

Санкт-Петербургский государственный университет

На правах рукописи

Самбурская Ксения Сергеевна

Параллельная квантовая память  
для оптических изображений  
на основе  $\Lambda$ -схемы атомных уровней

Специальность: 01.04.05 – оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2013

Работа выполнена на кафедре общей физики 1 физического факультета  
Санкт-Петербургского государственного университета.

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук,  
старший научный сотрудник  
Соколов Иван Вадимович

Официальные оппоненты: Казаков Александр Яковлевич,  
доктор физ.-мат. наук, профессор,  
Санкт-Петербургский государственный  
университет аэрокосмического  
приборостроения, профессор

Ларионов Николай Владимирович,  
кандидат физ.-мат. наук,  
Санкт-Петербургский государственный  
политехнический университет, доцент

Ведущая организация: Российский государственный педагогический  
университет им. А. И. Герцена

Защита состоится 28 февраля 2013 г. в 13 часов на заседании Совета Д 212.232.45 по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук на базе Санкт-Петербургского государственного университета, по адресу: 198504, г. Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская ул., д.1, Малый Конференц-зал физического факультета.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке им. Горького СПбГУ.

Автореферат разослан

Ученый секретарь Совета Д 212.232.45  
доктор физ.-мат. наук, профессор



Ионих Ю. З.

## Общая характеристика работы

### Актуальность работы.

Работа посвящена теоретическому исследованию схемы пространственно многомерной квантовой памяти и анализу применимости такой схемы в квантовых информационных протоколах. Квантовой памятью называют протокол взаимодействия световых полей и вещества, позволяющий хранение световых импульсов без разрушения их квантовых состояний. Схема квантовой памяти должна обеспечивать возможность записи, сохранения и последующего считывания одновременно двух некоммутирующих переменных (например, двух квадратурных компонент) сигнального поля. В протоколе квантовой памяти происходит перенос информации с сигнального светового импульса на вещество и обратно в восстановленный свет, как и в случае классической памяти. Отличия заключаются прежде всего в самой сохраняемой информации: в случае квантовой памяти, из сигнального поля сохраняется квантовая информация связанная со статистикой квантового излучения. Поэтому, для обеспечения корректного восстановления сигнального поля, необходимо исключить операцию квантово-механического усреднения на всех этапах реализации протокола квантовой памяти. Другими словами, процедура записи квантового излучения, должна существенным образом отличаться от процедуры измерения, переводя информацию из степеней свободы поля, в степени свободы, связанные с веществом. Кроме того, в отличие от классических носителей информации, в случае квантовой памяти, восстановление квантового состояния сигнального импульса в процессе считывания происходит за счет разрушения квантового состояния вещества. Поэтому характеристики схемы квантовой памяти чрезвычайно чувствительны к потерям, возникающим из-за релаксационных процессов в среде. Для обеспечения возможности восстанавливать сигнальный импульс из атомного ансамбля по требованию необходимо, чтобы схема квантовой памяти позволяла длительное хранение квантового состояния.

Квантовая память принадлежит к наиболее актуальному и активно развивающемуся направлению квантовых информационных приложений и является существенной частью многих квантовых информационных протоколов. В течении последнего десятилетия сформировалось новое направление в науке об информации, которое использует возможности квантового мира для того, чтобы выполнить задачи трудные, а подчас и невозможные при традиционных методах обработки информации. В этой широкой области исследований важное место занимает передача квантового состояния из одного места в другое. К ярким достижениям в этой области относятся, например, протоколы квантовой криптогра-

фии - полностью защищенный способ передачи информации, который реализован сейчас не только на демонстрационном, но и на коммерческом уровне. Однако, расстояния, на которых подобные протоколы могут работать, ограничены неустранимыми потерями при передаче информации. Кроме того, теорема о запрете клонирования квантовых состояний делает невозможным усиление передаваемых сигналов, обычно используемое в традиционных линиях связи. Таким образом, создание квантовых коммуникаций, работающих на больших расстояниях, требует инновационных концепций и компонентов. Возможное решение проблемы сформулировано в концепции квантового повторителя. Идейно она заключается в разделении большой дистанции на короткие сегменты, связанные между собой квантовым перепутыванием. Ключевым моментом для реализации данной идеи является наличие ячеек квантовой памяти, позволяющих хранить перепутанные состояния на каждом из сегментов до определенного момента. Следует подчеркнуть, что требования, предъявляемые к ячейкам квантовой памяти в рамках концепции квантовых повторителей очень высоки: оперируя в квантовом режиме они должны работать с высокой эффективностью. Другим недавно осознанным "узким местом" квантовой коммуникации является скорость передачи данных. Очевидно, что создание многомодовых схем является важным шагом к увеличению пропускной способности квантовых каналов. Современный обзор по различным реализациям квантового интерфейса можно найти в работах [1, 2, 3].

Сказанное выше свидетельствует об актуальности темы диссертации, так как исследования квантовых и, в частности, многомодовых квантовых протоколов, а также квантовой памяти являются важными востребованными направлениями современной научно-исследовательской работы, в этой области заняты ведущие мировые теоретические и экспериментальные группы.

