

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Б-734

76-28

P6 - 10267

746/2-77

Д.Богдай, М.Гашиор, Т.Крецу, В.В.Кузнецов,
Н.А.Лебедев, Г.И.Лизурей, Г.Макарие,
Д.Г.Попеску, А.Ш.Хамидов

ПОЗИТРОННЫЙ РАСПАД

¹⁷¹

Lu

1976

P6 - 10267

Д.Богдан,¹ М.Гасиор, Т.Крецу, В.В.Кузнецов,
Н.А.Лебедев, Г.И.Лизурей, Г.Макарие,
Д.Г.Попеску, А.Ш.Хамидов²

ПОЗИТРОННЫЙ РАСПАД ¹⁷¹Lu

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

¹ Институт атомной физики, Бухарест.

² Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент.

Позитронный распад ^{171}Lu

В измерениях позитронов при распаде ^{171}Lu наблюдается однокомпонентный спектр с $E_0 = (362 \pm 3)$ кэВ. Интенсивность позитронов составляет $(8,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$ % на распад ^{171}Lu . Определена разность масс $^{171}\text{Lu} - ^{171}\text{Yb}$ $Q_{\beta^+} = (1479 \pm 3)$ кэВ. Значение $\lg f_t$ для наблюдаемого перехода равно $8,0 \pm 0,1$. Проведены теоретические расчеты соответствующих матричных элементов и значения $\lg f_t$ для перехода типа $7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^+ [633]$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Bogdan D. et al.

P6 - 10267

Positron Decay of ^{171}Lu

In measuring of the positrons from the decay of ^{171}Lu there was observed one-component positron spectrum with $E_0 = (362 \pm 3)$ keV. The positron intensity is $(8.7 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$ % per decay of ^{171}Lu . The mass difference $^{171}\text{Lu} - ^{171}\text{Yb}$ was determined to be $Q_{\beta^+} = (1479 \pm 3)$ keV. The value of $\lg f_t$ for the transition observed is equal to 8.0 ± 0.1 . The theoretical calculations were carried out for corresponding matrix elements as well as for the value of $\lg f_t$ for the transition of the type $7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^+ [633]$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

1. ВВЕДЕНИЕ

На основе измерения аннигиляционных γ -квантов с помощью сцинтилляционного спектрометра γ - γ -совпадений авторы работы /1/ сделали вывод о том, что распад ^{171}Lu сопровождается позитронным излучением с интенсивностью 10^{-4} по отношению к интенсивности γ -лучей с энергией 740 кэВ. В работе /2/ при измерении позитронного спектра с помощью спектрометра с Si(Li) детектором, помещенным в однородное магнитное поле, было показано, что интенсивность позитронов составляет $< 2 \cdot 10^{-2}\%$ на распад ^{171}Lu и что значение граничной энергии позитронов E_0 находится в пределах 600 ± 200 кэВ.

Существующая недостаточная информация по этому вопросу требовала более тщательного изучения β^+ -распада ^{171}Lu . Результаты наших экспериментальных и теоретических исследований о позитронном распаде ^{171}Lu излагаются в данной работе.

Предварительные результаты анализа измерений опубликованы в работе /3/.

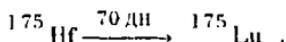
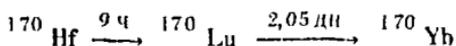
2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Приготовление источников

Используемые нами источники ^{171}Lu получались двумя методами:

а/ из облученной протонами с энергией 660 МэВ мишени тантала химическим путем выделялся гафний,

радиоактивные изотопы которого распадаются в дочерние изотопы лютеция:



Для того чтобы исключить влияние позитронного излучателя ^{170}Lu /4/ при изучении позитронов ^{171}Lu , последующее химическое выделение лютеция из гафния проводилось спустя 20 дней. Полученный таким образом препарат лютеция /без носителя/ в виде одной капли наносился на алюминиевую подложку толщиной $0,68 \text{ мг/см}^2$ и выпаривался /источник U-1/. Преимуществом такого метода изготовления источника является возможность получения радиоактивного источника с высокой удельной активностью по изотопу ^{171}Lu , что существенно при измерении слабого позитронного излучения этого изотопа. Присутствие радиоактивного ^{173}Lu в источнике не являлось помехой при исследовании позитронов ^{171}Lu . В измерении нами спектре конверсионных электронов с использованием источника U-1 не обнаружены даже самые интенсивные переходы, сопровождающие распад ^{170}Lu .

