

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



A-465

18/11-74  
P6-8159

А.А.Александров, Г.-Ю.Байер, Ц.Вылов, Е.П.Григорьев,  
К.Я.Громов, В.Г.Калинников

4466/2-74

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ  $^{158}\text{Dy}$

**1974**

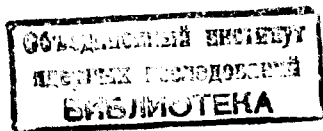
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P6-8159

А.А.Александров, Г.-Ю.Байер, Ц.Вылов, Е.П.Григорьев,  
К.Я.Громов, В.Г.Калинников

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ <sup>158</sup>Dy

Направлено в Изв. АН СССР



Александров А.А., Байер Г.-Ю., Вылов Ц.,  
Григорьев Е.П., Громов К.Я., Калинин В.Г.

Р6-8159

Возбужденные состояния  $^{158}\text{Dy}$

Предлагается схема распада изомеров и основного состояния  $^{158}\text{Ho}$ . Получены количественные сведения о смешивании волновых функций различных ротационных полос  $^{158}\text{Dy}$ . Введено большое количество уровней с энергией  $> 2$  МэВ, проведен статистический анализ свойств этих уровней. Дается вывод о фрагментации состояния  $4^+(\text{n}523, \text{n}521^{\uparrow})$  и о возможной интерпретации максимума силовой функции  $\beta$ -распада на уровни в области энергий 2,6 МэВ как проявление фрагментации состояния  $1^-(\text{n}523, \text{n}651^{\uparrow})$ .

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1974

Результаты измерений излучения изомеров  $^{158}\text{Ho}$ , опубликованные нами в /1/, позволяют провести анализ уровней  $^{158}\text{Dy}$ , заселяющихся при распаде  $^{158}\text{Ho}$ . При этом анализе мы использовали данные и об уровнях  $^{158}\text{Dy}$ , которые возбуждаются в ядерных реакциях  $(\text{p}, 2\text{n}\gamma)$ ,  $(\text{d}, \text{d}')$ ,  $(\text{p}, \text{t})$ ,  $(\alpha, \text{xn})$  /2-5/, а также сведения о распаде  $^{158}\text{Ho}$ , опубликованные в /6,7/.

Нам удалось уточнить положение уровней  $^{158}\text{Dy}$  и баланс интенсивностей входящих и уходящих переходов. Мы получили также более точные сведения о параметрах ротационных полос, основанные на различных состояниях  $^{158}\text{Dy}$ . Используя результаты  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений /1/ и сведения о  $\gamma$ -лучах, возникающих при распаде  $^{158}\text{Ho}$ , мы ввели большое число новых уровней и провели статистический анализ их свойств по методике, подробно описанной в /8/.

Фрагмент схемы уровней  $^{158}\text{Dy}$ , возбуждаемых при распаде  $^{158}\text{Ho}$ , представлен на рис. 1. Для большинства уровней мы смогли значительно уточнить их энергии, что очень важно для введения новых /8/. Некоторые из уровней, приведенных на рис. 1, возбуждаются в ядерных реакциях /2-5/. В дальнейшем такие уровни мы будем называть опорными.

Ротационная полоса основного состояния возбуждалась в реакции  $(\alpha, \text{xn})$  /5/ до уровня с  $1^{\pi} = 22^{+}$ . При распаде изомера  $^{158\text{m}2}\text{Ho} / 1^{\pi} = 9^{+}$ ,  $T = 21$  мин /1/ заселяются уровни этой полосы с  $1^{\pi}$  до  $10^{+}$ . При распаде  $^{158\text{g}}\text{Ho} / 1^{\pi} = 5^{+}$ ,  $T = 11$  мин /видны относительно сильные переходы между уровнями  $2_{\text{g}}^{+} \rightarrow 0_{\text{g}}^{+}$ ;  $4_{\text{g}}^{+} \rightarrow 2_{\text{g}}^{+}$ ;  $6_{\text{g}}^{+} \rightarrow 4_{\text{g}}^{+}$  и малоинтенсивный переход  $8_{\text{g}}^{+} \rightarrow 6_{\text{g}}^{+}$ . Способа заселения уровня  $8^{+}$  при распаде  $^{158\text{g}}\text{Ho}$  мы пока не знаем.

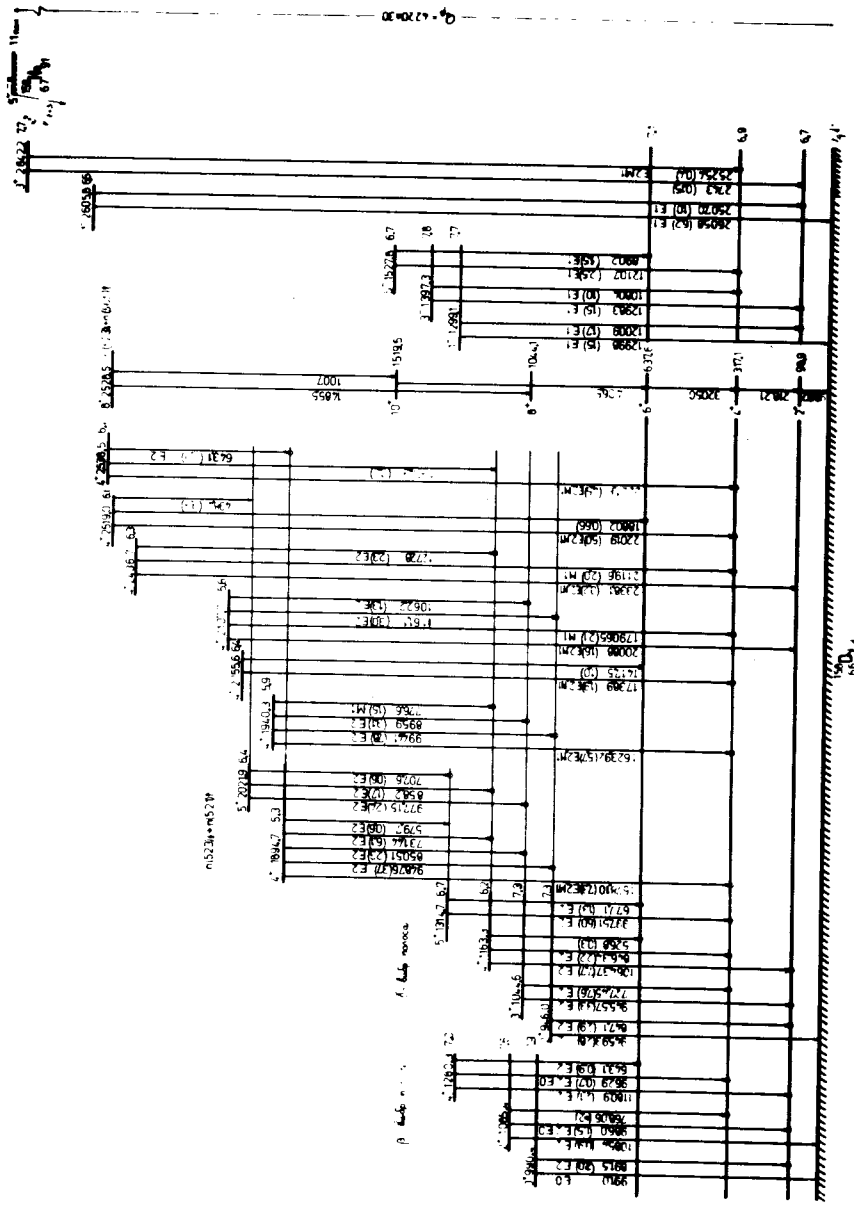


Рис. 1. Фрагмент схемы распада  $^{158}\text{Ho}$ . Кружками обозначены переходы, проявившиеся в  $\gamma$ - $\gamma$ -сопоставлениях /с.м./ и наст. работу/.

Полоса, основанная на  $\gamma$ -вибрационном состоянии  $946,0 \text{ кэВ}$ , заселяется при распаде  $^{158}\text{m}_1 + \text{gHo}$  до уровня с  $I^\pi = 5^+$ . Основные переходы, связывающие уровни  $\gamma$ -вибрационного состояния с уровнями полосы основного состояния, представляют собой очень тесные дублеты  $/\Delta E \approx 1 \text{ кэВ}/$ , и определение энергий и интенсивностей этих переходов оказалось довольно сложным. Баланс энергий уровней сходится в пределах  $0,2 \text{ кэВ}$ . Ротационные параметры  $A_2 = 16,67 \pm 0,08 \text{ кэВ}$ ;  $B_2 = -67 \pm 5 \text{ кэВ}$ ;  $D_2 = -8,3 \pm 0,9 \text{ эВ}$  в формуле

$$E = E_0 + A_2 [I(I+1) - 6] + B_2 [I(I+1) - 6]^2 + D_2 (-1)^I \frac{(I+2)!}{(I-2)!}$$

определены из энергий уровней  $2_\gamma^+$ ,  $3_\gamma^+$ ,  $4_\gamma^+$  и  $5_\gamma^+$ . Следует отметить, что с этими параметрами расчетные значения энергий уровней  $6_\gamma^+$ ,  $7_\gamma^+$  и  $8_\gamma^+$ :  $1445,3$ ;  $1637,1$ ;  $1712,5 \text{ кэВ}$ , соответственно, сильно отличаются от энергий  $1484,8$ ;  $1676,3$ ;  $1890,9 \text{ кэВ}$ , приведенных в  $^{2/}$ .

Параметр смешивания ротационных полос с  $\Delta K = 2$  в формуле Михайлова

$$B(E_2, I_2 \rightarrow I'_0) = \langle M_{\gamma\gamma} \rangle^2 \langle I_2; 2-2 | I'_0 \rangle^2 \{ 1 + a [I'(I'+1) - I(I+1)^2] \}$$

был определен из различных отношений приведенных вероятностей переходов на уровни ротационной полосы основного состояния. На рис. 2 приведена графическая интерпретация полученных результатов. Легко заметить, что в координатах рисунка экспериментальные точки должны ложиться на прямую линию, если справедливы представления о взаимном смешивании волновых функций полос  $\gamma$ -вибрационного и основного состояний. Видно, что это имеет место для  $^{158}\text{Dy}$ . Прямая проведена методом наименьших квадратов. Точка пересечения прямой с абсциссой дает величину, обратную величине параметра смешивания  $a$ :  $a = 0,025 \pm 0,005$ . Часто используется вместо параметра  $a$  параметр  $z = 2a/(1-4a)$  из формулы Бора-Моттельсона:

$$B(E_2, I_2 \rightarrow I'_0) = \langle M_{\gamma\gamma} \rangle^2 \langle I_2; 2-2 | I'_0 \rangle^2 f(z, I, I')$$

В данном случае  $z = 0,055$ .

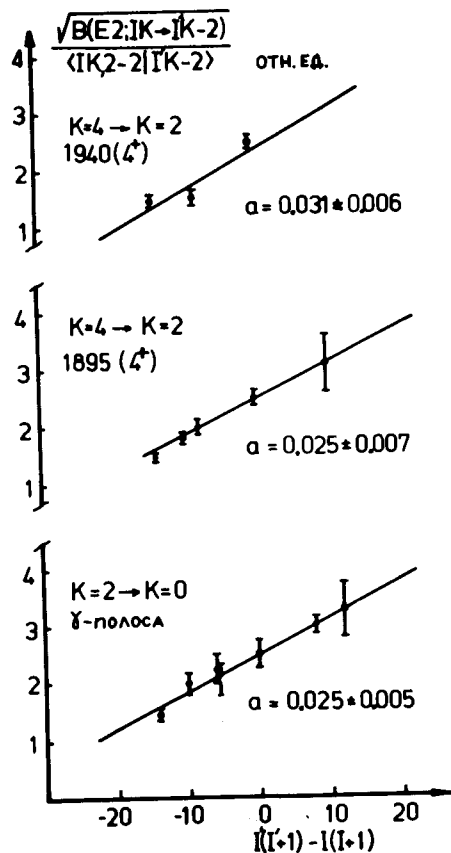


Рис. 2. К определению параметров смешивания ротационных полос с различными  $K$ .

Полоса с  $K^\pi = 0^+$  на состоянии  $990,4$  кэВ заселяется в распаде  $^{158}\text{m}_1 + \text{g}$  Но до уровня с  $I^\pi = 4^+$ . В реакции  $(p, 2n\gamma)^{2/}$  наблюдались также уровни  $6^+$  и  $8^+$ . В табл. I приведены относительные значения приведенных вероятностей переходов с уровней этой полосы на полосу основного состояния, и значения параметров  $X$  этих уровней. К сожалению, в спектрах  $\gamma$ -лучей и конверсионных электронов линии, соответствующие переходам с полосы  $K^\pi = 0^+$

Таблица I.

Отношения относительных приведенных вероятностей переходов с ротационной полосы на уровне  $990,4 (K^\pi = 0^+)$  на ротационную полосу основного состояния.

Уровни.		Переходы. $I \rightarrow I'$	$X = \frac{B(EO)}{B(E2)}$	$B(E2)_{\text{отн.}}$	Кэфф. К.-Г. $\langle I, 0; 2, 0   I', 0 \rangle^2$
$I^\pi$	E (кэВ)				
$0^+$	990.4	$0^+ \rightarrow 0^+$ $0^+ \rightarrow 2^+$	$0.11 \pm 0.08$	- -	- -
$2^+$	1085.4	$2^+ \rightarrow 0^+$ $2^+ \rightarrow 2^+$ $2^+ \rightarrow 4^+$	- $0.05$ -	$0.200$ $0.54 \pm 0.06$ $2.5$	$0.200$ $0.286$ $0.515$
$4^+$	1280.3	$4^+ \rightarrow 2^+$ $4^+ \rightarrow 4^+$ $4^+ \rightarrow 6^+$	- $0.07 \pm 0.03$ -	$0.286$ $0.26 \pm 0.05$ $2.5 \pm 0.6$	$0.286$ $0.260$ $0.455$

Таблица II.

Отношения относительных приведенных вероятностей переходов с уровней полосы с  $K^\pi = 0^-$  на уровни ротационной полосы основного состояния.

Уровни.		Переходы. $J \rightarrow J'$	$\frac{B(E1; I0 \rightarrow I'0)}{B(E1; I0 \rightarrow I+20)}$	Кэфф. коэффициенты К.-Г. $\langle I, t-K   I', 0 \rangle^2 / \langle I, t-K   I+20 \rangle^2$		
$I^\pi$	E (кэВ)			$K=0$	$K=1$	$K=2$
$1^-$	1299.1	$1^- \rightarrow 0^+$ $1^- \rightarrow 2^+$	$0.70 \pm 0.30$	0.50	2.00	-
$3^-$	1397.2	$3^- \rightarrow 2^+$ $3^- \rightarrow 4^+$	$0.87 \pm 0.35$	0.75	1.33	2.69
$5^-$	1527.8	$5^- \rightarrow 4^+$ $5^- \rightarrow 6^+$	$0.66 \pm 0.25$	0.83	1.20	1.75

на полосу основного состояния, накладываются на линии переходов с других уровней  $^{158}\text{Dy}$  /см. рис. 1/. Имевшиеся в нашем распоряжении  $\gamma$ -спектрометры не позволили разделить эти линии в прямом спектре. Только результаты количественного анализа  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений дали нам возможность определить относительные интенсивности этих переходов с погрешностью около 50%.

