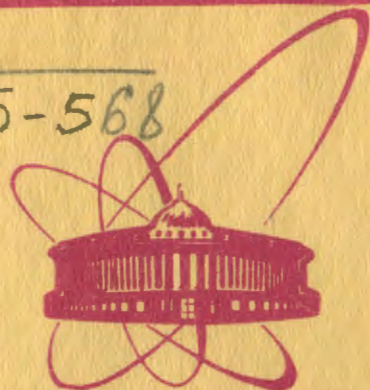


Б-568



е
7

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2274/2-81

11/5-81
P3-80-864

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралик,
Нгуен Данг Нюан, С.А.Тележников

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$
В ИЗОЛИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в ЯФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей настоящей работы является изучение особенностей корреляции между парциальными радиационными ширинами и приведенными нейтронными ширинами s -резонансов в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$. Предварительные результаты, касающиеся этой проблемы, приведены в работе ^{1/}, где представлены данные нашего анализа корреляции и для других деформированных ядер.

Наиболее четкие эффекты корреляции ширин наблюдались в реакции захвата нейтронов в изолированных p -резонансах ядрами в массовой области $A = 90-100$ ^{2/}. Эти эффекты удалось в определенной мере объяснить в рамках модели валентного нейтрона ^{3/}. Статистически достоверные эффекты корреляции наблюдались также при захвате нейтронов в s -резонансах деформированными ядрами с нечетным числом нейтронов ^{173}Yb ^{4,5/} и ^{167}Er ^{6/}, т.е. даже в тех случаях, когда вклад механизма валентного нейтрона должен быть существенно понижен. Однако в работах ^{1,5,6/} эти неожиданные случаи корреляции ширин удалось качественно объяснить в рамках квазичастично-фононной модели Соловьева ^{7/}. Самыми убедительными аргументами в приведенных выше примерах в пользу такого объяснения являются два эффекта:

1/ наличие корреляции между парциальными радиационными ширинами и приведенными нейтронными ширинами для тех парциальных радиационных ширин, которые соответствуют $E1$ -переходам на уровне ядра-продукта с сильной нейтронной двухквазичастичной компонентой (s_0, s_f), где s_0 - одноквазичастичное основное состояние ядра-мишени и s_f - любое одноквазичастичное состояние с отрицательной четностью;

2/ отсутствие корреляции для парциальных радиационных ширин, соответствующих переходам на остальные уровни.

Что касается захвата нейтронов четно-четными деформированными ядрами, кроме предварительных результатов ^{1/} по изучаемой здесь реакции, до настоящего времени нет других надежных сведений о существовании корреляции между ширинами. Однако, с другой стороны, квазичастично-фононная модель ^{7/} предсказывает некоторые конкретные случаи корреляций ширин, характерные именно для захвата нейтронов четно-четными деформированными ядрами. Так, согласно модели ^{7/} больших эффектов корреляции между парциальными радиационными ширинами и приведенными нейтронными ширинами следует ожидать для $E1$ -переходов из

резонансов на нейтронные одноквазичастичные уровни, в то время как E1-переходы на уровни типа "одна квазичастица + фонон" должны обладать уменьшенной корреляцией. Ввиду этой специфики очевидно, что в целях более детальной проверки квазичастично-фононной модели /7/ изучение захвата нейтронов ядрами ^{154}Gd представляет интерес.

Значительную часть настоящей работы занимает также определение энергий и значений J^π низколежащих уровней ядра ^{155}Gd . В этой связи необходимо констатировать, что эта работа является пока единственной, которая посвящена изучению реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$ в изолированных резонансах.

2. ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Измерения проводились на импульсном быстром реакторе ИБР-30, работающем в качестве бустера в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40.

Образец весом 29,7 г из окиси Gd_2O_3 , обогащенной до 55% по изотопу ^{154}Gd , был упакован в виде пластинки размером $6,5 \times 9,0$ см² и находился на расстоянии 50 м от активной зоны реактора в пучке нейтронов. Угол между осью пучка и нормалью пластинки образца был равен 45°.

Гамма-кванты регистрировались коаксиальным $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с чувствительным объемом 20 см³. Ось детектора была перпендикулярна к оси пучка нейтронов, и угол между ней и нормалью образца составлял также 45°. Для уменьшения влияния рассеянных нейтронов между образцом и $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором помещался фильтр из $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$. Калибровка эффективности детектора проводилась с помощью γ -квантов из источника ^{226}Ra и реакции $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ на тепловых нейтронах.

Энергия захватившихся нейтронов определялась методом времени пролета с разрешением 70 нс/м.

Двухмерная информация о времени пролета и об энергии γ -квантов каждого зарегистрированного события поступала в виде 24-разрядных слов в ЭВМ PDP-11/20, где проводился ее предварительный отбор и обеспечивалось ее временное хранение. Для уменьшения объема информации накапливались лишь те события, для которых энергия γ -квантов была либо ниже 400 кэВ, либо выше 4200 кэВ. После накопления каждых 2048 "полезных" событий информация из ЭВМ выдавалась на магнитную ленту. Окончательная сортировка всей информации проводилась на ЭВМ ЕС-1010. Методика накопления и сортировки информации описана в /8-10/.

В результате сортировки были получены спектры из 15 изолированных резонансов ядра ^{154}Gd с энергиями 11,58; 22,33; 47,07; 49,50; 65,06; 76,12; 100,7; 105,6; 124,0; 139,2; 148,4;

164,5; 170,4; 211,0 и 224,0 эВ. Границы по времени пролета для этих резонансов размечались по спектру времени пролета для выхода γ -квантов, принадлежащих переходу 105,31 кэВ в реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$. Этот спектр показан на рис.1а. Необходимо отметить, что при данном обогащении образца любой другой спектр по времени пролета без дискретного отбора энергий γ -квантов содержит большое число резонансов от остальных изотопов Gd, что сильно искажает информацию о размещении некоторых резонансов изучаемого изотопа. Это можно заметить на примере интегрального спектра, приведенного на рис.1б.

Типичные примеры мягкой и жесткой частей γ -спектров, полученных из изолированных резонансов, показаны на рис.2 и 3.

Отдельные γ -спектры обрабатывались на ЭВМ CDC-6500 по программам SPANAL и LINFIT¹¹.

В мягкой части γ -спектров было найдено 38 пиков, принадлежащих вторичным переходам в реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$. Энергии этих переходов даны в табл.1, где также приведены соответствующие интенсивности, полученные при обработке γ -спектра резонанса 22,33 эВ.

Этот резонанс является наиболее сильным не только по абсолютному сечению, но - при учете эффекта Допплера - и по значению полного сечения в максимуме; для него $n\sigma_0\psi(\beta, 0) = 7,91$.

Таким образом, в случае этого резонанса захват нейтронов происходит в максимальной мере на поверхности образца. Благодаря этому, для энергий $E_\gamma > 150$ кэВ можно пренебречь влиянием самопоглощения γ -квантов в образце. По этим причинам в настоящем измерении γ -спектр резонанса 22,33 эВ представляет собой наиболее надежную информацию по вторичным переходам.

При анализе жесткой части γ -спектров было найдено 35 первичных переходов с энергией $E_\gamma > 4300$ кэВ. Каждый из этих переходов достаточно четко проявлялся хотя бы в одном из резонансов. При вычислении интенсивностей первичных переходов площадь пика вторичного перехода 262,3 кэВ служила для нормировки на число захваченных нейтронов.

Энергии и усредненные по всем 15 резонансам интенсивности первичных переходов приведены в колонках 2 и 3 табл.2. Символом $I_{\lambda f}$ здесь и дальше обозначается интенсивность перехода из резонанса λ на уровень f .

Набор интенсивностей первичных переходов из отдельных резонансов на уровне с известной структурой приводится в табл.3. Здесь представлены приведенные интенсивности $I_{\lambda f}^0$, у которых устранена систематическая зависимость от энергии γ -квантов E_γ .

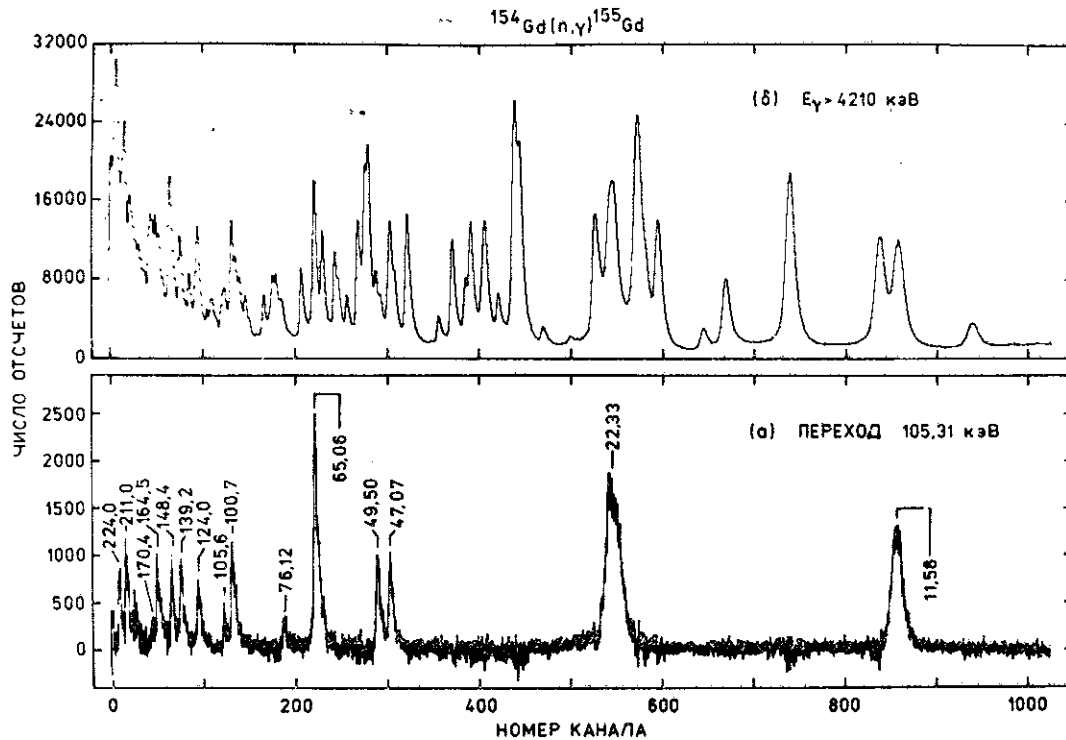


Рис.1. а/ Спектр, измеренный по времени пролета нейтронов, для выхода γ -квантов дискретной энергии, принадлежащих реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$; над резонансами ^{154}Gd показаны их соответствующие энергии в эВ; б/ интегральный спектр для выхода жестких γ -квантов, ширина канала - 1 мкс.

$^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$ - РЕЗОНАНС 22,33 эВ

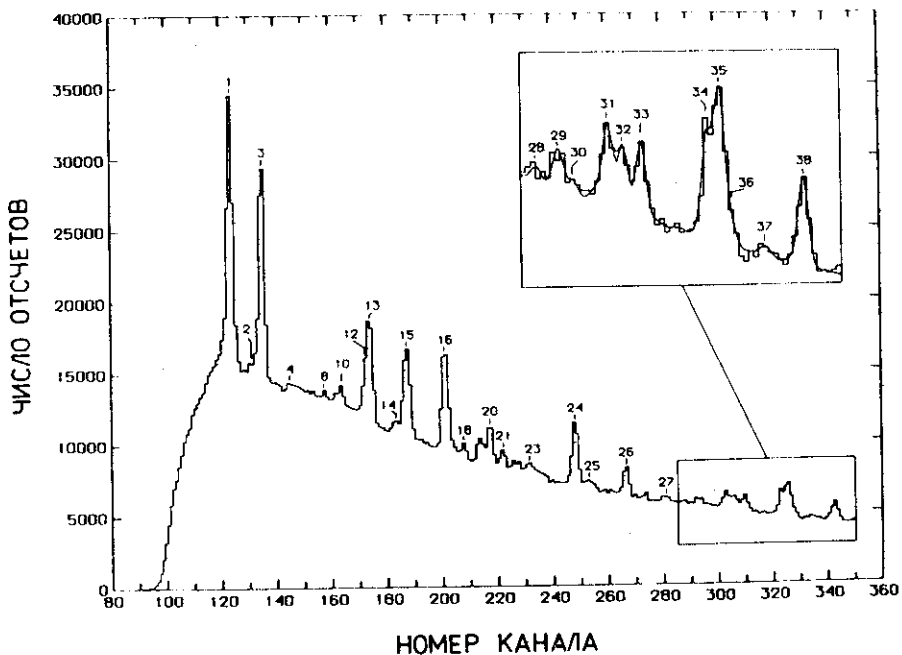


Рис. 2. Низкоэнергетическая часть спектра γ -квантов для изолированного резонанса 22,33 эВ ядра ^{154}Gd ; нумерация отдельных линий совпадает с нумерацией в табл. 1.

Они определены как

$$I_{\lambda f}^{\circ} = \frac{C \cdot I_{\lambda f}}{E_{\gamma}^2 \cdot \sigma_{\gamma \text{abs}}(E_{\gamma})} \quad //1/$$

где $\sigma_{\gamma \text{abs}}(E_{\gamma})$ - сглаженное по энергии сечение поглощения γ -квантов ядром в основном состоянии и C - нормировочный фактор. Устранение энергетической зависимости вытекает из принципа детального равновесия и из гипотезы Бринка^{/15/}. Сечение $\sigma_{\gamma \text{abs}}(E_{\gamma})$ вычислялось по модели гигантского дипольного электрического резонанса с использованием параметров, приведенных в работе^{/16/}.

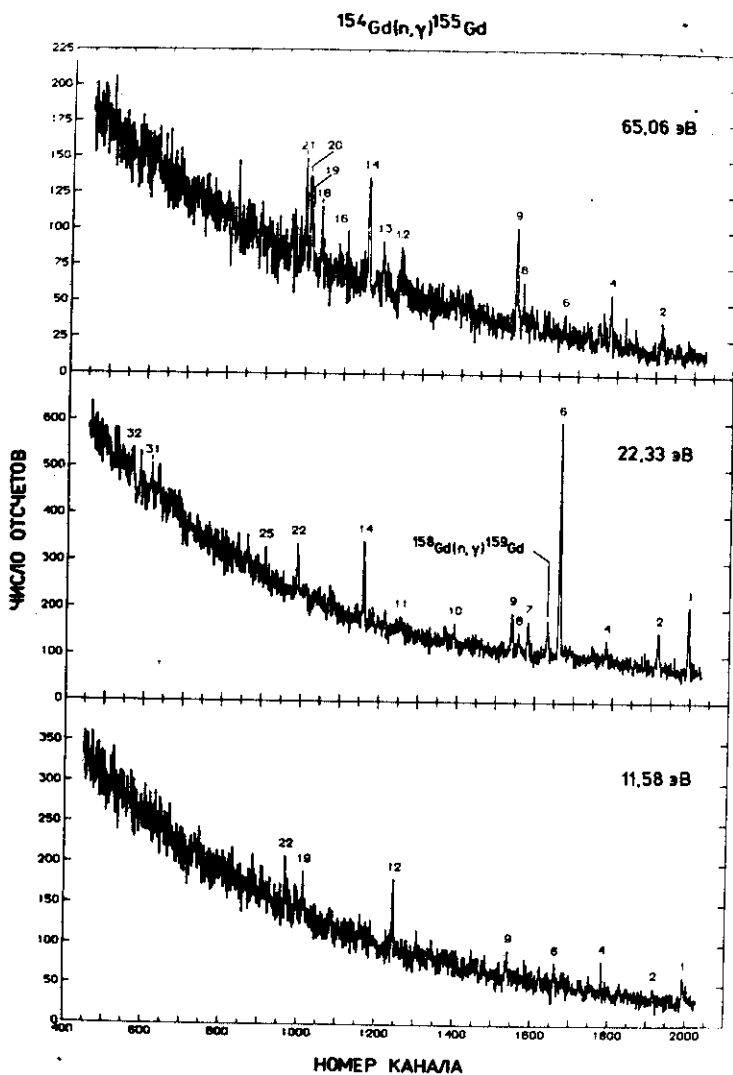


Рис.3. Примеры высокоэнергетической части спектров γ -квантов для трех изолированных резонансов в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$; нумерация линий совпадает с нумерацией в табл.2 и 4.

Таблица 1

Энергии и интенсивности низкоэнергетических γ -переходов в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$, наблюдаемых в изолированном резонансе 22,33 эВ. В колонках 4 и 5 приведены энергии начального и конечного уровней ядра ^{155}Gd , которым приписывается данный переход

№ линии	E_{γ} (кэВ)	$I_{\gamma}^a)$	$E_i^{\sigma)}$ (кэВ)	$E_f^{\sigma)}$ (кэВ)
1	2	3	4	5
1	$86,8 \pm 0,3^B)$	$180,2 \pm 1,4$	86,55	0
2	$95,0 \pm 0,3$	$11,5 \pm 1,3$		
3	$105,3 \pm 0,3^B)$	$155,7 \pm 1,6$	105,32	0
4	$120,1 \pm 0,4$	$5,8 \pm 1,2$		
5	$124,2 \pm 0,3$	$7,6 \pm 1,2$		
6	$129,3 \pm 0,4$	$6,2 \pm 1,3$		
7	$133,8 \pm 0,4$	$7,2 \pm 1,3$		
8	$139,4 \pm 0,3$	$11,0 \pm 1,4$		
9	$145,8 \pm 0,3$	$10,0 \pm 1,3$		
10	$149,3 \pm 0,2$	$20,4 \pm 1,4$	266,62	117,99
11	$154,6 \pm 0,5$	$7,5 \pm 1,4$		
12	$161,3 \pm 0,2$	$27,8 \pm 1,7$	{ 427,21 266,62	{ 266,62 105,32
13	$163,2 \pm 0,1$	$90,3 \pm 1,8$	268,57	105,32
14	$175,3 \pm 0,4$	$8,7 \pm 1,3$	321,36	146,08
15	$181,0 \pm 0,1$	$99,8 \pm 1,5$	{ 266,62 286,96 268,57	{ 86,55 105,32 86,55
16	$199,5 \pm 0,1$	$120,7 \pm 1,7^D)$	286,96	86,55
17	$202,5 \pm 0,8$	$16,3 \pm 1,9$	321,36	117,99
18	$208,3 \pm 0,4^B)$	$12,4 \pm 1,3$	{ 326,04 268,57	{ 117,99 60,02
19	$216,4 \pm 0,2$	$26,6 \pm 1,4$	321,36	105,32
20	$220,9 \pm 0,1$	$49,3 \pm 1,5$	326,04	105,32
21	$227,3 \pm 0,3$	$21,7 \pm 1,4$	286,96	60,02

Продолжение табл.1

1	2	3	4	5
22	234,2±0,6	14,6±1,4	321,36	86,55
23	240,2±0,4	18,7±1,4	326,04	86,55
24	262,3±0,1	100,0±1,8	367,70	105,32
25	268,9±0,6	14,4±1,5	268,57	0
26	286,9±0,1	49,0±1,7	286,99	0
27	306,4±0,5	10,8±1,7		
28	316,5±0,8	6,5±1,7		
29	322,6±0,4	18,0±1,8 ^а)	427,21	105,32
30	326,6±0,8	7,2±1,8		
31	336,3±0,2	37,8±2,0		
32	340,4±0,3	31,8±2,0	427,21	86,55
33	345,5±0,2	36,8±2,0	346,06	0
34	363,8±0,3	50,2±2,2	450,60	86,55
35	367,4±0,1	81,0±2,4	{ 427,21 367,60	{ 60,02 0
36	370,3±0,4	14,8±2,2	488,69	117,99
37	380,1±1,6	5,4±2,0		
38	391,3±0,2	51,9±2,4		

^а Интенсивности даны в относительных единицах с нормировкой $I_{\gamma} = 100$ для перехода 262,3 кэВ. Не учтено влияние самопоглощения γ -лучей в мишени.

^б Значения энергий уровней взяты из работы /12/.

^в Переход наблюдался в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ на тепловых нейтронах /13/.

^г Сильный вклад перехода 199,25 кэВ в реакции $^{155}\text{Gd}(n, \gamma)^{156}\text{Gd}$.

^д При распаде ^{155}Gd /12/ наблюдался дублетный переход с энергией $E_{\gamma} = 321,83$ кэВ; поэтому переходу 427,1 кэВ + 105,32 кэВ, возможно, принадлежит только часть наблюдаемой интенсивности.

Таблица 2

Результаты определения четности уровней ядра ^{155}Gd .
 Значение четности, заключенное в скобках, обозначает, что оно приписывается со статистической достоверностью $>99\%$; значение без скобок приписывается с достоверностью $>99,9\%$. Значения интенсивностей даны в тех же единицах, как в таблице 1

№	E_{γ} (кэВ)	E_{β} (кэВ)	Анализ усредненных интенсивностей		Анализ интенсивностей в отдельных резонансах ^a		
			$\langle I_{\lambda f} \rangle_{\lambda}$	π	E_{λ} (кэВ)	$I_{\lambda f}$	π
1	2	3	4	5	6	7	8
I	6435,6	0	$18,4 \pm 1,9$	-	22,33	$32,8 \pm 1,7$	-
2	6329,5	106,1	$2,9 \pm 2,0$	+			
3	6166,2	269,4	$-1,0 \pm 1,9$	+			
4	6148,4	287,2	$15,7 \pm 2,1$	-	47,07	$49,8 \pm 6,7$	-
5	6006,2	429,4	$1,4 \pm 1,9$	+			
6	5984,5	451,0	$22,7 \pm 2,2$	-	22,33	$108,3 \pm 2,7$	-
7	5876,1	559,5	$11,2 \pm 2,2$	-	124,0	$51,3 \pm 8,7$	-
8	5842,8	592,7	$11,7 \pm 2,3$	-	139,18	$71,8 \pm 5,6$	-
9	5820,2	615,4	$17,3 \pm 2,3$	-	124,0	$47,1 \pm 8,7$	-
10	5620,3	815,3	$7,7 \pm 2,3$	(-)			
11	5434,5	1001,1	$6,9 \pm 2,5$				
12	5422,3	1013,3	$16,5 \pm 2,6$	-			
13	5354,5	1081,1	$9,1 \pm 2,6$	(-)	65,06	$15,9 \pm 2,6$	(-)
14	5305,0	1130,6	$10,7 \pm 2,5$	-			
15	5295,4	1140,2	$7,6 \pm 2,6$	(-)	76,12	$63,4 \pm 17,1$	(-)
16	5202,0	1233,6	$7,3 \pm 2,7$				
17	5187,8	1247,8	$4,6 \pm 2,7$				
18	5141,4	1294,2	$5,9 \pm 2,7$		65,06	$17,5 \pm 3,0$	(-)
19	5108,9	1326,6	$-0,1 \pm 2,7$				
20	5101,7	1333,9	$8,1 \pm 2,7$	(-)	65,06	$34,1 \pm 3,4$	-
21	5084,9	1350,7	$8,9 \pm 2,8$	(-)	65,06	$34,5 \pm 3,4$	-
22	5075,5	1360,0	$10,0 \pm 2,8$	(-)	22,33	$21,0 \pm 2,0$	-
23	5046,5	1389,1	$3,1 \pm 3,0$		11,58	$19,3 \pm 3,5$	(-)
24	5036,3	1399,3	$4,6 \pm 3,5$				
25	4962,7	1472,8	$4,5 \pm 3,0$				

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8
26	4902,0	I533,6	2,0 \pm 2,9				
27	4885,4	I550,2	0,9 \pm 2,9		I48,43	39,5 \pm II,5	(-)
28	4674,4	I76I,2	5,3 \pm 2,7				
29	4637,6	I797,9	6,7 \pm 3,4		49,50	30,9 \pm 8,5	(-)
30	46I3,7	I82I,8	9,2 \pm 3,4	(-)			
3I	459I,9	I843,7	3,2 \pm 3,4		22,33	I5,2 \pm 2,5	-
32	4500,0	I935,6	-I,0 \pm 3,5		22,33	I2,8 \pm 2,6	(-)
33	4447,7	I987,9	-0,4 \pm 3,6		II,58	I8,5 \pm 4,3	-
34	4356,0	2079,6	6,3 \pm 3,8		22,33	II,0 \pm 2,8	(-)

^a Здесь E_λ - энергия резонанса; приводятся значения E_λ и $I_{\lambda f}$ для того резонанса λ , в котором $I_{\lambda f}$ наиболее достоверно превышает ожидаемое значение интенсивности для M1-перехода.

Таблица 3

Приведенные интенсивности переходов $I_{\lambda f}^0$ для набора 15 резонансов и 5 уровней ядра ^{155}Gd с известной структурой. Среднее значение по всему набору 75 интенсивностей нормировано на единицу

		$I_{\lambda f}^0$				
E_λ (эВ)	E_f (кэВ): J ^π : Структура ^a :	0 3/2 ⁻ n[52I]f	287,2 3/2 ⁻ {n[532]†}	559,5 I/2 ⁻ {n[52I]†,2*}	592,7 3/2 ⁻ {n[52I]†,0*}	6I5,4 3/2 ⁻ {I52I]†,2*}
1		2	3	4	5	6
II,58		0,44 \pm 0,08	0,59 \pm 0,II	0,03 \pm 0,13	0,04 \pm 0,15	0,78 \pm 0,17
22,33		I,55 \pm 0,28	0,64 \pm 0,09	I,00 \pm 0,12	0,52 \pm 0,12	I,20 \pm 0,13
47,07		I,30 \pm 0,23	2,68 \pm 0,36	0,05 \pm 0,33	-0,43 \pm 0,36	I,24 \pm 0,43
49,50		0,19 \pm 0,16	-0,27 \pm 0,2I	-0,03 \pm 0,30	0,01 \pm 0,34	-0,20 \pm 0,32
65,06		0,03 \pm 0,07	I,22 \pm 0,14	-0,02 \pm 0,16	0,67 \pm 0,20	2,66 \pm 0,25
76,12		I,96 \pm 0,59	I,74 \pm 0,74	2,03 \pm I,03	-I,16 \pm 0,88	-0,17 \pm 0,98
100,7		3,53 \pm 0,30	0,66 \pm 0,28	0,15 \pm 0,34	3,29 \pm 0,48	2,49 \pm 0,48
105,6		0,36 \pm 0,46	I,00 \pm 0,76	-0,10 \pm 0,83	0,67 \pm 0,98	-0,10 \pm 0,90
124,0		I,58 \pm 0,35	0,38 \pm 0,38	3,80 \pm 0,63	0,55 \pm 0,58	3,64 \pm 0,68
139,2		0,37 \pm 0,2I	0,62 \pm 0,30	I,43 \pm 0,44	5,70 \pm 0,59	I,67 \pm 0,46
148,4		0,31 \pm 0,32	I,82 \pm 0,48	-0,08 \pm 0,53	0,53 \pm 0,62	3,28 \pm 0,72
164,5		0,38 \pm 0,22	0,24 \pm 0,30	-0,32 \pm 0,37	I,16 \pm 0,47	0,54 \pm 0,46
170,4		0,13 \pm 0,73	0,56 \pm I,05	3,44 \pm I,42	I,55 \pm I,53	2,45 \pm I,55
2II,0		0,84 \pm 0,33	0,24 \pm 0,42	I,03 \pm 0,62	-0,25 \pm 0,64	0,11 \pm 0,64
224,0		0,93 \pm 0,45	I,34 \pm 0,63	0,70 \pm 0,82	2,00 \pm 0,95	0,93 \pm 0,93

^a Работа /14/

3. СИСТЕМА НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{155}Gd

Можно предположить, что все наблюдаемые первичные переходы являются дипольными и что все изучаемые резонансы - s-резонансами. Таким образом, уровням ядра ^{155}Gd , заселяемым в нашем эксперименте первичными переходами, следует приписать спин $J=1/2$ или $J=3/2$.

На основании анализа усредненных интенсивностей $\langle I_{\lambda f} \rangle_{\lambda}$ и интенсивностей $I_{\lambda f}$ для отдельных резонансов в ряде случаев удалось определить четность уровней. Этот анализ был основан на следующих предположениях:

1/ интенсивности E1- и M1-переходов в отдельных резонансах флуктуируют по χ^2 -распределению с числом степеней свободы $\nu=1$;

2/ энергетическую зависимость ожидаемых значений интенсивностей E1-переходов можно описать фактором $E_{\gamma}^2 \sigma_{\gamma \text{ abs}} (E_{\gamma})$;

3/ ожидаемое значение интенсивности M1-переходов в исследуемой области энергий в 7 раз меньше, чем аналогичное значение для E1-переходов [17].

Для несмещенной оценки ожидаемых значений интенсивностей E1-переходов в качестве исходной информации брались усредненные интенсивности переходов на хорошо известные уровни 0; 287,2; 559,5; 592,7; 615,4 и 1013,3 кэВ со спином и четностью $J^{\pi}=1/2^{-}$ или $3/2^{-}$.

При анализе четности каждого из наблюдаемых уровней в качестве нулевой гипотезы выдвигалось предположение, что четность уровня положительная. Статистическая достоверность, в рамках которой можно отклонить эту гипотезу, вычислялась методом Монте-Карло с корректным учетом ошибок экспериментальных интенсивностей. Результаты представлены в колонках 5 и 8 табл. 2.

Результаты по энергиям и значениям π уровней ядра ^{155}Gd сопоставлены в табл. 4 с результатами других работ.

В работе по распаду ^{155}Tb [12] был введен уровень 423,2 кэВ ядра ^{155}Gd с $J^{\pi}=1/2^{-}$. Однако в спектрах γ -лучей в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ на нейтронах с энергиями 2 и 24,5 кэВ [19,20], так же, как и в наших спектрах, не наблюдалось первичного перехода на этот уровень. "Наблюдаемая" интенсивность перехода на уровень 423,2 кэВ во всех наших спектрах совместима с нулевой истинной интенсивностью и ни в одном случае не превышает 2,5 стандартных ошибок. При данной точности измерения и учета флуктуаций Портера-Томаса вероятность такого слабого проявления первичного E1-перехода на уровень 423,5 кэВ, если такой переход существует, равна 0,08%.

В работе по вторичным переходам в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ на тепловых нейтронах [14] уровню 423,2 кэВ приписывается $J^{\pi}=5/2^{-}$ и структура $n[530]^+$. Из двух имеющихся альтернатив, т.е.

Таблица 4

Сопоставление результатов по определению спина и четности уровней ядра ^{155}Gd с результатами других работ

Настоящая работа			Роспад $^{155}\text{Tb}^{12/}$		$(d, p)^{21/}$		$(n, \gamma)^{14/}$		$(n, \gamma)^{19, 20/}$			Выводы		
ν	E_{ν} (кэВ)	J^{π}	E_{ν} (кэВ)	J^{π}	E_{ν} (кэВ)	J^{π}	E_{ν} (кэВ)	J^{π}	E_{ν} (кэВ)	J	π	J	π	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	6345,6	0	-	0	$3/2^{-}$	0	$3/2^{-}$	0	$3/2^{-}$	0	$1/2, 3/2$	-	$1/2$	-
2	6329,5	106,1	+	165,32	$3/2^{+}$	165,3	$3/2^{+}$	165,31	$3/2^{+}$	115	$1/2, 3/2$	+	$3/2$	+
3	6166,2	269,4	+	268,97	$3/2^{+}$	267	$3/2^{+}$	268,57	$3/2^{+}$	268	$1/2, 3/2$	+	$3/2$	+
4	6148,4	267,2	-	266,96	$3/2^{+}$			267,64	$3/2^{+}$	266	$1/2, 3/2$	+	$3/2$	+
				367,60	$1/2^{+}$	367	$1/2^{+}$	367,63	$1/2^{+}$	366	$1/2, 3/2$	+	$3/2$	+
				423,2	$1/2^{+}$	423	$1/2^{+}$	423,41	$1/2^{+}$	422	$1/2, 3/2$	+	$3/2$	+
5	6006,2	428,4	+	427,21	$(3/2)^{+}$	428	$3/2^{+}$	427,24	$3/2^{+}$	427	$1/2, 3/2$	+	$3/2$	+
6	5984,5 ^{a)}	451,0	-	{ 450,60	$3/2^{+}$	451	$1/2^{+}$	{ 451,60	$3/2^{+}$	450,5	$1/2, 3/2$	-	{ $5/2$	-
				{ 451,60	$(5/2)^{+}$			{ 451,37	$3/2^{+}$				{ $3/2$	-
7	5876,1	559,5	-	559,28	$1/2^{+}$	556	$1/2^{+}$	559,21	$1/2^{+}$	558	$1/2, 3/2$	-	$1/2$	-
8	5842,8	592,7	-	592,17	$3/2^{+}$	594	$3/2^{+}$	592,14	$3/2^{+}$	597	$1/2, 3/2$	-	$3/2$	-
9	5822,2	615,4	-	614,78	$3/2^{+}$	617	$5/2^{+}$	614,00	$3/2^{+}$	616	$1/2, 3/2$	-	$3/2$	-
				721,06	$3/2^{+}, 5/2^{+}$					718			$3/2, 5/2$	+
10	5620,3	815,3	(-)			813	$9/2^{+}$						$1/2, 3/2$	(-)
11	5434,5	1001,1	-										$1/2, 3/2$	-
12	5422,3	1013,3	-					1013,34	$4/2^{+}$				$3/2$	-
13	5354,5	1081,1 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	-
14	5305,0	1100,6 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	(-)
15	5295,4	1140,2	(-)					1129,94	$3/2^{+}, 5/2^{+}$				$1/2, 3/2$	-
16	5202,0	1233,6	-										$1/2, 3/2$	(-)
17	5187,8	1247,6 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	-
18	5141,4	1294,2	-			1286	$7/2^{+}$						$1/2, 3/2$	-
19	5108,9	1326,6 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	-
20	5101,7	1333,9	-										$1/2, 3/2$	-
21	5084,9	1350,7	-										$1/2, 3/2$	-
22	5075,5	1366,0 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	-
23	5046,5	1389,1 ^{b)}	(-)										$1/2, 3/2$	-
24	5036,3	1395,3	-										$1/2, 3/2$	(-)
25	4962,7	1472,6 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	-
26	4902,0	1533,6	-										$1/2, 3/2$	-
27	4835,4	1556,2	(-)										$1/2, 3/2$	-
28	4674,4	1761,2	-										$1/2, 3/2$	(-)
29	4637,6	1797,9	(-)										$1/2, 3/2$	-
30	4613,7	1821,6 ^{b)}	(-)										$1/2, 3/2$	(-)
31	4591,9	1843,7 ^{b)}	-										$1/2, 3/2$	(-)
32	4500,0	1925,6	(-)										$1/2, 3/2$	-
33	4447,7	1987,9	-										$1/2, 3/2$	(-)
34	4366,0	2079,6	(-)										$1/2, 3/2$	(-)

а Интенсивности этого перехода не противоречат предположению, что переход является дублетным.

б Дублет.

в Уровень наблюдается в реакции $(d, p)^{21/}$.

г См дискуссию в разделе 3.

д Уровень наблюдается в реакции $(d, d')^{21/}$.

$J^{\pi} = 1/2^{-} / 12/$ и $J^{\pi} = 5/2^{+} / 14/$, первая надежно исключается нашими данными.

Авторы работы ^{22/} интерпретируя экспериментальные данные предыдущих работ, выдвинули предположение, что в районе энергии

возбуждения ≈ 321 кэВ расположен дублет уровней с $J^\pi = 5/2^-$ и с $J^\pi = 3/2^-$. Один из них, уровень 321,36 кэВ с $J^\pi = 5/2^-$, наблюдался в ^{12/}. Переход на второй предполагаемый уровень с $J^\pi = 3/2^-$ в наших спектрах не проявляется. Количественные оценки, учитывающие точность наших измерений, показали, что E1-переход на уровень 321 кэВ можно пропустить с вероятностью $< 0,01\%$. Это нам позволяет с уверенностью утверждать, что уровня 321 кэВ с $J^\pi = 3/2^-$ не существует.

Большая величина усредненной интенсивности перехода на уровень 1130,6 кэВ позволила приписать этому уровню значения $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$, что противоречит заключению работы ^{14/}, в которой уровню приписывается $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$. Это противоречие можно объяснить сосуществованием двух уровней в районе 1130 кэВ со значениями $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ и $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$.

В работе по вторичным переходам в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ на тепловых нейтронах ^{14/} и в работе по распаду ^{155}Tb ^{12/} в качестве уровней с $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$, имеющих нейтронную одно-квазичастичную структуру, предлагаются следующие уровни: основное состояние с $J^\pi = 3/2^-$ со структурой $n[521]^\uparrow$ и уровень 287,2 кэВ с $J^\pi = 3/2^-$ со структурой $n[532]^\downarrow$. Необходимо отметить, что в работе ^{14/} вывод об указанной структуре уровня 287,2 кэВ делается неоднозначно. В работе ^{12/} предполагается, что началом полосы $n[530]^\uparrow$ является уровень 423,2 кэВ. Однако, как видно выше, настоящие данные исключают существование уровня 423,2 кэВ с $J^\pi = 1/2^-$.

Полосам, построенным над состояниями типа "квазичастица+фонон", приписываются следующие уровни с $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$: уровень 559,7 кэВ с $J^\pi = 1/2^-$ как начало γ -вибрационной полосы $\{n[521]^\uparrow, 2^+\}$, уровень 615,4 кэВ как член $J^\pi = 3/2^-$ этой полосы и уровень 592,7 кэВ с $J^\pi = 3/2^-$ как начало β -вибрационной полосы $\{n[521]^\uparrow, 0^+\}$.

При анализе корреляции ширин в разделе 4 мы будем опираться на эту классификацию уровней.

Рассмотрим результаты, представленные в табл.1. Отметим, что в литературе информация об энергиях и интенсивностях вторичных переходов в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ практически отсутствует. В работе ^{14/}, в которой исследовались вторичные переходы детально, приведены лишь основные выводы относительно уровней ^{155}Gd , а в работе ^{13/} дан только список трех переходов с $E_\gamma < 370$ кэВ /см. табл.1/.

Энергии значительной части пиков в γ -спектре удалось удовлетворительно приписать тем вторичным переходам в ядре ^{155}Gd , которые согласно данным ^{12/} наиболее ярко проявляются при распаде ^{155}Tb . Результаты этого приписания приведены в табл.1.

По данным работы ^{12/} уровень 286,96 кэВ ядра ^{155}Gd распадается посредством переходов 226,95 и 286,96 кэВ с отношением

ветвления интенсивностей $I_{226,95} / I_{286,96} = 0,468$. Это значение хорошо согласуется со значением $0,442 \pm 0,032$, вытекающим из интенсивностей, приведенных в табл. 1. Удовлетворительное согласие отношений ветвления получается и в случае распада других уровней. Используя данные 12 , для распада уровней 268,57; 326,04 и 321,36 кэВ имеем соответственно следующие значения отношений ветвления:

$$I_{163,28} / I_{268,50} = 6,25; \quad I_{220,70} / I_{239,45} = 2,241 \text{ и } I_{216,02} / I_{175,29} = 3,073.$$

Все эти значения согласуются в пределах небольших отклонений со значениями отношения ветвления, вытекающими из настоящих данных, равными соответственно $6,29 \pm 0,67$; $2,641 \pm 0,218$ и $2,890 \pm 0,461$.

Однако между данными настоящей работы и данными 12 относительно интенсивностей переходов существуют некоторые разногласия. В частности, если считать, что наблюдаемый нами переход 149,3 кэВ принадлежит распаду уровня 266,62 кэВ, а переход 340,4 кэВ — распаду уровня 427,21 кэВ, то, исходя из отношений ветвления, вытекающих из 12 , интенсивность перехода 161,3 кэВ, являющегося дублетом переходов с уровня 266,62 кэВ и с уровня 427,21 кэВ, составляет лишь 66% ожидаемого значения. Из аналогичных соображений можно заключить, что значение интенсивности перехода 181,0 кэВ / табл. 1/ составляет лишь 80% значения, ожидаемого на основе данных работы 12 . Это расхождение выходит за рамки экспериментальных ошибок. Не исключено, что эти расхождения связаны с более сложной схемой распада ^{155}Gd , чем та, которая вытекает из данных по распаду ^{155}Tb 12 .

4. АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИЙ ШИРИН

Обозначим парциальную ширину, соответствующую первичному переходу из резонанса λ на конечный уровень f , как $\Gamma_{\lambda\gamma f}$. Количественной мерой корреляции между ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и нейтронными приведенными ширинами $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ служит обычно усредненный коэффициент корреляции R , определенный как

$$R = \langle r_f \rangle_f,$$

/2/

где r_f обозначает выборочный коэффициент линейной корреляции для выборки ширин $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ с фиксированным f . Усреднение проводится по некоторому набору конечных уровней. Ввиду того, что интенсивности $I_{\lambda f}$ и $I_{\lambda f}^{\circ}$ нормированы для каждого резонанса на число захваченных нейтронов, при вычислении коэффициентов r_f они могут использоваться вместо ширин $\Gamma_{\lambda\gamma f}$. Значения r_f при этом не зависят от выбора вида интенсивности, т.е. $I_{\lambda f}$ или $I_{\lambda f}^{\circ}$.

Таблица 5

Результаты анализа корреляции ширин в реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$ для набора 11 резонансов в энергетическом интервале 11-150 эВ

№ набора	Набор конечных уровней ^а	Число ширин	$R_{\text{эксп}}$	$P(0; R < R_{\text{эксп}})$ (%)	$\rho^{\text{б}}$
1	2	3	4	5	6
1	$n[52I]\uparrow$	11	0,086	68	$<0,482$
2	$(n[532])\downarrow$	11	-0,290	19	$<0,050$
3	$\left\{ \begin{array}{l} n[52I]\uparrow \\ (n[532])\downarrow \end{array} \right\}$	22	-0,102	33	$<0,181$
4	$\{n[52I]\uparrow, 0^+\}$	11	0,635	96,2	$0,596^{+0,189}$ $-0,287$
5	$\{n[52I]\uparrow, 2^+\}$	22	0,664	99,80	$0,658^{+0,122}$ $-0,189$
6	$\left\{ \begin{array}{l} \{n[52I]\uparrow, 0^+\} \\ \{n[52I]\uparrow, 2^+\} \end{array} \right\}$	33	0,654	99,96	$0,660^{+0,102}$ $-0,150$
7	$\Gamma)$	341	0,117	97,6	$0,143^{+0,068}$ $-0,072$

^аУказана их структура, см. /14/.

^бПриведенные отклонения и верхние границы соответствуют границам доверительного интервала параметра ρ в рамках стандартной доверительной вероятности 68,27%.

^гВсе наблюдаемые уровни с $J=1/2, 3/2$, кроме тех, для которых определено $\pi = +1$.

Коэффициент корреляции R вычислялся для набора 11 резонансов с энергиями ниже 150 эВ и для различных наборов конечных уровней. Оставшиеся 4 резонанса исключались из детального анализа, так как они расположены в энергетической области, где разрешение по времени пролета оказалось неудовлетворительным. При вычислении коэффициента R значения ширин $l_{\lambda_n}^{\circ}$ брались из /23/.

Значения коэффициента R для отдельных наборов конечных уровней даны в табл.5 и обозначены как $R_{\text{эксп.}}$.

В этой таблице также приведены значения статистической достоверности $P(0; R < R_{\text{эксп.}})$, в рамках которой можно отклонить гипотезу нулевой истинной корреляции. В общем случае под достоверностью $P(\rho; R < R_{\text{эксп.}})$ здесь понимается вероятность, с которой при заданном значении истинной корреляции ρ можно наблюдать значение коэффициента R , которое не превышает экспериментально найденного значения $R_{\text{эксп.}}$. Достоверности $P(0; R < R_{\text{эксп.}})$ вычислялись методом Монте-Карло с учетом экспериментальных ошибок интенсивностей и влияния "нетипичности" значений ширин $\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}$ для данной выборки резонансов, см. ^{15/}.

В табл.5 также приведены несмещенные /наилучшие/ оценки значения истинной корреляции ρ вместе с границами доверительного интервала ρ . Эти величины были получены из следующих условий, накладываемых на ρ :

$$P(\rho; R < R_{\text{эксп.}}) = \begin{cases} 0,1587 & \text{в случае нижней} \\ & \text{границы,} \\ 0,5 & \text{- оценки,} \\ 0,8413 & \text{- верхней границы.} \end{cases} \quad /3/$$

При этом было необходимо для ряда значений ρ определить вероятность $P(\rho; R < R_{\text{эксп.}})$. Для этой цели использовался метод Монте-Карло, аналогичный описанному в ^{15/}. Статистические свойства ширин $\Gamma_{\lambda_{yf}}$ моделировались "математическими" ширинами $\Gamma_{\lambda_{yf}}^{(m)}$, имеющими вид

$$\Gamma_{\lambda_{yf}}^{(m)} = \left[\gamma_{\lambda_f} + \left(\frac{\rho}{1-\rho} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}}{\langle \Gamma_{\lambda_n}^{\circ} \rangle} \right)^{1/2} \right]^2 \quad /4/$$

Здесь γ_{λ_f} - случайная выборка из нормального распределения со средним значением нуль и единичной дисперсией и $\langle \Gamma_{\lambda_n}^{\circ} \rangle$ - оценка среднего значения ширин $\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}$ по их генеральной совокупности. При генерировании ширин $\Gamma_{\lambda_{yf}}^{(m)}$ предполагалось, что для данного набора уровней значение истинной корреляции ρ не зависит от f .

Из результатов, представленных в табл.5, можно сразу же сделать с высокой достоверностью заключение о существовании корреляции между ширинами $\Gamma_{\lambda_{yf}}$ и $\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}$ для переходов на уровнях со структурой "квазичастица + фонон".

* Название "истинная корреляция" принято здесь для краткости. Фактически под этим названием подразумевается коэффициент линейной корреляции для генеральной совокупности, т.е. для бесконечного числа резонансов.

$^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$

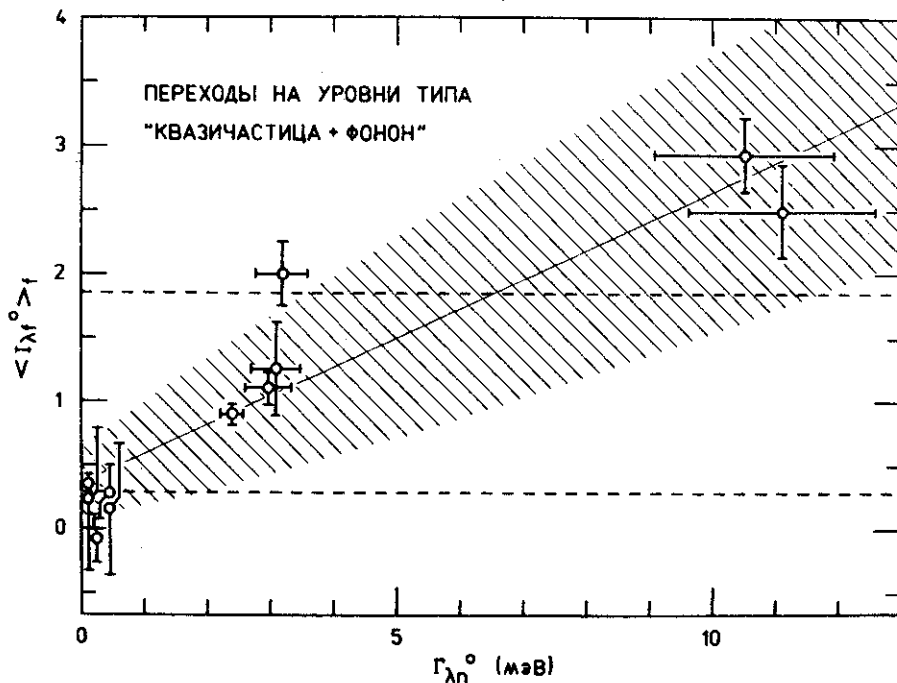


Рис. 4. Зависимость усредненной приведенной интенсивности $\langle I_{\lambda_f}^{\circ} \rangle_f$ от $\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}$. Усреднение проводилось по набору переходов на уровни 559,5; 592,7 и 615,4 кэВ. Заштрихованная полоса соответствует области стандартных флуктуаций величины $\langle I_{\lambda_f}^{\circ} \rangle_f$ в условиях, когда истинное значение ρ не зависит от f и равно наилучшей оценке 0,660.

Эффект корреляции для этих переходов проиллюстрирован на рис. 4 в виде зависимости их усредненной интенсивности $\langle I_{\lambda_f}^{\circ} \rangle_f$ от нейтронной ширины $\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}$. Когда отсутствует корреляция, ордината любой экспериментальной точки должна со стандартной вероятностью 68,3% принимать случайное, независимое от $\Gamma_{\lambda_n}^{\circ}$ значение в пределах, представленных на рис. 4 пунктирными линиями. Однако большинство экспериментальных точек расположено в области, обозначенной заштрихованной полосой. Эта область соответствует стандартным флуктуациям величины $\langle I_{\lambda_f}^{\circ} \rangle_f$ в условиях, когда существует корреляция.

Основной эффект корреляции для набора №6 в табл.5 оказался удивительно устойчивым по отношению к увеличению числа резонансов. Для полного числа 15 резонансов было получено $R_{\text{ЭКСП}}=0.429$ и $P(0; R < R_{\text{ЭКСП}})=99,7\%$. Аналогично для полного набора /31/уровней/набор №7 в табл.5/ и полного числа/15/ резонансов было получено $R_{\text{ЭКСП}}=0.120$ и $P(0; R < R_{\text{ЭКСП}})=99,6\%$, что свидетельствует об устойчивости глобального эффекта. Необходимо, однако, отметить, что основная доля этого эффекта связана с вкладом переходов на уровни типа "квазичастица + фонон".

Исходя из результатов по оценкам ρ в табл.5, можно было бы сформулировать более сильное утверждение, что истинное значение ρ , принадлежащее переходам на вибрационные уровни, больше истинного значения для переходов на одноквазичастичные уровни, т.е. $\rho_{\text{vibr}} > \rho_{\text{QP}}$. Действительно, более подробный анализ показывает, что вероятность получения приведенных в табл.5 оценок ρ для наборов №3 и 6 в рамках предположения $\rho_{\text{vibr}} \leq \rho_{\text{QP}}$ равна лишь 1,2%. Однако утверждение, что $\rho_{\text{vibr}} > \rho_{\text{QP}}$, явно противоречит качественному выводу квазичастично-фононной модели^{17/}, сформулированному в разделе 1.

Анализируя вопрос о взаимном отношении истинных значений ρ_{vibr} и ρ_{QP} более подробно, необходимо учесть следующие обстоятельства:

1/ если при анализе ρ_{vibr} исключить переход на уровень 287,2 кэВ, которому согласно^{14/} приписывается одноквазичастичная структура неоднозначно, то предположение, что $\rho_{\text{vibr}} \leq \rho_{\text{QP}}$, не противоречит данным по оценке ρ . Вероятность получения приведенных в табл.5 оценок ρ для наборов №1 и 6 в рамках этого предположения равна достаточно большому значению: 11%;

2/ основная доля наблюдаемого эффекта корреляции набора №6 сосредоточена в переходах на два уровня γ -вибрационной полосы $\{n[521]_{\uparrow}, 2^{+}\}$ с энергиями 559,7 и 615,4 кэВ. Согласно расчетам^{24/}, учитывающим сверхтекучесть ядра, волновые функции этих уровней содержат большую примесь /42%/ компоненты $n[521]_{\downarrow}$, что косвенно подтверждается в эксперименте по распаду ^{155}Tb ^{25/}. Можно поэтому предположить, что в согласии с квазичастично-фононной моделью^{17/} наблюдение больших значений ρ для наборов №5 и 6 в табл.5 является проявлением истинной корреляции, связанной с одноквазичастичной компонентой $n[521]_{\downarrow}$;

3/ если исключить из анализа корреляции данные, касающиеся переходов на уровни γ -вибрационной полосы, то категорического противоречия между условием $\rho_{\text{vibr}} \leq \rho_{\text{QP}}$ и оставшимися данными нет.

С учетом недостаточной полноты информации о структуре уровней ядра ^{155}Gd из указанных здесь аргументов 1-3 вытекает, что настоящие данные по корреляции ширин в реакции

$^{154}\text{Gd}(n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ не противоречат взаимному отношению между истинными значениями $\rho_{\text{vibr}} \leq \rho_{\text{QP}}$, ожидаемому на основании квазичастично-фононной модели.

Наблюдение больших значений ρ приводит к следующим заключениям, выраженным в терминах квазичастично-фононной модели. Во-первых, общие нейтронные одноквазичастичные компоненты волновых функций резонансов, отвечающие одновременно за испускание нейтрона и испускание соответствующих γ -квантов, играют в этих каналах /нейтронном и радиационных/ преобладающую роль. Во-вторых, число этих компонент является исключительно низким: согласно грубой оценке эффективное число общих компонент составляет $n_{\text{eff}} = 1/\rho^{1/26}$, т.е. в случае переходов на вибрационные уровни $n_{\text{eff}} \approx 2$.

