

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

СЗ41.1

A-50

2420/84

6-84-121

Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Г.И.Лизурей,
Т.М.Муминов, И.Холбаев, Е.Г.Цой

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
И АНАЛИЗ СВОЙСТВ ЯДРА ^{153}Gd

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо изучены сферические и сильнодеформированные ядра. Ядра с малой деформацией, так называемые "переходные", изучены еще недостаточно полно. Большую роль в таких ядрах играют как ротационное, так и вибрационное движения, сильны неадиабатические эффекты. Волновые функции ядерных состояний сильно изменяются вследствие конфигурационных примесей различного типа. Дополнительно структура состояний усложняется из-за "мягкости" их по отношению к изменению своей формы. Все это создает значительные трудности как для экспериментального, так и для теоретического исследования свойств "переходных" ядер.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию свойств ядра ^{153}Gd и теоретическому анализу свойств изотонов с $N = 89$ в рамках модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с фононами и неадиабатической вращательной моделью. Эти исследования были предприняты в связи с тем, что имеющаяся экспериментальная и теоретическая информация о свойствах ядра ^{153}Gd во многих случаях противоречива и недостаточна. Несмотря на то, что изучению этого ядра посвящено достаточно большое количество работ, до сих пор имеются сомнения даже в интерпретации основного состояния. Такая ситуация обусловлена как большой сложностью спектра гамма-излучения при распаде ^{153}Tb и большой плотностью заселяемых уровней, так и сложностью проведения для слабодеформированных ядер теоретических расчетов. Нами проведен последовательный анализ структуры основного и возбужденных состояний, их статических, электрических и магнитных моментов, равновесных значений параметров деформации, величин приведенных вероятностей электромагнитных переходов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА $^{153}\text{Tb} \rightarrow ^{153}\text{Gd}$

2.1. Методика эксперимента

Экспериментальные исследования проводились на установках для измерения спектров $e\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -совпадений и на многоканальных временных анализаторах, разработанных и созданных в ЛЯП ОИЯИ.

Для измерения спектров $e\gamma$ -совпадений низкоэнергетических и сильноконвертированных переходов использовался безжелезный

β -спектрометр с тороидальным магнитным полем ^{1/1/}, а также Ge(Li)-детектор и предусилитель фирмы SAIP с энергетическим разрешением 2,9 кэВ на линии 1,170 МэВ ⁶⁰Со. Разрешающее время установки задавалось шириной окна дифференциального дискриминатора, анализирующего импульсы с конвертора.

Измерения спектров $\gamma\gamma$ -совпадений проводились на установке, собранной на базе Ge(Li)- и сцинтилляционного детекторов ^{2/2/}, а также на установке с двумя Ge(Li)-детекторами ^{3/3/}. В спектрометре использовались два примерно одинаковых по своим характеристикам Ge(Li)-детектора с рабочими объемами ~ 40 см³ и энергетическими разрешениями ~ 3 кэВ на линии 1,70 МэВ ⁶⁰Со. Разрешающее время установки выбиралось равным 50 ÷ 150 нс.

Эксперименты по определению периодов полураспада возбужденных состояний проводились на временных анализаторах ^{4/4/}, собранных на базе магнитно-линзового β -спектрометра типа спектрометра Герхольма, с разрешением 0,5 ÷ 4,4% при светосиле T ~ 1 ÷ 5% с использованием радиоактивных источников ϕ 1 мм. Регистрирующая система магнитно-линзового спектрометра состояла из пластического сцинтиллятора NE 104, плексигласового световода ϕ 25x60 мм² и фотоумножителя XP1020. Для регистрации электронов внутренней конверсии применялись также пластические сцинтилляторы NE111 ϕ 25x10 мм и ФЭУ XP1021.

В установках использовались стандартные спектрометрические блоки, разработанные в ЛЯП ОИЯИ.

Радиоактивные изотопы Ть получались в реакции глубокого расщепления ядер танталовой мишени протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке синхроциклотрона ЛЯП. После облучения из мишени радиохимическими методами выделялись и разделялись по фракциям редкоземельные элементы. Затем фракция Ть разделялась по массам на электромагнитном масс-сепараторе, в котором ионы ¹⁵³Ть внедрялись в алюминиевую фольгу толщиной до 15 мкм. Активность источника обуславливалась практически только распадом ¹⁵³Ть.

2.2. Экспериментальные результаты

На установке $\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ¹⁵³Ть измерялись спектры совпадений γ -лучей с наиболее интенсивными электронами внутренней конверсии /ЗВК/ переходов, разряжающих нижайшие состояния ¹⁵³Gd. Особенно ценную информацию для установления схемы уровней ¹⁵³Gd дали совпадения γ -лучей с ЗВК L41,5 кэВ и L51,8 кэВ. Достаточно сказать, что из 50 возбужденных состояний ¹⁵³Gd 30 можно было бы идентифицировать по результатам этих совпадений. Полный список $\gamma\gamma$ -совпадений дан в ^{5/5/}. Для получения дополнительной информации на установке $\gamma\gamma$ -совпадений измерялись совпадения γ -лучей ¹⁵³Ть с γ -лучами, соответствующими некоторым фотопикам γ 82,9 + γ 87,6; γ 102,2; γ 109,7 и γ 129,2.

На основе анализа измеренных спектров $\gamma\gamma$ -и $\gamma\gamma$ -совпадений, а также ранее известных ^{6,7/} экспериментальных данных о ядре

¹⁵³Gd предлагается новая, более полная и обоснованная схема распада ¹⁵³Ть ^{5/5/}. По сравнению со схемами распада, предлагаемыми ранее ^{6,7/}, введены новые уровни с энергиями 95,2; 216,1; 290,2; 412,8; 636,4; 720,7; 731,5; 847,6; 990,1; 1015,1; 1118,5 и 1199,2 кэВ; исключены некоторые уровни, введенные авторами предыдущих работ ^{6,7/} лишь на основе баланса энергий; предложено размещение ряда γ -переходов.

Методом $\gamma\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -задержанных совпадений определены периоды полураспада пяти возбужденных уровней ¹⁵³Gd и оценены верхние пределы периодов полураспада трех состояний ^{5/5/}. Используя полученные значения периодов полураспада низколежащих состояний ¹⁵³Gd и исходя из схемы распада ¹⁵³Ть, мы определили приведенные вероятности M1, E2 и E1 компонентов переходов, разряжающих эти уровни. Некоторые результаты приведены в табл.1 /см. раздел 3,2,4/. Данные о мультипольном составе переходов, коэффициентах внутренней конверсии α_{tot} и интенсивностях γ -переходов заимствованы из работ ^{5-11/}.

Используя соотношения ^{12/}

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{15}{16\pi} |\langle I_i K20 | I_f K \rangle|^2 \cdot Q_0^2 \cdot (e^2 b^2), \quad /1/$$

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} |\langle I_i K10 | I_f K \rangle|^2 \cdot K^2 (g_K - g_R)^2 \cdot (\text{я.м.})^2, \quad /2/$$

справедливые в адиабатическом приближении, и данные табл.1, мы определили внутренние квадрупольные моменты и разности гиромагнитных отношений внутреннего и коллективного движений для некоторых состояний ротационных полос в ¹⁵³Gd /см.табл.2/.

Хорошее согласие в величинах Q_0 для разных уровней полосы основного состояния ¹⁵³Gd и большое различие в величинах $(g_K - g_R)$ для этих же состояний может указывать на то, что примеси в волновых функциях начального и конечного состояний, возникающие вследствие остаточных взаимодействий, незначительно влияют на величины B/E2/ и сильно изменяют значения B/M1/ приведенных вероятностей переходов.

Ранее в ^{13,14/} были измерены магнитные моменты состояний 129,2 кэВ 3/2⁻ / $\mu = +0,33/12/$ я.м. в ^{13/} и +0,37/7/ я.м. в ^{14/} и 109,8 кэВ 5/2⁻ / $\mu = +0,40/15/$ я.м. в ^{13/}/. Используя эти значения и данные табл.2, а также соотношение ^{12/}

$$\mu_I = g_R I + (g_K - g_R) \cdot \frac{K^2}{I + 1},$$

справедливое в адиабатическом приближении, мы определили пределы изменения величины g_R для полосы 3/2⁻ [532] : 0,09 ≤ g_R ≤ 0,29.

