

## ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 539.26, 524.1-624

### КВАНТОВАЯ ОПТИКА МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2022 г. В. Л. Носик<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет “МИЭТ”, Зеленоград, Россия

\*E-mail: nosik@crys.ras.ru

Поступила в редакцию 08.02.2022 г.

После доработки 24.03.2022 г.

Принята к публикации 24.03.2022 г.

С ростом яркости современных источников синхротронного излучения и рентгеновских лазеров на свободных электронах стало возможным наблюдение нелинейных и квантово-оптических явлений для излучения рентгеновского диапазона. Пиковая интенсивность после фокусировки с помощью изогнутых кристаллов для современных источников достигает величины  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и превышает внутриатомные поля. Стали доступны детекторы рентгеновского излучения с квантовой эффективностью, близкой к единице, и разрешением по числу фотонов. Это создало предпосылки для изучения фундаментальных концепций квантовой оптики в рентгеновской части электромагнитного спектра.

DOI: 10.31857/S0023476122060194

#### ВВЕДЕНИЕ

Сегодня основные концепции лазерной физики все чаще применяются при исследованиях с использованием фотонов, относящихся к вакуумному ультрафиолету и мягкому рентгену. Связано это прежде всего с доступностью современных мощных источников синхротронного излучения (СИ) и рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ), а также с развитием экспериментов по изучению динамики структурных изменений в кристаллах, наночастицах и одиночных молекулах. При этом мессбауэровские исследования пока находятся в тени, несмотря на появление специализированных ондуляторов и вигглеров, настроенных на генерацию фотонов с энергией, близкой к ядерному переходу. Между тем уникально малая ширина ядерных уровней (4–20 нэВ для изотопа <sup>57</sup>Fe) приводит к генерации “задержанного” ядерного излучения с характерными временами высвечивания 50–300 нс, что позволяет эффективно “управлять” степенью населенности ядерных уровней.

Отметим, что традиционные радионуклидные мессбауэровские источники достаточно успешно конкурируют с источниками СИ, РЛСЭ, лазерами плазменными и газоразрядными источниками (в основном в области мягкого рентгена) по причине малой стоимости установок, уникально высокой степени монохроматичности спонтанного излучения и генерации одиночных фотонов.

Одной из уникальных особенностей “задержанного” ядерного излучения является аномально большая продольная или временная когерентность пучка [1, 2]. Например, для фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых без отдачи при радиоактивном распаде ядер <sup>57</sup>Co, длина продольной когерентности фотона превышает 40 м, в то время как для Европейского РЛСЭ (без учета возможностей монохроматизации излучения из-за самопосева (self-seeding) она составляет 60–70 нм [3].

Комбинирование высокой яркости и импульсной структуры излучения современных источников СИ, РЛСЭ и когерентных источников “задержанного” ядерного излучения открывает возможности для принципиально новых экспериментов.

Значительные успехи были достигнуты в сужении разброса по энергии для источников СИ [4–7] после создания специализированных синхротронных мессбауэровских источников (СМИ) [8, 9]. Так, СМИ в Европейском центре синхротронного излучения [8] (European Synchrotron Radiation Facility, ESRF) генерирует субпикосекундное импульсное излучение. СМИ с управляемой шириной спектра излучения действует в составе комплекса SPring-8 (Япония) [9].

Несмотря на весь прогресс с ондуляторами, возможности для генерации фотонов в узком спектральном диапазоне вблизи ядерного резонанса все-таки ограничены из-за разброса по

энергии в электронном пучке, конечной длины ондуляторов и других факторов, рассмотрение которых выходит за рамки данной работы. Ниже рассмотрены новые направления фундаментальных научных исследований, которые могут привести к развитию новых технологий или послужить в качестве подтверждения физических теорий.

С точки зрения решения прикладных задач рентгеновское и мессбауэровское рассеяние и дифракция сегодня рассматриваются как один из перспективных вариантов организации среды для решения задач квантовых вычислений и квантовых коммуникаций [10–17].

