

МАРШРУТНАЯ КАРТА ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРА ^{229m}Th НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРОМ

Ф. Ф. Карпешин*

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева
190005, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 ноября 2025 г.,
после переработки 25 января 2026 г.
Принята к публикации 26 января 2026 г.

Рассматриваются пути повышения эффективности оптической накачки изомера ^{229m}Th с энергией возбуждения 8.4 эВ через электронные мостики. Систематически исследуются методы накачки, при которых атом остается в возбужденном состоянии. При сканировании частоты лазера эти состояния образуют набор резонансов положительной или отрицательной четности, образованных либо магнитно-дипольным, либо электродипольным взаимодействием атома с излучением лазера соответственно — своеобразную маршрутную карту. Изучение этих резонансов создает ориентир в поисках путей предсказанного повышения эффективности в тысячи и более раз по сравнению с оптической накачкой голого ядра. Интерес к данной теме становится особенно актуальным в связи с созданием перестраиваемого лазера непрерывного действия в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне.

Ключевые слова: ядерно-оптические часы, изомер ^{229m}Th , оптическая накачка, электронный мостик

DOI: 10.7868/S3034641X26030022

1. ВВЕДЕНИЕ

2024 год войдет в историю физики как год ядерных часов. Он ознаменовался рядом успешных экспериментов по возбуждению изомера ядра ^{229}Th с энергией 8.4 эВ лазером [1–3] и др. В 2025 году — новый прорыв [4]: возбуждение изомера в тонких пленках нейтральных атомах методом мессбауэровской спектроскопии, основанном на внутренней конверсии — надежно апробированном методе в ядерной спектроскопии. Предыдущие эксперименты были основаны на детектировании резонансной флюоресценции изомера. Использование тонких пленок, с одной стороны, впервые продемонстрировало возбуждение изомера в непрозрачном для резонансных лучей материале вследствие того, что впервые была использована мишень с запрещенной зоной (~ 6 эВ) меньше энергии изомера. С другой стороны, такой зоны недостаточно для подавления внутренней конверсии. Эти продвижения значительно расширяют область применения данных изомеров в качестве но-

вых зондов для изучения твердотельной химической и ядерной сред. Более того, коэффициенты внутренней конверсии (КВК) для этого перехода достигают 10^9 [5]. Поэтому опрос состояния ядра требует меньше времени, что уменьшает результирующую нестабильность будущих ядерно-оптических часов до $\sim 10^{-18}$ за 1 с [4].

Сильные стороны ядерно-оптических часов указаны во множестве обзоров и оригинальных работ (например [6]). В частности, их применение для поиска дрейфа фундаментальных констант имеет незаменимые особенности, поскольку вклад от ядерной составляющей по сравнению с кулоновской в частоту перехода в них усилен в тысячи раз по сравнению с атомными [7, 8]. Поэтому некоторые проекты изначально основаны на совместном применении атомных и ядерных часов [9, 10]. Более того, эти особенности делают ядерные часы незаменимыми в поисках темной материи и энергии [11]. Фундаментальная идея состоит в том, чтобы зарегистрировать осцилляцию в показаниях часов, вызванные волновым характером взаимодействия квантов легкой материи с обычным веществом [12].

Нуклид ^{229}Th уникален тем, что имеет изомер с энергией всего $\omega_n = 8.355740(3)$ эВ над основ-

* E-mail: fkarpeshin@gmail.com

ным состоянием $5/2^+$. Это случайное обстоятельство делает его кандидатом номер один на создание ядерно-оптических часов с относительной погрешностью в пределах 10^{-19} [13]. Информация о собственном времени жизни изомера λ извлекалась задолго до и после его экспериментального открытия [14] из вероятностей внутри- и межполосных ротационных переходов: $(2.91 \pm 0.3) \cdot 10^{-19}$ эВ [15], 3890 с [16], 9860 с [17], 4980 с [18]. В работе [14] получена экспериментальная оценка времени жизни в нейтральных атомах $\lambda = 10$ мкс, откуда с учетом КВК $\alpha(M1) = 9.1 \cdot 10^9$ [5] следует близкое собственное время жизни $\lambda = 10$ мкс. Наконец, эксперимент в $^{229}\text{Th IV}$ [19] показал, что $\lambda = 2020_{433}^{866}$ с. Последнее значение находится в хорошем согласии с измерениями в кристаллическом окружении MgF_2 $\lambda = 967 \pm 147$ с после введения поправки $\sim n^3$ на индекс рефракции кристалла $n = 1.488$ [20]. Это значение хорошо согласуется с современными данными по торию в кристаллическом окружении. Для определенности положим для оценок значение радиационной ширины изомера $\Gamma_\gamma^n = 3.29 \cdot 10^{-19}$ эВ, что соответствует его времени жизни 2000 с.

В указанных экспериментах был использован путь прямого возбуждения ядра фотонами резонансных энергий. В то же время использованные технологии обладают крайне низкой эффективностью использования ресурсов. Так, при использовании оптической гребенки [2] только $1/10^{13}$ часть потребляемой мощности используется собственно по назначению: на возбуждение изомера. Остальная часть теряется в резонаторе, усилителях, неиспользуемых зубцах частотной гребенки и др. Приблизительно такая же часть энергии луча теряется на крыльях профиля спектральной линии 4-волнового лазера [1] из-за большой ширины, ~ 10 ГГц.

Другое направление исследования задавала работа [21], в которой на примере изомера ^{238}U с энергией возбуждения 76 эВ были продемонстрированы возможности использования электронной оболочки как резонансного электронного мостика [22, 23], способного усилить действие внешнего электромагнитного поля на ядро на порядки величины. Механизм двухфотонной настройки электронно-ядерного резонанса было предложено использовать как метод ускорения распада изомерных атомов ^{229m}Th [24]. Эффективность его оказалась чрезвычайно высокой: резонансное излучение с напряженностью поля всего 1 В/см сокращает время жизни в 5400 раз. Расстройка между энергией электронного перехода и энергией ядерного фотона компенсируется либо поглощением, либо индуцированным испускани-

ем фотона в резонансном поле лазера. В работе [25] основанный на этом методе способ возбуждения изомера ^{229m}Th сравнивался с механизмом Мориты–Ткали [26, 27]. Когда стало ясно, что энергия изомера лежит в диапазоне вакуумного ультрафиолета (~ 8 эВ) [28], метод двухфотонного резонанса был использован в работах [29–34] и других для разработки схем возбуждения изомера ^{229}Th через электронные мостики путем двух- и трехфотонной оптической накачки изомера. В работах [35, 36] этот механизм был уже предложен для объяснения наблюдаемых эффектов в текущих экспериментах через возбуждение электронных дефектных уровней в пределах запрещенной зоны кристаллов, легированных атомами ^{229}Th . Неоднократно отмечалось, что ускоряющие электронные факторы могут варьироваться от тысячекратных и до миллионкратных пределов (см., например, [37]) и т.п. В работе [38] и цитированных там источниках этот метод был обобщен для поисков и всестороннего анализа способов триггинга энергии знаменитого изомера $^{178m2}\text{Hf}$. Он был опробован для ускорения фундаментального процесса безнейтринного $2e$ -захвата в ^{78}Kr [39]. Хорошие перспективы, представляется, данный метод имеет в отношении манипулирования мессбауэровскими переходами. Отметим в этой связи работу [40], в которой впервые с использованием интенсивного источника излучения был возбужден изомер ^{45m}Sc с энергией 12.4 кэВ. Хорошие перспективы имеет метод возбуждения ядра лазером через электронную оболочку, но на второй гармонике [41].

В работе [42] было показано, что если атом оставить после возбуждения изомера в возбужденном состоянии, то можно получить колоссальный выигрыш в сечении фотовозбуждения изомера. Развивая эту идею, авторы работ [43, 44] обратили внимание на то, что резонансные сечения фотовозбуждения всех систем имеют унитарный предел, равный геометрическому сечению. Данное замечание обретает актуальность в настоящее время, когда погрешность значения энергии изомера уменьшилась настолько, что стала близка к ширине линии с учетом внутренней конверсии [2, 4] и к ширине электронных резонансов, если использовать схему с электронным мостиком. Оптимальным с этой точки зрения является $7p$ -уровень в конечном состоянии: он легко возбуждается и обладает большой шириной, а его высокая добротность позволяет избежать уменьшения резонансного сечения фотовозбуждения, которое происходит, например, при наличии канала внутренней конверсии. Эти свойства делают его особенно удобным для сканирования. Недостатком является то,

что во-первых, этот механизм требует для накачки более жесткого лазера, поскольку резонансная энергия увеличивается на величину энергии возбуждения атома. Во-вторых, большая ширина $7p$ -уровней возможно, затруднит применение этого метода для создания прецизионных стандартов частоты. Поэтому в работе [45] было предложено протестировать и другие низколежащие уровни, как отрицательной, так и положительной четности, в том числе компоненты сверхтонкой структуры в качестве конечных атомных состояний. В этом случае указанные недостатки практически нивелируются. Энергия резонансов положительной четности начинается от десятых долей электронвольт. Более того, они на несколько порядков уже ширины $7p$ -уровней, что делает возможным их применение в будущих экспериментах с высоким разрешением, актуальных в аспекте реализации ядерно-оптических часов. Актуальность этих вопросов особенно возрастает в свете успешной конструкторской разработки перестраиваемого лазера непрерывного действия в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне [46]. Более того, данный метод удобен для исследования изомера на пучках гамма-фабрики в ЦЕРН [47], синхротронного излучения ускорителя «СКИФ» [48] и др. Исследуем этот метод более подробно на примере возбуждения изомера в однократно ионизованных атомах ²²⁹Th.

2. РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

Обсуждаемый процесс отвечает фейнмановским графикам, приведенным на рис. 1, 2. Первый предполагает следующую последовательность взаимодействий. Вследствие сверхтонкого взаимодействия с валентным $7s$ -электроном ядро виртуально переходит в изомерное состояние (варшавский эффект смешивания ядерных уровней с разными спинами [49]). В следующий момент происходит поглощение лазерного фотона с частотой ω , чем восстанавливается закон сохранения энергии. Электрон переходит в реальное состояние с энергией ϵ_a . Частота лазера для этого должна удовлетворять условию резонанса

$$\omega = \omega_n + \epsilon_a, \tag{1}$$

где ω_n — энергия изомера¹⁾. Квантовые числа начального состояния атома будем помечать индексом 1, конечного — 2 и промежуточного — 3. Обозначим j_i — полный момент электрона в i -м состоянии, m_i —

¹⁾ Мы используем релятивистскую систему единиц $\hbar = c = m_e = 1$, m_e — масса электрона.

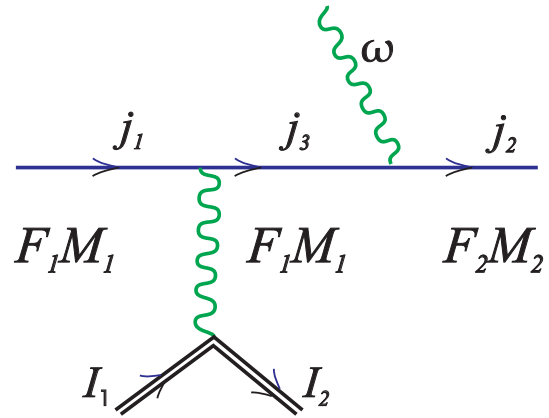


Рис. 1. Фейнмановский график возбуждения изомера, использующего варшавский эффект

его проекцию на ось квантования, I_i, M_i — ядерный спин в основном ($i=1$) и изомерном ($i=2$) состояниях и его проекцию соответственно. Хотя по промежуточным состояниям электрона 3 проводится суммирование, основной вклад происходит от уровня $7s$. В начальном состоянии атом характеризуется полным моментом F_1 и его проекцией M_1 , которые сохраняются в процессе внутренней конверсии. Взаимодействие с лазером может изменить полный момент на единицу: $F_2 = F_1, F_1 \pm 1$. Диаграмма рис. 2 представляет тот же процесс с обратным порядком взаимодействия электрона с ядром и с фотоном. Как правило, она дает значительно меньший вклад.

2.1. Возбуждение изомера через варшавский эффект

Используем наглядный прием, предложенный в [50], основанный на рассмотрении вероятностей обратных процессов. Тогда на рис. 1 можно выделить элементарные составляющие амплитуды внутренней конверсии

$$F_c = \langle F_1 M_1; I_2 j_3 | H'_c(\lambda\mu) | F_1 M_1; I_1 j_1 \rangle$$

и поглощения фотона атомом

$$F_\gamma^{(a)}(j_3 - j_2; \omega) = \langle F M; I_2 j_2 | H'_\gamma(LM) | F M; I_m j_3 \rangle.$$

Мы сохраним для общности обозначение $\lambda\mu$ порядка мультипольности в процессе внутренней конверсии и L, M — для поглощения лазерного фотона.

Используя теорему Вигнера–Эккарта, запишем амплитуду рис. 1 в следующем виде:

$$A = \sqrt{\frac{(2I_2 + 1)(2j_2 + 1)}{(2I_1 + 1)(2j_1 + 1)}} \times \frac{1}{\omega_n^2} F_c(1 - 3; \omega_n) F_\gamma^{(a)}(j - j_2; \omega). \quad (2)$$

Множитель $1/\omega_n^2$ происходит от электронного пропагатора. Отделяя с помощью теоремы Вигнера–Эккарта угловые переменные и интегрируя по ним, запишем (2) в виде

$$A = a \frac{C(F_1 M_1 L M | F_2 M_2)}{\sqrt{2F_2 + 1}}, \quad (3)$$

где a — приведенный матричный элемент:

$$a = (-1)^{2F - I_g - I_m - L + j + j_2} \sqrt{(2F_1 + 1)(2F_2 + 1)} \times W(I_1 I_2 j_1 j_3; \lambda F_1) W(F_1 j_3 F_2 j_2; I_2 L) \times \langle I_2 j_3 || H'_c(\lambda) || I_1 j_1 \rangle \langle j_2 || H'_\gamma(L) || j_3 \rangle / \omega_n^2. \quad (4)$$

Приведенные одночастичные матричные элементы радиационного перехода в j -представлении и конверсионного перехода в jI -представлении определяют вероятности соответствующих процессов, ср., например, [25, 51, 52]. Мы явно указываем в амплитудах направление перехода, амплитуды прямого и обратного переходов связаны соотношением взаимности. Например,

$$\langle F_2 M_2; I_2 j_2 | H'_\gamma(LM) | F_1 M_1; I_2 j_3 \rangle = \frac{2F_1 + 1}{2F_2 + 1} \langle F_1 M_1; I_2 j_3 | H'_\gamma(LM) | F_2 M_2; I_2 j_2 \rangle. \quad (5)$$

А поскольку элементарные процессы происходят вне массовой поверхности, явно указана еще энергия перехода для экстраполяции табличных значений. Приведенные матричные элементы одинаковы для прямого и обратного переходов.

Возводя в квадрат амплитуду (3), усредняя по начальным магнитным квантовым числам M_1 , M и суммируя по конечным M_2 , после умножения на 2π перейдем к вероятности процесса в единицу времени:

$$\Gamma_{F_1 F_2}^{(a)} = \frac{2\lambda + 1}{2L + 1} (2F_2 + 1)(2I_1 + 1)(2j_1 + 1)(2j_3 + 1) \times w W^2(I_1 I_2 j_1 j_3; \lambda F) W^2(F_1 L I_2 j_2; F_2 j_3) \times \Gamma_\gamma^{(a)}(j_3 - j_2; \omega), \quad (6)$$

где

$$w = \frac{\alpha_d(j_1 - j_3) \Gamma_\gamma^{(n)}(1 - 2)}{2\pi \omega_n^2} \quad (7)$$

— вероятность варшавского эффекта смешивания основного и изомерного уровней за счет сверхтонкого взаимодействия.

Суммируя в (6) по F_2 , получим

$$\Gamma_{F_1}^{(a)} = \frac{2\lambda + 1}{2L + 1} (2j_1 + 1)(2I_1 + 1) w W^2(I_1 j_1 I_2 j_3; F_1 \lambda) \times \Gamma_\gamma^{(a)}(j_3 - j_2; \omega). \quad (8)$$

Усредняя по начальным моментам F_1 , получим выражение

$$\Gamma_a = \frac{1}{(2L + 1)} (2I_1 + 1)(2j_1 + 1)(2j_2 + 1) w \times \Gamma_\gamma^{(a)}(j_3 - j_2; \omega). \quad (9)$$

Перейдем к сечениям от формул (6), (8), (9), умножив вероятность (21) на $S(\omega)(\pi/\omega)^2$ [43, 44, 50], где

$$S(\omega) = 1/\Gamma_2 \quad (10)$$

— спектральная плотность падающего излучения, а Γ_2 — суммарная атомная и ядерная ширина в состоянии 2. Так, сечение прямого возбуждения изомера в голом ядре резонансными фотонами выразится формулой

$$\sigma_\gamma^{(n)} = \left(\frac{\pi}{\omega_n}\right)^2 \frac{\Gamma_\gamma^{(n)}(1 - 2; \omega_n)}{\Gamma_t^{(n)}} = \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega_n}\right)^2 \frac{\Gamma_\gamma^{(n)}(2 - 1; \omega_n)}{\Gamma_t^{(n)}} \equiv \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega}\right)^2. \quad (11)$$

В (11) подчеркнут тот факт, что в случае ^{229}Th $\Gamma_\gamma^{(n)}(2 - 1; \omega_n) \equiv \Gamma_\gamma^{(n)} = \Gamma_t$, т. е. полная ширина изомерного уровня равна радиационной ввиду отсутствия внутренней конверсии. Формула (11) в общем виде связывает сечение возбуждения уровня в произвольной системе с радиационной $\Gamma_{2 \rightarrow 1}$ и полной Γ_t шириной обратного перехода. При использовании электронных мостиков *никакие уширения не помогут превзойти этот предел*. Образно можно сказать, что резонанс можно сделать шире, но не выше. В этом состоит роль фактора ускорения. Следовательно, возможность его реализации в эксперименте зависит от спектральной ширины лазерного луча.

Применяя эту операцию к ширине (9), запишем формулу для сечения кооперативных электронно-ядерных процессов рис. 1:

$$\sigma^{(a)} = R \tilde{\sigma}_n, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\sigma}_n = \left(\frac{\pi}{\omega_n}\right)^2 \frac{\Gamma_\gamma^{(n)}(1-2)}{\Gamma_2^{(a)}} \quad (13)$$

— эффективное сечение резонансного возбуждения ядра лучом со спектральной шириной, равной полной ширине резонанса $\Gamma_2^{(a)}$, а

$$R_a = \frac{1}{2L+1} \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2 \frac{\alpha_d(j_1-j_3)\Gamma_\gamma^{(a)}(j_3-j_2;\omega)}{2\pi\omega_n^2} \quad (14)$$

— искомый фактор ускорения. Отметим, что он не зависит от ширины уровня.

Опуская для оценки статистические факторы порядка 1, последнее выражение наглядно представим в виде

$$R_a \approx \frac{w}{2L+1} \frac{\Gamma_\gamma^{(a)}(j_2-j_3;\omega)}{\Gamma_\gamma^{(n)}}. \quad (15)$$

В (15) явно выделен действительно колоссальный фактор ускорения, равный отношению атомной и ядерной изомерной радиационных ширин. Он еще дополнительно возрастает на несколько порядков ввиду того, что поглощение фотона ω происходит вне массовой поверхности:

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma^{(a)}(j_2-j_3;\omega) &= \left(\frac{\omega}{\omega_a}\right)^3 \Gamma_\gamma^{(a)}(j_2-j_3;\omega_a) \equiv \\ &\equiv f\Gamma_\gamma^{(a)}(j_2-j_3;\omega_a), \end{aligned} \quad (16)$$

где ω_a — энергия соответствующего перехода на массовой поверхности, а множитель f описывает сход с массовой поверхности. Из (1) следует, что f по величине составляет 1–2 порядка. Конечный результат зависит от того, достаточно ли этого для компенсации другого малого фактора варшавского эффекта.

2.2. Расчет прямой диаграммы рис. 2

Аналогично можно вычислить сечение, соответствующее диаграмме рис. 2.

Приведенную амплитуду запишем в виде

$$B = b \frac{C(F_1 M_1 L M | F_2 M_2)}{\sqrt{2F_2+1}}, \quad (17)$$

где b — приведенный матричный элемент:

$$\begin{aligned} b &= (-1)^{F_1+F_2-2I_1+2j_1-1} \frac{\sqrt{(2F_1+1)(2F_2+1)}}{\omega-\epsilon_4} \times \\ &\times W(I_1 I_2 j_4 j_2; \lambda F_2) W(F_1 j_1 F_2 j_4; I_1 L) \times \\ &\times \langle I_2 j_2 || H'_c(\lambda) || I_1 j_4 \rangle \langle j_4 || H'_\gamma(L) || j_1 \rangle. \end{aligned} \quad (18)$$

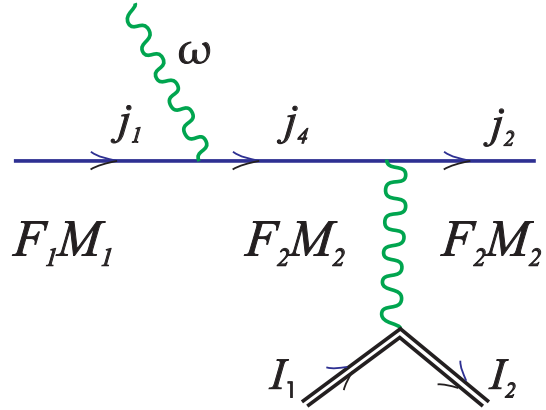


Рис. 2. Фейнмановский график прямого возбуждения изомера

Возводя (17) в квадрат, усредняя по начальным квантовым числам M_1, M и суммируя по конечным M_2 , после умножения на 2π перейдем к вероятности процесса в единицу времени:

$$\begin{aligned} \Gamma_b &= (2\lambda+1)(2F_2+1)(2I_g+1)(2j_1+1)(2j_2+1) \times \\ &\times W^2(I_1 I_2 j_4 j_2; L F_2) W^2(F_1 j_1 F_2 j_2; I_1 \lambda) \times \\ &\times \frac{\alpha_d(j_4 \rightarrow j_2)\Gamma_\gamma^{(n)}(I_1-I_2)\Gamma_\gamma^{(a)}(1-2;\omega)}{2\pi(\omega-\epsilon_4)^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Усредним полученное выражение по начальным моментам F_1 :

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_a \rangle_{F_1} &= \sum_{F_1} \frac{2F_1+1}{(2j_1+1)(2I_1+1)} \Gamma_b = \\ &= \frac{(2\lambda+1)(2F_2+1)}{2j_4+1} W^2(I_1 I_2 j_4 j_2; L F_2) \times \\ &\times \frac{\alpha_d(j_4 \rightarrow j_2)\Gamma_\gamma^{(n)}(I_1-I_2)\Gamma_\gamma^{(a)}(1-4;\omega)}{2\pi(\omega-\epsilon_4)^2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Суммируя далее и по конечным моментам F_2 , получим выражение для вероятности процесса

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_b \rangle_{F_1 F_2} &= \frac{(2\lambda+1)}{(2L+1)(2j_4+1)} \times \\ &\times \frac{\alpha_d(j_4 \rightarrow j_2)\Gamma_\gamma^{(n)}(I_1-I_2)\Gamma_\gamma^{(a)}(1-4;\omega)}{2\pi(\omega-\epsilon_4)^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Аналогично тому, как это было сделано в разд. 2.1, перейдем от формул (20), (21) к сечениям:

$$\sigma_b = R_b \tilde{\sigma}_n, \quad (22)$$

где теперь фактор ускорения равен

$$R_b = \frac{1}{2L+1} \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2 \frac{\alpha_d(j_4 \rightarrow j_2)\Gamma_\gamma^{(a)}(j_1-j_4;\omega)}{2\pi(\omega-\epsilon_4)^2} \quad (23)$$

и также не зависит от ширины резонанса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Оценим диаграмму рис. 1. Начнем со случая, когда атом остается в основном состоянии. В этом случае $\omega = \omega_n$ и $\Gamma_\gamma^{(a)}(j_3 - j_2; \omega_n) = 0$, а полная ширина резонанса в (14) определится шириной изомера $\Gamma_2 = \Gamma_\gamma^{(n)}$. Значения коэффициентов дискретной конверсии можно извлечь из работы [50], где они вычислены по методу Дирака–Фока и табулированы для значения $\omega_n = 3.5$ эВ, считавшегося на тот момент наиболее вероятным. Экстраполируя на современное значение энергии изомера, учтем, что КВК порядка мультипольности L в длинноволновом приближении зависят от энергии перехода ω_n как $\propto 1/\omega_n^{2L-1}$. В результате получим следующие значения:

$$\begin{aligned} \alpha_d(7s - 7s; \omega_n) &= 1.94 \cdot 10^{10} \text{ эВ}, \\ \alpha_d(7s - 8s; \omega_n) &= 4.01 \cdot 10^9 \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Используя эти значения, найдем величину варшавского эффекта $w = 0.97 \cdot 10^{-11}$. После подстановки этого значения в (15) условие выигрыша $R_a > 1$ налагает ограничение снизу на радиационную ширину:

$$\Gamma_\gamma^{(a)}(j_2 - j_3; \omega) > 7 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}. \quad (24)$$

С учетом (16) это условие вполне отвечает типичным электродипольным радиационным ширинам атомных переходов $\sim 10^{-8}$ эВ [53]. В случае же магнитно-дипольных переходов значения радиационной ширины на несколько порядков меньше, поэтому вклад диаграммы рис. 1 оказывается незначительным по сравнению с вкладом диаграммы рис. 2. Рассмотрим по порядку возможные атомные резонансы в конечном состоянии, начиная с возбуждения уровней положительной четности с моментом $j_2 = 3/2, 5/2$ [54, 55]. Такие уровни отвечают радиационным переходам $j_3 - j_2, j_4 - j_2$ магнитно-дипольного типа.

3.1. Возбуждение изомера магнитно-дипольным излучением лазера

Радиационную ширину сверхтонкого перехода с энергией ω_n можно вычислить согласно (см., например, [56])

$$\Gamma_\gamma^{(a)}(j - j_2; \omega_n) = \frac{\alpha \omega_n^3}{m_e^2} = 1.65 \cdot 10^{-11} \text{ эВ}. \quad (25)$$

Теперь с учетом (24) сразу можно заключить, что если атом остается в основном состоянии, то выигрыша не ожидается. И действительно, расчет по

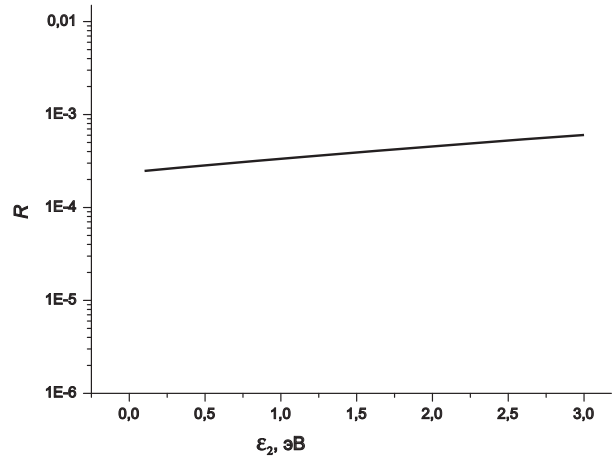


Рис. 3. R -фактор электронного мостика, соответствующего диаграмме рис. 1 в зависимости от энергии конечного атомного состояния ϵ_2 с положительной четностью

формуле (14) приводит к значению фактора «ускорения» $R = 5.89 \cdot 10^{-5}$.

Пусть атом переходит в возбужденное состояние. Ионы Th, как и нейтральные атомы, имеют низколежащие уровни положительной четности с энергией $\gtrsim 1$ эВ [54]. Их конфигурация содержит значительную долю валентного $7s$ -состояния. Поэтому для оценки ширины $\Gamma_\gamma^{(a)}(j_3 - j_2; \omega)$ сверху можно использовать формулу (25) и экстраполированные значения $\alpha_d(7s - 7s; \omega)$. Результирующие значения R_a -фактора в зависимости от энергии возбуждения электронной оболочки в конечном состоянии ϵ_2 приведены на рис. 3.

Характерной чертой диаграммы рис. 1 является то, что другие атомные состояния, помимо основного 1 и конечного 2, не влияют на величину амплитуды перехода. Однако в целом значения радиационной ширины оказываются слишком малыми, чтобы обеспечить выполнение условия (24). Поэтому основной вклад в магнитно-дипольное возбуждение изомера происходит от R_b , рис. 2.

Далее аналогичные расчеты были проведены в отношении R_b -фактора (20), соответствующего рис. 2. В этом случае валентный $7s$ -электрон переходит в состояние 4, близкое к $8s$. Соответствующая ширина $\Gamma_\gamma^{(a)}(7s - 8s; \omega)$ на три порядка меньше, чем $\Gamma_\gamma^{(a)}(7s - 7s; \omega)$ в предыдущем случае, а $\alpha_d(8s - 7s; \omega_n)$ — на порядок меньше, чем $\alpha_d(7s - 7s; \omega_n)$. В то же время особенностью диаграммы рис. 2 является возможность резонансного ускорения, если одно из промежуточных состояний случайно окажется близким к массовой по-

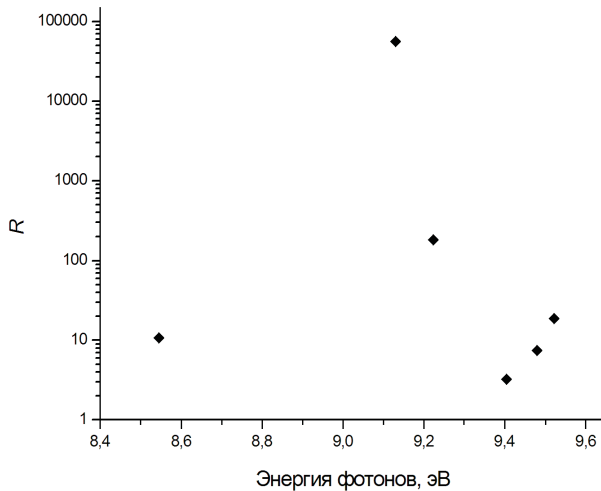


Рис. 4. Резонансные значения R -фактора электронного мостика, соответствующего диаграмме рис. 2, в зависимости от энергии лазерного фотона, соответствующие конечным состояниям атома с положительной четностью, обеспечивающим наиболее сильный резонанс в промежуточном состоянии j_4 [29]

верхности. При этом необходимо подчеркнуть, что близости к резонансу недостаточно. В данном случае существенно также, чтобы виртуальный радиационный переход из основного состояния в резонансное ($\Gamma_\gamma(j_1 - j_4; \omega)$) был бы достаточно сильным, а таких состояний немного. Этот вопрос подробно изучен в работах [5, 29, 57]. Всего несколько уровней дают вклад в величину R -фактора $\gtrsim 90\%$ [57]. Для учета этого обстоятельства, как и в работе [42], для расчета каждому виртуальному состоянию приписывалась $1/3$ от силы радиационного перехода $7s-8s$, вычисленной в работе [50] по методу Дирака – Фока.

Полученные суммарные оценки величины $R(\omega)$ для обеих диаграмм представлены графически на рис. 4 для шести возбужденных атомных уровней в конечном состоянии [29], в которых реализуется наиболее близкое к резонансу промежуточное состояние j_4 . Особенно сильный резонанс оказывается при $\omega = 9.1299$ эВ, достигая величины $R = 56270$, когда дефект резонанса в промежуточном состоянии уменьшается всего лишь до 0.09 см^{-1} .

3.2. Возбуждение атома электродипольным излучением лазера

В этом случае сечение фотопоглощения на много порядков больше, чем магнитно-дипольного. Но одновременно увеличивается и ширина резонанса, что может быть недостатком в будущих экспери-

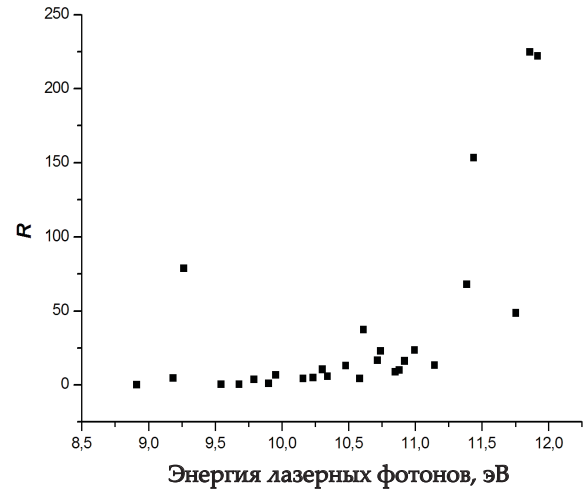


Рис. 5. R -фактор электронного мостика, соответствующего диаграмме рис. 1, в зависимости от энергии фотона лазера накачки при возбуждении конечных атомных состояний с отрицательной четностью

ментах с высоким разрешением. Исследуем более детально оба этих вопроса. Начнем опять с диаграммы рис. 1. Значения коэффициентов дискретной конверсии остаются прежними. Значения же радиационной ширины можно опять взять из работы [50] путем экстраполяции. Наибольший вес в состоянии 2 имеет электронная конфигурация $2p_{1/2}$ либо $2p_{3/2}$. Энергии $2p_{1/2}$ -, $2p_{3/2}$ -уровней составляют 2.49, 3.52 эВ со значениями радиационной ширины переходов в них из основного состояния, равными $2.96 \cdot 10^{-8}$ и $1.58 \cdot 10^{-7}$ эВ соответственно. По формуле (14) получим $R_a = 102$ и 253 соответственно.

На рис. 5 приведены результаты расчета R_a -факторов, использующего данные [54, 55] относительно значений энергии и ширины низколежащих уровней.

Расчет R_b -факторов, соответствующих графику рис. 2, проводился по формуле (20) с параметрами $\alpha_d(j_4 - j_2; \omega_n)$ и $\Gamma_\gamma^{(a)}(j_1 - j_4; \omega)$, полученными путем интерполяции значений, вычисленных и табулированных в работе [50] в предположении энергии изомера, равной 3.5 эВ. Для интерполяции достаточно учесть, что значения радиационной ширины пропорциональны ω^3 , а коэффициенты дискретной конверсии — обратно пропорциональны ω^3 . Эти параметры приведены в таблице вместе с результирующими значениями R -факторов. Как можно видеть в таблице, вычисленные R_b -факторы на два порядка меньше, чем R_a . Данная малость обусловлена двумя причинами: малостью коэффициентов

Таблица. Вклады различных промежуточных и конечных электронных конфигураций в R -фактор диаграммы рис. 2 для электродипольного возбуждения конечного атома. Интерполяция расчетов проведена по методу Дирака–Фока [50]

Параметр	Виртуальные состояния				Суммарный R -фактор
	$7p_{1/2}$	$7p_{3/2}$	$8p_{1/2}$	$8p_{3/2}$	
Энергия, эВ	2.49	3.52	7.16	7.43	—
$\Gamma_{\gamma}^{(a)}(7s - j_2; \omega)$, эВ	$8.21 \cdot 10^{-8}$	$1.558 \cdot 10^{-7}$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	$1.90 \cdot 10^{-9}$	—
$\alpha_d(j_4 - 7p_{1/2})$, эВ	$1.16 \cdot 10^{10}$	$5.37 \cdot 10^7$	$2.68 \cdot 10^7$	$4.80 \cdot 10^8$	—
$\alpha_d(j_4 - 7p_{3/2})$, эВ	$3.02 \cdot 10^9$	$7.00 \cdot 10^6$	$3.22 \cdot 10^7$	$1.44 \cdot 10^8$	—
$R(7p_{1/2})$	1.58	0.0181	$2.28 \cdot 10^{-5}$	$9.05 \cdot 10^{-3}$	1.61
$R(7p_{3/2})$	0.428	$2.38 \cdot 10^{-3}$	$2.20 \cdot 10^{-5}$	$2.10 \cdot 10^{-3}$	0.432

дискретной конверсии $\alpha_d(j_4 - j_2; \omega_n)$ для электронных переходов между p -состояниями по сравнению с s -состояниями, а также малостью значений радиационной ширины $\Gamma_{\gamma}^{(a)}(7s - 8p; \omega)$ по сравнению с $\Gamma_{\gamma}^{(a)}(7s - 7p; \omega)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью настоящего исследования является поиск путей повышения эффективности оптической накачки изомера ^{229m}Th в однократно ионизованных атомах через использование резонансных свойств электронной оболочки. Область исследования охватывает важный класс процессов, действующих электронных мостиков, в которых атом остается в состоянии с возбужденной электронной оболочкой. Для решения поставленной задачи используется механизм двухфотонной настройки электронно-ядерного резонанса. Анализируются детали первых успешных экспериментов по возбуждению изомера лазерным излучением как в кристаллическом окружении, так и в тонких пленках. В свете этих экспериментов можно отметить следующие характерные черты рассмотренного метода.

Во-первых, важно помнить, что использование электронных мостиков в принципе не может существенно увеличить резонансное сечение возбуждения изомера. Выигрыш можно получить только в случае применения для накачки луча с избыточной спектральной шириной по отношению к собственной ширине изомерной линии, близкой к полной ширине резонанса. Поэтому переход атома в возбужденное конечное состояние увеличивает полную ширину до типичных значений 10^{-8} эВ и больше, что на 11 порядков превышает собственную ширину изомера.

Таков же потенциальный выигрыш в сечении накачки, если атом оставить с возбужденной электронной оболочкой. Для сравнения напомним, что спектральная ширина применяемого четырехволнового лазера $\sim 10^{-5}$ эВ, т. е. на 14 порядков больше собственной ширины изомера. Можно сказать, что эти 14 порядков пропадают без пользы, теряясь на крыльях спектральной линии излучения атома. Согласно разобранному выше методу, если бы атом остался в возбужденном состоянии, 11 порядков из 14 могли бы работать в полной мере.

Во-вторых, заселение изомера происходит по-разному при возбуждении атомных уровней либо положительной, либо отрицательной четности. В первом случае имеет место магнитно-дипольный характер возбуждения, во втором случае возбуждение атома происходит путем разрешенных электродипольных переходов. Электродипольный механизм в целом проявляется сильнее. Данное усиление можно использовать при сканировании частоты лазера накачки. В то же время надо помнить, что меньшая ширина резонанса может стать достоинством при увеличении разрешения спектроскопического исследования изомера.

В-третьих, результирующая вероятность определяется двумя фейнмановскими диаграммами рис. 1 и 2, которые сами являются вычетами в полюсах амплитуды взаимодействия атома с лазерными фотонами, соответствующих конечным основному или возбужденному состояниям атома 2 на массовой поверхности. Поэтому каждому состоянию 2 отвечает резонанс в сечении возбуждения изомера $\sigma_{\gamma}(\omega)$. В результате график зависимости $\sigma_{\gamma}(\omega)$ содержит не единственную точку при энергии изомера, а образует как бы маршрутную карту сканирования, подобную представленной на рис. 4, 5.

В случае электродипольного возбуждения изомера основной вклад происходит от диаграммы рис. 1, основанного на варшавском эффекте возбуждения посредством сверхтонкого взаимодействия. Эта диаграмма не имеет больше особенностей. В промежуточном состоянии доминирует вклад основного $7s$ -состояния. В то же время вклад диаграммы рис. 2 при варьировании ω имеет дополнительную полюсную особенность. Она может проявиться в том случае, если сильный виртуальный уровень 4 случайно окажется вблизи массовой поверхности с дефектом резонанса порядка одной сотысячной электронвольта и меньше. Иными словами, может иметь место близкое совпадение двух полюсов, что и приводит к дополнительному ускорению. Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что в этом случае магнитно-дипольный резонанс может даже стать сильнее электродипольного. Именно по этой причине абсолютным чемпионом по ускорению является точка на графике $\sigma_\gamma(\omega)$ рис. 4 при энергии $\omega = 9.1299$ эВ. Впрочем, при построении рис. 5 никакие потенциально-резонансные виртуальные состояния атома не были включены в рассмотрение по причине отсутствия сведений об электронных состояниях атома отрицательной четности в области энергии изомера. Так что последнее обстоятельство не позволило раскрыть в полной мере потенциал диаграммы рис. 2 для электродипольного возбуждения. Исходя из результатов расчета магнитно-дипольного возбуждения изомера, можно действительно ожидать тысячекратного и более ускорения накачки по сравнению с накачкой голого ядра.

Причина отсутствия информации об уровнях отрицательной четности состоит в том, что электронные состояния с положительной четностью были исследованы путем применения двух лазеров накачки [58]. Этот метод подходит только для поиска уровней положительной четности. Недавно построенный непрерывный лазер в диапазоне вакуумного ультрафиолета [46] и использование альтернативных источников излучения [47, 48] создают новые перспективы спектроскопических исследований с помощью маршрутных карт рис. 4, 5.

Благодарности. Автор признателен И. И. Тупицину за неоценимую помощь в проведении расчетов. Он также благодарен П. Тирольфу, Л. фон дер Вензе, Л. Ф. Витушкину, М. С. Козлову и Д. А. Тельнову за плодотворные обсуждения.

Конфликт интересов: Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Tiedau, M. V. Okhapkin, K. Zhang et al., *Laser Excitation of the Th-229 Nucleus*, Phys. Rev. Lett. **132**, 182501 (2024).
2. C. Zhang, T. Ooi, J. S. Higgins et al., *Frequency Ratio of the ^{229m}Th Nuclear Isomeric Transition and the ^{87}Sr Atomic Clock*, Nature **633**, 65 (2024).
3. R. Elwell, C. Schneider, J. Jeet, J. E. S. Terhune, H. W. T. Morgan, A. N. Alexandrova, H. B. Tran Tan, A. Derevianko, and E. R. Hudson, *Laser Excitation of the ^{229}Th Nuclear Isomeric Transition in a Solid-State Host*, Phys. Rev. Lett. **133**, 013201 (2024).
4. R. Elwell, J. E. S. Terhune, C. Schneider et al., *Laser-Based Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy of $^{229}\text{ThO}_2$* , Nature **648**, 300 (2025).
5. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Impact of the Electron Environment on the Lifetime of the ^{229m}Th Low-Lying Isomer*, Phys. Rev. C **76**, 054313 (2007).
6. E. Peik and M. Okhapkin, *Nuclear Clocks Based on Resonant Excitation of Γ -Transitions*, C. R. Phys. **16**, 516 (2015).
7. V. V. Flambaum, *Enhanced Effect of Temporal Variation of the Fine Structure Constant and the Strong Interaction in ^{229}Th* , Phys. Rev. Lett. **97**, 092502 (2006).
8. K. Beeks, G. A. Kazakov, F. Schaden et al., *Fine-Structure Constant Sensitivity of the Th-229 Nuclear Clock Transition*, arXiv:2407.17300 (2024).
9. V. V. Flambaum and V. A. Dzuba, *Search for Variation of the Fundamental Constants in Atomic, Molecular, and Nuclear Spectra*, Can. J. Phys. **87**, 25 (2009).
10. 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 López-Urrutia, and P. O. Schmidt, Nature **611**, 43 (2022).
11. Y. V. Stadnik and V. V. Flambaum, *Can Dark Matter Induce Cosmological Evolution of the Fundamental Constants of Nature?* Phys. Rev. Lett. **115**, 201301 (2015).
12. V. V. Flambaum and I. B. Samsonov, *Fluctuations of Atomic Energy Levels Due to Axion and Scalar Fields*, Phys. Rev. D **108**, 075022 (2023).
13. C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Derevianko, *Single-Ion Nuclear Clock for Metrology at the 19th Decimal Place*, Phys. Rev. Lett. **108**, 120802 (2012).

14. L. Von der Wense, B. Seiferle, M. Laatiaoui et al., *Direct Detection of the ^{229}Th Nuclear Clock Transition*, *Nature*, **47**, 533 (2016).
15. V. Barci, G. Ardisson, G. Barci-Funel, B. Weiss, and O. El Samad, *Nuclear Structure of ^{229}Th from γ -Ray Spectroscopy Study of ^{233}U α -Particle Decay* *Phys. Rev. C* **68**, 034329 (2003).
16. E. Ruchowska, W. A. Plóciennik, J. Zylicz et al., *Nuclear Structure of ^{229}Th* , *Phys. Rev. C* **73**, 044326 (2006).
17. V. I. Isakov, *Isomeric Level of the ^{229}Th Nucleus and Its Population in the Coulomb Excitation Reaction*, *Phys. Atom. Nuclei* **80**, 1080 (2017) [В. И. Исаков, *Изомерный уровень ядра ^{229}Th и его заселение в реакции кулоновского возбуждения*, *ЯФ* **80**, 605 (2017)].
18. F. F. Karpeshin, M. B. Trzhaskovskaya, and L. F. Vitushkin, *Nonresonance Shake Mechanism in Neutrinoless Double Electron Capture*, *Phys. Atom. Nuclei* **83**, 608 (2020) [Л. Ф. Витушкин, Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *Актуальные проблемы создания ядерно-оптического стандарта частоты на основе ^{229}Th* , *ЯФ* **83**, 344 (2020)].
19. A. Yamaguchi, Y. Shigekawa, H. Haba, H. Kikunaga, K. Shirasaki, M. Wada, and H. Katori, *Laser Spectroscopy of Triply Charged ^{229}Th Isomer for a Nuclear Clock*, *Nature* **629**, 62 (2024).
20. S. Kraemer, J. Moens, M. Athanasakis-Kaklamanakis et al., *Observation of the Radiative Decay of the ^{229}Th Nuclear Clock Isomer*, *Nature* **617**, 706 (2023).
21. B. A. Zon and F. F. Karpeshin, *Acceleration of the Decay of $^{235\text{m}}\text{U}$ by Laser-Induced Resonant Internal Conversion*, *Sov. Phys. JETP* **70**, 224 (1990) [Б. А. Зон, Ф. Ф. Карпешин, *Ускорение распада ядра $^{235\text{m}}\text{U}$ за счет резонансной внутренней конверсии, стимулированной лазерным излучением*, *ЖЭТФ* **97**, 401 (1990)].
22. V. A. Krutov, *Ann. Phys.* **21**, 291 (1968).
23. V. A. Krutov, *JETP Lett.* **52**, 584 (1990) [В. А. Крутов, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 1176 (1990)].
24. F. F. Karpeshin, I. M. Band, M. A. Listengarten, M. B. Trzhaskovskaya, and B. A. Zon, *Study of ^{229}Th Through Laser-Induced Resonance Internal Conversion*, *Phys. Lett.* **282B**, 267 (1992).
25. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *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. C* **95**, 034310 (2017).
26. E. V. Tkalya, *Excitation of Low-Lying Isomer Level of the Nucleus ^{229}Th by Optical Photons*, *JETP Lett.* **55**, 211 (1992) [Е. В. Ткаля, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 216 (1992)].
27. E. V. Tkalya, *Nuclear Excitation in Atomic Transitions (NEET Process Analysis)*, *Nucl. Phys. A* **539**, 209 (1992).
28. B. R. Beck, J. A. Becker, P. Beiersdorfer et al., *Energy Splitting of the Ground-State Doublet in the Nucleus ^{229}Th* , *Phys. Rev. Lett.* **98**, 142501 (2007).
29. S. G. Porsev and V. V. Flambaum, *Effect of Atomic Electrons on the 7.6-EV Nuclear Transition in $^{229}\text{Th}^{3+}$* , *Phys. Rev. A* **81**, 032504 (2010).
30. R. A. Müller, A. V. Volotka, S. Fritzsche, and A. Surzhykov, *Theoretical Analysis of the Electron Bridge Process in $^{229}\text{Th}^{3+}$* , *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 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. Pálffy, *Electronic Bridge Excitation in Highly Charged ^{229}Th Ions*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 192502 (2020).
32. H. Xu, H. Tang, G. Wang, C. Li, B. Li, P. Cappellaro, and J. Li, *Electronic Bridge Excitation in Highly Charged $^{229\text{m}}\text{Th}$ Ions*, *Phys. Rev. A* **108**, L021502 (2023).
33. L. Li, Z. Li, C. Wang, W.-T. Gan, X. Hua, and X. Tong, *Scheme for the Excitation of Thorium-229 Nuclei Based on Electronic Bridge Excitation*, *Nucl. Sci. Technol.* **34**, 24 (2023).
34. L. von der Wense, B. Seiferle, S. Stellmer, J. Weitenberg, G. Kazakov, A. Pálffy, and P. G. Thirolf, *A Laser Excitation Scheme for $^{229\text{m}}\text{Th}$* , *Phys. Rev. Lett.* **119**, 132503 (2017).
35. B. S. Nickerson, M. Pimon, P. V. Bilous, J. Gugler, G. A. Kazakov, K. Beeks, A. Grueneis, T. Schumm, and A. Pálffy, *Driven Electronic Bridge Processes via Defect States in ^{229}Th -Doped Crystals*, *Phys. Rev. A* **103**, 053120 (2021).
36. B. S. Nickerson, M. Pimon, P. V. Bilous, J. Gugler, K. Beeks, T. Sikorsky, P. Mohn, T. Schumm, and A. Pálffy, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 032501 (2020).
37. V. A. Dzuba and V. V. Flambaum, *Resonance Nuclear Excitation of the ^{229}Th Nucleus via Electronic Bridge Process in Th* , *Phys. Rev. A* **111**, L041103 (2025).
38. F. F. Karpeshin, M. B. Trzhaskovskaya, and J. Zhang, *Prospect of Triggering the $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ Isomer and the Role of Resonance Conversion*, *Eur. Phys. J. A* **39**, 341 (2009).

39. V. N. Kondratyev and F. F. Karpeshin, *External Radiation Assistance of Neutrinoless Double Electron Capture*, *Atoms* **12**, 27 (2024).
40. Yu. Shvyd'ko, R. Röhlberger, O. Kocharovskaya et al., *Nature* **622**, 471 (2023).
41. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, O. N. Prudnikov, M. Yu. Basalaev, A. N. Goncharov, S. V. Chepurov, and V. G. Pal'chikov, *Optical Clock Based on Two-Photon Spectroscopy of the Nuclear Transition in a ^{229}Th Ion in a Monochromatic Field*, *JETP Lett.* **121**, 345 (2025) [В. И. Юдин, А. В. Тайченачев, О. Н. Прудников, М. Ю. Басалаев, А. Н. Гончаров, С. В. Чепуров, В. Г. Пальчиков, *Оптические часы, основанные на двухфотонной спектроскопии ядерного перехода в ионе ^{229}Th в монохроматическом поле*, *Письма в ЖЭТФ* **121**, 365 (2025)].
42. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Resonant Optical Pumping of the ^{229}Th Isomer with Energy 8 eV*, *Zh. Эксп. Теор. Fiz.* **165**, 145 (2024) [Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *Резонансная оптическая накачка изомера ^{229}Th с энергией 8 эВ*, *ЖЭТФ* **165**, 145 (2024)].
43. F. F. Karpeshin, *Two-Photon Resonance Mechanism of Optical Pumping of the 8.3-eV ^{229m}Th Isomer in Neutral Atoms*, *Phys. Atom. Nuclei* **87**, 586 (2024) [Ф. Ф. Карпешин, *Двухфотонный резонансный механизм оптической накачки 8.3-эВ изомера ^{229m}Th в нейтральных атомах*, *ЯФ* **87**, 382 (2024)].
44. F. F. Karpeshin, *Laser-Assisted Two-Photon Electron-Nucleus Resonance as Applied to Producing the ^{229m}Th Isomer*, *Phys. Rev. C* **110**, 054307 (2024).
45. F. F. Karpeshin and L. F. Vitushkin, *Tuned Electron-Nucleus Resonance as a Tool of Producing the ^{229m}Th Isomer*, *Int. J. Appl. Sci. Dev.* **4**, 31 (2025).
46. Qi Xiao, G. Penyazkov, Xiangliang Li et al., *A Continuous-Wave Vacuum Ultraviolet Laser for the Nuclear Clock*, arXiv:2507.19449.
47. D. Budker, J. C. Berengut, V. V. Flambaum et al., *Expanding Nuclear Physics Horizons with the Gamma Factory*, *Ann. Phys.* **534**, 2100284 (2022).
48. S. V. Sinyatkin, *Status of the SKIF Accelerator Complex*, Plenary Report, XXIX Int. Conf. «Russian Conference on Charged Particle Accelerators RuPac'25», September 15-19, 2025, St. Petersburg [С. В. Синяткин, *Статус ускорительного комплекса ЦКП «СКИФ»*, Пленарный доклад, XXIX Международная конференция «Российская конференция по ускорителям заряженных частиц RuPac'25», 15–19 сентября 2025 г., С.-Петербург].
49. F. F. Karpeshin, S. Wycech, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, M. Pfützner, and J. Zylicz, *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* **57**, 3085 (1998).
50. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *3.5-eV Isomer of ^{229m}Th : How It Can Be Produced*, *Nucl. Phys. A* **654**, 579 (1999).
51. F. F. Karpeshin, *Measurement of the Energy of the 8.3-eV Isomer of ^{229m}Th with Photoelectric Effect*, *JETP Lett.* **118**, 548 (2023) [Ф. Ф. Карпешин, *Измерение энергии 8.3-эВ изомера ^{229}Th с помощью фотоэффекта*, *Письма в ЖЭТФ*, **118**, 557 (2023)].
52. F. F. Karpeshin, *Nuclear Fission in Muonic Atoms and Resonance Conversion*, St.-Petersburg, Nauka (2006) [Ф. Ф. Карпешин, *Деление ядра в мюонных атомах и резонансная конверсия*, Наука, СПб. (2006)].
53. S. E. Frish, *Optical Spectra of Atoms*, State Publishing House of Physics and Mathematics Literature, M.-L. (1963) [С. Э. Фриш, *Оптические спектры атомов*, Физматгиз, М.-Л. (1963)].
54. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2022), *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10)*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
55. I. M. Savukov, *Atoms* **8**, 87 (2020).
56. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure, Vol. 1*, W. A. Benjamin, Inc., New York (1969) [О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра, т. 1*, Мир, Москва (1971)].
57. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Resonance Conversion as a Dominant Decay Mode for the 3.5-eV Isomer in ^{229m}Th* , *Phys. Atom. Nuclei* **69**, 571 (2006) [Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *Резонансная конверсия как основной канал распада 3.5-эВ изомера в ^{229m}Th* , *ЯФ* **69**, 596 (2006)].
58. D.-M. Meier, J. Thielking, P. Glowacki, M. V. Okhapkin, R. A. Mueller, A. Surzhykov, and E. Peik, *Electronic Level Structure of Th^+ in the Range of the ^{229m}Th Isomer Energy*, *Phys. Rev. A* **99**, 052514 (2019).

Rout Map of Excitation of the Isomer ^{229m}Th by a Continuous-Wave Laser*F. F. Karpeshin*D. I. Mendeleev All-Russian Institute for Metrology (VNIIM)
190005, St. Petersburg, Russia**Abstract**

We consider the ways of increasing the efficiency of optical pumping of the 8.4-eV isomer of ^{229m}Th via application of electron bridges. The central point is that the atom is left in an excited state of the electron shell, together with the nucleus also excited to the isomer level. The both excitations are however produced by one laser photon. When scanning the laser frequency, these states form a set of resonances of positive or negative parity, formed by either magnetic-dipole or electric-dipole interactions of the atom with the laser radiation, respectively, which can be considered as route map. Tracking the resonances provides guidance in the search for ways to achieve the predicted efficiency increase of thousands of times or more compared to optical pumping of the bare nucleus. Interest in this topic is particularly relevant in connection with the development of a tunable continuous-wave laser in the vacuum-ultraviolet range.

Keywords: nuclear clocks, ^{229m}Th isomer, optical pumping, electron bridge

Acknowledgements. The author would like to express his gratitude to I. I. Tupitsyn for invaluable assistance with the calculations. He is also grateful to P. Tirolph, L. von der Wenze, L. F. Vitushkin, M. S. Kozlov, and D. A. Telnov for fruitful discussions.

Conflict of interest. The author declares no conflict of interest.