Сравнивая полученные для различных ротационных полос в ¹⁵³Gd значения Q_0 /см.табл.3/, видим достаточно большое расхождение в величинах внутренних квадрупольных моментов. Возможные причины такого расхождения могут быть связаны:

Таблица 1

Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений приведенных вероятностей электромагнитных переходов в ^{153}Gd .

$E_{ур.}$ (кэВ) $T_{1/2}$ (нс)	E_{γ} (кэВ)	$2I_2K \ N_2, \Lambda$		$\frac{B_L}{B^2}$ $\frac{B_L}{B^2}$	$\theta(\theta_L)^{расч}$	F_W	F_{Wc}
		внч.сост.	кон.сост.				
41,5 4,05(9)	41,6	53 52I	33 52I	M1 E2	1,19(4)-2 0,66(4)	1,5 7,5-3	2,6 0,54
93,4 0,45(8)	51,8	73 52I	53 52I	M1 E2	3,7(7)-2 0,47(10)	48 1,0-2	0,94 0,54
	93,4		33 52I	E2	0,30(6)	1,7-2	0,35
109,7 0,243(14)	68,2	53 532	53 52I	M1 E2	9,3(8)-3 0,10(2)	1,9+2 5,0-2	8,2-2 0,32
	109,8		33 52I	M1 E2	4,1(4)-2 1,6(2)-2	44 0,30	0,33 3,9
129,2 2,39(14)	19,4	33 532	53 532	M1 E2	1,2(8)-4 0,83(9)	1,5+4 5,9-3	1,2-4 0,11
	87,6		53 52I	M1 E2	3,1(3)-3 1,2(+14,-7)-3	5,9+2 4,2	2,3 2,6+2
	129,2		33 52I	M1 E2	3,7(3)-4 -1,0-4	4,2+3 -5,0	62 -10+3
183,5 0,76(12)	88,3	51 660	91 660	E2	1,13(18)	44	1,3
	54,3		33 532	E1	6,9(16)-7	2,7+4	0,13
	90,2		73 52I	E1	4,1(7)-7	2,5+4	2,0
	142,0		53 52I	E1	4,5(8)-7	4,2+4	0,58
	183,5		33 52I	E1	2,0(3)-7	1,0+5	8,1-2
212,0 ≤0,18	82,9	33 402	33 532	E1	≈3,8-6	≈5,0+3	≈0,55
	102,3		53 532	E1	≈2,2-6	≈7,7+3	≈2,3-2
	170,5		53 52I	E1	≈5,0-7	≈2,0+6	≈27
	212,0		33 52I	E1	≈1,1-6	≈1,4+4	≈18
216,1 ≈0,21	174,4	73 532	53 52I	M1 E2	≈2,3-2 ≈2,1-2	≈77 ≈0,24	≈0,64 ≈3,5
95,2 3,5(4)+3	1,73	91 660	73 52I	E1	3,9(5)-7	4,8+4	7,9-2
171,2 7,6(3)+4	76,0	III 505	91 660	E1	4,1-12	8,0+8	64

F_W - фактор запрета по Вайскопфу.

- с различием в величинах квадрупольной деформации одноква-
зичастичных состояний;

- с необходимостью привлекать для анализа свойств подобных
ядер модели, учитывающие более полно остаточные взаимодействия.

Таблица 2

Внутренние квадрупольные моменты и разности гиромагнит-
ных отношений в ядре ^{153}Gd .

Полоса	$I_i \rightarrow I_j$	$Q_0(\delta)$	$ g_K - g_R (\text{я.м.})$
$3/2^-$ [52I]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,40(13)	0,288(5)
	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	4,7(5)	0,44(4)
	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,6(5)	
$3/2^-$ [532]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,03(22)	$2,4(+4,-10) \cdot 10^{-2}$
	$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	5,6(4)	

Таблица 3

Внутренние квадрупольные моменты в некоторых нечетно-
нейтронных изотопах Gd и изотонах с $N = 89$.

Нуклид	Полоса	$I_i \rightarrow I_j$	$Q_0(\delta)$	$Q_0^{\text{exp}}(\delta)$
^{153}Gd	$3/2^-$ [52I]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,40(13)	4,43(12)
		$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	4,7(5)	
		$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,6(5)	
	$3/2^-$ [532]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,03(22)	4,03(22)
		$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	5,6(4)	5,6(4)
^{155}Gd	$3/2^-$ [52I]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	6,2(4)	6,2(4)
	$3/2^+$ [65I]	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	5,47(29)	5,47(29)
^{157}Gd	$3/2^-$ [52I]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	8,0(18)	6,9(11)
		$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	7,5(28)	
		$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	5,9(16)	
^{151}Sm	$3/2^-$ [532]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	3,0(8)	4,0(6)
		$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	5,4(7)	
		$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	3,7(5)	
	$1/2^+$ [660]	$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	5,0(4)	5,0(4)
^{155}Dy	$3/2^-$ [52I]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	4,3(4)	4,66(29)
		$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	4,7(4)	
		$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	5,2(5)	
	$3/2^-$ [532]	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	≥ 2,7	
		$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	≥ 3,1	

3. АНАЛИЗ СВОЙСТВ ИЗОТОНОВ С N = 89

3.1. Равновесные деформации

Совокупность экспериментальных фактов о ядре ^{153}Dd говорит о том, что при анализе его свойств из множества теоретических подходов к описанию нечетных ядер мы можем выбрать ротационную модель. В пользу выбора этого типа модели свидетельствует значительный квадрупольный момент ^{153}Dd : $Q_0 = 4,43$ б для полосы основного состояния. Кроме того, в ^{153}Dd наблюдается аномальная ротационная полоса положительной четности, развитая до состояния $33/2^+$. Аналогичные полосы проявляются и в более тяжелых нечетно-нейтронных ядрах Dy, Er и Yb. Наблюдаются в ^{153}Dd и другие вращательные состояния.

Необходимо отметить, что хотя ядро ^{153}Dd и имеет заметную деформацию, но остов этого ядра еще "мягок", что приводит к значительной поляризации его неспаренными частицами, причем для различных значений полного орбитального момента частицы эта поляризация может оказаться различной. При вращении ядра могут и, по-видимому, проявляются динамические эффекты, связанные с тем, что само вращение сказывается на эффекте спаривания /приходится сильно уменьшать параметр щели из-за эффектов блокировки и кориолисова взаимодействия/. Дополнительные эффекты возникают за счет центробежного взаимодействия, что, как показано Пятовым и др. ^{15/}, приводит к трехквaziчастичным примесям в волновые функции, а следовательно, и к перенормировке матричных элементов кориолисова взаимодействия.

Выполняя настоящие расчеты, мы хотели ответить на следующий вопрос. Можно ли, учитывая различные типы остаточных взаимодействий в рамках современных теоретических моделей, количественно описать многообразие свойств ядра ^{153}Dd и некоторых других "переходных" нечетных ядер с числом нейтронов N = 89: энергетику и структуру неротационных состояний, значения параметров деформации, квадрупольные электрические и дипольные магнитные моменты, энергию и структуру вращательных уровней ротационных полос, приведенные вероятности электромагнитных переходов?

Прежде чем приступить к расчетам подобного типа, в рамках метода оболочечной поправки Струтинского при использовании потенциала Вудса-Саксона была решена задача /см. ^{16/} / по расчету равновесных значений параметров деформации квадрупольного и гексадекапольного типов для ядра ^{153}Dd в некоторых одноквaziчастичных состояниях. Результаты расчетов представлены в табл.4. Из таблицы следует, что различие в квадрупольной деформации достигает ~30%. Отклонения в величинах гексадекапольной деформации достигают ~25%. Кроме того, расчеты значений параметров деформации в изотонах с N = 89 позволили выявить нам ряд интересных фактов. На рис.1 показана зависимость от Z равновесных значений ϵ_2 и ϵ_4 , а также внутренних квадрупольных моментов.

