

基于光子晶体光纤关联光子对频谱特性的研究

李熙斌 柴 路 张玉颖 李小英 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 教育部光电信息技术科学重点实验室 天津 300072)

摘要 为了研究光子晶体光纤在 800 nm 波段关联光子对的频谱特性, 基于自发四波混频得到了脉冲抽运光产生的光子对的相位匹配函数和频谱函数。数值计算、证明闲频光中心波长取 796 nm 时的频谱对称性最好; 在假设闲频光频率为单一频率的前提下, 利用简化频谱函数的表达式, 通过改变光子晶体光纤零色散点色散斜率和非线性系数, 以及抽运光的入射中心波长, 进一步讨论了抽运光和光子晶体光纤参数变化对信号光和闲频光频谱函数的影响及变化规律。提出了有利于产生高纯度纠缠光子对的光纤参数和抽运光参数, 结果对于在 800 nm 波段发展光子晶体光纤纠缠光子源的实验具有指导和参考意义。

关键词 量子光学; 关联光子对; 四波混频; 光子晶体光纤; 纠缠光子源

中图分类号 TN929.11 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092905.1368

Study on Spectral Characteristics of Correlated Photon Pairs Based on Photon Crystal Fiber

Li Xibin Chai Lu Zhang Yuying Li Xiaoying Wang Qingyue

(*Key Laboratory of Optoelectronic Information Science and Technology, Ministry of Education*

School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract The phase-matching function and spectral function of spontaneous four-wave mixing in the fiber pumped by picoseconds pulse are derived, to study spectral characteristics of correlated photon pairs at 800 nm based on photon crystal fiber (PCF). The calculation result shows that the optimized spectral symmetry can be achieved by choosing the idler wavelength at 796 nm in the fiber. By using the simplified spectral function, the evolved effects and changing law of the signal light and idle light, were discussed under the condition of the idler light with a single frequency, by changing the dispersion slope at the zero dispersion wavelength, the nonlinear coefficient and the central wavelength of pump pulse. Parameters in favor of high purity photon pairs were presented. These results provide reference for developing entangled photon sources based on photon crystal fiber at 800 nm wave band.

Key words quantum optics; correlated photon pairs; four-wave mixing; photonic crystal fiber; entangled photon source

1 引 言

量子纠缠是量子信息^[1]理论的重要信息种类, 在量子计算^[2,3]和实现量子隐形传态等方面^[4~7], 纠缠光子对的制备已经成为重要的基本手段之一。目前, 用于量子信息处理的纠缠光子源主要是基于块状晶体或准相位匹配晶体的自发参量下转换^[8~10]

和光参量放大过程^[11,12]。利用块状非线性晶体实现双光子纠缠的产生和操纵, 具有探测简便, 纠缠纯度高, 相干性保持距离长等优点; 不足之处是纠缠光子源耦合入光纤的效率很低, 不利于使用现有光纤网络进行量子通讯。而基于光纤或光子晶体光纤非线性产生的纠缠光子源具有与传输光纤耦合效率高

收稿日期: 2008-06-23; **收到修改稿日期**: 2008-09-23

基金项目: 国家 973 计划(2003CB314904, 2006CB806002)、国家 863 计划(2007AA03Z447)、国家自然科学基金(60678024)、教育部重点基金(107027)和高等学校博士学科点专项科研基金(20070056083, 20070056073)资助课题。

作者简介: 李熙斌(1980—), 男, 硕士研究生, 主要从事超快激光与频率变换方面的研究。E-mail: lixibin2003@126.com

导师简介: 柴 路(1956—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事飞秒激光技术及其应用的研究。E-mail: lu_chai@tju.edu.cn

的本质特性,更适于实际应用,因此,近年来得到了普遍关注^[13~16]。

在基于光纤或光子晶体光纤四波混频的纠缠光子源中,光纤和抽运光的参数很大程度上决定了四波混频的产生效率,因此根据实际装置建立理论模型进行数值模拟,以便获得最佳的设计参数是十分重要和必要的。为了使纠缠光子对具有较高的纠缠度和产生效率,产生纠缠的各个光子应该尽量使得它们在时域、频域、空间和偏振的模式上具有相同的特征^[17~19]。本文通过模拟光纤中四波混频的相位匹配和频谱特性,系统研究了波长在 800 nm 波段的脉宽为皮秒量级的抽运光与零色散点在 810 nm 的光子晶体光纤在不同参数条件下的相互作用所导致的相位匹配函数的变化趋势,以及信号光和闲频光的频谱关联特性,为基于光子晶体光纤的光子纠缠源的实验提供了理论依据。

