

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-86-134

В.Н.Покровский, А.Х.Иноятов, И.А.Простаков,
Ш.Бриансон*, Ц.Вылов, Б.Легран*,
А.Минкова. А.А.Пасько

ИЗМЕРЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ ШИРИН
АТОМНЫХ УРОВНЕЙ ТУЛИЯ
ИЗ РАСПАДА ^{169}Yb

Направлено в Оргкомитет 36 Совещания
по ядерной спектроскопии и структуре
атомного ядра, Харьков, апрель 1986 г.

* Центр ядерной спектроскопии
и масс-спектрометрии, Орсе, Франция

1986

1. Введение

В задаче определения массы антинейтрино из формы бета-спектра третья важная роль играет, как это неоднократно подчеркивалось, точное знание приборной формы линии (ПФЛ). Для определения ПФЛ обычно прибегают к измерению спектра калибровочных источников электронов внутренней конверсии (ЭВК), ПФЛ которых, вообще говоря, не совпадает с ПФЛ бета-источника. Не вдаваясь в рассмотрение всех эффектов, которые могут привести к различию в ПФЛ, упомянем лишь об учете естественной ширины линии Γ , неизбежной даже для идеального источника ЭВК. Роль подобного учета становится особенно важной, если производится оценка верхней границы для $m\bar{\nu}$, а делается попытка проверки гипотезы об отличии $m\bar{\nu}$ от нуля.

В эксперименте ИТЭФ-80 /1/ калибровочным источником служили M_1 - линии перехода 20,7 кэВ при распаде ^{169}Yb ($E_e \sim 18,4$ кэВ). К сожалению, до настоящего времени прямых экспериментальных данных по величинам $\Gamma(M_1)$ при распаде ^{169}Yb в литературе не опубликовано. Поэтому ниже мы приведем полученные нами данные о естественных ширинах ряда уровней T_m , но сначала остановимся на некоторых вопросах методики обработки данных.

2. Использование полуэмпирических соотношений

В идеальном случае (отсутствие взаимодействия электронов с веществом и т.п.) ПФЛ для источника ЭВК является сверткой лоренциана

$$L(E, E_0) = \frac{\Gamma}{2\pi((\Gamma/2)^2 + (E - E_0)^2)} \quad (1)$$

с функцией отклика спектрометра на моноэнергетические электроны, принимаемой обычно в виде гауссиана

$$G(E, E_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

а именно:

$$P(E) = G * L = \int_{-\infty}^{\infty} G(E, E') L(E', E_0) dE' \quad (3)$$

Здесь E_0 - положение пика линии ЭВК, Γ - ширина лоренциана на полувысоте (FWHM); ширина исходного гауссиана $R = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$.

Для ширины W свертки P часто пользуются полуэмпирическим соотношением (см. напр. /2/)

$$W^n = R^n + \Gamma^n \quad (4)$$

где n принимает значения от 1,2 до 1,3. При измеренной величине W и известной величине R (или Γ) формула (4) может быть использована для определения Γ (или R).

Для определения границ применимости (4) прежде всего интересен вопрос о диапазоне изменения n при разных соотношениях между W , R и Γ .

Точное выражение для (3) имеет вид (см., например, /3/) реальной части комплексного интеграла ошибок

$$\omega(z) = e^{-z^2} \operatorname{erfc}(-iz), \quad (5)$$

а именно:

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \operatorname{Re} \omega(x+iy), \quad (6)$$

где $x = E/\sqrt{2}$, $y = \Gamma/\sqrt{2}$. Для вычисления (6) можно использовать алгоритмы, основанные на вычислении $\omega(z)$ или только реальной ее части (см., например, /4/). Как показала проверка, оба эти алгоритма дают одинаковые результаты с точностью не хуже 10^{-10} .

Значения W и величина n , при которой выполняется соотношение (4), определялись путем численного решения уравнений

$$P\left(\frac{W}{2}\right) = 0,5 \times P(0), \quad (7)$$

$$W^x = R^x + \Gamma^x \quad (8)$$

при известных R и Γ . Заметим, что значения R составляли 5, 10, 20, 40 и 80 эВ, а значения Γ - 1, 2, 4, 8, 16, 32 и 64 эВ.

Зависимости величины n от значений Γ/R , W/R или W/Γ приведены на рис. 1. На рис. 2 приведена зависимость относительной погрешности в определении Γ по известным W и R

$$\Delta\Gamma/\Gamma = \frac{(W^n - R^n)^{1/n} - \Gamma}{\Gamma} \quad (9)$$

при $n = 1,25$ и $n = 1,3$. Как видно из рис. 1 и 2, использование фиксированного значения n может привести к заметным погрешностям в определении Γ (или R).