Таблица 4

Значения параметров деформации для некоторых одноквaziчастичных состояний в ^{153}Dd .

	$3/2^-$ [521]	$3/2^-$ [532]	$5/2^-$ [523]	$5/2^-$ [512]	$1/2^-$ [530]	$1/2^-$ [521]	$11/2^-$ [505]	$7/2^+$ [633]	$5/2^+$ [642]	$3/2^+$ [651]	$1/2^+$ [660]	$3/2^+$ [402]	$1/2^+$ [400]
$Q_2(\text{б})$	4,70	5,14	4,66	4,45	5,12	4,71	5,93	4,74	5,04	5,21	4,98	6,01	6,01
$Q_4(\text{б}^2)$	0,51	0,74	0,48	0,47	0,72	0,50	0,79	0,50	0,60	0,71	0,64	0,80	0,81
ϵ_2	0,20	0,22	0,20	0,19	0,22	0,20	0,25	0,20	0,22	0,22	0,21	0,25	0,25
ϵ_4	-0,03	-0,04	-0,02	-0,02	-0,04	-0,02	-0,04	-0,02	-0,03	-0,04	-0,04	-0,04	-0,04
β_{20}	0,21	0,23	0,21	0,20	0,23	0,21	0,26	0,21	0,22	0,23	0,22	0,26	0,26
β_{40}	0,04	0,06	0,03	0,03	0,05	0,03	0,05	0,03	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05

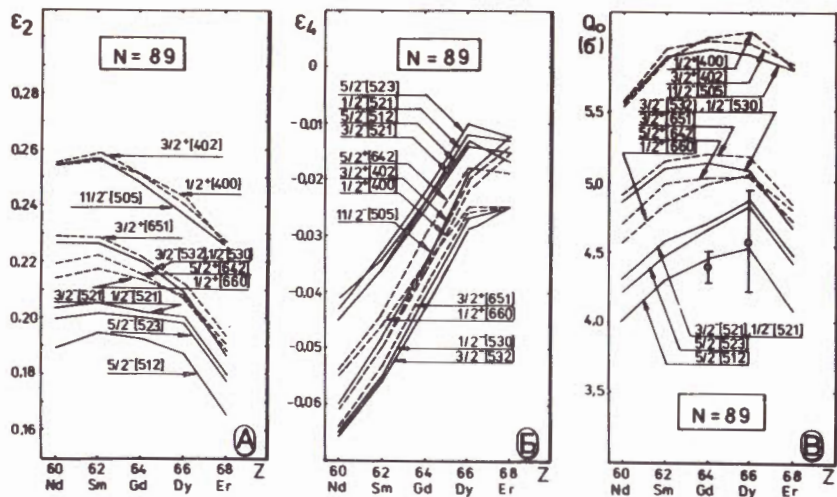


Рис.1. Зависимость от Z параметров квадрупольной /А/ и гексадекапольной /Б/ деформаций и внутренних квадрупольных моментов для изотонов с N = 89 /В/.

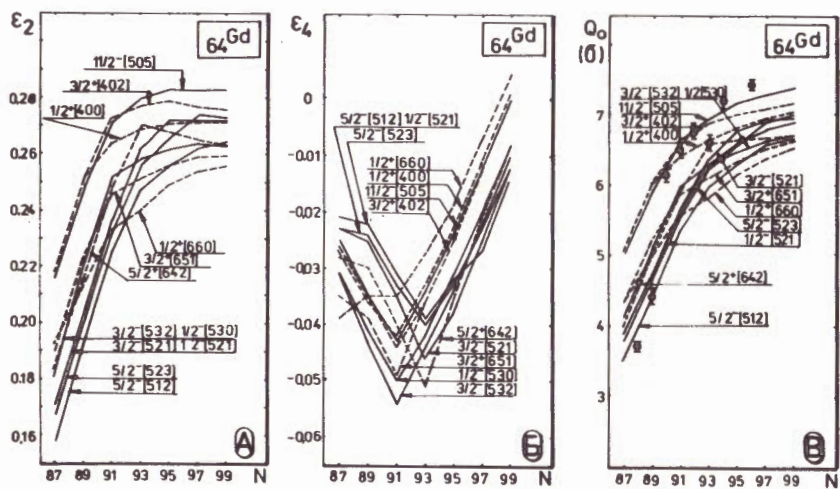


Рис.2. Зависимость от числа нейтронов N равновесных значений ϵ_2 , ϵ_4 и Q_0 для изотопов Gd.

Видно разделение одноквазичастичных состояний по величине квадрупольной деформации на две группы: одна группа - состояния из основной оболочки N = 82-126, хотя и имеет разброс по квадрупольной деформации, но сконцентрирована в районе $\epsilon_2 \sim 0,21$; и другая - группа "восходящих" орбиталей из соседней оболочки,

состояния $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$, которые имеют заметно большую деформацию $\epsilon_2 \sim 0,26$. Видно, что по мере увеличения Z квадрупольная деформация заметно уменьшается, что согласуется с экспериментальными фактами. Гексадекапольная деформация ϵ_4 с увеличением Z изменяется от больших отрицательных значений, стремясь к нулю.

Аналогичные выводы о разделении состояний по величине деформации следуют также и при исследовании зависимости от числа нейтронов значений ϵ_2 , ϵ_4 и Q_2 /см.рис.2/. Из рисунка видно, что величины ϵ_2 и Q_2 резко возрастают при изменении N от 87 до 91, что указывает на принадлежность изотопов Gd с соответствующим числом нейтронов к области переходных ядер. Далее величины параметров квадрупольной деформации и внутренних квадрупольных моментов выходят на "плато" при $\epsilon_2 \approx 0,27$ и $Q_2 \approx 7$ б. Гексадекапольная деформация ϵ_4 при изменении числа нейтронов имеет резко выраженный минимум при N = 91-93.

Количества достоверных экспериментальных данных, касающихся формы рассматриваемых ядер /изотопов Gd и изотонов с N = 89/, недостаточно, чтобы сделать строгий численный анализ значений параметров их равновесных деформаций, особенно в возбужденных состояниях. В табл.3 приводятся данные о внутренних квадрупольных моментах основных и ряда возбужденных состояний некоторых нечетно-нейтронных нуклидов. Информация о Q_0 определена из величин приведенных вероятностей E2-компонентов внутриволосных переходов. Вследствие больших ошибок в величинах Q_0 затруднительно выделить случай, который достаточно убедительно указывал бы на различие в квадрупольных моментах рассматриваемых возбужденных состояний.

На рис.3 показано сравнение экспериментальных значений квадрупольных моментов Q_0 с результатами расчетов величины Q_2 для основных состояний четных и нечетных изотопов Gd. Видно, что теоретические значения квадрупольных моментов как для четных, так и для нечетных ядер Cd с $N \geq 90$ систематически занижены на $\sim 0,5$ б относительно экспериментальных, а при $N < 90$ величины Q_2 выше Q_0 эксп. По-видимому, при расчете теоретических значений внутренних квадрупольных моментов необходимо учитывать динамические эффекты, связанные с перестройкой ядер гадолиния при переходе от сферических к сильнодеформированным формам.

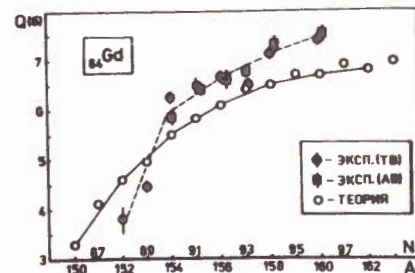


Рис.3. Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений внутренних квадрупольных моментов основных состояний четных и нечетных изотопов Gd.

В дальнейших теоретических расчетах мы считали возможным изменять величину квадрупольной деформации в пределах $0,17 \leq \epsilon_2 \leq 0,20$, а величину гексадекапольной деформации - $-0,05 \leq \epsilon_4 \leq -0,03$. Поскольку результаты расчетов дают значительно большую деформацию для состояний $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$, то следует ожидать, что в расчетах по другим моделям ядра, которые требуют одного набора параметров деформации для всех возбуждений, указанные состояния будут описываться значительно хуже.

3.2. Расчеты в рамках полумикроскопических моделей

3.2.1. Энергии и структура неротационных уровней в ^{153}Gd .

При рассмотрении энергий и структуры неротационных состояний, в качестве своеобразного теста проверки правильности описания одночастичных возбуждений для данного набора параметров потенциала Вудса-Саксона, нами использовалась модель независимых квазичастиц. В расчетах мы обращали внимание на то, чтобы тенденция в изменении положений рассчитанных одноквазичастичных состояний в зависимости от A следовала экспериментальной. При этом параметры потенциала Вудса-Саксона выбирались такими, чтобы они были одинаковыми для всей группы рассматриваемых ядер, либо плавно изменялись с изменением массового числа A . Такой подход позволял экстраполировать величины этих параметров в область слабдеформированных нечетных ядер, спектр одноквазичастичных возбуждений которых мало изучен. Результаты расчетов спектров одноквазичастичных возбуждений сравниваются с экспериментальными спектрами для нечетных изотопов Gd на рис. 4. Видно, что ход кривых, соответствующих рассчитанным значениям энергий /треугольники, пунктирные линии/, повторяет ход кривых экспериментальных энергий /кружки, сплошные линии/.

Существенное влияние на энергии и волновые функции неротационных состояний в ядре ^{153}Gd может оказывать взаимодействие квазичастиц с фононами $^{12}/$. Как показали расчеты спектра одноквазичастичных возбуждений в рамках модели независимых квазичастиц, в случае ядра ^{153}Gd вблизи поверхности Ферми имеются две орбитали с одинаковыми значениями K^π , одна из которых является частичной, а другая - дырочной $3/2^- [532]$ и $3/2^- [521]$. Как показано в монографии Соловьева $^{12}/$, в этом случае из-за квазичастично-фононного взаимодействия такие состояния должны смешиваться. Результаты расчетов спектра неротационных состояний с учетом квазичастично-фононного взаимодействия показаны в табл. 5. Для сравнения здесь приведены также результаты расчетов по модели независимых квазичастиц.

Из таблицы видно, что для большинства неротационных состояний отрицательной четности учет взаимодействия квазичастиц

Таблица 5
Сравнение с экспериментом результатов расчетов энергий неротационных состояний ^{153}Gd по модели независимых квазичастиц /А/ и по квазичастично-фононной модели /Б/.

K^π	$E_{\text{эксп.}}$ кэВ	А		Б	
		E кэВ	Структура	E кэВ	Структура *
$3/2^-$	0	0	$52I \uparrow$	0	$52I \uparrow$ 86,9; $532 \downarrow$ 4,3; $65I \uparrow + Q_{30}$ 2,4 $52I \uparrow + Q_{22}$ 2,2; $633 \uparrow + Q_{32}$ 1,5
$3/2^-$	129	75	$532 \downarrow$	24I	$532 \downarrow$ 9I,6; $52I \uparrow$ 4,7; $530 \uparrow + Q_{22}$ 1,5; $52I \uparrow + Q_{22}$ 0,3; $402 \downarrow + Q_{30}$ 0,3
$5/2^-$	249	273	$523 \downarrow$	362	$523 \downarrow$ 92,5; - $52I \uparrow + Q_{22}$ 2,9 $642 \uparrow + Q_{30}$ 1,8; $5I2 + Q_{20}$ 0,6
$1/2^-$	3I5	22I	$530 \uparrow$	350	$530 \uparrow$ 95,0; $532 \downarrow + Q_{22}$ 2,0; $400 \uparrow + Q_{30}$ 0,3; $642 \uparrow + Q_{32}$ 0,3
$1/2^-$	436	I232	$52I \downarrow$	882	$52I \downarrow$ 6I,2; $52I \uparrow + Q_{22}$ 20,6; $523 \downarrow + Q_{22}$ 10,5; $660 \uparrow + Q_{30}$ 3,4
$1/2^-$	-	I039	$54I \downarrow$	I082	$54I \downarrow$ 95,5; $43I \uparrow + Q_{30}$ 0,9; $4II \uparrow + Q_{30}$ 0,8; $660 \uparrow + Q_{30}$ 0,3
$5/2^-$	(607)	I252	$5I2 \uparrow$	I077	$5I2 \uparrow$ 82,6; $5I0 \uparrow + Q_{22}$ 4,6; $523 \downarrow + Q_{20}$ 4,3; $642 \uparrow + Q_{30}$ 2,4
$5/2^+$	-	975	$642 \uparrow$	803	$642 \uparrow$ 76,1; $660 \uparrow + Q_{22}$ 10,6; $523 \downarrow + Q_{30}$ 5,7; $52I \uparrow + Q_{3I}$ 2,5
$3/2^+$	3I6	37I	$65I \uparrow$	305	$65I \uparrow$ 86,2; $660 \uparrow + Q_{22}$ 5,1; $52I \uparrow + Q_{30}$ 4,3; $633 \uparrow + Q_{22}$ 1,1
$1/2^+$	483	96	$660 \uparrow$	77	$660 \uparrow$ 9I,4; $65I \uparrow + Q_{22}$ 3; $642 \uparrow + Q_{22}$ 1,9; $770 \uparrow + Q_{30}$ 1,0
$1/2^+$	327	2088	$400 \uparrow$	I492	$400 \uparrow$ 2I,2; $530 \uparrow + Q_{30}$ 7I,7; $402 \uparrow + Q_{22}$ 5,0; $402 + Q_{22}$ 1,0
$3/2^+$	2I2	I929	$402 \downarrow$	I438	$402 \downarrow$ 16,5; $532 \downarrow + Q_{30}$ 79,5; $400 \uparrow + Q_{22}$ 3; $404 \uparrow + Q_{22}$ 0,4

* Запись $52I \uparrow$ 86,9; $532 \downarrow$ 4,3; $65I \uparrow + Q_{30}$ 2,4; $52I \uparrow + Q_{22}$ 2,2; $633 \uparrow + Q_{32}$ 1,5 означает, что волновая функция данного состояния содержит 86,9% компонента $3/2^- [521]$, 4,3% компонента $3/2^- [532] \downarrow$, а также примеси за счет взаимодействия квазичастиц с фононами: 2,4% $\{3/2^+ [65I] + Q_{30}\}$ и т.д.

