

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С341.26
А-281

2859/2-78

P6 - 11425

И.Адам, В.Андрейчев, К.Я.Громов, М.Гонусек,
Х.-У.Зиберт, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей,
Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, А.Ф.Новгородов,
Р.Р.Усманов; Ю.В.Юшкевич

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ
НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНОГО ЯДРА ^{160}Tm

1978

P6 - 11425

И.Адам,¹ В.Андрейчев,² К.Я.Громов, М.Гонусек,
Х.-У.Зиберт,³ В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей,
Н.З.Марупов,⁴ Т.М.Муминов,⁴ А.Ф.Новгородов,
Р.Р.Усманов,⁴ Ю.В.Юшкевич

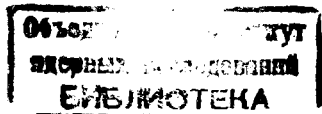
ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ
НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНОГО ЯДРА ^{160}Tm

¹ Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж, ЧССР.

² Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София.

³ Технический университет, Дрезден, ГДР.

⁴ Самаркандский государственный университет, СССР.



Адам И. и др.

P6 - 11425

Возбужденные состояния нечетно-нечетного ядра ^{160}Tm

Распад ^{160}Yb (4,8 мин) исследовался с помощью Ge(Li) -детекторов, тороидального β -спектрометра, сцинтилляционных детекторов и магнитно-линзового β -спектрометра. Измерялись одиночные γ -спектры, спектры конверсионных электронов, задержанные γ - γ и γ - e совпадения. Предлагается схема распада ^{160}Yb - ^{160}Tm . Всего наблюдается 29 γ -переходов, из которых 18 размещены в схеме распада ^{160}Yb . Интенсивность γ -лучей 11 неразмещенных переходов составляет <6%.

Измерены времена жизни уровней ^{160}Tm с энергиями 42,02; 174,40; и 215,78 кэВ и определены приведенные вероятности электромагнитных переходов, разряжающие эти уровни. Проведено сравнение экспериментальных вероятностей переходов с теоретическими расчетами. Рассчитаны экспериментальные значения внутреннего квадрупольного момента и параметра деформации ^{160}Tm . На основе анализа экспериментальных результатов предлагаются нильссоновские конфигурации некоторых состояний нечетно-нечетного деформированного ядра $^{160}\text{Tm}_{91}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Adam I. et al.

P6 - 11425

Excited States of the Doubly Odd Deformed Nucleus ^{160}Tm

The decay of 4.8 min ^{160}Yb has been investigated by means of Ge(Li) detectors, toroidal and magnetic lens β -spectrometers and scintillation counters. Single spectra of γ -rays and conversion electrons as well as prompt and delayed γ - γ and γ -coincidences were measured. The level scheme of ^{160}Tm is proposed including 94.5% of the total γ -ray intensity observed in the ^{160}Yb decay. The lifetimes of the 42.02, 174.40 and 215.78 keV states have been determined to be 1.6 ± 0.3 ns, 17 ± 1 ns and 0.65 ± 0.15 ns, respectively. From the analysis of experimental data spin and parities of ^{160}Tm levels are proposed. Experimental γ -ray transition probabilities are compared with Weisskopf and Nilsson estimates, the latter also taking into account the pairing correlations.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubno 1978

Изотоп ^{160}Yb впервые был получен Нейманом и Вардом^{/1/} в реакции $^{124}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{160}\text{Yb}$. Они определили $T_{1/2} = 4,8$ мин. Де Бур и др.^{/2/} сообщили, что период полураспада ^{160}Yb равен 4,1 мин и что в этом распаде возникают γ -переходы 78,3 ; 600,0 и 631,7 кэВ. Адам и др.^{/3/} показали, что эти переходы относятся к распаду ^{161}Yb , а Байер и др.^{/4/} подтвердили полученные в^{/1/} значения периода полураспада ^{160}Yb и наблюдали при распаде ^{160}Yb γ -переходы 132,23; 140,35; 173,76; 215,78; и 373,2 кэВ. Заметим, что γ -переходы с энергиями 173,9 и 215,7 кэВ, связанные с активностью $T_{1/2} = 4,6$ мин, наблюдались в^{/2/}, но были ошибочно отнесены к ^{158}Yb . Спин основного состояния ^{160}Tm -I=1 измерен методом магнитного резонанса в атомном пучке Экстремом и др.^{/5/}.

В настоящей работе продолжены исследования излучения при распаде ^{160}Yb . Предварительные результаты опубликованы в^{/6,7/}.

1. Приготовление источников

Исследования проводились с радиоактивными источниками изобар с $A=160$, которые получались в реакции глубокого расщепления при облучении танталовой мишени на выведенном пучке протонов синхротрона ОИЯИ $E_p = 660$ МэВ, $J_p = 0,1$ мкА/. Танталовая фольга толщиной 0,05 мм и весом 0,5 г облучалась в течение 5 мин. Облученная мишень с помощью пневмочты транспортировалась к электромагнитному масс-сепаратору^{/8/}

и загружалась в трубчатый ионный источник /9/. При нагревании мишени в ионном источнике ядра - продукты ядерных реакций диффундируют из мишени и разделяются в сепараторе по массам /10,11/. Основная активность источника была обусловлена распадом изотопов ^{160}Yb и ^{160}Tm .

В ряде случаев вместо танталовой мишени мы использовали мишень из металлического гафния, при этом отношение выходов ядер ^{160}Yb к ^{160}Tm возрастало примерно в 3 раза. Измерения таких изобарически сепарированных источников начинались не позднее, чем через 5 мин после конца облучения.

2. Исследования спектров γ -лучей и электронов внутренней конверсии

Спектры γ -лучей измерялись с помощью γ -спектрометров с Ge(Li) -детекторами с чувствительными объемами $V_1 = 2,4 \text{ см}^3 / \Delta E = 0,9 \text{ кэВ}$ при $E_\gamma = 122 \text{ кэВ}$ и $V_2 = 41 \text{ см}^3 / \Delta E = 2,4 \text{ кэВ}$ при $E_\gamma = 661 \text{ кэВ}$. Энергии γ -лучей определялись при одновременном измерении спектров изучаемого изотопа и калибровочных источников: $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{182}Ta и ^{241}Am . Калибровка эффективности детекторов выполнена с точностью 2-5%; для этого использовано 16 различных калибровочных источников. В спектрах γ -лучей в основном наблюдались γ -переходы, принадлежащие распаду ^{160}Yb , а также переходы, возникающие при распаде ^{160}Tm , $T_{1/2} = 9,2 \text{ мин} / 12/$. Гамма-лучи ^{160}Tm идентифицировались по спаду интенсивности линий. Характерные участки γ -спектров представлены на рис. 1 и 2. Полученные данные об энергиях и интенсивностях γ -лучей при распаде ^{160}Yb представлены в табл. 1.

Отдельные участки спектра электронов внутренней конверсии ^{160}Yb изучены с помощью тороидального магнитного спектрометра /13/ с разрешающей способностью 0,65% и трансмиссией 10%. Полученные результаты представлены в табл. 2. Ошибки в определении относительных интенсивностей линий перехода 42,02 кэВ не превышают 30%.

