

и рекуррентные соотношения:

$$n_1^{\text{BeO}} = \frac{\sigma_{t1}^{\text{Be}}}{\sigma_{t1}};$$

$$n_2^{\text{BeO}} = n_1^{\text{BeO}} \frac{\sigma_{s2}}{\sigma_{t2}} + \frac{\sigma_{t2}^{\text{Be}}}{\sigma_{t2}};$$

$$\dots$$

$$n_k^{\text{BeO}} = n_{k-1}^{\text{BeO}} \frac{\sigma_{s,k}}{\sigma_{t,k}} + \frac{\sigma_{t,k}^{\text{Be}}}{\sigma_{t,k}}. \quad (7)$$

Здесь $\sigma_{s,k}$ и $\sigma_{t,k}$ — усредненные в пределах k -й группы сечения рассеяния и полное сечение для молекулы BeO с учетом реакции (n, α) на кислороде.

При расчетах использовались сечения, приведенные в работах [2, 3], с их приближенной аппроксимацией в тех энергетических областях, где нет данных [5,2–10 Мэв для сечения реакции $0(n, \alpha)$]. Зависимости $\xi^{\text{Be}}(E)$ и $\xi^0(E)$ брались с учетом анизотропии рассеяния [4]. В результате расчета было получено

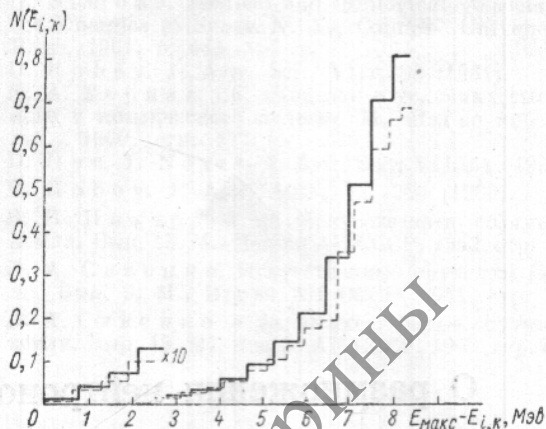
$$\frac{K_{\text{BeO}} - 1}{K_{\text{Be}} - 1} = \frac{N_{\text{BeO}}}{N_{\text{Be}}} = \frac{1,34}{1,62} = 0,83.$$

Погрешности в $\frac{N_{\text{BeO}}}{N_{\text{Be}}}$, связанные с неточностью

$\xi^{\text{Be}}(E)$, $\xi^0(E)$ и приближенностью аппроксимации сечений, малы ($\sim 1\%$), что подтверждено контрольными расчетами. Большая погрешность обусловлена методикой вычисления N_{Be} и N_{BeO} и приближенностью соотношения (1). Это соотношение было бы точным, если бы плотности столкновений нейтронов в бериллии и BeO с атомами бериллия в одинаковой степени зависели от энергии, т. е. были подобны, или сечения $\sigma_{n,2n}$ и $\sigma_{n,\alpha}$ выше E_n были постоянны.

В действительности почти постоянным остается только $\sigma_{n,2n}$ при $E > 4$ Мэв, а при $E < 4$ Мэв с достаточной точностью подобны плотности столкновений. Это видно из сравнения $N_{\text{Be}}(E_i)$ и $N_{\text{BeO}}(E_k)$

$$\left(N_{\text{Be}}(E_i) = \frac{\sum_{i=1}^{k_{\text{макс}}} n_i^{\text{Be}} f_i}{\sum_{i=1}^{i_{\text{макс}}} f_i}; N_{\text{BeO}}(E_k) = \frac{\sum_{k=1}^{k_{\text{макс}}} n_k^{\text{BeO}} f_k}{\sum_{k=1}^{k_{\text{макс}}} f_k} \right)$$



Сравнение числа столкновений $N_{\text{Be}}(E_i)$ и $N_{\text{BeO}}(E_k)$ нейтронов деления с атомами бериллия при их замедлении до энергии E в бериллии и окиси бериллия (нормировано на один нейтрон спектра деления):

$$N_{\text{Be}}(E_i); \quad \text{-----} \quad N_{\text{BeO}}(E_k).$$

(см. рисунок). Поэтому вряд ли можно ожидать в $\frac{K_{\text{BeO}} - 1}{K_{\text{Be}} - 1}$ ошибку, большую $\pm 15\%$.

