

ISSN 0367-6765

Том 87, Номер 8

Август 2023



ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



www.sciencejournals.ru

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.



СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 8, 2023

Фундаментальные вопросы и приложения физики атомного ядра

К исследованиям выходов реакций $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ на импульсном ускорителе электронов с измерением (^{12}B , ^{12}N)-активности телескопами ΔE -детекторов

С. С. Бельшев, Л. З. Джалалян, А. И. Карев, А. М. Лапик, А. Л. Полонский, В. Н. Пономарев, А. В. Русаков, А. А. Туринге 1070

Первый эксперимент на Фабрике сверхтяжелых элементов: новые данные в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$

Н. Д. Коврижных, Ю. Ц. Оганесян, В. К. Утенков, Ф. Ш. Абдуллин, С. Н. Дмитриев, А. А. Джиоев, Д. Ибадуллаев, М. Г. Иткис, А. В. Карпов, Д. А. Кузнецов, О. В. Петрушкин, А. В. Подшибякин, А. Н. Поляков, А. Г. Попеко, И. С. Розов, Р. Н. Сагайдак, Л. Шлаттауэр, В. Д. Шубин, М. В. Шумейко, Д. И. Соловьев, Ю. С. Цыганов, А. А. Воинов, В. Г. Субботин, А. Ю. Бодров, А. В. Сабельников, А. В. Халкин 1077

Первые тесты газонаполненного сепаратора GRAND на “Фабрике сверхтяжелых элементов” лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова ОИЯИ

А. А. Кузнецова 1084

Фотопротонные реакции на молибдене

П. Д. Ремизов, М. В. Желтоножская, А. П. Черняев, С. А. Золотов, В. Н. Яценко 1092

Исследование реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ на Фабрике сверхтяжелых элементов

Д. Ибадуллаев, В. К. Утенков, Ю. Ц. Оганесян, Ф. Ш. Абдуллин, С. Н. Дмитриев, М. Г. Иткис, А. В. Карпов, Н. Д. Коврижных, Д. А. Кузнецов, О. В. Петрушкин, А. В. Подшибякин, А. Н. Поляков, А. Г. Попеко, Р. Н. Сагайдак, Л. Шлаттауэр, В. Д. Шубин, М. В. Шумейко, Д. И. Соловьев, Ю. С. Цыганов, А. А. Воинов, В. Г. Субботин, А. Ю. Бодров, А. В. Сабельников, Ш. Г. Гиниятова, К. А. Кутербеков 1099

Изучение физики тяжелых ионов с помощью установки Компактный мюонный соленоид (CMS)

С. В. Петрушанко от имени коллаборации CMS 1104

Изучение механизмов адрон-ядерных взаимодействий на положительном пучке 18 канала ускорителя У-70

А. М. Горин, С. В. Евдокимов, А. А. Зайцев, В. И. Изучеев, Е. С. Кондратюк, Б. В. Полищук, В. И. Рыкалин, С. А. Садовский, Ю. В. Харлов, А. А. Шангараев 1109

Образование протонов при поглощении π^- -мезонов в “живой” кремниевой мишени

Ю. Б. Гуров, С. А. Евсеев, Т. И. Леонова, С. В. Розов, В. Г. Сандуковский, Б. А. Чернышев 1116

Исследование характеристик пучка меченых нейтрино на ускорительном комплексе У-70

Ф. Н. Новоскольцев, Р. Ю. Синюков, А. А. Соколов 1120

Моделирование рождения очарованных частиц в GEANT4

А. С. Галоян, В. М. Гришин, А. Рибон, В. В. Ужинский от имени адронной рабочей группы Geant4 1125

Процессы перезарядки при фрагментации ионов углерода при энергии 300 МэВ/нуклон: сравнение с моделями ион-ионных взаимодействий

А. А. Куликовская, Б. М. Абрамов, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина 1130

Описание данных коллаборации NA61/SHINE о рождении странных частиц в pp -взаимодействиях в модели GEANT4 FTF

В. В. Ужинский, А. С. Галоян от имени адронной рабочей группы Geant4 1135

Магнитные характеристики возбужденных состояний ядра ^{156}Gd

П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, Э. К. Юсупов, Ш. Р. Неъматжонов 1139

Моделирование трекового детектора на основе трехкаскадного газового электронного умножителя для конфигурации первого физического сеанса эксперимента BM@N	1146
<i>Д. А. Баранов</i>	
Протонная и дейтронная поляриметрия на ускорительном комплексе Нуклотрон—НИКА	1151
<i>А. А. Терехин, В. П. Ладыгин, А. Ю. Исупов, И. С. Волков, С. Г. Резников, Ю. В. Гурчин, А. В. Тишевский, К. С. Легостаева</i>	
Солитонные решения уравнений гидродинамики при описании столкновений и колебаний атомных ядер	1155
<i>А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский</i>	
Сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$	1160
<i>Л. Н. Генералов, В. А. Жеребцов, С. М. Селянкина</i>	
Сходство и различия процессов фоторасщепления ядер ${}^{58,60}\text{Ni}$	1166
<i>В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин</i>	
Сечения парциальных фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения	1176
<i>В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин</i>	
Новое локальное магическое ядро ${}^{146}\text{Gd}$	1186
<i>И. Н. Бобошин</i>	
Теоретическое исследование реакций образования антиводорода в трехчастичной системе $e^+e^-\bar{p}$ с помощью уравнений Фаддеева—Меркурьева в представлении полного орбитального момента	1191
<i>В. А. Градусов, В. А. Руднев, Е. А. Яревский, С. Л. Яковлев</i>	
Современные технологии для производства радионуклидов, используемых в ядерной медицине	1198
<i>В. И. Жеребчевский, И. Е. Алексеев, Н. А. Мальцев, В. В. Петров, Н. А. Прокофьев, Е. О. Землин, С. Ю. Торилов</i>	
Астрофизический S -фактор в модели прямоугольной потенциальной ямы	1210
<i>С. Ю. Торилов, Н. А. Мальцев, В. И. Жеребчевский</i>	
Азимутальное сканирование атмосферы в потоке мюонов	1214
<i>С. С. Тимаков, А. А. Петрухин</i>	

Contents

Vol. 87, No. 8, 2023

Fundamental Problems and Applications of Physics of Atomic Nucleus

On the studies of the reactions $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ at the pulsed electron accelerator with measurements of (^{12}B , ^{12}N) activity by ΔE detector telescopes

S. S. Belyshev, L. Z. Dzhilavyan, A. I. Karev, A. M. Lapik, A. L. Polonski, V. N. Ponomarev, A. V. Rusakov, A. A. Turinge

1070

First experiment at the Super Heavy Element Factory: new data from the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction

N. D. Kovrizhnykh, Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, F. Sh. Abdullin, S. N. Dmitriev, A. A. Dzhioev, D. Ibadullayev, M. G. Itkis, A. V. Karpov, D. A. Kuznetsov, O. V. Petrushkin, A. V. Podshibiakin, A. N. Polyakov, A. G. Popeko, I. S. Rogov, R. N. Sagaidak, L. Schlattauer, V. D. Shubin, M. V. Shumeiko, D. I. Solovyev, Yu. S. Tsyganov, A. A. Voinov, V. G. Subbotin, A. Yu. Bodrov, A. V. Sabel'nikov, A. V. Khalkin

1077

First tests on the gas-filled separator GRAND for the Super Heavy Element Factory at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions in JINR

A. A. Kuznetsova

1084

Photoproton reactions on molybdenum

P. D. Remizov, M. V. Zheltonozhskaya, A. P. Chernyaev, S. A. Zolotov, V. N. Yatsenko

1092

Study of the $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ reaction at Super Heavy Element Factory

D. Ibadullayev, V. K. Utyonkov, Yu. Ts. Oganessian, F. Sh. Abdullin, S. N. Dmitriev, M. G. Itkis, A. V. Karpov, N. D. Kovrizhnykh, D. A. Kuznetsov, O. V. Petrushkin, A. V. Podshibiakin, A. N. Polyakov, A. G. Popeko, R. N. Sagaidak, L. Schlattauer, V. D. Shubin, M. V. Shumeiko, D. I. Solovyev, Yu. S. Tsyganov, A. A. Voinov, V. G. Subbotin, A. Yu. Bodrov, A. V. Sabel'nikov, Sh. G. Giniyatova, K. A. Kuterbekov

1099

Heavy-ion physics with compact muon solenoid detector

S. V. Petrushanko (CMS Collaboration)

1104

Study of the mechanisms of hadron-nuclear interactions on the positive beam line 18 of U-70 accelerator

A. M. Gorin, S. V. Evdokimov, A. A. Zaitsev, V. I. Izucheev, E. S. Kondratyuk, B. V. Polishchuk, V. I. Rykalin, S. A. Sadovsky, Yu. V. Kharlov, A. A. Shangaraev

1109

Proton formation at absorption of π^- -meson in a "live" silicon target

Yu. B. Gurov, S. A. Evseev, T. I. Leonova, S. V. Rozov, V. G. Sadukovsky, B. A. Chernyshev

1116

Study of tagged neutrino beam characteristics at the U-70 accelerator

F. N. Novoskoltsev, R. Yu. Sinyukov, A. A. Sokolov

1120

Simulation of charmed particle production in Geant4

A. S. Galoyan, V. M. Grichine, A. Ribon, V. V. Uzhinsky on behalf of Geant4 hadronic working group

1125

Charge exchange processes in carbon ion fragmentation of carbon ions at an energy of 300 MeV/nucleon: comparison with models of ion-ion interactions

A. A. Kulikovskaya, B. M. Abramov, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoy, A. P. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, M. A. Matsyuk, E. N. Turdakina

1130

Geant4 FTF model description of the NA61/SHINE collaboration data on strange particle production in pp-interactions

V. V. Uzhinsky, A. S. Galoyan on behalf of Geant4 hadronic working group

1135

Magnetic properties of the excited states of ^{156}Gd

P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, E. K. Yusupov, Sh. R. Nematzhonov

1139

Simulation of tracking detector based on triple GEM chambers for the first physics run of the BM@N experiment

D. A. Baranov

1146

Proton and deuteron polarimetry at Nuclotron-NICA <i>A. A. Terekhin, V. P. Ladygin, A. V. Tishevsky, I. S. Volkov, A. Y. Isupov, S. G. Reznikov, Y. V. Gurchin, K. S. Legostaeva</i>	1151
Soliton solutions of the equations of hydrodynamics in describing collisions and oscillations of atomic nuclei <i>A. T. D'yachenko, I. A. Mitropolsky</i>	1155
${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ reaction cross sections <i>L. N. Generalov, V. A. Zherebtsov, S. M. Selyankina</i>	1160
Similarity and distinctions of ${}^{58,60}\text{Ni}$ photodisintegration processes <i>V. V. Varlamov, A. I. Davydov, V. N. Orlin</i>	1166
Partial photoneutron reaction cross sections in experiments with bremsstrahlung <i>V. V. Varlamov, A. I. Davydov, V. N. Orlin</i>	1176
New local magic nucleus ${}^{146}\text{Gd}$ <i>I. N. Boboshin</i>	1186
Theoretical study of antihydrogen formation reactions in the three body system $e^+e^-\bar{p}$ via Faddeev–Merkuriev equations in total orbital momentum representation <i>V. A. Gradusov, V. A. Roudnev, E. A. Yarevsky, S. L. Yakovlev</i>	1191
Modern technologies for the production of radionuclides used in nuclear medicine <i>V. I. Zherebchevsky, I. E. Alekseev, N. A. Maltsev, V. V. Petrov, N. A. Prokofiev, E. O. Zemlin, S. Yu. Torilov</i>	1198
Astrophysical S -factor in a square-well potential model <i>S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zherebchevsky</i>	1210
Azimuthal scanning of the atmosphere in a muon flux <i>S. S. Timakov, A. A. Petrukhin</i>	1214

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 539.17:621.039

К ИССЛЕДОВАНИЯМ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ НА ИМПУЛЬСНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ИЗМЕРЕНИЕМ $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -АКТИВНОСТИ ТЕЛЕСКОПАМИ ΔE -ДЕТЕКТОРОВ

© 2023 г. С. С. Бельшев¹, Л. З. Джилавян², *, А. И. Карев³, А. М. Лапик²,
А. Л. Полонский², В. Н. Пономарев², А. В. Русаков², А. А. Туринге²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

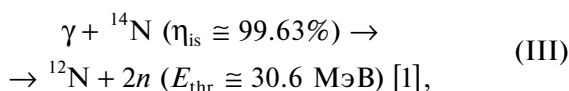
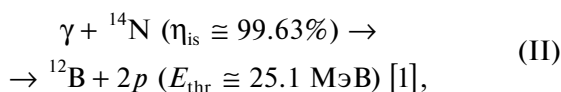
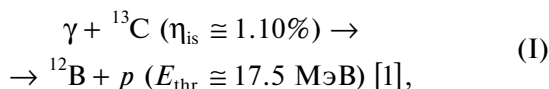
Принята к публикации 28.04.2023 г.

Рассмотрены вопросы изучения выходов реакций $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ с измерением $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -активности телескопами ΔE -детекторов в интервалах между импульсами ускорителя электронов. Для выбранных радиаторов и мишеней найдены потоки и спектры облучающих тормозных γ -квантов. Оценено влияние параметров мишеней и телескопов ΔE -детекторов на образование $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -ядер и регистрацию распада этих ядер.

DOI: 10.31857/S0367676523701934, EDN: ZAVPAW

ВВЕДЕНИЕ

Исследования сечений и выходов фотоядерных реакций с образованием ^{12}B (β^- -распад; период полураспада $T_{1/2} = 20.2$ мс, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде β -частиц $E_{\beta \text{ max}} \cong 13.4$ МэВ) и ^{12}N (β^+ -распад; $T_{1/2} = 11.0$ мс, $E_{\beta \text{ max}} \cong 16.4$ МэВ) [1] важны как для развития моделей ядерных реакций (см., например, TALYS, EMPIRE [2, 3]) с адекватным учетом в них образования экзотических ядер-продуктов вблизи границ устойчивости ядер к испусканию нуклонов, так и для разработки методов наружного контроля объектов с целью обнаружения в них скрытых концентраций углерода и азота с регистрацией $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -активности [4–7]). Речь идет о следующих реакциях:



где η_{is} — естественный изотопный состав; E_{thr} — порог реакции.

В работе рассмотрены с помощью GEANT4 [8] вопросы активационных измерений выходов реакций (I–III) с применением в режиме совпадения телескопических ΔE -детекторов из тонких пластиковых сцинтилляторов.

ДАННЫЕ О ВЫХОДАХ РЕАКЦИЙ (I)–(III) И ПРЕДЛАГАЕМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Доступные экспериментальные и модельные сведения о сечениях $\sigma(E_\gamma)$ или различных их интегральных величинах для реакций (I)–(III) собраны в [9].

Сечения реакции (I) при энергиях, падающих γ -квантов $E_{\text{thr}} < E_\gamma \lesssim 30$ МэВ (но не выше!) измерены в работах [10–12], результаты которых для упомянутых задач приемлемо согласуются между собой. С другой стороны, в [9] показано, что проведенные с помощью наиболее используемых моделей ядерных реакций [2, 3] расчеты сечений реакции (I) дают значения, которые примерно на порядок ниже экспериментальных значений из [10–12].

Для реакций (II, III) ситуация еще более неудовлетворительная. Согласно [9] для реакций (II, III) имеются соответственно только фрагментарные по отношению к значениям кинетической энергии падающих на радиаторы электронов $E \approx 90$ и 100 МэВ интегральные по спектрам тормозных γ -квантов экспериментальные данные об их сечениях из [13, 14], полученные (как представляется) с весьма ограниченной точностью. При этом проведенные по моделям [2, 3] расчеты сечений реакций (II, III) дают значения, которые по отношению к экспериментальным из [13, 14] (при соответствующем пересчете) могут быть ниже вплоть до двух порядков их величин.

Поэтому для реакций (I)–(III) нужны новые измерения сечений $\sigma(E_\gamma)$ или хотя бы их различных интегральных характеристик (см., например, [15, 16]):

- интегрального сечения $\sigma_0(E)$:

$$\sigma_0(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) dE_\gamma; \quad (1)$$

- выхода реакции $Y(E)$ — свертки сечения реакции $\sigma(E_\gamma)$ и спектра тормозного излучения $n(E_\gamma, E)$ с максимумом энергии $E_{\gamma \text{ max}} = E$ при взаимодействии электрона с кинетической энергией E с атомом радиатора, когда на мишень падает весь поток образуемых в таком акте тормозных γ -квантов:

$$Y(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) n(E_\gamma, E) dE_\gamma; \quad (2)$$

- сечения на эквивалентный квант σ_q :

$$\sigma_q(E) = \frac{1}{N_q(E)} \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) n(E_\gamma, E) dE_\gamma, \quad (3)$$

где

$$N_q(E_e) = \frac{1}{E} \int_0^E E_\gamma n(E_\gamma, E) dE_\gamma;$$

- “эффективного выхода” интересующей реакции $Y_{\text{rad+coll}}(E)$ — свертки $\sigma(E_\gamma)$ и величины $N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E)$, являющейся спектром тормозных γ -квантов, испускаемых в расчете на один электрон с кинетической энергией E , падающий на радиатор при выбранных его материале и толщине, а также условиях коллимирования падающих на мишень тормозных γ -квантов:

$$Y_{\text{rad+coll}}(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E) dE_\gamma. \quad (4)$$

При новых экспериментальных исследованиях реакций (I)–(III) может быть полезным использование реакции (I) в качестве реперной, поскольку:

- в реакции (I) образуются те же радиоизотопы ^{12}B , как и в реакции (II), так что можно ожидать сопоставимые эффективности регистрации распадов ^{12}B (различия только из-за используемых фотоядерных мишеней, которые, как и различия из-за перехода к эффективности регистрации распадов ^{12}N для реакции (III), доступны корректному учету в расчетах);

- для реакции (I) есть согласующиеся данные измерений ее сечений [10–12];

- в естественных смесях изотопов η_{is} для ^{13}C меньше η_{is} для ^{14}N в $\sim 10^2$ раз, что сближает ожидаемые скорости счета регистрируемых распадов ^{12}B и ^{12}N (см. рассчитанные в [9] по программе [2] сечения реакций (I)–(III)).

Различные активационные варианты измерения выходов реакций (I)–(III) на импульсных ускорителях электронов во временных интервалах между импульсами пучка кратко рассмотрены в [17]. В [18] из таких вариантов был подробнее рассмотрен основанный на использовании NaI-спектрометров для регистрации (^{12}B , ^{12}N)-активности. Но фон в зале облучений принуждает рассмотреть и вариант регистрации β -активности от распадов ^{12}B и ^{12}N телескопами тонких ΔE -детекторов в режиме их совпадений. При этом надо учитывать разбросы энергии β -частиц при их выходе через боковую поверхность облучаемой мишени (относительно оси пучка z) как при самих (^{12}B , ^{12}N)-распадах (см., например, [1]), так и после прохода β -частицами пути в мишени (см., например, [19, 20]) и далее до каждого из ΔE -детекторов в своем телескопе.

Обычно в фотоядерных исследованиях на тормозных фотонах измеряется зависимость выхода реакции от E . Затем, решая обратную задачу, привлекают для сечения реакции зависимость $\sigma(E_\gamma)$. Однако с учетом огромных (до 1–2 порядков величины) расхождений доступных экспериментальных и модельно-расчетных данных интересно и сопоставление результатов измерения выхода при фиксированной E с соответствующими модельно-расчетными значениями в предположении, что в модели форма зависимости $\sigma(E_\gamma)$ близка к истинной, а причина таких расхождений — большое и одинаковое по E_γ занижение расчетных сечений интересующих реакций, которому пропорциональны искажения всех интегральных величин (1)–(4). При этом из-за малости величин $\eta_{\text{is}}\sigma(E_\gamma)$ важна оптимизация условий проведения экспериментов.

ОБОРУДОВАНИЕ, РАССМАТРИВАЕМОЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Начальные эксперименты по измерениям выходов реакций (1)–(3) готовятся на импульс-

ном разрезном микротроне РМ-55 [21] Физического института имени П.Н. Лебедева РАН и Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына при МГУ имени М.В. Ломоносова.

У РМ-55 11 орбит с приростом энергии за оборот $\cong 5$ МэВ. На последней орбите есть специальный магнит для вывода из РМ-55 его импульсного пучка. По проекту движение реперной частицы при ее ускорении в РМ-55 и выводе из него идет в горизонтальной плоскости. Сам РМ-55 весьма компактен и размещен внутри также компактного бункера дополнительной защиты из тяжелого бетона. В стене этого бункера по оси выводимого пучка электронов z есть амбразура. У электронов из РМ-55: фиксированная энергия $E \cong 55$ МэВ с разбросом $\Delta E \cong 84$ кэВ; длительность токового импульса $\cong 8$ мкс [21]; при частоте повторения импульсов 12.5 с^{-1} средний ток ≈ 0.1 мА (т.е. в одном импульсе пучка содержится электронов $N_{e \text{ pulse}} \approx 5 \cdot 10^{10}$).

Пучок электронов падает по оси z на Та-радиатор, располагаемый внутри или вне бетонного бункера РМ-55. Удобно для описания выбрать прямоугольную систему координат с осями x и y такую, что точка ее начала совпадает с точкой входа пучка в мишень, а ось y вертикальна. Электроны из РМ-55 и/или образованные ими тормозные γ -кванты из радиатора последовательно проходят следующие соосные с осью z элементы:

1. Коллиматор (с диаметром отверстия D_{coll}) на входе в полый (с толщиной стен 100 мм) защитный Рb-блок вокруг исследуемой мишени и просматривающих ее двух телескопов из пар пластиковых ΔE -детекторов.

2. Исследуемую цилиндрическую мишень с диаметром D и протяженностью (по пучку) $t = 100$ мм. Рассматриваются два типа мишеней: 1) безоболочечные графитовые; 2) имеющие оболочку-пенал из титана с толщинами боковых и торцевых стенок 0.5 мм, заполняемую порошком нитрата аммония NH_4NO_3 .

3. Отверстие в Рb-блоке для выхода остатков пучка.

4. Монитор относительной интенсивности пучка – воздушную ионизационную камеру.

Каждый телескоп ΔE -детекторов состоит из 2 тонких прямоугольных пластинок пластикового сцинтиллятора ($1 \times 46 \times 100 \text{ мм}^3$), стороны которых параллельны осям системы координат. В одном телескопе ближняя к мишени пластинка расположена по оси x от $(0.5D + 30 \text{ мм})$ до $(0.5D + 31 \text{ мм})$, по оси y от -23 мм до $+23 \text{ мм}$ и по оси z от 0 до 100 мм, а следующая за ней пластинка этого же телескопа смещена параллельно по оси x на $+2 \text{ мм}$. Во втором телескопе пластинки расположены зеркально симметрично относительно оси x .

Все пластинки находятся в упаковке толщиной 0.5 мм из тефлона и непрозрачной для света бумаги и просматриваются (каждая) со своего узкого торца отдельным фотоэлектронным умножителем ФЭУ-143. При этом используются управляемые делители [22] в схемах питания ФЭУ для снижения искажений из-за большой загрузки во время импульсов пучка.

ТОРМОЗНЫЕ γ -КВАНТЫ И ОБРАЗУЕМЫЕ В МИШЕНЯХ ЯДРА ^{12}B И ^{12}N

Рассмотрены два варианта облучения мишени тормозными γ -квантами: “А” с расстоянием между радиатором и мишенью $L = 3 \text{ м}$; “В” с $L = 0$.

Вариант “А” имеет ряд преимуществ. Он обеспечивает близкий к однородному по своему поперечному сечению падающий коллимированный γ -пучок со сравнительно малой угловой расходимостью. Кроме того, при наличии очищающего магнита и/или поглотителя у этого γ -пучка, по крайней мере, существенно снижена примесь электронов, а ослабление его интенсивности с ростом z близко к линейному. Но в варианте “А” на РМ-55 получают неприемлемо низкие оцененные скорости счета регистрируемых (^{12}B , ^{12}N)-распадов (вплоть до $\lesssim 1$ распада на импульс пучка!). Поэтому откажемся здесь от него и от более подробного его описания.

Далее в данной работе рассматривается только вариант “В”, в котором для выбранных облучаемых мишеней получают максимально достижимые потоки тормозных γ -квантов, образуемых в самих мишенях, но в основном в Та-радиаторе с толщиной $t_{\text{Ta}} = 1 \text{ мм} \approx X_0/4$ (близкой согласно нашим расчетам к оптимальной, X_0 – радиационная длина для Та [23]). Здесь пренебрежимы вклады электроядерных реакций (см. об этом, например, в [24]).

Модельные расчеты на основе [8] проводились для монохроматического “игольчатого” (без угловых и линейных поперечных разбросов) пучка электронов с $E = 55$ МэВ, падающих на указанных сборки Та-радиатора и облучаемых мишеней, расположенных вплотную друг к другу. В этих условиях реализуется следующая качественная картина идущих процессов. “Игольчатый” пучок электронов, падающих на радиатор, образует на выходе радиатора пучки тормозных γ -квантов и остаточных электронов. Из-за потерь энергии и рассеяния электронов при прохождении сборки (радиатор + мишень) у электронов и испускаемых ими тормозных γ -квантов появляются существенные искажения их энергетических спектров (в сопоставлении для электронов с монохроматой на входе радиатора, а для тормозных γ -квантов с их спектрами, следуемыми из [23] для $E \cong 55$ МэВ) и распределений по углам по отноше-

нию к оси z , но на выходе из радиатора, благодаря довольно низкой величине t_{Ta} , имеются сравнительно малые линейные поперечные смещения по x и y , которые затем нарастают в мишени по мере роста z . Так что области, занимаемые в мишени эффективными границами потока тормозных γ -квантов и образуемых ими ядер ^{12}B и ^{12}N видоизменяются от усеченного конуса в начальной части мишени (по пучку) до цилиндра с диаметром $\approx D$ мишени.

Характеристики этой качественной картины обретают свои количественные значения в проведенных нами модельных расчетах с использованием библиотеки программ [8].

На рис. 1а и 1б показаны в качестве примера для NH_4NO_3 -мишеней с $D = 20$ мм рассчитанные (с использованием модельных сечений [25] реакции (II)) распределения по z для образованных за 1 импульс пучка ядер ^{12}B , а также для зарегистрированных 2 телескопами ΔE -детекторов актов распадов этих ядер соответственно. При этом рассчитанные для NH_4NO_3 -мишеней с $D = 10$; 15; 20 мм и для реакций (II, III) по модельным сечениям [25] суммарные количества образованных за 1 импульс пучка ядер ^{12}B и ^{12}N и зарегистрированных 2 телескопами ΔE -детекторов актов распадов этих ядер даны в табл. 1. В табл. 2 для образованных в графитовых мишенях в реакции (I) аналогичных суммарных количеств ядер ^{12}B и зарегистрированных актов их распадов даны результаты расчетов по модельным сечениям из [25] и по экспериментальным сечениям из [12], но сечение реакции (I) из [12] при $E_\gamma > 28$ МэВ линейно экстраполируется в $\sigma(E_\gamma \geq 32 \text{ МэВ}) = 0$. Статистическая точность результатов в табл. 1 и 2 для $N_{\text{e pulse}} = 5 \cdot 10^{10}$ не хуже $\approx 1\text{--}8\%$, что (без учета фона) не мешает проверке искомым масштабам выходов реакций (I)–(III).

На рис. 2. показаны рассчитанные распределения по x ядер ^{12}B образуемых за 1 импульс пучка в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм для интервалов по z : 1 – $1 \text{ см} < z \leq 3 \text{ см}$; 2 – $3 \text{ см} < z \leq 5 \text{ см}$; 3 – $5 \text{ см} < z \leq 7 \text{ см}$; 4 – $7 \text{ см} < z \leq 9 \text{ см}$.

Представленные на рис. 1а, 2 и в табл. 1 и 2 результаты расчетов согласуются с приведенными выше в данном разделе качественными сообра-

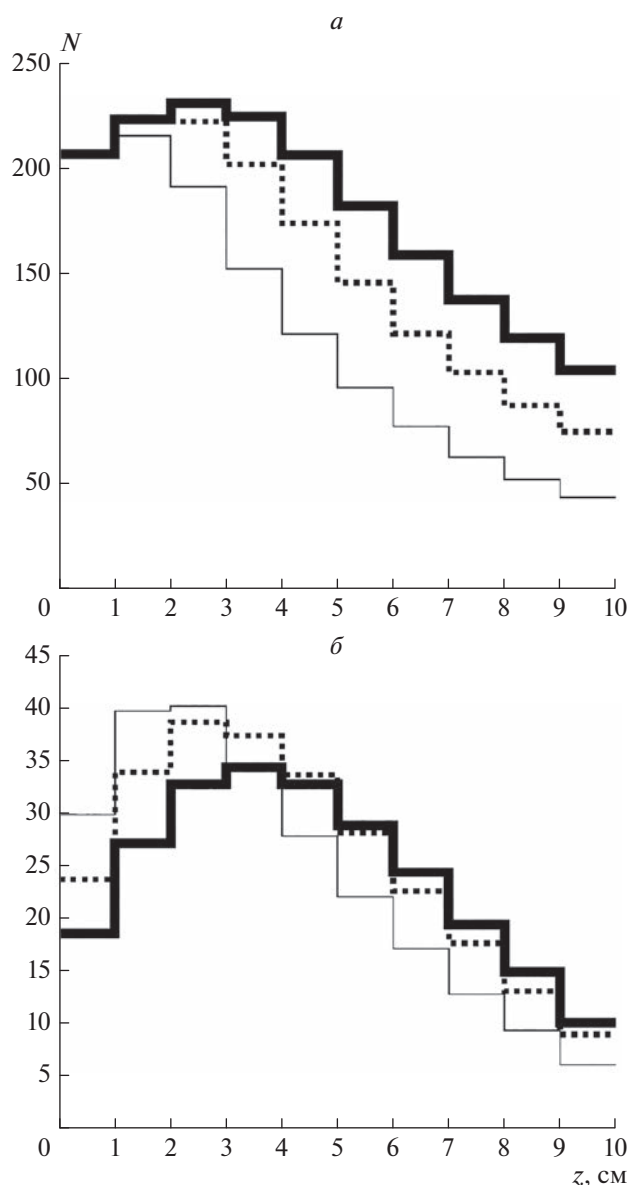


Рис. 1. Рассчитанные количества за 1 импульс пучка в зависимости от z в NH_4NO_3 -мишени для: образуемых ядер ^{12}B (а); актов их распадов, регистрируемых 2 телескопами ΔE -детекторов (б). Тонкие сплошные линии для диаметра мишени $D = 10$ мм; полужирные прерывистые линии для $D = 15$ мм; жирные сплошные линии для $D = 20$ мм.

Таблица 1. Рассчитанные числа ядер ^{12}B и ^{12}N , образуемых за 1 импульс пучка, в NH_4NO_3 -мишени, и актов распада этих ядер, регистрируемых 2 телескопами ΔE -детекторов

Диаметр NH_4NO_3 -мишени, мм	10	15	20
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени за 1 импульс пучка	1188	1528	1764
Число зарегистрированных актов распада ядер ^{12}B за 1 импульс пучка	236	255	241
Число ядер ^{12}N , образуемых в мишени за 1 импульс пучка	737	941	1068
Число зарегистрированных актов распада ядер ^{12}N на 1 импульс пучка	148	163	157

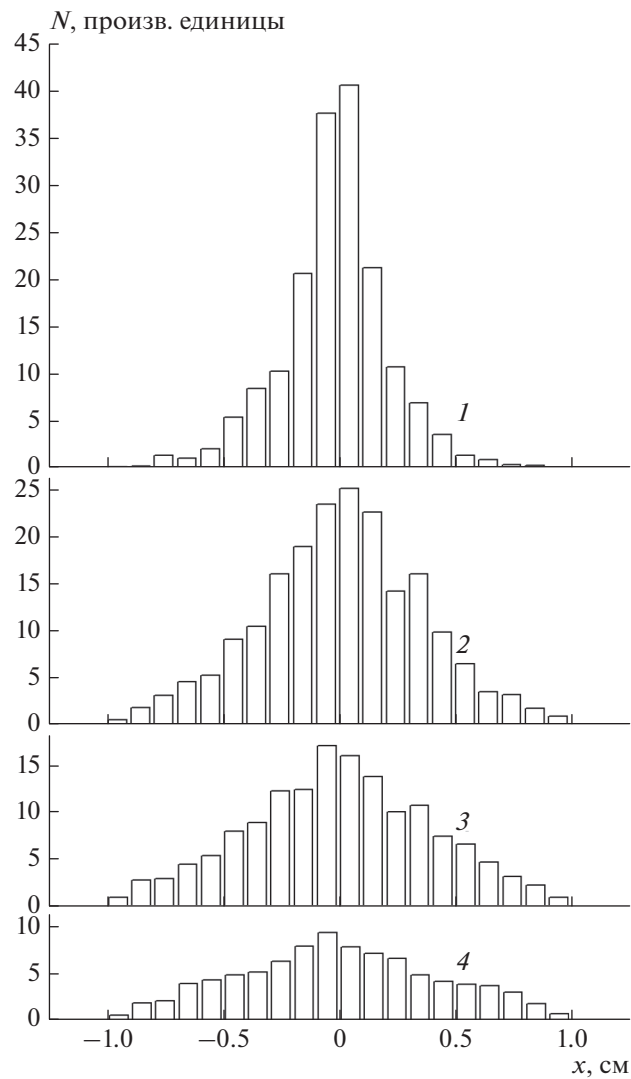


Рис. 2. Рассчитанные распределения ядер ^{12}B образуемых за 1 импульс пучка в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм в зависимости от x для интервалов по z : 1 – $1\text{ см} < z \leq 3\text{ см}$; 2 – $3\text{ см} < z \leq 5\text{ см}$; 3 – $5\text{ см} < z \leq 7\text{ см}$; 4 – $7\text{ см} < z \leq 9\text{ см}$.

жениями и дают количественные уточнения, нужные для оптимизации параметров пучка, состава и геометрических параметров всех элементов установки, предлагаемой для проведения рассматриваемых измерений. Так, например, из рис. 1а следует, что выбранная длина облучаемых мишеней близка к оптимальной. При росте z в начале мишени наблюдается рост образования искоемых ядер (здесь до $z \approx 2\text{--}3\text{ см}$ на 5–10% в зависимости от диаметра мишени D) из-за нарастания потока дополнительных тормозных γ -квантов, генерируемых в мишени примесью в облучающем пучке прошедших радиатор электронов. Далее с ростом z идет спад образования этих ядер (здесь в конце мишени по сравнению с ее началом до 25–50% тоже в зависимости от диаметра мишени D) по причине превалирования ослабления с ростом z потока тормозных γ -квантов из-за ухода последних через бока мишени и поглощения внутри нее.

РЕГИСТРАЦИЯ (^{12}B , ^{12}N)-РАСПАДОВ
ТЕЛЕСКОПАМИ ΔE -ДЕТЕКТОРОВ

На рис. 3а приведены взятые из [1] плотности вероятности испускания β -частиц на 1 акт распада $\Delta w/\Delta E$ в зависимости от кинетической энергии этих частиц E для: 1 – распадов ядер ^{12}B ; 2 – распадов ядер ^{12}N . На рис. 3б приведено рассчитанное нами распределение кинетических энергий E для изотропно испускаемых β -частиц от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм при их регистрации используемыми телескопами ΔE -детекторов (с учетом потерь энергии и рассеяния таких β -частиц в мишени и по пути до первых ΔE -детекторов этих телескопов). На рис. 3б наблюдаются существенное уменьшение энергии регистрируемых β -частиц, соответствующей максимуму распределения их по энергиям E , а также появление у этого распределения значительного обогащения области энергий E ниже указанного максимума.

Таблица 2. Рассчитанные числа ядер ^{12}B , образуемых за 1 импульс пучка в графитовой мишени, и актов распадов этих ядер, регистрируемых 2 телескопами ΔE -детекторов

Диаметр графитовой мишени, мм	10	15	20
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени на 1 импульс пучка (при модельном сечении реакции (I))	14281	17490	22000
Число регистраций актов распада ядер ^{12}B на 1 импульс пучка (при модельном сечении реакции (I))	2632	2709	2498
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени на 1 импульс пучка (при экспериментальном сечении реакции (I))	133218	173186	207771
Число регистраций актов распада ядер ^{12}B на 1 импульс пучка (при экспериментальном сечении реакции (I))	24546	25495	23596

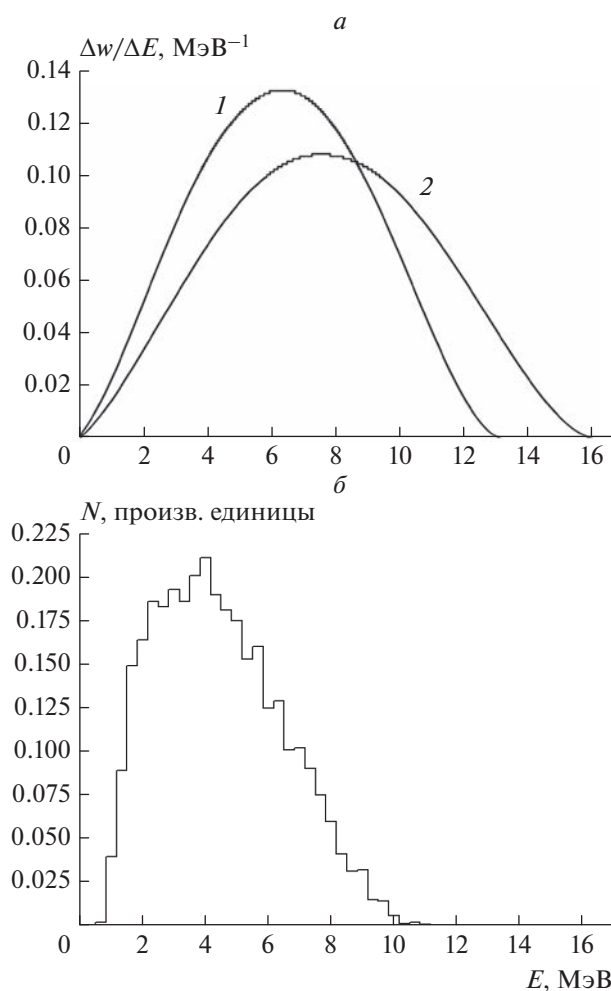


Рис. 3. Плотности вероятности испускания β -частиц на 1 акт распада $\Delta w/\Delta E$ в зависимости от кинетической энергии этих частиц E для: 1 – распада ядер ^{12}B ; 2 – распада ядер ^{12}N (а). Рассчитанное распределение кинетических энергий β -частиц E от распада ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм и зарегистрированных в телескопах ΔE -детекторов (б).

Из табл. 1 и 2 следует, что для указанных NH_4NO_3 и графитовых мишеней оптимальные диаметры $D \approx 15$ мм, а средняя эффективность регистрации актов распада искоемых ядер 2 телескопами ΔE -детекторов $\sim 15\text{--}17\%$, но по z она максимальна для середины мишеней и спадает почти вдвое на их краях, что, в частности, приводит к соответствующим дополнительным спадам на рис. 16.

На рис. 4 показано рассчитанное распределение потерь энергии β -частицами от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм и зарегистрированных в одном из ближних к мишени используемых пластиковых сцинтиллято-

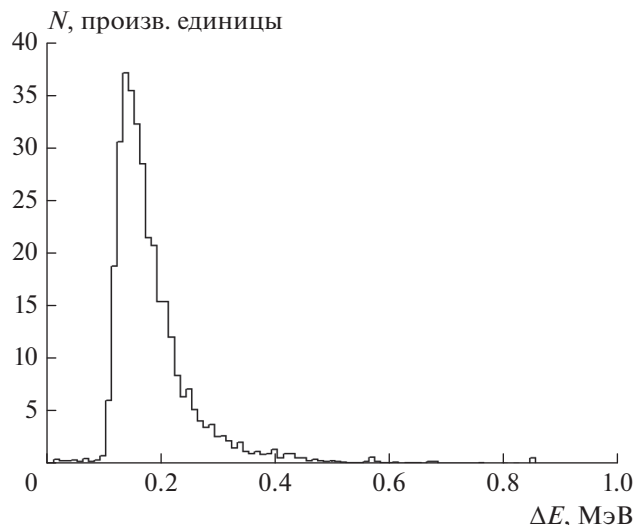


Рис. 4. Рассчитанное распределение потерь энергии β -частицами от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм и зарегистрированных в одном из ближних к мишени используемых пластиковых сцинтилляторов.

ров. Из распределения на рис. 4 следует, что введение дискриминации для амплитуд импульсов с ΔE -детекторов может быть существенным для подавления фона в зале облучений. В таком фоне представляется наиболее опасным фон электронов, образуемых фоновыми тепловыми нейтронами при их радиационных захватах (см., например, [26, 27]). Важно, однако, указать, что, даже если этот фон сопоставим с ожидаемым эффектом, в процессе измерений он может экспериментально определяться и учитываться при обработке результатов измерений, как это, например, осуществлялось нами при поисках короткой компоненты в образуемых при фотоделении ядер ^{238}U запаздывающих нейтронов, измеряемых во временных интервалах между импульсами пучка линейного ускорителя электронов [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для последующей разработки на РМ-55 рассматриваемой задачи нужны аккуратные фоновые измерения с телескопами ΔE -детекторов в сопоставлении с результатами проведенных в данной работе модельных оценок. Важно указать, что у рассмотренной методики есть резервы при введении дополнительных располагаемых симметрично по отношению к оси z 1–3 пар телескопов ΔE -детекторов.

В дальнейшем желателен перенос экспериментов на импульсные ускорители электронов, имеющие значительно большие уровни числа ускоренных электронов в импульсе пучка и спо-

собные обеспечивать энергию падающих на мишени электронов в широком диапазоне, для извлечения данных не только о выходах, но и о сечениях исследуемых реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi>.
2. <http://www.talys.eu>.
3. Herman M., Capote R., Sin M. et al. "EMPIRE-3.1. Rivoli. User's Manual", 2012.
4. Alvarez L.W. Nitrogen detection. Patent US 4756866. 1988.
5. Knapp E.A., Moler R.B., Saunders A.W., Trower W.P. // Appl. Rad. Isotopes. 2000. V. 53. P. 711.
6. Карев А.И., Раевский В.Г., Джилаван Л.З. и др. Патент RU № 2444003 С1. 2012.
7. Джилаван Л.З. // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. № 5. С. 637; Dzhilavyan L.Z. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 556.
8. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0. Physics Reference Manual, 2011.
9. Ачаковский О.И., Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Поко-тиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 5. С. 633; Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 5. P. 572.
10. Cook B.C. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 300.
11. Денисов В.П., Куликов А.В., Кульчицкий Л.А. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1488; Denisov V.P., Kulikov A.V., Kul'chitskii L.A. // J. Exp. Theor. Phys. 1964. V. 19. P. 1007.
12. Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N., Jury J.W. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
13. Komar A.P., Krzhemenek Ya., Yavor I.P. // Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 551.
14. Panofsky W.K.H., Reagan D. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 543.
15. Fuller E.G. // Phys. Reports. 1985. V. 127. P. 185.
16. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Стопани К.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 509; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Stopani K.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 458.
17. Dzhilavyan L.Z. // Proc. XIV Intern. Seminar EMIN-2015. (Moscow, 2015). P. 12.
18. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ланик А.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 577; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 479.
19. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Поко-тиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 5. С. 627; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 5. P. 566.
20. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ланик А.М., Поко-тиловский Ю.Н., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 500; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Pokotilovski Yu.N., Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 449.
21. Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Каманин А.Н. и др. // ПТЭ. 2018. № 2. С. 20; Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. et al. // Instrum. Exper. Techniques. 2018. V. 61. P. 173.
22. Джилаван Л.З., Ланик А.М., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 525; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., A.V. Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 474.
23. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
24. Сорокин П.В. // Тр. II сем. "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". М.: Наука, 1973. С. 348.
25. ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2013/gamma_html/gamma.html 2013.
26. Джилаван Л.З., Поко-тиловский Ю.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 5. С. 506; Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No. 5. P. 726.
27. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Latysheva L.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 1610.

On the studies of the reactions $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, and $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ at the pulsed electron accelerator with measurements of (^{12}B , ^{12}N)-activity by ΔE -detector telescopes

S. S. Belyshev^a, L. Z. Dzhilavyan^{b, *}, A. I. Karev^c, A. M. Lapik^b, A. L. Polonski^b, V. N. Ponomarev^b, A. V. Rusakov^b, A. A. Turinge^b

^a Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

^b Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

^c Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: dzhil@inr.ru

The issues are considered for studying the yields of the reactions $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, and $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ with measuring (^{12}B , ^{12}N)-activity by telescopes of ΔE -detectors in time between electron accelerator pulses. For the chosen radiators and targets, the fluxes, and spectra of irradiating bremsstrahlung γ -quanta are found. The influence of the parameters of targets and telescopes of ΔE -detectors on production of (^{12}B , ^{12}N)-nuclei and registration of their decay is estimated.

УДК 539.172.17

ПЕРВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ НА ФАБРИКЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ: НОВЫЕ ДАННЫЕ В РЕАКЦИИ $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$

© 2023 г. Н. Д. Коврижных^{1, *}, Ю. Ц. Оганесян¹, В. К. Утенков¹, Ф. Ш. Абдуллин¹,
С. Н. Дмитриев¹, А. А. Джигоев¹, Д. Ибадуллаев^{1, 2, 3}, М. Г. Иткис¹, А. В. Карпов¹, Д. А. Кузнецов¹,
О. В. Петрушкин¹, А. В. Подшибякин¹, А. Н. Поляков¹, А. Г. Попеко¹, И. С. Рогов¹,
Р. Н. Сагайдак¹, Л. Шлаттауэр⁴, В. Д. Шубин¹, М. В. Шумейко¹, Д. И. Соловьев¹,
Ю. С. Цыганов¹, А. А. Воинов¹, В. Г. Субботин¹,
А. Ю. Бодров^{1, 5}, А. В. Сабельников¹, А. В. Халкин¹

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

³Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

⁴Университет Палацкого, Оломоуц, Чехия

⁵Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, химический факультет, Москва, Россия

*E-mail: kovrizhnykh@jinr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Обсуждаются результаты серии экспериментов по синтезу изотопов Mc в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$, проведенных на новом сепараторе DGFRS-2 и циклотроне DC280 на Фабрике Сверхтяжелых Элементов в ЛЯР ОИЯИ. Зарегистрированы 110 новых цепочек распада ^{288}Mc , 10 цепочек ^{289}Mc и 4 цепочки ^{287}Mc . Альфа-распад ^{268}Db с энергией 7.6–8.0 МэВ, периодом полураспада 16_{-4}^{+6} ч и α -ветвью $51_{-12}^{+14}\%$ зарегистрирован впервые вместе с новым спонтанно делящимся изотопом ^{264}Lg с периодом полураспада $4.8_{-1.3}^{+2.2}$ ч. Измеренное сечение реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{288}\text{Mc}$ составило $17.1_{-4.7}^{+6.3}$ пб, что является самым большим для известных сверхтяжелых ядер. Был синтезирован новый изотоп ^{286}Mc с периодом полураспада 20_{-9}^{+98} мс и энергией α -частиц 10.71 ± 0.02 МэВ. Спонтанное деление ^{279}Rg впервые наблюдалось в одной из четырех новых цепочек распада ^{287}Mc . Функция возбуждения реакции была измерена при шести энергиях ^{48}Ca в диапазоне 239–259 МэВ, что привело к первому наблюдению $5n$ канала с сечением $0.5_{-0.4}^{+1.3}$ пб. С более высокой точностью определены свойства распада 20 ранее известных изотопов.

DOI: 10.31857/S0367676523701946, EDN: ZAXALX

ВВЕДЕНИЕ

Изотопы элемента 115, ^{288}Mc и ^{287}Mc , были впервые синтезированы в 2003 году в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ на сепараторе DGFRS [1]. В 2010–2012 гг. была проведена другая серия экспериментов в диапазоне энергий ^{48}Ca 240–254 МэВ [2]. В результате этих экспериментов мы отнесли четыре цепочки, состоящие из двух α -распадов и спонтанного деления (SF), наблюдавшиеся в течение минуты, к активности ^{289}Mc . Другие длинные цепочки (пять последовательных α -распадов и SF) были отнесены к ^{288}Mc (31 цепочка) и к ^{287}Mc (2 це-

почки). Кроме того, изотопы ^{289}Mc and ^{290}Mc наблюдались как дочерние ядра изотопов $^{293, 294}\text{Ts}$, продуктов реакции $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$, в двух экспериментах, проведенных в 2009–2010 и 2012 гг. (суммарно 20 цепочек распада [3]). Известно, что сложный спектр α -частиц нечетных ядер затрудняет их идентификацию. Однако, основываясь на комбинированном анализе их радиоактивных свойств, результатов экспериментов при разных энергиях ^{48}Ca и в реакциях с разными мишенями (^{243}Am и ^{249}Bk), мы отнесли наблюдавшиеся в этих реакциях цепочки к ядрам ^{287}Mc , ^{288}Mc и ^{289}Mc .

Таблица 1. Толщины мишени из ^{243}Am , энергии ^{48}Ca в середине слоя, результирующие интервалы энергии возбуждения, суммарные дозы пучка, числа наблюдаемых цепочек распада ^{288}Mc ($3n$) и ^{289}Mc ($2n$) и сечения их образования

Толщина мишени, мг/см ²	E_{lab} , МэВ	E^* , МэВ	Доза пучка $\times 10^{18}$	Число цепочек $3n/2n$	σ_{3n} , пб	σ_{2n} , пб
0.36	243.9	35.5–37.8	8.0	30/5	$9.8^{+2.6}_{-2.1}$	$1.6^{+1.2}_{-0.7}$
0.38	240.9	33.1–35.2	2.2	16/1	$17.1^{+6.3}_{-4.7}$	$1.1^{+2.5}_{-0.9}$
0.38	239.1	31.5–33.6	2.3	9/0	$9.9^{+5.1}_{-3.4}$	<2.1

Результаты экспериментов, проведенных в 2013 и 2015 гг. на сепараторах TASCА (GSI) и BGS (LBNL), были представлены в [4] и [5]. Продукты реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ были исследованы методами α -, X- и γ -совпадений. Двадцать две цепочки распада были отнесены к ^{288}Mc и одна к ^{287}Mc в [4]. В работе [6] не исключалось, что семь коротких цепочек распада могут так же быть отнесены к разным ветвям распада ^{288}Mc . В работе [5] все 46 синтезированных цепочек, включая три коротких, были отнесены к ^{288}Mc . В этих работах, благодаря регистрации α – γ -совпадений, были измерены энергии α -распада нескольких членов цепочки и были предложены схемы уровней ^{276}Mt и ^{272}Bh . Короткие и длинные цепочки (две цепочки ^{293}Ts и две ^{294}Ts) были также зарегистрированы в реакции $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ в [7]. В обеих коротких цепочках ^{293}Ts , также как в двух из 16 в [3], после α -распада ^{281}Rg с энергией $E_\alpha = 9.3$ МэВ, было зарегистрировано спонтанное деление с периодом полураспада 5 мс. Наконец, в 2018 г. были опубликованы результаты экспериментов по измерению массового числа продуктов реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ на установке FIONA [8]. Массы первых ядер в двух цепочках оказались около 288 и 284 (после распада ^{288}Mc), что подтверждает правильность нашей идентификации ядра ^{288}Mc . В дополнение к физическим экспериментам, был проведен эксперимент по исследованию химических свойств ^{288}Mc и/или его дочерних ядер [9]. Пять зарегистрированных цепочек распада отнесены к ^{288}Mc .

Несмотря на то, что цепочки распада Mc составляют примерно половину всех цепочек сверхтяжелых ядер, зарегистрированных в реакциях ^{48}Ca с актинидными мишенями, несколько важных вопросов остаются открытыми, среди которых: масса материнского ядра в коротких цепочках, возможное существование двух времен распада ^{276}Mt , вероятность электронного захвата у ядер в цепочке распада Mc , сечение реакции слияния с испарением протона, вероятность α -распада ^{268}Db .

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Новый экспериментальный комплекс, Фабрика Сверхтяжелых Элементов (SHE Factory) с новым циклотроном DC280, введен в строй в конце 2019 г. Интенсивность пучка ионов ^{48}Ca в DC280 может достигать 10 мкА частиц [10]. Для изучения продуктов реакций слияния, имеющих низкие сечения, новый газонаполненный сепаратор DGFRS-2 был установлен и протестирован в калибровочных экспериментах [11]. Его отличают от DGFRS высокая трансмиссия тяжелых ионов и низкий фон в фокальной плоскости.

Кроме научных задач первого эксперимента, проведенного в период с ноября 2020 г. по февраль 2021 г. [12] (см. табл. 1), были тесты DGFRS-2 в условиях длительной работы, измерение распределения ядер на фокальной плоскости и сравнение результатов с расчетами трансмиссии [13, 14], а также изучение фоновых условий.

Сепаратор состоит из 5 магнитов в конфигурации $Q_v D_h Q_h Q_v D$, где D обозначает дипольный магнит и Q – квадрупольный магнит, а индексы h и v обозначают горизонтальное и вертикальное фокусирование соответственно [11]. Сепаратор был заполнен водородом при давлении 1.15 мбар, который постоянно прокачивался через сепаратор в направлении от детекторной камеры до мишенного блока. Детекторная камера была отделена от объема DGFRS-2 майларовой фольгой толщиной 0.7 мкм и заполнена пентаном при давлении 1.60 мбар. В течение первой серии экспериментов, объем сепаратора, заполненного водородом, был отделен от ионопровода вращающимся титановым окном толщиной 0.62 мг/см². В последующих экспериментах мы использовали систему дифференциальной откачки [11]. Мишени из изотопа ^{243}Am (обогащение 99.5%) были изготовлены путем электроосаждения на подложку из Ti толщиной 0.62 мг/см². Шесть мишенных секторов были установлены на диск с диаметром 15 см и вращались со скоростью 1500 об./мин. Интенсивность пучка постепенно повышалась до 1.2–1.3 мкА частиц. Фокальный детектор размером 48 мм по вертикали и 220 мм по горизонтали состоял из двух двухсторонних стриповых детек-

торов (DSSD) площадью $48 \times 128 \text{ мм}^2$ с шириной стрипа 1 мм, установленных таким образом, что передний детектор закрывает часть заднего детектора. Фокальный детектор окружен восемью $60 \times 120\text{-мм}^2$ боковыми детекторами, каждый с 8 стрипами, формируя параллелепипед с пятью гранями и глубиной 120 мм. Перед детекторами установлены две многопроволочные пропорциональные камеры (МППК) для регистрации прилетающих из сепаратора ядер [11]. Система набора данных позволяла в онлайн режиме регистрировать пространственные, энергетические и временные корреляции между сигналами от имплантации ядер в детекторы и α -распадами изотопов Mc или их дочерних ядер. После этого пучок автоматически отключался для наблюдения распадов дочерних ядер при низком фоне. Энергии и времена распада ядер в цепочках ^{288}Mc и ^{289}Mc приведены в [12].

Основываясь на результатах работы [7], где был зарегистрирован α -распад ^{270}Db ($N = 165$) с периодом полураспада 1 ч, и ожидаемом сходстве свойств распада изотопов с $N = 163$ и 165, после онлайн регистрации десяти цепочек распада $^{288}\text{Mc} - ^{272}\text{Bh}$ мы продлили отключение пучка до 3–4 ч. В течение этих остановок мы не наблюдали α -частицы с $E_\alpha = 7\text{--}9 \text{ МэВ}$ в тех же самых стрипах фокального детектора, где наблюдались распады ^{288}Mc .

Мы также искали α -распады ^{268}Db , после которых наблюдалось бы деление ^{264}Lr с относительно коротким периодом полураспада. Мы выбрали цепочки ^{288}Mc , в которых α -подобные события с $E_\alpha = 7\text{--}10 \text{ МэВ}$ наблюдались между распадами ^{272}Bh и спонтанным делением. Энергетическое распределение α -подобных событий в зависимости от времени их регистрации относительно времени регистрации SF в цепочках (время SF взято как точка отсчета) показано на рис. 1а.

Как видно, во временном интервале от -10 до 0 ч и $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$ наблюдается повышенная концентрация событий, что говорит об их неслучайном происхождении. На рис. 1б показано временное распределение событий с $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$, из которого мы определили период полураспада спонтанно делящегося ядра $T_{1/2} = 4.9^{+2.1}_{-1.3} \text{ ч}$, которое следует за α -распадом ^{272}Bh и другого ядра с $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$. Энергетическое распределение событий, зарегистрированных за 10 ч перед SF, показано на рис. 1в. Виден пик в диапазоне $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$. Рисунок 1д) представляет спектр α -подобных событий, зарегистрированных за все время эксперимента, который показывает пики ядер, оставшиеся после калибровочных экспериментов, например, ^{211}Po ($E_\alpha = 7.45 \text{ МэВ}$). Не-

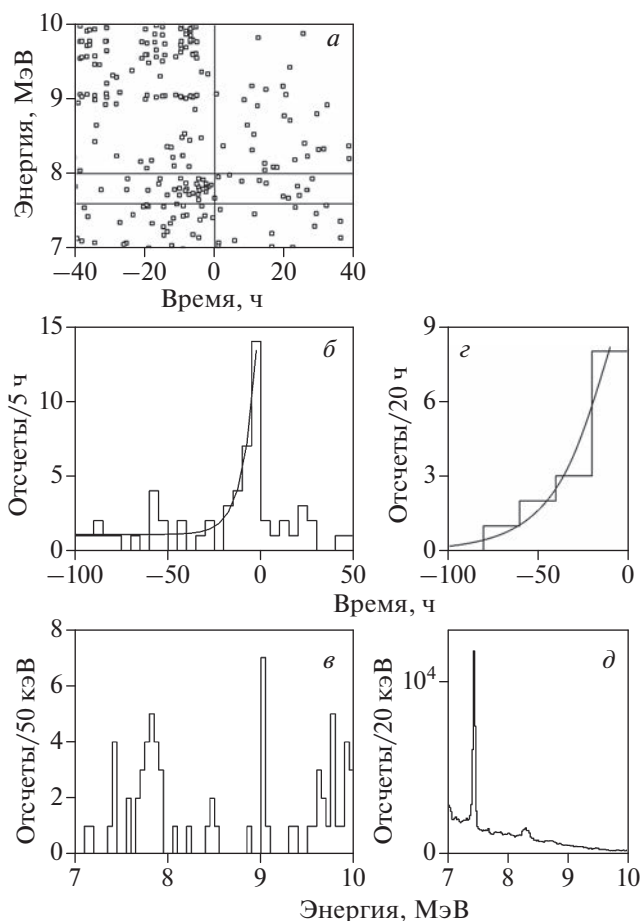


Рис. 1. Распределение энергии α -подобных событий в зависимости от времени их обнаружения по отношению к времени регистрации SF (а), распределение событий по времени с $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$ (б) и распределение энергии событий, зарегистрированных за 10 ч до SF (в). Большая часть событий с $E_\alpha \geq 9 \text{ МэВ}$ возникает в результате α -распадов $^{272}\text{Bh} - ^{284}\text{Nh}$. Кривая распада ^{268}Db (г); см. текст. Спектр α -подобных событий, зарегистрированных во время всех трех опытов (д).

случайная природа пика $7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$ также следует из рис. 1б. Например, вероятность наблюдения 14 событий в пике при уровне фона около единицы меньше 10^{-11} . Энергетический диапазон $7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$ хорошо согласуется с величиной, ожидаемой для ^{268}Db из таблиц масс [15–17], а также энергией 7.9 МэВ , отнесенной к ^{270}Db в [7]. Основываясь на этом, мы относим α -распад с $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$ к ^{268}Db . В этом случае спонтанное деление с периодом полураспада 4.9 ч принадлежит новому изотопу ^{264}Lr .

Из временных интервалов между α -распадами ^{272}Bh и событиями с $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0 \text{ МэВ}$, за которыми следовало спонтанное деление в течение 5 ч, мы вычислили период полураспада ^{268}Db 16^{+6}_{-4} ч .

Таблица 2. Энергии пучка в середине мишенного слоя, соответствующие диапазоны энергий возбуждения, дозы пучка, количество наблюдаемых цепочек распада $^{289}\text{Mc}(2n)$, $^{288}\text{Mc}(3n)$, $^{287}\text{Mc}(4n)$ и $^{286}\text{Mc}(5n)$ и сечения их образования

$E_{\text{lab}}, \text{МэВ}$	$E^*, \text{МэВ}$	Доза пучка $\times 10^{18}$	Число цепочек $2n/3n/4n/5n$	$\sigma_{2n}, \text{пб}$	$\sigma_{3n}, \text{пб}$	$\sigma_{4n}, \text{пб}$	$\sigma_{5n}, \text{пб}$
242.2	34.0–36.3	9.2	4/52/2/0	$1.2^{+1.0}_{-0.6}$	15^{+5}_{-3}	$0.6^{+0.7}_{-0.4}$	
250.8	41.3–43.5	2.0	0/3/1/0		$4.1^{+4.2}_{-2.3}$	$1.4^{+3.2}_{-1.2}$	
259.1	48.2–50.4	5.0	0/0/1/1			$0.5^{+1.3}_{-0.4}$	$0.5^{+1.3}_{-0.4}$

Кривая распада ^{268}Db показана на рис. 1г. Ветвь α -распада составила $55^{+20}_{-15}\%$. Так как во всех предыдущих экспериментах период полураспада ^{268}Db был рассчитан из временных интервалов между распадами ^{272}Bh и спонтанным делением, которое может происходить с одинаковой вероятностью от ^{268}Db и ^{264}Lr , мы приходим к выводу, что период полураспада ^{268}Db был также определен впервые с использованием его ветви α -распада.

Измеренное сечение реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{288}\text{Mc}$ составило $17.1^{+6.3}_{-4.7}$ пб, что почти вдвое превышает значение, измеренное ранее при энергии возбуждения 34–38 МэВ [2], и является самым большим из всех известных реакций слияния ^{48}Ca с актинидными ядрами, приводящими к образованию сверхтяжелых ядер.

Вторая серия экспериментов по синтезу изотопов Mc прошла в ноябре–декабре 2021 г. и в феврале 2022 г. [18]. Экспериментальные условия и некоторые результаты показаны в табл. 2.

Энергетический спектр α -частиц ядер ^{286}Mc , ^{287}Mc , ^{288}Mc , ^{289}Mc и продуктов их распада, наблюдаемых в [1–8, 19], а также и в наших недавних экспериментах [12, 18], показаны на рис. 2. Для спектра α -частиц, были выбраны события с энергетическим разрешением ≤ 40 кэВ. Периоды полураспада, показанные на рисунках, определены из всех известных данных.

При максимальной энергии ^{48}Ca (см. рис. 3) мы зарегистрировали α -распад нового изотопа ^{286}Mc с $E_{\alpha} = 10.71 \pm 0.02$ МэВ и $T_{1/2} = 20^{+98}_{-9}$ с [18]. Энергии α -частиц ^{282}Nh , ^{278}Rg и ^{270}Bh совпадают с теми значениями, что были измерены в реакции $^{237}\text{Np}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{282}\text{Nh}$ [19]. Времена распада от

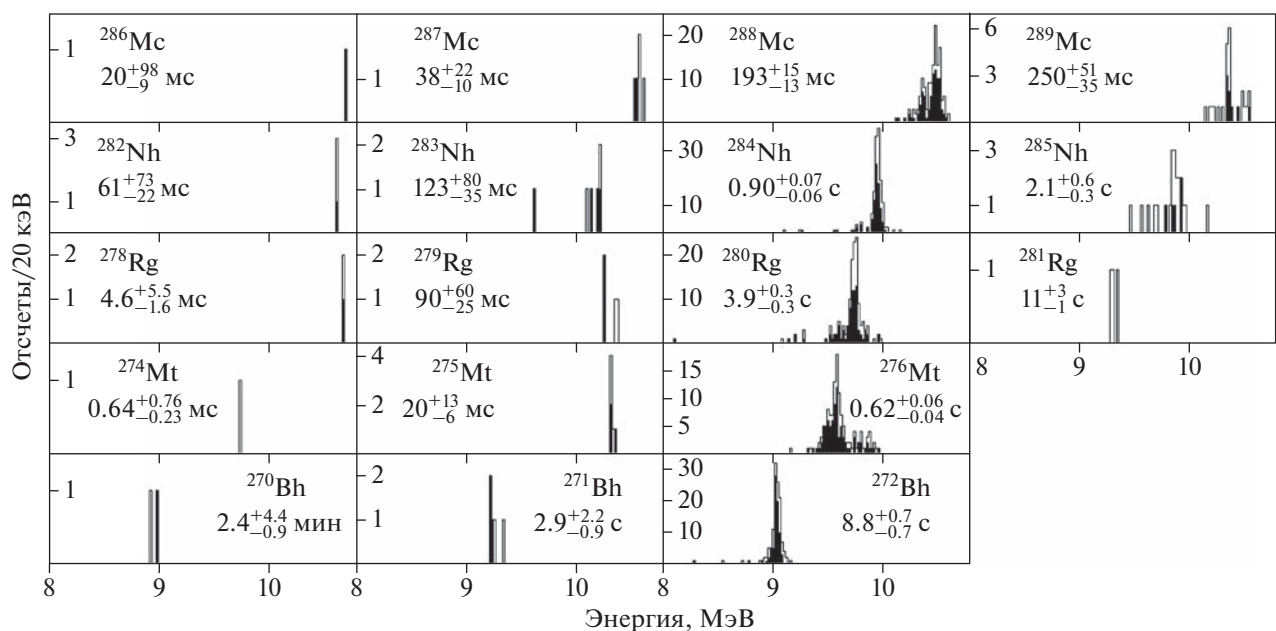


Рис. 2. Спектр α -частиц $^{286-289}\text{Mc}$ и дочерних ядер. События, зарегистрированные в обеих сериях экспериментов [12, 18], показаны закрытыми гистограммами, а их совокупность с ранее известными данными — открытыми гистограммами.

^{282}Nh до ^{270}Bh не противоречат временам, измеренным ранее. Период полураспада ^{266}Db составил 11_{-4}^{+21} мин.

Сечение реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{286}\text{Mc}$ было измерено впервые для реакций ^{48}Ca с нечетными по Z ядрами мишени и составило $0.5_{-0.4}^{+1.3}$ пб при $E^* = 49$ МэВ (рис. 3). Это значение близко к измеренным в реакциях $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{287}\text{Fl}$ ($1.1_{-0.9}^{+2.6}$ пб при $E^* = 53$ МэВ) [20] и $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{285}\text{Fl}$ ($0.6_{-0.5}^{+0.9}$ пб при $E^* = 50$ МэВ) [21].

В эксперименте мы зарегистрировали четыре цепочки распада ^{287}Mc . Удвоение числа цепочек ^{287}Mc по сравнению с известными данными сделало возможным более точно определить свойства распада изотопов от ^{287}Mc до ^{267}Db . По сравнению с данными работ [2, 4, 22] периоды полураспада ^{287}Mc , ^{279}Rg , ^{275}Mt и ^{267}Db ($T_{\text{SF}} = 1.4_{-0.4}^{+1.0}$ ч) практически совпадают с известными ранее данными. Периоды полураспада ^{283}Nh and ^{271}Bh оказались несколько больше, но разница не превышает экспериментальных неопределенностей.

В одной из цепочек распада ^{287}Mc , мы впервые зарегистрировали спонтанное деление ^{279}Rg , третьего из 26 нечетных по Z известных ядер с $Z > 105$ и $N > 162$. Это позволило оценить ветвь α -распада ^{279}Rg $b_{\alpha} = 87_{-19}^{+05}\%$; парциальные периоды полураспада $T_{\alpha} = 0.10_{-0.03}^{+0.08}$ с и $T_{\text{SF}} = 0.7_{-0.5}^{+0.7}$ с.

В этих экспериментах продукты $4n$ -испарительного канала наблюдались в диапазоне энергий возбуждения от 35 до 49 МэВ. Максимальное сечение в $1.4_{-1.2}^{+3.2}$ пб измерено при $E^* = 42$ МэВ.

При энергии возбуждения около 35 МэВ мы зарегистрировали 52 новых цепочки распада ^{288}Mc . Как и в первой серии экспериментов, была зарегистрирована α -активность с $E_{\alpha} = 7.6\text{--}8.0$ МэВ между α -распадами ^{272}Bh и событиями спонтанного деления, которые мы отнесли к изотопу ^{264}Lr . Новые результаты позволили более точно измерить период полураспада ^{264}Lr ($4.8_{-1.3}^{+2.2}$ ч) и ветвь α -распада для ^{268}Db ($51_{-12}^{+14}\%$).

Всего в этих экспериментах мы зарегистрировали 110 новых цепочек распада ^{288}Mc . Вместе с результатами работ [1, 2, 4, 5, 8, 12, 18] число цепочек распада этого ядра достигло примерно 210. Однако в этом и предыдущих экспериментах цепочка распада $ER - ^{288}\text{Mc} (SF/\beta^+, T_{1/2} = 0.2 \text{ с}) - ^{288}\text{Fl} (E_{\alpha} = 9.9 \text{ МэВ}, T_{1/2} = 0.7 \text{ с}) - ^{284}\text{Cn} (SF, T_{1/2} = 0.1 \text{ с})$, а именно, продукт электронного захвата или β^+ распада (EC/β^+) ^{288}Mc или $p2n$ -канала реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ не наблюдался. Из этого следует, что вероятность EC не превышает примерно 0.5% для ^{288}Mc . В то же время,

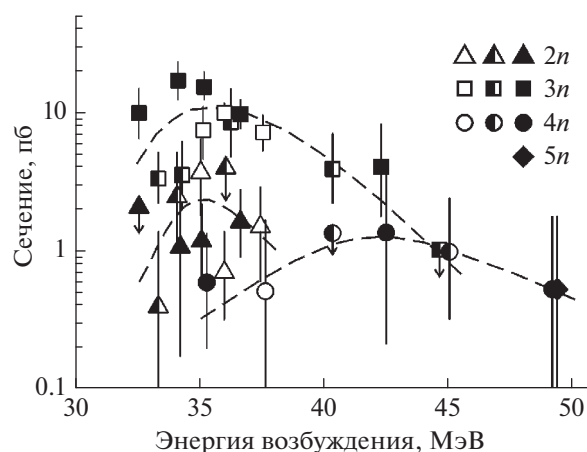


Рис. 3. Сечения $2n$ -, $3n$ -, $4n$ - и $5n$ -испарительных каналов реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. Ошибки в величине сечения соответствуют полным неопределенностям. Символы со стрелками показывают верхние пределы сечений. Данные, показанные открытыми, полузакрытыми, и закрытыми символами взяты из работ [4, 5], [2] и [12, 18] соответственно. Пунктирные линии нарисованы через данные для упрощения визуального восприятия.

из 24 коротких цепочек, наблюдаемых в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ в [2, 6] и в данных экспериментах [12, 18], 9 цепочек могут напоминать α -распад ^{288}Mc , за которым следует $EC^{284}\text{Nh}$ и спонтанное деление ^{284}Cn . К сожалению, предсказания периодов полураспада относительно EC скудны, и точность теоретических оценок может варьироваться в пределах двух порядков в зависимости от параметров моделей, см., например, [23, 24]. Однако оба ядра ^{288}Mc и ^{284}Nh расположены в области изотопов этих элементов, для которых прогнозируемые времена жизни относительно EC превышают 100 с [25].

Мы также оценили периоды полураспада относительно EC в рамках независимого квазиэстимического приближения на основе функционалов плотности энергии Скимра SLy4 и SkO. Периоды составили $1.1 \cdot 10^3$ с (SLy4), $1.0 \cdot 10^2$ с (SkO) для ^{288}Mc и $9.9 \cdot 10^2$ с (SLy4), $2.0 \cdot 10^2$ с (SkO) для ^{284}Nh [18].

Из этих оценок следует, что ветвь b_{EC} для ^{284}Nh может быть такой же, как и для ^{288}Mc , или в два раза выше, т.е. $\leq 1\%$. Исходя из этого, кажется маловероятным, что 9 цепочек обусловлены $EC^{284}\text{Nh}$ и делением ^{284}Cn .

Совокупность нескольких факторов указывает на то, что короткие цепочки принадлежат ^{289}Mc . Спектры α -частиц и периоды полураспада ядер, показанные на рис. 2, также включают события, зарегистрированные после распада ^{293}Ts [3, 7]. Энергетические распределения ^{289}Mc отличаются

от спектров α -частиц соседних легких изотопов. Например, спектр ^{288}Mc имеет пик с максимумом при $E_\alpha \approx 10.5$ МэВ, а спектр ^{289}Mc представляет собой распределение, состоящее из двух пиков с $E_\alpha \approx 10.35$ и 10.5 МэВ. Спектры дочерних ядер также различаются. Большинство событий, отнесенных к ^{284}Nh , имеют более узкое распределение, а спектр ^{285}Nh шире.

Времена распада материнского и дочернего ядер в длинной и короткой цепочках близки друг к другу, но периоды полураспада определенно различаются (рис. 2). Следует также иметь в виду, что вероятность деления ядер с нечетным числом нейтронов (^{288}Mc и ^{284}Nh) должна быть меньше по сравнению с ядрами с четным N (^{289}Mc и ^{285}Nh). Наконец, характер цепочки распада ^{293}Ts , продукта реакции $^{249}\text{Bk}(^{48}\text{Ca}, 4n)$, хорошо совпадает с характером распада короткой цепочки, наблюдаемой в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. Поэтому мы считаем, что присвоение короткой цепочки ^{289}Mc кажется более реалистичным.

В экспериментах по синтезу элемента Ts в реакции $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ на DGFRS α -распад ^{285}Nh не наблюдался в двух из 16 цепочек ^{293}Ts [3], но он был зарегистрирован в обеих цепочках, полученных на TASCA [7]. В реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ α -распад ^{285}Nh был обнаружен во всех четырех цепочках на DGFRS [2], но в 2 из 7 цепочек, полученных на TASCA, и в 2 из 3 цепочек на BGS [5, 6] ^{285}Nh не наблюдался. Из анализа результатов [2, 5, 6] был сделан вывод, что существует 29%-ная ветвь SF у изотопа ^{285}Nh [6]. В этой работе мы также не наблюдали α -распад ^{285}Nh в половине из 10 цепочек. Таким образом, α -распад ^{285}Nh не был зарегистрирован в 11 из 42 цепочек. Из всех полученных данных следует, что ^{285}Nh имеет ветвь на SF $18_{-9}^{+10}\%$, что не противоречит результату [6]. Мы оценили парциальные периоды полураспада $T_\alpha = 2.6_{-0.5}^{+0.7}$ с и $T_{\text{SF}} = 12_{-5}^{+12}$ с для ^{285}Nh . Мы также оценили ветвь α -распада для дочернего ядра ^{281}Rg в $14_{-4}^{+10}\%$ и парциальные периоды полураспада $T_\alpha = 79_{-34}^{+42}$ с и $T_{\text{SF}} = 13_{-2}^{+4}$ с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наномогазонаполненном сепараторе DGFRS-2 Фабрики Сверхтяжелых Элементов ЛЯР ОИЯИ были проведены две серии экспериментов по синтезу продуктов реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ при шести энергиях ^{48}Ca для изучения свойств распада Mc и его дочерних ядер, а также определения возможностей дальнейших исследований сверхтяжелых ядер.

Измерена функция возбуждения реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ в широком диапазоне энергии ^{48}Ca

239–259 МэВ. Сечение реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{288}\text{Mc}$ составило $17.1_{-4.7}^{+6.3}$ пб, что является самым большим для известных сверхтяжелых ядер вблизи Острова Стабильности.

В экспериментах было зарегистрировано 110 распадов ^{288}Mc . В них впервые обнаружен α -распад ^{268}Db с энергией 7.6–8.0 МэВ, периодом полураспада 16_{-4}^{+6} ч и α -ветвью $51_{-12}^{+14}\%$. Был также впервые синтезирован новый спонтанно делящийся изотоп ^{264}Lr с периодом полураспада $4.8_{-1.3}^{+2.2}$ ч.

Зарегистрировано 10 коротких цепочек ER- α -(α)-SF. Наблюдение этих ядер в реакциях с разными мишенными изотопами ^{243}Am и ^{249}Bk , а также отличие радиоактивных свойств ядер в цепочках от свойств ядер в цепочке распада ^{288}Mc указывает на то, что их следует отнести к ^{289}Mc . Из совокупности имеющихся данных мы оценили ветвь на SF $18_{-9}^{+10}\%$ для ^{285}Nh , а также его парциальные периоды полураспада $T_\alpha = 2.6_{-0.5}^{+0.7}$ с и $T_{\text{SF}} = 12_{-5}^{+12}$ с. Мы также оценили ветвь α -распада для дочернего ядра ^{281}Rg в $14_{-4}^{+10}\%$ и парциальные периоды полураспада $T_\alpha = 79_{-34}^{+42}$ с и $T_{\text{SF}} = 13_{-2}^{+4}$ с.

Зарегистрированы четыре новые цепочки распада ^{287}Mc . Впервые наблюдалось спонтанное деление ^{279}Rg . Были установлены его парциальные периоды полураспада $T_\alpha = 0.10_{-0.03}^{+0.08}$ и $T_{\text{SF}} = 0.7_{-0.5}^{+0.7}$ с.

При максимальной энергии ^{48}Ca впервые был синтезирован новый легчайший изотоп ^{286}Mc с энергией α -частиц 10.71 ± 0.02 МэВ и периодом полураспада 20_{-9}^{+98} мс. Сечение $5n$ канала составляло $0.5_{-0.4}^{+1.3}$ пб. Это значение близко к тем, которые были измерены в реакциях $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{287}\text{Fl}$ и $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{285}\text{Fl}$, где было получено по одному ядру в каждой из реакций.

Свойства распада всех изотопов хорошо согласуются с данными, полученными в 2003–2018 гг. Новые данные позволили нам определить свойства распада 20 изотопов с более высокой точностью. Совокупность полученных результатов демонстрирует, что новая Фабрика Сверхтяжелых Элементов является отличной лабораторией для продолжения исследований сверхтяжелых ядер.

Исследования поддержаны Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-10-2020-117), грантом дирекции ОИЯИ, а также грантом XDB34010000 Китайской академии наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 021601(R).*

2. Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Dmitriev S.N. et al. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. No. 014302.
3. Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Alexander C. et al. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. No. 054621.
4. Rudolph D., Forsberg U., Golubev P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. No. 112502.
5. Gates J.M., Gregorich K.E., Gothe O.R. et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. Art. No. 021301(R).
6. Forsberg U., Rudolph D., Andersson L.-L. et al. // Nucl. Phys. A. 2016. V. 953. P. 117.
7. Khuyagbaatar J., Yakushev A., Düllmann Ch.E. et al. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 054306.
8. Gates J.M., Pang G.K., Pore J.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. Art. No. 222501.
9. Dmitriev S.N., Aksenov N.V., Albin Yu.V. et al. // Mendeleev Commun. 2014. V. 24. P. 253.
10. Gulbekian G.G., Dmitriev S.N., Itkis M.G. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 16. P. 866.
11. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Popeko A.G. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2022. V. 1033. Art. No. 166640.
12. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Kovrizhnykh N.D. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. L031301.
13. Popeko A.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2016. V. 376. P. 144.
14. Solov'yev D.I., Kovrizhnykh N.D. // J. Instrum. 2022. V. 17. Art. No. P07033.
15. Wang M., Audi G., Kondev F.G. et al. // Phys. C. 2017. V. 41. Art. No. 030003.
16. Muntian I., Hofmann S., Patyk Z., Sobiczewski A. // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34. P. 2073.
17. Wang N., Liu M., Wu X., Meng J. // Phys. Lett. B. 2014. V. 734. P. 215.
18. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Kovrizhnykh N.D. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. 064306.
19. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. No. 011601(R).
20. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 054607.
21. Ellison P.A., Gregorich K.E., Berryman J.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. No. 182701.
22. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 62.
23. Karpov A.V., Zagrebaev V.I., Martinez Palenzuela Y. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2012. V. 21. Art. No. 1250013.
24. Sarriguren P. // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 014309.
25. Möller P., Nix J.R., Kratz K.-L. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1997. V. 66. P. 131.

First experiment at the Super Heavy Element Factory: new data from the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction

N. D. Kovrizhnykh^{a,*}, Yu. Ts. Oganessian^a, V. K. Utyonkov^a, F. Sh. Abdullin^a, S. N. Dmitriev^a,
A. A. Dzhiboev^a, D. Ibadullayev^{a,b,c}, M. G. Itkis^a, A. V. Karpov^a, D. A. Kuznetsov^a, O. V. Petrushkin^a,
A. V. Podshibiakin^a, A. N. Polyakov^a, A. G. Popeko^a, I. S. Rogov^a, R. N. Sagaidak^a,
L. Schlattauer^d, V. D. Shubin^a, M. V. Shumeiko^a, D. I. Solov'yev^a, Yu. S. Tsyganov^a,
A. A. Voinov^a, V. G. Subbotin^a, A. Yu. Bodrov^{a,e}, A. V. Sabel'nikov^a, and A. V. Khalkin^a

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^b Institute of Nuclear Physics, Almaty, 050032 Kazakhstan

^c Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, 010000 Kazakhstan

^d Palacky University Olomouc, Department of Experimental Physics, Faculty of Science, Olomouc, 771 46 Czech Republic

^e Lomonosov Moscow State University, Department of Chemistry, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: kovrizhnyx@jinr.ru

We presented the results of the series of experiments on the synthesis of Mc isotopes in the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction performed at the new separator DGFRS-2 and cyclotron DC280 of the SHE Factory at FLNR JINR. There were registered 110 new ^{288}Mc decay chains, 10 ^{289}Mc chains, and 4 ^{287}Mc chains. Alpha decay of ^{268}Db with an energy of 7.6–8.0 MeV, half-life 16_{-4}^{+6} h and α -branch $51_{-12}^{+14}\%$ was registered for the first time together with a new spontaneously fissioning isotope ^{264}Lr with a half-life of $4.8_{-1.3}^{+2.2}$ h. The measured cross section of the $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{288}\text{Mc}$ reaction was $17.1_{-4.7}^{+6.3}$ pb, which is the largest for known superheavy nuclei. A new isotope ^{286}Mc was synthesized with a half-life of 20_{-9}^{+98} ms and an α -particle energy of 10.71 ± 0.02 MeV. Spontaneous fission of ^{279}Rg was first observed in one of the four new decay chains of ^{287}Mc . The reaction excitation function was measured at six ^{48}Ca energies in the range of 239–259 MeV, which led to the first observation of the 5n channel with a cross section of $0.5_{-0.4}^{+1.3}$ pb. The decay properties of 20 previously known isotopes have been determined with higher accuracy.

УДК 539.163:539.172

ПЕРВЫЕ ТЕСТЫ ГАЗОНАПОЛНЕННОГО СЕПАРАТОРА GRAND НА “ФАБРИКЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ” ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМЕНИ Г.Н. ФЛЕРОВА ОИЯИ

© 2023 г. А. А. Кузнецова*

*Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия*

**E-mail: aakuznetsova@jinr.ru*

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Газонаполненный сепаратор GRAND был создан в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова (ОИЯИ, Дубна) как развитие экспериментальной части Фабрики сверхтяжелых элементов. Он предназначен для синтеза сверхтяжелых элементов и изучения их физических и химических свойств. Ионно-оптические параметры установки проверялись с помощью трассировки α -частиц стандартных источников ^{226}Ra и ^{244}Cm . Для оценки эффективности транспортировки ядер отдачи сепаратором использовалась реакция полного слияния $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256}\text{No}^*$.

DOI: 10.31857/S0367676523701958, EDN: ZBAWRI

ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько десятилетий совершенствовалась техника в сфере исследований структуры тяжелых и сверхтяжелых ядер с помощью ядерной спектроскопии. В 2004 г. в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова ОИЯИ была создана система детекторов GABRIELA [1], расположенная в фокальной плоскости электростатического сепаратора продуктов реакций полного слияния ВАСИЛИСА [2–5]. Затем в 2013 г. электростатический сепаратор был модернизирован в фильтр скоростей SHELS [6, 7] с измененной детектирующей системой GABRIELA-II [8]. Исследовались сечения образования (в области >1 нб) и свойства радиоактивного распада ядер отдачи (ЯО) с $Z \geq 100$, образующихся в результате слияния налетающих ионов с ядрами мишени (с последующим испусканием нейтронов). Налетающие тяжелые ионы ускорялись на циклотроне У-400, интенсивность пучка частиц достигает $1.5 \text{ мкА} \cdot \text{частица}$ [9]. Однако для получения в фокальной плоскости сепаратора максимального количества сверхтяжелых ядер ($Z \geq 110$), имеющих малые сечения образования (<10 пб), необходима высокая интенсивность пучка ионов на мишени и максимальная эффективность сепарации ЯО. Для этой цели был создан новый циклотрон ДЦ-280 [10] с интенсивностью пучка до $10 \text{ мкА} \cdot \text{частица}$ и собраны высокоэффективные газонаполненные сепараторы DGFRS-2 [11] и

GRAND. Схематический вид сепаратора GRAND показан на рис. 1.

Преимуществом газонаполненного сепаратора GRAND является высокая эффективность транспортировки ядер отдачи в плоскость детектора и возможность проведения комплексной α -, β -, γ -спектроскопии в области таких реакций как $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{294}\text{Og} + 3n$ [12], максимум функции возбуждения которой 0.5 пб или $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk} \rightarrow ^{294}\text{Ts} + 3n$ максимум – 1.1 пб, или $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{293}\text{Lv} + 3n$, максимум – 3.4 пб и так далее. Также в сепараторе предусмотрена установка экспериментального оборудования для исследования химических свойств сверхтяжелых ядер. При изменении полярности магнитного поля на последнем дипольном магните сепаратора ядра отдачи (ЯО) будут транспортироваться на это оборудование.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка GRAND (Gas-filled Recoil Analyzer and Nuclei Detector) является газонаполненным сепаратором (ГНС), имеющим следующую ионно-оптическую конфигурацию $Q_v D Q_h Q_v D$. При переполюсовке источников питания линз есть возможность использовать конфигурацию $Q_v D Q_v Q_h D$. Протяженность установки 7.41 м. В качестве рабочего газа используется гелий, но также предусмотрено применение водорода.

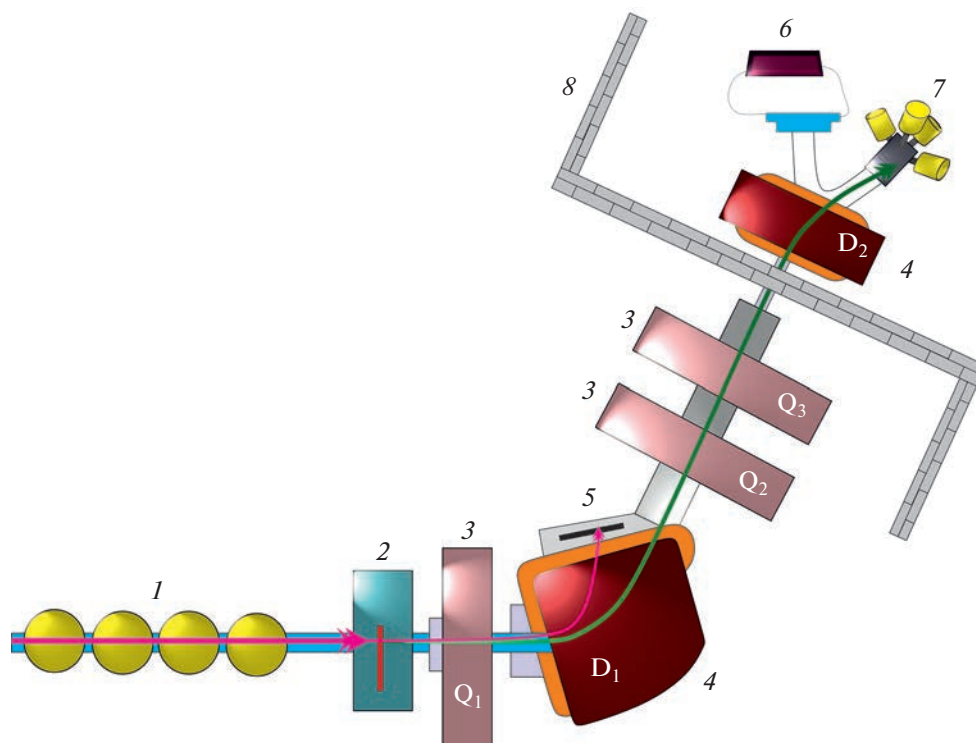


Рис. 1. Схема сепаратора GRAND. 1 — система дифференциальной откачки, 2 — мишенная камера, 3 — квадрупольные линзы, 4 — дипольные магниты, 5 — стоппер пучка, в который выводится первичный пучок, 6 — система детекторов для химических экспериментов, 7 — комплекс детекторов для ядерной α -, β -, γ -спектроскопии, 8 — защитная стена для снижения радиационного фона в фокальной плоскости.

Давление, при котором проводятся работы 0.7–1.5 Торр. Широкие пределы по магнитной жесткости ($B\rho_{\text{max}} = 3.35 \text{ Тл} \cdot \text{м}$) позволяют охватить большой спектр реакций.

В результате реакций слияния налетающих ионов с ядрами мишени образуются компаунд ядра, которые при девозбуждении испускают нейтроны, альфа-частицы, гамма-кванты и становятся ядрами отдачи. Вместе с прочими продуктами реакции ЯО транспортируются в ионно-оптическую систему сепаратора. Первая квадрупольная линза Q_1 фокусирует пучок по вертикали в апертуру первого поворотного дипольного магнита D_1 . Под воздействием магнитного поля, настроенного на определенный средний заряд ионов в газе, первичный пучок отклоняется на $\sim 70^\circ$ – 100° и останавливается в стоппере пучка. ЯО поворачиваются в диполе D_1 на 31.6° и проходят через две квадрупольные линзы Q_2 , Q_3 и дипольный магнит D_2 , далее транспортируются в плоскость детектора. Для проведения химических экспериментов угол поворота в последнем дипольном магните D_2 составляет $+15.2^\circ$, а для спектроскопических -15.2° . На рис. 2. изображены ионно-оптические компоненты сепаратора.

Квадрупольные линзы имеют возможность смены фокусировки с V — вертикальной на H — горизонтальную, если в этом есть необходимость. К примеру, фокусировка V–H–V имеет лучшую эффективность транспортировки ЯО (широкое распределение частиц по всей плоскости детектора), она используется в случае экспериментов по спектроскопии, где важно энергетическое разрешение детекторов и высокая эффективность детектирования ядер. V–V–H используется для газовой химии, где требуется минимальный размер пучка ЯО на входном окне газовой камеры.

Подробные характеристики ионно-оптических компонент сепаратора приведены в табл. 1.

Описанная схема сепаратора была специально разработана для получения максимальной статистики ядер отдачи. Известно, что при работе на газонаполненном сепараторе, использование Ge-детекторов для измерения гамма-квантов и X-лучей затруднено высокой фоном, образующимся в результате столкновения первичного пучка с материалом стоппера. Для снижения радиационного фона — между дипольным магнитом D_2 и детектирующей системой построена защитная стена из бетонных блоков толщиной 80 см.

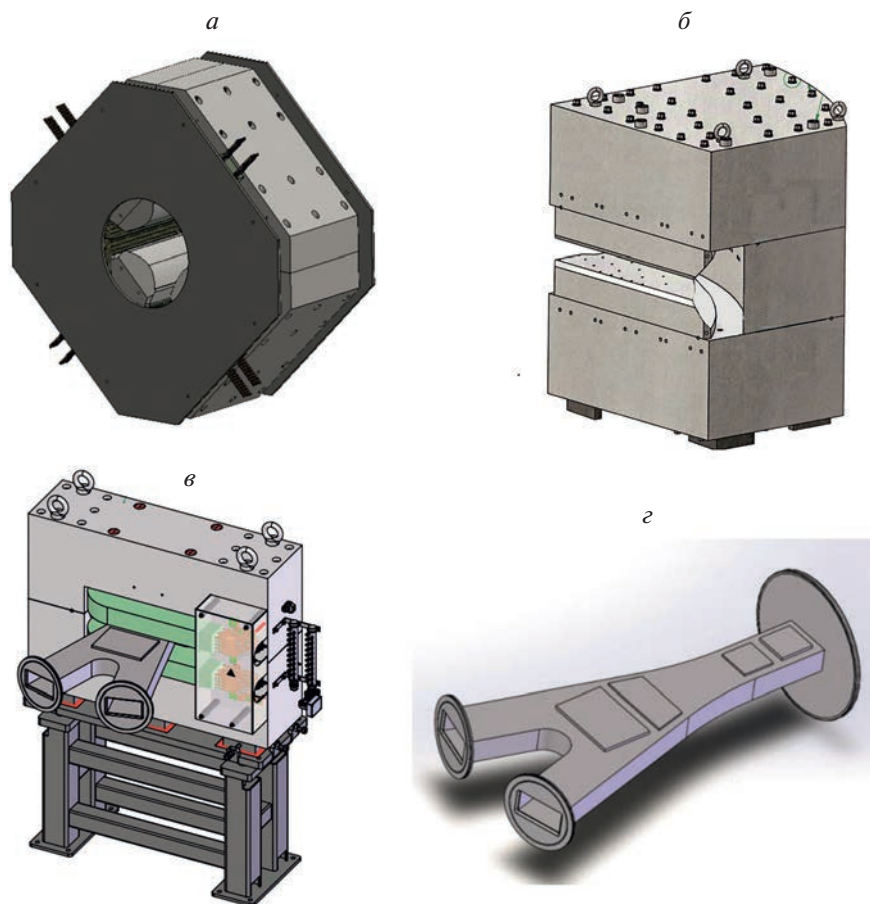


Рис. 2. Некоторые элементы сепаратора: квадрупольная линза (а); дипольный магнит с углом поворота 31.6° (б); дипольный магнит с углами поворота $\pm 15.2^\circ$ (в); вакуумная камера, в которой происходит вывод частиц для разных детекторных камер (г).

ДЕТЕКТИРУЮЩАЯ СИСТЕМА

На данный момент детектирующая система представляет собой кремниевый двухсторонний 128×128 стриповый детектор ($100 \times 100 \text{ мм}^2$) толщиной 500 мкм, который изображен на рис. 3а. Фокальный детектор (DSSSD) предназначен для регистрации ЯО, α -частиц, электронов внутренней конверсии e^- и осколков спонтанного деления (SF). Эффективность регистрации α -частиц, испущенных ядрами, имплантированными в фокальный детектор, составляет $\sim 50\%$. Энергетическое разрешение для каждого стрипа 17–26 кэВ (для альфа-частиц 6–7 МэВ). Детектор установлен так, что стрипы на лицевой стороне находятся в вертикальном положении, а на обратной (задней) – горизонтально.

Для химических экспериментов используется камера торможения ЯО, она отделена от сепаратора тонкой алюминизированной майларовой пленкой толщиной 4.7 мкм. Камера имеет конусообразный вид, по тефлоновым капиллярам в

нее подается газ (или смесь $\text{He} + \text{Ar}$), который обеспечивает транспорт ЯО до плоскости детектора.

Детекторная камера имеет форму “пенала” из кремниевых детекторов (рис. 3б), располагающихся друг напротив друга на расстоянии в 2 мм: 8 модулей и, соответственно, 64 стрипа. Их энергетическое разрешение варьируется от 50 до 80 кэВ в газе.

Детекторный модуль обладает теплопроводящим металлическим корпусом (латунь), сапфировой платой поддержки Si-детектора с одинаковыми температурными коэффициентами расширения. В конструкции модуля заложены следующие конструктивные особенности:

- модуль детектора состоит из двух симметричных половинок и является разборным;
- конструкция модуля и технология сборки кристалла детектора позволяют создавать температурный градиент на одном модуле до 40°C без повреждений детектора;
- все внешние электрические контакты модуля делаются пайкой соединительных проводов

Таблица 1. Характеристики компонент сепаратора

Дипольный магнит D1 (рис. 2б)	Максимальное значение поля 1.8 Тл; Радиус поворота: 1.8 м; Угол поворота: 31.6°; Высота межполюсного зазора: 0.132 м; Эффективная длина: 0.942 м;
Дипольный магнит D2 (рис. 2в)	Максимальное значение поля 1.8 Тл; Радиус поворота: 1.7 м; Угол поворота: 15.2°; Высота межполюсного зазора: 0.12 м; Эффективная длина: 0.450 м;
Квадрупольная линза Q1	Максимальный градиент поля: 13.3 Тл/м; Эффективная длина: 0.456 м; Диаметр апертуры: 0.15 м
Квадрупольные линзы Q2, Q3 (рис. 2а)	Максимальный градиент поля: 5.4 Тл/м; Эффективная длина: 0.601 м; Диаметр апертуры: 0.3 м

при “плавающем” механическом позиционировании модуля в общей конструкции, что обеспечивает высокую надежность конструкции.

Площадь одного детектора составляет $17 \times 42.5 \text{ мм}^2$, а его толщина — 300 мкм. Детекторы имеют по четыре стрипа с площадью чувствительной области каждого около $15 \times 10 \text{ мм}^2$. С целью определения коэффициента адсорбции сверхтяжелых элементов и их дочерних продуктов распада на благородных металлах, каждый детектирующий стрип имеет золотое напыление, площадью $13 \times 8 \text{ мм}^2$ и толщиной около 100 мкг/см^2 . Газовый объем внутри детектирующей системы составляет около 6 см^3 .

Полная эффективность регистрации детекторами α -частиц и осколков деления от распадов попавших внутрь сборки ядер составляет соответственно ~92 и ~80% от 4 π . Различия в эффективностях регистрации α -частиц и осколков деления объясняется существенным различием их пробегов в газовом промежутке между детекторами.

ДИСПЕРСИЯ СЕПАРАТОРА И ЭФФЕКТИВНЫЕ ДЛИНЫ ДИПОЛЕЙ

Трансмиссия сепаратора чувствительна к настройке полей квадрупольных линз и дипольных магнитов. В основе расчета настроек сепаратора на конкретную реакцию берется магнитная жесткость ЯО в гелии, их угловое распределение и знание параметров магнитных элементов сепаратора. Для уточнения величин эффективных длин первого и второго диполя (D_1 , D_2) были проведены измерения на альфа-частицах источников ^{266}Ra и ^{244}Cm , помещенных в положение центра мишени. На расстоянии 165 мм от источника ставился коллиматор диаметром 10 мм. Тесты про-

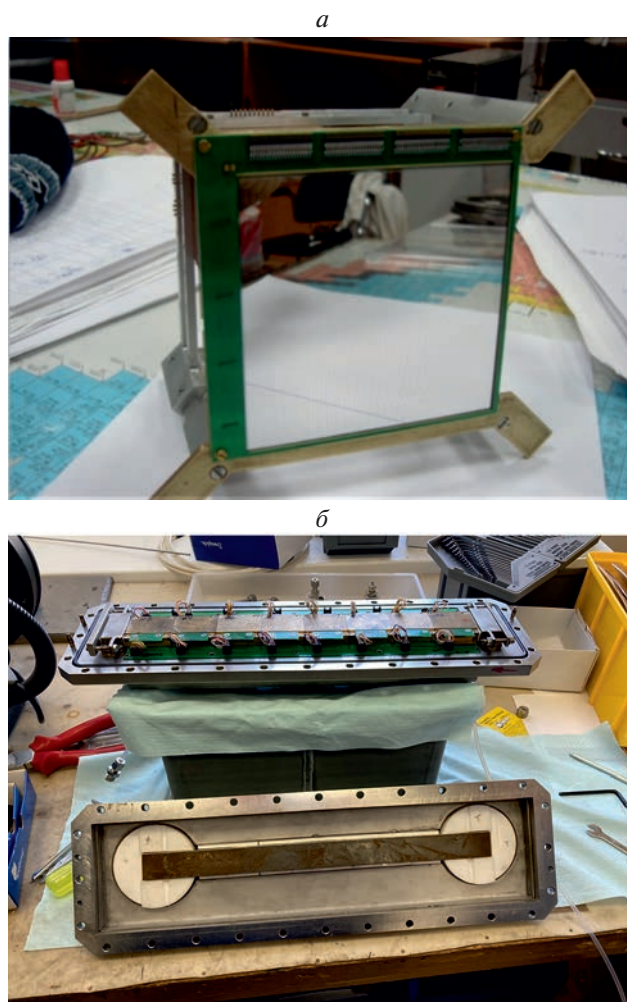


Рис. 3. Si-детекторы, применяющиеся в фокальной плоскости сепаратора GRAND. Si-детектор 128×128 стрипов, используемый для α -, β -спектроскопии, регистрации SF (а); система “пенал” (в открытом виде) для исследований по газовой химии (б).

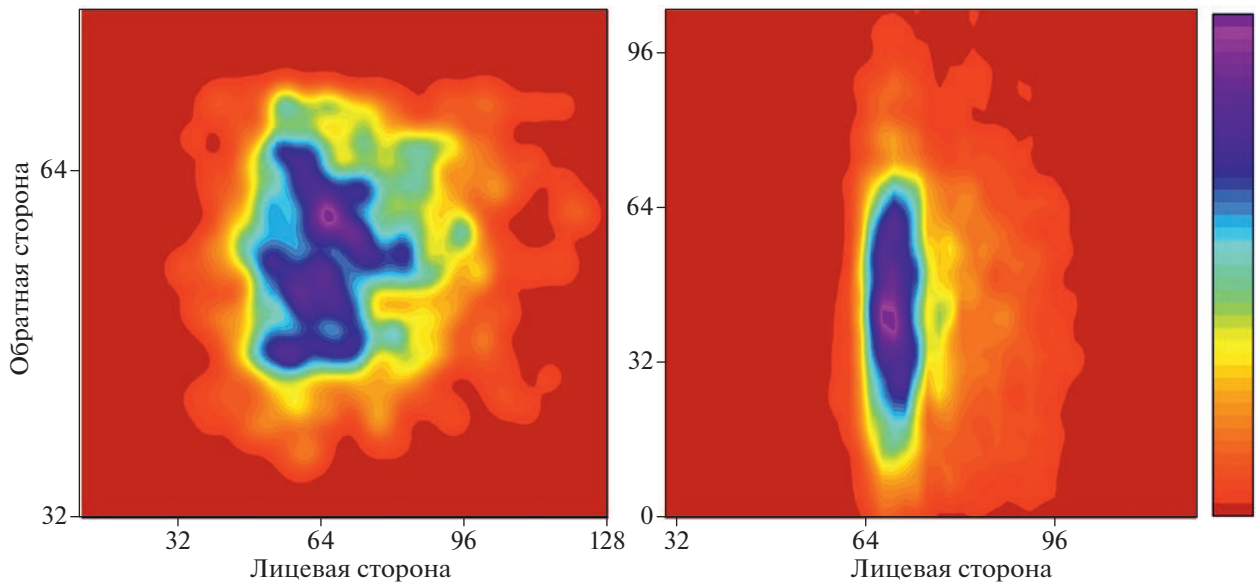


Рис. 4. Двумерные спектры распределения альфа-частиц в фокальном детекторе; при фокусировке V–H–V (а), V–V–H (б).

водились при наличии коллиматора и без него. Настройки квадрупольных линз и дипольных магнитов рассчитывались для транспортировки альфа-частиц ^{218}Po 6002 кэВ и ^{214}Po 7687 кэВ, которые являются дочерними продуктами ^{226}Ra ; а также, для энергии α -частиц ^{244}Cm 5804 кэВ. Пучок выводился в центр детектирующей плоскости (рис. 4а) и имел округлую форму. Магнитная жесткость вычислялась по формуле:

$$B\rho = 0.144 \frac{\sqrt{AE}}{q}, \quad (1)$$

где B — магнитное поле [Тл], ρ — радиус поворота в магнитном поле [м], A — масса частицы [а.е.м.], E — энергия частицы [МэВ], q — заряд частицы. Стоит помнить, что 98.5% альфа-частиц имеет заряд $q = 2$ и только 1.5% имеет $q = 1$. Текущий радиус поворота рассчитывался по формуле:

$$\rho_0 = \frac{B\rho}{B_0}, \quad (2)$$

где B_0 — текущее магнитное поле дипольного магнита (из настройки). Эффективная длина диполя по оптической оси сепаратора рассчитывалась следующим образом:

$$L_{\text{eff}} = \alpha\rho_0, \quad (3)$$

где $\alpha = (\pi\theta) - 180$, а θ — угол поворота дипольного магнита.

В результате измерений и описанных выше расчетов выявлены расхождения радиусов поворота и эффективных длин дипольных магнитов с заявленными в документации.

Наличие и отсутствие коллиматора влияло только на интенсивность альфа-частиц. При перестройке на другой заряд (с 2+ на 1+) параметр L_{eff} менялся незначительно (± 2 мм). Средние значения эффективных длин дипольных магнитов приведены в табл. 2. Отличие от значений производителя, вероятно, объясняет тем, что пучок частиц двигался по разным траекториям. Однако, если для первого дипольного магнита разница почти незаметна, то для второго диполя (с углом поворота 15.2°) этот параметр сильно ниже — 4.6%.

В сепараторе продукты ядерных реакций с разными магнитными жесткостями движутся по разным траекториям, поэтому очень важной характеристикой установки считается дисперсия в фокальной плоскости сепаратора D_x . Это величина смещения траектории частицы по оси x в фокальной плоскости при изменении магнитной жесткости на 1%. Измерение D_x проводилось с теми же α -источниками и рассчитывалось по формуле (4):

$$D_x \left[\frac{\text{мм}}{\% B\rho} \right] = dsdl, \quad (4)$$

где ds — число стрипов детектора, на которое сдвинулся пучок, dl — размер стрипа в мм. В результате, дисперсия для энергий α -частиц 6002 и 7686 кэВ равна $32.8 \pm 0.6 \frac{\text{мм}}{\% B\rho}$ (для фокусировки V–H–V) и

$10.8 \pm 0.1 \frac{\text{мм}}{\% B\rho}$ (для фокусировки V–V–H). На рис. 4 изображены спектры имплантации α -ча-

Таблица 2. Результат расчета параметров дипольных магнитов по измерениям на источниках ^{226}Ra и ^{244}Cm

Фокусировка	E_α , кэВ	$B\rho$, Тл · м		ρ_{D_1}/ρ_{D_2} , мм	$L_{\text{eff}}^{D_1}$, мм	$\langle L_{\text{eff}}^{D_1} \rangle$, мм	$L_{\text{eff}}^{D_2}$, мм	$\langle L_{\text{eff}}^{D_2} \rangle$, мм
V ^к H V	6002	2+	0.352	1832/1635	$1007.3^{+10.8}_{-10.6}$	$1007.3^{+11.1}_{-10.9}$	$432.4^{+4.8}_{-4.7}$	$431.5^{+5}_{-4.9}$
		1+	0.705	1833/1642	$1007.8^{+19}_{-19.1}$		$434.3^{+12}_{-12.3}$	
	7686	2+	0.39	1822/1585	$1001.8^{+12.4}_{-12.1}$		$419.2^{+5.4}_{-5.3}$	
		1+	0.79	1823/1590	$1002.3^{+18.3}_{-18.6}$		$420.5^{+11}_{-11.5}$	
V ^б V H	5804	2+	0.346	1850/1705	$1017.2^{+11.1}_{-10.9}$		$450.9^{+5.1}_{-5.03}$	
SigmaPHI Производитель				1800/1721		1007.5^{+3}_{-3}		452.5^{+3}_{-3}

^к Тест с коллиматором.

^б Тест без коллиматора.

стиц при горизонтальной и вертикальной фокусировке, соответственно с разными дисперсиями.

Высокая дисперсия обеспечивает лучшее разрешение продуктов реакции и снижает фон. Но реализация высокой разрешающей способности требует увеличения детекторов и повышает чувствительность системы к неопределенностям зарядов ионов и настроек магнитов.

ТЕСТОВЫЕ ОБЛУЧЕНИЯ ПО α -СПЕКТРОСКОПИИ

Эксперимент проводился для реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$. Энергия пучка налетающих частиц $E_b = 227$ МэВ (в середине мишени 217 МэВ). Набран общий интеграл $8.87 \cdot 10^{17}$ частиц при интенсивности пучка $I = 1.1$ мкА · частицу. Использовалась мишень ^{208}PbS с высокой степенью обогащения (99.99%) толщиной $360 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ на титановой фольге 1.5 мкм. Давление газа в сепараторе было равно 0.7 торр.

Фокальный Si-детектор калибровался по хорошо известным энергиям α -частиц ядер, образующихся в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{170}\text{Er} \rightarrow ^{214}\text{Ra} + 4n$ с энергией α -частиц $E_\alpha = 7137$ кэВ и $^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{217}\text{Th} + 5n$ с энергией α -частиц $E_\alpha = 9260$ кэВ. Энергетическое разрешение в среднем составило $d = 21 \pm 5$ кэВ.

Исследуемая реакция удобна для проведения первых тестов тем, что ядро нобелия-254 имеет хорошо измеренные характеристики распада: $B_\alpha = 90\%$, $B_{SF} = 0.17\%$, $B_{CE} = 10\%$ [18], две энергии α -частиц $E_\alpha = 8050$ кэВ и $E_\alpha = 8093$ кэВ и период полураспада $T_{1/2} = 51.2$ с; два изомерных состояния с периодами полураспада 265 мс и 184 мкс [19].

Спектр α -частиц, зарегистрированный на фокальном детекторе, представлен на рис. 5. Фон на спектре минимальный и цепочка распада $^{254}\text{No} \rightarrow ^{250}\text{Fm} \rightarrow ^{246}\text{Cf}$ идентифицируется прекрасно. Набранная статистика составила $1.08 \cdot 10^5$ α -частиц от ^{254}No . Вертикальное и горизонтальное распределение α -частиц по стрипам расположено по центру (см. рис. 6а и 6б), что подтверждается спектром имплантации событий в фокальный детектор (рис. 7). Провал на рис. 6б и 7 объясняется некорректной работой группы стрипов на обратной стороне детектора.

Эффективность транспортировки ЯО для сепаратора GRAND составила $\sim 60\%$. Если сравни-

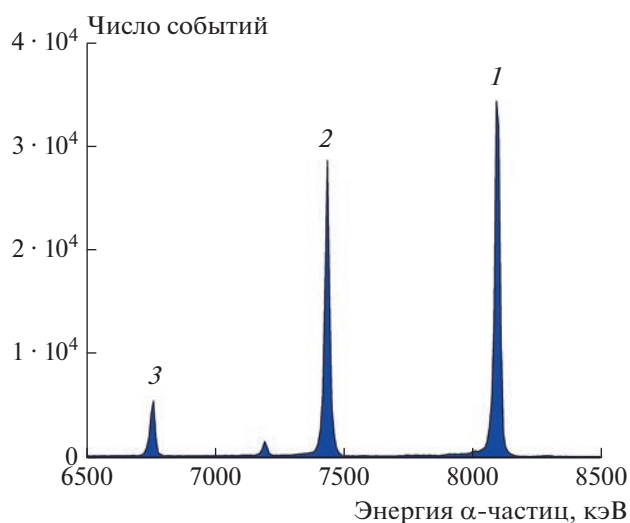


Рис. 5. Спектр α -частиц реакции слияния; 1 – пик α -частиц ^{254}No , 2 – ^{250}Fm , 3 – ^{246}Cf .

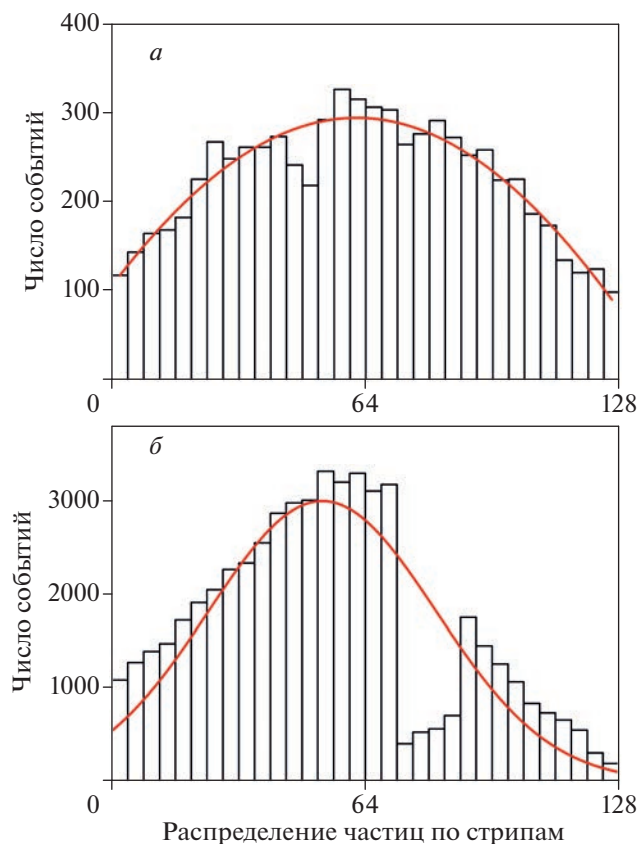


Рис. 6. Горизонтальное распределение частиц по стрипам (с лицевой стороны детектора), аппроксимация Гаусса (а); вертикальное распределение частиц по стрипам (с обратной стороны детектора) (б), аппроксимированные нормальным распределением.

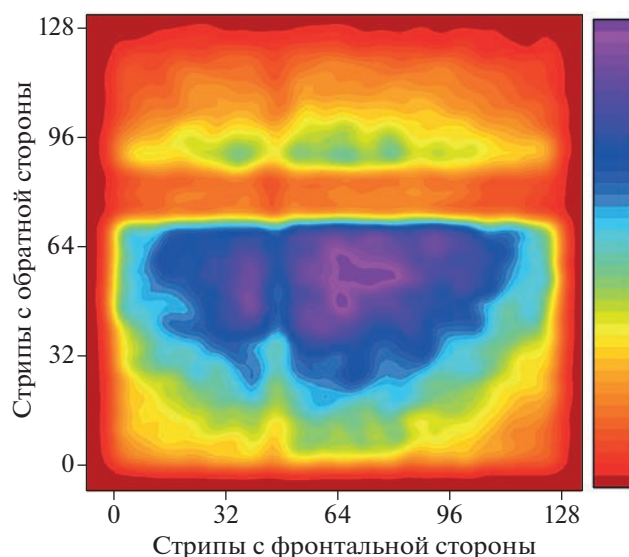


Рис. 7. 2D-спектр имплантации частиц в фокальный детектор.

вать с эффективностью, полученной ранее на установке SHELS для этой же реакции – 38%, то преимущество газонаполненной системы становится очевидной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ тестовой реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$ выявил высокую эффективность транспортировки ЯО на сепараторе GRAND. Для расчета более точных настроек оптической системы будут учитываться измеренные эффективные длины магнитных диполей.

В дальнейшем по периметру фокального DSSSD будут расположены 8 боковых DSSSD $50 \times 60 \text{ мм}^2$ (TUNNEL) и весь этот комплекс кремниевых детекторов будет окружен пятью Ge-детекторами “кловерного” типа, тогда детектирующая система будет аналогом GABRIELA-II.

В будущем для экспериментов по спектроскопии на GRAND планируется синтез изотопов Московия ($Z = 115$) в реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am} \rightarrow ^{288}\text{Mc} + 3n$ с сечением 8.5 пб. Период полураспада ядра ^{288}Mc $T_{1/2} = 170 \text{ мс}$, энергия α -частицы $E_\alpha = 10.3 \text{ МэВ}$. Прежде на DGFRS-1 и DGFRS-2 уже были получены следующие цепочки α -распада $^{288}\text{Mc} \rightarrow ^{284}\text{Nh} \rightarrow ^{280}\text{Rg} \rightarrow ^{276}\text{Mt} \rightarrow \rightarrow ^{272}\text{Bh} \rightarrow ^{268}\text{Db} \rightarrow ^{264}\text{Lr}$ [20–22].

Исследования на установке GRAND пополняют статистику и дадут информацию по тонкой структуре ядер с помощью α -, β -, γ -спектроскопии, которая успешно применяется на сепараторе SHELS.

По газовой химии ожидаются эксперименты химической идентификации сверхтяжелых элементов 112 (Cn) и 114 (Fl).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hauschild K., Yeregin A.V., Dorvaux O. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2006. V. 560. P. 388.
2. Yeregin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1994. V. 350. P. 608.
3. Yeregin A.V., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1997. V. 126. P. 329.
4. Yeregin A.V., Belozero A.V., Chelnokov M.L. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1042.
5. Yeregin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1989. V. 274. P. 528.
6. Еремин А.В., Попеко А.Г., Малышев О.Н. и др. // Письма ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1(192). С. 63; Yeregin A.V., Popeko A.G., Malyshev O.N. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. No. 1. P. 35.
7. Еремин А.В., Попеко А.Г., Малышев О.Н. и др. // Письма ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 192; C. 74; Yeregin A.V., Popeko A.G., Malyshev O.N. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. No. 1. P. 43.

8. *Lopez-Martens A., Hauschild K. and the GABRIELA collaboration* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. No. 7. P. 134.
9. *Oganessian Yu.Ts., Gulbekyan G.G., Gikal B.N. et al.* // Proc. Int. Conf. APAC2004 (Gyeongju, 2004). P. 52.
10. *Гульбекия Г.Г., Дмитриев С.Н., Иткис М.Г. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16. № 6(225). С. 653; *Gulbekian G.G., Dmitriev S.N., Itkis M.G.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 16. No. 6. P. 866.
11. *Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Popeko A.G. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2022. V. 1033. Art. No. 166640.
12. *Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K.* // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78. Art. No. 36301.
13. *Subotic K., Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2002. V. 481. No. 1–3. P. 71.
14. *Kaji D., Morita K., Morimoto K. et al.* // Nucl. Chem. 2003. V. 255. No. 1. P. 77.
15. *Kaji D., Morimoto K., Sato N. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 2013. V. 317. P. 311.
16. *Semchenkov A., Bruchle W., Jäger E. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 2008. V. 266. No. 19–20. P. 4153.
17. *Ninov V., Gregorich K.E., McGrath C.A.* // AIP Conf. Proc. 1998. V. 455. No. 1. P. 704.
18. *Reiter P., Khoo T.L., Lister C.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. No. 3. P. 509.
19. *Clark R.M., Gregorich K.E., Berryman J.S. et al.* // Phys. Lett. B. 2010. V. 690. P. 19.
20. *Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 021601(R).
21. *Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Dmitriev S.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. Art. No. 22502.
22. *Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K.* // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78. Art. No. 36301.

First tests on the gas-filled separator GRAND for the Super Heavy Element Factory at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions in JINR

A. A. Kuznetsova*

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: aakuznetsova@jinr.ru

The gas-filled separator GRAND is experimental setup created for Super Heavy Element Factory of the FLNR (JINR). It is intended for experiments of the synthesis of super heavy elements and for study of their physical and chemical properties. The ion-optical parameters of the setup were checked using α -particle tracing from standard ^{226}Ra and ^{244}Cm sources. The complete fusion reaction of $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256}\text{No}^*$ was used for estimation of the transmission efficiency of recoil nuclei in the separator.

УДК 539.163

ФОТОПРОТОННЫЕ РЕАКЦИИ НА МОЛИБДЕНЕ

© 2023 г. П. Д. Ремизов^{1, *}, М. В. Желтоножская¹, А. П. Черняев¹, С. А. Золотов¹, В. Н. Яценко²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Государственный научный центр Российской Федерации – Федеральный медицинский биофизический центр
имени А.И. Бурназяна Федерального медико-биологического агентства России, Москва, Россия

*E-mail: pd.remizov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Измерен выход (γ, p)-реакций для тормозных γ -квантов с граничными энергиями 20, 40 и 55 МэВ на мишенях из природной смеси изотопов молибдена. Эксперименты выполнены путем измерения активности образующихся изотопов $^{91m, 95m, 96, 97}\text{Nb}$. Измерены средневзвешенные выходы указанных изотопов в (γ, p)-реакциях на изотопах молибдена, впервые получены данные для энергий пучка 40 и 55 МэВ. Экспериментальные значения сравниваются с теоретическими выходами, рассчитанными с помощью программного кода TALYS 1.96 и метода учета изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса.

DOI: 10.31857/S036767652370196X, EDN: ZBBHSW

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение коллективных степеней свободы ядра считается основным механизмом фотоядерных реакций на средних и тяжелых ядрах ($A > 50$) для фотонов с энергиями 10–30 МэВ [1]. Распаду возбужденных состояний ядра соответствуют экситонная [2] и испарительная [3] модели. На их основе программный код TALYS [4] рассчитывает сечения фотоядерных реакций. В настоящее время он часто используется для анализа различных ядерных реакций, однако предсказываемые им выходы фотопротонных реакций оказываются в разы ниже экспериментальных значений для средних ядер [5] и на порядок — для тяжелых [6]. Это различие объясняется влиянием прямого канала испускания протона. Вклад этого канала в общее сечение реакции (γ, p) сопоставим со вкладом статистического канала для ядер с $Z \sim 50$ и становится доминирующим для более тяжелых ядер [7, 8]. Расчеты классических прямых реакций показывают, что для ядер с $A \geq 90$ их вклад незначителен. Поэтому рассматривается полупрямой механизм, при котором протон испускается по прямому каналу, а остаточное ядро распадается по статистическим законам [9]. При таком представлении для вылета протона нет препятствия в виде кулоновского барьера, так как он не успевает сформироваться. Однако при этом происходит расщепление гигантского дипольного резонанса (ГДР) [1]. Хорошо видно из формулы

Вайцеккера, что в этом случае все энергии состояний ядра ($N + 1, Z - 1$) будут сдвинуты вверх относительно состояний ядра (N, Z) за счет энергии симметрии, т.е. прямое испускание протона будет происходить по механизму изоспинового расщепления.

Исследования выходов фотопротонных реакций на молибдене ранее проводились фотоактивным методом. Масумото и др. [10] измеряли выходы реакций $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ и $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ для энергий 30, 40, 50, 58 и 68 МэВ, используя мониторинговую реакцию $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$. Общие значения сечений этой реакции были пересмотрены [11], поэтому полученные с ее помощью значения нуждаются в уточнении.

В работах [12–14] природный молибден облучался тормозным гамма-излучением с несколькими верхними границами (19.5, 29.1, 55.6 и 67.7 МэВ). Измерялись выходы различных фотоядерных реакций относительно реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими, рассчитанными на основе Комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) [15]. В случаях реакций (γ, p) расчеты в рамках КМФР часто имели отличие от экспериментальных результатов (иногда двукратное). Для ^{92}Mo наблюдался повышенный выход фотопротонов. Этот эффект интерпретировался на основе оболочечной структуры ядра.

Изомерные отношения реакций $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}, ^g\text{Nb}$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}, ^g\text{Nb}$ были получены в работе [16] для граничных энергий фотонов 25 и 30 МэВ. Изомерное отношение $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}, ^g\text{Nb}$ для тормозного излучения электронов с энергией 24 МэВ также измерялось в работе [17], где на микротроне облучалась обогащенная мишень ^{98}Mo с обогащением выше 95%. В исследовании [18] природный молибден облучался тормозным излучением с граничной энергией 20, 21, 22, 24 и 25 МэВ, и при всех указанных энергиях изомерной отношение $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}, ^g\text{Nb}$ составило 0.7 ± 0.3 .

Изомерные отношения реакций $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}, ^g\text{Nb}$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}, ^g\text{Nb}$ были измерены с шагом 1 МэВ в области энергий 14–25 МэВ в работах [19, 20]. Источником тормозного излучения с шагом 1 МэВ служил микротрон МТ-25. Облучался молибденовый диск с чистотой 99.99% и массой 0.1997 г. Полученные изомерные отношения сравнивались с результатами аналогичных работ, указанных выше.

Также (γ, p) реакции были изучены в работе [21] для изотопов молибдена и циркония при облучении мишеней тормозным излучением ускорителя электронов с энергией 20 МэВ. Сравнение средневзвешенных выходов с теоретическими продемонстрировало доминирование полупрямых реакций. Представляет интерес исследование парциального вклада статистического и полупрямого каналов для (γ, p) -реакций при различных граничных энергиях тормозного спектра. С этой целью мы произвели облучение мишеней из молибдена на ускорителе с энергией электронов 20 МэВ, что позволило сравнить результаты нашего эксперимента с результатами других авторов, а также получили средневзвешенные выходы фотопротонных реакций на изотопах молибдена для тормозного излучения с граничными энергиями 40 и 55 МэВ.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах облучались мишени из природной смеси изотопов молибдена цилиндрической формы или в форме пластинок массами 0.006, 0.007, 0.044 и 1.68 г. Источниками тормозного гамма-излучения служили ускорители электронов с энергиями пучка 20, 40 и 55 МэВ. Облучение мишеней тормозным излучением электронов с граничной энергией 20 МэВ производилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy. Источником тормозного излучения электронов с граничной энергией 40 МэВ служил ускоритель ЛИНАК-200 (ОИЯИ) с тормозной мишенью из свинца толщиной 3 мм. Тормозное излучение с максимальной энергией 55 МэВ было получено на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [22] с танталовой мишенью толщиной 2.1 мм. Тормоз-

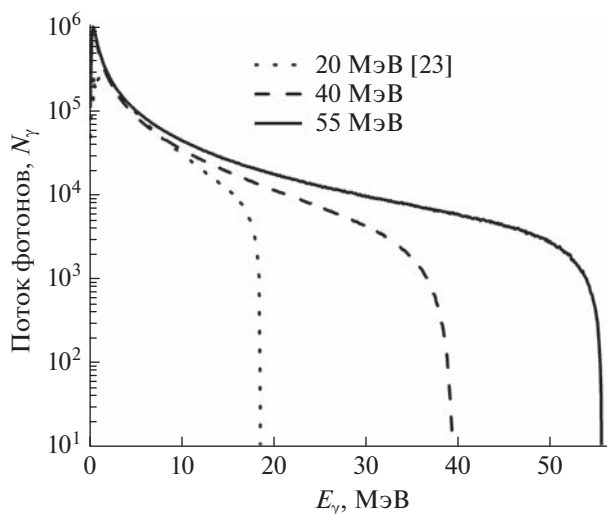


Рис. 1. Спектры тормозного излучения использованных ускорителей электронов.

ной спектр медицинского ускорителя с энергией 20 МэВ был взят из работы [23]. Тормозные спектры других ускорителей были смоделированы с помощью программного кода GEANT4 [24] с шагом 0.1 МэВ. На рисунке 1 показаны спектры тормозного излучения использованных ускорителей.

Время облучения в экспериментах составляло от 40 до 80 мин. Для последующего измерения спектров γ -излучения облученных мишеней использовались спектрометры с детекторами из сверхчистого германия с разрешением 1.8–2 кэВ по линии 1332 кэВ ^{60}Co . Время измерения спектров облученных молибденовых мишеней составляло от 1 часа до 9 сут. Обработка спектров производилась с использованием программного кода Winspectrum [25]. Калибровка по эффективности детекторов была выполнена с помощью стандартных эталонных источников ^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{182}Ta , ^{137}Cs .

В качестве мониторинговой реакции была выбрана $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Эта реакция является внутренней для облучаемых мишеней и в целом часто используется для определения потока тормозного излучения. Экспериментальные сечения реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ для монохроматического γ -излучения (σ_i) были взяты из работы [26]. Хотя в указанном источнике приведено суммарное сечение реакций $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ и $^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$, в [12] показано, что выход реакции (γ, pn) составляет менее 1% от выхода реакции (γ, n) .

Для диапазонов энергии γ -излучения, где отсутствуют экспериментальные сечения мониторинговой реакции, значения σ_i также рассчитывались с помощью TALYS1.96. В работе [27] сечения мониторинговых реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ и $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ рассчитывались с помощью TALYS и сравнива-

Таблица 1. Изучаемые реакции и их ключевые характеристики

Реакция	Энергетический порог, МэВ	Период полураспада, ч	Характерная гамма линия, кэВ (η)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$	7.56	1460.64	1204.7 (2.0%)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$	9.53	86.64	235.7 (24.8%)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$	9.30	839.78	765.8 (99.8%)
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$	9.23	23.35	460.0 (26.6%) 568.9 (58.0%) 810 (11.1%) и др.
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$	9.79	1.20	658 (98.2%)

лись между собой на диапазоне энергий тормозного излучения вплоть до 90 МэВ. Они оказались в хорошем согласии между собой. Это свидетельствует о корректности расчета сечений данных реакций TALYS при энергиях выше области ГДР.

Для нахождения средневзвешенных выходов реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ производилась свертка значений σ_i по спектрам тормозного излучения ускорителей:

$$Y = \frac{\sum \sigma_i \Phi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}{\sum \Phi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}, \quad (1)$$

где Y – средневзвешенный выход реакции (б); Φ_i – весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре. Суммирование производится от энергетического порога реакции ($E_{\text{пор}}$) до максимальной энергии фотонов, соответствующей энергии ускоренных электронов (E_e). Рассчитанные средневзвешенные выходы мониторинговой реакции составили 56.7, 44.6 и 35.7 мб для тормозных спектров 20, 40 и 55 МэВ соответственно. Эти величины давали возможность определить поток тормозного излучения через мониторинговую мишень в каждом эксперименте по формуле (2) [27]:

$$F = \frac{\lambda S M}{Y_{\text{Mo}} m N_A p (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \epsilon k}, \quad (2)$$

где F – поток тормозного излучения выше порога реакции ($\gamma \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$); S – площадь пика в спектре облученной мишени (отсчеты); Y_{Mo} – средневзвешенный выход $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ реакции, рассчитанный по формуле (1) (б); m – масса мишени, нормированная на единицу площади ($\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$); M – атомная масса материала мишени (а.е.м.); N_A – постоянная Авогадро, равная $6.02 \cdot 10^{23}$; p – доля изотопа-мишени в природной смеси; λ – постоянная распада образующегося радиоизотопа (с^{-1}); $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{охл}}$ и $t_{\text{изм}}$ – времена активации, охлаждения и измерения спектра облученной мишени соответственно (с); θ – отношение

живого времени записи спектра к реальному; η – квантовый выход γ -линии изотопа; ϵ – эффективность регистрации гамма-линии детектором; k – коэффициент самопоглощения γ -линии в мишени [28]. Физические константы были взяты из работы [30].

Изучаемые реакции и некоторые их характеристики приведены в табл. 1. Индекс m обозначает изомерное состояние ядра, индекс g – основное. После перенормировки потока при подстановке в формулу (2) экспериментальных данных и констант конкретной реакции можно определить ее экспериментальный выход.

В случае с изотопом ^{91m}Nb определение выхода осложняется образованием в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ ядра ^{91m}Mo в короткоживущем изомерном состоянии. Оно в 49.9% случаев распада превращается в ^{91m}Nb . Сечение $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m}\text{Mo}$ рассчитывалось по формуле (1) на основе экспериментальных сечений реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ из работы [26] и экспериментальных изомерных отношений [19] образования в указанной реакции ядра ^{91}Mo в основном и изомерном состояниях. Короткое время жизни ядра ^{91m}Mo позволяет использовать формулу (2) приближенно, подразумевая в качестве Y суммарный выход материнского и дочернего ядер. После вычитания парциального выхода ^{91m}Mo остается экспериментальный выход ^{91m}Nb . Погрешность определения выхода реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ обусловлена преимущественно неопределенностью в вычислении выхода ^{91m}Mo .

Сечение ^{95g}Nb определялось путем расчета по формуле (2) средневзвешенного выхода ^{95m}Nb и последующего использования формулы для нахождения изомерных отношений [31]. Учитывалась разница энергетических порогов реакций.

Теоретические выходы, соответствующие статистической модели, определялись с помощью TALYS1.96 по формуле (1).

Учет изоспинового расщепления ГДР производился по методу, изложенному в работе [21].

Таблица 2. Средневзвешенные выходы (γ, p) -реакций на ядре ^{92}Mo

Реакция (энергия тормозного излучения)	Средневзвешенный выход, мб		
	экспериментальный	теоретический (TALYS1.96)	теоретический (учет полупрямого механизма возбуждения ГДР [21])
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ (20 МэВ)	23.0 ± 1.5	18.7	—
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m+g}\text{Nb}$ (20 МэВ)	—	20.3	16.0
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ (40 МэВ)	23.7 ± 2.0	22.8	—
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m+g}\text{Nb}$ (40 МэВ)	—	25.7	12.7
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ (55 МэВ)	15.4 ± 2.3	19.4	—
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m+g}\text{Nb}$ (55 МэВ)	—	22.1	8.8

Ядра с $N \neq Z$ имеют в основном состоянии изоспин $T_0 = 0.5(N - Z)$. При поглощении $E1$ -фотона могут возбуждаться две группы состояний: $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$ [32]. Компоненты $T_<$ и $T_>$ примерно соответствуют фотонейтронной и фотопротонной реакциям. Отношение вероятностей возбуждения этих компонент зависит только от изоспина ядра и его атомной массы:

$$\frac{S(T_>)}{S(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}} \right). \quad (3)$$

Изоспиновое расщепление смещает положение компоненты $T_>$ относительно $T_<$ в более высокоэнергетическую область на величину ΔE :

$$\Delta E = \frac{60(T_0 + 1)}{A}. \quad (4)$$

Средневзвешенный выход реакции (γ, n) на изотопах $^{96}, ^{97}, ^{98}\text{Mo}$, который можно определить по формуле (1), связан со средневзвешенным выходом реакции (γ, p) [1]. Коэффициентами пропорциональности служит формула (3) и разница эффективных потоков тормозного излучения, обусловленная различием энергетических порогов фотонейтронной и фотопротонной реакций и смещением ΔE .

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты приведены в табл. 2–4. Видно, что в настоящей работе выходы исследуемых реакций при облучении на ускорителе электронов с энергией 20 МэВ выше, чем в исследовании [21], хотя оно проводилось на ускорителе с той же обозначенной энергией. Источником расхождений может служить различие в форме тормозных спектров γ -излучения. Как видно из сравнения тормозных спектров на рис. 2, максимальная энергия тормозных фотонов использованного нами медицинский ускорителя составляет 18.50 МэВ.

Свертка производилась с шагом 0.05 МэВ. В работе [21] шаг составлял 1 МэВ и заметное число фотонов обладало энергией 19 МэВ.

В табл. 2 представлены результаты вычислений средневзвешенных выходов реакции (γ, p) на изотопе ^{92}Mo . Видно, что выходы реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ довольно точно рассчитываются статистическими моделями, заложенными в TALYS. Изотоп молибдена с массовым числом 92 является самым протонно-избыточным среди стабильных изотопов этого химического элемента. Энергетический порог отделения протона ниже порога отделения нейтрона. Выход фотопротонной реакции “аномально” высок.

С другой стороны, рассчитанный по методике учета изоспинового расщепления ГДР суммарный выход изотопа $^{91m+g}\text{Nb}$ оказался в разы ниже экспериментального выхода ядра ^{91m}Nb . В

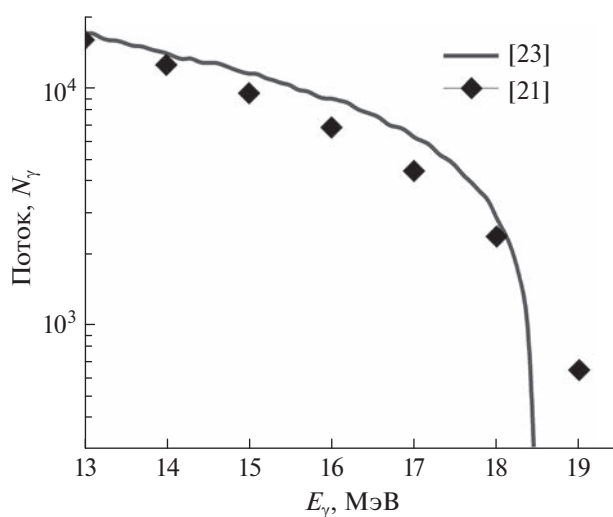


Рис. 2. Сравнение “хвостов” тормозных спектров ускорителей электронов с энергией 20 МэВ из работ [23] и [21]. Спектры нормированы таким образом, что ϕ_i при энергии 5 МэВ равны одной величине.

Таблица 3. Средневзвешенные выходы (γ, p)-реакций на ядре ^{96}Mo

Реакция (энергия тормозного излучения)	Средневзвешенный выход, мб		
	экспериментальный	теоретический (TALYS1.96)	теоретический (учет полупрямого механизма возбуждения ГДР [21])
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ (20 МэВ)	1.99 ± 0.06	0.034	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$ (20 МэВ)	0.74 ± 0.03	0.037	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ (20 МэВ)	2.81 ± 0.07	0.07	1.66
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ (40 МэВ)	2.75 ± 0.14	0.11	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$ (40 МэВ)	2.00 ± 0.17	0.20	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ (40 МэВ)	4.86 ± 0.22	0.31	2.97
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ (55 МэВ)	1.61 ± 0.12	0.10	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$ (55 МэВ)	1.73 ± 0.30	0.21	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ (55 МэВ)	3.38 ± 0.32	0.31	2.78

Таблица 4. Средневзвешенные выходы (γ, p)-реакций с образованием $^{96}, ^{97}\text{Nb}$

Реакция (энергия тормозного излучения)	Средневзвешенный выход, мб		
	экспериментальный	теоретический (TALYS1.96)	теоретический (учет полупрямого механизма возбуждения ГДР [21])
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ (20 МэВ)	1.7 ± 0.2	0.05	0.43
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb} + ^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)^{96}\text{Nb}$ (55 МэВ)	0.91 ± 0.02	0.22	—
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ (20 МэВ)	1.4 ± 0.2	0.01	0.74
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ (55 МэВ)	3.02 ± 0.06	0.16	1.76

работе [21] было предположено, что выход реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ равен сумме парциальных выходов статистических и полупрямых механизмов протекания данной реакции. Наши результаты свидетельствуют скорее о том, что в ядре ^{92}Mo роль изоспинового расщепления незаметна. На исследованном диапазоне энергий фотонов реакции с испусканием протона происходит через составное ядро и довольно точно описывается статистическими законами.

В табл. 4 приведены результаты вычисления выходов фотопротонных реакций на изотопе ^{96}Mo . Выход реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ не является прямой суммой выходов основного и изомерного состояний ядра ^{95}Nb , а нормирован на порог реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$.

При энергиях фотонов выше 20 МэВ ядра $^{95m}, ^{95g}\text{Nb}$ могут образовываться не только в реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$, но и в реакции $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$. Учитывая разницу природного содержания изотопов-мишеней и разницу эффективных потоков для протекания реакций, мы оцениваем выход реакции $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$ на

уровне, не превышающем 10% от выхода реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$. Этот вклад учитывается в погрешности выходов $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ для экспериментов на пучках фотонов 40 и 55 МэВ.

Для граничной энергии фотонов 20 МэВ изомерное отношение $^{95m}, ^{95g}\text{Nb}$ составило 2.6 ± 0.1 . В работе [19] оно равно 1.4 ± 0.1 . Там же продемонстрировано, что изомерные отношения, полученные разными лабораториями, часто не согласуются между собой. Далее в статье видно, что на энергиях 22–24 МэВ изомерное отношение достигает максимума (2.2 ± 0.2) и спадает. Мы определили значения 1.3 ± 0.1 для граничной энергии 40 МэВ и 0.9 ± 0.2 — для 55 МэВ. При облучении молибдена тормозным спектром с граничной энергией 67.7 МэВ изомерное отношение составляет 1.08 ± 0.15 [12].

В табл. 5 показаны результаты вычислений для реакций с образованием изотопов ^{96}Nb и ^{97}Nb . Сравнительно высокая погрешность определения выходов в эксперименте с пучком тормозного излучения 20 МэВ обусловлена условиями записи спектра облученной мишени.

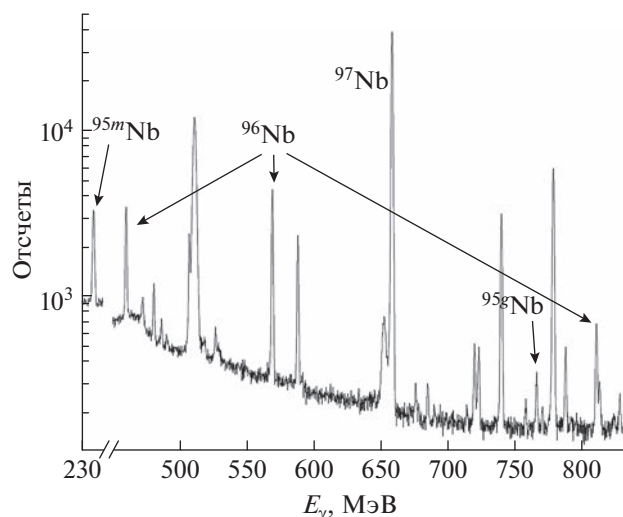


Рис. 3. Фрагмент спектра молибденовой мишени, облученной тормозным спектром ускорителя электронов с энергией 55 МэВ.

При энергии фотонов 55 МэВ вклад реакций $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$ в выход изотопа ^{96}Nb сопоставим. Поэтому в качестве ядер-мишеней рассматриваются оба указанных изотопа молибдена, а за энергетический порог принят порог реакции $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$. На рис. 3 показан спектр γ -излучения облученного тормозным γ -излучением 55 МэВ молибдена с пиками, характерными для ядер $^{95-97}\text{Nb}$. Для определения выхода изотопа ^{91m}Nb с долгим периодом полураспада был записан отдельный спектр.

Сравнение средневзвешенных выходов $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$, $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$ с результатами TALYS 1.96 демонстрирует значительный вклад полупрямых механизмов в итоговый выход фотопротонных реакций. Вклад статистических процессов оказывается многократно меньшим. Наши результаты свидетельствуют о том, что прямое испускание протона в разы и на порядки превышает вероятность вылета протона из составного ядра уже для молибдена с $Z = 42$ (за исключением изотопа ^{92}Mo).

Теоретические расчеты выходов реакций на изотопах $^{96-98}\text{Mo}$, принимающие во внимание полупрямой механизм возбуждения ГДР, ниже экспериментальных значений. У авторов [21] теоретические расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Вероятно, разница объясняется наличием в смоделированном ими спектре фотонов с энергией 19 МэВ, шагом свертки и различными версиями TALYS.

В работе [12] экспериментальные выходы фотопротонных реакций на молибдене сравниваются с теоретическими, рассчитанными на основе КМФР [24]. Относительное среднеквадратическое

отклонение теоретических величин от экспериментальных составило 65.5%. В нашем исследовании аналогичная величина составила 46.6%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены средневзвешенные выходы (γ, p) -реакций на природном молибдене под действием тормозных γ -квантов с граничными энергиями 20, 40 и 55 МэВ. Проведено сравнение полученных результатов с теоретическими, основанными на коллективной модели ядра и полупрямом механизме возбуждения ГДР. Показано, что фотопротонные реакции на изотопе ^{92}Mo происходят преимущественно по статистическим законам, а в случае изотопов $^{96-98}\text{Mo}$ доминирует полупрямой механизм возбуждения ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // УФН. 2021. Т. 191. № 2. С. 147; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. // Phys. Usp. 2021. V. 64. No. 2. P. 141.
2. Cline C.K., Blann M. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 172. No. 2. P. 225.
3. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Иностран. лит., 1954. 658 с.
4. Koning A.J., Rochman D. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. No. 12. P. 2841.
5. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ишханов Б.С. и др. // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 2014. № 5. С. 3; Belyshev S.S., Dzhalavanyan L.Z., Ishkhanov B.S. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2014. V. 69. No. 5. P. 363.
6. Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Ремизов П.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1305; Zheltonozhskiy V.A., Zheltonozhskaya M.V., Remizov P.D. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1083.
7. Wilkinson D. // Hyperfine Interact. 1996. V. 103. No. 1. P. 3.
8. Weinstock E.V., Halpern J. // Phys. Rev. 1954. V. 94. No. 6. P. 1651.
9. Zheltonozhsky V.A., Zheltonozhskaya M.V., Savrasov A.V. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2021. V. 18. No. 3. P. 319.
10. Masumoto K., Kato T., Suzuki N. // Nucl. Instrum. Meth. 1978. V. 157. No. 3. P. 567.
11. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 351; Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 317.
12. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А. и др. // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 2014. № 1. С. 35; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2014. V. 69. No. 1. P. 37.
13. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А. и др. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 11. С. 1427; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. No. 11. P. 1362.

14. Бельшев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. V. 82. № 6. P. 779; Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Khankin V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 702.
15. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2011. Т. 74. № 1. С. 21; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. No. 1. P. 19.
16. Palvanov S.R., Razhabov O. // Atom. Energy. 1999. V. 87. No. 1. P. 533.
17. Гангрский Ю.П., Зузаан П., Колесников Н.П. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. № 10. С. 1733; Gangrski Yu.P., Tonchev A.P., Zuzaan P. et al. // Phys. Atom. Nucl. 1999. No. 62. P. 1615.
18. Davydov M.G., Magera V.G., Trukhov A.V. // Sov. Atom. Energy. 1987. V. 62. No. 4. P. 277.
19. Тхюен Ч.Д., Ан Ч.Т., Кыонг Ф.В. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 1. С. 61; Thiep T.D., An T.T., Cuonget P.V. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No. 1. P. 102.
20. Тхюен Ч.Д., Ан Ч.Т., Кхай Н.Т. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т. 6. № 2. С. 209; Thiep T.D., An T.T., Khai N.T. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6. No. 2. P. 126.
21. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. No. 7. P. 118.
22. Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Ханкин В.В. и др. // ПТЭ. 2018. Т. 61. № 2. С. 20; Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. No. 2. P. 173.
23. Brualla L., Rodriguez M., Sempau J. et al. // Radiat. Oncol. 2019. V. 14. No. 1. Art. No. 6.
24. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 506. No. 3. P. 250.
25. Желтоножская М.В. Желтоножский В.А., Мызников Д.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1446; Zheltonozhskaya M.V., Zheltonozhsky V.A., Myznikov D.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1122.
26. Beil H., Bergère R., Carlos P. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 227. No. 3. P. 427.
27. Deiev O.S., Timchenko I.S., Olejnik S.N. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. No. 2. Art. No. 024617.
28. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2019. V. 456. P. 116.
29. Długosz-Lisiecka M., Bem H. // J. Radioanalyt. Nucl. Chem. 2013. V. 298. No. 1. P. 495.
30. Firestone R.B. Table of isotopes. Springer, 1997. 224 p.
31. Vānskā R., Rieppo R. // Nucl. Instrum. Meth. 1981. V. 179. No. 3. P. 525.
32. Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 147. No. 3. P. 593.

Photoproton reactions on molybdenum

P. D. Remizov^{a,*}, M. V. Zheltonozhskaya^a, A. P. Chernyaev^a, S. A. Zolotov^a, V. N. Yatsenko^b

^a Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Russian State Research Center — Burnasyan Federal Medical Biophysical Center of Federal Medical Biological Agency, Moscow, 123098 Russia

*e-mail: pd.remizov@physics.msu.ru

The yields of (γ, p) -reactions for bremsstrahlung γ -quanta with boundary energies of 20, 40, and 55 MeV on a natural mixture of molybdenum isotopes targets were measured as well as the activity of the resulting 91m , 95m , 96 , 97 Nb isotopes. The weighted average yields of these isotopes formed in (γ, p) -reactions on molybdenum were measured for the first time. The experimental values were compared with the theoretical yields calculated using the TALYS1.96 program code and the method of the consideration of the giant dipole resonance isospin splitting.

УДК 539.1

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ НА ФАБРИКЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2023 г. Д. Ибадуллаев^{1, 2, 3, *}, В. К. Утенков¹, Ю. Ц. Оганесян¹, Ф. Ш. Абдуллин¹,
С. Н. Дмитриев¹, М. Г. Иткис¹, А. В. Карпов¹, Н. Д. Коврижных¹, Д. А. Кузнецов¹,
О. В. Петрушкин¹, А. В. Подшибякин¹, А. Н. Поляков¹, А. Г. Попеко¹, Р. Н. Сагайдак¹,
Л. Шлаттауэр^{1, 4}, В. Д. Шубин¹, М. В. Шумейко¹, Д. И. Соловьев¹, Ю. С. Цыганов,
А. А. Воинов¹, В. Г. Субботин¹, А. Ю. Бодров¹, А. В. Сабельников¹,
Ш. Г. Гиниятова³, К. А. Кутербеков³

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

³Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

⁴Университет Палацкого, Оломоуц, Чехия

*E-mail: Ibadullayev@jinr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

На новом газонаполненном сепараторе DGFRS-2, установленном на пучке циклотрона ДЦ-280 Фабрики сверхтяжелых элементов в ЛЯР ОИЯИ, выполнены эксперименты по синтезу изотопов 114 элемента в реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$. Уточнены свойства распада ^{286}Fl и ^{287}Fl , а также продуктов их α -распада. Обсуждается возможность существования изомерных состояний у ядер в цепочке последовательных α -распадов ^{287}Fl . Измерено максимальное сечение $10.4^{+3.5}_{-2.1}$ пб реакции $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{287}\text{Fl}$.

DOI: 10.31857/S0367676523701971, EDN: ZBIBVZ

ВВЕДЕНИЕ

Обсудим результаты экспериментов с мишенью из ^{242}Pu [1], проведенных на Фабрике сверхтяжелых элементов (Фабрика СТЭ) [2] в ЛЯР ОИЯИ (Дубна). Пучок ионов ^{48}Ca , ускоренных на новом циклотроне ДЦ-280, сталкивается с мишенью из обогащенного изотопа ^{242}Pu , нанесенного на титановую подложку. Выбитые из мишени продукты реакции попадают в газонаполненный сепаратор DGFRS-2 [3], который отделяет их от пучка ионов ^{48}Ca и фоновых частиц. Этот и предыдущий эксперимент $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ [4] были проведены с целью тестирования возможностей Фабрики СТЭ для получения и изучения новых изотопов известных сверхтяжелых элементов до Og ($Z = 118$), а также синтеза новых элементов с $Z > 118$.

Реакцию $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ планируется использовать для дальнейшего изучения химических свойств элемента Fl ($Z = 114$). Для подготовки и проведения таких экспериментов необходимо более точно измерить сечение в максимуме функции возбуждения реакции $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 3n)$, а также

свойства распада ^{287}Fl ($T_{1/2} \approx 0.5$ с) и его дочерних ядер.

Сечение реакции и свойства ядер в цепочке распада ^{287}Fl были впервые измерены на DGFRS в 2003 году [5–8]. Всего было зарегистрировано 19 цепочек распада ^{287}Fl в реакциях с $^{242}, ^{244}\text{Pu}$ и ^{245}Cm . Те же изотопы наблюдались в экспериментах по изучению химических свойств элементов Cn [9] и Fl [10] (6 цепочек), а также на сепараторах SHIP (1 цепочка ^{291}Lv и 4 цепочки ^{283}Cn [11–13]), BGS (1 цепочка ^{287}Fl [14]) и GARIS-II (2 цепочки ^{283}Cn [15]).

В реакциях $^{242}\text{Pu}, ^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ на DGFRS также был синтезирован и наблюдался как дочерний продукт более легкий изотоп ^{286}Fl [6–8]. Две цепочки распада ^{286}Fl были получены на сепараторе BGS в реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ [14, 16].

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент по синтезу изотопов флеровия был проведен с марта по июнь 2021 г. Основные параметры эксперимента приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры эксперимента $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$: Приведены толщины мишени из ^{242}Pu , лабораторные энергии ^{48}Ca в центре мишени, соответствующие энергии возбуждения составного ядра ^{290}Fl , дозы пучка, количество зарегистрированных цепочек распада изотопов Fl и сечения их образования

Толщина мишени, мг/см ²	E_{lab} , МэВ	E^* , МэВ	Доза пучка ($\times 10^{18}$)	Кол-во цепочек $3n/4n$	σ_{3n} , пб	σ_{4n} , пб
^{242}Pu $10 \times 0.76, 0.56, 0.35$	242.5	37.1–40.7	11.2	65/11	$10.4^{+3.5}_{-2.1}$	$1.8^{+1.0}_{-0.6}$
	247.5	41.3–44.8	5.0	4/14	$1.2^{+1.2}_{-0.7}$	$4.8^{+2.1}_{-2.1}$

Мишень состояла из обогащенного изотопа ^{242}Pu (95.5%) и изготавливалась электроосаждением на подложке из Ti толщиной 0.62 мг/см². Мишень состояла из 12 секторов, которые устанавливались по периметру диска диаметром 24 см, и вращалась со скоростью 980 об./мин.

Объем сепаратора DGFRS-2 [3] от системы дифференциальной откачки до детекторной камеры был заполнен водородом под давлением 0.9 мбар. Детекторная камера была отделена от объема DGFRS-2 майларовой фольгой толщиной 0.7 мкм и заполнена пентаном под давлением 1.6 мбар.

Фокальный детектор размером 48 мм по вертикали и 220 мм по горизонтали состоял из двух двухсторонних кремниевых стриповых детекторов размером 48×128 мм² (Micron Semiconductor Ltd.). Они были установлены один за другим так, что передний детектор закрывал часть заднего детектора. Эти детекторы были окружены восемью односторонними боковыми детекторами размером 60×120 мм², каждый с 8 стрипами, образующими коробку глубиной 120 мм. Все сигналы в детекторах с амплитудами выше порога (E_n) 0.55–0.6 МэВ регистрировались независимо цифровыми и аналоговыми системами сбора данных, аналогичными используемым на DGFRS [17].

Перед детекторами были установлены две многопроволочные пропорциональные камеры для регистрации ядер, прошедших через сепаратор [3]. Аналоговая электроника была создана для регистрации в режиме реального времени пространственных, энергетических и временных корреляций между сигналами от имплантации ядер (ER) в детекторы и их α -распадами, зарегистрированными с полной энергией, с параметрами, ожидаемыми для изотопов Fl или их дочерних ядер (а именно, энергии событий и временные интервалы $ER-\alpha$). Эта пара коррелированных событий приводила к отклонению пучка через 0.1 мс после регистрации первой α -частицы для наблюдения распадов дочерних ядер в условиях низкого фона [18–20].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Энергии α -частиц или осколков деления и времени распада ядер в цепочках, относящихся к ^{287}Fl и ^{286}Fl , приведены в [1]. Энергетические спектры и

временные распределения α -частиц ^{287}Fl , ^{283}Sn , ^{279}Ds , ^{275}Hs , ^{271}Sg и ^{267}Rf (только временное распределение), обнаруженных в [5–15] и в данной работе, показаны на рис. 1. Для спектров α -частиц выбирались события с энергетическим разрешением лучше 40 кэВ. Для распределения времен распада были выбраны только распады после зарегистрированного ближайшего предшественника.

Количество новых зарегистрированных цепочек распада ^{287}Fl приблизительно в три раза превышает количество ядер, синтезированных во всех предыдущих экспериментах, что позволяет точнее определить их свойства распада. Периоды полураспада, измеренные в этой работе, составляют 0.33 ± 0.04 , $3.7^{+0.5}_{-0.4}$, 0.18 ± 0.02 , $0.78^{+0.38}_{-0.19}$, 28^{+14}_{-7} с и 40^{+23}_{-11} мин для изотопов ^{287}Fl , ^{283}Sn , ^{279}Ds , ^{275}Hs , ^{271}Sg и ^{267}Rf соответственно. Следует отметить, что в предыдущих экспериментах было обнаружено только 4 цепочки ^{287}Fl , в которых ^{279}Ds испытывает α -распад. Энергетические спектры, измеренные в данном эксперименте, хорошо согласуются с результатами предыдущих экспериментов. Однако период полураспада ^{287}Fl оказался ниже ранее измеренного значения (0.36 ± 0.04 с вместо $0.48^{+0.14}_{-0.09}$ с), что может снизить чувствительность эксперимента по изучению химических свойств Fl.

Если выделить из α -частиц ^{287}Fl и ^{283}Sn только те, которые сопровождаются α -распадом ^{279}Ds , то можно заметить небольшое отличие их энергетических спектров от суммарных α -спектров этих изотопов. Распределения энергий α -частиц и времен распада ядер в таких случаях показаны черными гистограммами на рис. 1. Представляется, что относительно большая часть энергий таких частиц приходится на более низкую энергетическую область спектра. Например, 11 из 66 событий (17%) всего спектра ^{287}Fl были зарегистрированы с $E_\alpha < 9.94$ МэВ, но большая часть, 2 из 8 событий (25%), приведших к α -распаду ^{279}Ds , наблюдались в этой низкоэнергетической области. Для α -частиц ^{283}Sn с $E_\alpha < 9.44$ МэВ эти отношения составляют 9/82 (11%) и 3/9 (33%) соответственно. Кроме того, периоды полураспада ^{287}Fl и ^{283}Sn в таких цепочках несколько меньше тех, которые определены по сумме событий, $T_{1/2} = 0.21^{+0.10}_{-0.05}$ и $2.8^{+1.1}_{-0.6}$ с соответственно (сравните

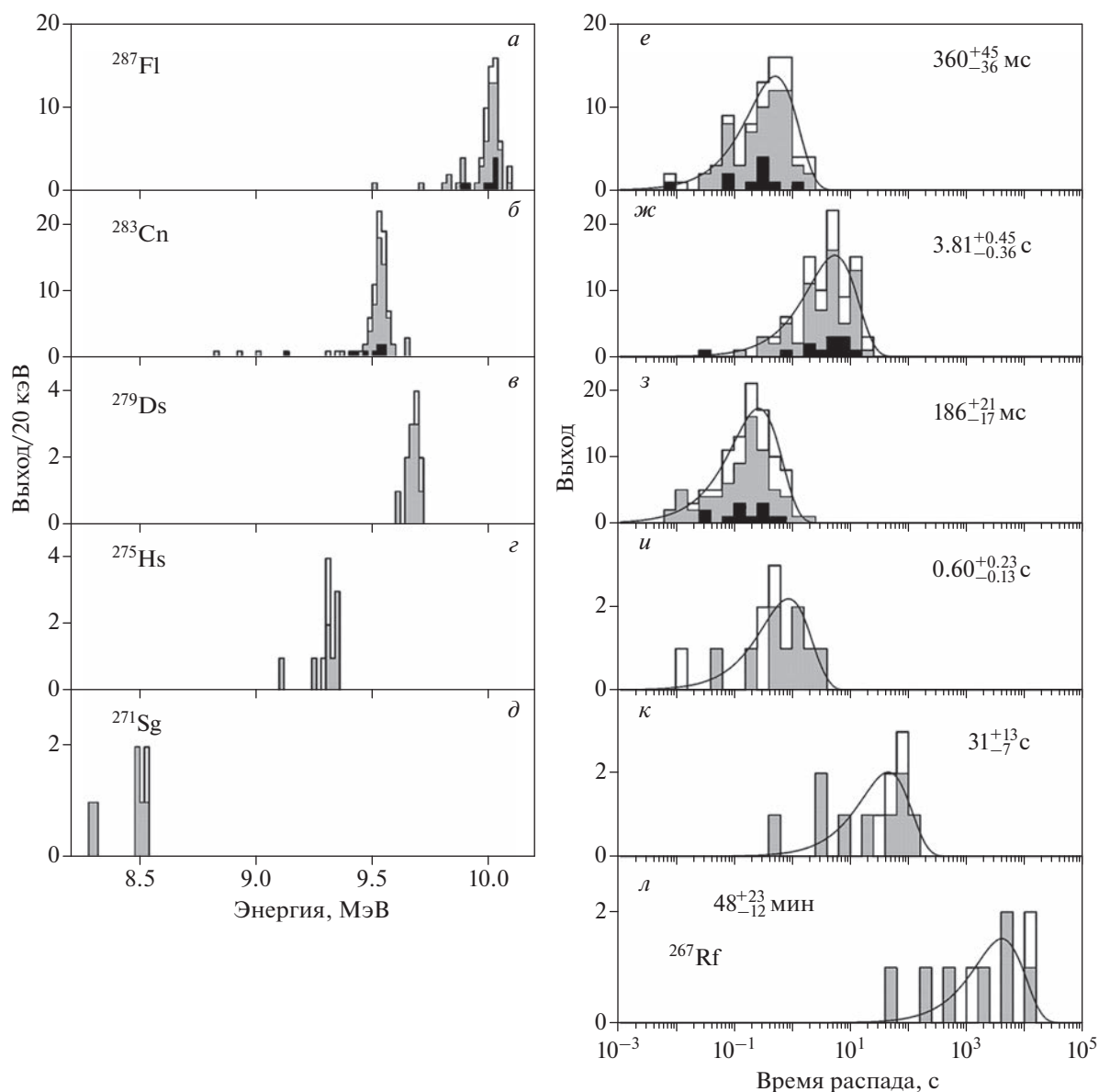


Рис. 1. Энергетические спектры α -частиц (слева) и распределения времен распада в логарифмическом масштабе (справа) для ^{287}Fl (а, е) и дочерних ядер ^{283}Cn (б, ж), ^{279}Ds (в, з), ^{275}Hs (г, и), ^{271}Sg (д, к) и ^{267}Rf (л). Данные этой работы и их совокупность с известными результатами показаны серой и открытой гистограммами соответственно. Энергии α -частиц и времена распада ^{287}Fl и ^{283}Cn с последующим α -распадом ^{279}Ds , а также времена α -распада ^{279}Ds показаны черным цветом.

с данными рис. 1). Период полураспада ^{279}Ds , определенный по его α -распаду, составляет $0.16^{+0.06}_{-0.04}$ с, что аналогично значению, рассчитанному по всем событиям. Очевидно, что эти наблюдения основаны на небольшом количестве событий, и для их подтверждения или опровержения требуются дальнейшие исследования. Если это действительно так, то это может означать, что структура уровней ядер, участвующих в α -распаде, влияет на вероятность деления. Аналогичная особенность наблюдается у ^{261}Rf , который имеет

два состояния с $T_{1/2} = 68$ с, $E_\alpha = 8.28$ МэВ, ветвь спонтанного деления (SF) $b_{SF} < 0.11$ и $T_{1/2} = 3$ с, $E_\alpha = 8.51$ МэВ, $b_{SF} = 0.91$ (см., например, [21]).

В реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ также зарегистрировано 25 распадов соседнего изотопа ^{286}Fl [1]. Спонтанное деление ^{286}Fl зарегистрировано в 11 из 25 цепочек распадов. Такое количество α -распадов и событий SF хорошо согласуется с известной ветвью для α -распада этого изотопа, $b_\alpha = 60^{+10}_{-11}\%$ [5]. Энергетический спектр ^{286}Fl и распределения времен распада ^{286}Fl , наблюдавшихся в [6–8, 14,

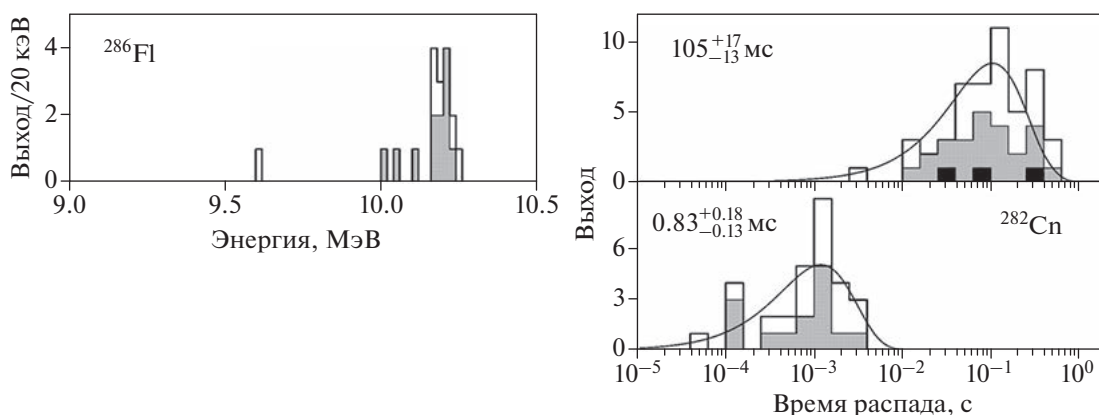


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для ^{286}Fl . Времена распада ^{286}Fl с низкими энергиями α -частиц показаны черным цветом.

16, 17, 22] и этой работе, показаны на рис. 2. Новые данные хорошо согласуются с ранее известными результатами. Период полураспада, измеренный в этой работе, составляет 91_{-15}^{+22} мс для ^{286}Fl . Энергетический спектр вновь измеренных α -частиц также согласуется со спектром, представленным в [5] для ^{286}Fl .

Для четно-четного ^{286}Fl впервые обнаружены три α -частицы с $E_\alpha = 10.003 \pm 0.036$, 10.050 ± 0.027 и 10.109 ± 0.016 МэВ, отличающиеся, с учетом энергетических неопределенностей, от энергии основной линии 10.19 МэВ. Времена их распада выделены черным на рис. 2. Энергия второго пика $E_\alpha = 10.054 \pm 0.053$ МэВ ниже энергии основной линии примерно на 100–200 кэВ.

Возможной причиной таких α -переходов является распад на первый ротационный уровень $2+^{282}\text{Cn}$. Ветвь α -распада в основное состояние

($0+$) и на ротационный уровень $2+$ оценивается согласно [23] как 67 и 33% соответственно. Экспериментальные значения составляют около 82 и 18%. Наблюдаемое различие между расчетными и измеренными значениями ветви распада может быть связано с двумя факторами: недостаточной статистикой распадов на возбужденный уровень и/или завышенным значением деформации β_2 , использованной в расчетах.

Другое объяснение основано на предсказанных изомерных состояниях. Схема двухквaziчастичных уровней ^{286}Fl и его дочернего ядра ^{282}Cn была предложена в [24]. Согласно расчетам, энергия 10.05 МэВ может быть обусловлена заселением в прямой реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ двухквaziпротонного изомерного состояния 5_π^+ у ^{286}Fl и последующим распадом на тот же уровень 5_π^+ у ^{282}Cn . Имеется хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими результатами.

В эксперименте с ^{242}Pu энергии ^{48}Ca выбирались близкими к ожидаемым максимумам сечений $3n$ - и $4n$ -каналов. Для $4n$ -канала измеренные сечения не противоречат известным ранее значениям [6, 16] (см. рис. 3). Максимальное сечение $3n$ -канала превышает значение, измеренное в [6], примерно в 3 раза. Такие различия могут быть связаны с небольшим количеством ядер, зарегистрированных в предыдущих экспериментах. Кроме того, повышенное значение сечения можно объяснить тем, что энергия ^{48}Ca в текущих экспериментах была ближе к максимуму функции возбуждения, чем в [6]. Также на расчетное значение сечения влияла настройка магнитных элементов DGFRS, определяющая его трансмиссию, а также точность оценки толщины мишени и дозы пучка. Для расчета сечений реакций с мишенью толщиной 0.76 мг/см^2 использовалась трансмиссия 50% [25, 26].

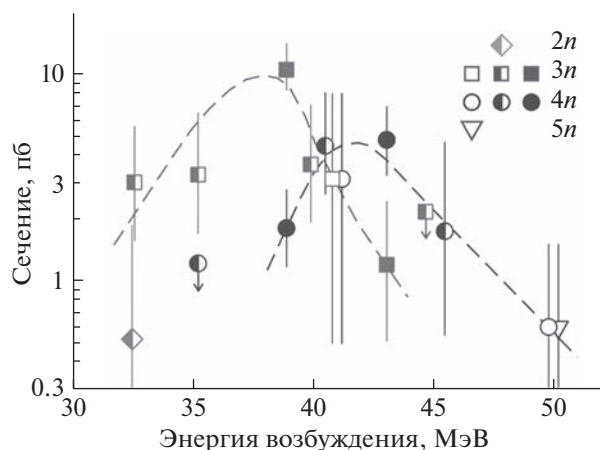


Рис. 3. Сечения реакции $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ с испарением от 2 до 5 нейтронов. Данные, показанные открытыми, полузакрытыми и закрытыми символами, взяты из [6, 11, 15, 16] и этой работы соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реакция $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ изучена при двух энергиях пучка на новом сепараторе DGFRS-2. Свойства распада ^{286}Fl и ^{287}Fl , а также их дочерних ядер были уточнены благодаря 25 и 69 новым цепочкам распада соответственно.

Максимальное сечение $3n$ -канала, ведущего к ^{287}Fl , оказалось примерно в три раза больше, чем было измерено в предыдущих экспериментах.

Два разных α -перехода в основное состояние и на возбужденный уровень в цепочках распадов ^{287}Fl , приводящих к α -распаду ^{279}Ds в одном случае и его SF в другом, могут следовать из несколько разных энергий α -частиц и периодов полураспада ^{287}Fl и ^{283}Cn .

Для четно-четного ^{286}Fl впервые наблюдалась новая α -линия с энергией на 100–200 кэВ ниже основного пика. Обсуждается возможное происхождение этой линии, а именно, заселение ротационного уровня $2+$ у ^{282}Cn или переход, соединяющий изомерные состояния у ^{286}Fl и ^{282}Cn .

Исследования поддержаны Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-10-2020-117), грантом дирекции ОИЯИ, а также грантом XDB34010000 Китайской академии наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Ibadullayev D. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. No. 2. Art. No. 024612.
2. Gulbekian G.G., Dmitriev S.N., Itkis M.G. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 16. P. 866.
3. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Solovyev D.I. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2022. V. 1033. Art. No. 166640.
4. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Kovrizhnykh N.D. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. 064306.
5. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 62.
6. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu. V. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. No. 064609.
7. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu. V. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 054607.
8. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu. V. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 044602.
9. Eichler R., Aksenov N.V., Belozero A.V. et al. // Angew. Chem. Int. Ed. 2008. V. 47. P. 3262.
10. Eichler R., Aksenov N.V., Albin Yu. V. et al. // Radiochim. Acta. 2010. V. 98. P. 133.
11. Hofmann S., Ackermann D., Antalic S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 32. P. 251.
12. Hofmann S., Heinz S., Mann R. et al. // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 180.
13. Hofmann S., Heinz S., Mann R. et al. // Eur. Phys. J. A. 2012. V. 48. P. 62.
14. Stavsetra L., Gregorich K.E., Dvorak J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 132502.
15. Daiya Kaji, Kouji Morimoto, Hiromitsu Haba et al. // J. Phys. Soc. Japan. 2017. V. 86. Art. No. 085001.
16. Ellison P.A., Gregorich K.E., Berryman J.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. No. 18. P. 182701.
17. Brewer N.T., Utyonkov V.K., Rykaczewski K.P. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 024317.
18. Ibadullayev D., Tsyganov Yu.S., Polyakov A.N. et al. // Euras. J. Phys. Funct. Mater. 2022. V. 6. No. 1. P. 18.
19. Tsyganov Yu.S., Ibadullayev D., Polyakov A.N. et al. // Acta Phys. Polon. B. Proc. Suppl. 2021. V. 14. No. 4. P. 767.
20. Ibadullayev D., Tsyganov Yu. S., Solovyov D. I. et al. // Acta Phys. Polon. B. Proc. Suppl. 2021. V. 14. No. 4. P. 873.
21. Haba H., Kaji D., Kikunaga H. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 034602.
22. Sămark-Roth A., Cox D.M., Rudolph D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. Art. No. 032503.
23. Kuklin S.N., Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. // Eur. Phys. J. A. 2012. V. 48. P. 112.
24. Kuzmina A.N., Adamian G.G., Antonenko N.V. // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. Art. No. 027308.
25. Popeko A.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2016. V. 376. P. 144.
26. Solovyev D.I., Kovrizhnykh N.D. // J. Instrum. 2022. V. 17. Art. No. 07033.

Study of the $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ reaction at Super Heavy Element Factory

D. Ibadullayev^{a, b, c, *}, V. K. Utyonkov^a, Yu. Ts. Oganessian^a, F. Sh. Abdullin^a, S. N. Dmitriev^a, M. G. Itkis^a, A. V. Karpov^a, N. D. Kovrizhnykh^a, D. A. Kuznetsov^a, O. V. Petrushkin^a, A. V. Podshibiakin^a, A. N. Polyakov^a, A. G. Popeko^a, R. N. Sagaidak^a, L. Schlattauer^{a, d}, V. D. Shubin^a, M. V. Shumeiko^a, D. I. Solovyev^a, Yu. S. Tsyganov^a, A. A. Voinov^a, V. G. Subbotin^a, A. Yu. Bodrov^a, A. V. Sabel'nikov^a, Sh. G. Giniyatova^c, K. A. Kuterbekov^c

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^b Institute of Nuclear Physics, Almaty, 050032 Kazakhstan

^c Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, 010000 Kazakhstan

^d Palacky University Olomouc, Department of Experimental Physics, Faculty of Science, Olomouc, 771 46 Czech Republic

*e-mail: Ibadullayev@jinr.ru

Experiments on the synthesis of isotopes of element 114 in the $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ reaction were carried out at a new gas-filled separator DGFRS-2 online to the DC-280 cyclotron of the Superheavy Element Factory at FLNR JINR. The decay properties of ^{286}Fl and ^{287}Fl , as well as their α -decay products, were refined. The possibility of the existence of isomeric states in successive α -decays of ^{287}Fl is discussed. The maximum cross section of $10.4_{-2.1}^{+3.5}$ pb was measured for the $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{287}\text{Fl}$ reaction.

УДК 539.121.667

ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ УСТАНОВКИ КОМПАКТНЫЙ МЮОННЫЙ СОЛЕНОИД (CMS)

© 2023 г. С. В. Петрушанко* от имени коллаборации CMS

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: Serguei.Petrouchanko@cern.ch

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Проанализированы последние результаты, полученные коллаборацией Компактный мюонный соленоид (CMS) по изучению физики тяжелых ионов на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Проведенные на установке CMS исследования кварк-глюонной плазмы дают ценную информацию о поведении материи в экстремальном режиме ядро-ядерных соударений сверхвысоких энергий.

DOI: 10.31857/S0367676523701983, EDN: ZBPILL

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент Компактный мюонный соленоид (CMS) [1] на Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРНе (CERN) — замечательная площадка для тщательного изучения столкновений тяжелых ионов ультрарелятивистских энергий. Его точный трековый детектор (область по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$), широкий охват калориметрической системы (электромагнитный и адронный калориметр $|\eta| < 5.2$ и калориметр CASTOR — $6.6 < \eta < -5.2$), а также высокоэффективная мюонная система ($|\eta| < 2.5$) в комбинации с сильным магнитным полем сверхпроводящего соленоида индукцией 3.8 Тл — идеальное решение для исследований столкновений ядро—ядро в условиях огромного числа рождающихся частиц.

Первые соударения Pb—Pb в установке CMS были зафиксированы в ночь с 6 на 7 ноября 2010 г. По вопросам, связанным с изучением ядро-ядерной материи, коллаборация CMS к настоящему моменту времени опубликовала уже более ста научных статей [2], представлен также целый ряд предварительных результатов [3]. В рамках данной статьи представляется невозможным описать все эти работы, поэтому основной акцент будет сделан на наиболее важных и самых интересных последних результатах.

МЯГКИЕ ТЕСТЫ АДРОННОЙ МАТЕРИИ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ НА УСТАНОВКЕ CMS

Мягкие тесты плотной адронной материи — это изучение рождения низко- и среднеэнерге-

тичных частиц: множественность частиц в событии, различные спектры частиц, азимутальная анизотропия — эллиптический и прочие потоки, разного рода корреляции между частицами и т.д.

В столкновениях p —Pb при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ и 8.16 ТэВ на пару нуклонов на установке CMS были измерены распределения заряженных частиц по псевдобыстроте η [4]. Было проведено сравнение плотности заряженных частиц с измерениями в других подобных экспериментах при энергиях ускорителей ISR, AGS, SPS, RHIC, Tevatron и LHC. Показано, что зависимость нормализованной плотности числа заряженных частиц на один взаимодействовавший нуклон в центральной области по псевдобыстроте от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ подчиняется степенному закону: $\sim s_{NN}^{0.158}$ для столкновений ядро—ядро, $\sim s_{NN}^{0.103}$ для протон—ядро и $\sim s_{NN}^{0.110}$ для протон—протон.

Почти полная герметичность калориметров установки CMS позволила изучить распределение по поперечной энергии E_T в диапазоне более 13.2 единиц по η в столкновениях p —Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [5]. Сравнение экспериментальных данных при энергии коллайдера LHC с данными ускорителей SPS, SIS, AGS и RHIC показало, что скорость роста плотности поперечной энергии E_T с увеличением $\sqrt{s_{NN}}$ сильнее для соударений ядро—ядро, чем в протон—ядро, вероятно, из-за повышенной тормозной способности

образующейся материи тяжелых ядер по сравнению с протонами.

Дальнодействующие (разница η между двумя частицами $2 < |\Delta\eta| < 4$) узко-угловые (разница азимутальных углов между двумя частицами $\Delta\phi \approx 0$) корреляции – так называемый “ридж”-эффект (“ridge”, эффект “горба” или “хребта”) – были обнаружены на установке CMS в столкновениях p – p при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ большой множественности [6], столкновениях p –Pb энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [7] и Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [8]. Интересно, что в p –Pb столкновениях “ридж”-эффект значительно сильнее по абсолютному значению, чем в p – p столкновениях при той же множественности частиц.

В то же время, при исследовании ультра-периферических столкновений p –Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ на установке CMS “ридж”-эффект не удалось обнаружить [9], хотя измеренные значения эллиптического потока v_2 в таких соударениях оказались существенно выше, чем в обычных p –Pb соударениях той же множественности. Понятно, что причины появления и свойства “ридж”-эффекта в различных системах требуют дальнейшего изучения.

В эксперименте CMS измерен эллиптический поток v_2 с помощью метода кумулянтов впервые вплоть до 10 степени в соударениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [10]. Обнаружено, что значения v_2 у кумулянта 4 степени существенно ниже значений для 2 степени. В тоже время значения v_2 для кумулянта 4 степени практически не отличаются от 6, 8 и 10 степеней. Эти сведения могут существенно помочь при определении геометрии начального состояния материи до начала ее гидродинамического расширения при столкновениях ядер сверхвысоких энергий.

Для столкновений Xe–Xe при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ в эксперименте CMS были измерены значения эллиптического v_2 , триангулярного v_3 и квадрупольного v_4 потоков с помощью различных методов [11]. На рис. 1 представлены v_2 в зависимости от поперечного импульса p_T для столкновений Xe–Xe и Pb–Pb ряда центральных (от 0–5 до 60–70%). Значения v_2 для Xe–Xe несколько больше, чем у Pb–Pb для наиболее центральных столкновений, но близка или немного меньше для полуженальных и периферических. По всей видимости, это связано с большей флуктуационной составляющей в системе соударений ядер достаточно легкого ксенона по сравнению с более тяжелыми ядрами свинца.

ЖЕСТКИЕ ТЕСТЫ АДРОННОЙ МАТЕРИИ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ НА УСТАНОВКЕ CMS

Жесткие тесты – это изучение высокоэнергичных объектов в ядро-ядерных соударениях: адроны с большими поперечными импульсами, кварконии и другие тяжелых мезоны, адронные струи и т.п.

Благодаря высокоэффективной мюонной системе совместно с точным трековым детектором установка CMS идеально подходит для исследования свойств кваркониев (J/ψ и Υ) по изучению их распадов на мюоны в ядро-ядерных соударениях. Экспериментальные данные об особенностях рождения и подавления J/ψ и Υ в плотной кварк-глюонной среде – среди наиболее важных результатов по физике тяжелых ионов на установке CMS.

В соударениях Pb–Pb при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ и 5.02 ТэВ было зафиксировано существенное подавление рождения J/ψ по сравнению с p – p соударениями таких же энергий [12]. Величины подавления рождения J/ψ для двух энергий столкновений практически не отличаются для тех же p_T и η частиц и центральности столкновений. При этом подавление J/ψ оказалось максимальным в центральных соударениях по сравнению с полуженальными и периферическими. Рождение $\psi(2S)$ подавлено существенно больше, чем J/ψ .

В соударениях Pb–Pb при энергиях также отметить, что детектор CMS впервые смог обнаружить сигнал от $\Upsilon(3S)$ в соударениях Pb–Pb. Как и для J/ψ , подавление Υ максимально для центральных соударений. Подавление всех трех состояний семейства Υ также обнаружено и в столкновениях p –Pb такой же энергии [14], но оно вполне ожидаемо оказалось меньше, чем в Pb–Pb, с аналогичной зависимостью от масс состояний. На рис. 2 представлены измеренные в эксперименте CMS инвариантные димюонные массовые спектры в области семейства Υ в p – p и p –Pb столкновениях, наглядно демонстрирующие подавление Υ -мезонов в p –Pb.

Зависимости v_2 и v_3 так называемых “прямых” (рождаются непосредственно через $c\bar{c}$ -кварковую пару) и “непрямых” (рождаются вторично при распаде b -кварка) J/ψ -мезонов от p_T и среднего числа участников ядро-ядерного взаимодействия были измерены в эксперименте CMS в столкновениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [15]. Для обоих типов J/ψ найдено существенное значение величины v_2 до $p_T < 50$ ГэВ/с. v_2 “непрямых” J/ψ оказался ниже, чем для “прямых”. С помощью детектора CMS впервые удалось измерить v_3 “прямых” и “непрямых” J/ψ отдельно, показав, для обоих типов J/ψ значение v_3 равно или очень близко к нулю. Кроме того, впервые на установке CMS в ядро-ядерных столкновениях

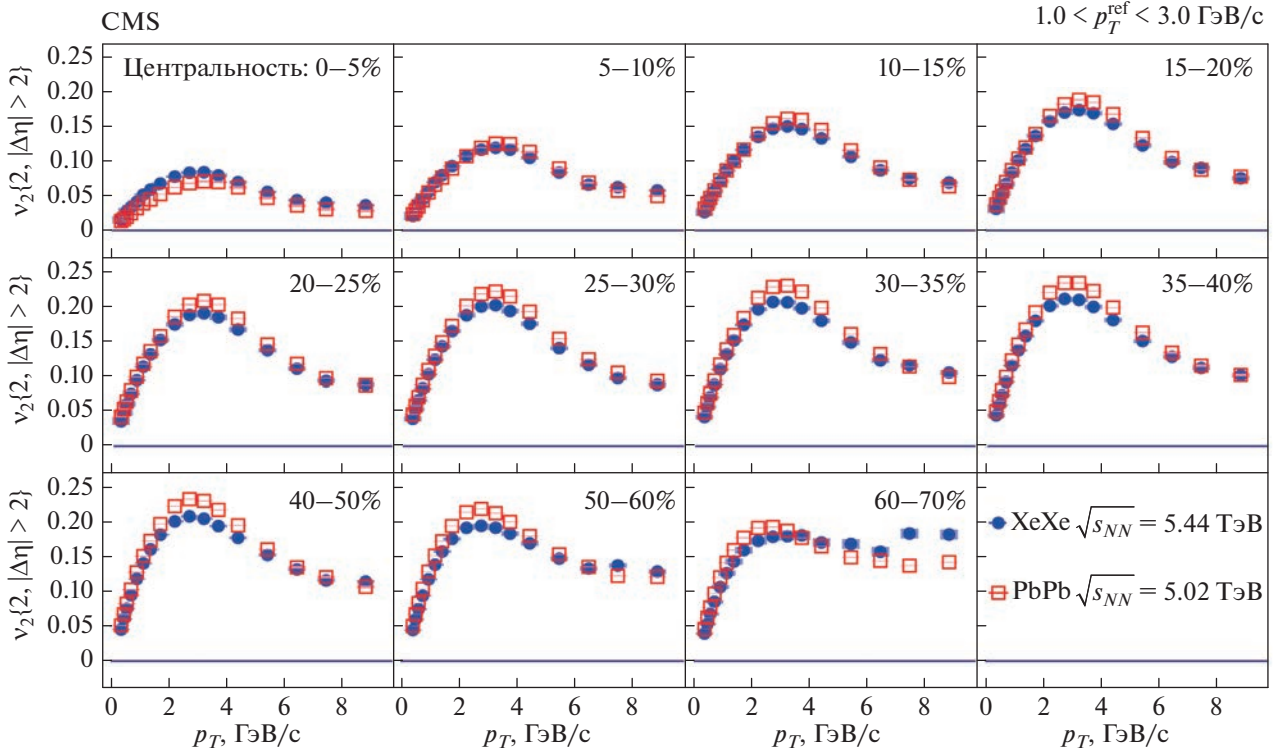


Рис. 1. Сравнение эллиптического потока v_2 , измеренного методом двух-частичных корреляций, для столкновений Xe–Xe при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ (кружки) и Pb–Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (квадраты) в зависимости от поперечного импульса p_T для 11 центральностей столкновений (от 0–5 до 60–70%) на установке CMS. Адаптировано из [11].

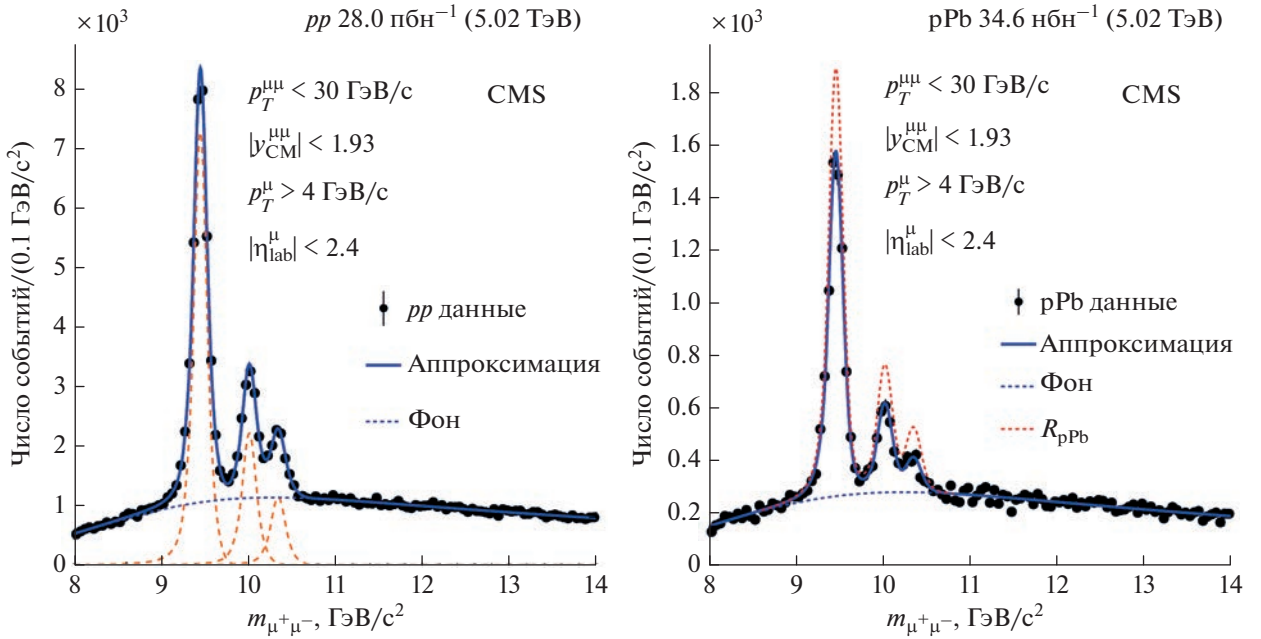


Рис. 2. Измеренный инвариантный димюонный массовый спектр в эксперименте CMS в p – p (слева) и p –Pb (справа) столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – результат их аппроксимации. На левом рисунке красными штриховыми кривыми показан результат выделения сигнала от димюонов в p – p столкновениях, на правом рисунке – он же с поправкой на статистику (для сравнения с данными p –Pb). Синие штриховые кривые – вторичный фон. Адаптировано из [14].

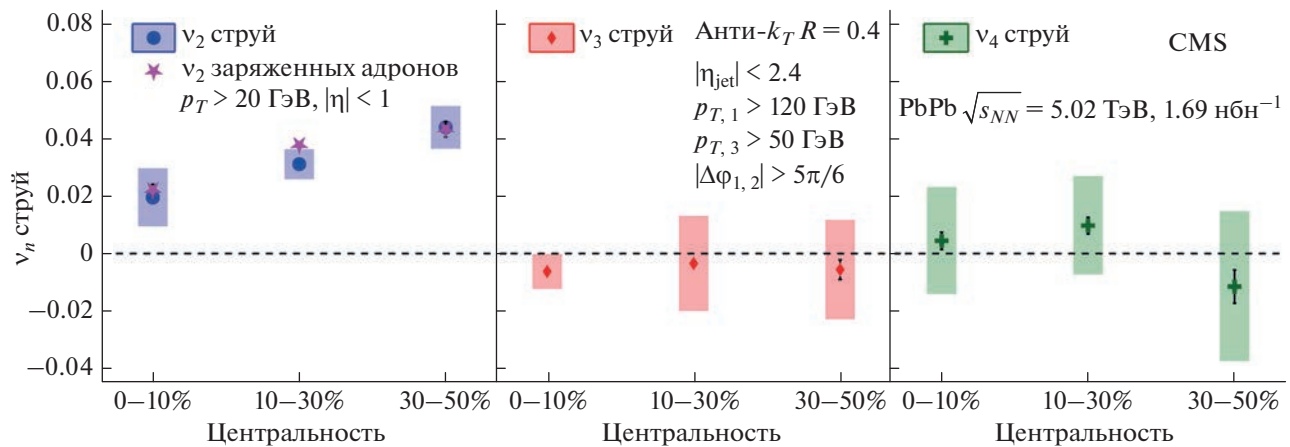


Рис. 3. Эллиптический v_2 (слева), триангулярный v_3 (в центре) и квадрупольный v_4 (справа) потоки парных струй как функция центральности в Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ на установке CMS. Для сравнения слева приведены данные для v_2 заряженных адронов с $p_T > 20$ ГэВ/с тех же центральностей (звездочки). Адаптировано из [26].

измерили v_2 и v_3 для $\psi(2S)$: его v_2 также имеет существенное значение до $p_T < 50$ ГэВ/с, а v_3 — равен или близок к нулю.

В отличие от J/ψ , для $Y(1S)$ в эксперименте CMS было измерено его значение эллиптического потока v_2 , близкое к нулю как в соударениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [16], так и в соударениях p –Pb $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ [17], что, конечно же, потребует дальнейшего экспериментального изучения и теоретической интерпретации.

Эллиптический поток v_2 D^0 -мезонов был измерен в эксперименте CMS в столкновениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [18, 19]. Было обнаружено, что его характеристики близки к v_2 для заряженных адронов. Значение v_2 “непрямых” D^0 оказался ниже, чем для “прямых”, что повторяет результат для J/ψ [15].

Сечения рождения B_s^0 - и B^+ -мезонов были измерены на установке CMS в столкновениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [20]. В ядро-ядерных столкновениях B_s^0 -мезон впервые наблюдался со статистической значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений. Достоверной зависимости отношения вероятности рождения B_s^0/B^+ от поперечного импульса p_T обнаружено не было.

Эксперимент CMS впервые в столкновениях тяжелых ядер смог зафиксировать свидетельства рождения частицы $X(3872)$ [21]. Значимость сигнала $X(3872)$ в столкновениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ составила 4.2 стандартных отклонения. Установлено, что отношение веро-

ятности рождения $X(3872)$ к рождению $\psi(2S)$ в столкновениях Pb–Pb составляет 1.08 ± 0.49 (статистическая ошибка) ± 0.52 (систематическая ошибка) по сравнению с типичными значениями около 0.1 для столкновений p – p . Данный экспериментальный результат важен для теоретического понимания механизма образования и природы этой необычной частицы, кварковая конфигурация которой пока не ясна.

Первые доказательства образования t -кварков в ядро-ядерных столкновениях представлены в эксперименте CMS для Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [22]. Статистическая значимость сигнала от t -кварка составила 3.8 и 4 стандартных отклонения для двух разных методов анализа. Измеренные сечения соответствуют предсказаниям квантовой хромодинамики (КХД).

Одним из первых и самых важных результатов эксперимента CMS по изучению физики тяжелых ионов является обнаружение эффекта “гашения” струй (jet quenching) — сильного дисбаланса в соотношении энергии парных адронных струй в центральных и полуцентральных Pb–Pb соударениях по сравнению с протон-протонными [23, 24]. Изучение эффекта продолжается, в числе последних результатов следует отметить следующую работу.

В эксперименте CMS впервые было проведено изучение адронных струй с учетом их радиусов (при использовании анти- k_T алгоритма) в столкновениях p – p и Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [25]. В центральных столкновениях Pb–Pb наблюдалось сильное подавление струй с большим поперечным импульсом $500 \text{ ГэВ/с} < p_T < 1 \text{ ТэВ/с}$, которое не зависит от радиуса струи. Результа-

ты экспериментального анализа сравнивались с несколькими современными Монте-Карло генераторами событий, однако рассмотренные модели не смогли полностью воспроизвести данные, в том числе и по струям с большим радиусом.

Что касается вопроса об азимутальной анизотропии струй, то в эксперименте CMS впервые были измерены значения потоков v_2 , v_3 и v_4 для парных струй как функция центральности в Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [26]. На рис. 3 представлены v_2 , v_3 и v_4 для парных струй, а также (для сравнения) v_2 для заряженных адронов тех же центральностей. Обнаружено, что значения и зависимость от центральности v_2 парных струй близки к v_2 высокоэнергичных заряженных адронов. В то же время, v_3 и v_4 парных струй равны или близки к нулю. Измеренные значения азимутальных потоков v_2 , v_3 и v_4 дают важные сведения для более точного описания энергетических потерь в кварк-глюонной плазме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Международная коллаборация эксперимента CMS на ускорителе LHC на протяжении последний 10 лет получила целый ряд интереснейших сведений о поведении кварк-глюонной плазмы в различных комбинациях сталкивающихся ядер. Состоявшийся в начале июля 2022 г. запуск третьего этапа (Run 3) исследований на LHC обязательно должен продолжить процесс познания фундаментальных свойств материи.

Автор статьи выражает благодарность организаторам LXXII Международной конференции “Ядро-2022: Фундаментальные вопросы и приложения” за возможность представить доклад на пленарной сессии и обсудить важные вопросы современного состояния физики ядро-ядерных столкновений сверхвысокой энергии, а также всем участникам многонациональной коллаборации эксперимента CMS за многолетнее сотрудничество и помощь в подготовке материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // J. Instrum. 2008. No. 3. Art. No. S08004.
2. <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/HIN>.
3. <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/preliminary-results/HIN>.
4. Sirunyan A.M., Tumasyan A., Adam W. et al. (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2018. No. 1. Art. No. 045.
5. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. No. 2. Art. No. 024902.
6. Khachatryan V. et al. (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2010. No. 09. Art. No. 091.
7. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Lett. B. 2013. V. 718. No. 3. P. 795.
8. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2011. No. 07. Art. No. 076.
9. CMS Collaboration // arXiv: 2204.13486. 2022.
10. CMS Collaboration // CERN CMS-PAS-HIN-21-010. 2022.
11. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 044902.
12. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. Art. No. 509.
13. CMS Collaboration // arXiv: 2303.17026. 2023.
14. CMS Collaboration // Phys. Lett. B. 2022. Art. No. 137397.
15. CMS Collaboration // CERN CMS-PAS-HIN-21-008. 2022.
16. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Lett. B. 2021. V. 819. Art. No. 136385.
17. CMS Collaboration // CERN CMS-PAS-HIN-21-001. 2022.
18. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Lett. B. 2021. V. 816. Art. No. 136253.
19. CMS Collaboration // arXiv: 2212.01636. 2022.
20. Tumasyan A. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Lett. B. 2022. V. 829. Art. No. 137062.
21. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. Art. No. 032001.
22. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. Art. No. 222001.
23. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. No. 024906.
24. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Lett. B. 2012. V. 712. No. 3. P. 176.
25. Sirunyan A.M. et al. (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2021. No. 05. Art. No. 284.
26. CMS Collaboration // arXiv: 2210.08325. 2022.

Heavy-ion physics with Compact Muon Solenoid detector

S. V. Petrushanko* on behalf of CMS Collaboration

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

*e-mail: Serguei.Petrushanko@cern.ch

Recent results on heavy-ion physics at the LHC (CERN) by the Compact Muon Solenoid (CMS) collaboration are analyzed. The tests of quark-gluon plasma carried out with the CMS detector provide valuable information about the behavior of matter in the extreme regime of very high energy nucleus-nucleus collisions.

УДК 539.172.5

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ ПУЧКЕ 18 КАНАЛА УСКОРИТЕЛЯ У-70

© 2023 г. А. М. Горин¹, С. В. Евдокимов¹, А. А. Зайцев², В. И. Изучеев¹, Е. С. Кондратюк¹,
Б. В. Полищук¹, В. И. Рыкалин¹, С. А. Садовский¹*, Ю. В. Харлов¹, А. А. Шангараев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, Протвино, Россия

²Международная межправительственная организация

“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

*E-mail: Serguei.Sadovsky@ihep.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Представлен проект модернизации экспериментальной установки Гиперон-М, расположенной на положительном пучке ускорительного комплекса У-70 в Протвино, с целью изучения механизмов адрон-ядерных взаимодействий. Установку предлагается модернизировать так, чтобы получить возможность изучать возбужденные состояния вторичных ядер, образующихся в результате разных типов первичных адрон-ядерных взаимодействий, методами прецизионной ядерной гамма-спектропии. Потенциально это открывает новое направление в ядерной физике на стыке с физикой элементарных частиц промежуточных энергий.

DOI: 10.31857/S0367676523701995, EDN: ZBPJQP

ВВЕДЕНИЕ

Детальное изучение адрон-ядерных взаимодействий в различных процессах имеет большое значение для понимания механизмов сильного взаимодействия нуклонов в атомных ядрах, исходя из первых принципов, а также для поиска возможных эффектов модификации свойств адронов внутри атомных ядер по сравнению с таковыми в вакууме. Целью проекта является экспериментальное изучение возбужденных состояний ядер, образующихся в результате взаимодействия адронов пучка с ядерными мишенями при импульсах от 5 до 10 ГэВ/с, а также поиск возможных модификаций свойств мезонов, барионов и дибарионных резонансов, если их распады произошли в атомных ядрах. Основное внимание предлагается уделить процессам возбуждения $\Delta(1232)$ -изобар в т.н. Δ -ядрах, см. например [1], равно как и процессам возбуждения дибарионных состояний ($N^*\Delta$, $\Delta\Delta$) в ядрах. Несмотря на то, что квантовая хромодинамика (КХД) цветных кварков и глюонов является общепризнанной теорией сильных взаимодействий, современное теоретическое описание атомных ядер основано на феноменологических моделях взаимодействия бесцветных нуклонов (барионов) и легких мезонов. При этом притяжение нуклонов на сравнительно больших

расстояниях (≈ 1.5 Фм) обеспечивается обменом псевдоскалярными мезонами (в основном пионами), а их отталкивание на близких расстояниях (≈ 0.25 Фм) обменом векторными мезонами (ρ , ω , ϕ) при, напомним, радиусе самого нуклона 0.86 Фм. Откуда сразу видно, что такая модель изолированных нуклонов в ядре является внутренне противоречивой — отталкивание нуклонов наступает, когда их волновые функции в ядре уже в значительной мере перекрываются [2]. Выход из этих противоречий наметился в последнее время. Он основан на дибарионных (шестикварковых) резонансах: на малых расстояниях два нуклона (бариона) теряют свою индивидуальность и превращаются в шестикварковое состояние, одетое мезонными полями, а на сравнительно больших расстояниях формируются, собственно, дибарионные резонансы. В результате возникает своеобразный мостик, соединяющий КХД и ядерную физику, см [3]. Эта картина согласуется с современными представлениями о нуклоне (p , n) как объекте, имеющем достаточно плотное ядро из конституентных кварков с радиусом порядка 0.3 Фм и рыхлую периферию (корону) [4]. Что касается конкретных дибарионных резонансов, интерес представляют, прежде всего, состояния с $\Delta(1232)$ -барионами, т.е. резонансы в $N^*\Delta$ - и $\Delta\Delta$ -системах. Это связано не в последнюю очередь с наблюдением в эксперименте

WASA-at-COSY [5] узкого дибарионного резонанса $d^*(2370)$, распадающегося по каналу $d\pi\pi$ через промежуточное $\Delta^+\Delta^0$ -состояние.

Адрон-ядерные взаимодействия при энергиях выше порога выбивания отдельных нуклонов или фрагментов из ядра-мишени могут приводить к прямым реакциям, которые сопровождаются возбуждением частиц пучка, вторичных ядер, фрагментов. При импульсах меньших 4 ГэВ/с такие реакции приводят, в основном, к перераспределению нуклонов между частицами пучка и ядром-мишенью, формируя, как правило, возбужденные состояния ядер. В многочисленных экспериментах этот класс реакций хорошо изучен, и получено огромное количество экспериментальных данных, лежащих в основе современной ядерной физики.

В области импульсов пучка выше 4 ГэВ/с дополнительно открываются возможности изучать образование и свойства вторичных ядер, образующихся за счет различных Редже-обменов в t -канале реакции при малых квадратах переданных импульсов. При этом отбор конкретного конечного состояния в области фрагментации пучка позволяет фиксировать тип соответствующего t -обмена и тем самым изучать возбуждения вторичных ядер, характерные для данного Редже-обмена в t -канале. Например, в реакции ${}^7\text{Li}(\pi^+, \pi^0){}^7\text{Be}$ возбуждение ядра ${}^7\text{Be}$ идет за счет ρ -обмена, а в реакции ${}^7\text{Li}(\pi^+, 2\pi^0){}^7\text{Be}$ — уже за счет π -обмена. Идентификация возбужденных состояний вторичных ядер при этом может быть проведена методом прецизионной ядерной γ -спектроскопии, т.е. путем измерения γ -спектров в ядерных электромагнитных переходах.

Ядерная γ -спектроскопия потенциально позволяет не только определить, на каком возбужденном уровне образовалось вторичное ядро в реакции, но и определить, произошел ли распад вторичного барионного состояния в вакууме или внутри вторичного ядра. Например, если распад $\Delta^+(1232)$ -бариона произошел в вакууме, то энергия t -обмена пошла на перевод одного из нейтронов первичного ядра в $\Delta^+(1232)$ -изобару, а также на выбивание этой изобары из ядра. А если в результате реакции образовалось Δ^+ -ядро, то при этом энергия на выбивание изобары из ядра уже не тратится, да к тому же и масса $\Delta^+(1232)$ изобары в ядре заметно меньше, чем в вакууме, см. [1]. В сумме разница в энергии возбуждения Δ^+ -изобары в вакууме и в Δ^+ -ядре может достигать 50–70 МэВ.

УСТАНОВКА ГИПЕРОН+

С целью последовательного изучения механизмов адрон-ядерных взаимодействий ниже представлен проект установки Гиперон+ как результат планируемой модернизации существующей установки Гиперон-М [6–8], расположен-

ной на 18 канале ускорительного комплекса У-70. Канал 18 предназначен для вывода вторичного положительного пучка частиц с импульсом в диапазоне от 5 до 10 ГэВ/с. Интенсивность пучка экспоненциально падает с ростом его импульса. При 7 ГэВ/с и поперечном размере пучка $4 \times 4 \text{ см}^2$ (задается коллиматорами) интенсивность может достигать 5×10^5 част./сброс. В пучке до 50% π^+ -мезонов, 46% протонов, 4% K^+ -мезонов и до 0.3% дейтронов. Парциальный состав пучка зависит от его импульса, энергии ускорения первичных протонов в У-70 и материала внутренней мишени. Как правило, используются ${}^9\text{Be}$ или ${}^{12}\text{C}$ мишени.

Схема установки Гиперон+ приведена на рис. 1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков S1–S4, четыре черенковских счетчика C1–C4, ядерную мишень Т диаметром 4.0 см, сцинтилляционный вето-счетчик SA для подавления событий с заряженными частицами в передней полусфере, сцинтилляционный триггерный антисчетчик пучка SB для подавления непроизвольных взаимодействий с мишенью частиц пучка, спектрометр гамма-ядерных переходов GNT (Gamma Nuclear Transition), вето-детектор заряженных частиц CPV (Charge Particle Veto) и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения из свинцового стекла LGD2 (Lead Glass Detector). LGD2 является базовым детектором установки Гиперон-М. Он используется для измерения энергий и координат фотонов, образующихся в первичных адрон-ядерных взаимодействиях

$$h + {}^A_Z \rightarrow M^0 + {}^A_{(Z+1)} \rightarrow n\gamma + {}^A_{(Z+1)}, \quad (1)$$

и вылетающих вперед, в апертуру спектрометра. Здесь $h = \pi^+, K^+, p$; A_Z — ядро мишени с атомным номером A и зарядом Z ; M^0 — мезонное состояние, распадающееся в конечном счете на n фотонов; ${}^A_{(Z+1)}$ — вторичное ядро. Конструктивно LGD2 представляет собой матрицу 24×24 свинцовых стекол размером $8.5 \times 8.5 \times 35 \text{ см}^3$, каждое из которых с торца просматривается ФЭУ-139. Импульсы сигналов с ФЭУ оцифровываются 12-битными АЦП и далее считываются системой сбора данных установки. Более подробное описание спектрометра LGD2 и эксперимента Гиперон-М в целом см. в работах [6–8].

Спектрометр гамма-ядерных переходов GNT и вето-детектор заряженных частиц CPV являются новыми детекторами, которые предстоит создать в рамках модернизации установки Гиперон-М до уровня установки Гиперон+. Как уже отмечалось выше, спектрометр GNT предназначен для регистрации и измерения энергий γ -квантов, излучаемых вторичным ядром ${}^A_{(Z+1)}$ в реакции (1) при γ -переходах его возбужденных состояний в низколежащие. При этом есть основания полагать, что спектр возбужденных

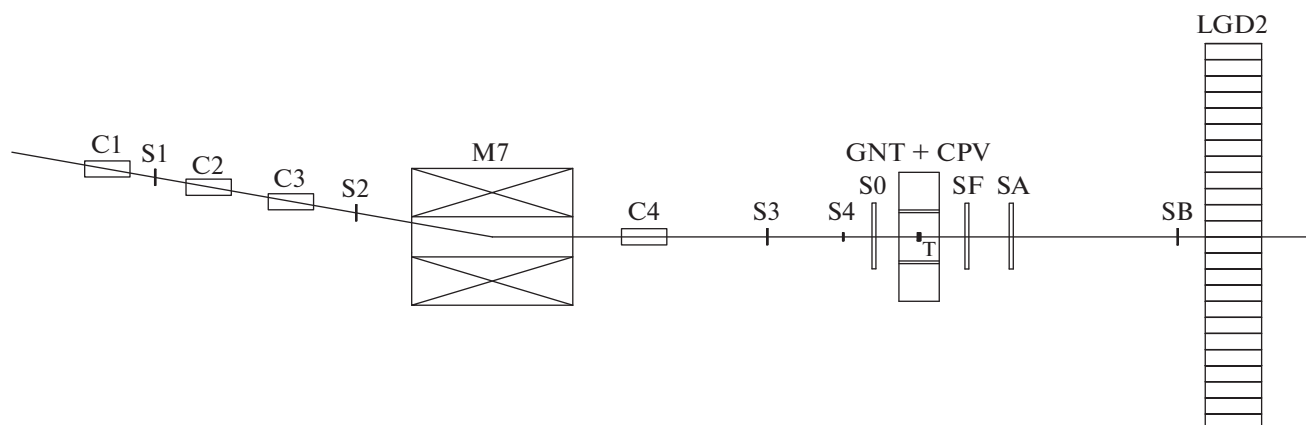


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон+: S1–S4 — пучковые сцинтилляционные счетчики, C1–C4 — черенковские счетчики, M7 — дипольный магнит наведения пучка на мишень, T — мишень, SO — сцинтилляционный вето-счетчик задней полусферы, SF — сцинтилляционный вето-счетчик передней полусферы, SA — сцинтилляционный счетчик нейтрального триггера, SB — сцинтилляционный триггерный антисчетчик пучка, CPV — вето-детектор заряженных частиц, GNT — спектрометр гамма-ядерных переходов, LGD2 — черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла.

состояний вторичного ядра зависит от механизма его возбуждения. Поэтому, например, в реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^+, \pi^0) {}^9\text{B}$ и ${}^9\text{Be}(\pi^+, 2\pi^0) {}^9\text{B}$ следует ожидать разные энергетические спектры γ -девозбуждения вторичного ядра ${}^9\text{B}$. На рис. 2 в качестве иллюстрации приведена известная схема возбужденных уровней для этого ядра, см. [9]. Как видно из рисунка, ожидаемый энергетический спектр γ -переходов варьируется от одного и до 20 МэВ. Это характерный диапазон энергий γ -ядерных переходов в легких ядрах. И именно в этом диапазоне энергий спектрометр GNT должен обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение (порядка 7% при энергии фотона ~ 1 МэВ) для идентификации спектров возбужденных состояний вторичных ядер.

С целью обеспечения указанного разрешения в ядерных γ -переходах в качестве детектирующих элементов в спектрометре GNT предлагается использовать кристаллы NaI(Tl) с размерами $D/L = 63.5/63.5$ мм, а в качестве фотодетекторов — фотоумножители ФЭУ-184ТД с диаметром окна фотокатода 70 мм. Длина кристалла $L = 63.5$ мм соответствует 2.45 радиационной длины. Поэтому электромагнитные ливни от фотонов с энергией 3–4 МэВ и выше будут уже заметно вытекать из кристаллов, что приведет к ухудшению энергетического разрешения спектрометра. Чтобы улучшить разрешение для ливней в диапазоне энергий от 3 до 20 МэВ, предлагается наряду с кристаллами NaI(Tl) использовать кристаллы BGO геометрически таких же размеров как и NaI(Tl). В качестве фотодетекторов также будут использоваться ФЭУ-184ТД. В целом, спектрометр GNT будет состоять из 18 детектирующих элементов (кристалл с фотоумножителем), сгруппированных в три одинаковых кольца, т.е. по шесть

элементов в кольце. Центральное кольцо при этом будет изготовлено из BGO кристаллов, а два боковые — из кристаллов NaI(Tl). Внешне кольца неотличимы. Все три кольца должны быть соединены между собой, а также с вето-детектором CPV, в единое целое при помощи соответствующей инфраструктуры. В геометрическом центре детекторов располагается мишень установки T диаметром 4 см. Вид детекторов со стороны пучка показан на рис. 3.

Как уже отмечалось выше, вето-детектор заряженных частиц CPV являются другим важным детектором, который планируется создать в рамках модернизации установки Гиперон-М. Схематически детектор показан на рис. 4. Он состоит из шести сцинтилляционных пластин, которые ориентированы вдоль пучка и перекрывают всю фронтальную (по отношению к мишени) поверхность спектрометра GNT, а также двух торцевых сцинтилляционных счетчиков: переднего SF и заднего SO. Последний в отличие от счетчика SF имеет отверстие в центре, чтобы беспрепятственно пропустить пучок на мишень установки (рис. 1). Размеры продольных пластин $30 \times 9 \times 0.4$ см³. Пластины просматриваются с одного из торцов кремниевыми фотоумножителями (SiPM) MicroFC-30035-SMT-TA. Торцы продольных пластин видны и на рис. 3. Для повышения эффективности светосбора и концентрации света на светочувствительную поверхность кремниевых фотоумножителей при производстве всех сцинтилляционных пластин будет использоваться техника спектросмещающих волокон [10].

Торцевые сцинтилляционные счетчики SF и SO имеют форму квадратной пластины размером $32 \times 32 \times 0.3$ см³ со срезанными углами для стыковки с SiPM. Пластины торцевых счетчиков сег-

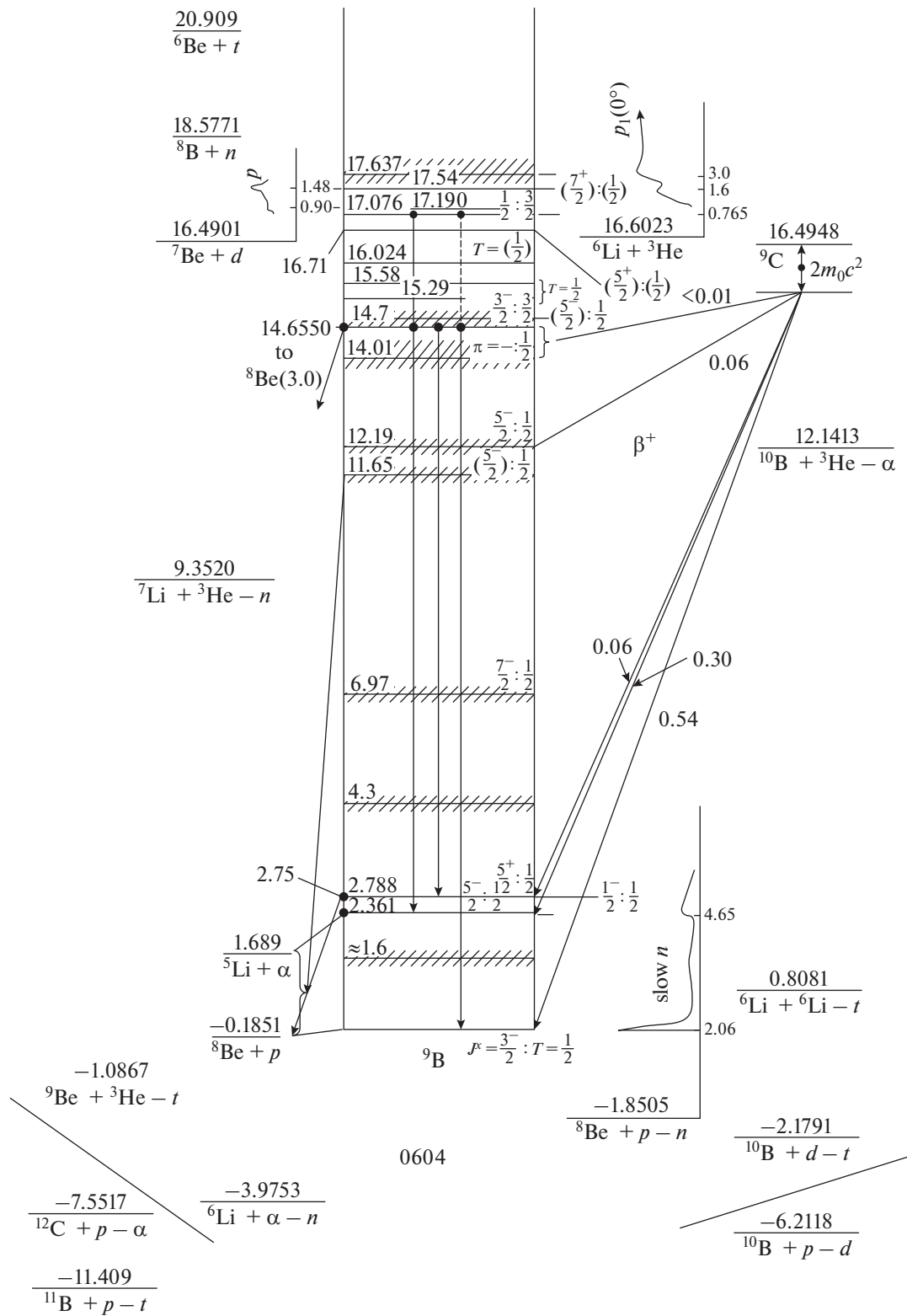


Рис. 2. Известные уровни возбуждения ядра ${}^9\text{Be}$ [9].

ментируются на 4 равные квадратные части. Для вывода излучения из секций пластины предполагается использовать спектросмещающие волок-

на. В результате каждая часть сегментированной пластины торцевого счетчика будет просматриваться своим SiPM. Импульсы со всех кремние-

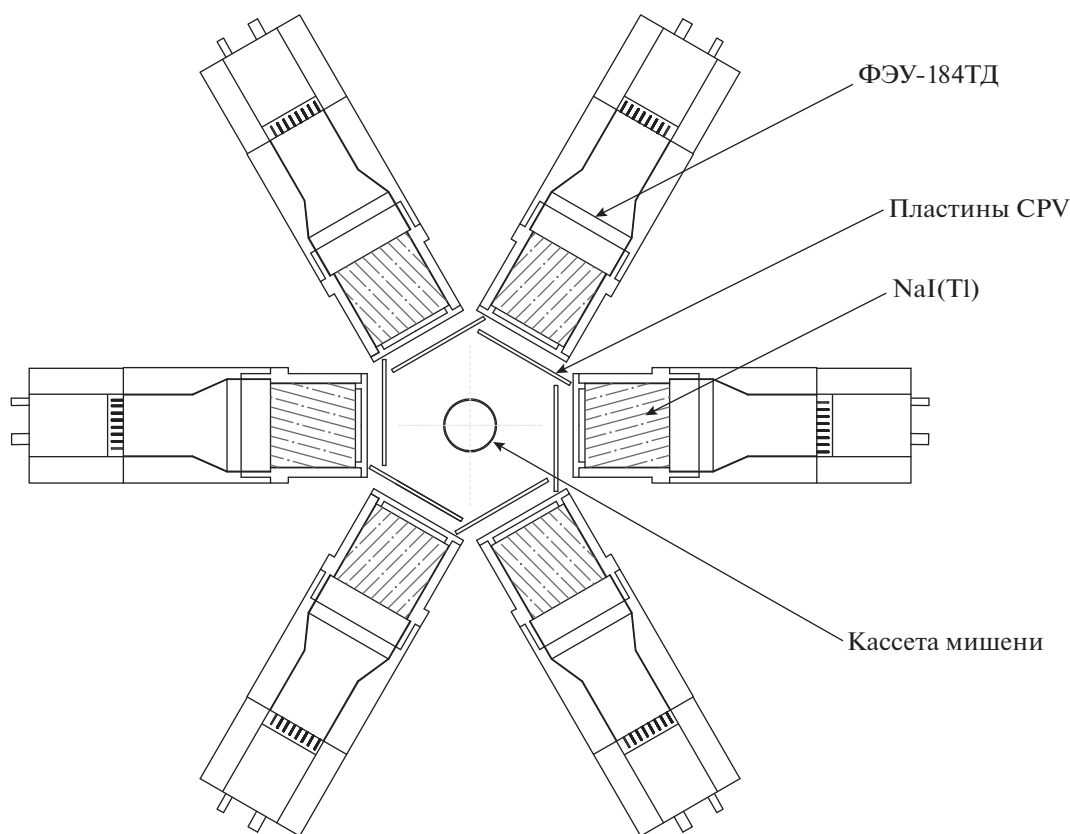


Рис. 3. Кольцо детектирующих элементов спектрометра GNT (вид с торца), показаны кристаллы NaI(Tl), фотоумножители ФЭУ-184ТД, пластины сцинтилляционного бочонка детектора CPV, кассета мишени.

вых фотоумножителей детектора CPV подаются на 12-битные АЦП для оцифровки. В выработке триггера на первом этапе эксперимента они не участвуют. Отбор событий по информации со счетчиков вето-детектора будет проводиться *offline*. Однако впоследствии планируется включить их в триггер эксперимента.

Детектор CPV играет в эксперименте двойную роль. Во-первых, он служит для подавления фона от вторичных заряженных частиц в счетчиках спектрометра GNT и тем самым повышает их чувствительность к неинтенсивным линиям ядерных γ -переходов. Во-вторых, он будет использоваться в эксперименте для организации нейтрального триггера.

ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТА

Детектор CPV и спектрометр GNT существенно расширяют физические возможности эксперимента Гиперон+. Если ввести в триггер все счетчики CPV, т.е. потребовать отсутствия заряженных частиц в событиях фактически в полном (близком к 4π) телесном угле, то это позволит отбирать процессы $p^A Z$ рассеянии назад в СЦМ реакции, сопровождающиеся образованием в пе-

редней полусфере легких нейтральных мезонов, многофотонные распады которых будут зарегистрированы спектрометром LGD2. Эти события обусловлены барионным обменом в t -канале, анализ их представляет большой интерес (подробнее см. в [11]). Во-вторых, отбор событий по данным с детектора CPV совместно с отбором по полному энергосодержанию в LGD2 важен для повышения чистоты выделения эксклюзивных реакций (1) в эксперименте, т.к. конкретный обмен в t -канале можно надежно идентифицировать только в эксклюзивной реакции. В целом, процессы рождения π^0 , η , ω , $f_2(1270)$ мезонов и $2\pi^0$ -систем позволяют потенциально изучать возбуждение изотопов легких ядер-мишеней, например, Li, Be, B, C, N, O, за счет π , ρ , a_2 и Z обменов в t -канале реакции (1).

Рассмотрим теперь возможности, открывающиеся при наличии заметного количества дейтронов в пучке 18 канала. В процессе $d^A Z$ дифракционного рассеяния возможно образование дибарионного $d^*(2370)$ состояния, которое в конечном счете распадается, в том числе, и по каналу $d2\pi^0$, см. [5, 12]. Применительно к установке Гиперон+ в этой связи нас интересует $2\pi^0$ -система с массой вблизи порога, которая должна реги-

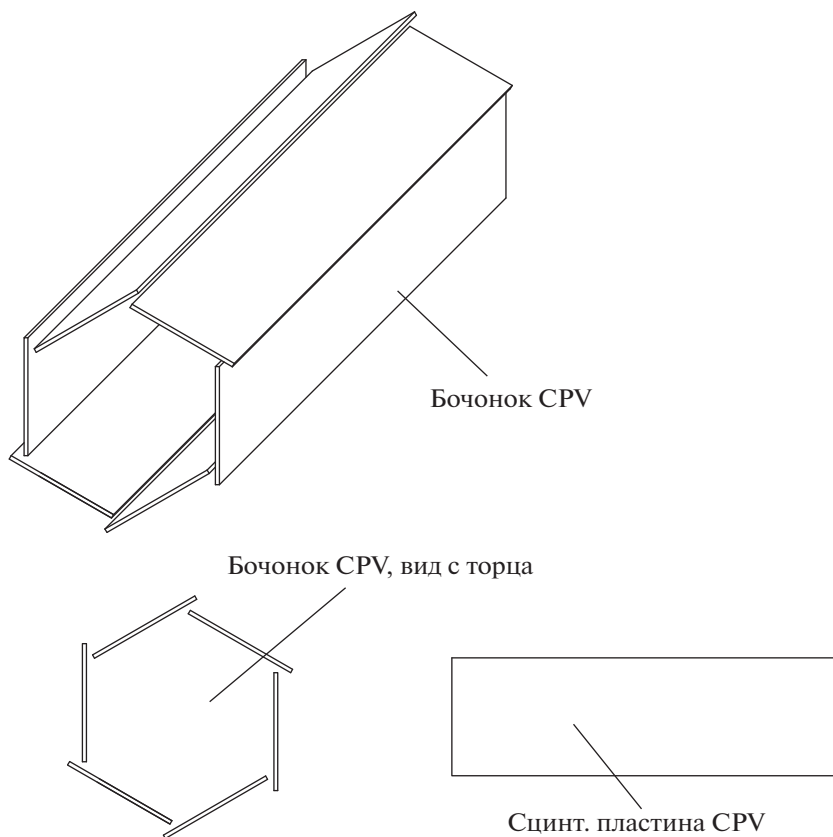


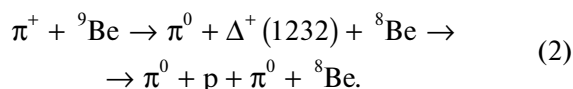
Рис. 4. Схематический вид вето-детектора заряженных частиц CPV: вверху показан бочонок сцинтилляционных счетчиков, внизу слева — вид бочонка с торца, справа — одна из сцинтилляционных пластин бочонка, SiPM не показаны.

стрироваться в LGD2 даже при характерно низкой суммарной энергии системы в этом процессе. Это позволяет провести систематическое изучение образования $d^*(2370)$ состояний на указанных выше легких ядрах.

Спектрометр GNT, как уже отмечалось выше, предназначен для регистрации и идентификации возбужденных состояний вторичных ядер методами прецизионной ядерной гамма-спектроскопии. Последняя позволяет получить данные о состояниях вторичных ядер и связать их с разными механизмами адрон-ядерных взаимодействий, выделяя те или иные мезонные состояния, детектируемые в спектрометре LGD2. В результате, в одном эксперименте мы получаем возможность одновременно изучать и сравнивать конфигурации состояний вторичных ядер, возбужденных за счет, скажем, π , p и др. обменов, см. выше. Насколько нам известно, конфигурации возбужденных уровней легких ядер, характерных при разных обменах в t -канале, ранее не изучались.

Другим перспективным направлением исследований является физика $\Delta(1232)$ -ядер [1]. Экспериментальный подход к этой проблеме применительно к установке Гиперон+ продемонстрируем

на примере реакции зарядовообменного $\pi^+{}^9\text{Be}$ -рассеяния с образованием $\Delta^+(1232)$ -изобары:



Принципиальным здесь является вопрос — образовалась ли $\Delta^+(1232)$ -изобара свободной, и тогда ее распад произошел в вакууме. Или она вошла в компаунд-ядро совместно с ${}^8\text{Be}$, и тогда ее распад произошел в этом ядре. Если изобара была свободной, то мы должны наблюдать характерные гамма-переходы ядра ${}^8\text{Be}$, а если изобара распалась внутри компаунд-ядра, то картина энергетических уровней ${}^8\text{Be}$ наблюдаться не будет, но должны наблюдаться фотоны в спектрометре GNT от каскадного распада $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p + 2\gamma$, причем их энергетический спектр будет сдвинут в меньшую сторону по отношению к распаду изобары в вакууме за счет дефекта массы Δ^+ изобары в компаунд-ядре. Этот эффект, например, в ядре ${}^{12}\text{C}$ достигает 24 МэВ, см. [1].

Наконец, наряду с $\Delta^+(1232)$ -гиперядрами спектрометр GNT позволяет начать систематическое изучение и $d^*(2370)$ ядер, где $d^*(2370)$ диба-

рион образует компаунд-ядро в конечном состоянии реакции. Здесь также критическое значение имеет возможность GNT дифференцировать события по измеряемому энергетическому спектру фотонов, когда $d^*(2370)$ дибарион распался в вакууме, от таковых, когда распад произошел в компаунд-ядре. В рамках эксперимента Гиперон+ предлагается провести изучение указанных выше процессов на различных ядрах и при разных обменах в t -канале реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный проект экспериментальной установки Гиперон+ позволяет провести систематическое изучение адрон-ядерных взаимодействий на У-70. Авторы выражают благодарность П.И. Зарубину, В.Ф. Образцову и Р.Н. Рогалеву за многочисленные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-12-00095).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухин К.Н., Патаракин О.О. // УФН. 1995. Т. 165. № 8. С. 841; Mukhin K.N., Patarakin O.O. // Phys. Usp. 1995. V. 38. No. 8. P. 803.
2. Barnes T., Capstick S., Kovarik M.D., Swanson E.S. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 539.
3. Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Rubtsova O.A., Platono-va M.N. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 6. P. 934.
4. Wei Kou, Chengdong Han, Xurong Chen // arXiv: 2107.13699v1. 2021.
5. Adlarson P., Augustyniak W., Bardan W. et al. // Phys. Lett. B. 2013. V. 721. P. 229.
6. Боголюбский М.Ю., Викторов В.А., Петров В.С. и др. // ПТЭ. 2006. № 1. С. 67; Bogolyubskii M.Yu., Viktorov V.A., Petrov V.S. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2006. V. 49. No. 1. P. 61.
7. Боголюбский М.Ю., Евдокимов С.В., Изучеев В.И. и др. // ЯФ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1389; Bogolyubsky M.Yu., Evdokimov S.V., Izucheev V.I. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. No. 11. P. 1324.
8. Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 5. С. 291; Evdokimov S.V., Izucheev V.I., Kondratyuk E.S. et al. // JETP Lett. 2021. V. 113. No. 5. P. 289.
9. <https://nucldata.tunl.duke.edu>.
10. Бритвич Г.И., Бреховских В.В., Семенов В.К., Холоденко С.А. // Препринт ИФВЭ № 2013-23, 2013.
11. Chvala O., Fischer H.G., Makariev M. et al. // Preprint CERN-PH-EP-2012-154, 2012.
12. Clement H., Skorodko T. // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 022001.

Study of the mechanisms of hadron-nuclear interactions on the positive beam line 18 of U-70 accelerator

A. M. Gorin^a, S. V. Evdokimov^a, A. A. Zaitsev^b, V. I. Izucheev^a, E. S. Kondratyuk^a, B. V. Polishchuk^a, V. I. Rykalin^a, S. A. Sadovsky^{a,*}, Yu. V. Kharlov^a, A. A. Shangaraev^a

^aNational Research Centre "Kurchatov Institute"—IHEP, Protvino, 142281 Russia

^bJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: Serguei.Sadovsky@ihep.ru

The upgrade project of the experimental setup Hyperon-M, located at the positive beam line of the U-70 accelerator complex in Protvino, is presented with the aim to study the mechanisms of hadron-nuclear interactions. It is proposed to upgrade the setup so that to study the excited states of secondary nuclei formed because of different types of primary hadron-nuclear interactions using precision nuclear gamma-ray spectroscopy. Potentially, this opens a new direction in nuclear physics at the junction with the physics of elementary particles at intermediate energies.

УДК 539.14

ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ π^- -МЕЗОНОВ В “ЖИВОЙ” КРЕМНИЕВОЙ МИШЕНИ

© 2023 г. Ю. Б. Гуров^{1, 2, *}, С. А. Евсеев¹, Т. И. Леонова², С. В. Розов¹,
В. Г. Сандуковский¹, Б. А. Чернышев²

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: gurov54@mail.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Измерены спектры протонов при поглощении остановившихся π^- -мезонов на “живой” мишени — аналог мишени ^{28}Si . На основе полученных данных удалось выделить процесс без вторичных взаимодействий и получить спектр первичных протонов из акта поглощения пиона на внутриядерной pp -паре.

DOI: 10.31857/S0367676523702009, EDN: ZBQZID

ВВЕДЕНИЕ

Исследование спектров заряженных частиц, образующихся в реакции поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами, дает возможность расширить представления о механизмах образования частиц в ядерных реакциях промежуточных энергий (до 1 ГэВ) [1]. Результатами таких измерений являются инклюзивные спектры частиц, а также спектры частиц, зарегистрированных на совпадение. Одной из важных задач, возникающих при анализе спектров, является решение вопроса о том, как полученная информация связана с механизмами поглощения.

Поглощение отрицательных пионов ядрами является многонуклонным процессом [2]. Доминирующим механизмом является захват пиона внутриядерной pn -парой, в результате которого образуются два быстрых первичных нейтрона. Менее вероятным является поглощение пиона на внутриядерной pp -паре, приводящее к образованию первичного нейтрона и протона. Необходимо указать, что на много меньше вероятность поглощения пионов на более тяжелых кластерах [2].

Отношение вероятностей поглощения остановившихся пионов на pn - и pp -парах можно представить в виде произведения двух множителей: $R = R_{\text{ст}} R'$, где $R_{\text{ст}}$ — статистический множитель, равный $2N/Z - 1$; R' — динамический множитель, характеризующий отношение элементарных ши-

рин поглощения на pn - и pp -парах; N, Z — число нейтронов и протонов в ядре соответственно. Величина R' определяется по спектру первичных протонов. Однако вследствие развития внутриядерного каскада экспериментальные спектры протонов существенно обогащаются вторичными частицами. В рамках теоретических расчетов первоначальный акт поглощения оказывается “забытым” для большей части спектра за исключением высокоимпульсной. В такой ситуации целесообразны измерения с привлечением дополнительной информации для выделения прямых, без перерассеяния, каналов реакций. Для этой цели в работе используется активная (“живая”) мишень — кремниевый детектор.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения спектров заряженных частиц (p, d, t) были проведены на пионном канале синхротрона НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ с помощью полупроводникового спектрометра заряженных частиц [3]. Пучок π^- -мезонов с импульсом 100 МэВ/с проходил через замедлитель, два мониторинговых кремниевых детектора и останавливался в мишени. Мишень представляла собой пластинку из исследуемого материала толщиной ~ 0.1 г/см². В качестве “живой” мишени устанавливался Si детектор (аналог мишени ^{28}Si).

Заряженные частицы, образованные в реакции поглощения пионов, регистрировались двумя многослойными телескопами. Каждый телескоп состоял из двух тонких и одиннадцати толстых кремниевых детекторов. Энергетическое разрешение (FWHM) при регистрации p , d , t составляло $\Delta E = 0.6$ МэВ. Для корректного выделения и определения числа остановок пионов в эксперименте использована система, состоящая из мониторинговых детекторов и “живой” мишени [4, 5]. Нижняя граница измерения спектров для p — 5 МэВ. Верхняя граница определяется кинематическими границами реакции (~ 100 МэВ).

Для выделения прямых протонов в работе используется “живая” мишень. В рамках такого подхода одновременно с регистрацией частицы измеряется энерговыделение в “живой” мишени, которое 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 вычест из энерговыделения вклад пиона и зарегистрированной частицы. Ценность информации, получаемой с помощью “живой” мишени определяется возможностью выделения процессов с образованием ядра в возбужденном состоянии.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Определение вклада первичных частиц в измеренные выходы p проводилось в рамках разработанной нами феноменологической модели [6–8]. В этой модели образование заряженных частиц рассматривается на трех стадиях реакции: первичное поглощение пионов на внутриядерных кластерах, предравновесная стадия и испарительная стадия, когда частицы вылетают с поверхности ядра после установления термодинамического равновесия.

На рис. 1 представлены экспериментальные и расчетные спектры протонов. Видно, что при энергиях протонов выше 30 МэВ экспериментальные точки лежат между теоретическими кривыми, рассчитанными для поглощения пионов на pn - и pp -парах, а в области ниже 30 МэВ модель дает завышенный выход протонов независимо от R' . Это расхождение, по-видимому, связано с переоценкой в модели испарительной стадии реакции.

Из рис. 1 видно, что за исключением испарительной части (< 30 МэВ) теоретический спектр протонов с выбранным значением $R = 7.5$ ($R' = 3.5$) достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. Поэтому можно сделать вы-

Y , протон/(МэВ $\cdot$ ост. π^-)

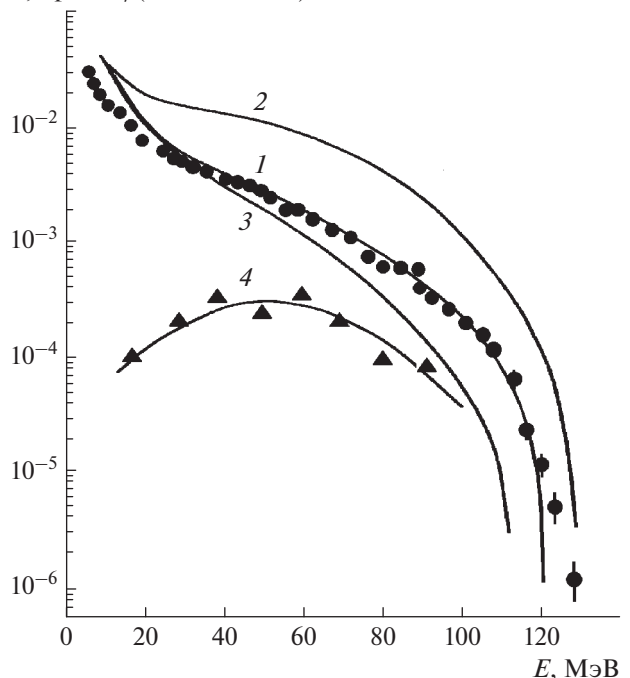


Рис. 1. Энергетические спектры протонов при поглощении π^- -мезонов ядрами ^{28}Si . ● — экспериментальные точки. 1 — расчет с $R = 7.5$ ($R' = 3.5$), 2 — $R = 0$ (поглощение на pp -паре), 3 — $R = \infty$ (поглощение на pn -паре). Экспериментальный (Δ) и расчетный спектры (4) протонов, принадлежащих пику в “живой” мишени (см. рис. 3).

вод, что результаты измерений инклюзивного спектра протонов не противоречат гипотезе о формировании этого спектра в результате двух-нуклонного механизма поглощения и последующих вторичных взаимодействий.

На рис. 2 представлены спектры энерговыделений в “живой” мишени для различных интервалов энергий зарегистрированных протонов. Наиболее характерной особенностью распределений является пик в области малых энерговыделений. Следует отметить, что для событий с протонами, энергия которых больше 85 МэВ (рис. 2d и 2e), наблюдается сдвиг пика к правой границе. Это, по-видимому, указывает на возрастающий вклад двухчастичного канала реакции для протонов высокой энергии.

С целью детального сравнения эксперимента и расчета на рис. 3 представлены спектры энерговыделений в мишени при регистрации протонов в интервале 45–85 МэВ. Отдельно показано расчетное распределение, соответствующее событиям, в которых первичные частицы (протон и нейтрон), образующиеся при поглощении на pp -паре, вылетают из ядра без взаимодействия. Это

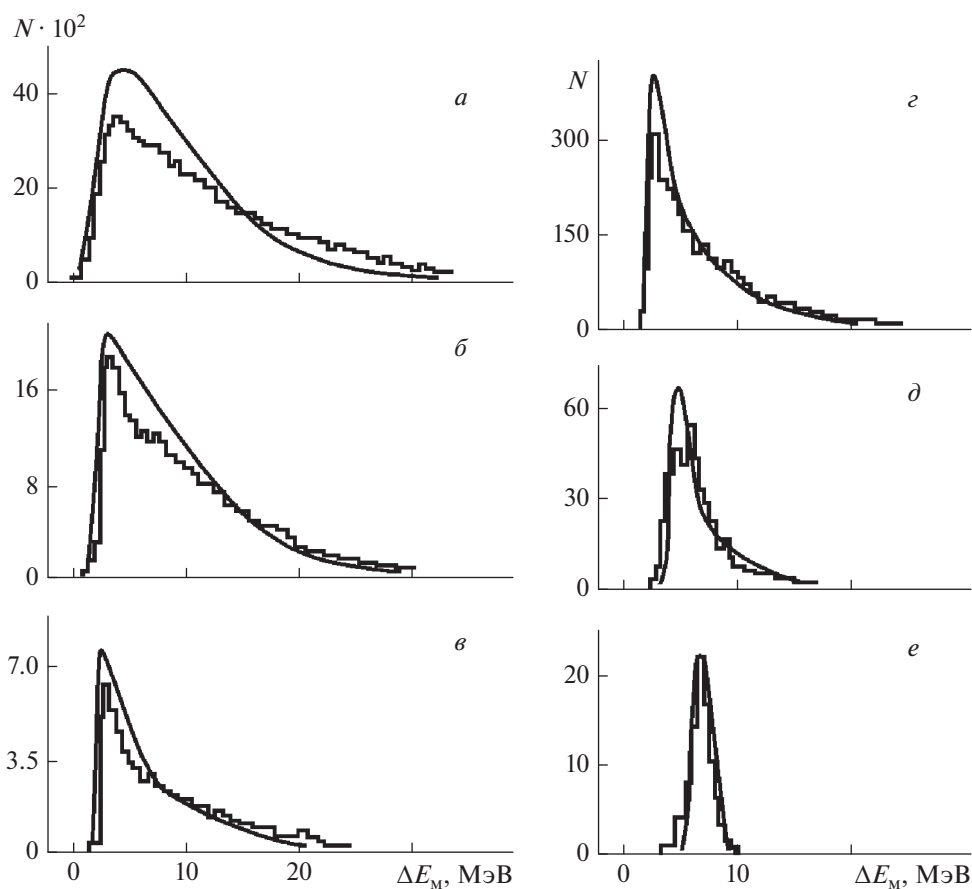


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектры энерговыделений в “живой” мишени при регистрации протонов в энергетических интервалах: 5–25 (а); 25–45 (б); 45–65 (в); 65–85 (г); 85–105 (д); >105 МэВ (е). Гистограмма – результаты эксперимента, сплошные кривые – расчет.

распределение нормировано на относительную вероятность (~20%) таких событий. Доля пика в этом распределении составляет 65%. Как показали расчеты, события, в которых хотя бы одна из первичных частиц испытала внутриядерное взаимодействие, такой структурой не обладает. Следовательно, можно предположить, что и в экспериментальных распределениях область пика соответствует, в основном, событиям с вылетом двух первичных частиц без перерасеяния.

С целью выделения спектров первичных протонов определялась зависимость вклада пика от энергии протонов. Распределения с “живой” мишени аппроксимировались суммой двух функций: нормальной, со средним значением в области малых энерговыделений и полиномом, описывающим остальную часть спектра. Такая процедура выполнялась для достаточно узких интервалов энергий протонов, где такая аппроксимация дает устойчивые результаты (практически не зависящие от функции, описывающей фон) и теорети-

ческое значение χ^2 (рис. 2). Рассматривая вклад, соответствующий нормальному распределению как долю событий с вылетом двух первичных частиц, восстанавливался спектр первичных нуклонов из акта поглощения пиона.

На рис. 1 при нормировке экспериментального спектра первичных протонов учитывалось, что доля пика в теоретическом распределении на рис. 3 при вылете двух первичных частиц составляет 65%. Из рис. 1 видно, что в области до 90 МэВ расчетные и экспериментальные распределения хорошо согласуются между собой. При более высоких энергиях отличия в форме спектров с “живой” мишени для различных механизмов испускания частиц практически исчезают, что естественно ограничивает интервал энергий для применения данного метода. Следует специально отметить, что изложенная методика выделения спектра первичных частиц может служить независимым способом определения величины R . Как видно из рис. 1 определяемое значение вели-

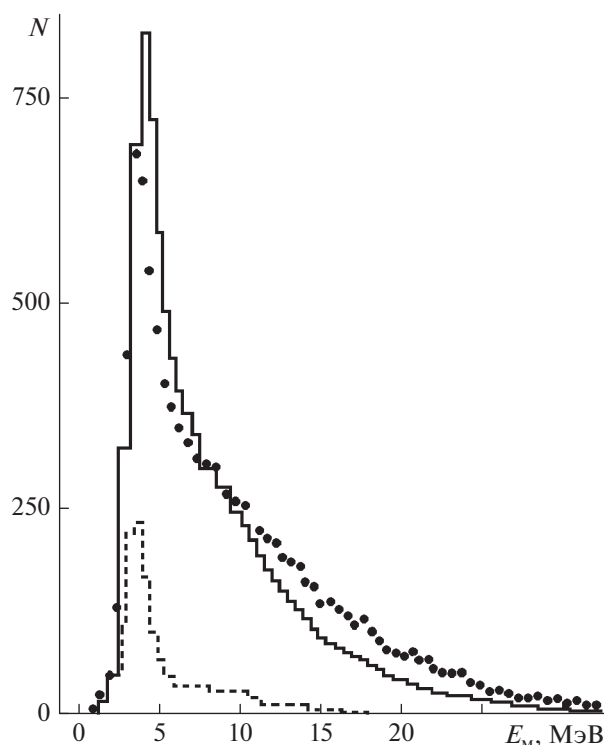


Рис. 3. Спектры энерговыделений в “живой” мишени при регистрации протонов в диапазоне энергий 45–85 МэВ. Точки — экспериментальные данные. Сплошная гистограмма — расчетный спектр по феноменологической модели. Штриховая гистограмма — расчетный спектр для событий без вторичных внутриядерных взаимодействий $R = 7.5$ ($R' = 3.5$).

чины R оказывается постоянным в широком интервале энергий (30–85 МэВ), соответствующем области максимума спектра первичных частиц.

Предложенная методика определения R по доле пика первичных частиц, оказывается слабо зависящей от величины инклюзивного выхода протонов. Это особенно важно при больших значениях R , когда этот выход слабо меняется с изменением величины R , в то время как выход прямых протонов обратно пропорционален R .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен подход для выделения первичных процессов в реакции поглощения остановившихся пионов атомными ядрами. Методика основана на анализе корреляционных данных “энергия заряженной частицы—энерговыделение в “живой” кремниевой мишени”. Для поглощения пионов на ядре ^{28}Si впервые получен спектр первичных протонов из акта поглощения на pp -паре. При этом отношение элементарных ширин поглощения на pn - и pp -парах составило величину 3.5.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee T.-S., Redwine R.P. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2002. V. 22. P. 23.
2. Weyer H.G. // Phys. Reports. 1990. V. 195. P. 295.
3. Короткова Л.Ю., Гуров Ю.Б., Калинин В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 4. С. 460; Korotkova L.Yu., Gurov Yu.B., Kalinin V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. No. 4. P. 404.
4. Chernyshev B., Gurov Yu., Lapushkin S., Sandukovsky V. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. Art. No. 012031.
5. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В. и др. // ПТЭ. 2021. Т. 64. № 4. С. 18; Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Rozov S.V. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2021. V. 64. No. 4. P. 516.
6. 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.
7. Гуров Ю.Б., Карпукхин 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.
8. Гуров Ю.Б., Карпукхин В.С., Лапушкин С.В. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 305; Gurov Yu.B., Karpukhin V.S., Lapushkin V.S. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 351.

Proton formation at absorption of π^- -meson in a “live” silicon target

Yu. B. Gurov^{a, b, *}, S. A. Evseev^a, T. I. Leonova^b, S. V. Rozov^a, V. G. Sandukovsky^a, B. A. Chernyshev^b

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

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

*e-mail: gurov54@mail.ru

The spectra of protons were measured at the absorption of stopped π^- -mesons in “live” target—analogue of the ^{28}Si target. Based on the data obtained, it was possible to isolate the process without secondary interactions and obtain the spectrum of primary protons from the act of pion absorption on an intranuclear pp pair.

УДК 539.121.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

© 2023 г. Ф. Н. Новоскольников¹, Р. Ю. Синюков¹, А. А. Соколов¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, Протвино, Россия

*E-mail: sokolov_a@ihep.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Рассматривается метод пучков меченых нейтрино, который заключается в том, что на основе восстановления кинематики $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада родительской частицы можно с высокой точностью реконструировать импульс и тип образованного нейтрино. Описана методика формирования пучка родительских частиц π^+ на канале ускорительного комплекса У-70 (Протвино), обсуждаются расчетные характеристики соответствующего пучка.

DOI: 10.31857/S0367676523702010, EDN: ZBRSGI

ВВЕДЕНИЕ

Нейтринные исследования сегодня — наиболее активно развивающееся направление в физике элементарных частиц с высоким потенциалом открытий. Наиболее важные проекты мирового уровня нацелены на решение таких ключевых задач, как изучение нарушения СР-четности в $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляциях, определение иерархии масс нейтрино. Продвинуться в этих вопросах можно, изучая осцилляции нейтрино с энергией $\mathcal{O}(1-10)$ ГэВ, генерируемых ускорителем и детектируемых на больших расстояниях, т.е. на “длинной” базе $\mathcal{O}(100-1000)$ км.

В эксперименте P2O (Protvino-to-ORCA) планируется направить нейтринный пучок от протонного ускорителя У-70 (Протвино, Россия) в Средиземное море для регистрации нейтрино создаваемым вблизи побережья Франции глубоководным детектором ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) для проведения экспериментов по определению иерархии масс нейтрино и поиска нарушения СР-инвариантности в лептонном секторе [1]. Расстояние от ускорителя У-70 до детектора составляет 2595 км, что идеально для рассматриваемого нейтринного эксперимента. Оценки чувствительности эксперимента P2O показывают, что этот эксперимент даст беспрецедентную чувствительность к эффектам материи в Земле. Это позволит определить иерархию масс нейтрино с высокой степенью достоверности всего после нескольких лет работы

эксперимента даже при умеренной интенсивности протонного пучка ~ 90 кВт.

Использование нейтринного пучка из Протвино в нейтринном телескопе ORCA позволит избежать значительных затрат на проведение подземных работ и потенциально позволяет значительно увеличить массу детектора. Также здесь возможно сравнительно легко произвести модернизацию и создать уплотненную версию детектора ORCA (Super-ORCA). Это позволит значительно увеличить чувствительность эксперимента к проводимым измерениям.

Таким образом, эксперимент P2O будет обладать уникальными характеристиками даже при сравнительно низкой интенсивности пучка (~ 90 кВт на первой стадии эксперимента) У-70.

Для реализации проекта необходимо сооружение нового нейтринного канала на ускорителе У-70, который обеспечит формирование пучка нейтрино для проведения эксперимента на дальнем детекторе (ORCA), а также сможет обеспечить богатую научную программу исследований на короткой базе, на площадке НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ в Протвино.

МЕТОД МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО

Пучки нейтрино, создаваемые на ускорителях, в основном получают путем формирования интенсивного пучка заряженных $\pi(K)$ -мезонов, которые в дальнейшем распадаются по каналам $\pi(K)^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ или K_{e3} . В настоящее время рас-

считается вариант создания канала по формированию пучка “меченых” нейтрино, идея которого была предложена и осуществлена в 1980-х гг. в Протвино на установке “Комплекс Меченых Нейтрино” (КМН) [2]. Идея создания пучка “меченых” нейтрино [3] состоит в том, что одновременно с регистрацией нейтринного взаимодействия в детекторе, при помощи специальной станции мечения измеряются характеристики остальных частиц (импульс, заряд, тип частицы), образовавшихся в распаде родительского $\pi(K)$ -мезона. По этим данным и известному импульсу родительской частицы оказывается возможным с хорошей точностью восстановить точку образования нейтрино, его импульс, тип нейтрино, его киральность, т.е. параметры меченого нейтрино.

Для реализации метода мечения нейтрино важна способность регистрировать в нейтринном канале все заряженные частицы, а также возможность связать нейтрино, взаимодействующие в детекторе, с мечеными нейтрино.

В эксперименте, с использованием пучка меченых нейтрино возможно: улучшение измерения потока нейтрино, подавление фоновых процессов, улучшение точности измерения энергии нейтрино, улучшение идентификации аромата нейтрино, возможность определения киральности нейтрино.

Для регистрации большого потока заряженных частиц в станции мечения возможно использование кремниевых пиксельных детекторов. За последние несколько лет был достигнут значительный прогресс в совершенствовании таких детекторов и возможно их использование при высоких плотностях пучков заряженных частиц в канале [4–6].

Для уменьшения плотности потока заряженных частиц в пучке можно использовать следующие факторы. Прохождение частиц в пучке можно разнести во времени, извлекая их из ускорителя за несколько секунд (медленный вывод) вместо использования обычного цикла вывода в несколько микросекунд. Возможно уширить поперечный профиль пучка родительских частиц. Наконец, можно формировать пучок родительских частиц в диапазоне импульсов, которые будут производить нейтрино с энергиями, оптимальными для изучаемых явлений.

Техника мечения нейтрино основана на установлении однозначного соответствия между взаимодействующими и мечеными нейтрино. Это соответствие устанавливается на основе временного и углового совпадения этих нейтрино. Моделирование показало, что меченые и взаимодействующие нейтрино могут быть однозначно связаны для более, чем 90% событий с

очень незначительной зависимостью от импульса $\pi^\pm$ -мезонов. Оставшиеся 10% фоновых событий будут удалены при физическом анализе из-за неоднозначной ассоциации. Оценки показывают, что мечение нейтрино с плотностью пучка $10^{11} \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)/\text{с}$ возможно с помощью технологии, использующей кремниевые пиксельные детекторы.

Использование системы мечения нейтрино (“умный канал”), которая до настоящего времени не рассматривалась в экспериментах с “дальними” нейтрино, сможет обеспечить необходимую статистику нейтринных событий даже при сравнительно низкой интенсивности пучка У-70.

О СОЗДАНИИ НЕЙТРИННОГО КАНАЛА

Специализированные пучки мюонных нейтрино на протонных ускорителях высоких энергий получают как частицы от распадов $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, а сам нейтринный канал обычно состоит из фокусирующей системы, формирующей пучок π, K -мезонов в нужном импульсном и угловом интервалах, и свободного распадного участка, заканчивающегося адронным и мюонным поглотителями.

Для создания нейтринного канала в ИФВЭ предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 пучок протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до 10^{13} частиц за цикл длительностью около 9 с. Ниже рассматривается принципиальная оптическая схема нейтринного канала и обсуждаются основные расчетные характеристики формируемых пучков. Приводятся параметры пучков нейтрино на дальнем детекторе, расположенном на расстоянии 2595 км после конца распадного участка канала, а также характеристики пучка $\pi^\pm$ -мезонов в начале распадного участка. Результаты всех расчетов приведены для 10^{13} протонов, сбрасываемых на мишень.

В расчетах используется упрощенная схема, при которой источниками мюонных нейтрино являются только распады $\pi^\pm$ -мезонов, причем все пионы, попадающие при транспортировке по каналу в вещество, выбывают из рассмотрения. Непровзаимодействовавшие в мишени первичные протоны также в дальнейшем не рассматриваются.

ГОЛОВНАЯ ЧАСТЬ КАНАЛА

Схематический план начальной части нейтринного канала показан на рис. 1. Пучок первичных протонов, направленный вдоль оси z , с поперечными размерами $\sigma_x = \sigma_y = 1.5$ мм сбрасывается на мишень Т из алюминия длиной 60 см и

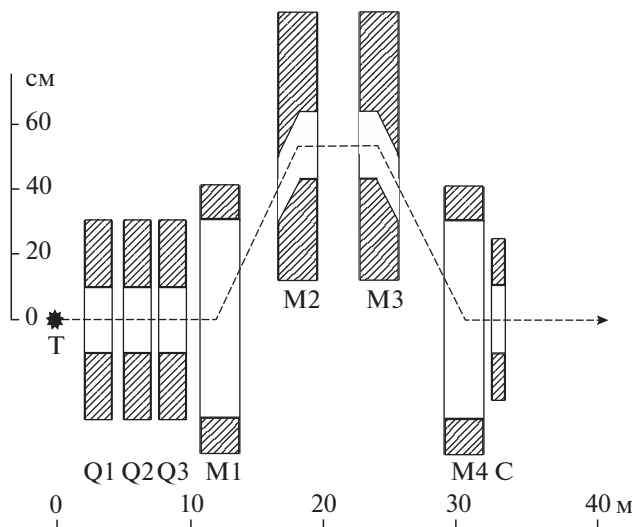


Рис. 1. Схематический план начальной части нейтринного канала.

радиусом 5 мм. Из образовавшихся в мишени π^+ -мезонов объектив (триплет) из квадрупольных линз Q_1 – Q_3 формирует узкорасходящийся пучок частиц, а бездисперсная четырехмагнитная система из дипольных магнитов M_1 – M_4 обеспечивает выделение частиц в нужном интервале импульсов¹. Между M_2 и M_3 находится область мечения, в которой устанавливаются детекторы, измеряющие импульсы π -мезонов и мюонов от распада $\pi^+ \rightarrow \mu + \nu_\mu$. За последним коллиматором С начинается распадная труба длиной 150 м и радиусом 750 мм.

Обычно непровзаимодействовавшие в мишени протоны сбрасываются на поглотитель, который расположен в центре четырехмагнитной системы или в конце распадной трубы. В любом случае необходима специальная коллимация пучка в начальной части канала. В данной работе этот вопрос не изучался, и поэтому непровзаимодействовавшие протоны выбывали из рассмотрения.

Квадрупольная линза имеет длину 2 м и диаметр апертуры 200 мм. Длина магнита составляет 3 м, а его вертикальный межполюсной зазор равен ± 100 мм. Режимы линз и магнитов, а также раскрытие коллиматора С и коллиматоров, размещенных внутри магнитов M_2 и M_3 , выбирались из условия формирования на детекторе пучка нейтрино в интервале энергий от 3 до 6 ГэВ, соот-

¹ В работах [7, 8] была рассмотрена фокусирующая система для формирования нейтринных пучков, состоящая из двух триплетов квадрупольных линз, между которыми расположена бездисперсная четырехмагнитная система для выделения частиц в нужном интервале импульсов и очистки пучка от частиц другого знака.

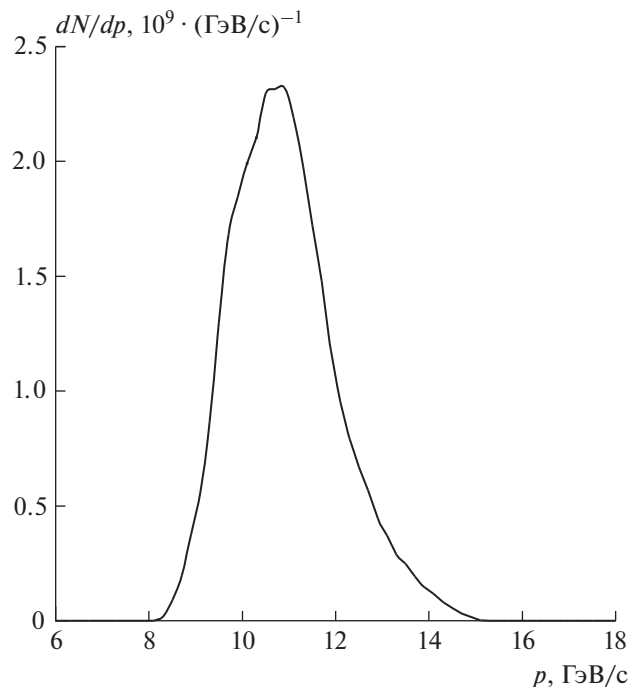


Рис. 2. Спектр π -мезонов в начале распадного участка канала.

ветствующему первому осцилляционному максимуму $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ на дальнем детекторе ($L = 2595$ км) в районе ~ 5 ГэВ. У всех коллиматоров полное раскрытие $H \times V$ равно 200×200 мм².

ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА π -МЕЗОНОВ В НАЧАЛЕ РАСПАДНОЙ ТРУБЫ

На рис. 2 представлены распределения пучка π -мезонов по импульсам p , поперечным координатам $\{x, y\}$ рис. 3а и углам $\{x' = p_x/p_z, y' = p_y/p_z\}$ рис. 3б в начале распадного участка. Общее количество π -мезонов в начале распадного участка канала составляет $6.3 \cdot 10^9$ частиц за цикл. Здесь и далее все результаты приведены для 10^{13} протонов за цикл, сбрасываемых на мишень.

Из определения углов видно, что реально это не углы, а тангенсы углов. Поскольку для малых значений углов π -мезонов в нашем пучке углы равны своим тангенсам, то далее везде тангенсы углов будем называть просто углами движения частицы в каждой поперечной плоскости.

Действительно, после последнего коллиматора перед распадным участком канала формируется узкорасходящийся ($\sigma[x'] = 1.75$ мрад и $\sigma[y'] = 3.05$ мрад — здесь и далее под сигмой подразумевается среднеквадратичное отклонение) пучок π -мезонов в интервале импульсов от 8 до 15 ГэВ/с со средним значением ~ 10.5 ГэВ/с.

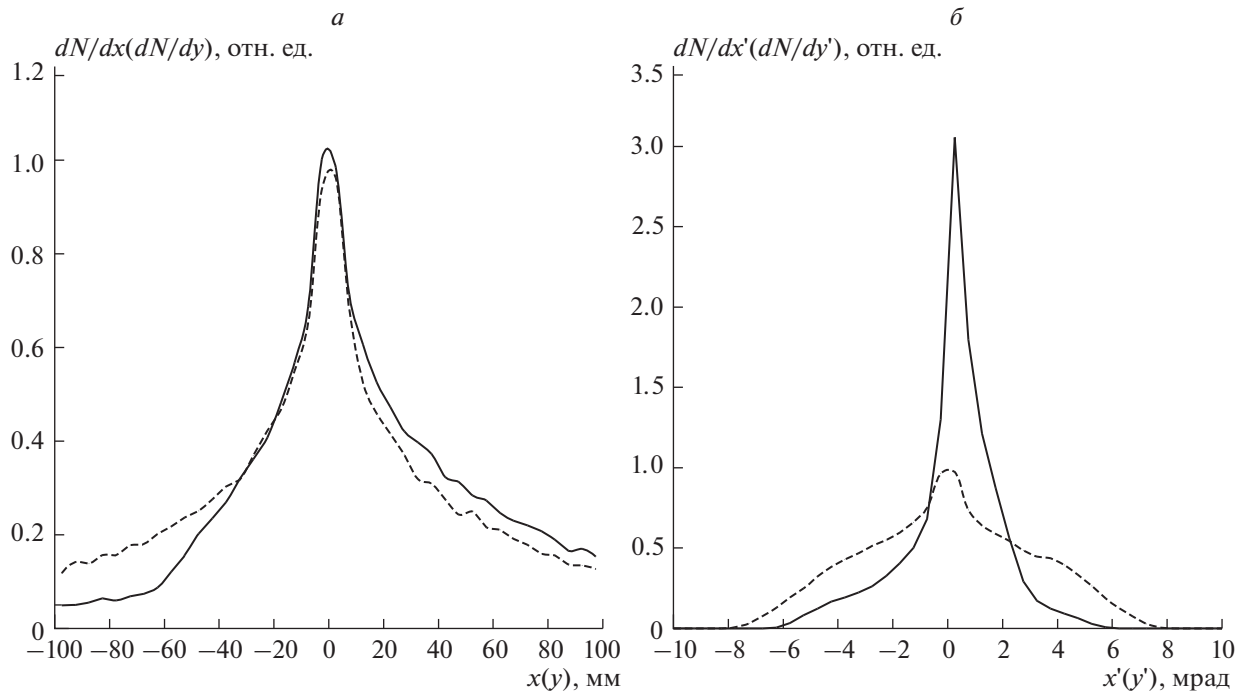


Рис. 3. Распределения π -мезонов по координатам (а) и углам (б) в начале распадного участка канала: сплошная линия — горизонтальная плоскость, пунктирная линия — вертикальная плоскость.

Что касается пространственного распределения пучка π -мезонов, то в начале распадной части канала его поперечные размеры ограничены раскрытием последнего коллиматора 200×200 мм², причем $\sigma[x] = 39.7$ мм и $\sigma[y] = 43.6$ мм.

СПЕКТР НЕЙТРИНО НА ДАЛЬНОМ ДЕТЕКТОРЕ

Число нейтринных взаимодействий в детекторе зависит от его массы, потока нейтрино через детектор и их энергии. (Спектр взаимодействий нейтрино нормируем на массу детектора в одну килотонну). Поток нейтрино, их энергию и, соответственно, распределение по энергиям нейтринных взаимодействий для дальнего детектора можно рассчитать по упрощенной схеме.

На рис. 4 показано распределение по энергиям нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе (количество взаимодействий в интервале 3–6 ГэВ равно $9.6 \cdot 10^{-9}$ событиям за цикл на 1 кТ массы детектора).

Угловая расходимость пучка π -мезонов $\theta_\pi \cong \sqrt{x'^2 + y'^2}$ в начале распадного участка канала равна $\sigma[\theta_\pi] \cong 2.4$ мрад, что при характерном размере дальнего детектора 100 м и расстоянии до него $z \cong 2595$ км значительно больше углового размера детектора $\theta_d \cong 3.85 \cdot 10^{-2}$ мрад.

Соотношение $\theta_d \ll \sigma[\theta_\pi]$ позволяет использовать упрощенную схему расчета нейтринных спектров. При столь небольших значениях углового

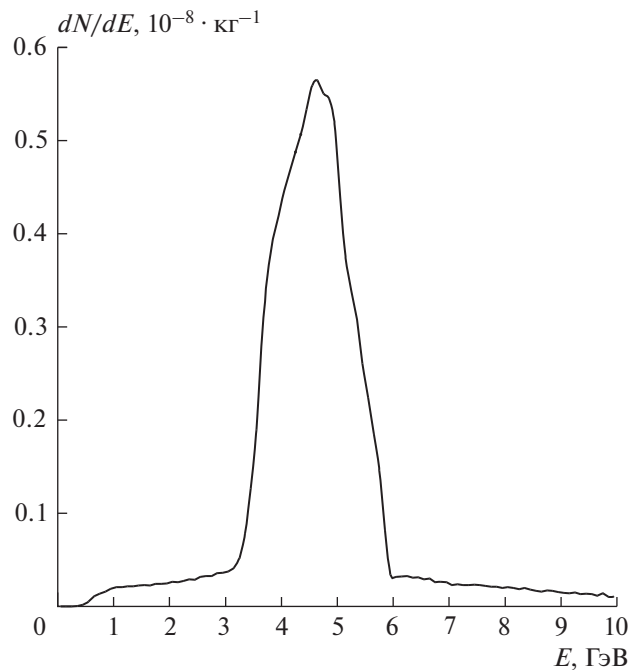


Рис. 4. Распределение по энергиям ν_μ взаимодействий в дальнем детекторе.

размера детектора θ_d плотность углового распределения нейтрино при распаде π -мезона (1)

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (1)$$

практически постоянна в пределах углового размера дальнего детектора (здесь β и γ — скорость и гамма-фактор распадающегося π -мезона, θ — угол вылета нейтрино относительно направления π -мезона в лабораторной системе координат).

Поток нейтрино Φ через детектор с поперечной площадью S будет равен (2)

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{S} \int \frac{dN}{d\Omega} d\Omega \cong \\ &\cong \frac{1}{S} \frac{dN}{d\Omega} \Delta\Omega \cong \frac{1}{S} \frac{dN}{d\Omega} \frac{S}{z^2} = \frac{1}{z^2} \frac{dN}{d\Omega} \end{aligned} \quad (2)$$

и практически не зависит от площади детектора. При этом для вычисления значения $\cos\theta$ достаточно полагать, что все нейтрино попадают в центр детектора, что также позволяет однозначно определить их энергию E (E^* — энергия нейтрино в с.ц.м.) (3):

$$E = \frac{E^*}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (3)$$

ПРОДОЛЬНЫЙ И ПОПЕРЕЧНЫЙ РАЗМЕРЫ РАСПАДНОЙ ТРУБЫ

При разработке нейтринного канала всегда возникает вопрос оптимизации параметров распадного участка для получения максимального количества нейтринных взаимодействий в детекторе и минимизации размеров распадной трубы.

Расчеты показывают, что наблюдается слабая зависимость числа взаимодействий мюонных нейтрино в дальнем детекторе в интервале энергий от 3 до 6 ГэВ от поперечного размера распадной трубы. Так даже при длине распадной трубы

150 м относительная разница числа взаимодействий для радиусов трубы 400 и 800 мм составляет всего ~13%. Возможно также использовать распадный участок с постепенно увеличивающимся диаметром.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе восстановления кинематики $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада родительской частицы в канале меченых нейтрино можно с высокой точностью восстановить импульс и тип образованного нейтрино. В данной работе описана методика формирования пучка родительских частиц π^+ на канале ускорителя У-70 (Протвино), приведены расчетные характеристики канала.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00107).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akindinov A.V., Anassontzis E.G., Anton G. et al. // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. Art. No. 758.
2. Anikeev V.B., Belikov S.V., Gurzhiev S.N. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1998. V. 419. P. 596.
3. Pontecorvo B. // Lett. Nuovo Cim. 1979. V. 25. P. 257.
4. Aglieri Rinella G., Alvarez Feito D., Arcidiacono R. et al. // JINST 2019. V. 14. Art. No. P07010.
5. Lai A. A system approach towards future trackers at high luminosity colliders: the timespot project. Sydney: IEEE, 2018. P. 1.
6. Sadrozinski H.F.W., Ely S., Fadeyev V. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 2013. V. 730. P. 226.
7. Гаркуша В.И., Карташев В.П., Котов В.И., Новоскольцев Ф.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 6. С. 92.
8. Гаркуша В.И., Карташев В.П., Котов В.И., Новоскольцев Ф.Н. // Авторское свидетельство № 1690234. Бюллетень "Открытия и изобретения". 1991. № 41. С. 245.

Study of tagged neutrino beam characteristics at the U-70 accelerator

F. N. Novoskoltsev^a, R. Yu. Sinyukov^a, A. A. Sokolov^{a, *}

^a National Research Centre "Kurchatov Institute" — IHEP, Protvino, 142281 Russia

*e-mail: sokolov_a@ihep.ru

The method of tagged neutrino beams is considered, based on the reconstruction of the kinematics of $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ decay of the parent particle one can accurately recovers the momentum and type of the produced neutrino. We described the technique of the π^+ parent particle beam formation on the U-70 accelerator (Protvino) channel. Also, the calculated characteristics of the corresponding beam are given.

УДК 53.01

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В GEANT4

© 2023 г. А. С. Галоян¹, В. М. Гришин², А. Рибон³, В. В. Ужинский¹, *
от имени адронной рабочей группы Geant4

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

³Европейская организация для ядерных исследований (ЦЕРН), Женева, Швейцария

*E-mail: uzhinsky@jinr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Ожидается, что очарованные частицы во множестве будут рождаться на будущем кольцевом коллайдере (FCC). Из-за относительно большого времени жизни этих частиц потребуются учитывать их взаимодействия с окружающими материалами и материалами детекторов. Чтобы удовлетворить этим требованиям рождение очарованных частиц в мягких взаимодействиях было введено в пакет Geant4 в моделях QGS и FTF. Рассматриваются некоторые детали этой реализации.

DOI: 10.31857/S0367676523702022, EDN: ZBTRPZ

Очарованные частицы были открыты и наблюдались в экспериментах с фиксированной мишенью на ускорителях ЦЕРНа, Фермилаб и ДЕЗИ с адронными пучками при энергиях от 200 до 900 ГэВ. В частности, они изучались в эксперименте SVD в Протвино (Россия) на протонном пучке 70 ГэВ. Их изучение включено в программы работ крупнейших коллабораций RHIC и LHC. Исследование очарованных частиц является одной из главных задач будущих экспериментов на ускорительном комплексе NICA (Дубна, Россия) — MPD и SPD. Множественное рождение очарованных частиц ожидается на будущем кольцевом коллайдере — Future Circular Collider (FCC, <https://fcc-cdr.web.cern.ch/>). Поэтому в пакете Geant4 [1–3] было решено ввести рождение и транспортировку очарованных частиц, которые доступны начиная с версии Geant4 10.7.

Geant4 содержит две основные компоненты — моделирование электромагнитных взаимодействий и моделирование сильных адронных соударений. Электромагнитная часть хорошо описана в работах [1–3]. Для моделирования адронных взаимодействий при высоких энергиях ($E > 3$ ГэВ) используются две модели — модель кварк-глюонных струн (QGS) [4, 5] и модель Fritiof (FTF) [6, 7]. Для моделирования взаимодействий с различными материалами необходимо, прежде всего, задать неупругие сечения взаимодействий адронов с разными ядрами. Здесь мы используем, так называемые, сечения Барашенкова—Глаубера—Грибо-

ва (BGG) [3]. Для расчета сечений взаимодействий очарованных частиц применяется подход, описанный в работе [8]. Каждая из моделей (QGS или FTF) использует различные методы определения числа внутриядерных соударений. Модель FTF использует глауберовское приближение и параметризации сечений взаимодействий различных адронов с нуклонами (см. [3], стр. 22, 23). Процедура расчета сечений в модели QGS хорошо известна [4, 5, 9]. В конце этих этапов формируются определенные наборы кварк-глюонных струн.

В модели FTF предполагается, что все неупругие адрон-адронные соударения являются бинарными реакциями: а) $h_1 + h_2 \rightarrow h_1^* + h_2$; б) $h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + h_2^*$; в) $h_1 + h_2 \rightarrow h_1^* + h_2^*$. Процесс “а” представляет дифракционную диссоциацию налетающего адрона. Процесс “б” — дифракционную диссоциацию адрона-мишени. Процесс “в” — недифракционные процессы. Для определения сечений/вероятностей этих процессов используются экспериментальные данные. h_1^* и h_2^* — возбужденные состояния исходных адронов h_1 и h_2 . Возбужденные состояния характеризуются массой M_h . В процессах “а” и “б” распределение по M_h^2 имеет вид $1/M_h^2$. В процессе “в” — $D/M_h^2/\ln(M_h^{\max 2}/M_h^{\min 2}) + (1-D)/(M_h^{\max 2} - M_h^{\min 2})$, где $D = 0.55$ — параметр. Возбужденные состояния рассматриваются как кварк-глюонные стру-

ны и разделяются на составляющие антикварки и кварки (мезоны) или кварки и дикуарки (барионы). При фрагментации струн возникают наблюдаемые адроны. Фрагментация струн осуществляется согласно LUND алгоритму [10] в FTF модели.

В модели QGS предполагается, что при высоких энергиях в адрон-адронных взаимодействиях в t -канале упругих соударений доминируют поперечные обмены. “Разрезание” поперечных обменов дает неупругие недифракционные сечения. Каждому “разрезанному” поперечному сопоставляются две кварк-глюонные струны. Определение масс и кинематических характеристик струн описано в [11]. Для фрагментации струн используется специальный алгоритм. В этом подходе учет невакуумных обменов и фрагментаций струн с малой массой представляет значительную сложность.

При фрагментации кварков или дикуарков (анти-кварков или анти-дикуарков) возможны два процесса: образование мезона (M) или бариона (B) с соответствующими вероятностями P_M или P_B ($P_M = 93\%$ и $P_B = 7\%$ для кварков, и $P_M = 30\%$ и $P_B = 70\%$ для дикуарков). Считается, что процессы происходят при образовании пары кварк-антикварк из вакуума (морские пары) в поле струны с последующим подхватом кварка или антикварка фрагментирующей системой. Возможно рождение пар u -анти- u , d -анти- d , s -анти- s и c -анти- c с соответствующими вероятностями: $P_{u\text{-анти-}u} = P_{d\text{-анти-}d} = 44\%$, $P_{s\text{-анти-}s} \approx 12\%$ и $P_{c\text{-анти-}c} \approx 0.02\%$. Значения $P_{u\text{-анти-}u}$ и $P_{s\text{-анти-}s}$ были определены в результате сравнения многочисленных расчетов с разнообразными экспериментальными данными. Значение $P_{c\text{-анти-}c}$ было предложено в работах [12–14].

При выбранном рожденном адроне необходимо определить его кинематические характеристики. Прежде всего определяется поперечный импульс адрона — P_T . Существуют два метода определения P_T : использовать гауссовское

распределение по $P_T - e^{-\frac{P_T^2}{\langle P_T^2 \rangle}} / \pi \langle P_T^2 \rangle$, или распределение по поперечной массе — $m_T = (m_h^2 + P_T^2)^{0.5}$ вида $B \cdot e^{-B(m_T - m_h)}$, $B \approx 200 \text{ МэВ}^{-1}$. Здесь $\langle P_T^2 \rangle$ среднее значение квадрата поперечного импульса, а m_h — масса адрона. Первый метод является традиционным и восходит к работам [10, 15, 16]. Вторым методом начал использоваться недавно [16, 17].

При известном P_T , продольный импульс адрона (вдоль оси струны) определяется как $P_L = (zP_0^+ - m_T^2/zP_0^+)/2$, где P_0^+ — импульс струны на световом конусе, $P_0^+ = E_0 + P_{L0}$. Распределение по z называется функцией фрагментации.

В FTF модели в качестве функции фрагментации используется симметричная лундовская функция — $F(z) \sim z^\alpha (1-z)^\beta \exp(-bm_T^2/z)/z$, при $\alpha = 0$, $\beta = 1$, $b = 0.7 \text{ ГэВ}^{-2}$. В модели QGS аналогичная функция имеет вид: $F(z) \sim z^\alpha (1-z)^\beta$. Таблицы значений α и β для разных кварков и дикуарков (анти-кварков и анти-дикуарков) и разных рожденных адронов даны в [18–21]. Существенным параметром этих функций фрагментации является интерсепт реджеонной траектории, на которой лежат c -анти- c мезоны — $\alpha_\psi(0)$. Следуя работе [21], мы выбрали $\alpha_\psi(0) \approx -2.2$.

При излучении адрона струной ее масса уменьшается. При достижении некоторого значения массы, струна или рассматривается как адрон вне массовой поверхности и выполняется процедура выведения на массовую поверхность, то есть струне приписывается масса адрона и переопределяются импульсы всех рожденных частиц для удовлетворения закона сохранения энергии-импульса, или моделируется 2-частичный распад струны. В Geant4 используется второй подход, а именно, перед каждым шагом фрагментации проверяется возможность 2-частичного распада, вероятность которой имеет вид $\exp(-a(M_{st}^2 - M_{min}^2))$, $a = 0.66 \text{ ГэВ}^2$. M_{min} — минимальная масса струны, которая в простейшем подходе определяется как сумма масс легчайших адронов, которые можно родить.

Наиболее существенным параметром моделей FTF и QGS для рождения очарованных адронов является $P_{c\text{-анти-}c} \approx 0.02\%$, который определяет общий выход очарованных мезонов. Мы проверили, что выбранное значение параметра позволяет описать известные экспериментальные данные (см. рис. 1).

Другой важный параметр — средний квадрат поперечного импульса адронов ($\langle P_T^2 \rangle$) в модели QGS при использовании гауссовского распределения, или параметр $B \approx 200 \text{ МэВ}^{-1}$ при использовании распределения по m_T в модели FTF. Изменяя параметр B в модели FTF, можно описать распределения очарованных частиц по P_T^2 до $P_T^2 \approx 3 (\text{ГэВ} \cdot \text{с}^{-1})^2$ (см. рис. 2б). При использовании гауссовского распределения в модели QGS при $\langle P_T^2 \rangle \approx 0.25 (\text{ГэВ} \cdot \text{с}^{-1})^2$ не удастся воспроизвести распределения по P_T^2 . Однако, при использовании m_T -распределения в модели QGS можно получить удовлетворительное описание (см. рис. 2а).

Распределения адронов по переменной Фейнмана x_F регулируется функциями фрагментации. Как уже говорилось выше, в модели FTF используется LUND алгоритм фрагментации струн с симметричной функцией фрагментации. Это поз-

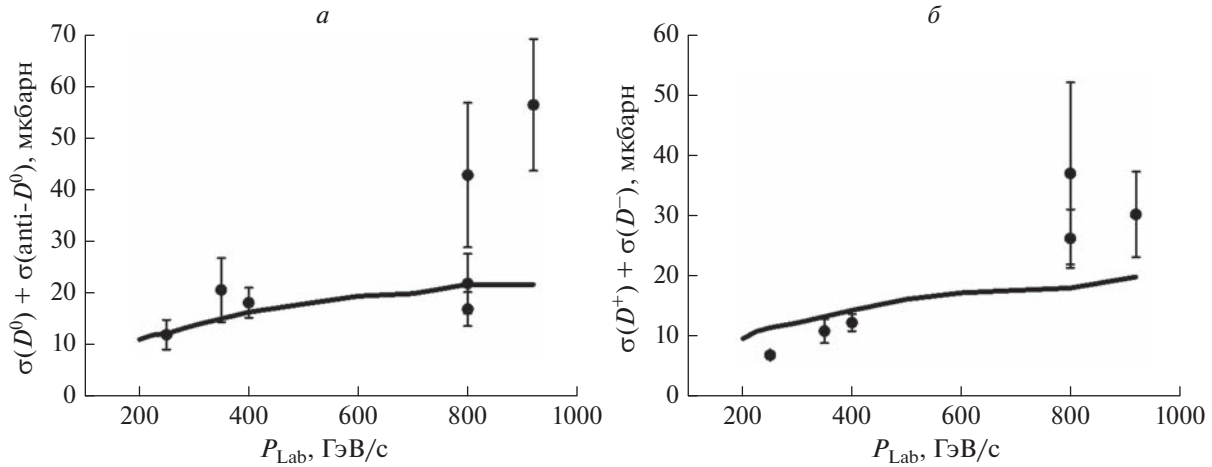


Рис. 1. Выходы D^0 и анти- D^0 мезонов (а), D^+ и D^- мезонов (б) в pp -взаимодействиях как функции импульсов налетающих протонов — P_{Lab} . Сплошные линии — расчеты по модели FTF. Точки — экспериментальные данные, представленные в [22] (см. табл. 4, стр. 144).

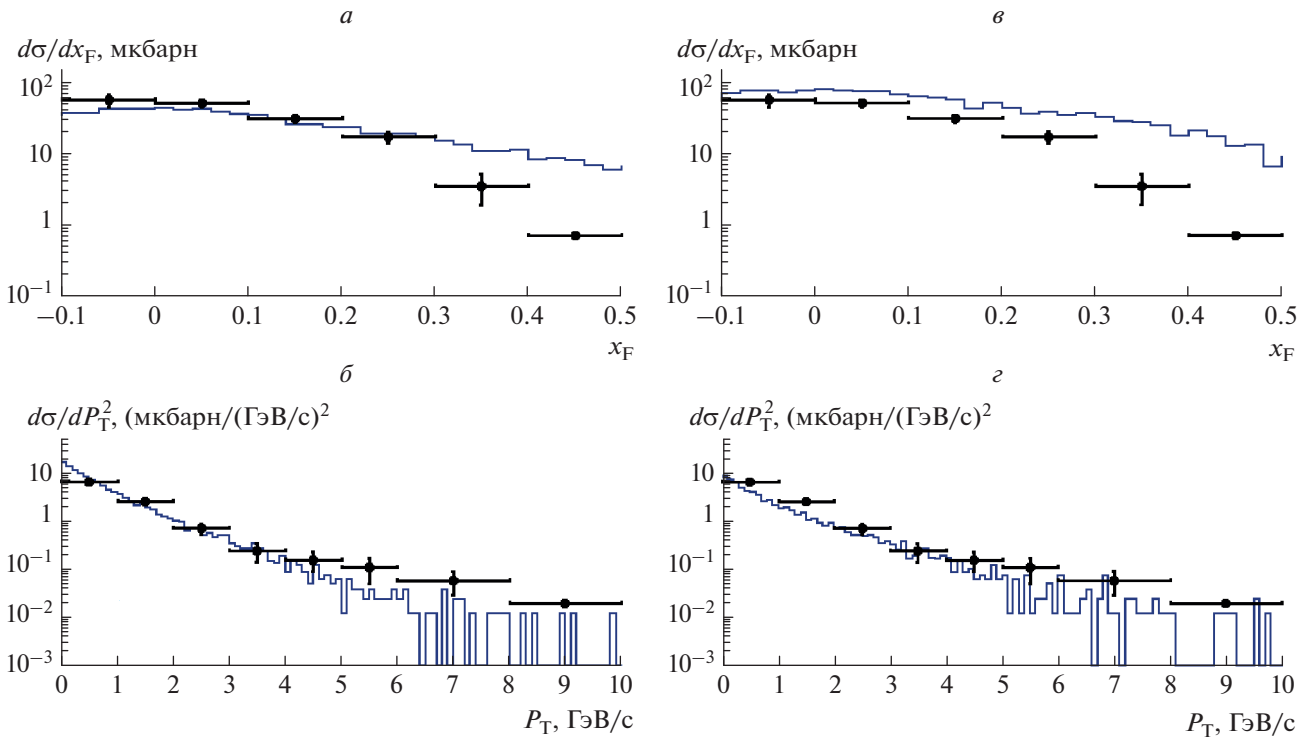


Рис. 2. Распределения D^0 и анти- D^0 мезонов в pp -взаимодействиях при импульсах налетающих протонов $250 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ по переменной x_F и по квадрату поперечного импульса в модели FTF (а и б) и модели QGS (в и г). Точки — экспериментальные данные работы [23]. Все расчеты по моделям FTF и QGS выполнены при использовании m_T -распределения.

воляет описать большинство известных распределений очарованных мезонов по x_F (см. рис. 3). Однако, при высоких энергиях, в частности при 920 ГэВ, мы получаем существенно заниженный выход D^0 -мезонов. Наиболее естественный выход —

учесть “жесткие” соударения адронов, описываемые квантовой хромодинамикой (QCD), что до сих пор не сделано в модели FTF. “Жесткие” взаимодействия не учитываются также в модели QGS пакета Geant4.

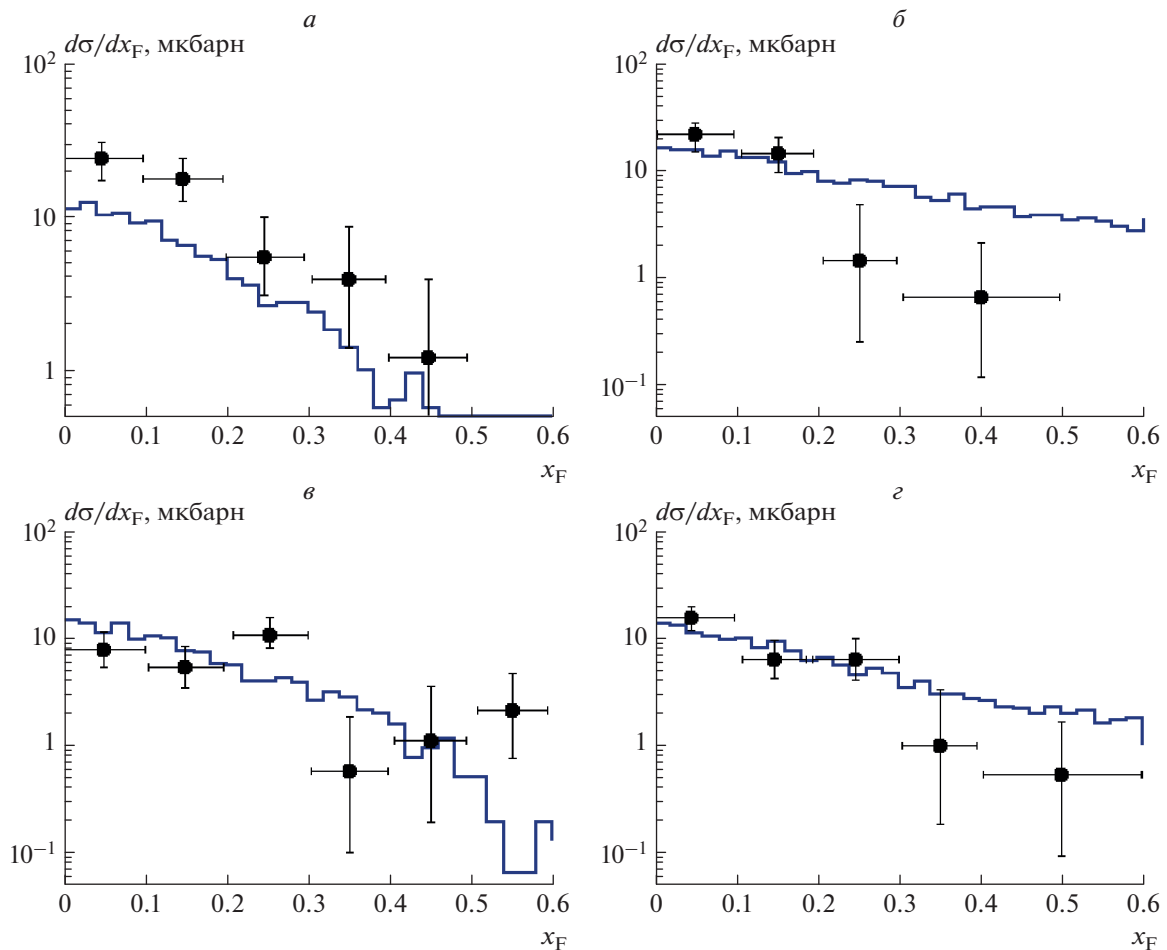


Рис. 3. Распределения D^0 , анти- D^0 , D^+ и D^- мезонов в pp -взаимодействиях при импульсах налетающих протонов $400 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ по x_F (а, б, в и г, соответственно). Точки — экспериментальные данные работы [24]. Гистограммы — расчеты по модели FTF.

Рождение очарованных частиц реализовано в FTF и QGS моделях пакета Geant4. Выбранные значения свободных параметров позволяют воспроизвести существующие экспериментальные данные, за исключением спектров “жестких” частиц. Предполагается, что очарованные частицы, в основном, рождаются при фрагментации кварк-глюонных струн. Благодаря расчету сечений взаимодействий очарованных частиц с ядрами возможно моделирование прохождения этих частиц через вещество.

Авторы благодарны команде гетерогенных вычислений ЛИТ ОИЯИ (HybriLIT) за поддержку вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
2. Allison T., Amako K., Apostolakis J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. P. 270.
3. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. (Geant4 Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186.
4. Kaidalov A.B. // Phys. Lett. 1982. V. 116B. P. 459.
5. Kaidalov A.B., Ter-Martirosian K.A. // Phys. Lett. 1982. V. 117B. P. 247.
6. Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. // Nucl. Phys. B. 1987. V. 281. P. 289.
7. Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. // Comput. Phys. Commun. 1987. V. 43. P. 387.
8. Grichine V.M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2020. V. 67. P. 1993.
9. Лыкасов Г.И., Аракелян Г.Х., Сергеев М.Н. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 817.
10. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand T. // Phys. Reports. 1983. V. 97. P. 31.
11. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/Physics-ReferenceManual.pdf>.

12. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б. // ЯФ 1983. Т. 37. С. 174; Boreskov K.G., Kaidalov A.B. // Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V. 37. P. 100.
13. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // ЯФ 1986. Т. 43. С. 1545; Kaidalov A.B., Piskunova O.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. V. 43. P. 994.
14. Пискунова О.И. // ЯФ 1993. Т. 56. С. 176; Piskunova O.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1993. V. 56. P. 1094.
15. Field R.D., Feynman R.P. // Nucl. Phys. B. 1978. V. 136. P. 1.
16. Veselov A.I., Piskunova O.I., Ter-Martirosian K.A. // Phys. Lett. 1985. V. B158. P. 175.
17. Lykasov G.I., Sergeenko M.N. // Z. Phys. 1992. V. C56. P. 697.
18. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1278.
19. Cifarelli L., Eskut E., Shabelski Yu.M. // Nuovo Cimento. 1993. V. 106A. P. 389.
20. Arakelian G.G., Volkovitsky P.E. // Z. Phys. 1995. V. A353. P. 87.
21. Sinegovsky S.I., Sorokovikov M.N. // Eur. Phys. J. 2020. V. C80. P. 34.
22. Lourenco C., Wohri H.K. // Phys. Reports. 2006. V. 433. P. 127.
23. Alves G.A. et al. (E769 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 239.
24. Aguilar-Benitez M., Allison W.W.M., Bailly J.L. et al. (LEBC-EHS Collaboration) // Z. Phys. C. 1988. V. 40. P. 321.

Simulation of charmed particle production in Geant4

**A. S. Galoyan^a, V. M. Grichine^b, A. Ribon^c, V. V. Uzhinsky^{a, *}
on behalf of Geant4 hadronic working group**

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^b Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^c European Organization for Nuclear Research (CERN), Geneva, CH-1211 Switzerland

*e-mail: uzhinsky@jinr.ru

It is expected that charmed particles will be copiously produced at Future Circular Collider (FCC). Due to relatively large lifetime of the particles, it will be needed to account their interactions with surrounded materials and detector's materials. To satisfy the requirements, charmed particle production in soft interactions has been implemented in QGS and FTF models of the Geant4 package. Some details of the implementations are considered.

УДК 539.1

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА ПРИ ЭНЕРГИИ 300 МэВ/НУКЛОН: СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЯМИ ИОН-ИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

© 2023 г. А. А. Куликовская¹ *, Б. М. Абрамов¹, Ю. А. Бородин¹, С. А. Булычев¹, И. А. Духовской¹, А. П. Крутенкова¹, В. В. Куликов¹, М. А. Мартемьянов¹, М. А. Мацюк¹, Е. Н. Турдакина¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: annkull@mail.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Представлены экспериментальные данные о дифференциальных сечениях образования изотопов ^{11}Be , ^{12}Be и ^{12}B при фрагментации пучка углерода с энергией в 300 МэВ/нуклон в эксперименте ФРАГМ, проводимом на базе многоцелевого ускорительного комплекса ИТЭФ–ТВН. Полученные экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями моделей ион-ионных взаимодействий: бинарного каскада и квантовой молекулярно-динамической модели.

DOI: 10.31857/S0367676523702034, EDN: ZBTHYG

ВВЕДЕНИЕ

Основными целями физики ион-ионных взаимодействий являются не только установление их фундаментальных свойств, но и точное феноменологическое описание таких процессов, что важно для создания различных моделей ион-ионных взаимодействий в широком диапазоне энергий.

Стоит отметить, что описание процессов фрагментации ядер важно не только для фундаментальных исследований, но и для прикладных направлений, таких как тяжелоионная терапия, где фрагментация ядер приводит к нежелательному облучению тканей за пиком Брега, создание пучков радиоактивных ядер и радиационной защиты от космических лучей электроники космических станций. Одним из наименее изученных механизмов ион-ионных взаимодействий является фрагментация ядер с перезарядкой нуклонов, которая приводит к увеличению числа протонов или нейтронов в ядре-фрагменте по сравнению с налетающим ядром. Такие процессы довольно слабо изучены экспериментально [1, 2]. С точки зрения эксперимента, это связано с трудностями идентификации этих процессов во взаимодействиях тяжелых ядер и малостью сечения для легких ядер. Кроме того, для идентификации таких фрагментов на фоне других ионов, образующихся без перезарядки нуклонов, необходима экспериментальная установка, обеспечивающая высокое

импульсное разрешение. Создание крупных тяжелоионных научных центров, таких как GSI в Германии и Riken в Японии позволило несколько расширить базу данных по зарядообменным процессам. Однако это коснулось только области средних и тяжелых ядер при энергиях в области 1 ГэВ/нуклон. В работах GSI на установке FRS было показано, что при фрагментации ^{112}Sn и ^{208}Pb с энергией 1 ГэВ/нуклон под нулевым углом в результате изобарического зарядового обмена наблюдается образование изотопов ^{112}I и ^{208}Bi [3, 4]. Сечение выхода этих изотопов оказалось довольно большим и сравнимым с сечением реакции фрагментации, протекающей без зарядового обмена. Анализ импульсных спектров этих фрагментов позволил разделить вклады квазиупругой перезарядки и рождения Δ -изобары [3]. Проведенный теоретический анализ данных позволил впервые получить хорошее согласие с экспериментом. Что касается двойной перезарядки нуклонов, то этот процесс до сих пор не наблюдался во фрагментации тяжелых ионов. Здесь следует отметить значительное число работ по теоретическим аспектам как однократной, так и двойной перезарядки нуклонов в процессах изобарической фрагментации ядер [5], направленных на получение информации о матричных элементах безнейтринного двойного β -распада ядер. Это направление охватывает только область энергий

ионов меньших 10 МэВ/нуклон, что далеко от области энергий, обсуждаемой в этой статье.

Экспериментальная установка ФРАГМ обладает уникальными характеристиками, необходимыми для исследования процессов, идущих с перезарядкой нуклонов: высоким импульсным разрешением и способностью регистрировать широкий диапазон легких фрагментов. Кроме того, за время работы ускорительно-накопительного комплекса ИТЭФ-ТВН [6] был набран значительный объем данных по фрагментации ядер углерода при энергии 300 МэВ/нуклон [7, 8]. На основе их анализа выяснилось, что при фрагментации ионов ^{12}C , в результате однократной перезарядки нуклонов, могут образовываться три изотопа: ^{11}Be (7 нейтронов), ^{12}B (7 нейтронов) и ^{12}N (7 протонов), и два при двукратной перезарядке: ^{11}Li и ^{12}Be (8 нейтронов). Образование таких ионов сопровождается рождением как виртуальных, так и реальных пионов [1].

Настоящая работа содержит измерения дифференциальных сечений рождения трех изотопов: ^{11}Be , ^{12}B , ^{12}Be . Для сравнения с экспериментальными результатами были привлечены расчеты по ион-ионным взаимодействиям, полученные в модели бинарного каскада (BC) [9] и квантовой молекулярно-динамической модели (QMD) [10]. Представленные результаты дополняют данные [11].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка ФРАГМ предназначалась для регистрации ядерных фрагментов, рожденных на внутренней мишени ускорительного комплекса ИТЭФ-ТВН. ФРАГМ представляет собой двухступенчатый магнитооптический канал, расположенный под углом 3.5° к внутреннему пучку [12]. Каждая ступень канала состояла из дублета квадрупольных линз и поворотного магнита. В качестве мишени, расположенной в вакуумной камере ускорителя, использовалась узкая вертикальная бериллиевая фольга толщиной 50 мкм. Это позволило одновременно иметь высокую светимость за счет многократного прохождения ионов через мишень и малые размеры источника для полного использования высокого импульсного разрешения канала. Два фокуса установки располагались на расстоянии 26 и 42 м от мишени. Сцинтилляционные счетчики, расположенные в первом и втором фокусах магнитооптического канала, использовались для измерения амплитуды и времени пролета. Каждый счетчик просматривался двумя ФЭУ с противоположных сторон для компенсации их геометрических размеров при времяпролетных измерениях. Совпадение сигналов двух счетчиков в разных фокусах использовалось в качестве триггера для считывания и записи информации на диск. В первом фо-

кусе также был расположен годоскоп, который состоял из двадцати вертикальных и восьми горизонтальных элементов размером $20 \times 1 \times 1$ см и предназначался для измерения профиля пучка и для уточнения импульса фрагмента с учетом фокусирующих свойств магнитооптического канала. Контроль интенсивности исходного пучка осуществлялся с помощью монитора из трех сцинтилляционных счетчиков, направленного на мишень под углом 2° .

МЕТОДИКА ОТБОРА ФРАГМЕНТОВ

Измерение импульсных спектров фрагментов осуществлялось при сканировании по жесткости магнитооптического канала в диапазоне от 0.9 до 2.8 ГэВ/с с шагом 50 МэВ/с. При каждой настройке идентификация различных ионов проводилась по корреляционной зависимости времени пролета (TDC) от амплитуды сигнала с зарядово-цифрового преобразователя (QDC) с сцинтилляционного счетчика в первом фокусе. Временные измерения определены таким образом, что ионы с большей массой имеют меньшую величину в каналах TDC. На рис. 1 представлены основные этапы выделения ^{11}Be : (а) — корреляционное распределение при жесткости канала в 2.1 ГэВ/с, где события с изотопами Be ограничены двумя наклонными линиями; (б) — распределение отобранных по времени пролета событий ^{11}Be по номеру ячейки годоскопа, фоновые события, связанные с существенно более интенсивным образованием ^{10}Be , вычитаются в соответствии с фитирующей функцией; (в) — нормированные на показания пучкового монитора распределения по жесткости, определяемые по номеру ячейки годоскопа, полученные при различных настройках магнито-оптического канала. Видно, что каждая настройка по жесткости дает более десяти добавочных точек, каждая из которых уточняет импульс фрагмента до 0.4%. В дальнейшем для определения выходов искоемых фрагментов ближайшие по импульсу точки из разных настроек канала суммируются с шагом 10–20 МэВ/с. Поиск фрагментов, соответствующих ^{11}Be , осуществлялся при жесткости в пределах от 2 до 2.25 ГэВ/с, ^{12}Be — от 2.15 до 2.45 ГэВ/с, ^{12}B — от 1.75 до 1.95 ГэВ/с, ^{12}N — от 1.25 до 1.45 ГэВ/с. Были обнаружены выходы трех фрагментов, родившихся в зарядово-обменных реакциях: ^{11}Be , ^{12}Be и ^{12}B . Распределение по годоскопическому счетчику в случае ^{12}N не дало четко выраженного пика.

При вычислении абсолютных значений дифференциальных сечений $d^2\sigma/dp d\Omega$ была проведена нормировка выходов фрагментов на полное сечение взаимодействия ионов углерода с бериллиевой мишенью. Величина сечения была получена с помощью пакета LAQGSM [7, 13], $\sigma_{\text{tot}} = 772.8$ мбн

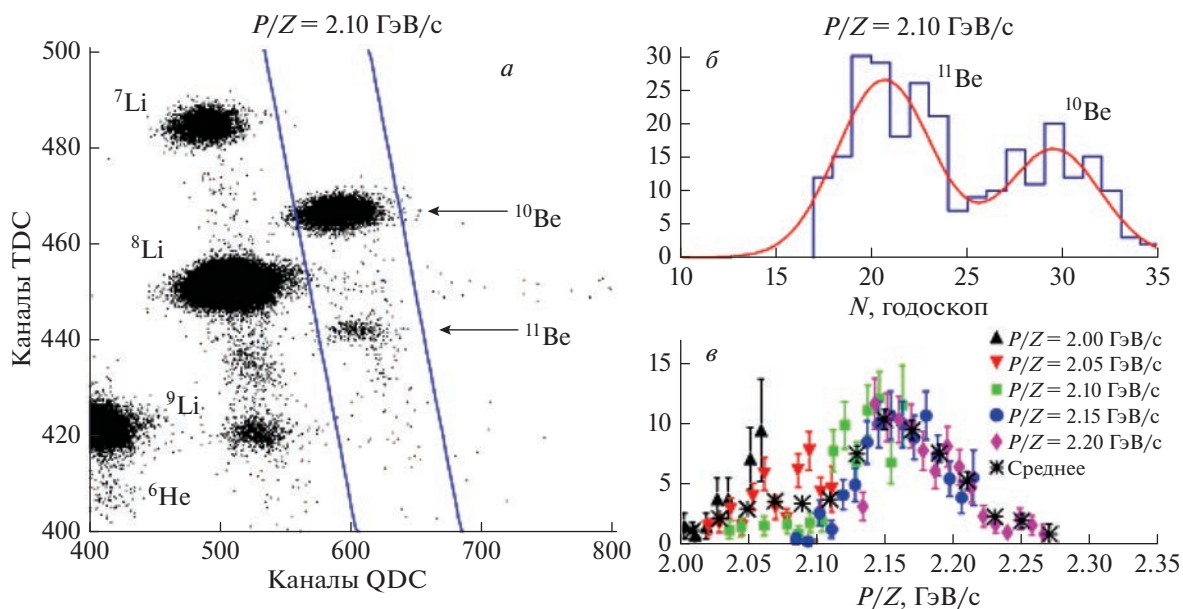


Рис. 1. Методика выделения ^{11}Be : корреляционное распределение времени пролета (TDC) и амплитуды сигнала (QDC) при жесткости канала в 2.1 ГэВ/с (а); распределение по номеру ячейки годоскопического счетчика, вклад от эффекта (^{11}Be) и фона от ^{10}Be определены в соответствии с фитирующей функцией, приведенной красным цветом (б); нормализованные распределения по жесткости (P/Z — отношение импульса к заряду фрагмента), вычисленной по номеру ячейки годоскопа, полученные при различных настройках магнито-оптического канала (в).

при кинетической энергии 300 МэВ/нуклон, что хорошо согласуется с энергонезависимым приближением полного сечения в пределах 0.5% [14]. Кроме того, была учтена импульсная зависимость регистрации ионов установкой ФРАГМ. Эффективность регистрации ионов была определена при помощи моделирования магнитооптического канала на базе программного пакета Geant4 [15]. При моделировании учитывались параметры следующих элементов магнитооптического канала: магнитных полей отклоняющих магнитов и квадрупольных линз.

СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЯМИ ИОН-ИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

На рис. 2 приведены дифференциальные сечения рождения трех долгоживущих изотопов ^{11}Be , ^{12}Be и ^{12}B в зависимости от импульса фрагмента в пределах от 8 до 9.8 ГэВ/с. Экспериментальные данные приводятся в сравнении с аналогичными спектрами, полученными в рамках моделей ион-ионных взаимодействий ВС (рис. 2а) и QMD (рис. 2б). Полученные сечения более чем на два порядка меньше сечений выхода других изотопов, образующихся без зарядового обмена. Экспериментальные формы распределений ^{12}B и ^{11}Be имеют гауссову форму с более узкой шириной спектра, порядка 100–150 МэВ/с, по сравнению с рождением изотопов бора и бериллия, образу-

ющихся без перезарядки нуклонов. Модели ион-ионных взаимодействий показывают, что низко-энергетический вклад, связанный с рождением реального пиона, является незначительным для реакций с однократной перезарядкой. В случае ^{12}Be в модели ВС, вклад такой компоненты становится сравнимым по сечению с вкладом, обусловленным перезарядкой, идущей без рождения пиона. Экспериментальные данные также показали разделение спектра на две независимые области. Как видно из распределений, модель ВС, хорошо согласуется с экспериментом по среднему значению и ширине спектра, однако расходится по абсолютным значениям с экспериментальными данными в случае ^{11}Be и ^{12}B . Также данная модель предсказывает разделение импульсного спектра ^{12}Be на две области, связанные с обменом виртуальным и реальным пионами. Модель QMD отображает основной пик зарядово-обменных реакций, однако существенно занижает вклад от рождения пионов по отношению к ВС. В рамках модели ВС, выходы ^{12}B и ^{12}N идентичны. Однако установка ФРАГМ имеет угол регистрации, отличный от нулевого, при этом основной вклад в рождение ^{12}N будут давать возбужденные состояния, которые имеют ширину порядка 100 кэВ и распадаются в основном по каналу $^{11}\text{C} + p$, что приводит к существенному подавлению регистрации установкой изотопа ^{12}N .

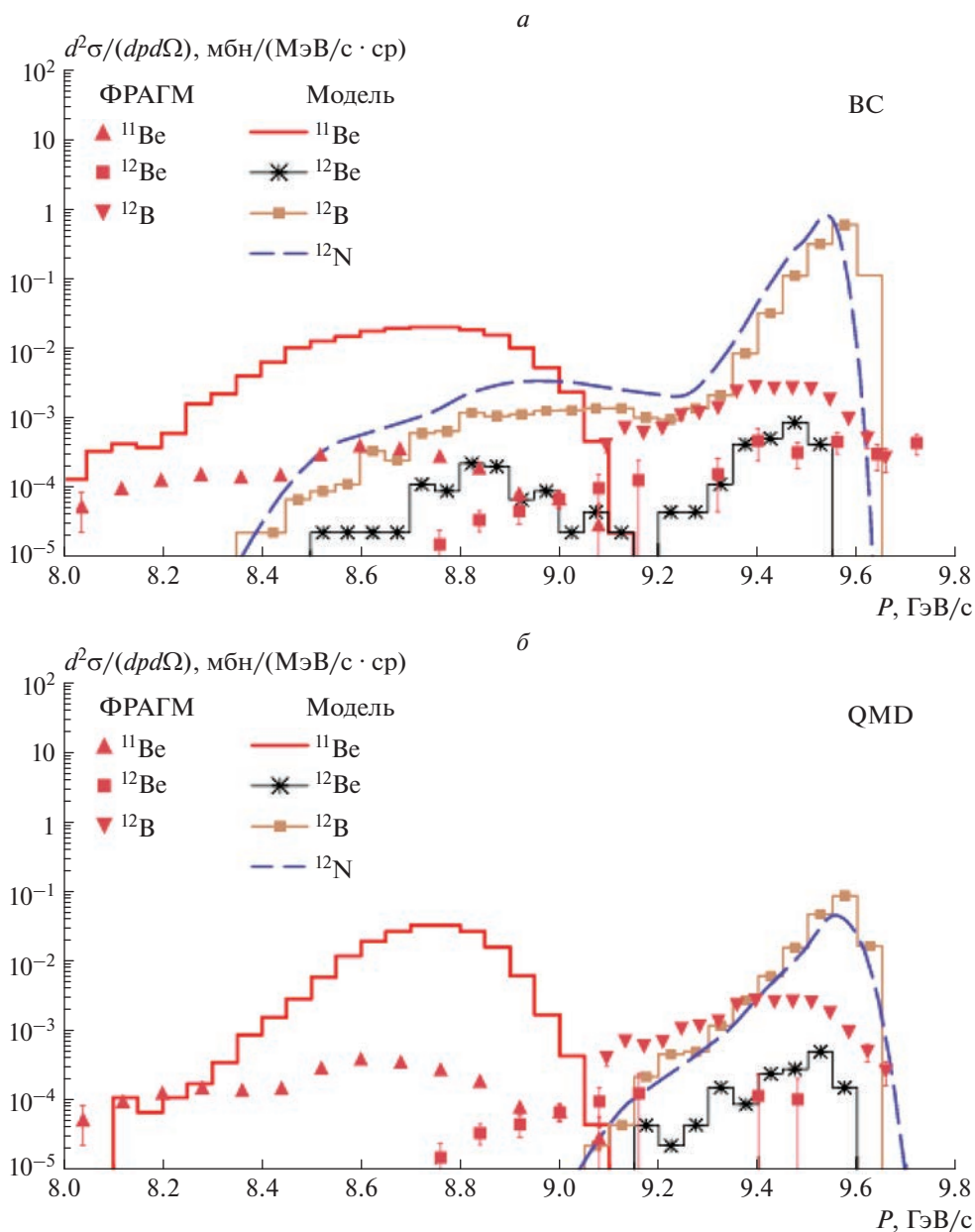


Рис. 2. Дифференциальные сечения выходов ионов бериллия и бора, образованных в зарядово-обменных реакциях, в зависимости от импульса фрагмента. Приводится сравнение экспериментальных данных с моделями BC (а) и QMD (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты фрагментации ионов углерода, полученные на тяжелоионном ускорительном комплексе ИТЭФ-ТВН и экспериментальной установке ФРАГМ по поиску зарядово-обменных процессов. Были измерены импульсные зависимости дифференциальных сечений выходов ^{11}Be и ^{12}B , образованных в результате однократной перезарядки нуклонов, а также ^{12}Be , рождающего при двукратной перезарядке. Не удалось обнаружить ^{12}N . Подавление ^{12}N , зеркального к ^{12}B , по-видимому, связано с извест-

ным эффектом доминирования образования короткоживущих возбужденных состояний изотопа ^{12}N , которые распадаются в области мишени за счет сильного взаимодействия на более легкие фрагменты. Было проведено сравнение дифференциальных сечений выходов ионов бериллия и бора с двумя моделями ион-ионных взаимодействий (BC и QMD). Данные BC неплохо описывают формы импульсных спектров фрагментов, совпадают по среднему значению и ширине распределения, но завышают абсолютные значения. Полученные результаты предоставляют собой

новый материал для тестирования моделей ион-ионных взаимодействий.

Авторы выражают благодарность персоналу ускорительного комплекса ИТЭФ-ТВН и техническому персоналу эксперимента ФРАГМ за большой вклад в проведение измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roy-Stephan M. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 482. P. 373.
2. Saito T.R., Ekawa H., Nakagawa M. // Eur. Phys. J. A. 2021. V. 57. P. 159.
3. Rodríguez-Sánchez J.L., Benlliure J., Vidaña I. et al. // Phys. Lett. B. 2020. V. 807. P. 135565.
4. Kelić A., Schmidt K.-H., Enqvist T. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. No. 064608.
5. Lenske H. Theory of heavy ion single and double charge exchange reactions. Proc. 1. CERN, 2019. P. 49.
6. Алексеев Н.Н., Акимов Г.Н., Алексеев П.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 120. С. 78.
7. Абрамов Б.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А. и др. // ЯФ. 2015. Т. 78. № 5. С. 403; Abramov B.M., Alekseev P.N., Borodin Yu.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. No. 3. P. 373.
8. Abramov B.M., Alexeev P.N., Borodin Yu.A. et al. // EPJ Web Conf. 2017. V. 138. Art. No. 03002.
9. Folger G., Ivanchenko V.N., Wellisch J.P. // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 21. P. 407.
10. Pal Singh T., Gautam S. // arXiv: 1110.6687v1. 2011.
11. Куликовская А.А., Абрамов Б.М., Бородин Ю.А. и др. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 5. С. 339.
12. Абрамов Б.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 509; Abramov B.M., Alekseev P.N., Borodin Yu.A. et al. // JETP Lett. 2013. V. 97. P. 439.
13. Mashnik S.G. // Eur. Phys. J. Plus. 2011. V. 126. P. 49.
14. L. Sihver L., Tsao C.H., Silberberg R. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1225.
15. <https://geant4userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForApplicationDevelopers.pdf>.

Charge exchange processes during carbon ion fragmentation at an energy of 300 MeV/nucleon: comparison with models of ion-ion interactions

A. A. Kulikovskaya^a, *, B. M. Abramov^a, Yu. A. Borodin^a, S. A. Bulychjov^a, I. A. Dukhovskoy^a, A. P. Krutenkova^a, V. V. Kulikov^a, M. A. Martemianov^a, M. A. Matsyuk^a, E. N. Turdakina^a

^a National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: annkull@mail.ru

Experimental data are presented on the differential cross sections to produce ^{11}Be , ^{12}Be , and ^{12}B isotopes at the carbon beam fragmentation with an energy of 300 MeV/nucleon in the FRAGM experiment conducted based on the ИТЭФ-TWAC multipurpose accelerator complex. The obtained experimental data are compared with the predictions of the models of ion-ion interactions: binary cascade and quantum molecular dynamics model.

УДК 53.01

ОПИСАНИЕ ДАННЫХ КОЛЛАБОРАЦИИ NA61/SHINE О РОЖДЕНИИ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В МОДЕЛИ GEANT4 FTF

© 2023 г. В. В. Ужинский¹*, А. С. Галоян¹ от имени адронной рабочей группы Geant4

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

*E-mail: uzhinsky@jinr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Обсуждаются последние данные коллаборации NA61/SHINE о рождении K^{*0} и ϕ мезонов, Ξ^- и $anti-\Xi^+$ гиперонов в pp взаимодействиях при P_{lab} от 40 до 158 ГэВ $\cdot$ с⁻¹. Как было показано ранее в экспериментальных работах монтекарловские модели — EPOS 1.99, UrQMD 3.4 и Pythia 6, не могут описать данные достаточно хорошо. В настоящей работе выходы частиц анализируются в рамках модели Geant4 FTF. Достигнуто хорошее описание экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0367676523702046, EDN: ZCCICV

Недавно коллаборация NA61/SHINE опубликовала [1–3] экспериментальные данные о рождении векторных мезонов — $\phi(1020)$ и $K^{*0}(892) + anti-K^{*0}(892)$ (ссылаемых далее как K^{*0}), в pp взаимодействиях при импульсах пучков в лабораторной системе (P_{lab}) 40, 80 и 158 ГэВ $\cdot$ с⁻¹. Также были опубликованы данные о Ξ^- и $anti-\Xi^+$ гиперонах при $P_{lab} = 158$ ГэВ $\cdot$ с⁻¹ [4]. Коллаборация сравнила данные с предсказаниями модели EPOS 1.99 [5, 6] для инклюзивных распределений частиц. Данные для мезонов и некоторые модельные расчеты, выполненные коллаборацией, представлены на рис. 1. Как видно, модель EPOS существенно переоценивает данные в центральной области. Сравнение предсказаний моделей (EPOS 1.99 [5, 6], UrQMD 3.4 [7, 8] и Pythia 6 [9]) о полных выходах частиц см. в экспериментальных работах [1–4]. Мы проанализируем данные в рамках модели Geant4 FTF. Все модели предполагают создание и фрагментацию кварковых струн. Они, в основном, отличаются механизмом создания струн, однако фрагментация струн примерно одинакова.

Geant4 является хорошо известным пакетом программ для моделирования прохождений частиц в веществе, который используется во многих высокоэнергетических экспериментах [10–12]. В Geant4 есть модель FTF (Fritiof), отвечающая за моделирование элементарных взаимодействий. Поэтому очень важно для различных приложений иметь хорошее описание экспериментальных дан-

ных в рамках модели FTF. Цель может быть достигнута “подгонкой” параметров модели. Мы используем последнюю версию Geant4 — 11.0, как основной вариант.

С теоретической точки зрения выход K^{*0} мезонов пропорционален вероятности рождения пары странный кварк — странный антикварк из вакуума при фрагментации кварков или дикварков ($P_{s\ anti-s}$), и вероятности рождения векторных мезонов — P_{vec} . Численные значения вероятностей неизвестны для модели EPOS. В классической работе Р.Д. Филда и Р.П. Фейнмана [13] было предложено что $P_{s\ anti-s}$ и P_{vec} равны 20 и 50%, соответственно. В знаменитой модели Pythia 6.4 [9] они равны 13 и 60% для мезонов с s -кварками. $P_{vec} = 0.5$ для нестранных мезонов. Обоснований для этого выбора не было дано. В модели Geant4 FTF мы выбрали асимптотическое значение $P_{s\ anti-s} = 12\%$ при описании рождения $K^\pm$ мезонов в pp взаимодействиях, и $P_{vec} = 0.5$ (для всех мезонов). FTF расчеты с этими значениями показаны на рис. 1 тонкими сплошными линиями. Как видно, в этом случае мы недооцениваем данные. Выбирая $P_{vec} = 0.6$ для всех мезонов, мы получаем хорошие результаты (см. толстые сплошные кривые на рис. 1). Наши результаты при $P_{lab} = 158$ ГэВ $\cdot$ с⁻¹ очень близки к результатам EPOS. Это указывает на то, что в модели EPOS P_{vec} порядка 3/4 (максимальное допустимое значение). При нашем выборе $P_{vec} = 0.6$ мы переоцениваем рождение $\pi^\pm$ мезонов в pp взаимодействиях. Поэтому

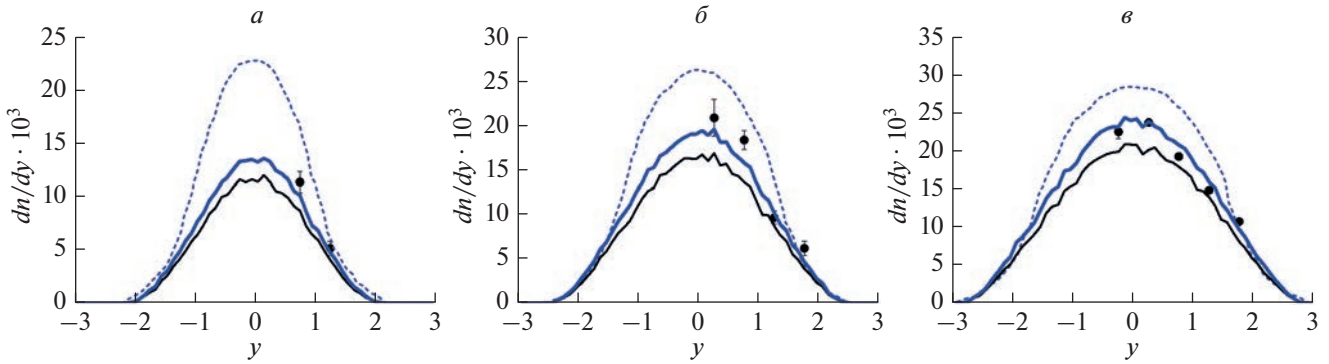


Рис. 1. Быстротные распределения, dn/dy , K^{*0} мезонов в pp взаимодействиях для трех импульсов пучка $P_{lab} = 40, 80$ and $158 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ (а, б, в, соответственно). Черные точки — данные, представленные коллаборацией NA61/SHINE, со статистическими ошибками [2, 3]. Пунктирные кривые — предсказания модели EPOS, полученные коллаборацией. Предсказания модели Geant4 FTF при $P_{vac} = 0.5$ (для всех мезонов) и 0.6 (только для странных мезонов) показаны тонкими и толстыми сплошными линиями, соответственно.

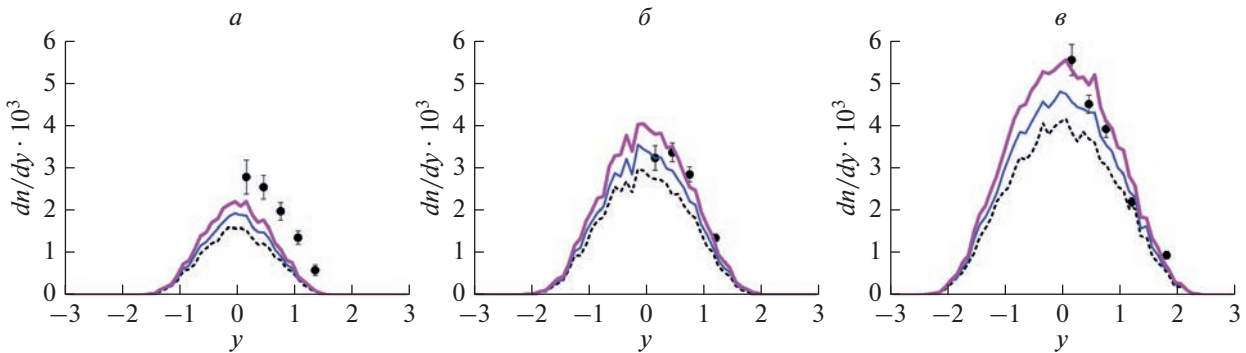


Рис. 2. Быстротные распределения, dn/dy , ϕ мезонов для трех импульсов пучка ($40, 80$ и $158 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$). Черные точки — данные коллаборации NA61/SHINE только со статистическими ошибками [1]. Предсказания модели Geant4 FTF при $P_{vac} = 0.5, 0.6$ и 0.7 (только для ϕ мезонов) показаны пунктирной кривой, тонкими и толстыми сплошными кривыми, соответственно.

мы используем $P_{vac} = 0.6$ только для мезонов с одним странным кварком или антикварком. Аналогичный подход используется в модели Pythia 6.4 (см. [9], стр. 490, параметры PARJ(11), PARJ(12) и PARJ(13)).

Слабая энергетическая зависимость результатов EPOS показывает, что возможно в модели нет энергетической зависимости $P_{s \text{ anti-}s}$. Очевидно, что $P_{s \text{ anti-}s}$ должно зависеть от массы струны. Если масса меньше двух масс К-мезона, рождение странных мезонов невозможно, $P_{s \text{ anti-}s} = 0$. Поэтому мы ввели зависимость $P_{s \text{ anti-}s}$ от массы струны: $P_{s \text{ anti-}s} = P_{s \text{ anti-}s}^{\text{asym}} [1 - (M_{th}/M_{str})^{2.5}]$, которая приводит к энергетической зависимости рождения К-мезонов. Здесь $P_{s \text{ anti-}s}^{\text{asym}} = 12\%$ — асимптотическое значение, M_{th} пороговая масса порядка 1.25 ГэВ , а M_{str} — масса струны.

Предложенное значение параметра (P_{vac}) не позволяет удовлетворительно описать рождение ϕ мезонов. Тем не менее, посредством изменения значения P_{vac} на 0.7 для мезонов с странными кварками и антикварками (ϕ), согласие с экспериментом может быть улучшено (см. рис. 2).

Как видно, наша модель Geant4 FTF недооценивает только данные при $P_{lab} = 40 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$. В настоящий момент неясно, что необходимо сделать для устранения недостатка? Увеличение вероятности рождения векторных мезонов приведет к переоценке данных при высоких энергиях. Тот же результат может быть получен при увеличении $P_{s \text{ anti-}s}$. Дополнительно к этому, так же увеличится выход $K^\pm$ мезонов. Возможно необходимо рассмотреть альтернативный механизм рождения ϕ мезона при низких энергиях. Конечно, не ис-

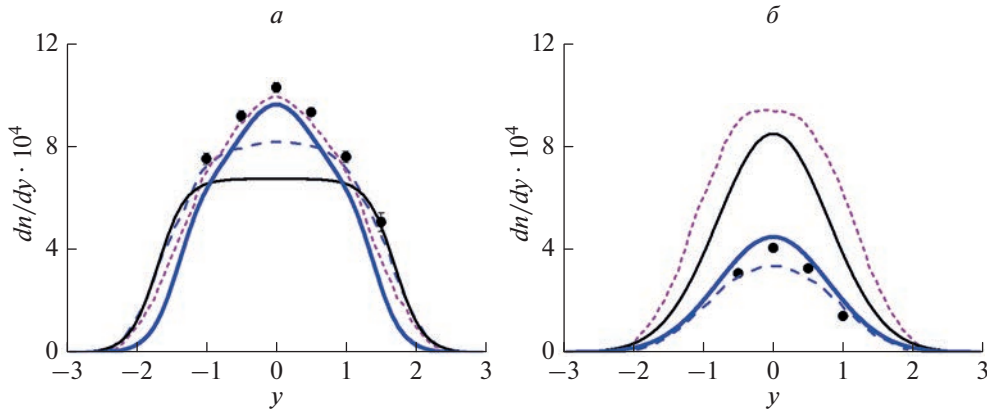


Рис. 3. Быстротные распределения Ξ^- и $\text{anti-}\Xi^+$ гиперонов при импульсе пучка $P_{\text{lab}} = 158 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ (а и б, соответственно). Черные точки – данные коллаборации NA61/SHINE только со статистическими ошибками [4]. Предсказания стандартной модели Geant4 FTF показаны тонкими сплошными линиями. Толстая сплошная кривая для Ξ^- гиперонов показывает результаты с фрагментационной функцией $f(z) \sim (1-z)^\alpha$. Аналогичная кривая для $\text{anti-}\Xi^+$ гиперонов была получена, предполагая реаранжировку странных кварков и странных антикварков в последнем распаде дикварк – анти-дикварковых струн. Линии с коротким штрихом – предсказания модели UrQMD. Линии с длинными штрихами показывают результаты EPOS.

ключено, что соответствующие экспериментальные данные могут измениться.

Более сложная ситуация имеет место при описании данных по Ξ^- и $\text{anti-}\Xi^+$ гиперонам при $P_{\text{lab}} = 158 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, показанным на рис. 3. Как видно, модель EPOS недооценивает рождение гиперонов в центральной области. Модель UrQMD хорошо описывает выход Ξ^- и существенно переоценивает выход $\text{anti-}\Xi^+$. Предсказания модели Geant4 FTF для $\text{anti-}\Xi^+$ близки к предсказаниям UrQMD. Детальный анализ показывает, что $\text{anti-}\Xi^+$ гипероны в основном рождаются в последнем распаде $ss\text{-anti-}s \text{ anti-}s$ струн в модели Geant4 FTF.

В модели Fritiof (FTF) [14, 15] предполагается, что две кварк – дикварковые струны рождаются в неупругих pp взаимодействиях при достаточно высоких энергиях. Струны фрагментируют в адроны. Струны с малой массой в конце фрагментационного процесса распадаются в два адрона. Это имеет место в моделях UrQMD и Geant4 FTF. Более сложная гипотеза используется в модели EPOS.

В последнем распаде кварк-анти-кварковой струны рождаются два мезона – $q + \text{anti-}q \rightarrow M_1(q \text{ anti-}q_s) + M_2(q_s \text{ anti-}q)$, где q_s and $\text{anti-}q_s$ пара морских кварка и анти-кварка, созданная из вакуума в поле струны. Мезон (M) может быть псевдоскаляром или векторным мезоном. В последнем распаде кварк – дикварковой струны рождаются барион (B) и мезон – $q_1 + q_2 q_3 \rightarrow M(q_1 \text{ anti-}q_s) + B(q_s q_2 q_3)$. Могут быть две возможности при моделировании последнего распада анти-дикварк – дикварковой струны: а) $\text{anti-}q_1 \text{ anti-}q_2 + q_3 q_4 \rightarrow \text{anti-}B(\text{anti-}q_1 \text{ anti-}q_2 \text{ anti-}q_s) +$

$+ B(q_s q_3 q_4)$; б) (реаранжировка) $\text{anti-}q_1 \text{ anti-}q_2 + q_3 q_4 \rightarrow M_1(\text{anti-}q_1 q_3) + M_2(\text{anti-}q_2 q_4)$. Процесс "а" позволяет рождение двух барионов, например, при $\text{anti-}p p$ аннигиляции. Он "работает" достаточно хорошо для всех других адронных реакций. Однако, для описания рождений $\text{anti-}\Xi^+$ гиперонов мы должны предполагать только процесс "б" для последнего распада струны с дважды странным дикварком и дважды странным анти-дикварком: $\text{anti-}s_1 \text{ anti-}s_2 + s_3 s_4 \rightarrow M_1(\text{anti-}s_1 s_3) + M_2(\text{anti-}s_2 s_4)$. Результат этого предположения можно видеть на рис. 3б.

Если гипотеза верна, мы можем ожидать, что в pp взаимодействиях в событиях рождаются два близких ϕ мезонов. Альтернативной гипотезой рождения двух ϕ мезонов может быть коррелированное создание пар $s \text{ anti-}s$ из вакуума. Мы надеемся, что будущие экспериментальные исследования прольют свет на этот предмет.

Форма быстротного спектра Ξ^- зависит от функций фрагментации. Достаточно сложно изменить эти функции, используя стандартные возможности LUND алгоритма фрагментации струн [16], реализованного в моделях UrQMD и Geant4 FTF. Поэтому мы использовали для фрагментации дикварков в барионы предписание модели кварк-глюонных струн (QGSM) [17–19], а именно, $f(z) \sim z^\alpha$. Для фрагментации дикварков в Ξ^- мы должны использовать функцию $f(z) \sim (1-z)^\alpha$, которая позволяет получить горб в центральной области быстрот.

Можно достичь хорошего описания экспериментальных данных по рождению векторных мезонов в pp взаимодействиях подгонкой основных

параметров модели фрагментации струн — $P_{s\text{ anti-}s}$ and P_{vec} , по крайней мере в Geant4 FTF модели. Для описания Ξ^- и $\text{anti-}\Xi^+$ гиперонных данных необходимо более точно определить фрагментацию струн в гипероны.

Авторы благодарны М.А. Иванову (БЛТФ, ОИЯИ) и А. Рибону за полезные обсуждения работы. Авторы также благодарны команде гетерогенных вычислений ЛИТ ОИЯИ (HybriLIT) за поддержку вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aduszkiewicz A., Andronov E.V., Antićić T. et al. (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 199.*
2. *Aduszkiewicz A., Andronov E.V., Antićić T. et al. (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 460.*
3. *Acharya A., Adhikary H., Allison K.K. et al. (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2022. V. 82. P. 322.*
4. *Aduszkiewicz A., Andronov E.V., Antićić T. et al. (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 833.*
5. *Werner K., Liu F.-M., Pierog T. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 044902.*
6. *Pierog T., Werner K. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2009. V. 196. P. 102.*
7. *Bass S.A., Belkacem M., Bleicher M. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1998. V. 41. P. 255.*
8. *Bleicher M., Zabrodin E., Spieles C. et al. // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 1859.*
9. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.Z. // JHEP. 2006. V. 05. P. 026.*
10. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.*
11. *Allison T., Amako K., Apostolakis J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. P. 270.*
12. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. (Geant4 Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186.*
13. *Field R.D., Feynman R.P. // Nucl. Phys. B. 1978. V. 136. P. 1.*
14. *Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. // Nucl. Phys. B. 1987. V. 281. P. 289.*
15. *Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. // Comput. Phys. Commun. 1987. V. 43. P. 387.*
16. *Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand T. // Phys. Reports. 1983. V. 97. P. 31.*
17. *Kaidalov A.B. // Phys. Lett. 1982. V. 116B. P. 459.*
18. *Kaidalov A.B., Ter-Martirosian K.A. // Phys. Lett. 1982. V. 117B. P. 247.*
19. *Kaidalov A.B., Piskunova O.I. // Z. Phys. C. 1986. V. 30. P. 145.*

Geant4 FTF model description of the NA61/SHINE collaboration data on strange particle production in pp -interactions

V. V. Uzhinsky^{a, *}, A. S. Galoyan^a on behalf of Geant4 hadronic working group

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: uzhinsky@jinr.ru

The latest data by the NA61/SHINE collaboration on inclusive distributions of K^*0 and ϕ meson's, Ξ^- and $\text{anti-}\Xi^+$ hyperon's production in pp interactions at P_{lab} from 40 up to 158 GeV/c are considered. As it was shown before in experimental papers, Monte Carlo models — EPOS 1.99, UrQMD 3.4 and Pythia 6, cannot describe reasonably well the data. In the presented paper, the yields of the particles are analyzed within the framework of the Geant4 FTF model. A good description of the experimental data has been reached.

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{156}Gd

© 2023 г. П. Н. Усманов^{1, *}, А. И. Вдовин², Э. К. Юсупов¹, Ш. Р. Нетьматжонов¹

¹Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан

²Международная межправительственная организация “Объединенный институт ядерных исследований”,
Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Для ядра ^{156}Gd были проведены теоретические расчеты в рамках феноменологической модели с учетом кориолисова смешивания состояний низколежащих ротационных полос положительной четности. Кориолисово взаимодействие позволяет объяснить наблюдающиеся в свойствах возбужденных состояний эффекты неадиабатичности. Рассчитаны приведенные вероятности $M1$ -переходов $B(M1)$ и коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ для переходов из вибрационных состояний. Изучены закономерности изменения вероятностей $M1$ -переходов из состояний смешивающихся полос в зависимости от полного углового момента. Получено удовлетворительное согласие теоретических результатов с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676523702058, EDN: ZCEDUW

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о низколежащей части спектра возбуждений ядра ^{156}Gd с энергией $E_x < 2$ МэВ, полученные в реакциях $(\alpha, 2n)$, (n, γ) и $(n, n'\gamma)$ на ядре ^{156}Gd достаточно многочисленны [1]. Известны пять вращательных полос, построенных на основаниях с $K^\pi = 0^+$, две полосы с основаниями $K^\pi = 2^+$ и пятнадцать дипольных уровней 1^+ . Определены энергии 1^+ уровней, а для одиннадцати из них — вероятности $B(M1) \uparrow$ возбуждения [2]. Эти данные очень важны для систематики и поиска соответствующих уровней в соседних ядрах.

Экспериментально определены приведенные вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов из состояний $K^\pi = 0_2^+, 0_3^+$ и $K^\pi = 2_1^+$ -полос на уровни основной полосы, а также отношения вероятностей $E2$ -переходов и коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ и магнитные моменты [1–11].

Интересные экспериментальные данные о свойствах ножничного 1^+ уровня с энергией $E_x = 3070$ кэВ были получены в работе [12]. В частности, впервые был обнаружен ротационный 2^+ уровень, построенный над ножничным

состоянием и определена его энергия $E_{1^+}(2^+) = 3089(1)$ кэВ, т.е. это ротационное состояние расположено на 19 кэВ выше основания полосы. Кроме того, впервые было определено экспериментальное значение вероятности $E2$ -перехода с ножничного состояния 1^+ на первый возбужденный 2^+ уровень основной полосы ядра ^{156}Gd .

Как известно, в первом приближении вращение аксиально-симметричного ядра может рассматриваться, по крайней мере при малых угловых моментах, как независимая мода ядерных возбуждений, слабо связанная с другими степенями свободы (например, одночастичными). Такое приближение называют адиабатическим. Оно работает и для вращательного движения, построенного на нижайших возбужденных состояниях ядра иной природы, например, колебательных. Основным указанием на адиабатический характер ядерного вращения считается тот факт, что вращательные уровни образуют полосы, в которых энергии уровней с хорошей точностью следуют закономерности характерной для твердого ротатора — $I(I+1)$, где I — спин уровня в полосе. В адиабатическом приближении ротационные полосы не смешиваются и отношения вероятностей электромагнитных переходов из состояний одной из полос $|I_i K_i\rangle$ на разные уровни другой полосы

$|I_f K_f\rangle$ (например, основной, т.е. построенной на основном состоянии ядра) равны квадратам отношений соответствующих коэффициентов Клебша–Гордана. Эти геометрические соотношения называют правилами ветвления или правилом Алаги [13–15].

Данные экспериментов указывают на отклонения от правил адиабатического приближения (см. [1, 6, 14–16] и ссылки в этих работах). Эти отклонения усиливаются с ростом энергии возбужденных состояний ядра. Они видны и в экспериментальных энергиях уровней ротационных полос с высокими спинами, и в отклонениях вероятностей электромагнитных переходов из состояний полос от правил Алаги. Такие отклонения характеризуют как проявления неадиабатичности ядерного вращения. Причиной этих отклонений — в широком смысле слова — является связь вращательных и внутренних возбуждений ядра — колебательных или одночастичных. Одно из важных проявлений этой связи — взаимодействие Кориолиса.

В работах [17, 18] в рамках феноменологической модели [16], учитывающей кориолисово взаимодействие, были рассчитаны некоторые характеристики состояний ядра ^{156}Gd — энергии, волновые функции, вероятности электрических переходов и их отношения, оценена роль неадиабатических эффектов.

В настоящей работе мы продолжаем изучение свойств ротационных состояний ядра ^{156}Gd . Используя волновые функции, полученные в [17], мы рассчитали приведенные вероятности $M1$ -переходов и другие магнитные характеристики состояний ротационных полос. Изучено влияние вращения на магнитные характеристики возбужденных состояний.

Используемая феноменологическая модель в деталях изложена в обзоре [16]. Ранее эта модель была нами успешно применена для изучения кориолисова смешивания полос состояний в изотопах $^{156,158,160}\text{Gd}$ [18–22] и $^{170,172,174}\text{Yb}$ [23, 24].

ВЕРОЯТНОСТИ $M1$ -ПЕРЕХОДОВ И КОЭФФИЦИЕНТЫ СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ $\delta(E2/M1)$

В рамках модели [16] выражение для приведенной вероятности $B(M1)$ перехода из состояния $I_i K_i$ на уровень $I_f 0_1$ основной полосы имеет следующий вид:

$$B(M1; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f 0_1 | \hat{m}(M1) | I_i K_i \rangle|^2, \quad (1)$$

где $\hat{m}(M1)$ — магнитный дипольный оператор; I_i и I_f — полные угловые моменты (спины) начального и конечного состояний ядра.

Приведем выражение для приведенного матричного элемента $M1$ -перехода из формулы (1):

$$\begin{aligned} \langle I' 0_1 | \hat{m}(M1) | I K \rangle &= \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \\ &\times \left(\sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, 0_1}^{I'} C_{IK_1; 10}^{I' K_1} + \right. \\ &\left. + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_v m_{I_v}' (\psi_{0_1, 0_1}^{I'} \psi_{I_v, K}^I - \psi_{I_v, 0_1}^{I'} \psi_{0_1, K}^I) C_{I1; 1-1}^{I' 0} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $m_{I_v}' = \langle 0_1^+ | \hat{m}(M1) | 1_v^+ \rangle$ — матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и 1_v^+ -полос; $C_{I_i K_i; 1(K_i + K_f)}^{I_f K_f}$ — коэффициенты Клебша–Гордана; $\psi_{K, K'}^I$ — амплитуды смешивания базисных состояний; g_K — внутренний g -фактор полосы с $K \neq 0$, $g_R = Z/A$ — гиромагнитный фактор, связанный с вращением.

В нечетных состояниях полос с $K^\pi \neq 0^+$ компонента волновой функции $\psi_{0_1, K}^I = 0$, т.к. в основной полосе отсутствуют состояния с нечетными спинами. Поэтому приведенный матричный элемент (2) для переходов из I -нечетных уровней полос с $K^\pi \neq 0^+$ в состояния $I' = (I \pm 1)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle I' 0_1 | \hat{m}(M1) | I K \rangle &= \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \\ &\times \left(\sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \psi_{K_1, K}^I \psi_{K_1, 0_1}^{I'} C_{IK_1; 10}^{I' K_1} + \right. \\ &\left. + \frac{\sqrt{6}}{10} \sum_v m_{I_v}' \psi_{0_1, 0_1}^{I'} \psi_{I_v, K}^I C_{I1; 1-1}^{I' 0} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Из формул (2)–(3) ясно видно, что $M1$ -переходы между основной полосой и полосой с $K^\pi = 2^+$ возможны лишь благодаря примесям в их волновых функциях компонент $\psi_{I_v, K}^I$, связанных с уровнями 1^+ . Последние же появляются в результате взаимодействия Кориолиса, смешивающего полосы с $\Delta K = 1$. В адиабатическом приближении такие $M1$ -переходы запрещены.

В адиабатическом приближении приведенная вероятность $M1$ перехода из состояний полос с $K^\pi = 1^+$ на уровни основной полосы имеет следующий вид:

$$B^A(M1; 1_v^+ \rightarrow I' 0_1) = \left(\frac{3}{4\pi} \right) \cdot 0.06 \cdot \left(m_{I_v}' C_{I1; 1-1}^{I' 0} \right)^2. \quad (4)$$

Адиабатическая формула для $M1$ -переходов внутри полос с $K^\pi \neq 0^+$ имеет следующий вид:

$$B^A(M1; IK \rightarrow (I+1)K) = \left(\frac{3}{4\pi}\right) \left[(g_K - g_R) K \cdot C_{IK;10}^{(I+1)K} \right]^2. \quad (5)$$

Наряду с приведенными вероятностями $M1$ -переходов важную информацию содержат коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$, которые вычисляются по формуле:

$$\delta(IK \rightarrow I'0_1) = 0.834 E_\gamma \text{ (МэВ)} \frac{\langle IK \| \hat{m}(E2) \| I'0_1 \rangle}{\langle IK \| \hat{m}(M1) \| I'0_1 \rangle} \left(\frac{e \cdot 6}{\mu_N} \right), \quad (6)$$

где $\hat{m}(E2)$ — электрический квадрупольный оператор. Здесь E_γ — энергия γ -перехода в единицах МэВ; $\langle IK \| \hat{m}(E2) \| I'0_1 \rangle$ и $\langle IK \| \hat{m}(M1) \| I'0_1 \rangle$ — приведенные матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и 1_v^+ — полос в единицах барн (б) и ядерный магнетон (μ_N).

В адиабатическом приближении формула (6) для переходов из $|I1_v^+\rangle$ состояний на состояния $|(I \pm 1)0_1\rangle$ основной полосы имеет вид:

$$\delta^A(I1_v \rightarrow (I+1)0_1) = -9.855 E_\gamma \left(\frac{m_{1_v}}{m'_{1_v}} \right) \sqrt{\frac{I+2}{I}} \quad (7)$$

и

$$\delta^A(I1_v \rightarrow (I-1)0_1) = 9.855 E_\gamma \left(\frac{m_{1_v}}{m'_{1_v}} \right) \sqrt{\frac{I-1}{I+1}}, \quad (8)$$

где $m_{1_v} = \langle gr \| \hat{m}(E2) \| 1_v \rangle$ — матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной полосы $K^\pi = 0_1^+$ и полос с $K^\pi = 1_v^+$.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Параметры g_K и m'_{1_v} необходимые для описания магнитных характеристик состояний определялись следующим образом. Значение параметра g_R — определяли по общепринятой формуле $g_R = \frac{Z}{A}$ для деформированных ядер, поскольку для ядра ^{156}Gd отсутствуют экспериментальные данные для $M1$ -переходов внутри $K^\pi = 2_{1,2}^+$ полос. Из систематики гиромангнитных отношений для деформированных ядер редкоземельной и трансурановой областей следует $g_R \approx 0.4 \pm 0.1$.

Для параметра g_K были использованы значения, определенные ранее для ядра ^{158}Gd [19]. Вли-

яние указанных параметров на рассчитанные значения магнитных моментов состояний $K^\pi = 0_2^+$, $K^\pi = 2_1^+$, $K^\pi = 1^+$ полос и вероятности внутриволновых переходов заметно. Однако на вероятности переходов между состояниями разных ротационных полос они влияют слабо. В межполосных переходах в формуле (2) важную роль играет часть формулы, где присутствуют параметры m'_{1_v} . Их значения определялись по формуле

$$m'_{1_v} = \sqrt{\frac{B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)}{0.014325}}, \quad (9)$$

где для $B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)$ использовались экспериментальные данные [1]. Значения m'_{1_v} , определенные по формуле (9) для 1_v^+ уровней с номерами v 2 и 7–15 и соответствующие экспериментальные значения $B(M1; 0gr \rightarrow 11_v^+)$ приведены в табл. 1. Для уровней с номерами $v = 1, 3, 4$ коэффициенты m'_{1_v} определялись по экспериментальным данным о коэффициентах смеси мультиполей (см. (7) и табл. 3). Входящие в формулы (7) и (8) параметры m_{1_v} взяты из работы [16], где исследовались электрические свойства состояний положительной четности ядра ^{156}Gd . Поскольку для 1_v^+ состояний с $E_x = 2301$ кэВ ($v = 5$) и $E_x = 2361$ кэВ ($v = 6$) экспериментальные данные по вероятностям $M1$ -переходов отсутствуют, для этих уровней расчеты $B(M1)$ — факторов и коэффициентов смешивания мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ не проводились.

Рассчитанные нами значения $B(M1)$ для $M1$ -переходов из оснований полос $K^\pi = 1_v^+$ на состояния со спинами $I = 0$ и $I = 2$ основной полосы и соответствующие экспериментальные данные представлены в табл. 1. Результаты расчетов получились несколько противоречивыми. Теоретические значения $B(M1)_{\text{теор}}$ для состояний 1_v^+ , v в интервале 7–15 неплохо согласуются с экспериментальными¹ как для переходов на уровень 0_{gr}^+ , так и на уровень 2_1^+ основной полосы. В то же время теоретические значения $B(M1; 0gr, 2_1^+ \rightarrow 11_2^+)$ для уровня 1_2^+ получились намного больше экспериментальных величин. Также представляются слишком большими значения $B(M1)_{\text{теор}}$ и для уровня 1_1^+ . Правда, для этого состояния экспериментальные значения $B(M1)$ не известны. В то же время модель правильно передает резкое возрас-

¹ Исключением является $B(M1; 0gr \rightarrow 1^+)$ для уровня 1_{10}^+ .

Таблица 1. Приведенные вероятности $B(M1)$ для $M1$ -переходов из 1^+_v состояний на состояния 2^+_1 и 0^+_{gr} основной полосы ядра ^{156}Gd . $E_{1^+_v}$ — энергии 1^+_v уровней, E_γ энергии γ -переходов на указанные уровни

1^+_v	$E_{1^+_v}$, кэВ	$E_\gamma(11_v \rightarrow 20_1)$ $E_\gamma(11_v \rightarrow 00_1)$, кэВ	$m'_{1_v}(\mu_N)$	$B(M1)(\mu_N^2)$	
				эксперимент [1, 2]	теория
1^+_1	1965	1877 1965	11.25	—	0.303 0.604
1^+_2	2027	1938 2027	−7.82	0.025^{+6}_{-9} $0.066(20)$	0.145 0.292
1^+_3	2187	2098 2187	−3.88	—	0.036 0.072
1^+_4	2270	2181 2270	−7.34	—	0.128 0.257
1^+_5	2301	2212 2301	—	—	—
1^+_6	2361	2272 2361	—	—	—
1^+_7	2402	2314 2403	−4.8	0.064^{+20}_{-25} 0.109^{+22}_{-34}	0.055 0.110
1^+_8	2785	2696 2785	−4.09	0.048^{+14}_{-16} 0.079^{+18}_{-22}	0.040 0.080
1^+_9	2974	2885 2974	−4.87	$0.064(11)$ $0.113(39)$	0.056 0.113
1^+_{10}	3010	2921 3010	−0.79	0.018^{+9}_{-11} $0.030(7)$	0.0015 0.030
1^+_{11}	3050	2961 3050	−2.77	0.014^{+7}_{-9} $0.036(11)$	0.018 0.037
1^+_{12}	3070	2981 3070	−9.23	0.254^{+30}_{-34} $0.406(30)$	0.203 0.407
1^+_{13}	3122	3033 3122	−2.64	$0.018(2)$ $0.032(7)$	0.021 0.029
1^+_{14}	3158	— 3158	−4.87	— $0.113(16)$	0.056 0.113
1^+_{15}	3218	3129 3218	−4.80	0.052^{+14}_{-16} $0.109(13)$	0.055 0.110

тание обоих $B(M1)$ факторов для уровня 1^+_{12} по сравнению с их значениями для соседних уровней 1^+_{11} и 1^+_{13} . Изменения $B(M1)$ факторов от одного 1^+ уровня к другому коррелируют с изменениями феноменологических параметров m'_{1_v} , симулиру-

ющих значения матричных элементов $M1$ -оператора между основаниями полос. Резкий рост вероятностей $M1$ -переходов с уровнями $1^+_1, 1^+_2, 1^+_4$ и 1^+_{12} на основную полосу соответствует резкому увеличению абсолютных значений соответствующих параметров m'_{1_v} .

Отдельно обсудим описание экспериментальных данных о ножничном состоянии 1_{12}^+ . Используя параметры, определенные в работах [17, 18], мы рассчитали энергию вращательного уровня 2^+ , построенного на состоянии 1_{12}^+ ($IK^\pi = 21_{12}^+$). Получено значение $E_x(21_{12}^+) = 3111$ кэВ, хорошо согласующееся с экспериментальным (см. Введение). Кроме того, была рассчитана приведенная вероятность $E2$ -перехода на 2_1^+ уровень основной полосы. Получено значение $B(E2; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = 198e^2 \text{ Фм}^4$, что на два порядка больше экспериментального значения $B(E2; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = 1.9(13)e^2 \text{ Фм}^4$. Вероятность $M1$ -перехода $B(M1; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+)$ наши расчеты воспроизводят неплохо (см. таблицу 1). Однако из-за сильно завышенного теоретического значения вероятности $B(E2)$ рассчитанное значение коэффициента смешивания мультиполей $\delta(E2/M1; 11_{12}^+ \rightarrow 20_1^+) = -0.78$, на порядок превосходит экспериментальную оценку $\delta = -0.07(1)$ для данного перехода.

В табл. 2 мы привели значения $B(M1)_{\text{теор}}$ для переходов из состояний полос $K^\pi = 0_3^+$ и $K^\pi = 2_1^+$ на уровни основной полосы. Имеющиеся экспериментальные данные об этих переходах немногочисленны. Для γ -полосы теоретические значения получились заметно больше экспериментальных, для единственного известного перехода на 0_3^+ -полосу значение $B(M1)_{\text{теор}}$ много меньше экспериментального.

В табл. 3 рассчитанные нами коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ (см. (6)) для переходов из состояний полос $K^\pi = 0_2^+$, $K^\pi = 0_3^+$, $K^\pi = 2_1^+$ и $K^\pi = 1_v^+$ на состояния основной полосы сравниваются с экспериментальными данными. Здесь же приведены значения приведенных матричных элементов $E2$ - и $M1$ -переходов, использованные при вычислении коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$. Процедура расчета матричных элементов переходов в рамках данной модели описана в нашей работе [18]. Имея в виду умеренную точность экспериментальных данных, из табл. 3 можно заключить, что в целом модель удовлетворительно воспроизводит как абсолютные значения, так и знаки коэффициентов $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$. Лучше других описываются коэффициенты смеси мультиполей для переходов с 1_v^+ уровней.

Таблица 2. $B(M1)$ величины для переходов из состояний полос с основаниями $K^\pi = 0_3^+$ и 2_1^+ на основную полосу ядра ^{156}Gd . E_γ – энергии γ -переходов

IK_i	$I_f K_f$	E_γ	$B(M1)(\mu_N^2)$	
			эксперимент [1]	теория
2^+2_1	2^+0_1	1065.2	$1.07 \cdot 10^{-4} (72)$	$1.7 \cdot 10^{-3}$
3^+2_1	4^+0_1	959.8	$1.07 \cdot 10^{-4} (72)$	$6.76 \cdot 10^{-4}$
	2^+0_1	1159	$2.51 \cdot 10^{-4} (54)$	$9.80 \cdot 10^{-4}$
4^+2_1	4^+0_1	1067.2	$2.51 \cdot 10^{-3} (+1.25, -1.43)$	$4.10 \cdot 10^{-3}$
2^+0_3	2^+0_1	1169.1	$1.40 \cdot 10^{-2} (+16, -13)$	$2.9 \cdot 10^{-3}$

Рассмотрим поведение вероятностей $B(M1; I_i 2_1 \rightarrow I_f 0_1)$ переходов с состояний I_i полосы $K^\pi = 2_1^+$ на уровни I_f основной полосы в зависимости от спина начального состояния. Эта зависимость изображена на рис. 1. Силы Кориолиса смешивают состояния из разных полос имеющие одинаковые спины. В основной полосе все состояния имеют четные спины. Поэтому $M1$ -переходы из полосы $K^\pi = 2_1^+$ с $\Delta I = 1$ идут из состояний с нечетными спинами I_i , а переходы с $\Delta I = 0$ – только из состояний с четными I_i . Как видно из рисунка, вероятности переходов с $\Delta I = 1$ монотонно растут с ростом I , в то время как вероятности переходов с $\Delta I = 0$ при небольших спинах ($I \leq 6$) увеличиваются, а при дальнейшем росте I

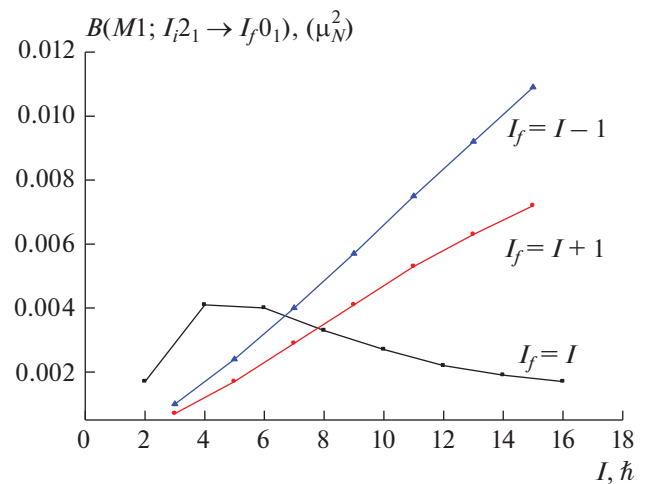


Рис. 1. Вероятности $M1$ -переходов из состояний $K^\pi = 2_1^+$ полосы на состояния основной полосы в зависимости от спина начального состояния I_i .

Таблица 3. Экспериментальные и теоретические коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ для переходов из состояний γ и β -полос, а также 1_v^+ уровней на состояния основной полосы в ^{156}Gd . $\langle E2 \rangle_{if}$ и $\langle M1 \rangle_{if}$ – приведенные матричные элементы $E2$ - и $M1$ -переходов, соответственно; E_γ – энергия γ -перехода

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$E_\gamma, \text{МэВ}$	$\langle E2 \rangle_{if} \text{ е } \Phi \text{М}^2$	$\langle M1 \rangle_{if} \mu_N$	$\delta_{\text{эксп}} [6]$	$\delta_{\text{теор}}$
22 ₁	20 ₁	1.0652	–18.81	0.0412	–16(5)	–4.1
32 ₁	20 ₁	1.159	19.46	–0.0313	–11.8(+6, –7)	–6.0
32 ₁	40 ₁	0.9598	–16.23	0.0260	–12(+13, –5)	–5.0
42 ₁	40 ₁	1.0672	–18.60	0.0639	+4.0(+9, –16)	–2.6
52 ₁	40 ₁	1.2187	–16.83	0.0488	$\delta > 7$	–3.5
52 ₁	60 ₁	0.922	19.21	–0.0417	–	–3.5
62 ₁	60 ₁	1.060	17.00	–0.063	$\delta < -0.8$ или $\delta > 2.5$	–2.4
72 ₁	60 ₁	1.2648	15.06	–0.0634	–	–2.5
82 ₁	80 ₁	1.0457	15.84	–0.0584	$\delta < -0.6$ или $\delta > 1.6$	–2.4
92 ₁	80 ₁	1.2843	–13.73	0.0758	$\delta < -0.8$ 0.39(6)	–1.9
20 ₂	20 ₁	1.0405	10.31	–0.1011	+5.9(+14, –28)	–0.9
40 ₂	40 ₁	1.0106	–12.75	0.2176	–	–0.49
11 ₁	20 ₁	1.876	14.66	0.5503	+0.41(+25, –14) +0.35(4)	0.41
11 ₂	20 ₁	1.938	14.61	–0.3812	–0.55(3)	–0.63
11 ₃	20 ₁	2.0977	14.49	–0.1888	–1.2(2) или –1.08(+0.03, –0.22)	–1.34
11 ₄	20 ₁	2.1807	14.44	–0.3579	–0.66(+0.06, –0.08)	–0.73
20 ₃	20 ₁	1.1691	–7.53	–0.0539	0.38(6)	1.4
40 ₃	40 ₁	1.1741	–8.65	–0.0934	–	0.91

уменьшаются. Приведенные матричные элементы $M1$ -переходов из состояний $K^\pi = 2^+$ полосы с четными спинами I_i вычислены по формуле (2), а с нечетными спинами I_i по формуле (3). В волновых функциях состояний с нечетными спинами полосы $K^\pi = 2_1^+$ отсутствуют компоненты от смешивания с соседними полосами с $K^\pi = 0^+$, которые увеличиваются с ростом спина I_i . Однако эти компоненты имеются в волновых функциях состояний этой полосы с четными спинами. Именно эти примеси объясняют немонотонную зависимость от I_i вероятностей $M1$ -переходов с $\Delta I = 0$ на рис. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках феноменологической модели выполнены расчеты магнитных характеристик ротационных состояний ядра ^{156}Gd с учетом кориолисова смешивания низколежащих ротационных полос положительной четности $K^\pi = 0^+, 2^+, 1^+$.

Используемая модель [16] позволяет описать $M1$ -переходы из состояний полос с $K^\pi = 0^+, 2^+$, запрещенные в адиабатическом приближении из-за запрета по K .

Нами рассчитаны приведенные вероятности $M1$ -переходов $B(M1)_{\text{теор}}$, а также коэффициенты смеси мультиполей $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)$ с уровнями полос

$K^\pi = 0_{2,3}^+, K^\pi = 2_1^+$ и 1_v^+ уровней на состояния основной полосы. В целом согласие теории с экспериментальными данными можно признать удовлетворительным, хотя в ряде случаев наблюдаются значительные отклонения предсказаний модели от экспериментальных значений. Эти случаи детально обсуждены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
2. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. // Nucl. Phys. 1989. V. A 492. P. 411.
3. McGowan F.K., Milner W.T. // Phys. Rev. 1981. V. C 23. Art. No. 1926.

4. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A 380. P. 189.
5. Aprahamian A., de Haan R.C., Leshner S.R. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 034303.
6. Бегжанов Р.Б., Бельский В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
7. Rud N., Ewan G.T., Christy A. et al. // Nucl. Phys. 1972. V. A191. P. 545.
8. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A291. P. 443.
9. Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A278. P. 109.
10. Konijn J., Be Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. A352. P. 191.
11. Iwata Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. P. 2114.
12. Beck T., Beller J., Pietralla N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. Art. No. 212502.
13. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B.R. // K. Dan. Vidensk. Selesk. Mat. Fys. Medd. 1955. V. 29. No. 9. P. 1.
14. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
15. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. V. II. N.Y., Amsterdam: W. A. Benjamin Inc., 1974.
16. Усманов П.Н., Михайлов И.Н. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. № 4. С. 887; Usmanov P.N., Mikhailov I.N. // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28. No. 4. P. 348.
17. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // ИУМ Engin. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
18. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1423. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1102.
19. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К., Салихбаев У.С. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 19. № 6. С. 509; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K., Salikhbaev U.S. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 19. No. 6. P. 706.
20. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1174. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. № 8. P. 968.
21. Усманов П.Н., Охуннов А.А., Абу Х. Кассим и др. // Узб. физ. журн. 2018. Т. 20. № 6. С. 339.
22. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Acta Phys. Polon. B. Proc. Suppl. 2021. V. 14. No. 4. P. 787.
23. Abu El Sheikh M.K.M., Okhunov A.A., Usmanov P.N., Hassan T.H.J. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 949. Art. No. 012019.
24. Okhunov A.A., Usmanov Ph.N., Hassan T.H.J., Abu El Sheikh M.K.M. // Mater. Today. Proc. 2019. V. 17. P. 424.

Magnetic properties of the excited states of ^{156}Gd

P. N. Usmanov^{a, *}, A. I. Vdovin^b, E. K. Yusupov^a, Sh. R. Nematjonov^a

^a Namangan Engineering and Technology Institute, Namangan, 160115 Uzbekistan

^b Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Theoretical calculations within the framework of a phenomenological model with Coriolis mixing of states of low-lying positive-parity rotational bands were performed for ^{156}Gd . The Coriolis interaction allows to explain the observed non-adiabaticity effects in the properties of the excited states. Reduced probabilities of the $M1$ transitions $B(M1)$ and multipole mixing coefficients $\delta(E2/M1)$ for transitions from vibrational states were calculated. The behavior of the probabilities of $M1$ transitions from the mixing states as a function of the total angular momentum was studied. The agreement of the theoretical results with experimental data is, in the whole, satisfactory.

УДК 004.942

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ТРЕХКАСКАДНОГО ГАЗОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ ДЛЯ КОНФИГУРАЦИИ ПЕРВОГО ФИЗИЧЕСКОГО СЕАНСА ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2023 г. Д. А. Баранов*

*Международная межправительственная организация “Объединенный институт ядерных исследований”,
лаборатория информационных технологий, Дубна, Россия*

**E-mail: dbaranov@jinr.ru*

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Рассмотрены этапы и особенности моделирования процессов формирования сигнальных откликов в детекторе на основе трехкаскадного газового электронного умножителя (Gas Electron Multiplier, GEM), применяемого в трековой системе эксперимента BM@N для конфигурации первого физического сеанса в 2022 г. Описана процедура расчета карты электростатического поля в газовой среде GEM-камеры, а также актуальных параметров, необходимых для детального моделирования с применением соответствующего программного инструментария.

DOI: 10.31857/S036767652370206X, EDN: ZCFJFK

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день практически ни один серьезный эксперимент, связанный с исследованиями в области физики высоких энергий, немалым без проведения предварительного математического моделирования с использованием вычислительных ресурсов ЭВМ. Различные аспекты функционирования интересующих нас объектов, процессов или явлений можно описать той или иной моделью, которая позволяет получать необходимую информацию касательно поведения объектов системы на основе предварительно заданных параметров. Данный подход позволяет провести сравнительный анализ предложенных конфигураций системы и сделать вывод об их оптимальности согласно тем или иным критериям оценки.

Прежде чем перейти непосредственно к теме статьи, затрагивающей вопросы моделирования конкретного типа детектора, а также представить полученные результаты, хотелось бы сделать краткое введение в рассматриваемую область с точки зрения проводимого эксперимента.

Исследование свойств возбужденной материи, образуемой в результате тяжелых ионно-ионных столкновений пучков заряженных частиц с фиксированными мишенями в диапазоне энергий, наиболее пригодном для обеспечения ее максимальной барионной плотности, является перво-

степенной целью эксперимента BM@N [1, 2], проводимого на ускорительно-накопительном комплексе NICA, расположенного в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне.

Первый запуск детекторной установки BM@N на выведенных из Нуклотрона пучках заряженных частиц состоялся весной 2015 г. С тех пор, на момент подготовки данной статьи, было проведено семь экспериментальных сеансов, нацеленных в первую очередь на тестирование и отладку компонентов различных детекторных подсистем. Последний, седьмой по счету, сеанс состоялся весной 2018 г. [3]. Затем по причине выполнения строительно-монтажных работ на ускорительном комплексе NICA проведение всех экспериментов было временно приостановлено. Очередной запуск эксперимента BM@N после столь существенного перерыва запланирован на октябрь 2022 г. Предстоящий сеанс, в отличие от предыдущих, официально носит статус физического, что говорит о том, что его целью ставится получение определенных научных результатов, заявленных в исследовательской программе эксперимента.

Физическая установка BM@N состоит из набора различных детекторов, объединенных в системы, каждая из которых выполняет заданную ей функцию. Не вдаваясь в подробности описания всех компонентов установки, затронем лишь трековую систему [4], как неотъемлемую часть

эксперимента по изучению столкновений тяжелых ионов с ядрами вещества неподвижной мишени. Основное назначение данной системы — регистрация траекторий пролета заряженных частиц, формируемых на основе набора откликов, оставленных на плоскостях координатных детекторов этими частицами. Актуальная на 2022 г. конфигурация трековой системы эксперимента BM@N представлена четырьмя типами детекторов: полупроводниковые кремниевые плоскости, газонаполненные дрейфовые и катодно-стриповые камеры, а также GEM камеры, особенностям моделирования которых посвящена данная статья.

КОНФИГУРАЦИЯ GEM ДЕТЕКТОРА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BM@N

Ядром центральной трековой системы экспериментальной установки BM@N является координатный детектор на основе камер, собранных на базе системы трехкаскадного газового электронного умножителя.

Конфигурация трекового GEM детектора для первого физического сеанса эксперимента BM@N в 2022 г. представлена семью так называемыми станциями, каждая из которых состоит из двух полуплоскостей: верхней и нижней (рис. 1). Плоскости станций расположены вдоль и перпендикулярно оси пучка внутри анализирующего магнита СП-41, способным создавать магнитное поле вплоть до 1 Тл с целью исследования радиусов кривизны траекторий заряженных частиц, образуемых в результате столкновений пучка ионов с фиксированной мишенью.

Примечательно, что размеры GEM камер, используемых в эксперименте BM@N, делают их уникальными: ни в одном известном эксперименте в мире никогда не использовался данный тип детекторов со столь большими размерами чувствительных областей. Так, площадь сенсорной зоны верхней полуплоскости составляет примерно $163 \times 45 \text{ см}^2$, а нижней — $163 \times 39 \text{ см}^2$. Благодаря таким габаритам камер достигается максимально возможный геометрический аксептанс детектора, который ограничен лишь апертурой магнита.

Толщина внутренней области камеры, заполняемой газовой смесью, составляет 9 мм, которая разделяется на функциональные промежутки толщиной 3.0, 2.5, 2.0 и 1.5 мм для дрейфовой, двух передаточных и одной индукционной областей соответственно. Газовая смесь, которая будет использоваться в предстоящей конфигурации, представляет собой композицию $\text{ArC}_4\text{H}_{10}$ (аргон—изобутан) в соотношении 80 : 20.

Также приведем актуальные для описываемой конфигурации параметры, на основании которых был проведен расчет карты электрического поля,

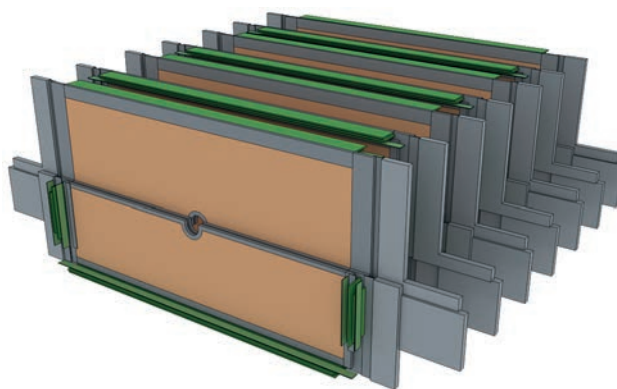


Рис. 1. Конфигурация трекового GEM детектора для осеннего сеанса эксперимента BM@N в 2022 г.

необходимой для моделирования физических процессов внутри детектора. Напряжение, подаваемое на электроды трех усиливающих каскадов GEM камеры, составляет 354.9, 337.6, 320.3 В соответственно. Напряжение, создаваемое между HV-электродом и заземленным анодом считывающей плоскости камеры, достигает порядка 3300 В. Напряжение между электродами дрейфовой, двух передаточных и одного индукционного промежутков равно 528.1, 567.0, 649.3 и 562.7 В соответственно.

Принцип работы детектора, собранного на базе газового электронного умножителя, основывается на трех составляющих: газовой ионизации, электронном усилении и регистрации (сборе) носителей заряда (электронов) считывающей анодной плоскостью (рис. 3). С более подробным описанием принципов работы GEM можно ознакомиться в работе [5].

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ GEM ДЕТЕКТОРА

Прежде, чем перейти к описанию особенностей моделирования конкретного детектора, следует упомянуть, что зачастую выбор программных средств, используемых для реализации процедур математического моделирования, во многом зависит от используемой оболочки (“фрейворка”), на базе которой пишется программный код для поддержки того или иного эксперимента. Так, для эксперимента BM@N была разработана среда BmnRoot [6], в основу которой лег фреймворк FairRoot, разработанный в свою очередь немецким институтом GSI для поддержки проекта FAIR.

Полный цикл моделирования GEM детектора условно можно разделить на два этапа. Первый — это применение методов Монте-Карло, которые реализуются в среде BmnRoot посредством встроенного инструмента Geant4 для моделирования прохождения элементарных частиц через веще-

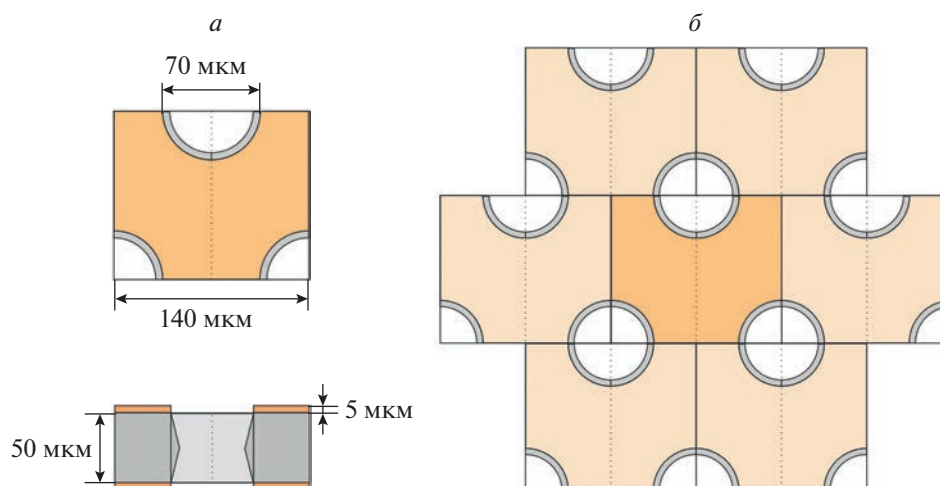


Рис. 2. Геометрическая модель GEM: базовая GEM-ячейка (а), двумерная периодическая структура, образованная базовыми ячейками (б).

ство. Результат данного этапа — набор Монте-Карло точек, которые представляют собой пространственные координаты прохождения частиц через чувствительные плоскости программной модели детектора. Более подробное описание данной процедуры, включающей создание детальных геометрических моделей трековых детекторов, приводится в работах [7–9].

Второй этап заключается в реализации процедур реалистичного моделирования, которые учитывают особенности формирования сигналов в конкретных типах детекторов и условиях проведения эксперимента. Он не является строго обязательным, а служит скорее дополнением к первому, базовому, этапу. Зачастую для некоторых задач достаточно иметь упрощенную модель детектора, когда отклики на его плоскостях рассматриваются как набор координат, полученных на основе метода Монте-Карло. Детальное же моделирование важно, когда необходимо иметь отклики, максимально приближенные к реальным выходным данным, учитывающие, например, такие факторы, как влияние электрических и магнитных полей на движение носителей заряда, ответственных за формирование сигнала на считывающих элементах детектора.

Как было показано в предыдущем разделе, GEM детекторы имеют достаточно сложную природу формирования выходного сигнала. Для детального моделирования физических процессов внутри газовых и полупроводниковых детекторов был разработан программный пакет Garfield++ [10], который позволяет описать практически любой детектор ионизационного типа.

Для ионизационных камер со сложной внутренней структурой, к которым относятся GEM камеры, необходимо также подготовить карту

электрического поля, на основе которой будет проводиться моделирование. В настоящей статье описанию данной процедуры, которую можно считать предварительным этапом реалистичного моделирования, посвящен отдельный раздел, в котором представлен один из методов расчета карты электрического поля для актуальной конфигурации трекового детектора эксперимента BM@N.

РАСЧЕТ КАРТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Для расчета карты электрического поля в формате, пригодном для Garfield++, использовалась связка из двух программных продуктов: GMSH [11] и Elmer [12].

Газовый электронный умножитель имеет регулярную структуру, состоящую из множества однотипных отверстий, равноудаленных друг от друга. Вся область GEM камеры может быть описана базовой ячейкой, представляющую собой элемент, при параллельном переносе которого на некоторое расстояние, называемое периодом, он совмещается сам с собой, образуя периодическую двумерную структуру по всему объему камеры (рис. 2). В конфигурации применяемого детектора отверстия ячейки имеют биконическую форму с внешним и внутренним диаметрами 70 и 55 мкм соответственно.

Пакет GMSH предназначен для построения геометрической модели указанной выше ячейки, на базе которой генерируется трехмерная сетка, заполненная тетраэдрическими элементами с заданной точностью разбиения. Модель ячейки включает описание геометрии всех трех усиливающих GEM каскадов, газового объема, а также элементов, типа электродов и граничных поверх-

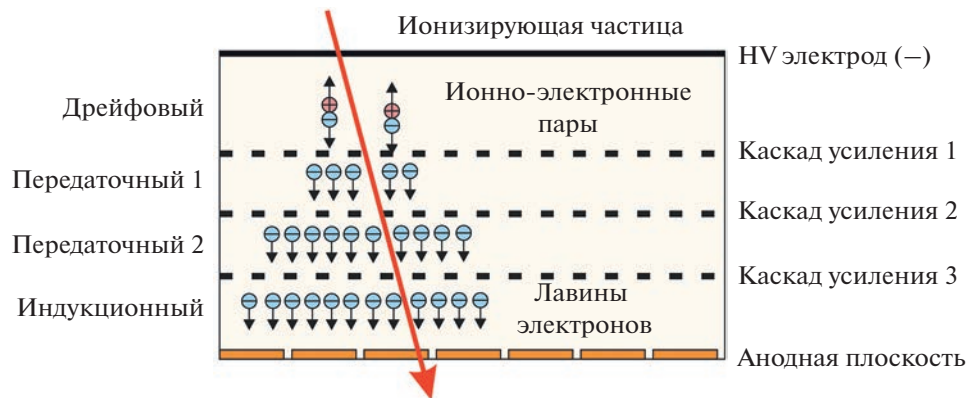


Рис. 3. Принцип работы и структура детектора на базе трехкаскадного GEM.

ностей, к которым будут применяться граничные условия для расчета электростатических характеристик газового поля. Код описания модели сохраняется в виде файла с расширением “.geo”, а сгенерированная на его основе трехмерная сеточная модель – в файле с расширением “.msh”.

Затем, используя инструмент Elmer, производится расчет карты электрического поля на основе метода конечных элементов. Для преобразования подготовленной трехмерной сетки в необходимый формат применяется компонент ElmerGrid, а для расчета характеристик поля – ElmerSolver, результатом которого является набор файлов с характеристиками полученной карты (“.result” и “.vtu” файлы).

Все вычисления производились на основании параметров, которые были приведены в разделе описания актуальной конфигурации GEM камеры. В результате расчетов были получены следующие значения напряженности электрического поля для газовых промежутков: 1.76 (дрейфовый), 2.27 (первый передаточный), 3.25 (второй передаточный) и 3.75 кВ/см (индукционный).

Для визуального представления карты электростатического поля, включающего построение эквипотенциальных и силовых линий, N-мерных распределений интенсивности и потенциалов, а также различных зависимостей величин поля, используется дополнительная утилита ParaView [13].

ДЕТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В GEM КАМЕРЕ ПРИ ПОМОЩИ GARFIELD++

Финальный этап реалистичного моделирования процессов по формированию сигнала в GEM детекторе подразумевает использование библиотеки Garfield++. Помимо подготовленной карты электрического поля необходимо определить композицию газовой смеси (в нашей конфигурации – это $\text{ArC}_4\text{H}_{10}$ в соотношении 80 : 20), а также

величину магнитного поля в заданном диапазоне, который в нашем случае находится в пределах от 0 до 0.9 Тл.

В результате данного моделирования можно получать широкий спектр различных зависимостей и распределений, которые необходимы для анализа требуемых характеристик. Так, например, одной из интересующих нас характеристик формирования сигнала в GEM камере является зависимость среднего сдвига электронов в поперечном направлении их дрейфа от величины магнитного поля под действием возникающей силы Лоренца (рис. 4). Это позволяет учитывать коор-

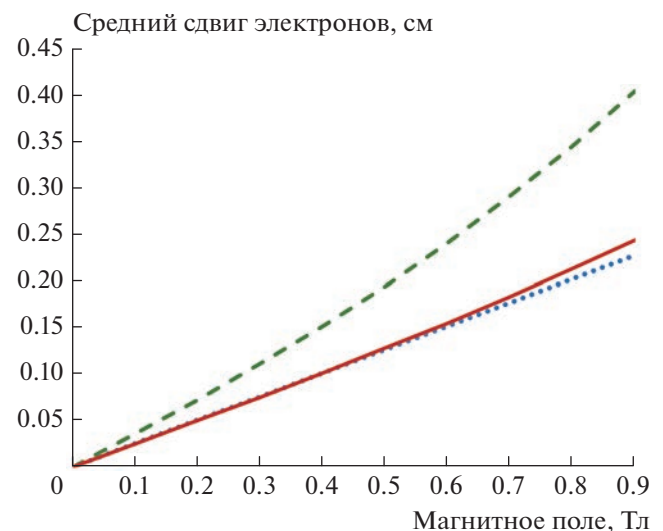


Рис. 4. Зависимость среднего сдвига электронов в поперечном направлении их дрейфа от значения магнитного поля для различных конфигураций газовых сред GEM детектора. Сплошная линия: $\text{ArC}_4\text{H}_{10}$ (80:20) при значениях напряженности электрического поля E в промежутках 1.76, 2.27, 3.25, 3.75 кВ/см; точечная линия: ArCO_2 (70 : 30) при $E = 1.0, 2.5, 3.75, 6.3$ кВ/см, пунктирная линия: $\text{ArC}_4\text{H}_{10}$ (90 : 10) при $E = 0.8, 1.92, 2.78, 3.16$ кВ/см.

динатное смещение сигнальных откликов на считывающих плоскостях детектора, зависящее от величины магнитного поля, что приводит к повышению эффективности реконструкции траекторий пролета заряженных частиц и, как следствие, более точному анализу физических событий для определенной конфигурации детектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлен краткий обзор основных этапов моделирования трекового детектора, построенного на базе трехкаскадного газового умножителя, с учетом особенностей конфигурации физической установки BM@N для осеннего сеанса 2022 г. В настоящее мы имеем полный цикл моделирования данного типа детектора, реализованного в программной среде Bmn-Root, который включает в себя как упрощенное моделирование откликов на основе методов Монте-Карло, представленных набором координат точек пролета заряженных частиц через детектирующие плоскости, так и детальное моделирование, учитывающее особенности формирования сигнала в GEM камерах. Это позволяет проводить оценку эффективности применяемой в эксперименте конфигурации детектора, а также использовать полученные результаты реалистичного моделирования с целью повышения эффек-

тивности обработки экспериментальных данных путем введения поправочных коэффициентов, таких как, например, сдвиг Лоренца, который вносит вклад в точность нахождения координат на этапе реконструкции траекторий пролета заряженных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapishin M.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. No. 213. P. 6.
2. *Baranov D., Kapishin M., Mamontova T. et al.* // KnE Energy. Phys. 2018. V. 3. P. 291.
3. *Kapishin M., Alishina K., Batyuk P. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 710.
4. *Kapishin M., Lenivenko V., Palichik V. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 214. Art. No. 02021.
5. *Sauli F.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 805. P. 2.
6. *Batyuk P., Gertsenberger K., Merts S. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 214. Art. No. 05027.
7. *Baranov D., Rogachevsky O.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 138. Art. No. 02021.
8. *Baranov D.* // AIP Conf. Proc. 2021. V. 2377. Art. No. 060002.
9. *Баранов Д.* // Письма в ЭЧАЯ. 2022. Т. 19. № 5(244). С. 431.
10. <https://gitlab.cern.ch/garfield/garfieldpp>.
11. <https://gmsh.info>.
12. <http://www.elmerfem.org>.
13. <https://www.paraview.org>.

Simulation of tracking detector based on triple GEM chambers for the first physics run of the BM@N experiment

D. A. Baranov*

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: dbaranov@jinr.ru

The features and stages of simulation of triple GEM detector for the first physics run in the BM@N experiment in 2022 are presented. We described the procedure for electrostatic field map calculation based on the current configuration of the GEM detector. We also consider tool set required for detailed simulation of physics processes inside the GEM chamber and give some results obtained.

УДК 539.1.074.3:539.1.074.6

ПРОТОННАЯ И ДЕЙТРОННАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ НУКЛОТРОН–НИКА

© 2023 г. А. А. Терехин¹, *, В. П. Ладыгин¹, А. Ю. Исупов¹, И. С. Волков¹, С. Г. Резников¹,
Ю. В. Гурчин¹, А. В. Тишевский¹, К. С. Легостаева¹

¹Международная межправительственная организация “Объединенный институт ядерных исследований”,
лаборатория информационных технологий, Дубна, Россия

*E-mail: aterekhin@jinr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Представлены результаты реализации программы модернизации существующего поляриметра и обсуждается дальнейшее развитие поляриметрии встречных пучков на коллайдере НИКА. Накоплен большой опыт в измерениях поляризации пучков протонов и дейтронов на Станции внутренних мишеней Нуклотрона, а также в моделировании процессов упругих pp -, dp - и pd -столкновений при энергиях до 1 ГэВ/нуклон. Продемонстрированы первые результаты моделирования dd -упругого рассеяния при полной энергии 4.22 ГэВ.

DOI: 10.31857/S0367676523702071, EDN: ZCGOUX

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению реакций с участием дейтрона уже много десятилетий привлекает внимание теоретиков и экспериментаторов. Несмотря на значительный накопленный материал в этой области, структура дейтрона остается до конца неизученной. Станция внутренних мишеней Нуклотрона ОИЯИ позволяет одновременно проводить поляризационные измерения в широком диапазоне углов. За последние годы была проведена серия измерений как с неполяризованными, так и с поляризованными пучками дейтронов. Были получены данные по дифференциальному сечению и анализирующим способностям dp -упругого рассеяния в энергетическом диапазоне налетающего пучка 500–2000 МэВ. Также была оценена протонная поляризация для квазиупругого pp -рассеяния. Коллайдер НИКА позволит исследовать широкий круг спин-зависимых явлений в адронных столкновениях (в частности, исследовать поляризованную глюонную структуру протона и дейтрона). Для этих целей изготавливается SPD-детектор (Spin Physics Detector), который будет расположен в одном из двух мест пересечений встречных пучков коллайдера.

В данной статье представлены текущие результаты по модернизации поляриметра на Станции внутренних мишеней Нуклотрона, дается описание нового детекторного аппарата, механики для размещения счетчиков, приводятся результаты первых тестовых измерений. Также приводятся

первые результаты моделирования dd -упругого рассеяния при полной энергии $\sqrt{s} = 4.22$ ГэВ.

ПОЛЯРИМЕТР НУКЛОТРОНА

Реализация поставленных экспериментальных программ требует тщательной подготовки, разработки и изготовления детекторной базы. Результаты последних измерений на Станции внутренних мишеней [1–3] показали возможность расширения области применения существующего поляриметра. Планируется проведение измерений с пучками поляризованных протонов при энергиях до 1 ГэВ включительно. Для этого необходима существенная модернизация всей детекторной аппаратуры, а также механики поляриметра. Были предложены схемы размещения детекторов для исследования pp - и pd -упругого рассеяния. С помощью моделирования на основе генератора событий Pluto [4] были рассчитаны оптимальные размеры новых детекторов, их количество и расстояние до мишени [5]. Разработаны три типа новых сцинтилляционных счетчиков с размерами сцинтилляторов $2.3 \times 2 \times 2$, $2.3 \times 2 \times 6$ и $3.5 \times 2 \times 6$ см³. Данные величины подбирались исходя из условий наибольшей эффективности работы поляриметра [3]. При моделировании использовались экспериментальные угловые зависимости дифференциального сечения при заданной энергии [6–8] и данные из базы SAID [9]. Также учитывались такие условия эксперимента

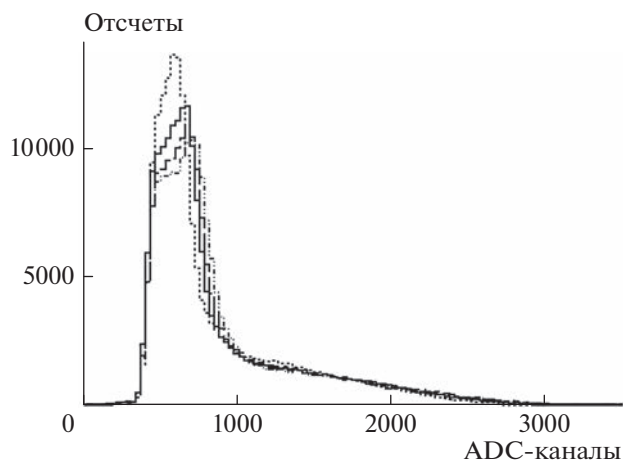


Рис. 1. Амплитудные спектры с нескольких детекторов, полученные от радиоактивного источника ^{106}Ru .

как неопределенность положения пучка и погрешность расположения счетчиков. Для исследования pp - и pd -реакций был предложен набор из 42 и 80 детекторов соответственно. Такое количество позволит размесить счетчики через каждые 5 градусов в с.ц.м., охватив угловые диапазоны для pp -рассеяния от 40 (30 — для случая pd -рассеяния) до 90 (125) градусов в с.ц.м. Результаты моделирования показали, что при подобранных размерах эффективная площадь S_{eff} детекторов будет составлять от 80% до 95% от их геометрических размеров. Отличие составляет ситуация с углами рассеяния свыше 65° в с.ц.м. для pd -реакции, где величина S_{eff} снижается до 50%. Для этой области углов был предложен дополнительный набор детектор с увеличенными размерами сцинтиллятора, который позволит увеличить значение эффективной площади до 80%. Полученные нормированные угловые зависимости генерированных событий отражают поведение экспериментальных данных по дифференциальному сечению, что свидетельствует о правильности проведенного моделирования.

Для размещения детекторов необходимо спроектировать и изготовить новую механику, обеспечивающую надежное крепление и эффективное размещение большого количества счетчиков. Была предложена двухуровневая система, состоящая из дюралевых плоскостей, совмещаемых друг с другом посредством конусных штифтов. Детекторы будут размещаться вертикально в два ряда в специальных прорезях, позволяющих перемещать счетчики вдоль выбранного радиуса относительно точки взаимодействия пучка с мишенью. Наиболее эффективные значения расстояния от точки взаимодействия до детекторов составляют 530, 560, 590 и 620 мм. В этом случае вся установка будет отвечать требованиям компактности и, в

то же время, позволит беспрепятственно установить большое количество детекторов. Разработанная механика должна будет предусматривать возможность размещения прежде использовавшихся счетчиков, предназначенных для регистрации dp -упругого рассеяния. Данные счетчики будут размещаться на первом уровне, так как и счетчики для регистрации pp -упругого рассеяния. Второй уровень предусмотрен для размещения части детекторов, предназначенных для регистрации продуктов pd -упругого рассеяния. Их количество существенно больше предыдущих детекторов, кроме того, отсутствуют кинематические ограничения на угол рассеяния в лабораторной системе координат, как в случае dp -упругого рассеяния. Следствием этого является увеличенный размер верхнего уровня механики, который позволит разместить детекторы на угол рассеяния θ_{lab} свыше 90° . Данный уровень будет использоваться в экспериментах по исследованию pd -рассеяния и будет оснащен откидным механизмом для его крепления к вертикальной плоскости относительно ионопровода в случае экспериментов по изучению dp - и pp -рассеяний.

К настоящему времени на базе фотоумножителей Hamamatsu H7415 изготовлены и протестированы с помощью радиоактивного источника около 60 новых детекторов. Сигналы отслеживались на экране осциллографа, после чего записывались в файл с помощью специально разработанной системы сбора данных. Были получены амплитудные спектры с каждого счетчика. Высоковольтное напряжение подбиралось таким образом, чтобы формы сигналов от радиоактивного источника для всех счетчиков были равны между собой (рис. 1).

ПРОТОТИП ПУЧКОВОГО СЧЕТЧИКА SPD

Другой установкой для проведения поляризованных экспериментов на ускорительном комплексе Нуклотрон–НИКА является SPD-детектор, который создается как универсальная установка для комплексного изучения глюонов в протонах и дейтронах при энергиях в с.ц.м. до 27 ГэВ и светимости $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Это сложная система, включающая в себя вершинный и строу детекторы, мюонные камеры, времяпролетную систему и др. Одной из составляющих его компонент будет пара пучковых счетчиков BBC (beam-beam counter), предназначенных для контроля локальной поляриметрии [10]. В текущей версии каждый BBC детектор будет состоять из около 100 сцинтилляционных трапециевидных модулей, иметь поперечный размер 169 см и располагаться на расстоянии 172 см от центра взаимодействия. 16 модулей, распложенные на одинаковом

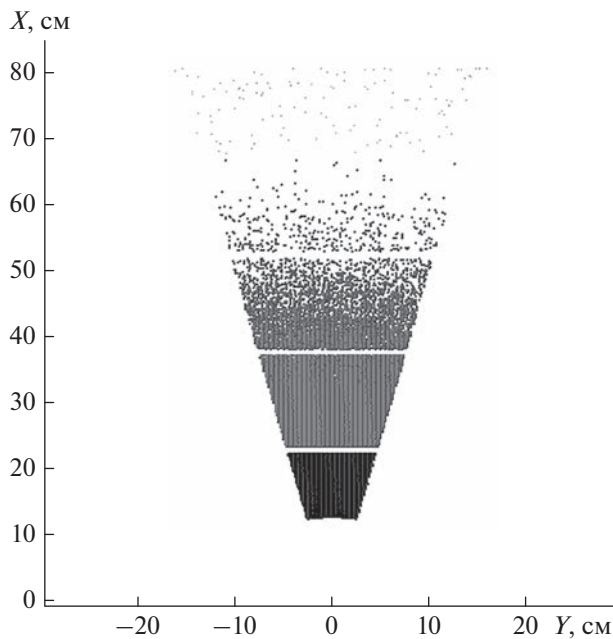


Рис. 2. Распределение моделированных событий по отдельным секторам пучкового счетчика.

радиусе образуют один кольцевой сектор. Весь детектор состоит из шести секторов. Предполагается размещение двух идентичных детекторов по обе стороны относительно точки взаимодействия вдоль оси пучков. Положение центра взаимодействия может варьироваться в пределах ± 30 см по направлению вдоль оси пучка. В данной конфигурации максимальный угол рассеяния, при котором частицы могут попасть в детектор, составляет 30° , а один и тот же угол рассеяния может соответствовать разным модулям. Максимально удаленный от центра детектора модуль может охватывать угловой диапазон от 20° до 30° .

Прототип ВВС детектора может быть использован на первом этапе поляризационной программы на NICA без SPD. Для такой конфигурации было проведено моделирование dd -упругого рассеяния при полной энергии $\sqrt{s} = 4.22$ ГэВ, что соответствует кинетической энергии сталкивающихся пучков $T = 1$ ГэВ. В качестве входных данных по угловой зависимости дифференциального сечения использовались результаты экспериментов [11]. Для данной реакции импульсные зависимости сечения существуют при энергиях до 6.5 ГэВ. Для всех данных можно подобрать аппроксимирующую функцию, состоящую из экспоненциальной и Гауссовой компоненты. Используя эту функцию, можно получить величину интегрального сечения в интересующем диапазоне импульса или угла рассеяния. Положение центра взаимодействия определялось генератором случайных чисел с равномерным распределением. Были

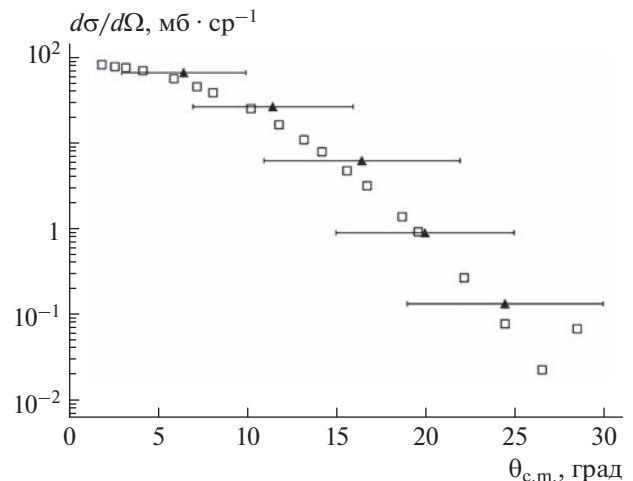


Рис. 3. Угловая зависимость нормированных моделированных событий в соответствии с поведением дифференциального сечения dd -упругого рассеяния при полной энергии $\sqrt{s} = 4.22$ ГэВ. Сплошные треугольники — результаты моделирования, квадраты — данные [10].

получены распределения $3 \cdot 10^6$ сгенерированных событий в зависимости от угла рассеяния и расстояния от оси пучка в плоскости, перпендикулярной плоскости кольца ускорителя. Данные распределения были получены для дейтронов, рассеянных как вперед, так и назад. С удалением от оси пучка количество частиц, попадающих в детектор, уменьшается согласно поведению сечения реакции. В задачи моделирования входила оценка загрузки каждого из секторов ВВС при минимальной планируемой светимости $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для этой цели вычислялось количество частиц в каждом секторе, нормируемое на полное сечение реакции в исследуемом диапазоне углов рассеяния. Таким образом оценивалось количество попадающих в секунду частиц. На рис. 2 представлено распределение моделированных событий по отдельным секторам ВВС. Также была получена угловая зависимость нормированных событий в соответствии с поведением дифференциального сечения dd -упругого рассеяния. Результат представлен на рис. 3. Нормированные выходы событий для каждого сектора показаны треугольниками. Размеры погрешностей по оси $\theta_{\text{ц.м.}}$ соответствуют координатным размерам секторов детектора. Перекрытия связаны с наличием неопределенности положения точки взаимодействия относительно расстояния до детектора, в связи с чем один и тот же угол рассеяния может соответствовать разным секторам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена схема модернизации поляриметра Станции внутренних мишеней Нуклотрона с целью измерения поляризации пучка протонов. Изготовлены и протестированы около 60 новых детекторов.

Проведено моделирование dd -упругого рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 4.22$ ГэВ на уровне генератора событий с учетом особенностей конструкции и расположения прототипа пучкового счетчика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ladygin V.P., Averyanov A.V., Chernykh E.V. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1435. Art. No. 012039.
2. *Ladygin V.P., Isupov A.Yu., Janek M. et al.* // PoS SPIN2018. 2019. P. 150.
3. *Terekhin A.A., Ladygin V.P., Gurchin Yu.V. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1435. 012051.
4. *Froehlich I., Dohrmann F., Galatyuk T. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 45. P. 401.
5. *Terekhin A.A., Gurchin Yu.V., Isupov A.Yu. et al.* // AIP Conf. Proc. 2021. V. 2377. Art. No. 030016.
6. *Ermish K., Amir-Ahmadi H.R., van den Berg A.M. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. 051001.
7. *Vincent J.S., Roberts W.K., Boschitz E.T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. No. 5. P. 236.
8. *Bennet G.W., Friedes J.L., Palevsky H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 387.
9. <http://gwdac.phys.gwu.edu>.
10. *Goshaw A.T., Oddone P.J., Bazin M.J., Sun C.R.* // Phys. Rev. Lett. 197. V. 25. P. 249.
11. *Abazov V.M. et al. (SPD proto Collaboration)* // ArXiv: 2102.00442. 2021.

Proton and deuteron polarimetry at Nuclotron—NICA

**A. A. Terekhin^{a,*}, V. P. Ladygin^a, A. Y. Isupov^a, I. S. Volkov^a, S. G. Reznikov^a,
Y. V. Gurchin^a, A. V. Tishevsky^a, K. S. Legostaeva^a**

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: aterekhin@jinr.ru

Extensive experience has been accumulated in deuteron and proton beam polarization measurements as well as in the simulation of the pp -, pd - and dp -elastic scattering up to 1 GeV/nucleon for polarimeter upgrade at the Nuclotron Internal Target Station. Further development of the pp -, pd - and dd -colliding beams polarimetry at NICA is discussed. The first results of the simulation of dd -elastic scattering at the total energy 4.22 GeV are presented.

УДК 539.172.17

СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ ОПИСАНИИ СТОЛКНОВЕНИЙ И КОЛЕБАНИЙ АТОМНЫХ ЯДЕР

© 2023 г. А. Т. Дьяченко^{1, 2, *}, И. А. Митропольский²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I”,
Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова”,
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

С использованием гидродинамического подхода найдено аналитическое решение уравнений гидродинамики в приближении солитонов для столкновения слоев в одномерном и двумерном случаях, которое ранее не рассматривалось. Изучены стадии сжатия, стадия расширения и стадия разлета в рамках единой формулы для слоев с энергиями порядка 10 МэВ на нуклон. Обобщение на двумерный случай приводит к представлению об образовании на стадии расширения разреженной области-пузыря, а сам подход представляет самостоятельный интерес и может быть использован и в других областях физики при расчетах нелинейной динамики колебаний сложных систем.

DOI: 10.31857/S0367676523702083, EDN: ZCIDKU

ВВЕДЕНИЕ

Гидродинамику процессов взаимодействия сложных систем рассмотрим здесь на примере атомного ядра, состоящего из нуклонов. В этом случае его свойства могут быть описаны моделью жидкой капли, предложенной Бором и Уиллером для описания процесса деления [1]. В работе [2] Штокер и Грайнер применили гидродинамику к столкновениям тяжелых ионов.

Для исследования столкновений тяжелых ионов и разного рода ударов важен выбор уравнения состояния (EOS — equation of state). В гидродинамическом подходе в качестве уравнения состояния можно выбрать локально-равновесное уравнение состояния, отвечающее наступлению локального термодинамического равновесия. [2]. В наших работах [3–10] предложено неравновесное уравнение состояния

Решение этих уравнений гидродинамики в одномерном случае найдено аналитически с использованием односолитонных решений уравнения Кортевега–де Фриза [11, 12] как для слабой нелинейности в предыдущей работе [13], так и в случае нелинейных возмущений большой амплитуды для ударных волн. В рамках единой формулы описаны стадии сжатия, расширения и разлета вещества. Это представляет самостоятельный ин-

терес, поскольку солитоны играют большую роль в физике элементарных частиц, ядерной физике и физике вообще. Нам было важно убедиться, что дисперсионные члены, появляющиеся в уравнениях гидродинамики и в уравнении Кортевега–де Фриза не нарушают представления об образовании горячего пятна hot spot. Обобщение этого рассмотрения на двумерный случай приводит к близкой динамике колебаний сложной системы, а также к возникновению области разрежения — пузыря в центре при расширении системы. И это может быть распространено на широкую область технических приложений.

Образование и существование пузырчатых ядер относится к ядерной экзотике. Поиск и исследование пузырчатых ядер имеет долгую историю. Этим занимались, например, Сименс и Бете [14] и Вонг [15]. В работе [16] в капельной модели с оболочечными поправками было обоснована возможность образования устойчивого пузыря только для сверхтяжелых ядер с зарядовым числом $Z > 120$. Но вот в работе [17] было предсказано с помощью метода Хартри–Фока–Боголюбова и подтверждено экспериментально существование разрежения в центре для плотности протонов дважды магического ядра ^{34}Si . В работе [18] с помощью релятивистского метода Хартри–Фока–Боголюбова показано существование пузырька в яд-

ре ^{48}Si как для плотностей нейтронов, так и протонов в центре ядра. Это статические решения для пузырей. Возникающий динамический пузырь в области разрежения в наших расчетах возникает всегда на стадии расширения гидродинамической системы.

УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ

Мы используем кинетическое уравнение (см. [4–8]) для нахождения нуклонной функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ($\vec{r}(x_1, x_2, x_3)$ – пространственная координата, $\vec{p}(p_1, p_2, p_3)$ – импульс, t – время). Это может быть распространено и на произвольные динамические системы. Решение кинетического уравнения для функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ищется в виде

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = f_1 q + f_0(1 - q), \quad (1)$$

где $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$ – локально равновесная функция распределения, $f_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ – неравновесная функция распределения.

В неравновесном случае при $q = 1$ получаются уравнения длиннопребойной гидродинамики [3], которые в одномерном случае имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(m\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(m\rho v^2 + P)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(e + m\rho v^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial(v(e + m\rho v^2/2 + P))}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

Обычно решение этой системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных находится численно на компьютере. В настоящей работе развит подход к приближенному аналитическому решению этих уравнений, как в случае слабой нелинейности, путем сведения их к уравнениям Кортевега–де Фриза, так и в случае возмущений большой амплитуды, используя солитоноподобные решения. Проведено обобщение этого подхода на двумерный случай в случае плотности $\rho(x, t)$, зависящей только от координаты x и времени t . Такое рассмотрение ранее не рассматривалось и может быть распространено на произвольные сложные системы, а не только атомные ядра.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ С ПОМОЩЬЮ СОЛИТОНОВ

Уравнения гидродинамики при релаксационном факторе $q = 1$ (неравновесный случай) в одномерном случае сводятся к системе уравнений (2)–

(4) для нахождения нуклонной плотности $\rho(x, t)$, скорости $v(x, t)$, плотности тепловой энергии $I(x, t)$.

Из уравнений (2) и (4) следует, что тепловой член $I = I_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^3$, где I_1 – не зависящий от ρ коэффициент. Совместное решение уравнений (2) и (3) ищем в виде $v = v(\rho)$ и получаем два уравнения Кортевега–де Фриза [13].

То есть уравнения гидродинамики могут быть сведены к двум уравнениям Кортевега–де Фриза. Это позволяет перейти к представлению столкновения сложных систем (ядер) как столкновению солитонов, если простую волну уравнения Кортевега–де Фриза проинтегрировать по x_1 . То есть найти

$$Z = \int_0^L \zeta \frac{dx_1}{L}, \quad (5)$$

где L – толщина слоя, Z является простой волной Кортевега–де Фриза, испущенной этим слоем $\zeta(x - x_1, t)$ – односолитонное решение уравнения Кортевега–де Фриза. Это относится к каждому ядерному слою – источнику простых волн. Учитывая многократные отражения волн Кортевега–де Фриза от границ системы, можно рассмотреть всю динамику столкновения ядерных слоев-слоев [13].

Рассмотрим теперь распространение возмущений произвольной амплитуды. Для плотности энергии можно использовать простое выражение

$$e = K(\rho - \rho_0)^2, \quad (6)$$

где $\rho_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$ – равновесная плотность, K – модуль сжатия. Тогда давление

$$P = -\frac{\partial(e/\rho)}{\partial(1/\rho)} = K(\rho^2 - \rho_0^2) - \alpha \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)^2. \quad (7)$$

Здесь мы добавили дисперсионный член с коэффициентом α , где $\frac{\alpha}{2mc_{s0}^2} \rho_0 = (\text{фм})^2$, скорость звука $c_{s0} \approx 1/3c \approx 10^8 \text{ м/с}$. В случае столкновения двух ядер образуются ударные волны, распространяющиеся со скоростью D , которую можно найти из уравнений (2) и (3), полагая $\frac{\partial}{\partial t} = -D \frac{\partial}{\partial x}$. Тогда из этих уравнений после интегрирования по скачку плотности получаем

$$D = -\frac{\rho_0 v_0}{\rho - \rho_0}, \quad (8)$$

где v_0 – начальная скорость сталкивающихся ядер. Полагая скорость D , равной скорости звука

$c_s = \sqrt{\frac{\partial P}{m \partial \rho}}$, получаем с учетом выражения для давления (7) уравнение для плотности ρ :

$$\pm \frac{(\rho - \rho_0) d\rho}{(\rho_1 - \rho) dx} \sqrt{\alpha} = \sqrt{K(2\rho_1(\rho - \rho_0) + (\rho - \rho_0)^2)}, \quad (9)$$

где ρ_1 — максимальная плотность сжатия на ударной волне

$$2K\rho_1 = \frac{(\rho_0 v_0)^2}{(\rho_1 - \rho_0)^2}. \quad (10)$$

Выражение (9) может быть проинтегрировано неявно в элементарных функциях, но ответ получается довольно громоздким. Выделяя главные члены решения, получаем выражение

$$\frac{(\rho - \rho_1)(\rho - \rho_0)}{\rho_1^2} = -\exp\left(\pm \sqrt{\frac{K}{\alpha}} x\right), \quad (11)$$

где знак “+” отвечает решению вблизи ρ_1 , а знак “−” — вблизи ρ_0 . Решения должны быть сшиты при промежуточном значении в точке перегиба. Так получается решение “кинк” для распространяющейся волны. При отрицательных значениях x рассуждения аналогичны. Однако, поскольку нас не интересуют сейчас детали структуры фронта волны, можно аппроксимировать решение (11) солитонным решением

$$\rho = \rho_0 + 4 \frac{(\rho_1 - \rho_0)}{(\exp(-\lambda x/2) + \exp(\lambda x/2))^2}, \quad (12)$$

где $\lambda = \sqrt{\frac{K}{\alpha}}$. Выражение (12) описывает главные особенности решения (11).

Также, как мы делали раньше с солитонами Кортевега—де Фриза, можно проинтегрировать выражение (12) по длине слоя и рассматривать распространение фронта ударной волны и его отражение от границ. В результате интегрирования получаем

$$\rho = \frac{1}{L} \int_{l_1}^{l_2} \rho' dx = \rho_0 + 4 \frac{(\rho_1 - \rho_0)}{\lambda L} \times \left[\frac{1}{1 + \exp(\lambda(x - l_2 - Dt))} - \frac{1}{1 + \exp(\lambda(x - l_1 - Dt))} \right], \quad (13)$$

где ρ' — формула (12), l_1 и l_2 — границы ядра, а $L = l_2 - l_1$ — его размер. Поскольку на максимуме ударной волны скорость $v = 0$, для максимума из уравнений (2) и (3) получается волновое уравнение, допускающее решение Даламбера. Что мы и использовали. При этом скорость v можно найти из уравнения (2), используя для плотности выражение (13) с учетом возможных отражений ударных волн от границ системы и движения границ.

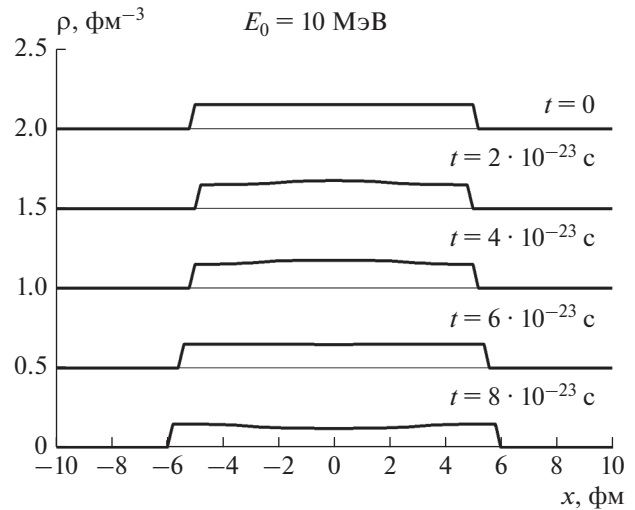


Рис. 1. Мгновенные профили столкновения ядерных слоев-слэбов при энергии $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 0; 2; 4; 6; 8$ в единицах времени 10^{-23} с.

Таким образом, с помощью солитонных решений (12) и (13) можно исследовать всю динамику столкновений ядер в одномерном случае.

Так на рис. 1 представлены профили плотности для столкновения одинаковых ядер размером $L = 5$ фм с энергией $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в моменты времени $t = 2; 4; 6; 8$ в единицах времени 10^{-23} с. Можно видеть первоначальное сжатие, образование hot spot и последующее расширение ядер с образованием разрежения в центральной области.

Мы также нашли упрощенное решение задачи в двумерном случае. Уравнения получаются из уравнений гидродинамики при интегрировании уравнений гидродинамики по поперечной координате, считая, что плотность $\rho(x, t)$ не зависит от координаты y . Решение дается формулой (12) с заменой $\rho_1 \rightarrow \rho_1 S(x, y, t)$ и последующим делением возмущения на S , где $S(x, y, t) = (y_0(x) + v_y t)^2 / y_0^2$, а v_y совпадает со скоростью звука.

Так на рис. 2 представлены профили плотности для столкновения одинаковых ядер с продольным размером $L = 5$ фм с энергией $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в моменты времени $t = 2; 4; 6; 8$ в единицах времени 10^{-23} с. В этом случае результаты отмечены сплошными линиями. Штриховые линии соответствуют одномерному случаю. Можно видеть, что в двумерном случае колебания сжатия и разрежения получаются более сильными.

На рис. 3 представлены зависимости поперечного размера $y = y_0(x) + v_y t$ от координаты x в

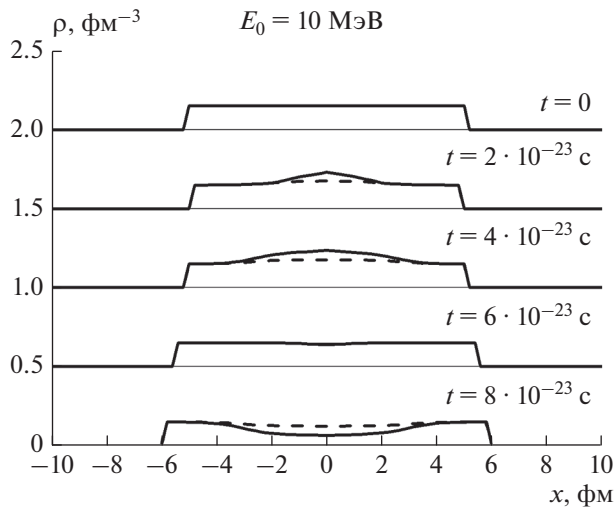


Рис. 2. Мгновенные профили столкновения одинаковых ядер (сплошные линии) при энергии $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 0; 2; 4; 6; 8$ в единицах времени 10^{-23} с для двумерного случая, штриховые линии — профили плотности для одномерных слоев, как на рис. 1.

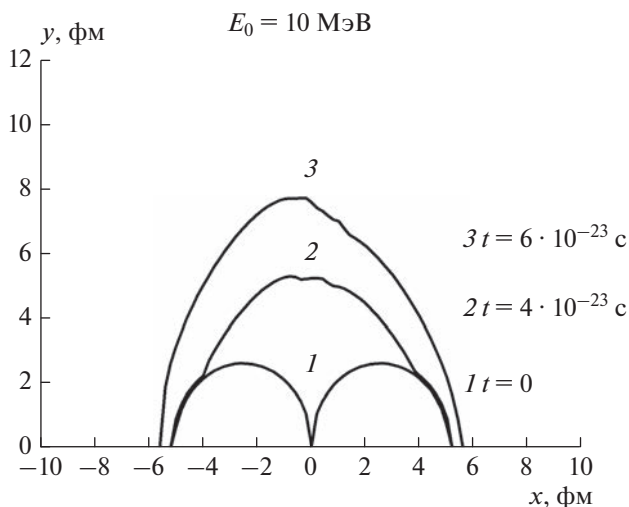


Рис. 3. Профили максимального поперечного размера ядер при энергии $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 0; 4; 6$ в единицах времени 10^{-23} с.

моменты времени $t = 0; 4; 6$ в единицах времени 10^{-23} с. Эти результаты получены для плотности, не зависящей от координаты y . Из рис. 2 видно, что в конце столкновения образуется в центре разреженная область, а на концах нормальная плотность. То есть можно ожидать образование пузыря в центре ядра.

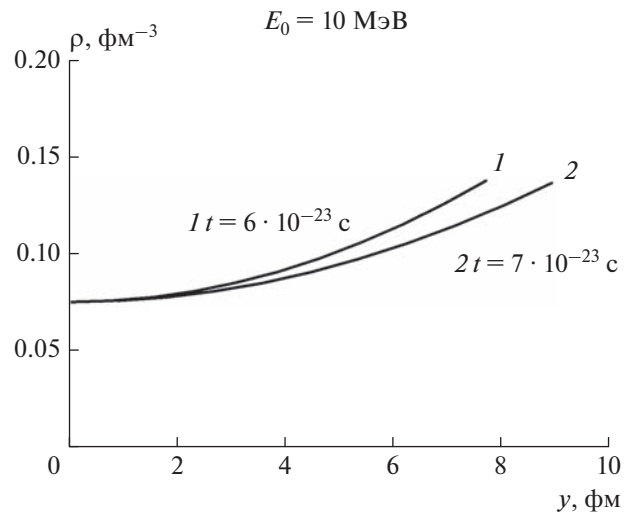


Рис. 4. Зависимость плотности $\rho(y, t)$ от y поперечной координаты у для $x = 0$ при энергии $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 6; 7$ в единицах времени 10^{-23} с.

Для поперечной координаты y можно видеть аналогичную ситуацию. На рис. 4 представлено изменение плотности $\rho(y) = \rho'_0 \left(1 + \frac{(y - y_0)^2}{4t^2 c_s^2} \right)$ при $x = 0$ в различные моменты времени. Эта зависимость получена из решения гидродинамического уравнения Эйлера для скорости $v_y = \frac{y - y_0}{t}$ с учетом поправки на изменение плотности с координатой y . Таким образом, оценка для двумерного случая подтверждает образование пузыря в центре ядра, где образуется разреженная область с плотностью ρ'_0 . При низких энергиях сталкивающихся систем в результате колебаний плотности для чередующихся разрежений и сжатий может сформироваться устойчивый пузырь в центре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, развит неравновесный гидродинамический подход для описания сложных систем на примере столкновения атомных ядер. Неравновесный подход к гидродинамическим уравнениям, позволяет описывать экспериментальные данные лучше, чем уравнение состояния, соответствующее традиционной гидродинамике, предполагающей установление локального термодинамического равновесия. При этом описании существенным было выделение горячего пятна hot spot. Показано, что введение дисперсионных членов не нарушает это представление. На стадии расширения образуется разреженная область в центре системы — динамический пузырь. Это рас-

смотрение проведено как в одномерном, так и в двумерном случаях.

Используемые уравнения гидродинамики и уравнение Кортевега—де Фриза имеют общий характер, а найденные солитоноподобные решения применимы к любым сложным системам. Сведение уравнений гидродинамики к решению двух уравнений Кортевега—де Фриза в виде солитонов позволяет найти аналитическое решение задачи. Обобщение результатов солитонного подхода в случае возмущений большой амплитуды и дополнительных измерений представляет самостоятельный фундаментальный интерес для физики вообще и может быть использовано в различных областях техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N., Wheeler J.A. // Phys. Rev. 1939. V. 56. P. 426.
2. Stöcker H., Greiner W. // Phys. Reports. 1986. V. 137. No. 5–6. P. 277.
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. // ЯФ. 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. № 5. С. 508; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 391.
6. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 716; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 554.
7. Дьяченко А.Т., Гриднев К.А., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 7. С. 952; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 79. No. 7. P. 858.
8. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 12. С. 1720; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 81. No. 12. P. 1521.
9. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. Art. No. 03018.
10. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 1641.
11. Korteweg D.J., Vries G. // Phil. Mag. 1895. V. 39. P. 422.
12. D'yachenko A.T. // Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. "Nuclear Shells—50 Years" (Dubna, 1999). P. 492.
13. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1162; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 962.
14. Siemens P.J., Bethe H.A. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 704.
15. Wong C.Y. // Ann. Phys. 1973. V. 77. P. 279.
16. Decharge J., Beger J.-F., Dietrich K., Weiss M.S. // Phys. Lett. B. 1999. V. 451. P. 275.
17. Mutschler A. et al. // Nature Phys. 2017. V. 13. P. 152.
18. Fam X.H., Yong D.C., Zuo W. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. No. 4. Art. No. 041601.

Soliton solutions of the equations of hydrodynamics in describing collisions and oscillations of atomic nuclei

A. T. D'yachenko^{a, b, *}, I. A. Mitropolsky^b

^a St. Petersburg State Transport University, St. Petersburg, 190031 Russia

^b Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre "Kurchatov Institute", Gatchina, 188300 Russia

*e-mail: dyachenko_a@mail.ru

The hydrodynamic approach was used to find an analytical solution of the hydrodynamic equations in the soliton approximation for layer collisions in the one- and two-dimensional cases. The compression stage, the decompression stage, and the expansion stage are considered within the framework of a single formula for layers with energies on the order of ten MeV per nucleon. Our generalization to the two-dimensional case leads to the idea of the formation of a rarefied bubble region at the stage of expansion. The approach can be used in other fields for calculations of the nonlinear dynamics of oscillations of complex systems.

УДК 539.172.13

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$

© 2023 г. Л. Н. Генералов¹, В. А. Жеребцов¹, С. М. Селянкина¹, *

¹Федеральное государственное унитарное предприятие

“Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики”, Саров, Россия

*E-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Представлена новая оценка интегральных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, полученная в нашей электронной библиотеке SaBa (Sarov Base) математическими средствами (сплайн-аппроксимацией) этой библиотеки. Мотивацией исследований послужили результаты наших измерений дифференциальных сечений этой реакции в интервале энергий 3.75–8 МэВ.

DOI: 10.31857/S0367676523702095, EDN: ZCOWCK

ВВЕДЕНИЕ

В наших исследованиях [1] выполнена оценка сечений реакций ${}^6\text{Li}(d, p_{0,1,2,4})$ и соответствующих им зеркальных реакций ${}^6\text{Li}(d, n_{0,1,2,4})$, а также ${}^6\text{Li}(d, x){}^7\text{Be}$. Теперь мы представляем оценку сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, которая является рекордной по энерговыделению $Q = 22.372$ МэВ, поэтому представляет повышенный интерес в ядерных технологиях с использованием лития.

Она изучалась в большом числе работ и в широком диапазоне энергии (см. далее). В этой реакции образуются две тождественные α -частицы, что определяет характер их угловых распределений: в системе центра масс (с.ц.м.) они должны быть симметричны относительно 90° , что позволяет проводить измерения либо в интервале углов 0° – 90° , либо в интервале 90° – 180° . Обычно измерения угловых распределений α -частиц проводят без регистрации совпадения их образования. Поэтому при получении дифференциальных сечений измеренный выход α -частиц необходимо делить на два. В работах (см. далее) часто эта процедура не проводится. В области энергии дейтронов $E_d < 0.18$ МэВ распределение изотропное, за исключением энергетического интервала 60–120 кэВ, где наблюдается небольшое отклонение от этой формы.

Оценка интегральных сечений получена в нашей электронной библиотеке SaBa (Sarov Base) [2] математическими средствами этой библиотеки, краткое описание приводится далее. Мотивацией исследования, как и в [1], послужили результаты наших измерений дифференциальных сечений в

интервале E_d от 3.75 до 8 МэВ. Эти данные получены в измерениях сечений каналов реакций ${}^6, {}^7\text{Li} + d$ [3]. В этой статье они относятся к измерениям [3] (рис. 1).

В [3] основные измерения дифференциальных сечений реакции ${}^6\text{Li} + d$ выполнены спектрометром заряженных частиц, состоящим из шести телескопов ΔE – E кремниевых детекторов. Исследование реакций ${}^6, {}^7\text{Li} + d$ проводилось на мишенях LiF, нанесенных на алюминиевые и углеродные подложки и подложку из поли- n -кселилена (C_8H_6). В двумерных спектрах присутствовали локусы от регистрации $p, d, t, {}^3, {}^4\text{He}$. Для задания необходимых полярных углов регистрации частиц телескопы располагались на вращающейся платформе. В этих измерениях с помощью отмеченного свойства симметричности угловых распределений α -частиц реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ выявлялись и исправлялись искажения (на уровне 10–15%) в угловых распределениях частиц других каналов реакции ${}^6\text{Li} + d$, что связано с большими изменениями углов каждого телескопа и относительно небольшими расстояниями от этих телескопов до мишени. В этом первоначально использованы данные [4], где дифференциальные сечения измерены со случайными погрешностями на уровне 1% в энергетическом интервале от 1 до 11.5 МэВ с шагом в 0.5 МэВ. К сожалению, они имеют большую систематическую ошибку, 20%. Затем мы получили свои данные в измерениях с двумя телескопами, один из которых находился на самом большом возможном расстоянии от мишени — 157 мм. По относительной угловой зависимости наши результаты хорошо согласуются с данными [4], а

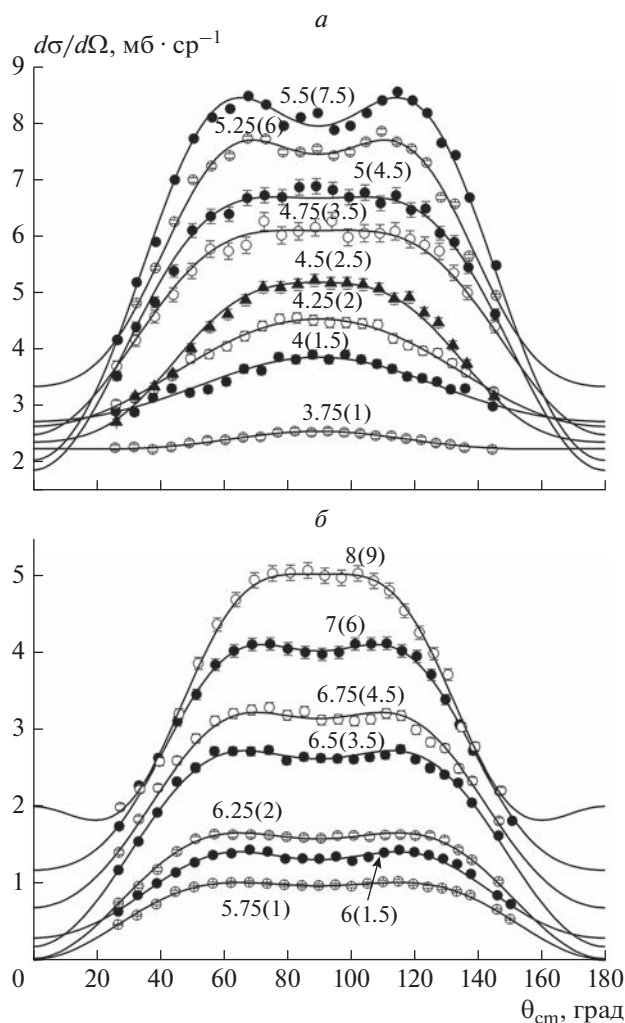


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha_0)$ [3]: при $E_d^0 = 3.75\text{--}5.5$ (а) $5.75\text{--}8$ МэВ (б); линии — описание полиномами Лежандра для получения интегральных сечений. Цифры в скобках указывают на величину, на которую умножены данные для демонстрации.

в абсолютных значениях выше их в среднем на 9%. При некоторых задних углах регистрации на α -пики реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ в зависимости от энергии налетающих дейтронов последовательно накладывались пики реакций ${}^{19}\text{F}(d, \alpha_{0,1,2,3})$. Разделение этих вкладов в пики с наложением проводилось по измеренным выходам α -частиц указанных реакций интерполяцией из областей углов и энергий дейтронов, где пики разделяются. Систематическая погрешность наших данных (4%) определена по погрешностям толщины эталонной мишени (3.5%) и дейтронного потока (2%).

В табл. 1 приведена краткая характеристика работ, данные которых использовались для проведения настоящей оценки. В своих ранних оцен-

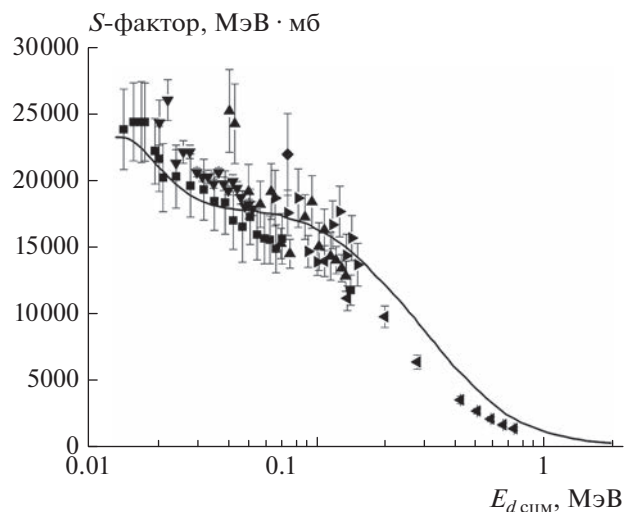


Рис. 2. Экспериментальные и оцененные значения астрофизического S -фактора в области энергий менее 1 МэВ: ■ — [24], ▲ — экспериментальные точки [25], сплошная линия — расчет [25], ▼ — [20], ◆ — [22], ◀ — [5], ▶ — [19].

ках мы использовали данные [12], измеренные на пучке поляризованных дейтронов в энергетическом интервале 3–11 МэВ. Они были нормированы на данные [18] (снижены по величине в 2.6 раза и по энергии на 100 кэВ). Эти данные оставлены и в новой оценке. В последние годы изучается эффект влияния электронного экранирования на экспериментальные данные в области низких энергий взаимодействия заряженных частиц (менее 50 кэВ) [24]. С целью получения голых ядерных данных в библиотеке SaBa мы учитываем этот эффект (рис. 2). Он присутствует и в экспериментальных данных реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, при этом сильно замаскирован подпороговым резонансом.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ В БИБЛИОТЕКЕ SABA

Подробное описание математического аппарата библиотеки приведено в [27]. Аппарат и математические выражения основаны на [28]. Мы не будем повторять все выкладки, приведем только основные моменты. Для проведения оценки в SaBa используется разложение полиномиального сплайна третьей степени, заданного на сетке $E_0 = x_0 < x_1 < \dots < x_{n-1} < x_n = E_n$:

$$S(x) = \sum_{l=0}^3 C_l^{(i+1)} (x - x_i)^l = C_0^{i+1} + C_1^{i+1} h + C_2^{i+1} h^2 + C_3^{i+1} h^3 \quad (1)$$

с набором определяемых в оценке коэффициентов $\{C_0^{i+1}, C_1^{i+1}, C_2^{i+1}, C_3^{i+1}\}$ и $h = x - x_0$ некоторого текущего узла x_0 и точки $x > x_0$. Опустив в этих коэф-

Таблица 1. Краткая характеристика работ, данные из которых использованы в оценке

Ссылка	Тип данных	Энергия E_d , МэВ	Угол рассеяния, град	$S(0)$, МэВ · мб
[3]	$d\sigma/d\Omega$	3.75–8	35–150	—
[4]	$d\sigma/d\Omega$, σ	1–11.5	20–90	—
[5]	$d\sigma/d\Omega$, σ	0.118–0.975	0–180	—
[6]	$d\sigma/d\Omega$, σ	0.4–3.5	15–170	—
[7]	$d\sigma/d\Omega$, σ (поделены на 2)	4–12	90	—
[8]	$d\sigma/d\Omega$, σ	2.25–6	20–160	—
[9]	$d\sigma/d\Omega$ (поделены на 2)	1.8, 2	0–170	—
[10]	$d\sigma/d\Omega$, σ	2.5–4.5	10–90	—
[11]	$d\sigma/d\Omega$	9.05	20–150	—
[12]	Коэффициенты разложения в ряд по полиномам Лежандра A_0 (поделены на 2)	3–11	—	—
[13]	$d\sigma/d\Omega$	3.7	23–155	—
[14]	$d\sigma/d\Omega$	5.03	30–165	—
[15]	$d\sigma/d\Omega$ (поделены на 2)	14.8	10–100	—
[16]	$d\sigma/d\Omega$, σ	0.39–2.5	112.5	—
[17]	$d\sigma/d\Omega$, σ	0.3–1	90	—
[18]	$d\sigma/d\Omega$, σ (поделены на 2)	1–5	85–155	—
[19]	σ	0.050–0.180	—	$23\,000 \pm 2000$
[20]	S -фактор	0.0225–0.070	—	16900, 18800, 19700
[21]	σ	0.400–5	—	—
[22]	σ , S -фактор	0.100	—	—
[23]	S -фактор	0.013–0.75	—	16900 ± 500
[24]	S -фактор	0.015–1	—	17400
[25]	S -фактор (эксперимент и теория)	0.020–0.080	—	$23\,000 \pm 2500$
[26]	S -фактор	—	—	$20\,500 \pm 500$
Наст.	S -фактор	—	—	$21\,220 \pm 42$

фициентах верхние индексы, получим следующую формулу представления оцененных данных:

$$S(x) = C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3. \quad (2)$$

Коридор ошибок оцененной кривой получается из метода максимального правдоподобия. Находится ковариационная матрица $C(a_I, a_J)$ коэффициентов разложения a_I, a_J сплайна. По ней определяется дисперсия в узлах сплайн-оценки

$$\sigma^2(S) = \sum_{I,J} C(a_I, a_J) Q_I(x) Q_J(x), \quad (3)$$

где Q_I, Q_J — базисные функции, определенные нами в [27].

В библиотеке SaBa экспериментальные и оцененные данные представлены интегральными сечениями реакций σ и связанными с ними значе-

ниями астрофизического S -фактора, которые оцениваются в библиотеке:

$$S(E_c) = \sigma(E_c) E_c \exp(\sqrt{E_g/E_c}), \quad (4)$$

где E_c — энергетическая точка, $E_g = (0.98948 z_1 z_2 \sqrt{m_1 m_2 / (m_1 + m_2)})^2$ — 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 электрона; E_c (в с.ц.м.) для частицы с m_1 и энергией E_1 , налетающей на покоящееся ядро-мишень с m_2 , равна

$$E_c = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_1. \quad (5)$$

В библиотеке SaBa при аппроксимации функции возбуждения в области ее определения используется приближающая функция, в общем

случае состоящая из суммы резонансных и нерезонансных (сплайн) частей. Резонансная составляющая выражается как сумма брейт–вигнеровских изолированных резонансов [29]. В настоящих исследованиях оценка сечений реакций проводилась только с использованием сплайнов в системе координат, у которой оси абсцисс и ординат имеют логарифмический масштаб. Выражение для сплайна оцененной кривой записывается как:

$$S(x) = \exp(C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3), \quad (6)$$

где $h = \ln E_i - \ln x_0$ для узла сплайна с энергией x_0 , E_i – выбранное значение энергии налетающей частицы.

ОЦЕНКА АСТРОФИЗИЧЕСКОГО S -ФАКТОРА РЕАКЦИИ ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$

Как было указано выше, оценка в библиотеке проводится для астрофизического S -фактора. В рассматриваемой области энергий (менее 100 кэВ) существенным становится влияние электронного экранирования на величины значений интегральных сечений (и астрофизического S -фактора). Поэтому экспериментальные данные демонстрируют в этой области подъем хода экспериментальной кривой S -фактора. В SaBa рассматриваются “голые” ядра, т.е. ядра без окружающей их электронной оболочки. Это означает, что влияние эффекта электронного экранирования должно быть опущено при проведении оценки. Поэтому при выполнении настоящей оценки в этой области энергий ориентировались на расчетные данные [24, 25]. Кроме того, не были использованы две точки из работы [17] при $E_d = 0.2996$ и 0.3994 МэВ. Ход этих точек при низких энергиях демонстрирует падение значений S -фактора с уменьшением E_d , в то время как все остальные наборы данных обнаруживают рост значений астрофизического фактора при уменьшении энергии дейтрона. Значения S -фактора, полученные из сечений [21], демонстрируют некоторый пик в диапазоне энергий 4.2–6 МэВ (в лабораторной системе координат, л.с.к.), который не обнаруживается в наборах данных других авторов. Кроме того, в [21] данные получены методом троянского коня путем вычитания, что может явиться источником дополнительных ошибок в определении итоговых сечений. Поэтому оцененная кривая проведена без учета данного подъема. На рис. 3а и 3б все опущенные из оценки точки представлены для демонстрации.

Итоговые оцененные данные астрофизического S -фактора (или интегрального сечения реакции) записываются и хранятся в SaBa в виде коэффициентов сплайна, по которым при обращении к данным библиотеки восстанавливается оцененная кривая. В табл. 2 приведены полученные в насто-

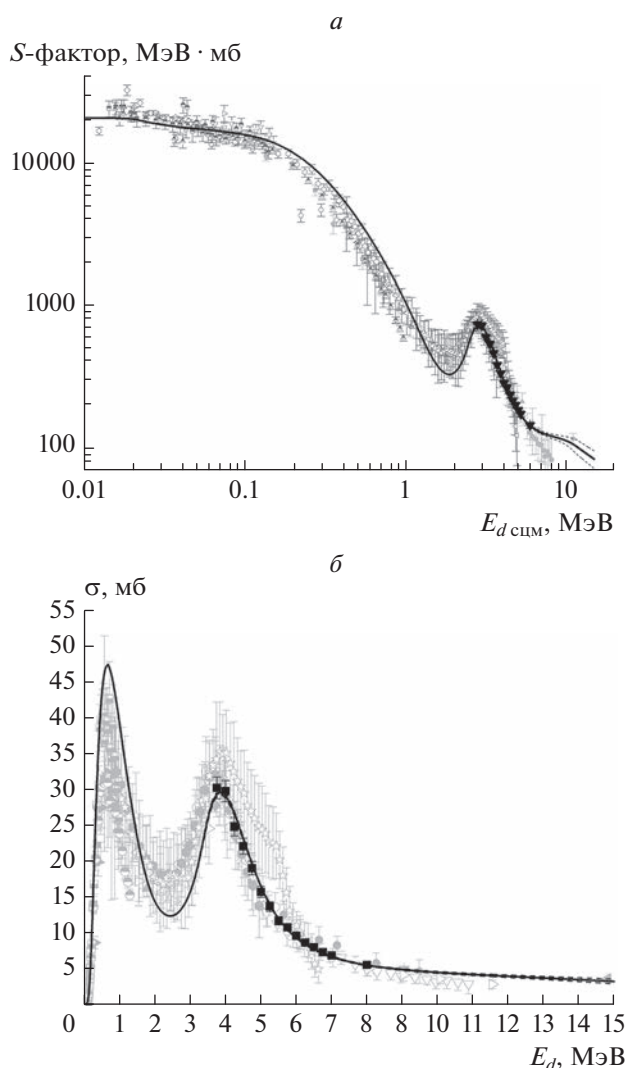


Рис. 3. Экспериментальные и оцененные значения: астрофизического S -фактора реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ (а); интегральных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ (б). Светлые точки – литературные данные, темные – наши, сплошная и пунктирная линии – оцененная кривая и ее коридор ошибок.

ящей работе коэффициенты аппроксимирующего сплайна, с использованием которых по формуле (6) рассчитывается кривая оцененных значений астрофизического S -фактора (рис. 3а). Затем по полученным значениям S -фактора с применением формулы (4) можно вычислить оцененные значения интегрального сечения, которые вместе с экспериментальными точками представлены на рис. 3б. На рис. 3а и 3б каждый набор данных из табл. 1 не обозначен отдельно в соответствии с литературным источником, за исключением наших данных. Это сделано для наглядности и демонстрации хода кривой экспериментальных и оцененных данных.

Таблица 2. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна

Энергия узла сплайна x_0 , МэВ	Значения коэффициентов			
	C_0	C_1	C_2	C_3
0.01937	$9.9626 \cdot 10^0$	0	—	—
0.01937	$9.9626 \cdot 10^0$	$-3.1338 \cdot 10^{-1}$	$2.0714 \cdot 10^{-1}$	$-7.0190 \cdot 10^{-2}$
0.10105	$9.6938 \cdot 10^0$	$-2.0356 \cdot 10^{-1}$	$-2.1711 \cdot 10^{-1}$	$-1.3130 \cdot 10^{-1}$
0.22718	$9.3166 \cdot 10^0$	$-8.1389 \cdot 10^{-1}$	$-5.3623 \cdot 10^{-1}$	$2.5161 \cdot 10^{-2}$
1.16669	$6.6596 \cdot 10^0$	$-2.3665 \cdot 10^0$	$-4.1272 \cdot 10^{-1}$	$3.7001 \cdot 10^0$
1.98962	$5.8415 \cdot 10^0$	$3.5549 \cdot 10^{-1}$	$5.5124 \cdot 10^0$	$-5.4793 \cdot 10^{-1}$
2.64361	$6.3752 \cdot 10^0$	$3.3560 \cdot 10^0$	$5.0452 \cdot 10^0$	$-1.8870 \cdot 10^2$
2.76588	$6.5198 \cdot 10^0$	$2.6549 \cdot 10^0$	$-2.0550 \cdot 10^1$	$2.1567 \cdot 10^1$
4.12813	$5.6725 \cdot 10^0$	$-3.4277 \cdot 10^0$	$5.3612 \cdot 10^0$	$-2.9959 \cdot 10^0$
11.52854	$4.5617 \cdot 10^0$	$-1.8954 \cdot 10^0$	—	—

Следующий этап после проведения интерполяции в интервале энергий налетающих частиц, где имеются экспериментальные данные, — получение экстраполяционных кривых при энергиях вне области определения экспериментальных данных. Ввиду того, что в библиотеке SaBa рассматривается голаяядерное взаимодействие, т.е. с исключением эффекта электронного экранирования, в качестве экстраполяционной кривой в область низких энергий выбран полином нулевой степени — постоянная величина. Экстраполирующая кривая в области высоких энергий — более 11.5 МэВ — представляет собой полином первой степени. Коэффициенты экстраполирующих кривых для астрофизического S -фактора при энергиях

вне диапазона экспериментальных данных представлены в первой и последней строках табл. 2.

Следующим этапом работы было получение значения астрофизического S -фактора при нулевом значении энергии налетающих частиц. Оцененная нами величина составила $S(0) = 21220 \pm 42$ МэВ · мб. На рис. 4 представлены значения $S(0)$, полученные в настоящем исследовании, и имеющиеся в литературе. Видим, что наш результат находится в согласии с литературными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием математического аппарата библиотеки SaBa проведена оценка астрофизического S -фактора реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha_0){}^4\text{He}$ в интервале энергий дейтронов от 0.016 до 14.8 МэВ. Представлены коэффициенты аппроксимирующего сплайна в этом интервале и экстраполирующего полинома в областях энергий меньше 0.016 и более 14.8 МэВ. Получено значение $S(0) = 21220 \pm 42$ МэВ · мб, согласующееся в пределах ошибок с литературными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1134; Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 937.

2. 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.

3. 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.

4. Risler R., Gruebler W., Debenham A.A. et al. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 286. P. 115.

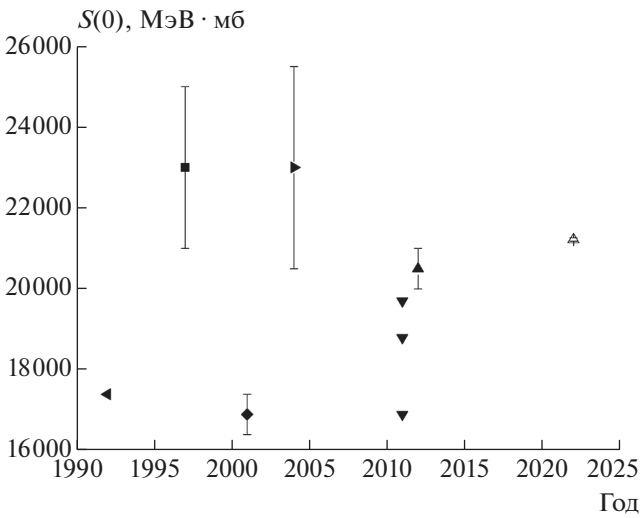


Рис. 4. Значения астрофизического S -фактора при нулевой энергии налетающих дейтронов, полученные в настоящей работе и взятые из литературы: $\triangle$ — настоящая работа, $\blacksquare$ — [19], $\blacktriangledown$ — [20], $\blacklozenge$ — [23], $\blacktriangleleft$ — [24], $\blacktriangleright$ — [25], $\blacktriangle$ — [26].

5. Elwyn A.J., Holland R.E., Davids C.N. et al. // Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 1744.
6. McClenahan C.R., Segel R.E. // Phys. Rev. C. 1975. V. 11. P. 370.
7. Mani G.S., Freeman R.M., Ricard F. et al. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. P. 281.
8. Could C.R., Joyce J.M., Boyce J.R. // Proc. Conf. Nucl. Cross Sect. Tech. V. 1. (Washington, 1975). P. 697.
9. Bruno G., Decharge J., Perrin A. et al. // J. Physics. 1966. V. 27. P. 517.
10. Meyer V., Pfeifer W., Staub H.H. // Helv. Phys. Acta. 1962. V. 36. P. 465.
11. Yuan Rongfang, Wang Zhifu, Ye Binqi et al. // Chin. J. Nucl. Phys. 1981. V. 3. P. 155.
12. Durr W., Clausnitzer G., Fick D. et al. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 120. P. 678.
13. Huang Bingyin, Sun Zuxun, Zhuang Yoxing et al. // Proc. Conf. Nucl. Phys. (Shanghai, 1974). P. 89.
14. Mao Zhenlin, Zhuang Youxiang, Sun Zuxun et al. // Proc. Conf. Low Energy Nucl. Phys. (Lanzhou, 1972). P. 72.
15. Hamburger E.W., Cameron J.R. // Phys. Rev. 1960. V. 117. P. 781.
16. Cai Duniu, Zhou Enchen, Jiang Chenglie. EXFOR S0017.
17. Bertrand F., Grenier G., Pornet J. Report CEA-R-3428. 1968.
18. Jeronimo G.M., Mani G.S., Picard F. et al. // Nucl. Phys. 1962. V. 38. P. 11.
19. Czerski K., Huke A., Bucka H. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 1517.
20. Fang K., Wang T., Yonemura H. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 2011. V. 80. Art. No. 084201.
21. Pizzone R.G., Spitaleri C., Lamia L. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 045801.
22. Lalremruata B., Mulik V.K., Dhole S.D. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. Art. No. 044617.
23. Spitaleri C., Typel S., Pizzone R.G. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. No. 055801.
24. Engstler S., Raimann G., Angulo C. et al. // Phys. Lett. B. 1992. V. 279. P. 20.
25. Ruprecht G., Czerski K. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. No. 025803.
26. Wang T.S., Guan X.C., Fang K.H. // J. Physics G. 2012. V. 39. Art. No. 015201.
27. Генералов Л.Н., Селянкина С.М., Таова С.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 699; Generalov L.N., Selyankina S.M., Taova S.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 620.
28. Horsley A., Parker J.B., Parker K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1968. V. 62. P. 29.
29. Таова С.М., Селянкина С.М., Генералов Л.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 732; Taova S.M., Selyankina S.M., Generalov L.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 658.

${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ reaction cross sections

L. N. Generalov^a, V. A. Zhrebtsov^a, S. M. Selyankina^a, *

^a Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188 Russia

*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

New evaluation of ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ reaction integral cross sections obtained in our electronic SaBa (Sarov Base) library by mathematic tools (spline-approximation) of this library is presented. The motivation of the research is the results of our measurements of this reaction differential cross sections at energy range 3.75–8 MeV.

УДК 539.17

СХОДСТВО И РАЗЛИЧИЯ ПРОЦЕССОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $^{58, 60}\text{Ni}$

© 2023 г. В. В. Варламов^{1, *}, А. И. Давыдов², В. Н. Орлин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Достоверность сечений парциальных фотонейтронных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) на ядрах $^{58, 60}\text{Ni}$, полученных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, исследована с помощью объективных физических критериев. Установлено, что данные первого типа, физическим критериям не удовлетворяют и определенно не являются достоверными, тогда как к достоверности данных второго типа имеются серьезные претензии. Новые сечения парциальных реакций на ядрах $^{58, 60}\text{Ni}$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, использованы для анализа особенностей процессов фоторасщепления обоих изотопов. Установлено, что между оцененными и экспериментальными сечениями разных реакций на соседних (отличающихся на 2 нейтрона) ядрах никеля имеются существенные расхождения, обусловленные систематическими погрешностями разного типа, которые для изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni имеют существенно разный характер. Показано, что это обусловлено не только различиями энергетических порогов и абсолютных величин сечений реакций ($\gamma, 1n1p$) и ($\gamma, 2n$), но и существенными различиями характеристик оболочечной структуры соседних изотопов.

DOI: 10.31857/S0367676523702101, EDN: ZCRHPE

ВВЕДЕНИЕ

Ядра $^{58, 60}\text{Ni}$ вызывают большой интерес у исследователей фотоядерных реакций с тех пор (1968–1970 гг.), как для обоих изотопов на пучках тормозного γ -излучения были получены сечения полных и парциальных фотонейтронных и фотопротонных реакций в области энергий (до ~ 30 МэВ) гигантского дипольного резонанса (ГДР) [1–4]. Дело в том, что соотношения величин исследованных реакций для соседних (отличающихся на 2 нейтрона) изотопов выглядят весьма странным образом. В случае ядра ^{60}Ni сечение полной фотонейтронной реакции ([4], рис. 1а)

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

приблизительно в 2 раза превышает по величине сечение фотопротонной реакции ($\gamma, 1p$) ([5], рис. 1б), что типично для ядер в данной области массовых чисел A , тогда как в случае ядра ^{58}Ni соотношение величин полной фотонейтронной [4] и фотопротонной [5] реакций оказывается нетипично обратным: сечение фотопротонной реакции приблизи-

тельно в 2 раза превосходит по величине сечение фотонейтронной реакции (рис. 1а и 1б).

Впоследствии сечения фотонейтронных реакций на обоих ядрах были детально исследованы экспериментально на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов [6], и теоретически рассчитаны в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [7]. Сечения фотонейтронных реакций, полученные для обоих изотопов никеля в этих экспериментах и рассчитанные теоретически, существенно отличаются и по форме и по абсолютной величине от полученных на пучках тормозного γ -излучения. Однако при этом соотношения между ними для рассматриваемых ядер оказываются, полностью аналогичными тем, которые были установлены ранее: сечение выхода нейтронов

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

на ядре ^{58}Ni (рис. 1б) имеет приблизительно в 2 раза меньшую абсолютную величину, чем на ядре ^{60}Ni (рис. 1а).

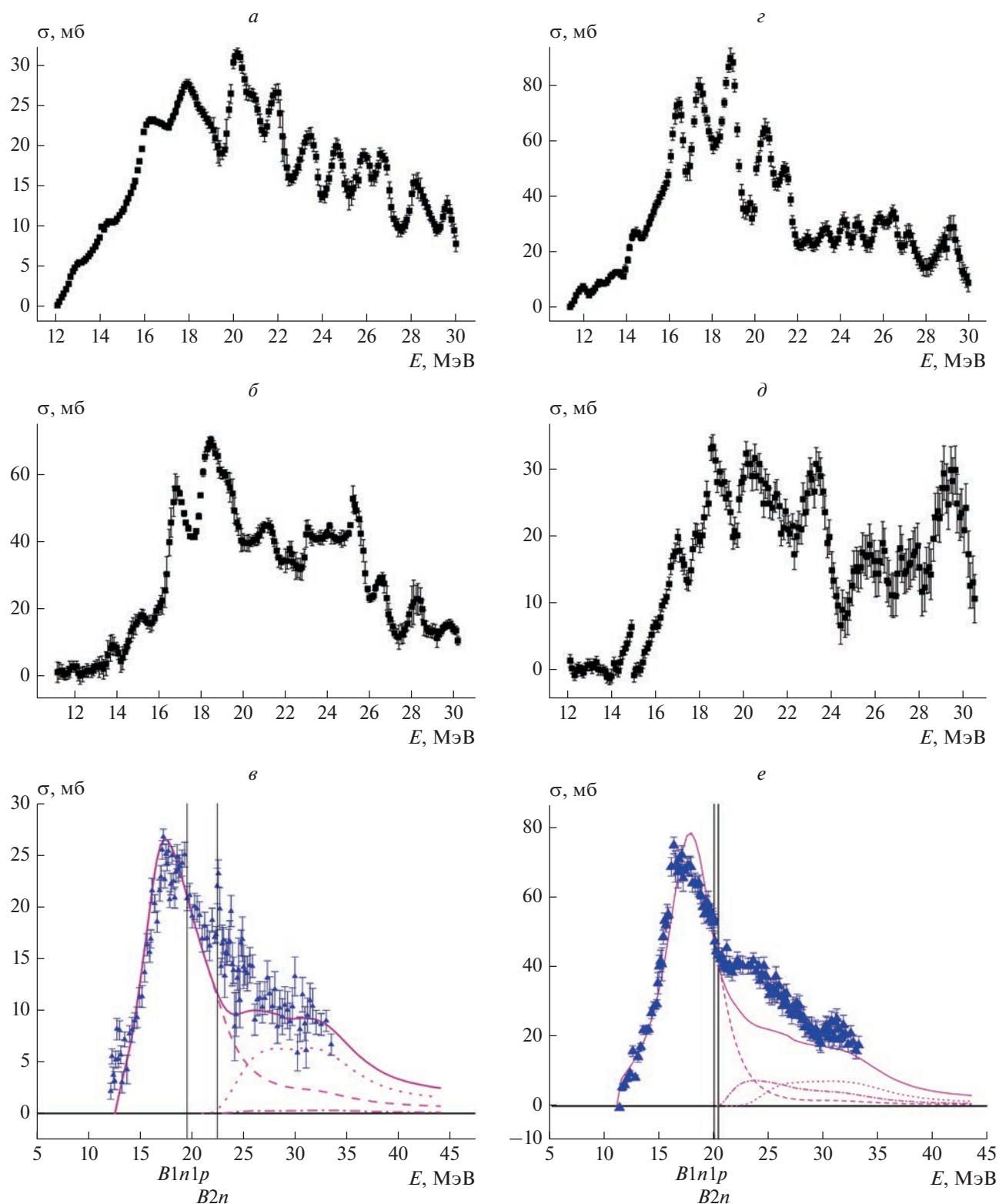


Рис. 1. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций, полученных в разных экспериментах, с результатами расчетов в КМФЯР: *а* и *з* – (γ, sn) [4], *б* и *д* – (γ, p) [5], *в* и *е* – (γ, xn) [6] (треугольники) и сечения реакций на ядре ^{58}Ni , рассчитанные теоретически [7] ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ – сплошная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ – пунктирная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ – точечная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ – штрих-пунктирная линия).

В экспериментах, выполненных на пучках и тормозного γ -излучения [4] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6], были получены не только сечения полных реакций $\sigma(\gamma, xn)$ и $\sigma(\gamma, sn)$, но и составляющих их парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. При этом для их получения использовались принципиально разные подходы. В эксперименте [4] на пучке тормозного γ -излучения непосредственно были определены сечения реакции выхода нейтронов (2), в которые были внесены поправки на множественность нейтронов, рассчитанные по статистической теории [8]. Эти поправки позволили определить сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, а с его помощью и $\sigma(\gamma, 1n)$. В эксперименте на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6] непосредственно были определены сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, с помощью которых простым суммированием получены сечения полной фотонейтронной реакции (2) и сечения выхода нейтронов (1).

При исследовании достоверности экспериментальных данных [6], выполненном экспериментально-теоретическим методом с использованием объективных физических критериев [11, 12], было установлено [9, 10], что экспериментальные сечения реакций на обоих изотопах никеля отличаются от оцененных, причем эти расхождения существенно различаются для изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni . Настоящая работа посвящена детальному сравнению и анализу этих различий, а также исследованию их возможных причин.

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{58}, ^{60}\text{Ni}$

Эксперименты на пучке тормозного γ -излучения

В экспериментах с использованием тормозного γ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ измеряется выход реакции $Y(E^M)$,

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (3)$$

где $\sigma(E)$ — величина сечения реакции с энергетическим порогом $E_{\text{пор}}$ при энергии фотонов E ; $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа. Сечение реакции $\sigma(E)$ получается из выхода $Y(E^M)$ с использованием одного из специальных методов решения обратной задачи. Вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ в области энергий налетающих фотонов, в которой конкурируют между собой

несколько парциальных реакций, может быть определено лишь сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$.

Метод определения сечений парциальных реакций на пучке тормозного γ -излучения основывается на использовании сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в предположении о том, что поглощение дипольных $E1$ фотонов ядром перед испусканием им одного или двух нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. С использованием уравнений статистической теории [8] определяется вклад сечения парциальной реакции $(\gamma, 2n)$ в сечение выхода фотонейтронов (γ, xn) , который в дальнейшем используется для определения вкладов сечений реакции $(\gamma, 1n)$ и полной фотонейтронной реакции. Это оказывается возможным потому, что, например, в области энергий до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ выполняются соотношения

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

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \\ &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n). \end{aligned} \quad (5)$$

Эксперименты на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

Метод прямого измерения сечения фотонейтронной реакции с использованием квазимоноэнергетических фотонов, источником которых является линейный ускоритель электронов, был предложен [13, 14] как альтернативный методу решения обратной задачи восстановления (развертки) сечения реакции $\sigma(E)$ из ее экспериментально измеренного выхода $Y(E^M)$ (3). Кратко его суть заключается в использовании явления аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z . Вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов. Поскольку, однако, такие квазимоноэнергетические фотоны обязательно сопровождаются фотонами тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад фотонов тормозного излучения в сечение реакции должен быть исключен. В этой связи эксперименты такого типа проводятся в три этапа: 1) измерение выхода реакции $Y_{e+}(E^M)$ на пучке позитронов; 2) измерение выхода реакции $Y_{e-}(E^M)$ на пучке электронов; 3) получение (в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности

$$Y(E^M) = Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M), \quad (6)$$

которая и интерпретируется как сечение взаимодействия квазимоноэнергетических фотонов с исследуемым ядром: $\sigma(E) \approx Y(E^M)$. На каждом

этапе такого эксперимента регистрируются события с одним и двумя (а также тремя и большим количеством нейтронов), специальный статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также во многих случаях и $(\gamma, 3n)$, с помощью которых затем с использованием процедуры суммирования получаются сечения выхода нейтронов (2) и полной фотонейтронной реакции (1).

Все сказанное свидетельствует о том, что методы определения сечений парциальных реакций в экспериментах рассмотренных двух типов значительно (принципиально) различаются, что, является основной причиной их хорошо известных существенных расхождений практически для случаев всех исследованных ядер, в том числе и в случае обсуждаемых изотопов $^{58, 60}\text{Ni}$. В настоящей работе проводится детальное сравнение сечений парциальных реакций на обоих изотопах, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода при использовании физических критериев достоверности данных [9, 10], и исследование возможных причин существенно разного характера соотношений между экспериментальными и оцененными данными для изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni .

СРАВНЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{58, 60}\text{Ni}$

Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций

Для исследования достоверности сечений реакций на изотопах никеля, полученных в экспериментах на разных пучках фотонов для ядер $^{58, 60}\text{Ni}$ [9, 10], были использованы объективные физические критерии достоверности, предложенные ранее [11, 12] для аналогичных исследований достоверности сечений реакций, полученных на пучках квазимоноэнергетических фотонов в разных лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)). Основные из таких критериев – отношения сечений из конкретных парциальных реакций к сечениям выхода

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots] \quad (7)$$

В исследованиях для большого количества ядер [например, 15–21] было показано, что полученные из данных по экспериментальным сечениям реакций положительные значения $F_i^{\text{эксп}}$ этих отношений по определению не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ..., соответственно, для $i = 1, 2, 3, \dots$, т.е. для реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, ..., и/или заметно отличаться от отношений $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в КМФЯР [7]. Существенные превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$

указанных верхних пределов или их значительные расхождения с соответствующими отношениями $F_i^{\text{теор}}$ означают, что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности, экспериментальные значения которой используются для разделения нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, вследствие чего сечения этих реакций не являются достоверными.

Для оценки того, как должны выглядеть сечения парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, был предложен [11, 12] экспериментально-теоретический метод, в котором в качестве исходных экспериментальных данных используется лишь сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, практически не зависящее от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, поскольку включает в себя все образующиеся в разных парциальных реакциях нейтроны (нейтроны с различными множественностями). Вклады оцененных сечений парциальных реакций

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \left[\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn) \right] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) \quad (8)$$

в экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ определяются с помощью отношений $F_i^{\text{теор}}$ (7), рассчитанных в рамках КМФЯР [7], которые также от проблем экспериментального определения множественности нейтронов не зависят.

Систематические погрешности сечений парциальных реакций

При исследовании систематических погрешностей сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядрах ^{58}Ni и ^{60}Ni [9, 10] было установлено, что в области энергий налетающих фотонов, больших ~ 22 МэВ, сечения выхода нейтронов и полной фотонейтронной реакции (рис. 1а и 1б), полученные для обоих изотопов никеля в экспериментах на пучке тормозного γ -излучения [4], существенно отличаются не только от соответствующих сечений, полученных на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6], но и от результатов расчетов в рамках КМФЯР [7] (рис. 1в и 1е). Было показано, что значительные превышения сечений реакций [4] над сечениями [6] могут быть обусловлены тем, что в эксперименте [4] мишенями являлись не изотопы никеля, а их окислы (сечения соответствующих реакций на мишени из кислорода имеют приблизительно те же энергетическое положение и амплитуду, что и отмеченные превышения сечений [4] над сечениями [6] в обсуждаемой области энергий налетающих фотонов). В этой

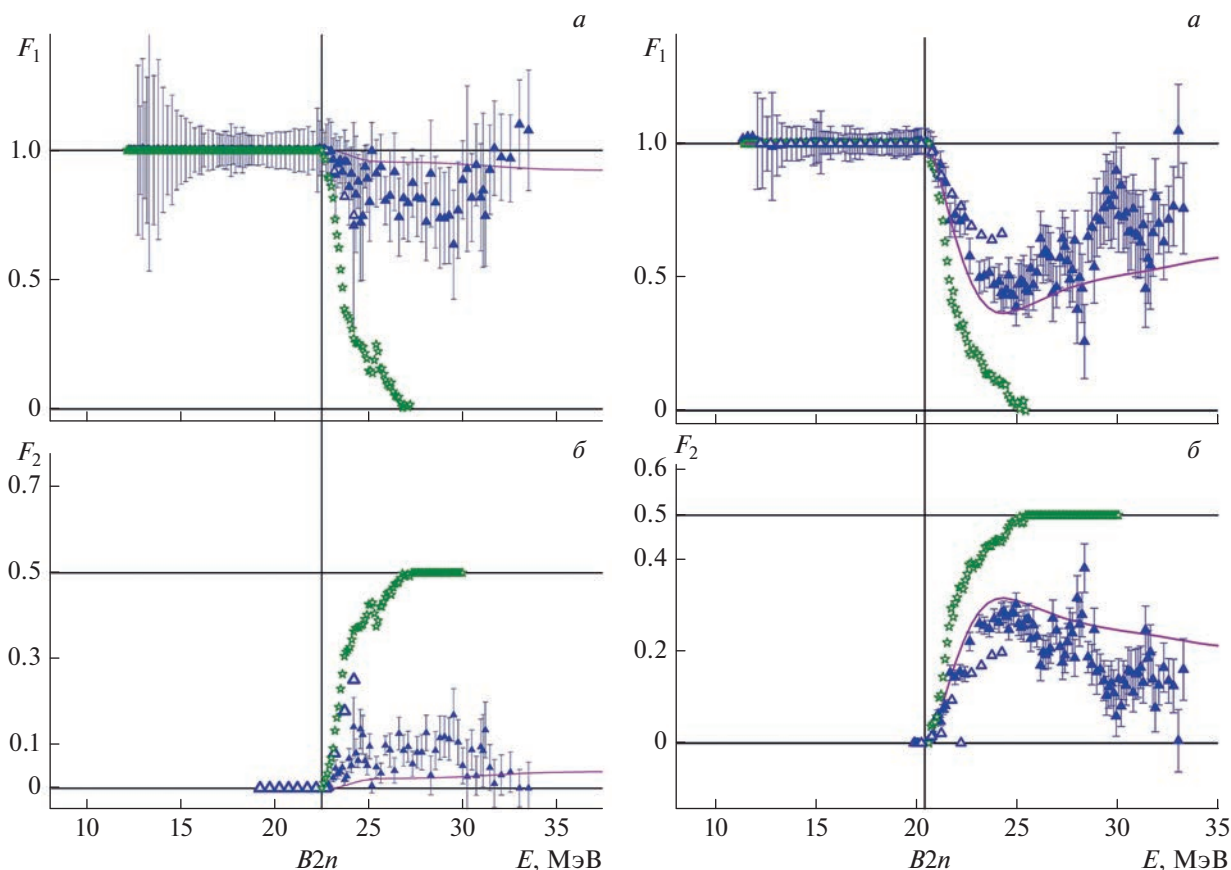


Рис. 2. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных ($F_i^{\text{эксп}}$ [1] – пустые треугольники; $F_i^{\text{эксп}}$ [4] – звезды; $F_i^{\text{эксп}}$ [6] – треугольники; $F_i^{\text{теор}}$ [7] – линии).

связи в процедурах оценки [9, 10] экспериментально-теоретического метода были использованы сечения выхода нейтронов, полученные в экспериментах на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6], которые в целом согласуются с результатами расчетов в КМФЯР [7] (рис. 1*в* и 1*е*).

То, что значительные завышения превышения экспериментальными сечениями [4] сечений [6, 7], по-видимому, связаны не с процессами фоторасщепления исследуемых ядер, а с какими-то посторонними систематическими погрешностями прямо подтверждается данными для отношений F_i (9, 10), приведенными на рис. 2. Хорошо видно, что в то время как, отношения $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$, полученные по данным [6, 7], в различной степени для обоих изотопов, в общем, оказываются относительно близкими, что позволяет анализировать достоверность данных эксперимента [6], огромные расхождения отношений $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по данным [4], от $F_i^{\text{теор}}$ делают эти данные абсо-

лютно недостоверными, а их дальнейший анализ нецелесообразным.

Сравнение особенностей сечений парциальных реакций на ядрах ^{58}Ni и ^{60}Ni

Как отмечалось выше, анализ достоверности данных эксперимента [6] для обоих изотопов никеля в принципе целесообразен, поскольку отношения F_i , полученные по данным [6, 7], относительно близки, хотя и в различной степени для обоих изотопов. Сравнение критериев достоверности данных – отношений F_i (9, 10), полученных по экспериментальным [6] и теоретическим [7] сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядер $^{58,60}\text{Ni}$, которое проводится на рис. 2, свидетельствует о том, что степени расхождения оцененных и экспериментальных данных различаются для обоих изотопов весьма значительно и очень характерно.

Отношения $F_i^{\text{эксп}}$, полученные для экспериментальных сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni , свидетельствуют о том, что к достоверности данных [6] для этого яд-

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мб), рассчитанные по оцененным и экспериментальным данным [9, 10] для ядер $^{58, 60}\text{Ni}$, и расхождения между ними

	^{58}Ni [9]		^{60}Ni [10]	
	$E^{\text{инт}} = 33.5 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30 \text{ МэВ}$	
Реакция	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$
Эксперимент [6]	278.75 ± 2.18	7.65 ± 0.49	583.97 ± 3.12	62.74 ± 0.79
Оценка	288.25 ± 14.81	2.57 ± 0.10	551.8 ± 55.51	76.52 ± 1.21
Расхождения, %	3.4	197%	5.8	21.9

ра могут быть предъявлены определенные претензии, поскольку отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ заметно отличаются от отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}: F_1^{\text{эксп}}$ [6] заметно завышены, а $F_2^{\text{эксп}}$ [6] занижены по сравнению с соответствующими $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [7]. Согласно результатам исследований для многих других ядер [15–21] это определенно свидетельствует о недостоверном перемещении определенного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$.

В то же время из данных, приведенных на рис. 2, хорошо видно, что в случае ядра ^{58}Ni расхождения экспериментальных данных [6] с результатами расчетов в рамках КМФЯР [7] оказываются намного большими, чем в случае ядра ^{60}Ni и при этом имеют обратную направленность: $F_1^{\text{эксп}}$ [6] заметно занижены, а $F_2^{\text{эксп}}$ [6] завышены по сравнению с соответствующими $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [7]. При этом обращает на себя внимание то обстоятельство, что в случае ядер ^{58}Ni и ^{60}Ni существенно различаются и теоретические отношения $F_{1,2}^{\text{теор}}$. В случае ядра ^{58}Ni теоретические отношения $F_1^{\text{теор}}$, существенно отличаясь от $F_1^{\text{эксп}}$ оказываются близкими к 1, тогда как $F_2^{\text{теор}}$, столь же существенно отличаясь от $F_2^{\text{эксп}}$, напротив, близки к 0. Это делает претензии к достоверности экспериментальных данных, полученных для ядра ^{58}Ni , весьма серьезными, а проблему исследования причин отмеченных расхождений весьма интересной.

В детальных исследованиях, выполненных для обоих ядер $^{58, 60}\text{Ni}$ [9, 10], показано, что сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода (8) с использованием физических критериев достоверности (7), в соответствии с различиями отношений $F_{1,2}$ отличаются от соответствующих экспериментальных данных, причем относительно немного в случае ядра ^{60}Ni и весьма значительно в случае ядра ^{58}Ni (рис. 3). Это хорошо видно из данных по интегральным сечениям,

приведенным в табл. 1. В случае ядра ^{60}Ni оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 6% меньше экспериментального сечения, а оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ напротив, на 21% больше экспериментального. Это типично для большого количества ядер, исследованных ранее [15–21], и означает, что из сечения реакции $(\gamma, 1n)$ некоторое количество нейтронов было недостоверно перемещено в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, и к ним были, вновь недостоверно, добавлены нейтроны из некоторого другого источника. Поскольку в исследуемой области налетающих фотонов до 30 МэВ энергетически возможны (табл. 2) лишь три фотонейтронных реакции $(\gamma, 1n)$, порог которой $B1n = 11.4 \text{ МэВ}$, $(\gamma, 2n)$, порог которой $B2n = 20.4 \text{ МэВ}$ и $(\gamma, 1n1p)$, порог которой $B1n1p = 20.0 \text{ МэВ}$ и которая является также и фотопротонной реакцией), очевидно, что единственным источником дополнительных нейтронов, недостоверно перемещенных в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, может быть только реакция $(\gamma, 1n1p)$. Такое перемещение является достаточно типичным для относительно легких ядер, в которых сечение реакции $(\gamma, 1n1p)$ по энергетическому положению и абсолютной величине оказывается близким к сечению реакции $(\gamma, 2n)$. Обе реакции являются двухнуклонными, а следовательно, в связи с тем, что в обеих реакциях энергия возбуждения исследуемого ядра делится между нейтроном и протоном в одной из них и между двумя нейтронами в другой приблизительно одинаково, энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. То, что при близких энергиях нейтронов в реакции $(\gamma, 1n1p)$ их множественность равна 1, а в реакции $(\gamma, 2n) - 2$, вносит существенные систематические погрешности в процедуру разделения нейтронов между такими реакциями при использовании метода разделения фотонейтронов по множественности [6]. Ранее систематические погрешности экспериментальных данных, обусловленные подобным недостоверным распределением нейтронов между реакциями $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, были детально исследованы ядер, относительно близких к изотопам никеля — ^{51}V [21] и ^{75}As [15].

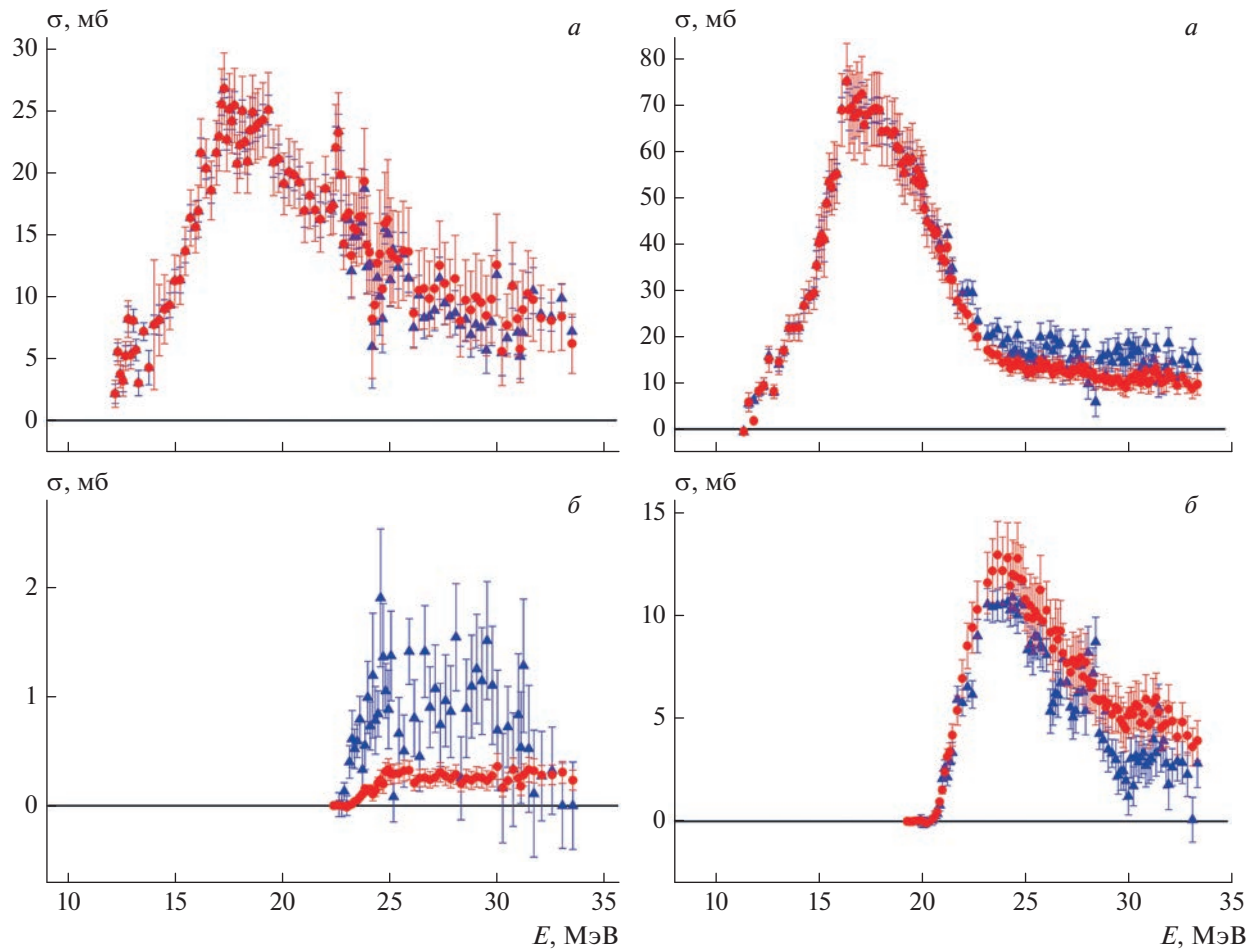


Рис. 3. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) оцененных ([9, 10] – кружки) и экспериментальных ([6] – треугольники) сечений парциальных фотонейтронных реакций: *a* – $\sigma(\gamma, 1n)$, *б* – $\sigma(\gamma, 2n)$.

В случае ядра ^{58}Ni очевидно, что некоторое количество нейтронов (3.4%) было недостоверно изъято из реакции $(\gamma, 1n)$. Эти нейтроны были недостоверно перемещены в реакцию $(\gamma, 2n)$, что должно было добавить к ее интегральному сечению те же 3.4% величины (или несколько большую величину, по аналогии с ситуацией в случае ядра ^{60}Ni). Однако количество нейтронов в

реакции $(\gamma, 2n)$ превышает их достоверное оцененное значение не на указанные выше 3.4% (или несколько большую величину), а на 197.0%. Как и в случае ядра ^{60}Ni , в данной области энергий налетающих фотонов единственным источником этих дополнительных нейтронов может быть только реакция $(\gamma, 1n1p)$, поскольку для этого ядра (табл. 2) $B_{1n} = 12.2$ МэВ, $B_{1n1p} = 19.6$ МэВ,

Таблица 2. Энергетические пороги B (в единицах МэВ) основных фотоядерных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$, а также положения максимумов $E_{\text{макс}}$ (в единицах МэВ) и абсолютных величин $\sigma_{\text{макс}}$ (в единицах мб) сечений этих реакций, рассчитанных в КМФЯР [7]

Реакция	^{58}Ni			^{60}Ni		
	B	$E_{\text{макс}}$	$\sigma_{\text{макс}}$	B	$E_{\text{макс}}$	$\sigma_{\text{макс}}$
$(\gamma, 1n)$	12.2	17.0	26.5	11.4	18.0	85.0
$(\gamma, 1n1p)$	19.6	31.0	6.3	20.0	31.0	7.7
$(\gamma, 2n)$	22.5	32.2	0.3	20.4	24.4	7.8
$(\gamma, 1p)$	8.2	18.6	81.6	9.5	20.8	51.8
$(\gamma, 2p)$	14.2	23.0	13.7	16.9	24.4	2.2

$B2n = 22.5$ МэВ. Такое заключение полностью подтверждается [9] данными, приведенными на рис. 1в, на котором хорошо видно, что сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ в случае ядра ^{58}Ni в целом согласуется с соответствующей суммой сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$, тогда как роль реакции $(\gamma, 2n)$ пренебрежимо мала. Это означает, что отмеченное выше экстремальное увеличение сечения реакции $(\gamma, 2n)$ в эксперименте [6] обусловлено недостоверной (ошибочной) интерпретацией принадлежности к ней значительного количества нейтронов из другого источника: практически все нейтроны, приписываемые реакции $(\gamma, 2n)$, на самом деле принадлежат реакции $(\gamma, 1n1p)$.

С целью сравнения основных характеристик (энергетическое положение максимума и абсолютная величина) сечений всех трех обсуждаемых фотонейтронных, а также близких к ним фотопротонных реакций, в рамках КМФЯР [7] были выполнены соответствующие расчеты. Сечения рассчитанных фотонейтронных реакций для обоих изотопов представлены на рис. 1в и 1е, а их характеристики — в табл. 2. Эти данные свидетельствуют о следующем:

1) для обоих изотопов никеля теоретически рассчитанные сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ в целом согласуются с экспериментальными сечениями $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$;

2) соотношения теоретически рассчитанных сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$, составляющих в сумме теоретические сечения выхода $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, существенно различаются в случаях изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni :

— в случае изотопа ^{60}Ni энергетические пороги реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ близки (соответственно, 20.0 и 20.4 МэВ), максимум сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ расположен при энергии фотонов 31.0 МэВ, тогда как сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) = 24.4$ МэВ, и оба максимума имеют приблизительно одинаковые амплитуды (соответственно, 7.7 и 7.8 МэВ);

— в случае изотопа ^{58}Ni энергетический порог реакции $(\gamma, 1n1p)$ на 2.9 МэВ ниже порога реакции $(\gamma, 2n)$, максимумы сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ расположены приблизительно при одинаковых энергиях (соответственно, 31.0 и 32.2 МэВ), но при этом $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ имеет амплитуду приблизительно в 20 раз большую по сравнению с $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ — соответственно, 6.3 мб по сравнению с 0.3 мб.

Дополнительно на основании данных табл. 2 следует обратить внимание на то, что в ядре ^{58}Ni по сравнению с ядром ^{60}Ni наряду с существенным занижением роли “чисто” нейтронных каналов (амплитуды сечений реакции $(\gamma, 1n)$ имеют величины, соответственно, 26.5 и 85.0 мб, а реак-

ции $(\gamma, 2n) = 0.3$ и 7.8 мб, соответственно) наблюдается существенное завышение роли “чисто” протонных каналов (в случае $(\gamma, 1p) = 81.6$ по сравнению с 51.8 мб, а в случае $(\gamma, 2p) = 13.7$ по сравнению с 2.2 мб). Возможные причины отмеченных своеобразных характеристик процессов фоторасщепления ядра ^{58}Ni по сравнению с фоторасщеплением ядра ^{60}Ni нуждаются в специальном исследовании.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ СУЩЕСТВЕННЫХ РАЗЛИЧИЙ ПРОЦЕССОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $^{58}, ^{60}\text{Ni}$

Отмеченные выше существенные различия процессов фоторасщепления изотопов никеля были рассмотрены в специальном исследовании [22], в котором в потенциале Вудса—Саксона, базирующемся на экспериментальных данных, использованных при построении оптического потенциала, был выполнен расчет протонных и нейтронных уровней для обоих ядер. Для последних заполненных протонных и нейтронных орбиталей (уровней Ферми) были получены значения энергий: $E_F(p) = -10.59$ МэВ и $E_F(n) = -12.64$ МэВ для ^{58}Ni и $E_F(p) = -11.91$ МэВ и $E_F(n) = -11.88$ МэВ для ^{60}Ni . Очевидно, что близость (расхождение — 0.03 МэВ) $E_F(p)$ и $E_F(n)$ в случае ^{60}Ni и их большая разница (расхождение — 2.05 МэВ) в случае ^{58}Ni свидетельствуют о том, что в случае ядра ^{60}Ni большую вероятность имеют распады по нейтронным каналам, тогда как в случае ядра ^{58}Ni напротив, по протонным.

Установленное преобладание протонных каналов распада состояний ГДР над нейтронными в случае изотопа ^{58}Ni по сравнению с их соотношениями в случае изотопа ^{60}Ni дополнительно может быть подтверждено с учетом влияния эффектов протонно-нейтронной симметрии на массу ядра. Это может быть сделано с использованием полуэмпирической массовой формулы Вейцзекера [23]

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \left[\alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 Z^2 / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)^2 / A + \alpha_5 A^{-3/4} \right], \quad (9)$$

в которой все массы выражены в МэВ.

Дифференцирование этого выражения по Z при постоянном A и равенстве производной нулю, приводит к следующему результату:

$$(\partial M / \partial Z)_A = m_p - m_n + 2 \left[\alpha_3 Z / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z) / A \right] = 0. \quad (10)$$

При том, что коэффициенты при кулоновской энергии и энергии симметрии равны соответ-

ственно $\alpha_3 = 0.71$ МэВ и $\alpha_4 = 94.8$ МэВ, получается соотношение

$$Z = A / (1.98 + 0.015A^{2/3}), \quad (11)$$

позволяющее вычислить Z β -стабильного изобара для определенного значения массового числа ядра A .

Из соотношения (11) следует, что β -стабильное ядро с $A = 58$ (^{58}Ni) должно иметь $Z = 26$, а не 28, тогда как β -стабильное ядро с $A = 60$ (^{60}Ni) должно иметь $Z = 27$. Из этого следует, что по сравнению с ядром ^{60}Ni ядро ^{58}Ni является “протонно-избыточным”. Это объясняет существенное различие разностей B_{1n} - B_{1p} энергетических порогов реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$, а также разностей B_{2n} - B_{1n1p} порогов реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, которые составляют (табл. 2) 1.5 (1.9–0.4) МэВ в случае ядра ^{60}Ni и 2.1 (4.0–2.9) МэВ в случае ядра ^{58}Ni . Это означает, что в ядре ^{58}Ni , пока не испущен нейтрон, несмотря на действие кулоновского барьера, преобладают протонные каналы распада. Сказанное объясняет не только существенные различия соотношений между сечениями фотонейтронных и фотопротонных реакций на соседних изотопах ^{58}Ni и ^{60}Ni , отмеченные во Введении, но также и различия обсуждаемых соотношений между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено детальное сравнение особенностей процессов фоторасщепления в области энергий ГДР ядер $^{58,60}\text{Ni}$, для которых данные по сечениям полных и парциальных реакций были получены в экспериментах разного типа [1–6], с результатами оценки [9, 10], выполненной в рамках экспериментально-теоретического метода при использовании объективных физических критериев достоверности [11, 12]. Установлено, что соотношения между оцененными и экспериментальными сечениями реакций оказываются существенно разными в случаях изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni . В случае изотопа ^{60}Ni эти соотношения являются типичными для большого количества ядер, исследованных ранее [15–21], и обусловлены недостоверным распределением в эксперименте [6] нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ вследствие систематических погрешностей метода разделения нейтронов по множественности, основанного на измерении энергий детектируемых нейтронов. В случае изотопа ^{58}Ni эти соотношения являются абсолютно нетипичными и обусловлены недостоверной интерпретацией принадлежности детектируемых нейтронов реакциям $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$: вследствие очень больших систематических погрешностей экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$, по-

лученное в эксперименте [6], в значительной части представляет собой сечение реакции $(\gamma, 1n1p)$. Показано, что обнаруженные различия соотношений между оцененными [9, 10] и экспериментальными [6] сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и наблюдаемое различие сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций для ядер ^{58}Ni и ^{60}Ni может быть объяснено особенностями структуры их верхних оболочек и влиянием эффектов протонно-нейтронной симметрии на массу ядра, поскольку ядро ^{58}Ni по сравнению с ядром ^{60}Ni , является “протонно-избыточным”.

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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Min K., White T.A. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1200.
2. Owen D.G., Muirhead E.G., Spicer B.M. // Nucl. Phys. 1970. V. A 140. P. 523.
3. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 76.
4. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 252; Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1970. V. 11. P. 141.
5. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. и др. // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 485; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Piskarev I.M. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1970. V. 11. P. 272.
6. Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L., Meyer P. // Phys. Rev. 1974. V. 10. P. 608.
7. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
8. Blatt J.M., Weisskopf V.F. Theoretical nuclear physics. N.Y.: John Wiley & Sons Inc., 1952.
9. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 4. С. 237; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. No. 4. P. 316.
10. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 5. С. 316; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. No. 5. P. 411.
11. 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.
12. 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.

13. *Tzara C.* // *Compt. Rend. Acad. Sci.* 1957. V. 245. P. 56.
14. *Miller J., Schuhl C., Tzara C.* // *Nucl. Phys.* 1962. V. 32. P. 236.
15. *Варламов В.В., Давыдов А.И.* // *ЯФ.* 2021. Т. 84. С. 370; *Varlamov V.V., Davydov A.I.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2021. V. 84. P. 603.
16. *Варламов В.В., Давыдов А.И., Ишханов Б.С.* // *ЯФ.* 2019. Т. 82. С. 16; *Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2019. V. 82. P. 13.
17. *Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // *Eur. Phys. J. A.* 2018. V. 54. P. 74.
18. *Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S.* // *Eur. Phys. J. A.* 2017. V. 53. P. 180.
19. *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // *ЯФ.* 2017. Т. 80. № 6. С. 632; *Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2017. V. 80. No. 6. P. 1106.
20. *Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. № 6. С. 744; *Varlamov V.V., Orlin V.N., Peskov N.N.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. No. 6. P. 670.
21. *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // *ЯФ.* 2021. Т. 84. № 4. С. 278; *Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2021. V. 84. No. 4. P. 389.
22. *Koning A.J., Delaroche J.P.* // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 713. P. 231.
23. *Weizsacker C.F.* // *Zeitsch. Phys.* 1935. V. 96. P. 431.

Similarity and distinctions of $^{58,60}\text{Ni}$ photodisintegration processes

V. V. Varlamov^{a, *}, A. I. Davydov^b, V. N. Orlin^a

^a *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

^b *Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

Reliability of $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions cross sections for $^{58,60}\text{Ni}$ obtained in experiments carried out on the beams of bremsstrahlung and quasimonoenergetic annihilation photons was investigated using objective physical criteria. It was found that data of the first type experiment do not satisfy those criteria and definitely are not reliable. At the same time there are serious doubts in reliability of the data obtained in the second type experiment. New partial photoneutron reaction cross sections on $^{58,60}\text{Ni}$ satisfying physical criteria of data reliability were used for analysis of characteristics of both isotope photodisintegration processes. It was obtained that for neighboring (differ in two neutrons) isotopes because of various type systematic uncertainties there are significant disagreements between evaluated and experimental cross sections of various reactions which for isotopes ^{58}Ni and ^{60}Ni are of significant different character. It was shown that the reasons are not only the differences in energy thresholds and absolute values of cross sections of the $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{58}Ni and ^{60}Ni but significant differences in specific features of neighboring isotopes shell structure also.

УДК 539.17

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. В. В. Варламов^{1, *}, А. И. Давыдов², В. Н. Орлин¹

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

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

С использованием объективных физических критериев достоверности данных выполнен анализ экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), полученных на пучках тормозного γ -излучения. В экспериментах этого типа для определения сечений парциальных реакций используется процедура внесения в экспериментально измеренные сечения выхода нейтронов (γ, xn) поправок, рассчитанных по статистической теории. Установлено, что использование таких поправок в случаях ядер ^{59}Co , $^{58}, ^{60}\text{Ni}$, $^{112}, ^{114}, ^{119}\text{Sn}$ привело к данным, которые в разной степени физическим критериям достоверности не удовлетворяют и вследствие этого достоверными не являются. Вместе с тем в случаях ядер ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta были получены данные, достоверность которых сомнений не вызывает.

DOI: 10.31857/S0367676523702113, EDN: ZCSDPJ

ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство сечений парциальных реакций, прежде всего, фотонейтронных, таких как ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$), определенных в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР) при энергиях налетающих фотонов до ~ 30 МэВ, широко используемых в фундаментальных ядерно-физических исследованиях и в разнообразных приложениях, получены в экспериментах двух типов — на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции налету ускоренных позитронов и на пучках тормозного γ -излучения [1–3]. Способы получения информации о сечениях таких реакций в упомянутых экспериментах существенно (принципиально) отличаются. В экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с использованием специальных методов прямо измеряются сечения парциальных реакций, которые затем с помощью суммирования используются для определения сечений полной фотонейтронной реакции

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

и реакции выхода нейтронов

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

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения процедура получения сечений парциальных реакций кардинально отличается. В них непосредственно измеряется сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, в которое вносятся специальные поправки, рассчитанные по статистической теории [4], позволяющие учесть множественность нейтронов и определить вклад сечения реакции ($\gamma, 2n$). Сечения этой реакции с помощью соответствующих разностных процедур позволяют получить сечения других парциальных реакций и полной фотонейтронной реакции.

В исследованиях, выполненных с использованием объективных физических критериев достоверности [7, 8] для большого количества ядер [например, 5–17], было показано, что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, основанном на измерении кинетической энергии нейтронов, не являются достоверными. Это обусловлено тем обстоятельством, что близость энергий нейтронов из разных парциальных реакций, приводит к систематическим погрешностям процедуры идентификации этим методом детектируемых

нейтронов как принадлежащих конкретной реакции. В этой связи определенный интерес вызывают аналогичные исследования с использованием физических критериев достоверности сечений парциальных реакций, полученных на пучках тормозного γ -излучения, анализу результатов которых и посвящена настоящая работа.

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ

Суть метода прямого измерения сечения фотонейтронной реакции с использованием квазимоноэнергетических фотонов, источником которых является линейный ускоритель электронов [18, 19], кратко заключается в использовании явления аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z . В таких процессах вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов, что позволяет проводить измерения при достаточно точно определенной энергии фотонов.

Поскольку, образование квазимоноэнергетических фотонов сопровождается образованием и фотонов тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад фотонов тормозного излучения в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры. Сечение определенной реакции определяется в виде разности

$$Y(E^M) = Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M), \quad (3)$$

между выходом реакции $Y_{e+}(E^M)$, определенным на пучке позитронов и выходом $Y_{e-}(E^M)$, определенным на пучке электронов, в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны. На каждом этапе такого эксперимента регистрируются события с одним и двумя (а также и с большим количеством нейтронов), специальный статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также во многих случаях и $(\gamma, 3n)$. Данные по сечениям парциальных реакций используются в процедурах суммирования (1) и (2) для получения сечений полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ и сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$.

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

В экспериментах данного типа, выполняемых как правило на бетатронах, вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ в области энергий, в которой конкурируют между собой несколько парциальных реакций, может быть определено лишь сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$, причем, только при использовании специальных методов решения обратной задачи (развертки)

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (4)$$

где $\sigma(E) = \sigma(\gamma, xn)$ — величина сечения реакции с энергетическим порогом $E_{\text{пор}}$ при энергии фотонов E ; $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективное сечение детектора, α — нормировочная константа.

Метод определения сечений парциальных реакций на пучке тормозного γ -излучения основывается на использовании сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в предположении о том, что поглощение дипольных $E1$ фотонов ядром перед испусканием им одного, двух или большего количества нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. В рамках такого предположения для определения температуры ядра θ и параметра плотности уровней α соседнего ядра с $(N - 1)$ применяется следующее соотношение:

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)] / [\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{\int_{\varepsilon=E-B2n}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon} = \frac{\int_{\varepsilon=E-Bn-\delta}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=0} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}, \quad (5)$$

где $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$ — эффективная энергия возбуждения ядра $(A - 1)$, ε — кинетическая энергия испущенного нейтрона, δ — энергия спаривания ядра $(A - 1)$, $\rho(U)$ — выражение для плотности уровней ядра $(A - 1)$, в модели Ферми-газа имеющее вид $\rho(U) = CU^{-2} \exp(2\sqrt{\alpha}U)$, Bxn — порог соответствующей xn -реакции.

При использовании для плотности ядерных уровней формулы статистической теории [4] соотношение (5) может быть представлено в виде

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)] / [\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta]} = \quad (6)$$

Таким образом, определяется вклад в экспериментальное сечение $\sigma(\gamma, xn)$ сечения парциальной реакции $(\gamma, 2n)$, который в дальнейшем используется для определения вкладов сечений реакции $(\gamma, 1n)$ и полной фотонейтронной реакции. Это оказывается возможным потому, что, например,

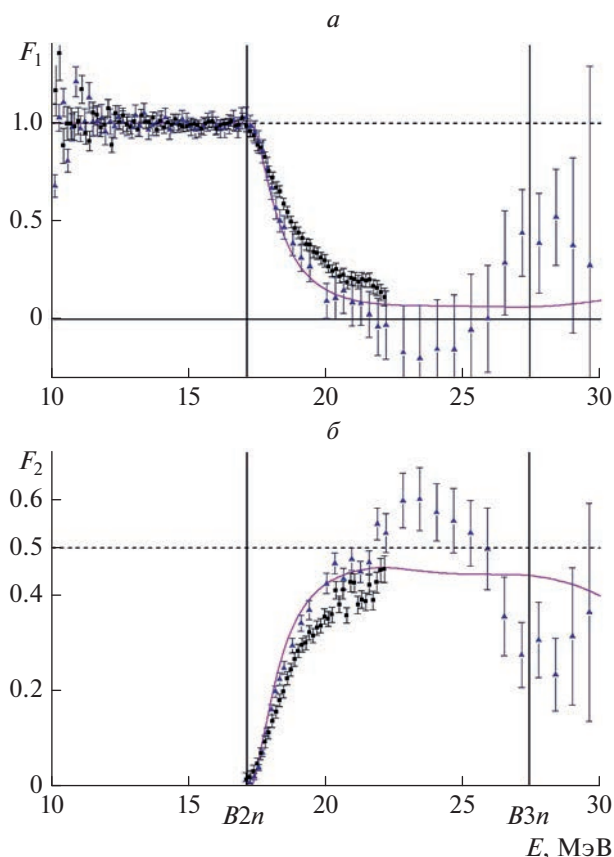


Рис. 1. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций, полученных в разных экспериментах, с результатами расчетов в КМФЯР: *a* и *г* – (γ, sn) [4], *б* и *д* – (γ, p) [5], *в* и *е* – (γ, xn) [6] (треугольники) и сечения реакций на ядре ^{58}Ni , рассчитанные теоретически [7] ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ – сплошная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ – пунктирная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ – точечная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ – штрих-пунктирная линия).

в области энергий до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ выполняются соотношения

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \\ &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n). \end{aligned} \quad (8)$$

Все сказанное свидетельствует о том, что методы определения сечений парциальных реакций в экспериментах рассмотренных двух типов значительно (принципиально) различаются, что является основной причиной их хорошо известных существенных расхождений практически во всех случаях исследованных ядер [2, 3]. Поскольку было установлено [5–17], что в большом количестве случаев экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных

фотонов, в связи с наличием в них существенных систематических погрешностей использованного метода разделения фотонейтронов по множественности, не удовлетворяют объективным физическим критериям достоверности данных, определенный интерес вызывает исследование с помощью этих критериев достоверности данных о парциальных реакциях, полученных в экспериментах с тормозным γ -излучением.

ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В качестве объективных критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были предложены [7, 8] отношения сечений конкретных парциальных реакций к сечениям выхода

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (9)$$

По этому определению физически достоверные положительные (все члены отношения (9) – сечения реакций, имеющие размерность площади)

значения отношений $F_i^{\text{эксп}}$, полученные по экспериментальным данным, ни при каких энергиях налетающих фотонов не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ..., соответственно, для $i = 1, 2, 3, \dots$, т.е. для реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, Превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных верхних пределов означают, что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности, вследствие чего сечения этих реакций не являются достоверными.

Представление о физически достоверных или недостоверных энергетических зависимостях отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ дает типичный пример сравнения (рис. 1) таких отношений для ядра ^{116}Sn , полученных по данным экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [20, 21], с отношениями $F_{1,2}^{\text{теор}}$, полученными по теоретическим данным, рассчитанным в рамках комбинированной модели фотоядерных данных (КМФЯР) [22]. Экситонная предравновесная модель использует плотности уровней ядер, рассчитанные в модели Ферми-газа, учитывает, как деформацию исследуемого ядра, так и изоспиновое расщепление гигантского резонанса ядра и позволяет получать описания сечений реакции выхода нейтронов в области средних и тяжелых ядер.

Для анализа достоверности сечений парциальных реакций особый интерес представляют отно-

шения F_2 (9), поскольку они позволяют совместно анализировать конкуренцию трех парциальных реакций — $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Физически достоверная энергетическая зависимость отношений $F_2^{\text{теор}}$, которые не зависят от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, согласно результатам расчетов в КМФЯР выглядит следующим образом:

— в области энергий до порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ $F_2^{\text{теор}} = 0$;

— в области энергий между $B2n$ и $B3n$ $F_2^{\text{теор}}$ возрастает в соответствии с конкуренцией возрастающего $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и уменьшающегося $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, и нигде не достигает верхнего предела 0.50 (в соответствии с определением (9) представляет собой сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$, деленное на само себя удвоенное с добавлением в знаменателе вклада от $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$);

— в области энергий, превышающих $B3n$, $F_2^{\text{теор}}$ уменьшается в связи с появлением в знаменателе отношения (9) вклада $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$.

Из данных, приведенных на рис. 1, хорошо видно, что энергетическая зависимость отношения $F_2^{\text{эксп}}$ [20] от описанной выше физически достоверной энергетической зависимости существенно отличается:

— в области энергий ~ 21.0 – 25.5 МэВ отношение $F_2^{\text{эксп}}$ [20] имеет значения, превосходящие физически достоверный предел 0.50 (а соответствующее отношение $F_1^{\text{эксп}}$ [20] имеет физически запрещенные отрицательные значения);

— отношение $F_2^{\text{эксп}}$ [20] начинает резко уменьшаться при энергии, приблизительно на 2.5 МэВ меньшей по сравнению с $B3n$, хотя по определению (9) физически достоверные причины для этого отсутствуют;

— в области энергий, превышающих ~ 25.5 МэВ, $F_2^{\text{эксп}}$ [20] имеет значения, недостоверно существенно меньшие по сравнению с $F_2^{\text{теор}}$ (а соответствующее отношение $F_1^{\text{эксп}}$ [20] — недостоверно большие по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$).

Из проведенного сравнения очевидно, что экспериментальные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученные в эксперименте [20], определенно являются недостоверными в связи с существенными систематическими погрешностями процедуры распределения детектированных нейтронов между парциальными реакциями. Приведенные на рис. 1 данные свидетельствуют о том, что области энергий ~ 21.0 – 25.5 МэВ

значительное количество нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ было недостоверно изъято, в результате чего значения $F_1^{\text{эксп}}$ и, соответственно, значения сечений этой реакции уменьшились вплоть до физически запрещенных отрицательных значений. Эти нейтроны были недостоверно добавлены в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего оно увеличилось вплоть до значений, которым соответствуют недостоверные значения $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$. В области энергий, превышающих ~ 25.5 МэВ, значительное количество нейтронов было недостоверно перемещено в реакцию $(\gamma, 1n)$ из реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$.

ДОСТОВЕРНОСТЬ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализ достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, описанный выше, был применен к данным, полученным на пучках тормозного γ -излучения. Анализ был выполнен для нескольких ядер, которые были исследованы ранее в экспериментах обоего типа и для которых были выполнены соответствующие расчеты в рамках КМФЯР [22] — ядер ^{59}Co , $^{58, 60}\text{Ni}$, $^{112, 114, 119}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta . Результаты анализа показали, что метод внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, как и метод разделения фотонейтронов по множественности в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов приводит к неоднозначным результатам.

Сечения парциальных реакций на ядрах $^{114, 119}\text{Sn}$

На рис. 2 с отношениями $F_i^{\text{теор}}$ [22] сравниваются отношения $F_i^{\text{эксп}}$ для двух других изотопов олова ^{114}Sn [23] и ^{119}Sn [24], полученные по данным экспериментов на пучках тормозного γ -излучения. Данные, представленные на рис. 2 свидетельствуют о том, что для обоих изотопов олова экспериментальные [23, 24] сечения обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ определенно не являются достоверными. Хорошо видно, что во всей исследованной области энергий налетающих фотонов отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$. При этом в случаях обоих изотопов олова в области энергий фотонов, превышающих ~ 20 МэВ, практически все отношения $F_i^{\text{эксп}}$ имеют физически запрещенные от-

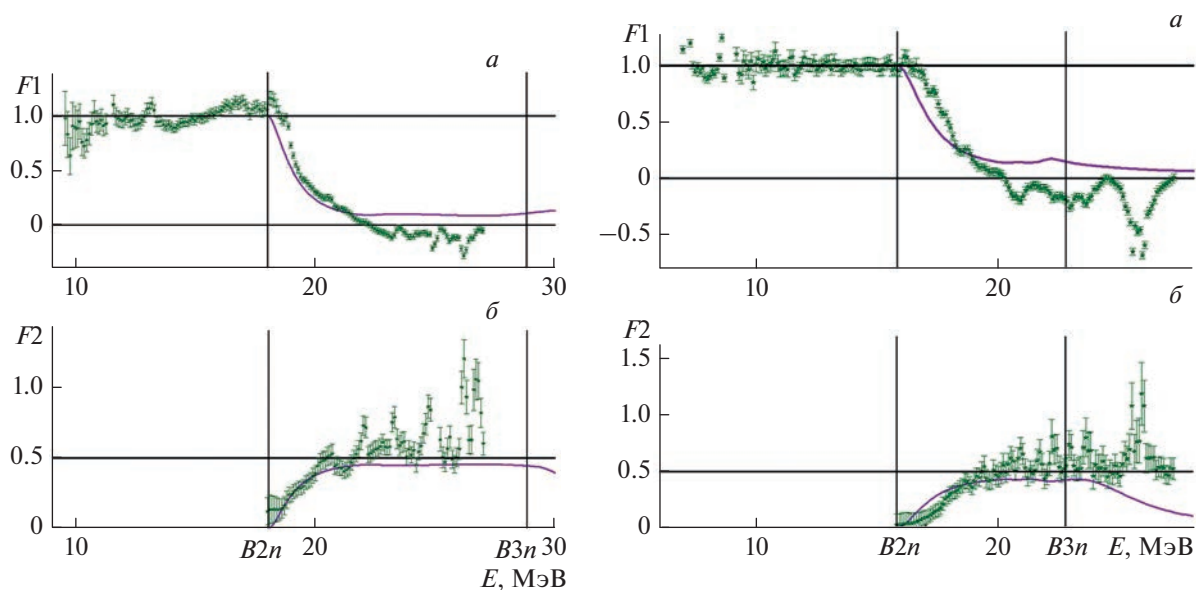


Рис. 2. Сравнение отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных (звезды), с теоретическими отношениями ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии) для ядер ^{114}Sn ([23] слева) и ^{119}Sn ([24] справа).

рицательные значения, а практически все отношения $F_2^{\text{эксп}}$ — значения, превышающие верхний предел достоверности 0.50.

То, что для сечений парциальных реакций, полученных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [23, 24], отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$ с и имеют недостоверные значения, не удовлетворяющие физическим критериям, свидетельствует о том, что для этих ядер поправки к сечениям выхода нейтронов, рассчитываемые с помощью статистической теории, приводят к результатам, к достоверности которых могут быть предъявлены серьезные претензии. Данные, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о том, что поправки по статистической теории, внесенные в экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, не вполне адекватно описывают конкуренцию процессов с испусканием одного и двух нейтронов, занижая вероятность первого и завышая вероятность второго.

Сечения парциальных реакций на ядре ^{59}Co

Отношения $F_i^{\text{эксп}}$ (9), полученные по экспериментальным данным для ядра ^{59}Co [25], сравниваются с $F_i^{\text{теор}}$ [22] на рис. 3. Хорошо видно, что в этом случае отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$ при всех энергиях налетающих фотонов, превышающих энергетиче-

ский порог реакции $(\gamma, 2n)$, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют. При этом, несмотря на достаточно большие погрешности значений отношений $F_i^{\text{эксп}}$, обращает на себя внимание присутствие в области энергий $\sim 23.0\text{--}25.5$ МэВ отношений $F_1^{\text{эксп}}$ с физически запрещенными отрицательными значениями, которые отчетливо коррелируют со значениями отношений $F_2^{\text{эксп}}$, превышающими предел достоверности 0.50. Это означает, что в связи с систематическими погрешностями процедуры определения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ определенное количество нейтронов было недостоверно перемещено из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$.

Ранее при исследовании [26] достоверности данных для ядра ^{59}Co , полученных на пучке квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов [27] было установлено, что для относительно легкого ядра кобальта такое недостоверное распределение фотонейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в значительной степени обусловлено отсутствием учета роли реакции $(\gamma, 1n1p)$. Дело в том, что при использовании во всех обсуждаемых экспериментах метода прямой регистрации нейтронов в относительно легких ядрах сечение двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ имеет величину, близкую к величине сечения двухнейтронной реакции $(\gamma, 2n)$. В этих реакциях распределение энергии возбуждения исследуемого ядра ^{59}Co между нейтроном и протоном в реакции $(\gamma, 1n1p)$ и между двумя нейтронами в реакции $(\gamma, 2n)$ мо-

жет быть близким, в результате чего и энергии вылетающих нуклонов могут быть близкими и вносить существенные погрешности в разделение нейтронов между каналами “1n” и “2n”, поскольку множественность нейтрона из реакции (γ , 1n1p) равна 1, а множественность обоих нейтронов из реакции (γ , 2n) равна 2.

То, что в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения [25] для полученных сечений парциальных реакций отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$ свидетельствует о том, что и для ядра ^{59}Co поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитываемые с помощью статистической теории, не приводят к достоверным результатам, не адекватно описывая, во-первых, конкуренцию процессов образования одного и двух нейтронов, а, во-вторых — конкуренцию чисто нейтронной и нейтронно-протонной реакции.

Сечения парциальных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$

Серьезные претензии к достоверности сечений обеих парциальных реакций (γ , 1n) и (γ , 2n) на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$, полученных в разных экспериментах, были предъявлены по результатам исследований [28, 29]. На рис. 4 приводятся соответствующие отношения F_i , рассчитанные по результатам экспериментов для ядер $^{58,60}\text{Ni}$, выполненных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [30] и тормозного γ -излучения [31]. Хорошо видны огромные расхождения между отношениями $F_i^{\text{эксп}}$, полученными по данным экспериментов на пучке тормозного γ -излучения, и $F_i^{\text{теор}}$, которые свидетельствуют о том, что к достоверности экспериментальных данных [30] для ядра ^{60}Ni могут быть предъявлены серьезные претензии, а экспериментальные данные [30] для ядра ^{58}Ni определенно являются недостоверными. Было показано [28, 29], что причинами этого являются два обстоятельства. Как и для случая ядра ^{59}Co в случаях изотопов $^{58,60}\text{Ni}$ это — отсутствие учета конкуренции вкладов реакции (γ , 1n1p) и реакции (γ , 2n). Кроме того в случаях обоих изотопов никеля кроме существенных систематических погрешностей в сечениях парциальных реакций (γ , 1n) и (γ , 2n), обусловленных недостоверной интерпретацией большого количества нейтронов из реакции (γ , 1n1p) как нейтронов из реакции (γ , 2n), были установлены существенные погрешности в сечениях выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, которые обусловлены не столько физическими проблемами процессов фоторасщепления ядер никеля, сколько техническими проблемами (изотопной чистотой использованных в экспериментах мишеней).

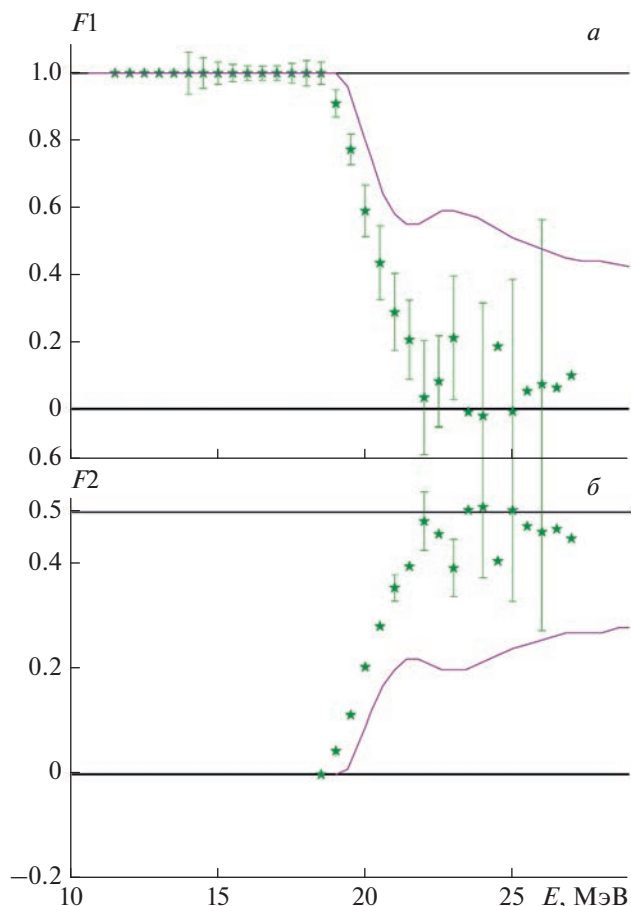


Рис. 3. Сравнение отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных ($F_i^{\text{эксп}}$ [25] — звезды), с теоретическими отношениями ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии) для ядра ^{59}Co .

Сечения парциальных реакций на ядрах ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta

На рис. 5 приведены отношения F_i (9), полученные для ядер ^{127}I [32], ^{165}Ho [33] и ^{181}Ta [34]. Для всех трех ядер сечения парциальных реакций получены в относительно узких (~19–22 МэВ) областях энергий налетающих фотонов. Однако хорошо видно, что в областях энергий, в которых реакции (γ , 1n) и (γ , 2n) конкурируют между собой, отношения $F_i^{\text{эксп}}$ имеют энергетические зависимости, достаточно близкие к энергетическим зависимостям $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанным в КМФЯР [22]. Это дает основания полагать, что поправки по статистической теории, внесенные в экспериментальные сечения выхода для ядер ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta , полученные на пучках тормозного γ -излучения, привели к сечениям парциальных реакций, которые физическим критериям достоверности данных не противоречат.

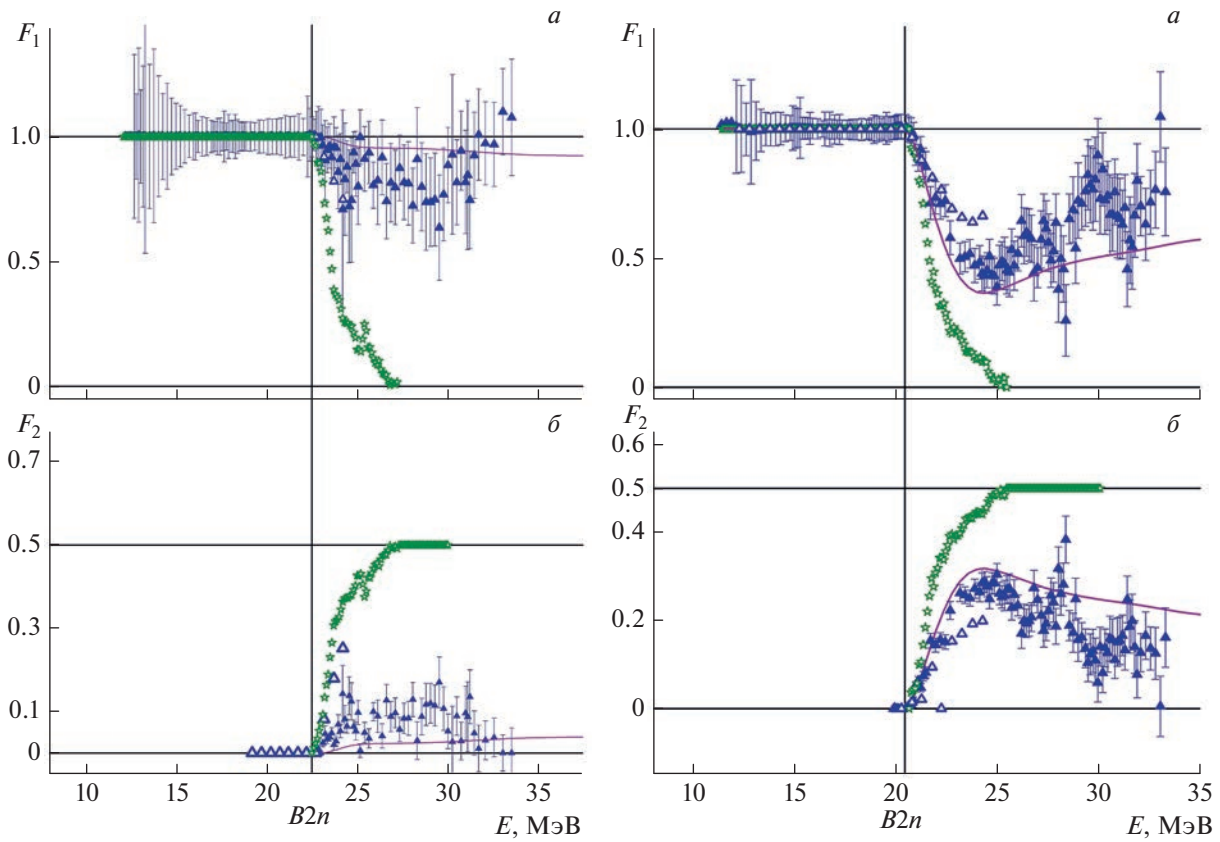


Рис. 4. Отношения F_1 (а) и F_2 (б) для ^{58}Ni (слева) и ^{60}Ni (справа) полученные с использованием экспериментальных данных ($F_i^{\text{эксп}}$ [29] — треугольники и $F_i^{\text{эксп}}$ [30] — звезды;) и результатов расчетов в КМФЯР ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии).

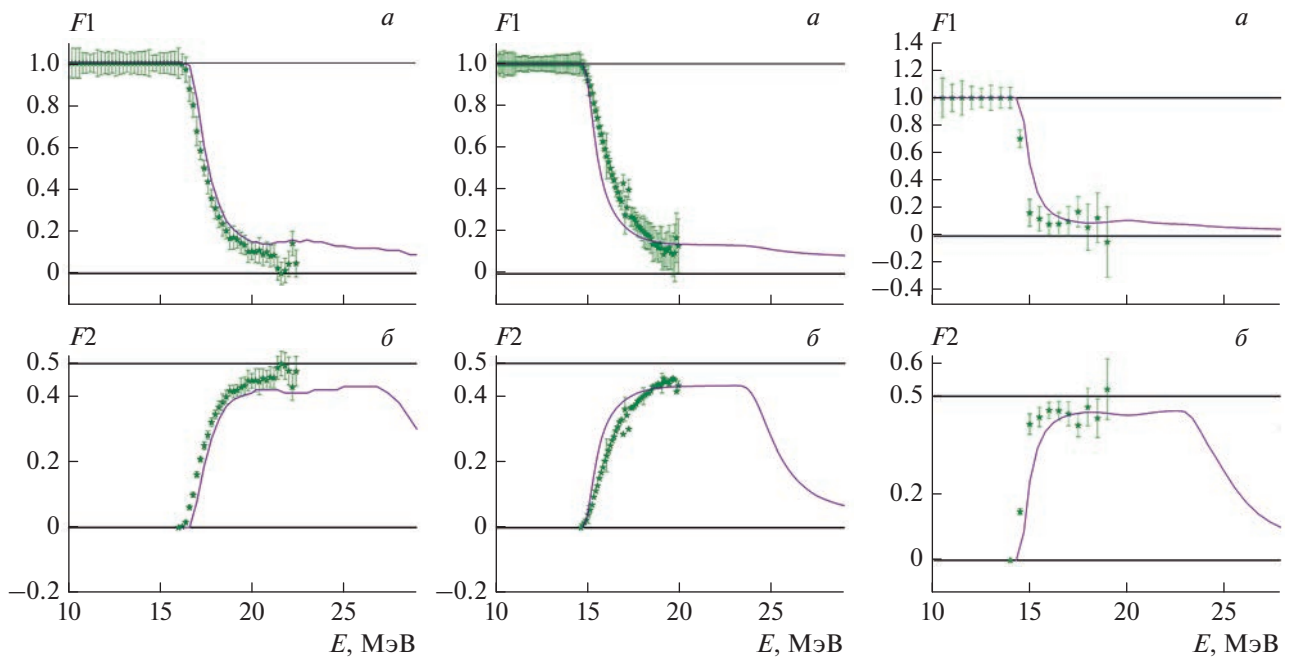


Рис. 5. Сравнение отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных (звезды), с теоретическими отношениями ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии) для ядер ^{127}I ([23] слева), ^{165}Ho ([24] в центре) и ^{181}Ta ([25] справа).

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ
НЕДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ
ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ
ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Приведенные данные свидетельствуют о том, что проблемы достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций, полученных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, как и сечений, полученных в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами, существенно различаются для разных ядер и также требуют индивидуального подхода. Очевидно, что это обусловлено тем, что применимость поправок, рассчитываемых по статистической теории, определяется тем, насколько адекватно эта теория описывает процессы фоторасщепления конкретных ядер в области энергий, в которой конкурируют процессы испускания составной системой разного количества частиц.

Известно, что статистическая испарительная модель более — менее правильно (удовлетворительно) описывает процессы эмиссии нейтронов из составного ядра практически только до энергий налетающих фотонов ~ 10 – 15 МэВ. При более высоких энергиях, то есть в области, где, собственно, происходит основная конкуренция парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), статистические поправки на множественность становятся не очень точными, потому что при таких энергиях начинают играть все большую роль процессы предравновесного распада составной системы. Более правильное описание процессов с участием нейтронов различной множественности требует учета и возможности испускания на равновесной стадии более, чем одной, быстрой частицы, что учитывается в полуклассических моделях (например, экситонных) фотоядерных реакций, в которых рассматривается не только испарительная, но и предравновесная стадия реакции.

Дополнительно кроме статистических процессов необходим учет влияния на процессы фоторасщепления ядра некоторых нестатистических процессов, прежде всего — изоспиновых. Отсутствие такого учета неизбежно приводит к заниженным оценкам сечений парциальных реакций с вылетом протонов по сравнению с вылетом нейтронов, т.е. оказывает прямое действие на описание конкуренции нейтронных и протонных каналов реакций. Как правило, это не сказывается на соотношении сечений реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$). Однако в тех случаях, когда энергетические пороги протонных реакций оказываются ниже порогов нейтронных реакций, отсутствие учета таких эффектов приводит к искажению и этого соотношения. Это хорошо видно на приведенных выше

примерах для ядер ^{59}Co и $^{58,60}\text{Ni}$ (ранее подобные эффекты наблюдались [35] для еще одного относительно легкого ядра ^{75}As), в процессах фоторасщепления которых существенную роль играет двухнуклонная фотонейтронно-фотопротонная реакция ($\gamma, 1n1p$).

Следует подчеркнуть, что оба рассмотренных фактора, не учитываемые при чисто статистическом описании фоторасщепления ядра в области энергий фотонов, в которой конкурируют процессы с участием разного количества продуктов, учитываются в КМФЯР [22]. Использование этой модели в экспериментально-теоретическом методе оценки сечений парциальных реакций позволило получить (например, [5–17] и многие другие) достоверные данные о таких сечениях, эксперименты для получения которых были выполнены на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. В связи со сказанным актуальным является оценка достоверных сечений парциальных реакций с использованием экспериментальных сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, определенных на пучках тормозного γ -излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием объективных физических критериев проанализирована достоверность сечений парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) для ядер ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{112,114,119}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta , данные для которых были получены с помощью внесения поправок, рассчитываемых по статистической теории, в сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, определенные в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения. Установлено, что оценки достоверности полученных данных для исследованных ядер существенно различаются. В случаях ядер ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{112,114,119}\text{Sn}$ экспериментальные сечения парциальных реакций в разной степени физическим критериям достоверности не удовлетворяют и вследствие этого достоверными не являются. В то же время в случаях ядер ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta получены данные, достоверность которых сомнений не вызывает. Это означает, что задача оценки достоверности сечений парциальных реакций по результатам экспериментов на пучках тормозного γ -излучения является столь же актуальной и индивидуальной, сколь и такая оценка по результатам экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов.

В случае экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов систематические погрешности процедуры разделения фотонейтронов по множественности обусловлены неоднозначностью процедуры ее определения по данным об энергиях нейтронов вследствие того, что энергии нейтронов, образующихся в разных парциальных реак-

циях, могут быть близки. В случае экспериментов на пучках тормозного γ -излучения обсуждаемые систематические погрешности обусловлены тем, что статистические поправки на множественность достаточно хорошо работают в области относительно малых (~ 10 – 15 МэВ) энергий налетающих фотонов, а в области энергий, при которых происходит конкуренция парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), эти поправки становятся не очень точными, потому что при таких энергиях начинают играть все большую роль процессы предравновесного распада составной системы.

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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dietrich S.S., Berman B.L. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
2. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. INDC(NDS)-394. Vienna: IAEA NDS, 1999.
3. <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>.
4. Blatt J.M., Weisskopf V.F. Theoretical nuclear physics. N.Y.: John Wiley & Sons Inc., 1952.
5. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. С. 237; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. P. 316.
6. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 5. С. 316; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // 2022. V. 85. No. 5. P. 411.
7. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // Изв. РАН. 2010. Сер. физ. 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.
8. 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.
9. Tzara C. // Compt. Rend. Acad. Sci. 1957. V. 245. P. 56.
10. Miller J., Schuhl C., Tzara C. // Nucl. Phys. 1962. V. 32. P. 236.
11. Варламов В.В., Давыдов А.И. // ЯФ. 2021. Т. 84. С. 370; Varlamov V.V., Davydov A.I. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 603.
12. Варламов В.В., Давыдов А.И., Ишханов Б.С. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 16; Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 13.
13. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 74.
14. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 180.
15. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 632; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 1106.
16. Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 744; Varlamov V.V., Orlin V.N., Peskov N.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 670.
17. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2021. Т. 84. С. 278; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 389.
18. Tzara C. // Compt. Rend. Acad. Sci. 1957. V. 245. P. 56.
19. Miller J., Schuhl C., Tzara C. // Nucl. Phys. 1962. V. 32. P. 236.
20. Fultz S.C., Berman B.L., Caldwell J.T. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 186. P. 1255.
21. Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 219. P. 39.
22. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
23. Сорокин Ю.И., Хрущев В.А., Юрьев Б.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1972. Т. 36. С. 180; Sorokin Yu.I., Khrushchev V.A., Yuryev B.A. // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 1972. V. 36. P. 170.
24. Сорокин Ю.И., Юрьев Б.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. С. 114; Sorokin Yu.I., Yuryev B.A. // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 1975. V. 39. P. 98.
25. Baci G., Bonazzola G.C., Minetti B., Molino C. // Nucl. Phys. 1965. V. 67. P. 178.
26. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 180.
27. Alvarez R.A., Berman B.L., Faul D.D., Lewis F.H., Meyer P. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 128.
28. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. С. 237; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. P. 316.
29. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 5. С. 316; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // 2022. V. 85. P. 411.
30. Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L., Meyer P. // Phys. Rev. 1974. V. 10. P. 608.
31. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 252; Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1970. V. 11. P. 141.
32. Rassool R.P., Thompson M.N. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1631.
33. Горячев Б.И., Кузнецов Ю.В., Орлин В.Н. и др. // ЯФ. 1976. Т. 23. С. 1145; Goryachev B.I., V.Kuznetsov Yu., Orlin V.N. et al. // Sov. Nucl. Phys. 1977. V. 23. P. 609.
34. Антропов Г.П., Митрофанов И.Е., Русских Б.С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1967. Т. 31. С. 336; Antropov G.P., Mitrofanov I.E., Russkikh B.S. // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 1967. V. 31. P. 320.
35. Varlamov V., Davydov A., Kaidarova V., Orlin V. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 024608.

Partial photoneutron reaction cross sections in experiments with bremsstrahlung**V. V. Varlamov^{a, *}, A. I. Davydov^b, V. N. Orlin^a**^a *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*^b *Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, 119991 Russia*^{*}*e-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru*

The analysis of reliability of experimental partial photoneutron reaction cross sections of the reactions ($\gamma, 1n$) and ($\gamma, 2n$) obtained in experiments on the beams of bremsstrahlung was carried out using the objective physical criteria. In this type of experiments partial reaction cross sections were obtained using the procedure of neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn)$ corrections calculated on the base of statistical theory. It was found out that in the cases of ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{112, 114, 119}\text{Sn}$ reaction cross sections obtained using that procedure do not satisfy the physical criteria of data reliability and therefore are not reliable. At the same time in the cases of ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta one has not any doubts in the data obtained reliability.

УДК 539.14

НОВОЕ ЛОКАЛЬНОЕ МАГИЧЕСКОЕ ЯДРО ^{146}Gd

© 2023 г. И. Н. Бобошин*

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: Boboshin@depni.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Недавно было обнаружено существование особого класса атомных ядер — локальных магических ядер. На основании анализа экспериментальных данных представлены свидетельства существования нового локального магического ядра ^{146}Gd , обладающего магической парой нуклонов $(N, Z) = (82, 64)$. Получена схема эволюции протонной оболочки, приводящая к возникновению данного явления. Показано, что ведущую роль в указанной эволюции играют тензорные протон-нейтронные силы.

DOI: 10.31857/S0367676523702125, EDN: ZCTRQK

ВВЕДЕНИЕ

Ранее нами было показано существование нового типа атомных ядер — локальных магических ядер [1]. Суть нового явления состоит в следующем. Новый тип ядер обладает наблюдаемыми свойствами традиционных магических ядер, однако, в отличие от традиционных, локальные магические ядра не составляют последовательностей магических изотопов (т.е. ядер с магическим числом протонов Z) или магических изотонов (т.е. ядер с магическим числом нейтронов N). Как показывает опыт, последовательности ядер с традиционными магическими числами Z или N весьма протяженны — они пересекают всю (или, в некоторых случаях, почти всю) карту известных нуклидов. В отличие от традиционных, локальные магические ядра (далее л.м.я.) — это “уединенные” ядра, они описываются магическими парами чисел $(\underline{N}, Z)$, $(N, \underline{Z})$ или $(\underline{N}, \underline{Z})$, где подчеркнутое число является магическим только в указанной паре. Традиционными магическими числами являются числа 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Одно или оба числа из упомянутых выше пар не являются традиционными магическими числами.

Магические ядра вообще демонстрируют особые свойства: повышенную энергию первого возбужденного состояния 2^+ , наличие скачка в энергиях отделения нуклона, наименьшую деформацию, повышенную β -стабильность и т.д. В области $Z = 20$ –50 в работе [1] на основании анализа данных по энергиям $E(2_1^+)$ и энергиям отделения нуклонов обнаружены следующие л.м.я.: $^{52, 54}\text{Ca}$, ^{68}Ni , ^{96}Zr и ^{114}Sn , обладающие магически-

ми парами нуклонов $(N, Z) = (\underline{32}, 20)$, $(\underline{34}, 20)$, $(\underline{40}, 28)$, $(\underline{56}, \underline{40})$, $(\underline{64}, 50)$ соответственно.

В указанной выше работе мы приводим схемы одночастичных состояний л.м.я. и соседних ядер, рассчитанные нами при помощи предложенного ранее метода [2] совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. Было обнаружено, что в л.м.я., обладающих магической парой (N, Z) , внутри оболочек имеют место значительные (≈ 2 –3 МэВ) энергетические щели, которые соответствуют подчеркнутому числу в этой паре. Изменение в паре числа, сопряженного с подчеркнутым, приводит к исчезновению значительной щели. В некотором смысле эта быстро возникающая и быстро исчезающая большая щель напоминает дырку внутри оболочки. Ее образование и исчезновение происходит в результате определенной миграции протонных или нейтронных орбит в пределах оболочки. Щель внутри оболочки играет ту же роль, что и щель между оболочками. Как известно, особые свойства традиционных магических ядер объясняются замыканием оболочек в этих ядрах, которое состоит в том, что все одночастичные состояния в определенных нижних оболочках заполнены, а все состояния выше этих оболочек пусты и отделены от нижних большой энергетической щелью. Подобно этому в л.м.я. происходит замыкание подоболочек, расположенных ниже щели внутри оболочек при определенных (N, Z) . Как следствие, формируются л.м.я., свойства которых идентичны свойствам ядер, обладающих традиционными магическими числами.

Данная работа является продолжением исследований, начатых в [1], и посвящена новому л.м.я

^{146}Gd , которое находится за пределами ранее изученной области ядер.

НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА ОКАЛЬНОГО МАГИЧЕСКОГО ЯДРА ^{146}Gd

Одним из любопытных новых явлений, обнаруженных в [1], стало явление “слабого замыкания” подоболочек в локальных магических ядрах, суть которого состоит в следующем. При определенных N или Z внутри некоторой оболочки может возникать щель, которая существенно больше, чем средние расстояния между орбитами, однако недостаточно большая, чтобы разделить заселенности нижних и верхних орбит точно на 1 и 0. Нижние орбиты “почти” заполнены, а верхние “почти” пусты. Иными словами, несмотря на щель, небольшое размытие заселенностей остается (это размытие – следствие действия сил спаривания). По этой причине упомянутые ранее свойства соответствующего л.м.я. (такие, к примеру, как повышенные энергии $E(2_1^+)$) выражены слабо.

Слабое замыкание нейтронных подоболочек было обнаружено нами в ядре ^{114}Sn [1]. На рис. 1а приведены энергии первых возбуждений 2^+ в изотопах $Z = 46, 48, 50, 52, 54$ [3]. Для всех изотопов, как и ожидалось, наблюдаются значительные и устойчивые максимумы при $N = 50$ и 82 . В добавление к ним в изотопах Sn ($Z = 50$) имеет место область слабых максимумов вблизи числа нейтронов $N = 64$. В соседних изотопах при удалении от $Z = 50$ максимумы $N = 64$ исчезают, что позволило отнести ядро ^{114}Sn к числу л.м.я., которому соответствует магическая пара $(N, Z) = (64, 50)$. Имеющиеся данные по энергиям отделения нейтрона от изотопов Sn и ближайших изотопов подтверждают сделанный вывод [1]. Используя метод совместной оценки данных реакции срыва и подхвата [2], мы получили значения заселенностей и энергий нейтронных орбит в стабильных четно-четных изотопах Sn и обнаружили следующее: 1) группа нижних нейтронных орбит $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ в оболочке 50–82 в изотопах Sn отделена от группы верхних нейтронных орбит $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$ устойчивой щелью ≈ 1.5 МэВ, в то время как расстояния между орбитами внутри каждой из групп равны ≈ 0.5 МэВ; 2) заполнение нейтронных орбит в указанных изотопах неравномерное, что связано с наличием упомянутой выше щели между группами орбит, причем в изотопах Sn с числом нейтронов вблизи $N = 64$ наблюдается наибольший скачок вероятностей заполнения (заселенностей) орбит в среднем от ≈ 0.2 в верхней группе до ≈ 0.8 в нижней группе. Энергетическая щель и скачок заселенностей при $N = 64$ суммарно дают эффект магического ядра ^{114}Sn . Указанные характеристики, собственно, и составляют

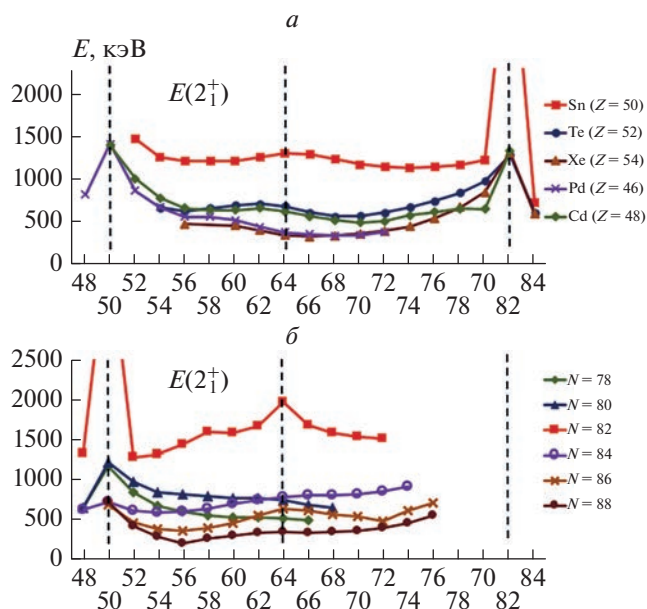


Рис. 1. Энергии первых возбужденных состояний 2^+ : в изотопах $Z = 46, 48, 50, 52, 54$ (а); в изотонах $N = 78, 80, 82, 84, 86, 88$. Пунктирные линии отмечают максимумы энергий (б). Максимум при $Z = 50, N = 82$ показан частично из-за большой величины 4041 кэВ.

феномен слабого замыкания. Мы показали также на примере ядра ^{114}Cd , что упомянутая выше щель между группами орбит исчезает при $Z \neq 50$, что приводит к локализации магичности.

Показательно, что такая же, точнее сказать, зеркальная $N \leftrightarrow Z$ картина энергий первых состояний 2^+ наблюдается для изотонов вблизи $N = 82$ (см. рис. 1б). Все представленные изотопы демонстрируют, в согласии с классической оболочечной теорией, значительные и устойчивые максимумы при $Z = 50$. В добавление к этому, в изотонах $N = 82$ наблюдается небольшой максимум при $Z = 64$. Этот максимум быстро исчезает в других изотонах по мере удаления от $N = 82$. При $N = 86$ значительно более слабый максимум $Z = 64$ все еще имеет место, однако при дальнейшем удалении от $N = 82$ он окончательно исчезает. На основании сделанного наблюдения ядро ^{146}Gd определяется как локальное магическое ядро, обладающее магической парой нуклонов $(N, Z) = (82, 64)$.

Для того, чтобы детально описать одночастичную структуру ^{146}Gd , необходимы данные реакции срыва и подхвата нуклонов на этом ядре, однако такие данные отсутствуют. Имея в виду аналогию с ^{114}Sn , естественно предположить, что в ^{146}Gd имеет место слабое замыкание протонных подоболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$.

На рис. 2 приведены энергии отделения протона $S(p)$ в изотонах $N = 78, 80, 82, 84, 86$ [4]. Для

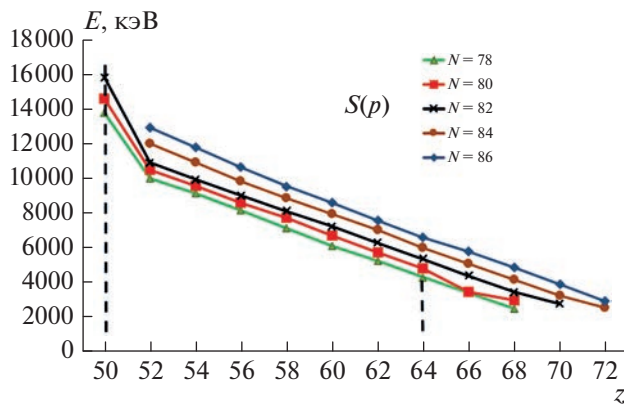


Рис. 2. Энергии отделения протонов. Пунктирные линии отмечают изломы графиков, обсуждаемые в тексте.

всех изотонов имеются соответствующие традиционному магическому числу $Z = 50$ изломы графиков. Дополнительно в изотонах $N = 80$ наблюдается небольшой одиночный излом, соответствующий $Z = 64$. Таким образом, данные по $S(p)$ свидетельствуют о локальной магичности числа $Z = 64$, однако не в паре с $N = 82$, как ожидалось, а в паре с $N = 80$. Последний факт весьма необычен. Как правило, магическая пара, определяемая на основе энергий отделения, точно совпадает с парой, определяемой на основе энергий первых состояний 2^+ . Единственный подобный случай был обнаружен ранее в л.м.я. ^{68}Ni [1]. Как может возникнуть подобное смещение? Одно из объяснений можно получить, рассматривая эволюцию оболочечной структуры, приводящую к формированию свойств ^{146}Gd .

ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА

Современная оболочечная теория учитывает как одночастичное среднее поле, так и двух- (иногда также трех-) частичные силы. Одночастичное поле, как правило, плавно меняется с изменением чисел протонов и нейтронов в ядре. Поэтому сильные точечные аномалии оболочечной структуры, имеющие место в л.м.я., обязаны своим появлением, скорее всего, двух- и трехчастичным силам. Эти силы часто описываются посредством эффективных двухчастичных нуклон-нуклонных сил. В расчетах используются двухчастичные матричные элементы, отражающие действие такого рода сил. Особую роль играют монополярные двухчастичные матричные элементы, усредненные по всем направлениям ориентации взаимодействующих нуклонов. Замечательным свойством соответствующего изменения энергий является линей-

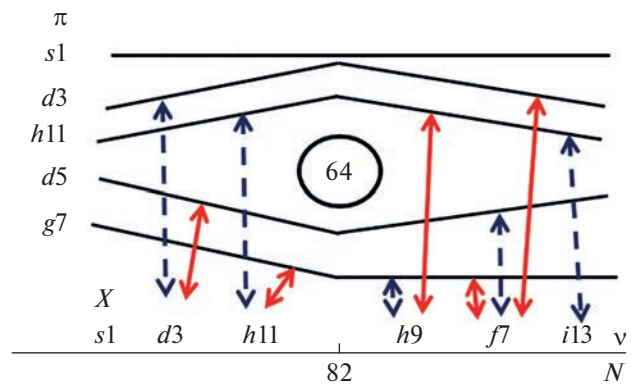


Рис. 3. Диаграмма образования локальной щели в протонной оболочке 50–82 при $N = 82$. Сплошные стрелки означают притягивание соответствующих нуклонов, пунктирные — отталкивание благодаря тензорным силам. Обозначение орбит сокращенное: $d3$ означает $2d_{3/2}$ и т.д. Крест вблизи обозначения орбиты $3s_{1/2}$ означает отсутствие тензорного взаимодействия.

ность. Если в некотором ядре на орбиту j_1 добавлено n_1 нуклонов, то энергия орбиты j_2 изменяется на

$$\Delta E_{j_2} = V_{j_1 j_2}^{p_1 p_2} n_1, \quad (1)$$

где p_1, p_2 — виды частиц на орбитах j_1 и j_2 , $V_{j_1 j_2}^{p_1 p_2}$ — монополярное взаимодействие между этими частицами [5]. При одновременном заполнении нескольких орбит изменение энергии орбиты j_2 является линейной суперпозицией изменений (1).

На рис. 3 представлена диаграмма, объясняющая возникновение локальной щели внутри оболочки $Z = 50$ –82 в точке $N = 82$. Она представляет собой схемы протонных орбит в ^{146}Gd и ближайших четно-четных изотопах Gd, которые показывают, как должно меняться взаимное расположение орбит в протонной оболочке 50–82 в этих изотопах в зависимости от числа нейтронов благодаря монополярному взаимодействию (1). Для того, чтобы построить наиболее реалистичные схемы, требуются значения энергий и заселенностей нейтронных и протонных орбит в изучаемом л.м.я. и в ядрах вблизи него, для получения которых, в свою очередь необходимы данные реакций срыва и подхвата протонов и нейтронов. Однако, как отмечалось ранее, в изучаемом случае такие данные отсутствуют. По этой причине при построении диаграммы на рис. 3 для оценок порядка следования орбит были использованы общепринятые схемы протонных и нейтронных оболочек [6], полученные на основе теоретических расчетов.

Кроме того, для построения подобного рода диаграмм необходимы значения $V_{j_1 j_2}^{p_1 p_2}$, описывающие взаимодействия валентных нуклонов в данной области нуклидов. Для оценки указанных

значений мы предполагаем, что решающий вклад в изменение относительных энергий орбит вносят тензорные нейтрон-протонные силы. Это предположение было впервые выдвинуто и успешно проверено в [7]. Основополагающий вклад нейтрон-протонных тензорных сил был также подтвержден нами в [1] на основании значений V_{jl}^{p1p2} для разных ядер, которые мы получили, пользуясь методом [2] совместной оценки данных реакций срыва и подхвата. Как показало исследование [1], в изменение относительных энергий орбит вносят вклад также нейтрон-нейтронные и протон-протонные силы, однако нейтрон-протонные тензорные силы определяют направление этих изменений и, являясь своеобразным триггером, включают действие других нуклон-нуклонных сил. Чтобы оценить изменение энергий протонных орбит при изменении числа нейтронов, мы на диаграмме рис. 3 в первом приближении заменяем все эффективные монополюсные двухчастичные протон-нейтронные силы на тензорные протон-нейтронные силы.

Диаграммы, подобные той, что представлена на рис. 3, впервые были применены в работе [1]. Они успешно описывают возникновение и исчезновение щелей внутри оболочек в перечисленных ранее л.м.я. в области $Z = 20-50$.

При построении диаграммы на рис. 3 учитывались последние три нейтронные орбиты оболочки 50–82 и первые три орбиты следующей оболочки в предположении, что именно они заполняются наиболее интенсивно при переходе числа нейтронов через точку $N = 82$ и определяют динамику протонных орбит в данной области. На диаграмме показаны отталкивающие и притягивающие тензорные монополюсные протон-нейтронные силы. Они определяют направление изменения энергий протонных орбит в изотопах Gd в соответствии с формулой (1). Мы учитываем при построении диаграммы, как и ранее в [1], только взаимодействия между нейтронами и протонами, имеющими разницу орбитальных моментов $\Delta l = 0$ или 1, полагая, что в этих случаях имеет место наибольшее перекрытие волновых функций. Двухчастичные монополюсные силы достигают наибольших значений, если совпадают главное квантовое число и орбитальный момент: $\Delta n = \Delta l = 0$.

Диаграмма показывает, как при $N = 82$ возникает щель внутри протонной оболочки 50–82 между группой нижних $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ и верхних $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$ орбит, что приводит к магичности числа протонов $Z = 64$. Исчезновение щели при других значениях N приводит к локальной магичности ^{146}Gd .

На основании диаграммы рис. 3 можно понять отмеченное ранее расхождение магических пар, определяемых на основании энергий $E(2_1^+)$ и на

основании энергий $S(p)$ отделения протона. Суть дела в том, что протоны, формирующие состояние 2^+ , и протоны, определяющие энергию отделения, не вполне одни и те же. Участие орбиты $1h_{11/2}$ в формировании состояния 2^+ сильно подавлено, поскольку частично-дырочные возбуждения типа $h_{11/2} \otimes x^{-1}$, где x — любая другая орбита из рассматриваемой оболочки, исключены в силу отрицательной четности протонов, заселяющих орбиту $1h_{11/2}$. Также двухчастичное возбуждение $1h_{11/2}^2$ имеет малый вес из-за малой заселенности орбиты $1h_{11/2}$. В дополнение, участие орбиты $1g_{7/2}$ в формировании возбуждения 2^+ ограничено, поскольку исключены возбуждения $s_{1/2} \otimes g_{7/2}^{-1}$. Напомним, что порядок следования нейтронных орбит оценен нами приблизительно на основании теоретических расчетов. Предположим теперь, что нейтронная орбита $1h_{11/2}$ в действительности расположена несколько глубже, чем $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ — настолько глубоко, что полностью заполнена уже при $N = 80$. (Порядок следования протонных орбит снизу вверх $1h_{11/2} - 2d_{3/2} - 3s_{1/2}$ в данной области предполагается, примеру, в [8]). Тогда рис. 3 следовало бы слегка изменить. В этом случае максимум щели между протонными орбитами $1h_{11/2}$ и $1g_{7/2}$ будет достигнут при $N = 80$. Поскольку эти орбиты обладают самой большей степенью вырождения квантовых состояний, они дают самый весомый вклад в энергию отделения по сравнению с остальными. Таким образом, при $N = 80$ может быть достигнута максимальная разница между энергиями отделения протона в ядрах с $Z = 64$ и $Z = 66$. Далее, при переходе от 80 до 82 щель между $1h_{11/2}$ и $1g_{7/2}$ может уменьшиться по тем или иным причинам, к примеру, благодаря заполнению нейтронной орбиты $2d_{3/2}$ (при построении диаграммы мы в первом приближении пренебрегаем взаимодействием протонных орбит $1h_{11/2}$ и $1g_{7/2}$ с нейтронной орбитой $2d_{3/2}$ из-за большой разницы угловых моментов, тем не менее, оно существует). Поскольку замыкание слабое, при определенных значениях энергий и заселенностей орбит указанная миграция орбит может привести к уменьшению разницы между энергиями отделения протона в ядрах с $Z = 64$ и $Z = 66$ при $N = 82$. В итоге образуется картина энергий отделения, наблюдаемая на графике рис. 2. В силу ограниченного влияния орбит $1h_{11/2}$ и $1g_{7/2}$ на формирование возбуждения 2^+ , указанные процессы не повлияют на положение максимума $E(2_1^+)$. Оставшиеся протонные орбиты, дающий основной вклад в формирование возбуждения 2^+ , образуют максимальную энергетическую щель

при $N = 82$ в соответствии с рис. 3, что приводит к максимуму энергий $E(2_1^+)$ при $N = 82$ и $Z = 64$. В итоге образуется картина энергий $E(2_1^+)$, представленная на рис. 1б). Приведенное качественное рассуждение — пример того, как можно объяснить отмеченное выше расхождение на основании диаграммы рис. 3. Более точное объяснение возможно при наличии достоверных сведений о заселенностях и энергиях всех нейтронных и протонных орбит, задействованных в процессе. Для их получения необходимы экспериментальные данные по спектроскопическим факторам соответствующих ядерных состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлены доказательства существования локального магического ядра ^{146}Gd . Они основаны на имеющихся данных по энергиям первых возбуждений 2^+ и данных по энергиям отделения протона. Построена диаграмма, которая объясняет свойства ^{146}Gd образованием значительной энергетической щели между протонными одночастичными состояниями при $N = 82$, которая соответствует магическому числу протонов $Z = 64$. При изменении N щель исчезает, что приводит к локальной магичности протонного числа 64. Как и для ранее открытых л.м.я., при построении диаграммы в данном случае полагалось, что основополагающий вклад в указанную эволюцию оболочки вносят нейтрон-протонные тензорные силы. Данные по энергиям первых возбуждений 2^+ определяют пару

$(N, Z) = (82, \underline{64})$, графики энергий отделения протона определяют пару $(N, Z) = (80, \underline{64})$. Смещение магической пары связано с особенностями слабого замыкания подоболочек в данной области. Единое по своей сути явление описывается магической парой $(N, Z) = (82, \underline{64})$, поскольку именно переход числа нейтронов через точку $N = 82$ является определяющим. В некотором смысле обнаруженное новое явление аналогично л.м.я. ^{114}Sn с магической парой $(N, Z) = (\underline{64}, 50)$. Для дальнейшего более детального исследования л.м.я. ^{146}Gd требуется проведение экспериментов по изучению реакций срыва и подхвата нейтронов и протонов на указанном ядре и ядрах вблизи него с получением спектроскопических факторов уровней конечных ядер реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бобошин И. // Препринт НИИЯФ МГУ № 2018-1/892. 2018.
2. Boboshin I.N., Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Kapitono I.M. // Nucl. Phys. 1989. V. A496. P. 93.
3. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.
4. Meng Wang, Audi G., Kondev F.G. et al. // Chin. Phys. C. 2017. V. 41. No. 3. Art. No. 030003.
5. Sorlin O., Porquet M.-G. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2008. V. 61. P. 602.
6. Povh B., Rith K., Scholz C., Zetsche F. Particles and nuclei. Berlin, Heidelberg, N.Y.: Springer-Verlag, 1995. 340 p.
7. Otsuka T., Suzuki T., Fujimoto R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. No. 232502.
8. Хатаф Р. Модели ядер и ядерная спектроскопия. М.: Мир, 1968. 403 с.

New local magic nucleus ^{146}Gd

I. N. Boboshin*

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

*e-mail: Boboshin@depni.sinp.msu.ru

Recently, the existence of a special class of atomic nuclei, local magic nuclei, has been discovered. In the present paper, evidence for the existence of a new local magic nucleus, ^{146}Gd , is presented on the base of experimental data. This nucleus has a magic pair of nucleons $(N, Z) = (82, \underline{64})$. The shell evolution scheme leading to this phenomenon was obtained. It is shown that the tensor proton-neutron force plays a crucial role in this evolution.

УДК 539.182:539.188

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ОБРАЗОВАНИЯ АНТИВОДОРОДА В ТРЕХЧАСТИЧНОЙ СИСТЕМЕ $e^+e^-\bar{p}$ С ПОМОЩЬЮ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА–МЕРКУРЬЕВА В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПОЛНОГО ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА

© 2023 г. В. А. Градусов¹ *, В. А. Руднев¹, Е. А. Яревский¹, С. Л. Яковлев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: v.gradusov@spbu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Представлены результаты расчетов низкоэнергетических реакций в трехчастичной системе $e^+e^-\bar{p}$. Особое внимание уделено процессу образования антиводорода при рассеянии на основном и возбужденных состояниях позитрония. Эта реакция важна для некоторых проходящих сейчас экспериментов. Расчеты многоканального рассеяния проведены с помощью предложенного нами эффективного подхода к решению уравнений Фаддеева–Меркурьева в представлении полного орбитального момента. Обсуждаются эффекты, вызванные наличием дальнедействующего дипольного взаимодействия между возбужденным атомом и третьей частицей.

DOI: 10.31857/S0367676523702137, EDN: ZDIOXK

ВВЕДЕНИЕ

Точное теоретическое описание нерелятивистского рассеяния в системах квантовых частиц затруднено высокой размерностью получающихся уравнений и сложностью учета в волновой функции различных процессов многоканального рассеяния. При описании в координатном представлении последнее проявляется в нетривиальном асимптотическом поведении волновой функции на бесконечности, т.е. при стремящихся к бесконечности расстояниях между составляющими систему кластерами частиц. Вид асимптотик еще более усложняется в случае наличия в системе дальнедействующих кулоновского и дипольного взаимодействий. В общем случае N частиц задача определения асимптотик волновой функции чрезвычайно сложна [1].

В случае трехчастичных кулоновских систем асимптотика волновой функции, однако же, в целом достаточно полно изучена [2, 3]. Во многом этого удалось добиться благодаря применению формализма уравнений Фаддеева–Меркурьева, математически эквивалентных уравнению Шрёдингера. Основным преимуществом использования этих уравнений является то, что в их решениях асимптотические области, соответствующие различным конфигурациям (кластеризациям) частиц, разделены. Это также делает уравнения

Фаддеева–Меркурьева удобными для проведения на их основе практических расчетов.

Уравнения для трехчастичных систем представляют собой шестимерные уравнения в частных производных. Их непосредственное решение, даже на современных компьютерах, представляется крайне затруднительным. Поэтому предварительно совершается разложение решения по тем или иным базисам. При решении уравнений типа Фаддеева исторически первым и распространенным подходом является использование бисферического базиса [4]. В работе [5], однако же, было предложено использовать для решения уравнений Фаддеева–Меркурьева (ФМ) другое разложение, которое приводит к уравнениям в представлении полного орбитального момента. Важным преимуществом последнего подхода является то, что получающаяся система уравнений является конечной.

Авторы настоящей работы предложили теоретический и алгоритмический подходы к решению квантовой задачи трех тел, основанный на решении уравнений ФМ в представлении полного орбитального момента [6]. Он был реализован в виде программы, которая позволяет в настоящее время проводить высокоточные расчеты сечения процессов рассеяния в системах трех заряженных частиц при энергиях ниже энергии порога разва-

ла (ионизации) системы, при которых возможны процессы с перестройкой и возбуждением двух-частичных кластеров.

Здесь мы кратко представляем наш подход и полученные с его помощью результаты расчетов низкоэнергетического рассеяния в системе электрон–позитрон–антипротон. Эта система интересна с практической точки зрения тем, что реакция



образования антиводорода $\bar{\text{H}}$ в процессе рассеяния антипротона $\bar{p}$ на газе ридберговского позитрония (Ps) является основной в процессе получения частиц антивещества в некоторых современных экспериментах [7, 8]. В ряде теоретических работ в связи с этим были представлены предложения по увеличению выхода реакции (I), основанные на использовании законов роста сечений над порогами высоковозбужденных состояний позитрония [9, 10], а также такой интересной особенностью сечений, как осцилляции Гайлитиса–Дамбурга [11]. Последние возникают из-за дальнегодействующего дипольного взаимодействия между возбужденным нейтральным атомом ($\bar{\text{H}}$ или Ps) и заряженной частицей.

УРАВНЕНИЯ ФАДДЕЕВА–МЕРКУРЬЕВА

Рассматривается система трех бесспиновых нерелятивистских заряженных частиц с массами m_α и зарядами Z_α , $\alpha = 1, 2, 3$. В дальнейшем, множество индексов α, β, γ пробегает множество $\{1, 2, 3\}$, нумерующее частицы. Парой α называется пара частиц $\beta\gamma$, дополнительная к частице α . Положение частиц описывается набором координат. В системе координат центра масс стандартным выбором является набор координат Якоби. Для разбиения $\alpha(\beta\gamma)$, они определены как векторы относительного положения между частицами пары α и между их центром масс и частицей α . Удобно использовать приведенные координаты Якоби $\{\vec{x}_\alpha, \vec{y}_\alpha\}$, которые являются векторами Якоби, масштабируемыми множителями $\sqrt{2\mu_\alpha}$ и $\sqrt{2\mu_{\alpha(\beta\gamma)}}$ соответственно. Фигурирующие здесь массы являются приведенными массами системы частиц пары α и системы частица α -кластер частиц $\beta\gamma$. Для разных значений α приведенные векторы Якоби связаны ортогональным преобразованием $\vec{x}_\beta = c_{\beta\alpha}\vec{x}_\alpha + s_{\beta\alpha}\vec{y}_\alpha$, $\vec{y}_\beta = -s_{\beta\alpha}\vec{x}_\alpha + c_{\beta\alpha}\vec{y}_\alpha$ [2]. В дальнейшем, где необходимо, предполагается, что векторы Якоби β представлены через α .

В приведенных координатах Якоби уравнения ФМ для трех заряженных частиц [2, 12] имеют вид:

$$\left\{ T_\alpha + V_\alpha(x_\alpha) + V_\beta^{(1)}(x_\beta, y_\beta) + V_3(x_3, y_3) - E \right\} \times \\ \times \psi_\alpha(\vec{x}_\alpha, \vec{y}_\alpha) = -V_\alpha^{(s)}(x_\alpha, y_\alpha) \psi_\beta(\vec{x}_\beta, \vec{y}_\beta), \quad (\text{1}) \\ \alpha \neq \beta = 1, 2.$$

Здесь $T_\alpha \equiv -\Delta_{\vec{x}_\alpha} - \Delta_{\vec{y}_\alpha}$ – операторы кинетической энергии. Потенциалы V_α представляют собой парное кулоновское взаимодействие $V_\alpha(x_\alpha) = \sqrt{2\mu_\alpha} Z_\beta Z_\gamma / x_\alpha$ ($\beta, \gamma \neq \alpha$) (хотя без каких-либо существенных изменений изложенная ниже теория может быть применена также и в случае суммы кулоновского потенциала и короткодействующей, убывающей не медленнее $O(1/x_\alpha^3)$, добавки). Предполагается, что потенциал V_3 – отталкивающий. Уравнения (1) можно просуммировать, что приводит к уравнению Шрёдингера для волновой функции $\Psi = \sum_\alpha \psi_\alpha$, где ψ_α – компоненты волновой функции, заданные решением уравнений (1).

В уравнениях потенциалы V_α расщепляются на внутреннюю (короткодействующую) $V_\alpha^{(s)}$ и хвостовую (дальнодействующую) части $V_\alpha^{(l)}$

$$V_\alpha(x_\alpha) = V_\alpha^{(s)}(x_\alpha, y_\alpha) + V_\alpha^{(l)}(x_\alpha, y_\alpha). \quad (\text{2})$$

Это расщепление выполняется по формуле $V_\alpha^{(s)}(x_\alpha, y_\alpha) = \chi_\alpha(x_\alpha, y_\alpha) V_\alpha(x_\alpha)$ при помощи функции срезки Меркурьева χ_α , которая ограничивает короткодействующую часть потенциала областями в трехчастичном конфигурационном пространстве, соответствующими точке трехчастичного столкновения и парной конфигурации ($x_\alpha \ll y_\alpha$, когда $y_\alpha \rightarrow \infty$) [2]. В наших работах [13] мы используем функцию срезки в двухчастичном конфигурационном пространстве пары α :

$$\chi_\alpha(x_\alpha, y_\alpha) = \chi_\alpha(x_\alpha) = \frac{2}{1 + \exp\left[\left(x_\alpha/x_{0\alpha}\right)^{2.01}\right]}. \quad (\text{3})$$

Это позволяет снизить количество подбираемых в расчетах параметров функции срезки. В частности, параметр $x_{0\alpha}$ в принципе может быть выбран произвольно, но его выбор изменяет свойства компонент ψ_α , которые важны как с теоретической, так и с вычислительной точек зрения [14]. В [13] мы предложили простой практический алгоритм, который позволяет эффективно его выбрать.

Опишем теперь переход к уравнениям в представлении полного орбитального момента. Для этого введем более подходящие кинематические координаты $(X_\alpha, \Omega_\alpha)$ в шестимерном кон-

фигурационном пространстве задачи. Координаты $X_\alpha = \{x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha = \cos \theta_\alpha \equiv (\vec{x}_\alpha, \vec{y}_\alpha) / (x_\alpha y_\alpha)\}$ определяют положение частиц в содержащей их плоскости. Три остальные координаты $\Omega_\alpha = \{\phi_\alpha, \vartheta_\alpha, \varphi_\alpha\}$ определяют положение плоскости в пространстве. Это стандартные углы Эйлера поворота некоторой лабораторной системы координат в связанную с частицами систему координат [15], в которой вектор $\vec{x}_\alpha$ расположен вдоль оси z , а вектор $\vec{y}_\alpha$ лежит в правой половине плоскости xz . Компоненты ФМ в новых координатах раскладываются как

$$\psi_\alpha(X_\alpha, \Omega_\alpha) = \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{\tau=\pm 1} \sum_{M=-L}^L \sum_{M'=M_0}^L (1 - z_\alpha^2)^{M'/2} \times \\ \times \frac{\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_\alpha)}{x_\alpha y_\alpha} F_{MM'}^{L\tau}(\Omega_\alpha). \quad (4)$$

Здесь $M_0 = (1 - \tau)/2$, а функции

$$F_{MM'}^{L\tau}(\Omega_\alpha) = \\ = \frac{1}{\sqrt{2 + 2\delta_{M'0}}} (D_{MM'}^L(\Omega_\alpha) + \tau(-1)^{M'} D_{M,-M'}^L(\Omega_\alpha)) \quad (5)$$

являются линейными комбинациями D -функций Вигнера $D_{MM'}^L$ [15, 16]. Функция $F_{MM'}^{L\tau}$ является общей собственной функцией квадрата полного орбитального момента, его проекции и операторов пространственной инверсии [5, 16] с собственными значениями L , M и τ . Множитель $(1 - z_\alpha^2)^{M'/2}$ в (5) вводится, чтобы сделать парциальные компоненты $\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}$ и их производные неособыми при $z_\alpha = \pm 1$ [6, 17].

Теперь, подставляя ряд (4) в уравнения ФМ (1), записанные в новых координатах $(X_\alpha, \Omega_\alpha)$, и проецируя полученные уравнения на функции $F_{MM'}^{L\tau}$, получаем конечный набор трехмерных уравнений для парциальных компонент $\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_\alpha)$

$$\left[T_{\alpha MM'}^{L\tau} + V_\alpha(x_\alpha) + V_\beta^{(1)}(x_\beta, y_\beta) + V_3(x_3, y_3) - E \right] \times \\ \times \psi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_\alpha) + T_{\alpha M, M'-1}^{L\tau-} \psi_{\alpha M, M'-1}^{L\tau}(X_\alpha) + \\ + T_{\alpha M, M'+1}^{L\tau+} \psi_{\alpha M, M'+1}^{L\tau}(X_\alpha) = - \frac{V_\alpha^{(s)}(x_\alpha, y_\alpha) x_\alpha y_\alpha}{(1 - z_\alpha^2)^{M'/2} x_\beta y_\beta} \times \\ \times \sum_{M''=M_0}^L \frac{(-1)^{M''-M'}}{\sqrt{2 + 2\delta_{M''0}}} 2 F_{M'' M'}^{L\tau}(0, w_{\beta\alpha}, 0) \times \\ \times (1 - z_\beta^2)^{M''/2} \psi_{\beta MM'}^{L\tau}(X_\beta). \quad (6)$$

Операторы кинетической энергии имеют вид

$$T_{\alpha MM'}^{L\tau} = - \frac{\partial^2}{\partial y_\alpha^2} + \frac{1}{x_\alpha^2} (L(L+1) - 2M'^2) - \\ - \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha^2} - \left(\frac{1}{y_\alpha^2} + \frac{1}{x_\alpha^2} \right) \left((1 - z_\alpha^2) \frac{\partial^2}{\partial z_\alpha^2} - \right. \\ \left. - 2(M'+1) z_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} - M'(M'+1) \right), \quad (7)$$

$$T_{\alpha M, M'+1}^{L\tau+} = \frac{1}{x_\alpha^2} \lambda^{L, M'} \sqrt{1 + \delta_{M'0}} \times \\ \times \left[- (1 - z_\alpha^2) \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + 2(M'+1) z_\alpha \right], \quad (8) \\ T_{\alpha M, M'-1}^{L\tau-} = \frac{1}{x_\alpha^2} \lambda^{L, -M'} \sqrt{1 + \delta_{M'1}} \frac{\partial}{\partial z_\alpha}.$$

Здесь $\lambda^{L, M'} = \sqrt{L(L+1) - M'(M'+1)}$. Кинематический угол $w_{\beta\alpha}$ связан с преобразованием координат $(X_\alpha, \Omega_\alpha)$ с разными α . Он дается выражением

$$w_{\beta\alpha} = \begin{cases} \arccos \frac{-s_{\beta\alpha} y_\alpha z_\alpha + c_{\beta\alpha} x_\alpha}{x_\beta}, \\ \text{если } (\beta - \alpha) \bmod 3 = 2, \\ 2\pi - \arccos \frac{-s_{\beta\alpha} y_\alpha z_\alpha + c_{\beta\alpha} x_\alpha}{x_\beta}, \text{ иначе,} \end{cases} \quad (9)$$

в котором подразумевается, что областью значений $\arccos$ является интервал $[0, \pi]$. Полученные уравнения называются (3D) уравнениями ФМ в представлении полного орбитального момента. Важнейшим свойством системы (6) является тот факт, что уравнения на парциальные компоненты $\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}$ с различающимися индексами L , M и τ образуют независимые системы $3(L - M_0 + 1)$ уравнений. Это непосредственное следствие того, что для рассматриваемых нами трехчастичных систем полный орбитальный момент, его проекция и пространственная четность сохраняются.

Парциальные компоненты $\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}$ должны удовлетворять нулевым граничным условиям типа Дирихле на прямых $x_\alpha = 0$, $y_\alpha = 0$.

Перейдем теперь к описанию асимптотических граничных условий, которым должны удовлетворять компоненты ФМ, описывающие состояние рассеяния. Как известно [2], для полной энергии системы E ниже порога трехчастичного развала (ионизации) эти условия имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_{\alpha}(\vec{x}_{\alpha}, \vec{y}_{\alpha}) = & \sum_{nlm} \frac{\phi_{nl}(x_{\alpha})}{x_{\alpha}} Y_{lm}(\hat{x}_{\alpha}) \times \\ & \times \left[\delta_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0} e^{i(\vec{p}_{n_0}, \vec{y}_{\alpha})} e^{-\pi\eta_{n_0}/2} \Gamma(1+i\eta_{n_0}) {}_1F_1 \times \right. \\ & \times (-i\eta_{n_0}, 1, i(\vec{p}_{n_0}, \vec{y}_{\alpha} - (\vec{p}_{n_0}, \vec{y}_{\alpha}))) + \\ & \left. + \sqrt{\frac{p_{n_0}}{p_n}} \tilde{\mathcal{A}}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}(\vec{y}_{\alpha}, \vec{p}_{n_0}) \frac{e^{i(p_n y_{\alpha} - \eta_n \log(2p_n y_{\alpha}))}}{y_{\alpha}} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

суммы падающей и рассеянной волн. Здесь Y_{lm} обозначает стандартную сферическую гармонику, ${}_1F_1$ — конфлюэнтную гипергеометрическую функцию [18]. Мультииндекс $\mathbb{A} = \{\alpha nlm\}$ задает каналы рассеяния, т.е. различные связанные кулоновские состояния двух тел в паре α с волновой функцией $\phi_{nl}(x_{\alpha}) Y_{lm}(\hat{x}_{\alpha})/x_{\alpha}$ и энергией ϵ_n . Импульс p_n улетающей частицы определяется условием сохранения энергии $E = p_n^2 + \epsilon_n$, а параметр Зоммерфельда определяется как $\eta_n \equiv Z_{\alpha}(Z_{\beta} + Z_{\gamma})\sqrt{2\mu_{\alpha(\beta\gamma)}}/(2p_n)$. Амплитуда бинарного рассеяния

$$\mathcal{A}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}(\vec{y}_{\alpha}, \vec{p}_{n_0}) = \mathcal{A}_C(\vec{y}_{\alpha}, \vec{p}_{n_0}) + \tilde{\mathcal{A}}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}(\vec{y}_{\alpha}, \vec{p}_{n_0}) \quad (11)$$

соответствует переходу от начального бинарного канала $\mathbb{A}_0$ к бинарному каналу $\mathbb{A}$. Здесь $\mathcal{A}_C$ — стандартная двухчастичная кулоновская амплитуда рассеяния [19]. Асимптотические граничные условия на парциальные компоненты $\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}$ принимают вид суммы $\psi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_{\alpha}) = \chi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_{\alpha}) \delta_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0} + \Xi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_{\alpha})$ парциальных компонент падающей и рассеянной волн, определенных равенством (10). Они могут быть получены проецированием (10) на функции $F_{MM'}^{L\tau}$. Если лабораторная система координат выбрана таким образом, что вектор $\vec{p}_{n_0}$ расположен в ней вдоль оси z , парциальная компонента падающей волны дается выражением

$$\begin{aligned} \chi_{\mathbb{A}_0 MM'}^{L\tau}(X_{\alpha}) = & \delta_{-M, m_0} \frac{(-1)^M \sqrt{(2l_0+1)}}{p_{n_0} \sqrt{2+2\delta_{M'0}}} \phi_{n_0 l_0}(x_{\alpha}) \times \\ & \times \sum_{\lambda=L-l_0}^{L+l_0} \sqrt{2\lambda+1} i^{\lambda} e^{i\sigma_{\lambda}(\eta_{n_0})} F_{\lambda}(\eta_{n_0}, p_{n_0} y_{\alpha}) \times \\ & \times \frac{Y_{\lambda M'}(\theta_{\alpha}, 0)}{(1-z_{\alpha}^2)^{M'/2}} C_{\lambda, 0, l_0, M}^{L, M} C_{\lambda, M', l_0, 0}^{L, M'} (1+\tau(-1)^{\lambda+l_0-L}), \end{aligned} \quad (12)$$

где кулоновский фазовый сдвиг $\sigma_{\lambda}(\eta_{n_0}) = \arg \Gamma(1+\lambda+i\eta_{n_0})$, F_{λ} — регулярная кулоновская функция [19], а $C_{j_1, m_1, j_2, m_2}^{j, m}$ обозначают коэффици-

енты Клебша—Гордана. Парциальная компонента рассеянной волны имеет вид

$$\begin{aligned} \Xi_{\alpha MM'}^{L\tau}(X_{\alpha}) = & \delta_{-M, m_0} \frac{(-1)^M}{\sqrt{4\pi(2+2\delta_{M'0})}} \times \\ & \times \sum_{nl} \sqrt{2l+1} \phi_{nl}(x_{\alpha}) \times \\ & \times \sum_{\lambda=L-l}^{L+l} i^{\lambda} C_{\lambda, M', l, 0}^{L, M'} (1+\tau(-1)^{\lambda+l-L}) \times \\ & \times \frac{Y_{\lambda M'}(\theta_{\alpha}, 0)}{(1-z_{\alpha}^2)^{M'/2}} \sqrt{\frac{p_{n_0}}{p_n}} \tilde{\mathcal{A}}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}^{L\lambda} u_{\lambda}^{+}(\eta_n, p_n y_{\alpha}), \end{aligned} \quad (13)$$

где $u_{\lambda}^{+}(\eta_n, p_n y_{\alpha})$ — нерегулярная кулоновская функция [19]. Тогда, как можно показать, сечение рассеяния, определенное по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0} = & \frac{1}{2m_{\alpha(\beta\gamma)}(2l_0+1)} \times \\ & \times \sum_{m=-l}^l \sum_{m_0=-l_0}^{l_0} \int d\vec{y}_{\alpha} \left| \mathcal{A}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}(\vec{y}_{\alpha}, \vec{p}_{n_0}) \right|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

представляется в виде суммы парциальных сечений рассеяния $\sigma_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0} = \sum_{L=0}^{+\infty} \sigma_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}^L$ которые могут быть выражены формулой

$$\sigma_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}^L = \frac{1}{2m_{\alpha(\beta\gamma)}(2l_0+1)} \sum_{m_0=-l_0}^{l_0} \sum_{\lambda=L-l}^{L+l} \left| \mathcal{A}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}^{L\lambda} \right|^2. \quad (15)$$

Здесь парциальные компоненты полной амплитуды

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}^{L\lambda} = & \tilde{\mathcal{A}}_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0}^{L\lambda} + \\ & + \delta_{\mathbb{A}\mathbb{A}_0} \frac{\sqrt{\pi(2\lambda+1)}}{ip_{n_0}} \left(e^{i2\sigma_{\lambda}(\eta_{n_0})} - 1 \right) C_{\lambda, 0, l_0, -m_0}^{L, -m_0}. \end{aligned} \quad (16)$$

Вычитая падающую волну (12) из компонент ФМ, получаем неоднородные уравнения (6). Их решение должно удовлетворять нулевым граничным условиям типа Дирихле на прямых $x_{\alpha} = 0$, $y_{\alpha} = 0$ и быть асимптотически равным расходящейся волне (13). Полученная таким образом граничная задача решается численно методом сплайн-коллокации в гауссовых точках. Численная схема [6] подразумевает использование стандартного базиса финитных эрмитовых $\mathcal{S}_5^3$ сплайнов, что приводит к разреженности матриц дискретизованной задачи. Получающаяся система линейных алгебраических уравнений решается итерационным алгоритмом GMRES с предобуславливанием. Для предобуславливания матрица, получающаяся в результате дискретизации оператора левой части (3D) уравнений ФМ (6), обращается при помощи приема, известного как “тензорный трюк” или алгоритм матричной декомпозиции [20, 21]. Наконец, для постановки

Таблица 1. Полные сечения рассеяния (в единицах πa_0^2), полученные суммированием парциальных сечений до указанного значения полного момента L в энергетической области интервала O_{re} в сравнении с результатами других авторов

E , а.е.	−0.22947	−0.21832	−0.17955	−0.13828
$\sigma_{Ps(1) \rightarrow Ps(1)}^{L \leq 4}$	22.1	20.6	18.8	17.4
[22]	21.95	20.64	18.88	17.23
[23]	22.00	20.57	19.16	18.20
$\sigma_{Ps(1) \rightarrow \bar{H}(1)}^{L \leq 4}$		3.31	3.81	4.02
[24]		3.2943	3.7858	4.0551
[23]		3.250	3.779	4.076
$\sigma_{Ps(1) \rightarrow \bar{H}(1)}^{L \leq 9}$		3.31	3.82	4.07
[24]		3.2949	3.9795	4.1043

граничного условия в виде расходящихся волн используется гибридный базис, который получается модификацией вычислительного базиса сплайнов по переменной y_α заменой части сплайнов на дополнительные базисные функции. Эти последние имеют вид расходящейся волны $u_\lambda^+(\eta_n, p_n y_\alpha)$ в асимптотической области больших y_α и обеспечивают выполнение граничного условия в виде расходящихся волн. Поскольку такие дополнительные базисные функции достаточно хорошо описывают поведение решения в асимптотической области, это уменьшает также и размер базиса, требуемого для получения решения с заданной точностью.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы рассчитали сечения различных процессов рассеяния в системе $e^+e^-\bar{p}$ в диапазоне полных энергий системы $-0.4997 \dots -0.0555$ а.е. ($-13.6 \dots -1.51$ эВ), включающем энергии порогов образования $\bar{H}$ и Ps в основном (-0.4997 и -0.250 а.е.) и первом возбужденном (-0.1249 и -0.0625 а.е.) состояниях. Для получения представленных результатов мы вычисляли сечения рассеяния с точностью не хуже 1%. Бинарные процессы рассеяния обозначаются начальным и конечным состояниями атома. Например, $Ps(1) \rightarrow \bar{H}(2)$ обозначает процесс образования возбужденного антиводорода с $n = 2$ (s и p состояния) при рассеянии антипротона на основном ($n = 1$) состоянии позитрония.

В энергетической области интервала O_{re} (между порогами состояний $Ps(1)$ и $\bar{H}(2)$), в которой возможны прямой процесс и перестройка с атомами антиводорода и позитрония в начальном и конечном состояниях, мы рассчитали парциальные сечения рассеяния с $L = 0-9$. Парциальные и суммарное сечения рассеяния представле-

ны в табл. 1 и на рис. 1. Представленное в табл. 1 сравнение наших значений с результатами, полученными другими авторами, в большинстве случаев показывает совпадение в пределах точности наших расчетов.

Табл. 2 и рис. 2 содержат парциальные сечения рассеяния в области энергий выше порогов первых возбужденных состояний антиводорода $\bar{H}(2)$ и позитрония $Ps(2)$. О высокой надежности полученных результатов свидетельствует наличие в сечениях резонансов Фешбаха, положение которых вычислено достаточно точно специальными методами расчета резонансов [26–29]. Это иллюстрируется рис. 2. В табл. 2 значения также сравниваются с немногочисленными результатами,

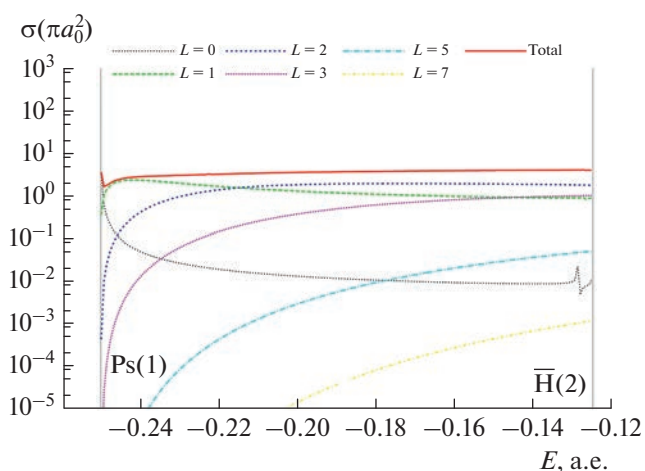


Рис. 1. Парциальные и полное сечения (в единицах πa_0^2) образования антиводорода в энергетической области интервала O_{re} . Полное сечение рассеяния получено суммированием парциальных сечений с $L = 0-9$.

Таблица 2. Парциальные сечения рассеяния (в единицах πa_0^2) в области энергий $\text{Ps}(2) - \bar{\text{H}}(3)$ в сравнении с результатами других авторов

E , а.е.	−0.06228	−0.06198	−0.06123	−0.05978
$\sigma_{\text{Ps}(1,2) \rightarrow \bar{\text{H}}(1)}^0$ [25]	0.169 0.282	0.078 0.097	0.037 0.047	0.022 0.030
$\sigma_{\text{Ps}(1,2) \rightarrow \bar{\text{H}}(1)}^1$ [25]	3.67 3.373	1.98 1.783	1.20 1.130	0.944 0.886
$\sigma_{\text{Ps}(1) \rightarrow \bar{\text{H}}(2)}^0$ [25]	0.106 0.125	0.105 0.116	0.104 0.112	0.103 0.107
$\sigma_{\text{Ps}(1) \rightarrow \bar{\text{H}}(2)}^1$ [25]	0.999 1.041	0.995 1.042	0.993 1.015	0.992 1.040
$\sigma_{\text{Ps}(2) \rightarrow \bar{\text{H}}(2)}^0$ [24]	184 218.84	79.9 76.701	34.0 32.481	16.9 17.201
$\sigma_{\text{Ps}(2) \rightarrow \bar{\text{H}}(2)}^1$ [24]	479 482.65	229 226.62	102 101.91	50.1 50.73

полученными другими авторами. Хотя в целом совпадение результатов хорошее, наблюдаются некоторые достаточно значительные расхождения значений сечений, связанных с каналами возбужденных атомов $\text{Ps}(2)$ и $\bar{\text{H}}(2)$, особенно при энергиях чуть выше порога $\text{Ps}(2)$. Мы связываем сложность вычисления этих величин с эффектами наличия в системе дальнедействующего дипольного взаимодействия $D_\alpha x_\alpha z_\alpha / y_\alpha^2$ между кластером частиц пары α и улетающей частицей.

Действительно, наличие этого взаимодействия искажает асимптотику (13) рассеянной волны уже в первом порядке ее разложения по степеням $1/y_\alpha$ [30]. В расчетах с асимптотикой (13) это проявляется в крайне медленной сходимости сечений, связанных с возбужденными состояниями атомов, по отношению к размеру счетной области по переменной y_α . Это проиллюстрировано на рис. 3. Заметим, что дипольное взаимодействие также является причиной возникновения такой пороговой аномалии сечений, как осцилляции Гайлитиса–Дамбурга [11].

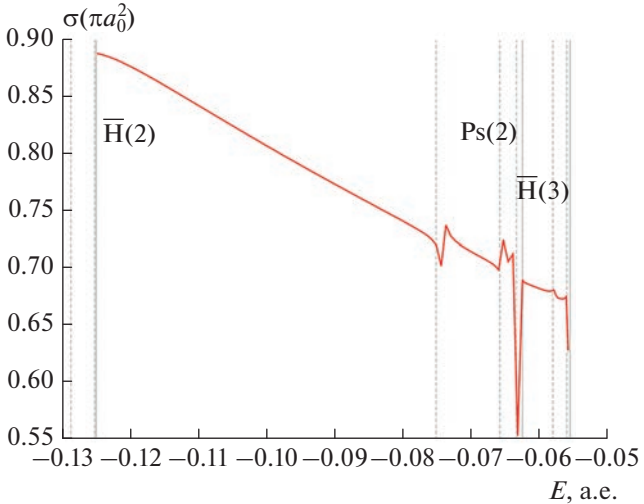


Рис. 2. Сечение образования антиводорода $\sigma_{\text{Ps}(1) \rightarrow \bar{\text{H}}(1)}^1$. Вертикальными штриховыми линиями показаны положения резонансов [26–29].

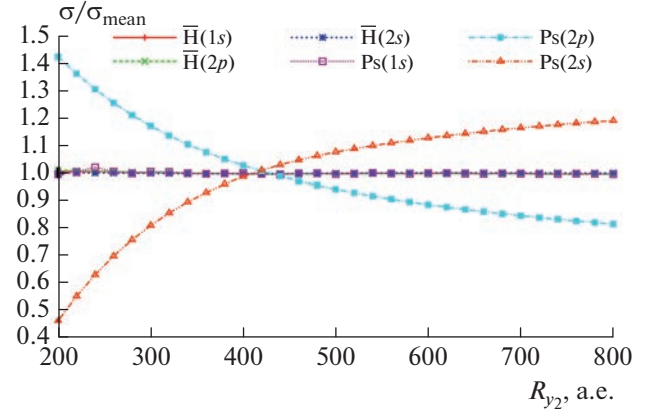


Рис. 3. Зависимость нормализованных на среднее значений сечений при энергии $E = -0.057$ а.е. от размера R_{y_2} счетной области по переменной y_2 . Начальный канал $\text{Ps}(2p)$, конечные каналы указаны в подписях к рисунку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, развит подход к расчетам сечений многоканального рассеяния в системе трех заряженных частиц, основанный на решении уравнений ФМ в представлении полного орбитального момента. Этот подход был апробирован нами и показал хорошие результаты в расчетах реакций в системе $e^+e^-\bar{p}$. Исследование этой системы представляет и самостоятельный интерес. В настоящий момент мы работаем над проблемой правильного учета дипольного взаимодействия в асимптотике компонент ФМ, что, как мы надеемся, позволит получать надежные результаты в более широком диапазоне энергий, включающем пороги более высоких возбужденных состояний атомов.

Исследования выполнены с использованием Ресурсного центра “Вычислительный центр СПбГУ” (<http://cc.spbu.ru>).

Работа В.А. Градусова и С.Л. Яковлева выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00109).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меркурьев С.П., Яковлев С.Л. // ТМФ. 1983. Т. 56. № 1. С. 60.
2. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
3. Яковлев С.Л. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 4. С. 260; Yakovlev S.L. // JETP Lett. 2022. V. 116. No. 4. P. 268.
4. Merkuriev S.P., Gignoux C., Laverne A. // Ann. Phys. 1976. V. 99. P. 30.
5. Kostrykin V.V., Kvitsinsky A.A., Merkuriev S.P. // Few-Body Syst. 1989. V. 6. P. 97.
6. Gradusov V.A., Roudnev V.A., Yarevsky E.A. et al. // Commun. Comput. Phys. 2021. V. 30. P. 255.
7. Testera G., Aghion S., Amsler C. et al. (AEGIS Collaboration) // Hyperfine Interact. 2015. V. 233. P. 13.
8. Perez P., Banerjee D., Biraben F. et al. // Hyperfine Interact. 2015. V. 233. P. 21.
9. Kadyrov A.S., Bray I., Charlton M. et al. // Nature Commun. 2017. V. 8. P. 1544.
10. Krasnicky D., Testera G., Zurlo N. // J. Physics B. 2019. V. 52. Art. No. 115202.
11. Гайлитис М., Дамбург Р. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 1644; Gailitis M., Damburg R. // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. P. 1107.
12. Merkuriev S.P. // Ann. Phys. 1980. V. 130. P. 395.
13. Gradusov V.A., Roudnev V.A., Yarevsky E.A. et al. // J. Physics B. 2019. V. 52. Art. No. 055202.
14. Яковлев С.Л., Панн З. // ТМФ. 2010. Т. 163. С. 314; Yakovlev S.L., Papp Z. // Theor. Math. Phys. 2010. V. 163. P. 666.
15. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
16. Биденхарн Л., Лаук Дж. Угловой момент в квантовой физике. Т. 1. М.: Мир, 1984.
17. Scrinzi A. // J. Physics B. 1996. V. 29. P. 6055.
18. <http://dlmf.nist.gov>.
19. Мессиа А. Квантовая механика. Т. 1. М.: Наука, 1978.
20. Schellingerhout N.W., Kok L.P., Bosveld G.D. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 5568.
21. Bialecki B., Fairweather G., Karageorghis A. // Numer. Algor. 2011. V. 56. P. 253.
22. Hu C.-Y. // J. Physics B. 1999. V. 32. P. 3077.
23. Gien T.T. // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1332.
24. Hu C.-Y., Caballero D., Hlousek Z. // J. Physics B. 2001. V. 34. P. 331.
25. Hu C.-Y., Caballero D. // J. Physics B. 2002. V. 35. P. 3879.
26. Ho Y.K., Yan Z.-C. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. Art. No. 032716.
27. Varga K., Mitroy J., Mezei J. Zs. et al. // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. Art. No. 044502.
28. Yu R.-M., Cheng Y.-J., Jiao L.-G. et al. // Chin. Phys. Lett. 2012. V. 29. Art. No. 053401.
29. Umair M., Jonsell S. // J. Physics B. 2014. V. 47. Art. No. 225001.
30. Gailitis M. // J. Physics B. 1976. V. 9. P. 843.

Theoretical study of antihydrogen formation reactions in the three body $e^+e^-\bar{p}$ system via Faddeev–Merkuriev equations in total orbital momentum representation

V. A. Gradusov^{a,*}, V. A. Roudnev^a, E. A. Yarevsky^a, S. L. Yakovlev^a

^a St. Petersburg State University, Department of Computational Physics, St Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: v.gradusov@spbu.ru

The results of calculations of low-energy reaction in the three body $e^+e^-\bar{p}$ system with the emphasis on the process of the antihydrogen formation from the ground and excited states of the positronium are presented. This reaction is important for some of the current antimatter experiments. The multi-channel scattering calculations are based on a new highly efficient method of solving the Faddeev–Merkuriev equations in total orbital momentum representation. We discuss the effects that originate from the long-range dipole interaction between the excited atom and the spectator particle.

УДК 539.17

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОНУКЛИДОВ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ

© 2023 г. В. И. Жеребчевский¹, *, И. Е. Алексеев², Н. А. Мальцев¹, В. В. Петров¹, Н. А. Прокофьев¹, Е. О. Землин¹, С. Ю. Торилов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

²Открытое акционерное общество “Радиевый институт имени В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Обсуждаются ядерные технологии для производства радиоактивных изотопов, причем основной акцент сделан на радионуклидах, применяемых в виде радиофармпрепаратов в новейшие методы диагностики и радионуклидной терапии онкологических заболеваний — тераностике. Рассматриваются новые мишенные материалы и ядерные реакции для получения этих радионуклидов. Приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований функций возбуждения реакций (p , xn) в диапазоне энергий 6–80 МэВ для ядерных систем средней группы масс с образованием радионуклидов: скандия, технеция, сурьмы, тербия. Перечисленные радионуклиды являются перспективными для их использования в методах ядерной медицины для диагностики, терапии и тераностики.

DOI: 10.31857/S0367676523702149, EDN: ZDISPS

ВВЕДЕНИЕ

Онкологические заболевания на рубеже конца двадцатого и начала нынешнего столетия начинают доминировать, по сравнению с другими болезнями. По данным всемирной организации здравоохранения количество умерших от рака в 2020 г. составило около 10 млн (почти каждый шестой случай смерти). Люди умирают в основном от рака: легких (~1.80 млн смертей — 18%), кишечника (~916000 смертей — 9.4%), печени (~830000 смертей — 8.3%), желудка (~769000 смертей — 7.7%) и онкологии груди (~685000 смертей — 6.9%) [1]. Также значительно возросло количество впервые заболевших от этого страшного недуга. На первом месте по заболеваемости стоит онкология груди (~2.26 млн заболевших — 11.7%), затем идет онкология легких (~2.21 млн заболевших — 11.4%), кишечника (~1.93 млн заболевших — 10.0%), предстательной железы (~1.41 млн заболевших — 7.3%), желудка (~1.09 млн заболевших — 5.6%) и рак печени (~906000 заболевших — 4.7%) [1]. Каждый год приблизительно у 400000 детей обнаруживают онкологические заболевания. Однако в 30–50% случаев возникновение таких заболеваний можно избежать, если минимизировать факторы риска и использовать разработанные стратегии профилактики, основанные на огромном массиве медицинских наблюдений и

данных. С другой стороны, страдания пациентов с разными видами онкологии можно не только облегчить, но и дать людям шанс на полное выздоровление, если диагностировать болезнь на ранних стадиях и назначить эффективное лечение [2].

В современной ядерной медицине большую часть клинической информации получают путем наблюдения за распределением радиофармпрепарата (радионуклид, включенный в состав фармацевтического препарата) в организме больного. Эти фармацевтические препараты представляют собой смесь биохимического агента и радионуклида, испускающего гамма-кванты или позитроны [3]. Визуализация с использованием радионуклидов, излучающих одиночные фотоны, позволяет получить как планарные, так и трехмерные изображения, если применяются методы однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ). С другой стороны, радиофармпрепараты, меченные радионуклидами, способными излучать позитроны, используются для позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ). Диагностика на основе совмещенных ПЭТ и компьютерной томографии (КТ) нашла широкое применение в онкологии: диагностика первичного опухолевого очага и оценка распространенности опухолевого процесса при злокачественных

новообразованиях различных локализаций, оценка эффективности противоопухолевого лечения, выявление очагов воспаления, и т.д., в неврологии: диагностика эпилепсии, паркинсонизма, деменций различной этиологии, в кардиологии: оценка кровоснабжения миокарда, диагностика ишемической болезни сердца, а также оценка эффективности хирургического и медикаментозного лечения заболеваний. В итоге, полученная диагностическая информация, отображает анатомические, функциональные и метаболические процессы в организме человека [3, 4].

Еще одной важной задачей методов ядерной медицины является адресная доставка радиофармпрепаратов к раковым клеткам для последующего безоперационного лечения опухолей — радионуклидная направленная терапия. Цель этого метода — увеличить внутриклеточное проникновение радиофармпрепарата в опухолевых образованиях без какого-либо вреда здоровым клеткам. В данном случае, основным условием является полное соответствие физических и химических характеристик радионуклида и молекулы, отвечающей за его адресную доставку, с клиническими характеристиками опухоли.

Сочетание радионуклидной визуализации с радионуклидной терапией в методе тераностики (терапия + диагностика) может дать отличный результат для эффективной ранней диагностики и лечения различных локализованных злокачественных опухолей и онкологических заболеваний с минимальными побочными эффектами [5]. Для этих целей разрабатываются технологии, производства радиофармпрепаратов со следующими свойствами: период полураспада радионуклида, входящего в состав радиофармпрепарата, должен быть близок к продолжительности медицинской процедуры, радионуклид должен испускать гамма-кванты преимущественно низких энергий (до 170 кэВ), а также испускать короткопробежные заряженные частицы. Радионуклид должен быть химически активен для включения в фармацевтический препарат без изменения его биологического поведения, радиофармпрепарат должен локализоваться только в соответствующей области, относительно быстро выводится из организма, должен быть прост в изготовлении, а также иметь низкую стоимость производства [3–5].

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ И РАДИОНУКЛИДЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ: ТЕРАНОСТИКА

В современной ядерной медицине практически 90% диагностических процедур проводится с использованием радионуклидов. В методах *in vitro* проводятся измерения содержания радиофармпрепаратов в отдельных биологических образцах,

либо применяют более сложный радиоиммунологический анализ. Последний, является довольно чувствительным методом диагностики для определения количества антигенов (аллергены, гормоны, ферменты, маркеры злокачественных новообразований и т.д.) в образцах биологических жидкостей организма. В этом методе рабочим радионуклидом является гамма-излучатель ^{125}I (в ряде случаев используют ^{131}I), однако могут быть использованы и бета-излучатели: ^3H , ^{14}C , ^{32}P . К методам *in vivo* причисляют неинвазивные способы визуализации органов и тканей, основанные на регистрации гамма-квантов, после введения пациенту соответствующего радиофармпрепарата. Как уже отмечалось, количество этого радиофармпрепарата должно быть таким, чтобы получить полную диагностическую информацию задолго до распада используемого короткоживущего радионуклида. При этом доза для пациента должна быть достаточно низкой, чтобы не оказывать на него вредного воздействия, с учетом скорости выведения из организма радионуклида вместе с молекулой-носителем [3, 4]. В диагностической практике широко используются методы ОФЭКТ и ПЭТ. Для методов ОФЭКТ чаще всего берут: радионуклид $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ($T_{1/2} = 360$ мин, энергия гамма-квантов 140.5 кэВ) и генератор (устройство, содержащее пару долгоживущего материнского и короткоживущего дочернего радионуклидов, можно выделять дочерний радионуклид, для его дальнейшего использования в ядерной медицине) $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$. Сегодня в мире более 80% диагностических процедур с использованием ОФЭКТ и различных гамма-камер проводится с применением технеция. Поэтому в данной работе будут подробно рассмотрены ядерные реакции для получения, как $^{99\text{m}}\text{Tc}$, так и его генераторной формы $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ с акцентом на ускорители заряженных частиц низких и средних энергий. Другие часто используемые в методах ОФЭКТ радионуклиды: ^{67}Ga , ^{111}In , ^{123}I , ^{131}I , ^{201}Tl . Одним из критериев для их выбора является энергия, испускаемых гамма-квантов, которая должна быть оптимальна для прохождения сквозь органы и ткани. Также энергия гамма-квантов должна лежать в диапазоне эффективности регистрации современных ОФЭКТ-сканеров и гамма-камер: от 80 до 170 кэВ. Что касается ПЭТ-диагностики, то становится возможным отследить распределение в организме биологически активных соединений, меченных позитрон-излучающими радионуклидами. Метод обладает очень высокой чувствительностью, а присутствие среди позитронных излучателей радионуклидов органических элементов: углерод, азот, кислород, позволяет использовать меченные этими радионуклидами разнообразные биологически активные соединения, содержащиеся в функциониру-

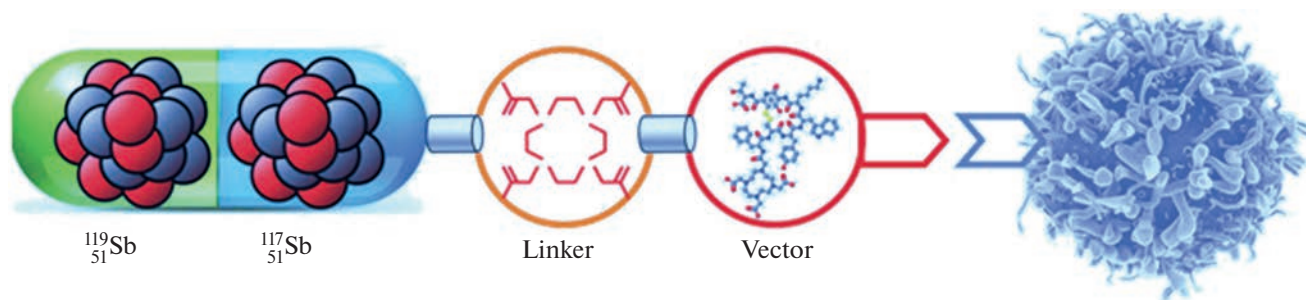


Рис. 1. Направленная доставка к раковой клетке радиофармпрепарата, содержащего диагностический и терапевтический радионуклиды.

ющем организме [6]. Обычно в методах ПЭТ применяется ^{18}F , а также хорошо зарекомендовавшие себя радионуклиды: ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O и относительно новые: ^{64}Cu , ^{86}Y , ^{124}I [7, 8]. Отдельно стоит упомянуть достаточно часто используемые генераторные системы: $^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$ и $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$. Одной из важнейших задач, при использовании ПЭТ-сканеров является повышение качества визуализации и улучшение пространственного разрешения всей томографической системы. На сегодняшний день пространственное разрешение таких систем при радионуклидной визуализации органов и тканей составляет порядка 1–3 мм. Поэтому необходимо активно применять современные ядерно-физические детекторные технологии для получения субмиллиметровых и микронных порядков разрешения ПЭТ систем. Для решения этих задач разрабатываются новые детекторные модули на основе быстрых сцинтилляторов и кремниевых фотоумножителей с реализацией методики “времени пролета” [7–9]. Также, многообещающим выглядит так называемый “гамма-ПЭТ” метод, в котором помимо двух аннигиляционных гамма-квантов (стандартный ПЭТ метод), регистрируется еще в совпадении гамма-квант (с энергией выше 1000 кэВ) с помощью специального спектрометра комптоновского излучения. Это позволяет осуществить 3D гамма-визуализацию исследуемых органов и опухолевых образований с высоким пространственным разрешением [10, 11]. Для реализации данного метода подходит, испускающий позитроны радионуклид ^{44}Sc , в схеме распада которого присутствуют и гамма-кванты с энергией 1157 кэВ. С другой стороны, этот радионуклид хорошо зарекомендовал себя в преclinical и клинических исследованиях для ПЭТ-визуализации и в методах тераностики [12–14]. Основные способы получения такого радионуклида – ядерная реакция $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$, либо генераторный метод $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$, будут рассмотрены подробнее в данной работе.

Следующим шагом на пути к победе над онкологическими заболеваниями становится объеди-

нение методов радионуклидной визуализации (ОФЭКТ либо ПЭТ) и направленной радионуклидной терапии в одну диагностическо-терапевтическую процедуру – тераностика [5, 15, 16]. Реализовать данный метод можно несколькими способами. Первый способ заключается в том, что к биологически активной молекуле-носителю прикрепляются два радионуклида: один служит для визуализации опухоли (например, ^{131}I для методов ОФЭКТ или ^{68}Ga для методов ПЭТ), а другой для терапии (например, изотоп ^{177}Lu , испускающий бета-частицы). Другой способ состоит в том, что для целей тераностики в биологическую молекулу-носитель можно включить один или несколько радиоактивных изотопов одного и того же элемента (см. рис. 1). Например, радионуклид ^{64}Cu имеет несколько каналов бета-распада и может испускать позитроны (среднее значение энергии – 278 кэВ), необходимые для ПЭТ диагностики, а также электроны (среднее значение энергии – 191 кэВ), которые можно использовать для лучевой терапии [17]. Необходимо отметить, что интенсивность испускания позитронов и электронов (число испущенных частиц на 100 распадов) достаточно небольшая: для позитронов интенсивность – 17.5, а для электронов интенсивность – 38.5 [18]. Поэтому предпочтительнее взять два или более радиоактивных изотопа (согласованные пары изотопов) одного и того же элемента, у которых интенсивность соответствующих излучений выше. Так, широкое применение в тераностике нашла пара радионуклидов: ^{123}I (для ОФЭКТ, энергия гамма-квантов – 159 кэВ, интенсивность 83.6) и ^{131}I (для бета-терапии, средняя энергия электронов – 182 кэВ, интенсивность 100.0). Перспективным для тераностики выглядит также пара радионуклидов: ^{86}Y (для ПЭТ, среднее значение энергии позитронов – 660 кэВ, интенсивность 32) и ^{90}Y (для бета-терапии, среднее значение энергии – 932.3 кэВ, интенсивность 100). В настоящее время для использования в методах тераностики разработан даже согласованный квартет радионуклидов, в

котором главную роль играют изотопы тербия [8, 19, 20]: ^{152}Tb (для ПЭТ [21], среднее значение энергии позитронов — 1140 кэВ, интенсивность 20.3), ^{155}Tb (для ОФЭКТ, однако подходящие для этих целей гамма-кванты с энергиями — 86.5 и 105.3 кэВ имеют довольно низкие интенсивности: 32.0 и 25.1, соответственно), ^{149}Tb (для альфа-терапии и тераностики [22, 23], энергия альфа-частиц — 3967 кэВ, интенсивность 16.7), ^{161}Tb (для бета-терапии [24] и ОФЭКТ диагностики [25], среднее значение энергии — 154.0 кэВ, интенсивность 101). Однако, включать в терапевтические методы радионуклиды испускающие альфа-частицы нежелательно из-за ядер отдачи, которые образуются при альфа-распаде и которые могут разрушить биологические молекулы носители. У радионуклидов бета-излучателей другая проблема: из-за сплошного бета спектра довольно трудно оценить дозовые нагрузки на пациента и оптимально спланировать лечение [5]. Поэтому для направленной терапии раковых образований перспективными становится радионуклиды, излучающие оже-электроны [5, 26]. Эти электроны обладают дискретным спектром с малой энергией (энергетический диапазон от 3 до 30 кэВ) и высоким значением величины линейной передачи энергии, что дает пробег в органах порядка десятка микрон, большой интенсивностью испускания (более 100 на 100 актов распада). Поэтому радионуклиды, испускающие оже-электроны, можно эффективно использовать для уничтожения небольших опухолей и микрометастаз при минимальном воздействии на здоровые органы. Для методов тераностики хорошо подойдет согласованный дублет радионуклидов сурьмы: ^{117}Sb (для ОФЭКТ, энергия гамма-квантов — 158.5 кэВ, интенсивность 85.9), ^{119}Sb (для оже-терапии, оже-электроны L-серии с энергией 2.95 кэВ, и электроны K-серии с энергией 21 кэВ с интенсивностью 147.1 и 11.9, соответственно) [5]. Присоединяя посредством специального химического агента (Linker) два радионуклида сурьмы к биологической векторной молекуле-носителю, получаем радиофармацевтический комплекс, который направленно попадает в раковую клетку, прикрепляясь к ее специфическим рецепторам, расположенным на мембране (см. рис. 1).

В итоге регистрация гамма-квантов радионуклида ^{117}Sb с помощью методов ОФЭКТ позволит с высоким разрешением визуализировать опухолевые образования и метастазы, а сопутствующие Оже-электроны радионуклида ^{119}Sb смогут обеспечить необходимую терапевтическую дозу для полного уничтожения раковых клеток.

ТЕХНОЛОГИИ И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА НОВЫХ РАДИОНУКЛИДОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ

В настоящее время большая часть радионуклидов для ОФЭКТ производится на ядерных реакторах. Ярким примером служит производство $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ генератора. Материнский радионуклид ^{99}Mo может нарабатываться либо в реакциях деления на высокообогащенных урановых мишенях (большой выход целевого радионуклида) или низкообогащенных урановых мишенях (простота изготовления, низкая стоимость), либо в реакциях захвата нейтронов молибденовыми мишенями (высокообогащенные мишени ^{98}Mo или природный Mo) [27]. У реакторного метода производства радионуклидов главным преимуществом является большой их выход и достаточно низкая стоимость произведенного продукта. Это обусловлено как значительной массой облучаемых мишеней, так и доступностью реакторов с высокой плотностью потока нейтронов. К недостаткам следует отнести определенное количество возможных ядерных реакций, ведущих к образованию нейтронно-избыточных радиоактивных ядер. Таким образом, одновременно с получением целевого радионуклида, в облученной мишени происходят другие ядерные реакции, приводящие к образованию радиоактивных примесей зачастую с большими периодами полураспада. Данный недостаток можно частично уменьшить за счет использования изотопнообогащенных мишеней, но при этом возникают сложности с изготовлением мишеней, что приводит к повышению стоимости производства целевого радионуклида. К недостаткам реакторного метода следует отнести также сложное радиохимическое производство и большое количество образующихся радиоактивных отходов [27]. Альтернатива реакторному способу производства радионуклидов заключается в использовании ускорителей заряженных частиц. Например, почти все короткоживущие и ультракороткоживущие радионуклиды, используемые в ПЭТ диагностике, производятся на циклотронах низких энергий в диапазоне от 10 до 30 МэВ и в основном в реакциях с ускоренными протонами с вылетом одного нейтрона в выходном канале: “мишень (p, n) целевой радионуклид”. Гораздо реже используются ядерные реакции с дейтронами и альфа-частицами: “мишень ($d, n + X$) целевой радионуклид”, “мишень ($\alpha, n + X$) целевой радионуклид”. Основные достоинства ускорительного метода заключаются в том, что можно нарабатывать широкий спектр радионуклидов с различными видами излучений, необходимых для биомедицинских исследований и терапии. На ускорителях частиц можно получать радионуклиды без носителя, т.е. без примесей стабильных

нуклидов того же химического элемента. При производстве радионуклидов стараются выбрать оптимальную ядерную реакцию и энергию пучка ускорителя, чтобы свести к минимуму образование долгоживущих (как в случае реакторных радионуклидов) радиоактивных примесей. Это делает процесс выделения целевого радионуклида и его очистки менее трудоемким. Также практически минимизированы проблемы удаления и захоронения радиоактивных отходов. К недостаткам этого метода следует отнести меньший выход радионуклидов (по сравнению с реакторным), сложности с изготовлением мишеней, особенно высокообогащенных. Еще одним продвинутым методом является производство радионуклидов для нужд ядерной медицины с помощью масс-сепараторных технологий. Суть данной технологии заключается в следующем: протоны высоких энергий (свыше 1 ГэВ), бомбардируя соответствующие мишени, вызывают реакции ядерного скалывания (spallation reactions) и далее целевые радионуклиды уже с помощью прецизионного масс-сепаратора осаждаются в соответствующем накопителе [28]. В качестве примера можно привести производство радионуклида ^{149}Tb (см. предыдущую главу), который может быть использован для терапии и диагностики онкологических заболеваний [22]. Данный радионуклид образуется в реакциях скалывания ядер танталовой мишени, взаимодействующей с высокоэнергетичными протонами (~ 1.4 ГэВ) на установке комплекса MEDICIS в CERN [28]. Далее происходит масс-сепарация соответствующих ионов, которые затем имплантируются в твердую матрицу Al, Zn или слой NaCl, нанесенный на подложку из благородных металлов. Затем этот имплантированный слой может быть растворен для дальнейшего производства радиофармпрепаратов. К основным достоинствам метода следует отнести очень высокую чистоту целевого радионуклида, радиоактивные примеси, в ряде случаев, могут практически отсутствовать. К основным недостаткам метода относят довольно низкий выход нарабатываемого радионуклида и высокую стоимость его изготовления. В настоящее время в Европейском союзе действует соответствующая программа по созданию радионуклидов для нужд ядерной медицины — проект PRISMAP — PRoduction of high purity Isotopes by mass Separation for Medical Application, объединивший в консорциум ключевые европейские установки интенсивных источников нейтронов, установки масс-сепарации изотопов, мощные ускорители и циклотроны, с ведущими биомедицинскими исследовательскими институтами и больницами [29]. Проект включает производство широкого спектра медицинских радионуклидов: ^{44}Sc , ^{47}Sc , ^{64}Cu , ^{67}Cu , ^{111}Ag , ^{135}La , ^{153}Sm , ^{149}Tb , ^{152}Tb , ^{155}Tb , ^{161}Tb , ^{165}Er , ^{169}Er , ^{175}Yb , ^{211}At , ^{213}Bi , ^{225}Ac , которые используют-

ся для диагностики и лечения различных патологий и заболеваний [29].

При выборе радионуклидов для терапии и диагностики руководствуются следующими критериями: 1) реальная востребованность данного радиофармпрепарата медицинским сообществом или заметный потенциальный интерес к нему; 2) достаточно высокий выход целевого радионуклида, возможность нарабатывать его в больших количествах с минимумом побочных долгоживущих радиоактивных примесей, при относительно низкой стоимости производства. Этот критерий подразумевает детальное исследование функций возбуждения ядерных реакций и выбор оптимальных параметров пучка, схемы облучения и материала мишени (преимущественное использование дешевых материалов). К материалу мишени предъявляют особые требования: а) материал мишени и контейнера не должен разрушаться в результате ядерных реакций, б) нельзя использовать горючие вещества, в) не должно быть химических реакций в мишени, г) должна обеспечиваться требуемая изотопная чистота мишени, д) материал мишени должен быть таким, чтобы потом можно было извлечь радиохимическими методами максимальное количество нарабатанного вещества, е) материал должен быть доступен на рынке и иметь относительно низкую стоимость [5, 30]. Стремление наработать в мишени большое количество целевого радионуклида приводит к необходимости устранить такие факторы как: а) сильный нагрев мишени, б) разрушение подложки мишени при использовании тонких фольг, в) потери стартового сырья и ухудшение его качества при последующей регенерации изотопных мишеней, г) высокая трудоемкость работы с мишенями [5, 30]. Поэтому огромное внимание уделяется разработке и созданию многокомпонентных мишенных комплексов, способных работать с большими интенсивностями и энергиями пучков заряженных частиц. В представленной работе использовался мишенный узел, специально сконструированный для работы с высокоинтенсивными пучками протонов, дейтронов, альфа-частиц низких и средних энергий [5, 30]. Отличительная особенность данного мишенного комплекса состоит в том, что при работе с указанными пучками высокой интенсивности, с мишени можно снимать тепловую мощность до $600 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Это достигается благодаря разработанной инновационной системе водного и газового охлаждения мишеней, их подложки и мишенных контейнеров [5, 30]. Экспериментальные исследования в этом направлении проводились на пучках циклотрона МГЦ-20 АО “Радиевый институт им. В.Г. Хлопина” как с мониторными фольгами, так и с различными мишенями. Использовались мишени с естественным содержанием элементов: Al, Ag, Cd, Ti, Cu, Fe, Sn а так-

же высокообогащенные мишени: ^{117}Sn , ^{119}Sn и мониторинговые фольги из нержавеющей стали разного состава. В ходе экспериментов снималась значительная тепловая мощность (до $600 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$) с мишеней, причем температура нагрева на них не превышала $+40^\circ\text{C}$. Результаты измерений показали, что данный мишенный комплекс может использоваться как на коммерческих медицинских циклотронах низких энергий: 10–30 МэВ, так и на циклотронах средних энергий: 30–80 МэВ [5, 30]. Поэтому, анализируя представленную информацию по диагностическим и терапевтическим радионуклидам для ядерной медицины и исходя из текущих экспериментальных и производственных возможностей, в данной работе было предложено детально изучить функции возбуждения ядерных реакций для получения: ^{44}Sc , ^{119}Sb , ^{117}Sb , ^{161}Tb , и радионуклидных генераторов: $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$.

Радионуклид ^{44}Sc можно производить в ядерных реакциях с протонами низких энергий (до 18 МэВ): $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ на высокообогащенных мишенях карбоната или оксида ^{44}Ca [31], или реакция на протонах больших энергий ($E_p > 25 \text{ МэВ}$) и скандиевой мишени: $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$ для создания генератора $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$ [32]. В работе [31] были получены экспериментальные значения функции возбуждения в диапазоне энергий примерно от 4 до 18 МэВ, причем наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с модельными расчетами в области максимума и в области спада функции возбуждения. Однако теоретическое описание данной функции в области малых энергий (от 5 до 8 МэВ) оставляет желать лучшего.

Также, может использоваться реакция с дейтронами с энергией 16 МэВ: $^{44}\text{Ca}(d, 2n)$ для производства радионуклидного генератора: $^{44\text{m}}\text{Sc}/^{44}\text{Sc}$ [33].

В работе были детально исследованы функции возбуждения реакций: $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ и $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$.

Стоит отметить, что использование различных теоретических подходов, включенных в код Talys, может дать хорошее согласие полученных модельных сечений с экспериментальными данными [34] в области малых энергий (до 20 МэВ), на подъеме функции возбуждения. Однако результаты моделирования для области максимумов функции возбуждения не всегда однозначно могут описать экспериментальную зависимость для медицинских радионуклидов диапазона средней и более тяжелой группы масс [34–36] даже с помощью подходящего выбора специальных параметров. В данной работе делается попытка описать область максимума, используя каналы и механизмы ядерных реакций с определенным набором таких параметров.

Как показано на рис. 2, для реакции $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ при энергиях протонов выше

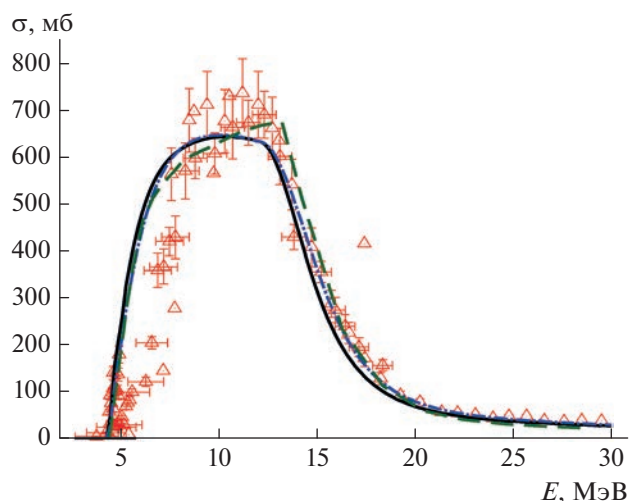


Рис. 2. Функция возбуждения $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$. Сплошная черная кривая — Talys с параметрами по умолчанию, синяя штрихпунктирная кривая — Talys с модифицированными параметрами, зеленая штриховая кривая — Precs. Точки — экспериментальные данные из EXFOR [40].

8 МэВ, имеет место хорошее совпадение экспериментальных данных с модельными расчетами. При описании реакции в PRECO-2006 использовался потенциал Конинга-Делароша [37] и параметры, отвечающие систематике Калбах для предравновесных реакций [38]. Похожий результат был получен и для расчетов, выполненных в программе Talys [39]. При этом расчеты с параметрами по умолчанию базируются на потенциале, который аналогичен потенциалу, используемому в PRECO. Следует отметить, что при использовании в PRECO параметра одночастичной плотности уровней ниже систематического, наблюдается лучшее согласие с экспериментальными данными для энергий выше 15 МэВ. Полученный результат хорошо согласуется с допустимыми отклонениями в систематике.

В области энергий ниже 8 МэВ, наблюдается систематическое завышение сечения по сравнению с экспериментальными данными [41–43], однако хорошо воспроизводятся данные вблизи порога [44]. Поскольку форма функции возбуждения в данной области энергий в значительной степени определяется энергетической зависимостью сечения образования компаунд ядра, которое, в свою очередь, зависит от потенциала взаимодействия во входном канале, целесообразно провести вычисления с другими, доступными в программе Talys, потенциалами. Удовлетворительные результаты при описании экспериментальных данных получаются при применении модели потенциала Jeukenne–Lejeune–Mahaux (JLM), но, в основном, в области энергий выше 13 МэВ. Систематическое завышение сечения

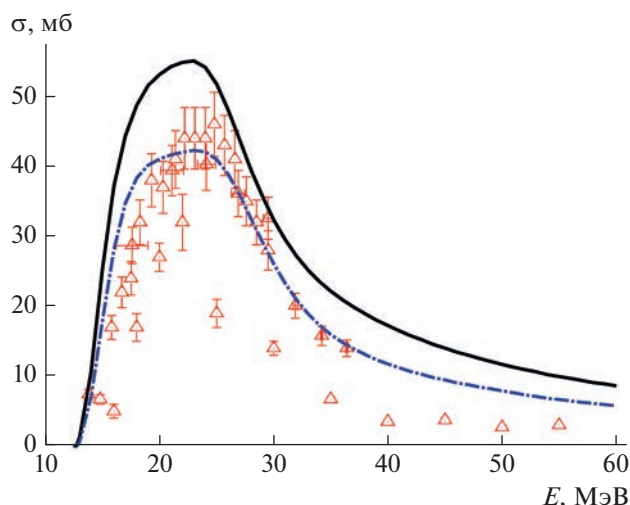


Рис. 3. Функция возбуждения $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$. Сплошная черная кривая — расчеты Talys с параметрами по умолчанию, синяя штрихпунктирная кривая — расчеты Talys с модифицированными параметрами. Точки — экспериментальные данные из EXFOR [40].

при низких энергиях сохраняется. В работе [45], аналогичный результат был получен с применением уникального оптического потенциала, взятого из анализа упругого рассеяния, что указывает на правильный учет коэффициентов проницаемости для нуклонов. Таким образом, поведение функции возбуждения в области низких энергий может указывать либо на значительную погрешность в экспериментальных данных, либо на сильное подавление реакции в области энергий ниже 8 МэВ, где детальный анализ угловых распределений оказывается недоступен. Учитывая возможность получения ^{44}Sc на медицинских циклотронах с протонами низких энергий, представляет интерес дополнительно изучить функцию возбуждения этой реакции при энергиях вблизи порога.

Рассмотрим теперь другой процесс, в котором получение ^{44}Sc строится на создании радионуклидного генератора: $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$ в реакции: $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$. На рис. 3 представлена функция возбуждения этой реакции. Черная кривая расчет Talys с параметрами по умолчанию. Хорошо видно, что полученные результаты для сечений, практически не согласуются с экспериментальными данными. Результат удастся улучшить, применив потенциал JLM и задав параметр, определяющий одночастичную плотность уровней, $K = 13$ МэВ (по умолчанию $K = 15$ МэВ). При этом потенциал взаимодействия сказывается, в основном, на поведении функции возбуждения в области энергий до 17 МэВ (где сечение растет). Реализовав подстройку параметра K , в допустимых пределах, удастся описать также и спад сечения.

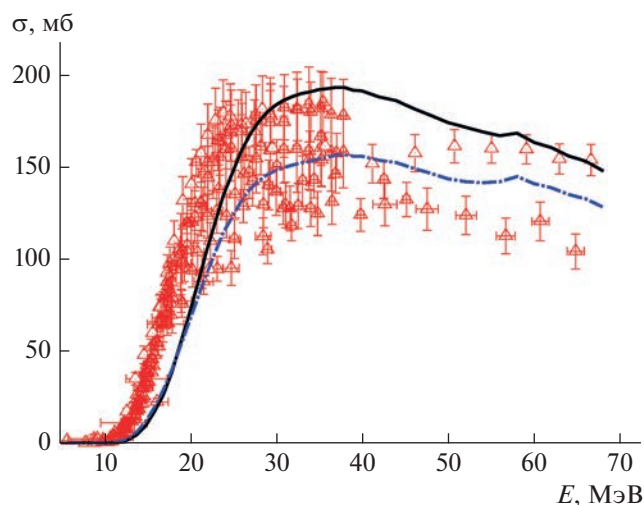


Рис. 4. Функция возбуждения $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$. Сплошная черная кривая — расчеты Talys с параметрами по умолчанию, синяя штрихпунктирная кривая — расчеты Talys с модифицированными параметрами. Точки — экспериментальные данные из EXFOR [40].

Перейдем к более тяжелым ядерным системам и рассмотрим ядерные реакции для получения широко используемого в методах ядерной медицины радионуклида ^{99m}Tc . Начнем с ядерной реакции: $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$ для получения генератора: $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$. На рис. 4 показана функция возбуждения этой реакции, где черная сплошная кривая — расчет в программе Talys с параметрами по умолчанию. Синяя штрихпунктирная кривая получена подстройкой параметров rv , av , Wd оптического потенциала Конинга–Делароша (в рамках допустимых используемой систематикой) и заданием параметра K равным 13 МэВ. Оба результата занижают сечение при низких энергиях (приблизительно до 20 МэВ). В области больших энергий отсутствие достаточного количества экспериментальных данных (наблюдается значительный разброс в сечениях, полученных экспериментально) не дает однозначно определить параметры расчетной модели. Сравнение функций выхода для данной реакции, полученных на основе расчетных данных с соответствующей функцией, найденной на основе аппроксимации отобранных экспериментальных данных [46], приведено на рис. 5. Отмечается, что в области низких энергий зависимость функции выхода от энергии налетающих протонов отражает указанный выше результат, в уменьшении значений соответствующих сечений. Начиная с энергии приблизительно 30 МэВ, аппроксимированные данные по сечениям, практически совпадают с рассчитанными в Talys (с модифицированными параметрами). При этом величины сечений с параметрами по умолчанию оказываются завышены. В итоге, мож-

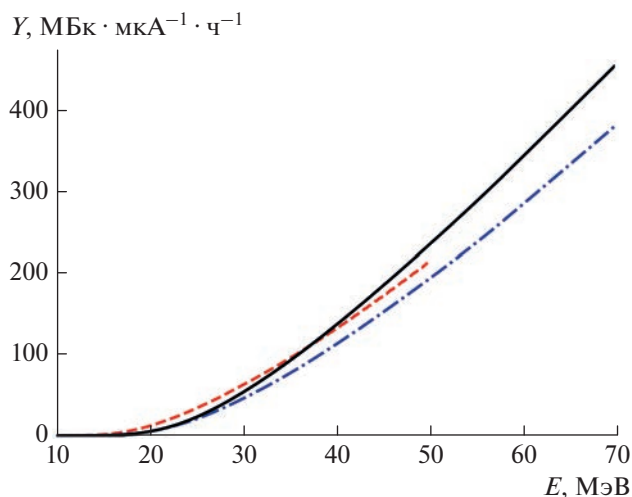


Рис. 5. Выход реакции $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$. Сплошная черная кривая — расчет на основе функции возбуждения, полученной в Talys с параметрами по умолчанию; синяя штрихпунктирная кривая — расчет на основе функции возбуждения, полученной в Talys с модифицированными параметрами. Красная штриховая кривая — выход реакции, вычисленный на основе аппроксимации экспериментальной функции возбуждения [46].

но предположить, что выход реакции в области энергий выше 50 МэВ заключен в области, ограниченной черной сплошной и синей штрихпунктирной кривыми. Таким образом, эти результаты можно использовать в прикладных работах по производству $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ на циклотронах средних энергий: от 40 до 80 МэВ, даже в условиях ограниченного набора экспериментальных данных в указанной области энергий.

Особый интерес представляет анализ низкоэнергетической части функции возбуждения для реакции $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$. На рис. 6 представлено сравнение имеющихся экспериментальных данных с теоретическими расчетами для энергий ниже 30 МэВ.

Для исследования канала реакции с вылетом дейтронов в выходных состояниях: $^{100}\text{Mo}(p, d)^{99}\text{Mo}$, был использован подход, позволяющий в рамках феноменологического описания предравновесных реакций, учитывать вклад прямых процессов [47]. С другой стороны, для изучения канала реакции: $^{100}\text{Mo}(p, pn)^{99}\text{Mo}$, был использован гибридный подход с моделью Ивинга–Вайскопфа [48]. Как видно из рис. 6, вклад канала $^{100}\text{Mo}(p, d)^{99}\text{Mo}$ важен на всем рассмотренном участке энергий. Тем не менее, для энергий ниже 20 МэВ, наблюдается систематическое занижение сечений, полученных с использованием данного теоретического подхода. Это может быть обусловлено недостаточно корректным учетом прямого вклада от процессов подхвата или неверным учетом коэффициен-

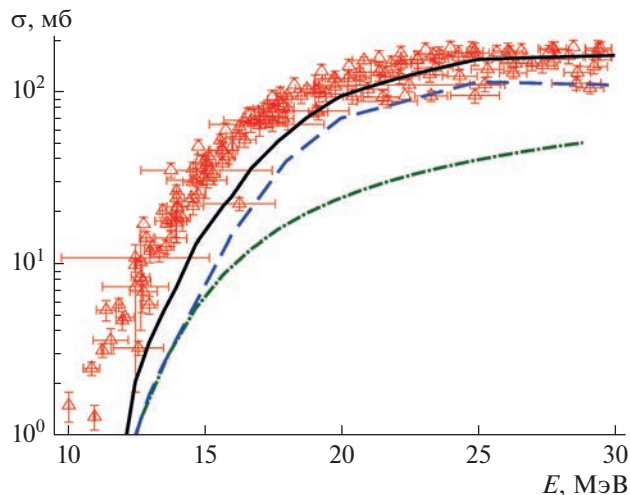


Рис. 6. Сравнение модельных функций возбуждения для каналов $^{100}\text{Mo}(p, pn)^{99}\text{Mo}$ (синяя штриховая кривая) и $^{100}\text{Mo}(p, d)^{99}\text{Mo}$ (зеленая штрихпунктирная кривая) с экспериментальными значениями [40] для малых энергий. Черная кривая — сумма каналов.

тов проницаемости в рамках оптической модели. Однако, было показано, что для прикладных работ по производству радионуклида ^{99}Mo , при оценке функции выхода в области малых энергий, могут быть использованы данные, полученные в результате аппроксимации полиномами [49].

В работе также был проведен анализ реакции по прямому получению медицинского радионуклида: ^{99m}Tc . На рис. 7 показана функция возбуждения для реакции: $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$, где черная сплошная кривая представляет собой расчет, выполненный в программе Talys с параметрами по умолчанию. Синяя штрихпунктирная кривая получена с потенциалом JLM. Применение этого потенциала приводит к удовлетворительному описанию поведения функции возбуждения в области ее спада. В то же время, область максимума, которая получается из моделирования функции возбуждения, проходит по нижней границе экспериментальных данных. Это может свидетельствовать о недостаточном полном учете дополнительных механизмов данной реакции и довольно сложной ее динамике в данном энергетическом диапазоне.

Далее рассмотрим реакции с ядрами тяжелой группы масс. На рис. 8 приведены результаты исследований ядерной реакции взаимодействия дейтронов с мишенями ^{160}Gd с образованием радионуклидов ^{161}Tb в выходных каналах. На рис. 8а показаны расчеты с параметрами по умолчанию. Хорошо видно, что в формировании максимума функции возбуждения доминирует канал срыва нейтрона. На рис. 8б представлены расчеты, полу-

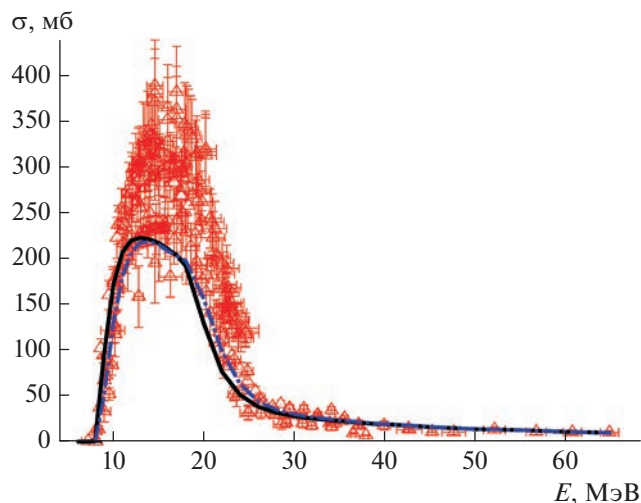


Рис. 7. Функция возбуждения $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$. Сплошная черная кривая — расчеты Talys с параметрами по умолчанию, синяя штрихпунктирная кривая — расчеты Talys с модифицированными параметрами. Точки — экспериментальные данные из EXFOR [40].

ченные подстройкой масштабирующего множителя, отвечающего за реакцию развала с вылетом протона: (d, p) и изменением масштабирующего множителя для реакции срыва протона: (d, n) . Эти результаты указывают на необходимость учитывать прямые процессы [50] и могут быть применены для описания ядерных реакций с образованием других радионуклидов среднего и тяжелого массового диапазона с энергиями налетающих дейтронов до 200 МэВ [51]. Стоит отметить, что

оценка прямых вкладов усложняется еще и большей неопределенностью в потенциале взаимодействия дейтрона с ядром по сравнению с нуклон-ядерным потенциалом. Однако, из-за малого количества экспериментальных данных, в рамках модельных расчетов не удастся однозначно описать область энергий выше 15 МэВ. С другой стороны, довольно высокое значение максимума функции возбуждения с образованием ^{161}Tb в реакции с дейтронным каналом, открывает перспективы для ее использования в промышленном производстве изотопов на медицинских и коммерческих циклотронах низких энергий. При этом важно понимать, что наличие нескольких открытых каналов протекания данной реакции может пагубно отразиться на чистоте нарабатываемого материала, способствуя образованию примесных радиоактивных изотопов других элементов.

Для прикладных работ с целью производства радионуклидов сурьмы, используемых в методах терапии, на основании полученных ранее авторами экспериментальных данных для функций возбуждения реакций: $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$ [5] были построены функции выхода из толстой мишени. Результаты представлены на рис. 9 и рис. 10, соответственно.

Анализ полученных распределений показывает, что в области энергий от 5 до 12 МэВ модельные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными для обеих реакций. Для реакции $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ полученные теоретические данные практически полностью совпадают с экспериментальными данными, в указанном энерге-

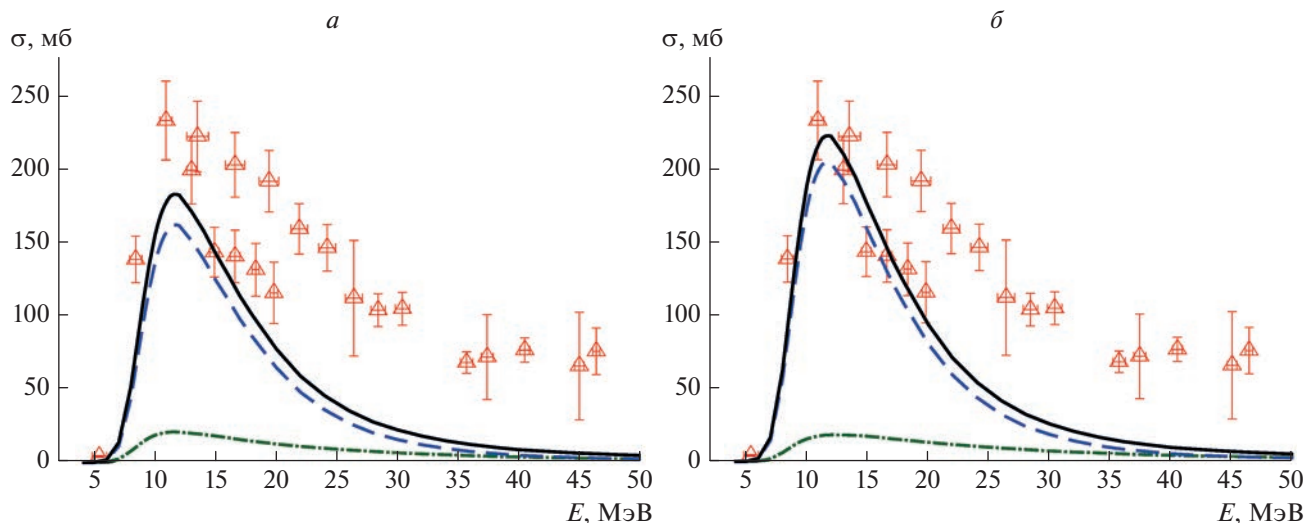


Рис. 8. Функции возбуждения реакции: $^{160}\text{Gd}(d, x)^{161}\text{Tb}$. Черные кривые и синие штриховые кривые — расчет Talys вклада $^{160}\text{Gd}(d, p)^{161}\text{Gd}$, зеленые штрихпунктирные кривые — расчет Talys вклада $^{160}\text{Gd}(d, n)^{161}\text{Tb}$, точки — экспериментальные данные из EXFOR [40]: Talys с параметрами по умолчанию (а), Talys с модифицированными параметрами (б).

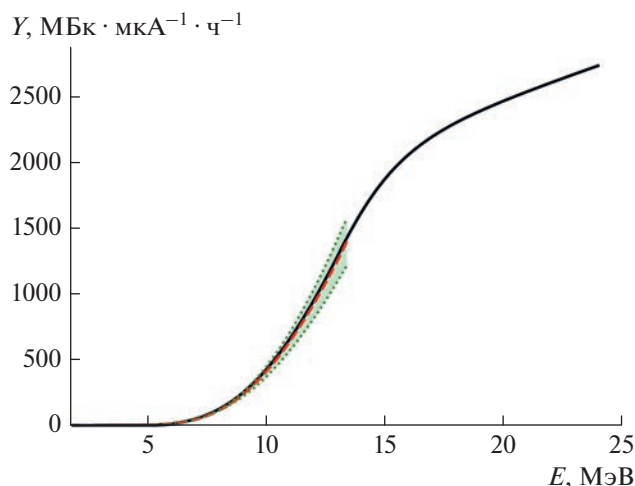


Рис. 9. Выход реакции $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$. Сплошная черная кривая — расчет на основе функции возбуждения, полученной в Talys с параметрами по умолчанию. Красная штриховая кривая — выход реакции, вычисленный на основе аппроксимации экспериментальной функции возбуждения [5]. Зеленая область показывает неопределенность функции выхода, которая обусловлена ошибками и разбросом экспериментальных данных, использованных для аппроксимации.

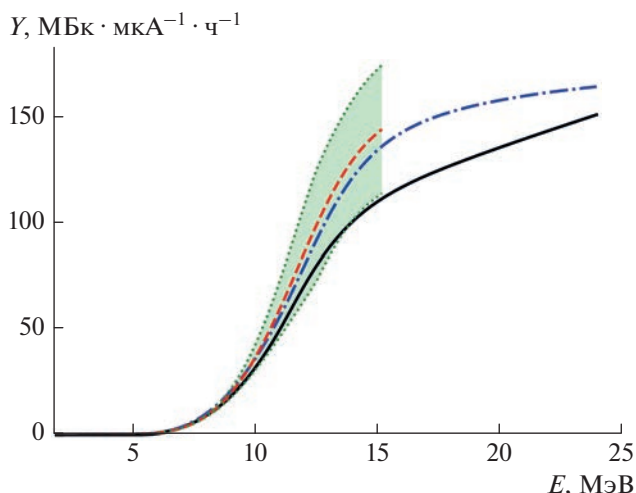


Рис. 10. Выход реакции $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$. Сплошная черная кривая — расчет на основе функции возбуждения, полученной в Talys с параметрами по умолчанию. Синяя штрихпунктирная кривая — расчет на основе функции возбуждения, полученной в Talys с модифицированными параметрами. Красная штриховая кривая — выход реакции, вычисленный на основе аппроксимации экспериментальной функции возбуждения [5]. Зеленая область показывает неопределенность функции выхода, которая обусловлена ошибками и разбросом экспериментальных данных, использованных для аппроксимации.

тическом диапазоне. Это дает основания для использования представленных расчетов в производственных процессах по наработке радионуклидов ^{117}Sb в реакциях с протонами больших энергий, где экспериментальные данные на сегодняшний день отсутствуют.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрены ядерные технологии, а также ядерные реакции для получения радионуклидов, применяемых в ядерной медицине. Рассмотрены новые мишенные комплексы и описаны новые мишенные материалы с целью производства радиоактивных изотопов, являющихся важной составной частью радиофармпрепаратов, используемых в новейших методах радионуклидной диагностики и терапии онкологических заболеваний. Проанализированы результаты экспериментальных и теоретических исследований функций возбуждения реакций (p, xn) в диапазоне энергий 6–80 МэВ для ядерных систем средней группы масс, с образованием радионуклидов: скандия, технеция, сурьмы, тербия, перспективных для использования в методах прецизионной визуализации опухолевых образований, направленной радионуклидной терапии и комбинированных методов лечения рака — тераностике. Показано, что экспериментальные исследования функции возбуждения ряда ядерных реакций для производства указанных радионуклидов, имеют недостаточное количество данных. Особенно это

хорошо заметно для диапазона энергий, бомбардирующих мишень заряженных частиц, находящегося в районе максимумов функции возбуждения соответствующей реакции. Поэтому нами были изучены ядерные реакции с протонами и дейтронами следующего типа: (p, n) , $(p, 2n)$, (p, d) , (p, pn) , $(p, d + pn)$, (d, n) , (d, p) . Всесторонний анализ с использованием теоретических моделей для исследования функций возбуждения ядерных реакций: $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$, $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$, $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$, $^{160}\text{Gd}(d, x)^{161}\text{Tb}$, $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$, $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$ ответил на ряд вопросов о механизмах протекания этих реакций и описал поведение функций возбуждения в области максимума. При этом расчеты также поставили ряд интересных вопросов относительно динамики протекания таких реакций для их дальнейшего изучения, как с применением новых теоретических алгоритмов, так и для постановки новых экспериментов.

Важное прикладное значение имеют полученные в работе выходы целевого радионуклида из толстой мишени в реакциях с образованием широко используемого в методах ОФКТ радионуклида ^{99m}Tc (а также его генераторной формы $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$) и перспективных для методов тераностики радионуклидов ^{117}Sb , ^{119}Sb . По этим оценкам наработанной активности можно сделать вывод о перспективности наработки таких радио-

нуклидов, как ^{99m}Tc , на ускорителях протонов в диапазоне энергий 40–80 МэВ, а радионуклидов сурьмы на малогабаритных циклотронах с энергиями до 15 МэВ, с покрытием имеющихся потребностей медицинских учреждений в соответствующих радиофармпрепаратах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00295). Авторы выражают отдельную благодарность сотрудникам циклотрона МГЦ-20 АО “Радиевый институт им. В.Г. Хлопина” за возможность проведения экспериментальных исследований в рамках данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/cancer>.
2. Жеребчевский В.И. // СПбГУ. 2020. № 6(3926). С. 29.
3. Sharp P.F., Gemmell H.G., Murray A.D. Practical nuclear medicine. 3rd ed. London: Springer-Verlag, 2005. 382 p.
4. Volterrani D., Erba P.A., Carrió I. et al. Nuclear medicine: methodology and clinical applications. V. 1. Springer, 2019. 1331 p.
5. Жеребчевский В.И., Алексеев И.Е., Лазарева Т.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1452; Zhrebchevsky V.I., Alekseev I.E., Lazareva T.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1128.
6. Zhrebchevsky V., Alekseev I., Krymov E. et al. // Proc. LXX Intern. Conf. “NUCLEUS-2020” (Saint-Petersburg, 2020). P. 9.
7. Zhrebchevsky V., Alekseev I., Lazareva T. et al. // Proc. LXXI Intern. Conf. “NUCLEUS-2021” (Saint Petersburg, 2021). P. 13.
8. Zhrebchevsky V., Alekseev I., Feofilov G. et al. // Proc. LXXII Intern. Conf. “NUCLEUS-2022” (Moscow, 2022). P. 33.
9. Conti M., Bendriem B. // Clin. Transl. Imaging. 2019. V. 7. P. 139.
10. Lang C., Habs D., Parodi K., Thirolf P.G. // JINST. 2014. V. 9. Art. No. P01008.
11. Gallego Manzano L., Abaline J.M., Acounis S. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 912. P. 329.
12. Rosar F., Buchholz H.-G., Michels S. et al. // EJNMMI Phys. 2020. V. 7. Art. No. 16.
13. Rosar F., Bohnenberger H., Moon E.S. et al. // Appl. Radiat. Isot. 2021. V. 170. Art. No. 109599.
14. Khawar A., Eppard E., Sinnes J.P. et al. // Clin. Nucl. Med. 2018. V. 43. P. 486.
15. Langbein T., Weber W.A., Eiber M. // J. Nucl. Med. 2019. V. 60. No. 9 (Suppl. 2). P. 13S.
16. Yordanova A., Eppard E., Kürpig S. et al. // Onco. Targets Ther. 2017. V. 10. P. 4821.
17. Ferrari C., Niccoli Asabella A., Villano C. et al. // BioMed Res. Int. 2015. V. 2015. Art. No. 129764.
18. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat>.
19. <https://indico.cern.ch/event/689358/book-of-abstracts.pdf>.
20. Müller C., Zhernosekov K., Köster U. et al. // J. Nucl. Med. 2012. V. 53. No. 12. P. 1951.
21. Baum R.P., Singh A., Benešová M. et al. // Dalton Trans. 2017. V. 46. P. 14638.
22. Müller C., Vermeulen C., Köster U. et al. // EJNMMI Radiopharm. Chem. 2016. V. 1. Art. No. 5.
23. Umbricht C.A., Köster U., Bernhardt P. et al. // Sci. Reports. 2019. V. 9. Art. No. 17800.
24. Borgna F., Haller S., Rodriguez J.M.M. et al. // Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging. 2022. V. 49. P. 1113.
25. Baum R.P., Singh A., Kulkarni H.R. et al. // J. Nucl. Med. 2021. V. 62. No. 10. P. 1391.
26. Gómez-Tejedor G.G., Fuss M.C. Radiation damage in biomolecular systems. Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2012. 524 p.
27. The supply of medical radioisotopes: review of potential molybdenum-99/technetium-99m production technologies. Report OECD Nuclear Energy Agency, 2010.
28. Martinez Palenzuela Y., Barozier V., Chevallay E. et al. // Front. Med. 2021. V. 8. Art. No. 689281.
29. <https://www.prismap.eu/about/project>.
30. Жеребчевский В.И., Алексеев И.Е., Гриднев К.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 975; Zhrebchevsky V.I., Alekseev I.E., Gridnev K.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 888.
31. van der Meulen N.P., Hasler R., Talip Z. et al. // Molecules. 2020. V. 25. Art. No. 4706.
32. Filosofov D.V., Loktionova N.S., Rösch F. // Radiochim. Acta. 2010. V. 98. No. 3. P. 149.
33. Alliot C., Kerdjoudj R., Michel N. et al. // Nucl. Med. Biol. 2015. V. 42. No. 6. P. 524.
34. Guertin A., Nigron E., Sitarz M. et al. // Proc. 15th Intern. Conf. NRM. V. 1. (Varenna, 2018). P. 355.
35. Pupillo G., Mou L., Martini P. et al. // Proc. 15th Intern. Conf. NRM. V. 1. (Varenna, 2018). P. 341.
36. Fontana A., Calzaferri S., Canton L. et al. // Proc. 15th Intern. Conf. NRM. V. 1. (Varenna, 2018). P. 349.
37. Koning A.J., Delaroche J.P. // Nucl. Phys. A. 2003. P. 231.
38. Kalbach C. // J. Physics G. 1999. V. 25. P. 75.
39. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. Int. Conf. ND 2007. (Nice, 2007). P. 211.
40. Otuka N., Dupont E., Semkova V. et al. // Nucl. Data Sheets. 2014. V. 120. P. 272.
41. De Waal T.J., Peisach M., Pretorius R. // J. Inorg. Nucl. Chem. 1971. V. 33. P. 2783.
42. Krajewski S., Cydzik I., Abbas K. et al. // Radiochim. Acta. 2013. V. 101. P. 333.
43. Carzaniga T.S., Auger M., Braccini S. et al. // Appl. Radiat. Isot. 2017. V. 129. P. 96.
44. Sevier M.E., Mitchell L.W., Anderson M.R. et al. // Aust. J. Phys. 1983. V. 36. P. 463.
45. Liang H., Han Y., Shen Q. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2011. V. 269. P. 597.
46. <https://www-nds.iaea.org/medical>.
47. Kalbach C. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. No. 034606.
48. Blann M. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 213. P. 570.
49. Qaim S.M., Sudár S., Scholten B. et al. // Appl. Radiat. Isot. 2014. V. 85. P. 101.

50. *Tárkányi F., Hermanne A., Takács S. et al. // J. Radio-analyt. Nucl. Chem.* 2013. V. 298. P. 1385.
51. *Avrigeanu M., Rochman D., Koning A.J. et al. // Eur. Phys. J. A.* 2022. V. 58. Art. No. 3.

Modern technologies to produce radionuclides for nuclear medicine

**V. I. Zherebchevsky^{a, *}, I. E. Alekseev^b, N. A. Maltsev^a, V. V. Petrov^a,
N. A. Prokofiev^a, E. O. Zemlin^a, S. Yu. Torilov^a**

^a *Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia*

^b *Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, Russia*

**e-mail: v.zhrebchevsky@spbu.ru*

We discussed nuclear technologies to produce radioactive isotopes, with a focus on radionuclides used as radiopharmaceuticals in novel methods of cancer diagnosis and radionuclide therapy—theranostics. New target materials and nuclear reactions to produce these radionuclides were considered. The experimental and theoretical results of excitation functions of reactions (p, xn) studies in energy range 6–80 MeV for medium mass nuclear systems to produce radionuclides: scandium, technetium, antimony, terbium are presented. These radionuclides are promising for their use in nuclear medicine methods for diagnostics, therapy and theranostics.

УДК 539.17.012

АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S -ФАКТОР В МОДЕЛИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ

© 2023 г. С. Ю. Торилов¹, *, Н. А. Мальцев¹, В. И. Жеребчевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: s.torilov@spbu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Выполнен анализ астрофизического S -фактора для слияния легких ядер, имеющих важное значение в реакциях звездного нуклеосинтеза, в рамках модели с прямоугольным потенциалом. Данная модель позволила получить хорошее описание экспериментальных данных в подбарьерной области энергий для известных на сегодняшний день реакций слияния четно-четных ядер с массовым числом в диапазоне $12 \leq A \leq 28$. Получены функциональные зависимости для систематики параметров потенциала.

DOI: 10.31857/S0367676523702150, EDN: ZDJLDG

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы появилось большое число экспериментальных работ, посвященных исследованию реакций слияния при энергиях ниже кулоновского барьера [1]. Особый интерес к таким работам возникает в силу их важности для анализа процессов звездного нуклеосинтеза, изучения формирования сверхтяжелых элементов и экзотических состояний ядерной материи. Для описания наблюдаемых функций возбуждения в реакциях слияния (РС), был предложен ряд подходов, опирающихся как на феноменологические модели [2], так и на различные приближения в рамках потенциальной модели. В простейшем случае, сечение для РС можно оценить, задав граничное условие для волновой функции и введя некоторое значение радиуса, при котором происходит полное поглощение. Учет связанных каналов в этом случае, позволяет эффективнее описать сечение РС в широком диапазоне масс и энергий [3]. Преимуществом такого подхода является отсутствие мнимого потенциала, что существенно снижает количество параметров модели. С другой стороны, остается некоторый произвол в выборе действительной части потенциала [4, 5]. Неопределенность, возникающую в этом случае, можно снизить, если учитывать известные резонансы в изучаемой системе [6]. Подходы, связанные с применением потенциалов на основе свертки [7] и унифицированных потенциалов [8], позволяют сократить число параметров, однако такой подход затруднителен для мнимой части потенциала.

Интересным способом, позволяющим учесть реальный и мнимый потенциалы при небольшом числе параметров, является применение простейшего варианта потенциала — прямоугольной ямы, причем радиусы мнимой и реальной части совпадают. Это была одна из первых моделей, с помощью которой анализировались РС, важные для астрофизических целей [9]. В работе [10], посвященной вопросу обоснованности применения такой модели, рассматривался ряд возникающих в процессе описания сечения РС артефактов и был сделан вывод о допустимости такого описания. Одним из главных следствий такой модели является наличие ко́ра — реальная часть потенциала берется со знаком плюс [11], так что данный тип потенциала получил обозначение “мелкий”. В то же время, в работе [10] было отмечено, что такое поведение потенциала не обусловлено проявлением его микроскопической природы (например, запретом Паули).

Мы рассмотрели вопрос о систематике параметров модели с прямоугольным потенциалом, которая была использована для описания подбарьерного слияния ядер. До сих пор данный подход применялся к одиночным ядрам, не позволяя получить зависимость параметров потенциала от заряда и массовых чисел участвующих в реакции ядер. В настоящей работе был проведен анализ РС между бесспиновыми ядрами, играющими важную роль в процессах звездного нуклеосинтеза, при энергиях ниже кулоновского барьера, в массовом диапазоне $A = 12–28$.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ФОРМАЛИЗМ

Вычисления проводили в рамках формализма, предложенного в работе [12], для прямоугольной ямы радиуса R и потенциала с реальной и мнимой частью $(V + iW)$.

Коэффициент проницаемости для парциальной волны l , в данном случае, можно записать в виде:

$$T_l = \frac{4P_l \text{Im}(f_l)}{(1 - S_l \text{Re}(f_l) + P_l \text{Im}(f_l))^2 + (P_l \text{Re}(f_l) + S_l \text{Im}(f_l))^2}. \quad (1)$$

Функции P_l и S_l определяются через регулярные и нерегулярные кулоновские волновые функции F_l и G_l :

$$P_l = \frac{kR}{F_l^2 + G_l^2}, \quad (2)$$

$$S_l = kR \frac{F_l F_l' + G_l G_l'}{F_l^2 + G_l^2}, \quad (3)$$

где волновой вектор свободной частицы $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$. Волновой вектор внутри ямы можно записать в виде:

$$K = \sqrt{2\mu(E - V + iW)/\hbar^2}. \quad (4)$$

Здесь μ — приведенная масса, E — энергия в системе центра масс, V — реальная часть потенциала, а W — мнимая, f_l — комплексная логарифмическая производная волновой функции в области потенциальной ямы. Как указано в [10], такую волновую функцию можно считать пропорциональной $\exp(-iKr)$. Выполненное нами сравнение данного приближения с волновой функцией, полученной при численном решении уравнения Шредингера с рассматриваемым потенциалом, описанным с помощью сплайнов [13], показало корректность выбранного подхода. В этом случае логарифмическую производную на границе потенциала можно записать в виде $f_l = i/KR$.

Для оценки сечения РС имеем [10]:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l w_l (2l+1) T_l. \quad (5)$$

Множитель $w_l = 1 + (-1)^l$ применяется для случая слияния идентичных ядер.

Используя полученные формулы, можно вычислить величины астрофизического S -фактора:

$$S(E) = E \sigma_{fus}(E) \exp(2\pi\eta(E)), \quad (6)$$

где $\eta(E)$ — параметр Зоммерфельда, $\eta(E) = Z_p Z_t e^2 / (\hbar v)$ для заданных зарядов, мишени Z_t , пучка Z_p и их относительной скорости v .

Поскольку предполагалось рассматривать только энергии ниже кулоновского барьера, удобно провести соответствующую нормировку E/V_C при сравнении теоретических результатов с

экспериментом. Величина кулоновского барьера полагалась равной:

$$V_C = \frac{Z_t Z_p e^2}{1.36(A_t^{1/3} + A_p^{1/3}) + 0.5}, \quad (7)$$

где A_t, A_p — массовые числа ядер мишени и пучка.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассматривались процессы слияния комбинаций ядер: ^{12}C , $^{16}, ^{18}\text{O}$, ^{20}Ne , ^{24}Mg , $^{28}, ^{30}\text{Si}$. Экспериментальные данные были взяты из базы EXFOR [14]. Параметры потенциала R, V, W определялись минимизацией величины χ^2 , которая, в свою очередь, характеризует расхождение между теоретически вычисленными по формуле (6) величинами S -фактора и его экспериментальными значениями. Подгонка при этом была ограничена областью энергий ниже кулоновского барьера. Сравнение полученного астрофизического S -фактора с экспериментальными данными показано на рис. 1. Как можно видеть, во всем рассмотренном диапазоне масс и энергий существует такой набор параметров R, V, W , который позволяет удовлетворительно описать зависимость S -фактора от энергии. Тем не менее, имеет место неопределенность для всех параметров, поскольку небольшие изменения их величин не приводят к существенному изменению получаемого S -фактора и, кроме того, было бы неверно требовать идеального описания экспериментальных данных в рамках такой простой модели.

Следует особо отметить возможность описания обнаруженного недавно явления подавления сечения при малых энергиях по сравнению с расчетами на основе оптических потенциалов [15, 16]. Как указано в работе [15], подавление приводит к наличию, при некоторой энергии, максимума значения астрофизического S -фактора, и далее, для более низких энергий, предполагается его плавное падение. В численных экспериментах подобное поведение S -фактора для прямоугольной потенциальной ямы в области рассматриваемых ядер оказывается невоспроизводимо. Однако можно описать существование локального максимума для S -фактора, с наличием локального минимума при меньших энергиях

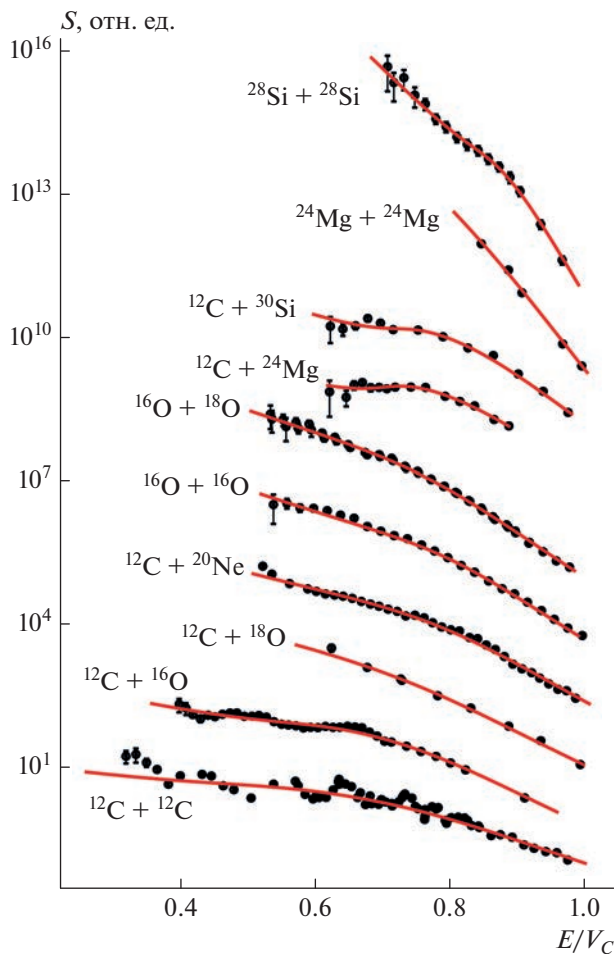


Рис. 1. Зависимость астрофизического S -фактора от энергии, нормированной на высоту кулоновского барьера. Точки — экспериментальные результаты [14]. Сплошная линия — данные подгонки.

и плавным ростом S -фактора при стремлении энергии к нулю. На рис. 1 такое поведение функций возбуждения (наличие локального максимума) можно наблюдать для реакций $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$ и $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$.

Особый интерес представляет возможная систематика полученных параметров, приведенная на рис. 2.

Для всех рассмотренных реакций наблюдается повышенное значение радиуса канала реакции (рис. 2а). Зависимость полученного параметра от величины $A_t^{1/3} + A_p^{1/3}$ может быть приближенно представлена линейной функцией с величиной параметра наклона 1.35 ± 0.22 фм и сдвигом 0.92 ± 1.12 фм, что хорошо согласуется со значением кулоновского радиуса в таких системах. С другой стороны, согласно работе [10], повышенное значение радиуса обусловлено наличием скачка потенциала и является артефактом модели. Это, в силу ра-

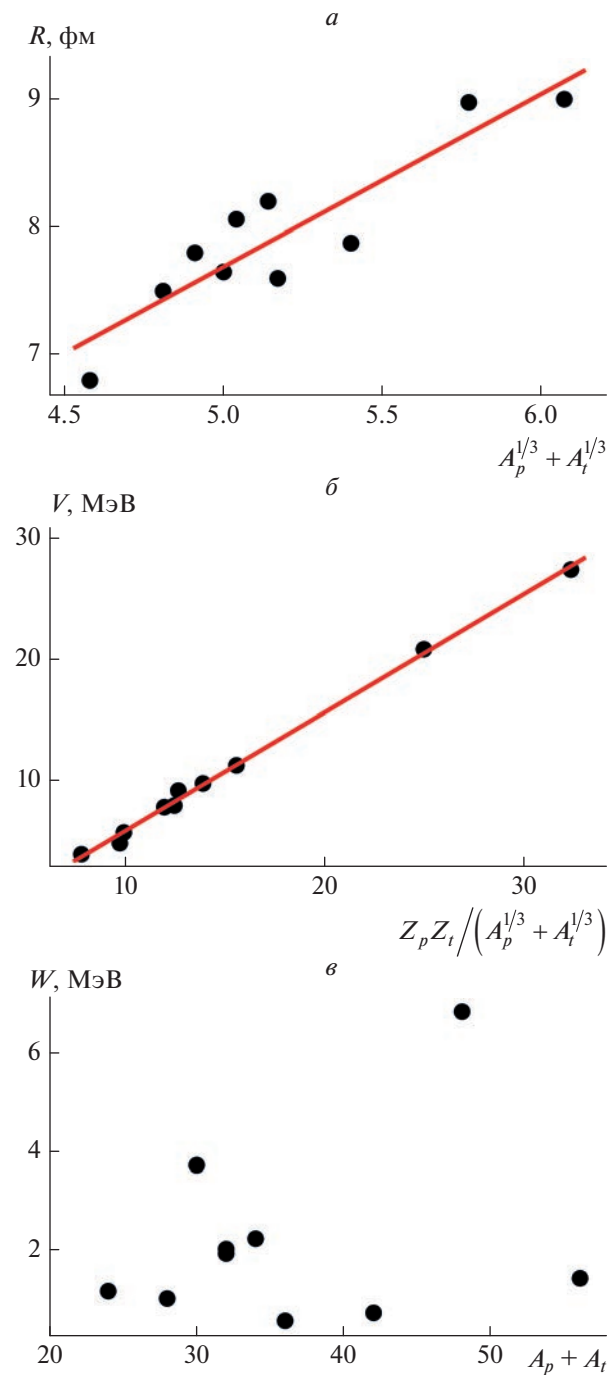


Рис. 2. Полученные в работе параметры потенциала. Точки — значения подгонки, сплошная линия — аппроксимация линейной функцией (см. пояснения в тексте): а — зависимость радиуса R от величины $A_t^{1/3} + A_p^{1/3}$; б — зависимость действительной части потенциала V от величины $Z_t Z_p / (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$; в — зависимость мнимой части потенциала W от массы компонд-ядра.

венства радиусов действительной и мнимой части потенциала, приводит к увеличению поглощения на больших расстояниях по сравнению с потенциалом Вудса—Саксона. Учет данного эффекта может помочь объяснить значительный разброс в величинах астрофизического S -фактора для систем рассмотренного массового диапазона.

Как показано на рис. 2б, действительная часть потенциала определяется, в основном, кулоновским вкладом, и имеет хорошо проявляющуюся линейную зависимость от величины $Z_t Z_p / (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$, что приводит к возникновению отталкивающего ко-ра. Параметр наклона полученной зависимости составляет 0.98 ± 0.02 МэВ, параметр сдвига $-4.0 \pm \pm 0.3$ МэВ. Наблюдаемый небольшой отрицательный вклад оказывается почти постоянным для всех рассмотренных в работе ядер.

В то же время, для глубины мнимой части потенциала (рис. 2в), наблюдается достаточно широкий разброс величин, не демонстрирующий какой-либо строгой систематической зависимости. Как видно из рис. 2в, для тяжелых ядер встречаются малые значения мнимого потенциала, в то время как для легких ядер, в среднем, наблюдается рост, пропорциональный массе компаунд-ядра. Следует отметить, что в ряде случаев удавалось добиться удовлетворительного описания величины S -фактора при нулевой глубине мнимого потенциала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрено применение модели прямоугольной потенциальной ямы для определения астрофизического S -фактора реакции слияния легких бесспиновых ядер, важных, с точки зрения описания процессов, протекающих в звездах. Получено хорошее описание S -фактора для всех рассмотренных ядер при энергиях ниже кулоновского барьера. Показано, что величина действительной части потенциала является линейной функцией величины $Z_t Z_p / (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$, а

величина радиуса линейно изменяется с радиусом канала реакции $A_t^{1/3} + A_p^{1/3}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00295).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jiang C.L., Back B.B., Rehm K.E. et al. // Eur. Phys. J. A. 2021. V. 57. Art. No. 235.
2. Jiang C.L. // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. Art. No. 72.
3. Hagino K., Rowley N., Kruppa A.T. // Comput. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
4. Ториллов С.Ю., Мальцев Н.А., Жеребчевский В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 710; Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zhrebchevsky V.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 548.
5. Ториллов С.Ю., Мальцев Н.А., Жеребчевский В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1166; Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zhrebchevsky V.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 966.
6. Ториллов С.Ю., Мальцев Н.А., Жеребчевский В.И. // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53. № 2. С. 358; Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zhrebchevsky V.I. et al. // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. No. 2. P. 403.
7. Kocak G., Karakoc M., Boztosun I., Balantekin A.B. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. Art. No. 024615.
8. Chamon L.C., Carlson B.V., Gasques L.R. // Comput. Phys. Commun. 2021. V. 267. P. 108061.
9. Michaud G., Fowler W.A. // Phys. Rev. C. 1970. V. 2. P. 2041.
10. Ogura R., Hagino K., Bertulani C.A. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 065808.
11. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1975. V. 13. P. 69.
12. Michaud G., Scherk L., Vogt E. // Phys. Rev. C. 1970. V. 1. P. 864.
13. Salvat F., Fernández-Varea J.M. // Comput. Phys. Commun. 2019. V. 240. P. 165.
14. <https://www-nds.iaea.org/exfor>.
15. Gasques L.R., Brown E.F., Chieffi A. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. No. 035802.
16. Montagnoli G., Stefanini A.M., Jiang C.L. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. Art. No. 044608.

Astrophysical S -factor in a square-well potential model

S. Yu. Torilov^a, *, N. A. Maltsev^a, V. I. Zhrebchevsky^a

^a St. Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: s.torilov@spbu.ru

The astrophysical S -factor for the fusion of light nuclei, important for stellar nucleosynthesis reactions was analyzed within the framework of a model with a square-well potential. Using this model, one can obtain a good description of the experimental data in the sub-barrier energy region for the even-even nuclei fusion reactions in a mass number range of $12 \leq A \leq 28$. Also, the functional dependencies for the systematics of potential parameters were obtained.

УДК 551.51

АЗИМУТАЛЬНОЕ СКАНИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ В ПОТОКЕ МЮОНОВ

© 2023 г. С. С. Тимаков¹, *, А. А. Петрухин¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Россия, Москва

*E-mail: SSTimakov@mephi.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Рассмотрен новый подход к анализу интенсивности потока мюонов с различных азимутальных направлений, позволяющий обнаруживать волны в атмосфере от масштабных атмосферных явлений (фронты, грозовые ячейки).

DOI: 10.31857/S0367676523701909, EDN: OTCLCN

ВВЕДЕНИЕ

Поток мюонов в атмосфере зависит от ее состояния (давления, температуры, влажности). Это открывает путь исследования атмосферных параметров путем измерения характеристик потока мюонов [1]. Но наибольший интерес вызывают исследования связи изменений потока мюонов с мощными атмосферными процессами (грозы, ураганы, торнадо и т.п.). Цель таких исследований — поиск возможных предвестников опасных явлений для их раннего обнаружения.

Такие исследования существенно расширились после создания первых мюонных годоскопов [2, 3] и разработки метода мюонографии [4]. В результате были получены зависимости пространственно-угловых характеристик потока мюонов от параметров атмосферных процессов [5]. Проведенное сопоставление данных мюонного годоскопа УРАГАН с данными доплеровского метеорадара (ДМРЛ-С) выявило хорошее согласие областей грозовой активности и понижения потока мюонов [6].

Однако эти исследования проводились с уже произошедшими явлениями и их результаты не могли быть предвестниками таких событий. По-видимому, единственным способом получения ранней информации о приближающихся опасных процессах является регистрация вызываемых ими волн в атмосфере, которые модулируют поток мюонов и соответственно могут быть зарегистрированы. В настоящей работе для достижения этой цели используются данные мюонного годоскопа УРАГАН в виде зенитно-азимутальных матриц 90×90 по θ и ϕ с шагом $\Delta\theta = 1^\circ$ и $\Delta\phi = 4^\circ$ [7], где каждая ячейка соответствует своим диапа-

зонам зенитного и азимутального углов прилета мюонов, а значения в ячейке — числу частиц, зарегистрированных за минуту. Для анализа таких матриц разработан новый подход.

АЗИМУТАЛЬНОЕ СКАНИРОВАНИЕ

Новый способ анализа данных мюонных годоскопов включает в себя вейвлет-анализ интенсивности потока мюонов с выделенных направлений в диапазоне зенитных и азимутальных углов:

$$\theta_d = [0, \theta_{\text{const}}], \quad \phi_d = [\phi_0, \phi_0 + \Delta\phi], [\phi_0 + \pi, \phi_0 + \Delta\phi + \pi], \quad (1)$$

где θ_{const} — верхняя граница зенитных углов прилета мюонов, которые будут отбираться для дальнейшего анализа; ϕ_0 — выбранное азимутальное направление; $\Delta\phi$ — интервал, в котором осуществляется интегрирование по азимутальному углу. Таким образом, из всей полусферы прилета мюонов выделяется полоса в пространстве углов, которая может вращаться по азимутальному углу. Для этой полосы вычисляется частота регистрации мюонов. Если в атмосфере присутствует волна с достаточно большой амплитудой, она смещает слой генерации мюонов на высотах около 15–20 км, что вызывает изменения в потоке мюонов, наиболее хорошо заметные в том случае, если все мюоны в потоке были отобраны с направлений, проходящих через одну и ту же фазу этой волны.

Допустим, что волна идет в направлении Восток–Запад ($\phi_w = 90^\circ, 270^\circ$). Тогда колебание суммарного потока мюонов с азимутальных направлений $\phi_d = [178^\circ, 182^\circ], [358^\circ, 2^\circ]$ будет про-

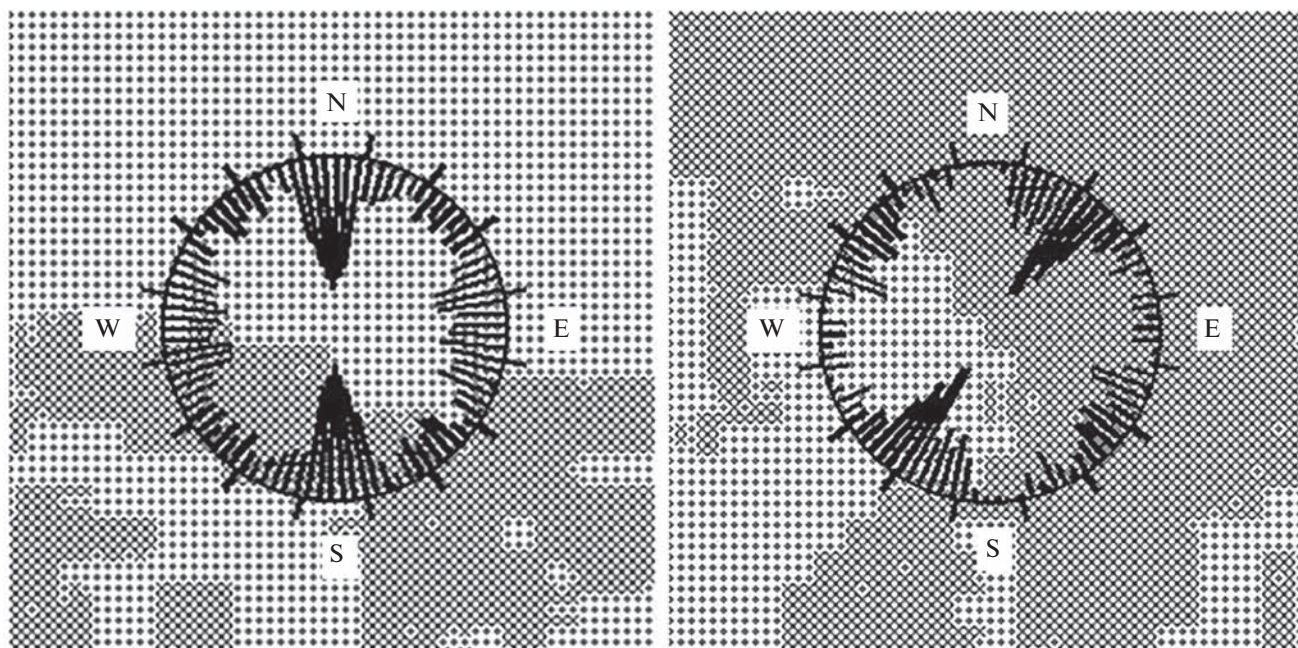


Рис. 1. Величина коэффициентов вейвлет-разложения для азимутального сканирования на схематических картах облачности вблизи Москвы. Темная область обозначает наблюдаемые со спутника облака, диаметр окружности около 300 км, Москва расположена в центре. Слева: для 2 мая 2021 0:45, справа: для 3 мая 2021 7:30. Время дано в формате UTC.

являться одинаково для отобранных направлений. Таким образом, получается некоторый “радар”, эффективно регистрирующий волны, которые идут в направлении, перпендикулярном той плоскости, в которой мы отбираем мюоны. Этот “радар” может применяться для поиска волн, которые могли бы служить предвестниками различных погодных явлений.

На практике это выглядит следующим образом. Имеются зенитно-азимутальные матрицы для каждой минуты в интервале наблюдения. В заранее выбранном интервале времени, с заданным шагом вычисляется частота регистрации мюонов для всех ячеек, попавших в диапазон (1). Это продлевается со всеми азимутальными направлениями в диапазоне $\phi_0 = [0, 360]$. Таким образом, получается 90 временных рядов интенсивности, соответствующих 90 направлениям для каждого угла по азимуту с шагом в 4 градуса.

Затем эти ряды подвергаются вейвлет-анализу, в них ищутся волны и всплески с периодами от 1 до 8 ч путем вычисления коэффициентов вейвлет-преобразования. Для этого используется комплексный вейвлет Морли [8]:

$$\Psi_{ab} = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right); \quad a, b \in \mathbb{R}; \quad a \neq 0, \quad (2)$$

$$\psi(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\alpha}\right) \exp(i2\pi t),$$

где b — смещение вейвлета на временном ряду; a — масштабный коэффициент. Коэффициенты вейвлет-разложения для выбранного направления вычисляются по формуле:

$$W_{ab} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \Psi_{ab}^*(t) dt. \quad (3)$$

Таким образом, для каждого рассматриваемого момента времени всего имеется 90 значений коэффициентов вейвлет-разложения. Конкретный диапазон величины этих коэффициентов зависит от параметров разложения, однако на промежутке времени в несколько дней их можно разделить на несколько групп: самые маленькие порождены флуктуациями потока, тогда как большие вызваны прохождением атмосферных волн. Настройка на волны определенного периода происходит путем задания масштабного коэффициента. Поиск волн с периодами меньше 1 ч сильно затруднен из-за разброса частоты регистрации мюонов, верхняя граница устанавливается произвольно.

Весь этот комплекс действий представляет собой азимутальное сканирование атмосферы. Для удобства, для каждого момента времени значения коэффициентов вейвлет-разложения можно изображать на снимках со спутников и сравнивать с погодной обстановкой рядом с Москвой. Поскольку установка УРАГАН состоит из 3 независимых друг от друга супермодулей, каждый из ко-

торых является самостоятельной установкой, мы можем проверять результаты сканирования, полученные для каждого супермодуля, что позволяет исключать сомнительные события и значительно снижает фон.

Рассмотренный подход был применен для анализа экспериментальных данных. В период с 1 по 4 мая 2021 г. над Европой находился циклон. Его сопровождали отчетливые атмосферные фронты, которые проходили через Москву. Это хорошо видно на спутниковых снимках из открытых источников, а также из архива погоды метеорологической службы Германии [9, 10].

В ночь 2 мая теплый фронт наступал на Москву с юга. Это отразилось в результатах азимутального сканирования: на протяжении нескольких часов с южного направления обнаруживается ярко выделенный отклик, изображенный на рис. 1 (слева). Значения коэффициентов вейвлет-разложения для каждого направления изображены в виде палочек, нанесенных с внутренней стороны окружности к ее центру. Коэффициенты получены для периода около 2 ч. Отметим, что наравне с югом наблюдается аналогичный сигнал с севера. Это ограничение нового подхода — мы обнаруживаем волну в экспериментальных данных интенсивности потока мюонов, но мы не можем определить, с какого направления движется исходная атмосферная волна, которая вызвала наблюдаемое изменение: с севера на юг, или с юга на север.

Рассмотрим второй фронт. Утром 3 мая холодный фронт наступает на Москву с юго-западного направления. Оттуда же наблюдается отклик азимутального сканирования для периода около 2 ч (рис. 1 справа).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный подход к анализу данных наиболее чувствителен к атмосферным фронтам (особенно теплым) и иным крупным нестационарным атмосферным явлениям. Характер отклика в подавляющем большинстве случаев длится не дольше рассматриваемого диапазона периодов: если была обнаружена волна с периодом 2 ч, то она регистрируется на протяжении этого же

промежутка времени. Это может указывать на то, что отклик вызван отличающимися характеристиками атмосферы (температура, давление) перед фронтом и за ним, которые и влияют на высоту слоя генерации мюонов.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWU-2023-0068, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дмитриева А.Н., Астапов И.И., Ковыляева А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 625; *Dmitrieva A.N., Astapov I.I., Kovylyayeva A.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 558.
2. *Барбашина Н.С., Коккоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1072; *Barbashina N.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 7. P. 1044.
3. *Борог В.В., Гвоздев А.В., Дронов В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. атм. и океана. 1999. Т. 35. № 1. С. 24; *Borog V.V., Gvozdev A.V., Dronov V.V.* // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 1999. V. 35. No. 1. P. 18.
4. *Барбашина Н.С., Борог В.В., Дмитриева А.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1069; *Barbashina N.S., Borog V.V., Dmitrieva A.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 7. P. 1041.
5. *Михайленко А.С., Ампилов Н.В., Барбашина Н.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 877; *Mikhaylenko A.S., Ampilov N.V., Barbashina N.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 6. P. 827.
6. *Барбашина Н.С., Астапов И.И., Белякова Т.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 250; *N. S. Barbashina N.S., Astapov I.I., Belyakova T.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 230.
7. *Шутенко В.В., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 714; *Shutenko V.V., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 660.
8. *Астафьева Н.М.* // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145; *Astaf'eva N.M.* // Phys. Usp. 1996. V. 29. No. 11. P. 1085.
9. https://www1.wetter3.de/archiv_dwd_en.html.
10. <https://weather.us/satellite/russia-west/satellite-hd-15min/20210503-0645z.html>.

Azimuthal scanning of the atmosphere in a muon flux

S. S. Timakov^{a, *}, A. A. Petrukhin^a

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

^{*}*e-mail: SSTimakov@mephi.ru*

A new approach to the analysis of the intensity of the muon flux from different azimuthal directions is considered, which makes it possible to detect waves in the atmosphere from large-scale atmospheric phenomena (fronts, thunderstorm cells).