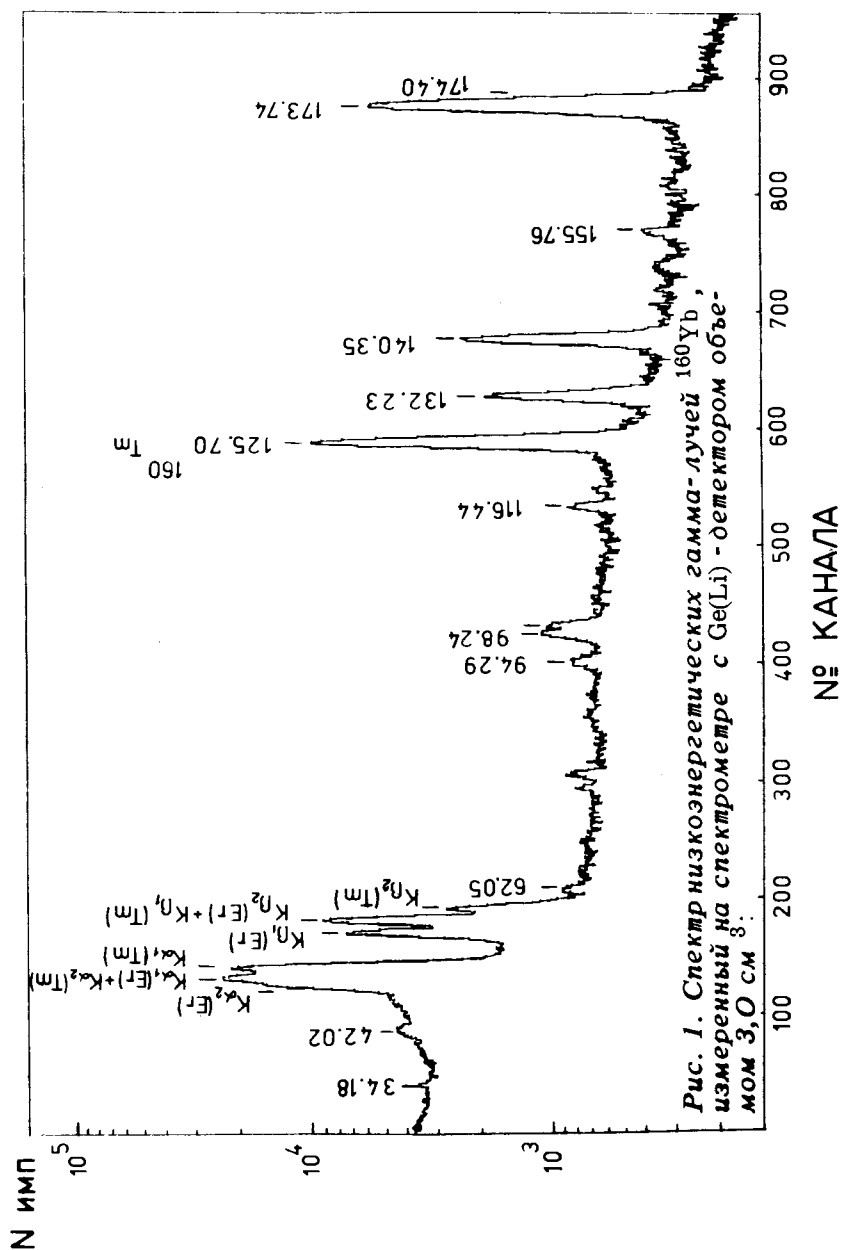


Рис. 1. Спектр низкоэнергетических гамма-лучей ^{160}Yb , измеренный на спектрометре с Ge(Li) -детектором объемом 3,0 см³.

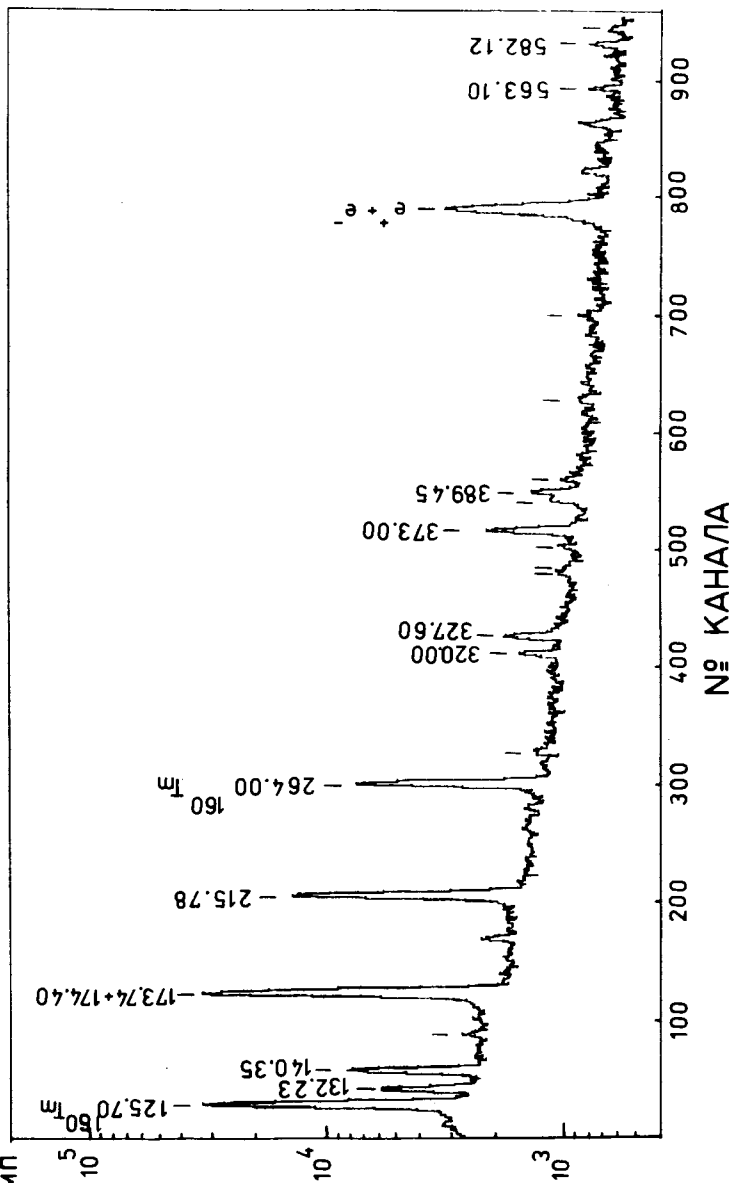


Рис. 2. Спектр γ -лучей ^{160}Yb , измеренный на спектрометре с Ge(Li) -детектором объемом 41 см³.

