

вылетевшие под углом  $0^\circ$ . Фон  $A_{\phi_5}$  измеряется так: образец облучают на нормальном расстоянии от мишени 4 см и на расстоянии 6 см, для которого еще справедлив линейный закон изменения активности от  $G_{об}$ . Различие между нормированными активностями и есть искомым фон.

6. Фон держателя образца  $A_{\phi_6}$ . Латунный держатель образца рассеивает нейтроны, которые, попадая в образец, вызывают дополнительную активацию. Используя при облучении держатели различной массы, можно определить значение этого фона.

На рис. 1 и 2 приведены результаты измерений различных фонов образца в виде относительного вклада  $\Delta A_{\phi_j}$  для энергии нейтронов 350—1400 кэВ. Если фон различен для образцов из  $U_3O_8$  и Au, то результаты представлены на разных графиках. Фоны контейнеров и держателя образца представлены в виде зависимости от полного микроскопического сечения соответствующего элемента и нормированы на единичную массу. Это удобно ввиду наличия резонансов в соответствующих сечениях.

Для урана  $\Delta A_{\phi_1}$  вычислено по результатам оценки  $\Delta A_{\phi_1}$  для золотых образцов. Кроме этого, для трех значений энергии нейтронов этот фон был определен по зависимости активности урановых образцов от расстояния до мишени. Эти значения с погрешностями также показаны на графике. Согласно вычисленным и измеренным значениям полное.

Фон  $\Delta A_{\phi_1}$  для золота больше, чем для урана, хотя энергетические зависимости подобны. Объясняется это тем, что после рассеяния в мишенедержателе в образец попадают нейтроны существенно меньшей энергии, чем энергия нейтронов, вылетевших под углом  $0^\circ$ . Вероятность их захвата ядром золота больше, так как резонансный интеграл последнего в 5,5 раза больше, чем урана.

Большинство экспериментальных значений фона  $\Delta A_{\phi_5}$  измерено так, как было описано выше. Для урана для

трех значений энергии нейтронов  $\Delta A_{\phi_5}$  было определено по зависимости активности образцов от расстояния (2—40 см). Эти результаты нанесены в виде точек с погрешностями измерений; согласие с остальными данными хорошее.

Используя полученные оценки фонов, была подсчитана суммарная фоновая поправка  $\Delta A_{\phi}$  для экспериментальных сечений радиационного захвата для  $^{238}U$  и  $^{197}Au$ . Результаты вычислений представлены на рис. 3. В рассматриваемом диапазоне энергии нейтронов суммарные случайные погрешности поправки находятся в интервале 1,4—1,9% для золота и 1,3—2,0% для урана.

Основной вклад в суммарную случайную погрешность дает погрешность  $\Delta A_{\phi_1}$ . Условия измерения этого фона таковы, что он может иметь заметную систематическую погрешность. Сделанная оценка показывает, что при  $E_n = 350$  кэВ для золота ( $\Delta A_{\phi_1} = 12,5\%$ ) эта погрешность может достигнуть 3%. Причина в том, что мишенедержатель дает большой фон и при охлаждении водой уменьшить его существенно не удается. Кроме того, добавочная фоновая масса не может быть размещена в таких же условиях относительно мишени, как и основная масса. Из сказанного следует, что для уменьшения вклада фона  $\Delta A_{\phi_1}$  и существенного уменьшения его систематической погрешности нужно использовать максимально облегченный мишенедержатель с охлаждением мишени газом.

Таким образом, тщательный учет фоновых поправок значительно изменяет значение экспериментально получаемого сечения захвата даже для нейтронов энергией менее 1,5 МэВ. Взаимной компенсации поправок на рассеяние в активационных измерениях нет. Недооценка исследованных в работе эффектов может приводить к расхождению данных, полученных разными авторами.

Поступило в Редакцию 23.04.79  
В окончательной редакции 10.07.79

УДК 539.472.284:539.124.162.6

## Исследование выхода и угловых распределений фотонейтронов из толстых свинцовых мишеней

АНТИПЕНКО А. П., БАТИЙ В. Г., ГОЛОВНЯ В. Я., КАСИЛОВ В. И., ЛАПИН Н. И., МАХНЕНКО Л. А., ЩЕРБАК С. Ф.

Цель настоящей работы — исследование выхода и угловых распределений фотонейтронов из свинцовых мишеней различной толщины в интервале энергии падающих электронов 60—200 МэВ.

