

脉冲光场作用下啁啾双光子量子特性研究

李百宏¹ 炎正馨¹ 张 涛¹ 李永放²

(¹ 西安科技大学理学院, 陕西 西安 710054
² 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710062)

摘要 基于量子理论和非线性光学,研究了脉冲光场作用啁啾准相位匹配非线性晶体的第 II 类自发参变下转换过程中,脉冲宽度和啁啾系数对产生的纠缠双光子特性及 Hong-Ou-Mandel(HOM)量子干涉结果的影响。结果表明,啁啾系数一定时,随着脉冲宽度的增加,双光子谱的不可区分性降低,HOM 量子干涉可见度下降。当脉冲宽度一定时,随着啁啾系数的增加使双光子谱带宽增加,HOM 量子干涉陷落变窄,双光子谱的不可区分性增强,从而提高了相干精度和干涉可见度。理论上得到了超宽带的双光子谱和对应超窄的 HOM 量子干涉图。

关键词 量子光学;啁啾双光子;第 II 类自发参变下转换;Hong-Ou-Mandel 量子干涉;脉冲

中图分类号 O431.2; O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0427002

Study on the Quantum Properties of Chirped Biphotons with a Pulse Pump

Li Baihong¹ Yan Zhengxin¹ Zhang Tao¹ Li Yongfang²

(¹ College of Sciences, Xi'an University of Science and Technology, Xi'an, Shaanxi 710054, China
² School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, Shaanxi 710062, China)

Abstract Based on nonlinear optics and quantum theory, the process of type-II spontaneous parametric down-conversion pumped by a pulsed laser is researched in quasi-phase-matched nonlinear crystal that has a linearly chirped wave vector. The influence of the pump band-width and chirp coefficient on the properties of chirped biphotons and Hong-Ou-Mandel (HOM) quantum interference are analyzed. It is shown that with the increase of the pump band-width, indistinguishability of biphotons and quantum interference visibility are diminished while chirp coefficient is a constant; In a constant pump band-width, as the chirp coefficient is increased, the bandwidth of chirped biphotons are also increased and HOM quantum interference dip becomes narrower, thus yields enhanced the interference resolution and quantum interference visibility. Ultrabroadband biphotons and ultranarrow HOM dip are generated in theory.

Key words quantum optics; chirped biphotons; type II spontaneous parametric down-conversion; Hong-Ou-Mandel quantum interference; pulse

OCIS codes 270; 190.4410; 320.1590; 320.7110

1 引 言

量子光学研究的目的之一是设计和实现新的量子光源,例如纠缠双光子辐射。最常用的产生纠缠双光子的方法是自发参变下转换(SPDC)^[1,2],它是利用一束强光作用非线性晶体(NLC)产生两个低频光子对,即纠缠双光子对的过程。由于纠缠双光

子对的高度关联性质^[3]和非定域特性,在量子度量衡学^[4]、量子通信^[5]、量子计算和量子信息传递^[6]等广泛领域有着重要的应用价值。一般情况下,由 SPDC 直接产生的双光子带宽是很窄的(约兆赫兹)^[7],而对于具有轴向高精度的量子光学相干层析(QOCT)^[8,9]技术则要求使用超宽带的双光子。晶

收稿日期: 2011-10-08; **收到修改稿日期**: 2011-11-23

基金项目: 中国博士后科学基金特别资助(201003678)、陕西省教育厅产业化项目(2011JG10)、陕西省教育厅科研计划(2010JK675)和西安市科技局工业应用技术研发项目[CXY1125(8)]资助课题。

作者简介: 李百宏(1985—),男,硕士,助理工程师,主要从事量子光学、非线性光学等方面的研究。

E-mail: baihongli@xust.edu.cn

体很薄时(约 50 μm)可以产生超宽带的双光子,但晶体过薄时得到的双光子流会很低^[10],且不易实现。Pe'er 等^[11]实现了超宽带 SPDC 并且产生了光功率在微瓦量级的高流非交叠双光子。2008 年, Nasr 等^[12]在实验室中利用连续激光作用啁啾准相位匹配(QPM)的非线性光栅,通过 SPDC 过程产生了高流超宽双光子(300 nm 带宽),并利用这些双光子测量到了超窄的 Hong-Ou-Mandel (HOM)量子干涉图陷落的半峰全宽(FWHM)仅有 7.1 fs。这些高流非交叠超宽带双光子特性对 SPDC 光在纠缠光子显微学^[13]、光谱学^[14]、平版印刷术^[15]及光电效应^[16]等非经典的应用中至关重要。

然而在实际使用的光源大多是脉冲光场,文献[17]曾研究了脉冲光场作用 NLC 的 SPDC,并利用带宽放大方法得到了高流超宽带双光子。但利用啁啾 QPM 技术^[12,18,19]通过脉冲光场作用 NLC 的 SPDC 获得需要的高流超宽带双光子,这方面的工作目前尚未见报道。此时,脉冲光场的带宽和啁啾系数都会影响产生的双光子量子特性和 HOM 干涉结果。针对以上问题,本文研究了脉冲光场作用啁啾 QPM NLC 的第 II 类 SPDC 过程中,脉冲宽度和啁啾系数对产生的啁啾双光子特性及 HOM 量子干涉结果的影响。理论上分析了双光子谱带宽和 HOM 陷落的特性。

2 啁啾双光子光谱

根据非线性光学和量子理论,脉冲激光抽运作用下,SPDC 所产生的纠缠双光子波函数为^[20]

$$|\Psi\rangle = \int d\omega_s \int d\omega_i \alpha(\omega_s + \omega_i) \Phi(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (1)$$

式中 $|\omega_{s,i}\rangle$ 分别表示信号光和闲散光的单光子 Fork 态, $\alpha(\omega_s + \omega_i)$, $\Phi(\omega_s, \omega_i)$ 分别是抽运线型函数和相位匹配函数。抽运线型函数是抽运脉冲函数时域分

布的傅里叶变换,它保证了能量守恒,即下转换过程只允许产生光子对的频率之和等于抽运频率的情况。对一个给定的抽运光子,相位匹配函数决定了能量如何分配。其中相位匹配函数可表示为

$$\Phi(\omega_s, \omega_i) \propto \int_{-L/2}^{L/2} \chi^{(2)} \exp(-i\Delta k z) dz, \quad (2)$$

式中 $\chi^{(2)}$ 表示晶体的二阶极化率,对于普通的非线性晶体可看作常数。 L 为下转换晶体的长度, $\Delta k = k_s(\omega_s) + k_i(\omega_i) - k_p(\omega_s + \omega_i)$, $k_s(\omega_s)$, $k_i(\omega_i)$ 和 $k_p(\omega_s + \omega_i)$ 分别是信号光,闲散光及抽运光的波矢量;这一函数表示相位匹配条件对纠缠光子对态函数的影响,也反映了抽运光与纠缠光子对间的相关性。由于抽运线型函数依赖于信号光和闲散光频率之和,因此对于 ω_s, ω_i 是对称的。而由于晶体是双折射的,因而一般 $k_s(\omega) \neq k_i(\omega)$,从而使得相位匹配函数对于 ω_s, ω_i 是不对称的,即 $\Phi(\omega_s, \omega_i) \neq \Phi(\omega_i, \omega_s)$ 。

考虑脉冲光场抽运啁啾准 QPM NLC 的第 II 类 SPDC 过程,且是简并共线的特殊情况,即下转换的信号光,闲散光与抽运光在同一方向传播。简并是指信号光,闲散光具有相同的中心频率且等于抽运光中心频率的一半。

考虑用于下转换的晶体在周期或非周期性电场的作用下,晶体的非线性系数被调制,使得 $\chi^{(2)}$ 在光场传播方向上呈周期或非周期变化,这就是 QPM 技术。利用这一技术可在晶体中产生线性空间啁啾作用。这时 $\chi^{(2)}$ 可表示为^[12]

$$\chi^{(2)}(z) = d_m \exp[iK_g z], \quad (3)$$

式中 d_m 为常数, $K_g = (K_0 - \beta z)$, K_0 是晶体初始端 ($z = 0$) 对应的空间频率, β 称为空间啁啾系数。此

时,相位匹配函数变为 $\Phi(\omega_s, \omega_i) \propto \int_{-L/2}^{L/2} \exp[i(\Delta k' + \beta z)z] dz$, 其积分结果为

$$\Phi(\omega_s, \omega_i) \propto \frac{(1+i)}{\sqrt{\beta}} \exp\left(-\frac{i\Delta k'^2}{4\beta}\right) \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{(-1)^{3/4}(\Delta k' - \beta L)}{2\sqrt{\beta}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{(-1)^{3/4}(\Delta k' + \beta L)}{2\sqrt{\beta}}\right] \right\}, \quad (4)$$

式中 $\Delta k' = k_p - k_s - k_i - K_0 \circ k_p = \omega_p n_e(\omega_p, \theta_{\text{cut}})/c$, $k_{s,i} = \omega_{s,i} n_{o,e}(\omega_{s,i})/c$, $n_e(\omega_p, \theta_{\text{cut}})$ 是抽运光经双折射 NLC 后出射的非常光的折射率, $n_{o,e}(\omega_{s,i})$ 是对应的信号光,闲散光的折射率。 erf 表示误差函数。 θ_{cut} 是 NLC 的切向角,通过设定切向角可使信号光、闲散光简并, c 是真空中光速。

考虑晶体中的色散效应,波矢 \mathbf{k}_j 是 ω_j ($j = s, i$) 的函数。在频率 $\bar{\omega}$ ($2\bar{\omega}$ 是抽运光的中心频率)附近将 $k_j(\omega)$ 按级数展开: $k_p(\omega) = k_{p0} + (\omega - 2\bar{\omega})k'_j$; $k_j(\omega) = k_{j0} + (\omega_j - \bar{\omega})k'_j$ ($j = s, i$)。 $k'_j = 1/u_j$ ($u_j = u_s, u_i$ 分别为信号光和闲散光的群速度)。考虑到中心频率满足关系 $k_{s0} + k_{i0} - k_{p0} = 0$, 相位匹配函数可

以简化为

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(\omega_s, \omega_i) \propto \int_{-L/2}^{L/2} \exp\{i[-(\omega_s + \omega_i - 2\bar{\omega})D_+ - (\omega_s - \omega_i)D/2] + \beta z\} dz \\ \Phi(\omega_i, \omega_s) \propto \int_{-L/2}^{L/2} \exp\{i[-(\omega_s + \omega_i - 2\bar{\omega})D_+ + (\omega_s - \omega_i)D/2] + \beta z\} dz \end{array} \right. , \quad (5)$$

式中 $D = 1/u_s - 1/u_i$, D 的物理意义是信号光和闲散光在晶体中传播的时间差; $D_+ = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_i} \right) - \frac{1}{u_p}$, D_+ 表示信号光和闲散光在晶体中传播的平均时间与抽运光传播的时间差, D, D_+ 大小、正负均取决于晶体的性质。从(5)式可以看到, 当 ω_s 和 ω_i 交换后, 相位匹配函数是不对称的。这主要是由于具有一定频谱宽度的脉冲激光作用晶体后, 导致由下转换所产生的信号光和闲散光也具有一定频宽的缘故。这时除中心频率满足相位匹配条件外, 展宽部分不再满足相位匹配条件, 信号光和闲散光的纠缠特性会受到影响, 进而影响到相干结果。

信号光和闲散光的功率谱密度可以表示为

$$\left\{ \begin{array}{l} |\zeta_s(\omega_s)|^2 = \int d\omega_i |\alpha(\omega_s + \omega_i)\Phi(\omega_s, \omega_i)|^2 \\ |\zeta_i(\omega_i)|^2 = \int d\omega_s |\alpha(\omega_s + \omega_i)\Phi(\omega_i, \omega_s)|^2 \end{array} \right. . \quad (6)$$

假设光场脉冲线型为高斯型 $\alpha(\omega_p) = (1/\sqrt{2\pi\sigma})\exp[-(\omega_p - 2\bar{\omega})^2/(2\sigma^2)]$, 对应脉冲宽度为 σ 。根据参考文献[17]的数据, 在理论计算中取 $\sigma = 3 \times$

10^{13} rad/s, 抽运光的中心波长 $\lambda_p = 420$ nm。在脉冲宽度一定时, 信号光和闲散光的功率谱密度随啁啾系数的演化规律如图 1 所示, 图中左半部分是功率谱密度随信号光和闲散光频率的分布图, 投影后就得到了右侧信号光和闲散光的功率谱密度。从图中可以看到, 当脉冲宽度一定, 啁啾系数越大, 功率谱密度的频率响应范围越大, 从而产生的双光子谱线宽度越大, 这将导致产生时域上很窄的 HOM 量子干涉图。另外, 由于第 II 类 SPDC 产生的两双光子是沿不同晶轴正交偏振的, 因而具有不同的谱线特征, 不再精确反关联, 随着脉冲宽度的增加, 这种效应更加明显。脉冲宽度的增加会使相位匹配函数的不对称性增加, 从而使得两双光子谱线不同步变化, 其不可区分性降低, 最终使得 HOM 量子干涉可见度降低^[20]。从图 1 中还可以看到, 由于抽运激光是脉冲的, 从而使信号光和闲散光具有不同的谱线特征, 但随着啁啾系数的增加, 两种谱线又趋于相同, 最终几乎完全重合。由此可见, 随着啁啾系数的增加, 相位匹配函数的不对称性逐渐减小, 变得对称起来, 因而重新使得两双光子谱线重合, 其不可区分性增强, 这

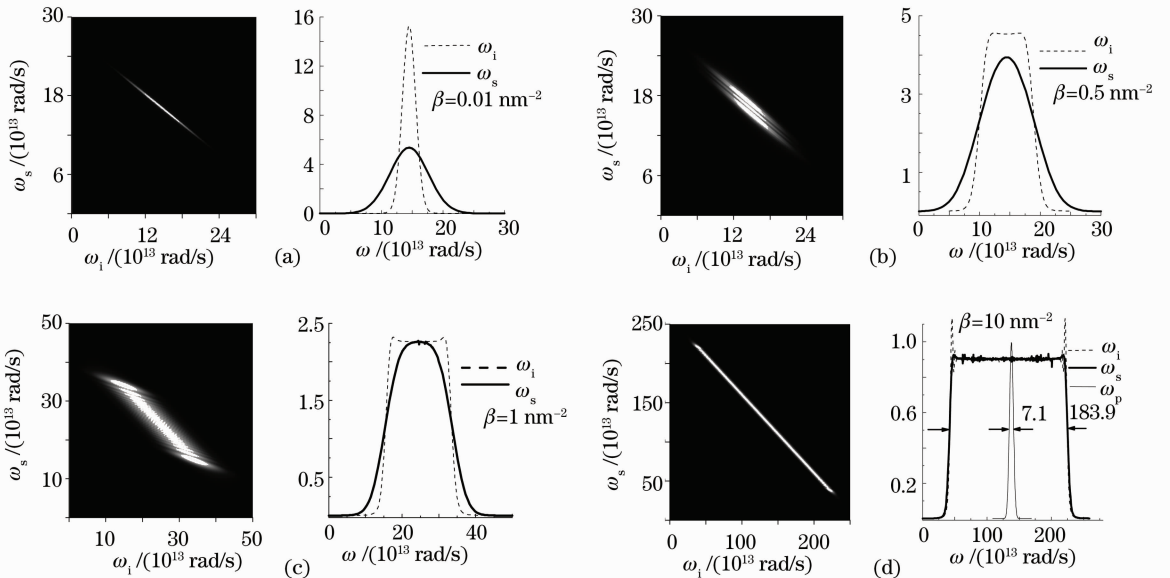


图 1 功率谱密度随啁啾系数的演化规律

Fig. 1 Biphoton power spectral density plotted as a function of chirp coefficient

将导致最终的 HOM 量子干涉可见度提高。

另外,图 1(d)将两双光子谱线和抽运脉冲谱线做了对比,可以看出,当 $\beta=10 \text{ nm}^{-2}$ 时得到的双光子谱线 FWHM 是 $1.839 \times 10^{15} \text{ rad/s}$,而抽运脉冲谱线 FWHM 为 $7.1 \times 10^{13} \text{ rad/s}$,前者是后者的大约 26 倍。因而通过此方法理论上可以产生超宽带的双光子。

参数选取 $D=1.94 \times 10^{-13} \text{ s/mm}$, $D_+ = -1.8 \times 10^{-13} \text{ s/mm}$ 参考文献[21]; $\beta, L(L=18 \text{ mm})$ 的取值参考文献[12]; ω 为 10^{13} rad/s 量级。

当脉冲激光抽运时抽运线型函数 $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ 会对相位匹配函数 $\Phi(\omega_s, \omega_i)$ 起到调制作用,随着脉冲宽度的增加抽运线型函数与相位匹配函数的叠加区域增加,使得有更多抽运频率可以参与下转换,得到的下转换光谱频率宽度增大^[20]。然而,由于相位匹配函数的不对称性使得休闲光和闲散光光谱不同步变化,出现偏差,其相干性(不可区分性)降低,两下转换光子没有像连续光抽运作用下的那样精确反关联,因而使 HOM 量子干涉可见度下降。由(6)式可

以看到信号光和闲散光的功率谱密度是由 $\alpha(\omega_s + \omega_i), \Phi(\omega_s, \omega_i)$ 的乘积决定的。若考虑晶体的空间啁啾效应,将这两个函数及他们的乘积分别画在图 2 中,其中图 2(a) 表示 $|\alpha(\omega_s + \omega_i)|^2$,其谱线带平行于 $\omega_s = -\omega_i$ 的轴线延伸至无穷长,而谱线带宽度则由脉冲宽度 σ 决定, σ 越大,谱线带越宽;图 2(b) 表示 $|\Phi(\omega_s, \omega_i)|^2$,图形宽度是由晶体的长度 L 和啁啾系数 β 决定的, L 和 β 越大,图形越宽。由于没有考虑晶体的二阶色散效应,因而图形长度是无限长的;图 2(c) 是 $|\alpha(\omega_s + \omega_i)\Phi(\omega_s, \omega_i)|^2$,表示抽运线型函数对相位匹配函数的影响。此时图形变窄且长度有限,这正是两者交叠在一起的结果。若啁啾系数为零,则双光子谱线将很窄。因此,相位匹配函数中的啁啾系数减小了 $\alpha(\omega_s + \omega_i), \Phi(\omega_s, \omega_i)$ 两者的交叠因而限制了双光子谱线带宽。可见,啁啾系数在双光子谱中扮演了非常重要的角色。各参数为 $\sigma=3 \times 10^{13} \text{ rad/s}$, $L=18 \text{ mm}$, ω 为 10^{13} rad/s 量级, $D=1.94 \times 10^{-13} \text{ s/mm}$, $D_+ = -1.8 \times 10^{-13} \text{ s/mm}$, $\beta=10 \text{ nm}^{-2}$ 。

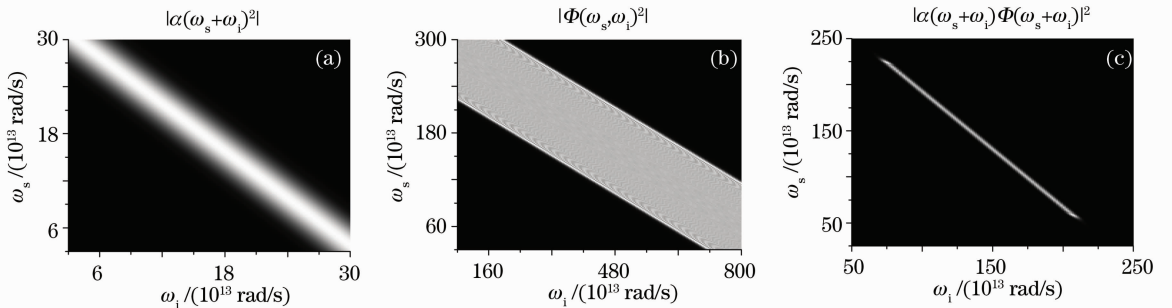


图 2 (a)抽运谱密度;(b)相位匹配函数的模方;(c)抽运线型函数和相位匹配函数的乘积的模方

Fig. 2 (a) Plots of the pump spectral density $|\alpha(\omega_s + \omega_i)|^2$; (b) squared modulus of the phase-matching function $|\Phi(\omega_s, \omega_i)|^2$; (c) squared modulus of the product of the two functions $|\alpha(\omega_s + \omega_i)\Phi(\omega_s, \omega_i)|^2$

3 HOM 量子干涉

图 3 是脉冲激光作用下第 II 型 SPDC 的实验

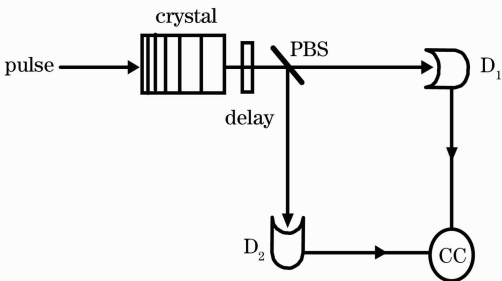


图 3 实验装置示意图

Fig. 3 Simplified schematic of experimental setup

装置示意图,脉冲激光进入 NLC 产生非线性相互作用(SPDC),出射光 45° 角进入偏振分束器(PBS);两个探测器 D_1, D_2 探测到的信号到达符合计数器(CC)符合计数, $\delta\tau$ 为休闲光和闲散光的相对延迟时间。由于探测器探测信号时的采样时间远大于脉冲光场的作用时间,因此反映的实际情况是二阶相关函数在测量时间内的平均值,即平均符合计数率,它的定义为

$$R_c(\delta\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^T dt_1 dt_2 G^{(2)}(t_1, t_2; \delta\tau),$$

其中的 T 是探测时间。由于 T 远大于光场的作用时间,因此积分限可以扩展到无穷。这样平均符合

计数率为^[20]

$$R_c(\delta\tau) \propto \iint d\omega_s d\omega_i |\alpha(\omega_s + \omega_i)|^2 \{ |\Phi(\omega_s, \omega_i)|^2 - \Phi(\omega_s, \omega_i)\Phi^*(\omega_i, \omega_s)\exp[-i(\omega_i - \omega_s)\delta\tau] \}. \quad (7)$$

(7)式反映的是纠缠双光子的四阶 HOM 量子干涉效应,第 1 项表示所有双光子概率分布的积分。当 $\delta\tau$ 很大时,第 2 项会迅速衰减因而对积分没有贡献,此时仅留下第 1 项作为干涉本底项;当 $\delta\tau$ 接近零时,第 2 项才有贡献,符合计数率减小。考虑 $\delta\tau = 0$ 时的情况:1) 若抽运激光是连续光,则由于此时产生的两双光子是精确反关联的,因而相位匹配函数对两双光子是对称的,即: $|\Phi(\omega_s, \omega_i)| = |\Phi(\omega_i, \omega_s)|$, 此时 $R_c(\delta\tau = 0) = 0$;2) 若抽运激光是脉冲时,由于此时产生的两双光子并非精确反关联,相位匹配函数对两双光子是不对称的,即: $|\Phi(\omega_s, \omega_i)| \neq |\Phi(\omega_i, \omega_s)|$ 两双光子谱的不可区分性降低,从而使 $R_c(\delta\tau = 0) \neq 0$, 最终导致 HOM 量子干涉可见度降低。

图 4 给出了归一化的平均符合计数率与双光子相对延迟时间的演化规律。图 4(a) 表示抽运光为脉冲激光的情况,可以看到,啁啾系数相同时,随着脉冲宽度的增加,下转换光谱频率宽度增大,但由于相位匹配函数的不对称性,使下转换的两光子谱线的不可区分性降低,因而使得 HOM 量子干涉可见度下降。当脉冲宽度一定时,随着啁啾系数的增加使双光子谱带宽增加, HOM 量子干涉变窄,相位匹配函数又变得对称起来,因而使双光子谱的不可区分性增强,从而提高了相干精度和干涉可见度。这就是啁啾系数对相位匹配函数起到的调制作用,使得下转换的能量重新分配,产生了上述结果。理论上得到了与上文超宽带的双光子谱所对应超窄的 HOM 量子干涉图。图 4(b) 表示抽运光为连续激光的情况,即 $\sigma = 0$, 此时(4)式变为

$$\Phi(\nu) \propto \frac{(1+i)}{\sqrt{\beta}} \exp\left[-\frac{i(\nu D)^2}{4\beta}\right] \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{(-1)^{3/4}(\nu D - \beta L)}{2\sqrt{\beta}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{(-1)^{3/4}(\nu D + \beta L)}{2\sqrt{\beta}}\right] \right\}, \quad (8)$$

式中 $\nu = \omega_s - \bar{\omega} = \bar{\omega} - \omega_i$ 。双光子功率谱密度变为 $|\Phi(\nu)|^2$ 。

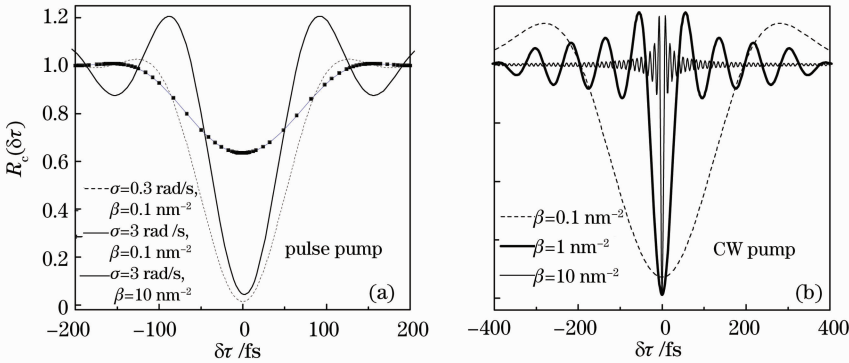


图 4 平均符合计数率与双光子相对延迟时间的演化规律

Fig. 4 Average coincidence counting rate plotted as a function of relative delay time between the down-converted biphotons
 平均符合计数率变为

$$R_c(\delta\tau) \propto \int d\nu [|\Phi(\nu)|^2 - \Phi(\nu)\Phi^*(-\nu)\exp(-i2\nu\delta\tau)]. \quad (9)$$

由(9)式得到双光子功率谱随啁啾系数的演化规律如图 5 所示。

从图 5 中可以看到,随着啁啾系数的增大,功率谱密度的频率响应范围也增大,其演化过程和经典光学中单缝衍射随缝宽的演化规律相似。当 $\beta = 0.1$ nm⁻² 时,其频率 FWHM 仅为 2×10^{13} rad/s,当啁啾系数增大到 10 nm⁻² 时,双光子谱 FWHM 已经接近 2×10^{15} rad/s,增大了 100 倍,因而理论上得

到了超宽带的双光子。这将导致最终的 HOM 量子干涉图随啁啾系数的增大而变窄,干涉精度提高,如图 4(b),当 $\beta = 0.1$ nm⁻² 时 HOM 量子干涉图最宽,对应的 FWHM 为 220 fs,而当 $\beta = 10$ nm⁻² 时, HOM 量子干涉图最窄,其对应的 FWHM 仅为 6.2 fs,该结果与文献[12]所得实验结果相吻合。文献[12]在实验上得到了超宽(300 nm)双光子光谱,并测量到了超窄的 HOM 干涉,其 FWHM 仅为 7.1 fs。目前实验中报道的连续激光抽运得到的最窄 HOM 干涉 FWHM 为 5.7 fs^[22]。

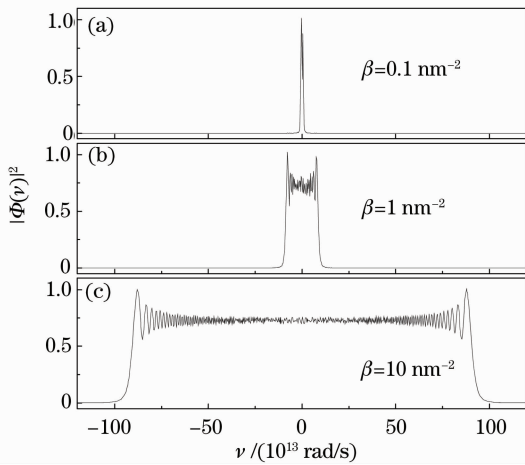


图5 连续激光抽运时归一化的双光子功率谱密度随啁啾系数的演化规律

Fig. 5 Normalized biphoton power spectral density plotted as a function of chirp coefficient with a CW pump

4 结 论

当啁啾系数一定时,随着脉冲宽度的增加,啁啾双光子谱的不可区分性降低, HOM 量子干涉可见度下降。当脉冲宽度一定时,随着啁啾系数的增加使双光子谱带宽增加,在时域的 HOM 量子干涉变窄,双光子谱的不可区分性增强,从而提高了相干精度和干涉可见度。理论上得到了超宽带的双光子谱和对应超窄的 HOM 量子干涉图。由于相位匹配函数决定下转换能量的分配,因此,在晶体长度一定时,可以通过对脉冲光场带宽和 NLC 啁啾参数的设定,调节相位匹配函数,从而调整下转换过程中的能量重新分布,进而最终影响 HOM 量子干涉结果,实现对纠缠双光子量子特性的人为调制作用。实际中,经常用到脉冲抽运,因此,如何提高脉冲作用下纠缠光子的干涉精度和干涉可见度对量子信息科学非常重要。可以通过对 NLC 啁啾参数的设定来增加纠缠双光子的干涉精度和干涉可见度。

参 考 文 献

- 1 S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer. Observation of tunable optical parametric fluorescence[J]. *Phys. Rev. L*, 1967, **18**(18): 732~734
- 2 D. Magde, H. Mahr. Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction tunable from 4400 to 16000 Å[J]. *Phys. Rev. L*, 1967, **18**(21): 905~907
- 3 Lu Yunjun, Li Jianjun, Zhang Wei *et al.*. Investigation of a new absolute calibration method of IR radiance calibration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(5): 1315~1320
- 卢云君, 李健军, 张伟等. 一种新型的红外辐亮度绝对定标方法研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(5): 1315~1320
- 4 D. N. Klyshko, A. N. Penin. The prospects of quantum

- photometry[J]. *Soviet Physics-Uspeski*, 1987, **30**(8): 716~723
- 5 Han Baobin, Pei Changxing, Liu Dan. Analysis of influence of magneto-optical effect on quantum key distribution system with phase coding[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3328~3331
- 韩宝彬, 裴昌幸, 刘丹. 磁光效应对量子相位编码系统的影响分析[J]. *光学学报*, 2010, **30**(11): 3328~3331
- 6 Wang Juxia, Yang Zhiyong, An Yuying. Quantum information transfer via multi-photon interaction[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(8): 1508~1512
- 王菊霞, 杨志勇, 安毓英. 利用多光子相互作用实现量子信息传递[J]. *光学学报*, 2007, **27**(8): 1508~1512
- 7 J. S. Neergaard-Nielsen, B. M. Nielsen, H. Takahashi *et al.*. High purity bright single photon source[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(13): 7940~7949
- 8 A. F. Abouraddy, M. B. Nasr, B. E. A. Saleh *et al.*. Quantum optical coherence tomography with dispersion cancellation[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **65**(5): 053817~053822
- 9 M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko *et al.*. Dispersion-cancelled and dispersion-sensitive quantum optical coherence tomography[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(7): 1353~1362
- 10 E. Dauler, G. Jaeger, A. Muller *et al.*. Test a two-photon technique for measuring polarization mode dispersion with subfemtosecond precision [J]. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 1999, **104**(1): 1~10
- 11 A. Pe'er, B. Dayan, A. A. Friesem *et al.*. Temporal shaping of entangled photons [J]. *Phys. Rev. L*, 2005, **94**(7): 073601~073604
- 12 M. B. Nasr, S. Carrasco, B. E. A. Saleh *et al.*. Ultrabroadband biphotons generated via chirped quasi-phase-matched optical parametric down conversion[J]. *Phys. Rev. L*, 2008, **100**(18): 183601~183604
- 13 M. C. Teich, B. E. A. Saleh, Entangled-photon microscopy [J]. *Cesk. Cas. Fys.*, 1997, **47**(3-8): 1~9
- 14 B. E. A. Saleh, B. M. Jost, H.-B. Fei *et al.*. Entangled-photon virtual-state spectroscopy [J]. *Phys. Rev. L*, 1998, **80**(16): 3483~3486
- 15 Agedi N. Boto, Pieter Kok, Daniel S. Abrams *et al.*. Quantum interferometric optical lithography: exploiting entanglement to beat the diffraction limit [J]. *Phys. Rev. L*, 2000, **85**(13): 2733~2736
- 16 F. Lissandrin, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko *et al.*. Quantum theory of entangled-photon photoemission[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(16): 165317
- 17 Generation of high-flux ultra-broadband light by bandwidth amplification in spontaneous parametric down conversion [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **246**(4-6): 521~528
- 18 Magued B. Nasr, Giovanni Di Giuseppe, Bahaa E. A. Saleh *et al.*. Enhancing the axial resolution of quantum optical coherence tomography by chirped quasi-phase matching [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(20): 2429~2431
- 19 S. E. Harris. Chirp and compress toward single-cycle biphotons [J]. *Phys. Rev. L*, 2007, **98**(6): 063602
- 20 W. P. Grice, I. A. Walmsley. Spectral information and distinguishability in type-II down-conversion with a broadband pump[J]. *Phys. Rev. A*, 1997, **56**(2): 1627~1634
- 21 Jan Perina, Jr., Alexander V. Sergienko, Bradley M. Jost *et al.*. Dispersion in femtosecond entangled two-photon interference [J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **59**(3): 2359~2368
- 22 Magued B. Nasr, Olga Minaeva, Gregory N. Goltsman *et al.*. Submicron axial resolution in an ultrabroadband two-photon interferometer using superconducting single-photon detectors[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(19): 15104~15108

栏目编辑: 李文静