Следующим приближением является, по-видимому, представление в виде свертки (6) лишь правой части ПФЛ, не искажаемой процессами взаимодействия электронов с веществом. Именно этим методом мы воспользовались в наших экспериментах.

3. Измерение естественных ширин атомных уровней тулия из распада ^{169}Yb

В эксперименте использовались источники ^{169}Yb активности около 140 мкКи. Они изготавливались из препарата ^{169}Yb высокой удельной

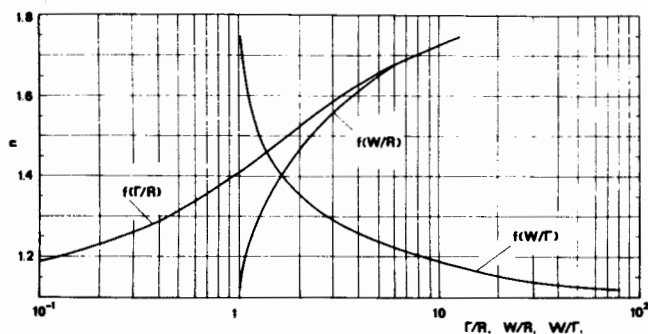


Рис. 1. Зависимость величины n в уравнении $W^n = \Gamma^n + R^n$ от отношений W/R , R/Γ и Γ/R .

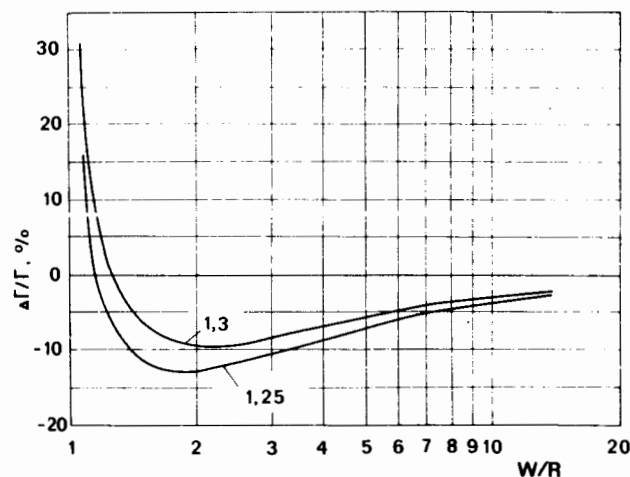


Рис. 2. Погрешность в определении Γ из уравнения $\Gamma^n = W^n - R^n$ при известных W и R , $\Delta\Gamma/\Gamma$ (%).

активности двумя методами:

- внедрением ионов ^{169}Tb в бериллиевую подложку с энергией ~ 500 эВ при помощи электромагнитного сепаратора (диаметр источника - 3,5 мм);
- испарением ^{169}Tb на алюминиевую подложку в вакууме (диаметр источника - 5 мм).

Кроме того, в целях калибровки и контроля изготавливались также испа-

рением в вакууме источники ^{57}Co и ^{201}Tl . Всего было использовано по 3 источника ^{169}Tb и ^{57}Co , а также источник ^{201}Tl .

Измерения спектра ЭВК проводились на двух электростатических бета-спектрометрах со сферическим замедлителем и двойным цилиндрическим зеркалом /6/. Сканирование спектра осуществлялось изменением замедляющего напряжения U при постоянном напряжении анализа u (использовались значения $u = -30$ и -50 В). Характерной особенностью спектрометра в этом режиме работы является независимость величины R от энергии анализируемых электронов.

Характерные фрагменты аппаратных спектров при различных соотношениях R и Γ приведены на рис. 3+7. Как видно, линии ЭВК имеют достаточно резкую границу со стороны высоких энергий и длинный низкоэнергетический "хвост", который включает в себя как непрерывные потери энергии, так и некоторые дискретные процессы типа "плазменных колебаний" или "вотряски".

