

УДК 53.083.2

## О ПРОБЛЕМАХ СОЗДАНИЯ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ $^{229}\text{Th}$

Ф.Ф. Карпешин, М.Б. Тржасковская, Л.Ф. Витушкин

ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева», Санкт-Петербург, Россия  
fkarpeshin@gmail.com

*Аннотация.* Наиболее вероятным кандидатом на роль ядерно-оптического стандарта является 8.2-эВ изомер  $^{229m}\text{Th}$ . Обсуждается использование резонансных свойств электронной оболочки как оптического резонатора для создания лазерно-ядерных технологий, необходимых на пути для оптической накачки ядерных изомеров и других манипуляций над атомными ядрами, ведущих к созданию стандарта частоты следующего поколения и ядерно-оптических часов на их основе.

*Ключевые слова:* изомер  $^{229m}\text{Th}$ , ядерно-оптические часы, стандарт частоты.

## ON THE PROBLEMS OF CREATING A NUCLEAR-OPTICAL FREQUENCY STANDARD BASED ON $^{229}\text{Th}$

F.F. Karpeshin, M.B. Trzhaskovskaya, L.F. Vitushkin

D.I. Mendeleev Institute for Metrology, St. Petersburg, Russia,  
fkarpeshin@gmail.com

*Abstract.* The most probable candidate for the role of a nuclear optical standard is the 8.2-eV isomer of  $^{229m}\text{Th}$ . The use of the resonance properties of the electron shell as an optical resonator to create laser-nuclear technologies necessary for the optical pumping of nuclear isomers and other manipulations with atomic nuclei, leading to the creation of a next-generation frequency standard and nuclear-optical clock based on them, is discussed.

*Keywords:* isomer  $^{229m}\text{Th}$ , nuclear-optical clock, frequency standard.

### Введение

Наиболее точные атомные часы основаны на сверхтонком взаимодействии электронной оболочки атома с ядром. Рекордные экземпляры достигают относительной погрешности воспроизведения единицы частоты (времени) в несколько единиц  $10^{-18}$ . Этого недостаточно для решения современных как фундаментальных, так и практических задач навигационно-координатного обеспечения и др. [1]. Следующее поколение часов будет использовать для стабилизации непосредственно оптическую линию ядерного изомера. Наиболее подходящим в этом плане представляется в настоящее время изомер  $^{229}\text{Th}$  [2]. Этот уникальный нуклид имеет возбуждённый уровень в пределах 10 эВ, распадаясь М1-переходом в основное состояние. Достоинствами ядерно-оптических часов являются лучшая защищённость от внешних воздействий, а также

чрезвычайно малая ширина ядерной линии. В случае  $^{229}\text{Th}$  естественная ширина составляет всего  $10^{-5}$  Гц. Подобные свойства делают данный нуклид очень привлекательным кандидатом на создание стандартов частоты и времени нового поколения с относительной нестабильностью  $10^{-19}$ – $10^{-20}$  и естественной шириной линии излучения около  $10^{-5}$  Гц. А это, в свою очередь, будет способствовать созданию новых гравиметрических приборов: высокоточных квантовых нивелиров и гравитационных градиентометров.

Тем не менее и в этом случае правильное использование электронной оболочки играет решающую роль. Это связано с тем, что прямое воздействие на ядро лазером проблематично, поскольку ядро обладает своим кулоновским полем, напряжённость которого на много порядков превышает напряжённость поля современных лазеров. Практически возможный путь указан в работе [3]: надо использовать резонансные свойства электронной оболочки. Радиус электронной оболочки на три порядка превышает ядерный радиус, что обуславливает соответственно больший электрический дипольный момент. Более того, электрон в 2000 раз легче протона, что также облегчает их взаимодействие с полем лазера: классический радиус заряженных частиц обратно пропорционален их массе. Дополнительный выигрыш возможен в случае резонанса, ожидаемый эффект которого также измеряется порядками величины.

Такое усиление хорошо известно на примере традиционной внутренней конверсии (ВК). Коэффициент ВК (КВК) может достигать десяти и более порядков величины, во столько же раз сокращая время жизни ядра в возбуждённом состоянии. Именно такая ситуация имеет место в  $^{229}\text{Th}$ . ВК приводит к сильной вариации времени жизни изомера в зависимости от состояния электронной оболочки, от 10 мкс в нейтральных атомах до нескольких часов в ионах Th IV. Более того, этот эффект приводит к возникновению ториевой загадки, решение которой наводит на мысль о зависимости времени жизни ядра от внешних условий. Нельзя подходить к рассмотрению любых процессов в  $^{229}\text{Th}$  без учёта ВК [4, 5], как, например, это было допущено в эксперименте [6]. Данный аспект обсуждается в следующем разделе.

