

УДК 535.41+537.228.5

МНОГОКАНАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ В РЕЖИМЕ ФОТОННОГО ЭХА В УСЛОВИЯХ КОНТРОЛИРУЕМОГО НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

Д.А. Христофорова, А.А. Калачёв

Аннотация

В статье проанализированы возможности многоканальной записи и считывания информации в примесных твёрдотельных средах с контролируемым неоднородным уширением, когда разделение каналов происходит за счёт перераспределения ионов по частоте в пределах резонансной линии при изменении внешнего поля. Показано, что в неупорядоченных средах (например, примесных стеклах) многоканальный обмен информацией возможен при использовании внешнего однородного электрического поля за счёт изменения его ориентации. Произведен расчет максимально допустимого числа каналов, обеспечивающего заданное отношение «сигнал/шум» при считывании информации в одном канале.

Ключевые слова: фотонное эхо, оптическая память, эффект Штарка.

Введение

Хорошо известно, что фотонное эхо предоставляет широкие возможности для оптической обработки информации [1]. В последние годы интерес к этому явлению вновь возрос в связи с разработками в области квантовой оптической памяти (см. обзор [2]). Устройства, способные запоминать и воспроизводить квантовые состояния электромагнитного поля, являются необходимыми элементами оптических квантовых компьютеров [3] и квантовых повторителей [4]. Одним из перспективных подходов к проблеме является запись и считывание квантовых состояний света в системах с контролируемым неоднородным уширением резонансного перехода [5–7], что является разновидностью квантовой памяти на основе фотонного эха [8]. Основным преимуществом данного подхода является возможность записи и считывания квантовых состояний без использования дополнительных лазерных импульсов, контролирующих систему, что существенно упрощает постановку эксперимента [9–11]. В качестве носителей информации предлагается использовать примесные кристаллы или стекла, активированные редкоземельными ионами, в которых можно управлять неоднородным уширением с помощью внешнего электрического поля за счёт линейного эффекта Штарка (см. обзор [12]). Если дипольные моменты примесных центров ориентированы одинаково, то необходимое неоднородное уширение создается при помощи внешнего пространственно неоднородного поля. В противном случае, когда речь идет о неупорядоченных средах (например, примесных стеклах) и случайной ориентации дипольных моментов, достаточно прикладывать внешнее однородное поле. В настоящей работе рассматривается именно второй вариант и анализируется возможность многоканальной обработки информации в режиме фотонного эха за счет изменения ориентации внешнего однородного поля.

1. Многоканальная запись и считывание информации

Как известно, формирование откликов фотонного эха содержит два необходимых этапа: расфазирование осциллирующих дипольных моментов оптических центров и их последующее сфазирование, которое приводит к возникновению макроскопической поляризации среды и регистрируется в виде оптического когерентного отклика. Если указанные процессы происходят в разных условиях, то нарушается обратимость процесса расфазировки дипольных моментов и генерация отклика фотонного эха подавляется. Для такого «запирания» откликов фотонного эха удобно использовать внешнее электрическое поле [13, 14], воздействие которого приводит к случайному сдвигу или расщеплению исходных спектральных пакетов (монохромат) неоднородно уширенной резонансной линии. Величина частотных сдвигов, очевидно, должна превышать величину однородного уширения резонансной линии $\Gamma_{\text{одн}}$. В зависимости от соотношения величины частотных сдвигов и исходного неоднородного уширения (без поля) $\Gamma_{\text{неодн}}$, можно выделить два важных случая: слабое внешнее поле и сильное внешнее поле. В первом случае перераспределение ионов по частоте при воздействии внешнего поля мало по сравнению с имеющимся неоднородным уширением. Поэтому воздействие внешнего поля проявляется на временах, меньших, чем $T_2 = 1/\pi\Gamma_{\text{одн}}$, но больших, чем $T_2^* = 1/\pi\Gamma_{\text{неодн}}$. Во втором случае, наоборот, перераспределение ионов по частоте велико по сравнению с имеющимся неоднородным уширением и проявляется на временах, меньших, чем T_2^* .