Параметр  $X$  для уровня  $0^+$  не очень сильно отличается от ожидаемого теоретического значения  $X \approx 0,4$  для  $\beta$ -вибрационной полосы  $^{9/}$ . Состояние 990,4 кэВ слабо возбуждается в реакции  $(d, d')$ . Видимо, состояние 990,4 кэВ  $I^\pi = 0$  нельзя интерпретировать как чистое  $\beta$ -вибрационное состояние.

**Двухквaziчастичное состояние 1894,7 кэВ.** При распаде основного состояния  $^{158}\text{Ho}$  наиболее интенсивно заселяется уровень 1894,7 кэВ,  $I^\pi = 4^+ /40\%$  на распад/. Спин и четность этого состояния определены на основании мультипольностей разряжающих переходов  $^{6,1/}$ . Спин основного состояния  $^{158}\text{Ho}$   $I = 5$  измерен методом атомных пучков  $^{10/}$ . Низкое значение  $g \text{ ft} = 5,3$  соответствует (au)  $\beta$ -переходу  $p[523]^\uparrow \rightarrow n[523]_\downarrow$ . Этих данных достаточно, чтобы приписать основному состоянию  $^{158}\text{Ho}$  положительную четность и в соответствии со схемой одночастичных уровней конфигурацию  $p[523]^\uparrow + n[521]^\uparrow$ . Уровню 1894,73 кэВ можно приписать конфигурацию  $n[523]_\downarrow + n[521]^\uparrow$ . Расчеты Соловьева предсказывают появление этого уровня при энергии 2,4 МэВ  $^{11/}$ .

Уровень 2021,9 кэВ  $I^\pi = 5^+$  разряжается сильными переходами на  $\gamma$ -вибрационную полосу и является, видимо, первым ротационным уровнем на состоянии 1894,7 кэВ. Из отношений приведенных вероятностей переходов с уровней  $4^+$  и  $5^+$  на  $\gamma$ -вибрационную полосу, мы определили параметр смешивания обеих полос  $a = 0,025 \pm 0,007$  /см. рис. 2/. Экспериментальные точки лежат на прямой линии, что свидетельствует о применимости представлений о взаимном смешивании полос. Экспериментальное отношение приведенных вероятностей  $\beta$ -переходов при распаде  $^{158}\text{Ho}$   $I^\pi = 5^+$  на уровни 1894,7 и 2021,9 кэВ равно 100: /6,3  $\pm$  1,0/ и отличается от

значения 100 : 20,4, которое было рассчитано по правилам Алаги. Это, по-видимому, свидетельствует о существовании примесей в волновой функции состояния 1894,7 кэВ или основного состояния  $^{158}\text{Ho}$ . В работе  $^{12/}$  получена оценка периода полураспада уровня 1894,7 кэВ  $T \leq 0,11$  нсек. Верхняя граница парциального периода полураспада этого уровня относительно E2-перехода  $4^+ \rightarrow 2^+$  получается  $T \leq 1,83 \cdot 10^{-10}$  сек и соответствует фактору торможения  $F_T(949) \leq 15$ .

Нет пока сведений о втором ротационном уровне  $6^+$  на состоянии 1894,7 кэВ, которое в соответствии с ротационной формулой должно появляться при энергии около 2170 кэВ.

**Уровни с отрицательной четностью в  $^{158}\text{Dy}$ .** При распаде  $^{158m_1+g}\text{Ho}$  заселяется группа уровней с отрицательной четностью. Эти уровни наблюдались также в ядерных реакциях  $^{3/}$ . Интенсивности близких по энергии переходов с уровней  $1^- \rightarrow 0^+_g$ ;  $3^- \rightarrow 2^+_g$  и  $0^+_g \rightarrow 2^+_g$ ;  $5^- \rightarrow 6^+_g$  были определены из результатов  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений. Отношения приведенных вероятностей E1-переходов с уровней  $1^-$ ,  $3^-$ ,  $5^-$  на уровни ротационной полосы основного состояния приведены в табл. 2. В той же таблице приведены ожидаемые отношения приведенных вероятностей E1-переходов для уровней с различными K. Отношения близки к ожидаемым величинам при K = 0.

## РАСПАД ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

$^{158}\text{Ho}$

При распаде  $^{158m_1+g}\text{Ho}$  заселяется относительно большая группа уровней с энергией возбуждения больше 1,9 МэВ и, если уровню 1894,7 кэВ характеристики  $I^\pi = 4^+$  были приписаны на основании известных мультипольностей  $\gamma$ -переходов на нижележащие уровни, то ряду других можно было приписать значения  $I^\pi = 2^+$ ,  $3^+$  или  $4^+$ . Уточнить их нам помогло знание такого состояния  $^{158}\text{Ho}$ , при распаде которого заселяется тот или иной уровень  $^{158}\text{Dy}$ . Разрешенные  $\beta$ -переходы с  $^{158g}\text{Ho}$   $I^\pi = 5^+$  могут заселять уровни с  $I^\pi = 4^+$ ,  $5^+$  или  $6^+$ . Измерение

спектра  $\gamma$ -лучей  $^{158}\text{Ho}$  позволило нам выявить только интенсивные  $\gamma$ -переходы при его распаде. Этого, однако, оказалось достаточно, чтобы приписать  $I^\pi = 4^+$  ряду уровней  $^{158}\text{Dy}$  /см. табл. 3/. Только для уровня 1940 кэВ мы смогли определить параметр смешивания с  $\gamma$ -вибрационным состоянием  $a = 0,037 \pm 0,006$  /см. рис. 2/. Свойства этого уровня оказались аналогичными свойствам

Таблица III.

