

超短脉冲抽运下频率一致纠缠光源量子特性 实验研究*

张羽¹⁾²⁾ 权润爱¹⁾ 白云¹⁾²⁾ 侯飞雁¹⁾ 刘涛¹⁾ 张首刚¹⁾ 董瑞芳^{1)†}

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013年1月18日收到; 2013年2月22日收到修改稿)

利用自发参量下转换过程产生的频率纠缠光源在量子信息处理及相关领域中具有十分重要的应用. 本文利用中心波长为 792 nm, 脉冲宽度小于 20 fs 的脉冲激光源抽运满足 II 类准相位匹配条件的周期极化磷酸氧钛钾晶体, 实验产生了偏振相互正交的频率一致纠缠光子对. 基于 Hong-Ou-Mandel 干涉仪的二阶量子符合干涉装置, 测量到该纠缠双光子对的干涉可见度约为 42%, 表明其频率不可分特性较理想频率一致纠缠光源大大降低. 通过理论分析给出, 由于超短脉冲光源对应的宽频谱带宽影响, 相位匹配函数中的高阶色散项不再忽略, 从而导致纠缠光子对的频率不可分性减弱. 进一步利用实验参数给出的数值模拟结果与实验结果符合, 证实了脉冲抽运源带宽对频率一致纠缠光源的量子不可分特性的影响.

关键词: 频率一致纠缠, Hong-Ou-Mandel 干涉测量, 符合计数

PACS: 42.65.-k, 42.50.-p, 03.67.Bg, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.62.144206

1 引言

光量子纠缠态是量子信息学的重要基础^[1], 光量子纠缠态的成功制备不断推动着它在量子信息相关领域的应用. 迄今为止, 基于非线性晶体 (如 BBO, PPKTP 晶体等) 的自发参量下转换 (SPDC) 过程是实现光量子纠缠态的最常用手段. 在此过程中, 高频强抽运场产生两个低频光子 (一般称作信号光与闲置光). 信号光子与闲置光子间的时间、能量、动量方向以及偏振间的纠缠特性已被广泛应用到包括量子隐形传态^[2-4]、量子保密通信^[5-9]、量子计算^[10-14]、量子成像^[15-17]、量子通信与量子测量^[18-20] 等诸多领域. 21 世纪初, 利用自发参量下转换产生的频率纠缠光源由于在量子干涉测量过程中具有高时间分辨率及色散消除^[21] 等特性开始受到关注. 利用连续激光源抽运非线性晶体产

生的频率反相关纠缠光子源已被广泛应用到量子时间同步^[22-24]、量子相干层析^[25-28] 等研究中. 在连续光抽运的自发参量下转换过程中, 信号、闲置光子对可以在抽运激光较长的相干时间范围内随机地产生, 不利于探测. 当采用脉冲抽运时, 纠缠光子对只能在抽运脉冲的持续时间内产生. 在这种情况下, 抽运脉冲的重复频率可用来精确控制单光子探测的开关时间, 从而有效降低探测过程中暗计数和环境噪声对信号的影响, 提高信噪比; 另一方面, 由于非线性转换效率正比于抽运光的瞬时光强, 因此, 脉冲抽运的自发参量下转换过程具有更高的转换效率. 研究人员创新性地提出了在脉冲激光源抽运下, 可以利用扩展相位匹配条件产生频率一致纠缠光子源^[29,30]. 基于 Hong-Ou-Mandel (HOM) 干涉^[20] 的二阶量子干涉符合测量将获得干涉可见度为 1, 表征了理想的频率不可分特性.

* 国家自然科学基金重大仪器专项 (批准号: Y133ZK1101)、国家自然科学基金 (批准号: 11174282)、中国科学院“西部之光”计划重点项目 (批准号: 中科院人教字 (2011)180 号)、中国科学院科技创新“交叉与合作”团队课题 (批准号: 中科院人教字 [2012]119 号) 和瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

2005年, 研究人员利用3 dB带宽为6 nm, 中心波长为790 nm的脉冲激光源抽运周期性极化磷酸氧钛钾晶体 (PPKTP), 首次在实验上实现了频率一致纠缠光子源的产生^[31], 获得高达85%的HOM干涉可见度.