Обработка информации в оптических эхо-процессорах осуществляется, как правило, в режиме стимулированного фотонного эха (СФЭ) [1]. Рассмотрим формирование откликов СФЭ в неупорядоченной среде в присутствии внешнего однородного электрического поля. Как было отмечено выше, неупорядоченность среды в данном случае означает случайную ориентацию дипольных моментов оптических центров, так что для перераспределения ионов по частоте достаточно прикладывать внешнее пространственно однородное поле. Чтобы запереть сигнал СФЭ в такой системе, необходимо во время считывания информации изменить ориентацию или величину внешнего поля по сравнению с теми, которые использовались при записи. Более того, каждая конфигурация внешнего поля будет создавать своё неоднородное уширение, что можно использовать для многоканального обмена информацией в режиме фотонного эха¹. Можно сказать, что к известным методам разделения каналов с использованием временного, частотного, пространственного и поляризационного кодирования добавляется ещё один, основанный на кодировании неоднородного уширения [13, 14]. Каждое неоднородное уширение поддерживает свой канал обработки информации, допуская использование в нём всех остальных методов разделения каналов.

Используя стандартные методы расчета эхо-сигналов [1] и пренебрегая процессами релаксации, получаем, что напряженность поля отклика СФЭ при наличии внешнего поля пропорциональна выражению

$$E_{\text{СФЭ}} \sim \int_0^{\pi} \exp(-i(\tau_{12}\Delta\mu\Delta E/\hbar) \cos \theta) d\theta = 2\pi J_0(a(\tau_{12})), \quad (1)$$

где $J_0(a)$ – функция Бесселя первого рода, $a(\tau) = \tau\Delta\mu\Delta E/\hbar$, τ_{12} – временной интервал между первыми двумя возбуждающими импульсами, $\Delta\mu$ – модуль разности дипольных моментов основного и возбужденного состояний оптических центров,

¹ Аналогичная ситуация, очевидно, получается и при использовании различных пространственно неоднородных полей независимо от степени упорядоченности дипольных моментов.

ΔE – модуль разности внешних полей, которые используются во время записи и считывании информации, θ – угол между направлениями векторов, описывающих разность дипольных моментов и разность внешних полей. Таким образом, для интенсивности отклика СФЭ получаем:

$$I_{\text{СФЭ}} \sim |E_{\text{СФЭ}}|^2 \sim J_0^2(a(\tau_{12})). \quad (2)$$

Если значение величины $a(\tau_{12})$ достаточно большое, то интенсивность отклика существенно уменьшается, то есть происходит «запирание» информации при считывании её в режиме СФЭ. Более точно, для подавления откликов СФЭ необходима такая разность ΔE , которая соответствует первому нулю функции Бесселя $a(\tau_{12}) = 2.4$. Если разность полей достигается поворотом на угол α , то есть $\Delta E = E \sin \alpha$, то минимальный угол поворота поля, при котором возможно запирание информации, получается равным $\sin \alpha = 2.4\hbar/(\tau_{12}\Delta\mu E)$. Наконец, поскольку $\sin \alpha \leq 1$, получаем, что отклик СФЭ подавляется при выполнении следующего условия:

$$\tau_{12}\Delta\mu E/\hbar \geq 2.4. \quad (3)$$

Чем больше напряженность внешнего электрического поля, тем быстрее происходит расфазировка и подавление сигнала СФЭ. Однако если между считывающим импульсом и сигналом СФЭ проходит достаточно большой интервал времени τ_{12} , то нет необходимости в быстрой расфазировке и можно использовать более слабые поля. Многоканальная обработка информации становится возможной, если $\sin \alpha \ll 1$. При этом число каналов получается равным $N \approx 2\pi/\alpha = 2.6\tau_{12}\Delta\mu E/\hbar$. Таким образом, одновременное увеличение внешнего поля и интервала времени, в течение которого необходимо запереть информацию, увеличивает число доступных каналов.

Из вышеизложенного следует, что уменьшение интенсивности отклика СФЭ получается лишь в моменты времени, определяемые нулями функции Бесселя. Если длительность сигнала СФЭ мала по сравнению с периодом осцилляций бесселевой функции, то можно считать, что информация запирается полностью. В противном случае форма сигнала СФЭ модулируется по закону $E_{\text{СФЭ}}(t)J_0(t-t_3)$, где t_3 – время воздействия третьего (считывающего) возбуждающего импульса, который предполагается коротким. Таким образом, в случае продолжительных сигналов СФЭ можно наблюдать существенное уменьшение энергии сигнала (что соответствует запиранию информации) только при больших значениях параметра a , то есть при больших напряженностях внешнего поля или интервалах между возбуждающими импульсами. Если речь идёт о нескольких каналах, то в любой реальной ситуации, соответствующей конечным значениям параметра a , при считывании информации в одном канале будет просачиваться информация, записанная в остальных каналах, создавая шум. Чем больше число используемых каналов, тем больше получается уровень шума. Таким образом, возникает задача определения максимально допустимого числа каналов, обеспечивающего заданное отношение «сигнал/шум» при считывании информации в одном канале.

Средняя мощность шума при считывании в окне $[t, t+T]$ (мощность запертых сигналов) равна

$$P_{\text{шум}} = P_0 \frac{N-1}{T} \int_0^{t+T} [J_0(a(\tau))]^2 d\tau, \quad (4)$$

где P_0 – средняя мощность сигнала при считывании, N – число каналов, T – длительность отклика СФЭ (окна считывания), начало генерации которого приходится на момент времени t , отсчитываемый от третьего импульса. Поэтому для

отношения «сигнал/шум» получаем:

$$\text{SNR} = \frac{P_0}{P_{\text{шум}}} = \frac{T}{(N-1) \int_0^{t+T} [J_0(a(\tau))]^2 d\tau}. \quad (5)$$

Если выдвигается требование, что $\text{SNR} \geq p$, где p – минимальное допустимое значение отношения «сигнал/шум», то есть значение, при котором достигается достаточно хорошая распознаваемость считываемого сигнала, то приходим к следующей оценке максимального числа каналов:

$$(N-1)_{\text{max}} = \frac{T}{p \int_0^{t+T} [J_0(a(\tau))]^2 d\tau}. \quad (6)$$

При больших значениях аргумента $J_0^2(x) \approx (2/\pi x) \cos^2(x - \pi/4)$, так что интеграл в знаменателе (6) вычисляется по формуле

$$\int \cos^2(x)/x dx = \frac{1}{2} \ln|x| + \frac{1}{2} \text{ci}(2x),$$

где $\text{ci}(x) = \int \cos(x)/x dx$. Поскольку $\lim_{x \rightarrow \infty} \text{ci}(x) = 0$, то основной вклад в интеграл даёт логарифмическая функция, поэтому в итоге получим

$$(N-1)_{\text{max}} = \frac{\pi a(T)}{p \ln|(1+T/t)|}, \quad (7)$$

Чем больше минимально допустимое отношение «сигнал/шум» p , тем меньше число возможных каналов N . Соотношение между этими величинами полностью определяется величиной произведения $(N-1)p$, которое, в свою очередь, зависит от двух безразмерных величин $a(T)$ и T/t по формуле (7). Первая величина $a(T) = T\Delta\mu\Delta E/\hbar$ описывает расфазировку диполей за время считывания T , поскольку $\Delta\mu\Delta E/\hbar$ есть максимальный штарковский частотный сдвиг. Вторая величина T/t есть отношение длительности сигнала СФЭ к интервалу между ним и считывающим импульсом. Общая зависимость, описываемая формулой (7), проиллюстрирована на рис. 1. Из рисунка видно, что при заданной длине окна считывания T чем больше величина штарковского сдвига $\Delta\mu\Delta E/\hbar$ и чем больше задержка окна считывания t , тем больше каналов можно использовать. Увеличение окна считывания приводит к существенному увеличению числа каналов только при соответствующем увеличении времени задержки.

Заключение

В данной работе исследована возможность многоканальной записи и считывания информации в системах с контролируемым неоднородным уширением, когда разделение каналов происходит за счёт перераспределения ионов по частоте в пределах резонансной линии при изменении внешнего поля. Показано, что в неупорядоченных средах многоканальный обмен информацией можно организовать, прикладывая внешнее однородное электрическое поле и меняя его ориентацию. Каждое значение угла поворота внешнего поля будет создавать свое неоднородное уширение, а именно: свой канал записи, хранения и считывания информации.

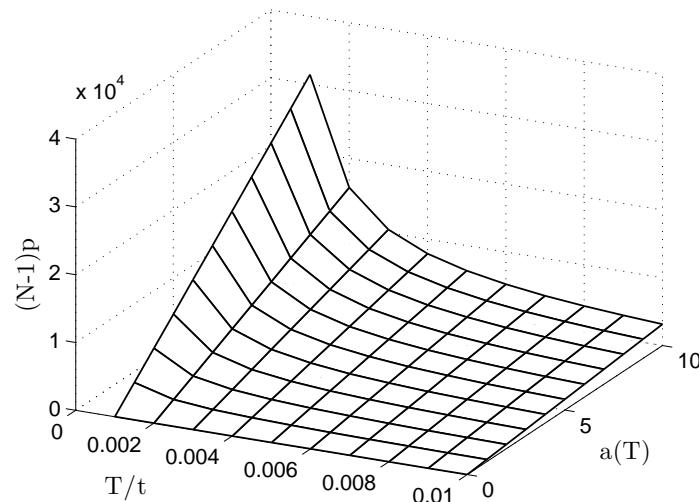


Рис. 1. Зависимость величины $(N-1)_{\max} p$ от параметра расфазировки $a(T)$ и отношения времен T/t , рассчитанная по формуле (7)

Кроме того, произведен расчет максимально допустимого числа каналов, обеспечивающего заданное отношение «сигнал/шум» при считывании информации в одном канале.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-00206-а), программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и гранта президента РФ ВНШ РФ (№ НШ 2965.2008.2).

Summary

D.A. Khristoforova, A.A. Kalachev. Multi-Channel Processing of Information in the Regime of Photon Echo with Controlled Non-Homogeneous Broadening.

The possibilities of multi-channel storage and read-out of information in impure solids with controlled non-homogeneous broadening is analyzed. The division of channels is achieved by redistribution of the ions within a resonant line under application of an external field. It is shown that in random media (such as impure glasses) the multi-channel processing of information is possible by the use of a spatially homogeneous external field with variable orientation. The maximum number of channels for a given signal-to-noise ratio is estimated.

Key words: photon echo, optical memory, Stark effect.

Литература

1. *Калачев А.А., Самарцев В.В.* Когерентные явления в оптике. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2003. – 280 с.
2. *Tittel W., Afzelius M., Cone R.L., Chanelière T., Kröll S., Moiseev S.A., Sellars M.* Photon-echo quantum memory // Quantum Physics. – URL: http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0810/0810.0172v1.pdf (arXiv:0810.0172v1 [quant-ph]).
3. *Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J.* Linear optical quantum computing with photonic qubits // Rev. Mod. Phys. – 2007. – V. 79. – P. 135–174.

4. *Briegel H.-J., Dür W.J., Cirac J.I., Zoller P.* Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81. – P. 5932–5935.
5. *Moiseev S.A., Kröll S.* Complete Reconstruction of the Quantum State of a Single-Photon Wave Packet Absorbed by a Doppler-Broadened Transition // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87. – P. 173601.
6. *Nilsson M., Kröll S.* Solid state quantum memory using complete absorption and re-emission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles // *Opt. Commun.* – 2005. – V. 247. – P. 393–403.
7. *Kraus B., Tittel W., Gisin N., Nilsson M., Kröll S., Cirac J.I.* Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 73. – P. 020302(R).
8. *Кессель А.Р., Моисеев С.А.* Время-задержанная самоинтерференция фотона // *Письма в ЖЭТФ.* – 1993. – V. 58. – P. 77–81.
9. *Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B.* Photon Echoes Produced by Switching Electric Fields // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 043602.
10. *Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B.* Coherent information storage with photon echoes produced by switching electric fields // *J. Lumin.* – 2007. – V. 127. – P. 94–97.
11. *Hétet G., Longdell J.J., Alexander A.L., Lam P.K., Sellars M.J.* Electro-Optic Quantum Memory for Light Using Two-Level Atoms // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 100. – P. 023601.
12. *Macfarlane R.M.* Optical Stark spectroscopy of solids // *J. Lumin.* – 2007. – V. 125. – P. 156–174.
13. *Kalachev A.A., Samartsev V.V., Nefediev L.A., Zwikov V.A.* Information locking in optical memory devices based on photon echo // *Proc. SPIE.* – 1997. – V. 3239. – P. 373–378.
14. *Калачев А.А., Неведьев Л.А., Зуйков В.А., Самарцев В.В.* «Запирание» долгоживущего фотонного эха в присутствии неоднородного электрического поля // *Оптика и спектроскопия.* – 1998. – Т. 84. – С. 811–815.

Поступила в редакцию
11.02.09

Христофорова Дарья Анатольевна – студент кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета.

E-mail: daria.khr@mail.ru

Калачёв Алексей Алексеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института имени Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: kalachev@kfti.knc.ru