

С 341:26

А-329

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЯФ, 1968, т. 8, Вып. 3, 18. х 1967.

С. 417-423

Р6 - 3492



Г.Т. Адылов, Р. Бабаджанов, А.С. Кучма,

В.А. Морозов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВРЕМЯ ЖИЗНИ УРОВНЯ 242,8 КЭВ В ЯДРЕ ¹⁶⁵Er

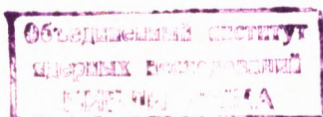
1967.

Р6 - 3492

Г.Т. Адылов, Р. Бабаджанов, А.С. Кучма,
В.А. Морозов

ВРЕМЯ ЖИЗНИ УРОВНЯ 242,8 КЭВ В ЯДРЕ ¹⁶⁵Er

Направлено в ЯФ



5324/1 кр

В в е д е н и е

Исследование вероятностей одночастичных переходов в деформированных ядрах вызывает значительный интерес вследствие возможности проверки ряда модельных представлений о строении ядра ^{/1-3/}. В данной работе было определено время жизни уровня 242,8 кэв в ядре $^{165}_{68}\text{Er}_{97}$. Ядро $^{165}_{68}\text{Er}_{97}$ относится к сильнодеформированным ядрам, и для гамма-переходов 242,8 кэв (M1+E2), 195,7 кэв (E1), 165,6 кэв (E2), идущих с состояния $3/2^- 3/2^- /521/4$ в основное $5/2^- 5/2^- /523/4$ и в состояния $5/2^+ /642/4$; $7/2^- 5/2^- /523/4$ должен существовать запрет по асимптотическим квантовым числам (см. табл.1).

Экспериментальная часть

1. Получение источника

Для измерения времени жизни уровня 242,8 кэв в ядре ^{165}Er использовался источник ^{165}Tm , который был получен в результате хроматографического разделения редкоземельных элементов из продуктов реакции расщепления тантала, облученного быстрыми протонами с $E_{пр} = 660$ Мэв на синхроциклотроне ОИЯИ в течение 2 часов.

Во фракции тулия, кроме ^{165}Tm , присутствовал также ряд других изотопов тулия, поэтому измерения начинались через трое суток после выхода тулия из хроматографической колонки с тем, чтобы короткоживущие изотопы тулия полностью распались.

В гамма-спектре препарата тулия, снятом на гамма-спектрометре с Ge(Li) -детектором ^{/4/}, в интересующем нас районе мы не обнаружили гамма-

линий других изотопов, влияющих на измерение времени жизни уровня

242,8 кэВ ^{185}Er .

2. Аппаратура

Измерения производились на многоканальном временном анализаторе с преобразователем типа "время в амплитуду".

Регистрация излучений производилась на сцинтилляционных спектрометрах с пластическими сцинтилляторами размерами $(20 \times 1,5) \text{ мм}^2$, $(25 \times 17) \text{ мм}^2$ и фотоумножителями типа ФЭУ-36.

Собственное разрешающее время установки, полученное на источнике ^{60}Co , для энергий ~ 170 и ~ 1180 кэВ, выделенных по боковым каналам, равнялось $2\tau = 8,2 \cdot 10^{-10}$ сек.

3. Условия эксперимента

Измерения производились следующим образом: дифференциальные дискриминаторы боковых каналов устанавливались в район $170 \div 220$ кэВ в первом канале и $980 \div 1200$ кэВ во втором канале, что соответствовало выделению K, L - 242,8 кэВ и выделению максимума комптоновских распределений от гамма-лучей с энергией выше 1132 кэВ соответственно. Измерения, проведенные в этих условиях, мы в дальнейшем будем называть основными.

