

A-458



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

P16-8179

4546/2-74

9/11-74

В.Е.Алейников, М.М.Комочков, В.П.Крючков

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДОВ РАСЧЕТА
ЗАЩИТЫ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ**

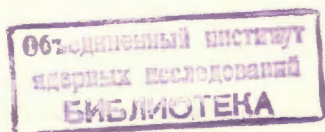
Дубна 1974

P16-8179

В.Е.Алейников, М.М.Комочков, В.П.Крючков

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДОВ РАСЧЕТА
ЗАЩИТЫ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ**

Направлено на IV Всесоюзное совещание по
ускорителям заряженных частиц (Москва, 1974)



Алейников В.Е., Комочков М.М., Крючков В.П.

P16-8179

Экспериментальная проверка методов расчета защиты ускорителей протонов

Выполнено сравнение измеренных и рассчитанных параметров поля излучения за защитой из бетона, расположенной за поглотителем пучка 660 МэВ протонов. Отношение вычисленных и измеренных величин в большинстве случаев не превышает 3.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Целью данной работы была экспериментальная проверка методов расчета потока нейтронов и эквивалентной дозы излучения за защитой в одной из типичных для ускорителей протонов геометрий источник - защита.

На рис. 1 показана геометрия эксперимента. Пучок протонов с энергией 660 МэВ, выведенный из ускорителя, фокусировался магнитной линзой и с помощью отклоняющего магнита направлялся в стальной коллиматор диаметром 2 см, длиной 4 м. На расстоянии 86 см от двухметровой защиты из обычного бетона ($\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$) устанавливалась медная цилиндрическая мишень диаметром 12 см, толщиной 30 см. Местоположение мишени выбирали, исходя из необходимых "загрузок" приборов в местах измерений /точки 1-4 на рис. 1/, наилучшего соотношения эффект - фон и возможности выполнения измерений под разными углами к направлению пучка протонов.

Большая удаленность мишени от коллимирующей стены не позволила сконцентрировать весь пучок протонов на передней поверхности мишени: на мишень падало $1,8 \cdot 10^9$ протонов/сек, а мимо мишени - $5 \cdot 10^8$ протонов/сек, в результате чего появлялась "ложная" бетонная мишень.

За двухметровой бетонной защитой /точки 1-4 на рис. 1/ были измерены интегральные характеристики /эквивалентные дозы и плотности потоков нейтронов/ поля излучения.

Для увеличения достоверности результатов эквивалентная доза излучения определялась двумя методами: - в первом эквивалентную дозу излучения находили как сумму эквивалентных доз нейтронов с энергией менее

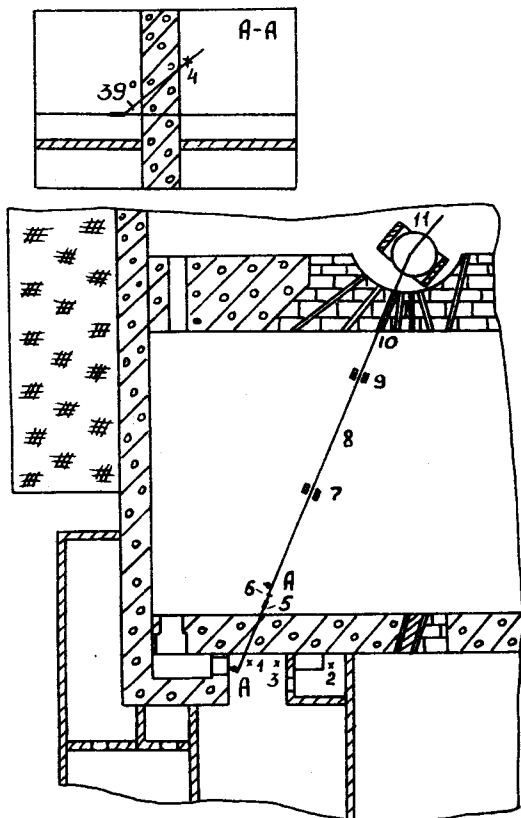


Рис. 1. Геометрия эксперимента: 1,2,3,4 - точки измерения; 7,9,10 - коллиматоры; 5 - медная мишень; 6 - монитор пучка протонов; 8 - пучок протонов; 11 - отклоняющий магнит.

20 МэВ/эта величина определялась с помощью спектрометра Боннера ^{1/} / и релятивистских нейтронов /эта величина принималась равной $K \cdot \Phi$, где Φ - плотность потока релятивистских нейтронов, измеренная углерод-содержащим детектором ^{2/} /;

$$K = 0,18 \frac{\text{мбэр/час}}{\text{нейтрон/см}^2 \text{сек}}$$

- во втором случае эквивалентную дозу определяли с помощью рекомбинационного дозиметра ^{3/} /.

После выполнения измерений поля излучения был проведен специальный опыт для определения фона, обусловленного рассеянным излучением. В этом опыте измерения эквивалентной дозы выполнены при перекрытом на расстоянии 1,5 м от коллиматорной стены пучке протонов. Оказалось, что фон составлял 6-10% от эффекта.

В таблице приведены результаты измерений эквивалентной дозы излучения и плотности потоков релятивистских нейтронов. Для эквивалентных доз указаны средние величины, полученные двумя разными способами. Приведенная в таблице ошибка измерений показывает отклонение эквивалентных доз, измеренных этими способами, от средней величины.

Методом Монте-Карло ^{4/} / в угловых интервалах 0-30°, 30-60° и 50-90° относительно направления пучка протонов рассчитывали энергетические спектры релятивистских нейтронов, образованных в "толстой" цилиндрической медной мишени / $d=12$ см, $h=30$ см/ при взаимодействии протонов с энергией 660 МэВ с веществом мишени. Угловые интервалы выбирались так, чтобы а/ линейные размеры участка защиты, выделяемого угловым интервалом, были соизмеримы с толщиной защиты, б/ угол между осью пучка и направлением от центра мишени на точку детектирования был приблизительно в середине углового интервала. В этих расчетах пучок протонов, падающий на мишень, заменяли на бесконечно тонкий луч, перпендикулярный основанию цилиндрической мишени и направленный в геометрический центр этого основания. Результаты расчетов энергетических спектров, образованных в мишени, приведены на рис. 2.

Прохождение релятивистских нейтронов через защиту и потоки нейтронов за защитой рассчитывали тремя способами.

В первом случае методом Монте-Карло ^{4/} / рассчитывали прохождение через бетонную защиту нейтронов, вылетающих из медной мишени. В этих расчетах полагали, что все нейтроны углового интервала, в котором лежит вектор, направленный от центра мишени на точку

детектирования, падают на защиту в направлении этого вектора, и что эффектом от нейтронов, вылетающих в других угловых интервалах, в этом месте детектирования можно пренебречь.

Во втором случае, используя решение уравнения переноса релятивистских нейтронов для плоского мононаправленного источника нейтронов на границе полубесконечной защиты ^{/5/}, в приближении пятикратного взаимодействия при энергиях падающих на защиту нейтронов, - 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350 и 400 МэВ рассчитывали спектры нейтронов в защите из AlO_2 $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ / на глубинах

$$x_i = \ell / \cos \theta_i,$$

здесь ℓ - толщина защитного экрана $/470 \text{ г/см}^2$ /; θ_i - угол между нормалью к поверхности защиты и прямой, соединяющей геометрический центр мишени с точкой детектирования.

В качестве информации о неупругих взаимодействиях нейтронов с ядрами использовали сечения, рассчитанные по формулам полиномиальной аппроксимации результатов расчетов внутриядерных каскадов ^{/6/}. Энергетические спектры нейтронов вычисляли с помощью соотношения * :

$$\Phi(E, x_i) = \sum_{j=1}^8 \phi(E, E_j, x_i) \frac{K(E_j)}{r_i^2} \Delta E_j, \quad /1/$$

где E - энергия нейтронов за защитой, МэВ; i - номер точки детектирования $/i = 1, 2, 3, 4/$; E_j - энергия падающих на защиту нейтронов, МэВ, $K(E_j)$ - энергетический спектр нейтронов, вылетающих из мишени, нейтрон/МэВ стерадиан; ΔE_j - интервал разбиения энергетического диапазона, которому принадлежит энергия E_j , МэВ; r_i - расстояние от центра мишени до точки детектирования, см; $\phi(E, E_j, x_i)$ - спектр нейтронов в защите на глубине

* В расчетах пренебрегали различием спектров релятивистских нейтронов в полубесконечной защите на глубине x_i и за защитным экраном такой же толщины x_i .

x_i , обусловленный единичным потоком нейтронов с энергией E_j , падающих на защиту, нейтрон/МэВ; $\Phi(E, x_i)$ - энергетический спектр нейтронов в i -той точке, нейтрон/МэВ.см

В третьем случае соотношение ^{/1/} было использовано для расчета энергетических спектров за защитой с использованием данных о функциях $\phi(E, E_j, x_i)$, полученных в работе ^{/7/} методом дискретных ординат.