Одними из особенностей квантовой рентгеновской оптики являются использование одиночных фотонов и возможность вариации параметров системы. Например, в случае изотопа  $^{57}\text{Fe}$  основное состояние ядра (энергия  $E_g$ , момент  $I_g = 1/2$ ) под воздействием внутрикристаллического поля расщепляется на два с проекциями момента  $m_g = +1/2, -1/2$ , а возбужденное (энергия  $E_e$ , момент  $I_e = 3/2$ ) – на четыре с проекциями момента  $m_e = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ . Расстояния между уровнями с разными проекциями момента определяются величиной внутрикристаллического поля  $\mathbf{H}_{\text{cr}}$ . Как показано в [1], под воздействием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  с направлением, отличным от  $\mathbf{H}_{\text{cr}}$ , за счет сложных поляризационных эффектов меняется не только расстояние между уровнями, но и сами кривые дифракционного отражения. Для дипольного магнитного ядерного возбужденного состояния разрешенными являются переходы с изменением проекции момента на  $0, \pm 1$ . Например, переходы без изменения момента  $+1/2 \rightarrow +1/2, -1/2 \rightarrow -1/2$  отвечают одной и той же энергии, и волновые функции этих двух возбужденных состояний могут интерферировать, образуя в зависимости от внешних условий как чистые, так и смешанные состояния. В такой идеальной схеме падающий фотон с энергией  $E_e - E_g$  может возбудить оба этих перехода. Под воздействием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , произвольно направленного относительно  $\mathbf{H}_{\text{cr}}$ , эти переходы перестают быть эквивалентными по энергии. Кроме того, следует учитывать, что возбужденное состояние  $^{57}\text{Fe}$  является смесью переходов  $M1$  и  $E2$ , и электрическое квадрупольное взаимодействие может приводить к дополнительному расщеплению. Эффективность запутывания фотонов в состояниях с разными проекциями магнитного момента ядра (на время жизни возбужденных состояний), их “хранения” в субрадиантных (слабоизлучающих) модах в полостях (см. ниже), а также их последующее извлечение [18–22] становятся основными

критериями для оценки квантово-оптических экспериментов.

Отметим, что создание запутанных фотонных состояний является проблемой и в, казалось бы, хорошо изученном оптическом диапазоне. Например, в [23] запутанное вихревое состояние создавалось на основе поляризации одного фотона и волнового фронта другого.

До последнего времени наблюдение орбитального момента у фотонов в оптическом диапазоне было довольно редким явлением, хотя рентгеновский магнитный циркулярный дихроизм (РМЦД) [24] широко используется для исследования магнитных структур на микроскопическом уровне. Простота экспериментов по измерению РМЦД, основанных на наблюдении разницы в коэффициентах поглощения излучения левой и правой круговой поляризации, обеспечила им популярность при решении разнообразных задач практического материаловедения. Создание специальных циркулярно поляризованных ондуляторов для источников СИ позволило значительно повысить интенсивность поляризованного излучения, что важно для изучения наноразмерных образцов и слабых магнитных сигналов. Отметим, что теоретические основы распространения вихревых лазерных импульсов достаточно хорошо изучены [25].

Геликоидальный (винтовой) волновой фронт [25, 26] является характерным примером структурированного света, а использование фотонов с разными поляризациями ( $H$  и  $V$ ) – стандартной практикой для формирования фотонов в запутанном квантовом состоянии (бифотонов) в результате спонтанного параметрического рассеяния в нелинейных средах.

В последнее время получены весомые результаты в области применения методов рентгеновской квантовой оптики для изучения новых физических явлений. Достаточно упомянуть параметрическое понижение частоты в режиме Ланжевена [27], формирование слабо и сильно излучающих мод в полостях и электромагнитно-индуцированную прозрачность для определенных мод в резонаторах [28], влияние полости на коллективный сдвиг Лэмба [29], связь квантовых когерентностей и взаимодействия ядерных возбуждений с электромагнитным вакуумом [30], особенности рассеяния мессбауэровских фотонов в многослойных структурах [31].

Также заслуживают внимания работы, посвященные определению фазы в суперпозиционных состояниях в двухуровневых ядерных системах на основе интерферометрии [32], управлению свойствами волновых пакетов резонансных фотонов [33], усилению взаимодействия излучения с ансамблем резонансно поглощающих ядер в периодических структурах [34], методикам изменения

спектральной ширины волновых пакетов при использовании нестационарных ядерных поглотителей [35].

