



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4580/2-81

7/9-81

6-81-388

+

Ц.Вылов, В.Г.Калинников, В.В.Кузнецов,  
Ли Зон Сик, А.А.Солнышкин, Ю.В.Юшкевич

О СВОЙСТВАХ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ  
НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР  $N \text{ и } Z = 156,$   
 $158 \text{ и } 160$ , ЗАСЕЛЯЕМЫХ  
ПРИ БЕТА- РАСПАДЕ ИЗОТОПОВ  $E_{\beta}$

Направлено в "Известия АН СССР", серия физическая".

1981

Исследованию радиоактивного распада нейтронодефицитных изотопов  $^{156}\text{Er} / T_{1/2} = 19,5 \text{ мин/}$ ,  $^{158}\text{Er} / T_{1/2} = 2,3 \text{ ч/}$  и  $^{160}\text{Er} / T_{1/2} = 30 \text{ ч/}$  посвящен ряд работ<sup>/1-11/</sup>, результатом которых явилось установление схем возбужденных состояний дочерних ядер гольмия. Хотя в литературе предложены довольно детальные схемы уровней нечетно-нечетных ядер  $\text{Ho}$  с  $A = 156-160$ , однако, на наш взгляд, некоторые важные вопросы требовали проведения дополнительных исследований.

1. При бета-распаде четно-четных изотопов  $\text{Er}$  должен реализоваться разрешенный, незадержанный ( $\text{ш}$ ) переход Гамова-Теллера типа  $p7/2^- / 523/ \rightarrow n 5/2^- / 523/$  с возбуждением в дочерних нечетно-нечетных ядрах состояния  $1^+ \{ p7/2^- / 523/ - n 5/2^- / 523/ \}$ . В более тяжелых ядрах  $\text{Ho} / A = 162, 164, 166/$  состояния  $1^+$  указанного типа однозначно идентифицированы<sup>/12/</sup>. Такой уровень нами ранее был найден и в ядре  $^{156}\text{Ho} / 1-3/$ . Однако в ядрах  $^{158}\text{Ho}$  и  $^{160}\text{Ho}$ , несмотря на детальное изучение распадов  $^{158}\text{Er}$  и  $^{160}\text{Er}$ , до сих пор не идентифицированы состояния  $1^+$  указанного выше типа.

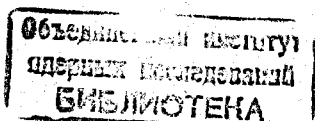
2. Другое неожиданное явление, с которым мы столкнулись при исследовании распада  $^{156}\text{Er}$  и  $^{158}\text{Er}$ , есть сильное заселение в дочерних ядрах уровней с  $I^\pi = 1^-$ , причем на некоторые из них бета-переходы характеризуются необычно малыми значениями  $\lg ft \sim -5,0/$ .

3. Ранее<sup>/2/</sup> мы уже отмечали, что бета-распад  $^{156}\text{Er}_{88} \rightarrow ^{156}\text{Ho}_{89}$  происходит между состояниями ядер, форма которых заметно отличается. Поэтому можно было ожидать<sup>/3/</sup> дополнительного запрета на вероятность бета-переходов.

Настоящей работой мы подводим итоги наших многолетних исследований, целью которых и являлось рассмотрение трех перечисленных вопросов. Предварительные результаты наших исследований опубликованы в<sup>/7,8,11/</sup>.

## 1. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Нейтронодефицитные нуклиды эрбия мы получали в реакции глубокого расщепления тантала быстрыми протонами. Мишени массой  $0,5 \div 5 \text{ г}$  облучались на внутреннем пучке синхроциклотрона /  $E_p = 660 \text{ МэВ}$ ,  $I_p \sim 2,5 \text{ мкА/}$  и синхрофазотрона ОИЯИ /  $E_p \approx 10 \text{ ГэВ}$ ,



$I_p \sim 8 \cdot 10^{10}$  протон/с/. Время облучения варьировалось от 0,5 до 30 ч в зависимости от периода полураспада, необходимого для исследования изотопа.

Методом соосаждения из облученной мишени была выделена смесь редкоземельных радионуклидов - продуктов реакции Та+р. На микроколонке методом катионообменной хроматографии полученная смесь лантанидов разделялась на отдельные элементы. С помощью электромагнитного масс-сепаратора радиохимически выделенная фракция эрбия была разделена по массовым числам.

Для получения относительно короткоживущего изотопа  $^{156}\text{Er}$  мы дополнительно использовали метод "горячего тантала". Облученная в течение 15-20 мин на внешнем пучке синхротронного / $E_p \sim 0,1$  мкА/ танталовая мишень /0,5 г/ помещалась непосредственно в ионный источник поверхностно-ионизационного типа и при температуре 2700°C проводилась масс-сепарация продуктов реакции. Однако выделенная в этом случае изобара  $A=156$  помимо  $^{156}\text{Er}$  содержала также  $^{156}\text{Tm}$  / $T_{1/2} = 1,5$  мин/ и  $^{156}\text{Ho}$  / $T_{1/2} = 56$  мин/.

Гамма-излучение измерялось с помощью спектрометров с Ge(Li)-детекторами объемом 0,5; 0,8 и 38 см<sup>3</sup>. При этом энергетическое разрешение спектрометров составляло 0,5 ( $^{57}\text{Co}$ ), 0,6 ( $^{57}\text{Co}$ ) и 2,2 кэВ ( $^{60}\text{Co}$ ), соответственно. Подробности методики измерения и обработки  $\gamma$ -спектров описаны в<sup>14/</sup>.

Спектры электронов внутренней конверсии измерялись с помощью безжелезного бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем<sup>15/</sup> и бета-спектрографа с постоянным однородным магнитным полем<sup>16/</sup>. Разрешение бета-спектрометра типа "Апельсин" составляло 0,8% при светосиле 15%. Разрешение бета-спектрографа составляло 0,05%. Источники для бета-спектрометра типа "Апельсин" приготавливались с помощью масс-сепаратора, а для бета-спектрографа - электролитически из фракции эрбия.

Для подтверждения схем распада изучавшихся изотопов в работе были выполнены измерения  $e-\gamma$ -совпадений на установке<sup>17/</sup>, созданной на базе бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем и гамма-спектрометра с Ge(Li)-детектором объемом 35 см<sup>3</sup>. Разрешающее время установки в наших опытах было  $2\tau = 50$  нс.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Распад  $^{156}\text{Er} \rightarrow ^{156}\text{Ho}$ . Сведения о  $\gamma$ -лучах  $^{156}\text{Er}$  приведены в табл.1. Обнаружены ранее неизвестные переходы 186,0 и 352,0 кэВ. Подтверждена принадлежность к распаду  $^{156}\text{Er}$  перехода 133,5 кэВ.

