

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6-84-819

И.Адам, Б.А.Аликов¹, А.А.Аскарходжаев¹,
Х.Н.Бадалов², М.Гонусек, Г.И.Лизурей,
Н.А.Малахов¹, Н.З.Марупов¹, И.С.Махмудов²,
Т.М.Муминов¹, К.М.Муминов¹, У.А.Тураев¹,
И.А.Шаронов²

ВЕРОЯТНОСТИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ
В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ ТУЛИЯ

Направлено в журнал "Известия АН СССР, сер. физ."

¹ Научно-исследовательский институт
прикладной физики ТашГУ, Ташкент

² Самаркандский государственный университет

1984

ВВЕДЕНИЕ

Значительные успехи, достигнутые в настоящее время в теоретическом описании энергий и квантовых характеристик низковозбужденных состояний, а также электромагнитных переходов в нечетных ядрах редкоземельных элементов связаны с накоплением большого объема экспериментальной информации.

Несмотря на то, что низжайшие возбуждения в хорошо деформированных ядрах имеют преимущественно одноквазичастичный характер, для более полного понимания поведения энергетических и спиновых последовательностей ротационных полос оказалось необходимым учитывать влияние кориолисова смешивания^{/1/}, а также взаимодействие квазичастиц с фононами^{/2/}. Хорошо известно, что от выбора параметров одночастичного потенциала, определяющего среднее поле, зависит точность расчетов, учитывающих остаточные взаимодействия. Выбор оптимальных параметров потенциала при расчете энергий и структуры основного и возбужденных состояний в изотопах тулия и эрбия мы уже частично обсуждали в предыдущих работах^{/3,4/}, где, в частности, указывалось на необходимость учета равновесных значений параметров деформации β_{20} и β_{40} одноквазичастичных состояний. Как показали эти расчеты, в рамках используемых моделей можно получить неплохое согласие теоретического энергетического спектра с экспериментальным. Однако практика расчетов показывает, что это согласие можно получить при различающихся наборах свободных параметров одночастичного потенциала: константы спин-орбитального взаимодействия κ и параметра диффузности a . Кроме того, в рамках неадиабатической вращательной модели /НВМ/^{/1/} при изменении в небольших пределах свободных параметров /энергетическая щель Δ и инерциальный параметр A / также можно получить хорошее согласие энергий уровней вращательных полос с экспериментом.

В случае описания вероятностей электромагнитных переходов удовлетворительное согласие с экспериментом возможно, как правило, лишь при одном наборе свободных параметров модели. Это связано с тем, что величины приведенных вероятностей очень чувствительны к структуре волновых функций начального и конечного состояний, между которыми происходит γ -переход. Часто небольшие примеси в волновой функции, практически не влияющие на положение энергетических уровней, могут в значительной степени проявиться в величине приведенной вероятности перехода. Поэтому сравнение теоретических вероятностей γ -переходов с экспериментальными позволяет устранить эту неоднозначность путем выбора таких параметров, использование которых дает возможность

хорошо описать как энергетический спектр, так и большинство вероятностей электромагнитных переходов. Изучение вероятностей электромагнитных переходов в рамках современных моделей атомного ядра представляет особый интерес, поскольку позволяет достаточно точно установить роль остаточных взаимодействий /парные корреляции сверхтекучего типа, кориолисово и квазичастично-фонное взаимодействие/ в формировании электромагнитных переходов.

В настоящей работе мы провели расчеты и анализ приведенных вероятностей M1-, E1- и E2-переходов, а также магнитных моментов основного и возбужденных состояний в нечетно-протонных изотопах тулия с $A = 163-171$ в рамках НВМ. При этом мы использовали рассчитанные в^{3/} энергии и амплитуды кориолисова смешивания вращательных состояний.

1. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ ТУЛИЯ

Экспериментальные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов можно определить, используя измеренные значения времени жизни уровней $T_{1/2}$, энергий E_γ , относительных интенсивностей I_γ , а также мультипольный состав (δ^2) γ -переходов, разряжающих исследуемые состояния. Эти вычисления проводились с помощью созданной нами программы BSIPL. Полученные значения приведенных вероятностей приведены в табл.5-9. Ошибки в значениях вероятностей обусловлены, в основном, экспериментальными ошибками при определении $T_{1/2}$, I_γ и δ^2 .

Информация о временах жизни возбужденных состояний изотопов $^{163,165,167}\text{Tm}$ приведена в ряде работ, посвященных изучению как радиоактивного распада иттербия^{15-15/}, так и различных ядерных реакций, например, типа (p, n)^{16,17/}.

При исследовании $e\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -задержанных совпадений были даны оценки и определены времена жизни следующих возбужденных состояний ^{163}Tm : 13,51 кэВ / $T_{1/2} \leq 0,9$ нс^{13/}; 86,95 кэВ / $T_{1/2} = 380/20$ / нс^{12/}; 136,7 кэВ / $T_{1/2} = 60/10$ / пс^{13/} / и 144,4 кэВ / $T_{1/2} = 110/25$ / пс^{13/}.

При изучении ядерной реакции (p, n) были установлены времена жизни возбужденных состояний ^{165}Tm с энергиями 80,4 кэВ / $T_{1/2} = 80/3$ / мкс^{21/} / и 158,9 кэВ / $T_{1/2} = 322/20$ / пс^{17/} / . Исследование распада $^{165}\text{Yb} \rightarrow ^{165}\text{Tm}$ позволило определить время жизни уровня 160,5 кэВ / $T_{1/2} = 9,0/5$ / мкс^{11/} / , а в более поздней работе^{13/} - время жизни уровня 11,51 кэВ / $T_{1/2} = 0,75/5$ / нс/ и дать оценки $T_{1/2}$ для уровней 129,6 кэВ / $\leq 0,2$ нс/ и 159,1 кэВ / $\leq 0,3$ нс/.

Времена жизни уровней 129,9; 315,5; 362,3 и 419,8 кэВ в ^{165}Tm были получены нами при обработке результатов трехмерных $\gamma\gamma(t)$ -совпадений при исследовании распада ^{165}Yb . При ампли-

тудно-временном анализе результатов измерений определялись центры тяжести временных распределений совпадений различных энергетических интервалов сцинтилляционного спектра " $\Delta E_{\text{сц}}$ " / $\Delta E_\gamma = 40-80$ кэВ, $\Delta E_\gamma > 80$ кэВ, $\Delta E_\gamma = 80-200$ кэВ, $\Delta E_\gamma > 200$ кэВ/ с фотопиками и участками комптоновского распределения в спектре, регистрируемом Ge(Li)-детектором. Подробно методика измерений и обработки трехмерных $\gamma\gamma(t)$ -совпадений изложена в^{18,19/}.

На рис.1 в качестве примера приведены положения центров тяжести временных распределений совпадений γ -лучей с окном " $\Delta E_{\text{сц}}$ ", соответствующим энергиям $\Delta E_\gamma > 80$ кэВ. Реперные точки для проведения "нулевой" линии получены по центрам тяжести временных распределений $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 120, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 132, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 179 кэВ в ^{165}Yb , $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 47 кэВ в ^{168}Tm и $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 242 кэВ в ^{165}Er , характеризующих известные времена жизни уровней 120, 132 и 174 кэВ в ^{165}Yb /^{20/}, 158 кэВ в ^{165}Tm /^{21/} и 242 кэВ в ^{165}Er /^{22/}. На этом рисунке приведен спектр γ -лучей изобары $A = 165$ ($^{165}\text{Lu} \rightarrow ^{165}\text{Yb} \rightarrow ^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$) в совпадениях с выбранным окном $\Delta E_{\text{сц}} / \Delta E_\gamma > 80$ кэВ/.

Анализируя положения центров тяжести временных распределений совпадений $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 118, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 156, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 185, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 304, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 203, $\Delta E_{\text{сц}} - \gamma$ 104 кэВ и учитывая возможные вклады совпадений от фотопиков с близкими энергиями, можно сделать следующие выводы о временах жизни уровней в ^{165}Tm : $T_{1/2} / 129$ кэВ / $\leq 0,2$ нс, $T_{1/2} / 315$ кэВ / $= 0,25/10$ / нс, $T_{1/2} / 362$ кэВ / $\leq 0,2$ нс и $T_{1/2} / 419$ кэВ / $\leq 0,1$ нс.

