

Оптимальные периодические частотные гребенки высокоэффективной оптической квантовой памяти на кристаллах с редкоземельными ионами

Н.М.Арсланов, С.А.Моисеев

Исследована возможность увеличения квантовой эффективности широкополосной квантовой памяти на фотонном эхе в кристаллах с примесными редкоземельными ионами, обладающими гребенчатой структурой неоднородного уширения оптического перехода. С учетом реальных параметров оптических переходов редкоземельных ионов найдены оптимальные параметры частотной структуры для реализации заданной квантовой эффективности в выбранном спектральном интервале частот. Полученные результаты позволили установить условия увеличения эффективности широкополосной квантовой памяти. Обсуждены также возможности экспериментальной реализации такой памяти.

Ключевые слова: широкополосная квантовая память на фотонном эхе, квантовая эффективность, оптически плотные среды, неорганические кристаллы с редкоземельными ионами, квантовый повторитель.

1. Введение

Эффекты спинового и фотонного эха [1, 2] в последнее десятилетие получили активное развитие в экспериментальной квантовой информатике. В частности, новые схемы фотонного эха в оптически плотной среде с обратимым во времени излучением сигнала эха [3, 4] стали активно разрабатываться для реализации многокубитовой оптической квантовой памяти [5–9], которая необходима для создания квантовых повторителей [10] и универсального квантового компьютера [11]. На основе схемы [3], получившей название CRIB-протокола (от controlled reversible inhomogeneous broadening) [12–14], был предложен ряд модификаций данного протокола, отличающихся способами реализации фазировки атомной когерентности: протокол AFC (atomic frequency comb) [15, 16], протокол GEM (gradient echo memory) [17–19], протокол ROSE (revival of silenced echo) [20, 21], протокол HYPER (hybrid photon echo rephasing) [22] и др., появление которых значительно расширило возможности реализации квантовой памяти на фотонном эхе, в том числе и в микроволновом диапазоне частот [23, 24]. Используемая в экспериментальных работах упрощенная схема AFC-протокола с параллельным распространением всех световых импульсов позволила убедительно продемонстрировать его возможности для сохранения широкополосных квантовых состояний света и перспективы для его использования при создании оптического квантового повторителя [9].

Большие надежды в экспериментальной реализации AFC-протокола связываются с использованием редкоземельных ионов в неорганических кристаллах в качестве носителей квантовой информации. В таких кристаллах стало возможным сохранение не только наносекундных, но также пико- и фемтосекундных световых импульсов,

что определило повышенный интерес к этим исследованиям. Эксперименты с AFC-протоколом в кристалле Pr:Y₂SiO₅ с неоднородно уширенной линией оптического перехода $\Delta_{in} \approx 100$ ГГц продемонстрировали возможность сохранения однофотонных волновых пакетов с длительностью 100 пс [25]. В работе [8] использовался кристалл Ti:Tm:LiNbO₃ с еще большим неоднородным уширением: $\Delta_{in} = 300$ ГГц [26]. В работах [8, 25] точность восстановления состояний однофотонных полей превосходила 90%. В таких кристаллах также была показана возможность последовательной записи и считывания 64 предельно слабых световых импульсов (со средним числом фотонов в импульсе $\bar{n} = 0.5$ [5]) и даже 1060 световых импульсов [6]. Отметим и демонстрацию сохранения перепутанных состояний фотонов [25] и временных кубитов (time-bin qubits) в 26 мультиплексированных спектральных модах [8]. Недавно AFC-протокол был успешно применен для работы с многочастотными каналами записи [9].

Несмотря на отмеченные большие успехи, квантовая эффективность, достигнутая в экспериментах по наблюдению светового эха в прямой схеме AFC-протокола (для геометрии параллельно распространяющихся световых полей), составила лишь 35% [27–29] при максимально возможном значении 54%. Помещение атомов в оптический резонатор позволило увеличить квантовую эффективность до 58% [30, 31]. Однако применение высокодобротных резонаторов ограничивает рабочий спектральный диапазон, в связи с чем реализация широкополосной высокоэффективной квантовой памяти предполагает использование безрезонаторной обращенной схемы AFC-протокола. В этой схеме восстановленный сигнал распространяется в противоположном направлении по отношению к направлению распространения сигнального излучения, и в соответствии с CRIB-протоколом [3] возможно достижение квантовой эффективности, близкой к 100%.

В работе [32] обнаружено, что AFC-протокол [15] не позволяет достичь высокой квантовой эффективности для световых полей, спектральная ширина которых сопоставима с шириной спектра AFC-структуры, в силу негативного влияния дисперсионных эффектов, в отличие от протоколов типа CRIB [12] и GEM [19], где такого влияния не наблюдается. Надо отметить, что появление дан-

Н.М.Арсланов, С.А.Моисеев. Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева, Россия, 420111 Казань, ул. К.Маркса, 10; e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org, narkis@yandex.ru

ного эффекта имеет фундаментальную причину, вызванную отсутствием строгой временной обратимости излучения сигнала светового эха по отношению к процессу поглощения сигнального светового поля, в отличие, например, от исходного CRIB-протокола [3], где такая обратимость соблюдается для произвольной спектральной ширины световых сигналов [12–14]. Развивая подход [32], в настоящей работе предлагаются конкретные способы подавления спектральной дисперсии в AFC-структуре оптического перехода с учетом реальных параметров оптических переходов редкоземельных ионов в неорганических кристаллах. Найдены оптимальные параметры модифицированной схемы AFC (MAFC), обладающей нулевой дисперсией в широком спектральном диапазоне, что позволяет достигнуть высокой квантовой эффективности сохранения коротких световых импульсов. Наконец, обсуждены возможности экспериментальной реализации данного подхода.

2. Влияние оптической плотности на спектральную квантовую эффективность

В AFC-протоколе используются резонансные системы с неоднородным уширением Δ_{in} в виде дискретной периодической структуры $\delta_j = n_j \Delta$ узких пиков с шириной $\gamma \ll \Delta$, где $n_j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – целые числа [15, 16]; Δ – расстояние между двумя ближайшими линиями (рис.1). Отметим, что впервые неоднородное уширение в таком виде рассматривалось для эхо-явлений в работах Дубецкого и Чеботаева [33, 34] и демонстрировалось ими экспериментально на системе классических маятников. В настоящее время AFC-структура в кристаллах с редкоземельными ионами создается экспериментально оптическим выжиганием провалов в неоднородно уширенной линии оптического перехода используемых ионов. После изготовления такой частотной гребенки в среду запускаются сигнальные световые импульсы, которые возбуждают долгоживущую атомную поляризацию $P(t)$, испытывающую быструю дефазировку в силу неоднородного уширения линии. Возбужденная поляризация затем восстанавливается спустя время $\tau = 2\pi/\Delta$, вызывая излучение сигнала светового эха. Такое автоматическое восстановление удобно на практике по сравнению с другими протоколами, в которых приходится использовать воздействия дополнительными лазерными полями на систему атомов или ионов для восстановления расфазированной поляризации. Для квантовой эффективности в обращенной схеме AFC-протокола часто используется формула [16]

$$\eta \approx [1 - \exp(-\alpha L)]^2 \exp(-7/f^2). \tag{1}$$

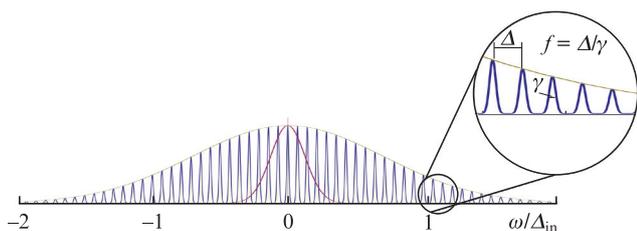


Рис.1. Спектральная AFC-структура неоднородного уширения линии и спектр сигнального излучения в центре линии: Δ_{in} – общая ширина линии; γ – ширина отдельного пика; Δ – расстояние между ближайшими пиками; $f = \Delta/\gamma$ – резкость.

Здесь $\alpha = \alpha_0/f$; $\alpha_0 L$ – исходная оптическая плотность резонансного перехода, на котором создается AFC-структура; L – длина образца; $f = \Delta/\gamma$ – спектральная резкость AFC-структуры линий.

Отметим, в частности, что квантовая эффективность $\eta \rightarrow 0.9$ при $\alpha_0 L = 40$ и $f = 10$ [14]. Согласно (1) эффективность η зависит лишь от усредненной оптической плотности αL и спектральной резкости f , что также согласуется с экспериментальными данными, полученными для прямого AFC-протокола в средах с небольшой оптической плотностью, где имеет место невысокая квантовая эффективность [27–29]. На рис.2 приведена карта эффективности η для центральной частоты оптического перехода в координатах оптической плотности $\alpha_0 L$ и резкости f , когда спектральная ширина сохраняемого импульса мала по сравнению с шириной AFC-структуры. Как видно из рис.2,а, в существующих экспериментальных работах использовались кристаллы с оптическими параметрами, которые позволяют получать эффективность не более 70%. Для достижения $\eta > 90\%$ необходимо иметь большую оптическую плотность AFC-структуры ($\alpha_0 L > 50$) и достаточно высокую резкость ($f > 7$) (см. рис.2,б).

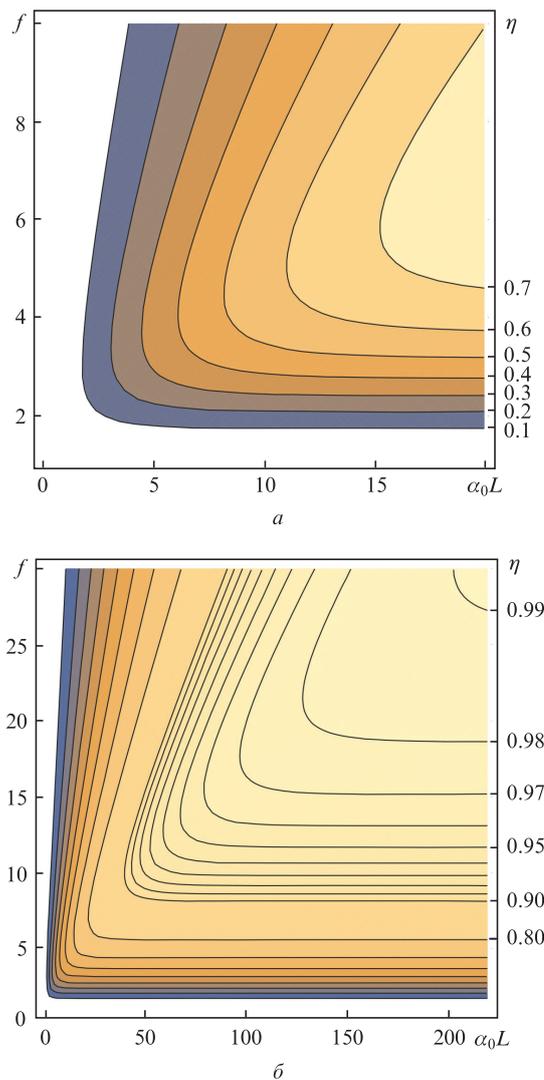


Рис.2. Карта квантовой эффективности η на нулевой частоте в центре линии. Черными линиями обозначены изолинии для эффективности от $\eta = 0.1$ до $\eta = 0.7$ с шагом 0.1 (а) и от $\eta = 0.9$ до $\eta = 0.99$ с шагом 0.01 (б).

