

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

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 67, ВЫПУСК 8
 25 АПРЕЛЯ, 1998

Письма в ЖЭТФ, том 67, вып.8, стр.521 - 525

© 1998г. 25 апреля

**ЯДЕРНЫЙ ИЗОМЕР $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$ И ПРОВЕРКА
 ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОСТИ ЗАКОНА РАСПАДА**

А.М.Дыхне¹⁾, Е.В.Ткаля²⁾

НИИ ядерной физики МГУ им.М.В.Ломоносова
 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 марта 1998 г.

Предлагается новый объект для проверки экспоненциальности закона распада изолированного метастабильного состояния на больших временах – аномально низко лежащий уровень $3/2^+$ ($3.5 \pm 0.5 \text{ эВ}$) в ядре ^{229}Th . Сочетание высокоэффективного возбуждения указанного уровня лазерным излучением с оптимальным сбором оптических фотонов, излучаемых при изомерном переходе, делает реальным достижение времен более $50T_{1/2}$.

PACS: 03.65.Bz, 23.20.Lv

Проверка основных предсказаний квантовой механики, к которым относится и экспоненциальность закона распада изолированного метастабильного состояния, до сих пор является одной из важных задач современной физики. Интерес к проблеме вызван, во-первых, разными мнениями о временной эволюции изолированного квазистационарного состояния на больших и очень малых временах [1–6]. Во-вторых – возможной связью закона распада с рядом фундаментальных явлений, с такими, в частности, как распад протона [7], двойной β -распад [8], туннелирование [9], квантовый эффект Зенона и другие. В-третьих, поведение кривой распада может оказаться критически важным для некоторых физических теорий, например эволюционной квантовой механики Пригожина [5] (см. обсуждение в [6]) или интерпретации Бома квантовой механики на основе представления о скрытых параметрах [10, 3].

Мы в настоящей работе не будем касаться различных спорных аспектов обозначенной проблемы. Они достаточно подробно изложены в многочисленных статьях и обзорах (см., [6, 11–13] и ссылки в них). Предмет данной публикации – предложение нового объекта для исследования закона распада на временах, превышающих экспериментально достигнутые на сегодняшний день.

¹⁾ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований.

²⁾ e-mail: tkalya@ibrae.ac.ru

Нужно сказать, что со времен открытия радиоактивности работ по длительному измерению кривой распада сделано было очень мало. И постановка каждого нового эксперимента или обнаружение ядра, пригодного для такого рода измерений, представляют немалый интерес.

Наиболее продолжительные измерения кривой распада изолированного квазистационарного состояния проводились на ядрах ^{222}Rn , ^{56}Mn и ^{116}In . В 1911 г. Резерфордом [14] при наблюдении α -распада $^{222}\text{Rn}(0^+, 0.0, 3.82 \text{ дня})$ экспоненциальность закона распада была прослежена до времен $27T_{1/2}$ ($T_{1/2}$ – период полураспада). В 1972 г. Батт и Вильсон [15] провели измерения с ^{222}Rn уже до $40T_{1/2}$. Два эксперимента были выполнены с β^- -распадным ядром $^{56}\text{Mn}(3^+, 0.0, 2.58 \text{ ч})$: в 1962 г. Винтером [3] измерения продолжались до $34T_{1/2}$, а в 1988 г. Норманом и др. [16] – вплоть до $45T_{1/2}$. Наконец, в 1984 г. Гопыч и др. [17] сообщили о наблюдении за β^- -распадом ядер $^{116m}\text{In}(5^+, 127 \text{ кэВ}, 54.3 \text{ мин})$ в течение $33T_{1/2}$. Каких-либо отклонений от экспоненциальности в поведении распадной кривой не обнаружено. Слежение за распадами осуществлялось путем регистрации высокоэнергетического $\simeq 1\text{--}2 \text{ МэВ}$ γ -излучения дочерних ядер.

Проблемы, неизбежно возникающие в такого рода экспериментах, подробно описаны в обзоре [6]. Главным образом, они связаны с изготовлением в ядерном реакторе за времена порядка $T_{1/2}$ высокоактивного образца, его радиохимической очисткой, а также с регистрацией излучения на начальной и конечной стадиях эксперимента. (Сигнал за время измерений меняется более чем на 10 порядков величины. Поэтому требуются специальные меры для защиты детектора и персонала от интенсивного излучения вначале эксперимента и особая “чистота” образца (отсутствие других радиоактивных примесей) для выделения сигнала над фоном на конечном этапе измерений.) Существенное продвижение по этим направлениям может быть достигнуто при использовании ядра ^{229}Th с его уникальным изомерным состоянием, имеющим энергию возбуждения $3.5 \pm 0.5 \text{ эВ}$ [18, 19].

