

УДК 535.2

ВЛИЯНИЕ НЕКОРРЕЛИРОВАННОСТИ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ НАНО-ГЕЙТОВ

Л. А. Нефедьев, Э. И. Низамова, С. В. Тактаева

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет,
Казань, Россия

nefediev@yandex.ru, enizamova@yandex.ru, Sofiya-Taktaeva@yandex.ru

Исследована корреляция неоднородного уширения на различных частотных переходах в системе трехуровневых нано-гейтов и ее влияние на интенсивность отклика стимулированного фотонного эха. Показано, что коэффициент корреляции неоднородного уширения на двух различных переходах и интенсивность отклика стимулированного фотонного эха зависят от параметра случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем и от ширины распределения дополнительных частотных сдвигов из-за частичной взаимной фиксации энергий переходов. Причем незначительное изменение коэффициента корреляции приводит к значительному спаду интенсивности отклика.

Ключевые слова: стимулированное фотонное эхо, нано-гейты, коэффициент корреляции, оптический наносервер.

1. Введение

Резонансное взаимодействие лазерного излучения с веществом является одной из фундаментальных проблем современной физики. Когерентные поля могут вызвать интерференцию двух и более квантовых состояний. Эта интерференция может проявляться как в когерентном отклике системы частиц, так и на уровне отдельной частицы, являющейся квантовым объектом. Изучение таких процессов представляет интерес не только для фундаментальной науки, но имеет и прикладное значение. Например, когерентные переходные процессы могут быть использованы для хранения и обработки информации [1–4]. Особый интерес представляет исследование взаимодействия нескольких резонансных полей с многоуровневыми квантовыми системами (атомами, молекулами, примесными ионами в кристаллах и др.). Этот интерес обусловлен возможными применениями различных эффектов, наблюдаемых при многочастотном возбуждении квантовых объектов. Среди них можно отметить цветную эхо-голографию [5], сжатие информации в трехуровневых средах [6], копирование квантовой информации [4] и многоуровневые нано-гейты, выполняющие логические операции. Запись и воспроизведение эхо-голограмм в многоуровневых системах приводит к возможности наряду с логическими операциями выполнять изменение шкалы реального времени и последовательности событий, информация о которых была заложена в пространственно-временную структуру объектного импульса [7, 8]. В перечисленных процессах информация из объектного импульса преобразуется в структурную (потенциальную) информацию, носителем которой являются переходные динамические решетки населенностей и поляризаций резонансной среды, то есть пространственно-частотное распределение q-битов в пределах неоднородно уширенных линий резонансных переходов. Поэтому формирование оптических переходных процессов в многоуровневых системах существенно

зависит от степени корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах, в связи с возможным разрушением обратимой фазовой памяти системы.

Типичными механизмами неоднородного уширения в твердых телах являются: деформационное уширение (дислокации и точечные дефекты в решетке); уширение, обусловленное случайными электрическими полями и градиентами полей заряженных дефектов; нарушение порядка в структуре решетки. Таким образом, как энергии состояний, так и энергии (частоты) резонансных переходов можно рассматривать как функции многих параметров x_i , число которых больше 1. Изменения этих параметров приводит к распределению оптических нано-центров по частотам, описываемого многопараметрической функцией $g(\Delta(x_1 \dots x_n))$. При этом даже монохроматическое возбуждение системы на уровень с энергией $E_i(x_1 \dots x_n)$ может не привести к выделению оптических нано-центров одинакового типа, так как фиксация значения функции многих переменных не фиксирует значений аргументов (может быть несколько локальных экстремумов). Таким образом, может быть наложено лишь условие [9]:

$$\Delta E_{ij}(x_1 \dots x_n) = E_i(x_1 \dots x_n) - E_j(x_1 \dots x_n) = \hbar\omega_{ij},$$

из которого следует, что при сравнении двух разных резонансных переходов, имеющих один общий уровень, оставшиеся нефиксированными параметры на одном переходе, влияют на энергию (частоту) другого перехода. От степени такой фиксации зависит степень сохранения когерентности в многоуровневой системе при ее возбуждении на разных резонансных переходах.

В данной работе исследуется формирование стимулированного фотонного эха в системе трехуровневых нано-гейтов в зависимости от величины корреляции неоднородного уширения на разных резонансных переходах.

