



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2068 / 2-80

12/5-80

P3 - 13032

А.Б.Попов, К.Тшецяк, Хван Чер Гу

УТОЧНЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ
НЕКОТОРЫХ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
САМАРИЯ И ДИСПРОЗИЯ

Направлено в ЯФ

1980

1. Опыт обработки данных по пропусканию с помощью программы метода формы ^{1/} показал, что эта программа, использующая стандартную процедуру метода наименьших квадратов /программу FUMILI из библиотеки стандартных программ ЛВТА ОИЯИ ^{2/} /, обеспечивает вычисление резонансных параметров с достаточно малой статистической ошибкой. Так, например, статистическая точность значений $g\Gamma_n$ для резонансов ^{99,101}Ru и ¹⁰⁵Pd в интервале энергий ниже 200 эВ ^{3,4/} была не хуже 2%. Старой проблемой нейтронной спектроскопии является надежное определение радиационных ширин. Метод площадей в применении к данным по пропусканию обычно не дает высокой точности для величины Γ , из которой затем определяется $\Gamma_y = \Gamma - g\Gamma_n/g$. Привлечение данных по радиационному захвату улучшает существенно точность извлечения значений Γ_y , но сопряжено с трудностями, обусловленными необходимостью определения эффективности детектора к гамма-лучам захвата и зависимости потока нейтронов от энергии. Оценки радиационных ширин можно получать также путем анализа кривых пропускания методом формы. Этому способствует то обстоятельство, что сейчас накоплены данные о спинах низкоэнергетических резонансов для большинства нечетных ядер. Применяемая нами программа "Метод формы" позволяет для резонансов с известными спинами извлекать значения радиационных ширин. Причем статистические ошибки Γ в низкоэнергетическом интервале, как показала практика ^{3,4/}, могут быть ниже 10%.

Целью настоящей работы была дальнейшая проверка возможности получения значений Γ_y с достаточно высокой точностью из данных по пропусканию.

2. Для исследований были выбраны резонансы нечетных изотопов Sm и Dy, для которых сведения о радиационных ширинах индивидуальных резонансов практически отсутствовали ^{5,6/}. Мы использовали естественные образцы: окись самария и фтористый диспрозий. Измерения проводились для двух толщин образцов каждого элемента. Использовались 250- и 500-метровые пролетные базы, так что разрешение в бустерном режиме при размножении 200 было около 8 или 16 нс/м. Детали эксперимента и вычисления кривых пропускания были описаны ранее в ^{1,3,4,7/}. Отметим, что статистическая точность пропускания по измерениям на базе 250 м была ~1%, а по измерениям на базе 500 м - не хуже 3%.

Фон определялся по резонансу 132 эВ Со /постоянно находившегося в пучке/ и "черным" резонансам измеряемого образца экстраполяцией по закону $\frac{a}{t} + bt + c$. В спектре, измеренном без образца, фон брался с теми же параметрами, что и в измерениях с образцом, после нормировки его по резонансу кобальта. Анализ кривых пропускания методом формы для данных, полученных на 250-метровой базе, проводился в интервале 5-50 эВ, а для данных, полученных на 500-метровой базе, - в интервале 30-80 эВ. Таким образом, всегда соблюдались такие условия, что ширина функции разрешения /на половине высоты/ была по крайней мере в три раза меньше доплеровской ширины резонансов.

3. В нашей программе для описания пропускания используется сумма брейт-вигнеровских сечений для изолированных уровней с учетом доплеровского уширения. Обычно применяемые доплеровские функции ψ и ϕ заменены в программе функциями U и V - действительной и мнимой частями комплексного интеграла ошибок. Резонансное пропускание имело вид:

$$T_{\text{рез.}}(E) = \int_{E-\delta E}^{E+\delta E} R(E, E') e^{-\sum n_i \sigma_{oi} F_i} dE',$$

где

$$F(x_i, y_i, a_i) = \sqrt{\pi} y_i [U(x_i, y_i) + a_i V(x_i, y_i)],$$

$$x_i = \frac{E - E_{oi}}{\Delta_i}, \quad y_i = \frac{\Gamma_i}{2\Delta_i}, \quad a_i = \frac{2R'}{\lambda_i}.$$

В расчетах использовались следующие подгоночные параметры: E_{oi} , $g\Gamma_{ni}$, Γ_{yi} , радиус потенциального рассеяния R' и величина C , корректирующая нормировку пропускания между резонансами при выделении его резонансной части. Обработка кривых пропусканий проводилась совместно для двух толщин образцов. Функцию разрешения мы моделировали на основе теоретических представлений, исходя из описания формы нейтронного импульса в виде

$$n(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ 1 - e^{-t/\tau}, & 0 < t < t_0, \\ (1 - e^{-t_0/\tau}) e^{-(t-t_0)/\tau}, & t > t_0, \end{cases}$$

и учитывая ширину канала временного анализатора^{1/}.

Из измерений формы нейтронного импульса бустера при разномножении 200 по γ -лучам деления было установлено, что спад интенсивности нейтронов в импульсе описывается экспонентой с $\tau = 4,6 \pm 0,2$ /^{3/}. Ранее проводилась оптимизация τ по минимуму χ^2 подгонкой формы одних и тех же резонансов при разных значени-

ях τ . При этом оптимальные значения τ оказывались равными 4,5-4,75 мкс, т.е. близкими к ожидаемой величине, если оптимизация проводилась по интервалу, на котором доплеровские ширины сравнимы с шириной функции разрешения. Провести же оптимизацию τ на интервалах с хорошим разрешением не удавалось, т.к. варьирование τ от 4 до 6 мкс почти не изменяло χ^2 , которое для всех τ оставалось в норме /-1 на одну точку/. Ранее было также установлено влияние параметров формы нейтронного импульса на вычисляемые параметры резонансов. Изменение длительности электронного импульса t_0 на $\pm 10\%$ практически не сказывается на вычисляемых параметрах, а изменение τ на $\pm 10\%$ может приводить к изменениям $g\Gamma_n$ не более чем на 5%, а Γ_γ - на 10%. Поэтому прежде всего проверялась зависимость расчетов от вариаций значения τ около принятого достоверного значения $\tau = 4,75$ мкс. При этом мы считали, что возможные отклонения от этого значения не могут превышать $\pm 10\%$. В табл. 1 приведены результаты вычислений с разными значениями τ для некоторых резонансов Sm и Dy. Обработка велась интервалами, включающими в себя от 200 до 1300 каналов и от одного до 10 резонансов. Как правило, χ^2 было в норме. Если же χ^2 было больше 1 на точку, то ошибки вычисляемых параметров исправлялись на фактор $(\frac{\chi^2}{m-n})^{1/2}$, где m - число точек на интервале, n - число параметров.

Таблица 1

τ - в мкс; Γ_γ , $g\Gamma_n$ - в МэВ

Ядро-мишень	E_0 , эВ	$\tau = 5,25$		$\tau = 4,75$		$\tau = 4,25$	
		Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$
¹⁴⁹ Sm	14,89	73 \pm 1	3,03 \pm 0,01	78 \pm 1	3,06 \pm 0,01	92 \pm 1	3,11 \pm 0,01
¹⁴⁹ Sm	26,11	85 \pm 3	1,97 \pm 0,02	90 \pm 3	1,96 \pm 0,02	95 \pm 3	1,96 \pm 0,02
¹⁵⁰ Sm	48,00	107 \pm 9	18,2 \pm 0,3	115 \pm 9	18,2 \pm 0,3	123 \pm 9	18,2 \pm 0,3
¹⁶¹ Dy	18,48	112 \pm 1	4,41 \pm 0,01	114 \pm 1	4,39 \pm 0,01	115 \pm 1	4,37 \pm 0,01
¹⁶¹ Dy	38,51	104 \pm 2	9,82 \pm 0,05	110 \pm 2	9,52 \pm 0,04	114 \pm 2	9,39 \pm 0,04
¹⁶¹ Dy	51,68	109 \pm 10	11,8 \pm 0,2	121 \pm 9	11,7 \pm 0,2		

Таблица 2

Параметры нейтронных резонансов самария

$E_{0,2}$ эВ	A	J /8/	Γ_{γ} , мэВ	$g\Gamma_n$, мэВ
14,89	I49	4	78 \pm 5	3,06 \pm 0,05
17,16	I49	4	94 \pm 5	1,21 \pm 0,03
18,34	I47	4	93 \pm 4	36 \pm I
20,59	I50	I/2	62 \pm 5	48 \pm I
23,24	I49	4	72 \pm 9	0,50 \pm 0,02
24,72	I49	4		0,31 \pm 0,10
25,28	I49	3	88 \pm 5	6,80 \pm 0,08
26,11	I49	4	90 \pm 5	1,96 \pm 0,02
27,19	I47	3	84 \pm 7	2,85 \pm 0,02
28,03	I49	3		0,27 \pm 0,10
29,75	I47	3	104 \pm 10	6,7 \pm 0,3
29,90	I49	3		2,0 \pm 0,2
30,8	I49	4	77 \pm 8	5,27 \pm 0,05
32,1	I47	4	86 \pm 10	20,1 \pm 0,6
34,0	I49	4	67 \pm 12	3,08 \pm 0,10
39,7	I47	4	76 \pm 10	38 \pm I
40,2	I49	3	110 \pm 22	10,4 \pm 0,6
40,7	I47	3		1,9 \pm 0,2
41,3	I49	3	109 \pm 9	10,1 \pm 0,2
44,3	I49	4	115 \pm 10	32 \pm I
45,1	I49	4	52 \pm 11	4,95 \pm 0,15
48,0	I50	I/2	115 \pm 9	18,2 \pm 0,3
49,4	I47	4	116 \pm 17	8,6 \pm 0,5
49,7	I49	3		2,8 \pm 0,3
50,5	I49	(3)		0,95 \pm 0,09

