

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НЕЙТРОНОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР Cf²⁵²

А. П. Граевский, Б. А. Бочагов, Л. Н. Куприянова

К настоящему времени имеется только одна работа по измерению энергетического спектра нейтронов тройного деления ядер U²³⁵ под действием тепловых нейтронов [1], в которой показано, что средняя энергия нейтронов тройного деления $\bar{E}_{\text{тр}}$ меньше $\bar{E}_{\text{дв}}$ на 8%. В литературе имеются также данные о среднем числе нейтронов $\bar{\nu}_{\text{тр}}$ на акт тройного деления ядер Cf²⁵² [2, 3], а также о зависимости среднего числа нейтронов от массовых чисел осколков и их кинетической энергии. По данным Адамова и др. [2] $\bar{\nu}_{\text{тр}} = 2,83 \pm 0,67$, измерения Нарди и Френкеля [3] дали для этой величины значения $\bar{\nu}_{\text{тр}} = 3,11 \pm 0,06$.

Заметим, что в случае двойного деления ядер Cf²⁵² среднее число нейтронов $\bar{\nu}_{\text{дв}} = 3,787$ [4].

Энергетические спектры нейтронов двойного деления ядер тепловыми нейтронами и спонтанного деления ядер Cf²⁵² изучены достаточно подробно.

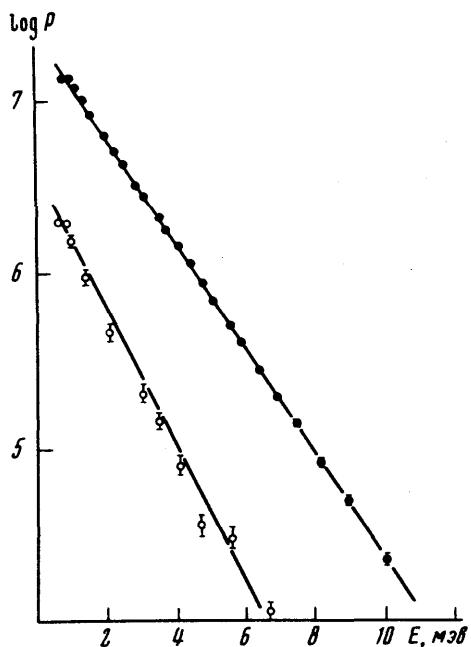
Все они хорошо описываются максвелловским распределением $N(E_{\text{n}}) \sim E_{\text{n}}^{-1/2} \exp(-E_{\text{n}}/T)$, где $N(E_{\text{n}})$ – число нейтронов с кинетической энергией E_{n} в лабораторной системе координат, T – параметр, связанный со средней энергией нейтронов соотношением $\bar{E}_{\text{n}} = 3T/2$.

Если предполагать, что в обоих случаях нейтроны испускаются из полностью ускоренных осколков, то сам факт уменьшения среднего числа нейтронов при тройном делении указывает на меньшую энергию возбуждения осколков, возникающих в этом процессе, по сравнению с осколками двойного деления. Поэтому спектр нейтронов тройного деления должен быть "мягче" такового для двойного деления. Параметр T в случае двойного спонтанного деления ядер Cf²⁵² по данным работ [5, 6] оказывается равным $T = 1,40 \pm 0,05$ [7, 8]. Для энергетического спектра нейтронов тройного деления следовало ожидать меньшего значения T .

Изучение энергетического спектра нейтронов тройного деления ядер Cf²⁵² было проведено нами с целью проверки этого предположения и получения дополнительной информации об энергиях возбуждения осколков, возникающих в этом процессе.

Спектры нейтронов деления Cf²⁵² измерялись методом времени пролета на базе 0,5 м с разрешением $\pm 2,5 \text{ мсек}$, определяемым по ширине пика γ -квантов, сопровождающих деление ядра. Радиотехническая аппаратура, примененная в эксперименте, описана в работе [9]. Источник Cf²⁵² на подложке из нержавеющей стали помещался в вакуумную камеру на расстоянии 2 мм от полупроводникового детектора $\phi = 18 \text{ мм}$, регистрирующего α -частицы и осколки деления. Сигналы с детектора через усилитель и формирователь-дискриминатор подавались на вход "стоп" времязамплифидного преобразователя (ВАЗ). Нейтроны и γ -кван-

ты детектировались пластическим сцинтиллятором $\phi 150 \times 150$ мм в сочетании с ФЭУ-65, сигналы с которого через формирователь, линии задержки и схемы пропускания подавались на вход "старт" ВАН.



Спектры нейтронов двойного (•) и тройного (×) делений Cf²⁵². Прямые представляют функции $P_i \sim e^{-E/T_i}$, где $P = N(E)/E^{1/2}$, E – кинетическая энергия нейтронов

Порог срабатывания дискриминатора по каналу осколков выбирался таким, что исключался счет α -частицы с $E_\alpha = 6,11$ Мэв от α -распада Cf²⁵². В эксперименте по тройному делению между источником и детектором устанавливалась алюминиевая фольга толщиной 6 мкм/см² для исключения счета осколков и α -частиц с $E_\alpha = 6,11$ Мэв, что позволило регистрировать только длиннопробежные α -частицы тройного деления Cf²⁵². Порог обрезания энергии α -частиц с учетом порога входного дискриминатора составлял 9 Мэв. Спектр записывался на анализатор АИ-256. Скорость счета при двойном делении составляла 70 имп/сек, при тройном 0,2 имп/сек. Интервал измеряемых времен 100 нсек.

На рисунке представлены спектры двойного и тройного деления Cf²⁵², измеренные в нашем эксперименте, в виде функции $N(E_n) = A E_n^{1/2} \exp(-E_n/T)$. Оба спектра хорошо согласуются с максвелловским. Температура $T_{\text{дв}}$ для спектра двойного деления оказалась равной $1,40 \pm 0,05$ Мэв, для тройного деления $T_{\text{тр}} = 1,1 \pm 0,2$ Мэв. Средние энергии нейтронов, полученные из экспериментов, оказались равными $\bar{E}_{\text{дв}} = 2,10 \pm 0,08$ Мэв для двойного деления, что совпадает с данными работы [6], и $\bar{E}_{\text{тр}} = 1,6 \pm 0,3$ Мэв для тройного деления. Ошибки учтены только статистические. Эти данные подтверждают предположение о том, что нейтроны тройного деления вылетают из менее возбужденных осколков. Кроме того, максвелловское распределение нейтронов по энергиям может служить косвенным доказательством

того, что механизм испускания нейтронов тройного и двойного деления является сходным. В обоих случаях нейтроны вылетают из полностью ускорившихся осколков за счет энергий возбуждения последних.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г.Е.Солякину за постановку вопроса и полезные обсуждения в процессе работы, благодарность Г.А.Архиповой и Л.Л.Виноградовой за помощь в оформлении работы.

Поступила в редакцию
3 апреля 1972 г.

Ленинградский
институт ядерной физики
Академии наук СССР

Литература

- [1] В.И.Нефедов и др. ЯФ, 3, 465, 1966.
 - [2] В.Н.Адамов и др. АЭ, 11, 1001, 1970.
 - [3] E.Nardi, Z.Fraenkel. Phys. Rev. Lett., 20, 1249, 1968.
 - [4] P.H.White. et al. J.Nucl. Energy, 22, 73, 1967.
 - [5] Conde et al. Arkiv Fysik., Bd. 29, №24, 313, 1965.
 - [6] Н.И.Крошкин, Ю.С.Замятин. АЭ, 29, №2, 1970.
 - [7] F.Fillmore. J.Nucl. Energy, 22, 79, 1968.
 - [8] I.W.Meadows. Phys. Rev. , 108, 411, 1967.
-