Измерения проводились на пучке линейного ускорителя электронов ЛУЭ-300 активационным методом. При этом использовалась реакция  $^{27}Al(n, p)^{27}Mg$  с  $T_{1/2} = 9,8$  мин. Пороговые детекторы, представляющие собой алюминиевые диски диаметром 48 и толщиной 4 мм, располагались на расстоянии 50 см от свинцовой мишени в интервале углов 0—165° по отношению к оси падающего пучка электронов через каждые 15°. Активность детекторов измерялась спинтационным гамма-спектрометром с кристаллом NaI(Tl) размером 63 × 63 мм.

Данные об интегральном потоке нейтронов получены с погрешностью  $\pm 10\%$  методом эффективных пороговых сечений [1]. Полный интегральный поток нейтронов определялся из соотношения

$$\Phi = K\phi(E_{эф}),$$

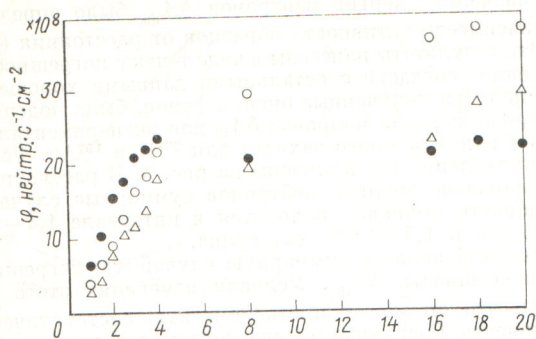
где  $K$  — коэффициент, учитывающий вклад нейтронов энергией ниже эффективного порога реакции. Значение  $K \approx 12$  получено из оценки формы спектра фотонейтронов, приведенного в работе [2]. Погрешность определения  $\Phi \pm 20\%$ .

На рис. 1 приведена зависимость плотности потока быстрых нейтронов ( $E_n > 4,5$  МэВ) под разными углами

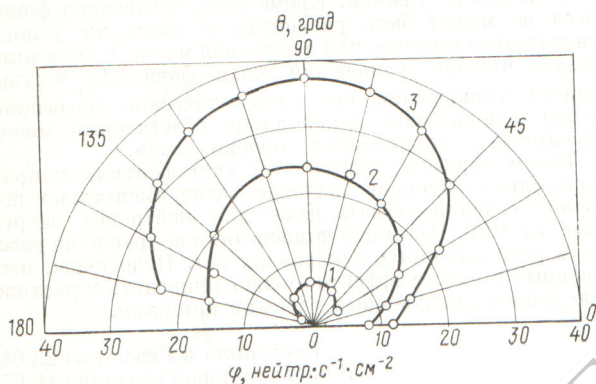
от толщины свинцовой мишени при энергии электронов 200 МэВ. Диаметр мишени постоянен и равен 43 мм. Видно, что при толщине более 18 радиационных длин (1 рад. длина = 5,6 мм) выход нейтронов под всеми углами практически не увеличивается. В дальнейшем для измерения угловых и энергетической зависимости выбрана толщина свинцовой мишени 100 мм.

На рис. 2 приведены угловые распределения быстрых нейтронов, показывающие анизотропию выхода нейтронов с максимумом под углом 90°. В ряде ранних экспериментальных работ [3—5] измерялись угловые распределения быстрых фотонейтронов из мишеней толщиной  $\geq 10$  радиационных длин при  $E_{\gamma макс} = 22 \div 55$  МэВ. При этом также наблюдалась анизотропия выхода нейтронов с максимумом под углами, близкими к 90°. Этот эффект объясняется в основном малым вкладом статистически излучаемых нейтронов в области энергии  $E_n > 4,5$  МэВ. Угловые распределения таких нейтронов описываются обычно суммой первых полиномов Лежандра [3, 6, 7].

На рис. 3 показано изменение вида угловой зависимости плотности потока быстрых нейтронов для различной толщины свинцовых мишеней при энергии электронов 200 МэВ. При толщине мишеней от 1 до 4 радиационных длин наблюдается заметная анизотропия с максимумом под малыми углами. При толщине мишеней более 4 радиационных длин существенно увеличивается выход нейтронов под углом 90°.