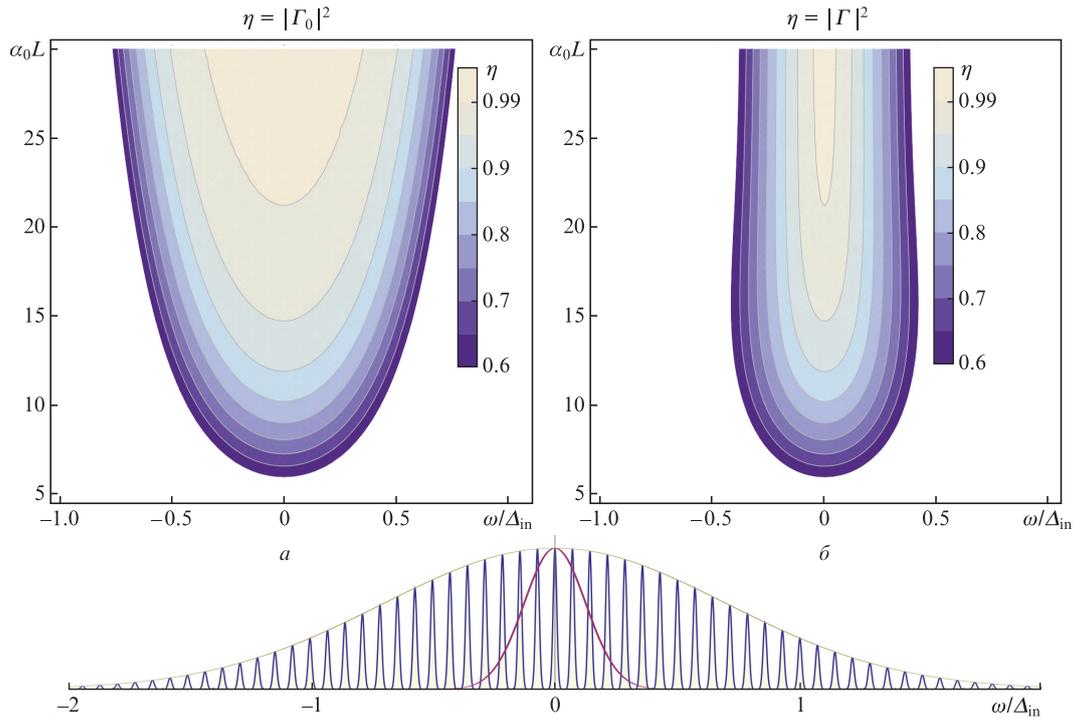


Рис.3. Спектральная квантовая эффективность $\eta(\omega)$ при формировании AFC-структуры во всей неоднородной уширенной линии в зависимости от оптической плотности резонансного перехода $\alpha_0 L$ без учета спектральной дисперсии (а) и с учетом спектральной дисперсии (б).

Эффективность восстановления сигнального поля хорошо описывается формулой (1), если сигнальное излучение имеет спектральную ширину, пренебрежимо малую по сравнению с шириной спектра AFC-гребенки Δ_{in} (рис.3) [32]. В случае световых полей с большой спек-

тральной шириной эффективность их восстановления заметно снижается из-за нарушения фазового синхронизма в процессе излучения сигнала эха (рис.4). Нарушение фазового синхронизма усиливается при отклонении от центра линии оптического перехода, что приводит к паде-

