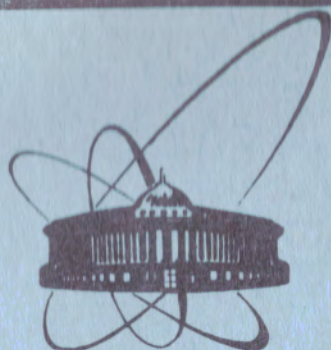


18/01/84



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P6-84-206

И.Адам, Б.А.Аликов, Х.Н.Бадалов, Г.И.Лизурей,
М.Гонусек, И.С.Махмудов, Т.М.Муминов,
К.М.Муминов, Е.Г.Цой, И.А.Шаронов

ИССЛЕДОВАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ИЗОТОПОВ $^{163,165,167}\text{Tm}$

Направлено в журнал
"Известия АН СССР"

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Возбужденные состояния изотопов $^{163,165,167}\text{Tm}$ изучались как в радиоактивном β -распаде изотопов иттербия, так и в различных типах ядерных реакций.

При изучении распада $^{163}\text{Yb} \rightarrow ^{163}\text{Tm}$ авторами ^{1/1} было измерено 58 γ -переходов и определен период его полураспада $T_{1/2} = 11,4/5$ мин. Наиболее полная информация о схеме распада ^{163}Yb приведена Адамом и др. в ^{1/2}. Исследования γ -спектра ^{163}Yb , мгновенных и задержанных $\gamma\gamma$ - и $\beta\gamma$ -совпадений, а также спектра конверсионных электронов позволили авторам ^{1/2} предложить схему уровней ^{163}Tm , содержащую 30 возбужденных состояний, идентифицировать нижайшие уровни вращательных полос $1/2^+[411]$, $7/2^+[404]$, $1/2^-[541]$, $3/2^+[411]$ и $7/2^-[523]$. Изучение ядерных реакций типа $(^3\text{He}, 5\nu\gamma)$ и $(\alpha, 6\nu\gamma)$ ^{1/1'} позволило установить уровни вращательных полос $1/2^+[411]$, $7/2^+[404]$, $1/2^-[541]$ и $7/2^-[523]$ до спинов $27/2^+$, $31/2^+$, $33/2^-$ и $35/2^-$ соответственно.

Впервые фрагмент схемы распада ^{165}Yb , состоящий из 8 уровней, был предложен Парисом ^{1/3}. При изучении распада $^{165}\text{Yb} \rightarrow ^{165}\text{Tm}$ на основе анализа γ -спектров, спектров конверсионных электронов, мгновенных и задержанных $\gamma\gamma$ -совпадений авторы ^{1/4} предложили схему распада, состоящую из 40 возбужденных состояний. При этом были идентифицированы нижайшие уровни вращательных полос $1/2^+[411]$, $3/2^+[411]$, $5/2^+[402]$, $7/2^+[404]$, $1/2^-[541]$, $7/2^-[523]$ и $9/2^-[514]$. Подробное изучение возбужденных состояний ^{165}Tm проведено Таммурой и др. ^{1/5}. При исследовании распада ^{165}Yb и реакции $(^{11}\text{B}, 4\nu\gamma)$ они наблюдали и идентифицировали уровни указанных полос, а также ряд высоколежащих состояний. Возбужденные состояния ^{165}Tm изучались и в других типах ядерных реакций: $(p, \nu\gamma)$ ^{1/6}, $(^3\text{He}, d)$, (α, t) ^{1/7} и др.

Схема возбужденных состояний ^{167}Tm была предложена в ^{1/8} при изучении распада ^{167}Yb . В этой работе идентифицированы первые уровни вращательных полос $1/2^+[411]$, $1/2^-[541]$, $7/2^+[404]$, $7/2^-[523]$ и $3/2^+[411]$. Развитые вращательные полосы на состояниях $7/2^+[404]$ /до спина $23/2^+$ /, $7/2^-[523]$ /до спина $25/2^-$ /, $1/2^+[411]$ /до спина $23/2^+$ / и уровни полосы $1/2^-[541]$ /до спина $9/2^-$ / наблюдались Винтером и др. ^{1/9} при изучении возбужденных состояний ^{167}Tm в ядерной реакции $(\alpha, 2\nu\gamma)$. Авторы ^{1/7}, анализируя результаты изучения реакций $(^3\text{He}, d)$, (α, t) , подтвердили существование вращательных полос $1/2^+[411]$, $1/2^-[541]$, $7/2^+[404]$, $3/2^+[411]$ и $7/2^-[523]$ и идентифицировали вращательные состояния полос $5/2^+[402]$ и $9/2^-[514]$.

Очень подробно ядро ^{167}Tm было изучено в работе ^{/10/}, авторы которой, исследуя реакцию $(\alpha, 2n\gamma)$, наблюдали сильно развитые вращательные полосы $1/2^+[411]$, $7/2^+[404]$, $7/2^- [523]$ и $1/2^- [541]$ с максимальным значением спинов $31/2^+$, $31/2^+$, $37/2^-$ и $33/2^-$ соответственно. Ими предложена схема уровней ^{167}Tm , содержащая более 100 возбужденных состояний.

2. НОВАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НЕКОТОРЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ $^{163,165}\text{Tm}$

При исследовании распада $^{163}\text{Yb} \rightarrow ^{163}\text{Tm}$ ^{/2/} уровень 136,7 кэВ предварительно интерпретировался как $3/2^+3/2[411]$. В настоящей работе мы предлагаем интерпретировать этот уровень как $5/2^+5/2[402]$. Характеристики уровня 136,7 кэВ были предложены ранее ^{/2/} на основе сделанного вывода о M1-мультипольности перехода 136,7 кэВ. Но в пределах двух среднеквадратичных ошибок мультипольность этого перехода может быть E2.

Против интерпретации уровня 136,7 кэВ как $3/2^+3/2[411]$ имеется также ряд других аргументов:

- скачок в систематике энергий состояния $3/2^+[411]$ в нечетных изотопах тулия;
- отношение интенсивностей переходов, разряжающих этот уровень и идущих на уровни $3/2^+$ и $1/2^+$ вращательной полосы основного состояния, резко отличается от отношения, даваемого правилом Алаги;
- Если интерпретировать уровень 136,7 кэВ как $5/2^+5/2[402]$ ^{/4/}, то отношение интенсивностей E2-компонент переходов, идущих на состояния полосы $1/2^+[411]$, согласуется с правилом Алаги.

Ниже также будет показано, что уровень с энергией 498,0 кэВ является уровнем $7/2^-$ аномальной вращательной полосы $1/2^- [541]$. Этот уровень разряжается E1-переходом /361,55 кэВ/ на уровень 136,7 кэВ.

Таким образом, на основе приведенных аргументов мы предлагаем интерпретировать уровень 136,7 кэВ как $5/2^+5/2[402]$. Состояние с энергией 258,35 кэВ предположительно интерпретируем как уровень $7/2^+$ вращательной полосы $5/2^+[402]$.

В ядерных реакциях ^{/11/} уровни полосы $1/2^- [541]$ с нечетными значениями величины $I + 1/2$ возбуждаются до спина $I^\pi = 33/2^-$. Эти уровни, а также состояние $3/2^- (326,21 \text{ кэВ})$, были использованы в ^{/11/} при определении коэффициентов пятипараметрической формулы для определения энергий уровней вращательных полос. На основании полученных результатов следует ожидать состояния $7/2^- 1/2 [541]$ при энергии 495,0 кэВ. Мы вводим его при энергии 498,0 кэВ. Уровень $9/2^- 1/2 [541]$ с энергией 369,1 кэВ идентифицируется на основе данных ^{/11/}.

Авторы ^{/11/} наблюдали состояние $5/2^-$, интерпретируемое ими как уровень полосы $1/2^- [541]$ при энергии 253,5 кэВ. Это состоя-

ние разряжается главным образом переходом с энергией 240,0 кэВ на состояние $3/2^+ 1/2 [411]$. В наших спектрах фотопик, соответствующий этому переходу, перекрыт интенсивными фотопиками, принадлежащими распаду ^{163}Tm .

