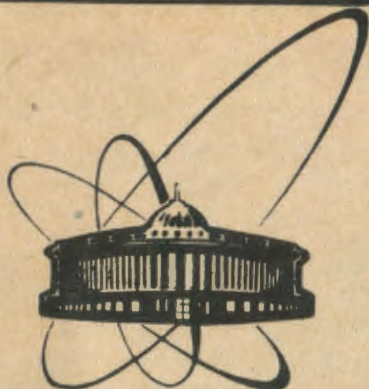


89-325



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

A 281

P4-89-325

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

СИСТЕМАТИКА И АНАЛИЗ СВОЙСТВ
НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР ИТТЕРБИЯ С $A=163-173$
Вероятность межполосных γ -переходов

*Научно-исследовательский институт прикладной
физики ТашГУ, Ташкент

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах ^{/1-3/} нами проведен анализ структуры низколежащих состояний нечетных ядер иттербия с $A = 163-173$, их электромагнитных моментов и свойств внутриволосных γ -переходов. Для интерпретации экспериментальных данных привлечен ряд моделей: метод оболочечной поправки Струтинского ^{/4/}, модель независимых квазичастиц (МНК) ^{/5/}, квазичастично-фононная модель (КФМ) ^{/5/} и неадиабатическая вращательная модель (НВМ) ^{/6/}.

В настоящей работе, являющейся продолжением работ ^{/1-3/}, в рамках НВМ с учетом квазичастично-фононного взаимодействия ^{/7/} исследуются приведенные вероятности и коэффициенты смешивания $\delta(E2/M1)$ межволосных $M1$ - и $E2$ γ -переходов. Рассматриваются также вероятности $E1$ -переходов в рамках НВМ без учета квазичастично-фононного взаимодействия. Метод вычисления приведенных вероятностей $B(M1)$ и $B(E2)$ и коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$ изложен в работе ^{/3/}. Приведенные в этой работе формулы для $B(M1)$ - и $B(E2)$ -внутриволосных переходов справедливы и для вероятностей межволосных переходов. Необходимые для проведения расчетов волновые функции низковозбужденных состояний ядер Yb приведены в работах ^{/1, 2/}. Полученные результаты расчетов сравниваются с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными. Проводится также подробный анализ структуры матричных элементов рассматриваемых переходов.

2. ВЕРОЯТНОСТИ $M1$ -ПЕРЕХОДОВ

Экспериментальные данные о приведенных вероятностях межволосных $M1$ -переходов в обсуждаемых нечетных ядрах Yb приведены в табл.1. Во многих случаях имеется информация только о нижних границах этих величин, так как измерены лишь верхние пределы времен жизни соответствующих возбужденных состояний. Достаточно точные данные относятся к переходам между нижайшими состояниями волос $5/2^- [512]$ и $1/2^- [521]$ в ядрах $^{169-173}Yb$, $5/2^- [523]$ и $3/2^- [521]$ в ядрах $^{163-167}Yb$, а также $7/2^- [514]$ и $5/2^- [512]$ в ядре ^{173}Yb . При вычислении теоретических вероятностей этих переходов одночастичные матричные элементы операторов \hat{j}_+ перенормировались так же, как

Таблица 1. Сравнение экспериментальных и теоретических значений приведенных вероятностей $B(M1)$ и $B(E2)$ некоторых межполосных переходов с $|\Delta K|=1$ и 2 в нечетных ядрах иттербия

A	$E_{\gamma p, \text{кэВ}}$	$I_i^{\pi} K_i$	$E_{\gamma f, \text{кэВ}}$	$I_f^{\pi} K_f$	α_L	$B(M1), (\text{я. м.})^2$	$F(E2)$	$F(M1)$	
	$T_{1/2}, \text{нс}^{(a)}$					$B(E2), (\text{я. м.})^2$		$g_R=0,30$	0,35
1	2	3	4	5		6	7	8	9
<u>5/2⁻ [523] ↔ 3/2⁻ [521]</u>									
163	53,9	5/2 ⁻ 5/2	53,9	3/2 ⁻ 3/2	M1	9,2(10)-3		0,9	0,8
	3,6(4)				E2	≥0,32	≥2,4		
165	120,7	3/2 ⁻ 3/2	120,7	5/2 ⁻ 5/2	M1	2,4(3)-2		1,0	0,9
	0,30(4)				E2	≤0,073	≥0,4		
	174,2	5/2 ⁻ 3/2	86,7	7/2 ⁻ 5/2	M1	8,9(13)-3		1,1	0,9
	0,23(4)		174,2	5/2 ⁻ 5/2	M1	8,1(17)-3		1,7	1,6
					E2	≤8,0-2	≥0,5		
147	213,2	3/2 ⁻ 3/2	213,2	5/2 ⁻ 5/2	M1	1,0(2)-2		1,4	1,2
	0,27(3)				E2	≤9,8-3	≥1,7		
<u>1/2⁻ [521] ↔ 5/2⁻ [523]</u>									
167	188,7	1/2 ⁻ 1/2	188,7	5/2 ⁻ 5/2	E2	6,36(6)	2,7		
	28,0(25)								
	258,5	3/2 ⁻ 1/2	179,7	7/2 ⁻ 5/2	E2	≥0,06	≥0,3		
	0,34(5)		258,5	5/2 ⁻ 5/2	M1	≥2,2-4		≤21	≤25
					E2	≤3,6-2	≥0,26		
	278,2	5/2 ⁻ 1/2	199,1	7/2 ⁻ 5/2	M1	≥2,8-3		≤5	≤7
	50,2		278	5/2 ⁻ 5/2	M1	≥1,3-3		≤35	≤38
					E2	≥7,1-3	≤1,2		
<u>1/2⁻ [521] ↔ 3/2⁻ [521]</u>									
167	258,5	3/2 ⁻ 1/2	19,4	5/2 ⁻ 3/2	M1	6,2(9)-2		1,02	1,02
	0,34(5)		43,4	3/2 ⁻ 3/2	M1	3,4(5)-2		0,44	0,44
	278,2	5/2 ⁻ 1/2	39,0	5/2 ⁻ 3/2	M1	≥2,0-2		≤4,7	≤4,5
	50,2								
	440,7	7/2 ⁻ 1/2	123,2	7/2 ⁻ 3/2	M1	≥3,4-3		≤1,4	≤1,4
	50,2				E2	≥0,2	50,27		

и в расчетах вероятностей внутривыделенных переходов^{/3/}, по методике^{/7/}, а матричные элементы операторов \hat{s}_z и \hat{s}_+ вычислялись в рамках применяемой НВМ^{/8/}. Свободным параметром являлось только коллективное гироманнитное отношение g_R .

