

两个独立全光纤多通道光子纠缠源的 Hong-Ou-Mandel 干涉

李银海 许昭怀 王双 许立新 周志远 史保森

Hong-Ou-Mandel interference between two independent all-fiber multiplexed photon sources

Li Yin-Hai Xu Zhao-Huai Wang Shuang Xu Li-Xin Zhou Zhi-Yuan Shi Bao-Sen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 120302 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.120302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.120302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

中纬度地区电离层偶发 E 层对量子卫星通信性能的影响

[Influence of the ionospheric sporadic E layer on the performance of quantum satellite communication in the mid latitude region](#)

物理学报.2017, 66(7): 070302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070302>

基于 Bell 态粒子和单光子混合的量子安全直接通信方案

[Quantum secure direct communication protocol based on the mixture of Bell state particles and single photons](#)

物理学报.2016, 65(23): 230301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.230301>

非球形气溶胶粒子及大气相对湿度对自由空间量子通信性能的影响

[Influences of nonspherical aerosol particles and relative humidity of atmosphere on the performance of free space quantum communication](#)

物理学报.2016, 65(19): 190301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.190301>

光纤中单光子传输方程的求解及分析

[Perturbed solution and analyses for single photon transmission equation in optical fiber](#)

物理学报.2016, 65(13): 130301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.130301>

一种基于分层的量子分组传输方案及性能分析

[A scheme of quantum packet transmission and its performance analysis based on hierarchical](#)

物理学报.2016, 65(13): 130302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.130302>

两个独立全光纤多通道光子纠缠源的 Hong-Ou-Mandel干涉*

李银海¹⁾ 许昭怀¹⁾ 王双²⁾³⁾ 许立新^{1)†} 周志远^{2)3)‡} 史保森²⁾³⁾

1)(中国科学技术大学光学与光学工程系, 合肥 230026)

2)(中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

3)(中国科学技术大学, 量子信息和量子物理协作创新中心, 合肥 230026)

(2017年2月21日收到; 2017年3月29日收到修改稿)

独立光子源的干涉是实现复杂量子体系应用(比如多光子纠缠态产生和量子隐形传态等)的核心技术. 利用100 GHz密集波分复用技术, 实现了1.55 μm 全光纤多通道独立纠缠光子源的Hong-Ou-Mandel干涉, 在不去除暗符合(随机符合计数)的情况下, 可见度为 $53.2\% \pm 8.4\%$, 去除暗符合可见度可达到 $82.9\% \pm 5.3\%$. 给出了关于色散位移光纤中基于自发四波混频过程产生的单光子光谱纯度严格的理论描述, 模拟了抽运脉冲宽度和滤波器带宽对单光子光谱纯度的影响, 并给出了理论上的最佳条件(最佳的抽运脉冲宽度为8 ps, 高斯滤波器带宽为40 GHz及以下). 在测量Hong-Ou-Mandel干涉之前, 先测量了液氮冷却状态下的色散位移光纤关联光子源的符合和随机符合比率, 在抽运功率为23 μW 的情况下, 最大比率可以达到131. Hong-Ou-Mandel干涉在高精度光学测量、测量装置无关的量子密钥分配等应用中扮演着极为重要的角色.

关键词: 密集波分复用, Hong-Ou-Mandel干涉, 色散位移光纤

PACS: 03.67.Hk, 42.79.Sz, 42.81.Uv

DOI: 10.7498/aps.66.120302

1 引言

独立光子源之间的Hong-Ou-Mandel干涉(HOMI)是实现高精度光学测量^[1]、复杂的多光子GHz态和团簇态产生、量子密钥分配和光子NOON态测量^[2–7]的核心技术, 而这些技术正是量子科学的基石, 因此独立源之间的HOMI已被广泛研究. 最早在可见光波段的研究, 是利用非线性晶体中的自发参量下转换过程^[8–13]或者是光子晶体光纤中的自发四波混频过程展开^[14–16]; 后来对通信波段的研究是利用非线性晶体中的自发参量下转换过程展开^[17]. 从这些工作中, 我们了解到提高干涉可见度的关键是提高光子源的单光子光谱

纯度(简记为纯度), 可采用的手段为管理色散、控制相位匹配条件和尽量减小滤波器带宽.