б/ Второй метод изготовления источников состоит в следующем: хроматографическим путем выделялись изотопы лютеция из облученной мишени тантала и затем с помощью электромагнитного масс-сепаратора /5/ ^{171}Lu внедрялся в алюминиевую подложку. Таким способом были изготовлены для исследования позитронов ^{171}Lu два источника, внедренные в алюминиевые подложки толщиной $1,8 \text{ мг/см}^2$ (U-2) и $4,85 \text{ мг/см}^2$ (U-3). При измерениях спектров позитронов и конверсионных электронов с использованием источников U-2 и U-3 не

обнаружено присутствия в них примесей соседних изотопов лютетия.

2.2. Методы измерения и обработки спектров позитронов

Измерения спектров позитронов и конверсионных электронов, сопровождающих распад ^{171}Lu , проводились с помощью светосильного безжелезного бета-спектрометра с торондальным магнитным полем СТ-2^{1/6} при трансмиссии $T \approx 20\%$ и разрешении $R = 1,1\%$.

Для того чтобы исключить влияние ряда аппаратурных эффектов, приводящих к искажению измеренного бета-спектра, необходимо полученное при измерении распределение $N(E) = N_c(E) - N_\phi(E)$ / где $N_c(E)$ и $N_\phi(E)$ - значение чисел отсчетов эффект+фон и значение фона в каждой точке спектра при определенных энергиях E бета-частиц/ исправить введением соответствующих поправочных коэффициентов 10^{-10} . Обычно "истинное" распределение $N'(E)$ можно записать в виде

$$N'(E) = N(E) C_e(E) C_B(E) C_R(E) \exp\left\{0,69315 \frac{t_1}{T_{1/2}} - 1\right\} \quad /1/$$

где C_e , C_B , C_R - поправочные коэффициенты на эффективность регистрации бета-частиц детектором, на обратное рассеяние бета-частиц в подложке источника, на разрешение бета-спектрометра, соответственно; t_1 - интервал времени, прошедшего с момента определения первой точки измеренного распределения; $T_{1/2}$ - период полураспада исследуемого изотопа.

С целью определения величин поправочных коэффициентов в нашем случае исследования спектров позитронов проводился ряд методических измерений. Дадим краткие сведения о результатах этих измерений.

Исследования спектра позитронов $^{22}\text{Na}/E_0 = 545 \text{ кэВ}$ показали, что при использовании источника на подложке толщиной $0,68 \text{ мг/см}^2$ доля обратно рассеянных бета-частиц $\approx 2\%$ при 150 кэВ . Доля обратно рассеянных бета-частиц при используемых подложках источника толщиной $1,8 \text{ мг/см}^2$ и $4,85 \text{ мг/см}^2$ больше, но она оказалась в

