Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 12, с. 789 – 797 © 2021 г. 25 декабря

О возможности распространения гамма-фотонов со скоростью менее шести метров в секунду при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности

Е. В. Радионычев[+*1)], *И. Р. Хайрулин*[+*], *О. А. Кочаровская*[×]

[+]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Department of Physics and Astronomy and Institute for Quantum Studies and Engineering, Texas A&M University, College Station, TX 77843-4242, USA*

Поступила в редакцию 12 ноября 2021 г.
После переработки 12 ноября 2021 г.
Принята к публикации 12 ноября 2021 г.

В работе [Phys. Rev. Lett. 124, 163602 (2020)] сообщалось о наблюдении акустически индуцированной прозрачности фольги из нержавеющей стали для резонансных гамма-фотонов с энергией 14.4 кэВ от радиоактивного мессбауэровского источника ^{57}Co, которая аналогична электромагнитно-индуцированной прозрачности и расщеплению Аутлера–Таунса. В данной статье мы показываем, что в тех же экспериментальных условиях использование фольги из нержавеющей стали определенной толщины, обогащенной нуклидом ^{57}Fe, осциллирующей с оптимальной частотой, позволит замедлить однофотонный волновой пакет гамма-излучения длительностью около 80 нс от источника ^{57}Co до значений менее 6 м/с с задержкой порядка 100 нс при комнатной температуре.

DOI: 10.31857/S1234567821240022

1. Введение. В настоящее время большой интерес исследователей привлекают эффекты, связанные с возникновением спектрального окна прозрачности в частотной области сильного резонансного поглощения среды. Прозрачность посредством расщепления Аутлера–Таунса (РАТ) [1, 2], электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [3–5], оптомеханически индуцированная прозрачность [6–8], акустически индуцированная прозрачность [9–11], а также их аналоги в различных квантовых и классических системах [12–19], включая разнообразные метаматериалы [13, 15, 17–19], составляют далеко не полный перечень многочисленных методов управления резонансным поглощением среды и, как следствие, характеристиками взаимодействующего с ней излучения в различных спектральных диапазонах от микроволнового до жесткого рентгеновского.

Одним из эффектов, сопровождающих возникновение спектрального окна прозрачности, является достаточно сильная частотная зависимость дисперсии среды, что может приводить к уменьшению групповой скорости распространения излучения до нескольких метров в секунду [20], а при соответствующем использовании пространственной дисперсии, до нуля и отрицательных значений ее проекции на направление фазовой скорости [21]. На этой основе разрабатываются новые подходы к созданию линий управляемой задержки в оптических сетях, а также обработке оптической и квантово-оптической информации [2, 5, 8, 12, 13, 15, 18, 19, 22].

Впечатляющие успехи когерентной оптики инфракрасного и видимого диапазонов, включая управление скоростью распространения оптических импульсов, стимулируют исследования возможности применения разработанных методов в более высокочастотной области электромагнитного спектра с энергией фотонов от нескольких кэВ до нескольких сотен кэВ. Основными источниками излучения здесь являются синхротроны, лазеры на свободных электронах и лазерная плазма, с которыми обычно ассоциируют рентгеновское излучение, а также радиоактивные мессбауэровские источники (РМИ), излучение которых принято называть гамма-излучением. Указанный спектральный диапазон привлекателен не только с фундаментальной точки зрения, но также многочисленными существующими и перспективными приложениями в различных областях науки и техники.

Среди достоинств килоэлектронвольтного излучения можно выделить возможности его фокусиров-

1)e-mail: radion@appl.sci-nnov.ru

ки до нанометровых размеров, распространения в непрозрачных для оптического излучения средах, а также генерации в виде последовательности отдельных фотонов и высокоэффективного их детектирования. Указанные фотоны могут обладать уникально высокой степенью монохроматичности. Например, фотоны с энергией 14.4 кэВ, испускаемые без отдачи (мессбауэровское излучение) при радиоактивном распаде ядер ^{57}Co, имеют спектральную ширину около 1 МГц, а длина когерентности фотона превышает 40 м. Наряду с этим, в условиях эффекта Мессбауэра спектральные линии резонансных указанному излучению квантовых переходов ядер ^{57}Fe даже при комнатной температуре имеют ширину ~ 1 МГц, что примерно в 3×10^{12} раз меньше частот переходов (соответствующие отношения для оптических переходов электронов в атомах обычно колеблются от 10^9 в газах до 10^3 в твердых телах). В сочетании с высокой концентрацией рабочих ядер в твердом теле (до 10^{23} см$^{-3}$) это приводит к весьма высокой оптической толщине при малой физической толщине поглотителя. Например, уменьшение интенсивности излучения 14.4 кэВ в "e" раз при комнатной температуре обеспечивается железной фольгой, состоящей из нуклида ^{57}Fe толщиной около 70 нм, что создает основу создания миниатюрных твердотельных элементов гамма-/рентгеновской квантовой оптики. Перечисленные и прочие достоинства высокоэнергетического излучения и ядерных сред стимулируют активное развитие квантовой гамма-/рентгеновской оптики.

Одним из направлений исследований здесь является перенос идей и концепций лазерной физики в гамма-/рентгеновский диапазон. Вместе с тем, непосредственное применение большинства методов управления светом оказываются неэффективными или неприменимыми для килоэлектронвольтных фотонов. Прежде всего, это связано с отсутствием источников достаточно интенсивного когерентного излучения, с помощью которого осуществляется изменение оптических свойств сред видимого и ИК диапазонов.