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
<u>5/2⁻ [512] † 1/2⁻ [521]</u>								
169	191,2	5/2 ⁻ 5/2	92,0	5/2 ⁻ 1/2	M1 3,3(2)-4		0,6	0,5
	3,35(15)				E2 1,0(5)-3	1,8		
			104,0	3/1 ⁻ 1/2	M1 1,8(1)-4		2,3	2,2
					E2 6,8(21)-4	1,5		
			167,0	1/2 ⁻ 1/2	E2 7,8(4)-5	0,6		
	278,0	7/2 ⁻ 5/2	34,8	7/2 ⁻ 1/2	M1 28,1-3 ^{б)}		20,5	20,6
	50,069		179,0	5/2 ⁻ 1/2	M1 23,0-4 ^{б)}		23,2	23,1
171	122,4	5/2 ⁻ 5/2	46,5	5/2 ⁻ 1/2	M1 2,64(25)-5		2,9	2,6
	26,5(20)				E2 3,2(6)-4	2,5		
			55,7	3/2 ⁻ 1/2	M1 1,17(9)-4		2,5	2,6
					E2 1,72(25)-4	2,4		
			122,4	1/2 ⁻ 1/2	E2 1,01(11)-5	1,2		
173	399,0	1/2 ⁻ 1/2	399,0	5/2 ⁻ 5/2	E2 1,93(10)-6	4,2		
	291(9)							
	461,5	3/2 ⁻ 1/2	461,5	5/2 ⁻ 5/2	M1 2,3(6)-4		1,8	1,9
	0,56(3)							
<u>7/2 [514] † 5/2 [512]</u>								
173	636,1	7/2 ⁻ 7/2	456,8	9/2 ⁻ 5/2	M1 3,0(14)-3		1,0	0,95
	4,2(18)-3 ^{в)}				E2 8,6(45)-3	0,5		
			557,5	7/2 5/2	M1 1,8(8)-3		1,3	1,0
					E2 3,3(14)-2	0,28		
			636,1	5/2 ⁻ 5/2	M1 1,5(7)-2		0,33	0,56
					E2 9,0(23)-3	0,55		

а) — см. табл. 4 в работе ¹⁸⁾;

б) — оценка, полученная на основе вероятности внутривращационного E2-перехода,

в) — из $B(E2; 636,1)^\dagger = 0,012(3) e^2 b^2$ и $\delta(636,1) = -0,41(8) / 8$.

В колонке 8 и 9 табл. 1 проводится сравнение результатов расчетов с экспериментом ($F(M1) = B(M1)^{теор} / B(M1)^{эксп}$) для двух значений свободного параметра $g_R = 0,3$ и $0,35$. Видно, что в целом предсказания теории вполне удовлетворительны как для разрешенных M1-переходов с $|\Delta K| = 1$, так и для запрещенных с $|\Delta K| = 2$. В последнем случае запрет

для M1-переходов по квантовому числу K снимается за счет кориолисова смешивания состояний.

В качестве примера детально рассмотрим M1-переходы типа $3/2^- [521] \rightarrow 5/2^- [523]$ с $|\Delta K| = 1$ в ядре ^{165}Yb ($B(M1) \approx 10^{-2}$ (я.м.)²) и переходы $5/2^- [512] \rightarrow 1/2^- [521]$ с $|\Delta K| = 2$ в ядрах $^{169, 171, 173}\text{Yb}$ ($B(M1) \approx 10^{-4}$ (я.м.)²). В табл.2 и 3 приведен компонентный состав матричных элементов этих переходов (указаны только наиболее существенные компоненты). В случае разрешенных переходов (табл.2) $3/2^- [521] \rightarrow 5/2^- [523]$ доминируют главный компонент ($521^\uparrow - 523^\downarrow$) и примесные компоненты ($521^\uparrow - 521^\uparrow$), ($521^\uparrow - 532^\downarrow$) и ($512^\uparrow - 523^\downarrow$). Сумма вкладов от других компонентов, не приведенных в таблице, составляет $\leq 15\%$. С увеличением спина начального и конечного состояний, как и следовало ожидать, увеличивается не только число примесных компонентов, но и их процентный вклад. Напомним, что состояния полосы $3/2^- [521]$ в ядрах $^{163, 165, 167}\text{Yb}$ имеют особо сложную структуру (см. работу ^{9/}).

В обсуждаемых запрещенных M1 ($|\Delta K| = 2$)-переходах (табл.3) выделяется лидирующий компонент ($521^\uparrow - 521^\downarrow$) с $|\Delta K| = 1$, а с увеличением спина состояний ($I_f \geq 5/2$) важную роль начинают играть компоненты типа ($512^\uparrow - 512^\uparrow$) и ($512^\uparrow - 523^\downarrow$) с $|\Delta K| = 0$. Их вклад в полный матричный элемент может быть некогерентным с компонентами типа $|\Delta K| = 1$. Этим можно объяснить, в частности, большую задержку ($B(M1) \approx 2 \cdot 10^{-5}$ (я.м.)²) перехода $5/2^- \rightarrow 5/2^-$ ($E_\gamma = 46,5$ кэВ) в ядре ^{171}Yb .

На рис.1 сравнивается поведение экспериментальных и теоретических значений $B(M1, \Delta K = 1)$ переходов типа $5/2^- 5/2 [523] \rightarrow \rightarrow I_f^\pi 3/2 [521]$ ($I_f^\pi = 3/2^-, 5/2^-$ и $7/2^-$) в зависимости от числа нейтронов в нечетных ядрах Yb и Er. Наблюдаемое в эксперименте некоторое увеличение вероятностей $B(M1)$ этих переходов при $N = 95$, а затем их уменьшение отражается также в теоретических расчетах. Оно обусловлено прежде всего изменением кориолисова смешивания полосы $3/2^- [521]$ с полосами $5/2^- [523]$ и $5/2^- [512]$, происходящим за счет изменения энергетических расстояний между головными уровнями этих полос ^{9/} — в ядра Yb и Er с $N = 95$ это расстояние для полос $5/2^- [523]$ и $3/2^- [521]$ становится минимальным.

Вероятности разрешенных M1 ($|\Delta K| = 1$)-переходов между состояниями полос $1/2^- [521]$ и $3/2^- [521]$ в ядре ^{167}Yb определяются главным одночастичным ($|\Delta K| = 1$) компонентом ($521^\downarrow - 521^\uparrow$). Вклады других примесных компонентов в полный матричный элемент переходов с $I_f^\pi \leq 5/2^-$ не превышают 10%. В переходах между состояниями с более высокими спинами возрастает роль примесных компонентов с $\Delta K = 0$: ($521^\downarrow - 521^\downarrow$), ($521^\uparrow - 521^\downarrow$) и ($512^\uparrow - 512^\uparrow$), и с $|\Delta K| = 1$: ($521^\uparrow - 512^\uparrow$) и ($523^\downarrow - 521^\uparrow$).

Таблица 2. Структура матричных элементов межполосных $M1(|\Delta K| = 1)$ -переходов между нижайшими состояниями полос $3/2^- [521]$ и $5/2^- [523]$ в ядре ^{165}Yb (указаны основные компоненты)

Ядро - ^{165}Yb	$3/2^- [521] \rightarrow 5/2^- [523]$						
	$I_1^\pi - I_f^\pi$	$3/2^- + 5/2^-$		$5/2^- + 5/2^-$		$5/2^- + 7/2^-$	
		C_{if}^a	\mathfrak{M}_{fi}	C_{if}	\mathfrak{M}_{fi}	C_{if}	\mathfrak{M}_{fi}
$(512 \uparrow - 523 \downarrow)$		-	-	0,194	0,0664	0,121	0,0408
$(521 \uparrow - 532 \downarrow)$		0,050	0,0182	0,039	0,0140	0,079	0,0285
$(521 \uparrow - 521 \uparrow)$		0,068	-0,0367	0,053	-0,0284	0,112	-0,0602
$\mathfrak{M}(M1, \Delta K = 0)$ я. м.		-0,0186		0,0555		0,0086	
$(521 \uparrow - 523 \downarrow)$		0,988	-0,1461	-0,509	0,0757	0,792	-0,1176
$\mathfrak{M}(M1, \Delta K = 1)$ я. м.		-0,1372		0,0637		-0,1085	
$B(M1)_{\text{эксп}} (\text{я. м.})^2$		2,4(3)-2		8,1(17)-3		8,9(13)-3	
$F(M1)$		1,0		1,7		1,1	

$$a) - C_{if} = C_i \cdot C_f \langle I_i K_i | I K_f - K_i | I_f K_f \rangle.$$

Таблица 3. Структура матричных элементов $M1(|\Delta K| = 2)$ -переходов $5/2^- 5/2 [512] \rightarrow I_f^\pi 1/2 [521]$ ($I_f^\pi = 3/2^-$ и $5/2^-$) в ядрах $^{169}, ^{171}, ^{173}\text{Yb}$ (указаны основные компоненты)

