

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 70, ВЫПУСК 6  
25 СЕНТЯБРЯ, 1999

Письма в ЖЭТФ, том 70, вып.6, стр.367 - 370

© 1999г. 25 сентября

**БЕЗРАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД НИЗКОЛЕЖАЩЕГО ЯДЕРНОГО**  
**ИЗОМЕРА  $^{229m}\text{Th}(3.5 \text{ эВ})$  В МЕТАЛЛЕ**

Е.В.Ткаля<sup>1)</sup>

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 июля 1999 г.

Рассмотрен новый канал безрадиационного распада аномально низко лежащего изомерного уровня  $3/2^+(3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  ядра  $^{229}\text{Th}$  в металле через электроны проводимости. Рассчитано время жизни изомера в металле. Дано объяснение экспериментальным результатам работы S.B.Utter et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 505 (1999), где исследовался спектр оптического излучения указанного изомера.

PACS: 23.20.Lv, 27.90.+b, 32.30.Jc

Первый возбужденный уровень в ядре  $^{229}\text{Th}$  имеет аномально малую по ядерным масштабам энергию  $3.5 \pm 1.0 \text{ эВ}$  [1, 2]. Необычные свойства состояния  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  неоднократно обсуждались в литературе. Это и распад через электронный мостик [3], и возможность лазерного возбуждения с созданием инверсной населенности в системе ядер  $^{229}\text{Th}$  [4, 5], и изменение скорости  $\alpha$ -распада  $^{229}\text{Th}$  под действием низкоинтенсивного лазерного излучения [6], и другие. Отмечалось также, что вероятность распада изомера через электронный мостик и спектр излучаемых фотонов чувствительны к химическому окружению. Поэтому  $^{229}\text{Th}$  может служить в качестве зонда для исследования свойств веществ [3 - 5].

В настоящей работе предсказывается еще одно уникальное свойство изомера  $^{229m}\text{Th}$ , а именно, безрадиационный распад уровня  $3/2^+(3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  в металле через электроны проводимости.

Ядра  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  с вероятностью примерно 2% образуются при  $\alpha$ -распаде  $^{233}\text{U}$ . Предположим, что тонкий слой окиси  $^{233}\text{U}$  в несколько десятков ангстрем нанесен на металлическую подложку. При  $\alpha$ -распаде  $^{233}\text{U}$  ядро отдачи  $^{229}\text{Th}$  имеет энергию  $\sim 100 \text{ кэВ}$ . Проследим за теми ядрами  $^{229}\text{Th}$ , импульс которых направлен в сторону подложки. Их пробег в металлах, согласно данным [7], составляет несколько десятков атомных слоев. Металл такой толщины практически прозрачен для видимого оптического излучения и не является препятствием для детектирования фотонов, возникающих при распаде низколежащего изомера  $^{229m}\text{Th}$ .

<sup>1)</sup> e-mail: tkalya@ibrae.ac.ru

В изолированном атоме Th изомер  $3/2^+(3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  должен распадаться преимущественно по каналу электронного мостика [3]. Это редчайший, а точнее, единственный пока случай, когда при распаде ядерного изомера процесс третьего порядка по константе электромагнитного взаимодействия  $e$  доминирует над внутренней электронной конверсией – процессом второго порядка. Внутренняя конверсия здесь просто запрещена, так как потенциал ионизации атома Th, равный 6.08 эВ, превышает энергию ядерного перехода.

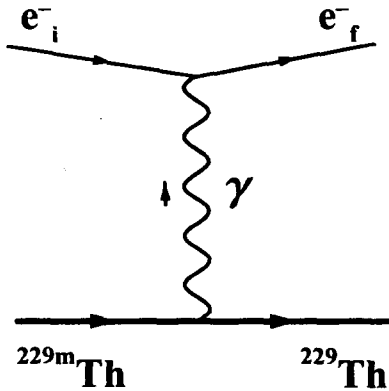


Диаграмма процесса безрадиационного распада  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  через электроны проводимости в металле

Ситуация кардинальным образом меняется, если  $^{229m}\text{Th}$  помещен в металл. Изображенный на рисунке процесс второго порядка, в котором распад изомера происходит через электроны проводимости, теперь разрешен. Рассматриваемый процесс аналогичен неупругому рассеянию электронов на ядрах. Он не имеет энергетического порога в металле, так как ядро в данном случае отдает энергию. (Порогом реакции в полупроводниках будет энергетическая щель. Это позволит определить энергию ядерного перехода, меняя материал подложки.)

