

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



4/viii-75

P3 - 8821

Н-636

В.Г.Николенко, Г.С.Самосват

2764/2-75

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ СПИНОВЫХ КАНАЛОВ

В р-РЕЗОНАНСАХ ИТТРИЯ

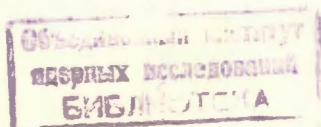
**1975**

РЗ - 8821

В.Г.Николенко, Г.С.Самосват

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ СПИНОВЫХ КАНАЛОВ  
В  $\rho$ -РЕЗОНАНСАХ ИТТРИЯ

*Направлено в ЯФ*



Николенко В.Г., Самосват Г.С.

P3 - 8821

Определение вкладов спиновых каналов в  $p$ -резонансах  
иттрия

Выполнены измерения угловой зависимости рассеяния нейтронов ядрами  $^{89}\text{Y}$ . В области энергии примерно до 25 кэВ определены площади ряда сильных резонансов. По изменению площадей с углом рассеяния сделаны заключения о спинах некоторых  $p$ -резонансов. Для  $p$ -резонансов со спином 1 получены значения вкладов двух различных каналов реакции, отличающихся значением спина.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1975

Nikolenko V.G., Samosvat G.S.

P3 - 8821

Determination of the Spin Channel Contributions to the Yttrium  $p$ -Resonances

Measurements of the angular dependence of the neutron scattering by  $^{89}\text{Y}$  nuclei have been performed. Scattering areas have been determined for a number of strong resonances in the energy region up to ~25 keV. Conclusions have been drawn on spins of some  $p$ -resonances on the basis of the changes of areas with scattering angle.

For  $p$ -resonances with spin 1 there were obtained the contributions of the channel spin components of neutron widths.

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1975

### Введение

Для описания нейтронных  $p$ -резонансов со спинами  $J = I \pm 1/2$  ( $I \neq 0$  - спин исходного ядра), в отличие от  $s$ -резонансов и  $p$ -резонансов со спинами  $J = I \pm 3/2$ , необходимо вводить два различных входных канала реакции. Обычно пользуются представлением спина канала  $S_{\pm} = I \pm 1/2$ , в котором измеряемые обычными методами нейтронные ширины  $\Gamma_n$  таких "двухканальных" резонансов распадаются на суммы двух ширин  $\Gamma_{n-}$  и  $\Gamma_{n+}$ , относящихся к различным спиновым каналам.

В 1966 г. Ф.Л.Шапиро /1/ поставил вопрос о том, скоррелированы ли ширины в разных каналах или они флуктуируют независимо, т.е. имеют ли приведенные ширины  $\Gamma_n^{-1} \chi^2$ -распределение с одной степенью свободы или их распределение более узко; им был сделан вывод в пользу второй возможности. Решение этого вопроса может дать полезную информацию о спиновой зависимости и структуре волновых функций состояний, возникающих в ядерных реакциях.

Экспериментально проблему можно решать двумя способами: накапливать данные и изучать распределение суммарных ширин  $\Gamma_n^{-1}$  или же определять  $\Gamma_{n-}$  и  $\Gamma_{n+}$  порознь и следить за их отношением. Для подтверждения гипотезы о независимости спиновых каналов требуется исследовать значительное число нужных резонансов при использовании любого из этих способов, противоречие же указанной гипотезе легче обнаружить вторым способом. В самом деле, если  $\Gamma_{n-}$  и  $\Gamma_{n+}$  сильно коррелируют, то их отношение будет слабо меняться от резонанса к резонансу, и это можно заметить уже на нескольких резонансах.