Учитывая также ошибку в экспериментальном определении величины $K_{\text{Be}} = 1,10 \pm 0,015$, окончательно получим

$$K_{\text{BeO}} = 1,08 \pm 0,023.$$

В заключение автор выражает благодарность Н. С. Поповой за помощь в численных расчетах.

Поступило в Редакцию 24/XI 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

- И. Ф. Жежерун и др. «Атомная энергия», 15, 485 (1963).
- D. Hughes, R. Schwarz. Neutron Cross Sections, Suppl., No. 1, BNL, 1957.
- G. Fischer. Phys. Rev., 108, 99 (1957).
- D. Hughes. Neutron Cross Sections. Angular Distribution. BNL, 1956; H. Hurwitz, J. Ehrlich. Progress in Nuclear Energy, Phys. and Mathem., IV. London, Pergamon Press, 1956, p. 369; P. Zweifel, H. Hurwitz. Appl. Phys., 25, 1241 (1954).

УДК 539.124.083

Зависимость коэффициента обратного рассеяния β -излучения и выхода β -частиц из толстослойного источника от атомного номера вещества

Ф. К. Левочкин, Ю. Я. Соколов

Для целей радиометрии и дозиметрии необходимо знать величину выхода β -частиц из толстослойного источника n_0 , т. е. число β -частиц, испускаемых в единицу времени с единичной поверхности толстослойного источника, имеющего единичную удельную активность. В работе [1] показано, что величина n_0 может

быть определена из соотношения

$$n_0 = \frac{\bar{R}(1-p)}{4}, \quad (1)$$

где p — коэффициент обратного рассеяния β -излучения толстослойного источника; \bar{R} — средний путь

β -частиц данного изотопа в материале источника. Для практического использования формулы (1) необходимо иметь данные о величинах p в зависимости от атомного номера вещества Z .

В работах [2, 3] приведена зависимость p от Z для изотропного источника и нормально падающего пучка электронов. В работе [4] показано, что угловое распределение β -излучения толстослойного источника близко к косинусоидальному. Данные о величине p для такого источника не опубликованы.

В настоящей работе определены величины коэффициента обратного рассеяния β -излучения толстослойного источника путем измерения суммарного заряда, переносимого β -частицами из источника в поглотитель [5].

Если толстослойный источник, испускающий n β -частиц в 1 сек, закрыть поглотителем из того же материала, то число β -частиц N , заканчивающих свой путь в поглотителе, определится из соотношения $p_1 p_2$

$$N = n - np + np^2 - np^3 + \dots = \frac{n}{1-p} \quad (2)$$

Отсюда

$$p = \frac{n}{N} - 1 \quad (3)$$

Если материалы источника и поглотителя различны, то число β -частиц N' получим из соотношения

$$N' = n - np_2 + np_1 p_2 - np_1 p_2^2 + \dots = \frac{n(1-p_2)}{1-p_1 p_2} \quad (4)$$

где p_1 и p_2 — коэффициенты обратного рассеяния β -излучения толстослойного источника для материалов источника и поглотителя соответственно (предполагается, что величина p не зависит от энергии β -частиц). Тогда величина p_2 определится формулой