При изучении распада ^{167}Yb в работе Тамура^{10/} были определены времена жизни состояний с энергиями 179,4 кэВ / $T_{1/2} = 1,1/1$ / мкс/ и 292,7 кэВ / $T_{1/2} = 0,9/1$ / мкс/.

В работе^{13/}, также посвященной исследованию распада ^{167}Yb , было измерено время жизни состояния 10,4 кэВ / $T_{1/2} = 0,95/5$ / нс/ и дана оценка для состояния 116,6 кэВ / $T_{1/2} \leq 100$ нс/. Изучая ядерную реакцию (p, n), Свенссон и др.^{17/} измерили времена жизни состояний 116 и 142 кэВ, которые равны 66/7/ пс и 343/15/ нс соответственно.

Времена жизни возбужденных состояний $^{169,171}\text{Tm}$ заимствованы из компиляции Ледерера-Ширли^{23/} и работы^{24/}, авторы которой определили времена жизни для уровней с I^π от $9/2^+$ до $21/2^+$ в ^{169}Tm /методы ядер отдачи и доплеровского сдвига/.

Данные об интенсивностях и мультипольном составе γ -переходов заимствованы из работ Адама и др.^{12,14/}, Тамура^{10/}, Функе и др.^{15/}, Тараса и др.^{24/} и компиляции^{23/}. Значения величин коэффициентов внутренней конверсии /нами учитывалась погрешность при их интерполяции/ заимствованы из работы Росселя и др.^{25/}, а также из^{23/} и^{26/}.

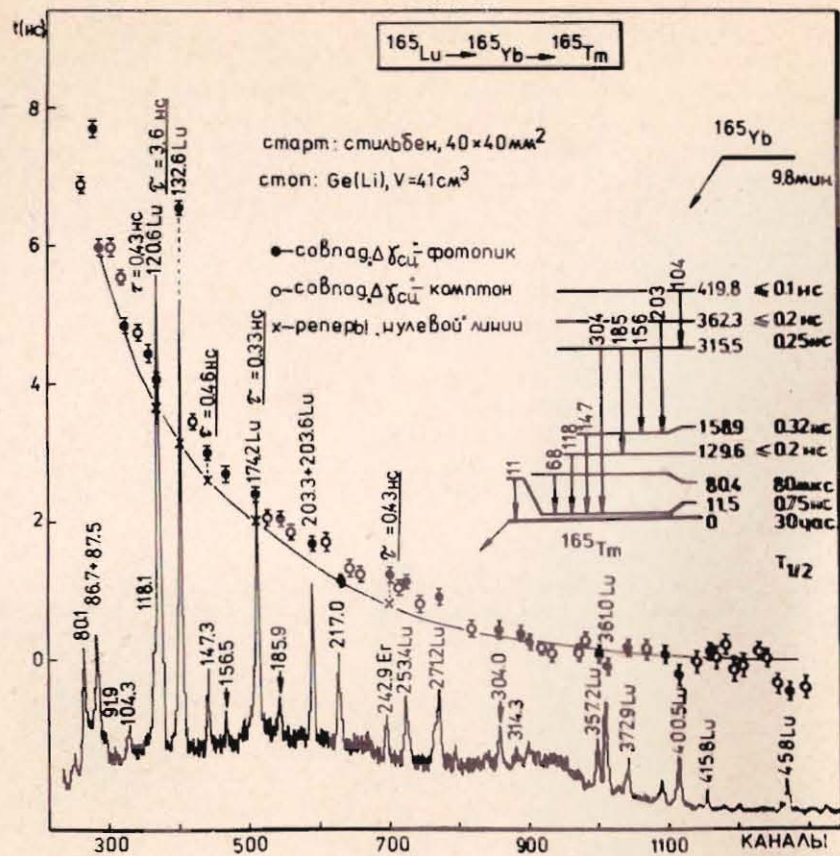


Рис.1. Центры тяжести временных распределений совпадений γ -лучей с окном " Δu_{sc} " / $E > 80$ кэВ/. / γ -спектр с Ge(Li)-детектора/.

2. АНАЛИЗ РОТАЦИОННОЙ ПОЛОСЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ $1/2^+[411]$ ИЗОТОПА ТУЛИЯ С $A = 163-171$ В АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$ полосой основного состояния является полоса $1/2^+[411]$. Ранее^{/27,28/} уже проводился анализ свойств этой полосы для $^{169,171}\text{Tm}$. Наши измерения периодов полураспада нижайших возбужденных состояний полосы $1/2^+[411]$ с $I^\pi = 3/2^+$, $5/2^+$ и $7/2^+$ в нечетных изотопах тулия с $A = 163-167$ ^{/13/}, а также данные других работ^{/10-12,16,17/}, позволили вычислить вероятности M1- и E2-переходов, разряжающих эти состояния.

Расчеты^{/3/} показали, что нижайшие уровни вращательной полосы $1/2^+[411]$ во всех исследуемых изотопах тулия слабо возмущены взаимодействием Кориолиса. Это позволяет провести анализ вероятностей E2- и M1-переходов, разряжающих нижайшие уровни этой полосы, в адиабатическом приближении и определить статистические квадрупольные моменты Q_0 из вероятностей E2-переходов, разности гиромангнитных отношений $g_K - g_R$ из вероятностей M1-переходов, а также определить знак и оценить величину параметра b_0 . Найденные параметры дадут возможность провести проверку и уточнение известных экспериментальных данных, часто имеющих большие ошибки. При анализе мы использовали также экспериментальные значения магнитных моментов основного и возбужденных состояний полосы $1/2^+[411]$ в исследуемых изотопах тулия^{/29,30/}.

Величины квадрупольных моментов Q_0 , вычисленные в адиабатическом приближении, средневзвешенные значения Q_0^{CB} для $^{167,169,171}\text{Tm}$ и вероятные значения $Q_0^{вер}$ * приведены в табл.1. Сравнение экспериментальных значений Q_0 с теоретическими моментами Q_2 ^{/31/} показывает хорошее согласие /рис.2/.

Используя вероятные значения квадрупольных моментов $Q_0^{вер}$, мы рассчитали в адиабатическом приближении вероятные значения приведенных вероятностей внутривосходящих E2-переходов $(B(E2))^{вер}$ для ротационной полосы $1/2^+[411]$ в нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$. Рассчитанные величины $(B(E2))^{вер}$ сравниваются с экспериментальными в табл.2. Здесь приведены также значения $B(E2)$, полученные в рамках НВМ. Наблюдается хорошее согласие, однако в отдельных случаях, особенно для переходов $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ и $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$, вероятные значения $(B(E2))^{вер}$ заметно отличаются от экспериментальных. По-видимому, это можно связать с неточным определением коэффициента смеси мультипольностей δ^2 для низкоэнергетических M1+E2-переходов.

Методика определения параметров Q_0 , g_K , g_R и b_0 подробно описана в^{/28/} на примере изотопов $^{169,171}\text{Tm}$.

На рис.3 приведены значения величин $|g_K - g_R| \cdot (1 \pm b_0)$, извлеченные из приведенных вероятностей M1-переходов и магнитных моментов в полосе основного состояния $1/2^+[411]$ нечетных изотопов тулия с $A = 163-171$. Экспериментальные значения магнитных моментов основных состояний исследуемых ядер тулия определены со значительно большей точностью, чем вероятности M1-переходов. В случае изотопов $^{163,165}\text{Tm}$ для вероятностей M1-переходов, разряжающих нижайшие состояния полосы $1/2^+[411]$, определены лишь нижние границы. Это затрудняет оценку вероятных значений $|g_K - g_R|$ и b_0 в этих изотопах. Поэтому вероятные значения констант для $^{163,165}\text{Tm}$ были определены экстраполяцией из

* $Q_0^{вер}$ для $^{163,165}\text{Tm}$ получены экстраполяцией вероятных значений квадрупольного момента изотопов $^{167,169,171}\text{Tm}$.