Отметим, что описание Раби осцилляций между супер- и субрадиантными ансамблями ядер в полости [36] практически идентично описанию подавления эффекта Боррманна при ультразвуком воздействии [37]. В этом случае в условиях динамической дифракции Лауэ в кристалле образуются сильно поглощающаяся (суперрадиантная) и слабо поглощающаяся (субрадиантная) моды в силу того, что пучности одной моды находятся между атомарными плоскостями, а другой — совпадают с положениями атомов, которые и увеличивают поглощение излучения для такой моды. С проникновением излучения вглубь кристалла (с течением времени) выживает только слабо поглощающаяся мода. Однако резонансные ультразвуковые колебания (квантовое взаимодействие между супер- и субрадиантными модами) все время иницируют суперрадиантную моду. В эксперименте по подавлению эффекта Боррманна это выглядит как резкое уменьшение интенсивности вблизи угла Брэгга, а в случае мессбауэровских полостей — как дополнительные резонансы. Отметим также попытки рассмотреть воздействие акустических колебаний и магнонов на коллективные ядерные состояния и экситоны [17, 38].

С технической точки зрения успехи в области мессбауэровской физики на основе СИ связаны с прогрессом в создании алмазных брэгговских зеркал для фотонов с энергией в диапазоне 10–20 кэВ и коэффициентом обратного отражения более 99% [39], кольцевых резонаторов из брэгговских зеркал и рентгеновских осцилляторов (XFEL) [40, 41]. Успешные эксперименты по генерации пар запутанных фотонов в процессе спонтанного параметрического рассеяния (spontaneous parametric down-conversion), известного также как параметрическая флуоресценция с энергиями 10.5 кэВ [42], открывают возможности для интерференционных экспериментов в рентгеновском диапазоне, в том числе для рентгеновской визуализации без взаимодействия [43].

Такие экспериментальные техники принципиально важны не только для подтверждения квантовой природы света в эффекте Хонга–У–Мандела [44], но и для развития новых методов когерентной визуализации (имиджинга) с временным разрешением менее 100 фс и квантовых вычислений и шифрования.

Основные результаты недавних теоретических исследований в области рентгеновской квантовой оптики обобщены в [4, 45–49]. Отдельно можно отметить работы по управлению населенностями ядерных состояний [46] и генерацией мессбауэровских фотонов под воздействием маг-

нитного поля, расщепляющего ядерные уровни с разными проекциями магнитного момента [47]. Управление поляризацией мессбауэровских фотонов позволило продемонстрировать создание ядерных кубитов и выполнение логической операции контролируемого отрицания (C-NOT) [48]. Обзор нелинейно-оптических эффектов в ядрах (двух- и трехфотонное рассеяние и поглощение) дан в [49].

Ключевую роль в теоретических и экспериментальных исследованиях в области рентгеновской квантовой оптики играют низколежащие ядерные уровни изотопа  $^{57}\text{Fe}$  с энергией возбуждения около 14 кэВ. Из-за малой ширины ядерных уровней ( $\Gamma = 4\text{--}20$  нэВ,  $\Delta E/E = (2.8\text{--}14.2) \times 10^{-12}$ ) эффективность их возбуждения современными источниками СИ и РЛСЭ, генерирующими излучение в диапазоне энергий  $\Delta E/E \sim 10^{-4}\text{--}10^{-6}$ , достаточно мала. Полную ширину ядерного уровня можно уменьшить за счет выбора кристаллического материала с низким значением коэффициента внутренней электронной конверсии  $\alpha$ :

$$\Gamma = \Gamma_0(1 + \alpha), \quad (1)$$

однако особых успехов в этом направлении пока не наблюдается.

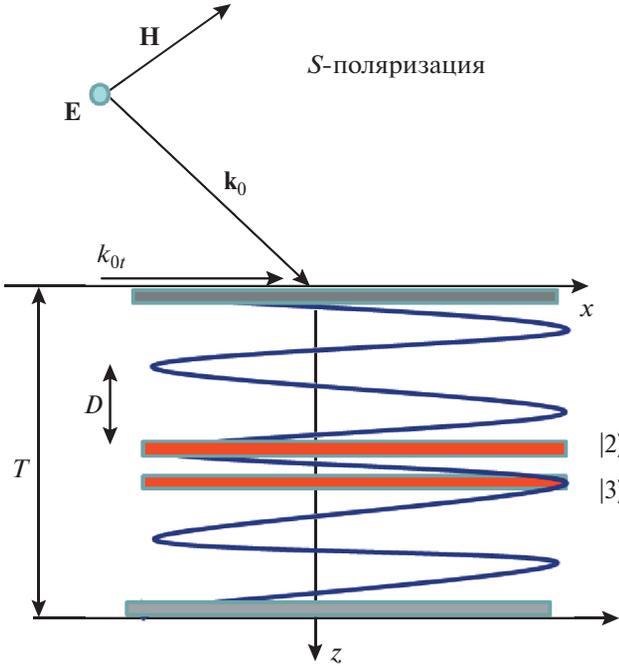
Именно длительное время “высвечивания” ядерных уровней ( $\tau_0 = 1/\Gamma_0 = 141$  нс) позволяет создавать относительно долгоживущие запутанные фотонные состояния и проводить логические и квантовые вычисления. Встраивание мессбауэровских изотопов в тонкие слои в рентгеновских полостях позволяет существенно увеличить время жизни возбужденного ядерного состояния за счет меньшей интенсивности поля на ядре для всего набора собственных волноводных мод в резонаторе.

