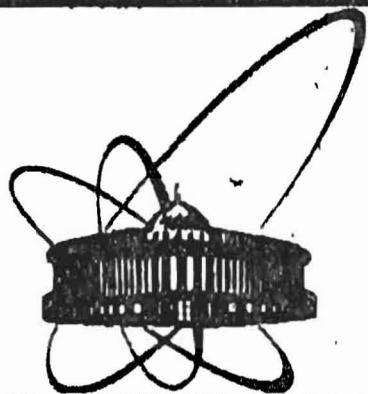


88-935



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-88-935

И.Адам, Б.А.Аликов*, Х.Н.Бадалов, Я.Ваврышук,
К.Я.Громов, Т.М.Муминов*, В.О.Нестеренко

СИСТЕМАТИКА И АНАЛИЗ СВОЙСТВ ЯДЕР
НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ИТТЕРБИЯ

$S A = 163 + 173.$

Вероятности внутриволосных ($M1 + E2$)-переходов
и магнитные моменты состояний

* Научно-исследовательский институт
прикладной физики ТашГУ, Ташкент

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах ^{/1,2/} подробно изложены результаты наших теоретических исследований структуры основных и возбужденных состояний деформированных ядер Yb с $A = 163 \div 173$, выполненных в рамках квазичастично-фононной (КФМ) ^{/3/} и неадиабатической вращательной (НВМ) ^{/4/} моделей. Там же приведены характеристики и волновые функции состояний, полученные из расчетов энергетических спектров. В настоящей работе, являющейся продолжением работ ^{/1,2/}, в рамках НВМ с учётом квазичастично-фононного взаимодействия проводятся теоретические исследования приведенных вероятностей $M1$ - и $E2$ -внутриполосных γ -переходов и магнитных моментов состояний. Детально рассматривается структура этих переходов, сравниваются теоретические и полуэмпирические (оцененные в адиабатическом приближении) соответствующие значения матричных элементов, обсуждаются вопросы, связанные с теоретическим вычислением поляризационных факторов в приближении ^{/4/} и возможный путь его улучшения.

2. АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В работе ^{/2/} представлена систематика энергий состояний ротационных полос, наблюдаемых в нечетных деформированных ядрах Yb с $A = 163-173$. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные позволяют провести подробный анализ свойств электромагнитных переходов в нижайших полосах, построенных на одноквазичастичных состояниях $3/2^-$ [521], $5/2^-$ [523], $5/2^+$ [642], $1/2^-$ [521], $7/2^+$ [633] и $5/2^-$ [512]. Первые три полосы хорошо изучены для ядер $^{163-167}Yb$, а остальные, главным образом, для $^{169-173}Yb$.

Прежде чем перейти к теоретическому исследованию этих свойств в рамках неадиабатической вращательной модели, используем известные формулы, вытекающие из адиабатического приближения, для приведенных вероятностей $B(M1)$ и $B(E2)$ внутриполосных переходов:

$$B(M1, I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \langle I_i K 10 | I_f K \rangle^2 \cdot (g_K - g_R)^2 \times \\ \times [1 + \delta_{K, 1/2} \cdot (-1)^{I_i + 1/2} b_0]^2 \text{ (я. м.)}^2, \quad (2.1)$$

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \cdot \langle I_i K 20 | I_f K \rangle^2 e^2 b_0^2, \quad (2.2)$$

а также для магнитного момента состояния со спином I:

$$\mu_I = g_R I + \frac{K^2}{I+1} (g_K - g_R) \cdot [1 - \delta_{K, 1/2} \cdot (2I+1) (-1)^{I-1/2} b_0] \text{ я. м.}, \quad (2.3)$$

и получим на основании экспериментальных данных величины $g_K - g_R$, g_K , g_R и Q_0 . В случае полос с $K = 1/2$ определим также параметр b_0 . Используя отношения интенсивностей ротационных γ -переходов и данные прямых измерений их коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$, получим отношения $S(I)$, которые рассматриваются, когда отсутствует информация о временах жизни ротационных состояний:

$$S(I) = \frac{g_K - g_R}{Q_0} [1 + \delta_{K, 1/2} \cdot (-1)^{I+1/2} b_0] = \quad (2.4)$$

$$= 0,934 \cdot \frac{E_\gamma(\text{МэВ})}{\sqrt{(I-1)(I+1)}} \cdot \frac{1}{\delta(I \rightarrow I-1)},$$

$$\frac{1}{\delta(I \rightarrow I-1)} = \left[\gamma \cdot \left(\frac{E_\gamma(I \rightarrow I-2)}{E_\gamma(I \rightarrow I-1)} \right)^5 \cdot \frac{(I+1)(I+K-1)(I-K-1)}{2K^2(2I-1)} - 1 \right]^{1/2}, \quad (2.5)$$

где $\gamma = \frac{I_\gamma(I \rightarrow I-1)}{I_\gamma(I \rightarrow I-2)}$ — отношение интенсивностей γ -переходов.

Далее, воспользовавшись соотношениями

$$(g_K - g_R) K = (g_s - g_\ell) \langle \hat{s}_z \rangle \cdot R_z + (g_\ell - g_R) K, \quad (2.6)$$

$$(g_K - g_R) b_0 = (-1)^l [(g_s - g_\ell) \langle \hat{s}_+ \rangle \cdot R_s + (g_\ell - g_R) \langle \hat{j}_+ \rangle R_j], \quad (2.7)$$

где $\langle \hat{s}_z \rangle$, $\langle \hat{s}_+ \rangle$ и $\langle \hat{j}_+ \rangle$ — одночастичные матричные элементы; R_z , R_s и R_j — поляризационные факторы; $g_s = -3,826$, $g_\ell = 0$ (нечетно-нейтронные ядра); $(-1)^l$ — четность состояния, получим оценки величин поляризационных факторов R_z и R_s , используя при этом параметры R_j , определенные в работе ^{12/} при вычислении энергий состояний.

О достоверности адиабатического приближения можно судить как по структуре волновых функций, так и по поведению величин $S(I)$ в рассматриваемой полосе с увеличением спина I. Флуктуация этого отношения непосредственно указывает на силу неадиабатических эффектов. Тенденция изменения разности гиромагнитных отношений $g_K - g_R$

Таблица 1. Экспериментальные вероятности $B(M1)$ и $B(E2)$ внутриволосных переходов, разности гиромагнитных отношений $|g_K - g_R|$, внутренние квадрупольные моменты $Q_0^{(B)}$, $Q_0^{(s)}$, а также $Q_0^{\text{теор}}$, рассчитанные в работе ^{15/}.

Ядро	$I_i^\pi - I_f^\pi$	$B(M1)$ (я. м.) ²	$ g_K - g_R ^{(a)}$	$B(E2)$ (еб) ²	$Q_0^{(B)}$ еб	$Q_0^{(s)}$ еб	$Q_0^{\text{теор}}$ еб
167Yb	3/2 ⁻ - 1/2 ⁻	1,0(4)-3	0,22(2)	1,14(20)	7,6(30)		7,0
	5/2 ⁻ - 3/2 ⁻	≥ 0,01	≥ 0,68	≥ 0,16	≥ 5,8		
	7/2 ⁻ - 5/2 ⁻	≥ 2,3 - 4	≥ 0,1				
169Yb	3/2 ⁻ - 1/2 ⁻	4,7(3)-3	0,49(2)	0,70(10)	5,9(4)		7,3
171Yb	3/2 ⁻ - 1/2 ⁻	8,0(5)-3	0,63(2)	1,23(8)	7,9(3)	7,72 ^(б)	7,5
	5/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0,054(13)	1,5(2)	0,31(12)	7,4(13)		
	5/2 ⁻ - 1/2 ⁻			0,87(12)	6,6(5)		
173Yb	3/2 ⁻ - 1/2 ⁻	9,1(13)-3	0,68(5)	0,93(13)	6,8(5)		7,1
3/2 ⁻ [521]							
163Yb	5/2 ⁻ - 3/2 ⁻	1,2(7)-3	0,09(2)	1,5(2)	6,6(4)	6,2(1) ^(б)	6,2
165Yb	5/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0,039(6)	0,52(4)	1,73(26)	7,1(6)		6,8
167Yb	5/2 ⁻ - 3/2 ⁻	≥ 7,2-3	≥ 0,22	≥ 0,5	≥ 4,0		7,2
5/2 ⁻ [523]							
165Yb	7/2 ⁻ - 5/2 ⁻	≤ 1,7-3	≤ 0,07	≥ 1,8	≥ 7,1	6,94(11) ^(б)	6,7
	9/2 ⁻ - 7/2 ⁻	≤ 0,01	≤ 0,15	≥ 1,5	≥ 7,1		
	9/2 ⁻ - 5/2 ⁻			≥ 0,44	≥ 6,7		
167Yb	7/2 ⁻ - 5/2 ⁻	≤ 3,8-4	≤ 0,034	1,83(10)	7,2(2)	7,56(11) ^(б)	7,2
	9/2 ⁻ - 7/2 ⁻	≥ 3,7-4	≥ 0,028	≥ 1,24	≥ 6,4		
	9/2 ⁻ - 5/2 ⁻			≥ 0,41	≥ 6,4		
5/2 ⁻ [512]							
169Yb	7/2 ⁻ - 5/2 ⁻	≥ 0,12	≥ 0,61	≥ 1,4	≥ 6,2		6,9
173Yb	7/2 ⁻ - 5/2 ⁻	0,18(2)	0,75(4)	1,8(7)	7,1(13)	7,84(11) ^(б)	7,5
	9/2 ⁻ - 7/2 ⁻	0,24(3)	0,72(5)	1,7(3)	7,4(7)		
	9/2 ⁻ - 5/2 ⁻			0,55(8)	7,4(6)		
7/2 ⁺ [633]							
169Yb	9/2 ⁺ - 7/2 ⁺	≥ 0,083 ^(г)	≥ 0,40	≥ 1,96	≥ 7,6	7,59(13) ^(б)	7,4
171Yb	9/2 ⁺ - 7/2 ⁺	≥ 0,02	≥ 0,20	≥ 0,45	≥ 3,7		7,4

a — полосам с $K = 1/2$ соответствуют величины $|(g_K - g_R) [1 + (-1)^{I+1/2} b_0]|$; б — см. работу ^{8/}; в — см. ^{7/}; г — значение $B(M1)$ рассчитано на основе $Q_0 = 7,59(13)$ б.

