

УДК 538.955+539.166.2+539.144.4

РЧ-ИНДУЦИРОВАННАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ЯДЕРНОМ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЙАНИИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СХЕМЕ СТРОБОСКОПИЧЕСКОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

*Ю.Я. Петрушенко, Е.А. Попов,
Е.А. Салтанаева, В.Ю. Любимов*

Аннотация

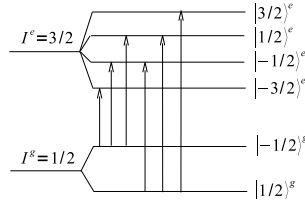
В схеме стробоскопического детектирования ядерного резонансного отклика системы двух оптически тонких образцов на «мгновенный» импульс синхротронного излучения моделируются эффекты квантовой интерференции, индуцированной внешним радиочастотным полем. Предполагается, что первый образец, являющийся неподвижной магнитной средой ^{57}Fe , находится под влиянием резонансного радиочастотного воздействия, а второй является репером – двухуровневой резонансной средой ^{57}Fe , расположенной на мессбауэровском вибраторе. При этих условиях проанализированы режимы электромагнитно-индуцируемой прозрачности и максимального поглощения резонансного гамма-излучения в неподвижном образце, связанные с зависимостью ядерного показателя преломления от начальной фазы радиочастотного поля, и их особенности, обусловленные линейной поляризацией импульса синхротронного излучения. Рассмотрены возможности данной схемы детектирования по одновременному определению условий электромагнитно-индуцируемой прозрачности и скорости медленного гамма-света.

Ключевые слова: синхротронное излучение, стробоскопическое детектирование, РЧ-индуцируемая интерференция, ядерный показатель преломления.

Введение

Известно, что ядерное резонансное рассеяние синхротронного излучения (СИ) является действенным методом исследования эффектов квантовой интерференции, обусловленных делокализацией резонансного гамма-кванта в гамма-оптической среде и одновременным взаимодействием со всем ее ядерным ансамблем. Они делятся на эффекты пространственной когерентности, обусловленные многократным резонансным перерассеянием гамма-кванта при условиях рассеяния вперед и ядерной дифракции, и эффекты временной фазовой когерентности, связанные с многоуровневой сверхтонкой структурой (СТС) основного и возбужденного состояний ядра. Среди последних выделим те, которые индуцируются внешними когерентными воздействиями на магнитную гамма-оптическую среду («мгновенное» – неадиабатическое – перемагничивание, резонансное радиочастотное (РЧ) поле) за счет образования системы смешанных («одетых») сверхтонких подуровней в основном и возбужденном ядерных состояниях. Интерференция разрешенных ядерных переходов в системе одетых подуровней может привести не только к трансформации формы (картины сверхтонких квантовых биений) резонансного отклика среды на «мгновенный» импульс СИ, но и изменению его интегральной интенсивности, что отражает влияние внешних воздействий на «оптическую» прозрачность образца. Манипуляции оптическими свойствами среды с помощью внешних управляющих полей вызывают большой интерес в квантовой оптике в связи

