

基于光纤中三阶非线性效应的量子关联光子对制备

朱胜杰, 崔亮, 李小英*

天津大学精密仪器与光电子工程学院光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072

摘要 光纤中的三阶非线性效应可用于多种量子态的制备, 为量子信息的研究提供了一种有效的工具。光纤波导结构具有非线性作用长度长以及传输损耗低的特点, 这可使非线性效应显著增强; 而且波导结构中所产生的量子态具有纯净的空间模式, 这有利于量子态的收集和操控; 此外现有光纤和光纤器件具有工艺成熟、稳定高效和成本低廉的特点, 这使得基于光纤的量子光源具有小型化、低成本以及可与现有光纤网络高效集成的优势。对基于光纤的量子关联光子对的制备工作进行回顾, 主要内容包括利用不同种类的光纤实现不同波段、不同频谱特性的关联光子对, 以及不同自由度的纠缠关联光子对。

关键词 量子光学; 量子关联光子对; 光纤; 参量过程; 克尔非线性

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0327011

Generation of Quantum Correlated Photon Pairs by Using Third-Order Nonlinearity in Optical Fibers

Zhu Shengjie, Cui Liang, Li Xiaoying*

College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Key Laboratory of Opto-Electronics Information Technology, Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract The third-order nonlinear effect in optical fiber can be used to prepare a variety of quantum states, which provides an effective tool for the study of quantum information. Because of the long interacting length and low transmission loss, the waveguide structure of optical fibers can significantly enhance the nonlinear effects. On the other hand, the quantum states originate from the waveguide have a well-defined pure spatial mode, which is helpful for the collection and manipulation of the quantum states. Moreover, the commercially available fiber components are mature, effective, and low-priced. Therefore, there is a prospect of developing all fiber quantum light sources, which are not only miniaturized and low-cost, but also compatible with the optical fiber network. In this paper, we review the generation of quantum correlated photon pairs in different kinds of optical fibers, including the photon pairs in different wavelength bands and with different spectral properties, and entangled photon pairs in different degrees of freedoms.

Key words quantum optics; quantum correlated photon pairs; fiber; parametric process; Kerr nonlinearity

1 引言

量子光源不仅是研究量子光学基本问题的重要工具, 也是量子计算、量子通信和量子精密测量等量子信息处理任务中不可或缺的关键资源^[1-4]。满足能量守恒和动量守恒(位相匹配)条件的光学参量过

程是制备量子光源的简单而有效的方法之一。目前, 已成功演示的量子模拟和量子精密测量等量子信息处理任务中所使用的量子光源包括单光子、量子关联光子对、压缩态和纠缠态等, 这些光源大多是通过非线性介质中的光学参量过程制备的^[5-8]。根据非线性介质的不同, 常用的光学参量过程主要有

收稿日期: 2021-12-17; 修回日期: 2022-01-07; 录用日期: 2022-01-11

基金项目: 国家自然科学基金(11874279, 12074283, 11527808)

通信作者: *xiaoyingli@tju.edu.cn

两种。一种是二阶非线性介质中的参量下转换^[5],在此过程中一个高频的泵浦光子湮灭,并同时产生一对具有量子关联的信号光子和闲频光子;另一种是三阶非线性介质中的四波混频^[9],在此过程中两个泵浦光子湮灭,并同时产生一对具有量子关联的信号光子和闲频光子。实芯光纤作为一种三阶非线性介质,在光学量子态制备方面具有如下优势。1)量子态由光纤直接产生,因此其具有很好的空间模式,这不仅为研究多个量子态间的干涉和多模多体量子态的制备提供了便利,而且消除了空间模式与其他自由度模式(频率-时间模式)之间的耦合,可使研究者聚焦于其他自由度模式的控制和优化;2)光纤的纤芯直径小,传输损耗低(常规光纤的传输损耗约为 0.2 dB/km),非线性作用距离可长达数百米,所以其非线性作用强度得到很大程度的提高;3)现有光纤种类多样,而不同种类的光纤具有特定的色散、双折射和保偏特性,这些特性有助于满足光学参量过程所需的相位匹配条件,从而制备不同波段、不同特性的量子态;4)光纤以及光纤器件的制备工艺成熟,成本低廉,耦合损耗低。因此,光纤系统为高质量、低成本量子光源的制备提供了一种可行的解决方案。

自 1985 年首次利用光纤中的四波混频过程产生压缩真空态以来^[10],研究者已成功利用光纤产生多种不同的量子态,包括利用低增益四波混频过程产生的量子关联光子对和纠缠光子对等分离变量量子态^[7-8,11]、利用高增益四波混频过程产生的压缩态和正交分量纠缠态,以及利用克尔非线性相移产生的孤子压缩态等连续变量量子态^[6,10,12-15]。研究者利用光纤所产生的量子态实现了量子逻辑门、量子态远程分发、量子分束和量子精密测量等量子信息处理任务^[7,11-12],使得光纤成为量子信息研究的有效平台之一。限于篇幅,本文聚焦于回顾利用光纤中四波混频过程制备量子关联光子对等方面的工作。

在量子信息处理中,不同的任务通常要求关联光子对具有特定的波段和频谱特性。例如量子通信需要波长位于通信波段的光子对^[6],量子增强的定位技术要求信号光子的频率和闲频光子的频率呈正相关^[16],可消除介质色散影响的量子相干层析等应用需要光子对的频率呈反相关^[17],在量子计算等涉及 Hong-Ou-Mandel(HOM)光子干涉的应用中需要光子对具有理想的单模特性,这就要求关联光子对的频谱具有不相关特性^[18-21]。鉴于此,本文着重对不同波段、不同频谱特性的关联光子对和不同自

由度纠缠光子的制备进行介绍。

本文主要内容:第 2 节简述利用光纤中的自发四波混频过程产生关联光子对的基本原理,包括两类典型的四波混频相位匹配情况、关联光子对的频谱关联性、背景噪声抑制机理等内容;第 3 节回顾基于光纤的关联光子对的制备工作,介绍不同相位匹配情况下关联光子对的产生;第 4 节介绍关联光子对的频谱调控;第 5 节介绍通过相干叠加不同自发四波混频过程产生的光子对,制备不同自由度的纠缠光子对;第 6 节是全文总结和展望。

2 利用光纤三阶非线性产生量子关联光子对的基本原理

利用光纤中的四波混频参量过程可制备多种量子光源,然而除四波混频过程外,光纤中还存在拉曼散射、布里渊散射和自相位调制等非线性过程^[22-23]。在通过自发四波混频产生关联光子对时,自发拉曼散射光子是背景噪声的主要来源。

2.1 光纤中的自发四波混频及量子关联光子对的产生过程

光纤中的自发四波混频是一种基于三阶光学非线性的非线性效应。如图 1(a)所示,两个源于强泵浦光的光子湮灭,并同时产生一对信号光子和闲频光子,其中 $\chi^{(3)}$ 表示三阶非线性。该过程需满足能量守恒条件和相位匹配条件,表达式为

$$\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

$$\Delta k = k(\omega_{p1}) + k(\omega_{p2}) - k(\omega_s) - k(\omega_i) + 2\gamma P_p = 0, \quad (2)$$

式中: ω_{p1} 和 ω_{p2} 为两个泵浦光子的频率; ω_s 和 ω_i 分别为信号光子和闲频光子的频率; k 为光纤中光波的波矢大小; P_p 为泵浦光的峰值功率; $\gamma = n_2\omega/(cA_{\text{eff}})$ 为光纤的非线性系数,其中 n_2 为非线性折射率, A_{eff} 为光纤的有效模场面积, ω 为频率, c 为光速。对于采用单泵浦的自发四波混频过程,参与四波混频的两个泵浦光子可视为频率简并,有 $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$,而产生的信号光子和闲频光子的频率则分别低于和高于泵浦光频率。根据泵浦光子与信号(闲频)光子之间频率失谐的大小,即 $\Omega = |\omega_p - \omega_s|$ ($\Omega = |\omega_p - \omega_i|$),可将四波混频过程中的相位匹配情况分为频率小失谐(Ω 一般为数 THz 或更小)和频率大失谐(Ω 一般大于 20 THz)两种。相位匹配条件的实现主要取决于光纤色散特性以及泵浦光波长。一般来说,当泵浦光波长靠近光纤零色散波长的反常色散区时,可实现频率小失谐的相

位匹配;频率大失谐的相位匹配由于波段跨度大,实现条件较为多样,主要依赖光纤的双折射、高阶色散等特性。图 1(b)为一根零色散波长 $\lambda_0 = 1062 \text{ nm}$ 的光子晶体光纤中四波混频的相位匹配波长的计算

结果,可以看出当泵浦光波长大于 λ_0 时可实现小失谐相位匹配,而当泵浦光波长小于 λ_0 时,随着泵浦光波长的减小,频率失谐显著增加,此时可实现大失谐相位匹配。

