

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

**Управление спектром
бифотонного поля
за счет неоднородного
нагревания кристалла**

Зав. кафедрой
квантовой электроники,
д.ф.-м.н., профессор
В. И. Панов

Курсовая работа
студента 527 группы
К. Г. Катамадзе
Научный руководитель
д.ф.-м.н., профессор
С. П. Кулик

Москва 2009

Содержание

Введение	3
1. Связь спектра бифотонного поля с корреляционными характеристиками	4
2. Задачи, в которых спектр бифотонного поля имеет решающее значение	10
3. Способы управления спектром бифотонного поля	13
4. Неоднородное уширение спектра за счет создания градиента температур вдоль нелинейного кристалла	24
5. Обсуждение результатов	32
6. Выводы	34
Литература	35

Введение

В настоящее время одной из основных задач квантовой оптики является приготовление света в заданном квантовом состоянии. Состояние бифотонного поля задается пространственными, спектральными и поляризационными параметрами. С учетом спектрального разложения состояние двухфотонного света имеет вид [1]

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + c \int d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) a_s^\dagger(\omega_s) a_i^\dagger(\omega_i) |\text{vac}\rangle, \quad (1)$$

где ω_s и ω_i отвечают частотам сигнального и холостого фотонов, а a_s^\dagger и a_i^\dagger — операторы рождения фотонов в фиксированных сигнальной и холостой пространственно-поляризационных модах. Как правило, такое поле получают с помощью спонтанного параметрического рассеяния (СПР) [2], и в случае узкополосной накачки на ω_s и ω_i налагается условие частотного синхронизма $\omega_s + \omega_i = \omega_p$, где ω_p — частота накачки. Тогда удобно представить

$$\omega_s = \omega_{s0} + \Omega, \quad \omega_i = \omega_{i0} - \Omega, \quad (2)$$

где ω_{s0} и ω_{i0} — центральные частоты ($\omega_{s0} + \omega_{i0} = \omega_p$), и переписать (1) как

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + c \int d\Omega F(\Omega) a_s^\dagger(\omega_{s0} + \Omega) a_i^\dagger(\omega_{i0} - \Omega) |\text{vac}\rangle. \quad (3)$$

Здесь (комплексная в общем случае) функция $F(\Omega)$, обычно называемая спектральной амплитудой бифотона, описывает спектр частот бифотонного поля.

Задачей работы является обзор и систематизация существующих на данный момент методов управления бифотонным спектром, а также изучение возможностей уширения спектра за счет неоднородного нагрева кристалла, в котором происходит генерация бифотонов в результате СПР. В заключении демонстрируются недостатки и преимущества данного метода по сравнению с реализованными ранее.

1. Связь спектра бифотонного поля с корреляционными характеристиками

Описывая бифотонное поле выражением (1), стоит отметить, что функция $F(\Omega)$ непосредственно не проявляется в эксперименте. Но в эксперименте можно измерять спектральную интенсивность поля в сигнальной и холостой модах

$$S_s(\omega) \propto |F(\Omega = \omega - \omega_{s0})|^2, \quad S_i(\omega) \propto |F(\Omega = \omega_{i0} - \omega)|^2, \quad (4)$$

а корреляционные функции (КФ) первого порядка для сигнальной и холостой мод (т. е. для однофотонного поля) по теореме Виннера-Хинчина даются выражением:

$$G_{s,i}^{(1)}(\tau) \propto \int d\Omega |F(\Omega)|^2 \cos(\Omega\tau). \quad (5)$$

Суммарная спектральная интенсивность поля $S = S_s + S_i$ при выполнении условий

$$F(-\Omega) = F(\Omega), \quad \omega_{s0} = \omega_{i0} = \omega_p/2 \quad (6)$$

определяется выражением

$$S(\omega) \propto |F(\Omega = \omega - \omega_p/2)|^2, \quad (7)$$

и в этом случае КФ двухфотонного поля выражается так же как и однофотонная КФ [1]

$$G^{(1)}(\tau) \propto \int d\Omega |F(\Omega)|^2 \cos(\Omega\tau). \quad (8)$$

Подчеркнем, что ширина спектра $S(\omega)$, связанная только с модулем амплитуды $|F(\Omega)|$, полностью определяет ширину КФ $G^{(1)}$:

$$\Delta^{(1)}\tau \sim 1/\Delta\omega = 1/\Delta\Omega. \quad (9)$$

Состояние бифотона можно описывать не только спектральной, но и временной амплитудой

$$\widetilde{F}(\tau) = \int d\Omega e^{i\Omega\tau} F(\Omega), \quad (10)$$

квадрат модуля которой дает КФ второго порядка [1]

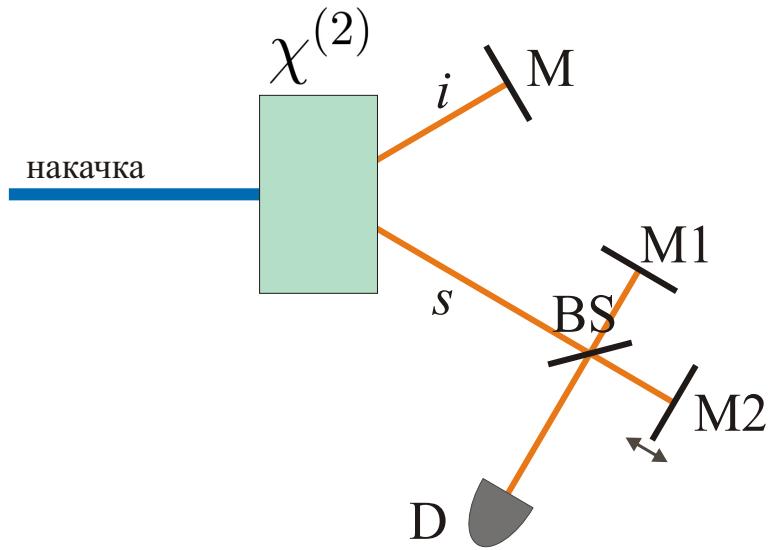
$$G^{(2)}(\tau) = \left| \widetilde{F}(\tau) \right|^2 = \left| \int d\Omega F(\Omega) \cos(\Omega\tau) \right|^2, \quad (11)$$

причем для выполнения этого равенства условие (6) уже не требуется. Важным отличием выражения (11) от выражения (8) является то, что ширина КФ второго порядка $\Delta^{(2)}\tau$ определяется не только модулем, но и фазой $F(\Omega)$. И соотношение $\Delta_{min}^{(2)}\tau \sim 1/\Delta\omega = 1/\Delta\Omega$ выполняется лишь для минимально возможного значения ширины $\Delta^{(2)}\tau$, которое достигается в случае, когда фаза $F(\Omega)$ слабо зависит от частоты. При этом, широкий спектр бифотонного поля является необходимым, но не достаточным условием короткого времени $\Delta^{(2)}\tau$. В то же время узкополосное поле всегда будет иметь широкую КФ второго порядка.

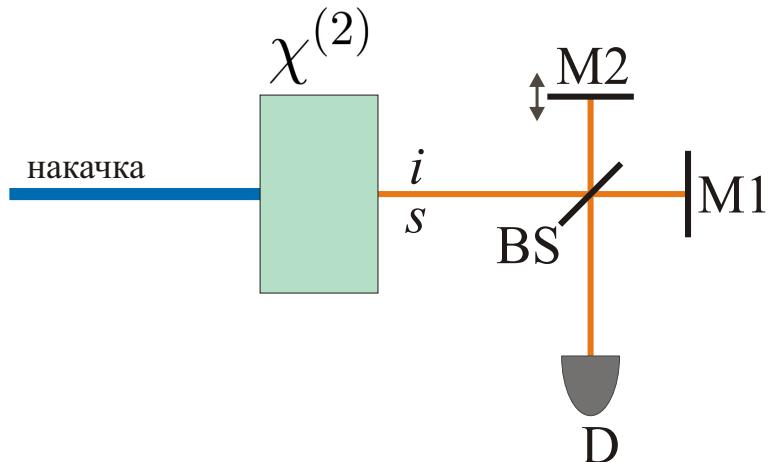
КФ $G^{(1)}(\tau)$ и $G^{(2)}(\tau)$, как и спектральную интенсивность, тоже можно измерять в эксперименте. КФ первого порядка проявляются в интерференционных экспериментах. Например, если сигнальный и холостой фотоны находятся в разных пространственных модах, то КФ $G_s^{(1)}(\tau)$ можно измерить при помощи интерферометра Майкельсона, установленного в одном из каналов: рис. 1(а). В случае коллинеарного вырожденного режима и одинаковых поляризационных состояний фотонов, используя тот же интерферометр, можно измерить КФ $G^{(1)}(\tau)$: рис. 1(б).

Один из самых красивых эффектов, в котором проявляются квантовые свойства бифотонного поля — провал Манделя. Он состоит в том, что если на оба входа 50%-го светоделителя одновременно приходит по одному фотону, то они оба направляются в один выход, при условии их абсолютной неразличимости. В процессе СПР генерируются фотоны, коррелированные по времени рождения, и чтобы они оставались коррелированными во времени на момент прихода на светоделитель, необходимо, чтобы длина их оптических путей совпадала. В эксперименте [рис. 2] после выходов светоделителя установлены детекторы, работающие в режиме счета фотонов, связанные схемой совпадений. Длина одного из оптических путей изменяется, и при их равенстве в совпадениях наблюдается "провал", связанный с тем, что оба фотона отправляются на один детектор. Было показано, что при достаточно широком окне схемы совпадений, форма и ширина этого "провала" связана с КФ первого порядка соотношением [3, 4]

$$R_c(\tau) \sim 1 - g^{(1)}(2\tau), \quad (12)$$



(а) Измерение КФ $G_s^{(1)}(\tau)$ в сигнальной моде



(б) Измерение КФ $G^{(1)}\tau$ в обеих модах

Рис. 1: Измерение КФ первого порядка при помощи интерферометра Майкельсона. Излучение генерируемое в кристалле с нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ направляется в интерферометр, состоящий из светоделителя BS и двух зеркал M1 и M2, после чего его интенсивность измеряется детектором D. Перемещая зеркало M2, можно наблюдать явление интерференции. По изменению видности интерференционной картины можно судить о ширине функции $G^{(1)}(\tau)$.

где функция $R_c(\tau)$ описывает зависимость скорости счета совпадений от временной задержки, вносимой для одного из фотонов, а $g^{(1)}(\tau)$ — нормированная КФ первого порядка для пары фотонов.

КФ второго порядка проявляется в коррелированности отсчетов детекторов, регистрирующих фотоны в сигнальной и холостой модах. В случае, когда окно схемы совпадений много меньше $\Delta^{(2)}\tau$, функцию $G^{(2)}(\tau)$ можно измерять при помощи интерферометра Брауна-Твисса [рис. 3(а)], варьируя время задержки импульсов, идущих на схему совпадений τ , и измеряя скорость счета совпадений $R_c(\tau) \sim G^{(2)}(\tau)$.

Однако, в большинстве случаев $\Delta^{(2)}\tau$ много меньше окна схемы совпадений и тогда такие измерения невозможны. Но функция $G^{(2)}(\tau)$ проявляет себя также в двухфотонных взаимодействиях с веществом, например в эффекте генерации суммарной частоты, когда два фотона, попадая в среду с квадратичной нелинейностью, поглощаются и рождается один фотон частота которого равна сумме частот фотонов пары. Вероятность такого процесса пропорциональна КФ второго порядка. В работе [5] был поставлен эксперимент [рис. 3(б)], в котором свет от параметрического усилителя, работающего в коллинеарном вырожденном режиме, разбивался светоделителем на два канала, после чего в один из каналов вносились управляемая задержка, и пучки сводились на нелинейном кристалле, в котором в неколлинеарном режиме происходила генерация второй гармоники. Измерялась зависимость интенсивности излучения на удвоенной частоте от задержки $I_{2\omega}(\tau) \sim G^{(2)}(\tau)$.

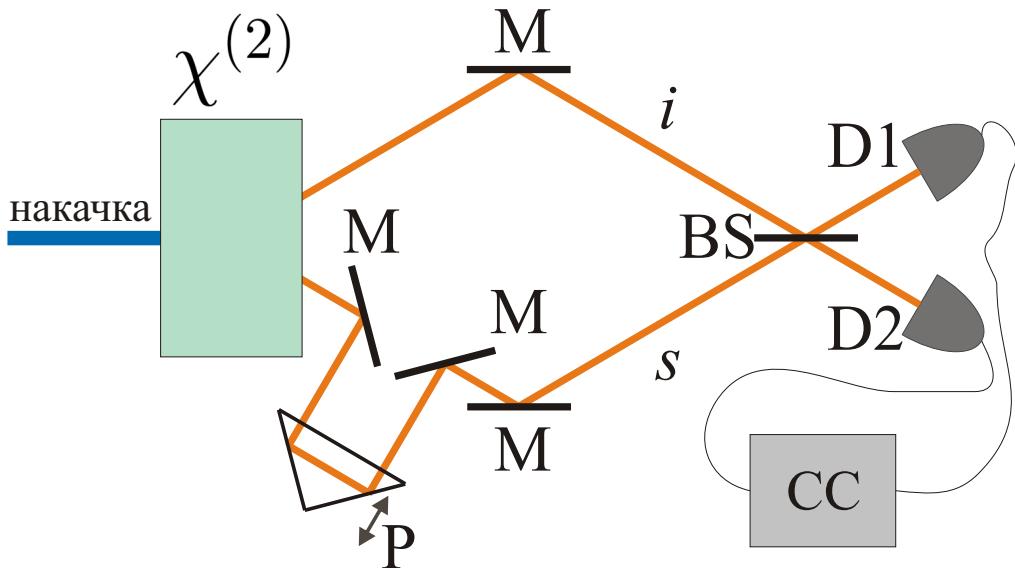
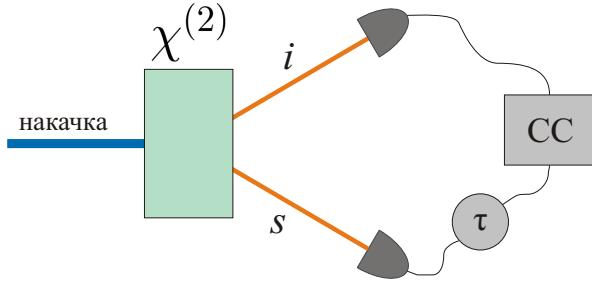
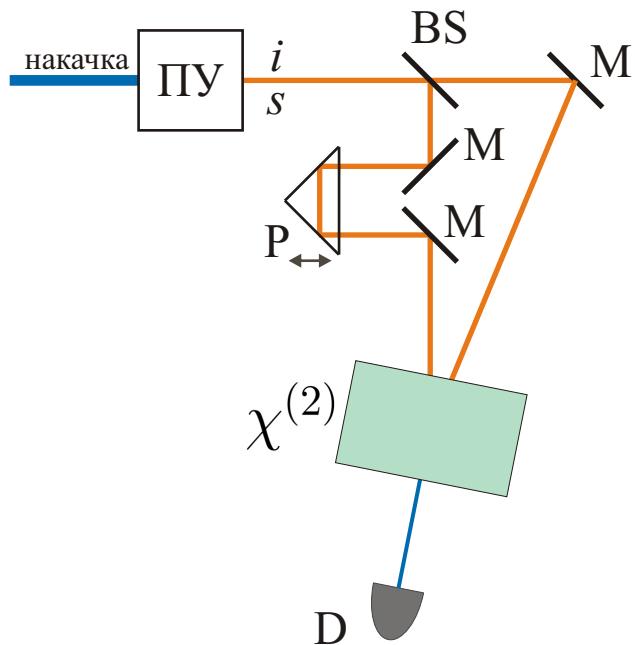


Рис. 2: Измерение КФ первого порядка при помощи измерения "провала" Манделя. Излучение генерируется в кристалле с нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ в неколлинеарном вырожденном по частоте и поляризации режиме. С помощью зеркал M сигнальная s и холостая i мода сбиваются на 50%-м светоделителе BS . Далее излучение направляется на два детектора $D1$ и $D2$, которые связаны схемой совпадений CC . Перемещая призму P , можно изменять длину сигнального канала. При совпадении оптических путей сигнального и холостого фотонов, они будут с вероятностью 100% отправляться на один из двух выходов светоделителя, и в совпадениях фотоотсчетов будет наблюдаться "провал", ширина которого соответствует половине ширины КФ $G^{(1)}$ (12).



(a)



(б)

Рис. 3: Измерение КФ второго порядка. (а) Сигнальный s и холостой i фотоны, полученные в нелинейном кристалле в результате процесса СПР, направляются в разные пространственные моды и регистрируются детекторами. Изменяя задержку сигналов одного из детекторов τ , идущих к схеме совпадений СС, можно измерять функцию $G^{(2)}(\tau)$ (в случае, если окно схемы совпадений много меньше ширины $\Delta^{(2)}\tau$). (б) Излучение от параметрического усилителя ПУ разделяется на два канала светоделителем BS, после чего зеркалами М оба пучка направляются на нелинейный кристалл, в котором в неколлинеарном режиме происходит генерация второй гармоники. Излучение на удвоенной частоте регистрируется детектором D. Изменяя длину одного из оптических путей, перемещая призму Р, можно измерять КФ второго порядка. В этом случае нелинейный кристалл выполняет роль прецизионной схемы совпадений.

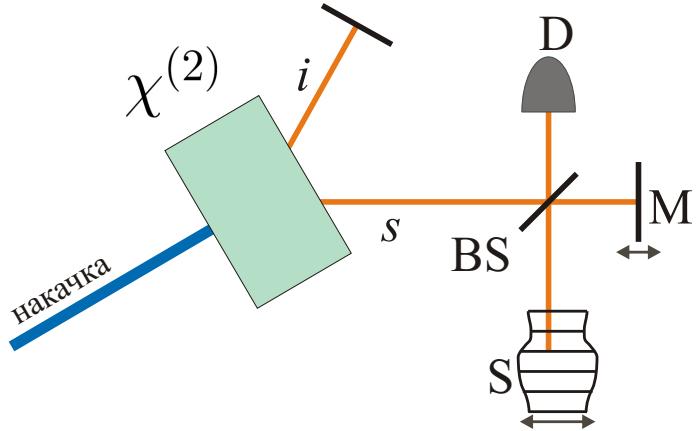
2. Задачи, в которых спектр бифотонного поля имеет решающее значение

Прежде чем говорить об управлении спектром бифотонного поля, необходимо определить цели и задачи этого управления. С одной стороны, в ряде приложений требуется источник бифотонного поля с узким спектром. Для повышения эффективности однофотонных взаимодействий света с одиночными атомами, и для реализации квантовой памяти [6, 7] необходимо, чтобы частоты фотонов попадали в резонанс с энергетическими уровнями. Типичная ширина спектра в этом случае не должна превышать $1 - 10 \text{ МГц}^1$. Чтобы при передаче информации на большие расстояния из-за хроматической дисперсии в оптоволокне не "размывалось" время прихода фотона, также нужно уменьшить до минимума их спектральный состав [8]. Кроме того, бифотонное поле с узким спектром (а значит, с большим временем корреляции $\Delta^{(2)}\tau$) необходимо при измерении временных характеристик однофотонных детекторов [9], которые можно определить, измеряя временное разрешение схемы Брауна-Твисса [рис. 3(a)].

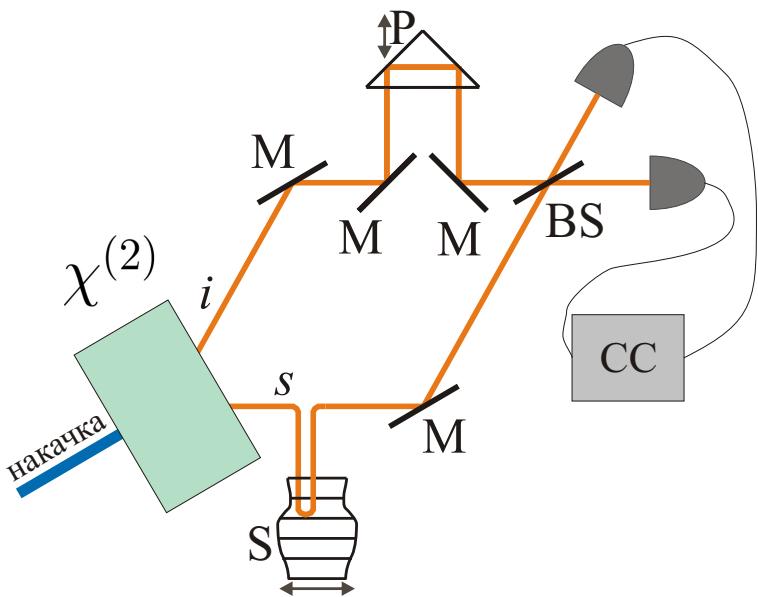
С другой стороны, бифотонное поле с широким спектром также используется в ряде задач. В первую очередь, для увеличения степени перепутывания двухфотонного поля. В случае, когда бифотонное поле находится в чистом состоянии вида (1), для количественного описания степени перепутывания удобно воспользоваться параметром Федорова [10, 11] R определяемым, как отношение ширины спектра единичных отсчетов к ширине спектра совпадений. Так как в процессе СПР должно выполняться условие частотного синхронизма ($\omega_s + \omega_i = \omega_p$), то ширина спектра совпадений определяется шириной спектра накачки, а ширина спектра единичных отсчетов фактически является шириной функции $|F(\Omega)|^2$. Таким образом, при заданной накачке степень частотного перепутывания можно увеличить лишь за счет уширения спектра бифотонного поля.

Как уже было отмечено, увеличение ширины спектра бифотонного поля приводит к уменьшению времени корреляции $\Delta_{s,i}^{(1)}\tau$ фотонов в каждой из мод, что можно использовать в когерентной оптической томографии (КОТ), где в одну из мод ставится интерферометр [рис. 4(a)], в одном из плечей которого

¹⁾Здесь и далее данные приводятся для частоты ν , а не для угловой частоты ω светового поля.



(а) Оптическая когерентная томография



(б) Квантовая оптическая когерентная томография

Рис. 4: Виды оптической томографии. (а) Оптическая когерентная томография. Излучение заводится в интерферометр Майкельсона, состоящий из светоделителя BS и зеркала M. В одном из плечей интерферометра расположен образец S. На выходе интерферометра свет регистрируется детектором D. Изменяя положение зеркала, можно сканировать образец на разной глубине. (б) Квантовая оптическая когерентная томография. В нелинейном кристалле рождается пара фотонов. В сигнальной моде s расположен образец S, а длина пути холостого i фотона изменяется призмой P. Сбивая фотоны на светоделителе BS, можно, используя эффект "провала" Манделя, получать изображения разных слоев образца. Перемещая призму, можно изменять глубину сканирования.

установлен исследуемый объект. Изменяя длину второго плеча интерферометра, можно проводить сканирование объекта на разной глубине. Вертикальное разрешение такой томографии определяется длиной когерентности излучения $l_{res} = c/\Delta_{s,i}^{(1)}\tau$. Альтернативой КОТ является квантовая когерентная оптическая томография (ККОТ) [12], в которой используется явление "провала" Манделя. Перед светофильтром в один из каналов помещается исследуемый объект [рис. 4(б)], а длина другого канала изменяется. Разрешение такой схемы в соответствии с (12) определяется удвоенным временем когерентности $l_{res} = c/2\Delta^{(1)}\tau$. Заметим, что для ККОТ требуется источник бифотонного поля, удовлетворяющий условиям (6), сигнальная и холостая моды которого различаются по пространству или по поляризации.

Кроме того, бифотонное поле с широким спектром необходимо для задач, требующих эффективного двухфотонного взаимодействия света с веществом. В случае коротких времен $\Delta^{(2)}\tau$, бифотон ведет себя как единый объект с эффективной длиной волны [13]

$$\lambda_{eff} = \frac{2\pi c}{E/\hbar} = \frac{2\pi c}{2\hbar\omega/\hbar} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{1}{2}\lambda, \quad (13)$$

где E — энергия бифотона, а ω — угловая частота составляющих его фотонов (вырожденный по частоте случай). Этот факт используется при увеличении разрешения микроскопии (нелинейная микроскопия [14]) и оптической литографии (квантовая интерференционная оптическая литография [15]) выше дифракционного предела. Также на двухфотонном поглощении основан метод спектроскопии виртуальных состояний с использованием перепутанных фотонов [16].

Наконец, пары фотонов с малым временем когерентности $\Delta^{(2)}\tau$ используются для прецизионной синхронизации часов [17]. В этом случае пара фотонов разделяется на две пространственные моды, после чего фотоны отправляются на детекторы, связанные с парой часов, которые нужно синхронизировать.

Отметим, что большая часть описанных приложений предъявляет требования к ширине спектра бифотонного поля, но не к его форме. Всюду предполагается, что форма спектра близка к гауссовой или к прямоугольной. Однако, представляется интересной задача управления не только шириной, но и формой спектра. В качестве возможного приложения можно указать, например, кодирование и передачу информации.

3. Способы управления спектром бифотонного поля

Как правило, двухфотонный свет генерируется за счет СПР. Как уже было отмечено выше, в случае узкополосной накачки состояние поля на выходе из нелинейного кристалла можно представить в виде (3):

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + c \int d\Omega F(\Omega) a_s^\dagger(\omega_{so} + \Omega) a_i^\dagger(\omega_{i0} - \Omega) |\text{vac}\rangle. \quad (3)$$

Спектральная амплитуда $F(\Omega)$ определяется выражением [18]

$$F(\Omega) \propto \int_L^0 dz \exp[i\Delta k(\Omega)z], \quad (14)$$

где L — длина кристалла, в котором происходит генерация, а $\Delta \vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i$ — фазовая расстройка. В случае, однородного кристалла $\Delta \vec{k}$ не зависит от z и выражение (14) упрощается:

$$F(\Omega) \propto L \exp\left(-i\frac{\Delta k(\Omega)L}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta k(\Omega)L}{2}\right). \quad (15)$$

Из выражения (15) видно, что спектр бифотонного поля определяется зависимостью фазовой расстройки от частоты $\Delta k(\Omega)$, а его ширина — условием

$$-\frac{2\pi}{L} < \Delta k(\Omega) < \frac{2\pi}{L}. \quad (16)$$

Из этого выражения видно, что для того, чтобы получить бифотонное поле с узким спектром, можно подобрать достаточно длинный кристалл, а для дополнительной частотной селекции установить его в резонатор. При этом можно получить спектр, ширина которого составляет менее 3.0 МГц [19].

Задача получения бифотонного поля с широким спектром представляется более сложной. Конечно, из (16) видно, что для уширения спектра достаточно подобрать тонкий кристалл, так, в работе [20] 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 в этом случае падает интенсивность излучения, так как она пропорциональна квадрату длины кристалла (15).

Другой способ получения широкого спектра бифотонного поля заключается в том, чтобы подобрать условия синхронизма таким образом, чтобы

функция расстройки $\Delta k(\Omega)$ слабо зависела от Ω на некотором интервале вблизи точного синхронизма ($\Delta k = 0$). По определению, $\Delta k(\Omega) = k_p - k_s - k_i$ или в представлении (2)

$$\Delta k(\Omega) = k_p - k_s(\omega_{s0} + \Omega) - k_i(\omega_{i0} - \Omega) = k_p - k_{s0}(\Omega) - k_{i0}(-\Omega), \quad (17)$$

где $k_{s,i0}(\Omega) = k_{s,i}(\omega_{s,i0} + \Omega)$. Раскладывая $\Delta k(\Omega)$ в ряд Тейлора получим:

$$\Delta k(\Omega) = [k_p - k_{s0} - k_{i0}]_0 - [k'_{s0} - k'_{i0}]_1 \Omega - \frac{1}{2} [k''_{s0} + k''_{i0}]_2 \Omega^2 - \dots, \quad (18)$$

где значения всех производных функций $k_{s,i0}(\Omega)$ берутся в нуле. Отсюда следует, что для обеспечения широкополосного синхронизма необходимо выполнение условий:

$$[k_p - k_{s0} - k_{i0}]_0 = 0 \quad (19a)$$

$$[k'_{s0} - k'_{i0}]_1 = 0 \quad (19b)$$

$$[k''_{s0} + k''_{i0}]_2 = 0 \quad (19c)$$

...

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 условия (19a) и (19b) выполняются автоматически, так как в этом случае функции $k_{s0}(\Omega)$ и $k_{i0}(\Omega)$ тождественны. Тогда мы получаем $\Delta k_I \propto \Omega^2$. В случае же невырожденного синхронизма или синхронизма типа II $\Delta k_{II} \propto \Omega$. Однако, при выполнении (19c) для вырожденного синхронизма типа I мы получим $\Delta k_I \propto \Omega^4$, а при выполнении (19b) для синхронизма типа II — $\Delta k_{II} \propto \Omega^2$.

Подобрать среду таким образом, чтобы в ней одновременно выполнялись все условия (19) очень сложно, хотя и возможно. Так, в работе [21] показано, что для кристалла ВВО толщиной 14 мм накачки с длиной волны 728 нм ширина коллинеарного вырожденного синхронизма типа I составляет ≈ 750 нм (106 ТГц).

Чтобы упростить задачу одновременного выполнения условий $[\dots]_0 = 0$, $[\dots]_1 = 0$ и $[\dots]_2 = 0$, используют периодически поляризованные кристаллы, в которых условие фазового синхронизма выполняется с учетом вектора обратной сверхрешетки \vec{k}_g :

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i - \vec{k}_g, \quad (20)$$

где $k_g = 2\pi/\Lambda$, а Λ — период поляризации квадратичной восприимчивости кристалла. Тогда условие (19а) преобразуется к виду:

$$[k_p - k_{s0} - k_{i0} - k_g]_0 = 0, \quad (21)$$

что позволяет выполнять условия (19б) и (19в) за счет выбора кристалла и длины волны накачки, а условие (19а) за счет выбора периода поляризации. В работе [22] показано, что за счет выбора периода Λ и длины волны накачки 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 "смягчения" зависимости $\Delta k(\Omega)$ продемонстрирован в работе [23]. Особенностью предложенной схемы является использование элементов, вносящих угловую дисперсию: рис. 5. В работах [24–26] показано, что при прохождении через систему из двух дифракционных решеток (или призм), между которыми расположена среда, в которой присутствует эффект сноса, световой импульс преобразуется так же как если бы он распространялся через среду с измененными производными дисперсионной функции $k'(\omega)$ и $k''(\omega)$:

$$\tilde{k}' = k' + \alpha\rho, \quad \tilde{k}'' = k'' - \frac{\alpha^2}{k}, \quad \rho = \operatorname{tg}\theta, \quad \alpha = \frac{\operatorname{tg}\varphi}{c}, \quad (22)$$

где φ — угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга (угол сноса), θ — угол наклона импульсного фронта [27], возникающий после первого диспергирующего элемента и компенсирующийся вторым, а c — скорость света в вакууме. Угол θ зависит от параметров диспергирующего элемента и от центральной длины волны импульса. Используя соотношения (22) можно подобрать диспергирующие элементы таким образом, чтобы обеспечить выполнение условий (19б) и (19в). Так для вырожденного на длине волны 810 нм коллинеарного синхронизма типа II 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, возникает вопрос, остается ли верным выражение (22) на таком большом интервале, и не возникают ли какие-то новые эффекты, вводящие новые ограничения на ширину спектра.

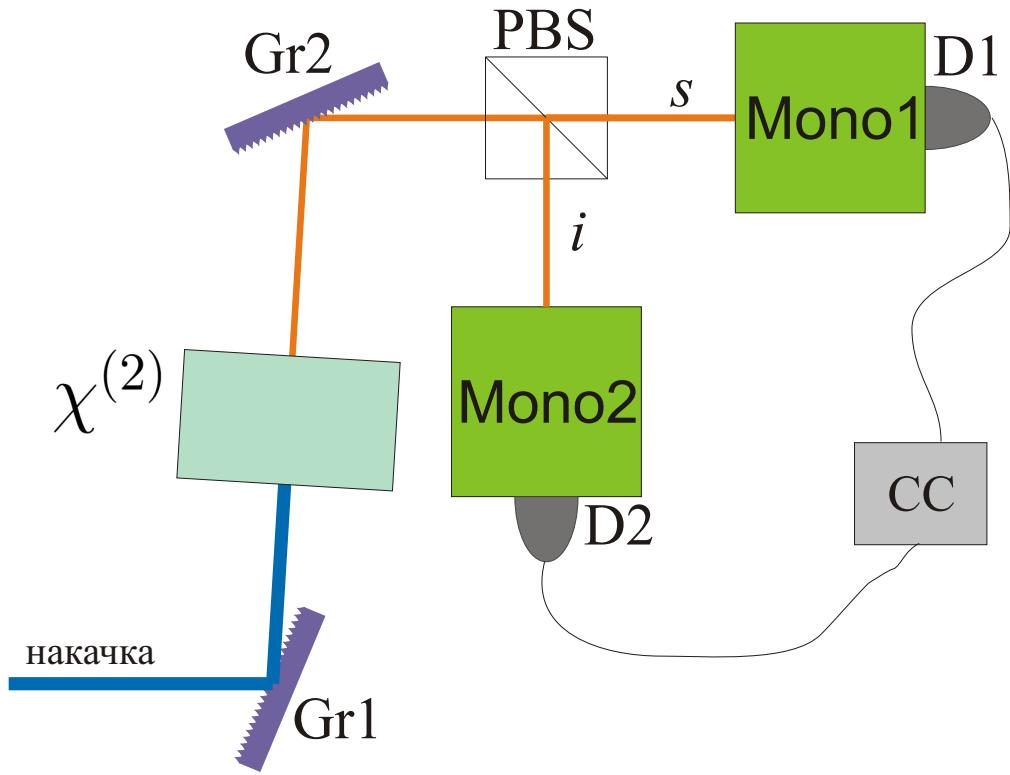


Рис. 5: Локальное "смягчение" зависимости $\Delta k(\Omega)$ за счет угловой дисперсии. Генерация СПР в синхронизме типа II происходит в нелинейном кристалле, расположенном между двумя дифракционными решетками. Решетка Gr1 создает наклон импульсного фронта для накачки, который сохраняется для импульсного фронта параметрики и компенсируется решеткой Gr2. В результате условия фазового синхронизма модифицируются (22). Поляризационный светоделитель PBS разделяет сигнальный и холостой фотоны по двум пространственным модам, после чего они регистрируются детекторами D1 и D2. Для определения спектра бифотонного поля используются монохроматоры Mono1 и Mono2.

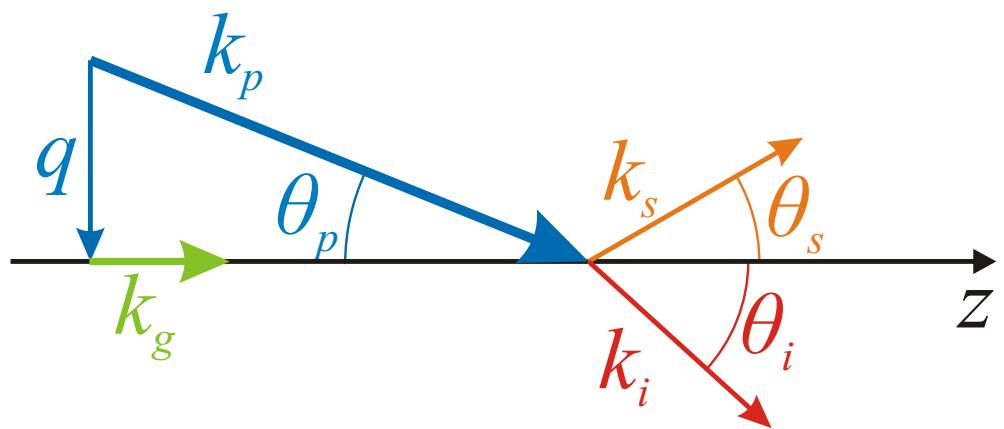


Рис. 6: Неколлинеарный синхронизм

Дополнительные возможности изменения функции $\Delta k(\Omega)$ появляются в случае неколлинеарного синхронизма. Рассмотрим процесс генерации СПР в периодически поляризованном кристалле под действием монохроматической накачки, имеющей некоторое угловое распределение $f(q)$ с шириной Δq (q — поперечная составляющая волнового вектора: рис. 6) [28]. Тогда фазовую расстройку $\Delta \vec{k}$ удобно представить в виде суммы двух компонент: $\Delta \vec{k}_\perp$ и $\Delta \vec{k}_\parallel$ — ортогональной и параллельной оси z соответственно. В приближении узкого углового спектра накачки $q \equiv k_{p\perp} = k_p \sin \theta_p \approx k_p \theta_p$, а $k_{p\parallel} = k_p \cos \theta_p \approx k_p$. Тогда Δk_\perp и Δk_\parallel можно представить в виде

$$\begin{aligned}\Delta k_\perp &= q + k_s \sin \theta_s - k_i \sin \theta_i \\ \Delta k_\parallel &= k_p - k_s \cos \theta_s - k_i \cos \theta_i - k_g.\end{aligned}\tag{23}$$

Разложив (23) в ряд Тейлора и учитывая представление (2) получим:

$$\begin{aligned}\Delta k_\perp &= q + [k_{s0} \sin \theta_s - k_{i0} \sin \theta_i] + \\ &\quad + [k'_{s0} \sin \theta_s + k'_{i0} \sin \theta_i] \Omega + \\ &\quad + \frac{1}{2} [k''_{s0} \sin \theta_s - k''_{i0} \sin \theta_i] \Omega^2 + \dots\end{aligned}\tag{24}$$

$$\begin{aligned}\Delta k_\parallel &= [k_p - k_g - k_{s0} \cos \theta_s - k_{i0} \cos \theta_i] - \\ &\quad - [k'_{s0} \cos \theta_s - k'_{i0} \cos \theta_i] \Omega - \\ &\quad - \frac{1}{2} [k''_{s0} \cos \theta_s + k''_{i0} \cos \theta_i] \Omega^2 + \dots\end{aligned}\tag{25}$$

Из выражения (25) видно, что зависимость $\Delta k_\parallel(\Omega)$ "смягчается" при увеличении углов θ_s и θ_i . С другой стороны, выражение (24) накладывает ограничение на ширину спектра, связанное с шириной углового спектра накачки Δq , которое ужесточается с увеличением 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 замыкания синхронизма

$$k_p - k_g - k_{s0} \cos \theta_s - k_{i0} \cos \theta_i = 0\tag{26}$$

выражения (24) и (25) переписываются:

$$\Delta k_\perp = q + 2k'_0 \sin \theta_0 \Omega + \dots\tag{27}$$

$$\Delta k_{\parallel} = -k_0'' \cos \theta_0 \Omega^2 + \dots \quad (28)$$

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

$$\Omega \leq \frac{1}{2k_0' \sin \theta_0} \Delta q, \quad (29)$$

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

$$\Omega \leq \sqrt{\frac{2\pi}{Lk_0'' \cos \theta_0}}. \quad (30)$$

Таким образом, если хорошо сфокусировать накачку, то можно добиться значительного уширения спектра. Так для вырожденного синхронизма типа I на длине волны 812 нм было экспериментально продемонстрировано [29] увеличение ширины спектра за счет фокусировки накачки с 6,2 нм (2,8 ТГц) до 148 нм (67 ТГц).

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

$$\Omega = \frac{1}{2k_0'} q, \quad (31)$$

то есть, при замкнутом синхронизме форма частотного спектра бифотонного поля полностью соответствует угловому спектру накачки. Это дает возможность управлять формой спектра.

Уширение спектра бифотонного поля можно получить за счет уширения не только углового, но и частотного спектра накачки. При этом, конечно, смягчается условие частотной антикорреляции ($\omega_s + \omega_i \approx const$), но при определенных условиях можно добиться того, что слабое уширение частотного спектра накачки приводит к сильному уширению спектра параметрики. С учетом ширины спектра накачки выражение (2) переписывается в виде

$$\omega_p = \omega_{p0} + \Omega_p, \quad \omega_s = \omega_{s0} + \Omega_s, \quad \omega_i = \omega_{i0} - \Omega_i, \quad (32)$$

где 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 $\Omega_p, \Omega_s, \Omega_i$. Здесь и далее будем ограничиваться первой степенью Ω_p , предполагая ширину спектра накачки много меньше ширины спектра параметрики:

$$\Delta k = [k_{p0} - k_{s0} - k_{i0}]_0 - [k'_{s0}\Omega_s - k'_{i0}\Omega_i]_1 - \frac{1}{2}[k''_{s0}\Omega_s^2 + k''_{i0}\Omega_i^2]_2 - \dots \quad (33)$$

Рассмотрим случай вырожденного синхронизма типа I ($k_{so} = k_{io} = k_o$). Учитывая условие частотного синхронизма и то, что при точном замыкании фазового синхронизма для центральных частот выражение $[\dots]_0$ зануляется, получим:

$$\Delta k = -k_0''\Omega_s^2 + k_0''\Omega_p\Omega_s - (k'_0 - k'_{p0})\Omega_p. \quad (34)$$

Условие $\Delta k = 0$ дает квадратное уравнение относительно Ω_s , решая которое получим:

$$\Omega = \frac{\Omega_p}{2} \pm \sqrt{\gamma\Omega_p}, \text{ где } \gamma = \frac{k'_{p0} - k'_0}{k_0''}. \quad (35)$$

Заметим, что коэффициент $\gamma > 0$ в случае нормальной дисперсии. В работе [30] было экспериментально продемонстрировано уширение спектра до 197 нм (84 ТГц²⁾) на центральной длине волн 840 нм. При этом ширина спектра накачки составляла 7,7 ТГц.

Подчеркнем, что все вышеописанные способы уширения спектра бифотонного поля сводятся к локальному "смягчению" функции $\Delta k(\Omega)$, что приводит к замыканию синхронизма в большем диапазоне длин волн и с одной стороны приводит к уширению модуля спектральной амплитуды, а с другой — к слабой зависимости фазы спектральной амплитуды от частоты, что позволяет сузить не только КФ первого, но и КФ второго порядка. При этом очевидно, что такой способ уширения спектра параметрики все равно сильно ограничен дисперсионными соотношениями в среде и годится лишь для случая сравнительно небольших расстроек Ω , когда в разложении Тейлора еще можно ограничиваться первыми членами.

Вспомним, что выражение для спектральной амплитуды (15) получено в предположении, что кристалл, в котором происходит процесс СПР, однороден и Δk не зависит от z . Использование неоднородных структур дает возможность одновременно в разных областях кристалла замыкать синхронизм для разных пар сигнальной и холостой частот. В результате параметрическое излучение, сгенерированное в разных частях кристалла, складывается с учетом фазы, и на выходе получается широкий спектр, сложной формы (что является следствием интерференции), и с нетривиальной зависимостью фазы

²⁾ В качестве характеристики ширины спектра бифотонного поля выбрана ширина диапазона $\Delta\nu$, поскольку она однозначно связана с временами корреляции $\Delta^{(1)}\tau$ и $\Delta^{(2)}_{min}\tau$, а именно малое время корреляции определяет "ценность" широкого спектра в большинстве приложений.

спектральной амплитуды от частоты. Таким образом, полученное излучение может не быть существенно Фурье-неограниченным, и для уменьшения $\Delta^{(2)}\tau$ нужно использовать дополнительную компрессию [31].

Для реализации зависимости $\Delta k(z)$ можно использовать периодически поляризованные кристаллы, период поляризации которых возрастает [32], так чтобы обеспечить линейный рост вектора обратной сверхрешетки [рис. 7(а)]

$$k_g(z) = k_{g0} + \alpha z. \quad (36)$$

При этом расстройка записывается как

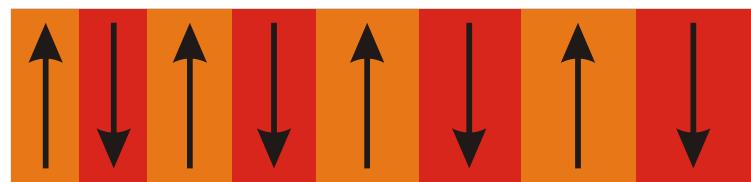
$$\Delta k(\Omega, z) = k_p - k_{s0}(\Omega) - k_{i0}(-\Omega) - k_g(z). \quad (37)$$

Ширину спектра полученного излучения можно оценить как разность

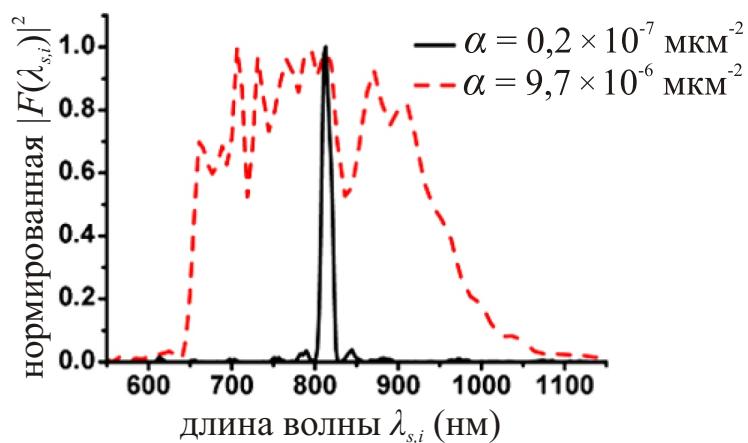
$$\widetilde{\Omega}(z=0) - \widetilde{\Omega}(z=L), \quad (38)$$

где $\widetilde{\Omega}(z)$ — решение уравнения $\Delta k(\Omega, z) = 0$. Так, изменяя параметр чирпирования α кристалла tantalата лития (SLT) длиной 18 мм от $0,2 \times 10^{-7}$ до $9,7 \times 10^{-6}$ мкм, можно экспериментально получить параметрическое излучение на вырожденной длине волн 812 нм с шириной спектра от ≈ 17 нм (7,7 ТГц) до ≈ 300 нм (136 ТГц) [33]. При этом форма спектра имеет сложный вид, и состоит из нескольких пиков: рис. 7(б).

В качестве альтернативного источника бифотонного поля с широким спектром можно использовать излучение, получаемое в процессе гиперпараметрического рассеяния (ГПР). Так как эффект ГПР основан на нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$, то он может наблюдаться в средах, обладающих центром инверсии, например, в оптоволокне, длину которого можно подобрать так, чтобы добиться высокой интенсивности. Такой способ получения бифотонного поля обладает определенными преимуществами, по сравнению с предложенными выше, так как излучение, уже полученное в волокне, можно использовать в других приборах волоконной оптики, в то время, как излучение СПР не является дифракционно ограниченным и завести его в волокно без потерь очень сложно. Кроме того, в случае ГПР условия синхронизма значительно более мягкие, и ширина синхронизма значительно больше. Проблема же заключается в том, что ГПР невозможно детектировать в вырожденном режиме, так как излучение идет на частоте накачки.



(а)



(б)

Рис. 7: Уширение спектра в периодически поляризованных структурах с линейным чирпом. (а) Периодически поляризованный кристалл, с линейным изменением периода плополяризации 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 (36).

Кроме того, за счет нелинейности $\chi^{(3)}$ наблюдается ряд эффектов, сравнимых по интенсивности с ГПР, самым сильным из которых является эффект рамановского рассеяния. Выделяя излучение ГПР из всего "суперконтинуума" можно получить спектр шириной до 10 ТГц при отстройке 25 ТГц от вырожденного режима на длине волны 741 нм [34]. Это достаточно широкий спектр, если учесть что типичная ширина спектра СПР в невырожденном режиме составляет единицы ТГц.

4. Неоднородное уширение спектра за счет создания градиента температур вдоль нелинейного кристалла

Еще один способ создания зависимости Δk от z также предложен в работе [32] и состоит в том, чтобы изменять коэффициенты преломления n_p , n_s и n_i , используя их зависимость от температуры [35]. Этот способ экспериментально и теоретически разобран в настоящей работе. Так, создавая вдоль кристалла некоторое распределение температуры $T(z)$, мы получаем зависимость $\Delta k(T(z))$ и спектральная амплитуда будет выражена интегралом

$$F(\Omega) \propto \int_L^0 dz \exp[i\Delta k(\Omega, T(z))z]. \quad (39)$$

Зависимость фазовой расстройки Δk от температуры описывается следующим образом. Пусть показатели преломления линейно зависят от температуры:

$$n_j = n_{j0} + \eta_j z, \quad (40)$$

где $j = p, s, i$. Предположим для простоты, что $\eta_s \approx \eta_i \equiv \eta$, что справедливо вблизи вырожденного режима. Тогда волновая расстройка приобретает вид:

$$\Delta k = \Delta k_0 + \frac{\omega_p}{c}(\eta_p - \eta)T \quad (41)$$

В случае линейной зависимости температуры образца от продольной координаты

$$T(z) = T_0 + \gamma z, \quad (42)$$

зависимость $\Delta k(z)$ выглядит как

$$\Delta k(z) = \Delta k_0 + \delta z, \text{ где } \delta = \frac{\omega_p}{c}\gamma. \quad (43)$$

Таким образом, расстройка зависит не только от параметров кристалла и накачки, но и от внешнего управляющего параметра γ .

Было реализовано несколько способов создания градиента температур вдоль кристалла. Первый состоял в том, что на кристалл KDP длиной 20

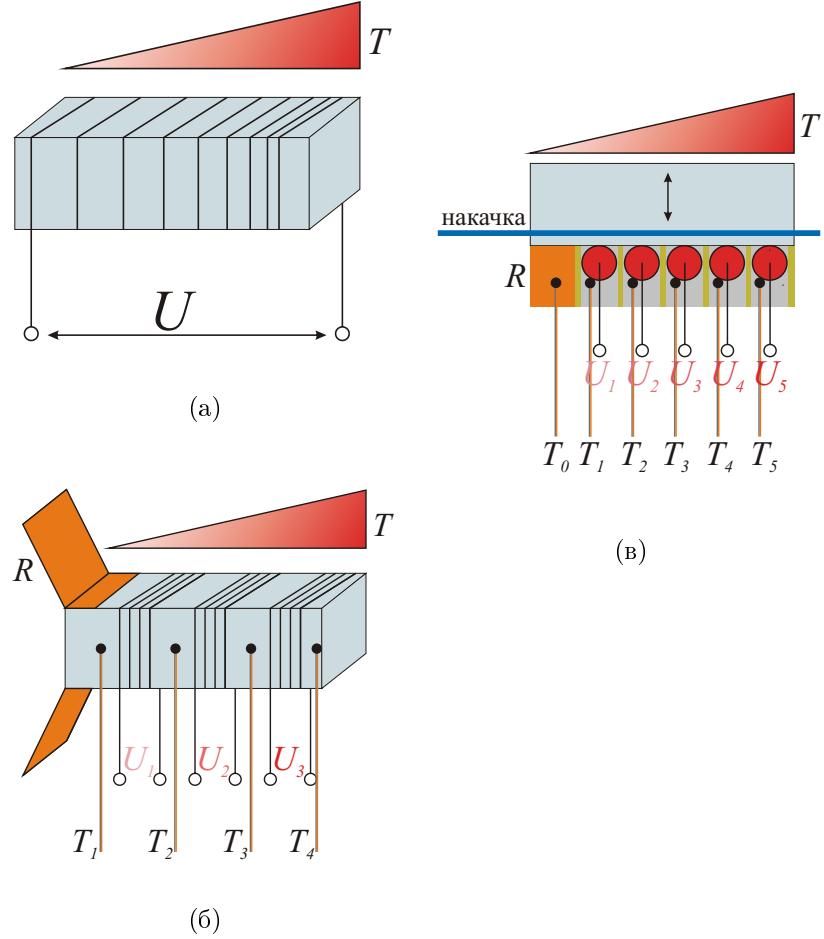


Рис. 8: Способы создания температурного градиента вдоль кристалла. (а) На кристалл с переменным шагом намотана никромовая проволока. Пропускание тока через нее обеспечивает неравномерный нагрев кристалла. (б) На кристалл намотано три секции никромовой проволоки. Изменяя напряжения U_1, U_2, U_3 на их концах, можно изменять вид зависимости $T(z)$. Радиатор R служит для сохранения одного из концов кристалла при комнатной температуре. Для измерения температуры на кристалл в четырех местах крепятся термопары из меди и константана T_1, T_2, T_3, T_4 . (в) Отдельный пятисекционный нагреватель. В качестве нагревательных элементов используются низкоомные резисторы, подавая разные напряжения U_1, \dots, U_5 можно изменять распределение температуры вдоль кристалла. Температуры секций нагревателя измеряются термопарами T_1, \dots, T_5 . Термопара T_0 измеряет температуру на радиаторе R . Внутренний объем секций залит теплопроводящим компаундом, сами секции разделены слоями текстолита. Изменение температурного распределения вдоль направления излучения можно изменять за счет приближения или удаления луча накачки от нагреваемой поверхности кристалла.

мм и сечением 7×7 мм была с переменным шагом намотана никромовая проволока: рис. 8(а). При пропускании тока, проволока нагревалась и изменяла температуру кристалла.

Для того, чтобы можно было менять характер зависимости $T(z)$, на такой же кристалл было намотано три секции витков проволоки, на которые можно было независимо подавать разное напряжение: рис. 8(б). Для контроля за температурой на кристалле было расположено 4 термопары из меди и константана. Дополнительно на входной грани крепился воздушный радиатор, который задавал комнатную температуру на этом участке образца. Все эксперименты, описанные ниже, проводились именно с этим образцом, но для дальнейших экспериментов конструкция была модифицирована. Был создан отдельный пятисекционный нагреватель: рис. 8(в). В каждой секции располагалось по термопаре. В качестве нагревательных элементов были использованы низкоомные резисторы, а для обеспечения теплового контакта объем каждой секции был залит теплопроводящим компаундом. Для разделения секций использовался текстолит толщиной 1,2 мм. Предложенная конструкция обладает тем преимуществом, что не привязана к конкретному кристаллу. Кроме того, она позволяет изменять распределение $T(z)$ за счет удаления луча накачки от нагревающейся поверхности кристалла.

Эксперимент проводился следующим образом. Вначале при комнатной температуре кристалл выставлялся так, чтобы обеспечить условие коллинеарного вырожденного синхронизма. Затем на секции нагревателя подавалось разное напряжение, и, изменяя температуру разных областей кристалла, можно было получить разные спектры бифотонного света.

Экспериментальная установка представлена на рис. 9. Накачкой служил аргоновый лазер, работающий в непрерывном режиме, излучающий на длине волны 351,1 нм с угловой расходностью около 0,2 мрад. После прохождения через вертикально ориентированную поляризационную призму V, его излучение попадало на кристалл KDP, вырезанный под углом 50° к оптической оси, так чтобы обеспечить условие коллинеарного вырожденного синхронизма. Подавая разное напряжение на разные секции никромовой проволоки, вдоль кристалла можно было создавать разное распределение $T(z)$. Фильтр F, отсекал излучение накачки и пропускал свет, образованный в процессе СПР. Для анализа спектра использовался спектрограф ИСП-51 с разрешением 5 Å, за которым располагался детектор D — лавинный фотодиод, работающий

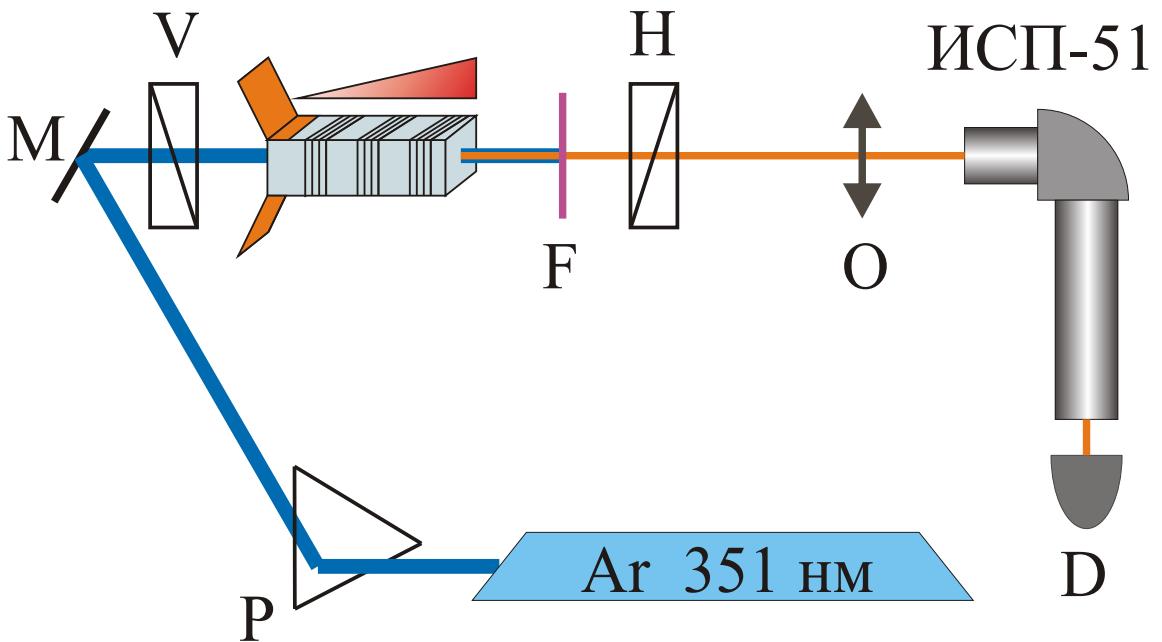


Рис. 9: Схема экспериментальной установки. Накачкой служит аргоновый лазер, работающий в непрерывном режиме, излучающий на длине волны 351,1 нм с угловой расходимостью около 0,2 мрад. Призма Р используется для выделения одной спектральной моды и для поворота пучка. После прохождения через вертикально ориентированную поляризационную призму, излучение накачки попадает на кристалл KDP, вырезанный под углом 50° к оптической оси, так чтобы обеспечить условие коллинеарного вырожденного синхронизма. Подавая разное напряжение на разные секции никромовой проволоки, вдоль кристалла можно создавать разное распределение $T(z)$. Фильтр F, отсекает излучение накачки и пропускает свет, образованный в процессе СПР. Горизонтально ориентированная призма также служит для фильтрации излучения накачки и для фиксации поляризации параметрики. Для анализа спектра используется спектрограф ИСП-51 с разрешением 5 Å, за которым располагался детектор D — лавинный фотодиод, работающий в режиме счета фотонов.

в режиме счета фотонов.

Для оценки ширины спектра можно использовать модифицированное выражение (38):

$$\widetilde{\Omega}(T(z=0)) - \widetilde{\Omega}(T(z=L)), \quad (44)$$

где $\widetilde{\Omega}(T)$ — решение уравнения $\Delta k(\Omega, T) = 0$. Для определения зависимости $\Delta k(\Omega, T)$ использовались формулы Селлмейера [36]. График зависимости ширины спектра $\Delta\nu$ от разности температур на концах кристалла представлен на рис. 4. Красными точками показаны экспериментальные данные, а черной кривой — оценка, сделанная согласно (38). Заметим, что это выражение является оценкой снизу и годится лишь для бесконечно длинного кристалла, так как не учитывает ненулевой ширины спектра при отсутствии градиента температур. На графике видно, что экспериментальные точки лежат над теоретической кривой. Максимальное уширение спектра составило ≈ 110 нм (67 ТГц) при центральной длине волны излучения 702 нм. Причем, при комнатной температуре ширина спектра составляла 26 нм (16 ТГц). Оба спектра представлены на рис. 4. Видно, что уширенный спектр имеет четыре пика и отличается по форме от спектра, полученного в отсутствии температурного градиента. Изменяя напряжения на секциях нагревателя, можно получать спектры разной формы с разным числом пиков и разной глубиной модуляции: рис. 4.

Отметим, что основной характеристикой кристалла, необходимой для такого способа уширения спектра является параметр $\Delta\eta \equiv \eta(\omega_p) - \eta(\omega_s)$, который физически определяется температурной зависимостью дисперсии показателя преломления. В KDP для вырожденного режима и $\lambda_p = 351$ нм $\Delta\eta = -5,5 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$ [36]. Но если подобрать среду с большим параметром $\Delta\eta$ (например, для кристалла ниобата лития ($\lambda_p = 750$ нм, $\lambda_s \approx \lambda_i = 1500$ нм) [37] $\Delta\eta = 2,4 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$), то можно получить существенно большее уширение спектра.

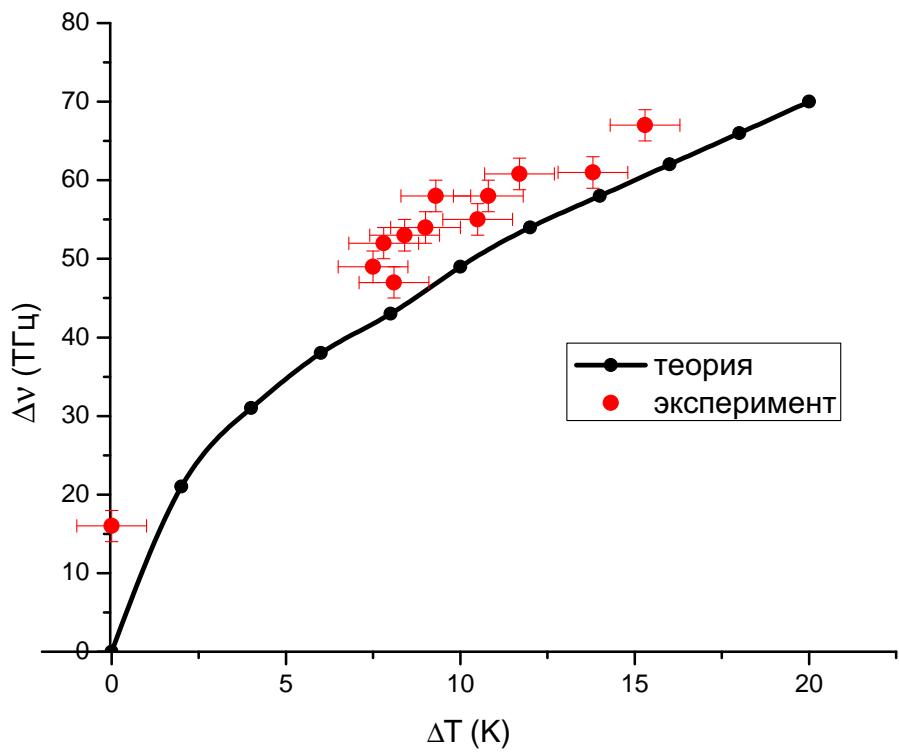


Рис. 10: Зависимость ширины спектра параметрики $\Delta\nu$ от разности температур на концах кристалла ΔT . Точки соответствуют экспериментально полученным спектрам, а сплошная кривая — теоретической оценке (44).

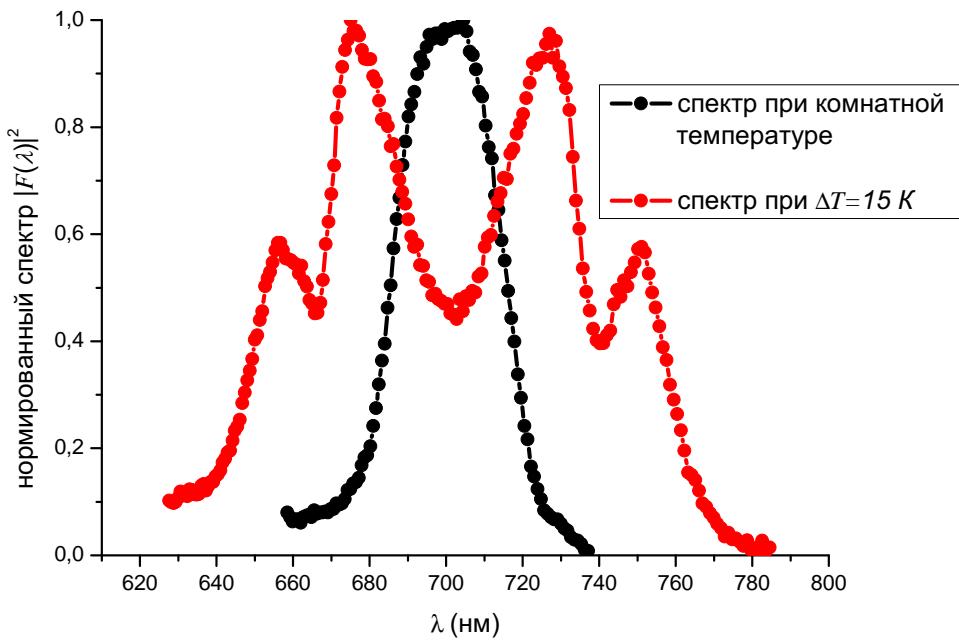


Рис. 11: Спектральная интенсивность бифотонного поля от кристалла, находящегося при постоянной температуре (показан черным цветом). Ширина спектра составляет 26 нм. Красным показан спектр от кристалла, разность температур на концах которого составляла около 15 К. В этом случае ширина спектра достигает ≈ 110 нм. Для удобства сравнения оба спектра нормированы на максимальное значение.

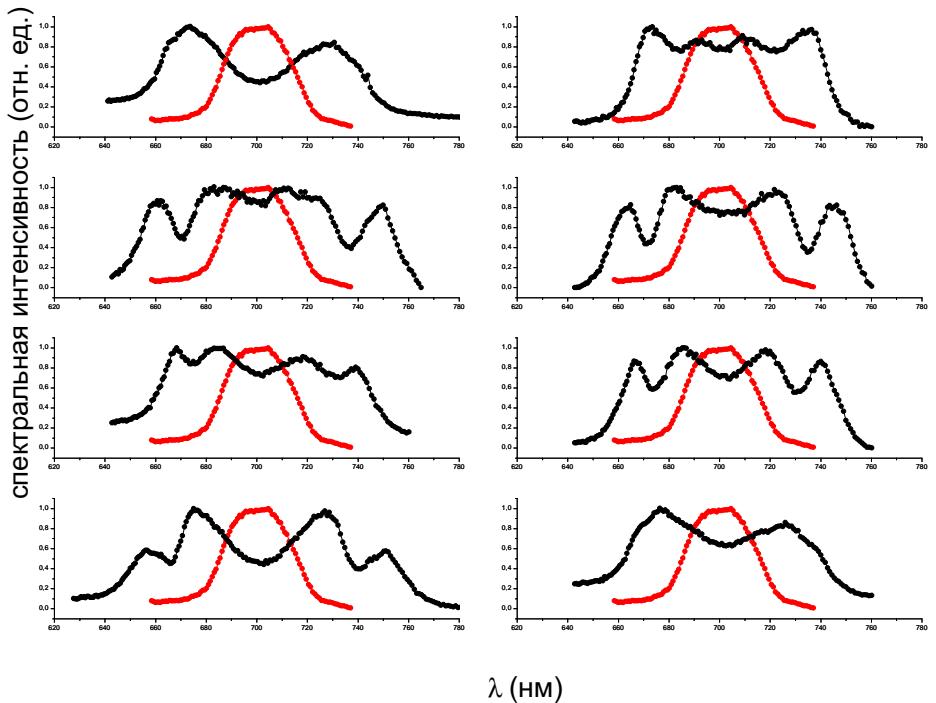


Рис. 12: Спектры бифотонного поля, полученные при различных напряжениях на секциях нагревателя. Красным обозначен спектр однородно нагретого кристалла. Для удобства сравнения все спектры нормированы на максимальное значение.

5. Обсуждение результатов

Рассмотренный в работе метод принципиально ничем не отличается от метода, основанного на использовании чирпированных периодически поляризованных структур, но имеет ряд технических преимуществ и недостатков. Преимущество заключается в том, что создание градиента температур вдоль кристалла представляется технически более простой задачей, чем создание периодической поляризации. Кроме того, распределение $T(z)$ можно варьировать, в зависимости от задачи эксперимента, в то время, как для изменения чирпа периода поляризации необходимо изготовить новый кристалл. Недостаток же заключается в том, что очень сложно создать заданное распределение $T(z)$ и сложно контролировать температуру *внутри* кристалла.

Оба метода позволяет добиваться существенно большего уширения спектра, чем методы, основанные на локальном "смягчении" зависимости $\Delta k(\Omega)$, так как ширину спектра в меньшей степени ограничивают исходные дисперсионные характеристики материала. Кроме того, они позволяют добиваться большой ширины спектра даже в невырожденном режиме. Так, оценка сверху (44) для KDP при отстройке в 30 ТГц от вырожденного режима (702 нм) дает ширину спектра 61 ТГц при разности температур на концах кристалла 20 К [рис. 5].

Однако, такой метод обладает двумя существенными недостатками. Во-первых, бифотонное поле на выходе из кристалла является существенно Фурье-неограниченным, что затрудняет получение двухфотонных пакетов с узкой КФ второго порядка. Во-вторых уширение частотного спектра в данном методе сопряжено с уширением также и углового спектра, что ведет к существенному падению интенсивности [33].

В дальнейшем представляется интересным более детальное изучение возможностей управления шириной и формой спектра бифотонного поля за счет изменения температур секций нагревателя кристалла, определение ограничений на максимальную ширину спектра и изучение влияния градиента температур на угловой спектр параметрики.

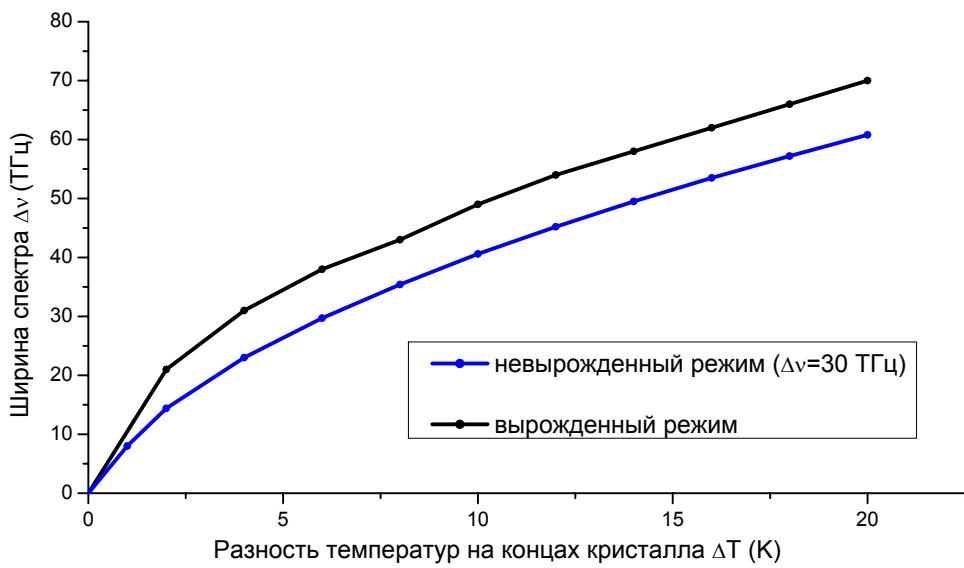


Рис. 13: Оценка (44) зависимости ширины спектра бифотонного поля $\Delta\nu$ от разности температур на концах кристалла ΔT при отстройке в 30 ТГц от вырожденного режима (702 нм). Для сравнения черным цветом приведена оценка для вырожденного случая.

6. Выводы

В работе описан и реализован относительно простой метод управления спектром бифотонного поля при спонтанном параметрическом рассеянии. Это достигается за счет создания продольного температурного градиента в нелинейном кристалле. При этом спектр был уширен в 4 раза по сравнению с однородно нагретым образцом. Его ширина достигла ≈ 110 нм при центральной длине волны 702 нм, что соответствует значению $\Delta\nu = 67$ ТГц.

Изготовлено несколько конструкций, позволяющих не только создавать однородный градиент температур вдоль кристалла, но и изменять характер зависимости $T(z)$.

Проведен обзор и систематизация существующих на данный момент методов управления спектром бифотонного поля, и показаны отличия и сходства исследуемого метода с существующими.

Литература

1. М. В. Чехова, *Двухфотонный спектрон*, Письма в ЖЭТФ, **75**, 5, 271 (2002).
2. Д. Н. Клышко, *Физические основы квантовой электроники*, Наука (1986)
3. C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, *Measurment of Subpicosecond Time intervals between Two Photons by Interference*, Phys. Rev. Lett. , **59**, 18, 2044 (1987).
4. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, O. A. Karabutova, and S. P. Kulik, *Collinear two-photon state with spectral properties of type-I and polarization properties of type-II spontaneous parametric down-conversion: Preparation and testing*, Phys. Rev. A, **64**, 041803(R) (2001).
5. I. Abram, R. K. Raj, J. L. Oudar, and G. Dolique, *Direct Observation of Second-Order Coherence of Parametrically Generated Light*, Phys. Rev. Lett., **57**, 20, 2516 (1986).
6. K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat and H. J. Kimble, *Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory*, Nature Lett., **452**, 67 (2008).
7. L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac and P. Zoller, *Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics*, Nature, **414**, 413 (2001).
8. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Quantum cryptography*, Rev. Mod. Phys., **74**, 145 (2002).
9. Z. Y. Ou and Y. J. Lu, *Cavity Enhanced Spontaneous Parametric Down-Conversion for the Prolongation of Correlation Time between Conjugate Photons*, Phys. Rev. Lett., **83**, 13, 2556 (1999).
10. M. V. Fedorov, M. A. Efremov, P. A. Volkov, and J. H. Eberly, J. Phys. Short-pulse or strong-field breakup processes: a route to study entangled wave packets, B **39**, S467 (2006).
11. Yu. M. Mikhailova, P. A. Volkov, and M. V. Fedorov, *Biphoton wave packets in parametric down-conversion: Spectral and temporal structure and degree of entanglement*, Phys. Rev. A, **78**, 062327 (2008).

12. M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *Demonstration of Dispersion-Canceled Quantum-Optical Coherence Tomography*, Phys. Rev. Lett., **91**, 8, 083601 (2003).
13. V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone, *Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit*, Science **306**, 1330 (2004).
14. J. Squier, M. Müller, *High resolution nonlinear microscopy: A review of sources and methods for achieving optimal imaging*, Rev. Sc. Instr., **72**, 7, 2855 (2001).
15. A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams and J. P. Dowling, *Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit*, Phys. Rev. Lett., **85**, 13, 2733 (2000).
16. B. E. A. Saleh, B. M. Jost, H. Fei, and M. C. Teich, *Entangled-Photon Virtual-State Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett., **80**, 16, 3483 (1998).
17. A. Valencia, G. Scarcelli, and Ya. Shih, *Distant clock synchronization using entangled photon pairs*, Appl. Phys. Lett., **85**, 13, 2655 (2004).
18. A. V. Belinsky, D. N. Klyshko, *Two-Photon Wave Packets*, Las. Phys., **4**, 4, 663 (1994).
19. M. Scholz, L. Koch, and O. Benson, *Statistics of Narrow-Band Single Photons for Quantum Memories Generated by Ultrabright Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion*, Phys. Rev. Lett., **102**, 063603 (2009).
20. E. Dauler, G. Jaeger, A. Muller, A. Sergienko and A. Migdall, *Tests of a Two-Photon Technique for Measuring Polarization Mode Dispersion With Subfemtosecond Precision*, J. Res. Nat. Inst. Stand. Tech., **104**, 1, 1 (1999).
21. A. Pe'er, Ya. Silberberg, B. Dayan, and A. A. Friesem, *Design of a high-power continuous source of broadband down-converted light*, Phys. Rev. A, **74**, 053805 (2006).
22. K. A. O'Donnell and A. B. U'Ren, *Observation of ultrabroadband, beamlike parametric downconversion*, Opt. Lett., **32**, 7, 817 (2007).
23. M. Hendrych, X. Shi, A. Valencia, and J. P. Torres, *Broadening the bandwidth of entangled photons: A step towards the generation of extremely short biphotons*, Phys. Rev. A, **79**, 023817 (2009).
24. C. R. Menyuk, *Solitary waves due to $\chi^{(2)}$: $\chi^{(2)}$ cascading*, J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 12, 2434 (1994).

25. J. P. Torres, S. Carrasco, E. W. VanStryland, and L. Torner, *Frequency doubling of femtosecond pulses in walk-off-compensated N-(4-nitrophenyl)-L-prolinol*, Opt. Lett., **25**, 23, 1735 (2000).
26. M. Hendrych, M. Mičuda, and J. P. Torres, *Tunable control of the frequency correlations of entangled photons*, Opt. Lett., **32**, 16, 2339 (2007).
27. J. Hebling, *Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion*, Opt. Quant. El., **28**, 1759 (1996).
28. S. Carrasco, J. P. Torres, L. Torner, A. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, *Spatial-to-spectral mapping in spontaneous parametric downconversion*, Phys. Rev. A, **70**, 043817 (2004).
29. S. Carrasco, M. B. Nasr, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, M. C. Teich, J. P. Torres and L. Torner *Broadband light generation by noncollinear parametric downconversion*, Opt. Lett., **31**, 2, 253 (2006).
30. M. B. Nasr, G. Di Giuseppe, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, *Generation of high-flux ultra-broadband light by bandwidth amplification in spontaneous parametric down conversion*, Opt. Comm., **246**, 521 (2005).
31. S. E. Harris, *Chirp and Compress: Toward Single-Cycle Biphotos*, Phys. Rev. Lett. **98**, 063602 (2007).
32. S. Carrasco, J. P. Torres, and L. Torner, *Enhancing the axial resolution of quantum optical coherence tomography by chirped quasi-phase matching*, Opt. Lett., **29**, 20, 2429 (2004).
33. M. B. Nasr, S. Carrasco, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, J. P. Torres, L. Torner, D. S. Hum, and M. M. Fejer, *Ultrabroadband Biphotos Generated via Chirped Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Down-Conversion*, Phys. Rev. Lett., **100**, 183601 (2008).
34. J. Fan and A. Migdall, *A broadband high spectral brightness fiberbased two-photon source*, Opt. Exp., **15**, 6, 2915 (2007).
35. Д. А. Калашников, К. Г. Катамадзе, С. П. Кулик, *Управление спектром двухфотонного поля: неоднородное уширение за счет температурного градиента*, Письма в ЖЭТФ, **89**, 5, 264 (2009).
36. G. C. Ghosh and G.C. Bhar *Temperature Dispersion in ADP, KDP, and KD*P for Nonlinear Devices*, Qaunt. El. Lett., **QE-18**, 2, 143 (1982).
37. Г. Г. Гудзорян В. Г. Дмитриев, Д. Н. Никогосян, *Нелинейно-оптические материалы*, М.: Радио и связь, (1991).