

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



31.742

A-50

P6 - 10043

5244/2-76

Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, Р.Ион-Михай,  
Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, И.Холбаев

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ

НИЗКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

153<sup>Ть</sup>

1976

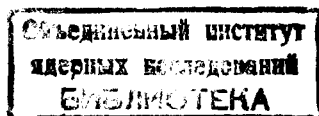
Р6 - 10043

Б.А.Аликов,\* Я.Ваврышук, К.Я.Громов, Р.Ион-Михай,  
Н.З.Марупов,\* Т.М.Муминов,\* И.Холбаев\*

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ

НИЗКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ <sup>153</sup>ТЬ

*Направлено в "Известия АН СССР"*



---

\* Самаркандский государственный университет

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ядро  $^{153}\text{Tb}$  исследовалось при радиоактивном распаде  $^{153}\text{Dy}$  рядом авторов <sup>/1-4/</sup>. В нашей предыдущей работе <sup>/5/</sup> изучались угловые  $\gamma$ - $\gamma$  корреляции и спектры электронов внутренней конверсии (ЭКВ), в результате чего были определены значения спинов низковозбужденных состояний и уточнены мультипольности ряда переходов в  $^{153}\text{Tb}$ .

В настоящей работе измерялись времена жизни низковозбужденных состояний  $^{153}\text{Tb}$  методами  $e$ - $e$  и  $e$ - $\gamma$  задержанных совпадений. Сложный спектр излучений, сопровождающих распад  $^{153}\text{Dy}$ , затруднял проведение этих исследований и требовал многократных повторных измерений с выбором различных экспериментальных условий. Результаты этих исследований позволили определить или оценить верхние границы периодов полураспада уровней 80,7; 147,5; 213,7; 218,6; 240,4; 254,2; 262,8; 324,9; 389,4; 444,6; 529,3; 537,3 кэВ. Предварительные результаты были опубликованы в работах <sup>/6,7/</sup>. При анализе результатов мы исходили из схемы уровней  $^{153}\text{Tb}$ , предложенной Зубером и др. <sup>/4/</sup>, и данных нашей предыдущей работы <sup>/5/</sup>. Фрагмент схемы уровней  $^{153}\text{Tb}$  приведен на рис. 1.

## 2. РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ

В исследованиях использовались радиоактивные источники  $^{153}\text{Dy}$  ( $T_{1/2} = 6,3$  ч), которые получались в реакции глубокого расщепления тантала протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне ОИЯИ с последовательным радиохимическим выделением из облу-

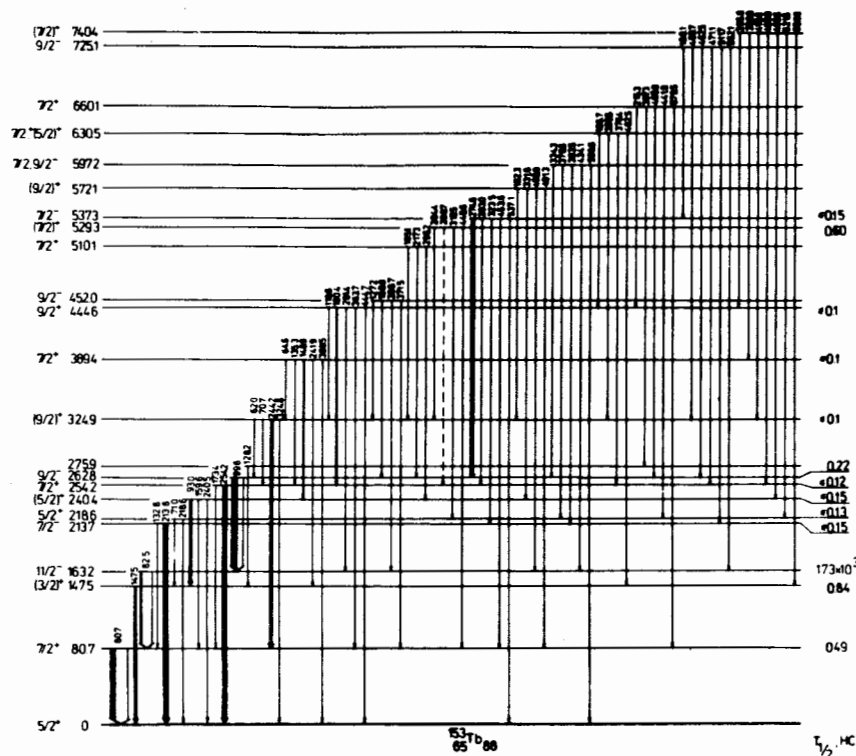


Рис. 1. Фрагмент схемы уровней  $^{153}\text{Tb}$ .