Таблица 1
Энергии и интенсивности γ -лучей при распаде ^{160}Yb

E_γ кэВ	ΔE_γ кэВ	I_γ относит. ед.	ΔI_γ	E_γ кэВ	ΔE_γ кэВ	I_γ относит. ед.	ΔI_γ
K_α (T_m)		129	9	320,00	0,15	3,4	0,3
34,18	0,10	3,0	0,5	327,60	0,15	5,6	0,4
42,02	0,10	7,3	0,6	354,57	0,30	1,1	0,2
62,05	0,10	0,46	0,15	356,9 ^a	0,5	0,74	0,20
94,29	0,07	0,92	0,08	366,18 ^a	0,32	1,05	0,25
98,24	0,05	2,8	0,2	373,00	0,10	10,0	0,5
99,46	0,05	2,1	0,1	386,30	0,20	3,0	0,3
116,44	0,05	1,96	0,16	389,45	0,15	5,2	0,3
132,23	0,05	14,0	0,7	395,16	0,25	1,61	0,23
140,35	0,05	22,2	1,0	429,0 ^a	0,4	1,2	0,3
155,76	0,07	1,7	0,2	465,2 ^a	0,4	1,4	0,3
173,74	0,06	100	4	563,10	0,30	1,8	0,4
174,40	0,10	13,2	1,5	582,12	0,20	3,0	0,4
215,78	0,06	48	2	588,67 ^a	0,30	1,5	0,3
278,0 ^a	0,3	1,0	0,2				

a/ γ -переходы, приписание которых распаду ^{160}Yb требует уточнения.

Таблица 2
Относительные интенсивности конверсионных электронов ^{160}Yb

$L_1 4I, 4$	$L_1 4I, 0$	$L_2 4I, 0$	$L_3 4I, 0$	$K 132, 2$	$K 140, 3$	$K 215, 7$
< 3	33	31	30	> 1, 8	> 2, 5	> 1, 5

3. Исследование спектров γ - γ -совпадений

Для исследований γ - γ -совпадений использованы два Ge(Li) - детектора с чувствительными объемами 41 и 47 см³ и разрешением 2,5 кэВ на линии 661 кэВ. Разрешающее время схемы совпадений составляло 50 нс. Двухмерные спектры совпадений /4096 x 4096 каналов/ записывались на магнитную ленту и затем обрабатывались с помощью ЭВМ HP 2116C^{/14,15/}. На рис. 3 изображены спектры совпадений с γ -линиями 140,35 кэВ и 215,78 кэВ. В табл. 3 представлены полученные данные об относительных интенсивностях совпадений. Совпадения γ 42,02 - γ 173,74 и γ 215,78 - γ 582,12 количественно не анализировались. В первом случае - по причине плохо известной эффективности совпадений для γ -лучей малой энергии; во втором - из-за малой статистики. Последний столбец табл. 3 содержит рассчитанные по схеме распада ¹⁶⁰Yb /рис. 4/ интенсивности γ - γ -совпадений. Большое расхождение между экспериментальной и расчетной интенсивностями совпадений γ 99,46 - γ 116,44 позволяет сделать предположение о существовании перехода 57,4 кэВ с уровня 99,46 кэВ. Этот переход трудно идентифицировать в γ -спектре, так как он не разрешается от линии $K_{\beta_1, Tm}$.

4. Схема распада ¹⁶⁰Yb

Предлагаемая нами схема распада ¹⁶⁰Yb изображена на рис. 4. Зачерненными кружками отмечены наблюдаемые γ - γ -совпадения /табл. 3/. Мультипольность перехода 42,02 кэВ определяется из баланса интенсивностей γ -переходов на уровне 42,02 кэВ: $M1 + 9 \pm 2\% E2$. Заселением первого возбужденного состояния ¹⁶⁰Tm при β -распаде ¹⁶⁰Yb /переход $0^+ \rightarrow 2^-$ / пренебрегаем /см. ниже/. Экспериментальное значение отношения $L_1:L_2:L_3$ согласуется с таким характером перехода 42,02 кэВ. Установленная мультипольность перехода 42,02 кэВ позволила нам связать шкалы интенсивностей конверсионных электронов и γ -лучей, используя значения $\alpha_{L_1+L_2} = 8,8/16\%$. Сравнение верхних пределов α_k , полученных

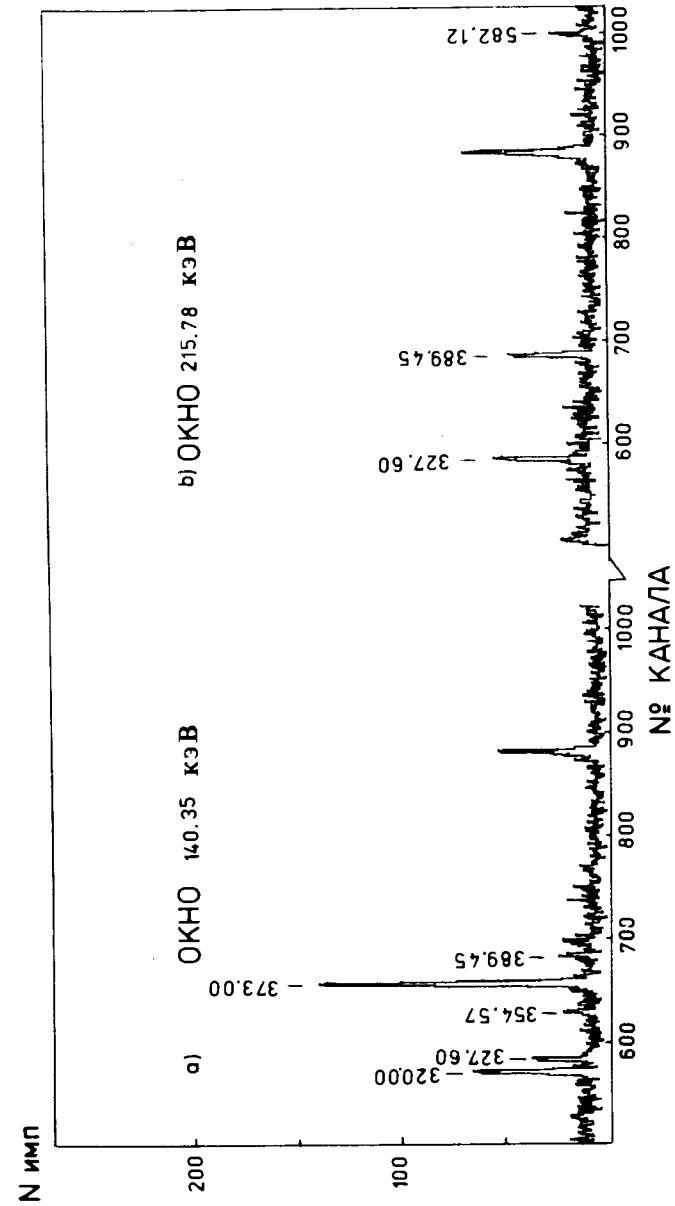


Рис. 3. Спектры γ -лучей, совпадающих с γ -лучами 140,32 кэВ /а/ и 215,78 кэВ /б/.

