

мени пролета нейтронов при рассеянии ( $a_i$  учитывает изменение скорости нейтрона при рассеянии на угол  $\theta$ );  $\alpha$  — угол вылета нейтрона из источника.

Регистрируемый спектр ( $T_1 + T_2$ ) и отклонение его от исходного рассчитывали на ЭВМ. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов на азоте и кислороде взяты из работы [4]. Эффективность регистрации нейтронов  $\epsilon$  для  $0,35 \text{ Мэв} < E_n < 8,6 \text{ Мэв}$  рассчитывали для пластмассового сцинтиллятора с учетом только однократного ( $n, p$ ) рассеяния [5]. При расчете области спектра  $0,03 \text{ Мэв} < E_n < 1 \text{ Мэв}$  предполагалось, что ход эффективности нейтронного детектора соответствует сечению реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ .

Результаты расчета для различной геометрии представлены на рис. 1—3 в виде отклонений измеренного спектра от исходного  $\eta = (T_0 - T_1 - T_2)/T_0 \cdot 100\%$ . Все данные приведены к реально достижимому в эксперименте временному разрешению в 2 нсек. Из расчетов следует, что эффект выбывания нейтронов прямого пучка в значительной степени компенсируется нейтронами, рассеянными окружающей средой. Совместное действие двух эффектов сводится к смягчению измеренного спектра, причем тем большему, чем больше пролетная база в эксперименте (см. рис. 1). Кроме того, смягчение спектра зависит от размера нейтронного детектора при одном и том же пороге регистрации нейтронов (см. рис. 2). Следует отметить, что в спектре нейтронов, измеренном с достаточно высоким разреше-

нием ( $\Delta t \approx 2 \text{ нсек}$ ), должны проявиться нерегулярности, связанные с резонансами в полном сечении кислорода и азота.

При измерении низкоэнергетической части нейтронного спектра детекторами на основе реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  основную роль в искажении спектра играет широкий резонанс в области 260 кэв в сечении лития. Эффективность регистрации рассеянных нейтронов возрастает настолько существенно, что искажения спектра достигают 15% при  $E_n = 0,03 \text{ Мэв}$ . Сомнительно, что такой фон можно надежно учесть в эксперименте. Возможно, что именно этот подъем в мягкой части спектра и наблюдался в работах [1, 2]. Поэтому выводы работ [1, 2] об отклонении спектра от максвелловского распределения представляются недостаточно обоснованными.

Поступило в Редакцию 13/VIII 1973 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meadows I. «Phys. Rev.», 1967, v. 157, p. 1076.
2. Еки Л. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 3, с. 784.
3. Bowman H. e.a. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 2120.
4. Николаев М. Н., Базазянц Н. О. Анизотропия упруго-рассеянных нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
5. Золотухин В. Г., Дорошенко Г. Г., Ефименко Б. А. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 1, с. 56.

## Определение периода полураспада ${}^{252}\text{Cf}$

ЩЕБОЛЕВ В. Т., РАМЕНДИГ З. А., ШЛЯМИН Э. А.

УДК 539.163.1:546.799.8

В настоящее время широкое применение находят источники нейтронов со спектром деления на основе  ${}^{252}\text{Cf}$  [1—8], технология получения и очистки от примесей которого достаточно хорошо разработана. Для прецизионных измерений с использованием  ${}^{252}\text{Cf}$  необходимо точно знать период его полураспада  $T_{1/2}$ .

Из приведенного ниже выражения для  $T_{1/2}$  ясно, что важно сохранение постоянной эффективности регистрации нейтронов ( $\epsilon$ ) в течение длительного времени:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\ln \frac{Q_0}{Q_i}} \cdot t,$$

где  $Q_i = \frac{N_i}{\epsilon}$  — поток нейтронов из источника в момент времени  $t_i$ ;  $t = t_i - t_0$ ;  $N$  — число регистрируемых отсчетов. Репером сохранения  $\epsilon = \text{const}(t)$  может служить источник нейтронов, выход которого изменяется гораздо медленнее, чем испытуемого, например Ra — Be( $\alpha, n$ ), хотя и его выход также не остается постоянным [9].

