

23/11/70

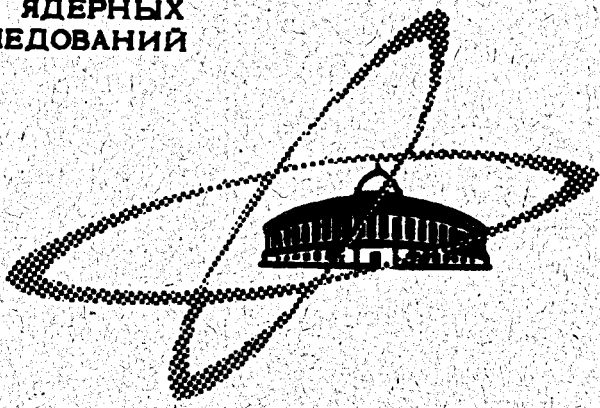
Б-12

УФ, 1970, т. 12, в. 6, с. 1097-1104

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 4890



Р. Бабаджанов, В.А. Морозов, Т.М. Муминов

АБСОРПЦИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
С ЭНЕРГИЕЙ 47,15 КЭВ И 77,25 КЭВ  
В ЯДРЕ  $^{165}_{68}\text{Er}$  97

1970

P6 - 4890

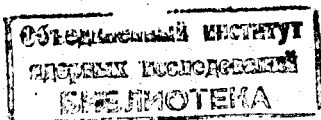
Р. Бабаджанов, В.А. Морозов, Т.М. Муминов

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

С ЭНЕРГИЕЙ 47,15 КЭВ И 77,25 КЭВ

В ЯДРЕ  $^{165}_{68}\text{Er}$  97

Направлено в ЯФ



8210/2 нр

Работа выполнена совместно сотрудниками Ташкентского государственного университета, Объединенного института ядерных исследований и Самаркандского государственного университета.

### Summary

The values of the lifetimes of 47.15 keV ( $T_{1/2} = 4.4 \pm 0.7$  nsec) and 77.25 keV ( $T_{1/2} = 1.1 \pm 0.13$  nsec) levels have been found by the  $e - \gamma$  delayed coincidences. The values of  $T_{1/2}$ ,  $B(E1)_{exp}$  and the factors  $F_M$ ,  $F_N$ ,  $F_N R_\gamma^N$ ,  $F_{S-W}$ ,  $F_{S-W} R_\gamma^{S-W}$  for the 47.15 keV (E1) and 30.10 keV (E1) transitions (Table 2) discharging the 47.15 keV and 77.25 keV levels, respectively, have been calculated by using the data on  $\delta^2$  gamma-transitions permitting these states (Table 1).

The calculated values of the internal quadrupole moment ( $Q_0 exp$ ) and the deformation parameter ( $\beta exp$ ) of the  $^{166}Er$  ground state are presented in Table 3.

The boundary values of the ground state magnetic moment ( $\mu_0 exp. I = (0.8 \pm 0.2)$  nucl. magn. units and  $\mu_0 exp. II = (0.6 \pm 0.2)$  nucl. magn. units) have been determined.

The states with quantum characteristics  $5/2^- [523]_4$  (the ground state) and  $5/2^+ [642]^\dagger$  ( $E_{lev.} = 47.15$  keV) have been shown to be often pure single-quasi-particle states, while the 77.25 keV  $7/2^- [523]_4$  state is a rotational level of the  $^{166}Er_{88,97}$  state.

## В в е д е н и е

Исследование вероятностей электромагнитных переходов между состояниями в деформированных ядрах необходимо для проверки ряда модельных представлений о структуре ядра /1-4/ и дальнейшего развития теории ядра.

В данной работе были определены периоды полураспада уровней с энергией 47,15 и 77,25 кэв в ядре  $^{165}_{68}\text{Er}_{9,7}$ . Ядро  $^{165}\text{Er}$  относится к сильнодеформированным нечетным ядрам, и схема его уровней (фрагмент которой приводится на рис. 1) хорошо изучена методами ядерной спектроскопии /5/.

Для переходов, разряжающих состояния  $7/2\ 5/2^- [523] \uparrow \rightarrow 5/2\ 5/2^+ [642] \uparrow$  и  $5/2\ 5/2^+ [642] \uparrow \rightarrow 5/2\ 5/2^- [523] \downarrow$  (см. рис. 1), должен существовать запрет по асимптотическим квантовым числам  $n_z$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ; что должно привести к занижению значений вероятностей электромагнитных переходов относительно их одночастичных оценок (т.е. создаются благоприятные условия для измерения времен жизни методом задержанных совпадений).

