

На правах рукописи

Катамадзе Константин Григорьевич

**Управление частотно-угловым спектром
бифотонного поля**

01.04.21 – Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Кулик Сергей Павлович

Содержание

Введение	5
Обзор литературы	11
1. Спектральная амплитуда бифотонного поля и ее связь с на- блюдаемыми величинами	11
1.1. Спектральная амплитуда бифотонного поля	11
1.2. Степень перепутанности	13
1.3. Приближение плоской монохроматической волны на- качки	17
1.4. Спектр единичных фотоотсчетов	19
1.5. Спектр совпадений фотоотсчетов	23
1.6. Корреляционная функция второго порядка	27
1.7. Интерференция Хонга — Оу — Манделя	36
2. Задачи, в которых важен учет частотно-углового спектра би- фотонного поля	38
2.1. Задачи квантовой связи и квантовых вычислений	38
2.2. Метрологические задачи	41
3. Способы управления частотно-угловым спектром бифотонного поля	44
3.1. Методы сужения спектра бифотонного поля	45
3.2. Методы уширения спектра бифотонного поля	48
Глава 1. Внутривибраторная генерация бифотонного поля с широким спектром в тонком кристалле	64
1.1. Идея метода	64

1.2.	Эксперимент по исследованию внутрирезонаторной генерации СПР	65
1.3.	Сравнение интенсивности СПР во внутрирезонаторной и в стан- дартной схемах	68
1.4.	Проверка спонтанности режима параметрического рассеяния .	71
1.5.	Измерение безусловного спектра совпадений	72
1.6.	Измерение спектра единичных фотоотсчетов в коллинеарном режиме	78
1.7.	Обсуждение результатов	83
1.8.	Выводы к главе 1	85

Глава 2.	Неоднородное уширение спектра бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла	86
2.1.	Идея метода	86
2.2.	Экспериментальная установка	88
2.3.	Зависимость ширины частотного спектра от разности темпера- тур на краях кристалла	92
2.4.	Управление формой частотного спектра	95
2.5.	Управление угловым спектром	98
2.6.	Численное моделирование	98
2.7.	Обсуждение результатов	101
2.8.	Выводы к главе 2	102

Глава 3.	Управление спектром бифотонного поля за счет при- ложения к нелинейному кристаллу неоднородного электро- статического поля	103
3.1.	Идея метода	103
3.1.1.	Электрооптический эффект в кристалле KDP	103

3.2.	Экспериментальная установка	106
3.3.	Зависимость ширины спектра от приложенного поля	107
3.4.	Частотно-угловой спектр бифотонного поля	110
3.5.	Обсуждение результатов	113
3.6.	Выводы к главе 3	114
Заключение		115
Литература		116

Введение

Задача управления квантовыми системами является одной из передовых задач современной физики. На сегодняшний день существует очень ограниченный набор простейших квантовых систем, состоянием которых можно управлять экспериментально. Среди них атомы и ионы в ловушках [1, 2], квантовые точки [3], дефекты кристаллических решеток [4], сверхпроводящие электрические цепи [5] и свет. Задача приготовления заданного квантового состояния системы (quantum state engineering) представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Среди приложений можно выделить две группы. Во-первых, управление квантовыми системами представляет интерес для задач квантовой информации [6]. Кодирование информации квантовыми состояниями системы позволяет представить информацию в виде квантовых битов (*кубитов*), которые могут находиться не только в состояниях «0» и «1», но и в их произвольной суперпозиции. Создание *квантового компьютера* — устройства, способного производить произвольные операции с большим числом кубитов, — позволит решать задачи, недоступные классическим компьютерам. Кроме того, уже сегодня использование квантовой информации в задачах секретной связи позволяет реализовывать протоколы *квантовой криптографии* — алгоритмы секретной передачи данных, секретность которых основана на фундаментальных законах физики. Во-вторых, квантовые системы обладают предельной чувствительностью к слабым возмущениям, поэтому задача управления квантовыми системами находит разные применения в метрологических задачах [7].

Среди квантовых систем, доступных для управления, выделяется свет — это единственная система, позволяющая реализовать перенос квантовой информации на значительные расстояния. Во всех реализованных протоколах квантовой связи кубиты кодируются разными квантовыми состояниями све-

та. Как правило, в таких задачах используются фоковские состояния света с заданным числом фотонов [8], причем в большинстве задач это число не превышает двух. Таким образом, наиболее востребованными квантовыми состояниями света являются *однофотонное* и *бифотонное* поля. Причем один из наиболее популярных источников однофотонного поля представляет собой источник бифотонного поля, второй фотон которого используется для синхронизации [9–12]. Кроме того, бифотонное поле — простейшее состояние света, демонстрирующее такое квантовое свойство, не имеющее аналогов в классической физике, как *перепутанность* (entanglement). Перепутанность многокомпонентной системы означает, что волновая функция этой системы не представима в виде произведения волновых функций ее компонент. Перепутанность лежит в основе алгоритмов квантовых вычислений, квантовой телепортации и некоторых протоколов квантовой криптографии.

Состояние бифотонного поля характеризуется поляризационными, пространственно-угловыми и частотно-временными параметрами. Управление поляризационными состояниями на сегодняшний день не представляет практической сложности [13–17], однако поляризационный базис однофотонного состояния состоит лишь из двух элементов, что существенно ограничивает его применение для задач квантовой информации. В то же время частотный и угловой базисы принципиально не ограничены, поэтому управление частотно-угловым спектром бифотонного поля имеет неизмеримо больший потенциал для практических применений. В частности, протоколы квантовой криптографии, использующие многомерные системы в качестве носителей информации, обладают большей устойчивостью к шумам в канале связи [18–21].

Соответственно, **актуальность работы** обусловлена как фундаментальным интересом к проблемам, связанным с управлением квантовым состоянием бифотонного поля, на основе которого возможно конструирование и

управление многомерными перепутанными состояниями пар фотонов для задач квантовой информатики, так и практическим применением источников бифотонного поля с широким спектром в задачах, для которых необходимы высококоррелированные по времени пары фотонов.

Цель диссертационной работы состоит в разработке новых способов управления частотно-угловым спектром бифотонного поля, экспериментальном и теоретическом исследовании возможностей этих способов, а также сравнении их с существующими на сегодняшний день.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. Проведен обзор и систематизация существующих на данный момент способов управления спектром бифотонного поля.
2. Исследован способ генерации бифотонного поля с широким спектром в тонком нелинейном кристалле, помещенном внутрь лазерного резонатора.
3. Исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла.
4. Исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующих положениях:

1. Впервые экспериментально продемонстрирован источник бифотонного поля высокой интенсивности с широким спектром, созданный на основе процесса спонтанного параметрического рассеяния света в тонком нелинейном кристалле, помещенном внутрь резонатора лазера.

2. Впервые экспериментально и теоретически исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля.
3. Впервые экспериментально и теоретически исследован способ управления частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла.

Практическая значимость. Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы как для задач квантовой информатики и квантовой связи (нелинейные оптические квантовые вычисления, квантовая криптография), так и в метрологических задачах (квантовая оптическая когерентная томография [22], квантовая интерферометрическая литография [23], нелинейная микроскопия [24], синхронизация удаленных часов [25]).

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Предложены способы увеличения степени перепутанности спектрального состояния бифотонного поля, а также уменьшения его времени корреляции. В основе предложенных способов лежит как однородное, так и неоднородное уширение спектра спонтанного параметрического рассеяния света.
2. В процессе спонтанного параметрического рассеяния света в тонком нелинейном кристалле, вырезанном под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I, помещенном внутрь лазерного резонатора, происходит однородное уширение частотного и углового спектра бифотонного поля. При этом малая эффективность нелинейного процесса компенсируется увеличением интенсивности накачки, и результирующая интенсивность поля остается достаточно высокой.

3. В процессе спонтанного параметрического рассеяния света в нелинейном кристалле с пространственной модуляцией показателей преломления в направлении распространения пучка накачки происходит неоднородное уширение частотно-углового спектра бифотонного поля. Пространственная модуляция показателей преломления происходит в результате термо- или электрооптического эффекта. Изменяя профиль распределения температуры или электростатического поля вдоль направления распространения накачки, можно управлять как шириной, так и формой частотно-углового спектра. Отличительной особенностью такого неоднородного уширения является возможность управления спектром в частотно-невырожденном режиме.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. XIII Международная конференция по квантовой оптике и квантовой информации, Киев, Украина, 2010 г.
2. 5th Workshop ad memoriam of Carlo Novero Advances in Foundations of Quantum Mechanics and Quantum Information with atoms and photons, Турин, Италия, 2010 г.
3. Седьмой семинар Д. Н. Клышко, Москва, Россия, 2011 г.
4. 20th International Laser Physics Workshop (LPHYS'11), Сараево, Босния и Герцеговина, 2011 г.
5. 21th International Laser Physics Workshop (LPHYS'12), Калгари, Канада, 2012 г.
6. Международная конференция «Микро- и наноэлектроника – 2012» (ICMNE-2012), Москва – Звенигород, Россия, 2012 г.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 4 статьях в реферируемых журналах [26–29].

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3 оригинальных глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации — 131 страница, из них 116 страниц текста, включая 34 рисунка. Библиография включает 121 наименование на 15 страницах.

Обзор литературы

1. Спектральная амплитуда бифотонного поля и ее связь с наблюдаемыми величинами

1.1. Спектральная амплитуда бифотонного поля

Бифотонным полем мы будем называть такое состояние светового поля, при котором в определенных модах присутствует два фотона (традиционно называемых сигнальным s и холостым i): $a_s^\dagger a_i^\dagger |vac\rangle$. Разумеется, приготовить такое состояние поля практически невозможно, и в реальности всегда присутствует (и, как правило, доминирует) вакуумная компонента: $\sqrt{1 - \zeta^2} |vac\rangle + \zeta a_s^\dagger a_i^\dagger |vac\rangle$, где коэффициент $\zeta \ll 0$. Также может присутствовать однофотонная компонента, но она, как правило, мала. Кроме того, в эксперименте ее можно легко отфильтровать (например, учитывая лишь совпадения фотоотсчетов). Поэтому в дальнейшем рассмотрении однофотонной компонентой можно пренебречь. Моды определяются частотными, угловыми, пространственными и поляризационными параметрами. В настоящей работе мы подразумеваем пространственные и поляризационные моды фиксированными и рассматриваем частотно-угловое распределение бифотонного поля. В этом случае вектор состояния бифотонного поля имеет вид [30–32]

$$|\Psi\rangle = \sqrt{1 - \zeta^2} |vac\rangle + \zeta \int d\omega_s d\omega_i d\vec{q}_s d\vec{q}_i F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) a_s^\dagger(\omega_s, \vec{q}_s) a_i^\dagger(\omega_i, \vec{q}_i) |vac\rangle, \quad (0.1)$$

где $\omega_{s,i}$ — частоты фотонов, $\vec{q}_{s,i} = \{k_x, k_y\}_{s,i}$ — поперечные компоненты волновых векторов, а $a_s^\dagger$ и $a_i^\dagger$ — операторы рождения фотонов в фиксированных сигнальной и холостой пространственно-поляризационных модах. Комплексная функция $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$ называется спектральной амплитудой бифотонного

поля и описывает его частотно-угловой спектр¹. Как правило, бифотонное поле получают с помощью спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [30]. Феноменологически СПР представляет собой спонтанный распад в среде с квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)} \neq 0$ фотона накачки с частотой ω_p и волновым вектором $\vec{k}_p$ на пару фотонов. При этом выполняется закон сохранения энергии, а в приближении, когда поперечные размеры нелинейной среды стремятся к бесконечности, закон сохранения поперечной компоненты импульса:

$$\begin{cases} \omega_s + \omega_i = \omega_p, \\ \vec{q}_s + \vec{q}_i = \vec{q}_p. \end{cases} \quad (0.2)$$

Продольная волновая расстройка

$$\Delta k = k_{zp} - k_{zs} - k_{zi} \quad (0.3)$$

определяет вероятность распада. В общем случае спектральная амплитуда бифотонного поля, полученного в результате СПР, имеет следующий вид [31, 33]:

$$\begin{aligned} F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) = & \frac{-2\pi i}{c} \sqrt{\omega_s \omega_i} E_p(\omega_s + \omega_i, \vec{q}_s + \vec{q}_i) \times \\ & \times \int_0^L dz \chi^{(2)}(z) \exp[i\Delta k(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i, z)z], \end{aligned} \quad (0.4)$$

где $E_p(\omega_p = \omega_s + \omega_i, \vec{q}_p = \vec{q}_s + \vec{q}_i)$ — частотно-угловой спектр амплитуды поля накачки, L — длина нелинейного кристалла, а ось z направлена вдоль основного направления распространения накачки. В случае однородной нелинейной среды интеграл в (0.4) берется точно и выражение преобразуется к

¹ Поскольку координаты ω, q однозначно связаны с координатами $\omega, \theta = \arcsin(qc/n\omega)$, то распределение по частотам и поперечным компонентам волновых векторов мы будем сокращенно называть частотно-угловым спектром.

виду:

$$\begin{aligned}
F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) = & \frac{-2\pi i}{c} \sqrt{\omega_s \omega_i} E_p(\omega_s + \omega_i, \vec{q}_s + \vec{q}_i) \times \\
& \times \chi^{(2)} L \exp \left[i \Delta k(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) \frac{L}{2} \right] \times \\
& \times \operatorname{sinc} \left[\Delta k(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) \frac{L}{2} \right].
\end{aligned} \tag{0.5}$$

Поскольку спектральная амплитуда F имеет смысл волновой функции двухфотонной системы, то квадрат ее модуля определяет распределение вероятностей по частотам и волновым векторам:

$$\begin{aligned}
p(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) &= |F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)|^2 = \\
&= C \chi^{(2)} L \omega_s \omega_i S_p(\omega_s + \omega_i, \vec{q}_s + \vec{q}_i) \operatorname{sinc}^2 \left[\Delta k(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) \frac{L}{2} \right],
\end{aligned} \tag{0.6}$$

где C — комбинация фундаментальных констант, а $S_p(\omega_p, \vec{q}_p)$ — спектральная интенсивность накачки.

1.2. Степень перепутанности

Чистое² квантовое состояние составной системы называют перепутанным, если ее вектор состояния нельзя представить в виде тензорного произведения векторов состояния ее частей:

$$|\psi\rangle \neq |\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle \otimes \cdots \otimes |\psi_n\rangle. \tag{0.7}$$

Традиционно перепутанные состояния представляли фундаментальный интерес с точки зрения проверки основ и интерпретации квантовой теории, с точки зрения нарушений неравенств Белла и им аналогичных. Однако в последние десятилетия появилось понимание перепутанности на качественно другом уровне. Возможность использования перепутанных состояний для

² В данном обзоре мы не будем рассматривать меры перепутанности для смешанных систем, поскольку мы всюду предполагаем, что бифотонное поле находится в чистом состоянии.

квантовых вычислений и для передачи информации (в протоколах с коррекцией ошибок) привела к необходимости рассматривать перепутанность как новый физический ресурс. В связи с этим возникает вопрос об определении степени перепутанности и о создании максимально перепутанных состояний. В общем случае задача определения степени перепутанности для системы из произвольного числа подсистем произвольной размерности представляет большую сложность, поэтому ниже мы ограничимся лишь несколькими примерами.

В случае, когда система состоит из двух подсистем размерности два (два кубита), для определения ее степени перепутанности принято использовать величину E , называемую *энтропией фон Неймана*:

$$E(\psi) = -\text{Tr } \rho_1 \log_2 \rho_1 = -\text{Tr } \rho_2 \log_2 \rho_2. \quad (0.8)$$

Здесь $\rho_{1,2} \equiv \text{Tr}_{2,1} |\psi\rangle\langle\psi|$ — матрицы плотности каждой из подсистем.

Для определения степени перепутанности системы, состоящей из двух подсистем с размерностями $d_1 \leq d_2$, принято использовать *разложение Шмидта*. Можно показать [6], что любое чистое состояние такой системы представимо в виде:

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^K \sqrt{\lambda_i} |\psi_i^{(1)}\rangle \otimes |\psi_i^{(2)}\rangle. \quad (0.9)$$

Здесь $K \leq d_1$ — количество отличных от нуля слагаемых — называют *числом Шмидта*. Базисы в пространстве состояний первой и второй подсистемы $\{|\psi_i^{(1)}\rangle\}$ и $\{|\psi_i^{(2)}\rangle\}$ называют *модами Шмидта*. В таком базисе матрицы плотности каждой из подсистем диагональны:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \text{Tr}_2 |\psi\rangle\langle\psi| = \sum_{i=1}^K \lambda_i |\psi_i^{(1)}\rangle\langle\psi_i^{(1)}|, \\ \rho_2 &= \text{Tr}_1 |\psi\rangle\langle\psi| = \sum_{i=1}^K \lambda_i |\psi_i^{(2)}\rangle\langle\psi_i^{(2)}|. \end{aligned} \quad (0.10)$$

Тогда выражение для энтропии фон Неймана может быть записано в виде

$$E(\psi) = - \sum_{i=1}^K \lambda_i \log_2 \lambda_i. \quad (0.11)$$

В случае системы, состоящей из двух подсистем бесконечной размерности, перепутанность определяется как нефакторизуемость волновой функции $\psi(x_1, x_2) \neq \psi^{(1)}(x_1) \times \psi^{(2)}(x_2)$, где координаты x_1 и x_2 отвечают подсистемам 1 и 2 соответственно. Тогда разложение Шмидта имеет вид [34]

$$\psi(x_1, x_2) = \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{\lambda_i} \psi_i^{(1)}(x_1) \psi_i^{(2)}(x_2). \quad (0.12)$$

В качестве меры перепутывания можно также использовать обобщение энтропии фон Неймана

$$E(\psi) = - \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i \log_2 \lambda_i, \quad (0.13)$$

однако это требует нахождения всех собственных значений в разложении Шмидта, что представляет сложную задачу. Поэтому в качестве степени перепутанности для таких систем чаще принято использовать эффективное число Шмидта:

$$K \equiv 1 / \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i^2. \quad (0.14)$$

К сожалению, ни энтропия, ни число Шмидта не могут быть непосредственно измерены в эксперименте, однако для различных процессов двухчастичного распада, в частности для процесса СПР, была установлена связь между числом Шмидта и шириной условных и безусловных распределений.

Волновая функция бифотонного поля $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$ описывает систему из двух фотонов. В общем случае $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) \neq F_s(\omega_s, \vec{q}_s) \times F_i(\omega_i, \vec{q}_i)$, а значит, бифотонное поле является перепутанным по частотам и по волновым векторам. Оба типа перепутанности можно продемонстрировать экспериментально путем проверки нарушения неравенств, аналогичных неравенствам Белла [35–38].

Для оценки степени перепутывания удобно отдельно рассмотреть распределение вероятностей по частотам

$$p_{\omega}(\omega_s, \omega_i) = |F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s = \text{const}, \vec{q}_i = \text{const})|^2 \quad (0.15)$$

и по волновым векторам

$$p_q(\vec{q}_s, \vec{q}_i) = |F(\omega_s = \text{const}, \omega_i = \text{const}, \vec{q}_s, \vec{q}_i)|^2, \quad (0.16)$$

полагая дополнительные степени свободы фиксированными. В случае, когда накачкой служит фурье-ограниченное узкополосное несфокусированное лазерное излучение, распределения p_{ω} и p_q имеют вид, схематично представленный на рисунке 1. Распределения имеют форму эллипсов, вытянутых вдоль направлений $\omega_s + \omega_i = \text{const}$ и $q_s + q_i = 0$ ³. Ширина же этих эллипсов определяется шириной частотного и углового распределения накачки⁴. Степень перепутанности для таких волновых функций можно характеризовать отношениями больших полуосей эллипсов к малым, или, что то же самое, отношениями

$$R_{\omega} = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega}, \quad R_q = \frac{\Delta q}{\delta q}, \quad (0.17)$$

где $\Delta\omega$ и Δq — ширина безусловных распределений

$$p'_{\omega}(\omega_s) = \int d\omega_i p_{\omega}(\omega_s, \omega_i), \quad p'_q(q_s) = \int dq_i p_q(q_s, q_i), \quad (0.18)$$

а $\delta\omega$ и δq — ширина условных распределений

$$p''_{\omega}(\omega_s) = p_{\omega}(\omega_s, \omega_i = \text{const}), \quad p''_q(q_s) = p_q(q_s, q_i = \text{const}), \quad (0.19)$$

³ Под величинами $q_{s,i}$ мы далее будем понимать проекции векторов $\vec{q}_{s,i}$ на ось x , полагая, что их проекции на ось y равны нулю. Поскольку распределения $p_{qx}(q_{sx}, q_{ix})$ и $p_{qy}(q_{sy}, q_{iy})$ имеют один и тот же вид, а в случае аксиальной симметрии в точности совпадают, то далее индексы x и y будут опущены.

⁴ Стоит отметить, что в случае импульсной или жестко сфокусированной накачки форма распределений $p_{\omega}(\omega_s, \omega_i)$ и $p_q(\vec{q}_s, \vec{q}_i)$ может существенно отличаться от показанной на рис. 1. Распределения могут иметь форму кругов или даже эллипсов, вытянутых в направлениях $\omega_s = \omega_i$ и $q_s = q_i$ [39–44], однако рассмотрение подобных случаев выходит за рамки данной работы.

которые изображены на рисунке 1. В работах [45–48] показано, что для распределений $p_{\omega,q}$ верны соотношения $R_{\omega,q} \approx K_{\omega,q}$, где K_{ω} и K_q — числа Шмидта, характеризующее перепутанность по частотам и по углам соответственно.

1.3. Приближение плоской монохроматической волны накачки

Заметим, что если ширина условных распределений $\delta\omega$ и δq в нашем случае определяется шириной частотного и углового распределения накачки, то ширина безусловных распределений $\Delta\omega$ и Δq определяется условиями синхронизма, и при заданном излучении накачки степень перепутанности бифотонного поля определяется шириной безусловных распределений $p'_{\omega}(\omega_s)$ и $p'_q(q_s)$, которые нас в дальнейшем и будут интересовать. Поэтому далее мы будем, как правило, пользоваться приближением, когда накачка является плоской монохроматической волной. Тогда выражение для спектральной амплитуды (0.4) существенно упрощается:

$$F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) = \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \delta(\vec{q}_s + \vec{q}_i) f(\omega_s, \vec{q}_s), \quad (0.20)$$

где функция $f(\omega_s, \vec{q}_s)$ отвечает частотно-угловому спектру одного (в данном случае — сигнального) фотона и в общем случае определяется выражением:

$$f(\omega_s, \vec{q}_s) \propto \sqrt{\omega_s(\omega_p - \omega_s)} \int_0^L dz \chi^{(2)}(z) \exp[i\Delta k(\omega_s, \vec{q}_s, z)z]. \quad (0.21)$$

В случае однородной среды интеграл берется точно, и функция $f(\omega_s, \vec{q}_s)$ принимает вид

$$f(\omega_s, \vec{q}_s) \propto \chi^{(2)} L \sqrt{\omega_s(\omega_p - \omega_s)} \operatorname{sinc} \left[\Delta k(\omega_s, \vec{q}_s) \frac{L}{2} \right] e^{i\Delta k(\omega_s, \vec{q}_s) \frac{L}{2}}. \quad (0.22)$$

Таким образом, далее под частотно-угловым спектром бифотонного поля мы будем подразумевать однофотонный спектр $f(\omega_s, \vec{q}_s)$, имея в виду, что он полностью определяет спектральную амплитуду пары фотонов $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$.

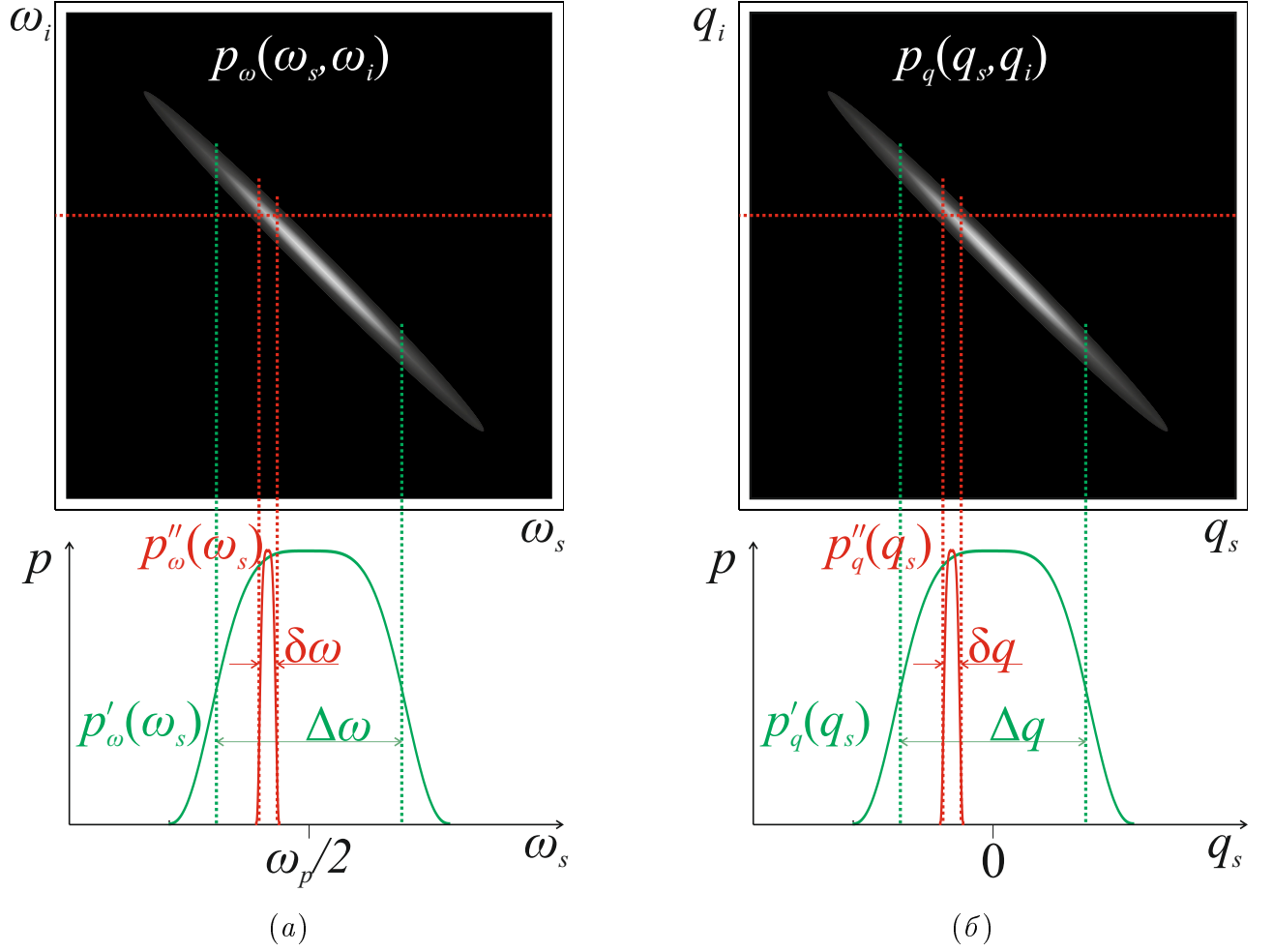


Рис. 1. Распределения бифотонного поля по частотам (а) и по поперечным компонентам волновых векторов (б). Наверху схематично изображены двумерные распределения $p(\omega_s, \omega_i)$ и $p(q_s, q_i)$. Снизу — соответствующие им условные (красная линия) и безусловные (зеленая линия) распределения. Ширина безусловных распределений обозначена на графиках как $\Delta\omega$ и Δq , а ширина условных распределений — как $\delta\omega$ и δq .

1.4. Спектр единичных фотоотсчетов

Спектральная амплитуда $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$, как и любая волновая функция, не измеряется напрямую. Зато она связана с разными измеряемыми величинами. Во-первых, она связана с однофотонным распределением $p_s(\omega_s, \vec{q}_s)$

$$p_s(\omega_s, \vec{q}_s) = \int d\omega_i d\vec{q}_i |F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)|^2. \quad (0.23)$$

В приближении (0.20) $p_s(\omega_s, \vec{q}_s) = |f(\omega_s, \vec{q}_s)|^2$.

Примеры частотно-угловых спектров СПР $p_s(\omega_s, q_s)$ для кристалла ВВО типа I толщиной 1 мм и излучения накачки с длиной волны 351 нм показаны на рисунке 2. В случае коллинеарного вырожденного синхронизма распределение имеет X-образную форму. При уменьшении угла $\tilde{\theta}$ между оптической осью и лучом накачки «крест» разделяется на две ветви, отвечающие разным частотам, — невырожденный синхронизм. При увеличении угла $\tilde{\theta}$ крест разделяется на две ветви, отвечающие разным углам, — неколлинеарный синхронизм.

Принципиальная схема установки для измерения частотно-углового спектра изображена на рисунке 3. Источником бифотонного поля тут служит нелинейный кристалл НК, в котором под действием луча накачки происходит процесс СПР. Излучение накачки убирается фильтром УФ. Диафрагма D_s , установленная в дальней зоне на расстоянии L от кристалла, выделяет заданный угловой диапазон, определяемый диаметром диафрагмы d_s и ее координатами x_s, y_s . Монохроматор M_s выделяет заданное окно частот шириной $\delta\omega_s$ с центром на частоте ω_s . После монохроматора установлен фотодетектор ΦD_s , работающий в режиме счета фотонов. Сигнал с детектора поступает на счетчик, и измеряется скорость счета импульсов $W_s(x_s, y_s, \omega_s)$. При необходимости регистрации двухфотонного распределения $p(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$ дополнительно устанавливается светоделитель СД, диафрагма D_i , монохроматор M_i , детектор ΦD_i и схема совпадений, позволяющая выделять лишь парные

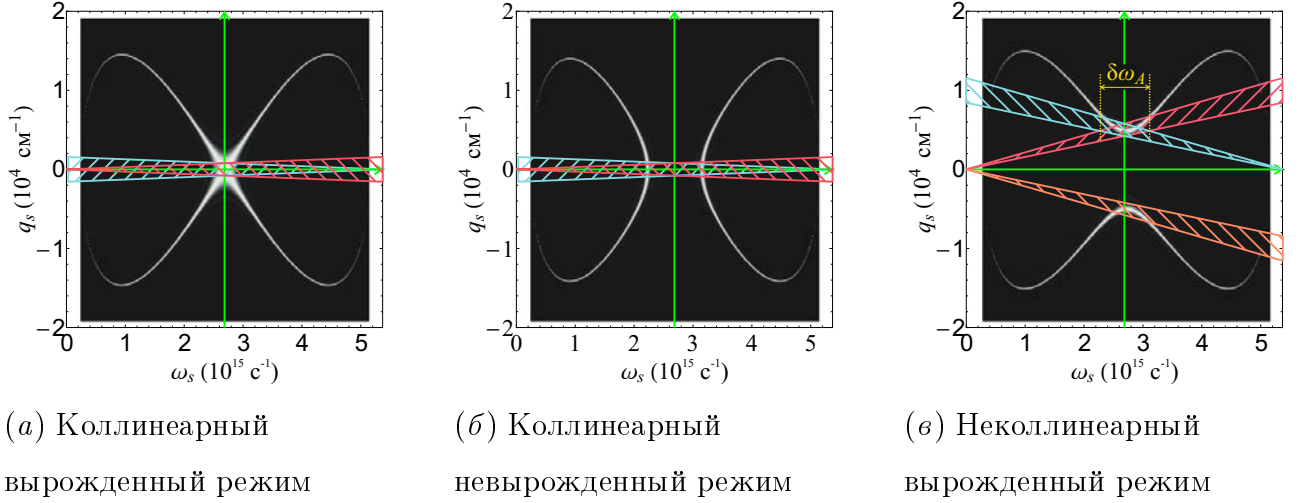


Рис. 2. Частотно-угловые спектры СПР $p_s(\omega_s, q_s)$ для кристалла ВВО типа I толщиной 1 мм и излучения накачки с длиной волны 351 нм. (а) Коллинеарный вырожденный синхронизм (угол между оптической осью и лучом накачки $\tilde{\theta} = 33,543^\circ$); (б) Невырожденный синхронизм ($\tilde{\theta} = 33^\circ$); (в) Неколлинеарный синхронизм ($\tilde{\theta} = 34^\circ$). На каждом графике штриховкой обозначены области регистрации: красным показана область регистрации сигнального канала A_s . Область регистрации холостого канала A_i на рис. (а, б) совпадает с областью регистрации сигнального канала, а на рис. (в) обозначена оранжевой штриховкой. Синим показана область A_i^* , симметричная области A_i относительно начала координат $(\omega_p/2, 0)$. На рис. (а, б) отображена регистрация в коллинеарном режиме, а на рис. (в) — в неколлинеарном ($\theta_s = -\theta_i = 3,2^\circ$) вырожденном режиме (когда центры спектров в обоих каналах совпадают друг с другом и с половиной частоты накачки $\omega_p/2$). Также на рис. (в) показана спектральная ширина $\delta\omega_A$ области перекрытия $A_s \cap A_i^*$. Параметры установки таковы, что угловая ширина каждого канала составляет 1° .

