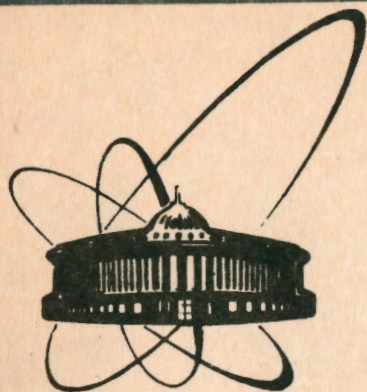


92-536



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-92-536

К.Я.Громов, П.Н.Усманов¹, А.Х.Холматов²,
Ю.С.Бутабаев², Р.А.Ниязов²

НЕАДИАБАТИЧНОСТИ МОНОПОЛЬНЫХ
И КВАДРУПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ^{156}Gd

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент

²Ташкентский государственный университет

Громов К.Я. и др.

Неадиабатичности монопольных и квадрупольных переходов
в ^{156}Gd

Проведен теоретический анализ состояний положительной четности в ^{156}Gd . Расчеты проводились в рамках феноменологической модели с учетом смешивания состояний $K^\pi = 0_1^+, 0_2^+, 0_3^+, 2_1^+$ и экспериментально известных $K^\pi = 1^+$ -полос. Вычисляются вероятности квадрупольных и монопольных электрических переходов между состояниями вращательных полос. Обсуждаются неадиабатичности, проявляемые в электромагнитных переходах, а также влияние вращения на поведение величины $\chi_I^{if} = B(E0; 10_i^+ \rightarrow 10_j^+) / B(E2; 10_i^+ \rightarrow 10_j^+)$. Оцениваются значения ядерного матричного элемента $E0$ -перехода $\rho(E0)$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Gromov K.Ya. et al.

P6-92-536

The Nonadiabaticities of Monopole and Quadrupole Transitions
in ^{156}Gd

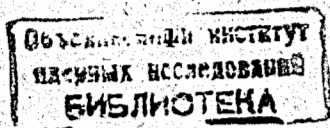
The theoretical analysis of positive parity states is carried out. Calculations in the framework of the phenomenological model taking into account the mixing of $K^\pi = 0_1^+, 0_2^+, 0_3^+, 2_1^+$ and experimentally studied $K^\pi = 1^+$ -band states have been done. The quadrupole and monopole electric transition probabilities between rotation band states are calculated. The nonadiabaticities, presented in electromagnetic transitions, as well as the behavior of $\chi_I^{if} = B(E0; 10_i^+ \rightarrow 10_j^+) / B(E2; 10_i^+ \rightarrow 10_j^+)$ magnitude depending on rotation are discussed. The values of monopole matrix element $\rho(E0)$ are estimated.

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

Введение

Исследованию свойств состояний типа 0^+ в атомных ядрах посвящено много экспериментальных и теоретических работ /1-7/. Интерес к изучению природы этих уровней в настоящее время возрастает. Значительное количество работ посвящено исследованию характеристик электрических монополюсных переходов. Изучение таких переходов позволяет судить о тонких деталях структуры атомных ядер. Особенный интерес вызывает зависимость приведенной вероятности $E0$ -переходов от энергии возбуждения уровней. С ростом энергии качественно меняется структура монополюсных состояний, что может приводить к значительным изменениям в распадных характеристиках. Подобные аномалии наблюдаются в ядрах деформированной области, где представляет интерес исследование изменения отношения $\chi_{IK}^{i,f} = B(E0; IK_1^+ \rightarrow IK_f^+) / B(E2; IK_1^+ \rightarrow IK_f^+)$ со спином I для переходов между состояниями ротационных полос.

В данной работе делается теоретический анализ состояний положительной четности ^{156}Gd . В рамках феноменологической модели /9/ проводится расчет, учитывающий смешивание состояний низколежащих $K^\pi = 0^+, 2^+$ и экспериментально известных $K^\pi = 1^+$ - полос. Описывается спектр энергий. Вычисляются квадрупольные и монополюсные электрические вероятности переходов между состояниями вращательных полос. Обсуждаются неадиабатичности, проявляемые в электромагнитных переходах, и поведение переходов $\chi_I^{i,f} = B(E0; I0_1^+ \rightarrow I0_f^+) / B(E2; I0_1^+ \rightarrow I0_f^+)$ между



уровнями ненулевого спина. Оцениваются значения ядерного матричного элемента E0-перехода $\rho(E0)$. Исследуется влияние состояний $K^\pi=1^+$ -полос на спектроскопические характеристики низколежащих уровней.

Спектр энергий

Достаточно полный анализ состояний положительной и отрицательной четности был проведен Баклином и др. в работе /10/.

Ядро ^{156}Gd – одно из наиболее хорошо изученных ядер – является одним из первых ядер, в котором был обнаружен новый тип возбуждения – коллективные состояния $I^\pi=1^+$ в области энергий 2–3.5 МэВ /11/. В настоящее время в эксперименте по рассеянию γ -квантов идентифицировано несколько таких состояний в ^{156}Gd /8/. В таблице 1 представлены энергии 1^+

Таблица 1
Характеристики 1^+ -состояний /3/

E_{1^+} , кэВ	$R_{\text{эксп.}}$	$B(M1) \uparrow$ (μ_N^2)
2027	0.25(24)	0.16(5)
2974	0.45(8)	0.35(7)
3010	0.53(23)	0.09(2)
3050	0.39(17)	0.11(3)
3070	0.64(7)	1.21(23)
3122	0.47(20)	0.09(3)
3158	0.50(13)	0.34(7)
3218	0.48(11)	0.31(6)

коллективных уровней, значения вероятностей $B(M1)$ и отношения приведенных вероятностей $R = B(M1; 1^+1 \rightarrow 2^+0_1) / B(M1; 1^+1 \rightarrow 0^+0_1)$. Также в β -распаде ^{156}Eu наблюдалось три 1^+ -состояния с энергиями 1966, 2027 и 2187 кэВ /10/. Установлены их ротационные уровни до 4^+ для первых двух полос и до 3^+ для последней полосы. Отношения M1- переходов из этих уровней

согласуются с адиабатическими значениями, вычисленными по правилу Алаги и позволяют приписать этим полосам $K^\pi=1^+ /10/$. Уровень с энергией 2027 кэВ также наблюдался в эксперименте по рассеянию фотонов (см. табл 1).

В реакции $(\alpha, 2n)$ получены сведения об уровнях ротационных полос с $K^\pi=0_1^+$ (основная) – до $I=16^+$, $K^\pi=0_2^+$ и 0_3^+ (β -вибрационные) – до $I=10^+$ и $K^\pi=2_1^+$ (γ -вибрационная) – до $I=11^+$.

Для изучения свойств уровней вышеописанных полос проводились расчеты в рамках феноменологической модели /9/, где рассматривается кориолисово смешивание состояний положительной четности. В базисные состояния гамильтониана включены 0_1^+ , 0_2^+ , 0_3^+ , 2_1^+ и все известные из эксперимента полосы с $K^\pi=1^+$. Параметрами модели являются: инерционные параметры вращающегося остова – J_0 и J_1 ; головные энергии вращательных полос – ω_K ; матричные элементы $\langle \alpha | j_x | 1^+ \rangle$, описывающие кориолисово взаимодействие между уровнями $\alpha=0_1^+$,

Таблица 2
Параметры, использованные в расчетах

ω_2 (кэВ)	1070
$\langle 0_1^+ j_x 1^+ \rangle$	0.21
$\langle 0_2^+ j_x 1^+ \rangle$	0.28
$\langle 0_3^+ j_x 1^+ \rangle$	0.81
$\langle 0_1^+ j_x 1^+ \rangle$	0.21
$\langle 2_1^+ j_x 1^+ \rangle$	0.28
$\langle 2_1^+ j_x 1^+ \rangle$	0.77

Примечание:

ω_2 – головная энергия $K^\pi=2_1^+$ -полосы;
 $\langle K | j_x | 1^+ \rangle$ – матричные элементы кориолисова взаимодействия;
 $\nu = n+m$, $n = 1, 2, 3$ и $m = 4, 5, \dots, 10$.

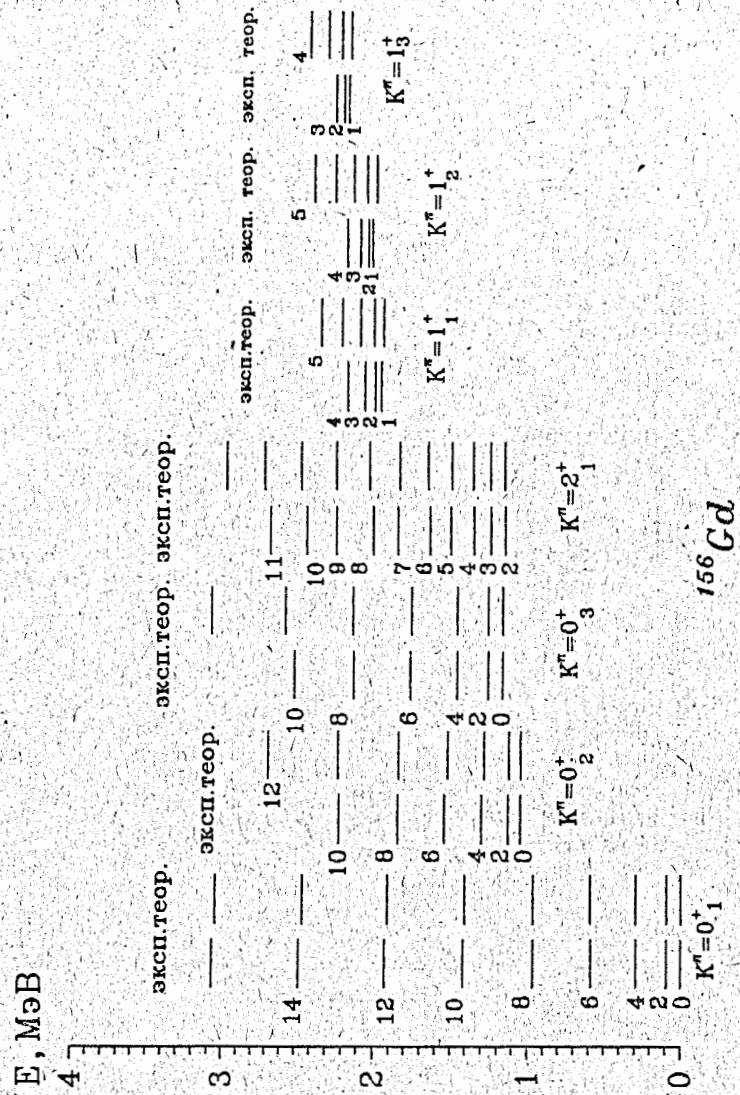


Рис. 1. Энергии состояний положительной четности в ^{156}Gd

Таблица 3
Структура состояний $K^\pi = 0_1^+, 0_2^+, 0_3^+$ и 2_1^+ - полос

I	$\psi_{0_1 K}^I$				$\psi_{0_2 K}^I$			
	K=0 ₁	K=0 ₂	K=0 ₃	K=2 ₁	K=0 ₁	K=0 ₂	K=0 ₃	K=2 ₁
0	1	0	0	0	0	1	0	0
2	.9998	.0028	.0009	.0020	.0054	-.9342	-.0406	-.3375
4	.9993	.0083	.0027	.0068	.0173	-.8118	-.0922	-.5422
6	.9985	.0154	.0051	.0132	.0321	-.7595	-.1222	-.5851
8	.9975	.0237	.0077	.0204	.0482	-.7316	-.1388	-.5961
10	.9961	.0327	.0106	.0284	.0653	-.7134	-.1484	-.5981
12	.9945	.0425	.0137	.0371	.0832	-.7000	-.1542	-.5971
14	.9924	.0529	.0169	.0463	.1019	-.6893	-.1579	-.5948

I	$\psi_{0_3 K}^I$				$\psi_{2_1 K}^I$			
	K=0 ₁	K=0 ₂	K=0 ₃	K=2 ₁	K=0 ₁	K=0 ₂	K=0 ₃	K=2 ₁
0	0	0	1	0	-	-	-	-
2	-.0015	-.0359	.9982	-.0305	.0015	.3435	-.0155	-.9385
4	-.0034	-.0741	.9932	-.0717	.0017	.5604	-.0174	-.8276
6	-.0050	-.0987	.9884	-.0955	.0015	.6150	-.0148	-.7881
8	-.0064	-.1144	.9848	-.1083	.0012	.6359	-.0116	-.7714
10	-.0076	-.1253	.9821	-.1153	.0008	.6461	-.0082	-.7628
12	-.0087	-.1335	.9800	-.1191	.0005	.6519	-.0049	-.7579
14	-.0097	-.1400	.9783	-.1210	.0002	.6555	-.0015	-.7547

$0_2^+, 0_3^+, 2_1^+$ и $K^\pi=1_1^+$ -полос. Для инерционных параметров J_0 и J_1 брались значения из работы /12/. Головные энергии $K^\pi=0_1^+$ -полос брались из имеющихся экспериментальных данных, так как они не возмущены кориолисовыми силами $\omega_{0_2}=1050$ кэВ и $\omega_{0_3}=1168$ кэВ. Головные энергии 1_1^+ -полос также определялись из эксперимента:

$$\omega_{1\nu} = E_{1\nu}^{\text{эксп}}(I=1) - E_{\text{rot}}^{\text{теор}}(I=1).$$

Матричные элементы $(j_x)_{KK'}$ и головная энергия γ -полосы $-\omega_\gamma$ подбирались из наилучшего согласия теоретического спектра энергий состояний положительной четности с экспериментом. Подобранные параметры модели представлены в табл.2. На рис.1 приведены теоретические и экспериментальные энергии состояний положительной четности. Из сравнения видно, что модель качественно воспроизводит экспериментальные значения энергий.

В таблице 3 представлена структура состояний 0_1^+ , 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полос. Как видно из таблицы, основная полоса сравнительно с 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полосами является более чистой, эффект смешивания в которых может проявляться достаточно заметно. Особенно сильно смешиваются состояния 0_3^+ и 2_1^+ -полос. Это приводит к неадиабатичностям вероятностей электромагнитных переходов между состояниями полос положительной четности, в частности к E0-переходам из состояний 2_1^+ -полосы на вращательные уровни основной полосы. Отметим, что в таблице не приведены компоненты 1_ν^+ -полос.

Квадрупольные и монопольные электрические переходы

Вычисление приведенных вероятностей E2-переходов будем производить по формуле /5/:

$$B(E2; I_1 K_1 \rightarrow I_f 0_1) = \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_0 \left[\psi_{0_1, 0_1}^{I_f} \psi_{0_1, K_1}^{I_i} C_{I_1 0; 20}^{I_f 0} + \sum_n \psi_{K_n, 0_1}^{I_f} \psi_{K_n, K_1}^{I_i} C_{I_1 K_n; 20}^{I_f K_n} \right] + \sqrt{2} \left[\psi_{0_1, 0_1}^{I_f} \sum_n \frac{(-)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n, K_1}^{I_i}}{\sqrt{1+\delta_{K_n, 0}}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times C_{I_1 K_n; 2-K_n}^{I_f 0} + \psi_{0_1, K_1}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n, 0_1}^{I_f}}{\sqrt{1+\delta_{K_n, 0}}} C_{I_1 0; 2K_n}^{I_f K_n} \right] \right\}^2, \quad (1)$$

где

$$m_K = \langle 0_1^+ | m(E2) | K \rangle, \quad K = 0_2^+, 0_3^+, 2_1^+ \text{ и } 1_\nu^+,$$

$\psi_{K,K'}$ - коэффициенты амплитуд смешивания, m_K - некоторые численные константы, определяемые из эксперимента. В нашем случае $\nu=10$. В расчетах величина внутреннего квадрупольного момента бралась равной $Q_0=6.81(6)$ барн /13/. Для переходов из каждой полосы с целью наилучшего согласия вероятностей E2-переходов с экспериментальными данными подбирались значения m_K . В таблице 4 представлены подобранные значения m_K .

Таблица 4
Значения параметров $m_K = \langle K^+ | m(E2) | 0_1^+ \rangle$

K_ν	$e \cdot \Phi M^2$ m_{0_2}	$e \cdot \Phi M^2$ m_{0_3}	$e \cdot \Phi M^2$ m_{2_1}	$e \cdot \Phi M^2$ m_{1_ν}
0_2^+	-12	5	31	20
0_3^+	-3	13	27	-20
2_1^+	-3	-4	27	-20

для переходов из 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полос. В таблицах 5,6 проводится сравнение вычисленных значений приведенных вероятностей E2-переходов с экспериментальными данными для 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полос соответственно. В таблицах 7,8 представлены отношения вероятностей E2-переходов из 0_2^+ и 2_1^+ -полос соответственно. Как видно из этих таблиц, используемая модель удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

В таблице 9 проводится сравнение экспериментальных и адиабатических значений приведенной вероятности E2-переходов в основной полосе, а также значений, вычисленных в рамках ГВА /17/ и нашей модели. Как видно из таблицы, экспериментальные данные хорошо согласуются с адиабатическими значениями $B(E2)$, и, следовательно, можно говорить о том, что основная полоса при указанных спинах почти не смешивается с другими полосами. Этот вывод наглядно подтверждается результатами расчета, проведенного в рамках нашей модели.

Таблица 5

Приведенные вероятности E2-переходов из состояний 0_2^+ и 0_3^+ -полос.

$I_i \pi K_i(E_{I_i}) \rightarrow I_f \pi K_f(E_{I_f})$	B(E2) $e^2\text{ФМ}^4$	
	экспер./10/	теор.
$2^+0_2 (1154) \rightarrow 0^+0_1(0)$	31.6 (18) *	32
	$2^+0_1(89)$ 164 (16)	130
	$4^+0_1(288)$ 181 (17)	96
$4^+0_2 (1298) \rightarrow 2^+0_1(89)$	61 (7)	116
	$4^+0_1(288)$ 140 (13)	277
	$6^+0_1(585)$ 91 (14)	88
$2^+0_3 (1258) \rightarrow 0^+0_1(0)$	15.4 (14) *	14
	$2^+0_1(89)$ 8.4 ($\begin{smallmatrix} +24 \\ -19 \end{smallmatrix}$)	45
	$4^+0_1(288)$ 210 (25)	122
$4^+0_3 (1462) \rightarrow 2^+0_1(89)$	15 (4)	15
	$4^+0_1(288)$ 230 (20)	59
	$6^+0_1(585)$ 370 (30)	115

* - из работы /16/.

В рамках модели для приведенных вероятностей E0-переходов из состояний $K^\pi=0_v^+$ -полос на уровни основной вращательной полосы имеем следующую формулу:

$$B(E0; I0_v \rightarrow I0_1) = \left\{ \sum_v m'_{0_v} (\psi_{0_v 0_2}^I \psi_{0_1 0_1}^I + \psi_{0_1 0_2}^I \psi_{0_v 0_1}^I) \right\}^2, \quad (2)$$

где $v=2$ и 3 , $m'_{0_v} = \langle 0_1^+ | m(E0) | 0_v^+ \rangle$ - матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной 0_1^+ - и 0_v^+ -полос, которые являются численными параметрами и определяются из эксперимента. В литературе приводятся экспериментальные значения параметров смешивания E0- и E2- переходов из 0^+ -полос

$$X_I(E0/E2) = \frac{B(E0; I0_v \rightarrow I0_1)}{B(E2; I0_v \rightarrow I0_1)} \quad (3)$$

В рамках нашей модели для адиабатического случая формула (3) имеет следующий вид:

$$X_I(E0/E2) = X_0(E0/E2) \frac{(2I-1)(2I+3)}{I(I+1)}, \quad (4)$$

где

$$X_0(E0/E2) = \frac{B(E0; 00_v \rightarrow 00_1)}{B(E2; 00_v \rightarrow 20_1)} = \left[\frac{m'_{0_v}}{m_{0_v}} \right]^2 \quad (5)$$

Таблица 6

Приведенные вероятности E2-переходов из состояний γ -полосы

$I_i \pi K_i(E_{I_i}) \rightarrow I_f \pi K_f(E_{I_f})$	B(E2) $e^2\text{ФМ}^4$	
	экспер./10/	теор.
$2^+2_1(1154) \rightarrow 0^+0_1(0)$	222 (11) *	210
	$2^+0_1(89)$ 355 (19) *	399
	$4^+0_1(288)$ 32 (3) *	24
$3^+2_1(1248) \rightarrow 2^+0_1(89)$	364 (17)	456
	$4^+0_1(288)$ 280 (60)	295
$4^+2_1(1355.4) \rightarrow 2^+0_1(89)$	78 (9)	87
	$4^+0_1(288)$ 460 (50)	376
$5^+2_1(1507) \rightarrow 4^+0_1(288)$	295	352
	$6^+0_1(585)$ 410 (40)	405

* - из работы /16/.

Таблица 7

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов

$$R_I = B(E2; I_{0_2} \rightarrow I_1 0_1) / B(E2; I_{0_2} \rightarrow I_2 0_1)$$

I	I ₁	I ₂	R _I		
			экспер.	теор.	АЛАГА
2	2	0	5.1 (5) ^B 2.7 (7) [*] 3.45 (34) ^D	4.1	1.43
2	4	2	1.1 (1) ^B 0.84 (8) ^A	0.74	1.80
4	4	2	2.3 (2) ^B	2.4	0.91
4	6	4	0.65 (9) ^B 0.7 (3) [*]	0.32	1.75
6	6	4	1.2 (8) [*]	1.8	0.81
10	10	8	> 1.7 [*]	1.33	0.74

* - из работы /17/

A - из работы /16/

B - из работы /10/

D - из работы /18/

Используя экспериментальные данные $X_0(E0/E2)=0.23(1)$ и $=0.031(13)$ /14/ для переходов из 0_2 - и 0_3 -уровней соответственно, по формуле (5) определяем численные значения матричных элементов $m'_{0_2}=0.058(1)$ в.б и $m'_{0_3}=0.023(4)$ в.б. При этом для параметров m_{0_v} брались следующие величины: $m_{0_2}=0.12$ в.б и $m_{0_3}=0.13$ в.б. Далее, по формуле (2) вычисляем приведенную вероятность $B(E0)$. В таблице 10 представлены вычисленные по формуле (3) значения $X_I(E0/E2)$, которые сравниваются с экспериментальными значениями /7/ и вы-

Таблица 8

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов

$$R_I = B(E2; I_{2_1} \rightarrow I_1 0_1) / B(E2; I_{2_1} \rightarrow I_2 0_1)$$

I	I ₁	I ₂	R _I		
			экспер.	теор.	АЛАГА
2	2	0	1.75 (55) ^A 1.60 (9) ^B 1.56 (17) ^C 1.96 (22) ^D 1.60 (12) ^B	1.90	1.43
2	4	2	0.090 (9) ^B 0.105 (3) ^C 0.14 (2) ^B	0.060	0.05
3	4	2	0.56 (21) ^A 0.695 (8) ^C 0.77 (15) ^B	0.65	0.40
4	4	2	5.81 (24) ^C 5.9 (6) ^B	4.4	2.94
5	6	4	1.22 (16) ^A 1.45 (19) ^C 1.40 (16) ^B	1.16	0.57
6	6	4	5.9 (14) ^A	5.55	3.7
7	8	6	2.0 (12) ^A	1.62	0.67
9	10	8	2.5 (12) ^A	2.1	0.72
10	10	8	≈ 5 ^A	6.6	4.48

A - из работы /17/ C - из работы /19/ E - из работы /10/
B - из работы /16/ D - из работы /18/

Таблица 9
Экспериментальные и теоретические значения
приведенной вероятности E2-переходов
в основной полосе.

I	$B(E2; I^+0_1 \rightarrow (I-2)^+0_1) \times 10^4 \text{ e}^2\text{Фм}^4$			
	Эксп. /21/	ИВА /17/	теор.	адиаб.
2	0.92(3)	0.92	0.91	0.92
4	1.29(2)	1.29	1.29	1.31
6	1.47(4)	1.39	1.43	1.44
8	1.57(15)	1.39	1.50	1.51
10	1.59(9)	1.34	1.55	1.55