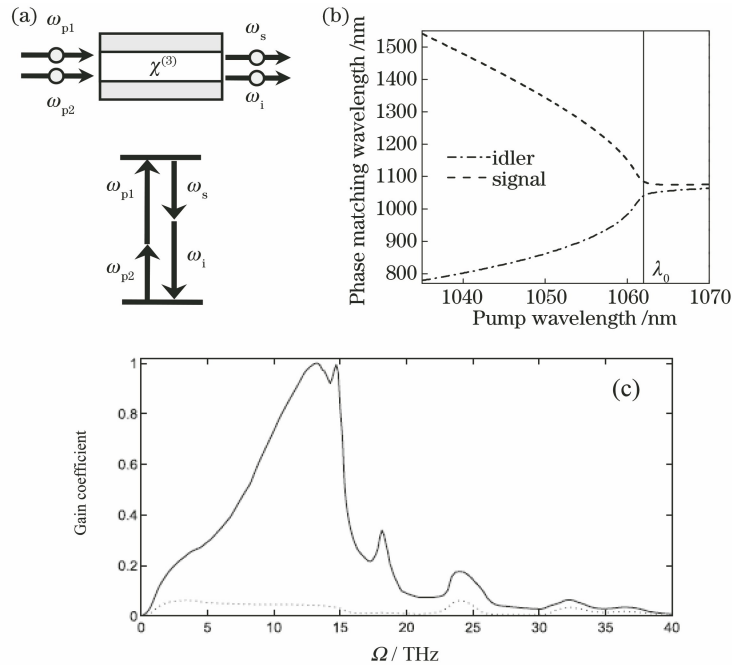


图 1 光纤中的四波混频。(a)光纤中的自发四波混频过程示意图;(b)一根零色散波长 λ_0 为 1062 nm 的光子晶体光纤中四波混频的相位匹配波长的计算结果;(c)熔融石英中的拉曼散射增益谱(实线和虚线分别代表与泵浦偏振平行和垂直方向上的拉曼散射增益)^[22]

Fig. 1 Four-wave mixing in optical fibers. (a) Schematic of spontaneous four-wave mixing process in optical fiber; (b) calculation results of phase matching wavelength of four-wave mixing in photonic crystal fiber with zero dispersion wavelength λ_0 of 1062 nm; (c) Raman scattering gain spectrum in fused quartz (solid line and dotted line represent Raman scattering gain parallel and perpendicular to pump polarization, respectively)^[22]

自发四波混频过程中的泵浦光可使用单频连续激光或者锁模脉冲激光。相较连续光,使用脉冲光具有如下优势。1)可达到较高的峰值功率,增强非线性效应;2)可将关联光子对的产生时间精确地定义在脉冲的持续时间内,便于对多个光源进行同步操作。对于脉冲光泵浦所产生的关联光子对,一个关键特征就是频谱关联特性。当使用连续光泵浦时,由能量守恒条件可知,信号光子和闲频光子的频率具有完全的频率反关联特征;当使用脉冲光泵浦时,泵浦光具有一定的谱宽,使得关联光子对在频率关联方面具有一定的不确定性。光子对的频谱特性可使用联合频谱函数^[24]来描述,表达式为

$$F(\omega_s, \omega_i) = \alpha(\omega_s, \omega_i) \times \varphi(\omega_s, \omega_i), \quad (3)$$

式中: $\alpha(\omega_s, \omega_i) = \exp[-(\omega_s + \omega_i - 2\omega_{p0})^2 / (2\sigma_p)^2]$ 为泵浦包络函数,此处假设泵浦光具有中心频率为

ω_{p0} 、带宽为 σ_p 的高斯型频谱; $\varphi(\omega_s, \omega_i) = \text{sinc}(\Delta kL/2)$ 为相位匹配函数,其取决于光纤中的相位失配大小 Δk 和长度 L 等参数。

图 2 分别给出了具有频率正相关、频率反相关和频率不相关特征的关联光子对频谱,其中 ω_{s0} 和 ω_{i0} 分别为信号光子和闲频光子的中心频率。如引言所述,不同的量子信息应用通常要求关联光子对具有特定的频谱关联性,而实现光子对频谱调控的途径主要有两种。1)由(3)式可知,通过改变光纤的色散和长度等参数可以控制相位匹配函数,从而实现频谱调控。但相位匹配和频谱调控两者相互影响,使得频谱调控的能力有限。2)利用由非线性光纤和色散光纤构成的非线性光纤干涉仪结构,可将相位匹配和频谱调控两项任务分离,从而实现更为灵活的频谱调控。有关频谱调控的详细介绍见第 4 节。

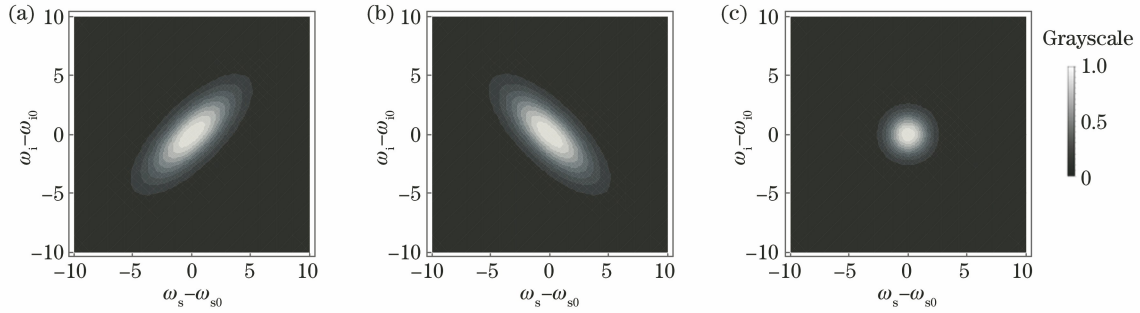


图 2 不同情况下光子对的联合频谱函数示意图。(a)频率正相关;(b)频率反相关;(c)频率不相关

Fig. 2 Schematic of joint spectral function of photon pairs in different situations. (a) Positive frequency correlation; (b) inverse frequency correlation; (c) no frequency correlation

2.2 光纤中的自发拉曼散射及关联光子对背景噪声的抑制

自发拉曼散射是关联光子对制备过程中噪声的主要来源。在该散射过程中,为一个泵浦光子与石英分子作用后散射成一个低频率光子和一个光学声子。石英光纤的拉曼散射增益系数 g_R 与频率失谐 Ω 的关系如图 1(c)所示,可以看出拉曼增益谱范围为 $0 \sim 40$ THz,在 13.2 THz 附近达到峰值。在脉冲光泵浦条件下,自发四波混频光子对的产生率^[25-26]为

$$N_{\text{SFWM}} \propto (\gamma P_p L)^2 \Delta T_p, \quad (4)$$

式中: ΔT_p 为泵浦脉冲的脉宽。自发拉曼散射(以 Stokes 波一侧为例)光子对的产生率^[25-26]为

$$N_{\text{RS}} \propto g_R P_p L \Delta T_p (n_{\text{th}} + 1), \quad (5)$$

式中: $n_{\text{th}} = 1/[\exp(\hbar\Omega/kT) - 1]$ 为声子粒子数,其中 \hbar 为约化普朗克常量, T 为光纤温度。从(5)式可以看出,抑制拉曼散射光子的主要途径如下。1) 调整频率失谐 Ω ,使光子对波长避开图 1(c)的拉曼增益区;2)降低光纤温度 T ,使声子粒子数减少,从而减少拉曼光子数,当 $\Omega = 1$ THz 时,近似有 $N_{\text{RS}} \propto T$;3)提高泵浦光峰值功率 P_p ,由(4)式和(5)式可知 $(N_{\text{SFWM}}/N_{\text{RS}}) \propto P_p$,因此增加 P_p 可提高关联光子对的信噪比。由上述分析可以看出,降低温度和增加泵浦光峰值功率均可以提高信噪比。相对而言,采用超短脉冲来增强泵浦光峰值功率以抑制背景噪声的方法更易于实现。

信号光子和闲频光子之间的符合计数与随机符合计数之比(CAR)是衡量关联光子对非经典特性的重要参数。在不考虑噪声和探测效率等的理想条件下,一定时间的符合计数率正比于每个脉冲的平均光子对产生率 N_{SFWM} ,而随机符合计数率正比于 N_{SFWM}^2 。因此,CAR 与 N_{SFWM} 的关系可以表示为

$$r_{\text{CAR}} = 1/N_{\text{SFWM}}. \quad (6)$$

由(6)式可以看到,CAR 随着光子对产生率 N_{SFWM} 的增加而减小,因此考察 CAR 须以光子对产生率 N_{SFWM} 为前提条件。实验中,由于背景噪声光子的存在,实测的 CAR 往往小于由(6)式得出的理想值。背景噪声越低,CAR 的实际测量值与理想值的偏离程度越小。