Процесс распада изомера в металле можно трактовать и как конверсию на электронах проводимости. Но в отличие от традиционной внутренней конверсии, начальное состояние электрона здесь не является связанным атомным состоянием.

Для качественной оценки вероятности распада  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  в так называемом “стандартном” металле [8] используем простейшее приближение свободных электронов [9] (в этой модели электроны проводимости рассматриваются как газ свободных частиц). Вероятность рассчитаем по формуле

$$W \sim N_e v_e \sigma,$$

в которой  $N_e$  – плотность электронов проводимости,  $v_e$  – их скорость,  $\sigma$  – сечение процесса (принята система единиц  $\hbar = c = 1$ ). Пусть энергия начального состояния электрона  $E_i \approx \mathcal{E}_F$ , где  $\mathcal{E}_F$  – энергия Ферми. Соответственно, скорость электронов равна скорости Ферми,  $v_e \sim v_F = \sqrt{2\mathcal{E}_F/m}$ . При неупругом рассеянии на изомерных ядрах  $^{229m}\text{Th}$  электроны проводимости приобретают дополнительную энергию  $\omega_N = 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ}$ . Если работа выхода электронов из металла меньше  $\omega_N$ , то и после рассеяния электроны остаются в металле.

Для оценки сечения неупругого рассеяния  $\sigma$  использовались комплексы программ [10, 11], в которых самосогласованное атомное поле и волновые функции связанных

электронов ищутся решением системы уравнений Дирака–Фока с учетом конечных размеров ядра, а начальное и конечное состояния рассеивающегося электрона есть решение уравнения Дирака в указанном поле.

Приведенная вероятность ядерного изомерного  $M1$ -перехода из основного в первое возбужденное состояние  $^{229}\text{Th}$  рассчитана в работе [12]. С учетом кориолисова взаимодействия между ротационными полосами, основаниями которых являются указанные уровни, в [12] было найдено значение  $B(M1; 3/2^+ \rightarrow 3/2^+ [631]) \rightarrow 5/2^+ + 5/2^+ [633])_{W.u.} \simeq 4.8 \cdot 10^{-2}$ . Учтя все вышесказанное, по порядку величины получаем для сечения  $\sigma \sim 10^{-27} \text{ см}^2$ .

Рассчитаем вероятность распада изомера  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  в стандартном металле. Используя значения  $N_e \approx 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $\mathcal{E}_F \approx 5.5 \text{ эВ}$  из [8], находим для вероятности  $W \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Время жизни изомера тория в металле, таким образом, составляет  $\sim 10^{-4} \text{ с}$ . Полученное значение существенно меньше найденного в работе [12] “разумного” нижнего предела в  $10^{-2} \text{ с}$  на период полураспада низколежащего уровня ядра  $^{229}\text{Th}$ . Следовательно, рассмотренный процесс действительно может быть доминирующим каналом распада состояния  $3/2^+(3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$  в металле.

Теперь совершенно иначе можно интерпретировать результат эксперимента [13]. Эта работа отличалась от других (эксперименты [14, 15]) тем, что измерения оптического излучения ядер  $^{229m}\text{Th}$  проводились в вакууме, а в качестве подложки использовалась платиновая пластинка. Авторы [13] не обнаружили фотонов с энергиями в диапазоне 2.3–2.5 эВ, открытых ранее в 1997–98 гг. в работах [14, 15], и рассматривавшихся как указание на электронный мостик.