Однако перечисленные выше уникальные для атомной оптики свойства килоэлектронвольтного излучения и ядерных сред открывают новые возможности управления интерфейсом гамма-/рентгеновский фотон – ядерный ансамбль. Одна из них состоит в использовании эффекта Доплера, который особенно ярко проявляется в случае малой длины волны излучения. Например, движение ядра ^{57}Fe с постоянной скоростью 0.17 мм/с вдоль направления распространения излучения 14.4 кэВ выводит излучение из резонанса с квантовым переходом ядра, смещая частоту его спектральной линии шириной 1.13 МГц на 2 МГц. На практике такое движение осуществляется смещением образца среды, содержащей ядра ^{57}Fe, с постоянной скоростью и составляет основу мессбауэровской спектроскопии.

Другим вариантом применения эффекта Доплера для эффективного управления резонансным взаимодействием гамма-/рентгеновского излучения с ядрами среды являются когерентные гармонические колебания ядер вдоль направления излучения с одинаковой амплитудой, которые осуществляются посредством движения образца среды как целого (поршнеобразная вибрация) с ультразвуковой частотой [9–11, 23–33]. Проведенные эксперименты показали, что изменение амплитуды, частоты, и начальной фазы вибрации, а также отстройки несущей частоты излучения от частоты квантового перехода ядер позволяет управлять формой огибающей однофотонного волнового пакета, прошедшего сквозь поглотитель. Как было продемонстрировано в серии недавних работ, в зависимости от значений указанных параметров однофотонный волновой пакет с экспоненциальной огибающей может а) быть преобразован в регулярную последовательность коротких почти спектрально ограниченных импульсов с управляемой длительностью и периодом следования [26] либо пачек импульсов с различным количеством импульсов в пачке [27], б) проходить сквозь резонансный поглотитель, практически не изменив своей интенсивности и спектрально-временных характеристик [10].

В работе [10] был продемонстрирован предсказанный ранее [9] эффект акустически индуцированной прозрачности (АИП) двухуровневой ядерной среды для резонансного гамма-излучения, испускаемого РМИ ^{57}Co. Аналогично эффектам ЭИП и РАТ в оптике, акустическая вибрация поглотителя при определенных условиях приводит к возникновению спектрального окна прозрачности в области резонансного поглощения ядер. Соответственно, имеет место достаточно сильная частотная зависимость дисперсии среды, что должно сопровождаться уменьшением скорости распространения фотонов.

В настоящей работе мы показываем, что оптимизация параметров проведенного эксперимента [10], а именно, обогащение фольги нержавеющей стали нуклидом ^{57}Fe, а также уменьшение частоты ее колебаний, позволит наблюдать уменьшение скорости распространения одиночных гамма-фотонов до значений менее 6 м/с при комнатной температуре.

2. Групповая скорость излучения в условиях АИП. Рассмотрим распространение монохроматического излучения

$$E(t,z) = \bar{E}_\omega \exp(-i\omega t + ikz), \tag{1}$$

где $z \le 0$, в изотропной однородной среде длиной L, полагая $k = \omega/v_{ph}$ (v_{ph} – фазовая скорость света в среде на частоте ω). Групповая скорость $v_g \equiv d\omega/dk'$ (где $k = k' + ik''$) распространения соответствующего спектрально узкого волнового пакета с центральной частотой ω, близкой к частоте квантового перехода среды ω_{21}, может быть записана в виде:

$$v_g = \frac{v_{ph}}{1 + \frac{2\pi\omega}{1+4\pi\chi'_{21}(\omega)} \cdot \frac{d\chi'_{21}(\omega)}{d\omega}}, \tag{2}$$

где $v_{ph} = c$, c – скорость света в вакууме (все нерезонансные взаимодействия будем считать пренебрежимо малыми), а $\chi'_{21}(\omega)$ – действительная часть резонансной восприимчивости среды, $\chi_{21}(\omega) = \chi'_{21}(\omega) + i\chi''_{21}(\omega)$, определяемая соотношением между амплитудами резонансной поляризации среды $P(t,z) = \bar{P}_\omega e^{-i\omega t + ikz}$ и монохроматического поля (1), $\bar{P}_\omega = \chi_{21}(\omega)\bar{E}_\omega$. Поляризация среды в рамках двухуровневой модели может быть определена как $P = f_a N d_{12}\rho_{21}$, где ρ_{21} – индуцированная резонансная когерентность (недиагональный элемент матрицы плотности) квантового перехода $|1\rangle - |2\rangle$, f_a – фактор Мессбауэра–Лэмба, учитывающий вероятность поглощения фотона ядром без отдачи, N – концентрация резонансных ядер, $d_{12} = d^*_{21}$ – эффективный дипольный момент резонансного квантового перехода $|1\rangle - |2\rangle$ [34, 35]. Когерентность определяется уравнением для матрицы плотности среды, которое в случае однородно уширенного квантового перехода с учетом движения атомов в лабораторной системе отсчета имеет вид [9, 10, 34, 36]:

$$\frac{\partial\rho_{21}}{\partial t} + \frac{\partial\rho_{21}}{\partial z}\frac{dz}{dt} + (i\omega_{21} + \gamma_{21})\rho_{21} = in_{12}\frac{d_{21}E(z,t)}{\hbar}, \tag{3}$$

где γ_{21} – скорость релаксации когерентности на переходе $|1\rangle - |2\rangle$, определяющая полуширину линии поглощения перехода, $n_{12} \approx 1$ – разность населенностей между нижним и верхним уровнями перехода, dz/dt – скорость движения ядер вдоль направления распространения поля, $\hbar$ – постоянная Планка.