Ядро	^{169}Yb		^{171}Yb		^{173}Yb	
	C_{if}^a	\mathfrak{M}_{fi}	C_{if}	\mathfrak{M}_{fi}	C_{if}	\mathfrak{M}_{fi}
	<u>$5/2^- 5/2 [512] \rightarrow 3/2^- 1/2 [521]$</u>					
$(521 \uparrow - 521 \uparrow)$	8-3	2,2-3	5-3	1,3-3	7-4	-2-4
$\mathfrak{M}(M1, \Delta K = 0)$ я. м.	2,7-3		1,4-3		-6-5	
$(521 \uparrow - 521 \downarrow)$	-0,042	0,015	-0,028	0,0128	0,042	-0,0182
$\mathfrak{M}(M1, \Delta K = 1)$ я. м.	0,0177		0,0158		-0,0202	
$B(M1)_{\text{эксп}} (\text{я. м.})^2$	1,8(1)-4		1,2(1)-4		2,3(6)-4	
$F(M1)$	3,7		2,5		1,8	
	<u>$5/2^- 5/2 [512] \rightarrow 5/2^- 1/2 [521]$</u>					
$(512 \uparrow - 512 \uparrow)$	1-3	-1-3	6-3	-6-3		
$\mathfrak{M}(M1, \Delta K = 0)$ я. м.	-9-4		-5-3			
$(521 \downarrow - 521 \uparrow)$	-0,060	0,015	-0,030	0,014		
$\mathfrak{M}(M1, \Delta K = 1)$ я. м.	0,0147		0,0137			
$B(M1)_{\text{эксп}} (\text{я. м.})^2$	3,3(2)-4		2,6(3)-5			
$F(M1)$	0,6		2,9			

$$a) - C_{if} = C_i \cdot C_f \langle I_i K_i | I K_f - K_i | I_f K_f \rangle.$$

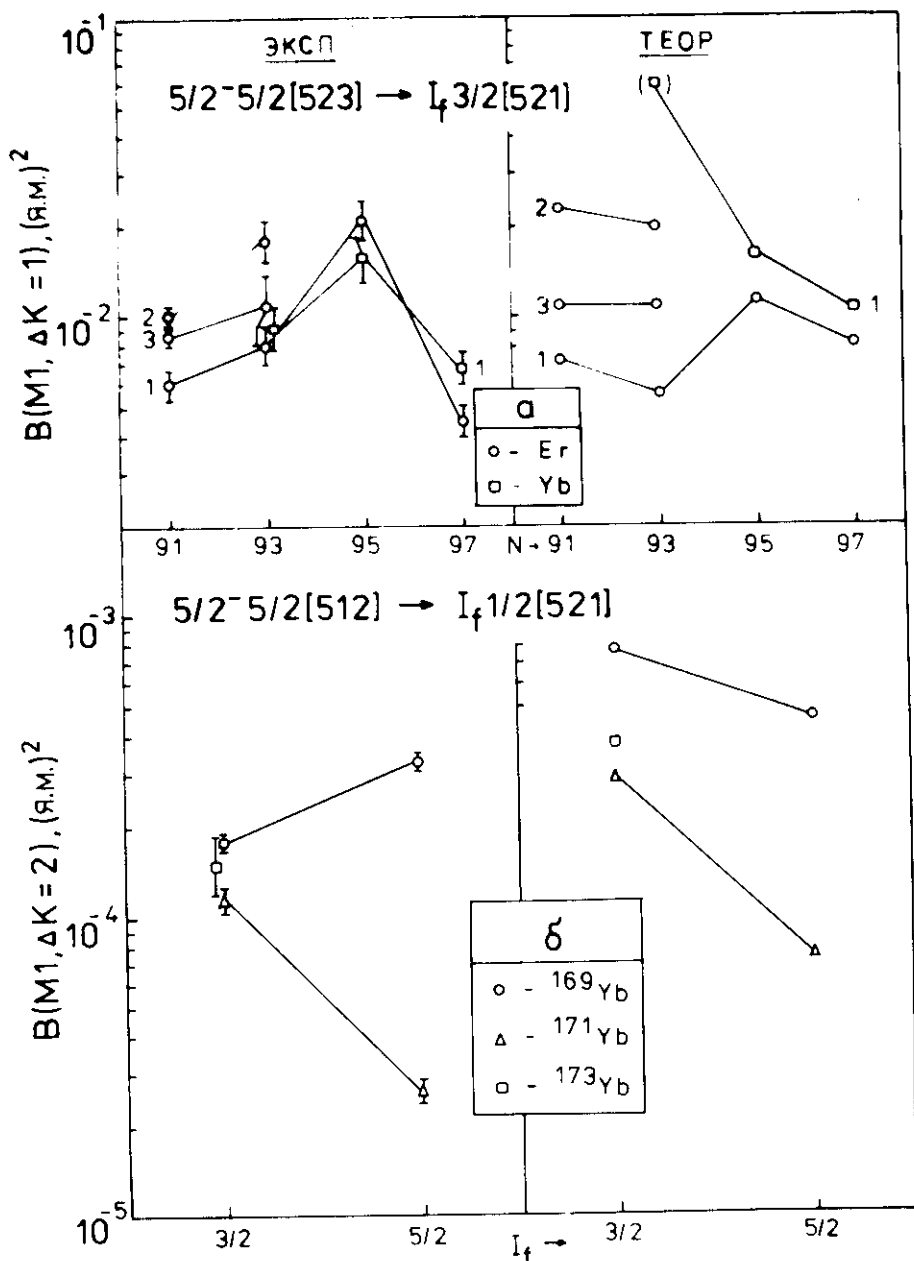


Рис.1. Сравнение экспериментальных и теоретических вероятностей M1-переходов $5/2^- 5/2 [523] \rightarrow I_f^\pi 3/2 [521]$ в ядрах Er и Yb (а) и M1-переходов $5/2^- 5/2 [512] \rightarrow I_f^\pi 1/2 [521]$ с $|\Delta K|=2$ в ядрах иттербия с $A=169-173$ (б): 1 - $I_f^\pi=3/2^-$; 2 - $I_f^\pi=5/2^-$; 3 - $I_f^\pi=7/2^-$.

В случае переходов с $|\Delta K| = 1$ типа $7/2^- [514] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$ в ядрах $^{171, 173}\text{Yb}$ примесные компоненты $(523_{\downarrow} - 512_{\uparrow})$ и $(512_{\uparrow} - 512_{\downarrow})$ с $\Delta K = 0$ дают больший вклад в полный матричный элемент, чем главный компонент $(514_{\downarrow} - 512_{\uparrow})$. Это уже отмечалось в работе ^{10/}. Добавим, что значение матричного элемента оператора j^+ компонента $(514_{\downarrow} - 512_{\uparrow})$, вычисленное в используемом нами приближении КФМ, почти в два раза больше одноквазичастичного: поляризационный фактор $R_j^{\text{КФМ}} \approx 1,8$. В связи с этим матричные элементы $\langle 512_{\uparrow} | \mathcal{M}(M1) | 514_{\downarrow} \rangle$ различаются не только по величине, но и по знаку. Для $g_R = 0,30$ их значения равны $-0,055$ и $0,020$ соответственно. Изменение знака матричного элемента $\langle 512_{\uparrow} | \mathcal{M}(M1) | 514_{\downarrow} \rangle$ с положительного на отрицательный приводит к значительному улучшению согласия теории с экспериментом: с учетом экспериментальных погрешностей факторы $F(M1)$ рассмотренных нами переходов $7/2^- 7/2 [514] \rightarrow I_1^{\pi} 5/2 [512]$ с $I_1^{\pi} = 5/2^-, 7/2^-$ и $9/2^-$, разряжающих уровень $636,1$ кэВ в ядре ^{173}Yb , близки к единице (см. табл.1).

