменты обладают внутренним спином обычно шести или семи единиц, что выглядит особенно странным, учитывая нулевой или почти нулевой спин материнского ядра. В настоящее время нет экспериментальных данных, которые позволили бы однозначно выбрать одну из множества конкурирующих теорий о механизме возникновения спина фрагментов деления. Тем не менее, согласие состоит в том, что в процессе спуска ядра от седловой точки к точке разрыва происходит возбуждение коллективных колебательных мод, приводящих к появлению больших значений спина предфрагментов деления и большого относительного орбитального момента.

Анализ экспериментальных данных [1] показал, что спины фрагментов деления не коррелированы, следовательно, спины определяются только после того, как произошло деление материнского ядра на два фрагмента. В работах [2–6] демонстрируется механизм обмена нуклонами, реализованный в хорошо зарекомендовавшей себя событийной модели деления FREYA. В рамках этой модели хотя и происходит возбуждение сильно коррелированных коллективных wriggling- и bending-колебаний, однако спины каждого фрагмента в значительной степени некоррелированы. Этот факт делает недействительными рассуждения авторов работы [1]. Кроме того,

в работе [1] был сделан вывод, что средней спин фрагмента деления определяется массой фрагмента и имеет пилообразный характер для описания спинового распределения. В работах [2–6] была высказана гипотеза, что указанное поведение спинов возникает естественным образом из-за учета аналогичного поведения моментов инерции фрагментов в процессе деления. Поэтому становится крайне важным понимание природы этих моментов инерции.

Целью данной работы является проведение сравнительного анализа различных теоретических подходов в рамках квантовой теории деления [7] используемых для описания моментов инерции фрагментов деления ядер-актинилов, а также установление физического природы гипотезы высказанной в работе [2] о возможности аппроксимации момента инерции фрагмента  $J_f$  формулой  $J_f(A_f) = c_{\text{tot}} \cdot J_0(A_f)$ , где  $J_0$  – твердотельный момент инерции фрагмента, а коэффициент  $c_{\text{tot}}$  принимается равным 0.5.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ ЯДЕР

Важнейшим свойством, отличающим несферические ядра от сферических, является наличие у несферических ядер вращательных уровней энергии. В то время как общие закономерности вращательных спектров полностью определяются вращательной природой уровней, абсолютные значения вращательных энергий (т. е. величины моментов

инерции) существенно зависят от внутренней структуры ядер [8].

Предположим, что аксиально симметричное ядро медленно вращается с определённой частотой  $\omega$  вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии ядра. Момент количества движения, связанный с вращением ядра, равен

$$\hbar\sqrt{L(L+1)} = \omega J, \quad (1)$$

где  $J$  — момент инерции,  $L$  — квантовое число углового момента,  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка и  $\omega$  — угловая скорость вращения. Для нахождения момента инерции  $J$  необходимо воспользоваться определенными представлениями о внутренней структуре ядра.

В качестве предельных случаев вращательной модели ядра можно рассмотреть вращение твердого тела и потенциальное движение идеальной жидкости во вращающейся оболочке. Различие между указанными предельными случаями наглядно проявляется на примере вращения тела сферической формы. В случае модели твердого тела момент инерции при переходе к сферически симметричному случаю стремится к конечной величине — моменту инерции сферически симметричного тела (шара). В случае гидродинамической модели при вращении сферической оболочки скорость каждой точки поверхности направлена по касательной, а нормальная составляющая скорости равна нулю. Поэтому уравнениям движения идеальной гидродинамики в таком сосуде будет удовлетворять только покоящаяся жидкость, и, следовательно, момент инерции системы будет равен нулю. Если оболочка имеет несферическую форму, то нормальная составляющая скорости на поверхности отлична от нуля и жидкость будет увлекаться при вращении оболочки. При этом энергия вращения для заданной угловой скорости будет тем больше, чем больше форма оболочки отличается от сферы.

Представим ядро в виде эллипсоида вращения, длины полуосей которого равны

$$R_1 = \left(1 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R, \quad R_2 = \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R, \quad (2)$$

где  $\beta$  — параметр деформации. Если ядро рассматривается как твердое тело, то момент инерции будет равен

$$J_0 = \frac{m}{5}(R_1^2 + R_2^2) = \frac{2}{5}mR^2\left(1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta + \frac{25}{32\pi}\beta^2\right), \quad (3)$$

где  $m$  — масса ядра.

Определим теперь момент инерции при потенциальном движении жидкости в эллипсоидальном сосуде, имеющем форму ядра. Потенциальное движение жидкости описывается потенциалом  $\phi$ , удовлетворяющим уравнению Лапласа:  $\Delta\phi = 0$ . Скорость

движения жидкости  $v$  определяется градиентом потенциала. В случае идеальной жидкости граничные условия сводятся к требованию, чтобы нормальная составляющая скорости жидкости на поверхности совпадала с нормальной составляющей скорости стенки сосуда.

Моментом инерции в гидродинамической модели ядра представляется как:

$$J = \frac{m}{5} \frac{(R_2^2 - R_1^2)^2}{R_2^2 + R_1^2}. \quad (4)$$

Используя выражения (2) для  $R_1$  и  $R_2$ , формулу (4) можно переписать в виде

$$J = \frac{9mR^2}{4\pi} \frac{\beta^2 \left(1 + \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)^2}{2 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta + \frac{25}{16\pi}\beta^2}. \quad (5)$$

Отношение моментов инерции (5) и (3) в случае малых деформаций равно

$$\frac{J}{J_0} = \frac{45}{16\pi}\beta^2. \quad (6)$$

На рис. 1 изображено поле скоростей при вращении твердого тела и при потенциальном движении идеальной жидкости во вращающейся жесткой оболочке. Если в случае твердого тела вся система вращается как целое, то при вращении жесткой оболочки, заполненной идеальной жидкостью, последняя увлекается стенками только вблизи поверхности оболочки.

Рассмотрим оценку момента инерции в рамках сверхтекучей модели ядра. Если в качестве внутренних волновых функций использовать оболочечные функции независимых частиц, движущихся в несферической яме (например, в анизотропной осцилляционной яме), то получается момент инерции такой же, как и при вращении твердого тела. Это

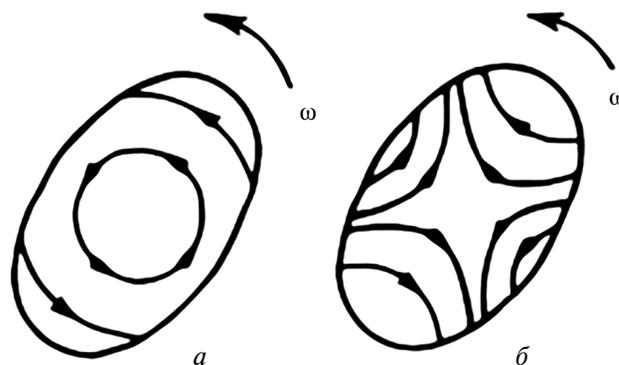


Рис. 1. Поле скоростей при вращении твердого тела (а) и при потенциальном движении идеальной жидкости во вращающейся жесткой оболочке (б).

связано с тем, что при медленном адиабатическом вращении потенциальной ямы одночастичные состояния независимых (нескоррелированных) частиц не изменяются, и, следовательно, коллективное вращение всей системы осуществляется так же, как и в случае твёрдого тела. Отклонения наблюдаемых значений моментов инерции ядер от твердотельных значений обусловлены наличием корреляции между нуклонами. Остаточное взаимодействие между нуклонами (которым пренебрегается в модели независимых частиц) приводит к корреляции между нуклонами, стремящейся замедлить коллективное вращение и уменьшить момент инерции системы. Если взаимодействие между нуклонами было бы настолько сильным, что средняя длина пробега оказалась бы малой по сравнению с размерами ядра, то применима была бы гидродинамическая модель, и коллективное движение стало бы потенциальным. Корреляция между нуклонами, обусловленная силами спаривания, учитывается сверхтекучей модели ядра. Последовательный метод расчета моментов инерции ядер на основе сверхтекучей модели развит Мигдалом в работе [9].

В сверхтекучей модели ядра так же, как и в многочастичной оболочечной модели, предполагается, что нуклоны в ядре движутся так, как предсказывает одночастичная оболочечная модель, и учитывается остаточное взаимодействие, т. е. корреляции между нуклонами. Однако учет остаточного взаимодействия в сверхтекучей модели производится совсем другими, более совершенными способами.

В сверхтекучей модели ядра предполагается, что отдельные нуклоны в ядре характеризуются такими же одночастичными состояниями, как и в модели независимых частиц. Поэтому спаривание нуклонов можно описать с помощью квантовых чисел модели независимых частиц.

Однако наиболее отчетливо существование коррелированных пар и сверхтекучесть проявляются в ядерных моментах инерции. Моменты инерции ядер в 2—3 раза меньше, чем вычисленных по формуле для момента инерции твердого тела, что является наиболее прямым указанием на сверхтекучесть ядерного вещества. Поэтому представляет собой интерес вычисление моментов инерции ядер на основе теории сверхтекучести ферми-систем. Аппарат этой теории был развит для однородных неограниченных систем [10, 11].

Проведем расчет момента инерции для осцилляторного потенциала в рамках работы [9]:

$$J = J_0 \left\{ 1 - g_1 + \frac{g_1^2 v_1^2}{v_1^2 g_1 + \ln_2 v_2} \right\} = J_0 \Phi_1(v_1). \quad (7)$$

Значения функции  $\Phi_1(\chi)$  даны в табл. 1 (для  $v_2 = 10$ ), а  $\chi$  — параметр определяется выражением:

$$\chi = \frac{\epsilon_0 \beta}{\Delta p_0 R_0}, \quad (8)$$

где  $\beta = \frac{2(a-b)}{a+b}$  — параметр деформации ядра,  $a$  и  $b$  — полуоси сфероид;  $R_0 = \frac{a+b}{2}$ ;  $p_0$  — оператор импульса частицы;  $\epsilon_0$  — энергия частицы;  $\Delta$  — дефект масс.

Проведем расчет момента инерции для прямоугольной потенциальной ямы в рамках работы [9] и введем переменные  $\eta = \frac{m}{l}$ ,  $\xi = \frac{l}{l_0}$ , получим:

$$J_1 = J_0 \left\{ 1 - \frac{45}{4} \int_0^1 d\xi \xi^3 \sqrt{1-\xi^2} \int_0^1 d\eta (1-\eta^2) g\left(\frac{\eta}{\xi}\right) \right\} = J_0 \Phi_2(\chi). \quad (9)$$

Значения функции  $\Phi_2(\chi)$  даны в табл. 1.

**Таблица 1.** Значения функции  $\Phi_1(\chi)$  и  $\Phi_2(\chi)$ , определяемые формулами работы Мигдала [8]

$\chi$	$\Phi_1(\chi)$	$\Phi_2(\chi)$	$\chi$	$\Phi_1(\chi)$	$\Phi_2(\chi)$
0	0	0	1.3	0.64	0.24
0.1	0.01	0.005	1.4	0.67	0.26
0.2	0.03	0.02	1.5	0.71	0.28
0.3	0.07	0.03	1.6	0.74	0.30
0.4	0.13	0.06	1.7	0.75	0.32
0.5	0.19	0.08	1.8	0.77	0.34
0.6	0.26	0.10	1.9	0.79	0.36
0.7	0.32	0.13	2.0	0.80	0.37
0.8	0.38	0.15	2.2	0.81	0.40
0.9	0.43	0.17	2.4	0.83	0.43
1.0	0.49	0.19	2.6	0.85	0.45
1.1	0.53	0.21	2.7	0.86	0.48
1.2	0.60	0.23	3.0	0.87	0.50

Приведенные в табл. 1 расчеты были выполнены для частиц одного сорта. Для сравнения же с опытом необходимо учесть оба типа ядерных частиц. Когда  $Z > 20$ , поверхности Ферми для нейтронов и протонов раздвигаются, и спаривание нейтронов с протонами делается невозможным. Таким образом, при  $Z > 20$  имеются две жидкости — нейтронная и протонная, которые не могут обмениваться моментом количества движения, так как возбуждения в каждой из них имеют щель. Поэтому момент инерции ядра равен сумме моментов инерции нейтронов и протонов.

Обозначая через  $\Phi(x)$  вычисленное выше отношение  $\frac{J}{J_0} = \Phi(x)$ , получим для момента инерции выражение

$$\frac{J}{J_0} = \frac{N}{A} \Phi(x_n) + \frac{Z}{A} \Phi(x_p), \quad (10)$$

где  $x_n$  и  $x_p$  — значения для нейтронов и протонов. Величины  $\Delta n$  и  $\Delta p$ , входящие в  $x_n$  и  $x_p$ , не могут

быть вычислены теоретически и должны быть взяты из эксперимента.

Из определения функции Грина можно получить

$$G_\lambda = \sum_s \frac{|\Phi_{N+1}^s, a_\lambda^+ \Phi_N^0|^2}{\varepsilon - E_s(N+1) + E_0(N) + i\delta} + \sum_s \frac{|\Phi_{N-1}^s, a_\lambda \Phi_N^0|^2}{\varepsilon + E_s(N-1) - E_0(N) - i\delta}, \quad (11)$$

где  $a_\lambda, a_\lambda^+$  — операторы уничтожения и рождения частиц в состоянии  $\lambda$ . Сравнивая формулу (11) с выражением из работы Мигдала [9], получаем

$$\begin{aligned} E_0(N+1) + E_0(N) &= \Delta + \varepsilon_0, \\ E_0(N) - E_0(N-1) &= -\Delta + \varepsilon_0. \end{aligned} \quad (12)$$

Данные формулы позволяют находить  $\Delta$  (МэВ) из энергии связи ядер. Более точное выражение может быть получено, если исключить из  $E_0(N)$  не связанную со спариванием зависимость от  $N$ . Для этой цели составляем выражение, в котором исключены слагаемые с правой и второй производной в разложении по  $N' - N$ . Этому условия удовлетворяет величина

$$\frac{1}{4} [3E(N+1) - 3E(N) + E(N-1) - E(N+2)] = \Delta. \quad (13)$$

Для сравнения выражений (7) и (8) с экспериментальными моментами инерции выразим  $\mathfrak{K}$  и  $v_1$  через наблюдаемые величины. Получаем  $R_0 = R \left(1 + \frac{1}{3}\beta\right)$ . Взяв  $R = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см, находим

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^n &= 52 \left( \frac{M}{M_{eff}} \right) \left( \frac{N}{A} \right)^{2/3}, \quad p_0^n R = 1,9 \cdot N^{1/3}, \\ x_n &= \frac{\beta}{1 + \frac{\beta}{3} \Delta_n A^{1/3}} \left( \frac{N}{A} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (14)$$

Аналогичные выражения имеют для протонов вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^p &= 52 \left( \frac{M}{M_{eff}} \right) \left( \frac{Z}{A} \right)^{2/3}, \quad p_0^p R = 1,9 \cdot Z^{1/3}, \\ x_p &= \frac{\beta}{1 + \frac{\beta}{3} \Delta_p A^{1/3}} \left( \frac{Z}{A} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (15)$$

Используя полученные формулы (3), (5) и (14,15), получаем значения моментов инерции ядер, нормированные на твердотельный момент инерции, представленные на рис. 2 и в табл. 2.

Как видно из рис. 2 наилучшее согласие между экспериментальными данными [12,13] и различными теоретическими подходами достигается в рамках сверхтекучей модели ядра в случае осцилляторного потенциала. Также при рассмотрении фрагментов

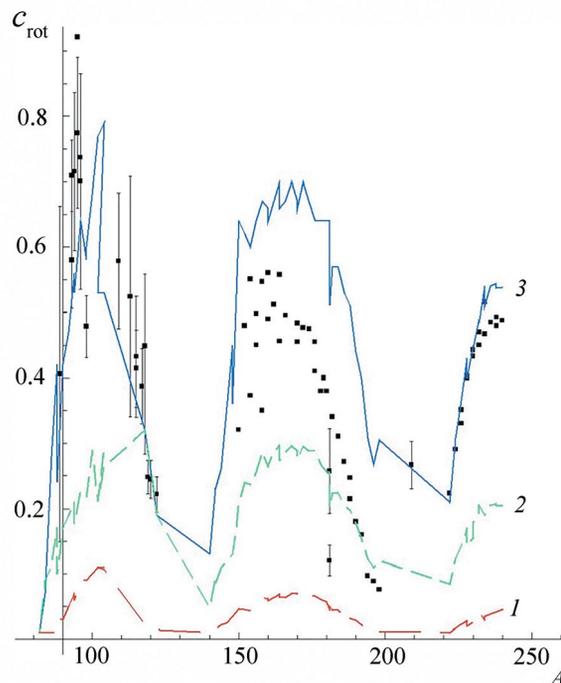


Рис. 2. Экспериментальные (квадраты) и теоретические моменты инерции  $c_{rot}$ , нормированные на твердотельные значения, в зависимости от массового числа. Расчеты теоретических значений проведены в рамках гидродинамической (1) и сверхтекучих моделей с осцилляторным потенциалом (2) и потенциалом прямоугольной ямы (3).

деления, представленных в работе [1], можно заметить пилообразную зависимость моментов инерции указанных фрагментов от массового числа, впервые обнаруженную в работе [2]. Продемонстрировано, что особенности поведения спинов фрагментов [14] возникают естественным образом из изменения моментов инерции фрагментов в процессе деления. Также находит свое подтверждение гипотеза, высказанная в работе [2], о среднем значении спина фрагмента, который масштабируется как квадратный корень из момента инерции фрагмента  $J_f$ , а  $J_f$  определяется формулой  $J_f(A_f) = c_{rot} \cdot J_0(A_f)$ , где коэффициент  $c_{rot} \approx 0.5$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлено физическое обоснование выбора величины  $c_{rot}$  на основе оценки предельных случаев твердотельного и гидродинамического, а также базирующихся на сверхтекучей модели атомного ядра для осцилляторного потенциала и потенциала прямоугольной ямы моментов инерции. Как видно из рис. 2, зависимость момента инерции от массового числа фрагмента имеет пилообразный характер, а среднее значение коэффициента  $c_{rot}$  лежит в диапазоне от 0.3 до 0.7, что хорошо согласуется и раскрывает физическую природу выбора указанного

**Таблица 2.** Расчетные значения параметров теории и отношения моментов инерции гидродинамической модели ( $J_{гид}$ ) и сверхтекучей модели с потенциалом прямоугольной ямы ( $J_{пр}$ ) и осциллятором с потенциалом ( $J_{осц}$ ) к твердотельному моменту инерции  $J_0$ . Значения  $\Delta_n$  и  $\Delta_p$ , вычислены из дефектов масс

Ядро	$\Delta_n$	$\Delta_p$	$x_n$	$x_p$	$\beta$	$J_{осц}/J_0$	$J_{пр}/J_0$	$J_{гид}/J_0$
<sup>94</sup> Sr	-1.00	-1.43	-1.10	-0.68	0.24	0.45	0.18	0.05
<sup>96</sup> Sr	-1.08	-1.45	-1.43	-0.93	0.34	0.58	0.22	0.09
<sup>98</sup> Zr	-1.11	-1.73	-1.38	-0.78	0.34	0.55	0.22	0.09
<sup>100</sup> Zr	-0.90	-1.34	-1.79	-1.05	0.36	0.67	0.29	0.10
<sup>102</sup> Zr	-0.97	-1.24	-1.71	-1.16	0.38	0.69	0.21	0.11
<sup>104</sup> Zr	-0.93	-1.27	-1.79	-1.12	0.38	0.68	0.29	0.11
<sup>102</sup> Mo	-1.16	-1.52	-1.25	-0.85	0.33	0.55	0.21	0.08
<sup>104</sup> Mo	-1.05	-1.37	-1.56	-1.06	0.38	0.66	0.26	0.11
<sup>106</sup> Mo	-1.04	-1.47	-1.49	-0.91	0.35	0.60	0.24	0.10
<sup>108</sup> Mo	-1.06	-1.44	-1.37	-0.88	0.33	0.58	0.23	0.09
<sup>108</sup> Ru	-1.24	-1.39	-1.01	-0.80	0.29	0.45	0.17	0.06
<sup>110</sup> Ru	-1.19	-1.34	1.10	0.85	-0.25	0.49	0.19	0.06
<sup>112</sup> Ru	-1.18	-1.26	1.15	0.93	-0.26	0.49	0.19	0.06
<sup>112</sup> Pd	-1.42	-1.40	0.90	0.82	-0.25	0.41	0.16	0.06
<sup>114</sup> Pd	-1.36	-1.37	0.99	0.86	-0.26	0.47	0.18	0.06
<sup>116</sup> Pd	-1.30	-1.35	1.03	0.86	-0.26	0.47	0.18	0.06
<sup>140</sup> Xe	-0.99	-1.22	-0.43	-0.29	0.10	0.11	0.05	0.01
<sup>142</sup> Xe	-0.94	-1.13	-0.64	-0.45	0.14	0.23	0.09	0.02
<sup>142</sup> Ba	-0.94	-1.24	-0.59	-0.39	0.13	0.21	0.08	0.01
<sup>144</sup> Ba	-0.92	-1.19	-0.74	-0.50	0.16	0.27	0.11	0.02
<sup>146</sup> Ba	-0.96	-1.23	-0.76	-0.51	0.17	0.31	0.12	0.03
<sup>148</sup> Ce	-1.00	-1.27	-0.84	-0.57	0.21	0.33	0.13	0.04
<sup>150</sup> Ce	-0.79	-1.03	-1.22	-0.80	0.24	0.54	0.21	0.05
<sup>152</sup> Nd	-0.77	-1.05	-1.34	-0.86	0.26	0.56	0.21	0.05
<sup>154</sup> Nd	-0.69	-0.93	-1.55	-1.00	0.27	0.64	0.26	0.06
<sup>152</sup> Sm	-1.12	-1.13	-1.53	-0.98	0.24	0.62	0.24	0.01
<sup>154</sup> Sm	-0.90	-0.94	-1.49	-0.94	0.23	0.60	0.24	0.04
<sup>154</sup> Gd	-1.14	-1.13	-1.52	-0.98	0.24	0.62	0.24	0.05
<sup>156</sup> Gd	-0.94	-0.98	-1.65	-1.06	0.26	0.64	0.25	0.05
<sup>158</sup> Gd	-0.88	-0.92	-1.78	-1.13	0.28	0.67	0.29	0.06
<sup>160</sup> Gd	-0.76	-0.89	-1.76	-1.11	0.28	0.66	0.26	0.06
<sup>160</sup> Dy	-0.97	-1.06	-1.71	-1.10	0.27	0.64	0.27	0.06
<sup>162</sup> Dy	-0.83	-0.97	-1.77	-1.13	0.28	0.67	0.29	0.06
<sup>164</sup> Dy	-0.82	-0.88	-1.84	-1.17	0.30	0.70	0.30	0.07
<sup>164</sup> Er	-1.00	-1.06	-1.76	-1.13	0.28	0.66	0.27	0.06
<sup>166</sup> Er	-0.84	-0.95	-1.76	-1.13	0.29	0.67	0.29	0.06
<sup>168</sup> Er	-0.76	-0.90	-1.83	-1.16	0.30	0.70	0.30	0.07
<sup>170</sup> Er	-0.68	-0.78	-1.83	-1.16	0.30	0.67	0.29	0.07
<sup>170</sup> Yb	-0.82	-0.98	-1.76	-1.13	0.29	0.66	0.27	0.07
<sup>172</sup> Yb	-0.69	0.94	-1.83	-1.17	0.30	0.70	0.30	0.07
<sup>174</sup> Yb	-0.67	-0.91	-1.76	-1.12	0.30	0.67	0.29	0.07
<sup>176</sup> Yb	-0.63	-0.86	-1.76	-1.11	0.30	0.67	0.29	0.07
<sup>176</sup> Hf	-0.76	-0.95	-1.69	-1.08	0.28	0.64	0.27	0.06
<sup>178</sup> Hf	-0.70	-0.87	-1.69	-1.07	0.28	0.64	0.27	0.06
<sup>180</sup> Hf	-0.68	-0.81	-1.62	-1.03	0.27	0.64	0.26	0.06

Таблица 2 (окончание)

Ядро	$\Delta_n$	$\Delta_p$	$x_n$	$x_p$	$\beta$	$J_{\text{осц}}/J_0$	$J_{\text{пр}}/J_0$	$J_{\text{гид}}/J_0$
$^{182}\text{W}$	-0.77	-0.78	-1.42	-0.90	0.23	0.57	0.22	0.04
$^{184}\text{W}$	-0.77	-0.84	-1.41	0.90	0.23	0.57	0.22	0.04
$^{186}\text{W}$	-0.77	-0.91	-1.35	-0.85	0.22	0.54	0.20	0.04
$^{186}\text{Os}$	-0.92	-0.96	-1.27	-0.81	0.21	0.53	0.20	0.03
$^{188}\text{Os}$	-0.99	-1.04	-1.21	-0.77	0.20	0.51	0.20	0.03
$^{190}\text{Os}$	-0.96	-1.08	-1.14	-0.72	0.19	0.45	0.18	0.03
$^{192}\text{Os}$	-0.88	-1.11	-1.01	-0.63	0.16	0.40	0.15	0.02
$^{194}\text{Pt}$	-1.02	-0.97	-0.80	-0.51	0.13	0.30	0.12	0.01
$^{196}\text{Pt}$	-0.95	-0.95	-0.74	-0.46	0.12	0.27	0.11	0.01
$^{198}\text{Pt}$	-0.93	-0.92	0.77	0.48	-0.12	0.31	0.12	0.01
$^{222}\text{Ra}$	-0.72	0.59	-0.66	-0.41	0.11	0.21	0.08	0.01
$^{224}\text{Ra}$	-0.77	1.81	-0.84	-0.52	0.14	0.31	0.12	0.02
$^{226}\text{Ra}$	-0.90	2.93	-0.96	-0.59	0.16	0.37	0.14	0.02
$^{228}\text{Ra}$	-0.88	3.78	-1.07	-0.65	0.18	0.43	0.17	0.03
$^{226}\text{Th}$	-0.84	-0.83	-0.90	-0.57	0.15	0.36	0.14	0.02
$^{228}\text{Th}$	-0.85	-0.90	-1.01	-0.63	0.17	0.40	0.15	0.03
$^{230}\text{Th}$	-0.75	-0.96	-1.12	-0.70	0.20	0.45	0.18	0.03
$^{232}\text{Th}$	-0.76	-0.97	-1.18	-0.73	0.21	0.49	0.19	0.03
$^{234}\text{Th}$	-0.80	-1.05	-1.29	-0.80	0.23	0.54	0.21	0.04
$^{230}\text{U}$	-0.79	-0.89	-1.06	-0.67	0.19	0.45	0.18	0.03
$^{232}\text{U}$	-0.65	-0.77	-1.18	-0.74	0.21	0.49	0.19	0.04
$^{234}\text{U}$	-0.70	-0.82	-1.22	-0.77	0.22	0.51	0.20	0.04
$^{236}\text{U}$	-0.61	-0.86	-1.28	-0.80	0.23	0.54	0.20	0.04
$^{238}\text{U}$	-0.62	-0.88	-1.34	-0.83	0.24	0.54	0.21	0.05
$^{238}\text{Pu}$	-0.56	-0.70	-1.27	-0.80	0.23	0.54	0.20	0.04
$^{240}\text{Pu}$	-0.59	-0.73	-1.33	-0.83	0.24	0.54	0.20	0.05

коэффициента в работе [2]. Отклонение наблюдаемых значений моментов инерции от твердотельных значений обусловлены наличием корреляций между нуклонами, причиной которых является куперовское спаривание нуклонов в рамках сверхтекучей модели атомного ядра с осциллятором потенциалом [9], который достигает наилучшего согласия с экспериментальными данными, как видно из рис. 2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wilson J., Thisse D., Lebois M. et al.* // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
2. *Randrup J., Vogt R.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 062502.
3. *Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. L051601.
4. *Randrup J., Vogt R.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 062502.
5. *Vogt R., Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 014610.
6. *Randrup J., Dossing T., Vogt R.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. 014609.
7. *Тимова Л.В., Кадменский С.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 1190; *Titova L.V., Kadmsky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 986.
8. *Ситенко А.Г., Тараковский В.К.* Лекции по теории ядра. М.: Атомиздат, 1972.
9. *Мигдал А.Б.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 249.
10. *Боголюбов Н.Н.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 73.
11. *Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Широков Д.В.* Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: АН СССР, 1958.
12. *Ловчиков Г.Н., Максютенко Б.П., Симаков С.П., Труфанов А.М.* Анализ экспериментальных данных о моментах инерции ядер, найденных из угловых распределений продуктов ядерных реакций. Обнинск: ФЭИ, 1983.
13. *Abu El Sheikh M. Kh.M., Okhunov A.A., Kassim H.A., Khandaker M.U.* // Chin. Phys. C. 2020. V. 44. Art. No. 114107.
14. *Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 1196; *Kadmsky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 991.

**Assessment of moments of inertia of fragments of binary fission****S. G. Kadmsky<sup>1,\*</sup>, D. E. Lyubashevsky<sup>1</sup>, A. A. Pisklyukov<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Voronezh State University», Voronezh, 394006, Russia**\*e-mail: kadmsky@phys.vsu.ru*

The moments of inertia of fragments of binary fission of actinide nuclei are considered, the correct assessment of which makes it possible to solve an important problem in nuclear physics related to finding the values of the spins of these fission fragments. Calculations of moments of inertia were carried out within the framework of solid-state, hydrodynamic and superfluid models. It was shown that the best agreement with experimental data can be achieved when using the oscillatory potential in the superfluid model.

*Keywords:* solid-state, hydrodynamic, superfluid model of the moments of inertia of nuclei

УДК 539.173

## УГЛОВЫЕ И СПИНОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ

© 2024 г. С. Г. Кадменский<sup>1,\*</sup>, Д. Е. Любашевский<sup>1</sup>, А. А. Писклюков<sup>1</sup>, Д. А. Степанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

\* e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Рассмотрены подходы теоретических групп А. Булгака (Вашингтонский университет, Сиэтл) и Дж. Рандрапа (Национальной лаборатории Лоуренса Беркли, LBNL), продемонстрированы различные подходы к рассмотрению корреляций углов между спинами фрагментов двойного спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления. Проанализирована идея теоретической группы Дж. Рандрапа (LBNL) о двумерном (2D) и трехмерном (3D) спине, а также проведено сравнение полученного углового распределения для ряда ядер-актинидов  $^{232}\text{Th}(n, f)$ ,  $^{252}\text{Cf}(sf)$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$  (случай двумерного спина 2D) с результатами группы А. Булгака. При построении распределения учтена особая геометрия делящегося ядра.

**Ключевые слова:** изгибные и извилистые моды основного состояния, холодность делящегося ядра, представление импульса, распределение спинов, корреляция спинов

DOI: 10.31857/S0367676524080134, EDN: OQFUXC

### ВВЕДЕНИЕ

Недавняя статья Дж. Уилсона с соавторами [1] рассматривает генерацию спинов фрагментов двойного деления. На основе анализа уникальных экспериментальных данных, полученных на установке ALTO лаборатории ИС в Орсе (Франция) авторы пришли к выводу, что нет существенной корреляции между спинами двух фрагментов деления. Поскольку авторы предполагают, что любой спин, сгенерированный до разделения, должен приводить к сильно коррелированным спинам фрагментов, они сделали вывод, что их наблюдение подразумевает, что спины фрагментов должны генерироваться после того, как делящееся ядро разделилось на два фрагмента.

В работе Дж. Рандрапа с соавторами [2] согласны с выводом о крайне слабой корреляции спинов фрагментов. На основе феноменологической модели FREYA они заключают, что спины нескоррелированы уже до разрыва. В работе [3], используя микроскопический подход, показано, что конечные значения исходного спина определяются до испускания мгновенных нейтронов и статистических гамма-квантов и сильно коррелирует с относительным углом между спинами, близким к  $2\pi/3$ .

Целью настоящей работы является анализ угловой корреляции между спинами фрагментов вынужденного низкоэнергетического и спонтанного двойного деления ядер на основе теоретически полученного распределения спинов фрагментов.

### АНАЛИЗ ПОДХОДА ГРУППЫ ДЖ. РАНДРАПА (НАЦИОНАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ЛОУРЕНСА БЕРКЛИ (LBNL))

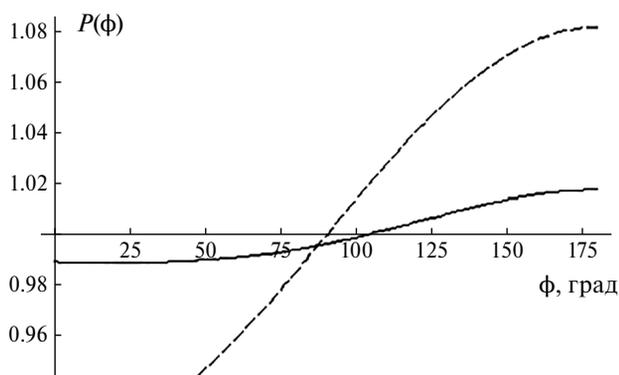
В работе [2] рассмотрены два спина фрагментов деления, которые не могут быть независимыми поскольку должны удовлетворять закону сохранения полного спина. Действительно, вклады спинов от двух фрагментов в bending-колебание параллельны друг другу, в то время как вклады в wriggling-колебания антипараллельны друг другу. Когда учитываются только рассмотренные выше колебания коэффициент корреляции для отдельных спинов фрагмента деления определяется как

$$c(\vec{J}_L, \vec{J}_H) = \left[ \langle \vec{J}_L \cdot \vec{J}_H \rangle - \langle \vec{J}_L \rangle \langle \vec{J}_H \rangle \right] / [\sigma_L \sigma_H] = -\{I_L I_H / [(I_R + I_L)(I_R + I_H)]\}^{1/2} \quad (1)$$

Эта величина, как правило, довольно мала, поскольку момент инерции для относительного движения фрагмента,  $I_R$ , обычно на порядок больше, чем у отдельных фрагментов,  $I_L$  и  $I_H$ ,  $I_R \gg I_L, I_H$ . Таким образом, несмотря на то, что спины фрагментов сильно связаны для каждого из указанных колебаний, ожидается, что результирующие спины будут относительно независимыми. Это ожидание действительно подтверждается фактическим моделированием FREYA [2], как показано в табл. 1 и на рис. 1.

**Таблица 1.** Сравнение средних спинов первичных осколков деления,  $J_L$  и  $J_H$ , в работе [2] с экспериментальными данными работы [1] и результатами, полученными из распределения (3), и связанные с ними корреляционные коэффициенты связи  $c(J_L, J_H)$  для четырех случаев деления:  $^{235}\text{U}(n, f)$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  и  $^{252}\text{Cf}(sf)$ , полученный с помощью FREYA с использованием либо монотонно возрастающих моментов инерции, либо моментов инерции с уточненной зависимостью

Случай деления	$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{238}\text{U}(n, f)$	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$^{252}\text{Cf}(sf)$
$\bar{J}_L = \langle J_L \rangle$	4.27 (6.08)	4.43 (6.59)	4.58 (6.86)	5.08 (7.48)
$\bar{J}_H = \langle J_H \rangle$	5.66 (5.31)	5.80 (5.49)	5.93 (5.60)	6.33 (6.80)
$c(J_L, J_H)$ (%)	0.2 (-10.9)	0.2 (-10.8)	0.1 (-10.3)	0.1 (0.8)
$f_1$ (%)	-8.2 (-10.9)	-8.3 (-11.3)	-8.3 (-11.7)	-8.4 (-13.5)
$\bar{J}_L$	—	5.83	—	6.20
$\bar{J}_H$	—	6.35	—	7.18
$\bar{J}_{\text{exp}, L}$	—	5.41	—	6.36
$\bar{J}_{\text{exp}, H}$	—	6.04	—	6.74



**Рис. 1.** Сравнение с результатами [2]. Сплошная линия — распределение  $P(\phi)$  в рамках настоящей работы; пунктирная линия — распределение  $P_R(\phi)$  в рамках работы [2] для  $^{232}\text{Th}(n, f)$ .

Величины спинов фрагментов,  $J_f = |J_f|$ , имеют довольно широкие распределения со средними значениями  $\bar{J}_f = \langle J_f \rangle \approx 5 - 6\hbar$ . Связанная с этим ковариация задается через  $\sigma(\bar{J}_L, \bar{J}_H) = \langle \bar{J}_L \bar{J}_H \rangle - \bar{J}_L \cdot \bar{J}_H$ , так что коэффициент корреляции величины спина равен  $c(J_L, J_H) = \sigma(J_L, J_H) / [\sigma(J_L)\sigma(J_H)]$ . В табл. 1 перечислены средние величины спина и коэффициент корреляции для четырех делящихся ядер, представляющих наибольший интерес. Коэффициенты корреляции, по существу, равны нулю, что указывает на то, что величины первичных спинов в значительной степени не коррелированы в соответствии с сообщенным экспериментальным выводом [1]. К сожалению, взаимная независимость двух спинов фрагментов не определена количественно в ссылке [1], поэтому сравнение невозможно.

Хотя экспериментальные данные [1] не могут дать информацию о направлениях спинов фрагментов, следует отметить, что они также в значительной степени некоррелированы и в FREYA. Степень корреляции между направлениями спинов фрагмента определяется распределением угла раскрытия между двумя спинами фрагмента,  $\phi_{LH}$ , который задается  $\cos \phi_{LH} = \frac{\bar{J}_L \bar{J}_H}{[J_L J_H]}$ . Эта функция показана в рис. 1 для  $^{238}\text{U}(n, f)$ . Другие случаи выглядят очень похожими. Как было показано недавно, волнообразность угла раскрытия спинов фрагментов, как правило, хорошо представлена первой гармоникой,  $P(\phi_{LH}) \approx 1 + f_1 \cos \phi_{LH}$ . табл. 1 показывает амплитуды  $f_1$  для четырех рассмотренных случаев. Как видно, все они довольно малы и составляют порядка 10 %.

Главным недостатком работы [2] является использование усредненной температуры фрагментов  $T_S$ . В действительности фрагменты деления имеют разную форму, и как следствие, разные температуры. Предположение о том, что формы фрагментов деления и их взаимная ориентация не играют никакой роли в их динамике, также ставится под сомнение в работах [4, 5].

#### АНАЛИЗ ПОДХОДА ГРУППЫ А. БУЛГАКА

В работе [3] представляется прозрачный анализ неожиданного теоретического предсказания, представленного недавно в [6, 7], а именно что направления первичных собственных спинов фрагментов сильно коррелируют, что не было получено из предыдущих исследований, будь то экспериментальные, феноменологические или микроскопические. Можно подозревать, что сложность реализации нестационарной

теории функционала плотности (TDDFT) [8] могла содержать некоторые невыявленные ошибки и впоследствии привести к ошибочному выводу в [7, 8]. Неопределенность функционалов плотности ядерной энергии (NEDF) [9] или сложность численной реализации TDDFT могут скрыть некоторые ошибочные входные данные. Можно также предположить, что эффекты долгой памяти [10] актуальны, когда коллективные скорости динамики деления даже медленнее, чем в адиабатическом приближении [7]. С другой стороны, феноменологические модели обычно полагаются на большое количество параметров и ядерных свойств, многие из которых неизвестны с достаточной точностью, если вообще известны. Как показали недавние микроскопические исследования [7], феноменологические исследования [11] ошибочно предполагают, что момент инерции тяжелого (H) фрагмента больше, чем у легкого (L) фрагмента. В работе [2] была введена специальная феноменологическая параметризация моментов инерции фрагментов. Микроскопические исследования [7] также ясно демонстрируют, что температуры фрагментов различны, и обычно тяжелые фрагменты имеют меньшую энергию возбуждения, чем легкие фрагменты, и этот аспект игнорируется в модели FREYE [2]. Интерпретация экспериментальных результатов работы [1] и недавние противоречивые теоретические и феноменологические выводы [2], а также диапазон противоречивых исходных предположений в этих подходах могут не убедить более широкую аудиторию в их надежности и могут принести большую пользу от независимого исследования.

Теоретическая модель работы [3] имеет сходство с выводом золотого правила Ферми, согласно которому вероятность перехода в единицу времени из начального состояния во все конечные состояния, допускаемые законами сохранения, представляет собой произведение квадрата среднего матричного элемента, часто принимаемого как феноменологическое значение, на такие, как константа и плотность конечных состояний, которую часто можно легко оценить. Частым педагогическим примером использования золотого правила является правило скорости  $\beta$ -распада нейтрона, которое показывает, что форма электронного спектра полностью определяется плотностью конечных состояний и законами сохранения энергии, импульса и углового момента.

Можно определить угол между собственными спинами фрагментов деления:

$$\phi_{LH} = \left\langle \arccos \frac{\vec{J}_L \vec{J}_H}{J_L J_H} \right\rangle, \quad (2)$$

где скобки означают квантово-механическое математическое ожидание этого комплексного оператора. Показано, что в случае собственных спинов фрагментов форма распределения  $p(\phi_{LH})$  контролируется структурой доступного фазового пространства конечных собственных спинов фрагментов и их

относительным орбитальным угловым моментом, и что это распределение является только слабо зависит от механизма деления.

Единственным вкладом, необходимым для анализа, проведенного в работе [3], будет квантовая теория углового момента и лишь некоторые очень мягкие, довольно общие и гибкие предположения об индивидуальных распределениях углового момента. Поскольку все относительные собственные степени свободы спина фрагментов деления — это bending- и wriggling-колебания, настоящий анализ является более общим, чем микроскопическое рассмотрение, представленное в работе [7] и FREYA [3], где явно рассматривались только моды изгиба и извива.

В работе [3] проделаны достаточно общие рассуждения, не затрагивающие каких-либо конкретных свойств ядерных взаимодействий, о том, что в процессе распада системы с начальным спином  $S_0^\pi = 0^+$  на два фрагмента их собственные спины образуют угол, очень близкий к  $2\pi/3$  со значительной дисперсией — особенность, которую обычно следует ожидать, в частности, при спонтанном делении ядер. Настоящие выводы согласуются с независимыми микроскопическими расчетами без параметров и допущений. Тогда при делении ядра с очень малым начальным спином  $J_0 \approx 0$  распределение собственных спинов фрагментов деления определяется главным образом статистическими факторами, а именно достаточно большим числом разрешенных конечных значений собственных спинов фрагментов деления. Диапазон разрешенных собственных спинов фрагментов деления, в частности их распределение, контролируется их собственными деформациями. В этом отношении собственные спиновые распределения фрагментов деления и их корреляции контролируются главным образом большим разрешенным конечным фазовым пространством, как и в случае многих других типов распадов, где разрешенное фазовое пространство, в частности, потому, что доля объема фазового пространства, соответствующая углы  $\phi_{LH} > \pi/2$ , составляет примерно 2/3 от общего разрешенного объема фазового пространства.

Главным недостатком работы является предположение о трехмерности спина не позволяющие учесть экспериментально наблюдаемого факта: спин начального ядра перпендикулярен оси деления. Авторы работы выше также признают, что сложность расчетов теории (TDDFT) может приводить к неожиданным и даже частично ошибочным результатам.

## ПОСТРОЕНИЕ И АНАЛИЗ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Современное понимание природы появления больших значений спинов основано [12—17] на учете двух типов коллективных поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, рассмотренных в работе [18]. К первому типу

относятся bending-колебания, связанные с поворотами в противоположные стороны вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра  $Z$ , двух сильно деформированных предфрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра и переходящих во фрагменты деления после разрыва указанной шейки. Из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра обусловленные bending-колебаниями спины вылетающих из делящегося ядра фрагментов удовлетворяют условию  $J_{b1} = -J_{b2}$ . Второй тип учитываемых поперечных колебаний делящегося ядра связан с wriggling-колебаниями, для которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине спинов вылетающих фрагментов деления  $J_{w1}$  и  $J_{w2}$ . Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов  $F_w = J_{w1} + J_{w2}$  осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону. Это приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов  $L_w$ , связанного в силу закона сохранения полного спина делящегося ядра с вектором  $F_w$  соотношением  $L_w = -F_w$ . Оба типа поперечных колебаний дают вклады в значения спинов  $J_1$  и  $J_2$  вылетающих фрагментов деления, однако только wriggling-колебания фактически определяют распределение относительных орбитальных моментов  $L$  этих фрагментов. Средние значения  $L$  заметно превосходят значения спина  $J$  делящегося ядра, большая часть которого при делении переходит также в относительный орбитальный момент  $L$ , а не в спины  $J_1$  и  $J_2$  фрагментов деления. К сожалению, в ряде работ [12, 14, 15], ориентированных на описание природы спиновых распределений фрагментов спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, используется неверное допущение о преобладающей роли поперечных bending-колебаний в формировании указанных распределений.

Описанию спинового распределения фрагментов деления в рамках настоящей теории, основано на представлении о холодности делящегося ядра в точке разрыва и учете нулевых поперечных колебаний делящегося ядра, принципиально отличается от подхода работ [12, 15], в которых используется допущение о заметной термализации фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, когда температура  $T$  фрагментов деления превышает 1 МэВ. В этом случае из-за заметно меньшей величины энергии  $\hbar\omega_b$  кванта bending-колебаний по сравнению с аналогичной энергией  $\hbar\omega_w$  кванта wriggling-колебаний (например, для ядра  $^{236}\text{U}$   $\hbar\omega_b = 0.9$  МэВ,  $\hbar\omega_w = 2.3$  МэВ) главную роль в температурном распределении фрагментов деления по числу  $n_b$  и  $n_w$  квантов bending- и wriggling-колебаний начинают играть bending-колебания. Поскольку делящееся ядро остается в холодном состоянии вблизи его разрыва

на фрагменты деления, представления работ [12, 15] не реализуются, а формирование спиновых распределений фрагментов деления определяется нулевыми wriggling- и bending-колебаниями делящегося ядра с преобладающей ролью wriggling-колебаний.

В рамках настоящей работы изучена корреляция между спинами фрагментов двойного спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления ядер. В основе лежит распределение, описывающее зависимость значений спинов фрагментов деления  $J_1$  и  $J_2$  и угла  $\phi$  [ $0 \leq \phi \leq \pi$ ] между ними, причем при построении распределений вероятностей  $P(J_1, J_2, \phi)$  для wriggling- и bending-колебаний использовались только нулевые осцилляторные волновые функции в импульсном представлении:

$$P(J_1, J_2, \phi) = \frac{2J_1 J_2}{\pi I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \exp \left[ \begin{aligned} & -J_1^2 \{a I_2^2 + b\} - J_2^2 \{a I_1^2 + b\} + \\ & + 2J_1 J_2 \cos \phi \{a I_1 I_2 - b\} \end{aligned} \right], \quad (3)$$

где  $a = \frac{1}{I_b \hbar \omega_b (I_1 + I_2)^2}$ ;  $b = \frac{1}{I_w \hbar \omega_w}$ ; момент инерции wriggling-колебаний  $I_w$

$$I_w = \frac{(I_1 + I_2) I_0}{I},$$

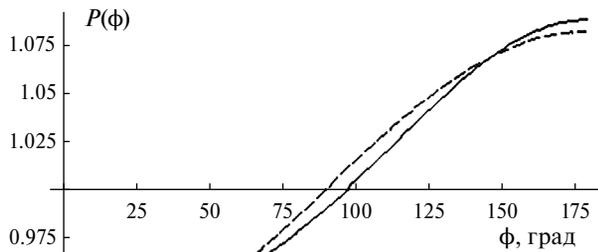
где  $I_1, I_2$  — моменты инерции первого и второго фрагментов соответственно;  $I_0 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} (\vec{R}_1 - \vec{R}_2)^2$ ;  $I = I_0 + I_1 + I_2$ ;  $R_{1,2} = r_0 A^{1/3} [1 - \beta_{1,2}^2 / (4\pi) + \sqrt{5} / (4\pi) \beta_{1,2}]$ ;  $\beta_{1,2}$  — коэффициент квадрупольной деформации; момент инерции bending-колебаний —  $I_b$ :

$$I_b = I_1 + \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^2 I_2,$$

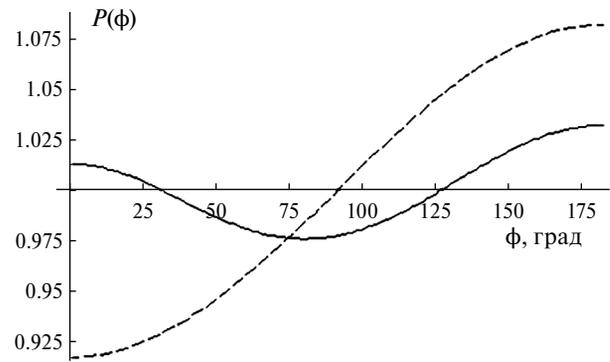
где  $I_w$  — момент инерции wriggling-колебаний,  $I_b$  — момент инерции bending-колебаний;  $\omega_w, \omega_b$  — частоты wriggling- и bending-колебаний соответственно.

Как было сказано выше рассмотрение спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер, а также вылетающих из него фрагментов деления должны находиться только в холодных неравновесных состояниях [19, 20]

$$\begin{aligned} P(J_{b_x}, J_{b_y}) &= P(J_{b_x}) P(J_{b_y}) = \\ &= \frac{1}{\pi I_b \hbar \omega_b} \exp \left[ -\frac{(J_{b_x}^2 + J_{b_y}^2)}{I_b \hbar \omega_b} \right] \\ P(J_{w_x}, J_{w_y}) &= P(J_{w_x}) P(J_{w_y}) = \\ &= \frac{1}{\pi I_w \hbar \omega_w} \exp \left[ -\frac{(J_{w_x}^2 + J_{w_y}^2)}{I_w \hbar \omega_w} \right], \end{aligned}$$



**Рис. 2.** Сравнение с результатами [2]. Сплошная линия — распределение  $P(\phi)$  в рамках настоящей работы; пунктирная линия — распределение  $P_R(\phi)$  в рамках работы [2] для  $^{238}\text{U}(n, f)$ .



**Рис. 3.** Сравнение с результатами [2]. Сплошная линия — распределение  $P(\phi)$  в рамках настоящей работы; пунктирная линия — распределение  $P_R(\phi)$  в рамках работы [2] для  $^{252}\text{Cf}(sf)$ .

что позволило перейти от обобщенного параметра  $T_S$  к частотам wriggling- и bending-колебаний.

Для построения распределения использована теория [18], описывающая процесс формирования спинов фрагментов за счет возбуждения wriggling- и bending-колебаний. Аналогично работе [2], предполагается, что спин делящегося ядра перпендикулярен оси симметрии. Описанные выше положения приводят к построению двумерного спинового распределения в рамках квантовой теории деления [21, 22]. Поэтому сравнения корреляций будут проводиться с результатами работы [2]. Численно интегрируя распределение (3) по всем возможным значениям спинов, можно получить распределение по углу.

Из рис. 1—3 видно, что корреляция между спинами фрагментов крайне слаба. Для  $^{232}\text{Th}(n, f)$  получена еще более слабая корреляция угла ( $< 2\%$ ) по сравнению с работой [2] ( $\approx 10\%$ ) (рис. 1). Для распределения и идентичны (рис. 2). Для  $^{252}\text{Cf}(sf)$  наблюдается “провал” в области  $\phi \in [30^\circ; 125^\circ]$ , что можно объяснить формированием фрагментов, коэффициенты квадрупольной деформации  $\beta$  которых отрицательны (рис. 3).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами были рассмотрены разные теоретические подходы к изучению корреляций углов между спинами фрагментов двойного деления ядер. Определены основные особенности и различия работ [2, 3, 23—25]. Построены угловые корреляции для распределения (3) с учетом следующих теоретических положений: двумерность спинов фрагментов, перпендикулярность спина делящегося ядра, холодность ядра на протяжении всего процесса деления, использование нулевых wriggling- и bending-колебаний для распределения (3).

Установлена слабая корреляция угла между спинами фрагментов деления ( $< 10\%$ ), что в полной мере совпадает с экспериментальными данными работы

[1]. Выполнено сравнение с результатами работы [2] и установлено, что использование идеи о двумерности спинов фрагментов деления приводит к идентичным результатам, которые были получены в работе [2].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilson J.N., Thisse D., Lebois M. et al. // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
2. Vogt R., Randrup J. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 062502.
3. Bulgac A. // Phys. Rev. 2022. V. 106. Art. No. 014624.
4. Bertsch G.F. // arXiv:1901.00928.2019.
5. <https://indico.in2p3.fr/event/26459>
6. Ericson T. // Adv. Phys. 1960. V. 9. P. 425.
7. Bulgac A., Abdurrahman I., Godbey K., Stetcu I. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. Art. No. 022501.
8. Bulgac A., Magierski P., Roche K.J., Stetcu I. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 122504.
9. Salvioni G., Dobaczewski J., Barbieri C. et al. // J. Physics. G. 2020. V. 47. Art. No. 085107.
10. Marques M.A.L., Maitra N.T., Nogueira F.M.S. et al. Lecture notes in physics. V. 837. Heidelberg: Springer, 2012.
11. Talou P., Stetcu I., Jaffke P. et al. // Comput. Phys. Commun. 2021. V. 269. Art. No. 108087.
12. Wilhelmy J.B., Cheifetz E., Jared R.C. et al. // Phys. Rev. C. 1972. V. 5. P. 204.
13. Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.F. // Nucl. Phys. A 1989. V. 502. P. 453.
14. Rasmussen J.O., Norenberg W., Mang H.J. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 456.
15. Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. No. 6. Art. No. 064302.
16. Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е., Тумова Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 7. С. 975; Kadmensky S.G., Lubashevsky D.E., Titova L.V. // Bull. Russ. Acad Sci. 2015. V. 79. No. 7. P. 879.

17. Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2016. Т. 79. С. 198; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 304.
18. *Nix J.R., Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
19. Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2017. Т. 80. С. 447; *Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 850.
20. Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1196; *Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 991.
21. Титова Л.В., Кадменский С.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1190; *Titova L.V., Kadmensky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 986.
22. Кадменский С.Г., Куфаев С.В., Отводенко Я.О. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1332; *Kadmensky S.G., Kufaev S.V., Otvochenko Y.O.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1102.
23. *Dossing T., Randrup J.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 215.
24. *Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. L051601.
25. *Vogt R., Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 014610.

