

ДВУХФОТОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ 8.3-эВ ИЗОМЕРА ^{229m}Th В НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ

© 2024 г. Ф. Ф. Карпешин^{1),*}

Поступила в редакцию 21.03.2024 г.; после доработки 02.05.2024 г.; принята к публикации 02.05.2024 г.

Обсуждается возможность уточнения энергии ядерного изомера ^{229m}Th с энергией 8.36-эВ — наиболее вероятного кандидата на роль ядерного стандарта частоты — с помощью резонансной оптической накачки. Основное внимание уделено вопросу расширения резонанса с целью сокращения времени сканирования. Предложенный двухфотонный метод использует радикальное уширение линии изомера за счет смешивания с электронным переходом. Этот метод не обременен уменьшением сечения, в отличие от резонансного уширения за счет внутренней конверсии или преднамеренного экстрауширения спектральной линии лазера накачки. В рассматриваемом случае он оказывается на два порядка эффективнее. Он применим как к ионизованным, так и к нейтральным атомам тория. Реализация метода предполагает возбуждение как ядра, так и электронной оболочки в конечном состоянии.

DOI: 10.31857/S0044002724050039, EDN: JFZBOC

1. ВВЕДЕНИЕ

Большое внимание в настоящее время уделяется проблеме создания ядерно-оптических часов и соответственно стандарта частоты следующего поколения. Рекордные существующие образцы атомных часов демонстрируют погрешность в пределах нескольких единиц 10^{-18} [1], тогда как для решения насущных фундаментальных и прикладных задач требуется понизить погрешности еще на порядок. Хорошую перспективу имеют разработки часов на тяжелых ионах [2]. Дальнейшее снижение погрешности позволило бы разрешить давний вопрос о возможном дрейфе фундаментальных констант [3]. Актуальнейшей задачей современной физики является поиск темной материи и энергии. Здесь основополагающая идея состоит в обнаружении волновых осцилляций частиц сверхлегкой материи в ее взаимодействии с обычным веществом [4]. Сильные стороны ядерных часов указаны во множестве обзоров и оригинальных работ (например, [5] и указанные там дальнейшие ссылки). Некоторые из них выглядят самоочевидными, например, защищенность от внешних полей. А их применение для поиска дрейфа фундаментальных констант имеет незаменимые особенности, поскольку вклад от ядерной составляющей по сравнению с кулоновской в частоту перехода в них проявляется гораздо сильнее, чем в оптических. Поэтому некоторые проекты основаны на совместном применении атомных и ядерных часов, используя указанные особенности последних [2, 6].

Кандидат номер один на создание ядерно-оптических часов — уникальный нуклид ^{229}Th , возбужденное состояние которого $3/2^+$ [631] лежит на высоте всего $\omega_n = 8.355740(3)$ эВ над основным состоянием $5/2^+$ [633] [7]. Положим для оценок время его жизни в нейтральных атомах в пределах 10 мс [8–11]. Однако собственное время жизни ядра намного больше из-за внутренней конверсии (ВК), которая значительно ускоряет распад изомера: КВК (коэффициент ВК) $\alpha(M1) = 0.987 \times 10^9$. Таким образом, учет ВК приводит к увеличению естественной ширины изомерной линии от $\Gamma_n = 0.667 \times 10^{-19}$ эВ (10^{-5} Гц) до $\Gamma_c = 0.7 \times 10^{-10}$ эВ (10 кГц).

В кристаллическом окружении собственное время жизни изомера может быть в несколько раз короче [7, 12], что не меняет качественных оценок. Недавний прорыв в лазерной физике [7] был достигнут, используя высоколегированный кристалл CaF_2 и четырехволновой смесительный лазер. Роль кристалла заключается в подавлении канала конверсионного распада изомера благодаря наличию в нем широкой запрещенной зоны, хотя при спектральной ширине использовавшегося луча 10–20 ГГц это не является принципиальным обстоятельством. Возбуждение ядра осуществлялось поглощением фотонов с резонансной энергией. Теория прямого возбуждения ядра в сильных электромагнитных полях развивалась в работах [13–17] и других, цитированных там. Текущая задача на пути построения будущего стандарта состоит в дальнейшем уточнении полученного значения энергии изомера, вплоть до естественной ширины его линии. В этой связи повторимся, что другой эффективный путь поиска ядерно-оптического резонанса ле-

¹⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева, Санкт-Петербург, Россия

* E-mail: fkarpeshin@gmail.com

жит через использование резонансных свойств электронной оболочки. Взаимодействия ядра с электронной оболочкой осуществляются посредством внутренней конверсии в подпороговой области, переходящей в дискретную, или резонансную конверсию (РК). Концепция РК была сформулирована применительно к девозбуждению осколков деления в мюонных атомах [18]. В работе [19] впервые был предложен способ усиления ядерного перехода 76-эВ изомера ^{235}U лазерным излучением, направленным на стимулирование РК этого перехода. Метод [19] основан на двухфотонном резонансном поглощении света электроном: один фотон — виртуальный — излучается ядром, другой происходит от внешнего излучения перестраиваемого лазера, используемого для настройки резонанса. Так был впервые поставлен вопрос о сканировании частотного диапазона лазера с целью определения энергии изомера. В статье отмечалась общность РК с электронными мостиками (ЭМ), рассмотренными Крутовым [20, 21]. ЭМ наблюдался в работе [22] в распаде 30.7-кэВ изомерного уровня ^{93}Nb . РК была успешно наблюдена как в мюонных атомах [23], так и в 35-кэВ переходе в высокозарядных ионах ^{125}Te [24].

