

Р и с. 3. Зависимость эффективности сбора заряда от напряжения смещения:

1 — для детектора 2; 2 — для детектора 1.

парат Cs^{137} . Установка градуировалась по α - и β -частицам от тех же источников с помощью кремниевых поверхностно барьерных $p-i-n$ -детекторов.

Типичные спектральные кривые, полученные с помощью детекторов 1 и 2, показаны на рис. 2. Зависимость эффективности сбора заряда от напряжения смещения при регистрации α -частиц с помощью тех же детекторов показана на рис. 3. Как видно из этого рисунка, в детекторах из материала типа В эффективность сбора заряда может достигать порядка 100%, в то время как в детекторах из материала типа А₂ она значительно ниже (~40%).

Плохое энергетическое разрешение и форма спектральных кривых указывают на то, что исследованные образцы весьма неоднородны по объему [4]. Данные

работы [5] подтверждают это; в ней показано, что в материале типа А₂ в сильных электрических полях возникает неоднородное распределение поля.

Следует ожидать улучшения спектрометрических свойств детекторов, полученных на термокомпенсированном материале, по мере улучшения свойств исходного CdTe. Исследованные детекторы можно использовать для регистрации тепловых нейтронов. Оценка эффективности регистрации γ -квантов Cs^{137} ($E_\gamma = 663$ кэв) для исследованных детекторов с толщиной чувствительного слоя $d \approx 1$ мм дает величину $\eta \approx 0,5\%$. В γ -спектре радиационного захвата тепловых нейтронов изотопами кадмия наиболее интенсивной является линия с энергией $E_\gamma = 560$ кэв [6]. Как показывают расчеты, эффективность регистрации тепловых нейтронов с помощью детекторов из CdTe с толщиной чувствительного слоя $d \approx 1$ мм также будет порядка 0,5%.

Авторы выражают благодарность С. А. Медведеву и С. Н. Максимовскому за предоставление материала.

Поступило в Редакцию 18/VIII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Н. Аркадьева и др. ЖТФ, 6, 1146 (1966).
2. J. Mauger. Nucl. Instrum. and Methods, 43, 55 (1966); 55, 383 (1967).
3. В. А. Чапнин. «Физика и техника полупроводников», 8, 566 (1969).
4. Л. Л. Маковский, Н. Б. Строкан, Н. И. Тиснек. «Физика и техника полупроводников», 7, 972 (1968).
5. В. А. Чапнин. «Письма ЖЭТФ», 7, 189 (1968).
6. Л. В. Грошев и др. Атлас γ -спектров радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Атомиздат, 1958, стр. 118.

Измерение потоков нуклонов с энергией более 600 Мэв

В. Е. БОРОДИН, А. В. ЗОТОВ, Л. Р. КИМЕЛЬ, В. Н. ЛЕБЕДЕВ; В. П. СИДОРИН

УДК 539.1.074.8

Тенденция к созданию ускорительных установок на все большие энергии и токи ускоренных частиц требует решения целого комплекса проблем радиационной защиты. В частности, для обоснованного расчета защитных сооружений таких ускорителей интересно иметь информацию о поведении наиболее высокоэнергетического компонента излучения, генерируемого при взаимодействии ускоренных протонов с мишенью. Для получения подобной информации обычно используются детекторы на основе ядерной реакции $C^{12}(\alpha, xn)C^{11}$, имеющей порог 20 Мэв для протонов и 50 Мэв для π -мезонов. Однако порог этой реакции сравнительно невысок, что не дает возможности определить выход и распределение высокоэнергетического компонента непосредственно. В последнее время появились сообщения об измерении потоков нуклонов с энергией более 600 Мэв с помощью детекторов из золота [1, 2] на основе реакции $Au^{197}(p, spall)Tb^{149}$.

В данной работе приведены некоторые характеристики таких детекторов, а также результаты измерений потоков нуклонов с энергией более 600 Мэв. Измерения проведены на протонном синхротроне на 70 Гэв Института физики высоких энергий.

В качестве детекторов в работе использовали золотые фольги толщиной 0,1 мм и диаметром 60 мм с содер-

жанием золота 99,99%. Образующийся в результате реакции «скальвания» радиоактивный Tb^{149} испускает α -частицы с энергией 3,95 Мэв. Вклад α -излучения от радиоактивного Dy^{152} в общую активность через 2 ч после облучения составляет приблизительно 4% [3]. Суммарный вклад остальных α -излучателей составляет менее 0,25% полной активности облученного образца. Для регистрации α -частиц, испускаемых Tb^{149} , был применен сцинтилляционный метод. Сцинтиллятором служил ZnS, напыленный на стеклянную подложку. Сцинтиллятором служил ZnS, напыленный на стеклянную подложку. Сцинтиллятор и фотоумножитель размещали в специальном защитном домике, выполненном из стали и свинца.

Период полураспада Tb^{149} определен путем обработки серии результатов измерений методом наименьших квадратов и представлен на рис. 1. Он оказался равным $3,9 \pm 4$ ч. Для сравнения можно указать, что, согласно данным работы [4], период полураспада Tb^{149} составляет $4,1 \pm 0,1$ ч. Экспериментальные сведения о сечении реакции «скальвания», имеющиеся в литературе, характеризуют только реакции под действием протонов [5—7] (рис. 2). Согласно рис. 2 эффективный порог реакции $Au^{197}(p, spall)Tb^{149}$ равен приблизительно 600 Мэв, а эффективное сечение при

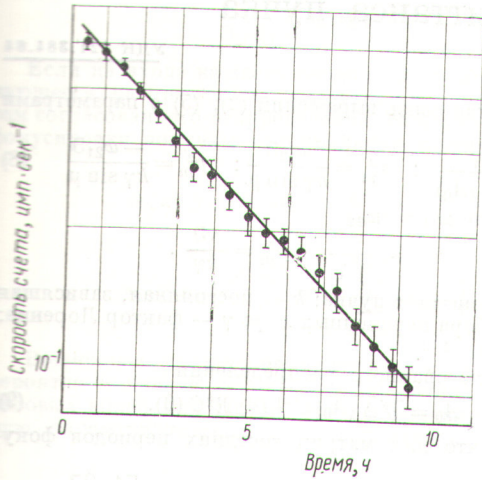


Рис. 1. Кривая распада Tb¹⁴⁹.