Таблица 3
 Результаты анализа γ - γ -совпадений при распаде ^{160}Yb

Уровень E кэВ	Выбранное окно E_{γ} , кэВ	Совпадающие линии E_{γ} кэВ	Относительные интенсивности совпадений		
			$I_{\gamma\gamma}$ эксп. а)	$I_{\gamma\gamma}$ -расчет б)	
42,02	42,02	173,74	да	-	
99,46	99,46	116,44	$\sim 0,2$	2,0	
140,32	140,35	320,00	I,I	1,2	
		327,60	$\sim 0,3$	0,4	
		354,57	$\sim 0,3$	1,0	
		373,00	3,0	3,5	
174,40	132,23	320,00	0,5	0,8	
		327,60	0,4	0,3	
		373,00	2,2	2,5	
		174,40	320,00	0,9	0,8
		373,00	3,3	2,4	
215,78	173,74	327,60	2,3	2,8	
		389,45	2,7	2,6	
		582,12	2,0	1,5	
		215,78	327,60	1,2	1,4
		389,45	1,4	1,3	
		582,12	да	-	
543,4	327,60	62,05	$\sim 0,3$	0,5	

а/ Интенсивности γ -лучей получены при анализе спектров γ - γ -совпадений /с погрешностью 20%/.

б/ Интенсивности вычислены из анализа схемы уровней. Расчеты проведены в предположении, что полные интенсивности переходов 34,18 и 140,35 кэВ равны, а полная интенсивность перехода 41,4 кэВ равна 40 единицам табл. 1.

для переходов 132,23; 140,35 и 215,78 кэВ, с теоретическими значениями $^{16/}$, позволило установить, что все эти переходы - типа E1. Для объяснения ряда наблюдаемых γ - γ -совпадений необходимо было предположить существование γ -перехода 41,4 кэВ с уровня 215,78 кэВ. Интенсивности совпадений в табл. 3 рассчитаны для полной интенсивности перехода 41,4 кэВ, равной 40 единицам табл. 1. Интенсивность L_1 -линии перехода 41,1 кэВ меньше трех единиц /табл. 2/; мультипольность этого перехода может быть $M1 + \geq 30\%$ E2, а интенсивность γ -лучей меньше единицы /см. табл. 1/. Сравнение полной интенсивности перехода 34,18 кэВ, полученной при анализе совпадений, с $I_{\gamma 34,18}$ приводит к заключению, что это переход типа M1. Такое заключение подтверждается и оценкой интенсивности L-линии этого перехода на магнитно-линзовом β -спектрометре /см. рис. 7/. Таким образом, при распаде ^{160}Yb мы наблюдаем 29 γ -переходов; 18 из них размещены в схеме распада. Интенсивность γ -лучей 11 неразмещенных переходов составляет < 6%.

5. Времена жизни возбужденных состояний ^{160}Tm

Исследование задержанных γ - γ -совпадений проводилось в режиме трехмерного γ - γ -t анализа на линии с ЭВМ HP 2116C с записью информации на магнитную ленту $^{17/}$. В стартовом канале использовался сцинтилляционный детектор /стильбен $\varnothing 40$ мм x 40 мм/, а в стоповом - Ge(Li)-детектор коаксиального типа /V = 41 см³, $\Delta E = 2,5$ кэВ на $E_{\gamma} = 264$ кэВ/. В спектрах задержанных /t - время задержки/ совпадений γ -лучей ^{160}Yb , ^{160}Tm и ^{160}Er с КХ-лучами /рис. 5/ видно, что интенсивности γ -линий 98,2; 132,23; 140,35 и 173,74 + 174,40 кэВ убывают медленнее, чем интенсивности γ -линий 125,7; 215,78 и 264 кэВ. Этот факт указывает на существование в ядре ^{160}Tm изомерного состояния с $T_{1/2} \geq 5$ нс.

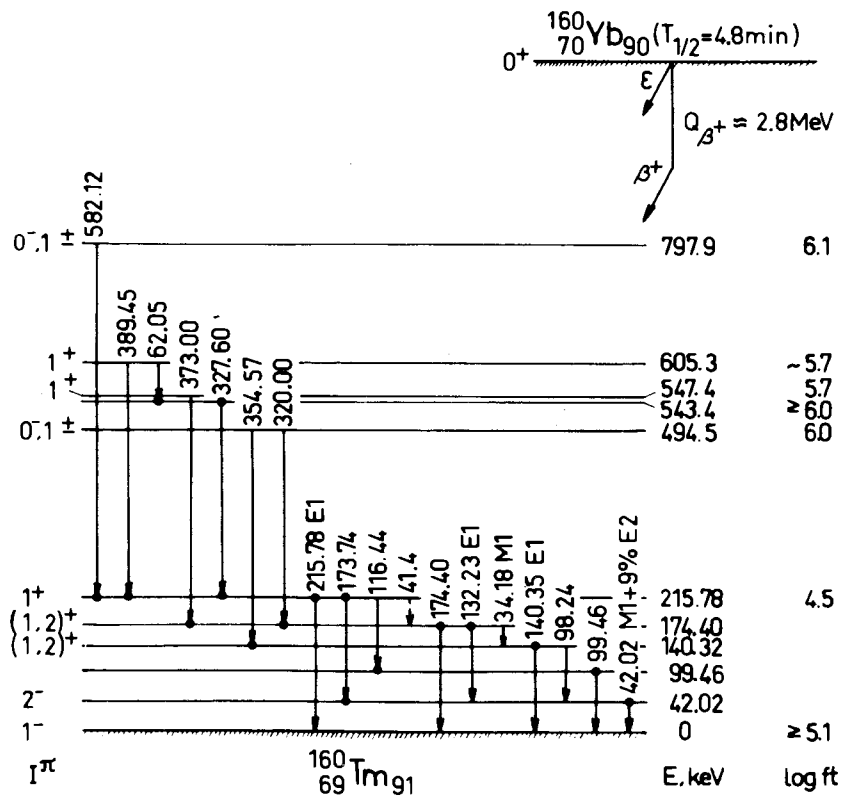
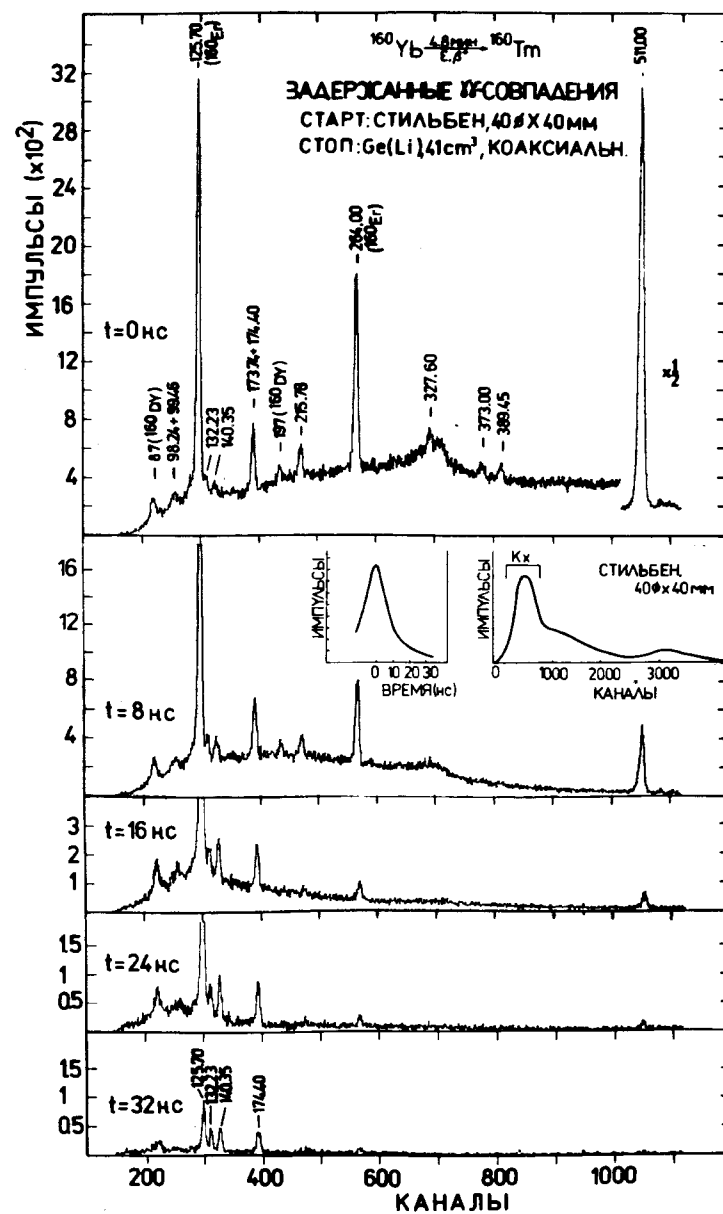