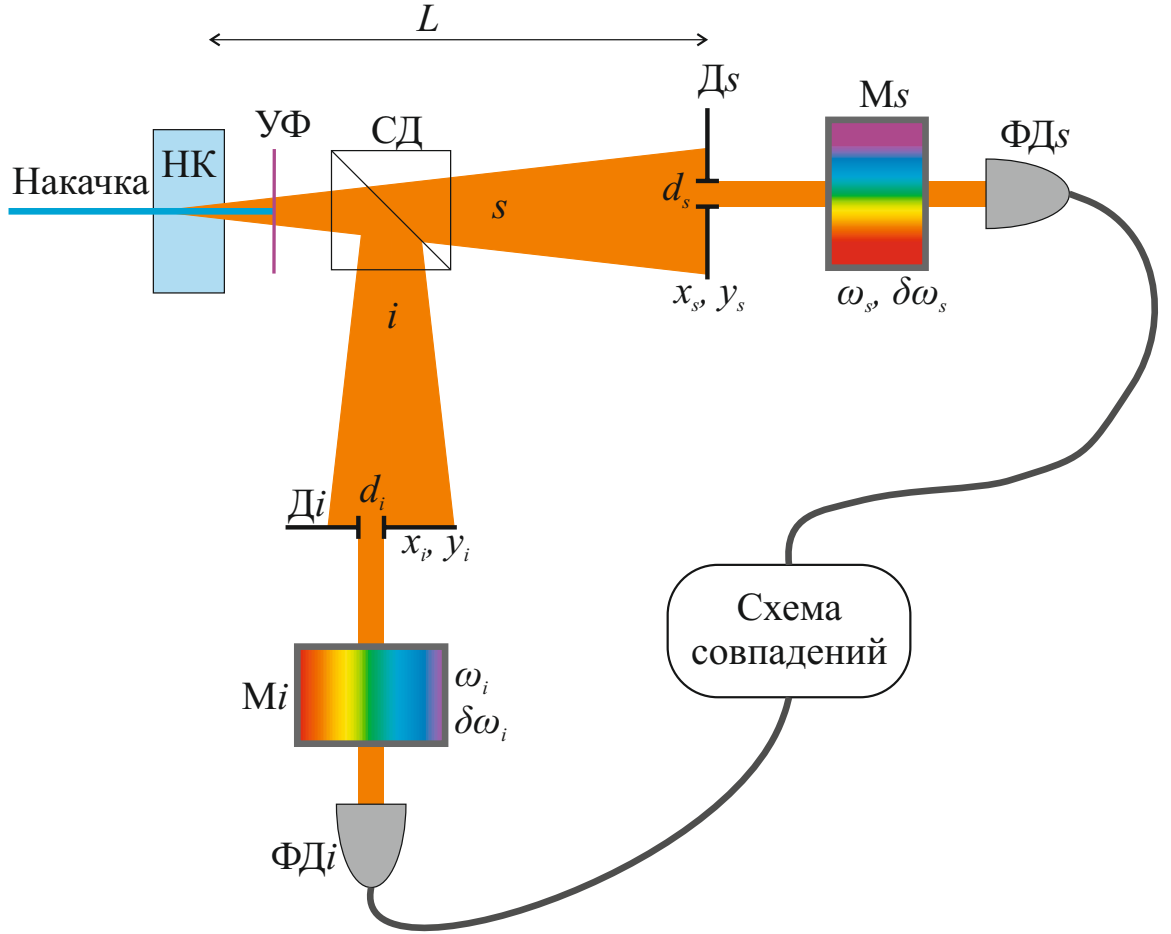


Рис. 3. Принципиальная схема установки для измерения частотно-углового спектра бифотонного поля. Лазерное излучение накачки попадает на нелинейный кристалл НК и убирается фильтром УФ. Излучение СПР, генерируемое в кристалле, разделяется светоделителем СД на два канала: сигнальный (s) и холостой (i). В общем случае СД — неполяризованный светоделитель. В случае синхронизма типа II, когда сигнальный и холостой фотоны ортогонально поляризованы, СД — поляризационный светоделитель. Далее в каждом канале в дальней зоне на расстоянии L от кристалла расположены диафрагмы $Дs$ и $Ди$. Координаты диафрагм: x_s, y_s и x_i, y_i ; диаметры диафрагм: d_s и d_i . После диафрагм в каждом канале установлены монохроматоры Ms и Mi , вырезающие спектральные диапазоны шириной $\delta\omega_s$ и $\delta\omega_i$ с центральными частотами ω_s, ω_i . За монохроматорами располагаются фотодиоды $ФДs$ и $ФДи$, работающие в режиме счета фотонов. В случае измерения однофотонных распределений регистрируется лишь скорость счета импульсов с одного из детекторов $W_{s,i}(x_{s,i}, y_{s,i}, \omega_{s,i})$. В случае измерения двухфотонных распределений учитываются только парные сигналы, выделяемые схемой совпадений: $W_{cc}(x_s, y_s, \omega_s, x_i, y_i, \omega_i)$. Более подробные схемы установок для измерения частотно-углового спектра бифотонного поля можно найти в работах [27, 49–52].

фотоотсчеты, соответствующие регистрации пары фотонов в заданном промежутке времени.

Рассмотрим сейчас частотно-угловой спектр лишь одного (сигнального) фотона и опустим индекс s , чтобы не загромождать формулы. Координаты диафрагмы x_s, y_s напрямую связаны с углами $\sin \theta_x = x/L$, $\sin \theta_y = y/L$, а диаметр диафрагмы d определяет ширину регистрируемого углового спектра $\sin \delta\theta = d/L$. Как правило, в эксперименте вместо того чтобы устанавливать диафрагму на расстояние L , ее помещают в фокальную плоскость линзы. Тогда во всех формулах L заменяется на фокусное расстояние линзы F . Кроме того, в реальном эксперименте не всегда присутствует диафрагма — тогда ширина $\delta\theta$ определяется шириной апертур других элементов установки, например, детектора.

Рассчитаем частотно-угловой спектр единичных фотоотсчетов $W(x, y, \omega)$ при заданном распределении $p(\omega, \vec{q})$. Учтем связь поперечных компонент волнового вектора и углов (в параксиальном приближении) $\theta_{x,y} = \frac{q_{x,y}}{\omega/c}$ — поскольку диафрагма расположена вне кристалла, то показатель преломления воздуха можно опустить. Сами же компоненты $q_{x,y}$ при переходе из кристалла в воздух остаются неизменными. В результате получаем:

$$W(x = L\theta_x, y = L\theta_y, \omega) = \int_{\omega-\delta\omega}^{\omega+\delta\omega} d\omega' \int_{(\theta_x-\frac{\delta\theta}{2})\frac{\omega'}{c}}^{(\theta_x+\frac{\delta\theta}{2})\frac{\omega'}{c}} dq_x \int_{(\theta_y-\frac{\delta\theta}{2})\frac{\omega'}{c}}^{(\theta_y+\frac{\delta\theta}{2})\frac{\omega'}{c}} dq_y T\eta p(\omega', q_x, q_y), \quad (0.24)$$

где η — квантовая эффективность детектора, а T — коэффициент пропускания оптического канала, которые в общем случае тоже могут зависеть от частоты и даже от угла. Геометрическая область координат ω, q , по которой ведется интегрирование, показана на рисунке 2. Область, вырезаемая диафрагмой, обозначена красной штриховкой и представляет треугольник с вершиной в точке $(\omega = 0, q = 0)$. По графику видно, что с увеличением частоты ширина диапазона поперечных волновых векторов увеличивается (при

неизменном угле регистрации). Полностью область интегрирования задается пересечением треугольника и вертикальной полосы частот, выделяемой монохроматором (не показана на рисунке).

В случае, когда $\delta\omega$ и $\delta\theta$ достаточно малы и изменением распределения вероятностей на таком масштабе можно пренебречь, регистрируемый частотно-угловой спектр единичных фотоотсчетов имеет вид:

$$W(x = L\theta_x, y = L\theta_y, \omega) = \delta\omega \left(\delta\theta \frac{\omega}{c} \right)^2 T\eta p\left(\omega, q_x = \frac{\omega}{c}\theta_x, q_y = \frac{\omega}{c}\theta_y\right). \quad (0.25)$$

Из выражения (0.25) следует, что даже при сканировании обычного частотного спектра спектр фотоотсчетов $W(\omega)$ будет отличаться от частотного распределения $p(\omega)$ множителем ω^2 . Математически этот множитель представляет якобиан перехода от системы координат $\{\omega, q_x, q_y\}$ к системе координат $\{\omega, \theta_x, \theta_y\}$, а физически — плотность оптических мод, проходящих через диафрагму [30, 53]. Это приводит к характерной асимметрии спектра, связанной с уменьшением регистрируемых фотонов в длинноволновой области (см. рис. 4). Ранее подобная асимметрия неоднократно наблюдалась в экспериментах (см., например, [49, 51]), но чаще объяснялась частотной зависимостью коэффициента пропускания T или квантовой эффективности η . Заметим также, что большинство спектральных приборов устроено таким образом, что ширина частотного диапазона $\delta\omega$ зависит от центральной частоты ω . Например, если прибор регистрирует неизменный по ширине диапазон длин волн $\delta\omega$, то зависимость частотной полосы пропускания имеет вид $\delta\omega(\omega) = \frac{\delta\lambda}{2\pi c}\omega^2$, и тогда к спектру $W(\omega)$ добавляется еще один множитель ω^2 .

1.5. Спектр совпадений фотоотсчетов

Еще одной измеряемой величиной, с которой связана волновая функция $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$, является двухфотонное распределение вероятностей

$$p(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) = |F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)|^2. \quad (0.26)$$

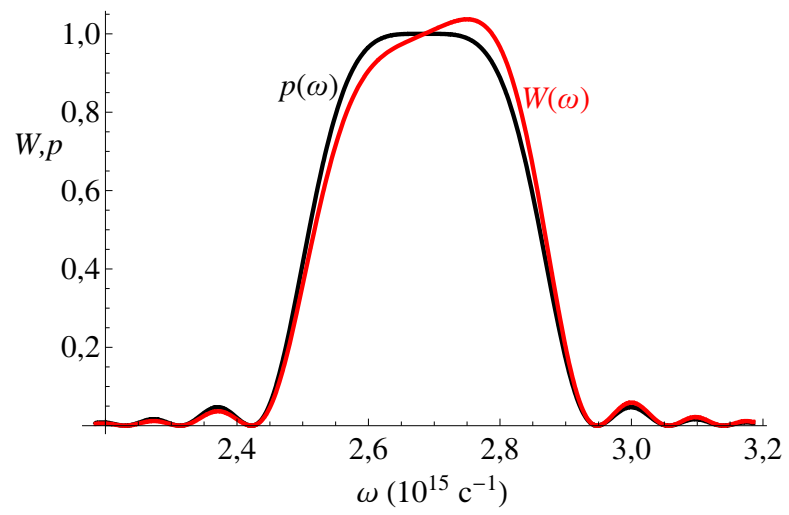


Рис. 4. Однофотонное распределение $p(\omega)$ и спектр фотоотсчетов $W(\omega)$ для кристалла ВВО, вырезанного под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I, толщиной 1 мм и длины волны накачки 351 нм. Оба спектра нормированы на значение в точке $\omega = \omega_p/2$.

В приближении монохроматической длины волны накачки (0.20) двухфотонное распределение принимает вид:

$$p(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) = |f(\omega_s, \vec{q}_s)|^2 \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \delta^2(\vec{q}_s + \vec{q}_i). \quad (0.27)$$

Типичная установка для измерения двухфотонного распределения показана на рисунке 3. Теперь уже используются оба канала. Дифракционные решетки D_s и D_i вырезают углы $\theta_{s,ix} = x_{s,i}/L$ и $\theta_{s,iy} = y_{s,i}/L$; ширина вырезаемых угловых диапазонов: $\delta\theta_{s,i} = d_{s,i}/L$. Монохроматоры M_s и M_i вырезают полосы частот шириной $\delta\omega_s$ и $\delta\omega_i$ с центральными частотами ω_s и ω_i .

Заметим, что часто измеряется не весь двухфотонный спектр совпадений $W_{cc}(\theta_s, \theta_i, \omega_s, \omega_i)$, а его срез при фиксированной частоте и угле в одном из каналов: $W_{cc}(\theta_s, \theta_i = \text{const}, \omega_s, \omega_i = \text{const})$ — условный спектр совпадений. Это измерение отражает условное распределение по частоте и углу. В случае монохроматической плоской волны накачки условное распределение переходит в дельта-функцию, а условный спектр совпадений отражает аппаратную функцию измерительной системы. Его частотная ширина совпадает с $\delta\omega$, а угловая — с $\delta\theta$. Другим частным случаем является измерение спектра совпадений, когда детекторы вырезают сопряженные пары частот и углов. В силу соотношения (0.27) результат такого измерения будет совпадать со случаем, когда один из детекторов собирает весь частотный и угловой спектр ($\delta\omega_s \rightarrow \infty, \delta\theta_s \rightarrow \infty$), а сканирование по частоте и углу ведется лишь в другом канале. Такой случай мы будем называть безусловным спектром совпадений.

В случае синхронизма типа I, когда частотно-угловой спектр сигнального фотона $f(\omega_s, \vec{q}_s)$ симметричен относительно обеих координатных осей, пересекающихся в точке $(\omega = \frac{\omega_p}{2}, q = 0)$, и равен спектру холостого фотона $f(\omega_i, \vec{q}_i)$, дифракционные решетки D_s, D_i и монохроматоры M_s, M_i вырезают разные об-

ласти одного и того же распределения $p(\omega, \vec{q})$ ⁵ (см. рис. 2). Обозначим область параметров (ω, q) , которую вырезает диафрагма D_s , как A_s (показана красной штриховкой на рис. 2), область, вырезаемую диафрагмой D_i , как A_i (показана красной или оранжевой штриховкой), а полосы частот, вырезаемые монохроматорами M_s и M_i , как M_s и M_i . Учитывая, что вклад в совпадения дают только точки распределения, центрально симметричные относительно начала координат ($\omega_s = \omega_p - \omega_i$, $q_s = -q_i$), то с областью A_i будет коррелировать не вся область A_s , а лишь та ее часть, которая пересекается с областью A_i^* (обозначена синей штриховкой), которая центрально симметрична A_i . Так же и с полосой частот M_i будет коррелировать не вся полоса частот M_s , а лишь ее пересечение с полосой M_i^* , симметричной полосе M_i относительно частоты $\frac{\omega_p}{2}$. Таким образом, даже в том случае, когда диафрагмы вырезают сопряженные углы, а монохроматоры — сопряженные частоты, двухфотонное распределение будет отличаться от однофотонного: $W_{cc}(\theta_s, \theta_i = -\frac{\omega_s}{\omega_i}\theta_s, \omega_s, \omega_i = \frac{\omega_p}{2} - \omega_s) \neq W_s(\theta_s, \omega_s)$. Скорость счета совпадений W_{cc} будет выражаться интегралом от $p(\omega_i, \vec{q}_i)$ по области

$$S = A_{sx}(\theta_{sx}) \cap A_{ix}^*(\theta_{ix}) \cap A_{sy}(\theta_{sy}) \cap A_{iy}^*(\theta_{iy}) \cap M_s(\omega_s) \cap M_i^*(\omega_i), \quad (0.28)$$

где $A_{s,ix}$ — области параметров в пространстве (ω, q_x) , а $A_{s,iy}$ — в пространстве (ω, q_y) . Финальное выражение имеет вид:

$$W_{cc}(\theta_{xs}, \theta_{ys}, \omega_s, \theta_{xi}, \theta_{yi}, \omega_i) = \int_S dq_x dq_y d\omega T_s(\omega) T_i(\omega_p - \omega) \times \quad (0.29)$$

$$\times \eta_s(\omega) \eta_i(\omega_p - \omega) p(\omega, \theta_x, \theta_y),$$

где $T_{s,i}$ и $\eta_{s,i}$ — коэффициенты пропускания и квантовые эффективности детекторов в сигнальном и холостом каналах, которые в общем случае различны и зависят от частоты (зависимость от углов опускаем).

⁵ Индексы s и i у параметров распределения p опускаем.

В случае регистрации в коллинеарном режиме ($\theta_s = \theta_i = 0$) (рис. 2 (а, б)), $\delta\theta_s = \delta\theta_i = \delta\theta$ на *сопряженных частотах* ($\omega_s = \omega_p - \omega_i$), при условии равенства частотных и угловых диапазонов ($\delta\theta_s = \delta\theta_i$, $\delta\omega_s = \delta\omega_i$) и при условии $T_s = T_i = \text{const}$, $\eta_s = \eta_i = \text{const}$ безусловный спектр совпадений будет напрямую связан со спектром единичных фотоотсчетов:

$$\begin{cases} W_{cc}(\omega_s, \omega_i = \omega_p - \omega_s) = W_s(\omega_s), & \omega_s < \frac{\omega_p}{2}; \\ W_{cc}(\omega_s, \omega_i = \omega_p - \omega_s) = W_s(\omega_p - \omega_s), & \omega_s > \frac{\omega_p}{2}. \end{cases} \quad (0.30)$$

В случае регистрации в неколлинеарном режиме (рис. 2 (в)) такой прямой связи между спектром единичных отсчетов и безусловным спектром совпадений уже не наблюдается [49]. Более того, ширина спектра совпадений определяется не только шириной распределения $p(\omega, q)$, но и шириной $\delta\omega_A$ области пересечения $A_s \cap A_i$. В случае $\theta_s = -\theta_i = \theta$, $\delta\theta_s = \delta\theta_i = \delta\theta < 2\theta$ ширина частот перекрытия

$$\delta\omega_A = \frac{\omega_p}{2} \left/ \left(\frac{\theta}{\delta\theta} + \frac{1}{2} \right) \right. . \quad (0.31)$$

Отсюда видно, что для регистрации широкого частотного безусловного спектра совпадений в неколлинеарном режиме необходимо выбирать по возможности малые углы θ_s и θ_i и обеспечить по возможности большой угловой диапазон сбора $\delta\theta$.

1.6. Корреляционная функция второго порядка

Одной из характерных особенностей бифотонного поля являются его корреляционные характеристики. В первую очередь — корреляционная функция (КФ) $G^{(2)}$ второго порядка по интенсивности, соответствующая корреляциям между фотонами пары. В силу того, что в процессе СПР пара фотонов возникает одновременно в одном месте, эти фотоны остаются коррелированными по времени и по пространству (оговоримся, что под пространственными корреляциями мы всюду будем подразумевать корреляции в ближней зоне, имея

в виду, что пространственные корреляции в дальней зоне соответствуют корреляциям по поперечному моменту импульса).

По определению КФ второго порядка по параметру x задается выражением

$$G_x^{(2)}(x_1, x_2) \equiv \langle a^\dagger(x_1) a^\dagger(x_2) a(x_1) a(x_2) \rangle, \quad (0.32)$$

где $a^\dagger(x)$ и $a(x)$ — операторы рождения и уничтожения фотона с параметром x , а угловыми скобками обозначено усреднение по квантовому состоянию. Таким образом можно ввести целый набор КФ второго порядка: частотно-угловую КФ: $G_{\omega,q}^{(2)}(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$, частотно-пространственную КФ $G_{\omega,r}^{(2)}(\omega_s, \omega_i, \vec{r}_s, \vec{r}_i)$, КФ по времени и углу $G_{t,q}^{(2)}(t_s, t_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$ и пространственно-временную КФ $G_{t,r}^{(2)}(t_s, t_i, \vec{r}_s, \vec{r}_i)$. Все эти КФ проявляются в разных экспериментах. Например, КФ $G_{\omega,q}^{(2)} \equiv |F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)|^2 \equiv p(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$ проявляется в совпадении фотоотсчетов детекторов, каждый из которых выделяет заданную частоту ω и заданный поперечный волновой вектор q или угол θ . То есть детекторы должны быть расположены в дальней зоне, а в каждом канале должен стоять монохроматор, как и показано на рисунке 3.

При измерении пространственно-временной КФ $G_{t,r}^{(2)}$, напротив, необходимо, чтобы детекторы находились в ближней зоне. При этом никаких частотно-селектирующих элементов быть не должно, а для измерения времен рождения фотонов t_s и t_i , а вернее, их разности $\tau = t_s - t_i$ в систему вносится электронная или оптическая задержка. Принципиальные схемы установок для измерения пространственно-временной КФ показаны на рисунках 5 и 6. В обеих схемах исследуется КФ бифотонного поля, рожденного в процессе СПР в нелинейном кристалле НК1 под действием лазерного излучения накачки. Далее в первом случае (рис. 5) система линз L , L_s и L_i строит изображение кристалла на диафрагмах D_s и D_i , за которыми установлены детекторы, работающие в режиме счета фотонов. Сигнал с детекторов идет на схему

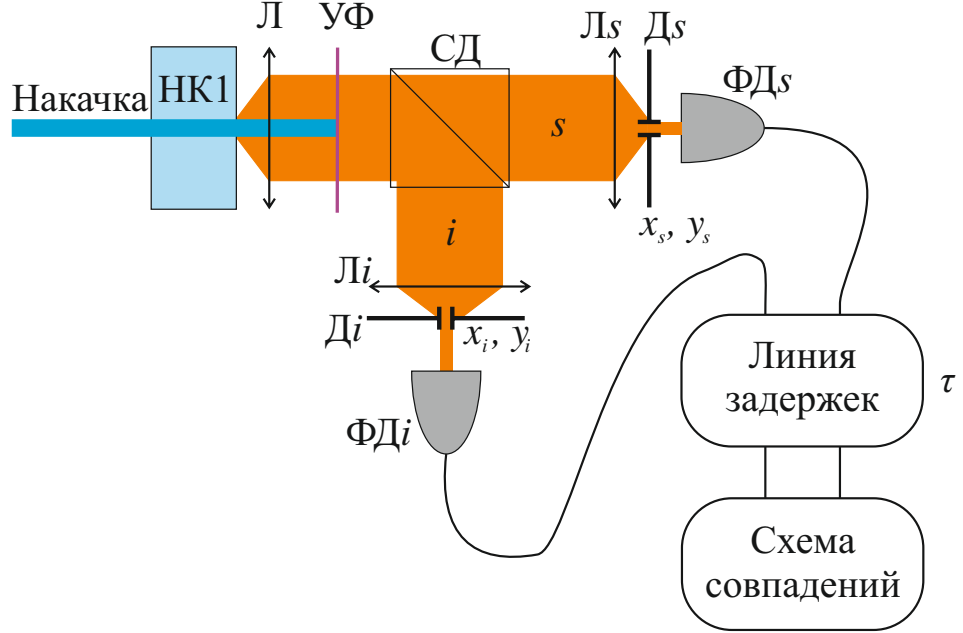


Рис. 5. Принципиальная схема установки для измерения КФ второго порядка $G_{t,r}^{(2)}$ в ближней зоне. Лазерное излучение накачки попадает на нелинейный кристалл НК1 и убирается фильтром УФ. Излучение СПР, генерируемое в кристалле, разделяется светоделителем СД на два канала: сигнальный (s) и холостой (i). Система линз $Л$, $Л_s$ и $Л_i$ строит изображение кристалла на диафрагмах $Д_s$ и $Д_i$. Изменяя координаты диафрагм x_s, y_s и x_i, y_i , можно выделять разные точки $\vec{r}_s, \vec{r}_i$ на выходной грани кристалла. После диафрагм в каждом канале установлены лавинные фотодиоды $ФД_s$ и $ФД_i$, работающие в режиме счета фотонов. Сигнал с детекторов отправляется на линию задержек, которая вносит относительную временную задержку τ в один из каналов. После линии задержек подключается схема совпадений, регистрирующая лишь пары импульсов, которые пришли одновременно с точностью до некоторой ширины ее временного окна. Измеряется скорость счета совпадений в зависимости от координат диафрагм и времени задержки $W_{cc}(\tau, x_s, y_s, x_i, y_i)$. Более подробные схемы установок по измерению $G^{(2)}$ можно найти в работах [54–57].

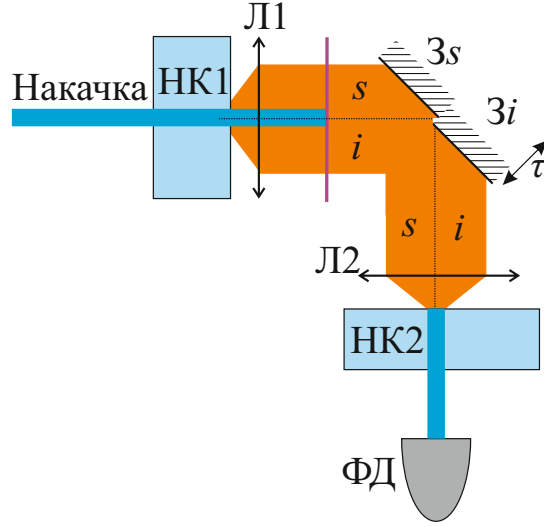


Рис. 6. Измерения КФ второго порядка $G_{t,r}^{(2)}(\tau)$ в ближней зоне с использованием эффекта генерации суммарной частоты. Лазерное излучение накачки попадает на нелинейный кристалл НК1 и убирается фильтром УФ. Излучение СПР, генерируемое в кристалле, разделяется на два канала: сигнальный (s) и холостой (i). Система линз Л1, Л2 строит изображение НК1 на втором нелинейном кристалле НК2, в котором происходит генерация суммарной частоты — частоты накачки. Излучение СПР, генерируемое в кристалле НК1, разделяется на два канала: сигнальный (s) и холостой (i), каждый из которых заводится на НК2 своим зеркалом: $Зs$ и $Зi$. Изменяя положение одного из зеркал, можно вносить оптическую задержку в один из каналов. КФ $G^{(2)}(\tau)$ пропорциональна интенсивности генерации суммарной частоты. Более подробные схемы установок для измерения $G^{(2)}$ с использованием эффекта генерации суммарной частоты можно найти в работах [58–60].

совпадений, регистрирующую лишь пары импульсов, которые пришли одновременно с точностью до некоторой ширины ее временного окна. Временная задержка τ вносится в электронную схему посредством электронной линии задержек. Координаты r_s и r_i выделяются диафрагмами. К сожалению, временное разрешение электронных схем и однофотонных детекторов не превышает сотен пикосекунд, тогда как времена корреляции бифотонных полей могут достигать единиц фемтосекунд. В этом случае в качестве коррелятора используется второй нелинейный кристалл НК2, в котором происходит процесс генерации суммарной частоты. Заметим, что временное разрешение такой схемы определяется условиями синхронизма. Если обратить во времени процесс генерации суммарной частоты, то мы получим процесс СПР в кристалле НК2. Его время корреляции и будет равно временному разрешению [61]. Принципиальная схема установки показана на рисунке 6. Система линз Л1, Л2 строит изображение кристалла НК1 на кристалле НК2, в котором происходит генерация суммарной частоты. При этом излучение СПР разделяется на два оптических канала, длину которых можно независимо менять зеркалами Z_s и Z_i и таким образом вносить относительную оптическую задержку τ . Измеренная зависимость интенсивности суммарной частоты после второго нелинейного кристалла от оптической задержки будет пропорциональна $G_{t,r}^{(2)}(t_1 - t_2 = \tau, \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = 0)$.

Аналогично, КФ $G_{t,q}^{(2)}$ наблюдается в схеме, когда детекторы установлены в дальней зоне и в оптический или электронный канал вносится задержка, а КФ $G_{\omega,r}^{(2)}$ наблюдается в схеме, когда детекторы установлены в ближней зоне и в оптических каналах установлены монохроматоры.

Чтобы определить связь между КФ и спектром бифотонного поля, рассмотрим для примера функцию $G_{t,r}^{(2)}(t_s, t_i, \vec{r}_s, \vec{r}_i)$, которая по определению

(0.32) равна

$$G_{t,r}^{(2)}(t_s, t_i, \vec{r}_s, \vec{r}_i) \equiv \langle a^\dagger(t_s, \vec{r}_s) a^\dagger(t_i, \vec{r}_i) a(t_s, \vec{r}_s) a(t_i, \vec{r}_i) \rangle, \quad (0.33)$$

где $a^\dagger(t, \vec{r})$ и $a(t, \vec{r})$ — операторы рождения и уничтожения фотона в момент времени t в точке $\vec{r}$. Для того чтобы определить $G^{(2)}(t_s, t_i, \vec{r}_s, \vec{r}_i)$ для квантового состояния бифотонного поля (0.1), необходимо учесть разложение Фурье для операторов уничтожения

$$a(t, \vec{r}) = \int d\omega d^2\vec{q} a(\omega, \vec{q}) \exp[-i(\omega t + \vec{q}\vec{r})] \quad (0.34)$$

и коммутационные соотношения [31]

$$[a^\dagger(\omega_1, \vec{r}_1) a(\omega_2, \vec{r}_2)] = \delta(\omega_1 - \omega_2) \delta^2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad (0.35)$$

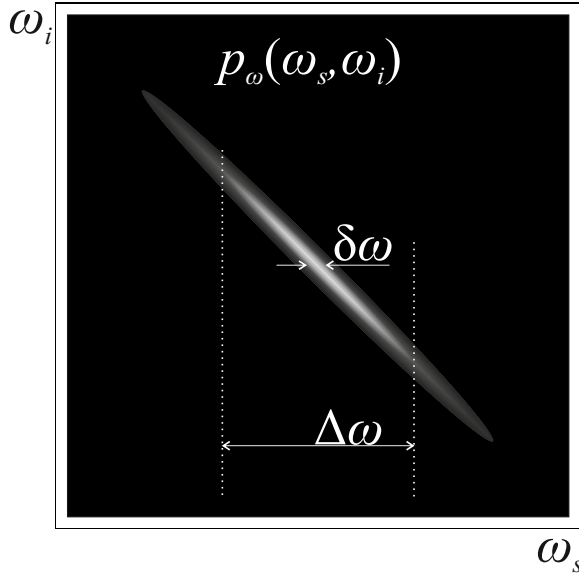
Подставляя (0.1), (0.34), (0.35) в (0.32), получаем:

$$G_{t,r}^{(2)}(t_s, t_i, \vec{r}_s, \vec{r}_i) = \left| \int d\omega_s d\omega_i d\vec{q}_s d\vec{q}_i F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i) \exp[-i(\omega_s t_s + \omega_i t_i + \vec{q}_s \vec{r}_s + \vec{q}_i \vec{r}_i)] \right|^2, \quad (0.36)$$

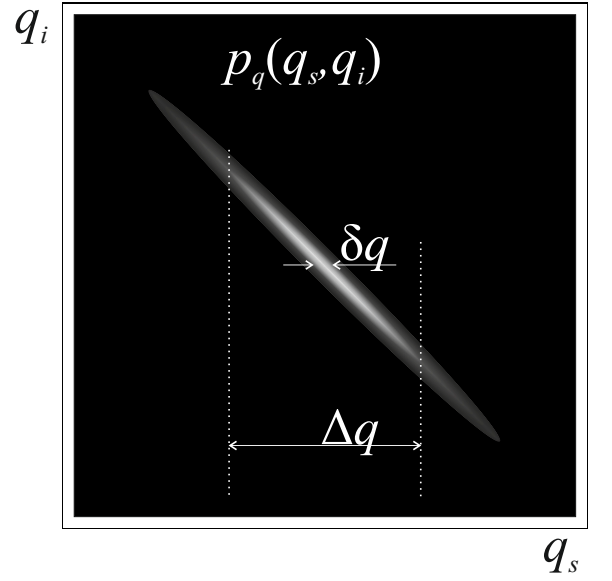
т. е. пространственно-временная КФ второго порядка является просто квадратом модуля трехмерного $(\omega \rightarrow t, \vec{q} \rightarrow \vec{r})$ фурье-образа спектральной амплитуды. Заметим, что аналогичные соотношения будут также иметь место и для КФ $G_{t,q}^{(2)}$ и $G_{\omega,r}^{(2)}$, только в первом случае будет иметь место одномерное фурье-преобразование $\omega \rightarrow t$, а во втором — двумерное $\vec{q} \rightarrow \vec{r}$.

Рассмотрим схематичные изображения соответствующих сечений $G_{t,r}^{(2)}$ и $|F|^2$ на рисунке 7.

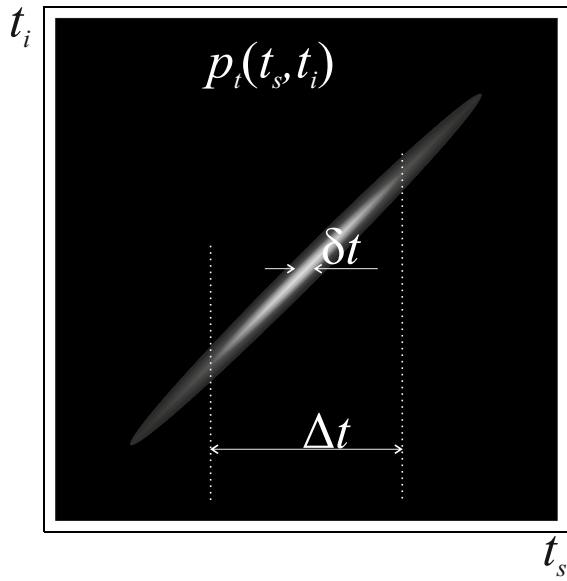
Видно, что если распределения $p_\omega(\omega_s, \omega_i)$, $p_q(q_s, q_i)$ вытянуты вдоль направлений $\omega_s - \omega_i = \text{const}$, $q_s - q_i = \text{const}$ (т. е. демонстрируют антикорреляции по частоте и по поперечному моменту), то распределения $p_t(t_s, t_i) \equiv G_{t,r}^{(2)}(t_s, t_i, \vec{r}_s = \text{const}, \vec{r}_i = \text{const})$ и $p_r(\vec{r}_s, \vec{r}_i) \equiv G_{t,r}^{(2)}(t_s = \text{const}, t_i = \text{const}, \vec{r}_s, \vec{r}_i)$



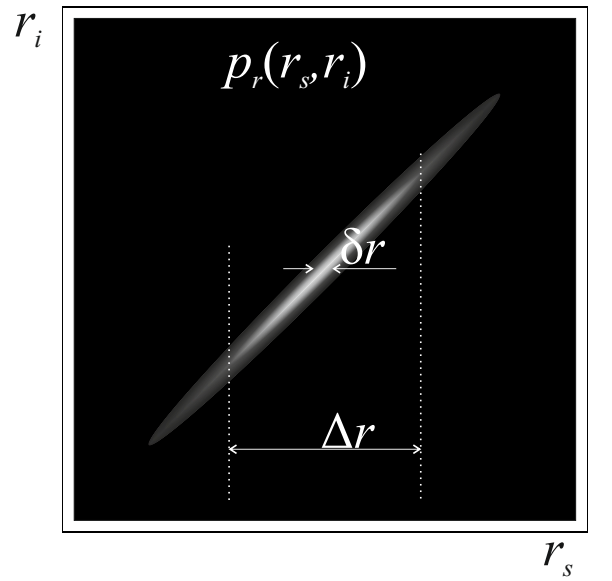
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 7. Распределения бифотонного поля по частотам (а), по поперечным компонентам волновых векторов (б), по временам (в) и по поперечным координатам (г). Ширина условных распределений обозначена как $\delta\omega$, δq , δt , δr , а ширина безусловных распределений — как $\Delta\omega$, Δq , Δt , Δr .

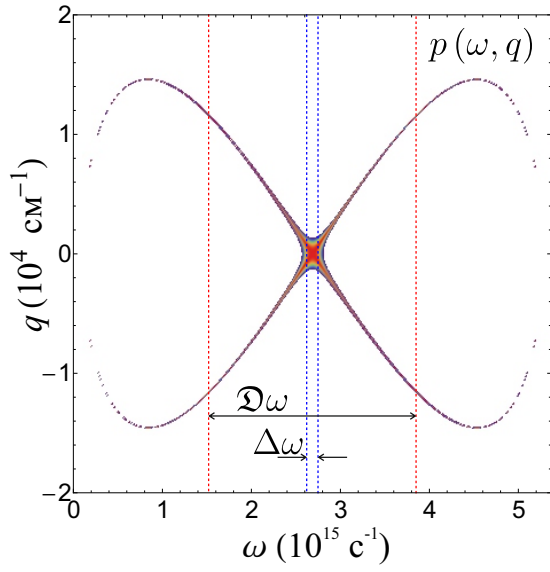
вытянуты вдоль направлений $t_s = t_i$ и $r_s = r_i$ (т. е. демонстрируют корреляции по времени и по координате).

В приближении плоской монохроматической волны накачки (0.20) ширина условных распределений $\delta\omega$ и δq стремится к нулю, а значит, ширина безусловных распределений Δt и Δr стремится к бесконечности. Подставляя (0.20) в (0.36), получим, что $G_{t,r}^{(2)}$ зависит только от разности времен $\tau = t_s - t_i$ и разности координат $\vec{\rho} = \vec{r}_s - \vec{r}_i$:

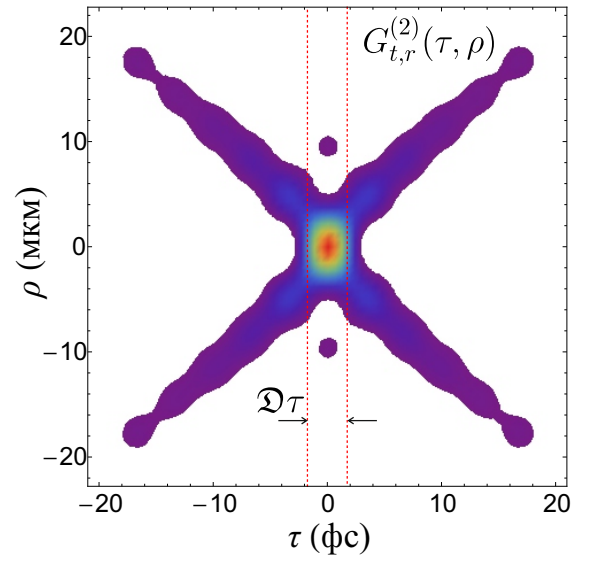
$$G_{t,r}^{(2)}(\tau, \vec{\rho}) = \left| \int d\omega d^2\vec{q} f(\omega, \vec{q}) \exp[-i(\omega\tau + \vec{q}\vec{\rho})] \right|^2. \quad (0.37)$$

Фактически, функция $G_{t,r}^{(2)}(\tau, \vec{\rho})$ представляет квадрат модуля трехмерного преобразования Фурье от спектральной амплитуды $f(\omega, \vec{q})$. В качестве иллюстрации на рисунке 8 приведены частотно-угловой спектр $p(\omega, q) = |f(\omega, q)|^2$ и КФ $G_{t,r}^{(2)}(\tau, \vec{\rho})$. Оба графика имеют Х-образную форму, характеризующую связь между временными и пространственными переменными. Для частотного спектра есть два характерных масштаба ширины: $\Delta\omega$ — ширина сечения $p(\omega, q = 0)$ и $\mathfrak{D}\omega$ — ширина интегрального спектра $\int p(\omega, \vec{q}) d^2\vec{q}$. Оба частотных масштаба связаны с временными масштабами КФ. Ширина среза КФ $G_{t,r}^{(2)}(\tau, \rho = 0)$ — $\Delta\tau$ — пропорциональна $1/\Delta\omega$, а ширина КФ $G_{t,q}^{(2)}(\tau, \vec{q}_1 = \vec{q}_2 = 0)$ — $\mathfrak{D}\tau$ — пропорциональна $1/\mathfrak{D}\omega$.

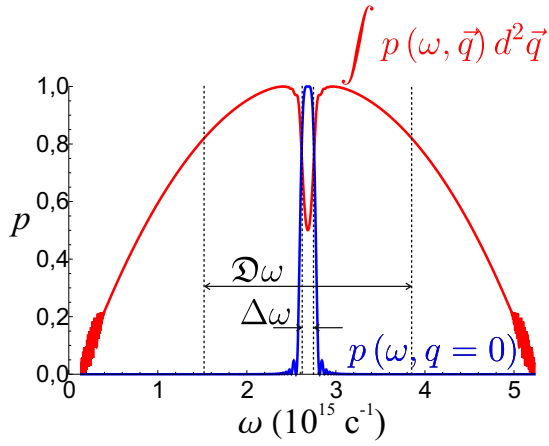
Таким образом, мы видим, что время корреляции второго порядка определяется не только шириной спектра, но и пространственными параметрами измерения. Во-первых, важно, в ближней или в дальней зоне располагаются детекторы (то есть измеряется $G_{t,r}^{(2)}$ или $G_{t,q}^{(2)}$), а во-вторых, какой диапазон координат и поперечных компонент волновых векторов выделяется детектором и сопряженным с ним оптическим каналом. Например, по рисунку 8 видно, что для регистрации малого времени корреляции $\sim \mathfrak{D}\tau$ необходимо выполнить три условия. Во-первых, детекторы должны находиться в ближней зоне, во-вторых, их размеры не должны превышать 2–3 мкм, в-третьих, должен



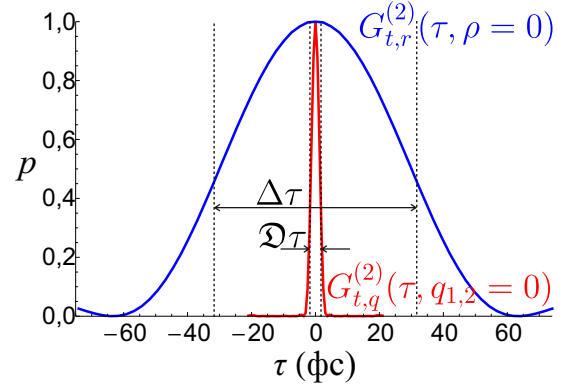
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 8. Связь спектра бифотонного поля с КФ второго порядка. (а) Частотно-угловой спектр $p(\omega, q) = |f(\omega, q)|^2$; (б) КФ второго порядка $G_{t,r}^{(2)}(\tau, \rho) = |\int f(\omega, \vec{q}) \exp[-i(\omega\tau + \vec{q}\vec{\rho})] d\omega d^2\vec{q}|^2$; (в) частотные спектры: сечение $p(\omega, q = 0)$ и интегральный спектр $\int p(\omega, \vec{q}) d^2\vec{q}$; (г) временные КФ: сечение $G_{t,r}^{(2)}(\tau, \rho = 0)$ и КФ бифотонного поля при фиксированном $q = 0$: $G_{t,q}^{(2)}(\tau, \vec{q}_1 = \vec{q}_2 = 0) = |\int f(\omega, \vec{q}) \exp[-i\omega\tau] d\omega|^2$. Ширина соответствующих распределений обозначена как $\Delta\omega, \mathfrak{D}\omega, \Delta\tau, \mathfrak{D}\tau$ (под шириной распределения тут понимается удвоенное среднеквадратичное отклонение). Все графики рассчитаны для кристалла ВВО толщиной 4 мм, вырезанного под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I и длины волны накачки 351 нм.

регистрироваться весь угловой спектр. Если хотя бы одно из этих условий не будет выполнено, то время корреляции будет больше. В пределе, при регистрации в дальней зоне или в случае, когда детектором собирается лишь малый угловой диапазон, время корреляции сравняется с $\Delta\tau$. Аналогичные заключения можно сделать и относительно пространственных корреляций.

Также стоит отметить, что в силу соотношений (0.36) КФ второго порядка связана не только с модулем, но и с фазой спектральной амплитуды бифотонного поля, в то время как распределение $p_{\omega,q}$ связано только с квадратом модуля. Поэтому соотношения вида $\Delta\tau \propto 1/\Delta\omega$ и $\mathfrak{D}\tau \propto 1/\mathfrak{D}\omega$ выполняются лишь в том случае, если спектральная амплитуда F фурье-ограничена.

1.7. Интерференция Хонга — Оу — Манделя

Еще одной важной особенностью, связанной со спектром бифотонного поля, является эффект интерференции Хонга — Оу — Манделя (Hong-Ou-Mandel interference) [62]. Он состоит в том, что если на оба входа 50%-ного светоделителя одновременно приходит по одному фотону пары⁶, то на выходе они оба окажутся в одном канале при условии их абсолютной неразличимости. Такая неразличимость включает в себя и неразличимость во времени. Экспериментально эффект наблюдается в совпадениях фотоотсчетов детекторов, установленных в выходные моды светоделителя (рис. 9). Сканируя оптическую задержку в одном из каналов можно перейти от случая, когда фотоны различаются по времени и дают вклад в совпадения фотоотсчетов к случаю, когда различимость по времени исчезает, и совпадения отсутствуют. На графике зависимости скорости счета совпадений от оптической задержки $W_{cc}(\Delta\tau)$ будет наблюдаться провал при значении $\Delta\tau = 0$.

⁶ Заметим, что в квантовой оптике известна группа работ по «отложенной компенсации» (postponed compensation), в которой проявление двухфотонной интерференции в схеме Хонга — Оу — Манделя не связано с одновременным приходом двух фотонов на светоделитель [63].

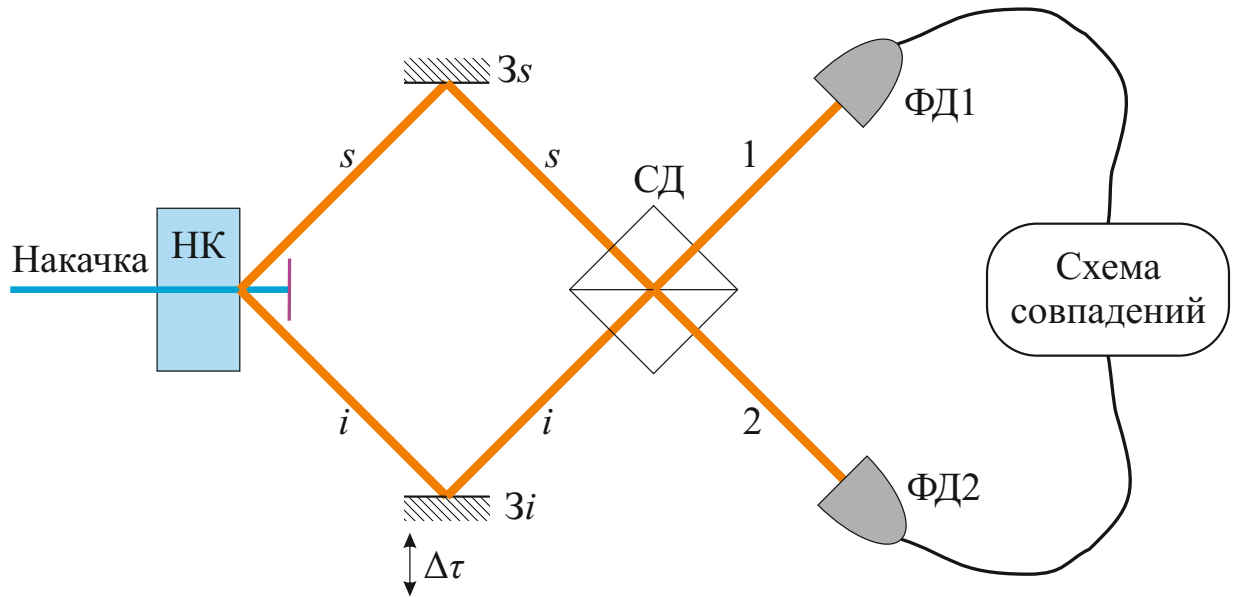


Рис. 9. Эффект интерференции Хонга — Оу — Манделя [62]. Бифотонное поле рождается в нелинейном кристалле НК в строго заданных угловых модах s и i . После прохождения зеркал $3s$ и $3i$ в холостой канал i вносится задержка $\Delta\tau$. После светоделителя в выходных каналах 1 и 2 установлены два детектора ФД1 и ФД2, связанных схемой совпадений. При измерении скорости счета W_{cc} совпадений и сканировании оптической задержки $\Delta\tau$ в совпадениях наблюдается провал при значении $\Delta\tau = 0$. Т. е. когда фотоны приходят на светоделитель одновременно, они либо оба выходят в канал 1, либо оба в канал 2.

Можно показать [62, 64], что зависимость $W_{cc}(\Delta\tau)$ определяется выражением

$$W_{cc}(\Delta\tau) \propto 1 - g^{(1)}(2\Delta\tau), \quad (0.38)$$

где $g^{(1)}(\tau) \equiv G^{(1)}(\tau)/G^{(1)}(0)$ — нормированная КФ первого порядка:

$$G_{s,i}^{(1)}(\tau) \equiv \left\langle a_{s,i}^\dagger(t) a_{s,i}(t + \tau) \right\rangle = \int d\omega |f(\omega)|^2 \exp[-i\omega\tau]. \quad (0.39)$$

Подчеркнем, что несмотря на то что провал наблюдается в совпадениях фотоотсчетов детекторов, он является проявлением интерференции по полю, и поэтому его ширина связана с КФ первого порядка, а не второго. Отметим также, что согласно выражению (0.39) КФ первого порядка связана только с модулем спектральной амплитуды и нечувствительна к ее фазе. Поэтому ширина КФ первого порядка всегда обратно пропорциональна ширине спектра, в отличие от ширины КФ второго порядка. Наконец, множитель 2 в выражении (0.38) свидетельствует о том, что интерференция Хонга — Оу — Манделя в два раза чувствительнее к изменению оптической задержки $\Delta\tau$ по сравнению с классическими интерферометрами. Например, видность интерференционной картины в интерферометре Майкельсона $V(\Delta\tau) \propto g^{(1)}(\Delta\tau)$ [65]. Этот факт, в частности, используется в методе квантовой оптической когерентной томографии [22], который будет более подробно описан в следующем разделе.

2. Задачи, в которых важен учет частотно-углового спектра бифотонного поля

2.1. Задачи квантовой связи и квантовых вычислений

Основное приложение бифотонных полей связано с задачами квантовой связи и квантовых вычислений. С одной стороны, бифотонное поле можно ис-

пользовать для генерации однофотонных состояний (heralded scheme) [9–12], когда один фотон пары используется для определения времени рождения бифотона и регистрируется передающей стороной, а другой пересылается приемной стороне (рис. 10). В этом случае, как правило, требуется, чтобы однофотонное состояние было чистым, а это означает, что ширина как частотного, так и углового спектра бифотонного поля должна совпадать с шириной частотного и углового спектров накачки (0.17). Этого можно добиться, с одной стороны, увеличивая ширину спектров накачки (за счет использования коротких жестко сфокусированных импульсов), с другой — уменьшая ширину спектров бифотонного поля. Кроме того, для реализации квантовой памяти и квантовых повторителей [66–68] необходимо, чтобы частоты фотонов попадали в резонанс с энергетическими уровнями, поэтому типичная ширина частотного спектра для этих задач не должна превышать 1–10 МГц. Для передачи квантовой информации по оптическим волокнам из-за хроматической дисперсии время прихода однофотонных пакетов «размазывается», поэтому нужно уменьшить до минимума их спектральный состав [69]. Наконец, в задачах линейно-оптических квантовых вычислений необходимо реализовать интерференцию фотонов от нескольких источников, для чего необходимо увеличить их время корреляции первого порядка (0.39), а значит, уменьшить ширину частотного спектра.

С другой стороны, для протоколов квантовой связи можно использовать непосредственно бифотонные квантовые состояния. Принципиальным отличием таких протоколов является возможность использования перепутанных квантовых состояний, которые интересны не только с точки зрения проверки фундаментальных основ квантовой теории [70–72], но и как перспективный объект квантовой криптографии [18, 20, 73, 74]. В настоящий момент времени большая часть протоколов передачи квантовой информации основана на кодировании информации поляризационными или фазовыми квантовыми

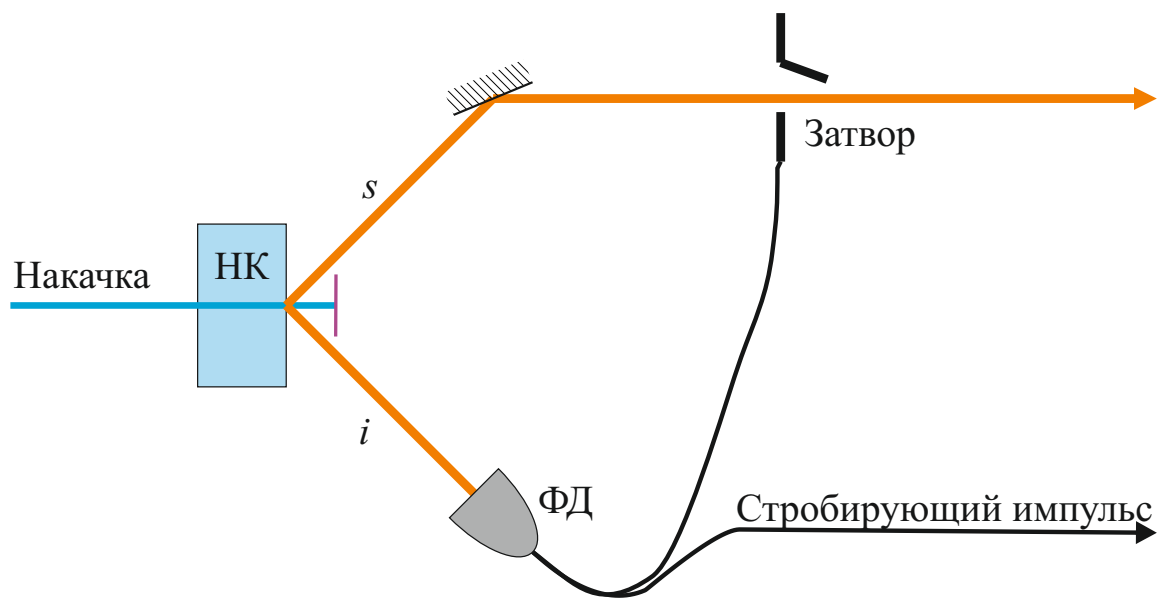


Рис. 10. Схема однофотонного источника на основе бифотонного поля (heralded scheme) [9–12]. Бифотонное поле рождается в нелинейном кристалле НК под действием накачки. Сигнальный фотон s отправляется в оптический канал, а холостой i отправляется в фотодетектор ФД. Импульс с детектора управляет затвором и является стробом в схеме дальнейшей регистрации.

состояниями фотонов. Однако такие базисы ограничены лишь двумя векторами. В то же время кодирование информации частотными или угловыми состояниями фотонов позволяет существенно расширить количество базисных состояний. Поэтому задача приготовления бифотонного поля с заданным частотно-угловым спектром открывает новые возможности в передаче квантовой информации. Практически эффективное число мод, которые могут быть использованы для кодирования квантовой информации, определяется числом Шмидта⁷ [34] или связанным с ним соотношением Федорова [45–48] (0.17). Таким образом, для увеличения степени перепутанности, используемой как ресурс в задачах квантовой связи, необходимо увеличить ширину частотного и углового спектра бифотонного поля и уменьшить ширину частотного и углового спектров накачки. Кроме того, для реализации нелинейных квантовых вычислений необходимо эффективное двухфотонное взаимодействие света с веществом. Поскольку эффективность такого взаимодействия определяется не только квадратичной восприимчивостью вещества $\chi^{(2)}$, но и корреляционной функцией второго порядка $G^{(2)}(\tau, \rho)$, то для ее увеличения требуется бифотонное поле с очень малым временем и радиусом корреляции второго порядка, а значит, с широким частотным и угловым спектром (0.36).

2.2. Метрологические задачи

Благодаря своим корреляционным свойствам бифотонные поля находят ряд потенциальных применений в метрологических задачах. Например, предложен протокол удаленной синхронизации часов [25], который не требует измерения точного расстояния между станциями, а также измерения групповой скорости оптических импульсов в каналах. Так как этот протокол осно-

⁷ Стоит отметить, что задача приготовления и измерения квантового состояния бифотонного поля в базисе собственных мод (базисе Шмидта) пока решена лишь для пространственных мод [75], но не для частотных.

ван на совпадении фотоотсчетов однофотонных детекторов, находящихся на удаленных станциях, то точность синхронизации определяется временем корреляции второго порядка $G^{(2)}(\tau)$, а значит, для ее увеличения необходимы бифотонные поля с широким частотным спектром.

Поскольку бифотонное поле при взаимодействии с веществом выступает как поле с эффективной длиной волны, равной длине волны накачки, его применение в задачах построения изображения позволяет вдвое увеличить разрешение по сравнению с классическим световым полем с длиной волны сигнального или холостого фотона. Примерами таких задач являются двухфотонная микроскопия [76] и квантовая интерферометрическая оптическая литография [23, 77]. В обеих задачах требуется высокая эффективность двухфотонных взаимодействий с веществом. Также на двухфотонном поглощении основан метод спектроскопии виртуальных состояний с использованием перепутанных фотонов [78]. Таким образом, для всех этих задач необходимо малое время корреляции второго порядка, а значит, широкий спектр бифотонного поля.

Наконец, предложено использование эффекта интерференции Хонга — Оу — Манделя для оптической томографии. Метод называется квантовой оптической когерентной томографией [22] и состоит в том, что в одном из плечей интерферометра Хонга — Оу — Манделя установлен образец, в то время как длина другого плеча задает глубину сканирования (рис. 11). Поскольку ширина провала в интерференции Хонга — Оу — Манделя в два раза меньше времени корреляции первого порядка (0.38), то квантовая оптическая когерентная томография имеет двукратный выигрыш в разрешении по сравнению с классической. Кроме того, квантовый вариант оптической когерентной томографии позволяет избежать проблем, связанных с дисперсией в образце, возникающих в случае сканирования широкополосными оптическими импульсами.

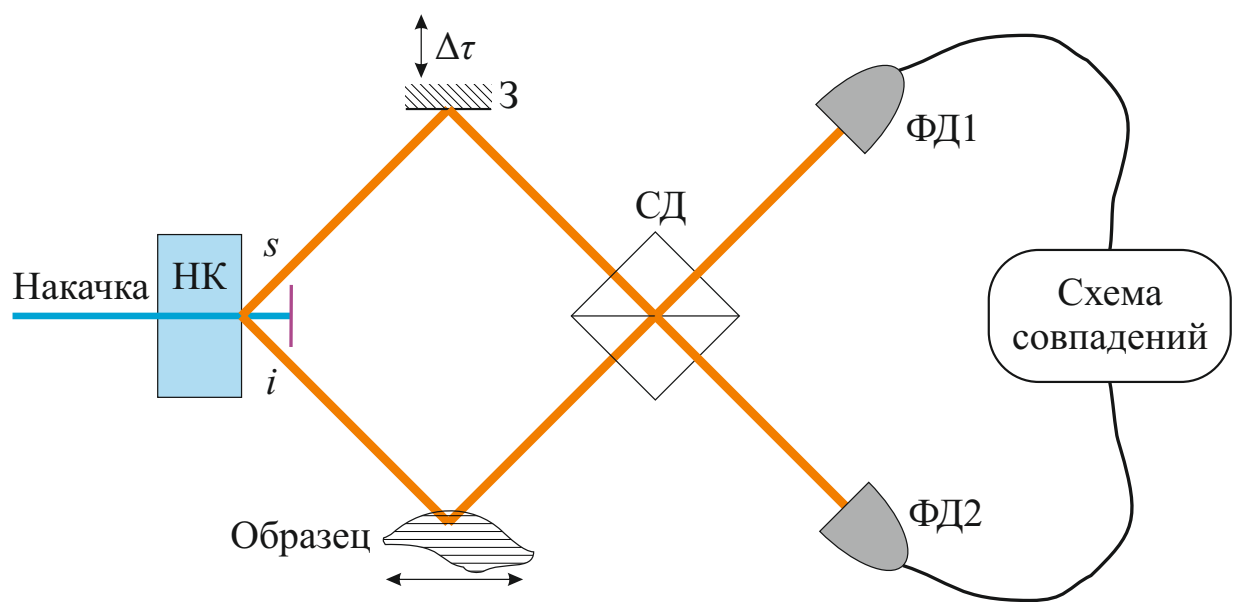


Рис. 11. Схема квантовой оптической когерентной томографии [22]. Схема представляет собой интерферометр Хонга — Оу — Манделя (рис. 9), в одном из плечей которого (i) установлен исследуемый образец. Меняя задержку $\Delta\tau$, вносимую зеркалом $З$, установленным в другом плече (s), можно изменять глубину сканирования образца. Изображение среза отражается в совпадениях фотоотсчетов детекторов $ФД1$ и $ФД2$.

3. Способы управления частотно-угловым спектром бифотонного поля

Большая часть приложений, описанных в предыдущем разделе, накладывает ограничения в основном на ширину частотного спектра бифотонного поля. Ряду приложений требуется бифотонное поле с узким спектром, ряду — с широким. При этом всюду подразумевается, что форма частотного распределения гауссова или прямоугольная. На угловой спектр практически никаких ограничений не накладывается. Кроме того, управление шириной углового спектра не вызывает больших трудностей и может быть легко осуществлено посредством фокусировки (или дефокусировки) бифотонного поля. Правда, при этом будут пропорционально изменяться как безусловное (0.18), так и условное (0.19) распределения, и это не приведет к изменению степени перепутанности по углам, а лишь к изменению радиуса корреляции. Заметим, что изменить ширину частотного спектра подобным образом невозможно. Поэтому основной интерес представляют способы управления частотным спектром бифотонного поля, тем более что изменение ширины углового спектра бифотонного поля без изменения ширины углового спектра накачки может быть осуществлено теми же способами.

Задача управления угловым спектром бифотонного поля представляет интерес лишь в связи с тем, что частотный и угловой спектры связаны друг с другом и в зависимости от того, какая часть углового спектра выделяется регистрирующей системой, будет наблюдаться разная ширина и форма частотного спектра, что подробно описано в разделах 1.4 и 1.5. Что же касается управления формой частотного спектра, то эта задача может быть интересна лишь с точки зрения кодирования информации, поэтому большинство методов управления спектром бифотонного поля допускают лишь управление его шириной, но не формой.

Итак, методы управления спектром бифотонного поля делятся на две группы: методы, направленные на сужение частотного спектра, и методы, направленные на его уширение.

3.1. Методы сужения спектра бифотонного поля

Как уже было описано в разделе 1.1, спектральные свойства бифотонного поля полностью определяются его спектральной амплитудой $F(\omega_s, \omega_i, \vec{q}_s, \vec{q}_i)$, а в случае плоской монохроматической волны накачки (раздел 1.3) и однородного нелинейного кристалла — однофотонным угловым спектром $f(\omega, \vec{q})$, который имеет вид (0.22)

$$f(\omega, \vec{q}) \propto \chi^{(2)} L \sqrt{\omega(\omega_p - \omega)} \operatorname{sinc} \left[\Delta k(\omega, \vec{q},) \frac{L}{2} \right] e^{i\Delta k(\omega, \vec{q}) \frac{L}{2}}.$$

Напомним, что L — длина нелинейной среды, а $\Delta k(\omega, \vec{q})$ — фазовая расстройка (0.3). Из выражения (0.22) видно, что спектр в первую очередь ограничен распределением $\operatorname{sinc}^2 [\Delta k(\omega, \vec{q},) L/2]$ и его ширина определяется условием

$$|\Delta k(\omega, \vec{q})| \lesssim \frac{2\pi}{L}. \quad (0.40)$$

Таким образом, для уменьшения ширины спектра достаточно выбрать длинный нелинейный кристалл. Дальнейшее сужение спектра можно осуществлять за счет частотной фильтрации. Например, в работе [79] удалось выделить из спектра СПР шириной 143 ГГц⁸ узкую линию шириной 22 МГц. При этом ключевую роль играет спектральная интенсивность, измеряемая в скорости счета совпадений на 1 МГц спектрального диапазона. Часто эта величина также делится на мощность лазера накачки. Из выражения (0.22)

⁸ В качестве характеристики ширины спектра бифотонного поля здесь и далее будет использоваться величина $\Delta\nu$, а не $\Delta\lambda$, поскольку она однозначно связана с временами корреляции бифотонного поля. Кроме того, для определения степени перепутанности необходимо сравнивать ширину спектра бифотонного поля с шириной линии лазера накачки, которая, как правило, тоже задается величиной $\Delta\nu_p$.

следует, что спектральная интенсивность зависит не только от длины кристалла, но и от квадратичной восприимчивости среды $\chi^{(2)}$, поэтому для получения большой спектральной интенсивности используют среды с большим значением $\chi^{(2)}$. Часто для этих сред не выполняются условия синхронизма, то есть фазовая расстройка Δk оказывается слишком велика для необходимых длин волн. В этом случае используют эффект квазисинхронизма [80]. Если квадратичная восприимчивость среды $\chi^{(2)}$ периодически зависит от z с периодом модуляции Λ (что реализуется в периодически поляризованных кристаллах), то подстановка этого условия в выражение (0.21) приводит к тому, что фазовый синхронизм выполняется с точностью до целого числа m векторов обратной сверхрешетки $2\pi/\Lambda$:

$$\Delta k = k_{pz} - k_{sz} - k_{iz} + m \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (0.41)$$

Так, в работе [81] в периодически поляризованном кристалле титанилфосфата калия (РРКТР) длиной 25 мм, вырезанном под синхронизм типа II, в вырожденном режиме на длине волны 810 нм происходила генерация бифотонного поля со спектральной интенсивностью 0,6 Гц/(МГц мВт). А в работе [79] в таком же кристалле длиной 20 мм при слабо невырожденном синхронизме с длиной волны накачки 425–427 нм достигалась спектральная интенсивность бифотонного поля в 1,0 Гц/(МГц мВт) при мощности накачки порядка 100 мВт.

Дополнительно перекачать энергию в заданную спектральную моду можно за счет помещения кристалла внутрь резонатора, вводящего обратную связь на длине волны параметрического излучения [82]. При этом мощность накачки должна быть ниже порога параметрической генерации. Бифотонное поле наблюдалось в невырожденных частотных модах (в вырожденной моде статистика фотонов соответствовала квадратурно-сжатому вакууму). В результате спектральная интенсивность достигала значения 7 Гц/(МГц мВт)

при мощности накачки 210 мВт.

Вводя же в резонатор дополнительное излучение на длине волны параметрического усилителя, можно на порядок увеличить спектральную интенсивность. Таким образом в работе [83] было получено бифотонное поле со спектральной интенсивностью 70 Гц/(МГц мВт) в вырожденном режиме на длине волны 795 нм.

Дополнительное усиление можно обеспечить, помещая кристалл в резонатор, в котором выполняется условие тройного резонанса: для сигнальной волны, холостой волны и волны накачки [84]. При этом происходит усиление накачки внутри резонатора и значение спектральной интенсивности доходит до $1,4 \times 10^4$ Гц/(МГц мВт). В одной из последних работ [85] в кристалле РРКТР типа II длиной 10 мм, торцы которого представляли конфокальный резонатор на сигнальную и холостую длины волн, а один из торцов также отражал накачку, было получено бифотонное поле с шириной спектра 8,3 МГц и со спектральной интенсивностью $1,34 \times 10^4$ Гц/(МГц мВт).

Кроме того, существуют пока не проверенные экспериментально теоретические способы сужения спектра бифотонного поля. Один из них основан на квазисинхронизме обратной волны ($\vec{k}_s \uparrow \downarrow \vec{k}_i \uparrow \uparrow \vec{k}_p$), возникающем в кристалле с двойным периодом поляризации [86]. Другой основан на совмещении периодической модуляции квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}(z)$ с периодической модуляцией показателей преломления $n(z)$ (брэгговской решеткой) [87].

Заметим, что для генерации факторизованных состояний бифотонного поля (или чистых однофотонных состояний) необязательно сужать спектр СПР, можно уширять спектр накачки. Так, в работе [88] в качестве накачки использовалась вторая гармоника титан-сапфирового лазера (415 нм) с шириной импульса 50 фс. При этом спектральное состояние бифотонного поля, генерируемого в кристалле дигидрофосфата калия (KDP) длиной 5 мм, вырезанного под синхронизм типа II, было факторизованным, а ширина спектров

сигнального и холостого фотонов составляла 1,7 и 0,34 ТГц соответственно.

3.2. Методы уширения спектра бифотонного поля

Если методы сужения спектра в большей степени направлены на получение высокой спектральной интенсивности в заданном спектральном диапазоне, то методы уширения спектра предполагают изменение условий синхронизма, направленное на генерацию бифотонного поля в больший диапазон спектральных мод. Для определения ширины частотного спектра бифотонного поля необходимо учитывать ширину регистрируемого углового спектра $\delta\theta$, которая входит как в спектр единичных фотоотсчетов (0.24), так и в спектр совпадений (0.29). На рисунке 2 видно, что при интегрировании по всем углам (т. е. по всем поперечным компонентам волнового вектора q) можно получить частотный спектр, занимающий практически весь диапазон от 0 до ω_p . Таким образом, один из способов получения бифотонного поля с широким спектром может быть основан на выделении большого углового диапазона сбора $\delta\theta$. Так, авторам работы [60] удалось зарегистрировать бифотонное поле с шириной спектра 600 нм (162 ТГц) при центральной длине волны 1055 нм. Источником служил кристалл ВВО толщиной 4 мм, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I, в котором под действием накачки на длине волны 527,5 нм происходил процесс СПР. При этом ширина углового диапазона сбора составляла $\delta\theta = 6^\circ$. Для сравнения, при $\delta\theta = 0,79^\circ$ ширина спектра при тех же условиях составляла 205 нм (55 ТГц). В обоих случаях была измерена КФ второго порядка, ширина которой составила в первом случае 6 фс, а во втором случае — 26 фс. Для компенсации дисперсии использовалась специальная безабберационная оптика.

Тем не менее в большинстве задач рассматривается уширение бифотонного поля, регистрируемого при $\delta\theta \rightarrow 0$. Это связано как со сложностью

регистрации в большом угловом диапазоне, так и с проблемой передачи бифотонных полей с широким угловым спектром на большие расстояния. Поэтому далее представлены методы увеличения ширины частотного спектра $|f(\omega, q = 0)|^2$. Идеологически эти методы можно разделить на два класса: основанные на использовании *однородных* и *неоднородных* нелинейных сред.

