

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-85-792

В.М.Горожанкин, Н.И.Рухадзе¹, Ш.Бриансон²,
В.Б.Бруданин, Ц.Вылов, К.Я.Громов,
А.Ф.Новгородов, В.Н.Покровский

РАСПАД ^{158}Tl
И ВОЗМОЖНОСТЬ УТОЧНЕНИЯ МАССЫ
ЭЛЕКТРОННОГО НЕЙТРИНО

Направлено в Известия АН СССР, сер. физ.

¹ Тбилисский государственный университет

² ЦЯСМС, Орсе, Франция

1985

1. Введение

Измеряя форму бета-спектра трития, группа ИТЭФ получила указание на отличие массы электронного антинейтрино $m_{\bar{\nu}}$ от нуля ^{/1,2/}, однако этот результат подвергнулся критике (см., например, ^{/3,4,5/}). Одной из возможностей независимого получения оценки $m_{\bar{\nu}}$ является изучение электронного захвата с малыми энергиями распада. Действительно, изменение вероятности электронного захвата, обусловленное наличием конечной массы у нейтрино и связанное с уменьшением фазового объема, пропорционально величине $(1 - m_{\bar{\nu}}^2/Q_i^2)^{1/2}$, где $Q_i = Q - E^* - \epsilon_i$, Q - энергия бета-распада, E^* - энергия ядра, на который происходит бета-распад, а ϵ_i - энергия связи электрона i -й оболочки атома.

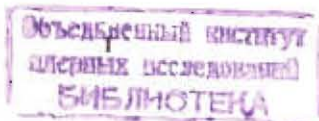
В 1983 году Рагхаван ^{/6/} сообщил об обнаружении ветви К-захвата с ультранизкой энергией $Q_K = 156 \pm 17$ эВ при распаде ¹⁵⁸Tb на уровень $\Pi 87,1$ кэВ ¹⁵⁸Gd. Столь малая величина кинематической энергии распада (наименьшая из всех известных) сделала бы ¹⁵⁸Tb наиболее перспективным кандидатом для измерения массы электронного нейтрино. Однако на основе анализа совокупности экспериментальных данных об энергиях ядерных реакций и разностях масс нуклидов, а также некоторых дополнительных измерений Бурке ^{/7/} пришел к выводу о том, что результат Рагхавана противоречит энергетическому балансу.

Учитывая важность вывода работы ^{/6/}, мы провели новое исследование распада ¹⁵⁸Tb с целью проверки существования ветви К-захвата на уровень $\Pi 87,1$ кэВ ¹⁵⁸Gd, а также уточнения схемы распада. Основные результаты нашего эксперимента были вкратце сообщены ранее ^{/8,9/}.

2. Распад ¹⁵⁸Tb

Распад ¹⁵⁸Tb был наиболее полно исследован в работе ^{/10/}, в которой была предложена общепринятая сейчас схема распада ^{/11/}, изображенная на рис. 1. Однако современные ядерно-спектроскопические методы позволяют уточнить значения энергий уровней и другие характеристики. С этой целью нами были проведены измерения спектров гамма-квантов и гамма-гамма-совпадений.

Источник ¹⁵⁸Tb был получен в реакции двойного захвата тепловых нейтронов обогащенным ¹⁵⁶Dy
¹⁵⁶Dy (n, γ) ¹⁵⁷Dy (8,1 часа, э.э.) ¹⁵⁷Tb (n, γ) ¹⁵⁸Tb.



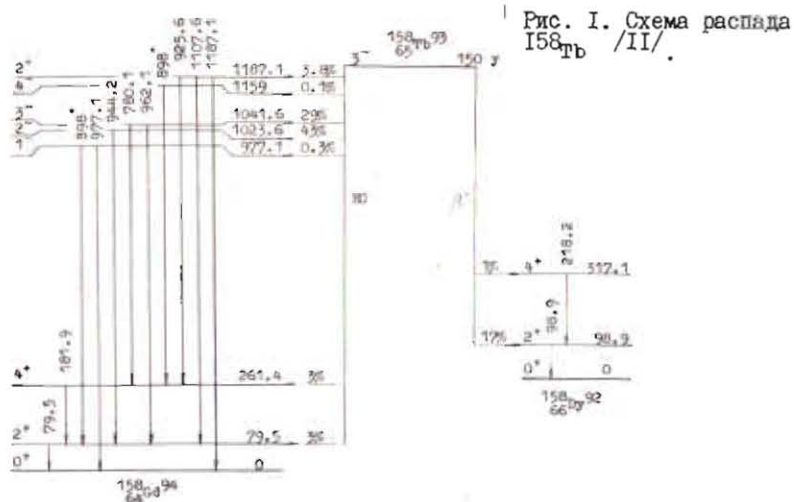


Рис. 1. Схема распада ^{158}Tb /II/.

При облучении в течение полугода отношение содержания изотопов ^{157}Tb и ^{158}Tb в мишени составило $6,3 \pm 0,3$. В результате химической очистки теробия методом ионно-обменной хроматографии и изотопного разделения с помощью электромагнитного масс-сепаратора был приготовлен источник ^{158}Tb с активностью $0,62 \text{ мкКи}$, примесь ^{157}Tb в котором не превышала 1%. В измерениях $\beta\beta$ -совпадений применялся также более активный ($19,2 \text{ мкКи}$ ^{158}Tb) источник, не разделенный по изотопам и содержащий смесь ^{157}Tb и ^{158}Tb в исходном соотношении. На рис. 2 для сравнения соотношения интенсивностей $KX(\text{Gd})$ и β 79,5 кэВ приведена низкоэнергетическая область спектра гамма-излучения обоих источников. Некоторые типичные аппаратные гамма-спектры и интегральные спектры $\beta\beta$ -совпадений приведены на рис.3-5.

