

подтверждением предыдущего результата. Указанные на графиках ошибки величины средней энергии нельзя трактовать как границы спектрального диапазона, в котором заключена энергия γ -излучения,

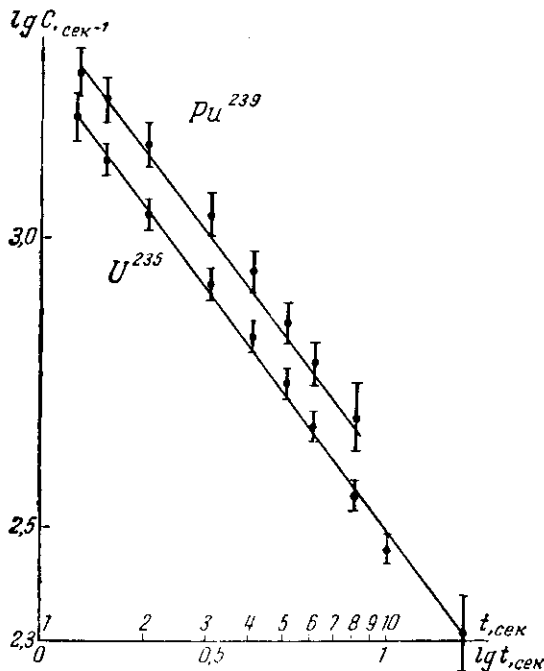


Рис. 3. Закон спада γ -активности осколков деления U^{235} и Pu^{239} с учетом поправки на время облучения.

так как экспериментальные данные не противоречат тому, что мы имеем дело со смесью двух или больше сортов γ -квантов (например, 50% $E_{\gamma}=1,2$ Мэв и 50% $E_{\gamma}=2$ Мэв) при условии, что средняя энергия лежит в указанном диапазоне.

По осям ординат на рис. 1 и 2 отложен логарифм числа импульсов, сосчитанных счетчиком за время от 1,5 до 5 сек. после середины интервала времени облучения. Проверка показала, что коэффициент ослабления внутри этого интервала времени не меняется со временем на величину, превышающую среднюю ошибку, т. е. средняя энергия γ -лучей постоянна или мало меняется.

На рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе представлен закон спада γ -активности осколков деления U^{235} с учетом поправки на время облучения, т. е. спад γ -активности после мгновенного облучения. Этот закон удовлетворительно описывается в интервале времени от 1,25 до 17 сек. после деления зависимостью вида

$$t_{\text{сек.}}^{-0,8} \pm 6\%,$$

На рис. 3 приведены также экспериментальные данные о кинетике спада γ -активности осколков деления Pu^{239} , подчиняющейся той же зависимости

$$t_{\text{сек.}}^{-0,8} \pm 8\%,$$

т. е. кинетика спада γ -активности для U^{235} и Pu^{239} совпадает в пределах экспериментальной точности.

Поступила в редакцию 23 XI 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Bernstein, W. M. Preston, J. Wolfe, R. E. Slattery, Phys. Rev. **71**, 573 (1947).
2. A. Lundby, B. Winther, E. Andersen, H. Enger, High Energy Gamma-Rays from Short-Lived Fission Products (Доклад № 891, представленный Норвегией на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, 1955).
3. Sinclear, Nucleonics **7**, № 6 (1950).
4. C. Davisson, R. Evans, Rev. Mod. Phys. **24**, № 2 (1952).

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $Be^9(n, 2n) Be^8$ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Б. Г. Дубовский, А. В. Камаев, Е. Ф. Макаров

Бериллий наряду с другими легкими элементами применяется в качестве замедлителя нейтронов в ядерных реакторах, так как он обладает хорошими замедляющими свойствами и малым сечением поглощения нейтронов. Кроме того, на бериллии идут ядерные реакции $Be^9(n, 2n)Be^8$ и $Be^9(\gamma, n)Be^8$, в результате которых происходит размножение нейтронов. Однако на бериллии идет также реакция $Be^9(n, \alpha)He^6$, которая выводит нейтроны из цепной реакции. Поэтому возникает необходимость измерения разностного эффекта этих конкурирующих процессов.

