

利用光纤中自发四波混频产生纠缠光子的实验装置^{*}

杨 磊 李小英[†] 王宝善

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

(2007 年 11 月 16 日收到, 2008 年 2 月 28 日收到修改稿)

基于三阶非线性 Kerr 效应在光纤中产生非线性现象的理论, 利用零色散位移光纤中的自发四波混频通过两种实验装置产生了纠缠光子: 一种是采用脉冲光抽运由光纤构成的 Sagnac 光纤环; 另一种是采用脉冲光直接抽运一段光纤. 通过对不同装置下实验结果进行比较, 总结了产生高纯度纠缠光子所需的实验条件, 并指出了两种装置各自的优缺点. 这为研制适用于量子通信的全光纤纠缠光源和单光子源奠定了基础.

关键词: 纠缠光子, 光纤, 四波混频, 量子通信

PACC: 4250, 0367, 4265K

1. 引 言

纠缠光子不仅能够用来检验量子力学基本定律, 还是实现量子信息处理的必要工具. 基于晶体二阶非线性电极化效应的自发辐射光学参量下转换过程是产生纠缠光子的一种很常用的方法^[1-3], 目前所完成的大多数量子通信实验(如量子离物态和量子密集编码等^[4,5])都是利用这种纠缠光子完成的. 然而, 由于模式匹配的原因, 在将这种纠缠光子高效地耦合进光纤进行存储、操纵及传输时, 工程上实现起来非常困难^[6]. 近年来, 利用基于光纤的 Kerr 三阶非线性电极化效应的四波混频参量作用过程产生纠缠光子对已引起了人们广泛的关注. 与基于二阶非线性电极化晶体中参量下转换过程的纠缠光源相比, 基于光纤三阶非线性电极化的纠缠光源有以下优点: 纠缠光子的模为光纤的波导模式, 通常为纯净的高斯模, 便于进一步研究多个纠缠的相互作用和多光子量子通信. 由于光纤的波导特性, 作用长度可以很长, 而且光纤具有传输损耗低的优点, 因此总的非线性效应比较强. 光纤与光纤之间的耦合不仅易于实现而且效率非常高, 有利于增加量子通信的距离.

2002 年, Fiorentino 等^[7]首次利用零色散位移光纤(DSF)中的自发四波混频(spontaneous four-wave

mixing)参量作用过程产生了量子关联的光子对. Li 等^[8]在 DSF 中产生了偏振纠缠的光子对, 得到了四个 Bell 态, 并验证了 Bell 不等式被违背. 此外, 文献[10, 11]还进行了利用标准光纤存储光子及将纠缠光子在光纤长距离传输后无明显消相干现象的实验^[9, 10], 显示了基于光纤的纠缠光子在研究量子逻辑门和实现远距离量子通信中的潜在优越性.

除了 DSF^[7-12]外, 其他类型的光纤(如高非线性光纤和微结构光纤等)也可以用来产生纠缠光子^[13, 14], 而且利用光纤产生纠缠光子的装置也是多种多样的. 如文献[8]先利用偏振垂直、有一定延时的两个脉冲光抽运 Sagnac 光纤环, 光纤环的输出再经过一个特制的双折射元件以消除两个抽运光产生的参量作用过程中的时间可区分性, 通过相干叠加而产生偏振纠缠. 文献[11, 12]中的偏振纠缠是由一段光纤和偏振分束器构成的光纤环产生的, 利用偏振分束器将一个脉冲分为两个偏振垂直的脉冲光, 从不同的方向抽运一段光纤, 再利用偏振分束器使两个参量作用过程相干叠加而产生偏振纠缠. 文献[15]则先采用双折射元件将一个脉冲抽运光分离为偏振垂直、有一定延时的两个抽运脉冲抽运一段光纤, 利用光纤的另一端的 Faraday 反向镜将两个抽运光和参量作用过程反射并使其偏振旋转 90°之后, 利用同一双折射元件自动消除两个互相垂直参量作用过程的时间可区分性, 从而得到偏振纠缠. 而文献

^{*} 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号 NCET-06-0238) 国家自然科学基金(批准号 60578024, 10774111) 教育部科学技术研究计划重点项目(批准号 107027) 国家重点基础研究发展规划(批准号 2003CB314904) 和国家高技术研究发展计划(批准号 2007AA03Z447) 资助的课题.

[†] E-mail: xiaoyingli@tju.edu.cn

[16] 则采用了偏振分束器和 Sagnac 环构成的双环结构来产生偏振纠缠. 仔细分析这些装置可以发现, 其实它们都可以从两种典型装置变形而来: 一种是抽运 Sagnac 光纤环, 另一种是直接抽运一段光纤.