(как это будет показано ниже) и квадрупольного момента Q_0 полос с одними и теми же характеристиками при переходе от ядра к ядру, главным образом, связаны с изменением деформации ядра.

В табл.1 приведены значения $|g_K - g_R|$ и $Q_0^{(B)}$, вычисленные на основе экспериментальных вероятностей $B(M1)$ и $B(E2)$ соответственно.

Для сравнения в последних двух колонках этой таблицы приведены значения $Q_0^{(S)}$, полученные с помощью измеренных спектроскопических квадрупольных моментов, и $Q_0^{теор}$, вычисленные в работе /5/. Видно, что значения $Q_0^{(B)}$, вытекающие из $B(E2)$, хорошо согласуются как с $Q_0^{(S)}$, так и с $Q_0^{теор}$. Заметить ожидаемые различия в величинах $Q_0^{(B)}$ различных полос в данном ядре невозможно из-за относительно больших экспериментальных погрешностей. Наблюдаемое различие между $Q_0^{(B)}$ и $Q_0^{теор}$ в случае полосы $1/2^- [521]$ ^{169}Yb , по-видимому, следует связывать с неточным измерением времени жизни состояния $86,9$ кэВ ($I^\pi = 3/2^-$) /8/.

Таблица 2. Коэффициенты смешивания δ внутриволосных ($M1+E2$)-переходов, отношения интенсивностей γ -переходов $r(I)$ и вытекающие из них величины $S(I)$ для некоторых полос ядер Yb

A	I^π	$\delta(I \rightarrow I-1)$ эксп	$S(I)$ ^{б)}	$r(I)$	$ S(I)_r $ ^{в)}	
1	2	3	4	5	6	7
Полоса $1/2^- [521]$						
167	$3/2^-$	$\pm 1,9(4)^{B)}$	-2,0	$\pm 0,030(6)$		
	$5/2^-$	$\pm 0,025(4)^{Г)}$	+0,023		$0,24(5)^{B)}$	$0,32(3)$
169	$3/2^-$	$+0,59(3)^{Д)}$	+0,58	$\pm 0,082(8)$		
	$5/2^-$	$\pm 0,026(5)^{Е)}$	+0,024	$\pm 0,19(4)$	$0,060(1)^{Ж)}$	$0,210(2)$
	$7/2^-$	$\pm 0,42(3)^{Д)}$	+0,42	$\pm 0,096(8)$	$0,40(2)^{Ж)}$	$0,085(2)$
	$9/2^-$	$\pm 0,08(6)^{Е)}$	+0,021	$\pm 0,05(1)^{З)}$	$4,1(1)^{-3Ж)}$	$0,211(2)$
171	$3/2^-$	$\pm 0,704(7)^{Д)}$	+0,56	$\pm 0,076(1)$		
	$5/2^-$	$\pm 0,020(6)^{И)}$	+0,017	$\pm 0,19(6)$	$0,026(4)^{К)}$	$0,22(2)$
	$7/2^-$	$\pm 0,62(12)^{Л)}$	+0,43	$\pm 0,069(13)$	$0,36(4)^{К)}$	$0,078(6)$
173	$3/2^-$	$\pm 0,54(3)^{М)}$	+0,61	$\pm 0,096(5)$		
$3/2^- [521]$						
163	$5/2^-$	$\pm 2,3(10)^{-4Н)}$	-0,45	$\pm 0,014(1)^{О)}$		
165	$5/2^-$	$\approx 0,3$	-0,34		$\approx 1,7^O)$	$\approx 0,08$
167	$5/2^-$	$\pm 0,19(3)^{B)}$	-0,12	$\pm 0,036(8)$		
	$7/2^-$	$\pm 0,16(1)^{B)}$	-0,13	$\pm 0,14(5)$	$\approx 3,6^B)$	$\approx 0,1$
	$9/2^-$	$\pm 0,17(6)^{B)}$	-0,20	$\pm 0,13(1)^{З)}$	$1,1(4)^{B)}$	$0,12(2)$
$5/2^- [523]$						
165	$7/2^-$	$\geq 2,4^O)$	-2,45	$\leq 0,01$		
167	$7/2^-$	$\geq 4,6^O)$	-5,3	$\leq 5,0-3$		
	$9/2^-$	$\pm 4,9(20)^{-9Д)}$	-2,4	$4,3(12)^{-3}$		

1	2	3	4	5	6	7
Полоса $5/2^- [512]$						
167	$7/2^-$	$\pm 0,22(5)^{B)}$	-0,18	$\pm 0,13(3)$		
169	$7/2^-$	$\pm 0,23(1)^{П)}$	-0,26	$\pm 0,105(5)$		
	$9/2^-$	$\pm 0,29(4)^{P)}$	-0,25	$\pm 0,081(12)$	$2,28(14)^{Ж)}$	$0,084(3)$
	$11/2^-$	$-0,20(11)^{C)}$	-0,27	$-0,12(17)^{-4}$	$1,0(3)^{-2Ж)}$	$0,09(1)$
171	$7/2^-$	$-0,24(4)^{И)}$	-0,22	$-0,091(5)$		
	$9/2^-$	$\pm 0,27(4)^{Т)}$	-0,21	$\pm 0,086(15)^{-11}$	$3,2(5)^{У)}$	$0,10(1)$
	$11/2^-$				$1,23(15)^{У)}$	$0,095(6)$
173	$7/2^-$	$-0,23(3)^{Ф)}$	-0,22	$-0,091(1)$		
	$9/2^-$	$-0,22(2)^{Ф)}$	-0,22	$-0,097(8)$	$3,7(2)^{Х)}$	$0,084(3)$
	$11/2^-$	$-0,17(11)^{C)}$	-0,22	$-0,12(22)^{-5}$	$0,2(1)^{Х)}$	$0,03(1)^{-2}$
$5/2^+ [642]$						
165	$11/2^+$	$\pm 0,75(10)^{H)}$	-0,86	$\pm 0,019(2)$		
167	$9/2^+$	$\pm 0,16(2)^{B)}$	-0,10	$\pm 0,033(4)$		
	$11/2^+$	$\pm 0,30(9)^{B)}$	-0,22	$\pm 0,039(18)^{-8}$	$2,4(8)^{B)}$	$0,032(11)$
$7/2^+ [633]$						
169	$9/2^+$	$\pm 0,29(1)^{П)}$	-0,31	$\pm 0,053(2)$		
	$11/2^+$	$-0,28(2)^{П)}$	-0,28	$-0,056(3)$	$3,22(24)^{Ж)}$	$0,052(2)$
	$13/2^+$	$-0,32(12)^{П)}$	-0,27	$-0,05(1)^{-3}$		
171	$9/2^+$	$-0,28(1)^{И)}$	-0,27	$-0,055(2)$		
	$11/2^+$	$-0,28(5)^{И)}$	-0,27	$-0,056(10)$	$3,7(13)^{-8Ф)}$	$0,058(10)^{-7}$
	$13/2^+$	$\pm 0,48(26)^{У)}$	-0,27	$-0,03(4)^{-1}$	$1,1(2)$	$0,049(4)$
173	$9/2^+$	$\pm 0,27(3)^{М)}$	-0,28	$\pm 0,049(5)$		

a — величины $\delta^{теор}$ рассчитаны с использованием подобранных значений поляризационных факторов R_z, R_s (см. текст); b — $S(I)$ получено из $\delta(E2/M1)$, а $S(I)_r$ — из $r(I)$; v — см. работу /9/; z — величина δ рассчитана на основе отношений интенсивностей γ -переходов в полосе; d — см. работу /10/; e — см. /11/; $ж$ — см. работу /12/; $з$ — см. /13/; $и$ — см. /14/; $к$ — см. /15/; $л$ — см. /16/; $м$ — см. /17/; $н$ — см. /18/; $о$ — см. /19/; $п$ — см. /20/; $р$ — см. /21/; $с$ — см. /22/; $т$ — см. /23/; $у$ — см. /24/; $ф$ — см. /25/; $х$ — см. /26/; запись $\geq 2,4$ означает, что $|\delta| \geq 2,4$.

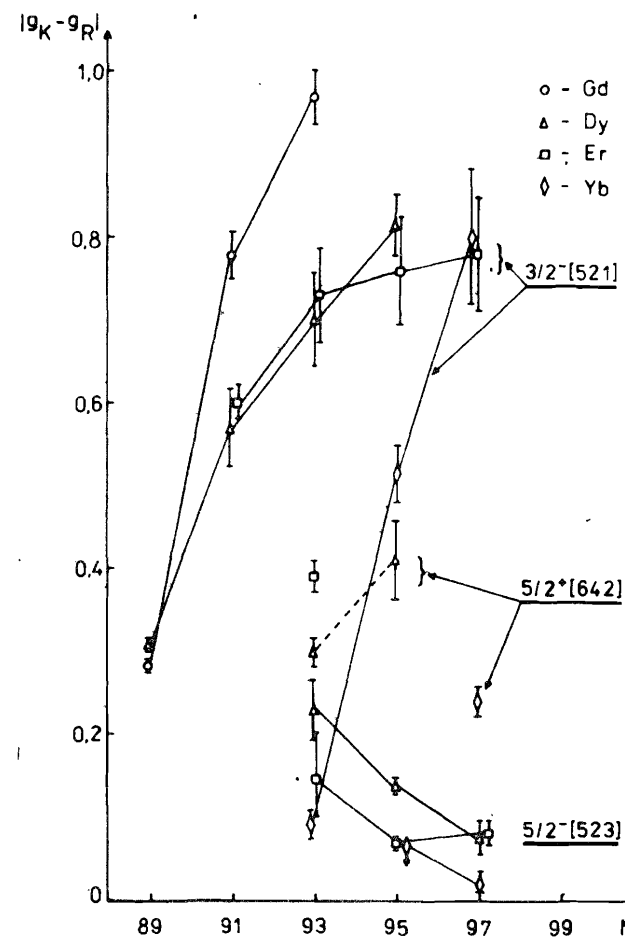
В табл.2 представлены систематика значений коэффициентов смешивания $\delta^{эксп}$ нижайших переходов в полосах $1/2^- [521]$, $3/2^- [521]$, $5/2^- [523]$, $5/2^- [512]$ и $7/2^+ [633]$ и вытекающие из них отношения $S(I)$. Отметим, что знак δ определяет знак величины $S(I)$, а так как $Q_0 > 0$, то и знак $g_K - g_R$. Величины $S(I)$, полученные из отношений интенсивно-