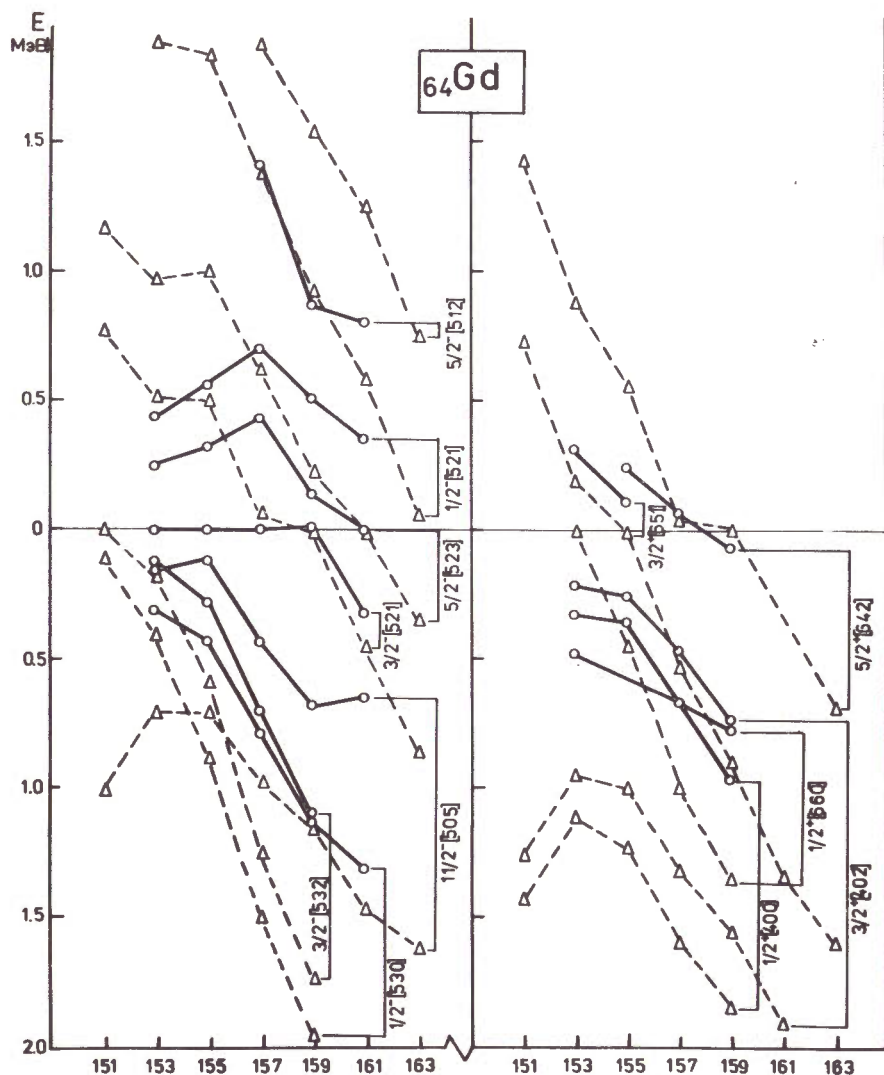


Рис.4. Сравнение рассчитанных /пунктирные линии/ и экспериментальных /сплошные линии/ значений энергий одноквазичастичных состояний в нечетных изотопах Gd.

с фононами значительно изменяет их энергии. Как показали расчеты, в результате квазичастично-фононного взаимодействия состояния 0 кэВ и 129 кэВ имеют 4-5% примеси компонентов $3/2^- [532]$ и $3/2^- [521]$ соответственно. Очень сильно коллективизировано состояние 436 кэВ $1/2^-$, которое носит резко выраженный у-ви-

брационный характер, однако, несмотря на сильное уменьшение энергии этого состояния вследствие квазичастично-фононного взаимодействия, энергия такого состояния в расчетах получается выше экспериментальной на 400 кэВ.

В случае состояний положительной четности особенно сильное уменьшение энергий вследствие квазичастично-фононного взаимодействия испытывают орбитали $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$, структура которых получается сложной, а примеси одноквазичастичных компонентов не превышают ~20%. Практически структура этих состояний определяется взаимодействием состояний $1/2^- [530]$ и $3/2^- [532]$ соответственно, с октупольными фононами. Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к тому, что состояния $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$ оказываются сильно фрагментированными по более высоколежащим уровням ядра ^{153}Gd . Несмотря на то, что энергии указанных орбиталей изменились на ~0,5 МэВ, расхождение между рассчитанными и экспериментальными значениями энергий все еще велико / ~ 1,2 МэВ/.

Как было показано выше, значения параметров квадрупольной деформации состояний $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$ значительно больше значений параметров деформации состояний из "основной" группы. Большое расхождение в рассчитанных значениях энергий состояний $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$ по сравнению с экспериментом может быть связано с учетом различия в деформациях указанных состояний по сравнению с основным.

3.2.2. Об интерпретации основного и низкоспиновых состояний отрицательной четности в ^{153}Gd

При расчете структуры основного и низколежащих состояний ядра ^{153}Gd в рамках модели независимых квазичастиц при использовании параметров среднего поля, характерных для нечетно-нейтронных ядер данной области равновесных деформаций и массовых чисел Z и A /см., например, /^{17,18/}, мы сталкиваемся с неопределенностью в интерпретации основного состояния. Это связано с тем, что в спектре одночастичных состояний имеются две орбитали с $K^\pi = 3/2^-$, лежащих приблизительно симметрично относительно поверхности Ферми. Небольшое изменение параметров потенциала может привести к ситуации, когда либо состояние $3/2^- [521]$, либо состояние $3/2^- [532]$ становится основным.

Задача расчета энергий и структуры нижайших низкоспиновых состояний отрицательной четности, характерной для ^{153}Gd , усложняется еще и тем, что в данном случае при учете кориолисова взаимодействия очень сильны неадиабатические эффекты. Дополнительно, вследствие квазичастично-фононного взаимодействия, можно ожидать смешивания орбиталей $3/2^- [521]$ и $3/2^- [532]$, имеющих одинаковое значение K^π /см. /^{12/}.

- Выход из создавшейся ситуации мы видим:
- в проведении расчетов структуры ^{153}Gd в рамках неадиабатической вращательной модели;
 - в вычислении приведенных вероятностей M1- и E2-междуполосных и внутривращательных переходов и сравнении их с экспериментальными данными;
 - в вычислении магнитных дипольных моментов.

При этом в качестве исходных предположений, опирающихся на имеющиеся экспериментальные данные, будем считать возможными следующие 4 варианта интерпретации нижайших одночастичных состояний отрицательной четности:

Вариант А. Структура полосы основного состояния, в основном определяется компонентом $3/2^-$ [521]. Сюда отнесем состояния 0 кэВ ($3/2^-$), 41,5 кэВ ($5/2^-$) и 93,4 кэВ ($7/2^-$). Состояние 129,1 кэВ интерпретируем как $3/2^- 3/2$ [532], состояние 109,8 кэВ - $5/2^- 5/2$ [523], состояние 361,5 кэВ - $3/2^- 1/2$ [530]. Уровень 249,5 кэВ ($5/2^-$) отнесем к полосе $3/2^-$ [532].

Вариант В. Структура полосы основного состояния определяется компонентом $3/2^-$ [521]. Уровни 129,1 ($3/2^-$) и 249,5 ($5/2^-$) кэВ - состояния ротационной полосы $1/2^-$ [530]. Состояние 361,5 кэВ интерпретируем как $3/2^- 3/2$ [532], а 109,8 кэВ - $5/2^- 5/2$ [523].

Вариант С. Полоса основного состояния: уровни 0 кэВ ($3/2^-$); 41,5 кэВ ($5/2^-$); 93,4 кэВ ($7/2^-$) интерпретируются как $3/2^-$ [532], состояния 129,1 и 109,8 кэВ имеют характеристики $3/2^- 3/2$ [521] и $5/2^- 3/2$ [521] соответственно. Уровень 249,5 кэВ интерпретируем как $5/2^- 5/2$ [523], а 361,5 кэВ - $3/2^- 1/2$ [530].

Вариант D. Структура полосы основного состояния - $3/2^-$ [532]. Структура состояний 109,8, $5/2^-$ и 129,1, $3/2^-$ определяется орбитально $1/2^-$ [530]. Характеристики $5/2^- 5/2$ [523] и $3/2^- 3/2$ [521] приписаны уровням 249,5 и 361,5 кэВ соответственно.

Варианты А-Д получались подгонкой расчетного спектра неротационных низкоспиновых состояний отрицательной четности к экспериментальному спектру таким образом, чтобы максимально точно описать энергии и характерные внутривращательные разности энергий вращательных полос, построенных на этих состояниях*. Результаты расчетов, соответствующих вариантам А, В, С и D, приведены на рис.5. В левой части рисунка показаны экспериментально установленные ротационные полосы отрицательной четности в ^{153}Gd . Точками отмечены уровни, выбранные в качестве "опорных" /см.исходные предположения/. В процессе расчетов в первую очередь мы стремились воспроизвести энергии и спины этих "опорных" уровней. В качестве варьируемых параметров использовались значения энергий одночастичных состояний. В табл.6 приведены значения

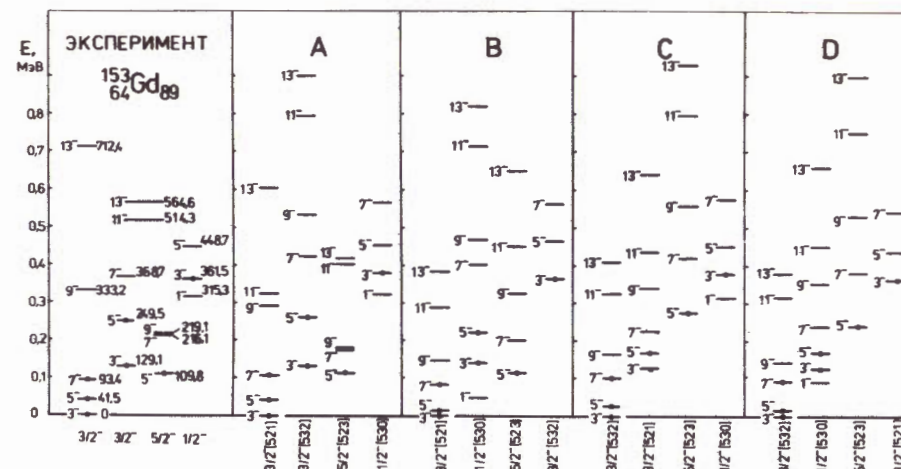


Рис.5. Сравнение экспериментальных и рассчитанных по неадиабатической вращательной модели энергий ротационных полос в ^{153}Gd согласно различным интерпретациям основного и нижайших возбужденных состояний /варианты А,В,С,Д/.