Рис. 4. Схема распада $^{160}\text{Yb} \rightarrow ^{160}\text{Tm}$. Наблюдаемые совпадения отмечены зачерненными кружками.

Рис. 5. Спектры задержанных совпадений КХ-лучей и γ -лучей при распаде ^{160}Yb . Выбранное в сцинтилляционном спектре "окно" отмечено на вставке. Ширина временного "окна" равна 4 нс /см. вторую вставку/.



Заметим, что γ -лучи с энергией 87 кэВ, проявляющиеся в спектрах задержанных совпадений связаны с рядкой уровня 87 кэВ в ^{160}Dy с $T_{1/2} = /1,97 \pm 0,04/ \text{нс} / 18/$.

Рассмотрим положение центров тяжести временных распределений в спектрах задержанных совпадений γ -лучей ^{160}Yb , ^{160}Tm и ^{160}Er с КХ-лучами /рис. 6/. Переходы 197 и 264 кэВ идут с уровней 284 кэВ в ^{160}Dy и 390 кэВ в ^{160}Er с $T_{1/2} = 0,1 \text{нс}$ и 34 нс, соответственно. Считаем, что совпадения КХ- γ 197 и КХ- γ 264 - "мгновенные", и видим, что центры тяжести этих распределений располагаются на $\tau = /0,65 \pm 0,10/ \text{нс}$ ниже центров тяжести временных распределений совпадений рентгеновских лучей с комптоновским фоном. Учитывая это, можно предположить, что совпадения КХ-лучей с комптоновским фоном между фотопиками во всем рассматриваемом диапазоне /рис. 6/ одинаково задержаны. Полученные при этом значения для периода полураспада уровня 126 кэВ в ^{160}Er - $T_{1/2} = /0,85 \pm 0,15/ \text{нс}$, согласующиеся с известным $T_{1/2} = /0,919 \pm 0,046/ \text{нс} / 18/$, подтверждают такое предположение. Положение центра тяжести временных распределений совпадений КХ- γ 215,78 /относительно "нулевой" временной линии на рис. 6/ определяет период полураспада уровня 215,78 кэВ - $T_{1/2} = /0,65 \pm 0,15/ \text{нс}$. Положение центров тяжести временных распределений совпадений КХ-лучей с γ -лучами /98,24; 99,46/; 132,23; 140,35 и /173,74; 174,40/ кэВ подтверждают сделанный вывод о существовании возбужденного уровня ^{160}Tm с $T_{1/2} \geq 5 \text{нс}$. Сделать более определенные выводы о времени жизни этого изомерного состояния не позволила сложность γ -спектра. Энергия изомерного состояния определяется на основании следующих фактов. Переход 173,74 кэВ идет с уровня 215,78 кэВ с $T_{1/2} = 0,65 \text{нс}$; поэтому "задержанные" с $T_{1/2} \geq 5 \text{нс}$ совпадения КХ- γ /173,74; 174,40/ обусловлены переходом 174,40 кэВ, т.е. изомерным является уровень 174,40 кэВ. Переходы 98,24 и 140,35 кэВ разряжают уровень 140,35 кэВ, связанный с изомерным состоянием интенсивным переходом 34,18 кэВ, и поэтому во временном распределении совпадений указанных переходов проявляется время жизни состояния 174,40 кэВ.

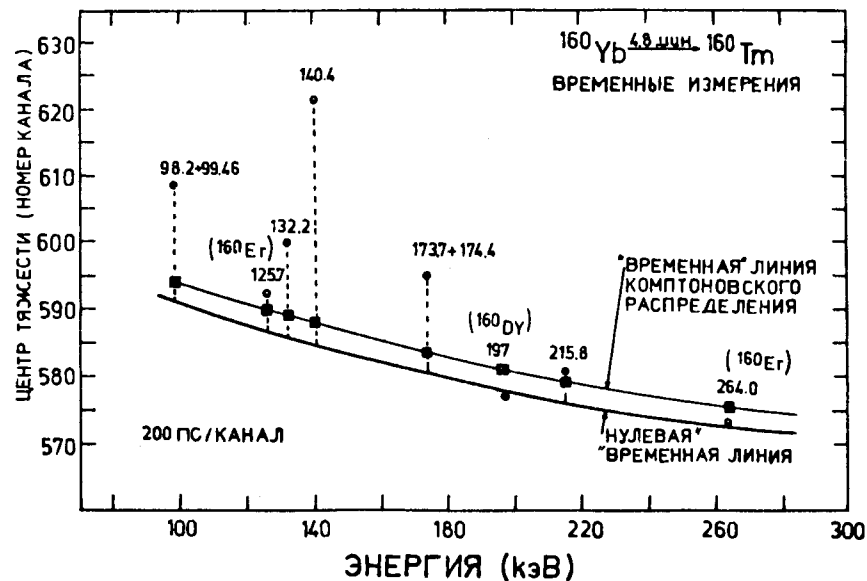


Рис. 6. Положение центров тяжести временных распределений совпадений КХ-лучей с γ -лучами при распаде ^{160}Yb /кружки/ и разными участками сплошного /"комптоновского"/ распределения /квадраты/. Погрешность в определении положения центров тяжести не превышает 5%.