В ^{/2/} на основе правила сумм энергий /переход 87,67 кэВ ($M1 + 16\%E2$) расположен между состояниями 224,4 и 136,7 кэВ/ был введен уровень 224,4 кэВ. Но позднее авторы ^{/11/} наблюдали переход между состояниями $9/2^-$ и $7/2^-$ полосы $7/2^- [523]$. Поэтому, в согласии с ^{/11/}, вводим уровень 174,62 кэВ и исключаем уровень 224,4 кэВ.

На основе систематики уровней с энергией 366,36; 449,22 и 559,56 кэВ, а также характера разрядки, мы интерпретируем их в настоящей работе как уровни $3/2^+$, $5/2^+$ и $7/2^+$ вращательной полосы $3/2^+[411]$.

Совпадения слабого перехода 152,2 кэВ с переходом 123,21 кэВ могут наблюдаться и при размещении перехода 152,2 кэВ в более высокой части схемы распада, поэтому введение уровня 288,5 кэВ в работе ^{/2/} считаем предварительным.

При исследовании распада $^{167}\text{Yb} \rightarrow ^{167}\text{Tm}$ установлено, что состояние 470,7 кэВ ($3/2^+[411]$) разряжается переходами 470,65 кэВ ($I_\gamma = 1,11$), 460,36 кэВ ($I_\gamma = 1,30$) и 354,0 кэВ ($I_\gamma = 0,12$) на состояния $1/2^+$, $3/2^+$ и $5/2^+$ вращательной полосы $1/2^+[411]$ соответственно. Аналогичную разрядку состояния $3/2^+[411]$ следует ожидать и в распаде $^{165}\text{Yb} \rightarrow ^{165}\text{Tm}$. Действительно, в распаде ^{165}Yb наблюдаются переходы 416,03 кэВ ($I_\gamma = 1,26$), 404,47 кэВ ($I_\gamma = 1,08$) и 286,03 кэВ ($I_\gamma = 0,24$) ^{/4/}. Наличие этих переходов позволяет предположить, что можно ввести уровень 416,0 кэВ в изотопе ^{165}Tm и интерпретировать его как $3/2^+3/2[411]$. Отношения вероятностей M1-переходов, разряжающих состояние 416,0 кэВ на уровни $5/2^+$, $3/2^+$ и $1/2^+$ полосы $1/2^+[411]$, вычисленные на основе правил Алаги, хорошо согласуются с отношениями вероятностей соответствующих переходов, оцененными на основе приведенных в ^{/4/} интенсивностей γ -лучей. Предполагаем, что уровнями полосы $3/2^+[411]$ с $I = 5/2, 7/2, 9/2$ являются состояния 491,23 кэВ, 592,25 кэВ, 725,88 кэВ.

Переход 404,47 кэВ в ^{/4/} на основе совпадений был размещен в более высокой части схемы распада. Если предположить, что этот переход является дублетным, то, меняя в каскаде местами положение переходов 404,47 и 599,57 кэВ, видим необходимость введения уровня 1595,4 кэВ и исключения уровня 1790,40 кэВ. Анализ γ - γ совпадений позволяет оценить интенсивность перехода 404,9 кэВ между состояниями 1595,4 и 1190,5 кэВ $I_\gamma \sim 0,4$; при этом на интенсивность перехода 404,4 кэВ приходится $I_\gamma \sim 0,7$ /в единицах табл.1 работы ^{/4/}.

На рис.1 мы приводим систематику энергий возбужденных состояний в нечетных изотопах тулия с $A = 161 \div 169$.

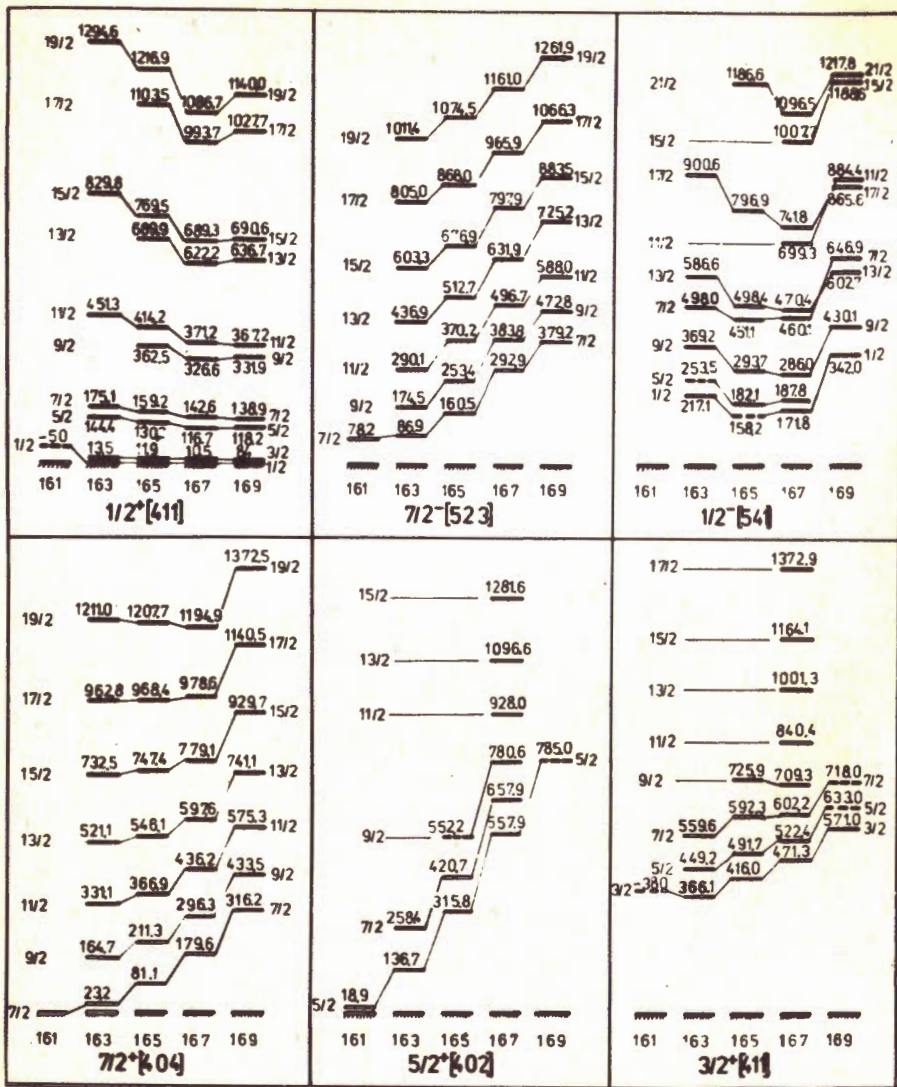


Рис.1. Систематика энергий возбужденных состояний в нечетных изотопах тулия с $A = 161-169$.

3. АНАЛИЗ РАВНОВЕСНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

В настоящей работе мы определяем равновесные значения параметров деформации из рассчитанных в $^{12}/$ теоретических внутренних квадрупольных Q_2 и гексадекапольных Q_4 моментов. Результаты $^{12}/$ показали, что равновесные значения моментов Q_2 и Q_4 и, следовательно, значения квадрупольной ϵ_2 (β_{20}) и гексадекаполь-

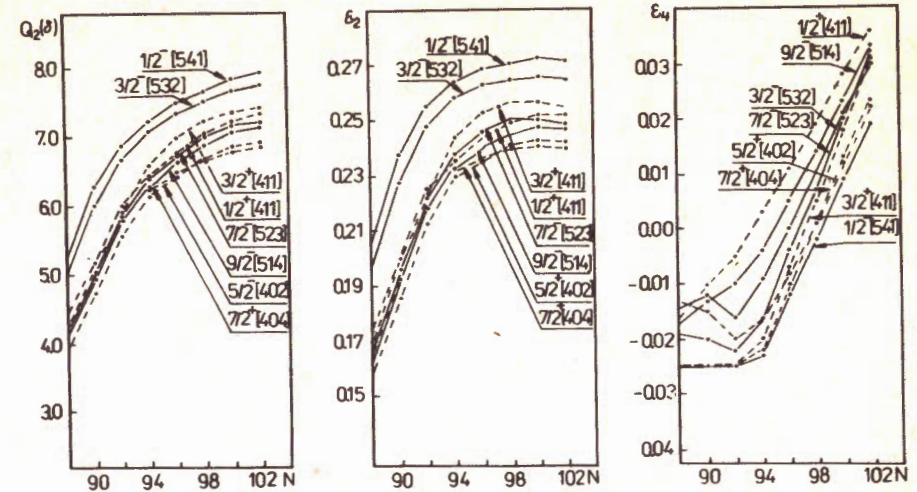


Рис.2. Зависимость теоретических значений внутренних квадрупольных моментов Q_2 , параметров квадрупольной ϵ_2 и гексадекапольной ϵ_4 деформаций некоторых одноквазичастичных состояний нечетных изотопов тулия с $A=159-171$.