Однородная нелинейная среда

Как было написано выше, в случае однородной нелинейной среды ширина спектра ограничена соотношением (0.40)

$$|\Delta k(\omega, \vec{q})| \lesssim \frac{2\pi}{L}.$$

Отсюда следует, что ширина спектра увеличивается с уменьшением длины кристалла. Так, в работе [89] с использованием кристалла ВВО толщиной 0,1 мм в ортогональных поляризационных модах в вырожденном режиме на длине волны 702 нм было получено поле с шириной спектра 174 нм (106 ТГц). Однако из выражения для спектральной амплитуды (0.22) следует, что спектральная интенсивность бифотонного поля пропорциональна L^2 , а интегральная интенсивность (по всем направлениям и на всех длинах волн) пропорциональна L [30]. Поэтому при использовании тонких кристаллов необходимо компенсировать падение интенсивности, о чем более подробно будет написано в главе 1.

Другой способ получения широкого спектра бифотонного поля заключается в подборе условий синхронизма таким образом, чтобы функция расстройки $\Delta k(\omega_s)$ слабо зависела от ω на некотором интервале вблизи точного синхронизма ($\Delta k(\omega_{s0}) = 0$). Для определения этих условий удобно рассмотреть функцию $\Delta k(\Omega)$, где $\Omega = \omega_s - \omega_{s0}$ — частотная отстройка от точного

синхронизма:

$$\Delta k(\Omega) = k_p - k_s(\omega_{s0} + \Omega) - k_i(\underbrace{\omega_p - \omega_{s0}}_{\omega_{i0}} - \Omega) \equiv k_p - k_{s0}(\Omega) - k_{i0}(-\Omega), \quad (0.42)$$

где

$$k_{s0}(\Omega) \equiv k_s(\omega_{s0} + \Omega), \quad k_{i0}(\Omega) \equiv k_i(\underbrace{\omega_p - \omega_{s0}}_{\omega_{i0}} + \Omega) \quad (0.43)$$

Раскладывая $\Delta k(\Omega)$ в ряд Тейлора, получим:

$$\Delta k(\Omega) = [k_p - k_{s0} - k_{i0}] - [k'_{s0} - k'_{i0}] \Omega - \frac{1}{2} [k''_{s0} + k''_{i0}] \Omega^2 - \dots, \quad (0.44)$$

где значения всех производных функций $k_{s,i0}(\Omega)$ берутся в нуле.

Отсюда следует, что для обеспечения широкополосного синхронизма необходимо выполнение условий:

$$k_p - k_{s0} - k_{i0} = 0, \quad (0.45a)$$

$$k'_{s0} - k'_{i0} = 0, \quad (0.45б)$$

$$k''_{s0} + k''_{i0} = 0. \quad (0.45в)$$

Первое условие определяет точное выполнение условия фазового синхронизма для центральных частот сигнального и холостого фотонов, второе — равенство их групповых скоростей, а третье — отсутствие дисперсии групповых скоростей.

Заметим, что при вырожденном синхронизме типа I, когда поляризации сигнального и холостого фотонов одинаковы, условия (0.45a) и (0.45б) выполняются автоматически, так как в этом случае функции $k_{s0}(\Omega)$ и $k_{i0}(\Omega)$ тождественны и $\Delta k_I \propto \Omega^2$. В случае же невырожденного синхронизма или синхронизма типа II, когда поляризации сигнального и холостого фотонов ортогональны, $\Delta k_{II} \propto \Omega$. Однако при выполнении (0.45в) для вырожденного синхронизма типа I оказывается, что $\Delta k_I \propto \Omega^4$, а при выполнении (0.45б) для синхронизма типа II $\Delta k_{II} \propto \Omega^2$.

Подобрать среду таким образом, чтобы в ней одновременно выполнялись все условия (0.45a) — (0.45в), т. е. добиться локального ослабления зависимости $\Delta k(\Omega)$ вблизи точного выполнения условия фазового синхронизма, очень сложно, хотя и возможно. Так, в работе [90] показано, что для кристалла ВВО толщиной 14 мм и накачки с длиной волны 728 нм ширина коллинеарного вырожденного синхронизма типа I составляет ≈ 750 нм (106 ТГц).

Задачу одновременного выполнения условий (0.45) можно упростить. Можно подобрать среду без дисперсии групповых скоростей (0.45в) и обеспечить выполнение условий (0.45a) и (0.45б) за счет квазисинхронизма (0.41), подобрав период модуляции Λ . Так, в работе [52] показано, что в периодически поляризованном кристалле ниобата лития (PPLN) толщиной 10 мм с периодом $\Lambda = 27,4$ мкм при коллинеарном вырожденном на длине волны 1885 нм синхронизме типа I можно добиться генерации бифотонного поля с шириной спектра 1080 нм (91 ТГц).

Еще один способ локального ослабления зависимости $\Delta k(\Omega)$ продемонстрирован в работе [91]. Особенностью предложенной схемы является использование элементов, вносящих угловую дисперсию (рис. 12). В работах [42, 92–94] показано, что при прохождении через систему из двух дифракционных решеток (или призм), между которыми расположена среда, в которой имеет место эффект сноса, световой импульс преобразуется так же, как если бы он распространялся через среду с измененными производными дисперсионной функции $k'(\Omega)$ и $k''(\Omega)$:

$$\tilde{k}' = k' + \alpha\rho, \quad \tilde{k}'' = k'' - \frac{\alpha^2}{k}, \quad \rho = \operatorname{tg} \theta, \quad \alpha = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{c}, \quad (0.46)$$

где φ — угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга (угол сноса), θ — угол наклона импульсного фронта [95], возникающего после первого дисперсионного элемента и компенсирующегося вторым, а c — скорость света в вакууме. Угол θ зависит от параметров дисперсионного элемента и от

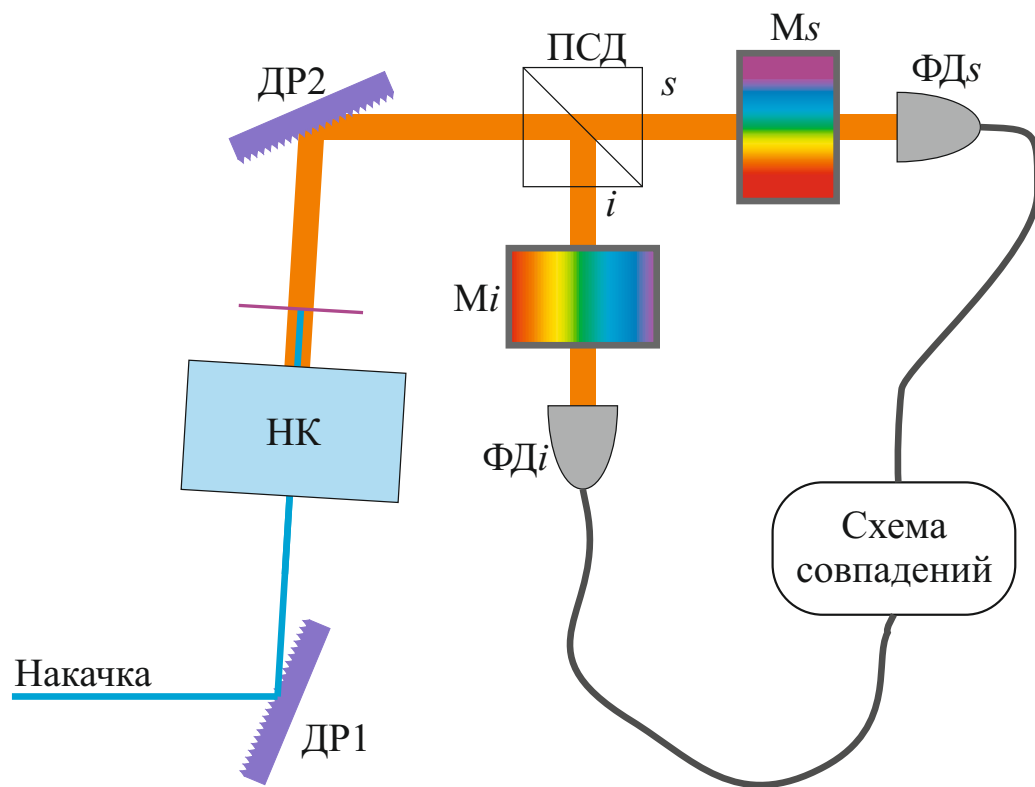


Рис. 12. Локальное ослабление зависимости $\Delta k(\Omega)$ за счет угловой дисперсии. Генерация СПР в синхронизме типа II происходит в нелинейном кристалле НК, расположенном между двумя дифракционными решетками Д1 и Д2. Решетка Д1 создает наклон импульсного фронта накачки, который сохраняется для импульсного фронта СПР и компенсируется решеткой Д2. В результате условия фазового синхронизма модифицируются (0.46). Поляризационный светоделитель ПСД разделяет сигнальный (s) и холостой (i) фотоны по двум пространственным модам, после чего они регистрируются детекторами ФД s и ФД i . Для определения спектра бифотонного поля используются монохроматоры M_s и M_i .

центральной длины волны импульса. Используя соотношения (0.46), можно подобрать дисперсионные элементы таким образом, чтобы обеспечить выполнение условий (0.45б) и (0.45в) [91]. Так, для вырожденного на длине волны 810 нм коллинеарного синхронизма типа II в кристалле ВВО толщиной 2 мм экспериментально удалось увеличить ширину спектра с 5,2 нм (2,4 ТГц) до 41 нм (19 ТГц). Для вырожденного синхронизма типа I для той же длины волны теоретически предсказано уширение спектра с 96 нм (44 ТГц) до 465 нм (213 ТГц). Однако корректность приближений, при которых выполняются соотношения (0.46), вызывает сомнение в случае столь широкого спектрального диапазона, а отсутствие экспериментальной реализации подтверждает это сомнение.

Дополнительные возможности изменения функции $\Delta k(\Omega)$ появляются в случае неколлинеарного синхронизма [96, 97]. Рассмотрим процесс генерации СПР в периодически поляризованном кристалле под действием монохроматической накачки, имеющей некоторое угловое распределение $E_p(q_p)$ с шириной Δq_p .

Условия фазового синхронизма (0.2), (0.41) сводятся к условиям, накладываемым на поперечную $\Delta k_\perp$ и продольную $\Delta k_\parallel$ компоненты волновой расстройки:

$$\vec{\Delta k}_\perp = 0, \quad |\Delta k_\parallel| \leq \frac{2\pi}{L}. \quad (0.47)$$

Разложим $\Delta k_\perp$ и $\Delta k_\parallel$ в ряд Тейлора по степеням Ω , аналогично (0.44):

$$\begin{aligned} \Delta k_\perp(\Omega) = & q_p + [k_{s0} \sin \theta_s - k_{i0} \sin \theta_i] + \\ & + [k'_{s0} \sin \theta_s + k'_{i0} \sin \theta_i] \Omega + \\ & + \frac{1}{2} [k''_{s0} \sin \theta_s - k''_{i0} \sin \theta_i] \Omega^2 + \dots \end{aligned} \quad (0.48)$$

$$\begin{aligned}\Delta k_{\parallel}(\Omega) = & [k_p - \frac{2\pi}{\Lambda} - k_{s0} \cos \theta_s - k_{i0} \cos \theta_i] - \\ & - [k'_{s0} \cos \theta_s - k'_{i0} \cos \theta_i] \Omega - \\ & - \frac{1}{2} [k''_{s0} \cos \theta_s + k''_{i0} \cos \theta_i] \Omega^2 + \dots\end{aligned}\quad (0.49)$$

Из (0.49) видно, что зависимость $\Delta k_{\parallel}(\Omega)$ ослабляется при увеличении углов θ_s и θ_i . С другой стороны, условие $\vec{\Delta k}_{\perp} = 0$ совместно с выражением (0.48) накладывают ограничение на ширину спектра, связанное с шириной углового распределения накачки Δq_p , которое усиливается с ростом углов θ_s и θ_i . Рассмотрим случай вырожденного синхронизма типа I, когда сигнальная и холостая моды имеют обыкновенную поляризацию. Тогда $k_{s0} = k_{i0} = k_0$, $\theta_s = \theta_i = \theta_0$, и при условии точного синхронизма

$$k_p - \frac{2\pi}{\Lambda} - k_{s0} \cos \theta_s - k_{i0} \cos \theta_i = 0 \quad (0.50)$$

выражения (0.48) и (0.49) принимают вид:

$$\Delta k_{\perp} = q + 2k'_0 \sin \theta_0 \Omega + \dots \quad (0.51)$$

$$\Delta k_{\parallel} = -2k''_0 \cos \theta_0 \Omega^2 + \dots \quad (0.52)$$

Условие $\Delta k_{\perp} = 0$ накладывает ограничение на ширину спектра:

$$\Omega \leq \frac{1}{2k'_0 \sin \theta_0} \Delta q, \quad (0.53)$$

а условие $|\Delta k_{\parallel}| \leq \frac{2\pi}{L}$ дает:

$$\Omega \leq \sqrt{\frac{2\pi}{Lk''_0 \cos \theta_0}}. \quad (0.54)$$

Таким образом, для сильно сфокусированной накачки при большом угле синхронизма θ_0 можно добиться значительного уширения спектра. В работе [97] для вырожденного синхронизма типа I на длине волны 812 нм (использовался кристалл йодата лития LiIO_3 толщиной 1,5 мм) было экспериментально продемонстрировано увеличение ширины спектра за счет фокусировки накачки

с 6,2 нм (2,8 ТГц) при диаметре перетяжки пучка накачки $w = 131$ мкм до 148 нм (67 ТГц) при $w = 2,6$ мкм.

Обратим внимание, что для случая поперечного синхронизма ($\theta_s = \theta_i = 90^\circ$) условия синхронизма вырождаются в

$$\Omega = \frac{1}{2k'_0}q, \quad (0.55)$$

т. е. форма частотного спектра бифотонного поля полностью соответствует угловому спектру накачки. Это дает возможность управления формой частотного спектра [96].

Увеличение ширины спектра бифотонного поля можно получить за счет уширения не только углового, но и частотного спектра накачки. При этом, конечно, смягчается условие частотной антикорреляции ($\omega_s + \omega_i \approx \text{const}$), но при определенных условиях можно добиться того, что слабое уширение частотного спектра накачки приводит к сильному уширению спектра бифотонов. Введем три частотные расстройки $\Omega_{p,s,i} = \omega_{p,s,i} - \omega_{p,s,i0}$. При этом условие частотного синхронизма выполняется как для центральных частот $\omega_{p0} = \omega_{s0} + \omega_{i0}$, так и для расстроек $\Omega_p = \Omega_s - \Omega_i$. Разложим Δk в ряд по степеням Ω_p , Ω_s , Ω_i , причем будем ограничиваться первой степенью Ω_p , предполагая ширину спектра накачки много меньшей ширины спектра бифотонов:

$$\Delta k = [k_{p0} - k_{s0} - k_{i0}]_0 + [k'_{p0}\Omega_p - k'_{s0}\Omega_s + k'_{i0}\Omega_i]_1 - \frac{1}{2} [k''_{s0}\Omega_s^2 + k''_{i0}\Omega_i^2]_2 + \dots \quad (0.56)$$

В случае выполнения условий вырожденного синхронизма типа I ($k_{s0} = k_{i0} = k_0$) выражение $[\dots]_0$ обращается в нуль, и (0.56) упрощается:

$$\Delta k = (k'_{p0} - k'_0) \Omega_p - k''_{s0} [\Omega_s^2 - \Omega_p \Omega_s]_2. \quad (0.57)$$

Условие $\Delta k = 0$ дает квадратное уравнение относительно Ω_s , решая которое, получим [33, 98]: $\Omega = \frac{\Omega_p}{2} \pm \sqrt{\gamma \Omega_p} \approx \sqrt{\gamma \Omega_p}$, где $\gamma = (k'_{p0} - k'_0)/k''_0$. Заметим,

что в случае нормальной дисперсии коэффициент γ неотрицателен. Таким образом, для фиксированной ширины спектра накачки $\Delta\Omega_p$ ширина спектра бифотонного поля оказывается $\Delta\Omega = \sqrt{\gamma\Delta\Omega_p}$.

В работе [99] было экспериментально продемонстрировано уширение спектра единичных отсчетов до 396 нм (168 ТГц) на центральной длине волны 840 нм. При этом ширина спектра накачки составляла 9,5 нм (16 ТГц), а в качестве нелинейного кристалла использовался йодат лития толщиной 12 мм. Регистрация велась в неколлинеарном режиме под углом 8° .

Аналогично было продемонстрировано уширение спектра в невырожденном режиме [100]. При этом ширина спектра совпадений достигала ≈ 24 ТГц на длинах волн 741 и 909 нм. В качестве нелинейного кристалла в работе использовался кристалл ВВО длиной 3 мм, а ширина спектра накачки составляла 6,5 ТГц, регистрация велась в неколлинеарном режиме под углом $3,5^\circ$, ширина регистрируемого углового спектра составляла $0,1^\circ$. Для сравнения, ширина спектра совпадений, полученного при подобных условиях, но при ширине спектра накачки 0,25 ТГц, составила ≈ 5 ТГц.

Подчеркнем, что все рассмотренные выше способы уширения спектра бифотонного поля сводятся к локальному ослаблению зависимости $\Delta k(\Omega)$, что обеспечивает выполнение условий синхронизма в большем диапазоне длин волн. С одной стороны это приводит к уширению модуля спектральной амплитуды, а с другой — к слабой зависимости фазы спектральной амплитуды от частоты. Это позволяет сузить не только КФ первого, но и КФ второго порядка. Очевидно, что такой способ уширения спектра СПР, тем не менее, сильно ограничен дисперсионными соотношениями в среде и годится лишь для случая сравнительно небольших частотных расстройек Ω , когда в разложении Тейлора еще можно ограничиваться первыми членами. Кроме того, этот способ плохо работает в случае невырожденного режима или синхронизма типа II.

Неоднородная нелинейная среда

Напомним, что выражение для спектральной амплитуды (0.22) получено в предположении, что кристалл, в котором происходит процесс СПР, пространственно однороден и фазовая расстройка Δk не зависит от z . Использование пространственно-неоднородных структур дает возможность одновременно выполнить условия синхронизма для разночастотных пар в различных областях кристалла. В результате спонтанное параметрическое рассеяние, возникшее в разных частях кристалла, складывается с учетом фаз, и на выходе получается широкий спектр сложной формы (что является следствием интерференции) и с нетривиальной зависимостью фазы спектральной амплитуды от частоты (0.21):

$$f(\omega_s, \vec{q}_s) \propto \sqrt{\omega_s(\omega_p - \omega_s)} \int_0^L dz \chi^{(2)}(z) \exp[i\Delta k(\omega_s, \vec{q}_s, z)z].$$

Таким образом, полученное излучение может не быть фурье-ограниченным, и для уменьшения времени корреляции второго порядка необходимо дополнительно использовать компрессию [101–103], о которой пойдет речь ниже.

Проще всего этот метод был реализован в работе [51], где в качестве нелинейной среды предлагается использовать несколько кристаллов, стоящих один за другим, установленных под разными углами к лучу накачки. В эксперименте измерялся спектр бифотонного поля, полученного от двух кристаллов ВВО толщиной 2 мм, вырезанных под синхронизм типа I на длине волны накачки 404 нм. Спектры регистрировались в слабо неколлинеарном режиме под углом 1° . В результате ширина спектра единичных отсчетов составила 160 нм (73 ТГц). При этом ширина спектра, полученного от одного кристалла, составила 75 нм (34 ТГц). В работе показано, что, увеличив количество кристаллов до четырех, можно получить спектр шириной 215 нм (100 ТГц).

Заметим, что в вышеописанном методе зависимость $\Delta k(z)$ была ступен-

чатой. В то же время существуют методы реализации плавной зависимости $\Delta k(z)$. Один из них основан на пространственной модуляции показателей преломления среды [26–28], и о нем пойдет речь в главах 2 и 3. Но первым был реализован метод, основанный на эффекте СПР в аperiodически поляризованных кристаллах, период поляризации которых возрастает так [104], чтобы обеспечить линейный рост (чирп) вектора обратной сверхрешетки (рис. 13 (а)):

$$\frac{1}{\Lambda(z)} \equiv k_g(z) = k_{g0} + \alpha z. \quad (0.58)$$

При этом расстройка приобретает следующий вид:

$$\Delta k(\Omega, z) = k_p - k_{s0}(\Omega) - k_{i0}(-\Omega) - k_g(z). \quad (0.59)$$

При варьировании параметра чирпирования α в кристалле стехиометрического танталата лития (SLT) длиной 18 мм от $0,2 \times 10^{-7}$ до $9,7 \times 10^{-6}$ мкм⁻² было получено параметрическое излучение на вырожденной длине волны 812 нм с шириной спектра от ≈ 17 нм (7,7 ТГц) до ≈ 300 нм (136 ТГц) [105]. При этом форма спектра имела сложный вид и состояла из нескольких пиков (рис. 13 (б)).

Методы компрессии

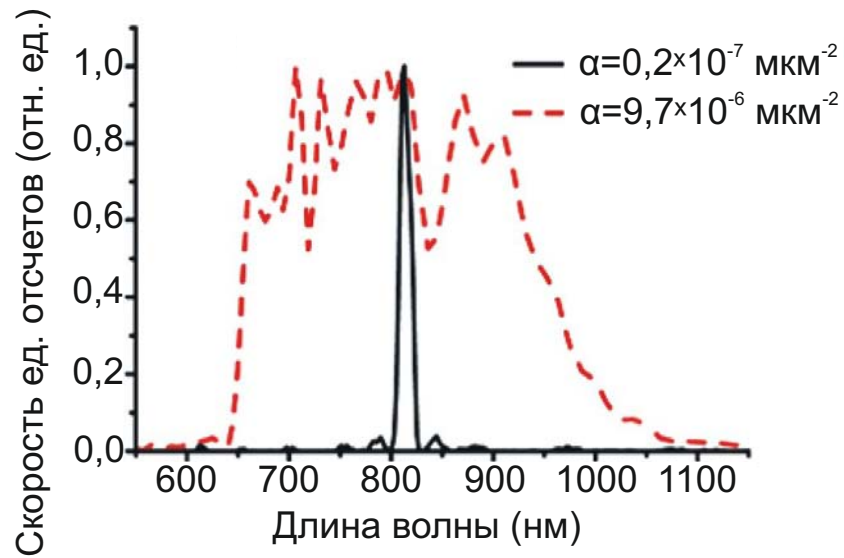
Рассмотрим генерацию бифотонного поля в неоднородной нелинейной среде длиной L с зависимостью фазовой расстройки от координат вида

$$\Delta k(\Omega, z) = D\Omega + \alpha z. \quad (0.60)$$

Такой вид фазовой расстройки характерен для случая линейно чирпированных аperiodически поляризованных кристаллов, где $D \equiv k'_s - k'_i$ (случай невырожденного синхронизма), а вторые производные $k''_{s,i}(\Omega)$ пренебрежимо малы. В этом случае из выражения (0.21) следует, что фаза спектральной



(a)



(б)

Рис. 13. Уширение спектра в периодически поляризованных структурах с линейным чирпом. (а) Периодически поляризованный кристалл с линейным изменением периода поляризации в направлении распространения излучения. Направления поляризации в разных частях кристалла обозначены стрелками и цветом. (б) Зависимость спектральной интенсивности бифотонного поля от длины волны при разных параметрах α (0.58) [104].

амплитуды бифотонного поля $\phi \equiv \text{Arg}[f(\Omega)]$ имеет вид [102, 103]:

$$\phi(\Omega) = \underbrace{-\frac{DL}{2}}_{c_1} \Omega + \underbrace{\frac{D^2}{4\alpha}}_{c_2} \Omega^2. \quad (0.61)$$

Поскольку КФ второго порядка связана с функцией $f(\Omega)$ фурье-преобразованием (0.37), то на ее ширину влияет лишь коэффициент при c_2 . Для того чтобы скомпенсировать этот фазовый набег, необходимо использовать методы компрессии. Один из них основан на прохождении бифотонов через диспергирующую среду. Пусть дисперсионная зависимость среды

$$\begin{aligned} \tilde{k}(\omega) &= \tilde{k}(\omega_{s0} + \Omega) = \underbrace{\tilde{k}(\omega_{s0})}_{\tilde{k}_{s0}} + \underbrace{\tilde{k}'(\omega_{s0})}_{\tilde{k}'_s} \Omega + \frac{1}{2} \underbrace{\tilde{k}''(\omega_{s0})}_{\tilde{k}''_s} \Omega^2 \\ &= \tilde{k}(\omega_{i0} - \Omega) = \underbrace{\tilde{k}(\omega_{i0})}_{\tilde{k}_{i0}} - \underbrace{\tilde{k}'(\omega_{i0})}_{\tilde{k}'_i} \Omega + \frac{1}{2} \underbrace{\tilde{k}''(\omega_{i0})}_{\tilde{k}''_i} \Omega^2, \end{aligned} \quad (0.62)$$

тогда фазовый набег бифотонного поля в среде длиной $\tilde{l}$ определяется выражением

$$\tilde{\phi}(\Omega) = \left[\tilde{k}(\omega_{s0} + \Omega) + \tilde{k}(\omega_{s0} - \Omega) \right] \tilde{l} = \tilde{c}_0 + \tilde{c}_1 \Omega + \tilde{c}_2 \Omega^2, \quad (0.63)$$

где интересующий нас коэффициент $\tilde{c}_2 = (\tilde{k}''_s + \tilde{k}''_i)\tilde{l}/2$. Условием компенсации дисперсии будет $c_2 + \tilde{c}_2 = 0$ или $\frac{D^2}{4\alpha} = -(\tilde{k}''_s + \tilde{k}''_i)\tilde{l}/2$. Таким образом, при любом отрицательном значении коэффициента α можно подобрать подходящую длину среды с нормальной дисперсией ($k''_{s,i} > 0$), которая обеспечит компрессию бифотона [102, 103]. В случае, когда α положителен, для компенсации можно использовать среду с отрицательным эффективным значением дисперсии групповых скоростей k'' [106]. Пример такой системы изображен на рисунке 14. Поскольку длина оптического пути в стекле больше для лучей с меньшей длиной волны, то эффективное значение k'' в такой среде отрицательно.

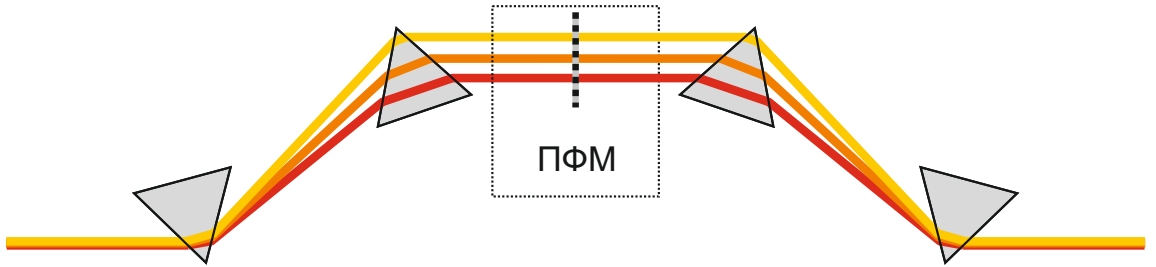


Рис. 14. Компрессия временной КФ второго порядка [61, 106]. Система из четырех призм позволяет скомпенсировать квадратичную зависимость фазы спектральной амплитуды бифотонного поля при положительном значении параметра α (0.61). Дополнительно в систему можно установить пространственный фазовый модулятор (ПФМ), который позволяет произвольно изменять фазу $\phi(\Omega)$. Таким образом можно обеспечить компрессию при произвольной зависимости $\Delta k(\Omega, z)$.

Для компрессии бифотонного поля, рожденного в среде с произвольной зависимостью $\Delta k(\Omega, z)$, необходимо иметь возможность произвольно изменять фазу $\phi(\Omega)$. Для этого достаточно установить в схему на рисунке 14 пространственный фазовый модулятор [61].

Источники бифотонного поля, основанные на четырехволновом смещении

Для полноты приведенного обзора стоит упомянуть об источниках бифотонного поля, основанных не на СПР, а на четырехволновом смещении, когда два фотона накачки рассеиваются в среде с кубической восприимчивостью χ^3 , рождая новую пару фотонов. Используя эффект спонтанного четырехволнового смещения (СЧВС) в оптическом волокне, можно получать бифотонные поля с шириной спектра до 6–10 ТГц при отстройке 25–30 ТГц от вырожденного режима на длине волны 741 нм [107, 108]. Для сравнения, подобный спектр можно получить при генерации СПР в кристалле ВВО типа I толщиной 15 см. Такой способ получения бифотонного поля обладает определенными преимуществами по сравнению с предложенными выше, так как излучение, полученное в волокне, можно сопрягать с другими устройствами волоконной оптики. Излучение СПР, полученное в кристалле, как правило, не является дифракционно-ограниченным, и завести его в одномодовое волокно с малыми потерями сложно. Проблема же заключается в том, что СЧВС практически сложно детектировать в вырожденном режиме, так как излучение идет на частоте накачки. Кроме того, за счет нелинейности $\chi^{(3)}$ наблюдается ряд побочных эффектов, сравнимых по интенсивности с СЧВС, самым сильным из которых является эффект комбинационного рассеяния.

С другой стороны, для получения бифотонных полей с узким спектром можно использовать эффект СЧВШ на атомах в ловушках [109–112]. Ши-

рина спектра в таких экспериментах определяется временем жизни атомных уровней. Так, например, в работе [112] при СЧВС в парах рубидия, находящихся в двумерной магнитно-оптической ловушке, под действием двух встречных волн накачки на длинах волн 780 нм и 795 нм происходила генерация бифотонного поля на тех же длинах волн с шириной 0,75 МГц. При этом спектральная интенсивность составляла 70 Гц/(МГц мВт).

Глава 1

Внутрирезонаторная генерация бифотонного поля с широким спектром в тонком кристалле

В настоящей главе исследуется способ получения бифотонного поля с широким частотно-угловым спектром, основанный на процессе СПР, проходящем в тонком нелинейном кристалле. Демонстрируется способ компенсации малой интенсивности параметрического излучения за счет помещения нелинейного кристалла внутрь лазерного резонатора.

1.1. Идея метода

Как было подробно изложено в разделе 1.3, спектральная амплитуда бифотонного поля, рожденного в процессе СПР под действием монохроматической плоской волны накачки в однородной нелинейной среде длины L , имеет вид (0.22), а его частотно-угловой спектр ограничен функцией $\text{sinc}^2(\Delta k \frac{L}{2})$, т. е. на его ширину накладывается условие (0.40)

$$|\Delta k(\omega, \vec{q},)| \lesssim \frac{2\pi}{L}.$$

В случае вырожденного синхронизма типа I фазовая расстройка $\Delta k \propto (\omega - \omega_p/2)^2$ (0.44), откуда следует, что ширина частотного спектра $\Delta\omega \propto 1/\sqrt{L}$. Таким образом, для того чтобы получить бифотонное поле с широким спектром, достаточно использовать тонкую нелинейную среду с малым L [113]. Однако из выражения для спектральной амплитуды (0.22) следует, что спектральная интенсивность бифотонного поля пропорциональна L^2 , а интегральная интенсивность (по всем направлениям и на всех длинах волн) пропорциональна L [30]. Поэтому при использовании тонких кристаллов необходимо

компенсировать падение интенсивности.

Существует ряд методов увеличения интенсивности СПР. Как правило, они используются при приготовлении бифотонного поля с узким спектром (а значит, требующих высокой спектральной интенсивности). Большая их часть описана в разделе 3.1 и основана на помещении периодически поляризованного нелинейного кристалла высокой нелинейности [79, 81] внутрь резонатора [82–85]. В зависимости от условий эксперимента зеркала резонатора обладают высоким коэффициентом отражения на длинах волн сигнальной волны, холостой волны или волны накачки. В нашем случае использование периодически поляризованных кристаллов представлялось невозможным, поскольку спектр СПР от них обладает малой шириной. Поэтому в качестве нелинейного кристалла использовался кристалл ВВО толщиной 0,1 мм, а для усиления интенсивности СПР он помещался внутрь лазерного резонатора [114].

1.2. Эксперимент по исследованию внутрирезонаторной генерации СПР

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1.1. Кристалл ВВО толщиной 0,1 мм, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I на длине волны накачки 351 нм, помещался внутрь резонатора аргонового лазера, образованного двумя глухими зеркалами З1 и З2 (коэффициент отражения на длине волны 351 нм $\approx 99,9\%$). Также внутри резонатора была установлена кварцевая призма Пр, обеспечивающая генерацию лишь на одной длине волны: 351,1 нм. Ширина линии лазерного излучения составляла 5 ГГц, расходимость — $0,01^\circ$.

Лазерное излучение, отраженное от выходного окна газоразрядной трубы, регистрировалось фотодиодом ФДр. Опционально в систему можно было устанавливать проходное зеркало З_{98%} (коэффициент отражения на длине

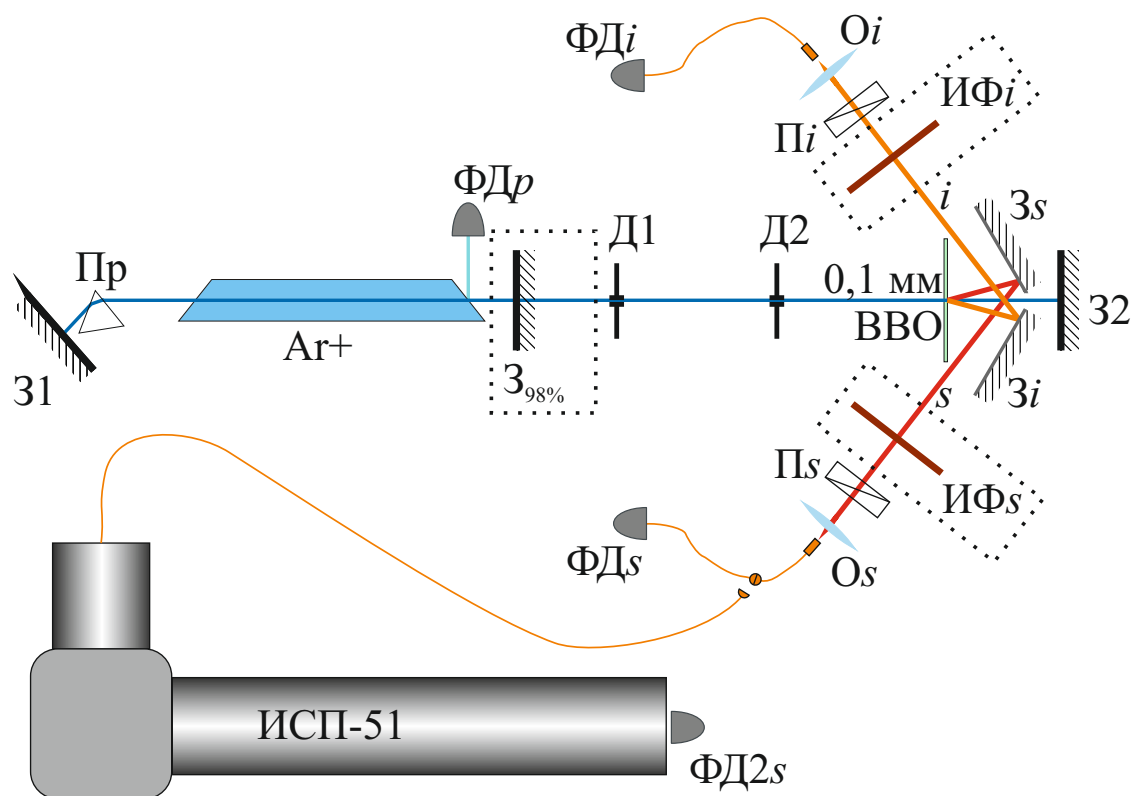


Рис. 1.1. Схема установки для исследования внутрирезонаторной генерации СПР. Кристалл ВВО толщиной 0,1 мм помещался внутрь резонатора аргонного лазера, образованного двумя глухими зеркалами 31 и 32. Также внутри резонатора была расположена призма Пр, обеспечивающая генерацию лишь на длине волны 351,1 нм. Лазерное излучение, отраженное от выходного окна газоразрядной трубы, регистрировалось детектором ФДр. Опционально в систему можно было устанавливать проходное зеркало З_{98%}, которое вместе с 31 образовывало новый резонатор. При этом кристалл ВВО оказывался снаружи резонатора, и таким образом можно было сравнивать внутрирезонаторную схему со стандартной. Диафрагмы Д1, Д2 позволяли коллимировать паразитное излучение разряда в трубе. Излучение СПР регистрировалось в неколлинеарном режиме и выводилось из резонатора зеркалами З_s и З_i. Далее в сигнальном (*s*) и холостом (*i*) каналах устанавливались поляризаторы П_s, П_i и объективы О_s, О_i, фокусирующие свет на торцы многомодовых оптических волокон. Опционально перед поляризаторами устанавливались интерференционные фильтры ИФ_s, ИФ_i. Регистрация фотонов производилась детекторами ФД_s и ФД_i. Для измерения спектра оптоволоконно сигнального канала подводилось ко входной щели призматического спектрографа ИСП-51, в фокальной плоскости камеры которого размещался детектор ФД_{2s}. Сигналы со всех детекторов отправлялись на электронную схему, содержащую линию задержек и схему совпадений.

волны 351 нм: $97,8 \pm 0,1\%$), которое вместе с 31 образовывало новый резонатор. При этом юстировка зеркала 32 сбивалась, и кристалл ВВО оказывался снаружи резонатора. Таким образом можно было сравнивать интенсивность СПР для двух случаев, когда кристалл помещается внутри и снаружи резонатора.

Основной технической проблемой при регистрации бифотонного поля являлось паразитное излучение разряда в газоразрядной трубе. Оно не было поляризовано, имело широкий спектр, перекрывающийся со спектром СПР, поэтому для его исключения можно было использовать лишь пространственную фильтрацию. Разряд коллимировался диафрагмами Д1, Д2, а излучение СПР регистрировалось в неколлинеарном режиме под углом $1,6^\circ$ к направлению распространения накачки и выводилось из резонатора зеркалами 3s и 3i. Далее в сигнальном s и холостом i каналах устанавливались поляризаторы Ps и Pi, пропускающие горизонтально поляризованное излучение СПР, и объективы Os, Oi, фокусирующие его на торцы многомодовых оптических волокон. Опционально перед поляризаторами устанавливались интерференционные фильтры ИФs, ИФи, пропускающие свет в диапазоне $702 \pm 1,5$ нм.

Регистрация фотонов производилась детекторами ФДs и ФДи Excellitas SPCM-14-FC на основе кремниевых лавинных фотодиодов, снабженными волоконными входами. Для измерения частотного спектра оптоволоконно сигнального канала подводилось вплотную ко входной щели призмного спектрографа ИСП-51, в фокальной плоскости камеры которого размещался лавинный фотодиод ФД2s Perkin Elmer C3090E. Сканирование осуществлялось поворотом призмы. Сигналы со всех однофотонных детекторов отправлялись на электронную схему, выполненную в стандарте САМАС, содержащую дискриминатор-формирователь импульсов, линию задержек с шагом 1 нс и схему совпадений с временным окном 3 нс. Далее сигналы обрабатывались на компьютере. Также в компьютер при помощи АЦП заводился сигнал с детектора

ФДр.

1.3. Сравнение интенсивности СПР во внутрирезонаторной и в стандартной схемах

Было проведено две серии экспериментов. В первой исследовался эффект усиления интенсивности бифотонного поля за счет помещения кристалла внутрь резонатора. Для этого в обоих каналах устанавливались интерференционные фильтры и при разных токах разряда (а значит, и разной мощности накачки) измерялась скорость счета совпадений фотоотсчетов детекторов ФД_s и ФД_i. Измерения проводились для двух случаев: когда кристалл находился внутри резонатора, образованного зеркалами З1, З2 (внутрирезонаторная схема), и когда перед кристаллом было установлено зеркало З_{98%}, образующее резонатор с зеркалом З1 (стандартная схема). Для измерения мощности накачки внутри резонатора использовался детектор ФДр. Для его абсолютной калибровки предварительно в стандартной схеме сразу после зеркала З_{98%} устанавливался измеритель мощности лазерного излучения. Сравнивая показания ФДр и измерителя мощности при разных токах разряда и зная коэффициент пропускания зеркала З_{98%} $T = 2,2 \pm 0,1\%$, можно было определить зависимость показаний ФДр от мощности лазерного излучения внутри резонатора.

На рисунке 1.2 (а) представлены зависимости скорости счета совпадений от внутрирезонаторной мощности накачки для обеих схем. Обе зависимости хорошо аппроксимируются прямой пропорциональностью. Получающиеся из аппроксимации тангенсы углов наклона составили 1883 ± 2 Гц/Вт для внутрирезонаторной схемы и $47,8 \pm 0,2$ Гц/Вт для стандартной схемы. Соответственно, интенсивность бифотонного поля во внутрирезонаторной схеме получилась в $K = 39,3 \pm 0,5$ раз выше по сравнению со стандартной схемой.

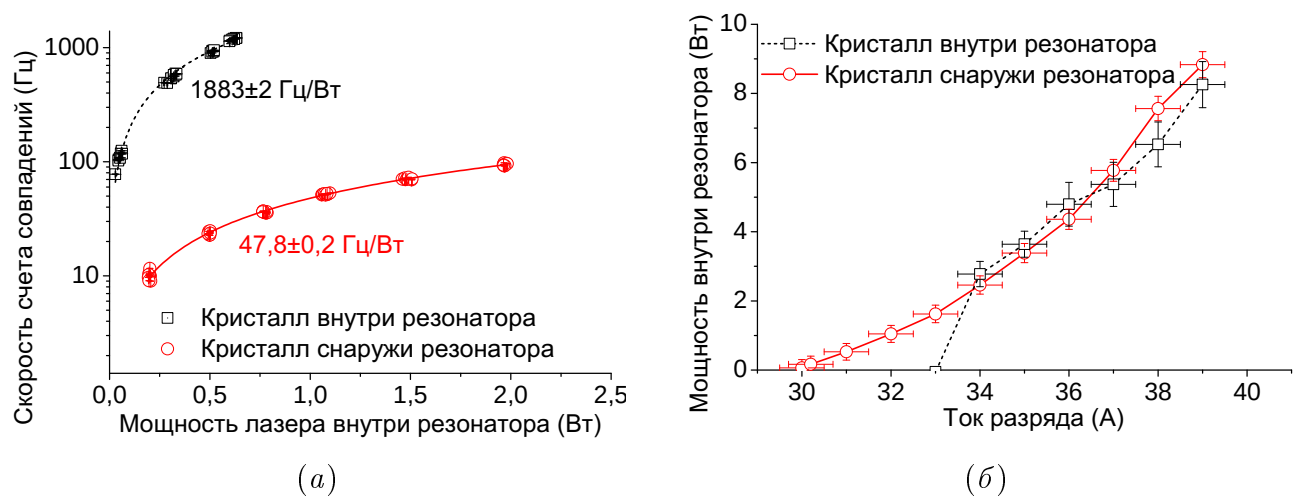


Рис. 1.2. Сравнение внутрирезонаторной схемы (черные квадраты, соединенные пунктиром) и стандартной, когда кристалл расположен снаружи резонатора (красные круги, соединенные сплошной прямой). (а) Зависимость скорости счета совпадений от мощности накачки внутри резонатора. (б) Зависимость мощности накачки внутри резонатора от тока разряда.

Заметим, что по теоретическим оценкам коэффициент усиления K должен определяться коэффициентом пропускания T зеркала $Z_{98\%}$: $K = 1/T = 46 \pm 2$. Отличие рассчитанного значения от экспериментального мы объясняем возможными изменениями в условиях эксперимента, которые произошли при переюстировке установки при переходе от внутрирезонаторной схемы к стандартной.

Также исследовался вопрос о влиянии кристалла на мощность лазера. Зависимость внутрирезонаторной мощности лазера от тока разряда, протекающего в газоразрядной трубе, показана на рисунке 1.2 (б). По рисунку видно, что несмотря на то, что во внутрирезонаторной схеме порог генерации чуть выше, при больших токах интенсивности практически одинаковые. Это позволяет сделать вывод, что замена проходного зеркала $Z_{98\%}$ на глухое Z_2 позволяет компенсировать потери, возникающие из-за кристалла. А значит, при одном и том же токе лазера интенсивность бифотонного поля, полученного во внутрирезонаторной схеме, будет в $K = 39,3 \pm 0,5$ раз выше по сравнению со стандартной схемой.

Заметим, что спектральная интенсивность бифотонного поля, полученного от кристалла ВВО толщиной $L = 0,1$ мм во внутрирезонаторной схеме, соответствует спектральной интенсивности от кристалла толщиной $\sqrt{K}L = 0,6$ мм в стандартной схеме, а интегральная интенсивность — интегральной интенсивности от кристалла толщиной $KL = 4$ мм. Далее при описании спектральных измерений мы будем для сравнения приводить теоретический расчет для спектров СПР в кристалле ВВО толщиной 1 мм, исходя с одной стороны из того, что это — более или менее стандартная длина кристаллов, использующихся в подобных экспериментах, а с другой — из того, что спектральная и интегральная интенсивности СПР от такого кристалла в стандартной схеме имеют тот же порядок, что и соответствующие интенсивности СПР, полученные нами во внутрирезонаторной схеме.

1.4. Проверка спонтанности режима параметрического рассеяния

Важной частью любого исследования, связанного с усилением интенсивности СПР, является анализ статистики фотоотсчетов. Задачей настоящей работы является исследование *бифотонного* поля, поэтому нам необходимо убедиться, что вклад четырехфотонной, шестифотонной, восьмифотонной и т. д. компонент пренебрежимо мал. Это условие может не выполняться в случае, когда параметрическое рассеяние происходит в вынужденном, а не в спонтанном режиме. Для перехода к вынужденному режиму может быть две причины. Первая — наличие входного излучения на частотах сигнального или холостого фотонов. Это имеет место в случае, когда кристалл находится в резонаторе, зеркала которого отражают свет на длине волны параметрического излучения. Заметим, что в нашем случае кристалл был помещен в резонатор лазера, зеркала которого эффективно отражали свет лишь в ультрафиолетовой области спектра. Кроме того, параметрическое рассеяние происходило в неколлинеарном режиме, где отсутствовала какая-либо оптическая обратная связь. Второй причиной перехода к вынужденному режиму может быть слишком большая мощность лазерного излучения, при которой параметрическое излучение, рожденное в начале кристалла, вызывает вынужденное рассеяние в его конце. Такое явление называется *сверхлюминесценцией* [30]. Критерием перехода к вынужденному режиму параметрического рассеяния служит условие $\Gamma^2 \gg 1$, где Γ — коэффициент параметрического усиления, определяемый следующим выражением:

$$\Gamma^2 = \frac{(2\pi)^5}{c} \left(\frac{\chi^{(2)} L}{\lambda} \right)^2 S_p. \quad (1.1)$$

Здесь квадратичная восприимчивость среды $\chi^{(2)} \sim 10^{-7}$ ед. СГС, длина кристалла $L = 0,1$ мм, длина волны параметрического излучения $\lambda = 500\text{--}900$ нм,

а интенсивность лазерного излучения S_p равна отношению мощности лазера W и площади сечения его пучка. Учитывая, что диаметр пучка внутри резонатора был ≈ 2 мм, получаем, что граничное условие $\Gamma = 1$ выполняется при мощности лазерного излучения $W \sim 100$ кВт, что на четыре порядка больше значения внутрирезонаторной мощности лазера, достигаемой в эксперименте.

1.5. Измерение безусловного спектра совпадений

Во второй серии экспериментов измерялся безусловный спектр совпадений фотоотсчетов (когда сканирование по частоте ведется лишь в одном канале, в то время как в другом канале регистрируется весь частотный диапазон). Для этого зеркало $Z_{98\%}$ и интерференционные фильтры ИФ s , ИФ i убрались, а оптоволокно сигнального канала соединялось со спектрографом. Сканирование по длине волны осуществлялось поворотом призмы спектрографа. Спектральное разрешение определялось размерами детектора ФД2s и шириной щели спектрографа. На разных длинах волн оно изменялось от 2 до 6 нм¹. Несмотря на то, что излучение разряда коллимировалось диафрагмами, а регистрация велась в неколлинеарном режиме, часть паразитного излучения все равно попадала в детекторы и давала вклад не только в единичные отсчеты, но и в совпадения. Поэтому при измерениях сначала измерялся спектр совпадений фотоотсчетов при оптимальных значениях электронной задержки импульсов, компенсирующей разность оптического хода лучей сигнального и холостого фотонов, а затем — спектр случайных совпадений фотоотсчетов при разбалансированной линии задержек. Разность этих двух спектров, показывающая вклад лишь от бифотонной компоненты измеряемого поля, показана на рисунке 1.3. Ширина спектра составила всего 90 нм (55 ТГц).

¹ Подробнее об определении спектрального разрешения данной схемы будет написано в разделе 1.6.

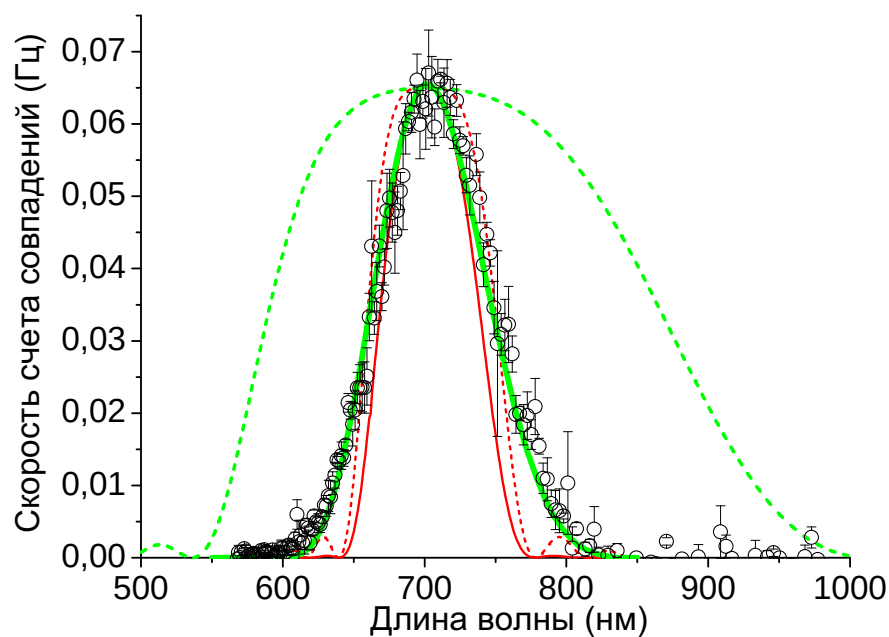


Рис. 1.3. Спектры безусловных совпадений фотоотсчетов. Кружками показаны экспериментальные значения, полученные при измерении спектра бифотонного поля, полученного в кристалле ВВО толщиной 0,1 мм в неколлинеарном режиме под углом $1,6^\circ$. Зеленой сплошной линией показан теоретический расчет для тех же условий. Зеленой пунктирной линией показан расчет для спектра совпадений для того же кристалла, но для коллинеарного режима. Красными кривыми показаны рассчитанные спектры совпадений для кристалла ВВО толщиной 1 мм: сплошная линия — неколлинеарный режим, пунктир — коллинеарный.

Для сравнения были рассчитаны теоретические кривые спектров. Для расчета использовалось выражение вида (0.29). Формулы Селмейера для показателей преломления ВВО брались из работы [115]. Ключевым моментом было определение области S параметров ω, q_x, q_i , которые зависят от угла регистрации $\theta = 1,6^\circ$ и от ширины углового спектра $\delta\theta$, регистрируемого детекторами. В эксперименте зеркала Z_s, Z_i и объективы O_s, O_i располагались таким образом, чтобы на торце волокна строилось изображение поверхности кристалла. Для определения угла $\delta\theta$ оптоволокно отсоединялось от детектора и в него заводилось излучение от лампы накаливания. После этого определялся угловой спектр излучения, выходящего из объектива. Для этого после объектива устанавливался второй объектив с фокусным расстоянием 210 мм, в фокусе которого располагалась CCD-матрица. Изображение на матрице отражало угловой спектр, регистрируемый системой. Измеренный двумерный спектр показан на рисунке 1.4. Угловой радиус составил $0,176^\circ$, а весь угловой диапазон, соответственно, $0,35^\circ$. Для более точного расчета в выражении (0.29) коэффициенты пропускания $T_s = T_i$ считались зависящими от углов в соответствии с измеренным угловым спектром.

Рассчитанные спектры совпадений также представлены на рисунке 1.3. Зеленой сплошной кривой показан спектр, рассчитанный для условий эксперимента. Он хорошо соотносится с экспериментальными данными, и его ширина составила также 90 нм (55 ТГц). Для сравнения был рассчитан спектр для кристалла ВВО толщиной 1 мм, регистрируемый той же схемой. Он изображен красной сплошной кривой, и его ширина составила 72 нм (44 ТГц). Также были рассчитаны спектры СПР обоих кристаллов, регистрируемые в коллинеарном режиме при том же угловом спектре регистрирующей системы. Угол между оптической осью кристалла и лучом накачки θ_0 в этом случае брался таким, чтобы обеспечить точное выполнение условий коллинеарного синхронизма. Зеленым пунктиром показан спектр кристалла толщиной

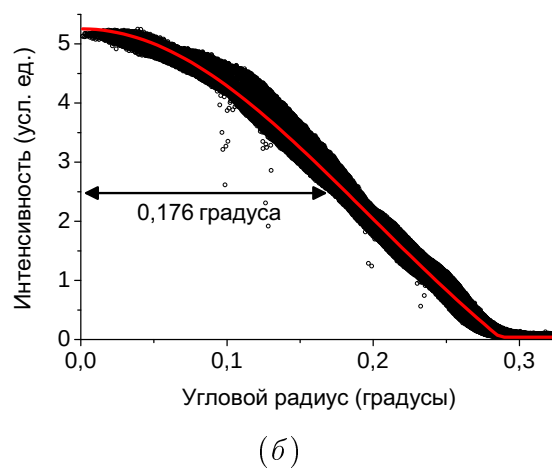
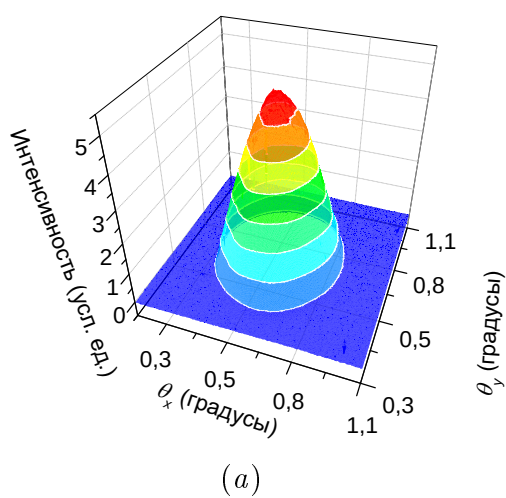


Рис. 1.4. Угловой спектр сбора регистрирующей системы. (а) Двумерный угловой спектр. (б) Зависимость интенсивности от углового радиуса. Кривой показана эмпирически подобранная функция, используемая в расчетах.

0,1 мм, а красным пунктиром — толщиной 1 мм. Ширина первого составила 282 нм (172 ТГц), а второго — 92 нм (56 ТГц).

Таким образом, можно заключить, что спектр совпадений тонкого кристалла толщиной 0,1 мм, регистрируемый в неколлинеарном режиме, чуть шире спектра от толстого кристалла толщиной 1 мм, регистрируемого в тех же условиях, и практически совпадает по ширине со спектром того же кристалла, регистрируемого в коллинеарном режиме. С другой стороны, ширина спектра тонкого кристалла, регистрируемого в коллинеарном режиме, как и ожидалось, в три раза превышает ширину спектра толстого кристалла. То есть проблема заключается в том, что при регистрации в неколлинеарном режиме ширина измеренного спектра определяется уже не спектральной амплитудой $f(\omega)$, а шириной области параметров S , зависящей от угла регистрации θ и ширины углового спектра регистрирующей системы $\delta\theta$.

На рисунке 1.5 представлена зависимость ширины спектра совпадений $\Delta\nu$ от угла детектирования θ и ширины углового спектра регистрирующей системы $\delta\theta$, рассчитанная для кристалла ВВО толщиной 0,1 мм. Ориентация кристалла всюду выбиралась таким образом, чтобы обеспечить выполнение условий неколлинеарного вырожденного синхронизма для угла θ . Значение ширины спектра бралось на половине его высоты и нормировалось на значение ширины спектра, регистрируемой в коллинеарном режиме при выделении бесконечно малого углового диапазона (152 ТГц). Форма углового спектра предполагалась гауссовой, где $\delta\theta$ — ширина на половине высоты. Изолиния 0,3 выделена зеленым, поскольку это значение соответствует ширине спектра совпадений от кристалла толщиной 1 мм. Красным крестом отмечена точка, соответствующая экспериментальным значениям параметров θ , $\delta\theta$. По графику значение $\Delta\nu$ при этих параметрах соответствует 65 ТГц, что на 10 ТГц больше ширины спектра, полученного экспериментально. Это объясняется тем, что форма углового спектра регистрирующей системы (рис. 1.4) отлича-

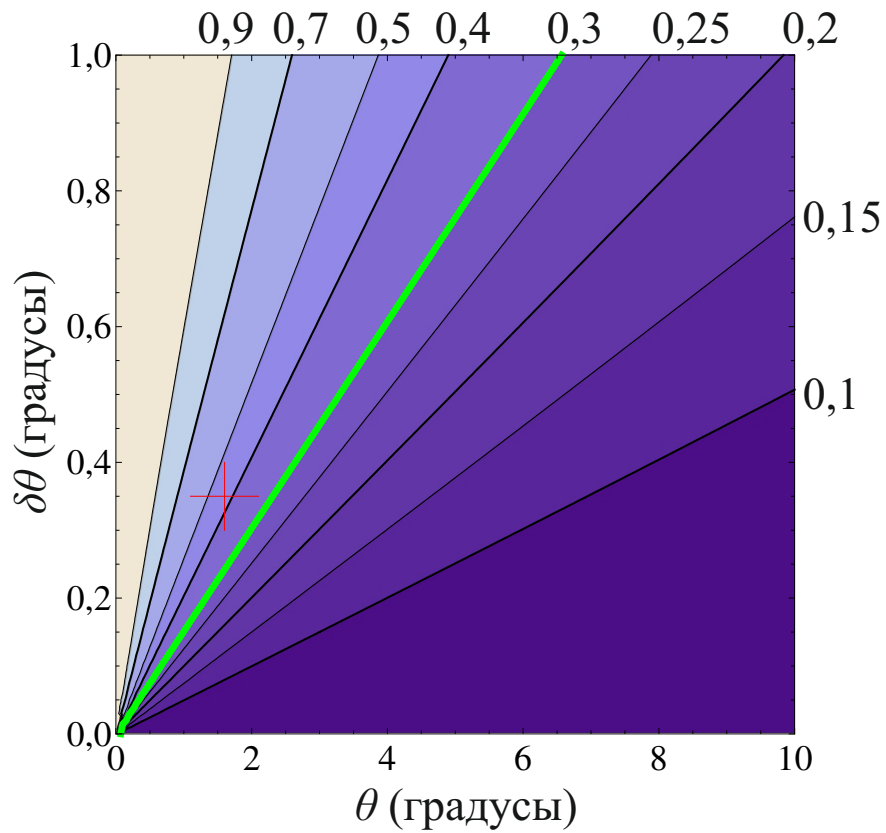


Рис. 1.5. Зависимость ширины спектра совпадений $\Delta\nu$ от угла детектирования θ и ширины углового спектра регистрирующей системы $\delta\theta$. Расчет для кристалла ВВО толщиной 0,1 мм, вырезанного под синхронизм типа I для длины волны накачки 351 нм. Ориентация кристалла всюду выбиралась таким образом, чтобы обеспечить выполнение условий неколлинеарного вырожденного синхронизма для угла θ . Значение ширины спектра бралось на половине его высоты и нормировалось на значение ширины спектра, регистрируемой в коллинеарном режиме при выделении бесконечно малого углового диапазона (152 ТГц). Форма углового спектра предполагалась гауссовой, где $\delta\theta$ — ширина на половине высоты. Изолиния 0,3 выделена зеленым, поскольку это значение соответствует ширине спектра совпадений от кристалла толщиной 1 мм. Красным крестом отмечена точка, соответствующая экспериментальным значениям параметров θ , $\delta\theta$.

лась от гауссовой и имела резкие края. По графику видно, что ширина спектра уменьшается с увеличением параметра θ и с уменьшением параметра $\delta\theta$, что согласуется с (0.31). Для существенного увеличения ширины спектра по сравнению с кристаллом толщиной 1 мм необходимо выбирать параметры в области, находящейся существенно выше и левее изолинии 0,3. В условиях эксперимента это было сложно осуществить, поскольку при уменьшении угла θ существенно увеличивался вклад от паразитного излучения разряда, а ширина $\delta\theta$ была ограничена величиной апертур объективов O_s , O_i и расстоянием от них до кристалла.

1.6. Измерение спектра единичных фотоотсчетов в коллинеарном режиме

Для измерения спектра в коллинеарном режиме была собрана новая экспериментальная установка, схема которой изображена на рисунке 1.6. Как и в предыдущей схеме (рис. 1.1), накачкой служил аргоновый лазер. Его резонатор образовывали глухое зеркало Z_p и проходное зеркало $Z_{98\%}$. В отличие от предыдущей схемы, призма $Пр$ располагалась снаружи резонатора после зеркала $Z_{98\%}$. Диафрагма $Д$ вырезала линию генерации 351,1 нм. Зеркалами Z_1 и Z_2 излучение накачки заводилось на главную оптическую ось системы. Часть излучения накачки, пропущенная зеркалом Z_3 , регистрировалась фотодиодом $ФДр$, что позволяло отслеживать его флуктуации. Далее поляризация накачки фиксировалась вертикально ориентированной призмой Глана — Томпсона $П_V$, а полуволновая пластинка $\lambda/2$ компенсировала изменение поляризации, вызванное зеркалами Z_1 и Z_2 , обеспечивая максимальную интенсивность накачки.

Кристалл ВВО типа I толщиной 0,1 мм, расположенный далее, ориентировался таким образом, чтобы его оптическая ось лежала точно в плоскости

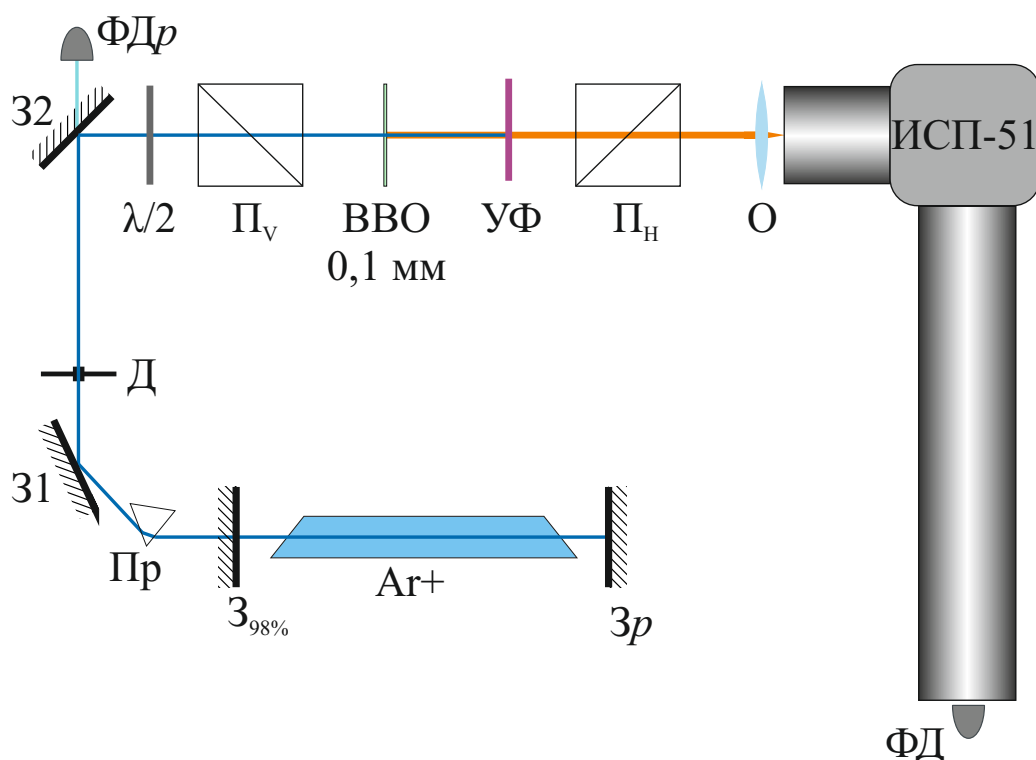


Рис. 1.6. Схема установки по измерению спектра единичных отсчетов. Накачкой служил аргоновый лазер, состоящий из газоразрядной трубы Ar^+ , глухого зеркала Z_p и проходного зеркала $Z_{98\%}$. Призма Пр и диафрагма Д выделяли спектральную линию излучения на длине волны 351,1 нм. Зеркала 31 и 32 заводили излучение накачки на главную оптическую ось системы. Часть излучения накачки, пропущенная зеркалом 33, регистрировалась детектором ФДр. Призма Глана — Томпсона P_v , ориентированная вертикально, фиксировала поляризацию накачки, а полуволновая пластинка $\lambda/2$ компенсировала изменение поляризации, вызванное зеркалами 31 и 32, обеспечивая максимальную интенсивность излучения после P_v . Далее располагался кристалл ВВО, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I, толщиной 0,1 мм. Горизонтально поляризованное бифотонное поле, рожденное в кристалле, проходило через горизонтально ориентированную призму Глана — Томпсона P_h и фокусировалось объективом О на входной щели призматического спектрографа ИСП-51. Объектив располагался таким образом, чтобы щель спектрографа находилась в его фокальной плоскости. Излучение накачки убиралось ультрафиолетовым фильтром УФ и призмой Глана — Томпсона P_h . Регистрация фотонов проводилась детектором ФД — кремниевым лавинным фотодиодом Perkin Elmer C3090E, расположенным в фокальной плоскости камеры спектрографа. Сканирование по длине волны осуществлялось поворотом призмы спектрографа. Разрешение составляло от 2 до 6,7 нм (измерения проводились при ширине входной щели спектрографа 400 мкм).

поляризации накачки, а ее наклон обеспечивал выполнение условий коллинеарного вырожденного синхронизма. Излучение накачки и прочих оптический шум удалялись ультрафиолетовым фильтром УФ и горизонтально ориентированной призмой Глана — Томпсона П_Н, а бифотонное поле, рожденное в кристалле, проходило дальше и фокусировалось объективом О с фокусным расстоянием 50 мм на входной щели спектрографа ИСП-51. При этом щель спектрографа располагалась в фокальной плоскости объектива, поэтому разные компоненты углового спектра СПР фокусировались на разные точки щели. В фокальной плоскости камеры спектрографа был расположен детектор, работающий в режиме счета фотонов, на основе кремниевого лавинного фотодиода С3090Е. Учитывая, что коллиматор и камера спектрографа строят в ее фокальной плоскости увеличенное в три раза изображение щели, детектор, площадка которого представляет круг диаметром 0,5 мм, вырезал из всего углового спектра излучения область шириной 0,2°. Сканирование по длине волны осуществлялось поворотом призмы спектрографа. Спектральное разрешение составляло 2–6,7 нм в зависимости от выделяемой длины волны (см. далее). Поскольку интенсивность излучения от кристалла, находящегося снаружи резонатора, была очень мала, то регистрировались только единичные отсчеты. Это было оправдано тем, что при регистрации в коллинеарном режиме спектр единичных отсчетов и спектр совпадений однозначно связаны друг с другом (0.30).

Несмотря на то что описанная схема позволяла практически удалить оптический шум, вызванный излучением разряда и накачки, полностью подавить все шумы, вызванные люминесценцией оптических элементов, оказалось невозможно. Поэтому при проведении эксперимента сначала измерялся спектр единичных отсчетов в схеме, показанной на рисунке 1.6, а затем из него вычитался спектр шума, измеренный в той же схеме, но без кристалла.