ченной мишени изотопов Dy и их разделением по массам на электромагнитном масс-сепараторе. Ионы  $^{153}\text{Dy}$  собирались на коллекторе масс-сепаратора на Al подложку толщиной 2 мкм в виде радиоактивного пятна размером 1,5 x 15 мм.

### 3. ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились в режимах e-e (с использованием двух магнитно-линзовых  $\beta$ -спектрометров<sup>[8/]</sup>) и e- $\gamma$  (с использованием магнитно-линзового  $\beta$ -спектрометра и сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра с пласти-

ческим сцинтиллятором типа NE111) задержанных совпадений. Типичный спектр электронов внутренней конверсии  $^{153}\text{Dy}$ , измеренный на магнитном спектрометре, приведен на рис. 2 (на спектре указаны только наиболее интенсивные линии ЭВК).

Кривые задержанных совпадений (КЗС) обрабатывались на ЭВМ CDC6400 по программам LIFTIM и GEXFIT<sup>[9/]</sup>, а также по программе GASEXP.

При оценке погрешностей в определении периодов полураспада  $T_{1/2}$  помимо статистической ошибки учитывалась неопределенность во временной калибровке цены канала анализатора импульсов. Некоторые КЗС, полученные в проведенных измерениях, приведены на рис. 3.

Время жизни уровня 80 кэВ определено как  $T_{1/2} = 0,49 \pm 0,02$  нс в совпадениях K82-K80; (L82+L80)-(L80+L82) и K244-L80. На рис. 3А и В приведены КЗС, характеризующие это время. В этих измерениях ЭВК L80 не отделялись от ЭВК L82, а ЭВК K240 - от ЭВК K242 и K244. В первом случае одновременно измерялись совпадения L82-L80 и L80-L82, поэтому время жизни уровня 80 кэВ проявилось на обоих склонах КЗС. Во втором случае, как это видно из рассмотрения схемы уровней  $^{153}\text{Tb}$ , КЗС обусловлена только каскадными совпадениями K244-L80.

Анализ временных распределений совпадений (K93+KLM)-(K147+K149+M99); (K147+K149+M99)-(K240+K242+K244); K274-L99 и K274- $\gamma$  (рис. 3, С, G, J и К) позволяет приписать уровням 147, 240, 262 и 537 кэВ значения  $T_{1/2} = 0,84 \pm 0,03$  нс;  $T_{1/2} \leq 0,15$  нс;  $T_{1/2} = 0,22 \pm 0,02$  нс;  $T_{1/2} \leq 0,15$  нс, соответственно. КЗС (K274-L99) характеризует время жизни уровня 262 кэВ ( $T_{1/2} = 0,22 \pm 0,02$  нс). КЗС (274- $\gamma$ ) определяет времена жизни как уровня 262 кэВ (правый склон,  $T_{1/2} = 0,23 \pm 0,02$  нс), так и уровня 537 кэВ (левый склон,  $T_{1/2} \leq 0,15$  нс). Временное распределение совпадений между электронами (K147+K149+M99) и (K240+K242+K244) обусловлено совпадениями каскадов (147-242) кэВ (на левом склоне КЗС прослеживается время жизни уровня 147 кэВ,  $T_{1/2} = 0,84$  нс) и (149-240) кэВ (правый склон определяет время жизни