$$p_2 = \frac{n - N'}{n - p_1 N'} \quad (5)$$

Для определения величины p были изготовлены алюминиевый и свинцовый толстослойные источники β -излучения $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$. Источники готовились следующим образом: на тонкие фольги (толщиной 5 мг/см², диаметром 20 мм) наносились одинаковые объемы раствора радиоактивного вещества. После высушивания раствора фольги были собраны в виде стопки и уплотнены. Источники испускали в телесный угол 2π примерно $1 \cdot 10^7$ β -частиц/сек. Число β -частиц N , заканчивающих свой путь в поглотителе, определялось на установке (рис. 1). Диаметр активной части источника был равен 5 мм. Поглотитель имел форму диска диаметром 100 мм. Расстояние между источником и поглотителем составляло 2 мм, что позволило уменьшить число β -частиц, уходящих через просвет между источником и поглотителем, до 0,5% от величины n . Число β -частиц n , испускаемых источником в единицу времени, определялось на этой же установке. Для этого толстослойный источник крепился в центре камеры на проволочном держателе. Поглотителем β -частиц служили стенки камеры. Так как площадь внутренней поверхности камеры примерно на два порядка больше площади поверхности источника с держателем, то числом вернувшихся на источник β -частиц можно пренебречь. Величины n и N измерялись при давлении в камере меньше $1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Эффект вторичной электронной эмиссии устранялся магнитным полем, которое создавалось магнитной катушкой (см. рис. 1).

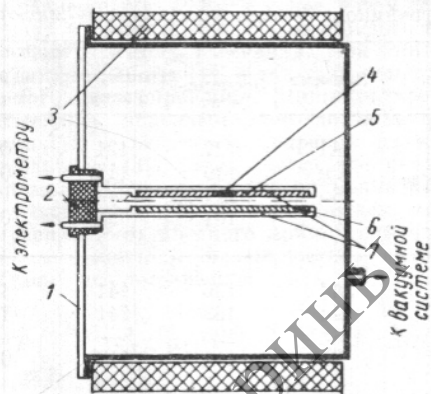


Рис. 1. Схема установки:

1 — вакуумная камера; 2 — тefлоновый изолятор; 3 — магнитная катушка; 4 — источник; 5 — поглотитель с Z , равным Z источника; 6 — поглотитель; 7 — держатель источника и поглотителей.

Величины n и N определялись по силе тока между источником и поглотителем. Сила тока измерялась электрометром по схеме Таунсенда. Величина коэффициента обратного рассеяния β -излучения определялась для углерода, алюминия, меди, кадмия, олова, вольфрама и свинца. Расчет проводился по формулам (3) и (5). Результаты измерений приведены на рис. 2 (сплошная кривая). Несмотря на малую погрешность измерения величин n и N (менее 1%), расхождение между величинами p , полученными с помощью алюминиевого и свинцового источников, составило 10% для малых значений Z и 5% для больших значений Z . Это можно объяснить небольшим различием угловых распределений β -излучения указанных источников. Для сравнения на рис. 2 приведена зависимость величины p от Z для изотропного источника (пунктирная кривая) [2]. Как и следовало ожидать, величины p для толстослойного источника β -излучения имеют меньшие значения по сравнению с величинами p для изотропного источника.

Рассмотрим теперь зависимость выхода β -излучения из толстослойного источника от Z . Так как величина

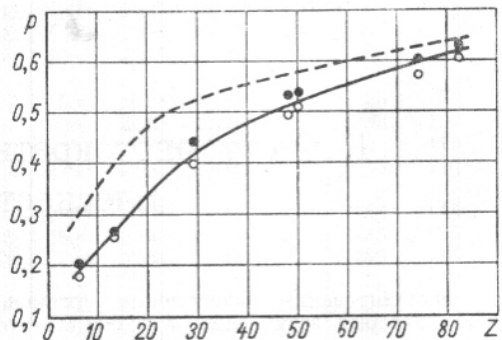


Рис. 2. Зависимость коэффициента обратного рассеяния β -излучения толстослойного источника от Z (○, ● — алюминиевый и свинцовый источники соответственно).