Термин обратного ЭМ как собирательного обозначения механизмов фотовозбуждения изомера ^{229}Th через посредство электронной оболочки получил широкое распространение после работ [25, 26] и других. В дальнейших деталях концепция обратных ЭМ была рассмотрена недавно в работах [27, 28]. Когда стало понятно, что энергия изомера лежит в районе 7–8 эВ, появились проекты, основанные на поглощении двух и более лазерных фотонов ([29–33] и цитированные там работы). Метод [19] также обобщается для построения двухфотонных схем [34]. Вместе с тем по-прежнему рассматриваются и однофотонные проекты, например, [35], который стал прообразом одного из наиболее перспективных проектов [9].

Какой бы мы проект, однако, ни взяли, обязательно столкнемся с вопросом оптимизации шага сканирования путем уширения спектра луча накачки. Так, в работе [33] авторы оценивают, что эффективная ширина линии изомера в их проекте составляет 40 ядерных ширин, чего, однако, еще слишком мало для того, чтобы сделать ее шагом сканирования. В проекте [9] уширение линии за счет ВК достигает 9 порядков, но ровно столько же теряется в сечении возбуждения. В последней работе [7] лазерная система имела собственную полосу пропускания около 1 ГГц, но ее намеренно модулировали до эффективной полосы пропускания 10–20 ГГц, чтобы иметь более широкую форму линии для лучшего покрытия области поиска. При этом опять во столько же раз уменьшается сечение резонансного возбуждения изомера. Иная физика лежит в идее возбуждения ядра через электронно-ядерный резонанс. Естественная ширина, например, 7p-уровня на 11 порядков превышает ядерную, в то же время сечение его возбуждения не только не страда-

ет, а наоборот, многократно превосходит ядерное. Сочетание этих факторов создает заманчивые перспективы для сканирования. С целью их более детального изучения ниже производится сравнительный анализ упомянутых выше методов резонансного возбуждения изомера. Начнем с проекта [9], чтобы, отталкиваясь от него как образца современного экспериментального проекта, наметить пути дальнейшего повышения эффективности исследования.

2. МЕТОД ОПТИЧЕСКОЙ ГРЕБЕНКИ СКАНИРОВАНИЯ ПО МЕХАНИЗМУ ВК В НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ ^{229}Th

Проект [9] предполагает использование мощного 50 Вт импульсного волоконного лазера с длиной волны 1070 нм и частотой повторения импульсов 77 МГц. После прохождения резонатора мощность пучка усиливается до 10 кВт. После этого из него выделяется седьмая гармоника. На дальнейшем отрезке пути луча помещают вращающуюся заслонку с отверстиями, которая производит его циклическое открывание-прерывание на равные промежутки времени $\tau_{\text{imp}} = 100$ мкс. В результате Фурье-спектр преобразованного луча обретает вид частотной гребенки, расположенной возле целевой энергии, состоящей из 1.2×10^5 эквидистантных зубьев. Мощность излучения в каждом зубе гребенки 10 нВт, полуширина 490 Гц (2×10^{-12} эВ), расстояние между зубьями 77 МГц (3×10^{-8} эВ). Проект [9] рассчитывался в то время, когда энергия изомера считалась $\omega_n = 8.338$ эВ с неопределенностью 0.024 эВ согласно [12]. Таким образом, вся гребенка перекрывает интервал неопределенности энергии изомера, а для нахождения резонанса требуется просканировать лишь интервал между зубцами.

Пучок фокусируется на мишень, которая представляет собой тонкий круг площадью 7.07×10^{-4} см². На его поверхность наносится путем напыления или иным способом $N_0 = 1.6 \times 10^{13}$ атомов ^{229}Th . Следовательно, каждый зуб гребенки несет поток фотонов $J = 1.06 \times 10^{13}$ с⁻¹ см⁻². Факт резонансного поглощения устанавливается путем регистрации конверсионных электронов, возникающих при девозбуждении изомера.

Прежде всего можно оценить количество ядер изомера, производимое одним импульсом при условии резонанса. Для целей сканирования наиболее эффективно использовать световой пучок со спектральной шириной, меньше или равной ширине резонанса. Тогда оценку сечения фотовозбуждения уровня с энергией ω^1 можно провести по формуле [36, 37]

$$\sigma_\gamma = \Gamma_\gamma \frac{2I_{\text{is}} + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega} \right)^2 S_\omega, \quad (1)$$

¹Мы используем релятивистскую систему единиц $\hbar = c = m_e = 1$.