## Angular and spin distributions of primary fission fragments

S. G. Kadmensky<sup>1,\*</sup>, D. E. Lyubashevsky<sup>1</sup>, A. A. Pisklyukov<sup>1</sup>, D. A. Stepanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Voronezh State University, Voronezh, 394006, Russia*

*\*e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru*

We consider the studies of theoretical groups of A. Bulgac (Washington University, Seattle) and J. Randrup [Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)], demonstrated various approaches of correlations of angles between the spins of fragments of double spontaneous and low-energy fission. The idea of the theoretical group of J. Randrup (Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)) about two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) spin was analyzed, results for  $^{232}\text{Th}(n, f)$ ,  $^{252}\text{Cf}(sf)$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$  compared to A. Bulgacs (Washington University, Seattle) group. The special geometry of the dividing nucleus is considered.

*Keywords:* ground-state bending- and wriggling-modes, coldness of the fission nuclear, momentum representation, spin distributions, spin correlations

УДК 539.173.84

# ОЦЕНКА ЧИСЛА МНОЖЕСТВЕННЫХ РЕГИСТРАЦИЙ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ МУЛЬТИМОДУЛЬНЫМ НЕЙТРОНЫМ ДЕТЕКТОРОМ НА БАЗЕ ЖИДКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА ВС-501

© 2024 г. О. В. Сидорова<sup>1,2,\*</sup>, Ш. С. Зейналов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,  
Дубна, Россия

<sup>2</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области  
Университет «Дубна», Дубна, Россия

\* e-mail: sidorova@jinr.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Изучена взаимосвязь между вариациями множественности мгновенных нейтронов деления и полной кинетической энергией фрагментов деления с использованием двойной ионизационной камеры и детектора мгновенных нейтронов деления. Выполнена оценка систематической ошибки, вносимой кросс-толками, являющимися следствием мультимодульности детектора нейтронов.

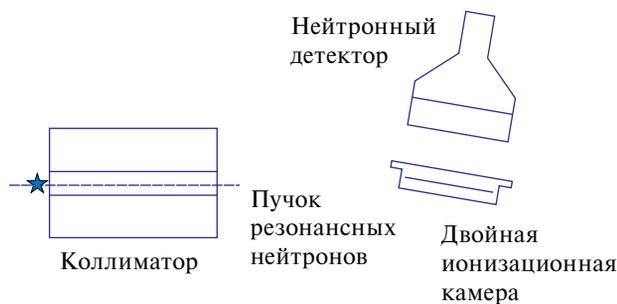
DOI: 10.31857/S0367676524080145, EDN: OQCOEQ

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств мгновенных нейтронов деления (МНД) представляет интерес в изучении процесса деления ядер, так как МНД несут информацию о степени возбуждения делящегося ядра [1, 2]. Прогресс в исследованиях свойств МНД, продолжающихся более шести десятилетий, был достигнут благодаря модернизации метода измерений с малой геометрической эффективностью регистрации, предложенного в работе Бутс-Йоргенсена и Книттера [3]. В указанной работе авторы предложили использовать двойную ионизационную камеру с сетками Фриша в комбинации с детектором МНД для исследования свойств коррелированных фрагментов деления (ФД) и МНД. Детектор МНД располагался на расстоянии  $\sim 0.5\text{--}0.7$  м от камеры вдоль ее оси симметрии. Используемый метод позволял проводить измерение основных параметров, характеризующих процесс деления: кинетические энергии ФД, суммарную кинетическую энергию ФД, их массы, множественность МНД и скорости МНД по времени пролета заданного расстояния. Исследования процесса деления в резонансной области энергий позволяют изучать зависимости массовых и энергетических характеристик продуктов деления от спинов делящихся ядер. Интерпретация результатов измерений проводится в рамках модели ММ-RNR — мультимодовое деление со случайным разрывом шейки [4]. Эта модель,

предложенная У. Броза и др. [5], рассматривает процесс деления ядер из различных предразрывных конфигураций делящегося ядра при низких энергиях возбуждения. В основном эти конфигурации имеют форму гантели и приводят к различным путям дезинтеграции ядра. Эти пути (или моды деления) связаны с каналами деления О. Бора. В. Фурман и Я. Климан [6] предложили связь между каналами и модами деления, дающую способ оценки вероятностей реализации той или иной моды деления с использованием экспериментальных данных. Указанные моды деления связаны с каналами деления Бора, которые выбираются стохастически.

Целью наших исследований является измерение возможной корреляции между вариациями множественности МНД и полной кинетической энергии фрагментов деления (ФД). Экспериментальная установка для исследования характеристик процесса деления состоит из двойной ионизационной камеры (ИК) с сетками Фриша и мишенью из U-235, установленной на общем катоде камеры. Мгновенные нейтроны регистрируются с помощью сцинтилляционного детектора, расположенного на расстоянии  $0.5\text{--}0.7$  м от ИК, как показано схематично на рис. 1. Модуль детектирования МНД изготовлен фирмой SIONICS и обладает способностью выделения МНД на фоне гамма-излучения с использованием анализа формы импульсов.



**Рис. 1.** Схема установки с двойной ионизационной камерой для спектроскопии осколков деления и детектором МНД.

Мишень представляет собой тонкую органическую пленку толщиной 1 мкм с нанесенным вакуумным напылением на одну из ее сторон слоя золота толщиной ~50 мкг/см<sup>2</sup> и <sup>235</sup>U толщиной 70 мкг/см<sup>2</sup>. Диаметр мишени составляет 70 мм. Мишень установлена в центре отверстия на общем катоде двойной ионизационной камеры. При захвате нейтрона ядром урана осколки деления регистрируются в двух отдельных ионизационных камерах, составляющих двойную ионизационную камеру, заполненную газовой смесью P10, протекающей со скоростью 20 мл/мин через камеру, работающую в нормальных условиях. Камера может измерять кинетические энергии осколков деления и углы между направлением движения осколков деления и нормалью к поверхности мишени [7]. Специальное программное обеспечение (ПО) было создано для исследования свойств МНД, регистрируемых с использованием новой системы, состоящей из детекторов быстрых нейтронов, электронной аппаратуры и ПО сбора и анализа данных. В результате деления ядра исследуемого препарата, нанесенного на поверхность мишени, пара фрагментов деления (ФД) тормозятся в соответствующих камерах двойной ионизационной камеры. При этом измеряется следующая информация: временная метка события, углы испускания ФД относительно нормали к поверхности мишени, величины кинетической энергии ФД и информация о форме импульсов МНД. Благодаря информации об углах вылета из мишени ФД производилась коррекция на потери кинетической энергии ФД в материале мишени и ее подложке. Для этого производилось измерение зависимости потерь кинетической энергии ФД от угла вылета из мишени относительно нормали к плоскости мишени в пределах от 0 до 60 градусов, где эта зависимость является линейной. Таким образом, события с углами за пределами указанного диапазона не использовались для анализа массово-энергетических распределений ФД. Необходимо отметить, что ФД являются частицами со сложным характером энергетических потерь, зависящих не только от величины их кинетической энергии, но от массы. Методика поправок, зависящих от масс и кинетических энергий ФД, разработанная

в работе Бутс-Йоргенсена и Книттера [3], использовалась при определении массово-энергетических распределений ФД в исследуемых реакциях деления ядер. В настоящее время для детального изучения массово-энергетических распределений (МЭР) фрагментов деления и процессов эмиссии МНД при делении ядер <sup>235</sup>U, <sup>237</sup>Np и <sup>239</sup>Pu, вызванного резонансными нейтронами, и спонтанном делении <sup>252</sup>Cf, был изготовлен и расположен на втором канале (расстояние от источника — 9.2 м) источника резонансных нейтронов ИРЕН (ОИЯИ, Дубна) мультимодульный нейтронный детектор (ММНД), состоящий из двух плеч с 16 модулями детектирования МНД в каждом (рис. 2). Модули детектирования фирмы SIONICS расположены на четырех сечениях виртуальной сферической поверхности с радиусом 50 см: 12 модулей расположены на двух сечениях с диаметром  $D = 300$  мм, а остальные 20 модулей — на двух сечениях с диаметром  $D = 450$  мм. Совокупный телесный угол, покрываемый модулями детектирования МНД, составляет 5.12% от полного телесного угла. Мультимодульная структура детектора МНД имеет преимущество вследствие более высокой эффективности регистрации МНД. Однако в таком детекторе один нейтрон может быть зарегистрирован одновременно в нескольких модулях детектирования. Такая ситуация называется кросс-толком. Кросс-толки вносят систематическую ошибку в множественность зарегистрированных МНД и нуждаются в оценке [8]. В данной работе производится оценка систематической ошибки, вносимой кросс-толками.

## МОДУЛЬ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ МНД

Модуль детектирования МНД состоит из алюминиевого цилиндра диаметром 80 мм и высотой 50 мм (рис. 2). Модуль заполнен сцинтилляционной жидкостью ВС-501. Трубка фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) приклеена к прозрачной стороне цилиндра и используется для усиления сигналов (световых вспышек), генерируемых при столкновении МНД с молекулами ВС-501. Импульсы, вызванные МНД, усиливаются с помощью ФЭУ и анализируются с помощью программного обеспечения сбора и анализа данных для выделения МНД от гамма-излучения с использованием метода анализа формы импульса. Импульсы, вызванные нейтронами, воспринимаются системой сбора данных, если их амплитуда превышает пороговый уровень 0.15 МэВ в энергетической шкале. Для анализа траектории движения МНД внутри НД от точки эмиссии до поглощения или ухода из НД была создана программа отслеживания истории МНД по методу Монте-Карло [9, 10] от момента рождения до захвата в детекторе или вылета МНД из системы.

Предполагались следующие входные условия: МНД вылетает из равномерно распределенной точки мишени с равномерно распределенным начальным углом наклона к плоскости мишени. Случайная

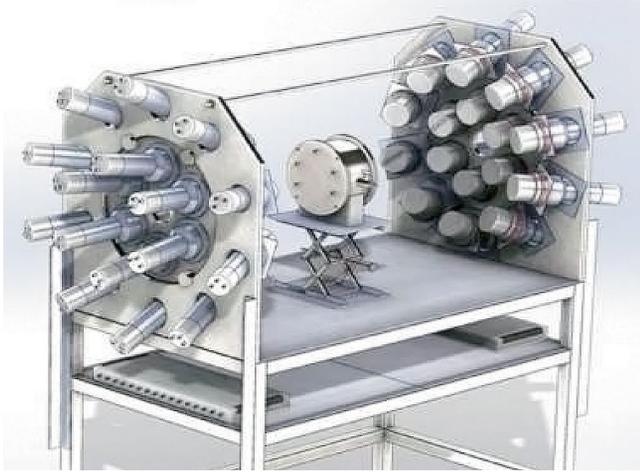


Рис. 2. Многомодульный детектор МНД с двойной ионизационной камерой для спектроскопии осколков деления.

величина  $E_0$  – кинетическая энергия нейтрона при вылете из мишени, предполагается имеющей распределение Максвелла согласно формуле (1):

$$F(E_0) = \frac{2\pi}{\sqrt{(\pi kT)^3}} \cdot \sqrt{E_0} \cdot e^{-\frac{E_0}{kT}}, \quad (1)$$

где параметр  $kT = 1.0$  МэВ,  $k$  – постоянная Больцмана, а  $T$  – температура мишени. Траектория и кинетическая энергия нейтрона отслеживаются от эмиссии из мишени до момента, когда нейтрон покинул пределы системы или был поглощен в сцинтиляторе, или же при снижении его кинетической энергии до теплового уровня  $10^{-5}$  МэВ.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МНД С ВЕЩЕСТВОМ СЦИНТИЛЯТОРА

Сцинтиляционная жидкость ВС-501 имеет химическую формулу  $\text{CH}_2\text{O}$ . Предполагаются возможными два типа реакций МНД с молекулой сцинтилятора: упругое рассеяние или захват МНД одним из атомов молекулы сцинтилятора. Далее были использованы следующие обозначения:

–  $\sigma_C^{\text{elastic}}(E)$ ,  $\sigma_H^{\text{elastic}}(E)$ ,  $\sigma_O^{\text{elastic}}(E)$  и  $\sigma_{\text{CH}_2\text{O}}^{\text{elastic}}(E)$  – сечения упругого рассеяния МНД с кинетической энергией  $E$  на атоме С, Н, О, молекуле  $\text{CH}_2\text{O}$  соответственно;

–  $\sigma_C^{\text{capture}}(E)$ ,  $\sigma_H^{\text{capture}}(E)$ ,  $\sigma_O^{\text{capture}}(E)$  и  $\sigma_{\text{CH}_2\text{O}}^{\text{capture}}(E)$  – сечения захвата МНД с кинетической энергией  $E$  атомом С, Н, О, молекулой  $\text{CH}_2\text{O}$  соответственно;

–  $\sigma_C^{\text{total}}(E)$ ,  $\sigma_H^{\text{total}}(E)$ ,  $\sigma_O^{\text{total}}(E)$  и  $\sigma_{\text{CH}_2\text{O}}^{\text{total}}(E)$  – полные сечения взаимодействия МНД с кинетической энергией  $E$  с атомом С, Н, О, молекулой  $\text{CH}_2\text{O}$  соответственно.

Пусть случайная величина  $X$  – длина свободного пробега МНД с начальной кинетической энергией  $E$  внутри жидкости сцинтилятора. При моделировании предполагалось, что  $X$  имеет показательное распределение со плотностью вероятности (2):

$$p(X = x) = \lambda \cdot e^{-\lambda x}, \quad (2)$$

где

$$\lambda = N \cdot \sigma_{\text{CH}_2\text{O}}^{\text{total}}(E),$$

$$\sigma_{\text{CH}_2\text{O}}^{\text{total}}(E) = \sigma_C^{\text{total}}(E) + 2 \cdot \sigma_H^{\text{total}}(E) + \sigma_O^{\text{total}}(E),$$

$N$  – плотность молекул в единице объема  $1 \text{ cm}^3$  сцинтилятора. Сцинтиляционная жидкость  $\text{CH}_2\text{O}$  имеет плотность  $\rho = 0.815 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ . Пренебрегая энергией связи, атомный вес  $\text{CH}_2\text{O}$  считаем равным 30.02109. Следовательно,

$$N = \frac{6.0221408 \cdot 10^{23} \cdot 10^3 \cdot 815}{30.022109} = 163.4866 \cdot 10^{20} \text{ молекул.}$$

Вероятности реакции МНД с атомами сцинтилятора  $\rho_C^{\text{total}}(E)$ ,  $\rho_H^{\text{total}}(E)$  и  $\rho_O^{\text{total}}(E)$  пропорциональны соответствующим сечениям с учетом кратности атома в молекуле сцинтилятора:

$$\rho_C^{\text{total}}(E) / \rho_H^{\text{total}}(E) / \rho_O^{\text{total}}(E) = \sigma_C^{\text{total}}(E) / 2 \cdot \sigma_H^{\text{total}}(E) / \sigma_O^{\text{total}}(E). \quad (3)$$

Вероятности типа взаимодействия нейтрона с атомом молекулы сцинтилятора пропорциональны соответствующим сечениям:

$$\rho_{\text{atom}}^{\text{capture}}(E) / \rho_{\text{atom}}^{\text{elastic}}(E) = \sigma_{\text{atom}}^{\text{capture}}(E) / \sigma_{\text{atom}}^{\text{elastic}}(E) \quad (4)$$

где  $\text{atom} = \text{C, H, O}$ .

Взаимодействие МНД с определенным атомом ведет к потере части или всей кинетической энергии частицы. Совокупная энергия  $E_{\text{modul}}$ , поглощенная материалом сцинтилятора при торможении нейтрона, рассчитывалась как сумма энергий, выделенных при упругих столкновениях нейтрона с атомами водорода и при захвате нейтрона любым атомом материала сцинтилятора. ФЭУ модуля порождает вспышку в случае превышения величины порогового значения совокупной энергии  $E_{\text{modul}}$ , выделенной нейтроном в данном модуле при взаимодействии с атомами сцинтилятора,

$$E_{\text{modul}} > 0.15 \text{ МэВ.}$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Целью данной работы была оценка доли многократных рассеяний (2–5) исследуемой частицы

на атомах среды с помощью используемой измерительной аппаратуры. Многократные рассеяния частиц в нейтронном детекторе могли имитировать ложную множественность частиц. В этой связи возникла необходимость определения доли таких событий многократного рассеяния с использованием компьютерного моделирования процесса регистрации частиц в детекторе. Для этого мы создали компьютерный код, который генерировал 20 сценариев эмиссии МНД, вызывающих сигналы в заданном детекторе. Каждый сценарий состоял из 500 000 событий эмиссии нейтрона. Результаты моделирования представлены в табл. 1, где использованы следующие обозначения:  $R$  — порядковый номер сценария;  $N_R^i$  — число нейтронов, зарегистрированных в сценарии  $R$   $i$  модулями;  $N_R^{\geq 5}$  — число нейтронов, зарегистрированных в сценарии  $R$  пятью и более модулями;  $N_R^{\text{real}}$  — реальное число нейтронов, зарегистрированных системой в сценарии  $R$ , находится в соответствии с формулой (5):

$$N_R^{\text{real}} = \sum_{i=1}^{\infty} N_R^i, \quad (5)$$

$N_R^{\text{visible}}$  — число вспышек, зарегистрированных нейтронным детектором в сценарии  $R$ , находится по формуле (6):

$$N_R^{\text{visible}} = \sum_{i=1}^{\infty} N_R^i \cdot i, \quad (6)$$

$\epsilon_R$  — систематическая относительная ошибка в измерении числа нейтронов в сценарии  $R$  вычисляется в соответствии с (7):

$$\epsilon_R = \frac{N_R^{\text{visible}} - N_R^{\text{real}}}{N_R^{\text{visible}}}. \quad (7)$$

Поскольку  $N_R^{\geq 5} = 0$  для всех  $R$ , то формулы (5) и (6) приобретают вид (8) и (9):

$$N_R^{\text{real}} = \sum_{i=1}^4 N_R^i, \quad (8)$$

$$N_R^{\text{visible}} = \sum_{i=1}^4 N_R^i \cdot i. \quad (9)$$

Среднее значение систематической относительной ошибки (7) в измерении числа нейтронов было оценено в результате вычислений по всем сценариям:

$$E(\mu_R) \approx 0.0538.$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, было проведено моделирование процесса регистрации МНД системой из 32 детекторов нейтронов на базе сцинтиллятора ВС501. В результате проведенного моделирования процесса транспорта МНД в исследуемом детекторе МНД, состоящем из 32 модулей с диаметром 80 мм и высотой

Таблица 1. Результаты моделирования

$R$	$N_R^1$	$N_R^2$	$N_R^3$	$N_R^4$	$N_R^{\geq 5}$	$N_R^{\text{real}}$	$N_R^{\text{visible}}$	$\epsilon_R$
1	19 169	1055	25	0	0	20 249	21 354	0.052
2	19 281	1108	25	0	0	20 414	21 572	0.054
3	19 290	1071	34	0	0	20 395	21 534	0.053
4	19 032	1058	29	1	0	20 120	21 239	0.053
5	19 102	1120	33	0	0	20 255	21 441	0.055
6	19 288	1069	31	0	0	20 388	21 519	0.053
7	19 087	1114	27	0	0	20 228	21 396	0.055
8	19 215	1102	23	0	0	20 340	21 488	0.053
9	19 092	1149	28	0	0	20 269	21 474	0.056
10	19 161	1089	32	0	0	20 282	21 435	0.054
11	19 396	1081	19	0	0	20 496	21 615	0.052
12	19 180	1140	29	1	0	20 350	21 551	0.056
13	19 106	1104	16	1	0	20 227	21 366	0.053
14	19 152	1072	33	1	0	20 258	21 399	0.053
15	19 173	1105	31	0	0	20 309	21 476	0.054
16	19 256	1078	20	0	0	20 354	21 472	0.052
17	19 171	1145	22	0	0	20 338	21 527	0.055
18	19 049	1125	31	2	0	20 207	21 400	0.056
19	18 938	1110	26	0	0	20 074	21 236	0.055
20	19 096	1110	28	0	0	20 234	21 400	0.054

50 мм сцинтилляционных детекторов, которые позволяли выделить МНД на фоне гамма-излучения по форме импульса было установлено, что оценка систематической погрешности из-за многократного рассеяния в наших исследованиях МНД не превышает 5%:

$$N_R^{\text{real}} \approx 0.95 \cdot N_R^{\text{visible}}.$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nifenecker H., Ribrag M., Frehaut J., Gauriau J.* // Nucl. Phys. 1969. V. 131. No. 2. P. 261.
2. *Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., Swiatecki W.J.* // Phys. Rev. 1962. V. 126. No. 6. P. 2120.
3. *Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 307.
4. *Галкина Е.И., Козулин Е.М., Княжева Г.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т 85. № 10. С. 1405;
5. *Brosa U., Grossmann S., Müller A.* // Phys. Reports. 1990. V. 197. No. 4. P. 167.
6. *Furman W.I., Kliman J.* // Proc. XVIIth Int. Symp. Nucl. Phys. (Rossendorf, 1987). P. 86.
7. *Zeynalov Sh., Sedyshev P., Shvetsov V., Sidorova O.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 211. Art. No. 04003.
8. *Соболев Ю.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Самарин В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1152; *Sobolev Y.G., Penionzhkevich Y.E., Samarin V.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 948.
9. *Downey A.* Physical modeling in MATLAB. Needham: Green Tea Press, 2009. 136 p.
10. *Sobol I.N.* Monte Carlo method (Popular lectures in mathematics). Chicago: University of Chicago Press, 1975. 76 p.

## Estimation of the number of multiple registrations of prompt fission neutrons with a multi-modular neutron detector based on a liquid scintillator BC-501

O. Sidorova<sup>1,2,\*</sup>, Sh. Zeynalov<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Dubna State University, Dubna, 141980, Russia

\*e-mail: sidorova@jinr.ru

Investigation of correlation between the multiplicity variations of prompt fission neutrons and the total kinetic energy of fission fragments, using the double ionization chamber in combination with prompt fission neutron detector. This study assesses the systematic errors caused by cross-talks, due to the multi-modular structure of the neutron detector.

*Keywords:* double ionization chamber, nuclear fission, fission fragments, total kinetic energy, mass distribution

УДК 539.17.01

## ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ В МУЛЬТИМОДАЛЬНОМ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2024 г. Ю. В. Иванский<sup>1</sup>, А. В. Унжакова<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\* e-mail: a.unzhakova@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Рассмотрена задача теоретического описания динамики процесса кластеризации нуклонов внутри делящегося ядра. Подход основан на микроскопическом моделировании кластеризации как нового типа коллективного движения частиц. Применение алгоритма динамической кластеризации в области тяжелых ядер потребовало разработки эффективного многочастичного взаимодействия для микроскопической модели распределенного типа. Расчеты были выполнены для дважды магического кластера, играющего основную роль в образовании второго минимума барьера деления, наблюдающегося в мультимодальном делении тяжелых ядер.

*Ключевые слова:* кластеризация, деление тяжелых ядер, кластерный распад, мультиагентное моделирование

DOI: 10.31857/S0367676524080155, EDN: OPYVPL

### ВВЕДЕНИЕ

За 85 лет, прошедших со дня открытия деления ядер, теоретическое объяснение природы мультимодальности деления тяжелых ядер остается актуальной задачей [1–6]. Процесс деления тяжелого ядра характеризуется коренной перестройкой ядерной системы, содержащей сотни нуклонов. В настоящее время еще нет последовательной теории, которая позволяла бы с единой точки зрения описать все стороны процесса деления. Сильное изменение формы ядра и неоднократное перераспределение энергии между коллективными и нуклонными степенями свободы приводит к образованию различных кластеров внутри делящейся системы, содержащих различное число нуклонов, способных как существовать очень короткое время, так и достигнуть теплового равновесия и существовать большое по масштабам ядерного деления время. В работе [7] впервые была продемонстрирована связь между образованием магических кластеров в процессе низкоэнергетического деления ядер калифорния и мультимодальностью. В настоящее время о коллективном движении, связанном с кластеризацией в делящемся ядре, говорит серия экспериментов, проведенных в лаборатории имени Флерова. Там были открыты несколько новых мод деления на несколько осколков и были получены свидетельства возможного процесса перекластеризации внутри делящейся системы [8–10].

### МОДЕЛЬ

Для случая бесконечной ядерной материи энергия связи одного нуклона определяется его взаимодействием с ближайшими соседями. В этом случае энергия связи нуклонов пропорциональна их числу  $\sim A$ . Нуклоны, расположенные на поверхности ядра, имеют меньшее число связей, чем внутренние, поэтому полная энергия связи уменьшается на величину, пропорциональную поверхности ядра  $\sim A^{2/3}$ . Плотность ядерной материи постоянна и не может уменьшиться ниже плотности насыщения даже при очень сильной деформации в предразрывных конфигурациях тяжелого делящегося ядра. Так как ядерное взаимодействие короткодействующее, то и в моделях, основанных на концепции среднего поля, реалистичный потенциал должен повторять по форме распределение материи в ядре [3–6]. Нуклоны в ядре в таких моделях ведут себя как делокализованные и независимые частицы. Для описания процесса образования нового нуклонного кластера внутри делящейся ядерной системы необходимо перейти к моделям нового типа, не использующим концепцию среднего поля [11–13]. В таких моделях каждая частица взаимодействует лишь с несколькими соседними частицами и не имеет информации о системе в целом. Таким образом все взаимодействия локальны и у сложной ядерной системы при изменении ее формы и внутренней структуры в процессе деления нет центра. При этом модели позволяют описывать

появление и изменение многочастичных кластеров и коллективные движения большого масштаба. Такие инновационные теоретические подходы к описанию динамики процесса кластеризации уже были опробованы в работах [14—17]. В данной работе мы предлагаем аналогичную распределенную модель для описания динамически стабилизированного коллективного нуклонного кластера в тяжелом делящемся ядре. Впервые динамическая модель кластеризации была предложена в [18]. В ней используются следующие понятия и определения.

**Определения**

Пусть вектор  $x^i \in R^m$  представляет набор характеристик частицы  $i \in N$ . Соседние частицы в рассматриваемом объеме взаимодействуют между собой. Связь между соседними частицами могут быть представлены графом  $G = \{N, E, C\}$  с множеством вершин  $N$ , обозначающим частицы  $i, i \in N$ ; множеством ребер  $E = \{(i, j) : i, j \in N\}$ , состоящим из пар  $(i, j)$ , обозначающих взаимодействие между частицами  $i$  и  $j$  в момент  $t$ , соответствующим связям в графе  $G^t$ ; и матрицей связности  $C^t$ , образованной элементами  $c_{ij}^t$ , равными 1 в случае, если частицы  $i$  и  $j$  связаны в момент  $t$ , и  $c_{ij}^t = 0$  в противном случае.

Кластеризация частиц происходит в результате их взаимодействия, величина которого определяется разностью характеристик связанных частиц и заданным коэффициентом усиления. Общий вид взаимодействия определяется по формуле:

$$u_i^t = \gamma \sum_{j \in N} c_{ij}^t (x_j^t - x_i^t) \tag{1}$$

где  $u_i^t$  — суммарное воздействие на частицу  $i$  всех связанных с ней частиц,  $\gamma \in [0, 1]$  — коэффициент усиления,  $c_{ij}^t$  — элемент матрицы связности  $C^t$ , обозначающий наличие (отсутствие) связи между частицами  $i$  и  $j$ .

Общий вид взаимодействия частиц (1) может быть получен исходя из минимизации потенциала графа  $G^t$  связей частиц (называемого также лапласовским потенциалом графа  $G^t$  [12]), задающегося матрицей связности  $C^t$ , характеризующего степень рассогласованности состояний взаимосвязанных частиц:

$$\Phi_{G^t} = \frac{1}{2} \sum_{i, j \in N} c_{ij}^t (x_j^t - x_i^t)^2.$$

Определим в рассматриваемой системе два типа взаимодействия: притяжение и отталкивание, характеризующиеся радиусами действия,  $r_a$  — радиус притяжения,  $r_r$  — радиус отталкивания вокруг каждой частицы,  $r_a > r_r$ ; и коэффициентами усиления  $\gamma_a, \gamma_r$ . Взаимодействия обоих типов зададим согласно формуле (1) с подстановкой соответствующего коэффициента усиления и определив коэффициенты матрицы связности исходя из расстояния между частицами.

Пусть частица  $i$ , помимо воздействия со стороны связанных с ней частиц, подвержена также некоторому внешнему возмущению  $z_i^t \in R^m$ .

С учетом притяжения и отталкивания частиц и внешнего возмущения динамика системы частиц задается следующей системой  $N$  уравнений в дискретном времени:

$$x_i^{t+1} = x_i^t + z_i^t + \gamma_a \sum_{j \in N} ca_{ij}^t (x_j^t - x_i^t) - \gamma_r \sum_{j \in N} cr_{ij}^t (x_j^t - x_i^t), \quad i \in N, \tag{2}$$

где  $ca_{ij}^t, cr_{ij}^t$  — коэффициенты, характеризующие наличие притяжения и отталкивания между частицами  $i$  и  $j$ ,

$$ca_{ij}^t = \begin{cases} 1, & \text{если } c_{ij}^t = 1 \text{ и } \rho(i, j) < r_a, \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

$$cr_{ij}^t = \begin{cases} 1, & \text{если } c_{ij}^t = 1 \text{ и } \rho(i, j) < r_r, \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

где  $\rho(i, j)$  — расстояние между частицами  $i$  и  $j$ .

Обозначим  $Ca^t, Cr^t$  матрицы, составленные из элементов  $ca_{ij}^t$  и  $cr_{ij}^t$  соответственно;  $L(A) = D(A) - A; D(A) = \text{diag} \left\{ \sum_j a_{ij} \right\}$  — лапласиан матрицы  $A$ , получаемый вычитанием матрицы  $A$  из диагональной матрицы  $D(A)$ , где на диагонали расположены суммы элементов по строкам матрицы  $A$ . Введем векторы  $X^t, Z^t \in R^{nm}$ :  $X^t = [x_1^t, \dots, x_N^t]^T, Z^t = [z_1^t, \dots, z_N^t]^T$ . Запишем динамику системы (2) в векторно-матричном виде:

$$X^{t+1} = X^t + Z^t - \gamma_a L(Ca^t \otimes I_m) + \gamma_r L(Cr^t \otimes I_m),$$

где  $I_m$  — единичная матрица размера  $m \times m$ ,  $C^t \otimes I_m$  — произведение Кронекера, которое является блочной матрицей размера  $nm \times nm$ :

$$C^t \otimes I_m = \begin{bmatrix} c_{11}^t I_m & \dots & c_{1n}^t I_m \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{n1}^t I_m & \dots & c_{nn}^t I_m \end{bmatrix}.$$

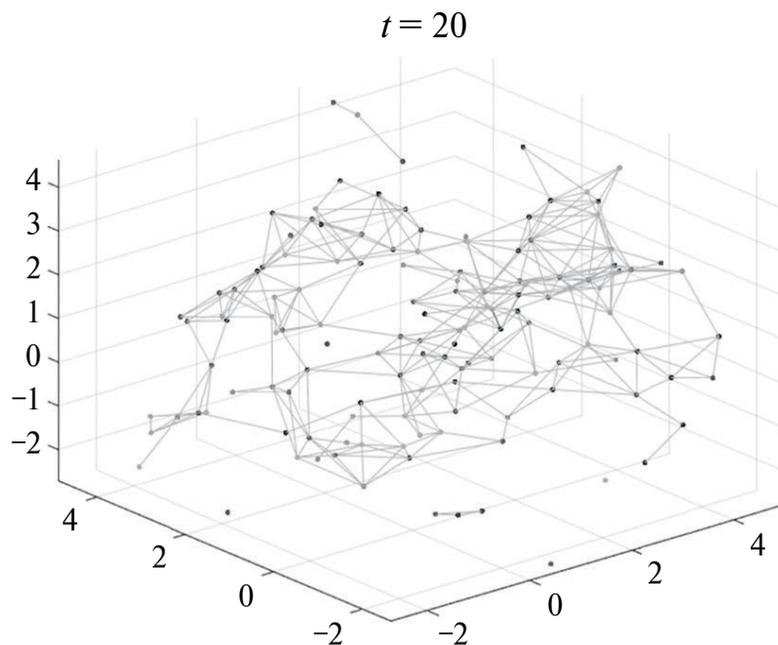
Предлагаемая модель описывает эволюцию ядерной системы, состоящей из взаимосвязанных взаимодействующих элементов — частиц, в которых связь имеется только между соседними частицами в соответствии со свойством насыщения ядерных сил. Таким образом, каждый нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседних нуклонов. Система с заданной в (2) динамикой демонстрирует тенденцию к образованию кластеров в процессе эволюции своего состояния [14].

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ

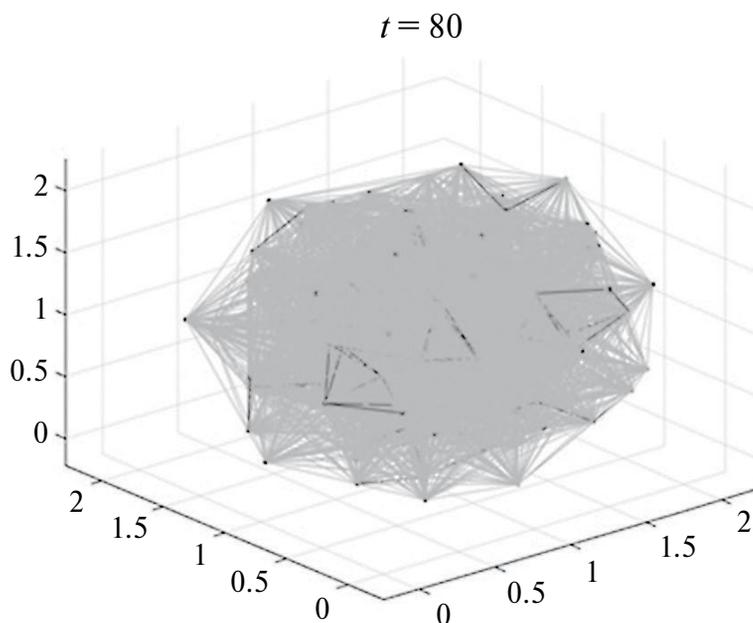
Рассмотрим систему, состоящую из 132 частиц, моделирующую поведение нуклонов атома  $^{132}\text{Sn}$ . Выберем радиус притяжения равным 1.5, радиус отталкивания  $-0.5$ , коэффициенты усиления для притяжения и отталкивания примем равными 0.001 и 0.1 соответственно. Пусть внешние возмущения

можно описать независимыми одинаково распределенными нормальными величинами с параметрами  $\mu = 0, \sigma = 0.005$ . Зададим число шагов моделирования  $T = 100$ . Начальные позиции частиц в пространстве примем равномерно распределенными в области  $[-2; 4] \times [-2; 4] \times [-2; 4]$ .

Рисунки 1 и 2 иллюстрируют состояние системы частиц в моменты  $t = 20$  и  $t = 80$ . Вершины-точки соответствуют позициям частиц в пространстве, ребра



**Рис. 1.** Состояние системы в момент  $t = 20$ . Светлые ребра обозначают наличие притяжения между частицами.



**Рис. 2.** Состояние системы в момент  $t = 80$ . Светлые ребра обозначают наличие притяжения между частицами. Темные ребра обозначают отталкивание между частицами.

светлого оттенка обозначают наличие притяжения между частицами, темные ребра — отталкивание. С течением времени кластерная структура системы частиц меняется под воздействием притяжения и отталкивания между частицами. В момент  $t = 20$  наблюдается сравнительно малое число межчастичных взаимодействий, что обусловлено сравнительно большим средним расстоянием между каждой парой частиц. К моменту  $t = 80$  произошло сближение частиц, что привело к образованию большого числа взаимодействий в силу попадания большего количества частиц в области притяжения и отталкивания соседних частиц. При этом общий объем, занимаемый всей системой, уменьшился, что отражено в изменении масштаба осей координат на рис. 1 и 2. При относительно малой величине внешнего возмущения состояние системы изменяется в сторону меньшего числа кластеров, при этом размер кластеров увеличивается.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы описанию кластеризации в ядерных системах посвящено много новых теоретических работ. Базисом для таких исследований являются расчеты поверхностей потенциальной энергии в различных многомерных реалистических потенциалах или в самосогласованном поле [3—6]. В отдельных областях поверхностей потенциальной энергии, где происходит полная перестройка ядерной системы, такие модели не применимы и приводят к сингулярностям. Адекватное описание процесса изменения внутренней структуры внутри делящейся системы потребовало дополнения этих моделей разработанной моделью нового типа, выходящей за рамки концепции среднего поля. В ней огромная сложность динамических задач в многочастичной системе с переменной структурой заменяется на численное описание большого количества парных локальных взаимодействий одинаковых частиц, но за счет сложного совместного взаимодействия в итоге достигается модельное описание динамики всей системы. Суть нового подхода заключается в переходе от централизованных к децентрализованным расчетам процесса кластеризации в делении тяжелых ядер. Рассматриваемый подход позволяет моделировать изменение структуры ядерной системы в процессе деления и описывать возникновение нового агрегатного состояния группы нуклонов. Таким образом, весь процесс деления в таком подходе характеризуются двумя временными шкалами. Быстрая динамика характеризует организацию нуклонов в большие кластеры, которые можно рассматривать как новые коллективные структуры. Образовавшиеся

кластеры как целое участвуют в относительно медленной динамике делящейся ядерной системы до точки разрыва. Численное моделирование системы частиц было проведено для экспериментально наблюдаемого эффекта кластеризации дважды магического ядра олова в районе второго минимума барьера деления тяжелых актинидов.

Иванский Ю. В. благодарит Российский научный фонд за финансовую поддержку (проект № 22-71-10063).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bender M., Bernard R., Bertsch G. et al.* // J. Physics G. 2020. V. 47. No. 11. Art. No. 113002.
2. *Schunck N., Regnier D.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 2022. V. 125. Art. No. 103963.
3. *Möller P., Madland D.G., Sierk A.J., Iwamoto A.* // Nature. 2001. V. 409. P. 785.
4. *Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. Art. No. 064304.
5. *Pashkevich V., Pyatkov Y., Unzhakova A.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2009. V. 18. P. 907.
6. *Zdeb A., Warda M., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. Art. No. 014610.
7. *Pyatkov Yu.V., Pashkevich V.V., Penionzhkevich Yu.E. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 624. P. 140.
8. *Pyatkov Y., Kamanin D., Alexandrov A. et al.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 064606.
9. *Kamanin D.V., Pyatkov Yu. V., Solodov A.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 8. P. 1238.
10. *Pyatkov Yu. V., Kamanin D.V., Carjan N. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2023. V. 2586. Art. No. 012038.
11. *Vicsek T., Czirok A., Ben-Jacob E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. No. 6. P. 1226.
12. *Saber R.O., Murray R.M.* // Proc. Amer. Control Conf. 2003. P. 951.
13. *Nouhi B., Darabi N., Sareh P. et al.* // Sci. Reports. 2022. V. 12. Art. No. 12396.
14. *Friedkin N.E., Proskurnikov A.V., Tempo R., Parsegov S.E.* // Science. 2016. V. 354(6310). P. 321.
15. *Amelin K., Amelina N., Granichin O. et al.* // IEEE CСТА. 2019. P. 355.
16. *Erofeeva V., Kizhaeva N.* // САР. 2023. V. 12(1). P. 16.
17. *Amelina N., Chernov A., Granichin O., Ivanskiy Y., Len I.* // Proc. 18<sup>th</sup> ECC2020. (Russia, 2020). P. 906.
18. *Унжакова А.В., Иванский Ю.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1339; *Ivanskiy Y.V., Unzhakova A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1108.

**Dynamical modelling of clustering in multimodal heavy nuclei fission****Y. V. Ivanskiy<sup>1</sup>, A. V. Unzhakova<sup>1,\*</sup>**<sup>1</sup> *Saint-Petersburg State University, St Petersburg, 199034, Russia**\*e-mail: a.unzhakova@spbu.ru*

The authors consider the problem of describing theoretically the dynamics of nucleon clustering inside a fissile nucleus. The approach is based on the microscopic modeling of clustering as a new type of collective particle motion. The use of a dynamic clustering algorithm in the region of heavy nuclei requires effective multiparticle interaction to be developed for a distributed microscopic model. Calculations are performed for a double magic cluster that plays an important role in the formation of the second minimum of the fission barrier observed in the multimodal fission of heavy nuclei.

УДК 538.56:538.971

## ПОИСК ТОЧЕЧНЫХ ЭМИССИОННЫХ ЦЕНТРОВ МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ НА КАТОДЕ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ

© 2024 г. Г. Е. Гаврилов<sup>1,\*</sup>, М. Э. Бузоверя<sup>2</sup>, А. Ю. Архипов<sup>2</sup>, А. А. Дзюба<sup>1</sup>, И. А. Карпов<sup>2</sup>, О. Е. Маев<sup>1</sup>, М. В. Суясова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

<sup>2</sup> Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

\*e-mail: gavrilov\_ge@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Возникновение спонтанных самоподдерживающихся токов в многопроволочных пропорциональных камерах является постоянной проблемой в условиях долговременного интенсивного облучения детекторов в экспериментальных установках на Большом адронном коллайдере. Природа возникновения спонтанных токов исследована с использованием образцов катода камеры, где возникали такие токи. Разработанный комплекс методов атомно-силовой микроскопии позволил найти на катоде и исследовать центры токовой эмиссии.

*Ключевые слова:* атомно-силовая микроскопия, Мальтер-эффект, низкопороговая эмиссия электронов, многопроволочная пропорциональная камера

DOI: 10.31857/S0367676524080161, EDN: OPUHAR

### ВВЕДЕНИЕ

Радиационная стойкость многопроволочных пропорциональных камер (МПК) в экспериментальных установках Большого адронного коллайдера (БАК) — тема, остающаяся актуальной с момента их создания. Предполагаемая длительность работы этих детекторов составляет 20—30 лет. Многопроволочные пропорциональные камеры (МПК) для эксперимента LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) и CMS (Compact Muon Solenoid) на БАК создавались в российских научных центрах ОИЯИ (Дубна) и ПИЯФ (Гатчина). Конструкции и газовые смеси (Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>) детекторов были тщательно оптимизированы с целью минимизации эффектов, вызывающих деградацию рабочих характеристик — старения [1, 2]. Перед сборкой в установки МПК проходили предварительные тренировки с инвертированным высоким напряжением, чтобы исключить возникновение микропробоев и высоких темновых токов из-за остаточных технологических загрязнений. Выборочно в обоих экспериментах часть МПК тренировалась также под облучением высокоинтенсивного  $\gamma$ -источника <sup>137</sup>Cs (GIF — Gamma Irradiation Facility) ЦЕРН (Европейский центр ядерных исследований) [3, 4].

Только в нескольких плоскостях изготовленных МПК из-за технологических загрязнений были обнаружены спонтанные самоподдерживающиеся токи или эффект Мальтера (МЭ), которые затем были успешно подавлены путем высоковольтной тренировки, в том числе с инвертированным напряжением [5].

На сегодня спонтанные самоподдерживающиеся токи остаются основным проявлением деградации МПК мюонной системы LHCb. Появление аномально высокого тока  $\geq 50$  мкА, в десятки раз превышающего ток ионизации в МПК при работе коллайдера, приводит к аварийному выключению высоковольтного питания. Большой ток ускоряет старение анодных проволочек, находящихся вблизи центра эмиссии электронов на поверхности катода. В эксперименте этот эффект затронул уже до 8 % плоскостей регистрации МПК мюонного детектора с общей площадью 435 м<sup>2</sup> [6].

На сегодня наиболее распространенной причиной возникновения МЭ считается образование на катоде МПК тонких пленочных покрытий (толщиной 10—20 ангстрем) из кремния или высокорезистивных окислов меди. Источником кремниевых образований являются герметики, газовые уплотнения и загрязнения газовой

смеси [7]. Появление окислов меди связано, в основном, с диссоциацией  $\text{CO}_2$ , входящего в состав рабочей газовой смеси. Гранулы оксида меди  $\text{Cu}_2\text{O}$ , могут обладать высоким сопротивлением  $10^5$ — $10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}^{-1}$  и легко поляризуются во внешнем электрическом поле, что понижает работу выхода электронов с поверхности [8, 9]. Наличие  $\text{Cu}_2\text{O}$  даже на поверхности шлифованного катода, может быть источником фотонов электролюминесценции и электронов, если внешнее приложенное поле составляет  $E \sim 50 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$  [10].

Целью работы является представление комплекса методов для поиска микроскопических центров эмиссии токов на катоде МПК, а также, для последующего анализа эмиссионных образований.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МЭ

Исследования МЭ в МПК неоднократно проводились в рамках различных экспериментов. Как правило, это важно в стадии проектирования, когда спонтанные токи возникают в тестируемых на старение прототипах или в полномасштабных образцах детекторов [1—3]. Не является исключением и вынужденная ситуация, когда появление МЭ мешает эффективной работе эксперимента и угрожает выходом МПК из строя [11—13].

Традиционно для изучения причин возникновения спонтанных токов на поверхности катода используется сканирующая электронная микроскопия и методы рентгеноспектрального анализа. Это позволяет обнаружить произошедшие изменения морфологии поверхности катодной фольги или проволоочки и одновременно увидеть состав химических элементов и их соединений [13]. Распределение химических элементов на поверхности, измеренное этими методами, позволяет сделать предположение о механизме эмиссии электронов. Однако найти центр эмиссии, выяснить его происхождение и оценить величину тока по этим данным невозможно. Дело в том, что ток эмиссии с поверхности катода при появлении МЭ составляет всего 0.5—5 нА. Наблюдаемый при этом ток в МПК составляет  $I_{\text{МЭ}} \sim 10$ —100 мкА и является результатом усиления эмиссионного тока у анодной проволоочки, где коэффициент газового усиления достигает  $G \sim 5 \cdot 10^4$ . Размеры структур — источников эмиссионного тока составляют  $10^{-6}$ — $10^{-9}$  м. В этом случае в приповерхностной структуре на катоде (обычно на меди) образуется локализованное электрическое поле, вызывающее достаточный разогрев электронов для преодоления потенциального барьера или туннелирования сквозь него на поверхность [14, 15].

Для точного нахождения центров эмиссии необходимо измерять и электрофизические характеристики поверхности. Сильное окисление меди и присутствие кремния на катоде не являются достаточными факторами для появления токов МЭ в МПК. Так, в МПК спектрометра установки HERMES (DESY — немецкий электронный синхротрон) МЭ токи возникли

через 7 лет работы при аккумулярованном заряде всего  $Q \sim 10 \text{ мКл}\cdot\text{см}^{-1}$  [13]. С другой стороны, полномасштабная МПК мюонной системы CMS после 6 месяцев облучения  $\beta$ -источником  $^{137}\text{Cs}$  и накопленном заряде  $Q \approx 0.4 \text{ Кл}\cdot\text{см}^{-1}$  продемонстрировала отсутствие МЭ [16]. Позже прототип МПК CMS ( $200 \times 200 \text{ мм}$ ) после облучения  $\beta$ -источником  $^{90}\text{Sr}$   $Q \approx 1.36 \text{ Кл}\cdot\text{см}^{-1}$  и опять без возникновения МЭ [17]. При этом следы кремния и сильное окисление поверхности катода наблюдались на электродах всех перечисленных детекторов.

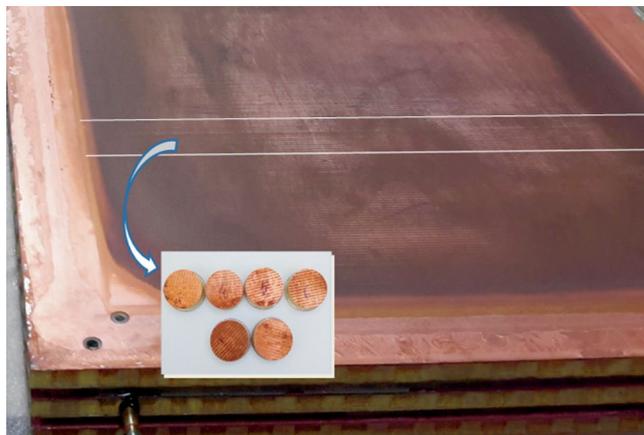
Можно предположить, что в нормальных условиях при продуве МПК газовой смесью  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  на катоде идет процесс медленного осаждения из газовой фазы продуктов диссоциации в лавинном разряде у анода молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{CF}_4$ . Процессы структурирования абсорбированных молекул идут одновременно с окислением медного основания катода в условиях облучения и внешнего электрического поля. По-видимому, этот процесс аналогичен тому, что происходит в лабораторных условиях, когда методами осаждения целенаправленно формируются нанокремнистые низкопороговые эммитеры электронов (обычно при высокой температуре, пониженном давлении и в электрическом поле) [14, 15]. В МПК формирование эмиссионных структур имеет неконтролируемый спорадический характер, что объясняет сравнительно малую статистику появления МЭ в детекторах с общей площадью в сотни квадратных метров [6].

## ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования в работе стал модуль (M5R4\_FIR037), состоящий из 4 плоскостей МПК мюонной системы LHCb. В эксперименте он демонстрировал появление спонтанных токов на уровне  $I_{\text{МЭ}} \sim 30$ —50 мкА в одной из четырех плоскостей. Именно из этой плоскости после разборки модуля на катодах были взяты образцы поверхности [6].

Исследуемый модуль проработал в эксперименте около 8 лет. Загрузка на единицу длины анодной проволоочки составляла  $70 \text{ Гц}\cdot\text{см}^{-1}$ , при этом ионизационный ток на плоскость детектора составлял  $I \leq 1 \text{ мкА}$ . Расположение зоны эмиссии на катоде МПК было определено по положению полосы из 8 объединенных анодных проволоочек, где при равномерной засветке входного окна детектора наблюдался аномально высокий счет.

На рис. 1 показана катодная плоскость после полной разборки детектора. Практически вся поверхность выглядит окисленной. Видно, что осаждение из газовой смеси на катод происходит в электрическом поле непосредственно вдоль анодных проволоочек, образуя черные полосы на поверхности медной фольги. Размытые осадков по краям катодной рамы, видимо, связано с турбулентностью прохождения газовой смеси в зазоре МПК — 5 мм. Зона, выделенная



**Рис. 1.** Катодная панель после разборки МПК. Белыми линиями выделена зона, где находится центр эмиссии электронов. Вставка — образцы поверхности катода.

двумя белыми линиями, является областью предположительного нахождения точки эмиссии. Здесь спонтанный ток с катода над полосой из восьми анодных проволочек вызвал аномально большое число срабатываний. В этой зоне для исследования с поверхности катода были вырезаны диски диаметром 23 мм (рис. 1, вставка внизу). Несколько образцов было взято также и на удалении  $\sim 20$  см от выделенной полосы.

### ПОИСК ЦЕНТРОВ ЭМИССИИ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Сканирование поверхности катода с помощью оптического микроскопа с 50-кратным увеличением не дало указаний на наличие точек эмиссии. Были обнаружены пыль и дефекты поверхности технологического характера: царапины, следы протяжки на электролитическом устройстве. В ходе последующего исследования было выяснено, что источником частиц пыли в первую очередь являются стеклопластик и полиуретан, из которого выполнена катодная панель МПК.

В целом, под микроскопом медная фольга катода выглядела рыхлой. В условиях внешнего электрического поля ( $E_{cath} \sim 5 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ ) и относительно медленного потока газа, когда за сутки сменяется 2—3 газовых объема МПК, это свойство поверхности является благоприятным для хемосорбции на катоде продуктов диссоциации молекул газовой смеси, образовавшихся у анодных проволочек.

### ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Для обнаружения зон, где могут находиться эмиссионные центры, анализ состава и распределения

химических элементов был выполнен методом резерфордовского обратного рассеяния (RBS — Rutherford backscattering spectrometry) на большой площади катода, как в зоне МЭ, так и на удалении от нее.

В ходе измерений комплекс «Микрозонд» — ЭГП-10 работал в следующем режиме: энергия пучка — 4 МэВ; ток протонов на образцах — 0.01 нА; размер пучка на образце —  $30 \times 30$  мкм. Площадь сканирования —  $300 \times 300$  мкм, шаг сканирования 5 мкм. Карты распределения элементов на поверхности образцов были построены на основе привязки положения пучка протонов к энергии протонов обратного рассеяния в каждой точке сканирования.

RBS-метод на установке «Микрозонд» обеспечил, как высокую чувствительность измерений (до  $10^{-5}$ ), так и анализ распределения элементов по глубине медной фольги катода.

Элементный анализ показал, что глубина проникновения кислорода и углерода в медную фольгу катода не превышает 2 мкм. Содержание кислорода в приповерхностном слое на глубине  $\leq 0.4$  мкм оказалось сопоставимым как в зоне поиска МЭ так и вне ее и составило 75—80%. Зато содержание углерода в зоне МЭ — 15% оказалось в три раза больше, чем у образцов, взятых на удалении — 5%, что указывает на большую возможность формирования здесь графитоподобных пленочных структур. Отличительным признаком для МЭ-образцов стало также и присутствие на поверхности фтора, для которого глубина проникновения в медь составила только 0.2 мкм.

Обработка RBS-спектров показала, что на поверхности размером  $30 \times 30$  мкм находятся островковые участки с повышенным содержанием углерода, кислорода и фтора на медной подложке. Островки подобных образований в сочетаниях фтор-кислород-углерод, фтор-углерод, фтор и кислород были обнаружены преимущественно в зоне МЭ. В некоторых точках содержание фтора на поверхности достигало около 10%.

Наличие фтора на уровне 5—10% говорит о наличии фтор-углеродных соединений —  $\text{CF}_n$ , которые в сочетании с графитоподобными образованиями способны в электрическом поле сформировать центры низкопороговой эмиссии электронов [15]. Хорошим подтверждением этого предположения является наблюдаемое согласие величин тока эмиссии на катоде МПК (0.5—2 нА) и тока эмиттеров, создаваемых в лабораториях (0.1—5 нА) на основе фтор-углеродных соединений. Поэтому очевидным продолжением поиска центров эмиссии на катоде МПК стало исследование структур на поверхности образцов методом рамановской спектроскопии.

### СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Метод рамановской спектроскопии, или комбинационного рассеяния света (КР), является наиболее

эффективным методом для исследования структурных образований и идентификации молекул при исследованиях различных углеродных соединений. Из десятков образцов катода именно этот метод позволил выбрать для дальнейшего анализа только несколько единиц наиболее интересных с точки зрения возможных эмиссионных свойств.

Анализ состава микрочастиц и микроструктурированных объектов на образцах катода был выполнен на приборе Ntegra-Spectra. Длина волны лазера составляла 532 нм, мощность — 22 мВт. Исследования были нацелены на обнаружение графитовых или графеновых структур, которые, как правило, являются указанием на образование низкопороговых центров эмиссии электронов на медной фольге катода. Как графитоподобные соединения, так и графен широко используются при создании источников низкопороговой эмиссии электронов [14, 15, 19, 20].

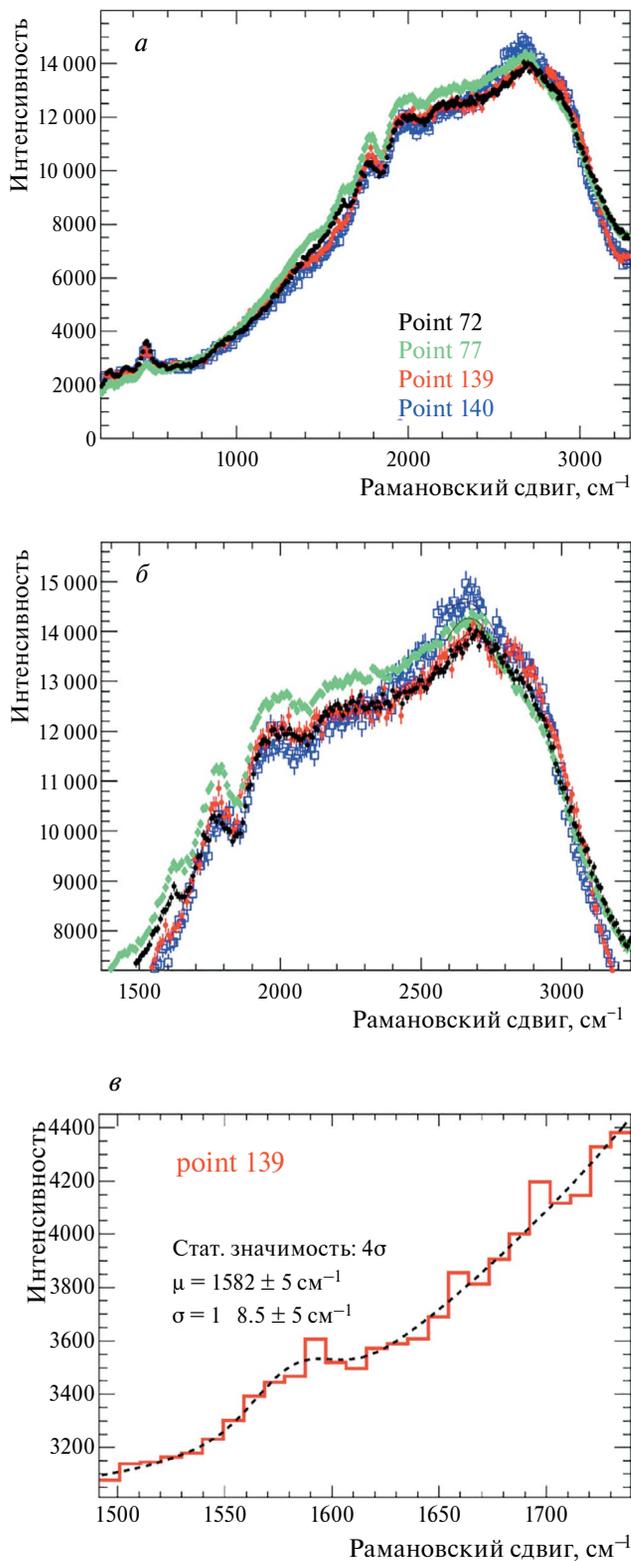
Проведенный анализ КР-спектров на поверхности образцов, выявил, что вне зависимости от образца в спектрах присутствует интенсивный максимум люминесценции, вследствие чего накопление сигнала комбинационного рассеяния затруднено. Поэтому время экспозиции было оптимизировано, так чтобы КР-сигнал от каждой точки регистрировался с приемлемым соотношением сигнал/шум.

На рис. 2а показаны КР-спектры в диапазоне 0–3200 см<sup>-1</sup>, где обнаружены наноуглеродные структуры, указывающие на наличие эмиссионных центров. В области 100–700 см<sup>-1</sup> видны моды колебаний, соответствующие оксидам меди CuO, Cu<sub>2</sub>O и Cu(OH)<sub>2</sub>. Спектры в области 1000–3200 см<sup>-1</sup> характеризуются широким фоновым распределением, на котором выделяются более узкие максимумы, соответствующие вкладам различных соединений. Сложная форма фонового распределения не позволила надежно установить характерную ширину этих максимумов из-за большой систематической неопределенности параметров аппроксимации спектра.

Поэтому для обнаружения эмиссионных центров на основе наноуглеродных структур и их идентификации было использовано наличие комбинации пиков. КР-спектр в графите и в графене при использовании зелёного лазера характеризуется двумя наиболее заметными пиками, связанными с наличием C—C связей.

Первый, G-пик расположен вблизи 1580 см<sup>-1</sup>. Данный пик наблюдается в различных соединениях: аморфный углерод, графит, а также в углеродных плёнках, полученных методами распыления и напыления [20].

Второй, 2D-пик, с рамановским сдвигом 2700 см<sup>-1</sup>, связан с наличием гексагональных углеродных циклов и имеет у графена симметричную острую форму, а у графита раздвоенную форму с меньшей амплитудой. Из-за значительного вклада фона точная идентификация этих наноуглеродных материалов



**Рис. 2.** КР-спектры в различных точках поверхности катодных образцов: а — КР-спектры в диапазоне 0–3200 см<sup>-1</sup>, где обнаружены наноуглеродные структуры, указывающие на наличие эмиссионных центров; б — те же КР-спектры в диапазоне 1400–3200 см<sup>-1</sup>; в — КР-спектр в точке (point 139), где с достоверностью 4σ выделен G-пик — 1582 см<sup>-1</sup>.

по амплитуде и форме пиков КР-спектру весьма затруднительна.

На рис. 2б приведены четыре КР-спектра в точках на поверхности, где было обнаружено указание на линию G-пика —  $1580 \text{ см}^{-1}$ . Сигнал аппроксимировался нормальным распределением, все параметры которого являлись свободными параметрами модели. Фоновое распределение описывалось полиномом второго порядка. Аппроксимация КР-сигнала проводилась методом хи-квадрат ( $\chi^2$ ). В результате, только в одной точке (рис. 2в) статистическая значимость указания на присутствие в КР-спектре линии  $1580 \text{ см}^{-1}$  составила четыре стандартных отклонения. В связи с этим особый интерес представляли КР-спектры вблизи  $2700 \text{ см}^{-1}$  (линия 2D), где экспериментальные данные свидетельствуют о наличии пика, который интерпретируется, как группа близко лежащих линий. Положения максимума, полученные методом аппроксимации параболой, приведены в табл. 1. Следует отметить, что полученные численные значения зависят от интервала, в котором проводилась аппроксимация.

**Таблица 1.** Положения максимума, полученные методом аппроксимации параболой

Точка измерения спектра (Point)	Пик с интервалом аппроксимации $2550\text{—}2800 \text{ см}^{-1}$ (Peak 1)	Пик с интервалом аппроксимации $2600\text{—}2750 \text{ см}^{-1}$ (Peak 2)
Point 72	2700	2697
Point 77	2644	2670
Point 139	2703	2680
Point 140	2666	2654

Таким образом, рамановский анализ состава микроструктурных объектов на катоде дал указание на наличие графитоподобного образования на поверхности образца. Но точечное обнаружение и изучение электрофизических свойств возможного центра эмиссии стало возможным только с применением методов атомно-силовой микроскопии АСМ.

## ОБНАРУЖЕНИЕ ЦЕНТРОВ ЭМИССИИ МЕТОДАМИ АСМ

### Схема исследования

Современная сканирующая атомно-силовая микроскопия позволяет не только контролировать структуру поверхности на микро- и нано- уровне, но и одновременно проводить измерение их локальных свойств. Возможность одновременного картирования поверхности по морфологии, фазовому состоянию, распределению токов и сил адгезии на одном изображении образца стала определяющим моментом для проведения исследования

образцов по классической цепочке: состав → структура → свойства.

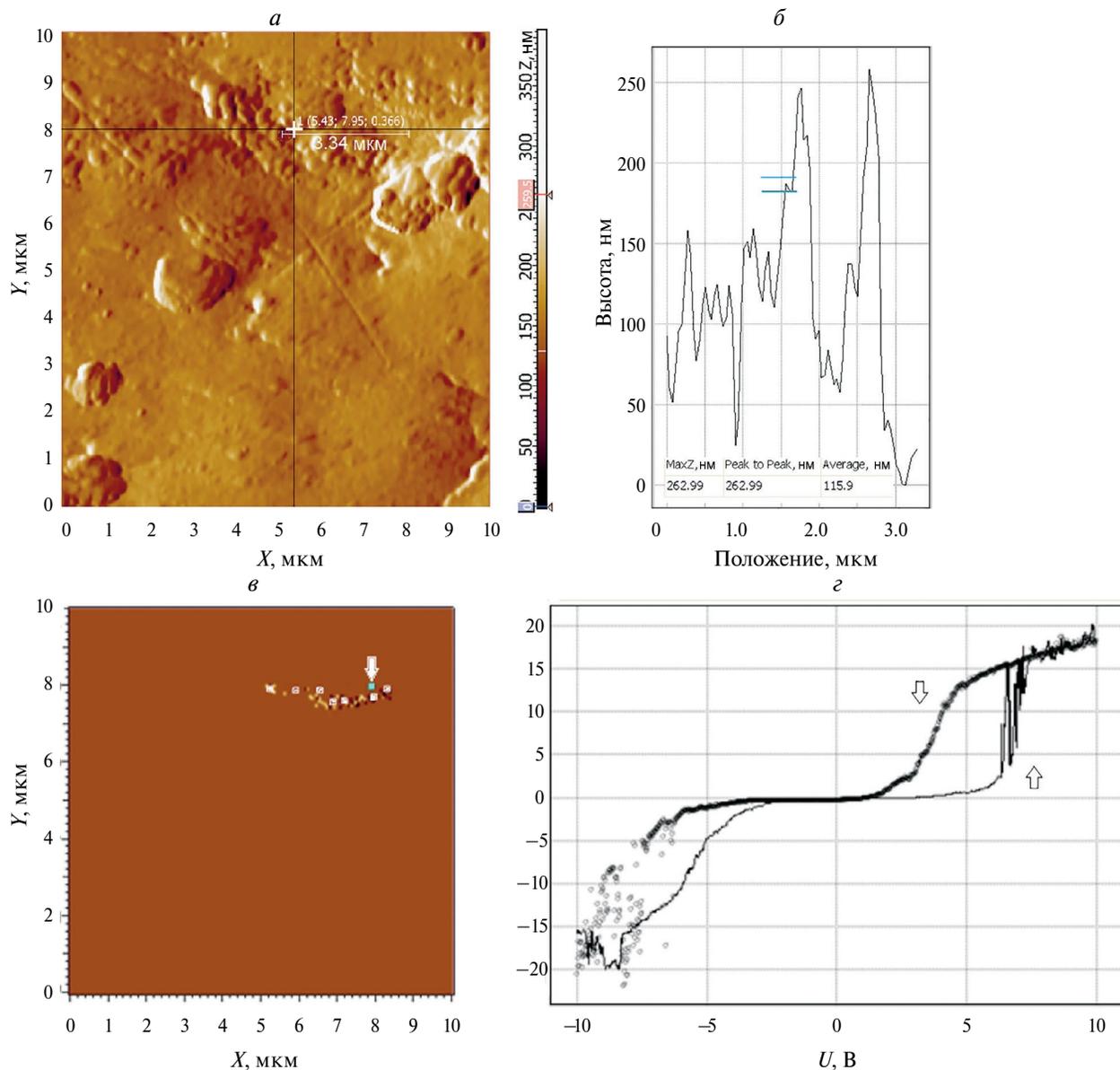
Локализация на поверхности образцов точечных (островковых) углеродных наноструктур, обладающих способностью к эмиссии электронов в электрическом поле детектора ( $E_{cath} \sim 5000 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ ), выполнялась путем последовательного применения методов АСМ, включая полуконтактные топографические и фазовые измерения, а также контактные измерения токовых характеристик и микромеханических свойств. Уникальность схемы исследования стало стабильное несменяемое положение образцов и использование одного кантилевера во всех фазах исследований, что обеспечивало работу с одним и тем же изображением на поверхности. Измерение всего комплекса характеристик поверхности образцов катода, как в контактной моде режима, так и полуконтактной было выполнено на СЗМ Solver Next производства ОАО «НТ-МДТ» (Зеленоград) при нормальных условиях токопроводящими зондами NSG 10/TiN.

Образцы для поиска центров электронной эмиссии были предварительно отобраны методами RBS и рамановского анализа. На первом этапе в полуконтактном режиме АСМ (анализ топографии поверхности и фазовый контраст) на поверхности образца выявлялись зоны, где можно было обнаружить островковые образования с отличающейся от материала катода структурой. Затем для изучения эмиссионной способности испускания электронов выявленная зона сканировалась в контактном режиме в моде отображения сопротивления растекания. В области с наибольшими значениями токов растекания для обнаружения эмиссионного тока точно измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ). Для контрольной проверки выявленной точки эмиссии в моде силовой спектроскопии было проведено изучение микромеханических свойств поверхности в контактном режиме.

Анализ полученных данных обнаружил устойчивую корреляцию между обнаруженными островковыми образованиями на поверхности склонов микропиков, ростом величин токов растекания и адгезионными свойствами материала в точке эмиссии. Признаком ее обнаружения стало появление резистивного сдвига и пиков отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) в измеренных кривых ВАХ.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3а и 3б представлены АСМ-изображение области, где была обнаружена точка эмиссии. Существенным морфологическим отличием для области возникновения спонтанных токов, как на исследованных образцах, так и по опыту предыдущих работ [17, 18], явилось наличие террасной поверхности и кратеров (рис. 3а). Область эмиссии на рис. 3а

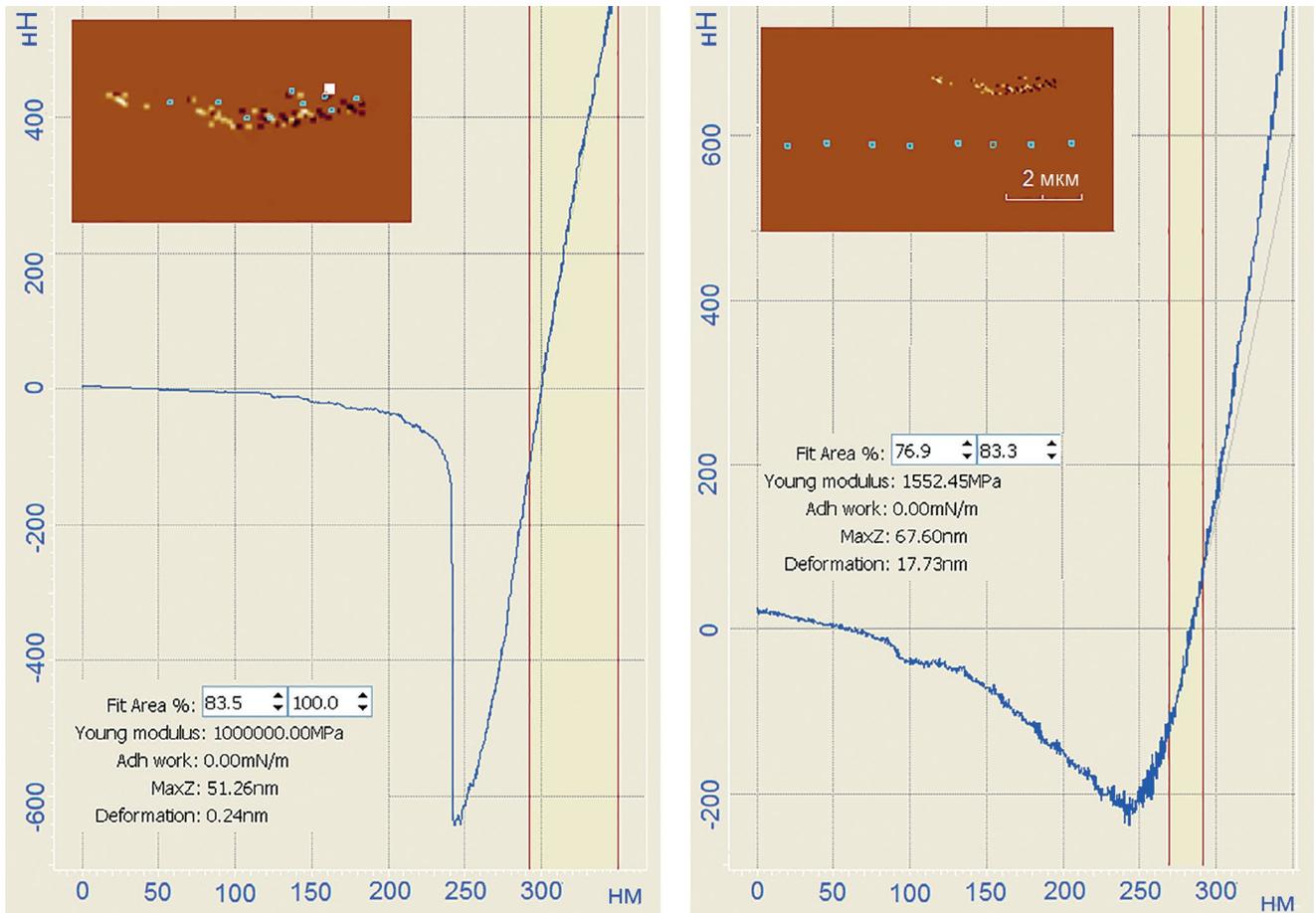


**Рис. 3.** АСМ скан ( $10 \times 10$  мкм) поверхности в зоне эмиссии, перекрестием отмечена область эмиссии (а); профиль поверхности в области эмиссии, стрелка обозначает положение обнаруженного эмиссионного образования (б); токи растекания в зоне эмиссии (в), стрелкой показана точка, где обнаружен резистивный сдвиг ВАХ; две кривые ВАХ в диапазоне напряжения от  $-10$  В до  $+10$  В (г): нижняя кривая — рост  $U$ , верхняя кривая — уменьшение  $U$ . В диапазоне  $U \sim 2-7$  В виден биполярный резистивный сдвиг и пики отрицательного дифференциального сопротивления.

выделена перекрестием. Токи растекания, измеренные методом токовой спектроскопии на том же поле образца, приведены на рис. 3в. Видно, что в области террасной поверхности рис. 3а находится зона повышенных значений токов растекания. Это обстоятельство стало указанием для проведения точечных измерений ВАХ.

На рис. 3в стрелкой показана точка измерения кривых ВАХ, которые приведены на рис. 3г. Сканирование напряжения в контактном режиме АСМ велось в диапазоне от  $-10$  В до  $+10$  В с шагом  $0.02$  В.

Длительность измерения в точке составляла  $5$  мс. Поперечный размер структуры, где измерялась ВАХ, составил  $\sim 90$  нм, а высота  $\sim 40-50$  нм (рис. 3б). Видно, что ток в системе «зонд-образец» при напряжении  $U \geq 6$  В начинает резко расти и достигает  $18$  нА при  $U = 10$  В. При  $U \sim 6-7$  В на кривой виден пик ОДС типичный для наноструктур фтор — графит [15]. С понижением напряжения кривая ВАХ демонстрирует биполярное резистивное смещение. Изменения в наноструктуре приповерхностного полупроводникового слоя  $\sim 2$  мкм, вызванные приложенным потенциалом,



**Рис. 4.** Силовые кривые, измеренные в разных точках. Слева: силовая кривая в точке (вставка — белый квадрат) в области повышенных токов растекания. Модуль Юнга —  $10^{12}$  Па. Справа: типичная силовая кривая для точек (вставка — синие квадраты), удаленных от области повышенных токов индукции. Модуль Юнга в этих точках  $\sim 1.55 \cdot 10^9$  Па.

инициируют устойчивую эмиссию электронов. Ток эмиссии на уровне 1–2 нА наблюдается при понижении напряжения до  $U \sim 2–3$  В. Такая величина тока при напряженности поля  $E \sim 1 \text{ В} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (или  $100 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ ), соответствует типичным характеристикам низкопороговых наноуглеродных эмиттеров [14, 15, 19, 23].

Изучение микромеханических свойств области с выявленной эмиссионной структурой проводилось методом силовой спектроскопии в контактном режиме АСМ (статическая силовая спектроскопия) [21]. Для этого измерялась зависимость силы взаимодействия острия кантилевера с поверхностью образца от расстояния между ними. Силовые кривые подвода/отвода кантилевера, измеренные в различных точках выделенной области на поверхности образца приведены на рис. 4. Обработка полученных силовых кривых при помощи штатных программ АСМ позволила получить характеристику упругих и адгезионных свойств материала. На рис. 4 слева — силовая кривая в точке (белый квадрат на вставке), находящейся непосредственно в эмиссионной зоне. Модуль Юнга здесь составил  $10^{12}$  Па. Полученное

значение является характерным для углеродных наноструктур [22]. Для сравнения на рис. 4 справа показана типичная силовая кривая для ряда точек (синие квадраты на вставке), удаленных от области повышенных токов и точки эмиссии. Здесь измеренный модуль Юнга в точке  $\sim 1.55 \cdot 10^9$  Па, что на три порядка ниже по величине, чем в точке зоны МЭ на рис. 4 слева.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучению МЭ в МПК посвящено множество работ [6–8, 11–13], однако локализацией центров эмиссии и их электрофизическими характеристикам не придавалось большого значения. Применение комплекса методов, описанных в данной работе, позволило локализовать и исследовать эту проблему в МПК эксперимента ЛНСб.

Полученные при помощи одного и того же кантилевера на одном поле АСМ-изображения структурные и электрофизические характеристики поверхности оказались точно привязаны к зоне с размерами в несколько микрон. В результате на катоде в центре

эмиссии удалось найти корреляции как электрофизических, так и структурных свойств медной фольги и продуктов осаждения из газовой смеси.

Обнаружение центра эмиссии подтверждается возникновением биполярного резистивного смещения ВАХ и пика отрицательного дифференциального сопротивления как идентификатора образования наноструктур фтор-графит. Присутствие на катоде подобной углеродной наноструктуры обычно связано с образованием центра полевой эмиссии [15, 18].

Полученные результаты отличаются хорошей воспроизводимостью через длительные промежутки времени (до 1 года!) между измерениями, что говорит об устойчивости спонтанно-образованных эмиссионных наноуглеродных структур.

Авторы глубоко благодарны сотрудникам ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ (Саров) за помощь в проведении исследований. При их активном участии был выполнен комплекс исследований, результаты которого обсуждались выше.

Результаты получены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г., внутренний номер 15.СИН.21.0021).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *The LHCb collaboration* // JINST. 2008. V. 3. Art. No. S08005.
2. *The CMS collaboration* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 494. P. 504.
3. *Agosteo S., Alteri S., Belli G. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2000. V. 452. P. 94.
4. *Suvorov V., Schneider T., Schmidt B. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 515. P. 220.
5. *Malter L.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 48.
6. *Albicocco F.P., Anderlini L., Anelli M. et al.* // JINST. 2019. V. 14. Art. No. P11031.
7. *Capeans M.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 515. P. 73.
8. *Va'vra J.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 515. P. 1.
9. *Flora M. Li., Waddingham R., Milne W.I. et al.* // Thin Solid Films. 2011. V. 520. P. 1278.
10. *Hurley R.E., Dooley P.J.* // J. Physics D. 1977. V. 10. P. 195.
11. *Ferguson T., Gavrilov G., Korytov A. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 488. P. 240.
12. *Acosta D., Apollinari G., Arisaka K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 515. P. 226.
13. *Belostotski S., Frullani S., Gavrilov G. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2008. V. 591. No. 2. P. 353.
14. *Захидов А.А., Образцов А.Н., Волков А.П., Ляшенко Д.А.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 1. С. 100.
15. *Иванов А.И., Небогатикова Н.А. и др.* // ФТП. 2017. Т. 51. № 10. С. 1357.
16. *Acosta D., Appolinari G., Arisaka K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 515. P. 226.
17. *Бузoverya М.Э., Завьялов Н.В., Карпов И.А. и др.* // Ядерн. физ. и инж. 2018. Т. 9. № 4. С. 328; *Buzoverya M.E., Zavyalov N.V., Karpov I.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 9. P. 329.
18. *Arkhipov A.A., Buzoverya M.E., Karpov I.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 11. P. 1737.
19. *Krel S.I., Arkhipov A.V., Gabdullin P.G. et al.* // Fuller. Nanotub. 2012. V. 20. No. 4–7. P. 468.
20. *Ferrari A.C., Meyer J.C., Scardaci V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 187401.
21. *Burnham N., Colton R.J.* // J. Vac. Sci. Technol. 1989. A. V. 7. P. 2906.
22. *Jin-Wu Jiang* // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. Art. No. 113405
23. *Obraztsov A.N., Zolotukhin A.A., Ustinov A.O.* // Carbon. 2003. V. 41. No. 4. P. 836.

## Searching for centers of point emissions on the cathode of a multiwire proportional chamber via atomic force microscopy

G. E. Gavrilo<sup>1,\*</sup>, M. E. Buzoverya<sup>2</sup>, A. Yu. Arkhipov<sup>2</sup>, A. A. Dzyuba<sup>1</sup>, I. A. Karpov<sup>2</sup>,  
O. E. Maev<sup>1</sup>, M. V. Suyasova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *B. P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of National Research Center “Kurchatov Institute”,  
Gatchina, 188350, Russia*

<sup>2</sup> *Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics,  
Sarov, 607189, Russia*

\*e-mail: gavrilo<sub>ge</sub>@pnpi.nrcki.ru

Spontaneous self-sustained currents on the cathodes of multiwire proportional chambers pose a problem for detectors in experiments at the Large Hadron Collider with prolonged exposure to radiation. The nature of spontaneous currents is studied using samples of a chamber cathode on which such currents occurred. A set of atomic force microscopy procedures for detecting and studying point emission centers is developed.

УДК 539.172.17

## УРАВНЕНИЕ ШРЁДИНГЕРА И КВАНТОВЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ОПИСАНИИ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМНЫХ ЯДЕР

© 2024 г. А. Т. Дьяченко<sup>1,2,\*</sup>, И. А. Митропольский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия

\* e-mail: dyachenko\_a@mail.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Получены уравнения квантовой гидродинамики из уравнения Шрёдингера с учетом диссипации, которые в квазиклассическом пределе сводятся к традиционным уравнениям гидродинамики идеальной жидкости. Найдено аналитическое решение уравнений гидродинамики в приближении квантовых ударных волн в одномерном и двумерном случаях. Диссипативная функция может быть найдена в неравновесном подходе. Выполнено сравнение с экспериментальными данными для описания испускания протонов в столкновениях атомных ядер среднего размера промежуточных энергий.

**Ключевые слова:** уравнение Шрёдингера, диссипация, квантовая гидродинамика, ударные волны, тяжелые ионы, спектр испускаемых протонов

DOI: 10.31857/S0367676524080177, EDN: OPSAMU

### ВВЕДЕНИЕ

Уравнения квантовой гидродинамики можно получить в соответствии с представлением Маделунга [1] для временного уравнения Шрёдингера. В квазиклассическом приближении получаются традиционные уравнение непрерывности и уравнение Эйлера. Однако эти уравнения не включают диссипацию. В них отсутствует третье уравнение для энергии. Аналогичная ситуация встречается для связи уравнения Клейна—Гордона с уравнениями квантовой релятивистской гидродинамики [2]. В настоящей работе уравнение Шрёдингера дополнено диссипативной функцией, что вместе с уравнением для сохранения энтропии приводит к замкнутой системе уравнений нерелятивистской квантовой гидродинамики идеальной жидкости. Учет отклонения от идеальной жидкости может быть проведен в соответствии с нашими работами [3–9], где было предложено неравновесное уравнение состояния.

Решение этих уравнений гидродинамики проведено в одномерном и двумерном случаях аналитически с использованием односолитонных решений и квантовых ударных волн. Это дополняет наши результаты, полученные в работе [10] как для слабой нелинейности, так и в случае нелинейных возмущений большой амплитуды для ударных волн [11]. Такое рассмотрение приводит к представлению

об образовании горячего пятна hot spot. В результате было проведено сравнение с экспериментальными данными для реакции  $\text{Ne} + \text{NaF} \rightarrow \text{p} + \text{X}$  при энергии налетающих ядер Ne, равной 400 МэВ на нуклон.

Далее в разделе 1 устанавливается связь эффективного диссипативного уравнения Шрёдингера с уравнениями квантовой гидродинамики, затем в разделе 2 получены решения уравнений гидродинамики в одномерном и двумерном случаях, в разделе 3 проведено сравнение с экспериментальными данными по эмиссии протонов в столкновениях тяжелых ионов промежуточных энергий и в заключении приведены основные выводы работы.

### СВЯЗЬ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ С УРАВНЕНИЕМ ШРЕДИНГЕРА

Уравнения квантовой гидродинамики могут быть связаны с уравнением Шрёдингера (Маделунг, 1926 [1]). Однако получающиеся уравнения не содержат диссипации. Для того, чтобы ее учесть, в уравнение Шрёдингера добавим к потенциалу  $U$  диссипативную функцию  $J = k \frac{I}{\rho}$ , где  $I$  — тепловой член,  $k$  — показатель адиабаты,  $\rho$  — нуклонная плотность. Соответствующее уравнение Шрёдингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + (U + J)\Psi, \quad (1)$$

где  $m$  — нуклонная масса,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $\Psi = \rho^{1/2} \exp(iQ / \hbar)$  — волновая функция, а  $Q$  — фаза волновой функции.

Поскольку

$$\Delta \Psi = \Psi \left( \frac{\partial^2 \ln \Psi}{\partial x_l \partial x_l} + \frac{\partial \ln \Psi}{\partial x_l} \frac{\partial \ln \Psi}{\partial x_l} \right), \quad (2)$$

где по повторяющимся индексам  $l = 1, 2, 3$  предполагается суммирование, после подстановки (2) в (1) для  $\Psi = \rho^{1/2} \exp(iQ / \hbar)$  получаем для действительной части уравнения (1)

$$-\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \rho^{1/2}}{\rho^{1/2} \partial x_l \partial x_l} + \frac{1}{2m} \frac{\partial Q}{\partial x_l} \frac{\partial Q}{\partial x_l} + U + J. \quad (3)$$

После дифференцирования (3) с  $\nabla_l = \frac{\partial}{\partial x_l}$  и обозначения поля скоростей  $\vec{v} = \vec{\nabla} Q / m$  приходим к гидродинамическому уравнению Эйлера

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_l \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_l} = -\frac{1}{m} \nabla(U + J - \frac{\hbar^2}{2m\rho^{1/2}} \Delta \rho^{1/2}), \quad (4)$$

которое содержит потенциал Маделунга  $\frac{\hbar^2}{2m\rho^{1/2}} \Delta \rho^{1/2}$  и введенную нами диссипативную функцию  $J$ . С учетом уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_l)}{\partial x_l} = 0 \quad (5)$$

уравнение (4) можно привести к виду

$$\frac{\partial(m\rho \vec{v})}{\partial t} + \frac{\partial(m\rho \vec{v} v_l)}{\partial x_l} = -\rho \nabla \left( U + J - \frac{\hbar^2}{2m\rho^{1/2}} \Delta \rho^{1/2} \right). \quad (6)$$

Уравнение непрерывности (5) получается для мнимой части уравнения (1) после подстановки в него (2). Здесь, в отличие от работы [1], мы ввели дополнительно тепловой член  $J = \kappa \frac{I}{\rho}$ , где  $I$  — плотность тепловой энергии. Для него нужно выписать дополнительное уравнение, чтобы получить замкнутую систему уравнений. Для адиабатического движения можно написать уравнение постоянства энтропии [3]

$$\frac{\partial I}{\partial t} + v_l \frac{\partial I}{\partial x_l} + \kappa I \frac{\partial v_l}{\partial x_l} = 0, \quad (7)$$

которое, с учетом уравнения непрерывности (5) приводит к соотношению  $I = I_1 \left( \frac{\rho}{\rho_1} \right)^\kappa$ , где  $\kappa$  — показатель адиабаты, равный 3 в неравновесном случае и  $\frac{5}{3}$  в равновесном случае,  $I_1$  — независимый от  $\rho$  коэффициент.

Таким образом, дополнительно к уравнению Шрёдингера (1) с диссипативным членом, или уравнениям гидродинамики [уравнению непрерывности (5) и уравнению Эйлера (6)] должно быть добавлено уравнение (7) для теплового члена, чтобы система

уравнений была замкнутой. Неоднозначность в выборе показателя адиабаты в нашем подходе [3—9] снимается тем, что мы предложили совместно с уравнениями гидродинамики решать кинетическое уравнение для релаксационного фактора  $q$  при сохранении в процессе релаксации плотности полной энергии. При этом в процессе релаксации сохраняется плотность и плотность полной энергии. Это уравнение для функции распределения  $f$  и, тем самым, для фактора  $q$  имеет вид:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (8)$$

где  $f_0$  — локально равновесная функция распределения,  $\tau$  — время релаксации. Решение (8) ищется для функции распределения в виде  $f = f_1 q + f_0(1 - q)$ ,  $f_1$  — неравновесная функция распределения, отвечающая равновесию только в продольном направлении для процесса столкновения [3]. В крайних пределах: при  $q = 0$  мы имеем полностью равновесный случай, при  $q = 1$  имеем предельный полностью неравновесный случай. Для показателя адиабаты  $\kappa$  в уравнениях (1), (6) и (7) надо подставить  $\kappa = 3q + \frac{5}{3}(1 - q)$ .

Заметим, что введение диссипативных членов для уравнения Шрёдингера рассматривалось ранее в работе [12] по-другому (эмпирически), не вводя плотность тепловой энергии. Добавление еще одного уравнения возникает естественно для уравнений гидродинамики, за счет закона сохранения энергии

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E v_l}{\partial x_l} = -\nabla^l (v_l P), \quad (9)$$

где  $E = \frac{1}{2} m \rho v^2 + e$ . Это уравнение (9) можно получить из уравнений (5) и (6) после простых преобразований умножив уравнение Эйлера на скорость с учетом уравнения (7) для теплового члена, входящего в плотность энергии и давление. Здесь плотность внутренней энергии  $e = e_{kin} + e_{int}$ , где  $e_{kin}$  складывается из плотности энергии Ферми — движения (включая квантовые члены) и плотности тепловой энергии  $I$ , плотность энергии взаимодействия  $e_{int} = \int_0^{\rho} U d\rho$ . При этом давление  $P = -\frac{d(e / \rho)}{d(1 / \rho)}$ . Уравнение (9) имеет дивергентный вид, обеспечивающий сохранение полной энергии.

### РЕШЕНИЕ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ УДАРНЫХ ВОЛН

Рассмотрим вначале одномерный случай, когда уравнения (5) и (6) можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2(\rho v^2 + P / m)}{\partial x^2} = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим решение в виде ударной волны, распространяющейся со скоростью  $D$ . После замены  $\frac{\partial}{\partial t} = -D \frac{\partial}{\partial x}$  уравнение становится обыкновенным, и для  $P = K(\rho^2 - \rho_0^2) - \frac{\hbar^2}{4m} \left( \rho_{xx} - \frac{(\rho_x)^2}{\rho} \right)$  с  $U = 2K(\rho - \rho_0)$  после интегрирования (10) мы получаем уравнение

$$\frac{\hbar}{2Dm(\rho - \rho_0)} \frac{d\rho}{dx} = -\sqrt{1 - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_1 - \rho_0}}, \quad (11)$$

где  $\rho_1$  плотность, соответствующая максимуму на ударной волне,  $\rho_0$  — равновесная плотность,  $K = mc_s^2 / (2\rho_1)$  — модуль сжатия,  $c_s = D$  — скорость звука. При получении (11) выделены только главные члены и постоянные интегрирования выбраны так, чтобы производная от  $\rho$  по  $x$  обращалась в нуль при  $\rho = \rho_0$  и  $\rho = \rho_1$ . Максимальную плотность сжатия  $\rho_1$  и тепловой член  $I_1$  находим (приравнявая скорость ударной волны  $D = -\frac{\rho_0 v_0}{\rho_1 - \rho_0}$  скорости звука) из равенства плотности энергии для ударной волны плотности энергии налетающего ядра  $\frac{1}{2} m \rho_0 v_0^2$ . Решение уравнения (11) соответствует солитонному выражению:

$$\rho' = \rho_0 + 4 \frac{\rho_1 - \rho_0}{[\exp(\alpha x) + \exp(-\alpha x)]^2}, \quad (12)$$

где  $\alpha = \frac{mD}{\hbar}$ , имеющему ширину фронта  $\frac{\hbar}{mD} \sim$  фм. Как мы делали ранее, можно найти интеграл  $\rho = \frac{1}{L} \int_{l_1}^{l_2} \rho' dx_1$  ( $L$  — длина слоя,  $L = l_2 - l_1$ ,  $x \rightarrow x - x_1 \pm Dt$ ) от выражения (12) для распространяющейся ударной волны вправо и влево. Поскольку нам нужно сохраняющееся солитоноподобное решение, допускающее для максимума плотности в волновом уравнении решение Даламбера, как мы делали ранее в предыдущей работе [11].

На рис. 1 приведены мгновенные профили плотности столкновения одинаковых ядерных слоев-слэбов при энергии 100 МэВ/нуклон в системе центра масс в различные моменты времени. Можно видеть первоначальное сжатие с образованием hot spot и последующее разрежение в центре.

В двумерном случае можно воспользоваться приближениями работ [2, 3], проинтегрировав дивергентные уравнения по поперечной координате  $u$  для центрального столкновения ядер. В таком приближении задача становится одномерной при задании  $S(x, t)$  — площади поперечного сечения. В случае свободного движения  $S$  — просто площадь поперечного сечения данной невозмущенной области ядра. В случае возмущенной области из уравнения непрерывности для ударной волны скорости  $D$  получаем

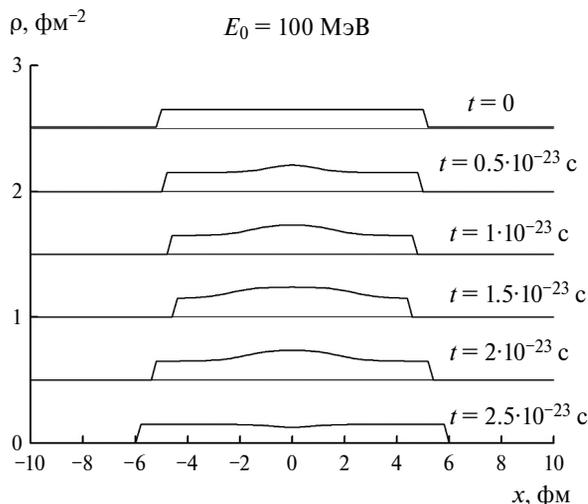


Рис. 1. Мгновенные профили столкновения ядерных слоев-слэбов при энергии  $E_0 = 100$  МэВ на нуклон в различные моменты времени при  $t = 0; 0.5; 1.0; 1.5; 2.0; 2.5$  в единицах времени  $10^{-23}$  с.

после замены  $\frac{\partial}{\partial t} = -D \frac{\partial}{\partial x}$  и интегрирования по скачку плотности

$$-D(\rho S - \rho_0 S_0) + (0 - \rho_0 v_0 S_0) = 0, \quad (13)$$

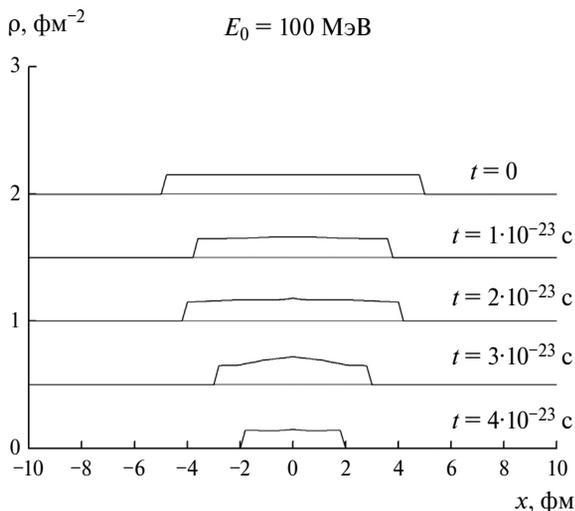
где  $S_0 = \Omega_0 R_0^2$ ,  $S = \Omega R^2$ , телесные углы  $\Omega = 2\pi$ ,  $\Omega_0 = \pi$ , поскольку для сферической ударной волны, исходящей в полусферу,  $\Omega = 2\pi$ , а для набегающего с одной стороны со скоростью  $v_0$  потока вещества  $\Omega_0 = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta = \pi$ . Кроме того, из сохранения количества вещества радиусы полусфер относятся как  $R / R_0 = (\rho_0 / \rho)^{1/3}$ . Отсюда для скорости сферической ударной волны получаем

$$D = -\frac{v_0}{2(\rho / \rho_0)^{1/3} - 1}. \quad (14)$$

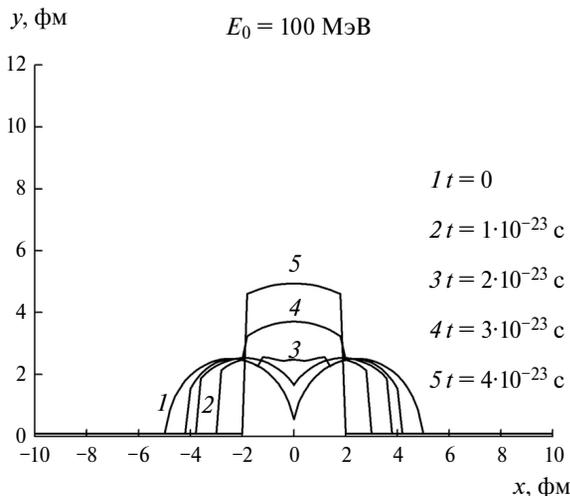
Исходя из этого, также как в одномерном случае, приравнявая  $D$  скорости звука, а плотность энергии на ударной волне плотности энергии налетающего ядра, находим максимальную степень сжатия  $\rho_1$  и плотность тепловой энергии  $I_1$ . Так с помощью ударных волн можно проследить динамику столкновения ядер и в двумерном случае. Такое рассмотрение улучшает подход, проведенный в работе [3] и проведенный нами ранее в работах [10, 11] для ударной волны с изменяющимся фронтом. Поле скоростей можно определить из уравнения непрерывности, зная распределение плотности.

В качестве иллюстрации полученного решения в двумерном случае на рис. 2 приведены профили плотности по оси  $x$  в различные моменты времени для центрального столкновения одинаковых ядер среднего размера при энергии 100 МэВ на нуклон

в системе центра масс. Можно видеть различие динамики в двумерном случае на этом рисунке и в одномерном случае на рис. 1. На рисунке 3 приведены в различные моменты времени по оси  $y$  границы сталкивающихся ядер для того же случая, как и на рис. 2. Изменение плотности по поперечной координате  $y$  также может быть учтено [11]. В результате такого рассмотрения можно видеть первоначальное сжатие и последующее разрежение в центре, т. е. образование hot spot — источника вторичных частиц — нуклонов. Мы сопоставили эти результаты с экспериментальными данными.



**Рис. 2.** Мгновенные профили столкновения одинаковых ядер (сплошные линии) при энергии  $E_0 = 100$  МэВ на нуклон в различные моменты времени при  $t = 0; 1; 2; 3; 4$  в единицах времени  $10^{-23}$  с для двумерного случая.



**Рис. 3.** Профили максимального поперечного размера ядер при энергии  $E_0 = 100$  МэВ на нуклон в различные моменты времени при  $t = 0; 1; 2; 3; 4$  в единицах времени  $10^{-23}$  с.

СРАВНЕНИЕ

С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В результате рассмотрения такого аналитического решения задачи центрального столкновения двух одинаковых ядер можно выделить первоначальное сжатие с образованием hot spot и затем последующее разрежение в центре взаимодействующей системы по достижении нормальной плотности. Эту область можно аппроксимировать шаром радиуса, вдвое меньшего размера системы. Из этой области происходит испускание нуклонов, поскольку среднее поле их уже не держит. Начинается процесс замораживания распределений нуклонов. При сравнении с экспериментальными данными для столкновения реальных ядер ограничимся здесь столкновением одинаковых ядер, когда взаимодействие областей перекрытия при отличном от нуля параметре удара можно аппроксимировать столкновением двух одинаковых ядер, рассмотренного в предыдущем разделе. Далее, выделяя область hot spot со своими температурой и полем скоростей, можно вычислить дифференциальное сечение испускания протонов, как мы делали раньше в работах [4, 7, 9]. При сопоставлении с экспериментальными данными заметим потенциал  $U$  взаимодействием типа Скирма  $W = \alpha\rho + \beta\rho^\chi$ , как мы делали в наших работах [4–9], где параметры  $\alpha, \beta, \chi$  определяются заданием значений нормальной плотности, энергии связи и модуля сжатия и не являются подгоночными параметрами.

Инвариантное двойное дифференциальное сечение испускания протонов имеет вид [4, 7, 9]:

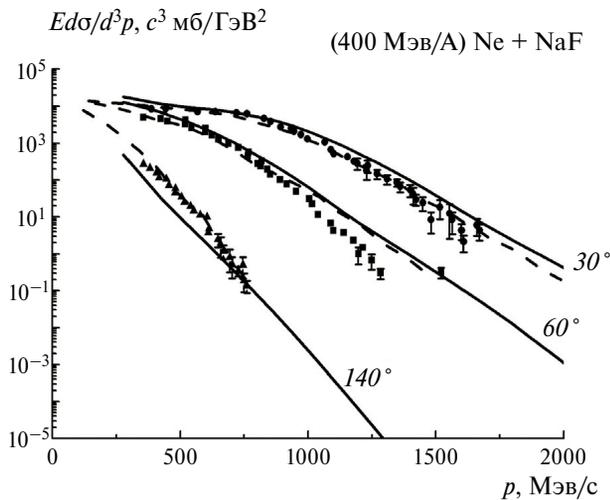
$$E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int G(b) b db d\vec{r} \gamma(E - \vec{p}\vec{v}) f(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (15)$$

для функции распределения протонов в пренебрежении неравновесной компонентой

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = g \left[ \exp \left( \frac{\gamma(E - \vec{p}\vec{v} - \mu) + T\delta}{T} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (16)$$

где  $g = 2$ ,  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$  — энергия испускаемых протонов,  $\vec{p}$  — импульс,  $\gamma$  — Лоренц-фактор,  $T$  — температура и  $\mu$  — химический потенциал, найденные на стадии замораживания,  $b$  — параметр удара,  $G(b) = \sigma_t / \sigma_g$  — фактор, учитывающий, что полное сечение областей перекрытия  $\sigma_t$  больше геометрического  $\sigma_g$ ,  $\delta$  — поправка на микроканоническое распределение.

В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены двойные дифференциальные сечения испускания протонов под углами  $30^\circ, 60^\circ$  и  $140^\circ$  для реакции  $Ne + NaF \rightarrow p + X$  при энергии 400 МэВ на нуклон для налетающих ядер Ne. Можно видеть согласие с экспериментальными данными [13] и расчетами [14], проведенными по двухжидкостной гидродинамической модели. Средняя температура в наших расчетах  $\langle T \rangle \approx 50$  МэВ.



**Рис. 4.** Двойные дифференциальные сечения испускания протонов под углами  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $140^\circ$  в реакции  $\text{Ne} + \text{NaF} \rightarrow \text{p} + \text{X}$  при энергии 400 МэВ на нуклон для налетающих ядер Ne. Сплошные линии — результаты нашего расчета по формулам (15) и (16), штриховые линии — результаты расчетов из работы [14], точки — экспериментальные данные [13].

Здесь температура и химический потенциал находились, как обычно, по найденному значению плотности тепловой энергии и плотности на стадии «замораживания». Поле скоростей также определялось в этот момент времени.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены уравнения квантовой гидродинамики из введенного нами эффективного уравнения Шрёдингера с диссипацией. Диссипация описывается введением диссипативной функции в эффективный потенциал уравнения Шрёдингера. Для этой функции используется уравнение сохранения энергии. Учет неравновесных процессов производится добавлением еще кинетического уравнения для нуклонной функции. Получается замкнутая система квантовых уравнений.

Найдено решение полученных квантовых гидродинамических уравнений с помощью солитоноподобных квантовых ударных волн в одномерном и двумерном случаях. Это позволяет выделить временную эволюцию образующегося горячего пятна hot spot и рассчитать двойные дифференциальные сечения испускаемых протонов в столкновениях тяжелых ионов с учетом неравновесных процессов. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Распространение данного подхода для релятивистских уравнений (построение эффективного уравнения Клейна—Гордона с диссипацией) представляет дополнительный интерес.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Madelung E. // Z. Physik. 1926. V. 40. P. 332.
2. Дьяченко А.Т. // Ядерн. физика. 2023. Т. 86 С. 428; D'yachenko A.T. // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. P. 289.
3. D'yachenko A.T., Gridnev K.A., Greiner W. // J. Physics G. 2013. V. 40. No. 3. Art. No. 085101.
4. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Ядерн. физика. 2020. Т. 83. С. 317; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 558.
5. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 508; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 391.
6. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 716; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 554.
7. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. No. 3. Art. No. 03018.
8. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 1641
9. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Ядерн. физика. 2023. Т. 86 С. 285; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. P. 1053.
10. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1155; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 962.
11. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 8. С. 1155; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 8. P. 1169.
12. Nemeth J., Barranco M., Ngö C., Tomasi E. // Z. Physik A. 1986. V. 323. P. 419.
13. Nagamiya S., Lemaire M.-C., Moeller E. et al. // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 971.
14. Мишустин И.Н., Русских В.Н., Сатаров Л.М. // Ядерн. физика. 1991. Т. 54. С. 429; Mishustin I.N., Russkikh V.N., Satarov L.M. // Sov. J. Nucl. Phys. 1991. V. 54. P. 260.

## Schrödinger equation and quantum shock waves when describing collisions of atomic nuclei

A. T. D'yachenko<sup>1,2\*</sup>, I. A. Mitropolsky<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *B. P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of the National Research Center "Kurchatov Institute", Gatchina, 188300, Russia*

<sup>2</sup> *Saint Petersburg State Transport University, St. Petersburg, 190031, Russia*

*\*e-mail: dyachenko\_a@mail.ru*

Equations of quantum hydrodynamics were obtained from the Schrödinger equation considering dissipation, which in the semiclassical limit are reduced to the traditional equations of hydrodynamics of an ideal fluid. An analytical solution to the hydrodynamic equations is found in the quantum shock wave approximation in one-dimensional and two-dimensional cases. The dissipative function can be found in the nonequilibrium approach. A comparison is made with experimental data to describe the emission of protons in collisions of medium-sized atomic nuclei of intermediate energies.

*Keywords:* Schrödinger equation, dissipation, quantum hydrodynamics, shock waves, heavy ions, spectrum of emitted protons

УДК 539.126.4

# ИЗМЕРЕНИЕ АДРОНОВ С ОТКРЫТЫМ ОЧАРОВАНИЕМ В ДЕТЕКТОРЕ ALICE-3 НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ

© 2024 г. М. В. Малаев<sup>1,2,\*</sup>, В. Г. Рябов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) Долгопрудный, Россия

\*e-mail: mалаев\_mv@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

ALICE-3 является модернизацией существующего эксперимента ALICE для работы на Большом адронном коллайдере высокой светимости в ЦЕРН после 2030 года. Одной из физических задач установки ALICE-3 является исследование свойств плотной и горячей партонной среды, образующейся в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер, посредством измерения адронов с открытым очарованием. Детектор ALICE-3 хорошо оснащен для измерения D-мезонов в основном и возбужденном состояниях в каналах распада с заряженными частицами в конечном состоянии. Представлены результаты исследования возможности регистрации адронов с открытым очарованием в каналах распада с нейтральными фотонами или мезонами в конечном состоянии при использовании электромагнитного калориметра с большим акцептансом.

**Ключевые слова:** релятивистские столкновения тяжелых ионов, открытое очарование, тяжелый аромат, реконструкция частиц

DOI: 10.31857/S0367676524080182, EDN: OPRPFQ

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение структуры фазовой диаграммы состояния сильновзаимодействующей материи является одной из приоритетных задач теоретической и экспериментальной физики высоких энергий на протяжении десятилетий [1]. Расчеты фундаментальной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики на решетке указывают, что в области больших температур  $T \sim 150\text{—}160$  МэВ и близких к нулевым значениям барионного химического потенциала должен происходить фазовый переход из адронной материи в состояние с квазисвободными кварками и глюонами, получившее название кварк-глюонной плазмы (КГП) [2]. Экспериментально подобные состояния могут быть реализованы в центральных столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер [3]. В 2005 году все эксперименты, работающие на коллайдере тяжелых ионов RHIC в США, заявили об обнаружении нового состояния материи в столкновениях тяжелых ядер при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 100\text{—}200$  ГэВ — сильносвязанной КГП [4, 5]. Запуск коллайдера LHC в Швейцарии позволил увеличить энергию взаимодействия тяжелых ядер более чем на порядок величины, а проведенные

исследования в основном подтвердили ранее сделанные выводы об обнаружении фазового перехода.

Эксперимент ALICE является одной из основных экспериментальных установок, предназначенных для изучения столкновений тяжелых релятивистских ядер на коллайдере LHC [6]. Одной из стадий модернизации эксперимента должно стать создание новой экспериментальной установки ALICE-3, которая, как планируется, должна быть введена в строй со стартом работы ускорителя HL (High Luminosity) LHC в 2030 году [7]. В своей конструкции новый детектор будет использовать новейшие разработки в области кремниевых детекторов, что позволит ему работать при светимостях пучков тяжелых ионов, которые станут доступными после модернизации ускорителя LHC [8]. Новый детектор также будет обладать превосходным разрешением и близким к 4л покрытием по телесному углу, что позволит установке измерять с высокой точностью даже самые редкие сигнатуры.