Уровни, введенные по балансу энергий.

E (кэВ)	$l_g ft$	E (кэВ)	$l_g ft$	E (кэВ)	$l_g ft$
уровни $4^+$		2519.0	6.1	2903.0	7.7
1779.9	6.5	2538.5	6.2	2913.1	7.8
1894.7	5.3	2803.3	6.6	2926.1	8.1
1940.3	5.9	3074.6	6.5	2950.1	8.0
2021.9(5 <sup>+</sup> )	6.4	уровни $1^-$		2972.9	8.0
2055.6	6.4	2310.5	7.1	3006.9	7.8
2107.7	5.6	2409.5	7.3	3022.0	7.5
2272.2	6.5	2605.8	6.6	3032.0	7.3
2286.6	6.9	2645.0	6.9	уровни $3^-$	
2346.8	7.0	2658.8	7.5	2423.0	7.7
2389.1	7.2	2672.4	7.6	2685.3	7.0
2409.2	6.2	уровни $2^-$		2712.6	7.5
2423.6	6.8	2470.9	7.8	2760.6	7.2
2436.7	6.3	2791.9	8.1	2809.0	7.3

Звездочкой отмечены уровни, существование которых подтверждено результатами  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений.

уровня 1894,7 кэВ. Большая часть уровней в табл. 3 была введена по балансу энергий разряжающих их переходов. Размещение некоторых из переходов подтверждено результатами  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений<sup>1/</sup>. Однако для подтверждения размещения других переходов нам пришлось провести дополнительную обработку матрицы  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений по методу, описанному в<sup>13/</sup>, который позволяет выявить

совпадения малоинтенсивных переходов. Эти совпадения также отмечены кружками на рис. 1.

Шеперс<sup>7/</sup> приписал уровню с энергией 2108 кэВ спин  $I^\pi = 3^-$  и конфигурацию  $p[411]_d - p[523]^\dagger$ , а изомерному состоянию 67 кэВ  $^{158}\text{Ho}$   $I^\pi = 2^-$  конфигурацию  $p[411]_d - n[523]^\dagger$ . Однако уточнение нами мультипольностей переходов, разряжающих этот уровень, /см.<sup>1/</sup> и рис. 1/, привело к изменению его четности, а опыты по измерению  $\gamma$ -лучей  $^{158}\text{Ho}$  показали, что этот уровень заселяется при распаде  $^{158}\text{Ho}$ , а не  $^{158m1}\text{Ho}$ , как это предполагал Шеперс. Низкое значение  $l_g ft = 5,6$  в совокупности с нашими данными о мультипольности перехода 1790,65 кэВ позволяет приписать этому уровню квантовые характеристики  $I^\pi = 4^+$ .

Для других уровней из указанной группы имеется меньше экспериментальных данных об их разрядке, т.к. они слабо заселяются в  $\beta$ -распаде.

Характерной особенностью уровней с  $I^\pi = 4^+$  является то, что самые интенсивные переходы с них идут на второй ротационный уровень полосы основного состояния  $I^\pi = 4^+$ . В табл. 4 даны отношения приведенных вероятностей переходов на уровни  $4^+$   $\gamma$ -вибрационного и полосы основного состояния. Условно полагается, что мультипольность этих переходов E2. Видно, что рассмотренные отношения не очень велики, как это, например, имеет место в ядре  $^{160}\text{Dy}$  /8/. Можно думать, что K-запрещенные переходы ( $\Delta K = 4$ )  $\nu = \Delta K - L = 2$  с уровней с  $I^\pi = 4^+$  на ротационную полосу основного состояния идут за счет заметного смешивания состояний с различными K.

Значения  $l_g ft$   $\beta$ -переходов на уровни с  $I^\pi = 4^+$  из табл. 3 лежат в пределах 5,6-7,2, что можно объяснить заметным вкладом в волновые функции этих состояний компоненты  $n[523]_d + n[521]^\dagger$ . По-видимому, двухквази-частичное состояние  $n[523]_d + n[521]^\dagger$  фрагментировано по ряду уровней в области энергий 1,9 ÷ 2,5 МэВ. Основная доля волновой функции этого состояния принадлежит уровню 1894,7 кэВ, т.к. из всех указанных состояний этот уровень имеет наибольшее значение приведенной вероятности  $\beta$ -перехода.

Сила  $\beta$ -перехода на уровень 1894,7 кэВ характеризуется  $l_g ft = 5,3$ . Это значение несколько завышено по срав-

Таблица 17.

