ДОКЛАДЫ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК. ФИЗИКА, ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ, 2024, том 515, с. 27–34

ФИЗИКА

УДК 535-36 + 535.34 + 535.36

АКУСТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ДЛЯ ГАММА-ФОТОНОВ И НЕКОТОРЫЕ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

© 2024 г. И. Р. Хайрулин[1,*], Е. В. Радионычев[1,]**

Представлено академиком РАН А.Г. Литваком 06.12.2023 г.

Поступило 06.12.2023 г.
После доработки 06.12.2023 г.
Принято к публикации 07.02.2024 г.

Рассматривается эффект возникновения прозрачности резонансно поглощающей среды для электромагнитного излучения посредством возбуждения в среде поршнеобразных акустических колебаний вдоль направления распространения излучения – акустически индуцированной прозрачности. Обсуждаются физический механизм и основные условия реализации эффекта, а также его применения для уменьшения скорости распространения фотонов гамма-диапазона и восстановления по требованию произвольной части однофотонного волнового пакета, резонансно поглощаемого средой.

Ключевые слова: акустически индуцированная прозрачность, рентгеновское и гамма-излучение, замедление фотонов, эффект Мёссбауэра

DOI: 10.31857/S2686740024020052, **EDN:** KHMCLK

Индуцированная прозрачность оптически толстой среды для резонансного электромагнитного излучения является мощным инструментом управления взаимодействием между средой и полем. Явление индуцированной прозрачности на основе различных физических механизмов продемонстрировано в различных физических системах для излучения от микроволнового до гамма-диапазона [1–15]. Большинство соответствующих исследований было стимулировано открытием эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [2, 3], который в оптическом диапазоне является основой наиболее перспективных для приложений методов управления одиночными фотонами (оптические линии задержки, обработка квантовой информации, магнитометрия и т.п.).

Эффект ЭИП имеет место в квантованных трехуровневых и многоуровневых средах. Он состоит в существенном уменьшении резонансного поглощения среды в пределах индуцированного узкого спектрального окна на фоне резонансной линии поглощения вследствие воздействия на среду управляющего поля, которое совместно с “рабочим” (пробным) полем возбуждает квантовую когерентность (недиагональный элемент матрицы плотности) на переходе $|1\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ среды (рис. 1).

Благодаря крутому наклону резонансной дисперсии среды внутри индуцированного узкого спектрального окна прозрачности возможно реализовать сильное замедление резонансного пробного поля оптического диапазона. Например, в работе [12] реализовано уменьшение групповой скорости распространения микросекундного импульса в газе атомов натрия до 17 м/с при температуре несколько микрокельвинов. Групповая скорость 90 м/с наблюдалась в газе атомов рубидия при температуре около 360 K [13], а также 45 м/с в кристалле $Pr{:}Y_2SiO_5$ при температуре 5 K [14]. При определенных условиях возможно и вовсе “остановить свет” в среде, благодаря совместному действию

[1]*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия*
**E-mail: khairulinir@ipfran.ru*
***E-mail: radion@appl.sci-nnov.ru*

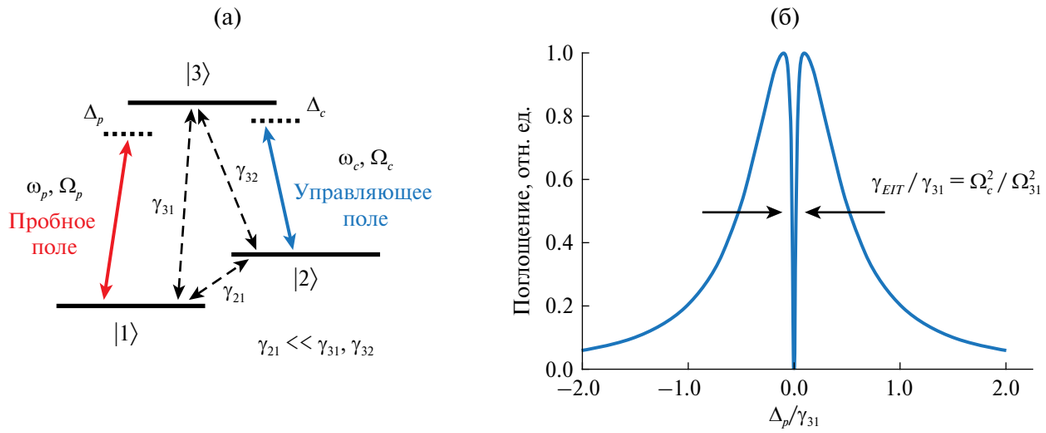

Рис. 1. а – Общая энергетическая схема возбуждения квантовой когерентности на переходе $|1\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ трехуровневой среды, обусловливающей эффект ЭИП, и б – спектральное окно ЭИП внутри резонансной спектральной линии поглощения пробного поля на переходе $|1\rangle\leftrightarrow|3\rangle$. Ω_p, Ω_c – частоты Раби пробного и управляющего полей соответственно, пропорциональные амплитудам этих полей; ω_p, ω_c – несущие частоты пробного и управляющего полей; γ_{mn} (mn = 21, 31, 32) – скорости релаксации соответствующих квантовых переходов, Δ_p, Δ_c – отстройки несущих частот полей от частот соответствующих квантовых переходов. Рисунок 1б построен для случая $\gamma_{21} \ll \gamma_{31}, \gamma_{32}$, $\Delta_c = 0$ и $\Omega_c/\gamma_{31} = 0.2$; также на нем приведена оценка ширины индуцированного спектрального окна ЭИП в этом случае.

временной и пространственной дисперсии среды [15].

Однако для большинства экспериментов по ЭИП в оптическом диапазоне необходимо использовать криогенные температуры для сужения спектральных линий квантовых переходов среды. Кроме того, для реализации ЭИП необходимо также использовать достаточно интенсивные спектрально узкие когерентные источники. Такие источники имеются в оптическом диапазоне, однако на сегодняшний день отсутствуют в рентгеновском и гамма-диапазонах. Это не позволяет непосредственно реализовать ЭИП в высокочастотной области спектра, включая рентгеновский и гамма-диапазоны.

АКУСТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ

Альтернативным способом реализации индуцированной прозрачности в рентгеновском и гамма-диапазонах является эффект акустически индуцированной прозрачности (АИП) [16–19], который не требует использования интенсивных когерентных управляющих полей и криогенных температур, а также может быть реализован даже в двухуровневой среде.

Эффект АИП состоит в просветлении резонансной поглощающей среды вследствие акустических колебаний среды как целого (поршнеобразные колебания) вдоль направления распространения излучения. Рассмотрим модельную двухуровневую поглощающую среду с однородно уширенной спектральной линией (рис. 2а). Спектр поглощения такой среды имеет вид лоренцевого контура с центральной частотой ω_{21} (рис. 2б, черная штриховая линия). Пусть поглотитель совершает гармонические поршнеобразные колебания с частотой Ω и амплитудой R вдоль направления распространения резонансного излучения с частотой ω (рис. 2а).

Тогда вследствие эффекта Доплера частота резонансного перехода ω_{21} будет гармонически изменяться во времени (рис. 2а). Это может кардинально изменить отклик среды на монохроматическое поле $E = E_0 e^{-i(\omega t - kz)}$, где $k = \omega/c$. Действительно, индуцированная полем когерентность ρ_{21} колеблющегося поглотителя удовлетворяет уравнению [16–19]

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + i\left[\omega_{21} + kR\Omega\cos(\Omega t + \vartheta)\right]\rho_{21} - \\ - \frac{i}{\hbar} n_{12} d_{21} E = -\gamma_{21}\rho_{21}, \tag{1}$$

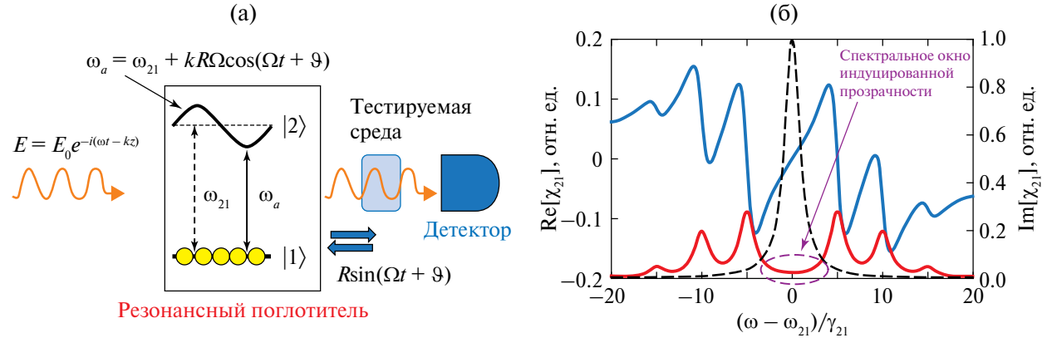

Рис. 2. а – Схема энергетических уровней двухуровневого поглотителя, совершающего поршнеобразные гармонические колебания вдоль направления распространения электромагнитного поля, а также схема предлагаемого метода мёссбауэровской спектроскопии тестируемой среды с временным разрешением; б – спектр резонансной восприимчивости такого поглотителя в случае АИП. Поглощение (красная сплошная линия, правая ось) и дисперсия (синяя сплошная линия, левая ось) построены согласно (8) при $p = p_1 = 2.4$ и $\Omega/\gamma_{21} = 5$. Черная штриховая линия (правая ось) – спектральная линия неподвижного поглотителя, построенная в соответствии с (8) при $p = 0$. Черная штриховая линия также может иллюстрировать спектр падающего на среду импульса поля с шириной $2\gamma_{21}$.

где $d_{12} = d_{21}^*$ и $n_{12} = \rho_{11} - \rho_{22}$ – эффективный дипольный момент и разность населенностей между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, γ_{21} – полуширина спектральной линии резонансного перехода, ϑ – начальная фаза колебаний поглотителя, и предполагается, что $\Omega \ll \omega_{21}, \omega$. Решение уравнения (1) можно записать в виде

$$\rho_{21} = \rho_{21}^{(0)} + \sum_{\substack{q=-\infty \\ q\neq 0}}^{\infty} \rho_{21}^{(q)}, \tag{2}$$

где когерентность

$$\rho_{21}^{(0)} = \frac{i}{\hbar} n_{12} d_{21} E_0 e^{-i\omega t + ikz} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_n J_n^2(p) \tag{3}$$

описывает отклик поглотителя на частоте ω падающего поля, а величина

$$\rho_{21}^{(q)} = \frac{i}{\hbar} n_{12} d_{21} E_0 e^{-iq\vartheta - i(\omega + q\Omega)t + ikz} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_n J_n(p) J_{n+q}(p) \tag{4}$$

описывает возникновение когерентности, а следовательно, поля на комбинационных частотах $\omega_q = \omega + q\Omega$, $q \neq 0$. Амплитуды когерентностей $\rho_{21}^{(q)}$, $q = 0, \pm 1, \pm 2, ...$, определяются спектральными свойствами резонансного квантового перехода поглотителя,

$$\eta_n = \frac{1}{\gamma_{21} + i(\omega_{21} - \omega + n\Omega)}, \tag{5}$$

а также индексом модуляции $p = kR$, который задает величины функций Бесселя первого рода соответствующего порядка $J_n(p)$. Таким образом, в общем случае падающее монохроматическое поле становится на выходе из поглотителя многокомпонентным. При определенных значениях индекса модуляции амплитуды когерентностей $\rho_{21}^{(q)}$ на комбинационных частотах могут быть достаточно большими, что позволяет преобразовать падающее монохроматическое или квазимонохроматическое излучение в последовательность ультракоротких импульсов, как это было показано в работах [16, 20–22]. Однако если амплитуда осцилляций поглотителя принимает значения

$$R = R_i, \text{ где } R_1 \approx 0.38\lambda,\ R_2 \approx 0.88\lambda, \\ R_3 \approx 1.37\lambda, ..., \tag{6}$$