Таблица 1. Квадрупольные моменты Q_0 в нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$. / Q_0^{CB} - средневзвешенные значения, Q_2 - теоретические значения $^{31/}$, $Q_0^{вер}$ - вероятные значения/

$I_i \rightarrow I_f$	^{163}Tm	^{165}Tm	^{167}Tm	^{169}Tm	^{171}Tm
$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	-	$\leq 7,0$	$\leq 7,1$	$\leq 8,3$	7,2(2)
$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$\leq 8,3$	-	6,7(5)	7,4(2)	8,5(II)
$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$	6,0(7)	$\geq 4,4$	7,8(5)	7,6(3)	8,6(II)
$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$	-	$\geq 5,3$	7,9(4)	7,6(2)	8,2(10)
Q_0^{CB}	-	-	7,4(4)	7,5(1)	8,2(5)
Q_2	6,4	6,8	7,1	7,2	7,3
$Q_0^{вер}$	6,3	6,7	7,1	7,5	7,7

$$K^\pi [N \pi_L \Lambda] = 1/2^+ [411]$$

$$Q_0 (\beta)$$

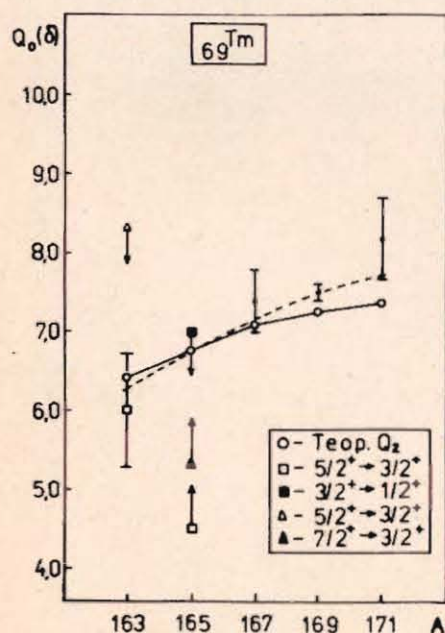


Рис.3. Экспериментальные значения величины $|g_K - g_R| \cdot (1 \pm b_0)$.

Рис.2. Зависимость квадрупольных моментов от массового числа A /пунктирная линия соответствует вероятным значениям $Q_0^{вер}$, точки - средневзвешенным значениям Q_0^{CB}).

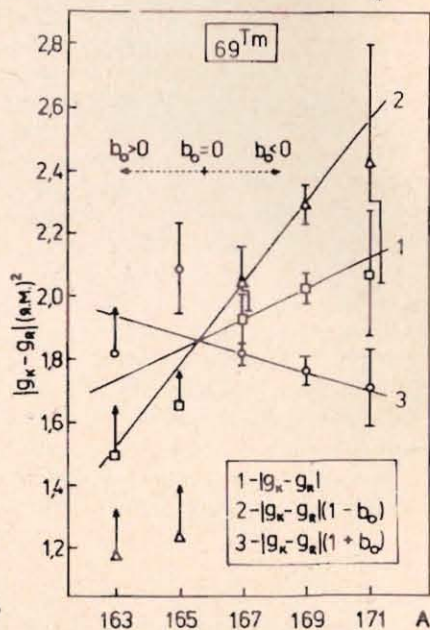


Таблица 2. Приведенные вероятности внутриполосных E2-переходов между нижайшими уровнями ротационной полосы $1/2^+[411]$ /Э - экспериментальные значения, В - вероятные значения, Т - значения приведенных вероятностей, рассчитанные в рамках НВМ/

$I_i \rightarrow I_f$	^{163}Tm	^{165}Tm	^{167}Tm	^{169}Tm	^{171}Tm
$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	Э $\geq 1,03$	$\leq 0,94$	$\geq 0,82$	1,37(7)	1,03(3)
	В 0,79	0,89	1,00	1,12	1,18
	Т 0,88	0,90	0,98	1,18	1,13
$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	Э $\leq 0,36$	-	0,25(3)	0,31(2)	0,41(10)
	В 0,22	0,25	0,28	0,32	0,33
	Т 0,20	0,26	0,29	0,34	0,35
$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$	Э 0,72(18)	$\geq 0,38$	1,22(14)	1,16(8)	1,46(35)
	В 0,79	0,89	1,00	1,12	1,18
	Т 0,75	0,97	1,05	1,22	1,26
$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	Э -	-	-	0,21(1)	0,21(6)
	В 0,11	0,13	0,14	0,16	0,17
	Т 0,08	0,13	0,14	0,17	0,16
$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$	Э -	$\geq 0,78$	1,58(16)	1,44(7)	1,66(48)
	В 1,02	1,15	1,29	1,44	1,52
	Т 1,05	1,09	1,17	1,45	1,40

вестных величин для $^{167,169,171}Tm$ таким образом, чтобы соответствующие вероятные значения $B(M1)_{вер}$ и магнитных моментов $\mu_{вер}$, вычисленные в адиабатическом приближении, были в хорошем согласии с экспериментальными данными для исследуемых изотопов тулия. Полученные значения $|g_K - g_R|$, g_R и b_0 приведены в табл.3. Соответствующие им вероятные значения $\mu_{вер}$ и $B(M1)_{вер}$ сравниваются с экспериментальными данными в табл.3 и 4 соответственно. Зависимость вероятных значений величины $(1-2 \cdot b_0)$ от массового числа A показана на рис.4. Видно, что вероятные значения $(1-2 \cdot b_0)$ хорошо согласуются с извлеченными из эксперимента.

3. АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ВНУТРИПОЛОСНЫХ E2-И M1-ПЕРЕХОДОВ. МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ

Приведенные вероятности электромагнитных переходов и магнитные моменты мы рассчитывали в рамках неадиабатической вращательной модели /НВМ/ $^{1/}$, учитывающей взаимодействие Кориолиса и неа-

Таблица 3. Вероятные значения констант $\xi_K - \xi_R$, ξ_R , b_0 и магнитных моментов μ основного состояния в изотопах тулия /теоретическое значения μ для ^{161}Tm равно $\mu = -0,237$ я.м./

A	$\xi_K - \xi_R$	ξ_R	b_0	$\mu(1/2^+ [411])$ (я.м.)	Вероятные значения	
					Экспер.	Теор.
I63	-1,73	0,28(1)	0,119	-0,080	-0,082(2)	-0,297
I65	-1,83	0,30(1)	0,026	-0,139	-0,139(3)	-0,296
I67	-1,93	0,33(1)	-0,060	-0,195	-0,197(2)	-0,294
I69	-2,03	0,39(1)	-0,130	-0,231	-0,231(2)	-0,300
I71	-2,13	0,37(2)	-0,203	-0,304	-0,230(5)	-0,319

Таблица 4. Приведенные вероятности внутриволосных M1-переходов между нижайшими уровнями ротационной полосы $1/2^+[411]$ /Э - экспериментальные значения, В - вероятные значения, Т - значения приведенных вероятностей, рассчитанные в рамках НВМ/

A	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$			$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$			$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$		
	Э	В	Т	Э	В	Т	Э	В	Т
I63	Э	$\geq 6,64-2$		Э	$3,30(81) - 2$		Э		
	В	0,075		В	0,055		В	0,096	
	Т	0,133		Т	0,110		Т	0,163	
I65	Э	$8,73(58) - 2$		Э	$\geq 3,6 - 2$		Э	$\geq 0,13$	
	В	0,070		В	0,076		В	0,090	
	Т	0,140		Т	0,165		Т	0,156	
I67	Э	$6,58(35) - 2$		Э	$0,122(14)$		Э	$4,3(18) - 2$	
	В	0,066		В	0,100		В	0,084	
	Т	0,132		Т	0,159		Т	0,159	
I69	Э	$6,2(3) - 2$		Э	$0,126(6)$		Э	$8,83(59) - 2$	
	В	0,062		В	0,130		В	0,080	
	Т	0,118		Т	0,139		Т	0,132	
I71	Э	$4,17(8) - 2$		Э	$0,139(33)$		Э	$4,7(8) - 2$	
	В	0,057		В	0,160		В	0,074	
	Т	0,117		Т	0,140		Т	0,146	

диабатические эффекты, связанные с учетом трехквизчастичных примесей к волновым функциям одноквизчастичных состояний. Для расчета вероятностей E2-переходов в НВМ в качестве свободного параметра используется величина внутреннего квадрупольного мо-

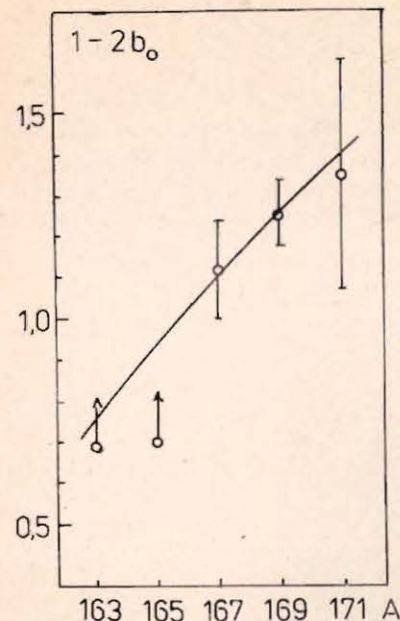


Рис. 4. Зависимость вероятных значений величины $(1-2 \cdot b_0)$ от массового числа A.

