

Угловые распределения фотонейтронов из Al, Ti, Cu, Mo, W, Pb

В. П. КОВАЛЕВ, В. П. ХАРИН, В. В. ГОРДЕЕВ, В. И. ИСАЕВ

УДК 539.125.5.18

Информация об угловых распределениях фотонейтронов при энергии возбуждения ядра 15–30 Мэв существенна для выяснения механизма фотоядерных реакций в области дипольного и квадрупольного гигантских резонансов.

В большинстве работ [1–4] исследовались угловые распределения фотонейтронов из мишеней, облучаемых коллимированным пучком γ -квантов разных энергий. Исследованию угловых распределений фотонейтронов из различных мишеней, облучаемых непосредственно электронами, посвящено значительно меньше работ, хотя в большинстве практических приложений используется именно такой способ получения фотонейтронов [5].

Результаты работы [6], в которой показано, что сечение электронного расщепления ядра в области энергий электронов 13–17,5 Мэв в ~400 раз меньше соответствующего сечения фоторасщепления, а энергетические пороги реакции одинаковы, позволяют сделать вывод, что при энергии электронов ~20 Мэв большая

часть фотонейтронов обязана своим происхождением реакции (γ, n).

В настоящей работе исследованы угловые распределения фотонейтронов из мишеней Al, Ti, Cu, Mo, W, Pb, облучаемых моноэнергетичными электронами с энергией 12–23 Мэв. Мишени изготавливали в форме цилиндров диаметром 15 мм. Толщины мишеней были такими:

Элемент	Al	Ti	Cu	Mo	W	Pb
Толщина, г/см ²	4,05	6,75	13,32	15,54	19,3	17,0

Для детектирования использовались пороговые реакции $P^{31}(n, p)Si^{31}$, $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$, $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ с эффективными порогами 2,7; 4,5 и 8,1 Мэв соответственно. Эксперименты проводили на пучке линейного ускорителя электронов с максимальной энергией 25 Мэв [7]. Пучок электронов диаметром ~10 мм направлялся в торец мишени, расположенной на расстоянии 30 см от выходного окна ускорителя. Детекторы нейтронов

Угловые распределения фотонейтронов

Мишень	Энергия электронов, Мэв	Детектор	Угол, град							В/А
			30	50	70	90	110	130	150	
Al	22,5	$P^{31}(n, p)$	$1,05 \pm 0,08$	$1,03 \pm 0,08$	$0,97 \pm 0,08$	$1,0 \pm 0,08$	$0,98 \pm 0,08$	$1,02 \pm 0,08$	$1,04 \pm 0,08$	Изотропное
	22,5	$Al^{27}(n, p)$	$0,90 \pm 0,15$	$0,95 \pm 0,15$	$1,02 \pm 0,15$	$1,00 \pm 0,14$	$0,96 \pm 0,13$	$1,07 \pm 0,13$	$1,01 \pm 0,13$	»
Ti	22,5	$P^{31}(n, p)$	$1,04 \pm 0,07$	$0,96 \pm 0,07$	$1,03 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,07$	$0,98 \pm 0,07$	$1,05 \pm 0,07$	$1,03 \pm 0,07$	»
	22,5	$Al^{27}(n, p)$	$1,06 \pm 0,13$	$0,94 \pm 0,13$	$1,04 \pm 0,12$	$1,00 \pm 0,12$	$0,95 \pm 0,11$	$0,98 \pm 0,11$	$1,02 \pm 0,10$	»
Cu	12,8	$P^{31}(n, p)$	$0,97 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,10$	$1,02 \pm 0,10$	$1,00 \pm 0,10$	$1,01 \pm 0,10$	$0,90 \pm 0,10$	$0,96 \pm 0,10$	»
	17,0	$P^{31}(n, p)$	$1,03 \pm 0,07$	$0,97 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,07$	$1,06 \pm 0,07$	$0,95 \pm 0,07$	$0,88 \pm 0,07$	»
	22,5	$P^{31}(n, p)$	$0,87 \pm 0,05$	$0,94 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,05$	$0,99 \pm 0,05$	$0,93 \pm 0,05$	$0,91 \pm 0,05$	$0,48 \pm 0,04$
	22,5	$Al^{27}(n, p)$	$0,75 \pm 0,09$	$0,86 \pm 0,07$	$0,98 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,05$	$1,02 \pm 0,05$	$0,94 \pm 0,04$	$0,90 \pm 0,04$	$0,28 \pm 0,06$
Mo	22,5	$P^{31}(n, p)$	$0,90 \pm 0,05$	$0,93 \pm 0,05$	$0,98 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,05$	$0,99 \pm 0,05$	$0,92 \pm 0,05$	$0,84 \pm 0,05$	$0,21 \pm 0,04$
	22,5	$Al^{27}(n, p)$	$0,80 \pm 0,08$	$0,95 \pm 0,08$	$0,95 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,06$	$0,94 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,04$	$0,72 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,08$
	22,5	$Al^{27}(n, \alpha)$	$0,72 \pm 0,08$	$0,84 \pm 0,08$	$0,89 \pm 0,08$	$1,00 \pm 0,08$	$0,95 \pm 0,08$	$0,87 \pm 0,08$	$0,63 \pm 0,08$	$0,78 \pm 0,18$
W	22,5	$P^{31}(n, p)$	$0,85 \pm 0,04$	$0,90 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$	$0,92 \pm 0,04$	$0,087 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,04$
	22,5	$Al^{27}(n, p)$	$0,78 \pm 0,06$	$0,84 \pm 0,06$	$0,89 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,04$	$0,86 \pm 0,04$	$0,75 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,06$
Pb	22,5	$P^{31}(n, p)$	$0,79 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,04$	$0,36 \pm 0,05$
	22,5	$Al^{27}(n, p)$	$0,70 \pm 0,09$	$0,81 \pm 0,08$	$0,94 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,06$	$0,94 \pm 0,06$	$0,80 \pm 0,05$	$0,69 \pm 0,05$	$0,69 \pm 0,12$

распределены вокруг мишени под фиксированными углами. Углы, считываемые детекторами, составляли $4 \pm 1^\circ$ соответственно для детекторов из фосфора и алюминия. Измерения в результате реакции $P^{31}(n, p)Si^{31}$ осуществлялись регистрировалась газовым счетчиком в сочетании со стандартной счетной аппаратурой. Реакции $Mg^{24}(n, p)Mg^{23}$, $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ обнаруживались по характерному γ -излучению с помощью однокристалльного γ -спектрометра. Результаты измерений для детектора $P^{31}(n, p)$ и энергии электронов 22,5 Мэв представлены на рисунке. Угловые распределения быстрых фотонейтронов аппроксимировались зависимостью

$$i(\theta) = A + B \sin^2 \theta. \quad (1)$$

Анализ экспериментальных данных показывает, что для легких элементов (Al, Ti) в пределах статистической ошибки угловые распределения изотропны. С ростом атомного номера в угловых распределениях начинает проявляться тенденция к увеличению анизотропии относительно 90° . Показателем анизотропии служит отношение коэффициентов B/A в выражении (1). Анизотропия увеличивается также с ростом порога регистрации нейтронов.