Значения относительных приведенных вероятностей переходов с уровней  $4^+$  на уровни  $g$ -полосы,  $g$ -полосы и полосы с  $K^{\pi}$

Уровни	1779.9	1894.7	1940.3	2107.7	2272.2	2286.6	2409.2	2436.7	2519.0	2538.5	2803.3	3074.6
$2^+$				0.04		0.35		0.06				
$4^+$	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
$6^+$									0.29			
$K=2$		64.5	15.9	1.25		9.82	28.3			0.49	16.0	
$3^+$	23.8	69.4	5.15	0.84	3.98			14.7				21.0
$4^+$		39.1	10.5									
$K=4$												
$5^+$									100	98.6	242	

Всёду в таблице мультипольности переходов принимались чистыми E2.

нению с ожидаемым  $lg ft$  для (au)  $\beta$ -переходов в данной области ядер. Следует, однако, учесть, что волновая функция двухквантового состояния, на которое идет (au)  $\beta$ -переход, фрагментирована по многим уровням и, следовательно, чтобы знать суммарную силу  $\beta$ -перехода, необходимо просуммировать вклад этой компоненты. Просуммировав, мы получим  $lg ft = 4,9$ , что соответствует (au)  $\beta$ -переходу.

На рис. 3а приведена гистограмма, представляющая зависимость от энергии возбуждения силы  $\beta$ -переходов на уровни с  $I^{\pi} = 4^+ 158 Dy$  в интервалах по 100 кэВ. Резкий максимум при энергии 1,9 МэВ соответствует  $\beta$ -переходу на уровень 1894,7 кэВ. Из рассмотрения гистограммы и табл. 3 можно заключить, что фрагментация распространяется на уровни с  $I^{\pi} = 4^+$  в интервале энергий 600 кэВ.

В книге <sup>/14/</sup> приведена схема распада <sup>158</sup>Ho, где компонента  $\beta^+$ -спектра с  $E_{гр.} = 1350 \pm 50$  кэВ ошибочно направлена на уровень 1672,2 кэВ  $/4^+ / \gamma 946,0 725,6/$ . Более поздние исследования показали, что переход 727,45 кэВ принадлежит уровню 1044,6 кэВ  $/3^+ /$ , а из баланса интенсивностей следует, что компоненту  $\beta$ -спектра с  $E_{гр.} = 1350 \pm 50$  кэВ следует направить на уровень 1894,7 кэВ  $/4^+ /$ . Таким образом, энергия распада составит  $Q_{\beta} = 4270 \pm 50$  кэВ. Близкое значение получено и в работе <sup>/6/</sup>:  $Q_{\beta} = 4220 \pm 30$  кэВ. Ошибочный результат работы <sup>/14/</sup> повторен и в таблицах массы ядер <sup>/15/</sup>. Мы принимаем энергию  $\beta$ -распада равной  $Q_{\beta} = 4220 \pm 30$  кэВ.

Компоненту с  $E_{гр.} = 2890 \pm 20$  кэВ авторы <sup>/6/</sup> направили на уровень  $4^+ 158 Dy$ . Этот переход характеризуется  $lg ft = 8,65$ . Столь низкое значение  $lg ft$  для сильно запрещенного по квантовому числу  $K$   $\beta$ -перехода  $\Delta K = 5 / \nu = 4$ , в совокупности с данными о распаде уровней с  $I^{\pi} K=4^+$  на уровни ротационной полосы основного состояния  $\Delta K = 4$ ,  $\nu = 2$  приводит к заключению о нарушении правил отбора по квантовому числу  $K$  в случае <sup>158</sup>Dy.

Баланс интенсивностей для основного состояния <sup>158</sup>Ho хорошо соблюдается. Полная интенсивность изомерного перехода 67,25 кэВ составляет  $65 \pm 10\%$  распадов <sup>158m1</sup>Ho <sup>/1/</sup>.