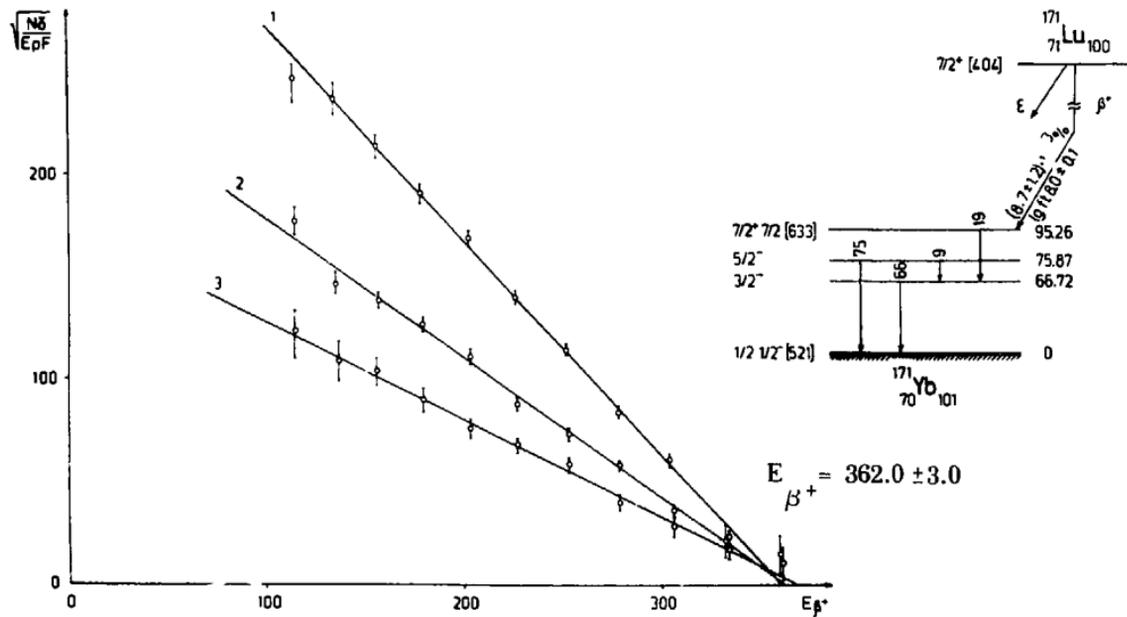
нашем случае измерений по величине меньше статистических ошибок. Эффективность регистрации C_0 как для электронов, так и для позитронов в области энергий больше 130 кэВ равна единице при используемом нами уровне дискриминации регистрируемых импульсов от сцинтилляционного детектора бета-частиц. По наблюдаемой форме спектральных линий конверсионных электронов получена зависимость функции отклика ^{/11/} от энергии электронов для нашего прибора. Это позволяет вводить более реальные поправки $C_0(E)$ измеренного бета-спектра вместо обычных поправок $C_R(E)$, учитывающих только разрешение ^{/12/} бета-спектрометра. Проведенные расчеты $C_0(E)$ показали, что искажение измеренного спектра позитронов ^{171}Lu не превышает 2% в области энергий больше 150 кэВ . Обработка измеренных спектров позитронов ^{171}Lu проводилась по методике, описанной в работе ^{/13/}, в которой изложен используемый нами метод определения значения граничной энергии и интенсивности бета-спектра.

Позитронный спектр измерялся в течение нескольких дней, и по спаду его активности оценен период полураспада $T_{1/2} = 8 \text{ дн}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Значение граничной энергии и интенсивности позитронов ^{171}Lu

При всех измерениях с использованием трех источников ^{171}Lu нами наблюден однокомпонентный спектр позитронов. График Ферми-Кюри является прямой линией в пределах экспериментальных ошибок, включающих в себя статистические ошибки и погрешности из-за неопределенности энергии ^{/13/}. На рисунке приведены графики Ферми-Кюри, полученные при обработке измеренных спектров позитронов ^{171}Lu . Графики, обозначенные цифрами 1, 2, 3 на рисунке, соответствуют измерениям с использованием источников U-1, U-2, U-3, соответственно. Полученные значения граничной энергии однокомпонентного спектра позитронов ^{171}Lu при измерении этими тремя источниками приведены в табл. 1.



Графики Ферми-Кюри, полученные при обработке измеренных спектров позитронов ^{171}Lu .

Таблица 1
Значения граничной энергии позитронов ^{171}Lu

Источник	E_0 , кэВ	$\langle E_0 \rangle$, кэВ
$\Gamma - 1$	362 ± 3	
$\Gamma - 2$	360 ± 3	362 ± 3
$\Gamma - 3$	368 ± 5	

В этой таблице приведено средневзвешенное значение граничной энергии E_0 позитронов ^{171}Lu .