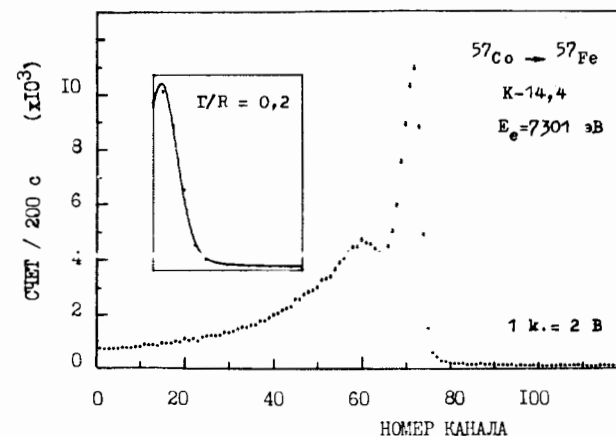


Рис. 3. Реперная линия К-14,4 (^{57}Co), измеренная при $u = -50$ В на электростатическом спектрометре. Сплошная кривая - свертка лоренциана ($\Gamma = 1,25$ эВ) с функцией отклика спектрометра (гауссиан).

Для обработки спектров на ЭВМ СМ-4 была создана программа диалоговой графической оптимизации. После ввода данных с машинных носителей спектр изображается на экране графического дисплея (ГД) и производится выбор участков для обработки. Как упоминалось выше, для этого использовался правый склон линии, как правило, с захватом небольшого (2-3 канала) участка левее максимума и фонового участка. Общее число точек на одном участке обработки составляло обычно 20 - 50.

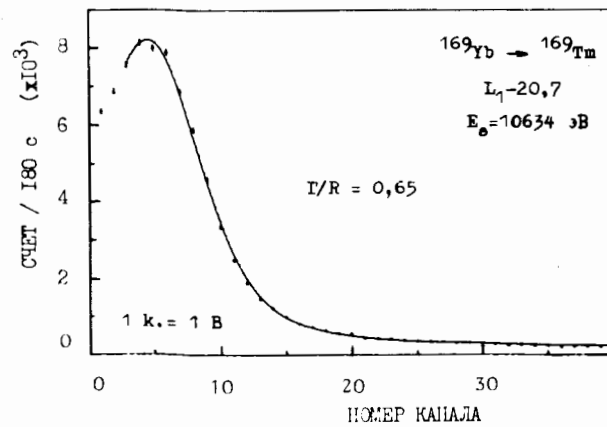


Рис. 4. Высокоэнергетическая часть линии $L_1-20,7$ кэВ (^{169}Tm), измеренная при $R = 6,8$ эВ. Сплошная кривая - свертка функции отклика с лоренцианом; $\chi^2 = 2,5$.

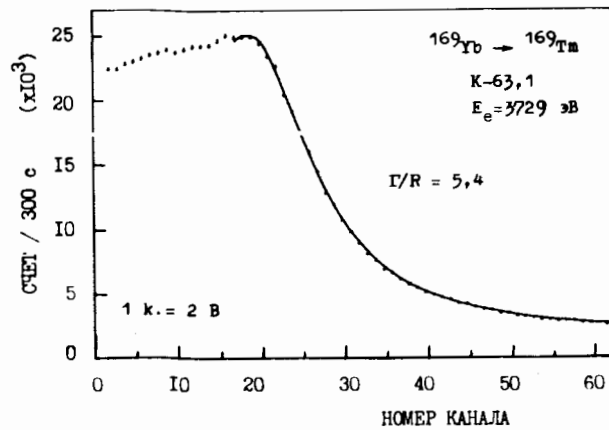


Рис. 5. Высокоэнергетическая часть линии $K-63,1$ кэВ (^{169}Tm), измеренная при $R = 6,6$ эВ; $\chi^2 = 1,08$.

На таком участке спектр аппроксимировался суммой функции вида (6) с соответствующим множителем, и постоянного фона. Таким образом, в общем случае имелось 5 свободных параметров: положение и амплитуда пика, величины R и Γ , уровень фона. Выбор начального приближения осуществлялся в диалоговом режиме путем задания параметров с одновре-

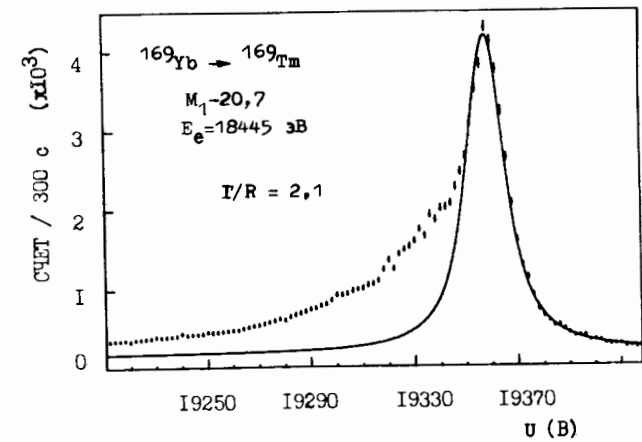


Рис. 6. Линия $M_1-20,7$ кэВ (^{169}Tm), измеренная при $R = 6,6$ эВ; $\chi^2 = 0,87$.

