

деляется запаздывающими нейтронами и является постоянной величиной, если период повторения импульсов источника много меньше наименьшего периода полураспада запаздывающих нейтронов, Φ_0 также пропорционально мощности источника.

Обозначим через N_A, N_B, N_0 вклад каждого слагаемого потока $\Phi(t)$ в общее число нейтронов регистрируемых в интервале времени (t_0, t_1) , где t_0 и t_1 начало и конец анализа $\Phi(t)$ [например, $N_A = \int_{t_0}^{t_1} A \exp(-\alpha t) dt$].

Определим функции:

$$F(\rho\gamma_5) = N_A/N_B; \quad (2)$$

$$\varphi(\gamma_5/\gamma_8) = N_0/N_A. \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность топлива; γ_5 и γ_8 — концентрации ^{235}U и ^{238}U в образце. Функции $F(\rho\gamma_5)$ и $\varphi(\gamma_5/\gamma_8)$ не зависят от мощности источника, их значение измеряется в одном электронном тракте, и тем самым исключаются погрешности, связанные с нестабильной работой аппаратуры. Содержание ^{235}U в образце можно определить, если сравнить значения функций $F(\rho\gamma_5)$ и $\varphi(\gamma_5/\gamma_8)$ с аналогичными на градуированном графике.

Для экспериментальной проверки метода была сконструирована и оптимизирована установка. Оказалось, что точность определения концентрации существенно зависит от соотношения констант спада β и α . При оптимальных размерах установок получены следующие значения констант спада: $\beta = (31920 \pm 100) \text{ c}^{-1}$; $\alpha = (5890 \pm 56) \text{ c}^{-1}$. Материалом для замедлителей служило органическое стекло. На рис. 2 приведена характерная зависимость функции F от концентрации ^{235}U . Временной диапазон анализа $\Phi(t)$ был следующим: $t_0 = 250 \text{ мкс}$, $t_1 = 2000 \text{ мкс}$. В качестве источника нейтронов использовался нейтронный генератор с частотой следования нейтронных импульсов, равной 450 Гц, и средней мощностью $\sim 10^8$ нейтр./с. Точность определения концентрации при этом равна 5%, это значение не является предельным, есть пути дальнейшего ее увеличения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фролов В. В. Ядерно-физические методы контроля делиющихся веществ. М.: Атомиздат, 1976.
2. Dragnev T. «Atomic Energy Rev.», 1973, v. 11, p. 341.

Поступило в Редакцию 06.08.79

УДК 539.12.175

Исследование поля вторичных излучений за свинцовым поглотителем при его облучении пучком протонов энергией 640 МэВ

СЕРОВ А. Я., СЫЧЕВ Б. С., УШАКОВ С. И., ЧЕРЕВАТЕНКО Е. П.

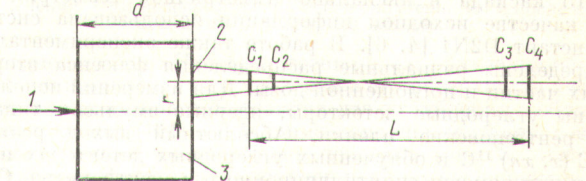
В настоящей публикации, которая является продолжением работы [1], измерены пространственно-энергетические и радиальные распределения вторичных излучений, выходящих из свинцового поглотителя под действием пучка протонов энергией 640 МэВ. Толщина поглотителя вдоль направления пучка $d = 60 \text{ см}$ (680 г/см^2), поперечное сечение $70 \times 40 \text{ см}$. Диаметр пучка протонов на переднем торце поглотителя (со стороны пучка) 2,5 см (рис. 1).

Мониторинг пучка проведен с помощью ионизационной камеры, прокалываемой путем измерения абсолютного выхода продуктов реакций $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$; $^{27}\text{Al}(p, spall)^{18}\text{F}$ и $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ в алюминиевых фольгах и графитовых пластинках. При обработке использованы данные по сечениям этих реакций из работы [2]. Оцениваемая погрешность калибровки $\sim 10\%$. Измерения энергетических спектров выполнены спектрометром по времени пролета с временным разрешением $2\tau = 1 \text{ нс}$ и порогом регистрации протонов 60 МэВ. Более подробно спектрометр описан в работе [3].