Для определения доли позитронов на распад ^{171}Lu нами в каждом опыте измерялись конверсионные электроны в тех же условиях, что и позитроны.

Получено среднее значение отношения интенсивности позитронов J_{β^+} к интенсивности конверсионных электронов K_{739} , равное

$$J_{\beta^+} / J_{K_{739}} = 0,074 \pm 0,006.$$

Принимая, согласно работе [11], значение интенсивности конверсионных электронов $J_{K_{739}} = 0,117 \pm 0,007\%$ на распад ^{171}Lu , получим, что интенсивность позитронного распада $J_{\beta^+}^{171}\text{Lu}$ составляет $/8,7 \pm 1,2 / \times 10^{-3} \%$.

3.2. Разность масс $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$

Из анализа баланса интенсивностей заселения возбужденных состояний ^{171}Yb , возникающих при распаде ^{171}Lu , следует, что позитроны заселяют возбужденный уровень ^{171}Lu с энергией $95,26$ кэВ [7, 2] [633]. На основе этого значение разности масс $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ должно быть равным $Q_{\beta^+} = /1479 \pm 3 /$ кэВ.

3.3. Экспериментальное значение $\log ft$

По полученным значениям граничной энергии E_0 и интенсивности J_{β^+} позитронов при распаде ^{171}Lu нами

определено значение $\log ft = 8,0 \pm 0,1$ для разрешенного задержанного бета-перехода $7/2^+[404] \rightarrow 7/2^+[633]$.

Авторы работы ^{/14/} получили, что заселение возбужденного уровня с энергией $95,26 \text{ кэВ}$ путем электронного захвата ^{171}Lu составляет $16 \pm 3\%$. На основе этого и предыдущего значения энергии распада $Q = 1500 \text{ кэВ}$ ими получено значение $\log ft = 8,0$. Из теоретического значения $\epsilon/\beta^+ = /2370 \pm 20G/$ ^{/16/} для $E_0 = /362 \pm 3/ \text{ кэВ}$ и экспериментального значения $J_{\beta^+} = /8,7 \pm 1,2/ \cdot 10^{-3} \%$ на распад ^{171}Lu нами определен процент заселения электронным захватом возбужденного состояния с энергией $95,26 \text{ кэВ } 7/2^+[633]$, который равен $\epsilon = /20,6 \pm 4,6/ \%$ на распад ^{171}Lu . Это значение находится в хорошем согласии с данными работы ^{/14/}, полученными при тщательном исследовании конверсионных электронов ^{171}Lu в области малых энергий.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ $\log ft$

Бета-переход $7/2^+[404] \rightarrow 7/2^+[633]$ является разрешенным задержанным переходом ($\Delta N=2$). Полученное экспериментальное значение $\log ft = /8,0 \pm 0,1/$ указывает на то, что этот бета-переход сильно заторможен и принадлежит группе интересных случаев разрешенных бета-переходов. Увеличенное значение $\log ft$ связано, по-видимому, с влиянием структурных эффектов ядерных состояний, приводящих к уменьшению ядерных матричных элементов для разрешенных бета-переходов. С целью проверки этих предположений нами проведены расчеты матричных элементов и соответствующих значений $\log ft$. Приведем краткое описание метода и результатов расчета.

Согласно принятому формализму теории бета-распада, описанному в работах ^{/17,18/}, значение ft можно определить следующим образом:

$$ft = \frac{2\pi^3 \ln 2}{g^2 C(E)}, \quad /1/$$

где постоянная /19/

$$\frac{2\pi^3 \ln 2}{\kappa^2} - (6260 \pm 60), \quad /2/$$

$C(E)$ - формфактор спектра, выраженный через коэффициенты формфакторов $A_{\kappa\lambda\gamma}^{(N)}$ и $V_{\kappa\lambda\gamma}^{(N)}$, где V и

Λ обозначают векторное и аксиально векторное взаимодействия, κ - ранг, λ - мультипольность и γ - спин