Для того, чтобы убедиться в правильности выделения K и L - конверсионных линий перехода с энергией 242,8 кэВ в первом канале, спектр конверсионных электронов препарата измеряли с помощью полупроводникового бета-спектрометра с Si(Li) - детектором. Разрешение прибора на K - линии ^{137}Cs составляло 8,5 кэВ $^{1/4}$. В спектре конверсионных электронов отчетливо наблюдались линии K, L - 208,0 кэВ ^{187}Tm ; K, L - 242,8 кэВ; K - 296,0 + K - 297,3 кэВ ^{185}Tm . Не исключалось, что в районе выделенного нами спектра, наряду с интересующими нас линиями K и L - 242,8 кэВ присутствуют линии K и L - 208,0 кэВ ^{187}Tm ; K - 296,0 + K - 297,3 кэВ ^{185}Tm .

Линии K и L - 208,0 ^{187}Tm не могут внести вклады в спектр совпадений, т.к. гамма-переход с энергией 208 кэВ идет с изомерного состояния ($T_{1/2} = 2,5$ сек). Чтобы исключить вклад в спектре совпадений от частичного

присутствия в первом канале $K - 296,0 + K - 297,3$ кэв ^{185}Tm , во втором канале был выделен район энергий, соответствующий энергии гамма-лучей больше 1132 кэв. Как видно из схемы распада $^{185}\text{Tm} \xrightarrow[\text{K}, \beta^+]{29 \text{ час}} ^{185}\text{Er}^{5/2}$, приведенной на рис. 1, гамма-переходы с энергией 296,0 и 297,3 кэв не совпадают с гамма-лучами с энергией выше 1132 кэв. Для проверки этого факта был поставлен следующий контрольный опыт. "Окно" дифференциального дискриминатора первого канала было сдвинуто так, чтобы выделить преимущественно конверсионные линии K и $L - 296,0$ и $297,3$ кэв и частично $L - 242,8$ кэв, и в этих условиях были выполнены измерения задержанных совпадений. Основные и контрольные измерения проводились в одинаковых условиях с одинаковым временем набора. По форме кривые задержанных совпадений в обоих измерениях были одинаковы, но счет задержанных совпадений в этом контрольном опыте был примерно в шесть раз меньше. Очевидно, что эти совпадения связаны с линией $L - 242,8$ кэв, т.к. интенсивность $L - 242,8$ кэв составляет 17% от интенсивности $K - 242,8$ кэв. Таким образом, результат контрольного опыта позволяет заключить, что задержанные совпадения, измеренные в основном опыте, определяют время жизни уровня с энергией 242,8 кэв.

Результаты измерения приведены на рис. 2. Кривая 1 соответствует кривой мгновенных совпадений, снятой с помощью ^{60}Co , кривая 2 - кривая совпадений для уровня 242,8 кэв ^{185}Er . Обе кривые сняты в идентичных условиях. Период полураспада уровня 242,8 кэв ^{185}Er , определенный по смещению центров тяжести мгновенных и задержанных совпадений, оказался равным

$$T_{1/2 \text{ эксп.}} = (3,21 \pm 0,51) \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

При этом в определении периода полураспада уровня 242,8 кэв учитывалась разница во времени пролета электронов по сравнению с временем пролета гамма-квантов от источника до соответствующего сцинтиллятора ($\Delta t = 0,67 \cdot 10^{-10}$ сек).

Указанная нами погрешность содержит среднеквадратичную ошибку в определении положения центров тяжести и систематическую ошибку в определении цены канала, которая не превышает 2%.

Анализ результатов эксперимента

По данным об относительных интенсивностях конверсионных и гамма-линейных переходов с энергией 242,8; 195,7; 165,6 кэв, идущих с уровня 242,8 кэв^{/5/}, были найдены парциальные периоды полураспада для этих гамма-переходов по формуле:

$$T_{1/2}^Y = \frac{T_{1/2}(\text{эксп.}) (1 + \alpha_1 \text{ полн.})}{f_1}$$

где $T_{1/2}^Y$ — парциальный период полураспада данного гамма-перехода; $T_{1/2}(\text{эксп.})$ — экспериментальное значение периода полураспада уровня 242,8 кэв; $\alpha_1 \text{ полн.}$ — полный коэффициент внутренней конверсии данного гамма-перехода, f_1 — коэффициент разрядки уровня по данному переходу.

