

# Восстановление по требованию волновой формы мессбауэровского гамма-фотона посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности

*И. Р. Хайрулин<sup>1)</sup>, Е. В. Радионьчев*

*Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 9 октября 2023 г.

После переработки 5 ноября 2023 г.

Принята к публикации 10 ноября 2023 г.

Предложен метод восстановления в произвольный момент времени спектрально-временных характеристик однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ, излучаемого радиоактивным источником  $^{57}\text{Co}$  и резонансно поглощаемого в среде ядер  $^{57}\text{Fe}$ . Метод основан на частотном разделении излучаемого источником поля и индуцируемой этим полем резонансной ядерной поляризации посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности поглотителя, возникающей после включения колебаний поглотителя с соответствующими частотой и амплитудой. Предложенный метод сопоставляется с известными методами квантово-оптической памяти и методами управления ядерной поляризацией в гамма-диапазоне. Предложены экспериментальные условия реализации метода. Показано, что данный метод открывает возможность реализации мессбауэровской диагностики различных сред с временным разрешением.

DOI: 10.31857/S1234567823240102, EDN: nldszd

**1. Введение.** Одним из основных требований диагностики веществ с временным разрешением, а также передачи и обработки квантовой информации является детерминированность моментов появления фотонов в определенных точках пространства, включая возможность управления этими моментами. Указанное требование может быть реализовано посредством линий задержки за счет изменения длины пути или скорости распространения фотонов в прозрачной среде, а также посредством квантовой памяти, а именно, локализации энергии электромагнитного поля в квантовом состоянии среды и последующего обратного преобразования по требованию этого состояния в определенное состояние электромагнитного поля.

В оптическом диапазоне предложено и реализовано большое число методов задержки фотонов, основанных на уменьшении скорости их распространения в прозрачной среде (см. [1–16] и ссылки в них). Электромагнитно индуцированная прозрачность (ЭИП) [17, 18] является одной из преобладающих концепций в этом направлении. Аналогично ЭИП, для замедления фотонов в большинстве методов используют временную [1–11] или пространственную [12–16] дисперсию среды, создавая резкую зависимость показателя преломления от частоты или волнового

вектора внутри индуцированного спектрального окна прозрачности среды, перекрывающего спектр падающего импульса. Помимо реализации ЭИП в различных средах, оптическая прозрачность создавалась посредством когерентных колебаний населенностей [6, 7], расщепления Ауслера–Таунса [10, 11], а также в структурированных оптико-механических схемах [8, 9], оптических волноводах [13, 14] и метаструктурах [15, 16].

ЭИП и связанные с ней вышеупомянутые методы замедления фотонов используются также для реализации квантовой памяти, основным достоинством которой является возможность динамического управления длительностью задержки фотонов [19–22]. Следует также отметить перспективность целого ряда реализованных методов квантово-оптической памяти для единичных фотонов на основе нерезонансного (рамановского) комбинационного рассеяния [23–25], атомной частотной гребенки (Atomic Frequency Comb) [26–28] и различных вариантов фотонного эха [29–35].

Поиск возможностей замедления и хранения фотонов жесткого рентгеновского или мягкого гамма-диапазона (с энергией от единиц до нескольких десятков кэВ) в ядрах атомов является перспективным направлением квантовой оптики благодаря ряду уникальных свойств как фотонов указанного диапазона, так и резонансных ядерных переходов [36, 37].

<sup>1)</sup>e-mail: khairulinir@ipfran.ru

Однако вышеуказанные методы задержки и квантовой памяти для оптических фотонов оказываются неэффективными или нереализуемыми в гамма/рентгеновском диапазоне, поскольку большинство из них предполагает наличие достаточно интенсивных когерентных управляющих полей, которые пока недоступны в этом диапазоне.

В гамма/рентгеновском диапазоне продемонстрированы альтернативные методы задержки фотонов, основанные на уменьшении скорости их распространения в ядерной среде в условиях эффекта Мессбауэра. Эффект, аналогичный ЭИП, сопровождающийся замедлением фотонов с энергией 14.4 кэВ, наблюдался в кристалле  $\text{FeCO}_3$  за счет сближения энергетических подуровней возбужденного состояния ядер  $^{57}\text{Fe}$ , при температуре кристалла 30 К [38]. Уменьшение скорости распространения фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых радиоактивным источником  $^{57}\text{Co}$ , наблюдалось при комнатной температуре в ряде химических соединений, строение которых обуславливало дублетную структуру и резкую дисперсию резонансного квантового перехода у входящих в их состав ядер  $^{57}\text{Fe}$  [39]. Управляемая задержка спектрально узких рентгеновских импульсов с энергией фотонов 14.4 кэВ при их распространении в резонаторе, содержащем наноразмерный слой ядер  $^{57}\text{Fe}$ , наблюдалась в работе [40]. В работах [37, 41, 42] показана возможность управляемого уменьшения скорости распространения фотонов с энергией 14.4 кэВ в поглотителе  $^{57}\text{Fe}$  за счет акустически индуцированной прозрачности (АИП), возникающей при коллективных колебаниях атомных ядер с определенной амплитудой и частотой.

