

Управление частотным спектром бифотонного поля за счет электрооптического эффекта

К. Г. Катамадзе*, А. В. Патерова*, Е. Г. Якимова[△], К. А. Балыгин[□], С. П. Кулик*

* Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

[△] Физико-технический институт РАН, 117218 Москва, Россия

[□] НИЦ “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2010 г.

В работе реализован метод управления спектром спонтанного параметрического рассеяния света. Метод основан на приложении градиента постоянного электрического поля к нелинейному кристаллу, в котором происходит рассеяние. При этом за счет электрооптического эффекта, т.е. зависимости показателей преломления от величины приложенного поля, условия фазового синхронизма различаются по длине кристалла. Как следствие модифицируется спектр излучаемого двухфотонного поля.

1. Введение. Управление параметрами неклассических полей является одной из основных задач квантовой оптики. К числу таких параметров относятся поляризация, угловые и спектральные распределения, корреляционные и временные свойства и т.д. В последнее время в литературе большое внимание уделяется управлению спектром двухфотонного поля как одного из наиболее популярных представителей семейства неклассических полей.

Для ряда приложений, таких, как реализация квантовой памяти [1], передача квантовой информации по оптическим волокнам [2], измерение временных характеристик однофотонных детекторов [3], требуется бифотонное поле с узким спектром. Для других приложений, таких, как квантовая оптическая когерентная томография [4], нелинейная микроскопия [5], квантовая интерференционная оптическая литография [6], спектроскопия виртуальных состояний [7], синхронизация часов [8], необходим широкий спектр. Кроме того, нельзя не отметить, что при увеличении ширины спектра бифотонного поля возрастает степень его перепутывания [9].

2. Управление спектром бифотонного поля.

Как правило, бифотонное поле получают в результате спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [10], при котором фотон накачки распадается в нелинейной среде на пару фотонов, традиционно называемых сигнальным и холостым. Для процесса СПР должны выполняться условия частотного и фазового синхронизмов:

$$\omega_p - \omega_s - \omega_i = 0, \quad (1)$$

$$\Delta k = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i \approx 0. \quad (2)$$

Здесь индексы p, s, i относятся к накачке, сигнальному и холостому фотонам соответственно.

В случае монохроматической накачки частоты сигнального и холостого фотонов антикоррелируют и удобно произвести замену

$$\omega_s = \omega_{s0} + \Omega, \quad \omega_i = \omega_{i0} - \Omega, \quad (3)$$

где ω_{s0} и ω_{i0} – центральные частоты в спектрах. Спектральное состояние бифотонного поля в этом случае имеет вид [11]

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + \zeta \int d\Omega F(\Omega) a_s^\dagger(\omega_{s0} + \Omega) a_i^\dagger(\omega_{i0} - \Omega) |\text{vac}\rangle, \quad (4)$$

где a_s^\dagger и a_i^\dagger – операторы рождения фотонов в фиксированных сигнальной и холостой пространственно-поляризационных модах, а комплексная в общем случае функция $F(\Omega)$ (спектральная амплитуда бифотона) описывает спектр частот бифотонного поля.

В случае однородного кристалла спектральная амплитуда выражается как

$$F(\Omega) \propto L \exp[-i\Delta k(\Omega)L/2] \text{sinc}[\Delta k(\Omega)L/2], \quad (5)$$

где L – длина кристалла, а $\Delta k(\Omega)$ – зависимость фазовой расстройки от частоты. Из этого выражения видно, что чем длиннее кристалл, тем уже частотное распределение $F(\Omega)$. Для уменьшения ширины спектра кристалл устанавливают в резонатор [12], наносят брэгговскую сверхрешетку [13] или используют синхронизм встречной волны [14], при котором один из фотонов пары распространяется в направлении, обратном направлению накачки. Получение широкого спектра – задача менее тривиальная. Простейший способ – уменьшение длины кристалла [15] – ведет к

падению интенсивности. Другой способ – создание условий, при которых первые производные зависимости $\Delta k(\Omega)$ обращаются в нуль. Этого можно добиться за счет подбора нелинейной среды и рабочих длин волн [16], используя квазисинхронизм в периодических структурах [17], увеличивая угловой [18] или частотный [19] спектры накачки, а также используя элементы, обладающие угловой дисперсией [20].

Однако во всех случаях это удастся не более чем для первых трех производных функции $\Delta k(\Omega)$. Большой ширины спектра можно достичь, используя неоднородные нелинейные среды. В этом случае волновая расстройка Δk зависит не только от частоты Ω , но и от продольной координаты z (совпадающей с направлением распространения накачки). Спектральная амплитуда бифотонного поля принимает вид

$$F(\Omega) \propto \int_0^L dz \exp[i\Delta k(\Omega, z)z]. \quad (6)$$

Таким образом, в разных участках нелинейной среды условия синхронизма (1) и (2) выполняются для разных пар частот сигнального и холостого фотонов. В результате суперпозиция вкладов от каждого участка среды имеет широкий спектр. Правда, в этом случае фаза $F(\Omega)$ существенно зависит от частоты и спектр становится не фурье-ограниченным. Поэтому для получения малого времени корреляции необходимо применять специальные методы компрессии [21]. Существуют разные реализации неоднородных нелинейных сред, в которых наблюдается зависимость $\Delta k(z)$. Можно использовать периодически поляризованные кристаллы, период поляризации которых возрастает [22] так, чтобы обеспечить линейный рост (чирп) вектора обратной сверхрешетки. Другой способ основан на изменении показателей преломления нелинейного кристалла при приложении к нему градиента температуры [23]. В настоящей работе исследуется аналогичный способ, отличие которого состоит в том, что модуляция показателей преломления достигается за счет электрооптического эффекта.

3. Идея метода. Рассмотрим нелинейный кристалл, в котором происходит коллинеарное СПР. При этом пусть показатели преломления в модах p, s, i зависят от приложенного электростатического поля E , которое, в свою очередь, зависит от продольной координаты z . Тогда фазовая расстройка (2) с учетом замены (3) имеет вид

$$\Delta k(\Omega, z) = n_p[\omega_p, E(z)] \frac{\omega_p}{c} - n_s[\omega_{s0} + \Omega, E(z)] \frac{\omega_{s0} + \Omega}{c} - n_i[\omega_{i0} - \Omega, E(z)] \frac{\omega_{i0} - \Omega}{c}. \quad (7)$$

В разных частях кристалла синхронизм будет замыкаться для разных пар частот $\tilde{\omega}_s = \omega_{s0} + \tilde{\Omega}(z)$ и $\tilde{\omega}_i = \omega_{i0} - \tilde{\Omega}(z)$, где $\tilde{\Omega}(z)$ является решением уравнения $\Delta k(\tilde{\Omega}, z) = 0$. Если поле монотонно возрастает или убывает с ростом z , то ширину спектра можно оценить как

$$\Delta\Omega = \Omega(0) - \Omega(L), \quad (8)$$

где L – длина кристалла.

4. Эксперимент. В эксперименте использовался кристалл дигидрофосфата калия (KDP) длиной 30 мм, вырезанный под коллинеарный вырожденный синхронизм для длины волны накачки 351 нм (рис. 1). На верхнюю и нижнюю поверхности кристалла

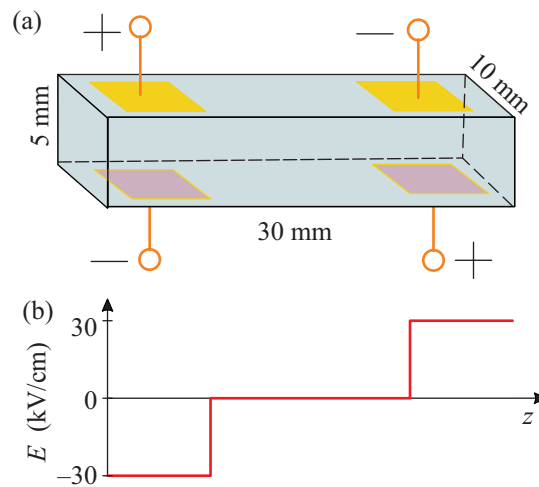


Рис. 1. Создание неоднородного поля в кристалле KDP. (a) – Конфигурация электродов. (b) – Приблизительное распределение поля вдоль кристалла

талла наносились пары электродов, к которым можно было прикладывать постоянное напряжение (до 15 кВ). В результате электростатическое поле вдоль кристалла можно было изменять в интервале от -30 до 30 кВ/см. Экспериментальная установка изображена на рис. 2. Накачкой служил аргоновый лазер,

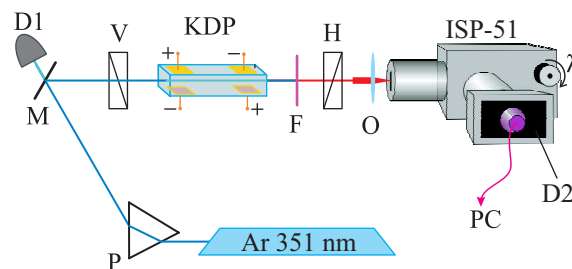


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

работающий в непрерывном режиме на длине волны 351.1 нм с угловой расходимостью около 0.2 мрад.

При помощи призмы Р, выделяющей необходимую спектральную моду, и зеркала М пучок направлялся в оптическую систему. Часть пучка накачки, прошедшего сквозь зеркало, регистрировалась фотодиодом D1 для контроля мощности. После прохождения через вертикально ориентированную поляризационную призму V излучение лазера попадало на кристалл, в котором генерировались бифотоны. Фильтр F и горизонтально ориентированная поляризационная призма Н отсекали паразитное излучение накачки и люминесценцию и пропускали излучение СПР. Далее располагался объектив О, фокусирующий излучение на входную щель спектрографа ISP-51. В фокальной плоскости камеры спектрографа располагался детектор D2 – кремниевый лавинный фотодиод Perkin Elmer, работающий в режиме счета фотонов. Сканирование по длине волны осуществлялось автоматизированным поворотом призмы спектрографа. При этом регистрируемые спектры нормировались на мощность накачки при помощи встроенного АЦП, на вход которого подавался сигнал с детектора D1.

Было проведено несколько экспериментов. Сначала кристалл был ориентирован так, что в нем происходила генерация бифотонов в невырожденном режиме. Таким образом, без приложения поля в спектре СПР наблюдалось два пика (рис. 3а). При приложении поля каждая секция кристалла с электродами генерировала по два дополнительных пика. В результате общий спектр неоднородно уширялся. На рис. 4 показана зависимость ширины спектра каждого пика от приложенного поля. Сплошной линией показана теоретическая оценка (8). В следующем эксперименте был получен широкий спектр в вырожденном режиме. Для этого кристалл ориентировался так, чтобы без приложения поля спектр был слабо невырожденным, а при приложении поля внутренние пики перекрывались (рис. 3б). В результате общая ширина спектра составила 168 нм (102 ТГц), в то время как ширина вырожденного спектра, который может быть получен от того же кристалла без приложения поля, составляла всего 60 нм (37 ТГц).

5. Численное моделирование. В рамках исследования управления спектром с помощью электрооптического эффекта были смоделированы различные ситуации для кристаллов KDP и LiNbO₃. Расчет проводился по формулам (6) и (7). При этом направление поля выбиралось перпендикулярным распространению излучения, а его величина менялась линейно от –30 до 30 кВ. Кристалл ориентировался так, чтобы обеспечить максимальную ширину спектра. В итоге для кристалла KDP длиной

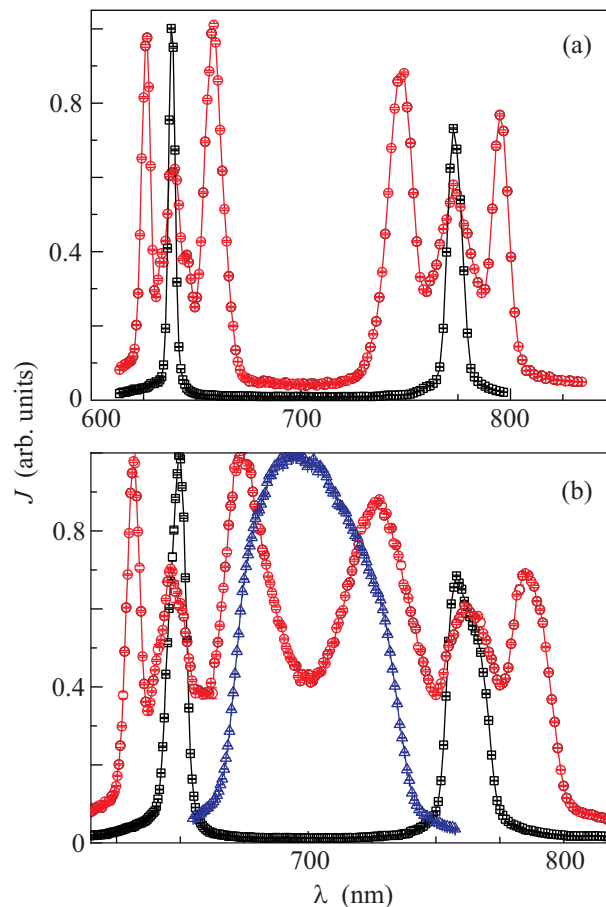


Рис. 3. Уширение спектра СПР в невырожденном (а) и вырожденном (б) режимах. Квадраты – спектр однородного кристалла, кружки – спектр при той же ориентации кристалла, поле в котором менялось от –30 до 30 кВ. Треугольники – спектр СПР от однородного кристалла в вырожденном режиме. Интенсивность везде нормирована на максимальное значение

3 см (рис. 5) максимальная ширина спектра составила 113 нм (69 ТГц). Для сравнения укажем, что в кристалле ниобата лития длиной 10 мм максимальная рассчитанная ширина спектра оказывается равной 200 нм (53 ТГц). Отличие данных численного моделирования от эксперимента (ср. рис. 3 и 5) обусловлено возможным несовпадением табличных значений электрооптических коэффициентов с реальными. Однако качественное согласие и в ширине спектра, и в деталях его структуры очевидно.

6. Обсуждение и выводы. Рассмотренный метод уширения спектра двухфотонного излучения принципиально не отличается от методов, основанных на использовании chirпированных структур или температурного градиента. Вместе с тем он имеет ряд преимуществ и недостатков. Во-первых, созда-

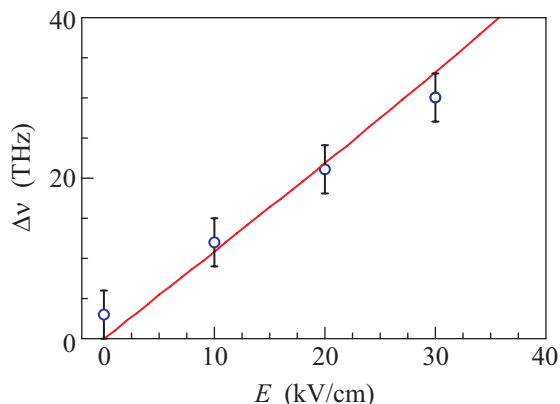


Рис. 4. Зависимость ширины спектра СПР от приложенного поля в невырожденном режиме. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – теоретическая оценка по формуле (8)

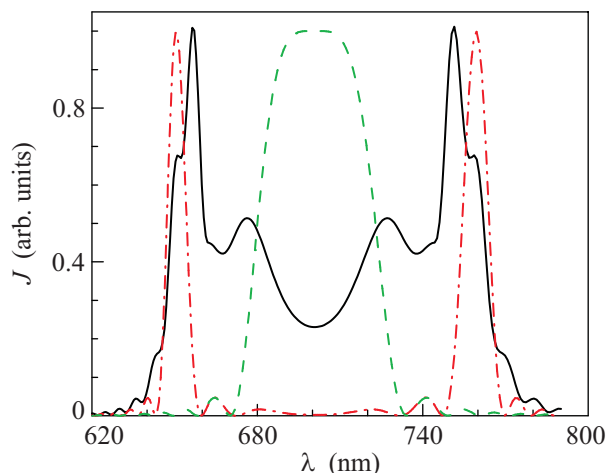


Рис. 5. Моделирование уширения спектра СПР в кристалле KDP. Штриховая линия – спектр однородного кристалла, штрих-пунктир – спектр кристалла в слабо невырожденном режиме, сплошная линия – спектр кристалла, поле в котором линейно менялось от -30 до 30 кВ. Интенсивность нормирована на максимальное значение

ние градиента электрического поля нужной величины конструктивно проще. Кроме того, практически снимается проблема расчета поля внутри кристалла (в отличие от метода градиента температур [23]). Во-вторых, как и в случае термооптического эффекта, распределение поля можно варьировать в зависимости от задач эксперимента. Недостатком этого метода, как и всех методов уширения, основанных на пространственно неоднородных структурах, является то, что бифотонное поле на выходе из кристалла существенно не фурье-ограничено. Это затрудняет

получение двухфотонных пакетов с узкой корреляционной функцией второго порядка.

В работе предложен и реализован метод управления спектром спонтанного параметрического рассеяния света. Метод основан на приложении градиента постоянного электрического поля к нелинейному кристаллу, в котором происходит генерация бифотонов. При этом из-за электрооптического эффекта показатели преломления зависят от величины приложенного поля. Условия фазового синхронизма модифицируются по длине кристалла. Как следствие меняется (уширяется) спектр излучаемого двухфотонного поля. Метод удобен для использования в кристаллах с большими значениями электролитических коэффициентов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракт # 02.740.11.0223), РФФИ (гранты # 10-02-204 и 10-02-90036), а также Фонда некоммерческих программ “Династия” (Программа поддержки аспирантов и молодых ученых без степени).

1. K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, and H. J. Kimble, *Nature Lett.* **452**, 67 (2008).
2. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
3. Z. Y. Ou and Y. J. Lu, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2556 (1999).
4. M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 083601 (2003).
5. J. Squier and M. Muller, *Rev. Sc. Instr.* **72**, 2855 (2001).
6. A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2733 (2000).
7. B. E. A. Saleh, B. M. Jost, H. Fei et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3483 (1998).
8. A. Valencia, G. Scarcelli, and Y. Shih, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2655 (2004).
9. G. Brida, V. Caricato, M. V. Fedorov et al., *Euro Phys. Lett.* **87**, 64003 (2009).
10. Д. Н. Клышко, *Физические основы квантовой электроники*, М.: Наука, 1986.
11. A. V. Belinsky and D. N. Klyshko, *Las. Phys.* **4**, 663 (1994).
12. M. Scholz, L. Koch, and O. Benson, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 063603 (2009).
13. L. Yan, L. J. Ma, and X. Tang, *Opt Express* **18**, 5957 (2010).
14. Ch.-S. Chuu and S. E. Harris, *Phys. Rev. A* **83**, 061803 (2011).
15. E. Dauler, G. Jaeger, A. Muller et al., *J. Res. Nat. Inst. Stand. Tech.* **104**, 1 (1999).
16. A. Pe’er, Y. Silberberg, B. Dayan et al., *Phys. Rev. A* **74**, 053805 (2006).

17. K. A. O'Donnell and A. B. U'ren, *Opt Lett.* **32**, 817 (2007).
18. S. Carrasco, M. Nasr, A. Sergienko et al., *Opt. Lett.* **31**, 253 (2006).
19. M. B. Nasr, G. D. Giuseppe, B. E. A. Saleh et al., *Opt. Comm.* **246**, 521 (2005).
20. M. Hendrych, A. V. X. Shi, and J. P. Torres, *Phys. Rev. A* **79**, 023817 (2009).
21. G. Brida, M. V. Chekhova, I. P. Degiovanni et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 193602 (2009).
22. M. B. Nasr, S. Carrasco, B. E. A. Saleh et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 183601 (2008).
23. D. A. Kalashnikov, K. G. Katamadze, and S. P. Kulik, *JETP Lett.* **89**, 224 (2009).