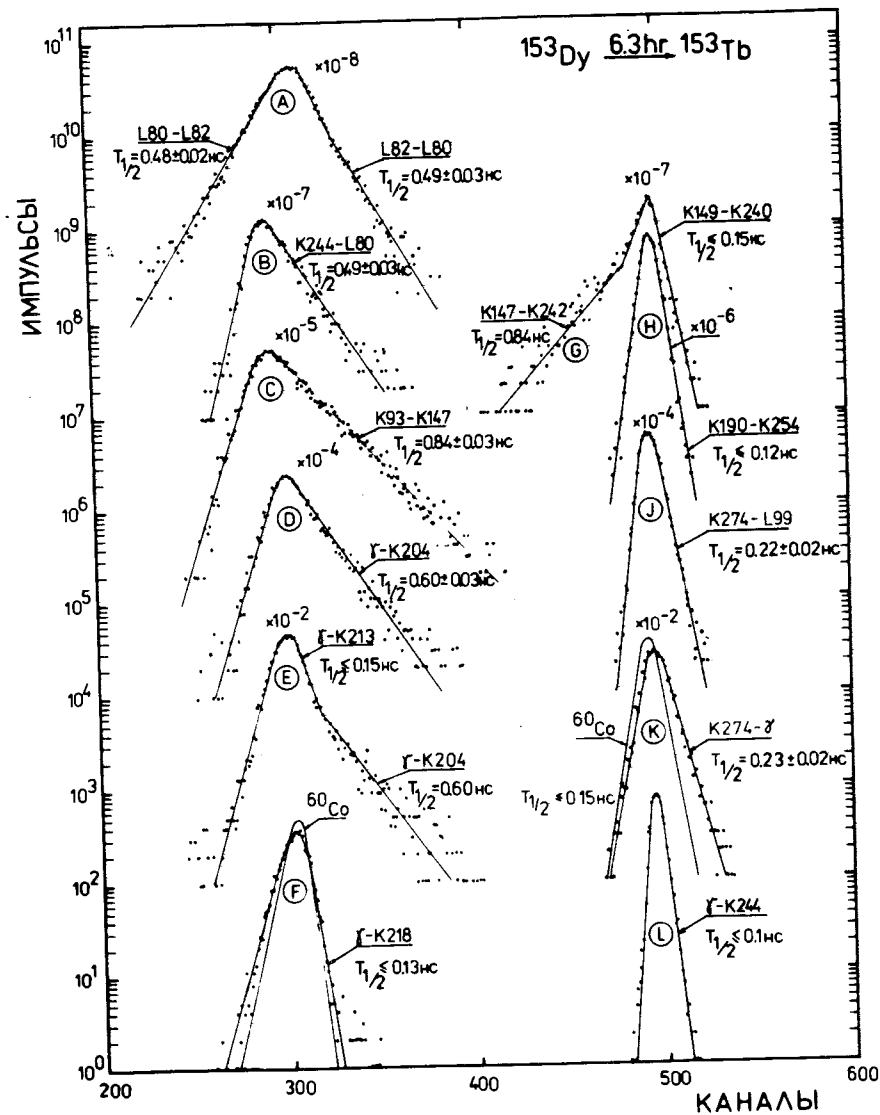
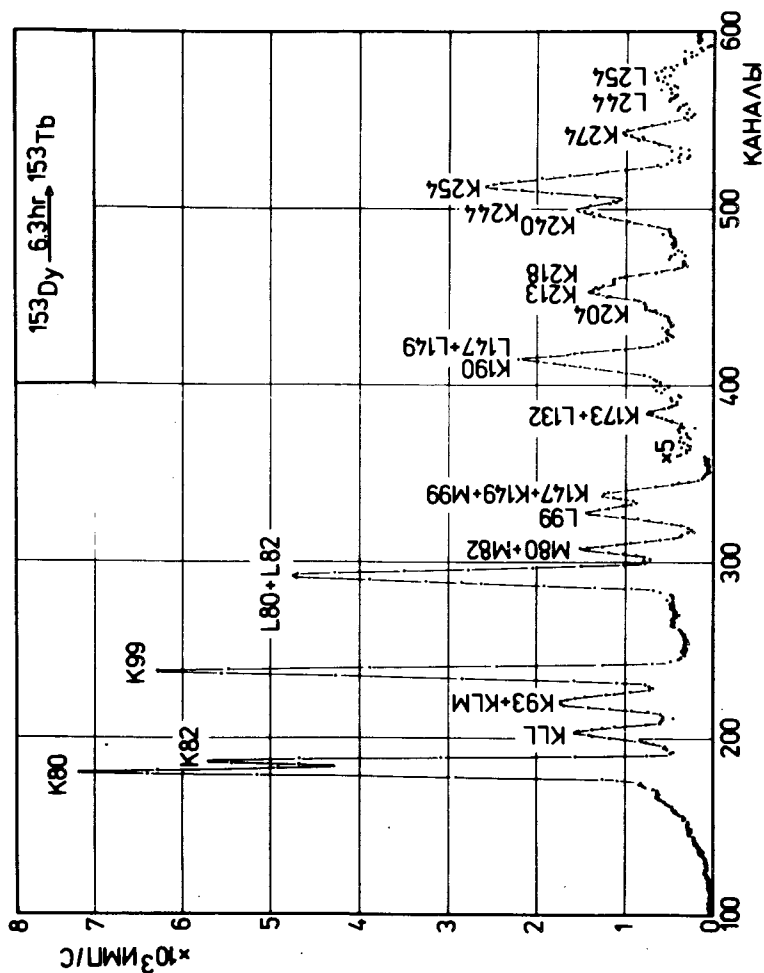


Рис. 3. Временные распределения измерений задержанных совпадений в ядре  $^{153}\text{Tb}$ . Цена канала КЗС А, В, С - 57 пс/кан, D, E, F - 57,5 пс/кан, K, L - 58 пс/кан, H - 65 пс/кан, G, J - 65,5 пс/кан.

уровня 240 кэВ как  $T_{1/2} \leq 0,15$  нс). Во временное распределение совпадений между электронами (K93+KLM) и (K147+K149+M99) основной вклад ( $\sim 70\%$ ) вносят совпадения электронов (K93+KLM $^*$ )-K147, определяющие время жизни уровня 147 кэВ как  $T_{1/2} = 0,84 \pm 0,03$  нс. Очевидно, что конкурирующие задержанные совпадения (K93+KLM $_{\epsilon}$ )-K149 и (KLM $_{\epsilon}$ -M99) и мгновенные совпадения между ЭВК K147+K149 и электронами Оже, сопутствующими испусканию ЭВК на К-оболочке, не могут обусловить наклон правого склона рассматриваемой КЗС с  $T_{1/2} = 0,84$  нс.