мента Q_0 . Выбор Q_0 в качестве свободного параметра объясняется тем, что экспериментальные значения внутреннего квадрупольного момента, определенные различными методами, имеют большой разброс. Так, для четно-четного ядра ^{162}Er , являющегося остовом нечетного ядра ^{163}Tm , экспериментальные значения Q_0 лежат в пределах

$$Q_0 = 6,92/65 \div 7,58/30 \text{ б,}$$

для ^{164}Er /остов ^{165}Tm / -

$$Q_0 = 7,23/20 \div 7,55/75 \text{ б,}$$

для ^{166}Er /остов ^{167}Tm - / ^{168}Tm /

$$Q_0 = 4,55/105 \div 7,65/76 \text{ б}^{1/32}$$

При расчете приведенных вероятностей M1-переходов и магнитных моментов в качестве свободного параметра используется величина коллективного гиромагнитного отношения ξ_R в соседних четно-четных ядрах /расчеты проводились со значениями $\xi_R = 0,30; 0,35$ и $0,40$ /.

В табл. 2 и 4, наряду с вероятными значениями приведенных вероятностей M1-и E2-переходов, рассчитанными в адиабатическом приближении, приведены для сопоставления вероятности переходов, рассчитанные в рамках НВМ. Видно, что теоретические значения В(E2) переходов между нижайшими уровнями полосы $1/2^+[411]$ мало отличаются от значений приведенных вероятностей, полученных в результате адиабатического анализа и в большинстве случаев в пределах ошибок совпадают с экспериментальными данными. Так же как и в адиабатическом приближении, заметные отклонения от эксперимента наблюдаются для переходов $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ в $^{163,169}\text{Tm}$, $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ в ^{167}Tm и $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в $^{169,171}\text{Tm}$.

Отметим, что для лучшего совпадения теоретических значений приведенных вероятностей E2-переходов с экспериментальными мы варьировали параметр Q_0 ; полученные таким образом значения квадрупольного момента /6,7 б для ^{163}Tm , 6,77 б для ^{165}Tm , 7,1 б для ^{167}Tm , 7,69 б для ^{169}Tm и 7,75 б для ^{171}Tm / мало отличаются от вероятных значений $Q_0^{\text{вер}}$ /табл.1/. Факторы задержки внутриволосных E2-переходов / $F = В(E2)_{\text{теор.}} / В(E2)_{\text{эксп.}}$ /, рассчитанные с указанными значениями Q_0 , приведены в табл. 5.

При рассмотрении приведенных вероятностей внутриволосных M1-переходов /табл. 4, 6/ наблюдаются систематические заметные

Таблица 5. Приведенные вероятности внутрислопных E2-переходов в нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$ /во всех таблицах $F = \frac{B(\sigma L)_{\text{теор}}}{B(\sigma L)_{\text{эксп}}}$ - фактор задержки; запись 6,46(33) - 2 означает $(6,46_{++}, 33) \cdot 10^{-2}$ /.

$E_{\gamma p}$ (кэВ) ($T_{1/2}$ (с))	E_{γ} (кэВ)	$I^{\pi}K [Nn_{\pi} \Lambda]$		$B(E2)_{\text{эксп}}$ ($e^2 \text{барн}^2$)	F	F_w
		нач. сост.	кон. сост.			
I63 T_m						
13,51 ($\leq 9,0-10$)	13,53	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 1,03$	$\leq 0,85$	$\leq 5,1-3$
144,40 (1,10(25)-10)	130,86 144,40	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411] 1/2 ⁺ 1/2 [411]	$\leq 0,38$ 0,72(18)	$\geq 0,53$ 1,0(2)	$\geq 1,4-2$ 7,4-3
I65 T_m						
11,51 (7,5(5)-10)	11,51	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	$\leq 0,94$	$\geq 0,96$	$\geq 5,7-3$
129,62 ($\leq 2,0-10$)	129,59	5/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 0,38$	$\leq 2,5$	$\leq 1,4-2$
158,93	147,29	7/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 0,78$	$\leq 1,4$	$\leq 6,9-3$
I67 T_m						
10,40 (9,5(5)-10)	10,40	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 0,82$	$\leq 1,2$	$\leq 6,0-3$
116,57 (6,6(7)-11)	106,16 116,57	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411] 1/2 ⁺ 1/2 [411]	0,25(3) 1,22(14)	1,1(1) 0,90(12)	8,6-2 4,5-3
142,40 (3,43(15)-10)	131,99	7/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1,58(16)	0,74(8)	3,4-3
I69 T_m						
8,41 (4,0(2)-9)	8,41	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	1,37(7)	0,86(5)	4,0-3
118,19 (6,2(3)-11)	109,77 118,19	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411] 1/2 ⁺ 1/2 [411]	0,31(2) 1,16(8)	1,08(7) 1,05(5)	1,3-2 4,8-3
138,93 (3,1(1)-10)	20,75 130,52	7/2 ⁺ 1/2 [411]	5/2 ⁺ 1/2 [411] 3/2 ⁺ 1/2 [411]	0,21(1) 1,44(7)	0,80(4) 1,00(5)	2,6-2 3,8-3
332,2 (1,88(5)-11)	193,2 213,2	9/2 ⁺ 1/2 [411]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411]	5,80(105)-2 1,60(4)	1,7(3) 1,12(3)	0,10 3,5-3
367,7 (4,16(21)-11)	35,5 228,7	11/2 ⁺ 1/2 [411]	9/2 ⁺ 1/2 [411] 7/2 ⁺ 1/2 [411]	6,46(33)-2 1,65(9)	1,1(1) 1,0(1)	8,3-2 3,3-3
637,4 (5,41(35)-12)	269,7 305,2	13/2 ⁺ 1/2 [411]	11/2 ⁺ 1/2 [411] 9/2 ⁺ 1/2 [411]	4,65(59)-2 1,79(12)	0,99(1) 1,1(1)	0,12 3,0-3
691,0 (8,10(35)-10)	53,6 323,3	15/2 ⁺ 1/2 [411]	13/2 ⁺ 1/2 [411] 11/2 ⁺ 1/2 [411]	3,45(16)-2 1,83(72)	1,1(1) 0,94(26)	0,16 3,0-3

Таблица 5 /продолжение/

I	2	3	4	5	6	7
1028,2 (1,91(17)-12)	337,2 390,9	17/2 ⁺ 1/2 [411]	15/2 ⁺ 1/2 [411] 13/2 ⁺ 1/2 [411]	3,49(188)-2 2,01(19)	0,74(+86) 1,1(1)	0,16 2,8-3
1103,7 (1,94(21)-12)	75,5 412,7	19/2 ⁺ 1/2 [411]	17/2 ⁺ 1/2 [411] 15/2 ⁺ 1/2 [411]	2,24(26)-2 2,32(25)	1,0(1) 0,74(9)	0,25 2,4-3
1498,0 (8,66(90)-13)	394,0 469,5	21/2 ⁺ 1/2 [411]	19/2 ⁺ 1/2 [411] 17/2 ⁺ 1/2 [411]	1,69(26)-2 2,18(23)	0,92(17) 1,1(1)	0,33 2,6-2
I71 T_m						
5,03 (4,77(8)-9)	5,03	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	1,03(3)	1,10(5)	5,4-3
116,66 (5,5(13)-11)	111,62 116,66	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411] 1/2 ⁺ 1/2 [411]	0,41(10) 1,46(35)	0,85(28) 0,86(27)	1,4-2 3,8-3
129,04 (3,80(12)-10)	12,38 124,02	7/2 ⁺ 1/2 [411]	5/2 ⁺ 1/2 [411] 3/2 ⁺ 1/2 [411]	0,21(6) 1,66(48)	0,76(30) 0,84(34)	2,7-2 3,4-3

Таблица 6. Приведенные вероятности внутрислопных M1-переходов в нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$.

