

Угловые и энергетические распределения γ -излучения в свинце

В. С. КОНДРАТЬЕВ

УДК 539.166.2

В работе методом Монте-Карло рассчитаны угловые и энергетические распределения рассеянного γ -излучения плоского мононаправленного источника за свинцовыми барьерами. Используется метод плотности столкновений. Поглощение и утечка излучения из барьера учитываются введением статистического веса. Длина свободного пробега и статистический вес кванта вычисляются по формулам

$$l = -\frac{1}{\mu_s} \ln \{1 - \gamma [1 - \exp(-\mu_s l^*)]\}; \quad (1)$$

$$P = P_0 [1 - \exp(-\mu_s l^*)] \exp(-\mu_c l), \quad (2)$$

где l^* — расстояние от точки рассеяния до границы барьера в направлении движения кванта; μ_s , μ_c — соответственно сечения рассеяния, поглощения и полное; P_0 — статистический вес кванта перед рассеянием; γ — случайное число.

На больших толщинах используется метод экспоненциального преобразования. Применяется также метод «русской рулетки».

Рассчитаны угловые и энергетические распределения излучения для энергий источника 1,4 и 8 Мэв и толщин барьеров 0,5; 1, 2, 4, 7, 10 длин свободного пробега. Угловые энергетические распределения за барьерами толщиной более двух длин свободного пробега можно считать установившимися. Энергетический спектр с увеличением угла выхода значительно смягчается.

Угловые распределения интенсивности могут быть аппроксимированы экспоненциальной зависимостью. Значения константы углового распределения Θ_0 приведены в таблице.

Наблюдается удовлетворительное согласие приведенных данных с экспериментальными и расчетными результатами других работ [1—4] для толщин барьеров более двух длин свободного пробега. На малых толщинах отмечается некоторый рост Θ_0 с уменьшением толщины барьера, особенно заметный при малой начальной энергии.

Величины Θ_0 для различных энергий и толщин барьера

$\mu_0 l$	$E_0 = 1 \text{ Мэв}$	$E_0 = 4 \text{ Мэв}$	$E_0 = 8 \text{ Мэв}$
0,5	26,6	18,4	17,4
1	21,7	15,6	15,5
2	19,5	14,1	12,4
4	16,5	12,9	12,2
7	16,1	13,8	12,6
10	15,2	12,3	10,2

Наблюдается удовлетворительное соответствие результатов расчета угловых распределений методом Монте-Карло и расчетов в приближении однократного рассеяния на толщинах менее двух длин свободного пробега.

(№ 411/5577. Поступила в Редакцию 17/IX 1969 г. Полный текст 0,45 а. л., 5 рис., 1 табл., 8 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Л. Столярова и др. В сб. «Приборы и методы анализа излучений». Вып. 3. М., Госатомиздат, 1962, стр. 15.
2. А. В. Ларичев. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 214.
3. А. В. Ларичев, В. И. Митин. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 2. М., Госатомиздат, 1963, стр. 47.
4. Л. М. Ширкин. «Атомная энергия», 19, 394 (1965).

Система регистрации изотопа V^{12} , образующегося по реакции $C^{12}(n, p)$

В. Т. ТУСТАНОВСКИЙ, В. И. АНДРЮЩЕНКО, А. А. ВОЛЬГЕМУТ

УДК 541.12.02

В работе рассматривается система регистрации изотопа V^{12} ($T_{1/2} = 20 \text{ мсек}$; $E_{\beta^-} = 13,4 \text{ Мэв}$) применительно к нейтронноактивационному определению углерода. Исследования проведены на нейтронном генераторе, работающем в импульсном режиме. Ускоряющее напряжение 400 кВ, ионный ток в импульсе 0,8 мА, выход нейтронов $3 \cdot 10^{10} \text{ нейтр/сек}$ при частоте следования импульса 10 Гц и длительности импульса 30 мсек.

На рисунке показана блок-схема системы регистрации V^{12} . При расположении детектора в непосредственной близости от тритиевой мишени нейтронного генератора основным требованием, предъявляемым к счетчику, является низкий фон. В связи с этим пластмассовые сцинтилляторы и счетчики Черенкова, широко применяющиеся для регистрации β -частиц высоких энергий, в описываемой работе неприемлемы из-за присутствия

в их составе углерода и кислорода. В данной работе применен кристалл CsJ(Tl) размером $25 \times 5 \text{ мм}$, соединенный со светопроводом из оптически прозрачного CsJ размером $40 \times 50 \text{ мм}$ и с ФЭУ-14. Следует отметить, что превышение сигнала над фоном удалось зарегистрировать только при наличии светопровода.

В качестве защитного и конструкционного материала датчика используется висмут, на ядре которого с большой вероятностью возможно только взаимодействие типа $Vi^{209}(n, 2n)V^{208m}$ с $T_{1/2} = 2,7 \text{ мсек}$; $E_{\gamma} = 0,57 \text{ Мэв}$. Исключение влияния Vi^{208m} достаточно надежно осуществляется с помощью амплитудного дискриминатора и введением задержки длительностью 10 мсек.

Управление системой регистрации производится генератором импульсов, выходной сигнал которого