

МНОГОКАНАЛЬНАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ ПРИ ЭФФЕКТЕ "ЗАПИРАНИЯ" СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА

© Г.И.Гарнаева, Л.А.Нефедьев, Л.И.Хасанова

Исследован эффект запирания ДФЭ (долгоживущего фотонного эха) в случае, когда в качестве неоднородного внешнего возмущения, приводящего к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монохромат неоднородно уширенной линии, выступает нерезонансное лазерное излучение (бегущая волна с искусственно созданной пространственной неоднородностью).

Ключевые слова: эхо-голографическая обработка информации, монохромата, эффект "запирания" ДФЭ

При создании оптических запоминающих устройств (ОЗУ) интерес представляет эхо-голографическая обработка информации, что предполагает эффективный механизм стирания и ассоциативной выборки информации. В работах [1-2] было показано, что для этих целей наиболее перспективным является эффект "запирания" эхо-голографической информации, что означает создание таких условий, при которых записанная информация не может проявиться в виде отклика резонансной среды, что может быть осуществлено путем нарушения частотно-временной корреляции неоднородного уширения резонансной линии на различных временных интервалах. Частотно-временная корреляция неоднородно уширенной линии резонансного перехода связана с жестким соответствием отдельных монохромат линии на различных временных интервалах. Каждая монохромата неоднородно уширенной линии образуется совокупностью атомов (молекул, ионов), находящихся в одинаковых условиях (например, локальные поля в твердом теле), но распределенных в объеме образца случайным образом. Поскольку процесс формирования откликов фотонного эха состоит из двух основных этапов: расфазирования осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующее их сфазирование, приводящее к возникновению макроскопической поляризации среды, наблюдаемой в виде конкретного отклика, то даже незначительное нарушение жесткой частотно-временной корреляции неоднородного уширения должно приводить к значительному ослаблению интенсивности отклика. Другими словами речь идет об обратимом разрушении фазовой памяти резонансной среды с возможностью ее восстановления. Такого эффекта можно достичь путем воздействия на резонансную среду на различных временных интервалах различными пространственно-неоднородными внешними возмущениями, приводящими к случайным сдвигам или расщеплениям исходных

монохромат неоднородно уширенной линии. Отметим, что в работе [1] был теоретически предсказан и экспериментально подтвержден эффект запирания ДФЭ в кристалле LaF_3Pr^{3+} (переход ${}^3H_4 0 - {}^3P_0$, $\lambda = 477,7$ нм) при воздействии на временном интервале между первым и вторым лазерными импульсами неоднородного электрического поля. В работе [2] была исследована эффективность подавления отклика стимулированного фотонного эха СФЭ при различных схемах воздействия на резонансную среду пространственно неоднородных электрических полей.

В данной работе исследуется эффект запирания ДФЭ в случае, когда в качестве неоднородного внешнего возмущения, приводящего к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монохромат неоднородно уширенной линии, выступает нерезонансное лазерное излучение (бегущая волна с искусственно созданной пространственной неоднородностью).

Чтобы не учитывать изменение волновой функции атома после воздействия нерезонансного возмущения, необходимо, чтобы время жизни промежуточных виртуальных состояний τ было гораздо меньше рассматриваемых временных интервалов при формировании ДФЭ, что и выполняется в оптической области частот.

При воздействии нерезонансного лазерного излучения на образец, каждый j -й оптический центр, принадлежащий данной изохромате неоднородно уширенной линии получает дополнительный частотный сдвиг

$$f_j \tau_\eta, \Delta, \vec{r}_j = \Delta + \varepsilon \tau_\eta, \vec{r}_j, \quad (1)$$

где $\Delta = \omega - \Omega_0$ – начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, Ω_0 – центральная частота неоднородно уширенной линии, \vec{r}_j – радиус-вектор местоположения j -го оптического центра, τ_η – η -й временной интервал воздействия

нерезонансного лазерного излучения, $\varepsilon \tau_\eta, \vec{r}_j$ – дополнительный частотный сдвиг j -го оптического центра на временном интервале τ_η .

Зависимость ε от местоположения оптического центра в образце связана с пространственной неоднородностью нерезонансного лазерного излучения. Такая неоднородность возникает, например, при воздействии стоячей волны. В этом случае, энергетический сдвиг n -го уровня будет [3, 4]:

$$\delta E_n = \frac{1}{2\hbar} \sum_s \frac{\omega_{ns} |d_{ns}|^2}{\omega_{ns}^2 - \omega^2} E_{0\eta}^2 \cos \vec{k}_\eta \vec{r}_j, \quad (2)$$

где ω_{ns} – частоты переходов с уровня n на возбуждающие уровни s , $|d_{ns}|$ – матричные элементы дипольного момента, \vec{k}_η – волновой вектор, $E_{0\eta}$ – амплитуда напряженности электрического поля стоячей волны.

Полагая, что наибольшему сдвигу подвержен один из резонансных уровней, соответствующих неоднородно уширенной линии и $\omega \ll \omega_{ns}$, дополнительный частотный сдвиг $\varepsilon \tau_\eta, \vec{r}_j$ в выражении (1) будет иметь вид: $\varepsilon \tau_\eta, \vec{r}_j \approx C_{sh} E_{0\eta}^2 \cos^2 \vec{k}_\eta \vec{r}_j$, где C_{sh} – Штарковский коэффициент.

Первоначальное распределение оптических центров по частотам $g \Delta$ будем считать гауссовым с дисперсией σ^2

$$g \Delta = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\left(\frac{\Delta - \Omega_0}{\sigma\sqrt{2}} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

При сравнении частотных сдвигов оптических центров на разных временных интервалах τ_η за счет взаимодействия с различно пространственно ориентированными стоячими волнами, удобно задать вектор \vec{k}_η в системе координат x_η, y_η, z_η , связанной с направлением распространения лазерного излучения:

$$\vec{k}_\eta = \vec{i}_\eta k_{x_\eta} + \vec{j}_\eta k_{y_\eta} + \vec{k}_\eta k_{z_\eta}, \quad (4)$$

где $\vec{i}_\eta, \vec{j}_\eta, \vec{k}_\eta$ – орты системы координат x_η, y_η, z_η . Тогда в лабораторной системе координат

$$x, y, z : \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \alpha_\eta \\ \beta_\eta \\ \gamma_\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_{x_\eta} \\ k_{y_\eta} \\ k_{z_\eta} \end{pmatrix}, \text{ где } A$$

– матрица вращений.

Оптимальные варианты записи и считывания информации связаны с многоимпульсным возбуждением. Наиболее эффективной является запись информации в режиме аккумулированного ДФЭ (АДФЭ) [4-7]. В этом случае на резонансную среду воздействует последовательность одинаковых пар лазерных импульсов. Каждая такая пара вместе со считывающим импульсом вызывает в один и тот же момент времени генерацию отклика ДФЭ.

Рассмотрим эффективность "запираания" и воспроизведения информации в режиме АДФЭ при воздействии на временных интервалах между парами возбуждающих импульсов нерезонансных лазерных импульсов с пространственной неоднородностью. Так как отклик АДФЭ является суперпозицией откликов ДФЭ от N пар импульсов со считывающим импульсом, то вклад в него от каждой пары возбуждающих импульсов становится разным (зависящим от взаимной ориентации и соотношения частот импульсов нерезонансных стоячих волн), что дает возможность выделения определенного информационного канала из всей их совокупности.

Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [B_\eta, \tilde{\rho}], \quad (5)$$

где $B_\eta = \tilde{H}_{0\eta} + \tilde{U}_\eta - \hbar A$, $\tilde{H}_{0\eta} = e^{iAt} H_{0\eta} e^{-iAt}$, $\tilde{U}_\eta = e^{iAt} U_\eta e^{-iAt}$, A – матрица перехода во вращающуюся систему координат, U_η – оператор взаимодействия резонансной системы с η -ым возбуждающим лазерным импульсом, $H_{0\eta}$ – гамильтониан оптического центра во внешнем пространственно неоднородном нерезонансном электромагнитном поле на τ_η -ом временном интервале. В случае двухуровневой системы

$$e^{\pm iAt} = P_{11} + P_{22} e^{\pm i\omega t}, \quad \tilde{H}_{0\eta} = \hbar \Delta + \varepsilon \tau_\eta, \vec{r}_j,$$

$$\tilde{U}_\eta = \frac{1}{2} d E_{0\eta} (P_{12} e^{-i\vec{k}_\eta \vec{r}_j} + P_{21} e^{i\vec{k}_\eta \vec{r}_j}),$$

где P_{ij} – проективные матрицы (их ij -й элемент равен единице, а остальные элементы равны нулю), d – дипольный момент резонансного перехода, $E_{0\eta}$ – напряженность электрического поля η -го лазерного импульса, \vec{k}_η – волновой вектор лазерного импульса.

Решение уравнения (5) для двухуровневой системы было получено в работе [2]. В этом случае эффективность "запираания" (воспроизведе-

ния) информации, заложенной в η -ой паре возбуждающих импульсов, в отклике АДФЭ можно оценить из выражения: $I_\eta = E_\eta E_\eta^*$, где

$$E \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp \left[i \left[\pm \tau_\eta f(\tau_\eta, \Delta, \vec{r}) - \tau_\zeta f(\tau_\zeta, \Delta, \vec{r}) \right] \right] \exp \left[i \left[\vec{k}_e \pm \vec{k}_\eta - \vec{k}_\eta' - \vec{k}_\zeta \right] \vec{r} \right] g_1(\vec{r}) g_2(\Delta) dv d\Delta,$$

\vec{k}_η и \vec{k}_η' – волновые вектора η -ой пары возбуждающих лазерных импульсов, \vec{k}_ζ – волновой вектор считывающего импульса, \vec{k}_e – волновой вектор отклика ДФЭ.

Исследован эффект запираения долгоживущего фотонного эха в случае, когда в качестве неоднородного внешнего возмущения, приводящего к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монохромат неоднородно уширенной линии, выступает нерезонансное лазерное излучение (бегущая волна с искусственно созданной пространственной неоднородностью).

Численный эксперимент проведен при задании различных значений электростатических полей.

В работе при различных значениях напряженности в интервале углов между двумя градиентами от 0 до 90 градусов были получены значения интенсивности, временного сдвига времени появления отклика СФЭ, а также коэффициента частотно-временной корреляции неоднородного уширения.

Были получены следующие результаты:

1. При больших значениях величины градиента напряженности внешнего электрического поля бегущей волны, наблюдается уменьшение интенсивности светового фотонного эха.

2. При увеличении величин градиентов напряженностей внешних электрических полей бегущих волн и изменение их взаимной ориентации в пределах 5 градусов происходит резкий спад временного сдвига до 0,1 нс. При дальнейшем увеличении градиента происходит резкий спад интенсивности СФЭ в пределах 2 градусов.

3. Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что при малых градиентах искусственно созданной анизотропией бегущих волн наблюдается прямая зависимость коэффициента корреляции от угла между градиентами. При увеличении градиента угол спада уменьшается в пределах от 13° до 4°, а при очень большом градиенте спад коэффициента корреляции наблюдается при 2°.