Задержанные совпадения γ -лучей и конверсионных электронов изучались с помощью двух установок. В первой /19/ использовались два сцинтилляционных детектора: пластический сцинтиллятор NE104, $\varnothing 25 \times 25 \text{мм}$ в стартовом канале и тонкий пластический сцинтиллятор NE104 $\varnothing 10 \text{мм} \times 0,1 \text{мм}$ в стоповом канале. Вторая установка /19/ состояла из магнитно-линзового β -спектрометра в стоповом канале и сцинтилляционного детектора /NE104, $\varnothing 25 \times 25 \text{мм}$ / - в стартовом. На рис. 7 изображены временные распределения совпадений γ -лучей с конверсионными линиями L34,2; L41,4+L42,0 + M34,2 и электронами в диапазоне $E_e \approx 20 \div 50 \text{кэВ}$. С учетом сделанных выше выводов можно заключить, что компонент $T_{1/2} = 17 \pm 1 \text{нс}$ во временных распределениях обусловлен

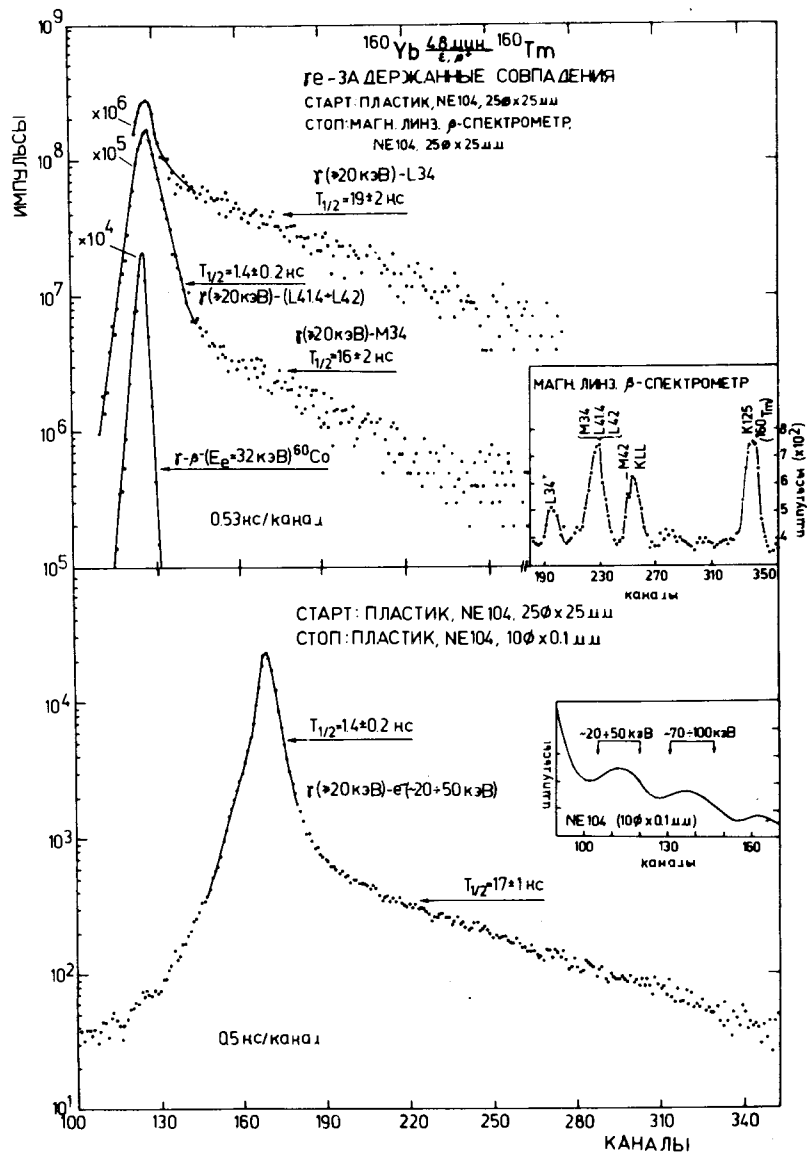


Рис. 7. Временные распределения совпадений γ -лучей с конверсионными электронами при распаде ^{160}Yb . На вставках изображены участки спектров электронов, измеренных на магнитно-линзовом и сцинтилляционном β -спектрометрах, и отмечены выбранные "окна".

совпадениями γ -лучей с L- и M-конверсионными электронами перехода $34,2 \text{ кэВ}$, а компонент $T_{1/2} = 1,4 \pm 0,2 \text{ нс}$ - вкладом совпадений с линиями L41,4 и L42,0. Учитывая, что в совпадениях γ -лучей с L41,4 и L42,0 проявляются одновременно как период полураспада уровня $215,78 \text{ кэВ}$ - $T_{1/2} = 0,65 \pm 0,15 / \text{нс}$, так и период полураспада уровня $42,02 \text{ кэВ}$, можно определить период полураспада последнего как $T_{1/2} = 1,6 \pm 0,3 / \text{нс}$.

Таким образом, результаты исследований задержанных совпадений при распаде ^{160}Yb позволили нам определить периоды полураспада следующих уровней:

$E_{\text{ур}} = 42,02 \text{ кэВ}$	$T_{1/2} = 1,6 \pm 0,3 / \text{нс}$
$E_{\text{ур}} = 174,40 \text{ кэВ}$	$T_{1/2} = 17 \pm 1 / \text{нс}$
$E_{\text{ур}} = 215,78 \text{ кэВ}$	$T_{1/2} = 0,65 \pm 0,15 / \text{нс}$

Погрешности в определении периодов полураспада - $\Delta T_{1/2}$, помимо статистической ошибки, включают в себя также неопределенность в определении цены временного канала.

6. Обсуждение результатов

Спин основного состояния $^{160}\text{Tm}(I=1)$ измерен Экстремом и др. ^{5/}. Отрицательная четность этого состояния установлена в ^{12/} на основе определения величин $\log ft$ для β -переходов на уровни 0^+ и 2^+ вращательной полосы основного состояния ^{160}Er . Используя относительную интенсивность КХ-лучей тулия при распаде ^{160}Yb и результаты расчета баланса интенсивностей γ -переходов в схеме рис. 4, мы оценили верхний предел интенсивности β -распада ^{160}Yb в основное состояние ^{160}Tm меньшим или равным 25% распадов. При расчете значений $\log ft$, приведенных на рис. 4, мы использовали энергию распада ^{160}Yb , равную $Q = 2,8 \text{ МэВ} / 20 /$. Значение $\log ft = 4,5$ для β -перехода на уровень $215,78 \text{ кэВ}$ однозначно устанавливает разрешенный незадержанный характер этого перехода и структуру $1^+ / p \ 7/2^- [523]$, и $5/2^- [523]$ / состояния $215,78 \text{ кэВ}$. Экспериментальные значения $\log ft$ позволяют приписать

уровням 547,4 и 605,3 кэВ спин и четность $I^\pi = 1^+$, а уровням 494,5 и 797,9 кэВ - $I^\pi = 0^+$ или 1^\pm .

