

B-123

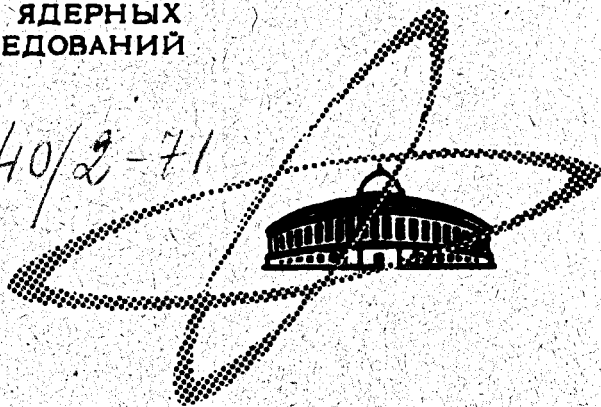
15/III-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

740/2-71

P6 - 5526



Я. Ваврышук, А. Ф. Новгородов, В. А. Морозов,
Т. М. Муминов, В. И. Разов, Я. Сажински

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВЫВОДЫ 153
О СТРУКТУРЕ СОСТОЯНИЙ Gd
ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ
ВРЕМЕН ЖИЗНИ

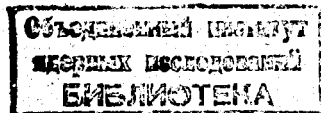
1970

P6 - 5526

Я. Ваврыщук, А. Ф. Новгородов, В. А. Морозов,
Т. М. Муминов*, В. И. Разов**, Я. Сажински

ВЫВОДЫ 153
О СТРУКТУРЕ СОСТОЯНИЙ Гд
ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ
ВРЕМЕН ЖИЗНИ

Направлено в ЯФ



* Самаркандский государственный университет.

** Дальневосточный государственный университет (Владивосток).

В данной работе методом задержанных γ - γ и e - γ совпадений измерены периоды полураспада возбужденных состояний с энергией 41, 109, 129 кэВ в ядре ^{153}Gd . Значение периода полураспада с энергией 109 кэВ определено впервые. Значения $T_{1/2}$ для уровней 41, 129 кэВ согласуются с результатами работы /1/.

По экспериментальным значениям периодов полураспада подсчитаны приведенные вероятности переходов типа M1 и E2 внутри ротационной полосы, откуда по соотношениям обобщенной модели получены значения внутренних квадрупольных моментов, данные о гиромагнитных отношениях коллективного и внутреннего движений в ядре ^{153}Gd .

Проводится обсуждение результатов в рамках одночастичной модели Нильссона.

Экспериментальная часть

Измерения проводились с источником радиоактивного изотопа ^{153}Tb , полученным при облучении в течение 2-х суток мишени из Eu (^{151}Eu - 98%) альфа-частицами с энергией 40 МэВ ($J_{\text{пучка}} = 5$ мкА) на циклотроне АН КазССР в Алма-Ате. К началу измерений в источнике присутствовали изотопы ^{152}Tb и ^{154}Tb , но их примесь была невелика ($< 4\%$), кроме этого, эти изотопы не мешали измерениям вследствие большой разницы в энергиях изучавшихся нами состояний.

Периоды полураспада состояний с энергиями 41,6 и 109,8 кэВ были измерены на многоканальном анализаторе с преобразователем $t \rightarrow \Lambda$, созданным на базе магнитного бета-спектрометра типа спектрометра Герцоляма^{1/2/}, в режиме задержанных $e - \gamma$ -совпадений. Энергетическое разрешение спектрометра в данном опыте было равно $R \approx 1,5\%$. Методика измерений была следующей: с помощью магнитного бета-спектрометра выделялись конверсионные электроны с энергией $E_e = 33,2$ кэВ ($L - 41,6$); $E_e = 59,6$ кэВ ($K - 109,8$) и $E_e = 79,2$ кэВ ($K 129,2 + L 87,6$); гамма-кванты регистрировались в диапазоне от 200 до 900 кэВ с помощью пластического сцинтиллятора и фотоумножителя ХР-1020.

Для каждого исследуемого каскада снимались кривые мгновенных совпадений на источнике ^{60}Co , изготовленном электролитическим способом.