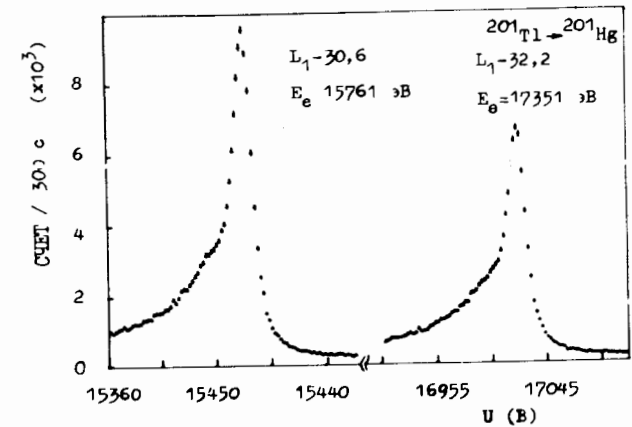


Рис. 7. Линии $L_1-30,6$ и $L_1-32,2$ кэВ (^{201}Hg), измеренные при $R = 6,8$ эВ.

менным отображением подгоняемой кривой и экспериментальных данных на экране ГД. Подобный выбор позволял существенно сократить число последующих итераций (и тем самым время обработки), когда для розиска окончательных оценок параметров и их дисперсий использовалась программа FUMILI (см., например, [7]). Заметим, что фиксирование параметров, изменение управляющих переменных и т.д. также возможно в диалоговом режиме.

Разрешение спектрометра в Дубне было определено из обработки спектров ЭВК линии $KI_{4,4}$ кэВ ($E_e = 7,3$ кэВ) всех трех источников ^{57}Co при фиксированном значении ширины $\Gamma(K) = 1,25$ эВ ^{/8/}. Были получены следующие результаты:

$$u = -30 \text{ В}; \quad u = 4,9 \pm 0,3 \text{ эВ} \quad (I0)$$

$$u = -50 \text{ В}; \quad u = 6,8 \pm 0,2 \text{ эВ}. \quad (II)$$

Здесь погрешности включают также оценку (систематической при данном напряжении анализа) ошибки, возникающей из-за возможной неточности в значении Γ , которая согласно ^{/8/} составляет 5%. Для нахождения этой оценки мы воспользовались тем, что из (4) легко получить

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_\Gamma} = \left(\frac{\Gamma}{R}\right)^{n-1} \quad (I2)$$

где n определяется из численного решения уравнений (7) и (8).

Для проверки предположения о независимости R от энергии электронов значения R были определены также по линиям L_1 -30,6 кэВ ($E_e = 15,8$ кэВ) и L_1 -32,3 кэВ ($E_e = 17,4$ кэВ) из распада ^{201}Tl при фиксированном $\Gamma(L_1) = 11,3$ эВ ^{/8/}. Результаты подтвердили наши ожидания, но не были использованы для уточнения R ввиду заметно больших погрешностей Γ . Таким образом, для дальнейшей обработки спектров были выбраны значения R (I0) и (II).

Отметим, что при этом для L_1 -уровней ^{201}Hg мы получаем оценку $\Gamma(L_1, Hg) = 11,5 \pm 0,2$ эВ, ^{/8,9/} (I3) тогда как в таблицах ^{/10/} дается значение $11,3 \pm 1,7$ эВ, а теоретические расчеты дали величину $12,1$ эВ.

Приведенные выше оценки и погрешности были получены в рамках следующей процедуры. Сначала обычным путем производилось объединение оценок, полученных в одной серии (при заданном напряжении анализа). Число измерений в серии составляло 2-4. К дисперсии, вычислявшейся с учетом разброса данных, добавлялась дисперсия, обусловленная неточностью в R , согласно (I2). Затем производилось объединение оценок по разным сериям (без учета слабой корреляции между ними, возникающей из-за использования одного и того же реперного источника ^{57}Co). Заметим, что в погрешность не входит ошибка принятого метода обработки, которую трудно оценить с уверенностью и которая зависит от деталей спектра.