Возможность реализации резонанса разбирается в разделе 2. Точного резонанса между электронным и ядерным переходами можно достичь с помощью лазера, правильным подбором частоты создавая резонансную систему. Реализации рекомендаций препятствует существенный нюанс: не известна с необходимой точностью энергия резонанса. Поэтому следует подбирать частоту лазера вплоть до достижения резонанса, который и укажет энергию ядра с необходимой точностью. В дальнейшем, развиваясь, эта идея приведёт к созданию лазерно-ядерных технологий, применение которых позволит манипулировать ядрами с помощью излучения лазера с такой же лёгкостью, с которой сейчас это производится над электронной оболочкой. Поэтому ошибкой было бы думать, что ядерно-оптические часы будут в техническом отношении намного более сложными устройствами, чем современные рекордные атомные и ионные экземпляры.

Практически удобным является метод, известный в метрологии как комб-генератор [7]. Посредством этого метода можно возбудить ядерный изомер, используя единственный лазер, путём кратного умножения гармоник. Мы покажем, что необходимым является нетривиальное условие: при накачке входного атомного состояния полем лазера переход электрона должен совершаться в возбуждённое атомное состояние [8]. При переходе электрона в основное состояние возбуждение ядра практически невозможно.

В разделе 3 рассматривается принципиальный для целей создания стандарта частоты эффект уширения спектральной линии распада изомера в водородоподобных ионах. Благодаря взаимодействию с единственным орбитальным электроном, возникает эффект смешивания основного и изомерного состояний ядра, несмотря на то, что они имеют разный спин. Такое смешивание имеет место в состояниях с полным моментом  $F = 2$ . Более того, оно приводит к осцилляции основной и изомерной амплитуд ядра как в основном, так и в изомерном состояниях водородоподобной системы. Это явление уже требует нового подхода к самому опросу состояния ядра.

С учётом накопленного опыта в рамках последовательного теоретического анализа в разделе 3 обсуждается оптимальная электронно-ядерная конфигурация  $^{229}\text{Th}$ , наиболее подходящая для возбуждения ядерно-оптического резонанса.

### **1. Время жизни изомера в зависимости от электронной оболочки и внешних условий**

Первое и пока единственное измерение было выполнено группой профессора Тирольфа в Университете имени Людвига и Максимилиана в Мюнхене. Было измерено время жизни изомера в нейтральном атоме. Оно оказалось равным 10 микросекундам [9]. Это в точности совпало с предсказанным значением в работе [10]. Разберём вопрос подробнее.

Как говорилось, электронная оболочка атома радикально влияет на время жизни возбуждённого ядра. Энергия изомера превышает потенциал ионизации в нейтральном атоме 6,1 эВ. Поэтому основным каналом распада изомера является ВК (рис. 1а): энергия изомера передаётся  $7s$ -электрону, который покидает атом с кинетической энергией  $E_c = 2,1$  эВ. Коэффициенты ВК (КВК) для  $M1$ -переходов  $\alpha(M1)$  в нейтральном атоме тория были вычислены в работе [10] для энергий перехода ядра  $\omega_n$  от порога вплоть до 10 эВ. Современные эксперименты [11–13] показывают, что энергия близка к 8,2 эВ. При  $\omega_n = 8,2$  эВ получим  $\alpha(M1) = 1,11 \cdot 10^9$ . Физический смысл этого значения в том, что из миллиарда фотонов, испущенных ядрами, только один сможет вырваться наружу. Остальные будут поглощены электронной оболочкой, и в конце концов вылетает один электрон. Отсюда сразу следует собственное время жизни ядра  $\lambda = 2$  ч 10 мин. Сравнивая полученное значение с одночастичной оценкой по Вайскопфу для данной энергии [14] (с учётом статистического фактора), определим фактор запрета  $H = 340$  — типичное значение для ядер в данной области.

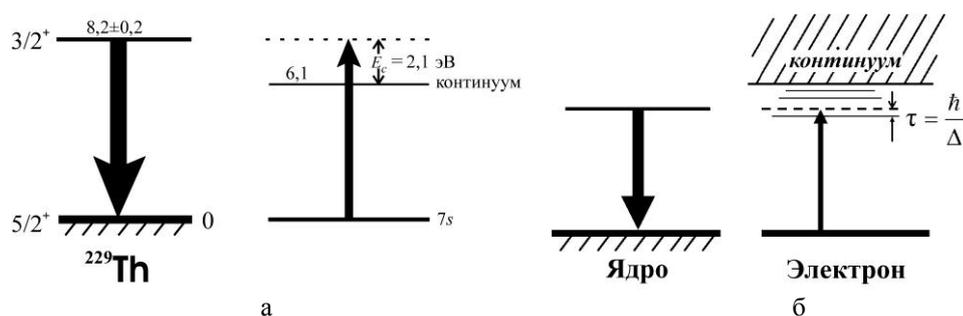


Рис. 1. Схема ВК в нейтральных атомах (а): энергия изомера передаётся  $7s$ -электрону, который покидает атом с кинетической энергией  $E_c = 2,1$  эВ; РК в однократных ионах (б)

