УДК 539.1.074.823

## СООТНОШЕНИЕ ВЫХОДОВ КАНАЛОВ РАСПАДА ОСНОВНОГО И ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА <sup>7</sup>Li ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНА С ЭНЕРГИЕЙ СВЫШЕ 1 МэВ И ЯДРА <sup>10</sup>В

© 2022 г. С. И. Поташев<sup>1, 2,</sup> \*, А. А. Каспаров<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт ядерных исследований Российской академии наук", Москва, Россия <sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук", Москва, Россия \*E-mail: potashev@inr.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г. После доработки 13.05.2022 г. Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследовано соотношение выходов распада основного и возбужденного состояний ядра <sup>7</sup>Li, вылетающего при взаимодействии нейтронов с ядром <sup>10</sup>В при энергии более 1 МэВ. Нейтронный детектор на основе <sup>10</sup>В-слоя служил одновременно и мишенью, и катодом проволочной камеры для регистрации ионизационных потерь вторичных ядер. Соотношение выходов реакций  $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He u n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He + \gamma$ определено из анализа амплитудных спектров от двух зазоров детектора вместе с моделированием ионизационных потерь ядер <sup>4</sup>He с учетом кинематики обеих реакций.

DOI: 10.31857/S0367676522090241

#### введение

Соотношение выходов распада основного и возбужденного состояний ядра <sup>7</sup>Li при взаимодействии нейтронов с ядром <sup>10</sup>В для тепловых и промежуточных энергий хорошо изучено и составляет 0.064. Однако, в области энергий свыше 1 МэВ данные библиотек ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1.2 и JENDL-4.0 противоречат друг другу и поэтому подвергаются сомнению [1]. Подвергается критике также и сама величина сечения при этих энергиях. Мы представляем наши данные, полученные на фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8. Использовался позиционно-чувствительный детектор нейтронов (ПЧДН) на основе <sup>10</sup>В-слоя, который служил и мишенью, и катодом проволочной камеры. Ионизационные сигналы, которые пропорциональны потерям вторичных ядер, регистрировались в двух газовых зазорах камеры [2]. Сигналы от нейтронов с энергией менее 0.5 МэВ подавлялись как кадмиевым фильтром, так и установкой высокого порога регистрации. Выполнялся анализ ионизационных потерь только ядра<sup>4</sup>He.

#### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Электроны с фиксированной энергией в диапазоне от 5 до 8 МэВ из линейного ускорителя ЛУЭ-8 создавали в вольфрамовой мишени тормозной спектр гамма-квантов. Для генерации нейтронов этот спектр падал на мишень из бериллия [3]. Так как порог рождения нейтронов при взаимодействии у-кванта с ядром на бериллии составляет 1.67 МэВ, то максимальная энергия вылетающих нейтронов Е<sub>п тах</sub> может быть от 3.13 до 5.77 МэВ в зависимости от энергии электронов. Выводной коллимированный канал нейтронов располагался под углом 67° по отношению к оси пучка электронов. Кадмиевая пластина толщиной 5 мм, установленная перед детектором позволяла снизить общую загрузку медленных нейтронов. Большая часть нейтронов с энергией менее 0.55 эВ поглощалась, а высокий амплитудный порог позволял подавить регистрацию в ПЧДН нейтронов с энергией менее 0.5 МэВ.

#### ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР

Детектор нейтронов [4] выполняет одновременно роль мишени и детектирующей системы. Чувствительный слой <sup>10</sup>В толщиной 3 мкм находится на стеклянной пластине. Он покрыт слоем алюминия толщиной 0.2 мкм, который служит первым катодом проволочной пропорциональной камеры. Из слоя <sup>10</sup>В под действием нейтрона могут вылетать ядра <sup>4</sup>Не и <sup>7</sup>Li в результате двух ядерных реакций

$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li} ( \kappa a \text{han } \alpha_0 ),$$
  
$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li}^* \rightarrow$$
  
$$\rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li} + \gamma (E_{\gamma} = 0.48 \text{ M} \rightarrow \text{B}) ( \kappa a \text{han } \alpha_1 ).$$

Эти ядра затем регистрируются в ионизационной камере с измерением ионизационных потерь в двух ее последовательных чувствительных зазорах [5]. Соотношение выходов этих двух реакций определялось из анализа амплитудных спектров от двух газовых зазоров детектора вместе с моделированием ионизационных потерь ядра <sup>4</sup>Не в газе детектора.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассчитанные в работе [6] абсолютные значения потоков тормозных фотонов из вольфрамовой мишени для различных энергий электронов, использовались для получения энергетических спектров нейтронов в реакции <sup>9</sup>Ве( $\gamma$ , *n*)<sup>8</sup>Ве. В дальнейшем эти энергетические распределения нейтронов были использованы для расчета кинематики ядер <sup>4</sup>Не для двух исследуемых каналов реакций  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  с вылетом ядра <sup>7</sup>Li в основном и возбужденном состоянии. При этом для расчетов мы использовали экспериментальную зависимость сечения взаимодействия нейтронов с ядром <sup>10</sup>В в диапазоне от 0.5 до 7 МэВ, взятом из физического справочника [7]. Для этой зависимости мы получили интерполяционные формулы

$$\sigma = 10^{-0.196} \cdot E_n^{-0.5} \quad \text{при} \quad E_n \le 0.25 \text{ МэВ,}$$
  
$$\sigma = \sum_{i=1}^{6} A_i e^{-\frac{(E_n - B_i)^2}{2w_i^2}} \quad \text{при} \quad E_n \ge 0.25 \text{ МэВ,}$$
(1)

rge  $A_1 = 0.93; A_2 = 0.54; A_3 = 0.36; A_4 = 0.3; A_5 = 0.11;$   $A_6 = 0.049; w_1 = 0.32; w_2 = 0.30; w_3 = 0.3; w_4 = 0.45;$   $w_5 = 1.6; w_6 = 6.0; B_1 = 0.40; B_2 = 1.80; B_3 = 2.75;$  $B_4 = 3.70; B_5 = 6.1; B_6 = 15.0.$ 

Моделированные спектры ионизационных потерь ядер <sup>4</sup>Не в 1-ом и 2-ом газовом зазорах детектора для двух реакций будем аппроксимировать распределением Рэлея

$$f(\Delta E) =$$

$$= A \frac{(\Delta E - \Delta E_0)}{w^2} e^{\frac{(\Delta E - \Delta E_0)}{2w^2}}, \quad \text{если} \quad \Delta E > \Delta E_0 \quad (2)$$
и  $f(\Delta E) = 0, \quad \text{при} \quad \Delta E < \Delta E_0$ 

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 86 № 9 2022



**Рис.** 1. Расчетные спектры ионизационных потерь ядра <sup>4</sup>Не: в первом (координата "*X*") газовом зазоре (*a*); во втором (координата "*Y*") ( $\delta$ ) газовом зазоре детектора при энергии нейтронов 3 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , пунктирная линия – канал  $\alpha_1$ .

с целью определить положение и высоту пика в распределении  $f(\Delta E)$  для каждой из двух реакций. Положение пика определяется по формуле

$$\Delta E_{\rm пик} = \Delta E_0 + w_0, \tag{3}$$

а величина *A* соответствует площади под кривой функции распределения

$$A = \int_{0}^{+\infty} f(\Delta E) d(\Delta E).$$
 (4)

В эксперименте триггер возникает если ионизационный сигнал во втором газовом зазоре превысил амплитудный порог. Расчет показал, что триггер запускается для нейтронов с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. Поэтому при моделировании мы рассматривали только нейтроны с энергией  $E_n >$ > 0.5 МэВ. На рис. 1 представлены расчетные спектры для первого (рис. 1*a*) и второго (рис. 1*б*) газовых зазоров детектора с аппроксимирующими их кривыми при энергии нейтронов  $E_n =$ 



**Рис. 2.** Экспериментальные амплитудные спектры ионизационных потерь: в первом (координата "X") газовом зазоре (*a*); во втором (координата "Y") (б) газовом зазоре детектора для потока с максимальной энергией нейтронов 3.13 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

= 3 МэВ. Из расчета определяются параметры этих кривых для двух каналов реакции  $A(\alpha_0)$ ,  $w(\alpha_0), \Delta E_{\text{пик}}(\alpha_0), A(\alpha_1), w(\alpha_1)$  и  $\Delta E_{\text{пик}}(\alpha_1)$ . Экспериментальные спектры также аппроксимировались суперпозицией кривых двух распределений Рэлея в предположении, что положения максимумов экспериментальных в спектрах  $\Delta E_{\text{пик}}^{\text{эксп}}(\alpha_0) = \Delta E_{\text{пик}}(\alpha_0) \text{ и } \Delta E_{\text{пик}}^{\text{эксп}}(\alpha_1) = \Delta E_{\text{пик}}(\alpha_1).$ При этом были получены экспериментальные величины  $A^{3\kappa cn}(\alpha_0)$  и  $A^{3\kappa cn}(\alpha_1)$ . Поскольку в эксперименте использовался поток нейтронов в диапазоне энергий от 0.5 МэВ до *Е<sub>п max</sub>*, то для оценки соотношения выходов реакций  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  величины  $A^{\mathfrak{scn}}(\alpha_0)$  и  $A^{\mathfrak{scn}}(\alpha_1)$  нормировались на величины  $A(\alpha_0)$  и  $A(\alpha_1)$  в окрестности середины данного диапазона энергий. Неопределенность положения выбранной расчетной точки по энергии мы включили в ошибку измерения. Таким образом, соотношение выходов вычислялось по формуле

$$\omega_{01} = \frac{A^{\scriptscriptstyle 9KC\Pi}(\alpha_0) A(\alpha_1)}{A^{\scriptscriptstyle 9KC\Pi}(\alpha_1) A(\alpha_0)}.$$
 (5)

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные амплитудные спектры демонстрируют поведение, в котором проявляются максимумы, соответствующие потерям ядра <sup>4</sup>Не из двух исследуемых каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ . Мы применили ту же вычислительную процедуру для обработки спектров, как и для вычисления параметров расчетных спектров ионизационных потерь. На рис. 2 показаны экспериментальные спектры для первого (рис. 2а) и второго (рис. 2б) газовых зазоров детектора с аппроксимирующими их распределениями Рэлея для максимальной энергии потока нейтронов  $E_{n max} = 3.13$  МэВ. Средняя энергия для получения расчетных величин  $A(\alpha_0)$  и  $A(\alpha_1)$  может быть выбрана как  $E_{n cp} =$  $= 1.5 \pm 0.5$  МэВ. На рис. 3 показаны экспериментальные спектры для первого (рис. 3а) и второго (рис. 3б) зазоров детектора, и кривые аппроксимации для  $E_{n max} = 5.77$  МэВ. Среднюю энергию для получения расчетных  $A(\alpha_0)$  и  $A(\alpha_1)$  мы выбрали  $E_{n \text{ ср}} = 2.8 \pm 1.0 \text{ МэВ.}$ 



Рис. 3. Экспериментальные амплитудные спектры ионизационных потерь: в первом (координата "X") газовом зазоре (*a*); во втором (координата "Y") ( $\delta$ ) газовом зазоре детектора для потока с максимальной энергией нейтронов 5.77 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

Вычислив величины максимума для полученных кривых каналов  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  и нормируя их на соответствующие расчетные величины, мы получили соотношение выходов двух каналов реакции α<sub>0</sub> и  $\alpha_1$  с испусканием ядра <sup>7</sup>Li в основном и возбужденном (<sup>7</sup>Li\*) состоянии (рис. 4). Можно видеть спадающий характер отношения  $\omega_{01} = \alpha_0 / \alpha_1$  при увеличении максимальной энергии в потоке нейтронов, который объясняет различие в экспериментальных спектрах, показанных на рис. 2 и 3. В дальнейшем мы планируем модернизировать экспериментальную установку, заменив действующий ПЧДН на новый, разрабатываемый в ИЯИ РАН детектор нейтронов, который будет способен определять энергию каждого быстрого нейтрона диапазоне 1–7 МэВ [8]. В результате дальнейших исследований появится возможность не только улучшить точность измерений, но и срав-



**Рис. 4.** Зависимость величины соотношения выходов каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  взаимодействия нейтронов с ядром <sup>10</sup>В от максимальной энергии нейтронов в потоке. Кривая линия – аппроксимация.

нить наши результаты с результатами, полученными в [1].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа расчетных спектров ионизационных потерь ядра <sup>4</sup>Не для каналов реакции  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  взаимодействия нейтрона с ядром <sup>10</sup>В с вылетом ядра <sup>7</sup>Li в основном и возбужденном состоянии и экспериментальных амплитудных спектров, измеренных для двух зазоров <sup>10</sup>В-детектора, получена оценка соотношения выходов  $\omega_{01} = \alpha_0/\alpha_1$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bevilacqua R., Hambsch F.-J., Vidali M. et al. // EPJ Web Conf. 2017. V. 146. Art. No. 11010.
- 2. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
- Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 748.
- 4. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхн.: рентген., синхр., нейтрон. иссл. 2018. № 10. С. 108; *Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al.* // J. Surf. Invest.: Xray, Synch. Neutr. Tech. 2018. V. 12. P. 627.
- Potashev S., Burmistrov Y., Drachev A. et al. // KnE Energy. Phys. 2018. P. 115.
- Недорезов В.Г., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. и др. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 5. С. 423; Nedorezov V.G., *Konobeevski E.S., Zuyev S.V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 5. P. 827.
- 7. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976.
- Каспаров А.А., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 694.

## ПОТАШЕВ и др.

# Branching ratio of <sup>7</sup>Li ground and excited states produced in interaction neutron and <sup>10</sup>B at 1 MeV above

S. I. Potashev<sup>a, b, \*</sup>, A. A. Kasparov<sup>a</sup>, V. N. Ponomarev<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia <sup>b</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia \*e-mail: potashev@inr.ru

Branching ratio of <sup>7</sup>Li nucleus ground and excited states produced in neutron and <sup>10</sup>B nucleus interaction at 1 MeV above is studied. Neutron detector based on the <sup>10</sup>B-layer which served as both target and cathode of wire chamber for detecting secondary nucleus ionization losses is used. Branching ratio of  $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He$  and  $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He + \gamma$  reactions is determined using pulse height spectra and correlation from two detector gap signals together with  ${}^{4}He$  ionization loss simulation taking into account kinematics of each reaction.