Период полураспада состояния 129,2 кэВ определялся на установке для измерения времен жизни методом задержанных $\gamma - \gamma$ -совпадений^{1/3/}. Измерения производились по следующей методике: в одном из каналов выделялись гамма-лучи с энергией 87 кэВ, в другом - с энергией 105 кэВ. Для данного каскада при тех же условиях снималась кривая мгновенных совпадений от источника ^{22}Na .

Кривые задержанных совпадений, участки спектров конверсионных электронов, участок спектра гамма-лучей с выделенными на нем окнами, а также фрагментами схемы распада ^{153}Tb представлены на рис.1,2. Кривая совпадений ($L - 41,6$) состоит из экспоненциальной и мгновенной частей. Присутствие последней обусловлено совпадениями электронов Оже с гамма-квантами, разряжающими вышележащие состояния ($T_{1/2} \leq 0,1 \cdot 10^{-10}$ сек). Экспоненциальная часть кривой относится к распаду состояния 41,6 кэВ.

Мгновенная часть кривой совпадений (К - 109) - γ обусловлена вкладом от совпадений (К -103) - γ ($T_{1/2} \approx 0,25 \cdot 10^{-10}$ сек - верхний предел периода полураспада состояния 212 кэв). Экспоненциальный склон получается в результате совпадений (К -109) - γ .

Обработка экспериментальных кривых проводилась по методу наименьших квадратов (для экспоненциальной кривой) и по методу моментов. При этом получено:

$$T_{1/2} \text{ эксп} = (4,11 \pm 0,24) \cdot 10^{-9} \text{ сек для уровня 41,6 кэв,}$$

$$T_{1/2} \text{ эксп} = (1,97 \pm 0,23) \cdot 10^{-9} \text{ сек для уровня 109,8 кэв,}$$

$$T_{1/2} \text{ эксп} = (2,84 \pm 0,21) \cdot 10^{-9} \text{ сек для уровня 129,2 кэв.}$$

Погрешность определения $T_{1/2}$ включает в себя, кроме статистической ошибки, ошибку калибровки временного анализатора.

Анализ результатов эксперимента

а) Уровень 41,6 кэв

При анализе экспериментальных результатов мы исходили из данных работ ^{4,5/}, согласно которым переход с возбужденного состояния 41,6 кэв в ядре ¹⁵³Gd представляет смесь мультипольностей: M1 + E2. Принимая таким образом мультипольность переходов, мы подсчитали парциальные периоды полураспада и приведенные вероятности по следующим формулам:

$$T_{1/2}^{\gamma} (E2) = T_{1/2}^{\text{эксп}} (1 + a_{\text{tot}}) (1 - \delta^{-2}); \quad (1)$$

$$T_{1/2}^{\gamma} (M1) = T_{1/2}^{\text{ЭКСП}} (1 + a_{\text{tot}}) (1 + \delta^2); \quad (2)$$

$$B(E2)_{\text{ЭКСП}} = \frac{56,3}{T_{1/2}^{\gamma} (E2)_{\text{сек}} E_{\gamma} \text{кэВ}} (e^2 \text{барн}^2); \quad (3)$$

$$B(M1)_{\text{ЭКСП}} = \frac{3,96 \cdot 10^{-5}}{T_{1/2}^{\gamma} (M1)_{\text{сек}} E_{\gamma} \text{кэВ}} \left(\frac{e\hbar}{2m_p c} \right)^2; \quad (4)$$

$$\text{где } a_{\text{tot}} = \frac{1}{1 + \delta^2} (a(M1) + \delta^2 a(E2)) - \quad (4a)$$

полный коэффициент внутренней конверсии с учётом вклада на К, - L, - M -оболочках^{/6/}.

В работах Харматца^{/4/} и Вильского^{/5/} предполагается, что уровень 41,6 кэВ принадлежит к ротационной полосе основного состояния ¹⁵³Gd. Исходя из этого, по известным формулам

$$Q_0_{\text{экс}} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{B(E2)_{\text{экс}}}{\left[C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j_f m_f} \right]^2} \text{барн} \quad (5)$$

(здесь $C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j_f m_f}$ - коэффициент Клебша-Гордона)

и

$$\delta = \sqrt{1 + \frac{2 \cdot 10^2 \cdot Q_0^{\text{ЭКС}}}{1,44 \cdot Z \cdot A^{1/3}}} - 1 \quad (6)$$

(Z - заряд ядра, A - атомный номер ядра) определены значения внутреннего квадрупольного момента $Q_0^{\text{ЭКС}}$ и параметра деформации

$\delta_{\text{ЭКС}}$ основного состояния ядра ${}_{64}^{153}\text{Gd}_{89}$.

