

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



9/i-78

A-50

P6 - 10861

Б.А.Аликов, М.И.Базнат, Ф.Р.Май, М.М.Маликов,
Т.М.Муминов, В.В.Пашкевич

157/2-78

АНАЛИЗ СВОЙСТВ

НЕЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ТЕРБИЯ

С А = 149, 151, 153, 155 и 157

1977

P6 - 10861

Б.А.Аликов, М.И.Базнат, Ф.Р.Май, М.М.Маликов,
Т.М.Муминов, В.В.Пашкевич

АНАЛИЗ СВОЙСТВ

НЕЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ТЕРБИЯ

С $A = 149, 151, 153, 155$ и 157

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

Анализ свойств нечётно-чётных изотопов тербия с
 $A = 149, 151, 153, 155$ и 157

В настоящей работе на примере нечётно-чётных изотопов тербия с $A = 149, 151, 153, 155$ и 157 исследовались свойства ядер при изменении их формы от сферической к деформированной. Методом оболочечной поправки Струтинского были рассчитаны полные энергии ядер тербия в зависимости от квадрупольной и гексадекапольной деформации для нижайших одночастичных состояний.

В рамках неадиабатической модели с учётом взаимодействия Кориолиса были рассчитаны вращательные спектры и вероятности $M1$ -, $E2$ - и $E1$ -переходов в изотопах тербия с $A = 153, 155, 157$.

Результаты расчётов сравниваются с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Analysis of the Properties of Odd-Even Tb Isotopes
with $A=149, 151, 153, 155,$ and 157

The properties of nuclei of different shapes ranging from spherical to deformed ones have been studied using odd-even Tb isotopes with $A=149, 151, 153, 155,$ and 157 as examples. The total energies of the lowest single-particle states of the Tb nuclei were calculated as a function of quadrupole and hexadecapole deformations by the shell correction method of Strutinsky. The rotational spectra and probabilities of the $M1, E2,$ and $E1$ transitions in the Tb isotopes with $A=149, 151, 153, 155$ and 157 were calculated in the framework of the nonadiabatic model taking into account the Coriolis interaction.

The calculated results are compared with available experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Введение

В настоящее время вопрос о свойствах ядер переходной области редкоземельных элементов приобретает все большую актуальность.

До недавнего времени считалось, что ядра с числом нейтронов $N \geq 90$ имеют стабильную равновесную деформацию, а ядра с $N = 88$ рассматривались как почти сферические, хотя и не отвергалась возможность существования в этих ядрах деформированных форм при более высоких энергиях возбуждения.

В 1976 году при исследовании в ядерных реакциях свойств ядер ^{151}Eu и ^{153}Tb были обнаружены хорошо развитые ротационные полосы положительной и отрицательной четности со специфическими свойствами¹⁻³. В 1977 году в работах Аликова и др.⁴ было высказано предположение, что основное состояние $^{151}\text{Tb}_{88}$ имеет отрицательную деформацию и характеризуется квантовыми числами $1/2^+ [420]$.

В настоящей работе на примере нечетно-четных изотопов тербия с $A = 149, 151, 153, 155, 157$ исследовались свойства ядер при изменении их формы от сферической к деформированной. Методом оболочечной поправки Струтинского были рассчитаны полные энергии ядер тербия в зависимости от квадрупольной и гексадекапольной деформаций для нижайших одночастичных состояний.

В рамках неадиабатической модели с учетом взаимодействия Кориолиса были рассчитаны вращательные спектры и вероятности $M1^-$, $E2^-$ и $E1^-$ -переходов в изотопах тербия с $A = 153, 155, 157$.

Результаты расчетов сравниваются с известными экспериментальными данными.

1. Равновесные деформации одночастичных состояний в нечетных ядрах Tb с $A = 149 \div 155$

Систематика результатов расчетов равновесных деформаций и других величин, характеризующих стабильность четных-четных ядер, была дана в работах^{/5,6/} на основе одночастичных деформированных потенциалов Вудса-Саксона и в работе^{/7/} - на основе потенциала Нильссона.

Свойства деформированных неврацательных состояний нечетных по A изотопов рассматривались в значительно меньшей степени.

Оценки разности деформации нечетных и соседних четно-четных ядер впервые проводились в работе^{/8/}. Отдельные изотопы этой области изучались в работе^{/9/}.

Для вычисления энергии деформации ядра мы использовали метод оболочечной поправки Струтинского^{/10,11/}. Энергия деформации в основном состоянии сверхпроводящего ядра вычислялась по формуле

$$W(\epsilon_2, \epsilon_4) = E_{LDM} + \delta U_p + \delta U_n + \delta P_p + \delta P_n, \quad /1/$$

где E_{LDM} - энергия жидкой капли, $\delta U_{p(n)}$ - оболочечная поправка для протонов /нейтронов/, а $\delta P_{p(n)}$ - оболочечная вариация энергии спаривания для протонов /нейтронов/. Здесь учитывается квадрупольная (ϵ_2) и гексадекапольная (ϵ_4) деформации. Подробное обсуждение вклада каждого из слагаемых в /1/ проводится в обзоре^{/12/}. В качестве среднего поля использовался несферический потенциал Вудса-Саксона^{/13/}. При этом параметры одночастичного потенциала, приведенные в табл. 1, были выбраны в согласии с капельной моделью^{/14/}.

Таблица 1. Параметры потенциала

	Протоны		Нейтроны	
	Среднее поле	Спин-орбит. поле	Среднее поле	Спин-орбит. поле
r (ФМ)	1,249	1,098	1,240	1,136
a (ФМ)	0,66	0,66	0,66	0,66
κ		0,214	-	0,257
\bar{V} (МэВ) -		51,4		
c_{iso}		0,60636		

Изоспиновая зависимость глубины потенциальной ямы V_0 берется в виде^{15/}:

$$V_0^{(p,n)} = \bar{V} \left[1 \pm c_{iso} \frac{N-Z}{A} \right],$$

где \bar{V} - средний потенциал, c_{iso} - изоспиновая константа.

Рассчитанные нами спектры одночастичных протонных и нейтронных энергий в зависимости от квадрупольной деформации ϵ_2 для $\epsilon_4 = 0$, а также протонные спектры для $\epsilon_4 = -0,02$ приведены на *рис. 1*.

На рисунке сплошными линиями обозначены состояния отрицательной четности, пунктирными - положительной. Числа справа и слева определяют спин, четность и порядковый номер /две последние цифры/. Например, [-507] означает, что спин равен $1/2^-$ и это седьмая орбиталь с данным спином и четностью, считая со дна ямы. Точками помечены орбитали, на которые может попасть 65-й протон.

