

Квантовая память в схеме восстановления сигнала «спящего» эха в оптическом резонаторе

М.М.Миннегалиев, К.И.Герасимов, Р.В.Урманчев, С.А.Моисеев

Экспериментально реализован протокол оптической квантовой памяти в схеме восстановления «спящего» фотонного эха на кристалле $Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ ($c = 0.1$ ат.%), помещенном в согласованный оптический резонатор Фабри–Перо. Достигнута эффективность восстановления входного сигнала $\sim 21\%$ для светового импульса с временем хранения 36 мкс. Обсуждаются основные причины потерь и их влияние на достигнутую квантовую эффективность, а также преимущества реализованной схемы и возможности дальнейшего улучшения основных параметров квантовой памяти.

Ключевые слова: квантовая память, фотонное эхо, оптический резонатор, кристаллы с редкоземельными ионами, ROSE-протокол.

Активное развитие оптических квантовых технологий, включая оптические квантовые вычисления [1, 2] и квантовые коммуникации на большие расстояния [3, 4], стимулирует создание устройств квантовой памяти (КП) [5–7]. Реализация высокоэффективной КП не только значительно расширит возможности этих технологий, но и откроет пути для новых направлений исследований и практических разработок. В последнее десятилетие был предложен и экспериментально реализован ряд эффективных протоколов КП для записи и считывания оптических сигналов [8, 9], использующих электромагнитно-индуцированную прозрачность (ЕИТ) [10–12], фотонное эхо с контролируемой обратимой инверсией неоднородного уширения (CRIB) [13, 14], его вариант с внешним управляющим градиентным магнитным/электрическим полем (GEM) [8, 9, 15], а также КП на атомной частотной гребенке (AFC) [16–20] и на нерезонансном рамановском взаимодействии [21, 22], в том числе в комбинации с фотонным эхом [23], и в схеме быстрой квантовой памяти [24].

Для большинства протоколов теоретически и экспериментально были показаны возможности достижения высокой эффективности [8, 9], многомодовой емкости [25, 26], широкой полосы пропускания [27] и высокой точности восстановления квантового состояния входных сигналов [28]. При этом схемы КП, основанные на эффекте фотонного эха в твердотельных системах [6], продемонстрировали наилучшие возможности для сохранения многоимпульсных световых полей с высокой квантовой эффективностью. В свою очередь преимущества схемы КП с восстановлением сигнала «спящего» эха (ROSE) [29, 30] состоят в простоте экспериментальной реализации, в возможности работы с однофотонными полями [31], а также

в адресном считывании записанных кубитов [32]. Отметим, что в этом протоколе использование контролируемых лазерных полей открывает возможности управления процессами записи и считывания, а также дополнительных манипуляций с квантовыми состояниями сигнальных полей. В многочисленных экспериментальных исследованиях КП на фотонном эхе одной из самых популярных сред для использования в качестве ячейки памяти являются кристаллы, легированные редкоземельными ионами (РЗИ) [33, 34]. Наличие у ионов долгоживущих электрон-ядерных спиновых состояний указывает на возможность увеличения времени жизни КП до $\sim 10^3$ с [35], а большое неоднородное уширение линии оптических переходов позволяет реализовать в таких кристаллах широкополосную КП [26].

Стоит отметить, что одной из важных задач при разработке высокоэффективной КП остается усиление контролируемого взаимодействия единичных фотонов с веществом. В работе [30] мы экспериментально реализовали ROSE-протокол КП в ортогональной геометрии распространения сигнальных и контролируемых световых пучков. При оптимальной оптической плотности образца и идеальных параметрах рефразирующих лазерных импульсов максимально допустимая эффективность КП не превышает 54% при использовании сонаправленного распространения сигнального и восстановленного световых полей. В согласованном оптическом резонаторе [36, 37] можно реализовать необходимую силу взаимодействия света с веществом для обеспечения полного поглощения входных оптических сигналов с достижением предельно высокой (близкой к 100%) эффективности КП. Усиление взаимодействия фотонов с веществом в резонаторе позволяет, в свою очередь, использовать кристаллы с меньшей концентрацией РЗИ, ослабляя нежелательные межчастичные взаимодействия и приводя к увеличению времени когерентности, возбуждаемой в системе ионов. Описанные преимущества были частично реализованы в недавних работах [38–41] для AFC-протокола в оптическом резонаторе.

Цель настоящей работы – экспериментальная реализация ROSE-протокола в оптическом резонаторе. Как и

М.М.Миннегалиев, К.И.Герасимов, Р.В.Урманчев, С.А.Моисеев. Казанский квантовый центр Казанского национального исследовательского технического университета им. А.Н.Туполева – КАИ, Россия, 420111 Казань, ул. К.Маркса, 10; e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org

Поступила в редакцию 11 июня 2018 г., после доработки – 19 июля 2018 г.

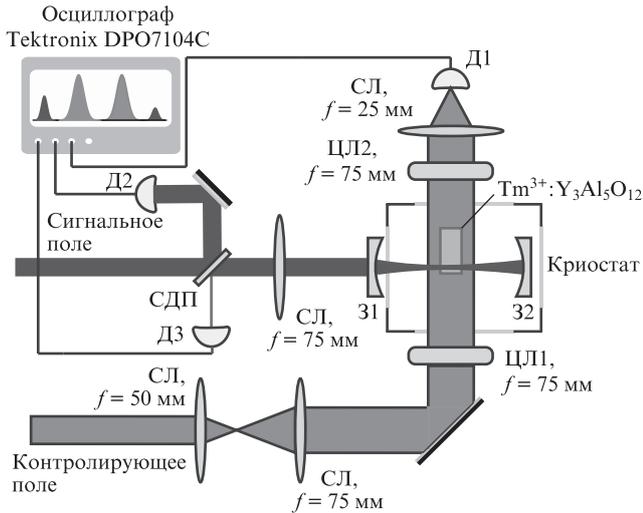


Рис.1. Упрощенная схема экспериментальной установки: 31 и 32 – переднее и заднее зеркала концентрического резонатора с коэффициентами отражения R_1 и R_2 соответственно; ЦЛ1, ЦЛ2 – цилиндрические линзы; СЛ – сферические линзы; СДП – светоделительная пластинка 50:50; Д1 – фотодетектор; Д2, Д3 – фотодетекторы на лавинном фотодиоде Thorlabs APD120A/M.

в предыдущей работе [30], мы применили ортогональную геометрию распространения сигнального и контролирующего лазерных полей (рис.1). Ячейкой КП служил кристалл $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($c = 0.1$ ат.%) в форме параллелепипеда со сторонами $2 \times 3 \times 8$ мм, грани которого были направлены вдоль кристаллографических осей [110], [001] и $[\bar{1}10]$. Кристалл был помещен в криостат замкнутого цикла (Montana Instruments Corp.), где охлаждался до температур 4.0 ± 0.1 К. В таких условиях неоднородное уширение оптического перехода составляло ~ 20 ГГц, а поглощение αL в центре линии достигало 1.75 см^{-1} (α – коэффициент поглощения кристалла длиной L). Время фазовой памяти T_M [42] было найдено из экспериментов по спаду сигнала двухимпульсного фотонного эха, которое составило 55 мкс при $x = 1.8$ ($I_e = I_0 \exp[-2(2\tau/T_M)^x]$, где τ – время задержки между двумя импульсами). Сигнальный и контролирующие лазерные пучки распространялись вдоль направлений [001] и $[\bar{1}10]$ соответственно, а их поляризации были параллельны оси [110] кристалла. Источником излучения служил непрерывный лазер на кристалле титан-сапфира Tekhnoscan TIS-SF-777, настроенный на оптический переход ${}^3\text{H}_6 - {}^3\text{H}_4$ ионов Tm^{3+} с длиной волны $\lambda = 793$ нм. В эксперименте импульсная площадь входного сигнала была много меньше $\pi/2$ и в одном импульсе содержалось $\sim 10^8$ фотонов. Аналогично [30] в качестве контролирующих (рефазирующих) двух π -импульсов мы использовали лазерные импульсы с заданными амплитудной и частотной модуляциями.

Концентрический оптический резонатор Фабри–Перо был собран из двух сферических диэлектрических зеркал с коэффициентами отражения $R_1 = 70\%$ для переднего зеркала и $R_2 \approx 99.9\%$ для заднего. Общая длина резонатора составляла ~ 90 мм, что соответствовало области свободной дисперсии 1.65 ГГц. Условие согласования связи такого резонатора с падающим сигнальным излучением достигается, когда сумма всех видов внутренних потерь внутри резонатора (потери в оптических элементах, а также поглощение в кристалле) равна коэффициенту пропускания переднего зеркала $T_1 = 1 - R_1$. В этом случае от-

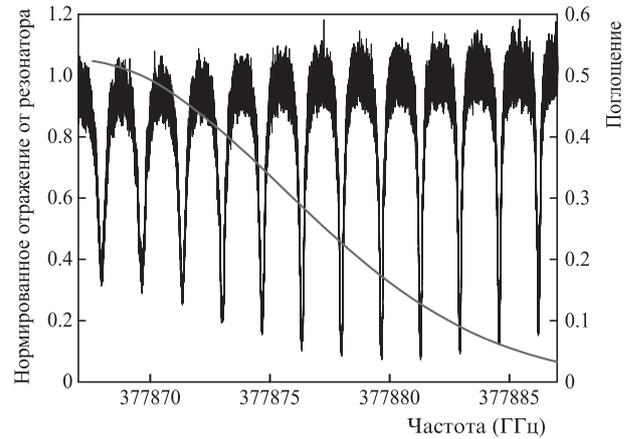


Рис.2. Нормированные пики отражения резонатора Фабри–Перо (черная кривая) и поглощение αL ионов тулия (серая кривая) в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($c = 0.1$ ат.%) в зависимости от частоты излучения.

ражение входного сигнала от переднего зеркала отсутствует и вся мощность излучения, которое падает на первое зеркало, проходит и поглощается в резонаторе. Если пренебречь паразитными потерями на зеркалах, то основные потери будут определяться поглощением света в кристалле. При этом для полного согласования связи необходимо выполнение условия $2\alpha L = -\ln R_1$. В нашем случае это условие выполняется для $\alpha L \approx 0.15$. На рис.2 приведены экспериментально полученные зависимости отражения сигнала резонатора от частоты излучения лазера, изменяемой внутри неоднородного уширения линии поглощения кристалла. Наилучшее согласование связи резонатора происходило на частоте 377.879 ГГц – на краю линии поглощения ионов тулия (серая кривая на рис.2).

Резкость линий F идеально настроенного резонатора с коэффициентами отражения R_1 и R_2 без учета внутренних потерь должна быть равной 17.5. Однако во время эксперимента внутри резонатора имели место дополнительные невосполнимые потери, создаваемые одним из двух просветленных окон вакуумной камеры криостата (с коэффициентом отражения менее 0.5%) и двумя гранями кристалла с антиотражающим покрытием (коэффициент отражения каждой грани $\sim 1\%$). В таких условиях экспериментально измеренная резкость резонатора F составила 14.5 вне линии поглощения кристалла, что согласуется с теоретической оценкой $F = \pi \exp(-\alpha L/2) / [1 - \exp(-\alpha L)]$, где $\alpha = \alpha_{\text{Tm}} - \ln(R_1 R_2 \alpha_0) / (2L)$, α_{Tm} – оптическая плотность кристалла длиной L ($1 - \alpha_0$) $\times 100\% = 5\%$ – невосполнимые потери внутри резонатора.

На рис.3 представлен результат восстановления сигнала «спящего» эха в оптическом резонаторе с согласованной связью. Эффективность восстановления сигнального импульса составила $\sim 21\%$ для времени хранения 36 мкс. Емкость исследуемой КП в эксперименте получилась равной 9 (спектральная ширина входного импульса 250 кГц умноженная на время хранения 36 мкс). Отметим, что при неоднородном уширении линии оптического перехода 20 ГГц можно использовать более широкополосные сигнальные и контролирующие π -импульсы, что даже при умеренном увеличении времени хранения сигнала позволит увеличить емкость ячейки КП на порядки.

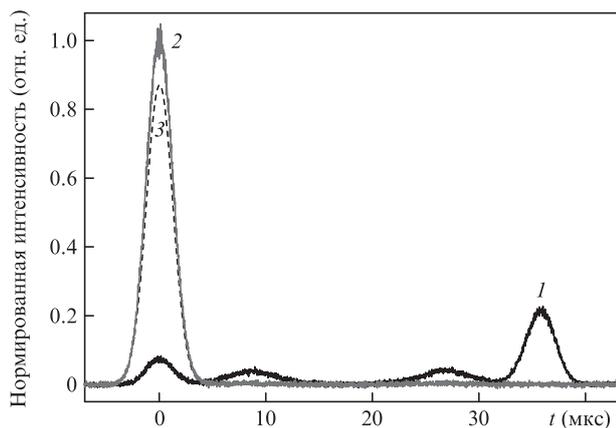


Рис.3. Сигнал «спящего» эха (при $t = 36$ мкс) (1), входной импульс (при $t = 0$) (2) и его непоглощенная часть, а также сигналы от рассеянных контролируемых π -импульсов (между $t = 0$ и $t = 36$ мкс, 1); 3 – непоглощенная часть входного импульса в случае использования однопроходной схемы без оптического резонатора.

Как видно из рис.3, полное согласование связи резонатора в эксперименте не достигалось, поскольку $\sim 7.5\%$ энергии входного импульса отражалось от входного зеркала резонатора. Данное рассогласование мы связываем с неидеальной юстировкой его зеркал. Тем не менее использование оптического резонатора позволило более чем в 10 раз увеличить поглощение входного сигнала в кристалле. А именно, на той же частоте в однопроходной схеме памяти кристаллом поглощалось лишь 12.5% энергии входного импульса (кривая 3 на рис.3). Отклонение от точного согласования приводило к уменьшению квантовой эффективности восстановления сигнального импульса. Однако главной причиной уменьшения эффективности в проведенном эксперименте были эффекты декогеренции на оптическом переходе ионов тулия.

Как отмечено выше, время фазовой памяти T_M , которое определяет верхний предел допустимого времени задержки в ячейке КП, составило 55 мкс ($x = 1.8$). Это привело к падению квантовой эффективности со 100% до 40% согласно зависимости $\exp[-2(2\tau/T_M)^x]$ (2τ – полное время хранения сигнала в ячейке памяти). Тем не менее это время может быть увеличено несколькими способами. Во-первых, как уже отмечалось, благодаря наличию оптического резонатора, обеспечивающего большее поглощение света веществом, можно использовать кристаллы с меньшей концентрацией РЗИ, обладающих большим временем фазовой памяти. Во-вторых, в работе [43] было показано, что при помещении кристалла $Tm^{3+}:YAG$ в слабое внешнее магнитное поле время T_M можно увеличить в несколько раз. В-третьих, наиболее перспективным способом увеличения времени фазовой памяти является перенос оптической когерентности на электрон-ядерные подуровни. Как известно, времена когерентности между сверхтонкими подуровнями в основном состоянии РЗИ T_2 в некоторых кристаллах могут достигать 1.3 с [44], а при использовании методов динамической развязки на так называемых часовых переходах между сверхтонкими подуровнями время когерентности, например в кристалле $^{151}Eu^{3+}:Y_2SiO_5$, можно увеличить на порядки и довести до 6 ч [35].

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально реализован протокол оптической КП на

«спящем» фотонном эхе в кристалле $Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ ($c = 0.1$ ат.%), помещенном в согласованный оптический резонатор. Достигнута квантовая эффективность 21% для сохранения одного импульса света в кристалле в течение 36 мкс. Как показал анализ экспериментальных данных, основной причиной уменьшения квантовой эффективности являлась необратимая дефазировка оптической когерентности. Анализ результатов эксперимента указывает на возможность значительного увеличения квантовой эффективности в изучаемом протоколе КП на использованном нами кристалле при переходе к более коротким световым импульсам и к меньшим временам хранения, а также в случае кристаллов с большими временами когерентности квантовых переходов. Примечательно, что реализованный протокол КП позволяет эффективно и достаточно просто использовать естественное неоднородное уширение квантовых систем, что делает перспективной его дальнейшую разработку.

Темой последующих исследований станет реализация данного протокола в других кристаллах и оптических резонаторах, в том числе интегрированных в оптоволоконные схемы [41, 45, 46], где достижение основных параметров КП также остается одной из первостепенных задач.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-12-01333 П).

1. Knill E., Laflamme R., Milburn G.J. *Nature*, **409**, 46 (2001).
2. Kok P. et al. *Rev. Mod. Phys.*, **79**, 135 (2007).
3. Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5932 (1998).
4. Sangouard N., Simon C., De Riedmatten H., Gisin N. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 33 (2011).
5. Lvovsky A.I., Sanders B.C., Tittel W. *Nat. Photon.*, **3**, 706 (2009).
6. Tittel W. et al. *Laser Photon. Rev.*, **4**, 244 (2009).
7. Heshami K. et al. *J. Mod. Opt.*, **63**, 2005 (2016).
8. Hosseini M., Sparkes B.M., Campbell G., Lam P.K., Buchler B.C. *Nat. Commun.*, **2**, 174 (2011).
9. Hedges M.P., Longdell J.J., Li Y., Sellars M.J. *Nature*, **465**, 1052 (2010).
10. Schraft D., Hain M., Lorenz N., Halfmann T. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 073602 (2016).
11. Heinze G., Hubrich C., Halfmann T. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 033601 (2013).
12. Phillips N.B., Gorshkov A.V., Novikova I. *Phys. Rev. A*, **78**, 023801 (2008).
13. Moiseev S.A., Kröll S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 173601 (2001).
14. Kraus B. et al. *Phys. Rev. A*, **73**, 020302 (2006).
15. Hétet G., Longdell J.J., Sellars M.J., Lam P.K., Buchler B.C. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 203601 (2008).
16. Akhmedzhanov R.A. et al. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 015202 (2016).
17. Sabooni M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 060501 (2010).
18. Amari A. et al. *J. Lumin.*, **130**, 1579 (2010).
19. Zhou Z.Q., Lin W. Bin, Yang M., Li C.F., Guo G.C. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 190505 (2012).
20. Zhou Z.Q., Wang J., Li C.F., Guo G.C. *Sci. Rep.*, **3**, 2754 (2013).
21. Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **90**, 052322 (2014).
22. Reim K.F. et al. *Nat. Photon.*, **4**, 218 (2010).
23. Moiseev S.A. *Phys. Rev. A*, **88**, 012304 (2013).
24. Tikhonov K., Samburskaya K., Golubeva T., Golubev Y. *Phys. Rev. A*, **89**, 013811 (2014).
25. Afzelius M., Simon C., De Riedmatten H., Gisin N. *Phys. Rev. A*, **79**, 052329 (2009).
26. Bonarota M., Le Gouët J.L., Chanelière T. *New J. Phys.*, **13**, 013013 (2011).
27. Saglamyurek E. et al. *Nature*, **469**, 512 (2011).
28. Hsiao Y.-F. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 183602 (2018).
29. Damon V., Bonarota M., Louchet-Chauvet A., Chanelière T., Le Gouët J.L. *New J. Phys.*, **13**, 093031 (2011).

30. Gerasimov K.I. et al. *Opt. Spectrosc.*, **123**, 200 (2017).
31. Bonarota M., Dajczgewand J., Louchet-Chauvet A., Le Gouët J.-L., Chanélière T. *Laser Phys.*, **24**, 094003 (2014).
32. Gerasimov K., Minnegaliev M., Urmancheev R., Moiseev S. *EPJ Web Conf.*, **161**, 01012 (2017).
33. Thiel C.W., Böttger T., Cone R.L. *J. Lumin.*, **131**, 353 (2011).
34. Macfarlane R.M. *J. Lumin.*, **100**, 1 (2003).
35. Zhong M. et al. *Nature*, **517**, 177 (2015).
36. Afzelius M., Simon C. *Phys. Rev. A*, **82**, 022310 (2010).
37. Moiseev S.A., Andrianov S.N., Gubaidullin F.F. *Phys. Rev. A*, **82**, 022311 (2010).
38. Sabooni M., Li Q., Kröll S., Rippe L. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 133604 (2013).
39. Jobez P. et al. *New J. Phys.*, **16**, 083005 (2014).
40. Akhmedzhanov R.A. et al. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 115203 (2016).
41. Zhong T. et al. *Science*, **357**, 1392 (2017).
42. Mims W.B. *Phys. Rev.*, **168**, 370 (1968).
43. Thiel C.W. et al. *Laser Phys.*, **24** (10), 106002 (2014).
44. Rančić M. et al. *Nat. Phys.*, **14** (1), 50 (2017).
45. Minnegaliev M.M. et al. *Laser Phys. Lett.*, **15**, 045207 (2018).
46. Corrielli G., Seri A., Mazzera M., Osellame R., De Riedmatten H. *Phys. Rev. Appl.*, **5**, 054013 (2016).