В наших измерениях ЭВК K204, K213 и K218 кэВ плохо разрешаются. Тем не менее анализ нескольких серий измерений совпадений  $\gamma$ -лучей ( $E_{\gamma} \geq 150$  кэВ) с этими ЭВК (рис. 3 D, E, F) позволил приписать уровням 213, 218, 529 кэВ значения  $T_{1/2} \leq 0,15$  нс,  $T_{1/2} \leq 0,13$  нс и  $T_{1/2} = 0,60 \pm 0,03$  нс, соответственно. Эти измерения были проведены сразу же после окончания сепарации ( $\sim 1$  ч после завершения химического выделения), когда дочерний изотоп  $^{153}\text{Tb}$  еще не успел накопиться в источнике в заметном количестве. Тем не менее были проведены контрольные измерения совпадений (K208+K212)- $\gamma$  с источником  $^{153}\text{Tb}$ . Оба склона этой КЗС имели наклон  $T_{1/2} \leq 0,15$  нс.

Временное распределение совпадений между ЭВК (K190+L147+L149) и K254 (рис. 1 H), обусловленное только электронами K190-K254, позволяет определить для уровня 254 кэВ верхний предел времени жизни  $T_{1/2} \leq 0,12$  нс. Верхний предел времени жизни уровня 324 кэВ  $T_{1/2} \leq 0,1$  нс был определен в совпадениях  $\gamma$ -K244 (рис. 3 L).

На основе полученных значений периодов полураспада исследуемых уровней рассчитаны экспериментальные значения вероятностей  $\gamma$ -переходов  $B(\sigma L)$ , разряжающих эти уровни, и их одночастичные факторы запрета по Мошковскому  $F_{sp}(\sigma L)$ . Эти данные приведены в табл. 1.

\* KLM $_{\epsilon}$  - электроны, сопутствующие  $\epsilon$ -захвату  $^{153}\text{Dy}$  на рассматриваемое состояние.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ядро  $^{153}_{65}\text{Tb}_{88}$  принадлежит к так называемой "переходной" области ядер, свойства которых обусловлены конкуренцией между силами спаривания и поляризующими силами, стремящимися, с одной стороны, придать ядру сферическую форму, а с другой, - деформировать его. Статическая деформация основного состояния и низколежащих состояний этих ядер, по-видимому, мала, однако с возрастанием энергии возбуждения она может стать заметной. При этом структура коллективных состояний может представлять собой сложную смесь вращательных и колебательных движений. Эти предположения подтверждаются экспериментальными фактами. Например, в изотоне  $^{153}\text{Tb}$  - ядре  $^{151}\text{Eu}$  нижайшие возбужденные состояния совпадают с состояниями протонной оболочки 50-82: d5/2, g 7/2 и h11/2 в сферически симметричном потенциале. Одновременно в этом же ядре наблюдаются деформированные состояния 261 кэВ 5/2 $^+$ /413/ и 654 кэВ 5/2 $^+$ /413/ и основанные на них ротационная и  $\beta$ -вибрационная полосы<sup>/10/</sup>.

Аналогичная ситуация сосуществования состояний с различной симметрией, возможно, имеет место и в ядре  $^{153}_{65}\text{Tb}_{88}$ . Нижайшие возбужденные состояния 0 кэВ (5/2 $^+$ ), 80 кэВ (7/2 $^+$ ), 163 кэВ (11/2 $^-$ ) можно сопоставить с одночастичными протонными состояниями d5/2, g 7/2 и h11/2, соответственно. Из сопоставления же уровней ротационной полосы 3/2 $^+$ /411/ в ядрах  $^{155}\text{Tb}$  и  $^{157}\text{Tb}$  с уровнями  $^{153}\text{Tb}$  можно предположить<sup>/4/</sup>, что состояния 147 кэВ (3/2 $^+$ ), 240 кэВ (5/2 $^+$ ), 389 кэВ (7/2 $^+$ ) и 572 кэВ (9/2 $^+$ ) являются членами ротационной полосы 3/2 $^+$ /411/. Однако отсутствие данных о свойствах уровней  $^{153}\text{Tb}$ , полученных в ядерных реакциях, затрудняет доказательство этого предположения.

Проведенный анализ результатов наших исследований позволяет привести дополнительные аргументы в пользу гипотезы о сосуществовании в ядре  $^{153}\text{Tb}$  состояний различной формы.

