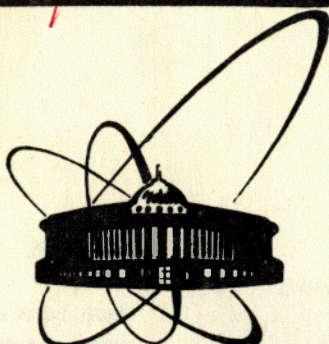


83-181

2955/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6/6-83

P6-83-181

Ц.Вылов, Н.Ганбаатар, Т.А.Исламов,
В.Г.Калинников, В.В.Кузнецов, В.И.Стегайлов,
Ю.В.Юшкевич

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ ^{161}Dy ,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИЗ РАСПАДА ^{161}Tb И ^{161}Ho

Направлено в журнал "Известия АН СССР, серия физическая"; оргкомитет 33 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, апрель 1983 года.

1983

I. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе методами γ - и β -спектроскопии изучен радиоактивный распад нуклидов ^{161}Tb ($T_{1/2}=6,90$ дн.) и ^{161}Ho ($T_{1/2}=2,48$ час). При β^- -распаде ^{161}Tb и электронном захвате ^{161}Ho возбуждаются уровни ядра ^{161}Dy . К настоящему времени схема возбужденных состояний ^{161}Dy относительно хорошо изучена как из бета-распада, так и в различных ядерных реакциях (см. обзор ^{/1/} и таблицы ^{/2/}). β^- и γ -излучения ^{161}Tb ($Q_{\beta^-}=590,5 \pm 1,7$ кэВ) достаточно полно изучены ^{/1/}. Однако для ряда γ -переходов в области небольших энергий ($E_{\gamma} < 100$ кэВ) их интенсивности определены с невысокой точностью, что затрудняло определение вероятностей β^- -переходов ^{161}Tb на отдельные возбужденные состояния ^{161}Dy .

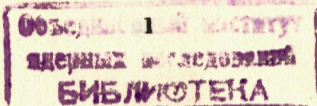
Гамма-излучение ^{161}Ho ($Q_{\text{аз}}=853,1 \pm 3,2$ кэВ) ранее изучалось, в основном, при помощи сцинтилляционных спектрометров ^{/1,2/}. Лишь в предварительном сообщении Хансена и др. ^{/3/} сообщались результаты измерения γ -лучей моноизотопного источника ^{161}Ho при помощи $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора.

Для отдельных γ -переходов изучена при помощи β -спектрометров высокого разрешения L -структура конверсионных линий с использованием как источников ^{161}Tb ^{/4/}, так и источников ^{161}Ho ^{/5,6/}. Это позволило авторам ^{/4,5,6/} сделать выводы о мультипольном составе γ -переходов с энергиями 25,6; 43,8; 48,9; 57,2; 59,2; 74,6; 103,0 и 106,1 кэВ.

Методами задержанных совпадений измерены времена жизни ряда уровней ^{161}Dy как из распада ^{161}Tb ^{/2/}, так и из распада ^{161}Ho ^{/7/}.

Спины основных состояний ^{161}Tb (3/2), ^{161}Dy (5/2) и ^{161}Ho (7/2) измерены методом атомного пучка ^{/1,2/}.

Исследование γ -излучения, электронов внутренней конверсии при распаде ^{161}Ho вместе с данными о распаде ^{161}Tb и сведениями из ядерных реакций (см. обзор ^{/1/}) позволило нам существенно уточнить структуру уровней ^{161}Dy . Настоящая работа выполнялась в течение нескольких лет. Предварительные результаты опубликованы в ^{/8/}.



2. УСЛОВИЯ ОПЫТОВ

Активность ^{161}Tb была получена облучением на реакторе гадолиниевой мишени, обогащенной ^{160}Gd . Радиохимическими методами активность отделялась от материала мишени и затем разделялась при помощи электромагнитного масс-сепаратора. Ионы $^{161}\text{Tb}^{3+}$ вбивались в алюминиевую подложку толщиной 20 мкм. Использование этого источника позволило выполнить измерения γ -лучей в низкоэнергетической области.

Изотоп ^{161}Ho был получен в реакции глубокого расщепления тантала протонами с энергией 660 МэВ. Мишень из металлического тантала весом 2 г облучалась в течение 2 час на внутреннем пучке протонов (2,5 мкА) синхротронном ОИЯИ. Сумма радионуклидов редкоземельных элементов методом соосаждения выделялась из облученной мишени и затем разделялась методом катионообменной хроматографии на микроколонке. На катионной колонке производилась дополнительная очистка радионуклидов от примесей. Фракция гольмия дважды очищалась от примесей, прежде всего от эрбиевой активности. Затем фракция гольмия разделялась при помощи электромагнитного масс-сепаратора. Ионы вбивались в алюминиевые подложки толщиной 20 мкм. Необходимо отметить высокое качество приготовленных таким методом препаратов Ho. Активность (~10 мКи) была достаточна не только для измерений γ -спектров, но и для измерений спектров электронов внутренней конверсии. Кроме того, была обеспечена высокая степень очистки препаратов. В них были замечены лишь следы ^{161}Er (0,001% по активности) и ^{160}Ho (0,04% по активности).

Для исследования спектров γ -излучения препаратов ^{161}Tb и ^{161}Ho были применены спектрометры с Ge(Li) -детекторами объемом 0,5 см³ (разрешение 0,6 кэВ при $E_{\gamma}=121$ кэВ) и 38 см³ (разрешение 2,2 кэВ при $E_{\gamma}=1332$ кэВ ^{60}Co). В отдельных случаях применялись кадмиевые и свинцовые фильтры различной толщины. Обработка γ -спектров проводилась при помощи ЭВМ ЕС-1010 по программе "Каток". Методика измерений и обработка спектров описаны в /9/.

Для изучения спектров электронов внутренней конверсии (ЭВК) было использовано несколько β -спектрометров. Низкоэнергетическая часть спектра конверсионных электронов измерена на безжелезном β -спектрометре с тороидальным магнитным полем /10/ (разрешение $\Delta H_{\beta}/H_{\beta} = 1\%$ при трансмиссии $\approx 20\%$ от 4π). Отдельные участки спектра ЭВК были измерены при настройке спектрометра на лучшее разрешение ($\Delta H_{\beta}/H_{\beta} = 0,6\%$ при $T=8\%$ от 4π).

Для исследования спектра ЭВК в области энергий $E_e=100-1000$ кэВ применен β -спектрометр на базе Si(Li) -детектора, помещенного в

однородное магнитное поле /9/. Разрешение спектрометра на K-линии перехода $661,7$ кэВ ^{137}Cs составляло 2,5 кэВ. Измеренные спектры ЭВК обрабатывались на ЭВМ. Источники для этого спектрометра, а также для β -спектрометра с тороидальным полем приготавливались при помощи масс-сепаратора.