ной ϵ_4 (β_{40}) деформаций одноквазичастичных состояний отличаются от равновесных значений для основного состояния. В связи с этим представляет интерес анализ поведения величин Q_2 , ϵ_2 и ϵ_4 для различных одноквазичастичных состояний в цепочке изотопов тулия /рис.2/. Анализ приведенных на этом рисунке зависимостей показывает, что в изотопах тулия величины внутренних квадрупольных моментов Q_2 и квадрупольных деформаций ϵ_2 резко возрастают при увеличении числа нейтронов N в области $N = 88-94$. Величины гексадекапольных деформаций ϵ_4 в этой области меняются, как правило, не очень сильно и сосредоточены в районе значений $-0,025 \pm 0$. Начиная с $N = 94$, зависимость Q_2 и ϵ_2 от числа нейтронов становится менее сильной, и в области $N = 98 \div 102$ величина квадрупольной деформации ϵ_2 практически не зависит от N .

Величины же гексадекапольной деформации ϵ_4 , начиная с $N = 94$, резко возрастают, и в области значительно деформированных изотопов тулия имеют положительные значения.

Значения величины внутренних квадрупольных моментов и квадрупольных деформаций одноквазичастичных состояний разделяются на две группы: основная группа - для состояний из оболочки $50 < N \leq 82$ и группа для нисходящих орбиталей $1/2^- [541]$ и $3/2^- [532]$ из оболочки $82 < N \leq 126$, имеющих большие значения параметра квадрупольной деформации.

В рамках используемых нами моделей мы проводим расчеты только с одними значениями квадрупольной и гексадекапольной деформаций. Это заставляет нас использовать усредненные значения

параметров деформаций. Поскольку равновесные значения квадрупольной деформации для состояний $1/2^- [541]$, $3/2^- [532]$ и $5/2^+ [402]$ заметно отличаются от равновесной деформации для основного состояния, а энергия состояний сильно зависит от деформации, следует ожидать плохого описания этих состояний в рамках используемых моделей.

4. РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРЫ НЕРОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Энергии и структуру неротационных состояний изотопов $^{163}, ^{165}, ^{167} \text{Tm}$ мы рассчитывали в рамках модели независимых квазичастиц /МНК/ ¹³ и квазичастично-фононной модели /КФМ/ ¹³. Одночастичный базис рассчитывался в анизотропном потенциале Саксона-Вудса с помощью программы "CALDNU" ¹⁴ по методу, предложенному в работе Гареева и др. ¹⁵. При этом параметры потенциала мы подбирали таким образом, чтобы по возможности хорошо описать известные из эксперимента низколежащие состояния. Используемые нами значения параметров потенциала, квадрупольной β_{20} и гексадекапольной β_{40} деформаций приведены в табл.1.

Результаты расчетов энергий и структуры некоторых неротационных состояний приведены в табл.2-4. Анализ структуры неротационных состояний показывает, что в исследуемых изотопах тулия они не являются чисто одноквазичастичными и имеют в ряде случаев значительные коллективные компоненты, связанные в основном с γ -вибрациями в четно-четном остове.

Видно, что в рамках используемых моделей можно, в общем, получить неплохое согласие с экспериментом. В то же время следует отметить, что такие состояния, как $5/2^+ [402]$ и $1/2^- [541]$, описываются плохо.

Так, в модели независимых квазичастиц одноквазичастичное состояние $5/2^+ [402]$ приблизительно на 1300 кэВ лежит выше наблюда-

Таблица 1

Используемые значения параметров потенциала Саксона-Вудса, квадрупольной β_{20} и гексадекапольной β_{40} деформаций

	$V_0 / \text{МэВ/}$	$R_0 / \text{Фм/}$	$a / \text{Фм/}^{-1}$	$\kappa / \text{Фм/}^2$	β_{20}	β_{40}
$^{163} \text{Tm}$					0,267	0,023
$^{165} \text{Tm}$	59,2	1,25	1,80	0,30	0,270	0,009
$^{167} \text{Tm}$					0,271	-0,002

Энергии и структура неротационных состояний $^{163} \text{Tm}$ / $G_2 = 0,1648 \text{ МэВ/}$. В табл.2-4 i обозначает номер решения секулярного уравнения квазичастично-фононной модели

$\Gamma^{\pi}(i)$	$E(\text{МэВ})$			Структура (%)	
	МНК	МНК	КФМ		
$1/2^+$	0	0	0	97,6([411]) ⁺	0,5([413]) ⁺ + 0([22])
$1/2^-$	-	2480	1169	0,9([410]) ⁺	98,2([411]) ⁺ + 0([22])
$3/2^+(1)$	366,1	511	429	95,1([411]) ⁺	1,5([500]) ⁺ + 0([32])
$3/2^+(2)$	-	-	1050	([411]) ⁺	98,2([411]) ⁺ + 0([22])
$5/2^+(1)$	-	-	983	16,0([402]) ⁺ + 2,6([413]) ⁺	79,1([411]) ⁺ + 0([22]) + 1,6([500]) ⁺ + 0([32])
$5/2^+(2)$	136,7	1431	1137	71,2([411]) ⁺	17,2([411]) ⁺ + 0([22]) + 5,5([500]) ⁺ + 0([32])
$7/2^+$	23,3	39	20	96,3([404]) ⁺	1,1([402]) ⁺ + 0([22])
$1/2^-$	217,1	1022	896	91,3([541]) ⁺	6,9([411]) ⁺ + 0([30]) + 1,1([500]) ⁺ + 0([22])
$3/2^-(1)$	-	2060	970	([532]) ⁺	106,6([520]) ⁺ + 0([22])
$3/2^-(2)$	-	-	1626	26,5([532]) ⁺	39,9([541]) ⁺ + 0([22]) + 29,5([404]) ⁺ + 0([32])
$5/2^-$	-	1409	1067	98,8([520]) ⁺	2,2([500]) ⁺ + 0([22]) + 1,5([411]) ⁺ + 0([32])
$7/2^-$	86,9	110	88	97,8([520]) ⁺	0,7([411]) ⁺ + 0([32])
$9/2^-$	-	840	758	96,4([510]) ⁺	4,4([402]) ⁺ + 0([30])
$11/2^-$	-	3040	967	([505]) ⁺	98,9([520]) ⁺ + 0([22])

Таблица 3

Энергии и структура неротационных состояний $^{165} \text{Tm}$ / $G_2 = 0,1623 \text{ МэВ/}$