сферического тензорного оператора. Коэффициенты $A_{\kappa\lambda\gamma}^{(N)}$, $V_{\kappa\lambda\gamma}^{(N)}$ записываются в виде

$$A_{\kappa\lambda\gamma}^{(N)} = (-1)^{\lambda-\kappa} \sqrt{\frac{4\pi}{(2J_i+1)}} \int \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} \langle J_f || (C_V - C_A) Y_5^{\gamma} T_{\kappa\lambda\gamma} r^{\pm} || J_i \rangle \sqrt{\Lambda_f \Lambda_i} \quad /3/$$

и

$$\sqrt{\frac{4\pi}{(2J_i+1)}} \int \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} \langle J_f K_f || (Y_5^{\gamma})^{\gamma} T_{\kappa\lambda\gamma} r^{\pm} || J_i K_i \rangle =$$

$$= \sqrt{\frac{2J_f+1}{(1+\delta_{k_i,0})(1+\delta_{k_f,0})}} \begin{Bmatrix} J_f & K & J_i \\ -K_f & K_f & -K_i \end{Bmatrix} \int \chi_{\Omega_f} \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} (y_5^{\gamma})^{\gamma} T_{\kappa\lambda\gamma} r^{K_f-K_i} \chi_{\Omega_i}^2 dr +$$

$$+ (-1)^{J_f+K_f} \begin{Bmatrix} J_f & K & J_i \\ -K_f & -K_f & -K_i \end{Bmatrix} \int \chi_{-\Omega_f} \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} (y_5^{\gamma})^{\gamma} T_{\kappa\lambda\gamma} r^{-K_f-K_i} \chi_{\Omega_i}^2 dr,$$

/4/

где χ_{Ω_f} и χ_{Ω_i} - внутренние собственные волновые

функции конечного и начального состояний ядер.

В представлении $|\ell j \Omega\rangle$ для одночастичного состояния имеем

$$\chi_{\Omega} = i^{\ell_{\max}} \sum_{n\ell j} (-1)^{\frac{1}{2}(\ell-\Omega)} C_{n\ell j}^{\ell, \Omega} R_{n\ell j}(\tau) \sqrt{(2j+1)} \binom{\ell-\frac{1}{2}j}{\Omega-\mu\mu-\Omega} Y_{\ell, \Omega-\mu}^{\ell} \mu^{\frac{1}{2}+\mu}. \quad /5/$$

Общее выражение для внутренних матричных элементов записывается следующим образом:

$$\int \lambda \Omega_f \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} T_{k\lambda y}^{K_f-K_i} r_i^+ X_{\Omega_i} d\tau = i^{\ell_{f\max} + \ell_{i\min} + \lambda} \times$$

$$\times \sum_{\substack{J_i J_f \\ n_i n_f}} C_{n_i J_i}^{\Omega_f} C_{n_f J_f}^{\Omega_i} (-1)^{J_f - \Omega_f + \ell_i} \times$$

$$\times \sqrt{(2k+1)(2j_i+1)(2\ell_i+1)(2\ell_f+1)(2\lambda+1)(2k+1)} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} k & j_f & j_i \\ \lambda & \ell_f & \ell_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_f & k & \ell_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_i & \lambda & \ell_f \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \langle n_f \ell_f | \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} | n_i \ell_i \rangle, \quad /6/$$

где $\ell_{i\max}$ и $\ell_{f\max}$ - максимальные значения орбитального углового момента начального и конечного состояний ядер.

При расчете нами использовались волновые функции, полученные Гареевым и др. /20/.

