

# РЕЗОНАНСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ИЗОМЕРА $^{229m}\text{Th}$ С ЭНЕРГИЕЙ 8 эВ

Ф. Ф. Карпешин <sup>a\*</sup>, М. Б. Тржасковская <sup>b</sup>

<sup>a</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева  
190005, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»  
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 13 августа 2023 г.,  
после переработки 12 октября 2023 г.  
Принята к публикации 24 октября 2023 г.

Наиболее вероятным кандидатом на роль ядерно-оптического стандарта является изомер ядерного изотопа  $^{229m}\text{Th}$  с энергией 8.338 эВ. Обсуждается возможность уточнения его энергии путем резонансной оптической накачки через электронный мостик. Решающее значение имеет надлежащее использование естественной ширины атомных линий, которые на порядки величины превышают естественную ширину ядерной изомерной линии. Последние исследования показали, что уширение за счет внутренней конверсии в нейтральных атомах тория приводит к выигрышу во времени сканирования на девять порядков величины, облегчая поиск электрон-ядерного резонанса до практически реального уровня. Предлагаемый в настоящей статье метод резонансной конверсии применим в ионизованных атомах тория. Он обладает потенциалом, позволяющим повысить эффективность эксперимента на порядки величины. Реализация этого метода требует одновременного возбуждения ядра и электронной оболочки в конечном состоянии. Показана причинная связь между этим принципом и решением ториевой загадки.

DOI: 10.31857/S0044451024020019

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошие перспективы создания стандарта частоты и часов следующего поколения обещает использование спектральных линий, отвечающих переходам ядерных изомеров. Ядра, будучи расположены в центре электронной оболочки, слабее по сравнению с атомными или молекулярными системами подвержены воздействиям внешних помех и внутрикристаллических полей. Эти линии узкие и устойчивые. Проблема в том, что в большинстве ядер переходы имеют энергии десятки кэВ. Такими переходами проблематично манипулировать с помощью лазеров. Имеется уникальный нуклид  $^{229}\text{Th}$ , возбужденное состояние которого  $3/2^+[631]$  обладает энергией  $\omega_n = 8.338(24)$  эВ (см. [1]), что больше, чем у основного состояния  $5/2^+[633]$ .

Основное препятствие для конструирования стандарта частоты состоит в том, чтобы уменьшить неопределенность в значении энергии изомерного перехода вплоть до естественной ширины ядерной линии, которая лежит на уровне  $10^{-19}$  эВ. Возможный путь решения данной задачи дается методом резонансного фотовозбуждения изомера (оптической накачки). С этой целью можно было бы использовать перестраиваемый лазер непрерывного действия с длиной волны вблизи резонанса  $\lambda \approx 150$  нм. Проблема в том, что естественная ширина линии собственно изомерного перехода слишком узкая для сканирования:  $\Gamma_n = 0.667 \cdot 10^{-19}$  эВ ( $10^{-5}$  Гц), которое потребовало бы слишком много времени.

В этой связи повторимся, что наиболее эффективный, если не единственный путь ускорения сканирования лежит через использование резонансных свойств электронной оболочки. И дело не только в усилении воздействия внешнего поля на ядро в случае резонанса. Еще более важным свойством в применении к сканированию является уширение резо-