Помимо отмеченных двух β -спектрометров для исследования спектров ЭВК ^{161}Ho использовался также β -спектрограф с постоянным магнитным полем /11/. Спектрограф был настроен на разрешение 0,05%. Источники для спектрографа изготавливались электролитическим методом как из гольмиевой фракции, так и из фракций эрбия или тулия. В последних случаях ^{161}Ho накапливался как дочерняя или внучатая активность при распаде, соответственно, ^{161}Er (3,1 час) или ^{161}Tm (30 мин). Использование таких источников позволило получить сведения о некоторых конверсионных линиях ^{161}Ho , которые невозможно было наблюдать на спектрограммах, полученных с источником из гольмиевой фракции, из-за наложения сильных линий других изотопов Ho. Активность высаживалась на платиновую проволоку диаметром 0,1 мм. Для идентификации ЭВК с одним источником получались последовательно несколько спектрограмм. Спектрограммы обрабатывались автоматическим микрофотометром в линию с ЭВМ. Для получения сведений об очень слабых линиях электронов внутренней конверсии использовался метод автордиографического усиления фотоизображений /12/.

В наших опытах были исследованы также совпадения γ -лучей с K α -излучением, сопровождающим распад ^{161}Ho . Измерения совпадений были выполнены с моноизотопным источником ^{161}Ho при помощи спектрометра двумерных совпадений /13/. Регистрация K α -излучения производилась кристаллом NaI(Tl) с размерами $\phi 35 \times 15$ мм, а γ -лучей — Ge(Li) -детектором объемом 40 см³. Временное разрешение составляло $2\tau = 70$ нс.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Гамма-лучи ^{161}Tb

Полученные нами сведения о γ -излучении ^{161}Tb представлены в таблице I. Измеренные нами при помощи Ge(Li) -детекторов объемом 200х5 мм³ и 38 см³ спектры γ -лучей приведены в атласе /14/. Обнаружено 4 ранее неизвестных γ -перехода с $E_{\gamma}=84,73$; 100,5; 112,6 и 212,8 кэВ из распада ^{161}Tb . Для предполагавшегося ранее γ -перехода с $E_{\gamma}=132,0$ кэВ мы получили существенно меньший верхний предел его интенсивности (табл. I). Впервые при помощи Ge(Li) -детектора исследована низкоэнергетическая область γ -спектра ^{161}Tb ($E_{\gamma} < 74,6$ кэВ). Использование тонких, приготовленных при помощи масс-сепаратора

Таблица 1
Сведения о γ -излучении ^{161}Tb

$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	$I_\gamma(\Delta I_\gamma)^{\#}$, отн.ед.	$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	$I_\gamma(\Delta I_\gamma)^{\#}$, отн.ед.
25,648(1)	100(18)	212,8(2)	0,00015(7)
28,694(6)	0,148(9)	238,554(23)	0,0090(9)
43,81(3)	0,18(6)	286,481(9)	0,057(1)
48,912(1)	67,7(12)	292,401(7)	0,266(8)
57,195(2)	7,08(13)	315,1(2)	0,0018(4)
59,243(12)	0,088(9)	319,665(31)	0,014(1)
74,571(1)	39,5(7)	341,38(5)	0,015(1)
77,422(5)	0,234(9)	343,674(13)	0,057(2)
81,27(5)	0,011(2)	348,2(2)	0,0026(4)
84,73(10)	0,0016(6)	376,94(16)	0,0024(5)
87,941(4)	0,707(13)	392,64(6)	0,008(1)
100,5(1)	0,00038(18)	418,451(18)	0,034(1)
103,065(4)	0,402(14)	425,8(2)	0,0011(3)
106,113(3)	0,307(6)	475,654(19)	0,077(2)
112,60(15)	0,00042(21)	506,66(25)	0,0030(6)
132,0	$\leq 0,0002$	550,226(17)	0,156(6)
138,3(1)	0,0035(4)		

$\#$) Из баланса интенсивностей γ -переходов в схеме распада ^{161}Tb :

I отн.ед. = $(0,2280 \pm 0,0035)\%$ на распад. Интенсивность КХ-излучения нами определена $I_{\text{КХ}} = 89,7 \pm 1,0$ отн. ед.

источников, позволило нам выполнить надежную идентификацию γ -лучей ^{161}Tb в области мягких энергий. Выявилось некоторое расхождение в интенсивностях γ -лучей с $E_\gamma = 25,66$ и $48,92$ кэВ, а также КХ-лучей по сравнению с опубликованными ранее ^{161}Tb . Подтверждено наличие в распаде ^{161}Tb γ -перехода $81,3$ кэВ, о котором сообщалось лишь в одной работе 15 . Наши значения энергий γ -переходов не противоречат результатам 16 , полученным при помощи кристалл-дифракционного спектрометра. Для γ -лучей с $E_\gamma > 74,6$ кэВ полученные нами интенсивности близки к результатам Берга и Малмскога 17 , а значения энергий — существенно точнее.

3.2 Гамма-лучи ^{161}Ho

Нами впервые выполнено систематическое исследование спектра γ -лучей ^{161}Ho при помощи Ge(Li) -детектора. Такое исследование позволило существенно уточнить результаты 16 , полученные на сцинтилляционном спектрометре. Имеющиеся результаты 13 измерения γ -лучей ^{161}Ho при помощи Ge(Li) -детектора в области $E_\gamma = 600-800$ кэВ носят предварительный характер. К тому же в 13 использован источник ^{161}Ho существенно меньшей активности и γ -спектр измерен с небольшой статистикой.

Полученные нами сведения о γ -лучах ^{161}Ho представлены в табл.2.