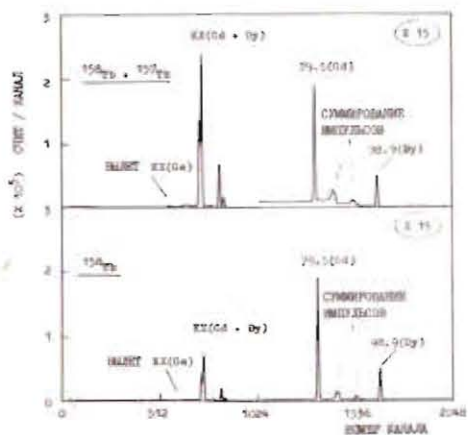


Рис. 2. Низкоэнергетическая область спектра β -лучей источников ^{158}Tb и смеси $^{157}\text{Tb} + ^{158}\text{Tb}$, измеренные с помощью $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора.

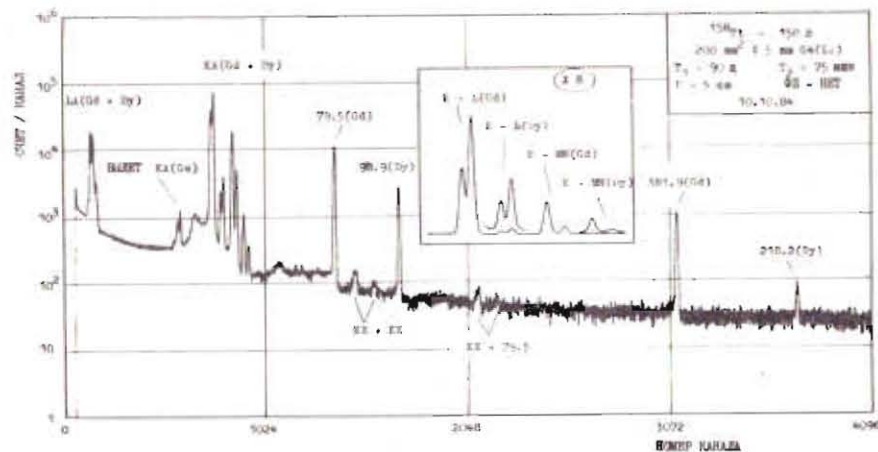


Рис. 3. Аппаратурный спектр β -квантов ^{158}Tb , измеренный с помощью $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. T1 - промежуток времени от момента изготовления источника до измерения; T2 - время измерения; P - расстояние между источником и детектором; ФП - фильтр поглощения.

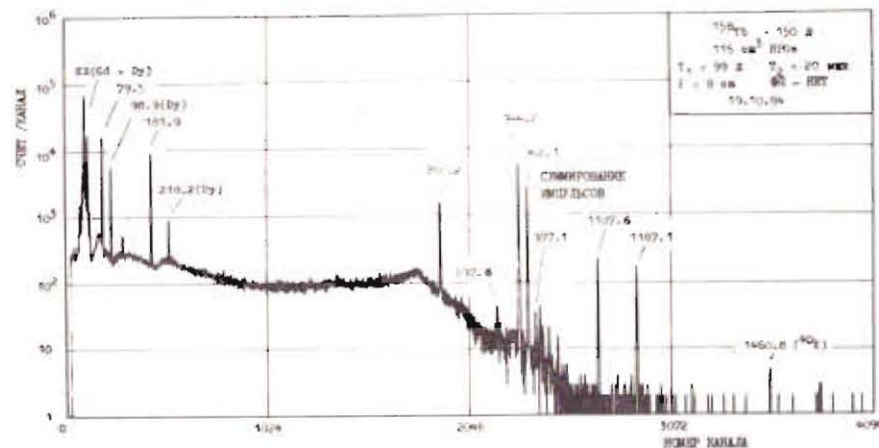


Рис. 4. Аппаратурный спектр β -квантов ^{158}Tb , измеренный с помощью 115 см^3 HP Ge-детектора. (Обозначения те же, что и на рис. 3).

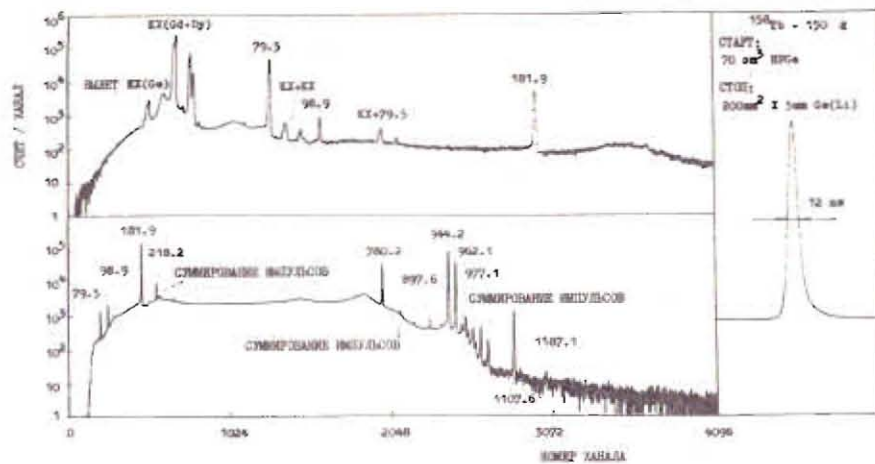


Рис. 5. Интегральные спектры совпадений X-, Y- и t-каналов, полученные в серии 2 (см. текст).

В измерениях использовались полупроводниковые детекторы планарного и коаксиального типа, основные характеристики которых приведены в табл. 1. В колонке "энергетическое разрешение" дается полная ширина линии с энергией E_0 на половине высоты.

