

6948

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С343г1

К-228

16/11/73

РЗ - 6948

1425/2-73

Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов

СПИНЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  $^{111,113}\text{Cd}$ ,  
 $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{161,163}\text{Dy}$

**1973**

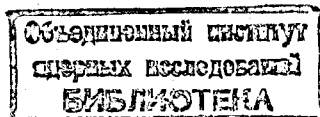
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P3 - 6948

Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов

СПИНЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  $^{111,113}\text{Cd}$ ,  
 $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{161,163}\text{Dy}$

Направлено на советско-голландско-бельгийский симпозиум  
"Ядерная физика с использованием тепловых и резонансных  
нейтронов" (Голландия, 1973 г.)



### *Введение*

Информация о спинах нейтронных резонансов, помимо чисто компилятивного значения, представляет определенный физический интерес для уточнения наших представлений о спиновой зависимости плотности уровней, силовых функций или о других эффектах, проявляющихся в индивидуальных и усредненных характеристиках резонансов. Подробная информация о спинах может оказаться полезной и при выявлении некоторых особенностей взаимодействия нейтронов с ядрами, например таких, как проявление промежуточной структуры, поскольку промежуточное состояние должно приводить к усилению резонансов с определенным спином.

В настоящее время имеются обширные данные о таких параметрах нейтронных резонансов, как резонансная энергия  $E_0$ , нейтронная ширина  $\Gamma_n$ , и вместе с тем весьма ограничены сведения о спинах. Это объясняется тем, что не существует простого и надежного способа определения спинов. Определение спинов прямым методом с использованием поляризованного пучка нейтронов и поляризованной мишени до сих пор не получило широкого применения из-за трудностей создания интенсивных пучков поляризованных нейтронов в резонансной области и осуществления достаточной поляризации ядер мишени. Оценка спинов путем комбинации результатов измерений полного и парциальных сечений также является не простой задачей/особенно измерение резонансного рассеяния/ и оказывается эффективной только для мишеней с низкими значениями спинов. В последние годы получили развитие методы определения спинов, с помощью которых исследуются характеристики  $\gamma$ -спектров от радиационного захвата нейтронов: вариации отношений интенсивностей низкоэнергетических переходов или среднего числа  $\gamma$ -квантов в каскаде.

Авторы использовали последний метод для определения спиновых резонансов некоторых ядер [1,2,3]. Результаты этих работ показывают, что способ определения спинов по множественности  $\gamma$ -квантов также не является универсальным, и для некоторых изотопов найти спины не удастся. Поэтому нам представлялось полезным выяснить для выбранных в эксперименте ядер возможность оценки спинового эффекта с помощью расчетов.

#### Расчетные оценки эффекта и сравнение с экспериментом

Напомним методику эксперимента. Образец, в котором происходит резонансный захват нейтронов, окружен несколькими кристаллами /у нас четырема/  $NaJ$ , детектирующими  $\gamma$ -лучи, которые возникают при захвате нейтронов. В электронной схеме детектора имеется два канала: одиночного счета и двойных совпадений, в которых пороги регистрации можно устанавливать независимо. Для каждого резонанса можно получить отношение площади в режиме одиночного счета  $S_{\Sigma}$  к площади в режиме совпадений  $S_c$ ,  $R = S_{\Sigma} / S_c$ , которое будет пропорционально следующему отношению:

$$R = \frac{\nu_{\Sigma}}{\nu_c(\nu_c - 1)}$$

где  $\nu_{\Sigma}$  и  $\nu_c$  - среднее число  $\gamma$ -квантов в каскаде, энергия которых выше выбранных порогов регистрации в соответствующих каналах. Возможность определения спинов индивидуальных резонансов заключается в том, что совокупность отношений  $R$  распадается на две группы в зависимости от спина захватного состояния, поскольку  $\nu_{\Sigma}$  и  $\nu_c$  могут иметь заметную зависимость от спина нейтронного резонанса  $J = I \pm 1/2$  /  $I$  - спин мишени/. Удобно определить величину спинового эффекта следующим образом:

