

УДК 539.172.4

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ $^{12}\text{C}$ , $^{19}\text{F}$ , $^{32}\text{S}$ , $^{115}\text{In}$ , $^{128}\text{Te}$ , $^{208}\text{Pb}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 14.1 МэВ

© 2020 г. С. В. Артемов<sup>1</sup>, \*, Ф. Х. Эргашев<sup>1</sup>, М. А. Каюмов<sup>1</sup>, А. А. Караходжаев<sup>1</sup>, О. Р. Тожибоев<sup>1</sup>,  
Г. А. Абдуллаева<sup>1</sup>, Г. А. Кулабдуллаев<sup>1</sup>, Э. Т. Рузиев<sup>1</sup>, В. А. Татарчук<sup>1</sup>, Б. С. Юлдашев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан

\*E-mail: artemov@inp.uz

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

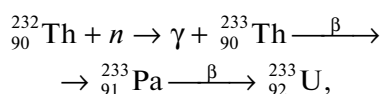
Принята к публикации 27.04.2020 г.

Разработана методика измерения полных нейтронных сечений с использованием кремниевых полупроводниковых детекторов с простой и компактной системой детектирования. Созданная методика применена для измерения полных сечений  $A + n$  при энергии  $E_n = 14.1$  МэВ для нескольких ядер в различной области масс. В качестве источника быстрых нейтронов использовали нейтронный генератор НГ-150 в режиме генерации нейтронов  $D + T$ . Представлены результаты измерений и их сравнение с соответствующими литературными значениями.

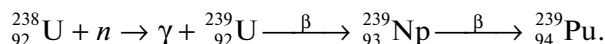
DOI: 10.31857/S0367676520080074

Новые ядерные технологии требуют разработки эффективных источников нейтронов с высокими выходными потоками. Их наличие расширит экспериментальную базу для ядерно-физических исследований и создаст возможности для внедрения новых технологий в ядерной энергетике, производстве радионуклидов и т.д.

В настоящее время большое внимание уделяется разработке систем с использованием делящихся материалов в подкритическом состоянии, управляемых внешним мощным источником нейтронов (ADS – Accelerator Driven Systems) [1, 2]. Сборка из хорошо оптимизированной подкритической системы и “внешнего” источника, реализуемого ускорителем, может обеспечить поток нейтронов, сравнимый с потоками типовых исследовательских реакторов, а в будущем являться базисом для безопасной атомной энергетики. К неоспоримым достоинствам ADS-систем следует отнести не только способность размножать нейтроны от “внешнего” источника, но и использовать их как накопители ядерного топлива, основываясь, в частности, на больших мировых запасах тория. Если в качестве исходного топлива используется смесь из природного или слабо обогащенного изотопом  $^{235}\text{U}$  урана, то при облучении реактора нейтронами, полученными с помощью ускорителя, идут два основных процесса. Во-первых, при захвате нейтрона ядром  $^{232}\text{Th}$  идет цепочка  $\beta$ -распадов:



и на основном изотопе урана  $^{238}\text{U}$  идет процесс:



При взаимодействии нейтронов с обоими облучаемыми изотопами,  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , происходит деление, которое является источником энергии. Каждая реакция деления приводит к убыли одного ядра  $^{233}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$ , а каждая вышеуказанная реакция приводит к появлению такого ядра. Если вероятности процессов деления и образования делящихся ядер равны, то количество изотопов  $^{233}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  при работе реактора приходит к некоторому равновесному значению, то есть топливо воспроизводится автоматически. Такая технология обеспечивает ядерную безопасность и ставит заслон несанкционированному распространению ядерных материалов.

Другим аспектом использования таких систем является возможность трансмутации долгоживущих ядерных отходов [3, 4]. При этом важно знать сечения взаимодействия нейтронов с этими ядрами. Кроме того, данные о нейтронных сечениях должны быть представлены для всех нуклидов, составляющих материалы, которые будут использоваться в термоядерных устройствах, включая делители, нейтронные умножители, охлаждающие жидкости, конструкции защиты, магниты и изоляторы, уделяя особое внимание получению высококачественных данных вблизи энергии 14 МэВ.