В соответствии с [10] рассмотрим синхронные гармонические колебания ядер с одинаковой амплитудой вдоль направления распространения резонансного поля,

$$z(t) = z_a + R\sin(\Omega t + \vartheta), \tag{4}$$

где R, Ω, ϑ – амплитуда, частота и начальная фаза колебаний, z_a – координата в осциллирующей вместе со средой системе отсчета. Уравнение (4) подразумевает, что толщина поглотителя L много меньше длины волны звука в поглотителе, $L \ll 2\pi V_s/\Omega$, где V_s – скорость звука, и его движение является нерелятивистским, $R\Omega \ll c$. Подставляя (4) в (3), можно показать, что частота квантового перехода колеблющейся среды в лабораторной системе отсчета становится модулированной [9–11, 26, 29, 30, 32, 33], $\tilde{\omega}_{21} = \omega_{21} + kR\Omega\cos(\Omega t + \vartheta)$. Последующее интегрирование ур. (3) для монохроматического поля (1) в правой части с применением соотношения Якоби–Ангера ($e^{\pm ip\sin\phi} = \sum\limits_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p)e^{\pm in\phi}$, где $J_n(p)$ – функция Бесселя первого рода, $p = kR$ – индекс частотной модуляции квантового перехода) приводит к решению на передней границе среды $z = 0$ в следующем виде [9]:

$$\rho_{21} = \rho_{21}^{(0)} + \sum_{q=-\infty,\, q\neq 0}^{\infty} \rho_{21}^{(q)}, \tag{5}$$

где

$$\rho_{21}^{(0)} = \frac{d_{21}\bar{E}_\omega}{\hbar\gamma_{21}} n_{12} e^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_n J_n^2(p), \tag{6}$$

$$\rho_{21}^{(q)} = \frac{d_{21}\bar{E}_\omega}{\hbar\gamma_{21}} n_{12} e^{-iq\vartheta - i(\omega + q\Omega)t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_{n-q} J_{n-q}(p) J_n(p), \tag{7}$$

$$\eta_n = \frac{(\omega_{21} - \omega + n\Omega)/\gamma_{21} + i}{(\omega_{21} - \omega + n\Omega)^2/\gamma_{21}^2 + 1}. \tag{8}$$

Выражения (5)–(8) показывают, что резонансное монохроматическое поле индуцирует в колеблющейся среде поляризацию не только на собственной частоте ω (см. (6)), но также на комбинационных частотах $\omega + q\Omega$, $q \in \mathbb{Z}$ (см. (7)). В результате, при определенных условиях имеет место генерация поля на комбинационных частотах, а синхронизация сгенерированных спектральных компонент приводит к преобразованию падающего монохроматического излучения в последовательность коротких импульсов [26, 27, 29, 30, 32, 33]. Рассматриваемый случай АИП возникает при других условиях, основным из которых является определенное значение амплитуды колебаний поглотителя [9–11]:

$$R = R_i, \quad \text{где} \quad R_1 \approx 0.38\lambda, \quad R_2 \approx 0.88\lambda, \ldots, \tag{9}$$

соответствующее индексу модуляции

$$p = p_i, \quad \text{где} \quad p_1 \approx 2.4, \quad p_2 \approx 5.5, \ldots \tag{10}$$

При этом $J_0(p_i) \approx 0$, что означает исчезновение резонансных членов в суммах (6) и (7). Оставшиеся члены содержат в знаменателе величину, кратную Ω, и если частота колебаний поглотителя достаточно велика, $\Omega/\gamma_{21} > 1$, то возбуждаемая резонансным полем поляризация квантового перехода (пропорциональная когерентности (5)) может быть весьма малой. Иными словами, имеет место акустически индуцированная прозрачность среды.

Ограничимся рассмотрением случая $p = p_1$. Тогда, согласно (6), восприимчивость среды на частоте поля имеет вид (рис. 1)

$$\chi_{21}(\omega) = \chi_0 \sum_{n=\infty}^{\infty} J_n^2(p_1)\eta_n, \tag{11}$$

где $\chi_0 = f_a n_{12}|d_{21}|^2 N/(\hbar\gamma_{21})$.

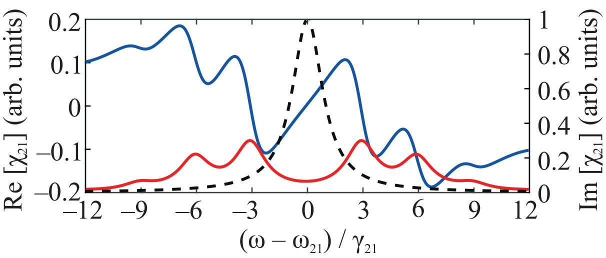

Рис. 1. (Цветной онлайн) Поглощение (красная кривая, правая ось) и дисперсия (синяя кривая, левая ось) колеблющегося резонансного поглотителя в лабораторной системе отсчета в случае АИП согласно (11) при $p = p_1 = 2.4$ и $\Omega/\gamma_{21} = 3$. Черная пунктирная кривая (правая ось) – спектральная линия поглощения неподвижного поглотителя, построенная согласно (11) при $p_1 = 0$. В случае падающего волнового пакета с лоренцевым спектром (20) с полушириной γ_{21} черная пунктирная кривая также изображает спектр падающего поля в лабораторной системе отсчета