$\Gamma^{\pi}(i)$	$E(\text{МэВ})$			Структура (%)	
	МНК	МНК	КФМ		
$1/2^+$	0	0	0	97,2([411]) ⁺	0,3([413]) ⁺ + 0([22])
$1/2^-$	-	2546	1129	0,9([410]) ⁺	98,8([411]) ⁺ + 0([22])
$3/2^+(1)$	415,9	576	481	92,9([411]) ⁺	1,6([411]) ⁺ + 0([22]) + 1,6([520]) ⁺ + 0([32])
$3/2^+(2)$	-	-	1046	1,6([411]) ⁺	98,2([411]) ⁺ + 0([22])
$5/2^+(1)$	-	2114	985	3,0([413]) ⁺ + 2,4([402]) ⁺	94,1([411]) ⁺ + 0([22])
$5/2^+(2)$	315,5	1643	1324	77,6([402]) ⁺	7,6([520]) ⁺ + 0([31]) + 6,3([514]) ⁺ + 0([32])
$7/2^+$	81,9	103	98	96,4([404]) ⁺	1,2([402]) ⁺ + 0([22])
$1/2^-$	198,2	1177	1063	68,7([541]) ⁺	7,4([411]) ⁺ + 0([30])
$3/2^-(1)$	-	2081	1586	7,0([541]) ⁺ + 1,2([500]) ⁺	88,3([411]) ⁺ + 0([30]) + 1,1([411]) ⁺ + 0([31])
$3/2^-(2)$	-	-	980	([500]) ⁺	104,0([520]) ⁺ + 0([22])
$5/2^-$	-	1237	1086	22,2([500]) ⁺	66,1([411]) ⁺ + 0([31])
$7/2^-$	160,5	189	137	97,0([520]) ⁺	0,8([411]) ⁺ + 0([30])
$9/2^-$	636,4	810	789	98,6([514]) ⁺	1,4([402]) ⁺ + 0([32])
$11/2^-$	-	3286	978	([505]) ⁺	98,9([520]) ⁺ + 0([22])

Таблица 4

Энергии и структура неротационных состояний ^{167}Tm
/ $G_z = 0,1580 \text{ МэВ}$ /

$I^\pi(i)$	E(кэВ)			Структура (в %)	
	эксп.	МНК	КФМ		
$1/2^+$	0	0	0	97,9([411]†)	0,5([413]‡) + q(22)
$1/2^-$	-	2624	1604	([420]†)	99,7([411]‡) + q(22)
$3/2^+(1)$	471,3	660	578	91,1([411]†)	4,7([411]‡) + q(22) + 2,0([523]†) + q(32)
$3/2^+(2)$	-	949	949	4,4([411]†)	95,3([411]‡) + q(22)
$5/2^+(1)$	557,9	1865	1567	43,4([402]‡)	48,5([523]†) + q(31) + 5,0([514]†) + q(22)
$5/2^+(2)$	-	2252	903	1,8([413]†)	97,6([411]‡) + q(22)
$7/2^+$	179,6	198	174	98,3([404]‡)	0,7([402]‡) + q(22)
$1/2^-$	171,7	1372	1233	89,9([541]‡)	6,1([411]‡) + q(30) + 1,8([532]‡) + q(22)
$3/2^-(1)$	-	914	914	([532]‡)	100,0([523]†) + q(22)
$3/2^-(2)$	852,9	2167	1951	51,7([532]‡)	35,1([541]‡) + q(22) + 8,7([404]‡) + q(32)
$5/2^-$	-	1373	1278	92,9([532]†)	4,0([550]†) + q(22)
$7/2^-$	292,9	300	290	97,6([523]†)	1,0([411]†) + q(32)
$9/2^-$	929,8	829	788	97,7([514]†)	1,1([402]†) + q(32)
$11/2^-$	-	3537	913	([505]†)	100,0([523]†) + q(22)

емого в эксперименте, а одноквазичастичное состояние $1/2^- [541]$ - на 800 - 1200 кэВ. Учет квазичастично-фононного взаимодействия понижает энергии квазичастичных состояний, в целом улучшая согласие с экспериментом. Энергия состояния $5/2^+ [402]$ в исследуемых изотопах тулия понижается по сравнению с расчетами по МНК на 300-900 кэВ, а состояния $1/2^- [541]$ - на 120-140 кэВ. Тем не менее, энергия этих состояний все еще значительно больше экспериментальных. Так, практически одноквазичастичное состояние $1/2^- [541]$ / ~90% $1/2^- [541]$ / при расчетах по КФМ лежит на 700 ÷ 1000 кэВ выше, чем показано в эксперименте, а нижайшее из состояний $5/2^+$ - на 370 ÷ 880 кэВ. Следует заметить, что в расчетах по КФМ получается по два состояния со спином $I^\pi = 5/2^+$. Нижайшее из этих состояний / ~900 ÷ 1000 кэВ / в исследуемых изотопах тулия является сильно коллективизированным и его можно интерпретировать как γ -вибрационное состояние $1/2^+ [411]$; $K=2/$. Состояние с лидирующим квазичастичным компонентом $5/2^+ [402]$, например, в ^{165}Tm , лежит на 340 кэВ выше. Можно предположить, что состояния с энергиями 136,7, 315,5 и 557,9 кэВ в изотопах ^{163}Tm , ^{165}Tm и ^{167}Tm соответственно, имеют γ -вибрационный характер. В связи с этим представляет интерес получить экспериментальные данные, подтверждающие возможность такой интерпретации.

Результаты /12/ показывают, как уже говорилось выше, на заметное отличие квадрупольной деформации состояний $5/2^+ [402]$ и $1/2^- [541]$ от равновесной деформации основного состояния в исследуемых

Таблица 5

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания уровней вращательных полос положительной четности ^{163}Tm / $\lambda = -6,20 \text{ МэВ}$, $\Delta = 0,93 \text{ МэВ}$, $A = 15,6 \text{ кэВ}$ /

Полосы: I^π	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{JK}									
	эксп.	теор.	$7/2^- [404]$	$5/2^- [413]$	$5/2^- [402]$	$3/2^- [422]$	$3/2^- [411]$	$3/2^- [402]$	$1/2^- [431]$	$1/2^- [420]$	$1/2^- [411]$	$1/2^- [400]$
$1/2^+ [411]$:												
$1/2^+$	0	0	-	-	-	-	-	0,001	0,008	1,000	0,001	
$3/2^+$	13,52	14	-	-	-	-0,005	0,037	0,012	-0,001	-0,015	0,999	-0,001
$5/2^+$	144,39	145	-	-0,001	-0,630	-0,007	-0,052	0,013	0,001	0,017	0,774	0,002
$7/2^+$	174,99	174	-0,010	-0,001	0,104	-0,011	0,096	0,027	-0,003	-0,025	0,989	-0,002
$9/2^+$	-	407	0,033	0,000	-0,360	-0,013	0,012	0,030	0,002	0,042	0,931	0,006
$11/2^+$	451,30	454	-0,047	-0,004	0,203	-0,017	0,166	0,041	-0,004	-0,028	0,962	-0,002
$13/2^+$	-	792	0,051	0,001	-0,370	-0,019	0,021	0,042	0,001	0,062	0,924	0,008
$15/2^+$	829,80	854	-0,121	-0,013	0,284	-0,022	0,236	0,054	-0,005	-0,026	0,919	-0,001
$17/2^+$	-	1300	0,070	0,003	-0,397	-0,024	0,022	0,053	0,001	0,080	0,909	0,012
$19/2^+$	1294,6	1376	-0,238	-0,033	0,316	-0,028	0,282	0,065	-0,006	-0,021	0,870	-0,001
$7/2^+ [404]$:												
$7/2^+$	23,3	23	0,997	0,037	0,068	0,001	0,013	0,000	0,000	0,001	0,002	0,000
$9/2^+$	164,7	159	0,992	0,056	0,106	0,003	0,026	0,001	0,000	0,002	0,005	0,000
$11/2^+$	331,1	325	0,986	0,073	0,143	0,005	0,044	0,001	0,001	0,003	0,011	0,000
$13/2^+$	521,1	520	0,977	0,088	0,183	0,007	0,068	0,002	0,001	0,009	0,017	0,000
$15/2^+$	732,5	745	0,963	0,102	0,225	0,009	0,095	0,004	0,001	0,009	0,035	0,000
$17/2^+$	962,8	1000	0,942	0,118	0,278	0,011	0,137	0,006	0,001	0,024	0,043	0,001
$19/2^+$	1211,0	1284	0,917	0,127	0,326	0,013	0,173	0,010	0,003	0,018	0,081	0,000
$5/2^+ [402]$:												
$5/2^+$	136,7	137	-	0,001	0,756	-0,005	0,191	0,016	0,001	0,025	0,627	0,002
$7/2^+$	268,4	238	-0,068	0,000	0,956	0,002	0,297	0,003	0,002	0,020	-0,125	0,001
$9/2^+$	-	356	-0,103	-0,002	0,887	-0,004	0,355	0,019	0,002	0,045	0,331	0,002
$3/2^+ [411]$:												
$3/2^+$	366,4	366	-	-	-	0,000	0,999	-0,000	0,002	0,033	-0,037	0,000
$5/2^+$	449,2	452	-	0,009	-0,181	0,001	0,978	-0,003	0,002	0,064	-0,083	0,000
$7/2^+$	559,6	570	0,005	0,014	-0,287	0,002	0,989	-0,004	0,005	0,072	-0,063	0,001
$9/2^+$	-	724	0,010	0,018	-0,328	0,004	0,929	-0,009	0,003	0,089	-0,143	0,000

дуемых изотопах тулия. Можно предположить, что правильный учет деформаций указанных состояний позволит еще более улучшить согласие с экспериментом.