$$K = \frac{\langle R_{I-1/2} \rangle}{\langle R_{I+1/2} \rangle}$$

Для расчетных оценок  $K$  мы воспользовались программой расчета спектра  $\gamma$ -квантов, возникающих при захвате нейтронов, которая разработана Т. фон Эгиди [4]. В этой программе на основе статистических предположений плотность уровней составного ядра от границы известного спектра нижних состояний до энергий возбуждения описывается формулой

$$\rho(E, J, \pi) = \frac{1}{T_{\pi}} e^{-\frac{E-E_0}{T_{\pi}}} \frac{2J+1}{2\sigma^2} e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}}$$

параметры которой  $E_0, T$  определяются реальной плотностью нейтронных резонансов и плотностью известных нижних состояний. В программе учитываются переходы на известные нижние состояния, а вероятности электромагнитных переходов  $S(\Delta E, \Delta J, \Delta \pi)$  берутся по оценкам Вайскопфа с поправками на некоторые факторы ослабления, которые принимаются разными для разных мультипольностей излучения; учитывается также разное ослабление  $S$  вблизи энергии связи или вблизи основного состояния. Используя расчетную формулу  $\gamma$ -спектра для двух возможных спинов захватного состояния, мы получили оценки спинового эффекта  $K$  в зависимости от порогов детектирования  $\gamma$ -квантов. При этом порог, эквивалентный каналу совпадений, выбирался в пределах 0,1 - 0,5 Мэв, а одиночному каналу - в пределах 1,5 - 3,5 Мэв. Некоторые расчетные оценки спинового эффекта  $K_{расч}$  приведены в табл. 1. Их можно сопоставить с экспериментальными значениями  $K_{эксп}$ , полученными нами для приведенных в таблице ядер в предыдущих работах [1-3] и в настоящем сообщении. Значения  $K_{расч}$  и  $K_{эксп}$  соответствуют одинаковым порогам регистрации  $\gamma$ -квантов. В расчетах проверялась устойчивость результатов к вариациям исходных параметров. Наибольшую неопределенность вносят факторы ослабления вероятностей электромагнитных переходов. Тем не менее для ряда ядер  $K_{расч}$  слабо зависит от изменений параметров, используемых в расчете. Для тех ядер, для которых наблюдался разброс значений  $K_{расч}$ , в таблице приведены границы оценок  $K_{расч}$ . Сравнение экспериментальных и расчетных значений  $K$  обнаруживает удовлетворительное качественное согласие. Из экспериментов следует, что для надежной спиновой идентификации достаточно, чтобы спиновый эффект  $K \geq 1.10$ . Из табл. 1 видно, что для всех ядер, для которых  $K_{расч} \geq 1.10$ , в эксперименте, действительно, наблюдается не меньший эффект. Для  $^{165}Ho$  и  $^{171}Yb$  отсутствие заметного спинового эффекта в расчетах также подтверждается экспериментально. Неудовлетворительно согласие расчетных оценок  $K$  с экспериментальными для  $^{161}Dy$  и  $^{163}Dy$ . Однако трудно было ожидать, что грубые модельные расчеты  $\gamma$ -спектров будут всегда давать хорошее согласие с экспериментом. Вопрос как раз и состоял в том, можно ли с помощью таких модельных расчетов предугадать наличие достаточных спиновых эффектов у выбираемых для исследований мишеней и выяснить, насколько однозначно

можно предсказать знак спинового эффекта, т.е. что  $R_{I-1/2} > R_{I+1/2}$ . Как нам кажется, результаты расчетов показывают, что такие оценки спинового эффекта весьма полезны для предварительного отбора образцов, пригодных для исследований спинов нейтронных резонансов по методу множественности  $\gamma$ -квантов, для выяснения знака спинового эффекта и выбора порогов регистрации квантов в каналах одиночного счета и совпадений.