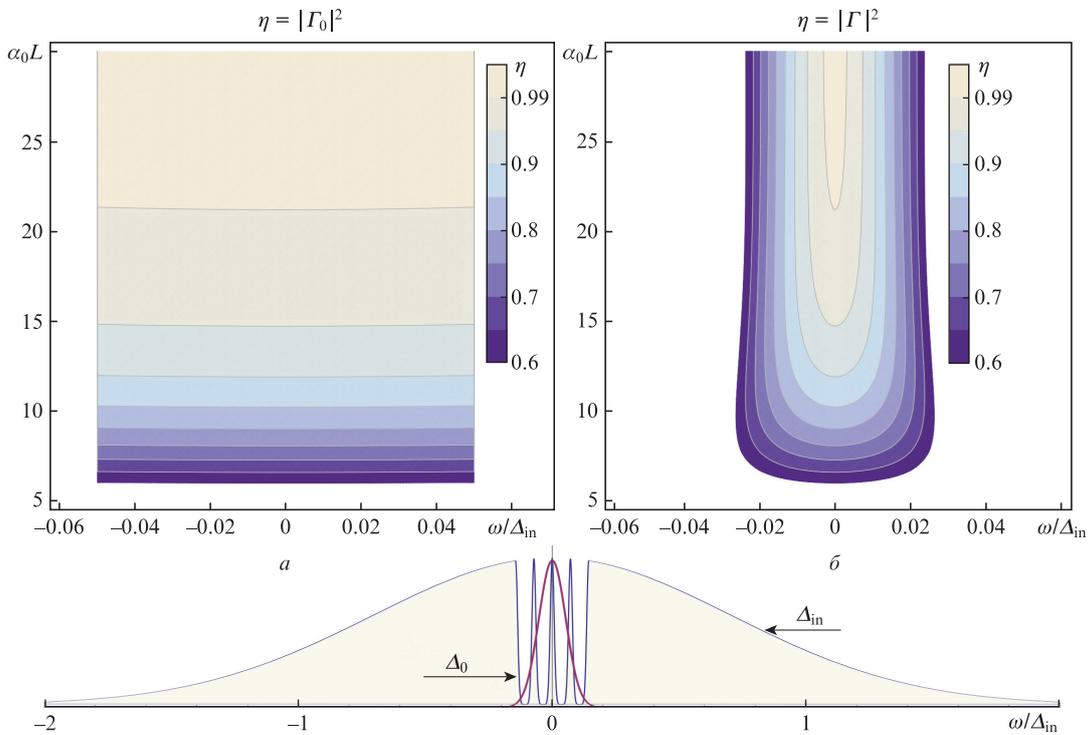


Рис.4. Спектральная квантовая эффективность $\eta(\omega)$ внутри AFC-структуры с $\Delta_0 = 0.1\Delta_{in}$, сформированной в узкой части неоднородно уширенной линии, в зависимости от оптической плотности резонансного перехода $\alpha_0 L$ в случае, когда эффективность $\eta = |\Gamma_0|^2 = (1 - \exp(-\alpha L))^2$ (влияние дисперсионных эффектов не учитывается) (а), и в случае, когда эффективность η описывается выражением $\eta = |\Gamma(\omega)|^2$ в соответствии с выражением (2) (б).

нию эффективности излучения фотонного эха. Кроме того, поскольку нарушение синхронизма неодинаково для различных спектральных компонент излучаемого света, то возникающий дисбаланс приводит также к уменьшению точности восстановления состояния широкополосных световых полей. Для решения этой проблемы ниже мы анализируем способы подавления спектральной дисперсии, учитывая естественную форму неоднородно уширенных линий оптического перехода в реальных кристаллах.

3. Влияние дисперсионных эффектов

В обращенной схеме AFC-протокол реализуется в три стадии, аналогично исходной схеме CRIB-протокола [3, 12, 14]. В начале импульс сигнального светового поля поглощается атомами кристалла, что сопровождается возбуждением волн поляризации, описываемых $\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})]$ с волновыми векторами $\mathbf{k}_p = [(\omega/c) + \delta k] \mathbf{e}_z$, где $\delta k = \omega_0 \chi(\Delta)/2c$ – дополнительное изменение волнового вектора, вызванное взаимодействием света с резонансными атомами; ω_0 – центральная частота линии поглощения; $\Delta = \omega - \omega_0$ – частотная отстройка; $\chi = \chi' + i\chi''$ – восприимчивость ($\omega_0 \chi''/c = \alpha$ определяет коэффициент резонансного поглощения, а $\chi'(\Delta)$ характеризует аномальную дисперсию при распространении резонансных световых волн).

Аномальная дисперсия в случае высокой оптической плотности ($\alpha_0 L > 1$) может приводить к появлению сверхсветовой (видимой) групповой скорости, или отрицательной групповой скорости v в распространении светового импульса [35]. После поглощения света возбужденная атомная поляризация (когерентность) переносится на долгоживущую электронную спиновую когерентность воздействием первого контролирующего лазерного импульса, что приводит к появлению спиновых волн, обладающих волновыми векторами $\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_1$ (\mathbf{k}_1 – волновой вектор лазерного поля) и сохраняющих информацию об аномальной спектральной дисперсии распространения сигнального импульса света. Важно, что время жизни спиновой квантовой когерентности можно увеличить до нескольких часов в системе редкоземельных ионов, если воспользоваться обратимым переносом электронной когерентности на долгоживущую ядерную спиновую когерентность [36].

На третьем этапе второй контролирующей лазерный импульс с волновым вектором \mathbf{k}_2 восстанавливает волны оптической поляризации атомов $\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_{\text{ret}} \cdot \mathbf{r})]$ с новым волновым вектором $\mathbf{k}_{\text{ret}} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$. Последующее автоматическое сфазирование волн поляризации аналогично прямой схеме AFC-протокола может приводить к излучению сигнала эха, но уже в обратном направлении при выборе волновых векторов лазерных импульсов $\mathbf{k}_1 = \mathbf{e}_z \omega/c$ и $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{e}_z \omega/c$; при этом волновой вектор фазировавшихся волн поляризации $\mathbf{k}_{\text{ret}} = (-\omega/c + \delta k) \mathbf{e}_z \approx -[\omega_0/c + \Delta(1/c + 1/v)] \mathbf{e}_z$. Фазовая и групповая скорости этих волн поляризации сонаправлены со световыми волнами сигнала обратного AFC-эха, что отличается от ситуации, имеющей место при поглощении сигнального светового импульса.