По значению $B(M1)$ для состояния 41,6 кэВ найдена величина

$$g_K - g_R = +\sqrt{\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{(I+1)(2I+3) B(M1)}{K^2 (1+K+1) (I-K+1)}} \cdot \frac{c\hbar}{2m c} \quad (7)$$

Величина гиромагнитного отношения коллективного движения определяется в обобщенной модели как $g = \frac{Z}{A}$ и равна 0,417 для ядра ${}_{64}^{153}\text{Gd}_{89}$. Согласно работе [7] значения g_R у ядер с $A \approx 153$ лежат в пределах $0,31 \leq g_R \leq 0,47$. Принимая $g_R = 0,39 \pm 0,08$ мы подсчитали значения гиромагнитного отношения внутреннего движения

g_K .

Граничные значения магнитного момента μ_0 основного состояния ротационной полосы с моментом I_0 оценены по формуле

$$\mu_0 = \frac{I_0}{I_0 + 1} (g_K I_0 + g_R) \quad (8)$$

Результаты вычислений по формулам (1)-(8) представлены в табл. 1.

б) Уровень 109,7 кэВ

При определении мультипольности переходов, разряжающих состояние 109,7 кэВ, нами использовались данные ^{/4,5/} об электронах внутренней конверсии. Мультипольность перехода с энергией 109,7 кэВ - M1, переход с энергией 68,2 кэВ - смешанный: $(M1 + E2) (\delta^2 = 0,28)$.

Тогда парциальные периоды полураспада определяются из выражений

$$T_{1/2}^{\gamma}(E2) = T_{1/2}^{\text{экс}} (1 + a_{\text{tot}}) (1 + \delta^{-2}) R_i^{-1}; \quad (9)$$

$$T_{1/2}^{\gamma}(M1) = T_{1/2}^{\text{экс}} (1 + a_{\text{tot}}) (1 + \delta^2) R_i^{-1}; \quad (10)$$

a_{tot} определяется по (4а); $R_i^{-1} = 1 + \sum_{n=1}^i \frac{I_n^{\gamma} (1 + a_n^{\text{tot}})}{I_i^{\gamma} (1 + a_i^{\text{tot}})} \delta_{ni}$ - коэф-

фициент разрядки уровня по i -переходу ($\delta_{ni} = \begin{cases} 0, & i = n \\ 1, & i \neq n \end{cases}$); - относительная интенсивность соответствующего гамма-перехода.

Приведенные вероятности $V(E2)_{\text{экс}}$ и $V(M1)$ определялись по формулам (3)-(4) соответственно.

Исходя из наших данных ($Q_0^{\text{экс}}$, $\delta_{\text{экс}}$) можно предположить для состояния 109,7 кэВ конфигурацию $5/2^- [523]_{\downarrow}$, что не противоречит данным работ ^{/4,8/}.

В таком предположении были определены приведенные вероятности переходов между состояниями $5/2^- [523]_{\downarrow}$, $3/2^- [521]_{\uparrow}$ по модели Нильссона ^{/9/}. Было проведено сравнение экспериментальных $V(E2)_{\text{экс}}$ и $V(M1)_{\text{экс}}$ с одночастичными оценками по Мюшковскому, а также по модели Нильссона и определены факторы запрета: $F_M(M1)$; $F_M(E2)$; $F_N(M1)$; $F_N(E2)$. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Переходы типа M1 между состояниями $5/2^- [523]_{\downarrow}$, $3/2^- [521]_{\uparrow}$ запрещены по асимптотическому квантовому числу Λ ($\Delta\Lambda = 2$), однако эти правила строго выполняются для сильно деформированных ядер

($\delta = 0,2+0,3$), когда запрет по одному из квантовых чисел приводит к задержке дипольного перехода примерно в 10^2 раз на единицу запрета по сравнению с одночастичными оценками. Для M1-перехода с энергией 109 кэВ должна быть задержка 10^4 , а наблюдаемый запрет 10^2 . Отклонение от правил отбора подтверждает предположение о том, что в слабо деформированных ядрах правила отбора по асимптотическим квантовым числам выполняются лишь приближенно.