Как следует из (11) и видно на рис. 1, в случае однородно уширенной спектральной линии квантового перехода и частоты колебаний поглотителя $\Omega/\gamma_{21} = 3$ резонансное поглощение в середине спектрального окна прозрачности $\omega = \omega_{21}$ уменьшается в 15 раз, а дисперсия имеет крутой наклон, определяющий, согласно (2), групповую скорость распространения поля в среде. Последняя с учетом (11) может быть записана в виде:

$$v_g = \frac{c}{1 + 4\pi Q\chi_0 \sum\limits_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p_1)\frac{(n\Omega/\gamma_{21})^2-1}{\{(n\Omega/\gamma_{21})^2+1\}^2}}, \tag{12}$$

где $Q = \omega_{21}/(2\gamma_{21})$ – добротность квантового перехода. Оценим с помощью (12) групповую скорость однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ в условиях эксперимента по наблюдению АИП [10] в фольге нержавеющей стали $Fe_{70}Cr_{19}Ni_{11}$ с естественным содержанием нуклида ^{57}Fe (≈ 2 %). Физическая и оптическая толщины фольги равнялись $L \approx 25$ мкм и $T_a \approx 5.2$ соответственно, частота колебаний – $\Omega/(2\pi) \approx 9.87$ МГц, полуширина спектральной линии резонансного квантового перехода ядер ^{57}Fe – $\gamma_{21}/(2\pi) \approx 0.85$ МГц. В этом случае $Q \approx 2.1 \times 10^{12}$, $\chi_0 \approx 2.3 \times 10^{-7}$, а величина суммы в (12) примерно равна 0.005, что дает $v_g \approx 10^4$ м/с. Из выражения (12) следует, что групповую скорость можно уменьшить за счет а) уменьшения частоты колебаний фольги Ω, б) увеличения концентрации N ядер ^{57}Fe, в) увеличения фактора Лэмба–Мессбауэра f_a, г) уменьшения полуширины γ_{21} спектральной линии квантового перехода до естественной $\gamma_{21}/(2\pi) \approx \approx 0.56$ МГц. Уменьшение ширины спектральной линии и увеличение фактора Лэмба–Мессбауэра поглотителя можно осуществить посредством изменения его химического состава и кристаллической структуры (внедрения ядер ^{57}Fe в более жесткую кристаллическую матрицу), а также уменьшения температуры. В случае [10] возможно увеличение концентрации ядер ^{57}Fe во фракции железа до 95 %, согласно [24, 25, 36], а также до 98 %, согласно [37]. В последнем случае получим $4\pi Q\chi_0 \approx 2.97\times10^8$. Уменьшение частоты колебаний фольги до 2.54 МГц, что соответствует $\Omega/\gamma_{21} \approx 3$, приводит к увеличению суммы в (12) до 0.05. В результате групповая скорость излучения принимает значение $v_g \approx 20$ м/с.

3. Распространение фотонов с энергией 14.4 кэВ в условиях АИП. В эксперименте [10] исследуемое излучение представляло собой последовательность одиночных фотонов 14.4 кэВ, испускаемых РМИ ^{57}Co (рис. 2).

Измерялся интервал времени, прошедший с момента регистрации фотона 122 кэВ, т.е. возникновения в РМИ ядра в возбужденном состоянии, испускающем фотон 14.4 кэВ (т.е. с момента возникновения возможности испускания фотона), до момента детектирования фотона и число зарегистрированных через этот интервал фотонов при многократно повторяющихся событиях испускания и детектирования фотона. В результате формировался однофотонный волновой пакет, интенсивность (волновая форма) которого пропорциональна зависимости вероятности детектирования фотона 14.4 кэВ от времени, прошедшего с момента регистрации фотона 122 кэВ (этот момент определяет начало однофотонного волнового пакета).

Скорость распространения γ-фотонов 14.4 кэВ в резонансном ядерном поглотителе v определяется как

$$v \equiv L/\Delta t_M, \tag{13}$$

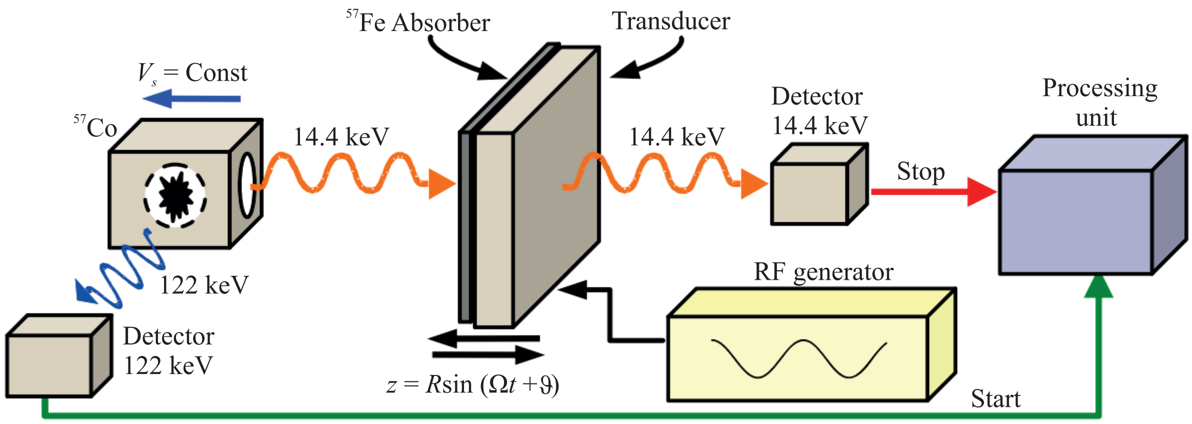

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема эксперимента [10] по наблюдению АИП для фотонов 14.4 кэВ в осциллирующей фольге нержавеющей стали. Регистрация фотона 122 кэВ сигнализирует о возникновении в РМИ ^{57}Co ядра в возбужденном состоянии, т.е. возможности испускания фотона 14.4 кэВ источником. Интервал между сигналами "Старт" и "Стоп", измеренный многократно, дает скорость счета фотонов 14.4 кэВ как функцию времени, пропорциональную интенсивности однофотонного волнового пакета (временной зависимости вероятности детектирования или волновой форме фотона 14.4 кэВ). РМИ перемещается с постоянной скоростью, чтобы согласовать резонансные частоты источника и поглотителя. Сигнал "Старт" может быть произвольно задержан для отсечки бриллюэновского предвестника (см. текст)