Известно, что в оптически тонкой среде отклонение от условия фазового синхронизма влияет на амплитуду излучаемого светового поля E согласно формуле $\sin((k_{\text{ret}} -$

$k_p)L/2)/[(k_{\text{ret}} - k_p)L/2]$, при этом интенсивное излучение имеет место только при $(k_{\text{ret}} - k_p)L = 1$ [37]. Высокоэффективное восстановление записанной информации требует достаточно точного выполнения фазового синхронизма для всех спектральных компонент излучаемого поля. Световое поле эха $A_{\text{echo}}(t, z)$ для обратной AFC-схемы выражается через интеграл Фурье по спектру сигнального поля $A_s(\omega)$ на входе в кристалл:

$$A_{\text{echo}}(t, z) = \kappa \left(\frac{2\pi}{\Delta} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \Gamma(\omega) e^{-i\omega(t-z/c)} A_s(\omega) d\omega, \quad (2)$$

где $\Gamma(\omega) = \{1 - \exp[i\omega_0 \chi(\omega)L/c]\} / [1 - i\chi'(\omega)/\chi''(\omega)]$ – спектральная характеристика (СХ) памяти; χ' – показатель преломления кристалла с AFC-структурой; $\alpha = 2(\omega_0/c)\chi'' = \alpha_0/f$ – усредненный коэффициент поглощения кристалла; $2\pi \kappa/\Delta$ – фактор, определяющий наличие необратимого затухания поляризации за время $2\pi/\Delta$, что вызвано конечной спектральной шириной AFC-структуры (гауссова форма линии пиков дает $\kappa = \exp(-3.5/f^2)$).

Как видно из (2), СХ памяти определяет спектральную квантовую эффективность AFC-протокола согласно $\eta(\omega) = |\Gamma(\omega)|^2$ при достаточно большом значении резкости f , и соответственно, $\kappa \approx 1$. Важно, что коэффициент поглощения α в той части спектра, где происходит запись сигнального светового поля, определяется параметрами резонансных линий поглощения, но восприимчивость $\chi \sim \chi'(\omega)$ зависит также и от наличия резонансных линий в окрестности, близкой к данной частотной области. Примечательно, что согласно соотношению (2) влияние спектральной дисперсии оказывается незначительным как при достаточно малой величине частотной дисперсии ($\chi'(\omega)/\chi''(\omega) = 1$), так и при малой оптической плотности атомного перехода ($\alpha(\omega)L < 1$). Именно в этом случае, раскладывая функцию $\Gamma(\omega)$ в ряд по малому параметру $\omega_0 \chi(\omega)L/c \ll 1$, находим, что квантовая эффективность $\eta(\omega) \approx (\alpha(\omega)L)^2/4 \ll 1$, что согласуется с экспериментальными результатами работ [27–29, 38–40].

Для демонстрации большего влияния спектральной дисперсии на квантовую эффективность на рис.3,4 представлены графики спектральной эффективности $\eta(\omega)$ для двух случаев. В первом случае рассматривается ситуация, в которой AFC-структура покрывает все неоднородное уширение линии оптического перехода [16], имеющего типичную форму гауссовой линии с шириной Δ_{in} [41], при этом ширина спектра AFC-структуры значительно превосходит ширину спектра световых импульсов. Во втором предельном случае предполагается, что AFC-структура сформирована в узкой части неоднородного уширения ($\Delta_0 \ll \Delta_{\text{in}}$). На рис.3 и 4 представлены спектральные зависимости квантовой эффективности как при пренебрежении эффектами спектральной дисперсии, так и при ее учете. Графики, полученные в результате численных расчетов, показывают, что спектральная дисперсия в оптически плотных средах сильно сужает спектральную ширину, где может реализоваться предельно высокая квантовая эффективность. Так, из сравнения рис.3,а и 4,а с рис.3,б и 4,б видно, что при учете спектральной дисперсии квантовая эффективность, заданная соотношением $\eta(\omega) > \eta_0$, имеет место лишь в узком участке спектра, ширина которого перестает сильно меняться при достижении некоторого значения оптической плотности, отвеча-

ющего данной квантовой эффективности η_0 и резкости f линий AFC-структуры.

Представленный выше характер поведения спектральной квантовой эффективности объясняется тем, что при достаточно большой оптической плотности ($\alpha_0 L \gg 1$) спектральная квантовая эффективность определяется как $\eta(\omega) = |1 - i\chi'(\omega)/\chi''(\omega)|^{-2}$, при этом спектральная ширина Δ_{qm} высокой квантовой эффективности уже не зависит от αL . Например, для AFC-структуры, возбуждаемой внутри всего контура неоднородного уширения гауссова типа, имеем $\eta(\omega) = \eta_G(\omega) = |1 - i(\omega/|\omega|)\text{erfi}(\omega/\sqrt{2}\Delta_{in})|^{-2}$. Таким образом, максимальная достижимая спектральная ширина Δ_{qm} зависит лишь от формы линии неоднородного уширения.

Для существенного увеличения спектральной ширины Δ_{qm} рассмотрим вариант, в котором AFC-структура создается в некотором заданном спектральном интервале $\Delta_0 < \Delta_{in}$. Как показано ниже, оптимальный выбор величины Δ_0 может значительно увеличить спектральный интервал Δ_{qm} .

4. Оптимальные параметры высокой спектральной квантовой эффективности

В соответствии с выше отмеченным результатом, квантовая эффективность спадает с увеличением частотной расстройки при большой оптической плотности ($\alpha_0 L \gg 1$). Для решения этой проблемы мы провели численное моделирование эффективности излучения эха в модифицированной AFC-структуре.

На рис.5 представлены результаты расчета спектральной эффективности $\eta(\omega)$ в зависимости от величины спектрального интервала Δ_0 (в единицах Δ_{in}) для трех различных значений исходной оптической плотности: $\alpha_0 L = 10, 20$ и 30 . В случае относительно малой оптической плотности ($\alpha_0 L = 10$) заметно увеличение спектральной области высокой квантовой эффективности для $\Delta_0 \approx 0.65$. При этом $\eta(\omega) > 0.8$ в области частот $|\omega| < 0.2\Delta_{in}$ ($\Delta_{qm} = 0.4\Delta_{in}$).

