

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗУ1.28  
А-281

23/11-76  
6 - 9317

623/2-76

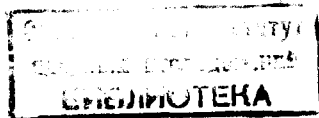
И.Адам, М.Гонусек, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов,  
Т.А.Исламов

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ <sup>166</sup>Er

**1975**

И.Адам,<sup>1</sup> М.Гонусек, Е.П.Григорьев,<sup>2</sup> К.Я.Громов,  
Т.А.Исламов<sup>3</sup>

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ <sup>166</sup>Er



---

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований ЧСАН, Прага  
<sup>2</sup> Ленинградский государственный университет  
<sup>3</sup> Ташкентский государственный университет

Результаты экспериментов по измерению гамма-лучей, конверсионных электронов и гамма-гамма совпадений излучения  $^{166}\text{Tm}$  опубликованы нами в работе<sup>/1/</sup>. Полученные экспериментальные данные позволили построить более полную схему распада  $^{166}\text{Tm}$  /см. рис. 1а/, а также получить более полные сведения о структуре возбужденных уровней  $^{166}\text{Er}$ , чем в предыдущих работах<sup>/2-6/</sup>. При анализе возбужденных состояний  $^{166}\text{Er}$  мы использовали сведения о распаде  $^{166}\text{Ho}$ ,  $I^\pi = 0^{-/2, 7, 8/}$ ,  $^{166}\text{mHo}$ ,  $I^\pi = 7^{-/2/}$  и результаты исследований реакции типа (d, d $\gamma$ )<sup>/9/</sup>, ( $\alpha$ , t)<sup>/10/</sup>, (p, t)<sup>/11/</sup>, ( $\gamma$ ,  $\gamma$ )<sup>/12/</sup> ( $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) и ( $^4\text{He}$ , t)<sup>/13/</sup> ( $\alpha$ , xn $\gamma$ )<sup>/14/</sup>. Список уровней  $^{166}\text{Er}$ , надежно установленных на основе всех этих данных, представлен в табл. 1. В последней графе таблицы /“Примечание“/ указан источник информации, на основе которого наиболее надежно устанавливается соответствующий уровень; если ничего не указано, тогда источником информации является распад  $^{166}\text{Tm}$ .

Таблица 1

Надежно установленные уровни  $^{166}\text{Er}$

E <sub>ур</sub> кэВ (Δ E)	I <sup>π</sup> К	Бета-распад $^{166}\text{Tm}$		Примечание
		% заселения	lg ft	
1	2	3	4	5
80,56 (2)	2 <sup>+</sup> 0			
264,97 (2)	4 <sup>+</sup> 0			
545,43 (3)	6 <sup>+</sup> 0			
911,18	8 <sup>+</sup> 0			$^{166}\text{mHo}$
785,89 (2)	2 <sup>+</sup> 2			
859,36 (2)	3 <sup>+</sup> 2			
956,16 (3)	4 <sup>+</sup> 2	-	-	
1075,26 (4)	5 <sup>+</sup> 2	-	-	

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5
1215,93	6 <sup>+</sup> 2	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1376,00	7 <sup>+</sup> 2	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1555,71	8 <sup>+</sup> 2	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1458,12 (5)	2 <sup>-</sup> 2	-	-	
1513,71 (6)	3 <sup>-</sup> 2	-	-	
1572,15 (6)	4 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> 4)	-	-	
1596,20 (10)	4 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> 4)	-	-	
1665,77	5 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> 4)	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1692,28	5 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> 4)	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1786,94	6 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> 4)	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1827,52	6 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> 4)	-	-	166 <sup>m</sup> Ho
1460,00	0 <sup>+</sup> 0	-	-	166 Ho
1528,30 (10)	2 <sup>+</sup> 0	-	-	
1662,45	1 <sup>-</sup> 0			166 <sup>m</sup> Ho
1720	3 <sup>-</sup> 0			d, d', d, t
1901	5 <sup>-</sup> 0			d, d'
1812	1 <sup>-</sup> 1			y, y'
1830,5	1 <sup>-</sup> 1			166 <sup>m</sup> Ho
1917,75 (4)	3 <sup>-</sup>	0,8	7,7	
1938,22 (5)	3 <sup>+</sup>	1,2	7,5	
1978,42 (6)	4 <sup>+</sup>	0,12	8,5	
2001,89 (4)	3 <sup>-</sup>	1,5	7,3	
2021,25 (10)	2 <sup>-</sup> (3 <sup>-</sup> )	2,1	7,1	
2132,92 (4)	3 <sup>+</sup>	62	5,6	
2159,87 (5)	3 <sup>+</sup>	18	6,1	
2172,8 (2)	3 <sup>+</sup>	3,2	6,9	
2215,96 (6)	2 <sup>-</sup> (3 <sup>-</sup> )	3,2	6,9	
2243,1 (3)	3 <sup>-</sup>	0,2	8,0	
2273,13 (19)	3 <sup>-</sup>	0,3	7,8	
2290,8 (1)	2 <sup>+</sup> (3 <sup>+</sup> )	1,7	7,0	