Измерения  $T_{1/2}$  проводились на установке (графитовая сфера), входящей как составная часть в Государственный эталон единицы потока нейтронов [10].

Для контроля стабильности регистрирующей аппаратуры использовался Ra( $\alpha, n$ )Be-источник, нейтронный поток из которого был скорректирован по результатам международных сличений 1963 г. [11].

Для работы использовались три калифорнийевых источника. Один из них точечный (источник № 2); диаметр подложки с активным веществом составил 1,5 мм, диаметр герметизирующей стеклянной ампулы

~ 5 мм. Два других (источники № 1 и № 3) — плоские источники. Калифорний наносился тонким слоем на подложку из титана или нержавеющей стали толщиной ~ 0,2 мм электролизом. Активное пятно получалось в виде круга с точно известным диаметром. Затем источник помещался в герметичный контейнер из оргстекла. Была предусмотрена возможность замены контейнера для определения эффекта агрегатной отдачи. Чистота материала источника гарантировалась технологией очистки и спектральными измерениями.

Продолжительность измерений 1—3 года. Результаты измерений  $T_{1/2}$  для источников № 1, № 2, № 3, обработанные по методу наименьших квадратов, составили 2,614; 2,637; 2,628 года соответственно, относительные погрешности 0,8; 0,7; 0,5% соответственно.

Средневзвешенное значение периода полураспада  ${}^{252}\text{Cf}$  составляет  $2,628 \pm 0,010$  года. В таблице приведены значения  $T_{1/2}$ , полученные в других работах.

### Результаты измерения периода полураспада

$T_{1/2}, \text{ год}$	$\delta T_{1/2}, \%$	Работа, время публикации
$2,2 \pm 0,2$	9,1	[12] (1954 г.)
$2,55 \pm 0,15$	5,9	[13] (1957 г.)
$2,646 \pm 0,004$	0,15	[14] (1965 г.)
$2,631 \pm 0,006$	0,24	[15] (февраль 1969 г.)
$2,621 \pm 0,006$	0,22	[16] (октябрь 1969 г.)
$2,628 \pm 0,010$	0,38	Настоящая работа (1973 г.)

В настоящее время наиболее достоверными считаются результаты, приведенные в работе [16], однако с наименьшей погрешностью (0,15%) дано значение в работе [14].

Если предположить, что измерения в работах [14], [16] и в настоящей равноточны, то получим  $T_{1/2} = 2,632 \pm 0,010$  года, в то же время средневзвешенное значение составляет  $2,637 \pm 0,003$  года, при этом размах равен 0,025 и соответствующая оценка среднеквадратичного отклонения  $S = \frac{0,025}{1,693} = 0,0148$ . Таким образом, погрешность средневзвешенного значения не согласуется с оценками среднего значения и по размаху. По-видимому, следует предположить, что погрешность определения периода полураспада, приведенная в работе [14], занижена, или что этот результат не свободен от систематической погрешности.

Поступило в Редакцию 8/X 1973 г.  
В окончательной редакции 5/XI 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.  
2. Хайд И., Сиборг Г. Трансурановые элементы. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