Наиболее точно и просто полное сечение нейтронов (эффективное и макроскопическое) может

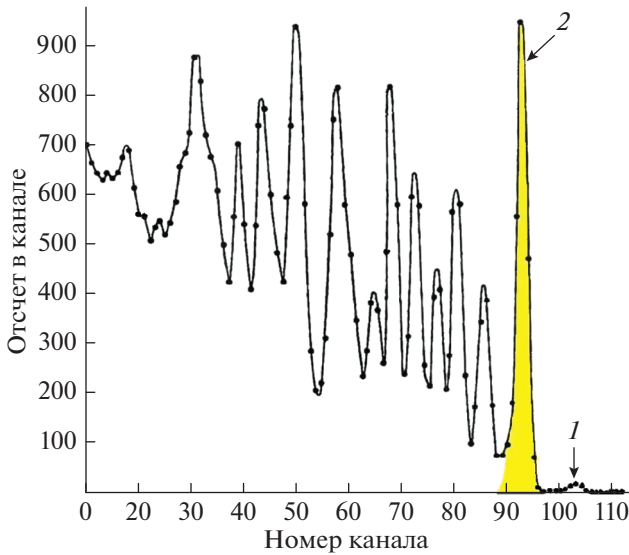


Рис. 1. Типичный спектр заряженных частиц при воздействии быстрых монохроматических нейтронов (14 МэВ) на кремниевый детектор.

быть измерено по ослаблению пучка нейтронов в мишени (известный метод пропускания [5, 6]). Его принцип заключается в следующем. Пусть  $\sigma_{tot}$  является полным сечением взаимодействия нейтронов энергии  $E_0$  с ядром  $(A, Z)$ , и пусть плоскопараллельный поток нейтронов с плотностью  $\Phi_0$  проходит через мишень толщиной  $x$ , состоящую из таких ядер. Уменьшение плотности потока  $d\Phi$  после прохождения слоя мишени толщиной  $dx$ , очевидно, равно:

$$d\Phi = -\Phi(x)n\sigma_{tot}dx. \quad (1)$$

где  $\Phi(x)$  плотность потока за мишенью,  $n$  – число ядер на  $1 \text{ см}^3$  мишени и  $x_0$  – толщина мишени. Тогда с учетом решения (1):  $\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-n\sigma_{tot}x_0)$ , пропускание  $T(x_0) = T$  есть:

$$T = \Phi(x_0)/\Phi_0 = \exp(-n\sigma_{tot}x_0). \quad (2)$$

Приведенные выше рассуждения верны при условии, что нейтрон взаимодействует с ядрами мишени не более одного раза, что накладывает ограничение на толщину мишени. Тогда

$$\sigma_{tot} = \frac{\ln(1/T)}{nx}. \quad (3)$$

Таким образом, нет необходимости в калибровке абсолютной эффективности детектора для измерения полного сечения. Но необходимо регистрировать только не взаимодействующие с мишенью нейтроны, то есть имеющие первоначальную энергию  $E_0$ . Поэтому часто используются довольно сложные методы регистрации нейтронов, такие как метод времени пролета [6] и т.д.

Для составной мишени, содержащей несколько ядер  $(A_1, Z_1; A_2, Z_2, \dots, A_i, Z_i, \dots)$  с концентрациями  $n_1, n_2, \dots, n_i$ , пропускание  $T$  есть:

$$T = \Phi'_x / \Phi'_0 = \exp[-x_0(\sigma_{1tot}n_1 + \sigma_{2tot}n_2 + \dots + \sigma_{itot}n_i)] \quad (4)$$

При этом сечение  $\sigma_{itot}$  можно найти, если известны все остальные.

Для измерения эффективных (и макроскопических) полных нейтронных сечений мы предлагаем использовать в методе пропускания полупроводниковый кремниевый детектор для измерения интенсивности первичных нейтронов. Принцип регистрации быстрых нейтронов кремниевым детектором заключается в следующем. Взаимодействие монохроматических нейтронов с ядрами кремния детектора вызывает несколько ядерных реакций, включая образование заряженных частиц. В этом случае детектор сам регистрирует заряженные частицы – продукты реакции, возникающие в нем, и амплитуда сигнала пропорциональна полной энергии, выделяемой ими в детекторе – см. рис. 1. Наибольшая энергия, выделяемая в кремниевом детекторе (и амплитуда сигнала), является результатом реакции  $^{29}\text{Si}(n, \alpha_0)^{26}\text{Mg}_{o.c}$  (пик 1 на рис. 1) при торможении в его чувствительной области  $\alpha$ -частицы и ядра  $^{26}\text{Mg}$  в основном состоянии ( $Q_{\text{реак}} = -0.034 \text{ МэВ}$ ). Меньшими по амплитуде будут сигналы, соответствующие образованию ядра  $^{26}\text{Mg}$  в первом и последующих возбужденных состояниях, и сигналы, соответствующие реакции  $^{29}\text{Si}(n, p_0)^{29}\text{Al}$ . Соответствующие пики практически не видны в спектре, так как сечение процесса мало. Доминирующим процессом (пик 2 на рис. 1) в этой области энергий является реакция  $^{28}\text{Si}(n, \alpha_0)^{25}\text{Mg}_{o.c}$  ( $Q = -2.65 \text{ МэВ}$ ), поскольку содержание изотопа  $^{28}\text{Si}$  в природном кремнии примерно в 20 раз больше при приблизительно одинаковых значениях сечений для реакции  $(n, \alpha_0)$ . Видно, что площади пиков, обусловленных реакциями на изотопе  $^{29}\text{Si}$ , пренебрежимо малы по сравнению с площадью пиков в реакции  $^{28}\text{Si}(n, \alpha_0)^{25}\text{Mg}$ .