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5
51,7	I49	4	77 \pm 8	24 \pm I
57,5	I49	4	128 \pm 12	15,6 \pm 0,4
58,1	I47	3	102 \pm 12	13,7 \pm 0,4
59,7	I49	4	123 \pm 12	27 \pm I
60,9	I49	3		1,8 \pm 0,2
62,2	I49	4	111 \pm 12	18 \pm I
64,8	I49	4		
65,1	I47	4		
68,6	I49	4		8,4 \pm 0,2
70,8	I49	3	115 \pm 10	27 \pm I
72,2	I49	3		3,2 \pm 0,2
73,2	I49	4	158 \pm 20	46 \pm I
74,7	I49	4		8,8 \pm 0,2
75,5	I49	3		12,3 \pm 0,3
76,2	I47	4		9,6 \pm 0,2
76,9	I49	4		2,2 \pm 0,2
79,9	I47	4		1,9 \pm 0,2
83,6	I47	3	77 \pm 28	23 \pm I

Из табл. 1 видно, что имеет место зависимость вычисляемых параметров, особенно Γ_{γ} , от величины g . Причем изменения параметров иногда выходят за пределы их статистических ошибок. Эффект влияния параметров функции разрешения в области хорошего разрешения может показаться неожиданным. По-видимому, этот эффект обусловлен особенностью нашей функции разрешения - наличием экспоненциального "хвоста" в области меньших энергий. В результате ширина функции разрешения для больших $E-E'$ /например, на высоте 0,1 от максимума/ становится сравнимой с доплеровской шириной резонансов или даже больше ее.

Таблица 3

Параметры нейтронных резонансов диспрозия

E_0 , эВ	A	J /g/	Γ_γ , мэВ	$g\Gamma_n$, мэВ
7,74	I6I	3	I07 \pm 4	0,295 \pm 0,006
I4,30	I6I	2	I28 \pm 4	3,6I \pm 0,04
I6,24	I63	3	86 \pm 4	I4,3 \pm 0,3
I6,69	I6I	3	II9 \pm 3	4,73 \pm 0,06
I8,48	I6I	2	II4 \pm 3	4,39 \pm 0,02
I9,67	I63	3	I09 \pm 5	0,5I \pm 0,0I
20,36	I6I	2		
20,43	I60	I/2		
25,2I	I6I	2	I02 \pm 7	0,63 \pm 0,02
29,04	I6I	2	I26 \pm 8	I,54 \pm 0,02
29,9I	I6I	3	II6 \pm 8	0,54 \pm 0,0I
35,77	I6I	3		
35,80	I63	2		
37,70	I6I	3	II8 \pm II	6,64 \pm 0,IO
38,5I	I6I	3	II0 \pm 6	9,5 \pm 0,3
43,27	I6I	3	II9 \pm IO	8,05 \pm 0,20
45,II	I6I	2	I08 \pm 8	8,0 \pm 0,2
50,22	I63	3	73 \pm IO	I,7I \pm 0,IO
50,82	I6I	3	93 \pm I3	2,43 \pm 0,IO
5I,68	I6I	2	II2 \pm I3	II,I \pm 0,2
52,24	I6I	2		0,80 \pm 0,IO
55,18	I6I	2	III \pm I2	4,85 \pm 0,I4
55,88	I63	(3)	I49 \pm IO	I7,2 \pm 0,5
59,02	I63	2	72 \pm I3	5I \pm I
59,58	I6I	2		2,9 \pm 0,6
6I,38	I6I	2	I4I \pm 20	4,56 \pm 0,II
63,62	I6I	3	I05 \pm 2I	2,72 \pm 0,I2

В табл. 2 и 3 приведены конечные результаты обработки. При оценке параметров была сделана выборка значений с учетом статистики в пропускании и лучшего χ^2 при подгонке, а в качестве ошибок приняты отклонения $g\Gamma_n$ и Γ_γ , соответствующие +10%-ным изменениям величины τ около значения 4,75 мкс или обусловленные разбросом вычисляемых параметров в зависимости от других условий расчета, например, длины интервала ΔE и числа резонансов на нем. Использование в качестве ошибок предельных отклонений для разных условий расчета позволяет включить в ошибки параметров также и возможные неучтенные систематические погрешности.