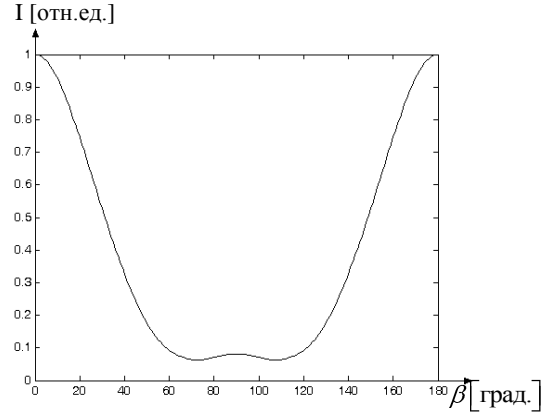


Рис.1. Угловая зависимость интенсивности СФЭ $I(\beta)$ при наличии бегущих волн с искусственно созданной пространственной неоднородностью ($C_{III} = 3 \text{кГц} \cdot B^{-2} \cdot \text{см}^2$, $\frac{dE}{dz} = 100 \text{В} \cdot \text{см}^{-2}$, $\sigma = 5 \text{нс}^{-1}$, $\tau = 50 \text{нс}$, $\theta = 45^\circ$)

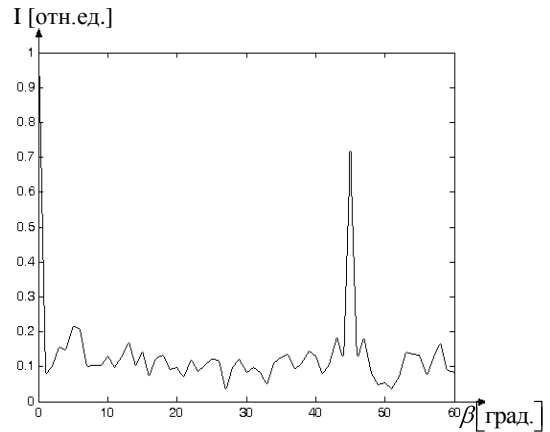


Рис.2. Угловая зависимость интенсивности СФЭ $I(\beta)$ при наличии бегущих волн с искусственно созданной пространственной неоднородностью ($C_{III} = 0,0003 \text{кГц} \cdot B^{-2} \cdot \text{см}^2$, $\sigma = 5 \text{нс}^{-1}$, $\frac{dE}{dz} = 10^6 \text{В} \cdot \text{см}^{-2}$, $\tau = 50 \text{нс}$, $\theta = 45^\circ$)

1. Калачев А.А., Нефедьев Л.А., Зуйков В.А., Самарцев В.В. Оптика и спектроскопия. – 84. – №5. – 1998. – С.811.
2. Nefed'ev L.A., Khakimzyanova G.I. Optics and Spectroscopy. – 1998. – №1. – 2005. – С.35.
3. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. – М., 1978. – С.286.
4. Schenzle A., Wong N.C., Brewer R.G. Phys. Rev. – A 30. – №4. – 1984. – С.1866 – 1872.
5. Zuikov V.A., Samartsev V.V., Stelmakh M.F. et al. Laser Physics. 1 №6 (1991) 678-688.
6. Kalachev A.A., Zuikov V.A., Samartsev V.V., Nefed'ev L.A. Optical Memory and Neural Networks 4 №4 (1995) 271-276.
7. Kalachev A.A., Samartsev V.V. Laser Physics 6 №4 (1996) 735-738.

THE MULTI-CHANNEL RECORDING OF THE INFORMATION AT THE EFFECT OF "LOCKING" OF THE SIGNALS OF THE PHOTON ECHO

G.I.Garnaeva, L.A.Nefedev, L.I.Khasanova

The effect of locking of a long-lived photon echo is investigated in the case where non resonant laser radiation (traveling wave with an artificially created spatial inhomogeneity) serves as an inhomogeneous external perturbation, which results in random shifts or splitting of the initial monochromatic components of the inhomogeneously broadened line.

Key words: echo-holographic information handling, the effect of locking of a long-lived photon echo

* * * * *

Гарнаева Гузель Ильдаровна – старший преподаватель кафедры общей и экспериментальной физики Татарского государственного гуманитарно-педагогического университета

Нефедьев Леонид Анатольевич – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой общей и экспериментальной физики Татарского государственного гуманитарно-педагогического университета

Хасанова Ляйсан – студентка физического факультета Татарского государственного гуманитарно-педагогического университета

E-mail: ff@tggu.ru