Таблица 1

Характеристики ПД, использованных в измерениях $\beta\beta$ -спектров, $\beta\beta$ -совпадений и $\chi\beta$ -совпадений

Детектор	Размеры детектора	Энергетическое разрешение для E_0 / кэВ /			Изготовитель	
		^{57}Co 5,6 кэВ	^{57}Co 122 кэВ	^{60}Co 1332 кэВ		
П1	Ge(Li)	200 мм ² X 5 мм	240 эВ	550 эВ	-	ORTEC
П2	HPGe	25 мм ² X 4 мм	250 эВ	550 эВ	-	FGT
К1	Ge(Li)	100 см ³	-	1,0 кэВ	1,9 кэВ	ORTEC
К2	HPGe	70 см ³	-	1,0 кэВ	1,9 кэВ	SCHEIBERGER
К3	HPGe	115 см ³	-	1,0 кэВ	1,9 кэВ	ORTEC

В β - и $\beta\beta$ -спектрометрах применялась аналоговая электроника фирмы ORTEC, что обеспечило хорошую стабильность и высокие спектрметрические и временные характеристики трактов. Измерение энергий и интенсивностей гамма-квантов и обработка результатов проводились в соответствии с методикой, изложенной в работе /12/. Энергетическая калибровка спектрометров осуществлялась с использованием нормалей энергий гамма-квантов /13/, а эффективность детекторов определялась с помощью многоэнергетических эталонных источников ^{75}Se , ^{169}Yb , ^{133}Ba , ^{182}Tl , ^{152}Eu , ^{110m}Ag , ^{192}Ir и ^{56}Co данные об относительных интенсивностях которых взяты из работы /14/.

Результаты обработки гамма-спектров сведены в табл. 2. Для срав-

Таблица 2

Энергии и относительные интенсивности гамма-квантов в распаде ^{158}Tb

Greewood et. al	E_γ (кэВ)		I_γ (с. ед.)	
	Thomas, LoSecco	Настоящая работа	Paperiello et. al	Настоящая работа
		$K_{\alpha 2}(Gd)$		51.6(15)
		$K_{\alpha 1}(Gd)$		91.6(27)
		$K_{\alpha 2}(Dy)$		2.86(8)
		$K_{\alpha 1}(Dy)$		5.13(15)
		$K_{\beta 1}(Gd)$		28.6(8)
		$K_{\beta 2}(Gd)$		7.46(23)
		$K_{\beta 1}(Dy)$		1.63(6)
		$K_{\beta 2}(Dy)$		0.419(15)
79.5104(14)		79.513(1)	26.4(21)	26.5(8)
		98.918(1)	10.8(9)	9.85(29)
181.930(4)		181.944(1)	21.3(17)	22.6(7)
		218.221(4)	2.2(2)	2.13(4)
780.140(35)	780.166(6)	780.183(3)	21.6(14)	21.8(4)
897.590(45)	897.620(55)	897.592(11)	0.24(5) 0.39(10)	0.552(13)
925.620(70)		925.56(10)	0.11(2)	0.101(11)
944.030(50)	944.181(9)	944.189(3)	100.0	100.0
962.060(35)	962.125(9)	962.126(3)	46.2(32)	46.2(9)
977.060(40)	977.070(170)	977.131(13)	0.38(5)	0.398(11)
1107.630(70)	1107.635(9)	1107.626(4)	5.0(4)	4.89(9)
1187.130(90)	1187.147(7)	1187.143(5)	3.8(3)	3.84(7)

нения в таблице приводятся данные по энергиям β -лучей работы /15/, и данные работы /16/, полученные после завершения наших измерений, а также значения интенсивностей β -лучей из работы /10/. Как видно, все данные хорошо согласуются между собой. Это относится и к данным по E_{β} работы /10/, не включенным в табл. 2 из-за существенно меньшей точности.

Заметим, что мы дополнительно исследовали высокоэнергетическую область спектра с целью поиска возбужденных состояний с энергией ≥ 1187 кэВ и прямой разрядкой на основное состояние гадолиния. Измерения (рис. 6) показали, что с вероятностью заселения больше 10^{-5} таких состояний не существует.

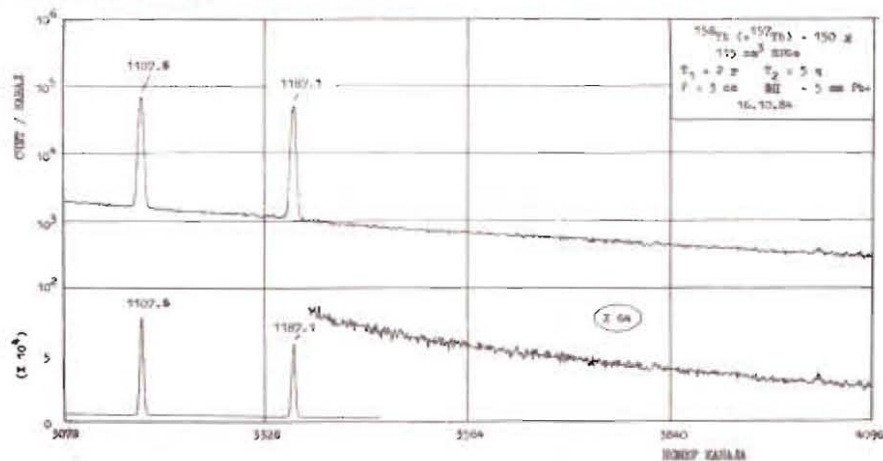


Рис. 6. Высокоэнергетическая область спектра β -квантов ^{158}Tb , измеренная с помощью 115 см^3 HP Ge-детектора (обозначения те же, что и на рис. 3).

Спектры $\beta\beta$ -совпадений изучались с помощью спектрометра трехмерных амплитудно-временных измерений /17/, блок-схема которого приведена на рис. 7. Для наших целей основной интерес представляли совпадения жестких гамма-квантов с низкоэнергетическими. Поэтому в стартовом канале был использован HP Ge-детектор К2, а в стоповом Ge(Li)-детектор П. Для уменьшения динамического диапазона на дискриминаторах постоянной фракции были поставлены аналоговые пороги (~ 170 кэВ и ~ 15 кэВ, соответственно, в стартовом и стоповом каналах), что позволило достичь временного разрешения $2\tau = 12$ нс. Аналоговые пороги в течение всего эксперимента не изменялись. Для снижения нагрузок перед детектором П обычно ставился фильтр из алюминия толщиной 400 мкм.

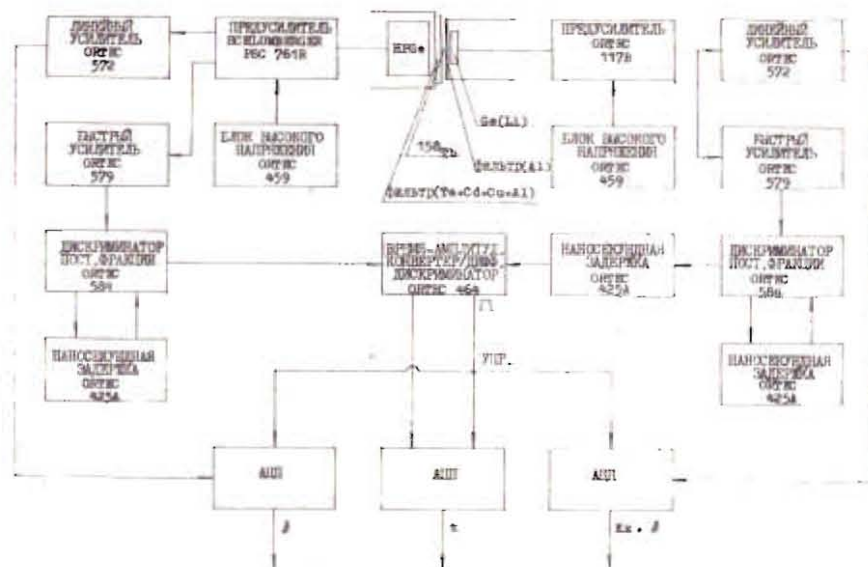


Рис. 7. Блок-схема установки для измерения $\beta\beta$ - и $\gamma\beta$ -совпадений.

Коды зарегистрированных событий записывались на магнитную ленту, причем объем записываемой информации мог быть уменьшен введением цифрового порога по стартовому каналу. Полученный трехмерный массив данных обрабатывался обычным способом с учетом фоновых и случайных совпадений.

Найденные в двух сериях измерений значения нормированных отношений F интенсивности совпадений к интенсивности соответствующей линии в одиночном спектре представлены в табл. 3, где для сравнения приведены также аналогичные данные из работы /10/. Результаты серии I были получены одновременно с данными об $\chi\beta$ -совпадениях, использованными для определения энергии распада $Q_{\beta\beta}$ (см. следующий раздел). Поэтому детекторы располагались близко друг к другу под углом 180° . Возрастающее в этом случае суммирование каскадных переходов может приводить, однако, к заметным искажениям величины F . Так, для перехода 780,2 кэВ величина $F(79,5 \text{ кэВ})$ оказывается заниженной. Этот эффект подтверждается результатами другой серии измерений с более далеким расположением детекторов под углом 90° .

Наши данные согласуются с выводом /10/ о существовании близких по энергии переходов 898 кэВ, приходящих на уровни 79,5 и 261,5 кэВ. Учитывая данные табл. 2 и экспериментальное значение $F(181 \text{ кэВ})$ для

Таблица 3

Интенсивности $\lambda\lambda$ -совпадений в распаде ^{158}Tb

E _у кэВ	окно - 79,5 кэВ			окно - 181,9 кэВ		
	/ I0 /	Настоящая работа		/ I0 /	Настоящая работа	
		I - 180°	2 - 90°		I - 180°	2 - 90°
780,2	0,92(8)	0,845(15)	1,027(22)	1,00(8)	1,00	1,00
897,6	1,37(45)	1,00(9)	0,86(17)	0,37(8)	0,59(3)	0,41(5)
925,5	-	2,0(10)	1,7(8)	1,47(52)	1,4(3)	1,2(5)
944,2	1,00	1,00	1,00	-	-	-
962,1	0,92(8)	0,95(3)	1,026(21)	-	-	-
1107,6	0,93(10)	1,04(2)	1,08(4)	-	-	-

перехода 898 кэВ по серии 2 (табл. 3), можно оценить значение энергии уровня II59 кэВ более точно. Заметим, что с этого уровня, согласно работе ^{/15/}, также идут λ -переходы с энергиями I35,3 кэВ и II7,4 кэВ. Однако их интенсивность очень мала и по нашим оценкам составляет $< 2 \cdot 10^{-5}$ и $< 4 \cdot 10^{-6}$ на распад соответственно. В одиночном спектре таких линий не наблюдалось, а в спектре совпадений с λ 944 есть нечеткие указания на наличие линии λ I35,3 кэВ. Полученные нами данные не подтверждают указания ^{/10/} на существование совпадений λ 210- λ 898, λ 977 кэВ. Уширенный пик в области 210 кэВ наблюдается в соответствующих сечениях в серии I и не наблюдается в серии 2. По-видимому, этот пик обусловлен обратным рассеянием.

Таким образом, наши данные согласуются со схемой уровней рис. I/II/. Полученные в настоящей работе уточненные сведения о схеме распада ^{158}Tb приведены в таблице 4. Отметим, что измеренная нами интенсивность линий рентгеновского КК-излучения гадолиния с поправками на внутреннюю конверсию λ -переходов в ^{158}Gd и выход флуоресценции с К-оболочки согласуется с полной вероятностью К-захвата ^{158}Tb с точностью нескольких процентов.