Таблица 6

Сравнение рассчитанных и подогнанных значений энергий одноквазичастичных состояний.

Орбитали	E_{qp} /кэВ/	E_{qp} /из подгонки/ /кэВ/			
		А	В	С	Д
$5/2^-$ [523]	294	159	76	250	200
$3/2^-$ [521]	0	0	0	162	362
$3/2^-$ [532]	104	104	310	0	0
$1/2^-$ [530]	264	309	50	330	105

энергий одноквазичастичных состояний $5/2^-$ [523], $3/2^-$ [521], $3/2^-$ [532] и $1/2^-$ [530], рассчитанные в рамках модели независимых квазичастиц при использовании потенциала Вудса-Саксона, и значения энергий, полученные в результате подгонки при различных вариантах интерпретации низколежащих уровней.

Дополнительным критерием в выборе более правдоподобного варианта является сравнение теоретических и экспериментальных вероятностей междуполосных и внутривращательных переходов типа M1

*Расчеты проводились при равновесных значениях β_{20} и β_{40} , приведенных в табл.2 для основного состояния ^{153}Gd .

Сравнение экспериментальных и рассчитанных /при различных интерпретациях возбужденных уровней/ приведенных вероятностей электромагнитных переходов в ^{153}Gd .

$I_i \pi \rightarrow I_f \pi$	$E_i \rightarrow E_f$ (кэВ)	$B(M1)_{\text{эксп.}}$ (я.м.) ²	$F(M1)$ $g_A = 0,25$				$B(E2)_{\text{эксп.}}$				$F(E2)$				
			A	B	C	D	A	B	C	D	A	B	C	D	
$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	42 → 0	1,19-2	2,6	0,99	1,1-2	7,5-3	0,66	0,35	0,21	0,30	0,24				
$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	93 → 42	3,7-2	0,94	0,54	1,8-2	3,5-2	0,47	0,54	0,26	0,40	0,33				
$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	93 → 0	-	-	-	-	-	0,30	0,35	0,43	0,26	0,21				
$5/2^- \rightarrow 5/2^-$	110 → 42	9,3-3	8,3-2	2,8	1,4	1,5	0,10	0,32	0,27	6,7-3	9,2-2				
$5/2^- \rightarrow 3/2^+$	110 → 0	4,1-2	0,33	0,16	0,18	6,9-2	1,6-2	0,9	8,4-3	5,2	0,28				
$3/2^- \rightarrow 5/2^-$	129 → 110	1,2-4	1,6+2	2,6	2,3+2	1,0	0,83	0,11	2,1-3	0,15	3,5-2				
$3/2^- \rightarrow 5/2^-$	129 → 42	3,1-3	2,3	19	0,26	7,1	1,2-3	2,6+2	12,0	20,0	7,6				
$3/2^- \rightarrow 3/2^-$	129 → 0	3,7-4	62,0	9,6	79,0	90,0	≤ 1,0-4	1,0+3	1,1+3	19,8+2	14,4				

Таблица 8

Сравнение экспериментальных и рассчитанных /при различных интерпретациях возбужденных уровней/ магнитных дипольных моментов состояний 110 и 129 кэВ.

$I \pi$	$E_{ур}$ /кэВ/	$\mu_{\text{эксп}}$ /я.м./	$\mu_{\text{теор}}$ /я.м./ $g_R = 0,25$			
			A	B	C	D
$3/2^-$	129	0,37/7/	0,223	0,165	-0,407	-0,438
$5/2^-$	110	0,45/+15;-10/	0,683	0,335	-0,166	0,397

и E2, а также сравнение вычисленных и экспериментальных значений магнитных моментов.

В табл.7 рассчитанные в рассматриваемых вариантах значения приведенных вероятностей сравниваются с экспериментальными. В случае вариантов C и D плохо описываются $B(M1)$ приведенные вероятности переходов внутри полосы основного состояния. В случае вариантов A и B отношение рассчитанных и экспериментальных значений приведенных вероятностей $F(M1) = B(M1)^{\text{теор}} / B(M1)^{\text{эксп}}$ близко к единице. По величине фактора задержки в остальных случаях трудно отдать предпочтение тому или иному варианту.

В табл.8 приведены рассчитанные значения магнитных дипольных моментов состояний 110 и 129 кэВ в различных интерпретациях этих возбужденных уровней. Расхождение в знаках экспериментальных и рассчитанных значений μ для вариантов C и D может говорить о неприемлемости интерпретации основного состояния ^{153}Gd как $3/2^-$ [532]. Большие экспериментальные ошибки в значениях магнитных моментов затрудняют возможность выбора наилучшего из вариантов A или B. Тем не менее, хорошее описание энергий и квантовых характеристик низколежащих состояний показывает на предпочтительный выбор варианта A, в котором "опорные" состояния ^{153}Gd интерпретируются следующим образом: 0 кэВ $3/2^-$ $3/2^-$ [521]; 41,5 кэВ $5/2^-$ $3/2^-$ [521]; 93,4 кэВ $7/2^-$ $3/2^-$ [521]; 109,8 кэВ $5/2^-$ $5/2^-$ [523] + $3/2^-$ [532]; 129,1 кэВ $3/2^-$ $3/2^-$ [532]; 249,5 кэВ $5/2^-$ $3/2^-$ [532] + $5/2^-$ [523]; 361,5 кэВ $3/2^-$ $1/2^-$ [530]. Из табл.6, 7 и 8 видно, что предпочтительным является вариант A.

Как видно из рис.5, для вариантов C и D, когда основное состояние ^{153}Gd интерпретируется как $3/2^-$ [532], очередность уровней не воспроизводится. Это связано с тем, что при попытке подгонки теоретического значения энергии состояния, интерпретируемого в этих вариантах как $5/2^-$ $5/2^-$ [523], к состоянию 110 кэВ ($5/2^-$), вследствие сильного кориолисова взаимодействия между орбиталями $3/2^-$ [532] и $5/2^-$ [523] нарушается последовательность спинов в полосе основного состояния. В случае вариантов A и B, для которых основное состояние интерпретируется как $3/2^-$ [521], "опорные" уровни воспроизводятся достаточно хорошо. Однако остальные уровни, изображенные в левой части рис.5, лучше воспроизводятся в варианте A. Так, группировка полосы, содержащей уровни с $I \pi = 3/2^-$ до $13/2^-$, в варианте B не воспроизводится.

3.2.3. Расчеты энергии и структуры вращательных состояний

Изучение структуры вращательных состояний ядра ^{153}Gd проводилось нами в рамках неадиабатической вращательной модели Пятова и др. [15]. Сравнение результатов расчетов энергий ротационных уровней с экспериментом показано на рис.6 /состояния отрицательной четности/ и рис.7 /состояния положительной четности/.

