

на правах рукописи

Агафонов Иван Николаевич

**МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ СЖАТОГО  
ВАКУУМА**

Специальность 01.04.05 - оптика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва - 2012

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

**Научный руководитель:**

Доктор физико-математических наук,  
с.н.с. **Чехова Мария Владимировна.**

**Официальные оппоненты:**

Доктор физико-математических наук,  
профессор **Халили Фарид Явдатович,**  
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова.

Доктор физико-математических наук,  
с.н.с. **Калачев Алексей Алексеевич,**  
Казанский физико-технический институт имени Е. К. Завойского.

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук.

Защита состоится «13» февраля 2013 года в «16-30» часов на заседании диссертационного совета Д. 501.001.45 на базе Московского государственного университета по адресу: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 5 (19-й корпус НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова.

Автореферат разослан «24» декабря 2012 года.

Учёный секретарь диссертационного совета  
Д 501.001.45, кандидат физ.-мат. наук

О. М. Вохник

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена экспериментальному изучению двухмодовых и четырёхмодовых состояний сжатого вакуума. В работе рассматриваются вопросы, связанные с приготовлением и прямым детектированием таких состояний, а также с реализацией метода поляризационной квантовой томографии и его применением к макроскопическим состояниям Белла для изучения их поляризационных свойств.

В данной работе под количеством мод в сжатых состояниях подразумевается число перепутанных мод. Для двухмодового сжатого состояния – это две перепутанные частотные моды, а для четырёхмодового сжатого состояния – две перепутанные частотные моды и две перепутанные поляризационные моды. При этом каждая из таких мод может, в свою очередь, состоять из большого числа независимых перепутанных между собой мод.

К настоящему моменту хорошо исследованы различные состояния двухфотонного света и достаточно широко известны способы его применения в метрологии, квантовой криптографии, квантовых вычислениях, квантовой памяти и оптических системах связи. Особое внимание привлекают к себе двухфотонные состояния Белла, поскольку для них наблюдается наиболее сильное нарушение неравенств Белла. Двухфотонный свет представляет собой частный случай сжатого вакуума, который можно получать при малых значениях коэффициента параметрического усиления (КПУ) в оптическом параметрическом усилителе.

В основе многих экспериментов с двухфотонным светом лежит хорошо изученная методика измерения корреляционных функций интенсивности. Однако, эта методика является малоприменимой для изучения свойств макроскопических состояний света ввиду неэффективности измерения корреляционных функций интенсивности для многомодовых ярких полей. Более эффективным способом регистрации макроскопических сжатых состояний является измерение дисперсии разностного сигнала в двух каналах. Эта методика существенно отличается от процедуры измерения корреляционных функций. Для оптимального режима прямого детектирования необходима регистрация как можно большего количества мод, а разностная

дисперсия не зависит от коэффициента параметрического усиления, что позволяет наблюдать рекордные значения сжатия (до 4 дБ) для макроскопических состояний. Эта методика описана в первой главе диссертационной работы и экспериментально применена во второй и третьей главах.

Менее изученными, но не менее интересными являются двух- и четырёхмодовые макроскопические сжатые состояния света, получаемые в случае больших единицы значений КПУ. Такие состояния, которые можно назвать макроскопическими состояниями Белла, были теоретически исследованы в работах В.П. Карасёва [1]. Наибольший интерес представляет синглетное макроскопическое состояние Белла, т.к. оно обладает полным поляризационным сжатием по всем трем операторам Стокса. Впервые такое состояние было экспериментально получено в работе [2]. Для полного описания поляризационных свойств такого состояния необходимо проведение поляризационной квантовой томографии, которая позволяет восстановить поляризационную функцию квазивероятности. Экспериментальной реализации поляризационной квантовой томографии и восстановлению поляризационной функции квазивероятности для синглетного и одного из триплетных МСБ посвящена третья глава диссертационной работы.

Отдельный интерес представляет вопрос наличия перепутывания у макроскопических световых состояний. В третьей главе диссертационной работы рассматривается операциональный критерий сепарабельности, сформулированный в терминах дисперсий операторов Стокса. Это позволяет экспериментально доказать несепарабельность синглетного МСБ, что также является предметом рассмотрения третьей главы.

**Актуальность** работы обусловлена фундаментальным интересом к поляризационным свойствам макроскопических оптических состояний и развитию методики поляризационной квантовой томографии. Работа также представляет и практический интерес, обусловленный возможностью применения макроскопических оптических состояний в квантовой передаче ключа и квантовых вычислениях, а также в метрологии.

Были сформулированы следующие **задачи диссертационной работы**:

1. Экспериментальное исследование яркого двухмодового сжатого вакуума, получаемого с помощью однопроходного параметрического усилителя света в режиме большого коэффициента усиления, в том числе оптимизация методики измерения коэффициента подавления шума методом прямого детектирования.
2. Экспериментальное исследование поляризационных свойств четырёхмодового яркого сжатого вакуума, получаемого в интерферометре Маха-Цендера с помощью двух однопроходных параметрических усилителей света в режиме большого коэффициента усиления.
3. Экспериментальная реализация поляризационной квантовой томографии макроскопических состояний Белла.
4. Экспериментальная проверка несепарабельности синглетного макроскопического состояния Белла.

**Новизна** диссертационной работы заключается в следующих положениях:

1. Разработана процедура прямого детектирования яркого двухмодового состояния сжатого вакуума и достигнуто рекордное (4 дБ) значение коэффициента подавления шума при прямом детектировании.
2. Экспериментально получено несепарабельное макроскопическое состояние четырёхмодового сжатого вакуума.
3. Экспериментально реализована методика поляризационной квантовой томографии для макроскопических состояний Белла и определены их поляризационные функции квазивероятности.

**Научная и практическая значимость** диссертации состоит в возможном использовании полученных результатов в задачах квантовой оптики:

- для экспериментального изучения сжатых состояний вакуума;
- при исследовании поляризационных свойств макроскопических оптических состояний;
- в задачах абсолютной калибровки фотодетекторов.

## Положения, выносимые на защиту:

1. Путём прямого детектирования было зарегистрировано двухмодовое сжатое состояние вакуума, содержащее до тысячи фотонов на моду (до миллиона фотонов в импульсе). Получено рекордное значение коэффициента подавления шума 0.4 (4 дБ), определённое путём прямого детектирования. Экспериментально наблюдался практически постоянный уровень сжатия для коэффициентов параметрического усиления вплоть до 2, что соответствует 13 фотонам на моду. Небольшая степень сжатия наблюдалась вплоть до 900 фотонов на моду.
2. Теоретически и экспериментально исследована зависимость коэффициента подавления шума для двухмодового сжатого вакуума от величины детектируемого углового спектра, а также степени несопряжённости мод. Показано, что сжатие тем более чувствительно к степени несопряжённости детектируемых мод, чем больше среднее число фотонов на моду.
3. Экспериментально получены макроскопические состояния Белла с более чем  $10^5$  фотонами в импульсе и исследованы их поляризационные свойства. В частности, осуществлена реконструкция поляризационной функции квазивероятности с помощью метода поляризационной квантовой томографии для макроскопических состояний Белла, а также для когерентного состояния.
4. Экспериментально доказана несепарабельность для синглетного макроскопического состояния Белла: критерий сепарабельности для суммарного коэффициента подавления шума нарушен более чем на 5 стандартных отклонений.

Обоснованность и достоверность результатов определяется использованием апробированных экспериментальных методик. Экспериментальные данные подтверждены теоретическими расчётами, основанными на адекватно выбранных физических моделях анализируемых процессов, а также не противоречат результатам других групп исследователей. Резуль-

таты экспериментальных и теоретических исследований неоднократно обсуждались на семинарах и докладывались на специализированных конференциях по проблемам, связанным с тематикой диссертационной работы. Большая часть результатов опубликована в международных журналах.

### **Апробация работы**

Результаты работы прошли апробацию на следующих международных и российских конференциях:

1. «19th International Laser Physics Workshop», г. Фоз до Игуасу, Бразилия, 2010 г.
2. «13th International Conference on Quantum Optics and Quantum Information», г. Киев, Украина, 2010 г.
3. «20th International Laser Physics Workshop», г. Сараево, Босния и Герцеговина, 2011 г.
4. «2nd German-French-Russian Laser Physics Symposium», г. Гессвайнштайн, Германия, 2011 г.
5. «XI Международные Чтения по квантовой оптике», г. Волгоград, Россия, 2011 г.
6. «21th International Laser Physics Workshop», г. Калгари, Канада, 2012 г.

### **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 7 научных работ, включая 7 работ в рецензируемых журналах из списка ВАК, перечень которых приведён в конце автореферата.

### **Личный вклад автора**

Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично либо при его непосредственном участии. Постановка задач, интерпретация полученных результатов и формулировка выводов исследования осуществлялись совместно с научным руководителем и другими соавторами публикаций.

## **Структура и объём диссертационной работы**

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы из 90 наименований, изложена на 132 страницах и содержит 44 рисунка и 4 таблицы.



## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** приводится обоснование выбора темы диссертационной работы и её актуальности. Сформулированы задачи диссертационной работы, новизна, научная и практическая значимость, содержатся сведения об апробации работы и её структуре. Сформулированы выносимые на защиту положения и приведён список публикаций.

**Первая глава «Неклассические состояния света»** посвящена обзору литературы по различным неклассическим состояниям света. В первом параграфе вводятся такие операциональные признаки неклассичности, как фактор Фано и D-критерии, предложенные в работе Д.Н. Клышко [3]. Во втором и третьем параграфах вводятся понятия вакуумного и когерентного состояний, по отношению к которым в дальнейшем определяются сжатые состояния. Четвёртый параграф посвящён фоковским состояниям и рассмотрению одной из экспериментальных работ по генерации таких состояний. В пятом параграфе рассмотрены различные сжатые состояния света. В первых двух пунктах параграфа вводятся понятия параметра сжатия для квадратурно сжатых вакуумных и когерентных состояний, а также приводится их описание на фазовой плоскости. В третьем пункте параграфа для двухмодовых сжатых состояний определяется коэффициент подавления шума, равный отношению разностной дисперсии чисел фотонов, детектируемых в каждой из мод, к их суммарному среднему значению:

$$\text{NRF} \equiv \frac{\text{Var}(\hat{N}_1 - \hat{N}_2)}{\langle \hat{N}_1 + \hat{N}_2 \rangle}.$$

Для когерентного излучения этот коэффициент равен единице, поэтому меньшие единицы значения свидетельствуют о сжатии, а большие единицы – об антисжатии. Рассматриваются экспериментальные работы, в которых осуществлено прямое детектирование двухмодового сжатия при различных коэффициентах параметрического усиления. Характерным для всех рассмотренных работ является ухудшение измеряемого коэффициента подавления шума при увеличении КПУ.

Четвёртый пункт пятого параграфа посвящён описанию поляризации

онного двухмодового сжатия, которое определяется, например, по уменьшению дисперсии одного из операторов Стокса  $\hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$  относительно среднего значения нулевого оператора Стокса  $\langle \hat{S}_0 \rangle$  для когерентного состояния той же яркости. В пятом и шестом пунктах параграфа рассмотрены четырёхмодовые сжатые состояния, а также двухфотонные состояния Белла.

В шестом параграфе сравниваются две методики измерения: измерение корреляционных функций путём счёта совпадений и измерение разностной дисперсии путём прямого детектирования. Показано, что эти две измеряемые величины по-разному ведут себя в зависимости от квантовых эффективностей детекторов и числа детектируемых мод. Отмечена возможность применения методики измерения сжатия путём прямого детектирования для абсолютной калибровки аналоговых фотодетекторов.

**Вторая глава «Двухмодовые сжатые состояния вакуума»** посвящена экспериментальному исследованию яркого двухмодового сжатого вакуумного состояния и оптимизации методики измерения коэффициента подавления шума путём прямого детектирования. Первый параграф второй главы посвящён теоретическому расчёту выражения для коэффициента подавления шума (NRF, от Noise Reduction Factor). В первом пункте параграфа показано, что меньшее единицы значение NRF представляет собой достаточный признак неклассичности. Во втором пункте выводится выражение для коэффициента подавления шума с учётом оптических потерь и квантовой эффективности детекторов:

$$\text{NRF} = 1 - 2 \frac{\eta_1 \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} + N \frac{(\eta_1 - \eta_2)^2}{\eta_1 + \eta_2}, \quad (1)$$

где  $\eta_1$  и  $\eta_2$  – общие квантовые эффективности, а  $N$  – среднее число фотонов на моду. Оптические потери моделируются путём смешения исследуемого состояния с вакуумным на светоделителе. Видно, что величина NRF зависит не только от квантовых эффективностей, но и от среднего числа фотонов на моду в случае их неравенства.

В пунктах с третьего по пятый производится уточнение модели на различные случаи, такие как: несопряжённость или сопряжённость всех

мод, а также частичная сопряжённость мод. В последнем случае в пределе малого количества несопряжённых мод и большого значения среднего числа фотонов на моду величина коэффициента подавления шума определяется следующим выражением:

$$\text{NRF} = \frac{k}{m}N, \quad (2)$$

где  $k$  – число детектируемых несопряжённых мод, а  $m$  – число детектируемых сопряжённых мод. Видно, что величина NRF линейно зависит от степени несопряжённости мод  $\frac{k}{m}$ , причём эта зависимость тем сильнее, чем больше среднее число фотонов на моду  $N$ . Для уменьшения степени несопряжённости мод целесообразно увеличивать количество детектируемых сопряжённых мод.

В шестом пункте первого параграфа выводится наиболее общее выражение для коэффициента подавления шума с учётом частичной сопряжённости мод и наличия оптических потерь. В седьмом пункте вводится понятие полного числа детектируемых мод, равного отношению объёма детектирования к объёму когерентности. В восьмом пункте обсуждается влияние неидеальности перепутывания на возможность выделения сопряжённых мод. Условия фазового синхронизма параметрического рассеяния света приводят к следующему отношению угловых апертур детекторов в сигнальном и холостом каналах, которое обеспечивает наилучшее сопряжение мод:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_1^{max}}{\lambda_2^{min}}, \quad (3)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – угловые апертуры детекторов, а  $\lambda_1^{max}$  и  $\lambda_2^{min}$  – максимальная и минимальная длины волн, соответственно.

Во втором параграфе описана экспериментальная установка. В третьем параграфе обсуждаются полученные результаты. Согласно уравнению (1), NRF при равных квантовых эффективностях не зависит от среднего числа фотонов на моду, которое определяется следующим выражением:

$$N = \sinh^2 \Gamma, \quad \Gamma \sim \sqrt{P}, \quad (4)$$

где  $\Gamma$  – коэффициент параметрического усиления, а  $P$  – мощность излучения накачки. Таким образом, измеряемая величина NRF не должна за-

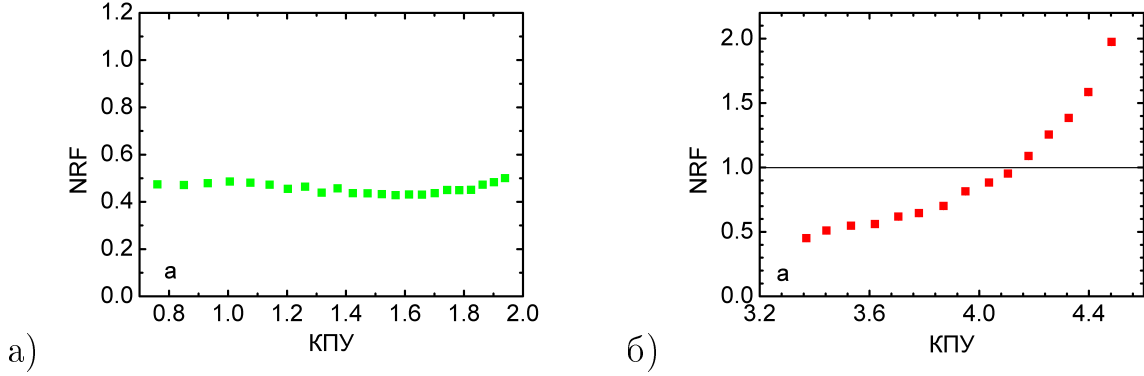


Рис. 1. График зависимости NRF от коэффициента параметрического усиления (КПУ): а) без фокусировки, б) с применением фокусировки излучения накачки.

висеть от коэффициента параметрического усиления. На рис. 1.а,б приведены графики зависимости NRF от КПУ в диапазоне от 0.8 до 2 и от 3.2 до 4.4, соответственно (в последнем случае использовалась фокусировка излучения накачки). Как видно из рисунка 1.а, величина NRF сохраняет практически постоянное значение. Согласно выражению (4), при больших значениях КПУ среднее число фотонов на моду возрастает нелинейно, поэтому возрастает влияние степени сопряжённости мод (см. формулу (2)). Поэтому на рис.1.б наблюдается ухудшение сжатия по мере увеличения КПУ.

На рис. 2.а представлен график зависимости NRF от размеров диафрагм  $A_1$  и  $A_2$ , задающих апертуры детекторов. Увеличение числа детектируемых мод, определяемого угловой апертурой детекторов, приводит к улучшению сжатия, т.е. к уменьшению значения коэффициента подавления шума. На рис. 2.б представлена зависимость NRF от диаметра диафрагмы  $A_2$  при фиксированном диаметре диафрагмы  $A_1$  (красный треугольник). Минимальная величина NRF наблюдается вблизи предсказываемого выражением (3) значения диаметра сканируемой диафрагмы (зелёный треугольник). На рис. 2.в приведён график зависимости NRF от пропускания  $T$ , которое задаёт общую квантовую эффективность  $\eta = \eta_0 T$ . При равных квантовых эффективностях измеряемая величина NRF зависит от вносимых потерь линейно, что согласуется с выражением (1).

На рис. 2.г представлен график зависимости NRF для двух случаев

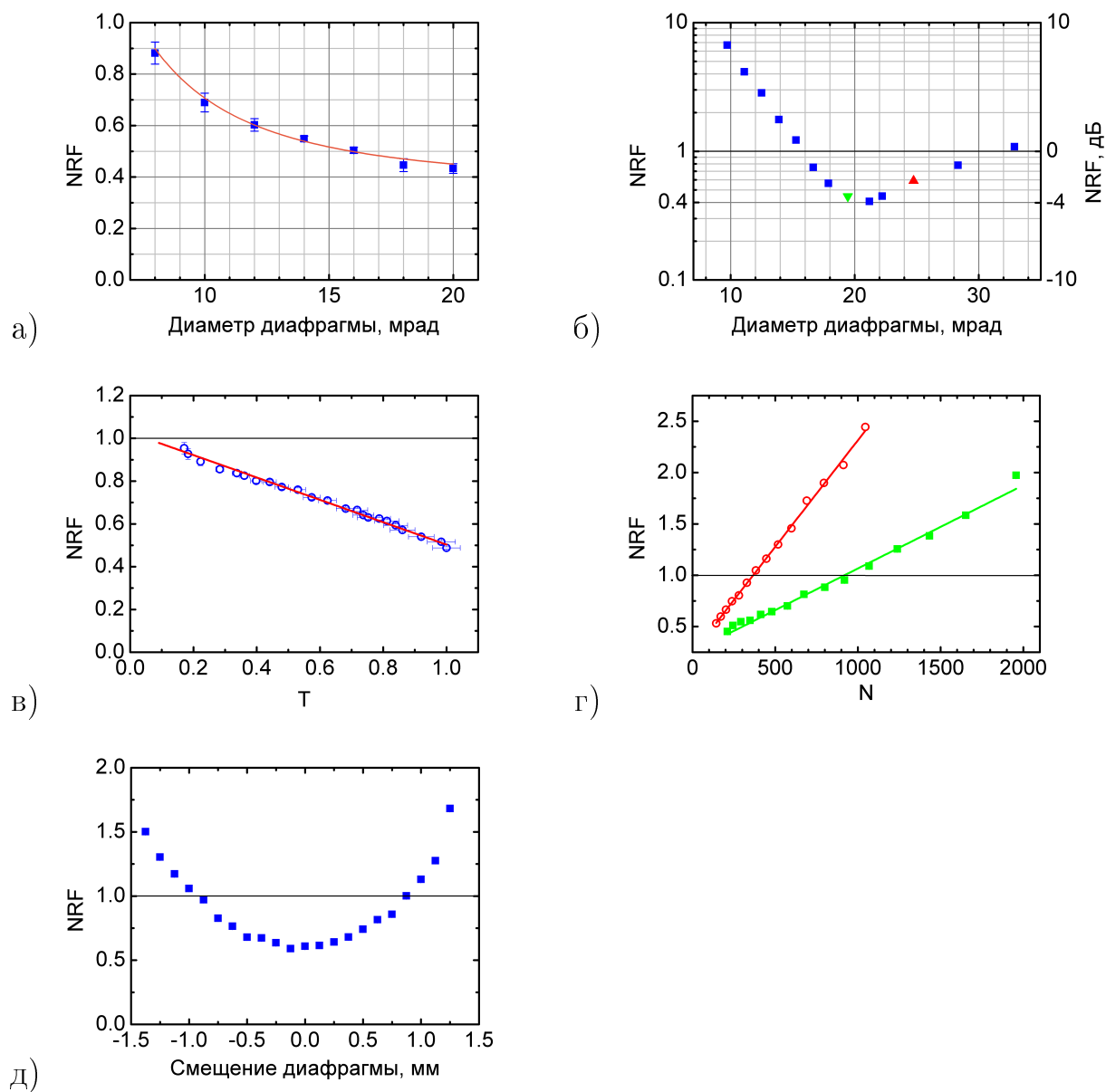


Рис. 2. а) Зависимость NRF от размеров диафрагм  $A_1$  и  $A_2$ , удовлетворяющих соотношению (3). б) Зависимость NRF от размера диафрагмы  $A_2$  при фиксированном размере диафрагмы  $A_1$  (красный треугольник). Зелёным треугольником обозначен размер диафрагмы  $A_2$ , вычисленный из соотношения (3) для фиксированного значения диафрагмы  $A_1$ . в) Зависимость NRF от пропускания  $T$ . г) Зависимости NRF от среднего числа фотонов на моду для двух юстировок: наилучшей (зелёные квадратики) и плохой (красные кружочки). д) Зависимость NRF от смещения диафрагмы от положения, соответствующего наилучшей юстировке.

юстировки: наилучшей (зелёные квадратики) и плохой (красные кружочки). Количественно эти два варианта отличаются друг от друга степенью сопряжённости  $\frac{k}{m}$  в выражении (2): для наилучшей юстировки эта величина значительно меньше, чем для плохой юстировки. Это приводит к тому, в первом случае сжатие наблюдается вплоть до 900 фотонов на моду, а во втором случае сжатие пропадает уже при 350 фотонах на моду. Рисунок 2.д иллюстрирует зависимость NRF от смещения одной из диафрагм при фиксированном положении другой. Смещение диафрагмы приводит к изменению количества детектируемых сопряжённых и несопряжённых мод, влияя на отношение  $\frac{k}{m}$  и, таким образом, на величине NRF .

### Третья глава «Четырёхмодовые сжатые состояния вакуума» по-

священа экспериментальному исследованию поляризационных свойств макроскопических состояний Белла, реализации поляризационной квантовой томографии и проверке несепарабельности синглетного макроскопического состояния Белла. Первый параграф посвящён теоретическому описанию используемых в главе понятий и методик. В первом и втором пунктах вводятся основные понятия об операторах Стокса и представлении поляризационных состояний в пространстве Стокса. В третьем пункте операторы Стокса обобщаются на многомодовый случай. В четвёртом пункте описаны преобразования поляризации, осуществляемые полуволновой и четвертьволновой фазовыми пластинками, а также их комбинацией.

В пятом пункте вводятся макроскопические состояния Белла, которые представляют собой обобщение двухфотонных состояний Белла на многофотонный случай:

$$\begin{aligned} |\Psi_{mac}^{\pm}\rangle &= \exp \left[ \Gamma \left( \hat{a}_H^{\dagger} \hat{b}_V^{\dagger} \pm \hat{a}_V^{\dagger} \hat{b}_H^{\dagger} + h.c. \right) \right] |vac\rangle, \\ |\Phi_{mac}^{\pm}\rangle &= \exp \left[ \Gamma \left( \hat{a}_H^{\dagger} \hat{b}_H^{\dagger} \pm \hat{a}_V^{\dagger} \hat{b}_V^{\dagger} + h.c. \right) \right] |vac\rangle, \end{aligned}$$

где  $\hat{a}^{\dagger}$  и  $\hat{b}^{\dagger}$  – операторы рождения фотонов в частотных модах  $\omega_a$  и  $\omega_b$ , а нижние индексы  $H$  и  $V$  задают моды с горизонтальной и вертикальной поляризацией, соответственно. Состояние  $|\Psi_{mac}^{-}\rangle$  называют синглетным, а состояния  $|\Psi_{mac}^{+}\rangle$  и  $|\Phi_{mac}^{\pm}\rangle$  – триплетными. Экспериментально такие состо-

яния, как и обычные состояния Белла, получаются в оптическом параметрическом усилителе, но при большей мощности накачки, когда на выходе, помимо пар фотонов, появляются четвёрки, шестёрки и т.д.

Наиболее наглядно эти состояния можно представить путём отображения изоповерхностей их поляризационных функций квазивероятности (ПФК) в пространстве Стокса (см. рис. 3). ПФК представляет собой поляризационный аналог функций квазивероятности, которые применяются в квантовой оптике и позволяют вычислять различные статистические величины по классическим законам. На рис. 3 представлены изоповерхности ПФК для триплетных состояний с учётом 70% общей квантовой эффективностью детектирования. Ширина ПФК зависит от потерь при детектировании аналогично тому, как величина NRF зависит от квантовой эффективности (см. выражение (1)). Все три состояния представляют собой утолщённые диски, каждый из которых сжат в направлении одной из трёх осей и антисжат в направлении двух других. ПФК когерентного состояния, которая исходно удалена от начала координат на расстояние, значительно превосходящее её характерный размер, на рис. 3 смещена в начало координат для сравнения с триплетными состояниями. Изоповерхность ПФК когерентного состояния представляет собой сферу, диаметр которой превосходит наименьший размер диска, но уступает наибольшему размеру диска. Изоповерхность синглетного состояния не отображена на рисунке, т.к. она представляет собой сферу с радиусом меньшим, чем у ПФК когерентного состояния.

В шестом пункте первого параграфа вводится понятие поляризационного коэффициента подавления шума (PNRF, от Polarization NRF), который определяется аналогично NRF:

$$\text{PNRF}_{\vec{n}} \equiv \frac{\Delta^2 \hat{S}(\vec{n})}{\langle \hat{S}_0 \rangle}, \quad (5)$$

где  $\hat{S}(\vec{n})$  – произвольный оператор Стокса, задаваемый параметризованным в сферических координатах единичным вектором  $\vec{n}$ :

$$\hat{S}(\vec{n}) \equiv \hat{S}_1 \sin \theta \cos \varphi + \hat{S}_2 \sin \theta \sin \varphi + \hat{S}_3 \cos \theta.$$

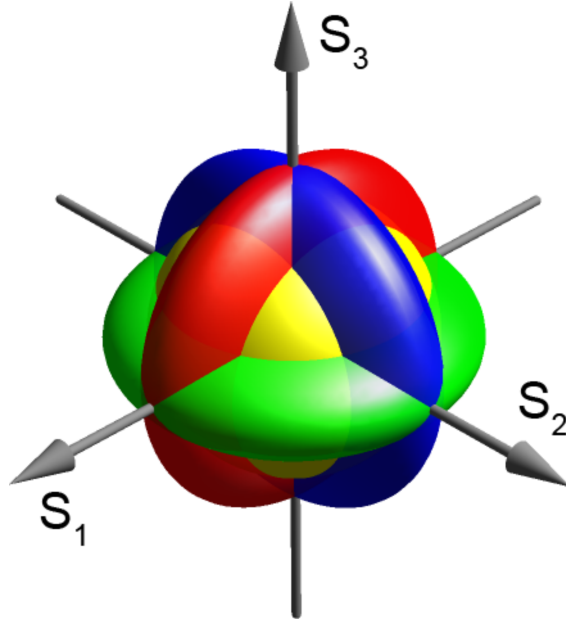


Рис. 3. Экспериментально ожидаемый вид поляризационной функции квазивероятности для макроскопических состояний Белла с учётом потерь. Синим цветом обозначено состояние  $|\Psi_{mac}^+\rangle$ , зелёным –  $|\Phi_{mac}^+\rangle$ , красным –  $|\Phi_{mac}^-\rangle$ , а желтым – когерентное состояние с тем же числом фотонов, смещённое в начало координат.

В седьмом пункте первого параграфа рассматривается метод поляризационной квантовой томографии, который заключается в реконструкции поляризационной функции квазивероятности из экспериментально полученного набора распределений параметров Стокса  $\hat{S}(\vec{n})$  для различных направлений в пространстве Стокса.

Восьмой пункт посвящён количественной оценке качества реконструкции ПФК, для чего вычисляется фиделити в виде коэффициента Бхаттачарая. Этот коэффициент характеризует степень перекрытия двух многомерных дискретных функций  $f(\vec{x}_k)$  и  $g(\vec{x}_k)$ , заданных на области  $\mathcal{X}$ , и определяется следующим образом:

$$F_{fg} \equiv \sum_{\vec{x}_k \in \mathcal{X}} \sqrt{f(\vec{x}_k)g(\vec{x}_k)}. \quad (6)$$

Для нормированных функций распределения фиделити  $F_{fg}$  меняется в пределах от 0 до 1, где нулевое значение означает отсутствие перекрытия функций, а единичное значение – совпадение функций.

В девятом пункте вводится критерий несепарабельности двух макроскопических пучков света, сформулированный в виде неравенства для



дисперсий операторов Стокса. Этот критерий является достаточным и применим к любым состояниям, включая смешанные и многомодовые:

$$\Delta^2 \hat{S}_1 + \Delta^2 \hat{S}_2 + \Delta^2 \hat{S}_3 < 2 \langle \hat{S}_0 \rangle. \quad (7)$$

Используя определение PNRF (5), критерий несепарабельности (7) можно записать в следующем виде:

$$\text{PNRF}_\Sigma < 2, \quad (8)$$

где  $\text{PNRF}_\Sigma$  – суммарное значение PNRF в направлении  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$ .

Во втором параграфе третьей главы подробно рассмотрена экспериментальная установка. В первом пункте второго параграфа описана подготовительная часть установки, с помощью которой можно генерировать любое из четырёх макроскопических состояний Белла. Во втором пункте описана процедура измерения произвольных параметров Стокса. Третий пункт посвящён особенностям томографирования когерентного состояния. Поскольку используемое в работе когерентное состояние (КС) горизонтально поляризовано, при измерении разностной дисперсии сказывается несбалансированность прямого детектирования. Она проявляется в том, что при измерении параметров Стокса  $\langle \hat{S} \rangle$  в различных направлениях большие значения наблюдаются для параметров Стокса, близких по направлению к  $S_1$ , а для всех остальных направлений (т.н. тёмная плоскость) наблюдаются практически нулевые значения. Такая несбалансированность вносит вклад в измеряемое значение дисперсии операторов Стокса, которое можно выразить следующим образом:

$$\Delta^2 \hat{S} = \left( g^{(2)} - 1 \right) \langle \hat{S} \rangle^2 + \langle \hat{S}_0 \rangle,$$

где  $g^{(2)}$  – автокорреляционная функция второго порядка по интенсивности. В эксперименте значение  $g^{(2)}$  не равно единице, поэтому для направлений, не лежащих в тёмной плоскости, наблюдается значение дисперсии, превышающее уровень дробового шума  $\langle \hat{S}_0 \rangle$ . В связи с этим для сравнения результатов томографии поляризованного когерентного состояния с результатами томографии неполяризованных макроскопических состояний Белла используется т. н. исправленное когерентное состояние, для которого

$g^{(2)} = 1$ . ПФК этого состояния представляет собой шар, сечение которого совпадает с сечением ПФК когерентного состояния тёмной плоскостью.

В третьем параграфе обсуждаются полученные результаты. Первый пункт посвящён поляризационным свойствам макроскопических состояний Белла. Во втором пункте приведены результаты поляризационной квантовой томографии макроскопических состояний Белла и когерентного состояния. На рис. 4 представлены полученные в результате обработки экспериментальных данных поляризационные функции квазивероятности для состояний  $|\Psi_{mac}^-\rangle$ ,  $|\Phi_{mac}^-\rangle$  и когерентного состояния. Синяя полупрозрачная сфера на рис. 4.а-б соответствует исправленному когерентному состоянию, смещённому в начало координат. Видно, что для синглетного состояния флуктуации операторов Стокса подавлены во всех направлениях, т.к. оно находится внутри ПФК исправленного когерентного состояния. Триплетное состояние в зависимости от направления проявляет как свойства сжатия, так и антисжатия, о чём говорит пересечение его ПФК с ПФК исправленного когерентного состояния. Оба макроскопических состояния Белла находятся в центре координат, что говорит об их неполяризованности в первом порядке по интенсивности. Среднее значение PNR $\mathcal{F}$  для синглетного состояния равно  $0.6 \pm 0.1$ .

В третьем пункте проводится анализ качества восстановления поляризационной функции квазивероятности когерентного состояния. Смещение ПФК КС относительно начала координат пропорционально общему числу фотонов  $N$ , а её ширина –  $\sqrt{N}$ . Для наблюдаемого в эксперименте значения  $N \approx 10^5$  это означает, что смещение превышает размер ПФК более чем в 300 раз. Построение такой ПФК затруднительно, поскольку телесный угол, под которым она видна в пространстве Стокса-Пуанкаре, составляет порядка  $10^{-5}$ . На рис. 4.г представлен график зависимости фиделити (6) двух ПФК когерентных состояний: смещённого в начало координат и находящегося на некотором расстоянии от исходного положения, от этого расстояния, выраженного в величинах ширины КС в тёмной плоскости. Видно, что качество восстановления ПФК по набору из 360 измерений остаётся удовлетворительным вплоть до смещений в 10 ширин ПФК от начала координат. Таким образом, восстановление исходной ПФК, нахо-

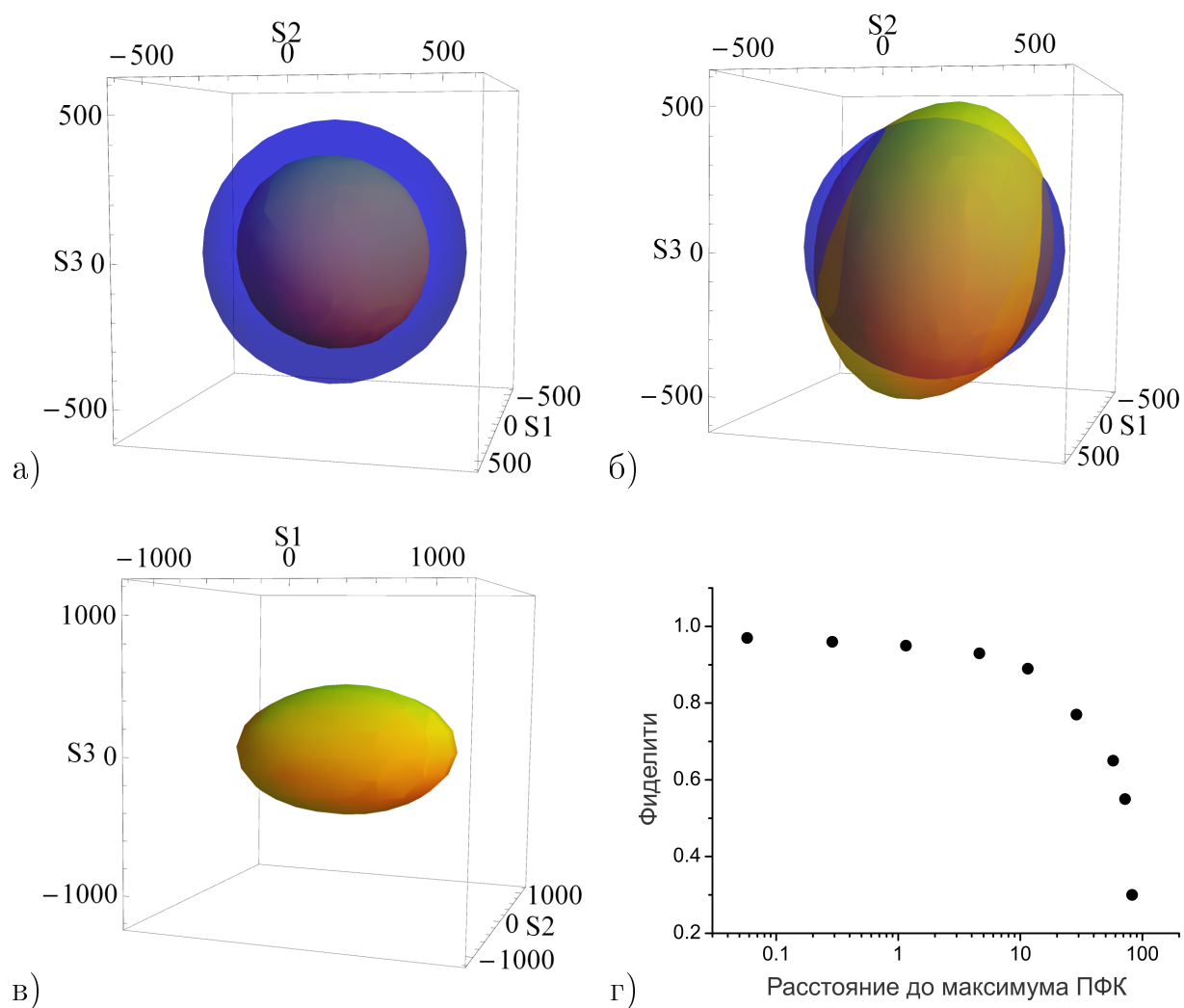


Рис. 4. Изоповерхности ПФК для состояний а)  $|\Psi_{mac}^- \rangle$ , б)  $|\Phi_{mac}^- \rangle$  и в) когерентного состояния, смещённого в начало координат. Изоповерхности построены для уровней  $e^{-1}$  от максимальных значений соответствующих ПФК, а масштабы цветовых схем на графиках различны. Полупрозрачные синие сферы на рис. а) и б) представляют собой ПФК исправленного когерентного состояния, смещённого в начало координат. г) График зависимости фиделити двух ПФК когерентных состояний: смещённого в начало координат и находящегося на некотором расстоянии от исходного положения, от этого расстояния, выраженного в величинах ширины КС в тёмной плоскости.

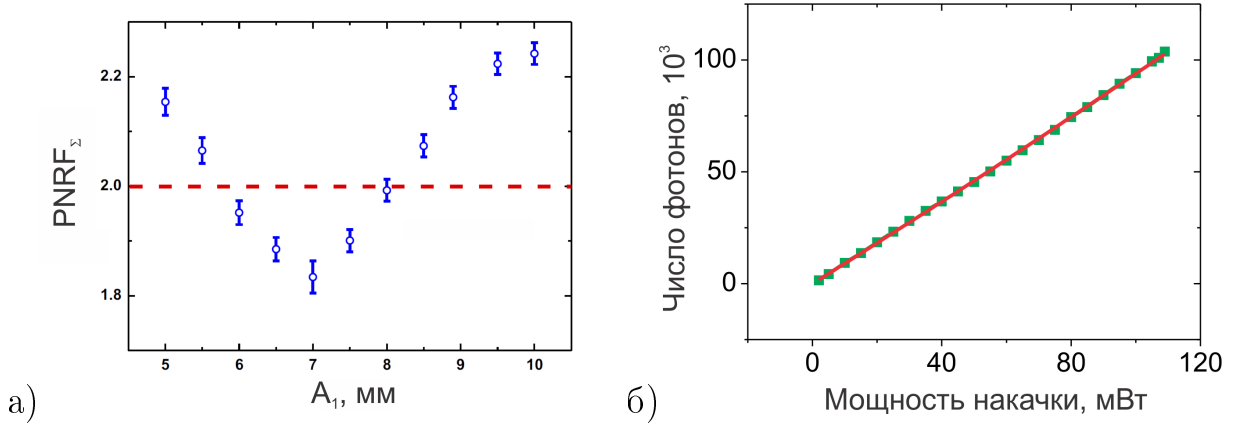


Рис. 5. а) График зависимости  $\text{PNRF}_\Sigma$  для синглетного состояния от размера диафрагмы  $A_1$ . Красной пунктирной прямой обозначено граничное значение  $\text{PNRF}_\Sigma$ , накладываемое критерием несепарабельности (8). б) График зависимости сигнала в одном из детекторов от мощности накачки. Красная кривая соответствует аппроксимации зависимостью (4).

длежащей на расстоянии 580 ширин от начала координат, в данной работе не представляется возможным. Следует заметить, что для восстановления ПФК для неполяризованных состояний, которые находятся в центре пространства Стокса, данная проблема отсутствует.

В четвёртом пункте экспериментально доказывается несепарабельность синглетного макроскопического состояния Белла. На рис. 5.а представлен график зависимости суммарного значения поляризационного коэффициента подавления шума  $\text{PNRF}_\Sigma$  (см. (8)) от размера диафрагмы  $A_1$ , задающей угловую апертуру одного из детекторов. Как видно из графика, ряд полученных значений лежит ниже уровня  $\text{PNRF}_\Sigma = 2$ , отмеченного красным пунктиром, что, согласно критерию (8), означает несепарабельность приготовленного синглетного состояния. Минимальное значение  $\text{PNRF}_\Sigma = 1.86$  достигается при выполнении условия оптимального сопряжения мод (3) и находится на расстоянии более 5 стандартных отклонений от граничного значения 2. На рис. 5.б представлен график зависимости сигнала в одном из детекторов от мощности накачки, откуда видно, что полученное несепарабельное состояние содержит около  $10^5$  фотонов за импульс.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

В **заклучении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Теоретически рассмотрено измерение NRF путём прямого детектирования сжатого вакуума.
2. Путём прямого детектирования измерено сжатие для двухмодового сжатого вакуума, содержащего до тысячи фотонов на моду (до миллиона фотонов в импульсе). Экспериментально наблюдалось практически постоянное значение коэффициента подавления шума в 4 дБ для значений коэффициентов параметрического усиления вплоть до 2, что соответствует 13 фотонам на моду. Небольшая степень сжатия наблюдалась вплоть до 900 фотонов на моду.
3. Экспериментально получена зависимость NRF для двухмодового сжатого вакуума от величины детектируемого углового спектра, а также степени несопряжённости мод. Показано, что сжатие тем более чувствительно к степени несопряжённости детектрируемых мод, чем больше среднее число фотонов на моду. Полученные результаты согласуют с построенной теоретической моделью.
4. Экспериментально получены макроскопические состояния Белла с более чем  $10^5$  фотонами в импульсе и исследованы их поляризационные свойства.
5. Осуществлена реконструкция поляризационной функции квазивероятности с помощью метода поляризационной квантовой томографии для макроскопических состояний Белла  $|\Psi_{mac}^-\rangle$  и  $|\Phi_{mac}^-\rangle$ , а также для когерентного состояния.
6. Количественно определено качество восстановления поляризационной функции квазивероятности для когерентного состояния в зависимости от его яркости.

7. Экспериментально доказана несепарабельность для синглетного макроскопического состояния Белла: критерий сепарабельности для суммарного коэффициента подавления шума нарушен более чем на 5 стандартных отклонений.

### СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karassiov V. P., Polarization states of light an their quantum tomography, J. Russ. Laser Res. **26**, 484 (2005).
2. Iskhakov T. Sh. и др., Macroscopic Pure State of Light Free of Polarization Noise, Phys. Rev. Lett. **106**, 113602 (2011).
3. Д.Н. Клышко, Неклассический свет, УФН **166**, 613 (1996).

### ПУБЛИКАЦИИ

1. *I.N. Agafonov, M. V. Chekhova and G. Leuchs*, Two-Color Bright Squeezed Vacuum, // Phys. Rev. A., Т. 82, С. 011801 (2010).
2. *T.Sh. Iskhakov, I. N. Agafonov, M.V. Chekhova* и др., Polarization properties of macroscopic Bell states // Phys. Rev. A., Т. 84, С. 045804 (2011).
3. *I.N. Agafonov, M. V. Chekhova, T.Sh. Iskhakov* и др., Absolute calibration of photodetectors: photocurrent multiplication versus photocurrent subtraction // Optics Letters, Т. 36, С. 1329 (2011).
4. *I.N. Agafonov, M.V. Chekhova, T.Sh. Iskhakov* и др., Comparative Test of Two Methods of Quantum Efficiency Absolute Measurement Based on Squeezed Vacuum Direct Detection // International Journal of Quantum Information, Т. 9, С. 251 (2011).
5. *Bhaskar Kanseri, Timur Iskhakov, Ivan Agafonov* и др., Three-dimensional quantum polarization tomography of macroscopic Bell states // Phys. Rev. A, Т. 85, С. 022126 (2012).

6. *Timur Sh. Iskhakov, Ivan N. Agafonov, Maria V. Chekhova* и др., Polarization -Entangled Light Pulses of  $10^5$  Photons, // Phys. Rev. Lett., T. 109, C. 150502 (2012).
7. *I.N. Agafonov, M.V. Chekhova, T.Sh. Iskhakov* и др., Polarization tomography of bright states of light // JETP Letters, T. 96, C. 546 (2012).

Подписано в печать: 18.12.2012

Заказ № 7989 Тираж - 80 экз.

Печать трафаретная.

Типография "11-й ФОРМАТ"

ИНН 7726330900

115230, Москва, Варшавское ш., 36

(499) 788-78-56

[www.autoreferat.ru](http://www.autoreferat.ru)