

На правах рукописи

Авосопянц Грант Владимирович

**Квантово-оптические эффекты и устройства с
использованием тепловых состояний света**

Специальность 01.04.21 —
«Лазерная физика»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2021

Работа выполнена на кафедре квантовой физики и нанoeлектроники Национального исследовательского университета Московского института электронной техники

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Богданов Юрий Иванович

Научный консультант: кандидат физико-математических наук
Катамадзе Константин Григорьевич

Официальные оппоненты: **Вятчанин Сергей Петрович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
МГУ имени М.В. Ломоносова,
заведующий кафедрой физики колебаний

Наумов Андрей Витальевич,
доктор физико-математических наук,
профессор РАН,
Институт спектроскопии РАН,
заведующий отделом спектроскопии
конденсированных сред

Филиппов Сергей Николаевич,
кандидат физико-математических наук, доцент,
Московский физико-технический институт,
заведующий лабораторией квантовой теории
информации, старший научный сотрудник

Защита диссертации состоится «16» декабря 2021 г. в 16 ч. 30 мин. на заседании диссертационного совета МГУ.01.13 Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1. стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С. А. Ахманова.

Диссертация находится на хранении в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27). С информацией о регистрации участия в защите и с диссертацией в электронном виде можно ознакомиться на сайте ИАС «ИСТИНА»: <https://istina.msu.ru/dissertations/395187660/>.

Автореферат разослан « » октября 2021 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

А. А. Коновко

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Разработка методов генерации и измерения квантовых состояний света имеет большое значение для задач обеспечения качества и эффективности квантовой криптографии, квантовых вычислений, квантовой метрологии и квантовых информационных технологий в целом. Долгое время для квантово-информационных задач использовались, в основном, дискретные степени свободы света, реализованные на основе поляризационных и фазовых кубитов. Уже в этом случае для восстановления квантового состояния необходимо провести достаточно большое число различных проекционных измерений, каждому измерению необходимо подвергнуть большое число представителей [1]. Для увеличения размерности передаваемых квантовых состояний можно переходить к парам коррелированных фотонов (кутриты и кукварты [2]), однако далее увеличивать размерность, таким образом, сложно, поскольку даже генерация трёхфотонных состояний уже представляет сложную экспериментальную задачу, которая пока не имеет хорошего технологического решения [3]. Поэтому в последнее время всё большей популярностью пользуется кодирование квантовой информации в непрерывных переменных электромагнитного поля: в пространственных модах, в частотно-временных модах и в квадратурных состояниях.

Последний вариант особенно интересен тем, что в отличие от других случаев информация передается не фоковскими состояниями света с заданным числом фотонов, а состоянием с произвольным распределением по числу фотонов. Собственно, параметры этого распределения и являются носителями информации. Однако, для полного восстановления квадратурных состояний недостаточно лишь измерить статистику фотоотсчётов — необходимо измерить квадратурные распределения. Как правило, для этого используют технику гомотинного детектирования [4].

Возможные квадратурные состояния обладают бесконечным разнообразием, однако, в настоящий момент существует очень ограниченный набор классов состояний, доступных в эксперименте и представляющих интерес для задач квантовой оптики и квантовой информатики. Среди них – суперпозиции фоковских состояний, когерентные состояния, суперпозиция когерентных состояний (в частности, состояние кота Шредингера), сдвинутые и сжатые фоковские состояния. Строго говоря, размерность таких состояний бесконечна, поэтому их измерение и восстановление является сложной задачей, требующей адекватного разумного подхода к ограничению размерности.

В качестве отдельного класса задач можно выделить описание, генерацию и измерение состояний, представляющих собой смесь фоковских состояний. Среди них наиболее часто встречается в природе тепловое состояние, в котором фоковские состояния имеют больцмановское распределение по энергии. Несмотря на то, что тепловые состояния света являются классическими

объектами, они обладают корреляциями, в частности их нормированная автокорреляционная функция в нуле $g^{(2)}(0) = 2$. Это отличительное свойство позволяет использовать такие поля в тех же приложениях, в которых себя хорошо зарекомендовали неклассические состояния света, например, бифотонные поля или сжатый вакуум. Среди них отметим фантомное изображение (ghost imaging), квантовое освещение (quantum illumination), оптическую когерентную томографию.

Операторы рождения и уничтожения фотонов являются базовыми элементами квантовой оптики. Несмотря на то, что они неэрмитовы и неунитарны, они могут быть реализованы напрямую (но вероятностным способом) [5]. Таким образом, экспериментаторы получают идеальный набор инструментов, позволяющих проверять основные коммутационные соотношения, готовить состояния кота Шрёдингера и другие негауссовские квантовые состояния, реализовывать вероятностное линейное бесшумное усиление (probabilistic linear noiseless amplification), сильную керровскую нелинейность [6] а также реализовывать эффект «квантового вампира» [7] на фоковских состояниях света.

Тепловые состояния света легко приготовить, и их статистика значительно меняется как при добавлении, так и при отщеплении фотонов. Поэтому тепловые состояния с отщеплением фотонов становятся очень привлекательными для демонстрации эффектов в квантовой оптике и квантовой термодинамике, таких как фотонный демон Максвелла [8], квантовый тепловой двигатель [9] и др. Кроме того, было показано, что тепловые состояния с отщеплением фотонов могут быть использованы в некоторых метрологических приложениях [10].

В последнее время действие негауссовых операций (в частности, рождения и уничтожения фотонов) на многомодовые состояния света стало очень интересным в контексте квантовых вычислений в кластерных состояниях. Несмотря на то, что существуют некоторые методы селективного отщепления фотонов, обычно оператор уничтожения реализуется с использованием светоделителя с малым коэффициентом отражения и однофотонного детектора, расположенного в отражённом канале. В этом случае, невозможно проконтролировать из какой оптической моды отщепляется фотон. Особый интерес представляет случай детектирования исключительно одной моды, селектирование которой реализуется, например, при гомодинном детектировании.

В настоящее время всё большее применение в квантовой информатике и в квантовых вычислениях находят линейно-оптические квантовые чипы, которые видятся хорошей платформой для построения универсального квантового вычислителя. Такие чипы состоят из светоделителей с произвольными коэффициентами прохождения и отражения и фазовращателей: комбинируя два таких конструктивных блока можно выполнять произвольные квантовые операции [11]. В частности квантовые чипы являются идеальным симулятором для решения задачи бозонного сэмплинга (boson sampling). В тоже время они

находят своё применение в качестве части фотонной нейронной сети, используются для тестирования алгоритмов Гровера и Шора, а также на их основе конструируются источники одиночных фотонов. В декабре 2020 года на линейно-оптическом интегральном чипе 100x100 продемонстрировали квантовое превосходство: группа китайских ученых на таком симуляторе решила задачу бозонного сэмплинга всего за 200 секунд против 2,5 миллиардов лет, которые потребовались бы на ведущем суперкомпьютере Китая [12]. Хотя авторы [13] утверждают, что задачу бозонного сэмплинга можно решить гораздо быстрее и предлагают численный подход, соединяющий классическую и квантовую физику, несомненно, что были получены весьма важные результаты. И если способы изготовления таких чипов сейчас активно развиваются, а также известны множество эффективных архитектур построения чипа, то работа над эффективными методами восстановления, так называемой передаточной матрицы, описывающей преобразование «в целом», активно ведётся в настоящее время.

Для характеристики многоканальных линейно-оптических интегральных схем в основном используют когерентные [14], либо одно- и двухфотонные квантовые состояния света [15]. По результатам измерений восстанавливается передаточная матрица, которая затем аппроксимируется некоторой унитарной матрицей. В работах предлагается выполнить напрямую реконструкцию унитарной матрицы чипа с помощью её параметризации в виде элементарных блоков – делителей пучка и фазовращателей. Более практичными оказались методы характеристики линейно-оптических интегральных схем, основанные на интерферометрии состояний: метод на когерентных [14] и на бифотонных состояниях света [15]. Одним из недостатков является использование как раз двухфотонных состояний света, что ведёт к более дорогому оборудованию с экспериментальной точки зрения и к продолжительному времени накопления данных (минимум несколько часов). Другим недостатком является сильная чувствительность когерентных состояний к модуляции фаз на волоконных входах и выходах чипа, которая в итоге даст нежелательную потерю точности.

Из всего вышесказанного вытекает **актуальность** задач, направленных на разработку способов описания, приготовления и измерения многомодовых (в общем случае) тепловых состояний света с отщеплением произвольного количества фотонов и применение такого класса состояний для демонстрации важных эффектов и для характеристики линейно-оптических интегральных схем. **Объектом исследования** является условное тепловое состояние света (в общем случае многомодовое), возникающее при отщеплении заданного количества фотонов. **Предметом исследования** соответственно являются параметры и свойства возникающих квантовых состояний света.

Целью диссертационной работы является исследование преобразования тепловых состояний света линейно-оптическими многоканальными интерферометрами и операторами отщепления фотонов.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Исследован способ приготовления тепловых состояний света с отщеплением произвольного числа фотонов с использованием единственного однофотонного детектора.
2. Исследован процесс гауссификации тепловых состояний света с отщеплением произвольного числа фотонов под действием линейных потерь в оптической системе.
3. Исследован эффект условно нелокального управления параметрами теплового состояния за счет применения оператора уничтожения в одной из мод светового пучка.
4. Исследована проблема описания и статистического восстановления параметров подсистемы многомодового теплового состояния с отщеплением заданного числа фотонов.
5. Исследован процесс восстановления передаточной матрицы линейно-оптического многоканального интерферометра на основе корреляционных измерений тепловых полей.

Научная новизна:

1. Впервые экспериментально продемонстрировано и измерено с высокой точностью с использованием модели компаунд-распределения Пуассона семейство тепловых состояний света с отщеплением до 10 фотонов включительно с использованием единственного однофотонного детектора на основе лавинного фотодиода.
2. Впервые экспериментально исследован процесс гауссификации тепловых состояний света с отщеплением произвольного числа фотонов под действием линейных потерь в оптической системе.
3. Впервые экспериментально продемонстрирован эффект условно нелокального действия оператора уничтожения в одной из мод на тепловые состояния света.
4. Предложена и экспериментально апробирована новая модель на основе свертки компаунд-распределения Пуассона и распределения Пойа, для описания статистики фотонов подсистемы многомодовых тепловых состояний света с отщеплением заданного числа фотонов.
5. Предложен и экспериментально апробирован новый метод восстановления параметров передаточной матрицы линейно-оптического многоканального интерферометра на основе корреляционных измерений тепловых полей.

Практическая значимость. Полученные в рамках данного исследования результаты могут быть использованы с одной стороны для более точного и эффективного восстановления параметров оптических квантовых состояний света, что является крайне важным для построения масштабируемого квантового вычислительного устройства. С другой стороны уменьшение SNR (отношение сигнал-шум) у тепловых состояний света с отщеплением фотонов

может быть применено для различных метрологических задач. Наконец, предложенный метод восстановления передаточной матрицы линейно-оптического многоканального интерферометра за счёт корреляционных измерений тепловых полей позволяет получать более точные значения фаз даже при наличии значительных фазовых флуктуаций во входных каналах.

В работе были использованы следующие основные **методы исследования**. При проведении экспериментальных исследований: измерение статистики фотоотсчетов и балансное гомодинное детектирование. Теоретический анализ и численное моделирование основывались на аппарате производящих функций, методе максимального правдоподобия и других стандартных методов математической статистики и квантовой оптики.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Генерация квазитеплого света с большим временем корреляции позволяет приготавливать тепловые состояния света с отщеплением заданного числа фотонов с использованием единственного однофотонного детектора на основе лавинного фотодиода. Модель компаунд-распределения Пуассона хорошо описывает экспериментально измеренные квадратурные распределения семейства тепловых состояний с отщеплением заданного числа фотонов даже при наличии неидеальностей приготовительной схемы, связанных с ограниченной квантовой эффективностью и темновыми шумами лавинного фотодиода.
2. Процесс гауссификации тепловых состояний света с отщеплением произвольного числа фотонов под действием линейных потерь в оптической системе не приводит к потере свойств негауссовости. Мера, основанная на коэффициенте эксцесса (kurtosis) квадратурного распределения не требует восстановления параметров квантового состояния, и позволяет оценить негауссовы свойства напрямую из экспериментальных данных.
3. В двухмодовом режиме эффект условно нелокального действия оператора уничтожения на квантовое состояние, которое обусловлено постселекцией квадратурных состояний посредством схемы совпадений, не требует перепутанности и может быть полностью реализован на классических тепловых состояниях света. В многомодовом режиме действие оператора уничтожения в части большого светового пучка не приводит к изменению профиля, то есть не приводит к образованию тени, а лишь изменяет общую интенсивность пучка.
4. Экспериментально измеренная статистика фотонов подсистемы многомодового теплового состояния с отщеплением заданного количества фотонов хорошо описывается предложенной моделью на основе свертки компаунд-распределения Пуассона и распределения Пойа. Возникающая при восстановлении параметров состояния проблема

мультиколлинеарности решается введением априорной информации и использованием метода Байеса.

5. Разработанный метод восстановления передаточной матрицы линейно-оптического многоканального интерферометра посредством корреляционных измерений тепловых полей позволяет с высокой точностью оценить параметры квантового чипа даже при наличии неидеальностей экспериментального оборудования.

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением современных методов квантовой теории, математической статистики и численного моделирования. Результаты теоретических исследований и компьютерного моделирования хорошо согласуются с результатами физических экспериментов. Результаты работы многократно обсуждались на семинарах лаборатории, кафедры и международных конференциях и были опубликованы в рецензируемых международных научных изданиях

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- XV International Conference on quantum optics and quantum information, 20-23 ноября 2017г., Минск, Белоруссия;
- 27th Annual International Laser Physics Workshop, 16-20 июля 2018г., Ноттингем, Великобритания;
- Международная конференции Микро- и наноэлектроника – 2018, 1-5 октября 2018г., Звенигород, Россия;
- Quantum–2019: From Foundations of Quantum Mechanics to Quantum Information and Quantum Metrology & Sensing, 27-31 мая 2019г., Турин, Италия;
- 28th Annual international Laser Physics Workshop, 8-12 июля 2019г., Кён-джу, Южная Корея;
- 3rd international school on quantum technologies, 1-7 марта 2020г., Сочи, Россия;
- Международный форум Микроэлектроника – 2020, 28 сентября – 3 октября 2020г., Ялта, Россия;
- Saratov Fall Meeting - Quantum Science and Technologies I, 29 сентября 2020г., Москва, Россия.
- Quantum Informatics – 2021, 30 марта - 4 апреля 2021г., Москва, Россия;

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 20 печатных изданиях, 10 из которых представляют собой статьи в изданиях, входящих в базы данных Web of Science и Scopus и рекомендованных ВАК, 10 – в тезисах докладов.

Личный вклад. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами. Все представленные в работе результаты были либо получены автором лично, либо при его непосредственном участии.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В **первой главе** даётся краткое введение в способы приготовления квазитепловых состояний света с отщеплением фотонов, их измерения и методов восстановления квантовых состояний света с помощью балансного гомодинного детектирования и статистики фотоотсчётов. Подробно рассматривается использование тепловых состояний света с отщеплением фотонов для демонстрации различных квантовых эффектов, в частности, проверки коммутационных соотношений операторов рождения и уничтожения фотона, сверхчувствительной тепловой интерферометрии, наблюдением фотонного демона Максвелла, реализаций квантового теплового двигателя. В заключительной части главы вводятся ключевые элементы линейно-оптических интегральных схем, квантовые вычисления на их основе и рассматривается актуальная на сегодняшнее время задача характеристики квантовых операций в линейно-оптических квантовых чипах.

Вторая глава посвящена исследованию семейства тепловых состояний света с отщеплением заданного количества фотонов. Предложена и экспериментально апробирована модель компаунд-распределения Пуассона

$$P_{\mu,a}(n) = \frac{\Gamma(a+n)}{\Gamma(a)} \frac{\mu^n}{a^n n!} \frac{1}{(1+\mu/a)^{n+a}}. \quad (1)$$

Компаунд-распределение Пуассона имеет два параметра: среднее число фотонов μ и параметр когерентности a . При $a = 1$ выражение (1) переходит в распределение Бозе-Эйнштейна, а при $a \rightarrow \infty$ (1) переходит в распределение Пуассона. Распределение (1) позволяет описывать многомодовый тепловой свет, где параметр когерентности a определяет число мод теплового состояния. Можно показать, что аналогичные распределения, но в другой параметризации, применяются для описания одномодовых тепловых состояний с отщеплением фотонов.

Используя аппарат производящих функций, можно получить, что отщепление фотона не меняет тип распределения (1), а приводит только к изменению параметров a и μ следующим образом: $a_1 = a + 1$, $\mu_1 = \mu \frac{a+1}{a}$. Применяя итерационно эти соотношения, заметим, что тепловое состояние с исходными параметрами μ_0 и $a_0 = 1$ после отщепления K фотонов переходит в состояние с параметрами

$$a_k = k + 1, \quad \mu_k = \mu_0(k + 1). \quad (2)$$

При балансном гомодинном детектировании выполняется измерение квадратного распределения поля $P(q)$, из которого можно вычислить аналитически второй и четвертый моменты квадратного распределения, а именно среднеквадратичное отклонение σ и куртозис K_D . Причём отклонение и куртозис напрямую связаны с параметрами μ и a распределения (1), что позволяет выполнять быструю оценку в ходе эксперимента по гомодинному детектированию тепловых состояний с отщеплением заданного количества фотонов

$$\sigma^2 = \mu + \frac{1}{2}, \quad K_D = 3 - 6 \left(\frac{\mu}{2\mu + 1} \right)^2 \frac{a - 1}{a}. \quad (3)$$

Отметим, что выражение для среднеквадратичного отклонения работает для всех состояний, у которых функция Вигнера аксиально симметрична.

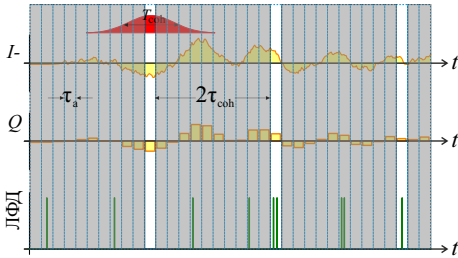


Рис. 1 — Обработка экспериментальных данных. Квадратурные значения q (центральный график), полученные интегрированием разностного фототока I_- (верхний график) за интервал времени усреднения τ_a . Каждый фотоотсчёт ЛФД (лавинный фотодиод) соответствует отщеплению фотона.

Основное отличие предложенной установки от других — это работа в непрерывном режиме, который позволяет использовать только один ЛФД-детектор для отщепления заданного количества фотонов. Это можно сделать следующим образом (рисунок 1). Естественная колоколообразная форма временной моды $\psi(t)$ квазитеплого света может быть описана корреляционной функцией $g^{(2)}(t)$ с шириной $\tau_{coh} = 40$ мкс. Измеренная квадратурная компонента q получается интегрированием разностного фототока I_- — по времени усреднения τ_a : $q \propto \int_{\tau_a} I_-(t) \psi(t) dt$. Выбирая время усреднения $\tau_a = 12$ мкс $< \tau_{coh}$, мы выделяем центральную часть моды

$\psi(t)$. Теперь наша измеренная временная мода имеет форму прямоугольника с шириной τ_a . Каждый фотоотсчёт, зарегистрированный внутри этого τ_a -интервала, соответствует отщеплению фотона из этой временной моды. А так как мертвое время ЛФД детектора $\tau_{APD} = 50$ нс $\ll \tau_a$, то можно зарегистрировать несколько фототсчётов внутри интервала τ_a , что будет соответствовать отщеплению требуемого количества фотонов. Чтобы избежать каких-либо корреляций между временными бинами, выбираются бины, периодически разделенные $2\tau_{coh}$. Отметим, что можно использовать данные из всех временных бинов: это позволит значительно увеличить объем выборки, но измеренные значения станут статистически зависимыми и будет невозможно проверить соответствие эксперимента и теории с точки зрения стандартных

критериев, в том числе невозможно будет использовать критерий адекватности $\chi^{(2)}$.

Для восстановления параметров полученных квантовых состояний использовалась разработанная модель на основе компаунд-распределении Пуассона (1), которая требует восстановления всего лишь двух параметров a и μ (вместо восстановления матрицы плотности), что заведомо даст более высокую точность реконструкции при максимизации функции правдоподобия. Для учета квантовой эффективности гомодинного детектора η сглаживается распределение $P_{\mu,a}(q)$ гауссовой функцией $e^{-q^2\eta/(1-\eta)}$. Однако, каждый раз следует проверять, соответствует ли восстановленное квадратурное распределение $P_{\mu,a}(q)$ экспериментальным данным $P(q)$. Это соответствие между измеренными данными и восстановленными параметрами распределения оценивалось с помощью критерия адекватности хи-квадрат χ^2 . Уровень значимости был выше 0,01 для всех приготовленных и измеренных состояний. На рисунке 2 видно, что пунктирные красные кривые, полученные с помощью метода максимального правдоподобия, действительно хорошо согласуются с экспериментальными квадратурными данными, представленными в виде гистограмм, и довольно близки к сплошным синим кривым, соответствующим

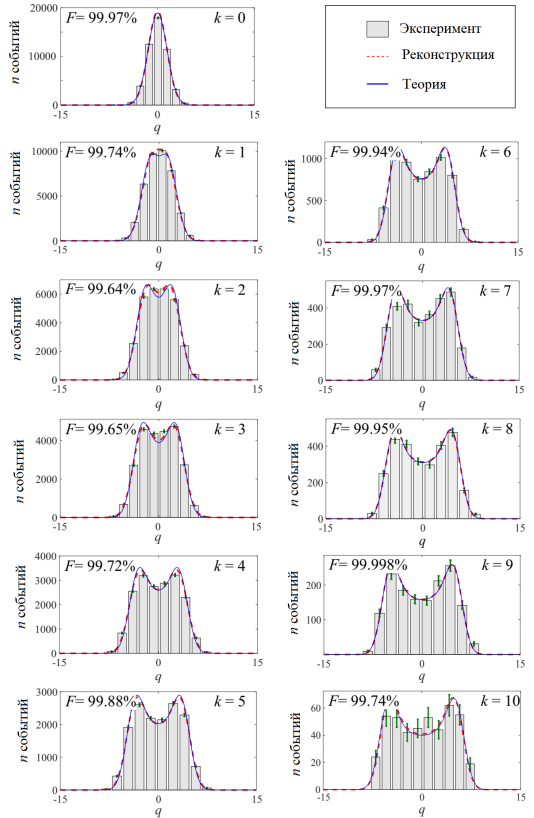


Рис. 2 — Квадратурные распределения $P(q)$ тепловых состояний с отщеплением K фотонов с $K = 0 \div 10$. Экспериментальные данные представлены в виде гистограмм со статистическими ошибками. Красными пунктирными кривыми изображены восстановленные состояния, а синими кривыми показаны теоретические предсказания

теоретически предсказанным значениям a и μ . Точность восстановления для всех измеренных состояний составила больше 99%.

Следующая часть главы посвящена гауссификации тепловых состояний света с отщеплением фотонов. Оказалось, что решению квантового оптического основного уравнения в представлении взаимодействия под действием линейных потерь в оптической системе удовлетворяет параметризованное компаунд-распределение Пуассона

$$P_{\mu,a}(n,t) = P(n,t|K) = \frac{\Gamma(a+n)}{\Gamma(a)} \frac{\mu(t)^n}{a^n n!} \frac{1}{(1 + \mu(t)/a)^{n+a}}, \quad (4)$$

где $\mu(t) = \mu e^{-\gamma t}$. Другими словами, компаунд-распределение Пуассона описывает затухающие тепловые состояния с отщеплением K фотонов с заменой $\mu(t) = \mu e^{-\gamma t}$. Следует заметить, что оптические потери не изменяют параметр когерентности a , а только уменьшают среднее число фотонов μ в соответствии с коэффициентом пропускания системы.

Для количественного описания негауссовости тепловых состояний с отщеплением фотонов (MPSTS — multi-photon subtracted thermal state) можно ввести меры, основанные на расстоянии между матрицей плотности $\hat{\rho}_{MPSTS}(\mu,a)$ и матрицей плотности ближайшего гауссового состояния, которое на самом деле является тепловым состоянием с тем же средним числом фотонов $\hat{\rho}_{TS}(\mu)$. Обычно в литературе рассматриваются 3 меры: метрика Гилберт-Шмидта δ_{HS} , метрика относительной энтропии δ_{RE} и расстояние Бюреса δ_F .

Недостатком этих мер является необходимость оценки матрицы плотности $\hat{\rho}$. Другой способ определения негауссовости основан на форме квадратурных распределений $P_{\mu,a}(q)$, напрямую измеряемых методом гомодинного детектирования. Это связано с тем, что используя модель компаунд-распределения Пуассона, можно вычислить аналитически центральный момент четвертого порядка — куртозис:

$$K_D = \frac{m_4}{m_2^2}, \quad \beta_2 = K_D - 3, \quad (5)$$

где m_j — j -ый центральный момент, β_2 — эксцесс. Эта величина характеризует «плоскостность» распределения. Тогда эта мера негауссовости, нормированная от 0 до 1, может быть определена для тепловых состояний с отщеплением фотонов как

$$\delta_K(\hat{\rho}_{MPSTS}) = \frac{2}{3} |\beta_2| = \left(\frac{2\mu}{2\mu + 1} \right)^2 \frac{a - 1}{a}. \quad (6)$$

В эксперименте были приготовлены и измерены тепловые состояния с отщеплением от одного до пяти фотонов при пяти уровнях потерь, от нуля до $\gamma t = 2,35$. Среднее число фотонов для исходного теплового состояния без потерь составило $\mu = 8,86$. Уровень потерь γt определялся из среднего числа

фотонов, оцененного из безусловного квадратного распределения. Для параметров a и μ , а также их ошибок и ковариаций были рассчитаны три меры негауссовости: δ_{HS} , δ_{RE} и δ_F . Четвертая мера δ_K вычислялась непосредственно из второго и четвертого моментов измеренных квадратурных гистограмм. Доверительные интервалы для значений δ_K определялись численным экспериментом с использованием матрицы информации Фишера.

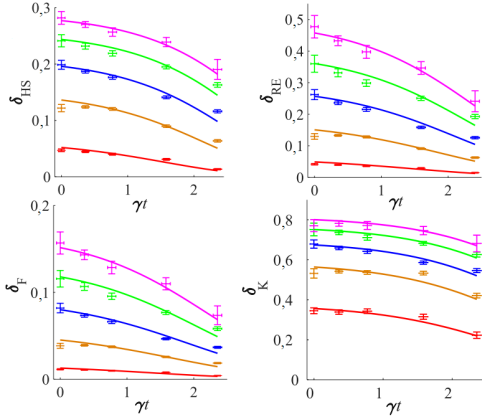


Рис. 3 — Теоретические кривые и экспериментальные точки для метрик негауссовости для различных тепловых состояний с отщеплением фотонов (снизу-вверх отщепление от одного до пяти фотонов) при разных уровнях потерь γt .

Результаты представлены точками на рисунке 3. Теоретические значения представлены в виде кривых; снизу-вверх показаны состояния соотщеплением от одного до пяти фотонов при различных уровнях потерь γt . Видно, что экспериментальные точки лежат близко к теоретическим кривым. Для количественной оценки соответствия между теоретической и экспериментальной матрицами плотности была рассчитана фиделити F ; для всех измеренных состояний точность была выше 99%. Однако, можно отметить некоторое расхождение между теорией и экспериментом, которое объясняется неидеальностью процесса отщепления фотонов, вызванного темновыми шумами и нестабильностью мощности и

поляризации лазерного излучения.

В заключительной части главы представлена экспериментальная демонстрация эффекта «квантового вампира» в двухмодовом и многомодовом режимах на тепловых состояниях света. Экспериментальная установка состоит из трех частей (рисунок 4): 1. Подготовка исходного одномодового теплового пучка; 2. Преобразование пучка (с применением оптических потерь или отщепления фотонов); 3. Измерение выходного профиля производится однопиксельной камерой, работающей в режиме растрового сканирования. Поскольку предложенная установка работала в непрерывном режиме, временной режим всех измеряемых состояний определялся схемой детектирования и его ширина составляла 12 нс, что было намного меньше времени корреляции теплового состояния. Для каждого суперпиксельного измерения использовалось общее время сбора данных 3 секунды.

шкалой на рисунке 5а-г. Легко видеть, что профиль при отщеплении фотона повторяет исходный профиль, но он в два раза выше.

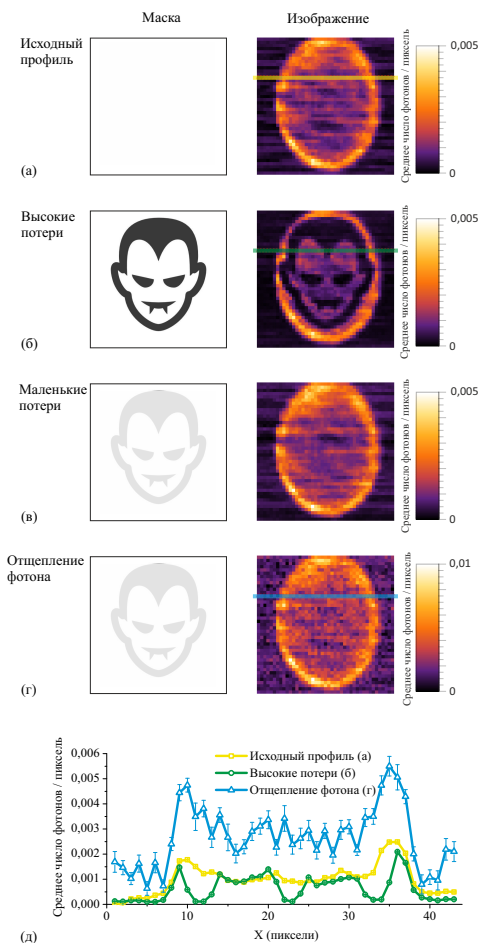


Рис. 5 — Результаты эксперимента. а) Исходный профиль пучка; б) высокие потери в канале, в) низкие потери в канале, г) условный профиль, соответствующий отщеплению фотона. д) Одномерные профили: желтые квадраты — исходный профиль, зеленые кружки — большие потери в канале, синие треугольники — отщепление фотона.

Эффект квантового вампира был также реализован в двухмодовом режиме, где измерялись полученные квадратурные распределения. Таким образом, приходим к выводу, что «условную» нелокальность эффекта квантового вампира можно продемонстрировать и с тепловыми состояниями света.

Третья глава посвящена исследованию статистики фотонов подсистемы многомодовых тепловых состояний с отщеплением фотонов. С помощью аппарата производящих функций можно показать, что производящая функция статистики фотонов m подсистемы M модового теплового состояния с отщеплением фотонов может быть получена правилом композиции производящих функций как составная производящая функция:

$$G(z|K, M, m, \mu_0) = (G_{BE}(z|\mu_0))^m {}_2F_1(-K, m, M, 1 - G_{BE}(z|\mu_0)), \quad (7)$$

где множитель, содержащий гипергеометрическую функцию Гаусса, есть производящая функция распределения Пойа. Соответствующее распределение по числу фотонов имеет следующий вид:

$$P_N(N|K, M, m, \mu_0) = \frac{\mu_0^N}{(1 + \mu_0)^{N+m}} \frac{1}{\Gamma(m)} \frac{\Gamma(N+m)}{\Gamma(N+1)} \frac{\Gamma(M)}{\Gamma(M-m)} \times \times \frac{\Gamma(M+K-m)}{\Gamma(M+K)} {}_2F_1\left(-K, N+m, -K-M+m+1, \frac{1}{1+\mu_0}\right). \quad (8)$$

Производящая функция (7) порождает распределение вероятностей (8) только при $m < M$.

Алгоритм обработки данных, полученных в эксперименте, аналогичен описанному выше. Сначала все временные промежутки были разделены на временные интервалы шириной τ , соответствующей длительности временной моды. Значение τ должно удовлетворять неравенству $T_{coh} \gg \tau \gg \tau_d$, где T_{coh} — время когерентности теплового состояния, определяемое скоростью вращения ВМД, а τ_d — мертвое время однофотонного детектора. Это неравенство определяет возможность регистрации нескольких фотоотсчетов из одной оптической моды. В предложенном эксперименте $T_{coh} = 40$ мкс, $T_d = 220$ нс и $\tau = 10$ мкс, поэтому неравенство соблюдается. Для каждого временного интервала вычислялись числа фотоотсчетов k и n с детекторов D_k и D_n соответственно и квадратурные значения из НД. Затем, чтобы избежать каких-либо корреляций между бинами, выбирались интервалы, которые были периодически разделены с $T = 12T_{coh}$. Поскольку тепловое состояние пространственно одномодовое, то многомодовое состояние извлекается при сборе M временных мод. Следовательно, все некоррелированные интервалы времени группируются по M . Для каждого группированного интервала получаем общее количество отщепленных фотонов K . При детектировании только части тепловых мод вычисляется полное количество фотонов N как сумма первых m бинов в интервале. Поскольку гомодин может выделять только одну моду, берётся только первое квадратурное значение q в интервале в качестве квадратурного значения Q интервала.

Для выделения состояния с отщеплением K фотонов выбираются интервалы с общим числом отщепленных фотонов равным K . Таким образом, для каждого значения $M = 1 \div 5$, $m = 1 \div M$ и $K = 0 \div 5$ получается набор значений фотоотсчетов $\mathcal{D} = \{N_1, N_2, \dots\}$ и квадратурных значений

$\mathcal{D}_Q = \{Q_1, Q_2, \dots\}$. Эти наборы данных впоследствии обрабатываются для восстановления параметров состояния с использованием моделей распределения (8) и $P(Q)$ соответственно.

Отметим, что $P(N)$ не совсем соответствует экспериментальному распределению фотоотсчетов из-за наличия темных отсчетов, описываемых распределением Пуассона $P_{DC}(N)$ со средним значением $\mu_{DC} = m \times 0,0015$. Несмотря на то, что среднее количество шумовых фотоотсчетов намного меньше, чем среднее число фотонов $\mu_0 = 0,27$ в одной моде, это учитывается для повышения точности реконструкции. Результирующее распределение фотоотсчетов представляет собой свертку (8) и $P_{DC}(N)$.

Рассмотрим фидуциальное распределение параметров $P_F(\mu_0, m, M, K|\mathcal{D})$. Это распределение можно интерпретировать как степень доверия (аналог доверительного интервала) в том, что определенный набор параметров $\{\mu_0, m, M, K\}$ задаёт набор данных $\mathcal{D}$. Это распределение равно функции правдоподобия L с точностью до константы нормировки C :

$$L(\mu_0, m, M, K|\mathcal{D}) = \prod_{N=0,1,\dots} [P(N|\mu_0, m, M, K)]^{D(N)}. \quad (9)$$

Для размера выборки $n = 58623$ ширина маргинальных фидуциальных распределений по любому параметру довольно велика. Ширина маргинального распределения по K особенно велика и составляет сотни единиц. Это происходит из-за сильной корреляции между параметрами или мультиколлинеарности начального распределения (8).

Чтобы количественно охарактеризовать мультиколлинеарность, можно вычислить матрицу информации Фишера $I_{u,v} = n\mathbb{E}_N[(\partial_u P(\partial_v P)]$, где $\partial_u P$ — частная производная распределения по параметру u и $u, v = m, M, \mu_0$. Здесь предполагается, что параметр K фиксирован. Согласно границе Крамера-Рао, ковариационная матрица для оценок параметров распределения ограничена обратной матрицей информации Фишера I^{-1} . Таким образом, число обусловленности матрицы информации Фишера (отношение между ее максимальным и минимальным собственными значениями) отражает устойчивость статистических оценок по отношению к статистическим флуктуациям. Для всех практически важных значений параметров, рассмотренных в данной главе, матрица информации оказывается плохо обусловленной. В частности, для приведенного выше случая число обусловленности составляет около 7 млн. Это приводит к очень низкой точности статистических оценок.

С другой стороны можно зафиксировать определенные параметры исходного распределения, что позволит значительно повысить точность восстановления. Однако, это может привести к систематическим ошибкам восстановления, если выбранные априорные значения значительно отличаются от истинных значений. Другой подход к использованию априорной информации основан на теореме Байеса:

$$P_B(\mu_0, m, M, K|\mathcal{D}) = C_B L(\mu_0, m, M, K|\mathcal{D}) P_P(\mu_0, m, M, K). \quad (10)$$

Здесь $P_P(\mu_0, m, M, K)$ – это априорное распределение вероятностей возможных значений параметров. Апостериорное распределение $P_B(\mu_0, m, M, K|\mathcal{D})$ обновляет априорную информацию с учетом статистических данных $\mathcal{D}$, полученных в эксперименте. Выберем априорное распределение в виде многопараметрического распределения, где все параметры являются независимыми:

$$P_P(\mu_0, m, M, K) = P_P^{\mu_0}(\mu_0) \cdot P_P^m(m) \cdot P_P^M(M) \cdot P_P^K(K). \quad (11)$$

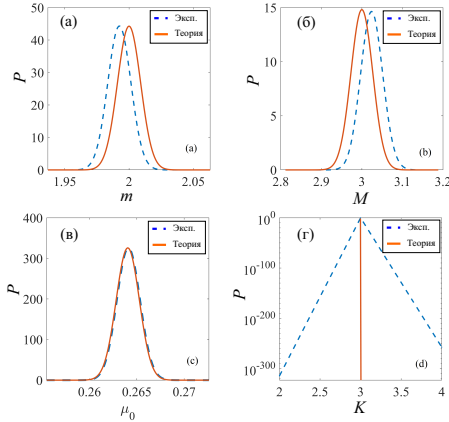


Рис. 6 — Выборочное (экспериментальное) и точное (теоретическое) условные фидуциальные распределения параметров m а), M б), μ_0 в) и K г) на основе экспериментальных (пунктирные линии) и теоретических (сплошные линии) данных.

Чтобы получить однопараметрические априорные распределения, рассмотрим условные распределения: все параметры, кроме одного, фиксированы и равны ожидаемым теоретическим значениям. Опишем условное распределение для параметра m . Построим (рисунок 6а) два фидуциальных распределения: $P_F^m(m|\mathcal{D})$ и $P_F^m(m|\mathcal{D}_t)$, где $P_F^m(m|\mathcal{D}) = P_F(\mu_{0,t}, m, M_t, K_t)$ и «данные» $\mathcal{D}_t$ соответствует теоретическим сгруппированным данным $\mathcal{D}_t(N) = nP(N|\mu_{0,t}, m_t, M_t, K_t)$.

Рисунок 6а показывает сильное перекрытие между этими распределениями, что говорит о возможности использования этого условного распределения для описания данных $\mathcal{D}$. Аналогичный результат для параметров M , μ_0 и K показан на рисунках 6б,в,г соответственно. Заметим, что следует из рисунка 6г, параметр K на самом деле является

детерминированным, поскольку фидуциальная вероятность $K \neq K_t$ почти равна нулю. В связи с этим ниже рассматриваем $P_P^K(K) = \delta_{K,K_t}$.

Рассматривая отдельно условные распределения, представленные выше, можно выполнить восстановление параметров с помощью метода максимального правдоподобия (МП). Возьмем для примера параметр m . Обозначим его МП-значение как $\hat{m}_c$. Здесь и далее индекс c означает оценки, основанные на условных распределениях.

Согласно общей теории статистических оценок, в пределе большого объема выборки n МП-значение является случайной величиной с нормальным распределением $f(\hat{m}|m_c, \sigma_{m,c})$. Ожидаемое значение m_c соответствует асимптотической ($n \rightarrow \infty$) МП-оценке, а дисперсия связана с однопараметрической

информацией Фишера: $\sigma_{m,c}^2 = I_{mm}^{-1}$. Снова сошлёмся на исходный вывод, обозначающий $P_P^m(m) = f(m|\hat{m}_c, \sigma_{m,c})$ как априорное распределение параметра m . Аналогичным образом вычисляются априорные распределения $P_P^M(M)$ и $P_P^{\mu_0}(\mu_0)$.

Таким образом, разработанный подход подразумевает использование заранее определенных теоретических значений параметров в качестве отправной точки для определения априорного распределения. Затем эти значения уточняются с помощью теоремы Байеса с учетом статистических данных.

Таблица 1 — Значения объема выборки, необходимые для достижения уровня ошибок ниже 1% и 10%, для различных методов реконструкции.

Ур. ошибки	Нет априорной информации	Фикс. m	Подход Байеса
$\Delta = 10\%$	$18 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^2$
$\Delta = 1\%$	$42 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$	$5.8 \cdot 10^4$

В таблице 1 показаны количественные характеристики, полученные для смоделированной статистики фотоотсчетов: определяется объем выборки, необходимый для достижения уровня ошибок $\Delta = 1\%$ и $\Delta = 10\%$. А также сравниваются методы, различающиеся типами априорной информации: отсутствие какой-либо априорной информации, известное фиксированное значение m и приблизительное знание теоретических значений параметров. Таблица 1 ясно показывает огромные объемы данных, необходимые для устранения мультиколлинеарности. А байесовский метод позволяет получить уровень ошибок ниже $\Delta = 1\%$ с объемом данных, накопленных в реальном эксперименте.

Используя байесовский подход, была проведена оценка параметров 90 различных состояний с $M = 1 \div 5$, $m = 1 \div M$ и $K = 0 \div 5$. Уровень ошибок оценок составлял от 0.0008% до 0.03% для μ_0 , от 0.002% до 1.09% для m и от 0.015% до 1.89% для M .

В четвертой главе решается задача характеризации параметров линейно-оптической интегральной схемы. Был разработан метод восстановления параметров чипа посредством корреляционных измерений тепловых полей. Можно показать, что кросскорреляционная функция в нуле на выходных каналах чипа определяется как

$$\begin{aligned} \langle I_1^{out} I_2^{out} \rangle = & 2|U_{11}|^2|U_{21}|^2 \langle I_1^{in} \rangle^2 + 2|U_{12}|^2|U_{22}|^2 \langle I_2^{in} \rangle^2 + \\ & + \langle I_1^{in} \rangle \langle I_2^{in} \rangle (|U_{11}|^2|U_{22}|^2 + |U_{12}|^2|U_{21}|^2) + \\ & + \langle I_1^{in} \rangle \langle I_2^{in} \rangle (U_{11}U_{12}^*U_{21}U_{22}^* + U_{11}^*U_{12}U_{21}^*U_{22}). \end{aligned} \quad (12)$$

Последнее слагаемое выражения (12) содержит искомую фазу. Зануляя фазы первой строки и первого столбца, можно получить, что

$$U_{11}U_{12}^*U_{21}U_{22}^* + U_{11}^*U_{12}U_{21}^*U_{22} = 2|U_{11}||U_{12}||U_{21}||U_{22}| \cos(\varphi_{22}). \quad (13)$$

То есть, при подаче на два входа сигналов с одинаковыми или разными интенсивностями и измерении корреляторов интенсивностей (или кросскорреляционных функций) двух различных выходов, с помощью выражения (12) будет получена некоторая фаза (или разность фаз) определенного элемента передаточной матрицы U . Следует заметить, что в таком случае известен только косинус фазы, а не сама фаза. Но это не является проблемой, потому что, полагая фазу элемента φ_{22} всегда положительной и вычисляя фазы $\varphi_{23}, \varphi_{32}, \varphi_{33}$ через φ_{22} (для чипа 3x3, например) при ошибке в знаке восстанавливается комплексно сопряженная матрица U , что совершенно не меняет значения корреляционных функций. Более того, данные измерения являются избыточными, так как восстановить значения фаз можно комбинируя разные входы и выходы. Но эффективнее использовать такие входы и выходы, которые соответствуют элементам первого столбца и строки (где фазы занулены), чтобы минимизировать ошибки при восстановлении.

Для более точного восстановления элементов передаточной матрицы при учёте темновых шумов можно использовать метод максимального правдоподобия: искать такие значения фаз, которым будут более всего соответствовать измеренные значения корреляторов интенсивности.

Для проверки разработанного метода было проведено численное моделирование: был сгенерирован набор из 1000 неунитарных матриц размерности 3x3. Интенсивность теплового поля была одинакова во всех каналах и была равна 2. Объем выборки варьировался от 10^3 до 10^6 , отношение шум-сигнал R изменялось от 0 до 1,5. По результатам восстановления матриц из набора вычислялось среднее значение фиделити, а также значения квантилей 75% и 25% (т.к. распределение фиделити не симметричное).

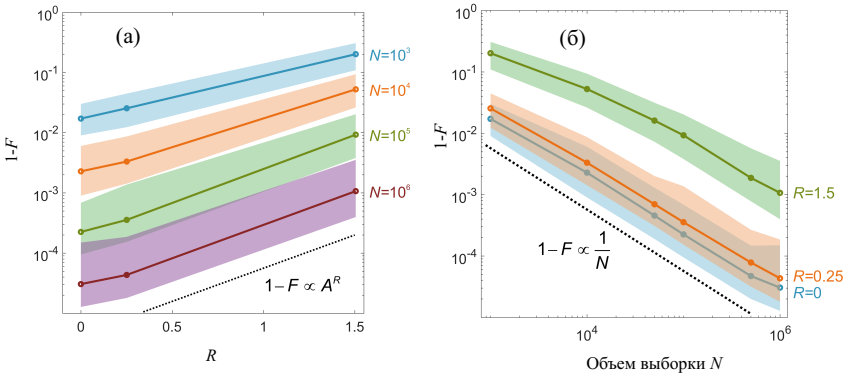


Рис. 7 — (а) Зависимость потерь точности $1 - F$ от отношения шум-сигнал R объема выборки, (б) зависимость потерь точности $1 - F$ от объема выборки.

Зависимости потерь точности $1 - F$ от объема выборки и отношения шум-сигнал R приведены на рисунке 7. Хорошо видно, что увеличение объема

выборки позволяет сгладить влияние темновых шумов и увеличить точность восстановления. Оранжевая кривая на рисунке 7б соответствует зашумленному на 25% полезному сигналу и, начиная с выборки в 10^4 точек, мы будем иметь точность восстановления передаточной матрицы больше 99,9% и до 99,9999% при выборке в 10^6 .

По рисунку 7а можно оценить какой объем выборки нам нужно собрать, чтобы получить требуемую точность восстановления передаточной матрицы при заданных определенных значениях темновых шумов детектора. Также можно заметить хорошую устойчивость разработанного метода к темновым шумам.

К сожалению, в эксперименте очень сложно провести калибровку и оценивать значения фаз по одной точке. Это связано в основном с флуктуацией излучения лазера, небольшого изменения которого достаточно, чтобы сдвинуть значения автокорреляционных функций и в отдельных измерениях сначала входной мощности сигнала, а затем выходной. И это непосредственно приведёт к неточному восстановлению фазы. Поэтому мы улучшим разработанный метод в следующем разделе и будем восстанавливать значения фаз не в одной точке, а в зависимости кросскорреляционной функции от времени.

Нормированная временная кросскорреляционная функция, опуская громоздкие расчёты, имеет вид

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = 1 + G^2(\tau) + \frac{G^2(\tau) \cos(\delta\tau + \varphi) \sqrt{\langle I_1^{(1)} \rangle \langle I_1^{(2)} \rangle \langle I_2^{(1)} \rangle \langle I_2^{(2)} \rangle}}{\langle I_1^{out} \rangle \langle I_2^{out} \rangle} - \frac{G^2(\tau) [\langle I_1^{(1)} \rangle \langle I_2^{(2)} \rangle + \langle I_1^{(2)} \rangle \langle I_2^{(1)} \rangle]}{\langle I_1^{out} \rangle \langle I_2^{out} \rangle}. \quad (14)$$

Полученный результат (14) является достаточно важным. Действительно, помимо слагаемых констант и гауссовых огибающих, остальные слагаемые – коэффициенты, которые могут быть параметрами фита. Иными словами, выражение (14) можно переписать следующим образом

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = C_1 + C_2 \exp(-C_3 \tau^2) \left[\frac{1}{2} + C_4 \cos(\delta\tau + \varphi) \right]. \quad (15)$$

Здесь C_i – параметры фита, как и искомая фаза φ . То есть в эксперименте нужно сохранить кросскорреляционную функцию $g_{12}^{(2)}(\tau)$ и фитить её кривой (15). Тем самым восстанавливается требуемая фаза φ .

Было проведено 2 эксперимента с одинаковой ЛОИС: в первом эксперименте восстанавливалась фаза согласно разработанному методу на тепловых состояниях (рис. 8а), во втором эксперименте использовался метод на когерентных состояниях (рис. 8б).

Искомая фаза, усреднённая по 33 измерениям, получилась равна $\varphi = 125,626^\circ \pm 1,792^\circ$ в методе на тепловых состояниях, а искомая фаза в методе на когерентных состояниях $\varphi = 125,830^\circ \pm 0,792^\circ$.

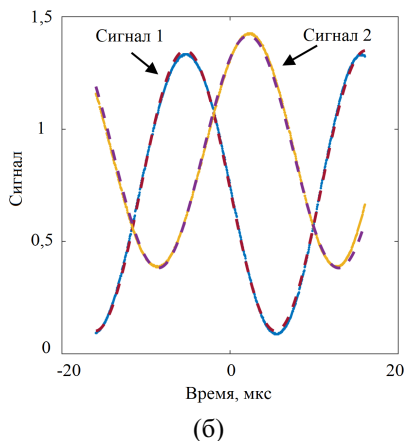
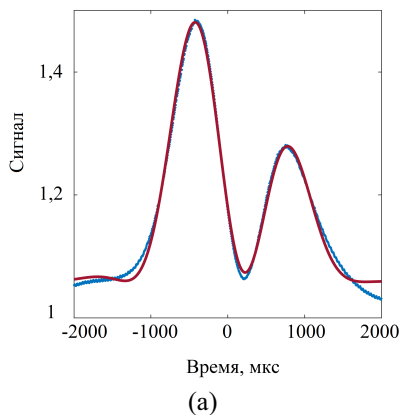


Рис. 8 — Зависимость кросскорреляционной функции от времени (а). Точками показаны результаты эксперимента, а кривыми — результаты аппроксимации по формуле (15). Зависимость выходных интенсивностей от времени (б). Пунктирной кривой показаны результаты эксперимента, а сплошной кривой — результаты аппроксимации

Как можно видеть, результаты измерения фазы разными методами хорошо совпали и укладываются в границы погрешностей первого метода. При этом в обоих случаях экспериментальные данные были в хорошем согласии с аппроксимирующими функциями (коэффициенты детерминации: > 0.996), что говорит о том, что оба метода можно использовать для характеристики ЛОИС.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Впервые экспериментально продемонстрировано и измерено с высокой точностью семейство тепловых состояний света с отщеплением до 10 фотонов включительно с использованием единственного однофотонного детектора на основе лавинного фотодиода.
2. Впервые экспериментально исследован процесс гауссификации тепловых состояний света с отщеплением произвольного числа фотонов под действием линейных потерь в оптической системе.
3. Впервые экспериментально продемонстрирован эффект условно нелокального действия оператора уничтожения в одной из мод на тепловые состояния света в двухмодовом и многомодовом режимах.
4. Разработана и экспериментально апробирована новая модель, основанная на свертке компаунд-распределения Пуассона и распределения Пойа, для описания статистики фотонов подсистемы многомодовых тепловых состояний света с отщеплением заданного числа фотонов.
5. Разработан и экспериментально апробирован новый метод восстановления параметров передаточной матрицы линейно-оптического

Публикации автора по теме диссертации, индексируемые в Web of Science, Scopus и ВАР

- A1. Multiphoton subtracted thermal states: Description, preparation, and reconstruction / Yu. I. Bogdanov, K. G. Katamadze, G. V. Avosopiants, L. V. Belinsky, N. A. Bogdanova, A. A. Kalinkin, S. P. Kulik // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 96, no. 6. — P. 063803 (IF=3.140).
- A2. How quantum is the “quantum vampire” effect?: testing with thermal light / K. G. Katamadze, G. V. Avosopiants, Yu. I. Bogdanov, S. P. Kulik // *Optica*. — 2018. — Vol. 5, no. 6. — P. 723 (IF=11.104).
- A3. Non-Gaussianity of multiple photon-subtracted thermal states in terms of compound-Poisson photon number distribution parameters: theory and experiment / G. V. Avosopiants, K. G. Katamadze, Yu. I. Bogdanov, B. I. Bantysh, S. P. Kulik // *Laser Physics Letters*. — 2018. — Vol. 15, no. 7. — P. 075205 (IF=2.016).
- A4. Theoretical and experimental study of multi-mode thermal states with subtraction of a random number of photons / G. V. Avosopiants, Yu. I. Bogdanov, N. A. Bogdanova, K. G. Katamadze, S. P. Kulik // *International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2018* / ed. by V. F. Lukichev, K. V. Rudenko. — SPIE, 2019. — P. 49 (IF=0.45).
- A5. Multiphoton subtracted thermal states: description, preparation, measurement and utilization / K. G. Katamadze, G. V. Avosopiants, B. I. Bantysh, Yu. I. Bogdanov, S. P. Kulik // *International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2018*. Vol. 11022 / ed. by V. F. Lukichev, K. V. Rudenko. — SPIE, 2019. — P. 110222K (IF=0.45).
- A6. Direct test of the “quantum vampire’s” shadow absence with use of thermal light / K. G. Katamadze, E. V. Kovlakov, G. V. Avosopiants, S. P. Kulik // *Optics Letters*. — 2019. — Vol. 44, no. 13. — P. 3286 (IF=3.714).
- A7. Multimode thermal states with multiphoton subtraction: Study of the photon-number distribution in the selected subsystem / K. G. Katamadze, G. V. Avosopiants, N. A. Bogdanova, Yu. I. Bogdanov, S. P. Kulik // *Physical Review A*. — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 013811 (IF=3.140).
- A8. Гиперпуассоновская статистика фотонов / Ю. И. Богданов, Н. А. Богданова, К. Г. Катамадзе, Г. В. Авосопянц, В. Ф. Лукичев // *Письма в ЖЭТФ*. — 2020. — Т. 111, 9–10(5). — С. 646–652 (IF=1.532).

- A9. Statistical parameter estimation of multimode multiphoton-subtracted thermal states of light / G. V. Avosopiants, B. I. Bantysh, K. G. Katamadze, N. A. Bogdanova, Yu. I. Bogdanov, S. P. Kulik // *Physical Review A*. — 2021. — T. 104, № 1. — P. 013710 (IF=3.140).
- A10. Linear optical circuits characterization by means of thermal field correlation measurement / K. G. Katamadze, G. V. Avosopiants, A. V. Romanova, Yu. I. Bogdanov, S. P. Kulik // *Laser Physics Letters*. — 2021. — Vol. 18, no. 7. — P. 075201 (IF=2.016).

Список литературы

1. Measurement of qubits / D. F. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, A. G. White // *Physical Review A*. — 2001. — Vol. 64, no. 5. — P. 052312.
2. Polarization states of four-dimensional systems based on biphotons / Yu. I. Bogdanov, E. V. Moreva, G. A. Maslennikov, R. F. Galeev, S. S. Straupe, S. P. Kulik // *Physical Review A*. — 2006. — Vol. 73, no. 6. — P. 063810.
3. Three-photon generation by means of third-order spontaneous parametric down-conversion in bulk crystals / N. A. Borshchevskaya, K. G. Katamadze, S. P. Kulik, M. V. Fedorov // *Laser Physics Letters*. — 2015. — Vol. 12, no. 11. — P. 115404.
4. *Leonhardt U.* Measuring the Quantum State of Light. — 1st. — Cambridge University Press, 1997. — P. 208.
5. *Zavatta A., Viciani S., Bellini M.* Quantum-to-Classical Transition with Single-Photon-Added Coherent States of Light // *Science*. — 2004. — Vol. 306, no. 5696. — P. 660—662.
6. Measurement-Induced Strong Kerr Nonlinearity for Weak Quantum States of Light / L. S. Costanzo, A. S. Coelho, N. Biagi, J. Fiurášek, M. Bellini, A. Zavatta // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 119, no. 1. — P. 013601.
7. Quantum vampire: collapse-free action at a distance by the photon annihilation operator / I. A. Fedorov, A. E. Ulanov, Yu. V. Kurochkin, A. I. Lvovsky // *Optica*. — 2015. — Vol. 2, no. 2. — P. 112.
8. Photonic Maxwell's Demon / M. D. Vidrighin, O. Dahlsten, M. Barbieri, M. S. Kim, V. Vedral, I. A. Walmsley // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 116, no. 5. — P. 050401.
9. *Hloušek J., Ježek M., Filip R.* Work and information from thermal states after subtraction of energy quanta // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 13046.

10. Quantum-enhanced interferometry with weak thermal light / S. M. Hashemi Rafsanjani, M. Mirhosseini, O. S. Magaña-Loaiza, B. T. Gard, R. Birrittella, [et al.] // *Optica*. — 2017. — Vol. 4, no. 4. — P. 487.
11. Universal linear optics / J. Carolan, C. Harrold, C. Sparrow, E. Martin-Lopez, N. J. Russell, [et al.] // *Science*. — 2015. — Vol. 349, no. 6249. — P. 711—716.
12. Quantum computational advantage using photons / H. S. Zhong, H. Wang, Y. H. Deng, M. C. Chen, L. C. Peng, [et al.] // *Science*. — 2021. — Vol. 370, no. 6523. — P. 1460—1463.
13. *Popova A. S., Rubtsov A. N.* Cracking the Quantum Advantage threshold for Gaussian Boson Sampling. — 2021. — arXiv: [2106.01445](https://arxiv.org/abs/2106.01445).
14. Direct characterization of linear-optical networks / S. Rahimi-Keshari, M. A. Broome, R. Fickler, A. Fedrizzi, T. C. Ralph, A. G. White // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 11. — P. 13450.
15. *Laing A., O'Brien J. L.* Super-stable tomography of any linear optical device. — 2012. — arXiv: [1208.2868](https://arxiv.org/abs/1208.2868).

Авосопянц Грант Владимирович

Квантово-оптические эффекты и устройства с использованием тепловых состояний
света

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 120 экз.

Типография _____