где S_ω — спектральная плотность пучка, Γ_γ — радиационная ширина обратного перехода. Положив $S_\omega \approx 1/\Gamma$ полной ширине состояния ω и считая, где можно, $\Gamma_\gamma \approx \Gamma$, получим для оценок универсальную формулу

$$\sigma_\gamma = \frac{2I_{is} + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega} \right)^2, \quad (2)$$

применимую в равной мере как к ядерным, так и атомным системам. В частности, она описывает сечение резонансного рассеяния на голом ядре. Данная общность чрезвычайно важна при рассмотрении явлений электронно-ядерного резонанса. В случае нейтрального атома тория, однако, положив в формуле (1) $S_\omega = 1/\Gamma_c$, где Γ_c — конверсионная ширина изомерного перехода, найдем величину сечения возбуждения изомера в нейтральных атомах:

$$\sigma_\gamma = \frac{\Gamma_\gamma}{\gamma_c} \frac{2I_{is} + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega} \right)^2 = \alpha^{-1}(M_1) \frac{2I_{is} + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega} \right)^2 = 3.73 \times 10^{-20} \text{ см}^2. \quad (3)$$

Теперь можно оценить скорость образования изомеров $p = \sigma_\gamma J = 3.95 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Скорость распада $\gamma = 10^5 \text{ с}^{-1} \gg p$, а количество образованных за один импульс ядер изомера равно $N^{(\text{imp})} = \sigma_\gamma J N_0 \tau_{\text{imp}} = 633$.

Однако длительность импульса в 10 раз превышает время их жизни, поэтому к началу фазы измерения доживает лишь 10% от числа образовавшихся ядер. Уточнить их количество можно с помощью уравнения Эйнштейна. Пусть по-прежнему полное число облучаемых атомов тория будет N_0 . Эволюция заселенности изомерного уровня $N(t)$ определяется тремя факторами: естественным распадом $\gamma \frac{dN(t)}{dt}$, пополнением за счет возбуждения новых атомов в поле излучения лазера $p \frac{d(N_0 - N(t))}{dt}$, а также индуцированного тем же излучением обратного перехода в основное состояние $\beta p \frac{dN(t)}{dt}$ (осцилляции Раби). Принцип термодинамического равновесия приводит к соотношению $\beta = (2I_0 + 1)/(2I_{is} + 1) = 1.5$, где I_0, I_{is} — спины основного и изомерного состояний ядра соответственно. Уравнение Эйнштейна для $N(t)$ можно записать в виде

$$\frac{dN(t)}{dt} = -(\gamma + \beta p)N(t) + p[N_0 - N(t)]. \quad (4)$$

Решение уравнения (4)

$$N(t) = \frac{pN_0}{\gamma + (\beta + 1)p} \{1 - e^{-(\gamma + (\beta + 1)p)t}\}. \quad (5)$$

Согласно (5), равновесие достигается за время

$$\tau_{\text{eq}} = 1/[\gamma + (\beta + 1)p] \approx 1/\gamma = 10 \mu\text{с} \ll \tau_{\text{imp}}, \quad (6)$$

поэтому при $N_0 = 1.6 \times 10^{13}$ к концу импульса подерживается в состоянии равновесия $N_{\text{eq}} = \frac{p}{\gamma} N_0 =$

$= 63$ изомерных атома. Если производить сдвиг частоты раз в секунду с шагом, равным ширине искомым линии, т.е. 10^{-10} эВ, то для сканирования интервала между зубцами потребуется 5000 шагов, что займет 5000 с. Чтобы установить, какой именно зуб попадает в резонанс, надо изменить интервал между зубцами. Поэтому для уточнения энергии изомера потребуется провести еще несколько циклов сканирования.

Таким образом, проект основан на уширении изомерного перехода каналом ВК на 9 порядков величины. Однако это, так сказать, кинематическое уширение, а собственно электрон-ядерный резонанс как таковой не эксплуатируется.

3. НАПОМИНАНИЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА

Напротив, наиболее эффективные механизмы возбуждения изомера, основанные на динамике электрон-ядерного резонанса [19], рассмотрены в работе [36]. Некоторые направления развития этих идей обсуждались на конференции КВНО-23 и в ее Трудах [38, 39]. Рисунок 1 воспроизводит фейнмановскую диаграмму механизма, наиболее подходящего для целей сканирования. В нейтральном атоме и ядро, и электронная оболочка пребывают в основном состоянии с конфигурацией $7s^2 6d^2$. Путем обмена виртуальным фотоном в процессе обратной РК один из валентных $7s$ -электронов передает ядру необходимую для образования изомера энергию ω_n . Баланс энергии восстанавливается поглощением второго — внешнего — фотона с энергией ω . Абсорбируя энергию фотона, электрон переходит в конечное $7p$ -состояние. Частота пучка определяется из условия сохранения энергии:

$$\omega = \omega_n + \epsilon_{7p}, \quad (7)$$

где ϵ_{7p} — энергия атома в конечном состоянии. Энергию основного состояния атома мы полагаем равной нулю. На этой частоте амплитуда проходит через резонанс шириной $\Gamma = \Gamma_{7p}$, равной ширине $7p$ -уровня. Поэтому для целей сканирования целесообразно использовать пучок с резонансной частотой ω и со спектральной шириной, равной ширине резонанса Γ .