В табл.1 представлены также сведения об электронах внутренней конверсии. Уточнены опубликованные ранее данные<sup>1/</sup> об ин-

Таблица 1

Сведения о  $\gamma$ -лучах и электронах внутренней конверсии  $^{156}\text{Er}$ .

$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ отн.ед.	$I_e$ , отн. ед.				$\Lambda$
		K	L	M	N	
29,9±0,1	17,0±1,7	-	255±25	50±5	13±2	$M1+(0,11\pm0,02)\%E2$
35,3±0,1	100	-	81±8	20±3	5±1	E1
52,2±0,1	-	-	428±42	95±15	25±5	M3
133,5±0,4	4,4±1,4	7,7±1,5	1,3±0,3	-	-	M1
186,0±0,5	1,5±0,6	-	-	-	-	-
352,0±1,0	1,6±0,8	-	-	-	-	-

Примечание: Интенсивности  $I_\gamma$  и  $I_e$  приведены в одних относительных единицах.  $I$  отн.ед. = /0,182±0,018/% на распад из баланса интенсивностей. Нормировка выполнена по коэффициенту конверсии  $a_L(E1) = 0,78$  перехода 35,3 кэВ.

тенсивностях L-линий переходов 29,9; 35,3 и 52,2 кэВ. Обнаружены K- и L-линии перехода 133,5 кэВ. С помощью бета-спектрографа изучена структура L- и M-линий переходов 29,9; 35,3 и 52,2 кэВ. Получены следующие отношения интенсивностей линий:

$$E_{\gamma} = 29,9 \text{ кэВ } L_I : L_{II} : L_{III} : M_I : M_{II} = 1 : 0,14 : 0,039 : 0,25 : 0,033$$

$$E_{\gamma} = 35,3 \text{ кэВ } L_I : L_{II} : L_{III} : M_I : M_{II} = 1 : 0,60 : 0,80 : 0,26 : 0,20$$

$$E_{\gamma} = 52,2 \text{ кэВ } L_I : L_{II} : L_{III} : M_I : M_{II} : M_{III} = 1 : 0,125 : 2,63 : 0,25 : 0,038 : 0,625$$

Сравнением измеренных отношений интенсивностей L- и M-линий с отношениями теоретических величин коэффициентов внутренней конверсии<sup>18/</sup> установлены типы мультипольностей  $\gamma$ -переходов: 29,9 ( $M1+0,11\%E2$ ); 35,3 (E1) и 52,2 (M3). Выводы о типах мультипольностей указанных трех переходов согласуются с нашими прежними выводами<sup>1/</sup>.

Для  $\gamma$ -перехода 133,5 кэВ определены величина  $a_K = 1,66 \pm 0,83$  и отношение  $K/L = 5,9 \pm 2,0$ . Отсюда следует, что переход имеет мультипольность M1.

Измерены спектры совпадений  $\gamma$ -лучей с электронами внутренней конверсии L29,9 и L35,3. Гамма-лучей, совпадающих с электронами L35,3, не обнаружено. С конверсионными электронами L29,9 обнаруживаются совпадения следующих  $\gamma$ -переходов /в скобках указаны относительные интенсивности/: 133,5 /4,4/, 186,0 /1,8±0,7/, 352,0 /1,9±0,8/ и 511,0 кэВ /1,6±0,6/.

Таблица 2.

Сведения о гамма-лучах и электронах внутренней конверсии  $^{158}\text{Er}$ 

$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$ , отн.ед.	Линия	$I_e$ , отн.ед.	$\alpha_e$ , (эксп.)	$I_{\text{полн.}}$ отн.ед.	$\Lambda$
1	2	3	4	5	6	7
24,4±0,2	25±4	L <sub>I</sub> L <sub>2</sub> M N	420±70 100±20 180±35 50±12	16,8±5,6	775±85	MI/E2=200 <sup>a)</sup>
(25,5±0,2) <sup>d)</sup>	17±3					
28,7±0,2	<3	L <sub>I</sub> L <sub>2</sub>	23±7 <6	>5	35±11	MI
30,8±0,2 <sup>d)</sup>	<3	L <sub>I</sub>	20±5	>5	43±11	MI+~3%E2 <sup>b)</sup>
43,5±0,1	62±18	L <sub>I</sub> L <sub>2</sub> M	210±30 26±8 45±15	3,4±1,5	354±54	MI/E2=280 <sup>a)</sup>
45,5±0,2		L <sub>I</sub>	60±20		480±160	(E1) <sup>r)</sup>
50,6±0,2	21±7	L <sub>I</sub>	32±10	1,5±0,9	77±23	д)
67,25±4,00	38±4	K L M N	150±30 12000±1200 3000±300 800±100	3,95±1,20	15900±1240	E3
70,0±0,1	10±3	K	47±13	4,7±2,7	65±18	E1 + ~ 3%E2
71,95±0,05	1600±100	K L M N	9350±940 1400±140 220±20 87±9	5,85±1,05	12660±1260	MI+ < 0,13%E2

Продолжение таблицы 2

1	2	3	4	5	6	7
93,7±0,2	27±5					
115,36±0,05	30±6	K	18 <sup>a)</sup>	0,60±0,20	50±8	(E2)
118,4±0,5 <sup>d)</sup>	~15	L	<1,0			
162,5±0,5 <sup>d)</sup>	7±3	K	2,0±0,7		9,5±4,0	
190,2±0,5 <sup>d)</sup>	6±3	K	3,0±1,5		10±4	
195,4±0,1	200±15	K L	70±15 12±4	0,35±0,10 0,06±0,02	285±28	MI
200,2±0,3	<6					
204,2±0,2	29±5	K	6,5±2,0	0,22±0,11	37±6	MI+E2
208,0±0,3	12±3	K	3,0±1,5	0,25±0,14	16±4	MI+E2
238,9±0,2	30±4	K L	8,8±1,8 1,5±0,5	0,29±0,10	40±5	MI
248,58±0,05	390±24	K L	10±2 2,5±0,4	(2,6±0,7)·10 <sup>-2</sup>	403±25	E1
271,1±0,2	34±7	L	1,4±0,3	(4,1±1,5)·10 <sup>-2</sup>	44±8	MI
276,7±0,4	12±4	K	1,1±0,3	(9,2±4,6)·10 <sup>-2</sup>	13±4	(MI, E2)
286,6±0,3	24±7	K L	3,7±0,7 0,6±0,3	0,15±0,07	28±8	MI+(E2)
296,0±0,1	135±20	K	1,9±0,5	(1,4±0,6)·10 <sup>-2</sup>	137±20	E1
310,8±0,1	265±25	K	28±4	0,106±0,026	298±28	MI
315,0±0,1	41±8	K L	4,9±0,9 1,0±0,3	0,118±0,044	48±9	MI

