

Санкт-Петербургский государственный университет

На правах рукописи

Голубева Татьяна Юрьевна

Генерация, передача и хранение
широкополосного яркого излучения
в квантовой оптике
и квантовой информатике

Специальность: 01.04.05 – оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2014

Работа выполнена в Санкт-Петербургском государственном университете

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук,
доцент,
Кулик Сергей Павлович

доктор физ.-мат. наук,
профессор,
Соколов Игорь Михайлович

доктор физ.-мат. наук,
доцент,
Трошин Александр Сергеевич

Ведущая организация: Объединенный Институт
Ядерных Исследований, Дубна

Защита состоится 2014 г. в часов на заседании диссертационно-го совета Д 212.232.45 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Санкт-Петербургском государственном университете, по адресу: 198504, г. Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская ул., д.1, Малый конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке им. М.Горького СПбГУ.

Автореферат разослан 2014 г.

Ученый секретарь Совета Д 212.232.45
по защите докторских и кандидатских
диссертаций,

доктор физ.-мат. наук, доцент

Сухомлинов В. С.

Общая характеристика работы

Актуальность работы. Интенсивное развитие квантовой оптики, а также становление квантовой теории информации, произошедшие за последние 20 лет, сформировали ряд направлений, получивших самостоятельное звучание. Прежде всего, это проблема генерации состояний света с заданными неклассическими квантово-статистическими свойствами. Далее — манипуляция такими состояниями: их передача на требуемые расстояния, перенос на другие объекты, использование в качестве носителя информации и др. В этой связи принято говорить о квантовом канале связи (или иначе, квантовом информационном канале), как о системе передачи/преобразования информации, использующей в качестве носителя сообщений квантово-механический объект [1]. Наконец, отдельное место занимает проблема хранения квантового сигнала, т.е. формирование "линии задержки" света, позволяющей извлекать нужное квантовое состояние по требованию.

Источники неклассического (сжатого, перепутанного) света играют исключительную роль в задачах квантовой оптики. Именно свойствами источников определяются потенциально достижимые квантовые эффекты, от них зависят особенности построения экспериментальных схем с неклассическим светом. Построение квантовых моделей для таких источников началось с середины 80-х годов двадцатого века с первых демонстрационных схем, указывающих на принципиальную возможность наблюдения квантовых эффектов (см., например, [2–6]). Для формирования сжатого и перепутанного света обычно используют один из двух механизмов: параметрическое преобразование фотонов в кристаллах с квадратичной нелинейностью [7] или создание регулярной генерации лазерного излучения (например, путем регуляризации накачки) [8–10]. Первый из перечисленных механизмов предполагает возможность манипулирования как малофотонными полями, так и ярким неклассическим светом при использовании резонатора. Генераторы с регулярной накачкой, будучи первыми системами, в которых удалось экспериментально получить излучение с субпуассоновской статистикой [11], и сегодня остаются наиболее надежными и относительно легко реализуемыми источниками неклассического света, используемыми уже не только в научных лабораториях, но и в коммерческих целях [12].

Более детальное изучение источников неклассического света, а также вопросы применения такого света в протоколах передачи информации, выделили, как один из важнейших аспектов, многомодовость и широкополосность излучения. Следует отметить, что каким бы ни был источник света, вышедшее излучение всегда обладает той или иной

полосой излучения. Таким образом, учет этого фактора необходим для построения адекватных физических моделей. С другой стороны, оказалось, что широкополосность света предоставляет дополнительные информационные возможности для передачи сигналов. Вообще, увеличение числа степеней свободы носителя информации мультипликативно увеличивает информационную емкость канала. Однако, для квантового канала необходимо не только иметь информационно емкий источник сигнала, но и обеспечить передачу этой информации без добавления квантовых шумов, а значит свет, используемый для подавления шумов в канале, должен обладать как минимум тем же числом степеней свободы, что и сам сигнал.

Другим важным аспектом является дальность передачи квантового сигнала. Как известно, эффекты декогеренции принципиально ограничивают дальность передачи квантовых сигналов. В отличие от передачи классических сигналов, допускающих усиление для увеличения дальности их передачи, квантовые сигналы не могут быть усилены без добавления шума (это диктуется теоремой о запрете клонирования квантовых состояний [13–15]). Усилия, предпринимаемые для преодоления эффектов декогеренции, позволили на несколько порядков увеличить дальность работы информационных каналов. Так, если в первых экспериментах по передаче квантового ключа [16], выполненных в 1992 году, максимальное расстояние между источником и приемником составляло 30 см [17], то на настоящий момент дальность передачи превосходит 100 км. Решение проблемы передачи квантовых сигналов на большие расстояния связывают сегодня с использованием квантовых повторителей [18–21] — устройств, позволяющих разделить большое расстояние на короткие сегменты, связанные между собой квантовым перепутыванием. Ключевым моментом для реализации таких повторителей является наличие ячеек квантовой памяти [22, 23], позволяющих хранить перепутанные состояния на каждом из сегментов до определенного момента. При этом требования, предъявляемые к ячейкам памяти в рамках концепции квантовых повторителей очень высоки: оперируя в квантовом режиме, они должны работать с высокой эффективностью и достаточным быстродействием.

Первая модель ячейки квантовой памяти опиралась на использование эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕИТ) в атомном ансамбле с Λ -конфигурацией энергетических уровней [24, 25]. Однако, как известно, снижение групповой скорости света за счет повышения дисперсии показателя преломления неизбежно сопровождается сужением рабочей полосы частот, а значит, и снижением информационной емкости соответствующего оптического канала связи [26]. На сегодня, вопрос об

эффективности работы квантовой памяти обсуждают в совокупности с вопросом о ее пропускной способности [27]. Все изложенное выше говорит об актуальности темы данного диссертационного исследования.

Во введениях к каждой из глав диссертации продемонстрирована высокая степень разработанности направлений исследования.

Целью данной работы является изучение ярких широкополосных или многомодовых в пространстве и/или времени световых полей в сжатом и перепутанном состоянии и анализ их применимости в информационных протоколах; обсуждение всего комплекса вопросов от генерации таких полей (с различными квантово-статистическими свойствами), использования широкополосных световых полей в квантовых информационных каналах (в протоколах квантового плотного кодирования и телепортации), до их хранения в ячейках квантовой памяти.

Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие конкретные задачи:

1. Найти квантовые системы способные генерировать яркий широкополосный свет с неклассическими свойствами. Построить квантово-статистические модели таких систем и получить полное теоретическое описание их характеристик в рамках аппарата квантовой электродинамики. Получить различные виды неклассического света: широкополосный квадратурно сжатый свет, перепутанный свет, поляризационное сжатие, пространственно-многомодовый сжатый свет.
2. Исследовать применимость найденных источников света в квантовых информационных протоколах. Обобщить протоколы плотного кодирования и телепортации на случай многомодового и широкополосного света, найти и оценить адекватные информационные меры, характеризующие качество работы протоколов.
3. Построить модель квантовой памяти, пригодную для сохранения широкополосного и пространственно многомодового неклассического света. Оценить возможности сохранения статистических информационных характеристик такого света. Апробировать модель на примере излучения от конкретных источников.

Практическая значимость работы обусловлена прежде всего растущими потребностями квантовой информатики. В этой связи мы старались перекинуть мост от тради-

ционных подходов квантовой оптики к информационным оценкам исследуемых систем. Мы сделали акцент на задачах, обеспечивающих увеличение скорости работы информационных каналов и их емкости. Использование пространственно многомодового света делает возможным распространение естественного оптического параллелизма, присущего квантовым изображениям, на квантово-информационные приложения. Подобная аналогия напрашивается и для широкополосных (относительно временной переменной) полей. Следует отдельно выделить важность оперирования широкополосными (короткими) импульсами в задачах квантовой памяти. Ячейки квантовой памяти рассматриваются на сегодня как ключевой элемент каналов передачи информации на значительные расстояния, обеспечивая возможность функционирования квантовых повторителей. Таким образом, поскольку информационная емкость каналов связи существенно зависит от их полосы пропускания, ячейки памяти, будучи частью этих каналов и являясь спектральными фильтрами, не должны ухудшать их пропускные способности. С другой стороны, как потенциальные элементы квантовых вычислительных систем, ячейки памяти должны обеспечивать быструю обработку информации, а значит, оперировать короткими импульсами.

Методы исследования, используемые в работе, включают основные подходы квантовой электродинамики. Анализ квантово-статистических свойств неклассического света проводится в основном на языке операторных уравнений Гайзенберга-Ланжевена, удобном для дальнейшего анализа использования полей в информационных приложениях. Полуклассические уравнения помогают нам оценить динамику систем. Кроме того мы пользуемся диагональными представлениями: представление Глаубера оказывается удобным для изучения статистики излучения ТРОПО (мы демонстрируем его преимущества перед положительным P -представлением для этой задачи), а представление Вигнера - для оценки чистоты квантовых состояний.

Новизна результатов исследования:

- Впервые построена полностью квантовая модель полупроводникового лазера на квантовых ямах - вискела - с учетом наличия двойного лучепреломления и дихроизма в излучающей среде. Проанализирована квантовая статистика излучения для двух конфигураций (соответствующих различному соотношению между релаксационными константами), встречающихся в экспериментах, в зависимости от параметров среды, а также от характера ее возбуждения, и выявлены условия для наблюде-

ния поляризаационного сжатия. Продемонстрирована несостоятельность феноменологической модели при описании шумов излучения.