Расчет вероятностей процессов, подобных рис. 1, рассмотрен, например, в работе [36], где опубликован подробный расчет радиационной ширины $\Gamma_\gamma^{(1)}$ процесса, обратного к процессу рис. 1:

$$\Gamma_\gamma^{(1)} = R\Gamma_\gamma^{(n)} = \frac{\alpha_d(7s - 7s; \omega_n)\Gamma_\gamma^{(a)}(7p \rightarrow 7s; \omega)\Gamma_\gamma^{(n)}}{2\pi\omega^2}. \quad (8)$$

В соответствии со сказанным выше в этих соотношениях $\alpha_d(7s - 7s; \omega_n)$ — размерный коэффициент РК для $M1$ -перехода с энергией ω_n , $\Gamma_\gamma^{(a)}(7p - 7s; \omega)$ — ширина радиационного перехода электрона $7p - 7s$ с

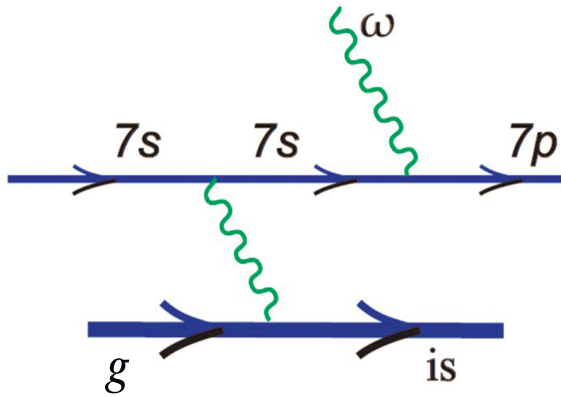


Рис. 1. Фейнмановский график резонансной оптической накачки изомера по двухфотонному механизму.

энергией ω (вне массовой поверхности). В зависимости от энергии соответствующего перехода $\Gamma_{\gamma}^{(a)}(7p - 7s; \omega) \sim \omega^3$, $\alpha_d(7s - 7s; \omega_n) \sim \omega^{-3}$. R -фактор обозначает отношение ширин обратных процессов. Вероятность (8) обладает прозрачным физическим смыслом произведения вероятности испускания $7p$ -электроном фотона ω и восстановления баланса энергии при переходе изомера в основное состояние. ω^2 возникает в знаменателе от электронного пропагатора между этими двумя событиями.

Подстановка (8) в формулу (1) прямо приводит к сечению процесса фотопоглощения, отвечающему диаграмме рис. 1:

$$\sigma_{\gamma} = \frac{2j_{7p} + 1}{2j_{7s} + 1} \left(\frac{\pi}{\omega} \right)^2 f W Q, \quad (9)$$

где $f = \Gamma_{\gamma}^{(a)}(7p - 7s; \omega) / \Gamma_{\gamma}^{(a)}(7p - 7s; \omega_a) = (\omega / \omega_a)^3$ — фактор, возникающий ввиду схода промежуточного $7s$ -электрона с массовой поверхности. Он учитывает тот факт, что вероятность излучения фотона пропорциональна кубу его энергии. ω_a — энергия перехода $7p - 7s$ в изолированном атоме:

$$W = \frac{2I_{is} + 1}{2I_0 + 1} \frac{\alpha_d(M1; 7s - 7s) \Gamma_{\gamma}^{(n)}}{2\pi\omega_n^2}, \quad (10)$$

$$Q = \frac{\Gamma_{\gamma}^{(a)}(7p - 7s; \omega_a)}{\Gamma_{7p}^{(a)}}. \quad (11)$$

В этих соотношениях W — вероятность виртуального образования изомера за счет его смешивания с основным ядерным уровнем через взаимодействие с электроном — варшавского эффекта, рассмотренного в работе [40]. В работах [36, 41] предлагалось использовать варшавский эффект для заселения изомера путем создания вакансий на внутренних оболочках атома. На другое красивое проявление варшавского эффекта в величине гиромагнитного отношения ядра ^{229}Th

в основном состоянии было обращено внимание в работе [42]. $Q \leq 1$ — отношение радиационной ширины к полной. Эта величина, в частности, характеризует добротность атомного резонанса. В нашем случае $Q = 1$ — максимальному значению. Сечение (9) можно наглядно представить в виде

$$\sigma_{\gamma} = \frac{2j_{7p} + 1}{2j_{7s} + 1} \frac{2I_0 + 1}{2I_{is} + 1} f W Q \tilde{\sigma}_{\gamma}^{(b.n.)}, \quad (12)$$

где $\tilde{\sigma}_{\gamma}^{(b.n.)}$ приблизительно равно сечению на голом ядре, отличаясь от последнего тем, что рассчитывается для энергии фотона ω , а не ω_n . Из формулы (9) следует, что рационально выбирать в качестве конечного состояния широкие уровни с хорошей добротностью, для которых $Q \approx 1$.

С точки зрения простых физических соображений, в этой формуле эффект ослабления сечения вследствие уширения линии учтен в явном виде наличием полной ширины резонанса в знаменателе формулы (11): она не сильно отличается от аналогичной конверсионной ширины изомерного перехода. А механизм усиления состоит в том, что парциальная вершина взаимодействия лазерного фотона с атомным электроном (электродипольное поглощение в $7s - 7p$ -переходе) на 12 порядков больше, чем магнитодипольного поглощения аналогичного фотона в изомерном переходе ядра. Это основная идея двухфотонного метода, начиная с работы [19]. Существование унитарного предела (2), достижимого для возбуждения состояний с максимально возможной добротностью, никак не мешает парциальным сечениям различаться сколь угодно сильно, согласно (1).

