

基于非简并光学参量放大器产生 光学频率梳纠缠态*

刘奎^{1)†} 马龙¹⁾ 苏必达²⁾ 李佳明¹⁾ 孙恒信¹⁾ 郜江瑞¹⁾

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

2) (光学辐射重点实验室, 北京 100854)

(2020年1月15日收到; 2020年3月31日收到修改稿)

实验研究了阈值以下非简并光学参量放大器中的频率梳纠缠特性, 在实验上制备了具有频率梳结构的 Einstein-Podolsky-Rosen 纠缠, 实验中对 5 对频率梳边带间纠缠进行了测量, 纠缠度约为 4.5 dB. 该频率梳纠缠态作为一种可扩展的量子信息系统, 可为实现频分复用的多通道离物传态的实验提供必要的光源, 为未来大容量的量子通信与网络提供了新思路.

关键词: 量子光学, 频率梳纠缠, 光学参量放大器

PACS: 42.50.-p, 03.67.Bg, 42.65.Yj

DOI: 10.7498/aps.69.20200107

1 引言

连续变量量子压缩态和纠缠态作为必要的量子资源, 已被广泛应用于量子通信^[1,2]、量子计量^[3]和量子计算^[4]等方面. 目前产生连续变量量子压缩态和纠缠态最为有效的方式是光学参量振荡器(OPO), 传统的 OPO 主要运转于单模状态, 产生单模压缩^[5]或双模压缩态(纠缠态)^[6]. 由于多模非经典光场已用于构建多路复用的量子信息系统, 从而极大地提高了工作效率以及信道容量^[7,8], 近年来, 人们开始关注多模 OPO 过程, 例如空间多模 OPO^[9-12]及频率多模 OPO^[13].

光学频率梳作为一种特殊的多模光场, 已被用到光频率测量、原子光谱以及基于频分复用的通信等领域, 随着量子信息技术的发展和需要, 人们开始关注具有频率梳结构的多模 OPO 过程. 2006

年, 澳大利亚国立大学的 Dunlop 和 Huntington^[14]最先理论分析了 OPO 中的频率梳压缩特性, 为实验产生奠定了理论基础. 2010 年, Heurs 等^[15]通过 I 类 OPO 过程验证了 OPO 中的频率梳压缩特性, 并分析频率梳压缩场提高量子通信的信道容量的优势. 在此基础上, 2011 年, 美国 Pysher 等^[16]在实验上利用特殊构造的 PPKTP 晶体产生了不同频率梳之间的四组份纠缠态. 2014 年, Chen 等^[17]进一步将纠缠尺度扩展, 并在实验上实现了 60 组份频率梳纠缠态, 这为基于频率梳结构的量子计算提供了良好的光源. 另外, 基于飞秒激光光源及 I 类 OPO 过程, 法国 LKB 实验室先后开展了时间多模脉冲压缩光以及频率梳多模非高斯态的研究^[18-20].

基于 Yang 等^[21]关于 II 类非简并光学参量放大器(NOPA)中光学频率梳纠缠的理论研究工作, 本文实验研究了阈值以下 NOPA 中的频率梳纠缠

* 国家自然科学基金(批准号: 11674205)、国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0301404)、山西省高等学校中青年拔尖创新人才支持计划和山西省 1331 工程资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liukui@sxu.edu.cn

特性, 在实验上制备了具有频率梳结构的 Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) 纠缠, 并完成了 5 对不同频率边带 EPR 纠缠测量. 相对于 I 类 OPO, 基于 II 类 OPO 可以直接产生空间分离的具有频率梳结构的 EPR 纠缠, 该纠缠态的产生为下一步实验研究频分复用的多通道离物态^[22] 等量子信息方案提供了必要的光源.

2 理论分析

在光学参量过程中, 存在频率非兼并模式, 只要其满足能量守恒和腔共振条件 $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ (其中 ω_p 为抽运光频率, 闲置光频率 $\omega_i = \omega_0 \pm n\Omega$, 信号光频率 $\omega_s = \omega_0 \mp n\Omega$, Ω 为 OPO 的自由光谱区, ω_0 为中心频率, 如图 1 所示), 即存在频率梳纠缠.

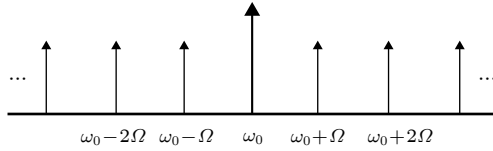


图 1 光学频率梳

Fig. 1. Optical frequency combs.