上述高质量频率一致纠缠光源的产生是在抽运脉冲的持续时间在百飞秒量级条件下, 然而当抽运脉冲的持续时间缩短至几十飞秒甚至飞秒量级时, 频率一致纠缠光源的量子关联特性尚未被研究. 本文理论和实验研究了超短脉冲激光源抽运下的频率纠缠光源及其量子关联特性. 结果表明, 由于超短脉冲抽运源的宽带宽, 非线性晶体的相位失配系数中, 二阶色散项无法忽略, 即使在满足扩展相位匹配条件下, 频率一致纠缠双光子源HOM的干涉可见度仍大大降低, 反映了其频率不可分特性的退化. 本文内容安排如下: 首先介绍纠缠源产生及探测的理论基础, 其次是实验装置, 第三部分是实验结果及其与理论分析结果的拟合, 最后是对本文的总结.

2 纠缠源产生及探测的理论基础

根据量子理论, 利用自发参量下转换过程产生的双光子态可以表示为^[30]

$$|\psi\rangle = \iint d\omega_s d\omega_i A(\omega_s, \omega_i) a_s^\dagger(\omega_s) a_i^\dagger(\omega_i) |0\rangle, \quad (1)$$

其中, $A(\omega_s, \omega_i)$ 表示双光子的频谱函数, $a_s^\dagger(\omega_s)$ 和 $a_i^\dagger(\omega_i)$ 分别表示信号光子和闲置光子的产生算符, $|0\rangle$ 为真空态. 双光子的频谱函数由抽运光的谱型函数 $\alpha(\omega_s, \omega_i)$ 及参量下转换过程的相位匹配函数 $\phi(\omega_s, \omega_i)$ 共同决定:

$$A(\omega_s, \omega_i) = \alpha(\omega_s, \omega_i) \Phi_L(\omega_s, \omega_i), \quad (2)$$

中心频率和频谱宽度分别为 ω_p^0 和 B_p 的抽运光源的谱型函数可表示为

$$\alpha(\omega_s, \omega_i) \propto \exp\left[-\frac{(\omega_s + \omega_i - \omega_p^0)^2}{4B_p^2}\right], \quad (3)$$

由参量下转换过程产生的信号光子和闲置光子所满足的相位匹配函数为

$$\Phi_L(\omega_s, \omega_i) \equiv \frac{\sin[\Delta k(\omega_s, \omega_i)L/2]}{\Delta k(\omega_s, \omega_i)/2},$$

$$\Delta k(\omega_s, \omega_i) \equiv k_p(\omega_p) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i) \pm 2\pi/\Lambda, \quad (4)$$

式中 Δk 为参量下转换过程的相位失谐量, L 为非线性晶体的长度, Λ 为非线性晶体的极化周期. $k_j(\omega_j)$,

$j = s, i, p$ 分别代表抽运光、信号光与闲置光的传播常数, 其 Taylor 展开式可以写为

$$k_j(\omega_j) = k_j^0 + k_{j,1}(\omega_j - \omega_{j,0}) + \frac{1}{2}k_{j,2}(\omega_j - \omega_{j,0})^2 + \dots, \quad (5)$$

其中, $k_{j,m} = (d^m k_j / d\omega_j^m)_{\omega_j = \omega_{j,0}}$, $m = 1, 2, 3, \dots$, $\omega_{j,0}$ 表征抽运与下转换光的中心频率. 在简并参量下转换条件下, $\omega_s^0 = \omega_i^0 = \omega_p^0/2$. 当非线性晶体满足 II 类相位匹配条件时, $k_p^0 - k_s^0 - k_i^0 \pm 2\pi/\Lambda = 0$. 大多数情况下, 传播常数可以由其一阶以下的 Taylor 展开式近似, 此时相位匹配函数简化为

$$\Phi_L(\omega_s, \omega_i) \propto \text{sinc}[(\gamma_s \tilde{\omega}_s + \gamma_i \tilde{\omega}_i)L/2], \quad (6)$$

其中 $\tilde{\omega}_s = \omega_s - \omega_p^0/2$, $\tilde{\omega}_i = \omega_i - \omega_p^0/2$ 表征下转换光子对分别围绕其中心频率的偏差, $\gamma_s = k_{p,1}(\omega_p) - k_{s,1}(\omega_p^0/2)$, $\gamma_i = k_{p,1}(\omega_p) - k_{i,1}(\omega_p^0/2)$. 根据文献^[30], 扩展相位条件下, $\gamma_s = -\gamma_i = \gamma$. 此时, 相位匹配函数近似为信号光子与闲置光子频率信号的差频函数:

$$\Phi_L(\omega_s, \omega_i) \propto \text{sinc}[(\tilde{\omega}_s - \tilde{\omega}_i)\gamma L/2] = \Phi_L(\tilde{\omega}_s - \tilde{\omega}_i). \quad (7)$$

双光子态的态函数可表示为

$$|\psi\rangle = \iint d\tilde{\omega}_s d\tilde{\omega}_i \alpha(\tilde{\omega}_s + \tilde{\omega}_i) \Phi_L(\tilde{\omega}_s - \tilde{\omega}_i) \hat{a}_s^\dagger(\omega_p^0/2 + \tilde{\omega}_s) \hat{a}_i^\dagger(\omega_p^0/2 + \tilde{\omega}_i) |0\rangle. \quad (8)$$

当晶体足够长时, $\Phi_L(\tilde{\omega}_s - \tilde{\omega}_i) \xrightarrow{L \rightarrow \infty} \delta(\tilde{\omega}_s - \tilde{\omega}_i)$. 代入(8)式, 给出一个理想频率一致纠缠的双光子态, 其频谱带宽取决于抽运光源的频谱带宽. 采用HOM干涉仪对(8)式所示的频率纠缠双光子源进行二阶量子干涉符合测量, 得到双光子的符合概率为^[30]

$$P(\tau) \propto \int d\omega |\Phi_L(\omega)|^2 [1 - \cos(\omega\tau)]. \quad (9)$$

根据HOM干涉可见度的定义: $C = 1 - P(0)/P(\infty)$, 该双光子态的HOM干涉可见度为1, 以表征纠缠光子对的频率不可分; HOM凹陷宽度由相位匹配函数 $\Phi_L(\omega)$ 的带宽决定.

然而, 当抽运光的频谱带宽足够宽时, (5)式所示的传播常数二阶 Taylor 展开项不再忽略不计, HOM双光子的符合概率取决于

$$P(\tau) \propto \iint d\tilde{\omega}_s d\tilde{\omega}_i (|A(\tilde{\omega}_s, \tilde{\omega}_i)|^2 - |A(\tilde{\omega}_s, \tilde{\omega}_i)A(\tilde{\omega}_i, \tilde{\omega}_s)| \times \cos[(\tilde{\omega}_s - \tilde{\omega}_i)\tau]). \quad (10)$$

对应地, 双光子态的 HOM 干涉可见度表示为

$$C = 1 - \frac{\iint d\tilde{\omega}_s d\tilde{\omega}_i |A(\tilde{\omega}_s, \tilde{\omega}_i)A(\tilde{\omega}_i, \tilde{\omega}_s)|}{\iint d\tilde{\omega}_s d\tilde{\omega}_i |A(\tilde{\omega}_s, \tilde{\omega}_i)|^2}, \quad (11)$$

由于 $A(\tilde{\omega}_s, \tilde{\omega}_i) \neq A(\tilde{\omega}_i, \tilde{\omega}_s)$, 该双光子态的 HOM 干涉可见度不再为 1.

3 实验装置

我们利用超短脉冲激光源抽运 PPKTP 晶体产生频率纠缠光源及 HOM 量子干涉测量实验装置如图 1 所示. 脉冲时间宽度小于 20 fs 的 792 nm 超短脉冲激光器 (FemtoLasers 公司, FUSION 20-150 钛宝石脉冲激光器) 为抽运光源, 对应 3 dB 带宽约为 50 nm. 实验所用非线性晶体为满足 II 类准相位匹配条件的 PPKTP 晶体, 其尺寸为 $1 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$, 极化周期为 $46.146 \mu\text{m}$. PPKTP 晶体置于控温炉中, 并通过自制温控仪精确控制其工作温度. 脉冲抽运源经柱面透镜组合后在晶体中心聚束, 束腰半径约为 $100 \mu\text{m}$. 抽运光与 PPKTP 晶体作用后, 共线输出偏振相互正交的信号光 (S) 和闲置光 (I). 剩余抽运光通过一系列分色镜 (2 片 Dichroic Mirrors-DM \times 2)、长波通带滤波片 (long pass filters) 被滤除. 随后, 自由空间的纠缠光子对通过一非球面透镜被耦合到光纤偏振分束器 (FPBS) 中. FPBS 前的 1584 nm 消色散半波片 (HWP-2) 用于调节信号光与闲置光的偏振与 FPBS

的快慢轴方向重合. 对下转换光子对的计数测量通过 2 台基于 InGaAs APD 的近红外单光子探测器 (idQuantique id210-SMF-STD-100 MHz) 实现, 如图 1 中 D1 和 D2 所示. 为避免不必要的杂散光探测和暗计数, 我们将脉冲激光源的 75 MHz 重复频率信号转换为 75 MHz 的 TTL 触发时钟信号作为外部触发送给两个单光子探测器. 此时, 两单光子探测器的暗计数分别为 $(5093 \pm 118)/\text{s}$ 和 $(2635 \pm 75)/\text{s}$. 双光子符合时间谱由一个时幅转换器 (TAC, Ortec 567) 与一个多通道分析仪 (Ortec Easy-MCA) 组合实现. 如图 1 所示, 对信号光子与闲置光子进行 HOM 二阶量子干涉测量时, FPBS 的两路输出分别连接到两个时延可调的光延迟线上, 其中一路为电动可调光延迟线 (MDL), 用于调节信号光与闲置光之间的延迟; 另一路为手动可调光延迟线 (ODL), 用于保持两臂平衡. 两路延迟线的输出随后通过一个 50-50 光纤耦合/分束器 (50/50 FC) 发生干涉. 为使信号光与闲置光发生双光子干涉, 在 ODL 光纤延迟线上加入了光纤偏振控制器 (FPC) 以保证二者在输出到 50/50 FC 上时偏振一致. 50/50 FC 的输出分别接到两台单光子探测器 D1 和 D2 上, D1 和 D2 输出的电脉冲信号分别通过一路纳秒延迟器 (delay box), 并作为开始和结束信号送入 TAC, TAC 输出至 MCA, 以完成符合计数的时间谱图. MCA 的时间谱图可通过 USB 接口连接到计算机上, 以便于数据分析与处理.

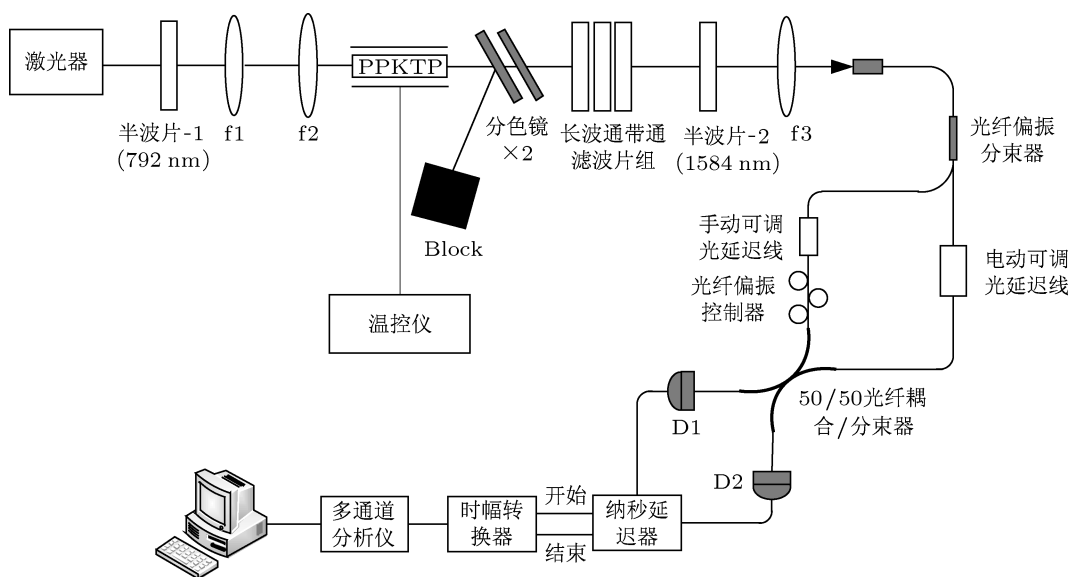


图 1 纠缠光源的产生及探测实验装置

4 实验结果与分析

基于上述频率一致纠缠光源的产生及二阶量子干涉符合探测实验系统, 两个单光子探测器分别测量到 43 K/s, 44 K/s 的光子计数. 设置 HOM 干涉仪 ODL 臂的时延为 300 ps, 通过扫描另一臂上的 MDL, 以实现向下转换双光子源的二阶量子干涉符合测量. 实验测量得到: 当 MDL 的时延为 $\tau = \tau_0 = 238.4$ ps 时, 得到最小符合计数 (即 HOM 干涉凹陷), 在 100 s 内符合计数为 18264 ± 184 ; 当 MDL 的时延 $|\tau - \tau_0| > 4$ ps 时, HOM 干涉符合计数保持不变, 100 s 内约为 31604 ± 266 . 该实验结果如图 2 所示, 对应 HOM 干涉可见度约为 42%.

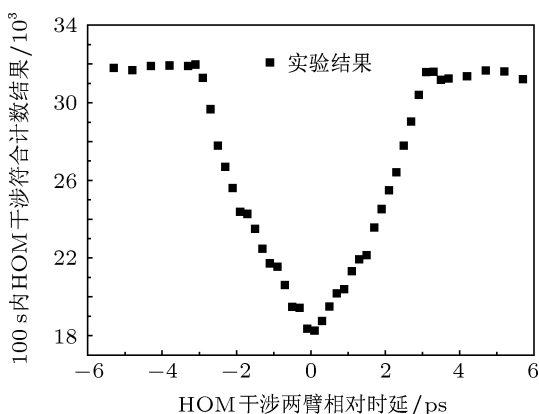


图 2 HOM 干涉测量典型结果 (未扣除偶然符合计数)

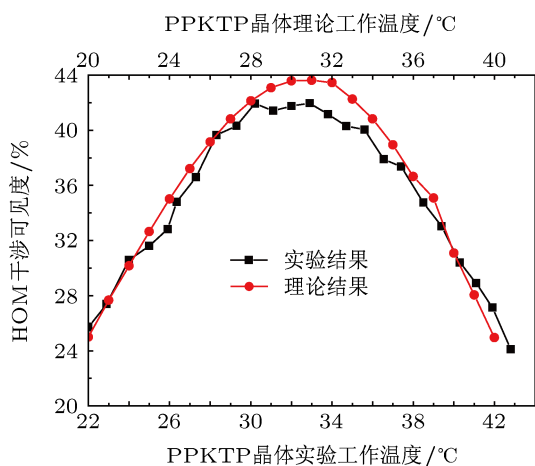


图 3 792 nm 脉冲抽运情况下, HOM 干涉可见度随 PPKTP 晶体温度的变化 (黑色方块表示) 及理论 (红色圆点 + 实线表示) 结果

进一步通过改变晶体工作温度, 实验研究了 HOM 干涉凹陷随晶体温度的变化特性. 实验结果如图 3 (黑块) 所示, 当晶体温度为 33 °C 时, 得到 HOM 干涉最大可见度约为 42%. 随着晶体温度远

离最佳工作温度, 测得的 HOM 干涉可见度也逐渐降低.

为分析 HOM 干涉可见度随 PPKTP 晶体温度的变化关系, 应用 PPKTP 晶体的 Sellmeier 方程^[32,33] 及其温度系数表达式^[34], 可以得到自发参量下转换过程中不同晶体温度下的相位失配系数:

$$\Delta k(\tilde{\omega}_s, \tilde{\omega}_i, T) \equiv k_p^0(T) - k_s^0(T) - k_i^0(T) + 2\pi/\Lambda - (\gamma_s(T)\tilde{\omega}_s + \gamma_i(T)\tilde{\omega}_i) + \frac{1}{2}(k_p''(T)(\tilde{\omega}_s + \tilde{\omega}_i)^2 - k_s''(T)\tilde{\omega}_{si}^2 - k_i''(T)\tilde{\omega}_{ii}^2), \quad (12)$$

代入 (4) 式中得到双光子态的相位匹配函数. 792 nm 的抽运脉冲频谱分布特性由光谱仪测量得到并通过高斯函数拟合, 最终得到双光子态的联合频谱函数 $A(\omega_s, \omega_i)$. 根据 (11) 式, 即可理论计算得到干涉可见度随 PPKTP 晶体的工作温度的变化曲线 (如图 3 中红线所示). 由图 3 可见, 晶体的理论最佳工作温度为 31 °C 时, HOM 干涉可见度达到 43.6%. 理论计算得到的最佳晶体温度与实验结果有 2 °C 的偏差. 但总体来说, 理论与实验结果符合. 根据理论分析, 当抽运光的带宽足够宽, 从而使二阶相位失配项无法忽略时, HOM 干涉可见度大幅降低.

利用温控仪将晶体温度设置在 30 °C, 将实验测量得到的 HOM 二阶量子干涉曲线归一化, 如图 4 中黑色点线所示. 根据 (10) 式, 理论计算得到 HOM 干涉的符合计数分布曲线如图 4 中红色实线所示. 可以看到, 理论与实验结果符合得很好, HOM 凹陷的半高全宽约为 4 ps, 干涉可见度为 42.1%.

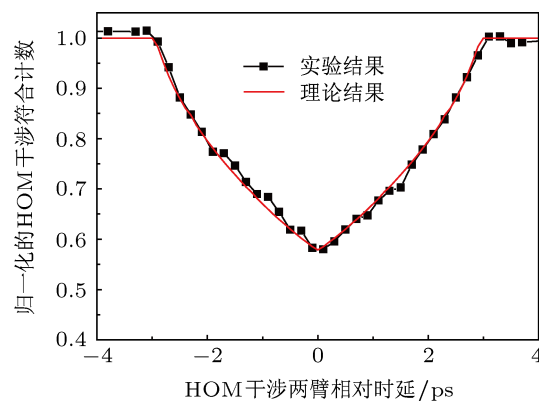


图 4 HOM 可见度的实测结果与理论分析结果对比 图中点线代表实验结果, 红线 (实线) 为理论计算结果

5 结论

本文理论和实验研究了 792 nm 超短脉冲源抽运 PPKTP 晶体产生的频率一致纠缠光子对的量子干涉特性. 研究表明, 由于超短脉冲抽运源的宽带宽, 表征非线性晶体相位失配系数的二阶色散项不能忽略, 从而使描述纠缠光子对二阶量子干涉特性的 HOM 干涉可见度大大降低. 同时, 从理论上分

析了该频率纠缠光子对的 HOM 二阶量子干涉测量曲线及其随晶体温度的关系, 得到晶体温度为 31°C 时的 HOM 干涉可见度最大 43%, 与实验结果符合良好. 研究表明, 在频率一致纠缠光源的产生过程中, 脉冲抽运源的宽带宽削弱了该量子纠缠态的频率不可分特性, 后续我们将进一步围绕该影响展开研究.

- [1] Bouwmeester D, Ekert A, Zeilinger A 2000 *The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation* (Berlin: Springer-Verlag)
- [2] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, Jozsa R, Peres A, Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [3] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [4] Kim Y H, Kulik S P, Shih Y H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1370
- [5] Ekert A K 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661
- [6] Jennewein T, Simon C, Weihs G, Weinfurter H, Zeilinger A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4729
- [7] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, Zbinden H 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 145
- [8] Tittel W, Brendel J, Zbinden H, Gisin N 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4737
- [9] Naik D S, Peterson C G, White A G, Berglund A J, Kwiat P G 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4733
- [10] Bennett C H, DiVincenzo D 2000 *Nature* **404** 247
- [11] Ralph T C, Gilchrist A, Milburn G J, Munro W J, Glancy S 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042319
- [12] Lund A P, Ralph T C, Haselgrove H L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 030503
- [13] Marek P, Fiurasek J 2010 *Phys. Rev. A* **82** 014304
- [14] Tipsmark A, Dong R, Laghaout A, Marek P, Ježek M, Andersen U L 2011 *Phys. Rev. A* **84** 050301(R)
- [15] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, Sergienko A V 1995 *Phys. Rev. A* **52** R3429
- [16] Altman A R, Köpüli K G, Corndorf E, Kumar P, Barbosa G A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 123601
- [17] Erkmen B I, Shapiro J H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023833
- [18] Brendel J, Gisin N, Tittel W, Zbinden H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2594
- [19] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 1330
- [20] Hong C K, Ou Z Y, Mandel L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044
- [21] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y 1992 *Phys. Rev. A* **45** 6659
- [22] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 117902
- [23] Bahder T B, Golding W M 2004 *7th International Conference on Quantum, Communication* Glasgow, UK, July 25–29, 2004 p395
- [24] Valencia A, Scarcelli G, Shih Y 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2635
- [25] Abouraddy A F, Nasr M B, Saleh B E A, Sergienko A V, Teich M C 2002 *Phys. Rev. A* **65** 053817
- [26] Sergienko A V, Saleh B E A, Teich M C 2004 *Opt. Lett.* **29** 2429
- [27] Nasr M B, Saleh B E A, Sergienko A V, Teich M C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 083601
- [28] Nasr M B, Carrasco S, Saleh B E A, Sergienko A V, Teich M C, Torres J P, Torner L, Hum D S, Fejer M M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 183601
- [29] Giovannetti V, Maccone L, Shapiro J H, Wong F N C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 183602
- [30] Giovannetti V, Maccone L, Shapiro J H, Wong F N C 2002 *Phys. Rev. A* **66** 043813
- [31] Kuzucu O, Fiorentino M, Albota M A, Wong F C, Kartner F X 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 083601
- [32] Fradkin K, Arie A, Skliar A, Rosenman G 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 914
- [33] Fan T Y, Huang C E, Hu B Q, Eckardt R C, Fan Y X, Byer R L, Feigelson R S 1987 *Appl. Opt.* **26** 2390
- [34] Emanueli S, Arie A 2003 *Appl. Opt.* **42** 6661

Frequency indistinguishability investigation of generated coincident-frequency entanglement via ultra-fast pulsed sources*

Zhang Yu¹⁾²⁾ Quan Run-Ai¹⁾ Bai Yun¹⁾²⁾ Hou Fei-Yan¹⁾
Liu Tao¹⁾ Zhang Shou-Gang¹⁾ Dong Rui-Fang^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Science, Xian 710600, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 18 January 2013; revised manuscript received 22 February 2013)

Abstract

The frequency entangled biphoton source generated via spontaneous parametric down-conversion process (SPDC) has found numerous applications in quantum information processing and relevant fields. We report on an experimental generation of coincident-frequency entanglement from periodically poled potassium titanyl phosphate, pumped by an ultra-short pulsed optical source with duration less than 20 fs. Based on the Hong-Ou-Mandel interferometric coincidence measurement setup, a visibility of about 42% is demonstrated, which indicates degraded frequency indistinguishability of the down-converted biphotons. Through theoretical investigation, such a degradation can be perfectly explained by the nonnegligible second-order dispersion terms in the Taylor-expanded phase mismatching function for the case of ultra-broadband spectrum of the pulsed pump. The fitting to the experimental results is further used and perfect agreement is achieved. The results imply that the spectral bandwidth of the pump can affect the generated coincident-frequency entanglement.

Keywords: coincident-frequency entanglement, Hong-Ou-Mandel interferometric measurement, coincidence counts

PACS: 42.65.-k, 42.50.-p, 03.67.Bg, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.62.144206

* Project supported by the State Key Scientific Instruments and Equipment Development Program of China (Grant No. Y133ZK1101), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174282), the Key Fund for the "Western Light" Talent Cultivation Plan of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 180 (2011)), the Fund for the Scientific and Technical Innovation "Cross and Cooperation Team" of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 119(2012)), and the open fund of the State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, China.

† Corresponding author. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn