

УДК 539.17, 539.142, 539.143

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ${}^6, {}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ И ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$

© 2019 г. Ю. Г. Соболев<sup>1, \*</sup>, Ю. Э. Пенионжкевич<sup>1, 2</sup>, В. А. Маслов<sup>1</sup>, М. А. Науменко<sup>1</sup>,  
В. В. Самарин<sup>1, 3</sup>, И. Сивачек<sup>1, 4</sup>, С. С. Стукалов<sup>1</sup>

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

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

<sup>3</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области  
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

<sup>4</sup>Институт ядерной физики Чешской академии наук, Ржеж, Чехия

\*E-mail: sobolev@jinr.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.

После доработки 15.10.2018 г.

Принята к публикации 19.11.2018 г.

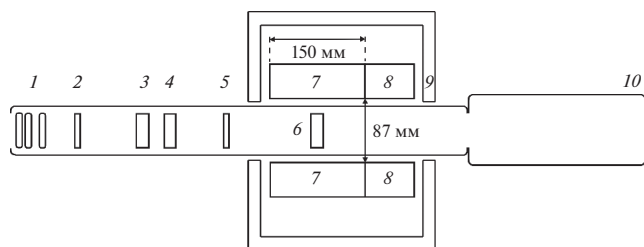
В работе измерены полные сечения реакций  ${}^6, {}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  в диапазоне энергии пучка  $12\text{--}39 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$  методом трансмиссии с регистрацией мгновенного нейтронного и гамма-излучения спектрометром с шестью сцинтилляционными детекторами. Для анализа экспериментальных данных применена методика, учитывающая экспериментальные значения эффективности регистрации гамма-излучения различной множественности и кратности срабатывания детекторов спектрометра. Проведено сравнение с данными, полученными ранее в других работах. Значения полного сечения реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  при энергии около  $20 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$  оказались близкими к значениям полного сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ . В диапазоне  $12\text{--}16 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$  полное сечение реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  существенно выше полного сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ .

DOI: 10.1134/S0367676519040264

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение ядерных реакций с участием нейтронно-избыточных слабосвязанных ядер позволяет получать информацию о структуре исследуемых ядер (кластеры, нейтронное гало и т.д.) [1] и ее проявлении в реакциях. Одним из критериев границ применимости и степени точности теоретических моделей является количественное согласие между величинами вычисленных и экспериментально измеренных полных сечений ядерных реакций. Результаты экспериментов по измерению полных сечений  $\sigma_R(E)$  реакций  ${}^6, {}^7, {}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  в зависимости от энергии налетающего пучка, выполненных ранее [2–4], показали, что в реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  в диапазоне энергий  $E = 10\text{--}20 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$  величина полного сечения значительно превышает величину полного сечения реакции  ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  [2], что не объяснялось существовавшими на тот момент теоретическими моделями. Динамическая модель, предложенная в работе [2], связывает такое превышение с изменениями при столкновении ядер пространственного распределения нейтро-

нов из внешней скин-оболочки ядра  ${}^9\text{Li}$ . Значение  $4 \text{ МэВ}$  энергии отделения нейтрона от ядра  ${}^9\text{Li}$  является промежуточным между типичным значением  $8 \text{ МэВ}$  для тяжелых ядер и значениями в диапазоне  $0.5\text{--}2 \text{ МэВ}$ , характерными для ядер с так называемым нейтронным гало, например  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^6, {}^8\text{He}$ . Измеренные в работах [5, 6] и рассчитанные в работе [7] полные сечения реакций с участием слабосвязанных ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$  можно представить в виде суммы сечения реакции с ядерным кором и сечения потери внешних нейтронов,  $\sigma_R({}^6\text{He}) \approx \sigma_R({}^4\text{He}) + \sigma_{-2n}({}^6\text{He})$  и  $\sigma_R({}^{11}\text{Li}) \approx \sigma_R({}^9\text{Li}) + \sigma_{-2n}({}^{11}\text{Li})$  соответственно, причем вылет нейтронов в реакциях  ${}^{11}\text{Li}$  с мишенями Au, Ni, Be при энергии пучка  $29 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$  сильно анизотропен с максимумом выхода в узком интервале передних углов [8]. Это подтверждает, что при развале ядер с низкой энергией отделения нейтрона значительная часть нейтронов летит в передние углы.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки (в разрезе) для измерения полного сечения реакции с использованием трансмиссионной методики: 1 – полиэтиленовые поглотители для снижения энергии частиц пучка; 2 – сцинтилляционный детектор AC1; 3 – позиционно-чувствительный Si-детектор  $\Delta E$  “16X–16Y”; 4 – стартовый  $\Delta E_0$ -Si-детектор; 5 – сцинтилляционный детектор AC2; 6 – мишень  $\Delta E_T$  Si-PIN-детектор; 7 – CsI(Tl) сцинтилляционные детекторы; 8 – фотоумножители; 9 – свинцовый куб; 10 – окно для вывода пучка.

Данная работа посвящена измерениям полного сечения реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  в диапазоне энергий  $E = 12\text{--}23 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ , а также реакций  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  при энергиях около 36 и 39  $\text{A} \cdot \text{МэВ}$ , соответственно. Эксперимент проводился методом трансмиссии, впервые использованным нами в работе [9]. С учетом выхода нейтронов вперед полные сечения реакций с ядрами  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  нормировались на данные, полученные ранее в других работах, с поправками, зависящими от энергии отделения одного и двух внешних нейтронов ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ . Поправка для ядра  ${}^8\text{He}$  определена путем линейной интерполяции.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка и метод измерения полных сечений реакций с помощью регистрации мгновенного нейтронного и  $\gamma$ -излучения описаны в [9, 10]. Эксперимент проводился на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в канале ахроматического фрагмент-сепаратора ACCULINNA [11]. Первичный пучок ядер  ${}^{15}\text{N}$  с энергией 49.7  $\text{A} \cdot \text{МэВ}$  фокусировался на производящую мишень  ${}^9\text{Be}$  толщиной 2 мм. Вторичный пучок продуктов реакции фрагментации формировался и очищался с помощью магнитной системы фрагмент-сепаратора. На выходе последнего дипольного магнита сепаратора пучок попадал в прямолинейный участок длиной 8.5 м, где была установлена система для измерения времени пролета  $T_{\text{TOF}}$ , состоящая из двух тонких сцинтилляционных детекторов  $\Delta E_{\text{TOF1}}$ ,  $\Delta E_{\text{TOF2}}$ . Непосредственно за детектором  $\Delta E_{\text{TOF2}}$  по направлению пучка располагался блок сменных полиэтиленовых пластин и система детекторов активной

коллимации AC1 и AC2, между которыми находились тонкие полупроводниковые детекторы  $\Delta E$  и  $\Delta E_0$ .

Схема установки для измерения полных сечений реакций показана на рис. 1. Пучок проходил через полиэтиленовые пластины, служащие для снижения его энергии, и фокусировался на позиционно-чувствительный двухслойный стриповый  $\Delta E$ -Si-детектор толщиной 300 мкм (детектор “16X–16Y”). Этот детектор находился в фокальной плоскости фрагмент-сепаратора и мог быть перемещен в позицию на оси пучка для настройки и контроля его параметров (интенсивность, профиль, изотопный состав). Сцинтилляционные детекторы активных коллиматоров AC1 и AC2 располагались на оси пучка таким образом, чтобы траектории частиц, пересекающие их, попадали в чувствительную область детектора-мишени  $\Delta E_T$ , не касаясь его элементов крепления, и проходили через выходное окно. Стартовый  $\Delta E_0$ -Si-детектор (толщиной 380 мкм) использовался для запуска системы сбора информации для каждого события пролета частиц пучка через  $\Delta E_0$ -детектор. Информация об энергетических потерях частиц пучка в  $\Delta E_0$ -детекторе использовалась при последующем offline-анализе, например, для идентификации частиц пучка с помощью двумерного спектра (рис. 2а).

Мишень ( $\Delta E_T$ -Si-PIN-детектор толщиной 243 мкм) располагалась в тонкостенной (толщиной 2 мм) вакуумно-плотной цилиндрической камере из нержавеющей стали. С внешней стороны реакционная камера была окружена шестью сцинтилляционными CsI(Tl)-детекторами  $\gamma$ -спектрометра. Спектрометр с реакционной камерой располагался внутри свинцового куба с толщиной стенок 5 см. Внешние поверхности куба были закрыты блоками из борсодержащего полиэтилена толщиной 10 см.

Каждый CsI(Tl)-сцинтиллятор представлял собой прямую призму с основанием в форме правильного шестиугольника с радиусом описанной окружности 5 см. Сцинтиллятор с торца был оптически соединен с фотоумножителем, а с других поверхностей был покрыт светоотражающим и светозащитным слоями. Для дополнительной защиты от низкоэнергетических фоновых  $\gamma$ -квантов три внешние грани и основание сцинтилляторов закрывались тремя пластинами из меди, кадмия и свинца толщиной 1 мм каждая. Внутри чувствительной зоны  $\gamma$ -спектрометра располагался только детектор  $\Delta E_T$ , в то время как все другие  $\Delta E$ -детекторы были окружены защитой из свинца и вынесены за эту зону, что приводило к минимальному числу фоновых срабатываний  $\gamma$ -спектрометра.

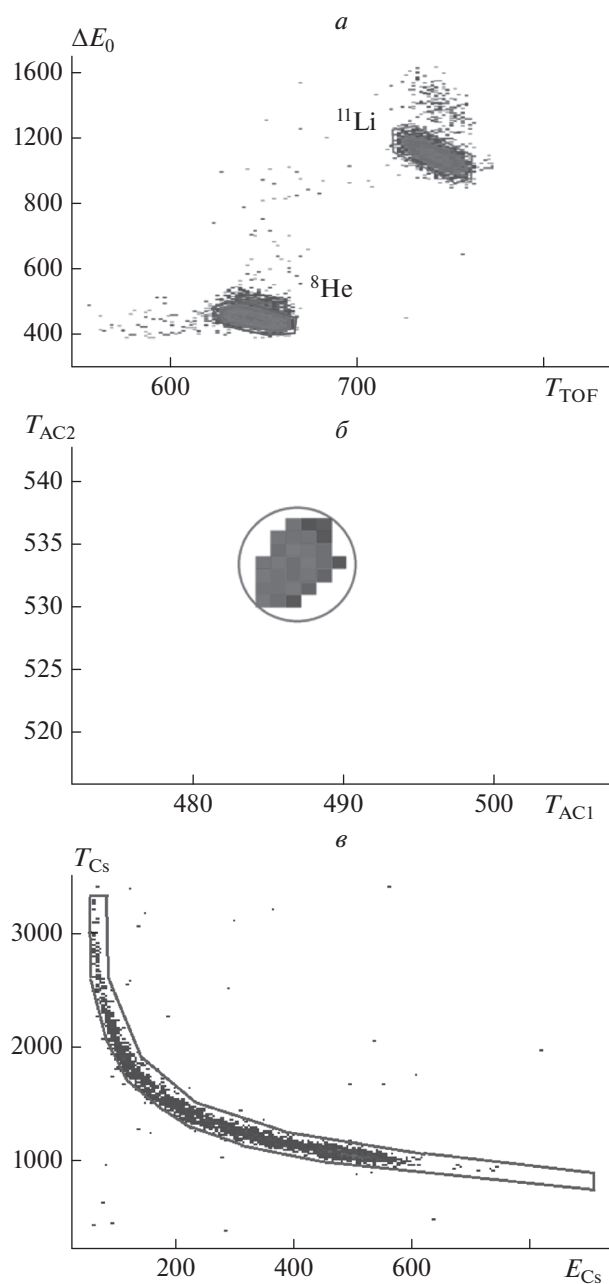
Телесный угол, охватываемый CsI(Tl)-сцинтилляторами вокруг  $\Delta E_T$ -мишени составлял  $\Omega = 4\pi\eta_0$ , где  $\eta_0 \approx \cos \theta_{min}$  – геометрическая эффективность регистрации для изотропного выхода регистрируемых частиц,  $\theta_{min}$  – минимальный угол между осью установки и направлением вылета  $\gamma$ -кванта или нейтрона из центра мишени с попаданием в объем CsI(Tl)-сцинтиллятора. Для установки, представленной на рис. 1,  $\theta_{min} = 30^\circ$  и геометрическая эффективность регистрации изотропного излучения равна  $\eta_0 = 0.85$ .

Каждый сеанс измерения при определенной энергии пучка проводился как с мишенью, так и без мишени. Экспериментальная информация со всех детекторов записывалась с помощью системы набора данных на накопитель для последующего offline-анализа каждого события пролета частицы пучка через стартовый  $\Delta E_0$ -детектор независимо от наличия реакции в  $\Delta E_T$ -детекторе. Для уменьшения эффекта возможного наложения импульсов в  $\Delta E_0$ - и  $\Delta E_T$ -детекторах интенсивность пучка ограничивалась значением  $10^3 \text{ с}^{-1}$ . Энергия пучка менялась без значительной потери интенсивности в интервале 20–30 А · МэВ с помощью магнитной системы фрагмент-сепаратора, а в интервале 7–20 А · МэВ – полиэтиленовыми пластинами.

Двумерный спектр  $\Delta E_0 \cdot T_{TOF}$  идентификации частиц вторичного пучка представлен на рис. 2а. Из него видно, что изотопы  $^8\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$  частиц пучка образуют хорошо разделенные области, позволяющие надежно выделять для последующего offline-анализа определенную группу частиц. Детекторы AC1, AC2 использовались в качестве активных коллиматоров [12] и служили для отбора событий пролета частиц пучка в заданном телесном угле с осью в центре мишени. На рис. 2б представлен двумерный корреляционный спектр  $T_{AC1} \cdot T_{AC2}$ . Точками в центральной области двумерного спектра отмечены события, соответствующие сигналам с обоих детекторов AC1, AC2 в узком временном интервале, т.е. потоку  $I_0$  частиц пучка, проходящих через оба детектора и падающих на центральную часть мишени.

Число событий реакции определялось из условий регистрации  $\gamma$ -кванта или нейтрона хотя бы в одном из шести детекторов спектрометра. Условие регистрации  $\gamma$ -кванта или нейтрона в детекторе графически представлено на рис. 2в контуром на двумерном амплитудно-временном спектре  $E_{Cs} \cdot T_{Cs}$  CsI(Tl)-детектора. Нейтрон или  $\gamma$ -квант считались зарегистрированными CsI(Tl)-детектором, если точка на спектре  $E_{Cs} \cdot T_{Cs}$  попала внутрь контура.

Погрешности  $\delta_{E_s}$ , связанные с разбросом энергий пучка перед мишенью, определялись из ана-



**Рис. 2.** а – двумерный спектр  $\Delta E_0 \cdot T_{TOF}$  вторичного пучка, состоящего из ядер  $^8\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$ ;  $\Delta E_0$  – ионизационные потери частиц в детекторе,  $T_{TOF}$  – время пролета частиц пучка на дистанции времяпролетной базы 8.5 м; б – двумерный спектр  $T_{AC1} \cdot T_{AC2}$  отбора событий пролета частиц  $^8\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$  в центральную область мишени;  $T_{AC1}$  и  $T_{AC2}$  – времена прихода сигналов детекторов AC1 и AC2 относительно времени стартового  $\Delta E_0$ -детектора; в – типичный амплитудно-временной спектр  $E_{Cs} \cdot T_{Cs}$  одного из шести CsI(Tl) сцинтилляционных детекторов спектрометра,  $E_{Cs}$  – амплитуда (каналы) анодного импульса фотомножителя,  $T_{Cs}$  – время срабатывания (каналы) порогового дискриминатора детектора относительно стартового сигнала с  $\Delta E_0$ -детектора.

лиза одномерных спектров  $\Delta E_0$  и  $T_{\text{ТОФ}}$ . Потери энергии ядер-снарядов на выходе из мишени  $\Delta E_T$  рассчитывались с помощью программы LISE++ [13, 14]. Разброс энергетических потерь в мишени определялся выражением  $\Delta E = (E_0 - E_1)/2 \gg \delta_E$ . Значение сечения приписывалось значению энергии  $E_0 - \Delta E$ .

### АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Метод трансмиссии пучка, использованный в эксперименте, заключался в измерении потока  $I_0$  частиц, падающих на мишень, и его части  $\Delta I$ , соответствующей неупругим каналам реакции. Величина  $\Delta I$  равна

$$\Delta I = I_0 [1 - \exp(-n\sigma_R)], \quad (1)$$

где  $n$  – число ядер мишени на единицу поверхности. В экспериментах с тонкими мишенями при выполнении условия  $\Delta I \ll I_0$  формула (1) может быть приведена к виду

$$\sigma_R = \frac{\Delta I}{I_0 n}. \quad (2)$$

В идеальном случае уменьшение  $\Delta I$  потока  $I_0$  частиц, соответствующее неупругим каналам реакции, может быть измерено посредством регистрации продуктов реакции детектором, охватывающим телесный угол  $4\pi$  вокруг мишени. В реальном случае эффективность регистрации зависит как от энергии  $\gamma$ -квантов (нейтронов), так и от охватываемого телесного угла. Эффективность регистрации слабо зависит от энергии  $\gamma$ -квантов (нейтронов) из-за достаточно большого объема используемых CsI(Tl)-сцинтилляторов [9], поэтому в данной работе учитывалось влияние только таких факторов как телесный угол (т.е. геометрическая эффективность регистрации), множественность  $M$   $\gamma$ -излучения, анизотропия вылета нейтронов. Поскольку в использованной установке телесный угол, перекрываемый детекторами, составлял  $\Omega = 4\pi\eta_0 < 4\pi$ , в действительности измерялась величина  $\Delta \tilde{I} = \eta \Delta I$ , где  $\eta$  – поправка, учитывающая все вышеуказанные факторы. При изотропном вылете продуктов реакции  $\eta = \eta_0$ , при относительном избытке вылета вперед под малыми углами  $\eta < \eta_0$ , при избытке вылета в направлении детекторов  $1 \geq \eta > \eta_0$ .

Для определения фоновых показаний с пучком ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  проводились измерения без мишени. Время облучения подбиралось таким образом, что число событий  $I_0$  как с мишенью, так и без мишени, было примерно одинаковым.

Для определения эффективности  $P(M)$  регистрации спектрометром  $\gamma$ -квантов различной множественности  $M$  был проведен модельный экспе-

римент с использованием радиоактивного источника  ${}^{60}\text{Co}$ , установленного на место мишени. В измерениях с источником  ${}^{60}\text{Co}$  в качестве стартового детектора использовался  $\text{CeBr}_3$ -детектор в форме куба со стороной 51 мм. Он располагался на оси пучка на расстоянии 10 см от источника  ${}^{60}\text{Co}$  и не закрывал собой CsI(Tl)-детекторы спектрометра.

Ядро  ${}^{60}\text{Co}$  испытывает бета-распад с образованием в 98.8% случаев дочернего ядра  ${}^{60}\text{Ni}$  в возбужденном состоянии  $4^+$ . Переходы из него в состояние  $2^+$ , а затем в состояние  $0^+$  сопровождаются испусканием  $\gamma$ -квантов с энергиями соответственно  $E_{\gamma,1} = 1173$  кэВ и  $E_{\gamma,2} = 1332$  кэВ. В масштабах временного разрешения детекторов установки испускание двух  $\gamma$ -квантов происходит одновременно. Регистрируя  $\gamma$ -квант с  $E_{\gamma,1} = 1173$  кэВ в пике полного поглощения, мы выделяли событие испускания второго  $\gamma$ -кванта с  $E_{\gamma,2}$ . Путем объединения таких событий по два, три и т.д., моделировались события одновременного изотропного вылета двух, трех и т.д.  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma,2}$ .

Система набора данных установки записывала события, в которых в  $\text{CeBr}_3$ -детекторе выделялась энергия  $1173 \pm 10$  кэВ, что в подавляющем большинстве случаев соответствовало событиям регистрации в  $\text{CeBr}_3$ -детекторе  $\gamma$ -кванта с  $E_{\gamma,1} = 1173$  кэВ в пике полного поглощения (исключением являлись фоновые события, соответствующие пьедесталу под пиком полного поглощения в энергетическом спектре). Полное число таких событий обозначим как  $n$ . В каждой записи о событии имелась информация о времени  $T_{\text{Cs}}$  срабатывания и энерговыделении  $E_{\text{Cs}}$   $\gamma$ -излучения в CsI(Tl)-детекторах спектрометра. Поскольку временные характеристики стартовых детекторов  $\text{CeBr}_3$  и  $\Delta E_0$  (времена  $T_{\text{Cs}}$  срабатывания пороговых дискриминаторов детектора относительно стартового сигнала с детекторов  $\text{CeBr}_3$  и  $\Delta E_0$ ) были близки, соответственно, и форма контуров на двумерных амплитудно-временных  $E_{\text{Cs}} \cdot T_{\text{Cs}}$ -спектрах CsI(Tl)-детекторов (рис. 2в) не потребовала изменения.

Гамма-квант с  $E_{\gamma,2} = 1332$  кэВ (либо вторичные фотоны, электроны и позитроны, образующиеся при его взаимодействии с веществом детектора) считался зарегистрированным в одном или нескольких CsI(Tl)-детекторах, если точка на спектре  $E_{\text{Cs}} \cdot T_{\text{Cs}}$  попадала внутрь контура соответствующего детектора. Число  $k$  сработавших детекторов называют кратностью срабатывания детекторов.

Экспериментальная эффективность регистрации спектрометром  $\gamma$ -излучения с энергией

$E_{\gamma,2}$  и множественностью  $M = 1$  определялась по формуле

$$P(1) = \frac{N_k^{(1)}}{n_1}, \quad (3)$$

где  $N_k^{(1)}$  – число событий, в которых было зарегистрировано срабатывание  $k$  детекторов с энерговыделением выше величины порога (150 кэВ).

Путем последовательного объединения  $n_1$  событий формировались  $n_M = n_1/M$  групп из  $M$  событий. Эти группы представляли собой новые (экспериментально смоделированные) события, в которых происходила изотропная эмиссия группы из  $M = 2, 3, 4, 5$   $\gamma$ -квантов с энергией  $E_{\gamma,2}$ .

Определялось число  $N_k^{(M)}$  событий, в которых было зарегистрировано срабатывание  $k$  детекторов с энерговыделением выше порога. Экспериментальная эффективность регистрации спектрометром  $\gamma$ -излучения множественностью  $M$  определялась по формуле

$$P(M) = \frac{1}{n_M} \sum_{k=1}^M N_k^{(M)}. \quad (4)$$

Полученная зависимость экспериментальной эффективности регистрации спектрометра от множественности  $M \leq 5$   $\gamma$ -излучения с  $E_{\gamma,2} = 1332$  кэВ представлена на рис 3а. Видно, что с увеличением множественности  $P(M) \rightarrow 1$ ; для множественности  $M > 5$  величина эффективности  $P(M) > 0.96$ . Относительные частоты  $w_M(k)$  кратности  $k$  срабатывания детекторов спектрометра при регистрации  $M$   $\gamma$ -квантов

$$w_M(k) = \frac{N_k^{(M)}}{n_M P(M)} \quad (5)$$

показаны на рис. 3б. Вероятность кратности  $k$  срабатывания детекторов спектрометра при регистрации  $M$   $\gamma$ -квантов равна  $P(M)w_M(k)$ .

При измерениях без мишени связь числа  $N_k'$  срабатывания  $k$  детекторов с потоком  $I_0$  аппроксимировалось линейной зависимостью

$$N_k' = N_{0k}' + \beta_k I_0. \quad (6)$$

Значения коэффициентов  $\beta_k$  и их погрешности  $\delta\beta_k$  определялись первоначально с помощью линейной регрессии. Практически значения параметров  $N_{0k}'$  оказались малы по модулю, поэтому в дальнейшем использовалось более простое выражение

$$N_k' = \beta_k I_0 \quad (7)$$

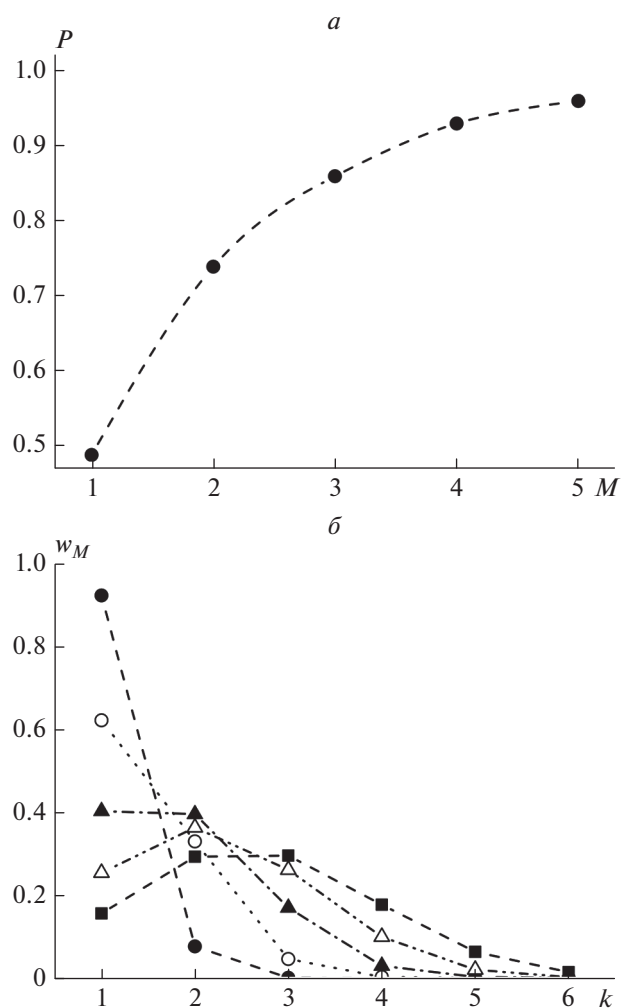


Рис. 3. а – эффективность  $P(M)$  регистрации спектрометром группы из  $M$   $\gamma$ -квантов; б – относительные частоты  $w_M(k)$  кратности  $k$  срабатывания детекторов спектрометра при регистрации  $M$   $\gamma$ -квантов для  $M = 1$  (●),  $M = 2$  (○),  $M = 3$  (▲),  $M = 4$  (△),  $M = 5$  (■).

с коэффициентами  $\beta_k$ , найденными методом наименьших квадратов по результатам  $m$  измерений

$$\beta_k = \frac{\sum_{j=1}^m I_{0j} N_{kj}'}{\sum_{j=1}^m I_{0j}^2}. \quad (8)$$

Числа  $N_k'$  срабатываний  $k$  детекторов, коэффициенты  $\beta_k$  и их погрешности  $\delta\beta_k$  для нескольких энергий  $E$  и потоков  $I_0$  ядер  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  при экспозициях без мишени приведены в табл. 1.

Числа  $N_k$  срабатываний  $k$  детекторов для потока  $I_0$  ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  при экспозиции с мишенью приведены в табл. 2. Результат измерения сечения

**Таблица 1.** Числа  $N'_k$  срабатываний  $k$  детекторов, коэффициенты  $\beta_k$  и их погрешности  $\delta\beta_k$  для нескольких энергий  $E$  и потоков  $I_0$  ядер  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^6, {}^8\text{He}$  при экспозициях без мишени

| Ядро            | $E, A \cdot \text{МэВ}$ | $I_0$           | $N'_1$               | $N'_2$               | $N'_3$               | $N'_4$               | $N'_5$              |
|-----------------|-------------------------|-----------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|---------------------|
| ${}^9\text{Li}$ | 36.2                    | 283729          | 227                  | 41                   | 17                   | 6                    | 0                   |
|                 |                         | $\beta_k$       | $8.0 \cdot 10^{-4}$  | $1.4 \cdot 10^{-4}$  | $6.0 \cdot 10^{-5}$  | $2.1 \cdot 10^{-5}$  | 0                   |
| ${}^6\text{He}$ | 39.1                    | 213213          | 191                  | 53                   | 19                   | 6                    | 3                   |
|                 |                         | $\beta_k$       | $9.0 \cdot 10^{-4}$  | $2.5 \cdot 10^{-4}$  | $8.9 \cdot 10^{-5}$  | $2.8 \cdot 10^{-5}$  | $1.4 \cdot 10^{-5}$ |
| ${}^8\text{He}$ | 12.7                    | 147126          | 146                  | 20                   | 10                   | 0                    | 0                   |
|                 | 14.8                    | 176149          | 168                  | 26                   | 3                    | 1                    | 2                   |
|                 | 16.4                    | 150745          | 121                  | 30                   | 10                   | 2                    | 0                   |
|                 | 21.0                    | 261581          | 209                  | 67                   | 15                   | 9                    | 3                   |
|                 | 23.2                    | 382646          | 328                  | 72                   | 20                   | 13                   | 1                   |
|                 |                         | $\beta_k$       | $8.60 \cdot 10^{-4}$ | $1.97 \cdot 10^{-4}$ | $5.20 \cdot 10^{-5}$ | $2.69 \cdot 10^{-5}$ | $5.2 \cdot 10^{-6}$ |
|                 |                         | $\delta\beta_k$ | $8.2 \cdot 10^{-5}$  | $5.5 \cdot 10^{-5}$  | $2.0 \cdot 10^{-5}$  | $8.0 \cdot 10^{-6}$  | $7.1 \cdot 10^{-6}$ |

**Таблица 2.** Числа  $N_k$  срабатываний  $k$  детекторов, эффективность регистрации  $\eta$  и полные сечения реакции  $\sigma_R$  для энергии  $E$  и потока  $I_0$  ядер  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  при экспозициях с мишенью Si

| Ядро            | $E, A \cdot \text{МэВ}$ | $I_0$  | $N_1$ | $N_2$ | $N_3$ | $N_4$ | $N_5$ | $\eta = \eta_0$ |                       | $\eta < \eta_0$ |                       |
|-----------------|-------------------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------------|-----------------------|-----------------|-----------------------|
|                 |                         |        |       |       |       |       |       | $\eta$          | $\sigma_R, \text{мб}$ | $\eta$          | $\sigma_R, \text{мб}$ |
| ${}^9\text{Li}$ | $35.9 \pm 0.3$          | 300366 | 399   | 143   | 76    | 37    | 14    | 0.85            | $1761 \pm 46$         | —               | —                     |
| ${}^6\text{He}$ | $38.8 \pm 0.3$          | 244884 | 315   | 122   | 52    | 16    | 6     | 0.85            | $1490 \pm 111$        | $0.78 \pm 0.04$ | $1624 \pm 121$        |

реакции определялся с учетом кратности  $k$  срабатывания в следующем порядке. Пусть при реакции с вероятностью  $\Gamma(M)$  испускаются  $M$   $\gamma$ -квантов и/или нейтронов. Тогда вероятность регистрации  $k$  фотонов и/или нейтронов (со срабатыванием  $k$  детекторов) в результате реакции равна

$$\sum_{M=1}^5 \Gamma(M)P(M)w_M(k). \tag{9}$$

При полном числе взаимодействий  $\Delta I = I_0\sigma_R n$  расчетное число их регистраций со срабатыванием  $k$  детекторов составит

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{I} \sum_{M=1}^5 \Gamma(M)P(M)w_M(k) = \\ = \eta I_0 \sigma_R n \sum_{M=1}^5 \Gamma(M)P(M)w_M(k). \end{aligned} \tag{10}$$

Обозначим  $N_{\gamma k}$  число зарегистрированных событий со срабатыванием  $k$  детекторов. Из условия равенства числа зарегистрированных событий

$N_{\gamma k} - N'_{\gamma k} = N_{\gamma k} - \beta_k I_0$  их расчетному значению

$$\begin{aligned} N_{\gamma k} - \beta_k I_0 = \eta I_0 \sigma_R n \sum_{M=1}^5 \Gamma(M)P(M)w_M(k) = \\ = \eta I_0 n \sum_{M=1}^5 \sigma_{RM} P(M)w_M(k) \end{aligned} \tag{11}$$

следует система линейных уравнений для неизвестных  $\tilde{\sigma}_{RM} = \eta \sigma_{RM} = \eta \sigma_R \Gamma(M)$

$$\sum_{M=1}^5 \tilde{\sigma}_M P(M)w_M(k) - \frac{N_{\gamma k} - \beta_k I_0}{I_0 n} = 0. \tag{12}$$

Поскольку коэффициенты системы (12) определены с погрешностями, ее точное решение может приводить к нефизическим значениям  $\tilde{\sigma}_{RM} < 0$ .

Поэтому корректнее находить неизвестные  $\tilde{\sigma}_{RM}$  из условия минимума суммы квадратов левых частей

$$F(\tilde{\sigma}_{R1}, \dots, \tilde{\sigma}_{R5}) = \sum_{k=1}^5 \left[ \sum_{M=1}^5 \tilde{\sigma}_{RM} P(M) w_M(k) - \frac{N_{\gamma k} - \beta_k I_0}{I_0 n} \right]^2 \quad (13)$$

при ограничении  $\tilde{\sigma}_{RM} \geq 0$ . Полное сечение реакции  $\sigma_R$  определяется формулами

$$\sigma_R = \frac{\tilde{\sigma}_R}{\eta}, \quad \tilde{\sigma}_R = \sum_{M=1}^5 \tilde{\sigma}_{RM}. \quad (14)$$

Погрешности  $\delta\beta_k$  коэффициентов  $\beta_k$  приводят к погрешности  $\Delta\tilde{\sigma}_R$  величины  $\tilde{\sigma}_R$ . Оценка  $\Delta\tilde{\sigma}_R$  может быть получена по формуле

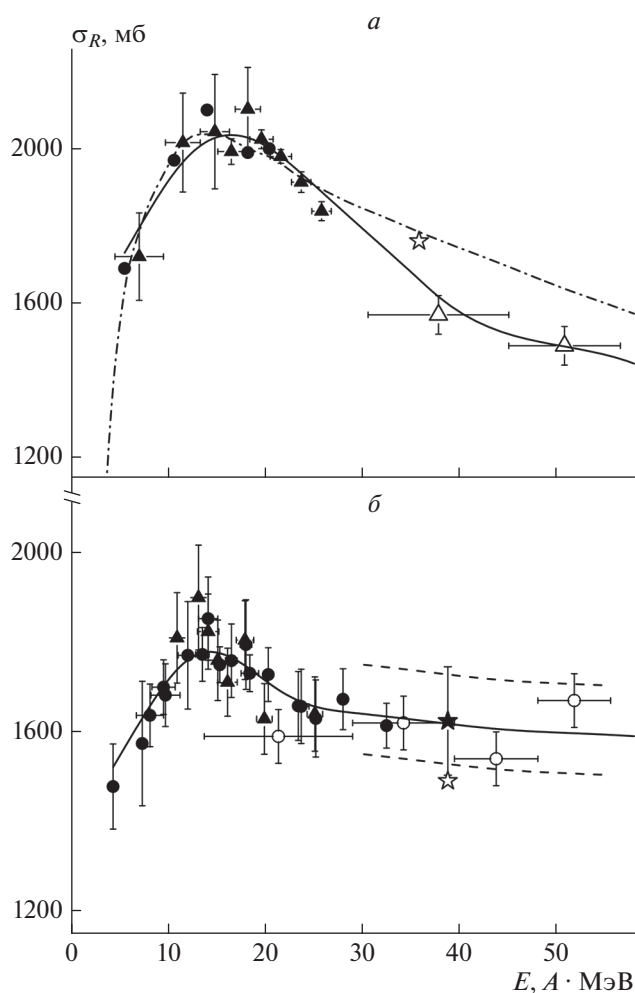
$$\Delta\tilde{\sigma}_R = \left| \tilde{\sigma}_R^{(+)} - \tilde{\sigma}_R^{(-)} \right| / 2, \quad (15)$$

где  $\tilde{\sigma}_R^{(+)}$  и  $\tilde{\sigma}_R^{(-)}$  – значения, полученные для набора параметров  $\beta_k + \delta\beta_k$  и  $\beta_k - \delta\beta_k$ , соответственно. Для оценки относительной  $\varepsilon_\sigma$  и абсолютной  $\Delta\sigma_R$  погрешностей полного сечения реакции были использованы выражения

$$\varepsilon_\sigma = \frac{\Delta\tilde{\sigma}_R}{\tilde{\sigma}_R} + \frac{\Delta\eta}{\eta}, \quad \Delta\sigma_R = \sigma_R \varepsilon_\sigma. \quad (16)$$

Полное сечение реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  при энергии  $35.9 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ , вычисленное с учетом поправки  $\eta$ , равной геометрической эффективности регистрации  $\eta = \eta_0 = 0.85$ , приведено в табл. 2 и на рис. 4а. Минимальное удаление полученной точки (для  $\eta = \max\{\eta\} = \eta_0$ ) от сглаженной кривой, проведенной через известные экспериментальные точки, позволяет считать изотропным испускание  $\gamma$ -квантов и нейтронов, образующихся при реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ . Отметим, что найденное экспериментальное значение полного сечения реакции хорошо согласуется с результатами теоретического расчета из работы [2].

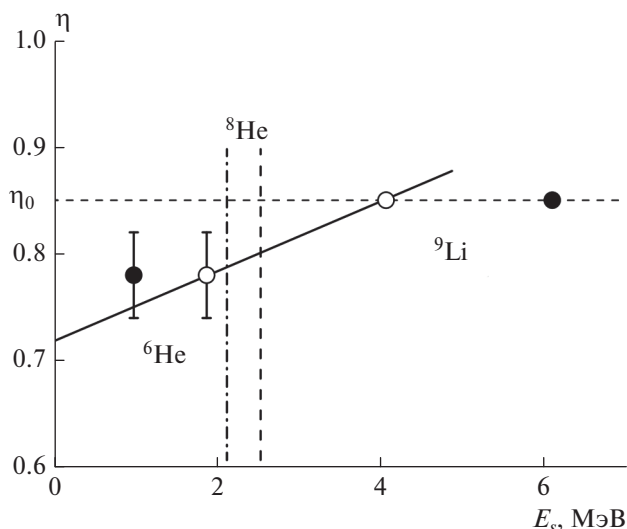
Для реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  расчет с поправкой  $\eta$ , равной геометрической эффективности регистрации  $\eta = \eta_0 = 0.85$ , дает (в отличие от реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ ) результат, заниженный по сравнению с результатами других работ (см. рис. 4б и табл. 2). Это может служить косвенным подтверждением анизотропного характера вылета нейтронов для реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ . Из-за малости энергии отделения нейтрона от ядер  ${}^6\text{He}$  (1.9 МэВ [16–18]),  ${}^8\text{He}$  (2.5 МэВ [16–18]) повышенную вероятность вылета вперед под малыми углами могут иметь нейтроны, образующиеся при развале ядра-снаряда [8]. Использование поправки  $\eta = 0.78 < \eta_0$  приводит к значению полного сечения, соответствующему точке на сглаженной кривой, построенной по известным экспериментальным данным



**Рис. 4.** Экспериментальные (символы) и сглаженные сплайнами (кривые) энергетические зависимости полных сечений реакций: а –  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ : ● [2], ▲ [10], △ [6]; б –  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ : ○ [6], ▲ [10], ● [3, 15]; результаты данной работы ☆ – для поправки  $\eta = 0.85$  (равной геометрической эффективности регистрации) и ★ – для  $\eta = 0.78$ ; штрихпунктирная линия на рис. а – теоретическая кривая из работы [2]; штриховые линии на рис. б – границы доверительного интервала для сечения с учетом погрешностей измерений.

(рис. 4б). Границам доверительного интервала для сечения с учетом погрешностей измерений соответствует доверительный интервал значений поправки  $\eta = 0.78 \pm 0.04$ .

Значения поправки  $\eta$  для реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  приведены на рис. 5 в зависимости от энергии  $E_s$  отделения одного и двух внешних нейтронов от ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ . Видно, что поправка  $\eta$  стремится к геометрической эффективности регистрации  $\eta \rightarrow \eta_0$  при  $E_s \gg 1 \text{ МэВ}$ , и убывает  $\eta < \eta_0$  при уменьшении  $E_s$ . Это позволяет полу-



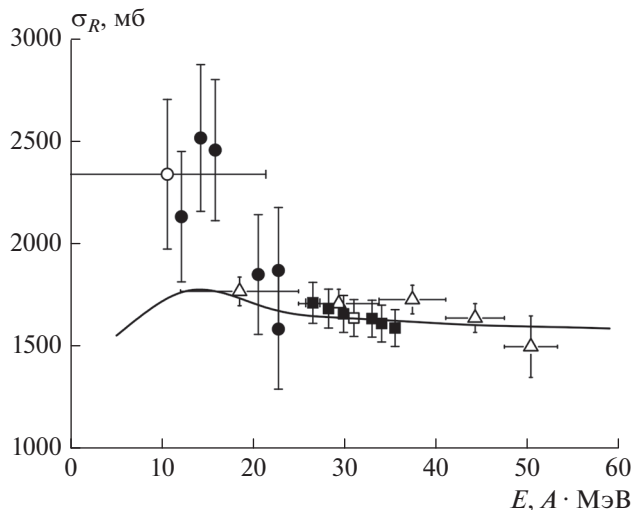
**Рис. 5.** Зависимость поправки  $\eta$  для реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  от энергии  $E_s$  отделения одного ( $\circ$ ) и двух ( $\bullet$ ) внешних нейтронов ядер  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ . Сплошная линия – результат линейной интерполяции. Вертикальные линии соответствуют энергии отделения одного (штриховая линия) и двух (штрихпунктирная линия) нейтронов от ядра  ${}^8\text{He}$ .

чить с помощью значений энергии  $E_s$  отделения одного нейтрона (2 МэВ, [16–18]) интервальную оценку поправки  $\eta = \langle \eta \rangle \pm \delta\eta$  для реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ . С учетом энергии связи одного и двух (2.5 МэВ, [16–18]) нейтронов ядра  ${}^8\text{He}$  были получены значения  $\langle \eta \rangle = 0.79$ ,  $\delta\eta = 0.03$ .

Числа  $N_k$  срабатываний  $k$  детекторов для потока  $I_0$  ядер  ${}^8\text{He}$  при экспозиции с мишенью приведены в табл. 3. Значения сечения для реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  также приведены в табл. 3. Полученные полные сечения реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  показаны на рис. 6 в сравнении с кривой для реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ , полученной сглаживанием экспериментальных данных.

**Таблица 3.** Числа  $N_k$  срабатываний  $k$  детекторов и полные сечения реакции  $\sigma_R$  для различных энергий  $E$  и потока  $I_0$  ядер  ${}^8\text{He}$  при экспозициях с мишенью

| $E, A \cdot \text{МэВ}$ | $I_0$  | $N_1$ | $N_2$ | $N_3$ | $N_4$ | $N_5$ | $\sigma_R, \text{мб}$ |
|-------------------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------------------|
| $12.3 \pm 0.4$          | 119471 | 172   | 75    | 55    | 20    | 4     | $2134 \pm 318$        |
| $14.4 \pm 0.4$          | 66494  | 104   | 40    | 35    | 10    | 6     | $2518 \pm 358$        |
| $16.0 \pm 0.4$          | 256911 | 411   | 176   | 102   | 49    | 13    | $2459 \pm 344$        |
| $20.7 \pm 0.3$          | 361352 | 478   | 229   | 143   | 76    | 20    | $1852 \pm 292$        |
| $22.9 \pm 0.3$          | 302720 | 371   | 184   | 115   | 57    | 18    | $1586 \pm 293$        |
| $22.9 \pm 0.3$          | 346282 | 475   | 199   | 129   | 55    | 23    | $1872 \pm 307$        |



**Рис. 6.** Экспериментальная энергетическая зависимость полного сечения реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ :  $\bullet$  – результаты данной работы,  $\Delta$  [6],  $\circ$  [19],  $\blacksquare$  [20],  $\square$  [21]. Кривая – результаты сглаживания сплайнами экспериментальных данных для реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  (см. рис. 4).

Видно, что значения полного сечения реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  при энергии около  $20 A \cdot \text{МэВ}$  оказались близкими к значениям полного сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ . В диапазоне  $12\text{--}16 A \cdot \text{МэВ}$  полное сечение реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  существенно выше полного сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ . Возможной причиной образования такого максимума для реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  является влияние внешних нейтронов на энергетическую зависимость оптического потенциала. Похожий максимум наблюдался в реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ , для которой была обнаружена особенность в энергетической зависимости полного сечения в виде значительного повышения сечения (“бампа”) в диапазоне энергий  $10\text{--}30 A \cdot \text{МэВ}$  [10] (рис. 4а). Теоретически это было объяснено следствием увеличения плотности вероятности на-



хождения внешних нейтронов ядра-снаряда в области между поверхностями ядер при их сближении. В работе [10] энергетическая зависимость оптического потенциала была получена в рамках микроскопического комплексного фолдинг-потенциала.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе измерены полные сечения реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  в диапазоне энергии пучка 12–39 А · МэВ методом трансмиссии с регистрацией мгновенного нейтронного и гамма-излучения. Полученные экспериментальные полные сечения реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  находятся в согласии с опубликованными результатами и при этом охватывают ранее неисследованный диапазон низких энергий. Обнаружено, что в относительно узком диапазоне 12–16 А · МэВ полное сечение реакции  ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  существенно выше полного сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ .

При обработке данных применена методика, учитывающая экспериментальные значения эффективности регистрации гамма-излучения различной множественности и кратности срабатывания детекторов спектрометра. Предложенный способ измерений с регистрацией мгновенного нейтронного и гамма-излучения составным спектрометром с несколькими сцинтилляционными детекторами в сочетании с описанной методикой обработки данных расширяет возможности метода трансмиссии по измерению полного сечения реакции.

Авторы выражают благодарность научной группе установки ACCULINNA за всемерную помощь при проведении экспериментов на пучках фрагмент-сепаратора.

Работа была поддержана грантом 17-12-01170 Российского научного фонда.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г. Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016. 383 с.
2. Пенионжкевич Ю.Э., Соболев Ю.Г., Самарин В.В. и др. // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 525; Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 928.
3. Соболев Ю.Г., Будзановский А., Бялковский Э. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 1603; Sobolev Yu.G., Budzanowski A., Bialkowski E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2005. V. 69. P. 1790.
4. Лукьянов К.В., Земляная Е.В., Лукьянов В.К. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 382; Lukyanov K.V., Zemlyanaya E.V., Lukyanov V.K. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2008. V. 72. P. 356.
5. Tanihata I., Hirata D., Kobayashi T. et al. // Phys. Lett. B. 1992. V. 289. P. 261.
6. Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
7. Warner R.E. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 298.
8. Anne R., Arnell S.E., Bimbot R. et al. // Phys. Lett. B. 1990. V. 250. P. 19.
9. Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Пенионжкевич Ю.Э. // ПТЭ. 2012. № 6. С. 13; Sobolev Yu.G., Ivanov M.P., Penionzhkevich Yu.E. // Instrum. Exp. Tech. 2012. V. 55. P. 618.
10. Соболев Ю.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Азнабаев Д. и др. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. С. 871; Sobolev Yu.G., Penionzhkevich Yu.E., Aznabaev D. et al. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. P. 922.
11. Rodin A.M., Stepantsov S.V., Bogdanov D.D. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2003. V. 204. P. 114.
12. Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Пенионжкевич Ю.Э. и др. // ПТЭ. 2011. № 4. С. 5; Sobolev Yu.G., Ivanov M.P., Penionzhkevich Yu.E. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2011. V. 54. P. 449.
13. LISE++ code. <http://lise.nslc.msu.edu/>.
14. Tarasov O.B., Bazin D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2008. V. 266. P. 4657.
15. Угрюмов В.Ю., Кузнецов И.В., Бялковский Э. и др. // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 17; Ugryumov V.Yu., Kuznetsov I.V., Bialkowski E. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 16.
16. Загребаев В.И., Деникин А.С., Карпов А.В. и др. // Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий. <http://nr.v.jinr.ru/>.
17. Карпов А.В., Деникин А.С., Алексеев А.П. и др. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 520; Karpov A.V., Denikin A.S., Alekseev A.P. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 749.
18. Карпов А.В., Деникин А.С., Науменко М.А. и др. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2017. V. 859. P. 112.
19. Villari A.C.C., Mittag W., Plagnol E. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
20. Chen Li, Yan-Lin Ye, Wen-Long Zhan et al. // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2007. V. 31. P. 52.
21. Chen Li, Wen-Long Zhan, Guo-Qing Xiao et al. // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2005. V. 29. P. 944.