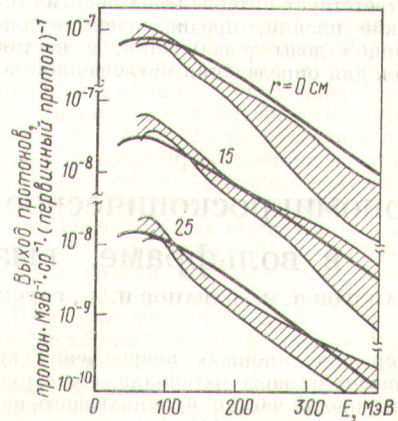
Спектры протонов измерены при постоянном расстоянии от торца поглотителя до первого счетчика 1 м и между базовыми счетчиками $L = 2,36 \text{ м}$ (база спектрометра). Угловое разрешение при этом составило $5,7 \times 10^{-4}$ ср. Площадь пятна на торце поглотителя, которое «видел» спектрометр, составляет $9,8 \times 9,8 \text{ см}^2$. Систематическая погрешность ($\sim 12\%$) измеренных спектров протонов определяется погрешностью мониторингирования (10%), неточностью юстировки спектрометра (6%), а также вкладом в спектры заряженных π^\pm -мезонов и протонов, возникающих при взаимодействии нейтронов с веществом сцинтиллятора первого счетчика ($\sim 4\%$). Уровень фона, определенного экспериментальным образом, не превышал 1% эффекта.

На рис. 2 показаны измеренные распределения выхода вторичных протонов. Заштрихованная область неопределенности обусловлена статистической погрешностью, разрешением спектрометра по энергии, а в области энергии ниже 150 МэВ — неопределенностью поправок на многократное кулоновское рассеяние. Систематическая погрешность не учтена.

В настоящей работе проведен расчет полей вторичных излучений, образующихся при развитии межъядерного каскада в данном свинцовом поглотителе с помощью про-



Р и с. 1. Геометрия эксперимента: 1 — первичные протоны; 2 — «пятно»; 3 — свинец



Р и с. 2. Энергетические спектры протонов, испускаемых с поверхности свинцового поглотителя на различных расстояниях r от оси пучка под углом $\theta = 0^\circ$: заштрихованные участки — эксперимент; — — — расчет

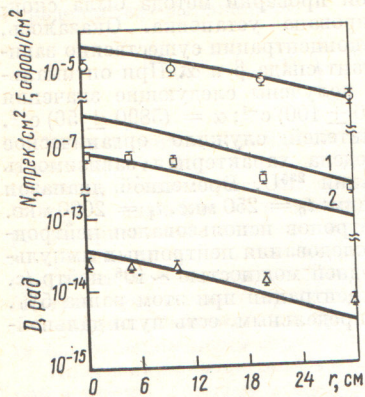


Рис. 3. Экспериментальные (O, □, △) и расчетные (—) данные по радиальному распределению показаний различных детекторов за свинцовым поглотителем; O — F, флюенс адронов энергией $E > 20$ МэВ; □ — N, плотность треков в ядерной эмульсии; △ — D, поглощенная доза (измерено по почернению рентгеновских пленок); расчет N: 1 и 2 — для $E_{\text{пор}} = 150$ и 50 МэВ

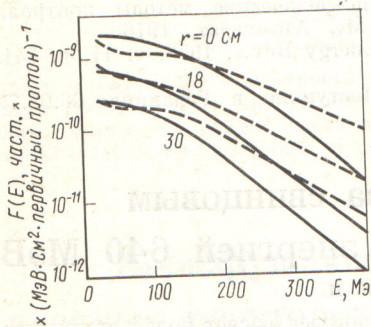


Рис. 4. Расчетные энергетические спектры протонов и нейтронов на поверхности свинцового поглотителя на различных расстояниях от оси пучка: — — протоны, - - - нейтроны (результат умножения расчетных данных на 0,01)