Наконец, для целей качественного анализа введем параметр эффективного сечения V , умножив основное сечение (12) в нашем случае или (3) — в случае проекта [9] — на ширину соответствующего резонанса, которую можно отождествить с шагом сканирования, и разделив на собственную ширину изомера $\Gamma_{\gamma}^{(n)}$. В случае схемы [9] получается прозрачный результат:

$$V \equiv \sigma_{\gamma}^{(b.n.)}. \quad (13)$$

Он объясняется тем, что выигрыш в ширине резонанса в точности равен проигрышу в сечении возбуждения. Для нашей схемы ширина определяется величиной Γ_{7p} , и

$$V = f W Q \frac{\Gamma_{7p}}{\Gamma_{\gamma}^{(n)}} \tilde{\sigma}_{\gamma}^{(b.n.)}. \quad (14)$$

В случае схемы, подобной [7], основанной на прямом уширении спектра лазерного луча, для эффективного сечения также справедливо выражение (13).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Произведем качественную оценку времени сканирования по механизму рис. 1, воспользовавшись теоретическим расчетом необходимых параметров в рамках метода Дирака–Фока [43]. На момент публикации

работы [36] другое значение энергии изомера считалось общепринятым: 3.5 эВ. Поэтому и расчеты проводились с тем значением в рамках метода Дирака–Фока, используя комплекс компьютерных программ RAINE для расчета атомных структур [43]. Полученные значения опубликованы в ряде работ, например, в [36]. Экстраполяция на современную энергию выполняется непосредственно, используя зависимость от энергии радиационных ширин $\sim \omega^3$, а коэффициентов конверсии $\sim \omega^{-3}$.

КВК для $M1$ -перехода с энергией $\omega_n = 8.36$ эВ в ThI равен $\alpha(M1) = 0.987 \times 10^9$ [10]. Если положить время жизни в нейтральных атомах $10 \mu\text{с}$ [8], то отсюда следует приведенная выше собственная ширина изомера $\Gamma_n = 0.667 \times 10^{-19}$ эВ.

В рамках метода Дирака–Фока резонансное сечение состоит из двух компонент, соответствующих конечным уровням $7p_{1/2}$ и $7p_{3/2}$, причем интенсивность второй компоненты вдвое выше первой. Для нее и выполним оценки. Энергия $\epsilon_{7p_{3/2}} = 2.41$ эВ [36], следовательно, $\omega = 10.75$ эВ. $\epsilon_{7p_{1/2}} = 1.64$ эВ, соответственно, $\omega = 9.98$ эВ для этого уровня.

Далее получим $\alpha_d(7s - 7s; \omega_n) = 1.23 \times 10^{10}$ эВ. Радиационная ширина атомного перехода $\Gamma_\gamma^{(a)}(7p_{3/2} - 7s; \omega) = 2.78 \times 10^{-6}$ эВ, что на 13 порядков больше естественной ширины изомерной линии Γ_n . $\Gamma_\gamma^{(a)}(7p_{1/2} - 7s; \omega) = 2.41 \times 10^{-6}$ эВ.

5. ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ СКАНИРОВАНИЯ

Рассмотрим для оценок мысленный эксперимент, предполагающий сканирование монохроматическим световым лучом с мощностью 1 мВт. Такова совокупная мощность всех зубьев частотной гребенки в проекте [9]. Положим $\omega = 10.75$ эВ — резонансной энергии, отвечающей возбуждению $7p_{3/2}$ -уровня в конечном состоянии. Положим площадь мишени 10^{-4} см^2 . Теперь поток фотонов $J = 5.47 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что на пять порядков больше, чем в проекте с частотной гребенкой.

По формуле (9) найдем сечение процесса $\sigma_\gamma = 6.24 \times 10^{-21} \text{ см}^2$ и оценим скорость возбуждения изомера в поле излучения лазера: $p = \sigma_\gamma J = 0.034 \text{ с}^{-1} \ll \gamma$. Теперь время установления статистического равновесия составит, согласно (6),

$$\tau_{\text{eq}} \approx 1/\gamma = 10^{-5} \text{ с}. \quad (15)$$

Из (5) получим равновесную концентрацию изомера $n \approx p/\gamma = 3.4 \times 10^{-7}$. Таким образом, при том же $N_0 = 1.6 \times 10^{13}$ число изомерных атомов достигнет $N_{\text{is}} \approx nN_0 = 5.4 \times 10^6$ за время 10^{-5} с , что обеспечивает в 10^5 раз большую статистику по сравнению с проектом [9]. Поэтому данный интервал, т.е. 10^{-5} с , представляется достаточным в качестве длительности сканирующего импульса. Если столько же положить на проверку условия достижения резонанса, то один шаг сканирования займет $\tau_{\text{sc}} = 2 \times 10^{-5} \text{ с}$.

Далее, поскольку ширина $7p_{3/2}$ -уровня равна $\Gamma_{7p_{3/2}} = 3.13 \times 10^{-8}$ эВ, то для сканирования интервала 1 эВ понадобится $N_{\text{sc}} = 1 \text{ эВ}/\Gamma_{7p_{3/2}} = 3.3 \times 10^7$ шагов, т.е. $N_{\text{sc}}\tau_{\text{sc}} = 11$ мин. А для сканирования интервала неопределенности [9] 0.024 эВ достаточно полминуты, т.е. в 200 раз меньше времени, чем в проекте [9], и достигается это с лазером непрерывного действия на семь порядков меньшей мощности без частотной гребенки. С гребенкой отпадает также необходимость повторных сканов для уточнения номера резонансного зубца гребня.