Данные по определению вероятностей электромагнитных переходов между состояниями одной полосы ( $7/2\ 5/2^- [523] \uparrow \rightarrow 5/2\ 5/2^- [523] \downarrow$ )

необходимы для получения сведений о таких важных характеристиках ядра, как внутренний квадрупольный момент, параметр деформации и магнитный момент ядра.

### Экспериментальная часть

Для измерения времени жизни уровней 47,15 кэв и 77,25 кэв в  $^{165}\text{Er}$  использовался препарат  $^{165}_{69}\text{Tm}_{96}$ , который был получен в результате реакции глубокого расщепления тантала, при облучении его протонами с энергией 680 Мэв на синхроциклотроне ОИЯИ. Время облучения равнялось 1 час. Выделение тулия из продуктов реакции расщепления производилось методом хроматографического разделения. В использованном препарате, кроме  $^{165}\text{Tm}$ , присутствовал ряд других изотопов и накопившиеся дочерние изобары. Поэтому препарат выдержали в течение двух суток, очистили от накопившихся дочерних продуктов и методом выпаривания нанесли на тонкую алюминиевую подложку толщиной 10 микрон. Диаметр активной площади не превышал 2 мм. В изготовленном таким образом препарате тулия содержался  $^{165}\text{Tm}$  и в относительно малом количестве  $^{167}\text{Tm}$  и  $^{168}\text{Tm}$ . Присутствие последних не оказывало влияния на измерение времен жизни возбужденных состояний с энергией 47,15 кэв и 77,25 кэв в  $^{165}\text{Er}$ .

### Аппаратура

В экспериментах использовалась установка для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер методом задержанных совпадений.

Фокусировка электронов производилась с помощью светосильного линзового магнитного спектрометра с треугольной формой магнитного

поля /6/, а детектирование - с помощью пластического сцинтиллятора и фотоумножителя типа XP-1020. Разрешение спектрометра было равно  $R = 1,5\%$  при эффективности регистрации  $\eta = 3\%$ .

В  $\gamma$ -канале использовался сцинтилляционный спектрометр с пластическим сцинтиллятором и фотоумножителем типа XP-1020.

Временная часть установки состояла из диодного преобразователя "время-амплитуда" и многоканального анализатора типа LP-4050 с числом каналов 512.

Собственное разрешающее время установки, полученное при использовании  $^{60}\text{Co}$  для энергий  $E_e = 36$  кэВ и  $E_\gamma = 150 + 600$  кэВ, равнялось  $2\tau_0 = 1,4 \cdot 10^{-9}$  сек.

Нелинейность конверторной характеристики в диапазоне 80 нсек была не хуже 1%. Абсолютная калибровка цены канала временного анализатора была проведена с точностью не хуже 2%.

Контроль и калибровка временного анализатора проводились при помощи световых импульсов от полупроводниковых источников света (GaP), засвечивающих фотокатоды фотоумножителей в  $e$ - и  $\gamma$ -каналах. Используемая аппаратура более подробно описана в работе /7/.

### Условия эксперимента

Для измерения времен жизни возбужденных состояний 47,15 и 77,25 кэВ в  $\gamma$ -канале был взят участок энергетического спектра от 150 до 600 кэВ.

В  $e$ -канале выделяли электроны, энергия которых равнялась  $E_e = 36$  кэВ ( $L - 47,15$  кэВ + электроны Оже) и  $E_e = 68$  кэВ ( $L - 77,25$  кэВ). Участки спектров электронов внутренней конверсии, выделенных в  $e$ -канале, приведены на рис. 2 а) и 3 б).

Кривые распада, связанные с совпадениями ( $E_{\gamma} = 36$  кэв) ( $E_{\gamma} = 150+600$  кэв) и ( $E_{\gamma} = 68$  кэв) ( $E_{\gamma} = 150+600$  кэв), приведены на рис. 26) и 3а) соответственно. Как видно из рис. 26), кривая распада соответствующих совпадений состоит из экспоненциальной и мгновенной частей. Мгновенная часть кривой распада, очевидно, связана с совпадениями электронов Оже с гамма-переходами с высоколежащих возбужденных состояний ( $T_{1/2} \leq 0,1$  нсек). Экспоненциальная часть этой кривой проявляется за счет совпадений ( $L = 47,15$  кэв) ( $E_{\gamma} = 150+600$ кэв) и определяет период полураспада уровня 47,15 кэв.

Экспоненциальные части кривых распада уровней 47,15 и 77,25 кэв были обработаны методом наименьших квадратов. При этом получено:

$$T_{1/2 \text{ эксп.}} = (4,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-9} \text{ сек для уровня } 47,15 \text{ кэв и}$$

$$T_{1/2 \text{ эксп.}} = (1,1 \pm 0,13) \cdot 10^{-9} \text{ сек для уровня } 77,25 \text{ кэв.}$$

Ошибки в измерении  $T_{1/2 \text{ эксп.}}$  включают в себя среднеквадратичную статистическую ошибку, абсолютную ошибку в определении цены канала и ошибку, связанную с нелинейностью временного анализатора.