Наблюдающееся ускорение M1-перехода можно объяснить вращательными примесями, возникающими вследствие взаимодействия Корнелиса. Оператор этого взаимодействия смешивает состояния со спинами, отличающимися на единицу ($\Delta K = 1$). В случае перехода $5/2^- [523] \rightarrow 3/2^- [521] \uparrow$ амплитуда примеси вращательного уровня $5/2^-$, основанного на уровне $3/2^- [521] \uparrow$, находится из соотношения

$$\alpha = -\frac{\hbar^2}{2J} \frac{\langle \Omega | \hat{J}^+ | \Omega - 1 \rangle \langle K | \hat{I}^- | K - 1 \rangle}{\Delta E}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} 5/2^- [523] | \hat{J}^+ | 3/2^- [521] \rangle &= -1,1; \\ \langle 5/2^- | \hat{I}^- | 3/2^- \rangle &= \sqrt{5}; \quad \hbar/2J = 8,32 \text{ кэВ}; \quad \Delta E = 68,2 \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

Тогда $\alpha = 30$.

Приведенная вероятность перехода, с учётом вероятности перехода за счёт примеси, определяется из выражения

$$B(M1; 5/2^- \rightarrow 3/2^-)_{\text{теор}} = \{ B_N(M1, 5/2^- \rightarrow 3/2^-) \}^{1/2} + \alpha [B(M1, 5/2^- \rightarrow 5/2^-)_{\text{экс}}]^{1/2} \}^2. \quad (12)$$

$B(M1)$ - приведенная вероятность перехода, рассчитанная по Нильссону^{/9/}; $B(M1)_{\text{экс}}$ - приведенная вероятность на примесь перехода.

По данным табл. 1-2 и по формулам (11)-(12) определены значения приведенной вероятности перехода $V(M1; 5/2 \rightarrow 3/2)$:
теор

$$V(M1)_{\text{теор}} = 1,04 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{e\hbar}{2m c} \right)^2;$$

значение фактора задержки $M1$ -перехода

$$F_{\text{зад}}(M1) = 1,83 \cdot 10^{-2}$$

И хотя в расчёте не учтено влияние парных корреляций, можно с полной уверенностью утверждать, что в данном случае переход $M1$ ($E_{\gamma} = 109,7$ кэв) не идет за счёт вращательной примеси.

в) Уровень 129,2 кэв

Мультипольность переходов, разряжающих состояние с энергией 129,2 кэв, известна из работ /4,5/, как $M1$.

Парциальные периоды полураспада и приведенные вероятности переходов были подсчитаны по формулам (10), (4) соответственно. Проведено сравнение $T_{1/2}(M1)_{\text{экс}}$ с одночастичными оценками по Мошковскому, рассчитанными с учётом статистического множителя. Полученные значения $T_{1/2}(M1)$; $V(M1)_{\text{экс}}$ и факторы запрета для переходов, разряжающих состояние 129,2 кэв (в предположении $I^{\pi} = 3/2^{-} \rightarrow 1/2^{-}$), приводятся в табл. 3.

Из сравнения экспериментальных приведенных вероятностей с одночастичными оценками по Мошковскому следует, что $F_M(M1)_{129} = 1,1 \cdot 10^4$; $F_M(M1)_{87} = 4,0 \cdot 10^2$. Такая задержка $M1$ -переходов характерна для K -запрещенных переходов в ядрах с нечётным числом нейтронов /10/.

Следует отметить, что для $M1$ -переходов, идущих с уровня с энергией 129,2 кэв, наблюдается отклонение от правила интенсивностей.

$$\frac{B(M1)_{129}^{\text{экс}}}{B(M1)_{87}^{\text{экс}}} = 2,9 \cdot 10^{-2} ; \frac{B(M1)_{129}^{\text{теор}} (3/2 - 3/2)}{B(M1)_{87}^{\text{теор}} (3/2 - 5/2)} = 1,5 .$$

Таким образом, рассмотрение вероятностей переходов с состояний 109,8 и 129,2 кэв в ^{153}Gd показало, что выводами обобщенной модели ядра с использованием схемы уровней Нильссона для ядер переходной области с малыми параметрами деформации необходимо пользоваться с большой осторожностью.