考虑到下转换场频率梳结构, NOPA 系统的相互作用哈密顿量可以写成:

$$\hat{H} = i\hbar\chi \sum_n (\hat{a}_p \hat{a}_{i,+n\Omega}^\dagger \hat{a}_{s,-n\Omega}^\dagger - \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_{i,+n\Omega} \hat{a}_{s,-n\Omega} + \hat{a}_p \hat{a}_{i,-n\Omega}^\dagger \hat{a}_{s,+n\Omega}^\dagger - \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_{i,-n\Omega} \hat{a}_{s,+n\Omega}), \quad (1)$$

其中 \hat{a}_p 和 $\hat{a}_{j,\pm n\Omega}$ 分别为抽运场和下转换场的湮灭算符, 下标 $j = i, s$ 代表闲置场和信号场 (表示不同偏振态), $\pm n\Omega$ 表示下转换场的频率为 $\omega_0 \pm n\Omega$ (这里只考虑一阶频率梳边带).

在完美相位匹配的情况及无腔失谐时, 系统的内腔场的量子朗之万运动方程为

$$\begin{aligned} \dot{\hat{a}}_{i,\pm n\Omega}(t) &= -k_1 \hat{a}_{i,\pm n\Omega}(t) - \chi \hat{a}_p(t) \hat{a}_{s,\mp n\Omega}^\dagger(t) \\ &\quad + \sqrt{2k} \hat{b}_{i,\pm n\Omega}^{\text{in}}(t) + \sqrt{2\gamma} \hat{c}_{i,\pm n\Omega}(t), \\ \dot{\hat{a}}_{s,\pm n\Omega}(t) &= -k_1 \hat{a}_{s,\pm n\Omega}(t) - \chi \hat{a}_p(t) \hat{a}_{i,\mp n\Omega}^\dagger(t) \\ &\quad + \sqrt{2k} \hat{b}_{s,\pm n\Omega}^{\text{in}}(t) + \sqrt{2\gamma} \hat{c}_{s,\pm n\Omega}(t), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 \hat{a}_p 和 $\hat{a}_{j,\pm n\Omega}$ 分别为抽运场和下转换场的湮灭算符, 下标 $j = i, s$ 代表闲置场和信号场 (表示不同偏振态), $\pm n\Omega$ 表示下转换场的频率为 $\omega_0 \pm n\Omega$ (这里只考虑一阶频率梳边带); $\hat{b}_{p,\pm n\Omega}^{\text{in}}$ 表示输入的信

号和闲置场, 实验中只有频率为 ω_0 的注入场, 其他边带频率处为真空场注入, 即频率 ω_0 处为 OPA 过程, 其他频率处为 OPO 过程; $\hat{c}_{p,\pm n\Omega}$ 表示内腔损耗引入的真空噪声; χ 为二阶非线性耦合系数; k 和 γ 分别表示下转换场在输出耦合镜的透射损耗率和其他内腔额外损耗率, $k_1 = k + \gamma$ 表示总损耗率.

因此 NOPA 过程中闲置场和信号场具有频率梳结构, 且两束频率梳光场之间存在纠缠, 根据求解量子朗之万运动方程 (2) 及腔场输入-输出关系 $\delta \hat{a}_{\pm}^{\text{out}} = \sqrt{2k} \delta \hat{a}_{\pm} - \delta \hat{b}_{\pm}^{\text{in}}$, 可以得到下转换场之间的关联方差:

$$\begin{aligned} &\langle \Delta^2 (\hat{X}_{i,\pm n\Omega}^{\text{out}} + \hat{X}_{s,\mp n\Omega}^{\text{out}}) \rangle \\ &= \langle \Delta^2 (\hat{Y}_{i,\pm n\Omega}^{\text{out}} - \hat{Y}_{s,\mp n\Omega}^{\text{out}}) \rangle \\ &= 1 - \eta \frac{4\sigma}{(1+\sigma)^2 + (\omega\tau/k_1)^2}, \\ &\langle \Delta^2 (\hat{X}_{i,\pm n\Omega}^{\text{out}} - \hat{X}_{s,\mp n\Omega}^{\text{out}}) \rangle \\ &= \langle \Delta^2 (\hat{Y}_{i,\pm n\Omega}^{\text{out}} + \hat{Y}_{s,\mp n\Omega}^{\text{out}}) \rangle \\ &= 1 + \eta \frac{4\sigma}{(1-\sigma)^2 + (\omega\tau/k_1)^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 \hat{X} 和 \hat{Y} 表示光场的正交振幅和相位分量, ω 为测量分析频率, $\tau = 1/\Omega$ 为光场在腔中往返一周的时间, $\eta = k/k_1$ 为 OPA 腔的逸出效率, $\sigma = \frac{\langle \hat{a}_p \rangle}{k_1/\chi}$ 为归一化抽运参量.

频率梳的带宽主要受到 NOPA 中非线性过程的相位匹配带宽限制, 其相位匹配带宽大约在 THz, 对于 2 GHz 的腔自由光谱区, 其模式数大约为 10^3 个, 目前对更多纠缠的测量, 主要受测量技术的限制.

3 实验过程

实验装置如图 2 所示, 全固态双波长单频激光器 (宇光公司 YG-DPSS FG-VIB), 输出 540 nm 绿光和 1080 nm 红外光. 540 nm 绿光作为 NOPA 腔的抽运光, 用于产生 1080 nm 的纠缠光. 红外光分成两部分: 较弱的一部分注入 NOPA 腔, 作为种子光, 用于输出纠缠光的光路准直, 从 NOPA 透射的信号光的 2% 通过 Pound-Drever-Hall 稳频技术锁定腔长及种子光与抽运光之间的相对相位; 另一

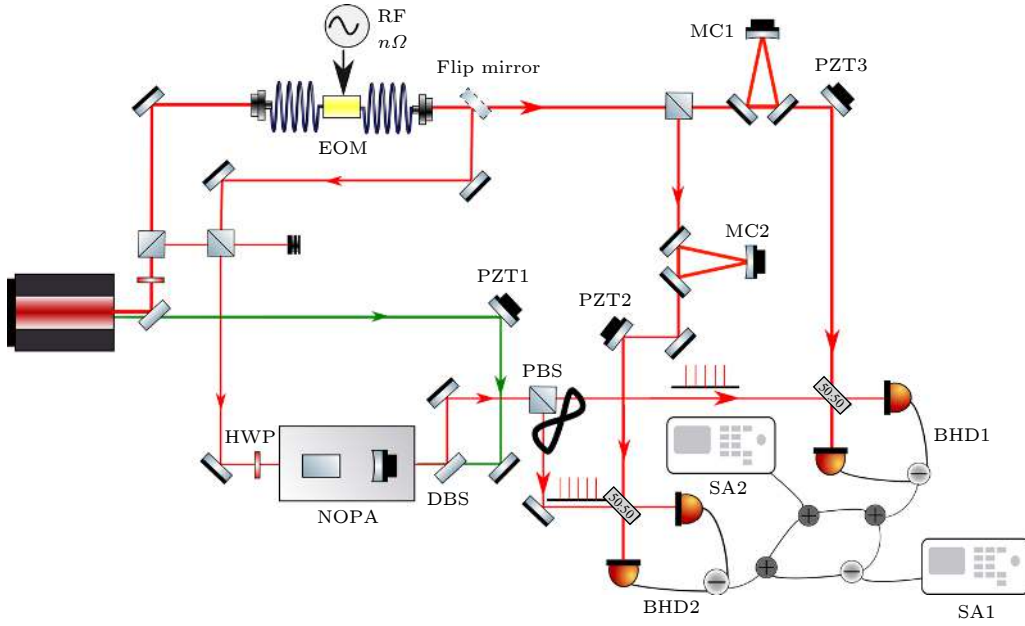


图 2 实验装置图 (RF, 射频源; MC, 模式清洁器; PZT, 压电陶瓷; HWP, 半波片; PBS, 偏振分光棱镜; BHD, 平衡零拍系统; SA, 频谱分析仪; EOM, 光纤强度调制器)

Fig. 2. Experimental setup. RF, radio-frequency signal generator; MC, mode cleaner; PZT, piezoelectric transducer; HWP, half wave plate; PBS, polarizing beam splitter; BHD, balanced homodyne detector; SA, spectrum analyzer; EOM, fiber intensity modulator.

部分红外光作为平衡零拍系统的本地光用来测量 NOVA 输出的纠缠光。

NOVA 采用半整块腔的设计, 由非线性 KTP 晶体和输出耦合镜构成, 输出耦合镜为曲率半径 50 mm 的凹面镜, 对波长 1080 nm 的红外透过率 $T = k\tau$ 为 5%, 对 540 nm 的绿光透过率大于 99%. 非线性晶体为 II 类 KTP 晶体, 其尺寸为 3 mm × 3 mm × 10 mm, 晶体的一端镀有 1080 和 540 nm 双高反膜, 另一端镀有 1080 和 540 nm 双减反膜. NOVA 的精细度是 91, 即总损耗 $T_{\text{tol}} = k_1\tau$ 为 6.9%, 自由光谱区 Ω 为 1.99 GHz. 通过控温仪将晶体温度控制在相位匹配温度点 (约 61 °C). 由于 NOVA 的腔结构, 使边带与载频光共振输出, 另外非线性晶体的大范围相位匹配带宽 (大约 THz), 保证了其下转换场具有频率梳结构. 对于低阶边带其相位失配很小, 实验中考虑 2 阶以下的边带, 其下转换效率近似一样. 边带与载频光在 NOVA 内是共振的, 因此可以通过载频光注入 NOVA 锁定腔长.

为了测量从 NOVA 输出的不同边带之间的纠缠, 需要制备与边带同频率的本地光来进行探测. 实验中通过在光纤强度调制器上加载 (Photline NIR-MX-LN-10) 调制 $n\Omega$ 的射频调制来产生所需的本地光, 调节光纤调制器的偏置电压使其输出端输出的边带功率最大, 且载频光功率最小 (光纤强

度调制器消光比为 30 dB) 输出, 以避免载频光对边带关联测量结果的影响. 携带产生正负边带频率 $\omega \pm n\Omega$ 的光场, 通过偏振分光棱镜 PBS 将光分成两路, 分别通过模式清洁器 MC1 和 MC2 进行滤波, 选出正边带频率 $\omega + n\Omega$ 或负边带频率 $\omega - n\Omega$ 的光场, 并且滤掉载频光和其他调制产生的谐波边带. 实验中模式清洁器 MC1 和 MC2 的精细度是 1000, 带宽是 600 kHz, 模式清洁器不但可以选取出相应的边带频率, 还可以降低由于光纤调制器引入的部分强度噪声.

当 NOVA 运转于阈值以下, 利用 PZT1 控制抽运光与注入信号光的相对相位为 π 时, NOVA 运转于参量反放大状态, NOVA 输出的纠缠光束经过 PBS 分成信号场和闲置场两路, 两路分别通过平衡零拍系统进行测量, 两路平衡零拍系统的电信号相加或相减后通过频谱分析仪 (SA) 记录测量的噪声功率谱, 相加表示反关联, 相减表示正关联. 通过选取不同频率 ($\omega \pm n\Omega$) 所需的本地光, 来实现不同边带处的噪声关联测量.

4 实验结果

图 3 为不同频率梳边带处的关联噪声测量结果随本地光相位变化的归一化噪声功率曲线, 即

$$\cos^2\varphi \left\langle \Delta^2 \left(\hat{X}_{i,\pm n\Omega}^{\text{out}} \pm \hat{X}_{s,\mp n\Omega}^{\text{out}} \right) \right\rangle$$

$$+ \sin^2\varphi \left\langle \Delta^2 \left(\hat{Y}_{i,\pm n\Omega}^{\text{out}} \pm \hat{Y}_{s,\mp n\Omega}^{\text{out}} \right) \right\rangle,$$

其中 φ 为本地光场相位, 相加表示反关联, 相减表

示正关联. 横轴是扫描时间, 纵轴表示归一化到散粒噪声基准的噪声功率, 蓝线为散粒噪声基准, 绿线为关联噪声曲线. 谱仪的分析频率为 3 MHz, 分辨率带宽为 300 kHz, 视频带宽为 1 kHz.

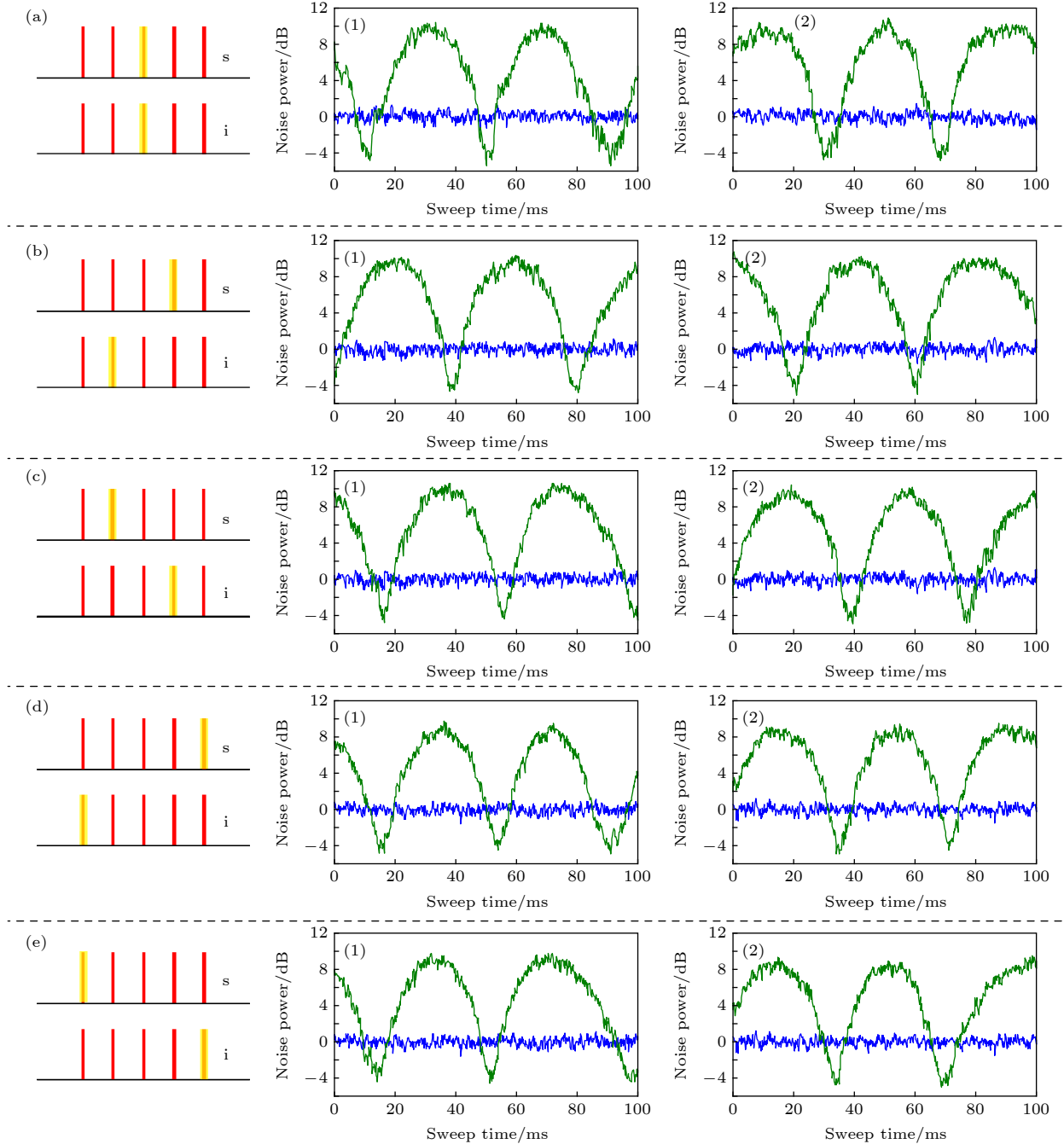


图 3 不同频率梳边带处的关联噪声随本地光相位变化的归一化噪声功率曲线 (其中蓝线为散粒噪声基准, 绿线为关联噪声谱) (a) \hat{a}_i^{out} 与 \hat{a}_s^{out} 的关联测量结果; (b) $\hat{a}_{i,+\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果; (c) $\hat{a}_{i,-\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果; (d) $\hat{a}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-2\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果; (e) $\hat{a}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+2\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果; 谱仪的分析频率为 3 MHz, 分辨率带宽为 300 kHz, 视频带宽为 1 kHz

Fig. 3. The correlation noise of sideband frequency combs normalized to the shot noise limit depending on the phase of local oscillator beam (the blue light is shot noise limit, the green light is correlation noise): (a) The correlation noise of \hat{a}_i^{out} and \hat{a}_s^{out} ; (b) the correlation noise of $\hat{a}_{i,+\Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,-\Omega}^{\text{out}}$; (c) the correlation noise of $\hat{a}_{i,-\Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,+\Omega}^{\text{out}}$; (d) the correlation noise of $\hat{a}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,-2\Omega}^{\text{out}}$; (e) the correlation noise of $\hat{a}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,+2\Omega}^{\text{out}}$. The analysis frequency of 3 MHz with resolution bandwidth of 300 kHz and video bandwidth of 1 kHz.

首先测量了载频光的关联噪声曲线. 实验中关闭高频射频源, 选取载频光 ω 作为本地光场. 图 3(a) 为 \hat{a}_i^{out} 与 \hat{a}_s^{out} 的关联测量结果, 其中 (1) 为 \hat{a}_i^{out} 与 \hat{a}_s^{out} 的反关联测量结果, 即 $\cos^2\varphi\langle\Delta^2(\hat{X}_i^{\text{out}}+\hat{X}_s^{\text{out}})\rangle+\sin^2\varphi\langle\Delta^2(\hat{Y}_i^{\text{out}}+\hat{Y}_s^{\text{out}})\rangle$, 其中绿线的最低点是表示 $\langle\Delta^2(\hat{X}_i^{\text{out}}+\hat{X}_s^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.5 dB, 而绿线的最高点是表示 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_i^{\text{out}}+\hat{Y}_s^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.7 dB; (2) 则对应于 \hat{a}_i^{out} 与 \hat{a}_s^{out} 的正关联测量结果, 即 $\cos^2\varphi\times\langle\Delta^2(\hat{X}_i^{\text{out}}-\hat{X}_s^{\text{out}})\rangle+\sin^2\varphi\langle\Delta^2(\hat{Y}_i^{\text{out}}-\hat{Y}_s^{\text{out}})\rangle$, 其中, 绿线的最高点是表示 $\langle\Delta^2(\hat{X}_i^{\text{out}}+\hat{X}_s^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.7 dB, 绿线的最低点表示 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_i^{\text{out}}-\hat{Y}_s^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.5 dB. 此时两路平衡零拍系统的干涉度分别为 98% 和 98.6% , 光电二极管量子效率为 96% , 光路传输损耗为 2% , 总的探测效率为 90.3% . 扣除损耗之后, 从腔内直接输出的纠缠为 5.5 dB.

实验中选取载频光 $\omega\pm\Omega$ 作为本地光场, 测量了频率边带 $\omega+\Omega$ 与 $\omega-\Omega$ 间的关联. 图 3(b) 为 $\hat{a}_{i,+\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果, 其中 (1) 为 $\hat{a}_{i,+\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-\Omega}^{\text{out}}$ 的反关联测量结果, 其中绿线的最低点表示 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,+\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,-\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.5 dB, 绿线的最高点为 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,+\Omega}^{\text{out}}+\hat{Y}_{s,-\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.7 dB; (2) 为 $\hat{a}_{i,+\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-\Omega}^{\text{out}}$ 的正关联测量结果, 绿线的最高点为 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,+\Omega}^{\text{out}}-\hat{X}_{s,-\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.7 dB, 绿线的最低点为 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,+\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,-\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.6 dB. 图 3(c) 为 $\hat{a}_{i,-\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果, 其中 (1) 为 $\hat{a}_{i,-\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+\Omega}^{\text{out}}$ 的反关联测量结果, 绿线的最低点是表示 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,-\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,+\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.4 dB, 而绿线的最高点表示 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,-\Omega}^{\text{out}}+\hat{Y}_{s,+\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 10.0 dB; (2) 为 $\hat{a}_{i,-\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+\Omega}^{\text{out}}$ 的正关联测量结果, 绿线的最高点为 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,-\Omega}^{\text{out}}-\hat{X}_{s,+\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.8 dB, 绿线的最低点为 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,-\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,+\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.5 dB.

最后测量了频率边带 $\omega+2\Omega$ 与 $\omega-2\Omega$ 间的关联噪声曲线, 测量结果如图 3(d) 和图 3(e) 所示. 图 3(d) 为 $\hat{a}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-2\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果, 其中 (1) 为 $\hat{a}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-2\Omega}^{\text{out}}$ 的反关联测量结果, 绿线的最低点为 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,-2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.0 dB, 而绿线的最高点表示 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}+\hat{Y}_{s,-2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.2 dB; (2) 为 $\hat{a}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,-2\Omega}^{\text{out}}$ 的正关联测量结果, 绿线的最高点为 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}-\hat{X}_{s,-2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.0 dB, 绿线的最低点为 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,-2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其

值为 -4.5 dB. 图 3(e) 为 $\hat{a}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+2\Omega}^{\text{out}}$ 的关联测量结果, 其中 (1) 为 $\hat{a}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+2\Omega}^{\text{out}}$ 的反关联测量结果, 绿线的最低点为 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,+2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.0 dB, 绿色最高点为 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}+\hat{Y}_{s,+2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.5 dB; (2) 为 $\hat{a}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}$ 与 $\hat{a}_{s,+2\Omega}^{\text{out}}$ 的正关联测量结果, 绿线的最高点为 $\langle\Delta^2(\hat{X}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}-\hat{X}_{s,+2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 9.2 dB, 绿色最低点为 $\langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,+2\Omega}^{\text{out}})\rangle$, 其值为 -4.6 dB. 与图 3(a) 测量结果相比可以看到, 振幅和压缩低 0.5 dB. 这是因为为了产生 $\omega\pm 2\Omega$ 频率, 射频源加载的调制频率更高, 此时电子回路对调制信号功率的损耗加大, 所需射频信号加载的功率也增大, 导致实验上从光纤调制器输出的边带光场的强度噪声也越大, 无法通过模式清洁剂在 3 MHz 处将边带中的强度噪声过滤干净达到散粒噪声基准, 从而对测量结果造成影响.

利用 Duan 等^[23] 和 Simon^[24] 提出的连续变量纠缠不可分判据, 计算可得

$$\begin{aligned} & \langle\Delta^2(\hat{X}_i^{\text{out}}+\hat{X}_s^{\text{out}})\rangle \\ & + \langle\Delta^2(\hat{Y}_i^{\text{out}}-\hat{Y}_s^{\text{out}})\rangle = 0.71 < 2, \\ & \langle\Delta^2(\hat{X}_{i,+\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,-\Omega}^{\text{out}})\rangle \\ & + \langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,+\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,-\Omega}^{\text{out}})\rangle = 0.70 < 2, \\ & \langle\Delta^2(\hat{X}_{i,-\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,+\Omega}^{\text{out}})\rangle \\ & + \langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,-\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,+\Omega}^{\text{out}})\rangle = 0.72 < 2, \\ & \langle\Delta^2(\hat{X}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,-2\Omega}^{\text{out}})\rangle \\ & + \langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,+2\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,-2\Omega}^{\text{out}})\rangle = 0.75 < 2, \\ & \langle\Delta^2(\hat{X}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}+\hat{X}_{s,+2\Omega}^{\text{out}})\rangle \\ & + \langle\Delta^2(\hat{Y}_{i,-2\Omega}^{\text{out}}-\hat{Y}_{s,+2\Omega}^{\text{out}})\rangle = 0.74 < 2. \quad (4) \end{aligned}$$

由于电子回路中功率放大器的带宽及所用光纤调制器带宽 (10 GHz) 的限制, 只测量了前两个边带之间的关联, 而无法测量到更高频率的边带之间的关联. 实验中制备的边带纠缠的纠缠度不高, 主要是由 NOPA 内腔损耗造成的, 下一步可以降低内腔损耗来提高纠缠度. 接下来重新设计 NOPA, 增加其腔长, 使其自由光谱区降低, 使用高带宽的电子元件, 从而实现更多频率梳边带之间的关联测

量, 为基于频率梳纠缠的多通道连续变量远程传态的实现奠定基础. 另外, 下一步可以研究频率梳的低频噪声测量, 用于实施基于双频梳压缩态的量子声频信号测量方案^[25].

5 结 论

本文实验上通过单个阈值以下 II 类 NOPA 制备了边带之间的纠缠. 实验中对 5 对频率梳边带间纠缠进行了测量, 其纠缠度约为 4.5 dB. 通过选取更高带宽的电子元件, 以及降低 NOPA 内腔损耗, 可以实现更多边带之间的高纠缠测量. 该频率梳纠缠态作为一种可扩展的量子信息系统, 可为实现频分复用的多通道离物传态的实验提供必要的光源, 为未来大容量的量子通信与网络奠定了基础.

参考文献

- [1] Furusawa A, Sorensen J L, Braustein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [2] Raussendorff R, Briegel H J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5188
- [3] Brida G, Genovese M, Berchera I R 2010 *Nat. Photonics* **4** 227
- [4] D'Ambrosio V, Spagnolo N, Del Re L, Slussarenko S, Li Y, Kwek L C, Marrucci L, Walborn S P, Aolita L, Sciarrino F 2013 *Nat. Commun.* **4** 2432
- [5] Yan Z H, Sun H X, Cai C X, Ma L, Liu K, Gao J R 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 114205 (in Chinese) [闫子华, 孙恒信, 蔡春晓, 马龙, 刘奎, 郜江瑞 2017 物理学报 **66** 114205]
- [6] Ma L, Guo H, Liu K, Sun H X, Gao J R 2019 *Opt. Express* **27** 35120
- [7] Lassen M, Delaubert V, Janousek J, Wagner K, Bachor H A, Lam P K, Treps N, Buchhave P, Fabre C, Harb C C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 083602
- [8] Weedbrook C, Pirandola S, García-Patrón R, Cerf N J, Ralph T C, Shapiro J H, Lloyd S 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 621
- [9] Liu K, Guo J, Cai C X, Guo S F, Gao J R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 170501
- [10] Liu K, Guo J, Cai C X, Zhang J X, Gao J R 2016 *Opt. Lett.* **41** 5178
- [11] Cai C X, Ma L, Li J, Guo H, Liu, Sun H X, Yang R G, Gao J G 2018 *Photonics Res.* **6** 479
- [12] Li J, Li J M, Cai C X, Sun H X, Liu K, Gao J R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 034204 (in Chinese) [李娟, 李佳明, 蔡春晓, 孙恒信, 刘奎, 郜江瑞 2019 物理学报 **68** 034204]
- [13] Menicucci N C, Flammia S T, Pfister O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 130501
- [14] Dunlop A E, Huntington E H 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013817
- [15] Heurs M, Webb J G, Dunlop A E, Harb C C, Ralph T C, Huntington E H 2010 *Phys. Rev. A* **81** 032325
- [16] Pysner M, Miwa Y, Shahrokhshahi R, Bloomer R, Pfister O 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 030505
- [17] Chen M, Menicucci N C, Pfister O 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 120505
- [18] Pinel O, Jian P, Medeiros de Araújo R, Feng J X, Chalopin B, Fabre C, Treps N 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 083601
- [19] Roslund J, Medeiros de Araújo R, Jiang S, Fabre C, Treps N 2014 *Nat. Photonics* **8** 109
- [20] Ra Y S, Dufour A, Walschaers M, Jacquard C, Michel T, Fabre C, Treps N 2019 *Nat. Phys.* **16** 144
- [21] Yang R G, Zhang J, Zhai S Q, Liu K, Zhang J X, Gao J R 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 314
- [22] Song H B, Yonezawa H, Kuntz K B, Heurs M, Huntington E H 2014 *Phys. Rev. A* **90** 042337
- [23] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722
- [24] Simon R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2726
- [25] Yang R G, Zhang J, Zhai Z H, Zhai S Q, Liu K, Gao J R 2015 *Opt. Express* **23** 021323

Generation of continuous variable frequency comb entanglement based on nondegenerate optical parametric amplifier*

Liu Kui^{1)†} Ma Long¹⁾ Su Bi-Da²⁾ Li Jia-Ming¹⁾
Sun Heng-Xin¹⁾ Gao Jiang-Rui¹⁾

1) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Science and Technology on Optical Radiation Laboratory, Beijing 100854, China*)

(Received 15 January 2020; revised manuscript received 31 March 2020)

Abstract

Continuous variable (CV) quantum squeezed state and entangled state are important quantum resources, which have been widely used in quantum communication, quantum metrology and quantum computation. In recent years, people have paid much attention to the multi-mode optical parametric amplifier (OPO) process because the multi-mode non-classical light field is able to construct the multiplexing quantum information system for improving the working efficiency and channel capacity. As a special multi-mode optical field, optical frequency comb has been used in optical frequency measurement, atomic spectroscopy and frequency-division multiplex-based communication. Especially, there are a number of notable researches where quantum frequency combs are used, which exhibit multimode-entangled photon states. The quantum frequency combs provide a promising platform for quantum information technology based on time-bin-encoded qubits. In this paper, the entanglement characteristics of frequency comb in type II nondegenerate optical parametric amplifier (NOPA) below threshold are investigated experimentally. The bipartite entanglement with frequency comb structure between idle light ($\hat{a}_{i,+n\Omega}^{\text{out}}$) and signal light ($\hat{a}_{s,+n\Omega}^{\text{out}}$) is generated by the NOPA whose free spectral range (Ω) is 1.99 GHz operated in the de-amplification state and then analyzed by dual balanced homodyne detection system (BHD) with different values of frequency $\omega \pm n\Omega$ ($n = 0, 1, 2$). The local light of BHD with frequency $\omega \pm n\Omega$ is generated by the fiber intensity modulator and tailored by the mode cleaner. Here, we measure the correlation noise of side and frequency combs normalized to the shot noise limit relating to the phase of local oscillator beam, and we show the correlation noise of \hat{a}_i^{out} and \hat{a}_s^{out} , the correlation noise of $\hat{a}_{i,+ \Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,- \Omega}^{\text{out}}$, the correlation noise of $\hat{a}_{i,- \Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,+ \Omega}^{\text{out}}$, the correlation noise of $\hat{a}_{i,+ 2\Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,- 2\Omega}^{\text{out}}$ and the correlation noise of $\hat{a}_{i,- 2\Omega}^{\text{out}}$ and $\hat{a}_{s,+ 2\Omega}^{\text{out}}$. The experimental results show that the five pairs of entangled states with 4.5 dB entanglement are simultaneously produced by a type II OPO. Next, we can redesign NOPA to reduce its free spectral range and intracavity loss, and prepare local light with a high-order sideband frequency by fiber modulators with high bandwidth, it promises to obtain huge multiple bipartite entangled states. As a kind of extensible quantum information system, the frequency comb CV entanglement can be used to provide a necessary light source for realizing the experiment of frequency division multiplexing multi-channel teleportation, which lays a foundation for the future large-capacity quantum communication and network.

Keywords: quantum optics, frequency comb entanglement, optical parametric amplifier

PACS: 42.50.-p, 03.67.Bg, 42.65.Yj

DOI: 10.7498/aps.69.20200107

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11674205), the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0301404), the Top Young and Middle-aged Innovative Talents of Higher Learning Institutions of Shanxi Province, China, and the Project 1331 of Shanxi Province, China.

† Corresponding author. E-mail: liukui@sxu.edu.cn