Изучение процессов рождения мезонов с открытым очарованием в области больших поперечных импульсов является важной частью физической программы эксперимента ALICE-3. Тяжелые  $c$ -кварки рождаются на самых ранних этапах взаимодействия

ядер и несут на себе отпечаток эволюции взаимодействующей системы, включая фазу КГП. Это делает такие частицы удобным инструментом для изучения свойств взаимодействующей системы через измерение их факторов ядерной модификации и азимутальных угловых корреляций в широком динамическом диапазоне. Как правило, свойства  $D$ -мезонов экспериментально измеряются в каналах распада с заряженными адронами в конечном состоянии. В одной из предыдущих работ мы продемонстрировали принципиальную возможность восстановления сигналов от распадов основного и возбужденных состояний  $D^0$ -мезона в каналах распада с нейтральными пионами и фотонами в конечном состоянии, регистрация которых происходит с использованием электромагнитного калориметра эксперимента ALICE-3 [9]. Использование каналов распада с фотонами в конечном состоянии позволяет эффективно увеличить интегральную светимость используемой для анализа выборки данных за счет использования онлайн-триггеров, отбирающих события, содержащие как минимум один высокоэнергетический сигнал в калориметре. Данные каналы распада также характеризуются достаточно большими выходами (каналы, BR) [10]. В данной работе мы обсуждаем возможности экспериментальной установки ALICE-3 для измерения  $D^0$ -мезона в канале

распада  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  с использованием более реалистичного подхода для моделирования отклика электромагнитного калориметра, который среди прочего учитывает конечную вероятность перекрытия электромагнитных ливней в условиях высокой множественности рождающихся частиц в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ.

### ЭФФЕКТ ПЕРЕКРЫТИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

Поперечный размер электромагнитного ливня, образуемого в калориметре, определяется используемыми материалами калориметра (значением радиуса Моляра для выбранных материалов). Гранулярность калориметра, или поперечный размер его башен определяет точность, с которой может быть измерена форма образовавшегося ливня. Как правило, поперечный размер башен калориметра выбирается близким к характерному поперечному размеру электромагнитного ливня. В случае прохождения через калориметр двух близкорасположенных частиц существует ненулевая вероятность, что сгенерированные двумя частицами ливни сольются в один без возможности их экспериментального разделения (эффект “слипшихся” ливней). На рис. 1 схематически показаны примеры энергетических выделений в калориметре

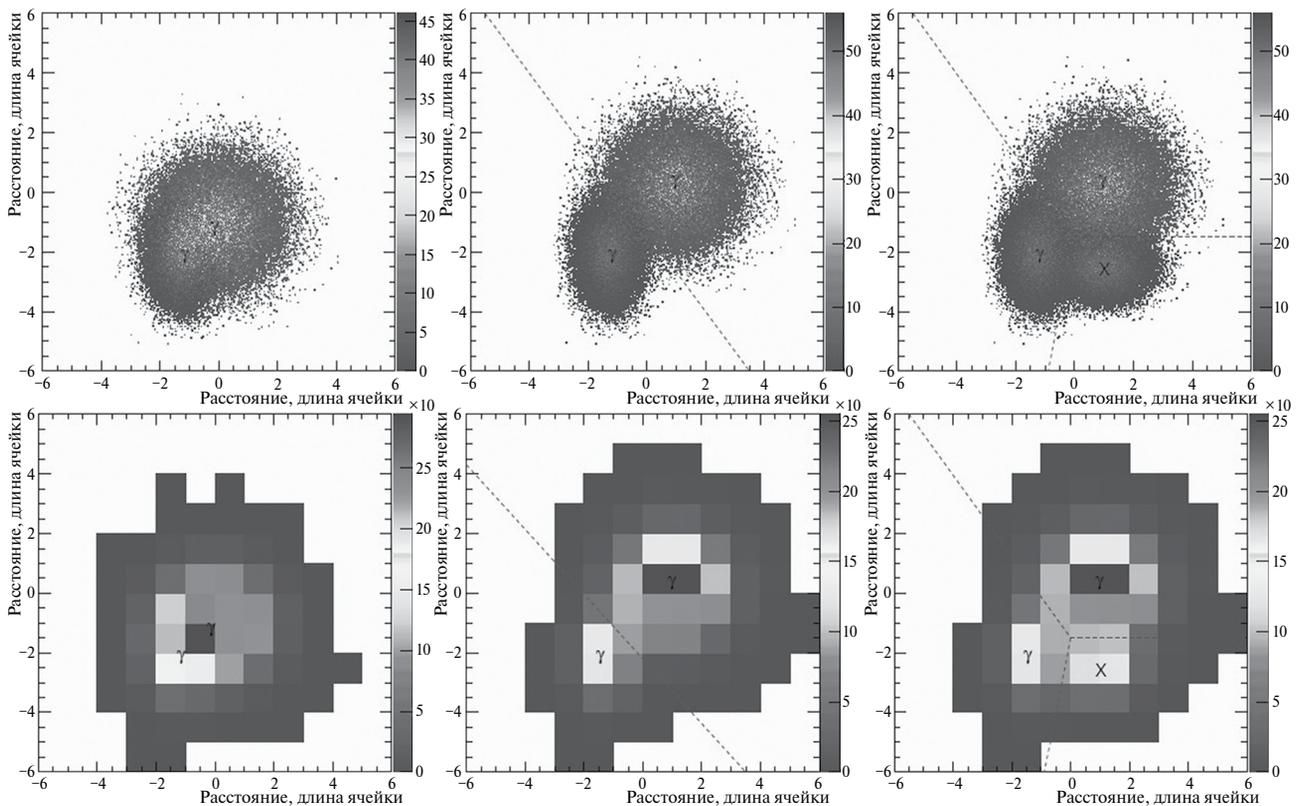


Рис. 1. Примеры энергетических распределений в электромагнитном калориметре в случае бесконечно высокой гранулярности детектора (вверху) и низкой гранулярности (внизу).

при прохождении двух или более частиц на малом расстоянии друг от друга для случая бесконечно высокой гранулярности детектора (сверху) и реального варианта его гранулярности (снизу). Можно предположить, что вариант энергосделения от двух фотонов, показанный на рисунках слева, не позволит разделить два сигнала, и в конечном счете они будут измерены как один сигнал (наличие только одного локального максимума в измеренном распределении энергии по башням калориметра). Остальные примеры, показанные на рис. 1, соответствуют ситуациям, в которых разделение частично перекрывающихся ливней остается возможным при наличии двух или трех локальных максимумов в измеренных энергетических распределениях. На вероятность образования слипшихся ливней влияет много факторов, таких как конструкция и гранулярность детектора, алгоритм реконструкции кластеров, множественность события и средняя энергия измеряемых сигналов, расстояние от калориметра до точки взаимодействия и т. д. Разделение частично перекрывающихся друг с другом ливней возможно при известной ожидаемой форме электромагнитного ливня. Тем не менее, полностью избавиться от данного эффекта невозможно, и поэтому его необходимо учитывать при анализе данных с использованием электромагнитного калориметра.

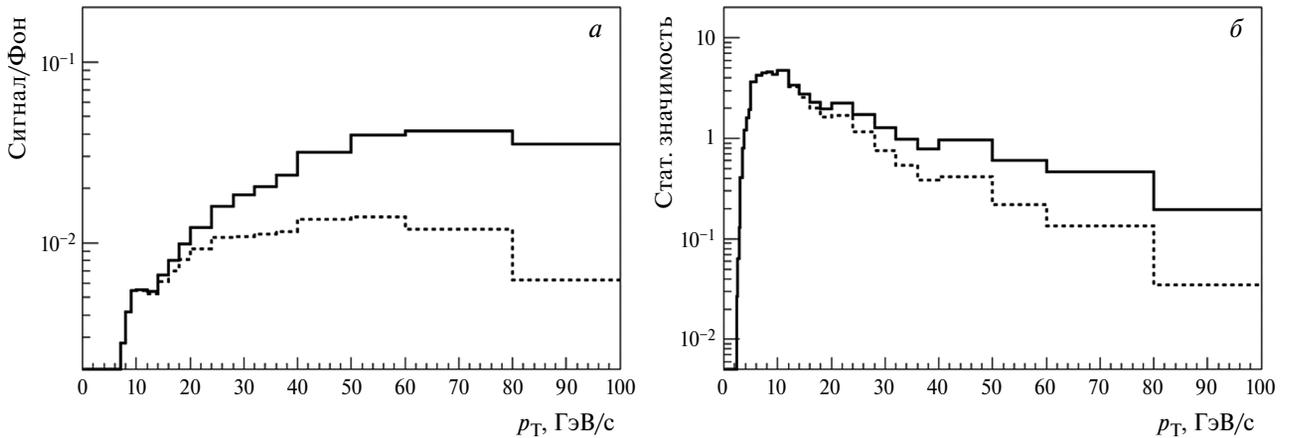
### МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА СЛИПАНИЯ ЛИВНЕЙ

Подробное описание состава и характеристик детекторных подсистем экспериментальной установки ALICE-3 представлено в работе [7]. В данной работе рассматривается методика восстановления сигнала и оценки фона для распада  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ с использованием установки ALICE-3. Для моделирования ядерных столкновений использовался генератор событий Pythia8 с опцией Angatyr (внутренняя настройка генератора для моделирования столкновений тяжелых ионов) [11]. Как было показано в работе [9], данный генератор адекватно воспроизводит дифференциальные спектры рождения  $D^0$ -мезона и его возбужденных состояний в  $p+p$ ,  $p+Pb$  и  $Pb+Pb$  столкновениях при энергиях коллайдера LHC, в частности, он хорошо воспроизводит измерения коллаборации ALICE для  $D^0$  мезона в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Принципиальная возможность измерения характеристик  $D^0$  мезона в канале распада  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  с использованием установки ALICE-3 была продемонстрирована в работе [9]. В данной работе была реализована более реалистичная схема отбора фотонов, учитывающая вероятность перекрытия электромагнитных ливней и, как следствие, слияния измеренных ливней в электромагнитном калориметре ALICE-3.

Ввиду отсутствия готовых кодов и инструментов для детального моделирования отклика

электромагнитного калориметра установки ALICE-3, в работе использовался упрощенный алгоритм образования кластеров, учитывающий геометрические размеры и гранулярность детектора. Для всех сгенерированных фотонов с энергиями большими 10 МэВ для центральной части калориметра (PHOS) и 100 МэВ для периферийной части калориметра (ECAL) определялись координаты точек пересечения их траекторий с поверхностью электромагнитного калориметра. Аналогичные точки определялись и для треков заряженных частиц, попадающих в калориметр, при этом энергия точек приравнивалась равной 350 МэВ, соответствующей отклику калориметра для минимально ионизирующих частиц. После этого анализировались все возможные комбинации восстановленных точек. В случае, если две точки находились на расстоянии меньшем полуторного размера ячейки калориметра ( $2.2 \times 2.2$  см и  $3 \times 3$  см для PHOS и ECAL), обе точки объединялись в один "слипшийся" кластер. Энергия нового кластера приравнивалась равной сумме энергий двух слипшихся ливней, а координаты кластера определялись как взвешенные координаты двух слипшихся точек с учетом их энергий. После этого две точки, из которых был образован новый сигнал, исключались из дальнейшего анализа, а новый кластер использовался для дальнейшего сравнения с другими точками. Цикл заканчивался, когда все восстановленные кластеры находились на расстоянии друг от друга большем установленного минимального расстояния. В итоге данный алгоритм создавал новый набор кластеров, зарегистрированных в калориметре.

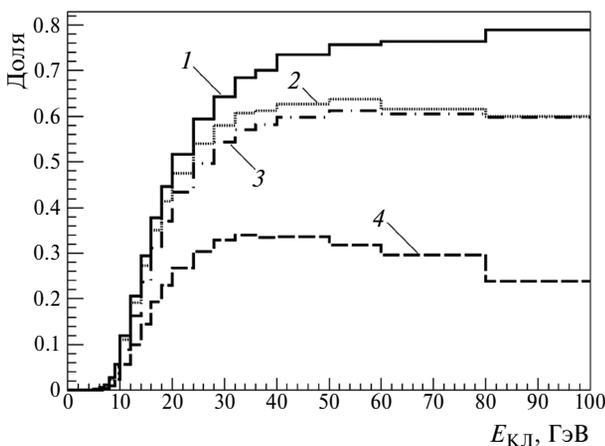
Использовались два базовых подхода для восстановления сигналов от распада  $D^0$ -мезонов и определения фона. Первый подход подразумевал восстановление дочерних  $\pi^0$ -мезонов в канале распада  $\pi^0 + \pi^0$  с регистрацией обоих фотонов как отдельных кластеров в калориметре (подход БСК). В случае если кластеры от двух фотонов слипались в калориметре, то восстановление такого пиона, а следовательно, и родительского  $D^0$ -мезона становилось невозможным. Для оценки фона все кластеры, полученные после ранее описанного алгоритма слияния кластеров, комбинировались в пары и в качестве  $\pi^0$ -кандидатов отбирались только пары с инвариантной массой, лежащей в пределах двух среднеквадратичных отклонений от табличной массы  $\pi^0$  мезона. Величина среднеквадратичного отклонения определяется энергетическим разрешением калориметра и была оценена в работе [9] в зависимости от поперечного импульса пары фотонов и типа используемого детектора. На рис. 2 представлены результаты оценки влияния эффекта слияния кластеров на отношение сигнал-фон (рис. 2а) и статистическую значимость измеряемого сигнала от распада  $D^0$ -мезона (рис. 2б). Сплошными линиями представлены результаты, соответствующие идеальному детектору с возможностью разделения всех кластеров. Пунктирные линии соответствуют результатам, полученным в рамках



**Рис. 2.** Отношение сигнал-фон (а) и статистическая значимость (б) для реконструированных сигналов от  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  распадов в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ.

БСК подхода. Рисунок хорошо иллюстрирует влияние эффекта слипания кластеров, приводящего к ухудшению качества восстанавливаемого сигнала. Эффект становится наиболее значимым в области больших поперечных импульсов из-за уменьшения угла раскрытия между фотонами от распада  $\pi^0$ -мезонов и увеличению вероятности из слипания.

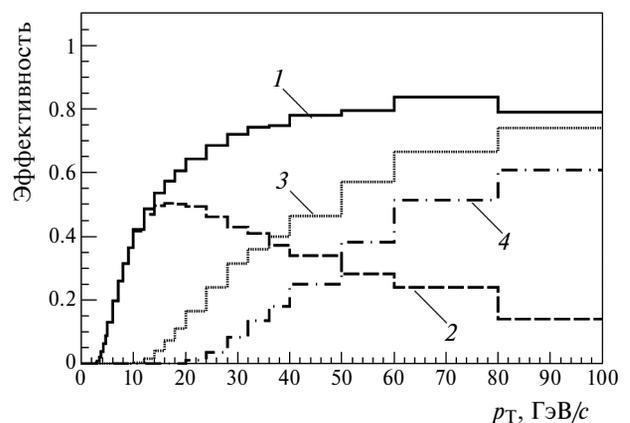
Второй подход (подход СК) подразумевает измерение  $\pi^0$ -мезонов через регистрацию одного слипшегося кластера. На рис. 3 представлен анализ источников происхождения слипшихся кластеров, полученных после использования ранее описанного алгоритма “слипания”. Линия 2 на рисунке соответствует доле



**Рис. 3.** Источники происхождения слипшихся кластеров в электромагнитном калориметре установки ALICE-3 для случая Pb+Pb столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ (1 — кластер состоит из двух фотонов от распада как минимум одного  $\pi^0$  и других фотонов; 2 — кластер состоит из двух фотонов от распада одного  $\pi^0$  и других фотонов, энергия от распада  $\pi^0$  составляет не менее 85% энергии кластера; 3 — кластер состоит из двух фотонов от распада одного  $\pi^0$  и других фотонов; 4 — кластер состоит из двух фотонов от распада одного  $\pi^0$ )

кластеров от общего их числа, состоящих из двух фотонов от распада одного и того же  $\pi^0$ -мезона. Полученный кластер может также содержать вклады от других фотонов в событии, но вклад от распада пиона составляет не менее 85% от суммарной энергии кластера. Отбирая слипшиеся кластеры с энергией большей 20 ГэВ, мы гарантируем, что более 65% из них состоят их слипшихся фотонов от распада нейтрального пиона с приемлемым для наших оценок уровнем примесей.

На рис. 4 представлена оцененная эффективность регистрации распадов  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ. Линия 1 была получена для случая идеального детектора при отсутствии эффекта слипания кластеров. Линия 2 была получена при применении подхода БСК, а линии 3 и 4 соответствуют применению подхода



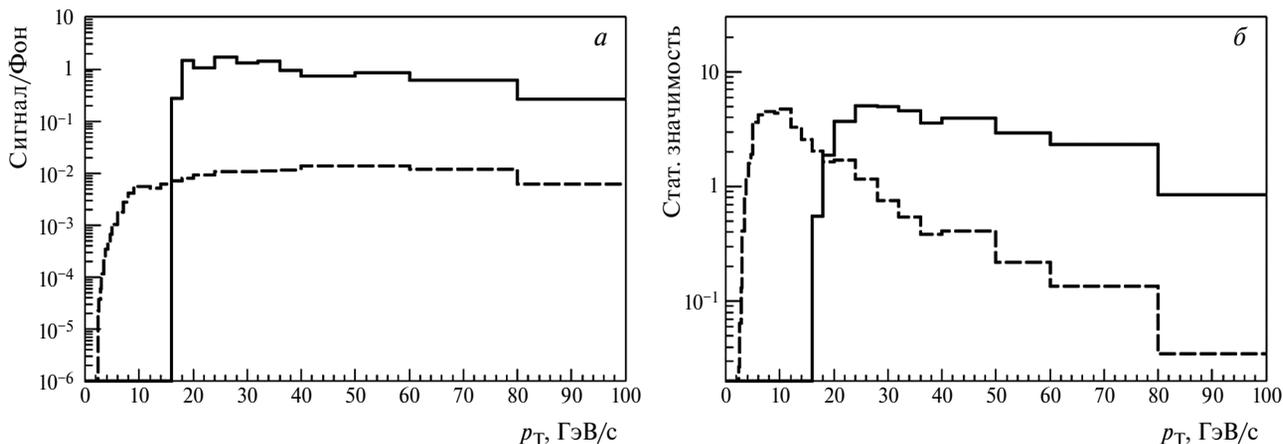
**Рис. 4.** Эффективность регистрации распадов  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ при использовании различных алгоритмов регистрации  $\pi^0$ -мезонов (1 — отсутствие эффекта слипания кластеров; 2 — подход БСК; 3 — подход СК; 4 — подход СК с дополнительным требованием для минимального поперечного импульса нейтрального пиона  $p_T > 20$  ГэВ/c).

СК и СК с дополнительным требованием для минимального поперечного импульса нейтрального пиона  $p_T > 20$  ГэВ/с соответственно. Исключение слипшихся кластеров из анализа значительно снижает эффективность восстановления сигнала при увеличении поперечного импульса частиц. С другой стороны, подход СК не работает в области малых и промежуточных значений поперечного импульса, но его эффективность приближается к значению эффективности для идеального детектора в области больших поперечных импульсов.

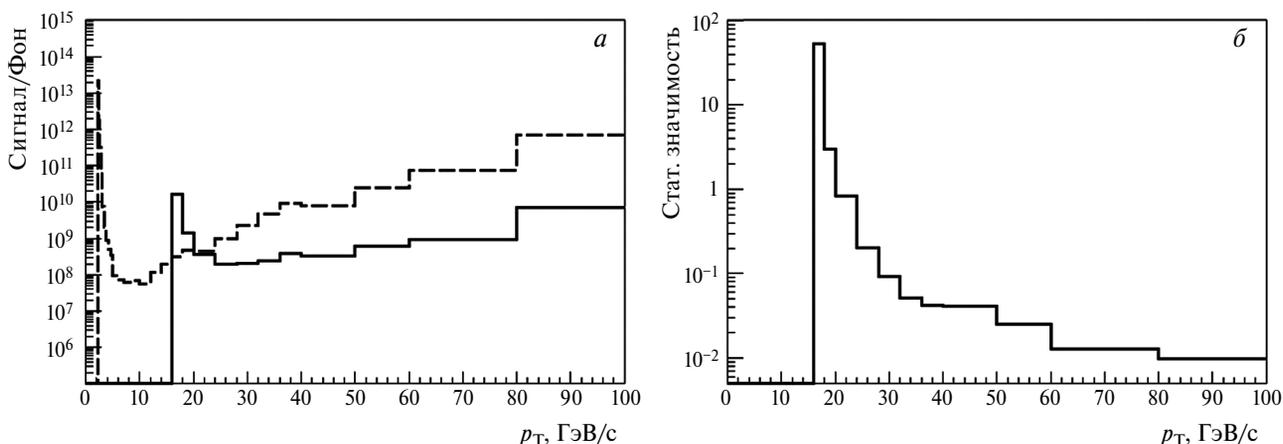
На рис. 5 представлены результаты сравнения двух подходов для случая восстановления сигналов от распадов  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ. На рис. 5а представлены отношения сигнал-фон, на рис. 5б показаны достигаемые статистические значимости регистрируемых сигналов. Можно видеть, что подход с исключением из анализа слипшихся кластеров демонстрирует

наилучшую эффективность в области малых значений поперечного импульса и становится неэффективным в области больших импульсов. С другой стороны, подход с использованием слипшихся кластеров для регистрации  $\pi^0$ -мезонов не работает в области импульсов меньших 15–18 ГэВ/с, но при  $p_T > 25$  ГэВ/с такой подход становится более предпочтительным для физического анализа.

На рис. 6 более наглядно представлено сравнение эффективностей разработанных в работе подходов для случая Pb+Pb столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ. Распределения на рис. 5а показывают необходимое число Pb+Pb столкновений для измерения сигнала от распада  $D^0$ -мезонов со статистической значимостью равной 10 для каждого рассматриваемого интервала по поперечному импульсу. Пунктирная линия на рисунке соответствует подходу БСК, сплошная СК. На рис. 5б представлено их отношение. Хорошо видно, что подход с использованием



**Рис. 5.** Отношения сигнал-фон (а) и статистические значимости сигналов от  $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^- + \pi^0$  распадов (б) при использовании двух различных алгоритмов регистрации  $\pi^0$ -мезонов в Pb+Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ.



**Рис. 6.** Оценки для числа Pb+Pb столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ, необходимого для регистрации сигналов от распада  $D^0$ -мезонов со статистической значимостью 10 при использовании двух различных алгоритмов регистрации  $\pi^0$ -мезонов (а), а также их отношение (б).

слипшихся кластеров в анализе является более предпочтительным для регистрации сигналов в области больших поперечных импульсов  $p_T > 30$  ГэВ/с.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-42-04405).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты позволили получить более точные оценки для отношения сигнал-фон и необходимого числа событий для измерения  $D^0$ -мезонов в Pb+Pb столкновениях при максимальных энергиях коллайдера HL-LHC с учетом конечной сегментации детектора и возможности “слипания” измеряемых сигналов. Оценки были получены с использованием двух различных методик восстановления  $\pi^0$  мезонов в конечном состоянии: 1) регистрация  $\pi^0$  мезона через восстановление двух отдельных сигналов в электромагнитном калориметре, соответствующих двум дочерним фотонам; 2) регистрация  $\pi^0$  мезона как отдельного кластера, образовавшегося в результате “слипания” сигналов от двух дочерних фотонов. Показано, что первая методика обеспечивает наилучшие условия для измерения  $D^0$ -мезонов в области промежуточных поперечных импульсов до 30 ГэВ/с. В области больших поперечных импульсов до 100 ГэВ/с вторая методика регистрации сигналов предпочтительна и требует меньшего числа зарегистрированных событий для измерения  $D$ -мезонов. Показано, что для измерения спектра рождения  $D^0$ -мезонов со статистической погрешностью менее 10% в области поперечных импульсов до 100 ГэВ/с потребуется накопление эффективной статистики, соответствующей  $\sim 10^{10}$  минимально искаженным Pb+Pb столкновениям при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ, что может быть накоплено в первый год работы эксперимента в режиме столкновений тяжелых ионов ускорителя LHC-HL.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vlasnikov A.K., Zhrebchevskiy V.I., Lazareva T.V.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 614; *Vlasnikov A.K., Zhrebchevsky V.I., Lazareva T.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 469.
2. *Laermann E., Philipsen O.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2003. V. 53. P. 163.
3. *Иванищев Д.А., Котов Д.О., Малаев М.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1800; *Ivanishchev D.A., Kotov D.O., Malaev M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1439.
4. *Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 184.
5. *Wang Z.M., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 102.
6. *Aamodt K., Abrahantes Quintana A., Achenbach R. et al.* // JINST. 2008. V. 3. Art. No. S08002.
7. *Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* // arXiv: 2211.02491. 2022.
8. *Жребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; *Zhrebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 541.
9. *Malaev M.V., Riabov V.G.* // Particles. 2023. V. 6. No. 1. P. 364.
10. *Barnett R.M., Beringer J., Dahl O. et al.* // Progr. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. Art. No. 083C01.
11. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.Z.* // Comput. Phys. Commun. 2008. V. 178. P. 852.

## Probing open charm production with ALICE-3 detector at high-luminosity Large Hadron Collider

M. V. Malaev<sup>1,2,\*</sup>, V. G. Riabov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *B. P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of the National Research Center “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300, Russia*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701, Russia*

\* e-mail: malaev\_mv@pnpi.nrcki.ru

ALICE-3 is a future upgrade of the current ALICE experiment to be operated at high-luminosity Large Hadron Collider at CERN after 2030. One of the physics objectives of the experiment is to probe the hot and dense QCD matter produced in heavy-ion collisions via the measurement of open charm hadron production. The ALICE-3 detector is well equipped to measure production of ground and excited states of D-mesons in the decay channels with charged particles in the final state. In this presentation, we present results of feasibility studies for the measurement of open charm mesons in the decay channels with neutral photons or mesons by utilizing the large acceptance electromagnetic calorimeter.

*Keywords:* relativistic heavy-ion collisions; open charm; heavy flavor; particle reconstruction

УДК 621.039.566.2:621.039.564:681.5.08

## РЕЗУЛЬТАТЫ ВТОРОЙ СТАДИИ ФИЗИЧЕСКОГО ПУСКА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ БР-К1М

© 2024 г. И. М. Пискорский<sup>1,\*</sup>, А. В. Арапов<sup>1</sup>, А. В. Данилов<sup>1</sup>, А. А. Девяткин<sup>1</sup>, А. В. Жирнов<sup>1</sup>,  
И. А. Кирилин<sup>1</sup>, Н. А. Красавин<sup>1</sup>, А. Е. Никифоров<sup>1</sup>, Г. Н. Пикулина<sup>1</sup>, К. А. Савасичев<sup>1</sup>,  
А. Б. Соколов<sup>1</sup>, В. А. Юхневич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский  
научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

\*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Подведены итоги модернизации исследовательской ядерной установки БР-К1М (бустера-реактора типа «Каскад»). Обсуждаются результаты исследований, полученные на второй стадии физического пуска установки, описаны методы измерений и обработки результатов, использованные для определения основных параметров активной зоны, эксплуатационных параметров и пределов безопасной эксплуатации установки.

*Ключевые слова:* исследовательская ядерная установка, реактивность, импульс на мгновенных нейтронах, импульс на запаздывающих нейтронах, установившийся период, верхне-критическое состояние, органы регулирования реактивности

DOI: 10.31857/S0367676524080199, EDN: OPPPTW

### ВВЕДЕНИЕ

Реактор БР-К1 разработан и введен в эксплуатацию во ВНИИЭФ в 1995 году [1, 2]. Он представляет собой многоцелевую ядерно-физическую установку, предназначавшуюся для исследования возможностей двухсекционного бустера-реактора «Каскад» с односторонней нейтронной связью секций, для проведения облучательных экспериментов в режиме автономного аperiodического импульсного реактора [3].

Комиссия по физическому пуску БР-К1 установила значения предельно допустимых параметров приблизительно в три раза меньшие проектных. Для генерирования импульсов на мгновенных и запаздывающих нейтронах было разрешено предельно допустимое энерговыделение в АЗ не более  $1.2 \cdot 10^{18}$  дел, работа в статическом режиме была разрешена на мощности не более 10 кВт. Уменьшение предельно допустимых параметров реактора БР-К1 было обусловлено значительными температурными деформациями торцевой поверхности топливных блоков АЗ, превышающими допустимые пределы при работе на проектных параметрах. На стадии физического пуска при работе реактора БР-К1 в статическом режиме на проектной предельно допустимой мощности 30 кВт было обнаружено заклинивание блоков аварийной защиты, а также коробление топливных блоков.

С развитием возможностей численного моделирования теплофизических процессов был обоснован и разработан проект модернизации исследовательской ядерной установки (ИЯУ) БР-К1 с целью повышения безопасности ее функционирования во всех режимах и вывода на параметры, близкие к проектным: генерированию импульса на мгновенных нейтронах с энерговыделением 91 МДж и длительностью не менее 600 мкс [4].

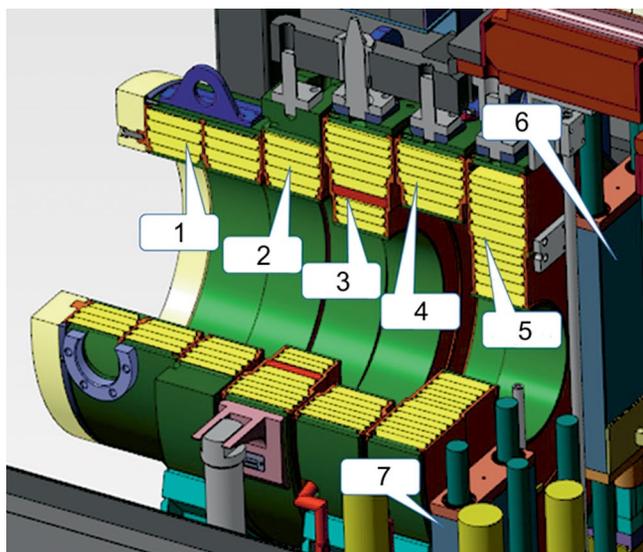
С февраля 2020 года ИЯУ БР-К1М была в процессе физического пуска, который, ввиду большого объема работ, был разделен во времени на две стадии. В рамках первой стадии были осуществлены сборка активной зоны реактора и проведены критмассовые исследования параметров модернизируемой установки [5, 6]. На второй стадии физического пуска ИЯУ БР-К1М проводились работы с целью определения основных параметров АЗ, эксплуатационных параметров и пределов безопасной эксплуатации установки. Исследования проводились при работе ИЯУ в статическом, квазиимпульсном (импульсном на запаздывающих нейтронах (ИЗН)) и импульсном на мгновенных нейтронах (ИМН) режимах.

Материалы статьи были представлены в качестве доклада на очередной международной конференции «Ядро-2023», научная программа которой охватывает широчайший спектр ядерно-физических процессов [7]. Одно из направлений — современные методы

и технологии в области ядерной физики. ИЯУ БР-К1 является современным техническим средством, предназначенным для изучения воздействия импульсного и статического (продолжительного) нейтронного излучения и сопутствующего гамма-излучения на вещества и приборы. Во ВНИИЭФ накоплен большой опыт по разработке, безопасной эксплуатации и регистрации физических параметров излучения подобных установок [8].

### КОНСТРУКЦИЯ АЗ РЕАКТОРА БР-К1М

Материалом АЗ реактора БР-К1М является сплав урана с молибденом. АЗ имеет кольцевую структуру, топливный материал которой разбит на диски, а диски — на коаксиальные кольца. Диски по одному или попарно заключены в герметичные заполненные гелием чехлы. Аварийный блок (АБ) является основным элементом аварийной защиты, обеспечивая быстрый перевод реактора в глубоко подкритическое состояние. Импульсный блок (ИБ) и стоп-блок (СБ) размещены у торцевой стороны неподвижного блока 1 правого (НБ-1П) и имеют форму прямоугольного параллелепипеда (см. рис. 1). Эти блоки изготовлены из сплава бериллия и герметично заварены в титановые чехлы. Все подвижные блоки АЗ выполняют функции органов регулирования реактивности. Конструкция реактора обеспечивает независимое падение АБ, ИБ, СБ под действием силы тяжести, обеспечивая тем самым срабатывание аварийной защиты и перевод реактора в заглушенное состояние.



**Рис. 1.** Активная зона реактора БР-К1М. 1 — подвижный блок (ПБ); 2 — неподвижный блок 2 (НБ-2); 3 — аварийный блок (АБ); 4 — неподвижный блок 1 левый (НБ-1Л); 5 — неподвижный блок 1 правый (НБ-1П); 6 — импульсный блок (ИБ); 7 — стоп-блок (СБ).

На второй стадии физического пуска во всех режимах работы ИЯУ осуществлялся контроль деформаций чехлов АЗ. По результатам произведенных измерений зарегистрированная величина максимальной деформации торцевой поверхности блока НБ-1П 2.3 мм не превышает минимального технологического зазора и гарантирует беспрепятственное перемещение органов регулирования реактивности (ОРР). При этом деформирование торцевой поверхности НБ-1П происходит в упругой области, что исключает пластические деформации чехла.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО, МОЩНОСТНОГО И КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ

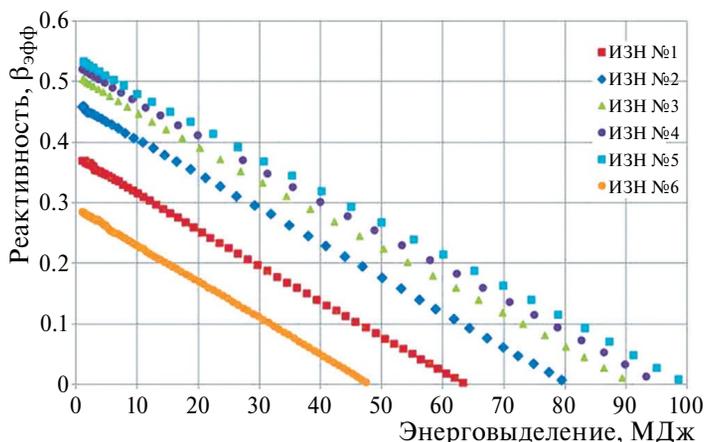
Температурный и мощностной коэффициент реактивности для ИЯУ БР-К1М были определены при проведении статических пусков, а квазистатический коэффициент определен на стадии генерирования ИЗН.

Для анализа экспериментов на ИЯУ БР-1М использовался статический коэффициент обратной связи  $\gamma_{ст}$ , который определялся через изменение реактивности, обусловленное нагреванием АЗ при работе реактора в статическом режиме на  $1^\circ\text{C}$  в месте расположения термопары. Величина внесенного изменения (возмущения) реактивности определялась как сумма всех скачков реактивности в течение пуска, которые соответствовали перемещению ОРР для компенсации потери реактивности за счет разогрева АЗ.

Прирост температур был определен как среднее значение для двух термопар, расположенных на торцевой поверхности блока НБ-1П на радиусе, соответствующем наиболее разогретому топливному кольцу блока, за вычетом температуры воздуха в реакторном зале. Для АЗ БР-К1М были получены следующие значения статического температурного коэффициента реактивности: при естественном охлаждении АЗ —  $1.23 \cdot 10^{-3} \beta_{эф} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$  и при принудительном охлаждении АЗ —  $2.08 \cdot 10^{-3} \beta_{эф} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ .

Мощностной коэффициент реактивности  $\gamma_p$  определялся как отношение скачка реактивности, введенной в реактор, к приращению мощности, которое можно реализовать данным скачком реактивности.

Для определения  $\gamma_p$  в статическом режиме был реализован переходной процесс: после реализации прироста температуры  $124^\circ\text{C}$ , фиксируемого торцевыми термопарами НБ-1П, было включено принудительное воздушное охлаждение. В результате охлаждения блоков АЗ введена реактивность и зафиксирован рост мощности. Скачок реактивности в результате охлаждения блоков АЗ составил  $0.02328 \beta_{эф}$ , прирост мощности АЗ составил  $\sim 23100$  Вт. Таким образом, мощностной коэффициент реактивности составил минус  $1.008 \cdot 10^{-6} \beta_{эф} \cdot \text{Вт}^{-1}$ .



**Рис. 2.** Реактивность в зависимости от энерговыделения АЗ в импульсах на запаздывающих нейтронах (ИЗН № 1 ÷ ИЗН № 6).

Квазистатический коэффициент гашения реактивности является одной из основных характеристик импульсного реактора и используется при расчетах параметров импульсов. Он определяется из анализа зависимости изменения реактивности от числа делений, произошедших в АЗ.

Текущая реактивность  $\rho(t)$  АЗ при генерировании ИЗН с учетом самогашения АЗ определялась по соотношению (1):

$$\rho(t) = \rho_0 - A_0 \cdot Y(t), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — начальная (стартовая) реактивность,  $A_0$  — квазистатический коэффициент гашения реактивности,  $Y(t)$  — текущее значение энерговыделения.

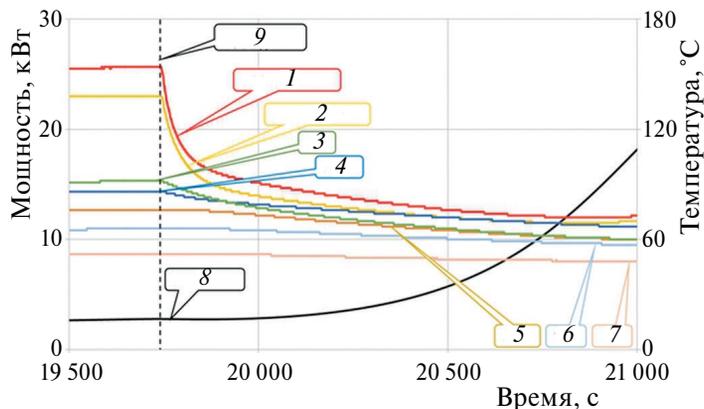
По результатам измерения мощности и энерговыделения в ИЗН были построены графики зависимости реактивности от энерговыделения (см. рис. 2).

С учетом минимизации нестационарных процессов перераспределения тепла в АЗ было получено значение квазистатического коэффициента гашения реактивности, равное  $5.34 \cdot 10^{-3} \beta_{эфф} \cdot \text{МДж}^{-1}$ .

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

Работа БР-К1М в статическом режиме ограничивается тремя факторами: максимальной температурой топливных элементов, величиной деформации торцевых поверхностей блоков и прочностными свойствами материалов. Анализ термомеханического расчета показал, что ограничивающий фактор по прочностным свойствам материала чехлов (ВТ20) значительно опережает ограничения по температуре и деформациям. Исходя из этого, был установлен предел безопасной эксплуатации в статическом режиме: максимальная температура чехла НБ-1П — не более 440 °С.

Для определения эффективности системы охлаждения АЗ в количественном эквиваленте при работе реактора на стационарной мощности 2.7 кВт с отключенной системой охлаждения было произведено ее включение и зафиксирован отклик термопар. На рис. 3 приведена временная зависимость показаний термопар при включении системы охлаждения АЗ.



**Рис. 3** Временная диаграмма показаний термопар при включении системы охлаждения. 1 — термопара (ТП) на НБ-1П верх; 2 — ТП на НБ-1П низ; 3 — ТП на АБ; 4 — ТП на НБ-1Л; 5 — ТП на НБ-1П; 6 — ТП на НБ-2; 7 — ТП на ПБ; 8 — мощность; 9 — включение охлаждения.

Как видно из данных графика, система охлаждения эффективно осуществляет теплообмен с поверхности структурных блоков чехлов АЗ.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПЕРЕВОДА РЕАКТОРА В ПОДКРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ПРИ СРАБАТЫВАНИИ АВАРИЙНОЙ ЗАЩИТЫ

Определение времени перевода реактора в подкритическое состояние при срабатывании аварийной защиты было выполнено путем определения реактивности АЗ во временном интервале сброса (падения под действием силы тяжести) органов аварийной защиты.

Реактивность АЗ при сбросе блоков аварийной защиты определялась методом «сброса стержня» и методом обращенного решения уравнения кинетики (ОРУК) [9]. Для этого реактор БР-К1М выводился на стационарный уровень мощности 1 кВт, стационарный уровень мощности, поддерживался в течение 300 с для исключения влияния на результат измерений неравновесности концентрации предшествующих запаздывающих нейтронов. По завершении процедуры удержания реактора на стационарной мощности был произведен совместный сброс органов аварийной защиты.

При обработке данных методом «сброса стержня» получено, что при сбросе органов аварийной защиты за время 200 мс из АЗ выводится реактивность  $2.17 \beta_{эфф}$ . При обработке данных методом ОРУК с учетом нулевого значения фона и нулевого значения внешнего источника нейтронов получено, что при сбросе органов аварийной защиты за время 200 мс из АЗ выводится реактивность  $2.20 \beta_{эфф}$ .

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРОГО ИМПУЛЬСНОГО БЛОКА

Быстрый импульсный блок (БИБ) является вновь разработанным ОРР, предназначенным для реализации импульсного на мгновенных нейтронах режима работы ИЯУ БР-К1М. Механизм управления БИБ имеет электропривод перемещения блока между исходным и рабочим положениями, и пневмопривод перемещения из рабочего в исходное положение. Генерация ИМН обеспечивается путем быстрого вывода БИБ из внутризонной полости АЗ пневмоприводом, который позволяет разогнать БИБ до скорости  $9 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ .

Определение реактивности реактора АЗ при перемещении быстрого импульсного блока вдоль центральной оси было выполнено методом установившегося периода [10]. Для этого БИБ был перемещен в крайнее положение внутри АЗ с координатой 0.0 мм (исходное положение). Измерителями периода из состава ИЯУ БР-К1М было проведено измерение значения периода разгона, по которому вычислялась

реактивность АЗ для положения БИБ 0.0 мм. Далее БИБ перемещался в направлении вывода из АЗ. При каждом реализованном положении БИБ выполнялись процедуры по измерению установившегося периода и реактивности. Вклад БИБ в реактивность АЗ был рассчитан на рабочей базе перемещения от 0.0 до 266.8 мм.

На основе проведенных расчетов был сделан вывод о том, что положение максимальной реактивности (ПМР) соответствует положению БИБ 192 мм, максимальный вклад БИБ в реактивность АЗ составляет  $0.977 \beta_{эфф}$ . Минимальный вклад БИБ в реактивность АЗ реализуется в положении 0.0 мм. При исходном положении 266.8 мм вклад БИБ в реактивность АЗ составляет  $0.772 \beta_{эфф}$ . При перемещении от исходного положения до ПМР БИБ вносит положительную реактивность  $0.205 \beta_{эфф}$ .

При генерировании ИМН, реализуемого пролетом БИБ положения ПМР на больших скоростях, на конечном участке пролета при торможении происходит отскок БИБ в направлении к АЗ. Для уменьшения энерговыделения в ИМН, обусловленного запаздывающими нейтронами, необходимо минимизировать величину отскока БИБ. Для этого были определены оптимальная скорость перемещения БИБ пневмоприводом и оптимальное давление в ресивере БИБ.

В ходе проведенных исследований было получено, что при значении избыточного давления в ресивере 0.9 МПа остановка БИБ при торможении производится в положении 250 мм, а при 1.2 МПа — в положении 264 мм, поэтому для генерирования ИМН более предпочтительным вариантом является быстрое перемещение БИБ, реализуемое при избыточном давлении в ресивере 1.2 МПа (БИБ большую реактивность выносит из АЗ при пролете на конечном участке перемещения). Сравнивая значения скорости ввода реактивности, реализуемые при перемещении БИБ при избыточных давлениях 1.2 МПа и 1.5 МПа, более предпочтительным является перемещение БИБ при избыточном давлении 1.5 МПа, но с учетом жесткого удара об дно пневмоцилиндра и отскока 10 мм для генерирования ИМН следует выбрать перемещение БИБ при начальном избыточном давлении в ресивере 1.2 МПа. Таким образом, в качестве оптимального было выбрано значение давления в ресивере БИБ 1.2 МПа, при котором реализуются максимальная скорость БИБ  $6.9 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$  и соответствующая ей максимальная скорость ввода реактивности  $51.4 \beta_{эфф}\cdot\text{с}^{-1}$ .

Для выбора оптимальной мощности реактора в момент старта БИБ на ИЯУ БР-К1М был произведен ИМН с планируемым переходом выше верхне-критического состояния на мгновенных нейтронах  $1.025 \beta_{эфф}$ . Мощность в момент старта БИБ составила 3 Вт. Зарегистрировать параметры ИМН не удалось ввиду малого значения мощности в импульсе (порог запуска аппаратуры, предназначенной для регистрации формы импульса, был установлен на уровень мощности  $3\cdot 10^7$  Вт).

Для увеличения мощности, реализуемой при малых значениях избыточной реактивности выше верхне-критического состояния, генерирование следующих ИМН было произведено при старте БИБ с мощности, равной 30 Вт. Эта величина установлена исходя из критерия сильного источника нейтронов [11], который определяется соотношением (2):

$$S \cdot \Lambda \gg 4, \quad (2)$$

где  $S$  — источник нейтронов,  $\text{с}^{-1}$ ;  $\Lambda$  — время генерации нейтронов, с.

Расчитанное по концентрации предшественников запаздывающих нейтронов значение источника нейтронов в АЗ составило  $4.3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ . С учетом оценки времени генерации нейтронов  $3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  критерий сильного источника при пуске БИБ со стартовой мощности 30 Вт выполняется ( $4.3 \cdot 10^{14} \cdot 3 \cdot 10^{-7} = 1.3 \cdot 10^8 \gg 4$ ).

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ И ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЯУ БР-К1М

##### Параметры статического режима работы

Для определения эксплуатационных и предельно допустимых параметров реактора в статическом режиме работы были выполнены четыре статических пуска.

В статическом режиме параметры ИЯУ БР-К1М имеют ограничения по стационарной мощности (30 кВт) и по максимальной температуре нагрева чехла НБ-1П (~440 °С). По результатам генерирования статических энергопусков была достигнута установленная максимальная стационарная мощность, при этом предел безопасной эксплуатации по температуре чехла НБ-1П не был достигнут с более

чем двукратным запасом, а «равновесный» температурный режим был установлен в течение ~ 2 ч.

При работе ИЯУ БР-К1М на предельно допустимой стационарной мощности в течение неограниченного времени с включенной на максимальных параметрах системой охлаждения заклинивание ОРР аварийной защиты исключено.

##### Параметры режима генерирования импульса на запаздывающих нейтронах

С целью определения эксплуатационных параметров реактора проведена серия из пяти ИЗН со стартовой реактивностью от  $0.289 \beta_{\text{эфф}}$  до  $0.524 \beta_{\text{эфф}}$  с максимальной мощностью в пике от 0.8 до 4.5 МВт (см. рис. 4).

Для генерирования ИЗН с планируемым периодом увеличения мощности подбиралось «стартовое» состояние АЗ по реактивности. После подготовки «стартового» состояния реактор переводился в подкритическое состояние сбросом ИБ, затем выполнялись подготовительные операции для проведения измерений, после которых производился пневмоввод ИБ в крайнее верхнее положение. Импульс формировался за счет теплового расширения деталей АЗ, изменения объема АЗ и увеличения вероятности утечки нейтронов из реактора.

С целью гарантированного не превышения предела безопасной эксплуатации по энерговыделению была реализована уставка на сброс ОРР по значению энерговыделения. Включение системы охлаждения производилось после фиксации факта установления максимальной температуры на поверхности блока НБ-1П.

Для достижения максимальной мощности был подготовлен импульс со стартовой реактивностью  $0.537 \pm 0.009 \beta_{\text{эфф}}$ . Общий сброс ОРР осуществлялся по достижению установленного предела максимального энерговыделения в АЗ. Включение системы

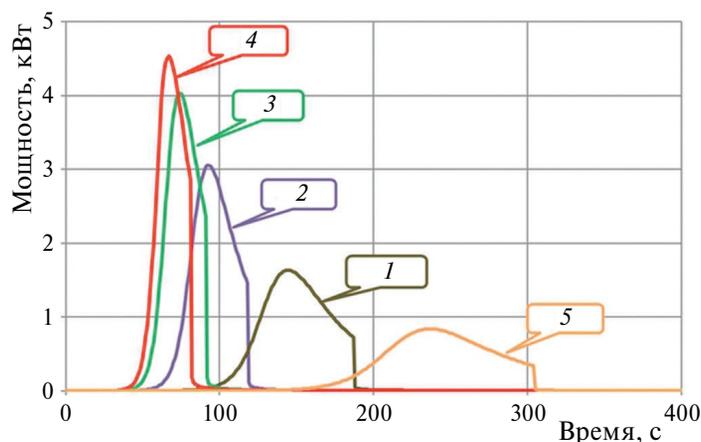


Рис. 4. Временные диаграммы мощности в процессе генерирования импульса на запаздывающих нейтронах (ИЗН). 1 — ИЗН № 1; 2 — ИЗН № 2; 3 — ИЗН № 3; 4 — ИЗН № 4; 5 — ИЗН № 5

охлаждения производилось после фиксации факта установления максимальной температуры на поверхности блока НБ-1П.

Отметим, что максимальная температура на торцевой поверхности НБ-1П не превысила значение предела безопасной эксплуатации по температуре чехла НБ-1П. При этом предел безопасной эксплуатации по максимальной температуре чехла НБ-1П не достигается даже без охлаждения.

По результатам исследований в ИЗН комиссия по физическому пуску приняла решение об увеличении предельно допустимых параметров для режима генерирования импульсов на запаздывающих нейтронах (максимальная мощность и энерговыделение) на ~5% по максимальной мощности и на ~10% по энерговыделению по сравнению с первоначально зафиксированными значениями в ООБ (отчете по обоснованию безопасности) ИЯУ БР-К1М.

#### *Параметры режима генерирования импульса на мгновенных нейтронах*

Ввиду того, что на установке БР-К1М в рамках модернизации был введен новый ОРР — БИБ, а также изменена схема генерирования ИМН, особое внимание было уделено отработке процедуры подготовки и генерирования ИМН.

Эксплуатационные и предельно допустимые параметры импульса на мгновенных нейтронах были определены по данным, зарегистрированным в тринадцати проведенных пусках: ИМН № 1 — ИМН № 13. Исследован диапазон планируемого перехода выше верхне-критического состояния от  $0.025 \beta_{эфф}$  до  $0.221 \beta_{эфф}$ . Под величиной реализованного перехода по реактивности выше верхне-критического состояния понимается разность значений реактивности, вносимой БИБ, и реактивности, выводимой из АЗ за счет самогашения. Предельно допустимые параметры были определены по данным, полученным в ИМН № 13. Полученные значения в пределах погрешности измерений соответствуют пределам безопасной эксплуатации ИЯУ БР-К1М.

Полный флюенс нейтронов составил  $(1.98 \pm 0.40) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , флюенс нейтронов с энергией  $\geq 0.1 \text{ МэВ}$  —  $(1.75 \pm 0.35) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , доля нейтронов в спектре с энергией  $\geq 0.1 \text{ МэВ}$  — 0.89, экспозиционная доза гамма излучения —  $(2.78 \pm 0.47) \cdot 10^5 \text{ Р}$ . По результатам исследований не выявлено значимого влияния (в пределах погрешности измерений) на параметры импульсов (энерговыделение, мощность в пике, длительность) штатных предельных нагрузок: свинцового фильтра и  $n$ - $\gamma$ -конвертор. Исключением составил параметр длительности: в случае свинцового фильтра импульс стал шире в ~1.1 раза.

В нормировке на 100 МДж в опорной точке  $n$ - $\gamma$  конвертора получены следующие значения: полный флюенс нейтронов —  $(3.90 \pm 0.78) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , флюенс нейтронов с энергией  $\geq 0.1 \text{ МэВ}$  —  $(1.90 \pm 0.38) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , доля

нейтронов в спектре с энергией  $\geq 0.1 \text{ МэВ}$  — 0.49, экспозиционная доза гамма излучения —  $(5.94 \pm 1.18) \cdot 10^5 \text{ Р}$ .

В нормировке на 100 МДж в опорной точке свинцового фильтра получены следующие значения: полный флюенс нейтронов —  $(1.21 \pm 0.24) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , флюенс нейтронов с энергией  $\geq 0.1 \text{ МэВ}$  —  $(9.84 \pm 1.97) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , доля нейтронов в спектре с энергией  $\geq 0.1 \text{ МэВ}$  — 0.81, экспозиционная доза гамма излучения —  $(3.84 \pm 0.77) \cdot 10^4 \text{ Р}$ .

Предельно допустимые параметры были определены по данным, полученным в ИМН № 13: полное энерговыделение в ИМН —  $(106.0 \pm 7.4) \text{ МДж}$ , полуширина импульса —  $(544 \pm 24) \text{ мкс}$ , максимальная мощность в пике импульса —  $(110 \pm 13) \text{ ГВт}$ , максимальный разогрев торцевой поверхности блока НБ-1П —  $(435 \pm 7)^\circ\text{С}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работы по физическому пуску ИЯУ БР-К1М были успешно завершены в 2022 году. На основании всей совокупности полученных экспериментальных данных на двух стадиях физического пуска, комиссия по физическому пуску ИЯУ БР-К1М установила, что условия работы ИЯУ БР-К1М в режимах статического и генерирования импульсов на запаздывающих и мгновенных нейтронах, предписываемые стандартом госкорпорации «Росатом», обеспечиваются и рекомендовала РФЯЦ-ВНИИЭФ ввести в эксплуатацию ИЯУ БР-К1М в режимах статического и генерирования импульсов на запаздывающих и мгновенных нейтронах.