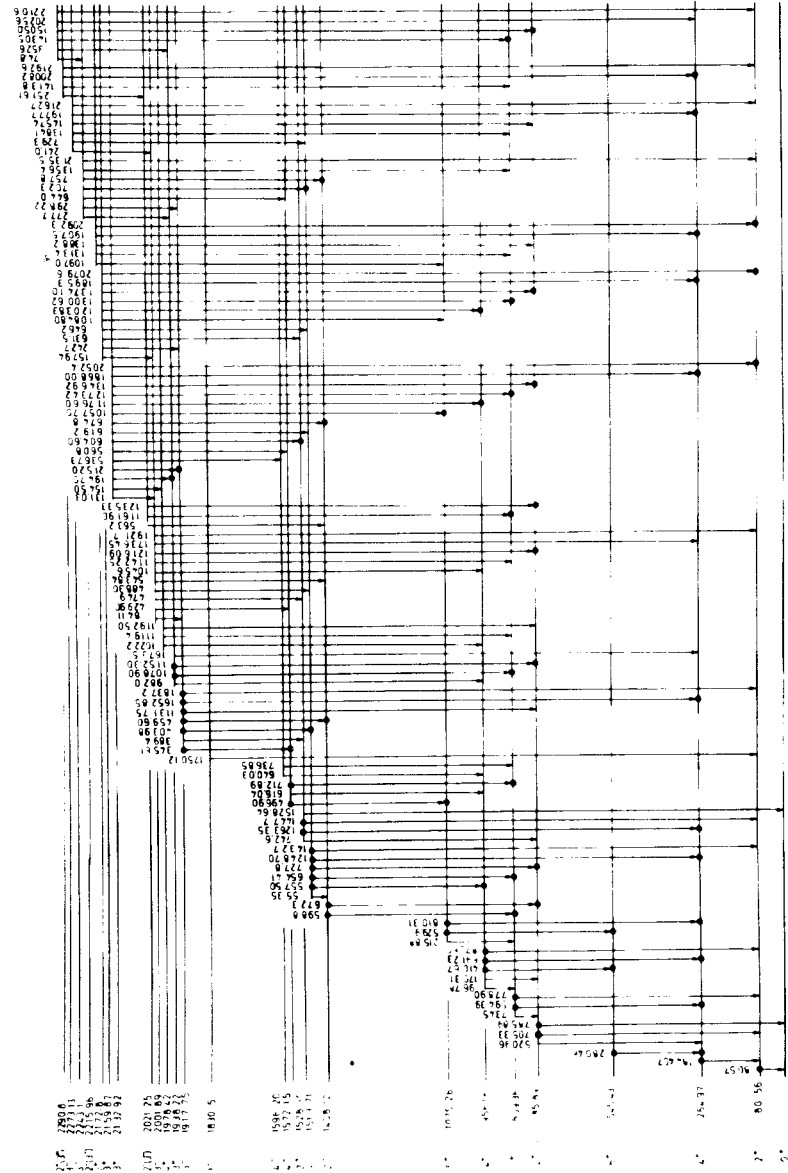


Рис. 1а. Возбужденные уровни <sup>166</sup>Er, наблюдаемые при распаде <sup>166</sup>Tm.