Рассмотрим одночастичные факторы торможения (по Мошковскому) для M1- и E2-компонент переходов,

Таблица I

Времена жизни уровней, экспериментальные вероятности  
и факторы запрета по Мюшковскому в ядре  $^{153}\text{Tb}$

$E_{\text{ур}} (\text{кэВ})$ $T_{1/2} (\text{нс})$	$E_{\gamma}$ (кэВ)	$I_{\gamma}$	$I_{\gamma}^{\text{т}}$ ( $E_{\gamma}, \text{кэВ}$ )	$\delta L$	$B(\delta L)_{\text{эксп.}}$	$F_{\gamma}(\delta L)^{\text{т}}$
1	2	3	4	5	6	7
80,7 $0,49 \pm 0,02$	80,7	$7/2^{+}$	$5/2^{+}$ (0)	$M1 +$ $1,7\% E2$	$0,0297$ $0,11$	$55,7$ $0,045$
147,5 $0,84 \pm 0,03$	147,5	$(3/2^{+})$	$5/2^{+}$ (0)	$M1 +$ $+17,8\% E2$	$0,699 \cdot 10^{-2}$ $0,0992$	$237$ $0,05$
163,2 $173 \cdot 10^3$	82,5	$11/2^{-}$	$7/2^{+}$ (80,7)	$M2$	$0,0169$	$104$
213,7 $\leq 0,15$	132,8	$7/2^{-}$	$7/2^{+}$ (80,7)	$E1$	$\geq 0,295 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,205 \cdot 10^5$
	213,7		$5/2^{+}$ (0)	$E1$	$\geq 0,204 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,3 \cdot 10^4$
218,6 $\leq 0,13$	71,0	$5/2^{+}$	$(3/2^{+})$ (147,5)	$M1 +$ $+9,1\% E2$	$\geq 0,0145$ $\geq 0,462$	$\leq 114$ $\leq 0,0106$
	218,6		$5/2^{+}$ (0)	$M1 +$ $+37\% E2$	$\geq 0,0109$ $\geq 0,194$	$\leq 153$ $\leq 0,025$
240,4 $\leq 0,15$	93,0	$(5/2^{+})$	$(3/2^{+})$ (147,5)	$M1 +$ $+3,1\% E2$	$\geq 0,0754$ $\geq 0,397$	$\leq 22,0$ $\leq 0,0124$
	159,6		$7/2^{+}$ (80,7)	$M1 +$ $+9,1\% E2$	$\geq 0,987 \cdot 10^{-3}$ $\geq 0,551 \cdot 10^{-2}$	$\leq 1680$ $\leq 0,891$
	240,4		$5/2^{+}$ (0)	$M1 +$ $+41\% E2$	$\geq 0,729 \cdot 10^{-3}$ $\geq 0,0124$	$\leq 2270$ $\leq 0,397$

Продолжение таблицы I.

1	2	3	4	5	6	7
254,2 $\leq 0,12$	173,5	$7/2^{+}$	$7/2^{+}$ (80,7)	$M1 +$ $+5,9\% E2$	$\geq 0,140 \cdot 10^{-2}$ $\geq 0,418 \cdot 10^{-2}$	$\leq 1180$ $\leq 1,17$
	254,2		$5/2^{+}$ (0)	$M1 +$ $+10,6\% E2$	$\geq 0,0119$ $\geq 0,0311$	$\leq 140$ $\leq 0,158$
262,8 $0,22 \pm 0,02$	99,7	$9/2^{-}$	$11/2^{-}$ (163)	$M1 +$ $+0,9\% E2$	$0,0552$ $0,0712$	$30,0$ $0,069$
324,9 $\leq 0,1$	62,0	$(9/2^{+})$	$9/2^{-}$	$E1$	$\geq 0,19 \cdot 10^{-5}$	$\leq 3200$
	70,7		$7/2^{+}$ (254,2)	$M1 +$ $+1\% E2$	$\geq 0,0128$ $\geq 0,0363$	$\leq 130$ $\leq 0,135$
	244,2		$7/2^{+}$ (80,7)	$M1 +$ $+24,2\% E2$	$\geq 0,0135$ $\geq 0,102$	$\leq 123$ $\leq 0,048$
	324,9		$5/2^{+}$	$E2$	$\geq 0,0199$	$\leq 0,247$
529,3 $0,60 \pm 0,03$	204,3	$(7/2^{+})$	$(9/2^{+})$ (324,9)	$M1 +$ $+25,8\% E2$	$0,397 \cdot 10^{-3}$ $0,473 \cdot 10^{-2}$	$4170$ $1,04$
	288,7		$7/2^{+}$ (254,2)	$M1 +$ $+95\% E2$	$0,1 \cdot 10^{-3}$ $0,0274$	$0,165 \cdot 10^5$ $0,179$
	448,8		$5/2^{+}$ (90)	$E2$	$0,121 \cdot 10^{-2}$	$4,07$
537,3 $\leq 0,15$	274,6	$7/2^{-}$	$9/2^{-}$ (262,8)	$M1 +$ $+86\% E2$	$\geq 1,20 \cdot 10^{-3}$ $\geq 0,140$	$\leq 1390$ $\leq 0,0354$
	283,1		$7/2^{+}$	$E1$	$\geq 0,133 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0,457 \cdot 10^6$
	323,7		$7/2^{-}$ (213,7)	$M1 +$ $+33,4\% E2$	$\geq 0,77 \cdot 10^{-3}$ $\geq 0,471 \cdot 10^{-2}$	$\leq 2150$ $\leq 1,04$
	4,53		$7/2^{+}$	$E1$	-	-
	537,3		$5/2$ (0)	$E1$	$\geq 0,194 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0,312 \cdot 10^6$