I	2	3	4	5	6	7
(326,7±0,3) б)	37±6	K	0,5±0,2	< 0,023	37±10	(E1)
328,9±0,3 б)	< 6	K	0,7±0,3	> 0,10	< 7	
336,4±0,3 б)	15±3	K	1,1±0,5	(7,3±4,8) · 10 <sup>-2</sup>	16±3	(M1+E2)
341,5±0,1	110±20	K	3,1±0,5	(2,8±1,1) · 10 <sup>-2</sup>	114±20	E2
368,3±0,1	280±30	K	25±4	(7,5±1,9) · 10 <sup>-2</sup>	308±32	MI
386,85±0,05	1000±80	K	65±7	(6,5±1,2) · 10 <sup>-2</sup>	1075±85	MI
472,8±0,1	110±13	L	9,5±2,0			
516,1±0,3	105±20	K	4,0±0,5	(3,6±0,9) · 10 <sup>-2</sup>	115±14	MI
588,7±0,5	22±10	K	3,0±0,6	(2,9±1,1) · 10 <sup>-2</sup>	109±20	MI
218,2±0,1 *)	≅ 8000	K	0,20±0,07	≅ 0,125	22±10	E2
			≅ 1000		9450±475	E2

Примечания: Интенсивности  $I_{\gamma}$  и  $I_e$  приведены в одних относительных единицах.  $I_{отн.ед.} = (6,42 \pm 0,44) \cdot 10^{-3} \%$  из баланса интенсивностей с учетом  $I_{\gamma}(Ho) = (22,2 \pm 1,5) \cdot 10^3$  отн.ед.

\*) Переход  $^{158}Ho$  использован для нормировки интенсивностей  $I_{\gamma}$  и  $I_e$  равновесной смеси  $^{158}Er + ^{158}Ho$ .

а) Данные работы /6/. б) Переход не размещен в схеме распада.

в) Согласно  $I_{\gamma}/I_{\beta}$  из отношения  $I_{\gamma}/I_{\beta}$  переход приписан тип E1. Из установленного нами  $\alpha_{L1} > 5$  и того же отношения  $I_{\gamma}/I_{\beta} = 1,5$  следует вывод о смеси мультипольностей  $M1 + \sim 3\% E2$ .

г) Из баланса интенсивностей при принятом размещении перехода в схеме распада ему следует приписать тип E1.

д) Из отношения  $I_{\gamma}/I_{\beta} = 2,5$  в /6/ приписан тип E1. Из измеренного нами значения  $\alpha_{L1}$  и того же отношения  $I_{\gamma}/I_{\beta}$  переходу следует приписать смесь  $M1 + \sim 30\% E2$ .

2.2. Распад  $^{158}Er \rightarrow ^{158}Ho$ . Полученные нами сведения о  $\gamma$ -лучах  $^{158}Er$  приведены в табл.2. Идентификация наблюдаемых в спектре  $\gamma$ -переходов производилась по спаду их интенсивности. Кроме того, были учтены результаты наших исследований спектров  $\gamma$ -лучей  $^{158}Ho$ , измеренных в тех же условиях. Уверенной идентификации наблюдаемых при распаде  $^{158}Er \rightarrow ^{158}Ho \rightarrow ^{158}Dy$   $\gamma$ -переходов способствовало детальное исследование спектров электронов внутренней конверсии /см. табл.2/. Для большинства  $\gamma$ -переходов были наблюдаемы K-L-конверсионные линии. По разностям энергий  $E_{\gamma} - E_K$  или  $E_K - E_L$  сделаны заключения о принадлежности  $\gamma$ -перехода к распаду материнского  $^{158}Er$  или дочернего  $^{158}Ho$ .

Сведения о  $\gamma$ -лучах  $^{158}Er$ , полученные в настоящей работе, существенно уточняют данные работы /4/ и хорошо согласуются с результатами /5/. Для большинства  $\gamma$ -переходов с  $E_{\gamma} < 238,8$  кэВ мы впервые установили интенсивности  $\gamma$ -лучей. Также впервые измерены интенсивности  $\gamma$ -лучей с  $E_{\gamma} = 271,1; 276,7; 315,0; 326,7; 336,4; 472,8; 516,1$  и  $588,7$  кэВ. Интенсивность  $\gamma$ -лучей с  $E_{\gamma} = 341,5$  кэВ, по нашим данным, имеет меньшее значение, чем в /5/. Это связано с более тщательным учетом вклада в  $\gamma$ -линию комптоновского распределения от сильного аннигиляционного излучения.

Наши сведения об электронах внутренней конверсии  $^{158}Er$  в пределах погрешностей согласуются с данными Харматца и Хандлея /6/. Некоторые слабые переходы, отнесенные в /6/ к распаду  $^{158}Er$  ( $E_{\gamma} = 188,6; 303,9; 420,3; 427,5$  и  $537,1$  кэВ), по нашим данным, следует отнести к распаду дочернего  $^{158}Ho$  /уменьшить энергию  $E_{\gamma}$ , соответственно, на  $\Delta E_K (Ho - Dy) = 1,8$  кэВ/.

В табл.2 для большинства  $\gamma$ -переходов указаны типы мультипольностей. Выводы о них сделаны либо на основании измерений структуры L-линий, либо величины коэффициентов внутренней конверсии ( $\alpha_{\beta}$ ).

Специальное внимание нами уделялось измерению периода полураспада изотопа  $^{158}Er$ , так как в литературе приводились заметные различающиеся значения /от  $1,95 \pm 0,13$  до  $2,5 \pm 0,1$  ч/. В течение 8 ч с помощью спектрометра с  $Ga(Li)$ -детектором объемом  $38 \text{ см}^3$  мы сняли 7 последовательных  $\gamma$ -спектров препарата  $^{158}Er$ . Период определялся по площади фотопика с  $E_{\gamma} = 386,9$  кэВ. Для учета мертвого времени спектрометра площади фотопика  $386,9$  кэВ во всех сериях нормировались по отношению к площади пика от генератора точной амплитуды. Период полураспада  $^{158}Er$  найден равным  $T_{1/2} = 2,24 \pm 0,10$  ч.