При наблюдении корреляции между ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ возникает естественный вопрос, в какой мере коррелированные переходы выделяются своей интенсивностью среди остальных.

Обычно предполагается, что гигантский дипольный электрический резонанс /ГДЭР/ описывает количественно только средние значения некоррелированных частей парциальных радиационных ширин /см., например, ^{27,28}/ . Иными словами, считается, что фрагментация силы ГДЭР по нейтронным резонансам протекает случайным образом - независимо от процесса фрагментации нейтронной одночастичной силы по тем же резонансам. Если такое предположение о случайном характере фрагментации ГДЭР правильно, то среднее значение приведенных интенсивностей $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$ для E1-перехода на данный уровень f должно однозначно определяться соответствующим значением истинной корреляции ρ_f :

$$\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda} = \frac{a}{1 - \rho_f} \quad /5/$$

Здесь a - некоторая постоянная, общая для всех f. Разумеется, что усреднение в выражении /5/ проводится по генеральной совокупности резонансов; если усреднять лишь по резонансам с ширинами $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$, значения которых существенно меньше среднего значения $\langle \Gamma_{\lambda n}^{\circ} \rangle_{\lambda}$, то получим $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda} \approx a$. Таким образом, среднее значение коррелированной приведенной интенсивности будет в $1/(1 - \rho_f)$ раза выше, чем аналогичное значение в случае некоррелированной интенсивности. Значение коррелированной интенсивности, усредненное по слабым резонансам, будет близко средним значениям некоррелированных интенсивностей. Для проверки справедливости этих выводов вычислялись отношения выборочных средних значений коррелированных и некоррелированных интенсивностей. Результаты представлены в табл.6. Из них видно, что настоящие экспериментальные данные противоречат предположению о случайном характере фрагментации ГДЭР. Необходимо

Таблица 6

Отношения выборочных средних значений приведенных интенсивностей

Набор λ, f	Набор λ', f'	$\langle I_{\lambda, f}^0 \rangle_{\lambda, f} / \langle I_{\lambda', f'}^0 \rangle_{\lambda', f'}$	
		Случайная фрагментация ГДЭР ^{а)}	Эксперимент
1	2	3	4
3 вибрационных уровня	3 уровня ^{в)}	1,180	0,160 \pm 0,138
5 резонансов ^{б)}	II резонансов		
3 вибрационных уровня	3 уровня ^{в)}	2,941	0,896 \pm 0,112
II резонансов	II резонансов		

^{а)} Считается, что для набора λ, f имеется $\rho = 0,660$.

^{б)} Слабые резонансы 11,58; 47,07; 49,50; 76,12 и 105,61 эВ; для них $I_{\lambda_n}^0 < 0,5$ мЭВ.

^{в)} Уровни 0; 287,2 и 1013,3 кэВ, для которых из предыдущих работ известно, что их значения J^{π} равны $1/2^-$ или $3/2^-$; предполагается, что переходы на эти уровни не коррелированы с $I_{\lambda_n}^0$.

в этой связи добавить, что при корректном учете экспериментальных ошибок и флуктуаций Портера-Томаса полученное в табл. 6 экспериментальное значение отношения $0,160 \pm 0,138$ позволяет исключить предположение о строго случайном характере фрагментации с достоверностью 99,4%.

Таким образом, настоящие данные указывают на то, что коррелированные переходы могут существенно меньше выделяться своей интенсивностью среди остальных, чем вытекает из уравнения /5/, и некоррелированные части их интенсивностей могут оказаться подавленными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была получена новая информация о спине и четности для 11 ранее известных уровней ядра ^{155}Gd . Кроме того, 13 уровней с $J=1/2, 3/2$ было найдено впервые.

Наблюдалась статистически достоверная корреляция между ширинами $\Gamma_{\lambda_{\gamma f}}$ и $\Gamma_{\lambda_{\pi}^{\circ}}$ для переходов на вибрационные уровни ядра ^{155}Gd . Учитывая роль примеси $\pi[521]_{\downarrow}$ в γ -вибрационных уровнях, эту корреляцию можно объяснить в рамках квазичастично-фононной модели Соловьева^{/7/}. Однако на данном этапе изучения корреляции нельзя исключить возможность, что наблюдаемая корреляция связана с вибрационной структурой данных уровней, хотя для такой интерпретации нет пока теоретических указаний.

Анализ усредненных приведенных интенсивностей указывает на то, что представление о случайном характере фрагментации ГДЭР по резонансам неприменимо для описания механизма изучаемой реакции.

Авторы выражают свою признательность профессору В.Г.Соловьеву за плодотворные дискуссии по рассматриваемым здесь вопросам, а также П.Земану за подготовленную им часть программ для обработки данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бечварж Ф. и др. ЯФ, 1981, 33, с.3.
2. Mughabghab S.F. In: III Int.School on Neutron Physics, Alushta, 1978. JINR, D3-11787, Dubna, 1978, p.328.
3. Lynn J.E. The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1968, p.330.
4. Mughabghab S.F. et al. Bull.Am.Phys.Soc., 1971, 16, p.496.
5. Aldea L. et al. Czech.J.Phys., 1977, B27, p.1002.
6. Алдея Л. и др. Избранные вопросы структуры ядра, т.1, ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, с.116.
7. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.770.
8. Бечварж Ф. и др. ОИЯИ, Б1-13-11352, Б1-13-11351, Дубна, 1977.
9. Bečvář F. Nucl.Instr.Meth., 1979, 63, p.591.
10. Земан П. ОИЯИ, 11-80-335, Дубна, 1980.
11. Bečvář F., Chrien R.E., Wasson O.A. Nucl.Phys., 1974, A236, p.198.
12. Meyer R.A. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.2466.
13. Spits A.M.J. et al. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed. R.E.Chrien and W.R.Kane). Plenum Press, N.Y., 1979, p.763.

14. Stöffl W. et al. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed. R.E.Chrien and W.R.Kane). Plenum Press, N.Y., 1979, p.769.
15. Brink D.M. Argonne National Lab.Rep. ANL-6797, Argonne, 1963.
16. Васильев О.В., Семенов В.А., Семенко С.Ф. ЯФ, 1971, 13, с.463.
17. Kopecký J. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed. R.E.Chrien and W.R.Kane). Plenum Press, N.Y., 1979, p.665.
18. Jaskoła M., Tjøm P.O., Elbek B. Nucl.Phys., 1969, A133, p.65.
19. Greenwood R.C. In: Proc. of the Sec. Int. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Petten, 1974, p.323.
20. Reich C.W. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed. R.E.Chrien and W.R.Kane). Plenum Press, N.Y., 1979, p.105.
21. Kroger L.A., Reich C.W. Nucl.Data Sheets, 1975, 15, p.409.
22. Kanestrom I., Tjøm P.O. Nucl.Phys., 1969, A145, p.461.
23. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections, vol.1, Resonance Parameters. BNL-325, 3rd Ed., Brookhaven Nat.Lab., Upton, 1973.
24. Соловьев В.Г., Фогель П., Юнгклауссен Г. Изв АН СССР, 1967, сер.Физ., 31, с 518.
25. Galan P. et al. Czech.J.Phys., 1969, B19, p.1153.
26. Lane A.M. Phys.Lett., 1970, B31, p.344.
27. Gyarmati B., Lane A.M., Zimányi J. Phys.Lett., 1974, 50B, p.316.
28. Lane A.M. In: Proc. of the Sec. Int. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Petten, 1974, p.31.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 декабря 1980 года.