Экспериментальные данные о приведенных вероятностях (верхних пределах) $M1 (|\Delta K| = 2)$ -запрещенных переходов типа $1/2^- [521] \rightarrow 5/2^- [523]$ имеются только для ^{167}Yb (см. табл.1). Теория предсказывает очень сложную структуру этих переходов. Даже для переходов между нижайшими состояниями заметный вклад дают 6-8 компонентов, среди которых выделяются $(521_{\uparrow} - 523_{\downarrow})$, $(521_{\downarrow} - 532_{\downarrow})$, $(521_{\downarrow} - 521_{\uparrow})$ и $(512_{\uparrow} - 523_{\downarrow})$.

3. ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДОВ

Экспериментальные значения приведенных вероятностей E2-переходов между нижайшими состояниями различных ротационных полос в ядрах иттербия имеют большой разброс: от $\approx 10^{-6}$ до $\approx 10^{-2} e^{262}$ (см. табл.1). Наиболее задержанный переход $(B(E2) = 1,9(1) \cdot 10^{-6} e^{262})$ $1/2^- 1/2 [521] \rightarrow 5/2^- 5/2 [512]$ наблюдается в ядре ^{173}Yb .

Предсказания обычной неадиабатической вращательной модели, как показали наши расчеты величины $B(E2)$ для этих переходов, во многих случаях резко расходятся с экспериментом. Хорошего согласия можно достигнуть, если матричные элементы мультипольных операторов E2-переходов вычислять с учетом квазичастично-фононного взаимодействия.

Ниже приводятся результаты расчетов вероятностей межполосных E2-переходов в нечетных ядрах иттербия, в которых матричные элементы соответствующих мультипольных операторов вычислялись в рамках МНК и КФМ. В табл.4 приведены некоторые матричные элементы (в единицах е. фм²) для E2-переходов в ядрах иттербия с $A = 167-173$.

Таблица 4. Матричные элементы E2-переходов с $\Delta K = 0$ и $|\Delta K| = 2$, рассчитанные в рамках КФМ для нечетных ядер Yb с $A = 167-173$

Ядро	^{167}Yb		^{169}Yb		^{171}Yb		^{173}Yb	
	а	б	а	б	а	б	а	б
$\Delta K = 0$								
$(521_{\downarrow} - 521_{\downarrow})$	186,4	228,2	190,5	235,0	202,9	249,4	211,2	259,9
$(521_{\uparrow} - 521_{\uparrow})$	190,5	233,1	190,5	234,6	203,1	249,4	210,9	259,5
$(523_{\downarrow} - 523_{\downarrow})$	186,7	228,4	190,8	235,1	203,4	249,9	210,8	259,4
$(512_{\uparrow} - 512_{\uparrow})$	194,7	238,4	191,1	235,6	203,8	250,6	211,3	260,4
$(514_{\downarrow} - 514_{\downarrow})$	183,9	224,5	188,2	231,9	198,4	244,0	211,7	260,8
$\Delta K = 2$								
$(523_{\downarrow} - 521_{\downarrow})$	-16,12	-21,67						
$(512_{\uparrow} - 521_{\downarrow})$	5,39	7,36	2,60	3,55	1,66	2,20	-0,21	-0,32
$(521_{\uparrow} - 521_{\downarrow})$	-0,39	-0,56	-3,26	-4,12	-5,44	7,29	-7,11	-8,84

а – расчет при $e_{\text{eff}}^N = 0$ и $e_{\text{eff}}^Z = 1,0$,
 б – расчет при $e_{\text{eff}}^N = 0,1$ и $e_{\text{eff}}^Z = 1,1$.

Метод расчета матричных элементов в рамках КФМ, подробно изложенный в работах ^{11,12/}, требует выбора эффективных зарядов. Нами выполнены два варианта расчетов: "а" – с $e^{\text{эфф}}(N) = 0$, $e^{\text{эфф}}(Z) = 1$ и "б" – с $e^{\text{эфф}}(N) = 0,1$, $e^{\text{эфф}}(Z) = 1,1$. Структура квазичастично-фононных волновых функций для неротационных состояний этих ядер вычислялась нами в работе ^{11/}. Из табл.4 видно, что матричные элементы E2-переходов с $\Delta K = 0$ на порядок и больше превышают матричные элементы с $|\Delta K| = 2$. Матричные элементы компонентов с $\Delta K = 1$, значения которых не приводятся в таблице, на порядок меньше, чем компонентов с $|\Delta K| = 2$. В результате структура полных матричных элементов межполосных E2-переходов, обусловленная характером кориолисова смешивания состояний, определяется сравнимыми по величине вкладами компонентов с $\Delta K = 0$ и $|\Delta K| = 2$. При этом эти вклады, вообще говоря, могут отличаться знаками. В таких случаях наблюдается значительное уменьшение вероятности E2-перехода. Как показали наши расчеты, лучшего согласия с экспериментом можно добиться при использовании матричных элементов, соответствующих расчету "б", использование которых давало также лучшее описание вероятностей внутриволосных E2-переходов ^{13/}.

В случае E2-переходов с уровня 636 кэВ в ^{173}Yb типа $7/2^- [514] \rightarrow 5/2^- [512]$ вклад главного компонента с $|\Delta K| = 1$ ($514_{\downarrow} - 512_{\uparrow}$) по

сравнению с примесными $\Delta K=0$ компонентами ($512^+ - 512^+$) и ($514^+ - 514^+$) ничтожно мал, хотя амплитуды примесных конфигураций не превышают одного процента. Как показывают расчеты, вклады этих компонентов некогерентны. Поэтому значения вероятностей этого типа переходов на уровни с $I_f^{\pi} > 5/2^-$ очень чувствительны к структуре волновой функции начального и конечных состояний. Учет взаимодействия квазичастиц с фононами существенно улучшает согласие теории с экспериментом. Для иллюстрации на рис.2 сравниваются экспериментальные значения приведенных вероятностей переходов с $|\Delta K|=2$ между нижайшими состояниями полос $5/2^- [512]$ и $1/2^- [521]$ в ядрах Yb с $A = 169-173$ с теоретическими, полученными в рамках НВМ без учета (расчет "а") и с учетом (расчет "б") взаимодействия квазичастиц с фононами. Причину существенного улучшения предсказаний в последнем

$B(E2), e^2\text{б}^2$

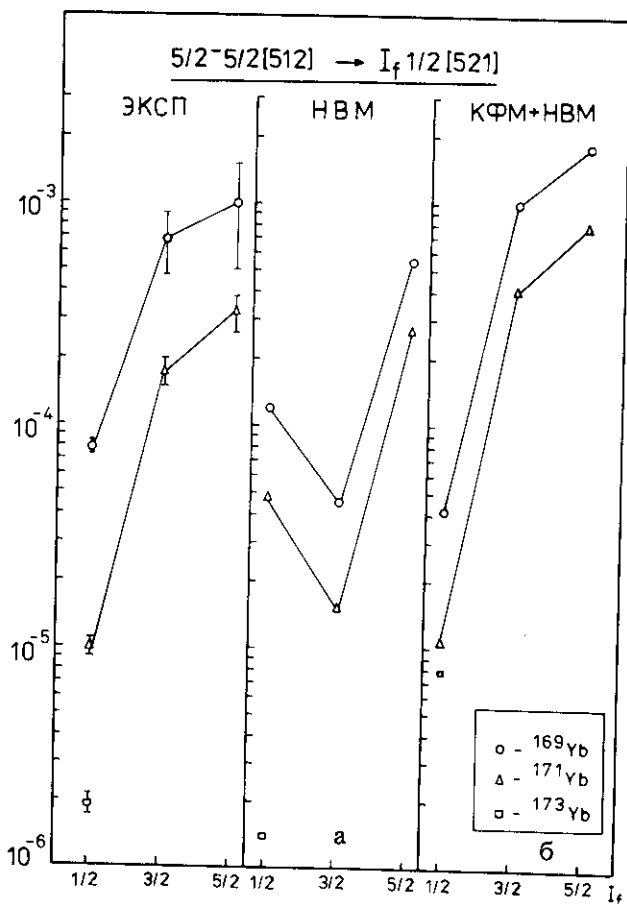


Рис.2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений вероятностей E2-переходов $5/2^- 5/2[512] \rightarrow I_f^{\pi} 1/2^- [521]$ в ядрах иттербия с $A = 169-173$.