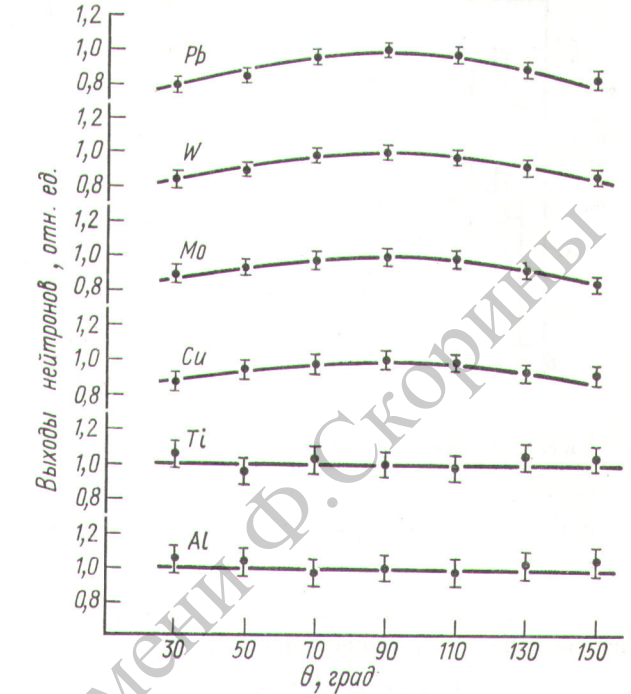
В таблице приведены результаты измерений угловых распределений фотонейтронов. Они представлены в форме кривых по отношению к углу 90° . Даны отношения B/A в зависимости от энергии электронов и пороговой энергии регистрации нейтронов. Выход фотонейтронов под углом 90° принят равным единице.

Форма угловых распределений фотонейтронов для элементов со средним и высоким атомными номерами указывает на дипольный характер поглощения γ -квантов в исследованной области энергий. Заметной асимметрии в угловых распределениях фотонейтронов при разных энергиях возбуждения не обнаружено.

Поступило в Редакцию 6/IX 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Е. Лазарева, А. И. Лепесткин. «Ядерная физика», 11, 266 (1970).
2. F. Ferero et al. Nuovo cimento, 1Y, 2, 418 (1956).
3. K. McNeil et al. Canad. J. Phys., 46, 1974 (1968).



Угловые распределения быстрых фотонейтронов из Al, Ti, Cu, Mg, W, Pb, облучаемых электронами с энергией 22,5 Мэв. Детектор $P^{31}(n, p)Si^{31}$.

4. Hiroaki Tsubota et al. J. Phys. Soc. Japan, 26, 1 (1969).
5. G. Gayther, P. Goode. J. Nucl. Energy, 21, 733 (1967).
6. L. Skaggs et al. Phys. Rev., 73, 420 (1948).
7. В. И. Ермаков и др. «Атомная энергия», 29, 206 (1970).

К расчету граничного эффекта в задачах переноса частиц

С. В. ДУРИНОВ, В. В. УЧАЙКИН, А. М. КОЛЬЧУЖКИН

УДК 539.12.172

Поток частиц на границе среда — вакуум в условии плоскопараллельной геометрии может быть выражен через поток частиц в однородной бесконечной среде, перенос которого связано с меньшими вычислительными трудностями, и дифференциальное альbedo, численные значения которого для ряда случаев имеются в литературе.

Введенные обозначения: ω, E — направление и энергия движущейся частицы, $j(z, \omega, E)$ — дифференциальный ток частиц вдоль оси z , связанный с дифференциальным альbedo \hat{A} соотношением

$$j(z, \omega, E) = \cos \theta \Phi(z, \omega, E).$$

Предположим для определенности, что источник частиц находится слева от точки наблюдения z . Очевидно, ток j_z частиц, пересекающих плотность $z = \text{const}$ в отрицательном направлении, равен току частиц в условиях граничной

геометрии (когда через точку z проходит граница среда — вакуум).

В бесконечной среде часть этих частиц отражается от правого по отношению к точке z полупространства и создает в ней ток j_2 , который связан с j_1 соотношением

$$j_2(z, \omega, E) = \hat{A} j_1(z, \omega, E),$$

где

$$\hat{A} = - \int d\omega' \int dE' a(\omega, E | \omega', E')$$

есть интегральный оператор альbedo, ядром которого является дифференциальное токовое альbedo $a(\omega, E | \omega', E')$, причем

$$a(\omega, E | \omega', E') = 0, \cos \theta' \cos \theta > 0. \quad (1)$$