Рассматривая однократно ионизованные атомы Th II, заметим, что потенциал ионизации для них составляет 11,9 эВ. Поэтому канал ВК закрыт для распада, вследствие чего ожидается резкое увеличение времени жизни. Однако ВК не выключается, она становится подпороговой [15], то есть дискретной, или резонансной. По сути, это расширение механизма электронного мостика эмиссии гамма-квантов при больших КВК, предсказанного В.А. Крутовым, поэтому введённый им термин широко используется в современной литературе. В рамках экспериментов [9, 11] была получена оценка и на время жизни изомерных атомов Th III, а также оценка сверху для однократных ионов. В данной работе ионы отдачи  $^{229}\text{Th}$  от  $\alpha$ -распада  $^{233}\text{U}$  собирались в тормозной ячейке, а затем транспортировались через сопло, радиочастотный квадрупольный проводник, формирующий группы ионов, и масс-сепаратор к конечному микроканальному пластинчатому детектору. Измерения проводились с двух- и трёхзарядными ионами. В результате для двухзарядных ионов  $\text{Th}^{++}$  был обнаружен довольно отчётливый сигнал, а отсутствие сигнала от  $\text{Th}^+$  дало основание для оценки сверху времени жизни 0,01 с. Попытки сравнения с теорией путём привлечения результатов расчёта [16] привели к противоречию — отсюда происхождение термина «загадка». Загадка с торием получила дальнейшее исследование Зайферле [17], где можно найти дальнейшие экспериментальные детали, подтверждающие проблему. Таким образом, данные из [9, 11, 17] стали отправной точкой появления ториевой загадки, которая с тех пор активно обсуждается. Мы коснёмся физических причин неудачи работы [16] в следующем разделе, а возможное объяснение было найдено в работах [18]. Её объяснение имеет критическое значение для понимания свойств электронной оболочки.

С учётом ВК вероятность распада ядра в единицу времени:

$$\Gamma = [1 + \alpha(M1)]\Gamma_\gamma, \quad (1)$$

где  $\Gamma_\gamma$  — радиационная ширина распада изомера,  $\alpha(M1)$  обозначает собственно КВК. В случае дискретной конверсии электрон переходит на промежуточный связанный уровень (рис. 1б). По аналогии с (1), формулу для вероятности распада в этом случае можно написать в виде:

$$\Gamma = [1 + R(M1)]\Gamma_\gamma, \quad (2)$$

в которой, однако,  $R$ -фактор  $R(M1)$  нельзя вычислять по тем же формулам, что и  $\alpha(M1)$ . Проблема в том, что волновая функция конверсионного электрона в связанном состоянии нормирована иначе, чем в континууме, из-за чего КВК (обозначим его  $\alpha_d(M1)$ ) обретает размерность энергии, соответственно, формула (1) теряет смысл. Но она его вновь обретает, если умножить  $\alpha_d(M1)$  на резонансный фактор Брэйта — Вигнера, после чего остаётся про- суммировать по всем промежуточным состояниям  $j$ :

$$R(M1) = \sum_j \frac{\alpha_d(M1) \Gamma_j / 2\pi}{(E_j - \omega_n)^2 + (\Gamma_j / 2)^2}. \quad (3)$$

Здесь  $\Gamma$  — полная ширина уровня  $j$ . Поскольку энергия его отличается от энергии ядра на величину  $\Delta$ , закон сохранения энергии запрещает пребывание электрона на этом уровне дольше  $\tau = \hbar / \Gamma$ . Поэтому наиболее вероятным каналом распада промежуточного состояния будет обратный переход в основное состояние с возвратом энергии ядру. Таким образом, излучение энергии вовне, то есть, собственно, девозбуждение изомера, является конкурирующим процессом тем более вероятным, чем больше ширина промежуточного состояния атома.

На рис. 2 приведён график изменения  $R(M1)$  в зависимости от энергии ядерного перехода [18]. Мощный максимум вокруг 8,15 эВ является результатом суперпозиции многих резонансов, возникающих от переходов между фрагментированными  $7s$ - и  $8s$ -уровнями. Штриховая линия отмечает минимальный уровень  $R_c = 7,77 \cdot 10^5$ , который позволяет объяснить эксперимент. При  $R > R_c$  время жизни изомера, вычисленное согласно (3), становится меньше 0,01 с. Считая, что математическое ожидание любого значения  $\omega_n$  на промежутке  $8,2 \pm 0,2$  эВ равновероятно, можно оценить вероятность согласия с экспериментом. Она оказывается  $P = 24$  %.