Рассмотрим для примера образец, содержащий 10^{-3} г ^{229}Th ($\simeq 2.6 \cdot 10^{18}$ ядер) в виде одного из возможных химических соединений, прозрачных в ближнем УФ диапазоне. Возбуждения большого числа изомеров можно достичь с помощью лазерного излучения подходящей длины волны [20]. Рассчитанная в [21] с учетом кориолисова взаимодействия ротационных полос величина приведенной вероятности ядерного $M1$ -перехода из основного в изомерное состояние равна $0.057\mu_N^2$, где μ_N – ядерный магнетон. Радиационная ширина ядерного перехода в возбужденное состояние при энергии $\omega_N \approx 3.7 \text{ эВ}$ [19] составляет $3.4 \cdot 10^{-20} \text{ эВ}$. Рассмотрим самый простой вариант – прямое фотовозбуждение ядра лазерными фотонами. Сечение такого процесса σ лазерным излучением с относительной шириной линии $\delta\omega_L/\omega_L \approx 10^{-5}$ и с энергией фотонов ω_L , удовлетворяющей условию $|\omega_L - \omega_N| \leq \delta\omega_L$, имеет величину порядка 10^{-25} см^2 . Доля возбужденных ядер ζ рассчитывается из соотношения

$$\zeta = \frac{\sigma\phi}{\lambda + \sigma\phi} \left(1 - \exp(-(\lambda + \sigma\phi)t) \right), \quad (1)$$

где ϕ – плотность потока лазерных фотонов, $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$ – постоянная изомерного распада, t – время облучения.

При экспоненциальном распаде число отсчетов \mathcal{N} , за время набора равное $T_{1/2}$ от момента времени $t_1 = nT_{1/2}$ до момента $t_2 = (n+1)T_{1/2}$, где n – число, можно

оценить по формуле

$$N = \int_{nT_{1/2}}^{(n+1)T_{1/2}} Q_0 \exp^{-\lambda t} dt = N_0^*/2^n, \quad (2)$$

в которой Q_0 – начальная активность: $Q_0 = \lambda N_0^*$, а N_0^* – число возбужденных ядер в начале измерений.

Основными каналами распада состояния $3/2^+$ (3.5 ± 0.5 эВ) являются прямое ядерное излучение с энергией фотонов равной энергии изомерного перехода (около 3.7 эВ [19]) и неупругий электронный мостик, при котором распад ядра происходит через атомную оболочку в процессе третьего порядка и излучаются более мягкие фотоны [19, 22]. Канал распада и время жизни низколежащего уровня могут регулироваться изменением химического состояния атомов тория. Максимальное время жизни, как показано в [21], составляет около 2.5 ч для изомерного перехода с энергией 3.7 эВ при полностью закрытом канале распада через электронный мостик. В эксперименте [19] электронный мостик в одном образце превосходил прямое ядерное излучение примерно в 4 раза, а в другом имел сравнимую с ним вероятность. Время жизни низколежащего изомера в образцах должно было составлять, соответственно, 30 мин и час-полтора. Для дальнейших оценок будем опираться именно на эти значения времен.

Если использовать лазер со средней мощностью $P \approx 10$ Вт, излучение которого сфокусировано в пятно диаметром около 1 мм, можно за время $t \approx T_{1/2} \approx 1$ ч добиться возбуждения примерно 20% ядер ^{229}Th в 1 мг вещества. Нарботанная таким образом активность составит $\sim 10^{14}$ Бк. Даже через $50T_{1/2}$ активность образца будет на уровне 0.1 Бк, что за время набора $t \approx T_{1/2}$ даст, согласно (2), несколько сотен отсчетов.

Очевидные преимущества работы с ^{229}Th по сравнению с другими ядрами состоят в следующем: 1) нет необходимости использовать реактор для создания высокоактивного образца; 2) возможность получения при лазерном облучении гораздо больших активностей, чем это было до сих пор; 3) безопасность работы с образцом на всех этапах измерений; 4) отсутствие фона; 5) возможность работы с одним и тем же образцом с начала и до конца измерений, и другие.

Первые три пункта очевидны. Поясним последние. Полезный сигнал при распаде изомерного состояния $3/2^+$ (3.5 ± 0.5 эВ) дают фотоны ближнего УФ диапазона от прямого ядерного перехода и фотоны видимого и ближнего ИК диапазона при распаде через электронный мостик [22,19]. Основное состояние ^{229}Th относительно α -распада живет 7880 лет. После радиохимической очистки в течение первых недель α -, β - и γ -фон от дочерних продуктов отсутствует. От оптического фона, который создается тормозящимися в веществе α -частицами от распада самого ^{229}Th несложно избавиться специальной конструкцией мишени. Она может иметь форму тонкостенного световода, заполненного активным веществом. Стенка световода должна либо пропускать α -частицы, либо быть сделана из материала, который не флюоресцирует при их торможении в веществе. Второй вариант – мишень имеет вид “сэндвича”, в котором слой активного вещества располагается между тонкими стенками (например, из чистого кварца) или пленками. Требование к последним: излучаемые при изомерном переходе в ^{229}Th фотоны должны претерпевать полное внутреннее отражение. Такая конструкция позволяет осуществить практически полный сбор

полезного сигнала на концах световода или торцах сэндвича, что очень важно на заключительных стадиях измерений. Если стенка световода или пленка пропускают α -частицы, то в начальной стадии эксперимента изменение активности можно проследить по уменьшению количества α -частиц с энергией 4.930 МэВ [23], которых фактически нет в α -спектре распада основного состояния ^{229}Th и очень много в α -спектре распада изомера $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$ [23]. При этом сам α -распад низколежащего состояния никак не повлияет на количество изомерных ядер, так как ожидаемое время жизни по этому каналу превышает тысячу лет [23].