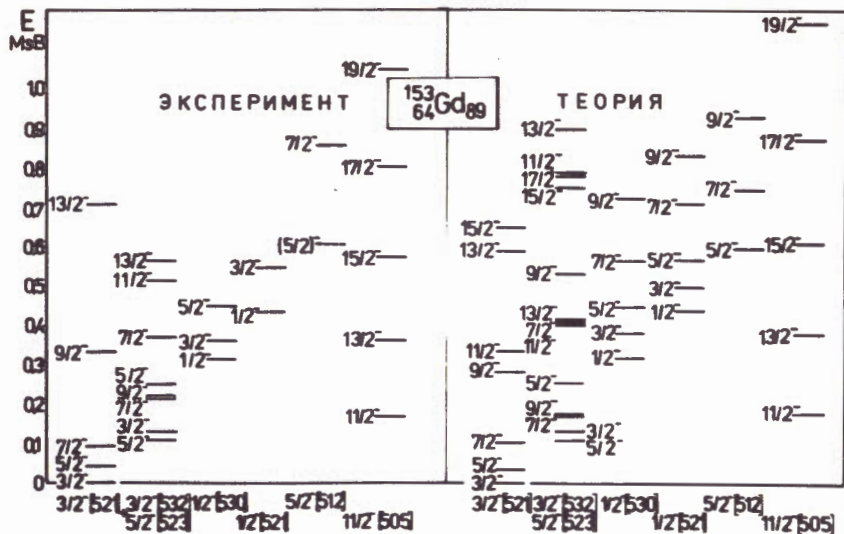


Рис.6. Сравнение с экспериментом результатов расчетов энергий вращательных состояний отрицательной четности в ^{153}Gd .

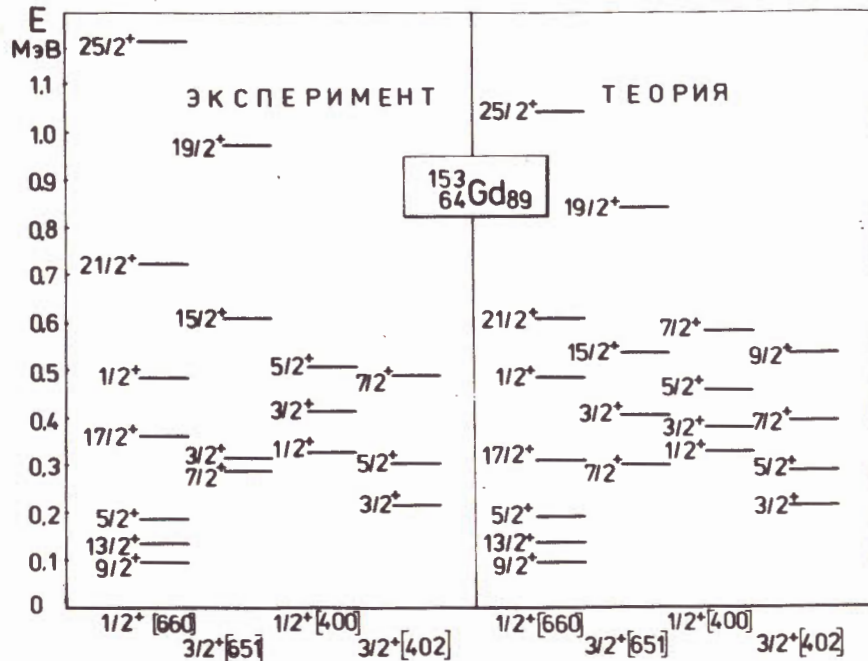


Рис.7. Сравнение с экспериментом результатов расчетов энергий вращательных состояний положительной четности в ^{153}Gd .

Поскольку в расчетах не учитывалось различие в величинах параметров деформации, а также изменение энергий неротационных состояний вследствие квазичастично-фононного взаимодействия, то была произведена корректировка положения одночастичных орбиталей, имеющих значительно большие величины параметров деформации $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$, $1/2^+ [400]$ или сильно изменяющую энергию при учете квазичастично-фононного взаимодействия $1/2^- [521]$, $5/2^- [512]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$. Амплитуды смешивания для некоторых вращательных уровней приведены в табл.9.

Из таблицы видно, что наиболее сильно смешиваются вследствие кориолисова взаимодействия уровни ротационных полос, построенных на внутренних состояниях $3/2^- [532]$ и $5/2^- [523]$ /из подболочки

Таблица 9

Энергии и амплитуды смешивания состояний в ^{153}Gd .

Полоса	I^π	$E_{\text{эксп.}}$	$E_{\text{теор.}}$	$5/2^- [521]$	$3/2^- [532]$	$3/2^- [521]$	$1/2^- [541]$	$1/2^- [530]$	$1/2^- [521]$
$3/2^- [521]$	$3/2$	0	0	-	0,017	0,985	0,011	0,167	0,026
	$5/2$	42	36	0,262	0,212	0,886	-0,042	0,266	-0,024
	$7/2$	93	103	0,305	0,226	0,851	0,010	0,279	0,034
	$9/2$	333	283	0,570	0,581	-0,530	-0,076	-0,081	-0,094
$3/2^- [532]$	$3/2$	129	133	-	0,994	-0,021	-0,055	0,057	-0,076
	$5/2$	110	106	0,720	0,593	-0,344	-0,054	-0,008	-0,068
	$7/2$	216	170	0,671	0,628	-0,347	-0,086	-0,091	-0,105
	$5/2$	250	255	-0,636	0,714	-0,059	-0,098	0,227	-0,147
$5/2^- [523]$	$7/2$	369	412	-0,674	0,712	0,023	-0,088	0,084	-0,152
	$1/2^- [530]$	$1/2$	315	318	-	-	-	-0,043	0,990
$1/2^- [521]$	$3/2$	362	383	-	-0,031	-0,167	0,084	0,939	0,288
	$5/2$	449	447	0,094	-0,279	-0,202	-0,080	0,870	-0,280
	$1/2^- [521]$	$1/2$	436	434	-	-	-	-0,009	0,136
$1/2^- [521]$	$3/2$	-	496	-	0,088	-0,021	-0,030	-0,284	0,954
	$5/2$	549	570	-0,016	0,082	-0,015	-0,056	0,257	0,916
	Полоса	I^π	$E_{\text{эксп.}}$	$E_{\text{теор.}}$	$7/2^+ [633]$	$5/2^+ [642]$	$3/2^+ [651]$	$3/2^+ [402]$	$1/2^+ [660]$
$1/2^+ [660]$	$9/2$	95	95	0,082	0,342	0,627	0,003	0,695	-0,004
	$13/2$	135	137	0,113	0,360	0,613	0,003	0,694	-0,004
	$5/2$	184	189	-	0,281	0,655	0,002	0,702	-0,003
	$17/2$	361	309	0,133	0,368	0,604	0,004	0,694	-0,005
$3/2^+ [651]$	$1/2$	484	489	-	-	-	-	1,000	-0,001
	$3/2^+ [651]$	$11/2$	(221)	354	0,207	0,608	0,711	0,003	0,284
$3/2^+ [651]$	$7/2$	290	301	0,118	0,565	0,759	0,002	0,300	-0,002
	$3/2$	316	406	-	-	0,934	0,001	0,369	-0,001
	$1/2^+ [400]$	$1/2$	328	328	-	-	-	-	0,001
$1/2^+ [400]$	$3/2$	412	381	-	-	0,003	-0,126	-0,005	0,992
	$5/2$	504	461	-	-0,000	0,003	-0,203	0,002	0,979
	$3/2^+ [402]$	$3/2$	212	212	-	-	0,003	0,992	-0,009
$3/2^+ [402]$	$5/2$	304	288	-	-0,005	0,005	0,979	-0,004	0,203
	$7/2$	491	394	0,003	0,002	-0,013	0,966	0,023	0,257

2f7/2). Так, например, состояние 110 кэВ (5/2⁻) становится настолько сильно коллективизированным, что приписание конкретных нильссоновских характеристик этому состоянию уже теряет смысл. Поэтому состояния из подболочки 2f7/2 мы интерпретируем как $\Gamma^{\pi} \{3/2^- [532] + 5/2 [523]\}$.