2. Основные уравнения

Уравнение для одночастичной матрицы плотности в системе координат, связанной с частицей, запишем в виде

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho], \quad (1)$$

где $H = H_0 + H_C + U + V$, H_0 и H_C — гамильтонианы квантовой системы и окружающей среды, U — оператор их взаимодействия, V — оператор взаимодействия квантовой системы с излучением. Считая релаксационные процессы марковскими, из (1) можно получить [11]:

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [V, \rho]_{ij} - \sum_{kl} K_{ijkl} \rho_{kl}, \quad (2)$$

где K_{ijkl} — релаксационные коэффициенты.

При описании взаимодействия квантовой системы с излучением ограничимся случаем коротких лазерных импульсов, длительностью $\Delta t \ll$ времени необратимых релаксаций. Таким образом, во время действия η -го импульса уравнение для матрицы плотности во вращающейся системе координат можно записать в виде

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [B_\eta, \tilde{\rho}], \quad (3)$$

где

$$B_\eta = \tilde{H}_0 + \tilde{V}_\eta - \hbar A, \quad \tilde{H}_0 = e^{iAt} H_0 e^{-iAt}, \quad \tilde{V}_\eta = e^{iAt} V_\eta e^{-iAt},$$

A — матрица перехода во вращающуюся систему координат. Решение уравнения (3) запишем в виде

$$\tilde{\rho}(t - t_\eta) = \exp \{ -i\hbar^{-1} B_\eta(t - t_\eta) \} \tilde{\rho}(t_\eta) \exp \{ i\hbar^{-1} B_\eta(t - t_\eta) \}, \quad (4)$$

где t_η — момент времени начала воздействия η -го импульса. Окаймляющие экспоненты в (4) можно вычислить методами функций от матриц. В качестве примера найдем функцию от матрицы $f(\alpha_\eta B_\eta)$, где B_η — квадратная матрица порядка m , $\alpha_\eta = i\hbar^{-1} \Delta t_\eta$. Корни матрицы $\alpha_\eta B_\eta$ найдем из секулярного уравнения

$$|\lambda I - \alpha_\eta B_\eta| = 0,$$

где I — единичная матрица порядка m . Пусть корни будут $\lambda_{s\eta}^{m_s}$, где m_s — кратность корня $\lambda_{s\eta}$, $\sum_s m_s = m$. Тогда

$$f(\alpha_\eta B_\eta) = \sum_{k=1}^s [f(\lambda_{k\eta}) Z_{k1}^\eta + f'(\lambda_{k\eta}) Z_{k2}^\eta + \dots + f^{(m_k-1)}(\lambda_{k\eta}) Z_{km_k}^\eta], \quad (5)$$

где Z_k^η — компоненты матрицы $f(\alpha_\eta B_\eta)$, которые находятся из системы уравнений

$$g_i(\alpha_\eta B_\eta) = \sum_{k=1}^s [g_i(\lambda_{k\eta}) Z_{k1}^\eta + g_i'(\lambda_{k\eta}) Z_{k2}^\eta + \dots], \quad (6)$$

где

$$g_1(\lambda) = \lambda^0 = 1, g_2(\lambda) = \lambda, \dots, g_m(\lambda) = \lambda^{m-1}, \\ g_1(\alpha_\eta B_\eta) = I, g_2(\alpha_\eta B_\eta) = \alpha_\eta B_\eta \dots g_m(\alpha_\eta B_\eta) = \alpha_\eta^{m-1} B_\eta^{m-1}.$$

Удобно также записать матрицу плотности в (4) в виде

$$\tilde{\rho}(t) = \sum_{\alpha\beta} \tilde{\rho}_{\alpha\beta}(t) P_{\alpha\beta}, \quad (7)$$

где $P_{\alpha\beta}$ — проективные матрицы. Подставляя (7) в (4) получим

$$\tilde{\rho}(t_\eta + \Delta t_\eta) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \tilde{\rho}_{\alpha\beta}(t_\eta) e^{-\alpha_\eta B_\eta} P_{\alpha\beta} e^{\alpha_\eta B_\eta} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \tilde{\rho}(t_\eta) p_{\gamma\delta\alpha\beta}^\eta P_{\gamma\delta}. \quad (8)$$

Здесь

$$\sum_{\gamma\delta} p_{\gamma\delta\alpha\beta}^\eta P_{\gamma\delta} = e^{-\alpha_\eta B_\eta} P_{\alpha\beta} e^{\alpha_\eta B_\eta}. \quad (9)$$

Таким образом, для того чтобы найти матрицу плотности после воздействия η -го импульса, необходимо вычислить коэффициенты $p_{\gamma\delta\alpha\beta}^\eta$.