Во втором случае ($\alpha_0 L = 20$) наблюдается еще большее увеличение ширины спектра, в котором высокая квантовая эффективность приобретает форму стрелы на плоскости $(\Delta_0, \omega/\Delta_{in})$, где $\eta(\omega) > 0.95$ выполняется для $\Delta_0 \approx 0.85\Delta_{in}$ в максимальном частотном интервале $\Delta_{qm} = 0.6\Delta_{in}$

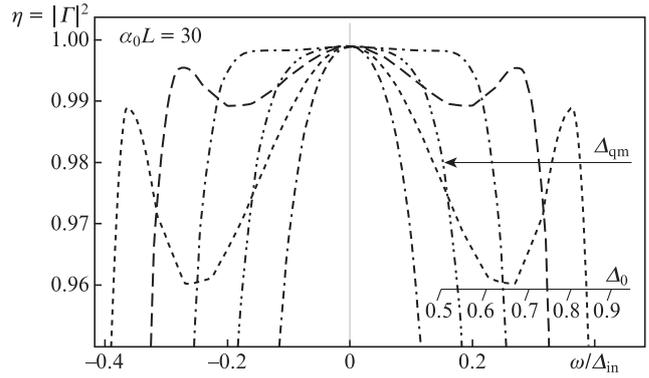


Рис.6. Спектральная эффективность $\eta(\omega)$ для оптической плотности $\alpha_0 L = 30$ и $\Delta_{qm} = 0.6\Delta_{in}$ в зависимости от ω/Δ_{in} (отмеченные линиями сечения на рис.5); стрелка указывает на поведение квантовой эффективности при $\Delta_0 = 0.6\Delta_{in}$.

($|\omega| < 0.3\Delta_{in}$). Например, для кристалла $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ с $\Delta_{in} = 5$ ГГц и $\alpha = 23 \text{ см}^{-1}$ при квантовой эффективности $\eta(\omega) > 0.95$ ширина спектра $\Delta_0 = 0.85\Delta_{in} = 4.25$ ГГц при длине кристалла 0.87 см.

В третьем случае (рис.5,в) имеем наиболее высокую квантовую эффективность, особенно необходимую для памяти квантового компьютера. Данная ситуация возникает при оптической плотности $\alpha_0 L = 30$, при этом область максимальной квантовой эффективности имеет на плоскости $(\Delta_0, \omega/\Delta_{in})$ форму заостренного якоря. В данных условиях возможна квантовая эффективность $\eta(\omega) > 0.99$ для частотной гребенки с шириной $\Delta_0 \approx 0.8\Delta_{in}$ в той же области частот $|\omega| < 0.3\Delta_{in}$ с шириной $\Delta_{qm} = 0.6\Delta_{in}$. Более подробно спектральное поведение квантовой эффективности для $\alpha_0 L = 30$ вблизи оптимального значения спектральной ширины Δ_{qm} обсуждается ниже на основе численных данных, представленных на рис.6 для спектральных ширин AFC-структуры $\Delta_0 = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ и 0.9 (в единицах Δ_{in}).

Как видно из рисунка, при $\alpha_0 L = 30$ увеличение Δ_0 от $0.5\Delta_{in}$ до $0.6\Delta_{in}$ и далее до $0.7\Delta_{in}$ приводит к росту спектральной ширины высокой квантовой эффективности. При $\Delta_0 = 0.7\Delta_{in}$ квантовая эффективность близка к 100% ($\eta(\omega) \geq 0.999$) в спектральном диапазоне от $-0.2\Delta_{in}$ до $0.2\Delta_{in}$. Дальнейшее увеличение спектральной ширины AFC-структуры до $\Delta_0 = 0.8\Delta_{in}$ сопровождается ростом

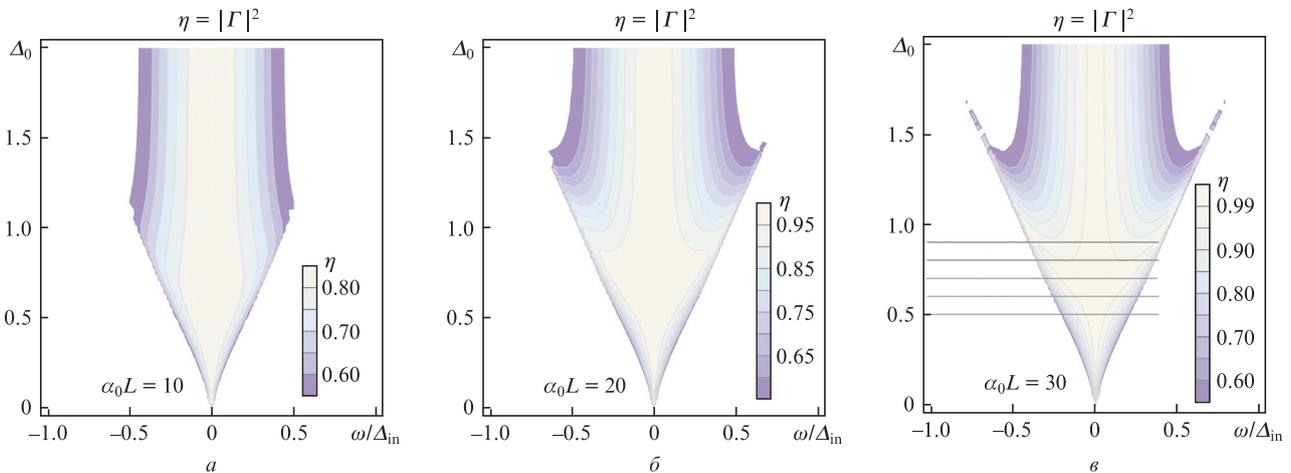


Рис.5. Расчетная спектральная эффективность $\eta(\omega)$ в зависимости от величины спектрального интервала Δ_0 (в единицах Δ_{in}) для оптической плотности $\alpha_0 L = 10$ (а), 20 (б) и 30 (в).

