

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

РЗ-86-587

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Э.Монтеро-Кабрера,
С.А.Тележников, Хоанг Тьонг Хиеп

ИЗУЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ
СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА ^{174}Yb
С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ (n, γ)
В ИЗОЛИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

I. Введение

Систематическое изучение свойств γ -распада дискретных высоковозбужденных уровней ядер началось в конце пятидесятых годов /1/. С тех пор были накоплены данные по интенсивности γ -переходов для широкого набора ядер, причем основным источником этой информации служила реакция (n, γ) в изолированных резонансах.

Общие свойства γ -переходов описываются обычно в терминах радиационной силовой функции (РСФ), которая для Е1-переходов определяется как

$$S_{\gamma}^{(J)}(E_{\gamma}) = \frac{\langle \Gamma_{\lambda \gamma f}^{(J)} \rangle}{E_{\gamma}^3 D_{\gamma}}, \quad (1)$$

где $\Gamma_{\lambda \gamma f}^{(J)}$ - парциальная радиационная ширина перехода с высоковозбужденного уровня λ с фиксированным значением спина и четности J^{π} на низколежащий уровень f , E_{γ} - энергия перехода, D_{γ} - среднее расстояние между начальными уровнями с заданными значениями J^{π} .

Уже на раннем этапе исследований РСФ для ее количественного описания Акселем и Бринком /2/ была предложена простая модель, применимая для Е1-переходов, согласно которой ожидаемое значение РСФ не зависит от J и его можно выразить как

$$S_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{\sigma_{GDR}(E_{\gamma})}{3(\pi^2 c)^2 E_{\gamma}}. \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{GDR}(E_{\gamma})$ - сглаженное по энергии полное сечение фотопоглощения, представленное в рамках модели гигантского дипольного электрического резонанса (ГДЭР) в виде лоренциана или суперпозиции двух лоренцианов, соответствующих поперечным и продольным колебаниям заряда ядра.

Имеющиеся данные по РСФ позволяют считать, что модель Акселя-Бринка, в общем, подтверждается /3/, но из-за недостатка данных с полной определенностью говорить об этом еще нельзя.

В целях увеличения объема информации о РСФ ранее нами проведен цикл работ по ее определению для $^{148,150}\text{Sm}$ /4/, $^{153,155,157}\text{Gd}$ /5/ и $^{176,177}\text{Lu}$ /6/. Настоящая работа, посвященная реакции $^{173}\text{Yb}(n, \gamma)$ и ^{174}Yb в изолированных резонансах, является продолжением указанного цикла. Ее составной частью является изучение РСФ. При этом основное внимание в ней уделено анализу свойств радиационной силы тех Е1-переходов, парциальные радиационные ширины ($\Gamma_{\lambda \gamma f}$) которых скоррелиро-

ваны с приведенными нейтронными ширинами (Γ_n^0) резонансов. За исключением работ /6-8/ эта проблема экспериментально не изучалась.

2. Исходные данные

В качестве основной части исходной информации служили экспериментальные данные по интенсивностям первичных γ -переходов из набора изолированных S-резонансов в реакции $^{173}\text{Yb}(n, \gamma) ^{174}\text{Yb}$. Эти данные были получены в измерениях на импульсном быстром реакторе ИБР-30 и использованы при изучении свойств корреляций между ширинами $\Gamma_{\lambda f}$ и Γ_n^0 /8,9/. В набор резонансов входят 9 резонансов с $J^\pi = 2^-$ и с энергиями: 17,6; 31,4; 45,2; 68,9; 76,1; 105,8; 111,1; 124,3 и 145,3 эВ, а также 14 резонансов с $J^\pi = 3^-$ и с энергиями: 4,51; 35,7; 53,5; 58,9; 66,2; 74,5; 96,4; 128,8; 134,8; 168,8; 210,2; 250,6; 256,6 и 307,1 эВ. Интенсивности были определены лишь в относительной шкале, общей для всех резонансов с одинаковыми J^π . Для того чтобы определить РСФ, были проделаны дополнительные измерения, которые позволили нам определить абсолютные интенсивности некоторых выбранных переходов и затем перенормировать интенсивности, использованные в работах /8,9/, в абсолютную шкалу.

Дополнительные измерения проводились по методу, описанному в /10/. Основная идея этого метода заключается в измерении выхода γ -квантов из двухслойной мишени. Первый слой содержит изучаемый изотоп, а второй слой содержит изотоп ^{10}B . Регистрируя выход γ -квантов из возбужденных продуктов реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha) ^7\text{Li}^*$, получаем спектр пропускания нейтронов через исследуемый изотоп, что позволяет определить число захваченных нейтронов. Источником нейтронов был реактор ИБР-30, работающий в бустерном режиме в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40. Применялась двухслойная мишень, содержащая 0,454 г/см² окиси Yb_2O_3 , обогащенной до 88,3% по изотопу ^{173}Yb , и 0,483 г/см² карбида бора. Для регистрации γ -квантов применялся $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор. Разрешающая способность по времени пролета нейтронов составляла 70 нс/м.

Результаты дополнительных измерений для ограниченного набора первичных и вторичных γ -переходов в реакции $^{173}\text{Yb}(n, \gamma) ^{174}\text{Yb}$ приведены в таблице I. В ошибку нормировки включены: ошибка калибровки детектора по эффективности и ошибка определения числа нейтронов, захваченных в данном резонансе.

В процедуре перенормировки использовалась суммарная интенсивность переходов 5831,0 и 5840,6 кэВ из резонанса 17,6 эВ с $J^\pi = 2^-$ и значение для перехода 7387,7 кэВ из резонанса 4,51 эВ с $J^\pi = 3^-$.

Таблица I. Абсолютные интенсивности γ -переходов для изолированных резонансов реакции $^{173}\text{Yb}(n, \gamma) ^{174}\text{Yb}$. Значения интенсивностей выражены в числе испускаемых γ -квантов на 1000 захваченных нейтронов. В скобках указана ошибка нормировки (см. текст).

E_γ (кэВ)	$J^\pi = 2^-$			$J^\pi = 3^-$	
	$E_\lambda = 17,6$ эВ	$E_\lambda = 31,4$ эВ	$E_\lambda = 45,2$ эВ	$E_\lambda = 4,51$ эВ	$E_\lambda = 35,7$ эВ
176,6	199 \pm 9 (12%)	196 \pm 17 (11%)	205 \pm 22 (14%)	333 \pm 13 (12%)	400 \pm 30 (12%)
272,9	14 \pm 2 (12%)	12 \pm 2 (16%)	10 \pm 3 (12%)	54 \pm 3 (12%)	46 \pm 4 (12%)
288,0	45 \pm 2 (10%)	46 \pm 3 (11%)	44 \pm 5 (14%)	70 \pm 4 (10%)	74 \pm 5 (12%)
5606,1				11,4 \pm 1,1 (20%)	
5659,5					70 \pm 5 (20%)
5731,1		27,4 \pm 2,3 (20%)			
5831,0+	33,1 \pm 1,9 (20%)	76 \pm 5 (20%)			
+5840,6					
5903,6				10,1 \pm 1,4 (20%)	6,9 \pm 1,8 (20%)
7211,1				34,8 \pm 1,6 (20%)	
7387,7	3,4 \pm 0,5 (20%)	9,7 \pm 1,0 (20%)		35,5 \pm 1,6 (20%)	4,5 \pm 0,8 (20%)

Указанные резонансы являются наиболее низкими по энергии с соответствующим значением J^π .

Перенормированные интенсивности $I_{\lambda f}$ приведены в виде средних значений $\langle I_{\lambda f} \rangle$ в таблице 2.

3. Экспериментальные результаты по РСФ

На основании интенсивностей $I_{\lambda f}$ вычислялись значения $S_\gamma^{(J)}(E_\gamma)$. При этом использовалось значение полной радиационной ширины $\langle \Gamma_{\lambda f} \rangle = 0,074 \pm 0,005$ эВ /13/. Для параметра D_γ брались $D_2 = 18,1$ эВ и $D_3 = 13,8$ эВ, которые были определены из экспериментального среднего расстояния между S-резонансами $D = 7,8 \pm 0,9$ эВ /13/ при условии, что отношение D_2 / D_3 получено на основании модели ферми-газа.

Таблица 2. Абсолютные интенсивности, усредненные по 9 резонансам с $J^\pi = 2^-$ и по 14 резонансам с $J^\pi = 3^-$. Приведены также данные по энергиям γ -лучей и квантовые характеристики низколежащих уровней ядра ^{174}Yb .

E_γ (кэВ)	Конечный уровень		Структура ^{B)}	$\langle I_{\lambda f} \rangle$ ^{A)}	
	E_f (кэВ)	$J_f^{\pi, \delta)}$		$J_\lambda^\pi = 2^-$	$J_\lambda^\pi = 3^-$
7387,7	77,1	2 ⁺		11,45±0,84	20,63±1,01
7211,1	253,7	4 ⁺			16,20±0,82
5903,6	1561,2	2 ⁺		8,33±0,58	8,90±0,47
5858,3	1606,5	3 ⁺	n5I2↑ + n5I2↓	2,57±0,29	4,67±0,39
5840,6	1624,2	1 ⁺	n5I2↑ - n5I4↓	7,65±0,56	
5831,0	1633,8	2 ⁺	n5I2↑ - n5I0↑ ^{Г)}	23,64±1,59	8,72±0,47
5790,1	1674,7	2 ⁺	n5I2↑ - n5I4↓	5,65±0,71	5,25±0,34
5764,4	1700,4	4 ⁺	n5I2↑ + n5I2↓		1,37±0,22
5755,4	1709,4	3 ⁺	n5I2↑ - n5I0↑ ^{Г)}	18,46±1,28	11,00±0,57
5749,6	1715,2	4 ⁺			6,87±0,40
5731,1	1733,7	3 ⁺	n5I2↑ - n5I4↓	9,40±0,68	3,21±0,27
5659,5	1805,3	4 ⁺	n5I2↑ - n5I0↑ ^{Г)}		8,42±0,44
5606,1	1858,7	4 ⁺	n5I2↑ - n5I4↓		5,97±0,36
5506,5	1958,3	2 ⁺	n5I2↑ - n5I2↑ ^{Г)}	0,96±0,26	2,53±0,27
5448,6	2016,2	2,3 ⁺ д)		2,73±0,33	4,08±0,30
5397,0	2067,8	1 ⁺ д)		2,64±0,33	
5362,9	2101,9	2,3 ⁺ д)		3,36±0,36	2,31±0,26
5353,9	2111,2	4 ⁽⁺⁾ д)			1,53±0,24
5341,8	2123,0	4 ⁺	n5I2↑ - n5I2↑ ^{Г)}		5,47±0,35
5303,7	2161,1	4(2,3) ⁺ д)			1,86±0,42
5301,5	2163,3	2 ⁺		6,42±0,67	2,58±0,42
5292,3	2172,7	2 ⁺		5,07±0,47	4,62±0,34
5227,3	2237,5	4 ⁺ д)			4,89±0,35
5218,1	2246,7	2(3) ⁺ д)		3,87±0,39	3,01±0,27
5208,5	2256,3	2,3 ⁺ д)		2,60±0,35	5,04±0,34
5169,6	2295,2	(2,3) ⁺		3,78±0,39	4,54±0,36
5128,9	2335,9	4 ⁺			3,22±0,28

- A) Абсолютные интенсивности даются в единицах числа испускаемых γ -квантов на 1000 захваченных нейтронов.
 Б) Если не указано иначе, значения взяты из работы /II/.
 B) Приведена лишь для нейтронных двухквартичных уровней; данные по структуре взяты из /II/.
 Г) Сильная примесь этой структуры /I2/.
 Д) Результат настоящей работы, см. текст.

Полученные значения $S_\gamma^{(2)}(E_\gamma)$ представлены на рис. I, где они сопоставлены с предсказаниями модели Акселя-Бринка. Параметры суперпозиции лоренцианов $\sigma_{\text{гор}}(E_\gamma)$ при вычислении модельных значений $S_\gamma(E_\gamma)$ брались из работы по фотоядерным реакциям /I4/. Экспериментальные значения РСФ на рис. I были получены в результате усреднения по 9 резонансам с $J^\pi = 2^-$ и по 14 резонансам с $J^\pi = 3^-$. Значения $S_\gamma^{(2)}(E_\gamma)$ вычислялись для первичных EI-переходов на следующие две группы уровней: уровни, принадлежащие ротационным полосам с нейтронной двухквартичной структурой, и все остальные уровни с $J^\pi = 1^+ + 4^+$, которые раньше независимо наблюдались в реакции (n, γ) на тепловых и квазимоноэнергетических нейтронах с энергией ≈ 2 кэВ /II/. Исчерпывающий список уровней обеих групп приводится в таблице 2, где также указаны значения J^π и структура уровней.

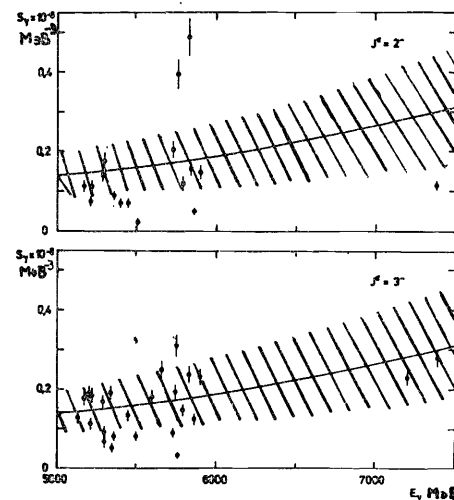


Рис. I. Экспериментальные значения РСФ первичных EI-переходов на уровни ядра ^{174}Yb с нейтронной двухквартичной структурой (темные точки) и остальных EI-переходов (светлые точки). Показанные ошибки соответствуют погрешностям в определении исходных относительных интенсивностей. Кривые получены в расчетах по модели Акселя-Бринка. Заштрихованные полосы соответствуют стандартным пределам флуктуаций Портера-Томаса. Две точки, выброшенные вверх, соответствуют переходам на уровни полос со структурой n5I2↑ - n5I0↑ (см. текст).

Детальный анализ исходных интенсивностей, на которых основаны работы /8,9/, позволил нам в ряде случаев уточнить или заново определить значения J^n уровней (см. табл. 2).

Что касается уровней с нейтронной двухквaziчастичной структурой, то соответствующие ширины $\Gamma_{\lambda f}$ оказались скоррелированными с ширинами $\Gamma_{\lambda n}^0$ /8,9/. Для переходов на остальные уровни корреляция не наблюдалась, и в дальнейшем будем считать, что эти переходы некоррелированы с $\Gamma_{\lambda n}^0$.

Для качественного сопоставления экспериментальных и модельных значений РСФ мы вычисляли при фиксированном J безразмерные величины

$$q_{\lambda f} = 3(\pi \hbar c)^2 \frac{\Gamma_{\lambda f}}{E_\gamma^2 D_J \sigma_{GD R}(E_\gamma)} \quad (3)$$

Очевидно, что, если справедлива модель Акселя-Бринка, ожидаемое значение всех $q_{\lambda f}$ равно единице. Значения $Q = \langle q_{\lambda f} \rangle_f$, полученные в результате усреднения по различным наборам уровней и резонансов, приводятся в таблице 3.

Таблица 3. Значения величин Q и $Q^{(r)}$. У каждого значения приведена ошибка, связанная с погрешностью исходных относительных интенсивностей и с флуктуациями Портера-Томаса; ошибка в круглых скобках принадлежит неопределенности отношения $\langle \Gamma_{\lambda f} \rangle / D$ и неопределенности абсолютизации интенсивностей. В квадратных скобках приведено число пар (λ, f) , по которым проводилось усреднение величин $q_{\lambda f}$.

	Q			Q ^(r)
	Переходы на двухквaziчастичные уровни	Переходы на остальные уровни	Все переходы	
2 ⁻	1,19±0,22 (±0,29) [63]	0,67±0,10 (±0,16) [90]	0,89±0,11 (±0,21) [153]	0,35±0,18 (±0,08)
3 ⁻	0,97±0,12 (±0,22) [140]	0,93±0,10 (±0,22) [210]	0,94±0,08 (±0,22) [350]	0,67±0,18 (±0,15)
2 ⁻ , 3 ⁻	1,04±0,11 (±0,25) [203]	0,85±0,08 (±0,21) [300]	0,93±0,08 (±0,22) [503]	

4. Анализ регрессии

Амплитуду коррелированной ширины $\Gamma_{\lambda f}$ можно представить в виде суммы /15/

$$\Gamma_{\lambda f}^{1/2} = \Gamma_{\lambda f}^{(r)1/2} + \delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Gamma_{\lambda f}^{(r)1/2}$ - амплитуда, флуктуирующая для фиксированных J и f случайно и независимо по нормальному распределению с ожидаемым значением, равным нулю, и $\delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2}$ - коррелированная амплитуда, квадрат которой пропорционален ширине $\Gamma_{\lambda n}^0$, причем коэффициент пропорциональности не зависит от λ . Квадрат первого члена в (4), обозначенный дальше как $\Gamma_{\lambda f}^{(r)}$, можно формально назвать "случайной частью" ширины $\Gamma_{\lambda f}$.

Для понимания механизма радиационного захвата нейтронов важно знать, какая доля теоретически ожидаемой РСФ исчерпывается за счет случайных частей $\Gamma_{\lambda f}^{(r)}$. Ответ на этот вопрос можно получить, анализируя линию регрессии между усредненными величинами $\langle q_{\lambda f} \rangle_f$ и ширинами $\Gamma_{\lambda n}^0$. Фиксируя спин резонанса, ее можно количественно выразить зависимостью

$$\mu = P \Gamma_{\lambda n}^0 + Q^{(r)}, \quad (5)$$

где μ - условное ожидаемое значение величины $\langle q_{\lambda f} \rangle_f$ при заданном значении ширины $\Gamma_{\lambda n}^0$, P и $Q^{(r)}$ - параметры линии регрессии. Стандартное отклонение величины $\langle q_{\lambda f} \rangle_f$ при заданном $\Gamma_{\lambda n}^0$ можно выразить как

$$\sigma = \left[\frac{2 Q^{(r)} (Q^{(r)} + 2 P \Gamma_{\lambda n}^0)}{n} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где n - число уровней f , по которым проводится усреднение. Строго говоря, выражение (6) верно лишь при условии, когда коэффициент линейной корреляции для бесконечного набора пар $(\Gamma_{\lambda f}, \Gamma_{\lambda n}^0)$ при фиксированных J и f не зависит от f и когда таким же свойством обладает и ожидаемое значение величины $\Gamma_{\lambda f}^{(r)}$.

Параметр $Q^{(r)}$ в (5) представляет собой вышеупомянутую долю теоретической РСФ, которая связана с вкладом $\Gamma_{\lambda f}^{(r)}$.

Значения параметра $Q^{(r)}$, полученные на основании анализа регрессии, приводятся в таблице 3. При анализе учитывались не только экспериментальные ошибки, но и портер-томасовские флуктуации величин $\langle q_{\lambda f} \rangle_f$, описываемые стандартным отклонением согласно (6). Анализируются лишь значения $q_{\lambda f}$, принадлежащие первичным E1-переходам на уровни с нейтронной двухквaziчастичной структурой (см. табл. 2). Зависимость между $\langle q_{\lambda f} \rangle_f$ и $\Gamma_{\lambda n}^0$ проиллюстрирована на рис. 2, где также показаны линии регрессии и пределы стандартных флуктуаций величин (заштрихованные области).

5. Обсуждение результатов

На основании результатов, приведенных в табл. 3, можно заключить, что все значения величины Q в целом находятся в удовлетворительном согласии со значением $Q = 1$. Отметим, что лишь в случае некоррелированных ширин $\Gamma_{\lambda f}$ в резонансах с $J^n = 2^-$ наблюдается некоторое заниже-

ние величины Q . Однако, ввиду относительно большой общей ошибки при определении РСФ, вывод о том, что полученный результат $Q = 0,67 \pm 0,10$ ($\pm 0,16$) противоречит модели, с уверенностью сделать нельзя. Таким образом, на данном этапе следует считать, что модель Акселя-Бринка подтверждается экспериментально для ядра ^{174}Yb аналогично выводам, сделанным в /16/, где приведено значение $Q \approx 0,85$ для 48 резонансов и 16 EI-переходов в реакции $^{173}\text{Yb}(n, \gamma)^{174}\text{Yb}$.

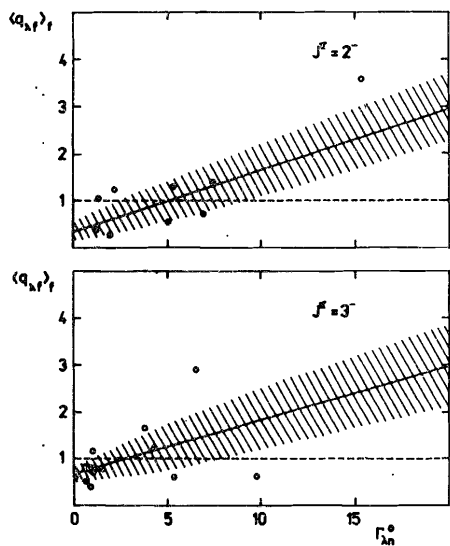


Рис. 2. Зависимость $\langle q_{\lambda f} \rangle_f$ от $\Gamma_{\lambda n}^0$ для резонансов с $J^\pi = 2^-$ и $J^\pi = 3^-$.

Включены лишь значения, соответствующие первичным EI-переходам на уровни ядра ^{174}Yb с нейтронной двухквazi-частичной структурой.

Рассмотрим отношение r двух значений Q , полученных для резонансов с $J^\pi = 2^-$. Первое значение получено для набора коррелированных ширин $\Gamma_{\lambda f}$, а второе - для набора всех остальных исследуемых ширин. При расчете r из табл. 3 ошибки, приведенные в круглых скобках, не учитываются. Полученное значение $r = 1,77$ на основании критерия Фишера позволяет с достоверностью $> 99\%$ отклонить гипотезу о том, что экспериментальные РСФ для коррелированных и остальных γ -переходов описываются общей теоретической РСФ. Более надежно этот вывод можно сделать, используя вместо набора 63 коррелированных ширин $\Gamma_{\lambda f}$ лишь 18, соответствующих EI-переходам из резонансов с $J^\pi = 2^-$ на уровни полосы с $K^\pi = 2^+$ со структурой $n5I2^+ - n5I0^+$, см. табл. 2. В этом случае $r = 3,72$, что позволяет отклонить сформулированную выше гипотезу со статистической достоверностью $99,99\%$. Появление такого яркого эффекта именно для полосы $n5I2^+ - n5I0^+$ представляется не случайным, так как анализ R -корреляции показывает, что указанным 18 ширинам принадлежит высокое значение усредненного коэффициента корреляции

$R = 0,592$. Напомним, что для набора всех коррелированных ширин и набора всех 23 резонансов с $J^\pi = 2^-$ и $J^\pi = 3^-$ получено значение $R = 0,300$ с достоверностью $> 99,99\%$ /8/.

В работе /17/ также наблюдалось усиление переходов на уровни со структурой $n5I2^+ - n5I0^+$, и этот эффект интерпретировался как проявление чувствительности ширин $\Gamma_{\lambda f}$ к квантовому числу K низколежащих уровней. Однако, как показал более детальный анализ /18/, усиление скорее всего связано с конкретной квазичастичной структурой уровней, которая приводит к R -корреляции.

Можно предположить, что за R -корреляцию отвечает какая-то простая компонента в волновой функции высоковозбужденного ядра. Согласно представлениям о формировании и фрагментации ГДЭР /19/ некоторая часть радиационной силы этой компоненты переходит в ГДЭР и затем, вместе с остальной силой ГДЭР, она фрагментируется по отдельным нейтронным резонансам. Обычно считается, что вклад ГДЭР в отдельные ширин $\Gamma_{\lambda f}$ (при фиксированном f) является по своему характеру случайным, т.е. он не скоррелирован с приведенной шириной $\Gamma_{\lambda n}^0$. С этой точки зрения модель Акселя-Бринка должна описывать поведение средних значений случайных частей коррелированных ширин $\langle \Gamma_{\lambda f}^{(r)} \rangle$, причем РСФ, соответствующая среднему значению коррелированных ширин $\langle \Gamma_{\lambda f} \rangle$, должна быть усилена по сравнению с РСФ для некоррелированных ширин $\Gamma_{\lambda f}$. В рамках механизма ГДЭР усиление РСФ и наличие R -корреляции являются следствием того, что ГДЭР отнимает лишь часть радиационной силы вышеупомянутой простой компоненты волновой функции.

Как сказано в пункте "Анализ регрессии", величина $Q^{(r)}$ представляет долю теоретической РСФ, которая связана с вкладом случайных частей $\Gamma_{\lambda f}^{(r)}$ (см. (4)). Из табл. 3 видно, что для обоих наборов резонансов $Q^{(r)} \approx 1$. Если использованное нами выражение (2) с выбранными значениями параметров правильно описывает вклад ГДЭР в γ -распад нейтронных резонансов, то наш результат $Q^{(r)} = 0,35 \pm 0,18$ ($\pm 0,08$) для резонансов с $J^\pi = 2^-$ следует интерпретировать как нарушение случайного характера фрагментации ГДЭР. В качестве предварительной гипотезы можно предположить, что часть радиационной силы простой компоненты, перешедшая в ГДЭР, фрагментируется по отдельным нейтронным резонансам в зависимости от значений их приведенных ширин $\Gamma_{\lambda n}^0$. Если бы вся простая компонента переходила в ГДЭР, тогда было бы $r = 1$. Наблюдение больших значений отношения r указывает на то, что не вся радиационная сила простой компоненты переходит в ГДЭР. Все эти выводы основаны на данных для резонансов с $J^\pi = 2^-$. Данные, относящиеся к резонансам с $J^\pi = 3^-$, хотя и не приводят к аналогичным выводам, в пределах данной точности им не противоречат.

Необходимо отметить, что против случайной фрагментации ГДЭР говорят также данные, полученные при изучении реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)$ ^{155}Gd /7/. Аргументы, свидетельствующие об усилении РСФ для коррелированных ширин, были недавно найдены при анализе реакции $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)$ ^{177}Lu /6/.

Результаты, представленные в табл. 3, позволяют сделать вывод о том, что значения Q для резонансов с $J^\pi = 2^-$ и $J^\pi = 3^-$ компаунд-ядра ^{174}Yb полностью совместимы с предположением о спиновой независимости РСФ. Аналогичный вывод был сделан в случае компаунд-ядер ^{148}Sm /4/ и ^{176}Lu /6/.

В заключение можно констатировать, что в изучаемой реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)$ ^{174}Yb поведение некоррелированных ширин $\Gamma_{\text{нр}}$ удовлетворительно описывается моделью Акселя-Бринка. В случае коррелированных ширин $\Gamma_{\text{кр}}$ удалось впервые наблюдать достоверные эффекты нарушения случайной фрагментации ГДЭР совместно с усилением РСФ за счет R -корреляции.

Авторы благодарят А.Б.Попова и Ю.П.Попова за полезные обсуждения.

Литература

1. Hughes D.J., Zimmerman R.L. Phys. Rev. Lett., 1959, 2, p.505.
2. Axel P. Phys. Rev., 1962, 126, p.671. Brink D.M. Argonne Nat. Lab. Report ANL-6797, Argonne, 1963, p.194.
3. Mc Cullagh C.M., Stelts M.L., Chrien R.E. Phys. Rev., 1981, C23, p.1394.
4. Бечварж Ф., Монтеро-Кабрера М.Э., Риголь Х., Тележников С.А., Хоанг Тьонг Хиен. Препринт ОИЯИ, РЗ-86-479, Дубна, 1986.
5. Бечварж Ф., Монтеро-Кабрера М.Э., Тележников С.А., Хоанг Тьонг Хиен. В кн.: Ядерная спектроскопия и структура ядра. Тезисы докладов XXXVI совещания. "Наука", Л., 1986, с.306.
6. Бечварж Ф., Монтеро-Кабрера М.Э., Тележников С.А., Хоанг Тьонг Хиен. Препринт ОИЯИ, РЗ-86-559, Дубна, 1986.
7. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Тележников С.А. ЯФ, 1981, 34, с.1158.
8. Becvar F. In: Neutron Induced Reactions. Proc. Euro physics. Top. Conf., Smolenice, Czechoslovakia, 1982, p.171.
9. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Стадников Т., Тележников С.А. ЯФ, 1981, 33, с.3; Aldea L., Becvar F., Honzatko J., et al. Czech. J. Phys., 1977, B27, p.1002.
10. Бечварж Ф., Монтеро-Кабрера М.Э., Поспишил С., Тележников С.А. ЯФ, 1986, 44, с.3.

11. Greenwood R.C., Reich C.W. Phys. Rev., 1981, C23, p.153.
12. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
13. Mughabghab S.F. Neutron Cross Sections. v.1, Part B., Academic Press, New York, 1984.
14. Gurevich G.M., Lazareva L.E., Mazur V.M., Merkulov S.Yu., Solodukhov G.V., Tyutin V.A. Nucl. Phys., 1981, A351, p.257.
15. Krieger T.J., Porter C.E. J. Math. Phys., 1963, 4, p.1272.
16. Raman S. In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Inst. Phys. Conf. Series No 62, London, 1982, p.357. Raman S., Shahal O., Slaughter G.G. Phys. Rev., 1981, C23, p.2794.
17. Shahal O., Raman S., Slaughter G.G., Coceva C., Stefanon M. Phys. Rev., 1982, C25, p.1283.
18. Becvar F. In: Capture γ -Ray Spectroscopy and Related Topics-1984. Am. Inst. of Phys. Conf. Proc. No 125, New York, 1985, p.345.
19. Gyarmati B., Lane A.M., Zimanyi J. Phys. Lett., 1974, 50B, p.316. Lane A.M. In: Inter. Symp. on Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy, Petten, 1974, p.31.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 августа 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бечварж Ф. и др.

P3-86-587

Изучение радиационной силовой функции ядра ^{174}Yb с помощью реакции (n, γ) в изолированных резонансах

На реакторе ИБР-30 методом времени пролета измерены спектры γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов ядрами ^{173}Yb в изолированных резонансах. Получены абсолютные интенсивности переходов. Из комбинации результатов настоящей работы и опубликованных данных определена радиационная силовая функция ядра ^{174}Yb . Полученные значения радиационной силовой функции сравниваются со значениями, ожидаемыми по лоренцевской экстраполяции гигантского дипольного электрического резонанса. Значения РСФ, усредненные по разным наборам резонансов и по наборам коррелированных и некоррелированных переходов, указывают на нарушение строго случайной фрагментации гигантского резонанса. Подтверждена спиновая независимость радиационной силовой функции для ^{174}Yb .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Becvar F. et al.

P3-86-587

Investigation of ^{174}Yb Photon Strength Function by means of (n, γ) Reaction in Isolated Resonances

Spectra of γ -rays following the neutron capture by ^{173}Yb at isolated resonances were measured by means of the time-of-flight method at the IBR-30 reactor. Absolute intensities of some transitions have been obtained. Combining the results of this work and published data photon strength function of ^{174}Yb has been determined. The obtained values of this function are compared with those expected by lorentzian extrapolation of the giant dipole resonance. Mean values of PSF for samples of correlated and non-correlated transitions from different resonances indicate a possible violation of random fragmentation of giant resonance. Independence of photon strength function on resonance spin is confirmed for ^{174}Yb .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986