

На правах рукописи

Калашников Дмитрий Андреевич

**ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫЕ ИСТОЧНИКИ
БИФОТОННЫХ ПОЛЕЙ С КОНТРОЛИРУЕМЫМИ
СПЕКТРАЛЬНЫМИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ**

01.04.05 – оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

КАЗАНЬ – 2009 г.

Работа выполнена в лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Виталий Владимирович Самарцев

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Пенин Александр Николаевич

доктор физико-математических наук, профессор
Гайнутдинов Ренат Хамитович

Ведущая организация: Самарский государственный университет
г. Самара

Защита состоится “25” июня 2009 года в 14³⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 212.081.07 в Казанском государственном университете им. В.И. Ульянова-Ленина по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, д. 18.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан “ ” _____ 2009 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Д.И. Камалова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Данная диссертационная работа посвящена экспериментальной реализации пространственно-неоднородных источников бифотонных полей с контролируемыми спектральными и поляризационными свойствами.

Интерес к бифотонным полям, состоящим из коррелированных пар фотонов, появившихся в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [1], в настоящее время определяется задачами квантовой криптографии, коммуникации и квантовых вычислений. При этом на основе бифотонов возможна реализация так называемых перепутанных состояний [2] пары фотонов. По определению если составная система находится в чистом состоянии и её волновая функция не выражается через произведение волновых функций подсистем, то такое состояние называется перепутанным. Наиболее популярные способы получения перепутанных пар фотонов основаны на использовании их поляризационных степеней свободы. Естественно, что возможность проведения поляризационных преобразований над бифотонами тесно связана с их спектральными свойствами. Следует отметить, что обычно нелинейный кристалл, источник бифотонов, рассматривается как однородная среда: все последующие поляризационные преобразования осуществляются с помощью линейных оптических элементов, свойства которых известны изначально. Однако для пространственно-неоднородных сред процесс СПР не столь тривиален. В качестве примера можно привести сегнетоэлектрики с периодическим изменением направления спонтанной поляризации, в которых намного возрастает эффективность генерации бифотонов вследствие участия компонент тензора квадратичной восприимчивости с бо́льшим значением [3]. Другим примером могут служить кристаллы с чирпированной структурой квадратичной восприимчивости, которые используются для получения широкого спектра СПР [4]. В таких средах процесс генерации бифотонов может протекать гораздо сложнее, чем в монокристаллах. Действительно, если говорить о поляризации, то теперь каждый слой (домен) может не только генерировать бифотоны, но и преобразовывать поляризацию бифотонов,

которые могли бы родиться в слоях (доменах) до него. Поляризационное состояние бифотона, когда фотоны в паре принадлежат разным частотным модам, может быть представлено в виде вектора, заданного в четырёхмерном гильбертовом пространстве

$$\Psi_4 = c_1|H_s\rangle|H_i\rangle + c_2|H_s\rangle|V_i\rangle + c_3|V_s\rangle|H_i\rangle + c_4|V_s\rangle|V_i\rangle, \quad (1)$$

где символами $|H\rangle$ и $|V\rangle$ обозначены однофотонные состояния в горизонтальной и вертикальной поляризационных модах, индексы s и i относятся к сигнальной и холостой частотным модам, а комплексные коэффициенты при базисных векторах разложения удовлетворяют условиям нормировки $\sum_i |c_i|^2 = 1$.

Переход к состояниям высокой размерности гильбертова пространства даёт ряд преимуществ по сравнению с простейшей двумерной квантовой системой (кубитом). Во-первых, использование многомерных состояний в протоколе квантового распределения ключа повышает помехоустойчивость канала [5]. Во-вторых, на основе многомерных систем уже предложены некоторые алгоритмы квантовых вычислений, которые сложно выполнить с использованием кубитов [6]. В-третьих, неравенства Белла нарушаются сильнее при использовании перепутанных многомерных состояний [7]. При этом для задач квантовой информатики желательно реализовать источники многомерных состояний бифотонов, в которых «количество» перепутывания могло бы легко контролироваться. Для оценки «количества» перепутывания вводят различные меры или степени перепутывания [8], в частности, для чистых состояний системы, состоящей из двух подсистем, одной из наиболее распространённых мер перепутывания является *согласованность* (concurrency), которая для состояния (1) принимает вид:

$$C = 2|c_2c_3 - c_1c_4|, \quad 0 \leq C \leq 1. \quad (2)$$

Одним из параметров для контроля степени перепутывания могла бы стать длина волны селективируемого излучения. Соответственно, чем шире спектр СПР, тем более гибким становится возможность манипулирования степенью перепутывания. В свою очередь, как это уже отмечалось выше, основным методом получения широкого спектра СПР является использование пространственно-неоднородных сред. Важным также является применение

бифотонов с широким спектром в целом ряде метрологических задач [9], перспективным видится создание на их основе многоуровневых квантовых систем [10], а также исследование двухфотонных процессов в средах [11].

Соответственно **актуальность** данной работы обусловлена фундаментальным и практическим интересом к созданию источников бифотонов, на основе которых возможно конструирование и управление многомерными перепутанными состояниями пар фотонов для задач квантовой информатики. Также является актуальным разработка новых источников бифотонов с широким спектром, параметры которого можно было бы варьировать с целью перехода от одних режимов генерации к другим.

В связи с вышесказанным можно сформулировать следующую **цель диссертационной работы:**

Создание новых пространственно-неоднородных источников бифотонов, с возможностью контроля и управления их поляризационными и спектральными свойствами.

Научная новизна

1. Впервые экспериментально показана возможность получения перепутанных состояний пары фотонов в полидоменном сегнетоэлектрике, даже если в каждом из доменов рождается факторизованное состояние.
2. Впервые экспериментально реализована схема, служащая простейшей моделью пространственно-неоднородной доменной структуры сегнетоэлектрика и позволяющая получать четырёхмерные перепутанные состояния пар фотонов с контролируемой степенью перепутывания.
3. Впервые предложен и экспериментально реализован метод формирования спектра бифотонного поля и его контроля за счёт создания неоднородного распределения температур в кристалле – источнике бифотонного поля.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В процессе спонтанного параметрического рассеяния I-го типа в полидоменном кристалле дигидрофосфата калия происходит генерация поляризационно-частотных перепутанных состояний пары фотонов,

несмотря на то, что в каждом домене отдельно возможно рождение только факторизованных состояний пары фотонов.