В табл. 1 приведены парциальные периоды полураспада ($T_{1/2}^Y \text{ эксп.}$) гамма-переходов, идущих с уровня 242,8 кэв. Данные о мультипольностях гамма-переходов взяты из работ Звольской и др.^{/5/}. Коэффициенты конверсии для К и L — оболочек взяты из таблиц Слива и Банд^{/6/}, а для M + N — оболочек принято значение 0,3 $\alpha_{\Sigma L}$, где $\alpha_{\Sigma L}$ — суммарный коэффициент конверсии на L — подоболочках. Теоретическое значение ($T_{1/2}^Y$)_т подсчитано по формулам Мошковского^{/1/}. Для расчета $F_N = \frac{B(\sigma\lambda)_N}{B(\sigma\lambda) \text{ эксп.}}$ были использованы теоретические значения вероятностей парциальных переходов, рассчитанные по формулам Нильссона^{/2/}.

Были вычислены значения сверхтекучей поправки к электромагнитным переходам — R_Y . При расчетах R_Y в качестве среднего поля брали подправленную схему Нильссона при деформации $\delta = 0,3$ из работы^{/10/}.

Данные по определению $T_{1/2}^Y \text{ эксп.}$, F_M , F_N , $F_F R_Y$ для переходов, идущих с уровня 242,8 кэв, приведены в табл. 1. В этой же таблице с целью сравнения приведены значения F_M , F_N , $F_F = \frac{B(\sigma\lambda)_F}{B(\sigma\lambda) \text{ эксп.}}$ для гамма-переходов, идущих с уровня 74,5 кэв, в ядре ^{161}Dy . Эти данные взяты из работы^{/7/}, а значения $F_N R_Y$ рассчитаны в настоящей работе. Состояния 242,8 кэв в ядре ^{165}Er и 74,5 кэв в ядре ^{161}Dy характеризуются квантовыми числами $3/2$ $3/2^-$ /521/†, и для всех гамма-переходов, идущих с этих состояний, существует аналогичный запрет по асимптотическим квантовым числам.

Как видно из табл. 1, вероятности M1-переходов поддержаны по сравнению с оценками по Мошковскому на два порядка ($F_M = 360$ для гамма-перехода 242,8 кэВ M1 в ядре ^{165}Er и $F_N = 78$ для гамма-перехода 48,5 кэВ M1 в ядре ^{161}Dy).

Расчеты вероятностей M1-переходов по Нильссону без учета сверхтекучей поправки и с учетом последней хорошо согласуются с экспериментом для этих же переходов ($F_N = 5,5$; $F_N R_\gamma = 4,8$ для гамма-перехода 242,8 кэВ M1 в ядре ^{165}Er и $F_N = 1,4$; $F_N R_\gamma = 1,3$ для гамма-перехода 48,5 кэВ M1 в ядре ^{161}Dy). Большая задержка вероятностей E1-переходов по сравнению с расчетами по Мошковскому ($F_M = 2,3 \cdot 10^5$ в ядре ^{165}Er и $F_M = 2,2 \cdot 10^4$ в ядре ^{161}Dy) указывает на то, что запрет по асимптотическому квантовому числу n_x на единицу уменьшает вероятность E1-перехода в среднем в 10^2 раз. Хотя расчеты вероятностей E1-переходов по Нильссону улучшают согласие

В $(E1)_{\text{теор.}}$ с их экспериментальными значениями по сравнению с расчетами по Мошковскому, но тем не менее, значения $B(E1)_N$ завышены по сравнению с $B(E1)_{\text{эксп.}}$ примерно на два порядка ($F_N = 290$ в ядре ^{165}Er , $F_N = 31$ в ядре ^{161}Dy). Такое занижение экспериментальных вероятностей E1-переходов наблюдается во многих ядрах^{/9/}. Расчеты F_N с учетом R_γ для переходов 195,7 кэВ в ядре ^{165}Er ($F_N R_\gamma = 180$) и 74,5 кэВ в ядре ^{161}Dy ($F_N R_\gamma = 6,2$) в отдельных случаях приводят к удовлетворительному согласию $B(E1)_{\text{теор.}}$ и $B(E1)_{\text{эксп.}}$.