Выход β -излучения с поверхности толстослойных источников, β -частиц \cdot кг/мин \cdot см² \cdot мкюри

Изотоп	Элемент	n_0		Отношение $\frac{n_{0\text{расч}}}{n_{0\text{эксперим}}}$
		Эксперимент	Расчет	
Sr ⁹⁰ + Y ⁹⁰	Al	127	121	0,96
	Cu	119	115	0,97
	Sn	111	—	—
	Pb	101	95	0,94
P ³²	Al	136	141	1,04
	Cu	133	141	1,06
	Sn	120	—	—
	Pb	115	112	0,97
Si ⁸⁹	Al	110	114	1,04
	Pb	90	95	1,06
Tl ²⁰⁴	Al	31,7	31,7	1,00
	Pb	26,6	27,2	1,02
Cs ¹³⁷	Al	35,0	35,2	1,00
	Pb	32,0	30,0	0,94

Примечание. Величины n_0 для Cs¹³⁷ получены с учетом конверсионных электронов.

(1-p) в формуле (1) уменьшается, а средний пробег \bar{R} β -частиц увеличивается с ростом Z [1], то выход β -излучения с поверхности толстослойного источника слабо зависит от величины Z . В таблице приведены величины выхода β -частиц из различных источников, рассчитанные по формуле (1) и полученные экспериментально. Экспериментальные значения выхода β -излучения определялись методом моделирования. Для этого на установке, описанной в работе [4], измерялось ослабление β -излучения точечного источника в материале поглотителя. Ослабление характеризуется коэффициентом

$$k(\theta, t) = \frac{I_\theta(t)}{I_0} \quad (6)$$

где $I_\theta(t)$ — число β -частиц, летящих в малом телесном угле ω в направлении, составляющем угол θ с нормалью к поверхности поглотителя, от точечного источника, который расположен в поглотителе на глубине t ; I_0 — число β -частиц, испускаемых открытым источником в том же телесном угле ω .

Выход β -излучения с поверхности толстослойного источника определяется графическим и численным интегрированием соотношения

$$n_0 = \int_0^{\pi/2} \int_0^a k(\theta, t) \frac{\sin \theta}{2} d\theta dt, \quad (7)$$

где a — толщина источника, которая была не менее величины максимального пробега β -частиц в материале поглотителя. Сравнение экспериментальных и расчетных величин выхода β -излучения n_0 (см. таблицу) показывает, что расхождение между ними не превышает 6%. С увеличением Z величина выхода β -излучения уменьшается примерно пропорционально отношению Z/A (A — атомный вес). Учитывая слабую зависимость выхода β -излучения с поверхности толстослойных источников от материала источника, для приближенных вычислений можно использовать формулу

$$n_0 \approx Q d, \quad (8)$$

где Q — удельная активность источника, мкюри/кг; d — слой половинного ослабления β -излучения в алюминии, мг/см². Эта формула справедлива с погрешностью в 30% для любого материала источника.

Таким образом, полученные значения коэффициента обратного рассеяния β -излучения толстослойного источника позволяют рассчитывать с приемлемой точностью выход β -частиц из толстослойного источника.

Поступило в Редакцию 1/III 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. К. Левочкин. Техника измерения радиоактивных препаратов. М., Госатомиздат, 1962. стр. 83.
2. H. Seliger. Phys. Rev., 2, 408 (1952).
3. В. Пауль, Х. Штейнведель. Бета- и гамма-спектроскопия. М., Физматгиз, 1959.
4. Ф. К. Левочкин, Ю. Я. Соколов. «Атомная энергия», 12, 53 (1962).
5. W. Gross, G. Failla. Phys. Rev., 79, 209 (1950).

УДК 539.122.083+
621.039.538

К учету многократного рассеяния γ -излучения

ПЛОСКОСТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Ф. А. Махлис

При проектировании радиационных установок и решении некоторых задач защиты возникает необходимость определения мощности дозы γ -излучения от плоского прямоугольного источника конечных размеров за плоским поглощающим барьером. Имеющиеся данные по ослаблению γ -излучения прямоугольных источников [1] получены без учета многократного рас-

сеяния, поэтому их использование при расчете радиационных установок приводит к некоторым погрешностям.

В настоящей работе вычислены мощности доз облучения с учетом многократного рассеяния от плоского прямоугольного источника Co⁶⁰ за барьерами из воды, алюминия и железа. Определены также соответствующие