$E_{\gamma p}$ (кэВ) ($T_{1/2}$ (с))	E_{γ} (кэВ)	$I^{\pi}K [Nn_{\pi} \Lambda]$		$B(M1)_{\text{эксп}}$ ($\mu.м^2$)	F (при различных g_{π})			F_w
		нач. сост.	кон. сост.		$g_{\pi}=0,30$	$g_{\pi}=0,35$	$g_{\pi}=0,40$	
I63 T_m								
13,51 ($\leq 9,0-10$)	13,53	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 6,64-2$	$\leq 2,0$	$\leq 2,1$	$\leq 2,2$	≤ 27
144,40 (1,10(25)-10)	130,86	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	3,30(81)-2	3,3(6)	3,5(7)	3,6(7)	54,0
I65 T_m								
11,51 (7,5(5)-10)	11,51	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	8,73(58)-2	1,6(1)	1,6(1)	1,7(1)	21,0
129,62 ($\leq 2,0-10$)	118,06	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 3,6-2$	$\leq 4,6$	$\leq 4,7$	$\leq 4,9$	≤ 50
158,93 ($\leq 3,0-10$)	29,31	7/2 ⁺ 1/2 [411]	5/2 ⁺ 1/2 [411]	$\geq 0,13$	$\leq 1,2$	$\leq 1,3$	$\leq 1,3$	≤ 14
I67 T_m								
10,40 (9,5(5)-10)	10,40	3/2 ⁺ 1/2 [411]	1/2 ⁺ 1/2 [411]	6,58(35)-2	2,0(1)	2,0(1)	2,1(1)	27,0
116,57 (6,6(7)-11)	106,16	5/2 ⁺ 1/2 [411]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	0,122(14)	1,3(1)	1,3(1)	1,4(1)	15,0
142,40 (3,43(15)-10)	25,83	7/2 ⁺ 1/2 [411]	5/2 ⁺ 1/2 [411]	4,3(18)-2	3,7(11)	3,9(12)	4,0(12)	42,0

Таблица 6 /продолжение/

I	2	3	4	5	6	7	8	9
^{169}Tm								
8,4I (4,0(2)-9)	8,4I	3/2 ⁺ 1/2 [4II]	1/2 ⁺ 1/2 [4II]	6,2(3)-2	1,9(I)	1,9(I)	2,0(I)	29,0
118,19 (6,2(3)-II)	109,77	5/2 ⁺ 1/2 [4II]	3/2 ⁺ 1/2 [4II]	0,126(6)	1,03(5)	1,17(6)	1,21(6)	14,0
138,93 (3,1(11)-10)	20,75	7/2 ⁺ 1/2 [4II]	5/2 ⁺ 1/2 [4II]	8,83(59)-2	1,5(I)	1,7(I)	1,8(I)	20,0
332,2 (1,88(5)-II)	193,2	9/2 ⁺ 1/2 [4II]	7/2 ⁺ 1/2 [4II]	0,138(38)	1,2(3)	1,2(3)	1,2(2)	13,2
367,7 (4,16(21)-II)	35,5	11/2 ⁺ 1/2 [4II]	9/2 ⁺ 1/2 [4II]	7,86(40)-2	1,9(I)	2,0(I)	2,1(I)	22,9
637,4 (5,4I(35)-12)	269,7	13/2 ⁺ 1/2 [4II]	11/2 ⁺ 1/2 [4II]	0,157(10)	1,08(7)	1,12(7)	1,16(7)	11,1
691,0 (8,10(35)-12)	53,6	15/2 ⁺ 1/2 [4II]	13/2 ⁺ 1/2 [4II]	8,3I(39)-2	1,8(I)	1,9(I)	1,9(I)	21,5
1028,2 (1,9I(17)-12)	337,2	17/2 ⁺ 1/2 [4II]	15/2 ⁺ 1/2 [4II]	0,173(19)	1,0(I)	1,1(I)	1,1(2)	10,4
1103,7 (1,94(21)-12)	75,5	19/2 ⁺ 1/2 [4II]	17/2 ⁺ 1/2 [4II]	8,15(97)-2	1,8(2)	1,8(2)	1,9(2)	22,2
1498,0 (8,66(90)-13)	394,0	21/2 ⁺ 1/2 [4II]	19/2 ⁺ 1/2 [4II]	0,152(23)	1,2(I)	1,3(2)	1,3(2)	11,8
^{171}Tm								
5,03 (4,77(8)-9)	5,03	3/2 ⁺ 1/2 [4II]	1/2 ⁺ 1/2 [4II]	4,17(8)-2	2,8(I)	2,9(I)	3,0(I)	43,0
116,66 (5,5(13)-II)	111,62	5/2 ⁺ 1/2 [4II]	3/2 ⁺ 1/2 [4II]	0,139(33)	1,0(2)	1,1(2)	1,1(2)	13,0
129,04 (3,80(12)-10)	12,38	7/2 ⁺ 1/2 [4II]	5/2 ⁺ 1/2 [4II]	4,7(8)-2	3,1(4)	3,3(5)	3,4(5)	38,0

отклонения от экспериментальных данных. Расчеты в рамках НВМ в ряде случаев дают цифры заметно большие экспериментальных. Так, M1-переходы в полосе 1/2⁺[411] типа 3/2⁺ → 1/2⁺ в ^{171}Tm , 5/2⁺ → 3/2⁺ в ^{169}Tm , 7/2⁺ → 5/2⁺ в $^{167,171}\text{Tm}$ ускорены по сравнению с экспериментом /факторы задержки F ~ 3/. Отметим, что компоненты соответствующих E2-переходов /за исключением перехода 3/2⁺ → 1/2⁺ в ^{171}Tm / заметно задержаны. Возможно, одной из причин такого расхождения является неточное определение коэффициента смеси мультипольностей δ^2 .

Заметное различие наблюдается также при сравнении рассчитанных значений магнитных моментов основного состояния исследуемых изотопов тулия с экспериментальными /табл.3/. Во-первых, рассчитанные значения μ очень слабо изменяются от ядра к ядру, в то время как экспериментальные значения значительно возрастают по абсолютной величине с ростом A. Во-вторых, рассчитанные значения μ систематически превышают экспериментальные значения магнитных моментов, причем расхождение уменьшается с ростом A.

Анализируя тенденцию изменения теоретических и экспериментальных магнитных моментов основного состояния с изменением массового числа A, а также результаты адиабатического анализа, можно предположить, что величина магнитного момента состояния 1/2⁺[411] в ^{171}Tm $\mu = -0,230/5/$ я.м. $^{30/}$ - завышена.

Магнитные моменты нижайших возбужденных состояний в полосе 1/2⁺[411], известные для ядра ^{169}Tm , описываются в рамках НВМ заметно лучше. Так, расчеты дают цифры $\mu(3/2^+) = 0,485$, $\mu(5/2^+) = 0,752$ и $\mu(7/2^+) = 1,435$ я.м. при экспериментальных значениях 0,540/11/, 0,743/54/ и 1,336/66/ я.м. соответственно.

4. АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТЕЙ МЕЖПОЛОСНЫХ E2-И M1-ПЕРЕХОДОВ

Факторы задержки E2-и M1-межполосных переходов в исследуемых ядрах тулия, рассчитанные в рамках НВМ, приведены в табл.7 и 8 соответственно. Видно, что все межполосные E2-переходы в рамках НВМ сильно задержаны, особенно E2-переходы с K = 2, разрывающие состояние 5/2⁺ 5/2⁺[402] на уровни полосы 1/2⁺[411] в ^{165}Tm . Если проанализировать структуру состояния 5/2⁺ /315,8 кэВ/, полученную в рамках квазичастично-фононной модели, то видно, что это состояние в значительной степени коллективизировано ($|5/2^+ \rangle = 3,8\% [413] \uparrow + 2,4\% [402] \uparrow + 94\% ([411] \downarrow + Q_{221})$, табл.3^{3/}). Расчеты в рамках квазичастично-фононной модели $^{2,33/}$ позволяют учесть вибрационные компоненты волновой функции начального и конечного состояний и значительно улучшить согласие теории с экспериментом. Так, например, фактор задержки E2-перехода 5/2⁺5/2⁺ → 3/2⁺ 1/2⁺[411], рассчитанный в рамках вращательной модели, равен $F = 2,5/16 \cdot 10^{-4}$, а при учете γ -вибрационных компонентов в волновых функциях начального и конечного состояний - $F = 2,8/8$.