Работы по использованию ИЯУ БР-К1М в экспериментальных исследованиях в полном объеме ее функциональных возможностей будут продолжены.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакт. 1992. № 3. С. 5.
2. Босамыкин В.С., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакт. 1996. № 1. С. 3.
3. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Том 1. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. 552 с.
4. Девяткин А.А., Воронцов С.В., Колесов В.Ф. и др. // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакт. 2017. № 4. С. 43.
5. Девяткин А.А., Арапов А.В., Красавин Н.А. и др. // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакт. 2021. № 4. С. 26.
6. Арапов А.В., Дюдяев А.М., Майорников В.С. и др. // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакт. 2023. № 4. С. 45.
7. Власников А.К., Жеребчевский В.И., Лазарева Т.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 614; Vlasinkov A.K., Zherebchevsky V.I., Lazareva T.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 469.
8. Белошицкий К.А., Кошелев А.С., Мовкаев М.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1280;

- Beloshitskiy K.F., Koshelev A.S., Mochkaev M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 1290.
9. *Попов В.А., Дюдяев А.М.* // Атомн. энерг. 1997. Т. 82. № 3. С. 238.
10. *Уриг Р.* Статистические методы в физике ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974. 400 с.
11. *Лукин А.В.* Физика импульсных ядерных реакторов. Снежинск: Из-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. 528 с.

## Results of physical start-up second stage for research nuclear facility BR-K1M

**I. M. Piskorskiy<sup>1, \*</sup>, A. V. Arapov<sup>1</sup>, A. V. Danilov<sup>1</sup>, A. A. Devyatkin<sup>1</sup>, A. V. Zhirnov<sup>1</sup>,  
I. A. Kirilin<sup>1</sup>, N. A. Krasavin<sup>1</sup>, A. Ye. Nikiforov<sup>1</sup>, G. N. Pikulina<sup>1</sup>, A. B. Sokolov<sup>1</sup>,  
K. A. Savasichev<sup>1</sup>, V. A. Yukhnevich<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Russian Federal Nuclear Center — All-Russia Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia*  
*\* e-mail: otd4@expd.vniief.ru*

There are summarized modernization results of the BR-K1M (booster-reactor cascade) research nuclear facility. There are discussed research results of the facility start-up second stage, measuring and processing techniques, used to obtain the main characteristics of reactor active zone, operational parameters, and limit values for safe facility operation.

*Keywords:* research nuclear facility, reactivity, prompt neutron impulse, delayed neutron impulse, stable reactor period, upper critical state, reactivity control elements.

УДК 620.186.14:53.083.98

## ЯДЕРНО-СКАНИРУЮЩИЙ МИКРОЗОНД В ИССЛЕДОВАНИИ ЭПИСЛОЕВ КАРБИДА КРЕМНИЯ

© 2024 г. М. Э. Бузуверя<sup>1</sup>, И. А. Карпов<sup>1</sup>, А. Ю. Архипов<sup>1</sup>, Д. А. Скворцов<sup>2,\*</sup>,  
В. А. Неверов<sup>2</sup>, Б. Ф. Мамин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Национальный исследовательский Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва,  
Научно-исследовательская лаборатория «Синтез и обработка монокристаллов карбида кремния», Саранск, Россия  
\*e-mail: [dismos51@gmail.com](mailto:dismos51@gmail.com)

Поступила в редакцию 27.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Обсуждаются результаты исследования поверхностей образцов гомоэпитаксиальных слоев 4H-SiC методом ядерно-сканирующего микрозонда в режиме обратного резерфордовского рассеяния. Анализ состояния поверхностей образцов, и режимов синтеза показал, что увеличение содержания кремния в верхних слоях некоторых образцов предшествует формированию высокодефектных слоев 4H-SiC.

**Ключевые слова:** ядерный сканирующий микрозонд, эпитаксиальные слои, карбид кремния, политип 4H, метод сублимационного сэндвича, атомно-силовая микроскопия, эпитаксиальная поверхность, включение Si, включение C

DOI: 10.31857/S0367676524080201, EDN: OPKVCМ

### ВВЕДЕНИЕ

Эффективность радиоэлектронных устройств, особенно работающих в экстремальных условиях (высокие температуры, радиация и др.) существенно зависит от повышения быстродействия, энергосбережения и надежности твердотельной элементной базы. Одним из материалов, отвечающих столь жестким требованиям, является карбид кремния 4H политипа (4H-SiC). Высокая подвижность электронов, большая величина электрического поля пробоя в сочетании с отличными термохимическими характеристиками обуславливают значительные перспективы использования этого материала для изготовления приборов различного назначения. Электронные приборы на основе SiC обладают высоким быстродействием, радиационной стойкостью и возможностью работы при температурах до 600 °C [1]. Реализация высоких потенциальных возможностей этого материала тормозится в связи с трудностью получения качественных эпитаксиальных слоев (ЭС) этого материала. Отработка технологии воспроизводимого роста ЭС SiC является индивидуальной задачей для установок конкретного типа и требует детального учета факторов, определяющих достижимые параметры эпислоев [2]. При росте ЭС может происходить спонтанное зарождение мелкомасштабных кристаллов,

планарных дефектов, дислокаций и др., линейные масштабы которых составляют единицы – десятки микрометров [3]. В этой связи весьма актуальным является применение современных высокоразрешающих методов характеризации ЭС SiC. Цель работы — исследование возможности использования установки «Ядерно-сканирующий микрозонд-ЭГП-10» (ЯСМЗ) в оценке качества гомоэпитаксиальных слоев 4H-SiC, полученных сублимационным сэндвич-методом (ССМ) в вакууме на монокристаллических подложках 4H-SiC.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

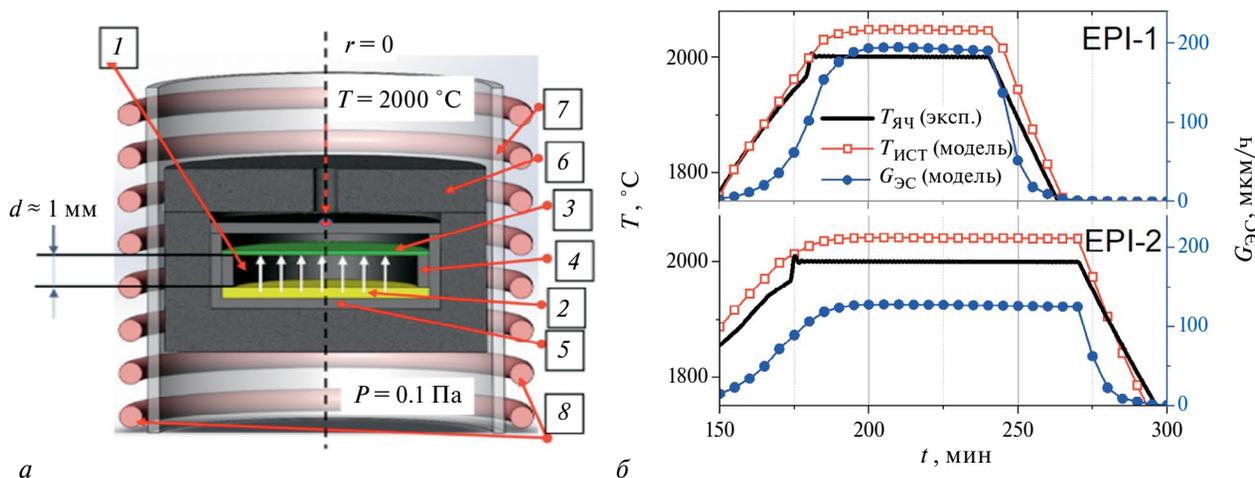
Мы исследовали 2 образца гомоэпитаксиальных слоев 4H-SiC EPI-1 и EPI-2, полученных на вици-нальных (4° off-cut) монокристаллических подложках 4H-SiC *n*-типа (легирование азотом) диаметром 100 мм, толщиной 350 мкм сублимационным сэндвич-методом (ССМ) (рис. 1а) в установке высокотемпературного роста с индукционным нагревателем Basic-T. В качестве источника паров использовали нелегированные поликристаллические пластины карбида кремния кубического политипа (3C-SiC) диаметром 100 мм, толщиной 650 мкм. Зазор массопереноса между источником и подложкой составлял

1 мм. Осевой градиент температуры внутри зоны массопереноса задавали положением ростовой поверхности подложки относительно середины индукционного нагревателя установки (поз. 8). Температуру контролировали инфракрасным пирометром установки в осевой точке верхней крышки графитовой эпитаксиальной ячейки ( $T_{яч}$ ). Процессы эпитаксии проводили в следующем технологическом режиме (рис. 1б) (табл. 1): 1) откачка ростовой камеры с тепловым узлом до остаточного давления  $p = 0.33$  Па; 2) ступенчатый нагрев до  $T_{яч} = 2000$  °С в течение 180 мин; 3) выдержка при  $T_{яч} = 2000$  °С в течение 60 мин (ЕРІ-1) и 100 мин (ЕРІ-2); 4) естественное охлаждение установки при отключенном нагревателе. Необходимо отметить, что интенсивность откачки камеры была одинаковой на всех указанных стадиях процесса, а напуск продувочных и легирующих газов не производился. Полученные ЭС имеют  $n$ -тип проводимости, обусловленный фоновым легированием остаточным азотом.

Полученные образцы отличаются толщинами как эпслоев  $h_{ЭС}$ , так и подложек  $h_{подл}$ , так как обратная сторона подложек свободно сублимировала в пространство под крышкой ячейки. Различия в толщине ЭС обусловлены использованием разных

осевых градиентов температуры в ростовой ячейке, что приводит к разной скорости роста слоев. Отметим, что в табл. 1 приведены средние значения скоростей роста  $G_{ЭС}$  как отношение средней толщины  $h_{ЭС}$  эпитаксиального слоя к длительности фазы выдержки  $t_3$ . В действительности, следует ожидать, что вследствие отсутствия ограничивающих рост стадий (напуск инертного газа в стадии нагрева и его откачка перед началом роста, напуск газа для ограничения роста перед стадией охлаждения) существенный рост ЭС возможен до и после стадии выдержки (3) при  $T_{яч} > 1800$  °С. Поскольку рост слоев проводился при постоянном давлении  $p$ , то скорость роста  $G_{ЭС}(t)$ , в первом приближении, будет пропорциональна температуре источника  $T_{ист}(t)$  [4].

Для получения более детальной информации о распределении температуры внутри ячейки, оценки динамики процесса осаждения и состава паровой фазы в процессе эпитаксии были использованы методы численного конечно-элементного моделирования. Конечно-элементная модель рассчитывалась в программном пакете мультифизического моделирования COMSOL Multiphysics с использованием геометрии теплового узла, сэндвич-ячейки, физическими свойствами применяемых материалов [5].



**Рис. 1.** Схема эпитаксиальной сэндвич-ячейки в тепловом узле ростовой установки (а): 1 — зона переноса молекулярных компонентов пара; 2 — источник паров SiC (сублимационная пластина); 3 — кристалл затравка (монокристаллическая 4Н-SiC подложка); 4 — графитовое кольцо (спейсер); 5 — графитовый тигель; 6 — графитовая теплоизоляция; 7 — кварцевая труба; 8 — индукционный нагреватель. Динамика процессов эпитаксии (б) ЕРІ-1 (вверху) и ЕРІ-2 (внизу):  $T_{яч}$  (эксп.) — температура верха эпитаксиальной ячейки, регистрируемая пирометром;  $T_{ист}$  (модель) — расчетная температура поверхности сублимационной пластины;  $G_{ЭС}$  (модель) — расчетная скорость роста эпитаксиального слоя.

**Таблица 1.** Технологические режимы (экспериментальные данные).  $P_3$  — средняя мощность нагревателя на стадии выдержки

Процесс / образец	Поз., мм	$P_3$ , кВт	$T_{яч}$ , °С	$p$ , Па	$t_3$ , ч	$h_{ЭС}$ , мкм	$G_{ЭС}$ , мкм/ч	$h_{подл}$ , мкм
ЕРІ-1	85	5.3	2000	0.34	1	$215 \pm 10$	215	$268 \pm 10$
ЕРІ-2	45	4.1	2000	0.33	1.6	$224 \pm 15$	140	$294 \pm 12$

В качестве входных параметров использовались экспериментальные данные серии процессов EPI-1—4. Последовательность расчета: 1) решение уравнений теплопереноса (теплопередача в твердых телах и радиационный теплоперенос) при индукционном нагреве с использованием экспериментальной кривой нагрева и температурозависимых свойств материалов в диапазоне 300—3000 К; 2) решение уравнений свободномолекулярного массопереноса в зазоре источник-подложка. В результате была произведена оценка основных параметров процессов и их общая динамика. Рассчитанная динамика температуры источника  $T_{ист}(t)$  в сравнении с экспериментальной кривой температуры крышки сэндвич-ячейки  $T_{яч}(t)$  и скорости роста  $G_{ЭС}(t)$  процессов EPI-1 и EPI-2 показана на рис. 1б.

В табл. 2 приведены основные рассчитанные параметры процессов эпитаксии EPI-1 и EPI-2 из которых можно видеть, что положение подложки относительно индуктора определяет осевой перепад температур  $\Delta T$  источник-подложка. Рассчитанная стехиометрия  $\eta$  компонентов (Si/C) паровой фазы на стадии выдержки  $\eta$  равна 1.52 и 1.55 для EPI-1 и EPI-2, соответственно. Наилучшая сходимости толщины  $h_{ЭС}$  и скорости роста  $G_{ЭС}$  была получена при значениях коэффициентов сублимации и прилипания  $\delta = 0.03$  и  $\alpha = 0.65$  соответственно, что согласуется с литературными данными моделирования подобных сэндвич-ячеек [6].

**Таблица 2.** Данные численного моделирования.  $G_{ЭС}$  — расчетная средняя скорость роста на стадии выдержки

Процесс	$T_{ист},$ С°	$T_{ЭП},$ С°	$\Delta T,$ К	$G_{ЭС},$ мкм/ч	$h_{ЭС},$ мкм	$\eta_3,$ (отн.ед)
EPI-1	2048	2040	8	184	219	1.52
EPI-2	2040	2035	5	127	224	1.55

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В ранее проведенных нами работах был использован комплексный способ изучения структуры, сочетающий атомно-силовую микроскопию (АСМ) и исследование с помощью ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ). Такая комбинация методов позволила получать интересные результаты [7]. АСМ дает представление о структуре поверхности, что необходимо для интерпретации элементного картирования. В свою очередь, результаты ЯСМЗ-картирования полезны для анализа АСМ-изображений в режиме «фазового контраста». На настоящий момент времени ядерный сканирующий микронзонд (ЯСМЗ) является хорошо обоснованным аналитическим методом, нашедшим применение в различных областях науки и производства, и относится к перспективному развивающемуся диагностическому направлению.

В качестве источника ускоренных ионов используется электростатический перезарядный ускоритель ЭГП-10. Ускоряемые ионы: протоны, дейтроны с энергиями до 10 МэВ. Одним из методов микроструктурного элементного анализа, развивающегося на установке «Микронзонд», является метод RBS (Rutherford Back scattering Spectrometry — резерфордское обратное рассеяние), основанный на спектроскопии обратного рассеяния заряженных частиц. Этот метод довольно универсален. Основным его преимуществом по сравнению с другими методами анализа на ионных пучках является возможность определения практически всех элементов, за исключением водорода.

При исследовании образцов комплекс «Микронзонд» — ЭГП-10 работал в следующем режиме: протонный пучок с энергией 4 МэВ (анализируемая глубина 25 мкм); средний ток протонов на образцах — 0.01 нА; шаг сканирования — 5 мкм; размер пучка на образце — не более 30×30 мкм; область сканирования 300×300 мкм.

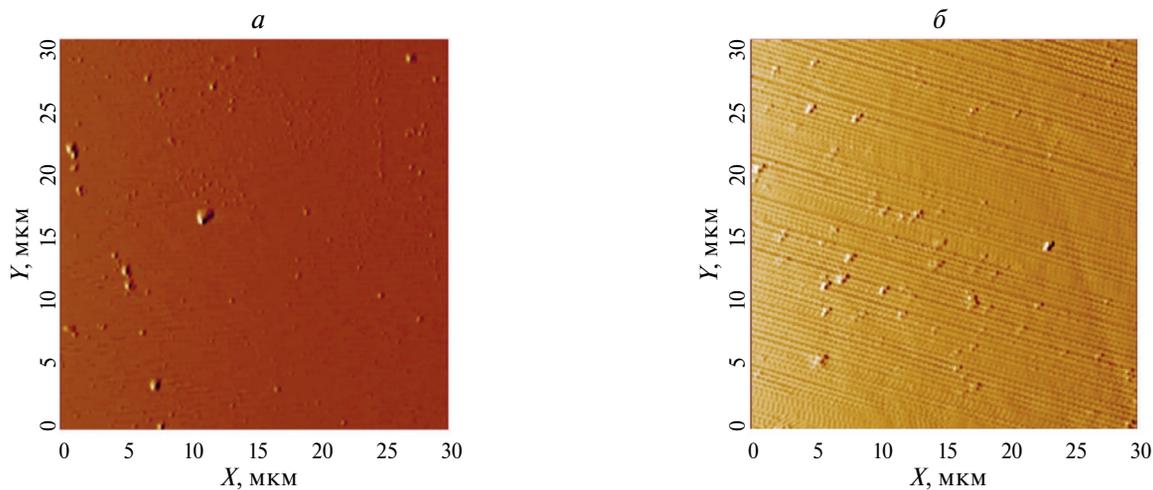
«Микронзонд» обеспечивает, как высокую чувствительность измерений (до 10 ppm), так и анализ распределения элементов по глубине эпислоев Si С.

Особый интерес представляет получение интегральных карт, где представлены все присутствующие в материале элементы. Интегральные элементные карты получали специальной математической обработкой RBS-спектров.

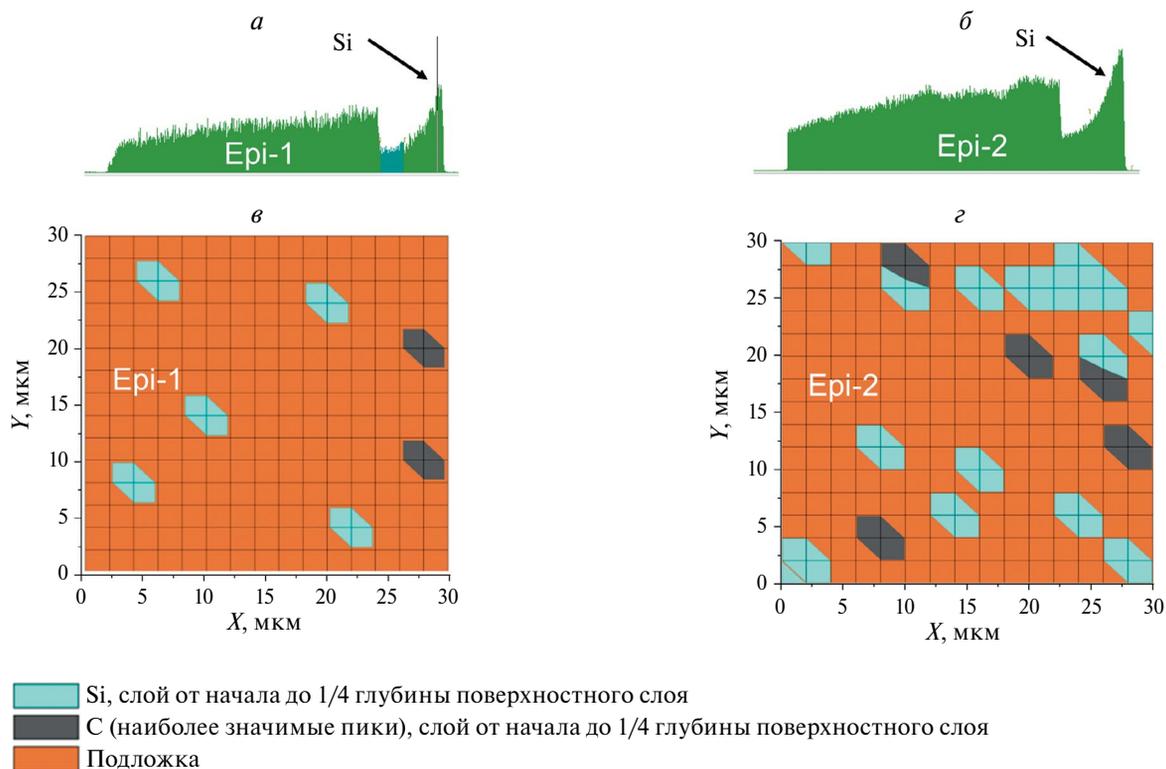
Анализ структуры поверхности образцов исследовался с помощью сканирующего зондового микроскопа СЗМ Solver Next производства ОАО НТ-МДТ, г. Зеленоград. В настоящее время сканирующий зондовый микроскоп является современным, актуальным прибором для получения изображения поверхности и её локальных характеристик, а также для анализа морфологических особенностей материалов. Сканирование поверхности проводилось полуконтактным методом (tapping-mode) в режиме топографии и фазы на воздухе при нормальных условиях, кантилеверы серии NSG10/W2C. Топографическая мода дает данные о рельефе поверхности; фазовая мода — о неоднородностях свойств и химического состава. Результаты сканирования обрабатывали штатным программным модулем обработки изображения Image Analysis 3.5. Анализ параметров структуры поверхности в данной работе проводился на площади 30×30; 10×10 и 5×5 мкм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показаны характерные для поверхности образцов АСМ-изображения. Основными структурными элементами являются ступени роста и пики, образующие отдельную субструктуру. Результаты обработки изображений показали, что количество выступов в образце EPI-1 значительно меньше.



**Рис. 2.** АСМ-изображения: образец EPI-1 (*a*), высота ступеней — 0.5 нм, ширина террас 2.76 мкм, число пиков в области — 13; образец EPI-2 (*б*), высота ступеней — 0.5 нм, ширина террас — 5.61 мкм, число пиков в области — 58.



**Рис. 3.** RBS-спектры образцов EPI-1 (*a*) и EPI-2 (*б*). Карты распределения элементов (размер 30 × 30 мкм), образцы EPI-1 (*в*) и EPI-2 (*г*).

Представляло интерес определить химическую природу пиков. На рис. 3*a* и 3*б* представлены типичные RBS-спектры, полученные на образцах ЭС Si C.

На спектрах наблюдаются пики кремния (Si), которые можно интерпретировать как области с повышенным его содержанием. Причем эти зоны располагаются в поверхностном слое толщиной ~ 2 мкм. Результаты обработки спектров приведены в табл. 3.

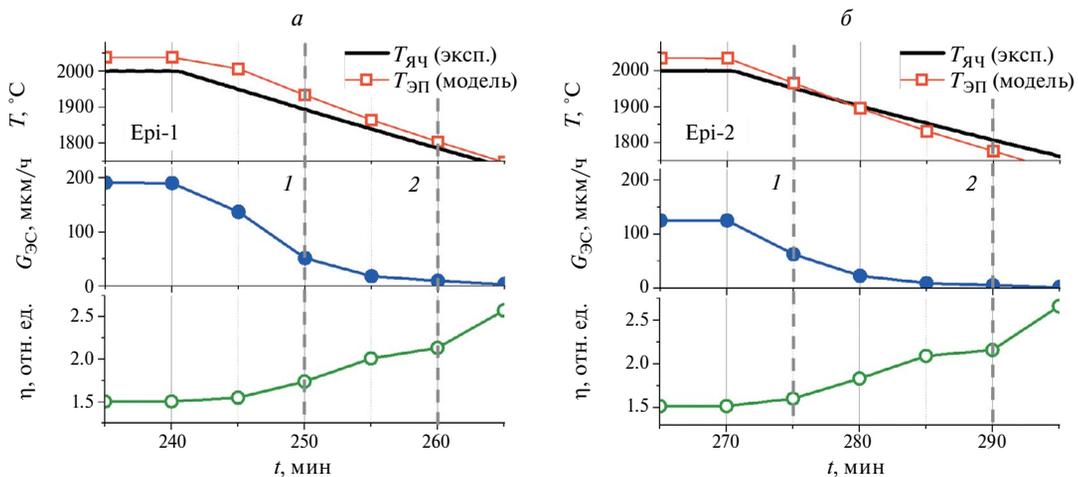
Специальная математическая обработка RBS-спектров с целью получения интегральных элементных карт показывает, что в поверхностных слоях есть участки с повышенным содержанием Si, углерода (C) и сочетанием Si-C, которые расположены изолированно в виде островковых образований. Пики выделяют структуры с повышенным содержанием компонент относительно усредненных значений на подложке (рис. 3*в* и 3*г*).

**Таблица 3.** Элементный состав образцов ЭС SiC

Образец	Расстояние от поверхности, мкм	Содержание Si, %	Содержание C, %
EPI-1	1.5	100	0
	2	Падение от 100 до 50	Нарастание от 0 до 50
	На всю глубину	50	50
EPI-2	2.0	100	0
	2.2	Падение от 100 до 50	Нарастание от 0 до 50
	На всю глубину	50	50

Условия роста на заключительном этапе осаждения ЭС SiC, в частности, при формировании приповерхностного слоя толщиной ~ 2 мкм можно оценить из результатов моделирования. На рис. 4 показаны графики ростовых параметров ( $T_{ЭП}(t)$  — температура эпитаксиальной поверхности,  $G_{ЭС}(t)$  — скорость роста,  $\eta(t)$  — стехиометрия паров Si/C) соответствующих этапу формирования таких слоев (области выделены пунктиром) для процессов EPI-1 и EPI-2. Линия 1 соответствует предположительному началу осаждения приповерхностного слоя, а линия 2 — окончанию. Значения параметров сведены в табл. 4. Из представленных данных можно сделать вывод, что осаждение приповерхностных слоев  $h_{(1-2)}$  проходило в условиях быстрого охлаждения ~ 13 К/мин, и как следствие, увеличения относительного содержания Si в паровой

фазе до  $\eta > 2$ , тогда как на стадии выдержки  $\eta_3 \approx 1.5$ . Поскольку расчет стехиометрии  $\eta(T)$  проводили для равновесной системы SiC [8], то в условиях быстрого охлаждения паровая фаза может перейти в систему SiC-Si с наиболее вероятным образованием жидкого Si. Из-за малого расстояния источник-подложка  $d = 1$  мм, температура подложки с эпислоем  $T_{ЭП}$  и температура источника  $T_{ист}$  при охлаждении уменьшалась с одной и той же скоростью, поэтому конденсация капель Si в процессах EPI-1 и EPI-2 обусловлена пересыщением пара по кремнию. Более высокая концентрация пикулов (капель Si) на поверхности образца EPI-2 может быть обусловлена значительно более выраженной ступенчатой ростовой поверхностью (рис. 2б) и более низкой температурой конечной стадии осаждения  $T_{ЭП} = 1777$  °С (табл. 4). Образование соразмерных



**Рис. 4.** Рассчитанная динамика ростовых параметров в области, соответствующей заключительному этапу роста ЭС SiC EPI-1 (слева) и EPI-2 (справа). Пунктирными линиями отмечена область формирования приповерхностного слоя толщиной ~ 2 мкм.  $T_{ЭП}$  (модель) — расчетная температура эпитаксиальной поверхности.

**Таблица 4.** Рассчитанные ростовые параметры стадии осаждения приповерхностных слоев SiC (по рис. 4)

Процесс	EPI-1		EPI-2	
	1	2	1	2
$T_{ЭП}$ , °С	1934	1805	1966	1777
$G_{ЭС}$ , мкм/ч	52	9	63	5
$\eta$ , отн. ед.	1.74	2.13	1.6	2.16
$h_{(1-2)}$ , мкм		2.17		2.4

включений углерода и Si-C композиций (рис. 3в и 3г) на одной глубине с включениями Si, указывает на испарение части Si капель в процессе охлаждения с образованием остаточного углеродного включения [9].

Анализ состояния поверхностей образцов и режимов синтеза показал, что, увеличение содержания Si в верхних слоях образцов и несвязанного C могут предшествовать формированию высокодефектных слоев 4H-SiC. Согласно литературным источникам, микрочастицы графита могут приводить к возникновению микропор и пучков дислокаций [10].

Таким образом, с помощью ЯСМЗ можно проводить контроль стехиометрии эпитаксиальных слоев карбида кремния и структурного совершенства поверхностных и приповерхностных слоев.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом ЯСМЗ получен элементный состав ЭС; показано изменение состава по толщине ЭС, которое зависит от технологии (расположения эпитаксиальной поверхности относительно нагревателя). Внедрение избыточного Si, в первую очередь, связано с динамикой изменения стехиометрии в паровой фазе при сублимирующем источнике SiC и быстром охлаждении в сторону обогащения кремнием (система SiC-Si). Увеличение Si в верхних слоях ЭС может предшествовать формированию высокодефектных слоев 4H-SiC.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лучинин В.В., Тауров Ю.М. // Изв. вузов. Электроника. 2011. № 6(92). С. 3.
2. Афанасьев А.В., Ильин В.А., Лучинин В.В., Решапов С.А. // Изв. вузов. Электроника. 2020. Т. 25. № 6. С. 483.
3. Авров Д.Д., Лебедев А.О., Тауров Ю.М. // Изв. вузов. Электроника. 2015. Т. 20. № 3. С. 225.
4. Давыдов С.Ю., Лебедев А.А., Савкина Н.С., Волкова А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 114; Davydov S.Yu., Lebedev A.A., Savkina N.S., Volkova A.A. // Tech. Phys. 2005. V. 50. No. 4. P. 503.
5. Schöler M., Schuh P., Steiner J., Wellmann P.J. // Mat. Sci. Forum. 2019. V. 963. P. 157.
6. Давыдов С.Ю., Лебедев А.А., Савкина Н.С. и др. // ФТП. 2004. Т. 38. № 2. С. 153.
7. Гаврилов Г.Е., Бузоверя М.Э., Карпов И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1155; Gavrilov G.E., Buzoverya M.E., Karpov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 956.
8. Lilov S.K. // Mater. Sci. Engin. B. 1993. V. 21. P. 65.
9. Vasiliauskas R., Marinova M., Hens P. et al. // Cryst. Growth Des. 2012. V.12. P. 197.
10. Быков Ю.О., Лебедев А.О., Щеглов М.П. // Неорг. матер. 2020. Т. 56. № 9. С. 979.

## Nuclear scanning microprobe in the study of silicon carbide epilayers

**M. E. Buzoverya<sup>1</sup>, I. A. Karpov<sup>1</sup>, A. Yu. Arkhipov<sup>1</sup>,  
D. A. Skvortsov<sup>2,\*</sup>, V. A. Neverov<sup>2</sup>, B. F. Mamin<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Russian Federal Nuclear Center — All-Russia Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia

<sup>2</sup>National Research Ogarev Mordovia State University, Research Laboratory “Synthesis and Processing of Silicon Carbide Single Crystals”, Saransk, 430005, Russia

\* e-mail: dismos51@gmail.com

We presented the results of the study of surfaces of homoepitaxial 4H-SiC layers using a nuclear scanning microprobe in the Rutherford backscattering mode. Analysis of the state of the sample surfaces and synthesis modes showed that an increase in the silicon (Si) content in the upper layers of some samples precedes the formation of highly defective 4H-SiC layers.

**Keywords:** nuclear scanning microprobe, epitaxial layers, silicon carbide, 4H polytype, sublimation sandwich method, atomic force microscopy, epitaxial surface, Si-inclusion, C-inclusion

УДК 539.173

## НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР-АКТИНИДОВ С ВЫЛЕТОМ НУКЛОНОВ И ЛЕГКИХ ЯДЕР

© 2024 г. Л. В. Титова<sup>1,\*</sup>, С. Г. Кадменский<sup>1</sup>, Я. О. Отводенко<sup>1</sup>, Е. С. Петрыкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

\* e-mail: titova\_lv@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

При использовании формул для расчета ширин спонтанного и индуцированного тепловыми нейтронами тройного деления атомных ядер с вылетом легких заряженных частиц, построенных на основе подхода к тройному делению как к виртуальному процессу, а также экспериментальных энергетических распределений  $\alpha$ -частиц, изотопов водорода и ядер  ${}^6\text{He}$  в тройном делении ядер-актинилов получены оценки вероятностей формирования указанных третьих частиц в шейке делящегося ядра, которые оказываются близкими друг к другу для  $(s, f)$  и  $(n_{th}, f)$  реакций деления соответствующих ядер. Показано, что спонтанное и вынужденное тройное деление рассматриваемых ядер-актинилов с испусканием легких заряженных частиц и нуклонов происходит из близких конфигураций делящегося ядра, а энергия связи теплового нейтрона, вносимая в составное делящееся ядро в реакциях  $(n_{th}, f)$ , идет в энергию деформации делящегося ядра, а не в кинетическую энергию третьей легкой частицы.

*Ключевые слова:* спонтанное тройное деление, индуцированное тепловыми нейтронами тройное деление,  $\alpha$ -частица, тритон, виртуальный механизм деления

DOI: 10.31857/S0367676524080219, EDN: OPKTMR

### ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное тройное деление ядра сопровождается самопроизвольным распадом ядра на легкий ( $A_{LF}, Z_{LF}$ ) и тяжелый ( $A_{HF}, Z_{HF}$ ) фрагменты деления и третью легкую частицу ( $A_{LP}, Z_{LP}$ ). В случае вынужденного тройного деления ядро бомбардируется тепловыми нейтронами, происходит формирование промежуточного составного делящегося ядра (СДЯ), которое также распадается на три продукта деления, указанных выше.

При описании тройного деления атомных ядер существует несколько механизмов. В [1] тройное деление представлено как внезапное сжатие шейки между предфрагментами деления. В момент разрыва шейки высвобождается потенциальная энергия, влияющая на изменение кинетической энергии легкой частицы и позволяющая этой частице вылететь вблизи области шейки делящегося ядра. Статистический испарительный механизм, предложенный в [2], предполагает, что легкая частица вылетает из нагретого до высокой температуры делящегося ядра. Но этот механизм не реализуется, поскольку при спонтанном делении делящееся ядро на всех стадиях до точки разрыва на предфрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [3]. В [4] рассматривается двойной разрыв

делящегося ядра, когда на первом этапе формируются фрагменты деления, а затем от более легкого фрагмента отрывается третья частица. Динамический неадиабатический механизм [4] описывает тройное деление как двухступенчатый процесс. На первой ступени происходит выброс легкой частицы из шейки делящегося ядра, при этом легкая частица получает кинетическую энергию, достаточную для преодоления кулоновского барьера, а остаточное ядро распадается на два фрагмента. Данный механизм не учитывает, что увеличение асимптотической кинетической энергии вылетающей легкой частицы приводит к уменьшению кинетической энергии относительного движения двух вылетающих фрагментов деления в момент деления остаточного ядра.

В [6, 7] тройное деление рассматривалось как двухступенчатый процесс, когда на первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра легкой частицы и образуется состояние промежуточного ядра, которое на второй ступени испытывает двойное деление на два первичных фрагмента тройного деления. В предлагаемом подходе часть энергии вылетающей легкой частицы берется за счет уменьшения теплоты деления промежуточного ядра.

Цель данной работы — на основе виртуального механизма [6, 7] для описания низкоэнергетического

тройного деления ядер, сопровождающегося вылетом легких заряженных частиц, определить вероятности формирования таких третьих частиц как  $\alpha$ -частицы, ядра  ${}^6\text{He}$  и изотопы водорода.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим основные экспериментальные свойства спонтанного и индуцированного тепловыми нейтронами тройного деления ядер-актинидов с вылетом  $\alpha$ -частицы и тритона, как наиболее вероятных частиц тройного деления.

В тройном делении  $\alpha$ -частица является длинно-пробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия  $T_\alpha = 16$  МэВ и значительно превышает по величине теплоту  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha^A$  [7]. Это означает, что  $\alpha$ -частица приобретает дополнительную энергию по сравнению с обычным  $\alpha$ -распадом, что указывает на возможность применения виртуального механизма распада родительского ядра. В табл. 1 представлены параметры [8–12] энергетического распределения  $\alpha$ -частиц — средняя кинетическая энергия  $\langle T_\alpha \rangle$ , ширина на полувысоте распределения FWHM, а также энергия  $B_n$  отделения нейтрона от СДЯ. В табл. 2 представлены аналогичные характеристики для тритонов. Следует отметить, что в случае вылетающих тритонов энергия  $Q_t^A$  имеет отрицательные значения, что однозначно свидетельствует об образовании после вылета тритона промежуточного ядра в виртуальном состоянии. Как видно из табл. 1 и 2, энергетические распределения третьих частиц в спонтанном

и индуцированном тепловыми нейтронами тройном делении изотопов Cm, Cf, Pu, Fm близки по значению как для  $\alpha$ -частиц, так и для тритонов.

Экваториальный характер угловых распределений  $\alpha$ -частиц и тритонов [13] указывает на их формирование в шейке делящегося родительского ядра. Конфигурация делящегося ядра, отвечающая появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой, возникает при его деформационном движении после преодоления этим ядром с вероятностью  $\omega^{(0)}$  внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, и далее обозначается индексом (0). Отмеченная выше близость энергетических распределений третьих частиц для реакций  $(s, f)$  и  $(n_{th}, f)$  позволяет сделать вывод о том, что энергия  $B_n$ , вносимая тепловым нейтроном в СДЯ идет не в кинетическую энергию вылетающей третьей частицы, а влияет на вероятность  $\omega^{(0)}$ .

### ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ СПОНТАННОГО И ВЫНУЖДЕННОГО ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

В [6, 7] тройное деление ядер рассматривается как двухступенчатый процесс. На первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра  $(A, Z)$  легкой частицы  $(A_{LP}, Z_{LP})$  с кинетической энергией  $T_{LP}$  и образуется виртуальное состояние промежуточного ядра  $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$ , которое на второй ступени испытывает распад на два фрагмента тройного деления: легкий  $(A_{LF}, Z_{LF})$  и тяжелый  $(A_{HF}, Z_{HF})$ .

**Таблица 1.** Характеристики спонтанного и вынужденного тройного деления ядер  ${}^{244,246,248}\text{Cm}$ ,  ${}^{250,252}\text{Cf}$ ,  ${}^{240,242}\text{Pu}$  и  ${}^{256}\text{Fm}$  с вылетом  $\alpha$ -частиц

Ядро	Спонтанное деление			Вынужденное деление				$Q_\alpha^A$ , МэВ
	$\langle T_\alpha \rangle$ , МэВ	FWHM, МэВ	$N_\alpha \cdot 10^{-3}$	$\langle T_\alpha \rangle$ , МэВ	FWHM, МэВ	$N_\alpha \cdot 10^{-3}$	$B_n$ , МэВ	
${}^{244}\text{Cm}$	15.99±0.08	9.99±0.29	3.16±0.09	16.14±0.06	10.32±0.11	2.43±0.08	6.802	5.90
${}^{246}\text{Cm}$	16.41±0.20	9.73±0.28	2.49±0.12	16.35±0.15	10.10±0.20	2.15±0.12	6.458	5.48
${}^{248}\text{Cm}$	15.97±0.12	10.03±0.14	2.30±0.10	16.01±0.13	10.37±0.24	1.85±0.10	6.214	5.16
${}^{250}\text{Cf}$	15.95±0.13	10.49±0.16	2.93±0.10	16.07±0.11	10.84±0.14	2.74±0.08	6.625	6.13
${}^{252}\text{Cf}$	15.70±0.20	11.00±0.20	3.82±0.10	15.89±0.12	10.60±0.18	2.41±0.14	6.134	6.21
${}^{240}\text{Pu}$	16.55±0.27	9.54±0.41	2.51±0.14	15.90±0.10	10.00±0.10	2.22±0.07	6.544	5.26
${}^{242}\text{Pu}$	15.79±0.21	9.25±0.24	2.17±0.07	15.90±0.10	9.80±0.10	1.86±0.05	6.309	4.99
${}^{256}\text{Fm}$	15.50±0.40	11.30±1.00	4.62±0.59	15.90±0.60	10.20±0.70	3.76±0.30	5.892	7.03

**Таблица 2.** Характеристики спонтанного и вынужденного тройного деления ядер  ${}^{244,246,248}\text{Cm}$  и  ${}^{250}\text{Cf}$  с вылетом тритонов

Ядро	Спонтанное деление			Вынужденное деление				$Q_t^A$ , МэВ
	$\langle T_t \rangle$ , МэВ	FWHM, МэВ	$N_t \cdot 10^{-4}$	$\langle T_t \rangle$ , МэВ	FWHM, МэВ	$N_t \cdot 10^{-4}$	$B_n$ , МэВ	
${}^{244}\text{Cm}$	8.05±0.29	7.89±0.48	1.98±0.24	8.15±0.31	8.13±0.47	1.96±0.25	6.802	−9.43
${}^{246}\text{Cm}$	8.05±0.34	7.77±0.47	1.72±0.24	8.40±0.25	7.76±0.38	1.85±0.21	6.458	−9.51
${}^{248}\text{Cm}$	8.86±0.18	7.47±0.29	1.79±0.21	8.55±0.27	7.52±0.33	1.84±0.20	6.214	−9.46
${}^{250}\text{Cf}$	8.31±0.30	8.58±0.49	2.08±0.27	8.42±0.27	8.55±0.43	2.10±0.18	6.625	−9.27

Тогда ширина  $\Gamma_{LP,f}^A$  спонтанного тройного деления имеет вид [6, 7]

$$\Gamma_{LP,f}^A = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{LP}^A + \Delta}^{Q_{LP,f}^A} \frac{\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \left( \Gamma_f^{(A-A_{LP})} \right)^{(0)}}{\left( Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2} dT_{LP}, \quad (1)$$

где  $\Gamma_{LP}^A(T_{LP})$  — ширина распада из основного состояния родительского ядра  $(A, Z)$  с вылетом легкой частицы LP из его шейки и образованием основного состояния дочернего ядра  $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$ , которая определяется как

$$\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) = \omega^{(0)} \left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}, \quad (2)$$

где  $\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$  — ширина распада, связанная с вылетом легкой частицы LP с кинетической энергией  $T_{LP}$  из шейки делящегося ядра, а  $\left( \Gamma_f^{(A-A_{LP})} \right)^{(0)}$  — делительная ширина состояния промежуточного ядра  $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$ , отвечающего конфигурации (0). В пределах интегрирования в формуле (1) фигурирует  $Q_{LP,f}^A$  — теплота тройного деления ядра  $(A, Z)$ ,  $Q_{LP}^A$  — теплота распада ядра  $(A, Z)$  с испусканием соответствующей легкой частицы LP.

Стоит отметить, что ширина вынужденного тройного деления СДЯ  $(A, Z)$ , образующегося при захвате теплового нейтрона ядром-мишенью  $(A - 1, Z)$  в основном состоянии, также определяется формулой (1), поскольку энергия возбуждения, равная энергии связи нейтрона  $B_n$  в СДЯ, сохраняется в предразрывной конфигурации этого ядра и не участвует в формировании кинетической энергии предразрывной третьей частицы. Из отношения ширины исследуемого тройного  $\Gamma_{LP,f}^A$  и ширины двойного  $\Gamma_f^A$  деления ядер при учете формулы можно получить выход  $N_{LP}$  легкой частицы в низкоэнергетическом тройном делении:

$$N_{LP} = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{LP}^A + \Delta}^{Q_{LP,f}^A} \frac{\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} \left( \Gamma_f^{(A-A_{LP})} \right)^{(0)}}{\left( Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2 \left( \Gamma_f^A \right)^{(0)}} dT_{LP}, \quad (3)$$

причем в (3) ширина  $\Gamma_f^{(A-A_{LP})}$  распада ядра  $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$  связана с его первоначальным переходом в конфигурацию (0) с вероятностью  $\omega^{(0)}$  формулой:

$$\Gamma_f^A = \omega^{(0)} \left( \Gamma_f^A \right)^{(0)}. \quad (4)$$

Энергетическое распределение вылетающих третьих легких частиц  $W(T_{LP})$ , нормированное на величину  $N_{LP}$ , определяется как

$$W_{LP}(T_{LP}) = \frac{1}{2\pi N_{LP}} \frac{\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} \left( \Gamma_f^{(A-A_{LP})} \left( T_f^{A-A_{LP}} \right) \right)^{(0)}}{\left( Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2 \left( \Gamma_f^A \left( Q_f^A \right) \right)^{(0)}}. \quad (5)$$

Если считать, что ширина  $\left( \Gamma_f^{(A-A_{LP})} \left( T_f^{A-A_{LP}} \right) \right)^{(0)}$  при кинетических энергиях фрагментов деления промежуточного ядра  $\left( T_f^{A-A_{LP}} \right)^{(0)} > 0$  близка к ширине  $\left( \Gamma_f^A \left( Q_f^A \right) \right)^{(0)}$  из-за надбарьерности процесса деления ядер  $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$  и  $(A, Z)$  для конфигурации (0) указанного ядра, то ширина  $\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$  примет вид:

$$\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} = 2\pi N_{LP} W_{LP}(T_{LP}) \left( Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2. \quad (6)$$

Согласно теории альфа-распада Г. А. Гамова [14], ширину распада родительского ядра  $\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$  с испусканием LP, можно выразить как

$$\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} = \omega_{LP} \frac{\hbar c \sqrt{2T_{LP}}}{2r_{neck}^A \sqrt{m_{LP} c^2}} P(T_{LP}), \quad (7)$$

где  $P(T_{LP})$  — фактор проницаемости кулоновского барьера,  $\omega_{LP}$  — вероятность формирования легкой частицы в шейке родительского ядра,  $r_{neck}^A$  — радиус шейки родительского ядра,  $m_{LP} c^2$  — энергия покоя легкой частицы.

При использовании характеристик экспериментальных энергетических распределений [8—12] из табл. 1 и 2 можно получить ширины вылета легкой частицы  $\left( \Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$  из шейки делящегося ядра для спонтанного и вынужденного деления, которые оказываются близки друг к другу, что продемонстрировано на рис. 1 и 2 на примере тройного деления ядер  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{256}\text{Fm}$  с вылетом  $\alpha$ -частиц.

Используя максимальные значения ширин  $\left( \Gamma_{LP}^A \right)_{max}^{(0)}$  и кинетических энергий  $(T_{LP})_{max}$ , рассчитанных по (6), а также усредненные значения

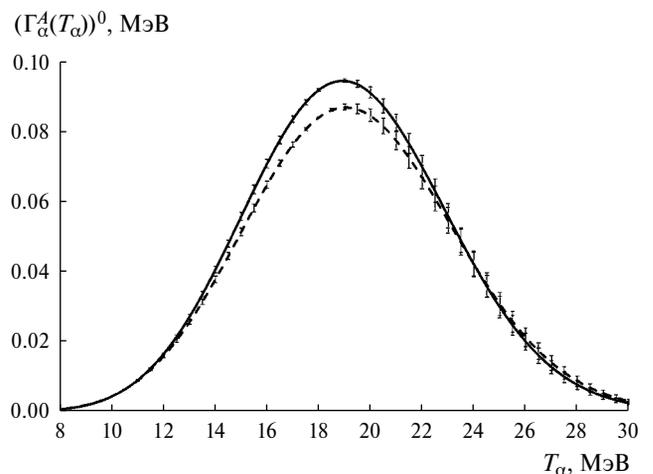
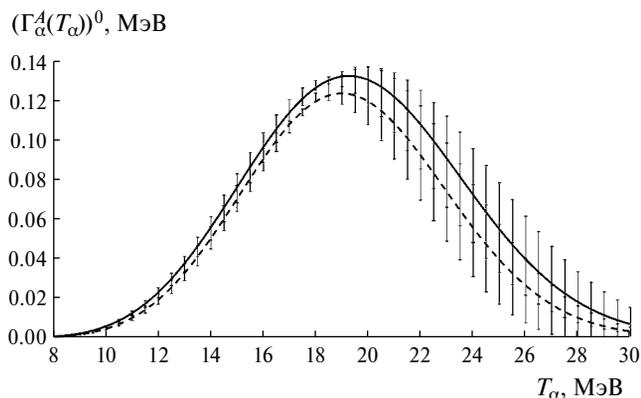


Рис. 1. Ширина вылета  $\alpha$ -частиц из шейки предразрывной конфигурации делящегося ядра  $^{252}\text{Cf}$ , где штриховая линия —  $(s, f)$ , сплошная линия —  $(n_{th}, f)$ .



**Рис. 2.** Ширина вылета  $\alpha$ -частиц из шейки предразрывной конфигурации делящегося ядра  $^{256}\text{Fm}$ , где штриховая линия —  $(s, f)$ , сплошная линия —  $(n_{th}, f)$ .

радиусов  $r_{neck}^A$  [15], при учете  $P((T_{LP})_{max}) \approx 1$  для вероятностей формирования  $\omega_{LP}$  из (7) можно получить:

$$\omega_{LP} = \frac{(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}))_{max}^{(0)} 2r_{neck}^A \sqrt{m_{LPC}^2}}{\hbar c \sqrt{2(T_{LP})_{max}}} \quad (8)$$

и рассчитать  $\omega_{LP}$  для таких заряженных третьих предразрывных частиц, как  $\alpha$ -частицы, протоны, а также лёгкие ядра  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  и  $^6\text{He}$ , и сравнить результаты с аналогичными значениями, полученными в рамках кластерной модели ядра [16].

**Таблица 3.** Вероятности формирования  $\alpha$ -частицы и тритонов в спонтанном и вынужденном тройном делении ядер  $^{244,246,248}\text{Cm}$ ,  $^{250,252}\text{Cf}$ ,  $^{240,242}\text{Pu}$  и  $^{256}\text{Fm}$

Ядро	$r_{neck}^{exp}$ , фМ	$\alpha$ -частица		$^3\text{H}$	
		$(s, f)$	$(n_{th}, f)$	$(s, f)$	$(n_{th}, f)$
		$\omega_\alpha \cdot 10^{-2}$	$\omega_\alpha \cdot 10^{-2}$	$\omega_t \cdot 10^{-3}$	$\omega_t \cdot 10^{-3}$
$^{244}\text{Cm}$	2.28	2.85	2.11	6.95	6.51
$^{246}\text{Cm}$	2.28	2.59	2.12	6.11	6.67
$^{248}\text{Cm}$	2.28	2.34	1.78	6.85	6.84
$^{250}\text{Cf}$	2.28	2.47	2.23	6.69	6.60
$^{252}\text{Cf}$	2.28	2.98	1.98	—	—
$^{240}\text{Pu}$	2.5	2.91	2.42		
$^{242}\text{Pu}$	2.5	3.06	2.09		
$^{256}\text{Fm}$	2.5	2.04	2.06		

**Таблица 4.** Характеристики спонтанного  $^{252}\text{Cf}(s, f)$  и вынужденного  $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$  тройного деления с испусканием ядер  $^1\text{H}$  и  $^2\text{H}$

Реакция деления	$^1\text{H}$				$^2\text{H}$			
	$N_p \cdot 10^{-5}$	$\langle T_p \rangle$ , МэВ	$Q_p^A$ , МэВ	$\omega_p \cdot 10^{-4}$	$N_d \cdot 10^{-5}$	$\langle T_d \rangle$ , МэВ	$Q_d^A$ , МэВ	$\omega_d \cdot 10^{-4}$
$^{252}\text{Cf}(s, f)$	4.6	7.8	-6.48	8.1	1.5	8.0	-9.3	5.0
$^{235}\text{U}(n_{th}, f)$	4.0	8.6	-6.71	7.6	1.2	7.9	-10.1	4.5

### ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ В ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ

При использовании экспериментальных данных по энергетическим распределениям третьих частиц рассчитаны вероятности формирования  $\alpha$ -частиц в спонтанном  $(s, f)$  тройном делении ядер  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{246}\text{Cm}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  [9] и  $^{250}\text{Cf}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  [10] и в индуцированном тепловыми нейтронами  $(n_{th}, f)$  тройном делении ядер-мишеней  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  [11] и  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  [12] с учетом размера шейки СДЯ 2.5 фМ [12].

Как видно из табл. 3, рассчитанные вероятности формирования в шейке делящегося ядра  $\alpha$ -частицы на порядок выше, чем вероятности формирования  $^3\text{H}$ , и имеют близкие значения для реакций  $(s, f)$  и  $(n_{th}, f)$  для всех анализируемых делящихся ядер. В табл. 4 представлены вероятности формирования легких ядер водорода  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ , значения которых ниже вероятности формирования  $^3\text{H}$  в шейке делящегося ядра. Из табл. 5 видно, что вероятности формирования ядер  $^6\text{He}$  близки для реакций  $(s, f)$  и  $(n_{th}, f)$  ядер  $^{250}\text{Cf}$  и  $^{252}\text{Cf}$ . Выходы легких заряженных частиц имеют максимальные значения  $2.4 \cdot 10^{-3}$  для  $\alpha$ -частиц,  $2.0 \cdot 10^{-4}$  для  $^3\text{H}$  и затем становятся менее  $1.2 \cdot 10^{-5}$  для  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$  и  $^6\text{He}$ . Подобные изменения происходят с вероятностями формирования, найденными с помощью (8), для всех случаев появления в тройном делении предразрывных заряженных частиц.

Следует отметить, что предлагаемый виртуальный механизм применим и для описания вылета предразрывных нейтронов, которые возникают при спонтанном и низкоэнергетическом вынужденном

**Таблица 5.** Характеристики спонтанного  $^{250,252}\text{Cf}(s, f)$  и вынужденного  $^{249,251}\text{Cf}(n_{\text{th}}, f)$  тройного деления с испусканием  $^6\text{He}$ 

Ядро	$N_{^6\text{He}} \times 10^{-5}$		$\langle T_{^6\text{He}} \rangle$ , МэВ		$Q_{^6\text{He}}^A$ , МэВ	$\omega_{^6\text{He}} \cdot 10^{-3}$	
	$(s, f)$	$(n_{\text{th}}, f)$	$(s, f)$	$(n_{\text{th}}, f)$		$(s, f)$	$(n_{\text{th}}, f)$
$^{250}\text{Cf}$	8.0	7.0	10.6	11.0	-5.91	2.6	2.4
$^{252}\text{Cf}$	7.7	7.6	11.2	10.9	-4.18	2.5	2.2

(при участии тепловых нейтронов) двойном делении ядер-актинилов. Характерные времена вылета таких нейтронов составляют  $\tau \leq 10^{-4}$  с. В [17] были получены энергетические распределения предразрывных нейтронов на основе полных энергетических распределений нейтронов деления и энергетических распределений испарительных нейтронов [18–20]. Типичные диапазоны углов вылета предразрывных нейтронов [18–20] для вынужденного деления ядра-мишени  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами с образованием СДЯ  $^{234}\text{U}$ , представленные в табл. 6, также дают возможность предполагать, что предразрывные нейтроны вылетают из шейки делящегося ядра. Заметные положительные значения разности  $(T_n - Q_n^A)$  показывают, что анализируемый процесс вылета предразрывных нейтронов деления, также, как и в случае вылета легких заряженных частиц, носит виртуальный характер. Полученные в [17] скорректированные энергетические распределения предразрывных нейтронов для спонтанного деления ядра  $^{252}\text{Cf}$  [19] и вынужденного деления  $^{235}\text{U}$  [20], демонстрируют их близость друг к другу для рассматриваемых двух случаев.