Таблица 3. Эмпирические значения разности гиромангнитных отношений $g_K - g_R$, гиромангнитных отношений g_R, g_K , параметров b_0 для некоторых полос в ядрах Yb. Значения одночастичных матричных элементов от операторов \hat{s}_z, \hat{s}_+ и \hat{j}_+ и соответствующих им поляризационных факторов R_z, R_s и R_j , рассчитанные в рамках адиабатического приближения

Ядро	^{165}Yb	^{167}Yb	^{169}Yb	^{171}Yb	^{173}Yb
	----- Полоса $1/2^- [521]$ -----				
$g_K - g_R$	1,3(4)	1,11(4)	1,12(2)	1,17(14)	
b_0	-0,83(4)	-0,42(1)	-0,44(1)	-0,42(4)	
g_R	$\equiv 0,3$	0,33(2)	0,290(2)	$\equiv 0,3$	
g_K	1,6(4)	1,44(5)	1,41(2)	1,47(14)	
$\langle 521 \hat{s}_z 521 \rangle$	-0,156	-0,185	-0,186	-0,189	-0,189
$\langle 521 \hat{j}_+ 521 \rangle$	0,333	0,384	0,491	0,547	0,605
$\langle 521 \hat{s}_+ 521 \rangle$	-0,344	-0,316	-0,314	-0,311	-0,311
R_z	1,1(3)	1,01(4)	0,97(2)	1,0(1)	
R_j	1,63	1,41	1,26	1,13	
R_s	1,0(3)	0,58(2)	0,57(1)	0,58(5)	
	----- Полоса $5/2^- [512]$ -----				
$g_K - g_R$	(-)0,98(23)	-0,74(3)	-0,70(4)	-0,72(3)	
g_R	$\equiv 0,24$	$\equiv 0,24$	$\equiv 0,24$	0,24(2)	
g_K	(-)0,74(23)	-0,50(3)	-0,46(4)	-0,48(1)	
$\langle 512 \hat{s}_z 512 \rangle$	0,302	0,331	0,352	0,364	0,372
R_z	1,4(4)	0,94(5)	0,83(7)	0,84(2)	
	----- Полоса $5/2^- [523]$ -----				
$g_K - g_R$	(-)0,05(2)	-0,031(3)			
g_R	0,21(1)	0,227(4)			
g_K	0,16(2)	0,196(3)			
$\langle 523 \hat{s}_z 523 \rangle$	-0,191	-0,223			
R_z	0,55(7)	0,57(1)			
	----- Полоса $3/2^- [521]$ -----				
$g_K - g_R$	(-)0,52(4)	$\geq 0,22 $			
$\langle 521 \hat{s}_z 521 \rangle$	0,203	0,233			
	----- Полоса $7/2^+ [633]$ -----				
$g_K - g_R$			-0,40(2)	-0,42(2)	(-)0,38(4)
g_R			0,13(1)	$\equiv 0,13$	$\equiv 0,13$
g_K			-0,270(5)	-0,29(2)	-0,25(4)
$\langle 633 \hat{s}_z 633 \rangle$	0,341	0,344	0,343	0,342	0,341
R_z			0,72(8)	0,70(10)	0,67(11)

стей γ -переходов, имеющих относительно меньшие экспериментальные ошибки, чем параметры смешивания δ , приведены в последней колонке этой таблицы. Согласие результатов обоих расчетов хорошее. Легко также убедиться, что значения $g_K - g_R$, вычисленные на основе обсуждаемых величин $S(I)$ путем умножения на величину квадрупольного момента $Q_0^{(B)}$ ($Q_0^{(S)}$), в пределах экспериментальных ошибок согласуются со значениями, определенными из вероятностей $B(M1)$.

Для основных состояний нечетных ядер иттербия с $A=163 \div 173$ имеются экспериментальные значения магнитных моментов. Кроме того, в ядрах ^{171}Yb и ^{173}Yb измерены магнитные моменты первых двух возбужденных состояний соответственно полос $1/2^- [521]$ и $5/2^- [512]$, а для ядер ^{169}Yb и ^{173}Yb — магнитный момент головного состояния полосы $7/2^+ [633]$ (см. табл.5). Используя эти данные и полученные значения



для основных состояний нечетных ядер иттербия с $A=163 \div 173$ имеются экспериментальные значения магнитных моментов. Кроме того, в ядрах ^{171}Yb и ^{173}Yb измерены магнитные моменты первых двух возбужденных состояний соответственно полос $1/2^- [521]$ и $5/2^- [512]$, а для ядер ^{169}Yb и ^{173}Yb — магнитный момент головного состояния полосы $7/2^+ [633]$ (см. табл.5). Используя эти данные и полученные значения $g_K - g_R$, мы вычислили значения g_R и g_K , а для полос с $K=1/2$ — также значение коэффициента b_0 (табл.3). Подчеркнем, что для полос $1/2^- [521]$ и $5/2^- [512]$ ядер ^{171}Yb и ^{173}Yb , соответственно, имеется уникальная возможность вычисления этих величин с большей точностью лишь на основании данных о магнитных моментах. В случае полос, для которых не измерены магнитные моменты, при оценке g_K и b_0 принималось значение g_R , определенное для аналогичных полос соседних ядер.

Рис.1. Разности гиромангнитных отношений $|g_K - g_R|$ для полос $3/2^- [521]$, $5/2^- [523]$ и $5/2^+ [642]$ в нечетных ядрах Gd, Dy, Er и Yb.

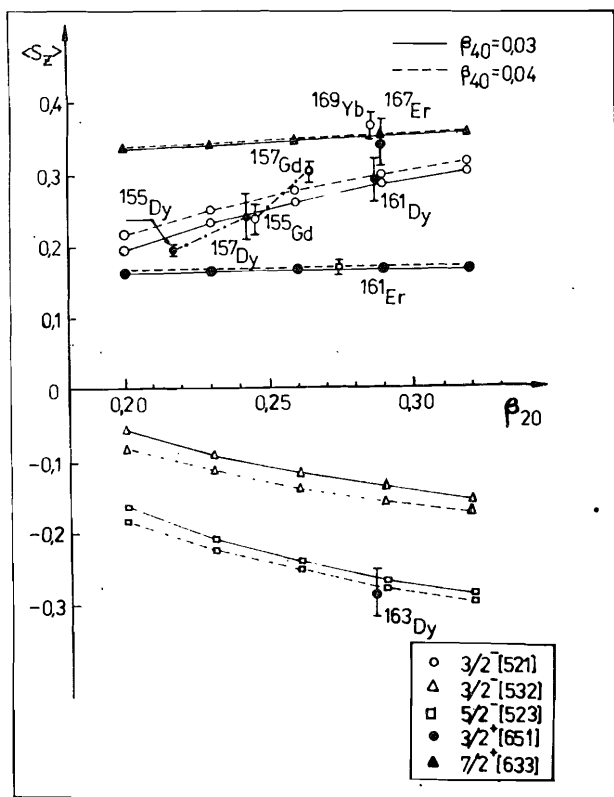


Рис.2. Одночастичные матричные элементы от оператора \hat{s}_z в зависимости от деформации β_{20} в нечетных ядрах Gd, Dy, Er и Yb.

В табл.3 кроме значений $g_K - g_R$, b_0 , g_K и g_R собраны вычисленные затем по формулам (2.6) и (2.7) значения поляризационных факторов R_z и R_s (факторы R_j из работы /2/) и значения соответствующих одночастичных матричных элементов от операторов \hat{s}_z , \hat{s}_+ и \hat{j}_+ . Обсуждение величин R_z и R_s продолжим ниже, при анализе неадиабатических эффектов.

Экспериментальные данные о гиромагнитных отношениях g_K и g_R полос $3/2^- [521]$, $5/2^- [523]$ и $5/2^+ [642]$ ядер Yb очень скудны. Поэтому сопоставим их (рис.1) с аналогичными данными для нечетнонейтронных ядер Gd, Dy и Er с $N \geq 89$, которые являются более точными и многочисленными. Рисунок показывает, что поведение величин $g_K - g_R$ в зависимости от N для одинаковых полос в этих ядрах похоже: в случае полосы $3/2^- [521]$ величины $g_K - g_R$ резко возрастают с ростом N , в то время как для полосы $5/2^- [523]$ имеют тенденцию к уменьшению. Наблюдаемые зависимости следует связывать, прежде всего, с чувствительностью внутреннего гиромагнитного отношения g_K к деформации ядра, так как g_R слабо меняется от ядра к ядру. Указывает на это рис.2, где приведены рассчитанные нами значения $\langle \hat{s}_z \rangle_{\text{одн}}$ для состояний $3/2^- [521]$, $3/2^- [532]$, $5/2^- [523]$, $3/2^+ [651]$, $5/2^+ [642]$ и $7/2^+ [633]$ в зависимости от квадрупольной деформации β_{20} и значений гексадекапольной деформации $\beta_{40} = 0,03$ и $0,04$. Видно, что в случае состояний $3/2^- [521]$ и $3/2^- [532]$ значения $\langle \hat{s}_z \rangle_{\text{одн}}$ особо сильно возрастают с увеличением как β_{20} , так и β_{40} . В общем, для получения удовлетворитель-

