

УДК 538.955+539.166.2+539.144.4

ЭФФЕКТЫ КВАНТОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В «ОПТИЧЕСКИ» ПРОТЯЖЁННОЙ СРЕДЕ

В.Ю. Любимов, Ю.Я. Петрушенко, Е.А. Попов, В.В. Самарцев

Аннотация

В работе показано, что когерентное взаимодействие гамма-кванта с большим ядерным ансамблем индуцирует пространственную зависимость матрицы ядерного показателя преломления от фазы радиочастотного поля, что приводит к возникновению «оптически» неоднородной структуры. Найдены условия типа электромагнитно-индуцированной прозрачности и максимального поглощения пробного поля гамма-кванта за счёт обмена энергией с радиочастотным резервуаром. Проанализирована эволюция режима электромагнитно-индуцированной прозрачности и групповой скорости медленного гамма-света в зависимости от линейных размеров среды с целью изучения возможности внешнего контроля интенсивности, длины импульса и поляризации потока гамма-квантов, выходящих из образца.

Ключевые слова: гамма-оптика, квантовая интерференция, ядерный показатель преломления, электромагнитно-индуцированная прозрачность.

Введение

Хорошо известно, что контроль и управление процессами распространения излучения в среде является актуальной задачей в оптике и имеет много практических приложений [1]. С точки зрения перспектив сегодня особое внимание привлекают два подхода: первый базируется на использовании управляющего оптического поля и обусловлен эффектами квантовой интерференции, такими, как электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭМИП) среды; во втором нужно иметь оптические среды с пространственно-периодическим показателем преломления, чей период определяется длиной волны излучения (фотонные кристаллы). Методы контроля и управления будут актуальны и для транспорта гамма-квантов в «оптической» среде, например, для уменьшения резонансных потерь и создания узконаправленных гамма-импульсов заданной формы и интенсивности. Однако перенести напрямую оптические подходы в гамма-диапазон весьма проблематично. Например, трудно себе представить, как технологически создать структуры, для которых пространственный период ядерного показателя преломления будет порядка $0.86 \text{ \AA}$ — длины волны гамма-излучения, формирующегося в ядерном переходе $|3/2\rangle \rightarrow |1/2\rangle$ изотопа ^{57}Fe . Более заманчивым, на наш взгляд, является подход, связанный с эффектами квантовой интерференции, хотя бы потому, что процесс распространения гамма-излучения в «оптической» среде есть сугубо одно-квантовый, и, следовательно, поле гамма-кванта можно рассматривать как слабое пробное поле в схеме ЭМИП. Но и здесь возникает затруднение, связанное с тем, что нельзя ввести сильное управляющее поле ни в гамма- (отсутствуют источники когерентного гамма-излучения), ни в оптическом (отсутствуют метастабильные оптические подуровни в возбуждённом состоянии ядра) диапазонах. В [2–4]

мы показали, как это препятствие может быть обойдено, предложив новый подход, в котором в качестве управляющего выбирается резонансное радиочастотное (РЧ) поле. Оно создаёт временную фазовую когерентность в системе сверхтонких (СТ) подуровней возбуждённого состояния ядра, имеющих одинаковое время жизни, что позволяет реализовать условия типа ЭМИП и замедления света при распространении гамма-излучения в магнитной «оптически» тонкой среде. Было найдено, что при определённых фазах резонансного РЧ-поля среда становится прозрачной для излучения одной круговой поляризации, в то время как максимально поглощает излучение другой, и это может служить основой для создания когерентно регулируемых поляризационных фильтров гамма-квантов.

Однако более многообещающими, с точки зрения разнообразия новых подходов для внешнего когерентного воздействия на процесс распространения гамма-излучения, будут «оптически» плотные среды, где наряду с эффектами квантовой интерференции, вызванными управляющим РЧ-полем, заметную роль играют и эффекты, обусловленные коллективным резонансным перерассеянием гамма-кванта большим ядерным ансамблем среды [5], а также интерференцией поляризационных состояний гамма-кванта [6]. Взаимосвязь эффектов всех трёх типов, определяемая величиной «оптической» плотности, породит пространственную зависимость ядерного показателя преломления от параметров РЧ-поля, что может открыть новые возможности для эффективного влияния на «оптические» свойства среды и контроля распространения гамма-излучения в ней. Особенности прохождения гамма-кванта через «оптически» плотную магнитную среду, находящуюся под действием резонансного РЧ-поля, и будут рассмотрены в настоящей работе.

