

С 341.26

Б-385

17/XII-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2441



П. Бедросян, А.С. Кучма, В.А. Морозов

ВРЕМЯ ЖИЗНИ УРОВНЯ 226,9 КЭВ  
В ЯДРЕ <sup>155</sup>Tb

АБСОРПЦИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

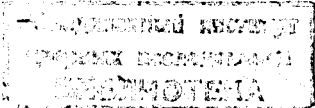
1965

P-2441

П. Бедроян, А.С. Кучма, В.А. Морозов

ВРЕМЯ ЖИЗНИ УРОВНЯ 226,9 КЭВ  
В ЯДРЕ <sup>155</sup>Ть

Направлено в журнал "Ядерная физика"



3285/3-48

## Введение

Изучение вероятностей одночастичных переходов типа E1 в деформированных ядрах вызывает значительный интерес вследствие возможности проверки ряда модельных представлений о строении ядра.

В большинстве случаев наблюдается сильная (на пять-шесть порядков) заторможенность этих переходов по сравнению с оценкой по Вайскоффу<sup>/1/</sup>. Модель Нильссона, описывающая движение нечетного нуклона в среднем несферическом поле остальных нуклонов, позволила в ряде случаев добиться хорошего согласия между теоретическими и экспериментальными данными<sup>/2/</sup>. Тем не менее наблюдаются также расхождения рассчитанных  $B(E1)$  с экспериментальными в пределах четырех порядков. В последнее время предпринимались попытки добиться лучшего согласия теоретических значений  $B(E1)$  с экспериментальными посредством учета парных корреляций, коллективных взаимодействий<sup>/3,4,5/</sup>.

Эти расчеты в общем не привели к значительному улучшению согласия теории с экспериментом, и вопрос о вероятности одночастичных переходов  $B(E1)$  в области деформированных ядер требует дальнейшей разработки.

В данной работе было определено время жизни уровня  $228,9$  кэв в  $^{155}\text{Tb}$ , который возбуждался при распаде  $^{155}\text{Dy}$  (рис. 1). Ядро  $^{155}\text{Tb}$  относится к нечетным деформированным ядрам, системы уровней которых хорошо интерпретируется на основе модели Нильссона. Квантовые характеристики уровня  $228,9$  кэв в рамках модели Нильссона описываются как  $5/2^-/532/$ , а основного состояния  $^{155}\text{Tb}$  — как  $3/2^+/411/$ . Отсюда видно, что для перехода типа E1 с энергией  $228,9$  кэв должен наблюдаться запрет по асимптотическому квантовому числу  $n_2$  на две единицы, что в свою очередь должно привести к довольно значительному запрету перехода с энергией  $228,9$  кэв по сравнению с оценкой по Вайскоффу.

## Экспериментальная часть

### 1. Получение источника.

Источник  $^{155}\text{Dy}$  с  $T_{1/2} = 9,8$  часа выделялся из фракции  $\text{No}$ , полученной в результате хроматографического разделения продуктов реакции расщепления тантала, облученного быстрыми протонами с  $E_p = 860$  Мэв на синхротроне ОИЯИ. С момента выделения  $\text{No}$  и до момента выделения  $^{155}\text{Dy}$  проходило 3-4 часа, что обеспечивало достаточно полный переход  $^{155}\text{No}$  в  $^{155}\text{Dy}$ . Другие изотопы  $\text{No}$  не вносили вклада в активность  $\text{Dy}$ , так как или распадались к моменту выде-

ления  $N_0$  из  $T_0$  вследствие малого периода полураспада, или превращались в стабильные изотопы  $Dy$ . Таким образом, в результате химических операций мы получили моноизотопный источник  $^{155}Dy$ .

## 2. Аппаратура.

Измерения производились на сцинтилляционной установке для измерения времен жизни уровней с преобразователем типа "время-амплитуда". В качестве фотоумножителей использовались ФЭУ-36 с пластическими сцинтилляторами размером 25x30 мм. Собственное разрешающее время установки, полученное на источнике  $^{60}Co$ , для энергий 100 и 500 кэВ, выделяемых по боковым каналам, равнялось  $2\tau = 8,7 \cdot 10^{-10}$  сек.