Реакцию $(n, 2n)$ на бериллии впервые наблюдал Русинов [1]. Все последующие измерения сечений

этой реакции на различных по спектру нейтронных источниках дали весьма противоречивые результаты [2]—[4].

Рассмотрение возможных схем реакции и расположения уровней ядер Be^8 , Be^9 и Be^{10} позволяет сделать заключение о том, что если на бериллий падают нейтроны с широким энергетическим спектром, то спектр $(n, 2n)$ нейтронов будет также иметь широкое энергетическое распределение [5]—[7]. Спектр $(n, 2n)$ нейтронов будет примерно следовать падающему спектру. Это качественное соображение делает обоснованным применение счетчика с эффективностью, слабо зависящей от энергии нейтронов, в наших измерениях.

Методика измерений. В качестве источника нейтронов спектра деления применялся урановый конвертер, который помещался в поток нейтронов, выходящих из горизонтального канала тепловой колонны реактора атомной электростанции (рис. 1).

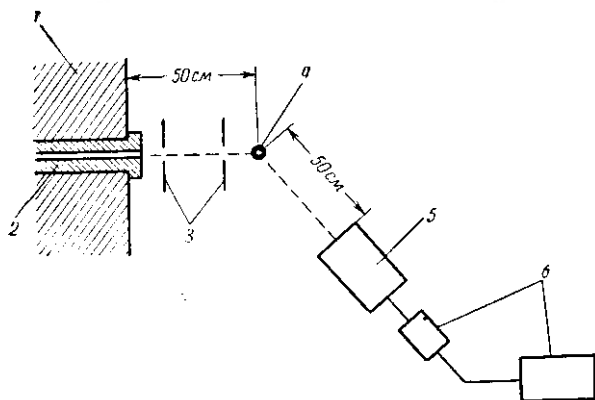


Рис. 1. Расположение конвертера и счетчика.

1 — тепловая колонна; 2 — коллиматор; 3 — кадмиевые диафрагмы; 4 — урановый конвертер в центре сферы из бериллия; 5 — счетчик; 6 — усилитель.

Конвертер поочередно окружался сферами из бериллия и графита. Размножение нейтронов в бериллии за счет реакции $(n, 2n)$ измерялось с помощью нейтронного счетчика, эффективность которого слабо зависит от энергии [8]. Независимость эффективности счетчика от энергии нейтронов проверялась по степени постоянства отсчетов счетчика при окружении источников графитовыми сферами различных диаметров. Максимальный диаметр

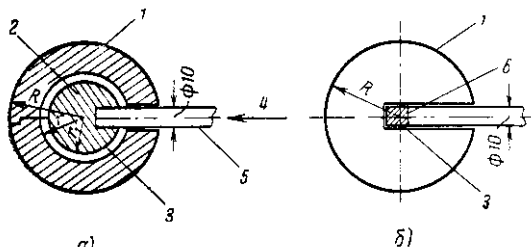


Рис. 2. Конструкция урановых конвертеров и бериллиевых сфер.

а — со сферическим конвертером; б — с цилиндрическим конвертером; 1 — бериллиевая сфера; 2 — сферический урановый конвертер; 3 — кадмиевая оболочка; 4 — поток тепловых нейтронов; 5 — алюминиевая трубка; 6 — цилиндрический урановый конвертер.

графитовой сферы составлял 200 мм. Устройство урановых конвертеров показано на рис. 2. Регистрирующая аппаратура состояла из нейтронного счетчика с газом BF_3 , усилителя с коэффициентом усиления $3 \cdot 10^3$, стандартного пересчетного устройства и стабилизированных блоков питания. Стабильность работы аппаратуры проверялась в течение нескольких суток при помощи источника нейтронов $\text{Ra}-\alpha\text{-Be}$.

Каждая серия состояла из трех измерений: измерение с бериллиевой сферой, измерение с графитовой сферой и измерение фона при перекрытии пучка тепловых нейтронов кадмием. Длительность каждого измерения — 15 мин. Такая последовательность измерений исключала погрешности, обусловленные возможным медленным дрейфом мощности реактора ($\pm 1\%$).