Из рисунка видно, что для достаточно больших положительных квадрупольных деформаций / $\epsilon_2 \geq 0,20$ / 65-й протон попадает на состояние [1505], что соответствует одночастичному состоянию с характеристиками $3/2^+$ [411]. Этот факт соответствует эксперименту: основные состояния ^{155}Tb и ^{157}Tb действительно имеют эти

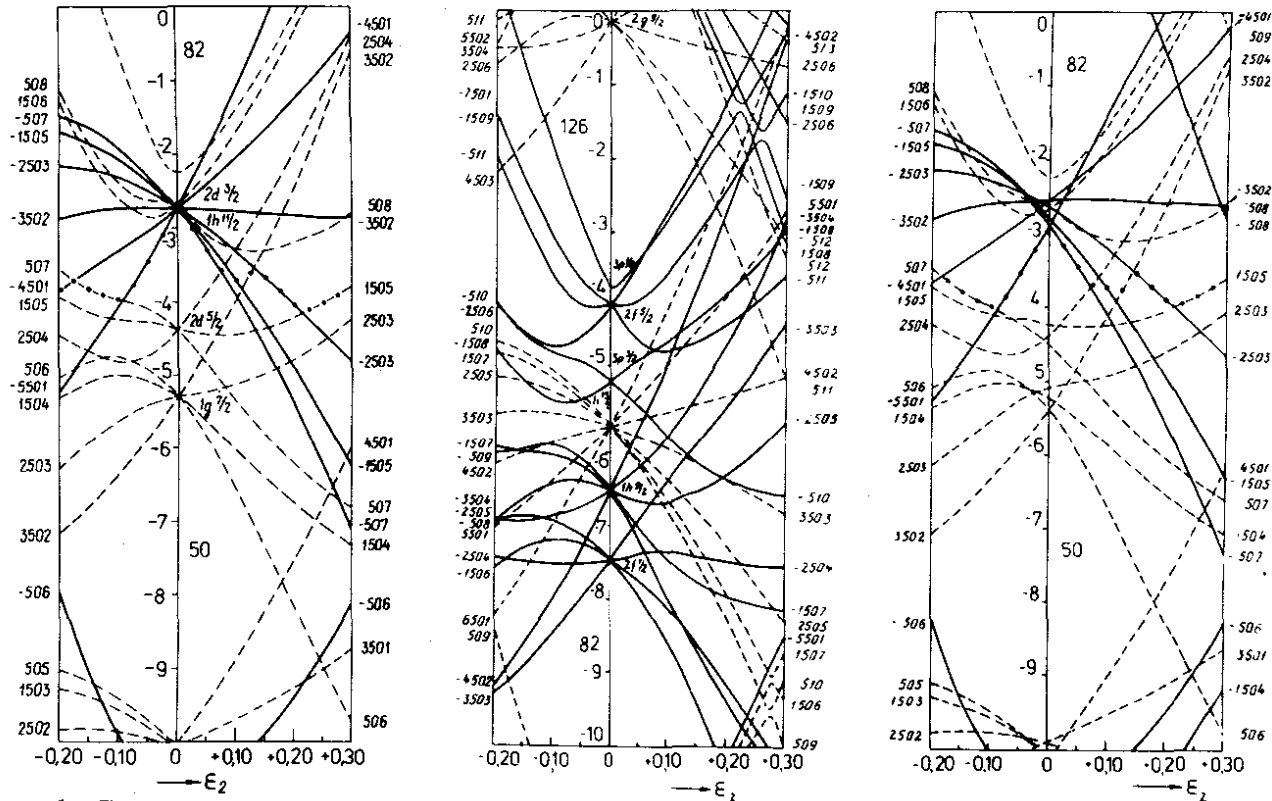


Рис. 1. Спектр протонов для $50 \leq Z \leq 82$ как функция деформации ϵ_2 /при $\epsilon_4 = 0$ /. Спектр нейтронов для $N > 82$ как функция деформации ϵ_2 /при $\epsilon_4 = 0$ /. Спектр протонов для $50 \leq Z \leq 82$ как функция деформации ϵ_2 /при $\epsilon_4 = -0,02$ /.

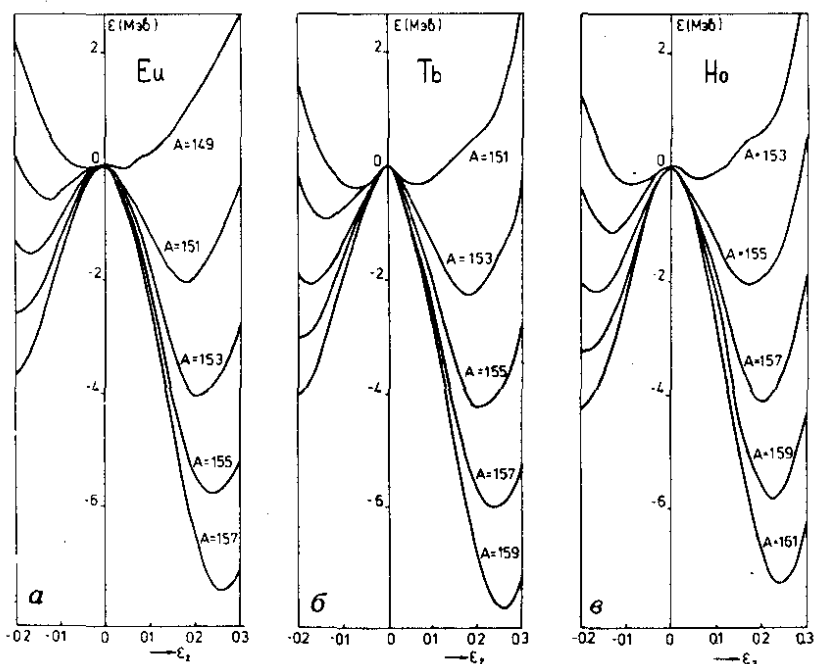


Рис. 2. Зависимость деформации от параметра квадрупольной деформации ϵ_2 для основных состояний ядер Eu, Tb и Ho.

характеристики. Ядро ^{153}Tb в основном состоянии имеет $[\pi = 5/2^+ / 16/$, на рис. 1в видим, что 65-й протон /при гексадекапольной деформации ядра $\epsilon_4 = -0,02/$ действительно может попасть на орбиталь $[2504]$, которая соответствует деформированному одночастичному состоянию $5/2^+[402]$, при этом квадрупольная деформация ядра $\epsilon_2 \approx -0,1$. Далее, известно, что спин и четность основного состояния ^{151}Tb $1^{\pi} = 1/2^+ / 17/$. Можно предположить, что основное состояние ^{151}Tb имеет отрицательную деформацию, т.к. при $\epsilon_2 \approx 0,1$ 65-й протон может попасть на орбиталь $[507]$.