Для определения разрешения спектрометра в Орсе ($u = -50$ В), на котором измерения источников ^{57}Co не производились при этом напряжении анализа, мы поступили следующим образом. Определив Γ для линии L_1 -20,7 кэВ ^{169}Tm (см. далее) по данным дубненского прибора, мы приняли это значение за реперное и нашли:

$$u = -50 \text{ В, Орсе:} \quad R = 6,6 \pm 0,3 \text{ эВ}. \quad (I4)$$

Таким образом, для определения естественных ширин уровней тулия можно было использовать три серии данных, включающих более 30 обработанных спектров.

4. Результаты и обсуждение

Основные результаты измерений естественных ширин уровней $Tm(Z = 69)$ из распада ^{169}Tm сведены в таблице I. Для сравнения там же приведены и данные других авторов. Как видно, наши данные о $\Gamma(M_1)$ удовлетворительно согласуются с результатами работы ^{/II/}, в которой $\Gamma(M_1)$ определялись из рентгеновских переходов типа $L_1M_{2,3}$ и M_1N_3 . Данные же о $\Gamma(K)$ и $\Gamma(L)$ удовлетворительно согласуются с полуэмпирическими расчетами ^{/8/}. В целом наши данные неплохо согласуются с компиляциями ^{/12/} и ^{/2/}, результаты которых приведены в графической форме.

В последней графе приведены значения Γ для экспериментов ИТЭФ, цитированные по работе ^{/II/}, погрешность результатов составляет от 0,5 до 1,0 эВ. Заметим, что в первых публикациях наблюдавшееся уширение M_1 -линии по сравнению с M_2 - и M_3 -линиями авторы объяснили возможным вкладом K -линий некоего неизвестного гамма-перехода ^{/1/}. Позже было сделано утверждение, что при определении ПЭИ вклад $\Gamma(M_1)$ учитывался ^{/13/}, но о методике измерений и обработки данных не сообщалось.

Таблица I. Естественные ширины уровней для $Z = 69$ (Tm), эВ.

В скобках даны полные ошибки

Атомный уровень	Наст. работа	Bennett et al./11/ (эксп.)	Krause et al./8/ (полуэмп.)	Keski Rahkonen/12/ (расч.)	Sevler /2/ (полуэмп.)	ИТЭФ*
K	35,5(3)	-	30,1(I0)	32	30	-
L_1	4,4(3)	-	5,47(80)	7	5	5,0
L_2	4,0(4)	-	4,49(50)	5	3	-
L_3	4,0(5)	-	4,48(40)	4	3	3,0
M_1	13,9(3)	14(3)	-	20	14	14,7
M_2	9,2(8)	7,1(20)	-	11	9	6,3
M_3	9,5(I2)	7,7(I4)	-	11	7	6,5

* - см. текст.

Несмотря на то, что в первых экспериментах ИТЭФ $\Gamma(M_1)$ не учитывались, оценки для величин $\mu\bar{\nu}$ во всех экспериментах менялись мало. В то же время можно отметить, что при истинной ПЭИ в виде гауссиана с $R = 45$ эВ неучет вклада $\Gamma(M_1)$ привел бы к значению $R = 55$ эВ. Согласно результатам вычислительного эксперимента ^{/14/}, это привело бы к генерации массы антинейтрино порядка 20 эВ при нулевом истинном значении.

Для полноты обсуждения данных об естественных ширинах уровней тулия полезно провести сравнение с данными для соседнего элемента $Z = 70$. Согласно экспериментам /15/: $\Gamma(K) = 32$ эВ, $\Gamma(L_1) = 5,0(10)$ эВ, $\Gamma(L_2) = 4,0(8)$ эВ и $\Gamma(L_3) = 5,0(10)$ эВ. Для этих же уровней близкие результаты содержатся в полуэмпирических таблицах /9/. Однако данные /9/: $\Gamma(M_1) = 6,5(15)$ эВ, $\Gamma(M_2) = 5,6(14)$ эВ и $\Gamma(M_3) = 6,9(10)$ эВ заметно ниже наших результатов, в особенности для M_1 -уровня.

Таким образом, апробированный нами метод приближенной обработки изолированных линий, измеренных на спектрометре высокого разрешения, показал удовлетворительные результаты. С его помощью мы обработали и более сложные участки N_1 -линий перехода 8,4 кэВ при распаде ^{169}Yb и получили следующие оценки:

$$\Gamma(N_1) = 8 \pm 1 \text{ эВ}, \quad \Gamma(N_3) = 6 \pm 1 \text{ эВ}.$$

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. К.Я.Громова и Р.Валена за полезные обсуждения, А.Ф.Новгородова и Н.А.Лебедева за помощь в изготовлении радиоактивных источников.