2. В процессе спонтанного параметрического рассеяния света I-го типа в коллинеарном частотно-невырожденном режиме в искусственной пространственно-неоднородной структуре, моделирующей строение полидоменного кристалла дигидрофосфата калия, происходит генерация четырёхмерных перепутанных состояний пары фотонов, допускающих отбор состояний с заданной степенью перепутывания.
3. Уширение и контроль формы спектра спонтанного параметрического рассеяния света происходит за счёт создания неоднородного распределения температур в генерирующем нелинейном кристалле.

Достоверность результатов

Достоверность экспериментальных результатов обеспечивается надёжностью используемых экспериментальных методов, высокой точностью измерений, тщательностью обработки полученных экспериментальных данных и воспроизводимостью получаемых результатов.

Практическая и научная ценность

1. На основе получаемых в полидоменных сегнетоэлектриках перепутанных состояний пар фотонов можно судить о внутренней структуре кристалла, что открывает новое направление в спектроскопии сегнетоэлектриков.
2. Новый способ получения четырёхмерных перепутанных состояний пар фотонов с контролируемой степенью перепутывания может быть использован в задачах квантовой криптографии и квантовых вычислений при экспериментальном исследовании работы алгоритмов квантовой информатики в неблагоприятных условиях.
3. Новый метод уширения и управления спектром бифотонного поля за счёт создания неоднородного распределения температур в кристалле может быть использован в метрологических задачах, при создании многоуровневых квантовых состояний, при исследовании двухфотонных процессов в средах.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на международных и всероссийских конференциях:

Всероссийская Школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» (Казань, 2007 г., 2008 г.), V всероссийский семинар памяти Д.Н. Клышко (Москва, 2007 г.), X международные чтения по квантовой оптике (Самара, 2007 г.), Международная конференция «Поляризационная оптика – 2008» (Москва, 2008 г.), 16th International Laser Physics Workshop (Mexico, Leon, 2007), 17th International Laser Physics Workshop (Norway, Trondheim, 2008), на научных семинарах КФТИ КазНЦ РАН и семинарах лаборатории нелинейной оптики.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 7 работ в реферируемых журналах, список которых приведён в конце автореферата.

Личный вклад автора

В большинстве совместных работ автором диссертации выполнена основная часть экспериментальных исследований. Соавторы этих работ помогали с консультациями по теме, участвовали в обсуждении результатов и написании работ.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объём диссертационной работы состоит из 134 страниц машинописного текста, включая 32 рисунка, 3 таблицы и списка цитированной литературы из 163 наименований. В конце каждой главы даются краткие выводы по изложенным в ней результатам. В заключении сформулированы основные результаты и выводы из материалов работы.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во Введении указана и обоснована актуальность выбранной научной темы, сформулированы цель и задачи диссертационной работы, приведены

защищаемые научные положения и отмечена научная новизна, а также приводится список публикаций автора.

В первой главе рассматривается оригинальный эксперимент по генерации поляризационно-перепутанного состояния бифотона в полидоменном кристалле дигидрофосфата калия.

В параграфе 1.1 приводится феноменологическое описание явления спонтанного параметрического рассеяния света. В частности, рассматривается СПР I-го типа, когда оба фотона в паре поляризованы ортогонально фотону накачки.

Параграф 1.2 содержит литературный обзор традиционных методов выявления дефектов в пространственно-неоднородных структурах. Рассматривается вопрос, какую дополнительную информацию могут дать методы с использованием двухфотонных состояний по сравнению с использованием обычных оптических методов. В качестве примера отличия в поведении второго и четвёртого моментов поля в угловых и частотных зависимостях тех или иных поляризационных компонент приводится явление «скрытой поляризации» [12].

В параграфе 1.3 речь идёт о том, как может быть представлено поляризационное состояние бифотона на выходе из полидоменного кристалла. Заметим, что частоты фотонов, составляющих пару, могут заметно отличаться и электромагнитное поле, распространяющееся в одной пространственной моде, не является монохроматическим (так называемый частотно-невырожденный режим). Так, в фоковском представлении произвольное поляризационное двухфотонное состояние при частотно-невырожденном режиме СПР представляется разложением по четырём базисным состояниям $|H_{s,i}\rangle$ и $|V_{s,i}\rangle$:

$$\begin{aligned} \Psi_4 &= c_1 |H_s\rangle |H_i\rangle + c_2 |H_s\rangle |V_i\rangle + c_3 |V_s\rangle |H_i\rangle + c_4 |V_s\rangle |V_i\rangle = \\ &= (c_1 a_s^+ a_i^+ + c_2 a_s^+ b_i^+ + c_3 b_s^+ a_i^+ + c_4 b_s^+ b_i^+) |0,0\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

и в общем случае является перепутанным. Символами $|H\rangle$ и $|V\rangle$ обозначены однофотонные состояния в горизонтальной и вертикальной поляризационных модах, индексы s и i относятся к сигнальной и холостой частотным модам,

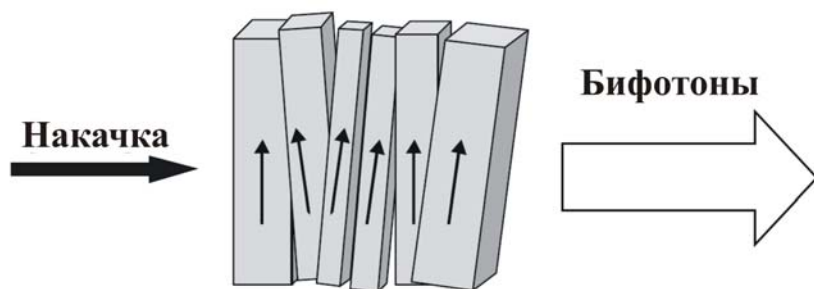
a^+, b^+ - операторы рождения фотонов в горизонтальной и вертикальной поляризационных модах соответственно. В терминологии квантовой информатики системы, задаваемые в четырёхмерном гильбертовом пространстве, получили название куквартов (ququart, по аналогии с qubit).