Обычно расчеты в рамках квазичастично-фононной модели проводят без учета диагональных матричных элементов квадрупольного оператора \hat{Q}_{20} . Это позволяет исключить так называемые духовые состояния, которые связаны с появлением лишних решений для состояний 0^+ в четно-четном остоле рассматриваемого нечетного изотопа. В то же время очевидно, что такие расчеты недостаточно точно позволяют определить характеристики неротационных состояний нечетных ядер тулия, так как бета-вибрационные состояния в соседних четно-четных ядрах располагаются достаточно низко / $\leq 1 \text{ МэВ}$ /. Поэтому можно ожидать присутствия заметных бета-вибрационных

Таблица 6

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания уровней вращательных полос отрицательной четности ^{163}Tm / $\lambda = -6,04$ МэВ, $\Delta = 0,93$ МэВ, $A = 16,3$ кэВ/

Полосы: I^π	E(мэВ)		Амплитуды смешивания C_{IK}								
	эксп.	теор.	11/2 ⁻ [505]	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁻ [523]	5/2 ⁻ [532]	3/2 ⁻ [541]	3/2 ⁻ [532]	1/2 ⁻ [550]	1/2 ⁻ [541]	1/2 ⁻ [530]
7/2 ⁻ [505]:											
7/2 ⁻	85,9	87	-	-	0,981	0,136	0,016	0,001	0,002	-0,000	-0,000
9/2 ⁻	174,6	174	-	0,210	0,968	0,193	0,029	0,001	0,003	-0,001	-0,000
11/2 ⁻	290,1	288	0,015	0,278	0,930	0,236	0,043	0,002	0,008	-0,002	-0,001
13/2 ⁻	438,9	430	0,028	0,320	0,906	0,271	0,057	0,003	0,009	-0,002	-0,000
15/2 ⁻	603,3	601	0,038	0,348	0,884	0,302	0,073	0,004	0,018	-0,003	-0,001
17/2 ⁻	805,0	801	0,042	0,387	0,865	0,328	0,086	0,004	0,015	-0,003	-0,001
19/2 ⁻	1011,4	1030	0,049	0,379	0,847	0,362	0,106	0,006	0,032	-0,005	-0,002
21/2 ⁻	1261,3	1291	0,056	0,388	0,833	0,372	0,115	0,006	0,023	-0,004	-0,001
1/2 ⁻ [541]:											
1/2 ⁻	217,1	217	-	-	-	-	-	0,002	1,000	-0,011	-
3/2 ⁻	283,5	287	-	-	-	-0,001	0,000	-0,177	0,005	0,984	-0,033
5/2 ⁻	-	337	-	-	-	-	-0,001	-0,131	-0,005	0,991	0,023
7/2 ⁻	(389,1)	406	-	0,001	0,001	-0,001	0,001	-0,268	0,007	0,962	-0,052
9/2 ⁻	-	533	-	-	0,001	-0,003	-0,004	-0,283	-0,012	0,958	0,043
13/2 ⁻	585,6	670	0,000	0,002	0,003	-0,001	0,001	-0,331	0,009	0,941	-0,068
17/2 ⁻	-	887	0,000	0,006	0,003	-0,007	-0,009	-0,385	-0,022	0,916	0,061
19/2 ⁻	900,6	1065	0,000	0,002	0,004	-0,001	0,002	-0,376	0,010	0,923	-0,082
18/2 ⁻	-	1230	0,002	0,013	0,007	-0,014	-0,018	-0,474	-0,033	0,895	0,075

компонентов в структуре неротационных состояний исследуемых изотопов тулия.

Мы провели расчет для изотопа ^{165}Tm также с учетом диагональных матричных элементов квадрупольного оператора. Оказалось, что энергии и структура большей части состояний изменились незначительно. В то же время сильно изменились как структура, так и энергия состояния $1/2^- [541]$. Если раньше это состояние имело структуру $88,7\% (1/2^- [541]) + 7,4\% (1/2^+ [411]) + Q_{30}$ и энергию 1063 кэВ, то при учете диагональных матричных элементов квадрупольного оператора его волновая функция приняла вид $78,3\% (1/2^- [541]) + 16,0\% (1/2^- [541]) + Q_{20} + 2,0\% (1/2^+ [411]) + Q_{30}$, а энергия стала равной 675 кэВ. Это показывает, что правильный учет бета-вибрационных состояний может улучшить согласие теоретического значения энергии этого плохо описываемого состояния с экспериментом.

5. РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРЫ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Энергии вращательных уровней и амплитуды кориолисова смешивания состояний изотопов $^{163}, ^{165}, ^{167}\text{Tm}$ рассчитывали в рамках неади-

Таблица 7

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания уровней вращательных полос положительной четности ^{165}Tm / $\lambda = -6,42$ МэВ, $\Delta = 0,84$ МэВ, $A = 14,2$ кэВ/

Полосы: I^π	E(мэВ)		Амплитуды смешивания C_{IK}									
	эксп.	теор.	7/2 ⁺ [404]	5/2 ⁺ [413]	5/2 ⁺ [402]	3/2 ⁺ [422]	3/2 ⁺ [411]	3/2 ⁺ [402]	1/2 ⁺ [431]	1/2 ⁺ [420]	1/2 ⁺ [411]	1/2 ⁺ [400]
1/2 ⁺ [411]:												
1/2 ⁺	0	0	-	-	-	-	-	-	0,001	0,008	1,000	-0,000
3/2 ⁺	11,5	12	-	-	-	-0,005	0,032	0,010	-0,002	-0,014	0,999	0,000
5/2 ⁺	129,6	129	-	-0,000	0,018	-0,008	0,072	0,017	0,002	0,026	0,997	-0,001
7/2 ⁺	158,9	159	-0,003	-0,000	0,020	-0,011	0,068	0,022	-0,003	-0,025	0,997	0,000
9/2 ⁺	362,3	365	-0,011	-0,000	0,084	-0,013	0,157	0,029	0,003	0,060	0,982	-0,003
11/2 ⁺	413,9	415	-0,018	-0,002	0,043	-0,017	0,099	0,034	-0,005	-0,034	0,983	0,000
13/2 ⁺	689,7	703	-0,043	-0,002	0,216	-0,017	0,288	0,041	0,004	0,081	0,928	-0,005
15/2 ⁺	769,2	783	-0,062	-0,007	0,065	-0,022	0,127	0,045	-0,007	-0,041	0,986	-0,000
17/2 ⁺	1103,7	1136	-0,110	-0,007	0,372	-0,019	0,434	0,049	0,004	0,116	0,803	-0,007
19/2 ⁺	1216,8	1263	-0,211	-0,026	0,065	-0,029	0,141	0,055	-0,009	-0,046	0,961	-0,001
7/2 ⁺ [404]:												
7/2 ⁺	80,9	81	0,999	0,030	0,039	0,001	0,007	0,000	0,000	0,000	0,002	-0,000
9/2 ⁺	211,3	206	0,997	0,045	0,060	0,002	0,014	0,000	0,000	0,001	0,003	-0,000
11/2 ⁺	366,9	358	0,995	0,058	0,080	0,003	0,024	0,001	0,000	0,001	0,012	-0,000
13/2 ⁺	546,1	538	0,992	0,071	0,100	0,005	0,035	0,001	0,000	0,004	0,011	-0,000
15/2 ⁺	747,4	746	0,986	0,083	0,123	0,006	0,062	0,003	0,001	0,002	0,048	-0,000
17/2 ⁺	968,4	981	0,982	0,095	0,146	0,008	0,069	0,003	0,001	0,011	0,028	-0,000
19/2 ⁺	1207,7	1243	0,985	0,104	0,180	0,005	0,107	0,013	0,000	0,001	0,184	-0,000
5/2 ⁺ [402]:												
5/2 ⁺	315,5	316	-	0,002	0,962	0,001	0,271	0,003	0,001	0,011	-0,038	-0,000
7/2 ⁺	419,8	399	-0,038	0,002	0,925	0,001	0,376	0,005	0,002	0,022	-0,044	-0,000
9/2 ⁺	562,0	511	-0,069	0,002	0,891	0,003	0,425	0,003	0,001	0,026	-0,146	-0,000
11/2 ⁺	-	646	-0,080	0,002	0,863	0,003	0,489	0,006	0,004	0,043	-0,087	-0,001
3/2 ⁺ [411]:												
3/2 ⁺	415,9	416	-	-	-	0,000	0,999	0,000	0,002	0,027	-0,032	-0,000
5/2 ⁺	491,2	500	-	0,006	-0,273	0,001	0,959	-0,002	0,002	0,043	-0,065	-0,001
7/2 ⁺	582,3	612	0,008	0,010	-0,378	0,001	0,922	-0,004	0,006	0,097	-0,063	-0,001
9/2 ⁺	715,9	756	0,014	0,013	-0,442	0,002	0,888	-0,008	0,003	0,089	-0,107	-0,001