\* E-mail: fkarpeshin@gmail.com

нансной линии на много порядков по отношению к ширинам атомного и ядерного переходов. Взаимодействие ядра с электронной оболочкой осуществляется посредством внутренней конверсии (ВК), в подпороговой области переходящей в дискретную или резонансную конверсию (РК). Концепция РК была сформулирована еще в работе [2] применительно к девозбуждению осколков деления в мюонных атомах. В работе [3] впервые был предложен способ усиления ядерного перехода с помощью лазера, использующий РК, на примере изомера  $^{235}\text{U}$  с энергией 76 эВ. В статье отмечалась общность РК с электронными мостиками (ЭМ), рассмотренными Крутовым [4]. Крутов рассматривал случай, когда ЭМ образуется в континууме. ЭМ особенно эффективны в случае больших КВК (коэффициентов ВК). Например, согласно расчетам [5], ЭМ увеличивают вероятность радиационного распада изомера ядра  $^{235}\text{U}$  с энергией 76 эВ на пять порядков величины. В работе [6] наблюдался ЭМ в распаде изомерного уровня  $^{93}\text{Nb}$  с энергией 30.7 эВ. В свою очередь, оба предсказания РК были наблюдаемы экспериментально в работах [7] в мюонных атомах и в ионах  $^{125}\text{Te}$  [8]. После работы [9] и других широкое распространение получил термин обратного ЭМ для обозначения механизмов фотовозбуждения изомера  $^{229}\text{Th}$  при посредстве электронной оболочки. В дальнейших деталях концепция обратных ЭМ была рассмотрена недавно в работах [10, 11]. Следует еще отметить важный вклад в построение теории РК работы [12], в которой была продемонстрирована решающая роль смешивания электронных конфигураций среднего поля атома. В работе [13] было показано усиление резонансных свойств оболочки по мере удаления из нее электронов вплоть до водородоподобных ионов, в которых может наблюдаться РК в отсутствие затухания, создаваемого иначе другими электронами. В работе [14] была проанализирована совокупность процессов РК с точки зрения их эффективности для оптической накачки изомера  $^{229}\text{Th}$ , в качестве энергии которого в то время было принято значение 3.5 эВ.

С учетом современного значения энергии изомера доминирующим каналом его распада в нейтральных атомах становится ВК с КВК

$$\alpha(M1) = 0.987 \cdot 10^9.$$

Наблюденное время жизни изомера в нейтральных атомах оказалось 10 мкс [15]. Учет ВК приводит к увеличению естественной ширины изомерной линии

до величины

$$\Gamma_a = 0.7 \cdot 10^{-10} \text{ эВ (10 кГц)}.$$

На практике применение метода сканирования встречается большие трудности. Лазеры в вакуумно-фиолетовом диапазоне с длиной волны около 150 нм практически отсутствуют. Для преодоления этой проблемы в физико-техническом институте РТВ (Брауншвейг) использовался метод двухфотонного поглощения [16]. Уникальный лазер использовался для накачки изомера в университете Калифорнии Лос-Анджелес (UCLA) в группе профессора Э. Хадсона. Несколько лет безуспешных попыток, однако, побуждают к поиску новых путей. Наиболее перспективным представляется в настоящее время проект [17], основанный на использовании канала ВК в нейтральных изомерных атомах. Аналогичные разработки ведутся в Петербургском институте ядерной физики (ПИЯФ) Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» [18]. Рассмотрим этот проект более детально, чтобы, отталкиваясь от него как образца современного состояния эксперимента, наметить пути дальнейшего повышения эффективности исследования.

## 2. ОЦЕНКА НЕОБХОДИМОГО ВРЕМЕНИ СКАНИРОВАНИЯ ПО МЕХАНИЗМУ ВК В НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ $^{229}\text{Th}$

Для резонансного возбуждения некоторой системы естественно использовать световой пучок со спектральной шириной, приблизительно равной ширине резонанса. Тогда оценку сечения фотовозбуждения уровня с энергией  $\omega$ <sup>1)</sup> можно провести по формуле [14]

$$\sigma_\gamma(0 \rightarrow \omega) = \Gamma_\gamma(\omega \rightarrow 0) \frac{2I_\omega + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega}\right)^2 S_\omega, \quad (1)$$

где  $S_\omega$  — спектральная плотность пучка,  $I_0$ ,  $I_\omega$  — спины системы в исходном и возбужденном состояниях соответственно,  $\Gamma_\gamma(\omega \rightarrow 0)$  — радиационная ширина обратного перехода. Положив  $S_\omega \approx 1/\Gamma_\omega$ , где  $\Gamma_\omega$  — полная ширина состояния  $\omega$ , и считая  $\Gamma_\gamma(\omega \rightarrow 0) \approx \Gamma_\omega$ , получим для оценок универсальную формулу

$$\sigma_\gamma(0 \rightarrow \omega) = \frac{2I_\omega + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega}\right)^2, \quad (2)$$

применимую в равной мере как к ядерным, так и атомным системам. Данная общность чрезвычайно важна при рассмотрении явлений электронно-ядерного резонанса.

<sup>1)</sup> Мы используем релятивистскую систему единиц  $\hbar = c = m_e = 1$ .

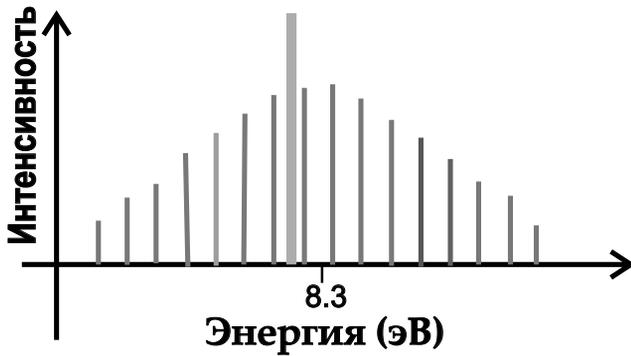


Рис. 1. Частотная гребенка, предлагаемая для определения энергии изомера [15]. Она состоит из  $1.2 \cdot 10^5$  гребенчатых мод (зубцов) с переменной частотой, с центром в районе 8.3 эВ. Ширина каждой моды 490 Гц, мощность — 10 нВт в центральной области гребенки. Положение ядерной линии условно показано широким вертикальным отрезком. В процессе сканирования частоты зубцов гребенки проводится поиск резонанса

В проекте [17] предлагается использовать седьмую гармонику опорного луча волоконного лазера с длиной волны 1070 нм. На пути полученного таким образом непрерывно генерируемого луча мощностью 1.2 мВт помещается вращающаяся заслонка с отверстиями, которая производит его циклическое открывание-прерывание на равные промежутки времени 100 мкс. В результате фурье-спектр преобразованного луча обретает вид частотной гребенки, расположенной возле целевой энергии и состоящей из  $1.2 \cdot 10^5$  эквидистантных зубьев. Мишень представляет собой тонкий круг диаметром 0.3 мм. На его поверхность путем напыления или иным способом наносится  $1.6 \cdot 10^{13}$  атомов  $^{229}\text{Th}$ . Полученный таким образом световой пучок в виде частотной гребенки фокусируется на эту мишень. Факт резонансного поглощения устанавливается путем регистрации конверсионных электронов, возникающих при девозбуждении изомера. Аппаратура для регистрации конверсионных электронов разрабатывается на основе детекторов, ранее использованных авторами для обнаружения распада изомера [15] и первого прямого измерения его энергии [19].

Мощность излучения в каждом зубе гребенки 10 нВт, полуширина 490 Гц ( $2 \cdot 10^{-12}$  эВ), расстояние между зубьями 77 МГц ( $3 \cdot 10^{-8}$  эВ). Из формулы (2) следует, что если частота облучения попадает в резонанс с ядерным переходом, то за время каждой экспозиции 100 мкс в изомерное состояние перейдут приблизительно 60 атомов. Частота сканирования меняется каждую секунду. Шаг изменения частоты равен ширине искомой линии, т. е.  $10^{-10}$  эВ. Тогда для сканирования интервала между зубцами гре-

бенки потребуется 5000 шагов, что займет 5000 секунд. Для более точного определения энергии изомера надо изменить интервал между зубцами. Поэтому для уточнения энергии изомера потребуется провести еще несколько циклов сканирования.

### 3. РЕЗОНАНСНАЯ НАКАЧКА ИЗОМЕРА ЧЕРЕЗ ЭЛЕКТРОННУЮ ОБОЛОЧКУ

Мы так подробно остановились на описании проекта с Th I, чтобы дать наилучшее представление об уровне развития современного эксперимента, его проблемах и задачах. Основная цель настоящей работы — еще раз обратить внимание на то, что можно значительно сократить время эксперимента, если воспользоваться резонансными свойствами электронной оболочки для усиления воздействия внешнего поля на ядро. Разобранный выше пример уже использует усиление изомерного перехода каналом ВК на 9 порядков величины. Однако этот механизм можно отнести к факторам кинематического усиления, пассивно использующего уширение спектральной линии изомера вследствие ВК. Резонанс же с электронной оболочкой как таковой не эксплуатируется. Но уже в однократных ионах энергия отрыва электрона становится больше энергии изомера, что выключает канал ВК. В то же время большинство проектов предполагают использование именно ионов  $^{229}\text{Th}$ .

Подходящий для ионов механизм динамического уширения был представлен в работе [14]. Рассмотрим его применение на примере однократных ионов  $^{229}\text{Th}$ .

В начальном состоянии атома и ядро, и валентный электрон пребывают в основном состоянии. Конфигурация оболочки —  $7s6d^2$  с угловым моментом  $j = 3/2$  [20]. В виртуальном процессе дискретной конверсии 7s-электрон передает ядру необходимую для образования изомера энергию  $\omega_n$ . В спектральном разложении функции Грина (рис. 2) можно в первом приближении ограничиться тем же 7s-состоянием, поскольку 8s- и другие уровни расположены гораздо дальше по энергии. Варшавский эффект состоит в том, что открывает возможность смешивания посредством РК основного и изомерного ядерных состояний, несмотря на то, что у них разные спины, с сохранением полного углового момента атома  $F$  [21]. Это приводит к ускорению распада изомера в сотни раз в случае водородоподобных ионов  $^{229m}\text{Th}$ . Если в диаграмме на рис. 2 рассмотреть водородоподобные ионы вместо однократных, то были бы возможны в начальном состоянии пол-

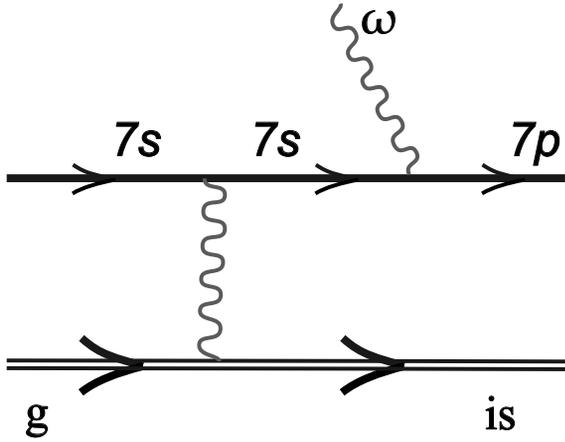


Рис. 2. Фейнмановский график резонансной оптической накачки изомера, основанный на принципе осцилляции основного и изомерного состояний

ные моменты  $F = 2$  и  $3$ , причем уровень с  $F = 2$  был бы основным. Аналогично, изомер мог бы образоваться с электроном состояния с  $F = 1$  и  $2$ . Виртуальный переход в изомерное состояние возможен с  $F = 2$ , с начальным же состоянием с  $F = 3$  процесс типа показанного на рис. 2 был бы невозможным. Правила отбора ВК автоматически учитывают эти комбинации в формулах для расчета дискретных КВК  $\alpha_d(M1)$ . В рассматриваемом случае однократных ионов благодаря еще большему моменту электронной оболочки,  $j = 3/2$ , тем более возможен целый ряд комбинаций для полного момента  $F$  как в начальном, так и в конечном состояниях. Все они по-прежнему учитываются правилами отбора для  $\alpha_d(M1; 7s-7s)$ .

Баланс энергии восстанавливается поглощением внешнего фотона с частотой (и энергией)  $\omega$ . Absorbировав энергию фотона, электрон переходит в конечное  $7p$ -состояние. Частота пучка определяется из условия сохранения энергии:

$$\omega = \omega_n + \epsilon_{7p}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_{7p}$  — энергия  $7p$ -уровня. На этой частоте амплитуда проходит через резонанс шириной  $\Gamma_a = \Gamma_{7p}$ , равной ширине  $7p$ -уровня. Поэтому для целей сканирования целесообразно использовать пучок с резонансной частотой  $\omega$  и со спектральной шириной, равной ширине резонанса  $\Gamma_a$ . Условно назовем этот метод первым и сравним с другим методом, в котором используется пучок с таким же потоком, но с частотой  $\omega_n$  и со спектральной шириной, равной полуширине изомерной линии  $\Gamma_n$ , и который можно использовать для накачки голого ядра. Для отношения средних сечений таких двух процессов — фактора ускорения  $R$ , в работе [14] была получена формула

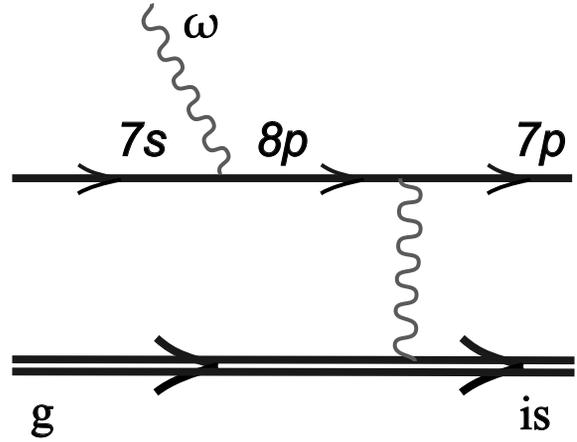


Рис. 3. Фейнмановский график резонансной оптической накачки изомера по прямому механизму

$$R = \frac{\alpha_d(M1; 7s-7s)\Gamma_\gamma^{(a)}(\omega; 7s-7p)}{2\pi\omega_n^2}. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha_d(M1; 7s-7s)$  — размерный аналог КВК для  $M1$ -перехода с энергией  $\omega_n$ ,  $\Gamma_\gamma^{(a)}(\omega; 7s-7p)$  — радиационная ширина перехода  $7s-7p$  с частотой  $\omega$  (вне массовой поверхности). С обычной шириной она связана соотношением детального баланса

$$\Gamma_\gamma^{(a)}(\omega; 1-2) = \frac{2j_2 + 1}{2j_1 + 1} \Gamma_\gamma^{(a)}(\omega; 2-1), \quad (5)$$

где числами  $1-2$  и  $2-1$  обозначено направление процесса в общем случае, а  $2j_i + 1$  — статистический вес  $i$ -го состояния. Подчеркнем, что фактор ускорения (4) достигается на более широком пучке, но с тем же потоком фотонов. Однако энергия резонанса, согласно (4), будет несколько выше. Соответственно, выше будет и мощность пучка — пропорционально отношению  $\omega/\omega_n$ .

Диаграмма на рис. 2 интерферирует с диаграммой на рис. 3а из работы [14], в которой порядок взаимодействия  $7s$ -электрона с ядром и пучком заменен на противоположный, а промежуточное состояние  $7s$  заменено на  $8p$ . Полученная таким образом фейнмановская диаграмма приведена на рис. 3. В качественном отношении она несет тот же физический смысл [22]. Лазерный фотон с частотой  $\omega$  поглощается  $7s$ -электроном, который переходит в виртуальное состояние. Вблизи резонанса основной вклад вносит  $8p$ -электрон. Он передает часть полученной энергии ядру, переводя его в изомерное состояние. Электрон же остается в возбужденном состоянии  $7p$  с энергией  $\epsilon_{7p}$ . Условие резонанса по-прежнему дается формулой (3). Фактор ускорения можно рассчитать по формуле [14], аналогичной (4):

$$R = \frac{\alpha_d(M1; 8p-7p)\Gamma_\gamma^{(a)}(\omega; 7s-8p)}{2\pi(\omega - \epsilon_{8p})^2}. \quad (6)$$

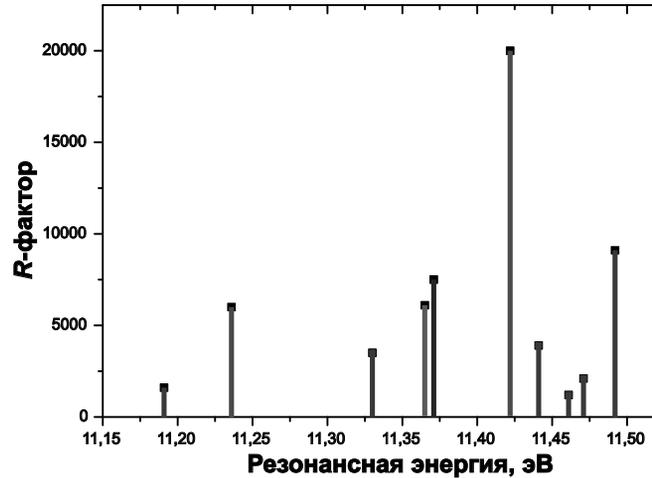


Рис. 4. Картина резонансов с учетом фрагментирования  $7p$ -уровней согласно [20],  $R$ -фактор приведен в относительных единицах интенсивности

Подводя итог этому разделу, резюмируем, что выигрыш в сечении можно использовать для сокращения времени сканирования по первой методике в  $R$  раз. Спектральное уширение пучка также позволяет сократить время сканирования в  $\Gamma_a/\Gamma_n$  раз по сравнению со второй схемой.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На момент публикации работы [14] другое значение энергии изомера считалось наиболее вероятным: 3.5 эВ. Поэтому расчеты проводились с этим значением. Настоящие расчеты выполнены в рамках метода Дирака–Фока с помощью комплекса компьютерных программ RAINE для расчета атомных структур [23]. В результате были получены следующие значения:

$$\alpha_d(\omega_n; 7s-7s) = 1.95 \cdot 10^{10} \text{ эВ},$$

КВК для  $M1$ -перехода с энергией  $\omega_n = 8.338$  эВ в Th I равен  $\alpha(M1) = 0.987 \cdot 10^9$ . Если положить время жизни в нейтральных атомах 10 мкс [15], то отсюда следует собственная ширина изомера

$$\Gamma_n = 0.667 \cdot 10^{-19} \text{ эВ}.$$

В рамках метода резонансное сечение состоит из двух компонент, соответствующих конечным уровням  $7p_{1/2}$  и  $7p_{3/2}$ , причем интенсивность второй компоненты вдвое выше первой. Для энергии уровня  $7p_{3/2}$  получено значение 3.52 эВ, следовательно,  $\omega = 11.86$  эВ. Энергия уровня  $7p_{1/2}$  получилась 2.49 эВ, соответственно  $\omega = 10.83$  эВ для этого уровня. Далее, радиационная ширина атомного перехода

$$\Gamma_\gamma^{(a)}(\omega; 7s-7p) = 3.30 \cdot 10^{-6} \text{ эВ},$$

что на тринадцать порядков больше естественной ширины изомерной линии  $\Gamma_n$ . Подставляя указанные значения в формулу (4), найдем величину фактора ускорения  $R = 147$ .

Вклад от диаграммы на рис. 3 в работе [14] был в 20 раз меньше. Он становится относительно еще меньшим с современным значением энергии изомера. Поэтому можно ограничиться рассмотрением диаграммы на рис. 2.

Межэлектронное взаимодействие приводит к фрагментации атомных уровней и силы переходов между ними. Считая, что сечение процесса пропорционально интенсивности соответствующей линии перехода из основного состояния  $7s$  в возбужденное  $7p$  в соответствии с формулой (4), можно оценить относительную интенсивность соответствующих компонент в сечении резонансного фотовозбуждения. С этой целью используем экспериментальные относительные интенсивности атомных линий спектра поглощения Th II, приведенные в [20]. Согласно [20], выделяется малофрагментированная компонента, соответствующая переходу из основного состояния на уровень  $7s7p6d$  с  $j = 5/2$  и энергией 3.08398 эВ. Полученные таким путем относительные оценки для наиболее сильных линий представлены на рис. 4. Как можно видеть, помимо основной компоненты с энергией 11.422 эВ, имеются интенсивные спутники с энергиями 11.371, 11.365, 11.236 эВ и другие. Их можно использовать как реперы, детектирование которых поможет надежно идентифицировать энергии этих компонент в эксперименте и соответственно определить энергию изомера согласно (3) с точностью, соответствующей лазерным методам измерения.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отметим особенности резонансного возбуждения ядра согласно рис. 2, 3 по сравнению с поглощением фотона голым ядром.

1. Сечение по резонансному механизму, согласно расчету, оказалось усиленным приблизительно в  $R \approx 150$  раз. В этом проявляются динамические свойства электронной оболочки как резонатора.

2. Наиважнейшее для целей настоящей работы различие состоит в ширине резонанса. Если для голого ядра эта ширина задается собственной полушириной (в отсутствие ВК) изомерного уровня ядра  $\Gamma_n$ , то по механизму, представленному на рис. 2, 3, она равна сумме всех ширин — электронной и ядерной. Обычно, как в данном случае, доминирует сумма ширин промежуточного  $8p$ - и конечного  $7p$ -состояний возбужденного атома. Обозначим ее по-прежнему  $\Gamma_a$ . Имеет место соотношение  $\Gamma_a \gg \Gamma_n$ , поэтому сканирование по механизму, приведенному на рис. 2, требует в  $\Gamma_a/\Gamma_n$  раз меньше времени.

3. Для эффективной реализации этого механизма крайне важно, чтобы конечный атомный уровень, в данном случае  $7p$ , не был основным, а имел бы типичную атомную ширину. Если бы вместо  $7p$ -уровня атом возвращался в основное  $7s$ -состояние, то резонанс имел бы ядерную ширину  $\Gamma_n$  ввиду отсутствия атомных ширин как следствие закона сохранения энергии. Фактор усиления  $R = 150$  мог бы сохраниться в случае монохроматического лазерного пучка фотонов с частотой  $\omega = \omega_n$  и спектральной шириной  $\Gamma_\omega \approx \Gamma_n$ , но важнейшее преимущество оптической накачки изомера лучом со спектральной шириной типичной атомной линии было бы утеряно.

В частности, это относится к двухфотонной схеме возбуждения изомера, предложенной в работе [24], в которой 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 нежизнеспособной в настоящее время: оболочка должна оставаться в возбужденном состоянии. Другие недостатки работы [24] рассмотрены в статьях [25, 26]. В свое время они привели к возникновению парадокса, названного ториевой загадкой. Аргументы, приведенные выше, подводят итог в ее решении.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы на пороге рождения новых лазерно-ядерных технологий. Они будут основаны на резонансном взаимодействии пучков света с ядрами: резонансном поглощении и рассеянии, упругом и неупругом, нелинейных эффектах, таких как генерация высших гармоник и других. Чтобы осуществить эти манипуляции с голыми ядрами, необходимо использовать узкие в спектроскопическом смысле почти монохроматические пучки со спектральной шириной в пределах ширины ядерной линии. Развитие таких технологий требует знания энергий ядерных переходов и изомеров. Именно такие световые лучи лягут в основу будущих ядерно-оптических часов.

В то же время можно использовать электронную оболочку как эффективный резонатор, усиливающий воздействие света на ядро. Инструментом для конструирования подобного резонатора является внутренняя и резонансная конверсия. Приведенные выше примеры еще раз демонстрируют, как эффективно можно использовать резонанс для оптической накачки изомерного состояния  $^{229m}\text{Th}$ . Резонанс можно использовать в двух измерениях: по степени усиления и для ослабления требований к степени монохроматичности светового пучка. В приведенном выше примере с оптической накачкой Th I удастся получить выигрыш в девять порядков величины в уширении линии за счет ВК. В ионах Th II можно осуществить резонанс, который даст эффективный выигрыш как по силе взаимодействия — в 150 раз, так и по уширению резонансной линии на два-три порядка величины по сравнению с ВК в нейтральных атомах.

**Благодарности.** Один из авторов (ФФК) хотел бы выразить признательность Л. фон дер Вензе, Л. Ф. Витушкину и П. Тирольфу за плодотворные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kraemer, J. Moens, M. Athanasakis-Kaklamanakis et al. *Observation of the Radiative Decay of the  $^{229}\text{Th}$  Nuclear Clock Isomer*, Nature **617**, 706 (2023); <https://doi.org/10.1038/s41586-023-05894-z>.
2. Д. Ф. Зарецкий, Ф. Ф. Карпешин. *Мезорентгеновское излучение осколков мгновенного деления*, ЯФ **29**, 306 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 151 (1979)].
3. Б. А. Зон, Ф. Ф. Карпешин. *Ускорение распада ядра  $^{235}\text{U}$  за счет резонансной внутренней*

- ней конверсии, стимулированной лазерным излучением, ЖЭТФ **97**, 401 (1990) [B. A. Zon and F. F. Karpeshin, *Acceleration of the Decay of  $^{235m}\text{U}$  by Laser-Induced Resonant Internal Conversion*, Sov. Phys. JETP **70**, 224 (1990)].
4. V. A. Krutov, Ann. Phys. (Leipzig) **21**, 291 (1968); В. А. Крутов, Письма в ЖЭТФ **52**, 1176 (1990) [JETP Lett. **52**, 584 (1990)].
  5. Д. П. Гречухин, А. А. Солдатов, ЯФ **23**, 273 (1976).
  6. D. Kekez et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 1366 (1985).
  7. C. Rösel, F. F. Karpeshin, P. David et al. *Experimental Evidence for Muonic X-rays from Fission Fragments*, Z. Phys. A **345**, 425 (1993).
  8. F. F. Karpeshin, M. R. Harston, F. Attallah, J. F. Chemin, J. N. Scheurer, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya. *Subthreshold Internal Conversion to Bound States in Highly-Ionized  $^{125}\text{Te}$  Ions*, Phys. Rev. C **53** 1640 (1996).
  9. E. V. Tkalya, JETP Lett. **55**, 216 (1992); Nucl. Phys. A **539**, 209 (1992).
  10. P. V. Borisjuk, N. N. Kolachevsky, A. V. Taichenachev, E. V. Tkalya, I. Yu. Tolstikhina, and V. I. Yudin. *Excitation of the Low-Energy  $^{229m}\text{Th}$  Isomer in the Electron Bridge Process via the Vortinuum*, Phys. Rev. C **100**, 044306 (2019).
  11. A. Ya. Dzublik. *Quasiclassical Theory of  $^{229m}\text{Th}$  Excitation by Laser Pulses via Electron Bridges*, Phys. Rev. C **106**, 064608 (2022).
  12. Ф. Ф. Карпешин, И. М. Банд, М. Б. Тржасковская. *Подпороговая конверсия в  $^{125}\text{Te}^{45+}$* , ЖЭТФ **116**, 1565 (1999) [F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya. *Subthreshold Conversion in  $^{125}\text{Te}^{45+}$* , JETP **89**, 845 (1999)].
  13. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, Ю. П. Гангский. *Резонансная внутренняя конверсия в водородоподобных ионах*, ЖЭТФ **126**, 323 (2004). [F. F. Karpeshin, M. B. Trzhaskovskaya and Yu. P. Gangrsky. *BIC in H-like ions*. JETP, **99**, 286 (2004)].
  14. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya. *3.5-eV isomer of  $^{229m}\text{Th}$ : how it can be produced*, Nucl. Phys. A **654**, 579 (1999).
  15. L. Von der Wense, B. Seiferle, M. Laatiaoui et al. *Direct detection of the  $^{229}\text{Th}$  nuclear clock transition* Nature **47**, 533 (2016).
  16. E. Peik, M. Okhapkin. *Nuclear clocks based on resonant excitation of  $\gamma$ -transitions*, C. R. Physique **16**, 516 (2015).
  17. L. von der Wense and Z. Chuankun. *Concepts for direct frequency-comb spectroscopy of  $^{229m}\text{Th}$  and an internal-conversion-based solid-state nuclear clock*, Eur. Phys. J. Ser. D **74**, 146 (2020).
  18. Л. Ф. Витушкин, Ю. И. Гусев, Ф. Ф. Карпешин, Ю. А. Новиков, О. А. Орлов, и др. *Два механизма возбуждения ядра тория  $^{229}\text{Th}$  лазером как пролог к созданию ядерно-оптических часов*, Законод. и Прикл. Метрология. № 3, 9 (2022).
  19. B. Seiferle et al. *Energy of the  $^{229}\text{Th}$  nuclear clock transition*, Nature **573**, 243 (2019).
  20. A. Kramida and Yu. Ralchenko, J. Reader and NIST ASD Team (2022), NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10), <https://physics.nist.gov/asd>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD; DOI: <https://doi.org/10.18434/T4W30F>.
  21. 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 эВ isomer in  $^{229}\text{Th}^{89+}$* , Phys. Rev. C **57**, 3085 (1998).
  22. F. F. Karpeshin and L. F. Vitushkin. *On the problems of creating a nuclear-optical frequency standard based on  $^{229}\text{Th}$* , <https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.08711>
  23. I. M. Band and M. B. Trzhaskovskaya. *Internal Conversion Coefficients for Low-Energy Nuclear Transitions*, At. Data Nucl. Data Tables **55**, 43 (1993).
  24. S. G. Porsev et al. *Excitation of the Isomeric  $^{229m}\text{Th}$  Nuclear State via an Electronic Bridge Process in  $^{229}\text{Th}^+$* , Phys. Rev. Lett. **105**, 182501 (2010).
  25. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya. *Impact of the ionization of the atomic shell on the lifetime of the  $^{229m}\text{Th}$  isomer*, Nucl. Phys. A **969**, 173 (2018).
  26. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya. *A proposed solution for the lifetime puzzle of the  $^{229m}\text{Th}^+$  isomer*, Nucl. Phys. A **1010**, 122173 (2021).