Для отдельного определения  $\Gamma_{n-}$  и  $\Gamma_{n+}$  необходимо измерять в резонансе угловую зависимость рассеиваемых нейтронов <sup>/2,1/</sup> или  $\gamma$ -квантов радиационного захвата <sup>/3/</sup> либо работать с поляризованными нейтронами и ядрами <sup>/1,4/</sup>. Первый метод был опробован лишь однажды еще в 1958 году <sup>/2/</sup> и практически не дал информации о спиновых каналах, возможности третьего метода проанализированы только теоретически <sup>/4/</sup>; второй же метод был реализован в недавней работе Крина и др. <sup>/3/</sup>. В этом эксперименте измерены вклады спиновых каналов в ширину  $\Gamma_n$  для трех  $p$ -резонансов  $^{93}\text{Nb}$ ; они оказались различными и не противоречат рассматриваемой гипотезе. В настоящей работе изучалось рассеяние нейтронов под разными углами в резонансах  $^{89}\text{Y}$ , имеющего магическое число нейтронов, низкую плотность резонансов и значительную  $p$ -силовую функцию.

#### Метод

С помощью общих формул работы <sup>/5/</sup> резонансную часть дифференциального сечения рассеяния нейтронов в изолированном  $p$ -резонансе можно записать в виде

$$\sigma(\theta) = a(E) [1 + \omega_2 P_2(\cos\theta)], \quad /1/$$

где изотропный член сечения

$$a(E) = \frac{\chi^2}{4} \cdot \frac{g\Gamma_n^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad /2/$$

$a$  коэффициент анизотропии

$$\omega_2 = (2J+1) \rho^2(J, S_{\pm}) \quad J = I \pm 3/2, \quad /3/$$

$$\omega_2 = (2J+1) \{ [\rho(J, S_-) + \rho(J, S_+)] \beta - \rho(J, S_+) \} \quad J = I \pm 1/2. \quad /4/$$

В эти формулы, кроме стандартно обозначаемых величин, входят спиновый фактор

$$\rho(J, S) = \frac{2}{\sqrt{5}} \cdot \frac{\sqrt{(2J-1)2J(2J+1)(2J+2)(2J+3)}}{(J+S)(J+S+1)(J+S+2)(1-S+J)!(1+S-J)!} \quad /5/$$

и параметр смеси спиновых каналов, выбранный в виде

$$\beta = \frac{\Gamma_{n-}}{\Gamma_{n-} + \Gamma_{n+}}. \quad /6/$$

Из формул <sup>/3/</sup> и <sup>/4/</sup> видно, что у резонансов с одним входным каналом степень анизотропии  $\omega_2$  полностью определяется спинами  $I$  и  $J$ , тогда как у "двухканальных" резонансов она зависит еще и от соотношения вкладов каналов в данный резонанс. Связь <sup>/4/</sup> между  $\beta$  и  $\omega_2$  для интересующих нас резонансов  $^{89}\text{Y}$  ( $I = 1/2$ ,  $J = 1$ ) изображена графически на рис. 1. Для других значений  $I$  и  $J$  она аналогична изображенной и представляет собой параболу с другими параметрами.