\*  $B(E1) \in [e^2b]$  ;  $B(E2) \in [e^2b^2]$  ;  $B(M1) \in [(A\mu)^2]$  ;  $B(M2) \in [(A\mu)^2b]$

т.т. Статистический множитель принимался  $S = 1$ .

связывающих состояния 0,80; 147 и 240 кэВ (таблица 1). М1 -компонента перехода 80 кэВ, связывающая состояния  $g_{7/2}$  и  $d_{5/2}$ , запрещена по орбитальному квантовому числу  $l$ . Принимая во внимание, что ядро  $^{153}\text{Tb}$  находится на границе области сферических ядер, следует ожидать ослабления этого запрета. Действительно, наблюдаемый фактор торможения  $F_{sp}$  (М1, 80 кэВ) = 55, значительно меньше, чем факторы для аналогичных переходов в сферических ядрах, где  $F \approx 10^2 + 10^3$ .

Факторы торможения М1- и Е2 -компонент перехода 93 кэВ значительно меньше соответствующих величин для переходов 147, 159, 240 кэВ. Это может являться дополнительным аргументом в пользу предложенного деформированного характера состояний 147 кэВ  $3/2^- \rightarrow 3/2^+ / 411/$  и 240 кэВ  $5/2^- \rightarrow 3/2^+ / 411/$ . Если это так, то по вероятностям Е2- и М1 -компонент перехода 93 кэВ можно оценить значения внутреннего электрического квадрупольного момента  $Q_0 \geq 3,5$  б, параметра деформации  $\beta_{20} \geq 0,17$  и магнитного дипольного момента  $\mu \geq 1,2$  я.м., вычисленного в предположении, что  $g_R = 0,35^{/11/}$ . Полученные нижние границы значений  $Q_0$ ,  $\beta_{20}$  и  $\mu$  близки соответствующим значениям  $\beta_{20} \approx 0,2^{/12/}$  для полосы  $3/2^+ / 411/$  в  $^{155}\text{Tb}$  и  $\mu = 1,98$  я.м. в  $^{157}\text{Tb}^{/11/}$ . Последние факты хорошо интерпретируются в рамках сделанных выше предположений и подтверждают их. Сделать какие-либо выводы о возможной природе других состояний из имеющихся данных не представляется возможным. Отметим только запрещенный характер М1 -компонент переходов 204 и 287 кэВ [ $F_{sp}(\text{М1}) \approx 10^3$ ], разряжающих состояние 529 кэВ, а также относительно малое значение фактора торможения для М1 -компоненты [ $F_{sp}(\text{М1})=30$ ] перехода 99,6 кэВ, связывающего состояния 262 кэВ ( $9/2^-$ ) и 163 кэВ ( $11/2^-$ ), что, по-видимому, свидетельствует об близкой природе состояний  $9/2^-$  и  $11/2^-$ . Не исключено, что состояние 262 кэВ и состояние 537 кэВ ( $7/2^-$ ), связанное с уровнем 262 кэВ ( $9/2^-$ ) интенсивным (М1+86%Е2) переходом 274,6 кэВ, являются членами однофононной вибрации, построенной на одночастичном состоянии  $h_{11/2}$ . В пользу этого свидетельствует также ускоренность

Е2 -компоненты переходов, связывающих рассматриваемые состояния [ $F_{sp}(\text{Е2}) \approx 10^{-2}$ ].

Далее, при анализе результатов наших измерений мы попытаемся сравнить свойства низковозбужденных состояний  $^{153}\text{Tb}$  с предсказаниями сверткекучей модели, построенной как на сферическом, так и на деформированном одночастичных базисах с учетом взаимодействия протонной квазичастицы с квадрупольным фоном  $^{/13/}$ .