1. Теоретический формализм

Для решения задачи, аналогично [2], воспользуемся формализмом Максвелла – фон Неймана [7], предполагая, что огибающая вектор-потенциала пробного поля (волновая функция) падающего на среду гамма-кванта на границе среды $y = 0$ в базисе круговых поляризаций ($p = \pm 1$) имеет вид $a_p(t, 0) = c_p \exp[-\Gamma_s(t - t_0)/2]$, где константы c_p определяются поляризационным состоянием гамма-кванта. «Оптическая» среда является внедрённым в магнитную матрицу ансамблем ядер ^{57}Fe . Будем считать, что постоянная составляющая сверхтонкого поля на ядре H_0 направлена вдоль Z -оси, а переменная составляющая, обусловленная внешним РЧ-полем, $H_{rf} = H_{rf}^0 \cos \Phi$ – вдоль X -оси тензора градиента электрического поля (ГЭП), где $\Phi = \Omega(t - t_1)$ – текущая фаза РЧ-поля. Если выполняется условие $C = H_{rf}^0/H_0 \ll 1$, то механизм наведения фазовой когерентности в системе СТ-подуровней определяется гамильтонианом квадрупольного взаимодействия

$$\widehat{H}_q = \hbar \omega_q^e (\widehat{I_z^e})^2 + \frac{1}{3} \widehat{I^e} (\widehat{I^e} + 1)$$

и СТ-взаимодействия

$$\widehat{H}_{hf} = \hbar \sum_{j=e,g} \omega_{hf}^j (\widehat{I_z^j} + C(\widehat{I_x^j} \cos \Phi + \widehat{I_y^j} \sin \Phi)).$$

Для Фурье-компонент огибающей амплитуды волны гамма-кванта $a_p(\nu, y, \Phi)$ и матрицы плотности $\sigma_{ge}(\nu, y, \Phi)$ аналогично подходу, используемому в [3, 4, 8], можно записать уравнения Максвелла – фон Неймана:

$$\frac{\partial a_p}{\partial y} = -\frac{3}{4} \mu \sum_{e_1, g_1, M} D_{Mp}^{(1)*}(\Theta, \phi) C(g_1, M, e_1) U_{ee_1}^{(e)} U_{gg_1}^{(g)} e^{iM\Phi} \sigma_{ge},$$

$$\Omega \frac{\partial \sigma_{ge}}{\partial y} = i(\Delta_\gamma - \nu + \omega_{eg} + i\frac{\Gamma_a}{2}) + \sum_{e_2, g_2, M', p'} D_{Mp'}^{(1)}(\Theta, \phi) C(g_2, M, e_2) U_{ee_2}^{(e)} U_{gg_2}^{(g)} e^{-iM\Phi} a_{p'} \quad (1)$$

где μ – коэффициент ядерного резонансного поглощения; $\Delta_\gamma = \omega_\gamma - \omega_0$ – доплеровский сдвиг (расстройка) частоты падающего гамма-кванта ω_γ ; ω_0 – частота ядерного перехода в отсутствие квадрупольного и СТ-взаимодействия; $D_{Mp}^{(1)}(\theta, \varphi)$ – матрицы вращения, $C(g, M, e)$ – коэффициенты Клебша–Гордона; $\hbar\omega_{eg} = \hat{H}_{ee}^d - \hat{H}_{gg}^d$; $\hat{U}^{(j)}$ – оператор преобразования гамильтониана к диагональному виду ($\hat{H}^d = \hat{U} \exp(i\Phi \sum_j \hat{I}_z^j) \hat{H} \exp(-i\Phi \sum_j \hat{I}_z^j) \hat{U}^+$); $\Gamma_s = \Gamma_a = \Gamma = 1.126$ МГц – естественная ширина линии ядерного перехода между основным и первым возбуждённым состояниями изотопа ^{57}Fe .