Энергия спаривания в формуле /1/ вычислялась в приближении БКШ $^{18/}$. Силы /монопольного/ спаривания выбирались в соответствии с работой $^{19/}$ таким образом, чтобы получить наилучшее приближение для четно-

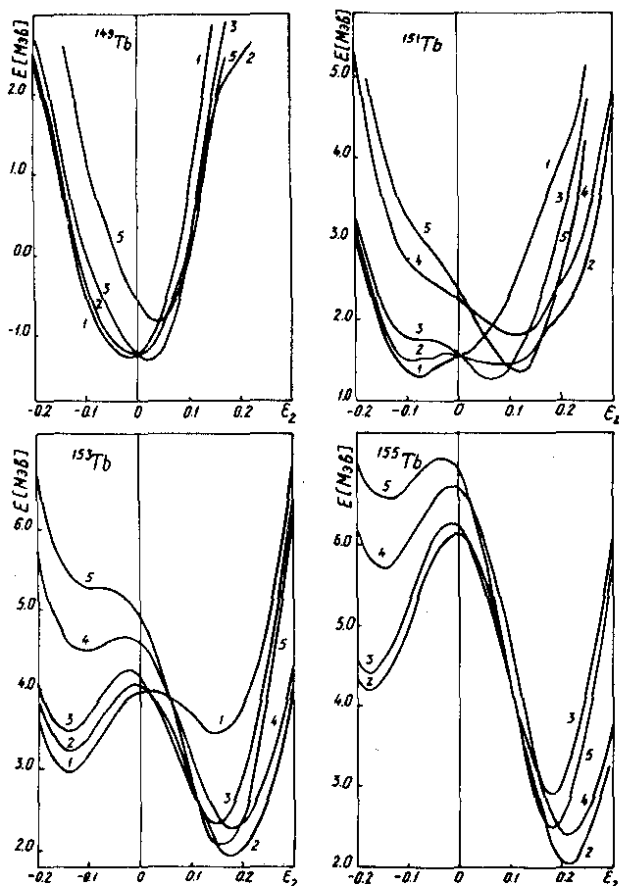


Рис. 3. Зависимость полной энергии ядер Tb от квадратичной деформации ϵ_2 при $\epsilon_4 \approx \epsilon_4^{\min}$ /. 1-соответствует состоянию $1/2^+ [420]$, 2 - $3/2^+ [411]$, 3 - $5/2^+ [402]$, 4 - $5/2^+ [413]$ и 5 - $7/2^+ [404]$.

нечетной разности масс в области редких земель. Эффект блокировки включен стандартным способом $_{18}$.

На рис. 2 и 3 представлены расчеты равновесных деформаций основных и некоторых из нижайших возбужденных одночастичных состояний ядер Tb с $A = 149-155$. Из рис. 3 видно, что для ядра ^{149}Tb предсказывается

сферическая форма в основном состоянии. В случае ^{151}Tb имеются два неглубоких минимума, левый из которых, соответствующий состоянию $1/2^+[420]$ /на рис. 1 это орбиталь [507]/, лежит в области отрицательных значений $\epsilon_2 = -0,08$, где ядро имеет сплюснутую форму.

Для ядра ^{153}Tb расчет показывает /рис. 2/, что минимум, соответствующий вытянутой форме ядра / $\epsilon_2 = 0,17$ /, лежит на 1 МэВ ниже, чем минимум, соответствующий сплюснутой форме / $\epsilon_2 = -0,15$ /. Из рис. 3 видно, что первому, более глубокому, минимуму соответствует состояние $3/2^+[411]$. Однако известно, что спин основного состояния ^{153}Tb есть $5/2^+$. Ему, по-видимому, соответствует состояние $5/2^+[402]$, которое имеет минимум в области вытянутых форм ядра, но с несколько меньшей величиной $\epsilon_2 \approx 0,14$ /рис. 3/. Кроме того, из рис. 3 видно, что в ядре ^{153}Tb так же, как и в ядре ^{151}Tb , наблюдается состояние $1/2^+[420]$, имеющее более глубокий минимум в области отрицательных значений / $\epsilon_2 = -0,14$ /.

Вычисление энергии деформации для состояний $5/2^- [532]$ и $7/2^- [523]$ в ядре ^{153}Tb показало, что ядра в этих состояниях имеют вытянутую форму с $\epsilon_2 = 0,17 - 0,18$ /на рис. 3 они не приведены/.

В случае ^{155}Tb равновесная деформация основного состояния возрастает до $\epsilon_2 \approx 0,21$ и энергетическая разность ΔE между сплюснутым и вытянутым минимумом становится равной ~ 2 МэВ /рис. 2/. Заметим, что в расчетах Ниелсена и Банкера^{/20/} переход от сферической формы к вытянутой происходит при $A=155$, авторы считают, что величина $\Delta E \approx 1,5$ МэВ для ядра ^{153}Tb недостаточно велика, чтобы обеспечить основному состоянию стабильную деформацию.

Зависимость энергии деформации для некоторых одночастичных состояний от параметра гексадекапольной деформации ϵ_4 при минимальных значениях квадрупольной деформации ϵ_2 в изотопах Tb с $A=149-155$ приведена на рис. 4. Видно, что равновесное значение ϵ_4 для основных состояний ядер ^{149}Tb и ^{151}Tb близко к нулю, а для ^{153}Tb и ^{155}Tb $\epsilon_4 = -0,02$. Кроме того, для некоторых возбужденных состояний равновесное значение гексадека-

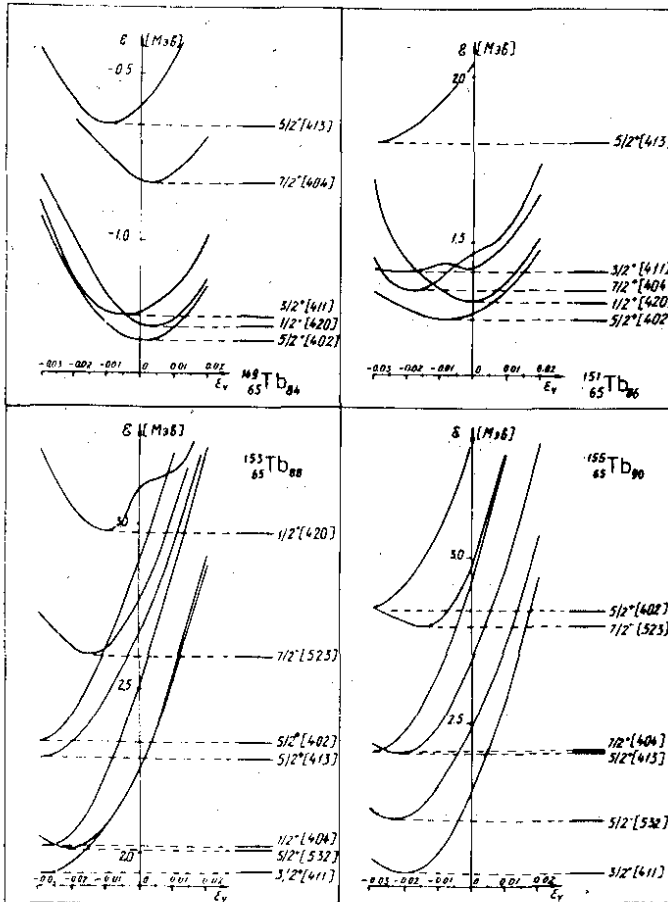


Рис. 4. Зависимость полной энергии ядер Tb от гексадекапольной деформации ϵ_4 /при $\epsilon_2 \approx \epsilon_2^{\min}$ /.