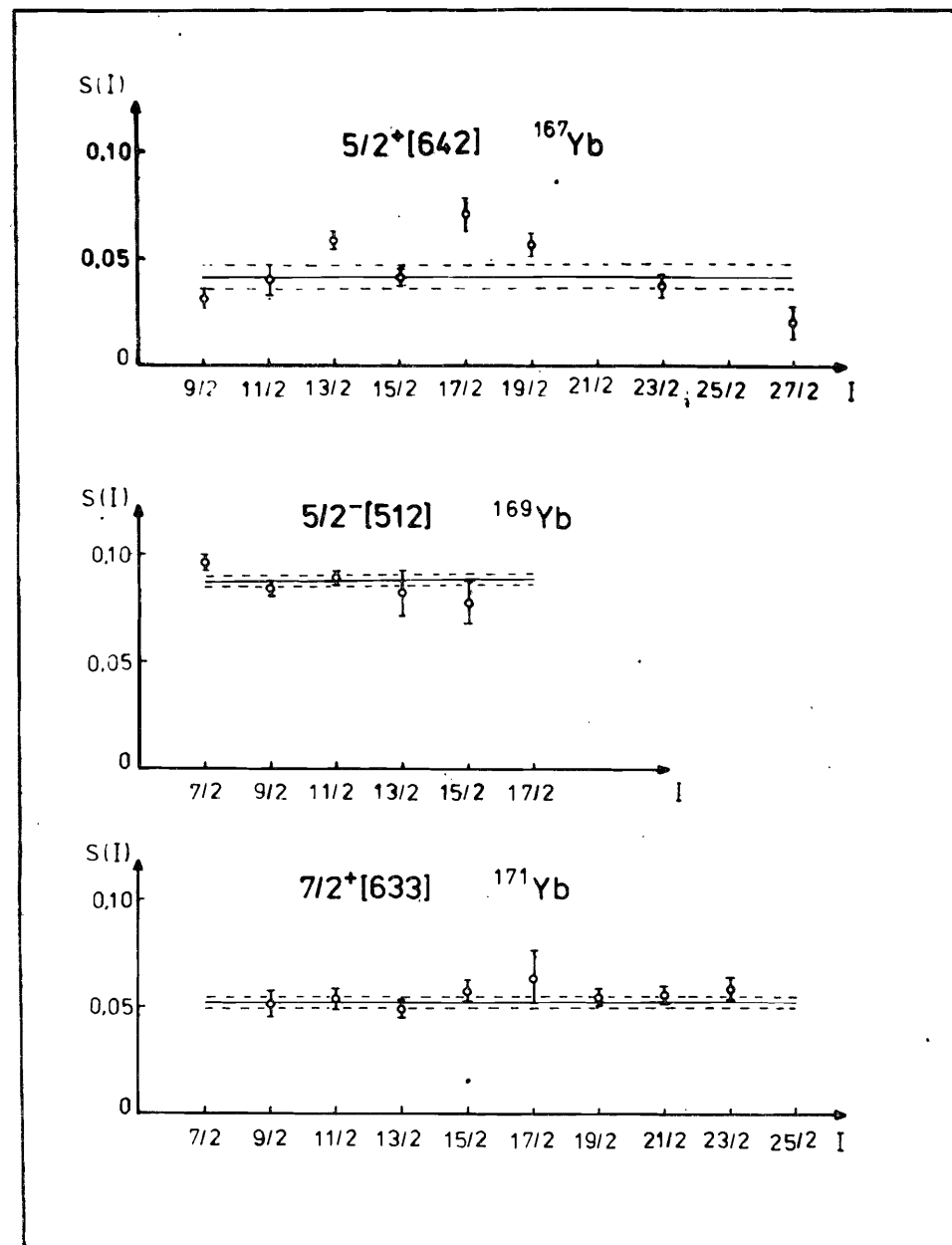


Рис.3. Отношения $S(I)$ для полос $5/2^+ [642]$ в ядре ^{167}Yb , $5/2^- [512]$ в ядре ^{169}Yb и $7/2^+ [633]$ в ядре ^{171}Yb в зависимости от спина состояния.

ного согласия с эмпирическими значениями $\langle \hat{s}_z \rangle_{\text{эмп}} = g_K K / g_s$ (см. формулу (2.6)) достаточно варьировать поляризационный параметр R_z в пределах $0,6 \leq R_z \leq 0,9$.

Проследить зависимость гиромангнитных отношений от спина состояния в конкретной полосе для ядер Yb практически невозможно из-за отсутствия экспериментальных данных. Имеется лишь возможность исследовать зависимость от спина отношений $S(I)$, определенных либо на основе величин δ , либо — отношений интенсивностей γ -переходов. На рис.3 для примера показаны эти отношения для полос $5/2^+$ [642] в ядре ^{167}Yb , $5/2^-$ [512] в ядре ^{169}Yb и $7/2^+$ [633] в ядре ^{171}Yb . Заметные флуктуации величины $S(I)$ в полосе $5/2^+$ [642] ^{167}Yb отражают сильное кориолисово смешивание с полосами $3/2^+$ [651] и $1/2^+$ [660]^{2/}. Небольшие флуктуации отношений $S(I)$ в полосах $5/2^-$ [512] и $7/2^+$ [633] характерны для полос, слабо возмущенных кориолисовым взаимодействием.

3. АНАЛИЗ В РАМКАХ НЕАДИАБАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Приведенные вероятности внутривращательных E2-переходов вычислялись нами в рамках неадиабатической вращательной модели по формуле

$$W(E2; I_i \rightarrow I_f) = [\mathcal{M}(E2, \Delta K = 0) + \mathcal{M}(E2, |\Delta K| = 1) + \mathcal{M}(E2, |\Delta K| = 2)]^2, \quad (3.1)$$

где

$$\mathcal{M}(E2, \Delta K = 0) = \sum_{K_i K_f} C_{K_i}^{I_i} C_{K_f}^{I_f} \langle \Phi_{\rho_f} | F(E2, 0) | \Phi_{\rho_i} \rangle \langle I_i K_i 20 | I_f K_f \rangle \delta_{K_i K_f}; \quad (3.2)$$

$$\mathcal{M}(E2, |\Delta K| = 1) = \sum_{K_i K_f r = \pm 1} C_{K_i}^{I_i} C_{K_f}^{I_f} [\langle \Phi_{\rho_f} | F(E2, r) | \Phi_{\rho_i} \rangle \langle I_i K_i 2 r | I_f K_f \rangle \delta_{K_f, K_i + r} + \frac{1}{2} (-1)^{I_i + K_i + \ell} \langle I_i - \frac{1}{2} 2 1 | I_f \frac{1}{2} \rangle \langle \Phi_{\rho_f} | F(E2, 1) | \bar{\Phi}_{\rho_i} \rangle \delta_{K_f, 1/2} \delta_{K_i, 1/2}]; \quad (3.3)$$

$$\mathcal{M}(E2, |\Delta K| = 2) = \sum_{K_i K_f r = \pm 1} C_{K_i}^{I_i} C_{K_f}^{I_f} [\langle \Phi_{\rho_f} | F(E2, 2r) | \Phi_{\rho_i} \rangle \times \langle I_i K_i 2 2r | I_f K_f \rangle \delta_{K_f, K_i + 2r} + \frac{1}{2} (-1)^{I_i + K_i + \ell} \langle I_i - \frac{3}{2} 2 2 | I_f \frac{1}{2} \rangle \times \langle \Phi_{\rho_f} | F(E2, 2) | \bar{\Phi}_{\rho_i} \rangle \delta_{K_f, 1/2} \delta_{K_i, 3/2} + \dots] \quad (3.4)$$

$$+ \frac{1}{2} (-1)^{I_i + K_i + \ell} \langle I_i - \frac{1}{2} 2 2 | I_f \frac{3}{2} \rangle \langle \Phi_{\rho_f} | F(E2, 2) | \bar{\Phi}_{\rho_i} \rangle \delta_{K_f, 3/2} \delta_{K_i, 1/2}]$$

— матричные элементы компонентов E2-переходов с $\Delta K = 0$, $|\Delta K| = 1$ и $|\Delta K| = 2$, соответственно. В формулах (3.2)-(3.4) и дальше по тексту ρ означает набор нильссоновских квантовых чисел.

Амплитуды кориолисова смешивания волновых функций состояний C_{K_i} и C_{K_f} представлены нами в ^{2/}. Матричные элементы от мультипольных операторов $\langle \Phi_{\rho_f} | F(E\lambda, K_f - K_i) | \Phi_{\rho_i} \rangle$ вычислялись в рамках одноквазичастичной либо квазичастично-фононной моделей^{3/}. В одноквазичастичном приближении, когда $\Phi_{\rho} = a_{\rho}^+ | \rangle$, имеем

$$\langle \Phi_{\rho_f} | F(E\lambda, K_f - K_i = \nu) | \Phi_{\rho_i} \rangle = P_{\rho_f \rho_i}^{\lambda \nu} (u_{\rho_f} u_{\rho_i} - v_{\rho_f} v_{\rho_i}) + 2 \delta_{\lambda \nu, 20} \delta_{\rho_f, \rho_i} \sum_{\rho} P_{\rho \rho}^{20} v_{\rho}^2, \quad (3.5)$$

где $P_{\rho_f \rho_i}^{\lambda \nu}$ — одночастичный матричный элемент $E\lambda, \nu$ -перехода между состояниями с нильссоновскими квантовыми числами ρ_f и ρ_i ; u_{ρ} и v_{ρ} — коэффициенты канонического преобразования Боголюбова. Второе слагаемое в выражении (3.5) определяет электрический квадрупольный момент:

$$2 \sum_{\rho} P_{\rho \rho}^{20} v_{\rho}^2 = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \cdot 10^2 \text{ в ф.м.}^2. \quad (3.6)$$

Метод вычисления матричных элементов (3.2)-(3.4) с учетом квазичастично-фононного взаимодействия более сложный, он описан в работе^{27/}.

