

УПРАВЛЕНИЕ ВО ВРЕМЕННОМ НАНОДИАПАЗОНЕ ПОЯВЛЕНИЕМ ШТАРКОВСКОГО ЭХА ПУТЕМ ВАРЬИРОВАНИЯ ВЗАИМНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ГРАДИЕНТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Г. И. Гарнаева, Л. А. Нефедьев, Е. Н. Ахмедшина

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Институт физики,
Казань, Россия

guzka-1@yandex.ru, nefediev@yandex.ru, vesnuschka-88@yandex.ru

PACS 42.25.Kb, 42.65.-k

Показана возможность управления временем появления отклика Штарковского эха формируемого в системе наночастиц при изменении взаимной ориентации градиентов внешних электрических полей. Найдено, что при различных углах между градиентами внешних неоднородных электрических полей наблюдается сдвиг в нановременном диапазоне появления Штарковского эха.

Ключевые слова: фотонное эхо, запираение информации, Штарковское эхо, неоднородные электрические поля, оптические наночастицы.

В работах [1, 2, 3] был рассмотрен эффект «запираения» сигналов фотонного эха при различной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей. Из развитой теории следует, что при взаимной ориентации градиентов под углом 180° возможно возникновение отклика типа эха при одноимпульсном лазерном воздействии. Такой тип эха экспериментально был обнаружен в системе наночастиц, в качестве которых взяты оптические центры ^{151}Eu в кристалле $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$, в [4] на переходе $^7F_0 - ^5D_0$ в кристалле $\text{Eu} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$. В данной работе принципиальным является то, что возбуждение неоднородной уширенной линии происходит в достаточно узком интервале частот по сравнению с ее шириной, которая в условиях эксперимента была порядка 3 ГГц, а область возбуждения порядка 50 МГц. Что необходимо для создания искусственного неоднородного уширения неоднородным электрическим полем, в этом случае уменьшается затухание за счет обратимой релаксации и становится возможным наблюдение Штарковского (градиентного) эха.

Оптический переход в используемых оптических наночастицах в ^{151}Eu , использованный в этом эксперименте $^7F_0 - ^5D_0$ на длине волны 579,879 нм (при содержании 0,1% ^{151}Eu) в $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$. Переход возбуждался линейно поляризованным светом, распространяющимся вдоль оси кристалла с поляризацией, выбранной для максимизации поглощения. Толщина кристалла в направлении распространения была 4 мм. Кристалл охлаждался до 4°K в жидком гелии. Квадрупольное электрическое поле было приложено к образцу, используя четыре 10-ти мм, по диаметру 2 мм прутка в квадрупольном распределении. Два генератора с основной частотой 1 МГц прикладывали напряжение к электродам. Эти генераторы имели по две противоположные полярности, с напряжением ± 35 В. Такая конфигурация обеспечивала электрическое поле, которое линейно изменялось внутри образца в направлении распространения света с максимальным градиентом поля приблизительно $300 \text{ В} \cdot \text{см}^{-2}$. Полярность неоднородного электрического поля изменялась через время τ

(составляющая десятки наносекунд) и дальше через время τ наблюдалось эхо. Преимуществом такой схемы возбуждения откликов является отсутствие оптических линий задержки, что упрощает постановку соответствующих экспериментов.

В данной работе исследовано формирование отклика Штарковского эха при различных градиентах внешних электрических полей и различной геометрии эксперимента.