### Результаты

Измерения образцов из естественного кадмия,  $^{157}\text{Cd}$  и естественного диспрозия проведены на нейтронном спектрометре Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ с разрешением  $\approx 16$  нсек/м. Методика измерений и обработка экспериментальных данных была такой же, как в [1,2]. Для оценки достоверности определяемых значений спинов резонансов мы использовали метод, предложенный в [5], где вероятности значений спина  $I+1/2$  или  $I-1/2$  вычисляются следующим образом:

$$W_i^a = \frac{W_a e^{-\frac{(R_i - a)^2}{2\sigma_i^2}}}{\frac{(R_i - a)^2}{2\sigma_i^2} + \frac{(R_i - b)^2}{2\sigma_i^2}}, \quad J = I + 1/2;$$

$$W_i^b = \frac{W_b e^{-\frac{(R_i - b)^2}{2\sigma_i^2}}}{\frac{(R_i - a)^2}{2\sigma_i^2} + \frac{(R_i - b)^2}{2\sigma_i^2}}, \quad J = I - 1/2.$$

Здесь  $a, b$  - средние  $R$  для двух возможных значений спина;  $\sigma_i$  - дисперсия  $R_i$ , в которую входит, кроме  $\sigma_{i \text{ эксп}}$ , еще дисперсия, обусловленная портер-томасовскими флуктуациями,  $\sigma_{PT}$ , т.е.

$$\sigma_i^2 = \sigma_{i \text{ эксп}}^2 + \sigma_{PT}^2.$$

$W_a, W_b$  - априорные вероятности иметь резонансу спин  $I+1/2$  или  $I-1/2$ , которые разумно положить

$$W_a \sim g_a = \frac{1}{2} [1 + (2I + 1)^{-1}],$$

$$W_b \sim g_b = \frac{1}{2} [1 - (2I + 1)^{-1}].$$

Из условий экстремума функции правдоподобия для всей совокупности наблюдаемых резонансов можно найти параметры  $a, b, \sigma_{PT}$ , а следовательно, и вероятности  $W_i^a$  и  $W_i^b$ .

Результаты идентификации спинов резонансов исследованных образцов приведены в табл. 2, 3, 4. В измерениях с образцами кадмия и диспрозия использовались пороги в канале совпадений 0,3 Мэв, в одиночном канале - 2,5 Мэв. Образец  $^{157}\text{Cd}$  имел обогащение  $\sim 95\%$ , измерения с ним проводились при нескольких порогах в одиночном канале /2,0-3,0 Мэв/ и пороге 0,1 Мэв в канале совпадений. На основании проведенных расчетных оценок спинового эффекта можно было ожидать, что использование амплитудных окон в каналах совпадений в пределах 0,1 - 2,0 Мэв будет приводить к заметному увеличению спинового эффекта. Однако применение таких окон в измерениях с  $^{157}\text{Cd}$  и  $\text{Dy}$  не привело к ожидаемому эффекту. Это расхождение можно объяснить тем, что при использовании дифференциального окна в реальном детекторе в этом окне на самом деле регистрируется значительная доля жестких квантов за счет комптон-эффекта в кристаллах, в то время как при получении расчетных оценок  $K$  подразумевалось полное поглощение квантов.

Используя параметры нейтроновых резонансов  $^{157}\text{Cd}$  из нашей работы [6] и спины, полученные в настоящей работе, мы нашли, что силовые функции  $^{157}\text{Cd}$  для двух возможных значений спина имеют следующие значения:

$$S_0 = /2,1 \pm 0,7/ \cdot 10^{-4} \quad \text{для } J = 1,$$

$$\text{и } S_0 = /2,3 \pm 0,6/ \cdot 10^{-4} \quad \text{для } J = 2.$$

Средние расстояния между резонансами составляют  $D_{J=1} = 13,3 \pm 1,5$  и  $D_{J=2} = 9,5 \pm 0,9$  эв, что позволяет дать следующую оценку спинового фактора, входящего в формулу плотности уровней, даваемую статистической моделью ядра:  $\sigma = 3,5 \pm 4,0$ .

С целью увеличения числа определяемых спинов для резонансов кадмия и диспрозия мы планируем продолжить измерения на образцах разделенных изотопов.

