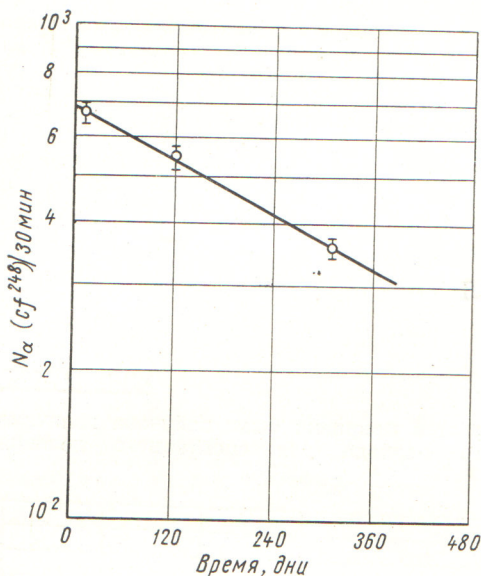


Р и с. 2. Альфа-распад Cf^{248} .

Cf^{248} : $T_{sf} = (2,0 \pm 0,2) \cdot 10^3$ лет. Эта величина хорошо согласуется с данными других работ [6, 8].

Для более точного определения парциального периода Cf^{248} по отношению к спонтанному делению была проведена дополнительная очистка калифорнийской фракции от изотопов кюрия, являющихся дочерними продуктами калифорния. Очистка от кюрия проводилась на анионите АВ-17. При электролизе использовался раствор смеси $CH_3OH - HNO_3$ [9].

Количество Cf^{248} определялось по удельной α -активности ($E_{\alpha} = 6,26 \text{ Мэв}$) и его периоду. Из-за неоднозначности значения периода α -распада Cf^{248} [5, 10] были проведены дополнительные опыты по измерению этого периода. Измерения проводились на ионизационной камере с сеткой. Результаты этих экспериментов приведены на рис. 2.

Определенное нами значение периода α -распада Cf^{248} , равное (345 ± 15) дней, хорошо согласуется с опубликованными данными Хьюлета ($T_{1/2} = 350$ дней)

[5] и сильно отличается от значения, полученного ранее Гиорсо и др. ($T_{1/2} = 225$ дней) [10].

Эксперименты по изучению вероятности спонтанного деления Cf^{248} были начаты с образцом, содержащим $3,2 \cdot 10^7$ ядер Cf^{248} . При регистрации осколков деления применялись слюдяные детекторы, которые предварительно обрабатывались с целью удаления собственного фона [11]. Детекторы помещались на расстоянии 0,2 мм от слоя образца, что обеспечивало эффективность регистрации, близкую к 100%. Время одной экспозиции составляло 30—70 суток. В первых опытах было зарегистрировано 122 осколка за 90 дней. В последующей серии экспериментов зарегистрировано 125 осколков за 109 дней. На основании полученных экспериментальных данных был определен период спонтанного деления Cf^{248} :

$$T_{sf} = (4,1 \pm 0,4) \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

В наилучшем согласии с этим значением находятся данные работы [7], в которой $T_{sf} = (3,4 \pm 1,5) \cdot 10^4$ лет.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Г. Н. Флерову за постоянный интерес к работе; авторы благодарны В. П. Перельгину и сотрудникам его группы за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 4/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Ghiorso et al. Phys. Rev., 81, 154 (1951).
2. E. Hulet et al. Phys. Rev., 95, 1703 (1954).
3. E. Hyde. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol. II. New Jersey, Prentice-Hall Inc., 1964, p. 928.
4. A. Friedman, J. Milsted. Phys. Rev., 131, 772 (1963).
5. E. Hulet. Unpublished Results, 1956—1957.
6. В. А. Друин, И. Брандштетт, Я. Малы. Препринт ОИЯИ Р-875. Дубна, 1962.
7. В. П. Перельгин, С. П. Третьякова, Г. И. Хлебников. Препринт ОИЯИ-1635. Дубна, 1964.
8. E. Hulet et al. Phys. Rev., 89, 878 (1953).
9. В. А. Бочкарев, Е. Н. Воеводин. «Радио-химия», VII, 461 (1965).
10. A. Ghiorso et al. Phys. Rev., 93, 257 (1954).
11. А. Капусчик, В. П. Перельгин, С. П. Третьякова. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 72 (1964).