Рассмотрим схему возбуждения Штарковского эха (рис. 1) при различных величинах неколлинеарных градиентов внешних электрических полей. Время воздействия первого градиента будем считать равным τ (нс), а время второго — до момента появления Штарковского эха. Для уменьшения затухания из-за обратимой релаксации T_2^* будем полагать область возбуждения неоднородно уширенной линии равной $k\%$ от ее полуширины. Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде

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

где

$$\begin{aligned} B &= \tilde{H}_{0m} + \tilde{U} - \hbar A, \\ \tilde{H}_{0m} &= e^{iAt} H_{0m} e^{-iAt}, \\ \tilde{U} &= e^{iAt} U e^{-iAt}, \end{aligned}$$

A — матрица перехода во вращающуюся систему координат, U — оператор взаимодействия резонансной системы с возбуждающим лазерным импульсом, H_{0m} — гамильтониан оптического центра во внешнем пространственно неоднородном нерезонансном электромагнитном поле на τ_m^* -ом временном интервале, \mathbf{r} — радиус-вектор местоположения оптического центра. В случае двухуровневой системы

$$\begin{aligned} e^{\pm iAt} &= P_{11} + P_{22} e^{\pm i\omega t}, \\ \tilde{H}_{0m} &= \hbar (\Delta + \varepsilon(\tau_m, r)), \\ \tilde{U} &= \frac{1}{2} d E_0 (P_{12} e^{-ikr} + P_{21} e^{ikr}), \end{aligned}$$

где P_{ij} — проективные матрицы (их ij -й элемент равен единице, а остальные элементы равны нулю), d — дипольный момент резонансного перехода, E_0 — напряженность электрического поля лазерного импульса, \mathbf{k}_m — волновой вектор лазерного импульса, $\varepsilon(\tau_m, \mathbf{r})$ — дополнительный частотный сдвиг оптического центра на временном интервале τ_m за счет внешнего неоднородного электрического поля.

Решение уравнения 1 для двухуровневой системы было получено в [1]. В этом случае напряженность электрического поля отклика Штарковского эха определим как: $I = E \cdot E^*$, где

$$E_m \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp \{i [\pm \tau_m f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r}) - \tau_\zeta f(\tau_\zeta, \Delta, \mathbf{r})]\} g_1(\mathbf{r}) g(\Delta) dV d\Delta, \quad (2)$$

где Δ — сдвиг отдельной монохроматы, $f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r}) = \Delta + \varepsilon(\tau_m, \Delta, \mathbf{r})$ — полные частотные сдвиги уровней оптических центров [1, 3], V — объем возбуждаемой части образца, $g_1(\mathbf{r})$ — равномерная функция распределения оптических центров в образце, $g(\Delta)$ — Гауссова функция распределения оптических наноцентров по частотам с шириной соответствующей ширине лазерного возбуждения неоднородно уширенной линии резонансного перехода.