Таблица 5. Основные компоненты матричных элементов $E2(|\Delta K|=2)$ -переходов $5/2^- 5/2 [512] \rightarrow I_1^\pi 1/2 [521]$ ($I_1^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ и $5/2^-$) в ядрах $169, 171, 173\text{Yb}$, рассчитанные с использованием МНК (расчет "а") и КФМ (расчет "б")

Ядро	169Yb		171Yb		173Yb	
	а	б	а	б	а	б
	<u>$5/2^- 5/2 [512] \rightarrow 1/2^- 1/2 [521]$</u>					
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 521_\downarrow)$	-1,293	-1,302	-0,804	-0,848	-0,118	-0,130
$\mathcal{M}(E2, \Delta K=0) \cdot \Phi_M^2$	-1,274	1,301	-0,802	-0,848	-0,110	-0,130
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 512^\uparrow)$	1·-3	2,040	4·-4	1,269	-2·-3	-0,319
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 521^\uparrow)$	2·-4	-0,095	1·-4	-0,084	4·-4	0,166
$\mathcal{M}(E2, \Delta K =2) \cdot \Phi_M^2$	1·-3	1,936	5·-4	1,191	-3·-3	-0,155
$B(E2)_{\text{ЭКСП}, e^2 \sigma^2}$	7,8(4)-5		1,0(1)-5		1,9(1)-6	
F(E2)	2,1	0,6	6,4	1,2	1,7	4,2
	<u>$5/2^- 5/2 [512] \rightarrow 3/2^- 1/2 [521]$</u>					
$\mathcal{M}_{f1}(521^\uparrow - 521^\uparrow)$	0,110	0,111	0,047	0,049		
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 521_\downarrow)$	0,690	0,694	0,430	0,453		
$\mathcal{M}(E2, \Delta K=0) \cdot \Phi_M^2$	0,780	0,807	0,451	0,502		
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 512^\uparrow)$	1·-3	2,176	4·-4	1,355		
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 521^\uparrow)$	-4·-4	0,202	-3·-4	0,179		
$\mathcal{M}(E2, \Delta K =2) \cdot \Phi_M^2$	1·-3	2,367	3·-4	1,539		
$B(E2)_{\text{ЭКСП}, e^2 \sigma^2}$	6,8(21)-4		1,7(3)-4			
F(E2)	0,09	1,5	0,12	2,4		
	<u>$5/2^- 5/2 [512] \rightarrow 5/2^- 1/2 [521]$</u>					
$\mathcal{M}_{f1}(512^\uparrow - 512^\uparrow)$	1,475	1,488	1,047	1,109		
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 521_\downarrow)$	1,374	1,384	0,858	0,904		
$\mathcal{M}(E2, \Delta K=0) \cdot \Phi_M^2$	2,763	2,859	1,893	2,015		
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 512^\uparrow)$	8·-4	1,626	3·-4	1,015		
$\mathcal{M}_{f1}(521_\downarrow - 521^\uparrow)$	4·-4	-0,226	3·-4	-0,201		
$\mathcal{M}(E2, \Delta K =2) \cdot \Phi_M^2$	8·-4	1,392	5·-4	0,819		
$B(E2)_{\text{ЭКСП}, e^2 \sigma^2}$	1,0(5)-3		3,2(6)-4			
F(E2)	0,76	1,8	1,1	2,5		

случае можно понять, рассмотрев компонентный состав полных матричных элементов анализируемых переходов, приведенный в табл.5. Видно, что учет вибрационных примесей в волновых функциях состояний приводит к существенному возрастанию роли матричных элементов с $|\Delta K| = 2$.

Для переходов между состояниями полос $1/2^-$ [521] и $5/2^-$ [523] в ядре ^{167}Yb главный компонент с $|\Delta K| = 2$ остается лидирующим, хотя число примесных компонентов с $\Delta K=0$ с увеличением спина начального состояния быстро растет. В случае переходов с уровня с $I_{\frac{1}{2}}^{\pi} = 3/2^-$ вклад наибольшего примесного компонента с $\Delta K=0$ не превышает 10%.

4. КОЭФФИЦИЕНТЫ СМЕШИВАНИЯ $\delta(M1 + E2)$

Используя результаты расчетов приведенных вероятностей $M1$ - и $E2$ -межполосных переходов с нечетных ядра Yb и учитывая знаки соответствующих полных матричных элементов, мы вычислили их коэффициенты смешивания $\delta(E2/M1)$. Для ядер иттербия с $A = 163-167$ рассмотрены переходы между нижайшими состояниями полос $5/2^-$ [523] и $3/2^-$ [521] ($|\Delta K| = 1$), $1/2^-$ [521] и $5/2^-$ [523] ($|\Delta K| = 2$), а также $1/2^-$ [521] и $3/2^-$ [521] ($|\Delta K| = 1$); в более тяжелых ядрах иттербия — переходы между полосами $5/2^-$ [512] и $1/2^-$ [521] ($|\Delta K| = 2$) и полосами $7/2^-$ [514] и $5/2^-$ [512] ($|\Delta K| = 1$).

В табл. 6 сравниваются результаты расчетов δ для некоторых переходов с экспериментальными значениями. Как видно, в большинстве случаев хорошо согласуются с экспериментом не только абсолютные величины, но и знаки δ .

Заслуживает внимания различие δ для переходов с уровня 636 кэВ ($7/2^-/7/2$ [514]) на состояния $5/2^-$, $7/2^-$ и $9/2^-$ полосы основного состояния $5/2^-$ [512] в ^{173}Yb . Ранее на этот факт обратили внимание авторы работы^{8/}. Они показали, что это различие является следствием изменения знаков отношений матричных элементов $M1$ - и $E2$ -компонентов переходов на рассматриваемые уровни. Однако объяснить этот факт, оставаясь в рамках адиабатического приближения, используемого в указанной работе, невозможно. Анализ этого случая в рамках НВМ с учетом квазичастично-фононного взаимодействия показал, что структура полных матричных элементов как $M1$ -, так и $E2$ -компонентов этих переходов сложная (см. выше) и помимо главных компонентов определяющую роль играют примесные компоненты. Знаки полных матричных элементов всех трех обсуждаемых $E2$ -переходов положительные, но знак полного матричного элемента $M1$ -перехода $7/2^-/7/2$ [514] \rightarrow $5/2^-/5/2$ [512] — отрицателен, что и объясняет этот "странный эффект".