с разработкой новых принципов переноса и кодировки информации с использованием светового излучения. В ядерном резонансном рассеянии СИ появляется возможность контролировать выход резонансного отклика из образца с целью создания узконаправленных источников мессбауэровского излучения с заданными свойствами для возможного применения в наноструктурных исследованиях, энергетике и радиотерапии. Как известно, базовым явлением в данном подходе, развиваемом в квантовой оптике, является электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭМИП) [1]. Однако непосредственно перенести оптическую ЭМИП в гамма-диапазон невозможно из-за отсутствия гамма-лазера и подходящей трехуровневой схемы с метастабильным возбужденным уровнем. В [2] было показано, как можно управлять свойствами гамма-оптической среды с помощью внешнего радиочастотного поля, действующего при условиях Мессбауэр-ЯМР двойного резонанса [3]. В модели индуцированного кроссинга-антикроссинга сверхтонких (СТ) подуровней возбужденного состояния ядра найдены режимы типа ЭМИП и максимального поглощения циркулярно-поляризованного гамма-излучения, испускаемого естественным радиоактивным источником. Если источником гамма-квантов является синхротронное излучение, то при изучении режимов «просветления» и «потемнения» среды нужно учитывать следующие его свойства: спектральную широкополосность по отношению к резонансному возбуждению ядерных переходов и 100%-ную линейную поляризацию. Первое означает, что резонансный отклик среды формируется всеми квантами импульса СИ, которые эффективно поглощаются многоуровневой резонансной средой и перерассеиваются в том же самом направлении. Это приводит к тому, что в обычной схеме наблюдения при условиях типа ЭМИП мы сможем увидеть лишь уменьшение интегральной интенсивности (резонансного отклика) РО среды на долю тех квантов, для которых она становится прозрачной. Чтобы выделить «окно» прозрачности среды, нужно исследовать частотный спектр РО, который можно получить в эксперименте, используя известную схему с двумя образцами, расстояние между которыми значительно меньше длины когерентности резонансного гамма-кванта. В данной схеме в качестве первого образца выбирается неподвижная многоуровневая магнитная среда, находящаяся под действием внешнего РЧ-поля, а в качестве второго – двухуровневая среда, размещенная на мессбауэровском вибраторе [4]. Интерференция вкладов от обоих образцов в результирующий отклик обеспечит необходимый частотный спектр. В рамках подхода с двумя мишенями выделим схему стробоскопического детектирования, в которой регистрация резонансного отклика осуществляется внутри периодической последовательности временных «окон» фиксированной ширины, отсчитываемой относительно прихода нерезонансной составляющей импульса СИ на детектор [5]. В зависимости от соотношения между шириной «окна», периодом и началом последовательности можно одновременно получить эмиссионный и дисперсионный спектры РО и, тем самым, определить режим ЭМИП и скорость медленного гамма-света. Линейная поляризация синхротронного излучения также внесет свои особенности для перехода в режим ЭМИП, которые будут зависеть от угла между ее направлением и осью квантования ядерного углового момента. Таким образом, проявление в ядерном резонансном рассеянии СИ эффектов квантовой интерференции, обусловленных влиянием внешнего РЧ-поля на прозрачность гамма-оптической среды, имеет ярко выраженную специфику, что требует предварительного теоретического моделирования.

Рис. 1. Схема уровней ^{57}Fe

1. Теоретический формализм

Для решения проблемы будем использовать подход, базирующийся на уравнениях Максвелла – фон Неймана для волновой функции гамма-кванта и матрицы плотности ядерных переходов в присутствии внешнего радиочастотного возмущения [6]. Пусть оба образца, являющиеся гамма-оптическими средами ^{57}Fe , имеют форму пластин одинаковой геометрической толщины L , которые параллельны друг другу и чье расстояние между собой значительно меньше длины когерентности резонансного гамма-кванта ~ 40 м. Если они «оптически» тонкие, то волновую функцию каждого из квантов, формирующих резонансный отклик, можно представить в виде суммы:

$$\mathbf{a} = \sum_p \left(a_p^{(1)} + a_p^{(2)} \right) \mathbf{e}_p, \quad (1)$$

где \mathbf{e}_p ($p = \pm 1$) – единичные орты в базисе круговых поляризаций; $a_p^{(1)}$, $a_p^{(2)}$ – вклады, обусловленные резонансным взаимодействием импульса СИ с первым и вторым образцами соответственно.

Для синхротронного излучения волновую функцию падающего гамма-кванта можно записать в виде

$$\mathbf{a}^{in} \sim \sqrt{\Gamma_s} \sum_p c_p \mathbf{e}_p e^{-\Gamma_s t},$$

где спектральная ширина СИ Γ_s намного больше естественной ширины ядерного перехода Γ ; $c_p = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos \alpha - i p \sin \alpha)$.