Для среды с произвольной «оптической» плотностью μy найти общее аналитическое решение системы уравнений (1) невозможно. Для численного моделирования представим волновую функцию $a_p(\nu, y, \Phi)$ и матричные элементы ядерных переходов $\sigma_{ge}(\nu, y, \Phi)$ в виде ряда относительно Φ :

$$a_p(\nu, y, \Phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_p^m(\nu, y) e^{im\Phi}, \quad (2)$$

$$\sigma_{ge}(\nu, y, \Phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sigma_{ge}^m(\nu, y) e^{im\Phi}.$$

Подставив (2) в (1), нетрудно получить:

$$\frac{\partial a_p^m}{\partial y} = -\frac{3}{4}\mu \sum_{e, e_1, e_2} \sum_{g, g_1, g_2} \sum_{M, M'} U_{ee_1}^{(e)} U_{ee_2}^{(e)} U_{gg_1}^{(g)} U_{gg_2}^{(g)} D_{Mp}^{(1)*}(\theta, \varphi) D_{M'p'}^{(1)}(\theta, \varphi) \times \\ \times C(g_1, M, e_1) C(g_2, M', e_2) \times \frac{a_{p'}^{m-M+M'}(\nu, y)}{(\Omega(m-M) - \Delta_\gamma - \omega_{eg} + \nu)i + \Gamma_a/2}. \quad (3)$$

Используя критерий $|a_p^{J+1}(\nu, y)/a_p^J(\nu, y)| \ll 1$, ограничимся в (3) J -гармониками и перепишем систему уравнений (3) в матричном виде:

$$\frac{\partial A(\nu, y)}{\partial y} = G \times A(\nu, y), \quad (4)$$

где $A = \|a_p^m\|$ – матрица-столбец размерности $2(2J+1)$, а $G = \|G_{pp'}^{ml}\|$ – квадратичная матрица размерности $2(2J+1) \times 2(2J+1)$, чьи элементы определяются из (3). Получаем, что решение уравнения (1) с учетом (2) легко получить с помощью формального матричного представления:

$$A(\nu, y) = \exp(Gy) A(\nu, 0), \quad (5)$$

где $A(\nu, 0)$ определяется из граничных условий.

Для изучения эффектов квантовой интерференции, приводящих к условиям типа ЭМИП и замедлению гамма-света в «оптически» плотной ($\mu y \geq 1$) среде, будут анализироваться три величины: скорость счёта (интенсивность потока) гамма-квантов, проходящих через образец с геометрической толщиной y ; ядерный показатель преломления «оптической» среды и групповая скорость гамма-квантов

в среде. Предположим, что детектируются все кванты, прошедшие через образец, независимо от того, в какие моменты времени они испущены естественным радиоактивным источником. Такие условия могут быть реализованы в методике синфазного детектирования [9]. Тогда скорость счёта гамма-квантов равна:

$$I(y, \Phi) = \sum_p \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \left| \sum_m a(\nu, y) \exp(im\Phi) \right|^2. \quad (6)$$

Определим матрицу размером 2×2 ядерного показателя преломления $n_{pp'} = \delta_{pp'} + \chi_{pp'}$ «оптической» среды, чьи диагональные элементы являются показателями преломления для состояний гамма-кванта с правой и левой круговыми поляризациями, а недиагональные – амплитудами перехода между ними. Для этого воспользуемся подходом [6], согласно которому запишем ν -ю компоненту волновой функции гамма-кванта в виде $a_p(\nu, y, \Phi) = \sum_{p'} (\exp(-ikny))_{pp'} c_{p'}$. Так как в любом «оптически» тонком слое образца с геометрической толщиной dy матричные элементы $\chi_{pp'}$ не меняются и справедливо соотношение $\chi_{pp'} dy \ll 1$ [3], то легко показать, что

$$\frac{\partial a_p}{\partial y} = \frac{a_p(\nu, y + dy, \Phi) - a_p(\nu, y, \Phi)}{dy} = \sum_{p'} ik \chi_{pp'} a_{p'}. \quad (7)$$

Если обе части уравнения (4) умножить на $\exp(im\Phi)$ и просуммировать по m , то оно преобразуется к виду:

$$\frac{\partial a_p}{\partial y} = \sum_{p'} B_{pp'}. \quad (8)$$

Из сравнения (7), (8) следует, что в «оптически» плотной среде матрица $\chi_{pp'}$ зависит от y и определяется как:

$$\chi_{pp'}(\nu, y, \Phi) = \frac{1}{k} \frac{B_{pp'}(\nu, y, \Phi)}{a_{p'}(\nu, y, \Phi)} = \frac{1}{k} \frac{\sum_{m,l} G_{pp'}^{ml} a_{p'}^l(\nu, y) e^{im\Phi}}{\sum_m a_{p'}^m(\nu, y) e^{im\Phi}}. \quad (9)$$

Согласно [10], при выполнении условия $\frac{\partial \text{Re } \chi_{pp}}{\partial \nu} \geq 0$ групповую скорость потока p -поляризованных гамма-квантов можно выразить через диагональные элементы матрицы восприимчивости (8):

$$v_{gr}^{(p)}(\nu = 0, y, \Phi) = \frac{c}{1 + \text{Re } \chi_{pp} + \omega_\gamma \frac{\partial \text{Re } \chi_{pp}}{\partial \nu}}. \quad (10)$$

2. Анализ результатов и дискуссия

В результате численной оценки в разложении волновой функции (2) достаточно ограничиться двумя гармониками ($J = 2$), вследствие чего рассмотренные в [3, 8] многоуровневые модели «оптической» среды, справедливые в случае $\mu y \ll 1$, могут быть перенесены и на случай $\mu y \geq 1$.

Рассмотрим сначала среду первого типа, удовлетворяющую условиям $\omega_{hf}^j, \omega_q^e \gg \Gamma$, со следующими параметрами системы СТ-подуровней основного и возбуждённого состояний ядра ^{57}Fe : $\omega_{hf}^e = 20\Gamma$, $\omega_q^e = 7\Gamma$. Частоту внешнего РЧ-поля выберем равной частотному расстоянию между СТ-подуровнями $|1/2\rangle_e$ и

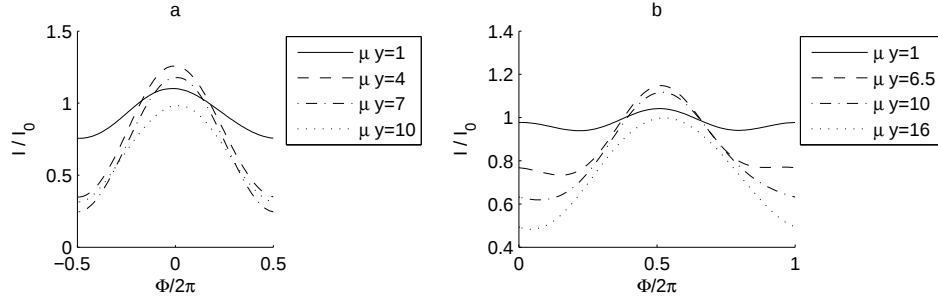


Рис. 1. Зависимость интенсивности прошедшего излучения от фазы РЧ-поля (Φ) при различной оптической плотности (μy): а) случай $\omega_q \gg \Gamma$, $\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$; б) случай $\omega_q = 0$, $\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}$

$|3/2\rangle_e$ $\Omega = \omega_e + 2\omega_q$ для того, чтобы выполнялись условия точного ЯМР-резонанса. Без ограничения общности будем считать, что падающий гамма-квант распространяется вдоль Y -оси тензора ГЭП ($\theta = \varphi = \pi/2$), его частота настроена на частоту перехода $|1/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$ ($\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} = \frac{3}{2}\omega_e - \frac{1}{2}\omega_g + \omega_q$), а сам он имеет правую круговую поляризацию ($c_1 = 1$, $c_{-1} = 0$). Тогда увеличение «оптической» плотности в интервале $0 < \mu y < 4$ приводит к появлению фазовой области, в которой среда не только полностью прозрачна для потока падающих гамма-квантов с интенсивностью I_0 , но и усиливает его ($I(y, \Phi) \geq I_0(y)$) (рис. 1, а). При $\mu y \sim 4$ эта область достигает максимальных размеров $-\pi/3 \leq \Phi \leq \pi/3$. Возникновение такого «окна прозрачности и эмиссии» обусловлено тем, что для каждого значения Φ , входящего в него, существует диапазон изменения ν , в котором $\text{Im } \chi_{11} \geq 0$, а переходами гамма-кванта в состояние с левой круговой поляризацией, где $\text{Im } \chi_{-1-1} < 0$, можно пренебречь. При $\mu y \sim 4$ и $\Phi = 0$ он становится наибольшим ($-1.25\Gamma < \nu < 1.25\Gamma$), поэтому усиление проходящего гамма-излучения достигает максимума (рис. 2). С дальнейшим ростом «оптической» плотности в интервале $4 < \mu y < 10$ этот диапазон вновь уменьшается, и «окно прозрачности и эмиссии» постепенно сужается в точку $\Phi = 0$ ($I(y, \Phi) = I_0(y)$), а при $\mu y > 10$ среда вообще становится поглощающей независимо от фазы внешнего РЧ-поля. В отличие от «оптических» свойств среды, о процессе изменения групповой скорости $v_{\text{гр}}^{(1)}$ с увеличением μy ничего нельзя сказать, поскольку при условиях ЭМИП окрестность $\nu = 0$ для право-поляризованных гамма-квантов является областью аномальной дисперсии, где приближение групповой скорости неприменимо. Однако характер поведения групповой скорости медленного гамма-света в прозрачной среде можно проанализировать, если незначительно отстроится от условий точного гамма-резонанса. Например, когда $\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - 2\Gamma$ и $\Phi = 0.4\pi$, то рост μy приводит сначала к повышению $v_{\text{гр}}^1$ от ~ 10 до ~ 30 м/с ($\mu y = 4$), а затем к более медленному спаду до ~ 17 м/с (рис. 3, а).

При $\Phi = \pi$ реализуется режим максимального поглощения падающих гамма-квантов, существенно превышающего величину, полученную усреднением (8) по фазе РЧ-поля. С ним связан диапазон изменения ν , где $\text{Im } \chi_{11}$ принимает отрицательные значения и на концах которого большие амплитуды поляризационного смешивания $|\chi_{-11}|$ индуцируют интенсивный переход гамма-кванта из состояния с правой круговой поляризацией в состояние с левой (рис. 4). Подобные эффекты, индуцированные РЧ-полем в «оптической» среде, имеют место и в том случае, когда частота падающего право-поляризованного гамма-кванта настроена на ча-

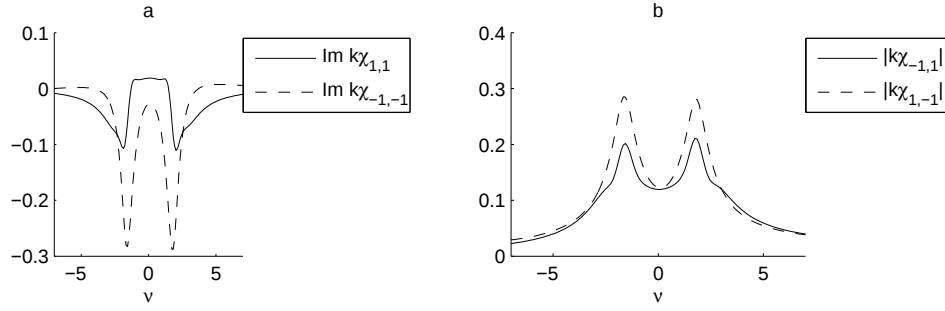


Рис. 2. Показатель преломления в зависимости от отстройки от точного резонанса ($\omega_q \gg \Gamma$, переход $|1/2\rangle \rightarrow |3/2\rangle$) в режиме наибольшего «усиления» ($\Phi = 0$, $\mu y = 4$): а) мнимая часть диагональных элементов, отвечающих за поглощение; б) амплитуда недиагональных элементов, отвечающих перекачку поляризаций

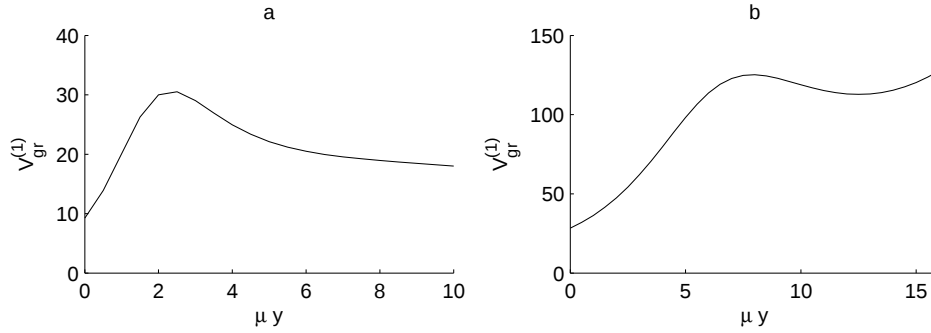


Рис. 3. Пространственная эволюция групповой скорости право-поляризованных гамма-квантов в режиме «прозрачности и эмиссии»: а) случай $\omega_q \gg \Gamma$, $\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - 2\Gamma$ и $\Phi = 0.4\pi$; б) случай $\omega_q = 0$, $\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}$ и $\Phi = \pi$

стоту перехода $|1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ с единственным отличием – сдвигом всех фазовых условий на π .

Перейдём теперь к среде второго типа, для которой $\omega_{hf}^e = 20\Gamma$, $\omega_q^e = 0$. Частоту Ω внешнего РЧ-поля выберем равной ω_{hf}^e с целью выполнения условий ЯМР-резонанса в системе СТ-подуровней возбуждённого состояния ядра ^{57}Fe . Отсутствие квадрупольного взаимодействия приводит к тому, что эффекты квантовой интерференции имеют место при настройке частоты падающего право-поляризованного гамма-кванта на любой из гамма-резонансных переходов в системе СТ-подуровней основного и возбуждённого состояния ядра, причём вследствие симметрии при анализе достаточно ограничиться переходами $|1/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$; $|1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$; $|1/2\rangle_g \rightarrow |-1/2\rangle_e$. Для переходов $|1/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$ и $|1/2\rangle_g \rightarrow |-1/2\rangle_e$ мы имеем ситуацию, сходную с той, что имеет место для среды первого типа. Так, например, для перехода $|1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ в точном резонансе $\Delta_\gamma = -27.1\Gamma$ увеличение μy в интервале $0 \leq \mu y \leq 10$ приводит к возникновению окна «полной прозрачности и эмиссии» $-\pi/3 \leq \Phi \leq \pi/3$, которое затем эволюционирует в точку $\Phi = 0$, что также соответствует положительным $\text{Im } \chi_{11}$ и минимальным $|\chi_{1-1}|$, $|\chi_{-11}|$, имеющим правда другую зависимость от ν . Существуют режим максимального поглощения $\Phi = \pi$ и режим, в котором одновременно среда является

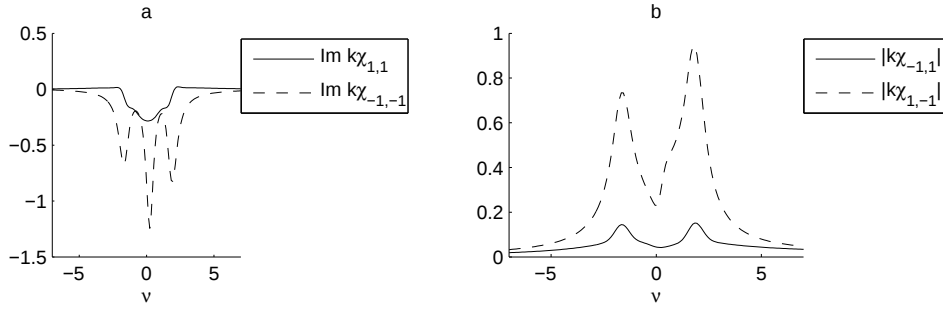


Рис. 4. Показатель преломления в зависимости от отстройки от точного резонанса ($\omega_q \gg \Gamma$, переход $|3/2\rangle \rightarrow |1/2\rangle$) в режиме наибольшего «усиления» ($\Phi = \pi$, $\mu y = 4$): а) мнимая часть диагональных элементов, отвечающих за поглощение; б) амплитуда недиагональных элементов, отвечающих перекачку поляризаций

прозрачной и в ней корректно описывается зависимость групповой скорости медленного гамма-света от μy , что реализуется, например, при условиях $\Delta_\gamma = -28.4\Gamma$, $\Phi = 0$. Когда частота падающего право-поляризованного гамма-кванта настроена на частоту перехода $|1/2\rangle_g \rightarrow |-1/2\rangle_e$, то возникает новая ситуация. Теперь режим ЭМИП, в котором выполняется приближение групповой скорости, справедлив и в точном резонансе ($\Delta_\gamma = \Delta_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} = -\frac{3}{2}\omega_e - \frac{1}{2}\omega_g - \omega_q$), где область «прозрачности и эмиссии» $\frac{3}{4}\pi \leq \Phi \leq \frac{5}{4}\pi$ возникает и преобразуется в точку $\Phi = \pi$ в интервале $0 < \mu y < 16$ (рис. 1, б). В свою очередь, имеет место и иная зависимость групповой скорости медленного гамма-света от «оптической» плотности среды. Так при $\Phi = \pi$ сначала наблюдается рост $v_{\text{gr}}^{(1)}$ от 30 до 125 м/с ($\mu y = 8$), затем она уменьшается до 113 м/с, после чего вновь возрастает до 180 м/с (рис. 3, б).

Заключение

В «оптически» тонком образце каждое ядро ^{57}Fe взаимодействует с пробным полем гамма-кванта и управляющим РЧ-полем индивидуально и дает аддитивный вклад в волновую функцию $a_p(\nu, y, \Phi)$. В свою очередь, матрица ядерного показателя преломления среды $n_{pp'}$ не зависит от y и является суммой постоянной и зависящей от Φ составляющих. При этом эффектами перехода гамма-кванта из одного поляризационного состояния в другое можно пренебречь и «оптические» свойства среды главным образом определяются показателями преломления n_{pp} . Тогда, варьируя Φ , можно найти условие типа ЭМИП для потока p -поляризованных гамма-квантов, при котором справедливо соотношение $\text{Re } n_{pp} = \text{Im } n_{pp} = 0$. Когда $\mu y \geq 1$ уже нельзя считать, что ядра ^{57}Fe взаимодействуют с системой «гамма-квант + РЧ-поле» независимо друг от друга. Причина этого заключается в том, что линейные размеры среды значительно меньше длины когерентности падающего гамма-кванта с энергией 14.4 КэВ ($c/\Gamma \sim 40$ м), поэтому он делокализуется в ней и взаимодействует со всем ядерным ансамблем одновременно. Если число ядер N в ансамбле достаточно велико, то заметную роль в таком взаимодействии начинают играть k -частичные корреляции ($k = 2, 3, \dots, N$). Они приводят к когерентному перерасеянию гамма-кванта, которое, например, является причиной более слабого резонансного поглощения в «оптически» плотной среде по сравнению с законом Бугера–Бэра [11]. Нужно отметить, что кроме когерентного перерасеяния замет-

ную роль играют и интерференционные эффекты поляризационного смешивания, обуславливающие переходы гамма-кванта из одного поляризационного состояния в другое [6]. В определённом диапазоне изменения $\mu\omega$ конструктивная интерференция эффектов когерентного перерасеяния и эффектов, индуцированных РЧ-полем, делают среду не только прозрачной для потока падающих гамма-квантов, но и усиливают его. Величина усиления максимальна в точном резонансе $\Delta_\gamma = m_e\omega_{hf}^e - m_g\omega_{hf}^g$, причём отклонение Δ_γ в сторону меньших значений приводит к смещению окна «прозрачности и эмиссии» в сторону больших Φ и наоборот. В то же время эффекты перехода гамма-кванта из одного поляризационного состояния в другое несущественны, но они значительно увеличиваются при переходе в режим наибольшего поглощения.

Такой сценарий развития событий связан с тем, что при распространении гамма-кванта в «оптической» среде кроме резонансного поглощения и перехода из одного поляризационного состояния в другое имеет место периодический обмен энергией с когерентным радиочастотным резервуаром. В «оптически» тонкой среде он позволяет компенсировать резонансные потери и реализовать условия типа ЭМИП, а в «оптически» плотной, где резонансное поглощение ослабляется за счёт когерентного перерасеяния, даже увеличить поток падающего гамма-излучения. Таким образом, подбирая «оптическую» плотность среды и параметры пробного и управляющего полей, можно задавать размеры «окна прозрачности и эмиссии» и закон изменения групповой скорости гамма-света и тем самым регулировать интенсивность, длину и поляризацию гамма-импульса, выходящего из магнитного образца.

Итак, мы рассмотрели особенности прохождения гамма-квантов в «оптически» плотной среде, находящейся под действием когерентного радиочастотного поля. Было найдено, что новые эффекты квантовой интерференции, связанные с коллективным взаимодействием большого ядерного ансамбля с гамма-излучением, индуцируют пространственную неоднородность матрицы ядерного показателя преломления и порождают «оптически» протяжённые структуры с заранее прогнозируемыми свойствами. Как следствие, манипуляции пространственными размерами предоставляют новые возможности для управления «оптической» прозрачностью среды, а также контроля резонансных потерь и поляризации гамма-излучения, распространяющегося в ней. Полученные результаты позволяют надеяться, что «оптически» плотные среды, подвергающиеся внешнему радиочастотному воздействию, могут найти широкое применение при разработке волноводов в гамма-диапазоне, работающих по принципу фотонных кристаллов, и создании источников гамма-излучения с заданными параметрами.

В.Ю. Любимов и Е.А. Попов выражают признательность РФФИ за поддержку этой работы в рамках проекта № 05-02-16567.

Summary

V. Yu. Lyubimov, Yu. Ya. Petrushenko, E. A. Popov, V. V. Samartsev. Quantum Interference Effects of Gamma-Radiation in Optically Extended Medium.

It is shown that the coherent interaction between gamma quantum and a large nuclear ensemble induces the spatial dependence of refraction index on radio-frequency field phase. It leads to the occurrence of an optically non-homogeneous structure. Both the conditions of electromagnetically induced transparency (EIT) and of maximum absorption of probe gamma field, caused by an exchange with radio-frequency reservoir, were obtained. The evolution of both the EIT regime and the group velocity of slow gamma photons were analyzed.

The influence of gamma pulse duration, polarization of radiation and linear dimensions of a medium was explored.

Key words: gamma-optic, quantum interference, nuclear index refraction, electromagnetic induced transparency.

Литература

1. *Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P.* Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – V. 77. – P. 633–673.
2. *Башикиров Ш.Ш., Любимов В.Ю., Попов Е.А.* Эффекты квантовой интерференции гамма-излучения при кроссинге-антикросинге ядерных уровней в радиочастотном поле // *Письма в ЖЭТФ.* – 2006. – Т. 84, № 4. – С. 208–211.
3. *Lyubimov V.Yu., Popov E.A., Samartsev V.V., Kutsenko S.M., Polyakov N.V.* Coherent influence of rf field on the gamma-optical properties of a medium upon crossing-anticrossing of nuclear levels // *Laser Physics.* – 2007. – V. 17. – P. 765–771.
4. *Башикиров Ш.Ш., Любимов В.Ю., Попов Е.А., Белагин В.А., Куценко С.М.* Эффекты квантовой интерференции гамма-излучения при кроссинге-антикроссинге ядерных уровней в радиочастотном поле // *Изв. РАН. Сер. физ.* – 2007. – № 71. – С. 1238–1242.
5. *Smirnov G.V.* Nuclear resonant scattering of synchrotron radiation // *Hyperfine Interact.* – 1996. – V. 97–98 – P. 551–588.
6. *Blume M., Kistner O.C.* Resonant absorption in the presence of faraday rotation // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 171, No 2. – P. 417–425.
7. *Popov E.A.* Coherent response in the forward direction to the almost stepwise gamma-pulse // *J. Phys.: Condensed Matter.* – 1996. – V. 8 – P. 5483–5489.
8. *Башикиров Ш.Ш., Любимов В.Ю., Поляков Н.В., Попов Е.А.* «Гамма-оптические» свойства среды при условии перемешивания сверхтонких подуровней возбужденного состояния // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки.* – 2006. – Т. 148, кн. 3. – С. 42–47.
9. *Perlow G.P.* Quantum beats of recoil-free γ -radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 1978. – V. 40, No 13. – P. 896–899.
10. *Яриш А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
11. *Crisp M.D.* Propagation of Small-Area Pulses of Coherent Light through a Resonant Medium // *Phys. Rev. A.* – 1970. – V. 1 – P. 1604–1611.

Поступила в редакцию
22.12.08

Любимов Виктор Юрьевич – инженер физического факультета Казанского государственного университета.

E-mail: victor.lyubimov@gmail.com

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

Попов Евгений Александрович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры ИиИУС Казанского государственного энергетического университета.

Самарцев Виталий Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: samartsev@samartsev.com