В случае ^{168}Tm рассчитанная приведенная вероятность E2-перехода 5/2⁺5/2⁺ → 3/2⁺1/2 [411] сравнительно ближе к экспериментальному значению /F ≥ 0,1/. Очевидно, это можно объяснить тем, что в ^{168}Tm состояние 5/2⁺/136,7 кэВ, $|5/2^+ \rangle = 16\% [402] \uparrow + 2,8\% [413] \downarrow + 79\% ([411] \downarrow + Q_{221})$ табл.2^{3/}) коллективизировано в меньшей степени, чем в ^{165}Tm , и, значит, лучше описывается в рамках НВМ.

Межполосные M1-переходы в исследуемых ядрах тулия, в целом, описываются удовлетворительно. Заметно выделяются лишь запрещенные ($\Delta K = 2$) M1-переходы с состояния 7/2⁺5/2 [402] на уровни 5/2⁺ и 1/2⁺ вращательной полосы 1/2⁺[411] и запрещенный ($\Delta K = 3$) M1-переход 7/2⁺7/2 [523] 5/2⁺1/2 [541]. Для времени жизни состояния 7/2⁺ /419,79 кэВ/ в эксперименте определена лишь верхняя граница / $T_{1/2} \leq 0,1$ нс/. Значение факторов задержки переходов, разрывающих состояние 7/2⁺, указывает, что время жизни этого уровня, по-видимому, в несколько раз меньше имеющейся оценки.

Таблица 7. Приведенные вероятности межполосных E2-переходов в нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$.

$E_{ур}$ (кэВ) ($T_{1/2}$ (с))	$E_{г}$ (кэВ)	$I^{\pi}K[Nn_{\pi}\Lambda]$		$B(E2)_{эксп}$ ($e^2\text{бар}^2$)	F	F_w
		нач. сост.	кон. сост.			
163 Tm						
136,70 (6,0(I)-II)	123,21 136,70	5/2 ⁺ 5/2 [402]	3/2 ⁺ 1/2 [411] 1/2 ⁺ 1/2 [411]	0,56 0,76(25)	0,11 0,28(13)	9,4-3 7,0-3
165 Tm						
80,37 (8,03(30)-5)	68,90	7/2 ⁺ 7/2 [404]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	3,07(II)-5	2,1(I)-2	1,7+2
315,80 (2,5(10)-10)	156,51 185,88 304,03	5/2 ⁺ 5/2 [402]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411] 3/2 ⁺ 1/2 [411]	0,14(6) 0,26(10) 4,1(I7)-2	4,4(33)-3 5,3(33)-4 2,5(16)-4	3,7-2 2,1-2 0,13
167 Tm						
179,46 (1,16(6)-6)	37,05 62,90 169,04	7/2 ⁺ 7/2 [404]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411] 3/2 ⁺ 1/2 [411]	6,35(330)-5 1,79(18)-6 5,65(190)-7	0,12(+12) 0,89(1) 0,34(17)	86,0 3,0+3 9,6+3
169 Tm						
316,14 (6,60(3)-7)	177,21 197,95 307,73	7/2 ⁺ 7/2 [404]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411] 3/2 ⁺ 1/2 [411]	1,78(20)-5 9,04(88)-6 3,18(36)-6	2,1(3)-2 0,11(1) 0,11(1)	3,1+2 6,1+2 1,7+3
171 Tm						
635,6 (1,29(6)-9)	630,7	7/2 ⁺ 7/2 [404]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	3,1(6)-6	0,12(3)	1,8+3

5. АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТЕЙ E1-ПЕРЕХОДОВ

В нечетных ядрах тулия с $A = 161-171$ имеются два изомерных состояния с асимптотическими квантовыми характеристиками $7/2^+[404]$ и $7/2^-[523]$. Эти состояния связаны E1-переходом с $\Delta K=0$ типа $7/2^-[523] \leftrightarrow 7/2^+[404]$. Состояние $7/2^-[523]$ разряжается также запрещенными E1-переходами ($\Delta K=3$) на уровни $7/2^+$ и $5/2^+$ вращательной полосы $1/2^+[411]$.

В этом разделе покажем роль спаривания при расчете приведенных вероятностей E1-переходов $7/2^-[523] \rightarrow 7/2^+[404]$. На рис. 5 показана зависимость экспериментальных значений приведенных вероятностей E1-переходов рассматриваемого типа от массового числа A . Видна сильная задержка этих переходов для ядер $^{163,165}\text{Tm}$ по сравнению с соседними изотопами. Ранее вероятности E1-переходов этого типа были рассмотрены в ^{134}La , где для объяснения поведения приведенных вероятностей было предложено учитывать различие в гексадекапольной деформации начального

Таблица 8. Приведенные вероятности межполосных M1-переходов в нечетных изотопах тулия с $A = 163-171$.

$E_{ур}$ (кэВ) ($T_{1/2}$ (с))	$E_{г}$ (кэВ)	$I^{\pi}K[Nn_{\pi}\Lambda]$		$B(M1)_{эксп}$ ($\mu.м.$) ²	F (при различных g_R)			F_w
		нач. сост.	кон. сост.		$g_R=0,30$	$g_R=0,35$	$g_R=0,40$	
163 Tm								
136,70 (6,0(I)-II)	123,21	5/2 ⁺ 5/2 [402]	3/2 ⁺ 1/2 [411]	0,113(4)	0,60(2)	0,61(2)	0,63(2)	16,0
144,40 (1,10(25)-10)	7,68	5/2 ⁺ 1/2 [411]	5/2 ⁺ 5/2 [402]	0,87(29)	0,39(20)	0,37(18)	0,35(17)	2,1
165 Tm								
315,80 (2,5(10)-10)	235,21	5/2 ⁺ 5/2 [402]	7/2 ⁺ 7/2 [404]	5,1(21)-4	1,9(5)	1,4(4)	1,0(3)	3,5+3
419,79 (4,1,0-10)	260,87 290,32 339,67	7/2 ⁺ 5/2 [402]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411] 7/2 ⁺ 7/2 [404]	$\geq 2,5-3$ $\geq 1,0-3$ $\geq 8,2-4$	$\leq 15,6$ $\leq 17,9$ $\leq 5,2$	$\leq 15,2$ $\leq 17,4$ $\leq 4,9$	$\leq 14,7$ $\leq 16,9$ $\leq 4,6$	$\leq 7,1+2$ $\leq 1,8+3$ $\leq 2,2+3$
167 Tm								
179,46 (1,16(6)-6)	37,05 62,90 105,19	7/2 ⁺ 7/2 [404]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [541]	6,4(32)-7 9,9(5)-6 5,4-7	6,6(22) 0,14(1) 41	6,3(21) 0,13(1) 41	5,8(19) 0,12(1) 40	2,8-6 1,8+5 3,3+6
169 Tm								
316,14 (6,60(3)-7)	177,21 197,95	7/2 ⁺ 7/2 [404]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411]	2,03(23)-6 2,59(25)-6	0,59(8) 0,29(3)	0,58(7) 0,28(3)	0,56(7) 0,27(3)	8,9+5 6,9+5
171 Tm								
635,6 (1,26(6)-9)	506,9 519,2	7/2 ⁺ 7/2 [404]	7/2 ⁺ 1/2 [411] 5/2 ⁺ 1/2 [411]	7,47(76)-6 5,42(56)-6	1,5(2) 1,3(1)	1,5(2) 1,3(1)	1,4(1) 1,2(1)	2,4+5 3,3+5

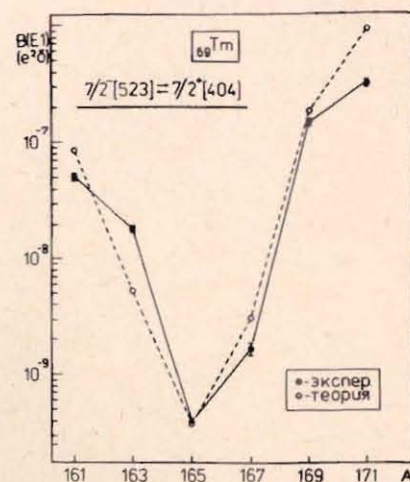


Рис. 5. Зависимость экспериментальных значений приведенных вероятностей E1-переходов типа $7/2^-[523] \rightarrow 7/2^+[404]$ в нечетных изотопах тулия от массового числа A (штриховой линией показана зависимость вероятностей, рассчитанных в рамках НВМ/).

и конечного состояний. При этом авторы^{/34/} для правильного воспроизведения характерного минимума в ^{165}Tm предлагают сдвинуть значения гексадекапольной деформации ϵ_4 на постоянную величину $\Delta\epsilon_4 = 0,02$ в сторону более отрицательных значений. Наши расчеты^{/31/} показывают, что разница в значениях гексадекапольной деформации состояний $7/2^- [523]$ и $7/2^+ [404]$ не превышает $\sim 0,005$. В связи с этим мы проводили расчет вероятностей E1-переходов типа $7/2^- [523] \rightarrow 7/2^+ [404]$ в исследуемых изотопах тулия с теоретическими равновесными значениями квадрупольной и гексадекапольной деформации^{/31/}.

Анализ протонных состояний показал, что во всех изотопах тулия состояние $7/2^+ [404]$ является частичным, а $7/2^- [523]$ - дырочным. Учет парных корреляций сверхтекучего типа приводит к появлению поправок $R_\gamma = UU' - VV' / U, V$ - амплитуды канонического преобразования Боголюбова^{/2/}. Для состояний, расположенных приблизительно симметрично относительно поверхности Ферми, поправка $R_\gamma \ll 1$, что приводит к аномальной задержке соответствующего электрического перехода /для которого $R_\gamma = UU' - VV'$).

Результаты расчетов^{/3/} показали, что состояния $7/2^- [523]$ и $7/2^+ [404]$ являются почти одноквазичастичными. Это позволяет провести качественный анализ поведения вероятностей E1-переходов между состояниями $7/2^- [523]$ и $7/2^+ [404]$ в рамках модели независимых квазичастиц.

Если рассчитать эмпирические матричные элементы рассматриваемого E1-перехода по формуле^{/35/}

$$M^{\text{эмп}}(E1) = \left[\frac{B(E1; 7/2^- [523] \rightarrow 7/2^+ [404])}{B_w(E1) \cdot \langle 7/2^- 7/2^+ | 7/2^- 7/2^+ \rangle} \right]^{1/2}$$

где величину $B_w(E1; 7/2^- [523] \rightarrow 7/2^+ [404]) = 2 \cdot 10^{-2} e^2 b^2$ выберем одинаковой для всех исследуемых ядер тулия, то отношение $M^{\text{эмп}}(E1)$ к теоретическому $M^{\text{теор}}(E1)$ должно быть пропорционально сверхтекучей поправке R_γ :

$$|R_\gamma^{\text{эмп}}| = \frac{M^{\text{эмп}}(E1)}{M^{\text{теор}}(E1)}$$

На рис.6 показана полученная зависимость $|R_\gamma^{\text{эмп}}|$ от массового числа A. Видно, что эта зависимость повторяет зависимость от A экспериментальных значений вероятностей E1-переходов между состояниями $7/2^- [523]$ и $7/2^+ [404]$. Таким образом, на наш взгляд, причину характерного минимума величины $B(E1)$ следует искать в поведении поправок R_γ . Расчет величины сверхтекучей поправки R_γ при параметрах потенциала Саксона-Вудса, приведенных в^{/36/}, дает завышенные значения R_γ . В связи с этим нами было проведено исследование влияния параметров среднего поля на величину R_γ . Оказалось, что сильное влияние на $R_\gamma = |U_{7/2^-} \cdot U_{7/2^+} - V_{7/2^-} \cdot V_{7/2^+}|$ оказывает параметр диффузности потенциала a , изменение которого приводит к почти одинаковому

Рис.6. Зависимость эмпирических значений фактора $|R_\gamma^{\text{эмп}}|$ от массового числа A.

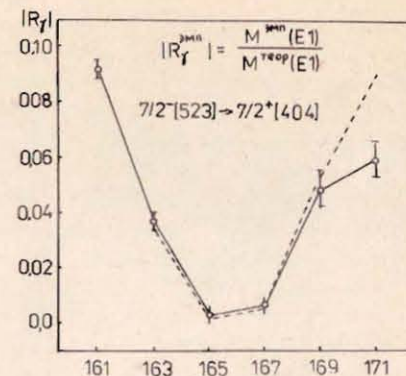


Таблица 9. Приведенные вероятности E1-переходов в нечетных изотопах тулия с A = 161-171.

$E_{ур}$ (кэВ) ($T_{1/2}$ (с))	E_γ (кэВ)	$I^\pi K [Nn_\pi \Lambda]$		$B(E1)_{\text{эксп}}$ ($e^2 a^2$)	F	F_w
		нач. сост.	кон. сост.			
^{161}Tm						
78,20 (1,12(05)-7)	78,20	$7/2^- 7/2 [523]$	$7/2^+ 7/2 [404]$	5,01(22)-8	1,7(1)	1,3+5
^{163}Tm						
86,95 (3,8(3)-7)	63,62	$7/2^- 7/2 [523]$	$7/2^+ 7/2 [404]$	1,86(16)-8	0,28(3)	3,5+5
^{165}Tm						
160,47 (9,0(5)-6)	30,60 80,11	$7/2^- 7/2 [523]$	$5/2^+ 1/2 [411]$ $7/2^+ 7/2 [404]$	1,75(32)-10 3,09(17)-10	4,9(7) 0,76(4)	3,8+7 2,1+7
^{167}Tm						
292,79 (9,0(10)-7)	113,32 150,42 176,23	$7/2^- 7/2 [523]$	$7/2^+ 7/2 [404]$ $7/2^+ 1/2 [411]$ $5/2^+ 1/2 [411]$	1,69(20)-9 5,17(61)-13 1,64(20)-10	1,9(2) 16,2(17) 1,34(15)	1,2+7 3,8+10 1,2+8
^{169}Tm						
379,26 (5,41(5)-8)	63,12 240,40 261,07	$7/2^- 7/2 [523]$	$7/2^+ 7/2 [404]$ $7/2^+ 1/2 [411]$ $5/2^+ 1/2 [411]$	1,50(1)-7 7,52(54)-12 8,29(48)-11	1,23(1) 2,39(16) 2,90(16)	4,6+4 9,3+8 8,4+7
472,87 (1,4(7)-10)	156,70 333,90	$9/2^- 7/2 [523]$	$7/2^+ 7/2 [404]$ $7/2^+ 1/2 [411]$	5,33(280)-9 1,08(56)-10	18,2(63) 33,3(113)	1,3+6 6,5+7
^{171}Tm						
424,95 (2,60(2)-6)	295,90 308,29	$7/2^- 7/2 [523]$	$7/2^+ 1/2 [411]$ $5/2^+ 1/2 [411]$	1,98(5)-11 3,91(5)-11	1,5(1) 4,10(5)	3,6+8 1,8+8
635,60 (1,26(6)-9)	210,60	$7/2^+ 7/2 [404]$	$7/2^- 7/2 [523]$	3,27(16)-7	3,4(2)	2,2+4

смещению состояний $7/2^- [523]$ и $7/2^+ [404]$ относительно поверхности Ферми. Изменение константы спин-орбитальной связи приводит, в основном, только к одновременному сближению /удалению/ этих состояний относительно уровня Ферми и поэтому слабо влияет на величину R_γ . Оказалось, что можно получить характерный минимум для ^{165}Tm , используя значение $a = 1,73$ /в³⁸⁶/ рекомендуется $a = 1,63$ /. Мы рассчитали при этом значении параметра диффузности величины $R_\gamma^{\text{теор}}$ для всех исследуемых ядер тулия. Теоретический расчет значений приведенных вероятностей E1-переходов типа $7/2^- [523] \leftrightarrow 7/2^+ [404]$ для изотопов тулия с $A = 161-171$, проведенный в рамках НВМ с полученными значениями R_γ /рис.5, табл.9/, хорошо согласуется с экспериментом.

В изотопах $^{167,169,171}\text{Tm}$ наблюдаются сильно запрещенные ($\Delta K=3$) E1-переходы с состояния $7/2^- [523]$ на уровни $5/2^+$ и $7/2^+$ вращательной полосы $1/2^+ [411]$. Характерная особенность этих переходов заключается в том, что вероятность переходов типа $7/2^- \rightarrow 5/2^+$ уменьшается на порядок от 10^{-10} (^{167}Tm) до 10^{-11} (^{171}Tm), а приведенная вероятность переходов типа $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ увеличивается на два порядка от 10^{-13} (^{167}Tm) до 10^{-11} (^{171}Tm) с ростом массового числа A . В рамках неадиабатической вращательной модели оказалось возможным достаточно хорошо описать как тенденцию в поведении приведенных вероятностей переходов $7/2^- \rightarrow 5/2^+$, $7/2^- \rightarrow 7/2^+$, так и величины вероятностей /факторы задержки не превышают 4/ за исключением перехода $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ в ^{167}Tm /фактор задержки ~ 16 /.