Радиальная часть этих волновых функций имеет вид:

$$R_{n\ell_j}(r) = \frac{N_n}{r} \sqrt{\frac{A}{C}} H_n[S(r)] \exp[-S^2(r)/2], \quad /7/$$

где

$$S(r) = \begin{cases} B \ln\left(\frac{r}{A}\right) & r \geq A, \\ B_1 \ln\left(\frac{r}{A}\right) & r < A, \end{cases}$$

N_n - нормировочный множитель; $H_n[S(r)]$ - полином Эрмита; A, B, B_1, C - параметры, характеризующие волновую функцию состояния. Радиальная часть матричных элементов

$$\langle n_f \ell_f | \left(\frac{r}{R}\right)^{\lambda+2N} | n_i \ell_i \rangle$$

рассчитывалась с помощью созданной подпрограммы, включаемой в программу численного интегрирования по методу Симпсона. В подпрограмму вводятся параметры N_n , A , B , B_1 и C , характеризующие начальные и конечные состояния ядер.

Приведенные волновые функции в работе ^{/20/} рассчитаны для радиуса ядра $R = 1,26 A^{1/3} f$ для нейтронных и $1,25 A^{1/3} f$ - для протонных состояний при параметрах деформации $\beta_2 = 0,26$ и $\beta_4 = 0,02$.

С другой стороны, использовались также одночастичные волновые функции, полученные нами при диагонализации ядерного гамильтониана с аксиальной симметрией и центральной частью потенциала Саксона-Вудса:

$$H_{\beta} = -\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right) \nabla^2 - V_0 f(r) - V_0 \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{df}{dr} \vec{\ell} \vec{s} + \\ + V_0 A^{1/3} \frac{df}{dr} (\beta_2 Y_{20} + \beta_4 Y_{40}), \quad /8/$$

где $f(r)$ - функция Саксона-Вудса $(1+x)^{-1}$, а $x = \exp\{(r+r_0 A^{1/3})/a_0\}$.

При получении состояний протонной системы добавляется соответствующий кулоновский потенциал однородно заряженного шара радиусом $r_0 A^{1/3} f$. Диагонализация при использовании этого потенциала осуществлялась нами так же, как и в работе ^{/21/}. Здесь применяется осцилляторный базис и радиальная часть волновой функции представляется в виде

$$N_{N\ell}(r) = (NORM)_{N\ell} V_{N\ell}(r^2) r^{\ell+1} \exp\{-1/2 r^2\}, \quad /9/$$

где $V_{N\ell}(r^2)$ - полином Лагера, $(NORM)_{N\ell}$ - соответствующий нормировочный множитель. Диагонализация потенциала /8/ проводилась при $\beta_2 = 0,25; 0,30; 0,35$ и $\beta_4 = -0,04; -0,16$. При этом для протонных состояний $V_{op} = 58$ МэВ, для нейтронных состояний $V_{on} = 43$ МэВ.

Основное состояние ^{171}Lu принято как одноквази-частичное состояние $p 7/2^+ + 7/2^+ [404] 97\%$ ^{/20/}, а конечное

Таблица 2

Значения коэффициентов формфакторов и f_t для β^+ -переходов $p7/2[404] \rightarrow n7/2[633]$,
 $171Lu \rightarrow 171Yb$

$A, V \begin{matrix} (N) \\ \downarrow \\ k, \lambda, \gamma \end{matrix}$	Использованные волновые функции						
	Из работы /20/ при $\beta_2 = 0,26$ и $\beta_4 = 0,02$	рассчитанные по аналогии с /21/					
		$A_4 = -0,04$			$\beta_4 = -0,16$		
		$\beta_2 = 0,25$	$\beta_2 = 0,30$	$\beta_2 = 0,35$	$\beta_2 = 0,25$	$\beta_2 = 0,30$	$\beta_2 = 0,35$
$V F_{000}^{(0)}$	+0,0035	+0,0051	0,0071	0,0094	0,0257	0,0283	+0,0389
$V F_{200}^{(2)}$	+0,0082	+0,0106	+0,0127	+0,0151	0,0475	0,0452	0,0540
$A F_{210}^{(2)}$	+0,0066	+0,0109	+0,0137	+0,0168	+0,0443	0,0429	+0,0443
$A F_{211}^{(2)}$	-0,0047	-0,0051	-0,0044	-0,0030	-0,0021	-0,0054	-0,0105
\sqrt{R}	0,466	0,230	0,247	0,455	0,455	0,401	0,437
f_t	$9,94 \cdot 10^7$	$4,57 \cdot 10^7$	$2,66 \cdot 10^7$	$1,73 \cdot 10^7$	$0,24 \cdot 10^7$	$0,24 \cdot 10^7$	$0,18 \cdot 10^7$
$\log f_t$	7,99	7,66	7,43	7,24	6,38	6,38	6,26