本文首先从理论上分析了脉冲光抽运光纤时, 基于三阶非线性电极化效应的自发四波混频、拉曼散射和自相位调制等非线性现象及特性, 利用上述两种典型实验装置产生量子关联光子对, 然后比较和分析了实验结果, 总结了产生高纯度纠缠光子所需的实验条件以及不同装置各自的优缺点. 本文的研究结果对于研制适用于量子信息处理的全光纤纠缠光源和单光子源有重要的指导意义.

2. 理论背景

由于 SiO_2 分子的各向同性, 光纤中的最低阶非线性效应通常为三阶电极化率^[17] $\chi^{(3)}$. $\chi^{(3)}$ 的数学表达式分为实部和虚部两部分. 实部源于束缚电子的非简谐振动, 能够引起非线性折射率, 当相位匹配条件满足时, 可产生四波混频; 虚部与光纤材料分子的振动和转动有关, 能够引起布里渊散射和拉曼散射, 当输入光纤的抽运光为脉冲光时, 布里渊散射现象可忽略.

2.1. 四波混频

四波混频过程中, 两个频率为 ω_p 的抽运光子通过 Kerr 非线性效应同时散射为频率分别是 ω_s 和 ω_i 的光子对, 通常称频率较抽运光上移的光子 ω_i 为闲置光子, 而频率较抽运光下移的光子 ω_s 为信号光子. 在此参量作用过程中, 能量和动量是守恒的, 因此信号光子与闲置光子之间具有能量-时间纠缠关系. 当抽运脉冲的带宽 $\Delta\omega_p$ 远小于其中心频率 ω_p 时, 该四波混频过程可用简并四波混频过程近似. 当忽略光纤内的传输损耗时, 简并四波混频光波相互作用的经典振幅耦合方程可以描述为^[17]

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = i\gamma(|A_p|^2 A_p), \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\gamma[(2|A_p|^2)A_s + A_p^2 A_i^* \exp(-i\Delta kz)], \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = i\gamma[(2|A_p|^2)A_i + A_p^2 A_s^* \exp(-i\Delta kz)]. \quad (3)$$

这里 A_p , A_s 和 A_i 分别表示抽运光波、信号光波和闲置光波的振幅, z 为光波的传播距离. 非线性系数

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{A_{\text{eff}} \lambda_p},$$

式中

$$n_2 = 3(4n^2 \epsilon_0 c) \text{Re}(\chi^{(3)})$$

为非线性折射率, 其中 ϵ_0 为真空介电常数, λ_p 为抽运光波的波长, A_{eff} 为光纤的有效模面积. 波矢失配

$$\Delta k = k_s + k_i - 2k_p,$$

其中 k_p , k_s 和 k_i 分别表示抽运光波、信号光波和闲置光波的波矢. (1)–(3) 式是在抽运光功率远大于信号光和闲置光功率、抽运光功率的消耗可忽略且四个光波相互作用的群速度失配可忽略的情况下导出的.

要得到显著的四波混频现象, 需要满足净波矢失配为零的相位匹配条件, 即

$$k = 2\gamma P_p + \Delta k \approx 2\gamma P_p + \beta_2 \Omega^2 = 0, \quad (4)$$

式中 P_p 为抽运光的峰值功率, β_2 为抽运频率 ω_p 的群速度色散系数,

$$\Omega = \omega_i - \omega_p = \omega_p - \omega_s$$

表示抽运光与信号光或闲置光之间的频移. 当抽运光的中心波长在光纤的零色散波长 λ_0 附近, 且 $\beta_2 < 0$ 时, 抽运光自相位调制引起的相位失配与材料色散引起的相位失配相抵消, 可满足 $k \approx 0$, 在光纤内能够发生显著的四波混频过程. 由耦合方程和相位匹配条件可知, 影响光纤内四波混频增益的主要因素是非线性系数 γ 、抽运功率、光纤长度和群速度色散系数 β_2 .

本实验所涉及的由自发四波混频产生量子关联光子对的过程中, 信号和闲置光子对的产生率可用弱信号注入时光纤中四波混频的经典功率增益 G 来表示. 在低增益区, 长度为 L 的光纤内所产生四波混频的经典功率增益可表示为^[17] $G \propto |\gamma P_p L|^2$. 当信号和闲置光波段均没有输入时, 所产生的信号和闲置光子对来源于被放大的真空, 每个模中光子对的产生率为 G . 当所探测的信号和闲置光子对的带宽为 $\Delta\omega_i$ 时, 每个抽运脉冲产生的关联光子对的探测率 $R_{(i)}$ 和符合计数率 R_{coin} 可分别表示为

$$R_{(i)} = \eta \gamma^2 P_p^2 L^2 \Delta\omega_i \Delta t, \quad (5)$$

$$R_{\text{coin}} = \epsilon \eta \gamma_s R_i, \quad (6)$$

式中 η 为与探测效率等具体实验细节有关的常数, Δt 为抽运脉冲的宽度, ϵ 为与抽运光和光子对带宽

有关的参数, η_s 为信号光通道的总探测效率.

2.2. 拉曼散射

中心波长位于光纤反常色散区的脉冲抽运光在光纤中产生自发四波混频的同时,光学声子通过三阶电极化率 $\chi^{(3)}$ 的虚部对入射光散射,在信号光和闲置光通道形成具有随机性特点的自发拉曼散射.在低增益区,拉曼散射光子的探测率可以表示为^[17,18]

$$n_s = \eta R_g(\omega_p, \Omega) LP_p \Delta\omega_i \Delta t (1 + n_{th}), \quad (7)$$

$$n_i = \eta R_g(\omega_p, \Omega) LP_p \Delta\omega_r \Delta t n_{th}, \quad (8)$$

式中 n_s 和 n_i 分别为每个抽运脉冲产生的拉曼散射光子在信号通道和闲置通道的探测率, η 为与探测效率等具体实验细节有关的常数, $R_g(\omega_p, \Omega)$ 为光纤内抽运频率为 ω_p 时的拉曼增益,它随频移 Ω 的减小而减小.

$$n_{th} = 1 [\exp(\hbar\Omega/kT) - 1]$$

为玻色因子,其中 \hbar 为普朗克常数, k 为玻尔兹曼常数, T 为光纤的温度.由(7)和(8)式可知,拉曼散射会导致量子关联光子对纯度的降低,但可以通过降低光纤的温度 T ^[19]和减小频移 Ω 来抑制该过程^[20].

2.3. 自相位调制

求解(1)式可得

$$A_p(z) = A_p(0) \exp(i\gamma P_p z),$$

其中 $P_p = |A_p|^2$, $\exp(i\gamma P_p z)$ 为源于介质非线性折

射率的自相位调制项^[17].自相位调制可导致抽运脉冲的频谱展宽,脉冲沿光纤传输时,新的频率分量不断产生.当自相位调制的值大到一定程度时,频率展宽会延伸到信号光和闲置光通道,从而影响本实验要求的在信号光和闲置光波段均没有输入的前提条件,导致量子关联光子对纯度降低^[12].因此,实验中需要适当选择抽运功率、光纤长度以及抽运光与信号光和闲置光的频移,使得在所探测到的信号与闲置光子中源于自相位调制脉冲展宽的信号可忽略不计.

3. 实 验

3.1. 利用脉冲光抽运非线性 Sagnac 光纤环

利用非线性 Sagnac 光纤环 (nonlinear-fiber Sagnac interferometer, 简记为 NFSI) 产生量子关联光子对的实验装置如图 1 所示.中心波长为 1540.9 nm 的脉冲激光抽运室下的 NFSI,中心波长分别为 1548 和 1533.87 nm 的信号与闲置光子对由 NFSI 中的四波混频过程产生. NFSI 由 50:50 分束器和 300 m 零色散波长 $\lambda_0 \approx 1540$ nm 的 DSF 构成,其中的光纤偏振控制器 FPC1 用于控制和补偿光纤内的双折射,使得 NFSI 对入射光具有高反射率^[21]. 90:10 分束器用于注入信号光,实现探测系统信号光和闲置光通道光路的耦合准直.在光子计数实验中,这个端口没有输入.

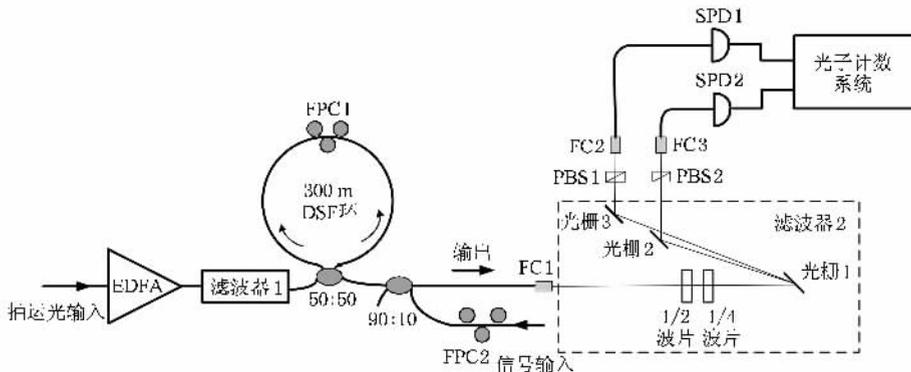


图 1 由 NFSI 产生量子关联光子对的实验装置示意图

NFSI 可视为一个双向的放大器,可以同时放大从两个端口输入的信号^[7].当脉冲抽运光入射到 NFSI 中后,由四波混频和拉曼散射产生的信号与闲置光子中的一半将从抽运方向返回,而另一半将入射到探测装置方向.需要强调的是,由于量子干涉现

象,由四波混频产生的信号与闲置光子对将同时沿着相同的方向传播,而由拉曼散射随机产生的信号光子或闲置光子将以 50% 的概率随机地进入不同的方向.因此,实验中有以下三种不同类型的光子从图 1 中所示的输出端口输出:(1)由四波混频产生的

信号和闲置光子对 (2) 由拉曼散射产生的信号光子或闲置光子 (3) 经过 NFSI 提供的 30 dB 衰减后漏出的抽运光子. 为了能够可靠地测量光纤中由四波混频产生的量子关联光子对, 必须有效地阻止抽运光子进入探测器. 由于光纤的 K_{err} 非线性系数很小, 一个含有大约 10^8 个光子的抽运脉冲仅能够产生 0.1 对光子, 因此实验探测过程中对抽运光的抑制比应大于 100 dB. 因为 NFSI 的高反射功能已经提供了 30 dB 的抑制比, 所以滤波器 2 对于抽运光子的隔离度应大于 70 dB. 实验中的滤波器 2 是自由空间双光栅滤波器 (DGF), 由三个相同的衍射光栅组成, 其中心波长和带宽取决于其中光学元件的几何位置及耦合光纤的数值孔径. 图 2 是 DGF 的透射谱, 从中可以看出, DGF 的 3dB 带宽为 0.9 nm, 对抽运光的隔离度大于 70 dB, 图中的基底受限于光学频谱分析仪的动态范围.

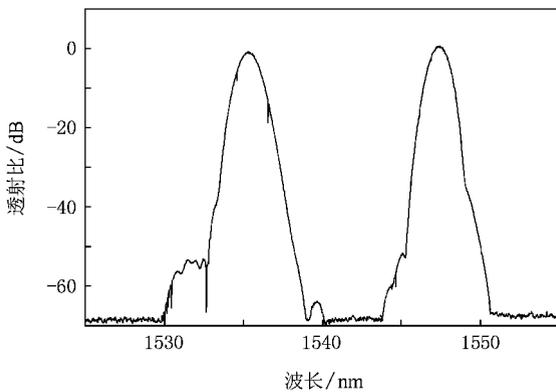


图 2 DGF 的光学透射谱

抽运脉冲的宽度约为 4 ps, 由衍射光栅对美国 Precision Photonics 公司的光纤飞秒脉冲激光器的输出进行分光色散后, 截取相应波长的光波所得, 其重复频率为 41 MHz, 中心波长可在 1530—1570 nm 间调谐. 为了达到所需功率, 抽运脉冲先经过掺铒光纤放大器 (EDFA) 放大. 放大的抽运脉冲入射 NFSI 前, 通过美国 Newport 公司生产的 TBF-1550-1.0 型 1 nm 带宽可调谐式滤波器 1, 以消除抽运脉冲中所包含的频率位于信号光和闲置光波段的光子. 抽运光的 3 dB 带宽约为 1.1 nm.

产生的信号和闲置光子对由瑞士 Id Quantique 公司生产的 ID200 型单光子探测器 (SPD) 进行探测. SPD 工作于门模盖革模式 (gated-Geiger mode) 下, 门脉冲的宽度为 2.5 ns. 为了抑制后脉冲效应, SPD 的触发频率为 322 kHz, 是抽运脉冲重复频率的 1/128.

两个 SPD 的探测效率分别为 7% 和 10%. 实验中, NFSI 的效率为 60%, 90:10 分束器的效率为 90%, DGF 两个通道的效率分别为 45% 和 40%. 信号光和闲置光通道总的探测效率分别为 1.7% 和 2.2%.

由于产生的量子关联光子对偏振方向和抽运光一致, 实验中调整 1/2 波片和 1/4 波片, 使得与抽运光子偏振相同的关联光子对通过偏振分束器 (PBS), 同时抑制与抽运光偏振垂直的拉曼散射光子^[20]. 实验中, 我们不仅记录了不同抽运功率下闲置 (信号) 光通道的单通道光子计数, 还分别记录了由同一抽运脉冲和相邻抽运脉冲产生的信号光子和闲置光子的符合计数和随机符合计数. 此外我们还用函数 $N_{(s)} = s_1 N_p + s_2 N_p^2$ 对闲置 (信号) 光通道探测到的光子数 $N_{(N_s)}$ 进行拟合, 其中 s_1 和 s_2 分别与拉曼散射和四波混频的强度成正比, N_p 为每个抽运脉冲中所包含的光子数.

实验结果如图 3 所示. 图 3(a) 中的实心圆点为实验数据, 实线为二阶多项式 $N_i = s_1 N_p + s_2 N_p^2$ 拟合的曲线, 点划线和虚线分别为拟合函数的线性项 $s_1 N_p$ 和平方项 $s_2 N_p^2$, 其中 $s_1 = 0.00235$, $s_2 =$

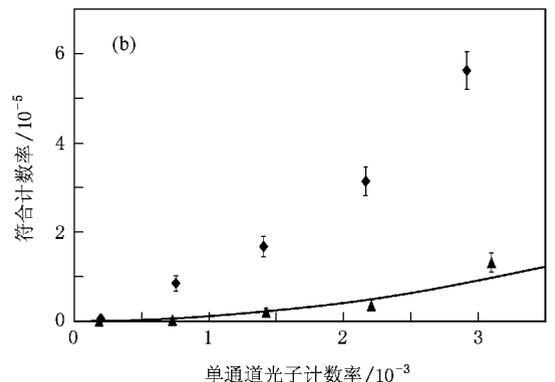
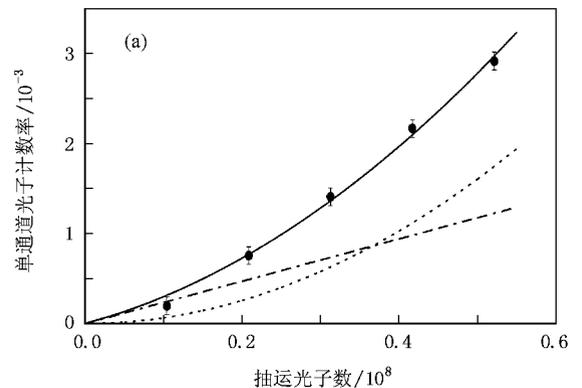


图 3 脉冲光抽运 NFSI 的光子计数实验结果 (a) 每个脉冲产生的闲置光子探测率与每个脉冲包含的抽运光子数的关系 (b) 每个脉冲的符合计数率与每个脉冲产生的闲置光子探测率的关系

0.00642. 当 $N_p > 0.4 \times 10^8$ 时, 平方项的散射光子数大于线性项的散射光子数; 当 $N_p < 0.4 \times 10^8$ 时, 线性项的光子占主要地位. 图 3(b) 中的菱形数据点为同一脉冲中信号光子与闲置光子的符合计数率, 三角形数据点为相邻脉冲之间信号光子和闲置光子的随机符合计数率, 实线为两个独立光源的随机符合计数率 $R_{\text{acc-i-coin}} = N_s N_i$ 的理论曲线. 由图 3 可知, 同一个抽运脉冲产生的信号光子和闲置光子之间的总符合计数率远大于相邻抽运脉冲之间的符合计数率, 体现了信号与闲置光子对的量子相关特性. 图 3 中相邻脉冲信号光子和闲置光子之间随机符合计数率略高于相同强度下两个独立光源随机符合计数率的理论曲线. 这是由于光子在 NSFI 内的光纤器件端面的多次反射而造成的, 若将装置中光耦合器(FC)连接改为焊接, 则可抑制这种现象.

3.2. 利用脉冲光直接抽运一段 DSF

利用脉冲光直接抽运一段 DSF 制备量子关联

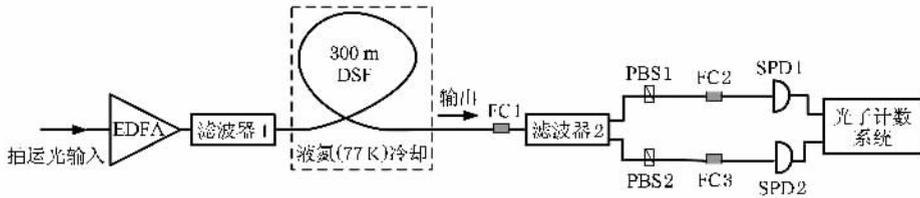


图 4 利用一段直的 DSF 制备量子关联光子对的实验装置示意图

将抽运光的中心波长调谐到 1538.9 nm, 信号光和闲置光的中心波长分别为 1547 和 1530.88 nm. 并且利用如图 4 所示的装置做了和图 3 同样的测量, 测量结果如图 5 所示, 图中曲线符号的意义与图 3 相同. 在图 5(a) 中, 根据数据拟合公式 $N_i = s_1 N_p +$

$s_2 N_p^2$, 可得 $s_1 = 0.00264$, $s_2 = 0.02277$. 当 $N_p > 0.1 \times 10^8$ 时, 平方项的散射光子数大于线性项的散射光子数; 当 $N_p < 0.1 \times 10^8$ 时, 则线性项的光子数占主要地位. 由于滤波器 2 对抽运光的隔离度不足 100 dB, 因此这里系数 s_1 为 s_{1a} 与 s_{1b} 两部分之和. 其中

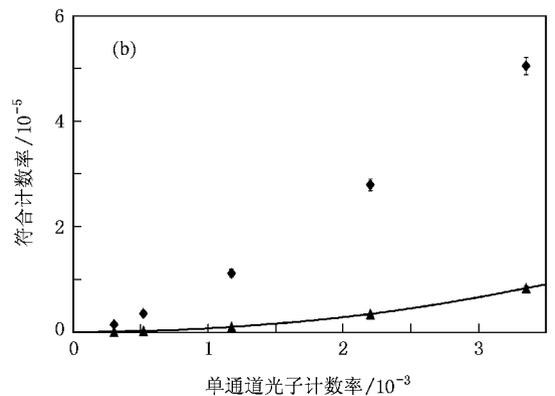
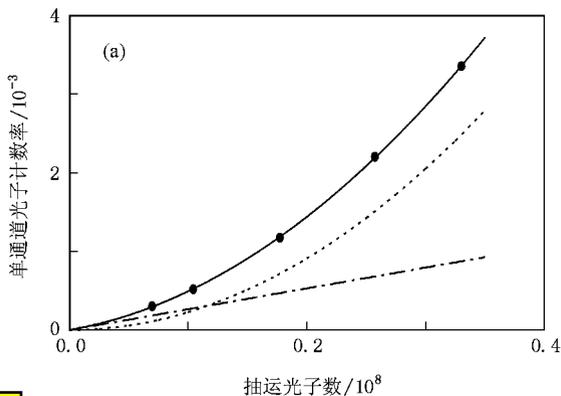


图 5 脉冲光抽运直光纤的光子计数实验结果

系数 $s_{1a} = 0.00122$, 与漏过的抽运光子数成正比; 系数 $s_{1b} = 0.00142$, 与拉曼散射光子数成正比. 图 5(b) 清楚地表明, 同一个抽运脉冲产生的信号光子和闲置光子之间的总符合计数率远大于相邻抽运脉冲之间的随机符合计数率, 且相邻脉冲随机符合计数率和相同强度下两个独立光源随机符合计数率的理论曲线符合得很好. 比较图 5(b) 和图 3(b) 可清楚地看到, 由于冷却使得拉曼散射背景噪声得到了抑制, 在相同的光子产生率下, 图 5(b) 中总符合计数率与随机符合计数率的比值大于图 3(b) 中的比值.

4. 分析与讨论

从量子信息处理的角度出发, 对基于光纤的关联光子对而言, 一个重要的指标是关联光子对的纯度 E . 纯度 E 可表示为

$$E \propto \frac{R_{\text{coin}}}{R_{\text{acc-i-coin}}} \propto \frac{\eta_s s_{\text{xi}} N_p^2}{(N_s N_i)}. \quad (9)$$

在一定的平均光子对产生率下, 要提高关联光子对的纯度 E , 应使数据拟合公式中的平方项 $s_2 N_p^2$ 尽可能地大, 而线性项 $s_1 N_p$ 尽可能地小. 为了进一步优化实验参数, 我们比较分析并总结了两个实验装置中不同实验参数对关联光子对纯度的影响.

4.1. 分 析

首先分析光纤温度的影响. 由 (7) 和 (8) 式可知, 在信号光和闲置光通道, 来源于拉曼散射的光子数与遵循玻色分布的光学声子 n_{th} 有关. 在图 1 和图 4 所示的装置中, 闲置光通道的 n_{th} 值分别为 6.46 和 1.16. 若定义 $F = s_2 N_p^2 / (s_1 N_p)$, 在其他条件相同的情况下, 图 4 所示装置中 F 值是图 1 装置中 F 值的 5.6 倍左右.

接下来分析闲置光(信号光)与抽运光之间的频移和滤波器 2 对抽运光的隔离度两者对实验的影响. 图 4 中的频移约比图 1 中的频移大 0.1 THz. 由 (7) (8) 式可知, 来源于拉曼散射的光子数和光纤的标准拉曼增益 $G_R(\omega_p, \Omega) = 0.02(\Omega/2\pi) + 0.004(\Omega/2\pi)^2 + 0.045(\Omega/2\pi)$ (其中 $\Omega/2\pi$ 的单位为 THz)^[18] 有关, 由此因素造成图 4 装置中 F 值约为图 1 装置中 F 值的 0.87 倍. 由于图 4 所示装置中滤波器 2 闲置光通道对抽运光的隔离度为 94 dB, 漏进探测装置的抽运光子不可忽略, 在线性项 $s_1 N_p$ 中, 约有 46% 的贡献来源于漏进的抽运光子, 使 F 值下

降为漏进抽运光子可忽略时 F 值的 0.45 倍左右.

抽运光峰值功率对实验结果也有影响. 由于 NSFI 的装置中 50:50 分束器的存在, 使得在一定的抽运功率下, 光纤中抽运脉冲的峰值功率仅为直接抽运光纤时的 50%, 即 $P_p/2$. 由于双向放大器 NSFI 中的量子干涉, 顺时针和逆时针方向传输的抽运脉冲放大的真空而产生的光子对都将反射回其输入端, 即图 1 中输出端口来源于四波混频的光子数正比于 $[(P_p/2)^2 + (P_p/2)^2] = P_p^2/2$. 因此由 (5) 式可知, 当抽运功率和其他参数一定时, 在图 4 装置中 F 值为图 1 装置中 F 值的 2 倍. 此外, 图 1 和图 4 中还有一个不同的参数是带宽. 由 (5) (7) (8) 式可知, 来源于四波混频和拉曼散射的光子数均与光子在信号光或闲置光通道的带宽呈线性关系. 因此, 这里我们可以忽略带宽不同对 F 的影响.

4.2. 讨 论

由上述分析可知, 降低 DSF 的温度、减小频移 Ω 以及采用适当的实验装置都有助于减小背景噪声, 提高纠缠光源的纯度. 分析表明, 在一定的抽运功率下, 采用图 4 所示装置所得 F 值应该是图 1 装置中 F 值的 4 倍左右, 如果将图 4 所示装置中闲置光子与抽运光子的频移减小到与图 1 中的一致, 这个比值可提高到 5 倍左右. 尽管进一步减小频移量可提高纠缠光子的纯度, 但是由于图 4 所示的装置不具有 NSFI 装置所具有对抽运光提供 30 dB 隔离度的优点, 频移量的减小将受限于抽运脉冲的自相位调制展宽, 所以其最小频移总大于采用 NSFI 装置的频移. 例如, 尽管图 5 结果是在频移大于图 3 结果的情况下得到的, 通过比较两图中拟合公式 $N_{\zeta(s)} = s_1 N_p + s_2 N_p^2$ 的拟合系数 s_1 和 s_2 可知, 图 5 中 F 值是图 3 中 F 值的 3.2 倍左右, 低于理论分析中的 4 倍. 我们认为这是由于抽运脉冲的自相位调制频谱展宽产生了额外噪声, 使得比值减小^[12].

分析还表明, 采用脉冲光直接抽运光纤的实验装置相对简单, 且在一定的平均抽运功率下 DSF 内峰值抽运功率比采用 NSFI 时高, 当光子对产生率一定时, 源于拉曼散射的光子相对较少, 有助于抑制拉曼散射, 但是其闲置光(信号光)和抽运光之间最小频移受限于抽运脉冲的自相位调制展宽, 因此又在一定程度上影响了对拉曼散射的进一步抑制. 而采用 NSFI 则因为可以对抽运光提供 30 dB 的隔离度^[21], 受到抽运脉冲的自相位调制展宽影响较小,

因此可以通过进一步减小频移来抑制拉曼散射. 总之, 两种装置各有优点和不足. 在纠缠光源的研制中, 可根据其不同用途来选择装置.

需要指出的是, 目前实验中所采用的 DGF 可用高效率的光通信波分复用器件和光纤布拉格光栅滤波器代替, 效率较低、后脉冲效应较严重的单光子探测器可以用高频高效的超导单光子探测器^[22]代替; 重复频率为 41 MHz 的光纤激光器也可用重复频率达 10 GHz 以上的商用光纤激光器替代. 这样不仅可以使系统探测效率和纠缠光子产生率分别提高一个和两个数量级以上, 还可以使实验装置全光纤化、结

构紧凑, 并且更易于操作.

5. 结 论

本文利用光纤中的自发四波混频, 采用皮秒脉冲光分别抽运常温下由 DSF 构成的 NFSI 和液氮(77 K)中一段光纤两种方法实验制备了 1550 nm 光通信波段量子关联光子对. 根据实验条件和实验结果, 分析了产生高质量纠缠光子所需的实验参数, 比较了两种实验装置的优缺点. 这为进一步研制适用于量子通信的全光纤纠缠光源和单光子源奠定了基础.

- [1] Burnham D C , Weinberg D L 1970 *Phys. Rev. Lett.* **25** 84
- [2] Ou Z Y , Mandel L 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 50
- [3] Kwiat P G , Mattle K , Weinfurter H , Zeilinger A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
- [4] Bouwmeester D , Pan J W , Mattle K , Eibl M , Weinfurter H , Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [5] Mattle K , Weinfurter H , Kwiat P G , Zeilinger A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4656
- [6] Bovino F A , Varisco P , Colla A M , Gastagnoli G , Guiseppe G D , Sergienko A V 2003 *Opt. Commun.* **227** 343
- [7] Fiorentino M , Voss P L , Sharping J E , Kumar P 2002 *Photon. Technol. Lett.* **27** 491
- [8] Li X Y , Voss P L , Sharping J E , Kumar P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 053601
- [9] Li X Y , Voss P L , Chen J , Sharping J E , Kumar P 2005 *Opt. Lett.* **30** 1201
- [10] Takesue H 2006 *Opt. Express* **14** 3453
- [11] Takesue H , Inoue K 2004 *Phys. Rev. A* **70** 031802
- [12] Li X Y , Liang C , Lee K F , Chen J , Voss P L , Kumar P 2006 *Phys. Rev. A* **73** 052301
- [13] Rarity J G , Fulconis J , Duligall J , Wadsworth W J , Russell P S J 2005 *Opt. Express* **13** 534
- [14] Fan J , Migdall A , Wang L J 2005 *Opt. Lett.* **30** 3368
- [15] Liang C , Lee K F , Levin T , Chen J , Kumar P 2005 *Opt. Express* **14** 6936
- [16] Chen J , Lee K F , Li X Y , Voss P L , Kumar P 2007 *New J. Phys.* **9** 289
- [17] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (3rd ed)(San Diego : Academic Press)
- [18] Li X Y , Voss P L , Chen J , Lee K F , Kumar P 2005 *Opt. Express* **13** 2236
- [19] Lee K F , Chen J , Liang C , Li X Y , Voss P L , Kumar P 2006 *Opt. Lett.* **31** 1905
- [20] Li X Y , Chen J , Voss P L , Sharping J , Kumar P 2004 *Opt. Express* **12** 3737
- [21] Mortimore D B 1988 *J. Lightwave Technol.* **6** 1217
- [22] Collins R J , Hadfield R H , Fernandez V , Nam S W , Buller G S 2007 *Electron. Lett.* **43** 180

Experimental schemes for developing fiber-based source of entangled photon pairs^{*}

Yang Lei Li Xiao-Ying[†] Wang Bao-Shan

(*Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education ,
College of Precision Instruments and Opto-electronics Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China*)

(Received 16 November 2007 ; revised manuscript received 28 February 2008)

Abstract

Based on the theory of third-order nonlinear Kerr effect in optical fiber , we experimentally demonstrate the generation of photon pairs by exploiting spontaneous four-wave mixing. The photon pairs are produced by pumping a fiber Sagnac loop and a piece of straight fiber with a pulsed laser , respectively. By comparing the experimental results , we analyze how to optimize the experimental parameters to obtain entangled photon pairs with high purity. Our results are useful for developing the all-fiber source of photon pairs and single photon source , which are well suited for quantum communication.

Keywords : entangled photon pairs , optical fiber , four-wave mixing , quantum communication

PACC : 4250 , 0367 , 4265K

^{*} Project supported by the Program for the New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education , China (Grant No. NCET-06-0238) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60578024 , 10774111) , the Key Program of Science and Technology Research of Ministry of Education , China (Grant No. 107027) , the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2003CB314904) and the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2007AA03Z447).

[†] E-mail : xiaoyingli@tju.edu.cn