

сеянных нейтронов, рассчитанные в предположении о максвелловском характере спектра с температурой $T=2E_{ср}$. Как видно из этих рисунков, температурные

Данные о спектрах нейтронов, неупруго рассеянных на некоторых ядрах

Диапазон энергий, Мэв	Относительное число рассеянных нейтронов, %								
	Li	Be			B	C		N	O
		1	2	3		1	4		
>8,5	—	17	19	15	28	—	—	18	—
8,5—6,0	18	23	21	19	21	34	39	24	27
6,0—4,5	24	19	17	12	16	16	23	19	20
4,5—3,0	22	16	16	19	13	23	20	15	21
3,0—2,0	21	14	16	19	11	16	20	16	19
2,0—1,5	16	11	11	16	10	11	9	7	13
Ошибка	±3,0	±2,0	—	—	±3,5	±3,0	—	±4,5	±3,0

Примечание. В графах 1, 2, 3, 4 приведены данные из работ: настоящей, [7], [9] и [8] соответственно.

кривые, соответствующие статистической модели, существенно отличаются от экспериментальных.

Окончательные результаты измерений представлены в таблице, где приводится относительное количество нейтронов в различных диапазонах энергии в сравнении с данными других работ [7—9]. Видно, что результаты различных измерений удовлетворительно согласуются.

Поступило в Редакцию 25/III 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Anderson. Phys. Rev., III, 572 (1958).
2. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross-Sections Supplement I. 1957.
3. И. В. Гордеев и др. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов, 1960.
4. E. Graves, L. Rosen. Phys. Rev., 89, 343 (1953).
5. В. И. Стрижак, В. В. Бобыр, Л. Я. Гро-на. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 725 (1961).
6. Nuclear Physics, V, 11 (1959).
7. E. Remy, K. Winter. Nuovo cimento, IX, 664 (1958).
8. J. Singlatary, D. Wood. Phys. Rev., 114, 1595 (1959).
9. L. Rosen, L. Stewart. Phys. Rev., 107, 824 (1957).

УДК 539.121.42

К расчету нейтронного спинового ротатора

Ю. В. Таран

В ряде экспериментов с поляризованными тепловыми и резонансными нейтронами требуется изменять адиабатически направление вектора поляризации нейтронного пучка относительно некоторого заданного направления (например, вектора ядерной поляризации). Адиабатический поворот вектора нейтронной поляризации на заданный угол может быть осуществлен вращающимся магнитным полем. Такое устройство называется спиновым ротатором.

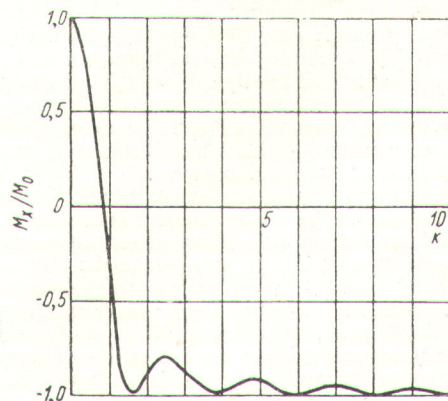
Из критерия адиабатичности, предложенного Юзом [1], следует, что частота ларморовской прецессии $\omega_L = \gamma H_0$ магнитного момента нейтрона должна быть больше частоты вращающегося магнитного поля ω_0 , т. е. $\omega_L = k\omega_0$, где $k \gg 1$. В этом случае спин нейтрона будет адиабатически следовать за полем. Очевидно, что критерием неадиабатичности будет неравенство $\omega_L \ll \omega_0$.

При расчете и проектировании спинового ротатора для резонансных нейтронов весьма существенным является вопрос о значении коэффициента k .

С целью определения этого коэффициента рассмотрим поведение спина нейтрона, влетающего во вращающееся магнитное поле. Возьмем систему отсчета, связанную с движущимся нейтроном, оси которой не вращаются. Пусть ось z направлена вдоль вектора скорости нейтрона, который перпендикулярен направлению магнитного поля. Зададим поляризацию нейтрона в момент времени $t=0$ граничными условиями $M_x=M_0$, $M_y=$
 $= M_z=0$, где M_x, M_y, M_z — компоненты углового

момента. Представим вращающееся магнитное поле следующим образом:

$$H_x = H_0 \cos \omega_0 t, H_y = H_0 \sin \omega_0 t, H_z = 0. \quad (1)$$



Зависимость M_x/M_0 от $k = \frac{\omega_L}{\omega_0}$.

Уравнение для углового момента дано Хальперном [2]

$$\frac{dM}{dt} = \gamma [MH], \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение нейтрона. Решение уравнения (2) получено Ньютоном и Киттелем [3]. Нас интересует поведение проекции углового момента M_x . При $t = \pi/\omega_0$ (поворот на 180°) получим

$$M_x/M_0 = -(1+k^2)^{-1} [k^2 + \cos \pi (1+k^2)^{1/2}]. \quad (3)$$

Значение M_x/M_0 как функция $k = \omega_L/\omega_0$ показано на рисунке.

Величина ω_0 связана со скоростью нейтрона соотношением $\omega_0 = \pi v/L$, где L — длина спинового ротатора. Как видно из рисунка, при $k \geq 10$ нейтроны, имеющие скорости меньше некоторой критической ($v_{кр} = \omega_L L/\pi k$), будут адиабатически изменять на-

правление своей поляризации на 180° без деполаризации.

Пользуюсь случаем выразить благодарность Ю. П. Дмитриевскому за полезные обсуждения.

Поступило в Редакцию 3/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Hughes, M. Burg. *Phys. Rev.*, **76**, 443 (1949); **81**, 498 (1951).
2. O. Halpern. *Phys. Rev.*, **59**, 960 (1944).
3. R. Newton, C. Kittel. *Phys. Rev.*, **74**, 1604 (1948).

УДК 539.125.5:546.791.022.38.346.841

Измерение сечений захвата нейтронов с энергией 5—200 кэв для U^{238} и Th^{232}

В. А. Толстиков, Л. Е. Шерман, Ю. Я. Ставиский

В области энергий нейтронов ниже 200 кэв экспериментальных данных по сечениям радиационного захвата нейтронов U^{238} и Th^{232} мало. Учитывая большую практическую важность этих сечений, с целью уточнения хода сечений в указанной области энергий были проведены настоящие измерения.

Экспериментально измерялось отношение изучаемых сечений к сечению реакции $B^{10}(n, \alpha)$. В области энергий 1—200 кэв полагалось, что сечение реакции $B^{10}(n, \alpha)$ изменяется по закону $1/v$. Образцы Th^{232} , U^{238} и ионизационная камера со слоем B^{10} облучались совместно потоком быстрых нейтронов. Наведенная β -активность в Th^{232} и U^{238} измерялась торцовыми β -счетчиками.

Отношение числа отсчетов β -счетчика к камере пропорционально отношению сечений радиационного захвата нейтронов Th^{232} (или U^{238}) к сечению реакции $B^{10}(n, \alpha)$. Нормировка полученных кривых зависимости сечения радиационного захвата от энергии нейтронов проводилась: для U^{238} при $E_n = 24$ кэв (по данным работы [1]), сечение захвата принималось равным 568 ± 57 мбарн; для Th^{232} при $E_n = 71,5$ кэв (по данным работы [2]), которые были пересчитаны в связи с изменением опорных сечений сечение захвата Th^{232} принималось равным 390 ± 59 мбарн). В обоих случаях в результатах указана полная ошибка.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе Ван-де-Граафа с максимальной энергией 5 Мэв. В качестве источника нейтронов использовалась реакция $Li(p, n)$, протекавшая на мишени из тонкого слоя LiF , который наносился путем распыления в вакууме на дно никелевого цилиндра с толщиной стенки меньше 0,15 мм. Слой воды, охлаждающий мишень, составлял 0,2 мм. Кольцевая камера со слоем B^{10} и кольцевые образцы урана (тория) располагались под углом 91° по отношению к направлению пучка ускоренных протонов. Образцы и камера закрывались слоем кадмия толщиной 0,5 мм. Перед облучением торий химическим путем очищался от продуктов естественного распада. Из очищенного тория изготовлялся контрольный образец, по которому контролировалось нарастание активности после очистки. Природный уран подвергался двойной химической очистке: перед облучением от продуктов естественного распада, после облучения от осколочной

активности. Перед измерениями, в процессе измерений и после по выходу нейтронов вблизи порога реакции $Li(p, n)$ определялась толщина мишени. Нейтроны регистрировались длинным счетчиком. Нормировка отсчетов счетчика проводилась по интегратору тока на мишени. При измерениях с ураном толщина мишени составляла 11,5 кэв, с торием 8 кэв.

Разброс энергий нейтронов, облучающих образец, обусловлен конечными угловыми размерами образца и разбросом энергий протонов (за счет неравномерной толщины мишени). Разброс за счет толщины мишени составлял в среднем ± 4 и ± 6 кэв для Th^{232} и U^{238} соответственно. Разброс энергий нейтронов, обусловленный конечными размерами образца, изменяется от $\pm 1,5$ кэв при $E_n = 5,5$ кэв до ± 5 кэв при $E_n = 170$ кэв.

При обсуждении результатов проведенных измерений были приняты во внимание следующие обстоятельства.

1. Изменение соотношения между выходами обеих ветвей реакции $B^{10}(n, \alpha)$ с изменением энергии нейтронов. Основываясь на результатах работы [11], можно показать, что в исследованном диапазоне энергий нейтронов эффективность камеры со слоем B^{10} за счет этого эффекта изменяется не более чем на 2%.

2. Вклад нейтронов, рассеянных от стен измерительной камеры, в активацию образцов и в счет камеры с B^{10} . Этот вклад оценивался экспериментально и оказался менее 1%.

3. Особое внимание было уделено изучению вклада в счет борной камеры и активацию U^{238} и Th^{232} нейтронов, рассеянных на подложке мишени и в материалах конструкции мишени. Для уменьшения рассеянных нейтронов вся мишень была сделана максимально облученной.

Экспериментально определение вклада рассеянных нейтронов производилось следующим образом. Мишень из LiF облучалась протонами с такой энергией, чтобы угол раскрытия конуса вылета нейтронов был меньше 90° . При этом борная камера и образцы исследуемых материалов облучались только рассеянными на подложке мишени нейтронами. Нормировка на поток нейтронов производилась по всеволновому счетчику, расположенному под углом 0° по отношению к