Таблица 2
Сведения о γ -переходах ^{161}Ho

$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	$I_\gamma(\Delta I_\gamma)$, отн.ед.	Линия	$I_e(\Delta I_e)$, отн.ед.	$\alpha_e(\alpha_e^e)$	Мультипольность
18,15(5)	≤ 7	L_I	5(2)	$> 0,4$	$E1^{\Gamma}$
25,655(3)	700(70)	L_I	500(50)	0,71(14)	$E1^{\Gamma}$
28,68(3)	≤ 2	L_I	3,0(6)	$> 1,2$	$M1 + (0,25^{+0,15}_{-0,11})\%E2^{\Gamma}$
43,80(3)	10(2)	L_I	29(4)	2,9(10)	$M1 + (4,5^{+0,2}_{-0,2})\%E2^{\Gamma}$
48,86(2)	3,0(9)	L_I	6,5(15)	2,2(11)	$M1 + (0,30^{+0,15}_{-0,15})\%E2^{\Gamma}$
56,64(3)	$\leq 0,7$	L_I	0,4(1)	$> 0,4$	$M1 + (4,5^{+2,3}_{-1,2})\%E2^{\Gamma}$
57,200(5)	1,4(3)	L_I	1,6(4)	1,1(5)	$M1 + (3,2^{+1,3}_{-1,3})\%E2^{\Gamma}$
59,23(3)	15,5(13)	L_I	1,5(3)	0,97(29)	$E1^{\Gamma}$
69,29(5)	$\leq 0,1$	L_2	0,4(1)	> 3	$(E2)^{\Gamma}$
74,577(9)	3,0(3)	K	1,7(4)	0,57(20)	$E1^{\Gamma}$
77,42(4)	49(4)	ΣL	120(12)	2,45(44)	$M1 + (53,7^{+4,3}_{-4,3})\%E2^e$
81,23(4)	1,4(2)	K	5,2(8)	3,7(11)	$M1 + (3,1^{+1,6}_{-1,6})\%E2^{\Gamma}$
83,83(5)	$\leq 0,25$	K	0,16(4)	$> 0,5$	(M1)
87,93(3)	0,31(15)	K	0,11(3)	0,35(25)	(E1)
98,02(2)	3,9(3)	K	6,6(15)	1,7(5)	$M1 + (46^{+8}_{-4})\%E2^{\Gamma}$
100,39(5)	1,4(4)	K	0,35(8)		(E2)
100,64(5)		K	0,55(15)		(E1)
103,05(2)	≈ 100	K	≈ 24		$E1^a$)
106,23(5)	$\leq 0,25$	K	0,15(3)	$> 0,5$	(M1)
107,7	$\leq 0,02$	K	$\leq 0,05$		
109,83(5)	$\leq 0,038$	K	0,10(3)	$> 1,8$	(M1)
112,52(5)	0,090(15)	K	0,020(7)	0,22(10)	E1
119,61(5)	0,025(8)	K	0,03(1)	1,2(7)	M1, E2

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})^{*}$ отн.ед.	Линия	$I_e(\Delta I_e)$, отн.ед.	$d_e(\Delta d_e)$	Мультипольность
131,8	$\leq 0,03$	K	$\leq 0,03$		
138,39(5)	0,45(4)	K	0,21(5)	0,47(16)	E2
140,4	$\leq 0,06$	K	$\leq 0,05$		
157,26(6)	12,5(10)	K	1,0(2)	0,080(22)	E1
175,42(5)	11,1(10)	K	3,0(6)	0,27(8)	E2
183,0(1)	0,21(3)	K	0,08(4)	0,38(24)	E2,MI
187,3(2)	0,043(7)	K	0,015(7)	0,35(19)	MI,E2
212,80(15)	0,024(8)	K	$\approx 0,001$	$\approx 0,04$	E1
217,6(1)	$\leq 0,003$	K	$\approx 0,001$	$> 0,3$	MI,E2
238,40(25)	0,018(6)				
252,9 ^{б)}	$\leq 0,005$				
319,6(3)	0,017(6)				
577,9(2)	0,013(5)				
658,95(10)	0,061(7)	K	0,0008(4)	0,013(8)	MI,E2
669,0(3)	0,0030(15)				
672,5(3)	0,0045(15)				
687,5(1)	0,125(10)	K	0,0022(7)	0,018(7)	MI,E2
716,09(8)	0,096(10)	K	0,0011(4)	0,011(5)	MI,E2
728,2 ^{в)}	$\leq 0,025$				
746,98(5)	0,122(12)	K	$\leq 0,0007$	$\leq 0,006$	E1
764,96(8)	0,437(35)	K	0,0039(6)	0,009(2)	MI,E2
772,1(1)	0,017(6)				
790,68(8)	0,360(30)	K	$\leq 0,0007$	$\leq 0,002$	E1

*) Интенсивность KX-излучения нами измерена и составляет $I_{KX} = 2420(170)$ отн.ед. Из баланса интенсивностей в схеме распада: 1 отн.ед. равна 0,040(5)% на распад.

а) Из L-структуры ЭВК следует, что этот переход типа E1 (α_K теор. 0,24).

б) Согласно ^{72/}, переход расположен между уровнями $7/2^-$ и $5/2^-$ в полосе $1/2^-/521/$.

в) Возможно существование γ -перехода между состояниями $772,02$ и $43,81$ кэВ. В наших спектрах он маскируется интенсивными γ -лучами ^{160}No .

г) Мультипольность определена из L-структуры (см. табл.3).

д) Мультипольность определена из отношений $M_I/M_{III} = 1,648(170)$; $M_I/M_{II} = 1,908(210)$ и $L_I/L_{II} = 1,83(46)$.

е) Мультипольность определена из отношений $L_I/L_{II} = 0,368(22)$; $L_I/L_{III} = 0,351(20)$ и $L_{II}/L_{III} = 0,955(35)$.

В атласе ^{14/} приведен один из измеренных нами γ -спектров. Измерение спектров γ -излучения ^{161}No представляло довольно трудную задачу, так как γ -лучи с $E_{\gamma} > 200$ кэВ имеют весьма малую интенсивность (до $10^{-4}\%$ на распад). На таком уровне становятся заметными γ -лучи ^{160}No , присутствовавшего как небольшое загрязнение в источнике. Только высокое качество приготовления источников при помощи электромагнитного масс-сепаратора позволило выполнить идентификацию γ -лучей. С целью идентификации отдельных γ -лучей проводилось несколько серий измерений γ -спектров. При этом прослеживалось поведение во времени соотношений интенсивностей γ -лучей, приписываемых к распаду ^{161}No , к интенсивности хорошо установленных γ -лучей ^{161}No . Для оценки вклада γ -лучей ^{160}No использованы результаты наших исследований ^{18/}. Кроме того, в области энергий $E_{\gamma} = 200 - 1000$ кэВ нами использован метод вычитания, суть которого состоит в следующем: в условиях одинаковой геометрии и при сравнимых загрузках измеряли последовательно спектры γ -лучей ^{161}No (в режиме +I) и ^{160}No (в режиме -I). Экспозиция второго эксперимента выбиралась визуально такой, чтобы свести к уровню фонового распределения интенсивность γ -лучей переходов ^{160}No : 879,0; 962,4 и 966,2 кэВ. Такой подход позволил получить информацию о некоторых малоинтенсивных переходах ^{161}No , а также оценить разность масс A_{β} $^{161}\text{No} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$ по спектру внутреннего тормозного излучения.

