

УДК 539.1.074.823

## ЗАВИСИМОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ И РАЗМЕРОВ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ОТ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

© 2021 г. И. В. Мешков<sup>1, \*</sup>, С. И. Поташев<sup>1, 2</sup>, С. Х. Караевский<sup>2</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>2</sup>,  
**Г. В. Солодухов<sup>2</sup>**, В. Н. Пономарев<sup>2</sup>, А. И. Драчев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

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

\*E-mail: meshkoviv@lebedev.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Пространственное распределение нейтронного потока с максимальными энергиями  $E_n^{max}$  от 3.3 до 5.1 МэВ из выводного канала фотонейтронного источника исследовано с помощью двухкоординатного  $^{10}\text{В}$ -детектора. Найдено, что максимум в интенсивности нейтронного потока, измеренного вдоль горизонтальной оси, смещается назад относительно направления первичного электронного пучка с увеличением  $E_n^{max}$ .

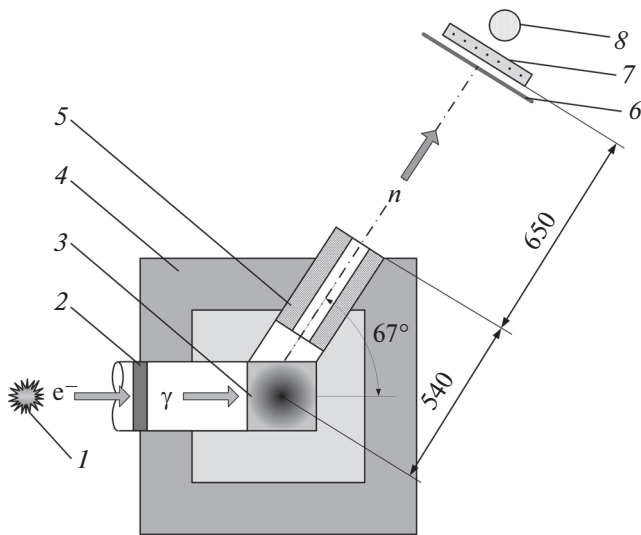
DOI: 10.31857/S0367676521100215

### ВВЕДЕНИЕ

При подготовке и проведении нейтронно-физических экспериментов с быстрыми нейтронами на ускорителях возникает необходимость контролировать направление и распределение их потока. Чаще всего для этой цели используются активационные, а также ионизационные или сцинтилляционные детекторы с применением метода протонов отдачи [1, 2]. Метод времени пролета позволяет определить энергию нейтрона, но при этом необходимо удаление детектора на большое расстояние и требование малого джиттера импульса ускорителя. Все эти детекторы помимо потока нейтронов из канала источника регистрируют также фон рассеянных нейтронов. Сцинтилляционные детекторы также очень чувствительны к гамма- и рентгеновскому излучению и в случае высокой его интенсивности могут испытывать перегрузку. Газовые пропорциональные и коронные счетчики, а также пропорциональные и ионизационные камеры, наполненные  $^3\text{He}$  или  $^{10}\text{BF}_3$ , не обладают достаточной чувствительностью к быстрым нейтронам, и поэтому используются только в счетном режиме после термализации нейтронов. Новым решением является использование для регистрации слоя твердого  $^{10}\text{В}$ , который обладает достаточно большим сечением поглощения  $\sigma_a \sim 1$  барн при энергиях в несколько МэВ.

### ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СЛОЯ $^{10}\text{В}$ И ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Новый позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) нейтронов на основе слоя  $^{10}\text{В}$  и ионизационной камеры продемонстрировал в эксперименте чувствительность к углу падения быстрых нейтронов, попадающих в камеру приблизительно перпендикулярно к плоскости детектора [3]. Описываемый прибор имеет свойство направленного детектирования также и для тепловых нейтронов, как и недавно предложенная детекторная система из  $^3\text{He}$ -счетчиков [4]. Пропорциональность амплитуды сигнала величине энергии ионизации позволяет судить об энергии вторичного ядра  $^4\text{He}$  или  $^7\text{Li}$  и, как следствие, энергии нейтрона  $E_n$  при энергиях свыше 1 МэВ. Наличие в конструкции детектора двух чувствительных зазоров, следующих один за другим и работающих в режиме совпадения, позволяет существенно подавить влияние фона. Было показано также, что, анализируя амплитуды сигналов этого детектора, можно определить  $E_n^{max}$  в потоке [5]. Существенным достоинством его является и чрезвычайно низкая чувствительность к  $\gamma$ -квантам и рентгеновскому излучению из-за отсутствия конкурирующих реакций фотонов с ядром  $^{10}\text{В}$ .