3 利用光纤制备的量子关联光子对

当利用光纤制备量子关联光子对时,一般采用单泵浦的四波混频,根据频率失谐 Ω 的大小可以分为频率小失谐和频率大失谐两种相位匹配情况。此外,采用两个波长不同或空间模式不同的非简并泵浦也可实现四波混频以及关联光子对的制备。本节除介绍上述不同过程外,还将比较零色散位移光纤、光子晶体光纤和双折射光纤等不同光纤中产生关联光子对的特点。

3.1 频率小失谐相位匹配

利用光纤制备量子关联光子对的实验装置主要可以分为两种,一种是直光纤结构[图 3(a)],另一种是由光纤和 50/50 分束器(BS)构成的 Sagnac 光纤环结构[图 3(b)]。两种装置中,信号光子和闲频光子均通过双通道滤波器进行滤波和输出。与直光纤结构相比,Sagnac 光纤环结构在其输出端可提供对泵浦光约 30 dB 的隔离度,从而降低对双通道滤波器隔离度的要求。2002 年,Fiorentino 等^[27]利用中心波长为 1537 nm 的脉冲光泵浦由一根长为 300 m 的色散位移光纤和分束器构成的 Sagnac 光纤环结构,首次通过光纤中的自发四波混频过程产生关联光子对。由于泵浦光波长靠近色散位移光纤的零色散点,故此时实现了频率小失谐的四波混频相位匹配,所产生的关联光子对波长与泵浦光波长差约为 9 nm,对应的频率失谐 Ω 约为 1.1 THz。然而,在频率小失谐的情况下,光子对波长与拉曼增

益区重叠,受自发拉曼散射光子的影响,实测的 CAR 约为 2.5。为了抑制拉曼散射光子的影响, Li 等^[28]在 Fiorentino 等^[27]设计装置的基础上,将失谐 Ω 减小至 0.5 THz,并利用偏振分束器滤除了与关

联光子偏振方向垂直的拉曼噪声光子,将 CAR 提高至约 13.0,对应的光子对产生率 N_{SFWM} 约为每脉冲 0.04 对,实验测得的符合计数率和随机符合计数率如图 3(c)所示。

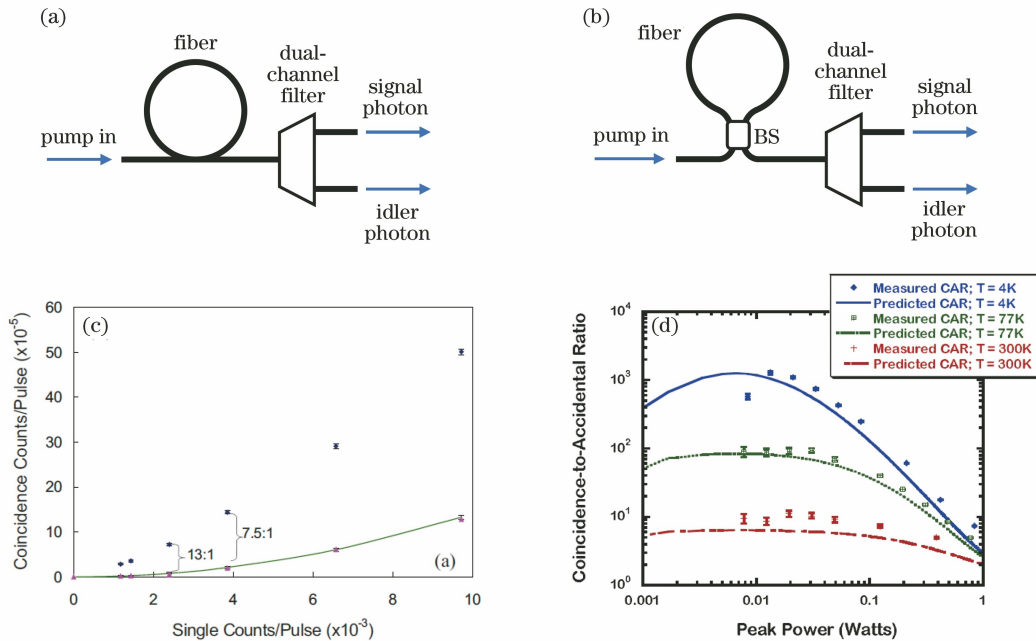


图 3 制备关联光子对的实验装置和实验测量。(a)利用直光纤制备关联光子对的实验装置示意图;(b)利用 Sagnac 光纤环结构制备关联光子对的实验装置示意图;(c)实验测得的符合计数率和随机符合计数率随单通道光子计数率的变化趋势^[28]; (d)不同光纤温度下 CAR 随泵浦光峰值功率的变化曲线^[29]

Fig. 3 Experimental apparatus and measurements for preparing correlated photon pairs. (a) Schematic of experimental apparatus for preparing correlated photon pairs using straight optical fiber; (b) schematic of experimental apparatus for preparing correlated photon pairs using Sagnac fiber ring structure; (c) variation trend of experimental coincidence counting rate and random coincidence counting rate with single channel photon counting rate^[28]; (d) variation curves of CAR with pump peak power at different fiber temperatures^[29]

2005 年, Takesue 等^[29]将色散位移光纤冷却至 77 K,使得自发拉曼光子的强度减小至常温情况下的约 1/3~1/4,当光子对产生率 N_{SFWM} 约为每脉冲 0.02 对时,测得的 CAR 约为 30。2008 年, Dyer 等^[30]进一步将色散位移光纤冷却至 4 K,这抑制了绝大多数的自发拉曼光子,当光子对产生率 N_{SFWM} 约为每脉冲 0.0001 对时,测得的 CAR 约为 1300。图 3(d)显示了不同温度下 CAR 随泵浦峰值功率的变化关系,可以看出降低温度可显著提高 CAR;在一定温度下, CAR 与泵浦峰值功率有关,而且存在一个峰值。CAR 存在峰值的原因:当泵浦峰值功率降低时,光子对产生率 N_{SFWM} 也随之降低;虽然在理想情况下,随着 N_{SFWM} 的降低, CAR 可趋近无穷大,但噪声光子的影响却更为显著,其存在会抑制甚至减小 CAR,从而形成一个峰值。

利用色散位移光纤以及现有成熟的光纤通信器

件,可实现具有高集成度的通信波段关联光子对源^[31-32]。除色散位移光纤外,频率小失谐的相位匹配还可以在光子晶体光纤^[33]或标准单模光纤^[34]等光纤中实现。利用具有不同零色散波长的光纤,可产生位于不同波段的关联光子对,如可见光波段和 1.3 μm 波段等。由于不同波段的光子对通常在光子探测效率、传输效率等方面具有各自的优势,因此可满足量子信息处理任务的不同需求。

3.2 频率大失谐相位匹配

频率大失谐的四波混频相位匹配多在光子晶体光纤、双折射光纤以及微纳光纤等特殊光纤中实现。2005 年, Rarity 等^[35]基于图 3(a)的直光纤结构,利用波长为 1047 nm 的连续光泵浦光子晶体光纤,产生了波长分别为 839 nm 和 1392 nm 的关联光子对,对应的频率失谐 Ω 大于 70 THz。虽然关联光子对波长避开了图 1(c)的拉曼增益区,但是连续泵

浦光的峰值功率较低,这会造成关联光子对的产生率也较低,其与高阶拉曼散射光子的产生率处于同一数量级,因此拉曼噪声光子的影响仍然较显著。随后,Fulconis 等^[36]利用中心波长为 708 nm、脉宽为 4 ps 的脉冲光泵浦光子晶体光纤,产生了频率失谐 Ω 约为 87 THz 的关联光子对。由于脉冲光的泵浦峰值功率高,关联光子对的产生率相较于高阶拉曼光子的产生率有大幅度的提高,此时拉曼光子的影响几乎可以忽略不计。当光子对产生率 N_{SFWM} 约为每脉冲 0.02 对时,测得的 CAR 约为 48,这接近无噪声条件下的理想值。图 4(a)中的数据点为文献[36]测得不同泵浦功率条件下的符合计数率,虚线为二次多项式的拟合结果,插图为光子晶体光纤截面显微图。从图 4(a)可以看出,符合计数率随泵浦功率的增加而逐渐增加。

2009 年,Smith 等^[37]利用标准双折射光纤中的正交四波混频,产生了偏振方向与泵浦光垂直的关联光子对,实验中的泵浦光和关联光子对均位于可见光波段,频率失谐 Ω 约为 33 THz。2013 年,Cui 等^[38]利用一根由标准单模光纤熔融拉锥而成的长为 15 cm、直径约为 0.9 μm 的微纳光纤,产生了波长分别为 1310 nm 和 851 nm 的信号和闲频关联光子对,频率失谐 Ω 约为 62 THz。图 4(b)为文献[38]测得的符合计数率以及 CAR 随泵浦功率的变化关系,插图为微纳光纤结构。从图 4(b)可以看到,当光子对产生率 N_{SFWM} 约为每脉冲 0.005 对时,测得的 CAR 约为 530。受到高阶拉曼光子的影响,CAR 与理想值尚有差距。微纳光纤的优势在于其两端通过绝热拉锥连接到标准单模光纤,因此其可与单模光纤和器件进行高效率的集成。