Реакции $Li + He^4$, $Li + H_1^2$ и $Li + H_1^1$ как циклотронные источники быстрых нейтронов

В. К. ДАРУГА, В. Г. ДВУХШЕРСТНОВ, В. А. ДУЛИН,
Н. Н. КРАСНОВ, Е. С. МАТУСЕВИЧ

Для получения быстрых нейтронов обычно используют реакции на легких элементах. Наиболее подходящими для этой цели являются реакции на Li- и Be-мишенях. В литературе имеются данные [1—5] по характеристикам потока нейтронов из указанных мишеней. Однако эти данные относятся в основном к выходам и угловым распределениям быстрых нейтронов из Li- и Be-мишеней, бомбардируемых заряженными частицами малых энергий.

В настоящей работе изучались выходы, энергетические и угловые распределения быстрых нейтронов ($E_n \geq 1 \text{ Мэв}$) из толстой Li-мишени, бомбардируемой пучками α -частиц, дейтронов и протонов с энергиями 42 ± 1 , $21 \pm 0,5$ и $22 \pm 0,5 \text{ Мэв}$ соответственно.

В качестве ускорителя заряженных частиц использовался 1,5-метровый циклотрон Физико-энергетического института [6].

УДК 539.172.84

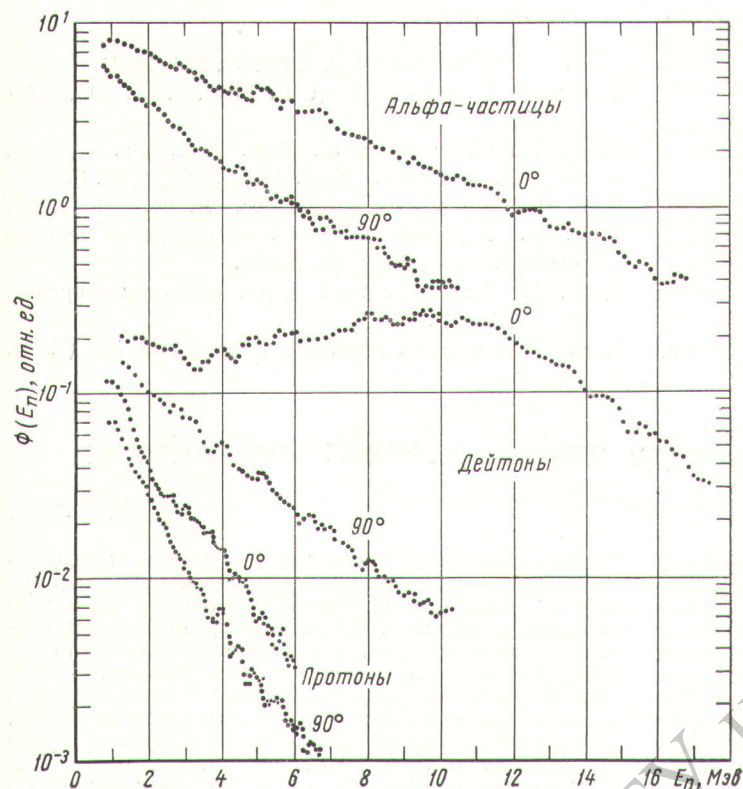


Рис. 1. Энергетические спектры нейтронов из Li-мишени бомбардируемой α -частицами, дейтронами и протонами с энергиями 42, 21 и 22 Мэв соответственно.

Энергетические спектры нейтронов, показанные на рис. 1, измерялись под углами 0 и 90° относительно пучка заряженных частиц однокристалльным сцинтиляционным спектрометром быстрых нейтронов с дискриминацией γ -излучения по времени высвечивания [7]. Преобразование амплитудных распределений в энергетические спектры нейтронов осуществлялось на вычислительной машине М-20 по алгоритму, описанному в работе [7]. Статистическая точность энергетических спектров, показанных на рис. 1, составляла $\sim 10\%$.

Из рис. 1 видно, что энергетический спектр нейтронов, вылетающих под углом 0° из реакции $\text{Li} + \text{H}_1^2$, является суперпозицией нейтронов реакции срыва дейтона ($E_n \approx 9 \div 10$ Мэв) и более мягкого спектра, аналогичного спектру, полученному под углом 90° относительно пучка заряженных частиц, бомбардирующих Li-мишень. В угловых распределениях, приведенных на рис. 2, для реакции $\text{Li} + \text{H}_1^2$ явно выделяется резкий пик в направлении вперед с шириной на полувысоте $\sim 32^\circ$, обусловленный реакцией срыва дейтона. Из рис. 1 и 2 видно, что по меньшей мере 30% выхода нейтронов обусловлено реакцией срыва дейтона при энергии, близкой к максимальной. Выход нейтронов из реакции $\text{Li} + \text{H}_1^2$ в направлении вперед оказался равным $5,1 \cdot 10^{10}$ нейтр./мкк.стер, т. е. облучение Li-мишени дейтронами дает достаточно мощный источник нейтронов высоких энергий, необходимый при решении некоторых задач физики ядра, защиты и др.

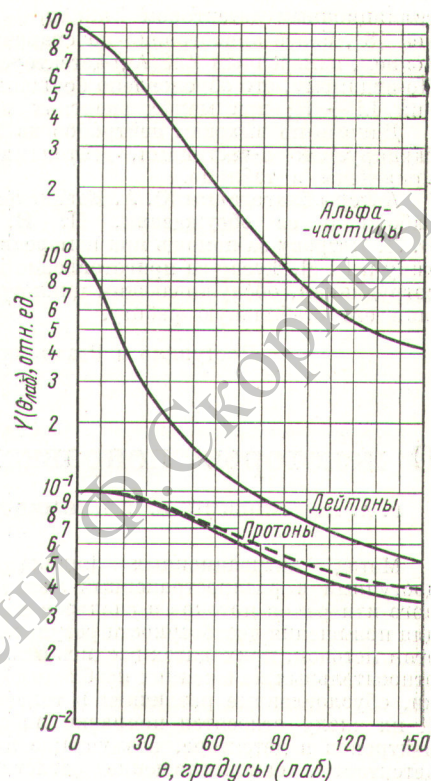


Рис. 2. Угловые распределения нейтронов ($E_n \geq 1$ Мэв) из Li-мишени, бомбардируемой α -частицами, дейтронами и протонами с энергиями 42, 21 и 22 Мэв соответственно:

— — — — — угловые распределения, измеренные ZnS(Ag)-детектором быстрых нейтронов ($E_n \geq 1$ Мэв); — — — — — угловое распределение, измеренное детектором $\text{ZnS(Ag)} + \text{B}^{10}$ + полиэтилен для нейтронов с $E_n > 0$ из $(\text{Li} + \text{H}_1^2)$ -реакции.

Для реакции $\text{Li} + \text{He}_2^4$ (см. рис. 2) характерна большая угловая анизотропия (~ 10), а энергетические спектры нейтронов могут быть описаны формулой $\sim E_n e^{-E_n/T}$, где $T \approx 2,0 \div 2,5$ Мэв.

Энергетические спектры нейтронов для реакции $\text{Li} + \text{H}_1^2$ подобны спектрам испарения со средней энергией около 2 Мэв. Угловая анизотропия невелика. Однако угловое распределение, измеренное сцин-

Выход нейтронов из Li-мишени

Частица	Энергия частиц, Мэв	Выход нейтронов ($E \geq 1$ Мэв) в направлении вперед на 1 мкк.стер	Полный выход нейтронов на 1 мккул
He_2^4	42 ± 1	$4,3 \cdot 10^9 \pm 14\%$	—
H_1^2	$21 \pm 0,5$	$5,1 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	—
H_1^1	$22 \pm 0,5$	$4,3 \cdot 10^9 \pm 10\%$ $7,0 \cdot 10^9 \pm 15\%$ (для $E_n > 0$)	$4,4 \cdot 10^{10} \pm 18\%$

тиляционным детектором $ZnS(Ag) + {}^3B^{10} + \text{полиэтилен}$ [8], более анизотропно по сравнению с распределением, измеренным $ZnS(Ag)$ -детектором ($E_n \gg 1 \text{ МэВ}$). По-видимому, это обусловлено большим сечением реакции $Li + H_1^+$ при малых энергиях протонов.

Данные по выходам нейтронов из Li -мишени, бомбардируемой α -частицами, дейтонами и протонами, приведены в таблице.

Авторы благодарны Ю. А. Казанскому за поддержку работы и ее обсуждения, Н. Н. Пальчикову и В. Л. Петрову за помощь при измерениях, Н. А. Коняхину и В. М. Туеву за приготовление мишени, а также сотрудникам, обслуживающим циклотрон и обеспечившим его стабильную работу.

Поступило в Редакцию 26/VII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Allen et al. Phys. Rev., 89, 536 (1951).
2. Yun-Kwei-Tai et al. Phys. Rev., 109, 2086 (1958).
3. R. Borchers et al. Phys. Rev., 129, 6 (1963).
4. T. Lauritsen. Nucl. Phys., 11, 1 (1959).
5. J. Hughes. Proc. Phys. Soc. A, 64, 787 (1951).
6. Н. Н. Краснов и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 22 (1965).
7. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 22, 143 (1966).
8. R. Fäku et al. Nucl. Instr. Meth., 23, 341 (1963).

О некоторых поправках в методе активационных индикаторов

Г. А. КОПЧИНСКИЙ, В. Б. КЛИМЕНТОВ, А. В. НИКОНОВ

УДК 543.53

Метод активационных индикаторов — наиболее доступный и распространенный метод внутриреакторного измерения потоков и спектров нейтронов. Однако для повышения достоверности результатов, получаемых этим методом, приходится вводить поправки. Даже при относительных измерениях необходимо вводить поправки, обусловленные различием в толщинах детекторов. К их числу относятся поправки на самоэкранировку нейтронов в детекторе, возмущение потока нейтронов детектором, самопоглощение регистрируемого излучения.

В работах [1—3] предлагаются теоретические методы для нахождения указанных поправок, однако они плохо подтверждаются экспериментом. Это объясняется тем, что все теоретические расчеты проводятся для идеализированных условий, т. е. для изотропного потока моноэнергетических нейтронов. Подавляющее большинство экспериментов проводилось в спектре нейтронов, близком к максвелловскому, при кадмиевых отношениях порядка 500. Нам известна только одна работа [4], в которой поправки на возмущение потока нейтронов и их самоэкранировку в детекторе были измерены в смешанном спектре нейтронов при кадмиевых отношениях 1,9 и 2,9.

Эти эксперименты были проведены в спектре уран-графитовой системы для индиевых детекторов; они указали на сильную зависимость поправок от изменения спектра нейтронов.

На физическом стенде ВВР-М Института физики АН УССР [5] были измерены рассматриваемые поправки для индиевых детекторов как для закадмиевых нейтронов, так и для смешанного потока нейтронов. Эти данные позволяют с хорошей точностью использовать активационные измерения для нахождения плотности активаций индиевых детекторов тепловыми и закадмиевыми нейтронами. Была также определена поправка на поглощение закадмиевых нейтронов в кадмиевом экране.

Измерения проводились в специальном канале диаметром 120 мм на критической сборке стенда. Канал устанавливался в бериллиевом отражателе. Для обеспечения одинаковых условий облучения детекторы располагались на диске ротора, вращающегося со скоростью 30 об./мин. Поправки определялись для двух спектров, типичных при измерении потоков нейтронов.

Сначала измерения проводились в канале, заполненном водой, затем те же эксперименты повторялись для случая, когда с одной стороны детектора находился сильный поглотитель. Последние эксперименты имитировали такие условия, когда детектор располагается либо на тверде, либо на поглощающем образце. В качестве поглотителя использовались таблетки двуокиси урана 90%-ного обогащения (диаметр таблетки 10 мм). Детекторы диаметром 5 мм изготавливались путем прокатки из индия высокой частоты.

Поправка на поглощение эпитепловых нейтронов в кадмиевом экране измерялась по методике, описанной в работе [6]. Детекторы подбирались таким образом, чтобы их веса были одинаковы. Кроме того, они предва-

Зависимость F_{Cd} от толщины кадмиевого экрана

Толщина экрана, мм	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
F_{Cd}	1,029	1,044	1,053	1,065	1,078	1,096	1,109	1,120

рительно калибровались в постоянном нейтронном поле. В таблице даны величины поправок F_{Cd} на поглощение эпитепловых нейтронов для различных толщин кадмиевого экрана, полученные путем обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов. При этом наибольшая ошибка измерений составила 3%.

Как видно из таблицы, поправка для кадмиевого экрана толщиной 1 мм составила 1,12, что согласуется с результатами работы [7]. Эксперименты были проведены в двух указанных спектрах, полученные результаты совпали в пределах ошибки.

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные кривые зависимости удельной активности индиевых детекторов от их толщины, полученные путем экстраполяции логарифмов активностей к нулевой толщине детектора. Детекторы обсчитывались на γ -установке ПС-100 с кристаллом NaJ (Tl) размером 40×40 мм и на β -установ-