Авторы выражают признательность В.И.Фурману и В.Г.Николенко за полезные обсуждения и интерес к работе и И.И.Шелонцеву за помощь в проведении расчетов на ЭВМ.

### Литература

1. Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов. ОИЯИ, РЗ-6092, Дубна, 1971.
2. Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов. ОИЯИ, РЗ-6237, Дубна, 1972.
3. E.N.Karzhavina, Kim Sek Su, A.B.Popov. The determination of spins of neutron resonances by the gamma ray multiplicity method. Conference on nuclear structure study with neutrons. Budapest, 1972.
4. T. von Egidy. Statistical calculation of neutron capture radiation. Proceedings of the international simposium on neutron capture gamma ray spectroscopy. Studsvik, Aug. 1969, IAEA, Vienna, 1969, p. 541.
5. A.Stolovy et al., Phys.Rev., 5C, 2030, 1972.
6. Э.Н.Каржавина, Нгуен Фонг, А.Б.Попов. ОИЯИ, РЗ-3882, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 февраля 1973 года.

Таблица I

№ пп	Ядро массов	Спин	$K_{\text{экс}}$	$K_{\text{рас}}$	$B_n$ МэВ	$N$	$E_{\text{макс}}$ МэВ
1.	$^{105}\text{Pd}$	5/2	1,29	1,14-1,19	9,55	12	2,2
2.	$^{111}\text{Cd}$	1/2	1,27	1,12-1,17	9,05	9	2,2
3.	$^{113}\text{Cd}$	1/2	1,27	1,12-1,16	9,05	8	2,2
4.	$^{147}\text{Sm}$	7/2	1,23	1,24	8,14	14	2,3
5.	$^{149}\text{Sm}$	7/2	1,18	1,13	8,01	9	1,4
6.	$^{157}\text{Gd}$	3/2	1,11	1,11	7,94	14	1,6
7.	$^{161}\text{Dy}$	5/2	1,20	1,04-1,13	8,19	6	1,0
8.	$^{163}\text{Dy}$	5/2	1,20	1,00-1,14	7,64	14	1,3
9.	$^{165}\text{Ho}$	7/2	1,00	1,01	6,33	17	0,48
10.	$^{171}\text{Yb}$	1/2	1,00	1,03	7,98	21	2,1
11.	$^{173}\text{Yb}$	5/2	1,13	1,09	7,50	7	1,6
12.	$^{189}\text{Os}$	3/2	1,17	1,11	7,75	14	1,8

$B_n$  - энергия связи нейтрона;

$N$  - число известных нижних состояний, включенных в расчёт;

$E_{\text{макс}}$  - верхняя граница дискретного спектра.

Таблица 2  
Спины резонансов  $^{111}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{Cd}$

$$\alpha = 1.596, \quad \beta = 2.042, \quad \sigma_{\text{PT}} = 0.152$$

$E_0$ эВ	Изотоп	$R_i$	$\sigma_{\text{изм}}$	Спин	Вероятность %
18.3	113	1.505	0.038	I	100
27.5	111	1.555	0.006	I	100
56.1	113	2.222	0.174	0	90
63.7	113	1.603	0.015	I	99
84.8	113	1.653	0.007	I	99
86.0	111	1.911	0.021	0	65
99.4	111	1.480	0.010	I	100
102.5	111	1.247	0.029	I	100
108.3	113	1.596	0.013	I	99
138.0	111	1.499	0.014	I	100
142.9	113	1.904	0.052	0	>9
158.8	113	1.623	0.022	I	99
163.9	111	1.655	0.010	I	99
192.5	113	2.088	0.022	0	98
215.1	113	1.589	0.017	I	100
225.1	111	1.702	0.011	I	96
231.8	111	1.670	0.011	I	98
260.8	113	1.689	0.020	I	97
269.2	113	1.863	0.030	I	57
275.3	111	1.615	0.025	I	99
291.1	113	1.955	0.075	0	73
311.4	111	1.985	0.065	0	83
331.7	111	1.189	0.077	I	100
354.9	111	1.548	0.023	I	100
390.1	111	2.334	0.018	0	100
414.0	113	1.702	0.021	I	96
430.8	113	1.650	0.033	I	98