состояние, уровень с энергией 95,26 кэВ ^{171}Lu - как смесь одноквазичастичных состояний из-за кориолисова взаимодействия ^{/22/}

$$|7/2^+ [95,26 \text{ кэВ}] \rangle = 0,0034 |1/2 [660] \rangle + 0,0243 |3/2 [651] \rangle + \\ + 0,1520 |5/2 [642] \rangle + 0,9881 |7/2 [633] \rangle . \quad /10/$$

Большая амплитуда состояния $7/2 [633]$ приводит к тому, что расчет значений ft дает одинаковые величины как с учетом, так и без учета первых трех одноквазичастичных компонентов в формуле /10/. Конкретные расчеты с использованием вышеуказанных волновых функций проводились так же, как и в работах ^{/23/}. Рассчитанные коэффициенты формфакторов $A, V, F_{\kappa\lambda\gamma}^{(N)}$ и соответствующие значения ft и $\log ft$ приведены в табл. 2. Так как в случае распада $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ числа пар в нейтронной и протонной системах остаются неизменными,

то, согласно работе ^{/24/}, $\sqrt{R_Z} = \sqrt{U_Z^2}$ и $\sqrt{R_N} = \sqrt{U_N^2}$. Значения $\sqrt{R} = \sqrt{R_Z} \sqrt{R_N}$ приведены также в табл. 2.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По систематике, приведенной в работе ^{/15/}, экспериментальные значения $(\log ft)_3$ для разрешенных задержанных бета-переходов ($\Delta N = 2$), происходящих между одноквазичастичными состояниями деформированных ядер редкоземельных элементов, лежат в пределах от 6,0 до 8,5.

В табл. 3 приведены значения $(\log ft)_3$ для разрешенных задержанных бета-переходов типа $7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^+ [633]$, взятые из работы ^{/15/} и полученные нами $(\log ft)_3$ для такого же типа бета-перехода в случае распада ^{171}Lu .

Таблица 3

Разрешенные задержанные бета-переходы ($\Delta N=2$) типа $7/2^+[404] \rightarrow 7/2^+[633]$

β -переход	$(\log ft)_\beta$	E_β^* , кэВ
$^{165}\text{Ho} \leftarrow ^{165}\text{Dy}$	7,8	715
$^{169}\text{Tm} \leftarrow ^{169}\text{Yb}$	8,6	315
$^{173}\text{Ta} \rightarrow ^{173}\text{Hf}$	8,3	198
$^{175}\text{Ta} \rightarrow ^{175}\text{Hf}$	6,7	207
$^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Hf}$	8,1	746
$^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$	$8,0 \pm 0,1$	95

* Энергия уровня конечных состояний ядер.

Как видно из табл. 3, полученное значение $(\log ft)_\beta$ для бета-перехода $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ хорошо согласуется с экспериментальными значениями $\log ft$ для такого же типа бета-перехода в других ядрах.

Кроме этого, из проведенных расчетов /табл. 2/ следует, что при использовании волновых функций из работы /20/ получается очень хорошее согласие теоретического и экспериментального значения $\log ft$, тогда как при использовании волновых функций, полученных при диагонализации гамильтониана /8/ согласно работе /21/, получается удовлетворительное согласие только при $\beta_2 = 0,25$ и $\beta_4 = -0,04$ /табл. 2/.

Определенные нами и существующие данные о разности масс $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ приведены в табл. 4.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность проф. К.Я.Громову за полезную дискуссию и постоянный интерес к работе.