2 基本理论

当一束中心波长位于反常色散区的抽运光入射到光子晶体光纤中,通过三阶非线性效应,可以产生有效的自发四波混频,使满足相位匹配的波长处的信号光增益得到增强。在此过程中,两个频率为 ω_p 的抽运光子被湮灭,产生了上频移的闲频光子 ω_i 和下频移的信号光子 ω_s ,这两个光子具有能量—时间纠缠关系^[20]。假定抽运光、信号光和闲频光为同向线偏振光,并沿 z 向(光纤轴向)传输,信号光子和闲频光子的双光子态矢量可用一阶微扰理论表示^[21]:

$$|\psi(\omega_s, \omega_i)\rangle = A \int dt \int_{-L}^0 dz E_s^{(-)}(t, z) E_i^{(-)}(t, z) \cdot E_p^{(+)}(t, z) E_p^{(+)}(t, z) |0\rangle, \quad (1)$$

其中

$$E_s^{(-)}(t, z) = \int d\omega_s a_s^+ e^{-i(k_s z - \omega_s t)} \quad (2)$$

$$E_i^{(-)}(t, z) = \int d\omega_i a_i^+ e^{-i(k_i z - \omega_i t)} \quad (3)$$

分别表示信号光场和闲频光场的负频电场算符, a_s^+ 和 a_i^+ 分别为信号光场和闲频光场的产生算符, k_s 和 k_i 分别为信号光场和闲频光场的波矢量; $E_p^{(+)}(t, z)$ 为抽运光场的正频电场算符;考虑到抽运光为具有高斯型光谱的经典窄脉冲,且光纤较短可忽略其传输损耗,则包含自相位调制项的 $E_p^{(+)}(t, z)$ 可表示为

$$E_p^{(+)}(t, z) = e^{-i\omega_{p0} t} e^{-i\gamma P_p z} \int d\Omega_p e^{-\Omega_p^2 / 2\sigma_p^2} e^{i(k_p z - \Omega_p t)}, \quad (4)$$

其中 ω_{p0} 为抽运脉冲的中心频率, σ_p 为抽运光的带宽, P_p 为抽运光峰值功率, k_p 为抽运光的波矢量, γ 为光子晶体光纤的非线性系数, $\Omega_p = \omega_p - \omega_{p0}$ 代表抽运光频率与其中心频率的差; A 为与具体实验参数相关的常数,并正比于三阶非线性系数 $\chi^{(3)}$; L 为光纤长度。

将(2)–(4)式代入(1)式,可以得出双光子态矢量的表达式

$$|\psi(\omega_s, \omega_i)\rangle = g \int d\omega_s \int d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (5)$$

其中

$$g \propto A \frac{P_p}{\lambda_p \sigma_p}, \quad (6)$$

$$F(\omega_s, \omega_i) = \int_{-L}^0 dz \frac{\exp\{-i\Delta k z - 2i\gamma P_p z\}}{\sqrt{1 - ik''\sigma_p^2 z - \frac{i}{2}k'''(\Omega_s + \Omega_i)z\sigma_p^2}} \cdot \exp\left\{-\frac{(\Omega_s + \Omega_i)^2}{4\sigma_p^2}\right\}, \quad (7)$$

$$\Delta k = \frac{k''}{4}(\Omega_s - \Omega_i + \Delta)^2 + \frac{k'''}{8}(\Delta + \Omega_s - \Omega_i)^2(\Omega_s + \Omega_i). \quad (8)$$

g 包含 A 为一个根据具体实验条件而定的常数,并正比于抽运光的峰值功率 P_p ,反比于抽运光的波长 λ_p 和带宽 σ_p ^[22]; $|\omega_s\rangle$ 和 $|\omega_i\rangle$ 对应着信号光和闲频光的单光子态; $F(\omega_s, \omega_i)$ 称作双光子频谱函数,表征产生光子对的频谱纠缠特性^[18]; Δk 为波矢失配量;(8)式是将波矢 $k_{p,s,i}$ 在 ω_{p0} (抽运光的中心频率)处,进行泰勒级数展开到三阶色散项的 Δk 表达式,

式中 $k'' = \left. \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_{p0}} = -\frac{\lambda_{p0}^2}{2\pi c} D_{\text{slope}}(\lambda_{p0} - \lambda_0)$ 是在抽

运光中心频率处的二阶色散, $k''' = \left. \frac{d^3 k}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_{p0}} =$

$\left(\frac{\lambda_{p0}^2}{2\pi c}\right)^2 D_{\text{slope}}$ 是在抽运光中心频率处的三阶色散,其

中 λ_{p0} 为抽运光的中心波长, λ_0 为零色散波长, D_{slope} 为零色散波长附近的色散斜率; $\Omega_s = \omega_s - \omega_{s0}$ 和 $\Omega_i = \omega_i - \omega_{i0}$, 其中 ω_{s0} 和 ω_{i0} 分别代表信号光和闲频光的中心频率, $\Delta = \omega_{i0} - \omega_{s0}$ 为信号光和闲频光中心频率之差。

由于(7)式中的分母是色散引起的脉冲展宽,所以当抽运光脉冲的中心波长 λ_{p0} 位于零色散点附近,而脉冲宽度 σ_p 为几皮秒和光纤长度 L 远小于色散长度 $(\left|\frac{\sigma_p^2}{k''}\right|$ 和 $\left|\frac{\sigma_p^2}{k'''}\right|)$ 时,色散带来的抽运光脉冲展

宽可以忽略,这时(7)式的分母近似为1。经积分后,简化的双光子频谱函数为

$$F(\omega_s, \omega_i) = L \exp \left[iL \left(\frac{\Delta k}{2} + \gamma P_p \right) \right] \cdot \alpha(\omega_s, \omega_i) \phi(\omega_s, \omega_i), \quad (9)$$

$$\alpha(\omega_s, \omega_i) = \exp \left[-\frac{(\Omega_s + \Omega_i)^2}{4\sigma_p^2} \right], \quad (10)$$

$$\phi(\omega_s, \omega_i) = \text{sinc} \left[\frac{L}{2} (\Delta k + 2\gamma P_p) \right], \quad (11)$$

其中 $\alpha(\omega_s, \omega_i)$ 表示抽运谱函数; $\phi(\omega_s, \omega_i)$ 表示信号光、闲频光和抽运光之间的相位匹配函数; $|F(\omega_s, \omega_i)|^2$ 的大小正比于在信号光频率 ω_s 和闲频光频率 ω_i 处产生纠缠光子对的几率;显然,抽运包络函数关于 Ω_s 和 Ω_i 是交换对称的。下面讨论不同参数对于相位匹配函数 $\phi(\omega_s, \omega_i)$ 的影响,以便找到频谱对称性最佳位置及其变化规律。

3 数值结果与讨论

3.1 模拟光子晶体光纤的相位匹配函数与双光子频谱函数

采用零色散点位于 810 nm 的光子晶体光纤来进行数值模拟,该处的光纤长度 $L=5$ m,色散斜率 $D_{\text{slope}}=0.84$ ps/(nm²·km),非线性系数 $\gamma=52$ km/W,抽运脉冲中心波长为 $\lambda_p=811$ nm,宽度 σ_p 取 1 nm,峰值功率 $P_p=5$ W。根据(11)式得到的相位匹配函数变化趋势如图 1 所示,其中 $\Delta\lambda=\lambda_i-\lambda_{i0}$ 为闲频光中心波长与抽运光中心波长之差。图 1 中的每条曲线表示当 λ_{i0} 一定时,相位匹配函数的分布。其中峰值越大代表相位匹配的效率越高,峰宽越宽说明相位匹配的频谱范围越大。由此可见,当 λ_{i0} 逐渐远离 λ_{p0} 时,相位匹配的范围越来越窄,即实现相位匹配的条件越来越受限制,但是相位匹配的最大值不变。

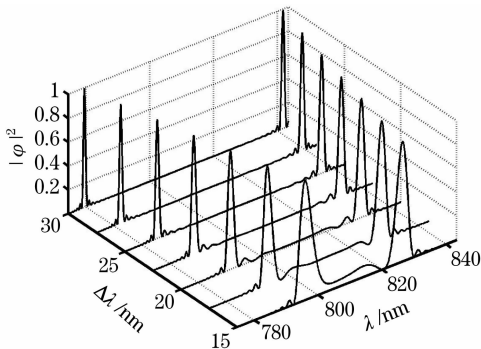


图 1 相位匹配函数 $|\alpha(\omega_s, \omega_i)|^2$ 的变化趋势

Fig. 1 Evolvement of phase-matching function $|\alpha(\omega_s, \omega_i)|^2$

当取定每个中心波长 λ_{i0} 的闲频光以后,根据能量守恒关系 $\lambda_{p0}=2\lambda_{s0}\lambda_{i0}/(\lambda_{s0}+\lambda_{i0})$,可以确定信号光的中心波长 λ_{s0} 。但是由于色散和非线性的存在导致相位失配,信号光与闲频光对应的相位匹配的最佳位置不一定是 λ_{s0} ,即可能发生偏移。分别画出 $\Delta\omega_{i0}=\omega_{i0}-\omega_{p0}$ (不同闲频光中心频率与抽运光中心频率之差)和 $\Delta\omega_s=\omega_s-\omega_{p0}$ (每个闲频光中心频率所对应的最大相位匹配值处的信号光频率与抽运光中心频率之差)与闲频光中心波长 λ_{i0} 的关系,如图 2 所示。由此可见,只有在闲频光在 796 nm 附近时,两线相交,说明此时的信号光和闲频光不仅是纠缠的,而且都达到了相位匹配的最佳位置和具有完全的频谱对称性。根据(9)式还可以讨论双光子频谱函数 $|F(\omega_s, \omega_i)|^2$ 的变化趋势,结果如图 3 所示。从图中也看出,当闲频光的中心波长为 796 nm 时,得到纠缠光子对的几率最大。

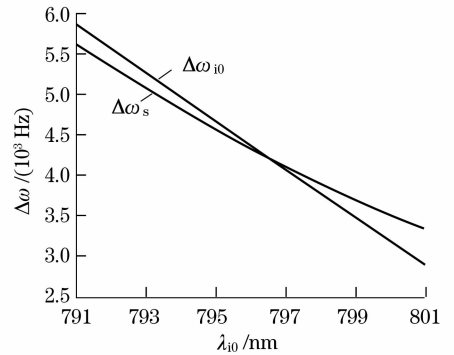


图 2 $\Delta\omega_{i0}$ 和 $\Delta\omega_s$ 与 λ_{i0} 的关系图

Fig. 2 Relation of $\Delta\omega_{i0}$ and $\Delta\omega_s$ versus λ_{i0}

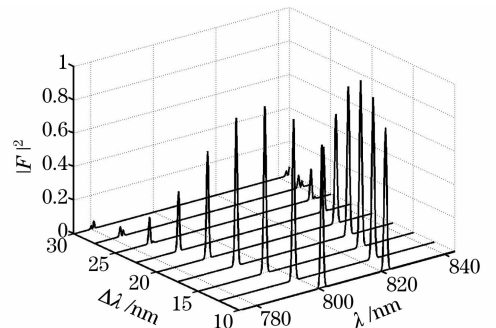


图 3 双光子频谱函数 $|F(\omega_s, \omega_i)|^2$ 的变化趋势图

Fig. 3 Evolvement of joint spectral function $|F(\omega_s, \omega_i)|^2$

由于在实验中抽运光、信号光和闲频光的频带宽一般都很窄,为讨论方便假设闲频光是单频的,将频谱函数投影到信号光频率轴上,在这种条件下,得到的双光子频谱函数为

$$F(\omega_s, \omega_i) = L \exp \left(-\frac{\Omega_s^2}{2\sigma_p^2} \right) \text{sinc} \left[\frac{L}{2} (\Delta k + 2\gamma P_p) \right], \quad (12)$$

以下通过(12)式讨论抽运光和光纤参数变化对双光子频谱函数的影响。

3.2 光纤的零色散斜率对双光子频谱函数的影响

当光纤的零色散斜率取不同值时,双光子频谱函数与信号光和闲频光波长的关系,如图 4 所示。由图可见,随着零色散点斜率 D_0 的变大,频谱函数的最佳相位匹配位置(最大值)逐渐靠近抽运光的中心波长,并且相位匹配的带宽 $\Delta\lambda_1$ (由最大频谱函数值下降到一半处所对应的信号光波长 λ_s 范围)逐渐

减小(图 5)。这是因为零色散点斜率越小,光子晶体光纤的色散曲线越平坦,能够满足相位匹配的范围就相应增大;同时因为零色散斜率变小,色散系数 k'' 与 k''' 也变小。根据(11)式,为了达到最佳相位匹配,与非线性效应造成的相位失配相抵消,就需要信号光和闲频光的频率(波长)间隔增大去补偿。

3.3 光纤的非线性系数对双光子频谱函数的影响

当光纤的非线性系数 γ 逐渐变化时,得到相应的双光子频谱函数如图 6 所示。

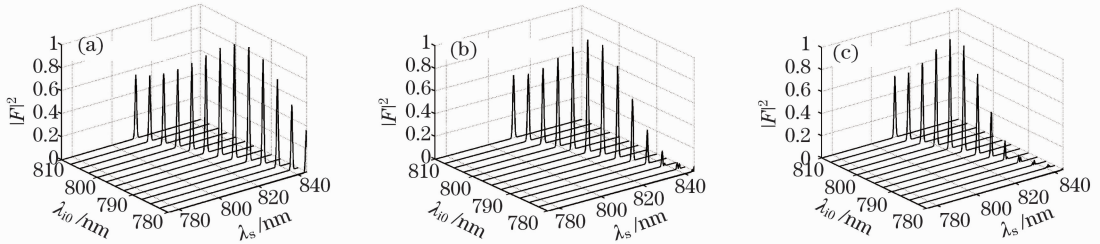


图 4 (a) $D_{\text{slope}} = 0.44 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$, (b) $D_{\text{slope}} = 0.84 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$, (c) $D_{\text{slope}} = 1.24 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ 时的双光子频谱函数

Fig. 4 Plots of the joint spectral function with $D_{\text{slope}} = 0.44 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ (a), $D_{\text{slope}} = 0.84 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ (b), and $D_{\text{slope}} = 1.24 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ (c)

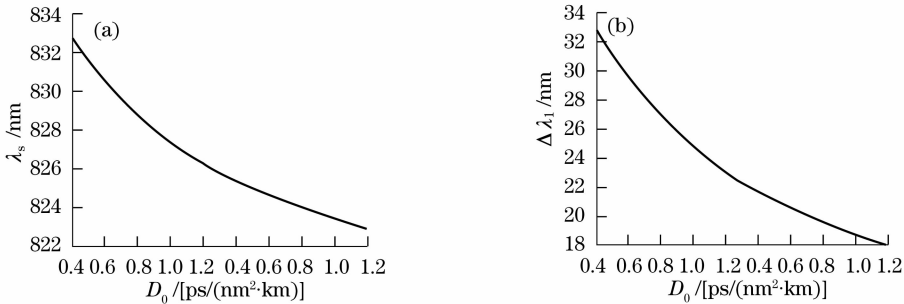


图 5 (a)最佳相位匹配位置处的 λ_s 和(b)相位匹配带宽 $\Delta\lambda_1$ 与零色散斜率 D_0 的关系图

Fig. 5 Relation of the λ_s at the optimal phase-matching position (a) and the phase-matching bandwidth $\Delta\lambda_1$ (b) versus the zero-dispersion slope D_0 at the zero-dispersion wavelength

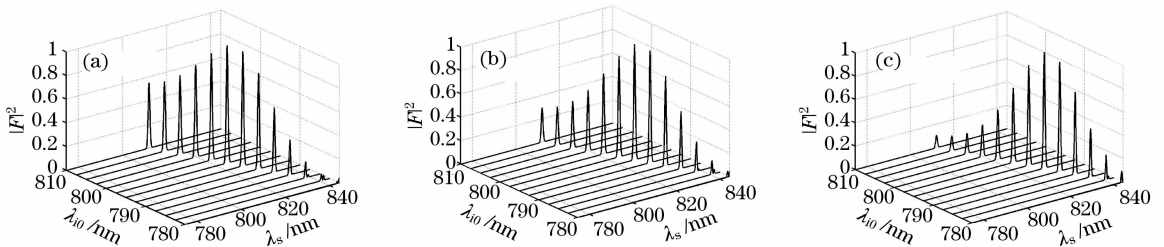


图 6 双光子频谱函数随光子晶体光纤非线性系数的变化, (a) $\gamma = 52 \text{ km}/\text{W}$; (b) $\gamma = 72 \text{ km}/\text{W}$; (c) $\gamma = 92 \text{ km}/\text{W}$

Fig. 6 Plots of the joint spectral function versus nonlinear coefficient of PCF, for (a) $\gamma = 52 \text{ km}/\text{W}$; (b) $\gamma = 72 \text{ km}/\text{W}$ and (c) $\gamma = 92 \text{ km}/\text{W}$

可见,随着光子晶体光纤非线性系数的增加,频谱函数的最佳相位匹配位置逐渐远离抽运光中心波长,并且相位匹配带宽也逐渐减小(如图 7 所示)。这

是由于非线性系数的增加直接导致自相位调制项变大,因此为了和自相位调制项抵消,信号光和闲频光的频率(波长)间隔就要相应地增加。需要指出的是,

由于自相位调制项表示为抽运光功率和非线性系数的乘积(γP_p),所以增加抽运功率也有同样的规律性。但是抽运功率的增加可能导致受激过程的发生,如受激四波混频和受激拉曼等^[23],从而增加了噪声。

3.4 抽运光中心波长对双光子频谱函数的影响

将抽运光脉冲中心波长 λ_{p0} 的位置在光纤负色散区内改变,得到的双光子频谱函数图像如图 8 所示。

由图可见,随着抽运光中心波长 λ_{p0} 逐渐远离光子晶体光纤的零色散波长,最佳相位匹配位置逐渐靠近零色散点对应的波长,并且相位匹配范围逐渐变小,如图 9 所示。这是因为抽运光中心波长越接近零色散点,色散项越小。所以信号光和闲频光

必须远离抽运光中心波长,以便和自相位调制带来的相位失配相抵消。同时,抽运光越接近零色散波长,越有利于脉冲无畸变的传输,这对于产生稳定和高效的纠缠光子对是有利的。

综合以上数值计算结果,可以得出以下结论:在模拟的光子晶体光纤参数下,自发四波混频产生的信号光和闲频光的频谱对称性具有最佳值,即可作为滤波器放置的最佳位置;尽量选用和设计出零色散斜率小、非线性系数大的光子晶体光纤;以及抽运光的中心波长应该尽量靠近光子晶体光纤的零色散波长,只有这样才能使信号光和闲频光远离抽运光波长,减少剩余抽运光的影响,提高纠缠源的信噪比。

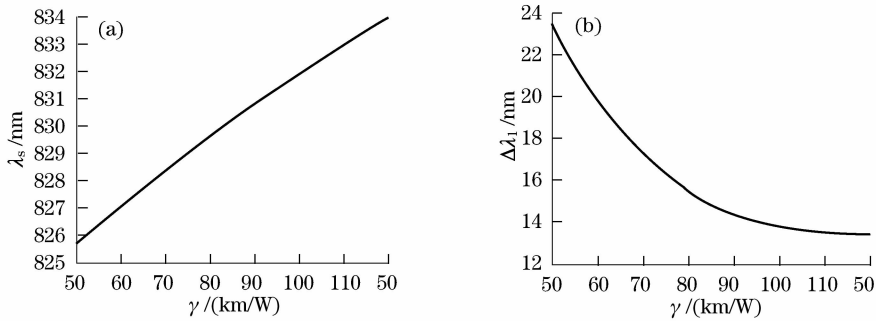


图 7 (a)最佳相位匹配位置处的 λ_s 和(b)相位匹配带宽 $\Delta\lambda_1$ 与光子晶体光纤非线性系数 γ 的关系图
Fig. 7 Relation of the λ_s at the optimal phase-matching position (a) and the phase-matching bandwidth $\Delta\lambda_1$ (b) versus the nonlinear coefficient of PCF

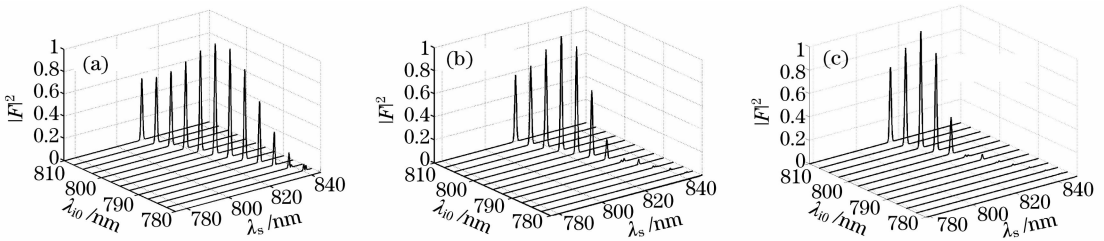


图 8 双光子频谱函数随抽运光中心波长 λ_{p0} 的变化, (a) $\lambda_{p0} = 811$ nm, (b) $\lambda_{p0} = 812$ nm, (c) $\lambda_{p0} = 813$ nm
Fig. 8 Plots of the joint spectral function versus the pump central wavelength for (a) $\lambda_{p0} = 811$ nm, (b) $\lambda_{p0} = 812$ nm and (c) $\lambda_{p0} = 813$ nm

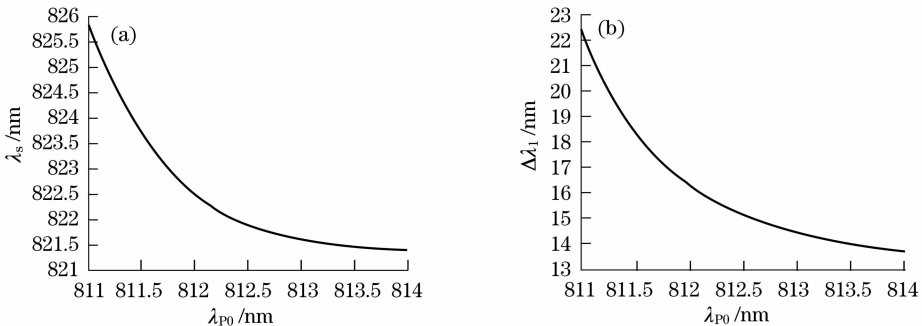


图 9 (a)最佳相位匹配位置处的 λ_s 和(b)相位匹配带宽 $\Delta\lambda_1$ 与抽运光中心波长 λ_{p0} 的关系图
Fig. 9 Relation of the λ_s at the optimal phase-matching position (a) and the phase-matching bandwidth $\Delta\lambda_1$ (b) versus the pump central wavelength

4 总 结

采用数值方法研究了在 800 nm 波段,由皮秒脉冲抽运,基于自发四波混频产生的信号光和闲频光的频谱关联特性。在模拟实际光子晶体光纤参数下,获得了信号光和闲频光的最佳滤波位置,即当闲频光波长取 796 nm 时,由光纤所产生的关联光子对具有很好的频谱对称性;同时讨论了光子晶体光纤和抽运光参数对信号光和闲频光频谱函数的影响及变化规律。这些结果可以对今后相应的实验具有指导和参考意义。

参 考 文 献

- 1 Wang Juxia, Yang Zhiyong, An Shuying. 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
- 2 C. H. Bennett, D. Divincenzo. Quantum information and computation [J]. *Nature*, 2000, **404**(6775): 247~255
- 3 Zhou Zhengwei, Huang Yunfeng, Zhang Yongsheng *et al.*. Recent advancement in research of quantum computation [J]. *Progress in Physics*, 2005, **25**(4): 368~385
周正威,黄运锋,张永生等. 量子计算的研究进展[J]. *物理学进展*, 2005, **25**(4): 368~385
- 4 Su Xiaoqin, Guo Guangcan. Quantum teleportation [J]. *Progress in Physics*, 2004, **24**(3): 259~273
苏晓琴,郭光灿. 量子隐形传态[J]. *物理学进展*, 2004, **24**(3): 259~273
- 5 Ye Liu, Guo Guangcan. Teleportation of schrodinger cat state via a nonmaximally entangled state of atoms and cavity Field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(4): 407~409
叶柳,郭光灿. 利用原子与光场的非最大纠缠态传送薛定谔猫态[J]. *光学学报*, 2002, **22**(4): 407~409
- 6 Yang Hongqin, Xie Shusen, Lu Zukang *et al.*. Teleportation of a three-particle GHz state via three-particle W states[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2): 300~304
杨洪钦,谢树森,陆祖康等. 利用三粒子 W 态隐形传送三粒子 GHz 态[J]. *光学学报*, 2006, **26**(2): 300~304
- 7 Y. H. Shih, C. O. Alley. New type of einstein-podolsky-rosen-bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(26): 2921~2924
- 8 Z. Zhao, Y. A. Chen, A. N. Zhang *et al.*. Experimental demonstration of five-photon entanglement and open-destination teleportation [J]. *Nature*, 2004, **430**(6995): 54~58
- 9 H. G. de Chatellus, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh *et al.*. Non-collinear and non-degenerate polarization-entangled photon generation via concurrent type-I parametric downconversion in PPLN[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(21): 10060~10072
- 10 Li Xiaoying, Jing Jietai, Zhang Jing *et al.*. Experimental generation of bright squeezed light and bright EPR beam from NOPA [J]. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(5): 966~972
李小英,荆杰泰,张靖等. 由 NOPA 产生高质量明亮压缩光及明亮 EPR 光束[J]. *物理学报*, 2002, **51**(5): 966~972
- 11 Y. Zhang, H. Wang, X. Y. Li *et al.*. Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier[J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **62**(2): 023813
- 12 X. Y. Li, P. L. Voss, J. E. Sharping. Optical-fiber source of polarization-entangled photon pairs in the 1550 nm telecom band [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(5): 053601
- 13 J. Fan, A. Migdall, L. J. Wang. Efficient generation of correlated photon pairs in a microstructure fiber[J]. *Opt. Lett.*, **30**(24): 3368~3370
- 14 K. F. Lee, J. Chen, C. Liang *et al.*. Generation of high-purity telecom-band entangled photon pairs in dispersion-shifted fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(12): 1905~1907
- 15 J. Fulconis, O. Alibart, J. L. O'Brien *et al.*. Nonclassical interference and entanglement generation using a photonic crystal fiber pair photon source [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(12): 120501
- 16 X. Y. Li, L. Yang, L. Cui *et al.*. Fiber-based source of photon pairs at telecom band with high temporal coherence and brightness for quantum information processing[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(6): 593~595
- 17 Y. Ni, Q. Wang, L. Zhang *et al.*. Entangled photon-pair source based on photonic crystal fiber[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **238**(1~3): 45~49
- 18 K. Garay-Palmett, H. J. McGuinness, O. Cohen *et al.*. Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(22): 14870~14886
- 19 X. Y. Li, X. X. Ma, Z. Y. Ou *et al.*. Spectral study of photon pairs generated in dispersion shifted fiber with a pulsed pump[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(1): 32~44
- 20 X. Y. Li, J. Chen, P. L. Voss *et al.*. All-fiber photon-pair source for quantum communications: Improved generation of correlated photons[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(16): 3737~3744
- 21 L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge University Press, 1995
- 22 J. Chen, X. Y. Li, P. Kumar. Two-photon-state generation via four-wave mixing in optical fibers[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(3): 033801
- 23 W. Zhang, Y. Wang, J. D. Peng *et al.*. Broadband high power continuous wave fiber Raman source and its applications [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **231**(1~6): 371~374