Во всех расчетах прохождения излучения через защиту мы пренебрегали протонами, генерируемыми в мишени, а влияние "ложной" бетонной мишени учитывали только в точке 1, где вклад в поле излучения от "ложной" мишени был максимален.

В таблице приведены плотности потоков нейтронов, полученные интегрированием рассчитанных спектров по энергии нейтронов.

Эквивалентная доза излучения за защитой рассчитывалась двумя различными полуэмпирическими методами.

Первый метод основан на использовании дифференциальных сечений образования вторичных частиц протонами, полученных Бертини ^{/8-10/} и аппроксимированных аналитическими выражениями в работах ^{/6, 11/}. В расчетах принимали во внимание только выход нейтронов из толстой мишени в приближении однократного взаимодействия протонов. Прохождение моноэнергетических нейтронов в защите описывали экспоненциальным законом с длинами релаксаций, заимствованными из экспериментов и расчетов для плоского мононаправленного источника, который расположен на границе полубесконечной среды. Подробно метод расчета описан в работе ^{/12/}.

Второй метод основан на использовании дифференциальных сечений образования нейтронов протонами, полученных полуэмпирическим способом ^{/13/}. Прохождение нейтронов в защите определялось путем решения кинетического уравнения ^{/14/}. Подробное описание метода расчета и результатов для некоторых дискретных значений энергий протонов и углов ψ между пучком протонов и направлением на точку детектирования приведен в работе ^{/15/}. Путем интерполяции данных этой работы определяли эквивалентные дозы излучения за защитой при

бомбардировке мишени протонами 660 МэВ под углами ψ , имевшими место в нашем эксперименте.

В обоих методах приблизительно учитывали ослабление нейтронов в толстой мишени. Результаты расчетов эквивалентных доз приведены в таблице.

Наилучшее согласие измеренных и рассчитанных потоков релятивистских нейтронов наблюдается для метода Монте-Карло /см. таблицу/. Систематическое занижение потоков релятивистских нейтронов, полученных с использованием решений кинетического уравнения в плоской геометрии, по-видимому, связано с геометрическими допущениями, принятыми в этих расчетах. Наибольшее расхождение между результатами расчетов, выполненных методом Монте-Карло и с помощью численных решений кинетического уравнения, наблюдается в точке 4 /рис. 1/, для которой приняты геометрические допущения являются наиболее грубыми.

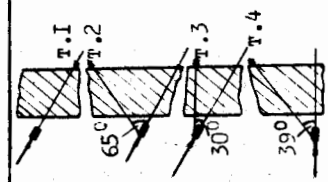
В рассмотренном диапазоне углов и толщин защиты эквивалентные дозы, рассчитанные полуэмпирическими методами, как правило, отличаются от измеренных величин не более чем в 3 раза; методы решения кинетического уравнения в плоской геометрии с такой же точностью позволяют рассчитывать потоки релятивистских нейтронов; метод Монте-Карло дает возможность вычислять потоки релятивистских нейтронов с точностью не хуже $\pm 50\%$.

Рассчитанные величины сравнимы /12/ или завышают /15/ экспериментальные данные при малых углах и занижают экспериментальные данные при больших углах ψ . Это обусловлено большой неравномерностью поля излучения за защитой, в результате чего участки с высоким уровнем излучения /точки 1 и 3 рис. 1/ являются источниками для участков с малой мощностью дозы /точки 2 и 4 рис. 1/. В таких условиях применение методов расчета, рассмотренных в настоящей работе /кроме метода Монте-Карло/, следует делать с осторожностью.

На наш взгляд, представляет интерес более детальная экспериментальная информация о характеристиках поля излучения за защитой ускорителей протонов, особенно информация о спектральных распределениях нуклонов.