На временных интервалах между возбуждающими импульсами эволюция матрицы плотности во вращающейся системе координат будет описываться кинетическими уравнениями вида

$$\frac{d\tilde{\rho}_{nn}}{dt} = \sum (K_{n'n} \tilde{\rho}_{n'n'} - K_{nn'} \tilde{\rho}_{nn}), \quad (10)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{nn'}}{dt} = \left(-i\Delta_{nn'} - \frac{1}{\xi_{nn'}} \right), \quad (11)$$

где $K_{nn'}$ — коэффициенты релаксации диагональной части матрицы плотности, а $\xi_{nn'}$ — недиагональной части. Решение системы (10) имеет вид

$$\rho = e^{Qt} \rho_0, \quad (12)$$

где ρ_0 — начальное значение матрицы плотности. В случае трехуровневой системы

$$Q = -K_1 P_{11} + K_{32} P_{12} - K_2 P_{22},$$

где $K_1 = K_{21}$, $K_2 = K_{32} + K_{31}$. Расчет матрицы $F = \exp(Qt)$ методами функций от матриц дает

$$\begin{aligned} F_{11} &= e^{-K_1 t}, & F_{12} &= -\frac{K_{32}}{\gamma} K_2 K_1 (e^{-K_1 t} - e^{-K_2 t}), \\ F_{21} &= F_{31} = F_{32} = 0, & F_{22} &= e^{-K_2 t}, & F_{33} &= 1, \\ \gamma &= -K_1 K_2^2 + K_2 K_1^2. \end{aligned}$$

Соответственно, для недиагональной части матрицы плотности будем иметь

$$\rho_{nn'} = \exp\left(-i\Delta_{nn'} - \frac{1}{\xi_{nn'}}\right) \rho_{nn'}^0, \quad (13)$$

где

$$\Delta_{nn'} = \hbar^{-1} \Delta E_{nn'}(x_1 \dots x_n) - \omega_{nn'}.$$

Таким образом, разрушение когерентности в резонансной системе может происходить не только за счет необратимых релаксаций, но также за счет частичной фиксации энергии одного резонансного перехода относительно энергии другого перехода.

3. Влияние некоррелированности неоднородного уширения на формирование стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе

Гамильтониан трехуровневого оптического нано-центра в кристаллической матрице во вращающейся системе координат запишем в виде:

$$\tilde{H}_0 = \hbar \Delta P_{22} + P_{33} \hbar \Gamma (\Delta + \Delta' m(\Gamma, x_1 \dots x_n)), \quad (14)$$

где $\Delta = \hbar^{-1} E_{12}(x_1 \dots x_n) - \omega$, P_{ij} — проективные матрицы (имеют элемент ij равный единице, а остальные равные нулю), Γ — параметр неэквидистантности системы, параметр $m(\Gamma, x_1 \dots x_n)$ определяет неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным кристаллическим полем в разных состояниях ($\lim_{\Gamma \rightarrow 1} m(\Gamma, x_1 \dots x_n) = 0$), Δ' — дополнительный частотный сдвиг, связанный с частичной фиксацией энергии перехода 1 — 3 относительно энергии перехода 1 — 2.

Коэффициент корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах введем аналогично [10]:

$$R_{ik, i'k'} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(f_{ik} - z_{ik})(f_{i'k'} - z_{i'k'})}{\sigma_{ik} \sigma_{i'k'}} g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta', \quad (15)$$