где $\lambda = 2\pi/k$, соответствующие индексу модуляции

$$p = p_i, \text{ где } p_1 \approx 2.4,\ p_2 \approx 5.5,\ p_3 \approx 8.6, ..., \tag{7}$$

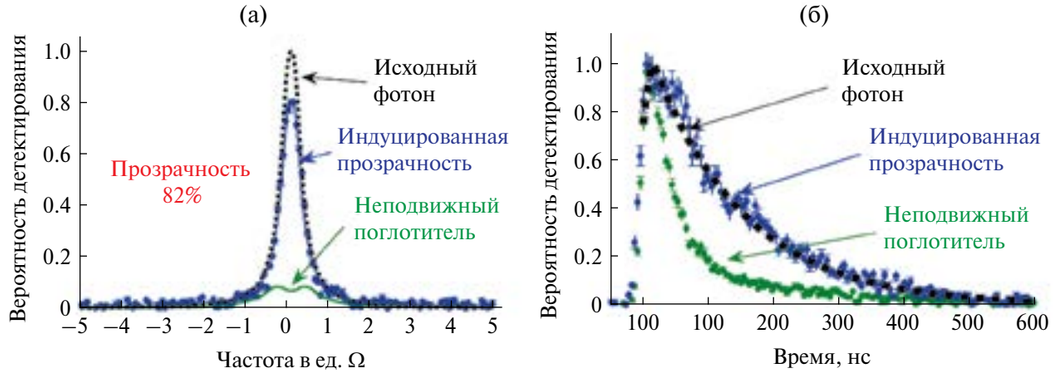

Рис. 3. Измеренные в [17] спектр (а) и нормированная интенсивность (б) однофотонного волнового пакета, пропорциональные соответственно спектральной и временной зависимостям вероятности детектирования фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых радиоактивным мёссбауэровским источником ^{57}Co, на выходе из фольги нержавеющей стали с естественным содержанием ядер ^{57}Fe в условиях АИП. Синие и зеленые точки с доверительными интервалами – измеренные значения в условиях АИП и в случае неподвижного поглотителя соответственно, черные пунктирные линии – исходный однофотонный волновой пакет, зеленая сплошная линия на (а) – спектр однофотонного волнового пакета на выходе из неподвижного поглотителя. Параметры эксперимента [17] следующие: полная ширина спектральных линий источника и поглотителя – 1.36 МГц и 1.7 МГц соответственно; оптическая толщина поглотителя – 5.2; частота и амплитуда колебаний фольги – 9.8 МГц и 0.33 Å соответственно.

то в формулах (3) и (4) имеем $J_0(p_i) \approx 0$. В этом случае, если $\Omega > \gamma_{21}$, что, как правило, соответствует ультразвуковым акустическим колебаниям поглотителя, то, как следует из (2)–(5), возбуждаемая резонансным полем $\omega = \omega_{21}$ когерентность ρ_{21} мала на всех частотах и уменьшается с увеличением частоты колебаний поглотителя за счет членов $\gamma_{21}/(n\Omega)$ в (5). Вследствие этого среда становится прозрачной для резонансного поля, а соотношения (6), (7) являются необходимыми условиями АИП (более подробно см. [16–19]). Поскольку среда в условиях АИП практически не взаимодействует с полем, то поле на выходе из среды сохраняет свои спектральные и временные характеристики.

Как следует из (6), реализация АИП для излучения оптического диапазона трудно реализуема, поскольку требует значительных величин амплитуды ($R \sim 0.2$ мкм для длины волны $\lambda \sim 600$ нм) и частоты ($\Omega/(2\pi) > 1$ ГГц) колебаний среды вследствие относительно больших длин волн излучения и большого уширения соответствующих спектральных линий в твердом теле. Эти ограничения отсутствуют в рентгеновском и гамма-диапазонах благодаря малой длине волны излучения и очень узким спектральным линиям мёссбауэровских (взаимодействующих с излучением без отдачи) квантовых переходов ядер твердотельной среды.

Эффект АИП был экспериментально продемонстрирован при комнатной температуре для одиночных фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых радиоактивным мёссбауэровским источником ^{57}Co и распространяющихся в среде ядер ^{57}Fe, входящих в состав фольги нержавеющей стали толщиной 25 мкм с естественным (около 2%) содержанием нуклида ^{57}Fe во фракции железа [17]. Вибрация фольги с частотой 9.8 МГц и амплитудой 0.33 Å позволила примерно в 150 раз уменьшить резонансное поглощение фотонов. При этом как спектральные, так и временные характеристики прошедших сквозь фольгу фотонов были сохранены благодаря АИП (рис. 3).

ЗАМЕДЛЕНИЕ ИМПУЛЬСА ПОЛЯ В СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ АКУСТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Рассмотрим резонансную восприимчивость среды $\chi_{21}(\omega)$ на частоте падающего поля ω для случая $p = p_1$. Учитывая соотношение между резонансной поляризацией P_{21}, когерентностью $\rho_{21}^{(0)}$ и полем E, $P_{21} = f_a N d_{12} \rho_{21}^{(0)} = \chi_{21}(\omega) E_0 e^{-i\omega t}$

(где N – концентрация резонансно поглощающих частиц, f_a – фактор Мёссбауэра–Лэмба, учитывающий вероятность поглощения излучения без отдачи в случае взаимодействия гамма-излучения с ядрами атомов), получим непосредственно из (3), (5):

$$\chi_{21}(\omega) = \frac{f_a N n_{12} |d_{21}|^2}{\hbar} \times \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p_1) \frac{\omega_{21} - \omega + n\Omega + i\gamma_{21}}{(\omega_{21} - \omega + n\Omega)^2 + \gamma_{21}^2}. \quad (8)$$

Как показано на рис. 2б, спектральное окно АИП сопровождается достаточно большим наклоном дисперсионной кривой в окрестности резонанса. Аналогично случаю ЭИП, такой наклон дисперсии приводит к существенному уменьшению групповой скорости распространения резонансного излучения в среде. Групповая скорость тем меньше, чем меньше частота колебаний поглотителя. Однако с уменьшением частоты колебаний растет поглощение поля в окне прозрачности. Кроме этого, в случае достаточно короткого импульса с широким спектром возникает неравномерность поглощения и дисперсии спектральных составляющих поля (рис. 2б, черная штриховая линия), что приводит к искажению огибающей импульса.

Таким образом, можно определить минимальную частоту колебаний поглотителя, обеспечивающую наименьшую скорость распространения волнового пакета в среде и одновременно достаточно небольшие искажения. Она примерно равна сумме ширин спектральных линий источника поля и поглотителя [19].

С учетом этого в [19] было показано, что однофотонный импульс, испускаемый синхротронным мёссбауэровским источником Европейского центра синхротронного излучения (European Synchrotron Radiation Facility, ESRF, Франция [23]) длительностью на полувысоте 100 нс (с шириной спектра 3.4 МГц) может быть задержан на 42 нс с сохранением 73% энергии импульса при комнатной температуре в фольге нержавеющей стали $Fe_{70}Cr_{19}Ni_{11}$, на 95% обогащенной нуклидом ^{57}Fe во фракции железа, толщиной 1.2 мкм, колеблющейся с частотой 3.36 МГц и амплитудой 0.33Å. Соответствующая скорость распространения однофотонного волнового пакета составляет 30 м/с.

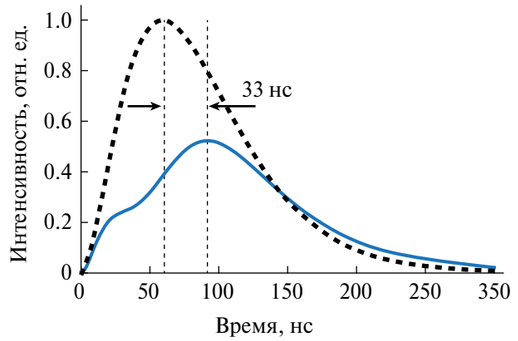

Рис. 4. Нормированная интенсивность (синяя линия) однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ от синхротронного мёссбауэровского источника ESRF на выходе из фольги нержавеющей стали в условиях АИП. Черная пунктирная линия соответствует исходному фотону. Полная ширина спектральной линии поглотителя – 1.7 МГц; оптическая толщина поглотителя – 13, частота колебаний поглотителя $\Omega/(2\pi) = 3.81$ МГц. Площадь под каждой кривой пропорциональна энергии соответствующего импульса.

Отметим, что в [19] был рассмотрен предельный случай естественного уширения резонансной спектральной линии ^{57}Fe, $2\gamma_{21} = 1.13$ МГц. В условиях эксперимента [17] ширина указанной спектральной линии в фольге нержавеющей стали при комнатной температуре составляла $2\gamma_{21} = 1.7$ МГц. Соответственно, для эффективного уменьшения скорости распространения волнового пакета в такой среде при достаточно небольших его искажениях необходимо увеличить минимальную частоту колебаний фольги до 3.81 МГц. Это приведет к увеличению скорости распространения однофотонного импульса до 38 м/с и уменьшению его задержки в среде до 33 нс (рис. 4).

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПО ТРЕБОВАНИЮ ЧАСТИ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА ПОСРЕДСТВОМ ЗАДЕРЖАННОЙ АКУСТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Акустически индуцированную прозрачность можно также использовать для восстановления по требованию произвольной части волнового пакета. В качестве примера рассмотрим однофотонный волновой пакет с энергией фотона 14.4 кэВ, получаемый в экспериментах

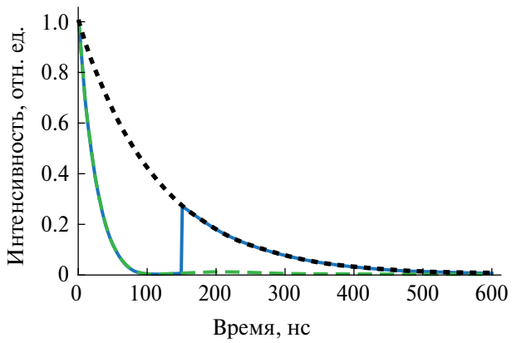

Рис. 5. Временная зависимость нормированной интенсивности однофотонного волнового пакета с энергией фотона 14.4 кэВ, излучаемого радиоактивным мёссбауэровским источником ^{57}Co с шириной линии 1.36 МГц, в окрестности его несущей частоты на выходе из фольги нержавеющей стали с естественным содержанием ядер ^{57}Fe, которая начинает осциллировать в режиме АИП (p = 2.41, $\Omega/(2\pi)$ = 100 МГц) в момент времени t_{start} = 150 нс (синяя сплошная линия), а также на входе в поглотитель (черная пунктирная линия) и на выходе из этого же, но покоящегося поглотителя (зеленая штриховая линия). Оптическая толщина поглотителя – 5.2, ширина спектральной линии поглощения – $2\gamma_{21}$ = 1.7 МГц.

с радиоактивным источником ^{57}Co и поглотителем в виде вышеупомянутой фольги нержавеющей стали с естественным содержанием ядер ^{57}Fe [17, 20, 21]. Такой волновой пакет имеет лоренцевый спектр с шириной 1.36 МГц и соответствующую огибающую в форме резкого фронта и экспоненциально спадающего хвоста с длительностью по полувысоте интенсивности примерно 80 нс (рис. 3б и рис. 5, черная пунктирная линия).

Будем полагать, что изначально поглотитель покоится, а в произвольный момент времени t_{start}, отсчитываемый от фронта импульса, поглотитель начинает совершать гармонические колебания в условиях АИП. Тогда до момента включения колебаний испущенный источником однофотонный волновой пакет будет испытывать резонансное поглощение вследствие возбуждения противофазной ядерной поляризации поглотителя на частотах падающего поля, которая деструктивно интерферирует с возбуждающим эту поляризацию полем (рис. 5, синяя линия).

Включаемые в момент t_{start} колебания поглотителя приводят к подавлению поляризации ядер в окрестности частоты падающего волнового пакета и появлению отклика ядер на комбинационных частотах, которые отстоят от частоты резонанса на целое число частот колебаний. Таким образом, при высокой частоте колебаний среды $\Omega/\gamma_{21} \gg 1$ резонансный поглотитель становится прозрачным для резонансного поля, и непоглощенная часть однофотонного волнового пакета выходит из поглотителя с сохранением экспоненциальной формы огибающей (рис. 5, синяя линия) и, как следствие, лоренцевым контуром спектральной линии исходного однофотонного импульса. В этом смысле можно говорить о восстановлении по требованию рассматриваемого однофотонного волнового пакета.

Описанный метод восстановления однофотонного волнового пакета радиоактивного источника ^{57}Co может быть использован для проведения мёссбауэровской ядерной спектроскопии с временным разрешением. Действительно, если после поглотителя поместить исследуемую среду-мишень, допированную ядрами ^{57}Fe, как это делается в традиционной мёссбауэровской спектроскопии (рис. 1), то благодаря задержанной АИП только восстановленная в момент времени t_{start} часть однофотонного волнового пакета будет взаимодействовать с ядрами ^{57}Fe мишени. И если в среде в течение измерений происходят процессы, приводящие к изменению состояний ядер ^{57}Fe, то можно исследовать их динамику путем измерения как огибающей однофотонного волнового пакета, так и его спектра на выходе из тестируемой среды при различных значениях времени задержки t_{start}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотренный эффект акустически индуцированной прозрачности является перспективным аналогом электромагнитно-индуцированной прозрачности в рентгеновском и гамма-диапазонах. Он позволяет реализовать эффективную задержку излучения в среде при комнатной температуре, обусловленную значительным уменьшением скорости распространения импульса поля, а

также восстановить по требованию его спектрально-временные характеристики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Статья написана по материалам одноименного доклада на 6-й школе-конференции молодых ученых ИОФ РАН “Прохоровские недели”, 2023 г. Доклад был рекомендован к публикации по результатам экспертных оценок как один из лучших.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание ИПФ РАН, проект № 2024-FFUF-2024-0030.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McCall S.L., Hahn E.L.* Self-Induced Transparency by Pulsed Coherent Light // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18 (21). P. 908–911.
2. *Kocharovskaya O., Khanin Ya.I.* Population trapping and coherent bleaching of a three-level medium by a periodic train of ultrashort pulses // Sov. Phys. JETP. 1986. V. 63 (5). P. 945–950.
3. Boller K.J., İmamoğlu *A., Harris S.E.* Observation of electromagnetically induced transparency // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66 (20). P. 2593–2596.
4. *Kocharovskaya O., Radeonychev Y.V.* Spontaneous emission from the ground atomic state due to its crossing with the dynamic Stark level // Foundations of Physics. 1998. V. 28 (4). P. 561–584.
5. *Saglamyurek E., Hrushevskyi T., Rastogi A., Heshami K., LeBlanc L.J.* Coherent storage and manipulation of broadband photons via dynamically controlled Autler–Townes splitting // Nature Photonics. 2018. V. 12. P. 774–782.
6. *Litvak A.G., Tokman M.D.* Electromagnetically Induced Transparency in Ensembles of Classical Oscillators // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88 (9). 095003(4).
7. *Coussement R., Rostovtsev Y., Odeurs J., Neyens G., Muramatsu H., Gheysen S., Callens R., Vyvey K., Kozyreff G., Mandel P., Shakhmuratov R., Kocharovskaya O.* Controlling Absorption of Gamma Radiation via Nuclear Level Anticrossing // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89 (10). 107601(4).
8. *Totsuka K., Kobayashi N., Tomita M.* Slow light in coupled-resonator-induced transparency // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98 (21). 213904(4).
9. *Zhang S., Genov D., Wang Y., Liu M., Zang X.* Plasmon-induced transparency in metamaterials // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101 (4). 047401(4).
10. *Weis S., Rivière R., Delèglise S., Gavartin E., Arcizet O., Schliesser A., Kippenberg T.J.* Optomechanically Induced Transparency // Science. 2010. V. 330 (6010). P. 1520–1523.
11. *Röhlsberger R., Wille H.-C., Schlage K., Sahoo B.* Electromagnetically induced transparency with resonant nuclei in a cavity // Nature. 2012. V. 482. P. 199–203.
12. *Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C.H.* Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas // Nature. 1999. V. 397. P. 594–598.
13. *Kash M.M., Sautenkov V.A., Zibrov A.S., Hollberg L., Welch G.R., Lukin M.D., Rostovtsev Y. , Fry E.S., Scully M.O.* Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82 (26). P. 5229–5232.
14. *Turukhin A.V., Sudarshanam V.S., Shahriar M.S., Musser J.A., Ham B.S., Hemmer P.R.* Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88 (2). 023602(4).
15. *Kocharovskaya O., Rostovtsev Y., Scully M.O.* Stopping Light via Hot Atoms // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86 (4). P. 628–931.
16. *Radeonychev Y.V., Tokman M.D., Litvak A.G., Kocharovskaya O.* Acoustically induced transparency in optically dense resonance medium // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96 (9). 093602(4).
17. *Radeonychev Y.V., Khairulin I.R., Vagizov F.G., Scully M., Kocharovskaya O.* Observation of Acoustically Induced Transparency for γ-Ray Photons // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124 (16). 163602(7).
18. *Radeonychev Y.V., Khairulin I.R., Kocharovskaya O.* On the Possibility of Propagation of Gamma-Ray Photons at a Velocity Less Than 6 m/s at Room Temperature by Means of Acoustically Induced Transparency // JETP Letters. 2021. V. 114 (12). P. 729–736.
19. *Khairulin I.R., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O.* Slowing down x-ray photons in a vibrating recoilless resonant absorber // Scientific Reports. 2022. V. 12. P. 20270(19).
20. *Vagizov F., Antonov V., Radeonychev Y.V., Shakhmuratov R.N., Kocharovskaya O.* Coherent Control of the Waveforms of Recoilless γ-Photons // Nature. 2014. V. 508 (7494). P. 80–83.
21. *Shakhmuratov R.N., Vagizov F.G., Antonov V.A., Radeonychev Y.V., Scully M.O., Kocharovskaya O.* Transformation of a single-photon field into bunches of pulses // Phys. Rev. A. 2015. V. 92 (2). 023836(15).
22. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O.* Ultimate capabilities for compression of the waveform of a recoilless γ-ray photon into a pulse sequence in an optically deep vibrating resonant absorber // Phys. Rev. A. 2018. V. 98 (4). 043860(15).
23. *Potapkin V., Chumakov A.I., Smirnov G.V., Celse J-Ph., Ruffer R., McCammon C., Dubrovinsky L.* A ^{57}Fe synchrotron Mössbauer source at the ESRF // J. Synchrotron Radiation. 2012. V. 19 (4). P. 559–569.

ACOUSTICALLY INDUCED TRANSPARANCY FOR GAMMA-RAY PHOTONS AND SOME OF ITS APPLICATIONS

I. R. Khairulin[a], Y. V. Radeonychev[a]

[a] *Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

In this paper, we consider the effect of the emergence of transparency of a resonantly absorbing medium for electromagnetic radiation due to the excitation of piston-like acoustic oscillations of the medium along the direction of radiation propagation – acoustically induced transparency. The physical mechanism and basic conditions for the implementation of the effect are discussed, as well as its application to reduce the propagation velocity of gamma-ray photons and on-demand recovery of an arbitrary part of a single-photon wave packet resonantly absorbed in the medium.

Keywords: acoustically induced transparency, x-ray and gamma-ray radiation, slowing down photons, Mössbauer effect