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА БЕТОННОЙ ЗАЩИТОЙ СИНХРОЦИКЛОТРОНА

Геометрия эксперимента и место измерения	Измеренная эквивалентная доза излучения, мбэр/час	Расчетная эквивалентная доза излучения, мбэр/час	Измеренная плотность потока релятивистских нейтронов ($E > 20$ Мэв), н/см ² -сек	Расчетная величина плотности потока релятивистских нейтронов ($E > 20$ Мэв), н/см ² -сек	Метод	
					Монте-Карло	орднат
Т.1	116 ± 18	80 ^а 290 ^б	470 ± 70	181	123	770
Т.2	3 ± 1	0,35 ^а 1,1 ^б	2,6 ± 0,5	0,56	0,22	3,7
Т.3	84 ± 11	57 ^а 67 ^б	346 ± 50	126	107	-
Т.4	6 ± 1	3,3 ^а 4,4 ^б	16 ± 3	2,6	2,7	8,1



а) Расчет по данным работы /12/
б) Расчет по данным работы /15/

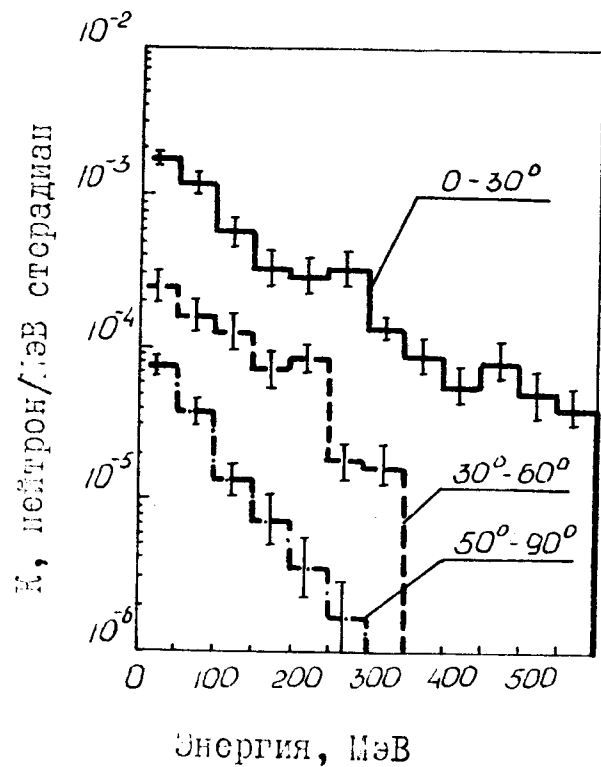


Рис. 2. Энергетический спектр нейтронов, вылетающих из "толстой" медной мишени $d=12$ см, $h=30$ см/, бомбардируемой протонами с $E=660$ МэВ. Результаты нормированы на один падающий протон.

Сравнение результатов расчетов с измеренными характеристиками поля излучения на ускорителях с разными энергиями ускоренных протонов, для разных толщин композиций защиты, несомненно, даст более полное представление о надежности результатов, получаемых с использованием существующих методов расчета.

Авторы благодарят А.П.Череватенко, А.Н.Резунка и В.А.Куликова за помощь при выполнении эксперимента.

Литература

1. В.Е.Алейников, В.П.Гердт, М.М.Комочков. ОИЯИ, Р16-6791, Дубна, 1972.
2. В.Н.Лебедев, М.И.Салацкая. Дозиметрические и радиометрические методики, стр. 282, Москва, 1965.
3. М.Зельчинский, К.Жарновецкий. Neutron Monitoring, p. 125, IAEA, Vienna (1967).
4. Н.М.Соболевский. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-2-5458, Дубна, 1970.
5. В.Е.Алейников, В.П.Крючков. Сообщение ОИЯИ, Р16-8177, Дубна, 1974.
6. R.G.Alsmitter, Jr., et al. Report ORNL-4046 (1967).
7. R.G.Alsmitter, Jr., et al. Nucl. Instr. Meth., 72, 213 (1969).
8. H.W.Bertini. Phys.Rev., 131, 1801 (1963); Phys.Rev., 138, A82 (1965).
9. H.W.Bertini. Trans.Am.Nucl.Soc., Washington, Nov. 15-18, 1965, p. 634.
10. H.W.Bertini. Report ORNL-TM-1996 (1967).
11. R.G.Alsmitter, Jr. and J.Barish. Report ORNL-TM-2277 (1968).
12. М.М.Комочков. ОИЯИ, Р16-7335, Дубна, 1973.
13. Б.С.Сычев. ОИЯИ, Р2-4306, Дубна, 1969.
14. М.М.Комочков, Б.С.Сычев. ОИЯИ, Р2-3315, Дубна, 1967.
15. А.Я.Серов, Б.С.Сычев. Труды Радиотехнического института №9, 127 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 августа 1974 года.