Обнаружено 26 ранее неизвестных γ -переходов ^{161}No . Впервые измерены интенсивности 8 γ -переходов, отнесенных ранее авторами работы ^{16/} к распаду ^{161}No на основании наблюдения их в спектре электронов внутренней конверсии (ЭВК). Подтверждено наличие 5 γ -переходов в распаде $^{161}\text{No} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$, о которых сообщалось в работе ^{13/}. Существенно уточнена интенсивность γ -лучей с энергией $E_{\gamma} = 25,65$ кэВ. Для II γ -переходов, известных либо из измерений ЭВК, либо из ядерных реакций, даны оценки верхнего предела их интенсивностей.

3.3. Электроны внутренней конверсии при распаде ^{161}No

Применение различных методик позволило нам наблюдать конверсионные электроны почти для всех γ -переходов (табл.2 и 3). Область спектра ЭВК с $E_e < 170$ кэВ изучена при помощи светосильного бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем и бета-спектрографа. Спектр электронов более жестких энергий - при помощи спектрометра с Si(Li)-детектором с магнитным бездисперсионным устройством. Для ряда переходов изучена L-структура линий ЭВК (рис.1) и сравнением измеренных отношений интенсивностей $L_1:L_2:L_3$ с соответствующими теоретическими отношениями ^{19/} сделаны выводы об их мультипольном составе (табл.3). Использование в нашей работе бета-спектрографа высокого разрешения и тонких радиоактивных источников ^{161}No дало возможность существенно

Таблица 3
Сведения об электронах внутренней конверсии ^{161}Ho

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$, отн.ед.	$I_e(\Delta I_e)$, отн.ед.	$I_{\text{полн.}}$ отн.ед.	$E_i \rightarrow E_f$	$I_i^{\pi} - I_f^{\pi}$
18,15(5)	≤ 7	$L_1 5,0(17)$ $L_2 4,5(15)$ $L_3 6(2)$	≈ 20	44 - 26	$7/2^+ - 5/2^-$
25,655(3)	700(70)	$L_1 462(50)$ $L_2 329(35)$ $L_3 483(50)$	2400(250)	26 - 0	$5/2^- - 5/2^+$
28,68(3)	≤ 2	$L_1 3,0(6)$ $L_2 0,4(1)$ $L_3 0,15(4)$	≈ 5	I32-I03	$5/2^- - 7/2^-$
43,80(3)	10(2)	$L_1 29(4)$ $L_2 13(2)$ L_3 сложн.	86(10)	44 - 0	$7/2^+ - 5/2^+$
48,86(2)	2,95(90)	$L_1 6,5(15)$ $L_2 0,6(2)$ $L_3 0,09(3)$	12,6(15)	75 - 26	$3/2^- - 5/2^-$
56,64(3)	$\leq 0,7$	$L_1 0,38(8)$ $L_2 0,13(3)$ $L_3 0,14(3)$	≈ 5	100 - 44	$9/2^+ - 7/2^+$
57,200(5)	1,4(3)	$L_1 1,6(4)$ $L_2 0,5(1)$ $L_3 0,4(1)$	16(2)	I32 - 75	$5/2^- - 3/2^-$
59,23(3)	15,5(13)	$L_1 1,5(3)$ $L_2 0,45(10)$ $L_3 0,65(15)$	34(3)	I03 - 44	$7/2^- - 7/2^+$
69,29(5)	$\leq 0,1$	$K 0,3(1)$ $L_1 < 0,1$ $L_2 0,4(1)$ $L_3 0,4(1)$	1,6(6)	201 - I32	$9/2^- - 5/2^-$
74,577(9)	3,0(3)	$K 1,7(4)$ $L_1 0,25(8)$ $L_2 0,08(2)$ $L_3 0,12(3)$	5,3(6)	75 - 0	$3/2^- - 5/2^+$
77,42(4)	49(4)	$K 153(30)$ $L_1 18,3(30)$ $L_2 51(8)$ $L_3 53(8)$	360(40)	I03 - 26	$7/2^- - 5/2^-$

продолжение табл.3

$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$, отн.ед.	$I_e(\Delta I_e)$, отн.ед.	$I_{\text{полн.}}$ отн.ед.	$E_i \rightarrow E_f$, кэВ	$I_i^{\pi} - I_f^{\pi}$
81,23(4)	5,2(8)	$K 5,2(8)$ $L_1 0,69(15)$ $L_2 0,13(3)$ $L_3 0,08(2)$	7,8(10)	213 - I32	$7/2^- - 5/2^-$
83,83(5)	$\leq 0,25$	$K 0,16(4)$ $L_1 0,020(4)$	0,20(5)	184 - I00	$11/2^+ - 9/2^+$
84,86(5)		$K 0,50(15)$		451 - 366	$5/2^- - 1/2^-$
87,93(3)	0,31(15)	$K 0,11(3)$	0,44(10)	I32 - 44	$5/2^- - 7/2^+$
98,02(2)	3,9(3)	$K 6,6(15)$ $L_1 0,8(2)$ $L_2 1,2(2)$ $L_3 1,6(3)$	14,6(15)	201 - I03	$9/2^- - 7/2^-$
100,39(5)	} 0,8(2)	$K 0,35(8)$	$\leq 1,2$	100 - 0	$9/2^+ - 5/2^+$
100,64(5)		$K 0,56(5)$	$\leq 1,3$	201 - I00	$9/2^- - 9/2^+$
103,05(2)		$K \approx 24$	I39	I03 - 0	$7/2^- - 5/2^+$
		$L_1 2,5(3)$ $L_2 0,6(1)$ $L_3 0,7(1)$			
106,23(5)	$\leq 0,25$	$K 0,15(3)$	0,2	I32 - 26	$5/2^- - 5/2^-$
107,74(5)	$\leq 0,01$	$K \leq 0,05$	$\leq 0,07$	321 - 213	$11/2^- - 7/2^-$
109,83(5)	$\leq 0,038$	$K 0,10(3)$		213 - I03	$7/2^- - 7/2^-$
112,52(5)	0,090(15)	$K 0,020(7)$		213 - I00	$7/2^- - 9/2^+$
119,61(5)	0,025(8)	$K 0,03(1)$		321 - 201	$11/2^- - 9/2^-$
131,8	$\leq 0,03$	$K 0,03$		I32 - 0	$5/2^- - 5/2^+$
138,39(5)	0,45(4)	$K 0,21(5)$		213 - 75	$7/2^- - 3/2^-$
140,4(1)		$K \leq 0,05$		184 - 44	$11/2^+ - 7/2^+$
157,26(6)	12,5(10)	$K 1,0(2)$ $L_1 0,10(3)$		201 - 44	$9/2^- - 7/2^+$
175,42(5)	11,1(10)	$K 2,6(6)$ $L_1 0,27(6)$ $L_2 0,5(1)$ $L_3 0,4(1)$		201 - 26	$9/2^- - 5/2^-$

уточнить выводы^{4-6/} о мультипольных смесях γ -переходов. Особое внимание нами было уделено определению смеси мультипольностей $M1$ и $E2$ для внутривращательных переходов 43,9 и 77,4 кэВ. Заключение о мультипольностях этих γ -переходов сделано из измерения L -структуры линий ЭВК (рис.1) и величин коэффициентов внутренней конверсии α_L .