Следует отметить, что спектр электронов внутренней конверсии, возникающих при распаде  $^{165}\text{Tm}$ , довольно сложный. Так же сложна схема распада  $^{165}\text{Tm}$  /5/. Поэтому результаты измерения времени жизни уровня 47,15 кэв, проведенные ранее с помощью двух сцинтилляционных спектрометров /8/ ( $T_{1/2} = 3,2 \pm 0,25$  нсек), по-видимому, менее надежны, чем наши данные.

#### Анализ результатов эксперимента

Для анализа полученных результатов были необходимы точные данные о мультипольностях  $\gamma$ -переходов, идущих с состояний 47,15кэв

и 77,25 кэв в  $^{165}\text{Er}$ . Такие данные получены в отделе ядерной спектроскопии и радиохимии Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ А.А. Абдуразаковым и Т.А. Исламовым. Ими изучен спектр конверсионных электронов  $^{165}\text{Tm}$  с помощью бета-спектрографа с постоянным однородным магнитным полем при энергетическом разрешении  $R = 0,05\%$ . Часть результатов, любезно предоставленных нам А.А. Абдуразаковым и Т.А. Исламовым /15/, приводится в табл. 1.

а) Переходы типа  $E1(\Delta K = 0)$

Мультипольность переходов, разряжающих состояния  $5/2^+ [642] \rightarrow 5/2^- [523] \downarrow$ , должна быть типа  $E1$ , возможная примесь  $M2$  согласно систематике таких переходов не должна превышать 3%. Установлено, что переход 47,15 кэв типа  $E1$ , а для перехода 30,10 кэв ( $E1$ ) определена верхняя граница возможной примеси  $M2$  ( $\delta^2 \leq 4 \cdot 10^{-4}$ ).

Таким образом, принимая мультипольность типа  $E1$  для переходов 30,10 кэв и 47,15 кэв, мы рассчитали экспериментальные значения парциальных периодов полураспада:

$$T_{1/2_1}^{\gamma}(E1)_{\text{эксп.}} = \frac{(1 + \alpha_{1\text{полн.}}) T_{1/2 \text{ эксп.}}}{f_1},$$

где  $\alpha_{1\text{полн.}}$  - полный коэффициент внутренней конверсии перехода 30,10 кэв или 47,15 кэв, рассчитанный по таблицам /9/.  $T_{1/2 \text{ эксп.}}$  - период полураспада уровня 77,25 кэв или 47,15 кэв.  $f_1$  - коэффициент разрядки уровня по данному переходу.

Значение  $f_1$  для перехода 47,15 кэв ( $E1$ ) равно 1, а значение  $f_1$  для перехода 30,10 кэв ( $E1$ ) рассчитано по данным об интенсивностях и мультипольностях  $\gamma$ -переходов, разряжающих состояние 77,25 кэв.

Пользуясь значениями  $T_{1/2_1}^{\gamma}(E1)$  для переходов 30,10 кэв и 47,15 кэв, мы рассчитали различные факторы запрета (табл.2) по



Таблица 1

Определение мультипольностей некоторых  $\gamma$ -переходов,  
происходящих в ядре  $^{165}\text{Er}$

$E_{\gamma}$ , КэВ	Метод опреде- ления	Экспе- римент	Т е о р и я				Вывод о мульти- польности
			M1	M2	E1	E2	
30,10	$L_1: L_{II}$	1,72	10,8	13,6	1,5	0,005	E1+ $\leq$ 0,04% M2
	$L_1: L_{III}$	0,5	6,36	0,16	0,708	0,784	
47,15	$L_1: L_{II}$	3,0	11,0	10,9	2,23	0,010	E1
	$L_{II}: L_{III}$	0,50	6,50	0,261	0,756	0,856	
	$M_1: M_{II}$	3,0	10,2	10,2	2,31	0,018	
	$M_{II}: M_{III}$	0,50	67,0	27,0	1,73	0,016	
77,25	$L_1: L_{II}$	0,114	11,23	9,15	3,30	0,08	E2+ (13+3)% M1
	$L_1: L_{III}$	0,126	75,5	3,80	2,67	0,079	
	$M_1: M_{II}$	0,115	10,33	8,29	3,18	0,071	
	$M_1: M_{III}$	0,130	69	36	2,5	0,069	