Поскольку собственное энергетическое разрешение детектора не является идеальным, пики имеют определенную ширину в зависимости от качества детектора и разброса энергий налетающих нейтронов. Таким образом, очевидно, что чем лучше собственное энергетическое разрешение детектора и монохроматичность налетающих (первичных) нейтронов, тем надежнее будет их отбор.

Вышеописанный метод пропускания с использованием кремниевых детекторов для измерения полного нейтронного сечения был реализован на нейтронном генераторе НГ-150 ИЯФ АН Узбекистана (см. рис. 2а, 2б). Нейтронный поток, падающий на мишень, формируется коллиматором

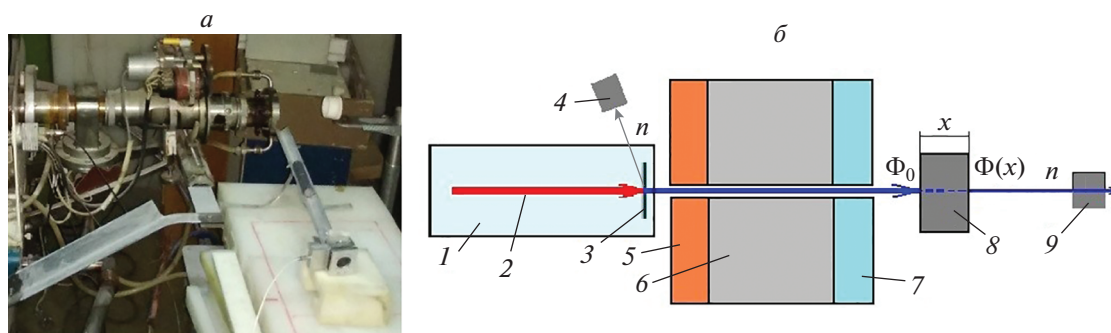


Рис. 2. *a* – Фотография установки (без нейтронного коллиматора); *б* – схема системы измерения полного сечения: 1 – нейтронный генератор НГ-150; 2 – пучок дейтронов; 3 – ТiТ-нейтронная мишень; 4 – мониторный детектор; 5, 6, 7 – стальная, водородо-содержащая (нейтрон-стоп) и свинцовая секции нейтронного коллиматора, 8 – исследуемая мишень, 9 – основной детектор.

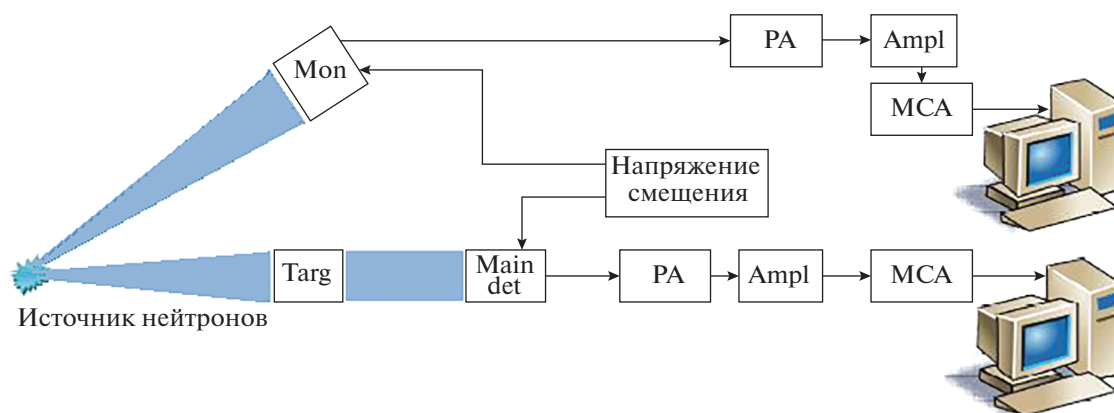


Рис. 3. Блок-схема электронного комплекса установки.