Без ограничения общности будем считать, что структура СТ-подуровней основного ($I_g = 1/2$) и возбужденного ($I_e = 3/2$) ядерных состояний в первом образце формируется за счет симметричного магнитного сверхтонкого и аксиального квадрупольного взаимодействий, так что ось квантования ядерного углового момента (ЯУМ) совпадает с Z – главной осью тензора градиента электрического поля. Тогда, используя [6, 7], нетрудно получить, что $a_p^{(1)}$, $a_p^{(2)}$ равны:

$$\begin{aligned} a_p^{(1)} &= -\frac{3}{2}\mu l \frac{\Gamma}{\Gamma_s} \sum_{M, M'=-1}^1 \sum_{e, g, e_1, e_2, p'} U_{ee_1}^{(e)} U_{ee_2}^{(e)} D_{Mp}^{(1)}(\theta, \phi) D_{M'p'}^{(1)}(\theta, \phi) \times \\ &\quad \times C(gMe_1)C(gMe_2)e^{-i(M-M')\Phi} e^{-i(\Delta_\gamma^{(1)} - \omega_{eg}^d - M\Omega - i\Gamma/2)t}, \\ a_p^{(2)} &= -\frac{3}{2}\mu l \frac{\Gamma}{\Gamma_s} c_p e^{-i(\Delta_\gamma^{(2)} - i\Gamma/2)t}, \end{aligned}$$

где μ – коэффициент резонансного ядерного поглощения; $C(\dots)$ – коэффициенты Клебша – Гордона; $D^{(1)}(\dots)$ – угловые матрицы вращения, зависящие от направления распространения импульса СИ в сферической системе координат, связанной

с осью квантования ЯУМ [8]; Ω , Φ – частота и начальная фаза РЧ-поля соответственно; матрицы $U^{(e)}$ размером 4×4 и частоты ω_{eg}^d определяются конкретной моделью индуцированного кроссинга-антикроссинга, зависящей от параметров СТС возбужденного состояния ядра; $\Delta_\gamma^{(1)} = 0$, $\Delta_\gamma^{(2)}$ – отстройки (доплеровские смещения) частоты гамма-квантов, формирующих резонансный отклик резонансной среды и репера соответственно. Вероятность детектирования кванта резонансного отклика определяется выражением

$$I = \Gamma \int_0^\infty dt |\mathbf{a}|^2 S(t)$$

при условиях, задаваемых функцией $S(t)$. В схеме стробоскопического детектирования $S(t) = \sum_{i=1}^n \Psi(t_{i-1}, t_i)$ является периодической последовательностью m прямоугольных импульсов («окон») шириной $2\Delta t$ и периодом T . Тогда частотный спектр РО, определяемый интерференционным членом $I_{12} = 2 \sum_p \operatorname{Re} a_p^{(1)} (a_p^{(2)})^*$, имеет форму:

$$I_{12} \sim \left(\frac{3\mu\Gamma}{2\Gamma_s} \right)^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left(f_k \sum_p \sum_{M, M'=-1}^1 \sum_{e, g, e_1, e_2, p'} U_{ee_1}^{(e)} U_{ee_2}^{(e)} d_{Mp}^{(1)}(\theta) d_{M'p'}^{(1)}(\theta) \times \right. \\ \left. \times C(gMe_1) C(gM'e_2) \frac{c_p c_{p'}^* e^{i(M-M')(\phi-\Phi)}}{i(\Delta_\gamma^{(2)} + \omega_{eg}^d + M\Omega + k/T) + \Gamma} + \text{к.с.} \right), \quad (2)$$

где $d^{(1)}$ – функции Вигнера [8].

Отсюда следует, что частотная зависимость $I_{12}(\Delta_\gamma^{(2)})$ является суммой спектров с весовыми коэффициентами

$$f_k = \frac{\sin(2\pi k \Delta t / T)}{2\pi k} e^{-i2\pi k t_1 / T},$$

разделенных между собой частотным расстоянием $1/T$. Количество спектров определяется отношением $\Delta t / T$, а форма каждого – отношением t_1 / T .

Наконец, определим выражение для групповой скорости p -поляризованного γ -излучения $v_{gr}^{(p)}$ в первом образце. Согласно [9] введем 2×2 матрицу ядерного показателя преломления первой среды: $n_{pp'}(\nu) = \delta_{pp'} + \chi_{pp'}(\nu)$, где матричные элементы восприимчивости $\chi_{pp'}(\nu)$ определяются выражением

$$\chi_{pp'}(\nu) = \frac{1}{k} b_{pp'}(\nu)$$

$$b_{pp'}(\nu) = -\frac{3}{4} \mu \sum_{M, M'=-1}^1 \sum_{e, g, e_1, e_2} U_{ee_1}^{(e)} U_{ee_2}^{(e)} d_{Mp}^{(1)}(\theta) d_{M'p'}^{(1)}(\theta) \times \\ \times C(gMe_1) C(gM'e_2) \frac{e^{i(M-M')(\phi-\Phi)}}{\nu - \omega_{eg}^d - M\Omega - i\Gamma/2}.$$