Факторы запрета для вероятностей E2-переходов с энергией 165,6 и 242,8 кэВ в ядре ^{165}Er по Мошковскому, по Нильссону без учета и с учетом сверхтекучей поправки равны $F_M = 1,3 \cdot 10^1$; $F_M = 2,6 \cdot 10^{-1}$; $F_N = 8,1 \cdot 10^{-3}$; $F_N = 2,4 \cdot 10^{-4}$; $F_N R_\gamma = 5,9 \cdot 10^{-3}$ и $F_N R_\gamma = 1,7 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Полученные значения F_M , F_N и $F_N R_\gamma$ показывают, что правила отбора по асимптотическим квантовым числам для этих переходов не действуют.

Систематика значений F_M и F_N для переходов типа E2 $\Delta K=1$, приведенная в работе^{/7/}, также показывает, что F_M и F_N для таких переходов принимает значения $0,08; 57$ и $10^{-5}; 10^{-2}$ соответственно. Такое большое различие $B(E2)_{\text{теор.}}$ и $B(E2)_{\text{эксп.}}$ в нечетных деформированных ядрах можно устранить, если допустить возможность смешивания состояний. Фэсслер^{/7,8/} произвел учет влияния смешивания двух ротационных полос, между которыми

Т а б л и ц а 1

Экспериментальные результаты и факторы запрета для гамма-переходов между возбужденными состояниями с $\Delta K = 1$ для нечетно-нейтронных деформированных ядер ${}^{165}_{88}\text{Er}_{97}$ и ${}^{161}_{86}\text{Dy}_{95}$

88 97 86 95

Я д р о	${}^{165}_{88}\text{Er}_{97}$				${}^{161}_{86}\text{Dy}_{95}$ (с)		
	2	3	4	5	6	7	8
Энергия уровня (кэВ)	242,8				74,5		
$T_{1/2}$ (эксп.) уровня (сек)	$(3,21 \pm 0,51) \cdot 10^{-10}$				$2,75 \cdot 10^{-8}$		
Энергия радиац. перехода (кэВ)	165,6	195,7	242,8	242,8	48,5	48,5	74,5
Начальное состояние $IK^{\pi}[N n_z \Lambda] \Sigma$	$3/2 \ 3/2^{-} \ /521/1$				$3/2 \ 3/2^{-} \ /521/1$		
Конечное состояние $IK^{\pi}[N n_z \Lambda] \Sigma$	$7/2 \ 5/2^{-} \ /523/1$	$5/2 \ 5/2^{+} \ /642/1$	$5/2 \ 5/2^{-} \ /523/1$	$5/2 \ 5/2^{-} \ /523/1$	$5/2 \ 5/2^{-} \ /523/1$	$5/2 \ 5/2^{-} \ /523/1$	$5/2 \ 5/2^{+} \ /642/1$
Мультипольность	E2	E1	M1	E2	M1	E2	E1
Интенсивность гамма-лучей	7,5(a)	28,0(a)	870,0(a)	130,0(a)	1890,0	8,0	1000,0
Полный коэффициент внутренней конверсии α_i полн.	0,55	0,06	0,26	0,14	3,0	50,0	0,66