3.2.4. Приведенные вероятности радиоактивных переходов и магнитные моменты некоторых возбужденных состояний ¹⁵³Gd

Используя полученные значения энергий и амплитуд смешивания состояний ¹⁵³Gd, мы рассчитали приведенные вероятности M1-, E2- и M1-компонентов γ -переходов, разряжающих некоторые уровни в этом ядре. Сравнение экспериментальных и теоретических значений приведенных вероятностей показано в табл.1. Наблюдается достаточно хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных значений приведенных вероятностей /фактор запрета $F_{NS} = \frac{B(\sigma L)_{теор}}{B(\sigma L)_{эксп}}$ в большинстве случаев не превышает 0,1÷10 /табл.1//.

В табл.10 приведены рассчитанные значения магнитных дипольных моментов некоторых возбужденных состояний ¹⁵³Gd и значения,

Таблица 10
Магнитные дипольные моменты некоторых уровней в ядре ¹⁵³Gd.

Полоса	I^{π}	a(I) [*]	μ			$\mu / I_{3,14,4}$ эксп.
			$g_R=0,25$	$\mu_{g_R=0,30}^{теор.}$	$g_R=0,35$	
3/2 ⁻ [521]	3/2 ⁻	-0,70	-0,30	-0,28	-0,26	
	5/2 ⁻	2,28	0,36	0,40	0,44	
	7/2 ⁻	-2,65	0,51	0,59	0,68	
3/2 ⁻ [532]	3/2 ⁻	-0,45	0,17	0,19	0,21	0,37(7)
	5/2 ⁻	1,62	0,59	0,67	0,76	0,40(I5)
	7/2 ⁻	-2,17	0,14	0,22	0,31	
5/2 ⁻ [523]	5/2 ⁻	-0,54	0,01	0,04	0,07	
	7/2 ⁻	1,33	0,77	0,93	1,09	
1/2 ⁺ [660]	1/2 ⁺	5,85	-0,82	-0,90	-0,98	
	5/2 ⁺	9,27	-1,35	-1,44	-1,54	
	9/2 ⁺	10,0	-1,02	-1,04	-1,06	
	13/2 ⁺	10,3	-0,58	-0,50	-0,47	
3/2 ⁺ [651]	3/2 ⁺	-2,56	-0,53	-0,55	-0,56	
	7/2 ⁺	-6,37	-0,77	-0,78	-0,78	
	11/2 ⁺	-7,29	-0,40	-0,32	-0,25	

*a/1/ - обобщенный параметр развязывания /15/.

известные из эксперимента /13,14/. Большие ошибки в величинах экспериментальных значений магнитных дипольных моментов затрудняют сравнение их с теоретическими значениями. Тем не менее, величины и знаки рассчитанных величин магнитных моментов для состояний 129,2 и 109,8 кэВ удовлетворительно согласуются с величинами и знаками их экспериментальных значений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные нами теоретические расчеты позволяют сделать следующие выводы:

Ядро ¹⁵³Gd и другие ядра с N = 89 принадлежат переходной области; их квадрупольные и гексадекапольные равновесные деформации основных состояний $\epsilon_2 \sim 0,20$ и $\epsilon_4 = -0,04 \div -0,01$ соответственно. Расчеты равновесных деформаций методом оболочечной поправки Струтинского для одноквазичастичных состояний указывают на существование разброса значений их параметров деформаций. Например, разброс параметра квадрупольной деформации достигает 30%. Сравнение экспериментальных и теоретических внутренних квадрупольных моментов не противоречит последнему выводу. Особенно большие значения параметров квадрупольной деформации принадлежат состояниям 11/2⁻ [505], 3/2⁺ [402] и 1/2⁺ [400].

В рамках одноквазичастично-фононной модели основное состояние ¹⁵³Gd интерпретируем как 3/2⁻ {3/2 [521] 86,9% + 3/2 [532] 4,3% + 3/2 [651] • Q₃₀ 2,4% + 1/2 [521] • Q₂₂ 2,2% + 7/2 [633] • Q₃₂ 1,5% ... }.

Неадиабатическая вращательная модель /15/ дает удовлетворительное описание спектра возбужденных состояний ¹⁵³Gd вплоть до энергий ~0,5 МэВ, вероятностей большинства электромагнитных переходов и дипольных магнитных моментов нижайших состояний. От предсказаний этой модели сильно отклоняются вероятности переходов, разряжающих уровни 129 и 109 кэВ. По-видимому, их структура является более сложной, чем это предлагается в настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гасиор М. и др. ОИЯИ, Д6-7094, Дубна, 1973.
2. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р13-9607, Дубна, 1976.
3. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р13-9608, Дубна, 1976.
4. Alikov B.A. et al. Nucleonika, 1978, 23, p.833.
5. Alikov B.A. et al. Nucl.Phys., 1982, A383, p.333.
6. Tuurnala T. et al. Z.Phys., 1974, A266, p.103.
7. Вылов Ц. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с.506.
8. Sen P. et al. Z.Phys., 1975, A274, p.343.
9. Аликов Б.А. и др. Acta Phys.Polon, 1976, B7, p.59.
10. Warner D.D. et al. J.Phys.(London), 1978, G4, p.1887.

11. Prochazka I. et al. Czech.J.Phys., 1983, B33, p.903.
12. Соловьев В.Г. "Структура сложных ядер". "Наука", М., 1971.
13. Ваврышук Я. и др. ОИЯИ, Р6-10703, Дубна, 1977.
14. Badica T. et al. Hyperfine Interactions, 1977, 3, p.423.
15. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.941.
16. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р4-83-535, Дубна, 1983.
17. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
18. Чепурнов В.А. Ядерная физика, 1967, 6, с.955.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
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.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 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.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 февраля 1984 года

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

SUBJECT CATEGORIES OF THE JINR PUBLICATIONS

Index	Subject
1.	High energy experimental physics
2.	High energy theoretical physics
3.	Low energy experimental physics
4.	Low energy theoretical physics
5.	Mathematics
6.	Nuclear spectroscopy and radiochemistry
7.	Heavy ion physics
8.	Cryogenics
9.	Accelerators
10.	Automatization of data processing
11.	Computing mathematics and technique
12.	Chemistry
13.	Experimental techniques and methods
14.	Solid state physics. Liquids
15.	Experimental physics of nuclear reactions at low energies
16.	Health physics. Shieldings
17.	Theory of condensed matter
18.	Applied researches
19.	Biophysics

Аликов Б.А. и др.
Экспериментальное исследование и анализ свойств ядра ^{153}Gd

6-84-121

Методами $\phi\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -совпадений исследовался спектр излучений ядра ^{153}Tb . Для измерения периодов полураспада возбужденных состояний ^{153}Gd использовался магнитно-линзовый β -спектрометр Герхольма. Анализ структуры основного и возбужденных состояний проводился в рамках современных полумикроскопических представлений об атомном ядре. Проведены расчеты равновесных деформаций неротационных состояний в ядре ^{153}Gd и расчеты энергий и структуры неротационных состояний в рамках модели независимых квазичастиц и квазичастично-фононной модели. Обсуждается природа основного и низкоспиновых состояний отрицательной четности в ^{153}Gd . В рамках неадиабатической вращательной модели проведены расчеты энергий и структуры ротационных возбуждений в ядре ^{153}Gd , рассчитаны вероятности M1-, E2- и E1-переходов, магнитные моменты основного и возбужденных состояний. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Alikov B.A. et al.
Experimental Investigation and Analysis of ^{153}Gd Properties

6-84-121

Nuclear spectrum of Tb has been studied using $\phi\gamma$ and $\gamma\gamma$ -coincidence methods. Gerholm magnetic lens β -spectrometer was used for measurement of lifetimes of ^{153}Gd excited states. Structure of ground and excited states is analysed in terms of up-to-date nuclear models. Parameters of equilibrium deformations, energies and structure of unrotational states are calculated. The nature of ground and negative parity states in the ^{153}Gd are discussed. Energies and structure of rotational states, M1-, E2- and E1-transition probabilities, magnetic moments are calculated in terms of the nonadiabatic rotational model. The results are compared with the experimental values.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984