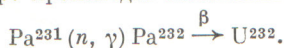


## Сечение захвата медленных нейтронов $\text{Ra}^{231}$

Б. М. АЛЕКСАНДРОВ, М. А. БАК, А. С. КРИВОХАТСКИЙ, Э. А. ШЛЯМИН

УДК 539.172.4.162.2

Цель настоящей работы — определение величины сечения захвата тепловых нейтронов  $\text{Ra}^{231}$  и величины резонансного интеграла захвата. Из литературы известно значение  $\sigma_c = 200 \pm 10$  барн [1], полученное для энергии нейтронов  $0,025$  эв, и  $\sigma_c = 300 \pm 45$  барн [2] для реакторного спектра нейтронов. При облучении  $\text{Ra}^{231}$  в реакторе происходит накопление  $\text{U}^{232}$  по схеме



Как исходный  $\text{Ra}^{231}$ , так и  $\text{U}^{232}$  претерпевают  $\alpha$ -распад, причем отношение их периодов полураспада составляет

$$\frac{T_{\text{Ra}^{231}}}{T_{\text{U}^{232}}} = 439.$$

Такое большое отношение этих величин позволяет при сравнительно коротких облучениях (порядка нескольких часов) в потоке  $\sim 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек наблюдать заметное увеличение  $\alpha$ -активности облученной мишени.

Облучение кадмированных и некадмированных мишеней в одинаковом потоке нейтронов дает возможность кроме величины теплового сечения захвата  $\sigma_c$  получить также величину резонансного интеграла  $I$ . Эти величины связаны между собой следующим соотношением:

$$R - 1 = K \frac{\sigma_c}{I},$$

$K$  — коэффициент, характеризующий отношение тепловой и резонансной частей потока;  $R$  — кадмиевое отношение.

Между увеличением  $\alpha$ -активности облученного и выдержанного  $\text{Ra}^{231}$ , величиной интегрального нейтронного потока и сечением захвата тепловых нейтронов существует простая связь:

$$\sigma_c = \frac{1}{\Phi t} \cdot \frac{T_{\text{U}^{232}}}{T_{\text{Ra}^{231}}} \left[ \left( \frac{S_{\text{U}^{232}}}{S_{\text{Ra}^{231}}} \right)_{\text{без Cd}} - \left( \frac{S_{\text{U}^{232}}}{S_{\text{Ra}^{231}}} \right)_{\text{с Cd}} \right],$$

где  $\Phi$  — плотность нейтронного потока;  $t$  — время облучения;  $S_{\text{U}^{232}}$  и  $S_{\text{Ra}^{231}}$  — площади  $\alpha$ -пигов  $\text{U}^{232}$  и  $\text{Ra}^{231}$ .

Протактиниевые мишени облучались в вертикальном канале реактора ВВР-М. Они приготавливались методом электролитического нанесения микрограммовых количеств  $\text{Ra}^{231}$  ( $\sim 10$  мкг) на титановые подложки толщиной  $0,2$  мм. Поток нейтронов в месте расположения образцов измерялся с помощью мишеней из  $\text{Np}^{237}$  [3].

После облучения и выдержки в течение  $\sim 10 T_{\text{Ra}^{231}}$  мишени с  $\text{Ra}^{231}$  и  $\text{Np}^{237}$  измерялись на  $\alpha$ -спектрометре с поверхностно-барьерным золото-кремниевым детектором. Поскольку измерения площадей  $\alpha$ -пигов имеют относительный характер и могут быть осуществлены с погрешностью  $\sim 1\%$ , то основной вклад в ошибку измерения сечения захвата  $\text{Ra}^{231}$  вносит ошибка измерения плотности нейтронного потока. В настоящей работе поток был измерен с ошибкой  $4\%$ .

Сечение захвата тепловых нейтронов для  $\text{Ra}^{231}$  определено равным  $260 \pm 13$  барн.

Полученные в опыте величины кадмиевых отношений ( $R_{\text{Np}} = 7,46$  и  $R_{\text{Ra}} = 9,12$ ) были использованы для определения резонансного интеграла захвата нейтронов  $\text{Ra}^{231}$ . Если принять величину резонансного интеграла захвата нейтронов  $I_{\text{Np}} = 945$  барн, то для протактиния резонансный интеграл захвата оказывается равным  $(1180 \pm 120)$  барн.

Поступило в Редакцию 7/VI 1971 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Simpson et al. Nucl. Sci. and Engng, **12**, 243 (1962).
2. R. Elson et al. Phys. Rev., **90**, 102 (1953).
3. М. А. Бак и др. Труды Второго координационного совещания по дозиметрии больших доз. Ташкент, ФАН, 1966, стр. 121.

## Сечение деления $\text{Cf}^{249}$ тепловыми и быстрыми нейтронами

Б. И. ФУРСОВ, Х. Д. АНДРОСЕНКО, В. И. ИВАНОВ, В. Г. НЕСТЕРОВ, Г. Н. СМИРЕНКИН, Л. В. ЧИСТЯКОВ,

В. М. ШУБКО

УДК 539.173.84

Для измерения сечений деления ( $\sigma_f$ )  $\text{Cf}^{249}$  использовался образец калифорния, полученный в результате  $\beta$ -распада  $\text{Wk}^{249}$ , который был тщательно очищен от более тяжелых изотопов калифорния, создающих нежелательный фон спонтанных делений. Основным источником этого фона является наиболее короткоживущий изотоп  $\text{Cf}^{253}$ . В результате принятых мер содержание  $\text{Cf}^{253}$  в образце удалось снизить до  $2 \cdot 10^{-6}\%$ . Мишень  $\text{Cf}^{249}$  весом  $\sim 3$  мкг и диаметром  $4$  мм была получена электроосаждением на тонкую платиновую подложку.

Измерения на тепловых нейтронах проводились на тепловой колонне реактора БР-5. Источником быстрых нейтронов служил электростатический генератор. В качестве детекторов осколков деления использовались: в первом случае ионизационная камера, во втором — цилиндрические стекла.

В обоих опытах применялся относительный метод измерений, позволяющий исключить необходимость

учета величины потока нейтронов, для чего в детектирующее устройство вплотную к исследуемой мишени монтировалась такая же размеров мишень из  $\text{Pu}^{239}$  (с изотопической чистотой  $99,8\%$ ), сечение деления которого достаточно хорошо известно.

Отношение количеств делящихся ядер в мишенях измерялось по  $\alpha$ -активности с помощью полупроводникового счетчика. Принимались следующие значения периодов полураспада: для  $\text{Pu}^{239}$   $(2,433 \pm 0,005) \cdot 10^4$  лет [1] и для  $\text{Cf}^{249}$   $352 \pm 6$  лет [2].

При измерениях на ускорителе расстояние от мишени ускорителя до делящегося слоя было равно  $50$  мм, от слоя до стеклянного детектора  $40$  мм. Измерения в такой геометрии позволили изучить угловые распределения осколков деления.

Анизотропная часть угловых распределений осколков удовлетворительно описывается квадратичной зависимостью от  $\cos \theta$ . Описание экспериментальных

Результаты измерений и использованные значения сечений деления Pu<sup>239</sup>

$E_n, \text{Мэв}$	$\Delta E_n, \text{Мэв}$	$\frac{\sigma_f(\text{Cf}^{249})}{\sigma_f(\text{Pu}^{239})}$	$\Delta \left( \frac{\sigma_f(\text{Cf}^{249})}{\sigma_f(\text{Pu}^{239})} \right)$	$\sigma_f(\text{Pu}^{239}), \text{барн}$	$\sigma_f(\text{Cf}^{249}), \text{барн}$	$\Delta \sigma_f(\text{Cf}^{249}), \text{барн}$	$\frac{\sigma_f(0^\circ)}{\sigma_f(90^\circ)}$	$\Delta \left( \frac{\sigma_f(0^\circ)}{\sigma_f(90^\circ)} \right)$
Тепловые	—	2,049	$\pm 0,054$	790	1619	$\pm 43$	—	—
0,500	$\pm 0,090$	0,997	$\pm 0,030$	1,59	1,58	$\pm 0,05$	0,102	$\pm 0,050$
0,750	$\pm 0,080$	0,876	$\pm 0,027$	1,64	1,44	$\pm 0,05$	0,030	$\pm 0,080$
0,850	$\pm 0,075$	0,810	$\pm 0,025$	1,68	1,36	$\pm 0,06$	0,133	$\pm 0,060$
1,450	$\pm 0,070$	0,866	$\pm 0,030$	1,93	1,67	$\pm 0,06$	0,137	$\pm 0,060$
4,000	$\pm 0,100$	1,072	$\pm 0,042$	1,82	1,95	$\pm 0,08$	0,134	$\pm 0,080$
4,500	$\pm 0,100$	1,120	$\pm 0,039$	1,78	1,99	$\pm 0,07$	0,209	$\pm 0,060$
5,020	$\pm 0,100$	1,135	$\pm 0,034$	1,76	2,00	$\pm 0,06$	0,158	$\pm 0,050$

данных методом наименьших квадратов в этом предположении позволило определить угловую анизотропию  $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ . Фон спонтанных делений составил около 10%.