абатической вращательной модели /НВМ/ /16/ с учетом поляризационных эффектов, связанных с трехквaziчастичными возбуждениями. Диагонализация матрицы взаимодействия Кориолиса проводилась в ограниченном базисе квазичастичных состояний одной четности. При расчете состояний одной четности учитывались орбитали из подболочек $1h 11/2 (11/2^- [505], 9/2^- [514], 7/2^- [523], 5/2^- [532], 3/2^- [541], 1/2^- [550])$, $2f 7/2 (3/2^- [532], 1/2^- [541])$ и $1h 9/2 (1/2^- [530])$. При расчете состояний положительной четности учитывались орбитали из подболочек $1g 7/2 (7/2^+ [404], 5/2^+ [413], 3/2^+ [422], 1/2^+ [431])$, $2d 5/2 (5/2^+ [402], 3/2^+ [411], 1/2^+ [420])$, $2d 3/2 (3/2^+ [402], 1/2^+ [411])$ и $3s 1/2 (1/2^+ [400])$.

Таблица 8

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания уровней вращательных полос отрицательной четности $^{165}\text{Tm} / \lambda = -6,41 \text{ МэВ}$, $\Delta = 0,74 \text{ МэВ}$, $A = 15,8 \text{ кэВ}$

$I^\pi K(\text{Mn}_2A)$	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{IK}									
	эсп.	теор.	1/2 ⁻ [505]	9/2 ⁻ [514]	7/2 ⁻ [523]	5/2 ⁻ [532]	3/2 ⁻ [541]	3/2 ⁻ [531]	1/2 ⁻ [550]	1/2 ⁻ [541]	1/2 ⁻ [530]	
1/2 ⁻ 1/2 ⁻ [541]	158,2	158	-	-	-	-	-	-	-0,002	1,000	0,009	
5/2 ⁻	181,7	171	-	-	-	0,001	-0,000	0,302	-0,004	0,953	0,026	
3/2 ⁻	275,3	269	-	-	-	-	0,000	0,286	0,005	0,956	-0,017	
9/2 ⁻	293,5	289	-	-0,002	-0,008	-0,000	-0,001	0,397	-0,005	0,917	0,040	
7/2 ⁻	450,3	419	-	-	-0,002	0,002	0,002	0,510	0,010	0,260	-0,028	
13/2 ⁻	498,4	526	-0,001	-0,015	-0,045	-0,012	-0,004	0,447	-0,006	0,882	0,052	
17/2 ⁻	796,9	885	-0,018	-0,178	-0,457	-0,175	-0,048	0,406	-0,014	0,747	0,053	
15/2 ⁻	-	1034	-0,001	-0,006	-0,009	0,005	0,009	0,656	0,024	0,753	-0,044	
21/2 ⁻	1186,6	1307	0,020	0,156	0,364	0,169	0,049	0,450	0,004	0,778	0,064	
7/2 ⁻ 7/2 ⁻ [523]	160,5	161	-	-	0,991	0,136	0,015	0,001	0,002	0,001	-0,000	
9/2 ⁻	252,4	252	-	0,194	0,961	0,195	0,029	0,004	0,003	0,007	0,000	
11/2 ⁻	370,2	369	0,012	0,258	0,935	0,240	0,043	0,003	0,008	0,002	-0,000	
13/2 ⁻	512,7	513	0,021	0,297	0,910	0,277	0,057	0,024	0,008	0,043	0,002	
15/2 ⁻	676,9	684	0,028	0,323	0,890	0,310	0,074	0,006	0,019	0,005	-0,001	
17/2 ⁻	868,0	884	0,029	0,290	0,743	0,289	0,074	0,252	0,010	0,457	0,032	
19/2 ⁻	1074,5	1112	0,040	0,351	0,864	0,364	0,108	0,009	0,034	0,007	-0,002	
21/2 ⁻	1311,0	1371	0,041	0,324	0,757	0,347	0,108	-0,213	0,025	-0,376	-0,032	
9/2 ⁻ 9/2 ⁻ [514]	834,4	834	-	0,980	-0,183	-0,072	-0,014	-0,002	-0,002	0,001	0,000	
11/2 ⁻	972,6	1019	0,089	0,982	-0,232	-0,128	-0,033	-0,000	-0,008	0,003	0,000	
13/2 ⁻	-	1231	0,086	0,948	-0,251	-0,183	-0,086	-0,006	-0,011	0,003	0,001	

Неадиабатическая вращательная модель в качестве свободных параметров использует коллективные параметры четно-четного остова - инерционный параметр $\Lambda = \hbar / 27$, g_R -фактор и квадрупольный момент Q_0 . При расчетах в рамках НВМ варьируется также энергетическая щель Δ , величина которой в расчетах получается меньше величины щели для четно-четного остова. Это объясняется анти-спаривательным характером взаимодействия Кориолиса 167 .

Сравнение полученных в расчетах энергий вращательных состояний с экспериментальными значениями проводится в табл.5-10. Здесь же приведены амплитуды смешивания одноквазичастичных состояний. Видно, что в рамках НВМ можно получить неплохое согласие с экспериментом.

В исследуемых изотопах тулия расчеты указывают на смешивание полос $5/2^+ [402]$ с $3/2^+ [411]$. В изотопах $^{163,165}\text{Tm}$ смешивание еще незначительно, в ^{167}Tm кориолисово смешивание этих состояний настолько велико, что вклад компонентов $5/2^+ [402]$ и $3/2^+ [411]$ в структуру состояний смешанной полосы сравним, и составляет приблизительно по 50%. В изотопе ^{163}Tm компонент $5/2^+ [402]$ имеет заметный вклад в структуру вращательной полосы основного состояния, например, его вклад в состояние $5/2^+ 1/2 [411]$ достигает 40%.

Таблица 9

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания уровней вращательных полос положительной четности $^{167}\text{Tm} / \lambda = -6,82 \text{ МэВ}$, $\Delta = 0,69 \text{ МэВ}$, $A = 12,6 \text{ кэВ}$

Полоса : I^π	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{IK}											
	эсп.	теор.	7/2 ⁺ [404]	5/2 ⁺ [413]	5/2 ⁺ [402]	3/2 ⁺ [422]	3/2 ⁺ [411]	3/2 ⁺ [402]	1/2 ⁺ [431]	1/2 ⁺ [420]	1/2 ⁺ [411]	1/2 ⁺ [400]		
1/2 ⁺ [411] :														
1/2 ⁺	0	0	-	-	-	-	-	-	0,001	0,006	1,000	-0,001		
3/2 ⁺	10,5	11	-	-	-	-0,004	0,024	-0,007	-0,001	-0,012	1,000	0,001		
5/2 ⁺	116,7	115	-	-0,000	0,005	-0,006	0,049	-0,012	0,002	0,021	0,998	-0,003		
7/2 ⁺	142,6	143	0,002	-0,000	0,007	0,009	0,049	-0,016	-0,003	-0,021	0,998	0,002		
9/2 ⁺	326,6	328	-0,009	-0,000	0,019	-0,011	0,096	-0,021	0,003	0,038	0,994	-0,006		
11/2 ⁺	371,2	373	0,005	-0,001	0,015	-0,014	0,070	-0,025	-0,005	-0,030	0,997	0,002		
13/2 ⁺	622,2	637	-0,026	-0,001	0,044	-0,018	0,155	-0,031	0,004	0,059	0,994	-0,010		
15/2 ⁺	689,3	702	0,008	-0,001	0,025	-0,018	0,088	-0,033	-0,006	-0,037	0,994	0,002		
17/2 ⁺	993,7	1041	-0,060	-0,004	0,082	-0,019	0,228	-0,040	0,005	0,085	0,964	-0,014		
19/2 ⁺	1086,7	1131	0,011	-0,002	0,036	-0,023	0,104	-0,041	-0,008	-0,044	0,992	0,002		
21/2 ⁺	1429,7	1538	-0,124	-0,009	0,130	-0,023	0,311	-0,048	0,005	0,114	0,925	-0,020		
7/2 ⁺ [404] :														
7/2 ⁺	179,6	180	0,999	0,022	0,027	0,001	0,004	-0,000	0,000	0,000	-0,002	-0,000		
9/2 ⁺	296,3	291	0,999	0,033	0,042	0,001	0,009	-0,000	0,000	0,001	0,007	-0,000		
11/2 ⁺	436,2	428	0,998	0,043	0,054	0,002	0,013	-0,000	0,000	0,001	-0,006	-0,000		
13/2 ⁺	597,6	589	0,996	0,052	0,068	0,003	0,023	-0,001	0,000	0,003	0,020	-0,000		
15/2 ⁺	779,1	775	0,994	0,061	0,080	0,004	0,026	-0,000	0,001	0,003	-0,012	-0,000		
17/2 ⁺	978,6	966	0,991	0,070	0,097	0,005	0,045	-0,003	0,001	0,008	0,042	-0,001		
19/2 ⁺	1194,9	1222	0,990	0,079	0,107	0,007	0,044	-0,000	0,001	0,006	-0,019	-0,000		
21/2 ⁺	1424,7	1482	0,980	0,087	0,132	0,006	0,063	-0,006	0,001	0,018	0,063	-0,002		
5/2 ⁺ [402] :														
5/2 ⁺	557,9	568	-	-0,004	0,709	-0,000	-0,704	-0,003	-0,002	-0,028	0,032	0,001		
7/2 ⁺	657,9	673	-0,016	-0,006	0,717	-0,000	-0,695	-0,005	-0,003	-0,038	0,028	0,001		
9/2 ⁺	780,6	802	-0,023	-0,009	0,720	-0,001	-0,689	-0,007	-0,003	-0,049	0,054	0,001		
11/2 ⁺	928,0	954	-0,029	-0,012	0,728	-0,001	-0,682	-0,008	-0,008	-0,057	0,035	0,001		
13/2 ⁺	1096,6	1132	-0,034	-0,014	0,727	-0,002	-0,677	-0,011	-0,003	-0,070	0,077	0,000		
15/2 ⁺	1281,6	1332	-0,038	-0,017	0,736	-0,002	-0,670	-0,012	-0,008	-0,075	0,036	0,001		
3/2 ⁺ [411] :														
3/2 ⁺	471,3	471	-	-	-	0,000	0,997	0,000	0,002	0,004	-0,023	-0,001		
5/2 ⁺	522,4	497	-	0,004	0,705	0,001	0,707	-0,002	0,002	0,027	-0,038	-0,001		
7/2 ⁺	602,2	564	-0,021	0,005	0,696	0,001	0,715	-0,004	0,003	0,087	-0,038	-0,001		
9/2 ⁺	709,3	659	-0,034	0,006	0,692	0,002	0,714	-0,004	0,003	0,047	-0,063	-0,001		
11/2 ⁺	840,4	777	-0,046	0,007	0,684	0,002	0,724	-0,005	0,008	0,067	-0,068	-0,002		
13/2 ⁺	1001,3	924	-0,056	0,008	0,682	0,004	0,712	-0,003	0,003	0,063	-0,145	-0,002		

Среди состояний отрицательной четности смешиваются состояния полос $7/2^- [523]$, $5/2^- [532]$ и $9/2^- [514]$. Следует заметить, что для вращательной полосы $1/2^- [541]$ ни при каких разумных значениях параметра щели Δ инерциального параметра Λ не удастся воспроизвести даже последовательности уровней. Это связано с тем, что одночастичный параметр развязывания такой полосы ве-

Таблица 10

Энергии и амплитуды кориолисова смешивания уровней вращательных полос отрицательной четности $^{167}\text{Tm} / \lambda =$
 $= -6,81 \text{ МэВ}, \Delta = 0,69 \text{ МэВ}, A = 15,0 \text{ кэВ/}$

$I^\pi K(\pi n_p A)$	E(кэВ)		Амплитуды смешивания C_{JK}								
	эксп.	теор.	11/2 [505]	9/2 [514]	7/2 [523]	5/2 [532]	3/2 [541]	3/2 [531]	1/2 [550]	1/2 [541]	1/2 [530]
1/2 ⁻ 1/2 [541]	171,7	172	-	-	-	-	-	-	-0,002	1,000	0,007
5/2 ⁻	187,8	195	-	-	-	0,000	-0,001	0,202	-0,004	0,979	0,020
3/2 ⁻	(282,4)	301	-	-	-	-	-0,000	0,167	0,004	0,986	-0,014
9/2 ⁻	285,9	318	-	0,000	0,001	0,000	-0,002	0,294	-0,005	0,955	0,032
7/2 ⁻	463,0	483	-	-	-0,001	0,001	0,001	0,354	0,009	0,935	-0,025
13/2 ⁻	470,6	551	0,000	0,000	0,001	0,001	-0,003	0,354	-0,007	0,934	0,042
11/2 ⁻	699,2	754	-0,000	-0,001	-0,003	0,002	0,003	0,480	0,016	0,876	-0,034
17/2 ⁻	741,8	897	0,000	0,000	0,001	0,000	-0,004	0,394	-0,007	0,918	0,050
15/2 ⁻	1007,7	1125	-0,000	-0,004	-0,006	0,003	0,007	0,560	0,023	0,827	-0,042
21/2 ⁻	1096,4	1360	-0,000	-0,000	-0,001	-0,000	-0,005	0,423	-0,008	0,904	0,058
19/2 ⁻	1381,2	1605	-0,001	-0,008	-0,011	0,005	0,012	0,610	0,032	0,790	-0,040
7/2 ⁻ 7/2 [523]	292,9	293	-	-	0,991	0,135	0,016	0,001	0,002	0,001	-0,000
9/2 ⁻	383,8	382	-	0,182	0,964	0,194	0,029	0,000	0,004	-0,001	-0,000
11/2 ⁻	496,7	496	0,010	0,244	0,539	0,240	0,044	0,002	0,005	0,002	-0,000
13/2 ⁻	631,9	636	0,017	0,282	0,916	0,278	0,059	0,001	0,009	-0,001	-0,000
15/2 ⁻	797,9	801	0,024	0,306	0,886	0,312	0,077	0,004	0,020	0,003	-0,001
17/2 ⁻	965,9	993	0,029	0,323	0,878	0,340	0,091	0,002	0,017	-0,001	-0,001
19/2 ⁻	1161,0	1211	0,034	0,333	0,859	0,368	0,113	0,006	0,037	0,005	-0,001
21/2 ⁻	1378,3	1439	0,039	0,341	0,845	0,390	0,124	0,003	0,026	0,000	-0,001
3/2 ⁻ 3/2 [531]	862,9	863	-	-	-	-	0,000	0,986	0,002	-0,166	0,007
5/2 ⁻	882,2	944	-	-	-	0,004	0,001	0,979	0,005	-0,202	0,001
7/2 ⁻	936,4	1094	-	-	-0,001	0,006	0,002	0,936	0,002	-0,364	0,022
9/2 ⁻	1008,6	1232	-	0,001	-0,003	0,010	0,006	0,956	0,009	-0,294	-0,003
9/2 ⁻ 9/2 [514]	929,8	929	-	0,983	-0,172	-0,066	-0,014	-0,001	-0,002	0,000	0,000
11/2 ⁻	1044,1	1104	0,061	0,966	-0,220	-0,118	-0,032	-0,000	-0,009	0,002	0,000
13/2 ⁻	-	1303	0,074	0,962	-0,239	-0,170	-0,064	-0,003	-0,011	0,001	0,000

лик /3,71 для ^{163}Tm , 3,86 для ^{165}Tm и 3,99 для ^{167}Tm . Использование приведенных в [7] величин параметра развязывания /2,635 для ^{167}Tm , 2,337 для ^{165}Tm позволило получить удовлетворительное согласие с экспериментом для аномальной полосы $1/2^- [541]$. Параметр развязывания для ^{163}Tm мы определили экстраполяцией значений для ^{165}Tm и ^{167}Tm как 2,039.

Ослабление параметра развязывания /~0,6/ показывает, что при расчете энергий вращательных состояний необходимо учитывать эффекты, приводящие к перенормировке матричных элементов. К такой перенормировке, по-видимому, может привести учет квазичастично-фононного взаимодействия, поскольку состояние $1/2^- [541]$ не является чисто одноквазичастичным /см.табл.2-4/.

Согласие теоретического вращательного спектра с экспериментальным для высоких значений спина $I > 15/2$, очевидно, можно

улучшить, если учесть зависимость коллективных параметров, например момента инерции, от углового момента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа интенсивностей, характера разрядки и систематики энергий изотопов тулия в настоящей работе мы предлагаем следующую интерпретацию возбужденных состояний ядра ^{163}Tm : состояние 136,7 кэВ - как $5/2^+ 5/2 [402]$, состояние 258,35 кэВ - как $7/2^+ 5/2 [402]$, состояния 366,36; 449,22 и 559,56 кэВ - как уровни $3/2^+$, $5/2^+$ и $7/2^+$ вращательной полосы $3/2^+ [411]$ соответственно, а состояния 369,51 и 498,0 кэВ - как уровни $9/2^-$ и $7/2^-$ аномальной вращательной полосы $1/2^- [541]$. Введение в схему распада ^{163}Yb уровня 288,5 кэВ считаем предварительным. В распаде ^{165}Yb уровень с энергией 416,0 кэВ вводим и интерпретируем как состояние $3/2^+ 3/2 [411]$, при этом исключаем состояние с энергией 1790,4 кэВ и вводим состояние с энергией 1595,4 кэВ.

Результаты расчетов в рамках модели независимых квазичастиц и квазичастично-фононной модели подтверждают предложенную нами интерпретацию уровней и показывают, что учет квазичастично-фононного взаимодействия улучшает согласие теоретических энергий с экспериментальными по сравнению с моделью независимых квазичастиц.

Неротационные состояния исследуемых изотопов тулия не являются чисто одноквазичастичными и имеют во многих случаях заметные коллективные компоненты, связанные в основном с гамма-вибрациями в четно-четном остове. Результаты расчетов показывают, что наблюдаемое в эксперименте состояние с $K^\pi = 5/2^+$ можно, в принципе, трактовать как гамма-вибрационное ($1/2^+ [411]$, $K=2$).

Расчет энергий вращательных состояний в рамках неадиабатической вращательной модели показывает, что можно получить неплохое согласие с экспериментом. Для аномальной вращательной полосы $1/2^- [541]$ необходимо вводить коэффициент ослабления параметра развязывания, равный ~0,6, что можно объяснить перенормировкой одночастичных матричных элементов при учете квазичастично-фононного взаимодействия.

Следует отметить, что корректный учет различия в деформациях одночастичных состояний может, очевидно, привести к улучшению согласия теории с экспериментом. При расчете вращательных спектров для описания высоколежащих состояний желательнее учитывать зависимость коллективных параметров, например момента инерции, от спина.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Boer F.W.N. et al. Radiochimica Acta, 1972, 17, p.218.
2. Adam J. et al. Nucl.Phys., 1975, A254, p.63.

3. Paris P. Comp.Rend., 1967, 265, p.510.
4. Adam J. et al. Czech.J.Phys., 1978, B28, p.865.
5. Tamura T. et al. Phys.Rev., 1973, C8, p.2425.
6. Svensson L.-G. et al. Phys.Scr., 1976, 13, p.193.
7. Cheung H.C. et al. Can.J.Phys., 1974, 52, p.2108.
8. Funke L. et al. Nucl.Phys., 1971, A175, p.101.
9. Winter G. et al. Nucl.Phys., 1970, A151, p.337.
10. Olbrich S. et al. Nucl.Phys., 1980, A342, p.133.
11. Foin C. et al. Nucl.Phys., 1977, A289, p.77.
12. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
13. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
14. Иванова С.П., Широкова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-9081, Дубна, 1975.
15. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.
16. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.941.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1984 года

Адам И. и др.

P6-84-206

Исследование характеристик возбужденных состояний
изотопов $^{163,165,167}\text{Tm}$

На основе анализа интенсивностей, характера разрядки и систематики энергий вращательных состояний в нечетно-протонных изотопах тулия с $A=161-169$, для изотопа ^{163}Tm предложена интерпретация состояния с энергией 136,7 кэВ как $5/2^+5/2[402]$, 258,4 кэВ - как $7/2^+5/2[402]$; 366,36; 449,22 и 559,56 кэВ - как уровни $3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$ вращательной полосы $3/2^+[411]$ соответственно. В изотопе ^{165}Tm интерпретируется как $3/2^+3/2[411]$ уровень с энергией 416,0 кэВ, исключается из схемы уровней состояние с энергией 1790,4 кэВ и вводится состояние с энергией 1595,4 кэВ. В рамках модели независимых квазичастиц и квазичастично-фононной модели проведен расчет энергий и структуры неротационных состояний изотопов тулия с $A = 163, 165, 167$. В рамках неадиабатической вращательной модели рассчитаны энергии и амплитуды кориолисова смешивания вращательных состояний изучаемых изотопов тулия. Результаты расчетов сравниваются с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Adam J. et al.

P6-84-206

Investigation of Excited State Characteristics
in $^{163,165,167}\text{Tm}$ Isotopes

The interpretation of the state with 136.7 keV energy as $5/2^+5/2[402]$, 258.4 keV as $7/2^+5/2[402]$ and 366.36, 449.22, 559.56 keV as the levels $3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$ of rotational band $3/2^+[411]$ accordingly in ^{163}Tm is proposed on the basis of analysis of transition intensity, depopulating character and rotational state systematics in odd-Z thulium isotopes with $A = 161-169$. In ^{165}Tm the level with energy 416.0 keV is interpreted as $3/2^+[411]$, state 1790.4 keV is excluded from level scheme and state 1595 keV is introduced. The energies and nonrotational state structure in thulium isotopes with $A = 163, 165, 167$ are calculated in terms of independent quasiparticle and quasiparticle-phonon models. Energies and Coriolis mixing amplitudes of rotational states in studied thulium isotopes are calculated in terms of nonadiabatic rotor model.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984