

$\approx y_{\text{вх}} \left(1 + \frac{1}{2A} \left(\frac{dy}{dz} \right)_{\text{вх}} \sin \sqrt{2} \omega z \right)$; в остальных случаях решение может быть получено численно. На основании подобных расчетов выбираются параметры элементов канала.

На выходе инжектора получен ток $\sim 2a$. Размер пучка 8×8 мм при угле расходимости $\sim 2,5^\circ$.

(№ 89/3630. Поступила в Редакцию 18/II 1966 г. Полный текст 0,6 а. л., 8 рис., библиография 11 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963». М., Атомиздат, 1964, стр. 1065.
2. И. Н. Мешков, Б. В. Чириков. ЖТФ, 35, 2202 (1965).

Состав и пространственное распределение излучения вокруг здания синхрофазотрона на 10 Гэв

В. Н. ЛЕБЕДЕВ

УДК 577.391

Изучение закономерностей, связанных с распространением смешанного излучения высокоэнергетичных ускорителей на большие расстояния, приобретает решающее значение в связи с необходимостью надежного прогнозирования уровней излучения при проектировании новых установок. В рассматриваемом случае пространственный профиль поля излучения вокруг синхрофазотрона определяли по восьми радиальным направлениям, расположенным под углом 45° друг к другу. Имевшаяся аппаратура позволяла выделить на этих направлениях следующие компоненты: тепловые нейтроны; медленные и промежуточные нейтроны (0,4 эв — 0,1 Мэв); быстрые нейтроны (0,1—20 Мэв) очень быстрые нуклоны (>20 Мэв) и π -мезоны (>50 Мэв); заряженные частицы (электроны, μ -мезоны и γ -кванты различных энергий).

В статье показано, что быстрые нейтроны (<20 Мэв) на больших расстояниях от мишени распределены симметрично относительно центра здания. Эффективная энергия быстрых нейтронов находится в пределах 0,7—4 Мэв. В случае барьерной геометрии нейтроны с такой энергией представляют наибольшую опасность. Распределение дозового эквивалента упомянутых компонентов излучения приведено на рисунке. При определении дозового эквивалента высокоэнергетичных нуклонов за основу взято направление с максимальной интенсивностью потока таких частиц. В этом случае дозовые эквиваленты быстрых нейтронов и нуклонов высокой энергии примерно равны.

В статье приведены эмпирические формулы для вычисления плотности потока быстрых нейтронов на любом расстоянии от ускорителя. Результаты измерений, выполненных на синхрофазотроне, сравнены с данными, полученными другими авторами.

Экспериментально найденная функция пространственного распределения дозового эквивалента нейтронов с энергией 0,4 эв — 20 Мэв имеет вид

$$D(r) = \frac{IAk_1k_{\text{геом}}k_d}{4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda_{\text{эфф}}}} \text{ мкбэрад}/10^{11} \text{ протон.}$$

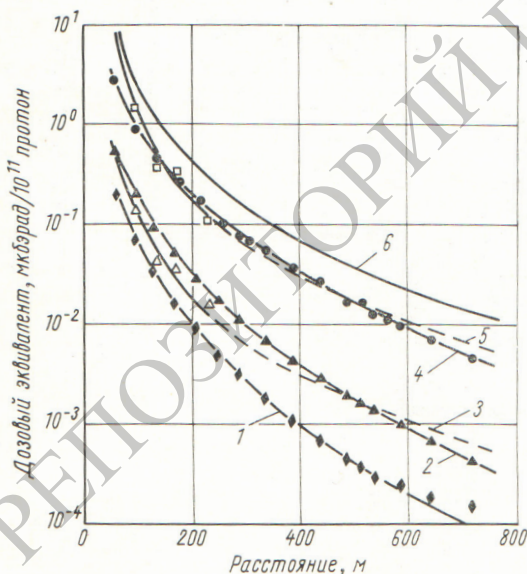
Здесь I — интенсивность (протон/сек) внутреннего протонного пучка с энергией E_p , Гэв; A — коэффициент, учитывающий толщину и материал мишени, толщину и конфигурацию защиты, а также эффективный телесный угол выхода излучения в верхнюю полусферу; коэффициент A можно интерпретировать как эффективный выход нейтронов в верхнюю полусферу на единичный поток протонов с энергией $E_p = 10$ Гэв ($A = 7,84 \cdot 10^{-2}$ нейтр/протон); k_1 — коэффициент, учитывающий величину конечной энергии протонов:

$$k_1 = \left(\frac{E_p}{E_0} \right)^{0,7}$$

(где $E_0 = 10$ Гэв); $k_{\text{геом}}$ — геометрический коэффициент:

$$k_{\text{геом}} \approx [1 + 2 \cdot 10^{-4} (r - 100)^2 e^{-\frac{r-100}{53}}] F(\theta)$$

[где $F(\theta) = 0,5 \div 1$ в зависимости от выбранного радиального направления] r — расстояние от оси вакуумной камеры синхрофазотрона до рассматриваемого



Зависимость дозового эквивалента от расстояния до геометрического центра здания ускорителя:

1 — тепловые нейтроны; 2 — медленные и промежуточные нейтроны; 3 — μ -мезоны, электроны и γ -кванты (предположительно); 4 — быстрые нейтроны; 5 — нуклоны и π -мезоны; 6 — полный дозовый эквивалент.