Для оценки «количества» перепутывания, которое содержится в состояниях, вводят меры или степени перепутывания, литературный обзор которых приводится в параграфе 1.4. В дальнейшем в работе будут использоваться только некоторые из них, а именно *согласованность* (concurrence), введенная Вутерсом [13]. Полезное свойство данной меры заключается в том, что для чистых состояний, записанных в лабораторном базисе горизонтальной и вертикальной поляризации, согласованность определяется через комплексные коэффициенты, стоящие при базисных векторах разложения (3). Так для состояния кукварта

$$C = 2|c_2c_3 - c_1c_4|, \quad 0 \leq C \leq 1. \quad (4)$$

Тогда для факторизованного состояния $C=0$, а для максимально перепутанных состояний величина C принимает наибольшее значение $C=1$.

В параграфе 1.5 речь идёт о экспериментальной установке и о доменной структуре кристалла дигидрофосфата калия. Модель пространственно-неоднородной структуры, приводящей к перепутыванию, может быть представлена в виде множества тонких нелинейных кристаллов, расположенных друг за другом (рис.1), где оптические оси кристаллов ориентированны по-разному в плоскости, перпендикулярной вектору накачки.



$$|\Psi\rangle = c_1|H_1H_2\rangle + c_2|H_1V_2\rangle + c_3|V_1H_2\rangle + c_4|V_1V_2\rangle$$

Рис.1.

Схема пространственно-неоднородной структуры, в которой возможна генерация перепутанных состояний пар фотонов. Стрелками обозначено направление оптической оси каждого кристалла

Допустим, процесс СПР I-го типа в частотно-невыврожденном режиме происходит внутри полидоменного кристалла. Бифотон в поляризационном состоянии $|O_1O_2\rangle^{(m)}$ может родиться в каждом m -ом домене-слое случайно по длине неоднородного образца $L = \sum_{i=1}^N d_i$ (d – толщина домена, N – число доменов). Символом $|O_1O_2\rangle^{(m)} \equiv |O_1\rangle^{(m)} \otimes |O_2\rangle^{(m)}$ обозначено состояние двух фотонов, поляризованных вдоль направления \vec{O} в m -ом домене (нижние индексы относятся к длинам волн каждого из фотонов, составляющего пару). Затем родившийся бифотон распространяется через оставшуюся часть образца, и его поляризационное состояние меняется за счёт SU(2)-вращений, которые задаются матрицами \hat{G}_m , где m – номер домена ($1 \leq m \leq N$).

$$\hat{G} \equiv \hat{G}_1 \otimes \hat{G}_2 = \begin{pmatrix} t_1 & r_1 \\ -r_1^* & t_1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} t_2 & r_2 \\ -r_2^* & t_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

с эффективными коэффициентами отражения и пропускания

$$t_{1,2} = \cos \delta_{1,2} + i \sin \delta_{1,2} \cos 2\alpha \quad \text{и} \quad r_{1,2} = \sin \delta_{1,2} \cos 2\alpha, \quad (6)$$

где коэффициенты $t_{1,2}$ и $r_{1,2}$ на длинах волн λ_1 и λ_2 определяются оптической толщиной $\delta_{1,2}$ и ориентацией кристаллов α , работающих как фазовые пластинки.

Тогда состояние на выходе представляется суперпозицией состояний, родившихся в каждом домене:

$$\begin{aligned} & \hat{G}_N \hat{G}_{N-1} \dots \hat{G}_2 |O_1O_2\rangle^{(1)} + \hat{G}_N \dots \hat{G}_3 |O_1O_2\rangle^{(2)} + \dots \\ & + \hat{G}_N |O_1O_2\rangle^{(N-1)} + |O_1O_2\rangle^{(N)} \end{aligned} \quad (7)$$

Например, первое слагаемое в (7) описывает вклад бифотона, родившегося в первом домене и преобразованного всеми последующими доменами по мере распространения через образец. Состояние (7) может быть преобразовано к виду (3), т.е. суперпозиции четырёх базисных состояний $|H_{1,2}\rangle$ и $|V_{1,2}\rangle$ в лабораторном базисе, и в общем случае является перепутанным. Запись вектора состояния в символах $|O_\lambda\rangle$ означает, что поляризационный базис в m -ом домене определяется расположением его кристаллографических осей и не

совпадает, вообще говоря, с лабораторным поляризационным базисом $|H_\lambda\rangle, |V_\lambda\rangle$. Подобная структура может служить приближением для доменной структуры дигидрофосфата калия KN_2PO_4 (KDP), который при температуре ниже $T_C=123^\circ\text{K}$ испытывает сегнетоэлектрический фазовый переход второго рода. Условие обеспечения минимума свободной энергии вместе с требованием сохранения макроскопической симметрии образца при фазовом переходе приводит к тому, что кристалл разбивается на домены – участки с одинаковым направлением спонтанной поляризации (рис.2).