Кроме этого, в гамма-диапазоне были продемонстрированы возможности локализации однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ в среде ядер  $^{57}\text{Fe}$  с последующим когерентным извлечением по требованию части резонансно поглощенного ядрами  $^{57}\text{Fe}$  поля в виде коротких импульсов [43–49]. В экспериментах с радиоактивным источником  $^{57}\text{Co}$  короткий импульс возникал при резком смещении источника [43, 44] либо поглотителя  $^{57}\text{Fe}$  [45, 46] на величину порядка длины волны фотона за счет возникающей при таком смещении конструктивной интерференции падающего и когерентно рассеянного ядрами поля. Эффект получил название гамма-эха. Аналогично гамма-излучение кристалла  $^{57}\text{FeVO}_3$ , возникающее после прохождения через него синхротронного импульса, подавлялось посредством резкой смены направления намагниченности, вызывающей деструктивную интерференцию спектральных компонент поляризации ядер  $^{57}\text{Fe}$ . По-

следующее по требованию восстановление исходного направления намагниченности вызывало короткий всплеск излучения подобно гамма-эху [47]. Короткие всплески на фоне постепенно затухающей интенсивности однофотонного волнового пакета наблюдались на выходе из осциллирующего поглотителя  $^{57}\text{Fe}$  после прохождения через него излучения от синхротронного источника [48, 49], а также от радиоактивного источника  $^{57}\text{Co}$  [36, 50] за счет доплеровского преобразования синглетной спектральной линии поглотителя в фазированную гребенку спектральных линий аналогично атомной частотной гребенке в оптическом диапазоне.

В работе [51] теоретически предложен метод реализации ядерной квантовой памяти для фотонов с энергией 14.4 кэВ, использующий последовательность нескольких резонансных поглотителей  $^{57}\text{Fe}$ , движущихся с разными постоянными скоростями вдоль направления распространения спектрально узкого синхротронного импульса. Вследствие эффекта Доплера спектральные линии поглощения движущихся поглотителей смещаются друг относительно друга, создавая спектральную гребенку аналогично атомной частотной гребенке. При этом частоты зубьев гребенки определяются величинами и направлением скоростей поглотителей подобно методу градиентного фотонного эха, позволяя по требованию воспроизводить исходный рентгеновский импульс.

Следует отметить, что как при распространении фотонов в среде, так и при их локализации независимо от частотного диапазона имеет место уничтожение фотона, взаимодействующего с атомом (ядром), и последующее рождение другого фотона, излучаемого этим или другим атомом (ядром). При этом характеристики прошедшего фотона определяются характеристиками падающих фотонов и частиц среды, а также условиями их взаимодействия.

В данной статье мы на примере гамма-фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых радионуклидом  $^{57}\text{Co}$ , предлагаем метод, который позволяет по требованию восстановить произвольную часть исходного однофотонного волнового пакета, поглощенного ядрами  $^{57}\text{Fe}$ . В отличие от описанных выше методов дисперсионной задержки гамма/рентгеновских фотонов и извлечения по требованию части поглощенного средой гамма/рентгеновского излучения, данный метод позволяет восстановить с задержкой исходные спектрально-временные характеристики однофотонного волнового пакета с лоренцевым спектром путем управления пропусканием резонансно поглощающей среды за счет АИП. Предложены экспериментальные условия реализации этого метода.

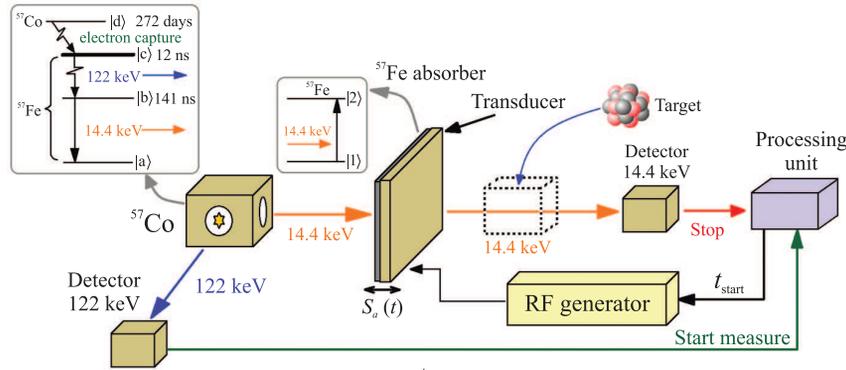


Рис. 1. (Цветной онлайн) Общая схема задержанных совпадений, подсчитывающая число последовательно детектированных фотонов с энергией 122 и 14.4 кэВ. Интервал между сигналами “Start measure” (генерируемого детектором 122 кэВ) и “Stop” (генерируемого детектором 14.4 кэВ), измеренный много раз, дает частоту подсчета совпадений как функцию задержки фотона с энергией 14.4 кэВ относительно фотона с энергией 122 кэВ, пропорциональную временной зависимости вероятности обнаружения фотона с энергией 14.4 кэВ или, эквивалентно, волновой форме фотона. На вставках изображены энергетические диаграммы источника  $^{57}\text{Co}$  (левее) и поглотителя  $^{57}\text{Fe}$  (правее) фотонов с энергией 14.4 кэВ. В предлагаемом нами методе частота квантового перехода источника настраивается в резонанс с частотой квантового перехода поглотителя – фольги нержавеющей стали, содержащей мессбауэровский нуклид  $^{57}\text{Fe}$ . Фольга прикреплена к пьезопреобразователю, который в определенный момент  $t_{\text{start}}$  после детектирования фотона с энергией 122 кэВ начинает совершать гармонические колебания. Для проведения мессбауэровской спектроскопии с временным разрешением в изображенный пунктиром бокс помещается исследуемое вещество “Target”, содержащее мессбауэровский нуклид  $^{57}\text{Fe}$

Обсуждается физический механизм эффекта и его соответствие механизму квантовой памяти, а также возможность впервые реализовать мессбауэровскую спектроскопию веществ с временным разрешением.