Мошковскому:  $F_M = \frac{B(E1)_M}{B(E1)_{\text{эксп.}}}$ ; по Нильссону:  $F_N = \frac{B(E1)_N}{B(E1)_{\text{эксп.}}}$ ;

по Нильссону с учетом сверхтекучей поправки:  $F_N R_\gamma^N$ ; по Саксону-

Вудсу:  $F_{s-w} = \frac{B(E1)_{s-w}}{B(E1)_{\text{эксп.}}}$ ; и по Саксону-Вудсу с учетом сверхтеку-

чей поправки:  $F_{s-w} R_\gamma^{s-w}$ . При расчетах этих величин значения  $B(E1)_N$  и  $R_\gamma^N$  получены из таблиц Бегжанова и др. /10/, а значения  $B(E1)_{s-w}$  и  $R_\gamma^{s-w}$  взяты из работы Гареева и др. /11/.

Как видно из табл. 2, экспериментальные значения вероятностей E1-переходов по сравнению с оценками по Мошковскому сильно занижены ( $F_M = 2,0 \cdot 10^5$  для перехода 30,10 кэВ и  $F_M = 3,2 \cdot 10^3$  для перехода 47,15 кэВ). Эти переходы запрещены по асимптотическим квантовым числам  $\pi$ ,  $\Lambda$  и  $\Sigma$ . Из систематики экспериментальных значений вероятностей переходов типа E1( $\Delta K = 0$ ) известно, что запрет по одному из асимптотических квантовых чисел приводит к задержке вероятностей переходов примерно в 100 раз по сравнению с одночастичными оценками.

Хотя расчеты вероятностей E1-переходов по Нильссону и Саксону-Вудсу с учетом сверхтекучей поправки или без нее улучшают согласие эксперимента с теорией, но для вероятностей переходов 30,10 кэВ и 47,15 кэВ нельзя отдать предпочтение одному из этих вариантов.

Из табл. 2 видно, что  $F_{s-w} R_\gamma^{s-w} = 1,3 \cdot 10^{-2}$  для перехода 30,10 кэВ ( $E1$ ) и  $F_{s-w} R_\gamma^{s-w} = 2,5 \cdot 10^{-3}$  для перехода 47,15 кэВ ( $E1$ ). Это свидетельствовало бы о сильном завышении вероятностей E1-переходов, связанных с состояниями  $5/2^+ [642]^\dagger$  и  $5/2^- [523]^\dagger$  и о коллективной природе этих состояний. Однако, как указано в работах Гареева и др. /11/, точность значения  $R_\gamma^{s-w} = 2,7 \cdot 10^{-4}$  невелика. Значения факторов  $R_\gamma^{s-w}$  ( $R_\gamma^{s-w} \ll 0,01$ ) весьма неустойчивы по отношению как к величине деформации, так и к выбору волновых функций сверхтекучей модели, поэтому точность расчетов очень мала.

Таблица 2

Значения  $T_{1/2}^y$  и факторы запрета для вероятностей электромагнитных переходов, разряжающих состояния  $7/2 \ 5/2^- [523]^+$  и  $5/2 \ 5/2^+ [642]^+$  в ядре  $^{166}\text{Er}$

Энергия уровня (кэВ)	47,15	77,25		
$T_{1/2}$ эксп. уровня (сек) $\cdot 10^{-9}$	(4,4 $\pm$ 0,7)	(1,10 $\pm$ 0,13)		
Энергия радиационного перехода (кэВ)	47,15	30,10	77,25	
Начальное состояние $I_i K_i \pi_i [N n_z \Lambda]_i \Sigma_i$	5/2 5/2 $^+$ [642] $\uparrow$	7/2 5/2 $^-$ [523] $\downarrow$		
Конечное состояние $I_f K_f \pi_f [N n_z \Lambda]_f \Sigma_f$	5/2 5/2 $^-$ [523] $\downarrow$	5/2 5/2 $^+$ [642] $\uparrow$	5/2 5/2 $^-$ [523] $\downarrow$	
Мультипольность	E1	E1	M1	E2
Полный коэффициент внутренней конверсии	0,452	1,44	6,172	8,239
Коэффициент разрядки уровня по данному переходу (%)	100	2,1	9,9	88
Парциальный период полураспада (сек)	( $\pm 1,4$ ) $10^{-9}$	( $\pm 0,14$ ) $10^{-7}$	( $\pm 0,9$ ) $10^{-9}$	( $\pm 0,12$ ) $10^{-8}$
$F_M = \frac{T_{1/2}^y \text{ эксп.}}{T_{1/2}^y \text{ теор.}}$	3,2 $\cdot 10^3$	2,0 $\cdot 10^5$	—	—
$F_N = \frac{B(G\lambda)_N}{B(G\lambda)_{\text{эксп.}}}$	0,36	1,8	—	—
$F_N \cdot R_f^N$	0,22	1,1	—	—
$F_{S-W} = \frac{B(G\lambda)_{S-W}}{B(G\lambda)_{\text{эксп.}}}$	9,4	47	—	—
$f_{S-W} \cdot R_f^{S-W}$	2,5 $\cdot 10^{-3}$	1,3 $\cdot 10^{-2}$	—	—

Примечание: Переход 77,25 кэВ (E2+13%M1) разряжает ротационный уровень основного состояния.