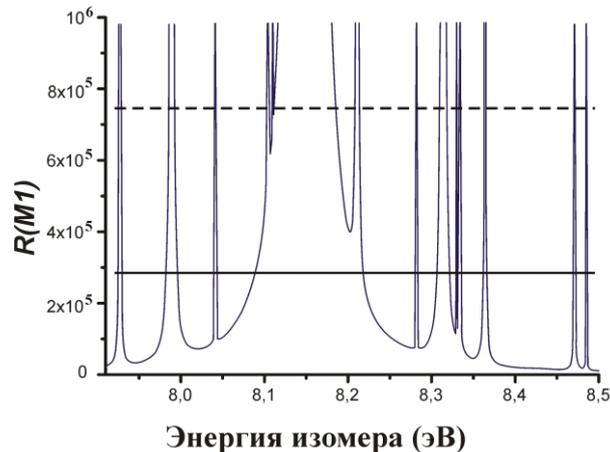


Рис. 2. Расчёт  $R$ -фактора в однократных ионах

Одно чрезвычайно интересное обстоятельство позволяет увеличить эту оценку. Дело в том, что 0,01 с — это как раз то время, которое ионы  $\text{Th}^+$  проводят в воронке в атмосфере буферного газа при давлении 40 мбар. Можно оценить, что при этом давлении линии претерпевают столкновительное уширение по сравнению с естественной шириной приблизительно в 3 раза. Это может сократить их время жизни на порядок величины [18]. Учёт этого обстоятельства значительно ослабляет ограничение на величину  $R_c$ , позволяя уменьшить его в три раза, вплоть до  $R_c' = 2,56 \cdot 10^4$ . Новая оценка показана на рис. 2 сплошной линией. В результате вероятность согласия с экспериментом повышается до 41 %, что делает данное объяснение «загадки» вполне вероятным.

Всё то же справедливо и для Th III, хотя в меньшем масштабе. Потенциал ионизации возрастает до 11,9 эВ, а валентная оболочка  $6d5f$  не включает  $s$ -электронов. Полученная в работе [9] экспериментальная оценка времени жизни двукратного иона  $\lambda^{++} > 2$  мин приближается ко времени жизни голого ядра. Поэтому и вычисленный  $R$ -фактор уменьшается до значения  $R \approx 100$  без учёта столкновительного уширения. Отсюда вытекает время жизни  $\lambda^{++} = 40$  мин. Это значение не противоречит экспериментальному ограничению  $\lambda^{++} > 2$  мин, оставляя место и для столкновительного уширения. Вычисленное в работе [19] большее в 50 раз значение  $\lambda_{\text{th}}^{++}$  представляется менее вероятным. Скорее, такой разброс показывает трудности расчёта  $R$ -фактора в отсутствие точного значения энергии изомера.

Для Th IV получим время жизни, близкое к значению для голого ядра:  $\lambda^{+++} \leq 2$  ч, причём различие с последним составляет не более чем несколько десятков процентов. Сводка результатов приводится в таблице. Важную роль во ВК играют  $7s$ -электроны: КВК для  $M1$ -переходов пропорциональны электронной плотности на ядре, поэтому они максимальны на  $s$ -электронах. Этому условию удовлетворяют валентные оболочки нейтральных атомов  $7s^2 6d^2$  и однократных ионов  $7s 6d^2$ , тогда как Th III ( $6d5f$ ) и Th IV ( $5f$ ) содержат  $7s$ -электроны только в примесных конфигурациях. Данное обстоятельство способствует спаду вероятности электронных мостиков в этих ионах. Заметим, что постепенный спад вероятности резонансной конверсии в ионах тория совершенно аналогичен постепенному увеличению времени жизни в ионах  $^{125}\text{Te}$  в экспериментальной работе [15], в которой она и была впервые зарегистрирована по этому признаку в Университете Бордо.

Таблица

Сравнение теоретических времён жизни изомера в нейтральных атомах и различных ионах.  $H$  — фактор запрета по Вайскопфу

	Th I	Th II	Th III	Th IV
Эксперимент	$10^{-5}$ с	$< 10$ мс	$> 2$ мин	$> 2$ мин
Теория	10 мкс, $H = 340$	$< 10$ мс с вероятностью 41 %	40 мин	2 ч

## 2. Два механизма оптической накачки изомера

Одно время считалось, что энергия изомера — 3,5 эВ [20]. Имея в виду эту энергию, ряд возможных механизмов возбуждения через электронную оболочку был рассмотрен в работах [21]. Современные эксперименты показывают, что энергия близка к 8,2 эВ. В этом случае технически может оказаться проще возбудить входное атомное состояние путём двух- или трёхфотонного поглощения, поскольку энергии одного фотона может оказаться недостаточно. Хотя был и проект однофотонной накачки изомера [22]. Для определённости рассмотрим типовой механизм двухфотонного частично резонансного поглощения, который рассматривался в [8, 16]. Его схема приведена на рис. 3.

