## Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова Физический факультет Кафедра квантовой электроники

# Управление частотно-угловым спектром бифотонного поля за счет угловой дисперсии

Зав. кафедрой квантовой электроники, д. ф.-м.н., профессор В. И. Панов Дипломная работа студента 627 группы Дьяконова И.В.

Научные руководители: д.ф.-м.н, профессор С. П. Кулик к.ф.-м.н. К. Г. Катамадзе

24 декабря 2013

# Содержание

1.	Вве	дение		<b>2</b>
2.	. Литературный обзор		рный обзор	<b>2</b>
	2.1	Спонт	анное параметрическое рассеяние	3
	2.2	2 Методы уширения спектра бифотонного поля		5
	2.3	.3 Применение бифотонных полей с широким спектром		15
		2.3.1	Повышение эффективности нелинейных взаимодействий	15
		2.3.2	Квантовая оптическая когерентная томография	21
		2.3.3	Квантовая интерференционная оптическая литография	27
		2.3.4	Синхронизация пары удаленных друг от друга часов	27
3.	Метод уширения спектра бифотонного поля за счет угловой дисперсии			
	с помощью дифракционной решетки.		ю дифракционной решетки.	29
	3.1	1 Численное моделирование преобразования частотно-углового спект		
		СПР оптическим элементом с угловой дисперсией		30
	3.2 Экспериментальная установка		риментальная установка	36
		3.2.1	Общая схема	36
		3.2.2	Калибровка системы углового сканирования спектра	39
		3.2.3	Расчет системы линз	39
	3.3	Резули	этаты эксперимента	43
	3.4	3.4 Выводы		51
	3.5	Заклю	рчение	51
Сг	Список литературы			

### 1. Введение

Одной из фундаментальных задач современной физики является управление параметрами квантовых систем. Существует множество квантовых систем разнообразной природы, одной из которых является бифотонное поле, генерируемое в процессе СПР. Поскольку задачи, в которых применяется бифотонное поле, требуют точного контроля его спектральных характеристик, то встает задача поиска метода управления частотным спектром бифотонного поля. В литературном обзоре представлены основные методы уширения частотного спектра бифотонного поля, а также основные задачи, требующие применения бифотонного поля с широким спектром. В оригинальной части предложен новый метод создания бифотонного поля с широким частотным спектром, сосредоточенным в одной угловой моде.

## 2. Литературный обзор

С момента своего открытия спонтанное параметрическое рассеяние света (СПР) зарекомендовало себя как надежный и гибкий источник квантовых состояний света. На основе этого эффекта разработано множество схем, нацеленных на приготовление однофотонных состояний<sup>1</sup>, состояний Белла<sup>2</sup>, сжатых состояний света<sup>3</sup>, перепутанных многофотонных состояний<sup>4</sup>, а также множества других состояний, например, поляризационно-нешумящих состояний и триплетов<sup>5;6</sup>. Наиболее широкое применение квантовые состояния света получили в областях квантовой связи<sup>7</sup>, квантовой криптографии<sup>8</sup> и квантовых вычислений<sup>9</sup>. Каждая из этих сфер предъявляет строгие требования к приготовлению квантовых состояний света. В связи с этим разработка и совершенствование способов приготовления состояний с заданными параметрами представляет собой важную экспериментальную задачу.

Простота создания источника излучения СПР предоставляет широкие возможности для управления пространственным и частотным спектром приготавливаемых состояний. Исследования, направленные на изучение пространственного спектра СПР, сосредоточены в основном на поиске новых способов кодирования квантовой информации на основе состояний, существующих в пространствах повышенной размерности  $D > 2^{10;11}$ , в то время как управление частотным спектром мотивировано тесной связью с уникальными корреляционными свойствами СПР.

Данная работа посвящена реализации метода управления частотным спектром бифотонного поля с помощью оптического элемента, обладающего угловой дисперсией, с целью получения бифотонного поля с широким частотным спектром в одной пространственной моде.

#### 2.1 Спонтанное параметрическое рассеяние

Спонтанным параметрическим рассеянием света называется процесс распада фотона, называемого фотоном накачки, при распространении в среде, обладающей квадратичной восприимчивостью  $\chi^{(2)}$ , на пару фотонов, называемых сигнальным и холостым. Эффективность процесса определяется соотношениями фазового синхронизма, связывающими частоты и волновые вектора трех фотонов

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_i + \omega_s, \\ \mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{\Delta}, \end{cases}$$
(2.1)

индексы p, s, i обозначают фотоны накачки, сигнальный и холостой, соответственно,  $\omega_j$  соответствуют частотам каждого из фотонов,  $k_j$  — волновым векторам,  $\Delta$  — фазовая расстройка между родившейся парой и фотоном накачки. Максимальная эффективность соответствует отсутствию фазовой расстройки  $\Delta = 0$ . Такие условия удовлетворяются при распространении излучения в двулучепреломляющих кристаллах. Например, в отрицательных кристаллах реализуется синхронизм *muna I e*  $\longrightarrow$  *oo* или *muna II e*  $\longrightarrow$  *eo*. Также, в зависимости от взаимной ориентации волновых векторов и соотношения величин частот сигнального и холостого фотона, выделяют *коллинеарный* и *вырожденный/невырожденный* синхронизм. На рисунке 1 представлена схематичная иллюстрация эффекта СПР.

Впервые явление СПР было описано в работе<sup>12</sup>. Процесс СПР описывается с помощью эффективного гамильтольниана  $\hat{H}$  вида<sup>13</sup>

$$\hat{H} = \frac{1}{2\mathcal{V}^{\frac{3}{2}}} \sum_{\boldsymbol{k}_{p},\sigma_{p}} \sum_{\boldsymbol{k}_{s},\sigma_{s}} \sum_{\boldsymbol{k}_{i},\sigma_{i}} u_{\boldsymbol{k}_{s},\sigma_{s}}^{*} u_{\boldsymbol{k}_{p},\sigma_{p}} \hat{a}_{\boldsymbol{k}_{s},\sigma_{s}}^{\dagger} \hat{a}_{\boldsymbol{k}_{i},\sigma_{i}}^{\dagger} \hat{a}_{\boldsymbol{k}_{p},\sigma_{p}} \chi_{ijk} \vdots (\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}_{s},\sigma_{s}})_{i}^{*} (\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}_{i},\sigma_{i}})_{j}^{*} \left(\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}_{p},\sigma_{p}}\right)_{k} \exp\left[i\left(\omega_{s}+\omega_{i}-\omega_{p}\right)t\right] \times \int_{V} \exp\left[i\left(\boldsymbol{k}_{s}+\boldsymbol{k}_{i}-\boldsymbol{k}_{p}\right)\boldsymbol{r}\right] d\boldsymbol{r},$$
(2.2)

где  $u_{\mathbf{k}_j,\sigma_j} = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega(\mathbf{k}_j,\sigma_j)}{2n^2(\mathbf{k}_j,\sigma_j)}}$ ,  $\mathbf{e}_{\mathbf{k}_j,\sigma_j}$  — векторы поляризации каждого фотона,  $\mathcal{V}$  — объем квантования, V — объем среды, в которой происходит нелинейное взаимодействие. Состояние, получающееся в таком процессе, описывается с помощью оператора эволюции  $\hat{U}(t)$ :

$$|\Psi\rangle = \hat{U}(t)|vac\rangle, \quad \hat{U}(t) = \exp\left(\frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{H}(\tau)d\tau\right).$$
 (2.3)

После разложения в ряд  $\hat{U}(t)$ , состояние поля принимает вид:

$$|\Psi\rangle = \left[1 + \left(\frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{H}(\tau)d\tau\right) + \left(\frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{H}(\tau)d\tau\right)^2 + \dots\right]|vac\rangle,\tag{2.4}$$



4

Рис. 1: Фотон накачки с частотой  $\omega_p$  и волновым вектором  $k_p$  преобразуется в кристалле с квадратичной восприимчивостью  $\chi^{(2)}$  в пару фотонов — *сигнальный* с частотой  $\omega_s$ и волновым вектором  $k_s$  и *холостой* с частотой  $\omega_i$  и волновым вектором  $k_i$ 

где второе слагаемое в разложении отвечает за рождение пар фотонов, третье — рождение четверок фотонов, и т. д. Поскольку далее речь в основном о двухфотонных состояниях, опустим все члены в разложении старше линейного. Подставив выражение для гамильтониана и проведя интегрирование, получим выражение для волновой функции бифотона

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \sum_{\sigma_s,\sigma_i} \int d\omega_s \int d\omega_i \int d\mathbf{k}_s \int d\mathbf{k}_s \int d\mathbf{k}_i \ \Phi_{\sigma_s,\sigma_i} \left(\mathbf{k}_s, \omega_s; \mathbf{k}_i, \omega_i\right) |\mathbf{k}_s, \omega_s\rangle |\mathbf{k}_i, \omega_i\rangle, \quad (2.5)$$

 $\Phi_{\sigma_s,\sigma_i}$  — амплитуда бифотонного (далее в тексте  $\Phi$ ). Подробное теоретическое описание СПР можно найти, например, в работе<sup>13</sup>.

Для дальнейшего описания свойств СПР нам потребуется аппарат корреляционных функций Глаубера<sup>14</sup>. Выражения для корреляционных функций первого и второго порядка по интенсивности выглядят следующим образом

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2},t_{1},t_{2}) = \langle \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_{1},t_{1})\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_{2},t_{2})\rangle,$$

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2},\mathbf{r}_{3},\mathbf{r}_{4},t_{1},t_{2},t_{3},t_{4}) = \langle \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_{1},t_{1})\hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}_{2},t_{2})\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_{3},t_{3})\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}_{4},t_{4})\rangle.$$
(2.6)

В случае стационарных полей корреляционные функции зависят только от относительных времен  $\tau_j = t_{j+1} - t_j, j+1 = 2, 3, ..., 2n$ , где n — порядок корреляционной функции. Для бифотонных полей существует связь между амплитудой бифотона и корреляционными функциями первого и второго порядка по интенсивности. Вводя параметр  $\Omega$  в соответствии с  $\omega_{s,i} = \frac{\omega_p}{2} \pm \Omega$ , выражения для корреляционных функций бифотонного поля, регистрируемого в точках ( $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_4, t = t_1 = t_4$ ) и ( $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_3, t' = t_2 = t_3$ ),  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  — точки, в которых наблюдается поле в сопряженных модах  $\mathbf{k}_s$  и  $\mathbf{k}_i$ , можно записать в виде

$$G^{(1)}(\tau) \approx \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(\Omega)|^2 \cos\Omega\tau d\Omega,$$
  

$$G^{(2)}(\tau) \approx \left| \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\Omega) \, \cos\Omega\tau d\Omega \right|^2,$$
(2.7)

где  $\tau = t - t'$ . Характерное время, определяемое функцией  $G^{(1)}(\tau)$ , представляет собой время когерентности бифотонного поля, а время, определяемое  $G^{(2)}(\tau)$ , имеет смысл характерного времени корреляции - интервала времени, внутри которого фотоны пары являются неразличимыми по времени.

#### 2.2 Методы уширения спектра бифотонного поля

Методы уширения бифотонного поля были подробно описаны в работах<sup>15;16</sup>. В этом разделе будет приведен краткий обзор статей, описывающих методы уширения бифотонного поля, а также будет подробно описан метод уширения бифотонного поля с

помощью использования чирпированных нелинейных сред, так как, во-первых, в обзорных работах предыдущих лет этому методу было уделено мало внимания, во-вторых, он был развит несколькими научными лабораториями и применен в практических приложениях.

Спектральная ширина бифотонного поля определяется зависимостью фазовой расстройки  $\Delta k$  от частоты

$$S(\Omega) = |\Phi(\Omega)|^2 \sim |\int_0^L dz \exp i\Delta k(\Omega)z|^2, \qquad (2.8)$$

где *L* — длина кристалла. Существующие методы уширения спектра бифотонного поля условно можно разделить на те, в основе которых лежит использование в *пространственно-неоднородной* нелинейной среды, и те, нелинейная среда в которых является *пространственно-однородной*. В случае пространственно-неоднородных сред амплитуда бифотонного поля записывается в виде

$$\Phi(\Omega) \sim \int_{0}^{L} dz \exp i\Delta k(\Omega, z) z.$$
(2.9)

Наличие пространственной неоднородности показателей преломления нелинейной среды позволяет обеспечить выполнение условий синхронизма для широкого диапазона частот. К методам, основанным на использовании пространственно-неоднородных нелинейных сред, можно отнести:

#### • уширение за счет неоднородного нагрева кристалла.

В данном методе неоднородность показателей преломления реализуется путем неравномерного нагрева кристалла<sup>17</sup>, тогда  $\Delta \mathbf{k} = \Delta \mathbf{k}(T(z))$ . В указанной работе был получено бифотонное поле с шириной спектра 110 нм на центральной длине волны 702 нм.

# • уширение за счет приложения внешнего неоднородного электрического поля.

Неоднородность показателей преломления реализуется за счет приложения внешнего неоднородного электрического поля к нелинейному кристаллу<sup>18</sup>. С помощью этого метода было получено бифотонное поле с шириной спектра 168 нм на центральной длине волны 702 нм.

• использование апериодически поляризованных (чирпированных) нелинейных кристаллов.

Подробное описание данного метода будет приведено ниже в тексте дипломной работы.

Другую группу методов уширения составляют схемы, в которых нелинейный кристалл является однородным. В таком случае фазовая расстройка  $\Delta k$  не зависит от координаты слоя кристалла z. Кратко перечислим основные методы и результаты:

#### • генерация бифотонного поля в тонком кристалле.

Ширина спектра бифотонного поля зависит от длины кристалла в соответствии с условием  $-\frac{2\pi}{L} \leq \Delta k(\Omega) \leq \frac{2\pi}{L}$ . Следовательно, ширина спектра бифотонного поля обратно пропорциональна длине кристалла. В работе<sup>19</sup> использовался кристалл толщиной 0,1 мм, в результате был получено бифотонное поле с шириной спектра 174 нм на центральной длине волны 702 нм.

#### • подбор нелинейной среды и длины волны накачки.

В работе<sup>20</sup> было показано, что для кристалла ВВО длиной 14 мм и длины волны накачки 728 нм ширина коллинеарного вырожденного синхронизма типа I составила  $\approx$ 750 нм.

• использование периодически поляризованного нелинейного кристалла. Фазовая расстройка в периодически поляризованной нелинейной среде записывается в виде

$$\Delta \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_p - \boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_g, \qquad (2.10)$$

где  $\mathbf{k}_g = \frac{2\pi}{\Lambda}$  - вектор обратной решетки периодической структуры,  $\Lambda$  - период следования доменов в структуре. Наличие вектора обратной решетки в выражении для расстройки 2.10 позволяет сгладить зависимость  $\Delta \mathbf{k}(\Omega)$  в широком диапазоне частот. В работе<sup>21</sup> использовался кристалл ниобата лития длиной 1 см с периодом поляризации 27,4 мкм, с его помощью было получено бифотонное поле с шириной спектра 1080 нм на центральной длине 1885 нм.

#### • уширение спектра бифотонного поля путем управления характеристиками излучения накачки.

Был выполнен ряд работ, в которых уширение спектра бифотонного поля было обусловлено правильным подбором параметров излучения накачки. В статье<sup>22</sup> продемонстрирован метод уширения бифотонного поля путем фокусировки накачки на нелинейный кристалл, ширина спектра составила 148 нм на центральной длине волны 812 нм. В работе<sup>23</sup> было получено бифотонное поле с шириной спектра 197 нм на центральной длине волны 840 нм за счет небольшого уширения частотного спектра накачки.

#### • использование элементов с угловой дисперсией.

В работе<sup>24</sup> для получения бифотонного поля с широким спектром использовалась схема с двумя дифракционными решетками, одна из которых находилась до нелинейной среды и преобразовывала волновой фронт излучения накачки, а вторая находилась после нелинейной среды и служила для компенсации угловой дисперсии, внесенной первой решеткой. В эксперименте удалось увеличить ширину спектра с 5,2 нм до 41 нм на центральной длине волны 810 нм.

Перейдем к подробному описанию метода получения бифотонного поля с широким спектром с помощью апериодически поляризованных нелинейных сред. В 2007 году Стивен Харрис в работе<sup>25</sup> предложил метод получения бифотонных полей со сверхмалым временем корреляции вплоть до одного периода колебания электромагнитного поля на оптической частоте. Идея метода заключается в использовании в качестве нелинейной среды периодически поляризованного кристалла с линейно растущим периодом структуры (чирпированный кристалл). Длина вектора обратной решетки такой структуры  $K = K_0 - \zeta z$  линейно зависит от координаты по оси, вдоль которой происходит распространение излучения (рисунок 2).

Таким образом, при распространения луча накачки вдоль нелинейной среды условия синхронизма поочередно выполняются для различных длин волн в диапазоне, определяемом коэффициентом  $\zeta$ . Теоретическое описание генерации СПР<sup>25</sup> в чирпированной среде основано на решении уравнений Гейзенберга для операторов сигнального и холостого полей  $\hat{a}_{s,i}(\omega, z)$ . Обозначим  $\omega_s = \omega$ ,  $\omega_i = \omega_p - \omega$ . Решения для операторов  $\hat{a}_{s,i}(\omega, z)$ можно получить с помощью преобразований Боголюбова

$$\hat{a}_{s}(\omega, L) = A(\omega)\hat{a}_{s}(\omega, 0) + B(\omega)\hat{a}_{i}^{\dagger}(\omega_{p} - \omega, 0),$$
  

$$\hat{a}_{i}^{\dagger}(\omega, L) = C(\omega)\hat{a}_{s}(\omega, 0) + D(\omega)\hat{a}_{i}^{\dagger}(\omega_{p} - \omega, 0),$$
(2.11)

где

$$A(\omega) = \exp\left[ik_s(\omega)L\right],$$
  

$$D(\omega) = \exp\left[-ik_i(\omega_p - \omega)L\right],$$
  

$$C(\omega) = B(\omega) \exp\left[i(k_s(\omega) - k_i(\omega_p - \omega))L\right]$$
  

$$B(\omega) = -\left(-1\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\pi}{2\zeta}\right)^{\frac{1}{2}} \kappa \exp\left[ik_s(\omega)L\right] \exp\left[-i\frac{\Delta k(\omega)^2}{2\zeta}\right] \times$$
  

$$\left[\operatorname{Erfi}\left[\frac{(1+i)\Delta k(\omega)}{2\sqrt{\zeta}}\right] - \operatorname{Erfi}\left[\frac{(1+i)(\Delta k(\omega) + \zeta L)}{2\sqrt{\zeta}}\right]\right],$$
(2.12)

где Erfi есть комплексная функция ошибок, <br/>  $\kappa$  — коэффициент параметрического усиления, <br/> L — длина кристалла. Спектральную мощность сигнального канала можно записать в виде

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} |B(\omega)|^2.$$
 (2.13)

Фотоны, родившиеся в толще кристалла, испытывают сильное влияние дисперсии кристалла, что приводит к временному сдвигу между сигнальным и холостым фотоном.



**Рис. 2:** Чирпированный кристалл представляет собой квазипериодическую структуру. Оптическая ось любого слоя чирпированного кристалла противоположно направлена относительно ближайших соседних слоев. Вектор обратной решетки такой структуры имеет линейную зависимость от координаты  $K_0 - \zeta z$ .

Для того, чтобы волновой пакет, описывающий бифотон, был Фурье-ограниченным, в один из каналов рассеяния необходимо поместить оптический элемент с функцией пропускания  $H(\omega)$ , такой что

$$H(\omega) = exp\left[i\left(\frac{\Delta k(\omega)^2}{2\zeta} - q(\omega)\right)\right],\tag{2.14}$$

где  $q(\omega) = (k_s(\omega) + k_i(\omega_p - \omega))L$ . Такой прием позволит компенсировать влияние чирпа на фазу бифотонного поля. Подобный эффект компенсации дисперсии был описан в работе<sup>26</sup>.

В оригинальной работе Харриса был произведен расчет для чирпированного кристалла ниобата лития длиной 2 см, находящегося в поле накачки с длиной волны 0, 42 мкм. Обратный вектор решетки  $K_0$  был подобран таким образом, чтобы на входе в нелинейную среду выполнялись условия синхронизма для коллинеарного режима с сигнальной длиной волны 0, 75 мкм. Коэффициент  $\zeta$  был подобран так, чтобы вблизи выходной грани кристалла замыкался коллинеарный синхронизм с длиной волны 0, 45 мкм. Для измерения корреляционной функции второго порядка предлагалось использовать эффект генерации суммарной частоты в качестве прецизионной схемы совпадений<sup>27</sup>. Расчетная ширина зависимости мощности сигнала на суммарной частоте при взаимодействии сигнальной и холостой волн, сгенерированных в чирпированной среде без использовании элемента компенсации дисперсии, составила примерно 0, 42 пс. С учетом компенсации дисперсии в сигнальном канале, ширина составила 3, 6 фс, что примерно равно длительности одного оптического цикла для излучения на длине волны 0, 84 мкм.

Было выполнено несколько работ, основанных на идее генерации СПР в чирпированных кристаллах. В 2008 году вышла работа<sup>28</sup>, в которой исследовалась ширина спектра СПР в кристаллах SLT (стехиометрический танталат лития) с различной величиной чирпа  $\zeta$  без дополнительной компенсации дисперсии в диапазоне от  $\zeta_{min} = 0, 2 \times 10^{-7}$  мкм<sup>-2</sup> до  $\zeta_{max} = 9, 7 \times 10^{-6}$  мкм<sup>-2</sup>. В результате эксперимента с кристаллом, обладающим максимальным чирпом, были получены бифотоны с шириной спектра 300 нм на центральной длине волны 812 нм. Также проводились измерения интерференционной картины в схеме Хонга-Оу-Манделя<sup>29</sup>. Каждый из фотонов пары посылается на один из входов светоделителя, на выходах светоделителя помещаются детекторы. Измеряется зависимость скорости счета совпадений от управляемой временной задержки  $\tau$ , вносимой в один из каналов, подаваемых на вход светоделителя. Скорость счета совпадений  $R_c$  в таком эксперименте пропорциональна корреляционной функции первого порядка по интенсивности. Ширина провала Хонга-Оу-Манделя, измеренного для бифотонного поля с указанным спектром, составила 7,87 фс (рисунок 3).

Система детектирования излучения СПР имела малую эффективность в ближнем инфракрасном диапазоне, что могло эффективно обрезать спектр и уширить корреля-



**Рис. 3:** На рисунке представлены результаты измерений интерференционной картины в схеме Хонга-Оу-Манделя, полученные для бифотонных полей рожденных в кристаллах с различной величиной чирпа  $\zeta$ . Для максимального коэффициента  $\zeta = 9,710^{-6}$ мкм<sup>-2</sup> ширина провала Хонга-Оу-Манделя составила 7,87 фс.



**Рис.** 4: На рисунках А) и Б) представлены графики скорости счета на длине волны суммарной частоты от временной задержки, вносимой в холостое плечо; А) соответствует проведению измерения без компенсации дисперсии, Б) — с компенсацией дисперсии с помощью стеклянной пластины марки SF6. Рисунок В) иллюстрирует зависимость скорости счета на длине волны суммарной частоты для генерации бифотонного поля в кристалле с  $\zeta = 0$ .

ционную функцию первого порядка. Идея Харриса не была полностью реализована, поскольку отсутствовал элемент, обеспечивающий временную компрессию бифотона. Позже, в 2009 году, был предложен метод компрессии бифотонов с помощью оптических волокон<sup>30</sup>. Идея метода основана на работах<sup>31;32</sup>, в которых изучалось влияние дисперсии групповой скорости на двухфотонный волновой пакет, распространяющийся в среде, обладающей частотной дисперсией. Было показано, что бифотон, при распространении в оптическом волокне, приобретает квадратичную по частоте фазу. Правильно подобрав длину волокна, можно полностью скомпенсировать квадратичную по частоте фазу, приобретаемую бифотоном при распространении в чирпированном кристалле. Эта идея была реализована в эксперименте Сенсарна<sup>33</sup> с той разницей, что вместо волокна использовалась стеклянная пластинка. В результате был создан источник бифотонов со временем корреляции примерно 130 фс (рисунок 4).

Работа Сенсарна получила развитие в работе<sup>34</sup>, где было предложено использовать неколлинеарный квазисинхронизм, замыкающийся в чирпированной нелинейной среде. Основное преимущество нового метода в том, что для достижения максимально широкого спектра можно использовать среды со значительно меньшим чирпом  $\zeta$ , что упрощает процесс производства необходимого кристалла. Вторым преимуществом является отсутствие необходимости разделять сигнальную и холостую компоненты в пространстве. В работе<sup>33</sup> использовалось дихроичное зеркало для разделения в пространстве сигнальной и холостой компонент, после прохождения которого ширина спектра сигнального и холостого полей значительно уменьшалась. Для демонстрации эффекта использовался допированный магнием чирпированный кристалл SLT с коэффициентом  $\zeta = 367, 112$  рад·см<sup>-2</sup>, с помощью которого было получено бифотонное поле с шириной спектра порядка 800 нм на центральной длине волны 1200 нм (рисунок 5).

Авторами работы были рассчитаны зависимости величины сигнала второй гармоники от временной задержки  $\tau$ , вносимой в одно из плеч СПР, для случая отсутствия компенсатора дисперсии, для эксперимента с использованием призменной пары<sup>35</sup>, осуществляющей неполную компенсацию, а также случая полной компенсации, достигаемой с помощью пространственного модулятора света<sup>36</sup>. В случае неполной компенсации время корреляции составило 26,6 фс, а в случае полной — 4,4 фс, что соответствует 1,2 оптическим циклам для излучения на центральной длине волны.

Был предложен еще один метод уширения бифотонного поля, основанный на использовании пространственно-неоднородной нелинейной среды. Идея использования нескольких кристаллов, настроенных на синхронизм для разных длин волн, была выдвинута и реализована в работе<sup>37</sup>. Для генерации СПР с широким использовались два кристалла BBO, настроенных в слабо неколлинеарный режим, угол между оптическими осями этих кристаллов составлял 0, 1°. Амплитуда бифотонного поля на выходе из системы



**Рис. 5:** Результат измерения спектров сигнального и холостого полей, сгенерированных в чирпированной нелинейной среде в неколлинеарном режиме. Синим цветом обозначен спектр сигнального поля, красным — холостого, черным — расчетный спектр. Ширина спектра сигнального и холостого полей составила порядка 800 нм на центральной длине волны 1200 нм.

нелинейных кристаллов представляет собой сумму амплитуд бифотонов, родившихся в каждом из кристаллов

$$\Phi_{sum}(\Omega) = \sum \Phi_i(\Omega). \tag{2.15}$$

Правильно подобрав угол детектирования, можно зарегистрировать излучение с шириной спектра 130 нм на центральной длине волны 808 нм (рисунок 6).

Также была численно продемонстрирована возможность генерации спектра с шириной 215 нм на центральной длине волны 808 нм с помощью четырех нелинейных кристаллов.

#### 2.3 Применение бифотонных полей с широким спектром

#### 2.3.1 Повышение эффективности нелинейных взаимодействий

Первая попытка изучить свойства двухфотонных полей при помощи нелинейного взаимодействия сигнальной и холостой волны была предпринята в 1986 году<sup>38</sup>. Авторы руководствовались идеей, суть которой состояла в том, что процесс генерации суммарной частоты двухфотонного поля, или up-конверсия частоты, является обратным, по отношению к процессу распада фотона накачки на пару фотонов (down-конверсия частоты). Ожидалось, что спектр интенсивности up-конверсии будет иметь узкий пик на частоте  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ , поскольку корреляции флуктуации фазы сигнального и холостого полей приводят к подавлению флуктуаций фазы поля на суммарной частоте  $\omega_p$ . Во временном представлении интенсивность сигнала на суммарной частоте пропорциональна корреляционной функции второго порядка  $G^{(2)}(\tau)$ , где  $\tau$  — задержка между временами прихода фотонов сигнального и холостого полей на нелинейный кристалл. Схема эксперимента представлена на рисунке 7.

Излучение СПР генерировалось в кристалле иодата лития эффективной длиной 10 см, за счет чего достигался высокий коэффициент параметрического усиления, эквивалентный  $10^{10}$  фотонам на моду. Экспериментально измеренный спектр второй гармоники обладал пиком на длине волны накачки 5320 Å шириной 0,5 Å. Ширина зависимости интенсивности сигнала на суммарной частоте от величины временной задержки между сигнальной и холостой волнами составила 0, 20 ± 0,03 пс. Несмотря на то, что спектральным характеристикам бифотонного поля было уделено мало внимания, статья <sup>38</sup> положила начало серии работ по изучению нелинейных оптических процессов с участием бифотонов.

Позднее был опубликован ряд теоретических и экспериментальных работ <sup>39;40;41;42;43</sup>, посвященных изучению эффекта двухфотонного поглощения с участием бифотонных полей. Основной акцент был сделан на исследовании влияния наличия корреляций между



**Рис. 6:** На рисунке представлены результаты измерения спектров сигнального и холостого полей, полученных в схеме с двумя нелинейными кристаллами. Угол между оптическими осями кристаллов составлял 0, 1°. Красным цветом обозначен спектр сигнального поля, синим — спектр холостого поля. Ширина обоих спектров составила порядка 130 нм на центральной длине волны 808 нм.



Рис. 7: Излучение второй гармоники Nd:YAG лазера с помощью дихроичного зеркала ДМ направляется на пару кристаллов LiIO<sub>3</sub> K1 и K2, в которых происходит генерация и усиление излучения СПР. Далее, с помощью поляризационного светоделителя ПСД излучение СПР направляется на спектральный прибор (отражательная дифракционная решетка ДР), осуществляющий частотную селекцию, излучение накачки отражается обратно в тракт. Селектированное излучение СПР при обратном проходе усиливается в кристаллах LiIO<sub>3</sub> K1 и K2, проходит сквозь дихроичное зеркало ДМ и разделяется на два канала светоделителем. В одно из плеч вносится управляемая временная задержка с помощью тромбонной призмы и пары зеркал М4 и М5. Излучение обоих плеч вновь сбивается на нелинейном кристалле K3, в котором происходит генерация суммарной частоты. Сигнал на суммарной частоте поступает на вход монохроматора, после которого регистрируется Ф'ЭУ.

фотонами пары, участвующей в нелинейном взаимодействии, на вероятность двухфотонного поглощения. В частности, одним из центральных результатов явился линейный рост скорости двухфотонного поглощения от интенсивности бифотонного поля для слабых полей, в то время как для когерентного поля наблюдается квадратичная зависимость. Таким образом, при малых интенсивностях, использование бифотонных полей обеспечивает более высокую эффективность двухфотонного поглощения. Тем не менее, в указанных работах спектру бифотонного поля по-прежнему была отведена весьма скромная роль.

Интерес к возможности повышения эффективности нелинейного поглощения путем манипулирования спектральными составляющими модуля и фазы амплитуды бифотонного поля появился после публикации работы Сильберберга<sup>44</sup>. В ней было показано, что поле яркого параметрического рассеяния света с шириной спектра, значительно превышающей ширину спектра накачки, не являясь ни когерентным, ни импульсным источником излучения, способно возбуждать, двухфотонные переходы с той же вероятностью, что и пара Фурье-ограниченных импульсов, обладающих такой же спектральной шириной. Эффект двухфотонного поглощения будет наблюдаться, если суммарная частота перехода попадает в спектральную полосу излучения лазера накачки. Таким образом, спектральное разрешение определяется шириной спектра накачки и никак не зависит от спектра сигнального и холостого полей. Бифотонное поле представляет собой удобный инструмент для задач двухфотонной спектроскопии, так как одновременно обладает малым временем корреляции, необходимым для повышения эффективности двухфотонного поглощения, и высоким спектральным разрешением, определяемым исключительно шириной спектра накачки. Эффективность двухфотонного взаимодействия можно условно разбить на две составляющие - когерентную и некогерентную. Вклад в когерентную составляющую дают события, связанные с участием во взаимодействии пар фотонов, находящихся в сопряженных модах. Некогерентная же составляющая складывается из всех остальных возможных процессов, приводящих к двухфотонному поглощению, например, поглощения двух фотонов, принадлежащих различным парам. Соотношение когерентного и некогерентного вкладов зависит от спектральной ширины поля параметрического рассеяния в соответствии с<sup>45</sup>

$$\frac{I_c}{I_{ic}} \approx \frac{B}{\gamma_p + \gamma_f} \frac{n^2 + n}{n^2},\tag{2.16}$$

где n — средний по спектру поток фотонов,  $B, \gamma_p, \gamma_f$  — спектральная ширина параметрического рассеяния, накачки и перехода между конечным и начальным атомными уровнями. Когерентная составляющая будет превалировать при выполнении условия

$$B > (\gamma_p + \gamma_f) \frac{n^2}{n^2 + n}.$$
(2.17)



Рис. 8: А) Излучение СПР генерируется в неколлинеарном режиме. Усиление сигнального поля происходит посредством резонатора, образованного зеркалами М1 и М2. После резонатора луч попадает на дифракционную решетку ДР1, осуществляющую перераспределение частотных компонент сигнального поля в пространстве. Излучение коллимируется с помощью параболического зеркала М3, попадает на пространственный модулятор света, осуществляющий управляемый сдвиг фазы каждой частотной компоненты, и фокусируется на дифракционной решетке ДР2, производящей обратное перераспределение частотных компонент в пространстве. Далее сигнальный луч претерпевает временное смещение в линии задержки, образованной зеркалами М5 и М6. Холостой луч отклоняется дифракционной решеткой на пропускание ДР3 и совмещается с сигнальным с помощью дихроичного зеркала ДМ. Сигнальное и холостое поля направляются на ячейку, содержащую пары атомов рубидия. Флюоресценция паров рубидия регистрируется с помощью ФЭУ.

На рисунках Б) и В) представлены графики зависимости эффективности двухфотонного поглощения от временной задержки между сигнальным и холостым полем и длины волны накачки, соответственно. Экспериментальная установка и основные результаты работы изображены на рисунке 8.

Накачкой выступал импульсный лазер с длиной волны 516,65 нм, шириной спектра 0,04 нм и длительностью импульса 3 нс. Параметрическое рассеяния происходило в кристалле, помещенном в резонатор с низкой добротностью. Ширина спектра сигнального и холостого полей составила ~ 100 нм для каждого из них. В сигнальном канале был расположен формирователь импульса. Далее пучки направлялись на ячейку, содержащую пары рубидия. Эффективность двухфотонного поглощения оценивалась по интенсивности флюоресценции паров на длине волны 780 нм. В результате работы было показано, что широкополосные импульсы яркого параметрического рассеяния длиной 3 нс и пиковой мощностью 1 МВт способны возбуждать двухфотонные переходы с той же эффективностью и временным разрешением, что и лазерные импульсы длиной 23 фс и пиковой мощностью 150 ГВт. Также был продемонстрирован метод когерентного контроля двухфотонного поглощения путем управления фазой в одном из каналов параметрического рассеяния. Следует отметить, что, несмотря на то, что эксперимент проводился с использованием яркого параметрического рассеяния, содержащего в себе суперпозицию состояний с четным числом фотонов, результаты данной работы применимы также и для бифотонных полей, поскольку в данной работе исследовалась вероятность двухфотонного поглощения, обусловленная именно взаимодействием с бифотонами.

Следующая работа<sup>46</sup> была посвящена изучению процесса генерации суммарной частоты при участии бифотонных полей с широким спектром. Было показано, что отношение вкладов в генерацию суммарной частоты от коррелированных и некоррелированных пар фотонов прямо пропорционально спектральной ширине бифотонного поля

$$\frac{R_c}{R_{uc}} \sim N \frac{n+1}{n},\tag{2.18}$$

где n — средняя спектральная плотность фотонов СПР,  $N = \frac{\Delta\Omega}{\delta\omega_p}$ , где  $\Delta\Omega$  и  $\delta\omega_p$  — спектральные полосы СПР и накачки, соответственно. Временное разрешение эффекта генерации суммарной частоты также растет с увеличением ширины спектра бифотонного поля, поэтому генерацию суммарной частоты можно использовать в качестве прецизионной схемы совпадений<sup>25</sup>. Эффекты двухфотонного поглощения бифотонных полей и генерации суммарной частоты можно использовать в качестве сверхточной схемы совпадений. Интенсивность сигнала, генерируемого бифотонами в нелинейном кристалле, прямо пропорционально глауберовской функции корреляции второго порядка по интенсивности<sup>25</sup>

$$I_{SFG}(\tau) \sim \text{const} + |\int d\Omega \Phi(\Omega) e^{-i\Omega\tau}|^2, \qquad (2.19)$$

где  $\tau$  — временная задержка между сигнальным и холостым фотонами пары. Временное разрешение коррелятора, построенного на основе эффекта генерации суммарной частоты, определяется частотным диапазоном, в котором выполняются условия синхронизма в нелинейном кристалле, в котором осуществляется генерация света на суммарной частоте. Поскольку частоты сигнального и холостого фотонов, участвующих в процессе СПР, лежат в диапазоне от 0 до  $\omega_p$ , минимальный временной интервал, который может быть разрешен в такой схеме, примерно равен одному периоду колебаний на оптической частоте. Вероятность двухфотонного поглощения определяется выражением<sup>47</sup>

$$w_2 = 2|g|^2 \int_{-infty}^{\infty} e^{2i\omega_0 t - \Gamma t} G^{(2)}(-t, -t, t, t), \qquad (2.20)$$

где g — константа взаимодействия,  $\omega_0$  — частота двухфотонного перехода,  $\Gamma$  — ширина верхнего атомного уровня, на который совершается двухфотонный переход. Временное разрешение коррелятора, основанного на эффекте двухфотонного поглощения, определяется временем жизни верхнего атомного уровня, которое может достигать нескольких фемтосекунд для виртуальных уровней. Был выполнен ряд работ по спектроскопии виртуальных состояний химических веществ на основе эффекта двухфотонного поглощения бифотонных полей<sup>48;49</sup>.

#### 2.3.2 Квантовая оптическая когерентная томография

В работе<sup>50</sup> было предложено использовать корреляционные свойства бифотонных полей для увеличения эффективности оптической когерентной томографии (ОКТ). Необходимость усовершенствования ОКТ обусловлена растущим интересом к применению технологии в области биофотоники<sup>51</sup>. Методика получила название *квантовая оптическая когерентная томография*. На рисунке 9 представлены схематичные иллюстрации, изображающие процедуру исследования структуры прозрачного образца методами ОКТ и КОКТ.

Для облучения образца, в случае OKT, используется классический некогерентный широкополосный источник света. Исследуемый образец описывается функцией отклика

$$H(\omega) = \int_{0}^{z} dz r(z,\omega) e^{i2*\phi(z,\omega)},$$
(2.21)

где  $r(z, \omega)$  — комплексная функция, описывающая отражение от слоя вещества, находящегося на глубине  $z, \phi(z, \omega)$  — фаза, набегающая при проникновении излучения в вещество на глубину z. В методе ОКТ образец помещается в интерферометр Майкельсона вместо одного из зеркал, и по интерференционной картине определяется структура



**Рис. 9:** А) Схема эксперимента по оптической когерентной томографии. Излучение некогерентного источника света  $\mathcal{J}$  с широким частотным спектром направляется на светоделитель С $\mathcal{J}$ , на выходах которого установлены зеркало M и исследуемый образец O; перемещение зеркала M позволяет вносить разность фаз между плечами интерферометра. Отраженное излучение вновь сводится на светоделителе С $\mathcal{J}$  и поступает на детектор  $\mathcal{J}$ . По интерференционной картине  $I(\tau)$  можно сделать вывод о структуре образца.

Б) Схема эксперимента по квантовой оптической когерентной томографии. В одно из плеч интерферометра Хонга-Оу-Манделя вносится управляемая временная задержка *τ*, в другое — исследуемый образец О. Информацию о структуре образца можно получить, измеряя скорость счета совпадений *C*(*τ*) слоев изучаемого образца. Интенсивность излучения, регистрируемая детектором, записывается в виде

$$I(\tau) \sim \Gamma_0 + 2Re\left(\Gamma(\tau)e^{-i\omega_0\tau}\right),\tag{2.22}$$

где  $\tau$  — временная задержка, вносимая в одно из плеч интерферометра,  $\omega_0$  — центральная частота излучения. Функции  $\Gamma_0$  и  $\Gamma(\tau)$  выражаются через функцию отклика H и спектр мощности излучения  $S(\Omega)$ 

$$\Gamma_0 = \int d\Omega \left[ 1 + |H(\omega_0 + \Omega)|^2 \right] S(\Omega),$$
  

$$\Gamma(\tau) = \int d\Omega H(\omega_0 + \Omega) S(\Omega) e^{-i\Omega\tau}.$$
(2.23)

В методе квантовой оптической когерентной томографии в качестве источника излучения используется двухфотонное поле с широким спектром (т. к. спектр зондирующего излучения должен быть заведомо шире спектра функции отклика образца)

$$|\Psi\rangle = \int d\Omega \, \Phi(\Omega) |\frac{\omega_p}{2} + \Omega, \frac{\omega_p}{2} - \Omega\rangle.$$
(2.24)

Один из фотонов пары попадает на образец, второй проходит через линию задержки. Далее  $\frac{\omega_p}{2}$  будем обозначать как  $\omega_0$ . Информация о структуре исследуемого образца извлекается из данных по измерению провала Хонга-Оу-Манделя. Скорость счета совпадений в такой схеме имеет два слагаемых

$$C(\tau) \sim \Lambda_0 - Re\left(\Lambda(2\tau)\right), \qquad (2.25)$$

где

$$\Lambda_0 = \int d\Omega |H(\omega_0 + \Omega)|^2 \sigma(\Omega),$$
  

$$\Lambda(\tau) = \int d\Omega H(\omega_0 + \Omega) H^*(\omega_0 - \Omega) \sigma(\Omega) e^{-i\Omega\tau},$$
(2.26)

где  $\sigma(\Omega) = |\Phi(\Omega)|^2$ . Из уравнения 2.25 следует, что разрешающая способность КОКТ выше в 2 раза в силу квантовой природы интерференции, лежащей в основе эффекта Хонга-Оу-Манделя. Второе преимущество метода КОКТ заключено в возможности компенсации дисперсии групповой скорости зондирующего луча<sup>26</sup>.

Модель образца, описываемого функцие<br/>й  $H(\omega)$ , можно упростить, представив образец в виде слоистой структуры

$$H(\omega) = \sum_{j} r_j(\omega) e^{i2\phi_j(\omega)},$$
(2.27)

где  $r_j$  — комплексная функция, описывающая отражение от *j*-ой границы раздела,  $\phi_j$  — фаза, набегающая при распространении излучения на глубину соответствующую границе *j*. Фаза, набегающая при распространении излучения на глубину  $z_j$ , определяется выражением  $\phi_j(\omega) = \beta(\omega)z_j = n(\omega)\omega z_j/c$ . Разложим в ряд Тейлора  $\beta(\omega)$  вблизи центральной частоты  $\omega_0$  спектра волнового пакета, распространяющегося в среде

$$\beta(\omega) \approx \beta(\omega_0) + \beta'\Omega + \beta''\frac{\Omega^2}{2}, \qquad (2.28)$$

где  $\beta' = \frac{1}{v_0}$ ,  $v_0$  — групповая скорость на частоте  $\omega_0$ , а  $\beta''$  — коэффициент, описывающий дисперсию групповых скоростей. Функция  $\Gamma(\tau)$ , описывающая интерференционную картину в методе ОКТ, с учетом упрощенной модели образца принимает вид

$$\Gamma(\tau) = \sum_{j} r_j s_d^{(0j)} \left(\tau - 2\frac{z_j}{v_0}\right) e^{i2\beta_0 z_j},$$

$$s_d^{(jk)}(\tau) = \int d\Omega S(\Omega) e^{i2\beta'' \Omega^2 (z_j - z_k)} e^{-i\Omega\tau}.$$
(2.29)

Здесь  $s_d^{0j}$  описывает отклик слоя находящегося на глубине  $z_j$  с учетом дисперсии групповых скоростей, что приводит к ухудшению качества интерференционной картины. В случае использования метода КОКТ для исследования образца, описываемого указанной моделью, скорость счета совпадения запишется в виде

$$C(\tau) = \sum_{j} |r_{j}|^{2} s\left(\tau - 4\frac{z_{j}}{v_{0}}\right) + \sum_{j \neq k} r_{j} r_{k}^{*} s_{d}^{jk} \left(\tau - 2\frac{z_{j} - z_{k}}{v_{0}}\right) e^{i2\beta_{0}(z_{j} - z_{k})},$$

$$s(\tau) = \int d\Omega \sigma(\Omega) e^{-i\Omega\tau}.$$

$$(2.30)$$

Из уравнения 2.30 видно, что скорость счета совпадений содержит компоненту, включающую отклики от каждой из границ раздела внутри образца без влияния дисперсии групповых скоростей. Второе слагаемое в уравнении 2.30 описывает отклики от каждого из слоев, заключенных между поверхностями j и k. Для сравнения результатов, получаемых методами ОКТ и КОКТ при исследовании одного и того же образца, был поставлен эксперимент, описанный в работе<sup>52</sup>. В ней проводились исследования двух типов образцов — с отсутствием дисперсии групповых скоростей и с ее наличием. Образец, в котором отсутствовала дисперсия групповых скоростей представлял собой две пластинки плавленого кварца толщиной 90 мкм, разделенные воздушным промежут-ком длиной 4,5 мм. Групповая дисперсия вносилась с помощью пластинки селенида цинка ZnSe толщиной 12 мм, помещенной в воздушный промежуток между пластинами плавленого кварца. Результаты обоих экспериментов представлялены на рисунках 10 и 11.

В случае наличия дисперсии групповых скоростей в исследуемом образце интерферограмма, полученная по методу ОКТ, дает менее точный результат при определении



**Рис. 10:** Результат эксперимента по ОКТ и КОКТ образца, не обладающего дисперсией групповых скоростей.



**Рис. 11:** Результат эксперимента по ОКТ и КОКТ образца, обладающего дисперсией групповых скоростей.

структуры образца, в то время как метод КОКТ почти не теряет своей разрешающей способности.

Для демонстрации работоспособности нового метода была выполнена экспериментальная работа<sup>53</sup>, посвященная изучению структуры биологического образца.

#### 2.3.3 Квантовая интерференционная оптическая литография

Оптическая литография является одним из основных инструментов при производстве электронных микросхем. В стандартной схеме интерференционной оптической литографии (рисунок 12) два классических когерентных световых пучка направляются на образец под углом  $2\theta$  по отношению друг к другу. Расстояние между интерференционными полосами на поверхности облучаемого субстрата определяется соотношением  $\Delta = \frac{\lambda}{(2\sin\theta)}$ .

В предельном случае когда угол  $\theta = 90^\circ$ , т.е. пучки падают по касательной к поверхности субстрата в противоположных направлениях, расстояние между полосами составляет  $\frac{\lambda}{2}$ , что является минимально возможным масштабом, доступным классическими литографическими методами<sup>54</sup>. Для повышения разрешения данной технологии было предложено использовать эффект нелинейного поглощения<sup>55</sup>. Идея заключалась в том, что эффективность двухфотонного поглощения имеет квадратичную зависимость от интенсивности излучения. Так как интерференционная картина, наблюдаемая в описанной схеме, пропорциональна множителю  $1 + cos(2\phi)$ , где  $\phi = 2kx,$  и  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , то эффективность двухфотонного поглощения будет пропорциональна  $(1 + cos(2\phi))^2 = \frac{3}{2} + 2cos(2\phi) + \frac{1}{2}cos(4\phi)$ . Благодаря наличию слагаемого пропорционального  $cos(4\phi)$ , применение эффекта нелинейного поглощения позволило бы увеличить разрешающую способность интерференционной оптической литографии до масштаба  $\frac{\lambda}{4}$ . Для достижения этой цели необходимо было найти способ подавить медленные осцилляции  $cos(2\phi)$ . В работе<sup>56</sup> было доказано, что при использовании бифотонных полей в качестве «пишущего» излучения можно добиться необходимого периода интерференционной картины  $\frac{\lambda}{4}$ . Свойства двухфотонного поглощения с участием бифотонных полей, в частности связь с шириной спектра бифотонов, были описаны в разделе 2.1.

#### 2.3.4 Синхронизация пары удаленных друг от друга часов

Задача синхронизации пары удаленных часов представляет все больший интерес в связи с повсеместным внедрением систем глобального геопозиционирования. В статье<sup>57</sup> предложен метод синхронизации пары часов с помощью бифотонов, полученных в процессе СПР. В основу работы лег тот факт, что фотоны пары испытывают сильные временные корреляции, проявляющиеся при измерении скорости счета совпадений, а именно, если



**Рис. 12:** Стандартная схема оптической интерференционной литографии. Два ультрафиолетовых лазерных луча смешиваются на светоделителе, свет на выходах светоделителя с помощью зеркал направляется на образец, на который необходимо нанести рисунок структуры. В одно из плеч вносится пространственный модулятор света, с помощью которого на поверхности образца формируется интерференционная картина необходимого вида.

один из фотонов был зарегистрирован в некоторый момент времени, то момент регистрации второго фотона определен с точностью до ширины корреляционной функции второго порядка. Бифотонные поля с широким спектром могут обладать чрезвычайно узкой корреляционной функцией второго порядка шириной вплоть до нескольких фемтосекунд<sup>25</sup>.

Пусть пара часов находится в точках пространства  $r_1$  и  $r_2$ , координаты одной их которых известны. Стартовый этап процедуры имеет следующий порядок: сигнальный фотон отправляется на детектор D1, находящийся в  $r_1$ , а холостой — на детектор D2, находящийся в  $r_2$ , и измеряется разность времен регистрации каждого из фотонов

$$t_1 - t_2 = \frac{r_1}{u_s} + t_0 - \frac{r_2}{u_i},\tag{2.31}$$

где  $t_0$  — неизвестная разница в показаниях часов,  $u_s$  и  $u_i$  — скорости распространения фотонов с длинами волн  $\lambda_s$  и  $\lambda_i$ . На следующем шаге холостой фотон отправляется на детектор D1, а сигнальный на детектор D2, а также измеряется разница между моментами времен регистрации фотонов

$$t_1' - t_2' = \frac{r_1}{u_i} + t_0 - \frac{r_2}{u_s},\tag{2.32}$$

Вычисляя разность

$$\Delta t = \Delta t - \Delta t' = \left(\frac{1}{u_s} - \frac{1}{u_i}\right)(r_1 + r_2) \tag{2.33}$$

и зная координаты одной из точек, а так же заранее измерив величины  $u_{s,i}$ , из уравнения 2.33 можно вычислить расстояния до второго детектора. Тогда, подставив все имеющиеся данные в одно из уравнений 2.31 или 2.32, можно определить сдвиг  $t_0$  между показаниями удаленных часов и скорректировать его. Заметим, что  $t_0$  измеряется с точностью до ширины корреляционной функции второго порядка. Дальнейшая процедура синхронизации заключается в сопоставлении времен регистрации событий прихода фотонов пары на детекторы D1 и D2. Сравнивая количество совпадений в отсчетах детекторов для различных моментов времени, можно скорректировать показания часов. Основное преимущество описанного метода синхронизации часов заключается в том, что не требуется измерение расстояния между часами.

# Метод уширения спектра бифотонного поля за счет угловой дисперсии с помощью дифракционной решетки.

В данной дипломной работе предложен метод уширения частотного спектра бифотонного поля за счет использования оптического элемента, обладающего угловой дисперсией. Идея метода близка к технологии увеличения ширины синхронизма в параметрическом усилителе света, описанной в работе<sup>58</sup>. Элемент, обладающий угловой дисперсией, например, дифракционная решетка, позволяет скомпенсировать угловую дисперсию СПР так, что излучение в большом диапазоне частот будет перераспределено в одну угловую моду. Под угловой дисперсией СПР мы будем понимать зависимость угла рассеяния от длины волны, описываемую перестроечной кривой. При дифракции в первый максимум компоненты частотно-углового спектра СПР смещаются по углу в соответствии с законом дисперсии решетки. Идея преобразования частотно-углового спектра СПР с помощью дифракционной решетки схематично иллюстрирована на рисунке 13.

Излучение, вышедшее из нелинейного кристалла, необходимо масштабировать по углу, для того чтобы обеспечить оптимальную компенсацию угловой дисперсии СПР. Подробное описание эффекта компенсации приведено в следующем разделе. Стоит отметить, что компенсация дисперсии позволяет перераспределить в одну угловую моду излучение СПР на всех спектральных компонентах, для которых выполняются условия синхронизма. В этом смысле, предложенный метод схож с продемонстрированным в работе<sup>59</sup>, в которой собиралось все излучение яркого параметрического рассеяния с помощью безаберационной оптики.

# 3.1 Численное моделирование преобразования частотноуглового спектра СПР оптическим элементом с угловой дисперсией

Метод уширения спектра бифотонного поля, представленный в данной дипломной работе, основан на преобразовании спектра СПР оптическим элементом, обладающим угловой дисперсией. В данном разделе будет представлен численный расчет спектра бифотонного поля, сформированного с помощью дисперсионной решетки.

Частотно-угловой спектр бифотонного поля, полученного в процессе СПР, может быть приближенно описан функцией

$$S(\theta_s, \lambda_s) = |\Phi(\theta_s, \lambda_s)|^2 \sim \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right), \qquad (3.1)$$

где  $\theta_s$  и  $\lambda_s$  — длина волны и направление распространения сигнального фотона в кристалле по отношению к направлению луча накачки, L — длина кристалла. В силу аксиальной симметрии, направление распространения сигнального и холостого фотона в кристалле можно описать заданием одного угла. Условия синхронизма позволяют исключить переменные  $\lambda_i$ ,  $\theta_i$  длины волны и угла холостого фотона, что значительно упрощает расчет и визуализацию результатов. Форма частотно-углового спектра СПР в приближении плоской монохроматической накачки определяется уравнениями Селл-



**Рис. 13:** Схема, изображающая процедуру преобразования частотно-углового спектра СПР с помощью дифракционной решетки. Угол  $\theta_0$  обозначает угол распространения излучения в толще кристалла,  $\theta_1$  — после выхода из кристалла,  $\theta_2$  — после масштабирования углового спектра с помощью системы линз,  $\theta_3$  — угол дифракции излучения, падающего перпендикулярно решетке. Излучение СПР, вышедшее из нелинейного кристалла, преобразуется системой линз L, после чего попадает на дифракционную решетку D.

мейера, описывающими дисперсию обыкновенного и необыкновенного показателей преломления в выбранном нелинейном кристалле. В эксперименте использовался кристалл иодата лития LiIO<sub>3</sub>, для которого уравнения Селлмейера в диапазоне длин волн 0,335 - 6 мкм имеют вид<sup>60</sup>

$$n_o^2 = 2,083648 + \frac{1,332068\lambda^2}{\lambda^2 - 0,035306} - 0,008525\lambda^2,$$
  

$$n_e^2 = 1,673463 + \frac{1,245229\lambda^2}{\lambda^2 - 0,028224} - 0,003641\lambda^2,$$
(3.2)

длина волны задается в микрометрах. Для длин волн, лежащих в области 0,293 - 0,335 мкм следует использовать уравнения с другими коэффициентами

$$n_o^2 = 3,425834 + \frac{0,046664}{\lambda^2 - 0,032155} - 0,010334\lambda^2,$$
  

$$n_e^2 = 2,913366 + \frac{0,034267}{\lambda^2 - 0,033230},$$
(3.3)

Данные уравнения не являются полными, поскольку не учитывают температурную зависимость показателей преломления кристалла. Этот факт может привести к расхождению экспериментальных данных с численным расчетом. С учетом уравнения Френеля для распространения электромагнитных волн в двулучепреломляющих кристаллах, выражение для вычисления расстройки волновых векторов примет вид

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda_p} n_o^p \sqrt{\frac{1 + tg^2(\theta_p)}{1 + (\frac{n_o^p}{n_e^p} tg(\theta_p))^2}} - \frac{2\pi n_o^s}{\lambda_s} \cos \theta_s - \frac{2\pi n_o^i}{\lambda_i} \cos \theta_i, \qquad (3.4)$$

где  $n_{o,e}^p$  — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления,  $\lambda_p$  — длина волны накачки,  $\theta_p$  — угол между волновым вектором накачки и оптической осью кристалла. Длина волны холостого фотона выражается через длину волны сигнального

$$\lambda_i = \frac{\lambda_s \lambda_p}{\lambda_s - \lambda_p}.\tag{3.5}$$

Угол  $\theta_i$ , определяющий направление волнового вектора холостого фотона, вычисляется из условия равенства нулю расстройки  $\Delta k$ .

В эксперименте была использована отражательная дифракционная решетка с плотностью 1200 штрихов на миллиметр. Дифракция света на таком приборе описывается условием наличия максимума дифрагированного излучения в определенном направлении

$$\sin \theta_i - \sin \theta_d = \frac{m\lambda}{d},\tag{3.6}$$

здесь  $\theta_i$  — угол падения электромагнитной волны,  $\lambda$  — длина волны падающего света,  $\theta_d$  — угол дифракции, m — порядок дифракции. Угловой дисперсией, в нашем случае, будем называть зависимость угла падения света от длины волны при условии, что дифракция происходит в одном и том же направлении  $\theta_d = const$ . Это определение несколько отличается от общепринятого ввиду того, что цель нашей задачи заключается в том, чтобы перенаправить излучение, распространяющееся на различных длинах волн под разными углами в одну угловую моду. Следовательно, при расчете дисперсии решетки угол дифракции является постоянным, и рассчитывается зависимость угла падения на решетку от длины волны. На рисунке 14 представлен сравнительный график перестроечной кривой кристалла иодата лития и дисперсии используемой решетки.

Идея компенсации угловой дисперсии излучения СПР заключается в подборе оптического элемента, способного за счет наличия угловой дисперсии полностью перенаправить излучение, соответствующее одной из ветвей синхронизма, в одну угловую моду. Максимально эффективная компенсация будет происходить при полном совпадении угловой дисперсии преобразователя и одной из ветвей перестроечной кривой. Видно, что дисперсия решетки не совпадает с перестроечной кривой. Добиться совпадения кривых в широком диапазоне частот можно, построив в плоскости дифракционной решетки изображение выходной грани кристалла с заданным коэффициентом увеличения, осуществив, тем самым, операцию масштабирования спектра СПР по углу в необходимой пропорции.

Расчет двумерного спектра проводился по следующей процедуре: в качестве независимых переменных выступали угол рассеяния  $\theta_1$  снаружи кристалла и длина волны  $\lambda$  одного из фотонов пары. Условия синхронизма позволяют выразить длину волны и угол рассеяния для второго фотона пары. Для всех возможных комбинаций  $\theta_1$  и  $\lambda$  рассчитывалась фазовая расстройка по формуле 3.4. Рассчитанная расстройка подставлялась в выражение для амплитуды бифотонного поля 3.1, квадрат модуля которой есть частотно-угловой спектр бифотонного поля. Расчетный спектр частотно-углового СПР на выходе из кристалла представлен на рисунке 14 Б. Для расчета частотно-углового спектра в первом максимуме дифракции использовалась связь угла  $\theta_1$  и угла дифракции  $\theta_3$ 

$$tg\theta_2 = -\Gamma tg\theta_1,$$
  

$$d\sin\theta_2 - d\sin\theta_3 = \lambda,$$
(3.7)

где, Г — коэффициент увеличения изображения выходной грани кристалла в плоскости дифракционной решетки, *d* — период используемой дифракционной решетки. Был произведен расчет двумерного частотно-углового спектра СПР при различных коэффициентах увеличения изображения. Результаты расчета представлены на рисунке 15.

Оптимальному коэффициенту увеличения соответствует максимально широкий спектр в коллинеарном режиме. В соответствии с этим критерием был выбран коэффициент увеличения 1,72.



**Рис. 14:** А) Синим цветом представлена перестроечная кривая, рассчитанная для кристалла LiIO<sub>3</sub>, вырезанного под коллинеарный частотно-вырожденный режим на длине волны 650 нм; красным цветом обозначена зависимость угла падения на дифракционную решетку от длины волны при условии, что угол дифракции в первый максимум m = 1 постоянный.

Б) Расчет частотно-углового спектра СПР в коллинеарном вырожденном по частоте режиме, получаемого в результате распада фотонов накачки на длине волны 325 нм в кристалле LiIO<sub>3</sub> толщиной 1 см.



**Рис. 15:** А), Б) и В) — расчетные частотно-угловые спектры СПР, наблюдаемые в первом дифракционном максимуме, для различных коэффициентов уменьшения изображения кристалла, построенного в плоскости дифракционной решетки. В соответствии с условием максимальной ширины частотного спектра в коллинеарном режиме, оптимальное преобразование частотно-углового спектра СПР осуществляется при коэффициенте  $\Gamma = 1.72$ . На рисунке  $\Gamma$ ) представлен частотный спектр в коллинеарном режиме при оптимальном преобразовании.

#### 3.2 Экспериментальная установка

#### 3.2.1 Общая схема

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 16. Излучение гелийкадмиевого лазера с длиной волны 325 нм с помощью дисперсионной призмы и ультрафиолетового зеркала направляется в основной тракт установки. Призма Глана задает поляризацию излучения накачки. Генерация бифотонного поля происходит в кристалле LiIO<sub>3</sub> длиной примерно 1 см. Далее излучение накачки выводится из тракта с помощью ультрафиолетового зеркала (фильтр). После фильтра излучение СПР преобразуется системой линз, в результате чего на дифракционной решетке строится изображение выходной грани кристалла с необходимым коэффициентом увеличения. Излучение СПР, дифрагировавшее в первый максимум (m = 1), собирается объективом 10Х с числовой апертурой 0,2 и сопрягается с многомодовым волокном. Второй конец волокна заведен в спектрограф. Излучение на выходе из спектрографа регистрируется с помощью лавинного фотодиода, работающего в режиме счета фотонов. Фотодиод регистрирует излучение, селектированное спектрографом по длине волны. Угловое сканирование осуществляется перемещением системы объектив-волокно строго по окружности, центр которой совпадает с центром изображения выходной грани кристалла, построенного на поверхности дифракционной решетки. Система приводилась в действие вращением микрометрического винта.

В эксперименте использовался кристалл иодата лития, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм на длине волны 702 нм. После настройки угла между оптической осью кристалла и волновым вектором накачки для генерации СПР в коллинеарном вырожденном режиме на длине волны 650 нм, угол между выходной гранью кристалла и направлением распространения накачки составил примерно 7,5°. Следовательно угловой спектр СПР на выходе из кристалла терял аксиальную симметрию, но оставался симметричным по отношению к направлению распространения накачки в плоскости поляризации обыкновенного луча в кристалле. Максимальная компенсация угловой дисперсии СПР достигается при условии, что на дифракционную решетку падает симметричный угловой спектр. Следовательно, в нашем эксперименте направление штрихов решетки определяет плоскость поляризации поля накачки (поляризация поля накачки должна быть параллельна штрихами дифракционной решетки).



37

Рис. 16: На рисунке представлена схема экспериментальной установки. Излучение гелий-кадмиевого лазера на длине волны 325 нм с помощью дисперсионной призмы и ультрафиолетового зеркала направляется в основной тракт установки. Поляризация излучения накачки устанавливается с помощью призмы Глана. Генерация СПР происходит в коллинеарном частотно-вырожденном режиме в кристалле LiIO<sub>3</sub> толщиной 1 см. Излучение накачки выводится из основной схемы с помощью фильтра. Излучение СПР претерпевает преобразование углового спектра с помощью системы линз. Система линз строит в плоскости дифракционной решетки изображения выходной грани кристалла. Излучение, дифрагировавшее в первый максимум, собирается с помощью объектива 10Х с числовой апертурой 0, 2. Торец многомодового волокна находится в фокальной плоскости объектива. Угловая ширина собираемого излучения составляет 0, 3°. Анализ спектральных свойств СПР проводится с помощью спектрографа ИСП-51 и детектора на основе лавинного фотодиода, работающего в режиме счета фотонов. Сканирование углового спектра осуществляется путем поворота системы сопряжения излучения с волокном относительно оси, лежащей в плоскости дифракционной решетки и проходящей через центр построенного изображения выходной грани кристалла.



**Рис. 17:** Вспомогательная экспериментальная установка, предназначенная для калибровки системы углового сканирования. Излучение лампы накаливания сопрягалось с многомодовым волокном. Дифракционная решетка устанавливалась таким образом, чтобы излучение, отраженное в нулевой максимум, было совмещено с осью основного тракта установки. После дифракционной решетки был установлен фотообъектив с фокусным расстоянием 100 или 120 мм, который фокусировал излучение на поверхность ССD матрицы.

#### 3.2.2 Калибровка системы углового сканирования спектра

Для калибровки системы углового сканирования использовалась вспомогательная установка, изображенная на рисунке 17.

Производилась следующая процедура калибровки. Источником света являлась лампа накаливания, излучение которой сопрягалось с волокном и с помощью дифракционной решетки направлялось вдоль оси основного тракта установки. В этом положении определялось значение по шкале микрометрического винта, соответствующее нулевому углу. После дифракционной решетки на пути пучка устанавливался фотообъектив с известным фокусным расстоянием F. В фокальную плоскость объектива помещалась ССD камера Gentec EO, позволявшая измерять относительное положение светового пучка в фокальной плоскости. Микрометрический винт последовательно закручивался с фиксированным шагом, отклоняя торец волокна и объектив на некоторый угол  $\alpha$ , для каждого шага фиксировалось положение пучка на ССD камере. Для сопоставления шкале микрометрического винта шкалы углов использовалась формула определения положения центра пучка в фокальной плоскости в зависимости от угла между направлением падения пучка на объектив и оптической осью объектива

$$\alpha = \operatorname{arctg}\left(\frac{x - x_0}{F}\right),\tag{3.8}$$

где  $x_0$  — координата пучка на CCD матрице, соответствующая нулевому углу падения. Таким образом можно было поставить в соответствие значению по шкале микрометрического винта строго определенный угол  $\alpha$ .

Механическая система поворота объектива не являлась достаточно стабильной, поэтому перед каждым измерением спектра необходимо было проводить калибровку.

#### 3.2.3 Расчет системы линз

Первоначально для масштабирования углового спектра СПР предполагалось использовать схему с одной линзой (рисунок 18 А). По мере выполнения эксперимента, выяснилось, что такая схема обладает существенным недостатком. Бифотоны рождаются в кристалле внутри объема, занимаемого накачкой. Следовательно, волновому вектору k и длине волны  $\lambda$ , для которых выполняется условие синхронизма, на выходе из кристалла будет соответствовать параллельный пучок, направленный под соответствующим углом. Параллельные пучки, падающие под углом к оси линзы, после прохождения линзы перестают быть параллельным, что приводит к тому, что дифракция пучка на определенной длине волны происходит в разных направлениях в зависимости от угла падения. Следовательно, значительно уменьшится суммарный сигнал СПР в направлении, соответствующем оптимальной компенсации. Таким образом, совместив дифракционную



Рис. 18: А) Схема построения изображения с помощью одной линзы. Б) Схема построения изображения с помощью пары линз. В) Схема построения изображения с помощью трех линз. Д) Приведена основные параметры, используемые для характеризации системы линз.  $F_-$  и  $F_+$  — первый и второй фокусы системы соответственно, ОП1 и ОП2 — опорные плоскости, фиксирующие положения линз, ГП1 и ГП2 — главные плоскости оптической системы. Пространство между ГП1 и ГП2 можно заменить эффективной линзой с фокусными расстояниями  $F_1$  и  $F_2$ , отсчитываемыми от главных плоскостей. Если показатель преломления среды по обе стороны от эффективной линз одинаков, то  $F_1 = F_2$ .

40

решетку с изображением выходной грани кристалла, в нужную угловую моду дифрагирует лишь часть излучения, что приведет к значительному уменьшению величины сигнала СПР на длинах волн, отличных от 650 нм. В связи с этим была предложены конфокальная схема (рисунок 18 Б). Такая схема позволяет сохранить параллельность пучков на выходе из системы линз и совместить их в плоскости изображения кристалла. Коэффициент увеличения изображения определяется отношением фокусных расстояний каждой из линз  $L_1$  и  $L_2 \Gamma = \frac{f_1}{f_0}$ .

Ввиду отсутствия пары линз, с соответствующим отношением фокусного расстояния, было решено линзу  $L_1$  заменить системой линз (рисунок 18  $\Gamma$ ). Правильно подобрав расстояние между линзами L и L', можно сконструировать линзу с необходимым фокусным расстоянием. Поскольку отклонения коэффициента увеличения от оптимального даже во втором знаке значительно влияют на ширину спектра преобразованного бифотонного поля, необходимо было определить точное фокусное расстояние каждой из линз L, L' и  $L_2$ . Для измерения фокусного расстояния использовалась установка, аналогичная представленной на рисунке 17. Излучение на выходе из волокна, коллимировалось объективом и попадало на дифракционную решетку. Угол поворота дифракционной решетки выбирался таким образом, что луч, отраженный в нулевой максимум, оказывался совмещен с оптической осью исследуемой линзы. В фокальной плоскости линзы располагалась CCD камера Gentec EO; положение фокальной плоскости определялось по минимальному диаметру пучка, фокусируемого линзой. Измерялась зависимость положения перетяжки в фокальной плоскости линзы от угла между падающим на линзу пучком и осью линзы. Данная зависимость аппроксимировалась прямой линией в соответствии с уравнением

$$x = x_0 + f\alpha, \tag{3.9}$$

где  $x_0$  — положение пучка, соответствующее нулевому углу падения. Коэффициент наклона аппроксимирующей прямой есть величина фокусного расстояния линзы. В эксперименте использовались линзы L, L' и  $L_2$  с фокусными расстояниями f = 263 мм, f' = 278 мм и  $f_2 = 130$  мм. Линзы L и L' использовались для создания эффективной линзы  $L_1$  с фокусным расстоянием  $f_1 = 223, 6$  мм.

Расчет параметров эффективной линзы проводился методами матричной оптики<sup>61</sup>. Схема, с обозначением основных параметров системы линз, представлена на рисунке 18 Д. Положение линз задается опорными плоскостями ОП и ОП'. Распространение луча в оптической системе описывается в соответствии с уравнением

$$\begin{bmatrix} y'\\\gamma' \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} y\\\gamma \end{bmatrix}, \tag{3.10}$$

где  $M = M_n...M_1$  — произведение матриц оптических элементов в обратном порядке. Параметры y, смещение источника света относительно оптической оси системы, и  $\gamma = n \cos \alpha$ , направляющий косинус луча, испущенного под углом  $\alpha$ , в среде с показателем преломления n, определяют положение луча, падающего на оптическую систему. Оптическая система, изображенная на рисунке 18 Д, состоит из двух линз L и L', описываемых матрицами

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}, M' = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f'} & 1 \end{bmatrix},$$
(3.11)

а также воздушного промежутка

$$M_{air} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{d}{n_{air}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \qquad (3.12)$$

где d — длина воздушного промежутка, а  $n_{air}$  — показатель преломления воздуха. Матрица системы  $M = M' \times M_{air} \times M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ , коэффициенты которой равны

$$A = 1 - \frac{d}{n_{air}},\tag{3.13}$$

$$B = \frac{d}{n_{air}},\tag{3.14}$$

$$C = -\frac{1}{f'} \left( 1 - \frac{d}{n_{air}} \right) - \frac{1}{f}, \qquad (3.15)$$

$$D = -\frac{1}{f}\frac{d}{n_{air}} + 1,$$
(3.16)

связывает параметры луча  $y, \gamma$  на опорной плоскости ОП1 с параметрами луча на опорной плоскости ОП2. Характеристики системы линз могут быть выражены через коэффициенты A, B, C, D. Например, первое и второе фокусные расстояния равны соответственно

$$F_1 = F_2 = -\frac{n_{air}}{C} = \frac{ff'}{f+f'-d} = F,$$
(3.17)

где в последней формуле положили  $n_{air} \approx 1$ . Промежуток между первой и второй главными плоскостями можно заменить эффективной линзой с фокусным расстоянием F. В соответствии с приведенными формулами система линз будет работать как эффективная линза  $L_1$  с фокусным расстоянием  $f_1$ , если линзы L и L' расположить на расстоянии  $d \approx 213, 8$  мм.

Поскольку при расчете не учитывалась оптическая толщина линз, расстояние d, использованное в эксперименте могло отличаться от рассчитанного на несколько миллиметров. Оптимальное расстояние между линзами подбиралось экспериментальным путем. Эффективная линза  $L_1$  с параметром  $d_0 = d = 213, 8$  мм и линза  $L_2$  образовывали конфокальную схему. Линза L' перемещалась в пределах нескольких миллиметров относительно расчетного расстояния  $d_0$ , в то время как линзы L и  $L_2$  были зафиксированы. При перемещении линзы L' при фиксированных положениях линз L и  $L_2$ , система, образованная  $L_1$  и  $L_2$  более переставала быть конфокальной, в следствие чего пучки, параллельные на входе в систему, преобразовывались в сходящиеся или расходящиеся пучки, в зависимости от направления перемещения линзы L'. Тем не менее, угол раствора пучка на выходе из системы не превышал  $0.02^\circ$ , при смещении L' относительно  $d_0$  на 10 миллиметров.

#### 3.3 Результаты эксперимента

Для измерения частотно-углового спектра СПР без компенсации угловой дисперсии дифракционная решетка заменялась алюминиевым зеркалом. Тогда измеряемый спектр не претерпевал эффекта компенсации дисперсии. Результат измерения частотноуглового спектра без компенсации представлен на рисунках 19 и 20. Сканирование по углу производилось с шагом в 0,3 градуса. Для каждого угла снимался частотный спектр СПР.

Экспериментальный частотно-угловой спектр СПР можно сравнить с угловой дисперсией решетки (рисунок 21). В случае оптимальной компенсации перестроечная кривая, должна совпадать с кривой, описывающей угловую дисперсию решетки, в максимально большом диапазоне длин волн.

Экспериментальная кривая, соответствующая угловой дисперсии СПР, хорошо соотносится с теоретической дисперсией дифракционной решетки. Расчетный спектр СПР, хорошо согласующийся с экспериментальными данными, соответствует коэффициенту увеличения 1,741, отличающемуся от идеального  $\Gamma = 1,72$ , что является следствием неточного выбора положения каждой из линз. Результат измерения частотно-углового спектра в первом дифракционном максимуме представлен на рисунках 22 и 23.

Экспериментально было продемонстрировано уширение частотного спектра в коллинеарном режиме с 23 нм до 270 нм на центральной длине волны 650 нм (рисунок 24).

Здесь следует пояснить, что ширина спектра, наблюдаемого после дифракции на решетке, определяется как максимальная ширина спектра фотоотсчетов, отличимых от шума, а не как ширина на полувысоте. Это связано с тем, что система регистрации является неидеальной и вырезает большой угол ( $\sim 0,3^{\circ}$ ), что выражается в большом количестве фотоотсчетов вблизи коллинеарного режима, так как одна из ветвей перестроечной кривой, после дифракции излучения СПР на решетке, становится близкой к вертикальной. Иными словами, выбор системы сбора излучения, вырезающей меньшей угол, скажется только на величине сигнала вблизи коллинеарного синхронизма, но не скажется на ширине регистрируемого частотного спектра. Также необходимо от-



**Рис. 19:** Результат измерения частотно-углового спектра СПР без компенсации угловой дисперсии. Частотные спектры измерялись для различных положений угла с шагом 0,3 градуса. Расчетный спектр изображен в виде сплошной поверхности.



**Рис. 20:** Реконструированный на основе экспериментальных данных частотно-угловой спектр СПР.



**Рис. 21:** Синим цветом отложены координаты спектральных максимумов одной из ветвей измеренного частотно-углового спектра. Красным цветом отложены теоретические значения углов падения на решетку для данной длины волны при условии, что дифрагированный свет на всех длинах волн распространяется в одной и той же угловой моде.



**Рис. 22:** Результат измерения частотно-углового спектра СПР с учетом компенсации угловой дисперсии. Частотные спектры измерялись для различных положений угла с шагом 0,3 градуса. Расчетный спектр изображен в виде сплошной поверхности.

47



**Рис. 23:** Реконструированный на основе экспериментальных данных частотно-угловой спектр СПР с учетом компенсации угловой дисперсии.



**Рис. 24:** Частотный спектр в коллинеарном вырожденном по частоте режиме СПР типа I. Ширина спектра составила 23 нм на центральной длине волны 650 нм. Красным цветом обозначен экспериментально измеренный спектр, синим — расчетный спектр. Зеленая черта обозначает уровень шумового сигнала



**Рис. 25:** Спектр СПР после прохождения элемента, компенсирующего угловую дисперсию. Ширина спектра составила 270 нм на центральной длине волны 650 нм. Красным цветом обозначен экспериментально измеренный спектр, синим — расчетный спектр. Зеленая черта обозначает уровень шумового сигнала

метить, что квантовая эффективность лавинного фотодиода, с помощью которого осуществлялась регистрация излучения СПР, значительно выше в ближней инфракрасной области. С этим фактом связана асимметрия в уровне сигнала между спектральными компонентами поля в ближнем инфракрасном диапазоне и компонентами, принадлежащими желтой и зеленой области спектра. Максимальное число отсчетов на длине волны 650 нм при измерении частотного спектра в коллинеарном режиме в случае отсутствия компенсации угловой дисперсии составляло ~ 400, а в случае наличия компенсирующего элемента ~ 170. В обоих случаях время накопления равнялось 100 мс. Уменьшение величины полезного сигнала при наличии компенсирующего элемента связано с неизбежной дифракцией излучения в максимумы, отличные от m = 1, а не с уменьшением спектральной интенсивности вследствие уширения частотного спектра.

#### 3.4 Выводы

- В результате данной дипломной работы был теоретически обоснован и экспериментально продемонстрирован метод уширения частотного спектра бифотонного поля внутри одной пространственной моды с помощью использования оптического элемента, обладающего угловой дисперсией, в данном случае - дифракционной решетки.
- Был проведен численный расчет оптимального преобразования частотно-углового спектра СПР с помощью дифракционной решетки. В оптимальном режиме ширина частотного спектра в коллинеарном режиме составила ~ 310 нм.
- В результате эксперимента был получен спектр бифотонного поля, сосредоточенный в одной угловой моде, шириной 270 нм на центральной длине волны 650 нм.

#### 3.5 Заключение

Сильными сторонами методами являются отсутствие необходимости выращивания сложных структур, в дальнейшем применяемых для генерации бифотонных полей, возможность уширения спектра бифотонного поля вплоть до одной октавы, путем использования приборов (например, пространственный модулятор света), позволяющих модифицировать угловую дисперсию в соответствии с требованиями, налагаемыми перестроечной кривой, сохранение спектральной интенсивности излучения СПР, а также простоту экспериментальной установки, используемой для реализации данного методы. Подобный способ уширения спектра обладает также рядом недостатков. Существенным недостатком является неизбежная дифракция излучения в различные дифракционные максимумы, причем оптимальная компенсация дисперсии будет достигаться лишь в одном из них. Вторым недостатком является сложность сопряжения дифрагированного излучения с одномодовым оптическим волокном, т.к. эта задача требует точного сопряжения мода собираемого излучения и моды, распространяющейся в волокне.

### Список литературы

- [1] Invited Review Article: Single-photon sources and detectors / M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S. V. Polyakov // Review of Scientific Instruments. — 2011. — Vol. 82, no. 7. — P. –. — URL: http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/82/7/ 10.1063/1.3610677.
- [2] New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs / Paul G. Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter et al. // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 75. — P. 4337-4341. — URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.4337.
- [3] Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion / Ling-An Wu,
  H. J. Kimble, J. L. Hall, Huifa Wu // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2520-2523. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.2520.
- [4] Multiphoton entanglement and interferometry / Jian-Wei Pan, Zeng-Bing Chen, Chao-Yang Lu et al. // Rev. Mod. Phys. - 2012. - Vol. 84. - P. 777-838. - URL: http: //link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.777.
- [5] Macroscopic Pure State of Light Free of Polarization Noise / Timur Sh. Iskhakov, Maria V. Chekhova, Georgy O. Rytikov, Gerd Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106, no. 11. – P. 113602. – URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.106.113602.
- [6] Direct generation of photon triplets using cascaded photon-pair sources. // Nature. 2010. – Vol. 466, no. 7306. – P. 601–3. – URL: http://www.ncbi.nlm.nih.gov/ pubmed/20671705.
- [7] Entangled photons and quantum communication / Zhen-Sheng Yuan, Xiao-Hui Bao, Chao-Yang Lu et al. // Physics Reports. - 2010. - Vol. 497, no. 1. - P. 1 - 40. - URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157310001833.
- [8] Quantum Cryptography with Entangled Photons / Thomas Jennewein, Christoph Simon, Gregor Weihs et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 4729-4732. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4729.
- [9] Knill E., Laflamme R., Milburn G. J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics // Nature. – Vol. 409. – P. 46–52. – URL: http://www.nature.com/ nature/journal/v409/n6816/suppinfo/.
- [10] Molina-Terriza Gabriel, Torres Juan P., Torner Lluis. Management of the Angular Momentum of Light: Preparation of Photons in Multidimensional Vector States of

53

Angular Momentum // Phys. Rev. Lett. - 2001. - Vol. 88. - P. 013601. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.013601.

- [11] Angular Schmidt modes in spontaneous parametric down-conversion / S. S. Straupe,
  D. P. Ivanov, A. A. Kalinkin et al. // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 83. P. 060302. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.060302.
- [12] Klyshko D. N. Coherent Photon Decay in Nonlinear Medium // JETP Letters. 1967. – Vol. 6. – P. 490–492.
- [13] Spatial correlations in parametric down-conversion / S.P. Walborn, C.H. Monken,
  S. Pádua, P.H. Souto Ribeiro // Physics Reports. 2010. Vol. 495, no.
  4-5. P. 87 139. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/
  S0370157310001602.
- [14] Glauber Roy J. The Quantum Theory of Optical Coherence // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 2529-2539. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev. 130.2529.
- [15] Katamadze K.G., Kulik S.P. Control of the spectrum of the biphoton field // JETP. - 2011. - Vol. 112, no. 1. - P. 20-37. - URL: http://dx.doi.org/10.1134/ S1063776110061111.
- [16] Катамадзе К. Г. Управление частотно-угловым спектром бифотонного поля : Дисс... кандидата наук / К. Г. Катамадзе ; МГУ имени М. В. Ломоносова. — 2013.
- [17] Калашников Д.А., Катамадзе К.Г., Кулик С.П. Управление спектром двухфотонного поля: неоднородное уширение за счет температурного градиента // ЖЭТФ. — 2009.
- [18] Управление частотным спектром бифотонного поля за счет электрооптического эффекта / К. Г. Катамадзе, А. В. Патерова, Е. Г. Якимова и др. // ЖЭТФ. – 20011. – Т. 94, № 4. – С. 284.
- [19] Intracavity generation of broadband biphotons in a thin crystal / K G Katamadze, N A Borshchevskaya, I V Dyakonov et al. // Laser Physics Letters. — 2013. — Vol. 10, no. 4. — P. 045203. — URL: http://stacks.iop.org/1612-202X/10/i=4/a=045203.
- [20] Design of a high-power continuous source of broadband down-converted light / Avi Pe'er, Yaron Silberberg, Barak Dayan, Asher A. Friesem // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74. – P. 053805. – URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA. 74.053805.

- [21] O'Donnell Kevin A., U'Ren Alfred B. Observation of ultrabroadband, beamlike parametric downconversion // Opt. Lett. - 2007. - Vol. 32, no. 7. - P. 817-819. - URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-7-817.
- [22] Broadband light generation by noncollinear parametric downconversion / Silvia Carrasco, Magued B. Nasr, Alexander V. Sergienko et al. // Opt. Lett. - 2006. - Vol. 31, no. 2. - P. 253-255. - URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-31-2-253.
- [23] Generation of high-flux ultra-broadband light by bandwidth amplification in spontaneous parametric down conversion / Magued B. Nasr, Giovanni Di Giuseppe, Bahaa E.A. Saleh et al. // Optics Communications. — 2005. — Vol. 246, no. 4-6. — P. 521 - 528. — URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/ pii/S0030401804011162.
- [24] Hendrych M., Micuda M., Torres J. P. Tunable control of the frequency correlations of entangled photons // Opt. Lett. - 2007. - Aug. - Vol. 32, no. 16. - P. 2339-2341. -URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-16-2339.
- [25] Harris S. E. Chirp and Compress: Toward Single-Cycle Biphotons // Phys. Rev. Lett. - 2007. - Vol. 98. - P. 063602. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.98.063602.
- [26] Franson J. D. Nonlocal cancellation of dispersion // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. P. 3126-3132. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.3126.
- [27] Temporal Shaping of Entangled Photons / Avi Pe'er, Barak Dayan, Asher A. Friesem, Yaron Silberberg // Phys. Rev. Lett. - 2005. - Vol. 94. - P. 073601. - URL: http: //link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.073601.
- [28] Ultrabroadband Biphotons Generated via Chirped Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Down-Conversion / Magued B. Nasr, Silvia Carrasco, Bahaa E. A. Saleh et al. // Phys. Rev. Lett. - 2008. - Vol. 100. - P. 183601. - URL: http://link.aps.org/ doi/10.1103/PhysRevLett.100.183601.
- [29] Hong C. K., Ou Z. Y., Mandel L. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference // Phys. Rev. Lett. - 1987. - Vol. 59. - P. 2044-2046. --URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2044.
- [30] Chirped Biphotons and their Compression in Optical Fibers / G. Brida,
  M. V. Chekhova, I. P. Degiovanni et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 103. P. 193602. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.193602.

- [31] Chekhova M. V. Two-photon spectron // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2002. --Vol. 75. - P. 271.
- [32] Entangled Two-Photon Wave Packet in a Dispersive Medium / Alejandra Valencia, Maria V. Chekhova, Alexei Trifonov, Yanhua Shih // Phys. Rev. Lett. - 2002. --Vol. 88. - P. 183601. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88. 183601.
- [33] Sensarn S., Yin G. Y., Harris S. E. Generation and Compression of Chirped Biphotons // Phys. Rev. Lett. - 2010. - Vol. 104. - P. 253602. - URL: http://link.aps.org/ doi/10.1103/PhysRevLett.104.253602.
- [34] Noncollinear parametric fluorescence by chirped quasi-phase matching for monocycle temporal entanglement / Akira Tanaka, Ryo Okamoto, Hwan Hong Lim et al. // Opt. Express. - 2012. - Vol. 20, no. 23. - P. 25228-25238. - URL: http://www. opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-23-25228.
- [35] Extremely simple single-prism ultrashort- pulse compressor / Selcuk Akturk, Xun Gu, Mark Kimmel, Rick Trebino // Opt. Express. - 2006. - Vol. 14, no. 21. - P. 10101-10108. - URL: http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm? URI=oe-14-21-10101.
- [36] Temporal Shaping of Entangled Photons / Avi Pe'er, Barak Dayan, Asher A. Friesem, Yaron Silberberg // Phys. Rev. Lett. - 2005. - Vol. 94. - P. 073601. - URL: http: //link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.073601.
- [37] Generation of broadband spontaneous parametric fluorescence using multiple bulk nonlinear crystals / Masayuki Okano, Ryo Okamoto, Akira Tanaka et al. // Opt. Express. — 2012. — Vol. 20, no. 13. — P. 13977–13987. — URL: http://www.opticsexpress.org/ abstract.cfm?URI=oe-20-13-13977.
- [38] Direct Observation of the Second-Order Coherence of Parametrically Generated Light / I. Abram, R. K. Raj, J. L. Oudar, G. Dolique // Phys. Rev. Lett. - 1986. - Vol. 57. -P. 2516-2519. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.2516.
- [39] Friberg S., Hong C.K., Mandel L. Intensity dependence of the normalized intensity correlation function in parametric down-conversion // Optics Communications. 1985. Vol. 54, no. 5. P. 311 316. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003040188590361X.

- [40] Gea-Banacloche J. Two-photon absorption of nonclassical light // Phys. Rev. Lett. 1989. --- Vol. 62. -- P. 1603-1606. --- URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/
   PhysRevLett.62.1603.
- [41] Javanainen Juha, Gould Phillip L. Linear intensity dependence of a two-photon transition rate // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. P. 5088-5091. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.41.5088.
- [42] Nonclassical Excitation for Atoms in a Squeezed Vacuum / N. Ph. Georgiades,
  E. S. Polzik, K. Edamatsu et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 3426-3429. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.3426.
- [43] Entanglement-Induced Two-Photon Transparency / Hong-Bing Fei, Bradley M. Jost, Sandu Popescu et al. // Phys. Rev. Lett. - 1997. - Vol. 78. - P. 1679-1682. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.1679.
- [44] Two Photon Absorption and Coherent Control with Broadband Down-Converted Light / Barak Dayan, Avi Pe'er, Asher A. Friesem, Yaron Silberberg // Phys. Rev. Lett. - 2004. - Vol. 93. - P. 023005. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.93.023005.
- [45] Coherent control with broadband squezed vacuum / Barak Dayan, Avi Pe'er, Asher A. Friesem, Yaron Silberberg // arXiv:quant-ph/0302038v1. 2003. – arXiv:quant-ph/0302038.
- [46] Nonlinear Interactions with an Ultrahigh Flux of Broadband Entangled Photons / Barak Dayan, Avi Pe'er, Asher A. Friesem, Yaron Silberberg // Phys. Rev. Lett. - 2005. - Vol. 94. - P. 043602. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.94.043602.
- [47] Mollow B. R. Two-Photon Absorption and Field Correlation Functions // Phys. Rev. 1968. — Vol. 175. — P. 1555–1563. — URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRev.175.1555.
- [48] Kojima Jun, Nguyen Quang-Viet. Entangled biphoton virtual-state spectroscopy of the A2+-X2 system of {OH} // Chemical Physics Letters. - 2004. - Vol. 396, no. 4-6. - P. 323 - 328. - URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/ pii/S0009261404012552.
- [49] Quantum spectroscopy of an organic material utilizing entangled and correlated photon pairs. - Vol. 6653, 2007. - URL: http://dx.doi.org/10.1117/12.745492.

- [50] Quantum-optical coherence tomography with dispersion cancellation / Ayman F. Abouraddy, Magued B. Nasr, Bahaa E. A. Saleh et al. // Phys. Rev. A. - 2002. - Vol. 65. - P. 053817. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevA.65.053817.
- [51] Optical coherence tomography D Huang, ΕA Swanson, CPLin / 1991. -Vol. et al. // Science.— 254, no. 5035. -P. 1178–1181. – http://www.sciencemag.org/content/254/5035/1178.full.pdf.
- [52] Dispersion-Cancelled and Dispersion-Sensitive Quantum Optical Coherence Tomography / Magued Nasr, Bahaa Saleh, Alexander Sergienko, Malvin Teich // Opt. Express. — 2004. — Vol. 12, no. 7. — P. 1353-1362. — URL: http://www.opticsexpress. org/abstract.cfm?URI=oe-12-7-1353.
- [53] Quantum optical coherence tomography of a biological sample / Magued B Nasr, Darryl P Goode, Nam Nguyen et al. // arXiv. – 2008. – arXiv:0809.4721v1.
- [54] Interferometric lithography from periodic arrays to arbitrary patterns / S.R.J. Brueck, S.H. Zaidi, X. Chen, Z. Zhang // Microelectronic Engineering. — 1998. — Vol. 41-42, no. 0. — P. 145 - 148. — URL: http://www.sciencedirect.com/science/ article/pii/S016793179800032X.
- [55] Yablonovitch E., Vrijen R.B. Optical projection lithography at half the Rayleigh resolution limit by two photon exposure // Nonlinear Optics '98: Materials, Fundamentals and Applications Topical Meeting. — 1998. — P. 126–128. — URL: http://ieeexplore. ieee.org/xpl/abstractAuthors.jsp?reload=true&arnumber=710232.
- [56] Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit / Agedi N. Boto, Pieter Kok, Daniel S. Abrams et al. // Phys. Rev. Lett. - 2000. - Vol. 85. - P. 2733-2736. - URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.85.2733.
- [57] Valencia Alejandra, Scarcelli Giulliano, Shih Yanhua. Distant Clock Synchronization Using Entangled Photon Pairs // Appl. Phys. Lett. - 2004. - Vol. 85, no. 13. -P. 2655. - URL: http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/85/13/10. 1063/1.1797561.
- [58] Stabinis A., Krupic J. Spatial-temporal frequency band of optical parametric amplifier // Optics Communications. - 2007. - Vol. 271, no. 2. - P. 564 - 568. - URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003040180601176X.

- [59] Detection of the Ultranarrow Temporal Correlation of Twin Beams via Sum-Frequency Generation / O. Jedrkiewicz, J.-L. Blanchet, E. Brambilla et al. // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108. 253904.
- [60] Гурзадян Г. Г., Дмитриев В. Г., Никогосян Д. Н. Нелинейно-оптические кристаллы: свойства и применение в квантовой электронике / Под ред. И. С. Рез. — Радио и Связь, 1991.
- [61] Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику / Под ред. В. В. Коробкин. — Мир, 1978.