6) Переход 77,25 кэв типа E2 ( $\Delta K = 0$ )

Переход с энергией 77,25 кэв (E2) разряжает ротационный уровень полосы основного состояния  $^{165}\text{Er}$ . По данным табл. 1 нами рассчитаны значения  $T_{1/2}^{\gamma}$  (E2)<sub>эксп.</sub> (табл.2) и значение вероятности E2-перехода по формуле

$$B(E2)_{\text{эксп.}} = \frac{56,3}{T_{1/2}^{\gamma} (E_{i-1} - E_f)^5} (e^2 \times \text{барн}^2),$$

что позволяет по известным формулам /1/

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi I(I+1)(I+2)(2I+3)}{15 K^2 (I+1+K)(I+1-K)}} \frac{B(E2)}{e^2}$$

и

$$Q_0 = 0,8 Z R_0^2 \beta_{\text{эксп.}} \left(1 + \frac{1}{2} \beta_{\text{эксп.}}\right)$$

определить экспериментальные значения  $Q_{0\text{эксп.}}$  и  $\beta_{\text{эксп.}}$  (табл.3).

Таблица 3

Значения внутреннего квадрупольного момента  $Q_0$  эксп. и параметры деформации  $\beta$  эксп. основных состояний ядер  $^{164}\text{Er}$  и  $^{165}\text{Er}$

Я д р о	$Q_{0\text{эксп.}}$ (барн)	$\beta_{\text{эксп.}}$
$^{164}\text{Er}$ а)	$7,45 \pm 0,4$	$0,28 \pm 0,015$
$^{165}\text{Er}$	$7,20 \pm 0,8$	$0,27 \pm 0,03$

Примечание: а) Данные приведены для сравнения, значения  $Q_0$  эксп. и  $\beta$  эксп. рассчитаны по данным /12/.

Из свойств одночастичной схемы известно, что для орбиталей, не изменяющих своего наклона в рассматриваемой области деформации, значение  $Q_0$  эксп. нечетного ядра должно совпадать со значением  $Q_0$  эксп. предшествующего четно-четного ядра (при условии, что последний нуклон не сильно меняет порядок заполнения орбиталей). Орбиталь  $n5/2^- [523]_4$  не меняет своего наклона относительно изменения положительной деформации  $/13/$ . Следовательно, значение  $Q_0$  эксп. для  $^{165}\text{Er}$  должно совпадать со значением  $Q_0$  эксп. для  $^{164}\text{Er}$ , что и наблюдается в табл. 3.

в) Переход 77,25 кэВ типа  $M1$  ( $\Delta K=0$ )

По значениям  $T_{1/2}^y$  ( $M1$ ) для перехода 77,25 кэВ  $M1$  (табл.2) определены значения  $B(M1)_{\text{эксп.}}$  по формуле

$$B(M1)_{\text{эксп.}} = \frac{3,96 \cdot 10^{-5}}{T_{1/2}^y(M1)(E_1 - E_f)^3} \left( \frac{eh}{2mc} \right)^2 = 10,9 \cdot 10^{-4} \left( \frac{eh}{2mc} \right)^2.$$

Используя эти данные и формулу  $/1/$

$$(g_K - g_R)^2 = \frac{4\pi(I+1)(2I+3)}{K^2(I+1+K)(I+1-K)} \left( \frac{2mc}{eh} \right)^2 B(M1)_{\text{эксп.}},$$

получаем, что

$$(g_K - g_R)_I = + 0,0575 \text{ и } (g_K - g_R)_{II} = - 0,0575.$$

Для значений гироманнитного отношения коллективного движения обобщенная модель дает оценку  $g_R \approx \frac{Z}{A}$ . Эта величина для ядра  $^{165}\text{Er}$  будет равна  $g_R = 0,41$ . Экспериментальные данные по измерениям факторов  $g_R$  у нечетных ядер в области  $A \approx 165$ , как правило, ниже этой оценки и лежат в пределах  $0,20 < g_R < 0,35$ . Поэтому, принимая  $g_R = 0,28 \pm 0,07$ , для значений гироманнитного отношения внутреннего движения получим:

$$(g_K)_I = + (0,34 \pm 0,07) \quad \text{и} \quad (g_K)_{II} = + (0,22 \pm 0,07).$$