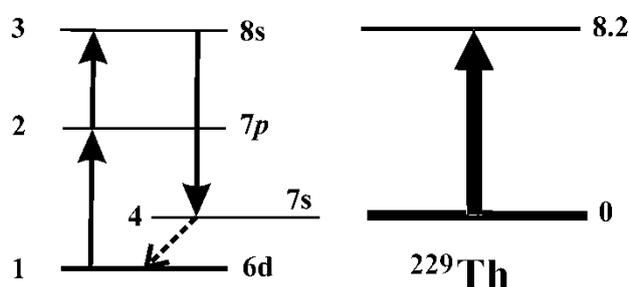


Рис. 3. Схема двухфотонной оптической накачки

Первый фотон поглощается резонансно. Атом переходит из основного состояния  $1$  в возбуждённое состояние  $2$ . Энергия фотона в точности равна энергии атомного перехода. Атом накапливает достаточно энергии, поглощая второй фотон и совершая переход  $2 \rightarrow 3$ . На завершающем этапе часть набранной энергии атом передаёт ядру и переходит в состояние  $4$ , оставаясь в возбуждённом состоянии. Энергия атомного перехода  $3 \rightarrow 4$  в точности равна энергии изомера в соответствии с законом сохранения энергии. Поэтому состояние  $3$  не может быть реальным атомным состоянием, поскольку точный резонанс невозможен. Таким образом, второй фотон поглощается нерезонансно. А следовательно, его вероятность тем больше, чем больше ширина уровня  $3$ . Этот переход является обратным по отношению к процессу ВК: атом, девозбуждаясь, передаёт энергию ядру. Опираясь на теорию ВК, можно указать оптимальные квантовые числа атомных состояний.

Рассмотрим однократные ионы Th II. Основное состояние  $1$  описывается конфигурацией  $7s6d^2$ . Состояние  $2$  отвечает конфигурации  $7s6d7p$  с энергией 3,5 эВ. Именно этот переход характеризуется наиболее интенсивной линией в спектре поглощения. Из условия электродипольности поглощения второго кванта вытекает то, что состояние  $3$  может быть либо  $8s$ , либо  $7d$ . Напомним, что из теории ВК вытекает то, что вероятность конверсионного перехода  $M1$

прямо пропорциональна плотности квадрата волновых функций электрона на ядре. Поэтому данный переход наиболее сильный, если электрон переходит между  $s$ -состояниями. Это условие исключает  $7d$ -состояние, оставляя единственную возможность  $8s$ . Поэтому состояние 3 должно быть близко к  $7s8s6d$ . Переход же  $7d \rightarrow 7s$  по крайней мере на три порядка слабее.

Заметим, что с экспериментальной точки зрения легче вторым фотоном возбудить реальное  $8s$ -состояние, поскольку сечение резонансного возбуждения гораздо больше. Но тогда становится невозможным резонансный переход  $3 \rightarrow 4$ : ядро должно получить ровно ту энергию, которая необходима для возбуждения изомера. Поэтому нерезонансным становится переход  $3 \rightarrow 4$ , и возникающая вследствие этого малость «съедает» выигрыш от резонанса при поглощении второго фотона. Соответственно, его вероятность пропорциональна  $\Gamma_4$  — ширине уровня 4. Закон же сохранения энергии восстанавливается в результате следующего перехода, например, в основное состояние  $7s6d^2$ . Но это квадрупольный  $E2$  переход  $7s \rightarrow 6d$ , заторможенный на 4–6 порядков величины по сравнению с электрическим дипольным  $E1$ . Таким образом, состояние 4 никак не может быть основным в оптимальном варианте, а предпочтение следует отдать частично-резонансной накачке, основанной на обратной конверсии.