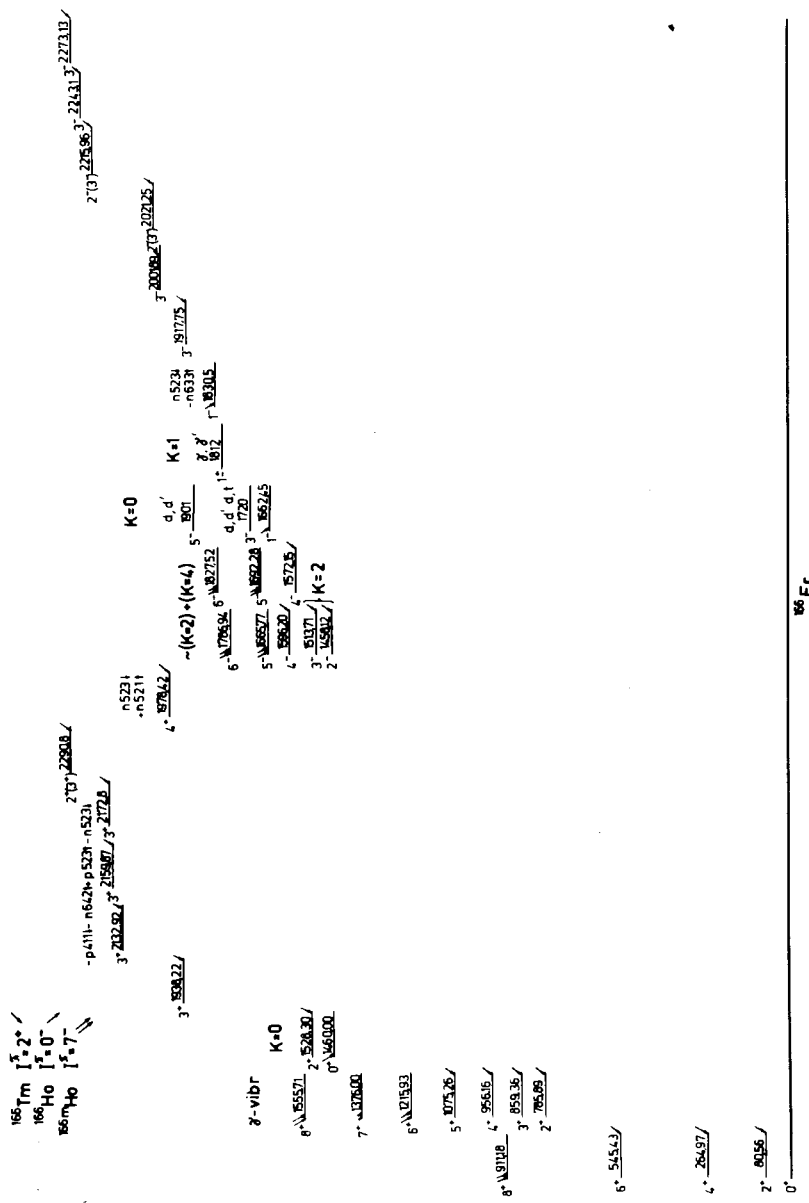


Рис. 16. Возбужденные уровни  $^{166}\text{Er}$ , наблюдаемые при распадах  $^{166}\text{Tm}$ ,  $^{166}\text{Ho}$ ,  $^{166m}\text{Ho}$  и в ядерных реакциях  $(d,d')$ ,  $(\alpha,t)$ ,  $(p,t)$ ,  $(\gamma,\gamma')$ ,  $(^3\text{He},d)$ ,  $(^4\text{He},t)$  и  $(\alpha, xn\gamma)$ .

Ротационная полоса основного состояния. Уровни ротационной полосы основного состояния известны до  $I^\pi = 10^+$  из ядерных реакций  $(\alpha, xn\gamma)$  /14/, до  $I^\pi = 8^+$  из распада  $^{166m}\text{Ho}$  /2/ / до  $I^\pi = 6^+$  из распада  $^{166}\text{Tm}$ /табл. 1, рис. 1/.

Полоса, основанная на гамма-вибрационном состоянии. При изучении распада  $^{166m}\text{Ho}$  наблюдали заселение уровней гамма-вибрационной полосы до  $I^\pi = 8^+ /2/$ . Были подробно проанализированы внутривибрационные и внеполосные переходы /2/, получено заключение о том, что внутренний квадрупольный момент гамма-полосы  $Q_0(2) = 7,5 \pm 0,5 \text{b}$  одинаков с  $Q_0$  полосы основного состояния  $Q_0(0) = 7,62 \pm 0,14 \text{b}$ . К ядру  $^{166}\text{Er}$  оказались применимы представления о взаимном смешивании волновых функций полос основного и гамма-вибрационного состояний. Параметр смешивания  $z_\gamma = 0,041 \pm 0,002$  одинаков для всех уровней полосы. Интенсивности гамма-переходов, полученные в нашей работе, приводят к аналогичным заключениям.

Из анализа интенсивностей внутривибрационных переходов  $I \rightarrow I-1$  и  $I \rightarrow I-2$  с применением ротационной модели авторы /2/ определили смеси мультипольностей в переходах  $I \rightarrow I-1$  и вычислили параметры  $S^2 = (g_K - g_R)^2 / Q_0^2$  ( $g_K - g_R$ ) для уровней  $5^+$ ,  $6^+$  и  $7^+$ .

На основании измерений интенсивностей L-конверсионных линий перехода  $96,78 \text{ кэВ } 4^+ \rightarrow 3^+$  на бета-спектрометре УМБ  $L_1 : L_2 = 0,34 \pm 0,05$ ;  $L_1 : L_3 = 0,32 \pm 0,05$ ;  $\delta^2 = 2,4 \pm 0,4$  / и оценки интенсивностей L-линий  $73 \text{ кэВ}$  на бета-спектрографе / $\delta^2 > 7$ / мы распространили анализ на уровни  $3^+$  и  $4^+$  гамма-вибрационной полосы /15/. Примененный метод привел к более точным численным результатам. Оказалось, что величины  $S^2$  и  $(g_K - g_R)$  постоянны в пределах погрешностей для всех уровней гамма-полосы /табл. 2/.

Уровни полосы с  $K^\pi = 0^+$ . Состояние  $1460,0 \text{ кэВ}$  имеет спин и четность  $0^+$ . Недавно в распаде  $^{166}\text{Ho}$  измерена интенсивность K-конверсионной линии перехода  $1460,9 \text{ кэВ}$  на основное состояние /7/. Определено отношение приведенных вероятностей E0- и E2-переходов на нижнюю полосу  $X = B / E0, 1460,0 / B / E2; 1379,4 / =$

Таблица 2

Параметры  $S^2$  и  $g_K^- g_R$  для уровней гамма-вибрационной полосы

Уровень $I^\pi$	Э перехода $I \rightarrow I - 1$	$S^2 = \left( \frac{g_K^- g_R}{Q_0(2)} \right)^2 10^4$ барн <sup>2</sup>	$g_K^- g_R$	Ссылка
$3^+$	73,45	$> 0,8$	$> 0,07$	наст. работа
$4^+$	96,78	$2,3 \pm 0,4$	$0,114 \pm 0,010$	"
$5^+$	119,03	$2,0^{+0,9}_{-0,8}$	$0,11 \pm 0,02$	/3/
$6^+$	140,62	$1,9 \pm 1,6$	$0,10^{+0,04}_{-0,06}$	"
$7^+$	160,06	$2,2^{+0,9}_{-0,7}$	$0,11^{+0,02}_{-0,05}$	"