Таблица 6. Экспериментальные и теоретические значения коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$ межполосных $M1 + E2$ -переходов в ядрах Yb

A	$E_{ур}, кэВ$	$I_1^n K_1$	$E_{\gamma}, кэВ$	$I_f^n K_f$	$\delta_{эксп}$	$\delta_{теор}$
<u>5/2⁻ [523] + 3/2⁻ [521]</u>						
163	53,9	5/2 ⁻ 5/2	3,9	3/2 ⁻ 3/2	$\approx 0,26 ^a)$	-0,20
165	120,7	3/2 ⁻ 3/2	86,7	7/2 ⁻ 5/2		-0,02
			120,7	5/2 ⁻ 5/2	$\leq 0,18 ^{\delta)}$	-0,10
167	174,2	5/2 ⁻ 3/2	174,2	7/2 ⁻ 5/2	$\leq 0,42 ^{\delta)}$	-0,25
	213,2	3/2 ⁻ 3/2	213,2	5/2 ⁻ 5/2	$\leq 0,18 ^B)$	+0,19
	239,2	5/2 ⁻ 3/2	160,5	7/2 ⁻ 5/2	$\leq 0,14 ^B)$	-0,02
			239,2	5/2 ⁻ 5/2	$-0,21 (12)^B)$	+0,14
<u>1/2⁻ [521] + 5/2⁻ [523]</u>						
167	258,5	3/2 ⁻ 1/2	258,5	5/2 ⁻ 5/2	$-2,4 + +0,2^{\Gamma)}$	-0,30
	278,2	5/2 ⁻ 1/2	278,2	5/2 ⁻ 5/2	$\pm 1,1 (\begin{smallmatrix} +5 \\ -3 \end{smallmatrix})^B)$	-0,10
	440,7	7/2 ⁻ 1/2	261,9	9/2 ⁻ 5/2	$-0,06 (10)^{\Gamma)}$	-0,11
			362,0	7/2 ⁻ 5/2	$-0,5 + +3,6^{\Gamma)}$	+0,57
<u>1/2⁻ [521] + 3/2⁻ [521]</u>						
167	285,5	3/2 ⁻ 1/2	19,4	5/2 ⁻ 3/2		-0,04
			45,4	3/2 ⁻ 3/2		+0,25
	440,7	7/2 ⁻ 1/2	123,2	7/2 ⁻ 3/2	$\pm 1,3 (\begin{smallmatrix} +15 \\ -5 \end{smallmatrix})^B)$	+1,11
			201,6	5/2 ⁻ 3/2	$\geq 3,3 ^B)$	-0,83
<u>5/2⁻ [512] + 1/2⁻ [521]</u>						
169	191,2	5/2 ⁻ 5/2	92,0	5/2 ⁻ 1/2	$\pm 0,13 (3)^{\Delta)}$	+0,18
			104,0	3/2 ⁻ 1/2	$\pm 0,17 (3)^{\Delta)}$	+0,11
	278,0	7/2 ⁻ 5/2	34,8	7/2 ⁻ 1/2	$\pm 0,13 (\begin{smallmatrix} +17 \\ -5 \end{smallmatrix})^{\Delta)}$	+0,03
171	122,4	5/2 ⁻ 5/2	46,5	5/2 ⁻ 1/2	$\pm 0,135 (10)^e)$	+0,13
			55,7	3/2 ⁻ 1/2	$\pm 0,056 (4)^e)$	+0,06
173	461,5	3/2 ⁻ 1/2	461,5	5/2 ⁻ 5/2	$\leq 0,36 ^{\chi)}$	+0,03
<u>7/2⁻ [514] + 5/2⁻ [512]</u>						
171	835,1	7/2 ⁻ 7/2	517,8	9/2 ⁻ 5/2	$+0,54 (\begin{smallmatrix} +16 \\ -11 \end{smallmatrix})^{\exists)}$	+0,43
			627,0	7/2 ⁻ 5/2	$+0,76 (16)^{\exists)}$	+0,54
			712,7	5/2 ⁻ 5/2	$-1,52 (16)^{\exists)}$	-0,48
173	636,1	7/2 ⁻ 7/2	456,8	9/2 ⁻ 5/2	$+0,65 (\begin{smallmatrix} +13 \\ -9 \end{smallmatrix})^{\text{И})}$	+0,46
			557,5	7/2 ⁻ 5/2	$+1,81 (6)^{\text{И})}$	+0,93
			636,1	5/2 ⁻ 5/2	$-0,41 (8)^{\text{К})}$	-0,53

a) - см. работу /13/, б) - см. /14/, в) - см. /15/, г) - см. /16/, д) - см. /17/,
e) - см. /18/, ж) - см. /19/, з) - см. /20/, и) - см. /21/, к) - см. /8/.

5. E1-ПЕРЕХОДЫ

Вероятности E1-переходов в рамках НВМ рассчитываются по формуле /22/:

$$\begin{aligned}
 B(E1, I_i \rightarrow I_f) = & \left| \sum_{K_i} \sum_{K_f} C_{K_i}^{I_f} \cdot C_{K_f}^{I_f} \cdot R_{\gamma}^{if} \left\{ \langle K_f | \mathfrak{M}_{K_f K_i}^1 | K_i \rangle \times \right. \right. \\
 & \times \langle I_i K_i 1 K_f - K_i | I_f K_f \rangle + (-1)^{I_i + \ell + K_i} \delta_{K_i, 1/2} \delta_{K_f, 1/2} \langle K_f | \mathfrak{M}_{K_i + K_f}^1 | \tilde{K}_i \rangle \times \\
 & \left. \times \langle I_i - 1/2 \ 1 | I_f \ 1/2 \rangle \right|^2,
 \end{aligned}$$

где $\mathfrak{M}_{\mu}^1 = e^{\Delta\Phi} r Y_{1\mu}$,

$$e^{\Delta\Phi} = e \cdot \begin{cases} 1 - Z/A & \text{для протона} \\ -Z/A & \text{для нейтрона,} \end{cases}$$

$R_{\gamma}^{if} = u_i u_f - v_i v_f$ — сверхтекущая поправка, $C_{K_i}^{I_i}$ и $C_{K_f}^{I_f}$ — амплитуды кориолисова смешивания (вычислены в работе /2/).

Матричные элементы мультипольного оператора \mathfrak{M}_{μ}^1 вычислялись нами в одночастичном приближении без учета квазичастично-фононного взаимодействия. В случае рассматриваемых ядер иттербия с $A = 165-173$ влияние октупольных вибраций на вероятности E1-переходов, разряжающих нижайшие возбужденные состояния нечетно-нейтронных ядер, мало, например, по сравнению с ядрами, расположенными в начале области деформации ($A \approx 150$). Как показали наши предварительные расчеты, это объясняется главным образом относительно большой энергией октупольных возбуждений в четно-четных остовах этих ядер. Кроме того, ранее в работе /22/ было продемонстрировано, что в рамках НВМ использование одночастичных матричных элементов достаточно хорошо позволяет описать E1-переходы типа $5/2^- [512] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$ в нечетно-нейтронных ядрах с $N = 99-103$.

5.1. Переходы с $\Delta K = 0$: $5/2^+ [642] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$ и $7/2^+ [633] \rightleftharpoons 7/2^- [514]$

В табл. 7 собраны имеющиеся экспериментальные данные о вероятностях этих переходов и проведено их сравнение с результатами расчетов. Полученные значения факторов $F = B(E1)^{\text{теор}} / B(E1)^{\text{эксп}}$ пока-

Таблица 7. Экспериментальные и теоретические приведенные вероятности E1-переходов между нижайшими состояниями ротационных полос в ядрах Yb с A = 163-173

