

Авторы выражают признательность В. В. Орлову за полезные обсуждения и Б. Н. Сиваку за вычислительные функции $J(\alpha, \beta)$.

Поступило в Редакцию 16/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Francis et al. Variational Solutions of the Transport Equation. Report No. 627. Second United

Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1958).
 2. Дж. Стюарт, П. Цвейфель. В сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1959, стр. 600.
 3. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1962.
 4. K. Case et al. Introduction to the Theory of Neutron Diffusion. Washington, US Gov't Printing Office, 1953.
 5. Z. Weiss, R. Stammer. Nucl. Sci. Engng, 19, 374 (1964).

Ослабление потоков нейтронов высоких энергий от объемного источника в железе

Л. Н. ЗАЙЦЕВ, М. М. КОМОЧКОВ, В. В. МАЛЬКОВ, В. П. СИДОРИН, Б. С. СЫЧЕВ

УДК 621.039.8

В работе описаны экспериментальные исследования прохождения нейтронов высоких энергий в ярме магнита ускорителя от объемного источника — вакуумной камеры синхротрона. Данные опытов необходимы для расчета защиты, находящейся вблизи объемного источника нейтронов высоких энергий.

Распределение потоков нейтронов по толщине ярма исследовалось в плоскости циркуляции пучка протонов. Для регистрации потоков нейтронов использовались активационные детекторы: углерод [$C^{12}(n, 2n)C^{11}$] и фосфор [$P^{31}(n, p)Si^{31}$], краткая характеристика которых приведена в работе [1].

Детекторы размещались в цилиндрическом канале ярма магнита через каждый 10—15 см по длине кана-

ла. Свободные полости в канале между детекторами заполнялись стальными пробками. Плотность защиты γ составляла $7,6 \pm 0,2 \text{ г/см}^3$. Геометрия опыта показана на рис. 1.

Исследования были выполнены в режиме вывода пучка протонов. На рис. 2 представлены экспериментальные данные, характеризующие распределения потоков быстрых и сверхбыстрых нейтронов. Из рисунка следует, что на толщинах защиты более 300 г/см^2 ослабление потоков нейтронов происходит по экспоненциальному закону. Длина релаксации потоков сверхбыстрых нейтронов в данных условиях оказалась равной $160 \pm 14 \text{ г/см}^2$. На этих же толщинах наступает равновесие между потоками быстрых и сверх-

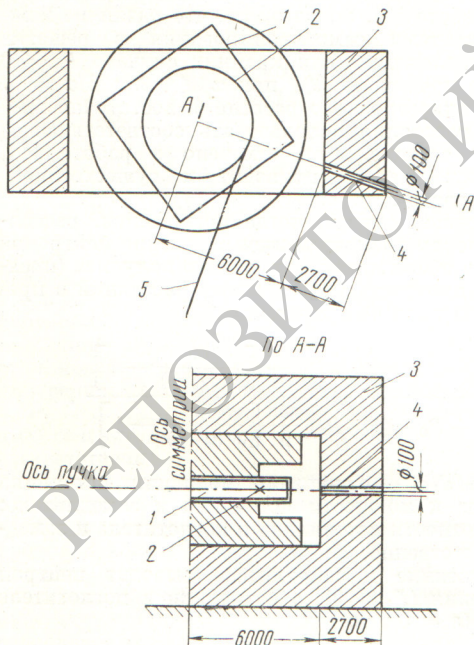


Рис. 1. Геометрия опыта:

1 — камера синхротрона; 2 — орбита протонов с энергией 660 Мэв; 3 — ярмо магнита; 4 — канал в ярме магнита; 5 — протонов.

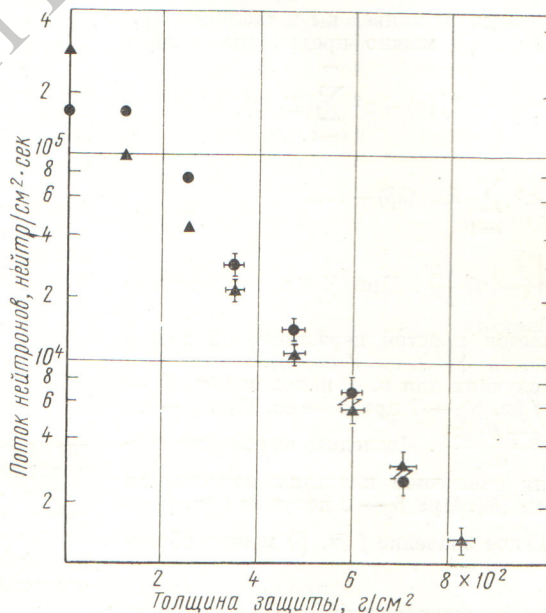


Рис. 2. Распределение потоков нейтронов в железе:

● — сверхбыстрые нейтроны ($E > 20 \text{ Мэв}$); ▲ — быстрые нейтроны ($1,5 < E < 20 \text{ Мэв}$).

быстрых нейтронов. Величина фактора накопления быстрых нейтронов (по отношению к сверхбыстрым) $V_{\bar{\sigma}} = 1$.

В работах [1, 2], выполненных в условиях нормального падения широкого пучка нейтронов на стальную защиту, получены параметры ослабления потоков нейтронов, совпадающие в пределах экспериментальных ошибок с результатами данной работы.

В заключение авторы выражают благодарность О. А. Улитину и Е. П. Череватенко за помощь при выполнении экспериментов.

Поступило в Редакцию 18/X 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Сычев и др. «Атомная энергия», 20, 323 (1966).
2. М. М. Комочков, Б. С. Сычев. «Атомная энергия», 15, 325 (1963).

Зависимость сцинтилляционных характеристик кристаллов NaJ(Tl) от их размера

В. М. ГРИБАНОВА, Ю. П. ПАВЛОВ, Е. П. МОХИР, Ю. А. ЦИРЛИН

УДК 621.387.464

При контроле качества сцинтилляционных монокристаллов NaJ(Tl) и разработке метода их стандартизации важными характеристиками являются зависимости технического световыхода, а также энергетического разрешения кристалла от их размеров. Указанные зависимости исследовались на фотоумножителе ФЭУ-49 для кристаллов NaJ(Tl) высотой, равной диаметру d , размерами 20—150 мм.

Положение пика полного поглощения и разрешение спектрометра определяли для γ -квантов Cs^{137} анализатором АИ-100-1. При измерениях аппаратуру контролировали при помощи кристалла диаметром 70×70 мм, световыход которого использовался как реперная точка. Значения световыхода V и разрешения R определяли усреднением данных по десяти кристаллам каждого размера, за исключением кристалла размером 150×150 мм, для которого результаты получены на одном образце.

На рис. 1 изображена зависимость $V(d)$ (кривая 1). Для оценки влияния неоднородности фотокаатода (т. е. непостоянства квантовой чувствительности Σ по поверхности фотокаатода) на характеристики сцинтилляторов измерения были повторены с использованием световода из оргстекла диаметром 150 мм и высотой 80 мм. Значения световыхода со световодом

V_c представлены на рис. 1 (кривая 2). Различие в ходе кривых 1 и 2 указывает на большой вклад неоднородности фотокаатода в зависимость $V(d)$. Поэтому было проведено детальное исследование зонной чувствительности фотокаатода использованного ФЭУ.

Неоднородность фотокаатода определяли при помощи кристалла CsJ(Tl) диаметром 5 мм и высотой 1 мм с α -активным изотопом Pu^{239} . Зональная характеристика фотокаатода представлена на рис. 2.

Чтобы учесть влияние неоднородности фотокаатода на световыход, для каждого диаметра кристалла определяли среднее взвешенное значение чувствительности фотокаатода Σ_d , после чего находили исправленные значения световыхода кристалла V_n по формуле

$$V_n = \frac{V}{\Sigma_d}.$$

Зависимость $V_n(d)$ представлена на рис. 1 (крестики на кривой 2). Зависимости $V_n(d)$ и $V_c(d)$ одинаковы. На рис. 1 значения V_n изображены путем совмещения точек с абсциссами $d=40$ мм. Удовлетворительное совпадение этих результатов позволило рассматривать выражение $V_n(d)$ как характеристику, не зависящую от неоднородности фотокаатода. На

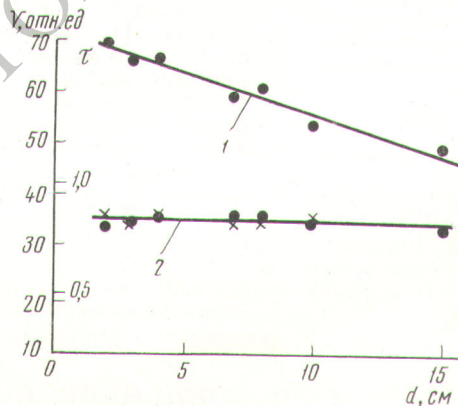


Рис. 1. Зависимость световыхода кристаллов NaJ(Tl) от их размеров.

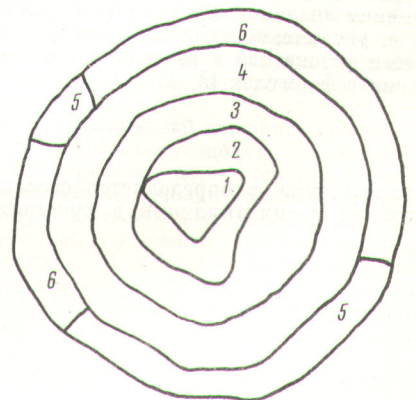


Рис. 2. Распределение чувствительности по фотокаатоду ФЭУ. Значения относительной чувствительности по зонам (в произвольных единицах):

1 — 1,87; 2 — 1,73; 3 — 1,45; 4 — 0,98; 5 — 0,57; 6 — 0,35.