В определении параметров резонансов возможны дополнительные систематические ошибки из-за неправильного учета фона в спектрах, измеренных без образца, поскольку его временная зависимость принималась такой же, как и для фона, полученного в измерениях с образцом. На самом деле наклон фоновых кривых в спектрах с образцом и без образца может быть разным. Однако в случае использования неправильного закона фона в спектрах без образца рассчитанные кривые пропускания имели бы регулярный наклон на участках, свободных от резонансов. Для наших достаточно тонких образцов пропускание между резонансами должно быть постоянно во всем измеряемом энергетическом диапазоне, что всегда и выполнялось. Кроме того, неправильный учет фона приводил бы к несовместимости пропусканий для разных толщин образцов в области каких-либо резонансов, но такие случаи в наших данных отсутствовали. На этом основании мы полагаем, что систематические ошибки, связанные с некорректностью учета фона, существенно меньше ошибок, обусловленных неопределенностью параметров функции разрешения или условий анализа, и могут не приниматься во внимание.

4. Итак, проведенные исследования показали, что из измерений пропускания на нейтронном спектрометре Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ возможно получение параметров резонансов с повышенной точностью. Ошибки $g\Gamma_n$ составляют 1-5%, а ошибки Γ_γ для резонансов в области ниже 25 эВ даже с учетом возможных систематических ошибок не превышают 5%, а в интервале до 50 эВ составляют около 10%. Наши результаты удовлетворительно согласуются с известными данными ^{5,6/}. Значения $g\Gamma_n$ для самария в пределах ошибок совпадают, причем у нас ошибки в несколько раз меньше. Для нескольких резонансов диспрозия /16, 24; 37,7,; 38,51; 43,27/ различия в значениях $g\Gamma_n$ выходят за пределы ошибок. Некоторые резонансы, принадлежащие разным изотопам, в естественных образцах не были разрешены, поэтому параметры этих резонансов не вычислены или определены с худшей точностью.

Таблица 4

Средневзвешенные значения Γ_γ /в мэВ/

Ядро-мишень	Число резонансов	По всем резонансам	Для $J=1+1/2$	Для $J=1-1/2$
^{147}Sm	6	90 \pm 4	89 \pm 5	90 \pm 10
^{149}Sm	10	88 \pm 4	86 \pm 5	94 \pm 7
^{161}Dy	13	115 \pm 2	114 \pm 3	117 \pm 4
^{163}Dy	3	99 \pm 9	99 \pm 9	

Полученные результаты использованы для оценки средних радиационных ширин для каждого изотопа и разных спинов. Средневзвешенные значения Γ_γ по резонансам с энергией ниже 52 эВ представлены в табл. 4. В приведенных оценках $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ каких-либо спиновых эффектов не наблюдается, значения $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ для ^{161}Dy и ^{163}Dy близки к результатам работы ^{8/}. Что касается ^{147}Sm и ^{149}Sm , то наши значения $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ на 30-40% выше значений Γ_γ для самых низких резонансов, приведенных в ^{5/}. Для резонансов ^{147}Sm эти расхождения могут быть обусловлены ошибкой в калибровке данных по радиационному захвату.

Авторы признательны Ю.П.Попову за полезные обсуждения и Л.Г.Поповой за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов А.Б., Шелонцев И.И., Ширикова Н.Ю. ОИЯИ, 3-9742, Дубна, 1976.
2. Федорова Р.Н. и др. ОИЯИ, Б1-11-5190, Дубна, 1970, с.88.
3. Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1979, 29, с.561.
4. Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ОИЯИ, Р3-11013, Дубна, 1977.
5. Mughabghab S.F., Garber D.I. BNL-325, 3rd Ed, v.1, 1973.
6. Lion H.I. et al. Phys.Rev., 1975, 11C, p.462.
7. Попов А.Б., Файков Х., Хван Чер Гу. ЯФ, 1977, 26, с.14.
8. Каржавина Э.Н., Ким Сек Су, Попов А.Б. ОИЯИ, Р3-6237, Дубна, 1972.
9. Каржавина Э.Н. и др. ОИЯИ, Р3-8511, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря 1979 года.