граммы CASC-2 [4], которая реализует метод последовательных столкновений, примененный к расчету межъядерного каскада в аксиально-симметричной геометрии [5]. В качестве исходной информации использована система констант D2N1 [4, 6]. В работе также экспериментально определены радиальные распределения флюенса вторичных частиц и поглощенной дозы. Для измерений использованы углеродные детекторы, ядерные эмульсии типа K и рентгеновские пленки. Абсолютный выход реакции $^{12}\text{C}(x, xn)^{11}\text{C}$ в облученных углеродных детекторах измерен при помощи сцинтилляционного усилителя. Сечение этой реакции для вторичных нуклонов энергией $E > 20$ МэВ принималось равным 21 мб ($1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$) [2]. Из данных, представленных в работе [7], следует, что эффективная область регистрации протонов ядерной эмульсии K соответствует интервалу их энергии 0,5—150 МэВ. Рентгеновские пленки, предназначенные для измерения экспозиционной дозы γ -излучения, в настоящей работе применялись для определения поглощенной дозы. Показа-

ния рентгеновских пленок интерпретировались в терминах поглощенной дозы с учетом данных относительно их чувствительности к протонам [8]. Экспериментальные и расчетные данные по радиальным распределениям показаний детекторов приведены на рис. 3.

Вклад протонов и π -мезонов во флюенс адронов за свинцовым поглотителем такой толщины составляет 2—3%. На рис. 4 представлены проинтегрированные по углам энергетические спектры протонов и нейтронов для различных расстояний r . Данные этого рисунка (исходные для расчета флюенса адронов) наглядно иллюстрируют малый вклад протонов в поле нуклонов.

Поскольку мы не могли достоверно определить аффективную верхнюю границу чувствительности эмульсии K, экспериментально измеренное число треков сравнивается на рис. 3 с расчетными данными, соответствующими значениям границы 50 и 150 МэВ. Сравнение эксперимента и расчета показывает их вполне удовлетворительное согласие.

В заключение авторы выражают благодарность В. П. Джелепову за поддержку работы, Ю. М. Казаринову и В. С. Киселеву за содействие ее проведению. Мы признательны М. М. Комочкову, М. И. Салацкой, Г. Н. Тимошенко за оказанную методическую помощь. На протяжении всей работы нам постоянно помогали наши коллеги Е. К. Гельфанд, А. А. Демьянов, Ю. А. Разумов, которым мы глубоко благодарны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серов А. Я., Сычев Б. С. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 3, с. 235.
2. Brunix E. CERN-61-1, Geneva, 1961.
3. Серов А. Я., Сычев Б. С. В кн.: Методы управления ускорителями. Труды Радиотехн. ин-та АН СССР, № 25. М., 1976, с. 176.
4. Гельфанд Е. К. и др. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 18. М., Атомиздат, 1979, с. 160.
5. Серов А. Я., Гельфанд Е. К., Сычев Б. С. В кн.: Тезисы докл. Второй Всесоюз. науч. конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М., изд. МИФИ, 1978, с. 28.
6. Серов А. Я., Сычев Б. С. В кн.: Ускорители заряженных частиц. Труды Радиотехн. ин-та АН СССР, № 14. М., 1973, с. 173.
7. Комочков М. М. и др. Сообщение ОИЯИ 13-10188. Дубна, 1976.
8. Серов А. Я., Сычев Б. С. В кн.: Труды V Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., «Наука», 1977, с. 210.

Поступило в Редакцию 28.09.79
В окончательной редакции 26.03.80

УДК 537.534:539.16

Автоиономикроскопическое исследование радиационных повреждений в вольфраме, вызванных осколками деления ^{252}Cf

АЛЕКСАНДРОВ В. М., БАРАНОВ И. А., ГАРБЕР Р. И., ДРАНОВА Ж. И., КРИВОХВАТСКИЙ А. С., МИХАЙЛОВСКИЙ И. М., ОБНОРСКИЙ В. В.

Характер радиационных повреждений существенным образом зависит от вида материала, его структуры [1, 2], энергии и природы частиц проникающего излучения [3], а также дозы излучения [4]. Радиационное повреждение вольфрама осколками деления было изучено [5, 6] при помощи автоионного микроскопа. Облучение осуществляли в активной зоне реактора с использованием ^{235}U в качестве делящегося материала. Однако интерпретация полу-

ченных результатов вызвала определенные трудности из-за сплошного энергетического спектра осколков деления в области до 100 МэВ, что связано с большой толщиной слоя ^{235}U , превышающей пробег осколков деления. Поэтому в настоящей работе при проводимых исследованиях в качестве источника осколков деления использовали тонкий слой ^{252}Cf , энергетический спектр которого имеет два максимума. Поскольку вольфрамовые иглы распола-