

Рис. 1. Зависимость поправочных коэффициентов α_γ при γ -обсчете от толщины индиевых детекторов:

1, 3 — для смешанного и кадмиевого спектров нейтронов в канале с водой; 2, 4 — то же для детекторов в поглотителе.

ке ДП-100 с торцовым β -счетчиком МСТ-17. Кривые рис. 1 получены при помощи γ -счета, кривые рис. 2 — при помощи β -счета. Таким образом, полученные поправки учитывают как самоэкранировку нейтронов и возмущение поля нейтронов, так и самопоглощение детектируемого излучения. На обоих рисунках верхняя пара кривых соответствует измерениям в смешанном спектре нейтронов, нижняя пара кривых получена при облучении детекторов в кадмиевых чехлах толщиной 0,65 мм. Из кривых видно, что поправка для более жесткого спектра оказывается большей, что объясняется сильным резонансным поглощением индия.

В заключение авторы приносят благодарность В. И. Нечипоруку и другим сотрудникам физического стенда за участие и помощь при выполнении экспериментов.

Поступило в Редакцию 24/VII 1967 г.

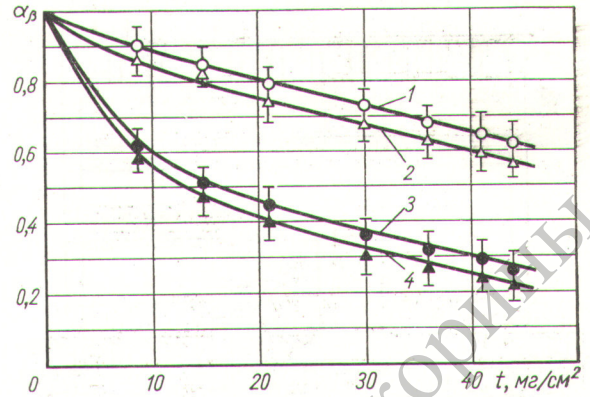


Рис. 2. Зависимость поправочных коэффициентов α_β при β -обсчете от толщины индиевых детекторов (обозначения кривых см. на рис. 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Bothe. Z. Physik, 120, 437 (1943).
2. T. Skyrme. AERE Reports, MS-91 (1944); MS-91A (1961).
3. R. Ritchie, H. Eldridge. Nucl. Sci. and Engng, 8, 300 (1960).
4. M. Thompson. J. Nucl. Energy, 2, 286 (1956).
5. В. Б. Климентов и др. «Атомная энергия», 20, 63 (1966).
6. D. Martin. Nucleonics, 13, 52 (1955).
7. J. Powell, J. Walker. Nucl. Sci. and Engng, 20, 476 (1964).

Измерение спектра рассеянных нейтронов в помещении синхроциклотрона

Л. Р. КИМЕЛЬ, М. М. КОМОЧКОВ, В. П. СИДОРИН,
В. Н. СМЕРНИЦКИЙ, В. С. СЫЧЕВ

УДК 621.039.58

При работе мощных ускорителей возникают поля рассеянного излучения. Как показано в работе [1], рассеянное излучение может быть двух видов: излучение, прошедшее защиту, и излучение, сформировавшееся в области самого источника излучения (ускорителя). Энергетический состав рассеянных нейтронов за защитой ускорителей изучен довольно подробно [2—5]. Информация же по рассеянному излучению, сформировавшемуся в помещениях ускорителей, весьма ограничена [6—7] и ее недостаточно для решения некоторых задач по физике защиты от рассеянного излучения.