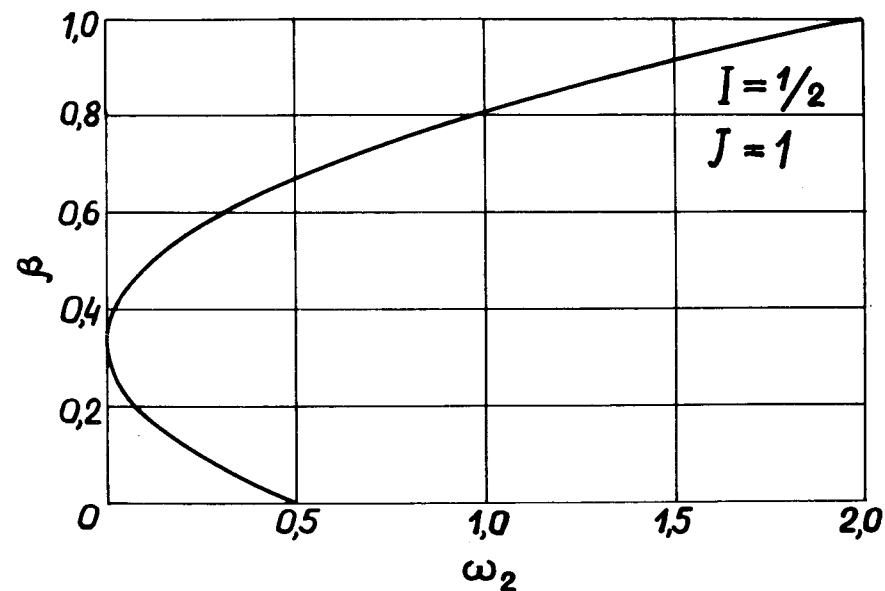


Рис. 1. Зависимость  $\beta$  от  $\omega_2$  при  $I = 1/2$  и  $J = 1$ .

Поскольку коэффициент  $\omega_2$  в пределах резонанса не меняется с энергией, определить его экспериментально можно и при плохом разрешении, измеряя площадь резонанса  $V$  при разных углах рассеяния, ибо с учетом <sup>/1/</sup> и <sup>/2/</sup> и при  $\Gamma \ll E_0$  нетрудно получить, что

$$B(\theta) = B_0 [1 + \omega_2 P_2(\cos\theta)], \quad /7/$$

$$B_0 = \Pi(E_0) A \frac{\Gamma_n}{\Gamma}, \quad /8/$$

где  $A$  - площадь резонанса над кривой пропускания образца,  $\Pi(E)$  - произведение потока нейтронов на вероятность их регистрации после рассеяния. Следует заметить, что при  $\Gamma \ll E_0$  интерференция резонансного рассеяния с потенциальным не дает вклада в площадь резонанса, так как соответствующий член сечения является нечетной функцией от  $E - E_0$ .

Если  $B_1$  и  $B_2$  - площади резонанса, измеренные при углах рассеяния  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , то уравнение /7/ приводит к следующему решению:

$$\omega_2 = \frac{B_1 - B_2}{B_2 P_2(\cos\theta_1) - B_1 P_2(\cos\theta_2)}, \quad B_0 = \frac{B_2 P_2(\cos\theta_1) - B_1 B_2(\cos\theta_2)}{P_2(\cos\theta_1) - P_2(\cos\theta_2)}. \quad /9/$$

Если же по условиям эксперимента известна только разность площадей, то  $\omega_2$  можно оценить, зная параметры резонанса, толщину образца и поток нейтронов:

$$\omega_2 = \frac{B_1 - B_2}{\Pi(E_0) A \frac{\Gamma_n}{\Gamma} [P_2(\cos\theta_1) - P_2(\cos\theta_2)]}. \quad /10/$$

### Эксперимент

Плоский образец металлического иттрия размером  $20 \times 19 \text{ см}^2$  и весом 284 или 554 г устанавливался в пучке нейтронов на 250-метровой пролетной базе импульсного реактора ОИЯИ, дававшего вспышки нейтронов полушириной около 4,5 мкс с частотой 100 Гц. Рассеянные на данный угол с неопределенностью  $\pm 10^\circ$  нейтроны регистрировались батареей пропорциональных счетчиков, заполненных  $^3\text{He}$  до давления 10 атм, с общим рабочим объемом примерно 8 л, которая находилась в подвижной

защите из парафина с  $\text{B}_4\text{C}$  на расстоянии приблизительно 1 м от рассеивателя. Измерения проводились парами при углах  $37^\circ$  и  $90^\circ$ ,  $143^\circ$  и  $90^\circ$ ,  $143^\circ$  и  $116^\circ$ , причем плоскость образца всякий раз устанавливалась нормально биссектрисе угла между парой направлений рассеяния. Общая продолжительность измерений составила 153 ч.