Таблица 10
Характеристики E0-переходов между
возбужденными состояниями ^{156}Gd

$I^\pi K_\nu$	$E_{ур}$ кэВ	E_ν кэВ	$X_I(E0/E2)$			$B(E2) \times 10^{-4}$ $\text{e}^2\text{б}^2$	
			эксп.	теор.	адиаб.	теор.	адиаб.
0^+0_2	1049	1049	0.23(1) ^A	0.23	0.23	144	144
2^+0_2	1258	1168	0.19(5) ^B	0.240	0.762	130	41
4^+0_2	1298	1010	0.20(4) ^B	0.091	0.838	277	37
6^+0_2	1540	956	0.18(8) ^B	0.071	0.855	318	37
8^+0_2	1848	883	0.05-0.08 ^B	0.065	0.862	331	36
10^+0_2	2220	804	0.06(3) ^B	0.061	0.865	335	36
0^+0_3	1168	1168	0.031(13) ^A	0.031	0.031	169	169
2^+0_3	1258	1169	0.017(9) ^C	0.096	0.105	45	48
4^+0_3	1462	1174	0.036(4) ^C	0.057	0.115	60	44
6^+0_3	1766	1181	-	0.040	0.117	71	43
8^+0_3	2134	1169	-	0.033	0.118	77	43
10^+0_3	2523	1107	-	0.028	0.119	81	43

A- из работы /14/ B- из работы /7/ C- из работы /20/

численными по адиабатической формуле (4). Также в таблице 10 приводятся $B^{теор}(E2)$, вычисленные по (1), и адиабатические значения $B(E2)$, определяемые по формуле:

$$B(E2; I0_\nu \rightarrow I0_1) = m_{0\nu}^2 \frac{I(I+1)}{(2I-1)(2I+3)} \quad (6)$$

Как видно из таблицы, с ростом углового момента различие между экспериментальными $X_I(E0/E2)$ и рассчитываемыми по правилу Алаги значениями увеличивается. То есть с увеличением I адиабатические значения $X_I(E0/E2)$ для переходов из 0_2^+ и 0_3^+ полос медленно растут и при определенных I приближаются к пределу, тогда как экспериментальные значения $X_I(E0/E2)$ имеют тенденцию к уменьшению. Это объясняется следующим:

а) в адиабатическом приближении $B(E0)$ является постоянной величиной, следовательно, причиной увеличения параметра $X_I^A(E0/E2)$ является поведение $B^A(E2)$ (см. табл. 10);

б) смешивание состояний положительной четности приводит к уменьшению $B(E0)$ со спином I и к увеличению значения $B(E2)$, что приводит к уменьшению $X_I(E0/E2)$.

Вычисляем безразмерный ядерный параметр E0-перехода, зависящий от структуры ядерной материи

$$\rho(E0; I0_\nu^+ \rightarrow I0_1^+) = \frac{\langle I0_1^+ || m(E0) || I0_\nu^+ \rangle}{e R_0^2} \quad (7)$$

где $R_0 = r_0 A^{1/3}$ и $r_0 = 1.2 \text{ Фм}$.

На рис.2 проводится сравнение вычисленных и экспериментальных значений $\rho(E0)$. Как видно из рисунка 2, для переходов из 0_2^+ - полосы теоретические значения $\rho(E0)$ согласуются в пределах погрешности эксперимента, а для переходов из 0_3^+ - полосы дают качественное согласие.

Отметим, что экспериментальные значения $\rho(E0)$ определялись по формуле (7). При этом использовались данные для $X_I(E0/E2)$ и $B(E2)$, представленные в табл. 10 и 5 соответственно.

В этом ядре наблюдаются E0-переходы из состояний 2^+ , 1828

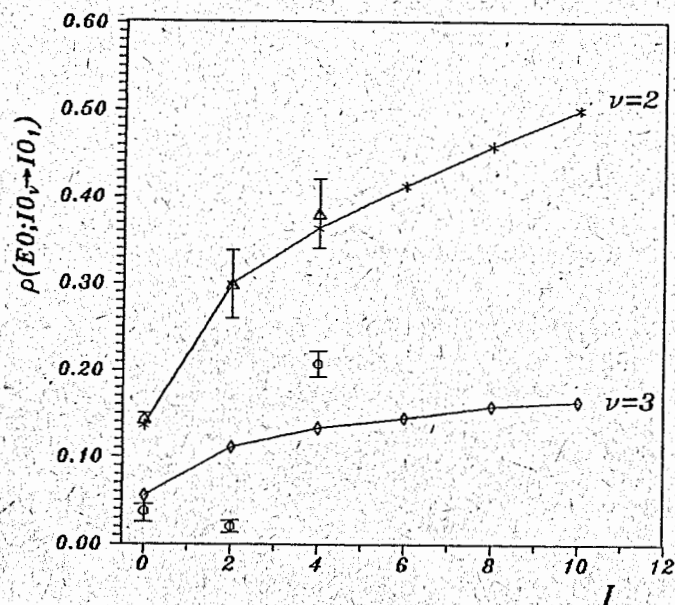


Рис.2. Зависимость безразмерного матричного элемента $\rho(E0; I0_v^+ \rightarrow I0_1^+)$ от спина для переходов из 0_2^+ ($\nu=2$)- и 0_3^+ ($\nu=3$)-полос

и 3^+ , 1916 кэВ полосы $K^\pi=2_2^+$ на уровни $K^\pi=2_1^+$, которые имеют большие значения $X_2(E0/E2)=1.2$ и $X_3(E0/E2)=1.0$. Это, вероятно, связано с тем, что E2-переходы между однофононными состояниями являются малыми, так как такие переходы проявляются в основном за счет 0_1^+ -компонент в состояниях 2_1^+ - и 2_2^+ -полос.

Заключение

Наши расчеты, проведенные с учетом кориолисова смешивания состояний положительной четности, хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Используемая модель качественно описывает экспериментальные значения спектра энергий, вероятности квадрупольных электрических переходов из состояний 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полос на ротационные уровни полосы 0_1^+ . Таким образом, в рамках проведенного нами теоретического анализа представляется возможность объяснить отклонения

значений отношений приведенных вероятностей E2-переходов $R_{IK} = B(E2; I_i K \rightarrow I_f 0_1) / B(E2; I_i K \rightarrow I' 0_1)$, параметра смешивания E0- и E2-переходов $X_i(E0/E2)$, а также матричного элемента E0-перехода $\rho(E0)$ от адиабатического правила Алаги.

Авторы выражают признательность проф. И.Н. Михайлову и И.А. Митропольскому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуразаков А.А., Холматов А.Х., Тангабаев А.А. и др. - Спектры электронов внутренней конверсии нейтрондефицитных радиоактивных нуклидов в области $A=131-172$, Ташкент, "Узбекистан", 1991.
2. Бекжанов Р.Б. и др. - Справочник по ядерной физике, Ташкент, ФАН, 1989, т.1,2.
3. Борисоглебский Л.А. - УФН, т.81, 1963, 271.
4. Dzelepov B.S., Shestopalova S.A. - Nuclear Structure. Vienna: IAEA, 1968, 39.
5. Пятов Н.И. - Проблемы современной ядерной физики. М: Наука, 1972, 141.
6. Aldushchenkov A.V., Voinova N.A. - Nucl. Data Tables, 1973, v.A11, 299.
7. Воинова-Елисеева Н.А., Митропольский И.А. - ЭЧАЯ, 1986, т.17, 1173.
8. Pitz H.H. et al. - Nucl. Phys. A492, 1989, 411.
9. Михайлов И.Н., Усманов П.Н. - ЯФ, т.54, 1991, 1239.
10. Backlin A. et al. - Nucl. Phys. A380, 1982, 189.
11. Bohle D. et al. - Phys. Lett. B137, 1984, 27.
12. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. - Препринт ОИЯИ Р6-92-470, 1992, Дубна, направлено в журнал "Известия РАН, сер. физ."
13. Wollersheim H.J., Elze Th.W. - Ann. Rep. IKF-34, 1974, 19.
14. Yamada H. et al. - Ann. Rep. INS-73, A204, 1973, 33.
15. Громов К.Я., Исламов Т.А., Усманов П.Н. - Изв. АН СССР, сер. физ., т.53, 1989, 858.
16. Mc Gowan F.K., Milner W.T. - Phys. Rev. C, 23, 1981, 1926.
17. Konijn J., Be Boer F.W.N. - Nucl. Phys. A352, 1981, 191.

18. Bjorn V. - Acta Univ. upsal. Uppsala Diss. Fac. Sci. No 22, 1987, 1.
19. Iwata Y. - J.Phys. Soc. Jap. Vol. 49, 1980, 2114.
20. Yamada H. et al. - J.Phys.Soc.Jap., 1976, V.41, 1843.
21. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. - Nucl.Phys. A291, 1977, 443.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1992 года.