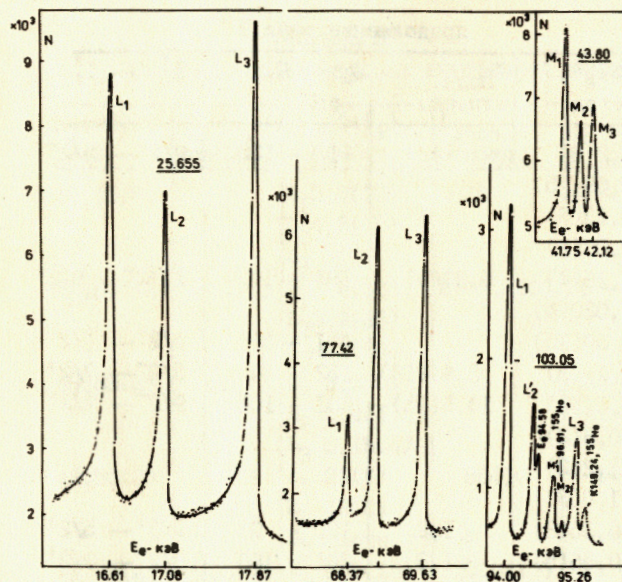


Рис.1. Участок спектра ЭВК ^{161}Ho , полученный при помощи бета-спектрографа.

3.4. КХ- γ -совпадения

Измеренный нами спектр γ -лучей ^{161}Ho , совпадающих с КХ-излучением, приведен на рис.2. Относительно одиночного спектра в спектре КХ- γ -совпадений переходы 765,0 и 790,7 кэВ ослаблены в 3 раза по сравнению с переходами 157,3 и 175,4 кэВ. Этот факт свидетельствует о том, что энергия распада (Q_ϵ) ^{161}Ho на уровень ^{161}Dy с энергией

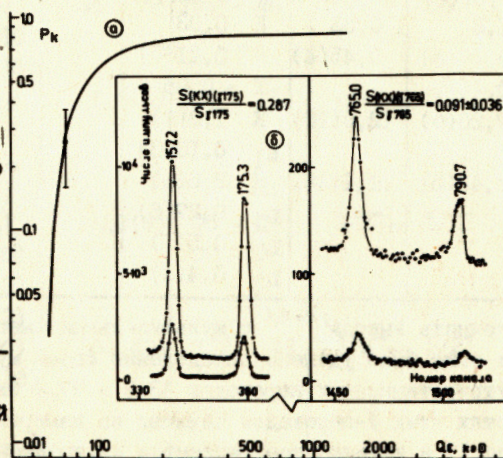


Рис.2. а) Теоретическая зависимость P_K от энергии бета-переходов. б) Спектр совпадений γ -лучей с КХ-излучением.

Для γ -переходов, у которых наблюдаются только К-конверсионные электроны, заключения об их мультипольности сделаны из сравнения экспериментальных величин $\alpha_K = I_K/I_\gamma$ с теоретическими значениями [19]. Для нормировки интенсивностей I_γ и I_K мы приняли, что γ -переход с энергией 103,07 кэВ является чистым Е1 ($\alpha_K \approx 0,24$). Для жестких γ -переходов с $E_\gamma > 175$ кэВ выводы об их мультипольности сделаны впервые.

790,7 кэВ, высвечивающийся переходами 765,0 и 790,7 кэВ, не очень сильно превышает энергию связи электрона на К-оболочке ($Z = 67$). Принимая для состояния $20I$ кэВ, которое высвечивается переходами 157,3 и 175,4 кэВ, долю К-захвата в электронном захвате $P_K = K/\epsilon = 0,83$ (теоретическое отношение $^{20}/^{20}$ для разрешенных бета-переходов с $Q_\epsilon \gg E_K$), получаем для бета-перехода на состояние с энергией 790,7 кэВ ^{161}Dy : $P_K = 0,26(10)$. Сравнение этой величины с теоретическими значениями в зависимости от энергии бета-перехода (см. рис.2) дает энергию бета-перехода ^{161}Ho на уровень 790,7 кэВ: $Q_\epsilon = 72(6)$ кэВ. Разность масс ядер $^{161}\text{Ho} - ^{161}\text{Dy}$ тогда составит $\Delta M = 863(6)$ кэВ. В таблицах масс ядер, опубликованных Валстра и Босом в 1977 году [21], для величины ΔM ($^{161}\text{Ho} - ^{161}\text{Dy}$) дается значение 853,1(33) кэВ. Происхождение и метод получения этой величины нам неизвестны.

4. СХЕМЫ РАСПАДА $^{161}\text{Tb} \rightarrow ^{161}\text{Dy} \leftarrow ^{161}\text{Ho}$

На основании полученных данных предлагается схема уровней ^{161}Dy , возбуждаемых при распаде ^{161}Tb и ^{161}Ho (рис.3).

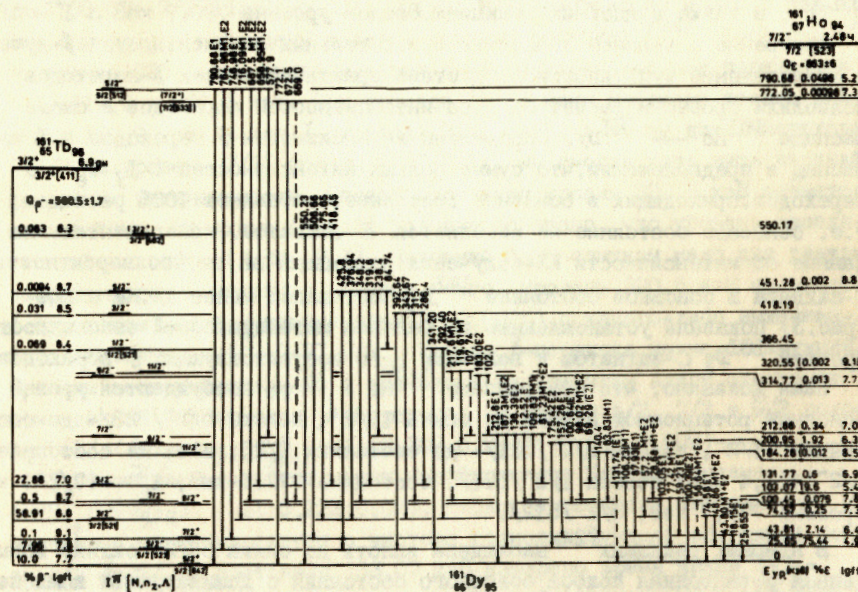


Рис.3. Схемы распада $^{161}\text{Tb} \rightarrow ^{161}\text{Dy} \leftarrow ^{161}\text{Ho}$.