Приведённые выше качественные соображения полностью подтверждаются расчётами [8]. Для удобства классификации второй механизм был условно связан с работой Мориты [23], в которой предлагался механизм безрадиационного возбуждения ядра, инициированный созданием дырки во внутренней оболочке. В английской транскрипции он был назван NEET — Nuclear excitation by electronic transition. В русскоязычной литературе встречается название ЯВАП — ядерное возбуждение в атомном переходе. В работе [8] показано, что отношение вероятностей двух механизмов составляет:

$$\frac{W_{RC}}{W_{NEET}} = \frac{\Gamma_3}{\Gamma_4} \gg 1.$$

Этим всё сказано. Механизм обратной конверсии (reverse conversion, RC) более вероятен в меру отношения ширин. Уже из энергетике ожидается, что  $\Gamma_3 \gg \Gamma_4$ . Других принципиальных источников малостей нет. А то, что для  $^{229}\text{Th}$  неравенство составляет больше четырёх порядков величины в силу квадрупольного характера вершины  $\Gamma_4$ , вовсе не случайное обстоятельство: состояний другого типа внизу просто нет. Это как отсутствие возбуждённых  $E1$ -состояний в атомных ядрах вблизи основного состояния. А если бы состояние 4 было основным, то его ширину следовало бы обнулить:  $\Gamma_4 = 0$ . При этом одновременно обнулилась бы и вероятность возбуждения  $W_{NEET}$  по резонансному механизму. Неучёт этого аргумента в работе [16] и привёл, собственно, к появлению ториевой загадки. Состояние 4 в ней предполагалось основным. Это исключало возможность реализации резонансного  $8s \rightarrow 7s$  перехода.

### 3. Суперпозиция основного и изомерного состояний ядра в водородоподобных ионах

Теперь почти всё готово, чтобы сформулировать некоторые заключения и практические рекомендации по выбору оптимальной конфигурации для ядерно-оптических часов. Остановимся ещё на результатах работы [24], в которой было показано ускорение распада изомера в водородоподобных ионах за счёт смешивания основного и изомерного уровней ядра в состояниях атома с полным моментом  $F = 2$ . Более того, предсказана осцилляция амплитуд основного и возбуждённого состояний ядра в нижних уровнях с  $F = 2$ . Рассмотрим вопрос по порядку.

В основном состоянии такой водородоподобной системы спин единственного электрона и ядра могут сложиться параллельно или антипараллельно. Соответствующий полный момент будет равен  $F = 3$  или  $2$ . Аналогично складываются спин электрона с изомерным ядром, образуя состояния с  $F = 2$  или  $1$ . Таким образом, состояние атома с  $F = 2$  может быть двух типов: первый — ядро в основном состоянии, спины антипараллельны; второй — ядро в изомерном состоянии, спины параллельны. А поскольку они взаимодействуют путём резонансной конверсии, то, согласно принципам квантовой механики, эти состояния образуют суперпозицию, которая и будет реальной волновой функцией. Обозначив амплитуды смешивания состояний атома двух типов  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно, волновую функцию атома в основном и изомерном состояниях можно записать в виде:

$$\Psi_g = \alpha |1\rangle + \beta |2\rangle;$$

$$\Psi_{is} = \alpha |2\rangle - \beta |1\rangle,$$

где  $\alpha \approx 1$ , а  $\beta$  можно определить через матричный элемент взаимодействия и разность энергий двух состояний в первом порядке теории возмущений. Если атом в основном состоянии, то ядро тем не менее может быть с вероятностью  $|\beta|^2$  в изомерном, а если атом в изомерном состоянии, тем не менее с той же вероятностью ядро у него в основном. Это достигается за счёт того, что примесная амплитуда осциллирует во времени. Теперь на вопрос перехода атома из изомерного состояния в основное, например радиационное, можно взглянуть иначе: в какой-то момент времени ядро уже в основном состоянии, поэтому достаточно совершить спин-флип электрону, излучив избыток энергии. А ему это сделать на порядки легче, как отмечено во введении. За счёт этого эффекта время жизни изомера сокращается в 700 раз.

Этот же эффект, хоть и уменьшаясь по величине, остаётся в силе и для нейтральных атомов, имеющих валентную конфигурацию  $7s^2 6d^2$ , включающую  $s$ -электроны, а также и для ионов  $\text{Th}^+$  с валентной конфигурацией  $7s 6d^2$ . Расчёт приводит к значению  $R \approx 100$ . То есть ядерная линия уширяется в 100 раз. Между тем именно такая электронная конфигурация ( $^1S_{1/2}$ )

рассматривается как наиболее подходящая для лазерного возбуждения ядра в основополагающей работе [2]. В этом смысле предпочтительней оказывается конструкция на трёхкратных ионах с единственным валентным электроном  $5f$ , коэффициент дискретной конверсии для которого на четыре порядка меньше. Соответственно подавлен эффект электронных мостиков. В двукратных ионах, валентная конфигурация которых  $6d5f$ , данный эффект также подавлен. Поэтому наименее подвержена уширению ядерная линия оказывается в механизме выстроенных состояний в трёхкратных ионах тория [25]. Это одна из причин, по которой конструирование ядерно-оптического стандарта частоты на трёхкратных ионах представляется более перспективным.

### Заключение

Подводя итоги сказанного выше, можно заключить следующее.