Полученный спектр единичных отсчетов показан на рисунке 1.7. Экспериментальные данные обозначены кружками. Ширина спектра составила 217 нм (132 ТГц). Теоретический расчет проводился по формуле (0.25). Спектральная зависимость квантовой эффективности детектора $\eta(\omega)$ в измеряемом диапазоне была практически постоянной и не учитывалась. Спектр пропускания оптического канала складывался из спектров пропускания фильтра УФ, поляризационной призмы П_Н, объектива О и призм спектрографа. Все спектры, кроме последнего, были измерены и учитывались при расчете.

Также при расчете необходимо было учитывать зависимость ширины регистрируемого спектрального диапазона $\delta\omega$ от длины волны, выделяемой спектрографом. Эта зависимость определялась размером детектора, дисперсией призм и размером входной щели спектрографа. Для ее определения был измерен линейчатый спектр неоновой лампы. Так как ширина спектральных линий была во много раз меньше ширины $\delta\omega$, то форма линий представляла собой аппаратную функцию измерительной системы, а их ширина — ширину выделяемого спектрального диапазона. Спектр измерялся для двух случаев: когда входная щель спектрографа была закрыта (ширина щели — 100 мкм) и открыта (ширина щели — 400 мкм). Так как площадка детектора имела круглую форму, в случае закрытой щели форма аппаратной функции представляла половину эллипса (рис. 1.8 (а)), а ее ширина $\delta\omega$ была пропорциональна ширине основания линий. Измеренная зависимость $\delta\nu(\lambda)$ показана на рисунке 1.8 (а). По графику видно, что в диапазоне 550–900 нм она изменяется от 1 ТГц до 1,5 ТГц, что подтверждает необходимость ее учета при расчете спектров.

При измерениях с открытой щелью форма линий становилась гауссовой и их ширина во всем диапазоне увеличивалась на 1 ТГц. Это существенно для определения разрешения частотных измерений, но несущественно для определения зависимости $\delta\omega(\omega)$ в формуле (0.25). Дело в том, что при от-

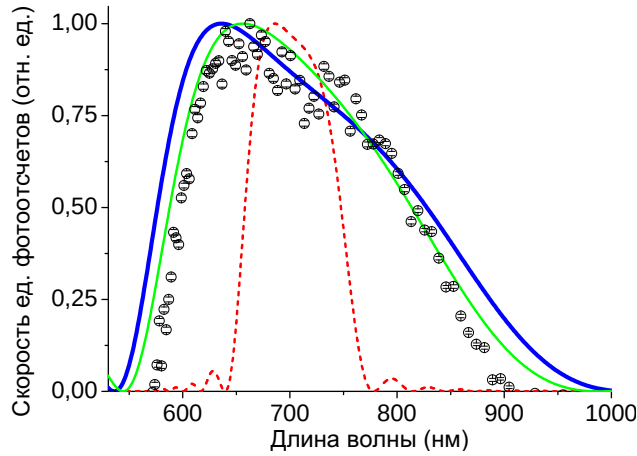


Рис. 1.7. Спектр единичных фотоотсчетов, измеренный в коллинеарном режиме. Кругками показаны экспериментальные точки, синей кривой — точный расчет, а зеленой кривой — расчет для кристалла, наклоненного на $0,2^\circ$ относительно оптимального положения. Красным пунктиром показан расчет спектра единичных фотоотсчетов для бифотонного поля от кристалла ВВО толщиной 1 мм.

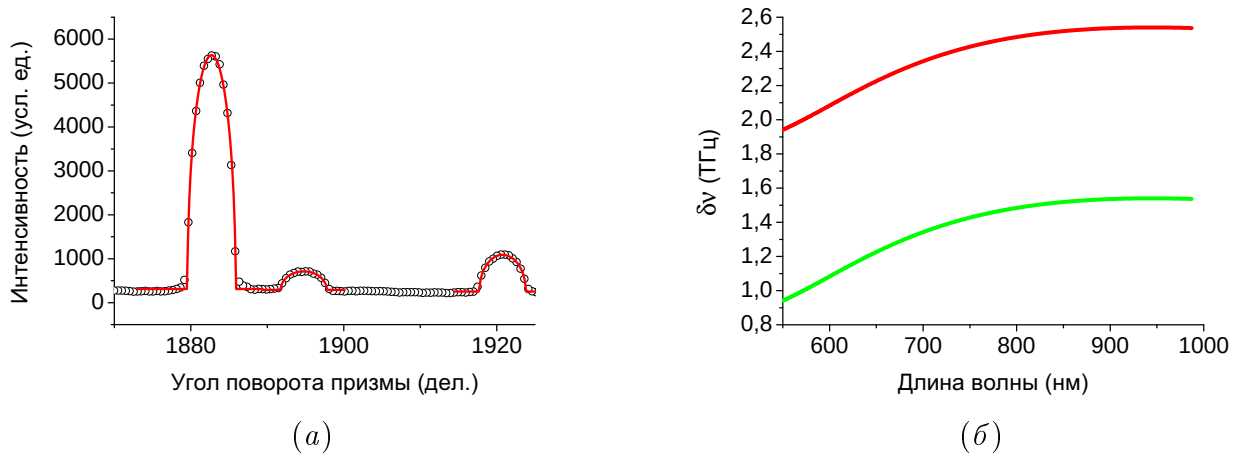


Рис. 1.8. Измерение зависимости ширины спектрального окна $\delta\omega$ от выделяемой длины волны. (а) Форма аппаратной функции. По оси абсцисс отложен угол поворота призмы, измеренный в делениях шкалы барабана спектрографа. Перевод делений в длину волны осуществлялся по градуировочной кривой, полученной в результате измерения эталонных линейчатых спектров. Кругками показаны данные измерений, кривой — аппроксимация пиков полуэллипсом. (б) Полученная зависимость ширины аппаратной функции $\delta\nu \equiv \delta\omega/2\pi$ от длины волны. Зеленая кривая соответствует закрытой входной щели спектрографа (100 мкм), красная — открытой щели (400 мкм).

крытии щели спектрографа регистрируемая интенсивность перераспределяется по спектру, но ее значение не изменяется. Иными словами, при открытой щели в детектор попадает больший диапазон длин волн, но это компенсируется тем, что на каждой длине волны большая часть излучения проходит мимо детектора. Это было подтверждено тем, что при измерении непрерывных спектров без мелких деталей их форма практически не изменяется при изменении ширины щели. Таким образом, зеленая кривая на рисунке 1.8 (б), снятая при закрытой щели спектрографа, используется для подстановки в выражение (0.25), а красная кривая — для определения разрешения в случае, когда измерения проводились при открытой щели.

Рассчитанный теоретически спектр единичных отсчетов для кристалла ВВО толщиной 0,1 мм, ориентированного под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I, показан на рисунке 1.7 синей кривой. Его ширина составила 252 нм (153 ТГц), что на 16% превышает ширину экспериментального спектра. Поэтому было сделано предположение, что во время измерений кристалл был повернут на $0,2^\circ$ относительно оптимального положения. Рассчитанный для этого случая спектр показан зеленым. Его ширина составила 226 нм (138 ТГц), что всего на 4% отличается от экспериментальных данных и может быть объяснено влиянием спектра пропускания призм спектрографа, а также малым спектральным разрешением. Для сравнения был рассчитан спектр кристалла ВВО толщиной 1 мм (показан зеленым пунктиром). Его ширина составила 90 нм (55 ТГц), что в три раза меньше рассчитанного спектра и в 2,5 раза меньше экспериментального.

1.7. Обсуждение результатов

В нашей работе мы исследовали возможность создания источника бифотонного поля высокой интенсивности с широким спектром на основе процесса

СПР, проходящего в тонком нелинейном кристалле, помещенном внутрь лазерного резонатора. В разделе 1.3 было показано, что за счет помещения кристалла ВВО толщиной 0,1 мм внутрь лазерного резонатора можно получить бифотонное поле, интенсивность которого сравнима с интенсивностью бифотонного поля, полученного от такого же толстого кристалла толщиной 1 мм, расположенного снаружи резонатора. В разделе 1.6 было продемонстрировано, что ширина спектра бифотонного поля, регистрируемого в коллинеарном режиме от тонкого кристалла, в 2,5 раза больше, чем от толстого. Однако в разделе 1.5 мы показали, что при внутриврезонаторной генерации бифотонного поля сложно производить регистрацию в коллинеарном режиме, а при регистрации в неколлинеарном режиме мы не получаем выигрыша в ширине спектра.

Для устранения этой проблемы мы предлагаем следующие способы. Во-первых, можно увеличить ширину спектра совпадений за счет использования объективов с большей апертурой. На рисунке 1.5 показано, что при увеличении ширины углового спектра регистрирующей системы до $\delta\theta = 1^\circ$ (при том же угле регистрации $\theta = 1,6^\circ$) потери в ширине спектра составят не больше 10% по сравнению с регистрацией в невырожденном режиме. Одновременно можно пытаться уменьшить угол регистрации за счет улучшения коллимации разряда. Для этого, возможно, придется увеличить расстояние между диафрагмами Д1 и Д2 (рис. 1.1), а значит, и увеличить длину всего резонатора, что будет требовать лучшей стабилизации положения его зеркал. С другой стороны, можно избавиться от паразитного излучения разряда, поместив призму Пр между газоразрядной трубкой и кристаллом. Наконец, можно использовать другие способы усиления интенсивности бифотонного поля. Например, поместить кристалл снаружи лазерного резонатора, но внутри собственного резонатора, отражающего свет на длине волны накачки [116, 117].

Кроме того, хотелось бы отметить еще одну проблему, связанную с тех-

нической реализацией внутрирезонаторной генерации бифотонного поля в тонком кристалле, связанную с люминесценцией на его поверхности. В случае, когда толщина кристалла мала, малейшее загрязнение его поверхности может вызвать люминесценцию, интенсивность которой сравнима с интенсивностью излучения СПР. В то же время очистка кристалла толщиной $\sim 0,1$ мм представляет большую проблему.

1.8. Выводы к главе 1

Исследован способ получения бифотонного поля с широким спектром на основе процесса СПР, происходящего в тонком нелинейном кристалле, помещенном внутрь лазерного резонатора. Измерен спектр единичных фотоотсчетов в коллинеарном режиме. Его ширина составила 217 нм (132 ТГц), что хорошо согласуется с теоретическим расчетом. Такое спектральное состояние бифотонного поля обладает высокой степенью перепутанности (соотношение Федорова $R = 2,6 \times 10^4$) и малым временем корреляции (7,6 фс).

Продемонстрировано 40-кратное увеличение интенсивности бифотонного поля за счет помещения нелинейного кристалла внутрь лазерного резонатора. Показано, что ширина спектра такого источника в 2,5 раза превышает ширину спектра от стандартного источника бифотонного поля на основе процесса СПР, происходящего в нелинейном кристалле, расположенном снаружи лазерного резонатора, сравнимой спектральной и интегральной интенсивности. Выявлены технические сложности, связанные с регистрацией бифотонного поля при внутрирезонаторной генерации. Измерен безусловный спектр совпадений фотоотсчетов в неколлинеарном режиме. Его ширина составила 90 нм (55 ТГц). Предложены способы оптимизации экспериментальной схемы.

Результаты работы опубликованы в статье [29].

Глава 2

Неоднородное уширение спектра бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла

В настоящей главе исследуется метод управления частотно-угловым спектром бифотонного поля, основанный на пространственной модуляции показателей преломления нелинейного кристалла за счет его неоднородного нагрева. Демонстрируется управление как шириной, так и формой частотного спектра. Также показана возможность управления угловым спектром.

2.1. Идея метода

Как было подробно изложено в разделе 1.3 обзора литературы, спектральная амплитуда бифотонного поля, рожденного в процессе СПР под действием монохроматической плоской волны накачки в нелинейной среде длины L , имеет вид (0.21). В случае неоднородной среды фазовая расстройка Δk зависит от продольной координаты z и выражение (0.21) не сводится к (0.22). В этом случае условия синхронизма $\Delta k(\omega, \vec{q}, z) = 0$ в разных частях кристалла выполняются для разных частот и углов. В результате состояние бифотонного поля на выходе из кристалла будет представлять суперпозицию вкладов от всех его частей, которая может быть существенно уширена по частоте и/или углу. Существует несколько способов, реализующих подобный метод управления спектром. Все они описаны в обзоре литературы в разделе 3.2.

В настоящей работе реализуется зависимость $\Delta k(z)$ за счет модуляции показателей преломления кристалла. Рассмотрим случай коллинеарного син-

хронизма типа I в отрицательном одноосном кристалле. Тогда выражение для Δk имеет вид:

$$\Delta k(\omega_s) = n_e(\omega_p, \theta_0) \frac{\omega_p}{c} - n_o(\omega_s) \frac{\omega_s}{c} - n_o(\omega_p - \omega_s) \frac{\omega_p - \omega_s}{c}. \quad (2.1)$$

Здесь n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны, а θ_0 — угол между оптической осью кристалла и волновым вектором накачки. Из выражения (2.1) видно, что условия синхронизма определяются значениями n_o и n_e . Простейший способ изменения условий синхронизма связан с изменением угла θ_0 , но таким образом можно изменить синхронизм лишь во всем кристалле одновременно. Для того чтобы по-разному изменять условия синхронизма в разных частях кристалла, можно использовать зависимость показателей преломления от внешних параметров, таких как температура, давление и электростатическое поле.

В этой главе рассматривается пространственная модуляция показателей преломления за счет термооптического эффекта. В эксперименте использовался кристалл дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP) длиной 20 мм. Оценим возможности использования термооптического эффекта в KDP для управления спектром бифотонного поля. Изменение разности показателей преломления при нагреве кристалла составляет [118]

$$\frac{\delta(n_o - n_e)}{\delta T} = \frac{6 \times 10^{-4}}{100 \text{ К}}, \quad (2.2)$$

где 100 К — характерная величина изменения температуры вдоль кристалла, которую можно получить в эксперименте. Характерный же масштаб изменения разности показателей преломления, который приводит к уширению спектра $\delta_0(n_o - n_e) \sim \lambda/L \sim 10^{-5}$. Физически это — разность показателей преломления, при которой пики спектра раздвинутся на величину порядка их ширины. Таким образом, предварительные оценки показывают высокую эффективность применения метода для уширения спектра бифотонного поля.

При этом значения самих показателей преломления при изменении температуры на 100 К в кристалле KDP меняются в третьем знаке после запятой, поэтому мы пренебрегали эффектами, связанными с прохождением света через среду с переменным показателем преломления.

Наконец, хотелось бы отметить, что эффективность метода зависит от выбора нелинейной среды. Например, в кристалле ниобата лития для вырожденного синхронизма типа I на длине волны накачки 750 нм коэффициент $\delta(n_o - n_e)/\delta T$ оказывается на порядок больше: $-2,6 \times 10^{-3}/100 \text{ К}$ [119]. Более того, если в качестве нелинейной среды использовать периодически поляризованный ниобат лития PPLN, то при его неоднородном нагреве будут изменяться не только показатели преломления, но и период модуляции. Теоретический расчет уширения параметрического рассеяния для этого случая представлен в работе [120].

2.2. Экспериментальная установка

Для создания заданного градиента температур вдоль кристалла был создан пятисекционный нагреватель (рис. 2.1). Для того чтобы добиться максимального перепада температур, на одной из сторон нагревателя располагался медный радиатор с проточным водяным охлаждением. В качестве нагревательных элементов использовались низкоомные резисторы. Для контроля за температурой в каждой секции нагревателя и в радиаторе вблизи поверхности, на которой помещался кристалл, располагались термопары. Напряжения на всех резисторах можно было контролировать независимо, таким образом можно было управлять распределением температур $T(z)$ вдоль кристалла. Для обеспечения теплового контакта объем каждой секции был заполнен теплопроводящим компаундом, а для их разделения использовались текстолитовые пластинки толщиной 1,2 мм.

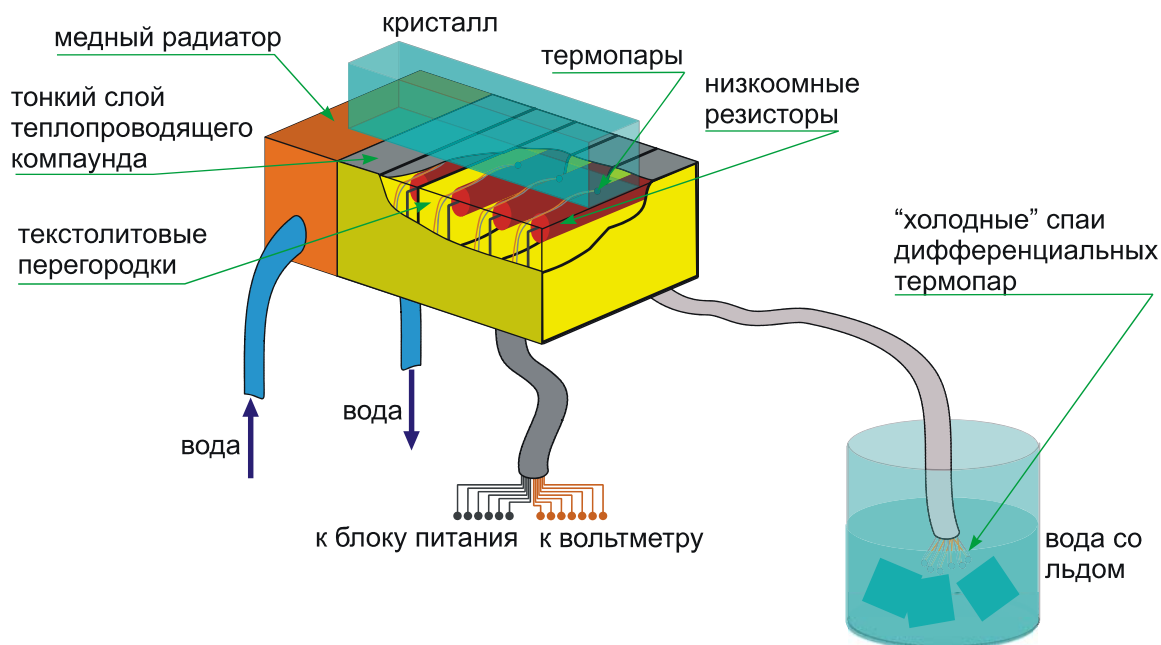


Рис. 2.1. Пятисекционный нагреватель, обеспечивающий неоднородный нагрев кристалла. В каждой секции располагались нагревательные элементы — резисторы номиналом 15 Ом — и термопары из меди и константана. «Холодные» спаи дифференциальных термопар выводились наружу и погружались в смесь воды и льда, чтобы их температура была зафиксирована при 0 °С. Для того чтобы уменьшить общий нагрев кристалла и увеличить разность температур на его краях, на одном из концов нагревателя располагался медный радиатор с водяным охлаждением. Секции изолировались друг от друга текстолитовыми перегородками толщиной 1,2 мм. Для обеспечения теплового контакта с кристаллом объем каждой секции был залит теплопроводящим компаундом. Также наружу выводились провода от резисторов и термопар. Схема питания позволяла независимо менять напряжение на каждом резисторе. Измеряя напряжение на концах термопар, можно было контролировать температуру вблизи поверхности кристалла.

Отметим, что одним из недостатков данного устройства являлась невозможность контролировать температуру непосредственно внутри кристалла. Даже если максимально приблизить пучок накачки к поверхности нагревателя, при температурах нагревателей выше 100 °С температура внутри кристалла могла существенно отличаться от измеряемой.

Экспериментальная установка по измерению частотного и углового спектра единичных отсчетов представлена на рисунке 2.2. Накачкой служил аргонный лазер Ar^+ с расходимостью 0,01°. Использовалась спектральная линия излучения 351,1 нм, которая выделялась призмой Пр. Ширина линии составляла 5 ГГц. Зеркала З1 и З2 заводили излучение накачки на главную оптическую ось системы. Часть излучения накачки, пропущенная зеркалом З3, регистрировалась детектором ФДр. Призма Глана — Томпсона П_V , ориентированная вертикально, фиксировала поляризацию накачки, а полуволновая пластинка $\lambda/2$ компенсировала изменение поляризации, вызванное зеркалами З1 и З2, обеспечивая максимальную интенсивность накачки после П_V . Далее располагался неоднородно нагретый кристалл KDP длиной 20 мм, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I.

Регистрация параметрического излучения проводилась в коллинеарном и близком к коллинеарному режимах. Горизонтально поляризованное бифотонное поле, рожденное в кристалле, проходило через горизонтально ориентированную призму Глана — Томпсона П_H и фокусировалось объективом О на входной щели призмного спектрографа ИСП-51. Объектив располагался таким образом, чтобы щель спектрографа находилась в его фокальной плоскости. Излучение накачки убиралось ультрафиолетовым фильтром УФ и призмой Глана — Томпсона П_H .

Регистрация фотонов проводилась детектором ФД — кремниевым лавинным фотодиодом Perkin Elmer C3090E, расположенным в фокальной плоскости камеры спектрографа. Импульсы с детектора поступали на счетчик и об-

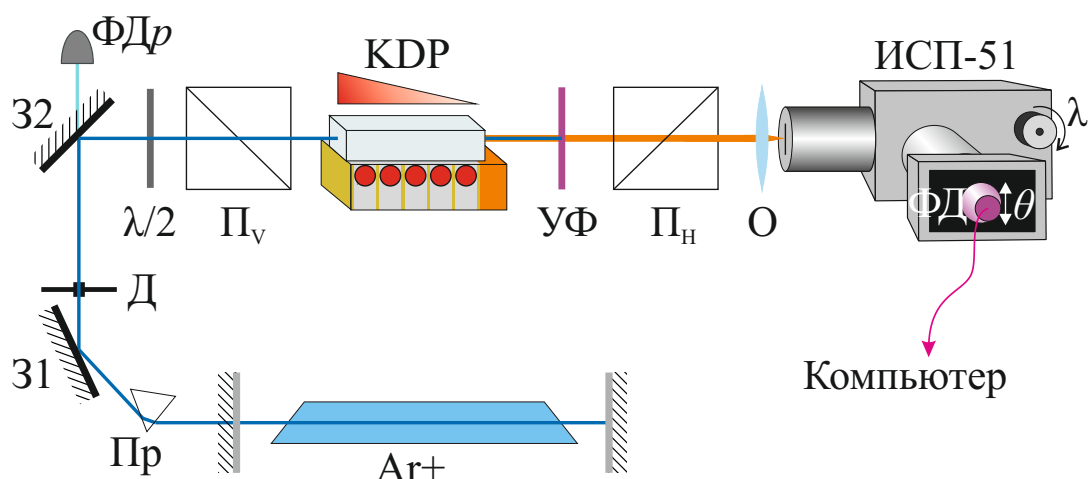


Рис. 2.2. Схема экспериментальной установки по измерению частотного и углового спектра единичных фотоотсчетов. Накачкой служил аргоновый лазер Ar^+ с расходимостью $0,01^\circ$. Использовалась спектральная линия излучения $351,1 \text{ нм}$, которая выделялась призмой Пр. Ширина линии составляла 5 ГГц . Зеркала 31 и 32 заводили излучение накачки на главную оптическую ось системы. Часть излучения накачки, пропущенная зеркалом 33, регистрировалась детектором ФДр. Призма Глана — Томпсона P_V , ориентированная вертикально, фиксировала поляризацию накачки, а полуволновая пластинка $\lambda/2$ компенсировала изменение поляризации, вызванное зеркалами 31 и 32, обеспечивая максимальную интенсивность накачки после P_V . Далее располагался неоднородно нагретый кристалл KDP длиной 20 мм , вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм типа I. Горизонтально поляризованное бифотонное поле, рожденное в кристалле, проходило через горизонтально ориентированную призму Глана — Томпсона P_H и фокусировалось объективом О на входной щели призмного спектрографа ИСП-51. Объектив располагался таким образом, чтобы щель спектрографа находилась в его фокальной плоскости. Излучение накачки убиралось ультрафиолетовым фильтром УФ и призмой Глана — Томпсона P_H . Регистрация фотонов проводилась детектором ФД — кремниевым лавинным фотодиодом Perkin Elmer C3090E, расположенным в фокальной плоскости камеры спектрографа. Импульсы с детектора поступали на счетчик и обрабатывались компьютером. Сканирование по длине волны осуществлялось поворотом призмы спектрографа. Изменяя вертикальное положение детектора ФД в камере, можно было проводить сканирование углового спектра. Перемещение детектора и поворот призмы осуществлялись автоматически при помощи управляемых с компьютера шаговых двигателей. Спектральное разрешение схемы составляло $1\text{--}4 \text{ нм}$ в зависимости от длины волны, а угловое — $0,3^\circ$.

рабатывались компьютером. Сканирование по длине волны осуществлялось поворотом призмы спектрографа. Изменяя вертикальное положение детектора ФД в камере, можно было проводить сканирование углового спектра. Перемещение детектора и поворот призмы осуществлялись автоматически при помощи управляемых с компьютера шаговых двигателей. Угловое разрешение схемы составляло $0,3^\circ$, а спектральное — от 1 нм до 4 нм в зависимости от длины волны (подробнее об определении частотного разрешения было написано в разделе 1.6 главы 1).

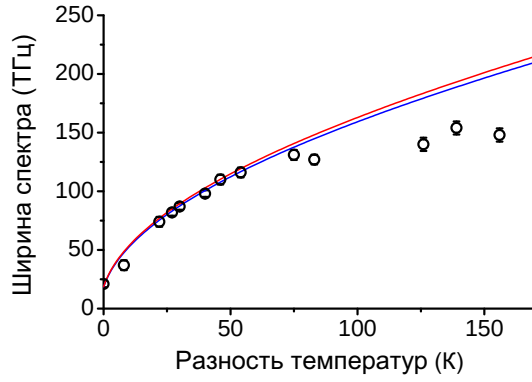
2.3. Зависимость ширины частотного спектра от разности температур на краях кристалла

В первой серии определялась зависимость ширины частотного спектра единичных фотоотсчетов, регистрируемых в коллинеарном режиме, от разности максимальной T_{max} и минимальной T_{min} температур на кристалле. Из-за того, что длина нагревателя была больше длины кристалла, его тепловой контакт с радиатором не обеспечивался, поэтому при вычислении этой разности температура радиатора не учитывалась. Частотный спектр регистрировался для двух случаев:

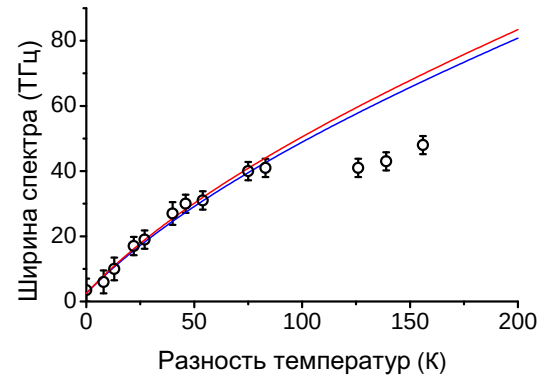
1. Вырожденный режим генерации СПР. При этом кристалл ориентировался таким образом, чтобы обеспечить максимальную ширину спектра.
2. Частотно-невыврожденный режим СПР, когда разность между ближайшими к вырожденному случаю крайними частотами обоих пиков составляла 84 ТГц.

Результаты представлены на рисунке 2.3 (а, б).

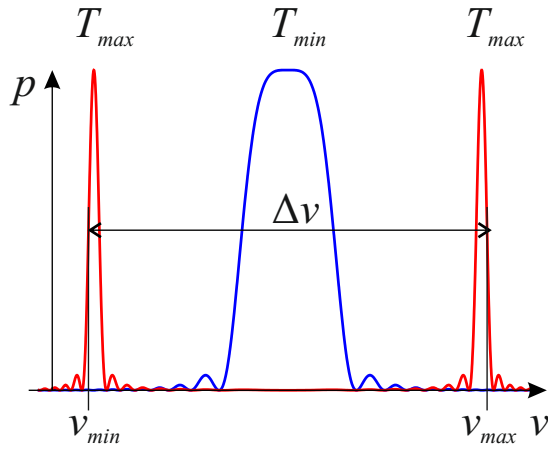
Для теоретической оценки ширины спектра использовался следующий метод. Рассчитывались спектры однородно нагретого кристалла при мини-



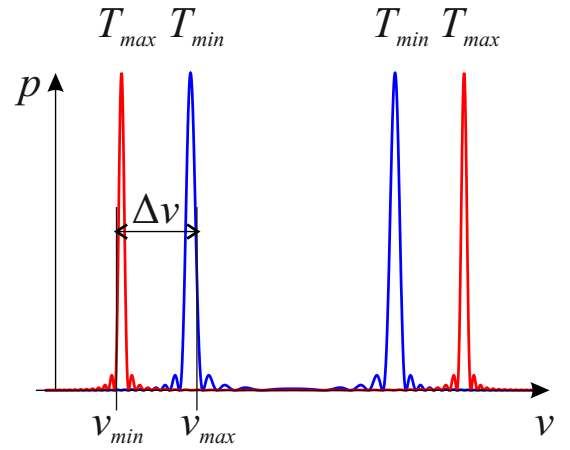
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2.3. Зависимость ширины спектра бифотонного поля $\Delta\nu$ от величины перепада температур $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ на краях нелинейного кристалла для вырожденного (а, в) и невырожденного (б, г) синхронизма. На рис. (а, б) точками показаны экспериментальные данные, а кривыми — теоретические оценки для разных значений минимальной температуры T_{min} : синим для 25 °С, красным для 100 °С. Схемы, по которым делались оценки ширины спектра, показаны на рис. (в, г). Кривыми показаны спектры однородно нагретого кристалла: синим — при минимальном значении температуры T_{min} , а красным — при максимальном T_{max} .

мальной температуре T_{min} и при максимальной T_{max} (рис. 2.3 (в, г)). Затем определялись границы рассчитанных спектров на половине высоты ν_{max} и ν_{min} . Их разность и бралась за оценку ширины спектра $\Delta\nu$. Поскольку, несмотря на водяное охлаждение, минимальная температура кристалла медленно возрастала при увеличении мощностей, выделяемых секциями нагревателя, оценка проводилась для двух случаев: $T_{min} = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $T_{min} = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$. По графикам видно, что они практически совпадают. Стоит заметить, что при больших перепадах температур длина части кристалла, находящейся при температуре T_{max} или T_{min} , много меньше всей длины кристалла L , поэтому ширина пиков на рисунке 2.3 (в, г) должна быть больше, и рассчитанные зависимости $\Delta\nu(\Delta T)$ дают оценку снизу. С другой стороны, в области перекрытия пиков от разных частей кристалла может возникнуть деструктивная интерференция, что может привести к уменьшению ширины спектра. Но в любом случае при сильном перепаде температур крайние пики уходят в сильно невырожденный режим, и их ширина становится мала по сравнению с расстоянием между их центрами и с шириной близких к вырожденному режиму пиков.

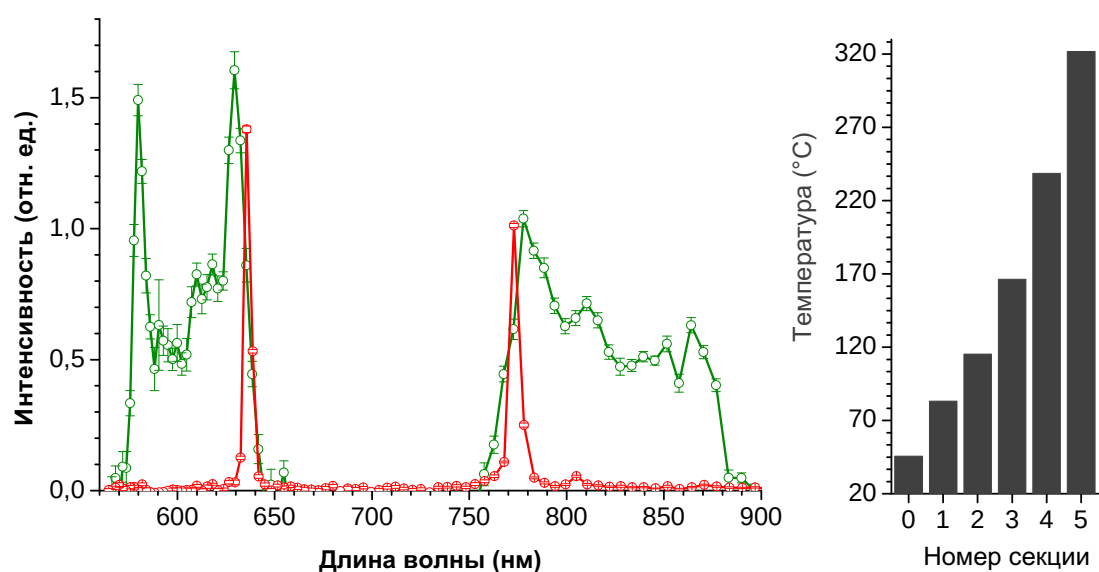
По графику видно, что, изменяя разность температур на кристалле, можно увеличить ширину спектра от 21 до 154 ТГц в вырожденном режиме и от 3,5 до 48 ТГц в невырожденном. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретической оценкой до тех пор, пока перепад температур не превышает 75 К. После этого значения экспериментальная ширина спектра не достигает теоретической. Это связано с тем, что при таких высоких температурах (200 $^{\circ}\text{C}$ и выше) распределение $T(z)$ внутри кристалла может существенно отличаться от того, которое регистрируют термодары, расположенные в нагревателе вблизи его поверхности. Поэтому, несмотря на то что измеряемая разность температур нагревателей в некоторых экспериментах доходила до 240 К при $T_{max} > 300\text{ }^{\circ}\text{C}$, разность температур внутри кристал-

ла не превышала, судя по оценкам, 100 К.