Предлагаемая схема распада $^{161}\text{Tb} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$, в основном, соответствует ранее опубликованным вариантам [1,2]. В схеме уровней ^{161}Dy допол-

нительно размещены γ -переходы с энергией $E_\gamma = 87,74; 100,5; 112,6$ и $212,8$ кэВ. Высокая точность определения интенсивностей γ -переходов и установление их мультипольного состава дали возможность существенно уточнить заселенности уровней ^{161}Dy β -переходами. При расчете баланса интенсивностей мы приняли, что на основное состояние ^{161}Dy идет $10,0\%$ β -распадов ^{161}Tb $^{161}\text{Tb} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$. На схеме (рис. 3.) указаны полученные заселенности уровней и величины lgft соответствующих β -переходов. При их вычислении значение Q_β (^{161}Tb) взято из таблиц Валстра и Боса ^{161}Tb .

Совокупность полученных данных о γ -переходах ^{161}Dy при распаде ^{161}Ho привела к значительному уточнению схемы распада $^{161}\text{Ho} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$. При её построении мы учли сведения о возбуждении уровней ^{161}Dy в реакциях (d, p) и (d, t) 22,23 , $(\alpha, 3p)$ 24 и (n, γ) 23 , а также принятые в обзоре ^{161}Dy значения спинов и четностей отдельных уровней. В схему уровней ^{161}Dy включены все наблюдаемые γ -переходы при распаде ^{161}Ho . Показано, что при распаде ^{161}Ho кроме ранее известных уровней дополнительно возбуждаются состояния ^{161}Dy с энергиями $320,6; 451,3$ и $772,0$ кэВ. Эти три состояния ^{161}Dy , как известно, возбуждаются из β -распада ^{161}Tb , а также в ядерных реакциях. Введен уровень $790,7$ кэВ с $I^\pi = 5/2^-$.

Измерение с хорошей точностью относительных интенсивностей γ -лучей и установление мультипольного состава практически всех γ -переходов позволили провести расчёт баланса интенсивностей переходов в схеме распада $^{161}\text{Ho} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$. Определены интенсивности γ -переходов в % на распад в предположении, что сумма полных интенсивностей ($I_\gamma + I_e$) γ -переходов, приходящих в основное состояние, составляет 100% распадов, т.е. основное состояние не заселяется ϵ -захватом. Экспериментальные данные об интенсивности КХ-излучения указывают на то, что вероятность ϵ -захвата в основное состояние ^{161}Dy составляет менее 4% . На схеме (рис. 3) показаны установленные из баланса интенсивностей заселенности уровней ^{161}Dy ϵ -захватом и величины lgft соответствующих β -переходов.

Нами доказано, что при распаде ^{161}Ho в ^{161}Tb возбуждаются уровни основной ротационной полосы до спина $11/2^+$, полосы $5/2^-/523/-$ до состояния $11/2^-$, полосы $3/2^-/521/-$ до состояния $9/2^-$, а также состояние $5/2^-$ ($451,4$ кэВ) полосы $1/2^-/521/-$, состояние $772,6$ кэВ, $I^\pi = (7/2^+)$ и уровень $790,7$ кэВ, $5/2^-/512/-$.

В ядерных реакциях 24 наблюдается вплоть до спина $33/2^+$ сильно возмущенная ротационная полоса основного состояния с доминирующей компонентой $5/2^+/642/-$. При β -распаде ^{161}Ho слабо возбуждаются 4 уровня указанной полосы: $0(5/2^+)$, $43,8(7/2^+)$, $100,4(9/2^+)$ и $184,3$ кэВ ($11/2^+$). На схеме (рис. 3) показано, что уровень $11/2^+$ заселяется β -переходом с $\text{lgft} = 8,5$. Это значение lgft характерно для уникальных однократно запре-

щенных переходов. Отмеченные 4 уровня связаны внутривротационными γ -переходами. Уровень $43,8$ кэВ, помимо γ -перехода в основное состояние, разряжается ранее неизвестным γ -переходом $18,15$ кэВ на состояние $25,65$ кэВ $5/2^-/523/-$. Известно время жизни состояния $43,8$ кэВ ($T_{1/2} = 0,78 \pm 0,06$ нс 25 и $0,99 \pm 0,13$ нс 77). Как отмечено выше, мы с хорошей точностью определили мультипольный состав ротационного перехода $43,8$ кэВ: $M1 + (4,50 \pm 0,23)\% E2$. Принимая для времени жизни уровня средневзвешенное значение ($T_{1/2} = 0,817 \pm 0,080$ нс) с учетом соотношения интенсивностей переходов $43,8$ и $18,2$ кэВ, получаем из вероятности $E2$ -компоненты величину квадрупольного момента основного состояния $Q_0 = 6,9 \pm 0,8$ б. Это значение хорошо согласуется с величинами Q_0 , измеренными другими методами ($6,83 \pm 0,48$ б 72).