### ВОЛНОВЫЕ ПОЛЯ В ПОЛОСТИ

Пусть полость находится под воздействием излучения, состоящего из набора импульсов с переменными амплитудами  $F_j$ , и определенными поляризацией  $\mathbf{e}_j$ , центральной частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ :

$$\mathbf{E}_{\text{in}}(\mathbf{r}, \omega) = \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r}) \sum_{j=1}^N \mathbf{e}_j F_j(\omega - \omega_0). \quad (2)$$

Пусть полость является плоской пластиной с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  с плоскими слоями резонансного изотопа (рис. 1), влиянием которых на структуру поля в полости можно в первом приближении пренебречь. При рассеянии сохраняется проекция волнового вектора  $k_{0z}$ , а при решении уравнения Максвелла можно ис-



**Рис. 1.** Полость с двумя слоями  $^{57}\text{Fe}$  и геометрия рассеяния. Показаны метастабильный слой [2] и верхнее суперрадиантное состояние [3]. Скоростью распада  $\gamma_2$  можно пренебречь по сравнению с  $\gamma_3$ .

пользовать разделение на *s*- и *p*-поляризацию. Например, для *s*-поляризации

$$\mathbf{E} = (0, E_y, 0), \quad \mathbf{H} = (H_x, 0, H_z), \quad \mathbf{k}_0 = (k_{0r}, 0, k_{0z}). \quad (3)$$

Волновое поле в полости состоит из двух волн с проекциями волнового вектора  $k_{1z}$ :

$$E_y^{(1)} = A \exp(ik_{1z}z) + B \exp(-i, k_{1z}z), \quad (4)$$

$$k_{1z} = \sqrt{\epsilon_1 \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 - (k_{0r})^2}.$$

Поле над и под полостью, где диэлектрическая проницаемость равна  $\epsilon_0$ , можно представить в виде двух приходящих и уходящих от поверхности волн:

$$E_y^{(0,2)} = E_1^{(0,2)} \exp(ik_{0z}z) + E_2^{(0,2)} \exp(-ik_{0z}z). \quad (5)$$

С учетом непрерывности компонент  $\{E_y\} = \{H_x\} = 0$  на двух границах при  $z = 0$  и  $z = d$ , а также взаимосвязи отдельных компонент электромагнитного поля, получим

$$\frac{\omega}{c} H_x = -k_z E_y, \quad \frac{\omega}{c} H_z = k_{0r} E_y. \quad (6)$$

Соотношения между коэффициентами в (4), (5) описываются выражениями

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} E_1^{(0)} \\ E_2^{(0)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} E_1^{(2)} \\ E_2^{(2)} \end{pmatrix} = \hat{L} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Обозначив  $\sigma = 1/\rho = k_{0z}/k_{1z}$ ,  $K_{1,0} = k_{1z,0z}d$ , получим

$$\hat{U} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \sigma & 1 - \sigma \\ 1 - \sigma & 1 + \sigma \end{pmatrix},$$

$$\hat{L} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \rho) \exp(i(K_1 - K_0)) & (1 - \rho) \exp(-i(K_1 + K_0)) \\ (1 - \rho) \exp(i(K_1 + K_0)) & (1 + \rho) \exp(i(K_0 - K_1)) \end{pmatrix}.$$

Следующая матрица с равным единице детерминантом (без учета поглощения) связывает напряженности поля над и под полостью:

$$\begin{pmatrix} E_1^{(2)} \\ E_2^{(2)} \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} E_1^{(0)} \\ E_2^{(0)} \end{pmatrix}, \quad \hat{M} = \hat{L} \hat{U},$$

$$M_{11,22} = \exp(\pm iK_1) \{ \cos(K_0) - i\beta \sin(K_0) \}, \quad (8)$$

$$M_{21,12} = \exp(\pm iK_1) i\alpha \sin(K_0),$$

$$\beta = (1 + \sigma^2)/2\sigma, \quad \alpha = (1 - \rho^2)/2.$$

Выражение (8) решает проблему определения электромагнитных полей в полости в общем случае. В частном случае отражения плоской волны с амплитудой  $E_1^{(0)}$  амплитуда прошедшей волны равна  $E_1^{(2)}$ , отраженной  $-E_2^{(0)}$ , а  $E_2^{(2)} = 0$ .