Для обоснования схемы распада  $^{158}Er \rightarrow ^{158}Ho$  измерены спектры совпадения  $\gamma$ -лучей с электронами внутренней конверсии ряда  $\gamma$ -переходов /табл.3/. Дополнительно отметим, что не обнаружено  $\gamma$ -лучей, совпадающих с электронами K248,6. На рис.1-3 представлены отдельные спектры  $e$ - $\gamma$ -совпадений.

Таблица 3

е-γ-совпадения при распаде  $^{158}\text{Er}$

"Окно" (линия ЭВК)	Гамма-лучи в совпадениях, $E_\gamma$ (кэВ)
M 24,4	(118,4); 248,6; 296,2; 341,5; $\gamma^\pm$
L 43,5	Kx(Ho); (72,0); (178,5); 195,5; 204,2; 208,0; 271,1; 472,6
L 45,5	248,6; 296,0; 326,7
K 72,0	Kx(Ho); 93,7; (183); 195,4; 204,2; 208,0; 238,9; 271,1; 286,6; 315,0; (336,4); 472,8; $\gamma^\pm$ ; 516,1
L 72,0	(93,5); 195,4; 208,0; 238,9; 315,0; 472,8; $\gamma^\pm$ ; 516,1
K 195,4	72,0; 115,4; (118,5); (276,7)

Примечание: Совпадения, указанные в скобках, слабые или неоднозначные.

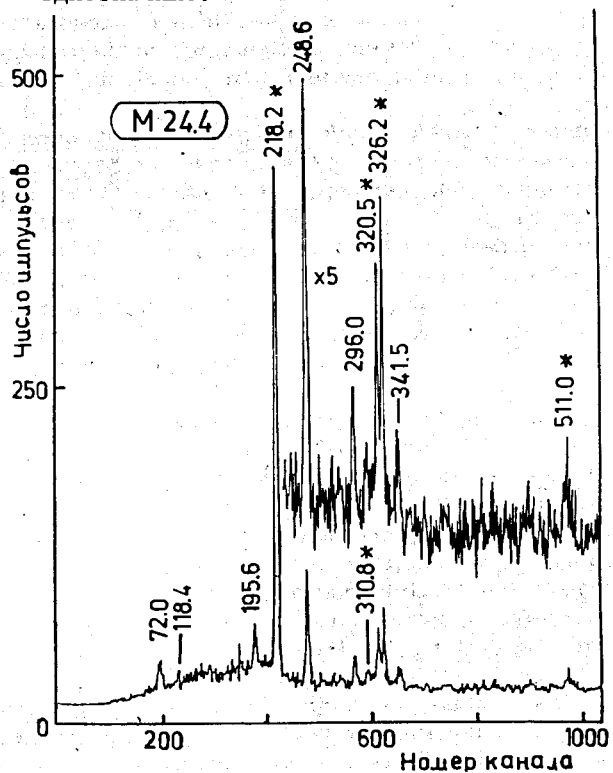


Рис.1. Спектр е-γ-совпадений при распаде  $^{158}\text{Er}$  / "окно" M24,4 /.

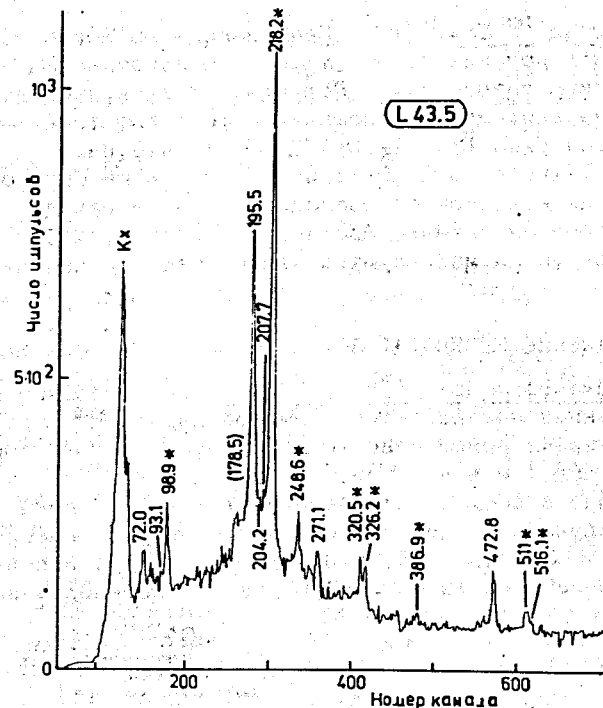


Рис.2. Спектр е-γ-совпадений при распаде  $^{158}\text{Er}$  / "окно" L43,5 /.

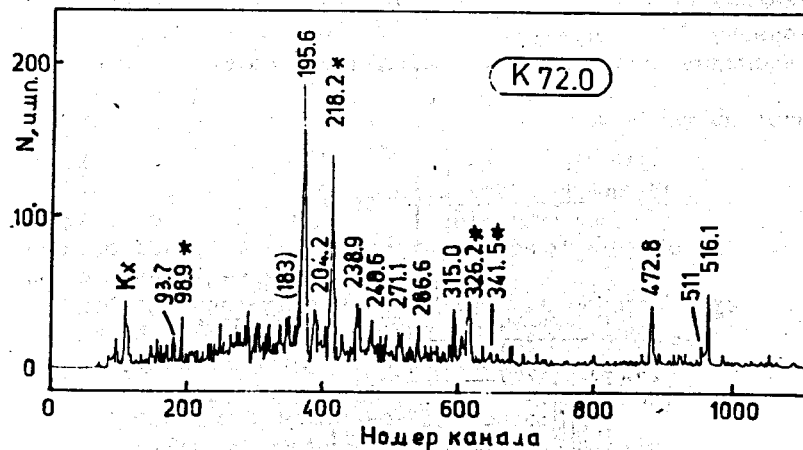


Рис.3. Спектр е-γ-совпадений при распаде  $^{158}\text{Er}$  / "окно" K72,0 /.  
Знаком (\*) помечены γ-переходы, проявившиеся в спектрах за счет случайных совпадений.

2.3. Распад  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160}\text{Ho}$ . Нами выполнены новые измерения спектра рентгеновских лучей К-серии с помощью Ge(Li) -детектора с высоким разрешением. Получено близкое к измеренному ранее<sup>9/</sup> значение для отношения интенсивностей Кх-лучей в Ho и в дочернем Dy:  $I_K(\text{Dy})/I_K(\text{Ho})=1,66 \pm 0,04$ .

Отметим также, что в области 10-300 кэВ не было обнаружено в  $\gamma$ -спектрах каких-либо переходов /кроме переходов  $^{160}\text{Ho}$ /. Верхний предел их интенсивности составляет 0,1% на распад, если только они не маскируются рентгеновскими линиями.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Схема распада  $^{156}\text{Er} \rightarrow ^{156}\text{Ho}$ . На основании полученных нами данных предлагается схема распада  $^{156}\text{Er}$  /рис. 4/, включающая кроме ранее известных уровней  $^{156}\text{Ho}$  три новых: 215,6/1<sup>+</sup>/; 268,1 и 434,1 кэВ.

Наблюдение в спектре совпадений (L29,9) ( $\gamma$ ) пика аннигиляционного излучения позволило нам установить интенсивность позитронов  $^{156}\text{Er}$ :  $I_{\beta^+} = 0,21 \pm 0,10\%$  на распад. Используя установленные из баланса интенсивностей  $\gamma$ -переходов заселенно-

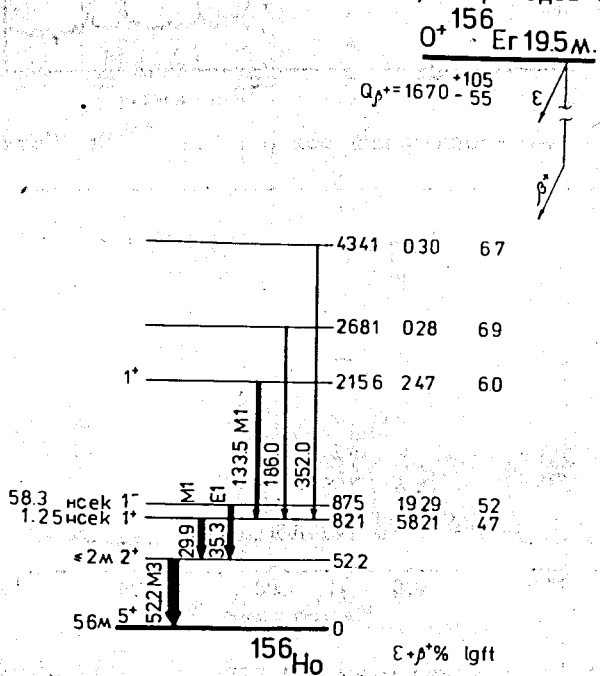


Рис. 4. Схема распада  $^{156}\text{Er}$ .

сти уровней  $^{156}\text{Ho}$  электронным захватом, для состояния 82,1 кэВ находим  $\epsilon/\beta^+ = 286 \pm 136$ . Из сравнения с теоретическими для разрешенного бета-распада отношениями  $\epsilon/\beta^+$  как функции энергии  $Q_{\beta^+}$ <sup>19/</sup>, получаем для граничной энергии величину  $E_{\text{гр}} = 565 - \frac{105}{55}$  кэВ. Тогда разность масс  $\Delta m(^{156}\text{Er} - ^{156}\text{Ho})$

составляет  $1670 - \frac{105}{55}$  кэВ. Это значение использовано для вычисления величин lgft  $\beta$ -переходов на уровни  $^{156}\text{Ho}$ .

Квантовые характеристики состояний  $^{156}\text{Ho}$  с энергиями 0; 52,2; 82,1 и 87,7 кэВ, приведенные в<sup>1-3/</sup>, подтверждаются настоящей работой. Уровню 251,6 кэВ мы приписываем  $I^\pi = 1^+$  на основании мультипольности перехода 133,5 кэВ (M1) и значения lgft = 6,0 соответствующего  $\beta$ -перехода.

Основному состоянию  $^{156}\text{Ho}$  / $T_{1/2} = 56$  мин/ мы, как и в ранней работе<sup>1/</sup>, приписываем характеристики  $I^\pi = 5^+$ . В работе<sup>20/</sup> методом атомных пучков измерен спин 56-минутного  $^{156}\text{Ho}$  ( $I=1$ ). Расмуссен и др.<sup>21/</sup> предположили, что основное состояние  $^{156}\text{Ho}$  имеет  $I^\pi = 5^+$  и  $T_{1/2} = 2$  мин., а 56-минутное состояние с  $I=1$  является изомером. Однако такая схема не подтверждается из распада  $^{156}\text{Er}$ . Отметим, что ряд интенсивных  $\gamma$ -переходов, приписанных в<sup>21/</sup> распаду  $^{156}\text{Ho}$  /2 мин/ в равновесии с 56-минутным изомером, мы не наблюдали в  $\gamma$ -спектрах  $^{156}\text{Er}$  и  $^{156}\text{Ho}$  /56 мин/, хотя менее интенсивные из указанных в<sup>21/</sup> переходов были наблюдаемы.

Ядро  $^{156}\text{Ho}$  имеет 89 нейтронов, и до наших исследований<sup>3/</sup> было неизвестно, можно ли его считать сильнодеформированным. Низколежащие состояния  $^{156}\text{Ho}$ , изучавшиеся в<sup>3/</sup>, удовлетворительно описываются в рамках обобщенной модели сильнодеформированных ядер.

Вероятности электромагнитных переходов между состояниями:

$$82,1 \text{ кэВ, } p523 \uparrow p523 \downarrow \rightarrow 52,2 \text{ кэВ, } p523 \uparrow p521 \uparrow$$

$$87,5 \text{ кэВ, } p411 \downarrow p521 \uparrow \rightarrow 52,2 \text{ кэВ, } p523 \uparrow p521 \uparrow$$

$$52,2 \text{ кэВ, } p523 \uparrow p521 \uparrow \rightarrow 0 \text{ кэВ, } p523 \uparrow p521 \uparrow$$

неплохо согласуются с расчетными при параметре квадрупольной деформации  $\beta_2 = 0,24$ .