В первом случае расчеты проводились со сферическим потенциалом Вудса-Саксона, параметры которого варьировались так, чтобы получить спектр нижайших возбужденных уровней, близкий к экспериментальному. Наиболее подходящими значениями этих параметров оказались следующие:

для нейтронов -  $R_0 = 1,26$  ф,  $V_0 = 47,3$  МэВ,  $\kappa = 0,342$ ,  $a = 1,587$ ;

для протонов -  $R_0 = 1,26$  ф,  $V_0 = 55,6$  МэВ,  $\kappa = 0,402$ ,  $a = 1,687$ .

При этом, если выбрать константу квадруполь-квадрупольного взаимодействия, исходя из энергии  $2_1^+$  состояния соседнего четно-четного ядра  $^{152}\text{Gd}$  ( $\omega_{\text{экс}}(2^+) = 344$  кэВ), то невозможно получить даже значения спина основного состояния, хотя плотность низковозбужденных уровней близка к экспериментальной. Для того чтобы правильно передать спин основного состояния, приходится резко ослаблять силу квадруполь-квадрупольного взаимодействия, но при этом резко увеличивается среднее расстояние между возбужденными уровнями. Полученный одноквазичастичный спектр, а также спектры при различных значениях константы квадруполь-квадрупольного взаимодействия показаны на рис. 4. Фононные примеси в состояниях  $5/2^+$  и  $7/2^+$  составляют меньше 1%, т.е. эти состояния можно рассматривать как одноквазичастичные. Состояние  $3/2^+$  оказывается сильно коллективизированным (таблица 2). Расчет вероятностей Е2 -переходов между состояниями  $d_{3/2} - d_{5/2}$  и  $g_{7/2} - d_{5/2}$  (переходы 80,7 и 147,5 кэВ) показал, что присутствие даже небольших коллективных примесей дает



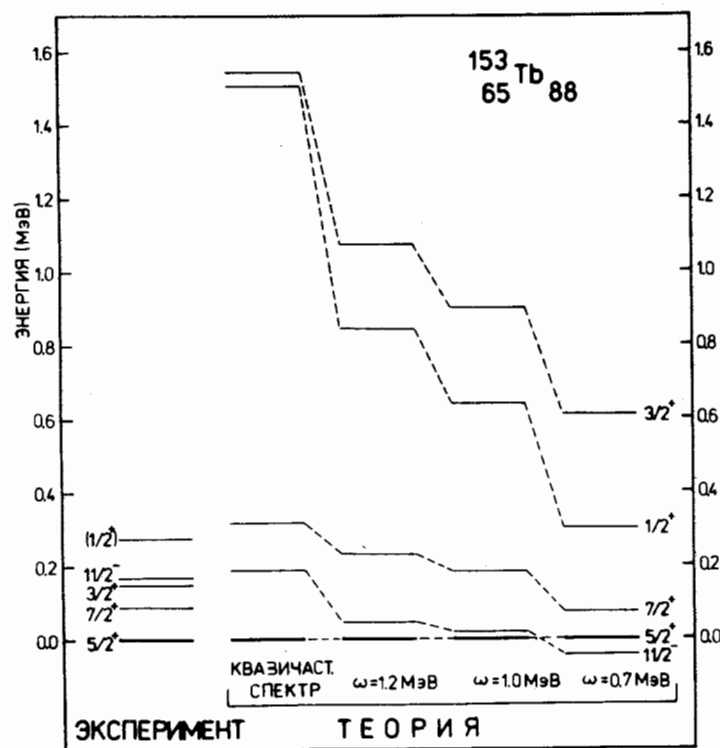


Рис. 4. Одноквазичастичный спектр и спектры, рассчитанные для  $^{153}\text{Tb}$  в сферическом потенциале Вудса-Саксона, при различных константах квадруполь-квадрупольного взаимодействия.

значительный вклад в общую вероятность. Факторы запрета для этих переходов оказались равными 0,3 и 1,6, т.е. в сравнении с одноквазичастичными оценками  $F_{sp}(E2, 80 \text{ кэВ}) = 0,045$  и  $F_{sp}(E2, 147,5 \text{ кэВ}) = 0,05$  учет фоновых примесей позволяет получить лучшее согласие с экспериментальными значениями вероятностей рассматриваемых E2-переходов. Замедленный характер E2-перехода 147,5 кэВ в сравнении с вычисленной вероятностью в рамках рассмотренной модели со сфери-