Наиболее интенсивно в ^{161}Dy заселяются разрешенными незадержанными β -переходами уровни полосы $5/2^-/523/-$. В частности, на головной уровень этой полосы при энергии $25,6$ кэВ идет $75,4\%$ распадов ^{161}Ho ($\text{lgft} = 4,88$). Поэтому основному состоянию ^{161}Ho приписаны характеристики $7/2^-/523/-$. Кроме состояния $25,6$ кэВ, возбуждаются также состояния $103,07; 7/2^-$ ($\text{lgft} = 5,4$); $200,95; 9/2^-$ ($\text{lgft} = 6,3$) и $320,6$ кэВ, $11/2^-$. Эти три уровня наблюдаются также в ядерных реакциях 24 . Согласно 24 состояние $320,6$ кэВ высвечивается двумя внутривротационными переходами с $E_\gamma = 119,9$ и $217,6$ кэВ. При распаде ^{161}Ho нами наблюден только γ -переход $119,9$ кэВ, а для γ -перехода $217,6$ кэВ, а также для γ -перехода $107,7$ на уровень $7/2^-$ полосы $3/2^-/521/-$, мы смогли дать лишь верхний предел их интенсивности. Способ заселения уровня $320,6$ кэВ остается неизвестным. На схеме (рис. 3) условно показано, что уровень заселяется ϵ -захватом ($\text{lgft} = 9,1$). Значение lgft слишком мало для дважды запрещенного β -перехода. Скорее всего, уровень $320,6$ кэВ заселяется γ -переходом малой интенсивности ($\sim 0,002\%$) с какого-либо вышележащего состояния с $I^\pi = 7/2^-, 9/2^-$. Такого γ -перехода мы не обнаружили. Сравним экспериментальные и расчетные по правилам Алаги отношения приведенной вероятности β -переходов на уровни $5/2^-$, $7/2^-$ и $9/2^-$ полосы $5/2^-/523/-$: $(ft_{5/2^-} / ft_{7/2^-})_{\text{эксп.}}^{-1} = 1 : (0,302 \pm 0,069) : (0,038 \pm 0,009)$ соответственно; отношение соответствующих коэффициентов Клебша-Гордана $(CG_{5/2^-}^2 / CG_{7/2^-}^2) = 1 : 0,222 : 0,028$. Неплохое согласие эксперимента с расчетами свидетельствует о чистоте волновых функций состояний полосы $5/2^-/523/-$. У состояния $103,07$ кэВ измерено время жизни $T_{1/2} = 0,55 \pm 0,03$ нс 77 . Для внутривротационного γ -перехода $77,4$ кэВ нами определена смесь мультипольностей $M1 + (53,7 \pm 4,3)\% E2$. С учетом соотношения интенсивностей γ -переходов, разряжающих уровень $103,07$ кэВ, из вероятности $E2$ -компоненты перехода $77,4$ кэВ находим квадрупольный момент головного состояния полосы $5/2^-/523/-$: $Q_0 = 7,35 \pm 0,75$ б.

Его величина хорошо согласуется со значениями, измеренными другими методами (6,8±0,5 б /2/).

При распаде ^{161}Ho возбуждаются 4 вращательных состояния полосы $3/2^-/521/$: 74,6 кэВ, $3/2^-$, 131,8 кэВ, $5/2^-$, 212,9 кэВ $7/2^-$ и 314,8 кэВ, $9/2^-$. При β -распаде заселение уровней этой полосы заторможено вследствие К-запрета, что объясняет наблюдаемые значения $\lg ft = 6,9+7,7$ для этих состояний. Относительно энергии уровня $9/2^-$ имелись в литературе расхождения. Согласно /2/, его энергия составляет 319,2 кэВ, Хьерт и др. /24/ предположительно вводят такое состояние при энергии 315,0 кэВ, которое высвечивается внутрислопосными переходами 183,3 и 102,0 кэВ. При распаде ^{161}Ho мы наблюдали γ -переход 183,0 кэВ и поэтому считаем, что состояние $9/2^-$ полосы $3/2^-/521/$ реализуется при энергии 314,8 кэВ.

Энергетика полосы $3/2^-/521/$ не вполне хорошо передается ротационной формулой, сказывается кориолисова связь между полосами $3/2^-/521/$ и $5/2^-/523/$. Такая связь изучена в работе Хансена и др. /3/, в которой экспериментально определен приведенный матричный элемент $A_K \approx 5$ кэВ. Из наших данных о заселении электронным захватом уровней 131,77 кэВ, $5/2^-$, $3/2^-/521/$ и 25,65 кэВ, $5/2^-$, $5/2^-/523/$ приведенный матричный элемент оценивается по формуле $^{13}/(ft)^{-1}_{132} = (ft)^{-1}_{26} \times (A_K \sqrt{5/\Delta E})^2$. Отсюда $A_K = |2, \sqrt{3}(17)|$ кэВ. Рассчитанное по нильссоновским волновым функциям значение $A_K = 2,0$ кэВ.

Из распада ^{161}Th мы наблюдали 3 вращательных состояния полосы $1/2^-/521/$: 366,4 кэВ, $1/2^-$; 418,2 кэВ, $3/2^-$ и 451,3 кэВ, $5/2^-$. Нами обнаружен внутрислопосный γ -переход $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ с энергией $E_\gamma = 84,7$ кэВ. Сделаем предположение, что полоса $1/2^-/521/$ характеризуется, как и полосы $5/2^+/642/$ и $5/2^-/523/$, величиной квадратурного момента $Q_0 = 7$ б. Тогда для М1-переходов, разряжающих состояние 451,3 кэВ, $5/2^-$, можно получить факторы торможения вероятностей γ -переходов относительно одночастичных оценок по Вайскопфу: $F(238,4) = 2 \cdot 10^2$, $F_T(319,6) = 3,2 \cdot 10^2$, $F_T(348,2) = 2,4 \cdot 10^3$, $F_T(376,9) = 3 \cdot 10^3$ и $F_T(425,8) = 1 \cdot 10^4$. Видно, что переходы на полосу $3/2^-/521/$ более быстрые, чем на полосу $5/2^-/523/$ (по-видимому, сказывается К-запрет).

Из распада ^{161}Ho наблюдается заселение уровня $5/2^-$, 451,3 кэВ. Из-за сильного К-запрета соответствующий бета-переход характеризуется величиной $\lg ft = 8,8$. Известно, что в ядерных реакциях возбуждается уровень $7/2^-$ данной полосы при энергии 568 кэВ, который высвечивается γ -переходом 253 кэВ. Из наших данных можно оценить верхний предел $I_{\gamma 253} < 0,005$ от. ед. табл. 2, что приводит к оценке заселения уровня 568 кэВ ϵ -захватом ($J_\epsilon < 2 \times 10^{-4}$, $\lg ft > 9,1$). Таким образом, в наших экспериментальных условиях не представляется возможным из распада ^{161}Ho наблюдать уровень $7/2^-$ полосы $1/2^-/521/$.

Состояние 550,2 кэВ с $I^\pi = (3/2^+)$ было известно из распада ^{161}Th . Имеющиеся из ядерных реакций данные /2/ свидетельствуют о том, что это — одночастичное состояние $3/2^+/402/$. Состояние 772,0 кэВ также известно /2/ из реакций и ему приписывались характеристики $I^\pi = (5/2^-)$. По нашим данным, этот уровень разряжается на состояния $5/2^+$ и $9/2^+$ основной полосы. Такой характер разрядки исключает характеристики $5/2^-$. С учетом величины $\lg ft$ соответствующего β -перехода мы приписываем уровню 772,0 кэВ $I^\pi = (7/2^+)$. Не исключено, что это одночастичный уровень $7/2^+/633/$, ожидаемый в ^{161}Du согласно расчетам Гареева и др. /26/ при энергии 760 кэВ.

