

## ВЛИЯНИЕ НЕЭКВИДИСТАНТНОСТИ СПЕКТРА ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА

© 2013 г. Л. А. Нефедьев, доктор физ.-мат. наук; Э. И. Низамова;  
А. Р. Сахбиева, аспирант

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань

E-mail: enizamova@yandex.ru

Исследованы корреляция неоднородного уширения на различных частотных переходах в трехуровневых системах и ее влияние на интенсивность отклика стимулированного фотонного эха. Показано, что коэффициент корреляции неоднородного уширения на двух разных энергетических переходах и интенсивность отклика стимулированного фотонного эха зависят от параметра случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем  $m$ , который в свою очередь зависит от параметра неэквидистантности спектра системы.

*Ключевые слова:* стимулированное фотонное эхо, коэффициент корреляции, неоднородное уширение, неэквидистантность спектра.

Коды OCIS: 210.0210, 190.0190, 200.4560

Поступила в редакцию 20.05.2013

### Введение

Резонансное взаимодействие лазерного излучения с веществом является одной из фундаментальных проблем современной физики. Когерентные переходные оптические явления типа фотонного эха предоставляют широкие возможности для обработки информации в оптическом диапазоне. Процессоры, основанные на фотонном эхе, могут использоваться в качестве быстродействующих запоминающих устройств с возможностью многократного считывания информации, в качестве накопителей (кумулятивный режим), а также осуществлять задержку сигналов с инверсией во времени и автосвертку сигналов в оптическом диапазоне [1–4]. Особый интерес представляют запись и воспроизведение эхо-голограмм в многоуровневых системах, обусловленный 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 квантовые гейты, выполняющие логические операции. Запись и воспроизведение эхо-голограмм в многоуровневых системах приводят 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. Формирование оптических переходных процессов в многоуровневых системах существенно зависит от степени корреляции неоднородного уширения резонансной линии на разных частотных переходах в связи с возможным разрушением обратной фазовой памяти системы.

Неэквидистантность трехуровневой системы может приводить к дополнительным эффектам в формировании фотонного эха.

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 одного. Изменения этих параметров приводят к распределению оптических центров по частотам, описываемому 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 центров одинакового типа, так как фиксация значения функции многих переменных не сопровождается фиксированием значений аргументов (возможно наличие нескольких локальных экстремумов). Таким образом, может быть наложено лишь условие [7]

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

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 свою очередь степень фиксации связана с частотами резонансных переходов, т. е. зависит от степени неэквидистантности энергетических уровней трехуровневой системы.

В данной работе рассматривается влияние неэквидистантности спектра трехуровневой системы на формирование откликов стимулированного фотонного эха.

### Основные уравнения

При описании взаимодействия квантовой системы с излучением ограничимся рассмотрением коротких лазерных импульсов длительностью  $\Delta t$ , гораздо меньшей времени необратимых релаксаций. Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат  $\tilde{\rho}$  во время действия  $\eta$ -го импульса можно записать в виде

$$\partial\tilde{\rho}/\partial t = -(i/\hbar)[B_\eta, \tilde{\rho}], \quad (1)$$

где

$$B_\eta = \tilde{H}_0 + \tilde{V}_\eta - \hbar A,$$

$$\tilde{H}_0 = \exp(iAt)H_0\exp(-iAt),$$

$H_0$  – гамильтониан атома,

$$\tilde{V}_\eta = \exp(iAt)\tilde{V}_\eta\exp(-iAt).$$

Здесь  $A = P_{22}\omega + P_{33}\omega\Gamma$  – матрица перехода во вращающуюся систему координат,  $\Gamma = \omega_{13}/\omega_{12}$  – параметр неэквидистантности системы,  $V_\eta$  – оператор взаимодействия с  $\eta$ -ым лазерным импульсом. Тогда

$$\begin{aligned} \tilde{V}^{(n)} &= P_{12}V_{12}^{(n)}\exp(-i\omega t) + P_{21}V_{21}^{(n)}\exp(i\omega t) + \\ &+ P_{13}V_{13}^{(n)}\exp(-i\omega\Gamma t) + P_{31}V_{31}^{(n)}\exp(i\omega\Gamma t), \\ V_{ij}^{(n)} &= -(1/2)d_{ij}\varepsilon_{ij}^{(n)}\exp(i\omega_{ij}t - i\mathbf{k}_\eta\mathbf{r}), \end{aligned}$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор местоположения оптического центра,  $d_{ij}$  – дипольный момент перехода  $i-j$ ,  $\varepsilon_{ij}^{(n)}$  – напряженность электрического поля фурье-компоненты  $\eta$ -го импульса,  $P_{ij}$  – проективные матрицы (имеют элемент  $ij$ , равный единице, а остальные равны нулю),  $\mathbf{k}_\eta$  – волновой вектор  $\eta$ -го импульса.

Решение уравнения (1) запишем в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(t - t_\eta) &= \exp[-(i/\hbar)B_\eta(t - t_\eta)]\tilde{\rho}(t_\eta) \times \\ &\times \exp[(i/\hbar)B_\eta(t - t_\eta)], \end{aligned} \quad (2)$$

где окаймляющие экспоненты вычисляются методами функций от матриц, изложенными в работе [8].

### Влияние неэквидистантности энергетического спектра системы на формирование стимулированного фотонного эха

Гамильтониан трехуровневого оптического центра в кристаллической матрице во вращающейся системе координат запишем как

$$\tilde{H}_0 = \hbar\Delta P_{22} + P_{33}\hbar\Gamma[\Delta + \Delta'm(\Gamma, x_1, \dots, x_n)], \quad (3)$$

где  $\Delta = E_{12}(x_1, \dots, x_n) / \hbar - \omega_{12}$ , параметр  $m(\Gamma, x_1, \dots, x_n)$  определяет неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным кристаллическим полем в разных состояниях электрона оптического атома, причем, при  $\Gamma \rightarrow 1 \lim m(\Gamma, x_1, \dots, x_n) = 0$ ,  $\Delta'$  – дополнительный частотный сдвиг, связанный с частичной фиксацией энергии перехода 1–3 относительно энергии перехода 1–2.

Введем коэффициент корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах (см. [9], формула (12))

$$R_{ij,ij'} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (f_{ij} - z_{ij})(f_{ij'} - z_{ij'}) / (\sigma_{ij} \sigma_{ij'}) g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta', \quad (4)$$

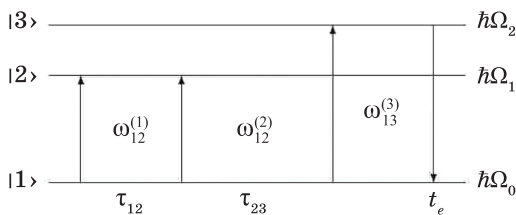
$$f_{12} = \Delta, f_{13} = \Gamma[\Delta + \Delta' m(\Gamma, x_1, \dots, x_n)], f_{23} = f_{13} - \Delta,$$

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

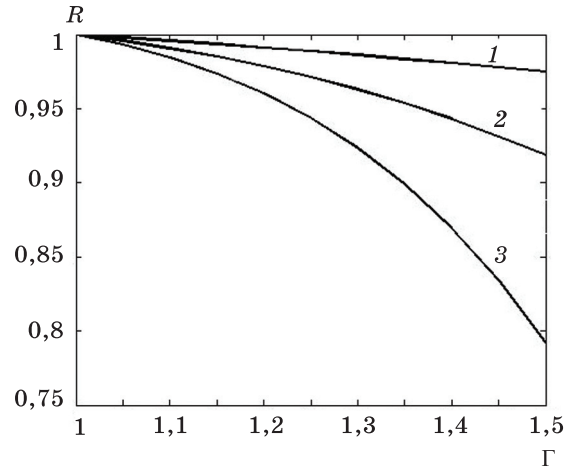
$$\sigma_{ij}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (f_{ij} - z_{ij})^2 g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta',$$

а распределения оптических центров по частотам  $g(\Delta)$  и  $g_1(\Delta')$  будем считать гауссовыми с дисперсиями  $\sigma^2$  и  $\sigma'^2$  соответственно. Таким образом, каждой изохромате неоднородно уширенной линии на одном переходе соответствует набор изохромат неоднородно уширенной линии на другом переходе из-за частичной фиксации энергии одного перехода относительно другого, 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.