$T_{1/2}^{\gamma}$ (эксп) (сек) (в)	$(5,5 \pm 0,87) 10^{-7}$	$(1,47 \pm 0,23) 10^{-8}$	$(4,7 \pm 0,75) 10^{-10}$	$(3,15 \pm 0,50) 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	
$F_M = \frac{B(\epsilon\lambda)_M}{B(\epsilon\lambda)_{\text{эксп.}}}$	$1,3 \cdot 10^1$	$2,3 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^2$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^1$	$9,1 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^4$	
$F_N = \frac{B(\epsilon\lambda)_N}{B(\epsilon\lambda)_{\text{эксп.}}}$	$8,1 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^2$	5,5	$2,4 \cdot 10^{-4}$	1,4	$6,6 \cdot 10^5$	31	
$F_N R_{\gamma}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^2$	4,8	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,3	$6,6 \cdot 10^6$	6,2	
$F_F = \frac{B(\epsilon\lambda)_F}{B(\epsilon\lambda)_{\text{эксп.}}}$	-	-	-	-	-	3,1	-	
Запрет по асимптотическим квантовым числам n_z, Λ, Σ	n_z	1	2	-	1	-	1	2
	Λ	1	-	2	1	2	1	-
	Σ	1	-	-	1	-	1	-

- Примечание: а) Значение интенсивности гамма-лучей взяты из работы /5/.
- в) При расчетах $T_{1/2}^{\gamma}$ (эксп) в ядре ^{165}Er не учтены погрешности, связанные с ошибками в определении интенсивности гамма-лучей.
- с) Все данные, кроме $F_N R_{\gamma}$ для ядра ^{161}Dy , взяты из работы /7/, а значения $F_N R_{\gamma}$ - рассчитаны в данной работе.

имеет место одночастичный переход на вероятность E2-переходов, а также влияние на вероятность E2-переходов примеси бета- и гамма-вибрационных полос.

Как показано в табл. 1, результаты расчетов Фэслера с учетом смешивания различных состояний улучшают согласие теории и эксперимента для перехода с энергией 48,5 кэВ в ^{161}Dy . Такое улучшение согласия В (E2) эксп. и

В (E2)_т наблюдаются и для некоторых E2-переходов в следующих ядрах:

$^{153}_{63}\text{Eu}$; $^{155}_{63}\text{Eu}$; $^{155}_{64}\text{Gd}$; $^{175}_{71}\text{Lu}$; $^{181}_{73}\text{Tm}$.

Структура возбужденных состояний с характеристиками $3/2^-/521/\hbar$ в ядрах ^{165}Er и ^{161}Dy была проанализирована в работах В.Г. Соловьева и других /11,12/ (см. табл. 2, где $Q_1(\lambda\mu)$ в зависимости от λ и μ соответствует квадрупольному или октупольному фонону).

Как видно из табл. 2, структура этих состояний в ядрах ^{161}Dy и ^{165}Er аналогична и имеет одночастичную природу. Небольшая примесь квадрупольного и октупольного фононов, очевидно, не может объяснить такое значительное ускорение E2-переходов.

Т а б л и ц а 2

Структура возбужденных состояний с $3/2^-/521/\hbar$ в ядрах ^{161}Dy и ^{165}Er

Ядро	Энергия уровня (кэВ)	Состояние	Структура
$^{161}_{66}\text{Dy}$	74,5	$3/2^- 3/2^-/521/\hbar$	$/521/\hbar$ 95%; $/651/\hbar + Q_i(30)$ 2% $/521/\hbar + Q_i(22)$ 2%
$^{165}_{68}\text{Er}$	242,8	$3/2^- 3/2^-/521/\hbar$	$/521/\hbar$ 93%; $/651/\hbar + Q_i(30)$ 3% $/521/\hbar + Q_i(22)$ 1%

Вероятно, в ядре ^{165}Er сильное ускорение E2-переходов с энергией 242,8 и 165,6 кэВ, идущих из состояния $3/2^- 3/2^-/521/\hbar$ на основное $5/2^- 5/2^-/523/\hbar$ и на ротационное - $7/2^- 5/2^-/523/\hbar$ состояния, связано со смешиванием двух ротационных полос, основанных на состояниях $5/2^-/523/\hbar$ и $3/2^-/521/\hbar$. Так, например, для E2-перехода в ^{165}Er $3/2^- 3/2^-/521/\hbar \rightarrow 5/2^- 5/2^-/523/\hbar$ ротационное состояние $5/2^- 3/2^-/521/\hbar$ может давать вклад в основное состояние $5/2^- 5/2^-/523/\hbar$, что должно привести к усилению роли коллективных эффектов в рассматриваемых переходах.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность К.Я. Громову за постоянную поддержку в работе, И. Звольскому за ряд полезных замечаний, Н.И. Пятову за содействие в расчетах, а также В.И. Фоминых за предоставление возможности измерения бета- и гамма-спектра ^{165}Tm на спектрометрах с полупроводниковыми детекторами.