В неадиабатической вращательной модели приведенные вероятности M1-переходов

$$W(M1; I_i \rightarrow I_f) = [\mathcal{M}(M1, \Delta K = 0) + \mathcal{M}(M1, |\Delta K| = 1)]^2, \quad (3.7)$$

где

$$\mathcal{M}(M1, \Delta K = 0) = \sum_{K_i K_f} C_{K_i}^{I_i} C_{K_f}^{I_f} \langle \Phi_{\rho_f} | F(M1, 0) | \Phi_{\rho_i} \rangle \times \langle I_i K_i 1 0 | I_f K_f \rangle \delta_{K_i K_f}, \quad (3.8)$$

$$\mathcal{M}(M1, |\Delta K| = 1) = \sum_{K_i K_f r = \pm 1} C_{K_i}^{I_i} C_{K_f}^{I_f} [\langle \Phi_{\rho_f} | F(M1, r) | \Phi_{\rho_i} \rangle \times \dots]$$

$$\begin{aligned} & \times \langle I_1 K_1 1 r | I_f K_f \rangle \delta_{K_f, K_1 + r} + \\ & + \frac{1}{2} (-1)^{I_1 + K_1 + \ell} \langle I_1 - \frac{1}{2} 1 1 | I_f \frac{1}{2} \rangle \langle \Phi_{\rho_f} | F(M1, 1) | \bar{\Phi}_{\rho_i} \rangle \delta_{K_f, 1/2} \delta_{K_1, 1/2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

В одноквазичастичном приближении

$$\langle \Phi_{\rho_f} | F(M1, \nu = K_f - K_1) | \Phi_{\rho_i} \rangle = (u_{\rho_f} u_{\rho_i} + v_{\rho_f} v_{\rho_i}) \langle \rho_f | \mathcal{M}(M1, \nu) | \rho_i \rangle, \quad (3.10)$$

где

$$\langle \rho_f | \mathcal{M}(M1, 0) | \rho_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2Mc} [(g_s - g_\ell) \langle \rho_f | \hat{s}_z | \rho_i \rangle \delta_{K_f K_1} + \quad (3.11)$$

$$+ (g_\ell - g_R) K_1 \delta_{\rho_f \rho_i}],$$

$$\langle \rho_f | \mathcal{M}(M1, \pm 1) | \rho_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2Mc} [(g_s - g_\ell) \langle \rho_f | \hat{s}_\pm | \rho_i \rangle + \quad (3.12)$$

$$+ (g_\ell - g_R) \langle \rho_f | \hat{j}_\pm | \rho_i \rangle],$$

$$\langle \rho_f | \mathcal{M}(M1, 1) | \bar{\rho}_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2Mc} [(g_s - g_\ell) \langle \rho_f | \hat{s}_+ | \bar{\rho}_i \rangle \delta_{K_f, 1/2} \delta_{K_1, 1/2} + \quad (3.13)$$

$$+ (g_\ell - g_R) \langle \rho_f | \hat{j}_+ | \bar{\rho}_i \rangle \delta_{K_f, 1/2} \delta_{K_1, 1/2}].$$

Здесь оператор магнитного дипольного перехода имеет вид^{/28/}

$$\mathcal{M}(M1, \nu) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2Mc} (\hat{\mu})_{\nu = K_f - K_1}, \quad (3.14)$$

где

$$(\hat{\mu})_\nu = (g_s \hat{s} + g_\ell \hat{\ell} + g_R \hat{R})_{\nu = 0, \pm 1}, \quad (3.15)$$

а спиновое и орбитальное гиромангнитные отношения нечетного нуклона и вращающегося остова взяты, соответственно, равными

$$g_s = \begin{cases} 5.586 & \text{для протонов,} \\ -3.826 & \text{для нейтронов,} \end{cases} \quad (3.16)$$

$$g_\ell = \begin{cases} 1 & \text{для протонов,} \\ 0 & \text{для нейтронов,} \end{cases} \quad (3.17)$$

$$g_R \approx \frac{Z}{A} \quad (\text{свободный параметр}). \quad (3.18)$$

В случае учета квазичастично-фононного взаимодействия матричные элементы оператора \hat{j}_+ перенормировались по методике, предложенной в работе^{/29/}, а матричные элементы операторов \hat{s}_z и \hat{s}_\pm — как в работе^{/4/}.

Исходя из определения коэффициента смешивания γ -переходов типа M1+E2 как отношения полных вероятностей их E2- и M1-компонентов получим

$$\delta^2(I_1 \rightarrow I_f) = 0.694 E_\gamma (\text{МэВ}) \frac{B(E2, I_1 \rightarrow I_f) e^2 \epsilon^2}{B(M1, I_1 \rightarrow I_f) (\text{я. м.})^2}. \quad (3.19)$$

При этом знак δ определяет знак отношения полных матричных элементов, вытекающих из выражений (3.1) и (3.7).

Выражение для вычисления магнитного момента ядерного состояния с квантовыми числами I и M в НВМ можно записать в виде

$$\mu_I = \frac{1}{I+1} [(g_s - g_\ell) \langle IM | \hat{s} \hat{I} | IM \rangle + (g_\ell - g_R) \langle IM | \hat{j} \hat{I} | IM \rangle + \quad (3.20)$$

$$+ g_R \langle IM | \hat{I}^2 | IM \rangle],$$

где

$$\begin{aligned} \langle IM | \hat{s} \hat{I} | IM \rangle &= \sum_{K K'} C_K^I C_{K'}^I (u_\rho u_{\rho'} + v_\rho v_{\rho'}) [K \langle \rho | \hat{s}_z | \rho' \rangle \delta_{K K'} + \\ &+ \frac{1}{2} \sqrt{(I-K')(I+K'+1)} \langle \rho | \hat{s}_+ | \rho' \rangle \delta_{K, K'+1} + \frac{1}{2} \sqrt{(I+K')(I-K'+1)} \times \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\times \langle \rho | \hat{s}_- | \rho' \rangle \delta_{K, K'-1} + \frac{1}{2} (I+1/2) (-1)^{I+1/2+\ell} \langle \rho | \hat{s}_+ | \bar{\rho}' \rangle \delta_{K=K', 1/2}],$$

$$\begin{aligned} \langle IM | \hat{j} \hat{I} | IM \rangle &= \sum_{K K'} C_K^I C_{K'}^I \{K^2 \delta_{\rho \rho'} + (u_\rho u_{\rho'} + v_\rho v_{\rho'}) \times \\ &\times \frac{1}{2} [\sqrt{(I-K')(I+K'+1)} \cdot \langle \rho | \hat{j}_+ | \rho' \rangle \delta_{K, K'+1} + \sqrt{(I+K')(I-K'+1)} \times \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\times \langle \rho | \hat{j}_- | \rho' \rangle \delta_{K, K'-1} + (I+1/2) (-1)^{I+1/2+\ell} \langle \rho | \hat{j}_+ | \bar{\rho}' \rangle \delta_{K=K', 1/2}],$$

$$\langle IM | \hat{I}^2 | IM \rangle = \sum_{K K'} C_K^I C_{K'}^I \langle IMK | \hat{I}^2 | IMK' \rangle = \sum_{K K'} C_K^I C_{K'}^I I(I+1) \delta_{K K'}. \quad (3.23)$$

Матричные элементы от операторов \hat{s}_z , \hat{s}_\pm и \hat{j}_\pm нами вычислялись так же, как и в случае вероятностей M1-переходов.

Согласно выражению (3.7) вероятность $B(M1)$ внутриволновых переходов определяют два типа матричных элементов: с $\Delta K=0$ и $|\Delta K|=1$. Последние возникают за счет кориолисова смешивания состояний, но их вклады в полный матричный элемент, как покажем ниже, иногда становятся сравнимы с главным компонентом типа $\Delta K=0$. В таком случае различия знаков матричных элементов $\mathcal{M}(M1, \Delta K=0)$ и $\mathcal{M}(M1, |\Delta K|=1)$ приводят к сильному возрастанию задержки $M1$ -перехода. Матричные элементы от операторов $F(M1, \nu)$, входящие в выражения для $\mathcal{M}(M1, \Delta K=0)$ и $\mathcal{M}(M1, |\Delta K|=1)$, нами вычислялись в рамках модели Пятова^{4/}, учитывающей спин-спиновое и центробежное взаимодействия, приводящие к появлению трехквартичных примесей к волновым функциям одноквартичных состояний. Это является причиной появления поляризационных эффектов, перенормирующих одночастичные матричные элементы операторов \hat{s}_z , \hat{s}_+ и \hat{j}_+ .

Расчеты в рамках этого подхода показали, что согласие с экспериментом не всегда удовлетворительное. Поэтому нами были проведены дополнительные расчеты $B(M1)$, в которых поляризационные факторы матричных элементов спиновых операторов \hat{s}_+ и \hat{s}_z являлись свободными параметрами для главных компонентов матричных элементов $\mathcal{M}(M1, \nu)$, а матричные элементы оператора \hat{j}_+ вычислялись, как это описано в работе^{30/}, в рамках квазичастично-фононной модели.

Сравнение результатов расчетов с экспериментом проводится в табл.4 для двух значений коллективного гироманнитного отношения $g_R = 0,30$ и $0,35$.

Факторы $F(M1) = \frac{B(M1)^{теор}}{B(M1)^{экс}}$, вычисленные в рамках модели

Пятова^{4/}, указывают на то, что во многих случаях согласие теории с экспериментом неудовлетворительное (табл.4, расчет а). Так, например, в случае перехода $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ в полосе $1/2^- [521]$ ^{171}Yb различие достигает двух порядков ($F(M1) \approx 0,02$). Анализ значений матричных элементов $\mathcal{M}(M1, \Delta K=0)$ и $\mathcal{M}(M1, |\Delta K|=1)$ показывает, что именно здесь наблюдается их взаимная компенсация за счет различия в знаках. Этот эффект демонстрируется на примерах, приведенных в табл.5, где указаны главные компоненты и рассчитанные значения $\mathcal{M}(M1, \Delta K=0)$ и $\mathcal{M}(M1, |\Delta K|=1)$ для двух низкоспиновых переходов в ротационной полосе $1/2^- [521]$ ядер $^{167-173}\text{Yb}$.

Согласие с экспериментом, как следовало ожидать, значительно улучшается, если поляризационные факторы для матричных элементов спиновых операторов \hat{s}_+ и \hat{s}_z считать свободными параметрами (табл.4, расчет б). При подгонке этих параметров в качестве начальных значений брались значения, полученные на основе адиабатического анализа.