**Таблица 6.** Характеристики тройного деления  $^{252}\text{Cf}(s, f)$  и  $^{233,235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$  с испусканием предразрывных нейтронов

Составное ядро	$N_n \cdot 10^{-2}$	Диапазон углов	$\langle T_n \rangle$ , МэВ	$Q_n^A$ , МэВ
$^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$	1.5	$54.5^\circ \leq \theta \leq 107.8^\circ$	0.5	-6.8
$^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$	1.8	$54.5^\circ \leq \theta \leq 107.8^\circ$	0.5	-6.5
$^{252}\text{Cf}(s, f)$	2.0	$72.2^\circ \leq \theta \leq 107.8^\circ$	0.6	-6.2

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При использовании экспериментальных энергетических распределений  $\alpha$ -частиц и тритонов для тройного деления ядер  $^{244,246,248}\text{Cm}(s, f)$ ,  $^{250,252}\text{Cf}(s, f)$ ,  $^{240,242}\text{Pu}(s, f)$ ,  $^{256}\text{Fm}(s, f)$  и  $^{243,245,247}\text{Cm}(n_{\text{th}}, f)$ ,  $^{249,251}\text{Cf}(n_{\text{th}}, f)$ ,  $^{239,241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ ,  $^{255}\text{Fm}(n_{\text{th}}, f)$ , продемонстрировано, что  $\alpha$ -частица и тритон вылетают из близких друг к другу конфигураций делящегося ядра в реакциях  $(s, f)$  и  $(n_{\text{th}}, f)$ . Рассчитанные вероятности образования  $\alpha$ -частиц в шейке делящегося ядра примерно на порядок превышают вероятности образования тритонов. Процессы рождения всех рассмотренных

предразрывных частиц носят виртуальный характер, поскольку разности  $(T_{\text{LP}} - Q_{\text{LP}}^A)$  имеют заметные положительные значения: около 10 МэВ для  $\alpha$ -частиц, 15–18 МэВ для ядер  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^6\text{He}$  и 6.5 МэВ для предразрывных нейтронов, что приводит к возникновению после вылета предразрывной частицы промежуточного ядра в виртуальном состоянии. Для тройного деления ядер эти разности вычитаются из кинетических энергий фрагментов двойного деления промежуточных ядер. Значения кинетических энергий, выходов и вероятностей формирования третьих частиц близки для каждой из рассматриваемых третьих частиц при спонтанном и вынужденном тройном делении ядер, поскольку энергия возбуждения СДЯ при поглощении теплового нейтрона ядром-мишенью не участвует в формировании кинетической энергии предразрывных легких третьих частиц, а переходит в энергию деформации делящегося ядра.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Halpern I. // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1971. V. 21. P. 2.
2. Tsang C.F. // Phys. Scripta A. 1974. V. 10. P. 90.
3. Кадменский С.Г., Кадменский С.С., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2010. Т. 73. № 8. С. 1481; Kadmsky S.G., Kadmsky S.S., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 8. P. 1436.
4. Рубчя В.А. // Ядерн. физика. 1982. Т. 35. С. 576.
5. Tanimura O., Fliessbach T. // Z. Physik. 1987. V. 328. P. 475.
6. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2020. Т. 83. № 4. С. 326; Kadmsky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 581.
7. Титова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. 2021. № 5. С. 64.
8. Mutterer M., Theobald J.P. Dinuclear decay modes. Chap. 12. Bristol: IOP Publ., 1996.
9. Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
10. Vermote S., Wagemans C., Serot O. // Nucl. Phys. 2008. V. 806. P. 1.
11. Mutterer M., Kopatch Yu.N., Jesinger P. et al. // Nucl. Phys. 2004. V. 738. P. 122.
12. Serot O., Wagemans C., Heyse J. // AIP Conf. Proc. 2005. V. 769. P. 857.

13. *Nowicki L., Piasecki E., Sobolevski J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 375. P. 18
14. *Гамов Г.* // УФН. 1930. Т. 10. № 4. С. 531.
15. *Wagemans C., D'hondt P., Schillebeeckx P., Brissot R.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 943.
16. *Кадменский С.Г., Фурман В.И.* Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
17. *Кадменский С.Г., Куфаев С.В., Отводенко Я.О.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1332;
18. *Chwaszczewska J.* // Phys. Lett. B. 1967. V.24. P. 87.
19. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. № 4. P. 730; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // JETP. 2017. V. 125. No. 4. P. 619.
20. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 1373; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 10. P. 1245.

## Low-energy ternary fission of actinides with nucleons and light charged particles emission

**L. V. Titova<sup>1,\*</sup>, S. G. Kadmsky<sup>1</sup>, Ya. O. Otvidenko<sup>1</sup>, E. S. Petrykina<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Voronezh State University, Voronezh, 394006, Russia*

*\*e-mail: titova\_lv@phys.vsu.ru*

Using formulae for calculating the widths of spontaneous and thermal neutron-induced ternary fission of atomic nuclei with the light charged particles emission, based on the approach to ternary fission as a virtual process, as well as experimental energy distributions of  $\alpha$ -particles, hydrogen isotopes and  ${}^6\text{He}$  nuclei in ternary fission of actinide nuclei, the probabilities of the third particles formation in the neck of the fissile nucleus, which turn out to be close to each other for  $(s, f)$  and  $(n_{\text{th}}, f)$  fission reactions of the corresponding nuclei, were estimated. It was shown, that the spontaneous and induced ternary fission of the actinide nuclei under consideration with the emission of light charged particles and nucleons comes from close configurations of the fissile nucleus, and the thermal neutron binding energy introduced into the compound fissile nucleus in reactions  $(n_{\text{th}}, f)$  goes into the deformation energy of the fissile nucleus, and not into the kinetic energy of the third particle.

*Keywords:* spontaneous ternary fission, induced by thermal neutrons ternary fission,  $\alpha$ -particle, triton, virtual mechanism of the fission

УДК 539.14

## ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЛА НУКЛОНОВ-СПЕКТАТОРОВ ПО ЭНЕРГИИ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ В КАЛОРИМЕТРЕ В $A+A$ СТОЛКНОВЕНИЯХ

© 2024 г. Ф. Ф. Валиев<sup>1,\*</sup>, В. В. Вечернин<sup>1</sup>, Г. А. Феофилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\* e-mail: valiev07@list.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Для оценки относительной погрешности числа нуклонов-спектаторов по энергии, регистрируемой калориметром при столкновении релятивистских ядер, применена методика, основанная на формуле Байеса. Получена минимально возможная относительная погрешность определения числа нуклонов-спектаторов в событии для произвольного распределения спектаторов.

*Ключевые слова:* сильное взаимодействие, ядро-ядерное рассеяние, определение центральности столкновения, нуклоны-спектаторы, формула Байеса

DOI: 10.31857/S0367676524080228, EDN: ОРВСНС

### ВВЕДЕНИЕ

В современных экспериментах по столкновениям релятивистских ядер важное значение имеет экспериментальная информация о начальных условиях, которые определяют в каждом событии плотность энергии в области взаимодействия и ответственны за эволюцию процессов образования материи в экстремальном состоянии кварк-глюонной плазмы. Общепринятым критерием является центральность столкновения — величина, связанная с геометрией столкновения, которая характеризуется значением прицельного параметра. Поскольку последний не может быть измерен непосредственно в эксперименте, то для классификации событий по степени их центральности используются различные наблюдаемые величины, косвенно связанные с прицельным параметром.

К таким наблюдаемым относится, в частности, число нуклонов-участников ( $N_{part}$ ), которое может быть получено в ядро-ядерном столкновении, если известно число нуклонов-спектаторов ( $N_s$ ). Так, например, в эксперименте MPD по столкновению тяжелых ионов на коллайдере NICA число нуклонов-спектаторов может быть экспериментально определено по энергии, регистрируемой в так называемом «переднем» калориметре (или калориметре «нулевого» угла), который детектирует нуклоны-спектаторы под предельно малыми углами к оси пучка [1]. Каждый из нуклонов-спектаторов сохраняет энергию

и импульс, близкие к начальным до столкновения, что позволяет восстановить полное число нуклонов-спектаторов по измеренной энергии. При этом ясно, что при решении данной обратной задачи, неопределенность в оценке числа нуклонов-спектаторов с использованием калориметра будет приводить к ошибке в определении центральности [2].

Эта неопределенность связана с общей проблемой восстановления числа частиц, попавших в детектор, по величине некоторого суммарного сигнала. Так, известно, что в ряде детектирующих систем в физике высоких энергий существует эффект суммирования отдельных откликов детектора от частиц в некоторый суммарный сигнал, по величине которого может быть восстановлена искомая величина числа частиц. Например, по энергии или заряду от нескольких частиц, порожденных в одном событии, можно оценить число попавших в детектор частиц. При этом, при восстановлении информации возникают задачи, связанные как с функцией отклика детектора, так и с видом распределения по числу частиц, образовавшихся в событии в области акцептанса детектора.

В качестве примера можно привести задачу восстановления числа частиц (множественности) по результатам измерения суммарного значения величины заряда от нескольких частиц, порожденных в одном событии. Эта проблема рассматривалась ранее в работах [3, 4], в которых в качестве одного из возможных вариантов для измерения множественности было

предложено использование детектора на микроканальных пластинах (МКП).

В этих работах было показано, что в результате взаимодействия минимально ионизирующих частиц с детектором на выходе МКП получается случайное значение заряда, коррелированное с числом падающих частиц. При этом при малых множественностях детектор на МКП может быть применен в счетном режиме [5].

Для выявления возможности применения МКП детекторов при больших нагрузках в работе [6] был рассмотрен способ определения множественности рождающихся в событии частиц путем ее восстановления из величины зарегистрированного заряда. В этом случае на основе формулы Байеса, для детектора на МКП была получена оценка относительной погрешности 5% — 10% для значений множественности между 100—20 заряженных частиц соответственно. При этом в процедуре восстановления множественности использовалась известная функция отклика детектора.

Для экспериментального подтверждения методики расчета в работе [7] была проведена проверка детектора множественности с использованием импульсного лазерного излучения и системы масок. В этой работе частицы имитировались отверстиями в системе масок. Восстановление числа “частиц” (числа отверстий) по суммарному заряду, регистрируемому детектором, подтвердило возможность применения детектора на МКП в качестве детектора множественности.

В настоящей работе разработанная ранее на основе формулы Байеса методика оценки числа частиц по заряду в детекторах на микроканальных пластинах применяется для анализа относительной погрешности определения числа нуклонов-спектаторов по энергии, регистрируемой калориметром. Приводятся результаты расчетов и их обсуждение.

## ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЛА ПРОТОНОВ — СПЕКТАТОРОВ ПО ЭНЕРГИИ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ В КАЛОРИМЕТРЕ

Интерес к определению числа протонов-спектаторов по энергии, регистрируемой в калориметре, связан с тем, что число спектаторов может быть использовано для оценки степени центральности столкновения и величины прицельного параметра. Между количеством нуклонов-участников ( $N_{\text{part}}$ ) и числом спектаторов ( $N_s$ ) существует очевидная связь  $N_{\text{part}} = A - N_s$ , а число нуклонов-участников ( $N_{\text{part}}$ ) в событии коррелирует со значением прицельного параметра  $b$ . Таким образом, абсолютная и относительная погрешности восстановления числа нуклонов-участников ( $N_{\text{part}}$ ) и прицельного параметра ( $b$ ) по энергии, регистрируемой в переднем калориметре

в данном событии, связаны с погрешностями определения числа нуклонов-спектаторов ( $N_s$ ). Примеры практической реализации калориметра FNCal для регистрации спектаторов приводятся в работах [1, 8].

В последнее время проблемы оценки точности восстановления среднего значения прицельного параметра и погрешности определения числа спектаторов с использованием калориметров широко обсуждаются [9—14]. В частности, в последние годы были опубликованы работы [10, 11], дающие различающиеся результаты. В работе ниже мы применяем для определения точности восстановления числа нуклонов-спектаторов в событии ядро-ядерного столкновения ранее разработанную методику, основанную на формуле Байеса, что позволяет провести модельно-независимый анализ.

В данной работе мы находим оценки точности определения числа спектаторов по энергии, регистрируемой в калориметре при следующих предположениях:

- распределение спектаторов статистически устойчиво;

- калориметр регистрирует только протоны-спектаторы (что эквивалентно предположению о линейности отклика калориметра в случае попадания в него фрагментов, а не одиночных нуклонов);

- известна функция отклика калориметра на попадание в него одного нуклона.

Для функции отклика в данной работе мы используем результаты GEANT моделирования [8]. Используемая функция отклика калориметра на 1 протон в относительных единицах представлена на рис. 1.

Очевидно, что функция отклика калориметра на 2 протона в одном событии может быть получена сложением двух случайных величин с распределениями, представленными на рис. 1, что приводит к результату, представленному на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что функции отклика калориметра на 2 протона в одном событии уже близка к нормальному распределению. При суммировании пяти и более случайных величин итоговое распределение мало отличается от нормального. Другими словами, отклик калориметра на пять и более спектаторов в данном событии при известной энергии сталкивающихся ядер вследствие центральной предельной теоремы вполне допустимо описывать, используя гауссовы распределения.

В измерениях с калориметром в каждом событии мы имеем две коррелированные случайные величины:  $N_s$  — число протонов (спектаторов), попадающих в акцептанс калориметра,  $E_i$  — соответствующая энергия на выходе калориметра. Обозначим через  $P(N_s)$  — вероятность иметь  $N_s$  спектаторов на входе калориметра и  $P(Q|M)dQp(E_i/N_s)dE_i$  — вероятность иметь энергию  $E_i$  в интервале  $dE_i$  при условии, что число спектаторов равно  $N_s$ .

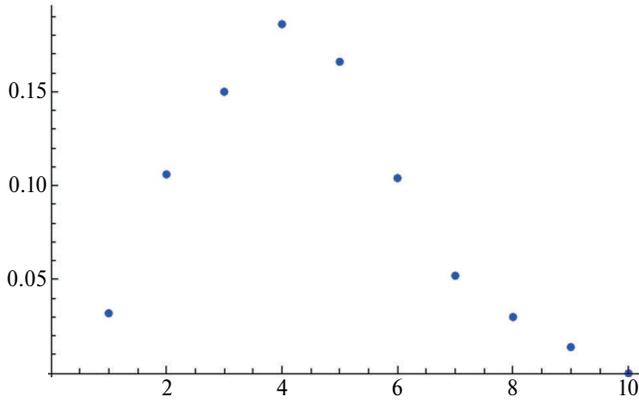


Рис. 1. Функция отклика калориметра (в относительных единицах).

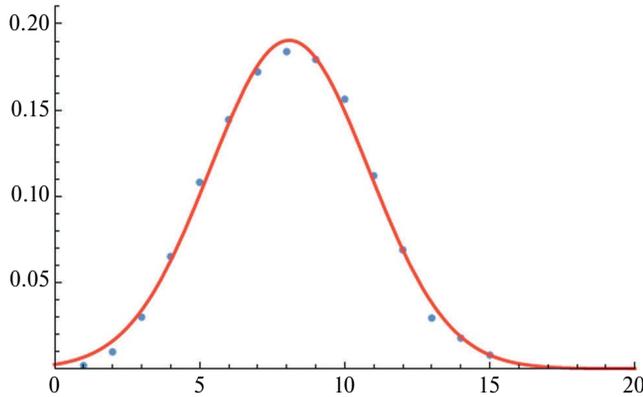


Рис. 2. Отклик калориметра на 2 протона в одном событии с учетом функции отклика калориметра рис. 1. Точки — расчетные значения. Плавная кривая — аппроксимация расчетных значений гауссовой кривой.

Среднеквадратичное отклонение энергии, регистрируемой в калориметре ( $E_t$ ) при попадании в него одного протона с энергией  $E_b$ , от истинного значения ( $E_b$ ) может быть параметризовано следующим образом [9]:

$$\sigma [GeV] = 0.56 \sqrt{E_b [GeV]}. \quad (1)$$

Тогда, согласно результатам имитационного моделирования, условную плотность вероятности отклика калориметра  $E_t$  при условии, что в него попало ровно  $N_s$  нуклонов, можно записать в следующем виде:

$$\rho(E_t | N_s) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi N_s}} \exp \left[ -\frac{(E_t - N_s E_b)^2}{2 N_s \sigma^2} \right]. \quad (2)$$

Применяя теперь теорему Байеса, можно найти  $P(N_s|E_t)$  — вероятность попадания в калориметр  $N_s$  нуклонов при условии, что в данном событии измеренный отклик калориметра был равен  $E_t$ .

$$P(N_s|E_t) = \frac{P(N_s)\rho(E_t|N_s)}{\rho(E_t)} = \frac{P(N_s)\rho(E_t|N_s)}{\sum_{N_s} P(N_s)\rho(E_t|N_s)}$$

$$\sum_{N_s} P(N_s | E_t) = 1. \quad (3)$$

Используя формулу (3), можно найти среднее значение  $N_s$  для данной энергии  $E_t$ :

$$\langle N_s \rangle_{E_t} = \sum_{N_s} N_s P(N_s | E_t) = \frac{\sum_{N_s} N_s P(N_s)\rho(E_t|N_s)}{\rho(E_t)} =$$

$$= \frac{\sum_{N_s} N_s P(N_s)\rho(E_t|N_s)}{\sum_{N_s} P(N_s)\rho(E_t|N_s)} \quad (4)$$

и среднее значение квадрата  $N_s^2$  при энергии  $E_t$ :

$$\langle N_s^2 \rangle_{E_t} = \sum_{N_s} N_s^2 P(N_s | E_t) =$$

$$= \frac{\sum_{N_s} N_s^2 P(N_s)\rho(E_t|N_s)}{\rho(E_t)} =$$

$$= \frac{\sum_{N_s} N_s^2 P(N_s)\rho(E_t|N_s)}{\sum_{N_s} P(N_s)\rho(E_t|N_s)}, \quad (5)$$

а также абсолютную

$$\sigma_{N_s|E_t} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{D_{N_s|E_t}} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\langle N_s^2 \rangle_{E_t} - \langle N_s \rangle_{E_t}^2} \quad (6)$$

и относительную погрешности определения  $N_s$  для данного  $E_t$

$$\delta_{N_s|E_t} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sigma_{N_s|E_t}}{\langle N_s \rangle_{E_t}} = \sqrt{\frac{\langle N_s^2 \rangle_{E_t}}{\langle N_s \rangle_{E_t}^2} - 1}. \quad (7)$$

Для погрешностей определения  $N_{\text{part}}$  для данного  $E_t$  имеем:

$$\sigma_{N_{\text{part}}|E_t} = \sigma_{N_s|E_t}, \quad (8)$$

$$\delta_{N_{\text{part}}|E_t} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sigma_{N_{\text{part}}|E_t}}{\langle N_{\text{part}} \rangle_{E_t}} = \frac{\sigma_{N_s|E_t}}{A - \langle N_s \rangle_{E_t}}. \quad (9)$$

Знание числа спектаторов может быть использовано для определения прицельного параметра  $b$ , а также и для оценок абсолютной и относительной ошибок значения прицельного параметра для данного  $E_t$  по формуле

$$\delta_{b|E_t} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sigma_{b|E_t}}{\langle b \rangle_{E_t}}. \quad (10)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе анализируются результаты расчетов, проведенных с использованием формул (1)–(9). Результаты представлены на рис. 1–5.

Расчеты были выполнены в различных вариантах, с использованием для распределения спектров,  $P(N_s)$  — равномерного, пуассоновского и нормального распределений.

Плотность вероятности  $\rho(N_s|E_t)$  получить отклик калориметра  $E_t$ , когда через него проходит  $N_s$  нуклонов-спектров, найденная по формуле (3), представлена на рис. 3.

Среднее число протонов, восстановленное по измеренному отклику калориметра  $E_t$ , рассчитанное по формуле (4) с использованием в качестве  $P(N_s)$  — распределение Пуассона с математическим ожиданием  $N_s = E_t / E_b$  представлено на рис. 4. Аналогичные распределения получаются с равномерным и гауссовым распределениями спектров,  $P(N_s)$ .

Относительная погрешность определения  $N_s$  для данного  $E_t$ , рассчитанная по формуле (7), представлена на рис. 5 и 6.

Представленные выше результаты аналитических расчетов, подтверждены с использованием имитационного моделирования для случаев, когда в качестве распределения спектров  $P(N_s)$  использовались равномерное или нормальное распределения, а также распределение Пуассона. Из полученных графиков видно, что при ожидаемом числе спектров более 10, относительная погрешность определения их числа не превышает 10 %, а при числе спектров более 30, она меньше 5 %.

Информация о числе спектров может быть использована для определения числа нуклонов-

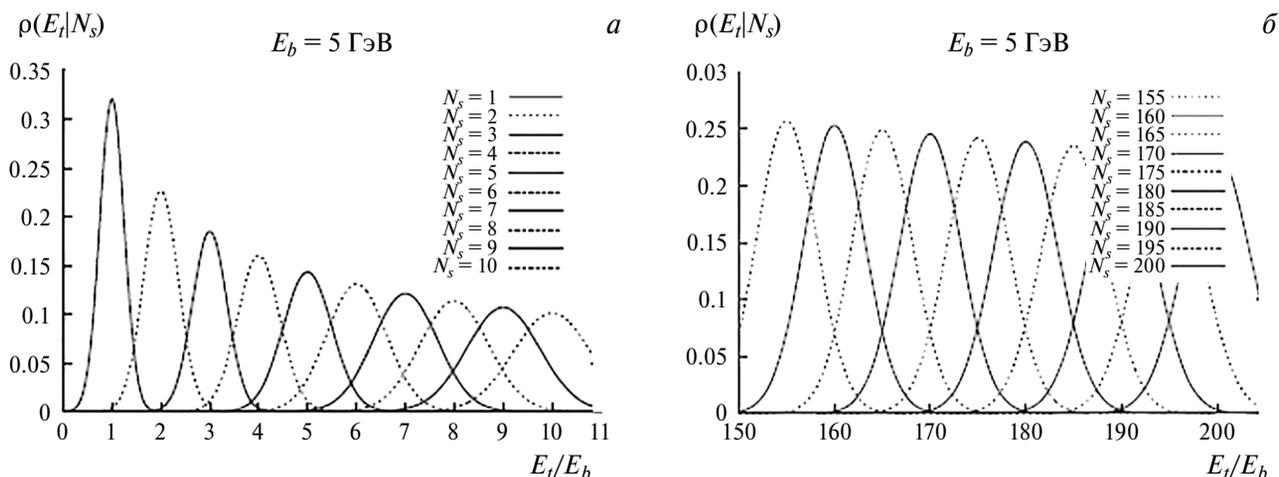


Рис. 3. Плотность вероятности получить отклика калориметра  $E_t$ , когда через него проходит  $N_s$  нуклонов-спектров, как функция величины  $E_t / E_b$ .  $E_b$  — энергия одного спектрового нуклона: малое число нуклонов-спектров  $N_s$  (а), большое число нуклонов-спектров  $N_s$  (б).

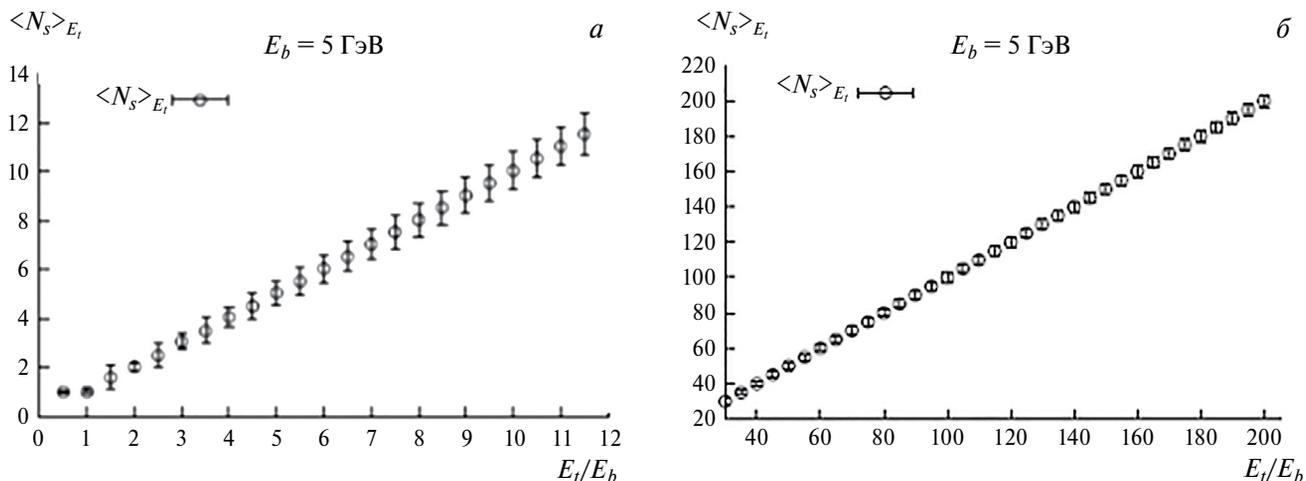
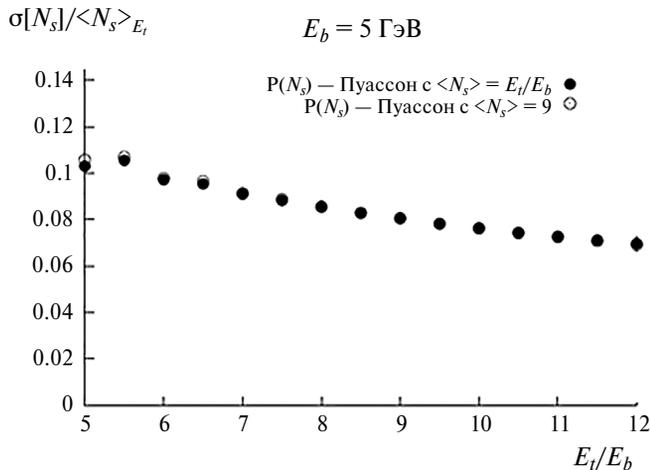
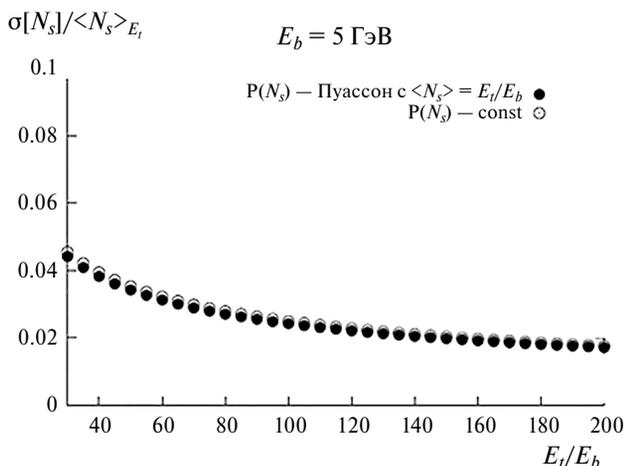


Рис. 4. Среднее число протонов  $N_s$  при измеренном отклике калориметра  $E_t$ , рассчитанное по формуле (4) с использованием в качестве  $P(N_s)$  распределения Пуассона с математическим ожиданием  $N_s = E_t / E_b$ ; для зарегистрированной энергии  $E_t / E_b < 12$  (а),  $E_t / E_b > 30$  (б).



**Рис. 5.** Относительная погрешность определения  $N_s$  для данного  $E_t$  с использованием в качестве  $P(N_s)$  распределения Пуассона с математическим ожиданием равным  $N_s = E_t / E_b$  (черные кружки) и  $N_s = 9$  (светлые кружки) при зарегистрированной энергии  $E_t / E_b < 12$ .



**Рис. 6.** Относительная погрешность определения  $N_s$  для данного  $E_t$ , с использованием в качестве  $P(N_s)$  распределения Пуассона с математическим ожиданием равным  $N_s = E_t / E_b$  (черные кружки) и равномерного распределения (светлые кружки) при зарегистрированной энергии  $E_t / E_b > 30$ .

участников ( $N_{\text{part}}$ ) и точности его восстановления для данного  $E_t$  по формулам (8) и (9). Подобным образом с использованием байесовского подхода может быть найдена абсолютная и относительная точность восстановления прицельного параметра  $b$  по измеренной величине энергии в калориметре  $E_p$  с использованием формулы (10) аналогично (2)–(7).

С практической точки зрения нужно иметь в виду следующие замечания, касающиеся точности определения прицельного параметра в событии:

1) точность определения на основе оценки числа спектаторов увеличится, если использовать

дополнительную информацию о множественности частиц в событиях [11], либо если применить вместо калориметра позиционно-чувствительные время-пролетные системы [12, 13];

2) для совершенствования метода определения центральности столкновений двух ядер посредством регистрации энергии нуклонов-спектаторов необходимо также дополнительно исследовать возможное влияние на отклик калориметра тяжелых спектаторных фрагментов [14, 15].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача восстановления числа нуклонов-спектаторов по измеренной величине энергии в калориметре  $E_t$  и оценки точности его восстановления с использованием формулы Байеса была изучена как в рамках аналитического подхода, так и путем имитационного моделирования. Были рассмотрены три случая априорного распределения  $P(N_s)$  числа нуклонов-спектаторов по событиям: равномерное, пуассоновское и нормальное распределения. Показано, что для любого вида априорного распределения числа нуклонов-спектаторов в событии,  $P(N_s)$ , оба подхода дают одинаковые результаты при числе спектаторов более 5. Это объясняется тем, что в этом случае для дисперсии  $N_s$  выполняется условие  $D_{N_s} \gg D_{N_s|E_t}$ , которое согласно (3) и (4) и приводит к независимости точности определения  $N_s$  по измеренному  $E_t$  от вида априорного распределения числа нуклонов-спектаторов в событии,  $P(N_s)$ . При ожидаемом числе спектаторов более 10, относительная погрешность определения их числа не превышает 10%, а при числе спектаторов более 30, она меньше 5%.

Исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета ID 95413904.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ivashkin A., Golubeva M., Guber F. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. No. 4. P. 578
2. *Kurepin A.B., Litvinenko A.G., Litvinenko E.I.* // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 1359.
3. *Baldin A., Feofilov G., Gavrilov Yu. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1992. V. 323. No. 1–2. P. 439.
4. *Feofilov G.A., Stolyarov O.I., Tsimbal F.A. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1995. V. 367. P. 402.
5. *Валиев Ф.Ф. и др.* // В кн.: Тезисы докладов 48 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 1998. С. 306.
6. *Avdeeva T.M. et al.* // В кн.: Тезисы докладов 46 международного совещания по физике атомного ядра. 1996. С. 368.
7. *Валиев Ф.Ф. и др.* // В кн.: Тезисы докладов 51 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 2001. С. 238.

8. *Golubeva M.B., Guber F.F., Ivashkin A.P. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. No. 1. P. 1.
9. *Das S.J., Giacalone G., Monard P.A., Ollitrault J.Y.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. No. 1. Art. No. 014905.
10. *Kurepin A., Litvinenko A., Litvinenko E.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. Art. No. 03014.
11. *Djilkibaev R.M.* // arXiv: 2103.16899. 2021.
12. *Galaktionov K., Rudnev V., Valiev F.* // Phys. Part. Nucl. 2023. V. 54. No. 3. P. 446.
13. *Galaktionov K., Rudnev V., Valiev F.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78. No. 1. P. 552
14. *Светличный А.О., Пшеничников И.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1103; *Svetlichnyi A.O., Pshenichnov I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 911.
15. *Пшеничников И.А., Дмитриева У.А., Светличный А.О.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1215; *Pshenichnov I.A., Dmitrieva U.O., Svetlichnyi A.O.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 1007.

## Estimation of accuracy of determining the number of nucleons-spectators by the energy recorded in the calorimeter in $A+A$ collisions

F. F. Valiev<sup>1,\*</sup>, V. V. Vechernin<sup>1</sup>, G. A. Feofilov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia

\*e-mail: valiev07@list.ru

We used the technique of the Bayes formula to estimate the relative error in the number of spectator nucleons using the information on the energy recorded by the calorimeter in the event of collision of relativistic nuclei. The minimum possible relative error in estimating the number of spectator nucleons in an event is obtained for an arbitrary general form of spectator distribution.

*Keywords:* collision of relativistic nuclei, calorimeter, impact parameter, spectator nucleons, Bayes formula

УДК 539.1.07

## АППАРАТНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ И ТЕСТИРОВАНИЕ 4-КАНАЛЬНОЙ БЫСТРОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА НА МКП

© 2024 г. Ф. Ф. Валиев<sup>1</sup>, Н. И. Калиниченко<sup>1</sup>, Н. А. Макаров<sup>1,\*</sup>, Г. А. Феофилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: n.a.makarov@mail.spbu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

С использованием программной среды Quartus выполнено моделирование временных измерений для быстрого монитора столкновений пучков частиц на основе шевронных сборок микроканальных пластин (МКП). Алгоритм измерений основан на методе задержанных совпадений. Создана 4-канальная электроника для детектора на МКП на основе быстродействующих компараторов и FPGA EPM240 фирмы ALTERA. Проверка тестового прототипа проведена с использованием 4-канального генератора наносекундных импульсов с регулируемой задержкой между каналами. При использовании данных компараторов и FPGA установлена возможность определения времени регистрации частиц детектором с погрешностью 100 пс, при этом расчетное быстродействие схемы считывания совпадает с измеренным и составляет для 4-канальной системы не более 10 нс на каждое событие.

*Ключевые слова:* коллайдер NICA, программируемая логическая интегральная схема, монитор столкновений пучков, микроканальная пластина

DOI: 10.31857/S0367676524080231, EDN: OOWRTW

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств материи с максимальной барионной плотностью на коллайдере NICA в ОИЯИ предполагает сканирование по энергии столкновения и по размерам сталкивающихся ядер с измерением различных наблюдаемых. Одной из основных задач в физической программе комплекса NICA является по-событийное исследование процессов рождения странных и мультистранных частиц [1]. Для прецизионного определения вторичных вершин распада короткоживущих странных частиц в настоящее время развиваются новые технологии для вершинных кремниевых детекторов, призванные повысить эффективность регистрации частиц в мягкой области спектра [2]. Особый интерес представляют гипероны и гиперядра, выходы которых оказываются чувствительными к эффектам ядерной плотности и к характеристикам среды, образующейся на раннем этапе столкновений [1]. В связи с этим существует необходимость точной информации о начальном состоянии системы для каждого события сталкивающихся ядер, в том числе о плотности энергии в области взаимодействия. Поэтому особое место занимает быстрый отбор событий ядро-ядерных столкновений, удовлетворяющих определенным критериям и реализуемый в условиях светимости коллайдера NICA на уровне  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  для A+A столкновений.

Так, прецизионное определение времени и места столкновения ядер в экспериментах на встречных пучках тяжелых ионов на коллайдере NICA важно для регистрации событий, удовлетворяющих заданным начальным условиям, например, для отбора только самых центральных столкновений. Кроме того, вершина события должна находиться в пределах заданного акцептанса, необходимо режектировать фоновые события, связанные с взаимодействием пучка с остаточным газом, а также случаи наложения событий (т. н. pile-up). Для решения перечисленных задач предложен быстрый монитор столкновений пучков — Fast Beam-Beam Collisions Monitor (FBBC) на основе МКП [3]. Многоанодные кольцевые МКП-детекторы, расположенные симметрично относительно центра экспериментальной установки, могут позволить получать для каждого столкновения ядер информацию о координате и времени столкновения, а также множественности заряженных частиц в области больших быстрой.

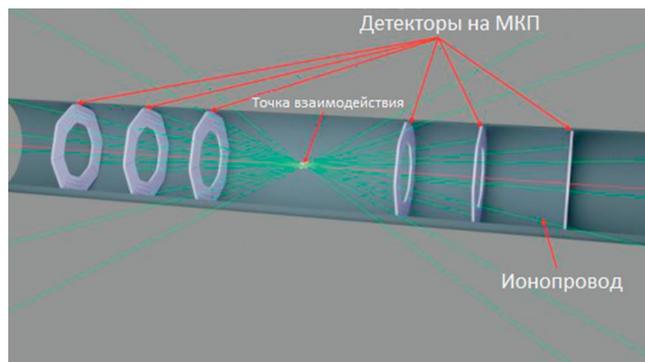
С целью пособытийного восстановления координаты, а также быстрой оценки класса центральности столкновения ядер ранее были проведены исследования с использованием средств машинного обучения [4, 5], которые позволили предложить варианты FBBC с постановкой детекторных МКП колец как внутри, так и вне ионопровода.

Здесь мы рассматриваем возможные конфигурации системы МКП детекторов, систему быстрого считывания информации, результаты моделирования и тестирования 4-канальной электроники быстрого считывания.

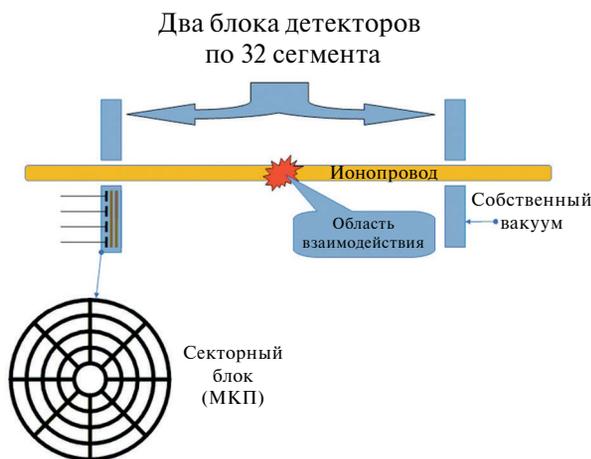
### КОНФИГУРАЦИЯ СИСТЕМЫ МКП ДЕТЕКТОРОВ

На рис. 1 представлена конфигурация системы, состоящей из шести детекторных колец на микроканальных пластинах расположенных — для первого варианта внутри ионопровода.

В случае второго варианта возможна установка двух кольцевых многосекционных МКП детекторов в отдельных вакуумных камерах, расположенных вне ионопровода симметрично от точки взаимодействия. На рис. 2 представлена конфигурация такой внешней системы, состоящей из двух 32-канальных детекторов. Эту систему мы рассматриваем ниже, как базовую для разработки аппаратной реализации быстрой многоканальной электроники для детектора на МКП.



**Рис. 1.** Конфигурация системы, состоящей из шести детекторов на МКП с внутренними кольцами из МКП детекторов.



**Рис. 2.** Схема конфигурации детектора № 2. Большие кольца детектора (не в масштабе).

Детектор состоит из восьми сегментов по четыре анода в каждом. Каждый анод регистрации через схему дискриминации (компаратор с регулируемым порогом) соединен с индивидуальным преобразователем время — код.

С учетом частоты повторения банчей на коллайдере NICA можно получить требования для выполнения обработки в реальном времени. Основное требование к системе регистрации — время считывания, оцифровки и передачи информации о номере канала не должно превышать 20 нс. Кроме того, время прихода частицы на детектор должна определяться с точностью порядка 100 пс.

Время-цифровые преобразователи (ВЦП) можно разделить на ВЦП прямого счета, “уилкинсоновского” и нониусного типа. ВЦП “уилкинсоновского” типа позволяют получить временное разрешение менее 10 пс [6], но зарядка и последующая разрядка конденсатора длительный процесс и время преобразования составляет десятки мкс. Нониусный метод аналогичен дискретному счету, в котором идет подсчет числа тактовых импульсов генератора в течение измеряемого промежутка времени с помощью счетчика, но кроме генератора счетных импульсов, в схеме имеется генератор нониусных импульсов. Это позволяет повысить точность преобразования и применять их в субнаносекундной области [7–9].

Применение программируемых логических интегральных схем (ПЛИС/FPGA) с высоким быстродействием и большим количеством элементов дает возможность создать компактные, полностью интегральные и программируемые ВЦП.

ВЦП прямого счета на базе ПЛИС Altera EPF10K50VRC240-3 с типовым временем задержки на вентиль 2.5 нс и тактовой частотой между сигналами START и STOP 40 МГц показан в работе [10]. Цена одного канала измерения порядка 2.5 нс, а диапазон измеряемых интервалов времени от 2.5 нс до 2.8 мкс.

Применение нониусного принципа на порядок повысило разрешающую способность. Восемь-канальный ВЦП с переменным размером ячейки до 0.28 нс был реализован в ПЛИС Xilinx Kintex-7 [11]. Входной сигнал делился на четыре с частотой опорного тактового сигнала 110 МГц. Временное разрешение составило 0.08–0.10 нс, а минимальная задержка от входного сигнала до выхода буфера 0.21 мкс. В работе [12] на ПЛИС Kintex-7 реализован 128-канальный ВЦП с мертвым временем 1.47 нс, динамическим диапазоном 360 нс и среднеквадратичным разрешением менее 10 пс.

Недостатком вышеперечисленных устройств является низкая пропускная способность системы коррекции линейности выходных данных, что не позволяет в режиме реального времени получать информацию о столкновении частиц.

Ниже представлены результаты моделирование и тестирования 4-канальной электроники быстрого

считывания, позволяющей за время не более 10 нс, получать информацию о номере сработавшего канала и о времени прихода продуктов реакции. Эта система регистрации является прототипом для многоканальной электроники для монитора столкновений пучков (FBVC) на основе МКП.

Для тестирования 4-канальной системы быстрого считывания с четырех падов проведено моделирование и изготовлен прототип. Они описаны в последующих разделах.

### СИСТЕМА БЫСТРОГО СЧИТЫВАНИЯ

Предварительное проектирование и моделирование системы быстрого считывания для монитора столкновений пучков проведено в рамках программной среды Quartus [13] в режиме Timing Simulation. Для повышения скорости обработки временной информации в многоканальной системе разработана система время — код преобразований на основе метода задержанных совпадений. Каждый канал состоит из преобразователя уровня LVDC-LVTTL, собственно блока преобразования время — код (TDC) и преобразователя кода.

Блок-схема быстрой электроники и схема четырех каналов регистрации представлена на рис. 3.

Основная часть логических блоков преобразователей реализована в составе FPGA. Внешними по отношению к кристаллу FPGA являются компараторы и многоканальный ЦАП, задающий пороги компараторов. Поскольку компараторы включены в дифференциальной моде, для каждого устанавливаются два опорных напряжения.

На рис. 4 представлена основная конфигурация для одного канала системы регистрации сигналов с МКП детектора, в которой каждый из 32 каналов детекторов из МКП соединен через схему дискриминации (компаратор с регулируемым порогом) с индивидуальным преобразователем время-код.

Импульс, поступающий на вход Start, через измерительные линии задержки D11–D110 распространяется на информационные входы триггеров. Величина задержки в измерительных линиях на каждом из элементов по спецификации ~ 200 пс, при незначительном разбросе (не более 50 пс), что дает возможность получить приемлемую линейность за возможности номер — величина задержки.

На тактовые входы триггеров поступает сигнал Stop, сформированный из импульса высокоточного источника синхронизации. Задержка подбирается таким образом, чтобы компенсировать время пролета продуктов реакции от точки взаимодействия

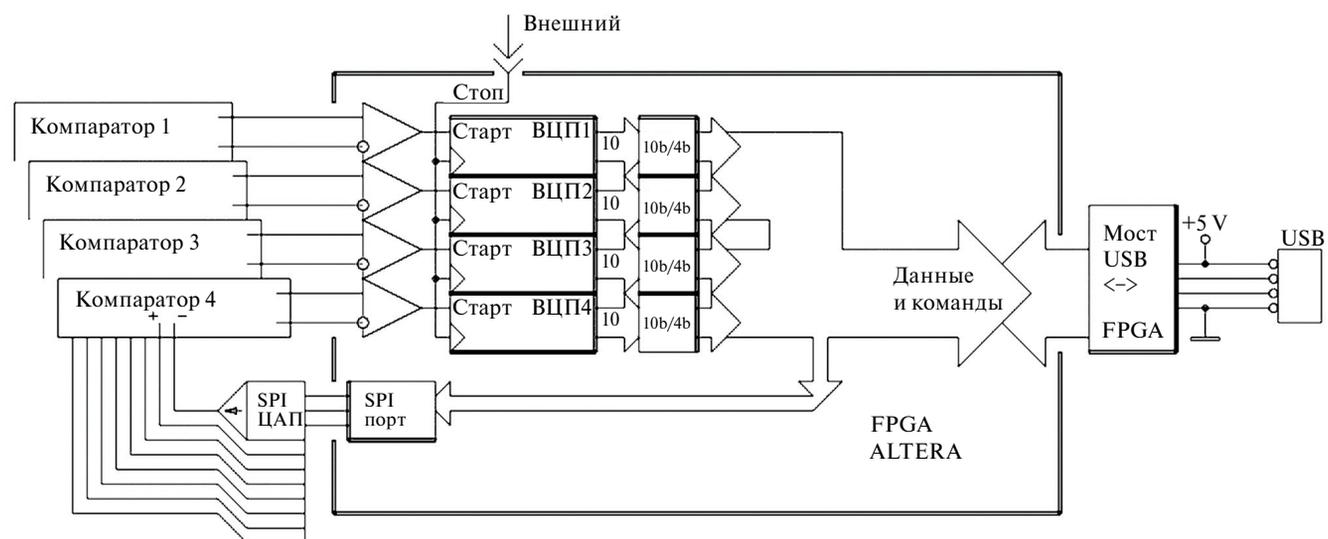


Рис. 3. Блок-схема четырех каналов регистрации.

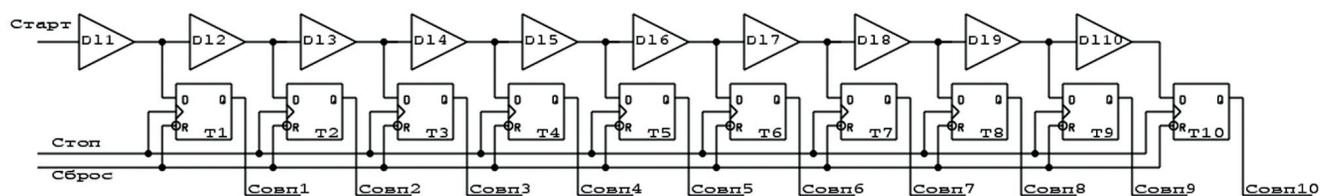


Рис. 4. Блок-схема одного из каналов преобразователя время-код (ВЦП).

до детектора, время прихода ионов до центра установки и удвоенная длительность банча. В момент прихода сигнала Stop происходит фиксация состояний выходов измерительных линии задержки.

На выходах триггеров возникает информация в термометрическом коде, соответствующая опережению импульсом Start импульса Stop, то есть о времени задержки. Таким образом, в момент прихода сигнала Stop происходит фиксация состояний выходов измерительных элементов задержки. Далее термометрический код преобразуется в двоичный.

Более подробно один из элементов, на котором построен преобразователь время—код представлен на рис. 5, временная диаграмма, поясняющая особенности работы этой системы представлена справа.

Сброс осуществляет сброс ячейки в исходное состояние по окончании измерения, когда данные считаны. Нами также была проведена эмуляция работы преобразователя время—код в программной среде Quartus [13]. На рис. 6. приведен пример временной диаграммы, полученной в результате моделирования в среде Quartus отработки системой пары импульсов Start-Stop со сдвигом 380 пс.

Можно видеть распространение сигнала через элементы задержки, момент срабатывания триггера с задержкой времени работы триггера, момента появления выходного термометрического кода и далее срабатывание дешифратора, который преобразует термометрический код в двоично-взвешенный. События начинаются с импульса Start в момент 4 нс, далее с задержкой чуть больше 2.5 нс следует сигнал

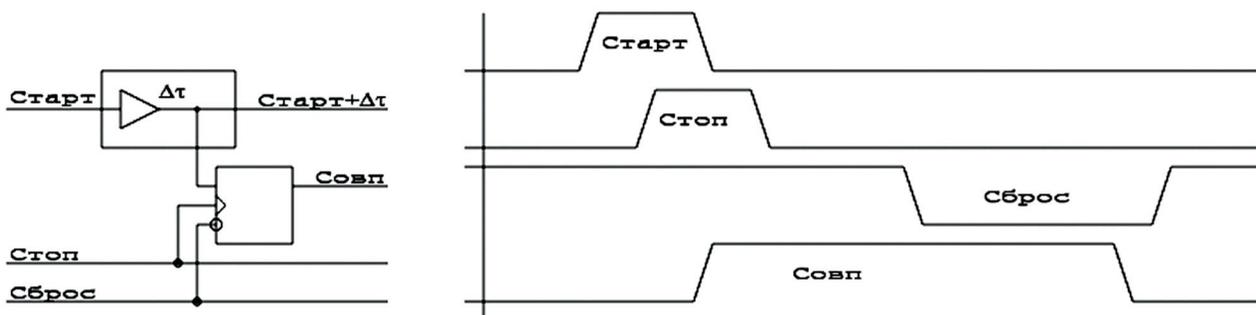


Рис. 5. Элемент, на котором построен преобразователь время—код и временная диаграмма.

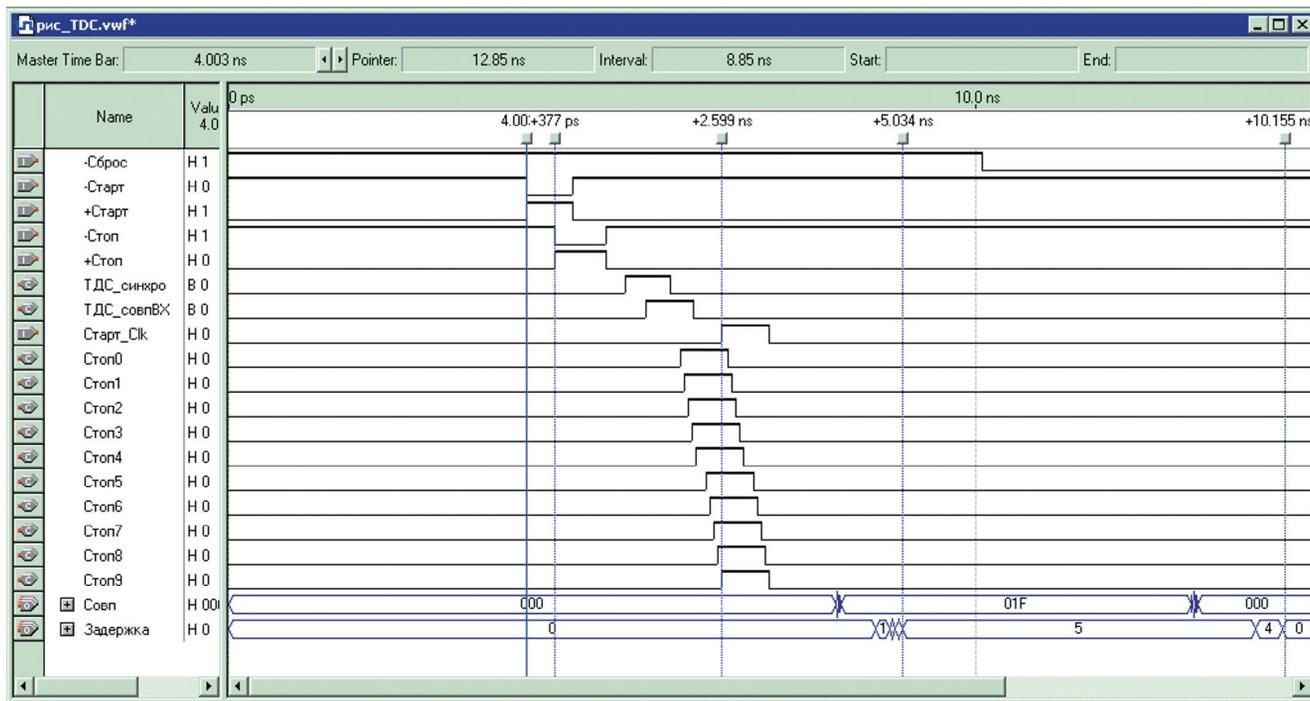


Рис. 6. Диаграмма, полученная в результате моделирования в среде Quartus [13] отработки системой пары импульсов Start-Stop со сдвигом 380 пс.

фиксации термометрического кода и через 5 нс после прохождения фронта сигнала Start вся система отработала и код, соответствующий задержке 5 элементарных задержек, сформирован на выходе преобразователя время-код.

Из рис. 6 видно, что время работы преобразователя из термометрического кода в двоичный в FPGA для одного канала не превосходит 6 нс, задержка сброса составляет 3 нс.

Для 32 канальной системы регистрации координаты и времени по сигналам с детекторов на МКП, построенной на основе разработанной схемы, с учетом всех задержек расчетное время обработки не превысит 20 нс.

Проведенное моделирование работоспособности предложенной системы с использованием САПР Quartus (среды для проектирования и отладки проектов на FPGA Altera) показало возможность определения времени регистрации частиц детектором с точностью (сигма) не хуже 100 пс. Ограничение связано с быстродействием использованной в данном прототипе схемы FPGA типа EPM240.

### ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОТОТИПА МОДУЛЯ БЫСТРОГО СЧИТЫВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕНЕРАТОРА НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

На основе FPGA EPM240 фирмы ALTERA и компараторов ADC MP604 системы обработки сигнала изготовлен 4-канальный прототип модуля электроники быстрого считывания с детектора на МКП (см. рис. 7). Здесь в середине находится кристалл FPGA фирмы ALTERA семейства MAX2. Ниже его расположен блок компараторов и входные разъемы подключения дифференциальных линий (использованы компоненты интерфейса SATA).