**Целью диссертационной работы** является теоретическое исследование параллельной квантовой памяти реализуемой на пространственно протяженном атомном ансамбле с  $\Lambda$ -конфигурацией энергетических уровней.

Для этого рассматривались и решались следующие задачи:

1. Построение квантовой теории для описания взаимодействия световых полей и пространственно протяженной атомной среды с Лямбда-схемой атомных уровней.
2. Выявление влияния шумов на протокол квантовой памяти.
3. Оптимизация работы протокола.

4. Изучение особенностей сохранения квантовой статистики в импульсном режиме излучения.
5. Выявление параметров, характеризующих квантовые особенности атомной среды, возникающие при ее взаимодействии с импульсом света, обладающим квантовой статистикой излучения.
6. Анализ возможности сохранения сжатого света в рассматриваемой схеме памяти.

### **Научная новизна**

1. Предложен и исследован протокол пространственно многомодовой квантовой памяти на основе взаимодействия сигнального импульса с поперечным пространственным профилем и ансамбля атомов с  $\Lambda$ -схемой энергетических уровней. Построена квантовая теория взаимодействия световых полей с поперечным пространственным профилем и терхуровневой атомной среды на основе уравнений Гайзенберга-Ланжевена в параксиальном приближении. Решены уравнения Гайзенберга-Ланжевена в адиабатическом режиме в рамках указанных приближений.
2. Впервые исследованы шумы, присутствующие в системе. Рассчитаны источники квантовых шумов возникающих при записи сигнального поля и проведены оценки их корреляторов.
3. Найдена эффективность полного цикла записи-считывания квантовых состояний и оценены потери отдельно при записи и при считывании в зависимости от параметров системы. Предложен простой метод оптимизации протокола многомодовой квантовой памяти, обеспечивающий высокую эффективность восстановления квантового изображения.
4. Оценено число пространственных мод, которые позволяет хранить рассматриваемая схема квантовой памяти в атомном ансамбле. Показано, что для данной схемы квантовой памяти прямое направления считывания может быть предпочтительней обратного в отличие от других протоколов.
5. Проведен теоретический анализ сохранения квантовой статистики в импульсном режиме излучения. Исследованы квантовые корреляции импульсного сигнального поля. Дана оценка сохранения сжатия в импульсном режиме, по сравнению со стационарным потоком. Выявлены степени свободы материальной системы, проявляющие

свойство сжатия при записи на нее сжатого сигнального поля. Приведена оценка сохранения степени сжатия входного сигнального импульса в восстановленном излучении, в ходе полного процесса записи-считывания.

**Практическая значимость** предложенной в настоящей работе схемы параллельной квантовой памяти определяется перспективностью ее использования в квантовых информационных протоколах для оптических изображений, а также для хранения квантового излучения с поперечным пространственным профилем. Предложенная в настоящей работе схема может быть использована для создания масштабируемого оптического квантового компьютера и эффективных квантовых повторителей, позволяющих существенно расширить дальность передачи информации методами квантовой криптографии. Подход, развитый в анализе парных корреляторов когерентности среды, дает физически наглядную картину преобразования квантовой статистики излучения в квантовые особенности атомной среды. Предложенная в данной работе процедура оптимизации протокола многомодовой квантовой памяти (по соотношению длительностей записи/считывания и оптической плотности среды), позволяет обеспечить высокую эффективность восстановления поперечного профиля квантового поля при достаточной простоте реализации. Кроме того, следует заметить, что приведенные оценки оптимальной протяженности атомной среды и времен записи и считывания, а также найденные оценки шумов и числа пространственных мод, соотносимы с реальными параметрами возможного эксперимента. Таким образом, знание выявленных свойств схемы будет полезным при выборе параметров для реализации эксперимента.

**На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:**

1. Теория взаимодействия протяженного ансамбля атомов с  $\Lambda$ -конфигурацией энергетических уровней и пространственно многомодового квантованного электрического поля, развитая в формализме Гайзенберга-Ланжевена в адиабатическом приближении.
2. Расчет и численный анализ эффективности процессов записи/считывания и утечки поля при записи в полуклассическом приближении. Оценка числа сохраняемых мод сигнального излучения в атомной среде при прямом и обратном считывании. Метод оптимизации эффективности.
3. Расчеты источников квантовых шумов возникающих в процессе взаимодействия атомного ансамбля с полями, и оценки их корреляторов.

4. Расчет и анализ парных корреляторов квадратурных компонент импульсного излучения, полученного путем вырезания части сигнала от стационарных источников сжатого света. Оценка сохранения сжатия в импульсном режиме, по сравнению со стационарным потоком.
5. Расчет сжатия в атомном ансамбле, возникающего при записи на него сжатого света.
6. Теоретический и численный анализ полного цикла записи/считывания импульса сжатого света в зависимости от параметров системы. Оценка сохранения степени сжатия импульса света в рассматриваемой конфигурации.

### **Личный вклад автора**

Основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично; выбор общего направления исследования, обсуждение и постановка рассматриваемых задач осуществлялись совместно с научным руководителем.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, трех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертационной работы составляет 132 страницы текста, в том числе 22 рисунка и 80 наименований в списке литературы.

