

# Расчет выхода вторичных нейтронов при взаимодействии ускоренных электронов с веществом

В. Н. ЛОГУНОВ, В. В. МАЛЬКОВ, С. Ф. РОСЛИК,  
А. Я. ШТИВЕЛЬМАН

УДК 539.125.52

В работе приведен расчет выхода нейтронов из мишеней оптимальной толщины при бомбардировке их ускоренными электронами. Для удобства расчета ослабления потоков нейтронов в защите их спектр в мишени разделен на две группы: быстрые (с энергией от 1 кэв до 20 Мэв) и сверхбыстрые (с энергией более 20 Мэв) нейтроны.

Расчет выхода быстрых нейтронов выполнен по формуле

$$Y_0 = 3,44 \cdot 10^{-4} \frac{E_0 X_0}{A} \int_{E_{пор}}^{E_0} \sigma_n(W) \frac{dW}{W^2} \text{ нейтр/электрон, (1)}$$

где  $E_0$  — энергия ускоренных электронов, Мэв;  $X_0$  — радиационная единица длины, г/см<sup>2</sup>;  $A$  — атомный вес вещества мишени;  $W$  — энергия фотонов, Мэв;  $\sigma_n(W)$  — сечение фотонейтронной реакции.

Для широко используемых в ускорительной технике конструкционных материалов вычислены и представлены в виде графита значения величины

$$\int_{E_{пор}}^{E_0} \sigma_n(W) \frac{dW}{W^2}$$

Получено следующее выражение для расчета выхода сверхбыстрых нейтронов:

$$Y_{сб} = 1,74 \cdot 10^{-4} X_0 L \left( \frac{E_0}{1600} + \frac{1}{E_0} - \frac{1}{20} \right) \text{ нейтр/электрон, (2)}$$

где  $L$  — фактор, устанавливающий соотношение между полным сечением выхода сверхбыстрых нейтронов и сечением квазидейтронного эффекта. Величина  $L$  выбирается из условия наилучшего совпадения расчетных и экспериментальных данных.

Выполнено сравнение выражений (1) и (2) с приближенными соотношениями. Расчетные данные сопоставлены с известными экспериментальными величинами.

Это сравнение показало, что расчет по выражению (1) дает результаты, удовлетворительно совпадающие с экспериментальными данными при энергии электронов 1—6 Гэв. При других энергиях экспериментальные исследования не проводились.

При расчете по формуле (2) существует неопределенность в выборе величины  $L$ . Предлагаемые значения  $L$  в различных работах меняются от 3 до 10. Из-за ограниченности экспериментальных исследований сравнение выполнено лишь при энергиях электронов 4 и 6,3 Гэв.

В работе сформулированы задачи для экспериментального изучения выхода вторичных нейтронов.

(№ 374/5434. Поступила в Редакцию 19/VI 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 3 табл., 16 библиографических ссылок.)

## Альbedo тормозного $\gamma$ -излучения

П. П. ЗОЛЬНИКОВ, Б. Л. ДВИНЯЦИНОВ,  
К. А. СУХАНОВА

УДК 539.122.73

Методом численного интегрирования на ЭВМ рассчитаны интегральные и дифференциальные характеристики числового и энергетического альbedo тормозного излучения с максимальной энергией  $E_{\gamma, макс} = 1, 3, 5, 10, 15, 25, 20, 100$  Мэв при отражении от барьеров из алюминия, железа, свинца полубесконечной толщины при угле падения первичного излучения  $\theta_0 = 0, 30, 60, 85^\circ$ .

В расчете были использованы дифференциальные характеристики альbedo  $\gamma$ -излучения моноэнергетических источников с энергией  $E = 0,25 \div 10$  Мэв [1]. Для  $E > 10$  Мэв дифференциальное альbedo определялось аналитически с учетом аннигиляционного и однократно рассеянного  $\gamma$ -излучения. Вклад рассеянного аннигиляционного излучения рассчитывался по методике, описанной в работе [1]. При расчете отражения  $\gamma$ -излучения от барьера из свинца учитывалось флюоресцентное излучение. Интегральные характеристики  $\gamma$ -излучения моноэнергетических источников с энергией  $E = 0,25 \div 100$  Мэв рассчитывались на ЭВМ методом Монте-Карло.

Общий вид зависимости альbedo тормозного излучения от угла падения первичного излучения, угла отражения и материала отражателя подчиняется тем же закономерностям, что и альbedo  $\gamma$ -излучения моноэнергетических источников [1].

Значение констант  $K$  и  $C$  для разных условий

$\theta_0$ , град	Алюминий		Железо		Свинец	
	$K$	$C$	$K$	$C$	$K$	$C$
0	0,120	0,7	0,062	0,54	0,014	0,27
30	0,140	0,71	0,084	0,58	0,019	0,32
60	0,260	0,72	0,175	0,62	0,047	0,39
85	0,620	0,62	0,460	0,54	0,26	0,44