длиной 70 см и диаметром 14 мм (рис. 2б). Основной полупроводниковый Si-детектор с толщиной чувствительного слоя 0.7 мм и диаметром входного окна 20 мм имеет энергетическое разрешение ~60 кэВ для альфа-линий источника  $^{226}\text{Ra}$ . Мониторный Si-детектор с диаметром входного окна 12 мм и практически такими же параметрами, расположен в другом направлении (под источником нейтронов НГ-150 – на фото рис. 2а не виден). Расстояние между источником нейтронов и основным детектором составляет 120 см. Детекторы устанавливаются в специальные кассеты с защитными графитовыми экранами, предотвращающими попадание в них фоновых заряженных частиц. Исследуемая мишень размещается приблизительно посередине между источником нейтронов и основным детектором. Соосность всех элементов системы тщательно отъюстирована с помощью лазера.

Процедура измерения полного сечения такова (см. рис. 2б). Мишень, содержащая исследуемый изотоп ( $A, Z$ ), помещается между источником нейтронов и основным детектором. Коллимированный поток нейтронов проходит через мишень и ос-

новной полупроводниковый Si-детектор, причем все траектории нейтронов, попадающих в детектор, проходят через полную толщину мишени. Одновременно нейтронный поток проходит через мониторный детектор. Осуществляется набор спектра заряженных частиц, возникающих в каждом из детекторов при взаимодействии нейтронов с веществом детекторов. Затем мишень удаляется, и процедура повторяется.

Блок-схема электронного комплекса установки показана на рис. 3. Она состоит из модуля смещения для основного (Maindet) и мониторного (Mon) Si-детекторов и двух спектрометрических линий, которые включают в себя два зарядочувствительных предусилителя (РА) и линейных усилителя (Ampl), а также два многоканальных анализатора (МСА) с персональными компьютерами.

Числа событий  $N_x$  и  $N_{xm}$  определяются в пиках реакции  $^{28}\text{Si}(n, \alpha_0)^{25}\text{Mg}$  для спектров основного и мониторного детекторов, соответственно для измерения с мишенью (Targ) и числа событий  $N_0$  и  $N_{0m}$  в этих пиках для измерения без мишени. При

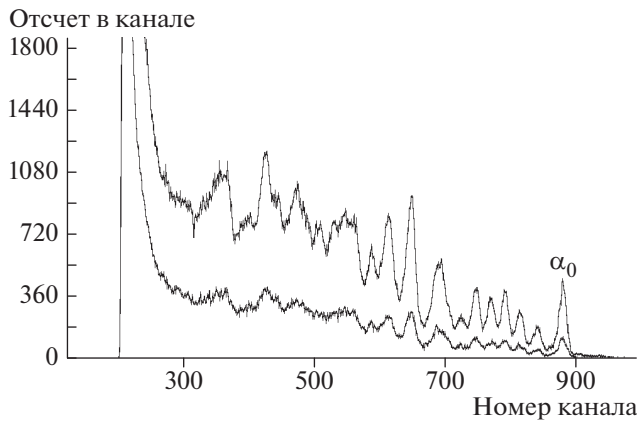


Рис. 4. Спектры, регистрируемые основным детектором без мишени (сверху) и с мишенью из естественного свинца.

этом числа событий  $N_{0m}$  и  $N_{xm}$  в мониторном детекторе служат для нормировки, которая компенсирует возможные изменения потока нейтронов во времени.

