

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P6-84-556

С. Даваа, Т.И. Крацикова, М. Фингер, Я. Квасил,  
Н.А. Лебедев, В.Н. Павлов, Ю.В. Юшкевич

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА  
ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР  $^{173}\text{Lu}$

1984

## ВВЕДЕНИЕ

Уровни  $^{173}\text{Yb}$  интенсивно изучались в распаде  $^{173}\text{Tm}$  и  $^{173}\text{Lu}$ , а также в ядерных реакциях  $(d, p)$ ,  $(d, t)$ ,  $(^3\text{He}, \alpha)$ ,  $(n, \gamma)$  и кулоновском возбуждении  $^{1-8/}$ . Мультипольности переходов были определены с большой точностью из экспериментальных значений коэффициентов внутренней конверсии  $^{3/}$ , а также на основе результатов измерения ядерной ориентации  $^{9/}$  и  $\text{Ke}^-$ - $\gamma$  и  $\gamma$ - $\gamma$  угловых корреляций  $^{3,10/}$ . Крэйн и др.  $^{9/}$  изучали ядерную ориентацию  $^{173}\text{Lu}$  при сверхнизких температурах в матрице  $\text{ZrFe}_2$ . Для нескольких переходов они получили параметры смешивания мультипольностей, заметно отличающихся от данных, определенных на основе измерения электронов внутренней конверсии. Кроме того, кажется странным, что Крэйн и др. предположили внешнее возмущение уровня 351 кэВ,  $T_{1/2} = 0,45 \text{ нс}^{2/}$ , но не наблюдали такого возмущения более долгоживущих уровней с энергиями 95 и 122 кэВ.  $^{171}\text{Yb}/T_{1/2} = 5,25 \text{ мс}$  и  $265 \text{ нс}^{2/}$ , которые они изучали при распаде  $^{171}\text{Lu}$ , ориентированного в той же матрице  $^{11/}$ .

Схема распада  $^{173}\text{Lu}$  относительно проста, и уровни  $^{173}\text{Yb}$  идентифицированы однозначно  $^{3/}$ . Экспериментальные и теоретические данные по  $^{173}\text{Yb}$  подробно обсуждаются в работах  $^{3,12,13/}$ .

Недавно нами были проведены исследования распада ядер  $^{167}\text{Lu}$ ,  $^{169}\text{Lu}$  и  $^{171}\text{Lu}$ , ориентированных при сверхнизких температурах в матрицах гадолиния  $^{14-19/}$ . Свойства уровней  $^{167}\text{Yb}$ ,  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{171}\text{Yb}$  были описаны в рамках полумикроскопической квазичастично-фононной модели Соловьева  $^{20/}$  с учетом взаимодействия Кориолиса  $^{21/}$ . В настоящей работе представлены результаты подобных исследований свойств  $^{173}\text{Yb}$ , предварительные данные о которых были опубликованы ранее  $^{18,22/}$ .

## 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Радиоактивный источник  $^{173}\text{Lu} / T_{1/2} = 499 \text{ д}$  был получен в реакции глубокого расщепления тантала протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке синхроциклотрона ОИЯИ. После радиохимического выделения лутециевая фракция разделялась на масс-сепараторе, и одновременно  $^{173}\text{Lu}$  имплантировался в химически чистую  $^{99,9\%}$  гадолиниевую фольгу. Эта фольга плавилась на танталовой подложке в вакууме. Образцу придавалась форма диска диаметром  $\sim 0,5 \text{ см}$ , и он припаивался к тепловой подложке рефрижератора. Более подробно технология приготовления образцов  $\text{LuCd}$  описана в работе  $^{14/}$ . Примесь  $^{174\text{gm}}\text{Lu} / T_{1/2} = 3,3 \text{ ч}$  и  $144 \text{ д}$  и  $^{177}\text{Lu} / T_{1/2} = 161 \text{ д}$  в нашем источнике составляла менее 0,3%.

Анизотропии углового распределения  $\gamma$ -лучей, сопровождающих распад ориентированных ядер  $^{173}\text{Lu}$

$E_\gamma$ (кэВ)	$B_2U_2A_2$ (%)		
	1 эксп.	2 эксп.	3 эксп.
78,6	16,61(55)	17,91(85)	12,6(13)
100,7	17,41(56)	20,30(77)	15,2(12)
171,4	3,61(45)	5,20(90)	2,01(95)
179,4	- 11,42(52)	- 12,52(72)	- 8,41(80)
233,6	- 13,0(10)	- 14,14(68)	- 8,1(12)
272,1	- 10,47(23)	- 11,10(35)	- 7,75(64)
285,4	- 10,40(60)	- 11,54(50)	- 8,0(20)
334,3	7,09(59)	7,4(10)	4,4(43)
350,8	7,56(57)	10,2(20)	5,3(20)
456,8	20,31(17)	23,3(20)	18,0(41)
557,5	- 5,35(30)	- 6,70(62)	- 7,2(30)
636,1	24,79(52)	26,3(92)	18,8(20)

## 2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Угловое распределение  $\gamma$ -излучения ориентированных ядер записывается в виде <sup>[25]</sup>

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I) U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta), \quad /1/$$

где  $\theta$  - угол между направлением излучения и осью ориентации,  $B_{\lambda}$  - параметры ориентации материнского ядра,  $U_{\lambda}$  - коэффициенты деориентации предшествующими переходами,  $A_{\lambda}$  - коэффициенты углового распределения излучения,  $Q_{\lambda}$  - факторы, учитывающие конечный телесный угол детектора, и  $P_{\lambda}$  - полиномы Лежандра.

Измеренные значения анизотропии  $1 - W(0^\circ)$  /или  $1 - W(180^\circ)$ / и  $W(90^\circ) - 1$  позволяют получить из формулы /1/ значения  $B_2U_2A_2$  и  $B_4U_4A_4$ . Малые значения величины  $B_4U_4A_4$  /в большинстве случаев она не превышает погрешности в  $B_2U_2A_2$ / и большие относительные погрешности в ее определении, как правило, не позволяют использовать этот член для получения численных результатов. Поэтому анализ проводился на основе экспериментальных значений  $B_2U_2A_2$ , которые были определены как средневзвешенные значения анизотропий, полученных в отдельных сериях измерений с учетом поправок на фактор  $Q_2$ . Эти значения  $B_2U_2A_2$  для 12 переходов  $^{173}\text{Yb}$  представлены в табл. 1.

Для  $\beta$ -переходов на уровни  $^{173}\text{Yb}$  мы принимали табличные значения коэффициентов деориентации  $U_2$  <sup>[26]</sup>, предполагая, что  $\Delta J_{\beta} = 1$ . Для уровней, заселяющихся также переходами с вышележащих состояний  $^{173}\text{Yb}$ , коэффициенты  $U_2$  были рассчитаны на основе схемы распада из работы <sup>[3]</sup> и всех имеющихся данных <sup>[3,4,10,12]</sup>, включая ре-

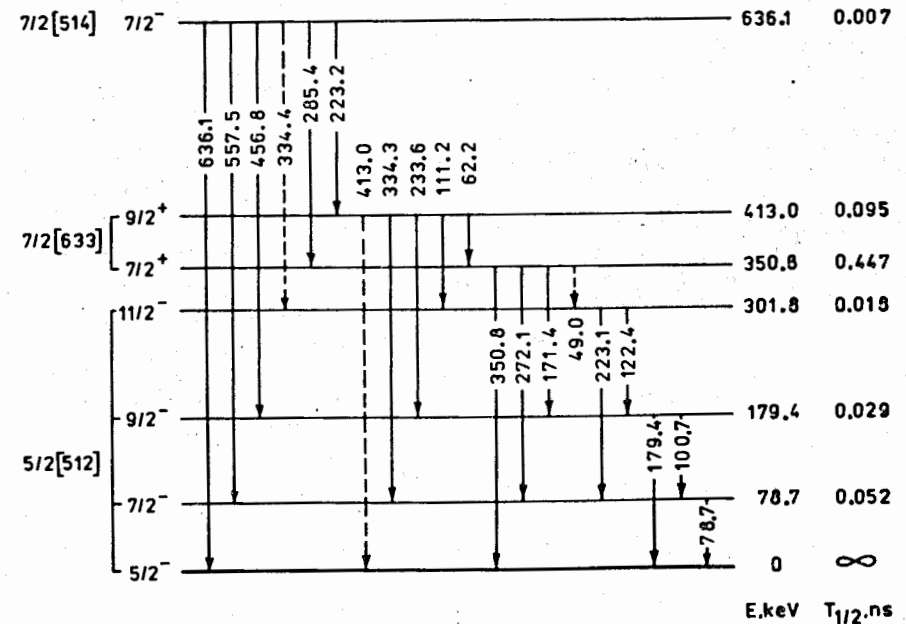


Рис. 1. Схема уровней  $^{173}\text{Yb}$  из распада  $^{173}\text{Lu}$ .

Таблица 2  
 Параметры ориентации для основного состояния  $^{173}\text{Lu}$ .

$E_\gamma$ (кэВ)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$B_2$		
		1 эксп.	2 эксп.	3 эксп.
179,4	$9/2^- \rightarrow 5/2^-$	0,294(24)	0,323(31)	0,217(25)
233,6	$9/2^+ \rightarrow 9/2^-$	0,322(31)	0,350(26)	0,201(32)
272,1	$7/2^+ \rightarrow 7/2^-$	0,297(7)	0,315(11)	0,220(18)
Средневзвешенное значение		0,298(7)	0,321(10)	0,216(13)

результаты настоящей работы. Используемая схема уровней  $^{173}\text{Yb}$  представлена на рис.1.

Параметры ориентации  $B_2(I)$  основного состояния  $^{173}\text{Lu}(I^\pi = 7/2^+)$  были определены по измеренным значениям анизотропии одного  $E2$ - и двух  $E1$ -переходов с энергиями соответственно 179, 234 и 272 кэВ. Выбранные  $E1$ -переходы являются наиболее подходящими для определения  $B_2(I)$ , так как коэффициент  $A_2$  для переходов с  $\Delta I = 0$  намного менее чувствителен к величине смеси  $M2/E1$ , чем для перехода с  $\Delta I = +1$ . Для переходов с энергиями 179, 234 и 272 кэВ мы использовали расчетные значения  $U_2$  и теоретические -  $A_2$ . Полученные величины  $B_2$  и их средневзвешенные значения приведены в табл.2.

Крэйн и др.<sup>9/</sup> определили параметр  $B_2$  из анизотропии перехода с энергией 272 кэВ. Используя этот параметр, они получили значения  $U_2 A_2$  для переходов с энергиями 179, 457 и 636 кэВ, превышающие возможные теоретические значения на 20-30%. Это означает, что для перехода с энергией 272 кэВ значение  $A_2$  или  $U_2$  занижено. Если считать, что мало  $A_2$ , то получается неприемлемо большое  $\delta = -0,18(1)$ , что не согласуется с результатами по КВК и  $\gamma$ - $\gamma$  угловым корреляциям. Если же предположить, что занижено значение  $U_2$ , то это могло бы произойти только за счет очень большого / ~ 50% / вклада в  $\beta$ -переход компонента второго порядка запрещения или из-за внешнего возмущения уровня с энергией 351 кэВ,  $T_{1/2} = 0,45$  нс, с фактором ослабления 0,7-0,8. Авторам кажется, что большое время жизни этого уровня позволяет предполагать присутствие внешнего возмущения. По нашим данным, параметр  $B_2$  (179 кэВ) хорошо согласуется с  $B_2$ , полученными из анизотропии переходов с энергиями 17 и 234 кэВ /см. табл.2/, и с  $B_2(7/2^- \rightarrow 7/2^+, 285$  кэВ), для которого мы определили в трех экспериментах значения 0,279(19); 0,327(14) и 0,266(57) соответственно, а эффект, измеренный Крэйном и др., можно,

Таблица 3  
 Экспериментальные значения коэффициентов углового распределения  $A_2$  и параметров смешивания мультипольностей  $\delta$  и рассчитанные величины коэффициентов деориентации  $U_2$

$E_{\text{ур}}$ (кэВ)	$I_i^\pi$	$E_\gamma$ (кэВ)	$I_f^\pi$	$A_2$	$\delta$
78,6	$7/2^-$	78,6	$5/2^-$	0,718(54)	- 0,229(38)
0,778(54)					
179,4	$9/2^-$	100,7 <sup>§</sup>	$7/2^-$	0,684(28)	- 0,222(19)
0,897(61)		179,4	$5/2^-$	- 0,430(34)	- 0,002(31)
350,8	$7/2^+$	171,4 <sup>§</sup>	$9/2^-$	0,158(18)	0,003(13)
0,808(9)		272,1	$7/2^-$	- 0,420(19)	- 0,021(24)
		350,8 <sup>§</sup>	$5/2^-$	0,322(23)	0,003(12)
413,0	$9/2^+$	233,6	$9/2^-$	- 0,476(36)	- 0,06(+8,-6)
0,916(53)		334,3 <sup>§</sup>	$7/2^-$	0,236(21)	0,036(12)
636,1	$7/2^-$	285,4	$7/2^+$	- 0,439(18)	0,003(24)
0,8095		456,8 <sup>§</sup>	$9/2^-$	0,873(53)	0,65(+13,-9)
		557,5 <sup>§</sup>	$7/2^-$	- 0,231(14)	1,81(6)
		636,1 <sup>§</sup>	$5/2^-$	1,025(26)	- 0,54(5)

§) Значение  $A_2$  определено независимо от  $B_2(I)$  и  $U_2(\beta, \gamma)$ .

по-видимому, объяснить примесью излучения с энергией 273 кэВ  $^{174}\text{Lu}$ . Примерно те же причины /большая примесь других изотопов лютеция и недостаточно высокое разрешение коаксиального  $\text{Ge(Li)}$  детектора в низкоэнергетической области  $\gamma$ -спектра/ не позволили им наблюдать установленное нами<sup>18/</sup> ослабление анизотропии  $\gamma$ -лучей с энергиями 67 и 76 кэВ  $^{171}\text{Yb}$ .

Коэффициенты  $A_2$  были определены из измеренных значений  $B_2 U_2 A_2$ , с помощью полученных значений  $B_2(I)$  и рассчитанных коэффициентов  $U_2$  /см. табл.3/. Погрешности в определении  $U_2$  содержат погрешности в определении относительных интенсивностей переходов и параметров  $\delta$ . Отметим, что сначала усредняются значения  $U_2 A_2$  из разных экспериментов, а затем  $U_2 A_2$  делится на  $U_2$ . В большинстве случаев коэффициенты  $A_2$  были определены независимо от предложений относительно  $B_2(I)$  и  $U_2(\beta, \gamma)$  путем сравнения анизотропии  $E2$ - или  $E1$ -перехода с анизотропиями других переходов, разряжающих тот же уровень. Значения параметров  $\delta$ , полученные из экспериментальных коэффициентов  $A_2$ , приведены в табл.3.

В табл.4 наши результаты сравниваются с результатами, полученными из измерений ядерной ориентации<sup>9/</sup>,  $\text{Ke}^- \gamma$  и  $\gamma$ - $\gamma$  угловых

Таблица 4

Сравнение экспериментальных значений параметров смешивания мультипольностей, полученных в настоящей работе с результатами предыдущих работ

$E_{\gamma}$ (кэВ)	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	Параметр $\delta$			$ \delta $
		Наст. раб.	/9/	/10/	
78,6	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	-0,229(38)	-0,161(19)	-0,187(11)	0,222(3)
100,7	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	-0,222(19)	-0,191(11)	-0,201(19)	0,215(11)
171,4	$7/2^+ \rightarrow 9/2^-$	0,003(13)	0,008(5)	-0,015(15)	0,03(+1, -3)
233,6	$9/2^+ \rightarrow 9/2^-$	0,06(+8, -6)	-0,060(17)		$\leq 0,071$
272,1	$7/2^+ \rightarrow 7/2^-$	0,021(24)			0,00
285,4	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	0,003(24)		0,034(25)	0,062(25) <sup>a</sup>
334,3	$9/2^+ \rightarrow 7/2^-$	0,036(12)	-0,012(15)		$\leq 0,09$
350,8	$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$	0,003(12)			0,10(2)
456,8	$7/2^- \rightarrow 9/2^-$	0,65(+13, -9)	0,65(14) <sup>b</sup>		0,50(15)
557,5	$7/2^- \rightarrow 7/2^-$	1,81(6)	1,95(10) <sup>b</sup>		1,5(+4, -3)
636,1	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	-0,54(5)	-0,41(8) <sup>b</sup>		0,67(16)

а) Работа /11/.

б) Значение определено в работе /11/ из экспериментальных данных Крэйна и др. /9/.

корреляций /10/, и с величинами  $|\delta|$ , рассчитанными в работе /3/ на основе всех имеющихся данных по конверсионным электронам. Из таблицы видно, что все значения  $\delta(E2/M1)$  прекрасно согласуются между собой за исключением  $\delta(79 \text{ кэВ})$ , абсолютное значение которого по данным Будзынского и др. /10/, и особенно Крэйна и др. /9/, несколько ниже величины  $|\delta|$ . Значения  $\delta(M2/E1)$  согласуются между собой несколько хуже, но следует учитывать, что они очень малы и определять их с высокой точностью, как правило, очень трудно. Отметим, что при определении коэффициента  $A_2$  для перехода, по анизотропии которого получался параметр  $V_2$  /см. табл.2/, использовалось средневзвешенное значение  $V_2$  по двум остальным переходам. Хорошее согласие наших результатов с конверсионными данными показывает, что предположения, сделанные при расчете коэффициентов  $U_2$ , обоснованны.

### 3. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Свойства уровней  $^{173}\text{Yb}$  изучались в рамках полумикроскопической квазичастично-фононной модели Соловьева /20/ с учетом взаимодействия Кориолиса /21/, которая, как мы показали недавно /15-19/, с большим успехом описывает сильно деформированные нечетные по А ядра. Формализм модели и метод расчета подробно даны в работах /14,15,20,21,27/. Для параметра неадиабатичности использовалось то же значение  $V = 0,05 \text{ МэВ}^{-1}$ , что и для  $^{167,169,171}\text{Yb}$  /14,16,19/. В расчет мы включили следующие функции:  $1/2[521]$ ,  $1/2[510]$ ,  $3/2[521]$ ,  $3/2[512]$ ,  $3/2[532]$ ,  $5/2[512]$ ,  $5/2[523]$ ,  $7/2[514]$ ,  $11/2[505]$  и  $1/2[660]$ ,  $1/2[400]$ ,  $3/2[651]$ ,  $3/2[402]$ ,  $5/2[642]$ ,  $7/2[633]$ ,  $9/2[624]$ . В результате расчета были получены энергии и структура уровней вращательных полос отрицательной и положительной четности, соответствующие волновые функции, приведенные вероятности E2- и M1-переходов и параметры смешивания мультипольностей E2/M1. Отметим, что параметры  $\delta$  представляют собой отношение приведенных матричных элементов E2- и M1-переходов с фазой, определенной Крэйном и Стеффеном /28/.

Экспериментальные и рассчитанные энергии уровней  $^{173}\text{Yb}$  сравниваются на рис.2 и в табл.5, которая содержит также рассчитанную структуру этих уровней. Получено очень хорошее согласие /лучше, чем 2% / рассчитанных значений с экспериментальными.

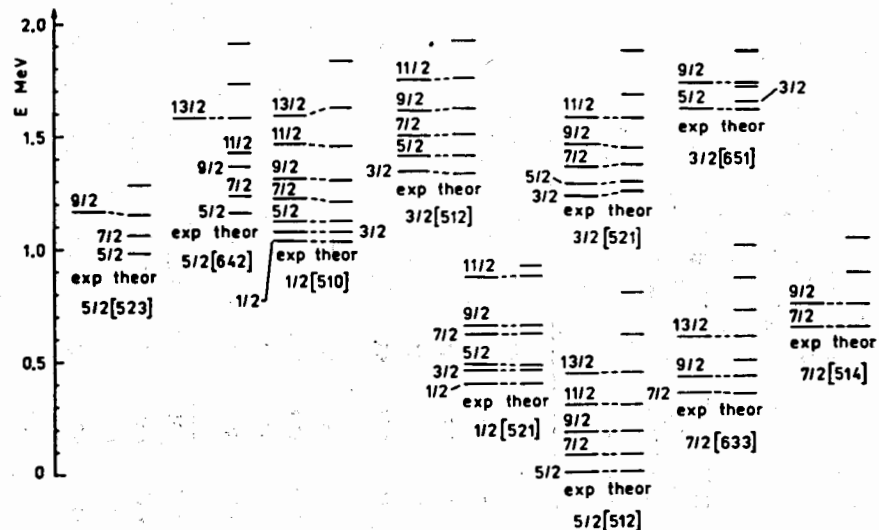


Рис.2. Сравнение экспериментальных уровней  $^{173}\text{Yb}$  с уровнями, рассчитанными в рамках квазичастично-фононной модели, включающей кориолисово взаимодействие.



Таблица 5

Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений энергий и рассчитанная структура уровней 178Yb. Обозначения  $Q_{20}$ ,  $Q_{22}$ ,  $Q_{30}$  и  $Q_{31}$  соответствуют  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $0^-$  и  $1^-$  октупольным колебаниям четно-четного остова

I $\pi$	Интенсивность компонентов (%)											
	2	3	4	4'	5	5'	6	6'	7	7'	8	8'
5/2 $^-$	0	0	512 $\uparrow$	90,3	510 $\uparrow$ + $Q_{22}$	3,1	633 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,5			642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,2
7/2 $^-$	79	79	512 $\uparrow$	90,2	510 $\uparrow$ + $Q_{22}$	3,1	633 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,5			642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,2
9/2 $^-$	179	179	512 $\uparrow$	90,2	510 $\uparrow$ + $Q_{22}$	3,1	633 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,5			642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,2
11/2 $^-$	302	302	512 $\uparrow$	90,2	510 $\uparrow$ + $Q_{22}$	3,1	633 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,5			642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,2
13/2 $^-$	445	446	512 $\uparrow$	90,1	510 $\uparrow$ + $Q_{22}$	3,1	633 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,5			642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,2
7/2 $^+$	351	346	633 $\uparrow$	91,8	633 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,4	512 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,8	642 $\uparrow$	0,6	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,1
9/2 $^+$	413	414	633 $\uparrow$	90,8	633 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,4	512 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,8	642 $\uparrow$	1,4	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,2
11/2 $^+$	503	503	633 $\uparrow$	89,7	633 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,4	512 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,8	642 $\uparrow$	2,3	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,4
13/2 $^+$	600	601	633 $\uparrow$	88,7	633 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	512 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,8	642 $\uparrow$	2,9	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,5
1/2 $^-$	399	398	521 $\uparrow$	83,2	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	12,4	521 $\uparrow$ + $Q_{22}$	0,9				
3/2 $^-$	462	460	521 $\uparrow$	83,1	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	12,4	521 $\uparrow$ + $Q_{22}$	0,9				
5/2 $^-$	482	481	521 $\uparrow$	83,0	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	12,4	521 $\uparrow$ + $Q_{22}$	0,9				
7/2 $^-$	620	621	521 $\uparrow$	82,0	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	12,2	521 $\uparrow$ + $Q_{22}$	0,9	514 $\uparrow$	0,7	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	0,1

Продолжение таблицы 5

1	2	3	4	4'	5	5'	6	6'	7	7'	8	8'
9/2 $^-$	655	658	521 $\uparrow$	82,4	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	12,3	521 $\uparrow$ + $Q_{22}$	0,9	514 $\uparrow$	0,1	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	0,0
11/2 $^-$	875	881	521 $\uparrow$	41,5	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	6,2	521 $\uparrow$ + $Q_{22}$	0,5	514 $\uparrow$	40,9	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	3,1
7/2 $^-$	636	640	514 $\uparrow$	82,7	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	6,2	514 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	521 $\uparrow$	0,7	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,1
9/2 $^-$	743	747	514 $\uparrow$	82,7	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	6,3	514 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	521 $\uparrow$	0,1	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,0
11/2 $^-$	876	876	514 $\uparrow$	41,7	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	3,2	514 $\uparrow$ + $Q_{20}$	1,1	521 $\uparrow$	40,5	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	6,0
13/2 $^-$	1035	1035	514 $\uparrow$	81,6	633 $\uparrow$ + $Q_{30}$	6,3	514 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,2	521 $\uparrow$	1,0	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	0,2
5/2 $^-$	910	910	523 $\uparrow$	92,3	523 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,5			651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,6
7/2 $^-$	1060	1062	523 $\uparrow$	91,4	523 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,5	514 $\uparrow$	0,7	651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,6
9/2 $^-$	1166	1166	523 $\uparrow$	90,4	523 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	642 $\uparrow$ + $Q_{30}$	1,5	514 $\uparrow$	1,1	651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,6
1/2 $^-$	1030	1027	510 $\uparrow$	67,7	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	8,5	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	3,0			651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,0
3/2 $^-$	1074	1070	510 $\uparrow$	67,7	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	8,5	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	3,0			651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,0
5/2 $^-$	1120	1122	510 $\uparrow$	67,1	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	8,4	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,9			651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	1,0
7/2 $^-$	1221	1205	510 $\uparrow$	64,5	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	8,1	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,8	523 $\uparrow$	0,1	651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,9
9/2 $^-$	1306	1305	510 $\uparrow$	64,3	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	8,1	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,8	523 $\uparrow$	0,7	651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,9
11/2 $^-$	1461	1443	510 $\uparrow$	58,2	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	7,3	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,5	523 $\uparrow$	1,9	651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,8
13/2 $^-$	1587	1621	510 $\uparrow$	63,4	510 $\uparrow$ + $Q_{20}$	8,0	521 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,8	523 $\uparrow$	1,8	651 $\uparrow$ + $Q_{31}$	0,9
5/2 $^+$	1168	1168	642 $\uparrow$	73,4	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	13,0	651 $\uparrow$ + $Q_{20}$	1,4	651 $\uparrow$	4,0	402 $\uparrow$	0,9
7/2 $^+$	1235	1235	642 $\uparrow$	69,9	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	12,4	651 $\uparrow$ + $Q_{20}$	2,3	651 $\uparrow$	6,4	402 $\uparrow$	1,4
9/2 $^+$	1464	1464	642 $\uparrow$	65,5	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	11,6	651 $\uparrow$ + $Q_{20}$	3,4	651 $\uparrow$	9,4	402 $\uparrow$	2,0
11/2 $^+$	1521	1521	642 $\uparrow$	58,2	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	10,3	651 $\uparrow$ + $Q_{20}$	5,3	651 $\uparrow$	14,9	402 $\uparrow$	3,2
13/2 $^+$	1579	1581	642 $\uparrow$	57,7	642 $\uparrow$ + $Q_{20}$	10,2	651 $\uparrow$ + $Q_{20}$	5,3	651 $\uparrow$	14,8	402 $\uparrow$	3,2

	1	2	3	4	5	5'	6	6'	7	7'	8	8'
3/2 <sup>-</sup>	1328	512 <sup>+</sup>	67,6	512 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	16,1	660 <sup>+</sup> +Q <sub>31</sub>	1,5	521 <sup>+</sup>	0,1			
5/2 <sup>-</sup>	1400	512 <sup>+</sup>	67,2	512 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	16,0	660 <sup>+</sup> +Q <sub>31</sub>	1,5	521 <sup>+</sup>	0,2			
7/2 <sup>-</sup>	1500	512 <sup>+</sup>	67,1	512 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	16,0	660 <sup>+</sup> +Q <sub>31</sub>	1,5	521 <sup>+</sup>	0,5			
9/2 <sup>-</sup>	1619	512 <sup>+</sup>	65,6	512 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	15,6	660 <sup>+</sup> +Q <sub>31</sub>	1,5	521 <sup>+</sup>	0,7			
11/2 <sup>-</sup>	1743	512 <sup>+</sup>	66,7	512 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	15,9	660 <sup>+</sup> +Q <sub>31</sub>	1,5	521 <sup>+</sup>	1,1			
13/2 <sup>-</sup>	1908	512 <sup>+</sup>	63,2	512 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	15,1	660 <sup>+</sup> +Q <sub>31</sub>	1,4	521 <sup>+</sup>	1,2			
3/2 <sup>+</sup>	1650	651 <sup>+</sup>	64,1	651 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	23,0	402 <sup>+</sup>	13,8	642 <sup>+</sup>	4,9	642 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	0,9	
5/2 <sup>+</sup>	1605	651 <sup>+</sup>	60,1	651 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	21,5	402 <sup>+</sup>	13,0	642 <sup>+</sup>	7,8	642 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	1,4	
7/2 <sup>+</sup>	1714	651 <sup>+</sup>	57,7	651 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	20,7	402 <sup>+</sup>	12,4	642 <sup>+</sup>	11,4	642 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	2,0	
9/2 <sup>+</sup>	1730	651 <sup>+</sup>	54,6	651 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	19,6	402 <sup>+</sup>	11,7	642 <sup>+</sup>	17,3	642 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	3,1	
11/2 <sup>+</sup>	1864	651 <sup>+</sup>	48,8	651 <sup>+</sup> +Q <sub>20</sub>	17,5	402 <sup>+</sup>	10,5	642 <sup>+</sup>				

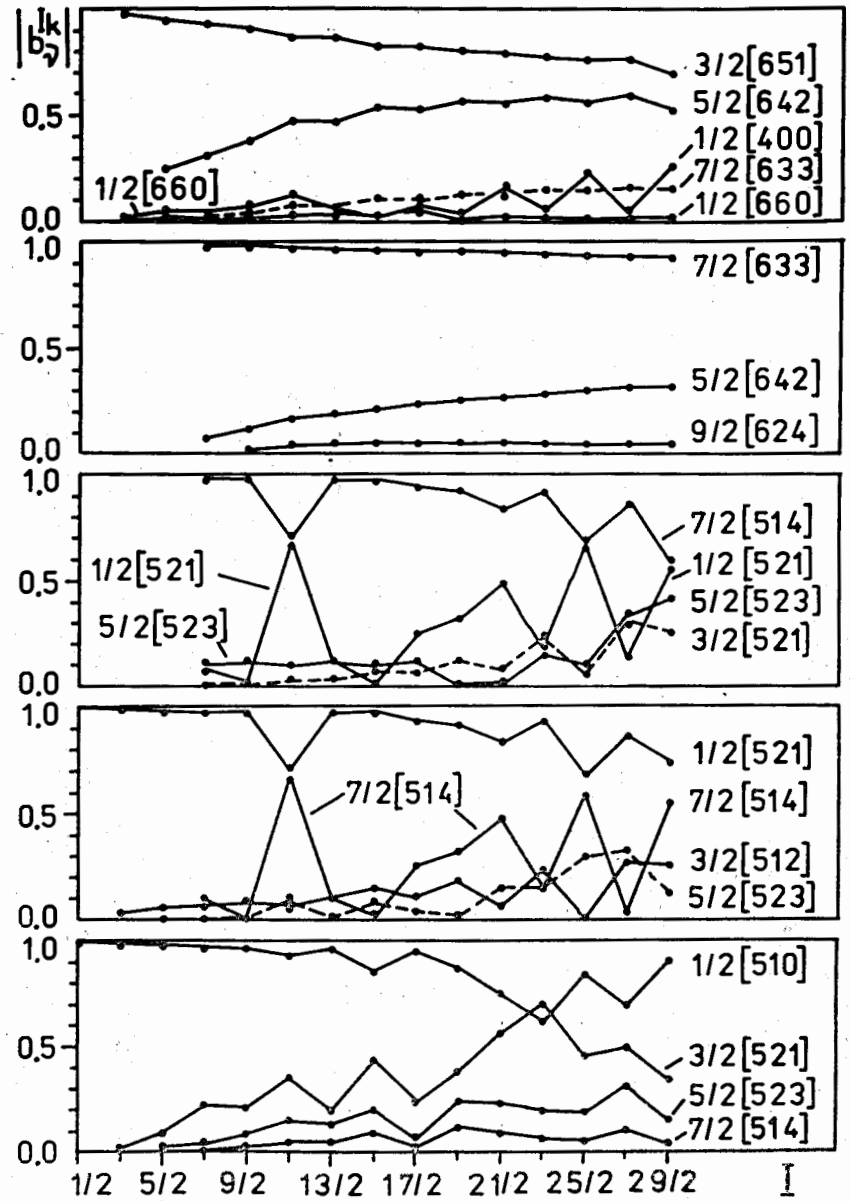


Рис.3. Зависимость коэффициентов смешивания  $b_{\nu}^{I,k}$  от значений углового момента для вращательных полос 3/2<sup>+</sup>[651], 7/2<sup>+</sup>[633], 7/2<sup>-</sup>[514], 1/2<sup>-</sup>[521] и 1/2<sup>-</sup>[510] в <sup>178</sup>Yb.

$I_i K_i [N_{nz} \Lambda]_i$	$I_f K_f [N_{nz} \Lambda]_f$	$E_\gamma$ (кэВ)	$B(E2)$ ( $e^2 \sigma^2$ )	$B(M1)$ ( я.м. <sup>2</sup> )	$\delta(E2/M1)$
7/2 5/2 [512]	5/2 5/2 [512]	78,6	эсп. 2,17(10)	0,19(2)	- 0,229(38)
			теор. 2,00	0,044	- 0,44
9/2	7/2	100,7	эсп. 0,85(3)	0,24(3)	- 0,222(19)
			теор. 1,69	0,065	- 0,43
11/2	9/2	122,4	эсп. 1,30	0,30(5)	- 0,17(11) <sup>a</sup>
			теор. 0,98(16) <sup>b</sup>	0,076	- 0,42
3/2 1/2 [521]	1/2 1/2 [521]	62,6	эсп. 1,12	0,93(12) · 10 <sup>-2</sup>	0,538(28) <sup>b</sup>
			теор. 2,5 · 10 <sup>-4</sup>	4,5 · 10 <sup>-2</sup>	- 0,84
3/2	5/2 5/2 [512]	461,5	эсп. 8,7 · 10 <sup>-8</sup>	1,3 · 10 <sup>-4</sup>	$ \delta  \leq 0,36^b$
			теор. 0,9(2) · 10 <sup>-2</sup>	79 · 10 <sup>-4</sup>	0,00
7/2 7/2 [514]	5/2 5/2 [512]	636,1	эсп. 1,16 · 10 <sup>-2</sup>	1,5(6) · 10 <sup>-2</sup>	- 0,54(5)
			теор. 0,033(14)	0,12 · 10 <sup>-2</sup>	- 0,68
7/2	7/2	557,5	эсп. 0,022	2,1(9) · 10 <sup>-3</sup>	1,81(6)
			теор. 8(4) · 10 <sup>-2</sup>	15,5 · 10 <sup>-3</sup>	1,01
7/2	9/2	456,8	эсп. 8,0 · 10 <sup>-2</sup>	0,31(14) · 10 <sup>-2</sup>	0,65(+13, -9)
			теор. 8,0 · 10 <sup>-2</sup>	6,1 · 10 <sup>-2</sup>	0,44
9/2 7/2 [633]	7/2 7/2 [633]	62,2	эсп. 0,11	0,11	0,272(28) <sup>b</sup>
			теор. 0,11	0,11	- 0,22

а) Работа /9/. б) Работа /1/. Полоса 1/2 [521] возбуждается в распаде <sup>173</sup>Tm . в) Работа /8/.

Эффекты, связанные с взаимодействием Кориолиса, можно видеть в табл.5 и на рис.3, на котором изображена зависимость абсолютного значения амплитуды смешивающихся состояний от углового момента для нескольких вращательных полос. Рассчитанные нами приведенные вероятности E2- и M1-переходов и параметры  $\delta(E2/M1)$  сравниваются с экспериментальными значениями в табл.6. При расчетах  $B(E2)$  значение внутреннего квадрупольного момента <sup>173</sup>Yb полагалось равным  $Q = 7,79$  барн<sup>1/2</sup>, а для расчетов  $B(M1)$  использовались следующие значения гиромангнитных отношений:  $g_l = 0,1$ ;  $g_s^{3\Phi} = 0,6 \cdot g_s = -2,29$  и  $g_R = Z/A = 0,405$  /в я.м./.

Вращательные полосы в <sup>173</sup>Yb подробно обсуждались в работах /3,12,13/, однако последовательные полные расчеты с учетом взаимодействия Кориолиса до сих пор проведены не были. Обсудим поэтому некоторые аспекты, связанные с нашими экспериментальными и теоретическими результатами.

Полоса основного состояния 5/2<sup>-</sup>[512] очень хорошо установлена в <sup>173</sup>Yb/I = 5/2-13/2/, а также в <sup>169</sup>Yb/I = 5/2-11/2/ и <sup>171</sup>Yb /вплоть до I = 21/2/. Рассчитанная структура уровней этой полосы почти одинакова во всех трех изотопах: компонент 5/2<sup>-</sup>[512] в состоянии 5/2 составляет в <sup>169,171,173</sup>Yb соответственно 91%<sup>16,17/</sup>, 95%<sup>18,19/</sup> и 90%, а основной примесью, соответственно 4,4; 3,4 и 3,1% является компонент 1/2<sup>-</sup>[510] + Q<sub>22</sub>, и вклад обоих компонентов практически не меняется от состояния к состоянию. Экспериментальные значения  $\delta$  известны для пяти внутрисполосных переходов <sup>169</sup>Yb и для трех - в каждом из изотопов <sup>171</sup>Yb и <sup>173</sup>Yb. За исключением одного перехода <sup>169</sup>Yb, определен и знак этих параметров  $\delta$ : все они отрицательны. Теория правильно описывает знаки  $\delta$ , а рассчитанные величины  $\delta$  отличаются от экспериментальных в основном не более, чем на 50%.

Рассчитанная структура уровней полосы 7/2<sup>+</sup>[633] указывает на то, что роль взаимодействия Кориолиса уменьшается при переходе от легких к более тяжелым изотопам Yb. Если в <sup>169</sup>Yb и <sup>171</sup>Yb при изменении спина от 7/2 до 13/2 основные компоненты меняются достаточно сильно /амплитуды компонента 7/2<sup>+</sup>[633] соответственно на 13% и 9%, а для компонента 5/2<sup>+</sup>[642] на 11% и 8%/, то в <sup>173</sup>Yb эти изменения составляют всего 3% и 2,4%, и появляется небольшая, почти не изменяющаяся примесь компонента 7/2<sup>+</sup>[633] + Q<sub>20</sub> /см. табл.5/. Уровни этой полосы разряжаются конкурирующими E2- и M1+E2-переходами. В <sup>169</sup>Yb известно восемь, а в <sup>171</sup>Yb - пять экспериментальных значений  $\delta$  для M1+E2-переходов. Все они отрицательны и очень незначительно отличаются друг от друга по величине. В <sup>173</sup>Yb известно только одно значение  $|\delta|$  для перехода 9/2 → 7/2, 62 кэВ, и его величина соответствует значениям  $\delta$  для переходов <sup>169</sup>Yb и <sup>171</sup>Yb. Теория правильно описывает знаки  $\delta$ , а величины  $\delta^{теор}$  отличаются от  $\delta^{эсп}$  не более, чем на 40%.

Полоса 1/2<sup>-</sup>[521], измеренная до уровня I = 11/2 в реакциях (d,p), (d,t) и (<sup>3</sup>He,α)<sup>5-7/</sup>, обладает нерегулярным распределением уровней /см. рис.2/. В <sup>169</sup>Yb и <sup>171</sup>Yb эта нерегулярность



Таблица 7

Сравнение экспериментальных и теоретических значений  $\delta$  для переходов между уровнями полосы  $1/2^- [521]$  в  $^{169}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$  и  $^{173}\text{Yb}$ .

Ядро	$E_\gamma$ (кэВ)	$I_i \rightarrow I_f$	Параметр $\delta$ (E2/M1)	
			эксп.	теор.
$^{169}\text{Yb}$ а)	62,7	$3/2 \rightarrow 1/2$	0,64(6)	3,0
	12,3	$5/2 \rightarrow 3/2$	10,06(2)	0,50
	144,6	$7/2 \rightarrow 5/2$	0,52(+12,-9)	3,9
	20,4	$9/2 \rightarrow 7/2$	10,08(3)	-16
	222,7	$11/2 \rightarrow 9/2$	$\begin{cases} 0,15 \leq \delta \leq 0,40 \\ 4,0 \leq \delta \leq \infty \end{cases}$	3,2
$^{171}\text{Yb}$ б)	66,7	$3/2 \rightarrow 1/2$	-0,696(13)	-0,50
	9,2	$5/2 \rightarrow 3/2$	10,018(3)	-0,037
	154,8	$7/2 \rightarrow 5/2$	10,62(12)	-0,39
$^{173}\text{Yb}$	62,6	$3/2 \rightarrow 1/2$	10,538(28)	-0,84

а. Работы /16,17/. б. Работы /18,19/.

ясно отражается в параметрах смешивания  $E2/M1$  /16,18/ переходы, связывающие далеко лежащие уровни, имеют большую примесь  $E2 / \geq 15\%$ , тогда как близлежащие уровни связаны почти чистыми M1-переходами  $/E2 \leq 1\%$ . В  $^{173}\text{Yb}$  известно только абсолютное значение  $\delta$  для перехода  $3/2 \rightarrow 1/2$ , связывающего далеко лежащие уровни, и его мультипольность  $M1 + 22,4(18)\% E2$  соответствует данным по  $^{169,171}\text{Yb}$ . В табл.7 представлены все известные экспериментальные значения  $\delta$  переходов между уровнями полосы  $1/2^- [521]$   $^{169,171,173}\text{Yb}$ , где они сравниваются с соответствующими теоретическими значениями. Из таблицы видно, что теоретические величины  $\delta$  для переходов  $^{171,173}\text{Yb}$  достаточно хорошо согласуются с экспериментальными /разница в основном не превышает 50%/; для переходов  $^{169}\text{Yb}$  это согласие намного хуже, но соотношение примесей E2 в переходах между близко и далеко лежащими уровнями теория описывает правильно. Исключение составляет переход  $9/2 \rightarrow 7/2$ , 20 кэВ, для которого теоретическое значение  $\delta$  не согласуется с экспериментальным ни по величине, ни по знаку. При сравнении параметров  $\delta$  переходов  $^{169,171,173}\text{Yb}$  самым интересным нам представляется то, что при переходе от  $^{169}\text{Yb}$  к  $^{171}\text{Yb}$  знаки  $\delta$  меняются на противоположные /см. табл.7/. Уровни полосы  $1/2^- [521]$  в  $^{169,171,173}\text{Yb}$  имеют подобную структуру: в основном это одноквазичастичные уровни. Однако, если в  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{171}\text{Yb}$  ос-

новную примесь вносит компонент  $3/2^- [521]$  /соответственно 1% и 2%/ , практически не меняющий свое значение с увеличением спина, то в  $^{173}\text{Yb}$  примешивается с большой амплитудой /12%/ компонент  $1/2^- [521] + Q_{20}$ , а в состоянии  $11/2$  неожиданно возрастает до 40% амплитуда  $11/2^- [514]$  /см. табл.5/. К сожалению, пока нет экспериментальных данных о амплитудах смешивающихся состояний, но объяснить скачок в изменении свойств, связанных с полосой  $1/2^- [521]$ , при переходе от более легких к тяжелым изотопам Yb можно, по-видимому, тем, что происходит заполнение состояния  $1/2^- [521]$  и в  $^{171}\text{Yb}$  оно становится основным состоянием. Об этом же свидетельствуют данные по ядерным реакциям /8/: с увеличением массового числа поперечное сечение реакции (d,p) уменьшается, а поперечное сечение (d,t) -увеличивается и, начиная с  $A = 172$ , остается постоянным.

Известны два уровня /I = 7/2 и 9/2/ полосы  $7/2^- [514]$  в  $^{173}\text{Yb}$  /8,5-7/. Первый из них /с энергией 636 кэВ/ представляет большой интерес, так как он разряжается тремя переходами M1+E2 на состояния полосы  $5/2^- [512]$ , и параметры  $\delta$  этих переходов имеют разные знаки. Свойства этих переходов подробно обсуждены в работе /12/. Состояние  $7/2^- [514]$  с энергией 835 кэВ возбуждается и в  $^{171}\text{Yb}$ . Оно также разряжается тремя переходами на уровни полосы  $5/2^- [512]$  и нами были определены значения  $\delta$  для этих переходов /18/. Отметим, что данные о параметрах  $\delta$  переходов на уровни одной полосы оказываются особенно чувствительными к смешиванию состояний. Если рассчитать параметры  $\delta$  для этих переходов по формуле простой ротационной модели, не учитывающей смешивание состояний, то получаются значения с одинаковыми знаками. Сравнение рассчитанных таким образом отношений  $\Delta = \delta / E_\gamma$  с экспериментальными значениями  $\Delta$  показывает, что они отличаются не только по знаку, но и по величине, и это для  $^{173}\text{Yb}$  было отмечено в работе /12/. Крэйн и др. /9/ для объяснения этой аномалии в  $^{173}\text{Yb}$  предположили, что в волновых функциях уровня 636 кэВ кроме компонента  $7/2^- [514]$  имеется компонент  $5/2^- [523]$ . В табл. 8 рассчитанные нами отношения  $\Delta$  для переходов с уровня  $7/2^- [514]$  на состояния  $5/2^- [512]$  в  $^{171}\text{Yb}$  и  $^{173}\text{Yb}$  сравниваются с экспериментальными значениями  $\Delta$ . Там же приведены значения  $\Delta$ , рассчитанные Крэйном и др. и по формуле простой ротационной модели. Рассчитанные нами значения  $\Delta$ , так же как и значения Крэйна и др., достаточно близки к экспериментальным отношениям  $\Delta$ , однако наши расчеты показывают /см. табл.5/, что структура уровней полосы  $7/2^- [514]$  сложнее, чем предполагали Крэйн и др.

В  $^{173}\text{Yb}$  известно еще несколько вращательных полос /см. табл.5 и рис.2/. Мы не обсуждаем их подробно, так как для них приведенные вероятности переходов и параметры смешивания мультипольностей измерены пока не были. Рассчитанные энергии уровней этих полос хорошо согласуются с экспериментальными, однако они не представляют собой чувствительного критерия для проверки той или иной модели.

Таблица 8

Сравнение экспериментальных и теоретических отношений приведенных параметров смешивания мультипольностей переходов  $7/2 \rightarrow 5/2$  [514]  $\rightarrow 5/2$  [512] в  $^{171}\text{Yb}$  и  $^{173}\text{Yb}$ .

Ядро		$\Delta(7/2 \rightarrow 5/2)$	$\Delta(7/2 \rightarrow 7/2)$	$\Delta(7/2 \rightarrow 9/2)$
	теор <sup>а)</sup>	I	: 1,8	: 3,2
$^{171}\text{Yb}$	{	эксп I	: -0,50(10)	: -0,47(8)
		теор I	: -0,48	: -0,15
$^{173}\text{Yb}$	{	эксп I	: -3,4(+5,-4)	: -1,2(+4,-3)
		теор <sup>б)</sup> I	: -1,5	: -0,52
		теор I	: -1,8	: -0,90

а) Значения рассчитаны по формуле простой ротационной модели.

б) Работа<sup>9/</sup>.

Таким образом, полученные результаты позволили устранить некоторые разногласия в данных о параметрах смешивания мультипольностей переходов, а также показали, что квазичастично-фононная модель Соловьева с учетом взаимодействия Кориолиса в общем успешно описывает свойства уровней и переходов  $^{173}\text{Yb}$ . При расчетах  $^{173}\text{Yb}$ , так же как и  $^{167},^{169},^{171}\text{Yb}$ , за исключением нескольких случаев нам не потребовалось уменьшать кориолисовы матричные элементы.

В заключение авторы выражают благодарность И.Прохазке и Н.А.Бонч-Осмоловской за ценные советы и замечания при обсуждении полученных данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Harnatz V., Noren D.J. Nucl.Data Sheets, 1975, 14, p. 297.
2. Схемы распада радиоактивных ядер  $A = 171 \div 174$ . Под ред. Б.С.Джелепова, "Наука", Л., 1977.
3. Джелепов Б.С., Люторович Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с. 1115.
4. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-10416, Дубна, 1977.
5. Burke D.G. et al. Kgl. Dan. Vid.Sel., Mat.Fys.Medd., 1966, No 2.
6. Burke D.G., Alford W.P., O'Neil R.A. Nucl.Phys., 1971, A161, p. 129.
7. Tarara R.W., Goss J.D., Browne C.P. Phys.Rev., 1977, C16, p. 2167.

8. Андреев Д.С., Ерохина К.И., Лемберг И.Х. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с. 2309.
9. Krane K.S. et al. Phys.Rev., 1975, C12, p. 1999.
10. Будзыньски М. и др. ОИЯИ, 6-81-563, Дубна, 1981.
11. Krane K.S. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p. 1295.
12. Джелепов Б.С., Листенгартен М.А., Люторович Н.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с. 2.
13. Джелепов Б.С., Люторович Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с. 1126.
14. Kracíková T.I. et al. Czech. J.Phys., 1981, B31, p. 527.
15. Kvasil J. et al. Czech. J. Phys., 1981, B31, p. 1376.
16. Davaa S. et al. J.Phys., 1982, G8, p. 1585.
17. Kvasil J. et al. Czech. J.Phys., 1983, B33, p. 626.
18. Kracíková T.I. et al. Hyperfine Interactions, 1983, 15/16, p. 37.
19. Квасил Я. и др. Тезисы докладов XXXIII Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1983, с. 135.
20. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
21. Kvasil J. et al. Czech. J.Phys., 1978, B28, p. 843.
22. Квасил Я. и др. Тезисы докладов XXXIV Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1984, с. 141.
23. Pavlov V.N. et al. Cryogenics, 1978, 18, p. 115; Павлов В.Н. ОИЯИ, Р8-80-482, Дубна, 1980.
24. Аврамов С.Р., Сосновская Е.В., Цупко-Ситников В.М. ОИЯИ, Р10-9741, Дубна, 1976.
25. Hamilton W.D. In: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam, 1975, p. 645.
26. Krane K.S. LASL Report, LA-4677, Los Alamos, 1971.
27. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, Атомиздат, 1973, 4, №2, с. 357.
28. Krane K.S., Steffen R.M. Phys.Rev., 1970, C2, p. 724.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 июля 1984 года.



Даваа С. и др.

P6-84-556

Исследование распада ориентированных ядер  $^{178}\text{Lu}$

Методом ядерной ориентации при сверхнизких температурах проведено исследование распада ядер  $^{178}\text{Lu}$ , внедренных в ферромагнитную гадолиниевую матрицу. Угловое распределение гамма-лучей измерялось Ge(Li)-детекторами с высоким разрешением. Измерены анизотропии 12 гамма-лучей  $^{178}\text{Yb}$  и определены их параметры смешивания мультипольностей. Энергии и структура уровней вращательных полос  $^{178}\text{Yb}$ , приведенные вероятности E2- и M1-переходов и параметры смешивания мультипольностей E2/M1 рассчитаны в рамках квазичастично-фононной модели с учетом взаимодействия Кориолиса. В общем, получено хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Davaa S. et al.

P6-84-556

Nuclear Orientation Study of the Decay of  $^{178}\text{Lu}$

The decay study of  $^{178}\text{Lu}$  oriented at low temperatures in a gadolinium host was carried out. The  $\gamma$ -ray angular distribution was measured using high-resolution Ge(Li) detectors. The anisotropies of 12  $\gamma$ -rays in  $^{178}\text{Yb}$  were measured and their multipole mixing ratios were deduced. The energies and level structure of rotational bands in  $^{178}\text{Yb}$ , reduced E2 and M1 transition probabilities and E2/M1 mixing ratios were calculated using a quasiparticle-phonon model including the Coriolis interaction. In general, good agreement has been obtained between the theoretical predictions and experimental results.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984