УДК 539.172.3,539.172.84

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ W-Be-ИСТОЧНИКА ИЯИ РАН В РЕАКЦИИ $n + {}^{1}H \rightarrow n + p$

© 2019 г. М. В. Мордовской^{1, 2, *}, С. В. Зуев¹, Е. С. Конобеевский¹, В. В. Мицук^{1, 2}, В. Н. Пономарев¹, Г. В. Солодухов¹, И. В. Суркова¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия *E-mail: mvmordovsk@mail.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Для исследования возможности измерения ядерных сечений на пучках быстрых "квазимоноэнергетических" нейтронов W–Ве-фотонейтронного источника ИЯИ РАН проведено моделирование спектра нейтронов, образованных в реакции $\gamma + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ при различных граничных энергиях фотонного спектра. Полученные спектры использовались далее для моделирования отклика водородосодержащего детектора на нейтроны в реакции $n + {}^1\text{H} \rightarrow n + p$. Создана экспериментальная установка для определения энергетического спектра нейтронов W–Ве-источника. Проведены измерения спектров вторичных протонов, детектированных в активной водородосодержащей мишени при облучении нейтронами, и сравнение их с расчетными.

DOI: 10.1134/S0367676519040185

ВВЕДЕНИЕ

Работа является продолжением исследования экспериментальных условий измерения нейтронных сечений на фотонейтронном источнике, установленном на пучке электронов линейного ускорителя ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН [1]. Для получения потока быстрых и тепловых нейтронов используется реакция ⁹Ве (γ , *n*). Тормозное гаммаизлучение образуется при облучении электронами с энергией 4—10 МэВ вольфрамового конвертера. Одна из целей исследований состоит в определении возможности получения нейтронных данных на этой установке с использованием быстрых нейтронов с квазимоноэнергетическим спектром.

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА

Модельные расчеты процессов взаимодействия электронов, фотонов и нейтронов с элементами конструкции W–Be-источника показали, что энергетический спектр нейтронов, полученный при облучении бериллиевой мишени тормозными фотонами, содержит быструю часть (1–5 МэВ), вклад которой в спектр зависит от толщины бериллиевой мишени (рис. 1) [2]. Результаты расчетов энергетических спектров тормозных фотонов были использованы в процедуре квазимонохроматизации пучка фотонов и показали возможность получения "квазимоноэргетического" пучка фотонов. Такая возможность обусловлена особенностью ускорителя ЛУЭ-8-5



Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов из W–Вемишени при облучении 7 МэВ электронами в зависимости от толщины бериллиевой мишени: *1* – 1, *2* – 5, *3* – 10 см. Модельный расчет.



Рис. 2. Модельные энергетические спектры вторичных частиц, соответствующие энергии электронов 7.5 МэВ: $a - \phi$ отонов, $\delta -$ нейтронов и e - спектр световыхода в водородосодержащем детекторе, где по оси абсцисс – эквивалентная энергия электронов. По оси ординат отложено количество событий.

ИЯИ РАН — плавное изменение энергии электронов от 4 до 10 МэВ позволяет при облучении W-мишени получать различные наборы спектров фотонов с различными граничными энергиями. Комбинация таких спектров рассматривается в рамках процедуры "квазимонохроматизации" как "квазимоноэнергетический" спектр фотонов.

Результаты моделирования нейтронообразующей реакции $\gamma + {}^{9}\text{Be} \rightarrow {}^{8}\text{Be} + n$ при облучении бериллиевой мишени такими "квазимоноэнергетическими" фотонами показали в свою очередь возможность получения "квазимоноэнергетического" пучка быстрых нейтронов [3].

В настоящей работе рассмотрена возможность определения энергетического спектра нейтронов, полученного при облучении Ве-мишени тормозными фотонами с определенной граничной энергией. Для измерения энергетического спектра нейтронов рассматривалась реакция упругого рассеяния нейтронов на водороде $n + {}^{1}\text{H} \rightarrow n + p$. При этом в качестве активной мишени предполагается использовать водородосодержащий сцинтиллятор. Рассеянный протон будет регистрироваться в самой мишени, а нейтрон – в дополнительном сцинтилляционном детекторе. Энергия протона будет определяться по световыходу в активной мишени, а энергия нейтрона – по времени пролета.

Восстановление энергии первичного нейтрона возможно либо по энергии одной из вторичных частиц (протона или нейтрона) при фиксированном угле установки нейтронного детектора относительно направления первичного пучка нейтронов, либо по суммарной энергии протона и нейтрона.

Перед измерениями было проведено моделирование условий эксперимента. На первом этапе рассматривается облучение ⁹Ве-мишени тормозными фотонами (энергетический спектр фотонов показан на рис. 2а), образованными при облучении W-мишени пучком электронов определенной энергии (для спектра на рис. $2a E_e = 7.5 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$). Нейтроны образуются в широком интервале углов и для энергий электронов 4-10 МэВ могут иметь предельную энергию ≈ 2-8 МэВ. С помощью результатов моделирования и с учетом конструктивных особенностей источника можно определить оптимальный угол для выведенного пучка быстрых нейтронов. С учетом измеренных ранее на ускорителе фоновых условий для моделирования и проведения эксперимента был выбран угол в 150° относительно направления пучка электронов. При расчетах учитывалось, что фотоны попадают на Ве-мишень в растворе углов $\Theta_{\phi} = 0^{\circ} \pm 30^{\circ}$, а вылет образовавшихся нейтронов происходит под углом $\Theta_n = 150^\circ \pm 10^\circ$. При этих условиях получен моделированный энергетический спектр нейтронов, приведенный на рис. 26. На следующем этапе моделирования нейтронами с полученным спектром облучается водородосодержащий (СНсцинтиллятор) детектор, одновременно служащий мишенью и детектором рассеянных протонов.