3. Энергия распада Q_{EC} ^{158}Tb . Электронный захват на уровень 2^+ II87,15 кэВ ^{158}Gd

Одна из возможностей определения энергии распада Q_{EC} состоит в измерении относительной вероятности электронного захвата на К-оболочку

Таблица 4

Сведения о схеме распада ^{158}Tb

Конверсия лучей	У Р О В Н И				Р А З Р Я Д К А			
	E уровня (кэВ)	I*	I бета (% распадов)	log ft	E перехода (кэВ)	I полное (% распадов)	Мульти- полярность	Исходные состояния E, кэВ I*
^{158}Gd	0,000	0*	-	-	-	-	-	-
	79,513(1)	2*	3,4(28)	12,2(4)	79,513(1)	81,2(24)	E2	0,000 0*
	81,457(1)	4*	3,3(4)	12,01(10)	181,944(1)	12,7(4)	E2	79,513(1) 2*
	977,135(13)	1*	0,311(22)	11,71(9)	977,135(13)	0,171(5)	E1	0,000 0*
					897,622(13)	0,140(21)	E1	79,513(1) 2*
	1023,705(3)	2*	42,9(8)	9,34(9)	944,193(1)	42,9(8)	E1	79,513(1) 2*
	1041,642(3)	3*	29,2(4)	9,38(9)	962,135(3)	19,8(4)	E1	79,513(1) 2*
					780,185(3)	9,35(17)	E1	261,457(1) 4*
	1159,066(20)	4*	0,097(18)	11,73(9)	997,549(20)	0,097(18)	-	351,457(1) 4*
					135,3	0,002	-	123,705(3) 2*
				117,4	0,0004	-	1041,642(3) 3*	
^{158}Dy	0,000	0*	-	-	-	-	-	0,000 0*
	98,918(1)	2*	15,9(7)	11,97(9)	98,918(1)	17,0(7)	E2	0,000 0*
	317,139(4)	4*	1,082(20)	12,72(9)	318,221(4)	1,082(20)	E2	98,918(1) 2*

ку P_K , которая зависит от энергии распада Q_{EC} и достаточно точно может быть рассчитана с использованием данных ^{/18/}.

В "идеальном" случае величина P_K может быть найдена через отношение интенсивности совпадений КК-лучей с гамма-квантами, разряжающими данный уровень, $C_{\text{КК},\lambda}$, к интенсивности гамма-квантов в одиночном спектре, S_λ :

$$Y(\lambda) = \frac{C_{\text{КК},\lambda}}{S_\lambda} = P_K^{\text{E}} \cdot \omega_K \cdot \eta_K, \quad (1)$$

где ω_K - выход флуоресценции для К-оболочки, η_K - эффективность регистрации КК-лучей в пике полного поглощения.

В случае распада ^{158}Tb (рис. I) два наиболее интенсивно заселенных при электронном захвате уровня с энергией 1023 и 1041 кэВ разряжаются только каскадными гамма-квантами, соответственно, λ 944- λ 79,5 и λ 962- λ 79,5. Это приводит к появлению в $C_{\text{КК},\lambda}$ некой добавки, обусловленной конверсией перехода 79,5 кэВ. Тогда, следуя ^{/6/}, можно ожидать, что выполняется соотношение

$$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{Y(944) - Y(962)}{Y(1023)} = \frac{P_K^{1023} - P_K^{1041}}{P_K^{1023}} = \frac{\Delta P_K}{P_K} \quad (2)$$

В условиях "близкой геометрии" это соотношение выполняется лишь приближенно, и следует записать

$$\frac{\Delta P_k}{P_k} = f \cdot \frac{\Delta Y}{Y}, \quad (2a)$$

где f - коэффициент, учитывающий суммирование каскадных излучений.

Предполагая, что IX - и более мягкие излучения в детекторы не проникают, можно записать для A_β и $A_x^{E^*}$ - полных вероятностей регистрации в β -детекторе некоторого β -излучения и рентгеновского излучения, сопровождающего электронный захват на уровень с энергией E^* , соответственно

$$A_\beta = \frac{\varepsilon_\beta^{\text{tot}} + \alpha_k^{(\beta)} \omega_k \cdot \varepsilon_k^{\text{tot}}}{1 + \alpha_{\text{tot}}^{(\beta)}}, \quad (3)$$

$$A_x^{E^*} = P_k^{E^*} \omega_k \cdot \varepsilon_k^{\text{tot}},$$

где ε^{tot} - полные эффективности регистрации излучения, $\alpha^{(\beta)}$ - коэффициенты конверсии данного β -перехода. Аналогичные выражения могут быть записаны и для B_β , $B_x^{E^*}$ - вероятностей регистрации в X -детекторе с полными эффективностями η^{tot} .

Тогда, учитывая, что для наблюдения событий в пике не должно быть регистрации сопутствующих каскадных излучений, будем иметь

$$Y(944) = \frac{P_k^{1023} (1 - A_{79} - B_{79}) + (\alpha_k / 1 + \alpha_{\text{tot}}) (1 - A_x^{1023} - B_x^{1023})}{(1 - A_{79}) (1 - A_x^{1023})} \omega_k \cdot \eta_k,$$

$$Y(962) = \frac{P_k^{1041} (1 - A_{79} - B_{79}) + (\alpha_k / 1 + \alpha_{\text{tot}}) (1 - A_x^{1041} - B_x^{1041})}{(1 - A_{79}) (1 - A_x^{1041})} \omega_k \cdot \eta_k,$$

$$Y(1023E) = \frac{P_k^{1023}}{1 - A_x^{1023}} \omega_k \cdot \eta_k,$$

где α_k и α_{tot} - коэффициенты конверсии перехода 79,5 кэВ. После преобразований получим

$$f = \frac{(1 - A_{79}) (1 - A_x^{1041})}{1 - A_{79} - B_{79} - (\alpha_k / 1 + \alpha_{\text{tot}}) \omega_k \eta_k^{\text{tot}}}. \quad (4)$$

Отметим, что значение геометрического множителя зависит, хотя и слабо, от величины $P_k - \Delta P_k$. В условиях нашего эксперимента величина $f = 0,93 \pm 0,02$, что несколько отличается от значения, использованного в

предварительных публикациях /8,9/. В работах /6/ и /20/ явных оценок величины геометрического коэффициента не приводится, а его значение полагалось равным единице. Можно заметить, что в условиях эксперимента /20/ геометрический фактор отличается от (4) и имеет вид

$$f = (1 - B_{79} - \frac{\alpha_k}{1 + \alpha_{\text{tot}}} \omega_k \eta_k^{\text{tot}})^{-1} > 1,$$

что должно увеличить абсолютное значение ΔR , приводимое в работе.

Характеристикой геометрических условий эксперимента может являться также абсолютное значение $Y(1023E)$. Если приведенные в /6/ значения $Y(1023E)$ являются абсолютными (т.е. времена измерений совпадения и одиночного спектра одинаковы), то величина $\eta_k / 1 - A_x^{1023}$ в /6/ приблизительно в 8+8,5 раз выше, чем в настоящем эксперименте ($Y(1023E) = 0,024$). В таких условиях роль геометрического фактора f может оказаться значительной. Заметим, что суммирование фотопиков и пиков сумм ($KX + KX$) и ($KX + Y_{79}$) для определения эффекта в /6/ приводит к изменению вида коэффициента f , для этого в (4) вместо B_{79} необходимо подставить

$$B'_{79} = \frac{(\eta_{79}^{\text{tot}} - \eta_{79}) + \alpha_k \omega_k (\eta_k^{\text{tot}} - \eta_k)}{1 + \alpha_{\text{tot}}}.$$

К сожалению, невозможно провести похожего сравнения с $Y(977)^{/20/}$, поскольку в этой работе не приведено время измерения соответствующих одиночных спектров.

Еще одним источником систематической погрешности, как отмечалось в /20/, является метод определения площадей пиков в ответных спектрах совпадений, в том числе фоновых и случайных. Мы дополнительно провели обработку наших данных несколькими методами. Для этого использовались как ответные рентгеновские спектры при постановке окон в спектре гамма-детектора ("прямая" сортировка), так и ответные гамма-спектры ("обратная" сортировка). Площади линий находились как с заданием априорной формы линий (программа "Каток"), так и просто суммированием событий с последующим учетом фона. Границы областей спектра, служащих для определения площадей линий, варьировались и при том аналогичном образом для всех интересующих линий. Оказалось, что значения $\Delta Y/Y$, полученные разными методами, при усреднении по таким вариациям хорошо согласуются между собой, и их разброс был принят в качестве оценки систематической ошибки нашего результата. Таким образом, наш результат может быть записан $\Delta P_k / P_k = 0,0155 \pm 0,0030$, причем в оценку приведенной погрешности основной вклад вносит статистическая погрешность, составляющая 0,0025 (при числе событий, набранном в совпадениях с β 944 $\sim 2 \cdot 10^6$).

Для сравнения на рис. 8 приведены известные к настоящему времени значения $\Delta R_K / R_K$ и вытекающие из них величины энергии распада ^{158}Tb .

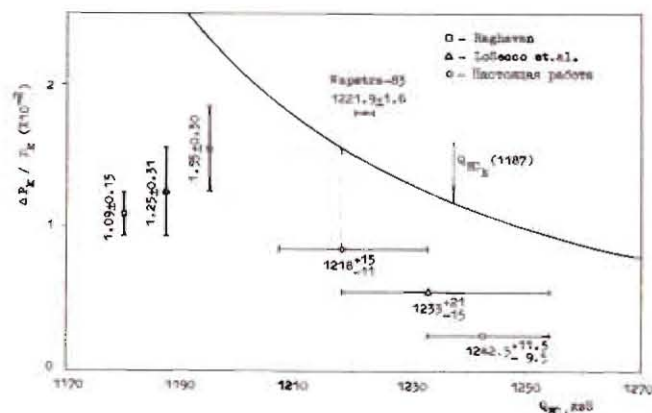


Рис. 8. Сравнение экспериментальных значений $\Delta Y/Y$ и энергий распада ^{158}Tb — ^{158}Gd , полученных в настоящей работе и в [6, 19, 20]. Кривая — зависимость относительного изменения вероятности К-захвата $\Delta R_K / R_K$ для уровней 1023,7 кэВ и 1041,6 кэВ ^{158}Gd от энергии распада $Q_{\beta\beta}$.

Заметим, что приведенный на рис. 8 результат [20]

$$\Delta R = R\left(\frac{944}{977}\right) - R\left(\frac{962}{977}\right) = 1,22(30) \cdot 10^{-2}$$

пересчитан к $\Delta R_K / R_K$ с учетом отношения $R_K^{1023} / R_K^{977} = 0,973$ и в свете сказанного ранее может быть еще выше из-за геометрического фактора. Из данных, приведенных на рис. 8, видно, что значения энергии распада ^{158}Tb , полученные в настоящей работе и в [20], не противоречат величине, даваемой Вагстра [19] из систематики масс ядер. Отличие же результата [6] от этого значения может быть обусловлено как неучетом геометрического фактора, так и недооценкой систематической погрешности, отмеченной в [20]. В целом оценка возможностей данного метода определения энергии распада $Q_{\beta\beta}^{158}\text{Tb}$, основанного на измерении разности двух близких величин, подтверждает вывод [20] о том, что его чувствительность недостаточна, чтобы надежно исключить или установить существование ветви К-захвата на уровень 1187,15 кэВ ^{158}Gd .

