

连续变量纠缠态光场在光纤中传输特性的实验研究

万振菊 冯晋霞 成健 张宽收

Experimental investigation of transmission characteristics of continuous variable entangled state over optical fibers

Wan Zhen-Ju Feng Jin-Xia Cheng Jian Zhang Kuan-Shou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 024203 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171542

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171542>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[利用相干制备的三能级原子介质实现低噪声弱光相位操控](#)

Low-noise optical field phase-shifting manipulated using a coherently-prepared three-level atomic medium
物理学报.2017, 66(2): 024205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024205>

[Sagnac 光纤环制备并分离简并关联光子对的实验研究](#)

Experimental research on generating and splitting degenerate correlated photon pairs in Sagnac fiber loop
物理学报.2016, 65(19): 194202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194202>

[相干态和压缩真空态的自适应最优估计方法](#)

Adaptive optimal measurement for the squeezed vacuum and coherent state
物理学报.2016, 65(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194203>

[激光线宽对单次通过 PPMgO:LN 晶体倍频效率的影响](#)

Influence of laser linewidth on the conversion efficiency of single-pass frequency doubling with a PPMgO:LN crystal
物理学报.2016, 65(7): 074207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074207>

[基于压缩光的量子精密测量](#)

Quantum precision measurement based on squeezed light
物理学报.2015, 64(23): 234210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.234210>

连续变量纠缠态光场在光纤中传输特性的实验研究*

万振菊¹⁾ 冯晋霞^{1)2)†} 成健¹⁾ 张宽收¹⁾²⁾

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, 太原 030006)

2)(山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2017年7月4日收到; 2017年9月21日收到修改稿)

连续变量纠缠态由于其确定性产生、高效率的特点而被广泛应用于连续变量量子信息处理. 在量子信息处理过程中纠缠态与量子信道发生相互作用而退相干, 这是限制长距离量子信息发展的重要因素之一. 光纤信道作为理想的量子信道, 是目前连续变量量子信息研究关注的热点. 本文利用 II 类匹配的楔角极化磷酸氧钛钾晶体构成了三共振的非简并光学参量放大器, 获得了 8.3 dB 的光通信波段 1.5 μm 连续变量纠缠态光场. 将产生的纠缠态光场注入单模光纤, 其量子特性在传输距离达 50 km 后仍得到保持, 纠缠度为 0.21 dB. 该研究可为基于光纤的长距离连续变量量子信息研究提供有效的依据.

关键词: 量子光学, 连续变量纠缠态光场, 光学参量放大器, 光纤信道

PACS: 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.67.20171542

1 引言

纠缠态作为量子信息学科的基本信息单元和通信载体, 它的产生一直是该学科的重要基础研究内容之一. 连续变量纠缠态由于其确定性产生、高效率的特点而被广泛应用于连续变量量子信息处理^[1-6]. 进一步在实现实用化长距离量子信息处理过程中, 纠缠态与量子信道发生相互作用而导致量子特性逐渐减小甚至消失, 这种退相干现象是限制长距离量子信息发展的重要因素之一^[7-10]. 因而, 研究量子信道对纠缠态的影响以及纠缠恢复尤为重要.

量子信道包括自由空间信道和光纤信道. 自由空间信道依赖于天气情况、大气扰动等, 对技术以及成本的要求很高; 而基于光纤信道的光纤量子信息研究可以与现有的经典光纤通信系统高度兼容, 成本也较低. 近年来国内外多个研究小组开展