## 3. Условия эксперимента.

Так как при регистрации на пластмассовом сцинтилляторе отсутствуют фотопики соответствующих  $\gamma$ -линий, то измерения производились следующим образом: дифференциальные дискриминаторы боковых каналов устанавливались в район 100 кэВ в одном канале и в район 500 кэВ - в другом. Это соответствовало выделению максимумов комптоновских распределений от  $\gamma$ -лучей с энергией, равной 227 кэВ, и  $\gamma$ -лучей с энергией 665 кэВ. В этих же условиях производились измерения на источнике  $^{60}Co$ , дающем мгновенные совпадения. При данной постановке опыта в  $^{155}Tb$ , кроме интересующих нас задержанных совпадений, могут осуществляться мгновенные совпадения за счет регистрации в районе 100 кэВ комптоновских распределений от  $\gamma$ -лучей более жестких, чем 227 кэВ. С целью учета этого эффекта производилась еще одна серия измерений с выделением 180 и 500 кэВ, что по  $\gamma$ -лучам соответствовало 300 и 660 кэВ. Соответствующий эффект вычитался из первой серии.

В районе 230 кэВ при распаде  $^{155}Dy$  есть еще  $\gamma$ -лучи с энергией 206 и 271 кэВ, но их суммарная интенсивность составляет не более 2% интенсивности перехода с энергией 227 кэВ, поэтому их возможный вклад в мгновенные совпадения можно не принимать во внимание (тем более, что заполнение этих переходов идет в основном посредством  $K$ -захвата).

## 4. Результаты.

Результаты измерений приведены на рис. 2. При обработке экспериментальных результатов использовали способ моментов Бей<sup>1/6</sup>. Время жизни исследуемого уровня с энергией 227 кэВ в  $^{155}Tb$  определялось по смещению центра тяжести кривой исследуемого источника относительно центра тяжести кривой мгновенных совпадений, полученной в тех же условиях на  $^{60}Co$ . Среднее время жизни уровня  $\theta$  оказалось равным  $\theta = 4,5 \pm 0,7 \cdot 10^{-10}$  сек, что соответствует  $T_{1/2} = 3,2 \pm 0,5 \cdot 10^{-10}$  сек.

Учет полного коэффициента конверсии перехода 227 кэВ и процент разветвления приводит к следующему значению радиационного периода полураспада уровня:

$$T_{1/2\gamma} = \frac{1+a_{\pi}}{f} T_{1/2},$$

где  $a_{\pi} = 0,033$

$f = 0,98$ .

Таким образом,  $T_{1/2\gamma} = (3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-10}$  сек.

## З а к л ю ч е н и е

Проведем сравнение полученных результатов с данными, представленными в работе<sup>1/7</sup>. Мы воспользуемся только результатами, относящимися к переходам типа  $3/2^+ / 411 / \leftarrow 5/2^- / 532 /$  (см. таблицу 1), где  $F_w$  - фактор запрета по Вайскопфу,

$F_w = \frac{T_{1/2\gamma \text{ экс}}}{T_{1/2\gamma \text{ в}}}$ , а  $F_N = \frac{T_{1/2\gamma \text{ экс}}}{T_{1/2\gamma \text{ Н}}}$  - фактор запрета по Нильссону. Для перехода в  $^{155}Tb$   $F_w = 1,7 \cdot 10^4$ , что не противоречит хорошо известному факту: значение фактора задержки  $F_w$  на единицу запрета по асимптотическому квантовому числу может достигать двух порядков.

$P_{\gamma}(E1) \text{ сек}^{-1}$  представляет собой экспериментально определенную вероятность перехода, а  $\{G_{E1}\}^2$  - квадрат матричного элемента, входящий в выражение для вероятности  $E1$  перехода по Нильссону<sup>1/8</sup>

$$P_{\gamma}(E1) \text{ сек}^{-1} = 2,98 \cdot 10^{21} \left(1 - \frac{Z}{A}\right)^2 \left(\frac{E_{\gamma}}{197}\right)^3 A^{1/4} \quad (1)$$

$$x | < 1, 1, K, K' - K | 1, 1, 1', K' >|^2 \{G_{E1}\}^2 \text{ сек}^{-1},$$

где  $E_{\gamma}$  дано в МэВ.

$\{G_{E1}\}^2$  эксп находилось из выражения (1) подстановкой экспериментально определенной  $P_{\gamma}(E1)$  и данных относительно  $Z$ ,  $A$  и  $E_{\gamma}$ .