Сечение деления Cf<sup>249</sup> на тепловых нейтронах оказалось равным  $1619 \pm 43 \text{ барн}$ . Опорное сечение деления Pu<sup>239</sup> для максвелловского спектра нейтронов при температуре 20°С ( $790 \text{ барн}$ ) взято из работы [3], а опорные сечения для быстрых нейтронов — из работы [4].

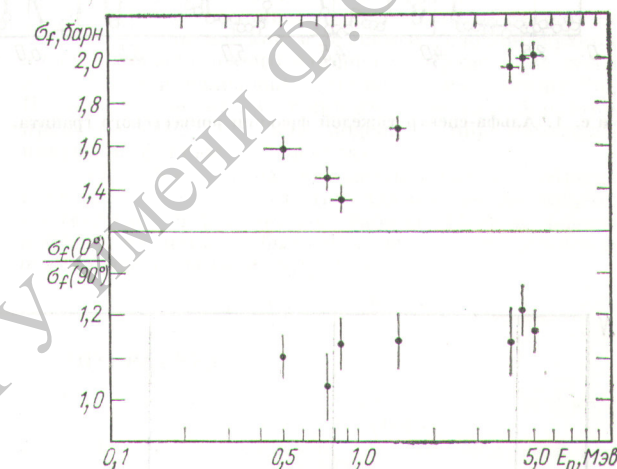
Результаты измерений (см. рисунок) и использованные значения сечений деления Pu<sup>239</sup> приведены в таблице. В ошибку  $\sigma_f(\text{Cf}^{249})$  неопределенность  $\sigma_f(\text{Pu}^{239})$  не включена.

Сечение деления Cf<sup>249</sup> тепловыми нейтронами согласуется со значением, приведенным в работе [5]. Сечение деления быстрыми нейтронами ниже оценки, полученной в работе [6].

Поступило в Редакцию 14/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Hanna et al. Atomic Energy Rev., 7, 3 (1969).
2. D. Metta et al. J. Inorganic and Nucl. Chem., 31, 1245 (1969).
3. Neutron Cross Sections. Vol. III, BNL-325. Supplement, No. 2 (1965).
4. T. Byer, V. Konshin. Third Conf. Neutron Gross Sections and Technology (March 15—17, 1971). University of Tennessee, Knoxville, USA.



Сечение деления и угловая анизотропия осколков деления Cf<sup>249</sup>.

5. R. Benjamin, K. MacMurdo, J. Spencer. См. [4].
6. P. Vorotnikov et al. Nucl. Phys., A150, 56 (1970).

К вопросу о неидентифицированной  $\alpha$ -активности торита

К. А. ПЕТРЖАК, М. И. ЯКУНИН, Г. М. ТЕР-АКОПЬЯН

УДК 539.164

В работе [1] указывалось на избыточную неидентифицированную  $\alpha$ -активность в области  $4,4 \text{ Мэв}$  у торита, выделенного из конвеевского гранита. Этой работе предшествовало сообщение [2] о неизвестной  $\alpha$ -активности в области  $4,2\text{--}4,6 \text{ Мэв}$ , наблюдавшейся при исследовании некоторых геологических образцов. В результате последующих работ, посвященных неизвестному излучателю и поискам природных зауранных изотопов, наиболее определенное мнение о природе этого  $\alpha$ -излучения было высказано в статье [3]. В ней

было сказано, что  $\alpha$ -частицы с энергией в области  $4,4\text{--}4,6 \text{ Мэв}$ , по-видимому, принадлежат некоему трансурановому излучателю, по химическим свойствам приближающемуся к осмию и являющемуся предком природного Pu<sup>239</sup>.

Знакомясь с опубликованными материалами, посвященными загадочному излучателю, можно заметить, что эффект его наиболее четко проявился в  $\alpha$ -спектрограмме торита [1]. Благодаря любезности Дж. Адамса, приславшего Г. Н. Флёрову образец конвеевского