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – пучок электронов; 2 – W-мишень; 3 – Be-мишень; 4 – полиэтиленовый замедлитель, окруженный защитой; 5 – коллиматор; 6 – Cd-фильтр; 7 – ПЧД; 8 –  $^3\text{He}$ -счетчик.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментальной установке, которая показана на рис. 1, использовался источник нейтронов на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8. Падающий пучок 1 с фиксированными энергиями электронов  $E_e$  в трех экспериментах 5, 6 и 7 МэВ производил в вольфрамовой мишени 2 тормозной спектр фотонов с такими же граничными энергиями. Фотоны на бериллиевой мишени 3 за счет реакции  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$  создавали поток нейтронов с интенсивностью до  $10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Часть нейтронов замедлялась в 100 см кубе из чистого полиэтилена марки “С0”, окруженного защитой из борированного полиэтилена “СЗ” 4, а часть нейтронов через коллиматор 5 диаметром 3 см и длиной 45 см и кадмиевый фильтр 6 толщиной 0.5 см, направлялась на ПЧД 7 на основе слоя  $^{10}\text{B}$  и ионизационной камеры. Монитором, контролирующим поток медленных нейтронов, служил пропорциональный  $^3\text{He}$ -счетчик 8. Пространственное распределение быстрых нейтронов регистрировалось ПЧД. В системе считывания использовалась цепь последовательных сопротивлений, подключенных к проволочкам или полоскам детектора. Координаты точки регистрации нейтрона определялись по методу деления заряда из амплитуд сигналов, как это было описано в [7, 8].

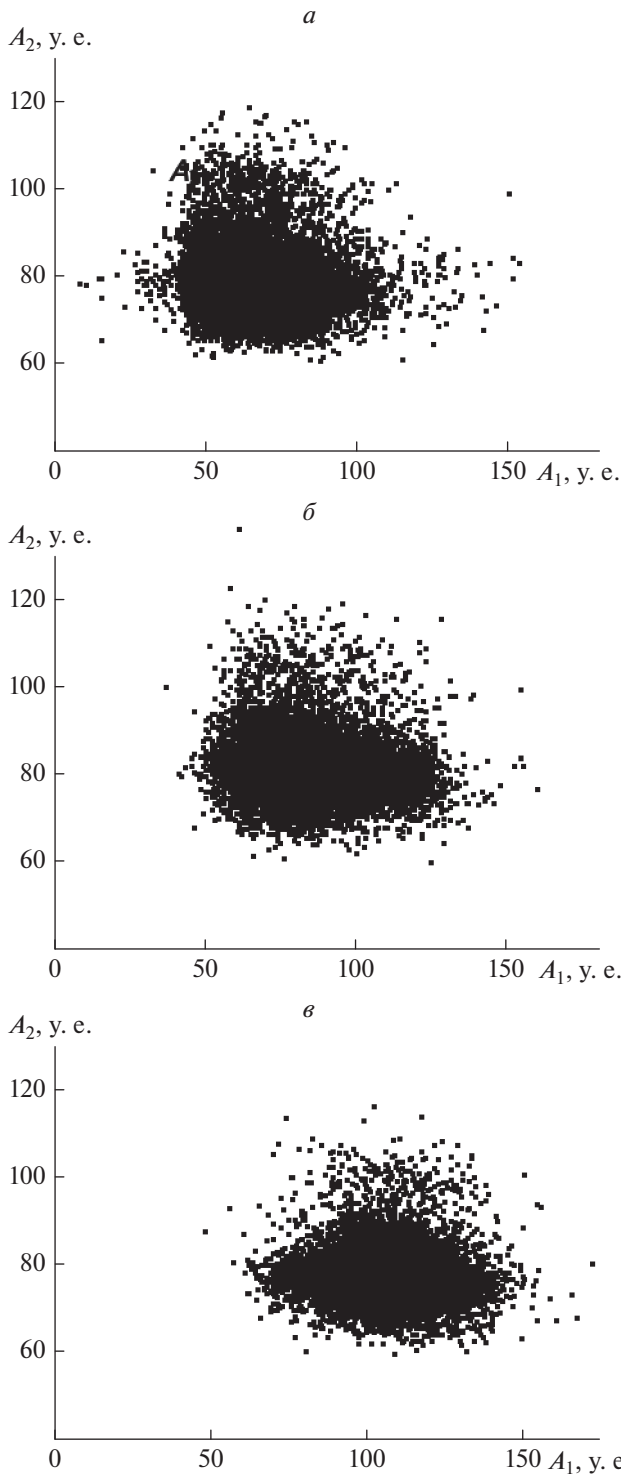
## ЗАВИСИМОСТЬ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Моделирование кинематики реакции  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$  показало, что под углом оси коллиматора к оси электронного пучка  $67^\circ$ , увеличение граничной энергии  $\gamma$ -квантов на 1 МэВ приводит к увеличению  $E_n^{\text{max}}$  в потоке на 0.9 МэВ. С учетом порога данной реакции 1.67 МэВ при  $E_e$  5, 6 и 7 МэВ  $E_n^{\text{max}}$  составляла 3.3, 4.2 и 5.1 МэВ, соответственно. Несмотря на то, что Cd-фильтр ограничивает  $E_n$  величиной около 0.55 эВ, нижняя граница  $E_n$  определяется установленным порогом регистрации вторичного ядра во втором чувствительном зазоре детектора. Он составлял от 0.1 до 0.2 МэВ. Это означает, что энергия ядра  $^4\text{He}$  или  $^7\text{Li}$  с учетом потери в первом азоре составляла не менее 0.5 МэВ. Как было показано ранее, энергетические потери ядра  $^4\text{He}$  для тепловых нейтронов составляют 0.43 МэВ [6]. Это приводит к существенному подавлению вклада событий с вылетом ядра  $^4\text{He}$ .