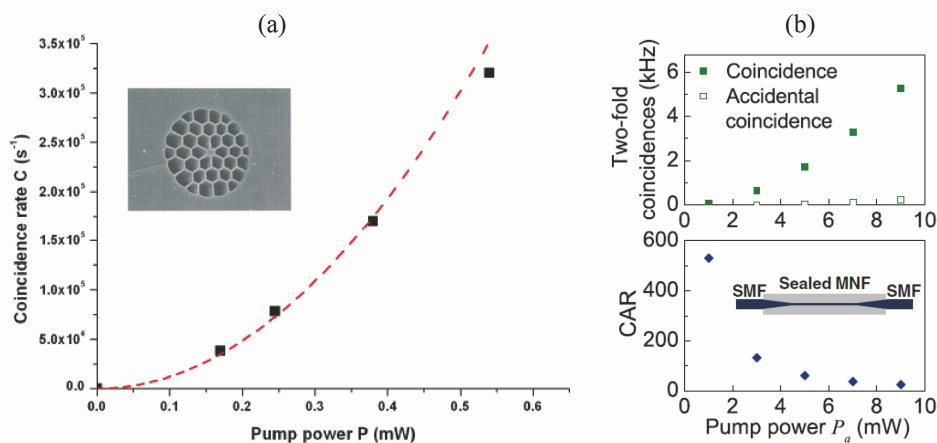


图 4 关联光子对与泵浦功率的关系。(a)光子晶体光纤中产生的关联光子对的符合计数率随泵浦功率的变化图,插图为光子晶体光纤截面图^[36]; (b)微纳光纤中产生的关联光子对的符合计数率和 CAR 随泵浦功率的变化图,插图为微纳光纤结构^[38]

Fig. 4 Relationship between correlated photon pairs and pump power. (a) Coincidence count rate of correlated photon pairs from photonic crystal fiber as function of average pump power, illustrated shows cross section of photonic crystal fiber^[36]; (b) coincidence count rate and CAR of correlated photon pairs from micro/nano-fiber as functions of average pump power, illustration shows micro/nano fiber structure^[38]

3.3 非简并泵浦相位匹配

除单泵浦以外,两个波长不同或空间模式不同的非简并泵浦也可以实现四波混频的相位匹配。2005 年,Fan 等^[39]利用波长分别为 833 nm 和 837 nm 的两束同偏振的脉冲光泵浦光子晶体光纤,产生了波长均为 835 nm 的信号和闲频光子对。2006 年,Chen 等^[40]利用波长分别为 1545.95 nm 和 1555.92 nm 的两束同偏振的泵浦光泵浦色散位移光纤,产生了波长简并的关联光子对。对于上述信号和闲频光子波长简并的过程,可将其视为单泵浦四波混频过程的逆过程。2016 年,Cruz-Delgado

等^[41]演示了少模光纤中 LP01 和 LP11 两个空间模式间的四波混频可产生可见光波段的关联光子对。2019 年,Guo 等^[42]利用波长相同、空间模式分别为 LP01 和 LP11 的两个泵浦光泵浦一根两模光纤,通过模间四波混频过程产生了波长均位于通信波段、空间模式分别为 LP01 和 LP11 的信号和闲频关联光子对。

3.4 利用不同光纤产生关联光子对的特性比较

表 1 总结了不同种类光纤产生关联光子对的特性比较,需要说明如下几点。1)虽然光子晶体光纤和标准单模光纤等可实现小失谐相位匹配,但它们

的特征与色散位移光纤类似,因此表 1 仅列出色散位移光纤作为小失谐相位匹配的代表;2)表 1 中光子晶体光纤的数据仅指关联光子对的偏振方向与泵浦光相同的情况,光子晶体光纤中正交四波混频情况归类于表 1 中的双折射光纤;3)CAR 虽然是表征光子对量子关联程度的主要参数之一,但是从(6)式

可知其随着光子对亮度的减小而增大,因此同时标注了 CAR 值所对应的光子对产生率并将其作为参考;4)由于光子对亮度可通过增加泵浦功率而持续增大,因此单纯比较亮度并无显著的参考意义,故表 1 列出了示例文献中的亮度值,并注明了相应的泵浦光强。

表 1 利用不同光纤产生关联光子对的特性比较

Table 1 Comparison of properties for generating correlated photon pairs using different fibers

Parameter	Dispersion shifted fiber	Photonic crystal fiber	Micro/nano-fiber	Birefringent fiber
Type of phase matching	Small detuning	Large detuning	Large detuning	Large detuning
Polarization of correlated photon pairs	Same as the pump	Same as the pump	Same as the pump	Orthogonal to the pump
Effective fiber length	Tens to hundreds of meters	Tens of centimeters	Tens of centimeters	Tens of centimeters
Splicing loss with single mode fiber /dB	<0.1	0.1–0.6	Depending on homogeneity of taper region	0.1–0.6
Transmission loss @1550 nm / (dB · km ⁻¹)	~0.2	<1.5	<2.6	<1.0
Wavelength band of correlated photon pairs	1550 nm telecom band	Visible band to telecom band	Visible band to telecom band	Visible band
Main origin of noise	Raman scattering	High-order Raman scattering	High-order Raman scattering	High-order Raman scattering
Typical core diameter /μm	~7	1–4	1–4	1–9
Typical CAR	$r_{\text{CAR}} = 30 @$ $N_{\text{SFWM}} =$	$r_{\text{CAR}} = 48 @$ $N_{\text{SFWM}} =$	$r_{\text{CAR}} = 530$ $N_{\text{SFWM}} =$	$r_{\text{CAR}} = 130$ $N_{\text{SFWM}} =$
	0.0200 pair/pulse ^[29]	0.0200 pair/pulse ^[36]	0.0050 pair/pulse ^[38]	0.0003 pair/pulse ^[37]
Brightness	$N_{\text{SFWM}} =$ 0.6000 pair/pulse @ 7.5×10^7 pump photon/pulse ^[28]	$N_{\text{SFWM}} =$ 0.2000 pair/pulse @ 2.2×10^7 pump photon/pulse ^[36]	$N_{\text{SFWM}} =$ 0.0300 pair/pulse @ 7.5×10^8 pump photon/pulse ^[38]	$N_{\text{SFWM}} =$ 0.0003 pair/pulse @ 6.7×10^8 pump photon/pulse ^[37]

4 关联光子对频谱关联特性的调控

如第 1 节所述,不同的量子信息处理任务通常要求关联光子对具有特定的频谱特性,因此频谱调控成为关联光子对制备中的一个重要问题。由于原理的相似性,本节将聚焦于频率不相关的关联光子对的制备。频率不相关的关联光子对可提高不同光子源间量子干涉的可见度,在量子隐形传态、纠缠交换和量子计算等量子信息处理任务中发挥着重要的作用。获得频谱不相关的关联光子对的一个直接方法是采用窄带滤波,但这会造成光子对的亮度和收集效率的降低。为了在获得频谱不相关的关联光子对的同时维持高亮度和高收集效率,可通过控制光纤色散或通过非线性光纤干涉仪结构两种途径来实现关联光子对的频谱调控。

4.1 控制光纤色散实现关联光子对的频谱调控

关联光子对的频谱调控可通过控制光纤色散以改变相位匹配函数 $\varphi(\omega_s, \omega_i)$ 来实现。在诸多光纤种类中,光子晶体光纤的色散可控性和多样性为频谱调控任务的实现提供了便利。2007 年, Garay-Palmett 等^[20]对基于光子晶体光纤的关联光子对的频谱调控进行了理论分析,指出了制备不同频谱特性的关联光子对所需的色散条件。2009 年, Cohen 等^[43]和 Halder 等^[44]均利用光子晶体光纤的双折射特性实现了正交四波混频,产生了偏振方向与泵浦光垂直且具有频谱不相关特征的关联光子对,两个实验中的关联光子对波长均位于可见光波段附近,频率失谐 Ω 分别约为 33 THz 和 77 THz。图 5(a)为文献[44]中理论计算得到的具有频谱不相关特征的关联光子对的联合频谱,其具有长短轴分别与两

个波长坐标轴平行的椭圆形强度分布。图 5(b) 为利用频谱不相关的关联光子对作为宣布式单光子源,测得独立光源间 HOM 光子干涉条纹的可见度约为 76%,可见度相对较低的原因是相位匹配函数 $\varphi(\omega_s, \omega_i)$ 振荡尾的存在[图 5(a)]。需要说明的是,

通过控制光纤色散来调控光子对频谱,需要兼顾四波混频的相位匹配条件和频谱控制所需的群速度匹配条件,这就使得频谱调控仅能在某特定波段内实现,限制了其灵活性。

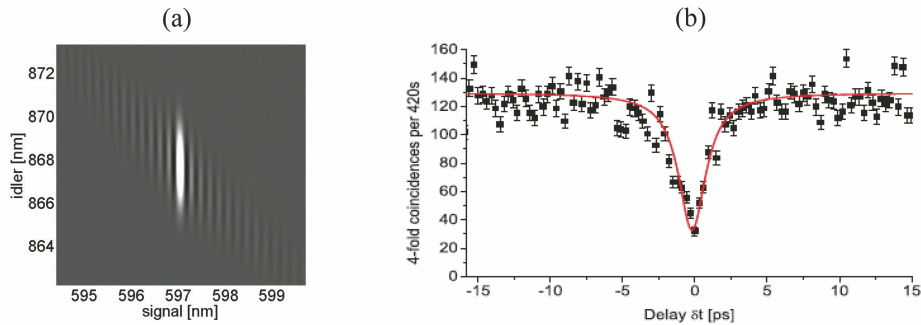


图 5 光子晶体光纤中关联光子对的频谱^[44]。(a)光子晶体光纤中关联光子对频谱的理论计算结果;
(b)实验测得的独立光源间的 HOM 干涉条纹图

Fig. 5 Spectrum of correlated photon pairs in photonic crystal fibers^[44]. (a) Theoretical calculation results of spectrum of correlated photon pairs in photonic crystal fibers; (b) HOM interference fringe patterns between independent light sources measured experimentally

4.2 利用非线性干涉仪实现关联光子对的频谱调控

由于非线性干涉仪结构的量子干涉效应,频谱调控的实现更为灵活^[12]。光纤中的光场空间模式纯净,这为不同光纤中自发四波混频过程的相干叠加提供了便利条件。标准光纤可作为线性色散介质,能够在不同的自发四波混频过程中引入可控相

移^[45],使高效率非线性干涉仪的实现成为可能。如图 6(a)所示, N 级($N \geq 2$)非线性光纤干涉仪是由 N 段非线性光纤(NF)和 $N - 1$ 段色散光纤(DM)交替排列构成。在非线性光纤中,四波混频的相位匹配条件得到满足,故可产生关联光子对,而在色散光纤中不满足相位匹配条件,其作用仅为在不同光

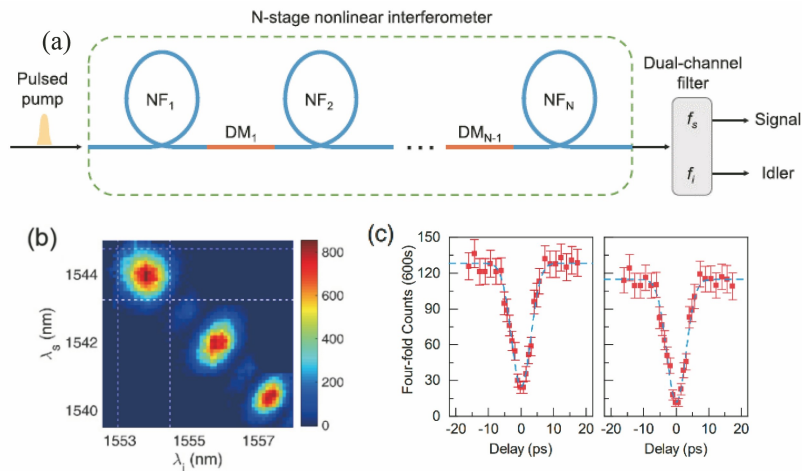


图 6 非线性光纤干涉仪示意图及其实验测量结果。(a) N 级($N \geq 2$)非线性光纤干涉仪示意图^[46]; (b) 实验测得的三级非线性光纤干涉仪输出的关联光子对频谱^[47]; (c) 独立光源间的 HOM 干涉条纹图(左侧和右侧分别为原始结果和修正拉曼光子和多光子事件后的结果)^[47]

Fig. 6 Schematic of nonlinear fiber optic interferometer and its experimental measurement results. (a) Schematic of N -class ($N \geq 2$) nonlinear optical fiber interferometer^[46]; (b) associated photon pair spectrum of output of three-stage nonlinear fiber interferometer measured experimentally^[47]; (c) HOM interference fringe pattern between independent light sources (left and right are original results and results after modified Raman photon and multi-photon events respectively)^[47]

场间引入干涉所需的相位差。通过改变色散光纤的色散或长度可控制所引入的相位差,使光子对频谱在特定波长处干涉相长或相消,即实现对光子对频谱的调控。非线性干涉作为一种主动滤波方法,由于相位匹配和频谱调控任务的分离,该方法在四波混频增益波段内均可使用。2019 年, Su 等^[46,48]利用由色散位移光纤和标准单模光纤构成的非线性干涉仪结构,演示了利用两级非线性干涉仪对在 1550 nm 波段的关联光子的频谱调控,并指出干涉仪的级次越多,干涉频谱越精细,同时还可采用不等长结构以消除干涉谱中的次极大峰,进一步完善频谱调控效果。2020 年, Li 等^[47]利用三级非线性光纤干涉仪制备了纯态单光子源。图 6(b)为关联光子对的联合频谱,可以看出由于非线性干涉效应的存在,光子对的频谱呈现岛状结构,其中左上角的第一个岛状结构具有频谱不相关特征,使用矩形滤波器将该岛状结构进行选择后,测得的 HOM 光子干涉可见度约为 81%,修正拉曼光子和多光子事件影响后可见度为 95%。

5 不同自由度的量子纠缠光子对

在第 3 节和第 4 节中光子对的量子关联特性是通过符合计数与随机符合计数之比来描述的^[49],严格来说还不能称之为纠缠态^[5]。将不同自发四波混频过程所产生的关联光子对进行适当的相干叠加,可制备偏振、Time-bin、频率等不同自由度的光学纠缠态。

5.1 偏振纠缠

Li 等^[50]首次利用色散位移光纤制备了 1550 nm 波段的偏振纠缠光子。如图 7(a)所示,实验中使用偏振方向分别为水平(H)和垂直(V)、具有一定时间延迟的两个泵浦光泵浦一根色散位移光纤,分别产生水平偏振和垂直偏振的双光子态;然后将两个双光子态通过一段双折射光纤使两者在时域上重合,即可得到偏振纠缠态 $|\Psi\rangle = [|H\rangle_s |H\rangle_i + \exp(i\phi) |V\rangle_s |V\rangle_i] / \sqrt{2}$,其中 ϕ 为相对相位。纠缠光子符合计数率和单通道计数率随检波器夹角的实验结果如图 7(b)所示,可以看出单通道计数率不随夹角变化,而符合计数率呈现干涉条纹状,纠缠光子的干涉可见度约为 92%。纠缠光子的 Bell 不等式检测实验结果违背不等式 10 个标准差。Takesue 等^[51]利用图 7(c)的由偏振分束器和色散位移光纤环构成的对向泵浦结构,将 45°偏振的脉冲光通过偏振分束器分为水平偏振和垂直偏振的两束,并且

光束在光纤中分别沿逆时针和顺时针方向传播,最后分别产生双光子态。通过控制光纤环偏振可以将两个双光子态在偏振分束器中进行叠加,并通过同一输出口输出,最终可得到偏振纠缠态。利用光纤环对向泵浦的优势在于两个双光子态的光程差可被自动补偿,实验结果如图 7(d)所示,测得纠缠光子的干涉可见度约为 90%。

色散位移光纤所产生的 1550 nm 波段的偏振纠缠光子具有可与现有光纤通信网络和器件兼容的优势。在文献[51]中将偏振纠缠信号和闲频光子在 10 km 长的单模光纤中分别进行传输,传输后的纠缠度得到了保持。随后, Li 等^[52]演示了纠缠光子对可在 25 km 长的单模光纤中储存 125 μ s,并利用两根 25 km 长的单模光纤对纠缠光子对进行分发,储存后和分发后的纠缠可见度分别为 82% 和 86%。Lee 等^[53]通过将色散位移光纤冷却至 77 K 来抑制拉曼光子,使得纠缠光子的干涉可见度达到了 98%。Liang 等^[54]利用迈克耳孙干涉仪和法拉第镜搭建了具有高稳定特点的基于光纤的偏振纠缠光子的产生装置,其他种类的光纤也被用于制备偏振纠缠光子,如利用光子晶体光纤^[55]和双折射光纤^[56]等实现频率大失谐的偏振纠缠光子,利用标准单模光纤等^[34]制备波长在 1310 nm 波段的偏振纠缠光子对。此外,2017 年, Meyers 等^[57]利用高非线性双折射光纤所产生的偏振纠缠光子对,可将通信波段的量子存储器与单量子比特进行耦合。2021 年, Lee 等^[58]将标准单模光纤作为少模光纤,通过模间四波混频过程产生了可见光波段的偏振纠缠光子对。

5.2 Time-bin 纠缠

Time-bin 纠缠态基于光子到达的两个不同时间段所张成的量子比特,与偏振纠缠态相比,其在光纤中传输时能避免偏振模色散的影响。2005 年, Takesue 等^[59]演示了利用色散位移光纤制备 1550 nm 波段的 Time-bin 纠缠光子对,实验装置如图 8(a)所示。实验中使用双泵浦脉冲序列,每组双脉冲中前后两个脉冲的间隔均为 1 ns,脉宽均为 90 ps,前后两个脉冲分别产生信号和闲频双光子态,两者叠加可得到 Time-bin 纠缠态,即 $|\Psi\rangle = [|1\rangle_s |1\rangle_i + \exp(i\phi) |2\rangle_s |2\rangle_i] / \sqrt{2}$ 。之后,在信号通道和闲频通道使用两个基于平面光波导(PLC)的干涉仪对纠缠光子进行测量,通过改变温度来改变 PLC 干涉仪所引入的相对相位。文献[59]的实验结果如图 8(b)所示,减去随机符合计数影响后双光

子纠缠的干涉可见度为 99%。随后, Takesue^[60] 将色散位移光纤冷却至 77 K 以抑制拉曼光子, 并将得到的 Time-bin 纠缠态通过 60 km 长的光纤进行分发, 在不减除随机符合计数率的情况下, 得到的干涉

可见度为 76%。利用光纤中所产生的 Time-bin 纠缠态, Sun 等^[61] 于 2016 年在 30 km 长的现实光纤网络中演示了量子隐形传态实验, 进一步验证了通过光纤网络实现量子通信的可靠性。

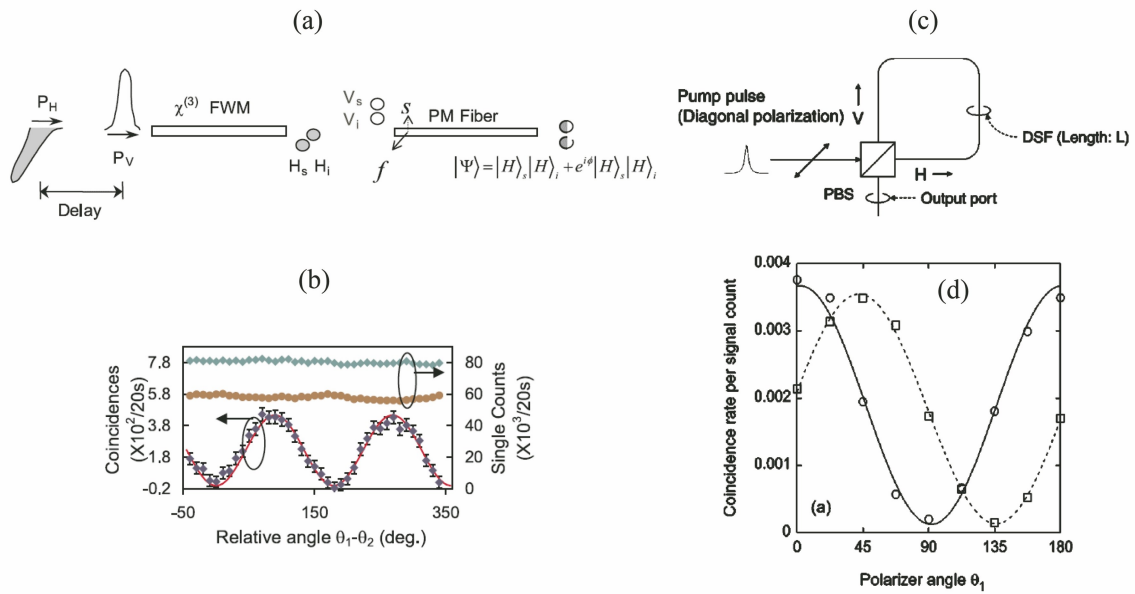


图 7 偏振纠缠光子对的产生原理和实验测量结果。(a)使用两个垂直偏振的泵浦光同向泵浦光纤产生偏振纠缠光子对的原理图^[50]; (b)图(a)的单通道计数率和符合计数率随检偏器夹角的变化曲线^[50]; (c)使用光纤环对向泵浦结构产生偏振纠缠光子的原理图^[51]; (d)图(c)的符合计数率随检偏器夹角的变化曲线^[51]

Fig. 7 Generation principle and experimental results of polarization entangled photon pairs produced by two vertically polarized pump light co-pumped fiber^[50]; (b) variation curves of single-channel counting rate and coincidence counting rate in Fig. (a) with angle between polarizers^[50]; (c) schematic of polarization entangled photons produced by optical fiber ring directional pumping structure^[51]; (d) variation curves of coincidence counting rate of Fig. (c) with angle between polarizers^[51]

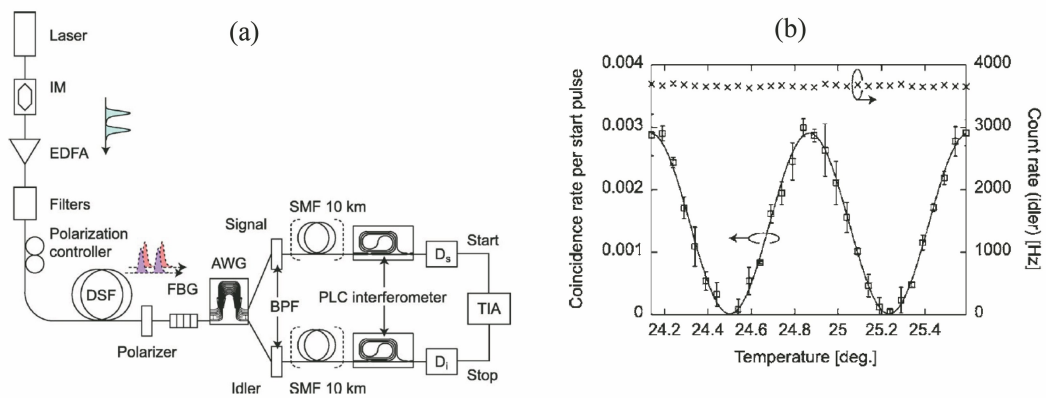


图 8 Time-bin 纠缠光子的产生装置和实验测量结果^[59]。(a) Time-bin 纠缠光子的产生装置示意图; (b)实验测得的符合计数率随干涉仪温度的变化曲线

Fig. 8 Generation device and experimental measurement results of Time-bin entangled photon^[59]. (a) Schematic of Time-bin entangled photon generation device; (b) experimentally measured curves of coincidence counting rate with temperature of interferometer

5.3 频率纠缠

2009 年, Li 等^[62] 利用由色散位移光纤和 50/50 分束器组成的 Sagnac 光纤环结构制备了频率纠缠光子, 实验原理如图 9(a) 所示。在 Sagnac 光纤环结构中, 顺时针和逆时针方向的泵浦分别产生双光子态并分别返回至分束器, 当调整光纤环状态^[45] 使顺时针与逆时针方向所产生的双光子态之间的相位差为 π 时, Sagnac 环两个输出端口 (c 和 d) 的输出态即为频率纠缠态 $|\Psi\rangle = (|\omega_s\rangle_c |\omega_i\rangle_d + |\omega_i\rangle_c |\omega_s\rangle_d)/\sqrt{2}$ 。当频率为 ω_s (ω_i) 的光子出现在 c 端口

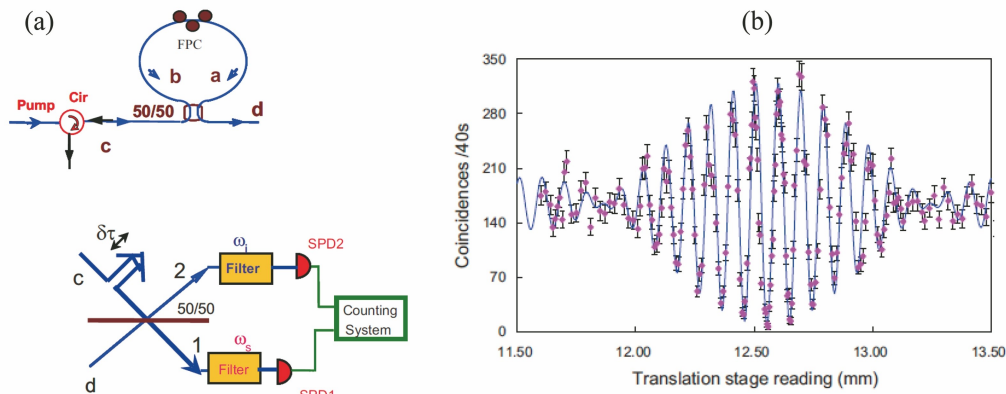


图 9 Sagnac 光纤环的结构和实验测量结果^[62]。(a) 基于 Sagnac 光纤环结构的频率纠缠产生和测量装置；(b) 实验测得的频率纠缠干涉拍频条纹

Fig. 9 Structure and experimental measurement results of Sagnac fiber ring^[62]. (a) Frequency entanglement generation and measurement device based on Sagnac fiber ring structure; (b) frequency entanglement interference beat fringes measured by experiment

5.4 其他自由度纠缠

除了上述偏振、Time-bin 以及频率自由度的纠缠态外, 利用光纤还可以实现其他自由度的纠缠态。2021 年, Shamsshooli 等^[64] 通过叠加少模光纤中两个不同的模间自发四波混频过程, 可以直接在光纤中产生位于通信波段的空间模式纠缠光子。另外, 还可以利用光纤实现两个或两个以上自由度上具有纠缠特性的光子, 即所谓的超纠缠光子。2008 年, Chen 等^[65] 利用保偏光子晶体光纤制备了包含偏振和 Time-bin 两个自由度上的超纠缠光子对。2021 年, de la Torre-Robles 等^[66] 同样利用保偏光子晶体光纤, 演示了同时在频率和偏振两个自由度上具有纠缠特性的光子对。

6 总 结

利用光纤中的低增益自发四波混频过程, 可制备不同波段、不同光谱特性的量子关联光子对; 通过对不同自发四波混频过程所产生的关联光子对进行

时, 其孪生频率为 ω_i (ω_s) 的光子一定出现在 d 端口, 反之亦然。在测量频率纠缠光子时, 可将 c 端口和 d 端口的光子输入至另一个 50/50 分束器, 该分束器两个输出端口的符合计数率呈现了干涉拍频的现象, 实验结果如图 9(b) 所示, 测得频率纠缠光子的干涉可见度约为 95%。2014 年, Zhou 等^[63] 利用由双折射光纤和偏振分束器构成的 Sagnac 光纤环结构制备了频率纠缠光子, 由于进一步减小光子对与泵浦光的失谐以抑制拉曼噪声, 故测得的干涉可见度可达 98%。

适当的相干叠加, 可获得在不同自由度具有量子纠缠特性的纠缠光子对。光纤不仅具有模式纯净、传输损耗低的优势, 而且不同种类的光纤之间可高效熔接, 这十分有利于利用非线性光纤干涉仪结构实现关联光子对的频谱调控。虽然光纤中还存在自发拉曼散射的现象, 使关联光子对的制备受到拉曼噪声光子的影响, 但是利用超短脉冲泵浦以及冷却光纤的方法可有效抑制拉曼散射。需要指出的是, 受到脉冲走离效应的影响, 采用超短脉冲将会减小光纤中四波混频过程的有效作用长度, 特别是当光子对的频率失谐很大时, 该影响会更加明显。在此条件下, 需增加泵浦功率以提高光子对的亮度。当光子对的频率失谐较小时, 可通过增加非线性光纤的长度来提高光子对的亮度, 从而减小对泵浦功率的要求。在此条件下, 不仅有利于装置的小型化, 而且可实现增益高达数十甚至数百倍的四波混频, 从而产生连续变量量子态^[13-14]。

目前, 量子技术已经能对少数几个模式和粒子

数所组成的相对简单的量子系统进行精确有效的控制。由于量子退相干效应的普遍存在,在任何物理体系下完成量子信息处理任务,以及多模式和多粒子量子态的精确制备、控制与测量都是量子技术实用化过程中一个亟须解决的核心问题与难点问题^[67-72]。光纤系统对于上述问题的解决具有独特的优势。一方面,对于光纤中通过脉冲光泵浦四波混频过程所产生的信号和闲频光场,除了具有频谱不相关的情况外,其他情况具有多时间模式的特点,通过适当的频谱和相位控制可实现对这些时间模式的探测、复用和解复用等一系列操控^[73-74];光纤中产生的光场具有纯净的空间模式,这为时间模式的研究和应用提供了便利。另一方面,随着空分复用光纤通信系统的快速发展^[11],少模光纤中非线性效应的研究不断深入。研究结果表明,利用少模光纤中的模间四波混频过程可产生高维空间模式的关联光子对^[41-42],在此基础上,利用少模光纤中独特的模间相位匹配条件,还可以直接实现空间模式维度的纠缠态^[64]。因此,在研究多模多体量子态方面,非线性光纤中的四波混频参量过程依然是一种前景可期的技术路线。

参 考 文 献

- [1] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Quantum-enhanced measurements: beating the standard quantum limit[J]. *Science*, 2004, 306(5700): 1330-1336.
- [2] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, et al. The security of practical quantum key distribution[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1301-1350.
- [3] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F. Quantum simulation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(1): 153-185.
- [4] Fabre C, Treps N. Modes and states in quantum optics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2020, 92(3): 035005.
- [5] Shih Y. Entangled biphoton source-property and preparation[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2003, 66(6): 1009-1044.
- [6] Reid M D, Drummond P D, Bowen W P, et al. Colloquium: the Einstein-Podolsky-Rosen paradox: from concepts to applications[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(4): 1727-1751.
- [7] Kumar P, Vijay P. Fiber-optic quantum information technologies[M]//Kaminow I P, Li T, Willner A E. *Optical fiber telecommunications IV-A*. 5th ed. Burlington: Academic Press, 2008: 829-880.
- [8] McMillan A, Huang Y P, Bell B, et al. Four-wave mixing in single-mode optical fibers[M]//Migdall A, Polyakov S V, Fan J Y, et al. *Experimental methods in the physical sciences*. Amsterdam: Elsevier, 2013: 411-465.
- [9] Wang L J, Hong C K, Friberg S R. Generation of correlated photons via four-wave mixing in optical fibres [J]. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 2001, 3(5): 346-352.
- [10] Shelby R M, Levenson M D, Perlmutter S H, et al. Broad-band parametric deamplification of quantum noise in an optical fiber[J]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(6): 691-694.
- [11] Su Y K, He Y, Chen H S, et al. Perspective on mode-division multiplexing [J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(20): 200502.
- [12] Ou Z Y, Li X Y. Quantum SU (1, 1) interferometers: basic principles and applications[J]. *APL Photonics*, 2020, 5(8): 080902.
- [13] Guo X S, Liu N N, Liu Y H, et al. Generation of continuous variable quantum entanglement using a fiber optical parametric amplifier[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(3): 653-656.
- [14] Li J M, Liu Y H, Huo N, et al. Pulsed entanglement measured by parametric amplifier assisted homodyne detection [J]. *Optics Express*, 2019, 27(21): 30552-30562.
- [15] Dong R F, Heersink J, Corney J F, et al. Experimental evidence for Raman-induced limits to efficient squeezing in optical fibers [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(2): 116-118.
- [16] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Quantum-enhanced positioning and clock synchronization [J]. *Nature*, 2001, 412(6845): 417-419.
- [17] Nasr M B, Saleh B E A, Sergienko A V, et al. Demonstration of dispersion-canceled quantum-optical coherence tomography[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(8): 083601.
- [18] Kok P, Munro W J, Nemoto K, et al. Linear optical quantum computing with photonic qubits [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2007, 79(1): 135-174.
- [19] Grice W P, U'Ren A B, Walmsley I A. Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states [J]. *Physical Review A*, 2001, 64(6): 063815.
- [20] Garay-Palmett K, McGuinness H J, Cohen O, et al. Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber[J]. *Optics Express*, 2007, 15(22): 14870-14886.
- [21] Cui L, Li X Y, Zhao N B. Minimizing the frequency correlation of photon pairs in photonic crystal fibers [J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(12):

- 123001.
- [22] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics[M]. San Diego: Academic Press, 2001.
- [23] Lewis S A E, Chernikov S V, Taylor J R. Temperature-dependent gain and noise in fiber Raman amplifiers[J]. Optics Letters, 1999, 24(24): 1823-1825.
- [24] Alibart O, Fulconis J, Wong G L, et al. Photon pair generation using four-wave mixing in a microstructured fibre: theory versus experiment[J]. New Journal of Physics, 2006, 8(5): 67.
- [25] Li X Y, Voss P L, Chen J, et al. Measurement of co- and cross-polarized Raman spectra in silica fiber for small detunings[J]. Optics Express, 2005, 13(6): 2236-2244.
- [26] Lin Q, Yaman F, Agrawal G P. Photon-pair generation in optical fibers through four-wave mixing: role of Raman scattering and pump polarization[J]. Physical Review A, 2007, 75(2): 023803.
- [27] Fiorentino M, Voss P L, Sharping J E, et al. All-fiber photon-pair source for quantum communications[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2002, 14(7): 983-985.
- [28] Li X Y, Chen J, Voss P, et al. All-fiber photon-pair source for quantum communications: improved generation of correlated photons[J]. Optics Express, 2004, 12(16): 3737-3744.
- [29] Takesue H, Inoue K. 1.5- μm band quantum-correlated photon pair generation in dispersion-shifted fiber: suppression of noise photons by cooling fiber[J]. Optics Express, 2005, 13(20): 7832-7839.
- [30] Dyer S D, Stevens M J, Baek B, et al. High-efficiency, ultra low-noise all-fiber photon-pair source[J]. Optics Express, 2008, 16(13): 9966-9977.
- [31] Li X Y, Liang C, Lee K F, et al. Integrable optical-fiber source of polarization-entangled photon pairs in the telecom band[J]. Physical Review A, 2006, 73(5): 052301.
- [32] Li X Y, Zhang X T, Wang K, et al. A portable all-fiber source of quantum-correlated photon-pairs[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(9): 0927003.
李小英, 张秀婷, 王堃, 等. 全光纤便携式量子关联光子对源[J]. 光学学报, 2013, 33(9): 0927003.
- [33] Sharping J E, Chen J, Li X Y, et al. Quantum-correlated twin photons from microstructure fiber[J]. Optics Express, 2004, 12(14): 3086-3094.
- [34] Hall M A, Altepeter J B, Kumar P. Drop-in compatible entanglement for optical-fiber networks[J]. Optics Express, 2009, 17(17): 14558-14566.
- [35] Rarity J, Fulconis J D, Duligall J, et al. Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs[J]. Optics Express, 2005, 13(2): 534-544.
- [36] Fulconis J, Alibart O, Wadsworth W J, et al. High brightness single mode source of correlated photon pairs using a photonic crystal fiber[J]. Optics Express, 2005, 13(19): 7572-7582.
- [37] Smith B J, Mahou P, Cohen O, et al. Photon pair generation in birefringent optical fibers[J]. Optics Express, 2009, 17(26): 23589-23602.
- [38] Cui L, Li X Y, Guo C, et al. Generation of correlated photon pairs in micro/nano-fibers[J]. Optics Letters, 2013, 38(23): 5063-5066.
- [39] Fan J, Dogariu A, Wang L J. Generation of correlated photon pairs in a microstructure fiber[J]. Optics Letters, 2005, 30(12): 1530-1532.
- [40] Chen J, Lee K F, Liang C, et al. Fiber-based telecom-band degenerate-frequency source of entangled photon pairs[J]. Optics Letters, 2006, 31(18): 2798-2800.
- [41] Cruz-Delgado D, Ramirez-Alarcon R, Ortiz-Ricardo E, et al. Fiber-based photon-pair source capable of hybrid entanglement in frequency and transverse mode, controllably scalable to higher dimensions[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 27377.
- [42] Guo C, Su J, Zhang Z Z, et al. Generation of telecom-band correlated photon pairs in different spatial modes using few-mode fibers[J]. Optics Letters, 2019, 44(2): 235-238.
- [43] Cohen O, Lundeen J S, Smith B J, et al. Tailored photon-pair generation in optical fibers[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(12): 123603.
- [44] Halder M, Fulconis J, Cerny B, et al. Nonclassical 2-photon interference with separate intrinsically narrowband fibre sources[J]. Optics Express, 2009, 17(6): 4670-4676.
- [45] Zhao N B, Yang L, Li X Y. Passive optical switching of photon pairs using a spontaneous parametric fiber loop[J]. Optics Letters, 2012, 37(7): 1220-1222.
- [46] Cui L, Su J, Li J M, et al. Quantum state engineering by nonlinear quantum interference[J]. Physical Review A, 2020, 102(3): 033718.
- [47] Li J M, Su J, Cui L, et al. Generation of pure-state single photons with high heralding efficiency by using a three-stage nonlinear interferometer[J]. Applied Physics Letters, 2020, 116(20): 204002.
- [48] Su J, Cui L, Li J M, et al. Versatile and precise quantum state engineering by using nonlinear interferometers[J]. Optics Express, 2019, 27(15): 20479-20492.
- [49] Zou X Y, Wang L J, Mandel L. Violation of classical probability in parametric down-conversion[J]. Optics Communications, 1991, 84(5/6): 351-354.
- [50] Li X Y, Voss P L, Sharping J E, et al. Optical-fiber source of polarization-entangled photons in the 1550 nm telecom band[J]. Physical Review Letters,

- 2005, 94(5): 053601.
- [51] Takesue H, Inoue K. Generation of polarization-entangled photon pairs and violation of Bell's inequality using spontaneous four-wave mixing in a fiber loop [J]. *Physical Review A*, 2004, 70(3): 031802.
- [52] Li X Y, Voss P L, Chen J, et al. Storage and long-distance distribution of telecommunications-band polarization entanglement generated in an optical fiber [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(10): 1201-1203.
- [53] Lee K F, Chen J, Liang C, et al. Generation of high-purity telecom-band entangled photon pairs in dispersion-shifted fiber [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(12): 1905-1907.
- [54] Liang C, Lee K F, Levin T, et al. Ultra stable all-fiber telecom-band entangled photon-pair source for turnkey quantum communication applications [J]. *Optics Express*, 2006, 14(15): 6936-6941.
- [55] Fan J, Eisaman M D, Migdall A. Bright phase-stable broadband fiber-based source of polarization-entangled photon pairs [J]. *Physical Review A*, 2007, 76(4): 043836.
- [56] Fang B, Cohen O, Lorenz V O. Polarization-entangled photon-pair generation in commercial-grade polarization-maintaining fiber [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(2): 277-281.
- [57] Meyers R E, Karmakar S, Deacon K S, et al. Fiber entangled photon pair source connecting telecom to quantum memories [J]. *Journal of Physics Communications*, 2017, 1(5): 055002.
- [58] Lee K, Jung J, Lee J H. Visible wavelength polarization entangled photon-pairs using SFWM in nondegenerate spatial modes [C] // 2021 International Conference on Information and Communication Technology Convergence (ICTC), October 20-22, 2021, Jeju Island, Korea. New York: IEEE Press, 2021: 262-264.
- [59] Takesue H, Inoue K. Generation of 1.5- μm band time-bin entanglement using spontaneous fiber four-wave mixing and planar light-wave circuit interferometers [J]. *Physical Review A*, 2005, 72(4): 041804.
- [60] Takesue H. Long-distance distribution of time-bin entanglement generated in a cooled fiber [J]. *Optics Express*, 2006, 14(8): 3453-3460.
- [61] Sun Q C, Mao Y L, Chen S J, et al. Quantum teleportation with independent sources and prior entanglement distribution over a network [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(10): 671-675.
- [62] Li X Y, Yang L, Ma X X, et al. All-fiber source of frequency-entangled photon pairs [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(3): 033817.
- [63] Zhou Q, Zhang W, Yuan C Z, et al. Generation of 1.5 μm discrete frequency-entangled two-photon state in polarization-maintaining fibers [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 2109-2112.
- [64] Shamshooli A, Guo C, Parmigiani F, et al. Progress toward spatially-entangled photon-pair generation in a few-mode fiber [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2021, 33(16): 864-867.
- [65] Chen J, Fan J Y, Eisaman M D, et al. Generation of high-flux hyperentangled photon pairs using a microstructure-fiber Sagnac interferometer [J]. *Physical Review A*, 2008, 77(5): 053812.
- [66] de la Torre-Robles D, Dominguez-Serna F, Osorio G L, et al. Frequency and polarization emission properties of a photon-pair source based on a photonic crystal fiber [J]. *Scientific Reports*, 2021, 11: 18092.
- [67] Weedbrook C, Pirandola S, García-Patrón R, et al. Gaussian quantum information [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(2): 621-669.
- [68] Larsen M V, Guo X S, Breum C R, et al. Deterministic generation of a two-dimensional cluster state [J]. *Science*, 2019, 366(6463): 369-372.
- [69] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, et al. Quantum computational advantage using photons [J]. *Science*, 2020, 370(6523): 1460-1463.
- [70] Ra Y S, Dufour A, Walschaers M, et al. Non-Gaussian quantum states of a multimode light field [J]. *Nature Physics*, 2020, 16(2): 144-147.
- [71] Peng K C, Jia X J, Su X L, et al. Optical manipulations of quantum states with continuous variables [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(9): 0900107.
彭堃堃, 贾晓军, 苏晓龙, 等. 连续变量量子态的光学操控 [J]. *光学学报*, 2011, 31(9): 0900107.
- [72] Sun Y R, Huo M R, Yan Z H, et al. Quantum teleportation based on four-partite entangled states [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(5): 0527001.
孙颖榕, 霍美如, 闫智辉, 等. 基于四组分纠缠态的量子离物传态 [J]. *光学学报*, 2018, 38(5): 0527001.
- [73] Brecht B, Reddy D V, Silberhorn C, et al. Photon temporal modes: a complete framework for quantum information science [J]. *Physical Review X*, 2015, 5(4): 041017.
- [74] Huo N, Liu Y H, Li J M, et al. Direct temporal mode measurement for the characterization of temporally multiplexed high dimensional quantum entanglement in continuous variables [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(21): 213603.