спектрального диапазона высокой квантовой эффективности (где $\eta(\omega) \geq 0.99$), но при этом появляются два локальных минимума на частотах $\omega = \pm 0.2\Delta_{in}$, в которых $\eta(\pm 0.2\Delta_{in}) = 0.99$. Глубина минимумов растет с ростом ширины AFC-структуры. На рис.6 также видно, что при $\Delta_0 = 0.9\Delta_{in}$ глубина минимумов соответствует $\eta = 0.96$ при $\omega \approx \pm 0.25\Delta_{in}$, и затем η восстанавливается лишь до 0.99 при $\omega \approx \pm 0.35\Delta_{in}$. Дальнейшее увеличение спектральной ширины ($\Delta_0 > 0.9\Delta_{in}$) приводит к еще большему сужению частотного диапазона, где возможна реализация высокой квантовой эффективности.

Таким образом, для достижения заданной квантовой эффективности памяти, например $\eta(\omega) \geq 0.99$, наиболее оптимальным является создание AFC-структуры в спектральном диапазоне $\Delta_0 = 0.8\Delta_{in}$, при этом данная квантовая эффективность реализуется в спектральном диапазоне $\Delta_{qm} = 0.6\Delta_{in}$. Для достижения сверхэффективной квантовой памяти $\eta(\omega) \geq 0.999$ необходимо иметь $\alpha_0 L \geq 30$ и $\Delta_0 = 0.7\Delta_{in}$, что определяет рабочий спектральный диапазон $\Delta_{qm} = 0.4\Delta_{in}$. Отметим, что ячейки памяти с такой высокой квантовой эффективностью допускают применение процедуры коррекции ошибок и потому могут быть использованы в квантовом компьютере. Сверхвысокая квантовая эффективность для широкополосных световых полей также возможна на AFC-структуре в резонаторе [42], хотя и в более узком спектральном диапазоне. Получение в эксперименте оптической плотности $\alpha_0 L = 30$ требует или выращивания кристалла большего размера, или помещения атомов в волноводные структуры, в которых возможно значительное увеличение константы взаимодействия света с атомами [43]. Однако в последнем случае требуется модернизация схемы взаимодействия света с атомами, поскольку амплитуда световых полей может стать существенно неоднородной по пространству, что усложняет точное управление оптической когерентностью внешними лазерными полями.

5. Заключение

Как было показано в [32], отсутствие точной обратимости в схеме AFC-протокола [15] приводит к негативным дисперсионным эффектам при излучении сигнала эха в оптически плотной среде, что сказывается на уменьшении квантовой эффективности и точности восстановления исходного сигнального поля. В настоящей работе проведен детальный анализ возможностей реализации модифицированного AFC-протокола (MAFC), отличающегося формированием нулевой спектральной дисперсии в рабочем диапазоне AFC-структуры. На основе проведенных численных расчетов нами продемонстрированы характерные особенности спектрального поведения квантовой эффективности в зависимости от характерных оптических параметров оптического перехода и спектральной ширины создаваемой AFC-структуры. Анализ численных расчетов показал, что для реализации квантовой эффективности ($\sim 95\%$) требуется оптическая плотность $\alpha_0 L = 20$, что возможно в кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [7] длиной 0.87 см с коэффициентом резонансного поглощения $\alpha = 23 \text{ см}^{-1}$. Достижение высокой спектральной квантовой эффективности (более 99%) в том же спектральном интервале будет иметь место для оптической плотности $\alpha_0 L = 30$. Наконец, реализация сверхвысокой квантовой эффективности (свыше 99.9%) возможна в кристалле с

оптической плотностью $\alpha_0 L = 30$, но уже в меньшем спектральном диапазоне: $\Delta_{qm} = 0.4\Delta_{in}$. Отметим, что необходимую при этом оптическую плотность можно достичь, например, используя волноводы на основе фотонных кристаллов, где взаимодействие света с резонансными атомами может быть дополнительно усилено более чем на порядок [43]. Вместе с тем, сильная пространственная локализация света в поперечной плоскости волновода ставит новые проблемы в реализации высокоточного контроля оптической когерентности, что потребует дальнейшего совершенствования MAFC-протокола, например, путем использования рамановских атомных переходов [44]. Это является темой последующего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-01333П).

- Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **80**, 580 (1950).
- Kurnit N.A., Abella I.D., Hartmann S.R. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 567 (1964).
- Moiseev S.A., Kröll S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 173601 (2001).
- Tittel W., Afzelius M., Chanelière T., Cone R., Kröll S., Moiseev S.A., Sellars M. *Laser Photon. Rev.*, **267**, 244 (2010).
- Usmani I., Afzelius M., de Riedmatten H., Gisin N. *Nat. Commun.*, **1**, 12 (2010).
- Bonarota M., Le Gouët J.-L. L., Chanelière T. *New J. Phys.*, **13**, 013013 (2011).
- Gündoğan M., Mazzera M., Ledingham P.M., Cristiani M., De Riedmatten H. *New J. Phys.*, **15**, 045012 (2013).
- Sinclair N., Saglamyurek E., Mallahzadeh H., Slater J.A., George M., Ricken R., Hedges M.P., Oblak D., Simon C., Sohler W., Tittel W. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 053603 (2014).
- Saglamyurek E., Grimau Puigibert M., Zhou Q., Giner L., Marsili F., Verma V.B., Woo Nam S., Oesterling L., Nippa D., Oblak D., Tittel W. *Nat. Commun.*, **7**, 11202 (2016).
- Sangouard N., Simon C., De Riedmatten H., Gisin N. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 33 (2011).
- Pérez-Delgado C.A., Kok P. *Phys. Rev. A*, **83**, 012303 (2011).
- Moiseev S.A., Noskov M.I. *Laser Phys. Lett.*, **1** (6), 303 (2004).
- Kraus B., Tittel W., Gisin N., Nilsson M., Kröll S., Cirac J. *Phys. Rev. A*, **73**, 020302 (2006).
- Moiseev S.A., Tittel W. *Phys. Rev. A*, **82**, 012309 (2010).
- De Riedmatten H., Afzelius M., Staudt M.U., Simon C., Gisin N., Riedmatten H.D. *Nature*, **456**, 773 (2008).
- Afzelius M., Simon C., De Riedmatten H., Gisin N. *Phys. Rev. A*, **79**, 052329 (2009).
- Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 043602 (2006).
- Hétet G., Longdell J.J., Alexander A.L., Lam P.K., Sellars M.J. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 023601 (2008).
- Moiseev S.A., Arslanov N.M. *Phys. Rev. A*, **78**, 023803 (2008).
- Damon V., Bonarota M., Louchet-Chauvet A., Chanelière T., Le Gouët J.L. *New J. Phys.*, **13**, 093031 (2011).
- Moiseev S.A. *Phys. Rev. A*, **83**, 012307 (2011).
- McAuslan D.L., Ledingham P.M., Naylor W.R., Beavan S.E., Hedges M.P., Sellars M.J., Longdell J.J. *Phys. Rev. A*, **84**, 022309 (2011).
- Grezes C., Julsgaard B., Kubo Y., Stern M., Umeda T., Isoya J., Sumiya H., Abe H., Onoda S., Ohshima T., Jacques V., Esteve J., Vion D., Esteve D., Mølmer K., Bertet P. *Phys. Rev. X*, **4**, 1 (2014).
- Grezes C., Kubo Y., Julsgaard B., Umeda T., Isoya J., Sumiya H., Abe H., Onoda S., Ohshima T., Nakamura K., Diniz I., Auffèves A., Jacques V., Roch J.-F., Vion D., Esteve D., Mølmer K., Bertet P. *Comptes Rendus Phys.*, **17**, 693 (2016).
- Saglamyurek E., Sinclair N., Jin J., Slater J.A., Oblak D., Tittel W., Bussières F., George M., Ricken R., Sohler W. *Nature*, **469**, 512 (2011).
- Sun Y., Thiel C.W., Cone R.L. *Phys. Rev. B*, **85**, 165106 (2012).
- Amari A., Walther A., Sabooni M., Huang M., Krill S., Afzelius M., Usmani I., Lauritzen B., Sangouard N., De Riedmatten H., Gisin N. *J. Lumin.*, **130**, 1579 (2010).

28. Zhou Z.-Q., Wang J., Li C.-F., Guo G.-C. *Sci. Rep.*, **3**, 2754 (2013).
29. Cho Y.-W., Campbell G.T., Everett J.L., Bernu J., Higginbottom D.B., Cao M.T., Geng J., Robins N.P., Lam P.K., Buchler B.C. *Optica*, **3**, 100 (2016).
30. Sabooni M., Li Q., Kröll S., Rippe L. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 133604 (2013).
31. Sabooni M., Kometa S.T., Thuresson A., Kröll S., Rippe L. *New J. Phys.*, **15**, 035025 (2013).
32. Moiseev S.A., Le Gouët J.-L. *J. Phys. B*, **45**, 124003 (2012).
33. Chebotaev V.P., Dubetskii B.Y. *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem.*, **31**, 45 (1983).
34. Дубецкий Б.Я., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **41**, 267 (1985) [*JETP Lett.*, **41**, 328 (1985)].
35. Wang L., Kuzmich A., Dogariu A. *Nature*, **406**, 277 (2000).
36. Zhong M., Hedges M.P., Ahlefeldt R.L., Bartholomew J.G., Beavan S.E., Wittig S.M., Longdell J.J., Sellars M.J. *Nature*, **517**, 177 (2015).
37. Boyd R.W. *Nonlinear Optics*, (San Diego: Acad. Press, 2008, p. 640).
38. Gündoğan M., Ledingham P.M., Almasi A., Cristiani M., De Riedmatten H. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 190504 (2012).
39. Clausen C., Usmani I., Bussières F., Sangouard N., Afzelius M., De Riedmatten H., Gisin N., Bussières F. *Nature*, **469**, 508 (2011).
40. Usmani I., Clausen C., Bussières F., Sangouard N., Afzelius M., Gisin N. *Nat. Photonics*, **6**, 234 (2012).
41. Аллен Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978).
42. Perminov N.S., Moiseev S.A. arXiv:1706.00592 (2017).
43. Yuan, C., Zhang W., Huang Y., Peng J. *Eur. Phys. J. D*, **70**, 185 (2016).
44. Moiseev S.A., Tittel W. *New J. Phys.*, **13**, 063035 (2011).