当今基于波导的平台(比如光纤和硅基波导)相较于传统的空间光学系统表现出了巨大的潜力: 低成本、高集成和光纤通信系统无缝连接等. 许多科研工作者将精力集中到基于色散位移光纤(dispersion shifted fiber, DSF)^[18–23]和硅波导^[24–26]的纠缠光子源产生和量子态管理中. 为了在DSF中产生更复杂的量子态, 独立源的HOMI势在必行.

对于DSF中的HOMI, Takesue^[27]利用100 MHz重复频率, 脉冲宽度小于1 ps的锁模激光器(波长1551.1 nm)和25 GHz的滤波器实现了53%的干涉可见度. 在本文的工作中, 首先详细给出了DSF

* 国家自然科学基金(批准号: 11174271, 61275115, 61435011, 61525504)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: WK2030380009)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xulixin@ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zyzhouphy@ustc.edu.cn

中关联光子光谱纯度的理论描述, 并给出了理论上的最佳实验条件; 然后利用基于密集波分复用 (DWDM) 技术在 DSF 中产生的多通道关联光子源^[28], 理论上实现了多通道的 HOMI.

2 基于 DSF 中自发四波混频过程的关联光子光谱纯度理论

2.1 理论模型

首先我们给出了基于 DSF 中自发四波混频产生光子对的理论描述. 产生光子对的量子态可以表述为^[9,12,29]

$$\begin{aligned} |\Phi\rangle &= \iint d\omega_s d\omega_i f(\omega_s, \omega_i) \hat{a}^\dagger(\omega_s) \hat{a}^\dagger(\omega_i) |0\rangle \\ &= \sum_n \sqrt{g_n} \hat{A}_n^\dagger(\omega_s) \hat{B}_n^\dagger(\omega_i) |0\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $\hat{a}^\dagger(\omega_s)$ 和 $\hat{a}^\dagger(\omega_i)$ 分别为对应频率是 ω_s 和 ω_i 的信号光子和闲频光子的产生算符; 相应地, $\hat{A}_n^\dagger(\omega_s)$ 和 $\hat{B}_n^\dagger(\omega_i)$ 为对应 $|\psi_n(\omega_s)\rangle$ 和 $|\phi_n(\omega_i)\rangle$ 模式的施密特分解算符, 其中

$$\begin{aligned} \hat{A}_n^\dagger(\omega_s) &= \int d\omega_s \psi_n(\omega_s) \hat{A}_n^\dagger(\omega_s), \\ \hat{B}_n^\dagger(\omega_i) &= \int d\omega_i \phi_n(\omega_i) \hat{B}_n^\dagger(\omega_i), \end{aligned}$$

每个模式都有一个由施密特数 g_n ^[29] 决定的权重. 施密特分解告诉我们, 如果一个光子位于态 $\hat{\rho} = |\Phi\rangle\langle\Phi|$, 则预示了对应的其余光子的态为 $\hat{\rho}_s = \text{Tr}_i(\hat{\rho})$, 对应的纯度定义为 $p = \text{Tr}(\hat{\rho}_s^2) = \sum_n g_n^2$, 而且纯度由联合谱振幅 (joint spectral amplitude, JSA) $f(\omega_s, \omega_i)$ ^[30] 的分解因式决定. 虽然施密特分解不能解析地实现, 但是我们可以数值模拟并计算奇异值. 纯度由奇异值的平方求和给出, 与施密特量^[31] 相等. 因此, 一个必要条件是在单个光谱模式下, 我们将 $f(\omega_s, \omega_i)$ 分解为 $f(\omega_s, \omega_i) = f_s(\omega_s) f_i(\omega_i)$.