Таблица 4. Сравнение экспериментальных и теоретических вероятностей $B(M1)$ и $B(E2)$ внутриволновых γ -переходов в нечетных ядрах Yb :

факторы $F(E2) = \frac{B(E2)^{теор}}{B(E2)^{экс}}$ рассчитаны с учетом квазичастично-фононного взаимодействия; факторы $F(M1) = \frac{B(M1)^{теор}}{B(M1)^{экс}}$ рассчитаны в рамках модели Пятова^{4/} (а) и с подбором поляризационных факторов (б)

A	$E_{\nu p, кэВ}$ $T_{1/2}, \text{нс}$	$I_i - I_f$	$E_{\nu}, \text{кэВ}$	α_L	$B(M1) (\text{ям})^2$		$F(M1) (a)$		$F(M1) (б)$	
					$B(E2) (\text{еб})^2$	$F(E2)$	$g_R=0,3$	0,35	0,3	0,35
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Полоса $1/2^- [521]$										
167	258,5 0,34(5) ^Г	3/2-1/2	69,8	M1	9,8(4)-4	4,2	4,9	0,86	1,0	
	278,2 ≤0,2 ^Г	5/2-3/2	19,7	M1	≥0,065	≤0,52	≤0,48	≤2,2	≤2,0	
				E2	≥0,16	≤1,7				
				M1	0,14 ^В	0,24	0,22	1,0	0,93	
				E2	0,30 ^В	0,93				
		-1/2	89,5	E2	≥0,54	≤1,8				
				E2	1,1 ^В	0,91				
	440,7 ≤0,2 ^Г	7/2-5/2	162,4	M1	≥2,3-4	≤53	≤57	≤30	≤32	
				M1	1,1-3 ^В	11	12	6,3	6,6	
		-3/2	182,1	E2	≥0,29	≤3,2				
				E2	1,4 ^В	0,66				
169	86,9 1,43(8) ^Д	3/2-1/2	62,7	M1	4,7(4)-3	0,13	0,19	2,1	2,1	
				E2	0,70(10)	1,7				
				M1	8,1-3 ^В	0,08	0,11	1,2	1,2	
				E2	1,1 ^В	1,1				
	99,2 0,34(10) ^Д	5/2-3/2	12,3	M1	0,18(6)	0,14	0,12	0,36	0,33	
				E2	1,2(6)	0,29				
				M1	0,061 ^В	0,42	0,37	1,1	0,98	
				E2	0,40 ^В	0,88				
		-1/2	75,0	E2	3,4(12)	0,36				
				E2	1,14 ^В	1,1				
171	66,7 0,80(5) ^В	3/2-1/2	66,7	M1	8,0(5)-3	0,02	0,01	1,3	1,2	
	75,9 1,64(16) ^В	5/2-3/2	9,2	M1	0,054(13)	0,46	0,40	1,1	1,0	
				E2	0,31(12)	0,97				
		-1/2	75,9	E2	0,87(12)	1,1				
173	461,5 0,56(3) ^Ж	3/2-1/2	62,6	M1	9,1(13)-3	0,06	0,05	1,0	0,98	
				E2	0,93(13)	1,4				

Продолжение табл.4

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Полоса 3/2 [521]										
163	78,3 1,15(8) ^{э)}	5/2-3/2	78,3	M1	1,2(7)-3		6,5	8,2		
				E2	1,48(18)	0,47				
165	174,2 0,23(4) ^{и)}	5/2-3/2	53,7	M1	0,039(6)		0,74	0,79		
				E2	1,73(26)	0,88				
167	239,2 ≤0,2 ^{г)}	5/2-3/2	26,0	M1	≥7,2-3		≤3,3	≤5,2		
				E2	≥0,55	≤1,3				
5/2 [523]										
165	87,5 0,8(1) ^{и)}	7/2-5/2	87,5	M1	≤1,7-3		≥0,16	≥0,88		
				E2	≥1,8	≤0,94				
	194,7 0,179(5) ^{э)}	9/2-7/2	109,9	M1	≤0,01		≥0,01	≥0,14		
				E2	≥1,5	≥0,93				
		-5/2	197,4	E2	0,44	1,1				
167	78,7 0,84(4) ^{г)}	7/2-5/2	78,7	M1	≤3,8-4		≥16	≥27	≥0,74	≥4,5
				E2	1,8(1)	0,98				
	178,9 ≤0,2 ^{г)}	9/2-7/2	100,2	M1	≥3,7-4		≤24	≤41	≤4,9	≤14
				E2	≥1,24	≤1,2				
				M1	5,0(9)-4 ^{в)}		18	31	3,6	10
				E2	1,72(3) ^{в)}	0,84				
		-5/2	178,9	E2	≥0,41	≤1,2				
				E2	0,57 ^{в)}	0,86				
5/2 [512]										
169	278,6 ≤0,069 ^{д)}	7/2-5/2	87,4	M1	≥0,12		≤0,77	≤0,91	≤1,4	≤1,6
				E2	≥1,4	≤1,6				
				M1	0,14(1) ^{в)}		0,66	0,77	1,2	1,4
				E2	2,05(4) ^{в)}	1,1				
173	78,6 0,052(6) ^{к)}	7/2-5/2	78,6	M1	0,18(2)		0,65	0,72	1,0	1,1
				E2	2,2(6)	0,95				
	179,3 0,032(4) ^{л)}	9/2-7/2	100,7	M1	0,24(3)		0,71	0,77	1,1	1,2
				E2	1,7(3)	1,1				

Продолжение табл.4

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Полоса 5/2 ⁺ [642]										
167	125,7	11/2-9/2	67,4	M1	0,028 ^{в)}		1,1	1,2	1,3	1,4
				E2	0,89 ^{в)}	1,3				
		-7/2	92,1	E2	0,88 ^{в)}	1,0				
	185,9	13/2-11/2	60,1	M1	0,14(2) ^{в)}		0,52	0,60	0,61	0,71
				E2	0,90(14) ^{в)}	0,97				
		-9/2	127,4	E2	1,0 ^{в)}	1,2				
7/2 ⁺ [633]										
169	70,9 ≤0,028 ^{д)}	9/2-7/2	70,9	M1	≥0,34		≤0,17	≤0,19	≤0,29	≤0,28
				E2	≥7,6	≤0,25				
				M1	0,081(6) ^{в)}		0,69	0,81	1,0	1,2
				E2	1,94(7) ^{в)}	0,98				
	161,6	11/2-9/2	90,7	M1	0,11 ^{в)}		0,8	1,0	1,2	1,4
				E2	1,96 ^{в)}	0,96				
		-7/2	161,6	E2	0,42(1) ^{в)}	1,0				
	269,7	13/2-11/2	107,4	M1	0,13(5) ^{в)}		0,92	1,1	1,3	1,5
				E2	1,68(6) ^{в)}	0,95				
		-9/2	198,8	E2	0,77(3) ^{в)}	1,0				
171	167,7 ≤0,46 ^{м)}	9/2-7/2	72,4	M1	≥0,02		≤2,9	≤3,4	≤6,0	≤6,5
				E2	≥0,4	≤5,0				
				M1	0,095 ^{в)}		0,61	0,72	1,3	1,4
				E2	2,05 ^{в)}	0,98				

v - величины $V(\sigma L)$ оценены на основе значений $Q_0^{(8)}$ (см. табл.1); z - см. работу^{/30/}; δ - см. /31/; e - см. /14/; $ж$ - см. /31/; $з$ - см. /18/; u - см. /33/; $к$ - см. /34/; $л$ - см. /35/; $м$ - см. /32/.

Найденные при этом значения поляризационных факторов для главного компонента матричного элемента $\mathbb{M}(M1, 0)$ незначительно отличались от исходных.

В табл.6 для некоторых ротационных переходов приводится сравнение поляризационных факторов R_j , R_z и R_s , оцененных в адиабатическом приближении и рассчитанных в рамках модели^{/4/}. Видно, что последние во всех случаях имеют величину меньше единицы, то есть наблюдается заметное ослабление одночастичных матричных элементов. Что касается поляризационного фактора матричного элемента оператора \hat{j}_+ , то использование значений, полученных при расчете энергии

Таблица 5. Основные компоненты

$\mathbb{M}_{fi} = C_{K_i} C_{K_f} \langle \Phi_{\rho_f} | \mathbb{M}(M1, \nu | \Phi_{\rho_f}) \rangle \langle I_i K_i 1 \nu | I_f K_f \rangle$ (я.м.)
и матричные элементы $\mathbb{M}(M1, \Delta K=0)$ (я.м.) и $\mathbb{M}(M1, |\Delta K|=1)$ (я.м.)
M1-переходов $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ и $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ в полосе $1/2^- [521]$ ядер $^{167-173}\text{Yb}$
($g_R = 0,3$)

Ядра	^{167}Yb		^{169}Yb		^{171}Yb		^{173}Yb	
	а	б	а	б	а	б	а	б
$I_i - I_f$	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$							
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	-0,062	-0,162	-0,062	-0,159	-0,074	-0,155	-0,081	-0,160
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 510 \uparrow)$	0,007	0,014	0,008	0,015	0,002	0,004	0,002	0,005
$\mathbb{M}(M1, \Delta K=0)$	-0,058	-0,155	-0,057	-0,156	-0,074	-0,156	-0,080	-0,158
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	0,031	0,033	-0,002	-0,007	-0,002	-0,002	-0,001	-0,002
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	0,095	0,153	0,082	0,067	0,066	0,064	0,056	0,064
$\mathbb{M}(M1, \Delta K =1)$	0,123	0,184	0,082	0,056	0,061	0,056	0,057	0,063
$B(M1)_{\text{экср}} (\text{я.м.})^2$	9,8(4)-4		8,1-3		8,0(5)-3		9,1(13)-3	
$F(M1)$	4,2	0,86	0,08	1,2	0,02	1,3	0,06	1,0
$I_i - I_f$	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$							
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	-0,068	-0,176	-0,066	-0,173	-0,081	-0,170	-0,089	-0,176
$\mathbb{M}_{fi}(510 \uparrow - 521 \uparrow)$	0,008	0,015	0,009	0,016	0,002	0,005	0,003	0,005
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 510 \uparrow)$	-0,013	-0,024	-0,013	-0,022	-0,004	-0,007	-0,004	-0,007
$\mathbb{M}(M1, \Delta K=0)$	-0,072	-0,186	-0,068	-0,176	-0,081	-0,170	-0,091	-0,178
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	-0,011	-0,012	-0,001	-0,001	-0,001	-0,002	-0,001	-0,000
$\mathbb{M}_{fi}(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	-0,103	-0,167	-0,091	-0,072	-0,072	-0,070	-0,065	-0,070
$\mathbb{M}(M1, \Delta K =1)$	-0,113	-0,186	-0,091	-0,078	-0,076	-0,076	-0,064	-0,070
$B(M1)_{\text{экср}} (\text{я.м.})^2$	0,14		6,1-2		5,4(13)-2		2,4-2 ^с 6,1-2 ^с	
$F(M1)$	0,24	1,0	0,42	1,1	0,46	1,1		

а - расчет в рамках модели Пятова^{/4/}; б - расчет с подбором поляризационных факторов; с - теоретическое значение.

ческого спектра (см. работу^{/2/}), в расчетах вероятностей M1-переходов и магнитных моментов приводит к хорошему согласию с экспериментом.