### Результаты

На рис. 2 приведены участки спектров самой продолжительной пары измерений, длившихся 52 часа для  $90^\circ$  и 26 часов для  $143^\circ$ . Второй спектр умножен на 2,17 для нормировки по мониторному счетчику и для удобства сдвинут вверх на 500. Положение резонансов  $^{89}\text{Y}$  показано на рисунке вертикальными стрелками, высота которых пропорциональна  $B_0$ . Светлые стрелки изображают заведомо s-резонансы, темные - все остальные. Вся информация о резонансах взята из работы /6/. При вычислении  $B_0$  считалось, что для всех резонансов  $l_\gamma = 0,25 \text{ эВ}$  и  $J=1$  для резонансов с неизвестным спином. Из таких спектров оказалось возможным определить площади 8 резонансных пиков до энергии  $\approx 15 \text{ кэВ}$ , а в интервале 20 - 25 кэВ - оценить разность площадей группы из 5 p-резонансов.

Площади определялись с помощью метода наименьших квадратов путем подгонки гладкой подложки, на которой в известных местах помещались резонансные пики стандартной формы, ибо все резонансы существенно уже функции разрешения. О качестве подгонки можно судить по кривым на рис. 2. Естественно, качество ухудшается при переходе к большим энергиям, где резонансы на шкале времени пролета расположены чаще и выделение площадей отдельных резонансов становится не вполне однозначным. Так, не очень надежны значения площадей p-резонансов 14,21, 12,99 и 9,41 кэВ, а площадь s-резонанса 9,728 кэВ по нашим данным получается значительно меньше, чем по данным /6/.

Найденные площади исправлялись на анизотропию рассеяния в лабораторной системе координат и изменение чувствительности детектора в зависимости от энергии отдачи при рассеянии на разные углы. Эти поправки из-

меняли площади не более, чем на 1-2%. Эффект блокировки потенциального рассеяния резонансным не учитывался, так как он не превышал 2% площади самых сильных резонансов в толстом образце. Уменьшение площади резонанса за счет многократного рассеяния наблюдалось лишь при угле  $37^\circ$  для дублета 2,6 кэВ и, возможно, s-резонанса 11,58 кэВ - только в этих случаях после сброса энергии нейтрон может остаться в области большого резонансного сечения.

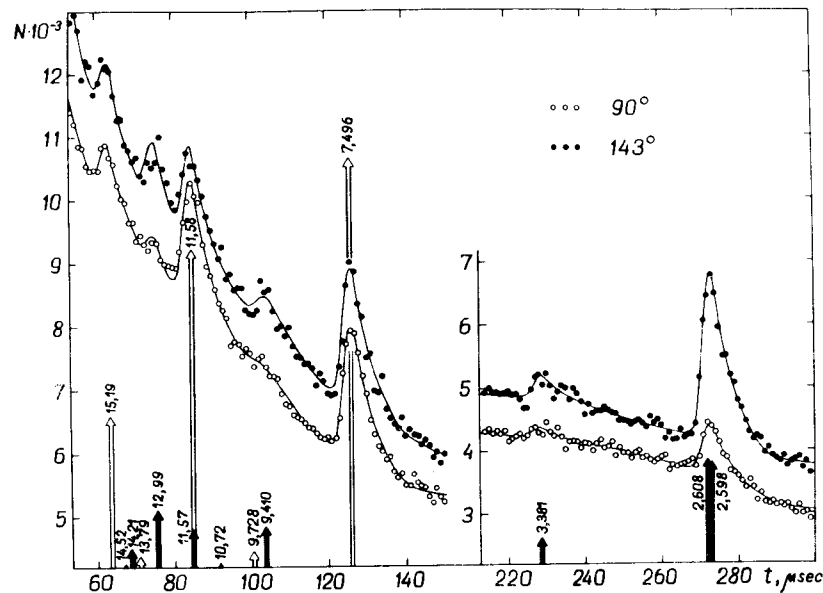


Рис. 2. Пример спектров рассеяния под углами  $90^\circ$  и  $143^\circ$  на тонком образце.  $N$  - число отсчетов в канале,  $t$  - номер канала шириной 1 мкс.