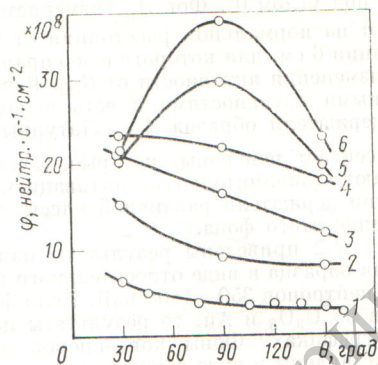
Р и с. 1. Зависимость плотности потока быстрых нейтронов от толщины мишени под углами 30 (●), 90 (○) и 150° (△) на расстоянии 1 м от центра мишени при токе пучка электронов 1 мкА



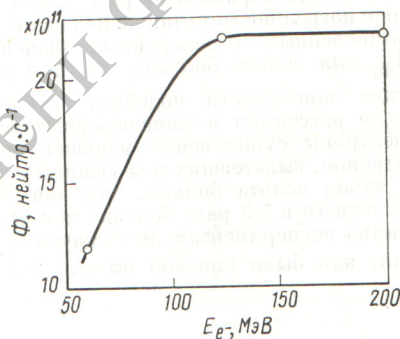
Р и с. 2. Угловая зависимость плотности потока быстрых нейтронов при энергии падающих электронов 60 (1), 125 (2), 200 МэВ (3) и токе пучка 1 мкА

Отсутствие максимума под углом 90° в угловом распределении и анизотропия в направлении вперед при толщине мишеней менее 4 радиационных длин объясняется ослаблением потока нейтронов материалом мишени под углами, близкими к 90° (по оценкам, приблизительно в 1,6 раза); поток нейтронов летящих вперед практически не ослабляется, летящих назад — ослабляется незначительно (для мишени толщиной 1 радиационная длина и  $\theta = 165^\circ$  ослабление приблизительно в 1,1 раза). Также сказывается то, что при малой толщине мишеней тормозной спектр жестче и, следовательно, вклад реакций, дающих изотропию, например ( $\gamma, 2n$ ) и др., больше [8].

На рис. 4 приведена зависимость полного потока нейтронов из свинцовой мишени толщиной 100 мм от энергии падающих электронов в расчете на единицу мощности пучка. Видно, что удельный выход нейтронов при энергии электронов выше 100 МэВ достигает своего максимального значения  $2,2 \pm 0,4 \cdot 10^{12}$  нейтр./с·кВт) и при дальнейшем увеличении энергии электронов остается практически постоянным. Это значение хорошо согласуется с результатами расчетов [9] для свинцовой мишени толщиной 102 и диаметром 50 мм  $1,6 \cdot 10^{12}$  нейтр./с·кВт) (использовалось сечение Харви и др.) и  $2,8 \cdot 10^{12}$  нейтр./с·кВт) (использовалось сечение Миллера и др.), а также с данными экспериментальной работы [10], полученными для свинцовой мишени толщиной 60 и диаметром 25 мм, —  $2,7 \pm 0,8 \times 10^{12}$  нейтр./с·кВт).



Р и с. 3. Изменение вида угловой зависимости плотности потока быстрых нейтронов при изменении толщины мишени (ток пучка электронов 1 мкА, расстояние от центра мишени 1 м):  $d = 1$  м: 2 (2), 3 (3), 4 (4), 8 (5), 16 (6) радиационным длинам; ○ — экспериментальные точки



Р и с. 4. Зависимость потока нейтронов от энергии падающих электронов при мощности пучка электронов 1 кВт

Представленные экспериментальные результаты могут оказаться полезными при проектировании источников быстрых нейтронов на основе линейных ускорителей электронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А. и др. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
2. Gayther D., Goode P. «J. Nucl. Energy», 1967, v. 21, N 9, p. 733.
3. Price G. «Phys. Rev.», 1954, v. 93, p. 1279.
4. Reinhardt G., Whitehead W. «Nucl. Phys.», 1962, v. 30, N 2, p. 201.
5. Allum F. R. e.a. Ibid., 1964, v. 53, N 4, p. 545.
6. Baker R., McNeill K. «Canad. J. Phys.», 1961, v. 39, p. 1158.
7. Rawlins J. e.a. «Nucl. Phys.», 1968, v. A122, p. 128.
8. McNeill K. e.a. «Canad. J. Phys.», 1968, v. 46, p. 1974.
9. Alsmiller R., Moran H. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 48, p. 109.
10. Нора В. И. и др. Препринт ХФТИ № 78-34. Харьков, 1978.

Поступило в Редакцию 23.04.79