Таблица 2

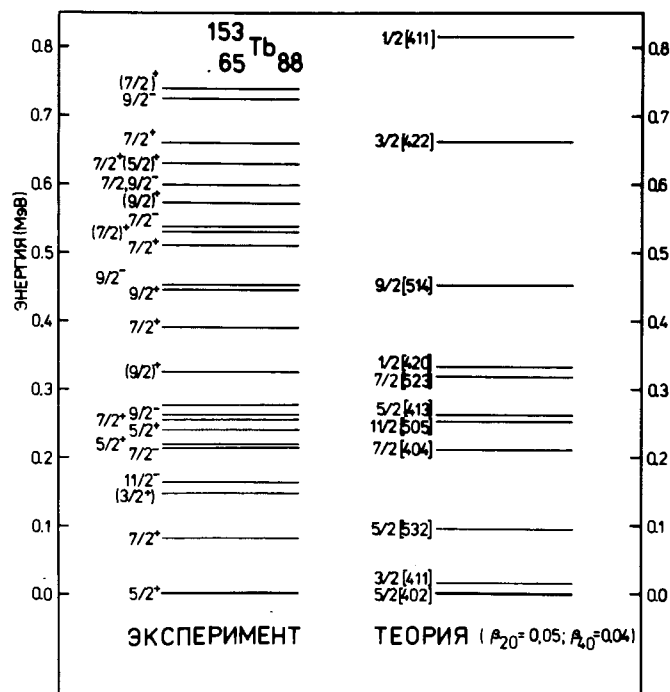
Структура состояний  $^{153}\text{Tb}$ , рассчитанная при  $\omega = 1,0 \text{ МэВ}$

Состояние E (кэВ)	I	Квазичаст. компон. $d_{q1}^+$	Фоновые примеси (%)			
			$d^+(5/2)Q_{21}^+$	$d^+(d_{3/2})Q_{21}^+$	$d^+(g_{7/2})Q_{21}^+$	$d^+(h_{11/2})Q_{21}^+$
0	d 5/2	96,3	1,2	0,4	0,3	-
20	h 11/2	89,5	-	-	-	10,4
183	g 7/2	85,7	-	0,2	13,5	-
639	s 1/2	39,1	-	6,7	-	-
900	d 3/2	36,0	4,3	4,6	50,8	4,3

ческим потенциалом может явиться указанием на деформированный характер состояния 147,5 кэВ.

Для более адекватного описания как энергетики, так и вероятностей  $\gamma$ -переходов, по-видимому, необходимо использовать, с одной стороны, более сложную волновую функцию, т.е. учитывать взаимодействие протонной квазичастицы с двух- и трех-фоонными состояниями, а с другой стороны, обязательно учесть ангармоничность вибраций, которая в ядрах переходной области несомненно сильна.

Расчет, проведенный с деформированным потенциалом Вудса-Саксона [14] и параметром деформации  $\beta_{20}$ , варьируемым в пределах от 0,05 до 0,2 ( $\beta_{40} = 0,04$ ),



Авторы глубоко благодарны А.И.Вдовину за полезные дискуссии, И.И.Громовой и Н.А.Лебедеву за приготовление радиоактивных источников, использованных в измерениях, Р.Р.Усманову и У.С.Салихбаеву за помощь в измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С.Джелепов, И.Звольски, М.К.Никитин, В.А.Сергиенко. Программа и тезисы докладов XII Совещания по ядерной спектроскопии, М.-Л., Изд-во АН СССР, 1962.
2. В.Гнатович, К.Я.Громов, Ф.Н.Мухтасимов. Препринт ОИЯИ, Р-2729, Дубна, 1966.
3. В. Harmatz, Т. Н. Handley. Nucl. Phys., A191, 497, 1972.
4. К.Зубер, Ц.Вылов, И.И.Громова, Я.Зубер, Х.-Г.Ортлепп, Н.А.Лебедев. Препринт ОИЯИ, Р6-8669, Дубна, 1975.
5. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, В.Жук, Р.Ион-Михай, Т.А.Исламов, А.Караходжаев, Э.Крупа, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, И.Холбаев. Препринт ОИЯИ, Р6-10042, Дубна, 1976.
6. Б.А.Аликов, М.Будзынски, Я.Ваврышук, Н.А.Лебедев, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, У.С.Салихбаев, Р.Р.Усманов, И.Холбаев. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., "Наука", 1975.
7. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Р.Ион-Михай, Т.М.Муминов, И.Холбаев. Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976.
8. Б.А.Аликов, Г.И.Лизурей, Т.М.Муминов, С.И.Орманджиев, У.С.Салихбаев, Р.Р.Усманов, И.Холбаев. Препринт ОИЯИ, Р13-9516, Дубна, 1976.
9. Б.А.Аликов, М.Будзынски, Р.Ион-Михай, В.А.Морозов. ЭЧАЯ, 7, 2, стр. 419, 1976.
10. Н. Taketani, Н. L. Sharma, N. M. Hintz. Phys. Rev., C, 1975, v.12, p.108-123.

11. М.И.Базнат, Н.И.Пятов, М.И.Черней. ЭЧАЯ, 4, 4, стр. 941, 1973.
12. I.-L. Lam. Nucl. Phys., A125, 504 (1969).
13. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
14. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 2, стр. 357, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 августа 1976 года.

Редколлегия журнала ЭЧАЯ сообщает, что вышел в свет журнал "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 7, вып. 3. Подписаться на журнал можно в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей.