

УДК 535.14

МНОГОМОДОВАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ ЭХЕ В СРЕДЕ С «ПРОДОЛЬНЫМ» НЕОДНОРОДНЫМ УШИРЕНИЕМ ЛИНИИ

Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев

Аннотация

Проанализированы различные схемы селективной многомодовой квантовой памяти на фотонном эхе в среде с «продольным» неоднородным уширением линии. Учитывая релаксацию атомных фаз, дана оценка предпочтительным экспериментальным условиям для реализации многомодовой квантовой памяти. Обсуждены возможности достижения высокой квантовой эффективности и ф-точности (fidelity) квантовой памяти в коллинеарной геометрии распространения световых полей и осуществления селективных манипуляций отдельными модами.

Ключевые слова: многомодовая оптическая квантовая память, фотонное эхо, квантовая ф-точность и эффективность.

Введение

Развитие квантовой информатики стимулировало появление новых направлений в квантовой оптике [1, 2], одним из которых является оптическая квантовая память (КП). Оптическая КП позволяет достичь большего понимания взаимодействия слабых и интенсивных квантовых световых полей с веществом и находит многочисленные приложения в квантовой информатике, что вызывает быстрый рост исследований в этой области [2–20]. Большой прогресс в развитии оптической КП был достигнут при использовании когерентных многоатомных систем, в которых эффективное взаимодействие между фотоном и резонансными атомами увеличивается как $\sim N^{1/2}g$ (g – константа взаимодействия между фотоном и атомом, N – число атомов) [3–6]. Исторически первые две схемы оптической КП на когерентных многоатомных системах использовали известное нерезонансное рамановское взаимодействие [3, 4] и электромагнитно-индуцированную прозрачность в трехуровневой системе атомов [5]. Недавно такие схемы стали успешно использоваться в экспериментах с классическими [7, 8] и квантовыми [9–11, 19] световыми полями. Эффект фотонного эха в новой модификации также был предложен для реализации оптической КП (ФЭКП) в газах [6, 12], а затем распространен на различные атомные системы в твердом теле [13–17], что открыло новые возможности для КП световых полей [20–24].

Техника квантовой памяти на ФЭ (ФЭКП) основана [6] на использовании полного поглощения сигнального светового импульса произвольного временного профиля в оптически плотной системе резонансных атомов, что открывает возможности реализации многомодовой квантовой памяти. Общая временная диаграмма взаимодействия световых полей с трехуровневой системой атомов приведена на рис. 1. Вовлечение слабораспадающегося атомного уровня 3 с помощью записывающего (W) и считывающего (R) лазерных π -импульсов позволяет увеличить время хранения информации в среде, а также осуществить различные квантовые

манипуляции с записанными в среде квантовыми состояниями света. Восстановление светового поля из среды осуществляется через *контролируемую инверсию* неоднородно уширенной *резонансной линии* в момент времени \tilde{t} на рис. 1 (известной в английской литературе как CRIB – controlled reversibility of inhomogeneous broadening), когда частотная расстройка j -го атома на переходе 1–2 меняется на противоположную $\Delta_j^{\text{out}} \rightarrow -\Delta_j^{\text{in}}$, что обеспечивает восстановление (рефазировку) атомной когерентности и приводит к излучению сигнала эха. В экспериментальных работах [16, 25, 26] была достигнута рекордная квантовая эффективность в 69%, используя ФЭКП в атомной системе с «продольным» неоднородным уширением линии (где атомная расстройка атома определяется его пространственной координатой в образце: $\Delta_j = \chi z_j$).

В настоящей работе мы представляем детальный теоретический анализ схемы эксперимента [16, 26] с учетом влияния фазовой релаксации в системе атомов (T_2), многомодовой структуры поля и величины неоднородного уширения атомной системы. Отметим, что учёт однородного уширения линии необходим для оценки оптической плотности, а также квантовой эффективности и Ф-точности квантовой памяти в реальном эксперименте. Проведенное исследование позволило нам найти область значений параметров импульсов и среды, при которых эффективность и ф-точность (fidelity) восстановления сигнального поля может значительно возрасти [27, 30]. Используя разработанный подход, мы обобщили рассмотренную схему ФЭКП на случай долговременной оптической квантовой памяти *многомодовых* (ниже многоимпульсных) световых полей. Далее мы обсуждаем основные свойства предложенных схем многомодовой (содержащей много различных временных мод) памяти и демонстрируем их специфичные свойства при выполнении селективных манипуляций со световыми модами.

1. Основные уравнения

Следуя схеме ФЭКП на рис. 1, опишем эволюцию взаимодействия сигнального светового импульса произвольной временной формы и системы атомов, полагая, что атомы равномерно заполняют область пространства с линейными размерами L вдоль координаты z распространения световых полей; $-L/2 \leq z \leq L/2$. Предполагая импульсную площадь светового импульса малой, мы пренебрегаем населенностью возбуждения атомных(ого) уровней(я) 2 и, переходя к коллективным атомным операторам $\hat{r}_{nm}(t, z) = i(n_o S)^{-1/2} \sum_j \hat{S}_{nm}^j(t) \delta(z - z_j)$ (где $\hat{S}_{nm}^j = |n\rangle_{jj} \langle m|$ – атомные операторы, $\hat{A}_{\text{in}}(t, z) = g_o(n_o S)^{1/2} \hat{E}_{\text{in}}(t, z)$, $\hat{E}_{\text{in}}(t, z)$ – оператор огибающей светового поля) после использования квантового усреднения $r_{mn}(\tau, z) = \langle \hat{r}_{mn}(\tau, z) \rangle$, $A_{\text{in}}^*(\tau, z) = \langle \hat{A}_{\text{in}}^\dagger(\tau, z) \rangle$, $A_{\text{in}}(\tau, z) = \langle \hat{A}_{\text{in}}(\tau, z) \rangle$, находим следующую систему уравнений Максвелла – Блоха в переменных $\tau = t - z/c$ и $z' = z$:

$$\frac{\partial}{\partial z} A_{\text{in}}(\tau, z) = \beta(z) r_{12}(\tau, z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} r_{12}(\tau, z) = (i\chi z - \gamma_{21}) r_{12}(\tau, z) - A_{\text{in}}(\tau, z), \quad (2)$$

где учтено $\langle \exp\{-i \int_{\tau_o}^{\tau_1} d\tau \delta\omega(\tau)\} \rangle = \exp\{-\gamma_{21}(\tau_1 - \tau_o)\}$, γ_{mn} – константа фазовой релаксации атомного перехода $|m\rangle \leftrightarrow |n\rangle$, $\beta(z) = \pi n_o(z) S |g_o|^2 / c$, $n_o(z) = S^{-1} \sum_j \delta(z - z_j)$ – атомная плотность, $r_{12}(\tau, z)$ описывает поляризацию атомной

среды, $\alpha = 2\beta/\gamma_{21}$ – коэффициент резонансного поглощения, где $\beta(z) = \beta$ и $n_o(z) = n_o$ при $-L/2 \leq z \leq L/2$. Ниже мы интересуемся свойствами КП для входного (падающего сигнального) светового импульса $A_{in}(\tau, z)$, содержащего несколько разделенных во времени световых мод.

Сложность системы уравнений (1), (2) обусловлена наличием пространственной неоднородности в спектральных свойствах среды и фазовой релаксации атомов, которые оказывают определяющее влияние на динамику атомной когерентности и пространственные особенности распространения и поглощения света в среде. Принимая во внимание, что до взаимодействия атомы находились на основном уровне 1 и используя преобразование Фурье $A_n(\tau; z) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega(\tau-\tau_o)} \tilde{A}_n(\omega, z)$, мы находим решение уравнений (1), (2) [27]:

$$A_1(\tau; z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega(\tau-\tau_o)} \left(\frac{\omega + \chi z_o + i\gamma_{21}}{\omega + \chi z + i\gamma_{21}} \right)^{i\beta/\chi} \tilde{A}_1(\omega, z_o), \quad (3)$$

$$r_{12}(\tau; z) = -\frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega(\tau-\tau_o)} \frac{(\omega + \chi z_o + i\gamma_{21})^{i\beta/\chi}}{(\omega + \chi z + i\gamma_{21})^{1+i\beta/\chi}} \tilde{A}_1(\omega, z_o), \quad (4)$$

где $A_1(\tau, z = z_o = -L/2) \equiv A_{in}(t)$ и $\tilde{A}_1(\omega, z_o)$ – световое поле на входе в среду и его спектр. Ниже мы предполагаем, что неоднородное уширение атомных частот больше спектральной ширины падающего поля: $\Delta_n = \chi L \gg \delta\omega_f$.

Решение (3) описывает эволюцию сигнального импульса, испытывающего поглощение в области пространства ($|z| \leq \delta\omega_f/\chi$), где спектр светового поля $\delta\omega_f$ попадает в резонанс с атомными частотами (рис. 2). Однако, как показывает детальный анализ уравнений (3) и (4), динамика атомной когерентности продолжает некоторое дополнительное время оставаться возмущенной, испытывая нелинейные фазовые осцилляции благодаря взаимодействию с локальным световым полем, возникающим в среде после вылета исходного светового импульса из области с резонансными свету атомами. При достаточно большой временной задержке T подачи дополнительного записывающего короткого W -импульса $t_1 > \delta t + T$ (δt – длительность сигнального импульса, $t_1 \gg L/c$, $\delta t_{W,R} \Delta_n \ll \pi$, $\delta t_{W,R}$ – длительность W - и R -импульсов) мы учитываем, что этот π -импульс, распространяясь вдоль волнового вектора \mathbf{K}_1 , полностью переносит оптическое возбуждение атомов с уровня 2 на долгоживущий уровень 3.

Стадия восстановления света содержит инверсию атомной расстройки в момент времени \tilde{t} : $\Delta_j(t > \tilde{t}) = -\Delta_j(t < \tilde{t})$, то есть $\chi z_j \rightarrow -\chi z_j$ и запуск считывающего R -импульса в момент времени $t = t_2$ в ту же область среды $|z| \leq \delta\omega_f/\chi$. W - и R -импульсы распространяются в одинаковом направлении ($\mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_1$). После воздействия R -импульса мы восстанавливаем атомную когерентность на оптическом резонансном переходе 1–2 в прежнем виде:

$$r_{12}(\tau_2; z) = -\exp\{-i(\omega_{31} - i\gamma_{31})(t_2 - t_1) + i(\phi_2 - \phi_1)\} r_{12}(\tau_1; z), \quad (5)$$

где $\tau_2 = t_2 - z/c$, появление множителя $\exp\{i(\phi_2 - \phi_1)\}$ обусловлено воздействием двух лазерных π -импульсов с фазами ϕ_1 и ϕ_2 , $\exp\{-i(\omega_{31} - i\gamma_{31})(t_2 - t_1)\}$ описывает дополнительный набег фазы и влияние релаксации на переходе 1–3 за время памяти.

Дальнейшая эволюция светового поля $A_2(\tau, z)$ и атомной когерентности определяется системой уравнений

$$\frac{\partial}{\partial z} A_2(\tau, z) = \beta r_{12}(\tau, z), \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} r_{12}(\tau, z) = -(i\chi z + \gamma_{21})r_{12}(\tau, z) - A_2(\tau, z) \quad (7)$$

с начальными условиями при $\tau = \tau_2$: $A_2(\tau_2, z) \cong 0$ и атомной когерентностью в виде (5). Решая уравнения (6), (7), аналогично стадии поглощения находим решение для фурье-спектра светового поля $A_2(\tau > \tau_2; z)$:

$$\tilde{A}_2(\omega, z) = -i\beta \int_{z_0}^z dz' \frac{(\chi z' - \omega - i\gamma_{21})^{i\beta/\chi}}{(\chi z' - \omega - i\gamma_{21})^{1+i\beta/\chi}} r_{12}(\tau_2; z'). \quad (8)$$

Учитывая достаточно большой размер среды ($L \gg \delta\omega_f/\chi$) после интегрирования в (8) (см. [27]), получаем поле на выходе из вещества:

$$A_2(\tau, L/2) = -\frac{2\pi\chi}{\beta} \left(\frac{\exp\{-\pi\beta/(2\chi)\}}{\Gamma[i\beta/\chi]} \right)^2 \Gamma_R(\tau - \tau_2; t_{21}) \times \\ \times A_{\text{in}}(\tau_2 + \tau_1 - \tau; -L/2) \exp\{-i\omega_{31}(\tau_2 - \tau_1) + i(\phi_2 - \phi_1) + i\delta\Phi^X(\tau + \tau_m - \tau_2)\}, \quad (9)$$

где $\Gamma_R(\tau - \tau_2; t_{21}) = \exp\{-2\gamma_{21}(\tau - \tau_2) - \gamma_{31}(\tau_2 - \tau_1)\}$ описывает влияние фазовой релаксации, $\Gamma[i\beta/\chi]$ – гамма-функция, $t_{21} = \tau_2 - \tau_1$, $\tau_m = 2\beta/(\chi^2 L)$ – малый временной интервал, который, однако, растет с увеличением оптической плотности среды ($\beta/\chi \gg 1$), $\delta\Phi^X(\tau - \tau_2) = 2(\beta/\chi) \text{Ln} [\chi L(\tau - \tau_2)/2]$ – дополнительная фазовая модуляция (см. ниже). Как видно из уравнения (9), эхо-сигнал $A_2(\tau, L/2)$ излучается в момент времени $\tau_{\text{echo}} = \tau_1 + \tau_2$ в виде время-обращенной копии сигнального светового поля (см. рис. 2).

Решения (8) и (9), полученные для произвольной оптической плотности $\sim 2\pi\beta/\chi$ атомной системы [27, 30], обобщают результат работы [28] на предмет влияния фазовой релаксации атомов, при этом (8) также позволяют проводить анализ влияния величины неоднородного уширения на фазовую модуляцию $\delta\Phi^X(\tau + \tau_m - \tau_2)$ сигнала эха. Для случая достаточно малой длительности сигнального импульса по сравнению со временем взаимодействия ($\delta t/t_1 \ll 1$) можно разложить фазовую модуляцию $\delta\Phi^X(\tau + \tau_m - \tau_2)$ около времени излучения t_{echo} эхо-сигнала: $\exp\{i\delta\Phi^X(\tau + \tau_m - \tau_2)\} = \exp\{i[\delta\Phi_1^X + \delta\omega_e^X(\tau - \tau_{\text{echo}}) + \delta\Phi_3^X(\tau)]\}$, где $\delta\Phi_1^X = 2(\beta/\chi) \text{Ln} [\chi L(\tau_{\text{echo}} + \tau_\beta - \tau_2)/2]$ – постоянный фазовый сдвиг, $\delta\omega_e^X = 2(\beta/\chi)/(\tau_{\text{echo}} + \tau_\beta - \tau_2)$ – частотный сдвиг эхо-сигнала, $\delta\Phi_3^X(\tau)$ – нелинейная фазовая модуляция, определяющая чирпирование частоты эхо-сигнала. Анализ чирпирования частоты, проведенный в [27], показывает, что фазовая модуляция $\delta\Phi_3^X(\tau)$ может оказывать негативное влияние на Φ -точность восстановления состояния сигнального поля. Фазовая модуляция подавляется для достаточно коротких импульсов сигнального поля ($\delta t/t_1 < 0.1$), однако уменьшение длительности импульса сопровождается уширением спектра, который не может превосходить неоднородного уширения линии для достижения высокой эффективности квантовой памяти [29]. Отметим также, что сигнал эха, излученный в обратном направлении, не обладает нелинейным фазовым чирпированием в силу полной обратимости временной эволюции динамики светового поля и атомов по отношению к процессу поглощения исходного сигнального светового поля.

2. Эффективность восстановления эхо-импульса

Важные свойства эффективности восстановленного эхо-импульса содержатся уже в поведении интенсивности светового поля:

$$I_2(\tau, L/2) = |A_2(\tau; z = L/2)|^2 = \exp\{-4\gamma_{21}(\tau - \tau_2) - 2\gamma_{31}t_{21}\} f(\pi\beta/\chi) |A_{\text{in}}(\tau_2 + \tau_1 - \tau; z_0)|^2, \quad (10)$$

где множитель $f(\pi\beta/\chi) = \{1 - \exp(-2\pi\beta/\chi)\}^2$ характеризует степень сохранения и восстановления энергии сигнального поля, обусловленную влиянием конечной оптической плотности на резонансном переходе 1–2. Второй множитель, $\exp\{-4\gamma_{21}(\tau - \tau_2) - 2\gamma_{31}t_{21}\}$, описывает влияние атомной релаксации на амплитуду и форму эхо-сигнала.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета стадии взаимодействия сигнального импульса со средой и последующего излучения эха. Как видно из рисунка, в области резонансного взаимодействия света с атомами ($z \approx 0$) происходит зарождение стоячего светового поля, обусловленного возбуждением локальной слабобезотухающей атомной поляризации, которая и обеспечивает существование такого поля относительно большое время. Высокая эффективность КП достигается при оптической плотности $2\pi\beta/\chi \geq 3$ (первое наблюдение высокой эффективности восстановления было обнаружено в численных экспериментах [30]). В работе [27] построены карты поведения квантовой эффективности для различных длительностей сигнального импульса и скорости фазовой релаксации.

Учитывая, что эхо-импульс $A_2(t)$ имеет обращенную во времени форму относительно входного сигнального импульса $A_1(t)$, можно показать, что фазовое детектирование характеризует ф-точность восстановления отдельного фотонного импульса как

$$F(\beta/\chi; \gamma_{21}T_1, t_1/T_1) = \left| \int_{t_2}^{\infty} dt A_1(-t) \exp\{-i\delta\Phi_1^X - i\delta\omega_e^X(t - t_{\text{echo}})\} A_2(t) / \int_{-\infty}^{\infty} dt I_1(t) \right|^2,$$

где мы также учли постоянную фазу $\delta\Phi_1^X$ и частотный сдвиг $\delta\omega_e^X$ поля эхо-сигнала.

Ф-точность сильно зависит не только от оптической плотности β/χ , но и от времени взаимодействия (как t_1/T_1), а также от неоднородного уширения $T_1\chi L$ в единицах спектральной ширины сигнального импульса и от скорости фазовой релаксации γ_{21} (см. рис. 3). Если фазовая релаксация приводит к обычному экспоненциальному спаду ф-точности, то другие параметры нелинейным образом влияют на нее на малых временах взаимодействия $t_1/T_1 < 4$ через нелинейную фазовую модуляцию $\delta\Phi_3^X(\tau)$ эха. Анализ поведения ф-точности при различных условиях взаимодействия показывает, что выбор оптимальных параметров в рассмотренной схеме КП позволяет достичь ф-точности более 0.9 [27].

3. Многомодовая квантовая память на фотонном эхе

Для увеличения информационной плотности КП и реализации квантовых алгоритмов необходимо иметь возможность эффективно сохранять и селективно манипулировать многомодовыми световыми полями. Существуют работы, посвященные реализации многомодовой КП на фотонном эхе [20, 24, 25, 31]. Ниже мы рассматриваем новые возможные пространственные схемы, основанные на проанализированной выше ФЭКП в твердом теле и интересные для реализации селективной многомодовой КП.

Допустим, что падающее сигнальное световое поле содержит N импульсов, в общем случае имеющих различные несущие частоты ω_n : $A_{\text{in}}(\tau, z = -L/2) = \sum_{n=1}^N A_{n,\text{in}}(\omega_n, t - t_{n,o}; -L/2)$ ($t_{n,o}$ – время прихода n -й световой моды, см. рис. 4).

Аналитическое решение для восстановленного светового поля находится на основе решения (9), которое в данном случае будет описывать характерное влияние релаксации, сдвига частоты и нелинейного фазового сдвига на различные временные моды светового поля, что позволяет вычислять квантовую эффективность и ф-точность КП. Возможная селективная схема работы ФЭКП с многочастотными многомодовыми полями представлена на рис. 5, где используются различные пространственные моды контролируемых световых полей.

При достаточно большой ширине неоднородного уширения среды каждой n -й модой света возбуждается своя долгоживущая атомная когерентность в области пространства $-L/2 < (\omega_n - 1/2\delta\omega_n)/\chi < z_n \leq (\omega_n + 1/2\delta\omega_n)/\chi < L/2$, соответствующей спектру моды ($\delta\omega_n$ – ширина спектра n -й моды). Отметим, что W_n -записывающие и R_n -считывающие лазерные импульсы для различных мод могут перекрываться в среде, когда их спектры не перекрываются друг с другом: $\omega_{32}^{(n)}(\delta\omega_n) \neq \omega_{32}^{(n')}(\delta\omega_{n'})$. На рис. 5 контролируемые импульсы подаются в различные моменты времени. Кроме того, при использовании поперечной геометрии записи и считывании информации запуск контролируемых импульсов может осуществляться непосредственно в области среды с разными координатами z_n . Все эхо-импульсы при этом излучаются вдоль z -направления.

Вторая селективная схема многомодовой КП изображена на рис. 6, где световые моды одинаковой частоты характеризуются различной поперечной координатой. Такая схема интересна с практической точки зрения из-за ограниченной оптической плотности атомного перехода, а также благодаря близкому соответствию с известными технологиями записи обычной информации на DVD-CD диски. При этом для кодировки близких мод можно использовать различную величину внешнего градиента электрического поля. Другой вариант реализации данной схемы представлен на рис. 7. В этом случае каждая световая мода имеет отдельный вход с поперечным размером в несколько длин волн и многомодовость реализуется за счет использования многоячеечной поперечной структуры, где моды могут иметь произвольную частоту.

В третьем основном варианте (рис. 8) используются различные временные моды (с одинаковой поперечной структурой и несущей частотой). Эти моды уже нашли приложение в квантовых коммуникациях на однофотонных полях [32] и исследуются в задачах КП [33, 34]. КП для временных мод может быть реализована с помощью дополнительного включения электрического поля (см. вставку на рис. 8) во время взаимодействия n -й моды или (W_n, R_n)-лазерного поля, что приводит к дополнительному штарковскому сдвигу $\Delta\nu_n$ атомных частот.

Рассматриваемая схема привлекательна тем, что ω_{32} – частоты различных атомных групп – будут сдвинуты в различные моменты времени и все W_n -, R_n -лазерные импульсы могут перекрываться друг с другом в среде. Таким образом, дополнительно прилагаемое электрическое поле (для контролируемого дополнительного штарковского расщепления) может играть роль ключевого кода при работе с выбранной модой света как при ее сохранении, так при последующем считывании в любой заданный момент времени.

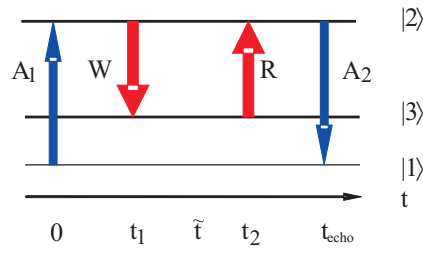


Рис. 1. Атомные уровни энергии и временная схема квантовой памяти фотонном эхе: A₁ – сигнальный импульс; W – записывающие, R – считывающие лазерные импульсы; A₂ – эхо-сигнал

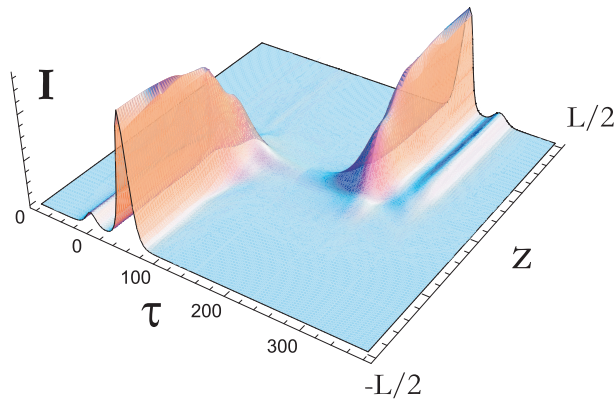


Рис. 2. Сохранение и восстановление сигнального поля с площадью импульса 18°. Знак градиента изменяется при $\tilde{\tau} = 150$: $\Delta(\tau < \tilde{\tau}) = \chi z$, $\Delta(\tau > \tilde{\tau}) = -\chi z$, $\pi\beta/\chi = \pi$

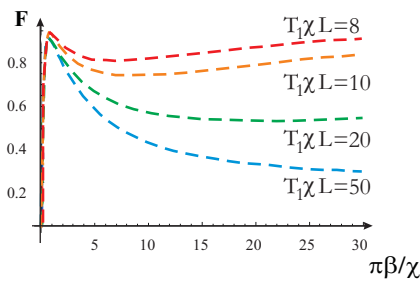


Рис. 3. Ф-точность как функция оптической плотности $\pi\beta/\chi$ для различных значений неоднородного уширения в единицах спектральной ширины сигнального импульса ($T_1\chi L = 8, 10, 20, 50$) при малом времени взаимодействия $t_1/T_1 = 2$

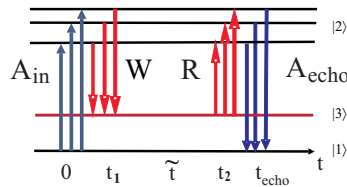


Рис. 4. Записывающие (W) и считывающие (R) лазерные импульсы соответствуют различным входным световым импульсам (модам) A_{in}; A_{echo} – эхо-импульсы

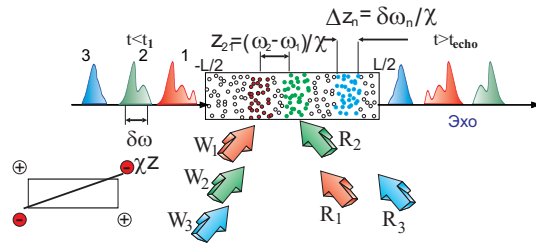


Рис. 5. Пространственная схема многомодовой квантовой памяти. Сохраняемые импульсы имеют разные частотные моды, поэтому контролирующие W_n - и R_n -импульсы и сигналы эха имеют также разные частоты (цвет)

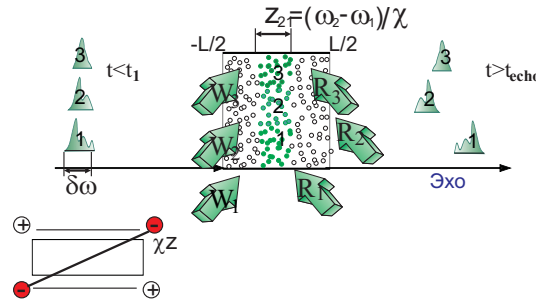


Рис. 6. Пространственная схема многомодовой КП. Сохраняемые импульсы имеют один цвет, но при этом сохраняются в разных областях вещества

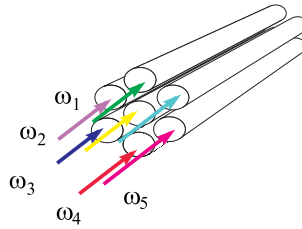


Рис. 7. Многомодовая КП: n -я мода может иметь произвольную несущую частоту ω_n , запоминаемую в своей ячейке КП, имеющей вид цилиндра, к которому подведены свои электроды для контроля неоднородного уширения (CRIB)

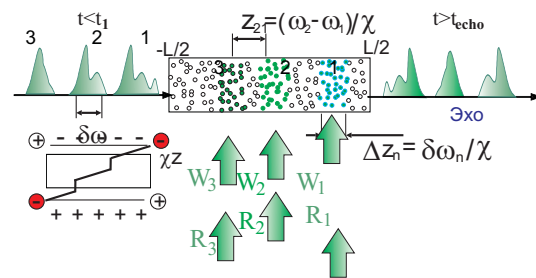


Рис. 8. Временные моды взаимодействуют с атомами при различном дополнительном сдвиге Штарка. Сохраняемые импульсы имеют один цвет, но сохраняются в разных областях вещества путем пространственной подстройки атомных частот к спектру падающего поля с помощью градиента внешнего поля (см. вставку на рисунке). Контролирующие W_n - и R_n -лазерные импульсы действуют на различные атомы в поперечной геометрии

Заключение

В настоящей работе получено аналитическое решение (9), позволяющее анализировать многомодовую оптическую квантовую память на фотонном эхе с продольным характером неоднородного уширения, учитывая реальные экспериментальные параметры. Представлены различные варианты реализации такой квантовой памяти с селективным контролем записи и считывания квантовой информации. Отметим, что рассмотренные схемы можно использовать во многих циклах записи и считывания, при этом квантовая эффективность конечного состояния является прямым произведением всех циклов. Интересно, что общее выражение для нелинейной фазовой модуляции выходного сигнала принимает вид $\delta\Phi_{\Sigma}^M(\tau) = \sum_{m=1}^M \delta\Phi^{\chi_m}[\pm(\tau - \tau_m)]$, где знаки $(\tau - \tau_m)$ и τ_m зависят от процедуры переключения градиента и временного интервала m -го цикла КП. Таким образом, используя много циклов КП, можно управлять ф-точностью восстановления и фазовым chirпированием световых мод поля. Выяснение более детальных свойств такого контроля требует дальнейших исследований. Многомодовость световых полей и селективность их контроля в рассмотренных выше схемах КП открывает возможность реализации квантовых алгоритмов [29] на фотонных кубитах. Наконец, обнаруженное нами стоячее (не распространяющееся в среде) световое поле указывает на наличие новой возможности увеличения времени жизни светового поля в среде, что может быть использовано для реализации нелинейных квантовых манипуляций с фотонными кубитами.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-07-00449-а, 10-02-01348-а), НШ 4531.2008.2, гос. контрактом Роснаука № 02.740.11.01.03, гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-4090.2009.2 и гранта Академии наук Республики Татарстан (молодежный грант № 01-5/2010(Г)).

Summary

N.M. Arslanov, S.A. Moiseev. Multimode Photon Echo Quantum Memory in the Medium with Longitudinal Inhomogeneous Broadening.

We analyze various schemes of selective multimode photon echo quantum memory in the medium with “longitudinal” inhomogeneous broadening. Taking into account the atomic phase relaxation we estimate preferable experimental conditions for realization of multimode quantum memory with highest efficiency and fidelity. Realization of the photon echo quantum memory with high quantum efficiency and fidelity in a forward geometry of the light field propagation and the implementation of selective manipulations of the light field modes are discussed.

Key words: multimode optical quantum memory, photon echo, quantum fidelity and efficiency.

Литература

1. *Nielsen M.A., Chuang I.L.* Quantum Computation and Quantum Information. – Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2000. – 1000 p.
2. *Cirac J.I., Zoller P., Kimble H.J., Mabuchi H.* Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 78. – P. 3221–3224.
3. *Duan L.M., Cirac J.I., Zoller P., Polzik E.S.* Quantum Communication between Atomic Ensembles Using Coherent Light // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – P. 5643–5646.

4. *Kuzmich A., Polzik E.S.* Atomic Quantum State Teleportation and Swapping // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 85. – P. 5639–5642.
5. *Fleischhauer M., Lukin M.D.* Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84. – P. 5094–5097.
6. *Moiseev S.A., Kroll 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. 173601–173605.
7. *Liu C., Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.V.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses // *Nature.* – 2001. – V. 409. – P. 490–492.
8. *Philips D.F., Fleischhauer A., Mair A.* Storage of Light in Atomic Vapor // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86. – P. 783–786.
9. *Eisaman M.D., Andre A., Massou F., Fleischhauer M., Zibrov A.S., Lukin M.D.* Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses // *Nature.* – 2005. – V. 438. – P. 837–840;
10. *Chaneliere T., Matsukevich D., Jenkins S. D., Lan S.-Y., Kennedy T.A.B., Kuzmich A.* Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories // *Nature.* – 2005. – V. 438. – P. 833–835.
11. *Choi K.S., Deng H., Laurat J., Kimble H.J.* Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory // *Nature.* – 2008. – V. 452. – P. 67–71.
12. *Moiseev S.A.* Photon-echo-based quantum memory of arbitrary light field states // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2007. – V. 40. – P. 3877–3890.
13. *Moiseev S.A., Tarasov V.F., Ham B.S.* Quantum memory photon echo-like techniques in solids // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* – 2003. – V. 5. – P. S497–S500.
14. *Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J.* ACOFT/AOS Proceedings. – Sydney: Univ. Press, 2004. – 120 p.
15. *Nilsson M., Kroll 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.
16. *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. 043602–043610.
17. *Kraus B., Tittel W., Gisin N., Nilsson M., Kroll 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)-1–020306(R)-4.
18. *Kalachev A., Kröll S.* Coherent control of collective spontaneous emission in an extended atomic ensemble and quantum storage // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 74. – P. 023814-1–023814-10.
19. *Appel J., Figueroa E., Korystov D., Lobino M., Lvovsky A.I.* Quantum Memory for Squeezed Light // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 100. – P. 093602-1–093602-4.
20. *Hosseini M., Sparkes B.M., Hétet G., Longdell J.J., Lam P.K., Buchler B.C.* A coherent optical pulse sequencer for quantum applications // *Nature.* – 2009. – V. 461. – P. 241–245.
21. *Hétet G., Hosseini M., Sparkes B. M., Oblak D., Lam P.K., Buchler B.C.* Photon echoes generated by reversing magnetic field gradients in a rubidium vapor // *Opt. Lett.* – 2008. – V. 33. – P. 2323–2330.
22. *Moiseev S.A., Tittel W.* Optical quantum memory with generalized time-reversible atom-light interactions // *Quantum Phys.* – 2009. – arXiv:0812.1730v2[quant-ph].

23. *de Riedmatten H., Afzelius M., Staudt M.U., Simon C., Gisin N.* A solid-state light-matter interface at the single-photon level // *Nature*. – 2008. – V. 456. – P. 773–775.
24. *Nunn J., Reim K., Lee K.C., Lorenz V.O., Sussman B.J., Walmsley I.A., Jaksch D.* Multimode Memories in Atomic Ensembles // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – P. 260502-1–260502-4.
25. *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.
26. *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. 023601-1–023601-4.
27. *Moiseev S.A., Arslanov N.M.* Efficiency and fidelity of photon-echo quantum memory in an atomic system with longitudinal inhomogeneous broadening // *Phys. Rev. A.* – 2008. – V. 78. – P. 023803-1–023803-23.
28. *Hétet G., Longdell J.J., Sellars M.J., Lam P.K., Buchler B.C.* MultiModal Properties and Dynamics of Gradient Echo Quantum Memory // *Phys. Rev. Lett.* 2008. – V. 101. – P. 203601-1–203601-4.
29. *Арсланов Н.М., Васильев А.В., Моисеев С.А., Аблаев Ф.М.* Реализация квантового алгоритма “МОДm” на основе использования квантовой памяти на фотонном эхе // Сб. тр. «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». – Казань: Казан. гос. ун-т, 2008. – С. 25–30.
30. *Сайдашева И.Ш., Арсланов Н.М., Моисеев С.А.* Моделирование фотонного эха в среде с управляемым градиентом: возможность достижения эффективной квантовой памяти // IV Междунар. Оптический Конгресс «Оптика – XXI век»: Сб. тез. – СПб.: С.-Петербург. гос. ун-т информ. технологий, механики и оптики, 2006. – С. 137.
31. *Moiseev S.A., Arslanov N.M.* Selective multimodes quantum memory based on the photon echo // Сб. тр. «Наука и инновации – 2007». – Йошкар Ола: Изд-во Мар. гос. ун-та, 2007. – P. 8–20.
32. *Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H.* Quantum cryptography // *Rev. Mod. Phys.* – 2002. – V. 74. – P. 145–150.
33. *Gisin N., Moiseev S.A., Simon C.* Storage and retrieval of time-bin qubits with photon-echo-based quantum memories // *Phys. Rev. A.* – 2007. – V. 76. – P. 014302-1–014302-18.
34. *Moiseev S.A., Tittel W.* Quantum Compression and Decompression of Light Pulses based on Photon Echo with Generalized CRIB // QCMC 2008: The IX Int. Conf. on Quantum communication, Measurement and Computing. – Alberta, Canada: Univ. of Calgary, 2009. – P. 260–284.

Поступила в редакцию
10.03.10

Арсланов Наркис Мусавирович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института информатики Академии наук Республики Татарстан, научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: narслан@mail.ru

Моисеев Сергей Андреевич – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией квантовой информатики Института информатики Академии наук Республики Татарстан, ведущий научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: samoi@yandex.ru