Доказательством существования этой ветви электронного К-захвата может быть наличие совпадений КХ-лучей с γ 1187,15 кэВ. Мы провели измерение таких совпадений с помощью установки, описанной выше, и с сохранением геометрических условий опыта, в котором определялось отно-

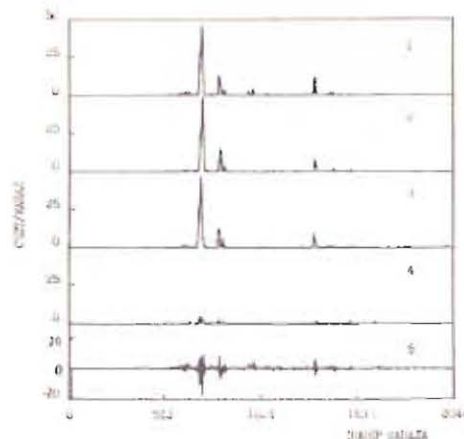


Рис. 9. Аппаратурные спектры совпадений КХ-лучей с γ 1187,1 кэВ. 1 — окно пика γ 1187; 2, 3 — соответственно, левое и правое фоновые окна; 4 — спектр случайных совпадений; 5 — результирующий спектр с учетом фоновых и случайных событий.

шение $\frac{\Delta R_K}{R_K}$. При этом перед гамма-детектором был помещен фильтр из фольг Al+Cu+Cd+Ta+Gd+Cu+Al, толщиной ~1 мм каждая, который надежно предотвращал попадание мягких (<100 кэВ) излучений в него.

Измерения были проведены в течение 21 дня, и в интегральном спектре совпадений площадь линии 1107,6 кэВ составила $\sim 10^5$ событий. Полученные в прямой сортировке спектры изображены на рис. 9. Видно, что как в "пиковом" окне (1), так и в фоновых окнах (2, 3) в нашем эксперименте наблюдается практически одинаковая интенсивность КХ-лучей, тогда как интенсивность случайных совпадений (4) значительно меньше. В результате обработки методом суммирования с последующим учетом фона получены следующие значения:

$$Y_{\text{КХ}}(1187) = \frac{C_{\text{КХ}, 1187}}{S_{1187}} = (-18 \pm 10) \cdot 10^{-6} \quad \text{и}$$

$$Y_{79}(1187) = \frac{C_{79, 1187}}{S_{1187}} = (3 \pm 3) \cdot 10^{-6}.$$

Последнее значение свидетельствует об отсутствии систематических погрешностей в эксперименте, а величина $Y_{\text{КХ}}(1187)$ согласуется с предположением об отсутствии совпадений КХ-лучей с γ 1187,15 кэВ в распаде ^{158}Tb .

С помощью обратной сортировки был построен участок β -спектра (в диапазоне 1100+1300 кэВ) с поканальным учетом фоновых и случайных событий. Для оценки верхней границы возможного эффекта в этом спектре мы использовали критерий, основанный на отношении правдоподобия для гипотезы о наличии пика (площади S и известной формы, приближенно полагающейся гауссовой; параметры формы линии находились из одиночного спектра) на некотором фоне и альтернативной. С помощью этого критерия могла быть оценена максимальная площадь S , еще согласующаяся с нашими данными на заданном уровне значимости. Более подробное из-

ложение метода оценки выходит за рамки настоящей работы и будет опубликовано позже. Проведя такую оценку, мы получили

$$R = \frac{P_K(1187)}{P_K(1023)} \approx \frac{Y_{KX}(1187)}{Y(1023)} < 25 \cdot 10^{-6}.$$

на 90% уровне значимости. Эта величина не противоречит результату, полученному в /20/.

$$R = \frac{P_K(1187)}{P_K(977)} = (-9 \pm 48) \cdot 10^{-6},$$

и не согласуется с величиной, даваемой в /6/.

$$R = (91 \pm 20) \cdot 10^{-6}.$$

Заметим также, что наша оценка, по-видимому, завышена, поскольку вероятность ошибочного принятия нашей гипотезы о наличии пика велика и составляет ~ 88%.

Таким образом, ни в одном из проведенных экспериментов мы не имеем свидетельств существования ветви К-захвата на уровень II87,15 кэВ ^{158}Gd .

Заключительные замечания

Для полноты обсуждения можно отметить, что при достаточно большом значении $Q_{\text{EC}}^{158\text{Tb}}$ или существовании долгоживущего изомерного состояния в ^{158}Tb был бы возможен электронный захват и на уровне I263,4 кэВ и I265,3 кэВ ^{158}Gd (см., напр., /11/). Однако Бурке и др. /17/ и Альтштадт и др. /21/ показали, что такого изомерного состояния не существует, а наши данные свидетельствуют об отсутствии каскада ~ II87- I79,5 кэВ и об отсутствии заселения уровней с энергией > II87 кэВ и прямой разрядкой на основное состояние ^{158}Gd .

С момента выхода работы /6/ были предприняты попытки уточнения энергии распада $Q_{\text{EC}}^{158\text{Tb}}$ на основе данных о Q -ядерных реакциях /17, 21/, определения масс-дублетных разностей /22/ и измерений энергии β^- -распада ^{158}Tb /23/. Полученные значения

$$\begin{aligned} Q_{\text{EC}} &= 1217,6 \pm 4,3 \text{ кэВ} /17/, \\ Q_{\text{EC}} &= 1215,4 \pm 4,0 \text{ кэВ} /21/, \\ Q_{\text{EC}} &= 1220,64 \pm 0,63 \text{ кэВ} /22/, \\ Q_{\text{EC}} &= 1221 \pm 17 \text{ кэВ} /23/ \end{aligned}$$

хорошо согласуются с величиной $Q_{\text{EC}} = 1221,9 \pm 1,6 \text{ кэВ}$ /19/, вытекающей из систематики масс ядер. Напомним, что в отличие от /6/ наша оценка разности масс $^{158}\text{Tb} - ^{158}\text{Gd}$ и данные /20/ не противоречат приведенным значениям. Эти данные однозначно указывают на энергетический запрет К-захвата на уровень II87,15 кэВ ^{158}Gd при распаде ^{158}Tb , что согласуется с результатами прямых измерений совпадений КХ-лучей с β -лучами $^{1187}\text{кэВ}$, как в настоящей работе, так и в /20/.

Таким образом, в результате анализа всех имеющихся экспериментальных данных можно считать установленным, что вывод /6/ о существовании ветви К-захвата с ультранизкой энергией в распаде ^{158}Tb ошибочен и дальнейшее изучение распада ^{158}Tb с целью уточнения массы электронного нейтрино представляется бесперспективным.

Литература

1. V.A.Lubimov, et.al. Phys.Lett., 1980, 94B, p.266.
В.С.Козик и др. ЯФ, 1980, т.32, с.301.
2. V.A.Lubimov, et.al. Proc.of Int.Europhysics Conference, NEP-83, Brighton, 1983, p.386.
3. Ц.Вилов. ОИЯИ,Р6-83-517, Дубна, 1983.
4. J.J.Simpson. Phys.Rev., 1984, D30, p.1110.
5. K.Bergkvist. Phys.Lett., 1985, 154B, p.224.
C.L.Bennett, et.al. Phys.Rev., 1985, C31, p.197.
6. R.S.Raghavan. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.975.
7. D.G.Burke. Phys.Rev., 1984, C29, p.2339.
8. В.Б.Бруданин и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 7-85, Дубна, 1985, с.33.
9. V.B.Brudanin, et.al. J.Phys., Letters to the Editor, 1985, 11, p.119.
10. C.J.Paperiello, E.G.Funk, J.W.Mihelich. Nucl.Phys., 1970, A140, p.261.
11. C.M.Lederer, V.S.Shirley. Table of Isotopes, Ed.7th, John Willey & Sons Inc., New-York, 1978.
12. Ц.Вилов и др. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып.6, с.1350.
13. В.М.Горожанкин и др. ОИЯИ,Р6-85-268, Дубна, 1985.
14. С.Л.Галкин и др. Энергия, относительная и абсолютная интенсивности гамма-излучения для радионуклидов ^{56}Co , ^{75}Se , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{182}Ta , ^{192}Ir . Таблицы стандартных справочных данных. М., Издательство стандартов, 1985.
15. R.C.Greenwood, et.al. Nucl.Phys., 1978, A304, p.327.
16. J.Thomas, J.LoSesso. Phys.Rev., 1985, C31, p.577.
17. В.Б.Бруданин и др. ОИЯИ, I3-83-747, Дубна, 1983.

18. W. Bambynek, et.al. Rev.Mod.Phys., 1977, 49, p.77.
19. A.H. Wapstra, G.Audi. Nucl.Phys., 1985, A432, p.38.
20. J.LoSecco, et.al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.2317.
21. T.Altzitzoglou, et.al. Phys.Rev., 1985, C31, p.360.
22. G.R.Dyck, et.al. Phys.Lett., 1985, 157B, p.159.
23. R.von Dincklage, et.al. Phys.Rev., 1985, C31, p.1510.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 ноября 1985 года.

Горожанкин В.М. и др.

P6-85-792

Распад ^{158}Tb и возможность уточнения
массы электронного нейтрино

Проведены исследования спектров одиночных γ -квантов и $\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ^{158}Tb , результаты которых позволили уточнить схему распада. Из анализа относительных вероятностей электронного захвата на уровни 1023,7 и 1041,6 кэВ определено значение разности масс $^{158}\text{Tb} - ^{158}\text{Gd}$, $Q = 1218_{-11}^{+16}$ кэВ, свидетельствующее об энергетическом запрете К-захвата на уровень 1187,1 кэВ ^{158}Gd . Этот вывод подтвержден прецизионными измерениями КХ γ -совпадений, показавшими, что относительная вероятность К-захвата на уровень 1187,1 кэВ при распаде ^{158}Tb $< 2,5 \times 10^{-6} P_{\text{K}}^{1023}$ - на 90% уровне достоверности. На основе анализа имеющихся данных сделан вывод о бесперспективности изучения распада ^{158}Tb с целью уточнения массы электронного нейтрино.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов.

Gorozhankin V.M. et al.

P6-85-792

^{158}Tb Decay and a Possibility of More Precise Determination
of Electron Neutrino Mass

The measurements of the single γ -spectra and $\gamma\gamma$ -coincidence in the ^{158}Tb decay the results of which allowed us the decay scheme's more precise determination have been made. From the analysis of the electron capture probabilities to the 1023.7 and 1041.6 keV levels the value of the mass difference of $^{158}\text{Tb} - ^{158}\text{Gd}$, $Q = 1218_{-11}^{+16}$ keV, indicating the energy forbidding of K-capture to the 1187.1 keV level of ^{158}Gd has been determined. This conclusion was confirmed by high-precision КХ γ -coincidence measurements, which have shown that the relative probability of K-capture to the state at 1187.1 keV in the ^{158}Tb decay was $< 2.5 \cdot 10^{-6} P_{\text{K}}^{1023}$ on the 90% confidence level. On the base of the available data the conclusion is made about unperspectivity of ^{158}Tb decay studying with the purpose of electron neutrino mass precise measurement.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985