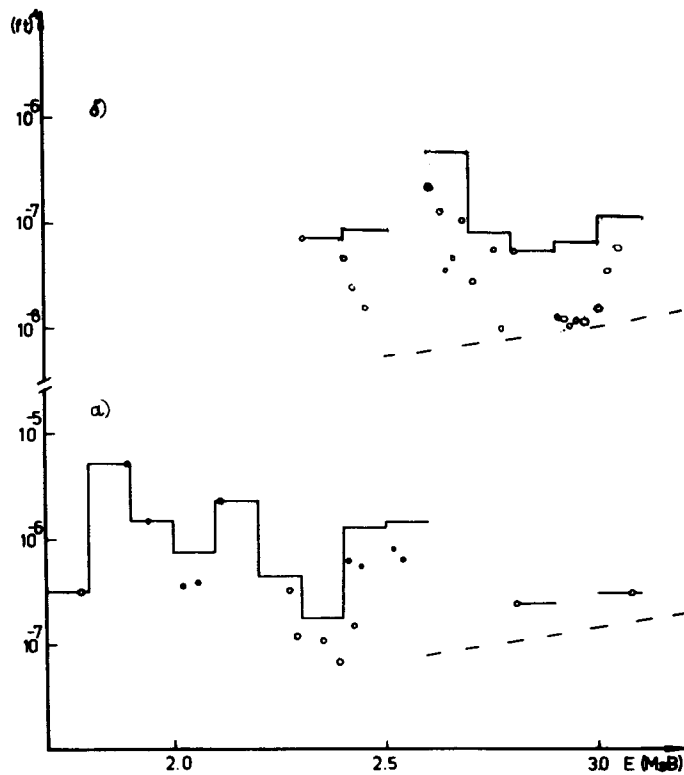


Рис. 3. Гистограммы силы  $\beta$ -переходов в интервалах по 100 кэВ в зависимости от энергии возбуждения: а/ при распаде  $^{158}\text{Ho}$   $I^\pi = 5^+$  на уровни  $4^+$ ,  $5^+$ ; б/ при распаде  $^{158\text{m}1}\text{Ho}$   $I^\pi = 2^-$  на уровни  $1^-$ ,  $2^-$ ,  $3^-$ . Зачерненными точками отмечены уровни, существование которых подтверждено результатами  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений. Пунктирной линией отмечены нижние пределы интенсивности заселения уровней, которые можно было бы заметить в наших опытах.

Интенсивность заселения уровней  $^{158}\text{Dy}$  при распаде основного состояния  $^{158}\text{Ho}$  составляет  $57 \pm 10\%$ .

### РАСПАД 27-МИНУТНОГО ИЗОМЕРА

$^{158}\text{Ho}$

Спин 27-минутного изомера  $^{158}\text{Ho}$  измерен методом атомных пучков  $I = 2/10^7$ . Изомер разряжается в 65% случаев ЕЗ-переходом 67,25 кэВ в основное состояние  $^{158}\text{Ho}$   $I^\pi = 5^+$ . Эти данные позволяют приписать изомерному уровню с энергией 67,25 кэВ квантовые характеристики  $I^\pi = 2^-$ .

При распаде  $^{158\text{m}1}\text{Ho}$  наблюдается заселение группы уровней с квантовыми характеристиками  $I^\pi = 1^-, 2^-, 3^-$  при энергии возбуждения 2,6 МэВ. Существование некоторых из них подтверждено результатами  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений /см. рис. 1/. Все эти уровни перечислены в табл. 3. Критерии для введения таких уровней подробно описаны в /8/. На рис. 3б приведена силовая функция для уровней с  $I^\pi = 1^-, 2^-, 3^-$  из табл. 3.

Мы наблюдаем небольшой пик в области энергий  $2,6 \div 2,8$  МэВ. Суммарная сила  $\beta$ -перехода на уровни, входящие в этот максимум, характеризуется  $lg ft = 6,3$ . Значение  $lg ft$  довольно велико и не позволяет сделать определенных выводов относительно этой группы уровней, имеющих отрицательную четность.

Изомерному состоянию 67,25 кэВ  $I^\pi = 2^-$   $^{158}\text{Ho}$  можно приписать по схеме одночастичных уровней одну из следующих конфигураций:  $p[523]^\uparrow - n[651]^\uparrow$ ,  $p[411]^\downarrow - n[523]^\downarrow$  или  $p[411]^\downarrow + n[521]^\uparrow$ .  $\beta$ -переходы, происходящие из второй или третьей конфигурации, будут сильно запрещены по асимптотическим квантовым числам, т.к. в интервале энергий 2,2-3,0 МэВ нет уровней с конфигурациями, на которые может идти (ау) или (аһ)  $\beta$ -переход с этих двух конфигураций. Поэтому мы приписываем состоянию  $I^\pi = 2^-$   $^{158}\text{Ho}$   $T = 27$  мин конфигурацию  $p[523]^\uparrow - n[651]^\uparrow$ . При  $\beta$ -распаде изомерного состояния  $^{158}\text{Ho}$   $I^\pi = 2^-$  должен наблюдаться (ау)  $\beta$ -переход на двухкванзитронное состояние  $I^\pi = n[523]^\downarrow - n[651]^\uparrow$ . Согласно расче-

там Соловьева, это состояние должно появляться в  $^{158}\text{Dy}$  при энергии  $\approx 2,4 \text{ МэВ}$ . Можно думать, что наблюдавшийся пик силовой функции при энергии  $2,7 \text{ МэВ}$  связан именно с этим состоянием. Однако суммарная сила  $\beta$ -перехода характеризуется, как мы уже говорили,  $lg ft = 6,3$ . Это значение довольно велико для (au)  $\beta$ -переходов, и для окончательных выводов необходимы дополнительные сведения об уровнях в области энергий  $2,2-3,0 \text{ МэВ}$ , заселяющихся при распаде  $^{158m_1}\text{Ho}$   $I^\pi = 2^-$ . Несколько странным кажется большой фактор торможения одночастичного  $/n[651]^\dagger \rightarrow n[521]^\dagger /$  измеренного  $E3$ -перехода  $67,25 \text{ кэВ}$   $F_T = 4,6 \cdot 10^4$ . Такое явление мы наблюдаем и в  $^{160}\text{Ho}$   $^{7/8}$ , где фактор торможения изомерного  $E3$ -перехода еще больше и составляет  $F_T = 9,3 \cdot 10^4$ .