С помощью генератора наносекундных импульсов с возможностью изменять задержку между

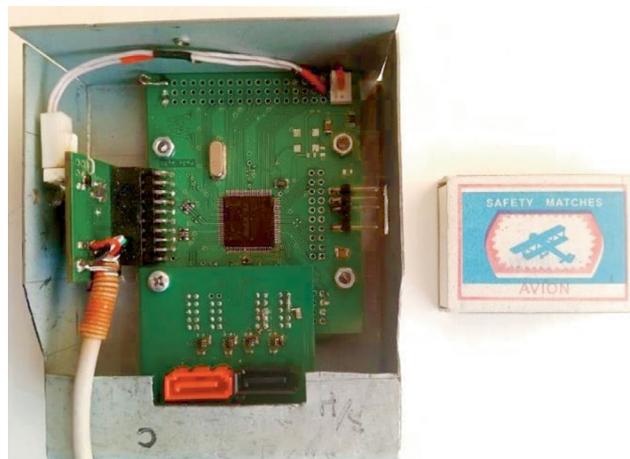


Рис. 7. Модуль 4-канальной электроники.

импульсами с шагом  $100 \pm 25$  пс, проведено тестирование прототипа модуля быстрого считывания и обработки сигнала, т. к. параметры импульсов с генератора аналогичны сигналам с МКП. Осциллограмма выхода генератора представлена на рис. 8. Рядом представлен сигнал с МКП. Видно, что сигналы практически эквивалентны.

На рис. 8 приведено сравнение сигналов от детектора на МКП (а) и от генератора наносекундных импульсов (б) с разверткой 1 нс/дел. Четыре выходных канала генератора позволяют изменять задержку между каналами с шагом 100 пс.

Для управления модулем и сбора данных с него написана программа на языке LabVIEW7.1, обеспечивающая возможности установки порогов каждого канала регистрации, времени экспозиции и числа шагов измерения, графический вывод получаемых данных, формирование файла результатов измерения и сохранение на диск.

Лицевая панель — внешний интерфейс виртуального прибора, содержащий средства ввода-вывода,

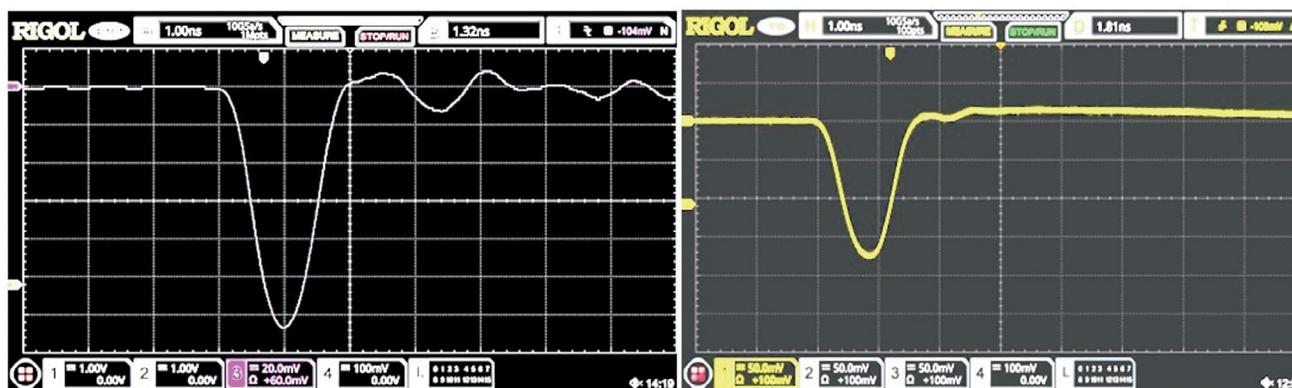


Рис. 8. Осциллограммы сигналов от детектора на МКП, 20 мВ/дел. (а), и генератора наносекундных импульсов, 50 мВ/дел. (б).

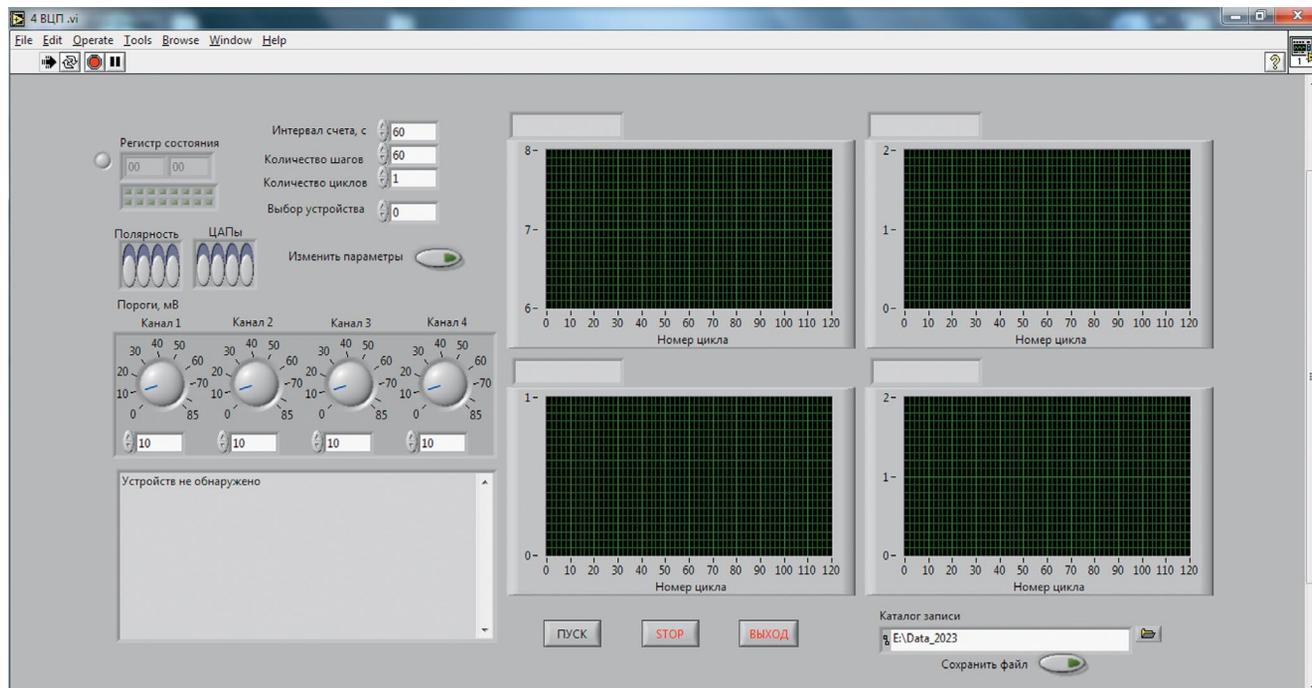


Рис. 9. Лицевая панель программы для управления вводом-выводом.

использующиеся для управления виртуальным прибором, изображена на рис. 9.

На рис. 10 представлен результат проверки системы быстрого считывания для одного канала в режиме старт-стоп. Изменение кода на выходе ВЦП в зависимости от изменения задержки между каналами стартового и стопового импульсами. Шаг по оси x равен 100 пс, шаг по оси y представляет выходные коды преобразователя ВЦП.

Из графика рис. 10 видно, что максимальное отклонение от линейной зависимости составляет  $\pm 100$  пс.

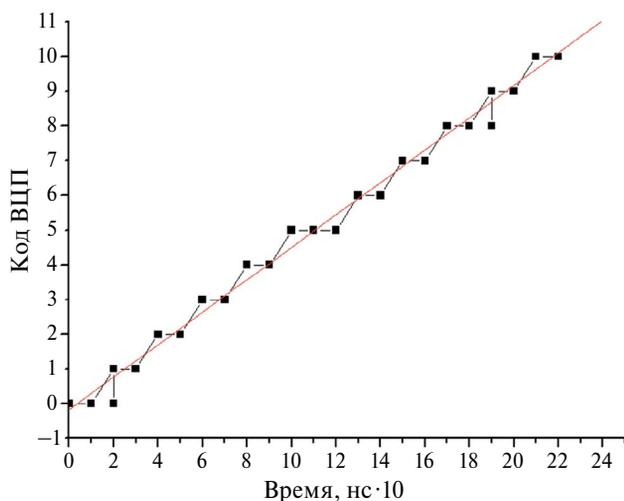


Рис. 10. Зависимость кода ВЦП одного из каналов прототипа от вводимой задержки.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное моделирование работоспособности системы быстрого считывания для монитора столкновений пучков с использованием САПР Quartus показало возможность определения времени регистрации с точностью не хуже 100 пс.

Разработан и создан прототип многоканального модуля быстрой электроники временной привязки к сигналам с МКП детекторов с использованием дискретных компараторов и многоканального преобразователя время—код на основе FPGA EPM240. Написана программа, обеспечивающая возможность работы с модулем. Полученные с использованием генератора данные подтверждают результаты моделирования. Погрешность времени регистрации разработанной системы не хуже 100 пс. Для 32-канальной системы регистрации координаты и времени по сигналам с детекторов на МКП, построенной на основе разработанной схемы, расчетное время обработки с учетом всех задержек не превысит 20 нс.

Исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета ID94031112.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников В.И., Зинченко А.И., Васендина В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 575; *Kolesnikov V.I., Zinchenko A.I., Vasendina V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 451.*

2. Жеребчевский В.И., Мальцев Н.А., Нестеров Д.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1146; Zhrebchevsky V.I., Maltsev N.A., Nesterov D.G. et al. // Bull. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 948.
3. Baldin A.A et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2020. V. 958. Art. No. 162154.
4. Сандул В.С., Феофилов Г.А., Валиев Ф.Ф. // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. № 4. С. 848.
5. Галактионов К., Руднев В., Валиев Ф. // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. № 3. С. 560.
6. Беспалько В.А. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 57.
7. Будагов Ю.А., Семан М., Ситар Б. и др. Преобразователь время-код с наносекундным разрешением. Препринт ОИЯИ 13—84—395. Дубна, 1984.
8. Абрамов Г.Н. Рециркуляционно-нониусный время-цифровой преобразователь. Патент РФ № 2730125 С1. 2020.
9. Гурин Е.И., Коннов Н.Н., Механов В.Б., Попов К.В. // ПТЭ. 1997. № 3. С. 102.
10. Букин М.А., Титов В.М. Время-цифровой преобразователь с наносекундным разрешением на основе ПЛИС Altera. Новосибирск: Ин-т ядерн. физики имени Г.И. Будкера СО РАН, 2001.
11. Sanoa Y., Horiia Y., Ikenob M. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 874. P. 50.
12. Liu C., Wang Y. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. No 3.
13. <https://www.intel.ru/content/www/ru/ru/software/programmable/quartus-prime/overview.html>

## Hardware implementation and testing of 4-channel fast electronics for a MCP detector

F. F. Valiev<sup>1</sup>, N. I. Kalinichenko<sup>1</sup>, N. A. Makarov<sup>1,\*</sup>, G. A. Feofilov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia

\* e-mail: n.a.makarov@mail.spbu.ru

Using the Quartus software environment, simulation of time measurements for a fast collision monitor of particle beams based on chevron MCP assemblies was carried out. The measurement algorithm is based on the delayed coincidence method. 4-channel electronics for a detector on microchannel plates (MCP) based on high-speed comparators and FPGA EPM240 from ALTERA have been created. The test prototype was tested using a 4-channel nanosecond pulse generator, with an adjustable delay between channels. When using these comparators and FPGAs, it is possible to determine the time of registration of particles by a detector with an error of 100 ps, while the calculated speed of the reading circuit coincides with the measured one and is no more than 10 ns for each event for a 4-channel system.

*Keywords:* NICA, FPGA, fast beam-beam collisions monitor, microchannel plate

УДК 539.17:539.12

## ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ РАСПАДА ЗАРЯЖЕННОГО $a_0$ -МЕЗОНА С НАРУШЕНИЕМ $P$ -СИММЕТРИИ

© 2024 г. В. Н. Коваленко<sup>1,\*</sup>, В. В. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: v.kovalenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Исследована возможность поиска эффектов локального нарушения пространственной четности в сильных взаимодействиях в распаде заряженного  $a_0$ -мезона на заряженные пион и фотон. С использованием Монте-Карло генератора Pythia изучен спектр инвариантных масс пар  $\pi^\pm\gamma$  с учетом канала распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ . Получена оценка на минимальное количество событий  $pp$  и Pb-Pb столкновений для значимого уровня сигнала  $P$ -нарушающего распада.

DOI: 10.31857/S0367676524080241, EDN: OORSTY

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что глобальное сохранение пространственной четности является хорошо установленной симметрией сильных взаимодействий. До сих пор не было найдено никаких доказательств нарушения  $P$ - и  $CP$ -симметрии в сильных взаимодействиях. Однако КХД не запрещает локальное нарушение симметрии четности из-за больших топологических флуктуаций при высокой температуре с динамической генерацией конфигураций нетривиального топологического заряда. Необходимым условием наблюдения этих эффектов является достаточно большое время жизни горячей капли сильновзаимодействующей материи, достигаемое в центральных ядерно-ядерных столкновениях на Большом адронном коллайдере (БАК, ЛНС) [1–3].

Лагранжиан КХД

$$L_{QCD} = \frac{-1}{4} G^{\mu\nu,a} G_{\mu\nu}^a + \bar{q} \left( i\gamma^\mu D_\mu - \hat{m}_q \right) q,$$

$$D_\mu = \partial_\mu - iG_\mu^a \lambda^a, G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$$

может быть дополнен  $\theta$ -слагаемым, нарушающим  $P$ -симметрию:

$$\Delta L_\theta = \theta \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} \left( G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \right),$$

при этом существует достаточно низкий предел значения параметра  $\theta \lesssim 10^{-9}$ . Стоит отметить, что в данном случае рассматривается именно вклад от сильного взаимодействия в столкновениях тяжелых ионов, в отличие от эффектов слабого взаимодействия,

которые могут наблюдаться в столкновениях протонов и легких ядер [4, 5].

Одна из возможных теорий рассматривает локальное нарушение четности как следствие больших топологических флуктуаций при высокой температуре и генерации конфигураций глюонного поля с нетривиальным топологическим зарядом [6–8]. Вклад в лагранжиан КХД топологического заряда может играть роль эффективного  $\theta$ -слагаемого. Из-за частичного сохранения аксиального тока он также приводит к возникновению фазы с ненулевым киральным химическим потенциалом  $\mu_5$  [9]. Как было показано с использованием обобщенной сигма-модели с фоновым 4-вектором аксиального химического потенциала, внутри среды с локальным нарушением четности  $a_0^\pm$  мезон может распадаться по запрещенному каналу:  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  [10–13].

Цель нашего исследования — проверить возможность экспериментального наблюдения такого распада с помощью моделирования Монте-Карло. Преимущество поиска в  $\pi^\pm + \gamma$  канале состоит в том, что он является относительно чистым по сравнению с чисто адронными распадами. Недостатком является низкая вероятность такого распада из-за коэффициента ветвления. Например, существует оценка [13, 14], из которой следует, что при  $\mu_5 = 500$  МэВ и значении импульса  $|\vec{q}| = 128$  МэВ, относительная доля выхода по данному каналу распада составляет около 0.001 %. В нашем моделировании далее мы используем коэффициент ветвления 5 % с целью оптимизации монте-карловских вычислений.

Стоит отметить, что были предложены и другие экспериментальные наблюдаемые величины для поиска локального нарушения четности в сильных взаимодействиях. При наличии большого магнитного поля, которое возникает в полужетральных и периферических столкновениях тяжелых ионов, может проявляться так называемый киральный магнитный эффект (CME), эффект разделения киральностей [15, 16] и киральные магнитные волны (CMW). Эти эффекты измерялись на ускорителях RHIC [17, 18] и LHC [19], и CME-подобный сигнал был найден. Однако интерпретация полученных данных затруднена, поскольку имеются сильные фоновые эффекты, такие как сохранение локального заряда, которые играют сопоставимую роль. Тем не менее, сравнение экспериментальных результатов с моделированием показало, что наилучшее согласие достигается для  $\mu_5$  порядка 300 МэВ [20].

В работах [21, 22] было показано, что эффект локального несохранения четности можно проверить экспериментально путем анализа выходов дилептонных пар в области малых инвариантных масс в столкновениях тяжелых ионов и поиска расщепления поляризации в спектральных функциях  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов с образованием характерной двухпиковой структуры. Были предложены также дополнительные проявления локального несохранения четности в сильных взаимодействиях, такие как подавление распадов заряженных пи-мезонов на пары мюон и нейтрино в кирально-неинвариантной среде [13], а также для обнаружения локального нарушения четности можно искать возможную асимметрию поляризации фотона [23].

## АНАЛИЗ СГЕНЕРИРОВАННЫХ ДАННЫХ

Для анализа распадов с нарушением пространственной симметрии мы использовали монте-карловский генератор Pythia8 [24] при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ (для  $pp$ -столкновений) и 5.02 ТэВ (для Pb-Pb столкновений) со включенным каналом распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ . Исследовался спектр инвариантных масс финальных состояний пар  $\pi^\pm - \gamma$ , образовавшихся в сгенерированных событиях. Для выделения коррелированного сигнала мы использовали технику смешивания событий.

Для подавления фона мы также учли, что  $\pi^\pm - \gamma$  пары, произошедшие непосредственно из распада  $a_0$  мезона, скорее всего, направлены в противоположные стороны по азимутальному углу, как показано на рис. 1. Это приводит к следующему критерию отбора:

$$\Delta\varphi_{\pi^\pm, \gamma} > \frac{\pi}{2}.$$

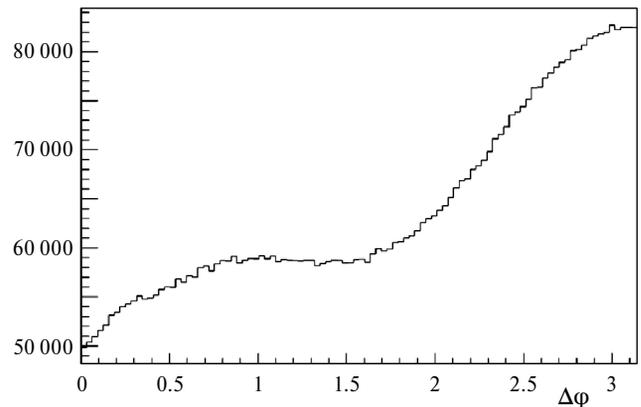


Рис. 1. Азимутальное распределение углов между  $\pi^\pm$  и  $\gamma$  от распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ .

## Отбор $\gamma$ -квантов

Существует несколько цепочек распада  $a_0^\pm$ , для которых в финальном состоянии присутствуют  $\pi^\pm$  мезон и  $\gamma$ -квант. Доминирующим является процесс  $a_0^\pm \rightarrow \eta + \pi^\pm$  (90%), т. к.  $\eta$ -мезон может распасться на  $2\gamma$  (с вероятностью 39.4%),  $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$  (23%) или  $3\pi^0$  (32.6%).  $\pi^0$ -мезон в основном распадается на  $2\gamma$  (98.8%). Все эти распады вида  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma + X$  проявляются в спектре инвариантных масс  $\pi^\pm + \gamma$  (рис. 2).

Чтобы подавить вклад  $\gamma$ , образующихся от распадов  $\pi^0$  или  $\eta$ , мы выбрали следующие кинематические ограничения: отвергаются фотоны, для которых существуют пары с инвариантной массой в следующих диапазонах:

$$0.1335 \text{ ГэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 0.1365 \text{ ГэВ};$$

$$0.5455 \text{ ГэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 0.5505 \text{ ГэВ}$$

Потеря полезного сигнала ( $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ ) при этом составляет около 50%, однако описанная выше процедура существенно уменьшает фоновый спектр.

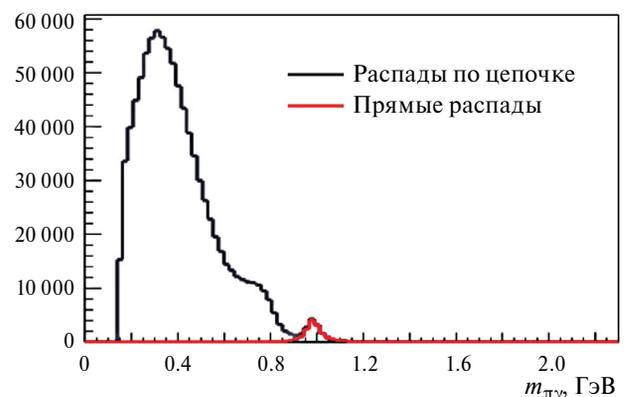


Рис. 2. Спектр инвариантных масс  $\pi^\pm + \gamma$  пар, рождающихся напрямую (красный) и в цепочках распада (синий). Коэффициент ветвления распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  составляет 5%.

### Состав коррелированного сигнала после отбора

При применении всех критериев отбора в оставшемся спектре  $\pi^\pm$ - $\gamma$  доминируют только пары, образованные цепочками распада без участия  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов (рис. 3). Основной вклад фона возникает за счет корреляций, происходящих от дикварков в Pythia. Существует также несколько резонансов, продукты распада которых включают фотон и заряженный пион и, таким образом, они тоже вносят вклад в спектр.

Как показано на рис. 3, большая часть вкладов в спектр инвариантных масс в районе 0.98 ГэВ ведет себя достаточно гладко. Это означает, что при хорошей статистике можно было бы обнаружить пик от  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  с даже при низком коэффициенте ветвления. Однако не следует забывать об экспериментальных трудностях. Наиболее важными является неидеальная идентификация заряженных пионов, а также эффективность регистрации фотонов. Последний эффект имеет решающее значение для выбора метода отбора  $\gamma$ .

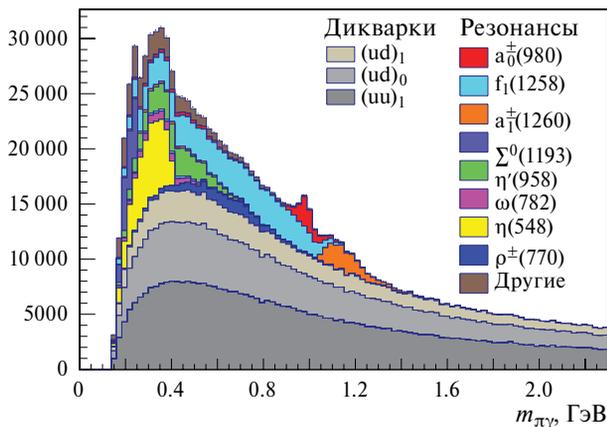


Рис. 3. Состав спектра инвариантных масс после выделения  $\gamma$  в  $pp$ -столкновениях. Коэффициент ветвления ( $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ ) составляет 5%.

Используя полученные спектры сигнала и фона (рис. 4), мы можем вычислить статистическую значимость ожидаемого сигнала и масштабировать его до статистики произвольных событий. На рис. 4 фон аппроксимировался с использованием экспоненциальной функции, а вклад от распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  — с помощью распределения Гаусса. С учетом этих аппроксимаций мы можем оценить минимальное количество событий, чтобы достоверно обнаружить  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  распад для любого значения коэффициента ветвления. Если потребовать, чтобы статистическая значимость сигнала от прямых распадов на фоне флуктуацией фона достигла  $5\sigma$ , минимальное число событий составит порядка  $10^{13}$  для  $pp$ -взаимодействия

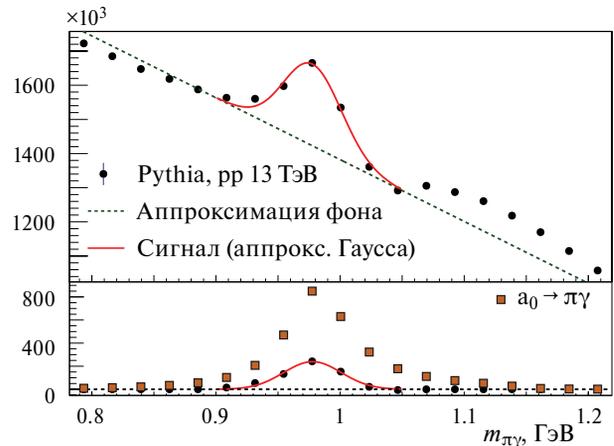


Рис. 4. Выделение распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  над комбинаторным фоном и аппроксимация сигнала гауссовой функцией.

и  $10^{11}$  для Pb-Pb-столкновений. Эта оценка справедлива для коэффициента ветвления 0.001%. Следует отметить, оценка сделана без учета детекторных эффектов. Требуемая статистика, по-видимому, может быть накоплена за несколько лет работы LHC в периодах сбора данных Run 3 и Run 4, однако это делает предстоящий анализ достаточно сложным.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены возможности обнаружения распада заряженного  $a_0$ -мезона, нарушающего  $P$ -симметрию, в  $pp$ - и Pb-Pb-столкновениях при энергии LHC. Предложен ряд приемов уменьшения фона и повышения статистической значимости результатов. Произведена оценка минимального количества событий, позволяющего обнаружить распад  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  с нарушением  $P$ -симметрии, для  $pp$ - и Pb-Pb-столкновений.

Стоит отметить, что в данной работе были выполнены только начальные оценки. Установление более точной статистической значимости наблюдаемых эффектов потребует детального моделирования экспериментальных установок с учетом тщательной оценки вклада фоновых процессов, эффективности идентификации частиц и систематических неопределенностей. В связи с малостью сигнала в  $\pi^\pm + \gamma$  канале, представляет интерес исследовать адронный аналог данного распада, а именно,  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm$  [25], который характеризуется более сложным ландшафтом фоновых процессов. Также представляет интерес изучение возможности поиска эффектов локального несохранения четности на коллайдере NICA в экспериментах MPD [26, 27] и SPD [28]. В связи с этим для повышения разрешающей способности трекинга и эффективности регистрации гамма-квантов методом конверсии перспективной является внутренняя трековая система [29, 30].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00493, <https://rscf.ru/project/22-22-00493>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kharzeev D., Zhitnitsky A.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 797. P. 67.
2. *Buckley K., Fugleberg T., Zhitnitsky A.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4814.
3. *Son D.T., Zhitnitsky A.R.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. Art. No. 07401.
4. *Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 4. С. 215; *Milstein A.I., Nikolaev N.N., Salnikova S.G.* // JETP Lett. 2020. V. 111. No. 4. P. 197.
5. *Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 10. С. 631; *Milstein A.I., Nikolaev N.N., Salnikova S.G.* // JETP Lett. 2021. V. 114. No. 4. P. 561.
6. *Belavin A.A., Polyakov A.M., Shvarts A.S., Tyupkin Y.S.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 85.
7. *McLerran L.D., Mottola E., Shaposhnikov M.E.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 43. P. 2027.
8. *Moore G.D., Rummukainen K.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. Art. No. 105008.
9. *Kharzeev D., Pisarski R.D., Tytgat M.H.G.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 512.
10. *Andrianov A., Andrianov V., Espriu D.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 137. Art. No. 01005.
11. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D. et al.* // Acta Phys. Polon. Supp. 2017. V. 10. P. 977.
12. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15. P. 357.
13. *Andrianov A., Andrianov V., Espriu D.* // Particles. 2020. V. 3. P. 15.
14. *Путилова А.Е.* Термодинамические свойства мезонов в среде с киральным химическим потенциалом. Магист. дисс. СПб: СПбГУ. 2017.
15. *Metlitski M.A., Zhitnitsky A.R.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. Art. No. 045011.
16. *Хайдуков З.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 10. С. 719; *Khaidukov Z.V.* // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 10. P. 721.
17. *Wang G.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 779. Art. No. 012013.
18. *Haque M.R.* // Nucl. Phys. A. 2019. V. 982. Art. No. 543.
19. *Aziz S.* // Nucl. Phys. A. 2021. V. 1005. Art. No. 121817.
20. *Yuan Z., Huang A., Zhou W.-H. et al.* // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. No. 3. Art. No. L031903.
21. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planells X.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 230.
22. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planell X.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. Art. No. 034024.
23. *Putilova A.E., Iakubovich A.V., Andrianov A.A. et al.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 191. Art. No. 05014.
24. *Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J.R. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2015. V. 191. P. 159.
25. *Petrov V.V., Kovalenko V.N.* // Phys. Part. Nucl. 2024. (in press).
26. *Abgaryan V. et al. (MPD Collaboration)* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. P. 7.
27. *Иванищев Д.А., Котов Д.О., Малаев М.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 5. № 12. С. 1800; *Ivanishchev D.A., Kotov D.O., Malaev M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1439.
28. *Abramov V.V., Aleshko A., Baskov V.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 1044.
29. *Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; *Zherebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 541.
30. *Жеребчевский В.И., Мальцев Н.А., Нестеров Д.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1146; *Zherebchevsky V.I., Maltsev N.A., Nesterov D.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 948.

## The possibility of finding the $P$ -symmetry breaking decay of the charged $a_0$ meson

V. N. Kovalenko<sup>1,\*</sup>, V. V. Petrov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia*

\**e-mail: v.kovalenko@spbu.ru*

The possibility of searching for the effects of local spatial parity violation in strong interactions in the decay of a charged  $a_0$  meson into a charged pion and photon has been investigated. Using the Monte Carlo generator Pythia, the spectrum of invariant masses of  $\pi^\pm\gamma$  pairs was studied, considering the decay channel  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ . An estimate was obtained for the minimum number of  $pp$  and Pb-Pb collision events for a significant level of the  $P$ -violating decay signal.

УДК 539.171.13

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, xt)$ МЕТОДАМИ ВТОРИЧНОЙ АКТИВАЦИИ И СПЕКТРОМЕТРИИ

© 2024 г. Л. Н. Генералов<sup>1,\*</sup>, И. А. Карпов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

\* e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

В интервале энергии дейтрона  $E_d = 1.5–12$  МэВ с погрешностью 8.3% на электростатическом тандемном ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ-ВНИИЭФ) с использованием активационной реакции  ${}^9\text{Be} + t \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li}$  ( $T_{1/2} = 0.84$  с,  $E_{\beta\text{max}} = 13$  МэВ) методом, предложенным Б. Я. Гужовским, измерены полные сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$ . В слое бериллия толщиной 1 мм совмещены функции первичной мишени и конвертора, что возможно при условии, если толщина этого слоя больше суммы пробегов первичных дейтронов и вторичных тритонов. Приводится обоснование метода. Основным препятствием в получении активационных сечений было отсутствие достоверных данных по средней энергии тритонов, образующихся в исследуемой реакции. Показано получение этой величины по измеренным энергетическим спектрам тритона. Здесь же были получены впервые спектрометрические дифференциальные сечения, а по ним и полные сечения реакции. Имеется хорошее согласие активационных и спектрометрических полных сечений.

DOI: 10.31857/S0367676524080255, EDN: OQWXH

### ВВЕДЕНИЕ

В 80–90-е гг. прошлого века во ВНИИЭФ проводили измерения [1] полных сечений образования трития в реакциях  ${}^7\text{Li} + p$ ,  ${}^6\text{Li} + d$ ,  ${}^7\text{Li} + d$ ,  ${}^9\text{Be} + d$ . В одном случае (С. Н. Абрамович, Л. Н. Генералов) использовали известный метод накопления образующегося трития [2–7] в медных, алюминиевых сборниках с последующим измерением его содержания радиохимическими способами. Процедура измерений и полученные результаты приведены в наших публикациях [8, 9]. В другом подходе, предложенном Б. Я. Гужовским, сечения определяются по измеренному выходу радиоактивных ядер, которые образуются при торможении тритонов исследуемой реакции в специально подобранном материале-конверторе. Метод вторичной активации был реализован в наших измерениях сечений реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  [10].

Впервые сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$  были измерены в 1952 г. в работе [2] при энергии дейтрона  $E_d = 0.35–7.68$  МэВ, использовался метод накопления трития в алюминиевых сборниках, с последующей регистрацией распада этого трития. Затем в 1955 г. в [4] этим же методом провели измерение в области  $E_d = 2.7–18.9$  МэВ. По сути, этим же методом — по накоплению трития в медных сборниках [9] мы в 1992 г. получили данные в интервале  $E_d = 0.9–11.2$  МэВ.

В настоящей работе представлены измерения сечений реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$  методом вторичной активации, когда быстрые тритоны, образующиеся в этой реакции, взаимодействуют с ядрами бериллия в том же самом слое, где они сами родились. Совмещение функций первичной мишени и конвертора в одном и том же слое бериллия возможно при условии, если его толщина больше суммы пробегов первичных дейтронов и вторичных тритонов. Реализация метода возможна на основе двух реакций, приводящих к короткоживущим ядрам —  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Be}$ , которые испытывают  $\beta$ -распад:  ${}^9\text{Be} + t \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li}$  ( $T_{1/2} = 0.84$  с,  $E_{\beta\text{max}} = 13$  МэВ) с энергосвободой  $Q = 2.927$  МэВ и  ${}^9\text{Be} + t \rightarrow p + {}^{11}\text{Be}$  ( $T_{1/2} = 13.8$  с,  $E_{\beta\text{max}} = 11.5$  МэВ) и  $Q = -1.165$  МэВ.

Из двух возможных реакций была выбрана первая, так как она экзотермичная и имеет большое сечение. Кроме того, из-за периода полураспада  ${}^8\text{Li}$ , меньшего чем у  ${}^{11}\text{Be}$ , можно достичь большего соотношения эффекта и фона. При выборе регистрации  $\beta$ -частиц из распада  ${}^8\text{Li}$  в течение 5–6 с вклад  $\beta$ -частиц из распада  ${}^{11}\text{Be}$  мал и учитывался как постоянный во времени фон. Другим источником фона может быть реакция  ${}^9\text{Be}(d, \alpha p){}^6\text{He}$  ( $T_{1/2} = 0.808$  с,  $E_{\beta\text{max}} = 3.51$  МэВ), которая открывается при  $E_d > 3.45$  МэВ. Дискриминация  $\beta$ -частиц из распада  ${}^6\text{He}$  осуществлялась введением алюминиевого фильтра толщиной 6 мм между мишенью и детектором  $\beta$ -частиц. Однако  $\beta$ -частицы

генерируют тормозное излучение в стенках фильтра и мишенной камеры. Этот процесс имеет малую вероятность, но и ядра  ${}^6\text{He}$  для этого процесса рождаются в первичной реакции по сравнению с ядрами  ${}^8\text{Li}$ . Кроме того, тормозные  $\gamma$ -кванты могут легко проникать через фильтр и регистрироваться детектором. Спектр тормозного излучения мягче, чем исходный спектр  $\beta$ -частиц, поэтому введением соответствующего амплитудного порога была осуществлена и дискриминация тормозного излучения. Следует отметить, что ядра  ${}^6\text{He}$  образуются и во вторичной реакции  ${}^9\text{Be}(n, \alpha){}^6\text{He}$ , вызванной быстрыми нейтронами при  $E_n > 0.66$  МэВ. Другие быстрые частицы, образующиеся при взаимодействии дейтронов с  ${}^9\text{Be}$ , не приводят к генерации короткоживущих ядер.

Как показано далее, в реализации метода необходимы только относительные измерения (в одинаковых единицах) выходов ядер  ${}^8\text{Li}$  из толстой мишени, облученной дейтронами и тритонами, и знание средней энергии тритонов, образующихся в исследуемой реакции в зависимости от  $E_d$ . Отсутствие достоверной информации по средней энергии тритонов длительное время было препятствием для получения окончательных активационных сечений, пока мы не измерили энергетические спектры тритонов, вылетающих под разными углами. Получены спектрметрические дифференциальные сечения, а по ним и полные сечения реакции.

### РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, xt)$ И ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}$

Характеристики этих реакций приведены в табл. 1 и 2. Уровни  ${}^8\text{Li}$  с энергией выше первого ядерно-нестабильны, поэтому не вносят существенного вклада в накопление этих ядер.

**Таблица 1.** Выходные каналы образования трития в реакции  ${}^9\text{Be}+d$  [11]

Выходной канал реакции ${}^9\text{Be}+d$	Энерговыведение канала $Q$ , МэВ	Порог канала $E_{th}$ , МэВ	
$\rightarrow t_0+{}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha+t$	4.59	—	
$\rightarrow t_1+{}^8\text{Be}^*(3.04 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	1.55		
$\rightarrow t+2\alpha$	4.68		
$\rightarrow \alpha_2+{}^7\text{Li}^*(4.63 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	2.51		
$\rightarrow \alpha_3+{}^7\text{Li}^*(6.68 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	0.47		
$\rightarrow \alpha_4+{}^7\text{Li}^*(7.46 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-0.308		0.376
$\rightarrow \alpha_5+{}^7\text{Li}^*(9.67 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-2.52		3.08
$\rightarrow \alpha_6+{}^7\text{Li}^*(9.85 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-2.70	3.30	
$\rightarrow \alpha_7+{}^7\text{Li}^*(11.24 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-4.09	5.00	

**Таблица 2.** Каналы реакции  ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}$  [11]

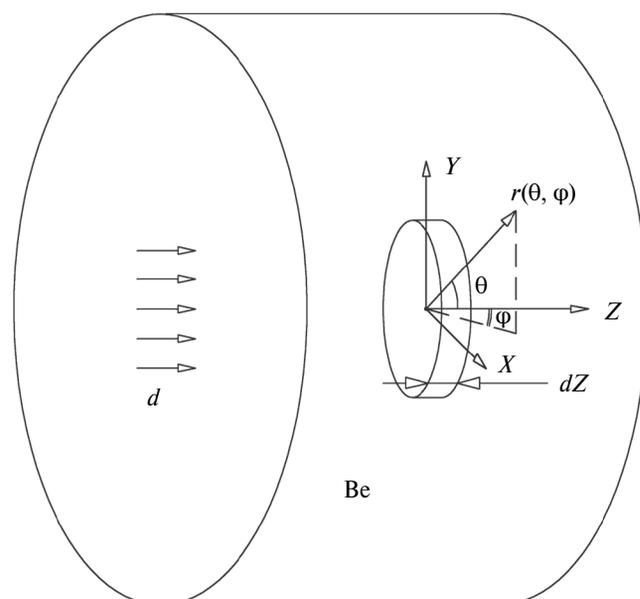
Номер канала реакции	Энергия уровня ${}^8\text{Li}$ , МэВ	$J^\pi, T$	$\tau$ или $\Gamma$ (кэВ)	Тип распада	$Q$ , МэВ	$E_{th}$ , МэВ
0	g.s.	$2^+, 1$	0.842 с	$\beta^+$	2.926	—
1	0.981	$1^+, 1$	12 фс	$\gamma$	1.945	—
2	2.255	$3^+, 1$	33 кэВ	$\gamma, n$	0.691	—
3	3.21	$1^+, 1$	1000	n	-0.28	0.37

### ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

В слое бериллия  $dZ$  (рис. 1), облученном потоком дейтронов  $N_d$ , образуется следующее количество тритонов

$$dN_{dt}(dz, E_d, E_t, \theta, \varphi) = -\frac{N_d N_A \rho dz}{A_{Be}} \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d\cos\theta, \quad (1)$$

имеющих энергию в интервале  $\left(E_t - \frac{dE_t}{2}, E_t + \frac{dE_t}{2}\right)$  и вылетающих в направлении, определяемом



**Рис. 1.** Геометрия дейтронного облучения толстого бериллиевого слоя.

полярным и азимутальным ( $\theta$ ,  $\varphi$ ) углами, где  $\frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega}(E_t, \theta, \varphi)$  — в лабораторной системе координат дифференциальное сечение изучаемой реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$ ,  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  — число Авогадро,  $\rho = 1.85$  г·см $^{-3}$  и  $A_{\text{Be}} = 9.012$  — соответственно плотность и атомный номер бериллия. Умножив выражение (1) на  $\frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}}$  и сечение  $\sigma_{8\text{Li}}(E_t)$  реакции  ${}^9\text{Be}(t, x^8\text{Li})$ , получим количество ядер  ${}^8\text{Li}$ , образующихся в слое толщиной  $dr$ :

$$\begin{aligned} dN_{8\text{Li}d}(dzdr, E_d, E_t, \theta, \varphi) = \\ = - \left( \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right) N_d \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) \times \\ \times dE_t d\varphi d \cos \theta dz \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \sigma_{8\text{Li}}(E_t) dr(\theta, \varphi), \quad (2) \end{aligned}$$

$r$  изменяется от нуля до пробега тритонов с энергией  $E_t$ . Интегрирование по  $r$  дает выход ядер  ${}^8\text{Li}$  в направлении  $\vec{r}$

$$\begin{aligned} dN_{8\text{Li}d}(dz, E_d, E_t, \theta, \varphi) = \\ = - \left( \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right) N_d \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d \cos \theta dz Y_{\text{tx}8\text{Li}}(E_t), \quad (3) \end{aligned}$$

обусловленный образованием тритонов в слое  $dZ$ . В предположении линейной зависимости измеряемого выхода ядер  ${}^8\text{Li}$

$$Y_{\text{tx}8\text{Li}} = A + KE_t \quad (4)$$

где  $A$  и  $K$  — постоянные коэффициенты, определяемые из описания экспериментальных данных, а также учитывая, что дифференциальное сечение в (3) не зависит от угла  $\varphi$  и  $E_t(\theta)$ , проинтегрируем (3) по углам  $\theta$ ,  $\varphi$ . Получим выражение для выхода ядер  ${}^8\text{Li}$  по всем направлениям

$$dN_{8\text{Li}d}(dz, E_d) dz = \left( \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right) N_d \sigma_{dt}(A + K\bar{E}_t) dz, \quad (5)$$

в котором

$$\bar{E}_t = - \frac{1}{\sigma_{dt}} \int_{E_t, \varphi, \theta} E_t \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d \cos \theta \quad (6)$$

средняя энергия тритонов, образующихся в реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$  для энергии  $E_d$ ,

$$\sigma_{dt} = - \int_{E_t, \varphi, \theta} \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d \cos \theta \quad (7) \text{ — измеряемое сечение.}$$

Интеграл (5) по  $dZ$  дает измеряемый выход ядер  ${}^8\text{Li}$  из толстой бериллиевой мишени

$$\begin{aligned} Y_{\text{dx}8\text{Li}} &\equiv \frac{N_{\text{d}8\text{Li}}}{N_d} = \\ &= \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \int_0^{E_d} \sigma_{dt}(A + K\bar{E}_t) dE_d / (-dE_d / dx), \quad (8) \end{aligned}$$

Рассмотрим разность выходов (8) для таких двух близких энергий  $E_d$  и  $E_d + \Delta E_d$ , что  $\sigma_{dt}(E_d) \equiv \sigma_{dt}(E_d + \Delta E_d)$ ,  $\bar{E}_t(E_d) \equiv \bar{E}_t(E_d + \Delta E_d)$ . Тогда найдем выражение для сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$ :

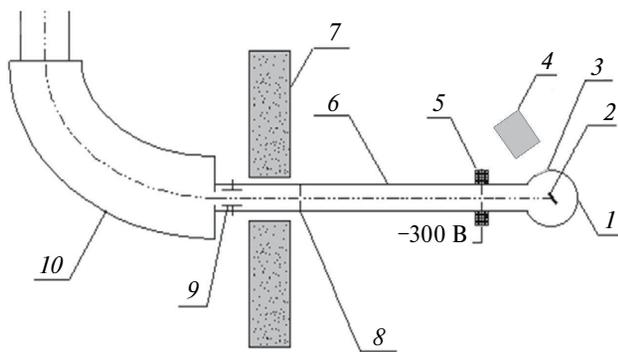
$$\begin{aligned} \sigma_{dt}(\bar{E}_d = E_d + \Delta E_d / 2) = \\ = \frac{1}{\left( \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right)} \frac{\Delta Y_{8\text{Li}d}}{\Delta X_d} / (A + K\bar{E}_t), \quad (9) \end{aligned}$$

где  $\Delta X_d = R(E_d + \Delta E_d) - R(E_d)$  — разность пробегов дейтронов с указанными энергиями. Из выражения (5) видно, что  $\sigma_{dt}$  определяется отношением измеряемых выходов ядер  ${}^8\text{Li}$  из толстой бериллиевой мишени при облучении дейтронов и тритонов. Поэтому для измерения  $\sigma_{dt}$  не требуются абсолютные измерения этих выходов (с учетом абсолютной эффективности регистрации ядер  ${}^8\text{Li}$ , см. далее), а возможно использовать измерения выходов в относительных единицах в одинаковых экспериментальных условиях или в различных с поправкой на это различие. Пробеги дейтронов в бериллии хорошо определяются расчетным путем [12], поэтому основной проблемой в предложенном методе измерений  $\sigma_{dt}$  является знание зависимости средней энергии тритонов  $\bar{E}_t$  от  $E_d$ .

#### ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ ЯДЕР ${}^8\text{Li}$ ИЗ ТОЛСТОЙ БЕРИЛЛИЕВОЙ МИШЕНИ, ОБЛУЧЕННОЙ ДЕЙТРОНАМИ И ТРИТОНАМИ

Для реализации метода вторичной активации на ЭГП-10 создан импульсный режим облучения с повторением импульсов через 7.7 с. Режим обеспечивался электростатическим отклонением пучка ионов на стоппер, расположенный перед поворотным магнитом ускорителя. Аналогичная методика описана в наших публикациях по исследованию сечений реакций  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  [13] и  ${}^{11}\text{B}(t, p){}^{13}\text{B}$  [14]. Измерения состояли из циклов “облучение—регистрация”, каждый из которых был разбит на следующие временные интервалы: облучение длительностью 1 с, регистрация продуктов распада после облучения в следующие 6 с, режим отстойки в течение 0.5 с и интервал, равный 0.2 с. В интервале облучения проводится запись скорости счета интегратора тока пучка на мишень, в интервале регистрации кривой распада записывается скорость счета  $\beta$ -детектора при трех разных значениях амплитудного порога.

В качестве мишени использовался толстый слой бериллия (1 мм) высокой чистоты, который не простреливался пучком дейтронов и быстрыми тритонами, образующимися в реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$ . Мишень помещалась в вакуумной цилиндрической камере рассеяния (диаметром 100 мм и толщиной стальной стенки 1 мм), которая выполняла функцию цилиндра Фарадея. Измерение тока пучка проводилось с помощью интегратора тока с погрешностью 2%.



**Рис. 2.** Геометрия активационных измерений: 1 — камера рассеяния, 2 — мишень, 3 — лавсановое окно, 4 — пластмассовый сцинтиллятор, 5 — диэлектрический изолятор, 6 — ионопровод, 7 — бетонная защита, 8 — формирующие диафрагмы, 9 — пластины стабилизации положения пучка, 10 — поворотный магнит.

В качестве детектора  $\beta$ -частиц использовался пластмассовый сцинтиллятор (диаметр 40 мм,  $h = 50$  мм) + ФЭУ-93, помещенный в защитный свинцовый цилиндрический блок (внешний диаметр 100 мм, внутренний диаметр 55 мм и высотой 79 мм). Торец корпуса детектора закрыт фольгой из алюминия (0.1 мм). Детектор устанавливался под углом  $120^\circ$  к направлению пучка ускоренных  $d$  или  $t$  и на различных расстояниях  $R$  от мишени. В этом направлении в стенке камеры имеется окно из лавсановой пленки толщиной 0.1 мм. Расстояние от мишени до торца детектора выбиралось исходя из условий полезной загрузки в интервале регистрации кривой распада.

Измерения  $Y_{dx8Li}$  и  $Y_{tx8Li}$  выполнялись соответственно на  $R = 100$  и  $280$  мм. Эффективности регистрации частиц в указанных геометриях были сшиты путем парных измерений при одной и той же энергии частиц в разных геометриях.

Амплитудные спектры  $\beta$ -частиц и фоновых излучений измерялись на многоканальном анализаторе Canberra-85 с управлением по времени, т. е. одновременно с измерением кривой распада. В мягкой части спектра присутствует заметный вклад фоновых излучений, которые связаны с наведенной активностью в камере, подложке и детекторе. Пороги регистрации выбирались таким образом, чтобы дискриминировать основную часть фона.

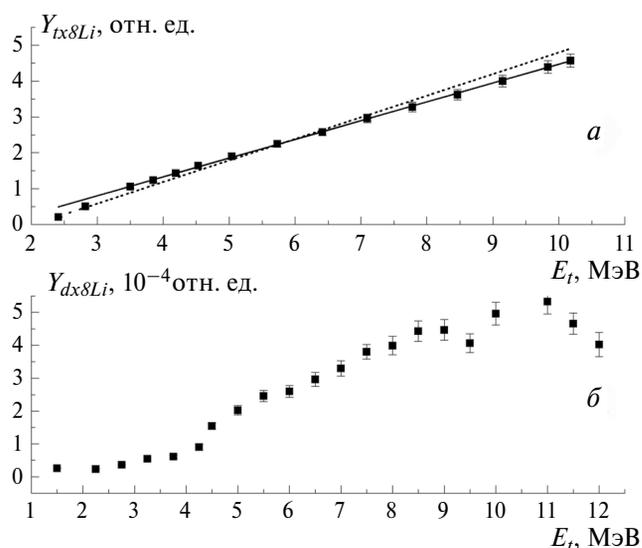
Для дискриминации вклада  $\beta$ -частиц из распада  ${}^6\text{He}$  на торце детектора устанавливался фильтр из алюминия толщиной 6.5 мм, при простреле которого  $\beta$ -частицы из  ${}^8\text{Li}$  теряли энергию 3.5 МэВ, равную максимальной энергии  $\beta$ -частиц из  ${}^6\text{He}$ . В этих условиях в фоновых экспериментах, проводимых с дополнительным титановым фильтром (10 мм), в мягкой части смещенного спектра наблюдался вклад тормозного излучения от  $\beta$ -частиц  ${}^6\text{He}$ , который отсекался подбором уровня амплитудной дискриминации.

Абсолютные выходы  $Y_{dx8Li}$  и  $Y_{tx8Li}$  определяются из описания кривых  $\beta$ -распада этих ядер и использования соотношения

$$Y_{d(t)x8Li} = \left( \frac{n_{d(t)}}{N_{d(t)} \epsilon_{d(t)}^\beta} \right) \frac{T_{8Li}}{K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)} (\ln 2)}, \quad (10)$$

где в этих величинах значки  $d(t)$  указывают на облучение толстой бериллиевой мишени дейтронами или тритонами соответственно потоками  $N_{d(t)}$ ,  $n$  — счетность детектора (имп·с $^{-1}$ ) после времени, отсчитанного от конца облучения,  $K_{d(t)}^{(1)}$  — учитывает распад ядер во время облучения, а  $K_{d(t)}^{(2)}$  — их распад до момента времени измерения счетности,  $\epsilon_{d(t)}^\beta$  — эффективности регистрации  $\beta$ -частиц из распада  ${}^8\text{Li}$ . Во втором множителе (10) все величины для экспериментов с облучениями дейтронами и тритонами одинаковые. Тогда для  $\epsilon_d^\beta = \epsilon_t^\beta$  (без знания их абсолютных значений) для получения  $\sigma_{dt}$  можно использовать относительные выходы  $n_d / N_d$  и  $n_t / N_t$ , умноженные для удобства на произвольные одинаковые коэффициенты. Калибровочные и основные измерения проводились в различных условиях. Поэтому относительные выходы были представлены в относительных единицах с учетом измеренного отношения  $\epsilon_d^\beta / \epsilon_t^\beta$  с погрешностью 6%. На рис. 3а и 3б соответственно показаны выходы  $Y_{tx8Li}$  (относительная погрешность 4%) и  $Y_{dx8Li}$  (относительная погрешность 7%), выраженные в одинаковых относительных единицах. В  $Y_{dx8Li}$  в качестве аргумента взята средняя энергия  $(E_d + \Delta E_d / 2)$  из интервала  $(E_d, E_d + \Delta E_d)$ .

Выход  $Y_{tx8Li}$  в области  $E_t = 3.5$ –11 МэВ хорошо описывается линейной зависимостью (4) с  $A = -0.766(0.016)$  и  $K = 0.524(0.003)$  МэВ $^{-1}$



**Рис. 3.** Выходы  $Y_{tx8Li}$  (а, ■ — эксперимент, пунктирная и сплошная линии — описание) и  $Y_{dx8Li}$  (б, ■ — эксперимент).

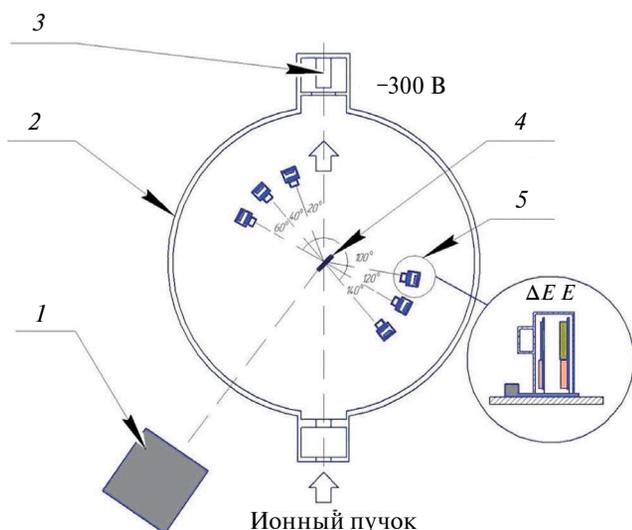
(сплошная линия на рис. 3а), а в интервале 2—11 МэВ описание хуже, с коэффициентами  $A = -1.22(0.04)$  и  $K = 0.602(0.016)$  МэВ<sup>-1</sup> (пунктир на рис. 3а).

### СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ТРИТОНОВ В РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, x\text{T})$

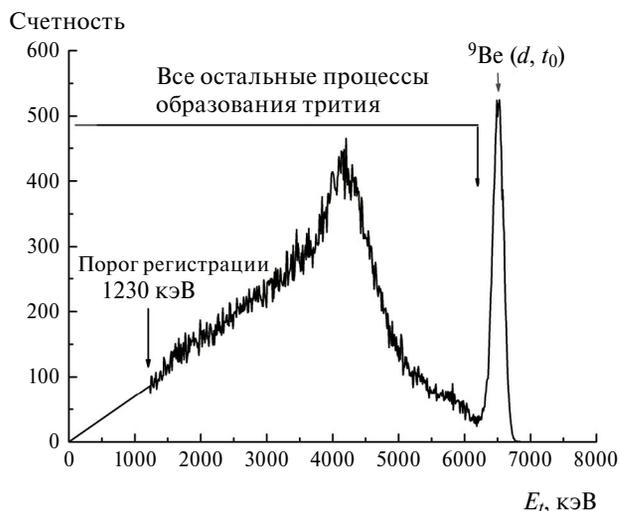
Средние энергии тритонов исследуемой реакции получены для интервала  $E_d = 2\text{—}10$  МэВ по энергетическим спектрам тритонов, измеренным для углов  $\theta = 10\text{—}170^\circ$ . Использовалась бериллиевая мишень толщиной  $658(33)$  мкг·см<sup>-2</sup> на достаточно тонкой подложке из SiO, что позволяет рассматривать мишень как самоподдерживающуюся.