На рис. 3 даны теоретические и экспериментальные  $\{G_{E1}\}^2$  факторы как функция параметра деформации  $\eta$ . Параметр деформации для  $^{155}Tb$  принимается равным параметру деформации  $^{159}Tb$ .

Ускорение перехода с энергией 226,9 кэВ в  $^{155}Tb$   $F_N = 0,4$  не является очень значительным и согласно с расчетами по Нильссону нужно считать хорошим. Что касается самого факта ускорения перехода в  $^{155}Tb$  по сравнению с переходами в  $^{153}Eu$ ,  $^{155}Tb$ ,  $^{159}Tb$ ,  $^{161}Tb$ , то аналогичные расчеты по Нильссону с дополнительным учетом некоторых параметров<sup>1/3,5/</sup> дают следующие значения  $F_N$  для этих ядер (таблица 2).

Т а б л и ц а 1

Экспериментальные результаты относительно E1 переходов между одночастичными уровнями

Переход	Ядро	E <sub>γ</sub> (кэВ)	Γ <sub>γ</sub> , нсек	Примесь M2	Полный α <sub>γ</sub> коэф. конверс.	Интенс. γ-лучей %	Интерс. γ-лучей %	Экспер. вер. E1 перехода P <sub>γ</sub> (E1) сек	{ G <sub>E1</sub> } <sup>2</sup>	F <sub>w</sub>	.FN
	<sup>153</sup> Eu	75,4	0,14 < 2%	0,48	0,48	3,2	3,2	~ 3x10 <sup>7</sup>	1 x 10 <sup>-4</sup>	4 x 10 <sup>4</sup>	1,7
3/2 <sup>+</sup> [411]	<sup>155</sup> Eu	142	1,38 < 2%	0,19	0,19	30	30	1,3x10 <sup>8</sup>	6,2x10 <sup>-5</sup>	6,5x10 <sup>4</sup>	2,7
± 3/2 <sup>-</sup> [532]	<sup>155</sup> Tb	226,9	0,34 < 0,5%/8/	0,033	0,033	98/8/	98/8/	2,0x10 <sup>9</sup>	4,4x10 <sup>-4</sup>	1,7x10 <sup>4</sup>	0,4 <sup>x)</sup>
	<sup>159</sup> Tb	363	0,16 < 2%	< 0,02	< 0,02	97	97	4,3x10 <sup>9</sup>	1,2x10 <sup>-4</sup>	3,2x10 <sup>4</sup>	1,5
	<sup>161</sup> Tb	482	< 0,2	мало	< 0,02	88	88	> 2,3x10 <sup>9</sup>	> 2,8x10 <sup>-5</sup>	< 1,5x10 <sup>5</sup>	< 6,1

x) По данной работе.

Т а б л и ц а 2

Данные по факторам задержки FN

Ядро	E (кэВ)	/5/	/3/	/7/	(по данной работе)
<sup>153</sup> Eu	75,4	0,56	0,83 ± 0,08	1,7	-
<sup>155</sup> Eu	142	2,1	4,68 ± 0,51	2,7	-
<sup>155</sup> Tb	226,9	-	-	-	0,4
<sup>159</sup> Tb	363	0,91	1,53 ± 0,16	1,5	-
<sup>161</sup> Tb	482	-	-	< 6,1	-

Как видно из таблицы 2, в этом случае, кроме перехода в <sup>155</sup>Tb, ускоренными оказываются также переходы в <sup>153</sup>Eu и <sup>159</sup>Tb. Сравнение этих результатов показывает, что количественная теория вероятностей E1 переходов в области деформированных ядер требует дальнейшей разработки.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность К.Я.Грому за постоянную поддержку и интерес к работе, Н.И.Пятову за участие в обсуждении результатов измерений, Э.Херрманну и Д.Христову за работу по выделению радиоактивных препаратов.