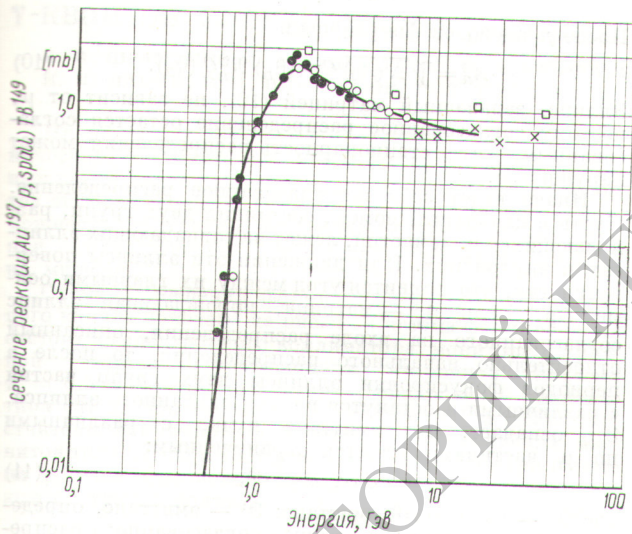


Рис. 2. Сечение реакции Au¹⁹⁷(p, spall)Tb¹⁴⁹.
Данные работ: ● — [4]; ○ — [5]; × — [6]; □ — [7].

энергиях выше пороговой — около 1 мбарн. При таких энергиях частиц влиянием кулоновского барьера можно пренебречь, и, следовательно, можно считать, что сечения «скальвания» для протонов и нейтронов равны. С помощью золотых фольг измерили угловое распределение вторичных нуклонов очень высоких энергий, генерируемых протонами с энергией 70 Гэв на тонкой алюминиевой мишени. Детекторы располагали в плоскости равновесной орбиты протонов под различными углами в пределах 5—55° и на различных расстояниях от мишени. Результаты измерений для расстояния от мишени, равного 125 см, представлены на рис. 3. В величину погрешности, указанной на рис. 3, входит статистическая ошибка.

В виде кривой на том же рисунке приведена функция углового распределения плотности потока вторичных

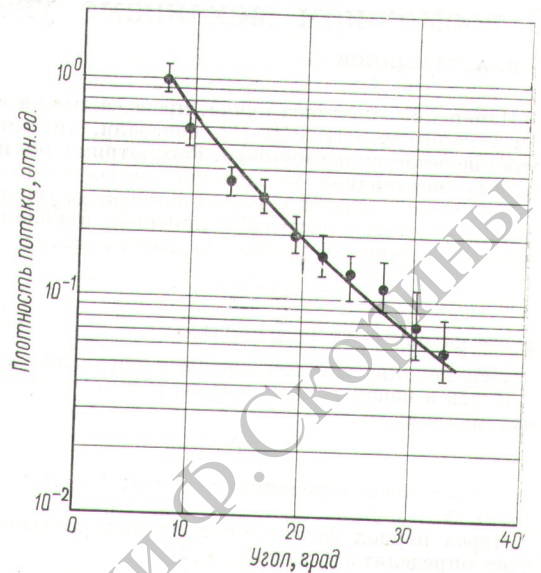


Рис. 3. Угловое распределение вторичных нуклонов, генерируемых протонами с энергией 70 Гэв на тонкой алюминиевой мишени:
● — эксперимент; — расчет по формуле (1).

нуклонов $\Phi(r, \theta)$, отнесенная к одному падающему протону:

$$\Phi(r, \theta) = \frac{1}{r^2} \int_{0,6}^{70 \text{ Гэв}} \frac{d^2N}{dE d\Omega} dE, \quad (1)$$

где $d^2N/dE d\Omega$ — спектрально-угловое распределение вторичных нуклонов, вылетающих из мишени под углом θ ; r — расстояние от мишени.

При вычислении (1) использовано выражение для спектрально-углового распределения вторичных нуклонов, предложенное в работе [8]. Вычисления проведены на ЭВМ М-20. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает, что экспериментальные данные по угловому распределению вторичных частиц с энергией более 600 Мэв согласуются с расчетными.

Как показали результаты экспериментов, минимально измеримая плотность потока вторичных нуклонов с энергией более 600 Мэв, регистрируемая золотыми детекторами данных размеров, и используемого комплекса измерительной аппаратуры составляет приблизительно 10^5 нуклон/см²·сек.

Поступило в Редакцию 17/IX 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Charalambus et al. CEKN DI (HP) 97 (1967).
2. S. Charalambus et al. CERN DI (HP) 90 (1966).
3. S. Charalambus. Nucl. Phys., A94, 26 (1967).
4. R. Duffield, N. Sugarman. Phys. Rev., 94, 776 (1964).
5. L. Winsberg. UCRL-8618 (1959).
6. E. Bruninx. Nucl. Phys., 64, 481 (1965).
7. E. Franz, G. Friedlander. Nucl. Phys., 76, 123 (1966).
8. J. Ranft. MPS/Int. MV/EP 66-8, JR/Pd, 1966.