полной деформации ϵ_4 существенно отличается от того, которое соответствует основному состоянию. В дальнейшем результаты будут обсуждаться для минимальных значений гексадекапольной деформации ϵ_4^{\min} . В случае ядер ^{149}Tb и ^{155}Tb результаты расчетов показывают, что положения минимумов энергии различных одночастичных состояний изменяются незначительно; в первом случае они лежат вблизи $\epsilon_2 \approx 0$, во втором - вблизи

$\epsilon_2 \approx +0,2$. По-видимому, эти изотопы практически сохраняют свою форму при возбуждении. Другая ситуация наблюдается для изотопов ^{151}Tb и ^{153}Tb : *рис. 3* дает указание на сосуществование различных форм ядра. При этом в случае ^{151}Tb кривые энергии деформации являются очень плоскими и их минимумы, хотя и расположены на разных сторонах от нуля по оси ϵ_2 , группируются при очень малых деформациях, $\epsilon_2 \leq 0,1$. Более деформированным является ядро ^{153}Tb . Из приведенных нами расчетов следует, что ядра в состояниях $5/2^+$ [402], $7/2^+$ [404], $3/2^+$ [411], $5/2^+$ [413], $5/2^-$ [523] и $7/2^-$ [523] имеют вытянутую равновесную форму, а в состоянии $1/2^+$ [420] - сплюснутую форму.

На *рис. 2* для сравнения приведены вычисленные энергии деформаций основных состояний для соседних нечетно-четных ядер Eu и Ho. Анализируя полученные здесь результаты, мы можем сделать следующий вывод: переход от сферической формы основного состояния к деформированной происходит для изотопов Eu при $A=151$, для изотопов Tb при $A=153$ и для изотопов Ho при $A=155$. При этом мы считаем сферическими ядрами такие, для которых величины барьера и разности обеих минимумов ΔE не превышают соответственно ~ 1 МэВ и $\sim 0,5$ МэВ. Это недостаточно для того, чтобы отделить вытянутый и сплюснутый минимумы друг от друга.

Далее, из *рис. 4* следует также, что для фиксированного массового числа, например $A=157$, величина ϵ_2 изменяется от $\sim 0,25$ до $\sim 0,20$ при переходе от Eu к Ho.

Сравнение зависимостей рассчитанных и экспериментальных одночастичных энергий основных и возбужденных состояний от массового числа в случае изотопов Tb приведено на *рис. 5*.

Видно неплохое качественное согласие, однако вычисленные значения энергий возбужденных состояний систематически завышены на 200-300 кэВ и, таким образом, оказываются сдвинутыми в сторону меньших масс. Это, возможно, связано с тем, что в расчетах не учитываются коллективные эффекты, являющиеся существенными в этих ядрах /вibrации, кориолисово взаимодействие и др./.

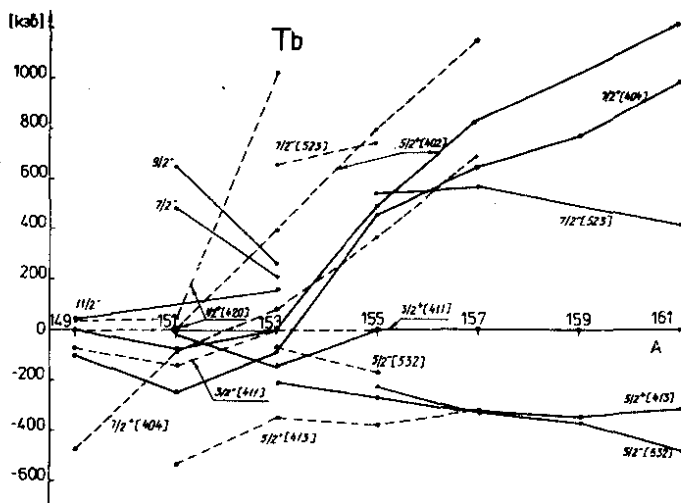


Рис. 5. Сравнение зависимости рассчитанных /пунктирные линии/ и экспериментальных /сплошные линии/ одночастичных энергий основных и возбужденных состояний ядер Tb от массового числа A. Тонкие сплошные линии - экспериментальные энергии нижайших состояний отрицательной четности в ядрах Tb при $A \leq 153$. /Состояния с положительной энергией - одночастичные, с отрицательной - дырочные/.

2. Энергии ротационных полос в изотопах Tb с $A=153, 155, 157$

Расчеты положения ротационных уровней проводились в рамках неадиабатической вращательной модели ядра, которая учитывает кориолисово взаимодействие одной или нескольких внешних частиц с вращением четно-четного остова.

Основные положения этой модели развиты в работах Пятава и др. /21-23/. Расчеты проводились в статическом приближении, т.е. не учитывалось изменение свойств остова по мере увеличения спина вращательного состояния. Это означает, что величины $1/2J$ и Δ , используемые в модели как параметры, являются постоянными в полосе.

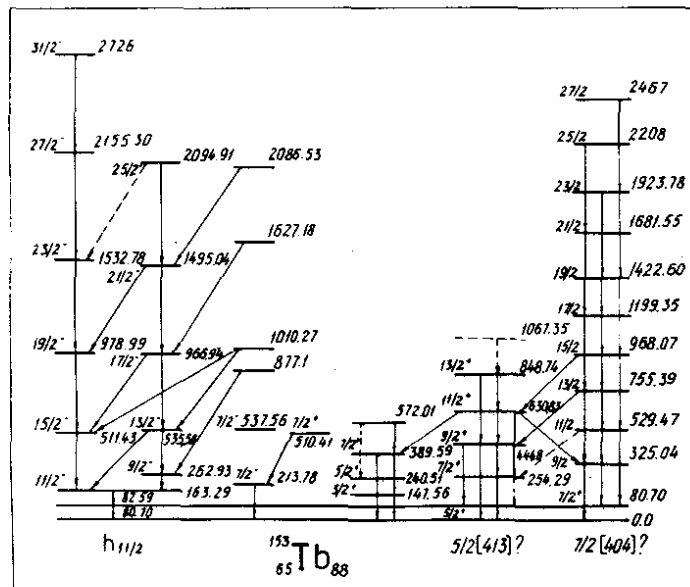
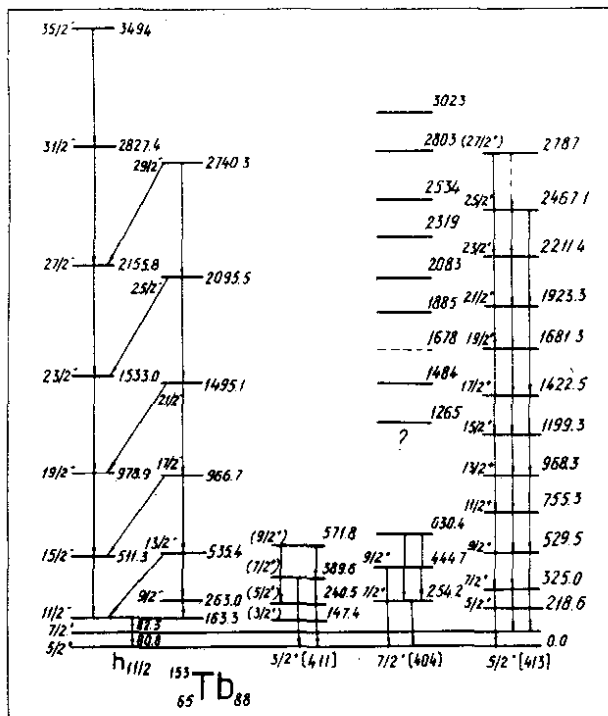


Рис. 6. Состояния ^{153}Tb , возбуждаемые в реакциях $^{153}\text{Eu}(\alpha, 4n\gamma)^{153}\text{Tb}$, $^{151}\text{Eu}(\alpha, 2n\gamma)^{153}\text{Tb}$, $^{153}\text{Tb}(\alpha, 3n\gamma)^{153}\text{Tb}$, и $^{153}\text{Eu}(\alpha, 4n\gamma)^{153}\text{Tb}$. Слева - по работе Девоуса '21', справа - по работе Винтера и др. '22'.

Как показали расчеты динамических эффектов для нечетных ядер с большой и стабильной деформацией^{/23,24/}, такое приближение оправдано для значений спина до $I \sim 23/2 \div 25/2$.

Расчеты были проведены для изотопов Tb с $A = 153, 155, 157$, вращательные спектры которых наблюдались при изучении их свойств в ядерных реакциях^{/2,3,25,26/}. Данные этих работ приведены на рис. 6 и 7.

На основе результатов, полученных в предыдущем разделе, нами приняты следующие усредненные значения равновесных деформаций, хорошо согласующиеся с экспериментальными оценками, полученными в работах^{/27,28/}: $\bar{\beta}_{20} = 0,14$ и $\bar{\beta}_{40} = 0,025$ для ^{153}Tb , $\bar{\beta}_{20} = 0,22$ и $\bar{\beta}_{40} = 0,03$ для ^{155}Tb , $\bar{\beta}_{20} = 0,26$ и $\bar{\beta}_{40} = 0,05$ для ^{157}Tb . При этом в расчетах по неадиабатической модели был использован одночастичный базис состояний в потенциале Вудса-Саксона /параметры потенциала выбирались таким образом, чтобы правильно описать последовательность низколежащих одночастичных состояний^{/29/}.

Полосы отрицательной четности построены на одночастичных состояниях подболочки $h\ 11/2$, поэтому выбранное пространство, в котором диагонализуется взаимодействие Кориолиса, включает состояние $11/2^- [505]$, $9/2^- [514]$, $7/2^- [523]$, $5/2^- [532]$, $3/2^- [541]$ и $1/2^- [550]$. Полосы положительной четности построены на состояниях подболочек $1g\ 7/2$ и $2d\ 5/2$, и поэтому в расчетах учитываются состояния этих подболочек: $7/2^+ [404]$, $5/2^+ [413]$, $3/2^+ [422]$, $1/2^+ [431]$ и $5/2^+ [402]$, $3/2^+ [402]$, $3/2^+ [411]$, $1/2^+ [420]$, а также состояния $3/2^+ [402]$, $1/2^+ [411]$ и $1/2^+ [400]$, принадлежащие другим подболочкам. Полученные в расчетах энергии этих состояний сравниваются с их экспериментальными значениями на рис. 8 и 9. Как видно из этих рисунков, результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментальными значениями энергий для состояний ^{155}Tb и ^{157}Tb и несколько хуже - для состояний ^{153}Tb . Для ^{155}Tb и ^{157}Tb наблюдаемые полосы имеют регулярный характер, хотя группирование спаренных уровней для состояний отрицательной четности указывает на присутствие достаточно сильного кориолисова смешивания.

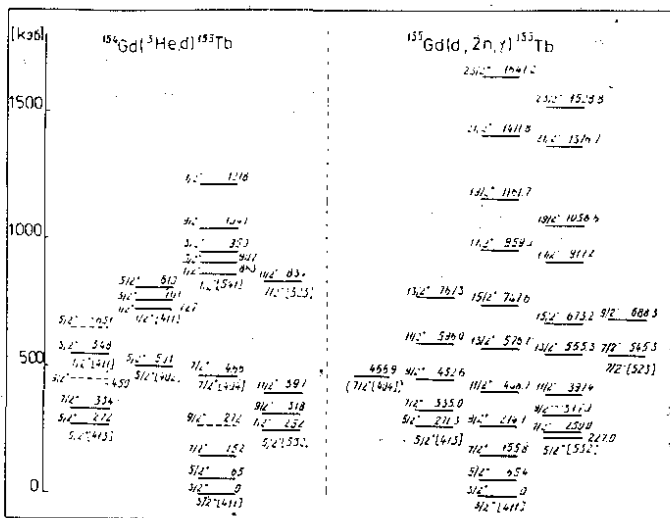
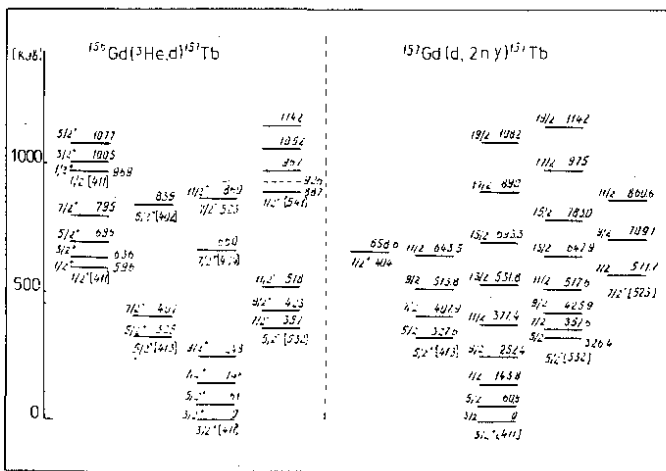


Рис. 7. Состояния ^{155}Tb и ^{157}Tb , возбуждаемые в ядерных реакциях /по работам /23,24//.

Вращательные параметры для этих полос имеют значения, характерные для достаточно сильно деформированных ядер $/1/2J \approx /13 \div 17/ \text{ кэВ}/$. Параметр Δ , используемый в модели, практически не подгонялся, поскольку результаты расчетов слабо меняются при его варьировании.

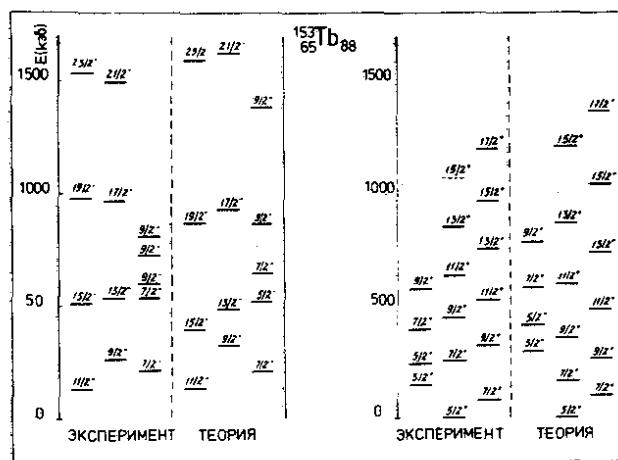


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и рассчитанных по неадиабатической модели ротационных полос отрицательной четности /"ираст"-полоса, $1/2 J = 30$ кэВ/ и положительной четности $3/2^+$ [411], $5/2^+$ [402] и $7/2^+$ [404], $1/2 J = 25$ МэВ в ядре ^{153}Tb . Параметр $\Delta = 1$ МэВ.