Тогда

$$v_{gr}^{(p)} = \frac{c}{1 + \operatorname{Re} \chi_{pp} + \omega_\gamma \frac{\partial \operatorname{Re} \chi_{pp}}{\partial \nu}}.$$

2. Результаты и их обсуждение

Пусть ось квантования ЯУМ в многоуровневой магнитной среде ^{57}Fe , определяемая внешним постоянным магнитным полем, лежит в плоскости пластины, а импульс СИ распространяется перпендикулярно ей ($\theta = \pi/2$, $\phi = \pi/2$). Рассмотрим два вида РЧ-индуцированного кроссинга-антикроссинга СТ-подуровней, которые можно реализовать для возбужденного состояния ядра ^{57}Fe в первом образце:

- двухуровневый, когда параметры магнитного сверхтонкого ω_{hf}^e , ω_{hf}^g и квадрупольного ω_q^e расщеплений основного и возбужденного ядерных состояний сравнимы между собой;

- четырехуровневый, когда квадрупольное расщепление намного меньше магнитного сверхтонкого ($\omega_q^e \ll \omega_{hf}^e, \omega_{hf}^g$).

Анализ (2) начнем с первого случая, полагая, что схема двухуровневого кроссинга-антикроссинга реализуется для «чистых» СТ-подуровней $|1/2\rangle_e$ и $|3/2\rangle_e$. При точном выполнении условий ЯМР ($\Omega = \omega_{hf}^e + 2\omega_q^e$) происходит их наиболее эффективное смешивание:-

$$U^{(e)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix},$$

если $e, e_i = 1/2, 3/2$ и

$$U^{(e)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{e, e_1}$$

в остальных случаях. Это может привести к трансформации линий каждого из спектров, входящих в I_{12} и соответствующих ядерным переходам $|1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ и $|1/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$ в первой среде:

$$\Delta_\gamma^{(2)} + \omega_{eg}^d + M\Omega \rightarrow \Delta_\gamma^{(2)} + \omega_{e_1g} + \Delta_e,$$

где $\omega_{e_1g} = ((m_{e_1})^2 - \frac{1}{3}I_e(I_e + 1))\omega_q^e + m_{e_1}\omega_{hf}^e - m_g\omega_{hf}^g$ – сверхтонкая составляющая частоты ядерного перехода, $\Delta_e = \pm \frac{\sqrt{3}}{4}C\omega_{hf}^e$, $C \ll 1$ – отношение амплитуды РЧ-поля к амплитуде внешнего постоянного магнитного поля.

Трансформированная часть каждого спектра является суммой знакопостоянной и зависящей от $e^{\pm i\Phi}$ знакопеременной составляющих при любых α , за исключением 0 или $\pi/2$. Это связано с тем, что в схеме двухуровневого кроссинга-антикроссинга при $\alpha = 0, \frac{\pi}{2}$ знакопеременная составляющая вклада в (1) от многоуровневой резонансной среды имеет поляризацию, ортогональную той, которую имеет падающий импульс СИ и, следовательно, вклад от репера. Пусть $t_1 = \left(\frac{1}{4} + n\right)T$, $\Delta t = \frac{1}{4}T$. Тогда $f_0 = \frac{1}{4}$, $f_k = \frac{(-i)^k}{2\pi|k|}$, $k = \pm 1, \pm 2, \dots$ и резонансный отклик к импульсу СИ будет включать эмиссионный ($k = 0$) и дисперсионные ($k \neq 0$) спектры. Когда $\Delta_e \sim \Gamma$, значение начальной фазы РЧ-поля Φ таково, что в трансформированной области эмиссионного спектра $I_{12}(\Delta_\gamma^{(2)} \rightarrow -\omega_{e_1g}, \Phi) \leq 0$ при условиях типа ЭМИП ($\text{Im} \chi_{pp}(\nu) \rightarrow 0$, $\frac{\partial \text{Re} \chi_{pp}}{\partial \nu} > 0$ – максимальная величина), и является максимальной величиной при условиях наибольшего резонансного поглощения гамма-излучения в первой среде. Для наблюдения эффекта необходимо, чтобы спектральные составляющие РО не перекрывались друг с другом, то есть выполнялось соотношение $\Delta\omega_{hf}T < 1$, где $\Delta\omega_{hf}$ – частотная ширина

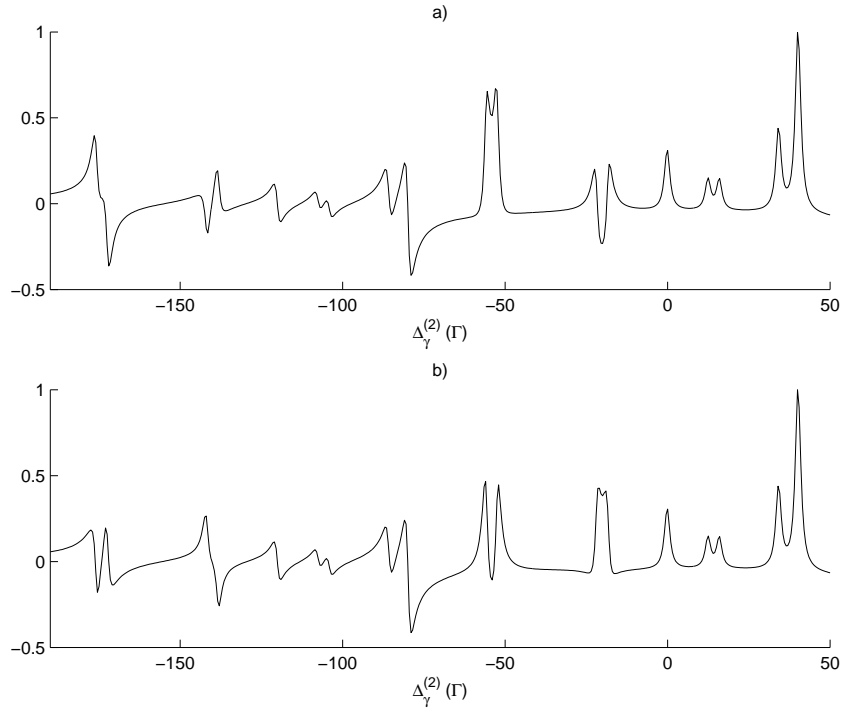


Рис. 2. Зависимость $I_{12}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi) / I_{12}^{\max}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi)$ при кроссинге-антикроссинге двух уровней: а) $\Phi = \pi/2$; б) $\Phi = 3\pi/2$

спектра. На рис. 2 показана зависимость $I(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi) = I_{12}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi) / I_{12}^{\max}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi)$, включающая в себя эмиссионный и первый дисперсионный спектры при $\alpha = \pi/6$, $\omega_{hf}^e = 20\Gamma$, $\omega_q^e = 7\Gamma$, $\Omega = 34\Gamma$, $\Delta_e = 2\Gamma$, $\frac{1}{T} = 120\Gamma$. Когда $\Phi = \pi/2$, то на второй ($\Delta_\gamma^{(2)} \rightarrow -\omega_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$) линии эмиссионного спектра возникает ярко выраженный провал, а значение групповой скорости гамма-квантов для левой круговой поляризации уменьшается вплоть до ~ 10 м/с. Для правой круговой поляризации дисперсия имеет аномальный вид, и, следовательно, приближение групповой скорости недействительно. При $\Phi = 3\pi/2$ реализуется режим наибольшего поглощения.

Перейдем теперь ко второму случаю, когда схема четырехуровневого кроссинга-антикроссинга реализуется для всей системы «чистых» СТ-подуровней возбужденного состояния ядра ^{57}Fe в первой среде. В этом случае можно считать, что $\omega_q^e = 0$ и матрицы $U^{(e)}$ являются $d^{(I_e)}(\beta_e)$ – функциями Вигнера, где $\beta_e = \arctg\left(\frac{\omega_{rf}^e}{\omega_{hf}^e - \Omega}\right)$, $\omega_{rf}^e = \frac{C}{2}\omega_{hf}^e$. Из точного выполнения условий ЯМР ($\Omega = \omega_{hf}^e$) следует, что $\beta_e = \frac{\pi}{2}$, $\Delta_\gamma^{(2)} + \omega_{eg}^d + M\Omega \rightarrow \Delta_\gamma^{(2)} + \omega_{e1g} + m_e\omega_{rf}^e$. В результате при $\omega_{rf}^e \sim \Gamma$ имеет место смешивание всех «чистых» СТ-подуровней возбужденного состояния ядра и полная трансформация линий каждого из спектров, входящих в I_{12} . Нужно отметить, что в отличие от двухуровневого смешивания знакопеременная составляющая трансформированного спектра зависит не только от $e^{\pm i\Phi}$, но и от $e^{\pm i2\Phi}$. Вклад от $e^{\pm i2\Phi}$ будет существенно влиять лишь на форму тех линий, которые соответствуют ядерным переходам $|1/2\rangle_g \rightarrow |-1/2\rangle_e$ и $|-1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ в первой среде при любых α за исключением $\pi/2$, когда поляризация знакоперемен-

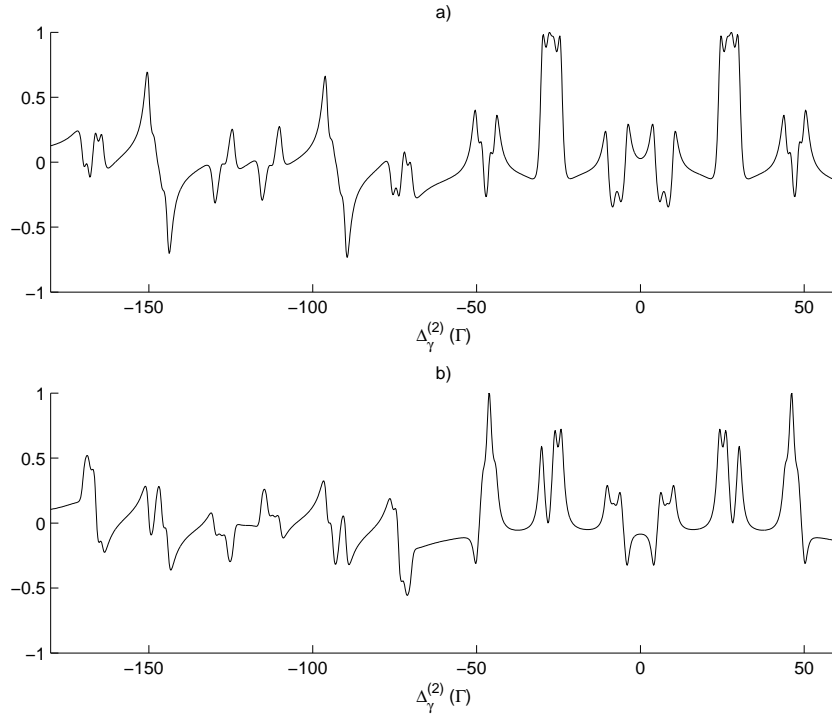


Рис. 3. Зависимость $I_{12}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi) / I_{12}^{\max}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi)$ при кроссинге четырех уровней: а) $\Phi = \pi/4$; б) $\Phi = \pi/2$

ной составляющей в (1) ортогональна той, которую имеет падающий импульс СИ. На рис. 3 приведена зависимость $I_{12}(\Delta_\gamma^{(2)}, \Phi)$ при тех же условиях стробоскопического детектирования, что и для двухуровневого кроссинга-антикроссинга. Здесь $\alpha = \pi/4$, $\omega_{hf}^e = \Omega = 20\Gamma$, $\omega_{rf}^e = 2\Gamma$. При $\Phi = \pi/4$ на 3-й и 4-й линиях эмиссионного спектра возникают наиболее глубокие провалы, а величина групповой скорости для правой круговой поляризации ~ 30 м/с. При $\Phi = \pi/2$ интенсивность на этих линиях максимальна.

Рассмотрим теперь механизм формирования интерференционной картины, описываемой I_{12} , и то, как она отражает влияние когерентного РЧ-воздействия на гамма-оптические свойства многоуровневой резонансной среды. Внешнее РЧ-воздействие на «чистые» СТ-подуровни

$$|\Psi_{e_1}(t)\rangle = e^{-i(\omega_0 + \omega_{e_1} + i\frac{\Gamma}{2})t} |e_1\rangle$$

возбужденного состояния ядра приводит к образованию «одетых» подуровней

$$|\Psi_e^d(t)\rangle = e^{-i(\omega_0 + \omega_e^d + i\frac{\Gamma}{2})t} \sum_e U_{ee_1}^{(e)} e^{-im_{e_1}(\Omega t + \Phi)} |e_1\rangle,$$

в то время как «чистые» СТ-подуровни

$$|\Psi_g(t)\rangle = e^{-i\omega_g t} |g\rangle$$

основного состояния ядра остаются без изменения. Ядерные переходы в сформированной системе подуровней приводят к тому, что волновая функция гамма-кванта,

резонансно рассеянного в первом образце, является суперпозицией мод $a_{p\nu}^{(1)} e^{-i\nu t}$, где

$$a_{p\nu}^{(1)} = \sum_{M, M'=-1}^1 \sum_{e, g, e_1, e_2} U_{ee_1}^{(e)} U_{ee_2}^{(e)} d_{Mp}^{(1)}(\theta) d_{M'p'}^{(1)}(\theta) \times \\ \times C(gMe_1) C(gM'e_2) c_{p'} \frac{e^{i(M-M')(\phi-\Phi)}}{\nu - \omega_{eg}^d - M\Omega - i\Gamma/2}.$$

Эти моды будут интерферировать с теми модами, которые определяют волновую функцию гамма-кванта, резонансно рассеянного репером $a_{p\nu}^{(2)} e^{-i\nu t}$, где

$$a_{p\nu}^{(2)} = \frac{c_p}{\Delta_\gamma^{(2)} + \nu - i\Gamma/2}.$$

Для интегрального по времени РО к импульсу СИ имеет место усреднение по относительной фазе $(\nu - \nu')t$, поэтому интерференционная составляющая резонансного отклика определяется только суммой компонент типа $a_{p\nu}^{(1)} a_{p\nu}^{(2)}$. Наибольшими из них могут быть те, для которых одновременно выполняются условия $\Delta_\gamma^{(2)} + \nu \sim \nu - \omega_{eg}^d - M\Omega \sim \Gamma$, что справедливо, когда $\Delta_\gamma^{(2)} + \omega_{eg}^d + M\Omega \sim \Gamma$. Здесь возможны два варианта. В первом варианте фазовая когерентность в $a_{p\nu}^{(1)}$, определяемая $e^{-i(M-M')\Phi}$, приводит к тому, что $\text{Re}(a_{p\nu}^{(1)} a_{p\nu}^{(2)}) \rightarrow 0$ (потеря взаимной когерентности в системе двух образцов при их резонансном взаимодействии с импульсом СИ) либо $\text{Re}(a_{p\nu}^{(1)} a_{p\nu}^{(2)}) < 0$ (деструктивная интерференция в сигнале РО). Во втором варианте фазовая когерентность в $a_{p\nu}^{(1)}$ приводит к тому, что $\text{Re}(a_{p\nu}^{(1)} a_{p\nu}^{(2)}) > 0$ становится максимальной величиной (конструктивная интерференция в сигнале РО).

Как можно заметить, эмиссионная составляющая I_{12} с точностью до знака совпадает с мессбауэровским спектром поглощения излучения естественного радиоактивного источника. Поэтому сканирование эмиссионных спектральных линий по доплеровской отстройке $\Delta_\gamma^{(2)}$ позволяет определить мнимую часть ядерного показателя преломления и, следовательно, контролировать изменения гамма-оптической прозрачности резонансной среды, вызванные когерентным РЧ-полем. В свою очередь, дисперсионная составляющая I_{12} позволяет определить реальную часть ядерного показателя преломления резонансной среды и, следовательно, характер радиочастотного воздействия на групповую скорость гамма-квантов в ней.

Заключение

Таким образом, мы рассмотрели особенности РЧ-индуцированной квантовой интерференции в ядерном резонансном рассеянии СИ в многоуровневой гамма-оптической среде, обусловленные поляризацией падающего излучения и специфической схемы стробоскопического детектирования резонансного отклика. Линейная поляризация СИ позволяет найти такую ориентацию магнитной среды относительно направления распространения гамма-кванта, для которой эффекты типа электромагнитно-индуцированной прозрачности или наибольшего резонансного поглощения будут максимальными, а в схеме стробоскопического детектирования можно одновременно получить информацию о когерентном влиянии радиочастотного поля на гамма-оптическую прозрачность среды и групповой скорости резонансных гамма-квантов.

Summary

Yu. Ya. Petrushenko, E. A. Popov, E. A. Saltanaeva, V. Yu. Lyubimov. RF-Induced Interference in Nuclear Resonant Scattering of Synchrotron Radiation under Stroboscopic Detection Conditions.

The effects of quantum interference induced by external radiofrequency (RF) field are modelled under conditions of stroboscopic detection of the nuclear resonant response (RR) to a “momentary” pulse of synchrotron radiation (SR) for a system of two optically thin samples. It is supposed that the first sample, which is a stationary multilevel magnetic medium ^{57}Fe , is influenced by the resonant RF field, while the second one (reference sample) is a two-level resonant medium ^{57}Fe , which is mounted on Moessbauer vibrator. Under these conditions the regimes of the electromagnetically induced transparency (EIT) and the maximal absorption of resonance gamma-radiation within the stationary sample, which are determined by the dependence of the nuclear refraction index on the initial phase of RF field, are analyzed, as well as their peculiarities, which are conditioned by the linear polarization of SR impulse. The opportunities of the detection scheme for the simultaneous determination of EIT conditions and the velocity of slow gamma-light are considered.

Key words: synchrotron radiation, stroboscopic detection, RF-induced interference, nuclear refraction index.

Литература

1. *Fleischauer M., Imamoglu A., Marangos J.P.* Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – V. 77. – P. 633–673.
2. *Башкиров Ш.Ш., Любимов В.Ю., Попов Е.А.* Эффекты квантовой интерференции гамма-излучения при кроссинге-антикроссинге ядерных уровней в радиочастотном поле // *Письма в ЖЭТФ.* – 2006. – Т. 84. – С. 208–211.
3. *Gabriel H.* Effect of radiofrequency fields on Mössbauer spectra // *Phys. Rev.* – 1969. – V. 184. – P. 359–363.
4. *Potzel W., van Burck U., Shindelmann P., et al.* Investigation of radiative coupling and of enlarged decay rates of nuclear oscillators // *Phys. Rev. A.* – 2001. – V. 63. – P. 043810–043810-11.
5. *Callens R., Coussemont R., Kawakami T., et al.* Principles of stroboscopic detection of nuclear forward-scattered synchrotron radiation // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 67. – P. 104423-1–104423-16.
6. *Popov E.A., Samartsev V.V., Yanvarev E.A.* The influence of an external radiofrequency field on the resonance propagation of a short gamma-ray pulse in an “optical” multilevel medium // *Laser Phys.* – 1998. – V. 8. – P. 1240–1244.
7. *Lyubimov V.Yu., Popov E.A., Samartsev V.V., et al.* Coherent influence of RF field on the gamma-optical properties of a medium upon crossing-anticrossing of nuclear levels // *Laser Phys.* – 2007. – V. 17. – P. 765–771.
8. *Rose M.E.* Elementary Theory of Angular Momentum. – N. Y.: Wiley, 1957. – 248 p.
9. *Blume M., Cistner O.C.* Resonant absorption in the presence of Faraday rotation // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 171. – P. 417–425.

Поступила в редакцию
16.12.09

Петрушенко Юрий Яковлевич – доктор физико-математических наук, профессор, ректор Казанского государственного энергетического университета.

Попов Евгений Александрович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры информатики и информационно-управляющих систем Казанского государственного энергетического университета.

E-mail: *popovevg@yandex.ru*

Салтанаева Елена Андреевна – ассистент кафедры информатики и информационно-управляющих систем Казанского государственного энергетического университета

Любимов Виктор Юрьевич – инженер физического факультета Казанского (Приволжского) федерального университета.

E-mail: *victor.lyubimov@gmail.com*