1. Основная задача текущего этапа — определение энергии изомера. В настоящее время она измерена с ошибкой в несколько десятых долей эВ, чего явно недостаточно для построения стандарта. Уменьшить ошибку можно через развитие ядерно-лазерных технологий. Это позволит осуществить оптическую накачку изомера лазерным излучением, используя резонансные свойства электронной оболочки. Этот метод в принципе позволяет измерить энергию с погрешностью, ограничиваемой только ширинами оптических спектров атомов. В статье рассматривается типовая схема двухфотонной накачки. В результате получено необходимое условие, которое состоит в том, что только часть энергии фотонов идёт на возбуждение изомера, соответственно атом должен остаться в возбуждённом состоянии. Иными словами, принцип оптической накачки состоит в том, что резонанс осуществляется между ядерным переходом и электронным, причём последний имеет место между двумя возбуждёнными состояниями, но не между основным и возбуждённым уровнями. Авторы были первыми, кто указали на это обстоятельство. В данной работе проводится более общее рассмотрение, которое подтверждает этот результат.

2. Другой актуальной проблемой современного этапа исследований является ториевая загадка. Она возникает при сравнении с экспериментом расчётных времён жизни изомера для разных состояний электронной оболочки: от нейтральных атомов до трёхкратных ионов. Резкое противоречие возникает в случае однократных ионов: измеренное время жизни меньше 0,01 с, тогда как расчёт приводит к значительно более длинным периодам. В статье показано, что происхождение загадки напрямую связано с недопониманием указанного выше принципа ядерного резонанса с электронным переходом между возбуждёнными электронными состояниями. Другим важным обстоятельством является то, что свойства электронной оболочки находятся в зависимости не только от степени ионизации, но и от внешних физических условий: температуры, давления и пр. Учёт этого эффекта также приводит к значительному сглаживанию указанного противоречия.

3. Наконец, отдельный параграф посвящён освещению ещё одного фундаментального проявления зависимости времени жизни изомера от состояния электронной оболочки: смешивания ядерных состояний с разными спинами. В отсутствие постороннего тела такое смешивание запрещено законом сохранения углового момента. Поэтому наиболее выпукло данный эффект проявляется в двухтельной системе — водородоподобном ионе. В статье детально анализируется могущее на первый взгляд даже показаться загадочным явление осцилляции во времени амплитуды волновой функции ядра между основным и возбуждённым состояниями. Это приводит к уменьшению времени жизни приблизительно в 700 раз. Данный эффект сохраняется для однократных и трёхкратных ионов. Его необходимо учитывать при конструировании ядерно-оптического стандарта частоты. Ввиду этого эффекта трёхкратные ионы больше подходят для поставленной цели.

### Список литературы

1. Фатеев В.Ф. Релятивистская метрология околоземного пространства-времени. — Менделеево: ФГУП «ВНИИФТРИ», 2017.
2. Peik E., Tamm Chr. Nuclear laser spectroscopy of the 3.5 eV transition in Th-229 // *Europhysics Letters*. — 2003. — V. 61. — P. 181.
3. Зон Б.А., Карпешин Ф.Ф. Ускорение распада ядра U-235 за счёт резонансной внутренней конверсии, стимулированной лазерным излучением // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1990. — Т. 97. — С. 401.
4. Karpeshin F.F. et al. On the Question of Electron Bridge for the 3.5-eV Isomer of  $^{229}\text{Th}$  // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — V. 83. — P. 1072; Karpeshin F.F., Band I.M., Trzhaskovskaya M.B., Pastor A.A. Electron bridge for the 3,5 keV  $^{229}\text{Th}$  isomer // *Известия РАН. Серия физическая*. — 1999. — Т. 63. — С. 38; Karpeshin F.F., Band I.M. and Trzhaskovskaya M.B. NEET revisited in connection with the resonance radiative pumping of  $^{229\text{m}}\text{Th}$  // *Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies. Proceedings of the International Conference, Antibes (France) 20–25 June, 1994 / ed. M. Vergnes, D. Goutte, P.H. Heenen and J. Sauvage*. — Singapore: Editions Frontiers, 1995. — P. 181.
5. Витушкин Л.Ф., Карпешин Ф.Ф., Тржасковская М.Б. Актуальные проблемы создания ядерно-оптических стандартов частоты на основе  $^{229}\text{Th}$  // *Ядерная физика*. — 2020. — Т. 83. — № 32. — С. 463–469.
6. Irwin G.M. and Kim K.H. Observation of electromagnetic radiation from deexcitation of the  $^{229}\text{Th}$  isomer // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — V. 79. — P. 990.
7. Карпешин Ф.Ф., Тржасковская М.Б. Ядерно-оптические стандарты частоты: новое поколение // *Труды Института прикладной астрономии РАН*. — 2016. — Вып. 36. — С. 15.

8. Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B. Bound internal conversion versus nuclear excitation by electron transition: Revision of the theory of optical pumping of the  $^{229\text{m}}\text{Th}$  isomer // *Phys. Rev.* — 2017. — V. 95. — P. 034310; Карпешин Ф.Ф., Тржасковская М.Б. Возбуждение изомера ядра Th посредством резонансной конверсии в ионизованных атомах // *Ядерная физика.* — 2015. — Т. 78. — С. 765.
9. Von der Wense L. et al. Direct detection of the  $^{229}\text{Th}$  nuclear clock transition // *Nature.* — 2016. — V. 533. — P. 47; Seiferle B., von der Wense L., Thirof P.G. Lifetime Measurement of the  $^{229}\text{Th}$  Nuclear Isomer // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — V. 118. — P. 042501.
10. Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B. Impact of the electron environment on the lifetime of the  $^{229}\text{Th}^{\text{m}}$  low-lying isomer // *Phys. Rev. C.* — 2007. — V. 76. — P. 054313.
11. Seiferle B. et al. Energy of the  $^{229}\text{Th}$  nuclear clock transition // *Nature.* — 2019. — V. 573. — P. 243.
12. Yamaguchi A. et al. Energy of the  $^{229}\text{Th}$  Nuclear Clock Isomer Determined by Absolute  $\gamma$ -ray Energy Difference // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — V. 123. — P. 222501.
13. Sikorsky T., Geist J. et al. Measurement of the  $^{229}\text{Th}$  Isomer Energy with a Magnetic Microcalorimeter // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — V. 125. — P. 142503.
14. Войханский М. Е. // Гамма-лучи. — М.-Л.: АН СССР, 1961. — С. 5.
15. Karpeshin F.F., Harston M.R., Attallah F., Chemin J.F., Scheurer J.N., Band I.M., Trzhaskovskaya M.B. Subthreshold internal conversion to bound states in highly ionized  $^{125}\text{Te}$  ions // *Phys. Rev.* — 1996. — V. 53. — P. 1640.
16. Porsev S.G. et al. Excitation of the Isomeric  $^{229\text{m}}\text{Th}$  Nuclear State via an Electronic Bridge Process in  $^{229}\text{Th}^+$  // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — V. 105. — P. 182501.
17. Seiferle B. Characterization of the  $^{229}\text{Th}$  nuclear clock transition, PhD thesis. — München: Ludwig Maximilians Universität, 2019.
18. Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B. Impact of the ionization of the atomic shell on the lifetime of the  $^{229\text{m}}\text{Th}$  isomer // *Nucl. Phys. A.* — 2018. V. — 969. — P. 173; Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B. A proposed solution for the lifetime puzzle of the  $^{229\text{m}}\text{Th}^+$  isomer // *Nucl. Phys. A.* — 2021. — V. 1010. — P. 122173.
19. Müller R. A. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* — 2017. — V. 408. — P. 84.
20. Helmer R.G., Reich C.W. An excited state of  $^{229}\text{Th}$  at 3.5 eV // *Phys. Rev. C.* — 1994. — V. 49. — P. 1845.
21. Karpeshin F.F., Band I.M., Trzhaskovskaya M.B. et al. Optical pumping  $^{229\text{m}}\text{Th}$  through NEET as a new effective way of producing nuclear isomers // *Phys. Lett. B.* — 1996. — V. 372. — P. 1; Karpeshin F.F., Band I.M., Trzhaskovskaya M.B. 3.5-eV isomer of  $^{229\text{m}}\text{Th}$ : how it can be produced // *Nucl. Phys. A.* — 1999. — V. 654. — P. 579.

22. Von der Wense L. et al. A Laser Excitation Scheme for  $^{229\text{m}}\text{Th}$  // Phys. Rev. Lett. — 2017. — V. 119. — P. 132503.
23. Morita M. Nuclear Excitation by Electron Transition and Its Application to Uranium 235 Separation // Prog. Theor. Phys. — 1973. — V. 49. — P. 1574.
24. Karpeshin F.F., Wycech S., Band I.M., Trzhaskovskaya M.B., Pfützner M., Żylicz J. Rates of transitions between the hyperfine-splitting components of the ground-state and the 3.5 eV isomer in  $^{229}\text{Th}^{89+}$  // Phys. Rev. C. — 1998. — V. 57. — P. 3085.
25. Campbell C.J. et al. Single-Ion Nuclear Clock for Metrology at the 19th Decimal Place // Phys. Rev. Lett. — 2012. — V. 108. — P. 120802.

*Статья поступила в редакцию: 22.11.2021 г.*

*Статья прошла рецензирование: 10.01.2022 г.*

*Статья принята в работу: 19.01.2022 г.*