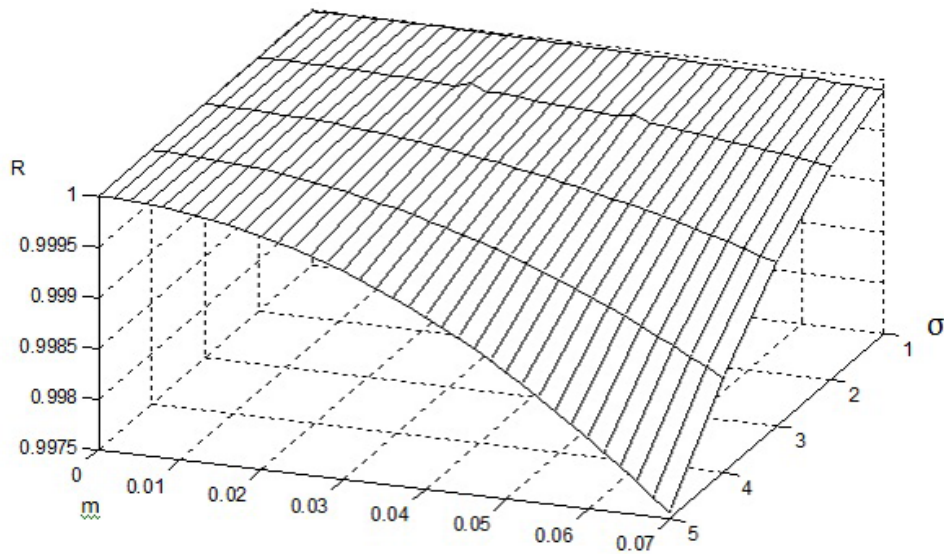


Рис. 1. Зависимость коэффициента корреляции R_{12-13} неоднородного уширения на двух различных переходах от параметра $m(\Gamma, x_1 \dots x_n)$ случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем и от ширины σ' распределения $g_1(\Delta')$ дополнительных частотных сдвигов Δ' из-за частичной фиксации энергии перехода 1 – 3 относительно энергии перехода 1 – 2

$$f_{12} = \Delta, \quad f_{13} = \Gamma(\Delta + \Delta' m(\Gamma, x_1 \dots x_n)), \quad f_{23} = f_{13} - \Delta,$$

$$z_{ik} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_{ik} g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta',$$

$$\sigma_{ik}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (f_{ik} - z_{ik})^2 g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta',$$

а распределения оптических нано-центров по частотам $g(\Delta)$ и $g_1(\Delta')$ будем считать гауссовыми с дисперсиями σ^2 и σ'^2 соответственно. Таким образом, каждой изохромате неоднородно уширенной линии на одном переходе соответствует набор изохромат неоднородно уширенной линии на другом переходе, что может приводить к потере фазовой памяти рассматриваемой системы. В свою очередь потеря фазовой памяти может оказывать существенное влияние на формирование оптических переходных процессов в многоуровневых системах.

На рис. 1 представлены результаты численного расчета коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах (1 – 2 и 1 – 3).

Из рис. 1 следует, что коэффициент корреляции R_{12-13} неоднородного уширения на разных частотных переходах уменьшается с увеличением параметров $m(\Gamma, x_1 \dots x_n)$ и σ' , что приводит к потере фазовой памяти системы.

Рассмотрим формирование стимулированного фотонного эха (СФЭ) в системе трехуровневых оптических нано-центров с неэквидистантными уровнями $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ с энергиями $\hbar\Omega_0, \hbar\Omega_1, \hbar\Omega_2$ соответственно, рис. 2.

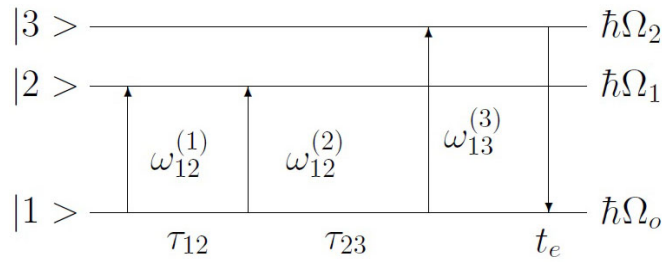


Рис. 2. Спектр возбуждения СФЭ в трехуровневой системе. $\omega_{ij}^{(\eta)}$ - несущая частота η -го лазерного импульса на переходе ij , t_e — время появления отклика СФЭ. Длительности возбуждающих лазерных импульсов Δt_η будем считать достаточно малыми, чтобы их частотный спектр полностью перекрывал неоднородно уширенные линии резонансной среды

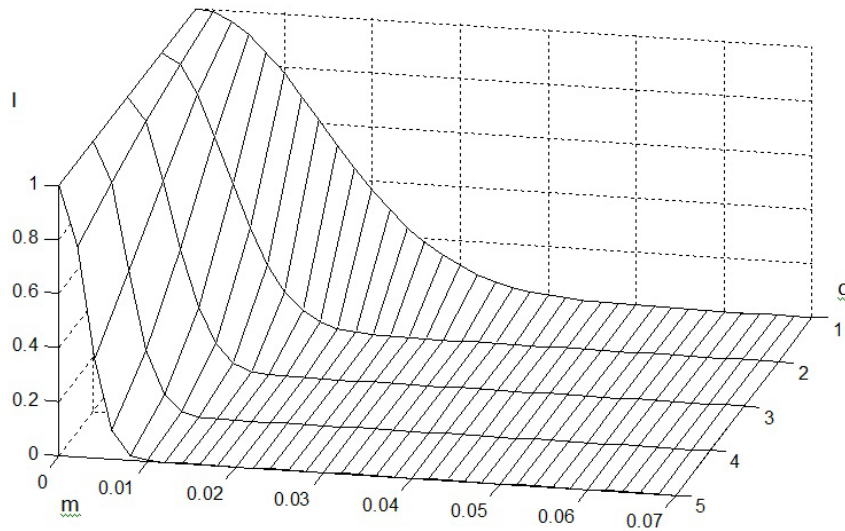


Рис. 3. Зависимость интенсивности отклика стимулированного фотонного эха от параметра m ($\Gamma, x_1 \dots x_n$) случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем и от ширины σ' распределения $g_1(\Delta')$ дополнительных частотных сдвигов Δ' из-за частичной фиксации энергии перехода 1 — 3 относительно энергии перехода 1 — 2

Матрицу плотности после воздействия η -го лазерного импульса найдем из (3), где матрица перехода во вращающуюся систему координат будет иметь вид $A = P_{22}\omega_{12} + P_{33}\omega_{13}$, а матрицу оператора взаимодействия с η -м лазерным импульсом запишем в виде

$$\tilde{V}^{(\eta)} = P_{12}V_{12}^{(\eta)}e^{-i\omega_{12}t} + P_{21}V_{21}^{(\eta)}e^{i\omega_{12}t} + P_{13}V_{13}^{(\eta)}e^{-i\omega_{13}t} + P_{31}V_{31}^{(\eta)}e^{i\omega_{13}t},$$

$$V_{ik}^{(\eta)} = -\frac{1}{2}d_{ik}\varepsilon_{ik}^{(\eta)}e^{i\omega_{ij}t - i\vec{k}^{(\eta)}\vec{r}},$$

где \vec{r} — радиус-вектор местоположения оптического нано-центра, d_{ik} — дипольный момент перехода ik , $\varepsilon_{ij}^{(\eta)}$ — напряженность электрического поля Фурье-компоненты η -го лазерного импульса.

Напряженность электрического поля отклика в волновой зоне, в точке наблюдения с радиус-вектором \vec{R} запишем в виде

$$\vec{E} = \sum_j \frac{1}{c^2 |\vec{R} - \vec{r}_j|} \left[\langle \ddot{\vec{d}}_j(t') \rangle \times \vec{n} \right] \times \vec{n}, \quad (16)$$

где \vec{r}_j — радиус-вектор местоположения j -го оптического нано-центра,

$$\vec{n} = \frac{\vec{R}}{|\vec{R}|}, \quad t' = t - \frac{|\vec{R} - \vec{r}_j|}{c}, \quad \langle \ddot{\vec{d}}_j(t') \rangle = Sp(\ddot{\vec{d}}_j \rho(t)),$$

а решение для матрицы плотности $\rho(t)$ получается из (4), (7), (9), (12) и (13). В случае если $K_1 \ll \tau_2$ и $K_2 \ll \tau_2$, можно пренебречь влиянием продольной релаксации на интенсивность отклика стимулированного фотонного эха и из (16) следует зависимость напряженности электрического поля отклика от некоррелированности неоднородного уширения на разных частотных переходах и величины поперечной необратимой релаксации:

$$E(t) \sim \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t, \Delta, \Delta') g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta' \right] \exp \left\{ -\frac{\tau_{12}}{\xi_{12}} - \frac{t - \tau_{12} - \tau_{23}}{\xi_{13}} \right\}, \quad (17)$$

где

$$\Phi(t, \Delta, \Delta') = \exp \left\{ i\Delta\Gamma \left[(t - \tau_{12} - \tau_{23}) \left(1 - \frac{\Delta'}{\Delta} m(\Gamma, x_1 \dots x_n) - \frac{\tau_{12}}{\Gamma} \right) \right] \right\}.$$

На рис. 3 представлены результаты численного расчета относительной интенсивности отклика СФЭ $J_{\text{отн}} = |E(t)|^2 / |E_{\text{max}}(t)|^2$.

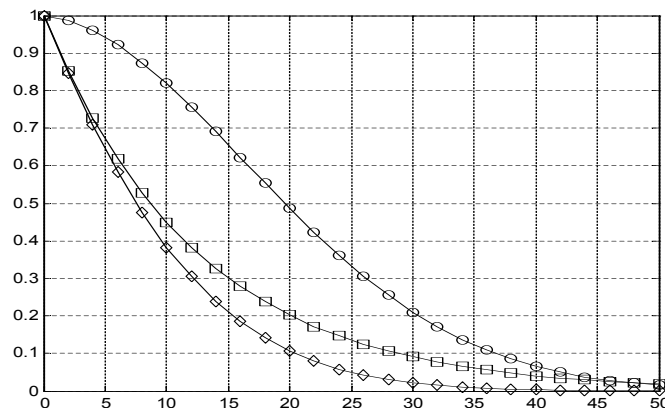


РИС. 4. Зависимость интенсивности отклика стимулированного фотонного эха от времени между 1 и 2 лазерными импульсами τ_{12} при различных временах поперечной релаксации и различных параметрах случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем m .

- — зависимость интенсивности отклика СФЭ от τ_{12} при $\xi_{ij} \gg \tau_{12}$, $m = 0.04$;
- — зависимость интенсивности отклика СФЭ от τ_{12} при $\xi_{ij} \sim \tau_{12}$, $m = 0$;
- ◇ — зависимость интенсивности отклика СФЭ от τ_{12} при $\xi_{ij} \sim \tau_{12}$, $m = 0.04$.

Сравнение рис. 3 и рис. 1 показывает, что небольшие изменения коэффициента корреляции R_{12-13} неоднородного уширения на разных частотных переходах приводит к значительному уменьшению интенсивности СФЭ с увеличением параметров m ($\Gamma, x_1 \dots x_n$) и σ' , что является следствием потери фазовой памяти системы.

Варьирование временного интервала τ_{12} приводит к изменению интенсивности отклика СФЭ, обусловленную двумя причинами: во-первых, релаксационным затуханием (ξ_{12}, ξ_{13}) и, во-вторых, к затуханию за счет некоррелированности неоднородного уширения (рис. 4).

4. Заключение

Показано, что в рассмотренной схеме возбуждения коэффициент корреляции неоднородного уширения на двух различных переходах R_{12-13} и интенсивность отклика стимулированного фотонного эха зависят от параметра случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем m и от частотных сдвигов σ' . Причем незначительное изменение коэффициента корреляции приводит к значительному спаду интенсивности отклика. При изменении времени τ_{12} ($T \gg \tau_{12}$) между лазерными импульсами получается дополнительное затухание аналогичное релаксации за счет эффекта некоррелированности.

Литература

- [1] Самарцев В.В., Зуйков В.А., Нефедьев Л.А. Оптическая память на основе долгоживущего фотонного эха // ЖПС. — 1993. — 59(5-6). — С. 395-424.
- [2] Kalachev A.A., Samartsev V.V. Coherent phenomena in optics. — Kazan: Kazan State University, 2003. — 280 p.
- [3] Nefed'ev L.A., Rusanova I.A. Information Processes in Optical Echo Holography // Optics and Spectr. — 2001. — 90(6). — P. 906-911.
- [4] Nefed'ev L.A., Rusanova I.A. Copying quantum information in a three-level medium with a phase memory // Laser Physics. — 2002. — 12(3). — P. 581-585.
- [5] Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. Цветная эхо-голография // Опт. и спектр. — 1987. — 62(3). — С. 701-703.
- [6] Nefediev L.A., Samartsev V.V. The dynamic echo-hologram transformation in three-level systems // Phys. Stat. Sol. — 1985. — 88(a). — P. 631-635.
- [7] Нефедьев Л.А. Пространственно-временные преобразования эхо-голограмм в двух и трехуровневых системах // Опт. и спектр. — 1986. — 61(2). — С. 387-394.
- [8] Нефедьев Л.А. Динамическая эхо-голография в вырожденных и многоуровневых системах // Известия АН СССР. Серия физическая. — 1986. — 50(8). — С. 1551-1558.
- [9] Саари П.М., Тамм Т.Б. Корреляция неоднородной структуры спектров разных электронных переходов примесных молекул в твердых матрицах // Известия АН СССР. Серия физическая. — 1975. — 1. — С. 2321-2325.
- [10] Nefediev L.A., Khakimzyanova (Garnaeva) G.I. The Correlation of Inhomogeneous Broadening and the Efficiency of Data Locking in Optical Echo Processors // Optics and Spectr. — 2005. — 98(1). — P. 35-39.
- [11] Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. — Новосибирск: Наука, 1979. — 310 с.