В табл. 4 приведены результаты анализа полученных в настоящей работе данных о вероятностях электромагнитных переходов. На основе измеренных значений периодов полураспада возбужденных состояний ^{160}Tm , относительных интенсивностей и мультипольностей γ -переходов по известным формулам^{/21/} определены: парциальные периоды полураспада - $T_{1/2}^{\gamma \text{ эксп.}}$, приведенные вероятности переходов - $B(\sigma L)_{\text{эксп.}}$ /где σL - мультипольность перехода/, факторы задержки по Вайскопфу - $F_W = T_{1/2}^{\gamma \text{ эксп.}} / T_{1/2}^W$, факторы задержки по Нильссону - $F_N = B(\sigma L)_N / B(\sigma L)_{\text{эксп.}}$ и факторы задержки по Нильссону с учетом парных корреляций - $F_N^p = F_N \times P_{if}^2$. Теоретические значения вероятностей переходов $B(\sigma L)_N$ рассчитаны с использованием модифицированного Густафсоном^{/22/} потенциала Нильссона^{/23/}. Факторы парных корреляций, $P_{if} = U_i U_f \pm V_i V_f / U_{i,f}$ и $V_{i,f}$ - вероятности нахождения или отсутствия нуклона в данном состоянии; знаки "плюс" и "минус" для магнитных и электрических переходов, соответственно/, рассчитаны с учетом эффекта блокировки.

Определение мультипольности γ -перехода 42,02 кэВ /M1+9%E2/ позволяет установить отрицательную четность уровня 42,02 кэВ. Возможные значения его спина $I = 2,1$ или 0. Энергия этого уровня позволяет считать весьма вероятным, что это первый уровень ротационной полосы основного состояния с $IK^\pi = 2,1^-$. Используя измеренное значение параметра смешивания $\delta = 0,099 \pm 0,023$ и теоретические выражения для приведенных вероятностей: $B(M1)$ и $B(E2)$, переходов внутри полосы с $K = 1$ ^{/24/}, мы определили отношение

$$S^2 = \frac{(g_k - g_R)^2}{Q_0^2(1 - 2c_0)^2} = (5,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-3},$$

где Q_0 - внутренний квадрупольный момент, $c_0 Q_0$ - перекрестный квадрупольный момент, g_k и g_R - гиро-

магнитные отношения для внутреннего и коллективного движения в ядре.

Полученное значение хорошо согласуется с другими значениями S^2 , известными для ряда нечетно-нечетных деформированных ядер этой области^{/25/}. Используя экспериментальные данные об абсолютных вероятностях M1- и E2-переходов между уровнями полосы основного состояния /табл. 4/ и применяя известные выражения^{/26/}, мы рассчитали значения: модуля разности гиромангнитных отношений $(g_k - g_R) = 0,47 \pm 0,06$; внутреннего квадрупольного момента $Q_0 \text{ эксп.} = 6,6 \pm 1,1 \text{ барн.}$ и параметра деформации $\epsilon_{\text{эксп.}} = 0,25 \pm 0,04$.

Авторы работы^{/5/}, предполагая малую деформацию ядра ^{160}Tm , приписывают его основному состоянию конфигурацию $1^- /p 5/2^+ [402]$, $n 3/2^- [521]$ /. Поскольку экспериментальные результаты настоящей работы указывают на большую деформацию ядра ^{160}Tm , мы считаем, что основному состоянию ^{160}Tm следует приписать конфигурацию $1^- /p 1/2^+ [411]$, $n 3/2^- [521]$ /.

Используя имеющиеся данные об энергиях неротационных состояний в ядрах ^{161}Tm и ^{159}Er , мы смогли рассчитать с помощью полумпирической формулы, связывающей энергии уровней в нечетно-нечетных и нечетных ядрах^{/27/}, энергии двух состояний в ^{160}Tm . Для состояния $1^+ /p 7/2^- [523]$, $n 5/2^- [523]$ / получена энергия 251 кэВ, которую, по-видимому, можно сопоставить с экспериментальным значением 215 кэВ. Рассчитанная энергия состояния $2^+ /p 7/2^- [523]$, $n 3/2^- [521]$ / оказалась равной 192 кэВ. Это значение можно сравнить с экспериментальными значениями энергии уровней: 140,32 или 174,40 кэВ. Нильсен и Банкер^{/28/} рассчитали энергии нильссоновских протонных и нейтронных орбиталей в зависимости от параметров квадрупольной ϵ_2 и гексадекапольной ϵ_4 деформации. Там же рассчитаны параметры ϵ_2 и ϵ_4 для ядер с нечетным A . Предполагая, что параметры деформации ϵ_2 и ϵ_4 соседних нечетно-нечетных ядер близки по величине, получим для

Таблица 4 Вероятности электромагнитных переходов в ^{160}Tm 91

Уровень (кэВ) $T_{1/2}$ эксп. (с)	E_γ (кэВ)	Начальное состояние ($2\Omega N_p, \Lambda$) JK π	Конечное состояние ($2\Omega N_z, \Lambda$) JK π	Мультити- польн. δ^2	α полн. /16/ (с)	$T_{1/2}$ эксп (с)	$B(\sigma L)$ эксп'	F_w	F_N	F_N^p	F_N^p
42,02 1,6-9	42,02	I411/3521 2I $^-$	I411/3521 II $^-$	9,9-2	6,6	3,3-9	1,6-2	I,1+2	5,4-I	ротаци.	ротаци.
174,40 1,7-8	174,40 132,23	7523/3521 22 $^+$	I411/3521 II $^-$ 2I $^-$	E1 E1 E1	7,7-2 1,6-I 1,2+I	9,0-8 8,5-8 4,0-7	9,1-9 2,2-8 2,5-3	9,1+6 8,6+5 7,2+2	2,1+6 2,0 f	2,0 2,0 f	2,0 2,0 f
215,78 6,5-10	215,78 173,74	7523/5523 II $^+$	I411/3521 II $^-$ I411/3521 2I $^-$	E1 E1 E1	4,4-2 7,8-2	2,8-9 1,4-9	1,5-7 6,1-7	1,2+5 3,1+4	1,2+5 f	f	f
II6,44 4I,4	II6,44 4I,4	- 7523/3521 22 $^+$	- 7523/3521 22 $^+$	- MI E2 E2	6,9 1,4+2 1,4+2	\approx 1,9-7 4,5-7 1,5-7	\approx 2,8-3 \approx 1,0 3,2	\approx 6,2+2 \approx 8,0 I,6-3 8,1-6	\approx 8,0 f	\approx 7,6 f	\approx 7,6 f

ПРИМЕЧАНИЕ: Уровень (кэВ) - энергия уровня в кэВ, E_γ - энергия γ -перехода, I411/3521 - асимптотические квантовые числа $\{p, 1/2^+, 411/\}$, $\{n, 3/2^-, 521/\}$. Запись типа 9,9 - 2 означает $9,9 \times 10^{-2}$. Приведенные вероятности $B(\sigma L)$ даны в единицах $e^2 b^4$ для электрических и μ_N^2 - для магнитно-дипольных переходов.