где L – физическая толщина поглотителя, Δt_M – время распространения однофотонного волнового пакета в среде, которое вычисляется как разность между моментами формирования максимумов интенсивности на выходе, $t_{\max}^{(\text{out})}$, и на входе, $t_{\max}^{(\text{in})}$, в среду: $\Delta t_M = t_{\max}^{(\text{out})} - t_{\max}^{(\text{in})}$. Отличие скорости распространения волнового пакета в среде от скорости в свободном пространстве приводит к появлению временной задержки, τ_d, определяемой выражением:

$$\tau_d = \Delta t_M - \Delta t_{FS}, \tag{14}$$

где $\Delta t_{FS} = L/c$ – время преодоления волновым пакетом расстояния L в свободном пространстве. Из (13) и (14) следует, что если $v \ll c$, то можно считать, что $v = L/\tau_d$ и $\tau_d = \Delta t_M$.

Интенсивность однофотонного волнового пакета, прошедшего через поглотитель, удобно искать в системе отсчета поглотителя, т.е. колеблющейся по закону (4). В этой системе отсчета поглотитель покоится, и его резонансная восприимчивость хорошо известна (см. также [10, 36]),

$$\chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega) = \chi_0 \frac{(\omega_{21} - \omega)/\gamma_{21} + i}{(\omega_{21} - \omega)^2/\gamma_{21}^2 + 1}. \tag{15}$$

Выражение (15) также следует из (11) при $p_1 = 0$. При этом падающее монохроматическое поле становится частотно модулированным: $E(t, z_a = 0) = \bar{E}_\omega \exp[-i\omega t + ikR\sin(\Omega t + \vartheta)]$, что непосредственно следует из подстановки ур. (4) в (1). Согласно соотношению Якоби–Ангера, частотно модулированное поле равносильно набору эквидистантных монохроматических компонент:

$$E(t, z_a = 0) = \bar{E}_\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{-n}(p) e^{-in\vartheta} e^{-i(\omega + n\Omega)t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{E}_\omega^{(n)} e^{-i\omega_n t}, \tag{16}$$

где $\omega_n = \omega + n\Omega$. Предполагается, что поглотитель достаточно тонкий, $L \ll \pi c/|\omega_n - \omega_m|$ для любых n и m, что позволяет пренебречь разницей величин волновых векторов монохроматических компонент. Распространение в среде каждой компоненты $\bar{E}_\omega^{(n)} = \bar{E}_\omega J_{-n}(p) e^{-in\vartheta}$ описывается известным волновым уравнением для медленно меняющихся амплитуд

$$c\frac{d\bar{E}_\omega^{(n)}}{dz_a} = i2\pi\omega_{21}\chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega_n)\bar{E}_\omega^{(n)}, \tag{17}$$

где $\omega_n \simeq \omega_{21}$, так как $\Omega \ll \omega_{21}$. Из (17) следует закон Бугера–Ламберта–Бэра [10, 34, 35]:

$$\bar{E}_\omega^{(n)}(z_a) = \bar{E}_\omega J_{-n}(p) e^{-in\vartheta} \exp[i2\pi\omega_{21}\chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega_n) z_a/c]. \tag{18}$$

Однофотонный волновой пакет излучения без отдачи с энергией фотонов 14.4 кэВ от РМИ ^{57}Co описывается функцией [10, 11, 26–33, 34, 35, 38, 39]

$$E_{Ph}(t, z \leq 0) = E_0 \theta(t - z/c) e^{-i(\omega_S t - k_S z)} e^{-\gamma_S (t - z/c)}, \tag{19}$$

где $\theta(x)$ – функция Хэвисайда, $\gamma_S \geq 1/(2T_S)$ ($T_S \approx 141$ нс – время жизни возбужденного состояния РМИ), ω_S – центральная частота спектральной линии РМИ, $k_S = \omega_S/c$. Спектр такого волнового пакета на входе в поглотитель ($z = 0$), $\bar{E}_{Ph}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} E_{Ph}(t, 0) e^{i\omega t} d\omega$, соответствующий амплитуде монохроматической волны (1), описывается функцией

$$\bar{E}_{Ph}(\omega) = \frac{E_0/(2\pi)}{\gamma_S + i(\omega_S - \omega)} \equiv \bar{E}_\omega. \tag{20}$$

Таким образом, подставляя (18) в (16) с учетом (20), получим выражение для формируемого поля в результате распространения монохроматической компоненты излучения РМИ в сопровождающей поглотитель системе отсчета. Интегрирование по частотам всех монохроматических компонент падающего поля (20) дает выражение для полного поля однофотонного волнового пакета РМИ на глубине z_a поглотителя в осциллирующей системе отсчета:

$$E_{Ph}(t, z_a) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{-n}(p) e^{-in\vartheta} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i(\omega + n\Omega)t} \bar{E}_{Ph}(\omega) e^{i2\pi\omega_{21}\chi_{21}^{(\mathrm{vib})}(\omega_n) z_a/c}. \tag{21}$$

Как показано в [10, 11, 26, 29, 30, 32], выражение для поля внутри поглотителя в лабораторной системе отсчета отличается от (21) только фазовым множителем $\exp[-ip\sin(\Omega t + \vartheta)]$. Таким образом, интенсивность поля на выходе из поглотителя $I_{\mathrm{out}}(t) = \frac{c}{8\pi}|E_{Ph}(t, L)|^2$ не зависит от системы отсчета. Случайность моментов возникновения в РМИ ядра в возбужденном состоянии обусловливает усреднение интенсивности однофотонного волнового пакета относительно начальной фазы колебаний поглотителя ϑ. В результате волновая форма фотона от РМИ, измеряемая на выходе из осциллирующего резонансного поглотителя, может быть описана как

$$\langle I_{\mathrm{out}}(t) \rangle_\vartheta / I_0 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p) \times \tag{22}$$

$$\times \left| \int\limits_{-\infty}^{\infty} \bar{E}_{Ph}(\omega) \exp\left\{ \frac{-T_a/2}{1 + i(\omega_{21} - \omega + n\Omega)/\gamma_{21}} \right\} e^{-i\omega t} d\omega \right|^2,$$

где $I_0 = cE_0^2/(8\pi)$, $T_a = 4\pi\omega_{21}\chi_0 L/c$ – мессбауэровская толщина поглотителя. Эта волновая форма изображена на рис. 3 для значений параметров колебаний поглотителя, при которых построен рис. 1. На входе в поглотитель в эксперименте [10] Лоренцев спектральный контур (20) (черный пунктир на рис. 1) однофотонного волнового пакета (19) от РМИ ^{57}Co соответствует экспоненциально затухающей со временем $1/(2\gamma_S) \approx 118$ нс волновой форме с резким фронтом (синий пунктир на рис. 3).

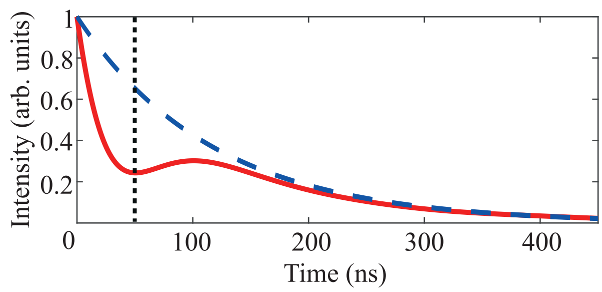

Рис. 3. (Цветной онлайн) Временная зависимость интенсивности (22) Лоренцевого однофотонного волнового пакета (19), (20) с энергией фотонов 14.4 кэВ, излучаемого РМИ ^{57}Co, с полушириной спектральной линии $\gamma_S/(2\pi) = 0.68$ МГц [10] (синий пунктир) после прохождения поглотителя ^{57}Fe (красная кривая), с полушириной спектральной линии $\gamma_{21}/(2\pi) = 0.85$ МГц [10] и оптической толщиной $T_a = 6$, осциллирующего на частоте $\Omega/\gamma_{21} = 3$ с амплитудой R_1 (см. (9)) в случае $\omega_S = \omega_{21}$. Точечная вертикальная прямая – начало детектирования в эксперименте с отсечкой бриллюэновского предвестника

Резкий фронт, обусловленный длинными спектральными крыльями, слабо взаимодействует с резонансным ядерным переходом. Поэтому на выходе из поглотителя формируется бриллюэновский предвестник длительностью на полувысоте порядка времени формирования поляризационного отклика среды $\tau_r \approx 1/(T_a\gamma_{21})$ (около 30 нс на рис. 3), который распространяется без замедления. Сформировавшийся через время порядка $2\tau_r$ отклик среды обусловливает замедление оставшейся части однофотонного волнового пакета за счет дисперсии поглотителя в акустически индуцированном спектральном окне прозрачности. Для параметров рис. 3 задержка относительно переднего фронта, которая характеризует время распространения волнового пакета в среде, составляет $\Delta t_M \approx 100$ нс, что в 1.2 раза превышает измеренную на полувысоте длительность импульса (81.5 нс). Согласно (13), скорость распространения фотонов, соответствующая этому времени распространения, пропорциональна физической толщине поглотителя. При заданной оптической толщине $T_a = 6$ минимальная физическая толщина L реализуется при максимальной концентрации резонансных ядер. В случае фольги нержавеющей стали $Fe_{70}Cr_{19}Ni_{11}$ [10] возможно ее обогащение нуклидом ^{57}Fe до 98 % [37]. Тогда волновая форма на рис. 3 может быть получена при физической толщине фольги $L \approx 0.54$ мкм, что согласно (13) будет соответствовать скорости распространения $v \approx 5.4$ м/с при комнатной температуре.

Отличие скорости распространения фотонов 14.4 кэВ от РМИ ^{57}Co, рассчитанной по формулам (13), (14), (22), от групповой скорости (12) обусловлено особенностями спектральной линии РМИ, а именно, ее ширина сопоставима со спектральным окном прозрачности, а Лоренцевы крылья выходят далеко за его пределы (рис. 1). В результате имеет место неравномерное поглощение спектра и дисперсия групповой скорости волнового пакета, приводящие к его искажению (рис. 3). Кроме этого, оценка (12) не учитывает генерацию когерентности (7) и, соответственно, спектральных компонент поля на комбинационных частотах. Таким образом, понятие групповой скорости в данном случае дает лишь ориентировочную оценку скорости распространения γ-фотонов в среде.

Присутствие бриллюэновского предвестника в волновой форме фотона 14.4 кэВ маскирует эффект его дисперсионного замедления в условиях АИП, создавая впечатление решейпинга исходной волновой формы. Однако бриллюэновский предвестник слабо взаимодействует со средой. Если он содержит малую часть энергии волнового пакета (как на рис. 3), то можно ожидать, что при последующей обработке и применении замедленных гамма-фотонов основную роль будет играть задержанная часть волновой формы. Чтобы непосредственно наблюдать дисперсионное замедление гамма-фотонов в осциллирующем поглотителе в отсутствие бриллюэновского предвестника, достаточно начинать детектирование фотонов 14.4 кэВ (сигнал "Старт" на рис. 2) с запаздыванием на некоторое время после момента регистрации фотона 122 кэВ. В качестве примера на рис. 4 приведены величины времени и скорости распространения фотонов 14.4 кэВ в фольге нержавеющей стали в зависимости от частоты ее колебаний и оптической толщины в случае подачи сигнала "Старт" на рис. 2 через 50 нс после регистрации фотона 122 кэВ (что соответствует значениям времени правее черной точечной линии на рис. 3). При частоте колебаний поглотителя $\Omega/\gamma_{21} = 3$ наибольшее время распространения, соответствующее максимальной дисперсионной задержке фотонов 14.4 кэВ, $\Delta t_M \simeq \tau_d \approx 38$ нс, будет иметь место в поглотителе с оптической толщиной $T_a \approx 5.5$ (рис. 4a). В фольге нержавеющей стали $Fe_{70}Cr_{19}Ni_{11}$ [10], до 98 % обогащенной нуклидом ^{57}Fe [37], минимальная скорость распространения фотонов может наблюдаться при оптической и физической толщинах $T_a \approx 4.2$ и $L \approx 0.39$ мкм соответственно, и составлять $v \approx 11$ м/с (рис. 4b).

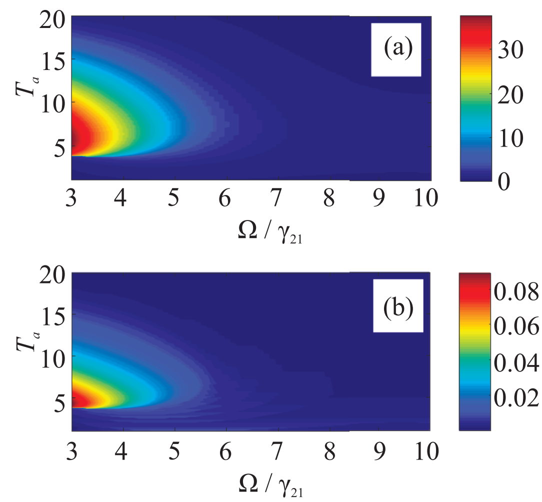

Рис. 4. (Цветной онлайн) Момент (в нс) образования максимума Δt_M задержанного однофотонного 14.4 кэВ импульса (a) и обратная скорость $1/v$ (в с/м) его распространения (b) как функции нормированной частоты колебаний и резонансной оптической толщины поглотителя, построенные с использованием (13), (14), (22). Амплитуда колебаний – R_1 (см. (9)), точный резонанс $\omega_S = \omega_{21}$, поглотитель – фольга нержавеющей стали $Fe_{70}Cr_{19}Ni_{11}$ [10], обогащенная нуклидом ^{57}Fe до 98 % [37], начало детектирования 14.4 кэВ фотонов смещено на 50 нс относительно фронта излучаемого РМИ волнового пакета (точечная прямая на рис. 3)

Волновая форма максимально задержанного фотона 14.4 кэВ изображена на рис. 5. Задержанный волновой пакет (красная сплошная кривая на рис. 5) удлиняется вследствие поглощения поля на границах окна прозрачности и дисперсии групповой скорости. Сравнение рис. 3 и 5 показывает, что задержка Лоренцева фотона в АИП-среде относительно резкого переднего фронта может быть приближенно оценена как сумма временных интервалов, обусловленных постепенным формированием ядерного отклика на быстро возникшее воздействие поля падающего волнового пакета и последующим дисперсионным замедлением фотона.

Полученные оценки задержки и скорости распространения фотонов 14.4 кэВ могут быть скоррек-

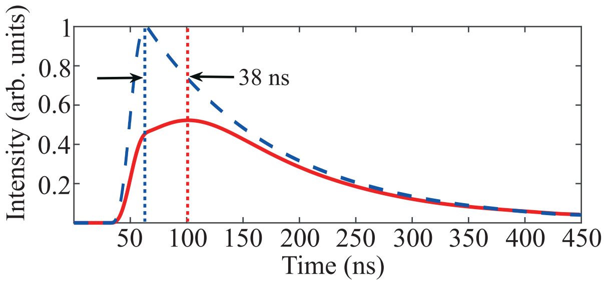

Рис. 5. (Цветной онлайн) Запаздывающее на 50 нс детектирование волновой формы 14.4 кэВ фотона от РМИ ^{57}Co с полушириной спектральной линии $\gamma_S/(2\pi) = 0.68$ МГц [10] (синяя пунктирная кривая) после прохождения поглотителя ^{57}Fe (красная сплошная кривая), с полушириной спектральной линии $\gamma_{21}/(2\pi) = 0.85$ МГц [10] и оптической толщиной $T_a = 5.5$, осциллирующего на частоте $\Omega/\gamma_{21} = 3$ с амплитудой $R_1 = 0.38\lambda$ (см. (9)) в случае $\omega_s = \omega_{21}$

тированы в зависимости от условий эксперимента, а также требований к времени задержки, скорости распространения, выходной интенсивности и форме огибающей замедленного однофотонного волнового пакета. Например, уменьшение частоты колебаний фольги приведет к увеличению задержки (см. рис. 1), но одновременно к уменьшению выходной интенсивности и искажению огибающей однофотонного волнового пакета за счет того, что более существенная часть спектра поля оказывается вне окна прозрачности. Отсечка бриллюэновского предвестника также может быть реализована различными способами.

4. Выводы. Таким образом, мы показали возможность замедления одиночных γ-фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых РМИ ^{57}Co, в фольге нержавеющей стали, обогащенной нуклидом ^{57}Fe, при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности в экспериментальных условиях, реализованных в [10], до 5.4 м/с. Еще большее замедление может быть достигнуто посредством уменьшения частоты акустических колебаний фольги, понижения ее температуры и изменения химического состава допируемой матрицы.

Работа поддержана НЦМУ “Центр фотоники” при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение # 075-15-2020-906. О. А. Кочаровская благодарит за поддержку Национальный Научный Фонд США (NSF), грант # PHY-201-2194.

1. S. H. Autler and C. H. Townes, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
2. E. Saglamyurek, T. Hrushevskyi, A. Rastogi, K. Heshami, and L. J. LeBlanc, Nat. Photon. **12**, 774 (2018).
3. O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin, Sov. Phys. JETP **63**, 945 (1986).
4. K. J. Boller, A. İmamoğlu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 2593 (1991).
5. A. Rastogi, E. Saglamyurek, T. Hrushevskyi, S. Hubele, and L. J. LeBlanc, Phys. Rev. A **100**, 012314 (2019).
6. S. Weis, R. Rivière, S. Deleglise, E. Gavartin, O. Arcizet, A. Schliesser, and T. J. Kippenberg, Science **330**, 1520 (2010).
7. 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).
8. H. Xionga and Y. Wu, Appl. Phys. Rev. **5**, 031305 (2018).
9. Y. V. Radeonychev, M. D. Tokman, A. G. Litvak, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. Lett. **96**, 093602 (2006).
10. Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, F. G. Vagizov, M. Scully, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. Lett. **124**, 163602 (2020).
11. I. R. Khairulin, Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, and O. Kocharovskaya, Sci. Rep. **11**, 7930 (2021).
12. M. F. Yanik, W. Suh, Z. Wang, and S. Fan, Phys. Rev. Lett. **93**, 233903 (2004).
13. S. Zhang, D. Genov, Y. Wang, M. Liu, and X. Zang, Phys. Rev. Lett. **101**, 047401 (2008).
14. A. G. Litvak and M. D. Tokman, Phys. Rev. Lett. **88**, 095003 (2002).
15. K. Totsuka, N. Kobayashi, and M. Tomita, Phys. Rev. Lett. **98**, 213904 (2007).
16. 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).
17. R. Röhlsberger, H.-C. Wille, K. Schlage, and B. Sahoo, Nature **482**, 199 (2012).
18. T. Wang, Y.-Q. Hu, C.-G. Du, and G.-L. Long, Opt. Express **27**, 7344 (2019).
19. R. Y. M. Manjappa, Y. K. Srivastava, and R. Singh, Appl. Phys. Lett. **111**, 021101 (2017).
20. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
21. O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. **86**, 628 (2001).
22. Y. Okawachi, M. A. Foster, J. E. Sharping, A. L. Gaeta, Q. Xu, and M. Lipson, Opt. Express **14**, 2317 (2006).
23. A. R. Mkrtchyan, G. A. Arutyunyan, A. R. Arakelyan, and R. G. Gabrielyan, Phys. Stat. Sol. **92**, 23 (1979).
24. 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).

25. G. V. Smirnov and W. Potzel, Hyperfine Interactions **123**, 633 (1999).
26. F. Vagizov, V. Antonov, Y. V. Radeonychev, R. N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, Nature **508**, 80 (2014).
27. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **92**, 023836 (2015).
28. R. N. Shakhmuratov and F. G. Vagizov, Phys. Rev. B **95**, 245429 (2017).
29. Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, F. G. Vagizov, R. N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **92**, 043808 (2015).
30. V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **92**, 023841 (2015).
31. E. K. Sadykov, A. A. Yurichuk, F. G. Vagizov, Sh. I. Mubarakshin, and A. A. Valiullin, Hyper. Interact. **238**, 85 (2017).
32. I. R. Khairulin, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **98**, 043860 (2018).
33. I. R. Khairulin, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics **51**, 235601 (2018).
34. E. Ikonen, P. Helistö, T. Katila, and K. Riski, Phys. Rev. A **32**, 2298 (1985).
35. Yu. V. Shvyd'ko and G. V. Smirnov, J. Phys. Condens. Matter **4**, 2663 (1992).
36. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Сибирское отделение, Новосибирск (1979).
37. A. A. Kiselev and A. A. Opalenko, Moscow University Physics Bulletin **40**, 106 (1985).
38. F. J. Lynch, R. E. Holland, and M. Hamermesh, Phys. Rev. **120**, 513 (1960).
39. G. V. Smirnov, Hyper. Interact. **123/124**, 31 (1999).