В настоящей работе при помощи ядерных эмульсий К-600 определены энергетические спектры рассеянных нейтронов в различных местах главного зала синхроциклотрона ОИЯИ (рис. 1). Ядерные эмульсии типа «К» пригодны для регистрации нейтронов с энергией

до 150—200 Мэв [8]. Перед облучением слои эмульсии К-600 разрезались на квадраты размером 5×5 см и помещались в пакеты из черной бумаги. Время облучения определялось экспериментально и составляло приблизительно 1—3 мин. Такое малое время облучения в основном обусловлено большим фоном от γ -излучения ($\sim 10^3$ мкр/сек) [1]. Калибровка эмульсий для определения тормозной способности проводилась по α -частицам ThC' , средний пробег которых в «стандартной» эмульсии составляет приблизительно 48 мк [9]. Для получения условий изотропного облучения эмульсий использовалась установка, позволяющая осуществлять вращение [10] в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Скорость вращения в одной из плоскостей составляла приблизительно 1000 об/мин, а в другой — 30 об/мин. Для просмотра эмульсий и определения пробега протонов отдачи, образующихся

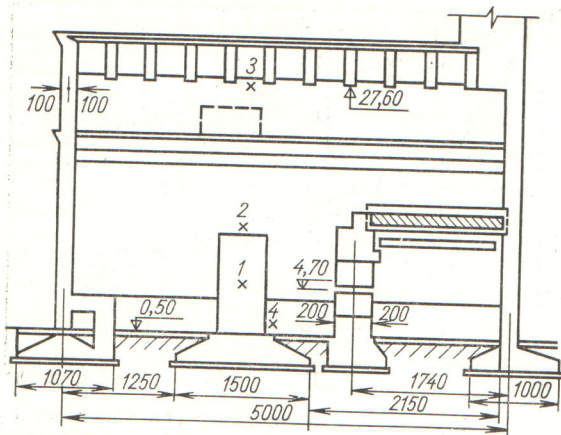


Рис. 1. Разрез здания синхроциклотрона ОИЯИ (1-4 — точки измерений).

в результате (n, p)-рассеяния, использовались микроскопы МБИ-6 и «Люминан». Энергия протонов отдачи в зависимости от пробега определялась по формулам [11]:

$$E_p = 0,757576 (\sqrt{26,4R_p + 62,41} - 7,9), \quad 0,0 \leq R_p < 14,5;$$

$$E_p = 0,0925926 (\sqrt{21,6R_p + 109,69} - 9,5),$$

$$14,5 \leq R_p < 39,7;$$

$$E_p = 0,013085 (\sqrt{1557,52R_p + 4776,1} - 176,5),$$

$$39,7 \leq R_p < 1114,6;$$

$$E_p = 0,251R_p^{0,581}, \quad 1114 \leq R_p,$$

где E_p выражено в мегаэлектронвольтах, а R_p — в микронах. Для анализа в каждой эмульсии отбиралось приблизительно 1000 треков, начало и конец которых лежали в эмульсии. В полученный спектр протонов $P(E_p)$ вводилась поправка на вылет протонов отдачи из эмульсии по формулам Ричардса [12]:

$$f = \frac{2R_p \sin \theta_0}{T}, \quad R_p \sin \theta_0 \geq T,$$

$$f = \frac{2T}{2T - R_p \sin \theta_0}, \quad R_p \sin \theta_0 \leq T,$$

где θ_0 — угол максимального наклона измеряемых треков протонов отдачи относительно плоскости эмульсии; T — толщина эмульсии.

По полученным спектрам протонов отдачи можно найти спектры нейтронов [11]:

$$N(E_p) = - \frac{E_p}{\gamma \sigma_n(E_p)} \cdot \frac{dP(E_p)}{dE_p},$$

где $N(E_p)$ — спектр нейтронов; $P(E_p)$ — спектр протонов отдачи; γ — плотность атомов водорода в эмульсии; $\sigma_n(E_p)$ — полное сечение реакции $H'(n, p)$.