Важно отметить, что прямое фотовозбуждение не является оптимальным способом получения низколежащего изомера $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3.5 \text{ эВ})$. Как показано в работе [20], можно подобрать такую энергию лазерных фотонов $\omega_L \geq \omega_N$, что сечение возбуждения через систему атомных уровней, играющих в данном случае роль своеобразного электронного мостика между лазерными фотонами и ядром, будет на несколько порядков больше. При этом соотношение между λ и $\sigma\phi$ в формуле (1) принимает вид $\lambda \ll \sigma\phi$. Соответственно, доля возбуждаемых ядер, даже за времена, существенно меньшие $T_{1/2}$, становится порядка 1. Именно этот режим предполагается использовать, в частности, для создания инверсной заселенности в системе изомерных ядер [20]. Что же касается экспериментов по исследованию экспоненциальности закона распада на больших временах, то здесь он сулит, по истине, уникальную возможность: работая с тем же 1 мг Th-229, можно провести измерения до времен $55T_{1/2}$, а имея 10 мг – приблизиться к $60T_{1/2}$.

Подчеркнем, что мы не ожидаем каких-либо отклонений от экспоненциальности в законе распада на указанных выше временах. Согласно формулам работы [2], для распада состояния $3/2^+(3.5 \pm 0.5 \text{ эВ})$ такого рода эффекты возможны в диапазоне $270\text{--}290T_{1/2}$ при $T_{1/2} \simeq 0.5\text{--}2.5 \text{ ч}$. И тем не менее, исследования с ядром ^{229}Th представляют несомненный интерес, так как позволяют продвинуться в изучении затронутой здесь проблемы, основываясь на совершенно иной, нежели обычно, технологии эксперимента.

Настоящая работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 98-02-16070а), грантом Государственной научно-технической программы "Физика квантовых и волновых процессов" и грантом поддержки Ведущих научных школ 96-15-96481.

-
1. Н.С.Крылов, В.А.Фок, ЖЭТФ **17**, 93 (1947).
 2. Л.А.Халфин, ЖЭТФ **33**, 1371 (1957).
 3. R.G.Winter, Phys. Rev. **126**, 1152 (1962).
 4. М.И.Широков, ЯФ **21**, 674 (1975).
 5. И.Пригожин, *От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках*, пер. с англ., М.: Наука, 1985.
 6. П.М.Гопыч, И.И.Залюбовский, ЭЧАЯ **19**, 785 (1988).
 7. L.A.Khalfin, Phys. Lett. **B112**, 233 (1982).
 8. K.Grotz and H.V.Klapdor, Phys. Rev. **C30**, 2098 (1984).
 9. D.Bohm, Phys. Rev. **85**, 166 (1952).
 10. Л.А.Халфин, УФН **166**, 688 (1996).
 11. R.G.Newton. Ann. Phys. **14**, 333 (1961).
 12. M.V.Terent'ev, Ann. Phys. **74**, 1 (1972).
 13. L.Fonda, G.C.Ghirardi, and A.Rimini, Rep. Progr. Phys. **41**, 587 (1978).
 14. E.Rutherford, Stizungsber. Akad. Wiss. Wien, Math.-Naturwiss. Kl., Abt. **2A 120**, 303 (1911).
 15. D.K.Butt and A.R.Wilson, J. Phys. **A5**, 1248 (1972).

16. E.B.Norman, S.B.Gazes, S.G.Grane, and D.A.Bennett, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2246 (1988).
17. П.М.Гопыч, И.И.Залюбовский, В.В.Сотников и др., *ЯФ* **30**, 257 (1984).
18. R.G.Helmer and C.W.Reich, *Phys. Rev.* **C49**, 1845 (1994).
19. G.M.Irwin and K.H.Kim, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 990 (1997).
20. E.V.Tkalya, V.O.Varlamov, V.V.Lomonosov, and S.A. Nikulin, *Phys. Scr.* **53**, 296 (1996).
21. А.М.Дыхне, Е.В.Ткаля, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 233 (1998).
22. В.Ф.Стрижов, Е.В.Ткаля, *ЖЭТФ* **99**, 697 (1991).
23. А.М.Дыхне, Н.В.Еремин, Е.В.Ткаля, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 319 (1996).