$= 0,030 \pm 0,015$ . Уровень слабо возбуждается в  $(p, t)$ -реакции, а возможный ротационный уровень  $2^+$ , 1528,30 кэВ не проявился в реакции  $(d, d')$ . Все это свидетельствует о том, что состояние 1460,0 кэВ не является бета-вибрационным. Его структура вычислена в рамках сверхтекучей модели /16/. Значение  $l_{gt} = 7,4$  перехода  ${}^{166}\text{Ho}, p523^+ \rightarrow n633^+$  соответствует распаду на компоненту волновой функции  $p523^+ p523^+$ , доля которой, согласно расчетам, составляет 4,3%. Сравнимы величины  $B(E2)$   $\gamma$ -переходов на первый возбужденный и гамма-вибрационный уровни:  $B(E2; 0 \rightarrow 2\gamma)/B(E2; 0 \rightarrow 2g) = 0,77$ .

Ротационный уровень  $2^+$ , 1528,30 кэВ наблюдается в распаде  ${}^{166}\text{Tm}$ . Характерной его особенностью является очень малая интенсивность перехода на основное состояние. Отношения  $B(E2; 2 \rightarrow 2g)/B(E2; 2 \rightarrow 0g) \geq 30$  и  $B(E2; 2 \rightarrow 4g)/B(E2; 2 \rightarrow 0g) \geq 80$ ,  $B(E2; 2 \rightarrow 4g)/B(E2; 2 \rightarrow 2g) = 2,5$  велики по сравнению со многими другими ядрами /16/. Отношение  $B(E2; 2 \rightarrow 2\gamma)/B(E2; 2 \rightarrow 2g) = 1,2$  близко к 1, как и для уровня  $0^+$ .

Нижние уровни с отрицательной четностью. Самые низкие состояния с отрицательной четностью в  ${}^{166}\text{Er}$  могут быть сгруппированы в две ротационные полосы с  $K^\pi = 2^-$  и  $4^-$ . Нижним уровнем первой из них является состояние 1458,12 кэВ,  $2^-$  для второй можно условно считать головным уровнем состояние 1572,15 кэВ  $4^-$ . Состояния с  $1^\pi = 2^-$ ,  $3^-$  и оба уровня  $4^-$  наблюдались в распаде  ${}^{166}\text{Tm}$ , по два состояния с  $1^\pi = 4^-$ ,  $5^-$  и  $6^-$  были обнаружены в распаде  ${}^{166m}\text{Ho}$  /2/. Вследствие близкого расположения пар уровней с одинаковыми  $1^\pi$  их волновые функции сильно смешаны. Это заключение следует из рассмотрения распадных свойств уровней и тех фактов, что все 8 состояний наблюдались в реакции  $(d, t)$  /10/ и 6 состояний с  $1^\pi = 4^-$ ,  $5^-$ ,  $6^-$  наблюдались в реакциях  $({}^3\text{He}, d)$  и  $({}^4\text{He}, t)$  /13/. Анализ  $(d, t)$  реакции показал, что двухквazi-частичная нейтронная компонента в полосе с  $K^\pi = 2^-$  составляет  $\approx 50\%$ , остальные 50% распределены между другими компонентами волновой функции, причем для уровня  $4^-$  1572,15 кэВ вклад нейтронной компоненты  $n633^+ + n521^+$  не превышает 4%. Сравнительно большой фактор ускорения E3-перехода  $F_M(E3) = 6,6$  установлен в  $(d, d')$ -реакции /9/ для уровня  $3^-$ , 1513,71 кэВ. Это значит, что он обладает признаками октупольного состояния. Сечение реакций пе-

редачи протона дало основание приписать уровням с  $l^{\pi} = 4^{-}$  структуру  $p_{523} + p_{411}$ . Оба состояния  $5^{-}$  1665,77 и 1692,28 кэВ наблюдались в реакции  $(d, d')$ :

Рассмотрение разрядки уровней обеих полос было проведено в предположении, что их волновые функции представляют собой суперпозицию волновых функций с  $K=2$  и  $K=4$ :

$$\Psi(I) = C_2(I)\Psi(I, K=2) + C_4(I_2)\Psi(I, K=4).$$

Условно полагая для уровней с  $l^{\pi} = 6^{-}$   $C_2/6/ = C_4^2/6/ = 0,5$  и  $Q_0 = 7,6 \text{ б} / 2/$ , мы определили  $B(E2; 6^{-} - 4^{-})$  из формулы

$$B(E2; 6^{-} - 4^{-}) = \frac{5}{16} Q_0 [0,5 < 6202 | 42 >^2 + 0,5 < 6204 | 44 >^2]$$

и отсюда парциальный период полураспада:

$$T_{1/2}(E2; 6^{-} - 4^{-}) = \frac{5,66 \cdot 10^{-14} \text{ с}}{B(E2) E^5 \text{ МэВ}}.$$

Из относительных интенсивностей E2-переходов внутри полосы и E1-переходов на гамма-вибрационную полосу и уровень  $6^{+}$ , 545,43 кэВ определены парциальные периоды полураспада и факторы торможения E1-переходов. Из табл. 3 видно, что факторы торможения составляют  $10^3 - 10^6$ , что характерно для E1-переходов в этой области ядер. Для обоих уровней не соблюдаются правила Алаги для интенсивностей E1-переходов и наблюдается аналогичная качественная картина разрядки.