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

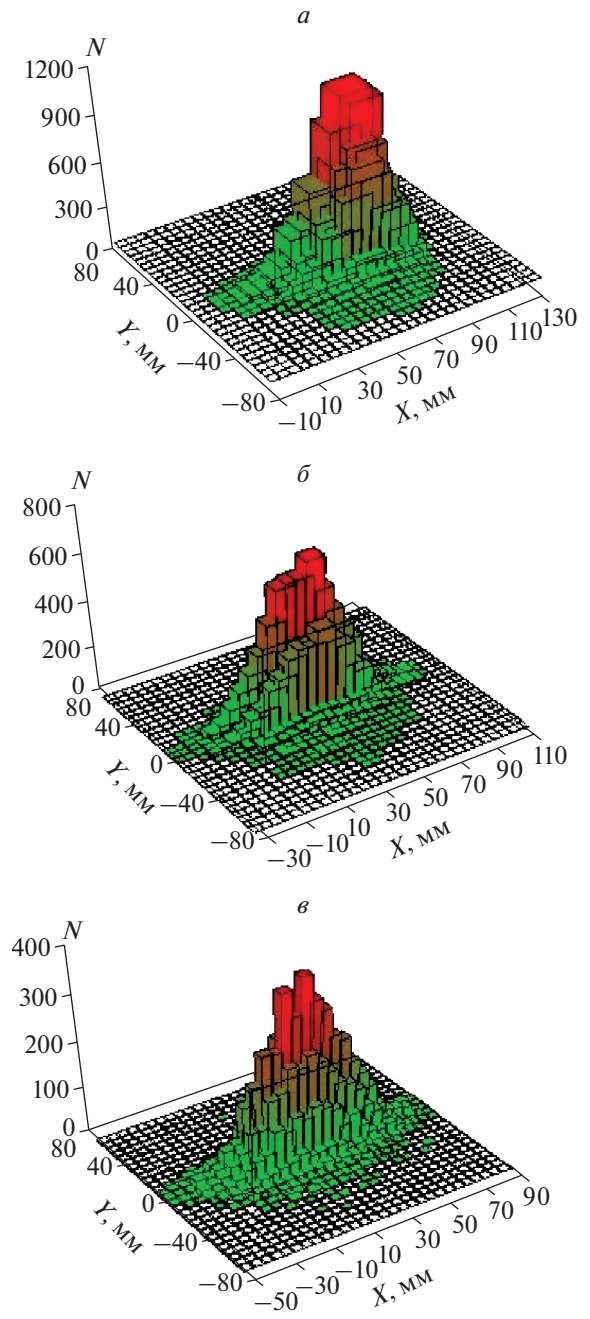
На рис. 2 показаны корреляции амплитуд сигналов  $A_1$  от 1-го и  $A_2$  от 2-го зазоров ПЧД, полученные при трех значениях  $E_n^{\text{max}}$  3.3, 4.2 и 5.1 МэВ. В эксперименте обнаружена прямая зависимость амплитуды сигналов от  $E_n$ , поскольку нейтрон сообщает дополнительную кинетическую энергию вторичному ядру. При этом большая часть энергии выделяется в первом зазоре детектора. В то же время, как видно из рисунка, с ростом  $E_n$  диапазон амплитуд сигналов от второго зазора детектора расширяется.