Для каждой пары спектров по формулам /9/ вычислялись значения  $\omega_2$  и  $V_0$  или только  $\omega_2$  по формуле /10/. При этом использовались значения полинома Лежандра, полученные численным интегрированием с учетом реальной геометрии эксперимента и отнесенные к системе центра масс. Результаты для разных пар углов и обеих

толщин образца удовлетворительно совпадали; из них получались средние взвешенные. Наконец, с помощью решения уравнения /4/ определялись значения параметра  $\beta$ . Заметим, что все  $\omega_2$  оказались в области однозначности функции  $\beta(\omega_2)$ .

Сводка полученных результатов представлена в таблице. Включенные в таблицу резонансы имеют  $\ell = 1$ , кроме дублета резонансов около 2,6 кэВ, идентификация которых, согласно /6/, сомнительна. Для критической оценки результатов по  $\omega_2$  и  $\beta$  следует принимать во внимание числа последней графы таблицы, представляющий собой отношения величин  $V_0$ , полученных экспериментально и рассчитанных по формуле /8/. Поскольку нам известен только относительный ход функции  $\Pi(E)$ , отношения для всех резонансов разделены на отношение для s-резонанса 15,19 кэВ.

Два исследованных s-резонанса 7,496 и 15,19 кэВ, как и следовало ожидать, дают в пределах ошибок изотропное рассеяние, а в третьем резонансе, 11,58 кэВ, рассеяние неожиданно обнаруживает асимметрию вперед-назад. Если для описания этой асимметрии в скобках формулы /7/ добавить член  $\omega_1 \cos\theta$ , то получается:  $\omega_1 = 0,49 \pm 0,07$ ,  $\omega_2 = 0,27 \pm 0,08$ ,  $V_0^{\text{эксп.}}/V_0^{\text{расч.}} = 1,04 \pm 0,09$  для тонкого образца и  $\omega_1 = 0,86 \pm 0,11$ ,  $\omega_2 = 0,38 \pm 0,18$ ,  $V_0^{\text{эксп.}}/V_0^{\text{расч.}} = 0,78 \pm 0,10$  для толстого.

### Обсуждение

Если приведенные ширины  $\Gamma_{n-}^1$  и  $\Gamma_{n+}^1$  флуктуируют независимо, в соответствии с распределением Портера-Томаса, то для распределения параметра  $\beta$ , определяемого /6/, можно получить выражение:

$$P(\beta) d\beta = \frac{\sqrt{\kappa}}{\beta + \kappa(1-\beta)} \cdot \frac{d\beta}{\pi \sqrt{\beta(1-\beta)}}, \quad /11/$$

где  $\kappa = \langle \Gamma_{n-}^1 \rangle / \langle \Gamma_{n+}^1 \rangle$ , откуда следует, что среднее  $\langle \beta \rangle = \sqrt{\kappa} / (1 + \sqrt{\kappa})$ . При равенстве средних приведенных

ширин в обоих каналах ( $\kappa = 1$ )  $\langle \beta \rangle = 0,5$  и распределе-  
ние /11/ симметрично относительно 0,5. Лишь различие  
 $\langle \Gamma_{n-}^{-1} \rangle$  и  $\langle \Gamma_{n+}^{-1} \rangle$  в 10 раз смещает  $\langle \beta \rangle$  к 0,76 или 0,24.

Согласно /6/, в исследованной нами области энергий  
содержится 13 - 15 резонансов с  $l = 1$ ; они могут иметь  
спины 0, 1 или 2, следовательно, ожидаемое число их  
с  $J = 1$  составляет всего 4-5. Формулы /3/ - /5/ при  
 $l = 1/2$  для р-резонансов с  $J = 2$  дают  $\omega_2 = 0,7$ , с  $J = 1$   
- любое  $\omega_2$  от 0 до 2 в зависимости от  $\beta$ ; если  $J = 0$ , то  
 $\omega_2 = 0$  при любом  $l$ . Поэтому, анализируя полученные  
нами значения  $\omega_2$ , можно утверждать, что с большой ве-  
роятностью спин 1 имеют не менее трех резонансов:  
3,381 кэВ, хотя бы один из дублета при 2,6 кэВ и хотя бы  
один из группы 5 резонансов в интервале 20 - 25 кэВ,  
ибо у каждого из них  $\omega_2 > 0,7$ . А так как все они имеют  
 $\beta > 0,8$ , то становится весьма вероятным, что среднее  
 $\beta$  по всем резонансам с  $J = 1$  в исследованной области  
энергий заметно превышает 0,5. Для спинов же резонансов  
9,41 и 12,99 кэВ нельзя сделать выбора между 1  
и 2, и, если хотя бы один из них равен 1, то это только  
усилит сделанное заключение.

Наблюдение подобной ситуации, статистически более  
обоснованное, могло бы означать один из двух существен-  
но новых фактов: либо заметную корреляцию между  
 $\Gamma_{n-}^{-1}$  и  $\Gamma_{n+}^{-1}$ , либо большое различие их средних.

По поводу асимметрии рассеяния относительно  $90^\circ$  в  
районе резонанса 11,58 кэВ можно высказать следующее  
предположение. По данным работы /6/, рядом с этим  
s-резонансом в пределах его ширины находится предполо-  
жительно р-резонанс 11,58 кэВ с шириной в 5 - 10 раз  
меньшей. Интерференция между этими резонансами дает  
член в сечении, содержащий  $\cos\theta$ , который при опреде-  
ленных условиях может дать большой вклад нужного  
знака в интеграл по энергии. Более подробный количест-  
венный анализ этой возможности не проводился.

В заключение авторы благодарят А.Б.Полова за по-  
лезные обсуждения и А.А.Лошкарева за постоянную по-  
мощь в работе.

Таблица

$E_0$ , кэВ	$J^x$ из /6/	$\omega_2$	$J^x$	$\beta$	$\frac{B_0}{B_0}$ <small>эксп. расч.</small>
2,598	$(I)^{-}, 2^{+}, 0^{+}$	1,08±0,04	$I^+ *$	0,82±0,02	1,19±0,30
2,608					
3,381	$(I^+, 2^+)$	1,06±0,21	$I^+$	0,82±0,15	1,27±0,23
9,410	$(I^+, 2^+)$	1,07±0,33	$I^+, 2^+$	0,82±0,22	0,71±0,18
12,99	$I^+$	0,56±0,12	$I^+, 2^+$	0,69±0,11	2,25±0,32
14,21	$I^+, 2^+, 0^+$	0,57±0,58		0,69±0,54	1,06±0,44
14,52					
20,27	$I^+$	0,87±0,09	$I^+ *$	0,77±0,07	-
23,00	$(I)^+$				
23,62	$I^+, 2^+, 0^+$				
24,12	$(I)^+$				
24,56	$(I)^+$				

\* Это относится, по крайней мере, к одному резонансу группы.

## Литература

1. Ф.Л.Шапиро. Сборник лекций Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях, 3-19 июля 1966 г., Обнинск. ФЭИ, 1967.
2. R. C. Block, W. Haerberli, H. W. Newson. *Phys. Rev.*, 109, 1620 (1958).
3. R. E. Chrien, M. R. Bhat, G. W. Cole. *Phys. Rev.*, C8, 336 (1973).
4. В.П.Алфименков, В.Н.Ефимов, Ц.Ц.Пантелеев, Ю.И.Фенин. *ЯФ*, 17, 293 /1973/.
5. J. M. Blatt, L. C. Weidenharn. *Rev. Mod. Phys.*, 24, 258 (1952).
6. J. Morgenstern, R. N. Alves, J. Julien, C. Samour. *Nucl. Phys.*, A123, 561 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 апреля 1975 года.