В заключение авторы выражают благодарность К.Я. Громову за интерес к работе, В.Г. Картавенко за обсуждения.

Литература

1. В. Андрейчев, Ф. Майлинг, Ф. Стари. Материалы XI совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1969, стр. 84.
2. В.А. Морозов, Т.М. Муминов. Препринт ОИЯИ, 13-4625, Дубна, 1969.
3. Р. Бабаджанов, В.А. Морозов, В.И. Разов. Препринт ОИЯИ, 13-4407, Дубна, 1969.
4. В. Harmatz et al. Phys. Rev., 128, 1186 (1962).
5. L. Nielsen et al. Nucl. Phys., A115 377 (1968).
6. Nuclear Data, vol. 4, No 1-2 (1968).
7. А. Хрынкевич, С. Огаза. Сборн. Структура сложных ядер, стр. 272, Атомиздат, М, 1966.
8. P.O. Tjøm et al. Dan. Vid. Selsk. Math. Fys., 36, 8 (1967).
9. Р. Бегжанов и др. Численные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов на основе модели Нильссона. Изд. ФАН УзССР, Ташкент, 1967.
10. K. Löbner et al. Nucl. Phys., 80, 505 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1970 года.

Таблица I

Значения $T_{1/2}^{\delta}$; $V(\sigma L)$ эксп.; Q_0 эксп., δ эксп., μ_0 эксп.
 для уровня $4I,6$ кэВ в ядре ${}^{153}_{64}\text{Gd}_{89}$.

$E_{\text{ур.кэВ}}$	4I,6	
E_{δ} кэВ	4I,6	
$T_{1/2}^{\delta}$ эксп. сек	$(4,11 \pm 0,24) \cdot 10^{-9}$	
$I_i \rightarrow I_f$	5/2 \rightarrow 3/2	
σL	MI	E2
δ^2	0,067	
$T_{1/2}^{\delta} (\sigma L)$ сек	$4,82 \cdot 10^{-8}$	$7,21 \cdot 10^{-7}$
$V(\sigma L)$ эксп.	$1,14 \cdot 10^{-2} \left(\frac{e\hbar}{2m c}\right)^2$	$0,63 e^2 \text{ барн}^2$
Q_0 эксп.	4,3 барн	
δ эксп.	0,15	
$g_K - g_R$	$\pm 0,27$	
эксп. g_K	$g_K^1 = 0,66 \pm 0,08$; $g_K^2 = 0,12 \pm 0,08$	
μ_0 эксп.	$(0,34 \leq \mu_0 \leq 0,92) \frac{e\hbar}{2m c}$	

Таблица 2

Значения $B(\sigma L)$ эксп. и факторов запрета для вероятностей электромагнитных переходов, разрешающих состояние $5/2 \ 5/2^- / 523 / \downarrow$ $109,7$ кэВ, в ядре $^{153}_{64}\text{Gd}_{89}$

$E_{\text{ур}}$ кэВ	109,8	
E_{γ} кэВ	68,2	109,8
$T_{I/2}$ эксп. сек	$(1,97 \pm 0,23) \cdot 10^{-9}$	
$I_i K_i^{\pi_i} [N n_{\pi} \Lambda] Z_i$	$5/2 \ 5/2^- / 523 / \downarrow$	
$I_f K_f^{\pi_f} [N n_{\pi} \Lambda] Z_f$	$5/2 \ 3/2^- / 521 / \downarrow$	$3/2 \ 3/2^- / 521 / \downarrow$
σL	MI + E2	MI
δ^2	0,28	-
R_i^{-1}	14,8	107
$T_{I/2}^{\gamma}$ (E2) сек	$9,1 \cdot 10^{-7}$	-
$T_{I/2}^{\gamma}$ (MI) сек	$2,52 \cdot 10^7$	$5,32 \cdot 10^{-9}$
$B(\text{MI})$ эксп.	$5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{e\hbar}{2m c}\right)^2$	$5,68 \cdot 10^{-3} \left(\frac{e\hbar}{2m c}\right)^2$
$B(\text{E2})$ эксп.	$4,2 \cdot 10^{-2} (e^2/\text{барн}^2)$	-
$F_{\text{н}}(\text{MI})$	$2 \cdot 10^3$	$2,45 \cdot 10^2$
$F_{\text{н}}(\text{E2})$	$4,95 \cdot 10^{-2}$	-
$F_{\text{н}}(\text{MI})$	$1,10 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
$F_{\text{н}}(\text{E2})$	$2,66 \cdot 10^{-5}$	-