С учетом межэлектронных взаимодействий конечные $7p$ -состояния фрагментируются на несколько сильных уровней [10], между которыми и распределяется найденное выше резонансное сечение. Спектр конечных состояний и соответствующие резонансные сечения найдем, воспользовавшись данными NIST об относительной интенсивности линий поглощения на нейтральных атомах тория. Согласно [44], выделяется сильная компонента, соответствующая переходу из основного состояния на уровень с энергией 2.1520074477 эВ. Соответственно, эта линия образует основной резонанс при сканировании, генерируемый при энергии лазерного фотона $\omega = 10.490$ эВ. Этот резонанс соответствует длине волны около 118 нм. Соответствующий пучок можно получить как девятую гармонику Nd: YAG-лазера [45]. На рис. 2 отражены полученные таким путем резонансные сечения для этой и еще нескольких наиболее сильных линий при энергиях $\omega = 11.476, 11.096, 10.067$ эВ и других. Их можно использовать как реперы, детектирование которых поможет надежно идентифицировать эти компоненты в эксперименте и соответственно определить энергию изомера согласно (7) с точностью, соответствующей лазерным методам измерения. Шкала сечений дана в предположении, что наиболее сильная линия сохраняет 1/3 полной силы резонанса $7p_{1/2}$ - и $7p_{3/2}$ -уровней.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя, подытожим, что при сканировании в нейтральных атомах можно воспользоваться уширением изомерной линии за счет ВК на девять порядков [9], до $\sim 10^{-10}$ эВ. Аналогичного эффекта можно добиться, непосредственно увеличивая спектральную ширину лазерного луча [7]. Одновременно это приводит к падению сечения фотовозбуждения во столько же раз. Частотная гребенка может помочь делу, за счет большого числа $\sim 10^5$ зубьев уменьшая во столько же раз интервал, подлежащий сканированию.

По-другому действует резонансный механизм уширения линии, согласно которому атом остается в возбужденном состоянии с хорошей добротностью. Это увеличивает ширину линии до атомных значений $\sim 10^{-8}$ эВ. Последний метод применим и к ионам. Возбуждение изомера происходит по механизму встра-

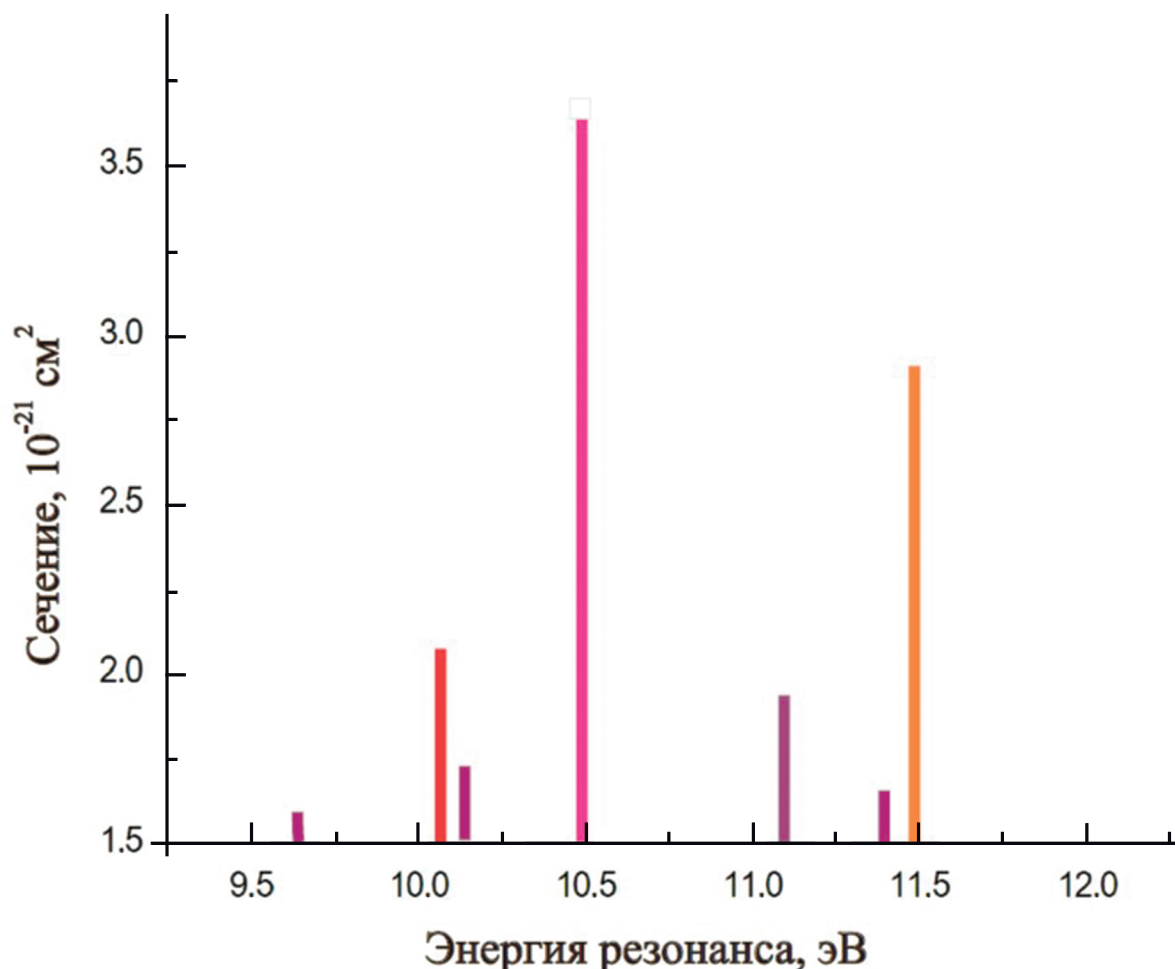


Рис. 2. Вычисленные резонансные сечения возбуждения изомера в зависимости от энергии лазерных фотонов.