При замене бериллиевой сферы графитовой фон оставался постоянным. В процессе измерений положение сфер относительно конвертера изменялось для того, чтобы исключить влияние возможной несимметрии сфер. Измерения выполнялись с помощью трех бериллиевых сфер с различной толщиной стенок и двух различных по форме и величине конвертеров (рис. 2). Сферы были изготовлены из бериллия плотностью $1,77 \text{ г/см}^3$.

Для проверки изотропности источника нейтронов деления были проведены контрольные опыты, которые заключались в изменении угла между осью счетчика и направлением пучка тепловых нейтронов.

Экспериментальные оценки показывают, что возможные ошибки, обусловленные случайным смещением на 2—3 мм эффективного центра источника относительно центра сфер, малы по сравнению со статистическими ошибками. Приблизительный расчет показывает, что в направлении пучка тепловых нейтронов поток нейтронов деления ослабляется всего на ~5% из-за поглощения в конвертере. Этот эффект не может заметно повлиять на результаты измерений. Для исключения деления урана нейтронами, замедлившимися в сферах, конвертеры покрывались кадмиевой оболочкой толщиной 0,3 мм.

Эксперименты с источниками нейтронов $\text{Po}-\alpha\text{-Be}$ и $\text{Po}-\alpha\text{-V}$ проводились аналогичным образом. Источники помещались в центре сфер, а счетчик — на разных расстояниях от источника (50, 100 и 150 см). При этом получалось одно и то же значение коэффициента размножения нейтронов.

Результаты измерений. Размножение нейтронов в бериллиевых сферах определяется величинами сечений реакции $(n, 2n)$, (γ, n) , (n, α) . Так как число возникающих при делении урана γ -квантов с энергией, превышающей порог (γ, n) реакции $(E_\gamma > 1,67 \text{ Мэв})$, одного порядка с числом нейтронов деления, а сечение реакции (γ, n) значительно меньше [7] сечения реакции $(n, 2n)$, то вкладом реакции (γ, n) можно пренебречь.

Интенсивности счета нейтронов связаны с сечениями реакций $(n, 2n)$ и (n, α) соотношением

$$n = n_0 e^{\bar{l}(\sigma_{n, 2n} - \sigma_n, \alpha)},$$

где n и n_0 — соответственно интенсивности счета с бериллиевой и графитовой сферами; N — число ядер бериллия в см^3 ; $\bar{l}$ — средняя длина пути нейтрона в шаровом слое бериллия.

В связи с тем, что рассеяние нейтронов на ядрах бериллия увеличивает средний путь нейтронов, $\bar{l}$ существенно превышает толщину слоя бериллия $d = R - r$.

Средняя длина пути $\bar{l}$ вычислялась по формуле, полученной Ю. А. Романовым и В. И. Ритусом:

$$\bar{l} = de^{-d/\lambda} + R \frac{\varphi(R/\lambda) - e^{-R/\lambda}}{(1 - e^{R/\lambda}) [1 + 1,5 (r/R)^2]} \cdot (1 - e^{-d/\lambda}),$$

Источник нейтронов	Размеры сферы из бериллия		Интенсивность счета ($\times 64$) за 15 мин.			$\bar{I}$ см	ϵ %	$\sigma_{n, 2n} - \sigma_{n, \alpha}$ 10^{-27} см ²	Примечания
	R см	$d = R - r$ см	сферы из бериллия	сферы из графита	фон				
Сферический урановый конвертер	3,72	1,8	239	236	47	2,23	$1,64 \pm 0,3$	61 ± 20	Среднее значение по спектру деления $(63 \pm 20) \times 10^{-27}$ см ²
Сферический урановый конвертер	4,25	2,2	144	142	26	2,87	$2,05 \pm 0,25$	59 ± 20	
Цилиндрический урановый конвертер	3,8	3,3	81	79	28	4,12	$3,41 \pm 0,44$	68 ± 20	
Источник Ро- α -Ве	3,8	3,3	1470	1335	60	4,12	$10,15 \pm 0,75$	204 ± 50	
Источник Ро- α -В	3,72	1,8	227	229	54	2,23	$-1 \pm 0,5$	-37 ± 25	

где

$$\varphi = 0,71 + 0,5^{R/\lambda} + 0,29e^{-0,45R/\lambda}.$$

Формула справедлива при $r/R \leq \frac{1}{2}$.