Таблица 4
 Данные о разности масс $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$

Виола (1974)*	Разности масс, полученные при расчете по полуэмпирическим формулам							Экспериментальные данные	
	Камерон (1957)*	Хилман (1964)*	Майерс (1965)*	Зигер (1970)*	Элинг (1964)*	Гарвей (1969)*	Зельдер (1967)*	Работы ^{/2/}	Наст. работы
1361	884	1309	642	1718	894	1520	1435	1700 \pm 200	1479 \pm 3

+) Год публикации соответствующей работы. Ссылки на работы авторов, результаты которых приведены в столбцах I-8, даны в работе К.Я. Громова и др. ^{/15/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Д.Витман, Б.С.Джелепов, В.Я.Ефремова. ЯФ, 1, вып. 5, 937 /1965/.
2. Н.А.Бонч-Осмоловская, Ц.Вылов, К.Я.Громов, А.Ш.Хамидов. Известия АН СССР, сер. физ., т. 38, 2516 /1974/.
3. Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, Г.Макарие, М.Фингер. ОИЯИ, Р6-9711, Дубна, 1976.
4. Н.А.Бонч-Осмоловская, Я.Коничек, М.Фингер, И.Ференцеи, А.Ф.Щусь. ОИЯИ, Р6-8846, Дубна, 1975, стр. 134.
5. В.П.Афанасьев, А.Т.Василенко, И.И.Громова, Ж.Т.Желев, В.В.Кузнецов, М.Я.Кузнецова, Д.Мончка, Ю.П.Поморски, В.И.Райко, А.В.Ревенко, В.М.Сороко, В.А.Уткин. ОИЯИ, 13-4763, Дубна, 1969.
6. М.Гасиор, К.Я.Громов, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, А.В.Полемпа, Б.Дец, Б.Корецки, Е.Стажевски, М.Яницки. ОИЯИ, Д6-7094, 167, Дубна, 1973.
7. T.Nagarajan, K.Venkata Reddy. Nucl.Instr. and Meth., 80, 217 /1970/.
8. T.Nagarajan, M.Ravindranath, K.Venkata Reddy. Nucl.Instr. and Meth., 67, 77 /1969/.
9. T.Nagarajan, M.Ravindranath, K.Venkata Reddy, Swami Jnananada. Phys.Rev., 178, 1968 /1969/.
10. H.Paul. Nucl.Instr. and Meth., 37, 109 /1965/.
11. В.М.Горожанкин, К.Я.Громов, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, Г.Макарие. ОИЯИ, Р6-10239, Дубна, 1976.
12. H.Paul. Nucl.Instr. and Meth., 31, 307 /1964/.
13. Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Макарие. ОИЯИ, Р6-10183, Дубна, 1976.
14. К.П.Артамонова, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев. Изв. АН СССР, сер. физ., 39, 522 /1975/.
15. К.Я.Громов, Х.-У.Зиберт, В.Г.Калинников, Г.Музиоль, Х.Штрусный. ЭЧАЯ, том 6, вып. 4, 971 /1975/.
16. Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова, Ю.П.Суслов. "Бета-процессы", Наука, Л., 1972.
17. H.Behrens, J.Janecke, Landolt Bornstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, group I, v. 4, Numerical Tables for β -Decay and Electron Capture (Springer Verlag, Berlin), 1969.
18. H.Behrens, W.Buhring. Nucl.Phys., A162, 111 /1971/.
19. О.Бор, Б.Мотпельсон. В кн. "Структура атомного ядра", т. 1, изд. "Мир", М., 1971.

20. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, том 4, вып. 2, 357 /1973/.
21. B.Hird. *Comp.Phys.Commun.*, 6, 30 /1973/.
22. T.Lindblad, H.Ryde, B.Barnoud *Nucl.Phys.*, A193, 155 /1972/.
23. D.Bogdan, T.Cretu, G.Macarie. *Z.Phys.*, 263, 121 /1973/; *Z.Phys.*, 265, 385 /1973/.
24. В.Г.Соловьев. "Теория сложных ядер", Наука, М., 1971, стр. 260.

*Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1976 года.*