## Л и т е р а т у р а

1. Гамма-лучи. Изд. АН СССР, 24 (1961).
2. C.F.Perdisat, Tables of Experimental Data for E1 Transitions between Bound States in Medium and Heavy Mass Nuclei. Preprint, University of Illinois, July, 1964.
3. G.Monsonogo, R.Piepenbring, Nucl. Phys., 58, 593 (1964).
4. О.Г.Галецкий, Н.И.Пятов. Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 830 (1965).
5. M.N.Vergnes, J.O.Rasmussen, Nucl. Phys., 62, 223 (1965).
6. Z.Bay. Phys. Rev., 77, 419 (1950).
7. Malmskog. Nucl. Phys., 68, 517 (1965).
8. И.Звольски. Диссертация ОИЯИ, Дубна 1963 г.
9. Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, no. 16 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 ноября 1985 г.

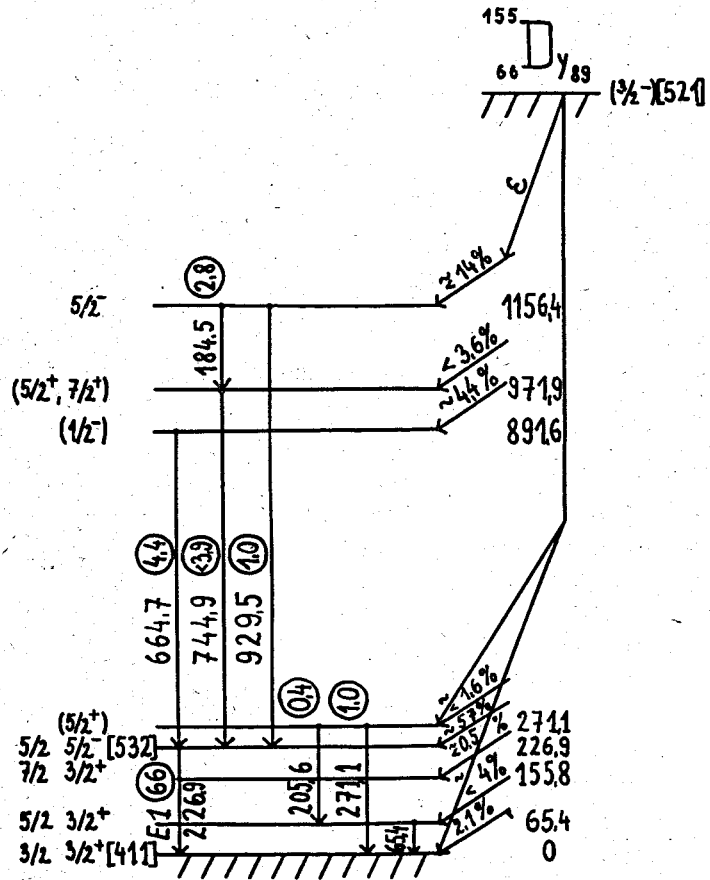


Рис. 1. Схема распада  $^{155}\text{Dy}$ . Сведения, не относящиеся к данному опыту, опущены. Цифры в кружках - интенсивности переходов в процентах на распад.