Еще одна особенность характерна для уровней обеих полос. Если уровни с нечетным спином  $I = 3,5$  разряжаются сильными гамма-переходами на полосу основного состояния, то уровни с четными спинами  $I = 2,4,6$  разряжаются главным образом на уровни гамма-вибрационной полосы. Отношения приведенных вероятностей E1-переходов с уровня  $3^{-}$ , 1513,71 на уровни  $\gamma$ - и  $g$ -полос составляют 1-5 единиц, с уровнями  $5^{-}$  не наблюдались переходы на  $\gamma$ -полосу / 2/. В то же время для уровней  $2^{-}$ ,  $4^{-}$  и  $6^{-}$  аналогичные отношения составляют  $10^3 - 10^4$ .

Таблица 3

Приведенные вероятности и факторы торможения для E1-переходов с уровнями  $6^{-}$  в  $^{166}\text{Er}$  по интенсивности из работы /2/

$E_{ур.}$ кэВ	$E_{\gamma}$ кэВ	$I_f^{\pi}$	$I$ отн.ед.	$c$	$F_T$
1827,52	231,28	$4^{-}$	0,24	$1,0 \cdot 10^{-10} \kappa$	$F_{\gamma} = 150$
	451,52	$7^{+}$	3,06	$7,8 \cdot 10^{-12}$	$3,4 \cdot 10^3$
	611,52	$6^{+}$	1,39	$1,7 \cdot 10^{-11}$	$1,7 \cdot 10^4$
	752,26	$5^{-}$	13,1	$1,8 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^3$
	1282,12	$6^{+}$	0,23	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^5$
1786,94	190,71	$4^{-}$	0,22	$4,9 \cdot 10^{-10}$	$F_{\gamma} = 80$
	214,76	$4^{-}$	0,75	$1,4 \cdot 10^{-10} \kappa$	$F_{\gamma} = 180$
	410,94	$7^{+}$	11,6	$9,3 \cdot 10^{-12}$	$2,9 \cdot 10^3$
	571,00	$6^{+}$	5,75	$1,9 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^4$
	711,69	$5^{+}$	58,7	$1,9 \cdot 10^{-12}$	$3,3 \cdot 10^3$
	1241,44	$6^{+}$	0,22	$4,9 \cdot 10^{-10}$	$3,4 \cdot 10^6$

\* Вычислено по формуле для ротационного перехода.

Изложенные факты позволяют сделать несколько выводов:

1. Наблюдается смешивание состояний двух полос с  $K=2$  и  $K=4$ .

2. Уровни с  $I^\pi = 4^-, 5^-$  и  $6^-$  содержат как протонные, так и нейтронные двухквaziчастичные компоненты.

3. Уровни с  $I^\pi = 3^-$  и  $5^-$  имеют свойства коллективных октупольных колебательных состояний. В них проявились не только компоненты с  $K^\pi = 2^-$  и  $4^-$ , но и компонента с  $K^\pi = 0^-$ .

4. Полученные заключения о смешивании состояний в общем согласуются с предсказаниями сверхтекучей модели.

*Другие уровни с отрицательной четностью.* Согласно общим представлениям о деформированных ядрах в  $^{166}\text{Er}$  следует ожидать появления коллективных октупольных колебательных состояний с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ , причем уровни  $3^-$ , согласно расчетам <sup>/16/</sup>, слабо коллективизированы.

Следующим по энергии возбуждения состоянием после уровня с  $K^\pi = 2^-$  идет уровень с  $K^\pi = 0^-$   $I = 1, 1662,45$  кэВ. Он наблюдался в распаде  $^{166}\text{Ho}$   $/\lg ft = 6,9/^{7/}$ , в реакциях  $(d, d')^{9/}, (d, t)^{10/}, (\gamma, \gamma')^{12/}$ . Отношение  $B(E1; 1^- \rightarrow 2g) / B(E1; 1^- \rightarrow 0g) = 1,8$  близко к теоретическому значению 2,0 для  $0^-$ .

Ротационные состояния  $3^-$ , 1720 кэВ и  $5^-$ , 1901 кэВ наблюдались в реакциях  $(d, d')$  и  $(d, t)$ . Ни один из уровней полосы не проявился в распаде  $^{166}\text{Tm}$ . Отсутствие разрядки с сильно заселяемых уровней 2132,92 и 2159,87 кэВ на состояние  $3^-$  1720 кэВ указывает на влияние правил отбора на вероятности  $\gamma$ -переходов. Возможно, здесь сказывается K-запрет.

Состояние 1830,53 кэВ заселяется в бета-распаде  $^{166}\text{Ho}$  с  $\lg ft = 5,1 \pm 0,1$  <sup>/2,7/</sup>, поэтому главная компонента его волновой функции -  $n523 \downarrow - n633 \uparrow$ . Отношение  $B(E1; 1^- \rightarrow 2g) / B(E1; 1^- \rightarrow 0g) = 3,6$  свидетельствует о смеси  $K=0$  и  $K=1$ . Уровень проявился также в  $(\gamma, \gamma')$ -реакции <sup>/12/</sup> и в распаде  $^{166}\text{Tm}$  по переходу 1750,1 кэВ. Возможно, к полосе с  $K=1$  относится состояние  $3^-$ , 1917,75 кэВ, которое наблюдалось в распаде  $^{166}\text{Tm}$ , но пока нет определенных данных об уровнях  $2^-$  или  $4^-$ .

*Уровни с  $I^\pi = 3^+$ .* Самые интенсивные  $\beta$ -переходы в распаде  $^{166}\text{Tm}$  происходят на уровни с  $I^\pi = 3^+$  2132,92 и 2159,87 кэВ. Сравнительно малые значения  $\lg ft = 5,6$  и 6,2 привели Жилича и др. <sup>/5/</sup> к заключению о том, что здесь имеют место разрешенные незаторможенные переходы  $p523 \uparrow \rightarrow n523 \downarrow$ . Ввиду того, что структура основного состояния  $^{166}\text{Tm}$   $p411 \downarrow - n642 \uparrow$ , то в  $^{166}\text{Er}$  возникают четырехчастичные состояния с большим вкладом волновой функции  $I^\pi = 3^+ - p411 \downarrow + n642 \uparrow + p523 \downarrow - n523 \uparrow$ . Следующим шагом в анализе свойств уровней  $3^+$  была работа <sup>/3/</sup>, в которой были измерены ЭВК переходов с этих уровней, определены мультипольности и проводился анализ приведенных вероятностей M1, E2 и E1 гамма-переходов. Эти переходы не подчиняются правилам Алаги. Для объяснения свойств  $^{166}\text{Er}$  в <sup>/3/</sup> сделаны два предположения:

1. Указанная четырехчастичная компонента распределена по нескольким уровням, и это приводит к интенсивному заселению состояний с  $I^\pi = 3^+$  при  $E \approx 1,9 - 2,3$  МэВ.

2. Состояния 2132,92 кэВ и 2159,87 кэВ содержат волновые функции с  $K=2$  и  $K=3$ .

На этой основе определены параметры смешивания волновых функций и найдены соотношения между матричными элементами:

$$\frac{M(M1; K=3 \rightarrow K=2)}{M(M1; K=2 \rightarrow K=2)} = \pm(0,5 \pm 0,1) \quad \text{и} \quad \frac{M(E2; K=3 \rightarrow K=2)}{M(E2; K=2 \rightarrow K=2)} = \pm(0,5 \pm 0,1).$$

Аналогичное рассмотрение было проведено для переходов на полосу основного состояния и на полосу с  $K^\pi = 0^+$  состояния 1460,0 кэВ. Для всех M1-переходов существует K-запрет, запрещены также E2-переходы ( $K=3 \rightarrow K=0$ ). Экспериментально все наблюдаемые гамма-переходы оказались квадрупольными с отношением приведенных вероятностей, близким к теоретическому для  $K=2$ . В табл. 4 проводится сравнение экспериментальных отношений приведенных вероятностей различных гамма-переходов с рассчитанными при использовании найденных параметров.



Таблица 4

Сравнение экспериментальных и рассчитанных отношений приведенных вероятностей

M1 - и E2-переходов с уровней 2133,0 и 2160,3 кэВ ( $3^+$ )

$V(\sigma_L, I_i \rightarrow I_f)$	Уровень 2133,0 кэВ		Уровень 2160,3 кэВ		Правила Алаги	
	K	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	K=1 K=2 K=3
$V(M1, 3^+ - 2^+)$	2	$0,06 \pm 0,01$	0,07	$3,1 \pm 0,8$	3,1	0,115 0,72 2,86
$V(M1, 3^+ - 3^+)$						
$V(M1, 3^+ - 4^+)$	2	$0,6 \pm 0,2$	0,65	$0,4 \pm 0,2$	1,9	1,29 1,29 0,144
$V(M1, 3^+ - 5^+)$						
$V(E2, 3^+ - 2^+)$	2	$0,1 \pm 0,1$	0,01	$1 \pm 1$	2,2	0,43 1,20 10,5
$V(E2, 3^+ - 5^+)$						
$V(E2, 3^+ - 3^+)$	2	$0,8 \pm 0,8$	0,66	$0,08^{+0,24}_{-0,08}$	0,16	0,50 0 12,2
$V(E2, 3^+ - 5^+)$						
$V(E2, 3^+ - 4^+)$	2	$2,2 \pm 2,0$	1,85	$0,6 \pm 0,3$	0,85	0,07 1,14 5,70
$V(E2, 3^+ - 5^+)$						
$V(E2, 3^+ - 4^+)$	0**	$0,38 \pm 0,40$	0,40	$0,27 \pm 0,04$	0,40	2,50 0,40 -
$V(E2, 3^+ - 2^+)$						

\* Расчет выполнен в предположении, что волновые функции состояний 2133,0 и 2160,3 кэВ состоят только из компонент с K=2 и K=3.

\*\* Полоса основного состояния.

Уровни с энергиями 1,9 - 2,3 МэВ. Из результатов изучения  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений следует, что поблизости от рассмотренных уровней 2132,94 и 2160,0 кэВ имеются другие состояния с  $I^\pi = 3^+$ : 1938,2; 2172,8; 2290,8 кэВ. Эти уровни заселяются  $\beta$ -распадом из  $^{166}\text{Tm}$  слабее. Разрядка их происходит также главным образом на уровни полос основного и гамма-вибрационного состояний.