ки Фейнберга—Мигдала. Основная малость в сечении процесса возникает именно на этом этапе: на валентных $7s$ -электронах вероятность возбуждения изомера (варшавский эффект) $W = 1.25 \times 10^{-12}$. Колоссальный выигрыш резонансного метода в том, что лазерный фотон поглощается атомным электроном, а не ядром. При сравнении формул (13) и (14) можно сечение $\sigma_{\gamma}^{(b.n.)}$ сопоставить с сечением $\tilde{\sigma}_{\gamma}^{(b.n.)}$ как величины одного порядка. Однако дополнительный фактор $fWQ \frac{\Gamma_{7p}}{\Gamma_{\gamma}^{(n)}} = 92$ говорит в пользу двухфотонного резонансного метода. Этот вывод согласуется с работой [36], в которой для отношения сечений двух методов получено значение $R = 918$ — также в пользу резонансного метода. Разница в численных значениях коэффициентов R и $fWQ \frac{\Gamma_{7p}}{\Gamma_{\gamma}^{(n)}}$ объясняется разницей в положенных в основу оценок значения энергии изомера.

Все сказанное в полной мере относится и к другим возможным схемам возбуждения, основанным на поглощении двух, трех или большего количества лазерных фотонов. Так, по схеме возбуждения изомера,

предложенной в работе [29], энергия двух последовательно поглощенных электронной оболочкой фотонов целиком передается ядру. При этом электронная оболочка возвращается в основное состояние. Ввиду того, что сказано выше, эта схема представляется неоптимальной для целей сканирования. Уже в работе [46] были приведены соображения, что оболочка должна оставаться в возбужденном состоянии. В свое время это привело к парадоксу, названному ториевой загадкой. Аргументы, приведенные выше, подводят итог в ее решении.

В заключение автор хотел бы выразить признательность за плодотворные дискуссии П. Тириольфу, Л.Ф. Витушкину, Л. фон дер Вензе и В.И. Исакову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Peik, T. Schumm, M. S. Safronova, A. Palffy, J. Weitenberg, and P. G. Thirolf, Quantum Sci. Technol. **6**, 034002 (2021).
2. S. A. King, L. J. Spieß, P. Micke, A. Wilzewski, T. Leopold, E. Benkler, R. Lange, N. Huntemann, A. Surzhykov, V. A. Yerokhin, J. R. Crespo Lopez-