В ядре ^{153}Tb картина резко меняется. Меньшая величина деформации обуславливает появление ротационных полос положительной четности с очень специфическими свойствами /энергетические интервалы почти эквидистантны и с увеличением спина I очень медленно увеличиваются/, а для состояний отрицательной четности кориолисово взаимодействие приводит к полному исчезновению регулярных полос $5/2^-$ [532] и $7/2^-$ [523], наблюдаемых в ядрах ^{155}Tb и ^{157}Tb , и к появлению "ираст"-полосы и других вращательных уровней, из которых несколько состояний с $I^\pi = 7/2^-$ и $9/2^-$ лежат довольно низко.

Основной вклад в "ираст"-полосу дают состояния $1/2^-$ [550] и $3/2^-$ [541]. Для уровней со спином $I = (2n+1)+1/2$ преобладает компонента $1/2^-$ [550], а для уровней с $I = (2n+1)-1/2$ - компонента $3/2^-$ [541]. Этот факт понятен, поскольку для состояний отрицательной четности при переходе от ^{157}Tb /для которого ближайшим к поверхности Ферми является состояние $5/2^-$ [532] / к ^{153}Tb по мере уменьшения числа нейтронов ближай-

шими к поверхности Ферми становятся указанные выше состояния. Уже отмечалось, что в полосах положительной четности ядра ^{153}Tb также наблюдается довольно сильное кориолисово смешивание. Вклад лидирующей компоненты в волновую функцию для состояний полос $5/2^+[402]$ и $7/2^+[404]$ уже при значении спина $I = 9/2^+$ составляет $\sim 40\%$. Это приводит к резкому изменению энергетических интервалов между уровнями в полосах. В ядре ^{153}Tb вращательный параметр принимает значения $1/2J \sim 25 \div 30$ кэВ. Это хорошо согласуется с найденной деформацией $\sim 0,14$. Хотя результаты расчетов неплохо описывают эксперимент, видно, что для полного количественного согласия необходимо учитывать два важных эффекта:

а/ изменение деформации ядра в полосе, которое должно проходить скачкообразно при небольших спинах порядка $7/2 - 9/2$;

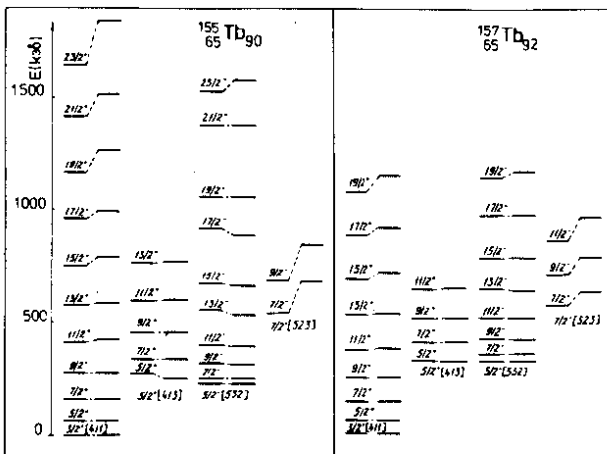


Рис. 9. Сравнение экспериментальных и рассчитанных по неадиабатической модели ротационных полос в изотопах ^{155}Tb / $1/2J = 17,5$ и $14,5$ кэВ для состояний отрицательной и положительной четности соответственно; $\Delta = 0,9$ МэВ/ и ^{157}Tb / $1/2J = 15,0$ и $12,8$ кэВ для состояний отрицательной и положительной четности соответственно; $\Delta = 0,75$ МэВ/.

б/ учет других динамических эффектов, связанных с движением остова. Последний эффект исследован теоретически^{/23,24/} и приводит к уменьшению энергий состояний с большими спинами. Все используемые нами значения параметров приведены в подписях к рис. 8 и 9, из которых следует одна характерная особенность: для полос отрицательной четности вращательный параметр больше, чем для полос положительной четности. Таким образом, переход нечетного нуклона из одного одночастичного состояния в другое приводит к перенормировке момента инерции остова.

Расчеты, проведенные нами для изотона ¹⁵³Tb - ядра ¹⁵¹Eu, показали аналогичную ситуацию, поэтому это обсуждение в полной мере можно отнести к ядру ¹⁵¹Eu. Из всего сказанного следует вывод, что в рамках неадиабатической модели можно вполне удовлетворительно описывать экспериментальные вращательные спектры ядер "переходной" области, используя всего два параметра, $1/2J$ и Δ .

3. Вероятности M1 -, E2 - и E1 - переходов. Магнитные моменты

Полученные в результате диагонализации взаимодействия Кориолиса волновые функции использовались нами в дальнейшем для вычисления других важных характеристик вращательных полос, таких, как вероятности M1 -, E2 - и E1 - переходов и магнитных моментов низко-возбужденных состояний в изотопах тербия с $A=153, 155, 157$, причем для вычисления этого набора величин используются всего два свободных параметра: квадрупольный момент Q_0 и коллективный гиромагнитный фактор g_R^0 , которые близки к соответствующим величинам для соседних четно-четных ядер.

Методика этих расчетов подробно описана в работах^{/23,30,31/}.

Рассчитанные значения вероятностей переходов сравнивались с известными экспериментальными значениями вероятностей этих переходов. Для случая ^{153,155}Tb экспе-

риментальные величины приведенных вероятностей электромагнитных переходов заимствованы из работ^{/27,28/}, а для случая ^{157}Tb определены по верхним границам периодов полураспада состояний $60,8 \text{ кэВ} / T_{1/2} \leq 0,42 \text{ нс} /$, $143,8 \text{ кэВ} / T_{1/2} \leq 0,3 \text{ нс} /$ и $326,4 \text{ кэВ} / T_{1/2} \leq 0,24 \text{ нс} /$, измеренных нами в режиме e-e задержанных совпадений по методике, изложенной в работах^{/27,32/}.

Эти значения вероятностей переходов и соответствующие им факторы торможения по Вайскопфу (F_w) и по неадиабатической модели (F_c) приведены в табл. 2.

Несмотря на то, что для большинства рассматриваемых состояний известны только верхние границы периодов полураспада, рассмотрение вытекающих из этих значений вероятностей переходов позволяет подтвердить выводы о структуре рассматриваемых уровней.

Уровень $240 \text{ кэВ} / 5/2 \ 3/2^+ [411] /$ в ^{153}Tb связан переходами с энергиями $93,0$; $159,7$ и $240,5 \text{ кэВ}$ с состояниями $3/2 \ 3/2^+ [411]$, $7/2 \ 7/2^+ [404]$ и $5/2 \ 5/2^+ [402]$. Первый переход является внутривротационным, а переходы $159,7$ и $240,5 \text{ кэВ}$ - межротационные. В соответствии с этим приведенные вероятности M1- и E2-компонент перехода 93 кэВ в $\sim 10^2$ раз больше соответствующих значений для переходов $159,7$ и $240,5 \text{ кэВ}$.

Уровень $254 \text{ кэВ} / 7/2 \ 5/2^+ [402] /$ разряжается двумя переходами: $7/2 \ 5/2^+ [402] \rightarrow 5/2 \ 5/2^+ [402]$ и $7/2 \ 5/2^+ [402] \rightarrow 7/2 \ 7/2^+ [404]$, причем вероятность внутривротационного перехода в ~ 10 раз больше, чем межротационного перехода.

Уровень $324,9 \text{ кэВ} / 9/2 \ 7/2^+ [404] /$ разряжается переходами $9/2 \ 7/2^+ [404] \rightarrow 7/2 \ 5/2^+ [402]$, $9/2 \ 7/2^+ [404] \rightarrow 5/2 \ 5/2 [402]$ и $9/2 \ 7/2^+ [404] \rightarrow 7/2 \ 7/2^+ [404]$. Вероятность E2-компоненты внутривротационного перехода $244,2 \text{ кэВ}$ заметно больше, чем межротационных переходов.

По сравнению с оценками по Вайскопфу рассчитанные вероятности переходов в ядре ^{153}Tb по неадиабатической модели существенно лучше согласуются с экспериментальными. Тем не менее для некоторых переходов расхождения между теорией и экспериментом существенны. По-видимому, это связано с различной деформацией со-

Таблица 2

$E_{ур}$ (кэВ) $T_{1/2ур}$ (нс)	E_{γ} (кэВ)	Начальное состояние 2I 2K Nn ₂ Λ	Конечное состояние 2I 2K Nn ₂ Λ	6L	B (6L)* эксп	$F_w(6L)$	$F_c(6L)$
153 65Tb ₈₈							
80.7 0.49	80.7	77 404	55 402	MI + 1.7% E2	2.97-2 1.10-1	5.57+1 4.50-2	7.40+0 3.16+0
147.5 0.84	147.5	33 4II	55 402	MI + 17.8% E2	6.99-3 1.00-1	2.37+2 5.01-2	4.32+0 6.39-1
218.6 ≤ 0.13	71.0	55 4I3	33 4II	MI + 9.1% E2	≥ 1.45-2 ≥ 4.62-1	≤ 1.14+2 ≤ 1.06-2	≤ 2.02-2 ≤ 1.99-2
	218.6	55 4I3	55 402	MI + 37% E2	≥ 1.09-2 ≥ 1.24-1	≤ 1.53+2 ≤ 2.50-2	≤ 1.30+1 ≤ 2.63+0
240.4 ≤ 0.15	93.0	53 4II	33 4II	MI + 3.1% E2	≥ 7.54-2 ≥ 3.97-1	≤ 2.20+1 ≤ 1.24-2	≤ 3.12+0 ≤ 1.24+0
	159.7	53 4II	77 404	MI + 9.1% E2	≥ 9.87-4 ≥ 5.51-3	≤ 1.68+3 ≤ 8.91-1	≤ 8.01-1 ≤ 1.50-1
	240.5	53 4II	55 402	MI + 41% E2	≥ 7.29-4 ≥ 1.24-2	≤ 2.27+3 ≤ 3.97-1	≤ 4.48+1 ≤ 3.53+0
254.2 ≤ 0.12	173.5	75 402	77 404	MI + 5.9% E2	≥ 1.40-3 ≥ 4.18-3	≤ 1.18+3 ≤ 1.17+0	≤ 5.68+1 ≤ 3.54+1
	254.2	75 402	55 402	MI + 10.6% E2	≥ 1.19-2 ≥ 3.11-2	≤ 1.40+2 ≤ 1.58-1	≤ 2.01+1 ≤ 7.49+0
262.8 0.22	99.7	(II/2 ⁻ → 9/2 ⁻) ^{***}		MI + 0.9% E2	5.52-2 7.12-2	3.00+1 6.88-2	6.30+0 1.39+0
324.9 ≤ 0.1	70.7	97 404	75 402	MI + 1.0% E2	≥ 1.28-2 ≥ 3.63-2	≤ 1.30+2 ≤ 1.35-1	≤ 1.42+1 ≤ 7.85+0
	244.2	97 404	77 404	MI + 24.2% E2	≥ 1.35-2 ≥ 1.02-1	≤ 1.23+2 ≤ 4.80-2	≤ 4.83+0 ≤ 1.92-1
	324.9	97 404	55 402	E2	≥ 1.99-2	≤ 2.47-1	≤ 2.20+0
155 65Tb ₉₀							
65.5 0.25	65.5	53 4II	33 4II	MI + 1.3% E2	6.20-2 6.09-1	2.66+1 8.20-3	5.60+0 9.82-1
155.8 ≤ 0.2	90.4	73 4II	53 4II	MI + 2.7% E2	≥ 5.38-2 ≥ 2.00-1	≤ 2.71+1 ≤ 1.70-2	≤ 8.60+0 ≤ 1.97+0
	155.8	73 4II	33 4II	E2	≥ 8.40-2	≤ 4.32-2	≤ 3.01+0
227.0 0.29	71.2	55 532	73 4II	E1	2.11-6	2.95+5	1.42+1
	161.5	55 532	53 4II	E1	5.69-6	1.10+5	6.02+0
	227.0	55 532	33 4II	E1	1.20-4	5.20+3	1.11-2
250.0 0.56	23.1	75 532	55 532	MI + 1.7% E2	2.05-2 9.10-1	8.08+1 5.50-3	1.45+1 5.19-1
	184.6	75 532	53 4II	E1	9.20-5	6.82+3	9.98-2
157 65Tb ₉₂							
60.8 ≤ 0.42	60.8	53 4II	33 4II	MI + 3% E2	≥ 3.81-2 ≥ 4.49-1	≤ 4.38+1 ≤ 1.14-2	≤ 8.90+0 ≤ 2.73+0
143.8 ≤ 0.3	83.0	73 4II	53 4II	MI + ~2% E2	≥ 4.39-2 ≥ 1.40-1	≤ 3.74+1 ≤ 3.73-2	≤ 1.02+1 ≤ 5.58+0
	143.8	73 4II	33 4II	E2	≥ 9.71-2	≤ 5.41-2	≤ 5.32+0
326.4 ≤ 0.24	182.6	55 532	73 4II	E1	≥ 4.50-8	≤ 1.39+5	≤ 7.84+2
	265.6	55 532	53 4II	E1	≥ 2.22-9	≤ 3.02+6	≤ 1.86+3
	326.4	55 532	33 4II	E1	≥ 5.01-7	≤ 1.33+4	≤ 1.44+0

стояний, связанных этими переходами, а также возможной примесью квадрупольных фононов в этих состояниях. Эти факторы не учитываются неадиабатической моделью.

В случае изотопов ^{155}Tb и ^{157}Tb внутривращательные M1-переходы заторможены в ~ 10 раз, а E2-переходы - в $\sim 10^2$ раз по сравнению с оценками Вайскопфа. Согласно результатам расчетов по неадиабатической теории с экспериментальными результатами существенно улучшается.

Для E1-переходов факторы запрета по Вайскопфу имеют значения в пределах $5 \cdot 10^3 \div 10^6$, а при сравнении экспериментальных значений $V(E1)$ с расчетами по неадиабатической модели наблюдается удовлетворительное согласие. Следует отметить, что как в ядре ^{155}Tb , так и в ядре ^{157}Tb , E1-переходы, связывающие состояния $5/2^- 5/2^- [532]$ и $3/2^- 3/2^+ [411]$, ускорены относительно переходов $5/2^- 5/2^- [532] \rightarrow 5/2^- 3/2^+ [411]$ и $5/2^- 5/2^- [532] \rightarrow 7/2^- 3/2^+ [411]$ более чем на два порядка. Этот экспериментальный факт можно объяснить тем, что для возбужденных состояний ротационной полосы $3/2^+ [411]$ вклад примесных состояний в волновую функцию возрастает по мере увеличения спина.

Используя вероятности $V(E2)$ внутривращательных переходов и выражение

$$V(E2, I_i \rightarrow I_f) \approx \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \left| \sum_k c_k^{I_i} c_k^{I_f} \langle I_i 2 0 0 | I_f 2 0 \rangle \right|^2,$$

учитывающее амплитуды кориолисова смешивания $c_k^{I_i}$ и $c_k^{I_f}$, мы вычислили экспериментальные внутренние квадрупольные моменты Q_0 ротационных полос и вытекающие из этих величин значения параметров деформаций β_{20} :

$$\begin{aligned} ^{153}\text{Tb}, \quad & 3/2^+ [411], Q_0 \geq 3,7 \text{ барн}, \beta_{20} \geq 0,17, \mu_c = 2,00. \\ & 5/2^+ [402], Q_0 \geq 1,5 \text{ барн}, \beta_{20} \geq 0,06, \mu_c = 3,34. \\ & 7/2^+ [404], Q_0 \geq 1,7 \text{ барн}, \beta_{20} \geq 0,08, \mu_c = 2,66. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} ^{155}\text{Tb}, \quad & 3/2^+ [411], Q_0 = 4,2 \text{ барн}, \beta_{20} = 0,20, \mu_c = 2,06. \\ & 5/2^- [532], Q_0 = 5,5 \text{ барн}, \beta_{20} = 0,25, \mu_c = 3,25. \end{aligned}$$

$$^{157}\text{Tb}, \quad 3/2^+ [411], Q_0 \geq 3,6 \text{ барн}, \beta_{20} \geq 0,16, \mu_c = 2,02.$$

Магнитные моменты состояний μ_c /при $g = 0,4$ / вычислялись теоретически. Их значения для некоторых одночастичных состояний в изотопах $^{153,155,157}\text{Tb}$ приведены выше. Расчет показывает, что значения магнитных моментов несколько возрастают с увеличением спина внутривращательных состояний. Например, в ядре ^{157}Tb для состояний $3/2\ 3/2^+[411]$, $5/2\ 3/2^+[411]$ и $7/2\ 3/2^+[411]$ магнитный момент μ_c , рассчитанный по неадиабатической модели, получается равным 2,02; 2,08 и 2,30 соответственно.

Для состояния $3/2\ 3/2^+[411]$ в ^{157}Tb известно экспериментальное значение магнитного момента: $\mu = 2,0 \pm 0,1^{33}$. Это значение хорошо согласуется с расчетным.

Таким образом, в результате проведенных исследований можно сделать следующие заключения.

1. Ядро $^{149}_{65}\text{Tb}_{84}$ является практически сферическим.
2. Ядро $^{151}_{65}\text{Tb}_{86}$ в основном состоянии, по-видимому, имеет небольшую отрицательную деформацию, $\epsilon \approx -0,1$, хотя точность расчетов при малой $\lesssim 0,5$ МэВ/ энергии деформации ядра ^{151}Tb в состоянии $1/2^+[420]$ не позволяет сделать окончательного вывода. Это предположение нуждается в дальнейшем экспериментальном подтверждении.
3. В ядре $^{153}_{65}\text{Tb}_{88}$ имеет место сосуществование состояний с различной квадрупольной и гексадекапольной деформацией.
4. Изотопы $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$ и $^{157}_{65}\text{Tb}_{92}$ имеют достаточно хорошо выраженную стабильную равновесную деформацию.
5. Показана возможность применения неадиабатической вращательной модели, учитывающей взаимодействие Кориолиса, к описанию свойств ядер "переходной" области с числом нейтронов $N=88$.

Авторы признательны К.Я.Громову и И.Н.Михайлову за интерес к работе и полезные замечания.

Литература

1. Leigh J.R. e.a. /ANU-P/655/, Canberra, 1976.
2. Devous M.D. Investigation of the Energy Levels of 88-Neutron, Odd-Proton Nuclei. Dissertation, ORO-4322-20, Texas, 1976.

3. Winter G. e.a. *Annual Report Research Institute of Physics*. 10405, Stockholm, 1976.
4. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-10578, Дубна, 1977.
5. Гареев Ф.А., Иванова С.П., Пашкевич В.В. ЯФ, 1970, 11, 1200.
6. Gotz V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, A192, 1.
7. Ragnarsson I. e.a. *Nucl.Phys.*, 1974, A233, 329.
8. Soloviev V.G. *Phys.Lett.*, 1966, 21, 34.
9. Nielsen B.F., Bunker M.E. *Nucl.Phys.*, 1975, A245, 376.
10. Brack M. e.a. *Rev.Mod.Phys.*, 1973, 44, 320.
11. May F.R., Pashkevich, V.V., Frauendorf S. JINR, P4-10173, Dubna, 1976.
12. Струтинский В.М. и др. КИЯИ-73-1Я, Москва, 1973.
13. Pashkevich V. V. *Nucl.Phys.*, 1972, A169, 275.
14. Myers W.D. *Nucl.Phys.*, 1970, A145, 387.
15. Cherpurnov V.A. *Yad.Fiz.*, 1967, 6, 955.
16. Зубер К. и др. ОИЯИ, Р6-8669, Дубна, 1975.
17. Adelroth K.E., Nygvist H., Rosen A. *Phys.Scripta*, 1970, 2, 96.
18. Соловьев В.Г., Теория сложных ядер, Наука, М., 1971.
19. Frauendorf S. *Nucl.Phys.*, 1976, A253, 150.
20. Nielsen B.E., Bunker M.E. *Nucl.Phys.*, 1975, A245, 376.
21. Baznat M.I., Chernej M.I., Pyatov N.I. *Phys.Lett.*, 1970, 31B, 192.
22. Baznat M.I., Pyatov N.I., Chernej M.I. *Phys.Scripta*, 1972, 6, 227.
23. Базнат М.И., Пятов Н.И., Черней М.И. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 4, 941.
24. Черней М.И., Пятов Н.И., Келоглу В.Ю. ОИЯИ, Д6-5783, Дубна, 1971.
25. Winter G. e.a. *Nucl.Phys.*, 1971, A176, 609.
26. Tippett J.C., Burke D.G. *Can.J.Phys.*, 1972, 50, 3152.
27. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-10043, Дубна, 1976.
28. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 6-10293, Дубна, 1976.
29. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, 357.
30. Базнат М.И., Пятов Н.И. ЯФ, 1973, т. 18, вып. 4, 762.
31. Базнат М.И., Пятов Н.И. ЯФ, 1975, т. 21, вып. 4, 708.
32. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, P13-9516, Дубна, 1976.
33. Easley W.C., Barclay J.A., Shirley D.A. *Phys.Rev.*, 1968, 170, 1083.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1977 года.