Тогда по формуле для определения магнитного момента основного состояния ротационной полосы

$$\mu_0 \text{ эксп.} = \frac{I_0}{I_0 + 1} (g_K I_0 + g_R)$$

получим

$$(\mu_0 \text{ эксп.})_I = (0,8 \pm 0,2) \text{ ед.яд. магн. и}$$

$$(\mu_0 \text{ эксп.})_{II} = (0,6 \pm 0,2) \text{ ед.яд. магн.}$$

Теоретическое значение  $\mu_0$  для состояния  $5/2^- [523] \downarrow$ , рассчитанное по Моттельсону и Нильссону <sup>/14/</sup>, равно

$\mu_0 \text{ теор.} = 1,1$  ед.яд.магн., что согласуется со значением  $(\mu_0 \text{ эксп.})_I$  для основного состояния ядра <sup>165</sup>Er.

Итак, можно заключить, что ядро <sup>165</sup>Er<sub>97</sub> является сильнодеформированным ( $\beta_{\text{эксп.}} = 0,27 \pm 0,03$ ).

Состояния  $5/2^- [523] \downarrow$  и  $5/2^+ [642] \uparrow$  являются чисто одноквазичастичными состояниями. Вероятности электромагнитных переходов, разряжающих эти состояния, более правильно описываются обобщенной моделью с использованием потенциала Саксона-Вудса ( $F_{S-w} > 1$ ).

Состояние  $7/2^- [523] \downarrow$  является ротационным уровнем полосы основного состояния <sup>165</sup>Er. Значения внутреннего квадрупольного момента и магнитного момента хорошо описываются обобщенной моделью ядра.

В заключение авторы выражают благодарность доктору физико-математических наук К.Я. Громову за постоянный интерес к работе и ценные замечания, а также кандидату физико-математических наук А.А. Аб-

дуразакову и аспиранту Т.А. Исламову за любезно предоставленный материал по определению  $\delta^2$  некоторых переходов.

### Л и т е р а т у р а

1. Сборник "Гамма-лучи". Изд. АН СССР, гл. 1, 1961.
2. S. Nilsson. Math.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 29, 16 (1955).
3. В.Г. Соловьев. Автореферат диссертации Р-801, Дубна, 1961.
4. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ, Р4-3451, Дубна, 1967; Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин, С.К. Слепнев, М.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ, Р4-3607, Дубна, 1967.
5. Т. Куцарова, В. Звольски, М. Вейс. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 126 (1968).
6. В.А. Морозов, Т.М. Муминов. Препринт ОИЯИ, Р13-3437, Дубна, 1967.
7. В.А. Морозов, Т.М. Муминов. Препринт ОИЯИ, Р13-4625, Дубна, 1969.
8. J. Jastzebski, M. Moszynski, A. Sgliniski. Nucleonika, XI, 471 (1968).
9. R.S. Hager, E.S. Seltzer. Nucl. Data., A-4, 1-235 (1968).
10. Р.Б. Бегжанов, В.М. Беленький, Р.Х. Сафаров. Численные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов на основе модели Нильссона. Изд. ФАН, Ташкент, 1967.
11. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, М.Л. Черней. Препринт ОИЯИ, Р4-3935, Дубна, 1968.
12. G. Boyd. Phys.Rev., 95, 113, 1954.
13. Ф.А. Гареев. Препринт ОИЯИ, 4-4416, Дубна, 1969.
14. В. Mottelson, S.G. Nilsson. Math.Fys. Medd.Dan.Vid.Selsk., 18 (1955).
15. А.А. Абдуразаков, К.Я. Громов, В. Звольская, Т.А. Исламов, Х. Штрусный. Препринт ОИЯИ, Р6-4889, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 января 1970 года.