Литература

1. Любимов В.А. и др. ЖЭТФ, 1981, 81, с.1158.
2. Sevier K.D. "Low Energy Electron Spectrometry", Wiley Interscience, New York, 1971, p. 220-240.
3. Wilkinson D.H. Nucl.Instr.Meth., 1971, 95, p.259.
4. Gautschi W. Comm.AEM, 1969, 12, p.635.
5. Справочник по специальным функциям. Под ред. Абрамовица М. и Стиган И. "Наука", М., 1979, с.122, формула 7.1.29.
6. Briancon C. et al., Nucl.Instr.Meth. in Phys.Res., 1984, 221, p.547.
7. Силин И.Н. В кн.: Статистические методы в экспериментальной физике, Атомиздат, М., 1976, с.319.
8. Krause M.O., Oliver J.H. J.Phys.Chem.Ref.Data, 1979, 8, p.329.
9. Бабенков М.И. и др. ИЯФ АН КазССР, Препринт 6-85, Алма-Ата, 1985.
10. Craseman V. Phys.Rev A. 1974, 4, p.2161.
- II. Bennett C.L. et al. Phys. Rev. C, 1985, 31, p.197.
12. Keski-Rahkonen O., Krause N.C. At. Data Nucl. Data Tables, 1974, 14, p.139.
13. Boris S. et al. Proc.Int. Europhysics Conf. on NEP (Brighton, 1983), p.386; Boris S. et al. Proc Int Conf. on NEP (Leipzig, 1984), p.259; Boris S. et al. Phys Lett., 1985, 159B, p.217; Борис С.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, с.107.
14. Покровский В.Н. и др. ОИЯИ, Р6-85-405, Дубна, 1985.
15. Kaye G. Nucl. Phys., 1965, 68, p.529.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 марта 1986 года.

Покровский В.Н. и др.

Р6-86-134

Измерение естественных ширин атомных уровней тулия из распада ^{169}Yb

На комбинированном электростатическом спектрометре были измерены низкоэнергетические конверсионные линии при распаде ^{57}Co , ^{169}Yb , ^{201}Tl . Для получения естественной ширины высокоэнергетическая часть изолированных линий аппроксимировалась сверткой лоренциана /с шириной Γ / и гауссиана /шириной R / представляющего функцию отклика прибора. Величина R определялась из обработки конверсионной линии $K_{14,4}$ кэВ при распаде ^{57}Co с известным $\Gamma(K)$, и составляла 4,9(3) эВ и 6,8(2) эВ при разных режимах работы спектрометра. Измеренные нами естественные ширины уровней тулия $\Gamma(K)=35,5(3)$ эВ, $\Gamma(L_1)=4,4(3)$ эВ, $\Gamma(L_2)=4,0(4)$ эВ, $\Gamma(L_3)=4,0(5)$ эВ, $\Gamma(M_1)=13,9(3)$ эВ, $\Gamma(M_2)=9,2(8)$ и $\Gamma(M_3)=9,5(12)$ находятся в хорошем согласии с результатами измерений рентгеновских переходов и полуэмпирическими данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Pokrovsky V.N. et al

P6-86-134

Measurement of Natural Widths of Tl Atomic Levels at ^{169}Yb Decay

Spectra of low energy conversion electrons emitted in the decay of ^{57}Co , ^{169}Yb and ^{201}Tl were analysed on a combined electrostatic spectrometer. High energy part of the conversion lines measured was approximated by folding a Lorentz distribution (FWHM = Γ) with a Gaussian one (FWHM = R) describing an instrumental line shape. The value of R was determined from the evaluation of the $K_{14.4}$ keV conversion line of ^{57}Fe where the value of Γ is well-known. $R=4.9$ eV and $R=6.8$ eV have been obtained at different operational conditions of the spectrometer. The values of natural widths of Tm atomic levels obtained from the measurements $\Gamma(K)=35.5(3)$ eV, $\Gamma(L_1)=4.4(3)$ eV, $\Gamma(L_2)=4.0(4)$ eV, $\Gamma(L_3)=4.0(5)$ eV, $\Gamma(M_1)=13.9(3)$ eV, $\Gamma(M_2)=9.2(8)$ eV, $\Gamma(M_3)=9.5(12)$ eV are in good agreement with both the results of x-ray measurements and the semiempirical data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986