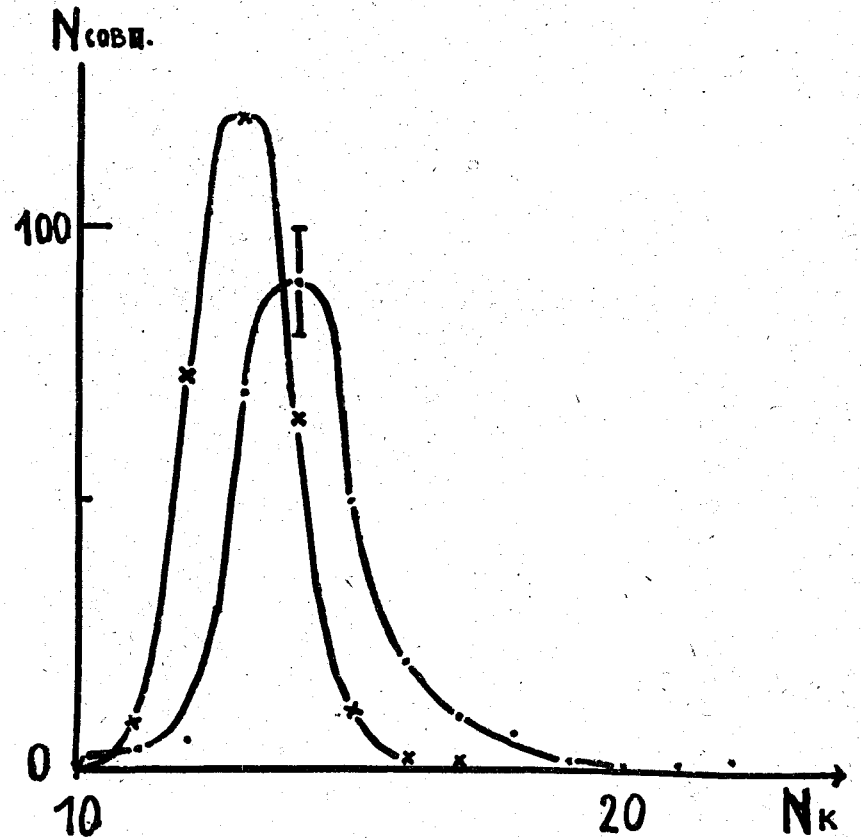


Рис. 2. Точки (.) - кривая запаздывающих совпадений для  $^{60}\text{Co}$  ( $\gamma$ -227( $\gamma$ -685) в  $^{155}\text{Dy}$ . Точки (x) - кривая мгновенных совпадений на  $^{60}\text{Co}$ , снятая в тех же условиях. Временная калибровка:  $3,85 \pm 0,08 \cdot 10^{-10}$  сек/канал.

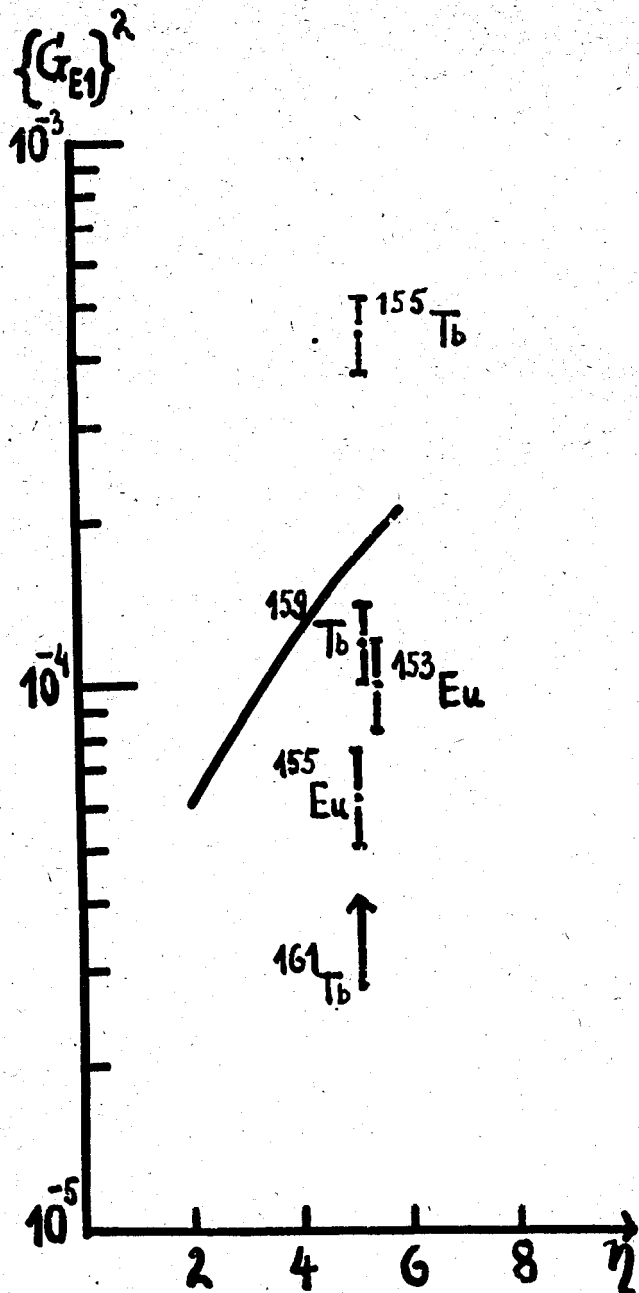


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и теоретических вероятностей переходов типа  $E1 \ 3/2^+ [411] \rightarrow 5/2^- [532]$ . Сплошная кривая дает теоретические  $\{G_{E1}\}^2$  факторы, полученные по модели Нильссона. Точки дают экспериментальные значения для  $\{G_{E1}\}^2$  факторов. 10