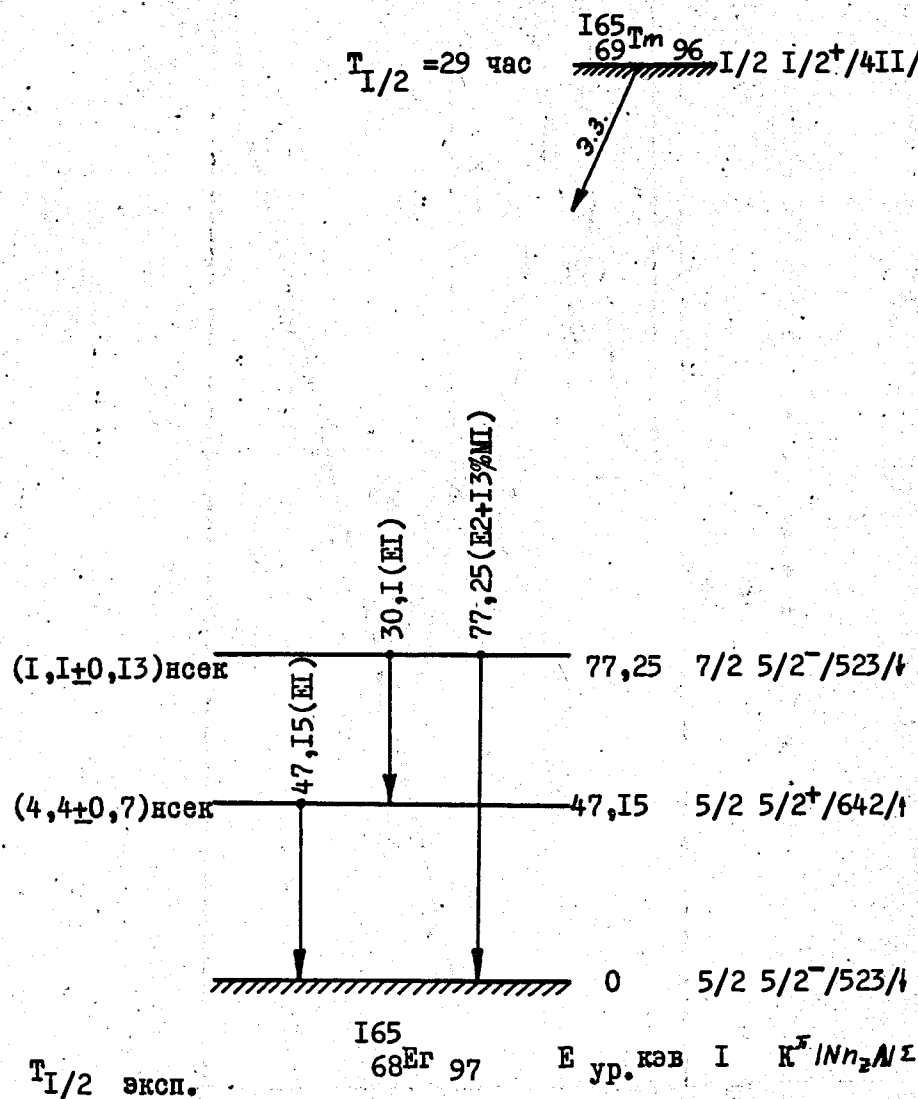


Рис.1. Фрагмент схемы распада  $^{165}\text{Tm}$ .