### **Содержание работы**

**Во введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В главе **обзор литературы** дается характеристика основных задач и трудностей, возникающих при сохранении квантового состояния поля, рассказывается о наиболее известных на сегодня схемах квантовой памяти.

Рассмотрены варианты реализаций протоколов квантовой памяти на атомных ансамблях с различной конфигурацией уровней. Для двухуровневых атомных ансамблей обсуждается схема памяти на основе эффекта фотонного эха с неоднородным контролируемым уширением среды, схема памяти на атомной частотной гребенке и схема с динамическим контролем скорости спонтанного распада.

В качестве критерия классификации протоколов квантовой памяти на трехуровневой атомной среде, выбрана длительность процесса взаимодействия полей и атомной среды, рассмотрены три протокола квантовой памяти на атомах в  $\Lambda$ -конфигурации: на

основе эффекта электромагнитной индуцированной прозрачности, адиабатическая, и память для коротких импульсов.

Классификация схем квантовой памяти на основе четырехуровневой модели атомов проведена исходя из геометрии эксперимента, различия в которой диктуют разные возможности для сохранения поперечных пространственных мод. Введено понятие многомодовости и описаны основные причины, делающие этот параметр одним из важнейших для практического применения памяти. Обсуждаются варианты схем параллельной пространственно многомодовой памяти (тонкая квантовая голограмма, объемная квантовая голограмма, и схема двухпроходной квантовой голограммы с неколлинеарным направлением распространения импульсов).

Рассмотрены методы оптимизации эффективности квантовой памяти. Проанализированы теоретические и экспериментальные схемы памяти для сжатого и перепутанного света.

**Третья глава** посвящена построению теоретической модели взаимодействия пространственно протяженного ансамбля с многомодовым квантовым излучением. В основе рассматриваемой реализации квантовой памяти лежит резонансное взаимодействие двух полей - слабого квантового сигнального поля и сильного классического управляющего поля, с трехуровневой атомной средой (см. рис. 1). Нижние энергетические уровни  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  рассматриваются как долгоживущие, распадом этих уровней на интересующих нас временах взаимодействия света с веществом, а также на временах хранения информации, мы пренебрегаем. Когерентность между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , создаваемая при взаимодействии полей с атомной средой, является базовым "инструментом" для записи, хранения и считывания информации о поперечной пространственной структуре квантового поля. В начальный момент времени все атомы находятся на уровне  $|1\rangle$ . Резонансность и длитель-

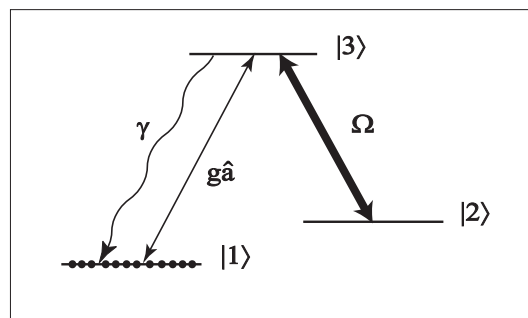


Рис. 1: Модель трехуровневой атомной среды в  $\Lambda$ -конфигурации, резонансно взаимодействующей с сигнальным и управляющим полями.



ность взаимодействия являются отличительными особенностями рассматриваемой схемы и диктуют необходимость учета спонтанного распада, являющегося причиной квантовых шумов в системе.

Прямоугольные импульсы управляющего и сигнального полей распространяются в положительном направлении оси  $z$  и взаимодействуют со средой одновременно (см. рис. 2). В рассматриваемой модели мы считаем длительность импульсов такой, что ста-

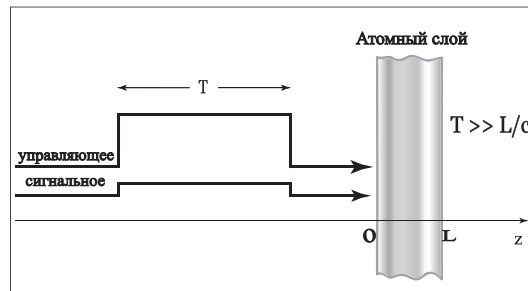


Рис. 2: Схематическое соотношение длин и временных интервалов.

ционарный режим еще не установился, однако важное развитие в системе происходит на временах много больше времени жизни атомного состояния.

Определен оператор медленно меняющейся амплитуды сигнального поля  $\hat{a}(z, \vec{\rho}, t)$ , и соответствующие ему коммутационные соотношения. Введены коллективные операторы когерентностей и заселенностей атомных уровней и коммутационное соотношение для этих операторов. Записан гамильтониан дипольного взаимодействия двух полей и атомного ансамбля. Для оператора поля, операторов заселенностей и когерентностей атомных уровней построена система уравнений Гайзенберга-Ланжевена.