На рис. 2 приведены энергетические спектры рассеянных нейтронов в различных точках главного зала синхроциклотрона. Полученные данные показывают, что спектры рассеянных нейтронов имеют ниспадающий вид с некоторым подъемом в области ~ 3 Мэв. Такой характер спектров можно объяснить тем, что

Плотности потоков рассеянных быстрых нейтронов (нейтр/см²·сек) в различных точках зала синхроциклотрона ОИЯИ

Точки измерений (см. рис. 1)	Ядерные эмульсии	Пороговые детекторы
1	$(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^4$	$(2,6 \pm 0,4) \cdot 10^4$
2	$(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^4$	$(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^4$
3	$(2,5 \pm 0,7) \cdot 10^4$	$(1,8 \pm 0,4) \cdot 10^4$
4	$(5,0 \pm 1,5) \cdot 10^4$	$(3,5 \pm 0,5) \cdot 10^4$

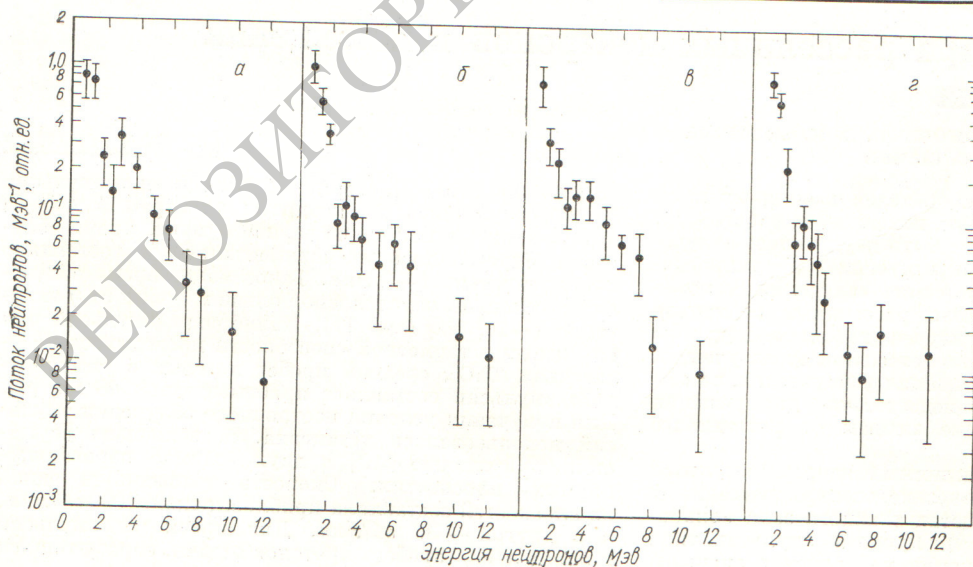


Рис. 2. Энергетические спектры рассеянных нейтронов в различных местах главного зала синхроциклотрона ОИЯИ:

а, б, в, з — точки измерений 1, 2, 3, 4 соответственно (см. рис. 1).

поток быстрых нейтронов в точках измерений в основном определяется потоком быстрых нейтронов, отраженных от бетонной защиты синхротронного циклотрона. Известно, что альbedo быстрых нейтронов для бетона имеет максимум при энергии падающих нейтронов $E_0 \approx \approx 3 \text{ Мэв}$ [13].

В таблице приведены значения потоков быстрых нейтронов в абсолютных единицах, измеренные с помощью ядерных эмульсий и фосфорных пороговых детекторов [1].

Поступило в Редакцию 12/VII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Р. Кимель и др. Препринт ОИЯИ, Р9-3402. Дубна, 1967.
2. R. Sanna, K. O'Brien. Health Phys., 9, 25 (1963).
3. R. Lehman, O. Fekula. Nucleonics, 11, 35 (1964).

4. O'Brien, R. Sanna. Proceedings of the USAEC First Symposium on Accelerators Radiation Dosimetry and Experience. New York, November 3-5, 1965, p. 286.
5. O'Brien et al. Trans. Amer. Nucl. Soc., 9, 354 (1966).
6. B. Moyer. Sector-Focused Cyclotrons Sea Island Conference, 1959, Report No. 26.
7. S. Charalambus et al. Measurements of the Radiation Escaping from the Synchrocyclotron. CERN DI/HP/74, April 1965.
8. К. С. Богомолов и др. «Труды НИКФИ», вып. 11 (21), 58 (1957).
9. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
10. J. Roberts. Rev. Sci. Instrum., 28, 677 (1957).
11. R. Sanna et al. HASL-162, 1964.
12. H. Richards. Phys. Rev., 59, 796 (1941).
13. J. Courtney et al. Trans. Amer. Nucl. Soc., 8, 647 (1965).