3. Кривохатский А. С., Романов Ю. Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. М., Атомиздат, 1970.  
4. Груньи Г., Тополини Ф. «Атомная техника за рубежом», 1970, № 11, с. 24.  
5. Reining W. «Chem. Engng. Progress. Symp. Ser.», 1970, v. 66, № 106, p. 78.  
6. White P., Axton E. «J. of Nucl. Energy», 1968, v. 22, p. 77.  
7. DeVolpi A., Porges K. «Phys. Rev.», C, 1970, v. 1, № 2, p. 683.  
8. Сб.: Нейтронная физика. Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике. Ч. I. Киев. «Наукова думка», 1972, с. 11.  
9. Nat. Bur. Standards., Handbook-72, 1960.  
10. Ицеголев В. Т. «Труды метрологических институтов СССР», 1967, вып. 89 (149), с. 133.  
11. Андреев О. Л. и др. «Атомная энергия», 1965, т. 19, с. 181.  
12. Magnussen L. e.a. «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 1576.  
13. Eastwood T. e.a. «Phys. Rev.», 1957, v. 107, p. 1635.  
14. Metta D. e.a. «Inorg. and Nucl. Chem.», 1965, v. 25, p. 33.  
15. De Volpi A., Porges L., «J. Inorg. and Nucl. Chem. Letters», 1969, v. 5, № 2, p. III.  
16. De Volpi A., Porges K. «J. Inorg. and Nucl. Chem. Letters», 1969, v. 5, № 8, p. 699.

Расчет полного выхода тормозного излучения электронов в зависимости от толщины мишени

ИСАЕВ В. И., КОВАЛЕВ В. П., ХАРИН В. П., ГОРДЕЕВ В. В.

УДК 539.174.2

В настоящей работе рассмотрен метод расчета полного выхода тормозного излучения электронов в зависимости от толщины мишени с использованием средних характеристик: средних радиационных и полных потерь и средней энергии электрона на глубине проникновения  $t$ .

В соответствии с работой [1], средняя энергия электрона на глубине проникновения  $t$  может быть выражена зависимостью

$$E(t) = [(\alpha + \beta E_0) e^{-\beta t} - \alpha] / \beta, \quad (1)$$

а средние радиационные и полные потери энергии электрона представим в виде линейной зависимости

$$(dE/dt)_{rad} = cE, \quad (2)$$

$$(dE/dt)_{tote} = \alpha + \beta E. \quad (3)$$

Коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $c$  можно подобрать сразу для большой области энергий электрона. В табл. 1 приведены коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $c$  для некоторых элементов, наиболее часто используемых на практике. Область энергий 1—50 Мэв. Данные коэффициенты были получены по результатам работы [2].

Подставив зависимость  $E(t)$  в формулу (2), получим зависимость радиационных потерь от толщины мишени. Интегрируя по всей толщине мишени, найдем зависимость полного выхода тормозного излучения от толщины  $T$ :

$$Y(T) = \frac{C}{\beta} \left[ \left( \frac{\alpha}{\mu_{эф}} + \frac{\alpha + \beta E_0}{\beta - \mu_{эф}} \right) e^{-\mu_{эф} T} - \frac{\alpha + \beta E_0}{\beta - \mu_{эф}} e^{-\beta T} - \frac{\alpha}{\mu_{эф}} \right]. \quad (4)$$

При интегрировании учитывалось поглощение тормозного излучения в мишени введением в подынтегральное выражение множителя  $e^{-\mu_{эф}(T-t)}$ , где  $\mu_{эф}$  — эффективный коэффициент поглощения тормозного излучения, полученный усреднением значений  $\mu(E)$  по спектру тормозного излучения.

В случае, если толщина мишени  $T < t_0 - \frac{1}{\beta} \ln \left( \frac{\alpha + \beta E_0}{\alpha} \right)$  (здесь  $t_0$  — толщина, при которой энергия электрона обращается в нуль), интегрирование следует проводить только до этой толщины; при дальнейшем увеличении учитывается только ослабление.

Значения коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $c$  Таблица 1 для некоторых элементов

Элемент Вещество	$\alpha$	$\beta$	$c$
C	1,65	0,024	0,0184
Al	1,53	0,04	0,0323
Cu	1,34	0,073	0,064
Ag	1,16	0,105	0,0925
W	1,1	0,135	0,123
Au	1,0	0,145	0,13
Pb	1,0	0,147	0,133
U	1,0	0,153	0,141
H <sub>2</sub> O	1,93	0,027	0,0216