- Urrutia, and P. O. Schmidt, *Nature* **611**, 43 (2022).
3. V. V. Flambaum, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 092502 (2006).
4. D. Antypas, A. Banerjee, C. Bartram, M. Baryakhtar, J. Betz, J. J. Bollinger, C. Boutan, D. Bowering, D. Budker, D. Carney, G. Carosi, S. Chaudhuri, S. Cheong, A. Chou, M. D. Chowdhury, R. T. Co, et al., arXiv: 2203.14915 [hep-ex].
5. E. Peik and M. Okhapkin, *Comput. Rend. Phys.* **16**, 516 (2015).
6. V. V. Flambaum and V. A. Dzuba, *Can. J. Phys.* **87**, 25 (2009).
7. J. Tiedau, M. V. Okhapkin, K. Zhang, et al., *Phys. Rev. Lett.* [in print].
8. L. Von der Wense, B. Seiferle, M. Laatiaoui, J. B. Neumayr, H.-J. Maier, H.-F. Wirth, C. Mokry, J. Runke, K. Eberhardt, C. E. Dullmann, N. G. Trautmann, and P. G. Thirolf, *Nature* **47**, 533 (2016).
9. L. von der Wense and Z. Chuankun, *Eur. Phys. J. Ser. D* **74**, 146 (2020).
10. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **76**, 054313 (2007).
11. В. И. Исаков, *ЯФ* **80**, 605 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 1080 (2017)].
12. S. Kraemer, J. Moens, M. Athanasakis-Kaklamanakis, S. Bara, K. Beeks, P. Chhetri, K. Chrysalidis, A. Claessens, T. E. Cocolios, J. G. M. Correia, H. De Witte, R. Ferrer, S. Geldhof, R. Heinke, N. Hosseini, M. Huyse, et al., *Nature* **617**, 706 (2023).
13. A. Palffy, J. Evers, and C. H. Keitel, *Phys. Rev. C* **77**, 044602 (2008).
14. A. Palffy, O. Buss, A. Hoefer, and H. A. Weidenmuller, *Phys. Rev. C* **92**, 044619 (2015).
15. A. Ya. Dzyublik, G. Gosselin, V. Meot, and P. Morel, *Europhys. Lett.* **102**, 62001 (2013).
16. A. Ya. Dzyublik, *JETP Lett.* **92**, 130 (2010).
17. L. von der Wense, P. V. Bilous, B. Seiferle, S. Stellmer, J. Weitenberg, P. G. Thirolf, A. Palffy, and G. Kazakov, *Eur. Phys. J. A* **56**, 176 (2020).
18. Д. Ф. Зарецкий, Ф. Ф. Карпешин, *ЯФ* **29**, 306 (1979) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **29**, 151 (1979)].
19. Б. А. Зон, Ф. Ф. Карпешин, *ЖЭТФ* **97**, 401 (1990) [B. A. Zon and F. F. Karpeshin, *Sov. Phys. JETP* **70**, 224 (1990)].
20. V. A. Krutov, *Ann. Phys. (Leipzig)* **21**, 291 (1968).
21. В. А. Крутов, Письма в *ЖЭТФ* **52**, 1176 (1990) [*JETP Lett.* **52**, 584 (1990)].
22. D. Kekez, A. Ljubicic, K. Pisk, and B. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1366 (1985).
23. C. Rosel, F. F. Karpeshin, P. David, H. Hanscheid, J. Konijn, C. T. A. M. de Laat, H. Paganetti, F. Risse, B. Sabirov, L. A. Schaller, L. Schellenberg, W. Schrieder, and A. Taal, *Z. Phys. A* **345**, 425 (1993).
24. F. F. Karpeshin, M. R. Harston, F. Attallah, J. F. Chemin, J. N. Scheurer, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **53**, 1640 (1996).
25. E. V. Tkalya, *JETP Lett.* **55**, 216 (1992).
26. E. V. Tkalya, *Nucl. Phys. A* **539**, 209 (1992).
27. P. V. Borisyuk, N. N. Kolachevsky, A. V. Taichenachev, E. V. Tkalya, I. Yu. Tolstikhina, and V. I. Yudin, *Phys. Rev. C* **100**, 044306 (2019).
28. A. Ya. Dzyublik, *Phys. Rev. C* **106**, 064608 (2022).
29. S. G. Porsev, V. V. Flambaum, E. Peik, and Chr. Tamm, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 182501 (2010).
30. R. A. Muller, A. V. Volotka, S. Fritzsche, and A. Surzhykov, *Nucl. Instrum. Methods B* **408**, 84 (2017).
31. P. V. Bilous, H. Bekker, J. C. Berengut, B. Seiferle, L. von der Wense, P. G. Thirolf, T. Pfeifer, J. R. C. Lopez-Urrutia, and A. Palffy, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 192502 (2020).
32. H. Xu, H. Tang, G. Wang, C. Li, B. Li, P. Cappellaro, and J. Li, *Phys. Rev. A* **108**, L021502 (2023).
33. L. Li, Z. Li, C. Wang, W.-T. Gan, X. Hua, and X. Tong, *Nucl. Sci. Tech.* **34**, **24** (2023); <https://doi.org/10.1007/s41365-023-01169-4>
34. N.-Q. Cai, G.-Q. Zhang, C.-B. Fu, and Y.-G. Ma, *Nucl. Sci. Tech.* **32**, 59 (2021); <https://doi.org/10.1007/s41365-021-00900-3>
35. L. von der Wense, B. Seiferle, S. Stellmer, J. Weitenberg, G. Kazakov, A. Palffy, and P. G. Thirolf, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 132503 (2017).
36. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **654**, 579 (1999).
37. А. И. Ахизер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика* (Москва, Наука, 1969).
38. F. F. Karpeshin and L. F. Vitushkin, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.08711>
39. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *ЖЭТФ* **165**, 145 (2024).
40. F. F. Karpeshin, S. Wycech, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, M. Pfitzner, and J. Zylicz, *Phys. Rev. C* **57**, 3085 (1998).
41. M. G. Kozlov, A. V. Oleynichenko, D. Budker, D. A. Glazov, Y. V. Lomachuk, V. M. Shabaev, A. V. Titov, I. I. Tupitsyn, and A. V. Volotka, arXiv: 2308.05173.
42. V. M. Shabaev, D. A. Glazov, A. M. Ryzhkov, C. Brandau, G. Plunien, W. Quint, A. M. Volchkova, and D. V. Zinenko, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 043001 (2022).
43. I. M. Band and M. B. Trzhaskovskaya, *At. Data Nucl. Data Tables* **55**, 43 (1993).
44. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2023), *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.11) [Online]; Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2024, May 15], National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, doi: <https://doi.org/10.18434/T4W30F>

45. C. Zhang, S. B. Schoun, C. M. Heyl, G. Porat, M. B. Gaarde, and J. Ye, Phys. Rev. Lett. **125**, 093902 (2020).
46. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, ЯФ **78**, 765 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 715 (2015)].

TWO-PHOTON RESONANCE MECHANISM OF OPTICAL PUMPING OF THE 8.3-eV ISOMER ^{229m}Th IN NEUTRAL ATOMS

F. F. Karpeshin¹⁾

¹⁾ *D.I. Mendeleyev Institute for Metrology (VNIIM), Saint-Petersburg, Russia*

The possibility of refining the energy of the nuclear isomer ^{229m}Th with the energy of 8.36 eV, the most likely candidate for the role of a nuclear frequency standard, using resonant optical pumping is discussed. Attention is focused on the broadening of the resonance in order to reduce scanning time. The proposed two-photon method uses radical broadening of the isomer line due to mixing with an electronic transition. This method is not burdened by cross-section reduction, in contrast with internal-conversion-based resonance broadening or intended extra-broadening of the spectral line of a scanning laser. In the case under consideration, it turns out to be two orders of magnitude more effective. It applies to both ionized and neutral thorium atoms. The realization of the method supposes excitation of both the nucleus and the electron shell in the final state.