Величина длины переносов ($\lambda = 7,3$ см) определялась из среднего сечения рассеяния бериллия для нейтронов с энергией от 2 до 8 Мэв с учетом анизотропии рассеяния ($\sigma_s \approx 1,5 \pm 0,3$ барн). В таблице приведены условия постановки опыта, средние значения величины $\epsilon = \frac{n - n_0}{n_0}$ и вычисленная разность сечений $\sigma_{n, 2n} - \sigma_{n, \alpha}$.

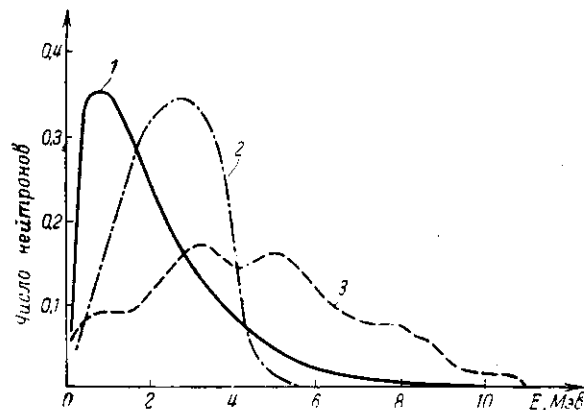


Рис. 3. Спектры нейтронных источников. 1 — спектр нейтронов деления U^{235} ; 2 — спектр источника Ро- α -В; 3 — спектр источника Ро- α -Ве.

Приведенная ошибка ϵ является среднеквадратичной ошибкой среднего значения ϵ по всем измерениям. Погрешность приведенных сечений определяется статистическими ошибками измерений и

погрешностью в значении сечения рассеяния бериллия. Полагая $\sigma_{n, \alpha} = 10 \cdot 10^{-27}$ см² для нейтронов деления [9], получим, что $\sigma_{n, 2n} = (73 \pm 20) \cdot 10^{-27}$ см².

Сопоставление полученных сечений с формой спектра источников [10], [11] (рис. 3) указывает на то, что основной вклад в размножение вносят нейтроны деления с энергией больше 4 Мэв, а это качественно свидетельствует о быстром росте разности сечений реакций $(n, 2n)$ и (n, α) с увеличением энергии нейтронов.

В отдельных измерениях настоящей работы принимали участие Л. А. Герасева и Р. К. Гончаров.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность доктору физико-математических наук А. К. Красину за постановку задачи и ряд ценных советов, а также В. С. Ставинскому и Э. Я. Михлинду за обсуждение результатов и ценные замечания.

Поступила в редакцию 19 IX 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Русинов, Sov. Phys. 10, 219 (1936).
2. R. Ollano, Nuovo Cimento 15, 541 (1938).
3. E. Fünfer, W. Bothe, Zs. f. Phys. 122, 769 (1944).
4. M. Teucher, Zs. f. Phys. 126, 410 (1949).
5. В. И. Мамасалисов, ЖЭТФ 25, 37 (1953).
6. J. M. Fowler, S. S. Hanna, G. E. Owen, Bull. Am. Phys. Soc. № 7, X5 (1954).
7. F. Aizenberg, T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 27, № 1, 77 (1955).
8. A. O. Hanson, J. L. McKibben, Phys. Rev. 72, 673 (1947).
9. Д. Юз, Нейтронные исследования на ядерных котлах. ИИ, 1954, стр. 128.
10. Н. А. Власов, Нейтроны. Гостехиздат, 1955, стр. 60, 136.
11. J. E. Beghian, M. A. Grace, H. Halban, Proc. Phys. Soc. 63A, 913 (1950).