мой точки; $\lambda_{эфф}$ — эффективная длина ослабления нейтронов в воздухе ($\lambda_{эфф} = 391$ м); k_d — коэффициент, учитывающий дозовое преобразование (для нейтронов данного спектра $k_d = 1,15 \cdot 10^{-2}$ мкбар/нейтр/см²).

(№ 90/3626. Статья поступила в Редакцию 18/II 1966 г., аннотация — 9/IV 1966 г. Полный текст 0,55 а. л., 7 рис., 1 табл., библиография 24 названия).

Радиационный захват быстрых нейтронов изотопом Cu⁶³

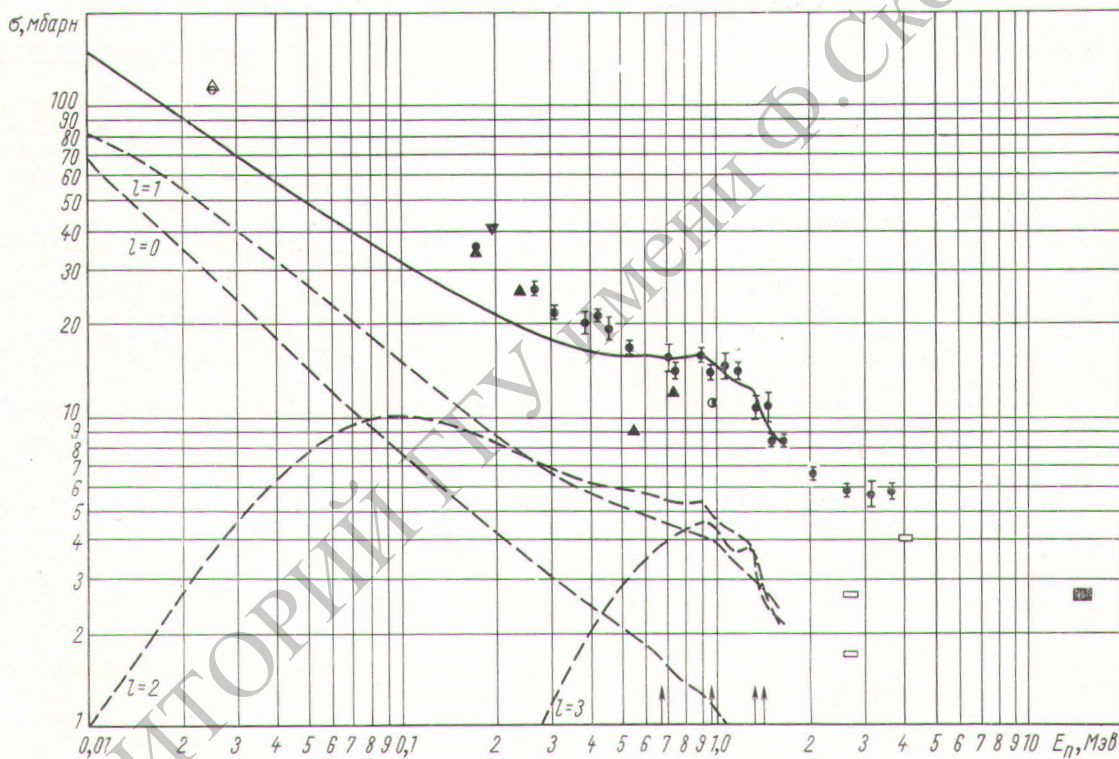
В. А. ТОЛСТИКОВ, В. П. КОРОЛЕВА,

УДК 539.17.012:539.172.4

В. Е. КОЛЕСОВ, А. Г. ДОВБЕНКО

В настоящей работе изложены результаты измерений и расчетов сечений радиационного захвата быстрых нейтронов изотопом Cu⁶³.

мишени, значения \bar{D} , $\bar{\Gamma}_\gamma$ и параметр a взяты из работ [12, 4, 13] соответственно. Резкий излом кривой сечения радиационного захвата для нейтронов с энергий



Результаты измерений сечений радиационного захвата нейтронов изотопом Cu⁶³:

Данные работ: ● — настоящей; ▲ — [3]; ○ — [6]; △ — [7]; ⊙ — [8]; ■ — [9]; □ — [10]; ▼ — [11]. Стрелками показано положение возбужденных уровней; — — — — полное сечение захвата; — — — — сечения захвата нейтронов с различными орбитальными моментами.

Применялся относительный активационный метод измерений, подробно описанный в работе [1]. В качестве опорных сечений использовались сечения деления U²³⁵ быстрыми [2] и тепловыми [3] нейтронами и сечение радиационного захвата тепловых нейтронов изотопом Cu⁶³ [4]. На рисунке результаты измерений сравниваются с данными других авторов. Расчет сечений проводился на основе статистической теории ядерных реакций с использованием оптической модели ядра. Метод расчета изложен в работе [5]. Потенциал для расчета проницаемостей ядерной поверхности содержал спин-орбитальный член. Параметры уровней ядра

~1 МэВ объясняется конкуренцией с неупругим рассеянием нейтронов.

(№ 91/3637. Статья поступила в Редакцию 18/II 1966 г., аннотация — 9/IV 1966 г. Полный текст 0,3 а. л., 1 рис., 2 табл., библиография 13 названия.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Стависский, В. А. Толстикова. В сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 562.