Далее применяется адиабатическое исключение быстрых переменных, динамика которых определяется главным образом величиной  $\gamma$ . Данное приближение (в совокупности с исходными представлениями о соотношении параметров системы) позволяет сократить число уравнений, описывающих процесс формирования долгоживущей когерентности и процессы записи и считывания квантового поля, до двух. При этом мы формально усредняем систему уравнений по положению атомов в малом объеме когерентности, считая их пространственно "размазанными". Переходя от пространственного описания в поперечном направлении к соответствующей Фурье-картине, получаем следующую систему

уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{a}(z, \vec{q}, t)}{\partial z} &= -C_1 \hat{a}(z, \vec{q}, t) - C \hat{\sigma}(z, \vec{q}, t) - \frac{2g}{\gamma} \hat{S}_{13}(z, \vec{q}, t), \\ \frac{\partial \hat{\sigma}(z, \vec{q}, t)}{\partial t} &= -C_2 \hat{\sigma}(z, \vec{q}, t) - C^* N \hat{a}(z, \vec{q}, t) - \frac{2\Omega^*}{\gamma} \hat{S}_{13}(z, \vec{q}, t),\end{aligned}$$

где

$$C_1 = \frac{2g^2 N}{\gamma}, \quad C_2 = \frac{2|\Omega|^2}{\gamma}, \quad C = \frac{2g\Omega}{\gamma}, \quad C_1 C_2 = |C|^2 N.$$

В работе детально проанализированы квантовые шумы в системе. Исходя из полной системы уравнений Гайзенберга-Ланжевена, сформированы источники шумов, возникающие в укороченной адиабатической системе, построены их корреляторы. Показано, что в рамках используемых приближений не все возникающие в системе шумы в равной степени влияют на процесс памяти: вклад шумов оптической когерентности  $\hat{\sigma}_{13}$  существенно превышает шумы заселенности  $\hat{N}_3$  и когерентности  $\hat{\sigma}_{23}$ .

В **четвертой главе** получены общие решения, характеризующие процесс памяти. В полуклассическом приближении рассмотрены процессы записи и считывания поля. Для анализа стадии записи уравнения решаются с нулевым начальным условием для интересующей нас атомной когерентности  $\sigma$  и заданным сигнальным полем на входной грани ячейки. Процесс считывания, напротив, рассматривается в предположении нулевого сигнального поля на входе среды и сформированной начальной когерентности  $\sigma$ . Решения записаны в форме, удобной для численного анализа эффективности. Введены безразмерные переменные времени  $t$ , продольной координаты  $z$ , безразмерная длительность записи  $T_W$  и безразмерная длина среды  $L$ :

$$C_2^W t \rightarrow t, \quad C_1 z \rightarrow z, \quad C_2^W T_W \rightarrow T_W, \quad C_1 L \rightarrow L.$$

Для оценки качества записи информации, рассмотрено отношение

$$\mathcal{L} = \frac{\int_0^{T_W} dt |\tilde{a}^W(L, \vec{q}, t)|^2}{T_W |a_{in}(\vec{q})|^2} \times 100\%,$$

определяющее утечку поля, то-есть ту часть сигнального поля, которая прошла через ячейку, не "заметив" ее, и потому потерянную для нас в процессе записи. На рис. 3 и 4 представлены зависимости утечки сигнального поля  $\mathcal{L}$  от безразмерной длины среды  $L$  и безразмерного времени записи  $T_W$ . Проведенные расчеты позволили сделать вывод, что соотношение  $L = T_W$  является условием оптимальной записи импульса на среду, обеспечивающим минимальные потери сигнального поля на стадии записи без избыточного расходования ресурса атомов.

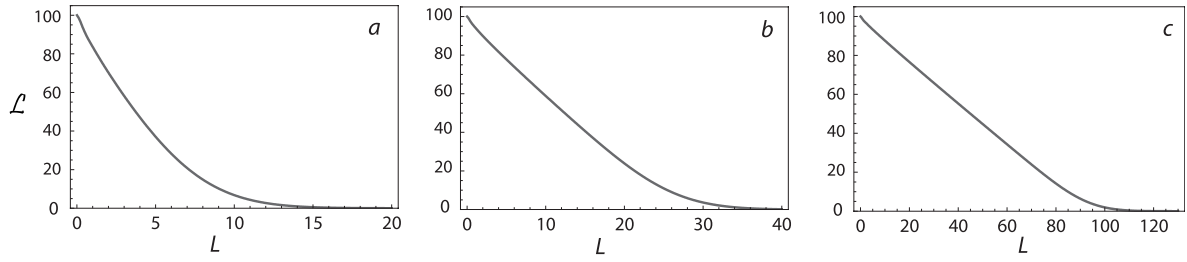


Рис. 3: Утечка поля в зависимости от длины среды при фиксированной длительности импульса (a)  $T_W = 10$ , (b)  $T_W = 30$ , (c)  $T_W = 100$ .