Таблица 3

Период полураспада, значение приведенных вероятностей и факторов запрета для переходов, разряжающих состояние 129,2 кэВ в ядре ^{153}Gd

$E_{\text{ур. кэВ}}$	129,2	
$E_{\gamma \text{ кэВ}}$	87	129,2
$T_{1/2}^{\text{эксп. сек}}$	$(2,84 \pm 0,21) \cdot 10^{-9}$	
$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	$3/2^- \rightarrow 5/2^-$	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$
σ_L	MI	MI
$T_{1/2}^{\gamma} (\text{MI})^{\text{эксп}}$	$1,20 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$
$B(\text{MI})^{\text{эксп.}}$	$5,2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{e\hbar}{2m c}\right)^2$	$1,51 \cdot 10^{-4} \left(\frac{e\hbar}{2m c}\right)^2$
R_i^{-1}	1,044	23,4
$F_M(\text{MI})$	$4,0 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^4$

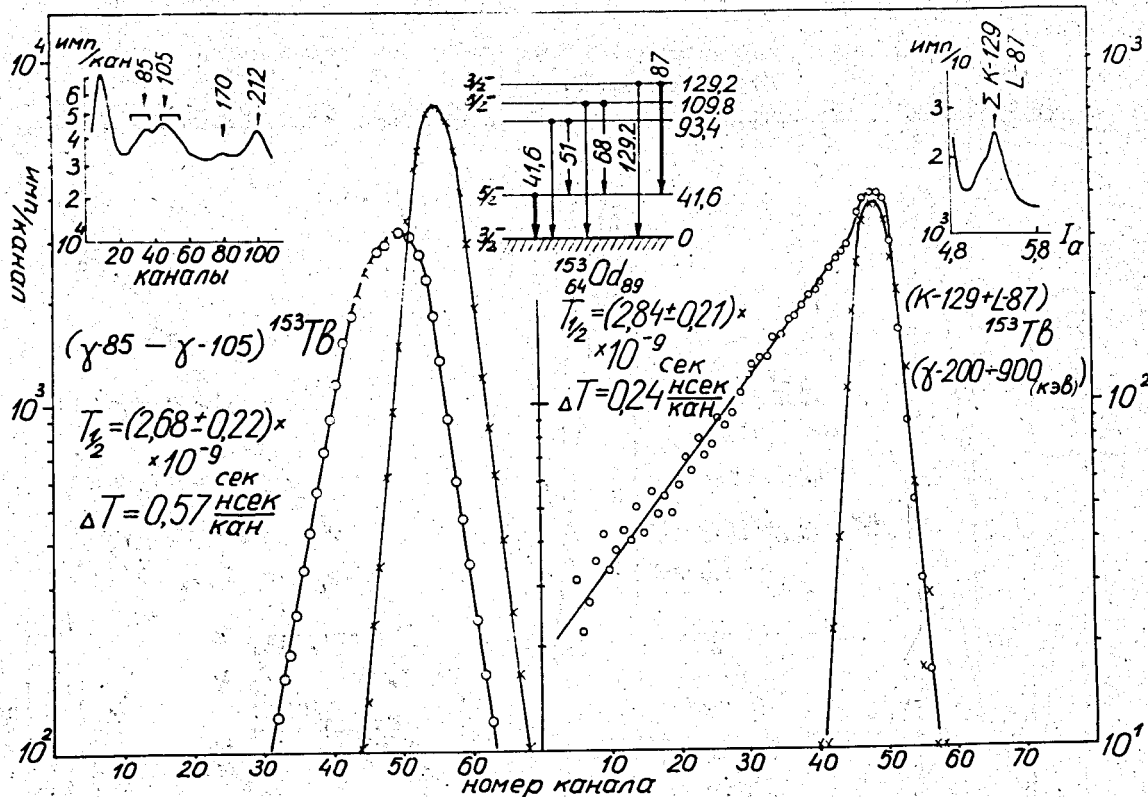


Рис. 2. Кривые распада уровня 129,9 кэв: о - ^{153}Gd , * - ^{60}Co (^{22}Na).