Свойства квазиротационных полос основного, бета- и гамма-состояний в  $^{156}\text{Er}$  указывают, что это ядро имеет форму, близкую к сферической ( $\beta_2 < 0,1$ ). В связи с этим можно было ожидать уменьшения вероятностей  $\beta$ -переходов за счет появления добавочного фактора в матричном элементе:

$$M \sim \langle \exp[-A(0,01A)^{1/3} \Delta \beta_2^2] \rangle$$

где  $A$  - массовое число. Для бета-переходов  $^{156}\text{Er} \rightarrow ^{156}\text{Ho}$  вероятности должны были быть согласно этой формуле примерно в 40 раз ( $+ \Delta \lg ft = 1,6$ ) меньшими. Однако на примере бета-пе-



перехода  $0^+ \rightarrow 1^+$  ( $lg ft = 4,7$ ) видим, что его скорость типична для разрешенных незадержанных переходов, т.е. дополнительно запрета, вызванного изменением формы ядра, не наблюдается.

3.2. Схема распада  $^{158}\text{Er} \rightarrow ^{158}\text{Ho}$ . Схема распада  $^{158}\text{Er}$ , построенная на основании наших экспериментальных данных, изображена на рис.5. Она включает кроме известных уровней  $^{158}\text{Ho}$  шесть новых: 91,6 /1 $\bar{7}$ /, 137,1/2 $\bar{7}$ /, 233,3; 386,2/1 $\bar{7}$ /, 390,7 и 433,1 кэВ/1 $\bar{7}$ /. Ранее <sup>4,6/</sup> схемы уровней  $^{158}\text{Ho}$  были построены на основании баланса энергий и интенсивностей  $\gamma$ -переходов. Однако результаты выполненных нами измерений  $e-\gamma$ -совпадений не согласуются с предложенными вариантами.

Так, согласно <sup>6/</sup>, уровень 478,7 кэВ разряжается переходом 24,4 кэВ на состояние 454,3 кэВ. С переходом 24,4 кэВ должны обнаруживаться совпадения одного из самых интенсивных переходов  $^{158}\text{Er}$  с  $E_\gamma = 386,9$  кэВ. Таких совпадений мы не наблюдаем. Мы не наблюдаем и совпадений (45,5)( $\gamma$ 341,5), (43,5)( $\gamma$ 296,0), что также противоречит работе <sup>6/</sup>. Тщательный анализ результатов  $e-\gamma$ -совпадений не дает нам оснований для подтверждения введенных в рассмотрение Харматцем и Хандлеем уровней  $^{158}\text{Ho}$  с энергиями 118,0; 315,8; 408,8; 478,7 и 566,7 кэВ.

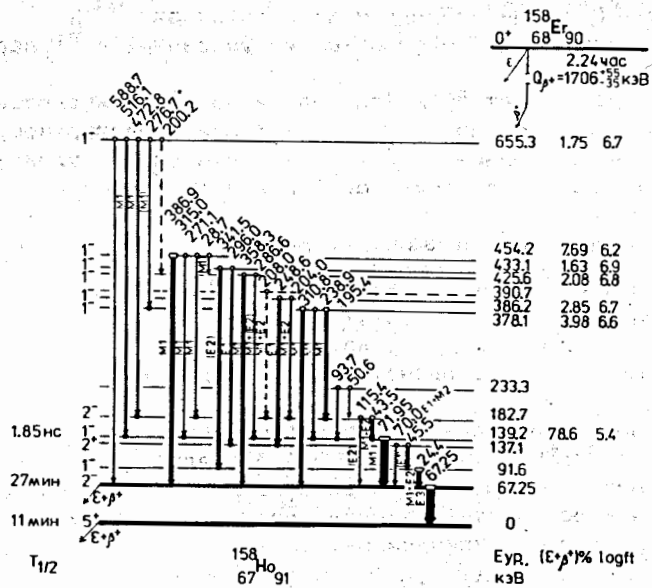


Рис.5. Схема распада  $^{158}\text{Er}$ .

Квантовые характеристики возбужденных состояний  $^{158}\text{Ho}$  мы определили, исходя из мультипольностей  $\gamma$ -переходов и величин  $lg ft$  соответствующих  $\beta$ -переходов. Для расчета величин  $lg ft$  мы использовали установленные из баланса интенсивностей заселенности уровней  $\epsilon$ -захватом и значение  $\Delta M(^{158}\text{Er} \rightarrow ^{158}\text{Ho}) = 1706^{+55}_{-35}$  кэВ, измеренное в настоящей работе.

Относительно позитронов  $^{158}\text{Er}$  в литературе имелись противоречивые данные. Так, в работах дубненской группы <sup>4,7,12/</sup> утверждалось, что  $^{158}\text{Er}$  испускает позитроны с  $E_{\text{гр}} = 700-900$  кэВ. Однако этот результат нуждался в проверке, т.к. в работах использовался эрбийевый препарат сложного изотопного состава. Банкер и др. <sup>24/</sup> отрицают наличие позитронного распада  $^{158}\text{Er}$ .

В настоящей работе сведения о  $\beta^+$ -распаде  $^{158}\text{Er}$  получены путем исследования, как и в случае  $^{156}\text{Er}$ ,  $e-\gamma$ -совпадений. В спектрах совпадений (K72)( $\gamma$ ) и (L72)( $\gamma$ ) /рис.3/ рядом с фотопиком с  $E_\gamma = 516,1$  кэВ наблюдается пик аннигиляционного излучения. Его происхождение обязано, по нашему мнению, позитронам, заселяющим состояние  $^{158}\text{Ho}$  с энергией 139,2 кэВ. Интенсивность позитронов нами определена как  $I_{\beta^+} = 0,24 \pm 0,08\%$  на распад. Отсюда следует, что  $\beta$ -переход на уровень 139,2 кэВ имеет  $\epsilon/\beta^+ = 325 \pm 100$ . Сравнивая данную величину с теоретическими отношениями  $\epsilon/\beta^+ /^{19/}$ , находим  $E_{\text{гр}} = 545^{+55}_{-35}$  кэВ, а тем самым - указанную выше разность масс ядер  $^{158}\text{Er}$  и  $^{158}\text{Ho}$ .

Природа основного, изомерного с  $E = 67,25$  кэВ и состояния 139,2 кэВ установлена в работе <sup>3/</sup>. Эти уровни интерпретированы как двухчастичные состояния  $\{p523 \pi 521 \pi\}$ ,  $\{p523 \pi 651 \pi\}$ ,  $\{p411 \pi 521 \pi\}$ , соответственно.