Следующий этап моделирования — вычисление энергетического спектра протонов, полученного при облучении нейтронами мишени, и затем амплитудного спектра сигналов от зарегистрированных протонов в мишени-сцинтилляторе (рис. 2*в*) с учетом геометрии и эффективности детектора.



Рис. 3. Схема установки: *1* – W-мишень, *2* – Ве-мишень, *3*, *4* – детекторы Д1 и Д2, *5* – свинцовая защита с коллиматорами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Схема экспериментальный установки для определения энергетического спектра первичных нейтронов в реакции $n + {}^{1}H \rightarrow n + p$ приведена на рис. 3. Детектор Д1 (жидководородный сцинтиллятор EJ301) является одновременно водородной мишенью, детектором вторичных протонов и генератором стартового импульса для измерения времени пролета вторичного нейтрона. Он помещен в массивную защиту с коллиматорами на расстоянии 8 м от нейтронопроизводящей Вемишени под углом в 150° к начальному направлению электронного пучка. Детектор рассеянных нейтронов Д2, аналогичный детектору Д1, установлен на расстоянии 2 м от Д1 под углом в 45° к направлению падающего первичного пучка нейтронов. Детектор Д2 генерирует стоповый импульс для определения времени пролета рассеянных нейтронов.

Осциллограммы сигналов детекторов записывались с помощью цифровых процессоров CAEN DT5720 и DT5742. Это позволяло по форме импульса отличать события регистрации протонов в детекторе Д1 и нейтронов в детекторе Д2 от у-квантов (для этой цели служит параметр разделения событий по форме импульса PSD (Pulse Shape Discrimination), позволяющий разделять сигналы разного происхождения. На рис. 4 показаны экспериментальные графики распределения величины параметра PSD для сигналов детектора Д1 в двух наборах: черные точки – с широким коллиматором ~5 см, время набора 3 мин, серые точки – с узким, время набора 15 мин. При раскрытом коллиматоре в детектор попадает значительное количество сопровождающих сброс пучка у-квантов. Протонам соответствует пик с большим значением параметра PSD (форма сигнала имеет более пологий задний фронт, чем у



Рис. 4. Распределение величины параметра PSD по событиям в измерениях с разными коллиматорами – с широким (черные точки) и с узким (серые точки). Установленный порог для амплитуды сигнала ~0.2 МэВ эл. экв.

γ-квантов). Видно, что при сравнимых потоках, события, вызванные протонами и гамма-квантами, достаточно хорошо разделяются.

На рис. 5 показаны экспериментальные спектры сигналов детектора Д1, полученные в двух измерениях по 10 мин при токе электронов 5 мкА,



Рис. 5. Спектры световыхода в активной мишени Д1 при облучении нейтронами. Расчетные кривые: при энергии ускорителя 8.5 МэВ (черная линия) и 6.5 МэВ (серая линия); экспериментальные данные: для 8.5 МэВ (черные точки) и 6.5 МэВ (серые точки). По оси абсцисс – эквивалентная энергия электронов, по оси ординат – количество событий.

энергии электронов 6.5 и 8.5 МэВ, толщине бериллиевой мишени 100 мм. При этом проведен отбор по параметру PSD, соответствующий регистрации протонов. Здесь же приведены моделированные кривые для этих же энергий электронов, соответствующие регистрации протонов в детекторе при попадании нейтронов в жидководородный детектор. Видно качественное согласие экспериментальных и моделированных распределений, указывающее на наличие быстрых нейтронов (предельные энергии 4.5–6.5 МэВ) в энергетическом спектре нейтронов из Ве-мишени при энергии электронного пучка 6.5–8.5 МэВ соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможность плавного изменения энергии электронов от 4 до 10 МэВ на ускорителе ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН позволяет при облучении W-мишени получать различные наборы тормозных спектров фотонов. Моделированием установлено, что в результате бомбардировки Ве-мишени такими квазимоноэнергетическими фотонами возможно получение квазимоноэнергетических нейтронов в интервале энергий от 2 до 7 МэВ. Качественное совпадение экспериментальных спектров и результатов моделирования свидетельствует о наличии в энергетическом спектре быстрых нейтронов в интересующем нас интервале энергий. Это, в свою очередь, позволяет надеяться на получение "квазимоноэнергетического" пучка нейтронов и получение новых нейтронных данных в интервале энергий 1—4 МэВ с применением такого пучка. Однако для оценки возможных ширин распределения и интенсивности таких пучков необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 748.
- Andreev A., Burmistrov Yu., Gromov A. et al. // Fifth Int. Conf. on Nucl. Fragm. (NUFRA2015). Kemer. Oct. 2015. https://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2015/ talks/Sobolevsky_nufra2015.pdf.
- Мордовской М.В., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 829; Mordovskoy M.V., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 745.