Таблица 6. Значения поляризационных факторов, оцененных в адиабатическом приближении ($R^{\text{эмп}}$) и рассчитанных в рамках модели Пятова^{/4/} ($R^{\text{расч}}$)

Ядра	^{165}Yb	^{167}Yb	^{169}Yb	^{171}Yb	^{173}Yb
$R_j(521 \uparrow)^{\text{расч}}$	0,83	0,84	0,79	0,75	0,74
$R_j(521 \uparrow)^{\text{эмп}}$		1,63	1,41	1,26	1,13
$R_s(521 \uparrow)^{\text{расч}}$	0,61	0,56	0,52	0,50	0,47
$R_s(521 \uparrow)^{\text{эмп}}$		1,0	0,58	0,57	0,58
$R_z^{\text{расч}}$	0,71	0,65	0,61	0,57	0,60
$R_z(521 \uparrow)^{\text{эмп}}$		1,1	1,0	0,97	1,0
$R_z(512 \uparrow)^{\text{эмп}}$		1,4	0,94	0,83	0,84
$R_z(523 \uparrow)^{\text{эмп}}$	0,55	0,57			
$R_z(633 \uparrow)^{\text{эмп}}$			0,72	0,70	0,67

Из выражений (3.1)-(3.4) видно, что для теоретического вычисления вероятностей B(E2)-переходов необходимы волновые функции состояний (амплитуды смешивания C_{K_i} и C_{K_f}) и матричные элементы операторов $F(E2, \nu)$.

Волновые функции состояний исследуемых ядер Yb представлены в работах^{/1,2/}. Матричные элементы оператора $F(E2, \nu)$ нами вычислялись в одноквазичастичном и квазичастично-фононном приближениях. Расчеты, выполненные нами для E2-компонентов многих внутрислопных переходов (табл.4) в ядрах Yb с $A=167 \div 173$, показали, что

- различие в величинах вероятностей B(E2) этих переходов, вычисленных в одноквазичастичном и квазичастично-фононном приближении, мало и не превышает 10%*;
- вклад компонента с $|\Delta K|=1$ исчезающе мал;
- вклад компонентов с $|\Delta K|=2$ не превышает 2% от вклада компонентов с $\Delta K=0$ во всех рассматриваемых нами случаях.

Таким образом, влияние кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействия на вероятности внутрислопных E2-переходов в рассматриваемых ядрах Yb мало. Это видно на примере (табл.7) переходов $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ и $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ полосы $1/2^- [521]$, для которых приведены

*В расчетах по формулам квазичастично-фононной модели^{/3,27/} эффективные заряды брались равными $\epsilon_{\text{эфф}}^N = 0,1$ и $\epsilon_{\text{эфф}}^Z = 1,1$.

Таблица 7. Основные компоненты

$$\mathbb{M}_{fi} = C_{K_i} C_{K_f} \langle \Phi_{\rho_f} | \mathbb{M}(E2, \nu | \Phi_{\rho_i}) \rangle \langle I_i K_i 2 \nu | I_f K_f \rangle \quad (e\delta)$$

и матричные элементы $\mathbb{M}(E2, \Delta K=0)$ (eб) и $\mathbb{M}(E2, \Delta K=1)$ (eб) E2-переходов $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ и $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ полосы $1/2^- [521]$ в ядрах $^{167-173}\text{Yb}$

Ядра	^{167}Yb		^{169}Yb		^{171}Yb		^{173}Yb	
	а	б	а	б	а	б	а	б
$I_i - I_f$	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$							
$\mathbb{M}_{fi} (521 \uparrow - 521 \uparrow)$	-1,01	-1,01	-1,04	-1,11	-1,06	-1,02	-1,05	-1,12
$\mathbb{M}_{fi} (510 \uparrow - 510 \uparrow)$	1,06	6,04	7,04	9,04	1,04	1,04	3,04	3,04
$\mathbb{M}(E2, \Delta K=0)$	-1,01	-1,01	-1,04	-1,11	-1,11	-1,02	-1,10	-1,12
$\mathbb{M}(E2, \Delta K =2)$	1,06	-6,07	-3,07	-2,07	-5,07	1,06	-3,07	-6,07
$B(E2)_{\text{эксп}} (e\delta)^2$	1,1(2)		1,1		1,23(8)		0,93(13)	
F(E2)	0,91	0,91	0,90	1,1	1,0	0,81	1,3	1,4
$I_i - I_f$	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$							
$\mathbb{M}_{fi} (521 \uparrow - 521 \uparrow)$	-0,53	-0,54	-0,56	-0,59	-0,57	-0,55	-0,56	-0,60
$\mathbb{M}_{fi} (510 \uparrow - 510 \uparrow)$	1,03	1,03	1,03	2,03	2,04	1,04	5,04	4,04
$\mathbb{M}(E2, \Delta K=0)$	-0,54	-0,54	-0,56	-0,59	-0,57	-0,55	-0,56	-0,60
$\mathbb{M}(E2, \Delta K =2)$	3,06	3,03	-6,07	4,04	9,08	3,04	4,08	2,04
$B(E2)_{\text{эксп}} (e\delta)^2$	0,30		0,40		0,31(12)		0,36 ^{c)} 0,31 ^{c)}	
F(E2)	0,93	0,93	0,80	0,88	1,0	0,97		

а — расчет в рамках модели Пятава ^{14/}; б — расчет с учетом квазичастично-фонового взаимодействия; с — теоретическое значение; запись типа I-б означает $1 \cdot 10^{-6}$.

основные компоненты матричных элементов $\mathbb{M}(E2, \Delta K=0)$ и $\mathbb{M}(E2, |\Delta K|=2)$, вычисленные без учета и с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. Учет фононов приводит к явному увеличению матричных элементов $\mathbb{M}(E2, |\Delta K|=2)$, хотя их абсолютная величина по-прежнему остается на 2-3 порядка меньше $\mathbb{M}(E2, \Delta K=0)$.

Матричные элементы E2 внутривращательных переходов в ядрах $^{163,165}\text{Yb}$ мы могли вычислить лишь в одноквазичастичном приближении. Причина обсуждалась в работе ^{11/}. В качестве параметра Q_0 использовались всегда значения, рассчитанные для основных состояний (см. табл.1).

Результаты всех наших расчетов величин $B(E2)$, как и $B(M1)$, внутривращательных переходов приведены в табл.4. Видно, что значения факторов $F(E2) = \frac{B(E2)_{\text{теор}}}{B(E2)_{\text{эксп}}}$ всей совокупности переходов, для которых

надежно определены экспериментальные значения $B(E2)$, близки к единице. Таким образом, можно считать, что согласие теории с экспериментом хорошее.

Кроме расчетов вероятностей $B(E2)$ и $B(M1)$ рассматриваемых переходов нами вычислялись значения коэффициентов смешивания $(M1+E2)$ -переходов. Это позволяет расширить область сравнения эксперимента с теорией на случай, когда не определены абсолютные значения

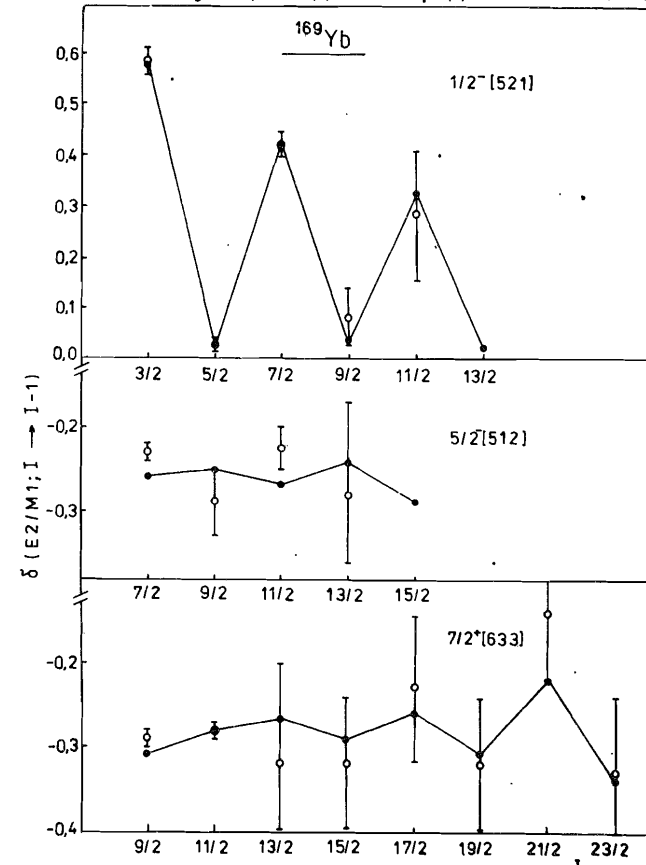


Рис.4. Коэффициенты смешивания $\delta(M1+E2)$ -переходов в зависимости от спина начального состояния ротационных полос $1/2^- [521]$, $5/2^- [512]$ и $7/2^+ [633]$ в ядре ^{169}Yb .

Таблица 8. Экспериментальные и теоретические значения магнитных моментов низколежащих состояний нечетных ядер Yb

A	I ^π K [Nn _z Λ]	μ ^{эксп} , я. м.	μ ^{теор(а)} , я. м.		μ ^{теор(б)} , я. м.	
			g _R =0,30	0,35	g _R =0,30	0,35
163	3/2 ⁻ 3/2[521]	-0,374(1) ^{В)}	-0,282	-0,260		
	5/2 ⁻		0,109	0,169		
	5/2 ⁻ 5/2[523]		0,597	0,638		
165	5/5 ⁻ 5/2[523]	+0,478(1) ^{В)}	0,682	0,709		
	7/2 ⁻		1,010	1,092		
	3/2 ⁻ 3/2[521]		-0,312	-0,289		
167	5/2 ⁻ 5/2[523]	+0,621(3) ^{В)}	0,403	0,432	0,636	0,666
	7/2 ⁻		0,717	0,806	0,875	0,965
	3/2 ⁻ 3/2[521]		-0,155	-0,130	-0,196	-0,171
169	1/2 ⁻ 1/2[521]	0,507(8) ^{В)}	0,408	0,418	0,491	0,494
	3/2 ⁻		0,196	0,264	0,296	0,372
	5/2 ⁻		0,955	1,056	0,949	1,039
	5/2 ⁻ 5/2[512]		-0,335	-0,304	-0,655	-0,624
	7/2 ⁺ 7/2[633]	-0,635(1) ^{В)}	-0,576	-0,559	-0,633	-0,612
	9/2 ⁺		-0,297	-0,238	-0,330	-0,272
171	1/2 ⁻ 1/2[521]	+0,49367(1) ^{Г)}	0,389	0,398	0,480	0,483
	3/2 ⁻	0,3488(24) ^{Г)}	0,288	0,362	0,345	0,425
	5/2 ⁻	+1,015(5) ^{Г)}	0,946	1,052	0,968	1,064
	5/2 ⁻ 5/2[512]		-0,371	-0,338	-0,674	-0,640
	7/2 ⁺ 7/2[633]		-0,503	-0,481	-0,611	-0,589
	9/2 ⁺		-0,210	-0,141	-0,297	-0,230
173	1/2 ⁻ 1/2[521]		0,381	0,390	0,491	0,494
	5/2 ⁻ 5/2[512]	-0,67989(3) ^{Г)}	-0,421	-0,388	-0,703	-0,671
	7/2 ⁻	-0,203(66) ^{А)}	0,090	0,187	-0,135	-0,040
	9/2 ⁻	+0,27(36) ^{А)}	0,513	0,668	0,322	0,475
	7/2 ⁺ 7/2[633]	-0,46(46) ^{А)}	-0,555	-0,538	-0,631	-0,611
	9/2 ⁺		-0,309	-0,255	-0,363	-0,301

в - см. работу /36/; г - см. /7/; д - см. /37/.