Л и т е р а т у р а

1. Гамма-лучи. Изд. АН СССР, М-Л, 1961, глава 1.
2. S.Nilsson. *Dat.Mat.Fus.Medd.*, 29, 16 (1955).
3. В.Г. Соловьев. Диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1954.
4. К.Я. Громов, А.И. Калинин, В.В. Кузнецов, Н.П. Ненов, Б.П. Осипенко, В.И. Фоминых. Препринт ОИЯИ, 2724, Дубна, 1966;
Е.Т. Кондрат, Н.П. Ненов, Б.П. Осипенко, А.А. Пермякова, В.И. Фоминых. Препринт ОИЯИ, 2853, Дубна, 1966.
5. Т. Куцарова, В. Звольска, М. Вейс. Изв. АН СССР, сер. физ., 41, (1967).
6. Л.И. Слив, И.М. Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. Изд. АН СССР, 1956.
7. K.E.Löbner and S.G.Malmskog. *Nucl.Phys.*, 80, 505 (1966).
8. A.Faessler. *Nucl.Phys.*, 59, 177 (1964).
9. C.F.Perdrisat. *Rev. of Mod. Phys.*, 38, 41 (1966).
10. К.М. Железнова, А.А.Корнейчук, В.Г. Соловьев, П.Фогель, Г.Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ, Д-2117, Дубна, 1966.
11. V.G.Soloviev, P.Vogel, G.Jungklaussen. Препринт ОИЯИ, Е4-3051, Дубна, 1966.
12. V.G.Soloviev, P.Vogel. Препринт ОИЯИ, Е-2561, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 августа 1967 г.

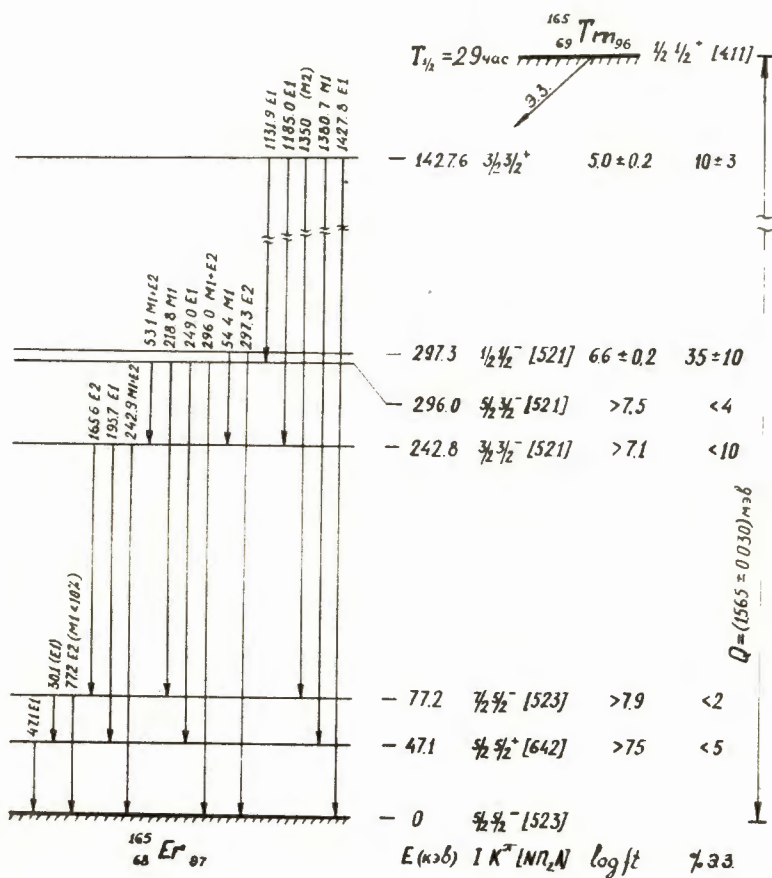


Рис. 1. Часть схемы распада ^{165}Tm .

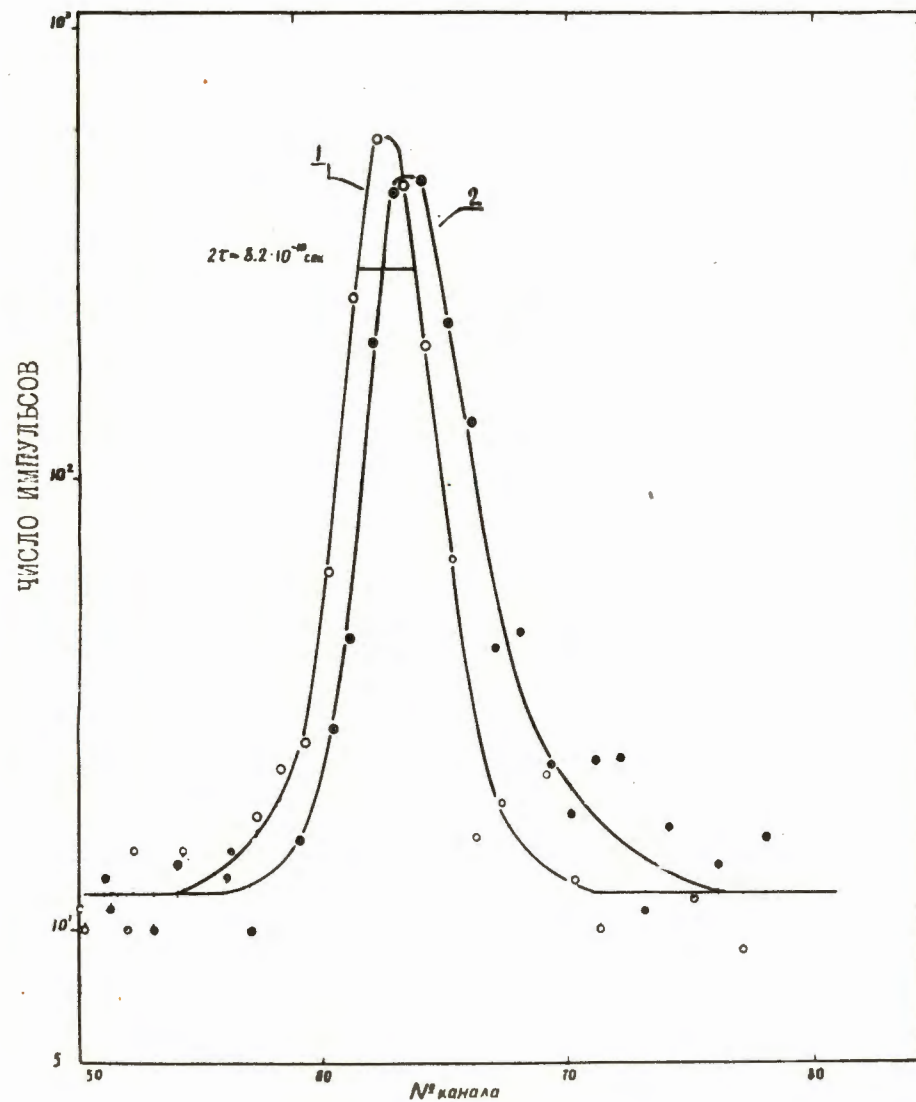


Рис. 2. Измерение времени жизни состояния 242,8 кэВ в ядре ^{165}Er . Точки (.) — кривая запаздывающих совпадений (K-242,8) ($\gamma > 1132$) в ^{165}Er . Точки (o) — кривая мгновенных совпадений на ^{60}Co , снятая в тех же условиях. Временная калибровка: $(3,26 \pm 0,060) \cdot 10^{-10}$ сек/канал.