^{160}Tm : $\epsilon_2 \leq 0,25$ /экспериментальное значение $\epsilon_2 = 0,25 \pm 0,04$, см. выше/ и $\epsilon_4 < -0,01$. По $^{28}/$ при $\epsilon_4 < 0$ нечетный протон находится в основном состоянии на орбитали $1/2^+[411]$, а нечетный нейтрон - на орбитали $3/2^-[521]$, что совпадает со сделанным нами выводом о структуре основного состояния ^{160}Tm . Данные $^{28}/$ позволяют также заключить, что при малых энергиях кроме состояния $2^+ /p, 7/2^+[523]$, $n, 3/2^-[521]$ / должно наблюдаться состояние $2^+ /p, 1/2^+[411]$, $n, 5/2^+[642]$ /.

Анализ приведенных вероятностей переходов, выполненный в настоящей работе, позволяет приписать уровню 174,40 кэВ конфигурацию $2^+ /p, 7/2^-[523]$, $n, 3/2^-[521]$ / и предложить для уровня 140,32 кэВ структуру $2^+ /p, 1/2^+[411]$, $n, 5/2^+[642]$ /. Возможность приписания первой конфигурации уровню 140,32 кэВ, а второй - уровню 174,40 кэВ исключается, так как в этом случае переход 41,4 кэВ между уровнями 215,78 и 174,40 кэВ был бы f -запрещенным. Этому противоречит сильное ускорение E2-компонента перехода 41,4 кэВ/см. табл.4/. Подобные противоречия возникли бы и для γ -переходов с уровней 174,40 и 140,32 кэВ.

В предлагаемом варианте приписания конфигураций /рис. 8/ переходы с уровней 215,78 и 174,40 кэВ /кроме перехода 41,4 кэВ/ являются f - или Ω -запрещенными. Факторы торможения по Вайскопфу для f - и Ω -запрещенных переходов с этих уровней согласуются с систематикой этих величин $^{29}/$. Существование f - и Ω -запрещенных переходов обусловлено сильными конфигурационными смешиваниями. Важную роль при этом играют квазичастично-фононные взаимодействия $^{30}/$. Этими взаимодействиями можно объяснить и сильное ускорение E2-перехода 41,1 кэВ между состояниями $1^+ /p, 7/2^-[523]$, $n, 5/2^-[523]$ / \rightarrow $2^+ /p, 7/2^-[523]$, $n, 3/2^-[521]$ /, $F_N^p \approx 9 \times 10^{-6}$. Большое ускорение $F_N^p = 1,2 \times 10^{-5}$ - наблюдается и для аналогичного перехода в ядре $^{156}\text{Ho}^{31}/$

В заключение авторы выражают благодарность Ж.Т.Желеву за постоянный интерес к работе, М.Яхиму за приготовление радиоактивных источников, У.С.Салихбаеву и В.И.Стегайлову - за помощь в работе.

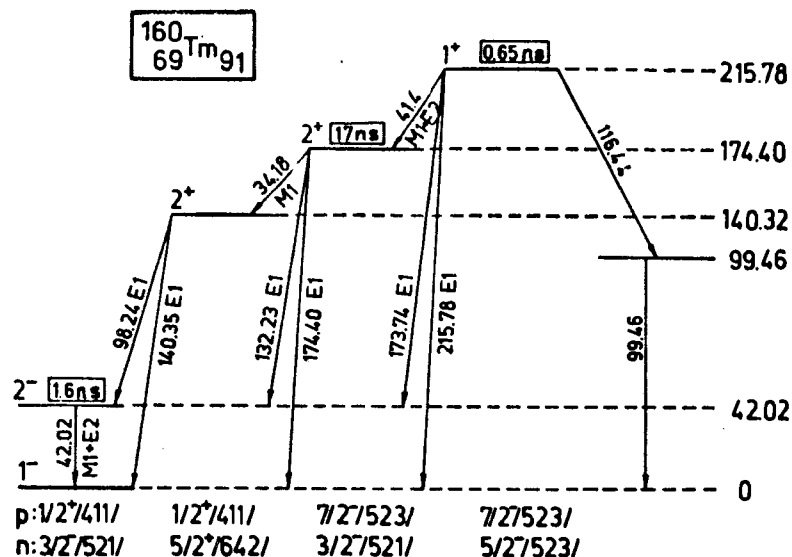


Рис. 8. Фрагмент схемы уровней ^{160}Tm .

Литература

1. Neiman M. and Ward D. UCRL-18667, p. 59 (1968).
2. de Boer F.W.N. e.a. CERN-70-30, p. 939 (1970).
3. Адам И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, с. 1572.
4. Beyer G. e.a. Acta Physica Polonica, 1975, B6, p. 427.
5. Ekström C., Olsmats M., Wannberg B. Nucl. Phys., 1971, A170, p. 649.
6. Adam I. e.a. Proc. 3rd Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability, Cargese, 1976.
7. Адам И. и др. Прогр. и тез. докл. 27 Совещ. по ядерн. спектр. и структуре ат. ядра, "Наука", Л., 1977.
8. Музиоль Г., Райко В.И., Тыррофф Х. ОИЯИ, Р6-4487, Дубна, 1969.
9. Beyer G. e.a. Nucl. Instr. and Meth., 1971, 96, p. 437.
10. Latuszynski A. e.a. Nucl. Instr. and Meth., 1974, 120, p. 321.

11. Beyer G. e.a. Preprint ZfK-307, Rossendorf, 1976.
12. Strusny H. e.a. Czech. J. Phys., 1975, B25, p. 626.
13. Громов К.Я. и др. ОИЯИ, Р13-10611, Дубна, 1977.
14. Андерт К. и др. ОИЯИ, Р6-8564, Дубна, 1975.
15. Гонусек М., Фромм В.-Д. ОИЯИ, IO-10007, Дубна, 1976.
16. Hager R.S., Seltzer E.C. Nucl. Data, 1968, A4, p. 1.
17. Андрейчев В. и др. ОИЯИ, Р13-11312, Дубна, 1978.
18. Берлович Э.Е., Василенко С.С., Новиков Ю.Н. Времена жизни возбужденных состояний атомных ядер. "Наука", Л., 1972.
19. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р13-10911, Дубна, 1977.
20. Wapstra A.H., Gove N.B. Nucl. Data Tables, 1971, 9, nos 4,5.
21. Löbner K.E.G. In: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed. W.D. Hamilton (North-Holland, Amsterdam, 1975).
22. Gustafson C. e.a. Ark. Fys., 1967, 36, p. 613.
23. Nilsson S.G. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1955, 29, no. 16.
24. Варшалович Д.А. ЖЭТФ, 1960, 39, с. 461.
25. Драницына Г.Ф. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, 32, с. 841.
26. Lobner K.E.G., Vetter M., Hönl V. Nucl. Data Tables, 1970, A7, p. 495.
27. Burson A.B. e.a. Nucl. Phys., 1973, A204, p. 337.
28. Nielsen B.S., Bunker M.E. Nucl. Phys., 1975, A245, p. 376.
29. Andrejtcheff W., Schilling K.D., Manfrass P. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1975, 16, p. 515.
30. Soloviev V.G. Phys. Lett., 1966, 21, p. 320.
31. Андрейчев В. и др. ОИЯИ, Р6-10577, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1978 года.