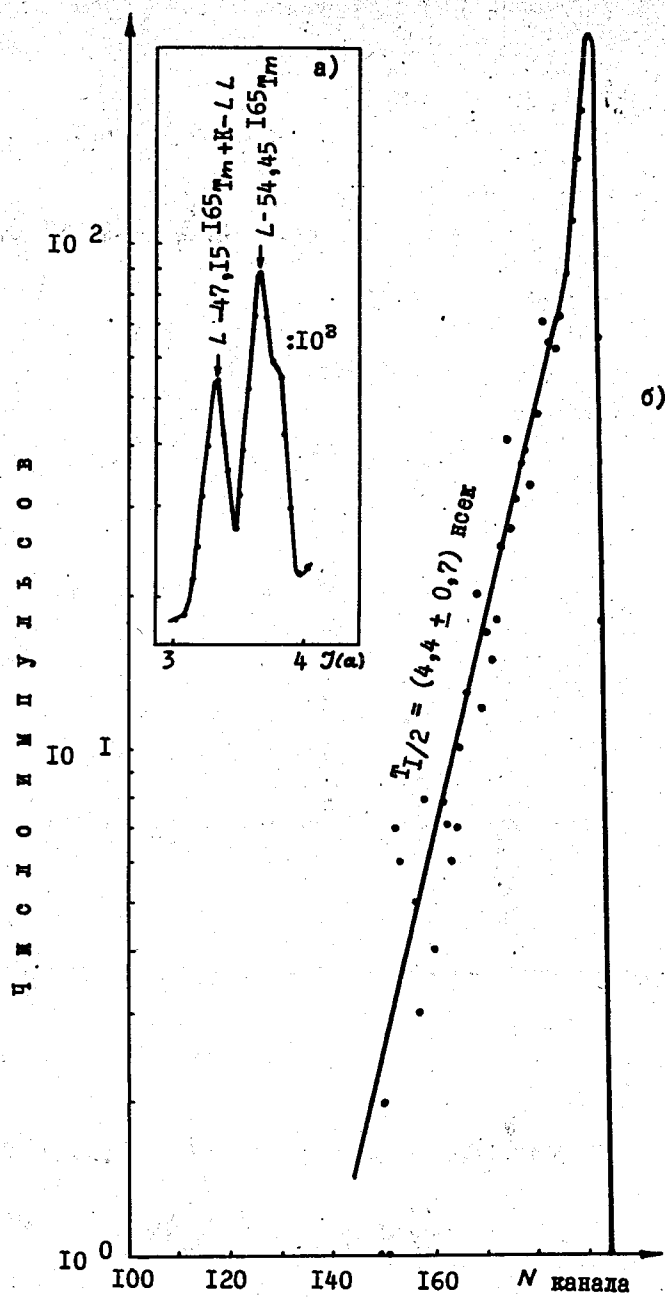


Рис.2. а) Участок спектра электронов  $^{165}\text{Tm}$ ; б) Кривая совпадений ( $E_0 = 36$  кэв) ( $E_\gamma = 150+600$ ) (цена канала =  $7 \cdot 10^{-10}$  сек/канал).  
L - 47,15 + Оже

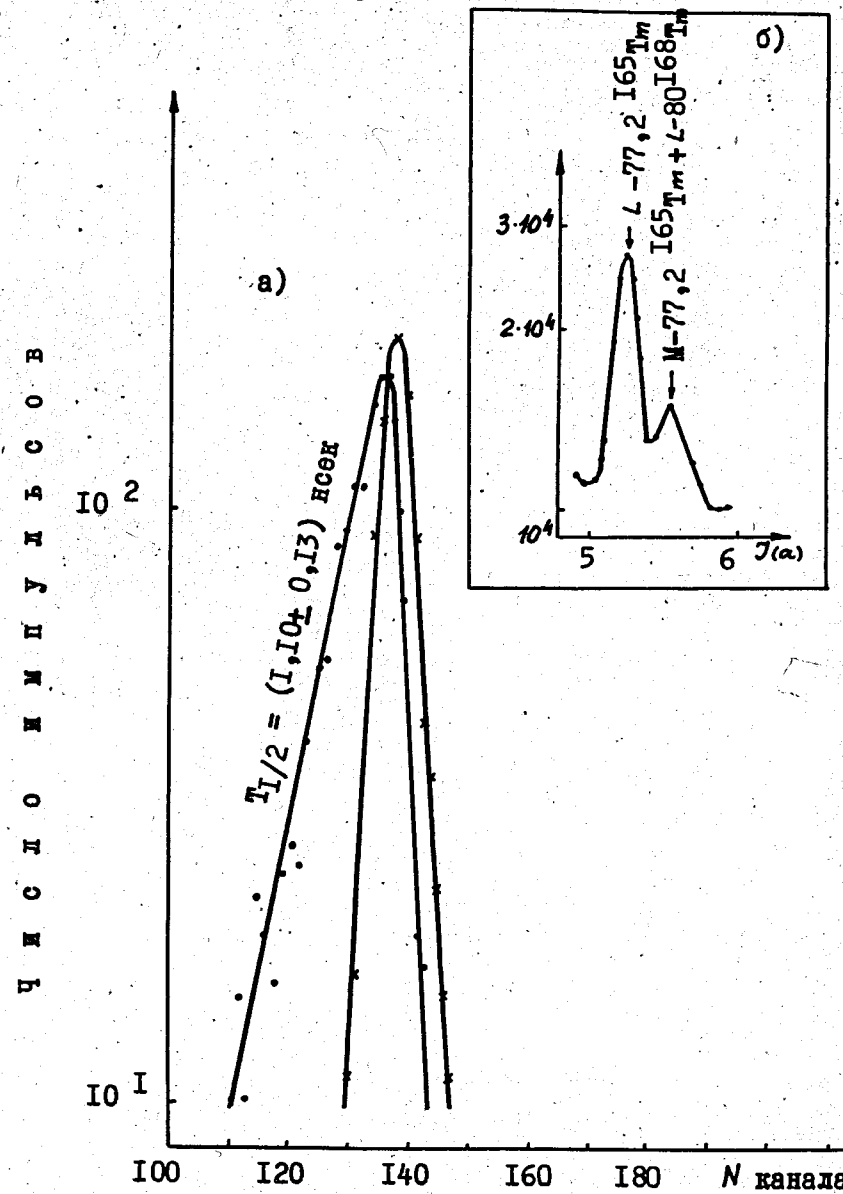


Рис.3. а) ● - кривая задержанных совпадений (L - 77,2) ( $E_{\gamma 1} = 150+600$ )  
x - мгновенные совпадения  $^{60}\text{Co}$  (цена канала =  $2 \cdot 10^{-10}$  сек/канал). б) Участок спектра электронов  $^{165}\text{Tm}$ .