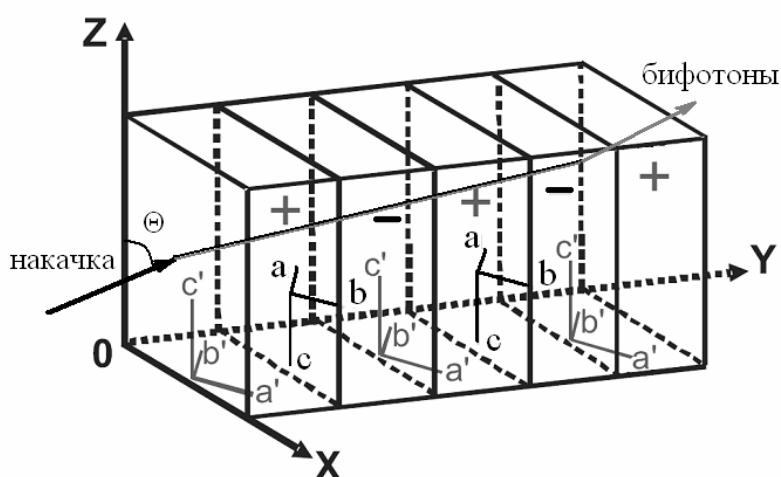


Рис.2. Доменная структура кристалла KDP: ориентация доменных стенок и кристаллографических осей: X, Y, Z соответствуют тетрагональным кристаллографическим осям; a'(a), b'(b), c'(c) – орторомбические кристаллографические оси, Θ – угол между лучом накачки и осью Z

Были проведены два типа экспериментов:

1) В объёме образца за счёт восприимчивости второго порядка в процессе СПР рождаются бифотоны с известными частотными и поляризационными свойствами. При распространении через образец поляризационные характеристики бифотонного поля изменяются так, что поле в заданной частотной моде на выходе образца представляет собой линейную суперпозицию поляризационных состояний бифотонов, родившихся в каждом домене-слое с последующим их преобразованием по мере распространения через оставшуюся часть образца.

2) На входе образца имеется бифотонное поле с заданными спектральными и поляризационными свойствами. При прохождении через полидоменный образец состояние поляризации бифотонов изменяется в зависимости от конфигурации доменной структуры и входных параметров (спектральный состав, угловая структура, состояние поляризации).

Для восстановления неизвестного поляризационного состояния бифотона-куварта использовался корневой метод статистического восстановления квантовых состояний, предложенный Ю.И.Богдановым [14,15]. Результаты восстановления состояния и значение меры перепутывания *согласованность* для него приводятся для обоих видов эксперимента и для разных доменных структур (структура 1 и 2) в таблице.

Таблица. Состояния куквартов на основе поляризационных состояниях бифотона и значение меры перепутывания.

	Внутренний источник бифотонов (1)	Внешний источник бифотонов (1)	Внутренний источник бифотонов (2)	Внешний источник бифотонов (2)
c_j	0.38+0.12i 0.41-0.05i -0.32-0.6i 0.76	0.11-0.03i 0.08-0.13i -0.06+0.6i 0.78	0.25 + 0.14i 0.47 - 0.10i -0.36 - 0.08i 0.74	-0.11 - 0.03i 0.08 - 0.13i 0.06 - 0.6i 0.78
C	0.8581	0.069	0.29	0.069

Следует обратить внимание, что для случая внешнего источника бифотонного излучения состояния совпадают, а мера перепутывания мала. Это объясняется тем, что поляризационное состояние бифотона из внешнего источника изначально факторизованное, а степень перепутывания не изменяется при локальных SU(2) преобразованиях. Отличие данных состояний от модельного (*согласованность* $C=0$) обуславливается погрешностями, вносимыми элементами установки.

Во второй главе приводятся результаты экспериментальной реализации перепутанных состояний двухфотонного света с контролируемой степенью перепутывания в пространственно-неоднородной среде.

В параграфе 2.1 рассматривается кварц на основе поляризационных состояний бифотона как многомерная квантовая система для задач квантовой информатики. Приводится литературный обзор способов приготовления многоуровневых перепутанных состояний бифотонов.

В параграфе 2.2 представлен оригинальный эксперимент по получению перепутанных состояний бифотонов с контролируемой степенью перепутывания. Идея метода заключается в создании искусственной пространственно-неоднородной структуры, когда между двумя нелинейными кристаллами помещается пластинка из двулучепреломляющего материала, вырезанная в плоскости, содержащей оптическую ось.

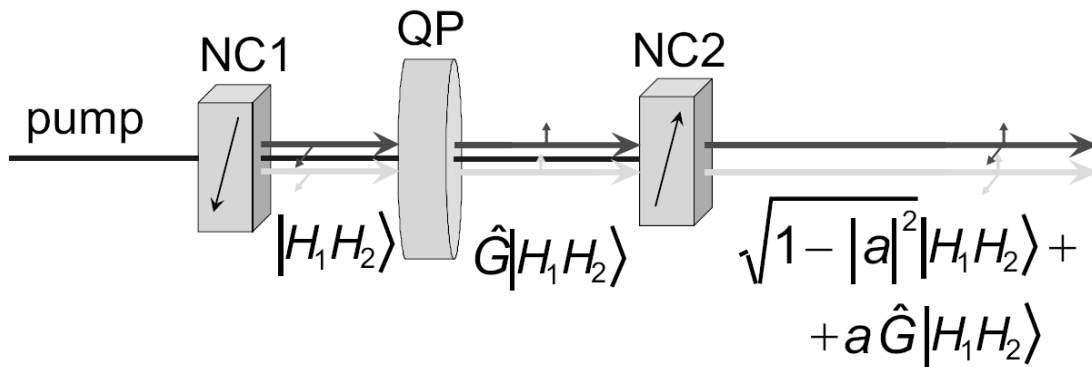


Рис.3. Схема, иллюстрирующая идею метода генерации поляризационно-частотных перепутанных двухфотонных состояний: NC1 и NC2 – два одинаковых нелинейных кристалла с осями, ориентированными в одной плоскости; QP – поляризационный преобразователь; G – матрица поляризационных преобразований пластинки QP

Кристаллы ориентированы так, что в каждом из них возбуждается СПР в коллинеарном частотно-невырожденном режиме и состояние бифотонов оказывается, например, $|H_1 H_2\rangle$ (нижние индексы относятся к центральным частотам в спектре сигнального и холостого излучения). Однако бифотоны, родившиеся в первом кристалле, испытывают поляризационное SU(2) преобразование в пластинке, описываемое формулой (5).

После пластинки-преобразователя состояние остаётся факторизованным: его поляризационное представление имеет вид: $\Psi_{ph} = |P(\lambda_1)P(\lambda_2)\rangle$. На выходе системы из двух кристаллов поляризационное состояние двухфотонного поля можно представить в виде:

$$|\Psi\rangle = \sqrt{1-|a|^2} |H_1 H_2\rangle + a \Psi_{ph}. \quad (8)$$

Комплексный коэффициент a возникает из-за поляризационного преобразования, осуществляемого пластинкой над классическим полем накачки. Состояние (8) может быть выражено в терминах невырожденного разложения (3) или кукварта, причём в общем случае оно является перепутанным.

Процедура восстановления поляризационного состояния кукварта была такой же, как описано в главе I. По восстановленным состояниям рассчитывали меру перепутывания *согласованность* для каждого конкретного состояния.

Для пластинки с фиксированной толщиной единственным свободным параметром остаётся оптическая толщина преобразующей пластинки, которая зависит от длины волны явно. В свою очередь, через оптическую толщину пластинки задаются коэффициенты в разложении, а через них может быть рассчитана мера перепутывания *согласованность*. Таким образом, возможны три основных режима изменения меры перепутывания в зависимости от выбранной длины волны селектируемого излучения одной из частотных (сигнальной или холостой) мод:

- 1) Период изменения согласованности много больше, чем ширина спектра СПР (данный случай реализуется для тонких пластинок).
- 2) Период изменения согласованности примерно равен ширине спектра СПР.
- 3) Период изменения согласованности много меньше спектра СПР.

Все три вышеперечисленных случая были реализованы при использовании преобразующих пластинок разной толщины, графики изменения меры перепутывания согласованности с изменением длины волны приведены на рис.4 вместе со спектром СПР в квазиневырожденном режиме. Следует отметить, что в первых двух случаях (сравнительно тонкие пластинки) для смены длины волны, приходилось изменять положение кристаллов, что приводило к неконтролируемому фазовому сдвигу, в последнем случае (толстая пластинка) измерения проводились без изменения положения кристаллов. Однако в последнем случае возникли серьёзные затруднения в определении

оптической толщины пластинки. В конечном счёте точность определения оптической толщины кварцевых пластинок была основным лимитирующим фактором при сравнении экспериментальных и расчётных спектральных зависимостей.

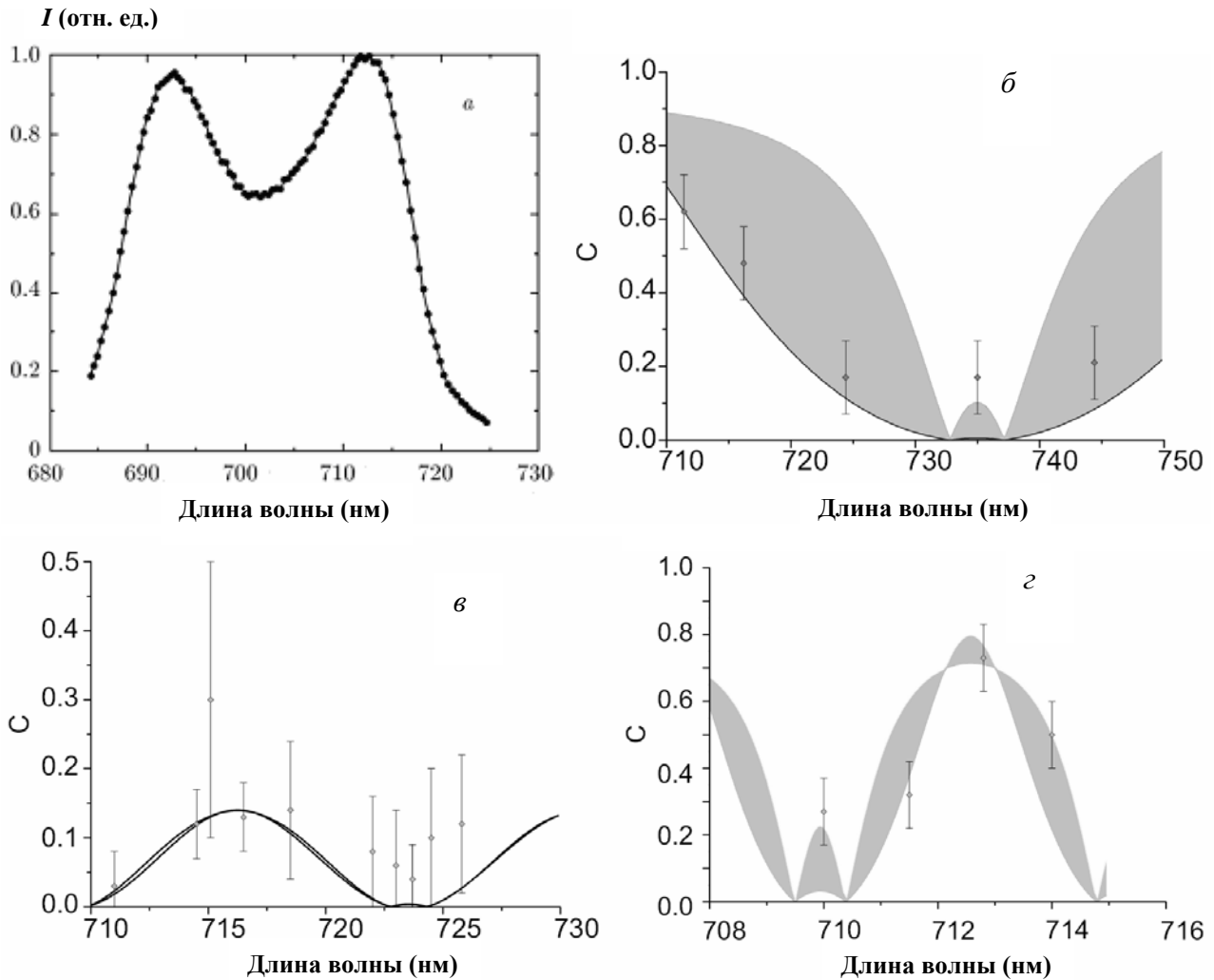


Рис.4. Спектральные зависимости: а) бифотонного поля в квазиневырожденном режиме; б-г) меры перепутывания согласованности: б) при толщине пластинки-преобразователя $l = 830$ мкм (условие 1); в) при толщине пластинки-преобразователя $l = 3725$ мкм (условие 2); г) при толщине пластинки-преобразователя $l = 10060$ мкм (условие 3).

Серым тоном на графиках показаны те области, которые были вне экспериментальных возможностей при определении оптической толщины пластинок. Их площадь определялась как неточностью задаваемых параметров (ориентацией и оптической толщиной пластинок), так и неустойчивостью

процедуры статистического восстановления состояний по отношению к данным параметрам.

Третья глава посвящена оригинальному методу неоднородного уширения спектра двухфотонного поля за счёт наложения температурного градиента на генерирующий кристалл.

В параграфе 3.1 приводится литературный обзор способов получения широкополосного двухфотонного излучения, рассматриваются актуальные на сегодняшний день способы создания пространственно-неоднородных сред с целью уширения спектра двухфотонного поля.

Теоретическое обоснование нового метода уширения двухфотонного поля приводится в параграфе 3.2. В качестве наиболее простого случая рассматривается ситуация, когда коэффициент преломления для взаимодействующих полей линейно меняется вдоль направления распространения пучка накачки и бифотонов z .

$$n_j = n_j^{(0)} + \frac{\partial n_j}{\partial z} z = n_j^{(0)} + \eta_j z, \quad (9)$$

где $j = p, s, i$ для накачки, сигнальной и холостой волн соответственно. Тогда в приближении квазивырожденного режима СПР, когда частоты сигнального и холостого фотонов близки друг к другу и $\eta_s \approx \eta_i \equiv \eta$, для кристалла длиной L выражение для спектральной амплитуды бифотонного поля [16] может быть представлено в виде:

$$F(\Omega) = \int_{-L/2}^{L/2} dz \exp[i\Delta^{(0)}(\Omega)z] \exp[i(\eta_p - \eta)z^2]. \quad (10)$$

На практике реализовать зависимость показателей преломления от продольной координаты (9) можно несколькими способами. Один из них – неоднородный нагрев (охлаждение) образца. Пусть температура линейно изменяется вдоль координаты z . При небольших изменениях T для ряда кристаллов (KDP и LiNbO₃) показатель преломления линейно зависит от температуры и пространственная дисперсия коэффициента преломления однозначно связана с температурной дисперсией через коэффициент пропорциональности \mathcal{K} , имеющий смысл изменения температуры на единицу длины:

$$\eta_j = \frac{\partial n_j}{\partial z} = \kappa \frac{\partial n_j}{\partial T}. \quad (11)$$

Пространственное изменение показателя преломления снимает вырождение в спектре СПР (рис.5): одиночный пик в окрестности $\omega_p/2$ раздваивается, а расстояние между центральными частотами двух максимумов, соответствующих сигнальным и холостым фотонам, растёт по мере увеличения координаты Z.

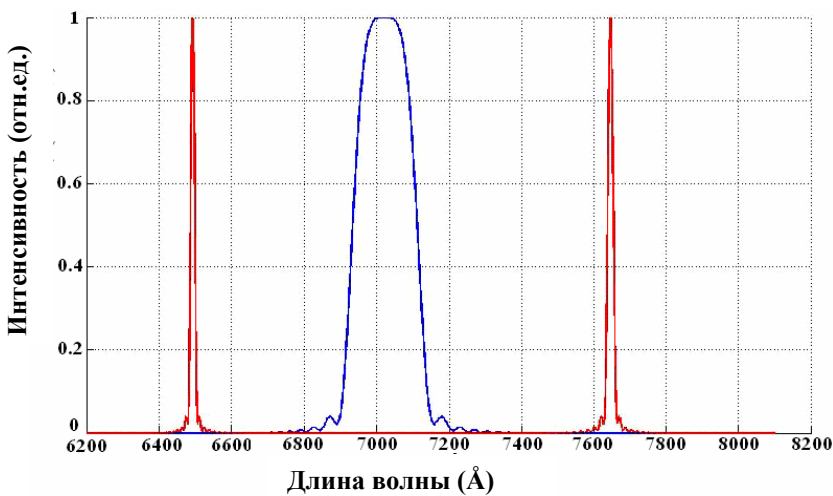
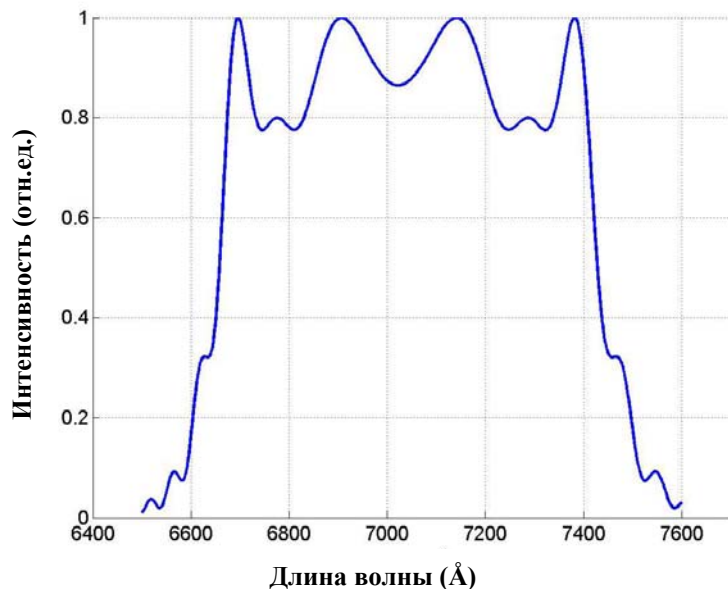


Рис.5 Спектры спонтанного параметрического рассеяния в кристалле KDP, рассчитанные для двух температур: центральный пик - вырожденный режим при 300 К, два боковых пика - невырожденный режим при 320 К.

Рис.6. Расчетный спектр спонтанного параметрического рассеяния света для кристалла KDP длиной 20мм при линейном распределении температуры $\Delta T / L = 4$ град/см.



Поскольку зависимость (9) непрерывная, интегральный спектр СПР на выходе образца будет представлять собой набор перекрывающихся пар пиков, охватывающих конечный спектральный диапазон; следовательно, получающийся спектр будет неоднородно уширен (рис.6).

В параграфе 3.3 описывается оригинальный эксперимент по неоднородному уширению бифотонного поля. Для создания неоднородного распределения температур в генерирующем кристалле, на кристалл KDP наматывалась нихромовая проволока, на которую подавалось постоянное напряжение. Существенно, что, варьируя напряжение, можно было задавать распределение температур в кристалле и тем самым существенно модифицировать спектр СПР, контролируя его форму и ширину. Контроль температуры в кристалле производился несколькими термопарами, закрепленными вдоль образца. Спектр получался путём последовательного сканирования бифотонного поля по длине волны в спектрографе и регистрации его лавинным фотодиодом.

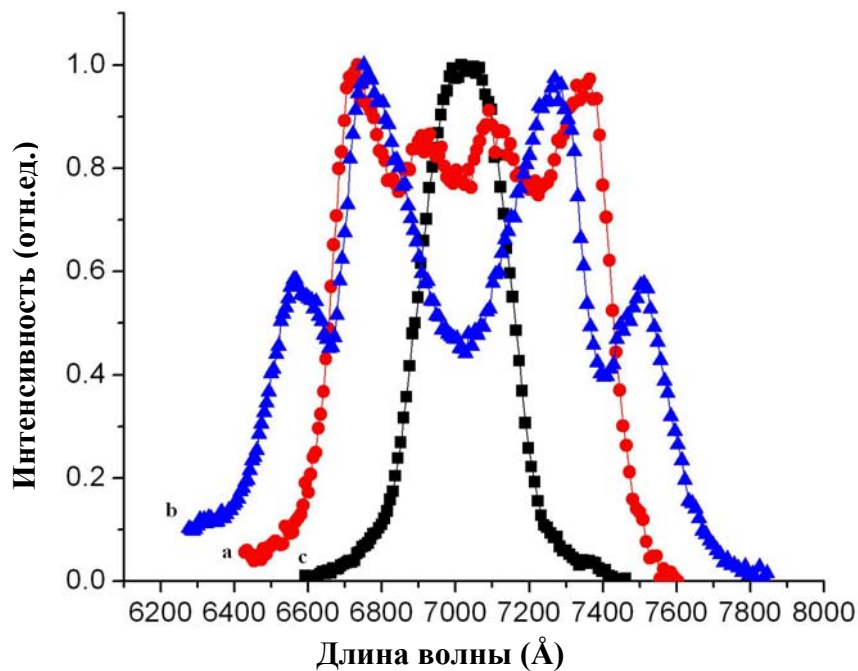


Рис.7. Спектры спонтанного параметрического рассеяния в кристалле *KDP* длиной 20 мм, вдоль которого расположены три нагревателя и три термопары, измеряющие температуры соответственно входной грани (T_0), середины образца (T_1) и выходной грани (T_2). а) $T_0= 31^{\circ}$, $T_1 = 34.7^{\circ}$, $T_2 = 40.3^{\circ}$; б) $T_0= 32.3^{\circ}$, $T_1 = 46$, $T_2 = 49.3^{\circ}$; в) $T_0= 27$, $T_1 = 27^{\circ}$, $T_2 = 27^{\circ}$.

Все спектры, представленные на рис.7, нормированы на максимальное значение для удобства анализа и сравнения их формы, кривая *c* соответствует частотно-вырожденному режиму с однородным распределением температур. Не вызывает сомнения, что оптимизация конфигурации нагревателей и подбор

напряжений на них позволит управлять формой спектра в более широком диапазоне длин волн.

Основные результаты

1. Экспериментально показана возможность получения поляризационно-частотных перепутанных состояний пар фотонов в полидоменном сегнетоэлектрике, даже если в каждом из доменов рождается факторизованное состояние. Проведено статистическое восстановление состояний, рождающихся в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в полидоменном кристалле дигидрофосфата калия, рассчитаны меры перепутывания восстановленных состояний.
2. Экспериментально реализована схема, служащая простейшей моделью пространственно-неоднородной доменной структуры сегнетоэлектрика и позволяющая получать в процессе спонтанного параметрического рассеяния света четырёхмерные перепутанные состояния пар фотонов с контролируемой степенью перепутывания, когда в качестве управляющего параметра выступает длина волны регистрируемого излучения.
3. Предложен и экспериментально реализован метод уширения и управления спектром бифотонного поля за счёт создания неоднородного распределения температур в кристалле – источнике бифотонного поля. Рассчитаны и измерены спектры бифотонного поля для разнообразных температурных распределений и разных нелинейных материалов.

Выводы

1. В полидоменном образце кристалла дигидрофосфата калия возможно создание поляризационно-частотных перепутанных состояний пар фотонов в процессе спонтанного параметрического рассеяния I-го типа, несмотря на то, что в каждом домене отдельно происходит рождение только факторизованных состояний пар фотонов. На основе получаемых в полидоменных сегнетоэлектриках перепутанных состояний пар фотонов

можно судить о доменной структуре кристалла, что открывает новое направление в спектроскопии сегнетоэлектриков.

2. В искусственной структуре, моделирующей пространственно-неоднородную структуру сегнетоэлектрика, возможно получение четырёхмерных поляризационно-частотных перепутанных состояний пар фотонов с контролируемой степенью перепутывания в процессе спонтанного параметрического рассеяния света I-го типа в коллинеарном частотно-невырожденном режиме. Новый способ получения четырёхмерных перепутанных состояний пар фотонов с контролируемой степенью перепутывания может быть использован в задачах квантовой криптографии и квантовых вычислений при экспериментальном исследовании работы алгоритмов квантовой информатики в неблагоприятных условиях.
3. За счёт создания неоднородного распределения температур в генерирующем нелинейном кристалле возможно уширение и контроль спектра бифотонного поля. Новый метод уширения и управления спектром бифотонного поля может быть использован в метрологических задачах, при создании многоуровневых квантовых состояний, при исследовании двухфотонных процессов в средах.

Публикации

- К1. **Калачёв, А.А.** Квантовая спектроскопия с помощью частотно-коррелированных пар фотонов / А.А. Калачёв, Д.А. Калашников, А.А. Калинин, В.В. Самарцев, А.В. Шкаликов // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ-матем. науки. – 2007. – Т.149, кн.1. – С.58-63.
- К2. **Kalachev, A.A.** Biphoton spectroscopy of YAG:Er³⁺ crystal / A.A. Kalachev, D.A. Kalashnikov, A.A. Kalinkin, T.G. Mitrofanova, A.V. Shkalikov and V.V. Samartsev // Laser Phys. Lett. – 2007. – V.4, № 10. – P.722–725.
- К3. **Калашников, Д.А.** Генерация перепутанных состояний в полидоменных кристаллах дигидрофосфата калия / Д.А. Калашников, В.П. Карасёв, С.П. Кулик, А.А. Соловьёв, Г.О. Рытиков // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т.87, №1. – С.66-71.

- К4. **Kalachev, A.A.** Biphoton spectroscopy in a strongly nondegenerate regime of SPDC / Kalachev A.A., Kalashnikov D.A., Kalinkin A.A., Mitrofanova T.G., Shkalikov A.V., Samartsev V.V. // Laser Phys. Lett. – 2008. – V.5, №8. – P.600-602.
- К5. **Калачёв, А.А.** Получение узкополосных бифотонов в параметрическом генераторе света / А.А. Калачёв, Д.А. Калашников, А.А. Калинин, В.В. Самарцев, Ю.З. Фаттахова, А.В. Шкалик // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ-матем. науки. – 2008. – Т.150, кн.2. – С.131-137.
- К6. **Калашников, Д.А.** Генерация произвольных частотно-перепутанных состояний двухфотонного света / Д.А. Калашников, В.П. Карасёв, К.Г. Катамадзе, С.П. Кулик, А.А. Соловьёв // ЖЭТФ. – 2009. – Т.135, №1. – С.1-11.
- К7. **Калашников, Д.А.** Управление спектром двухфотонного поля: неоднородное уширение за счёт температурного градиента / Д.А. Калашников, К.Г. Катамадзе, С.П. Кулик // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т.89, №5. – С.264-269.

Список цитированной литературы

- [1] **Клышко, Д.Н.** Когерентный распад фотонов в нелинейной среде / Д.Н. Клышко // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т.6, №1. – С.490-492.
- [2] **Schrodinger, E.** Die Gegeneartige Situation in der Quantenmechanik / E.Schrodinger. // Naturwissenschaften. – 1935. – V.23. – P.807-812, 823-828, 844-849.
- [3] **Tanzilli, S.** Highly efficient photon pair source using a periodically poled lithium niobate waveguide / S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky, and N. Gisin // Electron. Lett. – 2001. – V.37. – P.26-28.
- [4] **Harris, S.E.** Chirp and Compress: Toward Single-Cycle Biphotons / S.E. Harris // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V.98. – P.063602[4 pages].
- [5] **Cerf, N.J.** Security of Quantum Key Distribution Using d-Level Systems / N.J. Cerf, M. Bourennane, A. Karlsson and N. Gisin // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V.88. – P.127902[4 pages].

- [6] **Spekkens, R.W.** Degrees of concealment and bindingness in quantum bit commitment protocols / R.W. Spekkens and T. Rudolph // Phys. Rev. A. – 2001. – V.65. – P.012310[10 pages].
- [7] **Collins, D.** Bell Inequalities for Arbitrarily High-Dimensional Systems / D. Collins, N. Gisin, N. Linden, S. Massar and S. Popescu // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V.88. – P.040404[4 pages].
- [8] **Nielsen, M.A.** Quantum Computation and Quantum Information/ M.A.Nielsen and I.Chuang - USA: Cambridge University Press, 2000. – 675 p.
- [9] **Nasr, M.B.** Demonstration of Dispersion-Canceled Quantum-Optical Coherence Tomography / M.B. Nasr, B.E.A. Saleh, A.V. Sergienko, and M.C. Teich // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V.91. – P.083601[4 pages].
- [10] **Zhang, L.** Generation of highly entangled photon pairs for continuous variable Bell inequality violation / L. Zhang, A.B. U'Ren, R. Erdmann, K.A. O'Donnell, C. Silberhorn, K. Banaszek, and I.A. Walmsley // J. Mod. Opt. – 2007. – V.54, №5. – P.707-719.
- [11] **Dayan, B.** Nonlinear Interactions with an Ultrahigh Flux of Broadband Entangled Photons / B. Dayan, A. Pe'er, A.A. Friesem, and Y. Silberberg // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V.94. – P.043602[4 pages].
- [12] **Guzun, D.** Hidden polarization of two-mode coherent light / D. Guzun, A.N. Penin // Proc. of SPIE. – 1996. – V.2799. – P.249-254.
- [13] **Wooters, W.** Entanglement of Formation of an arbitrary state of two qubits / W. Wooters // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V.80. – P.2245-2248.
- [14] **Bogdanov, Yu.I.** Polarization four-dimensional systems based on biphotons / Yu.I. Bogdanov, R.F. Galejev, S.P. Kulik, S.S. Straupe, G.A. Maslennikov, E.V. Moreva // Phys. Rev. A. – 2006. – V.73.– P.063810[13 pages]
- [15] **Bogdanov, Yu.I.** Root Estimator of Quantum States / Yu.I. Bogdanov // Arxiv:quant-ph/0303014 – 2003.
- [16] **Клышко, Д.Н.** Фотоны и нелинейная оптика / Д.Н. Клышко. – М.:Наука, 1980. – 256 с.