A	$E_{ур}^*$, кэВ $T_{1/2}^*$, нс	I_i^π	E_γ , кэВ	I_f^π	$B(E1)$, $e^2 0$	F
1	2	3	4	5	6	7
		<u>$5/2^+ [642] \ddagger$</u>		<u>$5/2^- [523]$</u>		
165	126,7 3,0(3)+2a)	$9/2^+$	39,2	$7/2^-$	1,34(13)-7	1,3
	132,6 2,8(5) a)	$7/2^+$	132,5	$5/2^-$	5,5(10)-7	0,4
167	29,7 13,5(7) 0)	$5/2^+$	29,7	$5/2^-$	4,55(26)-6	2,1
	78,7 0,84(4) 0)	$7/2^+$	20,2	$9/2^-$	7,2(14)-6	2,1
			44,8	$7/2^-$	3,8(7)-6	1,1
			49,0	$5/2^-$	2,0(3)-6	2,1
	178,9 $\leq 0,2$ 0)	$9/2^-$	120,3	$9/2^+$	$\geq 1,7-6$	$\leq 1,2$
			145,0	$7/2^+$	$\geq 1,7-6$	$\leq 2,2$
		<u>$3/2^- [521] \rightarrow$</u>		<u>$5/2^+ [642]$</u>		
167	213,2 0,27(3) 0)	$3/2^-$	183,6	$5/2^+$	$\approx 8,4-8$	≈ 26
	239,2 $\leq 0,2$ 0)	$5/2^-$	205,5	$7/2^+$	$\geq 7,5-8$	$\leq 6,3$
			209,6	$5/2^+$	$\geq 1,2-7$	$\leq 2,3$
		<u>$1/2^- [521] \ddagger$</u>		<u>$5/2^+ [642]$</u>		
167	278,2 $\leq 0,2$ 0)	$5/2^-$	243,5	$7/2^+$	$\geq 5,6-8$	$\leq 0,5$
	440,7 $\leq 0,2$ 0)	$7/2^-$	248,6	$5/2^+$	$\geq 2,0-7$	$\leq 0,3$
			382,0	$9/2^+$	$\geq 2,0-9$	
			406,7	$7/2^+$	$\geq 2,6-8$	$\leq 1,1$
			410,1	$5/2^+$	$\geq 3,2-8$	$\leq 4,8$
		<u>$5/2^- [512] \ddagger$</u>		<u>$7/2^+ [633]$</u>		
169	191,2 3,35(15) B)	$5/2^-$	191,2	$7/2^+$	1,42(6)-7	3,8
	278,6 50,069 Г)	$7/2^-$	207,7	$9/2^+$	$\geq 1,1-7$	$\leq 6,7$
			278,6	$7/2^+$	$\geq 1,4-8$	$\leq 1,9$
171	122,4 265(20) A)	$5/2^-$	27,1	$7/2^+$	7,0(3)-8	1,5
173	350,7 0,47(3) 0)	$7/2^+$	171,4	$9/2^-$	2,23(13)-7	7,8
			272,1	$7/2^-$	4,09(18)-7	4,9
			350,8	$5/2^-$	2,73(15)-9	0,92

Таблица 7 (продолжение)

		$7/2^+[633] \rightarrow$		$1/2^-[521]$		
171	95,3 5,25(25)+6Д)	$7/2^+$	19,4	$5/2^-$	1,73(8)-11	0,70
		$7/2^-[514] \rightarrow$		$7/2^+[633]$		
171	835,1 ≈2,0-3Ж)	$7/2^-$	667,0	$9/2^+$	≈1,3-6	≈2,2
			739,8	$7/2^+$	≈4,2-6	≈2,9
173	636,1 8,0(26)-3З)	$7/2^-$	223,3	$9/2^+$	5(2)-6	1,1
			285,4	$7/2^+$	9(4)-6	2,0

а) - см. работу /23/, б) - см. /24/, в) - см. /25/, г) - см. /26/, д) - см. /27/,
е) - см. /28/, ж) - см. /18/, з) - см. /29/.

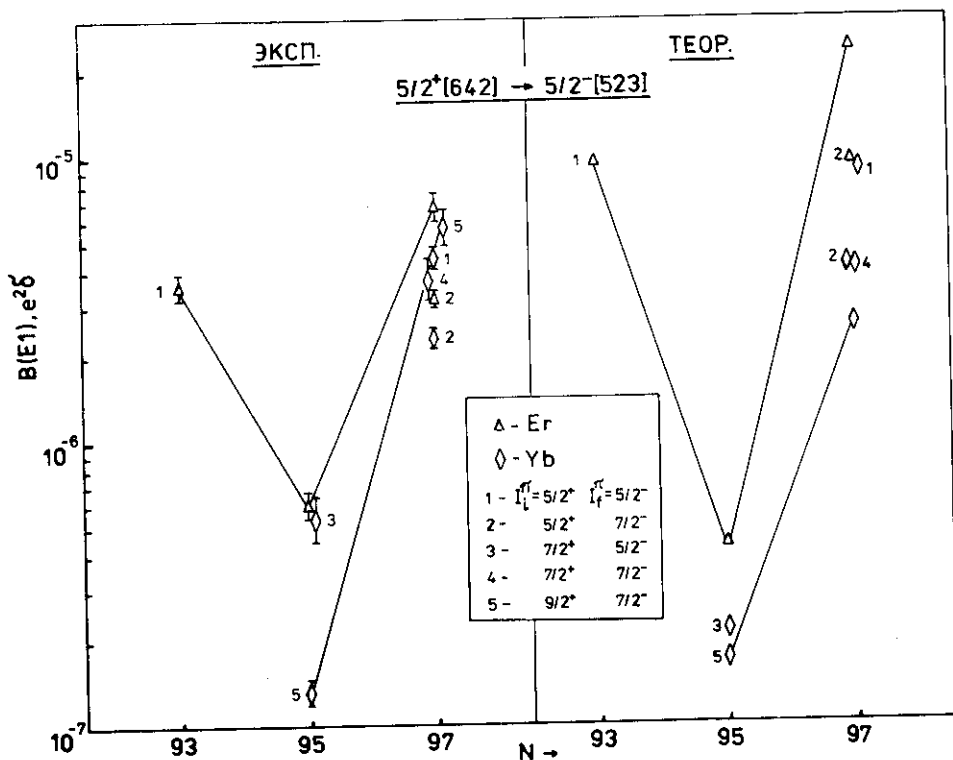


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных и теоретических значений вероятностей E1-переходов между состояниями полос $5/2^+[642]$ и $5/2^-[523]$ в ядрах Er и Yb.

зывают, что в большинстве случаев расчет достаточно хорошо отражает эксперимент.

На рис.3 представлено поведение экспериментальных данных и теоретических значений $B(E1)$ для переходов между нижайшими состояниями полос $5/2^+$ [642] и $5/2^-$ [523] в нечетных ядрах Eg и Yb с $N = 93-97$. Обращает на себя внимание значительное уменьшение этих величин для ядер с $N = 95$.

Расчеты показывают, что основную роль в формировании матричных элементов этого типа переходов играет главный компонент ($642^+ \rightarrow 523^-$), которому соответствует наибольшее значение величины мультипольного матричного элемента. Суммарный вклад других примесных компонентов не превышает 10%. Так как значение одночастичного матричного элемента $M(642^+ \rightarrow 523^-)$ незначительно меняется от ядра к ядру, то изменение вероятности в основном определяется изменением сверхтекучей поправки R_y^{if} к этому матричному элементу. В ядрах с $N=93$ она порядка 0,5. В случае ядер с $N=95$ переход $5/2^+$ [642] \leftrightarrow $5/2^-$ [523] становится частично-дырочным и, как следствие этого, R_y^{if} уменьшается до значений порядка 0,1. В изотопах с $N=97$ состояние $5/2^-$ [523] является основным, а $5/2^+$ [642] — дырочным. При этом R_y^{if} вновь увеличится и меняет знак. Различие в значениях $B(E1)$ в изотопах Yb и Eg рассматриваемых переходов объясняется также величиной поправки R_y^{if} .

В переходах типа $7/2^-$ [514] \leftrightarrow $7/2^+$ [633] помимо главного компонента заметный вклад дают примесные компоненты ($523^- \rightarrow 633^+$) и ($523^- \rightarrow 642^+$) для переходов $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ и, дополнительно, компонент ($514^- \rightarrow 624^+$) для переходов $7/2^- \rightarrow 9/2^+$. Основной компонент с $\Delta K = 0$ подавлен за счет малости соответствующей сверхтекучей поправки, что и приводит к заметному влиянию примесных компонентов.