**2. Однофотонный волновой пакет.** Волновая форма фотона с энергией 14.4 кэВ обычно измеряется методом задержанных совпадений (рис. 1), который состоит в следующем. Вначале регистрируется момент детектирования фотона с энергией 122 кэВ, который извещает о переходе одного из ядер источника  $^{57}\text{Co}$  на возбужденный энергетический уровень  $|b\rangle$  (вставка слева на рис. 1) и возникновении возможности испускания фотона с энергией 14.4 кэВ. Детектор 122 кэВ сигналом “Start measure” включает блок регистрации фотона с энергией 14.4 кэВ. Затем измеряется интервал времени до момента детектирования фотона с энергией 14.4 кэВ. Другими словами, в этом методе измеряется интервал времени, прошедший с момента возникновения возможности испускания ядром фотона с энергией 14.4 кэВ до момента его детектирования. Эта процедура многократно повторяется. В результате формируется зависимость числа детектированных фотонов с энергией 14.4 кэВ от времени, прошедшего с момента возникновения возможности испускания каждого фотона источником. Она пропорциональна зависимости вероятности детектирования одного фотона с энергией 14.4 кэВ от времени, прошедшего с момента возникновения воз-

можности его испускания источником. Вся совокупность моментов детектирования фотонов с энергией 14.4 кэВ формирует однофотонный волновой пакет или однофотонный гамма-импульс. Указанная временная зависимость вероятности детектирования фотона пропорциональна интенсивности однофотонного гамма-импульса и называется также волновой формой фотона, а момент регистрации фотона с энергией 122 кэВ определяет начало однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ.

В лабораторной системе отсчета регистрируемый детектором 14.4 кэВ однофотонный волновой пакет от источника  $^{57}\text{Co}$  можно представить в виде плоской квазимонохроматической волны, электрическое поле которой в месте детектирования описывается выражением [36–47]:

$$E_{in}(t) = E_0 \theta(t) \exp(-\gamma t - i\omega_S t), \quad (1)$$

где  $\omega_S$  – несущая частота однофотонного волнового пакета,  $E_0$  – его амплитуда,  $\gamma \approx 3.6 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$  – полуширина спектральной линии соответствующего квантового перехода ядер  $^{57}\text{Co}$ . Однофотонный гамма-импульс (1) имеет одиночную спектральную линию лоренцевой формы.

**3. Преобразование однофотонного волнового пакета в мессбауэровском поглотителе в режиме АИП.** В предлагаемом нами эксперименте фотоны с энергией 14.4 кэВ проходят через месс-

бауэровский поглотитель  $^{57}\text{Fe}$ , представляющий собой тонкую фольгу нержавеющей стали, содержащей мессбауэровский нуклид  $^{57}\text{Fe}$  (рис. 1). В определенный момент  $t_{\text{start}}$ , отсчитываемый от момента детектирования фотона с энергией 122 кэВ, поглотитель начинает совершать гармонические колебания вдоль направления распространения фотонов с энергией 14.4 кэВ с постоянными и одинаковыми для всех ядер амплитудой и частотой:

$$S_a(t) = R\theta(t - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}, \quad (2)$$

где  $R$  и  $\Omega$  – амплитуда и частота колебаний поглотителя,  $\theta(t)$  – функция Хевисайда. В выражениях (1) и (2) время наблюдения отсчитывается от момента детектирования фотона 122 кэВ.

Описание преобразования однофотонного волнового пакета в движущемся резонансном поглотителе удобно проводить в системе отсчета, связанной с поглотителем. В этом случае из-за эффекта Доплера волновой пакет (1) становится частотно модулированным, и его электрическое поле определяется выражением [36, 37, 41, 52–54]:

$$E'_{in}(t) = E_0\theta(t) \exp(-\gamma t - i\omega_S t + ip\theta(t - t_{\text{start}})) \times \{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}, \quad (3)$$

где  $p = 2\pi R/\lambda_S$  – индекс модуляции,  $\lambda_S = 0.86 \text{ \AA}$  – длина волны фотона с энергией 14.4 кэВ.

Электрическое поле однофотонного волнового пакета на выходе из покоящегося в сопровождающей системе отсчета поглотителя можно получить, вычисляя интеграл свертки между падающим волновым пакетом (3) с функцией временного отклика поглотителя  $R(t)$  [43, 44, 55]:

$$E'_{out}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t - \tau) E'_{in}(\tau) d\tau, \quad (4)$$

где

$$R(t) = \delta(t) - \frac{T_a\gamma}{2}\theta(t)e^{-(i\omega_a + \gamma)t} \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma t/2})}{\sqrt{T_a\gamma t/2}}, \quad (5)$$

$\delta(t)$  – дельта функция Дирака,  $J_n(p)$  – функция Бесселя первого рода порядка  $n$ ,  $\omega_a$  и  $T_a$  – частота резонансного перехода и мессбауэровская (оптическая) толщина поглотителя, а также полагается, что источник и поглотитель обладают одинаковой шириной спектральных линий  $\gamma_a = \gamma$ . Кроме этого, в (5) нерезонансное поглощение поля вследствие фотоэффекта не учитывается, поскольку оно не измеряется в предлагаемом эксперименте.

Подставляя (3) и (5) в (4) с учетом условия резонанса между покоящимися источником и поглотителем,  $\omega_S = \omega_a = \omega_{\text{res}}$ , получим:

$$E'_{out}(t) = E_0\theta(t)e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t} \times \left[ e^{ip\theta(t - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} - \frac{T_a\gamma}{2} \times \int_0^t \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2})}{\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2}} \times e^{ip\theta(\tau - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(\tau - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} d\tau \right]. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что поле на выходе из поглотителя в любой момент времени можно представить в виде суммы поля на входе в поглотитель (первое слагаемое в (6)) и когерентно рассеянного вперед поля (второе слагаемое в (6)), соответствующего индуцированной ядерной поляризации [43, 44, 55]. При  $0 \leq t \leq t_{\text{start}}$ , когда поглотитель покоится, интерференция этих полей приводит к разрушению падающего на поглотитель однофотонного импульса. В результате на выходе из поглотителя поле однофотонного волнового пакета, согласно (6), принимает вид

$$E'_{out}(t) = E_0\theta(t)J_0(\sqrt{2T_a\gamma t})e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t}. \quad (7)$$

После включения акустических колебаний при  $t \geq t_{\text{start}}$ , поле может быть записано как

$$E'_{out}(t) = E_0\theta(t)(e^{-i\omega_{\text{res}} + \gamma)t} \times \left[ e^{ip\theta(t - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} - \frac{T_a\gamma}{2} \times \int_0^{t_{\text{start}}} \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2})}{\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2}} d\tau - \frac{T_a\gamma}{2} \times e^{ip} \int_{t_{\text{start}}}^t \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2})}{\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2}} e^{ip\sin[\Omega(\tau - t_{\text{start}}) - \pi/2]} d\tau \right]. \quad (8)$$

Рассмотрим случай, когда поглотитель осциллирует в режиме АИП [37, 41, 42], а именно, выполнены условия

$$J_0(p) = 0, \quad (9)$$

$$T_a\gamma/\Omega \ll 1,$$

первое из которых реализуется, например, при амплитуде осцилляций поглотителя  $R \approx 0.38\lambda_S$ , соответствующей индексу модуляции  $p \approx 2.4$ . В этом

случае интегралы в выражении (8) имеют аналитическое представление, и электрическое поле однофотонного волнового пакета на выходе из поглотителя в сопровождающей системе отсчета приводится к виду:

$$E'_{\text{out}}(t) = E_0\theta(t)e^{-(i\omega_{\text{res}}+\gamma)t} \times \quad (10)$$

$$\times \begin{cases} J_0(\sqrt{2T_a\gamma t}), & t \leq t_{\text{start}}, \\ e^{ip\{1+\sin[\Omega(t-t_{\text{start}})-\pi/2]\} + [J_0(\sqrt{2T_a\gamma t}) - J_0(\sqrt{2T_a\gamma(t-t_{\text{start}})})]}, & t \geq t_{\text{start}}. \end{cases}$$

Переход в лабораторную систему отсчета осуществляется умножением (10) на  $\exp[-i2\pi S_a(t)/\lambda_S]$  [36, 37, 41, 52–54]:

$$E_{\text{out}}(t) = E_0\theta(t)e^{-(i\omega_{\text{res}}+\gamma)t} \times \quad (11)$$

$$\times \begin{cases} J_0(\sqrt{2T_a\gamma t}), & t \leq t_{\text{start}}, \\ 1 + [J_0(\sqrt{2T_a\gamma t}) - J_0(\sqrt{2T_a\gamma(t-t_{\text{start}})})] \times \\ \times e^{-ip} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p) e^{-in\Omega(t-t_{\text{start}})+in\pi/2} & t \geq t_{\text{start}}, \end{cases}$$

где использовано соотношение Якоби–Ангера  $e^{\pm ip \sin \phi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p) e^{\pm in\phi}$ , и согласно условию (9),  $J_0(p) = 0$ .

**4. Восстановление по требованию части однофотонного импульса.** Из выражения (11) следует, что в интервале времени  $0 \leq t \leq t_{\text{start}}$ , когда поглотитель покоится относительно источника, испущенный источником  $^{57}\text{Co}$  однофотонный волновой пакет испытывает резонансное поглощение в среде ядер  $^{57}\text{Fe}$ . Вследствие этого его огибающая перестает иметь исходную экспоненциальную форму, а спектральная линия – лоренцеву форму. Но спектральная линия остается одиночной.

После включения осцилляций поглотителя в режиме АИП (9) при  $t \geq t_{\text{start}}$  однофотонный волновой пакет на выходе из среды становится многокомпонентным, т.е. состоящим из нескольких спектральных линий. А именно, согласно второму слагаемому в нижней строке выражения (11), в спектре выходного поля появляются спектральные линии на частотах  $\omega_{\text{res}} + n\Omega$ , отстоящие от спектральной линии падающего поля на целое число частот колебаний поглотителя с амплитудами  $J_n(p) [J_0(\sqrt{2T_a\gamma t}) - J_0(\sqrt{2T_a\gamma(t-t_{\text{start}})})]$  и соответствующими фазами (рис. 2а). Согласно (9), интервал между спектральными линиями намного превышает ширину спектра исходного однофотонного импульса.

Вместе с тем, согласно (9), при  $t \geq t_{\text{start}}$  выходное поле в окрестности несущей частоты исходного однофотонного волнового пакета описывается

лишь первым слагаемым в нижней строке выражения (11). Иными словами, после включения осцилляций поглотителя в произвольный момент времени  $t_{\text{start}}$ , поле прошедшего сквозь поглотитель фотона с несущей частотой  $\omega_{\text{res}}$  принимает вид  $E_{\text{out}}(t) = E_0\theta(t)e^{-(i\omega_{\text{res}}+\gamma)t}$  ( $t > t_{\text{start}}$ ). Таким образом, имеет место восстановление как экспоненциальной формы огибающей, так и соответствующего лоренцевого контура спектральной линии исходного однофотонного импульса. Уменьшается лишь пиковая амплитуда импульса, определяемая моментом  $t_{\text{start}}$ ,  $E_{\text{out}}^{\text{max}}(t) = E_0e^{-\gamma t_{\text{start}}}$ . При этом, согласно (11), интенсивность однофотонного импульса  $I_{\text{out}}(t) = c|E_{\text{out}}(t)|^2/(8\pi)$ , измеренная с помощью относительно узкополосного детектора с шириной спектральной линии детектирования  $\gamma \ll \Delta\omega_{\text{det}} \ll \Omega$ , будет иметь вид (рис. 2б, в):

$$I_{\text{out}}(t)|_{\gamma \ll \Delta\omega_{\text{det}} \ll \Omega} = I_0\theta(t)e^{-2\gamma t} \begin{cases} J_0^2(\sqrt{2T_a\gamma t}), & t \leq t_{\text{start}}, \\ 1, & t \geq t_{\text{start}}, \end{cases} \quad (12)$$

где  $I_0 = cE_0^2/(8\pi)$ .

**5. Восстановление части однофотонного импульса и квантовая память.** Рассмотренный процесс резонансного преобразования энергии однофотонного волнового пакета в поляризацию ядер, разрушение исходного однофотонного волнового пакета и локализация электромагнитного поля в поглотителе при  $0 \leq t \leq t_{\text{start}}$  объясняется возбуждением противозазной ядерной поляризации поглотителя на частотах падающего поля (синяя кривая на рис. 2а), которая деструктивно интерферирует с возбуждающим эту поляризацию полем (черная кривая на рис. 2а). Включаемые в момент  $t_{\text{start}}$  колебания поглотителя, удовлетворяющие условиям АИП (9), приводят к тому, что поляризация ядер поглотителя начинает эволюционировать на частотах, существенно отличных от частот возбуждающего ее поля, а на частотах спектральной линии падающего поля индуцированная прежде поляризация исчезает. При этом резонансный поглотитель становится прозрачным, т.е. поляризация на частотах поля перестает возбуждаться и подавлять распространяющееся поле. В результате при  $t \geq t_{\text{start}}$  на выходе из поглотителя появляется поле с исходными спектрально-временными характеристиками, а также когерентно рассеянное поле на частотах, далеких от спектральной линии падающего поля. Иными словами, происходит спектральное разделение падающего поля и поляризации поглотителя, приводящее к восстановлению части однофотонного импульса, соответствующей времени  $t \geq t_{\text{start}}$ . Таким образом, восстанов-

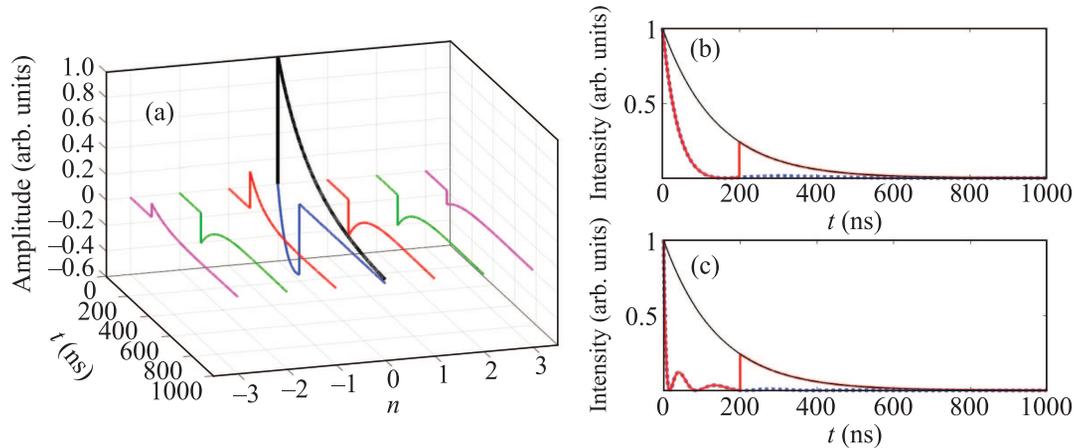


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Временная зависимость амплитуды падающего поля (1) (черная линия) на несущей частоте  $\omega_{\text{res}}$  и частотных компонент когерентно рассеянного поля (11) на частотах  $\omega_{\text{res}} + n\Omega$  с учетом знака  $J_n(p)$  (синяя, красные, зеленые и фиолетовые линии) на выходе из резонансного ядерного поглотителя с оптической толщиной  $T_a = 5$ , который начинает осциллировать по закону (2) в режиме АИП ( $p = 2.41$ ,  $\Omega/(2\pi) = 100$  МГц) в момент времени  $t_{\text{start}} = 200$  нс. На панелях (b), (c) красная сплошная линия изображает волновую форму фотона с энергией 14.4 кэВ на выходе из поглотителя (12), движущегося по закону (2), которую зарегистрирует относительно узкополосный детектор, а также “увидит” мишень “Target” на рис. 1. Оптическая толщина поглотителя  $T_a = 5$  для (b) и  $T_a = 50$  для (c). Черная сплошная тонкая линия на панелях (b), (c) изображает волновую форму фотона на входе в поглотитель, синяя пунктирная линия – волновую форму фотона на выходе из покоящегося поглотителя с той же оптической толщиной

ление по требованию части однофотонного импульса происходит посредством управляемого пропускания резонансного поглотителя.

Можно заметить, что, согласно (11), (12), в случае источника  $^{57}\text{Co}$  с лоренцевой формой спектральной линии, восстановленная часть однофотонного волнового пакета (1) отличается от исходного волнового пакета лишь пиковой амплитудой, определяемой произвольным моментом времени  $t_{\text{start}}$ . В свою очередь, момент времени  $t_{\text{start}}$  может быть существенно больше характерной длительности на полувысоте однофотонного импульса  $\tau = \ln 2/(2\gamma) \approx 98$  нс (на рис. 2b, c  $t_{\text{start}} = 200$  нс). Таким образом, восстановленная посредством данного метода часть однофотонного импульса с лоренцевым контуром формально удовлетворяет критериям задержки фотона посредством квантово-оптической памяти [19–35, 51].

Вместе с тем, физический механизм предлагаемого метода принципиально отличается от механизма вышеперечисленных методов квантово-оптической памяти [19–35, 51]. Методы квантовой памяти основаны на трансформации электромагнитного поля в определенное квантовое состояние атомов или ядер среды, характеризующее когерентностью (или поляризацией в случае разрешенных квантовых переходов). Возбужденная падающим импульсом когерентность (поляризация) эволюционирует в течение определенного времени после того, как элек-

тромагнитное поле импульса перестает существовать в среде. Иными словами, имеет место временное разделение поля и возбужденной им когерентности среды. Благодаря этому, большинство методов квантово-оптической памяти позволяют задерживать импульс на время, превышающее его полную длительность, измеренную от момента возникновения импульса до момента его исчезновения. Вместе с тем, спектрально-временные характеристики поля после обратной трансформации в него атомной (ядерной) когерентности (поляризации) определяются свойствами соответствующих квантовых переходов атомов (ядер), характером взаимодействия поля со средой и процедурой извлечения поля из среды [19–35, 51].

Предлагаемый нами метод основан на разнесении спектральных линий падающего поля и поляризации ядер поглотителя так, чтобы исключить их перекрытие. Такое спектральное разделение в момент  $t_{\text{start}}$  приводит к прекращению взаимодействия поля со средой. В результате отсутствия взаимодействия ядерная поляризация больше не возбуждается на частотах падающего поля, поэтому часть исходного однофотонного импульса, соответствующая времени  $t \geq t_{\text{start}}$ , проходит через поглотитель без изменения своих характеристик. Иными словами, восстановление части исходного волнового пакета происходит за счет “отрезания” от него передней части вследствие

резонансного поглощения в среде и неизмененного прохождения оставшейся части, которая не взаимодействует со средой. Такой метод позволяет “задержать” часть однофотонного импульса только на время, не превышающее его полной длительности, измеренной от момента возникновения импульса до момента его исчезновения. Кроме этого, фронт задержанной части импульсов с нелоренцевым спектром будет отличаться от огибающей исходного импульса.

Данный метод “задержанного пропускания” части однофотонного волнового пакета с лоренцевым спектром имеет сходство с эффектами на основе гамма-эха [43–46], поскольку также основан на управлении интерференционным взаимодействием между исходным полем и поляризацией поглотителя. Однако в случае гамма-эха быстрое смещение поглотителя относительно источника изменяет разность фаз между падающим и когерентно рассеянным полями без изменения их частот. В нашем случае после включения колебаний поглотителя ядерная поляризация исчезает для всех частот в пределах спектрального контура падающего поля и появляется на частотах, далеких от спектрального контура падающего поля. В этом смысле данный метод можно рассматривать как комбинацию акустически индуцированной прозрачности [41, 54] и гамма-эха [43–46].

**6. Мессбауэровская спектроскопия с временным разрешением.** Описанный метод восстановления по требованию однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ, испущенного радиоактивным источником  $^{57}\text{Co}$ , может существенно расширить возможности известных методов мессбауэровской ядерной спектроскопии [56], позволив проводить спектроскопические измерения с временным разрешением. Действительно, если после поглотителя поместить исследуемую среду-мишень, допированную ядрами  $^{57}\text{Fe}$ , то благодаря осцилляциям поглотителя только восстановленная в момент времени  $t_{\text{start}}$  часть однофотонного импульса будет эффективно взаимодействовать с ядрами  $^{57}\text{Fe}$  мишени (рис. 1). Иными словами, в данном случае взаимодействие фотонов с энергией 14.4 кэВ с ядрами  $^{57}\text{Fe}$  мишени будет задержано на время  $t_{\text{start}}$ . При этом подразумевается, что начало исследуемого динамического процесса в мишени привязано к моменту детектирования фотона с энергией 122 кэВ. Таким образом, если в тестируемой среде происходят процессы, приводящие к изменению состояний ядер  $^{57}\text{Fe}$ , то как волновая форма фотона, так и его спектр на выходе из мишени будут зависеть от времени задержки  $t_{\text{start}}$ , отображая динамику внутренних процессов в среде.

Интересно отметить, что идея задержанного однофотонного импульса, лежащая в основе предлагаемого метода зондирования динамики состояния ядер мишени с временным разрешением, может быть реализована также в отсутствие поглотителя, формирующего двухимпульсную волновую форму фотона с энергией 14.4 кэВ. Для этого в каждом акте измерения момент детектирования фотона с энергией 122 кэВ будет определять момент  $t_{\text{start}}$  относительно момента возникновения динамического процесса в мишени, который в данном случае определяет начало отсчета времени  $t = 0$ . В то же время момент последующего детектирования фотона с энергией 14.4 кэВ методом задержанных совпадений будет формировать соответствующий однофотонный импульс, задержанный на время  $t_{\text{start}}$  относительно начала исследуемого динамического процесса в мишени. В результате многократного повторения этой процедуры будет сформирована совокупность волновых форм фотона с энергией 14.4 кэВ, зависящих от времени  $t_{\text{start}}$ , прошедшего с момента возникновения динамического процесса в мишени. Более детальное обсуждение и сопоставление этих методов мессбауэровской диагностики динамических процессов с временным разрешением выходит за рамки данной статьи и будет проведено в последующих публикациях.

**7. Интерференция ядерной поляризации и падающего поля.** Рассмотрим эксперимент, в котором регистрация фотонов 14.4 кэВ осуществляется широкополосным детектором, охватывающим весь диапазон частот, генерируемых осциллирующим поглотителем, а тестовая среда отсутствует. В этом случае после включения осцилляций поглотителя при  $t \geq t_{\text{start}}$  детектор регистрирует интерференцию поля восстановленного однофотонного импульса с многокомпонентным полем индуцированной ядерной поляризации, имеющую вид повторяющихся всплесков (рис. 3). Согласно (11), регистрируемая интенсивность прошедшего сквозь поглотитель однофотонного импульса имеет вид

$$I_{\text{out}}(t) = I_0 \theta(t) e^{-2\gamma t} \times \quad (13)$$

$$\times \begin{cases} J_0^2(\sqrt{2T_a\gamma}t), & t \leq t_{\text{start}}, \\ 1 + \left[ J_0(\sqrt{2T_a\gamma}t) - \right. \\ \left. - J_0(\sqrt{2T_a\gamma}(t - t_{\text{start}})) \right]^2 + \\ + 2 \left[ J_0(\sqrt{2T_a\gamma}t) - \right. \\ \left. - J_0(\sqrt{2T_a\gamma}(t - t_{\text{start}})) \right] \times \\ \times \cos[p + p \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]], & t \geq t_{\text{start}}, \end{cases}$$

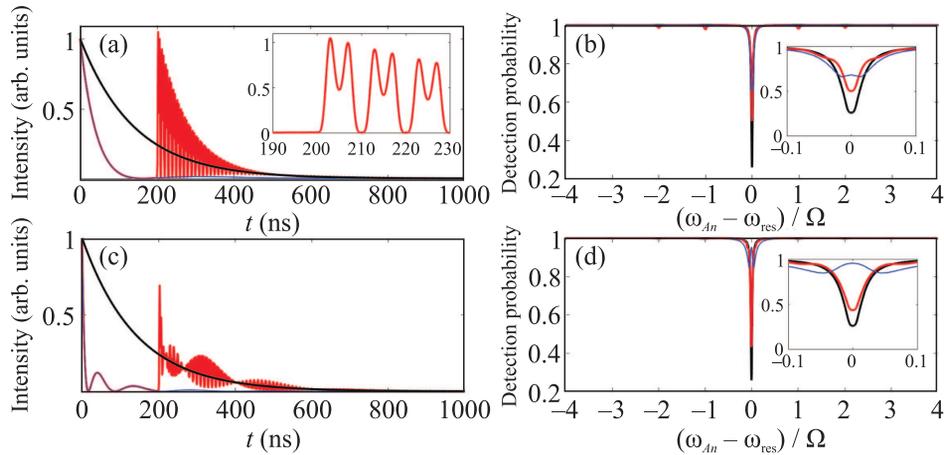


Рис. 3. (Цветной онлайн) Волновая форма фотона с энергией 14.4 кэВ, согласно (13), на выходе из поглотителя с  $T_a = 5$  (a) и  $T_a = 50$  (c), который начинает осциллировать по закону (2) в режиме АИП ( $p = 2.41$ ,  $\Omega/(2\pi) = 100$  МГц) в момент времени  $t_{\text{start}} = 200$  нс (красная линия), а также на входе в среду (черная линия) и на выходе из этого же покоящегося поглотителя (синяя тонкая линия). На панелях (b) и (d) изображены соответствующие спектральные зависимости вероятности детектирования фотона с энергией 14.4 кэВ, прошедшего через движущийся по закону (2) поглотитель (красная линия), а также в отсутствие поглотителя (черная линия) и в случае покоящегося поглотителя (синяя тонкая линия). Кривые на панелях (b) и (d) моделируют измерения спектра прошедшего через поглотитель фотона с энергией 14.4 кэВ методом, описанным в [57], с помощью поглотителя-анализатора с оптической толщиной  $T_a^{(An)} = 5$

где интерференционные всплески при  $t \geq t_{\text{start}}$  описываются последним слагаемым суммы.

Как следует из (13) и видно на рис. 3, ядерная поляризация, будучи в момент  $t_{\text{start}}$  спектрально отделена от падающего поля, перестает подавлять его. Но в отличие от случая узкополосного детектирования, регистрирующего лишь фотоны в окрестности спектральной линии падающего однофотонного импульса, регистрация фотонов всех частот когерентно рассеянного поля выявляет зависящую от времени интерференцию полей многокомпонентной ядерной поляризации и падающего однофотонного импульса. С увеличением оптической толщины поглотителя изменение волновой формы прошедшего фотона связано с большим резонансным поглощением когерентно рассеянного поля на частотах его спектральных компонент (рис. 3c). При этом как временной профиль интенсивности (рис. 2b, c), так и форма спектра прошедшего через поглотитель поля в окрестности спектральной линии падающего однофотонного импульса почти не претерпевает изменений (рис. 3b, d). Незначительные уширение и искажение формы спектрального контура однофотонного импульса на выходе из поглотителя при увеличении оптической толщины поглотителя (красная линия на рис. 3d по сравнению с рис. 3b) происходит вследствие более сильного затухания поля до включения осцилляций, тогда как после включения осцилляций резонансный поглоти-

тель в обоих случаях становится прозрачным вследствие выполнения условия АИП (9).

Аналогично рассмотренному выше режиму детектирования фотонов узкополосным детектором, изображенные на рис. 3 волновые формы фотона также могут быть использованы для спектроскопических измерений с временным разрешением, поскольку в обоих случаях взаимодействие однофотонного импульса с тестируемой средой изменяет лишь ту часть однофотонного волнового пакета, которая соответствует исходному однофотонному импульсу. При этом детерминированные осцилляции интенсивности, вызванные индуцированной ядерной поляризацией на сильно разнесенных частотах, могут увеличить информативность метода в случаях, когда эти частоты приближаются к частотам каких-либо квантовых переходов ядер тестируемой среды. В случае отсутствия в среде резонансов на частотах индуцированной ядерной поляризации соответствующие ей осцилляции интенсивности однофотонного волнового пакета могут быть отфильтрованы при обработке результатов измерений.

**8. Выводы.** Таким образом, в данной статье предложен метод восстановления по требованию однофотонного волнового пакета с лоренцевым спектром с энергией фотонов 14.4 кэВ, резонансно поглощаемого в среде ядер  $^{57}\text{Fe}$ . Метод основан на частотной дискриминации распространяющегося в погло-

тителе поля и индуцируемой этим полем резонансной ядерной поляризации в условиях задержанной акустически индуцированной прозрачности (АИП) поглотителя. Частотная дискриминация реализуется за счет эффекта Доплера путем включения в произвольный момент времени акустических колебаний поглотителя с определенной частотой и амплитудой, при которых реализуются условия АИП. Выявлены сходства и различия предложенного метода с известными методами квантово-оптической памяти и методами управления ядерной поляризацией в гамма-диапазоне. Показано, что данный метод открывает возможность реализации мессбауэровской спектроскопии различных сред с временным разрешением.

Исследование выполнено в рамках реализации Программы НЦМУ “Центр фотоники” при финансовой поддержке Минобрнауки, соглашение # 075-15-2022-316.

Авторы выражают благодарность О. А. Кочаровской за продуктивное обсуждение статьи.

1. A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2447 (1995).
2. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
3. D. Budker, D. Kimball, S. Rochester, and V. Yashchuk, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
4. M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
5. A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, and P. R. Hemmer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 023602 (2002).
6. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113903 (2003).
7. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, *Science* **301**, 200 (2003).
8. A. H. Safavi-Naeini, T. P. Mayer Alegre, J. Chan, M. Eichenfield, M. Winger, Q. Lin, J. T. Hill, D. E. Chang, and O. Painter, *Nature* **472**, 69 (2011).
9. H. Xiong and Y. Wu, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031305 (2018).
10. E. Saglamyurek, T. Hrushevskiy, A. Rastogi, K. Heshami, and L. J. LeBlanc, *Nat. Photonics* **12**, 774 (2018).
11. A. Rastogi, E. Saglamyurek, T. Hrushevskiy, S. Hubele, and L. J. LeBlanc, *Phys. Rev. A* **100**, 012314 (2019).
12. M. F. Yanik, W. Suh, Zh. Wang, and Sh. Fan, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233903 (2004).
13. Y. Okawachi, M. A. Foster, J. E. Sharping, A. L. Gaeta, Q. Xu, and M. Lipson, *Opt. Express* **14**, 2317 (2006).
14. T. Wang, Y.-Q. Hu, Ch.-G. Du, and G.-L. Long, *Opt. Express* **27**, 7344 (2019).
15. R. Y. M. Manjappa, Y. K. Srivastava, and R. Singh, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 021101 (2017).
16. Zh. Zhao, H. Zhao, R. T. Ako, J. Zhang, H. Zhao, and Sh. Sriram, *Opt. Express* **27**, 26459 (2019).
17. O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin, *Sov. Phys. JETP* **63**, 945 (1986).
18. K. J. Boller, A. İmamoğlu, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
19. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nat. Photonics* **3**, 706 (2009).
20. M. Afzelius, N. Gisin, and H. de Riedmatten, *Phys. Today* **68**(12), 42 (2015).
21. T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Nature* **438**, 833 (2005).
22. J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars, and N. B. Manson, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 63601 (2005).
23. K. F. Reim, J. Nunn, V. O. Lorenz, B. J. Sussman, K. C. Lee, N. K. Langford, D. Jaksch, and I. A. Walmsley, *Nat. Photonics* **4**, 218 (2010).
24. K. F. Reim, P. Michelberger, K. C. Lee, J. Nunn, N. K. Langford, and I. A. Walmsley, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 053603 (2011).
25. K. Reim, J. Nunn, X.-M. Jin, P. Michelberger, T. Champion, D. England, K. Lee, W. Kolthammer, N. Langford, and I. Walmsley, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 263602 (2012).
26. M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **79**, 052329 (2009).
27. C. Clausen, I. Usmani, F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Nature* **469**, 508 (2011).
28. E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. Slater, D. Oblak, F. Bussières, M. George, R. Ricken, W. Sohler, and W. Tittel, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 083602 (2012).
29. M. K. Kim and R. Kachru, *Opt. Lett.* **14**, 423 (1989).
30. D. L. McAuslan, P. M. Ledingham, W. R. Naylor, S. E. Beavan, M. P. Hedges, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. A* **84**, 022309 (2011).
31. V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chanelière, and J.-L. Le Gouet, *New J. Phys.* **13**, 093031 (2011).
32. S. A. Moiseev and S. Kroll, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 173601 (2001).
33. G. Hetet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Opt. Lett.* **33**, 2323 (2008).
34. G. Hetet, J. J. Longdell, A. L. Alexander, P. K. Lam, and M. J. Sellars, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 23601 (2008).
35. G. Hetet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Opt. Lett.* **33**, 2323 (2008).
36. F. Vagizov, V. Antonov, Y. V. Radeonychev, R. N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, *Nature* **508**, 80 (2014).

37. I. R. Khairulin, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Sci. Rep.* **12**, 20270 (2022).
38. R. Coussement, Y. Rostovtsev, J. Odeurs, G. Neyens, H. Muramatsu, S. Gheysen, R. Callens, K. Vyvey, G. Kozyreff, P. Mandel, R. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 107601 (2002).
39. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, J. Odeurs, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **80**, 063805 (2009).
40. K. P. Heeg, J. Haber, D. Schumacher, L. Bocklage, H.-C. Wille, K. S. Schulze, R. Loetzsch, I. Uschmann, G. G. Paulus, R. Ruffer, R. Rohlsberger, and J. Evers, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 203601 (2015).
41. Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, and F. G. Vagizov, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 163602 (2020).
42. Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, and O. Kocharovskaya, *JETP Lett.* **114**(12), 729 (2021).
43. P. Helisto, I. Tittonen, M. Lippmaa, and T. Katila, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2037 (1991).
44. I. Tittonen, M. Lippmaa, P. Helisto, and T. Katila, *Phys. Rev. B* **47**, 7840 (1993).
45. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **84**, 043820 (2011).
46. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **87**, 013807 (2013).
47. Yu. V. Shvyd'ko, T. Hertrich, U. van Bürck, E. Gerdau, O. Leupold, J. Metge, H. D. Ruter, S. Schwendy, G. V. Smirnov, W. Potzel, and P. Schindelmann, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3232 (1996).
48. G. V. Smirnov, U. van Burck, J. Arthur, S. L. Popov, A. Q. R. Baron, A. I. Chumakov, S. L. Ruby, W. Potzel, and G. S. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 183 (1996).
49. G. V. Smirnov and W. Potzel, *Hyperfine Interact.* **123/124**, 633 (1999).
50. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023836 (2015).
51. X. Zhang, W.-T. Liao, A. Kalachev, R. N. Shakhmuratov, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 250504 (2019).
52. V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023841 (2015).
53. I. R. Khairulin, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **98**, 043860 (2018).
54. I. R. Khairulin, Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, and O. Kocharovskaya, *Sci. Rep.* **11**, 7930 (2021).
55. G. V. Smirnov, *Hyperfine Interact.* **123–124**, 31 (1999).
56. *Mössbauer Spectroscopy*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2013); DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-32220-4>.
57. Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.124.163602>.