

Осколки деления регистрировались кремниевым полупроводниковым детектором поверхностно-барьерного типа с телесным углом на мишень 2,45 стер. Детектор осколков деления работал при температуре 0—5° С, его разрешающая способность для  $\alpha$ -частиц с энергией  $\sim 5$  Мэв составляла 150 кэв.

При токе пучка тритонов интенсивностью 0,010—0,015 мка общая скорость счета в «протонном» канале для энергетического интервала 4—20 Мэв была равна  $(5 \div 7) \cdot 10^2$  сек<sup>-1</sup>, в канале осколков деления  $(5 \div 7) \times 10^3$  сек<sup>-1</sup>, при этом скорость счета совпадений составляла:  $\sim 0,6$  сек<sup>-1</sup> для U<sup>238</sup>,  $\sim 1,6$  сек<sup>-1</sup> для U<sup>235</sup> и  $\sim 3,5$  сек<sup>-1</sup> для Np<sup>237</sup>.

В качестве логической схемы для разделения заряженных частиц (*P*, *d*, *t*,  $\alpha$ ) по массам использовался многоканальный анализатор импульсов АИ-4096, работающий в двумерном режиме. Куб памяти анализатора разбивался на 16 плоскостей ( $\Delta E$ ) по 256 каналов ( $E + \Delta E$ ) в каждой плоскости. Разрешающее время схемы совпадений составляло 60 нсек. Спектр случайных совпадений протонов с осколками деления измерялся тем же спектрометрическим каналом после включения в канал регистрации осколков деления линии задержки на 250 нсек.

Спектры протонов, образующихся в результате реакции (*t*, *pf*) на изотопах U<sup>233</sup>, U<sup>238</sup> и Np<sup>237</sup>, приведены на рис. 2. Пунктирные кривые получены путем сглаживания спектра по пяти точкам методом наименьших квадратов [2].

Из рис. 2 видно, что деление компаунд-ядер U<sup>240</sup> и Np<sup>239</sup> происходит при энергиях возбуждения, меньших энергии связи нейтрона в этих ядрах. Это означает, что ядра U<sup>239</sup> и Np<sup>238</sup> могут делиться под действием тепловых нейтронов. Отличительной особенностью деления таких ядер в реакциях (*d*, *pf*) и (*t*, *pf*) [3—6] является то, что при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона в делящемся ядре, на кривой делимости обнаруживается резкое изменение наклона кривой или даже максимум, обусловленный открытием канала с испусканием нейтрона. Такой же максимум наблюдается, как правило, и в спектрах протонов из тех же реакций [3—6]. В спектрах протонов из реакций (*t*, *pf*) на изотопах U<sup>238</sup> и Np<sup>237</sup> (см. рис. 2) указанные максимумы находятся при энергиях возбуждения 5,92 Мэв (U<sup>240</sup>) и 6,18 Мэв (Np<sup>239</sup>), которые близки к известным энергиям связи нейтрона в этих ядрах: для U<sup>240</sup>  $Bn = 5,92$  Мэв [7], для Np<sup>239</sup>  $Bn = 6,23$  Мэв.

Кроме того, в спектре протонов из реакции Np<sup>237</sup> (*t*, *pf*) обнаруживается пик при  $E^*$  (Np<sup>239</sup>) = 5,9 Мэв, а в реакции U<sup>238</sup> (*t*, *pf*) наблюдается слабовыраженный пик при  $E^*$  (U<sup>240</sup>) = 5,3 Мэв. Эти пики могут соответствовать квазистационарным состояниям во второй яме двугорбого потенциального барьера [8]. Однако точные выводы об их природе могут быть сделаны после получения кривой делимости ядер Np<sup>239</sup> и U<sup>240</sup> и изучения углового распределения осколков деления в реакции (*t*, *pf*).

В спектре протонов из реакции U<sup>233</sup> (*t*, *pf*) пики при  $E^*$  (U<sup>235</sup>), равной 6,06 и 7,06 Мэв, соответствуют энергиям нейтрона, захватываемого ядром U<sup>234</sup>, 0,75 и 1,75 Мэв. В пределах точности проведенного эксперимента ( $\pm 0,12$  Мэв) положение указанных пиков согласуется с положением пиков, проявляющихся в делении U<sup>234</sup> нейтронами (0,84 и  $\sim 1,9$  Мэв) [9]. Это заключение основывается на том, что резонансы в спектрах протонов из реакций (*d*, *pf*) и (*t*, *pf*) [3—6] и на кривых делимости, полученных из тех же реакций, находятся практически при одной и той же энергии возбуждения делящегося ядра.

Авторы выражают искреннюю благодарность Б. Д. Кузьминову за любезно предоставленные полупроводниковые детекторы с большой площадью.

Поступило в Редакцию 16/IV 1970 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420 (1967). A122, 1 (1968).
2. A. Savitzky, M. Golay. Anal. Chem., 36, 1627 (1964).
3. J. Northrop et al. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).
4. М. Ф. Андреев и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 33, 726 (1969).
5. J. Pedersen, B. Kuzminov. Phys. Letters, 29B, 176 (1969).
6. H. Britt et al. Phys. Rev., 175, 1525 (1969).
7. A. Wapstra et al. Proceedings of the third International Conference on Atomic Masses. Winnipeg, 1967.
8. V. Strutinsky, S. Bjrnholm. Int. Simp. Nucl. Structure. Dubna, 1968; C. Wong, J. Bang. Phys. Lett., 29B, 143 (1969).
9. R. Lammphere. Nucl. Phys., 38, 561 (1962) Phys. Rev., 104, 1654 (1956).

## Детектор нейтронов промежуточных энергий

В. И. ФОМИНЫХ, О. А. МИГУНЬКОВ

УДК 539.1.074.88

Для измерения потоков нейтронов промежуточных энергий широко используется принцип замедления нейтронов с последующей регистрацией их детекторами тепловых нейтронов. Такие детекторы регистрируют нейтроны промежуточных энергий и быстрые нейтроны. Представляет интерес разработка детекторов с чувствительностью, ограниченной в области энергий нейтронов  $\sim 1$  Мэв, и нечувствительных к  $\gamma$ -излучению.

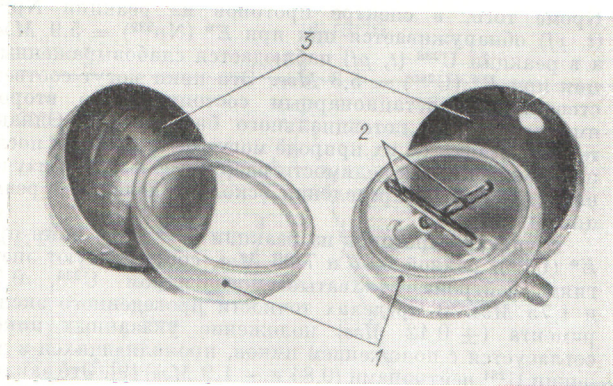
В описываемом детекторе замедлитель выполнен из оргстекла в виде двух полушфер диаметром 114 мм с толщиной стенок 12 мм (рис. 1). Расчет толщины стенок замедлителя произведен по результатам работ [1, 2].

Низкая чувствительность детектора к  $\gamma$ -излучению достигается в результате использования коронных

счетчиков типа СМ-13, фон которых при  $\gamma$ -излучении 2000 р/ч составляет не более 2 имп/мин [3]. Градуировка детектора производилась с помощью нейтронных источников с различными средними энергиями нейтронов.

Для получения нейтронов с энергией 25 кэв был приготовлен SbBe ( $\gamma$ , *n*)-источник, который представлял собой стандартный источник  $\gamma$ -излучения с изотопом Sb<sup>124</sup> (тип СУ-11), окруженный цилиндрическим слоем толщиной 1 см и высотой 3 см порошкообразного бериллия плотностью 0,86 г/см<sup>3</sup>. Гамма-источник помещали в алюминиевую капсулу с магнитной головкой, которая обеспечивала возможность дистанционной сборки и разборки нейтронного источника, а также





Р и с. 1. Детектор промежуточных нейтронов: 1 — сферический замедлитель; 2 — счетчики СНМ-13; 3 — кадмиевая оболочка.

**Зависимость чувствительности детектора  $\epsilon$  и погрешности  $\Delta\epsilon$  от энергии нейтронов  $\bar{E}$**

$\bar{E}$	$\epsilon$ , имп/нейтр	$\Delta\epsilon$ , имп/нейтр
0,025 эв	$1,71 \cdot 10^{-3}$	$0,12 \cdot 10^{-3}$
25 кэв	$2,29 \cdot 10^{-4}$	$0,34 \cdot 10^{-4}$
300 кэв	$1,76 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \cdot 10^{-4}$
1,4 Мэв	0	$\leq 2,3 \cdot 10^{-5}$
2,8 Мэв	0	$\leq 2,3 \cdot 10^{-5}$

перемещение собранного источника. К моменту градуировки детектора полный поток нейтронов составлял  $5 \cdot 10^5$  нейтр/сек при использовании гамма-источника активностью 0,4 г.эвс Ra.

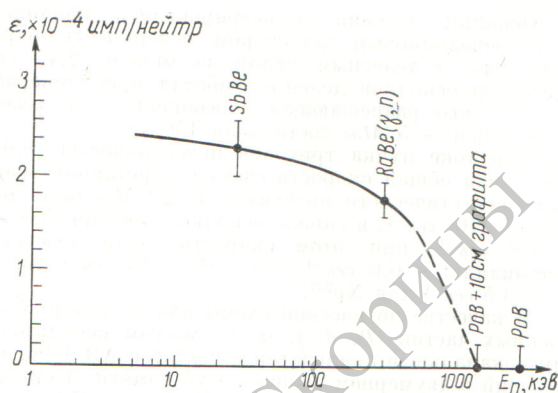
Источником нейтронов со средней энергией 300 кэв служил RaBe ( $\gamma, n$ )-источник, с энергией 2,8 Мэв — PoB ( $\alpha, n$ )-источник. Полный поток нейтронов, испускаемых источниками, определяли методом активации марганца. Результаты этих измерений приведены в таблице и на рис. 2.

Для уточнения верхней по энергии границы чувствительности детектор градуировался по PoB-источнику, помещенному в графитовую сферу радиусом 10 см. Согласно работе [4], средняя энергия нейтронов такого источника равна 1,4 Мэв. Из рис. 2 следует, что верхняя граница чувствительности детектора лежит около 1 Мэв.

**Применение Ge(Li)-гамма-спектрометра для контроля активности теплоносителя в ядерных реакторах**

А. М. ДЕМИДОВ, Г. А. КОТЕЛЬНИКОВ, А. А. ОСКЕРКО

В работе приведены результаты контроля за состоянием активности теплоносителя контура бассейна, основного контура, петли ПВО и петли ПВК реактора МР Института атомной энергии им. И. В. Курчатова [1]. Измерения проводили с использованием пробоотбора и германий-литиевого гамма-спектрометра.



Р и с. 2. Зависимость чувствительности детектора промежуточных нейтронов от энергии нейтронов.

Чувствительность детектора в области тепловых нейтронов определялась при снятой кадмиевой оболочке в потоке тепловых нейтронов, полученном с помощью PoBe-источника, помещенного в парафиновую сферу диаметром 15 см [5]. Определенная таким способом чувствительность оказалась равной  $(1,71 \pm 0,12) \times 10^{-3}$  имп/нейтр. При этом поправку на температуру нейтронов из парафиновой сферы не учитывали. Предполагая, что в области энергий от 25 кэв до 0,025 эв нет особенностей, можно экстраполировать полученную кривую (рис. 2) до тепловой области.

Разработанный детектор промежуточных нейтронов позволяет проводить измерения потоков промежуточных нейтронов с плотностью выше 7 нейтр/сек·см<sup>2</sup> в  $\gamma$ -полях, встречающихся в практике дозиметрических измерений до 2000 р/ч.

Поступило в Редакцию 12/XII 1969 г.  
В окончательной редакции 31/III 1970 г.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. T. Bonner et al. Phys. Rev., 100, 84 (1955).
2. R. Fräki et al. AE-91, 1962.
3. Ю. М. Толченов, В. Г. Чайковский. Сб. «Ядерно-физическая дозиметрическая аппаратура», М., Госатомиздат, 1962, стр. 16.
4. R. Nobles et al. Rev. Sci. Inst., 25, 334 (1954).
5. Р. Д. Васильев и др. «Измерительная техника», 8, 74 (1968).

УДК 621.039.534:681.2

**Содержание продуктов коррозии.** В контуре бассейна и основном контуре приемлемый для анализа объем пробы составлял около 1 л. С целью ускорения анализа и освобождения от избыточной активности Na<sup>24</sup> пробу предварительно концентрировали до объема ~ 20 см<sup>3</sup> пропуская через смолу АВ-17. В случае