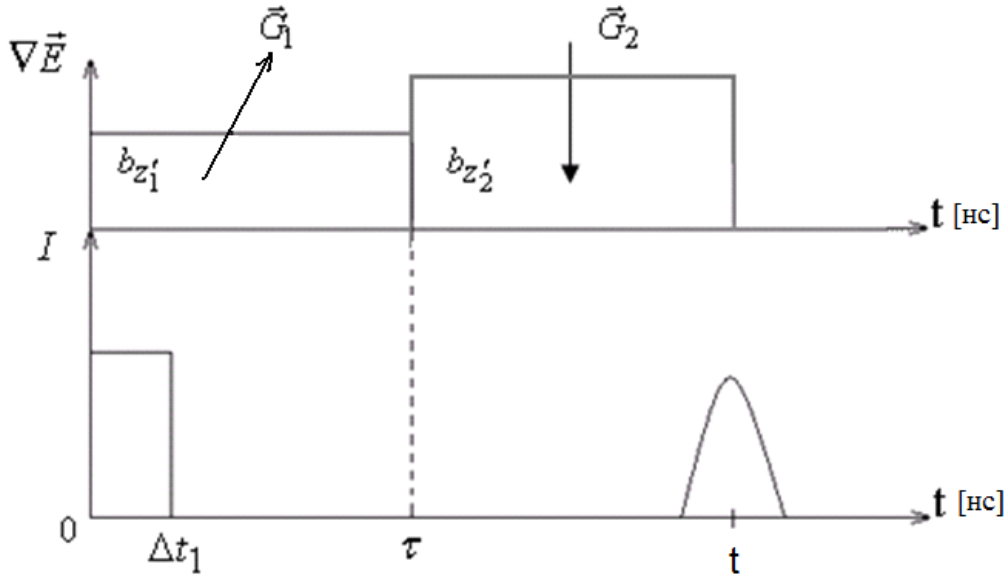


Рис. 1. Схема возбуждения градиентного (Штарковского) эха. P – возбуждающий лазерный импульс, $G_1 = \nabla E_1$, $G_2 = \nabla E_2$ – градиенты внешних неоднородных электрических полей

В случае если градиенты внешних электрических полей не коллинеарны, то $f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r})$ и $f(\tau_\zeta, \Delta, \mathbf{r})$ зависят от взаимной ориентации этих градиентов. Свяжем систему координат (x, y, z) с первым градиентом, а (x', y', z') – со вторым градиентом:

$$(\nabla E)_{\Delta\tau_i} = b_{x_1}i + b_{y_1}j + b_{z_1}k, \quad (3)$$

$$(\nabla E)_{\Delta\tau_k} = b_{x'_2}i' + b_{y'_2}j' + b_{z'_2}k', \quad (4)$$

где b – проекции вектора градиента на соответствующие оси координат, i, j, k – орты систем координат. Тогда в системе (x, y, z) второй градиент будет иметь компоненты

$$\begin{pmatrix} B_{x_2} \\ B_{y_2} \\ B_{z_2} \end{pmatrix} = D(\alpha, \beta, \gamma) \begin{pmatrix} B_{x'_2} \\ B_{y'_2} \\ B_{z'_2} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $D(\alpha, \beta, \gamma)$ – матрица вращений, α, β, γ – углы Эйлера взаимной ориентации градиентов. Для простоты выберем направления градиентов вдоль осей z и z' соответственно.

Тогда

$$\varepsilon_{\Delta\tau}(z) = C_{\text{ш}} b_{z_m} z_m, \quad (z_m = 1, 2),$$

где $C_{\text{ш}}$ – штарковский коэффициент.

В общем случае $b_{z'_1} \neq b_{z'_2}$, тогда

$$E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp(ic_m b_{z'_1} \tau z - iC_{\text{ш}} b_{z'_2} \cos \beta (t - \tau) z) g(\Delta) g_1(\mathbf{r}) d\Delta d\mathbf{r}. \quad (6)$$

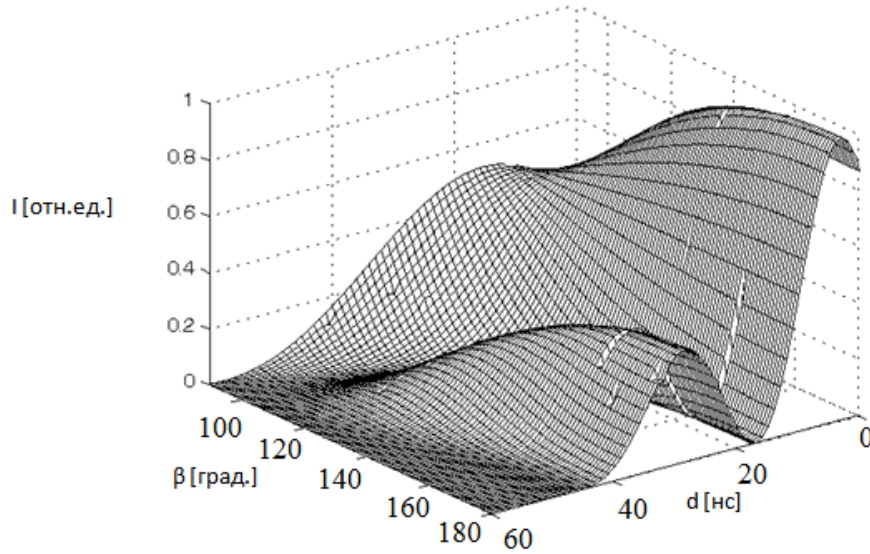


РИС. 2. Угловая зависимость интенсивности Штарковского эха. $\tau = 50$ нс — длительность воздействия градиентов; $C_{\text{ш}} = 35$ кГц/В·см⁻¹ — Штарковский коэффициент; d — сдвиг времени в наносекундном диапазоне появления Штарковского эха, $\nabla E_1 = \nabla E_2 = 100$ В·см⁻² — градиенты внешних неоднородных электрических полей

В случае, когда величины и направления градиентов одинаковы, время появления Штарковского эха $t = 2\tau$. Если же величины градиентов разные, то время появления отклика будет наблюдаться при $t \approx \tau \left(1 + \frac{b_{z'_1}}{b_{z'_2} \cos \beta} \right)$. Это означает, что путём изменения соотношения между величинами линейных градиентов электрических полей можно управлять временем появления отклика градиентного (штарковского) эха в наносекундном диапазоне.

При сравнении частотных сдвигов оптических центров на разных временных интервалах τ_m за счет взаимодействия с различно пространственно ориентированными градиентами внешних электрических полей, удобно задать вектора градиентов электрических полей $(\nabla E)_{\Delta\tau_i}$ и $(\nabla E)_{\Delta\tau_k}$ с линейными градиентами в системах координат (x, y, z) и (x', y', z') аналогично (3) и (5).

В этом случае

$$\varepsilon_{\Delta\tau}(z) = C_{\text{ш}} b_{z_m}, \quad (z_m = 1, 2),$$

где $C_{\text{ш}}$ — штарковский коэффициент.

Из выражения (6) следует, что угловая зависимость в данном случае будет

$$E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp(ic_m b_{z_2} \tau z - iC_{\text{ш}} b_{z'_2} \cos \beta (t - \tau) z) g(\Delta) g_1(\mathbf{r}) d\Delta d\mathbf{r}, \quad (7)$$

где β — угол между направлениями градиентов внешних неоднородных электрических полей.

Численный расчет выражения (2) дает угловую зависимость времени появления отклика Штарковского эха, показанную на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что время появления и интенсивность отклика Штарковского эха зависит от взаимной ориентации градиентов внешних электрических полей, что позволяет управлять данными характеристиками путем варьирования угла β .

Выводы:

- (1) При изменении взаимной ориентации градиентов внешних электрических полей происходит изменение интенсивности отклика Штарковского эха.
- (2) Максимальное значение интенсивности в данном случае наблюдается при угле 180 градусов.
- (3) При различных углах между градиентами внешних неоднородных электрических полей наблюдается сдвиг времени появления Штарковского эха в наносекундном диапазоне.
- (4) Изменение взаимной ориентации градиентов внешних электрических полей позволяет управлять временем появления отклика Штарковского эха в наносекундном диапазоне.

Литература

- [1] Нефедьев Л.А., Гарнаева (Хакимзянова) Г.И. Эффект «запирания» сигналов фотонного эха при многоканальной записи информации // Оптика и спектроскопия. — 2008. — 105(6). — С. 1007-1012.
- [2] Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Усманов Р.Г. Многоканальная запись информации на основе эффекта «запирания» сигналов фотонного эха // Оптический журнал. — 2010. — 77(2). — С. 27-29.
- [3] Nefed'ev L.A., Samartsev V.V., Zuikov V.A., Kalachev A.A. Information locking in optical memory devices based on the long-lived photon echo // Optical Memory and Neural Networks. — 1997. — 6(2). — P. 129-132.
- [4] Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J. and Manson N.B. Photon echoes produced by switching electric fields // arXiv: quant-ph/0506232. — 2005. — 5. — P. 1-5.