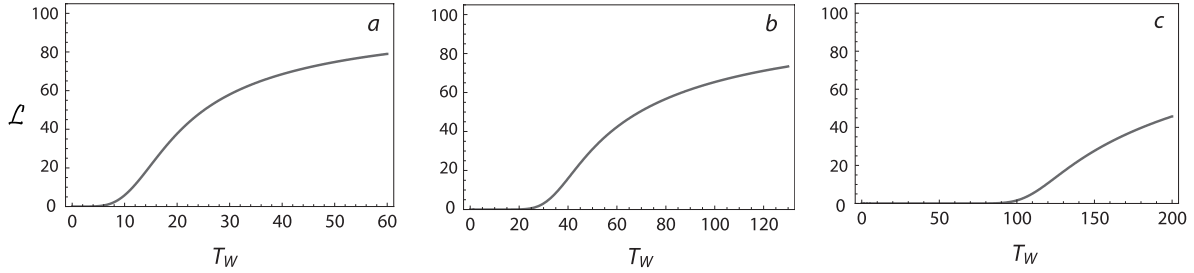


Рис. 4: Утечка поля в зависимости от длительности импульса при фиксированной длине среды (a)  $L = 10$ , (b)  $L = 30$ , (c)  $L = 100$ .

Рассмотрены два механизма считывания сигнального поля из ячейки: прямое считывание, когда управляющее поле при считывании распространяется в том же направлении, что и при записи, и обратное считывание, когда управляющее поле при считывании противоположно направлению при записи сигнала.

На рис. 5 показана зависимость интенсивности восстановленного поля на выходе из ячейки (нормированная на величину интенсивности сигнального поля на входе) от времени считывания, при выбранных параметрах длины среды и времени записи. Показано, что в отличие от случая быстрой памяти [4], форма импульса в процессе записи/считывания при достаточно больших  $L = T_W$  фактически не искажается.

Предложен способ оптимизации эффективности цикла памяти в целом, основанный на выборе оптимального соотношения между безразмерной длительностью считыва-

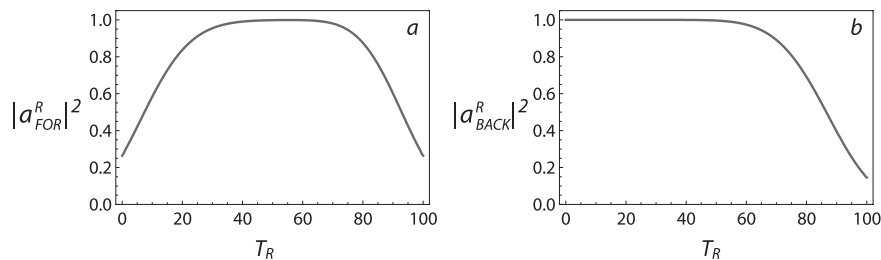


Рис. 5: Нормированная интенсивность восстановленного поля в зависимости от времени считывания при прямом (a) и обратном (b) считывании;  $L = T_W = 100$ ,  $\nu = 1$ .

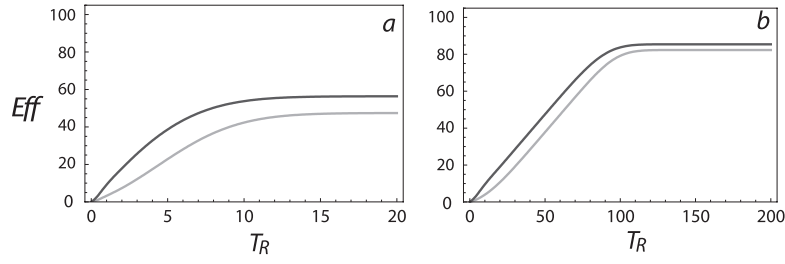


Рис. 6: Эффективность квантовой памяти в зависимости от времени считывания при прямом (серые кривые) и обратном (черные кривые) считывании; (а)  $L = T_W = 10$ , (б)  $L = T_W = 100$ .

ния и оптической толщиной среды. Эффективность хранения выбранной пространственной моды определяется как отношение полного числа фотонов при считывании данной моды к числу фотонов в моде во входном импульсе сигнального поля:

$$Eff = \frac{\int_0^{T_R} dt |\tilde{a}(L, \vec{q}, t)|^2}{T_W |a_{in}(\vec{q})|^2} \times 100\%$$

На рис. 6 построены кривые зависимости эффективности квантовой памяти от времени считывания при оптимальном соотношении параметров  $L = T_W$  в случае прямого и обратного считывания. Близкие значения эффективности для прямого и обратного считывания отличают рассматриваемое взаимодействие.

Рассмотрена такая важная характеристика ячейки памяти, как число поперечных пространственных мод, которое она позволяет сохранить. Показано, что при обратном считывании число сохраняемых мод не превышает числа Френеля, а для прямого считывания может достигать квадрата числа Френеля. Оценки числа сохраняемых мод согласуются с аналогичными оценками в других схемах квантовой памяти [4, 5]. Отличием рассматриваемой схемы является предпочтительность реализации прямого считывания, позволяющая при оптимальном выборе параметров обеспечить хранение существенно большего числа мод без значительных потерь в эффективности.

**В главе "Сохранение квантовых свойств излучения"** обсуждаются существенно квантовые особенности предложенного протокола памяти. Для этого мы задаем определенные квантовые свойства излучения на входе ячейки памяти и следили за тем, как они преобразуются в процессе запоминания и восстанавливаются в считываемом излучении.

Для реализации этой цели прежде всего находим полное квантовое операторное решение адиабатических уравнений, включающее источники шума.

В этой главе важным аспектом обсуждения является импульсный характер излучения: мы демонстрируем, что уже входной импульс света сжат не идеально. Рассмат-

ривается следующая мысленная экспериментальная ситуация: имеется стационарно генерирующий резонаторный источник квантового света с поперечным пространственным распределением. (В работе в качестве примеров исходных источников выбраны вырожденный оптический параметрический генератор света и субпуассоновский синхронизованный лазер; свойства этих стационарных источников приведены в **приложении А**). На выходном зеркале источника расположены временные ворота, которые пропускают импульс в интервале времени  $[0, T]$ . После временных ворот полученный импульс света попадает на входную поверхность ячейки памяти, запоминается в ячейке и через некоторое время считывается.

На основе анализа парных корреляционных функций флуктуаций квадратурных компонент исследуемого излучения, построено выражение, позволяющее оценить степень сжатия импульса света любой длительности  $T$  на произвольных частотах. Параметр сжатия определен из спектрального представления корреляторов флуктуаций квадратурных компонент поля, к которому переходим, используя фурье-преобразование для функции  $F(t)$  в ограниченном временном интервале  $[0, T]$ :

$$F_{\omega}^T = \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^T dt F(t) e^{i\omega t} .$$

Для оценки сжатия использовали величину  $\mathcal{S}_{\omega, \vec{q}}$ :

$$\mathcal{S}_{\omega, \vec{q}} = \exp(-r_{\omega, \vec{q}}) = 1 + 4 \langle : \hat{X}_{\vec{q}, \omega}^T \hat{X}_{-\vec{q}, -\omega}^T : \rangle,$$

где  $r_{\omega, \vec{q}}$  - спектральный параметр сжатия.

Проведен анализ чувствительности сохранения статистических свойств излучения к длительности импульса, по сравнению со стационарным режимом. Показано, что в отличие от стационарного сигнала, наличие или отсутствие сжатия в импульсном поле существенно зависит от соотношения между резонаторной шириной  $\kappa$  и длительностью импульса  $T$ .

Показано, что для достаточно длительных импульсов квантовые свойства света полностью сохраняются. Из рис. 7 видно, что достаточно длинные импульсы света проявляют сжатие аналогично стационарному излучению, чем короче импульс (в единицах ширины моды резонатора), тем хуже сжатие. Расчет показывает, что для короткого импульса, длительность которого меньше времени когерентности  $\kappa^{-1}$ , сжатие полностью отсутствует.

Запись квадратурно сжатого входного поля на атомную среду исследована численно для физически интересных параметров задачи. Показано, что после записи сжатого

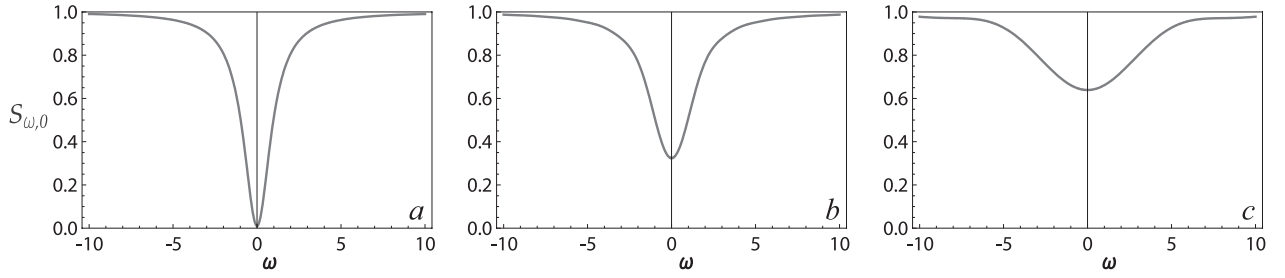


Рис. 7: Зависимость величины  $\mathcal{S}_{\omega,0}$  для синхронизованного субпуассоновского лазера от нормированной частоты при безразмерной длительности импульса а)  $\tilde{\kappa}T = 100$ ; б)  $\tilde{\kappa}T = 3$ ; в)  $\tilde{\kappa}T = 1$ . Параметр накачки  $p = 1$ ; параметр синхронизации  $\mu = 0.05$ .

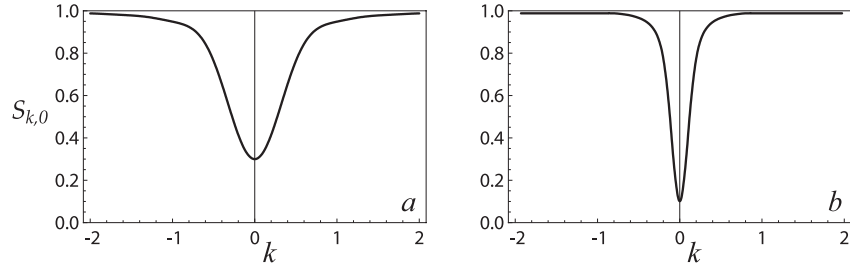


Рис. 8: Зависимость величины  $\mathcal{S}_{k,0}$  от  $k$  для пространственной моды  $(k, 0)$  когерентности атомного ансамбля после записи на него импульса сжатого света. Параметры расчета: а)  $\tilde{\kappa} = 10, T_W = L = 10$ ; б)  $\tilde{\kappa} = 10, T_W = L = 100$ .

света на среду, квантовые свойства среды изменились таким образом, что оказалось возможным выделить степени свободы, а именно – пространственные моды спиновой когерентности, которые оказались сжатыми в результате рассматриваемого взаимодействия. Построены парные корреляционные функции операторов флуктуаций квадратурных компонент долгоживущей когерентности атомного ансамбля, и на их основе проанализированы особенности формирования корреляций в среде (в результате ее взаимодействия со сжатым светом). В **приложении В** предложен способ описания эволюции системы, через введение неканонических вспомогательных операторов, значительно упрощающий расчет корреляторов флуктуаций квадратурных компонент поля и атомных когерентностей.

Для оценки степени сжатия, рассматривалась величина  $\mathcal{S}_{k,\vec{q}}$ , определенная соотношением:

$$\mathcal{S}_{k,\vec{q}} = \exp(-r_{k,\vec{q}}) = 1 + 4\langle : \hat{x}_{b,k}^L \hat{x}_{b,-k}^L : \rangle.$$

Здесь верхний индекс  $L$  указывает на то, что было использовано фурье-преобразование функции на ограниченном пространственном интервале  $[0, L]$ . На основе анализа зависимости величины  $\mathcal{S}_{k,0}$  пространственной моды  $(k, 0)$  от  $k$ , получены оценки потери сжатия в процессе записи света на среду (см. рис. 8).

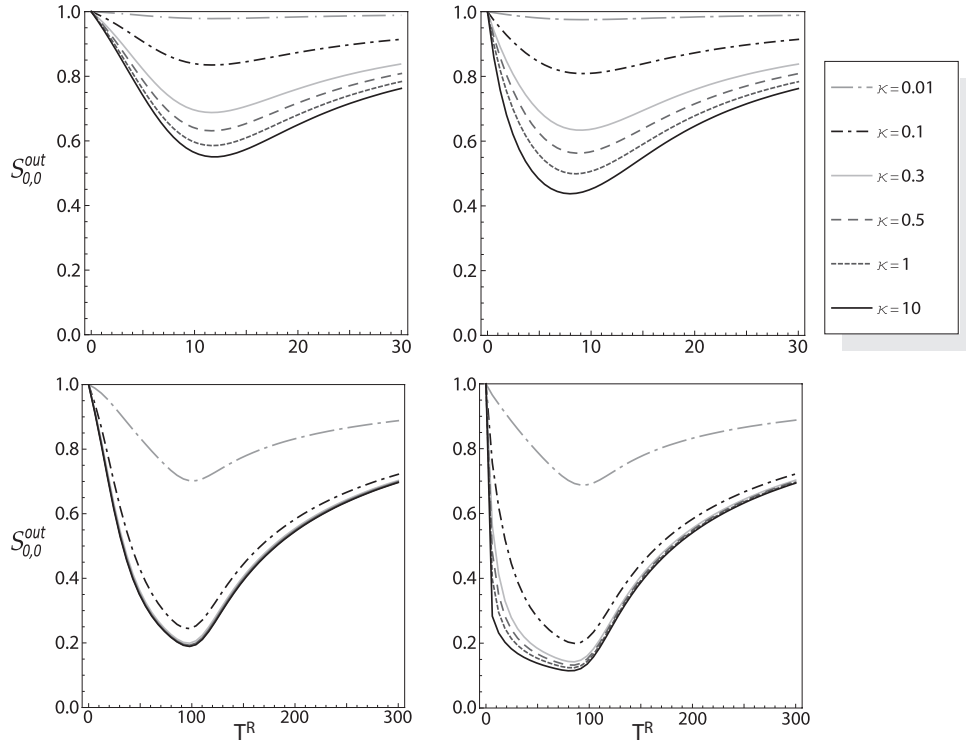


Рис. 9: Зависимость величины  $\mathcal{S}_{0,0}^{out}$  выходного поля от нормированной длительности считывания. Параметры расчета  $p = 1, \mu = 0.05$ . Значения  $\tilde{\kappa}$  варьируются от 0.01 (меньший провал) до 10 (большой провал). Верхняя строка соответствует  $T_W = L = 10$ , нижняя -  $T_W = L = 100$ . Левая колонка отвечает прямому считыванию, а правая - обратному.

Наконец, для оценки сохранения квантовых свойств излучения в полном цикле записи/считывания, построены парные корреляторы восстановленного излучения, и проанализированы аналитически и численно особенности записи сжатого света в зависимости от протяженности атомного ансамбля, длительности считывания, ширины резонаторной моды источника света и направления считывания. Из графиков зависимости  $\mathcal{S}_{0,0}^{out}$  от длительности считывания при разных значениях  $\kappa$ , видно, что все кривые проявляют выраженный минимум, соответствующий наилучшим условиям для сохранения сжатия света в исследуемой схеме (см. рис. 9). Ухудшение сжатия выходного сигнала при считывании дольше оптимального связано с вакуумными флуктуациями поля. Показано, что данная схема памяти при правильном соотношении параметров позволяет сохранить квантовые свойства входного излучения.

Из проведенного численного расчета, получено, что в условиях оптимального соотношения параметров системы, выполняется равенство:

$$(1 - \mathcal{S}_{0,0}^{in}) * Eff = (1 - \mathcal{S}_{0,0}^{out}),$$

где  $\mathcal{S}_{0,0}^{in}$  и  $\mathcal{S}_{0,0}^{out}$  - степени сжатия, соответственно, входного и выходного полей. Таким образом, продемонстрировано, что в условиях оптимальной работы рассматриваемая ячейка памяти может быть описана как светоделитель, то есть не вносит собственных шумов в процесс запоминания (что делает ее подобной нерезонансным схемам).

В **Заключении** к диссертации приводятся основные результаты полученные в ходе работы, составляющие основу положений выносимых на защиту.

#### **Публикации по теме диссертации в изданиях ВАК**

1. Ксения С. Самбурская, Татьяна Ю. Голубева, Валентин А. Аверченко, Юрий М. Голубев. Квадратурное сжатие в изолированном импульсе света // *Оптика и Спектроскопия*, 2012, том 113, № 1, с. 88-98.
2. Ксения С. Самбурская, Татьяна Ю. Голубева, Юрий М. Голубев, Elisabeth Giacobino. Квантовая голография при резонансном адиабатическом взаимодействии полей с атомной средой в Lambda-конфигурации // *Оптика и Спектроскопия*, 2011, том 110, № 5, с. 827-839.
3. Tatiana Golubeva, Yuri Golubev, Ksenia Samburskaya, Claude Fabre, Nicolas Treps, Mikhail Kolobov. Entanglement measurement of the quadrature components without homodyne detection in the bright, spatially multimode far field // *Phys. Rev. A*, 2010, 81(1),013831.

#### **Публикации по теме диссертации в других изданиях**

- Yuri Golubev, Tania Golubeva and Ksenia Samburskaya. Multi-pixel Sources of Entangled Light in the Correlation Measurements Without Homodyne Detection // in book "Quantum cryptography and computing", Edited by R. Horodecki et. al. IOS Press, pp. 179-194, 2010.
- K. Samburskaya, T. Golubeva, Yu. Golubev, Storage of squeezing and entanglement in the  $\Lambda$ -type memory on the base of resonant adiabatic interaction, 19th Central European Workshop on Quantum Optics (CEWQO-2012), Sinaia, Romania, 2 - 6 July, 2012.
- K. Samburskaya, T. Golubeva, Yu. Golubev, and E. Giacobino, Effective multimode quantum memory on Lambda-atoms in adiabatic passage. 1st International Conference on Quantum Technologies, Moscow, Russia, July 13-17, 2011.



- K. Samburskaya, T. Golubeva, Quantum holography on Lambda-atoms in adiabatic passage. First GDR-IQFA colloquium, Nice, France, 23-25 march 2011.
- K. Samburskaya, T. Golubeva, Realization of parallel quantum memory on Lambda-type scheme considering quantum noise. Bilateral Scientific Seminar and School “Ultracold atoms, metrology and quantum optics”, Les Houches, France, September 12-24, 2010.
- T. Golubeva, Yu. Golubev, K. Samburskaya, C. Fabre, N. Treps, M. Kolobov, Entanglement measurement of the quadrature components without the homodyne detection in the spatially multi-mode far-field. Ideas Workshop, Leiden, Netherlands, September 14-16, 2009.
- T. Golubeva, Yu. Golubev, K. Samburskaya, C. Fabre, N. Treps, M. Kolobov, Coherent sources of a non-classical light: simultaneous following both quadrature components out of the homodyne detecting technique. NATO Workshop, Gdansk, Poland, September 09-12, 2009.
- T. Golubeva, K. Samburskaya, Temporal and spatial squeezed light of multi-pixel source of DOPO array in near and far field. 17th annual international Laser Physics Workshop LPHYS'08, Trondheim, Norway, June 30 - July 4, 2008.

### Цитируемая литература

- [ 1 ] *Klemens Hammerer, Anders S. Sorensen, Eugene S. Polzik*. Quantum interface between light and atomic ensembles // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — Pp. 1041–1093.
- [ 2 ] *Alexander I. Lvovsky, Barry C. Sanders, Wolfgang Tittel*. Optical quantum memory // *Nat Photon.* — 2009. — Vol. 3, no. 12. — Pp. 706–714.
- [ 3 ] *C. Simon, M. Afzelius, J. Appel et al.* Quantum memories // *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics.* — 2010-05-01. — Vol. 58, no. 1. — Pp. 1–22.
- [ 4 ] *T. Golubeva, Yu. Golubev, O. Mishina et al.* High-speed spatially multimode atomic memory // *Phys. Rev. A.* — 2011. — Vol. 83. — P. 053810.
- [ 5 ] *Denis V. Vasilyev, Ivan V. Sokolov, Eugene S. Polzik* Quantum volume hologram // *Phys. Rev. A.* — 2010. — Vol. 81. — P. 020302.