вероятностей переходов. Сравнение знака теоретических и экспериментальных значений δ является дополнительной проверкой правильности расчета матричных элементов E2- и M1-компонентов смешанных переходов. Расчет матричных элементов E2-переходов проводился с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. Матричные элементы M1-переходов из состояний с неизвестным временем жизни вычислялись с использованием поляризационных факторов, полученных экспериментально (из подгонки) для переходов с известным значением B(M1). Результаты расчетов и экспериментальные данные для нижайших (M1+E2)-переходов в рассматриваемых ротационных полосах ядер Yb приведены в табл.2.

Практически для всех случаев теория хорошо отражает не только знаки δ , но и их абсолютные значения. В случае ротационных (M1+E2)-переходов из состояний с более высокими спинами имеющиеся экспериментальные данные по δ определены с большой погрешностью (данные угловых распределений γ -переходов). Тем не менее можно полагать, что корреляция вычисленных и экспериментальных значений δ также имеет место, как и для переходов между низкоспиновыми состояниями. Это видно из рис.4, где для примера демонстрируется поведение экспериментальных и теоретических значений δ для различных переходов I → I-1 в ротационных полосах 1/2⁻[521], 5/2⁻[512] и 7/2⁺[633] ядра ¹⁶⁹Yb. Очень похожие зависимости δ от спина начального состояния γ -перехода наблюдаются для тех же самых полос в ядрах ¹⁷¹Yb и ¹⁷³Yb.

Методика проведенных нами вычислений магнитных моментов нижайших состояний нечетных ядер иттербия с A = 163 ÷ 173 в рамках неадиабатической вращательной модели аналогична методике вычислений B(M1)-вероятностей (использованы те же самые значения поляризационных факторов). Результаты расчетов приводятся в табл.8. Видно, что расчет а, выполненный в рамках модели /4/, дает лишь удовлетворительное согласие с экспериментом. Так же, как и в случае вычислений B(M1)-вероятностей, использование подгоночных значений поляризационных факторов для матричных элементов операторов \hat{s}_+ и \hat{s}_z значительно улучшает это согласие (расчет б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Адиабатический анализ свойств ротационных переходов, проведенный в данной работе для нечетных ядер Yb, позволил сделать ряд заключений, касающихся поведения матричных элементов операторов \hat{j}_+ , \hat{s}_z и \hat{s}_+ . В частности показано, что резкое увеличение вероятности M1-переходов в полосе 3/2⁻[521], наблюдаемое при увеличении числа

нейтронов, связано с увеличением деформации ядра, а для получения удовлетворительного согласия с экспериментом достаточно варьировать параметр "ослабления" матричного элемента оператора \hat{s}_z в пределах $0,6 \leq R_z \leq 0,9$.

Неадиабатические расчеты величин $B(M1)$ и μ_1 в рамках модели Пятова^{/4/} показали, что существует ряд случаев, для которых использование поляризационных факторов, вычисленных по формулам модели, не приводит к согласию с экспериментом. Для улучшения этого согласия необходимо некоторое увеличение значений матричных элементов операторов \hat{s}_z и \hat{j}_+ по отношению к рассчитанным значениям. Последние даже могут превышать одночастичные значения, например, в случае полосы $1/2^- [521]$. Использование матричных элементов оператора \hat{j}_+ , вычисленных с учетом квазичастично-фононного взаимодействия, позволяет достаточно хорошо описать не только энергетику ротационных полос, но и вероятности внутрислопных $M1$ -переходов, их коэффициенты смешивания, магнитные моменты состояний. Что касается матричных элементов от операторов \hat{s}_+ и \hat{s}_z , то вычисление их как в модели^{/4/}, так и в подходе^{/29/} не всегда приводит к согласию с экспериментом. Здесь, вероятно, как уже говорилось в работах^{/4, 38/}, необходимо одновременно учитывать не только однофононные примеси квадратного и октагонального типа, но и 1^+ -возбуждения остова.

"Ослабление" матричных элементов операторов \hat{s}_+ и \hat{s}_z Бохнацки и Огаза^{/39/} объясняют, соответственно, продольной и поперечной поляризацией, которая приводит к эффективным значениям спинового гиромангнитного отношения. Поляризационные эффекты по Пятову и Кулиеву^{/40/} обусловлены влиянием 1^+ -возбуждений остова. В работах Де Боера и Роджерса^{/41/}, Бохнацкого и Огазы^{/39/} отмечалось, что матричные элементы могут быть ослаблены на 30-40% для ядер деформированной области из-за эффектов поляризации кора. Вычисления поляризационных факторов проводились во многих работах. Их результаты позволяют утверждать, что для полос с $K \neq 1/2$ величина перенормировки g_s -фактора, полученная на основе теории поляризации кора, почти не зависит от состояния и слабо изменяется с изменением массового числа. Поведение поляризационных факторов в ядрах Yb указывает на то, что эффект "ослабления" матричных элементов операторов \hat{s}_z заметно уменьшается при подходе к области слабо деформированных ядер.

Расчеты вероятностей внутрислопных $E2$ -переходов показали, что учет взаимодействия квазичастиц с фононами значительно увеличивает вклады компонентов с $|\Delta K| = 2$, но они по-прежнему составляют незначительную часть от компонентов с $\Delta K = 0$, пропорциональных квадратному моменту Q_0 , т.е. в большинстве случаев достаточно учитывать лишь компоненты с $\Delta K = 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адам И. и др. – ОИЯИ, Р4-88-933, Дубна, 1988.
2. Адам И. и др. – ОИЯИ, Р4-88-934, Дубна, 1988.
3. Соловьев В.Г. – Теория сложных ядер. М.: Наука, 1973.
4. Базнат М.И. и др. – ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 4, с. 951.
5. Аликов Б.А. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.875.
6. Берлович Э.Е., Карпешин Ф.Ф. – Тезисы докладов XXXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1988, с. 210.
7. Table of Isotopes (Eds. Lederer C.M., Shirley V.N.). 7th ed., J. Wiley & Sons, Inc., New York, 1978.
8. Nabielek H. – Thesis, Physikinstitut, SGAE-78,PH, Austria, 1968.
9. Вылов Ц. и др. – ОИЯИ, Р6-9369, Дубна, 1975; Gromov K.Ya. et al. – Z. Phys., 1976, A277, p. 395.
10. Баратова М.А. и др. – ОИЯИ, Р6-87-219, Дубна, 1987.
11. Артамонова К.П. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, т.41, с. 1154.
12. Бацев С. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.42, с. 2262.
13. Davaa S. et al. – J. Phys. G (London):Nucl. Phys., 1982, v. 8, p. 1585.
14. Shirley V.S. – Nucl. Data Sheets, 1984, v. 43, p. 127.
15. Бацев С. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.697.
16. Kracikova T.I. et al. – Czech. J. Phys., 1986, v. B36, p. 581.
17. Джелепов Б.С., Люторович Н.А. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, т. 40, с. 1126.
18. Richter L. et al. – Z. Phys., 1979, v. A290, p. 213.
19. Адам И. и др. – ОИЯИ, Р6-80-120, Дубна, 1980.
20. Джелепов Б.С. и др. – В кн.: Свойства атомных ядер, вып. 26. Л.: Наука, 1988.
21. Балалаев В.А. и др. – В кн.: Свойства атомных ядер, вып. 22. Л.: Наука, 1978.
22. Krane K.S. – AD NDT, 1976, v.18, p. 137.
23. Джелепов Б.С. – В кн.: Свойства деформированных ядер. Ташкент: Фан, 1983.
24. Адам И. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с. 318.
25. Kracikova T.I. et al. – Hyper. Int., 1983, v.15/16, p. 37.
26. Сергеев В.А. и др. – Программа и тезисы XXIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 1973, с. 103.
27. Бастрюков С.И., Нестеренко В.О. – Сообщение ОИЯИ Р4-84-135, Дубна, 1984.
28. Бор О., Моттельсон Б. – Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977.
29. Шаронов И.А. и др. Болг. физ. ж., 1986, т.13, с. 318.
30. Аликов Б.А. и др. – ОИЯИ, Р6-12944, Дубна, 1980.
31. Свойства атомных ядер, вып. 21 (под ред. Джелепова Б.С.). Л.: Наука, 1977.
32. Бонч-Осмоловская Н.А. и др. – ОИЯИ, Р6-85-813, Дубна, 1985.
33. Адам И. и др. – ОИЯИ, Р6-80-207, Дубна, 1980.
34. Dar Y. et al. – Nucl. Phys., 1971; v. A171, p. 575.

35. Elbek E. — Thesis, University of Copenhagen, 1963.
 36. Neugart R. et al. — Hyper. Int., 1983, v. 15/16, p. 37.
 37. Carlsson G. et al. — Hyper. Int., 1983, v. 15/16, p. 85.
 38. Аликов Б.А. и др. — ОИЯИ, Р6-86-69, Дубна, 1986.
 39. Bochnacki Z., Ogaza S. — Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 186; — Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 619.
 40. Кулиев А.А., Пятов Н.И. — Ядерная физика, 1969, т.9, с.955.
 41. De Boer J., Rogers J.D. — Phys. Lett., 1963, v. 3, p. 304.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1988 года.

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