Анализ компонентов, дающих основной вклад в вероятность указанных переходов, показал значительную роль даже тех состояний, которые имеют большие теоретические энергии возбуждения /2,5÷5,5 МэВ/ и практически исчезающие вклады в волновые функции начального и конечного состояний. Так, в приведенную вероятность перехода $7/2^- \rightarrow 7/2^+$ в ^{167}Tm заметный вклад дают компоненты, связанные с состояниями $3/2^+ [422]$ и $1/2^+ [431]$ /теоретические энергии $\sim 4,6$ и $5,7$ МэВ соответственно/. Это объясняется тем, что малые примеси этих состояний /0,01%³⁸⁷/, табл.9/ в состоянии $7/2^+ 1/2 [411]$ недостаточно компенсируют большую величину мультипольных матричных элементов оператора $rY_{\lambda\mu}$. Оценка величины приведенной вероятности E1-перехода $7/2^- [523] \rightarrow 7/2^+ 1/2 [411]$ в ^{167}Tm , при исключении состояний $3/2^+ [422]$ и $1/2^+ [431]$ /что практически не влияет на вычисленные энергии известных в эксперименте уровней вращательных полос/ из базиса диагонализированных состояний, уже заметно лучше согласуется с экспериментом /фактор задержки ≈ 5 /.

В то же время исключение указанных состояний практически не влияет на вероятность E1-перехода типа $7/2^- 5/2 [523] \rightarrow 5/2^+ 1/2 [411]$ /фактор задержки $F \sim 1,3$ остается прежним/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы показывают, что в рамках неадиабатической вращательной модели можно достаточно хорошо описать большую часть как разрешенных, так и K-запрещенных электромагнитных переходов. Учет квазичастично-фононного взаимодействия позволяет заметно улучшить согласие с экспериментом /как было показано на примере ^{165}Tm , раздел 4/.

Можно сделать вывод о том, что при теоретическом описании вероятностей электромагнитных переходов /особенно E1-переходов/ необходимо добиваться наилучшего согласия рассчитанных энергий уровней вращательных полос с экспериментом и при этом корректно учитывать сверхтекучие поправки R_γ . Необходимо также критически подходить к выбору базиса диагонализированных состояний, что связано с большой ролью малых примесей в формировании вероятностей K-запрещенных электромагнитных переходов.

Авторы настоящей работы искренне признательны профессору К.Я.Громову за поддержку и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.941.
2. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
3. Адам И. и др. ОИЯИ, Р6-84-206, Дубна, 1984.
4. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-84-207, Дубна, 1984.
5. Paris P. Comp.Rend., 1967, 265, p.510.
6. De Boer F.W.H. et al. Radiochim.Acta, 1972, 17, p.218.
7. Chy Y.Y. Phys.Rev., 1972, C6, p.628.
8. Wilson R.G., Pool M.L. Phys.Rev., 1960, 120, p.1296.
9. Пэнь В.Ч. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1964, т.28, с.252.
10. Tamura T. Nucl.Phys., 1965, 62, p.305.
11. Tamura T. Nucl.Phys., 1968, A115, p.193.
12. Adam J. et al. Nucl.Phys., 1975, A254, p.63.
13. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-80-364, Дубна, 1980.
14. Adam J. et al. JINR, E6-11299, Dubna, 1978.
15. Funke I. et al. Nucl.Phys., 1971, A175, p.101.
16. Conlon T.W. et al. Nucl.Phys., 1967, A104, p.213.
17. Svensson L.-G. et al. Phys.Scripta, 1976, 13, p.193.
18. Андрейчев В. и др. ОИЯИ, P13-11312, Дубна, 1978.
19. Гонусек М. и др. ОИЯИ, 13-12422, Дубна, 1979.
20. Адам И. и др. ОИЯИ, Р6-80-207, Дубна, 1980.
21. Conlon T.W. Nucl.Phys., 1967, A100, p.545.
22. Берлович Э.Е. и др. Времена жизни возбужденных состояний атомных ядер. "Наука", Л., 1972.
23. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes, 7th ed. J.Wiley & Sons, Inc., New York, 1978.

24. Taras P. et al. Nucl.Phys., 1977, A289, p.165.
25. Rose F. et al. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1971, 21, p.137.
26. Krane K.S. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, 18, p.137.
27. Kaufman E.N. et al. Nucl.Phys., 1968, A119, p.417.
28. Джелепов Б.С. и др. Свойства деформированных ядер с $K = 1/2$. "Наука", Л., 1971.
29. Ekstrom S., Lamm I.-L. Phys.Scripta, 1973, B7, p.31.
30. Авотина М.П., Золотавин А.В. Моменты основных и возбужденных состояний ядер. Атомиздат, М., 1979.
31. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
32. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер. ФАН, Ташкент, 1980.
33. Баструков С.И., Нестеренко В.О. ОИЯИ, P4-84-135, Дубна, 1984.
34. Андрейчев В. и др. ЭЧАЯ, 1976, т.7, с.1039.
35. Гадецкий О.Г., Пятов Н.И. Изв.АН СССР, сер.физ., 1965, 29, с.830.
36. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1984 года.

Адам И. и др.
Вероятности электромагнитных переходов
в нечетных ядрах тулия

6-84-819

Времена жизни возбужденных состояний 129,9; 315,5; 362,3 и 419,8 кэВ в ^{165}Tm были измерены с помощью трехмерных $\gamma\gamma$ (t)-совпадений при исследовании распада ^{165}Yb . Были получены следующие значения периодов полураспада: $T_{1/2}/129 \text{ кэВ} \leq 0,2 \text{ нс}$, $T_{1/2}/315 \text{ кэВ} = 0,25/10 \text{ нс}$, $T_{1/2}/362 \text{ кэВ} \leq 0,2 \text{ нс}$ и $T_{1/2}/419 \text{ кэВ} \leq 0,1 \text{ нс}$. На основе известных в литературе времен жизни возбужденных состояний изотопов тулия с $A = 163-171$, данных об интенсивностях и мультипольном составе γ -переходов, разряжающих соответствующие возбужденные состояния, получены вероятности $M1$ -, $E2$ - и $E1$ -внутри- и межполосных гамма-переходов. Анализ поведения вероятностей $M1$ -, $E2$ - и $E1$ -переходов в изотопах тулия проведен в рамках адиабатического приближения для полос основного состояния и в рамках неадиабатической вращательной модели. Обсуждается роль спаривания при расчетах приведенных вероятностей $E1(\Delta K=0)$ -переходов и K -смешивания - в расчетах запрещенных $E1(\Delta K=3)$ -переходов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод М.И.Потапова

Adam J. et al.
Probabilities of Electromagnetic Transitions
in Odd-A Tullium Nuclei

6-84-819

Nanosecond lifetimes of ^{165}Tm excited states at 129.9, 315.5, 362.3 and 419.8 keV have been measured by means of delayed $\gamma\gamma$ -coincidences in the ^{165}Yb decay. The following half-lives unknown so far were obtained: $T_{1/2}$ (129 keV) $\leq 0.2 \text{ ns}$, $T_{1/2}$ (315 keV) = 0,25(10) ns, $T_{1/2}$ (362 keV) $\leq 0,2 \text{ ns}$ and $T_{1/2}$ (419 keV) $\leq 0.1 \text{ ns}$. Probabilities of $M1$, $E2$, $E1$ intra- and interband γ -transitions have been obtained on the basis of the known from literature obtained on the excited states of Tm isotopes. Behaviour of probabilities of $M1$, $E2$ and $E1$ transitions in Tm isotopes has been analysed in adiabatic approach for ground state bands, and also within the framework of the non-adiabatic description of electromagnetic transition probabilities. The influence of pairing correlations on probabilities of $E1(\Delta K=0)$ transitions has been discussed as well as the role of K -mixing in calculations of K -forbidden $E1(\Delta K=3)$ transitions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984