在 DSF 中产生的光子对的 JSA 决定于抽运包络 $\varepsilon(\omega_s + \omega_i)$ 和光纤相位匹配条件 $\Gamma(\omega_s, \omega_i)$, 因此 $f(\omega_s, \omega_i) = \varepsilon(\omega_s + \omega_i) \Gamma(\omega_s, \omega_i)$. 假设抽运激光是高斯模式, 带宽为 σ_p , 则 $|\varepsilon(\omega_s + \omega_i)|^2 = \exp\{-2[(\omega_s + \omega_i - \omega_p)/\sigma_p]^2\}$, 相较于非线性晶体中的自发参量下转换过程, 有一个因数 2 的不同, 这是由于自发四波混频产生信号光和闲频

光的过程不同^[32]. DSF 中自发四波混频的相位匹配条件可以写成 $|\Gamma(\omega_s, \omega_i)|^2 = [\text{sinc}(\Delta k L/2)]^2$, 其中 $\Delta k = 2k_p - k_s - k_i + 2\gamma P$ 是相位失配, k_p, k_s, k_i 分别为抽运光、信号光和闲频光的波数, $\gamma = 2.6 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 为 DSF 的三阶非线性系数, P 为抽运功率. 我们用高斯函数来逼近这个位相匹配条件 $|\Gamma(\omega_s, \omega_i)|^2 \propto \exp(-2\alpha^2 \Delta k^2 L^2)$, 其中 $\alpha = 0.220$. 在抽运光、信号光和闲频光的中心频率对相位失配展开, 联合谱强度 (joint spectral intensity, JSI) 可以写成

$$\begin{aligned} S(\Delta\omega_s, \Delta\omega_i) &= |f(\Delta\omega_s, \Delta\omega_i)|^2 \\ &\propto \exp \left\{ -2 \left[\frac{1}{\sigma_p^2} + \alpha^2 L^2 (k'_p - k'_s)^2 \right] \Delta\omega_s^2 \right. \\ &\quad - 2 \left[\frac{1}{\sigma_p^2} + \alpha^2 L^2 (k'_p - k'_i)^2 \right] \Delta\omega_i^2 \\ &\quad - 4 \left[\frac{1}{\sigma_p^2} + \alpha^2 L^2 (k'_p - k'_s)(k'_p - k'_i) \right] \\ &\quad \left. \times \Delta\omega_s \Delta\omega_i \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $k'_j = dk/d\omega_j|_{\omega_j=\omega_{j0}}$, 对于一个纯净的可分离的态, 应当满足 $1 + \sigma_p^2 \alpha^2 L^2 (k'_p - k'_s)(k'_p - k'_i) = 0$.

2.2 模拟结果

结合实验条件, 我们数字模拟了抽运光的宽度和滤波器带宽对 JSI 和光子源纯度的影响, 结果参见图 1. 图 1(a)–(d) 为相位匹配函数、抽运包络函数、JSI 不加 40 GHz 滤波器和加 40 GHz 滤波器的结果, 图中横坐标和纵坐标为信号光和闲频光分别相对其中心频率的频率偏移量, 图形表示了强度分布和频率失谐量的关系. 模拟的参数为 $\sigma_p = 4\sqrt{2\ln 2}/T_d$, 其中 $T_d = 25 \text{ ps}$ 为抽运激光的脉冲宽度; $L = 300 \text{ m}$ 为光纤长度, $(k'_p - k'_s)L = -(k'_p - k'_i)L = 7.5 \text{ ps}$. 理论上, 不加滤波器时单光子纯度为 0.5693, 加上 100 GHz DWDM (等效高斯滤波带宽约为 40 GHz) 滤波之后为 0.8765. 图 1(e) 为不加滤波器的情况下抽运脉冲宽度对纯度的影响, 我们得到最佳的抽运脉冲宽度为 8 ps. 图 1(f) 为高斯滤波对纯度的影响, 对应滤波器带宽的降低, 光子纯度增加 (抽运脉冲宽度固定为 25 ps, 和我们实际使用的激光器的脉冲宽度一致).

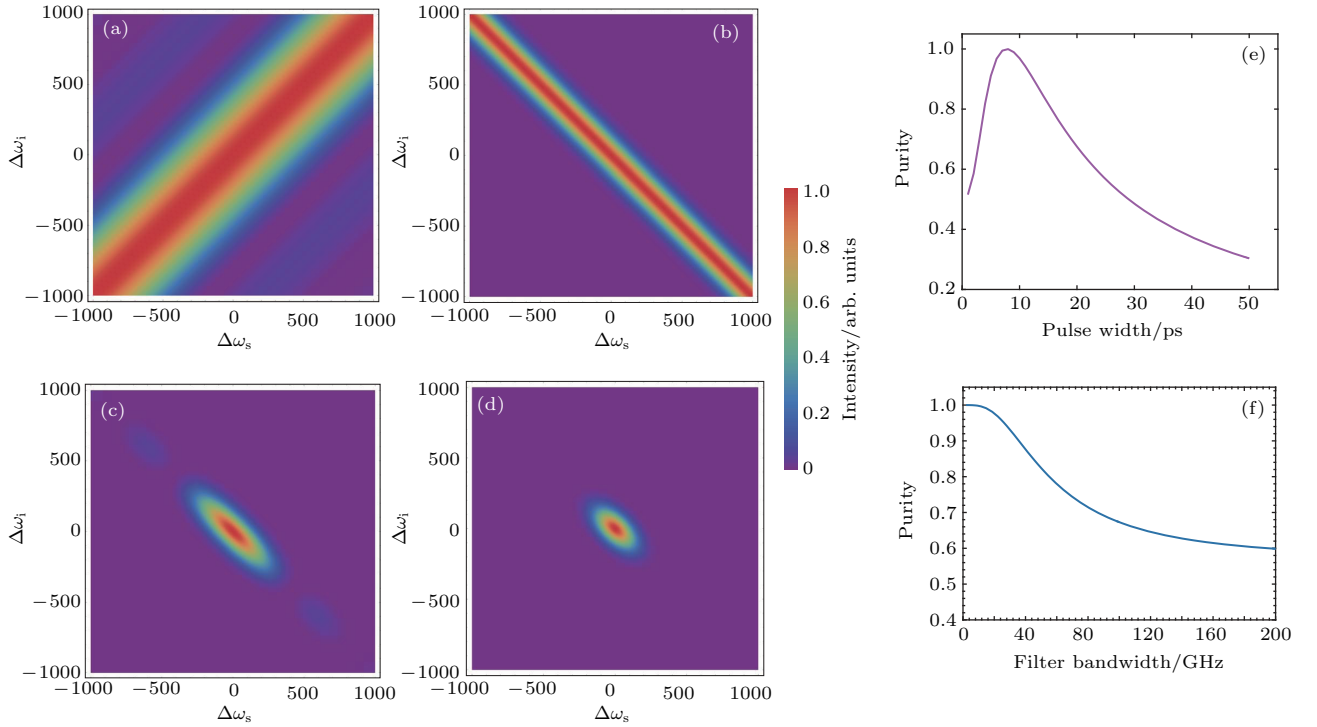


图1 (网刊彩色) (a) 相位匹配函数数学模拟; (b) 抽运函数; (c) 不加滤波器的JSI; (d) 加40 GHz 高斯滤波器的JSI; (e) 光子纯度和抽运脉冲宽度的关系; (f) 光子纯度和滤波器带宽的关系

Fig. 1. (color online) (a) Numerical simulations of phase matching function; (b) pump functions; (c) JSI without spectral filtering; (d) JSI filtered with 40 GHz Gaussian filters; (e) single photon spectral purity against pump pulse width; (f) single photon spectral purity against filter bandwidth of the photon pairs.

3 实验系统及测量结果

实验装置如图2所示. 我们用一个自制的脉宽25 ps、重复频率27.9 MHz的锁模激光器作为抽运光, 然后用可调衰减器(TA)来调节光子源的抽运功率, 利用级联的100 GHz的DWDM滤波器来过滤抽运光. 然后用50:50分束器将滤波后的抽运光分成两路分别抽运两段液氮冷却的300 m长DSF光纤来产生两个独立的光子源. 经过DSF之后, 使用两组级联的200 GHz的DWDM滤波器以及光纤偏振旋转器和偏振片过滤掉抽运光及其正交偏振方向的拉曼散射. 然后两个32通道的100 GHz DWDM器件被用来将对应通道的关联光子对分开(选用信道C31和C37, 对应中心波长1552.52 nm和1547.72 nm). 两个独立源之间的延迟用可调光纤延迟线来调整. 从这两个32通道的DWDM器件相同信道出射的光子被引入同一个50:50耦合器进行干涉, 另外两路光子被用作触发信号, 用两个连续触发InGaAs单光子探测器(APD1, APD4, ID Quanta, ID220, 20% 探测效率, 3 μ s 死时间, 暗计

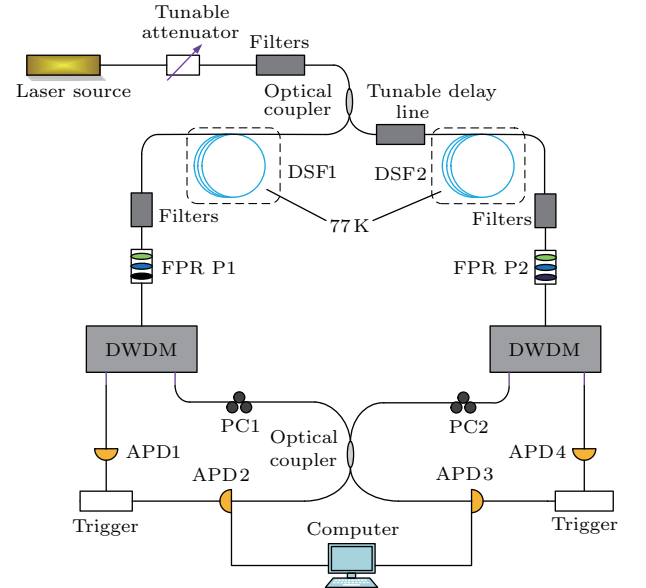


图2 两个基于300 m DSF中自发四波混频的独立光子源的HOMI实验装置(DSF, 色散位移光纤; APD1-4, 雪崩光电二极管单光子探测器; FPR & P, 光纤偏振旋转器和检偏器; PC1(2), 偏振控制器)

Fig. 2. Experiment setup for HOMI between two independent photon sources generated by spontaneous four-wave mixing in two 300 m DSFs (DSF, dispersion shifted fiber; APD1-4, avalanche photon detector; FPR and P, fiber polarization rotator and polarizer; PC1(2), polarization controller).

数率 4k cps), 它们输出的电信号用来触发两个门触发模式的单光子探测器 (APD2, APD3, Qasky, 合肥, 中国, 100 MHz, 20% 探测效率, 每个门暗计数 4×10^{-5}) 来做光子符合测量. APD2 和 APD3 探测的光子信号输出到我们的符合计数设备 (Pico quanta, TimeHarp 260, 1.6 ns 符合窗口) 来进行四光子符合测量.

4 讨 论

在测量两个独立单光子源的 HOMI 之前, 我们首先测量了单光子源的符合和随机符合比率 (coincidence to accidental coincidence ratio, CAR) 关于抽运功率的关系, 结果见图 3(a). 对于相对较低的抽运功率, CAR 受限于由单光子探测器暗计数导致的暗符合, 随着抽运功率的上升, CAR 随之升高; 在抽运功率为 23 μ W 时达到最大, CAR 为 131. 抽运功率继续升高, 多光子效应开始出现并限制 CAR 的提高, 所以 CAR 开始下降. 然后我们进行了 HOMI 测量过程, 滤波后的抽运功率

为 0.25 mW, 每段 DSF 的抽运功率是 0.12 mW. 采用相对较高的功率可以缩短测量时间, 但是相对较大的多光子效应会导致较低的干涉可见度. 不去除暗符合, 可见度为 $53.2\% \pm 8.4\%$, 去除暗符合之后, 为 $82.9\% \pm 5.3\%$, 去除暗符合之后可见度的值非常接近我们理论计算的结果 0.8765, 分束器的分束比误差和两段 DSF 的不完全一致导致了和理论值的微小差异. 通过断开耦合器的一臂进行测量, 我们可以得到暗符合的值. 单光子探测器较高的暗计数和多光子效应导致的暗符合严重降低了 HOMI 的可见度. 最大可见度可以表示为

$$V = \frac{\text{Tr}(\hat{\rho}_{s1}\hat{\rho}_{s2})}{\frac{\text{Tr}(\hat{\rho}_{s1}^2) + \text{Tr}(\hat{\rho}_{s2}^2) - \|\hat{\rho}_{s1} - \hat{\rho}_{s2}\|^2}{2}}, \quad (3)$$

其中, $\hat{\rho}_{s1}$, $\hat{\rho}_{s2}$ 是输入分束器的两路信号光子的密度矩阵; $\|\hat{\rho}_{s1} - \hat{\rho}_{s2}\|^2$ 代表两个光子的不可区分性. 对于完全一致的光子源, 可见度的上限由光子源的纯度决定.

5 结 论

我们给出了两个独立的多通道全光纤光子源的 HOMI 的理论研究和实验结果, 详细讨论了在 DSF 中抽运脉冲宽度和滤波器带宽对单光子纯度的影响, 并给出了理论上最佳的实验条件. 需要进一步说明的是: 1) 我们的光子源抽运脉冲宽度并没有处在理论最佳的实验位置; 2) 试验中使用的单光子探测器探测效率相对较低, 暗计数相对较高, 这是影响实验结果的重要因素, 如果能提高探测效率, 降低暗计数, 四光子符合实验结果将能大大提高; 3) 在实验中我们用了相对较高的抽运功率 (0.12 mW) 来大幅缩短测量时间 (符合测量时间为 1000 s), 而在抽运功率为 23 μ W 时, DSF 单光子源的 CAR 最佳可以达到 131; 4) 我们在实验中采用了 32 通道 DWDM 的一对信道 (C31-C37), 根据之前实现的多通道全光纤纠缠光子源, 我们有理由相信可以采用其他信道 (比如 C30-C38, C32-C36) 来拓展在量子通信任务中的信道容量.

总之, 两个独立光子源的 HOMI 是光子对在多光子态操作、量子隐形传态和测量装置无关量子密钥分配等应用中的关键技术, 我们实现了两个独立的多通道全光纤纠缠光子源的 HOMI. 基于光纤的纠缠光子系统在未来的量子信息技术中扮演着极

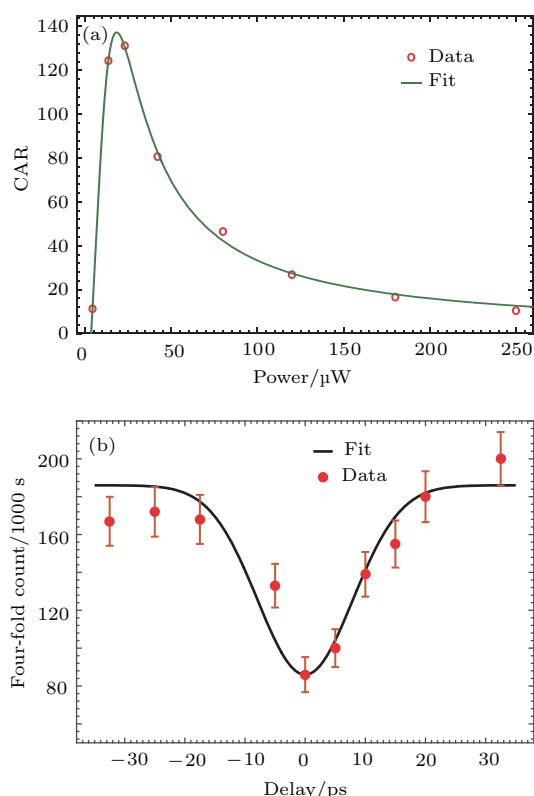


图 3 (a) CAR 和抽运功率的关系; (b) 符合时间为 1000 s, 四光子符合和两个单光子源的相对延迟的关系

Fig. 3. (a) CAR as a function of pump power; (b) four-fold coincidences in 1000 s as a function of the relative delay between the two single photon sources.

为重要的角色。

感谢中国科学技术大学的李海鸥博士提供了液氮、陈巍博士提供了单光子探测器以及武汉工程大学的金锐博士提供给予的建议和帮助。

参考文献

- [1] Nagata T, Okamoto R, O'Brien J L, Sasaki K, Takeuchi S 2007 *Science* **316** 726
- [2] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Zukowski M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 777
- [3] Pirandola S, Eisert J, Weedbrook C, Furusawa A, Braunstein S L 2015 *Nat. Photon.* **9** 641
- [4] Wang C, Song X T, Yin Z Q, Wang S, Chen W, Zhang C M, Guo G C, Han Z F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 160502
- [5] Afek I, Ambar O, Silberberg Y 2010 *Science* **328** 879
- [6] Tan Y G, Liu Q 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 090303
- [7] Ma H X, Bao W S, Li H W, Chou C 2016 *Chin. Phys. B* **25** 080309
- [8] Kaltenbaek R, Blauensteiner B, Zukowski M, Aspelmeyer M, Zeilinger A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 240502
- [9] Mosley P J, Lundeen J S, Smith B J, Wasylczyk P, U'Ren A B, Silberhorn C, Walmsley I A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 133601
- [10] Mosley P J, Lundeen J S, Smith B J, Walmsley I A 2008 *New J. Phys.* **10** 093011
- [11] Tanida M, Okamoto R, Takeuchi S 2012 *Opt. Express* **20** 15275
- [12] Kim Y H, Grice W P 2005 *Opt. Lett.* **30** 908
- [13] Wasilewski W, Wasylczyk P, Kolenderski P, Banaszek K, Radzewicz C 2006 *Opt. Lett.* **31** 1130
- [14] Fulconis J, Alibart O, O'Brien J L, Wadsworth W J, Rarity J G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 120501
- [15] Halder M, Fulconis J, Cerny B, Clark A, Xiong C, Wadsworth W J, Rarity J G 2009 *Opt. Express* **17** 4670
- [16] Soller C, Cohen O, Smith B J, Walmsley I A, Silberhorn C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 031806
- [17] Jin R B, Wakui K, Shimizu R, Benichi H, Miki S, Yamashita T, Terai H, Wang Z, Fujiwara M, Sasaki M 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063801
- [18] McMillan A R, Labonte L, Clark A S, Bell B, Alibart O, Martin A, Wadsworth W J, Tanzilli S, Rarity J G 2013 *Sci. Rep.* **3** 2032
- [19] Li X, Voss P L, Sharping J E, Kumar P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 053601
- [20] Takesue H, Inoue K 2004 *Phys. Rev. A* **70** 031802
- [21] Takesue H, Inoue K 2005 *Phys. Rev. A* **72** 041804
- [22] Wang S X, Kanter G S 2009 *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics* **15** 1733
- [23] Yang L, Li X Y, Wang B S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4933 (in Chinese) [杨磊, 李小英, 王宝善 2008 物理学报 **57** 4933]
- [24] Silverstone J W, Bonneau D, Ohira K, Suzuki N, Yoshida H, Iizuka N, Ezaki M, Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H, Zwiller V, Marshall G D, Rarity J G, O'Brien J L, Thompson M G 2014 *Nat. Photon.* **8** 104
- [25] Reimer C, Kues M, Caspani L, Wetzel B, Roztock P, Clerici M, Jestin Y, Ferrera M, Peccianti M, Pasquazi A, Little B E, Chu S T, Moss D J, Morandotti R 2015 *Nat. Commun.* **6** 8236
- [26] Reimer C, Kues M, Roztock P, Wetzel B, Grazioso F, Little B E, Chu S T, Johnston T, Bromberg Y, Caspani L, Moss D J, Morandotti R 2016 *Science* **351** 1176
- [27] Takesue H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 204101
- [28] Li Y H, Zhou Z Y, Xu Z H, Xu L X, Shi B S, Guo G C 2016 *Phys. Rev. A* **94** 043810
- [29] U'Ren A B, Silberhorn C, Banaszek K, Walmsley I A, Erdmann R, Grice W P, Raymer M G 2005 *Laser Phys.* **15** 146
- [30] Grice W P, U'Ren A B, Walmsley I A 2001 *Phys. Rev. A* **64** 063815
- [31] Law C K, Walmsley I A, Eberly J H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5304
- [32] Jin R B, Shimizu R, Wakui K, Benichi H, Sasaki M 2013 *Opt. Express* **21** 10659

Hong-Ou-Mandel interference between two independent all-fiber multiplexed photon sources*

Li Yin-Hai¹⁾ Xu Zhao-Huai¹⁾ Wang Shuang²⁾³⁾ Xu Li-Xin^{1)†}
Zhou Zhi-Yuan^{2)3)‡} Shi Bao-Sen²⁾³⁾

1) (Department of Optics and Optical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

3) (Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 21 February 2017; revised manuscript received 29 March 2017)

Abstract

Interference between independent photon sources is the key technique to realize complex quantum systems for more sophisticated applications such as multi-photon entanglement generation and quantum teleportation. Here, we report Hong-Ou-Mandel interference (HOMI) between two independent 1.55 μm all-fiber photon pair sources over two 100 GHz dense wave division multiplexing (DWDM) channels, whose visibility reaches $53.2\% \pm 8.4\%$ ($82.9\% \pm 5.3\%$) without (with) back ground counts subtracted. In addition, we theoretically describe in detail the single photon spectral purity of the photon source generated in dispersion shifted fiber (DSF), simulate the influences of the pulse width and filter bandwidth on the purity, and obtain the optimized condition. The optimized pump pulse width is 8 ps and filter bandwidth is about 40 GHz or less. A home-made 1550.1 nm mode-locked fiber laser source, whose pulse width and repetition rate are 25 ps and 27.9 MHz respectively, acts as a pump of photon source. A tunable attenuator is used to adjust the pump power of the photon source, and the broad band background fluorescence photons are filtered out by cascade 100 GHz DWDM filters. The clean pump beam is divided into two equal parts by the 50 : 50 optical coupler to pump two 300 m DSFs (cooled by liquid nitrogen) to generate independent photon sources. Then the strong pump beam and noise photon from Raman scattering in orthogonal polarization are removed by 2 groups of 200 GHz DWDM filters and fiber polarization rotator and polarizer. Then two 100 GHz DWDMs are used for separating photons at correlated channel pairs. The relative delay between the two independent photons is adjusted by tunable fiber delay line. Photons from the same channels are combined in a second beam splitter for interference, and the other two photons are used as trigger signals. The two triggered photons are detected by two free running InGaAs avalanched single photon detectors (APD1, APD4, ID Quanta, ID220, 20% detection efficiency, 3 μs dead time, dark count rate 4k cps), and the outputs of detectors APD1 and APD4 are used to trigger two single-photon detectors running in the gated mode (APD2, APD3, Qasky, Hefei, China, 100 MHz, free gating single photon detectors, 20% detection efficiency, dark count probability 4×10^{-5} per gate) for twophoton coincidence measurement. Detection output signals from APD2 and APD3 are sent to our coincidence count device (Pico quanta, TimeHarp 260, 1.6 ns coincidence window) for four-photon coincidence measurement. Before measuring the HOMI, we obtain a maximum-coincidence-to-accidental-coincidence ratio (CAR) of 131 by cooling the fiber in liquid nitrogen when the pump power is 23 μW . There are a few remarks we want to point out.

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11174271, 61275115, 61435011, 61525504) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. WK2030380009).

† Corresponding author. E-mail: xulixin@ustc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zyzhouphy@ustc.edu.cn

Firstly, the photon sources are not operated at the optimized pump pulse width for pure single photon generation, but narrow band 100 GHz filters are used in the experiments to increase the purity of the sources. Secondly, single photon detectors used in our experiment have lower detection efficiency and much higher dark counts than nano-wire single photon detectors, if we have high-performance nano-wire single photon detector, experimental results will be greatly improved due to the four-fold coincidences and dark coincidences scaling quadruplicate with the detection efficiency and dark count probability of a single detector. Thirdly, we use relatively high pump power for each DSF (0.12 mW) to reduce measurement time for photon coincidence, which will lead to a very poor raw visibility certainly. Finally, though only a 100 GHz channel pair is used in our experiment, we can use other channels for multiplexing such interference processes to improve the channel capacity in future quantum communication tasks theoretically. Our study shows greatly promising integrated optical elements for future scalable quantum information processing.

Keywords: dense wave division multiplexing, Hong-Ou-Mandel interference, dispersion shifted fiber

PACS: 03.67.Hk, 42.79.Sz, 42.81.Uv

DOI: [10.7498/aps.66.120302](https://doi.org/10.7498/aps.66.120302)