了光纤量子信息的基础研究以及实际应用探索, 主要是集中在以光子作为载体的分离变量领域: 2003 年瑞士日内瓦大学的 Gisin 小组实现了在光纤中 50 km 的纠缠分发^[11]. 2007 年美国 Los Alamos 国家实验室^[12] 和欧洲联合实验室^[13] 同时独立发表了基于光纤信道的光纤量子通信, 传输距离超过 100 km. 2016 年, 加拿大卡加利大学和美国国家标准及技术研究所合作, 利用卡加利的光纤通信网络, 实现 8.2 km 的量子隐形传态^[14]. 2017 年, 中国科学技术大学潘建伟小组实现了基于安徽光纤通信系统的 12.5 km 的两个独立源的纠缠交换和测量器件无关、源无关的量子密钥分发^[15]. 在连续变量领域由于纠缠态对于光纤的传输损耗敏感, 相关研究目前大多集中在理论研究阶段, 例如研究了纠缠态在光纤中的退相干问题, 或在非马尔可夫环境中的退相干, 以及两组份纠缠在有损通道的鲁棒性传输^[16-18] 等. 连续变量纠缠态与量子信道相互作用的实验研究均采用模拟有损的量子信道来实

* 国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0301401)和山西省“1331 工程”重点学科建设计划(批准号: 1331KS)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fengjx@sxu.edu.cn

现 [19–21]. 2013 年, 法国 Grangier 小组 [22] 实现了在光纤中传输 80 km 的基于相干态的量子密钥分发, 而基于实际光纤信道和连续变量纠缠态的量子信息实验研究目前还未见报道.

本文首先利用基于非简并的光学参量放大器 (nondegenerate optical parametric amplifier, NOPA) 实验制备了光通信波段 1.5 μm 连续变量纠缠态光场, 该波段连续变量量子态可以以最低损耗 (0.2 dB/km) 在光纤中传输. 进一步将已制备的光通信波段连续变量纠缠态光场注入单模光纤, 研究其在光纤信道传输过程中的经典和量子特性的演化. 实验上我们制备的两组份纠缠态光场具有正交振幅正关联、正交相位反关联的特性, 纠缠度为 8.30 dB. 获得的纠缠态光场在单模光纤中传输距离达 50 km 后, 量子特性仍得到保持, 纠缠度为 0.21 dB. 该研究可为基于光纤的长距离连续变量

量子信息研究提供依据.

2 实验装置

连续变量光通信波段 1.5 μm 纠缠态光场的产生及其在光纤中传输的实验装置如图 1 所示. 激光光源为连续单频光纤激光器, 中心波长为 1.5 μm , 最大输出功率为 2.2 W. 光隔离器 (optical isolator, OI) 用于抑制光学元件表面的反射激光. 模式清洁剂 (mode cleaners, MCs) 用于过滤激光的额外噪声至散粒噪声基准 (shot noise level, SNL). 电光调制器 (electro-optic modulator, EOM) 为激光加载高频调制信号, 用于锁腔系统. 光电探测器 (photo diode, PD_{MCs}) 用于探测 MCs 的反射光场, 利用边带锁腔技术将 MCs 的腔长分别锁定在其对应的注入激光的共振频率处 [23,24].

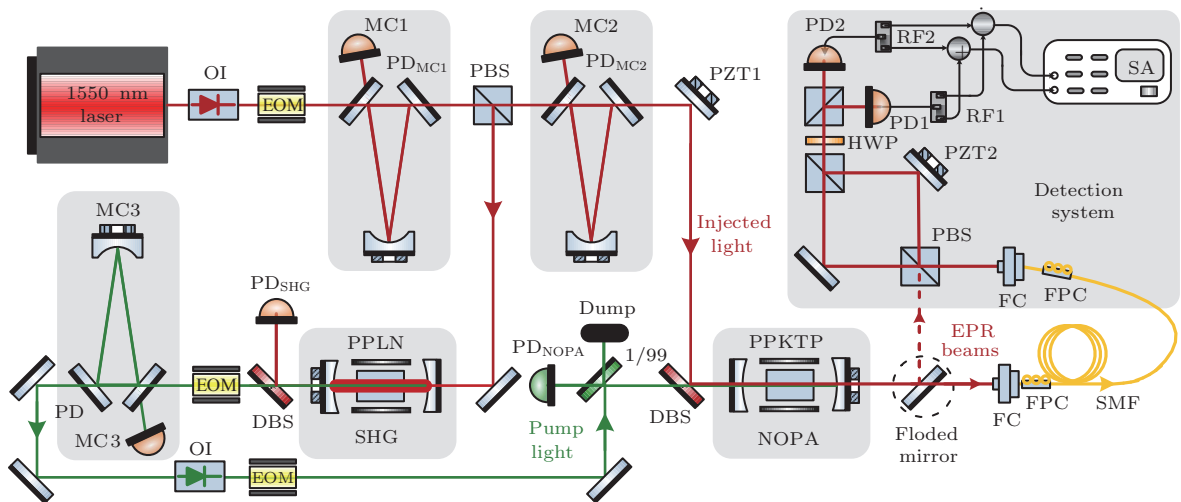


图 1 连续变量纠缠态光场的产生及其在光纤中传输的实验装置

Fig. 1. Experimental setup of generation for continuous variable entangled light and its transmission through optical fibers.

经过 MC1 和 MC2 过滤后, 1.5 μm 激光的强度噪声在分析频率为 4 MHz 处达到 SNL, 作为 NOPA 的注入光. 另一部分 1.5 μm 激光通过二次谐波产生 (second harmonic generation, SHG) 过程获得输出功率约 1 W 的连续单频 775 nm 激光. 经过 MC3 过滤后 775 nm 激光的强度噪声在分析频率为 4 MHz 处达到 SNL, 该光场被作为 NOPA 的抽运光场. NOPA 腔是由两镜驻波腔和周期极化磷酸氧钛钾 (periodically poled KTiOPO₄, PPKTP) 晶体构成. 两镜驻波腔是由两个曲率半径为 30 mm 的

平凹镜构成的法布里-珀罗腔. 输入耦合镜的凹面镀注入光高反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m}} > 99.9\%$), 抽运光部分反射膜 ($T_{775 \text{ nm}} = 10.0\%$), 平面镀注入光和抽运光减反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m} \& 775 \text{ nm}} < 0.02\%$). 输出耦合镜的凹面镀抽运光高反膜 ($R_{775 \text{ nm}} > 99.7\%$), 注入光部分反射膜 ($T_{1.5 \mu\text{m}} = 6\%$), 平面镀注入光和抽运光减反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m} \& 775 \text{ nm}} < 0.02\%$). PPKTP 晶体为 II 类匹配, 尺寸为 1 mm \times 2 mm \times 20 mm, 一个端面为 1° 切角, 晶体两端面均镀抽运光和注入光减反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m}} < 0.1\%$, $R_{775 \text{ nm}} < 0.25\%$).

NOPA 运转于三共振状态, 即抽运光、频率简并的信号光和闲置光在腔内共振. 实验中 NOPA 运转于阈值以下, 不产生信号光与闲置光. 注入光以偏振方向 45° 入射并在腔内转化为频率相同偏振正交的 s 模与 p 模, 抽运光与注入光的两个模式在腔内均共振. PPKTP 晶体放置在导热性能良好的紫铜炉中, 通过温度控制仪将晶体工作温度控制在 38.0°C 时, 满足 II 类非零界相位匹配条件. 晶体炉放置在水平平移台上, 通过调节晶体的水平位置以改变光路通过晶体切角的位置, 对应晶体在腔内的不同长度, 从而补偿抽运光与注入光的色散实现三模共振. 实验测量的 NOPA 的阈值功率为 80 mW . 当抽运光功率为 40 mW 、注入光功率为 10 mW 时, 实测的 NOPA 的经典增益为 10.

通过高压放大器输出的电压推动压电陶瓷 (piezoelectric ceramic transducer, PZT1) 精确控制抽运光与注入光的相对相位为 π 时, NOPA 运转于参量反放大状态, NOPA 产生一对频率简并偏振正交的具有正交振幅正关联、正交相位反关联的纠缠态, 或称为 EPR (Einstein-Podolsky-Rosen paradox) 纠缠光束. 同样采用边带锁腔技术将 NOPA 锁定在抽运光的共振频率处, 稳定输出 EPR 纠缠光束. 折叠镜将产生的 EPR 纠缠态光束全部反射后用于探测. EPR 纠缠态光束首先经过一个偏振分束棱镜 (polarization beam splitter, PBS) 将偏振正交的两束光分开, PZT2 用于控制两束 EPR 纠缠光束的相对相位差为 $\pi/2$. 利用 Bell 态直接探测系统测量纠缠态光束的噪声功率谱^[25]. Bell 态直接探测系统由两个 PBS、一个半波片 (half wave plate, HWP)、两个光电探测器 PD1 和 PD2、和两个射频分束器 (radio frequency power splitter, RF) 组成. PD1 和 PD2 输出的光电流分别经过 RF 等分之后相加减, 加、减后的信号分别对应正交振幅和、正交相位差的噪声功率谱, 输入频谱分析仪 (spectrum analyzer, SA) 记录. SNL 由 NOPA 腔锁定后输出的注入光场的噪声功率谱给出, 输出注入光的功率与产生的纠缠态光场功率保持一致, 此时抽运光被挡掉.

放下折叠镜后 NOPA 产生的 EPR 纠缠态光束经过光纤准直器 (fiber collimator, FC) 耦合进入单模光纤 (single mode fiber, SMF) 进行传输. 对于轴对称的单模光纤, 可以同时传输两个正交的线偏振模, 若光纤的界面是理想圆形且折射率分布均匀,

这两个正交模式在光纤中会以相同的速度传播而偏振态不发生变化. 但实际的光纤纤芯由于技术以及材料原因存在一定的椭圆度以及各向异性, 还有外界环境的挤压、弯曲、扭转、温度变化等, 均可能引起双折射现象, 导致偏振态的随机抖动. 光纤偏振控制器 (fiber polarization controller, FPC) 被用来通过挤压光纤引入额外的双折射补偿偏振态的变化. EPR 纠缠态光场在光纤中传输后经过 FC 准直输出, 同样经过 PBS 分开后, 通过 PZT2 将其相对相位锁定至 $\pi/2$, 注入 Bell 态直接探测系统测量其经过光纤传输后的噪声功率谱.

3 实验结果与分析

当抽运光功率为 40 mW 、注入光功率为 10 mW 时, 测量了 NOPA 产生的 EPR 纠缠态光场的光联特性. 在分析频率为 7 MHz 处, NOPA 腔输出的两组份 EPR 纠缠态光场的正交振幅和 ($\langle\delta^2(\hat{X}_a + \hat{X}_b)\rangle$) 与正交相位差 ($\langle\delta^2(\hat{Y}_a - \hat{Y}_b)\rangle$) 的关联噪声分别低于散粒噪声基准 8.44 dB 和 8.30 dB . 根据 Duan's 的 EPR 不可分判据^[26], $\langle\delta^2(\hat{X}_a + \hat{X}_b)\rangle + \langle\delta^2(\hat{Y}_a - \hat{Y}_b)\rangle = 0.29 < 2$.

将产生的光通信波段 EPR 纠缠态光场耦合进入光纤信道, FC 的耦合效率为 92% . 对于连续变量的纠缠态光场, 光纤的色散、吸收以及其他非线性效应引入的额外噪声会使得纠缠态在传输的过程中随着距离的增加量子特性逐渐消失或者称为解纠缠. 考虑一个理想的光纤损耗信道, 即由于光纤的色散和吸收等损耗引入的噪声为真空噪声的信道. 光纤信道的传输效率 $T = T_1 10^{-\alpha L/10}$, 其中 T_1 为 FC 的耦合效率, $\alpha = 0.2\text{ dB/km}$ 为单模光纤损耗, L 为光纤传输距离. 单模光纤信道传输效率随光纤传输距离的变化如图 2 所示, 实线为理论计算值, 圆点为实验值. 在传输距离为 50 km 时, 光纤信道传输效率下降至 0.1 .

单模光纤的偏振效应是需要关注的另一个关键问题, 实验中 EPR 纠缠态光场两个偏振正交的模式在光纤中长距离传输时, 由于光纤受外力作用或者温度变化等的影响, 会导致偏振态的随机抖动. 如图 3 所示, 曲线 (a) 为光束在自由空间传播时, 经过一个 PBS 后, 采用功率计测量经过 PBS 后反射光束的功率波动, 从而判断光束的偏振变化情况, 在自由空间中其功率波动每小时约为 1.23% ;

曲线(b)为光束经过FC耦合进入10 km单模光纤后未经过任何偏振控制的情况,可以计算得到此时的功率波动每小时约为1.88%;曲线(c)和(d)为光束经过FC耦合进入10 km单模光纤后,分别在光纤的首端、尾端加一个FPC的情况,此时的功率波动每小时约为1.49%和1.48%;曲线(e)为光束经过FC耦合进入10 km单模光纤后,分别在光纤的首尾端各加一个FPC的情况,此时的功率波动每小时约为1.29%,和自由空间的情况非常接近.但在长距离光纤信道中,传输光束的偏振态变化由于其产生原因复杂因而具有一定的随机性和突发性.若进一步地应用于高速连续变量量子信息,尤其量子密钥分发,还需要对传输光束的偏振态进行实时反馈控制.

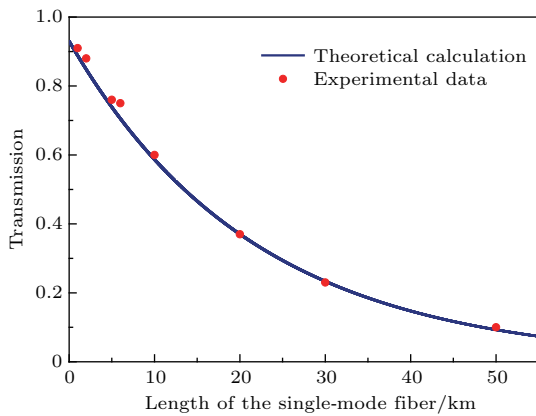


图2 单模光纤信道的传输效率

Fig. 2. Transmission efficiency of single mode fibers channel.

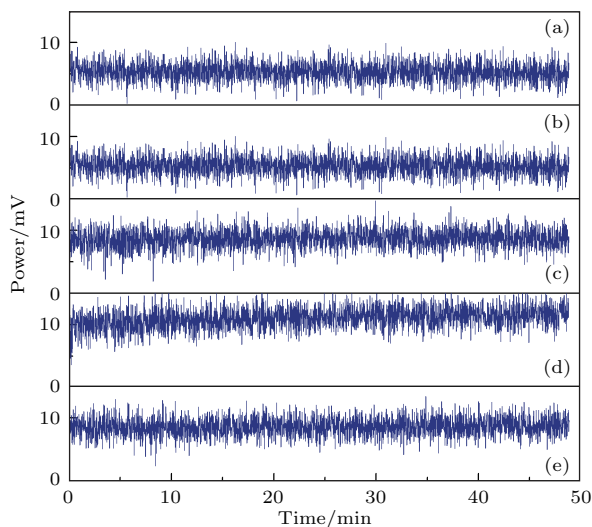


图3 光纤信道中的偏振态变化

Fig. 3. Polarization state variation over the single mode fiber channel.

采用分束器模型分析讨论EPR纠缠态光场在光纤信道中传输后的输出模^[27].当考虑理想光纤损耗信道,即信道中只存在真空起伏噪声时,输出模表示为

$$\hat{\alpha}_{out} = \sqrt{T}\hat{\alpha}_{in} + \sqrt{1-T}\hat{v}, \quad (1)$$

其中 $\hat{\alpha}_{in}$, $\hat{\alpha}_{out}$ 表示EPR纠缠态光场的输入、输出模, \hat{v} 为真空起伏噪声, T 仍为光纤信道的传输效率.在实际中光纤信道中不仅存在真空起伏噪声,还存在由于布里渊散射、拉曼散射等非线性效应引入的额外噪声,此时信道被称为光纤噪声信道,输出模的表达式为

$$\hat{\alpha}_{out} = \sqrt{\eta}\hat{\alpha}_{in} + \sqrt{(1-\eta)g_N}\hat{N} + \sqrt{1-\eta}\hat{v}, \quad (2)$$

其中 \hat{N} 和 g_N 分别表示光纤信道中存在的额外噪声及其噪声幅度; η 为光纤噪声信道的传输效率,与光纤损耗信道的传输效率、注入光功率、光纤噪声信道中引起额外噪声的相关非线性效应等因素有关.

研究了EPR纠缠光束随着光纤信道传输距离的增加,EPR纠缠光束不可分判据的变化情况,如图4所示.图中圆点为EPR纠缠态光场在光纤信道的传输距离分别为1, 2, 5, 10, 30, 50 km时其不可分判据的实验测量值. EPR纠缠态光场在单模光纤中传输距离达50 km后,EPR纠缠态光场的正交振幅和与正交相位差的关联噪声分别低于散粒噪声基准0.22 dB和0.21 dB.根据EPR不可分判据 $\langle \delta^2(\hat{X}_a + \hat{X}_b) \rangle + \langle \delta^2(\hat{Y}_a - \hat{Y}_b) \rangle = 1.90 < 2$,EPR纠缠态光场在光纤中传输50 km后,量子特性仍得到保持未发生解纠缠.图中曲线为根据(1)和(2)式的理论模拟结果,虚线为理想光纤损耗信道的情况,实线为光纤噪声信道情况.其中,光纤噪声信道中额外噪声幅度和传输效率分别为 $g_N = 1.5$, $\eta = 0.95T$.对于理想光纤损耗信道,EPR纠缠态光场传输过程中不会发生解纠缠.在光纤噪声信道中,由于额外噪声的引入,存在着解纠缠现象.当光纤噪声信道的额外噪声幅度增大、或者传输效率减小时,传输距离会逐渐减小,理论模拟结果和实验值基本符合.量子纠缠态光场纠缠度的高低决定着量子信息处理保真度或安全密钥速率的高低.根据理论模拟,在光纤噪声信道的传输距离达到17 km时,EPR纠缠态光场的纠缠度下降至3 dB.此时EPR纠缠态光场仍可应用于量子信息处理如量子隐形传态、量子密钥分发乃至构建量子信息网

络等. 随着传输距离的增加, 纠缠态光场的纠缠度进一步下降, 上述量子信息处理过程已经不能得到很理想的结果, 保真度或安全密钥速率会变差. 但 EPR 纠缠态光场可用于量子精密测量、量子成像等方面的研究, 当传输至 50 km 后, EPR 纠缠态光场的纠缠度下降至 0.21 dB, 仍可用于突破散粒噪声基准的量子精密测量、量子成像等方面的研究. 需要指出的是, 这里对光纤噪声信道的额外噪声幅度和传输效率是根据经验给出, 在光纤信道中引起额外噪声的原因很多, 比如光纤中的声波导布里渊散射、拉曼散射以及本底振荡光泄露进入信号光场等. 光纤信道中额外噪声对于连续变量 EPR 纠缠态光场的传输、分发以及对信道额外噪声的抑制等都是我们正在开展的研究工作.

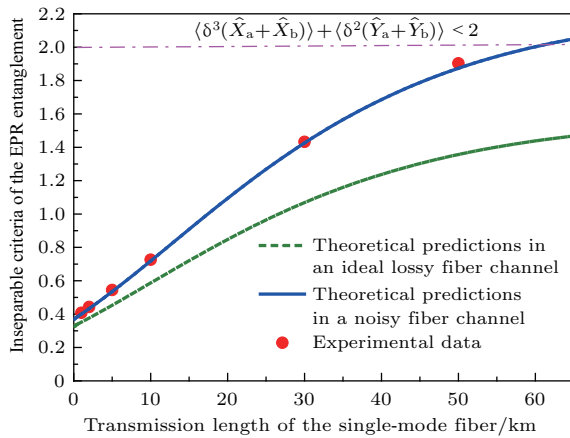


图4 EPR 纠缠光束不可分判据随单模光纤传输距离的变化

Fig. 4. Inseparability criteria of the EPR-entangled beams versus transmission length of single mode fibers.

4 结 论

利用带楔角的 PPKTP 晶体构成了三共振的非简并光学参量放大器, 获得了 8.3 dB 的光通信波段 1.5 μm 连续变量两组份 EPR 纠缠态光场. 将产生的 EPR 纠缠态光场注入单模光纤, 研究了其在光纤信道传输过程中的传输效率、偏振控制以及 EPR 纠缠态光场不可分判据随着传输距离的变化情况. EPR 纠缠态光场在单模光纤中传输距离达 50 km 后, 量子特性仍得到保持, 纠缠度为 0.21 dB. 通过对连续变量光通信波段纠缠态光场在光纤信道中远距离传输特性的实验研究, 定量给出了纠缠态光场在光纤信道传输过程中的演化特性, 为基于光纤的实用化连续变量量子信息、量子精密测量等奠定基础.

参考文献

- [1] Briegel H J, Dur W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [2] Braunstein S L, Kimble H J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 869
- [3] Li X Y, Pan Q, Jing J T, Zhang J, Xie C D, Peng K C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 047904
- [4] Su X L, Wang W Z, Wang Y, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2009 *Europhys. Lett.* **87** 20005
- [5] Lee N, Benichi H, Takeno Y, Takeda S, Webb J, Huntington E, Furusawa A 2011 *Science* **332** 330
- [6] Madsen L S, Usenko V C, Lassen M, Filip R 2012 *Nat. Commun.* **3** 1083
- [7] Duan L M, Guo G C 1997 *Quantum Semiclassic. Opt.* **9** 953
- [8] Shelby R M, Levenson M D, Bayer P W 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 939
- [9] Corney J F, Drummond P D, Heersink J, Josse V, Leuchs G, Andersen U L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 023606
- [10] Deng C Y, Hou S L, Lei J L, Wang D B, Li X X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 240702 (in Chinese) [邓春雨, 侯尚林, 雷景丽, 王道斌, 李晓晓 2016 物理学报 **65** 240702]
- [11] Marcikic I, Riedmatten H, Tittel W, Zbinden H, Legré M, Gisin N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 180502
- [12] Rosenberg D, Harrington J W, Rice P R, Hiskett P A, Peterson C G, Hughes R J, Lita A E, Nam S W, Nordholt J E 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 010503
- [13] Schmitt-Manderbach T, Weier H, Furst M, Ursin R, Tiefenbacher F, Scheidl T, Perdigues J, Sodnik Z, Kurtsiefer C, Rarity J G, Zeilinger A, Weinfurter H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 010504
- [14] Valivarthi R, Puigibert M I G, Zhou Q, Aguilar G H, Verma V B, Marsili F, Shaw M D, Nam S W, Oblak D, Tittel W 2016 *Nat. Photon.* **10** 676
- [15] Sun Q C, Mao Y L, Jiang Y F, Zhao Q, Chen S J, Zhang W, Zhang W J, Jiang X, Chen T Y, You L X, Li L, Huang Y D, Chen X F, Wang Z, Ma X, Zhang Q, Pan J W 2017 *Phys. Rev. A* **95** 032306
- [16] Biswas A, Lidar D A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 062303
- [17] Maniscalco S, Olivares S, Paris M G A 2007 *Phys. Rev. A* **75** 062119
- [18] Barbosa F A S, Faria A J, Coelho A S, Cassemiro K N, Villar A S, Nussenzeig P, Martinelli M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 052330
- [19] Coelho A S, Barbosa F A S, Cassemiro K N, Villar A S, Martinelli M, Nussenzeig P 2009 *Science* **326** 823
- [20] Barbosa F A S, Coelho A S, Faria A J, Cassemiro K N, Villar A S, Nussenzeig P, Martinelli M 2010 *Nature Photon.* **4** 858
- [21] Deng X W, Tian C X, Su X L, Xie C D 2017 *Sci. Rep.* **7** 44475
- [22] Jouguet P, Kunz-Jacques S, Leverrier A, Grangier P, Diamanti E 2013 *Nature Photon.* **7** 378
- [23] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79

- [24] Sun Z N, Feng J X, Wan Z J, Zhang K S 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044203 (in Chinese) [孙志妮, 冯晋霞, 万振菊, 张宽收 2016 物理学报 **65** 044203]
- [25] Zhang J, Peng K C 2000 *Phys. Rev. A* **62** 064302
- [26] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722
- [27] Deng X W, Hao S H, Tian C X, Su X L, Xie C D, Peng K C 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 081105

Experimental investigation of transmission characteristics of continuous variable entangled state over optical fibers*

Wan Zhen-Ju¹⁾ Feng Jin-Xia^{1)2)†} Cheng Jian¹⁾ Zhang Kuan-Shou¹⁾²⁾

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 4 July 2017; revised manuscript received 21 September 2017)

Abstract

Continuous variable (CV) quantum entanglement is an essential resource for quantum computation and communication protocols. The use of CV quantum entanglement at a telecommunication wavelength of 1.5 μm in combination with existing fiber telecommunication networks offers the possibility to implement long-distance quantum communication protocols like quantum key distribution (QKD) and applications such as quantum repeaters, quantum teleportation in the future. In spite of the fact that the optical power attenuation of light in a standard telecommunication fiber is lowest at a wavelength of 1.5 μm , the entangled states will interact with fiber channels and the disentanglement will occur. It is one of the important factors restricting the development of long distance quantum information. In this paper, CV entangled state at 1.5 μm telecommunication band is obtained by using a type-II periodically poled KTP (PPKTP) crystal inside a nondegenerate optical parametric amplifier (NOPA). A wedged PPKTP is used for implementing frequency-down-conversion of the pump field to generate the optically entangled state and achieving the dispersion compensation between the pump and the subharmonic waves. By controlling the temperature and the length of the PPKTP crystal, a triply resonant optical parametric oscillator with a threshold of 80 mW is realized. Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)-entangled beams with quantum correlation of 8.3 dB for both the amplitude and phase quadratures are experimentally generated by using a single NOPA at a pump power of 40 mW and an injected signal power of 10 mW when the relative phase between the pump and injected signal is locked to π . The generated entangled state is coupled into a single-mode optical fiber, and the transmission characteristics of the generated EPR entangled beams through standard single-mode fibers are investigated experimentally and theoretically. A fiber polarization controller is used to compensate for the polarization state variation induced by random fluctuations of birefringence of the single mode fiber when the light propagates along the fiber, and to keep the polarization of light linear at the fiber output. A 0.21 dB quantum entanglement could still be observed for the EPR-entangled beams transmitted through a 50-km-long single-mode fiber. The theoretical prediction considering the excess noise in fiber channel is in good agreement with the experimental result. The generated CV quantum entanglement is highly suitable for the required experiments, such as CV measurement-device-independence QKD based on standard fibers, owing to the fact that the tolerance of the excess noise in the quantum channel can be enhanced significantly with respect to a coherent state if EPR-entangled beams are used.

Keywords: quantum optics, continuous variable entangled light, optical parametric amplifier, fiber channel

PACS: 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.67.20171542

* Project supported by the National Key Research and Develop Program of China (Grant No. 2016YFA0301401) and the Fund for Shanxi "1331 Project" Key Subjects Construction, China (Grant No. 1331KS).

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