В работе  $^{3/}$  в реакции (d, d') изучались уровни  $^{158}\text{Dy}$ . Некоторые из них могут заселяться и при распаде изомеров  $^{158}\text{Ho}$ . В табл. 5 приведены возможные пути разрядки этих уровней. Их возможные квантовые характеристики  $2^+$ ,  $4^+$ . Сравнительно небольшая энергия возбуждения позволяет надеяться на выяснение волновых функций этих уравнений с точки зрения модельных представлений.

### РАСПАД 21-МИНУТНОГО ИЗОМЕРА $^{158}\text{Ho}$

При исследовании  $^{158}\text{Ho}$  проявился третий изомер этого изотопа, о котором сообщалось в  $^{7/}$ . Измеренное значение периода полураспада оказалось равным  $21 \pm 2 \text{ мин}$ . В соответствии с  $^{7/}$  спин и структура этого изомера  $9^+$   $p[523]^\dagger + n[505]^\dagger$ . Он испытывает в 90% распадов (au)  $\beta$ -переход на уровень  $2528,5 \text{ кэВ}$   $I^\pi = 8^+$   $n[523]^\dagger + n[505]^\dagger$ . Разрядка состояния  $2528,5 \text{ кэВ}$  происходит на уровни  $8^+$  и  $10^+$  полосы основного состояния. Шеперс  $^{7/}$  наблюдал также уровень  $3237 \text{ кэВ}$ , интенсивность заселения которого, по нашим оценкам,  $\leq 10\%$  распадов.

Таблица У.  
Список уровней  $^{158}\text{Dy}$ , замеченных в реакции (d, d') и возможно, заселяемых при распаде  $^{158m_1}\text{Ho}$ .

(d, d')		Распад $^{158m_1}\text{Ho}$ .			
E (кэВ)	dG/dQ	E (кэВ)	I <sup>π</sup>	lg ft	Сумми.
1513	9	1513.3	4 <sup>+</sup>	6.4	98.9+1414.4=1513.3 E2, M1 317.1+1196.3=1513.4 637.6+ 875.1=1512.7 E2
1821	4	1821.1	4 <sup>+</sup>	7.1	946.0+ 875.1=1821.1 E2 1044.6+ 776.6=1821.2 M1
1924	5	1923.8	2 <sup>+</sup>	7.3	946.0 + 977.6=1923.5 E2 1085.4+ 839.0=1924.4 E2 1280.3+ 643.1=1923.4 E1, E2
2048	7	2047.9	4 <sup>+</sup>	7.4	98.9+1948.6=2048.3 E2 1085.4+ 962.9=2048.3 E2 1280.3+ 768.1=2048.4
2101	2	2101.1	4 <sup>+</sup>	6.5	317.1+1784.4=2101.5 637.6+1463.3=2100.9 E2 1085.4+1014.8=2100.2
2151	2	2150.8	2 <sup>-</sup>	7.8	1163.3+ 986.0=2149.3 1299.8+ 850.5=2150.3 E2

### Литература

1. А.А.Александров, В.С.Бутцев, Ц.Вылов, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, В.Г.Калинников, А.Ляпушински, В.И.Стегайлов. Препринт ОИЯИ Р6-8000, Дубна, 1974.
2. J.H.Jett, D.A.Lind. Nucl. Phys., A155, 182 (1970).
3. T.Grottal, K.Nybo, T.Thoreinsen, B.Elbeke. Nucl. Phys., A110, 385 (1968).

4. J.V.Maher, J.J.Kolata, R.W.Miller. *Phys.Rev.*, C6, 358 (1972).
5. P.Thieberger, A.Sunyar, P.Rogers, N.Lark, O.Kistner, E.der Mateosian, S.Cochavi, E.Auerback. *Phys.Rev.Lett.*, 28, 972 (1972).
6. А.А.Абдуразаков, Я.Врзал, К.Я.Громов, Ж.Т.Желев, В.Г.Калинников, Я.Липтак, Ли Сан Гын, Ф.Н.Мухтасимов, У.К.Назаров, Я.Урбанец. *Изв. АН СССР сер. физ.*, 32, 749 /1968/.
7. H.Schepers. Report BMW-FB K70-30 (1970), Bonn.
8. А.А.Александров, В.С.Бутцев, Ц.Вылов, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев. Препринт ОИЯИ Р6-8005, Дубна, 1974.
9. Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. *Изв. АН СССР сер. физ.*, 28, 1617 /1964/.
10. C.Ekstrom, T.Noreland, M.Olsmats, B.Wannberg. *Nucl. Phys.*, A135, 289 (1969).
11. Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. Структура четных деформированных ядер. Наука, 1974.
12. A.Charvet, R.Chery, R.Duffait, M.Morque, J.Sau. *Nucl.Phys.*, A213, 117 (1973).
13. Q.Ketele and P.Suominen. *Nucl. Instr. and Meth.*, 86, 65 (1970).
14. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекар, В.О.Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. с  $A > 100$ . Изд-во АН СССР, М-Л, 1963.
15. A.H.Wapstra, N.B.Gove. *Nucl. Data*, A9, No. 4-5 (1971).