На уровень 790,7 кэВ происходит разрешенный β -переход ($\lg ft = 5,2$). Уровню 790,7 кэВ на основании мультипольностей разряжающих его γ -переходов мы приписали характеристики $I^\pi = 5/2^-$ и рассматриваем его как одночастичное состояние $5/2^-/512/$. Столь же быстрый ($\lg ft = 5,23$) β -переход на состояние $5/2^-/512/$ имеет место и при распаде ^{159}Ho /27/. Отметим, что в работах по ядерным реакциям /2/ головной уровень полосы $5/2^-/512/$ предполагался при энергии 798 ± 3 кэВ, что не согласуется с нашим значением энергии уровня. В реакциях (d, p) и (d, t) /2/ в нечетных ядрах Du головной уровень полосы $5/2^-/512/$ возбуждается крайне слабо, в то время как другие состояния полосы хорошо заселяются, в частности, в ^{161}Du известен уровень $7/2^-$, $5/2^-/512/$ при энергии 881 ± 1 кэВ. Отсюда параметр инерции для этой полосы будет равен $A = 12,9$ кэВ. Соответствующие значения инерционного параметра в ядрах ^{159}Du и ^{157}Du определены как $A = 10,6$ кэВ /27/ и 12,7 кэВ /2/.

Вероятности межротационных М1- и Е1-переходов, установленные из времен жизни уровней ^{161}Du , в нашей более ранней работе /7/ сравниваются с одночастичными оценками по Нильссону с учетом парных корреляций и взаимодействия Кориолиса. Лишь в последнем случае удалось получить удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных. Наилучшее согласие эксперимента с теорией получено в расчетах Аликова и др. /28/ по модели независимых квазичастиц с использованием волновых функций потенциала Вудса-Саксона с учетом взаимодействия Кориолиса.

Авторы выражают благодарность профессору К.Я. Громову за постоянный интерес к выполняемой работе, А.Х. Холматову за помощь в получении спектрограмм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tuli K. Nucl. Data Sheets for A=161, ANDT, 1977, 19, p. 175.
2. Table of Isotopes, 7th ed., ed. by M. Lederer and V.S. Shirley, New York, 1978.
3. Hansen P.G., Nielsen O.B., Sidenius G. Contr. Int. Conf. Nucl. Struct., Tokyo, 1967, p. 181.
4. Graham R.L., Geiger J.S., Ewan G.T. BAPS, 1961, 6, p. 72.
5. Harmatz B., Handley T.H., Mihelich J.W. Phys. Rev., 1959, 114, 1082
6. Абдуразаков А.А. и др. ЯФ, 1965, 1, с. 1965.
7. Баврышук Я. и др. ОИЯИ, ДС-8846, Дубна, 1975, с. 123.
8. Вылов Ц. и др. Тез. докл. XXXIII Сов. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. "Наука", Л., 1983, с. 127.
9. Вылов Ц. и др. В кн: "Спектры излучений радиоактивных нуклидов". ФАН, Ташкент, 1980.
10. Громов К.Я. и др. В сб: "Прикладная ядерная спектроскопия". Атомиздат, М., 1978, вып. 8, с. 59.
11. Абдуразаков А.А., Громов К.Я., Умаров Г.Я. В кн: "Бета-спектрографы с постоянными магнитами", ФАН, Ташкент, 1970.
12. Громова И.И. и др. ОИЯИ, Р6-82-487, Дубна, 1982
13. Андерт К. и др. Сообщения ОИЯИ, Р6-8564, Дубна, 1975
14. Вылов Ц. и др. В кн: "Спектры излучений радиоактивных нуклидов, измененные с помощью полупроводниковых детекторов". ZfK-399, Rossendorf, DDR, 1980, s. 393-394
15. Prasad K.G., Nielsen H.L. Phys. Scripta, 1974, 9, p. 208
16. Brockmeier R.T. and Rogers J.D. Nucl. Phys., 1965, 67, p. 428
17. Berg V. and Malmkog S.G., Nucl. Phys., 1969, A135, p. 401
18. Александров А.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, с. 2096
19. Hager R.S. and Seltzer E.S., Nucl. Data, 1968, A4, p. 1
20. Джалепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. Бета-процессы, "Наука", М., 1972.
21. Wapstra A.H., Bos K., Atom. Data and Nucl. Data Tables, 1977, 19, 175
22. Grottdal T., Nybo K., Elbek E. Dan. Vid. Selsk. Mat.-fys. Medd., 1970, 37, 12.
23. Bennett M.J., Sheline R.K. Phys. Rev., 1977, C15, p. 146
24. Hjorth S.A., Johnson A., Erling G. Nucl. Phys., 1972, A184, p. 113
25. Ashery D., Bahcall N., Goldring G. et al. Nucl. Phys., 1967, A101, p. 51
26. Гареев Ф.А., Иванова С.П., Соловьёв Б.Г., Федотов С.И. ЭЧАЯ, 1973, 4, с. 357
27. Вылов Ц. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, с. 16
28. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-12350, Дубна, 1979; ОИЯИ, Р6-12415, Дубна, 1979

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1983 года.

Вылов Ц. и др.

P6-83-181

Исследование уровней ^{161}Dy ,
возбуждаемых из распада ^{161}Tb и ^{161}Ho

Методами γ - и β -спектроскопии изучен распад нуклидов ^{161}Tb и ^{161}Ho . Исследовались возбужденные состояния ^{161}Dy . Обнаружено более 20 новых γ -переходов, существенно уточнена схема уровней ^{161}Dy . Вычислен квадрупольный момент для состояний $5/2^-/523/$ и $5/2^+/642/$ из вероятностей E2 компоненты внутривращательного перехода с использованием времен жизни уровней с энергиями 43,8 кэВ и 103,0 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vylov Ts. et al.

P6-83-181

Investigation of ^{161}Dy Levels Excited
from the ^{161}Tb and ^{161}Ho Decay

The ^{161}Tb and ^{161}Ho nuclides decays were studied by the γ - and β -spectroscopy methods. ^{161}Dy excited states were investigated. More than 20 new γ -transitions have been discovered, ^{161}Dy level scheme has been defined. The quadrupole momentum for $5/2^-/523/$ and $5/2^+/642/$ states has been calculated from the probabilities of E2 component of intrarotational transition making use of 43,8 keV and 103.0 keV levels lifetimes.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С. Виноградовой.