Энергетические факторы накопления в барьерной геометрии

В. В. ГОЛУБ, А. М. ПАНЧЕНКО

УДК 539.122:539.121.72

Имеющиеся в литературе сведения о факторах накопления в барьерной геометрии для точечных изотропных источников относятся к случаю, когда источник и точка детектирования расположены на одной прямой, являющейся нормалью к барьеру [1-3]. Однако на практике часто необходимо знать факторы накопления для случаев, когда точка детектирования смещена на некоторое расстояние относительно нормали. Расчет интенсивности или дозы в таких точках с использованием соответствующих факторов накопления для барьера, толщина которого по нормали равна расстоянию от источника до смещенной точки, может привести, как будет показано ниже, к существенным ошибкам.

В настоящей работе приведены полученные экспериментально энергетические факторы накопления для барьеров из алюминия и железа в точках, смещенных относительно нормали к барьеру, проведенной через источник. Факторы накопления получены для точечных изотропных источников с начальной энергией γ -квантов 0,661 и 1,25 Мэв.

На рис. 1 показана геометрия эксперимента. Источник помещался в углублении, выполненном на передней стенке барьера, и в процессе измерений оставался неподвижным. Детектор располагался в углублении, выполненном на подвижной пластине, перемещавшейся в процессе измерений вдоль задней стенки барьера. В качестве детектора использовался малогабаритный счетчик СБМ-10 с комбинированным фильтром, снижающим зависимость чувствительности счетчика от энергии γ -квантов [4]. Для снижения фона от рассеянного излучения источник и счетчик были защищены свинцовыми экранами. Железный барьер набирался из пластин размером $750 \times 750 \times 10 \text{ мм}$, алюминиевый барьер — из пластины размером $1200 \times 1000 \times 12 \text{ мм}$.

Результаты измерений показаны на рис. 2-5. Для сравнения на рисунках приведены кривые факторов накопления в бесконечной и барьерной геометриях [5]; во всех случаях толщина барьера выражена в единицах $\mu\text{р}$. Из рис. 2 и 3 видно, что для железных барьеров с толщиной по нормали, превышающей при-

мерно 1,5 длины свободного пробега, факторы накопления в смещенных точках практически совпадают с факторами накопления для барьеров, толщина которых равна толщине слоя материала на прямой источник — смещенная точка.

При толщинах барьеров, равных примерно одной длине свободного пробега, наблюдается расхождение факторов накопления, причем оно увеличивается с ростом $\mu\text{р}$ и уменьшением энергии первичных γ -квантов. Такое расхождение особенно заметно для алюминиевых барьеров (см. рис. 4 и 5). Так, при $\mu d = 1,35$ и $E_0 = 0,661 \text{ Мэв}$ фактор накопления для точки, смещенной до $\mu\text{р} = 10$, в три раза меньше фактора накопления для барьера такой же толщины. Причину расхождения можно легко установить из геометрии эксперимента (см. рис. 1). Действительно, воображаемый барьер с толщиной по нормали, равной $\mu\text{р}$, не отвечает условиям бесконечного плоского барьера. В этом барьере отсутствует часть среды, ответственной за формирование интенсивности в точке детектирования, что и приводит к более низким значениям величин энергетических факторов накопления по сравнению с бесконечным барьером. Кроме того, из приведенных рисунков видно, что этот эффект будет выра-

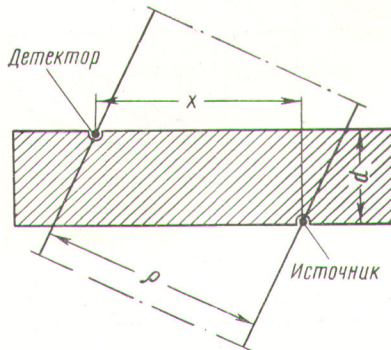


Рис. 1. Геометрия эксперимента.