- Впервые построена модель трехмодового невырожденного параметрического генератора света, работающего в надпороговом режиме, с инъекцией внешнего слабого поля в сигнальную и холостую моды. Найдена трехмодовая функция распределения квази-вероятности числа фотонов Глаубера, а также ковариационные матрицы, соответствующие различным вариантам наблюдения. Проанализирована спектральная чистота системы. Определены условия для наилучшего наблюдения эффектов сжатия и перепутывания между модами.
- Построена новая модель субпуассоновского лазера с захватом фазы. Показано, что условие подавления диффузии фазы согласуется с требованием, накладываемым на мощность внешнего синхронизирующего поля, для сохранения квантовых особенностей излучения.
- Построена новая модель пространственно многомодового пиксельного источника неклассического света, проявляющего пространственно-временное сжатие. Предложен новый метод детектирования яркого пространственно многомодового излучения, позволяющий измерять квадратуры поля без использования схемы гомодинного приема.
- Протокол плотного кодирования обобщен на случай пространственно-многомодового квантового канала связи. Рассчитана взаимная информация Шеннона для потока классических входных изображений в пространственно-многомодовом канале.
- Протоколы квантового плотного кодирования и квантовой телепортации спектрально широкого сигнала апробированы в схемах с источниками широкополосного сжатого света. Предложены и оценены адекватные меры работы протоколов.
- Предложена новая модель квантовой голографической памяти для коротких импульсов на основе ансамбля Λ -атомов. Проанализированы механизмы потерь и возможности оптимизации работы схемы. Оценены эффективность и число сохраняемых мод. Построено общее теоретическое описание взаимодействия для произвольного значения отстройки управляющего и сигнального полей от частот переходов Λ -атомов, на основе которой проанализированы условия применимости резонансной и рама-

новской моделей. Исследована возможность сохранения широкополосного сжатого света. Основываясь на анализе собственных мод схем памяти, оценены возможности хранения широкополосных сигналов.

Положения, выносимые на защиту. *В диссертации рассматриваются три взаимно пересекающихся и дополняющих друг друга аспекта, важных для квантовой оптики и квантовой информатики, а именно, генерация неклассического яркого света, использование его в квантовых каналах передачи и обработки информации, и хранение (с последующим воспроизведением) в ячейках квантовой памяти.*

На защиту выносятся следующие положения, относящиеся к генерации неклассического света:

1. Низкоразмерный полупроводниковый лазер (виксел) является эффективным источником поляризационно-сжатого по отношению к параметру Стокса S_1 яркого света, даже в условиях двулучепреломления и дихроизма в излучающей среде.
2. Невырожденный трехмодовый параметрический генератор света, работающий в надпороговом режиме, является источником эффективно сжатых и перепутанных сигнальной и холостой волн. При значительном превышении мощностью накачки порогового значения, волны оказываются амплитудно-сжатыми наполовину по сравнению с когерентным состоянием. При небольшом превышении, сигнальная и холостая волны оказываются в перепутанном состоянии, а волна накачки - в фазово-сжатом состоянии.
3. Субпуассоновский лазер, синхронизированный достаточно слабым когерентным внешним электромагнитным полем, остается эффективным источником неклассического света, однако обнаруживает уже не субпуассоновскую статистику, а амплитудное сжатие, поскольку диффузия фазы оказывается полностью подавленной.
4. Пиксельный источник, построенный как совокупность точечных источников сжатого света, расположенных периодически в пространстве на некоторой плоскости, формирует свет, сжатый не только во времени, как от индивидуального пиксела, но и в пространстве, в поперечном по отношению к распространению света направлении.

На защиту выносятся следующие положения, относящиеся к использованию неклассического света в квантовых информационных каналах:

5. Пространственно-многомодовый квантовый информационный канал обеспечивает параллельную передачу мод сигнала без добавления квантового шума в области эффективного сжатия, что приводит к значительному увеличению его информационной емкости по сравнению с одномодовым. В отличие от классического канала, в этом случае можно указать оптимальное соотношение между пространственной плотностью элементов сигнального изображения и шириной пространственного спектра перепутывания, обеспечивающее максимальную емкость канала. Это заключение сделано из анализа схемы плотного кодирования оптического изображения.
6. Применение широкополосного по временной переменной света в схеме плотного кодирования существенно увеличивает взаимную информацию Шеннона, обеспечивая временной многоканальный параллелизм при передаче информации. Использование широкополосного света в схеме телепортации позволяет передать широкополосный сигнал с верностью каждой моды заметно превосходящей классический предел.

На защиту выносятся следующие положения, относящиеся к сохранению неклассического света в ячейках квантовой памяти:

7. Для достаточно плотной трехуровневой среды квантовая широкополосная память (память для коротких импульсов) реализуется не статически, как в случае ЕИТ-памяти, но динамически, поскольку при таком взаимодействии света со средой эффект "остановки" света не успевает реализоваться заметным образом.
8. Эффективность полного цикла широкополосной памяти при оптимальном выборе параметров задачи (при минимальных потерях в процессе записи) оказывается близкой к ста процентам.
9. Наилучшее воспроизведение квантовых свойств света (сжатие) достигается обязательно при максимальной эффективности памяти, что связано с особенностями мод Шмидта для ячейки памяти.

Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается тем, что в основу всех расчетов положены адекватные квантово-механические модели, все сделанные приближения и предположения имеют под собой физические основания и никакие волюнтаристские шаги не допускались. Для решения задач применяются хорошо зарекомендовавшие себя методы квантовой электродинамики. Анализ результатов, где это возможно,

включает сравнение с теоретическими результатами других исследователей. Значительная часть работы выполнена в тесном контакте с экспериментальными группами Клода Фабра и Элизабет Джакобино (Университет Пьера и Марии Кюри, Париж), что отражено в совместных публикациях. Наконец, полученные результаты обсуждались на научных семинарах с коллегами, докладывались диссертантом на представительных научных конференциях, опубликованы в ведущих российских и зарубежных рецензируемых журналах.

Апробация результатов. Основные результаты диссертации изложены в 19 статьях [1-19], из которых 17 - в журналах, включенных в список ВАК, а также докладывались на следующих международных конференциях: International Quantum Electronics Conference, Москва, 2002; International Conference on Quantum Optics, Минск, 2002, 2004, 2006; Russian-French Laser Symposium, Москва, 2003; Оптика, С.Петербург, 2003, 2013; Международные чтения по квантовой оптике, С.Петербург, 2003; Russian-French Laser Physics Workshop for Young Scientists, 2004, 2006; Фундаментальные проблемы оптики, С.Петербург, 2004; Квантовые измерения и физика мезоскопических систем, г. Владимир, 2005; International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO/LAT), С.Петербург, 2005; Семинар памяти Д.Н.Клышко, Москва, 2005, 2007; Quantum Physics and Communication, Дубна, 2005; ICO Topical Meeting on Optoinformatics/Information Photonics, С.Петербург, 2006; Coherent Control of the Fundamental Processes in Optics and X-ray-Optics, Нижний Новгород, 2006; NATO Advanced Research Workshop "Quantum Communication and Security Гданьск, 2006, 2009; Frontiers of nonlinear physics, Нижний Новгород, 2007, 2010; International Laser Physics Workshop, Тронхейм, 2008; International Workshop on High Dimensional Entanglement 2009, 2010, 2011; International Conference on Quantum Technologies, Москва, 2011, 2013; Continuous Variable Quantum Information Processing, Копенгаген, 2012; Central European Workshop on Quantum Optics, Синая, 2012; Conference on Squeezed States and Uncertainty Relations, Нюрнберг, 2013.

Личный вклад автора. Основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично. В работах, опубликованных в соавторстве, в материалы диссертации включены только те результаты исследований, в получении которых диссертанту принадлежит определяющая роль.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и одного приложения. Полный объем диссертационной работы составляет 269 страниц, в том числе 47 рисунков и 195 наименований в списке литературы.

Содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность работы, обсуждаются механизмы формирования сжатого и перепутанного света, важность учета полосы сжатия как на стадии построения адекватных физических моделей источников, так и при обсуждении использования такого света в информационных приложениях. Обосновывается значимость ячеек квантовой памяти для передачи квантовых сигналов на большие расстояния. Сформулированы основные характеристики работы.

Первые четыре главы диссертации посвящены построению и анализу моделей четырех источников яркого широкополосного света с различными квантовыми особенностями.

Первая глава посвящена построению квантовой модели викасела (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) - полупроводникового лазера на квантовых ямах и анализу квантово-статистических и динамических свойств его излучения. Интерес к викаселу обусловлен прежде всего тем, что в нем довольно легко организовать регулярную статистику накачки. Кроме того он обладает высокой квантовой эффективностью, низким порогом генерации и может работать в одномодовом режиме. Теоретическое описание викасела базируется на сопоставлении зонной структуры полупроводникового кристалла четырехуровневой энергетической схеме (см. рис. 1). Верхние состояния распадаются со скоростью γ_1 , нижние - со скоростью $\gamma_2 \gg \gamma_1$. Скорость распада когерентности между лазерными уровнями предполагается равной $\gamma_{\perp} \geq (\gamma_1 + \gamma_2)/2$. Накачка осуществляется электрическим током через n-p переход, это некогерентное возбуждение только на верхние уровни со средней скоростью 2μ . Переходы $|1_+\rangle \Leftrightarrow |2_+\rangle$ и $|1_-\rangle \Leftrightarrow |2_-\rangle$ осуществляются право- и лево-циркулярно поляризованными электромагнитными волнами. Важную роль в построении квантово-статистической модели викасела играет эффект переворачивания спинов (spin-flip), связанный с обменом возбуждениями подуровней + и - со скоростью γ_c . Этот эффект приводит к появлению дополнительных шумов в излучении. Модель строится с учетом наличия двойного лучепреломления и дихроизма в кристалле. Активная

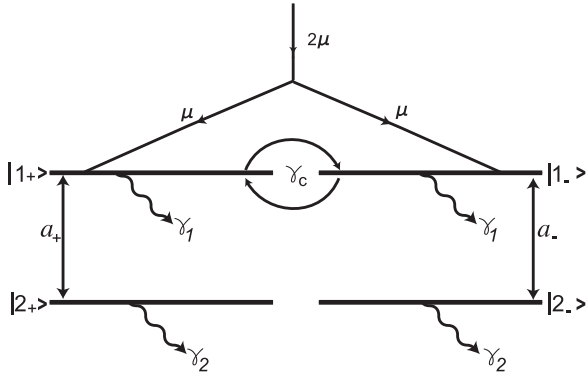


Рис. 1: Четырехуровневая схема активной среды в викселе.

среда помещается в высокодобротный резонатор, выделяющий две моды с приблизительно равными частотами и ортогональными циркулярными поляризациями.

Задача решается в формализме уравнений Гайзенберга-Ланжевена. Производя адиабатическое исключение быстрых переменных, мы анализируем стационарные решения и исследуем линейные флуктуации излучения сперва на языке спектральных квадратур поля, а затем - с помощью квантовых параметров Стокса. Записав аналитические выражения для спектров флуктуаций квантовых параметров Стокса и проанализировав, в каких измерительных схемах они могут наблюдаться, мы показали, что излучение виксела оказывается *поляризационно сжатым* относительно параметра S_1 , в том случае, когда лазер возбуждается регулярной накачкой. На рис. 2 построены спектры флуктуаций фототоков при измерении параметров Стокса S_1, S_2 и S_3 при выбранных значениях параметров лазера; провал ниже нуля соответствует подавлению уровня дробового шума ниже стандартного квантового предела.

Причиной возникновения поляризационного сжатия в викселе является субпуассоновская статистика излучения. Однако следует отметить, что взаимосвязь между регулярной статистикой накачки и субпуассоновской статистикой фотонов в викселе не является однозначной из-за случайного заселения каждого из подуровней, определяемого эффектом переворачивания спина. Важность этого фактора мы демонстрируем на примере виксела с одинаковыми временами жизни уровней. Кроме того, на примере данной конфигурации виксела мы убеждаемся в несостоятельности феноменологической модели [28] для описания квантово-статистических свойств излучения.

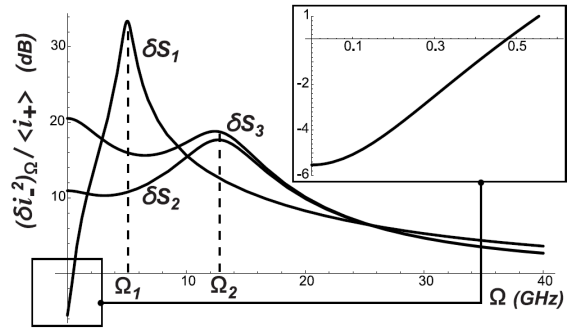


Рис. 2: Спектры флуктуаций фототоков при измерении параметров Стокса S_1, S_2 и S_3 .

Во **второй главе** исследуется другой источник широкополосного яркого неклассического света — TROPO (Triply Resonant Optical Parametric Oscillator) — оптический параметрический генератор света, работающий в невырожденном надпороговом режиме. В основе работы такого генератора лежит процесс параметрического преобразования фотонов: фотон накачки конвертируется в два фотона с разными частотами - сигнальный и холостой. Такой процесс реализуется в кристаллах с квадратичной нелинейностью. Мы полагаем, что кристалл помещен в высокодобротный резонатор таким образом, что все три моды (накачка, сигнальная и холостая) находятся в резонансе с этим резонатором, а соответствующие поля рассматриваются как квантовые. Такой процесс описывается гамильтонианом взаимодействия $\hat{V} = i\hbar g \left(\hat{a}_p \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_s^\dagger - \text{э.с.} \right)$, где операторы \hat{a} \hat{a}^\dagger с соответствующими индексами - операторы уничтожения и рождения фотонов в модах накачки (pump), холостой (idler) и сигнальной (signal). Каждая из трех мод возбуждается внешним полем, притом когерентное возбуждение холостой и сигнальной волн включается в модель для подавления фазовой диффузии, которая иначе обязательно имеет место в случае невырожденной параметрической генерации.

Задача решается на основе диагонального представления Глаубера, строится функция распределения квази-вероятности Глаубера и анализируются ее свойства, в частности видно, что распределение факторизуется, суммарные и разностные флуктуации оказываются независимыми, однако флуктуации моды накачки статистически связаны с флуктуациями сигнальной и холостой волн. Мы находим спектральные плотности шумов для амплитудных и фазовых флуктуаций внутри и снаружи резонатора. Анализируя квантово-статистические свойства излучения в зависимости от мощности поля накачки, мы приходим к следующим выводам: около порога генерации сигнальная волна и холостая волна *перепутаны*; высоко над порогом генерации и сигнальная волна и холостая волна *амплитудно сжаты* наполовину по сравнению с когерентным состоянием; волна накачки *фазово сжата* наполовину по сравнению с когерентным состоянием при промежуточных значениях накачки $\mu_p \approx 2$.

Строится ковариационная матрица, определяемая спектральными плотностями амплитудных и фазовых флуктуаций, размерности 6×6 , а также ковариационные матрицы для подсистем, связанные с различными условиями наблюдения. На этой основе обсуждается вопрос о чистоте квантового состояния излучаемого поля, а также о спектральной степени чистоты, т.е. о чистоте состояния выделенной пары осцилляторов с частотами $\omega_0 \pm \omega$, симметрично расположенными относительно модовой частоты. Мы пока-

зали, что при исследовании многомодовых полей связь между ковариационной матрицей и спектральной степенью чистоты должна определяться из условий наблюдения, поскольку многомодовая постановка задачи допускает построение различных ковариационных матриц.

Показано, что рассматриваемые подсистемы (выделенные пары осцилляторов) могут оказываться в существенно смешанном состоянии вблизи порога генерации при достаточно малом значении параметра синхронизации μ . В то же время оказалось, что спектральная степень чистоты при двухмодовом наблюдении (т.е. при наблюдении только за сигнальной и холостой волнами, исключая из рассмотрения волну накачки) всегда выше, чем при наблюдении за полной системой. На первый взгляд, это неожиданно, что чистота подсистемы оказывается выше, чем чистота полной системы, однако данный результат определяется наличием (или отсутствием) квантовых корреляций между подсистемами.

Третья глава посвящена построению и исследованию модели субпуассоновского лазера с захватом фазы (СПЛ). Первое предложение по лазерной генерации субпуассоновского света было сделано в 1984 году [9], а спустя два года реализовано экспериментально [11]. Однако для квантово информационных приложений этот источник не получил широкого распространения в силу эффекта диффузии фазы, присущего лазерам. В самом деле, эллипс сжатия когерентного излучения вращается в фазовой плоскости, так что результирующая дисперсия квадратур оказывается гигантской. Мы использовали внешнюю инжекцию, чтобы подавить диффузию фазы. Как результат получен хорошо сжатый свет, степень сжатия которого определяется регулярностью накачки и является частотно зависимой.

Теория сформулирована в терминах уравнений Гайзенберга-Ланжевена, что делает ее применимой не только к газовым, но и к полупроводниковым лазерам, представляющим наибольший интерес для квантовой оптики и квантовой теории информации. (Известно, что теоретический подход, основанный на построении основного уравнения, разработанный ранее, применим только для газовых лазеров, где спектральная ширина моды резонатора много меньше, чем время релаксации атомной среды [29].) Следует отметить, что гайзенбергов формализм к тому же наиболее удобен для дальнейшего формального включения источников неклассического света в информационные протоколы.

Использование внешнего инжектирующего поля для подавления фазовой диффузии требует ответа на следующий вопрос: насколько совместимы требования к внешнему синхронизирующему полю? Очевидно, что оно должно быть достаточно слабым, чтобы

не навязать собственную когерентную статистику излучению лазера и не разрушить его квантовые особенности, и в то же время - достаточно сильным, чтобы обеспечить эффективный захват фазы. Мы проанализировали эти факторы и показали, что данные требования не противоречивы. Степень сжатия амплитудной квадратуры ограничивается степенью регулярности накачки, а в случае полностью регулярной накачки - мощностью синхронизирующего поля.

В этой же главе рассмотрена генерация фазово-сжатого излучения вырожденным параметрическим генератором света (ВПГС), работающим в надпороговом режиме. Убедившись, что степень сжатия возрастает при приближении к порогу генерации, мы проанализировали сколь близкие к порогу генерации значения параметра накачки μ мы можем обсуждать. Поскольку полученные решения для ВПГС ограничены рамками применимости метода малых фотонных флуктуаций, которые могут нарастать вблизи порога генерации, то следовало определить характер этого роста. Мы показали, что степень сжатия фазовой квадратуры излучения ВПГС ограничена только экспериментальными возможностями приближения к порогу генерации, и оценили ее, исходя из данных эксперимента [30].

В **четвертой** главе рассмотрена задача о генерации пространственно многомодового сжатого света. Построена теоретическая модель так называемого пиксельного источника (ПИ), сформированного как совокупность точечных источников сжатого света (в качестве примера рассмотрены СПЛ и ВПГС) с ограниченной апертурой, расположенных периодически на некоторой плоскости. Как мы показали, такой источник генерирует свет, сжатый не только во времени, как от индивидуального пикселя, но и в пространстве. Проведя квантово-статистический анализ излучения ПИ, мы получили, что пространственный спектр флуктуаций фототока имеет вид гребенки, со многими провалами ниже уровня дробового шума. Число провалов существенно зависит от числа пикселей (см. рис. 3).

Такой спектр флуктуаций фототока можно наблюдать в схеме балансного гомодинного детектирования поля. Однако использование этого измерительного метода для пространственно многомодовых полей требует создания "правильного" пространственного профиля локального осциллятора, согласованного с профилем сигнала (только тогда мы получим подавление шумов ниже квантового уровня). А это уже может быть весьма сложной задачей. В связи с этим мы предложили альтернативный метод детектирования пространственно многомодового света когерентных источников, как и гомодинное измерение, позволяющий следить за любой квадратурой сигнального поля, но лишенный указан-

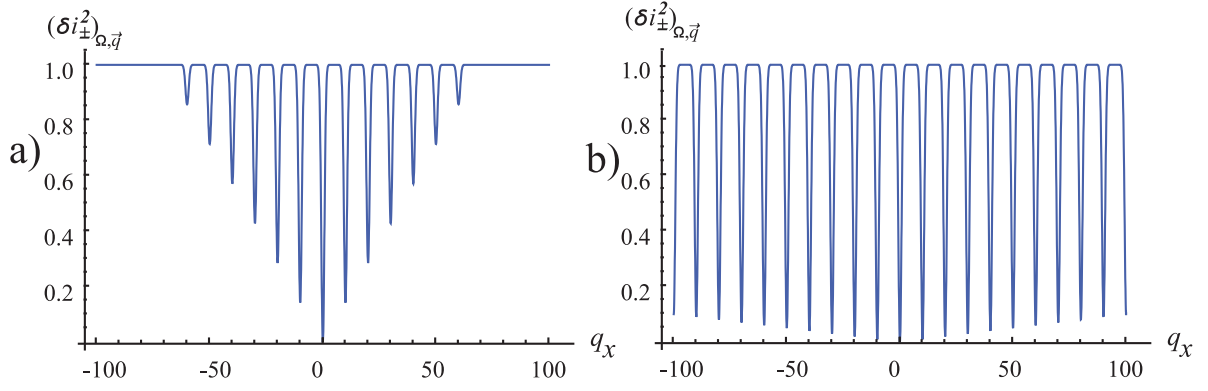


Рис. 3: \pm детектирование: пространственный спектр флуктуаций суммарного (для СПЛ) и разностного (для ВПГС) фототоков; Параметры расчета: $q_y = 0, \Omega = 0, l/w_0 = 10$, (a) $N = 7$, (b) $N = 99$.

ного затруднения (мы назвали его \pm детектирование). В отличие от гомодинного приема, метод \pm детектирования применим только для когерентных (классических и неклассических) источников излучения. Мы показали, что если проводить измерения в дальней зоне и следить за суммарной или разностной комбинацией фототоков от двух симметрично расположенных пикселей детекторов

$$\hat{\delta i}_{\pm}(\vec{\rho}, t) = \hat{\delta i}_{1F}(\vec{\rho}, t) \pm \hat{\delta i}_{2F}(-\vec{\rho}, t),$$

то спектр флуктуаций такого фототока содержит информацию о той или иной квадратурной компоненте поля в ближней зоне.

Две следующие главы диссертации посвящены использованию яркого широкополосного света в информационных приложениях. Материал разделен на две главы согласно характеру широкополосности света, используемого в информационных каналах: по временной и по пространственной переменной. Хотя оба эти вопроса близки, поскольку обеспечивают нас дополнительными степенями свободы при передаче информации, т.е. приводят к увеличению информационной емкости каналов, тем не менее они требуют различных подходов, учета различных особенностей (например, учета дифракции при обсуждении пространственной многомодовости) и собственных информационных оценок.

В **пятой главе** обсуждается обобщение протокола квантового плотного кодирования в непрерывных переменных [31] на случай пространственно многомодового света. Подобно большинству явлений квантовой информации, основной используемый ресурс здесь обеспечивается квантовым перепутыванием. Это обобщение позволяет производить одновременное параллельное плотное кодирование входного изображения, состоящего из N

элементов. В случае одной пространственной моды, рассмотренном в [31], $N = 1$. Сигнал создается отправителем (Алисой) в первом из двух каналов, находящихся в квантовом перепутанном состоянии. Благодаря эффективному квантовому перепутыванию второй канал играет роль идеальной системы отсчета для первого канала. Получатель (Боб) осуществляет белловское измерение сигнала, проводимое совместно в обоих каналах. Квантовое перепутывание делает возможным измерение сигнала с чувствительностью выше стандартного квантового предела для одиночного канала.

Качество информационного канала оценивается величиной взаимной информации Шеннона для потока классических входных изображений в когерентном состоянии. Чтобы оценить верхний предел пространственно-временной плотности информационного потока (в битах на $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$), мы рассматриваем луч света с произвольно большим поперечным размером, а также полагаем, что схема фотодетектирования не ограничивает пространственное разрешение измеряемого сигнала. Рассматриваемая плотность информационного потока определяется степенью сжатия (и перепутывания) неклассического света, используемого как носитель информации. В нашем протоколе важную роль играют два набора пространственно-временных параметров: 1) длина когерентности и время когерентности пространственно-многомодового сжатого (перепутанного) света, и 2) пространственно-временные характеристики потока входных изображений. Что касается второго пункта, то мы полагаем, что отправитель (Алиса) производит ансамбль одинаковых изображений, характеризуемых конкретным выбранным разрешением в пространстве и времени (зерно изображения Алисы) с гауссовой статистикой шумов этих изображений.

Зависимость плотности взаимной информации \mathcal{J} от относительной линейной плотности элементов изображения d_A приведена на рис. 4. При $d_A \ll 1$ (большие элементы изображения, площадь корреляций S_A изображения, посылаемого Алисой много больше площади когерентности в поперечном сечении S_c сжатого света) плотность взаимной информации растет линейно с увеличением d_A , поскольку это означает увеличение пространственного разрешения входного сигнала. В классическом пределе (вакуумный шум на входе схемы) увеличение плотности взаимной информации с ростом плотности элементов изображения имеет место до тех пор, пока информация, приходящаяся на один элемент сигнала Алисы не оказывается порядка одного бита или меньше:

$$\ln \left\{ 1 + \frac{4 \mathcal{P}}{\pi d_A^2} \right\} \sim \frac{\mathcal{P}}{d_A^2} \leq 1.$$

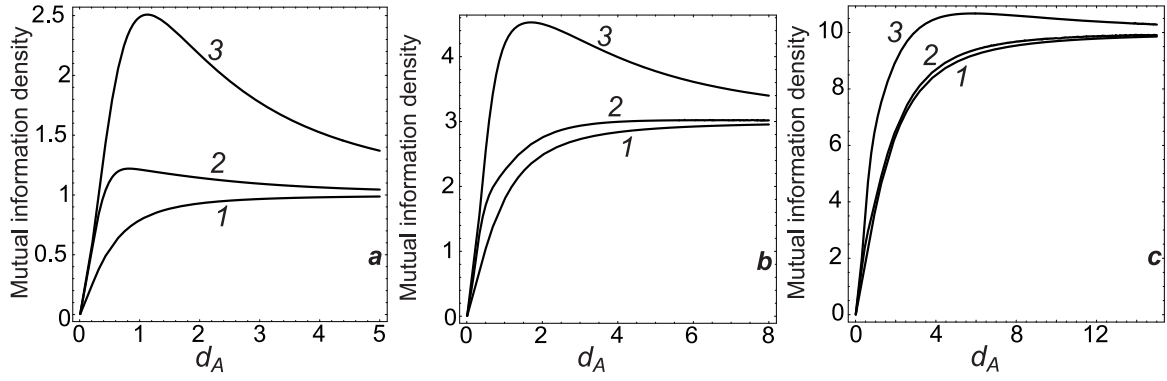


Рис. 4: Плотность взаимной информации для вакуумного шума на входе схемы (1) и сжатого света с $\exp(r(0,0)) = 3$ без коррекции фазы (2) и с коррекцией (3). Плотность сигнальных фотонов равна $\mathcal{P} = 1$ (a), $\mathcal{P} = 3$ (b), $\mathcal{P} = 10$ (c).

Дальнейшее увеличение d_A не приводит ни к какому эффекту, так как оно полностью компенсируется уменьшением информации, приходящейся на каждый элемент изображения. На наших рисунках это соответствует значениям $d_A \sim \sqrt{\mathcal{P}} \sim 1$ при $\mathcal{P} = 1$, $d_A \sim 1.7$ при $\mathcal{P} = 3$, и $d_A \sim 3$ при $\mathcal{P} = 10$ (см. соответственно рис. 4a,b,c).

Когда $d_A \gg 1$ (элементы изображения много меньше длины когерентности), влияние перепутывания на пропускную способность канала пропадает и значение \mathcal{J} падает до величины классического предела. Это объясняется тем, что в пределе $S_A \ll S_c$ почти все пространственные частоты сигнала лежат вне полосы пространственных частот, где присутствует эффективное подавление шума, и пропускная способность канала ограничивается вакуумным шумом.

Если среднее число сжатых фотонов в канале приблизительно равно среднему числу сигнальных фотонов (кривые 3 и 1 на рис. 4b), информационная пропускная способность канала плотного кодирования превышает информационную пропускную способность классического канала примерно в 2 раза. В случае, когда $\mathcal{P} < e^{2r}/4$ (кривые 3 и 1 на рис. 4a), преимущество квантового канала еще более существенно, но энергия затрачиваемая на сжатие в этом случае превышает мощность самого сигнала.

Как видно из рис. 4 многомодовый квантовый канал позволяет 1) получить выигрыш в величине взаимной информации по сравнению с классическим каналом; 2) обеспечивает большую информационную емкость по сравнению с одномодовым каналом; 3) максимальный выигрыш имеет место при передаче слабовыраженных изображений; 4) кривые демонстрируют максимум, т.е. можно указать оптимальное значение пространственной плотности элементов изображения, согласованное с полосой сжатия света.

Важной особенностью пространственно многомодовых квантовых схем является пространственно-частотная дисперсия сжатия, то есть зависимость фазы квадратурных компонент от \vec{q} . Эта дисперсия обусловлена дифракцией внутри оптического параметрического кристалла. С помощью тонкой линзы, подходящим образом помещенной в световой пучок, можно эффективно скорректировать зависимость ориентации эллипсов сжатия от пространственной частоты \vec{q} . Коррекция фазы сжатого света существенно увеличивает пропускную способность канала, поскольку расширяет полосу пространственных частот эффективного подавления шума до оптимального значения. Это устраняет деструктивное влияние усиленной (растянутой) квадратуры шумового поля на больших пространственных частотах, как видно из рис. 4 (кривые 3 и 2).

В **шестой главе**, исследуя возможности использования широкополосного по временной переменной света в информационных каналах, мы проанализировали два протокола: протокол квантового плотного кодирования и протокол квантовой телепортации. В качестве источника неклассического света, обеспечивающего повышение эффективности работы протоколов по сравнению с классическим случаем, предлагается использовать один из когерентных источников, проанализированных в главе 3 (СПЛ или ВПГС). В отличие от оптического параметрического усилителя (ОПУ), применяемого обычно в информационных многомодовых схемах, ширина временного спектра когерентных источников определяется добротностью резонатора и имеет, как правило, порядок величины $10^{10} - 10^{11}$ Гц, что позволяет надеяться на возможность использования временной многомодовой структуры такого излучения.

Анализируя работу схемы квантового плотного кодирования, мы показали, что для наиболее эффективного использования перепутывания необходимо симметризовать интерферометр Маха-Цендера, введя в нижнее плечо интерферометра светоделительную пластину, аналогичную по пропускающим свойствам пластине BS_A , с помощью которой вводится сигнал Алисы (но, конечно, не предполагающий наличия сигнального воздействия).

Если лазеры генерируют излучение с пуассоновской статистикой ($p = 0$), то сигнал наблюдается на фоне дробового шума. Это позволяет нам оценить минимальное значение отношения сигнал-шум (в отсутствие технических шумов):

$$\text{SNR}_\omega^{\min} = \mathcal{R} \sigma_\omega^A,$$

где \mathcal{R} - коэффициент отражения светоделительной пластины BS_A , а σ_ω^A - дисперсия фурье-компонент амплитуды сигнала Алисы. В суб-пуассоновском режиме генерации лазеров $p = 1$ полученное выражение становится частотно-зависимым

$$\text{SNR}_\omega = \frac{\omega^2 + \kappa^2}{\omega^2 + (\mathcal{R} + \mu^2/4)\kappa^2} \mathcal{R}\sigma_\omega^A.$$

и достигает своего максимума при условии, что спектральная ширина сигнала Алисы много меньше спектральной ширины лазерной моды, $\Delta\omega_A \ll \kappa$.

Предполагая гауссову статистику информационного канала, мы выразили плотность потока взаимной информации Шеннона через отношение сигнал-шум:

$$I^{Sh} = \int_{-\infty}^{+\infty} \ln(1 + \text{SNR}_\omega) d\omega.$$

и получили аналитические и численные оценки этой величины, демонстрирующие значительное преимущество от использования лазера в суб-пуассоновском режиме при передаче слабых сигналов.

Для анализа работы протокола многомодовой квантовой телепортации нам необходимо было ввести адекватную меру. Как хорошо известно, количественной мерой качества телепортации одномодового поля является так называемая верность (fidelity), введенная в работе [32]. Обобщение этой величины для оценки многомодовой телепортации [33, 34], проделанное для пространственно многомодовых полей, показало, что оценка качества телепортации многомодового объекта как целого оказывается не достаточно информативной величиной. В самом деле, если хоть одна мода существенно многомодового объекта передается не точно (с верностью много меньше 1), значение верности телепортации всего объекта стремится к 0. Более того, если каждая из мод передается с высокой, но не идеальной верностью, то совокупный результат, являясь произведением верностей для каждой из мод, опять же стремится к 0 для существенно многомодового объекта. Таким образом, парадоксальность этой общей характеристики и необходимость обсуждать телепортацию поля в свободном пространстве (объекта заведомо многомодового), побудили нас к рассмотрению спектральной верности телепортации:

$$\mathcal{F}_\omega = \text{Tr}(\hat{\rho}_\omega^{in} \hat{\rho}_\omega^{out}) / \text{Tr}(\hat{\rho}_\omega^{in})^2.$$

Здесь $\hat{\rho}_\omega^{in}$ и $\hat{\rho}_\omega^{out}$ - матрицы плотности осциллятора с частотой ω на входе и выходе схемы телепортации, соответственно. Введенная таким образом величина характеризует верность

телепортации состояния одного монохроматического осциллятора с частотой ω . Так как схема передачи сигнала линейна, ее работу можно представить как параллельную телепортацию состояний монохроматических осцилляторов.

Мы демонстрируем уверенное преодоление классического предела телепортации на нулевой частоте в случае регулярной статистики накачки лазерного света в информационном канале. Остальные сигнальные моды передаются с меньшей верностью в меру их отстройки от несущей частоты.

Последняя, **седьмая глава** диссертации посвящена проблеме квантового хранения широкополосных сигналов, т.е. созданию физической модели соответствующей ячейки квантовой памяти. Под квантовой памятью понимают три последовательно происходящих процесса: процесс записи сигнала, т.е. отображение квантово-статистических свойств света на долгоживущую степень свободы среды, в нашем случае - это когерентность между двумя нижними энергетическими уровнями атомов в Λ -конфигурации; процесс хранения - это достаточно длительный процесс, протяженность которого должна превышать время записи T_W и время считывания T_R . Необходимо организовать схему так, чтобы за время хранения записанная информация не разрушалась. Третий процесс - это считывание сигнала - восстановление исходного сигнала путем воздействия на ячейку управляющим полем. В идеале квантовая память предполагает сохранение волновой функции сигнального поля. С точки зрения передачи информации важно, чтобы сохранялись квантово-статистические свойства света. В нашей задаче информация передается посредством поперечных пространственных мод света, описываемых гайзенберговскими амплитудами.

Схема, которую мы представляем, внешне схожа с памятью, основанной на эксплуатации эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕИТ) (см. рис. 5).

В самом деле, ансамбль атомов с Λ -конфигурацией энергетических уровней взаимодействует с двумя полями - слабым сигнальным (то поле, которое мы хотим записать) и сильным классическим управляющим. В начальный момент все атомы находятся в состоянии $|1\rangle$. Отличие нашей схемы от схемы ЕИТ проистекает из длительности взаимодействия: у нас оно очень короткое, много меньше времени жизни

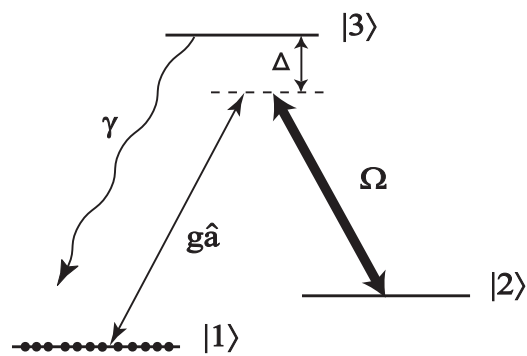


Рис. 5: Трехуровневая атомная среда взаимодействует с управляющим полем Ω и сигнальным полем \hat{a} .

возбужденного состояния резонансной среды:

$$T_{W,R} \ll \gamma^{-1},$$

В отличие от рассматриваемого случая, ЕИТ, как стационарный процесс, предполагает обратное соотношение времен, $T_{W,R} \gg \gamma^{-1}$. Таким образом, в отличие от ЕИТ-модели, в предлагаемой схеме отсутствует эффект замедления света, оно просто не успевает произойти, а запоминание основано на другом механизме. Поглощение широкополосного импульса на спектрально узком переходе происходит благодаря возникающим коллективным когерентным эффектам: константа поглощения эффективно возрастает пропорционально оптической толщине среды.

Мы определяем коллективные операторы для переменных среды (и перестановочные соотношения для них) и, сделав ряд предположений, записываем замкнутую систему уравнений Гайзенберга для пространственных фурье-образов двух актуальных когерентностей \hat{b} и \hat{c} и оператора медленной огибающей амплитуды сигнального поля \hat{a} :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z} \hat{a}(z, t; \vec{q}) &= -g\sqrt{N} \hat{c}(z, t; \vec{q}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \hat{c}(z, t; \vec{q}) &= -i\Delta \hat{c}(z, t; \vec{q}) + g\sqrt{N} \hat{a}(z, t; \vec{q}) + \Omega \hat{b}(z, t; \vec{q}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \hat{b}(z, t; \vec{q}) &= -\Omega \hat{c}(z, t; \vec{q}),\end{aligned}$$

Здесь z - координата, вдоль которой распространяется сигнальное поле; \vec{q} определяет фурье-компоненты, соответствующие поперечному пространственному распределению; N - средняя плотность атомов; Δ - отстройки сигнального и управляющего полей от соответствующих атомных переходов; Ω - частота Раби управляющего поля; g - константа связи между атомом и сигнальным полем.

Эта система уравнений решается аналитически, решения записываются в виде интегральных преобразований, ядра которых зависят от сверток функций Бесселя разного порядка.

Мы проследили за формированием долгоживущей когерентности атомов, построили ее распределение в пространстве и времени. Следующим шагом была процедура оптимизации работы памяти. Для этого мы проследили за потерями в нашей схеме. Увидели, что они определяются двумя факторами: утечкой - это те фотоны сигнального поля, которые прошли среду насквозь, не провзаимодействовав с ней, и заселением верхнего уровня - в отличие от других схем кван-

товой памяти, мы вынуждены учитывать этот фактор. Сравнение кривых, отвечающих полным потерям и потерям, связанным только с утечкой (см. рис. 6), демонстрирует необходимость учета заселения верхнего уровня. Мы видим, что кривые имеют ярко выраженный минимум, что и позволяет нам говорить об оптимальном соотношении длительности импульса и длины среды.

Представленная модель справедлива для случая произвольных отстроек сигнального и управляющего полей от резонанса с атомной средой, при условии, что двухфотонный резонанс имеет место. Это позволило нам получить решение для двух предельных случаев - резонансного взаимодействия и рамановского взаимодействия - в рамках одной модели, а также оценить

влияние отстройки на эффективность памяти в промежуточных случаях. Найдены пороговые условия, при которых пригодны упрощенные модели. Показано, что при значении нормированной отстройки $r = \Delta/(2\Omega) > 2$ система может быть эффективно сведена к двухуровневой рамановской модели. Напротив, вблизи от резонанса наличие третьего энергетического уровня оказывает существенное влияние на эволюцию системы. Заселение верхнего энергетического уровня может приводить к значительным потерям, и необходимо контролировать длительность процесса взаимодействия так, чтобы к моменту его окончания раби-осцилляции по большей части опустошили уровень $|3\rangle$, заселив уровень $|2\rangle$.

Считывание записанного сигнала можно производить по-разному. Если управляющее поле при считывании сонаправлено с полем при записи, говорят о прямом считывании, если противоположно - об обратном считывании. Эти две различные геометрии приводят к различию в эффективности считывания. Показано, что, как и для других схем памяти, обратное считывание более эффективно, чем прямое. При этом эффективность квантовой памяти (исходя из экспериментально достижимых на сегодня значений оптической толщины среды) может быть близка к 100%. (Напомним, что эффективность - это

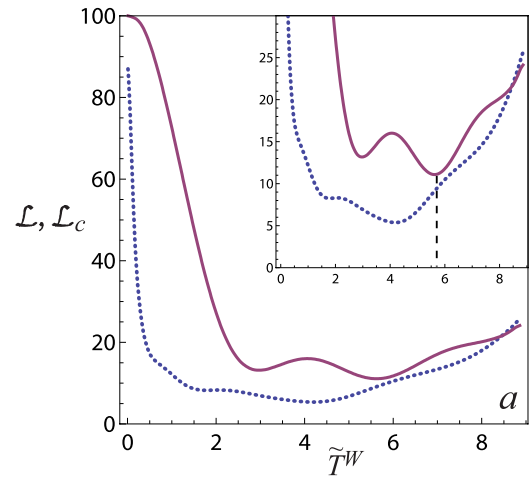


Рис. 6: Процесс записи: относительные потери, связанные с утечкой поля (синие пунктирные кривые) и относительные полные потери (красные сплошные кривые) в процентах от интенсивности входного сигнала.

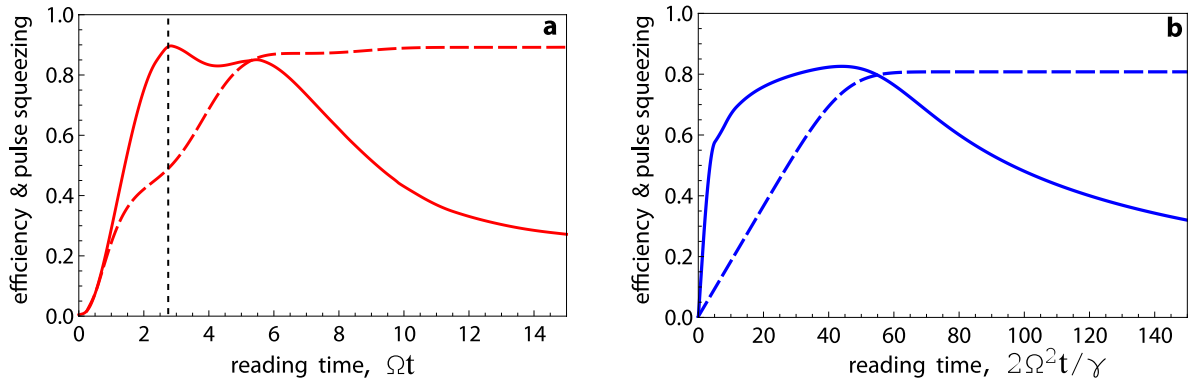


Рис. 7: Сжатие импульса (сплошные кривые) и эффективность (пунктирные кривые) в зависимости от времени считывания \tilde{T}_R для двух моделей памяти: (а) широкополосной и (b) адиабатической в случае обратного считывания.

отношение среднего числа фотонов в восстановленном импульсе к среднему числу фотонов в исходном импульсе.) Однако, при обратном считывании эффект дифракции серьезно ограничивает число поперечных мод, которые мы можем сохранить (число сохраняемых пространственных мод имеет порядок числа Френеля). При прямом считывании это ограничение отсутствует (дифракция аналогична дифракции в свободном пространстве и может быть легко скомпенсирована), и число сохраняемых мод - порядка квадрата числа Френеля. Таким образом, нам предоставляется выбор: либо сохранить меньшее число мод, но с большей эффективностью, либо увеличить число сохраняемых мод, но "заплатить" за это уменьшением эффективности памяти.

Дальнейший анализ касался вопроса о сохранении квантового сжатия света. Решив задачу о сохранении сжатого импульса, вырезанного из стационарного излучения СПЛ или ВПГС в допороговом режиме, мы обнаружили, что наилучшее воспроизведение квантовых свойств света (сжатие) достигается необязательно при максимальной эффективности памяти, т.е. мы можем добиться хорошего сжатия в восстановленном сигнале при низкой эффективности. Притом, такая ситуация имеет место не только для модели широкополосной памяти, но также и для адиабатической памяти (см. рис. 7). Этот парадоксальный, на первый взгляд, факт объясняется многомодовым характером взаимодействия импульса света со средой.

В самом деле, интегральное преобразование, соответствующее полному циклу памяти, можно рассматривать как интегральное уравнение, притом ядро этого уравнения - эрмитово, а значит позволяет решить задачу на поиск собственных функций и собственных значений. Проанализировав собственные моды широкополосной квантовой памяти и

сравнив их с модовой структурой адиабатической памяти, мы показали, что обе схемы работают как модовые фильтры, но спектральная ширина широкополосной памяти как минимум на 4 порядка больше, чем адиабатической. Это позволяет говорить о преимуществе представленной здесь модели памяти для хранения широкополосных сигналов.

Наконец, анализируя эффективность как меру оценки работы квантовой памяти мы показали, что хотя понятие квантовой эффективности записи-считывания и может быть введено для импульса произвольной формы, но не является при этом универсальной характеристикой ячейки памяти, через которую могут быть выражены другие свойства данной ячейки (например, способность к сохранению сжатия). Только эффективность, определенная по отношению к какой-либо одиночной собственной моде памяти, является такой исчерпывающей характеристикой. Т.о. для импульса произвольной формы (в неодномодовой ситуации) не достаточно обеспечить высокую эффективность памяти, чтобы говорить о сохранении квантового состояния света.

В Заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе:

В данной диссертационной работе мы теоретически рассмотрели комплекс вопросов, касающихся генерации яркого широкополосного неклассического света, его использования в квантовых информационных каналах, а также возможности его хранения в ячейках квантовой памяти. Был получен ряд результатов, из которых главными являются следующие.

Основные результаты работы, относящиеся к генерации яркого широкополосного неклассического света:

- 1.1 Построена квантовая теория виксела с учетом двулучепреломления и дихроизма в активной среде. Показано, что для корректного анализа квантово-статистических свойств излучения виксела необходимо следить не только за генерирующей надпороговой модой, но и за подпороговой на той же частоте с ортогональной поляризацией. Предсказан эффект поляризационного сжатия в этой системе.
- 1.2 Проанализированы динамические и квантово-статистические свойства излучения виксела для двух конфигураций (соответствующих различному соотношению между релаксационными константами), встречающихся в экспериментах. Показано, что эффективность поляризационного сжатия в лазере с коротко живущим нижним уровнем значительно выше, чем в лазере с одинаковыми временами жизни уровней: в

последнем случае максимально достижимо подавление дробового шума наполовину, в то время как в лазере с коротко живущим нижним уровнем возможно обеспечить полное подавление дробового шума на низких частотах. Кроме того эффект переворачивания спина, присущий этим системам, существенно ухудшает статистику излучения в лазере с одинаковыми временами жизни уровней, и не вносит вклад в флуктуации полного числа фотонов и параметра Стокса S_1 для лазера с коротко живущим нижним уровнем.

- 1.3 Продемонстрирована несостоятельность феноменологической модели при описании шумов излучения виксела. Показано, что в то время как данная модель адекватно описывает динамику излучения виксела, квантово-статистические аспекты излучения, рассчитанные с помощью квантовой модели, отличаются от предсказаний, полученных в рамках феноменологической модели. Расхождение связано с потерей вкладов от источников шума, связанных с заселенностями подуровней.
- 1.4 Теоретически исследована модель внутривибраторного надпорогового трехмодового (мода накачки, сигнальная и холостая моды) невырожденного параметрического генератора света в условиях инжекции в сигнальную и холостую моды слабого внешнего синхронизирующего поля. На основе анализа распределения квази-вероятностей Глаубера были изучены квантово-статистические особенности излучения генератора в зависимости от мощности поля накачки. Показано, что при значительном превышении мощностью накачки порогового значения, сигнальная и холостая волны оказываются амплитудно-сжатыми наполовину по сравнению с когерентным состоянием. Сжатие можно наблюдать и в волне накачки, однако это не амплитудное, а фазовое сжатие, эффективное при промежуточных значениях параметра накачки. При небольшом превышении порога, сигнальная и холостая волны оказываются в перепутанном состоянии.
- 1.5 Мы обсудили для параметрического генератора возможность наблюдения трех, двух и одной моды. В соответствие с этим теория дает возможность записать различные ковариационные матрицы размерности 6×6 , 4×4 , и 2×2 . Они определяются подходящим набором спектральных квадратурных компонент поля. На этой основе мы обсудили вопрос о чистоте квантового состояния излучаемого поля, а также о спектральной степени чистоты, т.е. о чистоте состояния выделенной пары осцилляторов с частотами $\omega_0 \pm \omega$, симметрично расположенными относительно модовой частоты. Мы

показали, что при исследовании многомодовых полей связь между ковариационной матрицей и спектральной степенью чистоты должна определяться из условий наблюдения, поскольку многомодовая постановка задачи допускает построение различных ковариационных матриц. Показано, что рассматриваемые подсистемы (выделенные пары осцилляторов) могут оказываться в существенно смешанном состоянии вблизи порога генерации. В то же время оказалось, что спектральная степень чистоты при двухмодовом наблюдении (т.е. при наблюдении только за сигнальной и холостой волнами, исключая из рассмотрения волну накачки) всегда выше, чем при наблюдении за полной системой, что определяется наличием квантовых корреляций между подсистемами.

1.6 Исследованы квантово-статистические свойства излучения субпуассоновского лазера с фазовой синхронизацией внешним полем. Субпуассоновский лазер, синхронизированный достаточно слабым когерентным внешним электромагнитным полем, остается эффективным источником неклассического света, однако обнаруживает уже не субпуассоновскую статистику, а амплитудное сжатие, поскольку диффузия фазы оказывается полностью подавленной. Встает вопрос о совместимости требований к внешнему синхронизирующему полю: с одной стороны оно должно быть достаточно слабым, чтобы не навязать собственную когерентную статистику излучению лазера и не разрушить его квантовые особенности, с другой - поле должно обеспечить эффективный захват фазы. Мы показали, что данные требования не противоречивы. Степень сжатия амплитудной квадратуры ограничивается степенью регулярности накачки, а в случае полностью регулярной накачки - мощностью синхронизирующего поля. Параллельно с СПЛ исследованы предельные возможности генерации фазово-сжатого света при работе ВПГС выше порога генерации; показано, что степень сжатия ограничивается только экспериментальными возможностями приближения к порогу генерации.

1.7 Для того чтобы увеличить емкость информационных каналов, необходимо задействовать не только продольную координату и время, но и поперечные координаты. Для построения такого канала мы используем пиксельный источник, сформированный как совокупность точечных источников сжатого света (СПЛ или ВПГС), расположенных периодически на некоторой плоскости. Мы показали, что такой источник генерирует свет, сжатый не только во времени, как от индивидуального пиксела, но

и в пространстве. Мы показали, что структура пространственного спектра флуктуаций излучения пиксельного источника, состоящего из относительно большого числа пикселей, много богаче, чем для одного пикселя. Вместо одного провала ниже уровня дробового шума, локализованного в окрестности нулевой частоты, появляется гребенка подобных провалов на разных частотах, число и положение которых определяется геометрией опыта.

- 1.8 При обсуждении пространственно-многомодового источника яркого когерентного излучения нами предложена измерительная процедура, которая может рассматриваться как альтернатива универсальному подходу гомодинного детектирования. Как и гомодинное измерение, она позволяет следить за любой квадратурой сигнального поля. При этом, процедура гомодинирования требует точного согласования пространственно-временного профиля исследуемого сигнала и локального осциллятора, что зачастую является весьма трудно осуществимой экспериментальной задачей. Предлагаемый нами подход позволяет обойти это затруднение.

Основные результаты работы, относящиеся к использованию широкополосного неклассического света в квантовых информационных каналах:

- 2.1 Протокол квантового плотного кодирования в непрерывных переменных обобщен на случай пространственно многомодовых полей. Мы показали, что многомодовый квантовый коммуникационный канал обладает значительно более высокой пропускной способностью благодаря присущей ему природе оптического параллелизма. Исследована роль дифракции и рассматриваемой схеме и показано, как можно оптимизировать ее работу. Мы продемонстрировали, что в отличие от классического канала передачи информации, в квантовом канале существует оптимальное значение пространственной плотности элементов изображения, соответствующее пространственной полосе сжатия/перепутывания света на входе канала.
- 2.2 Показано, что при использовании широкополосного света информационная емкость соответствующего канала связи может превышать емкость классического канала более, чем в 2 раза. Фактически, использование многомодового света в протоколе квантового плотного кодирования приводит к возникновению дополнительной степени свободы: мы имеем возможность варьировать соотношение времени когерентности неклассического света и сигнала Алисы. При одномодовой постановке задачи, когда

корректное введение этих параметров невозможно, мы ограничены случаем равенства времени когерентности сигнала Алисы и квантового света, с помощью которого этот сигнал передается.

2.3 Что касается схемы многомодовой телепортации, то здесь мы не можем ожидать преимуществ при передаче каждого из осцилляторов многомодового излучения, напротив, только центральная мода излучения передается с максимальной верностью, а остальные - с меньшей в меру их отстройки от несущей частоты. Однако здесь следует ставить вопрос не об улучшении качества телепортации за счет использования многомодового света, а о принципиальной возможности телепортировать спектрально широкий сигнал с верностью передачи каждой из мод выше классической. Мы показали, что даже на современном уровне экспериментальной техники многомодовое состояние со спектральной шириной порядка (или меньше) модовой ширины резонатора может быть телепортировано с верностью передачи каждой моды, заметно превосходящей классический предел.

Основные результаты работы, относящиеся к сохранению широкополосного неклассического света в ячейках квантовой памяти:

3.1 Разработана теоретически модель быстрой (широкополосной) квантовой памяти, дающей возможность сохранять сигнальные импульсы с длительностью, много меньшей характерного атомного времени жизни. Мы показали, что эффективный перенос характеристик квантового поля на долго живущую когерентность атомного ансамбля осуществляется благодаря коллективным когерентным процессам взаимодействия света со средой. Мы проследили за эволюцией когерентности, сохраняющей квантовую информацию, переносимую сигнальным импульсом, а также за свойствами переизлучаемого поля. На этой основе мы нашли эффективности процесса записи и полного цикла записи-восстановления, оценили информационную емкость многомодовой ячейки памяти. Мы предложили простой и эффективный механизм оптимизации работы протокола, основанный на согласовании оптической толщины ячейки и длительности импульсов. Проанализировав прямую и обратную геометрии считывания, мы показали, что последняя обеспечивает лучшие условия для эффективного восстановления сигнала.

- 3.2 Проанализировав собственные моды разработанной модели широкополосной квантовой памяти и сравнив их с модовой структурой адиабатической памяти, мы показали, что обе схемы работают как модовые фильтры, но полоса пропускания широкополосной памяти как минимум на 4 порядка больше, чем адиабатической. Это позволяет говорить о преимуществе представленной здесь модели памяти для хранения широкополосных сигналов.
- 3.3 Решив задачу о сохранении сжатого света в двух упомянутых выше моделях памяти мы показали, что наилучшее воспроизведение квантовых свойств света (сжатие) достигается необязательно при максимальной эффективности памяти, что связано с особенностями мод Шмидта для ячейки памяти.
- 3.4 Представленная модель справедлива для случая произвольных отстроек сигнального и управляющего полей от резонанса с атомной средой, при условии, что двухфотонный резонанс имеет место. Это позволило нам получить решение для двух предельных случаев - резонансного взаимодействия и рамановского взаимодействия - в рамках одной модели, а также оценить влияние отстройки на эффективность памяти в промежуточных случаях. Найдены пороговые условия, при которых пригодны упрощенные модели.

Список работ, в которых изложены результаты диссертации

- [1] Ю. М. Голубев, Т. Ю. Зернова (Голубева), E. Giacobino. Нестабильность линейно поляризованной генерации в одномодовом ви́кселе // Оптика и спектроскопия.— 2003.— Т. 94. № 1.— С.81-89.
- [2] Yu. M. Golubev, T. Yu. Golubeva, E. Giacobino. Polarization statistical properties of the emission from the single mode Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with the equally living laser levels // Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics.— 2004.— Vol. 6., no. 12.— pp. 525-532.
- [3] Yu. M. Golubev, T. Yu. Golubeva, M. I. Kolobov, E. Giacobino. Polarization squeezing in vertical-cavity surface-emitting lasers // Physical Review A.— 2004.— Vol. 70, iss.5.— pp. 053817-1 - 053817-13.

- [4] Ю. М. Голубев, Т. Ю. Голубева, О статистике фотонов лазерного излучения в цепи обратной связи // в сборнике: Лазерные исследования в С.Петербургском государственном университете.— 2006.— С.72-82.
- [5] T. Yu. Golubeva, Yu. M. Golubev, I. V. Sokolov, and M. I. Kolobov. Quantum parallel dense coding of optical images // Journal of Modern Optics.— 2006.— Vol. 53, no. 5-6.— pp. 699-711.
- [6] T. Golubeva, D. Ivanov, and Yu. Golubev. Induced photon statistics in three-level lasers // Physical Review A.— 2007.— Vol. 75, iss.2.— pp. 023815-1- 023815-8.
- [7] Yu. M. Golubev, T. Yu. Golubeva, Yu. V. Rostovtsev and M. O. Scully. Control of group velocity of light via magnetic field // Optics Communications.— 2007.— Vol. 278, no.2.— pp. 350-362.
- [8] T. Golubeva, Yu. Golubev, C. Fabre, N. Treps. Quantum state of an injected TROPO above threshold: purity, Glauber function and photon number distribution // European Physical Journal D.— 2008.— Vol. 46, no.1.— pp. 179-193.
- [9] В. А. Аверченко, Т. Ю. Голубева, Ю. М. Голубев, С. Fabre. Широкополосное излучение вырожденного параметрического генератора света над порогом генерации в информационных приложениях // Оптика и спектроскопия.— 2008.— Т. 105, № 5.— С. 831-843.
- [10] T. Golubeva, D. Ivanov, and Yu. Golubev. Broadband squeezed light from phase-locked single-mode sub-Poissonian lasers // Physical Review A.— 2008.— Vol. 77, iss. 5.— pp. 052316-1 - 052316-10.
- [11] Ю. М. Голубев, Т. Ю. Голубева, А. А. Гавриков, С. Fabre. Чистые и смешанные состояния в вырожденной параметрической генерации // Оптика и спектроскопия.— 2009.— Т. 106, № 5.— С. 803-809.
- [12] 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 // Physical Review A.— 2010.— Vol. 81, iss. 1.— pp. 013831-1 - 013831-8.

- [13] T. Golubeva, Yu. Golubev, K. 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.— 2010.— pp. 179-194.
- [14] T. Golubeva, Yu. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, and E. Giacobino. High speed spatially multimode atomic memory // Physical Review A.— 2011.— Vol. 83, iss. 5.— pp. 053810-1 - 053810-12.
- [15] К. Самбурская, Т. Голубева, Ю. Голубев, Е. Giacobino. Квантовая голография при резонансном адиабатическом взаимодействии полей с атомной средой в Lambda-конфигурации // Оптика и спектроскопия.— 2011.— Т. 110, № 5.— С. 827-840.
- [16] К. С. Самбурская, Т. Ю. Голубева, В. А. Аверченко, Ю. М. Голубев. Квадратурное сжатие в изолированном импульсе света // Оптика и спектроскопия.— 2012.— Т. 113, № 1.— С. 88-98.
- [17] T. Golubeva, Yu. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, E. Giacobino. High speed spatially multimode Lambda-type atomic memory with arbitrary frequency detuning // European Physical Journal D.— 2012.— Vol. 66.— pp. 275-1 - 275-13.
- [18] T. Golubeva, Yu. Golubev. Purity and Covariance Matrix // Journal of Russian Laser Research.— 2014.— Vol. 35, iss. 1.— pp. 47-55.
- [19] K. Tikhonov, K. Samburskaya, T. Golubeva, Yu. Golubev. Storage and retrieval of squeezing in multimode resonant quantum memories // Physical Review A.— 2014.— Vol. 89.— pp. 013811-1 - 013811-15.

Список цитируемой литературы

- [1] Введение в квантовую теорию информации. Холево А.С. // М.: МЦНМО. 2002. 128 с.
- [2] R. Loudon. // Rep. Progr. Phys. **43**. 913-949 (1980)
- [3] H. Paul. // Rev. Mod. Phys. **54**. 1061-1102 (1982)
- [4] D. Walls. // Nature. **306**. 141 (1983)
- [5] R. E. Slusher et al. // Phys. Rev. Lett. **55**(22). 2409 (1985)

- [6] Д. Ф. Смирнов, А. С. Трошин. // ЖЭТФ. **153**(2). 233-271 (1987)
- [7] Фотоны и нелинейная оптика. Клышко Д.Н. // М.: Наука. 1986
- [8] H. Ritsch, P. Zoller, C. W. Gardiner, D. F. Walls. // Phys. Rev. A. **44**. 3361-3364 (1991)
- [9] Y. M. Golubev and I. V. Sokolov. // Sov. Phys. JETP. **60**. 234 (1984)
- [10] Д. Ф. Смирнов, А. С. Трошин. // Оптика и спектр. **59**(1). 3-5 (1985)
- [11] Y. Yamamoto, S. Machida, and O. Nilsson. // Phys. Rev. A. **34**. 4025 (1986)
- [12] Nanoparticles: From Theory to Application. Gunter Schmid. // Wiley-VCH, Weinheim. 2010
- [13] W. K. Wootters and W. H. Zurek. // Nature. **299**. 802-803 (1982)
- [14] D. Dieks. // Physics Letters A. **92**(6). 271-272 (1982)
- [15] V. Buzek and M. Hillery. // Physics World. **14**(11). 25-29 (2001)
- [16] C. H. Bennett and G. Brassard. // in Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing. Bangalore. p. 175 (1984)
- [17] C. H. Bennett , F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin. // J. Cryptol. **5**(3) (1992)
- [18] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller. // Nature. **414**(6862). 413-418 (2001)
- [19] N. Sangouard, C. Simon, B. Zhao et al. // Phys. Rev. A. **77**(6). 062301 (2008)
- [20] N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin. // Rev. Mod. Phys. **83**. 33-80 (2011)
- [21] C. Simon, H. de Riedmatten, M. Afzelius et al. // Phys. Rev. Lett. **98**. 190503 (2007)
- [22] K. Hammerer, A.S. Sorensen and E.S. Polzik. // Rev. Mod. Phys. **82**. 1041 (2010)
- [23] A.I. Lvovsky, B.C. Sanders, and W. Tittel. // Nature Photonics. **3**. 706 (2009)
- [24] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. // Phys. Rev. Lett. **84**. 5094 (2000)
- [25] C. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi and L.V.Hau. // Nature. **409**. 490 (2001)
- [26] Е. Б. Александров и В. С. Запасский. // Химия и жизнь. **2** 26-34 (2008)
- [27] J. Nunn, N. K. Langford, W. S. Kolthammer et al. // Phys. Rev. Lett. **110**. 133601 (2013)
- [28] J. Mulet, C. R. Mirasso, and M. San Miguel. // Phys. Rev. A **64**. 023817 (2001)
- [29] I. R. Senitzky. // Phys. Rev. **115**. 227 (1959)

- [30] G. Keller, V. D'Auria, N. Treps et al. // Optics Express. **16**. 9351-6 (2008)
- [31] S. L. Braunstein and H. J. Kimble, Phys. Rev. A **61**(4) 042302 (2000).
- [32] S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, and H. J. Kimble. // J. Mod. Opt. **47**. 267 (2000)
- [33] I. V. Sokolov, M. I. Kolobov, A. Gatti, L. A. Lugiato. // Opt. Commun. **193**. 175 (2001)
- [34] A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braunstein et al. // Science **282**. 706 (1998)