В случае полости, состоящей из нескольких слоев, легко получить общие выражения для амплитуд поля в каждом слое, используя матричные выражения (8). Пусть для простоты коэффициенты *A*, *B* в (4) являются действительными величинами и определены при помощи матричного метода (8), тогда изменение интенсивности электрического поля в полости по глубине описывается выражением ( $k_{1z} = k'_{1z} + ik''_{1z}$ ):

$$I(z) = |E_y^{(1)}|^2 = C(z) + 2AB \cos(2k'_{1z}z), \quad (9)$$

$$C = A^2 \exp(-2k''_{1z}z) + B^2 \exp(2k''_{1z}z).$$

Таким образом, интенсивность поля в полости испытывает биения с амплитудой  $2AB$  и периодом

$$D = \pi/k''_{1z} \quad (10)$$

на фоне медленно меняющейся амплитуды  $C(z)$ . Это обстоятельство сильно усложняет аналитические выражения для случая произвольного положения слоя резонансных изотопов, однако компьютерные вычисления достаточно тривиальны. Очевидно, что толщина слоя *d* должна быть мала по сравнению с *D*, но достаточно велика для наблюдения макроскопических эффектов при рассеянии излучения с резонансной энергией (альтернативой служит увеличение интенсивности падающего излучения на резонансной частоте).

**ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И КОЛЛЕКТИВНЫЙ СДВИГ ЛЭМБА**

Несмотря на малый радиус действия ядерных сил, внутрикристаллическое магнитное поле и внутренняя электронная конверсия оказывают значительное воздействие на положение ядерных уровней и их ширину. Аналогичным образом в большом ансамбле ядер в полости отдельные ядра диполь-дипольно связаны друг с другом через виртуальное вакуумное электромагнитное поле, которое в полости имеет вид набора стоячих волн. С формальной точки зрения это описывается как взаимодействие ядерных возбуждений с виртуальными фотонами, которыми являются собственные моды полости.

Чтобы проиллюстрировать эффект, рассмотрим пару ядер, каждое из которых имеет основное состояние  $|g\rangle$  и возбужденное  $|e\rangle$ . Пусть начальное состояние  $|e_1\rangle|g_2\rangle$ , т.е. возбуждается первое ядро. Из-за диполь-дипольного взаимодействия возбужденное ядро может не только распасться, но и передавать возбуждение другому ядру, что приводит к неэкспоненциальной динамике распада возбужденного состояния.

Гамильтониан системы двух ядер может быть диагонализирован в базе симметричного  $|S\rangle = (|e_1\rangle|g_2\rangle + |e_2\rangle|g_1\rangle)/\sqrt{2}$  и антисимметричного состояний  $|A\rangle = (|e_1\rangle|g_2\rangle - |e_2\rangle|g_1\rangle)/\sqrt{2}$ . Одно из этих состояний является сверхизлучающим с ускоренным распадом, а другое – субрадиантным (медленно высвечивающимся) с замедленным распадом. Предположим, что ядра находятся в положениях  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$  и при поглощении одного фотона с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  происходит возбуждение ядра из основного состояния. Результирующее состояние имеет вид

$$|\phi\rangle = \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{R}_1)|e_1\rangle|g_2\rangle + \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{R}_2)|e_2\rangle|g_1\rangle. \quad (11)$$

Для малого расстояния между атомами  $\exp(i\mathbf{k}_0(\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}_1)) \sim 1$ . В этом так называемом пределе малого объема Дике внешнее поле взаимодействует в основном со сверхизлучающим состоянием  $|S\rangle$ . При большем расстоянии между резонансными частицами геометрия взаимного расположения частиц относительно  $\mathbf{k}_0$  определяет, возбуждается ли одиночный собственный режим излучения или суперпозиция обоих состояний  $|S\rangle$  и  $|A\rangle$ .

Применение этой аргументации к большому ансамблю из  $N$  ядер при диагонализации дает  $N$  собственных мод излучения. В случае ансамбля одиночный фотон создает ядерное экситонное состояние

$$|E\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{R}(n))S_+^{(n)}|G\rangle, \quad (12)$$

которое проявляет себя через характерную временную зависимость интенсивности высвечиваемого состояния, состоящую из двух экспонент.

Такой подход к описанию возбуждений в полости имеет много общего с традиционным объяснением образования слабо и сильно поглощающих мод в методе стоячих рентгеновских волн [50]. Различие состоит в том, что в методе стоячих рентгеновских волн регистрируется изменение выхода вторичных процессов от атомов в максимумах и минимумах стоячей волны, а в случае индуцированной прозрачности наблюдаются разные радиационные ширины уровней ансамблей ядер в максимумах и минимумах волноводной моды полости (выражения (9)).

Ансамбль ядер в полости с двумя слоями можно рассматривать как гигантский атом с тремя уровнями с разными значениями коллективного сдвига Лэмба. Сильное пространственное изменение плотности фотонных состояний внутри резонатора открывает возможность настраивать эти свойства путем сдвига слоев внутри резонатора. По сути субизлучательный ансамбль в положении  $|A\rangle$  является метастабильным уровнем, время жизни возбужденных ядерных состояний в котором намного больше, чем у сверхизлучательного ансамбля. Эта трехуровневая система, где все уровни связаны через вакуумное электромагнитное поле полости, напрямую соотносится с хорошо известным явлением квантовой оптики не рентгеновского диапазона – электромагнитно индуцированной прозрачностью [51].

В [51] квантовая интерференция индуцируется внешним лазерным полем с частотой Раби  $\Omega_C$ , настроенным на переход между метастабильным  $|2\rangle$  и короткоживущим  $|3\rangle$  возбужденными состояниями в трехуровневой системе (рис. 2). Если зондирующее лазерное поле возбуждает переход  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ , наблюдается квантовая интерференция Фано [52], которая делает среду почти прозрачной для излучения с почти резонансной частотой. Степень прозрачности ограничена дефазированием атомарной когерентности, возникающей в результате распада состояния  $|2\rangle$  [27].

**ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ МЕССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ**

Как указано выше, одной из основных проблем в мессбауэровской оптике является сложность возбуждения уровня с экстремально малой шириной при помощи источников СИ и РЛСЭ. Существенно расширить спектральный диапазон можно, применяя кристаллические пластины, содержащие резонансные изотопы  $^{57}\text{Fe}$ .

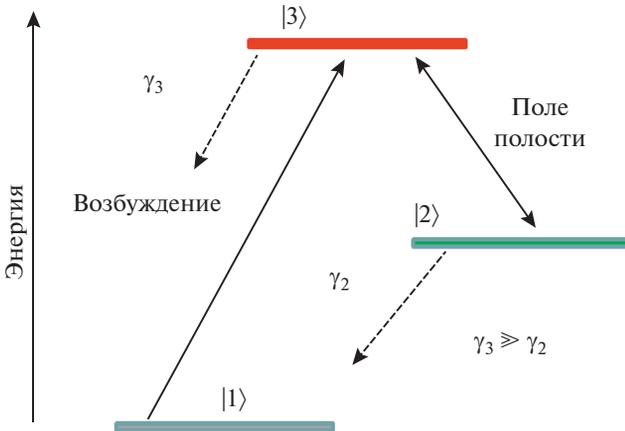


Рис. 2.  $f$ -образная схема уровней при проявленном эффекте индуцированной прозрачности: лазерное поле с частотой Раби используется для создания когерентности между метастабильным уровнем  $|2\rangle$  и верхним состоянием  $|3\rangle$ .

Пусть в пластине возбуждаются ультразвуковые колебания с амплитудой  $\mathbf{w}$ , частотой  $\omega_s$  и волновым вектором  $K_s$

$$\mathbf{u}_s = \mathbf{w} \cos(K_s x - \omega_s t). \quad (13)$$

Известно, что с учетом колебаний кристаллической решетки фактор Лэмба–Мессбауэра, описывающий модифицированную поляризуемость кристалла при дифракционном отражении мессбауэровского излучения с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  ( $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$ ), принимает вид [53, 54]:

$$F \sum_{n,j} \frac{(\exp(i\mathbf{k}_0(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}))_{0n} (\exp(-i\mathbf{k}_h(\mathbf{R}_j + \mathbf{u})))_{n0}}{\hbar\omega - E_{s0} - n\hbar\omega_s + i\Gamma/2}, \quad (14)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона,  $E_{ge} = E_e - E_g$  – энергия резонанса,  $n\hbar\omega_s$  – энергия  $n$ -го промежуточного фононного состояния,  $\mathbf{R}_j$  – положение отдельного ядра в элементарной ячейке,  $F$  – константа. Именно это выражение чаще всего используется для описания диффузного рассеяния на тепловых фонах. Рассеяние мессбауэровского излучения проходит в два этапа: поглощение электромагнитного кванта с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  и испускание кванта  $\mathbf{k}_h$  через промежуток времени ( $\tau = \hbar/\Gamma$ ), много больший периода характерных фононных колебаний. Однако в случае когерентных фононов (13) конечным состоянием фотона может быть любое из состояний с волновым вектором  $\mathbf{k}_{hn} = \mathbf{k}_h + mK_s$  в соответствии с разложением

$$e^{-i\mathbf{k}_h \mathbf{u}_s} = \sum_n i^n J_n(\mathbf{k}_h \mathbf{w}) \exp[in(K_s \mathbf{r} - \omega_s t)], \quad (15)$$

где  $J_n$  – функция Бесселя  $n$ -го порядка. С учетом этого выражение для поляризуемости модифици-

руется и фактически отвечает целому набору переходов с энергиями  $E_{nm} = E_{s0} + (n + m)\hbar\omega_s$ , относительный вклад которых пропорционален  $J_n(\mathbf{k}_h \mathbf{w})J_m(\mathbf{k}_0 \mathbf{w})$ . Несмотря на то что при малых значениях аргумента ( $\mathbf{k}_{0,h} \mathbf{w} \ll 1$ ) существенно отличны от нуля только несколько первых функций Бесселя ( $n = 0, \pm 1$ ), вместо одного возбужденного уровня появляется целый набор с разными энергиями.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре последних экспериментов по рентгеновской квантовой оптике отражена только часть работ, связанных с применением мессбауэровского ядерного рассеяния. Несмотря на сложности с возбуждением узких ядерных уровней при помощи источников СИ и РЛСЭ, эти работы открывают новые возможности для создания квантовых запутанных фотонных состояний и проведения квантовых вычислений. Очевидно, что на этом пути остается много нерешенных проблем, но возможности создания метастабильных ядерных уровней в полостях позволяют существенно увеличить время, в течение которого квантовый рентгеновский компьютер может быть активным.

Помимо решения прикладных задач мессбауэровские эксперименты позволяют провести проверку основ современных физических теорий. Ярким примером является модификация коллективного сдвига Лэмба в волноводных полостях.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-12043 мк).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nosik V.L. // Crystallography Reports. 2002. V. 47. № 1. P. 1.
2. Золотоябко Э.В., Иолин Е.М. Когерентное рэлеевское рассеяние мессбауэровского излучения. Рига: Зинатне, 1986. 176 с.
3. <http://www.xfel.eu/>
4. Toellner T.S., Alp E.E., Graber T. et al. // J. Synchrotron Rad. 2011. V. 18. P. 183. <https://doi.org/10.1107/S090904951003863X>
5. Heeg K.P., Haber J., Schumacher D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 203601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.203601>
6. Heeg K.P., Kaldun A., Strohm C. et al. // Science. 2017. V. 357. P. 375. <https://doi.org/10.1126/science.aan3512>

7. *Herkommer B., Evers J.* // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 023397.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.023397>
8. *Potapkin V., Chumakov A.I., Smirnov G.V. et al.* // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 053808.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.053808>
9. *Mitsui T., Masuda R., Seto M., Hirao N.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2018. V. 87. P. 093001.  
<https://doi.org/10.7566/JPSJ.87.093001>
10. *Liao W.-T., Palffy A., Keitel C.H.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 197403.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.197403>
11. *Liao W.-T., Palffy A.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 057401.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.057401>
12. *Liao W.-T., Keitel C.H., Palffy A.* // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 33361.  
<https://doi.org/10.1038/srep33361>
13. *Zhang X., Liao W.-T., Kalachev A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 250504.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.250504>
14. *Volkovich S., Shwartz S.* // Opt. Lett. 2020. V. 45. P. 2729.  
<https://doi.org/10.1364/OL.382044>
15. *Wong L.J., Kammer I.* // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 119. P. 130502.  
<https://doi.org/10.1063/5.0060552>
16. *Strizhevsky E., Borodin D., Schori A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. P. 013603.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.013603>
17. *Heeg K., Kaldun A., Strohm C. et al.* // Nature. 2021. V. 590. P. 401.  
<https://doi.org/10.1038/s41586-021-03276-x>
18. *Kolchin P., Belthangady C., Du S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 103601.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.103601>
19. *Donohue J.M., Agnew M., Lavoie J., Resch K.J.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 153602.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.153602>
20. *Humphreys P.C., Metcalf B.J., Spring J.B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 150501.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.150501>
21. *Kwiat P.G., Mattle K., Weinfurter H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 4337.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.4337>
22. *Gilder L.* The Age of Entanglement. New York: Vintage Books, 2008. 299 p.
23. *Cameron A.R., Cheng S.W.L., Schwarz S. et al.* // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. L051701.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.104.L051701>
24. *Wilhelm F., Eloirdi R., Rusz J. et al.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 024424.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.024424>
25. *Kotlyar V.V., Kovalev A.A.* Accelerating and Vortex Laser Beams. Boca Raton, USA: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2019. 287 p.
26. *Diffraction Optics and Nanophotonics* / Ed. Soifer V.A. Boca Raton, USA: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2017. 735 p.
27. *Shwartz S., Coffee R.N., Feldkamp J.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 013602.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.013602>
28. *Rohlsberger R., Wille H.-C., Schlage K., Sahoo B.* // Nature. 2012. V. 482. P. 199.  
<https://doi.org/10.1038/nature10741>
29. *Rohlsberger R., Schlage K., Sahoo B. et al.* // Science. 2010. V. 328. P. 1248.  
<https://doi.org/10.1126/science.1187770>
30. *Heeg K.P., Wille H.-C., Schlage K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 073601.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.073601>
31. *Shakhmurov R., Vagizov F., Kocharovskaya O.* // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. P. 013807.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.013807>
32. *Heeg K.P., Ott C., Schumacher D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 207401.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.207401>
33. *Heeg K.P., Haber J., Schumacher D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 203601.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.203601>
34. *Haber J., Schulze K.S., Schlage K. et al.* // Nat. Photon. 2016. V. 10. P. 445.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.77>
35. *Heeg K.P., Kaldun A., Strohm C. et al.* // Science. 2017. V. 357. P. 375.  
<https://doi.org/10.1126/science.aan3512>
36. *Haber J., Kong X., Strohm C. et al.* // Nat. Photon. 2017. V. 11. P. 720.  
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.377328>
37. *Nosik V.L.* // J. Phys. IV Colloque C2. Suppl. J. Phys. III. 1994. V. 4. P. c2-225.
38. *Bocklage L., Gollwitzer J., Strohm C. et al.* // Sci. Adv. 2021. V. 7. P. eabc3991.  
<https://doi.org/10.1126/SCIADV.ABC3991>
39. *Shvyd'ko Yu., Stoupin S., Blank V. et al.* // Nat. Photon. 2011. V. 5. P. 539.  
<https://doi.org/10.1038/NPHOTON.2011.197>
40. *Chen J., Tomov I.V., Er A.O., Rentzepis P.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 173101.  
<https://doi.org/10.1117/2.1201307.004947>
41. *Kim K.-J., Shvyd'ko Yu., Reicher S.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 244802.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.244802>
42. *Strizhevsky E., Borodin D., Schori A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. P. 013603.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.013603>
43. *White A.G., Mitchell J.R., Nairz O., Kwiat P.G.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. P. 605.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.58.605>
44. *Hong C.K., Ou Z.Y., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2044.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2044>

45. *Röhlsberger R., Evers J., Shwartz S.* // Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers: Accelerator Physics, Instrumentation and Science Applications / Eds. Jaeschke E.J. et al. Springer International Publishing Cham., 2020. P. 1399.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-030-23201-6\\_32](https://doi.org/10.1007/978-3-030-23201-6_32)
46. *Liao W.-T., Palffy A., Keitel C.H.* // Phys. Lett. B. 2011. V. 705. P. 134.  
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.09.107>
47. *Liao W.-T., Palffy A., Keitel C.H.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 197403.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.197403>
48. *Gunst J., Keitel C.H., Palffy A.* // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 25136.  
<https://doi.org/10.1038/srep25136>
49. *Li T., Wang X.* // J. Phys. G. 2021. V. 48. P. 095105.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac1712>
50. *Ковальчук М.В., Желудева С.И., Носик В.Л.* // Природа. 1997. № 2. С. 54.
51. *Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 633.  
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633>
52. *Fano U.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1866.
53. *Afanas'ev A.M., Kagan Yu.* // Acta Cryst. A. 1967. V. 24. P. 164.
54. *Афанасьев А.М., Каган Ю.* // ЖЭТФ. 1967. Т. 25. С. 124.