Мишень в вакуумном эксперименте [13] представляла собой слой окиси  $^{233}\text{U}$  толщиной 35 Å, нанесенный на платиновую подложку. (Отметим, что в экспериментах [14, 15] металлические подложки не использовались.) Ядра отдачи  $^{229m}\text{Th}$ , вылетающие в камеру со скоростью  $10^{-3}$ , достигали стенок за времена, не превышавшие  $\sim 10^{-6} \text{ с}$ , и распадались вне поля видимости оптической системы. Ядра отдачи  $^{229m}\text{Th}$ , вылетающие в сторону подложки, проникали в платину (их пробег в Pt составляет  $\sim 150 \text{ Å}$  [7]) и претерпевали безрадиационный распад через электроны проводимости. Работа выхода электронов из платины 5.3 эВ. Поэтому зафиксировать распад, детектируя электроны, также нельзя. Все это и объясняет отсутствие какого-либо сигнала в [13]. Таким образом, результаты эксперимента [13] не противоречат предположению авторов работ [14, 15] об электронном мостике и “ядерном” происхождении оптического излучения в диапазоне 2.3–2.5 эВ.

Если все обстоит так, как описано выше, то эксперимент [13] дает нижний предел на период полураспада  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$ :  $T_{1/2} \geq 1/W \sim 10^{-4} \text{ с}$ . Что касается верхнего предела на  $T_{1/2}$ , то он легко находится с помощью известной величины  $B(M1)$ . Когда закрыты все каналы распада, кроме прямого ядерного  $\gamma$ -излучения с энергией 3.5 эВ,  $T_{1/2} \simeq 3 \text{ ч}$ .

Рассмотренный в настоящей работе процесс безрадиационного распада ядерного изомера через электроны проводимости в металле характерен только для  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \pm 1.0 \text{ эВ})$ . На других ядрах ничего подобного наблюдать нельзя. Дело именно в малости энергии изомерного перехода и отсутствии конверсионного канала распада изомера в атоме Th. Возьмем для сравнения ядро  $^{235}\text{U}$ , обладающее следующим по малости величины энергии изомерным уровнем  $1/2^+(76.8 \text{ эВ})$  с временем жизни около 25 мин. Расчет вероятности распада указанного состояния в

металле дает величину  $\sim 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ . Это примерно на три порядка меньше вероятности внутренней электронной конверсии, являющейся основным каналом распада изомера  $1/2^+(76.8 \text{ эВ})$  в  $^{235}\text{U}$ .

Автор благодарит А.М.Дыхне, Н.В.Еремина, А.М.Жерихина, Ю.Е.Лозовика и В.П.Петухова за полезные консультации и интерес к работе. Настоящая работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 98-02-16070а) и грантом поддержки ведущих научных школ 96-15-96481.

- 
1. C.W.Reich and R.G. Helmer, Phys. Rev. Lett. **64**, 271 (1990).
  2. R.G.Helmer and C.W.Reich, Phys. Rev. **C49**, 1845 (1994).
  3. В.Ф.Стрижов, Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **99**, 697 (1991).
  4. Е.В.Ткаля, ЯФ **55**, 2881 (1992).
  5. E.V.Tkalya, V.O.Varlamov, V.V.Lomonosov, and S.A.Nikulin, Phys. Scr. **53**, 296 (1996).
  6. А.М.Дыхне, Н.В.Еремин, Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **64**, 319 (1996).
  7. А.Ф.Буренков, Ф.Ф.Комаров, М.А.Кумахов, М.М.Темкин, *Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах*, М.: Энергоатомиздат, 1985.
  8. A.V.Pippard, Rep. Progr. Phys. **23**, 176 (1960).
  9. N.W.Ashcroft and N.D.Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976.
  10. И.М.Банд, М.А.Листенгартен, М.Б.Тржасковская, В.И.Фомичев, Препринты ЛИЯФ-289, ЛИЯФ-298-300, Ленинград, 1976-77.
  11. Д.П.Гречухин, А.А.Солдатов, Препринт ИАЭ-2976, М., 1978.
  12. А.М.Дыхне, Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **67**, 233 (1998).
  13. S.V.Utter, P.Beiersdorfer, A.Barnes et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 505 (1999).
  14. G.M.Irwin and K.H.Kim, Phys. Rev. Lett. **79**, 990 (1997).
  15. D.S.Richardson, D.M.Benton, D.E.Evans et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 3206 (1998).