Для коэффициента пропускания  $T$  выражение (2) в этом случае принимает вид:

$$T = \frac{N_x N_{0M}}{N_0 N_{xM}} = \exp[-x(\sigma_1 n_1 + \sigma_2 n_2 + \dots + \sigma_i n_i)]. \quad (5)$$

Проверка метода и измерение полных сечений нейтронов на нескольких ядрах проводились на потоке нейтронов  $\sim 5 \times 10^9 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}/4\pi$  при энергии 14.1 МэВ нейтронного генератора НГ-150. Было использовано несколько мишеней из химически чистых веществ с естественным изотопным составом в диапазоне масс  $A \sim 12\text{--}208$ . Их размеры были выбраны с учетом геометрии эксперимента и ограничения по массовой толщине, чтобы избежать эффектов многократного взаимодействия нейтронов с материалом мишени. Аппроксимация длины свободного пробега нейтрона в материале

составляет  $L_r \sim 2.8(E_n)^{1/2}$ , где энергия нейтронов задается в МэВ, а  $L_r$  в см. Соответственно, толщины  $x$  использованных мишеней составляли  $\sim(0.5\text{--}1.0)L_r$ , то есть  $\sim 50\text{--}100$  мм с диаметром 22–30 мм.

Для экспериментов с использованием мелкодисперсных сыпучих материалов были изготовлены специальные тонкостенные (толщиной 0.5 мм) алюминиевые пеналы, в которые засыпался и уплотнялся соответствующий порошок. В этих случаях дополнительные измерения также проводятся с использованием пустого пенала в качестве мишени.

Метод был тестирован путем измерения полного сечения нейтронов на естественном свинце. В качестве мишеней были использованы несколько свинцовых стержней длиной 4–18 см и диаметром 18 мм. На рис. 4 приведены спектры заряженных частиц, измеренные без мишени (верхняя кривая) и с мишенью из естественного свинца (длиной 12 см), расположенной посередине между источником нейтронов и основным детектором.

После обработки спектров с учетом поправок на упругое рассеяние значение полного сечения нейтронов на естественном свинце найдено равным  $\sigma_{tot} = 5.28 \pm 0.11$  барн при энергии  $E_n = 14.1$  МэВ, что хорошо согласуется со значением  $5.34 \pm 0.04$  барн, которое получено в работе [6]. Таким образом, была подтверждена эффективность созданного метода измерения полных нейтронных сечений.

Результаты измерений  $\sigma_{tot}$  для нескольких естественных мишеней приведены в табл. 1 вместе с соответствующими литературными значениями.

Измеренные полные нейтронные сечения необходимы для создания источника нейтронов на базе НГ-150 для ADS. В дальнейшем планируются измерения эффективных полных сечений, которые будут использованы для расчета рассеяния быстрых нейтронов на различных конструктивных элементах.

Таблица 1. Сравнение измеренных нами (столбец 4) и литературных полных сечений

Элемент	Толщина, мм	Плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	$\sigma_{tot}$ , барн	$\sigma_{tot}$ (лит), барн
Углерод	148	2.25	$1.43 \pm 0.10$	$1.30 \pm 0.06$ [6]
Фтор	148	1.7	$2.08 \pm 0.15$	$1.74 \pm 0.04$ [7]
Сера	112	1.91	$1.77 \pm 0.13$	$1.95 \pm 0.03$ [7]
Теллур	37	5.86	$4.42 \pm 0.26$	$4.76 \pm 0.03$ [8]
Индий	20	7.15	$4.50 \pm 0.17$	$4.54 \pm 0.02$ [8]
Свинец	50	11.34	$5.28 \pm 0.11$	$5.34 \pm 0.04$ [6]

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства инноваций Республики Узбекистан (проект № FA-Atex-166-2018).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mueller A.C.* // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 420. Art. № 012059.
2. *Oigawa H., Tsujimoto K., Kikuchi K. et al.* // Proc. 8th Infor. Exchange Meet. Actinide and Fission Product Partitioning and Transm. (Las Vegas, 2004). P. 483.
3. *Риволь Ж.-П.* // УФН. 2003. Т. 173. № 7. С. 747; *Revol J.-P.* // Phys. Usp. 2003. V. 46. № 7. P. 725.
4. *Гулевич А.В., Земсков Е.А., Комлев О.Г., Пономарев Л.И.* // Атом. энергия. 2013. Т. 115. № 1. С. 123; *Gulevich A.V., Zemskov E.A., Komlev O.G., Ponomarev L.I.* // Atom. Energy. 2013. V. 115. № 3. P. 143.
5. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А.* // Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977. 528 с.
6. *Abfalterer W.P., Bateman F.B., Dietrich F.S. et al.* // Phys. Rev. C. 2001.V. 63. Art. № 044608.
7. *Rapp M.J., Danon Y., Saglime F.J. et al.* // Nucl. Sci. Engin. 2012. V. 172. P. 268.
8. *Dukarevich Yu.V., Dyumin A.N., Kaminker D.M.* // Nucl. Phys A. 1967. V. 92. № 2. P. 433.