5.2. Переходы с $|\Delta K|=1$: $3/2^-$ [521] \leftrightarrow $5/2^+$ [642] и $5/2^-$ [512] \leftrightarrow $7/2^+$ [633]

$E1$ -переходы между состояниями полосы $3/2^-$ [521] и $5/2^+$ [642] наблюдаются в нечетно-нейтронных ядрах с $N = 93-97$, в которых волновые функции состояний полосы $5/2^+$ [642] содержат значительные примеси компонентов $3/2^+$ [651], $1/2^+$ [660], а волновые функции состояний полосы $3/2^-$ [521] — примеси компонентов $1/2^-$ [530], $5/2^-$ [523] и $5/2^-$ [512]^{1/2}.

Расчеты показывают, что вероятности $E1$ -переходов $3/2^- \rightarrow 5/2^+$ между головными состояниями обеих полос определяются в основном суммой вкладов двух компонентов: ($642^+ \rightarrow 521^+$) и ($651^+ \rightarrow 521^+$). В случае переходов $5/2^- \rightarrow 5/2^+$, $7/2^+$ добавляются компоненты

($642^+ - 523^-$) и ($642^+ - 512^+$). Согласие результатов расчетов с экспериментальными оценками, имеющимися в ядре ^{167}Yb , достаточно хорошее.

Характерной особенностью поведения вероятностей E1-переходов между состояниями полос $7/2^+$ [633] и $5/2^-$ [512] в ядрах иттербия является их уменьшение с увеличением числа нейтронов. Вероятности этих переходов подробно рассматривались в нашей работе ^{/22/}. Показано, что полный матричный элемент этих переходов обусловлен в основном двумя компонентами: ($512^+ - 633^+$) и ($512^+ - 642^+$). В случае переходов $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ в ^{189}Yb доминирует первый компонент, в ^{171}Yb из-за изменения значений сверхтекучих поправок R_{γ}^{if} обоих компонентов, обусловленного изменением уровня Ферми, вклад компонента ($512^+ - 633^+$) уменьшается почти на порядок, увеличивается компонент ($512^+ - 642^+$) с $\Delta K = 0$, а в ядре ^{173}Yb происходит почти полная взаимная их компенсация. Таким образом, объясняется резкое уменьшение приведенной вероятности этого типа переходов с увеличением числа N.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах ^{/1, 2/} показано, что структура большинства состояний нижайших вращательных полос в нечетных ядрах Yb с $A = 163-173$ (особенно в ядрах $^{163, 165, 167}\text{Yb}$) сложная из-за кориолисова смешивания состояний и квазичастично-фононного взаимодействия. Представленные в настоящей работе результаты расчетов приведенных вероятностей и коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$ межполосных γ -переходов показывают, что:

— вычисленные в работах ^{/1, 2/} волновые функции состояний позволяют хорошо описать свойства межполосных переходов;

— для лучшего описания свойств межполосных M1-переходов в ядрах Yb необходимо провести некоторую коррекцию поляризационных факторов, вычисленных микроскопическим методом в рамках используемой нами НВМ ^{/6/} (см. работу ^{/3/});

— полные матричные элементы большинства из рассмотренных межполосных M1-переходов, как разрешенных, так и запрещенных, имеют сложную структуру и определяются суммой вкладов от многих одноквазичастичных компонентов с $\Delta K = 0$ и $|\Delta K| = 1$;

— наблюдаемые в эксперименте приведенные вероятности межполосных E2-переходов в ядрах иттербия имеют большой разброс ($\approx 10^{-5} - \approx 10^{-2} e^2\text{б}^2$), что удастся объяснить лишь в случае учета вибрационных примесей в волновых функциях состояний, приводящих к су-

ществленной перенормировке (увеличению) одноквазичастичных матричных элементов от мультипольных операторов E2-переходов с $|\Delta K| = 2$;

- правильность используемого нами метода расчета матричных элементов M1- и E2-компонентов межполосных переходов подтверждает достаточно хорошее согласие величин и знаков вычисленных и экспериментальных коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$;
- расчеты приведенных вероятностей E1-переходов в рамках НВМ (без учета вибрационных примесей) достаточно хорошо отражают экспериментальные данные, если использовать сверхтекучие поправки R_γ , вычисленные после некоторой коррекции одночастичного спектра, связанной с качественным учетом различия в величине квадрупольной деформации одночастичных состояний и учетом члена "отдачи" в гамльтониане нечетного ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адам И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р4-88-933, Дубна, 1988.
2. Адам И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р4-88-934, Дубна, 1988.
3. Адам И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р4-88-935, Дубна, 1988.
4. Strutinsky V.M. — Nucl.Phys., 1967, A95, p.420;
Strutinsky V.M. — Nucl.Phys., 1968, A122, p.1.
5. Соловьев В.Г. — Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
6. Базнат М.И. и др. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.4, с.941.
7. Шаронов И.А. и др. — Болг. физ. ж., 1986, 13, с.318.
8. Джеленов Б.С. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т.43, с.2.
9. Lederer C.M., Shirley V.S. — Table of Isotopes, 7th ed., J. Willey & Sons, N.Y., 1978.
10. Джеленов Б.С., Люторович Н.А. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, т.40, с.1126.
11. Бастрюков С.Н., Нестеренко В.О. — Сообщение ОИЯИ Р4-84-135, Дубна, 1984;
Bastrukov S.N., Nesterenko V.O. — Int. Symp. on In — Beam Nucl. Spectroscopy, Debrecen, Hungary, May, 1984, p.689.
12. Alikov B.A. et al. — Z.Phys., 1988, A331, p.265;
Аликов Б.А. и др. — Препринт ОИЯИ Р4-87-917, Дубна, 1987.
13. Адам И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р6-80-346, Дубна, 1980.
14. Адам И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р6-80-120, Дубна, 1980.
15. Вылов Ц. и др. — Сообщение ОИЯИ Р6-9369, Дубна, 1975;
Gromov K.Ya. et al. — Z.Phys., 1976, A277, p.395.
16. Kracikova T.I. et al. — Czech.J.Phys., 1981, B31, p.527.
17. Бацев С. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.42, с.2262.
18. Свойства атомных ядер, вып.21. Схема распада радиоактивных ядер $A=171-174$ (под ред. Джеленова Б.С.). Л.: Наука, 1977.
19. Harmatz B., Horen D.L. — Nucl. Data Sheets, 1975, v.14, p.297.
20. Kracikova T.I. et al. — Nucl.Phys., 1985, A440, p.203.

21. *Kraskova T.I. et al. – Czech.J.Phys., 1986, B36, p.581.*
22. *Аликов Б.А. и др – Изв.АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с.1908.*
23. *Адам И. и др. – Сообщение ОИЯИ Р6-80-207, Дубна, 1980.*
24. *Аликов Б.А. и др. – Сообщение ОИЯИ Р6-12944, Дубна, 1980.*
25. *Балалаев Б.А. и др: – Свойства атомных ядер, вып.22. Л.: Наука, 1978.*
26. *Nabielek H. – Thesis, Physikinstitut, Reaktorenzentrum, SGAE-PH-78, Seibersdorf, Austria, 1968.*
27. *Shirley V.S. – Nucl. Data Sheets, 1984, v.43, p.127.*
28. *Shirley V.S. – Nucl. Data Sheets, 1988, v.54, p.589.*
29. *Бонч-Осмоловская Н.А. и др. – Сообщение ОИЯИ Р6-85-813, Дубна, 1985.*

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1989 года.