Измерения спектров выполнены на ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ-ВНИИЭФ) с применением спектрометра заряженных частиц с шестью телескопами  $\Delta E$ - $E$  кремниевых детекторов (рис. 4). Толщина  $\Delta E$ -детекторов составляла 12—14 мкм, а  $E$ -детекторов — 1.2 мм. Основные методические положения измерений опубликованы в [15, 16].

На рис. 5 в качестве примера показан такой спектр с абсолютными значениями энергии тритонов для  $E_d = 5.5$  МэВ и  $\theta = 85^\circ$ . Энергетическая калибровка этого и других спектров выполнялась по пикам реакции  ${}^9\text{Be}(d, t_0)$ , зарегистрированным при различных  $E_d$  в  $\Delta E$  и  $E$ -детекторах телескопов. Учитывались энергетические потери дейтронов и тритонов в мишени. На рис. 5 порог регистрации 1230 кэВ соответствует потерям энергии тритонов в  $\Delta E$ -детекторе толщиной 13.7 мкм. Экстраполяция спектров к нулевой энергии тритонов выполнялась в основном по линейной зависимости.



**Рис. 4.** Схематическое представление измерений сечений на основе шести телескопов  $\Delta E$ - $E$ : 1 — детектор нейтронов, 2 — корпус камеры рассеяния, 3 — цилиндр Фарадея, 4 — мишень, 5 — телескопы  $\Delta E$  и  $E$  детекторов заряженных частиц.



**Рис. 5.** Спектр тритонов из реакции  ${}^9\text{Be}(d, x\text{T})$ , измеренный при  $E_d = 5.5$  МэВ и угле регистрации  $\theta = 85^\circ$ .

Получение средней энергии тритонов для каждой энергии налетающих дейтронов было следующим. Для каждого  $\theta$  по зарегистрированному энергетическому спектру тритонов определялись полное число образующихся тритонов  $S_T(\theta)$ , средняя энергия тритонов  $E_T(\theta)$  и дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta) = \frac{S_T(\theta)}{N_d C_{\text{яд}} \Delta\Omega(\theta)}, \quad (11)$$

где  $C_{\text{яд}}$  [ядер·см<sup>-2</sup>] — поверхностная плотность ядер  ${}^9\text{Be}$  в мишени,  $N_d$  — количество дейтронов, упавших на мишень;  $\Delta\Omega(\theta)$  — телесный угол регистрации частиц. Измерение величин подробно изложено в [17]. Из этих величин находим

$$\bar{E}_T = \int_0^\pi E_T(\theta) \frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta) d\Omega / \int_0^\pi \frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta) d\Omega, \quad (12)$$

используя для определения значений интегралов описание подынтегральных выражений рядом из полиномов Лежандра. Из соотношения (12) видно,  $\bar{E}_T$  не зависит от абсолютного значения нормировочного коэффициента в (11), используемого для получения абсолютных значений дифференциальных сечений.

Дифференциальные сечения  $\frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta)$  и их описание приведены на рис. 6. Систематическая погрешность (5.3%) данных равна погрешности в измерении дейтронного потока (2%) и толщины мишени (5%). Случайные погрешности конечных результатов составили 8%. Они складываются из случайных погрешностей величин, определяющих дифференциальные сечения, погрешности в установке углов, неравномерности по толщине мишени в неясном виде (через процедуру усреднения результатов, полученных в различных сериях измерений). Для удобства наблюдения дифференциальные сечения умножены

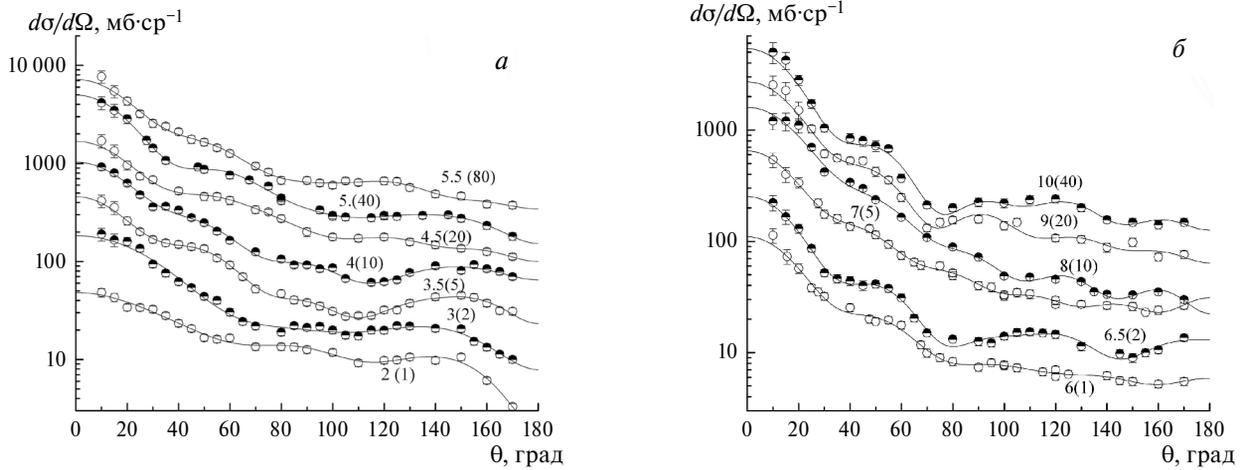


Рис. 6. Дифференциальные сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$  (кружки — экспериментальные данные, линии — описание) при  $E_d = 2\text{--}5.5$  МэВ (а) и при  $E_d = 6\text{--}10$  МэВ (б).

на числа, которые указаны в круглых скобках рядом со значениями  $E_d$ .

Полученные экспериментальные данные  $\bar{E}_t$  с погрешностью 50—200 кэВ (рис. 7) хорошо описываются линейной зависимостью  $\bar{E}_t = 1.755(0.006) + 0.614(0.007)E_d$ .

### ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, xt)$

Полные сечения исследуемой реакции показаны на рис. 8 и табл. 3. Для получения этих данных использовалась зависимость  $Y_{\text{тх8Li}}$  от  $\bar{E}_t$  с  $A = -0.766(0.016)$  и  $K = 0.524(0.003)$  МэВ $^{-1}$ . Погрешность данных оценена в 8.3%. На этом же рисунке показаны сечения (с погрешностью 3%), полученные

по дифференциальным сечениям (рис. 6), и сечения, измеренные методом накопления трития [2, 4, 9]. Автором настоящей работы и [9] (Л. Н. Генераловым) данные [9] были уменьшены на 10% и дополнены новыми и неопубликованными экспериментальными данными в точках энергетического интервала 0.8—1.5 МэВ. В этой связи отметим, что планируется обзорная статья по измерениям сечений методом накопления трития.

Наблюдаем хорошее согласие активационных и спектрометрических данных, которые рассматриваем как дополняющие друг друга. За исключением

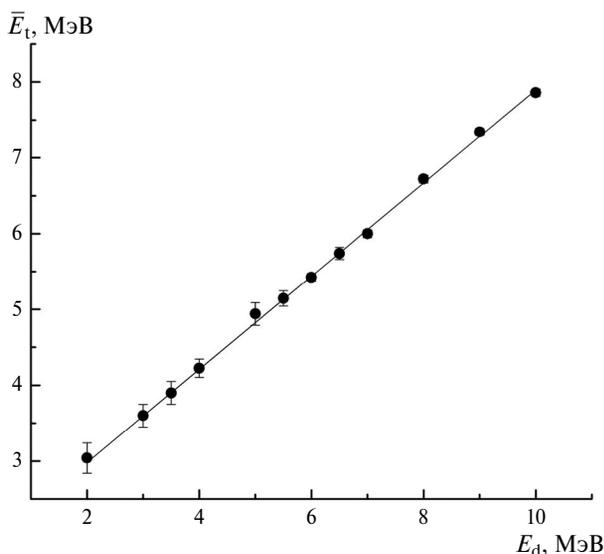


Рис. 7. Зависимость  $\bar{E}_t$  от  $E_d$  (• — экспериментальные данные, линия — описание).

Сечение, мб

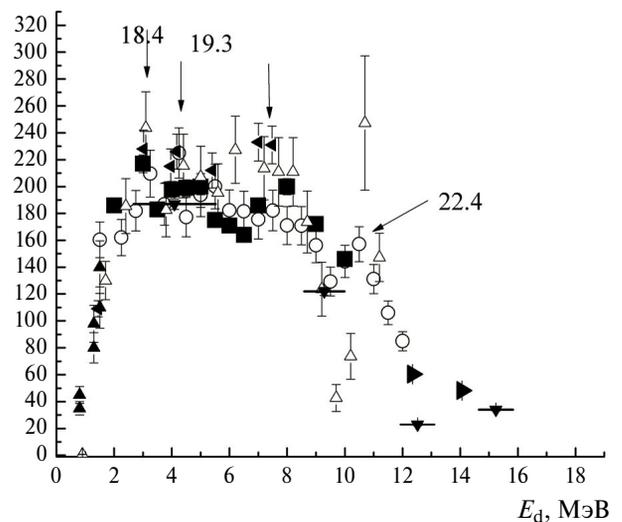


Рис. 8. Полные сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, xt)$  (○ — данные настоящих активационных измерений; ■ — данные настоящих спектрометрических измерений; ◀ — [2]; ▼ — [4]; ▲ — [8]; Δ — [9]; ▶ — сумма сечений [18] каналов 1, 2, 4 реакции (табл. 1); стрелками отмечены возможные резонансы).

Таблица 3. Полные сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, \alpha t)$ 

$\bar{E}_d$ , МэВ	$E_d - (E_d + \Delta E_d)$ , МэВ	$\Delta X_d$ , мкм	$\sigma_{dt}$ , мб	$\Delta\sigma_{dt}$ , мб
1.5	1—2	20.48	160	13
2.25	2—2.5	13.27	162	13
2.75	2.5—3.0	15.42	182	15
3.25	3.0—3.5	17.43	210	17
3.75	3.5—4.0	19.37	187	15
4.25	4.0—4.5	21.27	225	18
4.5	4—5	44.13	177	15
5	4.5—5.5	48.12	194	16
5.5	5—6	51.76	200	17
6	5.5—6.5	55.35	182	15
6.5	6—7	58.89	182	15
7	6.5—7.5	63.2	176	15
7.5	7—8	65.75	182	15
8	7.5—8.5	69.21	171	14
8.5	8—9	72.57	171	14
9	8.5—9.5	75.86	156	13
9.5	9—10	79.2	129	11
10	9.5—10.5	82.5	144	12
10.5	10—11	86.78	157	13
11	10.5—11.5	89	131	11
11.5	11—12	92.23	106	9
12	11.5—12.5	95.4	85	9

нескольких энергетических точек они также согласуются с сечениями, измеренными методом накопления трития.

На рисунке отмечены возможные уровни составного ядра  ${}^{11}\text{B}$ , где состояния с энергиями 18.4 и 19.3 МэВ являются известными изобарическими уровнями.

Работа выполнена в связи с новой оценкой сечений этой реакции в нашей электронной библиотеке ядерно-физических констант SaBa (SarovBase) [19].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 1992. № 1. С. 10.
2. *Wolfgang R.L., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 437.
3. *Grosse A.V., Johnston W.M., Wolfgang R.L. et al.* // Science. 1951. V. 113. P. 1.
4. *Heft R.E., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 799.
5. *Macklin R.L., Banta H.E.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. P. 753.
6. *Кузнецов В.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 5. С. 1263; *Kuznetsov V.V.* // ЖЭТФ. 1961. V. 13. P. 890.
7. *Власов Н.А., Оглоблин А.А.* Ядерные реакции при низких и средних энергиях. М.: Изд. АН СССР, 1958. С. 24.
8. *Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodski A.G.* // Proc. Conf. Nucl. Data Sci. Tech. (Trieste, 1997). P. 632.
9. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 87.
10. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 737; *Generalov L.N., Abramovich S.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 574.
11. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 300. P. 1.
12. [www.srim.org](http://www.srim.org)
13. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Виноградов Ю.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 2. С. 167; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Vinogradov Yu.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 2. P. 156.
14. *Generalov L.N., Zvenigorodskij A.G., Abramovich S.N.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 39 Sup. 2. P. 339.
15. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 2. С. 191; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Zvenigorodskiy A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. No. 2. P. 217.
16. *Вихлянцев О.П., Генералов Л.Н., Курякин А.В. и др.* // Ядерн. физ. и инж. 2016. Т. 7. № 4. С. 326; *Vikhlyantsev O.P., Generalov L.N., Kuryakin A.V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 9. P. 1500.
17. *Генералов Л.Н., Вихлянцев О.П., Карпов И.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1774;

- Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1511.
18. *Tanaka S.* // Jurnal Pendidikan Jasmani. 1978. V. 44. P. 1406.
19. *Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al.* The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191. 1999.

## Measurement of ${}^9\text{Be}(d, xt)$ reaction total cross sections by secondary activation and spectroscopy methods

L. N. Generalov<sup>1,\*</sup>, I. A. Karpov

<sup>1</sup> Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia  
\*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Total cross sections  $\sigma_{d, xt}$  of reaction  ${}^9\text{Be}(d, xt)$  were measured in the range of deuteron energies 1.5–12 MeV with error 8.3% using activation reaction  ${}^9\text{Be} + t \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li} + 2.927 \text{ MeV}$  ( $T_{1/2} = 0.84 \text{ s}$ ,  $E_{\beta\text{max}} = 13 \text{ MeV}$ ) by B. Ya. Guzhovskii's method on electrostatic tandem accelerator EGP-10 (RFNC—VNIIEF). In 1 mm thick beryllium layer primary target and convertor functions were combined which was possible provided that the layer thickness was more than a sum of primary deuterons and secondary tritons paths. Justification of the method is presented. The absence of reliable data of mean energy of tritons produced in the reaction under investigation was the main problem in the activation cross sections acquisition. Obtaining of this value by measured tritons energy spectra was demonstrated. Spectrometric differential cross sections were obtained at the first time as well as total reaction cross sections. There is a good agreement between activation and spectrometric total cross sections.

УДК 539.171.13

## СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$

© 2024 г. Л. Н. Генералов<sup>1</sup>, В. А. Жеребцов<sup>1</sup>, С. М. Селянкина<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

\* e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

В интервале энергии дейтрона  $E_d = 5\text{—}16$  МэВ получена оценка интегральных сечений реакций  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109.7$  мин). Она выполнена в нашей электронной библиотеке SaBa (SarovBase) математическими средствами (сплайн аппроксимацией) библиотеки. Мотивацией исследований послужили следующие обстоятельства: реакция  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ , в которой ядра трития и  $^{18}\text{F}$  образуются в равных количествах, использовалась нами в калибровке эффективности регистрации трития в измерениях сечений реакций образования трития по его накоплению в металлических сборниках; имелись большие противоречия в экспериментальных данных; появились наши новые данные по  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  для  $E_d = 6.65$  и  $6.69$  МэВ и сечения реакции  $^{19}\text{F}(d, t_0)$  для  $E_d = 6.99$  и  $7.99$  МэВ. В связи с получением оцененных сечений реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  приводим уточнение опубликованных сечений образования трития в реакциях на изотопах лития.

DOI: 10.31857/S0367676524080266, EDN: OOPIGQ

### ВВЕДЕНИЕ

В 80–90-е гг. прошедшего века во ВНИИЭФ проводили измерения [1] полных сечений образования трития в реакциях  $^7\text{Li}+p$ ,  $^6\text{Li}+d$ ,  $^7\text{Li}+d$ ,  $^9\text{Be}+d$ . В одном случае (С. Н. Абрамович, Л. Н. Генералов) использовали известный метод накопления образующегося трития [2–7] в медных, алюминиевых сборниках с последующим измерением его содержания радиохимическими способами. Процедура измерений и полученные результаты приведены в наших публикациях [8, 9]. В другом подходе, предложенном Б. Я. Гужовским, сечения определяются по измеренному выходу радиоактивных ядер, которые образуются при торможении тритонов исследуемой реакции в специально подобранном материале-конверторе. Этот метод вторичной активации был реализован в наших измерениях сечений реакций  $^6\text{Li}(d, xt)$  [10] и  $^9\text{Be}(d, xt)$  [11].

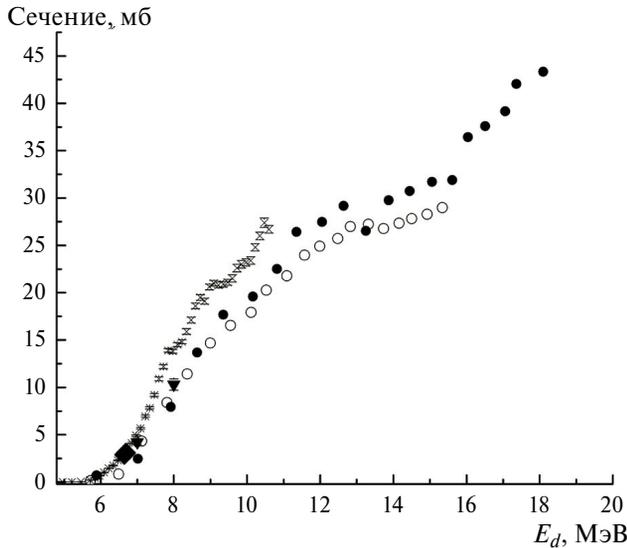
В измерениях методом накопления неожиданно были обнаружены большие потери трития [8, 9] — 40–50%. Удобный способ подтверждения этого явления и измерения эффективности регистрации трития предоставляет реакция  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ , в которой ядра трития и  $^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109.7$  мин) образуются в равных количествах. Именно с этой целью были выполнены активационные измерения [12] для энергий дейтрона  $E_d = 5\text{—}11$  МэВ, и их результаты

учитывались в [10] при получении сечений реакций  $^6\text{Li}(d, xt)$  и  $^7\text{Li}(d, xt)$ .

В измерении [1] сечений образования трития в реакциях  $^6\text{Li}+d$ ,  $^7\text{Li}+d$  использовались слои LiF с различным обогащением по литию, нанесенные на подложки толщиной 20, 30, 200 и 300 мкм из меди и алюминия. Поэтому для этих измерений необходимо было знать сечения фоновой реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ , имеющей низкий порог — 4.61 МэВ.

Цель настоящей работы — оценка сечений этой реакции, состояние с экспериментальными данными которой показано на рис. 1. Видно, что наши данные [12] в относительной энергетической зависимости хорошо согласуются с данными [13], однако в абсолютных значениях превышают их в 1.3 раза. Результаты другой работы [14], выполненной на циклотроне, если уменьшить их эффективные энергии дейтронов на 1.4626 МэВ, будут совпадать с данными [13]. Других исследований по этой реакции не найдено.

Здесь же показаны результаты наших новых активационных измерений (см. далее) для  $E_d = 6.65(1)$  и  $6.69(1)$  МэВ (рис. 1). На этом же рисунке приведены сечения  $^{19}\text{F}(d, t_0)$  для  $E_d = 6.99(1)$  и  $7.99(1)$  МэВ, которые получены (см. далее) по измеренным нами дифференциальным сечениям. Они учитывались в экспертизе данных.



**Рис. 1.** Экспериментальные сечения реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ :  $\times$  — [12];  $\circ$  — [13];  $\bullet$  — [14], уменьшены их эффективные энергии на 1.4626 МэВ;  $\blacklozenge$  — наши новые активационные данные;  $\blacktriangledown$  —  $^{19}\text{F}(d, t_0)$ , настоящая работа.

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ  $^{19}\text{F}(d, t_0)$**

В получении дифференциальных и полных сечений этой реакции были использованы тритонные спектры из наших работ [15—17]. В них на электростатическом тандемном ускорителе ЭГП-10 [18] при

энергиях дейтрона 3—10 МэВ измерены дифференциальные сечения образования протонов, дейтронов, тритонов,  $^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц в реакциях  $^6\text{Li}+d$  и  $^7\text{Li}+d$ . Частицы, образующиеся в реакциях, разделялись методом  $\Delta E-E$ . Использовались мишени LiF с различным обогащением по изотопам лития, нанесенные на тонкие подложки из углерода, органических веществ и алюминия. В зарегистрированных тритонных спектрах наблюдаются некоторые двухчастичные каналы реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ , представленные в табл. 1. Многочастичные каналы  $[^{19}\text{F}(d, n+d)^{18}\text{F}$  и  $^{19}\text{F}(d, 2n+p)^{18}\text{F}$  открываются, соответственно, при энергиях дейтронов 11.52 и 13.02 МэВ.

На рис. 2 показан спектр тритонов, зарегистрированный при энергии дейтронов 7 МэВ и под углом  $27.6^\circ$  из мишени LiF с содержанием  $^6\text{Li} - 90\%$ ,  $^7\text{Li} - 10\%$ , нанесенной на тонкую (0.5 мкм) алюминиевую подложку. На непрерывном энергетическом распределении тритонов реакции  $^6\text{Li}(d, xt)$  видны сильные пики реакций  $^7\text{Li}(d, t_{0,1})$ ,  $^{19}\text{F}(d, t_0)$  и крайне слабые пики реакций  $^{19}\text{F}(d, t_{1,3})$ . Реакция  $^{19}\text{F}(d, t_2)$ , протекающая с нарушением сохранения изоспина, не видна не только в этом, но и во всех зарегистрированных спектрах. Для энергии дейтронов 7 МэВ при углах более  $100^\circ$  пики реакции  $^{19}\text{F}(d, t_0)$  уходят за порог регистрации (рис. 2), тем самым ограничивают угловой диапазон в получении дифференциальных сечений. С повышением энергии дейтронов до 8 МэВ в спектрах проявляются те же двухчастичные реакции.

**Таблица 1.** Двухчастичные каналы реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  [19]

$^{19}\text{F}+d \rightarrow$	Уровень остаточного ядра			$Q$ , МэВ	Порог реакции, МэВ
	Энергия, МэВ	$J^\pi, T$	Распад		
$^{18}\text{F}+t_0$	0	$1^+, 0$	$\beta^+$	-4.175	4.61
$^{18}\text{F}^*+t_1$	0.937	$3^+, 0$	$\gamma$	-5.112	5.65
$^{18}\text{F}^*+t_2$	1.0415	$0^+, 1$	$\gamma$	-5.216	5.765
$^{18}\text{F}^*+t_3$	1.080	$0^-, 0$	$\gamma$	-5.255	5.820
$^{18}\text{F}^*+t_4$	1.121	$5^+, 0$	$\gamma$	-5.296	6.400
$^{18}\text{F}^*+t_5$	1.700	$1^+, 0$	$\gamma$	-5.875	6.499
$^{18}\text{F}^*+t_6$	2.100	$2^-, 0$	$\gamma$	-6.275	7.38
$^{18}\text{F}^*+t_7$	2.523	$2^+, 0$	$\gamma$	-6.698	7.40
$^{18}\text{F}^*+t_8$	3.061	$2^+, 1$	$\gamma$	-7.235	8.0
$^{18}\text{F}^*+t_9$	3.133	$1^-, 0$	$\gamma$	-7.308	8.08
$^{18}\text{F}^*+t_{10}$	3.358	$3^+, 0$	$\gamma$	-7.533	8.326
$^{18}\text{F}^*+t_{11}$	3.724	$1^+, 0$	$\gamma$	-7.899	8.73
$^{18}\text{F}^*+t_{12}$	3.791	$3^-, 0$	$\gamma$	-7.966	8.80
$^{18}\text{F}^*+t_{13}$	3.839	$2^+, 0$	$\gamma$	-8.014	8.857
$^{18}\text{F}^*+t_{14}$	4.116	$3^+, 0$	$\gamma$	-8.291	9.163
$^{18}\text{F}^*+t_{15}$	4.226	$2^-, 0$	$\gamma$	-8.401	9.285
$^{18}\text{F}^*+t_{16}$	4.360	$1^{(+)}, 0$	$\gamma$	-8.535	9.433
$^{18}\text{F}^*+t_{17}$	4.398	$4^-, 0$	$\gamma$	-8.573	9.475
$^{18}\text{F}^*+t_{18}$	4.652	$4^+, 1$	$\gamma$	-8.827	9.755
$^{18}\text{F}^*+t_{19}$	4.753	$(0^+, 1)$	$\gamma$	-8.928	9.858
$^{18}\text{F}^*+t_{20}$	4.860	$1^-, 0$	$\gamma, \alpha$	-9.035	9.986

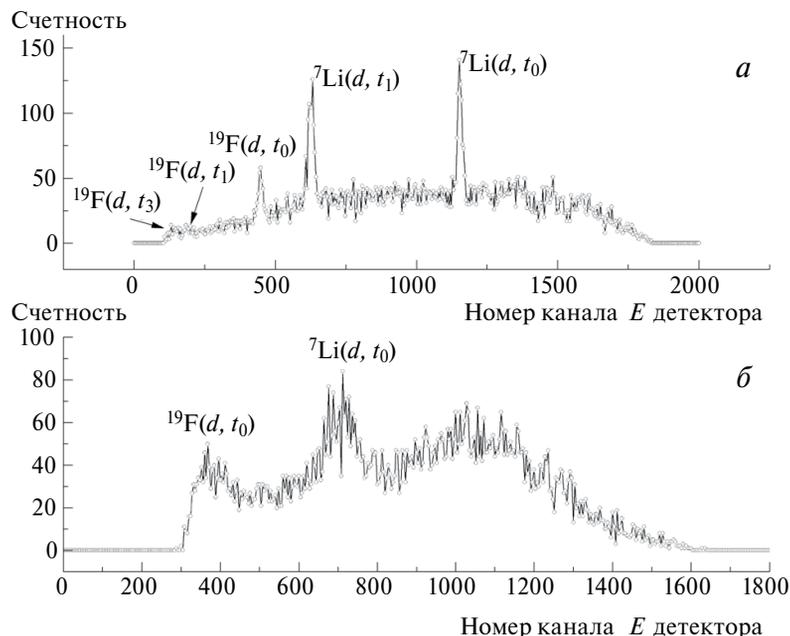


Рис. 2. Спектр амплитуд импульсов  $E$ -детектора от регистрации тритонов, образующихся при взаимодействии дейтронов с энергией 7 МэВ в мишени LiF с содержанием  ${}^6\text{Li}$  — 90%,  ${}^7\text{Li}$  — 10% при угле регистрации а)  $27.6^\circ$ ; б)  $100^\circ$ .

Полученные экспериментальные дифференциальные сечения реакции  ${}^{19}\text{F}(d, t_0)$  для  $E_d = 7$  и 8 МэВ показаны на рис. 3. Процедура получения изложена в [15]. Описанием дифференциальных сечений рядом из полиномов Лежандра определены интегральные сечения, которые для этих энергий дейтрона соответственно равны  $(4.22 \pm 0.30)$  и  $(10.3 \pm 0.6)$  мб. По реакциям  ${}^{19}\text{F}(d, t_{1,3})$  данные получить не удалось, и, таким образом, приведенные сечения определяют

нижнюю границу сечений  ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ . При этом они совпадают (рис. 1) с данными [13] и смещенными по энергии данными [14], следовательно, эти литературные данные занижены.

### АКТИВАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Наши новые активационные измерения должны были окончательно разрешить противоречие в абсолютных значениях сечений из нашей работы [12] и [13]. В них использовались мишени со слоями  $\text{CaF}_2$ —1165(58) и 1306(65) мкг·см $^{-2}$  на подложках из Al толщиной 300 мкм. Изготовление мишеней, измерение их толщин, процедура облучения изложены в [20]. Для эффективных энергий взаимодействия дейтронов в слоях 6.65(1) и 6.69(1) МэВ выполнено по три измерения сечений, по ним соответственно получены усредненные сечения  $(2.88 \pm 0.06)$  и  $(3.10 \pm 0.07)$  мб, что в среднем всего в  $(1.072 \pm 0.005)$  раза ниже сечений из нашей работы [12]. Возможная причина отличия состоит в том, что в [12] не рассматривалась поправка на различие в геометриях при регистрации гамма-квантов из облученной мишени и в калибровке эффективности регистрации с помощью образцовых гамма-источников (ОСГИ). Для почти такого же детектора, что и в [12], мы в [20] выполнили измерение геометрического фактора в эффективности регистрации и получили величину  $1.072 \pm 0.013$ .

Для получения сечений измерение количества ядер  ${}^{18}\text{F}$  проводилось на спектрометре Canberra-85. Аннигиляционные  $\gamma$ -кванты с  $E_\gamma = 511$  кэВ регистрировались детектором REGE (Model GR1318)

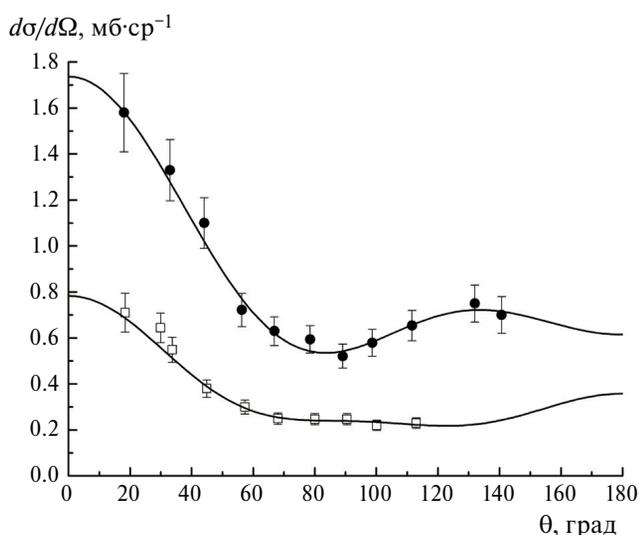


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции  ${}^{19}\text{F}(d, t_0)$  для  $E_d = 6.99(1)$ ,  $7.99(1)$  МэВ обозначены соответственно как  $\square$  и  $\bullet$ , линии — описание рядом из полиномов Лежандра.

с активным объемом 70 см<sup>3</sup>. Мишени, после облучения в течение 7 минут и 16-минутной отстойки, располагались в центре торцевой поверхности детектора. В этом положении абсолютная эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов  $\epsilon_\gamma$  имеет зависимость [20]:

$$\lg \epsilon_\gamma = a + S \lg [E_\gamma (\text{кэВ})], \quad (1)$$

где  $a = 1.60231 \pm 0.05235$  и  $S = -1.17156 \pm 0.01848$  и коэффициент корреляции  $(-0.996261)$ .

Каждые 10 минут в течение 280 минут регистрировались  $\gamma$ -кванты в широком диапазоне их энергий. Это позволило определить, что активность в аннигиляционном пике была обусловлена распадом ядер  $^{18}\text{F}$ ,  $^{38}\text{K}$  и ядер с периодом полураспада 235 мин (предположительно, распадом ядер  $^{44}\text{Sc}$ ).

Снижающуюся активность ядер описывали функцией

$$A(t) = A_1 \exp\left(-\frac{0.693 \cdot t}{T_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{0.693 \cdot t}{T_2}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{0.693 \cdot t}{T_3}\right), \quad (2)$$

где  $t$  — текущее время в минутах;  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  — соответственно зарегистрированные активности  $^{18}\text{F}$ ,  $^{38}\text{K}$  и, предположительно,  $^{44}\text{Sc}$  на момент начала измерения;  $T_1 = 109.7$  мин,  $T_2 = 7.7$  мин,  $T_3 = 235$  мин — периоды полураспада вышеуказанных ядер. На рис. 4 приведено описание распада ядер после одного из облучений, где  $A_1 = (18230 \pm 269)$  мин<sup>-1</sup>,  $A_2 = (7442 \pm 550)$  мин<sup>-1</sup>,  $A_3 = (4793 \pm 173)$  мин<sup>-1</sup>.

Количество ядер  $^{18}\text{F}$ , образовавшихся за время облучения, определялось из соотношения

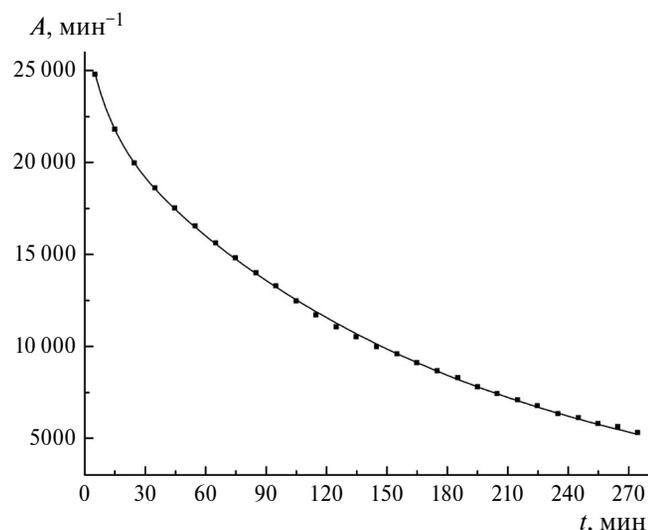


Рис. 4. Описание распада  $\beta^+$ -активных ядер: ■ — эксперимент, сплошная линия — описание.

$$N_{^{18}\text{F}} = \frac{A_1 T_1 \exp\left(\frac{0.693 \cdot t_{ot}}{T_1}\right)}{0.693 \cdot K \cdot \epsilon_\gamma \beta_k}, \quad (3)$$

где

$$K = \frac{T_1 \exp\left(1 - \frac{0.693 \cdot t_{ob}}{T_1}\right)}{0.693 \cdot t_{ob}} - \quad (4)$$

коэффициент, учитывающий распад ядер  $^{18}\text{F}$  в течение времени облучения  $t_{ob} = 7$  мин;  $t_{ot} = 16$  мин — время отстойки;  $\beta_k = 1.94$  — коэффициент преобразования распада  $^{18}\text{F}$  в  $\gamma$ -кванты с энергией 511 кэВ.

### ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$

В оценке сечений использовались данные из работ [12, 13] и смещенные по энергии сечения [14]. Они были нормированы по сечениям настоящих активационных измерений при 6.65(1) и 6.69(1) МэВ. Оценка сечений реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  проведена в нашей электронной библиотеке экспериментальных и оцененных ядерных данных SaBa [21]. Математический аппарат оценки, основанный на сплайн-аппроксимации третьего порядка и с возможной резонансной составляющей, описан во многих наших публикациях, например, в [16, 17]. В настоящей работе использовалась нерезонансная составляющая

$$S(x) = C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3, \quad (5)$$

где  $C_{0-3}$  — коэффициенты сплайна,  $h = x - x_0$  некоторого текущего узла  $x_0$  и  $x > x_0$ .

Для оценки используется представление интегральных сечений в виде астрофизического  $S$ -фактора

$$S(E_c) = \sigma(E_c) E_c \exp\left(\sqrt{E_g / E_c}\right) \quad (6)$$

в энергетических точках  $E_c$  системы центра масс (с. ц. м.), где

$$E_g = \left(0.98948 z_1 z_2 \sqrt{m_1 m_2 / (m_1 + m_2)}\right)^2 - \quad (7)$$

энергия Гамова для сталкивающихся частиц с массами  $m_1$ ,  $m_2$  и зарядами  $z_1$ ,  $z_2$ , выраженными соответственно в а. е. м. и через заряд протона;  $E_c$  для налетающей частицы с  $m_1$  и энергией  $E_1$  на покоящуюся ядро-мишень с  $m_2$  равна

$$E_c = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} E_1. \quad (8)$$

Оценка проводилась в декартовой системе координат, в которой оси абсцисс и ординат имели линейный масштаб, поэтому расчет оцененного астрофизического  $S$ -фактора проводится по формуле (5), а оцененные сечения выводятся из формулы (6).

Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна и экстраполирующего полинома, полученные в результате настоящей работы, представлены в табл. 2.

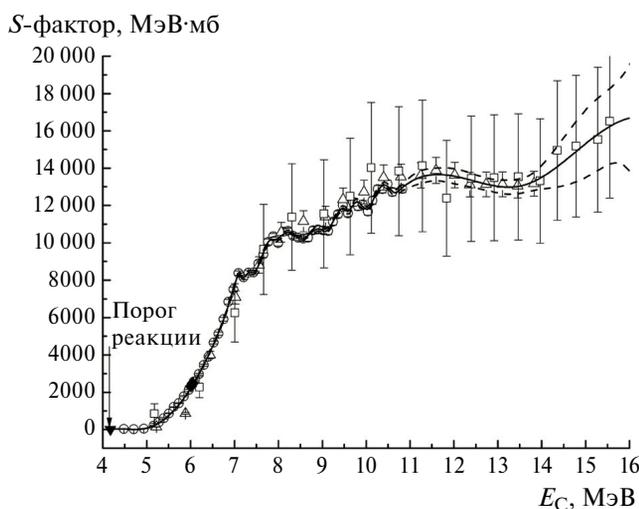
**Таблица 2.** Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна и экстраполирующего полинома астрофизического  $S$ -фактора

Энергия $x_0$ узла сплайна в сдм, МэВ	Коэффициенты сплайна			
	$C_0$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
$4.1746 \cdot 10^0$	$-1.6461 \cdot 10^{-2}$	$3.6283 \cdot 10^2$	$-1.2353 \cdot 10^3$	$1.0832 \cdot 10^3$
$5.0624 \cdot 10^0$	$1.0638 \cdot 10^2$	$7.3051 \cdot 10^2$	$1.6495 \cdot 10^3$	$-3.4359 \cdot 10^1$
$6.0389 \cdot 10^0$	$2.3606 \cdot 10^3$	$3.8536 \cdot 10^3$	$1.5488 \cdot 10^3$	$-3.0361 \cdot 10^1$
$6.6011 \cdot 10^0$	$5.0114 \cdot 10^3$	$5.5664 \cdot 10^3$	$1.4976 \cdot 10^3$	$5.4414 \cdot 10^3$
$6.8082 \cdot 10^0$	$6.2770 \cdot 10^3$	$6.8872 \cdot 10^3$	$4.8790 \cdot 10^3$	$-9.9500 \cdot 10^3$
$7.0597 \cdot 10^0$	$8.1596 \cdot 10^3$	$7.4532 \cdot 10^3$	$-9.5428 \cdot 10^4$	$3.0434 \cdot 10^5$
$7.2521 \cdot 10^0$	$8.2284 \cdot 10^3$	$4.5207 \cdot 10^3$	$-3.5753 \cdot 10^4$	$9.3473 \cdot 10^4$
$7.4592 \cdot 10^0$	$8.4615 \cdot 10^3$	$1.7405 \cdot 10^3$	$2.8050 \cdot 10^4$	$-5.5048 \cdot 10^4$
$7.7847 \cdot 10^0$	$1.0101 \cdot 10^4$	$2.5039 \cdot 10^3$	$-2.5704 \cdot 10^4$	$8.1570 \cdot 10^4$
$7.9771 \cdot 10^0$	$1.0213 \cdot 10^4$	$1.6688 \cdot 10^3$	$3.3624 \cdot 10^3$	$-1.5937 \cdot 10^4$
$8.3765 \cdot 10^0$	$1.0400 \cdot 10^4$	$-3.2745 \cdot 10^3$	$1.5674 \cdot 10^4$	$-1.5580 \cdot 10^4$
$9.0127 \cdot 10^0$	$1.0649 \cdot 10^4$	$-2.2493 \cdot 10^3$	$2.6741 \cdot 10^4$	$-3.5026 \cdot 10^4$
$9.5454 \cdot 10^0$	$1.1744 \cdot 10^4$	$-3.5736 \cdot 10^3$	$5.5626 \cdot 10^4$	$-1.3777 \cdot 10^4$
$9.7525 \cdot 10^0$	$1.2166 \cdot 10^4$	$1.7380 \cdot 10^3$	$-2.9983 \cdot 10^4$	$6.8226 \cdot 10^4$
$10.0928 \cdot 10^0$	$1.1974 \cdot 10^4$	$5.0337 \cdot 10^3$	$7.2922 \cdot 10^2$	$-1.7088 \cdot 10^4$
$10.4479 \cdot 10^0$	$1.3089 \cdot 10^4$	$-9.1216 \cdot 10^2$	$-1.7475 \cdot 10^4$	$5.8874 \cdot 10^4$
$10.7142 \cdot 10^0$	$1.2718 \cdot 10^4$	$2.3075 \cdot 10^3$	$-1.7016 \cdot 10^3$	$3.2885 \cdot 10^2$
$11.9867 \cdot 10^0$	$1.3577 \cdot 10^4$	$-4.2569 \cdot 10^2$	$-4.4620 \cdot 10^2$	$3.2383 \cdot 10^2$
$13.5845 \cdot 10^0$	$1.3078 \cdot 10^4$	$6.2851 \cdot 10^2$	$1.1060 \cdot 10^3$	$-3.0946 \cdot 10^2$
$16.2181 \cdot 10^0$	$1.6752 \cdot 10^4$	—	—	—

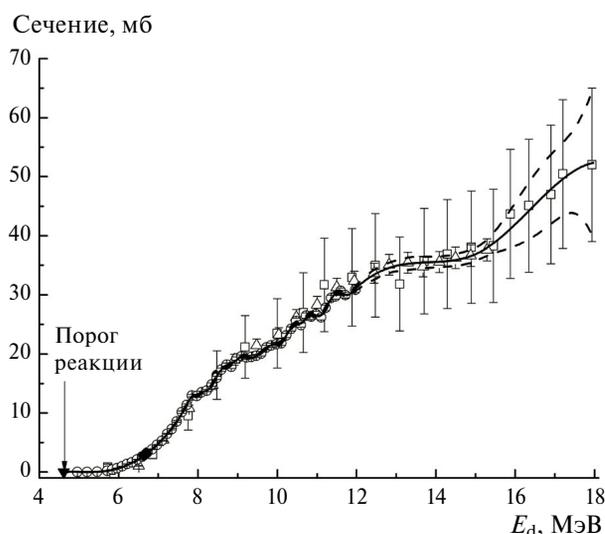
Ниже порога реакции  $^{19}\text{F}(d, \alpha t)$  сечения равны нулю. В последней строке табл. 2 указана правая граница области определения аппроксимирующей функции (сплайна)  $E_c = 16.218$  МэВ, за которой осуществляется

переход к экстраполяционным формулам. В качестве экстраполирующего полинома выбран полином нулевой степени, т. е. постоянная величина (указана в табл. 2).

На рис. 5 и 6 приведены экспериментальные и оцененные значения астрофизического  $S$ -фактора и интегрального сечения соответственно.



**Рис. 5.** Экспериментальные и оцененные значения астрофизического  $S$ -фактора реакции  $^{19}\text{F}(d, \alpha t)^{18}\text{F}$ :  $\circ$  — [12] (уменьшены в 1.072 раза),  $\Delta$  — [13] (умножены на 1.3),  $\square$  — [14] (сдвинуто по энергии на  $-1.4626$  МэВ),  $\blacklozenge$  — настоящая работа, активационные измерения, сплошная и пунктирная линии — соответственно оцененная кривая и ее коридор ошибок.



**Рис. 6.** Экспериментальные и оцененные значения интегрального сечения реакции  $^{19}\text{F}(d, \alpha t)^{18}\text{F}$ , энергия — в лабораторной системе координат: обозначения те же, что и на рис. 5.

## УТОЧНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

 $^7\text{Li}(p, xt)$ ,  $^6\text{Li}(d, xt)$  И  $^7\text{Li}(d, xt)$ 

В связи с получением оцененных сечений реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  приводим уточнение опубликованных сечений образования трития в реакциях на изотопах лития. Так как оцененные сечения эталонной реакции уменьшились в 1.072 раза и, следовательно, во столько же раз необходимо увеличить эффективность регистрации трития в наших методиках измерения сечений реакций образования трития по его накоплению в металлических сборниках. И таким образом, уточнение сечений указанных реакций свелось к их уменьшению в 1.072 раза. На рис. 7 показаны сечения реакции  $^7\text{Li}(p, xt)$ , измеренные методом накопления трития в медных сборниках [1], на которые были нанесены слои LiF с обогащением по  $^7\text{Li}$  — 96.42% [20]. Погрешность данных составляет 7—10%. Фоновые реакции  $^{19}\text{F}(p, xt)$ ,  $^{63}\text{Cu}(d, t)$  и  $^{65}\text{Cu}(d, t)$ , имеющие высокие пороги 9.58, 11.43, 9.49 МэВ соответственно, не учитывались в получении данных. На рис. 7 приведены сечения [7], измеренные Власовым и Оглоблиным методом накопления трития в алюминиевых сборниках. Они согласуются с нашими данными. Сечения реакции  $^7\text{Li}(p, p_2)^7\text{Li}^*$  (4.63 МэВ) —  $\rightarrow p_2 + t + \alpha$  — канала реакции  $^7\text{Li}(p, xt)$ , впервые измеренные нами (относим к измерениям [15]) посредством вычитания, позволяют определить сечения других двух каналов:  $^7\text{Li}(p, p + t + ^4\text{He})$  (порог 2.82 МэВ) и  $^7\text{Li}(p, t)^5\text{Li}$  (порог 5.07 МэВ).

На рис. 8 показаны сечения реакции  $^6\text{Li}(d, xt)$ , измеренные методом накопления трития в медных сборниках [8], на которые были нанесены слои LiF с обогащением по  $^6\text{Li}$  — 89.74% [20]. После перенормировки и вычитания оцененных сечений фоновой

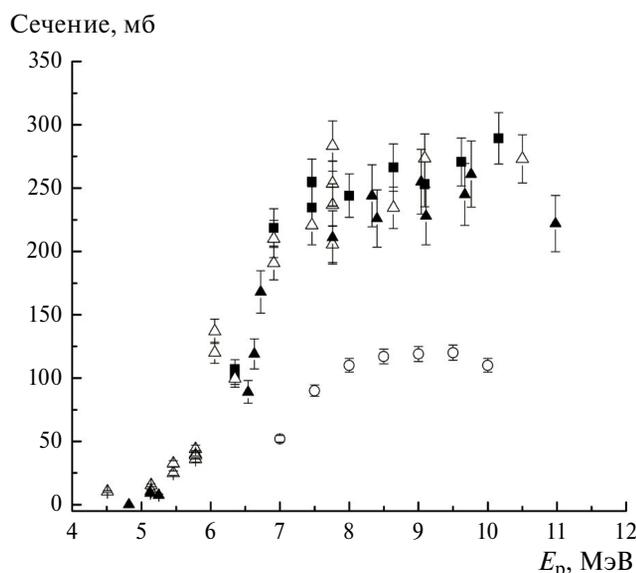


Рис. 7. Сечения реакции  $^7\text{Li}(p, xt)$  (■ — настоящая работа, серия 1;  $\Delta$  — настоящая работа, серия 2;  $\blacktriangle$  — [7];  $\circ$  —  $^7\text{Li}(p, p_2)^7\text{Li}^*$  (4.63 МэВ), настоящая работа).

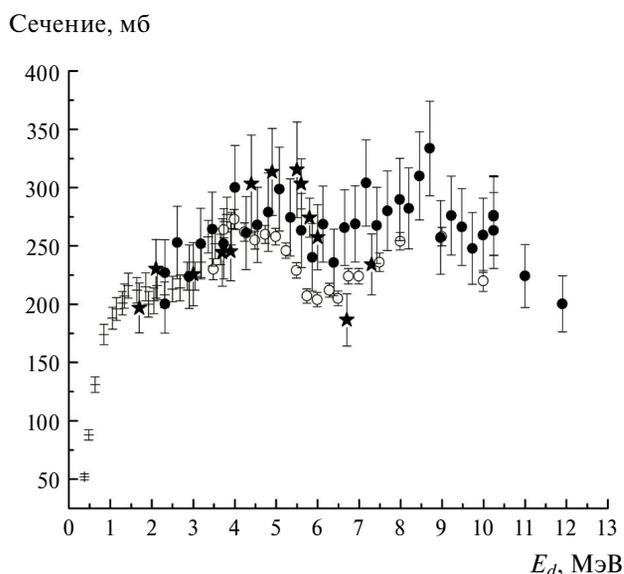


Рис. 8. Сечения реакции  $^6\text{Li}(d, xt)$ , энергия — в лабораторной системе координат ( $\star$  — перенормированные данные [8];  $+$  — [5],  $\circ$  — [15];  $\bullet$  — [10]).

реакции  $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$  наши данные [8] хорошо согласуются с данными [5], полученными методом накопления трития в алюминиевых сборниках. На этом же рисунке приведены наши данные: спектральные [15] и полученные методом вторичной активации [10].

На рис. 9 показаны перенормированные сечения [8] реакции  $^7\text{Li}(d, xt)$ , измеренные нами методом накопления трития в медных сборниках, на которые были нанесены слои LiF с обогащением по  $^7\text{Li}$  — 96.42%

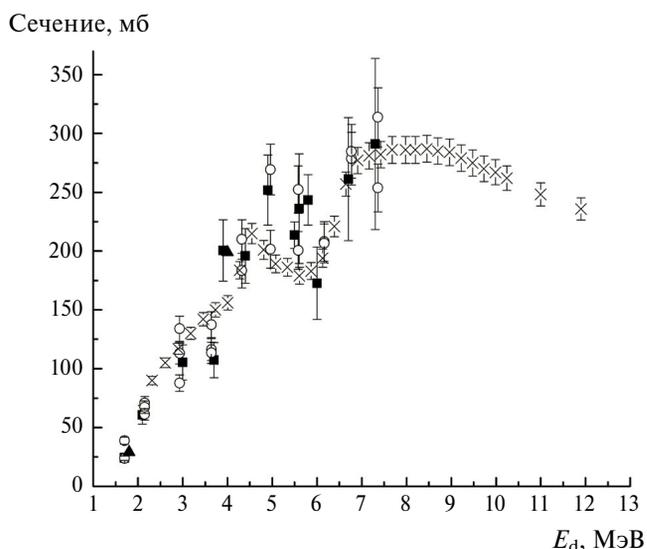


Рис. 9. Сечения реакции  $^7\text{Li}(d, xt)$ , энергия — в лабораторной системе координат (■ — перенормированные данные [8],  $\circ$  — дополнительные наши измерения,  $\blacktriangle$  — [5];  $\times$  — сумма сечений  $^7\text{Li}(d, t_0)$ ,  $^7\text{Li}(d, t_1)$ ,  $^7\text{Li}(d, d_2)$  [10]).

[20]. Показаны результаты и дополнительных наших измерений. Погрешность наших измерений сечений составила 8—10%. Для этой реакции сделана такая же новая обработка, что и для реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$ . В пределах ошибок измерений представленные данные согласуются с данными [5], полученными методом накопления трития в алюминиевых сборниках. Данные рис. 9 демонстрируют, что основными каналами реакции  ${}^7\text{Li}(d, xt)$  являются реакции  ${}^7\text{Li}(d, t_0)$ ,  ${}^7\text{Li}(d, t_1)$  и  ${}^7\text{Li}(d, d_2){}^7\text{Li}^*$  (4.63 МэВ)  $\rightarrow d_2 + t + \alpha$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 1992. № 1. С. 10.
2. *Wolfgang R.L., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 437.
3. *Grosse A.V., Johnston W.M., Wolfgang R.L. et al.* // Science. 1951. V. 113. No. 2923. P. 1.
4. *Heft R.E., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1955. V. 100. No. 3. P. 799.
5. *Macklin R.L., Banta H.E.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. No. 3. P. 753.
6. *Кузнецов В.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1263; *Kuznetsov V.V.* // ЖЭТФ. 1961. V. 13. P. 890.
7. *Власов Н.А., Оглоблин А.А.* // Труды всесоюз. конф. “Ядерные реакции при малых и средних энергиях” (Москва, 1957). С. 24.
8. *Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodski A.G.* // Proc. Int. Conf. Nucl. Data Sci. Tech. (Trieste, 1997). P. 632.
9. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 87; *Abramovich S.N., Generalov L.N., Guzhovskii B. Ya. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1994. V. 58. P. 75.
10. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 737; *Generalov L.N., Abramovich S.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 574.
11. *Generalov L.N., Karpov I.A.* // Proc. Conf. Nucl. Phys. “Nucleus-2023”. (Sarov, 2023). P. 93.
12. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Генералов Л.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 187; *Abramovich S.N., Guzhovskii B. Ya., Generalov L.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1993. V. 57. P. 1832.
13. *Bowen L.H., Irvine J.W. Jr.* // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 1698.
14. *Брилль О.Д.* // Яд. Физ. 1965. Т. 1. С. 55; *Brill O.D.* // Sov. Nucl. Phys. 1965. V. 1. P. 37.
15. *Генералов Л.Н., Вихлянцева О.П., Карпов И.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2020. Т. 84. С. 1774; *Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 1511.
16. *Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 1134; *Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 937.
17. *Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. С. 1160; *Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 1174.
18. *Abramovich S.N.* // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакторов. 1997. ТИЯС-XI. С. 4.
19. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 300. P. 1.
20. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 717; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 644.
21. *Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al.* The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191, 1999.

## ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ reaction cross sections

L. N. Generalov<sup>1</sup>, V. A. Zherebtsov<sup>1</sup>, S. M. Selyankina<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia  
\*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Evaluation of  ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109.7$  min) reaction integral cross sections was obtained in the range of deuteron energies  $E_d = 5\text{--}16$  MeV. It was obtained in our electronic SaBa (Sarov Base) library using mathematic tools (spline-approximation) of this library. The following cases were the motivation of the research.  ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$  reaction where tritium and  ${}^{18}\text{F}$  nuclei produced in the same amount was used for calibration of the tritium registration efficiency in the measurements of the reaction cross sections of the tritium production by its storage into metal collector. There was a significant contradiction in experimental data. Our new data for  ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$  reaction at  $E_d = 6.65$  and  $6.69$  MeV and  ${}^{19}\text{F}(d, t_0)$  reaction cross section at  $E_d = 6.99$  and  $7.99$  MeV appeared. We presented the refinement of the published cross sections of tritium production in reactions on lithium isotopes due to acquisition of evaluated  ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$  reaction cross sections.