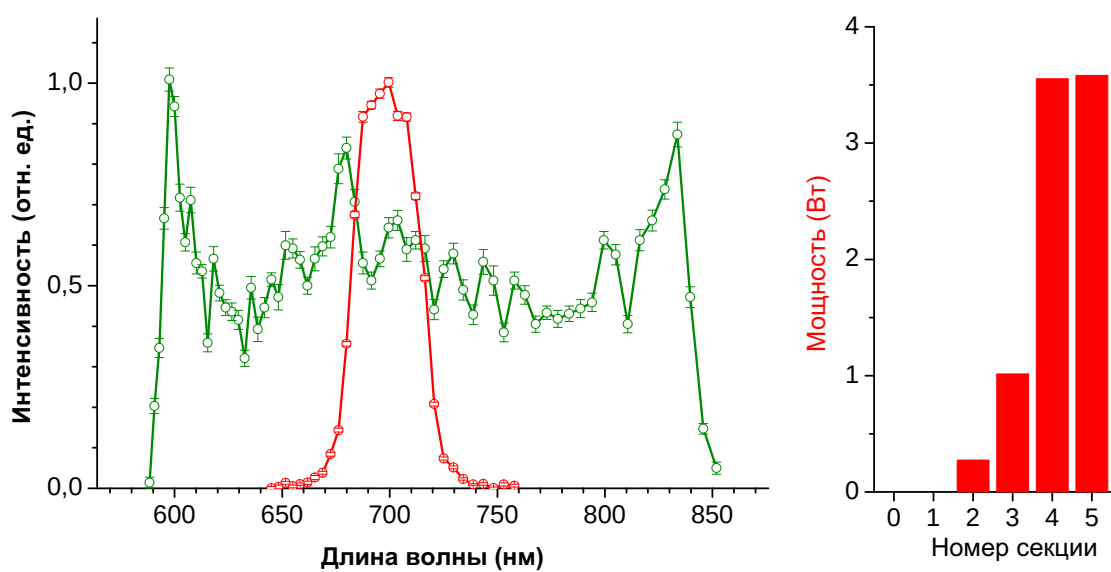
Примеры экспериментально полученных графиков частотных спектров показаны на рисунке 2.4. На рис. (а) продемонстрировано уширение в невырожденном режиме (показан один пик меньшей частоты), а на рис. (б) — в вырожденном. Справа от графиков показаны гистограммы температур и выделяемых мощностей секций нагревателя (секция № 1 — ближняя к радиатору). Разность температур нагревателя составляла 239 К. Спектры обработаны таким образом, чтобы компенсировать наклон, связанный с зависимостью числа регистрируемых мод от выделяемой длины волны (см. раздел 1.4, (0.25)). По графику видно, что, подбирая значения мощностей секций нагревателя, можно добиться практически прямоугольной формы частотных спектров.

2.4. Управление формой частотного спектра

Во второй серии экспериментов исследовалась зависимость формы спектра от распределения температур вдоль кристалла. Так как вблизи вырожденного режима форма спектра сильно зависит от ориентации кристалла, спектр снимался в невырожденном режиме, для центральной длины волны одного из максимумов около 644 нм (при вырожденной длине волны 702,2 нм). На рисунке 2.5 представлены три спектра, полученные при разных температурных распределениях. В случае (а) была включена только крайняя секция нагревателя, поэтому большая часть кристалла не прогревалась и максимум спектра расположен ближе к вырожденному режиму. В случае (б) задействованы еще три секции нагревателя, кристалл прогревается лучше, и форма спектра близка к прямоугольной. В случае (в) две секции поддерживают высокую температуру на одной половине кристалла, в то время как вторая половина не прогревается, распределение температур близко к ступенчатому, и в спектре наблюдается два максимума: на ближнем и на дальнем

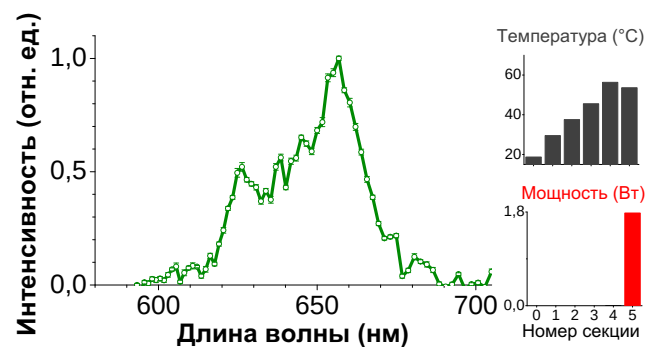


(а)

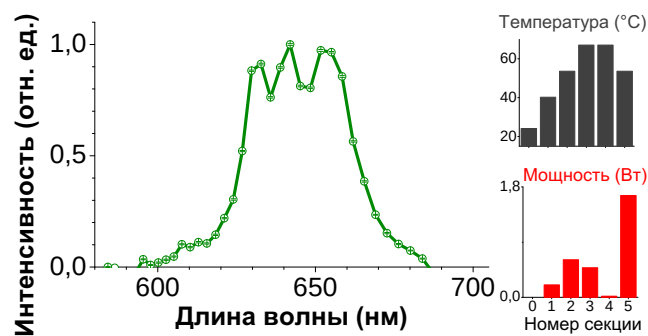


(б)

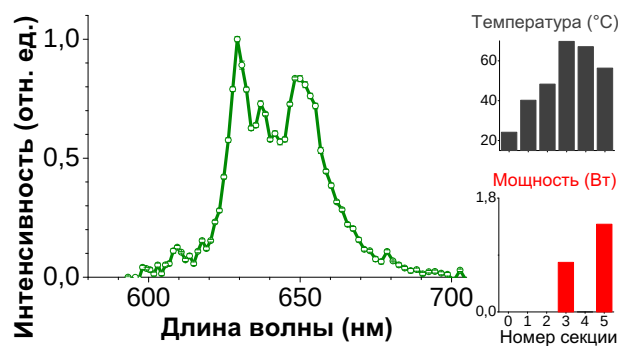
Рис. 2.4. Примеры уширения частотного спектра бифотонного поля для невырожденного (а) и вырожденного (б) случаев. Зеленым показан спектр неоднородно нагретого кристалла, красным — спектр кристалла при комнатной температуре. Гистограммами справа показаны мощности и температуры секций нагревателя (секция № 1 — ближняя к радиатору).



(a)



(б)



(в)

Рис. 2.5. Управление формой частотного спектра. Гистограммами показаны мощности и температуры секций нагревателя.

от вырожденного режима краях спектра.

2.5. Управление угловым спектром

Была исследована возможность управления не только частотным, но и угловым спектром бифотонного поля. Угловые спектры, измеренные в вырожденном режиме, представлены на рисунке 2.6. Красным показан спектр кристалла при комнатной температуре, а зеленым — неоднородно нагретого кристалла при разности температур $\Delta T = 25$ К. Ширина спектра составила $1,8 \pm 0,3^\circ$, что несколько меньше теоретической оценки — $2,4^\circ$. Теоретическая оценка ширины углового спектра делалась аналогично тому, как оценивалась ширина частотного спектра. По всей видимости, различие теории и эксперимента объясняется тем, что регистрируемый спектр обрезался апертурами разных оптических элементов, в частности, апертурой объектива.

2.6. Численное моделирование

Также в рамках исследования было проведено численное моделирование. Рассчитывались спектры, полученные в результате СПР в кристалле KDP длиной 20 мм при разном распределении температур и при разной ориентации кристалла. Расчет проводился в соответствии с формулой (0.21), где для фазовой расстройки Δk использовалось выражение (2.1). Зависимости показателей преломления KDP от частоты и температуры брались из работы [118]. Результаты расчетов представлены на рисунке 2.7. Результаты численного моделирования показали, что форма и ширина спектра очень чувствительны к форме распределения температур. Интересно, что при создании градиента температур в кристалле, ориентированном под коллинеарный вырожденный синхронизм, в центре спектра возникает провал. Поэтому для по-

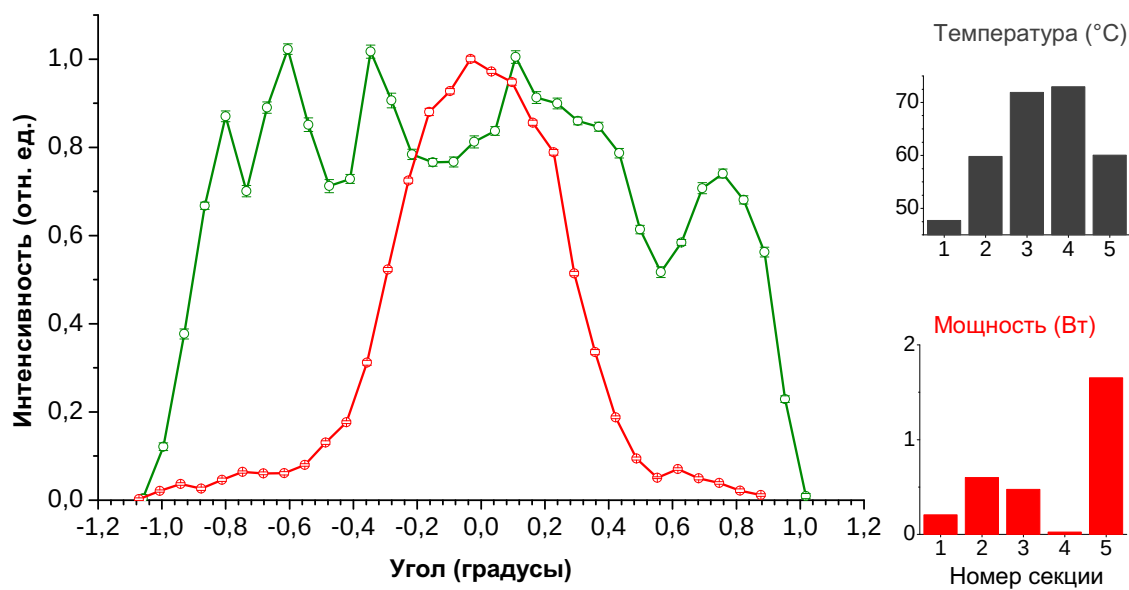
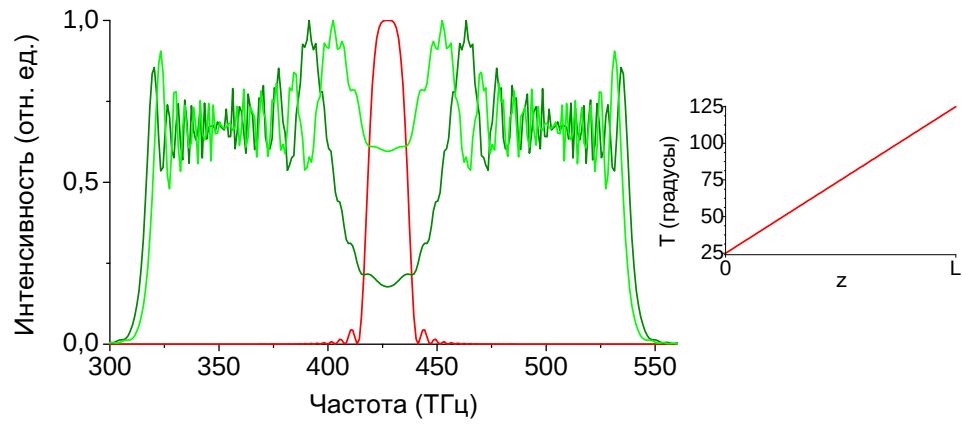
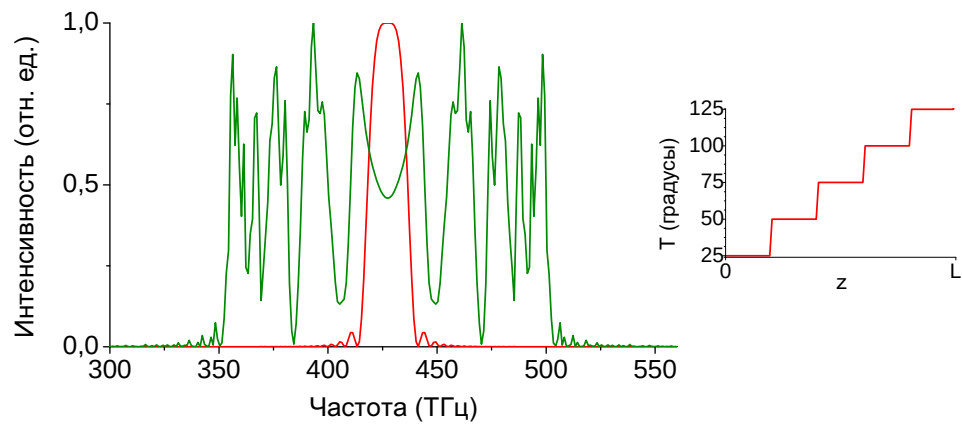


Рис. 2.6. Пример уширения углового спектра бифотонного поля. Красным показан спектр кристалла при комнатной температуре, а зеленым — неоднородно нагретого кристалла. Справа показаны гистограммы температур и выделяемых мощностей секций нагревателя.



(а)



(б)

Рис. 2.7. Численное моделирование частотного спектра $|f(\omega, q = 0)|^2$ для разных распределений температур в кристалле и для его различной ориентации. На рис. (а) показаны спектры для случая, когда температура кристалла линейно изменяется от 25 °С до 125 °С, а на рис. (б) — для случая, когда температура меняется ступенчато. Соответствующие распределения $T(z)$ показаны справа. Красной кривой показан спектр однородно нагретого кристалла при температуре 25 °С, темно-зеленой — спектр неоднородно нагретого кристалла при той же ориентации, светло-зеленой (рис. (а)) — для кристалла, наклоненного на 0,08°, чтобы убрать «провал» на вырожденной частоте.

лучения непрерывного спектра необходимо изменить угол наклона кристалла $\Delta\theta_0$. При этом форма спектра достаточно сложная, содержит много пиков и качественно похожа на форму экспериментальных спектров (рис. 2.4). Любопытно, что при одном и том же перепаде температур $\Delta T = 100$ К ширина спектра для пятиступенчатого распределения температур (145 ТГц) оказалась существенно меньше ширины спектра для линейной зависимости $T(z)$ (214 ТГц). Это можно объяснить тем, что при ступенчатом температурном распределении спектр от части кристалла, находящейся при максимальной температуре, соответствовал спектру однородно нагретого кристалла длиной $L/5$, в то время как при линейной температурной зависимости длина части кристалла при максимальной температуре стремится к нулю, а значит, ширина спектра от горячего конца кристалла будет больше.

2.7. Обсуждение результатов

Метод управления спектром бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла обладает всеми преимуществами и недостатками методов, основанных на использовании пространственно-неоднородных структур, по сравнению с методами локального ослабления зависимости фазовой расстройки от частоты. Спектр бифотонного поля не является фурьеограниченным, что затрудняет использование этого метода для получения полей с малым временем корреляции второго порядка (необходимы методы компрессии). В то же время он позволяет добиться существенно большего уширения спектров и работает даже в невырожденном режиме.

Сравнивая исследуемый метод управления спектром с методом, основанным на использовании chirпированных структур [104, 105], нужно отметить следующее. Применение chirпированных структур связано со сложным технологическим процессом их изготовления. После завершения цикла переполяри-

зации пространственная структура образца, задающая спектр, в дальнейшем остается неизменной. В этом контексте приложение к кристаллу градиента температур представляется более эффективным решением проблемы. Кроме того, варьируя мощность секций нагревателя, можно управлять не только шириной, но и формой спектра. В то же время очевидны и недостатки этого метода, связанные со сложностью определения реальной температуры внутри кристалла и создания произвольного (заранее заданного) распределения температур.

2.8. Выводы к главе 2

Исследован способ управления спектром бифотонного поля за счет неоднородного нагрева нелинейного кристалла.

Измерены спектры единичных фотоотсчетов при различном распределении температур вдоль кристалла. Продемонстрировано неоднородное уширение частотного спектра в 7,5 раз (до 154 ТГц) в вырожденном режиме и в 14 раз (до 48 ТГц) в невырожденном режиме. Получено состояние бифотонного поля с высокой степенью перепутанности по частотам (соотношение Федорова $R = 3,1 \times 10^4$). Показана возможность управления формой частотного спектра путем изменения формы температурного распределения вдоль кристалла. Продемонстрировано трехкратное уширение углового спектра.

Результаты работы опубликованы в статьях [26, 27].

Глава 3

Управление спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля

В настоящей главе исследуется метод управления частотно-угловым спектром бифотонного поля, основанный на пространственной модуляции показателей преломления нелинейного кристалла за счет электрооптического эффекта. Демонстрируется управление шириной частотного спектра. Показано, как изменяется форма всего частотно-углового спектра при приложении к кристаллу неоднородного электростатического поля.

3.1. Идея метода

Метод управления спектром бифотонного поля за счет приложения к кристаллу неоднородного электростатического поля аналогичен методу, изложенному в главе 2. Этот метод также основан на процессе СПР в пространственно-неоднородной нелинейной среде, где зависимость фазовой расстройки от продольной координаты реализуется за счет модуляции показателей преломления в кристалле. В данной главе рассматривается модуляция показателей преломления посредством электрооптического эффекта.

3.1.1. Электрооптический эффект в кристалле KDP

В эксперименте мы использовали кристалл KDP $5 \times 10 \times 30$ мм, вырезанный под углом 50° к оптической оси Z ¹. Геометрия задачи показана

¹ Кристаллографические оси мы будем обозначать как X, Y, Z , в то время как ось, параллельную лучу накачки, — z .

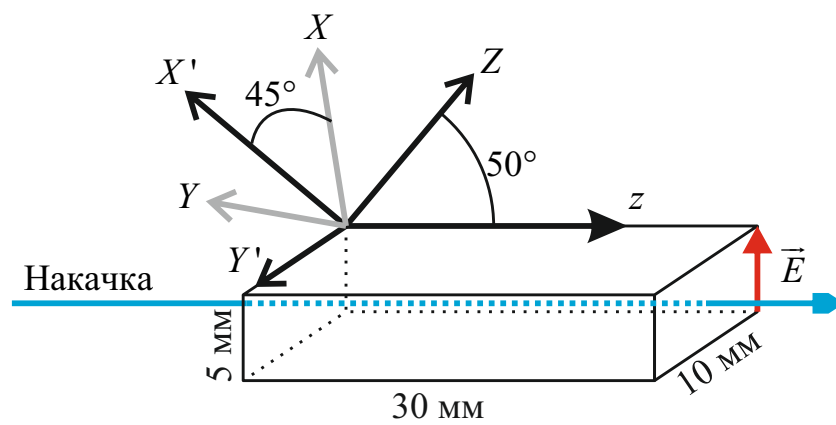
на рисунке 3.1 (а). Электростатическое поле, приложенное вдоль самого короткого ребра кристалла, делало кристалл слабо двуосным и поворачивало его главные кристаллографические оси X , Y на 45° [121]. Новая кристаллографическая ось X' лежала в одной плоскости с оптической осью Z , осью, параллельной лучу накачки z , и с вектором напряженности поля $\vec{E}$, а ось Y' была направлена параллельно среднему ребру кристалла. Напряженность поля можно представить в виде суперпозиции двух проекций, одна из которых, E_Z , действует вдоль оптической оси кристалла, а другая, $E_{X'}$, — вдоль его новой оси X' . Изменение показателей преломления, вызванное проекцией $E_{X'}$, на три порядка меньше изменения, вызванного проекцией E_Z (для $E \leq 100$ кВ/см), поэтому мы принимаем во внимание только последнюю.

Приложение поля E_Z меняет сечения эллипсоидов показателей преломления, как показано на рисунке 3.1 (б). Пунктиром показано сечение эллипсоида показателей преломления для волны накачки (необыкновенной волны в случае, когда поле отсутствует), а сплошной линией — сечение эллипсоида для волны параметрического рассеяния (обыкновенной волны в случае отсутствия поля). Выражение для новых показателей преломления имеет вид:

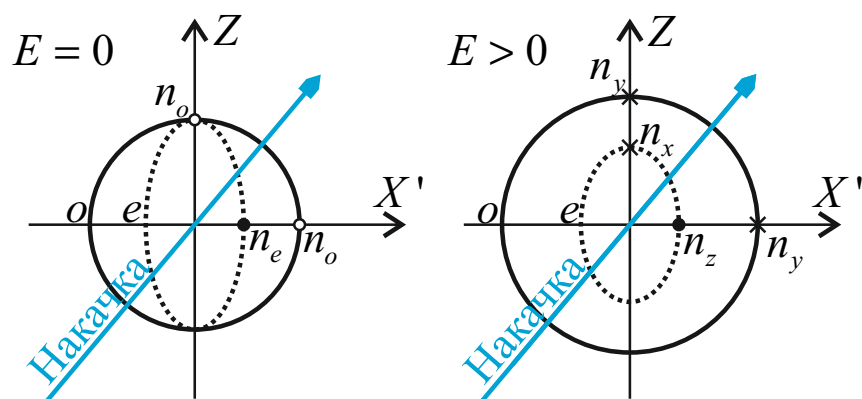
$$\begin{aligned} n_x &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{63} E_Z, \\ n_y &= n_o + \frac{1}{2}n_o^3 r_{63} E_Z, \\ n_z &= n_e, \end{aligned} \tag{3.1}$$

где r_{63} — компонента электрооптического тензора. Для кристалла KDP $r_{63} = 11 \times 10^{-10}$ см/В. Таким образом, зависимость $\Delta k(E)$ полностью определена.

Оценим эффективность управления спектром бифотонного поля за счет электрооптического эффекта аналогично тому, как это было сделано в конце раздела 2.1 предыдущей главы. Типичное изменение разности показателей преломления при экспериментально доступном значении электростатическо-



(a) Геометрия задачи



(б) Эллипсоиды показателей преломления

Рис. 3.1. Электрооптический эффект в кристалле KDP.

го поля составляет

$$\frac{\delta(n_o - n_e)}{\delta E} = \frac{6 \times 10^{-5}}{30 \text{ кВ/см}}, \quad (3.2)$$

что на порядок меньше значения, полученного для термооптического эффекта (2.2), но существенно превышает характерный масштаб изменения разности показателей преломления $\delta_0(n_o - n_e) \sim \lambda/L \sim 10^{-5}$. Таким образом, предварительные оценки позволяют сказать, что электрооптический эффект можно применять для уширения спектра бифотонного поля, но полученная ширина спектров будет меньше, чем в случае неоднородного нагрева кристалла. Заметим также, что сами показатели преломления при приложении поля до 30 кВ/см изменяются лишь в пятом знаке после запятой, поэтому мы пренебрегаем этим эффектом при рассмотрении распространения света через кристалл. Сравнивая эффективность метода для KDP с другими кристаллами, можно заметить, что, например, в одноосном кристалле ниобата лития $n_z - n_y = n_e - n_o - \frac{1}{2}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})E_z$, где разность электрооптических коэффициентов $r_{33} - r_{13} = 21,3 \times 10^{-10}$ см/В [121]. Принимая во внимание, что при коллинеарном вырожденном синхронизме типа I для длины волны накачки 532 нм угол между оптической осью и лучом накачки составляет 84° , при той же конфигурации электродов, как на рис. 3.1, коэффициент $\delta(n_o - n_e)/\delta E = 15 \times 10^{-5}/30$ кВ/см. Таким образом, в кристалле LiIO₃ можно добиться такого же уширения спектра, как в кристалле KDP, прикладывая в три раза меньшие электростатические поля.

3.2. Экспериментальная установка

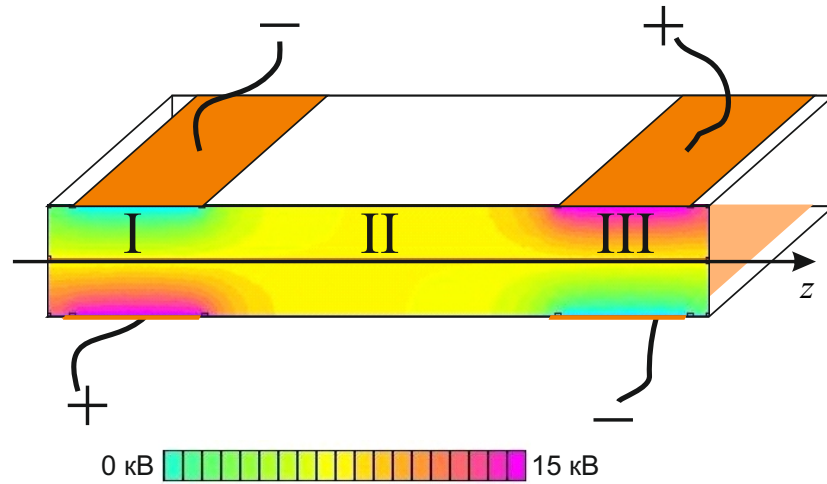
Для создания пространственно-неоднородной конфигурации электростатического поля на верхнюю и нижнюю поверхности кристалла наносились пары электродов, к которым можно прикладывать постоянное напряжение

до 15 кВ (рис. 3.2 (а)), что соответствовало напряженности поля 30 кВ/см. Цветом показано распределение электростатического потенциала. Кристалл можно разделить на три части: I, II, III. В части I поле направлено вверх, в части II поле отсутствует, а в части III поле направлено вниз. Точное распределение поперечной компоненты поля $E_{\perp}(z)$ показано на рисунке 3.2 (б) красным пунктиром. Его с хорошей точностью можно аппроксимировать трехступенчатым распределением, показанным зеленым, которое далее использовалось для расчета спектров.

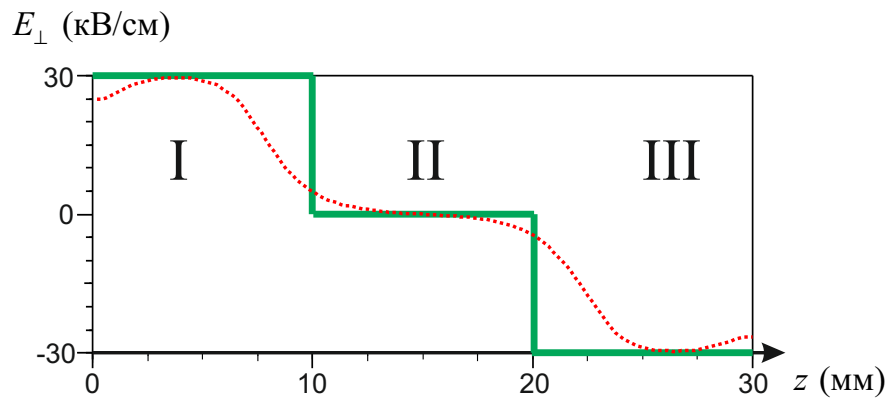
Схема экспериментальной установки аналогична изображенной на рисунке 2.2, с единственной разницей, что вместо неоднородно нагретого кристалла помещался кристалл, к которому прикладывалось неоднородное электростатическое поле. Отметим лишь, что угловое разрешение схемы составляло $0,3^{\circ}$, а спектральное — от 2 нм до 6 нм в зависимости от длины волны (измерения проводились при ширине входной щели спектрографа 400 мкм).

3.3. Зависимость ширины спектра от приложенного поля

Было проведено несколько экспериментов. Сначала кристалл был ориентирован так, что в нем происходила генерация бифотонов в невырожденном режиме. Таким образом, без приложения поля в спектре СПР наблюдалось два пика (рис. 3.3 (а)). При приложении поля каждая секция кристалла с электродами генерировала по два дополнительных пика, в результате общий спектр неоднородно уширялся. На рисунке 3.4 (а) показана зависимость ширины спектра каждого пика в зависимости от приложенного поля. В результате, прикладывая поле $-30 \div +30$ кВ/см, удалось увеличить ширину спектра с 3,5 до 29 ТГц. Сплошной линией показана теоретическая оценка ширины спектра, которая проводилась аналогично тому, как это делалось в главе 2

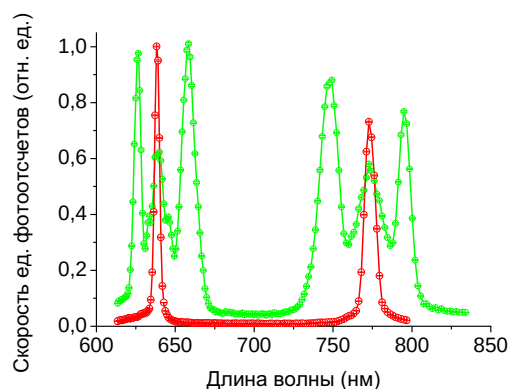


(a)

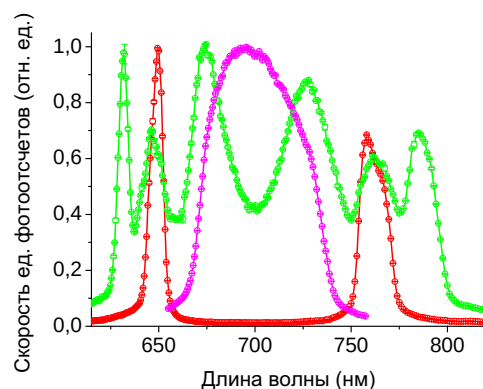


(б)

Рис. 3.2. Приложение пространственно неоднородного электростатического поля к кристаллу KDP $30 \times 10 \times 5$ мм. На рисунке (а) показана система из двух пар электродов, на которые подано напряжение 15 кВ противоположной полярности. Цветом показано распределение электростатического потенциала внутри кристалла. На рисунке (б) показано распределение поперечной компоненты напряженности поля $E_{\perp}$ вдоль оси z , проходящей по центру кристалла. Пунктирная линия — точный расчет, сплошная — приближение, используемое для теоретического расчета. При расчете электростатического поля использовался пакет программ Femm 4.2.

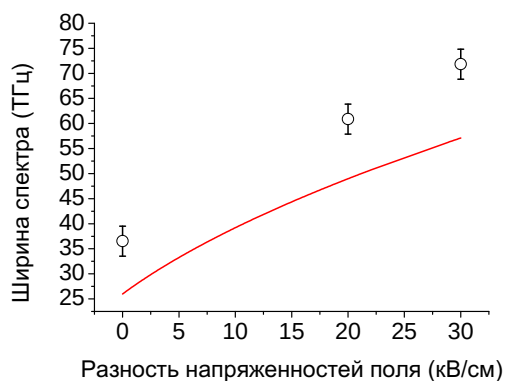


(а)

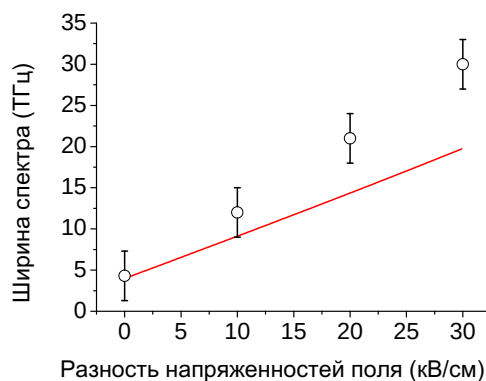


(б)

Рис. 3.3. Изменение спектра единичных фотоотсчетов при приложении неоднородного поля к кристаллу для невырожденного (а) и вырожденного (б) режимов. Зеленым показаны спектры от кристалла, поле в котором меняется от -30 кВ/см до $+30$ кВ/см. Красным показаны спектры от кристалла без поля при той же ориентации. Фиолетовым — спектр от кристалла без поля, ориентированного под вырожденный синхронизм.



(а) Вырожденный режим



(б) Невырожденный режим

Рис. 3.4. Зависимость ширины спектра бифотонного поля $\Delta\nu$ от величины перепада напряженности электростатического поля ΔE на краях нелинейного кристалла при его неизменной ориентации для вырожденного (а) и невырожденного (б) синхронизма. Точками показаны экспериментальные данные, кривой — теоретическая оценка.

(рис. 2.3). Разница была лишь в том, что поскольку распределение поля в кристалле хорошо аппроксимировалось трехступенчатой функцией (рис. 3.2), то при расчете спектров кристалла при однородном поле длина кристалла полагалась равной $L/3$. Полученная оценка заведомо завышена для кристалла без поля (в этом случае широкие спектры от каждой из его частей одинаковы и, складываясь с учетом интерференции, дают пик меньшей ширины) и несколько занижена для кристалла с полем, поскольку длина участка кристалла с максимальным значением напряженности меньше $L/3$, а значит, ширина пика будет больше.

В следующей серии экспериментов кристалл был ориентирован под коллинеарный вырожденный режим. К нему также прикладывалось неоднородное поле, что приводило к уширению как по частоте, так и по углу (см. далее раздел 3.4). Зависимость ширины спектра от приложенного поля показана на рисунке 3.4 (б). Продемонстрировано увеличение ширины спектра от 61 нм (37 ТГц) до 168 нм (102 ТГц).

Наконец, был получен максимально широкий спектр в вырожденном режиме. Для этого кристалл ориентировался так, чтобы без приложения поля спектр был слабо невырожденным, а при приложении поля внутренние пики перекрывались (рис. 3.3 (б)). В результате общая ширина спектра составила 168 нм (102 ТГц).

3.4. Частотно-угловой спектр бифотонного поля

Также измерялся частотно-угловой спектр бифотонного поля при разной ориентации кристалла для случаев, когда поле на кристалле отсутствовало и когда оно изменялось от -30 до $+30$ кВ/см. Результаты представлены на рисунке 3.5. Отметим, что спектры снимались в режиме поточечного сканирования, поэтому для уменьшения времени измерения сканирование проводилось

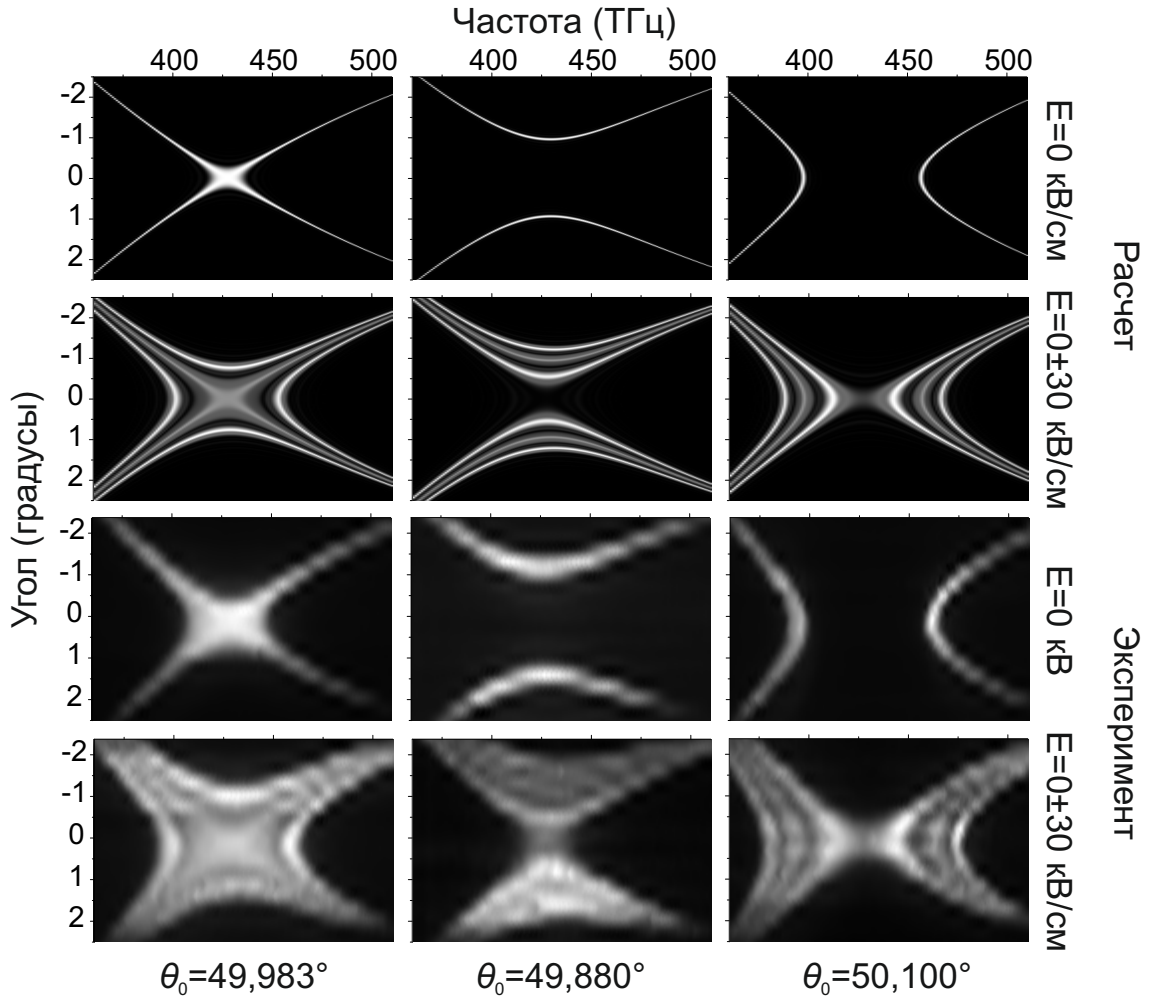


Рис. 3.5. Частотно-угловые спектры бифотонного поля при отсутствии электростатического поля и при трехступенчатом распределении $E(z)$ от -30 до $+30$ кВ/см. Сверху — результаты расчета, снизу — экспериментальные данные. Разные столбцы отвечают разным углам θ_0 между оптической осью кристалла и лучом накачки. Значение $\theta_0 = 49,983^\circ$ соответствовало коллинеарному вырожденному синхронизму, при котором происходило уширение как по частоте, так и по углу; $\theta_0 = 49,880^\circ$ — неколлинеарному синхронизму, при котором происходило уширение преимущественно по углу; $\theta_0 = 50,1^\circ$ — невырожденному синхронизму, при котором происходило уширение преимущественно по частоте.

с большим шагом по частоте и по углу. Представленные графики получены в результате сглаживания, поэтому на графиках присутствуют артефакты, проявляющиеся в осцилляциях с периодом, равным шагу сканирования.

Также на рисунке представлены результаты численного моделирования. Расчет проводился по формуле (0.21) с учетом (2.1) и (3.1). При этом для зависимости $E(z)$ была использована трехступенчатая функция, изображенная зеленым на рисунке 3.2 (б).

Графики представлены для трех различных значений угла θ_0 между оптической осью кристалла и направлением распространения накачки. Угол $\theta_0 = 49,983^\circ$ соответствовал коллинеарному вырожденному синхронизму. В отсутствие поля частотно-угловой спектр имел X-образную форму. При приложении поля возникало еще две пары ветвей. В части I кристалла происходила генерация бифотонного поля в неколлинеарном режиме (верхняя и нижняя ветвь), а в части III — в невырожденном (левая и правая ветвь). В части II кристалла поле практически отсутствовало, поэтому там происходила генерация в коллинеарном вырожденном режиме.

Угол $\theta_0 = 49,880^\circ$ соответствовал неколлинеарному синхронизму. В отсутствие поля частотно-угловой спектр представлял две ветви, разделенные по углу. При приложении поля возникало еще две пары ветвей: пара еще сильнее разделенных по углу и пара почти смыкающихся ветвей. В результате частотно-угловой спектр был преимущественно уширен по углу.

Угол $\theta_0 = 50,1^\circ$ соответствовал невырожденному синхронизму. В отсутствие поля частотно-угловой спектр представлял две ветви, разделенных по частоте. При приложении поля возникала пара ветвей, еще больше отстоящих по частоте, и пара почти смыкающихся ветвей. В результате частотно-угловой спектр был преимущественно уширен по частоте.

Таким образом, было показано, что, изменяя ориентацию кристалла, можно добиться уширения частотно-углового спектра преимущественно по

углу, преимущественно по частоте или в равной степени по обоим параметрам. Теоретически рассчитанные спектры качественно совпадают с экспериментальными. Некоторая «уширенность» экспериментальных спектров по сравнению с расчетными может быть объяснена двумя причинами. Во-первых, для ускорения процесса накопления данных был выбран большой шаг и малое разрешение как по углу, так и по частоте. Во-вторых, трехступенчатое приближение несколько отличалось от реального распределения поля в кристалле (рис. 3.2 (б)), поэтому переходы между разными ветвями в эксперименте получились плавными, в то время как в расчете разные ветви спектров практически полностью разделены.

3.5. Обсуждение результатов

Метод управления спектром за счет пространственной модуляции показателей преломления кристалла при помощи электрооптического эффекта идеологически мало отличается от метода, основанного на неоднородном нагреве, изложенного во второй главе, но он имеет ряд технических преимуществ и недостатков.

Основное преимущество в том, что распределение поля в кристалле гораздо стабильнее во времени, чем распределение температур, — поддержание стабильного распределения $T(z)$ представляет сложную техническую задачу.

Кроме того, распределение $E(z)$ мгновенно изменяется при изменении напряжения на электродах, в то время как установление нового распределения температур при изменении мощностей секций нагревателя требует нескольких минут.

Наконец, расчет распределения поля в кристалле значительно проще расчета температурного распределения.

Однако есть важный недостаток: для того чтобы добиться той же шири-

ны спектра, что получается при разности температур $\Delta T = 100$ °С, необходимо приложить к кристаллу поле напряженностью от -150 до $+150$ кВ/см. Создание таких полей и изоляция системы электродов от пробоя представляет определенные технические проблемы.

В завершение хотелось бы отметить, что несмотря на то, что в настоящей главе (в отличие от главы 2) не исследовались возможности управления формой спектра, мы считаем, что управление формой спектра с помощью электростатического поля значительно проще, чем при помощи температуры. Это обусловлено быстрым откликом системы на изменение управляющих параметров (п. 2).

3.6. Выводы к главе 3

Исследован способ управления спектром бифотонного поля за счет приложения к нелинейному кристаллу неоднородного электростатического поля. Измерены частотные спектры единичных фотоотсчетов при различном распределении напряженности поля вдоль кристалла.

Продемонстрировано неоднородное уширение частотного спектра в 3 раза (до 102 ТГц) в вырожденном режиме и в 8 раз (до 29 ТГц) в невырожденном режиме. Получено состояние бифотонного поля с высокой степенью перепутанности по частотам (соотношение Федорова $R = 2 \times 10^4$).

Измерены частотно-угловые спектры. Показано, что при изменении ориентации кристалла бифотонное поле может быть преимущественно уширено по частоте, по углу или в равной степени по обоим параметрам.

Результаты работы опубликованы в статье [28].

Заключение

В заключении сформулируем основные результаты диссертационной работы:

1. Разработаны способы увеличения степени перепутанности спектрально-го состояния бифотонного поля, а также уменьшения его времени корреляции. В основе исследованных способов лежит как однородное, так и неоднородное уширение спектра спонтанного параметрического рассеяния света. В результате были приготовлены состояния бифотонных полей, соотношение Федорова для которых достигало $R \approx 3 \times 10^4$, что в 3–7 раз больше типичных значений. Соответствующее время когерентности для таких полей составляет 6,5 фс, что также в 3–7 раз меньше стандартных значений.
2. Исследован спектр бифотонного поля, генерируемый в процессе СПР в кристалле ВВО толщиной 0,1 мм. Ширина спектра составила 132 ТГц. При этом показано, что при помещении кристалла внутрь резонатора аргонового лазера интенсивность поля увеличивается в ≈ 40 раз.
3. Исследован метод управления спектром бифотонного поля за счет продольной пространственной модуляции показателей преломления в нелинейном кристалле. Модуляция показателей преломления осуществлялась как посредством неоднородного нагрева кристалла, так и посредством приложения к кристаллу неоднородного электростатического поля. Продемонстрировано неоднородное уширение спектра в 7,5 раз (до 154 ТГц) в вырожденном режиме и в 14 раз (до 48 ТГц) в невырожденном режиме.

Литература

1. *Wieman C., Pritchard D., Wineland D.* Atom cooling, trapping, and quantum manipulation // *Reviews of Modern Physics*. 1999. — Mar. Vol. 71, no. 2. P. S253–S262.
2. *Singer K., Poschinger U., Murphy M. et al.* Colloquium: Trapped ions as quantum bits: Essential numerical tools // *Reviews of Modern Physics*. 2010. — Sep. Vol. 82, no. 3. P. 2609–2632.
3. *Burkard G., Loss D.* Quantum Computing with Quantum Dots // *Schedae Informaticae*. 2005. Vol. 14. P. 95–111.
4. *Jelezko F., Wrachtrup J.* Single defect centres in diamond: A review // *physica status solidi (a)*. 2006. — Oct. Vol. 203, no. 13. P. 3207–3225.
5. *Siddiqi I.* Superconducting qubits: poised for computing? // *Superconductor Science and Technology*. 2011. — Sep. Vol. 24, no. 9. P. 091002.
6. *Нильсен М., Чанг И.* Квантовые вычисления и квантовая информация. Москва: Мир, 2006. С. 824. ISBN: 5-03-003524-9.
7. *Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L.* Advances in quantum metrology // *Nature Photonics*. 2011. — Apr. Vol. 5, no. 4. P. 222–229.
8. *Fock V.* Konfigurationsraum und zweite Quantelung // *Zeitschrift fur Physik*. 1932. — Sep. Vol. 75, no. 9–10. P. 622–647.
9. *Aichele T., Lvovsky A. I., Schiller S.* Optical mode characterization of single photons prepared by means of conditional measurements on a biphoton state // *The European Physical Journal D – Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2002. — Feb. Vol. 18, no. 2. P. 237–245.

10. *Rarity J., Tapster P., Jakeman E.* Observation of sub-poissonian light in parametric downconversion // *Optics Communications*. 1987. — May. Vol. 62, no. 3. P. 201–206.
11. *Кутаева Г. Х., Клышко Д. Н., Таубин И. В.* К теории параметрического рассеяния и метода абсолютного измерения яркости света // *Квантовая электроника*. 1982. Т. 9, № 3. С. 561–567.
12. *Клышко Д. Н., Пенин А. Н.* Перспективы квантовой фотометрии // *Успехи физических наук*. 1987. Т. 152, № 8. С. 653–665.
13. *Kwiat P., Mattle K., Weinfurter H. et al.* New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs // *Physical Review Letters*. 1995. — Dec. Vol. 75, no. 24. P. 4337–4341.
14. *Kwiat P. G., Waks E., White A. G. et al.* Ultrabright source of polarization-entangled photons // *Physical Review A*. 1999. — Aug. Vol. 60, no. 2. P. R773–R776.
15. *Bogdanov Y., Chekhova M., Kulik S. et al.* Qutrit State Engineering with Biphotons // *Physical Review Letters*. 2004. — Dec. Vol. 93, no. 23. P. 230503.
16. *D'Ariano G., Mataloni P., Sacchi M.* Generating qudits with $d=3, 4$ encoded on two-photon states // *Physical Review A*. 2005. — Jun. Vol. 71, no. 6. P. 062337.
17. *Moreva E., Maslennikov G., Straupe S., Kulik S.* Realization of Four-Level Qudits Using Biphotons // *Physical Review Letters*. 2006. — Jul. Vol. 97, no. 2. P. 023602.

18. *Bechmann-Pasquinucci H., Peres A.* Quantum Cryptography with 3-State Systems // *Physical Review Letters*. 2000. — Oct. Vol. 85, no. 15. P. 3313–3316.
19. *Bechmann-Pasquinucci H., Tittel W.* Quantum cryptography using larger alphabets // *Physical Review A*. 2000. — May. Vol. 61, no. 6. P. 062308.
20. *Bourennane M., Karlsson A., Björk G.* Quantum key distribution using multilevel encoding // *Physical Review A*. 2001. — Jun. Vol. 64, no. 1. P. 1–5.
21. *Cerf N., Bourennane M., Karlsson A., Gisin N.* Security of Quantum Key Distribution Using d-Level Systems // *Physical Review Letters*. 2002. — Mar. Vol. 88, no. 12. P. 127902.
22. *Nasr M., Saleh B., Sergienko A., Teich M.* Demonstration of Dispersion-Canceled Quantum-Optical Coherence Tomography // *Physical Review Letters*. 2003. — Aug. Vol. 91, no. 8. P. 083601–1–4.
23. *Boto A., Kok P., Abrams D. et al.* Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit // *Physical Review Letters*. 2000. — Sep. Vol. 85, no. 13. P. 2733–2736.
24. *Squier J., Muller M.* High resolution nonlinear microscopy: A review of sources and methods for achieving optimal imaging // *Review of Scientific Instruments*. 2001. Vol. 72, no. 7. P. 2855.
25. *Valencia A., Scarcelli G., Shih Y.* Distant clock synchronization using entangled photon pairs // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 85, no. 13. P. 2655.

26. *Калашников Д. А., Катамадзе К. Г., Кулик С. П.* Управление спектром двухфотонного поля: неоднородное уширение за счет температурного градиента // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 89, № 5. С. 264–269.
27. *Катамадзе К. Г., Кулик С. П.* Управление спектром бифотонного поля // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139, № 1. С. 26–45.
28. *Катамадзе К. Г., Патерова А. В., Якимова Е. Г. и др.* Управление частотным спектром бифотонного поля за счет электрооптического эффекта // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т. 94, № 4. С. 284–288.
29. *Katamadze K. G., Borshchevskaya N. A., Dyakonov I. V. et al.* Intracavity generation of broadband biphotons in a thin crystal // *Laser Physics Letters*. 2013. — Apr. Vol. 10, no. 4. P. 045203.
30. *Клышко Д. Н.* Фотоны и нелинейная оптика. Москва: Наука, 1980. С. 260.
31. *Belinsky A. V., Klyshko D. N.* Two-photon wave-packets // *Laser Physics*. 1994. Vol. 4, no. 4. P. 663–689.
32. *Чехова М. В.* Двухфотонный спектр // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т. 75, № 5. С. 271–272.
33. *Mikhailova Y., Volkov P., Fedorov M.* Biphoton wave packets in parametric down-conversion: Spectral and temporal structure and degree of entanglement // *Physical Review A*. 2008. — Dec. Vol. 78, no. 6. P. 062327.
34. *Law C., Eberly J.* Analysis and Interpretation of High Transverse Entanglement in Optical Parametric Down Conversion // *Physical Review Letters*. 2004. — Mar. Vol. 92, no. 12. P. 1–4.

35. *Rarity J., Tapster P.* Experimental violation of Bell's inequality based on phase and momentum // *Physical Review Letters*. 1990. — May. Vol. 64, no. 21. P. 2495–2498.
36. *Yarnall T., Abouraddy A., Saleh B., Teich M.* Experimental Violation of Bell's Inequality in Spatial-Parity Space // *Physical Review Letters*. 2007. — Oct. Vol. 99, no. 17. P. 170408.
37. *Dada A. C., Leach J., Buller G. S. et al.* Experimental high-dimensional two-photon entanglement and violations of generalized Bell inequalities // *Nature Physics*. 2011. Vol. 7, no. 9. P. 677–680.
38. *Olislager L., Cussey J., Nguyen A. et al.* Frequency-bin entangled photons // *Physical Review A*. 2010. — Jul. Vol. 82, no. 1. P. 013804.
39. *Grice W., U'Ren A., Walmsley I.* Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states // *Physical Review A*. 2001. — Nov. Vol. 64, no. 6. P. 1–7.
40. *U'Ren A. B., Banaszek K., Walmsley I. A.* Photon engineering for quantum information processing // *Quantum Information & Computation*. 2003. — May. Vol. 3, no. October. P. 480–502.
41. *Mosley P., Silberhorn C., U'Ren A. B. et al.* Generation of pure state single photon wavepackets // *EQEC '05. European Quantum Electronics Conference, 2005*. 2005. Vol. 15, no. 1. P. 268–268.
42. *Hendrych M., Micuda M., Torres J. P.* Tunable control of the frequency correlations of entangled photons // *Optics letters*. 2007. Vol. 32, no. 16. P. 2339–2341.

43. *Grice W., Bennink R., Goodman D., Ryan A.* Spatial entanglement and optimal single-mode coupling // *Physical Review A*. 2011. — Feb. Vol. 83, no. 2. P. 023810.
44. *Di Lorenzo Pires H., Coppens F., van Exter M.* Type-I spontaneous parametric down-conversion with a strongly focused pump // *Physical Review A*. 2011. — Mar. Vol. 83, no. 3. P. 1–8.
45. *Fedorov M. V., Efremov M. A., Kazakov A. E. et al.* Packet narrowing and quantum entanglement in photoionization and photodissociation // *Physical Review A*. 2004. — May. Vol. 69, no. 5. P. 052117.
46. *Fedorov M. V., Efremov M. A., Volkov P. A., Eberly J. H.* Short-pulse or strong-field breakup processes: a route to study entangled wave packets // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2006. — Jul. Vol. 39, no. 13. P. S467–S483.
47. *Fedorov M., Efremov M., Volkov P. et al.* Anisotropically and High Entanglement of Biphoton States Generated in Spontaneous Parametric Down-Conversion // *Physical Review Letters*. 2007. — Aug. Vol. 99, no. 6. P. 063901–1–4.
48. *Brida G., Caricato V., Fedorov M. V. et al.* Characterization of spectral entanglement of spontaneous parametric-down conversion biphotons in femtosecond pulsed regime // *EPL (Europhysics Letters)*. 2009. — Sep. Vol. 87, no. 6. P. 64003.
49. *Baek S.-Y., Kim Y.-H.* Spectral properties of entangled photon pairs generated via frequency-degenerate type-I spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. 2008. — Apr. Vol. 77, no. 4. P. 1–7.

50. *Monken C., Ribeiro P., Pádua S.* Transfer of angular spectrum and image formation in spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. 1998. — Apr. Vol. 57, no. 4. P. 3123–3126.
51. *Okano M., Okamoto R., Tanaka A. et al.* Generation of broadband spontaneous parametric fluorescence using multiple bulk nonlinear crystals // *Optics Express*. 2012. — Jul. Vol. 20, no. 13. P. 11.
52. *O'Donnell K. A., U'Ren A. B.* Observation of ultrabroadband, beamlike parametric downconversion. // *Optics letters*. 2007. — Apr. Vol. 32, no. 7. P. 817–9.
53. *Spasibko K. Y., Iskhakov T. S., Chekhova M. V.* Spectral properties of high-gain parametric down-conversion // *Optics Express*. 2012. — Mar. Vol. 20, no. 7. P. 7507.
54. *Friberg S., Hong C. K., Mandel L.* Measurement of Time Delays in the Parametric Production of Photon Pairs // *Physical Review Letters*. 1985. Vol. 54, no. 18. P. 2011–2013.
55. *Di Lorenzo Pires H., van Exter M.* Observation of near-field correlations in spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. 2009. — Apr. Vol. 79, no. 4. P. 1–4.
56. *Di Lorenzo Pires H., van Exter M.* Near-field correlations in the two-photon field // *Physical Review A*. 2009. — Nov. Vol. 80, no. 5. P. 1–11.
57. *Howell J. C., Bennink R. S., Bentley S. J., Boyd R. W.* Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox Using Momentum- and Position-Entangled Photons from Spontaneous Parametric Down Conversion // *Physical Review Letters*. 2004. — May. Vol. 92, no. 21. P. 210403–1 – 21043–4.

58. *Abram I., Raj R., Oudar J., Dolique G.* Direct Observation of the Second-Order Coherence of Parametrically Generated Light // *Physical Review Letters*. 1986. — Nov. Vol. 57, no. 20. P. 2516–2519.
59. *Sensarn S., Ali-Khan I., Yin G., Harris S.* Resonant Sum Frequency Generation with Time-Energy Entangled Photons // *Physical Review Letters*. 2009. — Feb. Vol. 102, no. 5. P. 1–4.
60. *Jedrkwicz O., Blanchet J.-L., Brambilla E. et al.* Detection of the Ultranarrow Temporal Correlation of Twin Beams via Sum-Frequency Generation // *Physical Review Letters*. 2012. — Jun. Vol. 108, no. 25. P. 253904.
61. *Pe'er A., Dayan B., Friesem A., Silberberg Y.* Temporal Shaping of Entangled Photons // *Physical Review Letters*. 2005. — Feb. Vol. 94, no. 7. P. 1–4.
62. *Hong C., Ou Z., Mandel L.* Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference // *Physical Review Letters*. 1987. Vol. 59, no. 18. P. 2044–2046.
63. *Pittman T., Strekalov D., Migdall A. et al.* Can Two-Photon Interference be Considered the Interference of Two Photons? // *Physical Review Letters*. 1996. — Sep. Vol. 77, no. 10. P. 1917–1920.
64. *Burlakov A., Chekhova M., Karabutova O., Kulik S.* Collinear two-photon state with spectral properties of type-I and polarization properties of type-II spontaneous parametric down-conversion: Preparation and testing // *Physical Review A*. 2001. — Sep. Vol. 64, no. 4. P. 1–4.
65. *Ахманов С. А., Никитин С. Ю.* Физическая оптика. 2 изд. Москва: Наука, 2004. С. 654. ISBN: 5-211-04858-X.

66. *Choi K. S., Deng H., Laurat J., Kimble H. J.* Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory. // *Nature*. 2008. — Mar. Vol. 452, no. 7183. P. 67–71.
67. *Duan L. M., Lukin M. D., Cirac J. I., Zoller P.* Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. // *Nature*. 2001. — Nov. Vol. 414, no. 6862. P. 413–8.
68. *Zhang H., Jin X.-m., Yang J. et al.* Preparation and storage of frequency-uncorrelated entangled photons from cavity-enhanced spontaneous parametric downconversion // *Nature Photonics*. 2011. — Sep. Vol. 5, no. 10. P. 628–632.
69. *Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H.* Quantum cryptography // *Reviews of Modern Physics*. 2002. — Mar. Vol. 74, no. 1. P. 145–195.
70. *Collins D., Gisin N., Linden N. et al.* Bell Inequalities for Arbitrarily High-Dimensional Systems // *Physical Review Letters*. 2002. — Jan. Vol. 88, no. 4. P. 2–5.
71. *Durt T., Cerf N., Gisin N., Zukowski M.* Security of quantum key distribution with entangled qutrits // *Physical Review A*. 2003. — Jan. Vol. 67, no. 1. P. 1–6.
72. *Kaszlikowski D., Gnacinski P., Zukowski M. et al.* Violations of Local Realism by Two Entangled N-Dimensional Systems Are Stronger than for Two Qubits // *Physical Review Letters*. 2000. — Nov. Vol. 85, no. 21. P. 4418–4421.
73. *Bruß D., Macchiavello C.* Optimal Eavesdropping in Cryptography with Three-Dimensional Quantum States // *Physical Review Letters*. 2002. — Mar. Vol. 88, no. 12. P. 1–4.

74. *Caruso F., Bechmann-Pasquinucci H., Macchiavello C.* Robustness of a quantum key distribution with two and three mutually unbiased bases // *Physical Review A*. 2005. — Sep. Vol. 72, no. 3. P. 1–8.
75. *Straupe S. S., Ivanov D. P., Kalinkin A. A. et al.* Angular Schmidt modes in spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. 2011. — Jun. Vol. 83, no. 6. P. 060302.
76. *Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L.* Quantum-enhanced measurements: beating the standard quantum limit. // *Science (New York, N.Y.)*. 2004. — Nov. Vol. 306, no. 5700. P. 1330–6.
77. *D'Angelo M., Chekhova M., Shih Y.* Two-Photon Diffraction and Quantum Lithography // *Physical Review Letters*. 2001. — Jun. Vol. 87, no. 1. P. 013602–1 – 013602–4.
78. *Saleh B., Jost B., Fei H.-B., Teich M.* Entangled-Photon Virtual-State Spectroscopy // *Physical Review Letters*. 1998. — Apr. Vol. 80, no. 16. P. 3483–3486.
79. *Haase A., Piro N., Eschner J., Mitchell M. W.* Tunable narrowband entangled photon pair source for resonant single-photon single-atom interaction // *Optics Letters*. 2008. — Dec. Vol. 34, no. 1. P. 55.
80. *Byer R. L.* Quasi-Phasematched Nonlinear Interactions and Devices // *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*. 1997. — Dec. Vol. 06, no. 04. P. 549–592.
81. *Fedrizzi A., Herbst T., Poppe A. et al.* A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons // *Optics Express*. 2007. Vol. 15, no. 23. P. 15377.

82. *Neergaard-Nielsen J. S., Nielsen B. M., Takahashi H. et al.* High purity bright single photon source // *Optics Express*. 2007. — Jun. Vol. 15, no. 13. P. 7940.
83. *Wolfgramm F., Xing X., Cerè A. et al.* Bright filter-free source of indistinguishable photon pairs // *Optics Express*. 2008. — Oct. Vol. 16, no. 22. P. 18145.
84. *Scholz M., Koch L., Benson O.* Statistics of Narrow-Band Single Photons for Quantum Memories Generated by Ultrabright Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion // *Physical Review Letters*. 2009. — Feb. Vol. 102, no. 6. P. 063603.
85. *Chuu C.-S., Yin G. Y., Harris S. E.* A miniature ultrabright source of temporally long, narrowband biphotons // *Applied Physics Letters*. 2012. Vol. 101, no. 5. P. 051108.
86. *Gong Y.-X., Xie Z.-D., Xu P. et al.* Compact source of narrow-band counterpropagating polarization-entangled photon pairs using a single dual-periodically-poled crystal // *Physical Review A*. 2011. — Nov. Vol. 84, no. 5. P. 1–6.
87. *Yan L., Ma L., Tang X.* Bragg-grating-enhanced narrowband spontaneous parametric downconversion // *Optics Express*. 2010. — Mar. Vol. 18, no. 6. P. 5957.
88. *Mosley P., Lundeen J., Smith B. et al.* Heralded Generation of Ultrafast Single Photons in Pure Quantum States // *Physical Review Letters*. 2008. — Apr. Vol. 100, no. 13. P. 133601.
89. *Dauler E., Jaeger G., Muller A. et al.* Tests of a Two-Photon Technique for Measuring Polarization Mode Dispersion With Subfemtosecond Precision //

Journal Of Research Of The National Institute Of Standards And Technology. 1999. Vol. 104, no. 1. P. 1–10.

90. *Pe'er A., Silberberg Y., Dayan B., Friesem A.* Design of a high-power continuous source of broadband down-converted light // *Physical Review A*. 2006. — Nov. Vol. 74, no. 5. P. 1–7.
91. *Hendrych M., Shi X., Valencia A., Torres J.* Broadening the bandwidth of entangled photons: A step towards the generation of extremely short biphotons // *Physical Review A*. 2009. — Feb. Vol. 79, no. 2. P. 023817.
92. *Menyuk C. R., Schiek R., Torner L.* Solitary waves due to $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$ cascading // *Journal of the Optical Society of America B*. 1994. — Dec. Vol. 11, no. 12. P. 2434.
93. *Torres J. P., Carrasco S., Torner L., VanStryland E. W.* Frequency doubling of femtosecond pulses in walk-off-compensated N-(4-nitrophenyl)-L-prolinol. // *Optics letters*. 2000. — Dec. Vol. 25, no. 23. P. 1735–7.
94. *Torres J. P., Hendrych M., Valencia A.* Angular dispersion: an enabling tool in nonlinear and quantum optics // *Advances in Optics and Photonics*. 2010. — May. Vol. 2, no. 3. P. 319.
95. *Hebling J.* Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion // *Optical and Quantum Electronics*. 1996. — Dec. Vol. 28, no. 12. P. 1759–1763.
96. *Carrasco S., Torres J., Torner L. et al.* Spatial-to-spectral mapping in spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. 2004. — Oct. Vol. 70, no. 4. P. 043817.

97. Carrasco S., Sergienko A., Saleh B. et al. Spectral engineering of entangled two-photon states // *Physical Review A*. 2006. — Jun. Vol. 73, no. 6. P. 1–6.
98. Fedorov M. V., Mikhailova Y. M., Volkov P. A. Gaussian modelling and Schmidt modes of SPDC biphoton states // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2009. — Sep. Vol. 42, no. 17. P. 175503.
99. Nasr M., Giuseppe G., Saleh B. et al. Generation of high-flux ultra-broadband light by bandwidth amplification in spontaneous parametric down conversion // *Optics Communications*. 2005. — Feb. Vol. 246, no. 4–6. P. 521–528.
100. Baek S.-Y., Kim Y.-H. Spectral properties of entangled photons generated via type-I frequency-nondegenerate spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. 2009. — Sep. Vol. 80, no. 3. P. 033814.
101. Harris S. Chirp and Compress: Toward Single-Cycle Biphotons // *Physical Review Letters*. 2007. — Feb. Vol. 98, no. 6. P. 1–4.
102. Кутаева Г. Х., Чехова М. В., Шумилкина О. А. Генерация широкополосных бифотонов и их компрессия в оптическом волокне // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 90, № 3. С. 190–194.
103. Brida G., Chekhova M., Degiovanni I. et al. Chirped Biphotons and their Compression in Optical Fibers // *Physical Review Letters*. 2009. — Nov. Vol. 103, no. 19. P. 1–4.
104. Carrasco S., Torres J. P., Torner L. et al. Enhancing the axial resolution of quantum optical coherence tomography by chirped quasi-phase matching // *Optics Letters*. 2004. — Oct. Vol. 29, no. 20. P. 2429.

105. *Nasr M. B., Carrasco S., Saleh B. E. A. et al.* Ultrabroadband Biphotons Generated via Chirped Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Down-Conversion // *Physical Review Letters*. 2008. — May. Vol. 100, no. 18. P. 183601.
106. *Dayan B., Pe'er A., Friesem A., Silberberg Y.* Nonlinear Interactions with an Ultrahigh Flux of Broadband Entangled Photons // *Physical Review Letters*. 2005. — Feb. Vol. 94, no. 4. P. 2–5.
107. *Fan J., Migdall A.* A broadband high spectral brightness fiber-based two-photon source // *Optics Express*. 2007. — Mar. Vol. 15, no. 6. P. 2915.
108. *Goldschmidt E., Eisaman M., Fan J. et al.* Spectrally bright and broad fiber-based heralded single-photon source // *Physical Review A*. 2008. — Jul. Vol. 78, no. 1. P. 013844.
109. *Kuzmich A., Bowen W. P., Boozer A. D. et al.* Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. // *Nature*. 2003. — Jun. Vol. 423, no. 6941. P. 731–4.
110. *Yan H., Zhang S., Chen J. F. et al.* Generation of Narrow-Band Hyperentangled Nondegenerate Paired Photons // *Physical Review Letters*. 2011. — Jan. Vol. 106, no. 3. P. 033601.
111. *Srivathsan B., Gulati G. K., Brenda C. M. Y. et al.* Narrowband source of correlated photon pairs via four-wave mixing in a cold atomic ensemble // *arXiv:1302.3706*. 2013. — Feb. P. 5.
112. *Du S., Kolchin P., Belthangady C. et al.* Subnatural Linewidth Biphotons with Controllable Temporal Length // *Physical Review Letters*. 2008. — May. Vol. 100, no. 18. P. 183603.

113. *Aktsipetrov O. A., Kitaeva G. K., Mishina E., Penin A.* The lineshape of spontaneous parametric light scattering in thinplates of lithium niobate // *Soviet Physics – Solid State*. 1979. Vol. 21. P. 1051–1052.
114. Пат. US6982822 B2, США, H01S3/109, H01S3/108, G02F1/39, H01S3/081, G02F1/37, G06N99/00.
115. *Kato K.* Second-harmonic generation to 2048 Å in β – Ba₂O₄ // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1986. — Jul. Vol. 22, no. 7. P. 1013–1014.
116. *Калачев А. А.* Частное сообщение.
117. *Siegman A. E.* Resonance Properties of Passive Optical Cavities // *Lasers*. Mill Valley: University Science Books, 1986. P. 1283.
118. *Ghosh G., Bhar G.* Temperature dispersion in ADP, KDP, and KD*P for nonlinear devices // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1982. — Feb. Vol. 18, no. 2. P. 143–145.
119. *Гурздян Г. Г., Дмитриев В. Г., Никогосян Д. Н.* Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. Москва: Радио и связь, 1991. С. 160. ISBN: 5-256-00859-5.
120. *Tang X., Wu Z., Urquhart P.* Temperature Optimization for Broad-Band Quasi-Phase-Matched Difference Frequency Generation // *Journal of Lightwave Technology*. 2004. — Jun. Vol. 22, no. 6. P. 1622–1627.
121. *Ярич А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. Москва: Мир, 1987. С. 616.

Благодарности

В заключение я бы хотел выразить чувство глубокой благодарности своему научному руководителю Сергею Павловичу Кулику, который не только ставил передо мной научные задачи и помогал искать пути их решения, но и постоянно заряжал меня своим драйвом и оптимизмом. Работу в его лаборатории я всегда буду вспоминать как один из самых счастливых периодов своей жизни.

Я хотел бы поблагодарить всех студентов и аспирантов, которые принимали непосредственное участие в исследованиях, результаты которых вошли в эту работу: Диму Калашникова, Сашу Соловьева, Женю Якимову, Аню Патерову, Ваню Дьяконова, Надю Борщевскую и Вову Шершулина.

Отдельная благодарность Андрею Королеву и Кириллу Балыгину за помощь в автоматизации установки.

Я также благодарен Сергею Николаевичу Молоткову, Стасу Страупе, Кате Моревой, Игорю Радченко, Косте Кравцову, Ване Боброву, Егору Ковлакову, Глебу Стручалину и всем остальным студентам, аспирантам и сотрудникам лаборатории квантовой оптики и квантовой информации, вместе с которыми я работал последние шесть лет.

Наконец, я безмерно благодарен своей семье и своим друзьям, которые поддерживали меня на протяжении всей моей работы.