Таблица 3  
Спины резонансов  $^{157}\text{Gd}$   
 $\alpha = 1.978, \quad \beta = 2.192, \quad \sigma_{\text{PT}} = 0.081$

$E_0$ эВ	$R_i$	$\sigma_{\text{изм}}$	$J$	Вероятность %
16.17	2.121	0.012	I	65
16.77	1.962	0.003	2	99
20.5	1.911	0.004	2	100
21.6	1.944	0.016	2	99
23.2	2.225	0.023	I	97
25.3	2.034	0.010	2	89
40.06	2.170	0.032	I	86
44.1	1.973	0.007	2	98
48.7	1.901	0.005	2	100
58.1	1.972	0.006	2	98
66.4	2.271	0.015	I	99
81.2	2.195	0.011	I	95
82.0	2.056	0.016	2	80
87.0	2.035	0.014	2	88
96.5	2.152	0.015	I	83
100.0	2.179	0.013	I	92
104.8	2.214	0.012	I	97
107.3	1.961	0.022	2	98
110.0	1.927	0.009	2	100
115.2	1.951	0.024	2	99
120.7	1.991	0.026	2	96
135.1	1.827	0.032	2	100
137.9	2.008	0.010	2	95
138.8			(I)	
143.7	1.989	0.011	2	97
148.3	2.179	0.025	I	90
156.4	1.939	0.018	2	99
164.8	2.179	0.023	I	91
171.3	2.314	0.016	I	100
178.6	1.975	0.023	2	98
182.9	2.164	0.026	I	86
190.6	2.444	0.028	I	100
194.4	1.969	0.016	2	98

202.8	2.091	0.038	(2)	59
207.7	1.948	0.013	2	99
217.2	2.045	0.062	2	79
221.1	1.890	0.069	2	98
228.3	1.711	0.043	2	100
239.2	2.172	0.015	1	95
246.4			(2)	
250.2	2.128	0.054	1	61
260.1			(1)	
265.8	1.997	0.061	2	91
268.2	1.964	0.078	2	93
281.8	2.105	0.028	(1)	52
287.6	2.099	0.037	(2)	53
290.8	2.198	0.034	1	93
293.7	2.180	0.060	1	81
300.9	2.306	0.046	1	99
306.4			(2)	
319.0			(1)	
321			(2)	
339			(2)	

Таблица 4  
Спиктры резонансов  $^{161, 163} Dy$   
 $\alpha = 2.153, \beta = 2.587, \sigma_{PT} = 0.130$

$E_0$ эв	Изотоп	$R_i$	$\sigma_{изм}$	$J$	Вероятность, %
7.72	161	1.991	0.015	3	100
10.4	161	2.908	0.013	2	100
10.99	161	2.277	0.020	3	94
12.66	161	2.890	0.221	2	96
14.2	161	2.164	0.008	3	100
16.2	163, 161	2.327	0.007	3	82
16.6	161	2.162	0.008	3	100
18.4	161	2.125	0.009	3	100
19.6	163	2.434	0.027	2	77
20.3	161	2.747	0.017	2	100
23.3				(3)	
29.0	161	2.204	0.023	3	99
29.8	161	2.034	0.038	3	100
34.9	161, 163	2.200	0.050	3	99
35.7	161, 163	2.485	0.013	2	93
37.7	161	2.078	0.011	3	100
38.4	161	2.120	0.010	3	100
43.2	161	2.006	0.011	3	100
45.0	161	2.167	0.013	3	100
50.2	163	2.227	0.025	3	98
50.8	161	2.098	0.023	3	100
51.7	161	2.281	0.006	3	94
55.0	161	2.484	0.011	2	93
55.8	163	2.510	0.050	2	94
58.9	163, 161	2.625	0.011	2	100
61.3	161	2.209	0.022	3	99
63.6	161	1.962	0.050	3	100
65.9	163, 161	2.502	0.019	2	95