На рис. 3 показаны полученные в экспериментах двумерные пространственные распределения потока нейтронов для трех величин  $E_n^{\text{max}}$ : 3.3, 4.2 и 5.1 МэВ. На графиках видно, что положение максимума с увеличением  $E_n^{\text{max}}$  на каждые 0.9 МэВ смещается назад по отношению к пучку электронов на 2 см вдоль горизонтальной оси  $X$ . Это можно объяснить более глубоким проникновением  $\gamma$ -квантов в Be-мишень с ростом энергии и, как следствие, смещения видимого через коллиматор святящегося излучателя нейтронов вперед по пучку электронов. Это и приводит к изменению геометрии потока нейтронов на месте размещения ПЧД. При этом полная ширина на половине высоты распределения меняется от 4.5 до 6 см при увеличении  $E_n^{\text{max}}$  от 3.3 до 5.1 МэВ. Последний факт может объясняться увеличением диапазона энергий регистрируемых нейтронов с ростом  $E_n^{\text{max}}$ . В то же



**Рис. 2.** Корреляция между амплитудами импульсов  $A_1$  из 1-го и  $A_2$  из 2-го зазора детектора для различных  $E_n^{max}$ : 3.3 (*a*); 4.2 (*б*) и 5.1 МэВ (*в*).

время положение максимума распределения вдоль вертикальной оси  $Y$  и его ширина на половине высоты не изменяется.



**Рис. 3.** Распределение нейтронов в пучке для различных  $E_n^{max}$ : 3.3 (*a*); 4.2 (*б*) и 5.1 МэВ (*в*).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью двухкоординатного  $^{10}\text{B}$ -детектора было исследовано пространственное распределение пучка быстрых нейтронов из канала нейтронного источника с максимальными энергиями от 3.3 до 5.1 МэВ.

Увеличение  $E_n^{max}$  пучка нейтронов на 0.9 МэВ соответствует смещению на 2 см максимума рас-

предела, измеренного на расстоянии 120 см от центра Ве-мишени.

Перемещение положения максимума в горизонтальном распределении нейтронов с увеличением  $E_n^{max}$  дает возможность определять и контролировать эту энергию в режиме реального времени.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИАН по теме № 4 “Физика конденсированного состояния: новых материалов, молекулярных и твердотельных структур нанопотоники, наноэлектроники и спинтроники”

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dreyzin V.T., Grimov A.A., Logvinov D.I. // J. Appl. Spectrosc. 2016. V. 83. No. 3. P. 454.
2. Thomas D.J., Alevra A.V. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 476. P. 12.
3. Мешков И.В., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 497; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 382.
4. Bedogni R., Gomez-Ros G.M., Lega A. et al. // NIMA. 2020. V. 983. Art. No. 164595.
5. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
6. Potashev S., Burmistrov Yu., Drachev A. et al. // Proc. 3rd ICCPA. V. 2018. (Moscow, 2017). P. 115.
7. Караевский С.К., Поташев С.И., Драчев А.И., Бурмистров Ю.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 832; Karaevsky S.K., Potashev S.I., Drachev A.I., Burmistrov Yu.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 748.
8. Karaevsky S.K., Potashev S.I., Drachev A.I. et al. // Phys. Atom. Nuclei. 2019. V. 82. No. 12. P. 1686.

### The dependence of spatial location and size of neutron flux on the maximum neutron energy

I. V. Meshkov<sup>a,\*</sup>, S. I. Potashev<sup>a,b</sup>, S. Kh. Karaevsky<sup>b</sup>, Yu. M. Burmistrov<sup>b</sup>, G. V. Soloduhov<sup>b</sup>, V. N. Ponomarev<sup>b</sup>, A. I. Drachev<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow 119991 Russia

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

\*e-mail: meshkoviv@lebedev.ru

The spatial distribution of the neutron flux with maximum energies from 3.3 to 5.1 MeV from the outlet channel of the photoneutron source was studied using a two-coordinate  $^{10}\text{B}$  detector. It was found that the maximum in the intensity of the neutron flux measured along the horizontal axis shifts back relative to the direction of the primary electron beam with an increase in the maximum neutron energy.