Из существования в ядре  $^{166}\text{Er}$  нескольких близко расположенных уровней с  $I^\pi = 3^+$  и из рассмотрения их свойств можно заключить, что каждый из них содержит четырехчастичную компоненту волновой функции, которая обуславливает быстрый бета-распад на эти состояния, и что за разрядку гамма-лучами отвечают другие компоненты. Другими словами, из эксперимента следует, что уже при энергиях 2 МэВ волновые функции состояний нельзя рассматривать как чистые двухчастичные волновые функции, но их, по-видимому, можно представить в виде некоторой суперпозиции двух- и /или/ четырехквартичных функций. Такие же заключения следуют из полумикроскопических моделей.

Уровень 1978,42 кэВ заселяется M1 гамма-переходом с уровня 2132,92 кэВ и разряжается переходами на гамма-вибрационную полосу. Из возможных значений  $I^\pi = 2^+$ ,  $3^+$  или  $4^+$  следует отдать предпочтение последним, так как не наблюдается разрядки на полосу основного состояния, что может быть обусловлено K-запретом, а также потому, что бета-распад на уровень 1978,42 кэВ очень малоинтенсивен. Интенсивности приходящих и уходящих гамма-переходов в пределах погрешности одинаковы. В области 2 МэВ следует ожидать появления уровня  $4^+$ ,  $n523_{4+} + n521^+$ , известного в ядрах  $^{158,160}\text{Dy}$ .

Область около 2 МэВ богата также уровнями с отрицательной четностью, характеристики  $I^\pi = 3^-$  приписаны состояниям 1917,75; 2001,89; 2243,1 и 2273,13 кэВ. Для уровня 2021,25 кэВ из двух возможных спинов  $2^-$  или  $3^-$  следует отдать предпочтение первому, так как не наблюдается переходов на нижнюю полосу, что характерно для уровней с четными спинами. Можно предполагать, что смешивание волновых функций имеет место и для уровней с отрицательной четностью. Способы разрядки их похожи для различных уровней.

Таблица 5

Уровни  $^{166}\text{Er}$ , введенные по энергиям гамма-переходов

$E_{\gamma}$ , кэВ ( $\pm \Delta E$ )	$I^{\pi}$	заселения	$l_p ft$	Примечание
1	2	3	4	5
1905,7(10)	$2^+$	1,0	7,6	(d, t)
2047,0(10)	$3^+$	0,15	8,3	(d, t)
2084,5(5)	$2^-$	0,038	8,9	
2181,4(10)	$2^-$	0,012	9,3	
2240,1(10)	$3^{\pm}$	0,063	8,5	(d, d') (d, t)
2255,8(10)	$1^{\pm}$	0,042	8,6	
2258,6(15)	$2^+, 3^+$	0,17	8,1	
2265,1(8)	$2^-$	0,04	8,7	(d, t)
2283 (1)	$3^{\pm}$	0,09	8,3	
2328,2(15)	$1^{\pm}$	0,01	9,3	
2347,7(15)	$1^{\pm}$	0,012	9,3	
2358,7(5)	$1^-$	0,013	9,2	
2378,1(10)	$1^+$	0,04	8,5	
2384,1	$1, 2^{\pm}$	0,04	8,5	
2388,6(3)	$2^-$	1,0	7,1	(d, t)
2393,4(6)	$2^+$	0,27	7,6	
2402 (1)	$2^-$	0,008	8,2	
2413,6(10)	$3^{\pm}$	0,014	8,9	
2441,2(10)	$1^{\pm}$	0,01	9,0	
2445,5(10)	$1^{\pm}$	0,008	9,1	
2459 (1)	$2^{\pm}$	0,03	8,5	
2464,0(6)	$1^+$	0,055	8,2	
2505,7(7)	$1^{\pm}$	0,04	8,3	
2577,8(10)	$3^{\pm}$	0,03	8,4	
2598,6(10)	$2, 3^+$	0,29	7,3	
2617,7(15)	$3^{\pm}$	0,01	8,7	
2626,6(9)	$2^+$	0,013	8,5	(d, t)
2633,1(15)	$3^{\pm}$	0,012	8,6	
2639 (1)	$2^-$	0,07	8,8	
2642,8(10)	$3^{\pm}$	0,043	7,9	
2679,9(10)	$2^+, 3^+$	0,052	7,9	
2702,5(10)	$2^+$	0,022	8,1	
2728,0(15)	$2^+, 3^+$	0,51	6,5	
2752,5(10)	$2^+$	0,018	8,0	

Продолжение табл. 5

1	2	3	4	5
2782,7(10)	$2^+$	0,025	7,8	(d, t)
2808,7(12)	$2^+$	0,06	7,3	
2811,2(10)	$2^-$	0,003	8,6	
2820,3(10)	$2^-$	0,008	8,0	
2858,6(12)	$1^{\pm}$	0,023	7,3	
2876,1(15)	$2^+$	0,05	6,9	
2984 (1)	$3^+$	0,009	5,9	

Слабо заселяемые уровни. Значительное число гамма-переходов не помещено на рис. 1, так как они малоинтенсивны и не наблюдались в гамма-гамма-совпадениях, для них часто неизвестны мультипольности. Для введения таких уровней единственным критерием служит совпадение сумм энергий каскадных переходов. Такие уровни помещены в табл. 5. Часто они в пределах погрешности совпадают с энергиями состояний, наблюдаемых в ядерных реакциях. Но эта погрешность составляет несколько кэВ. При большой плотности уровней нельзя быть уверенным, что при бета-распаде и в ядерной реакции наблюдается одно и то же состояние. Целью введения уровней, не очень достоверных, было построение силовой функции бета-распада.

Силовая функция бета-распада  $^{166}\text{Tm}$ . На рис. 2 изображена гистограмма, представляющая зависимость от энергии возбуждения силы бета-переходов из основного состояния  $^{166}\text{Tm}$  на уровни  $^{166}\text{Er}$ . Здесь можно отметить две особенности:

1. Наблюдается общее повышение силовой функции с увеличением энергии возбуждения.

2. При энергиях 2,1 МэВ обнаруживается резкий максимум. Как уже отмечалось, он соответствует  $a_i - \beta$ -переходу  $p523^{\uparrow} \rightarrow n523^{\downarrow}$  и возбуждению четырехквazi-частичного состояния в  $^{166}\text{Er}$ . Из рисунка видно, что это состояние фрагментировано по нескольким уровням.

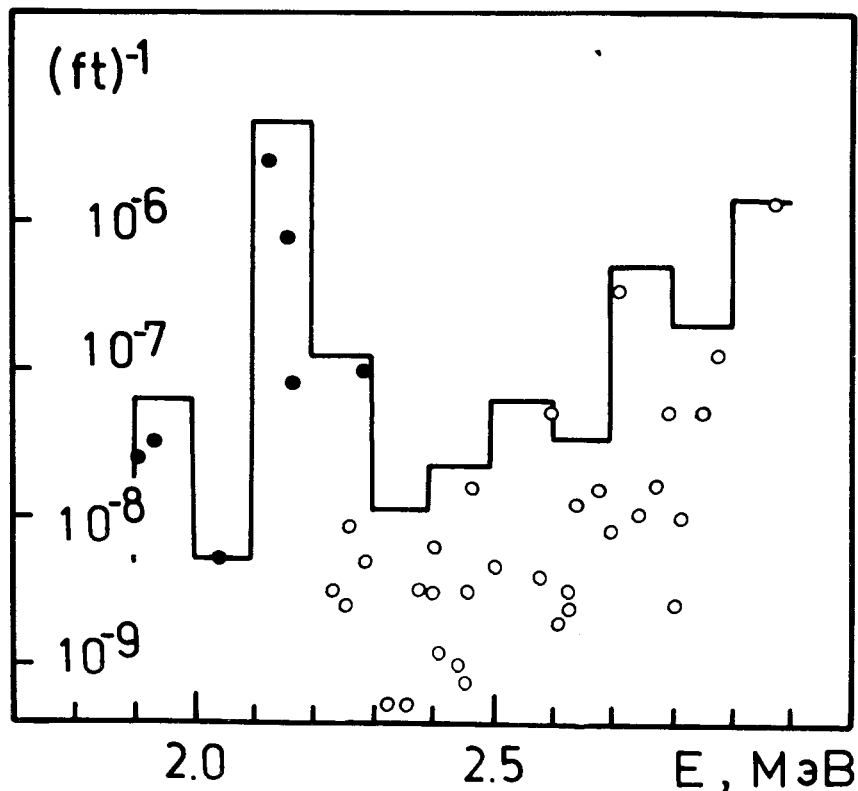


Рис. 2. Силовая функция бета-распада  $^{166}\text{Tm}$ .

#### Литература

1. И.Адам, М.Гонусек, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, Т.А.Исламов. Препринт ОИЯИ, 6-9316, Дубна, 1975.
2. С.В.Рейч, J.E.Kline. Nucl.Phys., A159, 181 (1970).
3. К.П.Артамонова, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, А.В.Золотавин, Ш.В.Камынов, В.О.Сергеев. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, №8 /1974/.

4. А.Абдумаликов, И.Адам, Я.Врзал, В.Гнатович, К.Громов, М.Кузнецова, В.Кузнецов, Я.Липтак, В.Морозов, Г.Музиоль, Я.Урбанец, М.Фингер, В.Чумин. Препринт ОИЯИ, Р6-3343, Дубна, 1967.
5. J.Zylich, M.N.Jørgensen, O.V.Nielsen. Nucl.Phys., 81, 88 (1966).
6. S.V.Burson, P.F.A.Goudsmith, J.Konijn. Phys.Rev., 158, 1167 (1967).
7. Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, Ш.В.Камынов. Изв. АН СССР, сер. физ. 38, №12 /1974/.
8. H.Daniel, G.Th.Kasche. Nucl.Phys., 76, 97 (1966).
9. P.O.Tjøft, B.Elbeq. Nucl.Phys., A107, 385 (1969).
10. D.G.Burke, D.E.Nelson, C.W.Reich. Nucl.Phys., A124, 683 (1969).
11. J.V.Maher, J.J.Kolata, R.W.Miller. Phys.Rev., C6, 358 (1972).
12. F.R.Metzger, V.R.Rasmussen. Phys.Rev., C8, 1099 (1973).
13. K.Katozi, L.R.Medsker, J.L.Yhtema. Phys.Rev., C9, 360 (1974).
14. R.W.Bercaw, S.Jha. Bull. Am. Phys. Soc., 11, 391 (1966).
15. Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, А.В.Золотавин, Ш.В.Камынов. Материалы 2-го семинара по призмным бета-спектрометрам. Вильнюс, 1974.
16. Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. Структура четных деформированных ядер. "Наука", 1974.
17. F.G.Hansen. Advances in Nuclear Physics, 7, 159 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 ноября 1975 года.