Рассмотрим формирование стимулированного фотонного эха в системе трехуровневых оптических центров с неэквидистантными энергетическими уровнями  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$  с энергиями  $\hbar\Omega_0, \hbar\Omega_1, \hbar\Omega_2$  соответственно (рис. 1). Уровни 1, 2, 3 соответствуют уровням энергии ионов  $\text{Pr}^{3+}$  в матрице  $\text{LaF}_3$ . Переход 1–2 соответ-



**Рис. 1.** Схема возбуждения стимулированного фотонного эха. Интервал времени между первым и вторым импульсами  $\tau_{12} \ll T_2$ , а интервал времени между вторым и третьим импульсами  $\tau_{23} \ll T_1$ , где  $T_1, T_2$  – времена продольной и поперечной релаксаций.  $\omega_{ij}^{(n)}$  – частоты излучения лазерных импульсов, резонансные соответствующим энергетическим переходам электронов оптических центров. Верхние индексы в скобках над обозначением частот переходов соответствуют порядковым номерам подаваемых на среду импульсов.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента корреляции  $R_{12-13}$  неоднородного уширения на двух различных переходах от параметра неэквидистантности системы  $\Gamma$ . Кривые 1, 2, 3 на графике соответствуют  $m \sim \Gamma, m \sim \Gamma^2$  и  $m \sim \Gamma^3$  соответственно.  $m(\Gamma, x_1, \dots, x_n)$  – параметр случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем.

ствует  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$  с длиной волны 477 нм, а переход 1–3 соответствует  ${}^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$  с длиной волны 600 нм (параметр неэквидистантности спектра системы  $\Gamma = 1,26$ ) [10].  $\omega_{ij}^{(n)}$  – частоты излучения лазерных импульсов, резонансные соответствующим энергетическим переходам электронов оптических центров.

Рассмотрим корреляцию неоднородного уширения на разных частотных переходах и формирование стимулированного фотонного эха. На рис. 2 приведены результаты численного расчета выражения (4). Каждый примесный ион в кристаллической решетке подвергается воздействию пространственно неоднородного кристаллического поля. Поскольку в разных состояниях радиусы электронных оболочек отличаются, то в этих состояниях взаимодействие оптического электрона с кристаллическим полем неодинаково и зависит от параметра неэквидистантности энергетического спектра системы. Вид потенциальной энергии взаимодействия оптического электрона с локальным полем имеет сложный характер, поэтому зависимость параметра неодинаковости взаимодействия оптического электрона в различных состояниях с локальным полем  $m$  от неэквидистантности спектра системы опишем степенным рядом  $m(\Gamma) = a\Gamma + \beta\Gamma^2 + \gamma\Gamma^3 + \dots$ , где  $a, \beta, \gamma$  – эмпирические коэффициенты, которые можно получить из экспериментов по затуханию откликов стимулированного фотонного эха, причем  $a > \beta > \gamma$ .

Рассмотрим ход зависимостей коэффициента корреляции и интенсивности стимулированного фотонного эха от каждого члена ряда. Напряженность электрического поля отклика стимулированного фотонного эха в волновой зоне в точке наблюдения с радиус-вектором  $\mathbf{R}$  можно описать как

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \sum 1/(c^2|\mathbf{R}-\mathbf{r}|) \llbracket \ddot{\mathbf{d}}(t') \times \mathbf{n} \rrbracket \times \mathbf{n}, \quad (5)$$

где

$$t' = t - |\mathbf{R}-\mathbf{r}|/c, \quad \langle \mathbf{d}(t') \rangle = Sp\{d\rho(t)\}, \quad \mathbf{n} = \mathbf{R}/|\mathbf{R}|.$$

Введем зависимость фазовой части напряженности электрического поля отклика от некоррелированности неоднородного уширения на разных частотных переходах (см. [11], формула (18)), но в отсутствии релаксации

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t, \Delta, \Delta') g(\Delta) g_1(\Delta') d\Delta d\Delta', \quad (6)$$

где

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

На рис. 3 представлены результаты численного расчета относительной интенсивности отклика стимулированного фотонного эха выражения (6),

$$I_{\text{rel}} = \frac{|E(t)|^2}{|E_{\text{max}}(t)|^2}.$$

Анализ рис. 2, 3 показывает, что коэффициент корреляции  $R_{12-13}$  неоднородного уширения на разных частотных переходах и интенсивность стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе зависят от параметра случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем  $m$ , который, в свою очередь,

\*\*\*\*\*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Самарцев В.В., Зушков В.А., Нефедьев Л.А. Оптическая память на основе долгоживущего фотонного эха // ЖПС. 1993. Т. 59. № 5–6. С. 395–424.
2. Kalachev A.A., Samartsev V.V. Coherent phenomena in optics. Kazan: Kazan State University, 2003. P. 280.

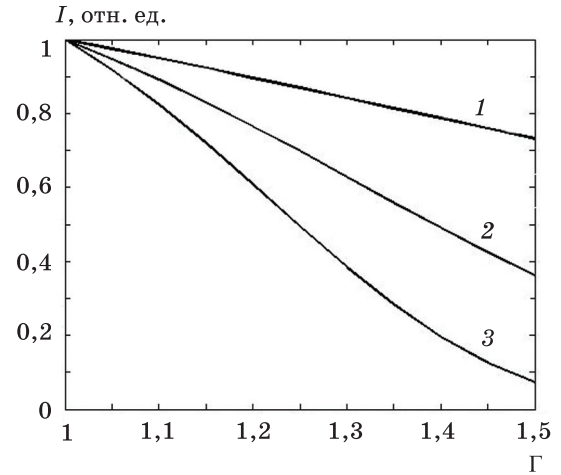


Рис. 3. Зависимость интенсивности отклика стимулированного фотонного эха от параметра неэквидистантности системы  $\Gamma$ . Кривые 1, 2, 3 на графике соответствуют  $m \sim \Gamma$ ,  $m \sim \Gamma^2$  и  $m \sim \Gamma^3$  соответственно.  $m(\Gamma, x_1, \dots, x_n)$  – параметр случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем.

зависит от параметра неэквидистантности спектра системы.

#### Заключение

Описание функции  $m(\Gamma)$  степенным рядом показывает различный вклад членов ряда в ход зависимостей интенсивности отклика стимулированного фотонного эха и коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах. Если система обладает небольшой неэквидистантностью спектра, то тогда интенсивность отклика эха будет наибольшей. С ростом параметра неэквидистантности интенсивность отклика уменьшается, причем вклады различных членов ряда зависимости  $m(\Gamma)$  оказываются разными. Увеличение  $\Gamma$  приводит как к уменьшению коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах, так и к уменьшению интенсивности отклика стимулированного фотонного эха.

3. *Нефедьев Л.А., Русанова И.А.* Информационные процессы в оптической эхо-голографии // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 90. № 6. С. 1000–1005.
  4. *Nefediev L.A., Rusanova I.A.* Copying quantum information in a three-level medium with a phase memory // *Laser Physics.* 2002. V. 12. № 3. P. 581–585.
  5. *Нефедьев Л.А., Самарцев В.В.* Цветная эхо-голография // *Опт. и спектр.* 1987. Т. 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. V. 88 (a). P. 631–635.
  7. *Саари П.М., Тамм Т.Б.* Корреляция неоднородной структуры спектров разных электронных переходов примесных молекул в твердых матрицах // *Известия АН СССР. Сер. физическая.* 1975. № 11. С. 2321–2325.
  8. *Гантмахер Ф.Р.* Теория матриц. М.: Наука, 1967. С. 575.
  9. *Нефедьев Л.А., Хакимзянова (Гарнаева) Г.И.* Корреляция неоднородного уширения и эффективность записи информации в оптических эхо-процессорах // *Опт. и спектр.* 2005. Т. 98. № 1. С. 41–45.
  10. *Reichert F., Moglia F., Marzahl D.-T., Metz P., Fechner M., Hansen N.O., Huber G.* Diode pumped laser operation and spectroscopy of  $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$  // *Opt. Exp.* 2012. V. 20. № 18. P. 20387–20395.
  11. *Нефедьев Л.А., Низамова Э.И., Тактаева С.В.* Влияние некоррелированности неоднородного уширения на формирование переходных оптических процессов в многоуровневых системах // *Опт. и спектр.* 2012. Т. 113. № 2. С. 156–161.
-