Как отмечалось выше, при бета-распаде  $^{158}\text{Er}$  в дочернем ядре  $^{158}\text{Ho}$  должно хорошо заселяться состояние с  $I^\pi = 1^+, \{p523 \pi 523 \pi\}$ . Наиболее интенсивным при распаде  $^{158}\text{Er}$  является  $\beta$ -переход, заселяющий уровень 139,2 кэВ ( $I_\epsilon = 78,6\%$ ,  $lg ft = 5,4$ ). Мультипольность перехода 71,95 кэВ, которым состояние 139,2 кэВ высвечивается на изомерный уровень 67,25 кэВ,  $I^\pi = 2^-$ , однозначно установлена из структуры L-линий  $L_I/L_{II} = 12,2 \pm 2,5$ ;  $L_{II}/L_{III} = 6,3 \pm 1,9$  как M1. Поэтому уровень 139,2 кэВ будет иметь  $I^\pi = 1^-$ . Из времени жизни этого состояния /  $T_{1/2} = 1,85$  нс/ установлена его двухквартичная природа  $\{p411 \pi 521 \pi\}$ . Банкер и др. <sup>24/</sup> на основании оценки  $lg ft < 5,5$  для бета-перехода на уровень 139,2 кэВ принимают его тем не менее за состояние с  $I^\pi = 1^+, \{p523 \pi 523 \pi\}$ , отмечая при этом очевидное противоречие с данными о мультипольностях.

Среди введенных нами уровней  $^{158}\text{Ho}$  нет состояний с положительной четностью, за исключением уровней 0 кэВ, 5 $\bar{+}$  и 137,1 кэВ, 2 $\bar{+}$



Оба эти состояния являются членами двухквазичастичного мультиплета  $\{p523 + n521 + 1\}$  /с параллельной и антипараллельной ориентацией проекций моментов нуклонов/.

Как и в работе Харматца и Хандлея<sup>16/</sup>, переход 43,5 кэВ нами рассматривается как ротационный ( $2^- \rightarrow 1^-$ ) в полосе, построенной на состоянии 139,2 кэВ,  $1^-$ . Близкое значение /45,2 кэВ/ следует для такого ротационного перехода из эмпирической формулы для момента инерции нечетно-нечетных ядер  $J_{HH} = J_{чч} + \delta J_p + \delta J_n$ , где  $\delta J_{p,n}$  - поправки, вносимые неспаренными нуклонами в момент инерции четно-четного остова.

На состояния  $1^-$  и  $2^-$  указанной полосы идут три пары M1-переходов с уровнями 378,1 / $1^-$ /, 454,2 / $1^-$ / и 655,3 кэВ / $1^-$ /. Соотношения интенсивностей M1-переходов с уровнями 454,2 и 655,3 кэВ удовлетворяют правилам Алаги, если этим уровням присписать  $K=1$ . Для состояния 378,1 кэВ,  $1^-$  при  $K=1$  правило Алаги для интенсивностей M1-переходов не выполняется.

Обращает на себя внимание переход 341,5 кэВ, мультипольность которого однозначно установлена как E2. Появление E2-переходов в такой области энергий можно ожидать, если работает модель, в которой неспаренные нуклоны независимо связаны с четно-четным остовом /в нашем случае -  $^{156}\text{Dy}$ , нижайшие вибрации которого находятся в области 600-800 кэВ/.

Таким образом, в ядре  $^{158}\text{Ho}$  удастся интерпретировать ряд низколежащих двухквазичастичных состояний и высказать предположение о вибрационном характере некоторых уровней с  $\pi = 1^-$  в области  $E > 350$  кэВ. В то же время не удастся сопоставить ожидаемое при низких энергиях двухквазичастичное состояние  $1^+$ ,  $p523^+$ ,  $n523^+$  с каким-либо наблюдаемым уровнем. Не исключено, что такой уровень лежит вблизи изомерного состояния  $2^-$  и разряжается на него интенсивным E1-переходом. Однако в спектре электронов внутренней конверсии  $^{158}\text{Er}$  /с  $E_e \geq 4$  кэВ/ мы не наблюдали подходящего перехода.

Из баланса интенсивностей  $\gamma$ -переходов с привлечением данных о K $\alpha$ -излучении следует, что гипотетический уровень  $1^+$  слабо /<15% на распад/ заселяется электронным захватом  $^{158}\text{Er}$ . Бета-переход на такой уровень характеризовался бы величиной  $\lg ft \geq 6,1$ , что не характерно для разрешенных незаторможенных (au) переходов типа  $p523^+ \rightarrow n523^+$ .

**3.3. Распад  $^{160}\text{Er}$ .** Из измеренного отношения интенсивностей рентгеновских лучей K-серии в Ho и в дочернем Dy представляется возможным определить ветвление  $K/\epsilon$  электронного захвата  $^{160}\text{Er}$  /подробности см. в<sup>19/</sup>/. Ветвление оказывается равным  $K/\epsilon = 0,795 \pm 0,020$ . Сравнение этой величины с теоретическими<sup>19/</sup> отношениями  $K/\epsilon$  как функции энергии  $Q_\epsilon$  позволяет определить энергию распада  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160}\text{Ho}$ . При этом нужно рас-

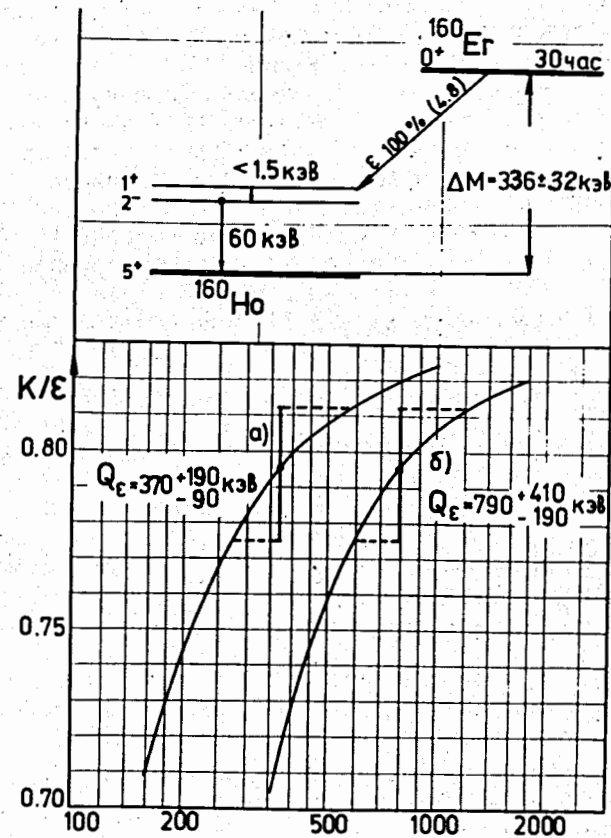


Рис.6. Схема распада  $^{160}\text{Er}$  /вверху/. Теоретические зависимости ветвления  $K/\epsilon$  от энергии распада  $Q_\epsilon$  для разрешенного /а/ и уникального первого запрета /б/  $\beta^-$ -переходов.

смотреть два возможных варианта: а/ имеет место разрешенный незадержанный  $\beta^-$ -переход на уровень  $1^+ / p523 + n523^+ /$ , б/ бета-распад происходит непосредственно на изомерное состояние  $2^-$ . Тогда для энергии распада  $^{160}\text{Er}$  получаем  $Q_\epsilon = (370^{+190})$  кэВ /для разрешенного  $\beta^-$ -перехода на уровень  $1^+$ / или  $Q_\epsilon = (790^{+410})$  кэВ /если имеет место уникальный  $\beta^-$ -переход первого запрета на изомер  $2^-$ / /рис.6/.

В работе<sup>724/</sup> в реакции  $^{162}\text{Er}(p,t)$  измерена масса нуклида  $^{160}\text{Er}$ . По известной массе ядра  $^{160}\text{Dy}$ <sup>25/</sup> и энергии  $\beta^-$ -рас-

пада  $^{160}\text{Ho} / Q_{\beta} = 3286 \pm 15 / \text{кэВ}^{26/}$  из результата  $^{25/}$  для разности масс  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160}\text{Ho}$  получаем величину  $\Delta M = 336 \pm 32 \text{ кэВ}$ . Эта разность находится в хорошем согласии с  $Q_{\epsilon}$ , полученном для варианта а/, и таким образом мы однозначно доказываем разрешенный характер  $\beta$ -распада  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160}\text{Ho}$ , в результате которого возбуждается уровень  $1^+ / p523 \uparrow, n 523 \downarrow /$ . Этот уровень высвечивается  $E1$ -переходом на изомерное состояние  $2^-$ . Такой переход до сих пор не обнаружен, для его энергии в  $^{10/}$  дана оценка  $E_{\gamma} < 1,5 \text{ кэВ}$ . Шеперс  $^{27/}$  сообщил, что уровень  $1^+$  имеет период полураспада  $T_{1/2} = 7 \text{ мин}$ . Выполненные нашей группой  $^{28/}$  поиски 7-минутного изомера не привели к его обнаружению, верхний предел периода полураспада уровня  $1^+$  оценен как 2 мин.

#### 4. ВЫВОДЫ

а/ Уверенно идентифицированы однократно запрещенные бета-переходы типа  $0^+ \rightarrow 1^-$  при распаде  $^{156}\text{Er}$  и  $^{158}\text{Er}$  с аномально малыми величинами  $lg ft = 5,2$  и  $5,4$  соответственно.

б/ В ядре  $^{158}\text{Ho}$  не наблюдается заселение из распада  $^{158}\text{Er}$  уровня  $1^+$ ,  $\{p523 \uparrow, n 523 \downarrow\}$ , ожидаемого по современным моделям.

в/ Получены убедительные аргументы в пользу возбуждения из распада  $^{160}\text{Er}$  состояния  $^{160}\text{Ho}$  с  $I^{\pi} = 1^+$  указанного выше типа.

г/ На примере бета-распада  $^{156}\text{Er} \rightarrow ^{156}\text{Ho}$  экспериментально показано, что ожидаемая из-за резкого различия форм ядер заторможенность бета-переходов не имеет места.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. К.Я.Громову за поддержку и постоянное внимание при выполнении данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, с.1661.
2. Kalinnikov V.G., Marupov N.Z., Muminov T.M. In: Proc. Int. Conf. on Nucl. Struct., Tokyo, 1977, p.400.
3. Schilling K.D. et al. Nucl. Phys., 1978, A299, p.189.
4. Абдуразаков А.А. и др. ЯФ, 1968, 8, с.633.
5. Треерн Ж., Калинин В.Г. В кн.: Программа и тезисы докладов XXI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1971, ч.1, с.102.
6. Hargatz B. and Handley T.H. Nucl. Phys., 1972, A191, p.497.
7. Александров А.А. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1975, с.117.

8. Будзьяк А. и др. В кн.: Тезисы докладов XXXI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1981, с.117.
9. Александров В.С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с.948.
10. Артамонова К.П. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1974, с.115.
11. Вылов Ц., Громов К.Я., Калинин В.Г. В кн.: Тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1976, с.112.
12. Tables of Isotopes. 7-th edition. Ed. by Lederer C.H. and Shirley W.S., J.Wiley, New York, 1978.
13. Владимирский В.В. В сб.: Памяти Ландсберга. Изд-во АН СССР, М., 1959, с.71.
14. Вылов Ц. и др. Спектры излучений радиоактивных нуклидов. "ФАН", Ташкент, 1980.
15. Громов К.Я. и др. В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. "Атомиздат", М., 1978, 8, с.59.
16. Абдуразаков А.А., Громов К.Я., Умаров Г.Я. Бета-спектрографы с постоянными магнитами. "ФАН", Ташкент, 1970.
17. Кузнецов В.В. и др. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. "Атомиздат", М., 1980, вып.10, с.269.
18. Hager R.S., Seltzer E.C. Nucl. Data, 1968, A4, p.1.
19. Желепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. Бета-процессы. "Наука", Л., 1972.
20. Ekstrom C. et al. Nucl. Phys., 1969, A135, p.288.
21. Iwata S., Tamura T., Rasmussen J.O. Lawrence Berkeley Lab., Annual Report, LBL-4000, 1975, p.16.
22. Aguer P. et al. CERN, 76-13, Geneva, 1976, p.377.
23. Bunker M.E. et al. Bull. of the Am. Phys. Soc., 1975, ser. II, 20, p.625.
24. Debenham P., Falk W.R., Cauty M. Can. J. Phys., 1974, 52, p.1416.
25. Wapstra A.H., Gove N.D. At. Data and Nucl. Data Tables, 1977, 19, p.175.
26. Григорьев Е.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1969, 33, с.635.
27. Schepers H. Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft-Forschungsbericht K70-30, 1970.
28. Александров А.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, с.2096.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 июня 1981 года.