

795 nm 两组份偏振纠缠光场的实验制备

吴 量, 刘艳红, 邓瑞婕, 闫智辉*, 贾晓军

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, 山西 太原 030006

摘要 理论分析并实验制备了 795 nm 两组份偏振纠缠光场。当分析频率为 1.8~6.5 MHz 时, 归一化的斯托克斯算符的量子关联噪声小于 1, 得到了两组份偏振纠缠态; 当分析频率大于 3 MHz 时, 关联噪声达到 0.5 左右。该非经典光源可应用于未来的量子存储, 并且可能用于实现量子通道和量子节点之间、两个量子节点之间的纠缠以及量子态的传输。

关键词 量子光学; 两组份偏振纠缠光场; 光学参量放大器; 斯托克斯参量

中图分类号 0431.2 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0527001

Experimental Preparation of Bipartite Polarization Entangled Optical Fields at 795 nm

Wu Liang, Liu Yanhong, Deng Ruijie, Yan Zhihui, Jia Xiaojun

State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract Bipartite polarization entangled optical fields are theoretically analyzed and experimentally prepared. When the analysis frequency is 1.8-6.5 MHz, the normalized quantum correlation noise of Stokes operator is below 1, where the bipartite polarization entangled state is obtained. When the analysis frequency is above 3 MHz, the correlation noise reaches 0.5. This non-classical light source can be applied in quantum memory in future and to realizing the entanglement and quantum state transfer between the quantum channel and quantum node or between two quantum nodes.

Key words quantum optics; bipartite polarization entangled optical fields; optical parametric amplifier; Stokes parameter

OCIS codes 270.2500; 270.5585; 270.6570; 190.4975

1 引 言

量子纠缠光场是实现量子通信和量子计算的重要资源^[1-2]。利用量子纠缠光场可以实现更安全的量子通信和更快速的量子计算^[3-4]。最初, 学者们实验上得到了两组份正交纠缠光场, 并将其成功应用于量子离物传态、量子逻辑门等领域^[5-9]。随着量子信息技术的发展, 由量子通道和量子节点构成的量子网络引起了人们的广泛关注^[10]。原子系综具有易于被局域在空间某处、光学深度大、相干时间长的优点, 是量子节点的有效介质之一。学者们开展了能够与铷原子以及铯原子吸收线匹配的正交压缩光场的制备研究^[11-14]。

原子的自旋用斯托克斯参量描述, 光场的偏振也是用斯托克斯参量描述, 因此, 可以用斯托克斯参量描述二者之间的相互作用。在探测系统中, 测量原子释放信号正交分量需要本地振荡信号, 存储过程使它们的干涉相位抖动增大。但是, 斯托克斯参量的测量不需要本地振荡信号, 可以有效地解决上述问题。因此, 偏

收稿日期: 2016-11-11; **收到修改稿日期:** 2016-12-29

基金项目: 国家重点研发计划 (2016YFA0301402)、国家自然科学基金 (11322440, 11474190, 11304190)、霍英东教育基金、山西青年三晋学者项目、山西省回国留学人员科研资助项目

作者简介: 吴 量 (1987—), 男, 博士研究生, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: 15834033916@126.com

导师简介: 贾晓军 (1979—), 男, 博士, 教授, 主要从事量子光学与量子信息方面的研究。E-mail: jiaxj@sxu.edu.cn

* **通信联系人.** E-mail: zhyang@sxu.edu.cn

振纠缠光场在量子信息网络中有很广阔的应用前景。学者们对分离变量偏振纠缠光子对开展了研究^[2, 15]。在连续变量偏振纠缠光场研究领域, Korolkova 等^[16]提出了光场的连续变量偏振压缩和偏振纠缠的概念。Heersink 等^[17-18]利用非对称光纤 Sagnac 效应制备了光纤通信波段的偏振压缩光场和偏振纠缠光场。Josse 等^[19-20]在高精细度光腔内的铯原子中制备了偏振压缩光场和偏振纠缠光场。将正交纠缠光场和强相干光场在偏振分束棱镜(PBS)中耦合是制备偏振纠缠光场的有效手段之一^[21]。在与铷原子吸收线匹配的非经典光场制备方面, 学者们分别从理论和实验上研究了偏振压缩光场和三组份偏振纠缠光场的制备^[22-24]。

两组份偏振纠缠光场的产生装置相对简单, 能够用于量子信息中。本文从理论上分析了两组份正交纠缠光场转换为偏振纠缠的方法, 并且实验制备了 795 nm 空间分离的连续变量两组份偏振纠缠光场。首先利用两个结构完全相同的工作在阈值以下的简并光学参量放大器(DOPA)得到两束 795 nm 正交压缩光场, 再通过一个光功率比为 1:1 的光学分束器得到两组份正交纠缠光场。然后利用偏振分束棱镜将两组份正交纠缠光场和两束强相干光场耦合, 得到两组份偏振纠缠光场。最后通过两组份偏振纠缠光场的不可分判据验证它们的量子关联性质。

2 原理分析

在经典光学中, 斯托克斯参量 S_0, S_1, S_2, S_3 被用来描述光场的偏振状态, 它们构成庞加莱球。可用球面上任意点来表示光场的偏振状态, 例如, 赤道上任意点可以是水平或竖直线偏光, 南极点和北极点可以表示左右旋偏振光。在量子光学中, 用来描述光场偏振态的是斯托克斯算符 $\hat{S}_0, \hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$ 。斯托克斯算符 $\hat{S}_0, \hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$ 可以通过水平方向和竖直方向的线偏振模式的产生湮灭算符来表示^[16]:

$$\begin{cases} \hat{S}_0 = \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H + \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V \\ \hat{S}_1 = \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H - \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V \\ \hat{S}_2 = \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_V \exp(i\theta) + \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_H \exp(-i\theta) \\ \hat{S}_3 = [\hat{a}_H^\dagger \hat{a}_V \exp(i\theta) - \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_H \exp(-i\theta)]/i \end{cases}, \quad (1)$$

式中 \hat{a}_H, \hat{a}_V 分别表示水平、竖直偏振方向光场的湮灭算符, θ 为水平偏振与竖直偏振光场的相对相位差。斯托克斯算符满足以下对易关系: $[\hat{S}_0, \hat{S}_j] = 0 (j = 1, 2, 3), [\hat{S}_1, \hat{S}_2] = 2i\hat{S}_3, [\hat{S}_3, \hat{S}_1] = 2i\hat{S}_2, [\hat{S}_2, \hat{S}_3] = 2i\hat{S}_1$ 。它们的平均值为: $\langle \hat{S}_0 \rangle = \alpha_H^2 + \alpha_V^2, \langle \hat{S}_1 \rangle = \alpha_H^2 - \alpha_V^2, \langle \hat{S}_2 \rangle = 2\alpha_H \alpha_V \cos \theta, \langle \hat{S}_3 \rangle = 2\alpha_H \alpha_V \sin \theta$, 其中 α_H, α_V 分别为水平、竖直线偏光的振幅。

将两组份正交纠缠光场和两束强相干光场分别在两个偏振分束棱镜中耦合, 可以得到两组份偏振纠缠光场, 原理如图 1 所示。利用两束功率相等的正交振幅压缩光场 $\hat{a}_1, \hat{a}_2 (\alpha_{a_1}^2 = \alpha_{a_2}^2 = \alpha^2, \text{其中 } \alpha \text{ 为光场的振幅})$ 在 1:1 光学分束器上以 $\pi/2$ 相位差进行干涉, 得到两组份正交纠缠光场 \hat{b}_1, \hat{b}_2 。然后, 分别在两个偏振棱镜中耦合两束偏振垂直的强相干光场 $\hat{c}_1, \hat{c}_2 (\alpha_{c_1}^2 = \alpha_{c_2}^2 = 30\alpha^2)$, 并且控制他们耦合的相位差为 $\pi/2$, 得到两组份偏振纠缠光场 \hat{d}_1, \hat{d}_2 。它们的斯托克斯算符 $\hat{S}_0, \hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$ 的量子起伏可以分别用 DOPA 腔注入光场的正交振幅(相位)量子起伏方差 $\Delta^2 \hat{X}_m^{\pm(0)} (m = 1, 2)$ 和相干光场的正交振幅(相位)量子起伏方差 $\Delta^2 \hat{X}_m^{\pm}$ 表示:

$$\begin{cases} \Delta^2 \hat{S}_{0d_1(d_2)} = \Delta^2 \hat{S}_{1d_1(d_2)} = 4\alpha_c^2 \Delta^2 \hat{X}_{c_1(c_2)}^+ \\ \Delta^2 \hat{S}_{2d_1} = 4\alpha_c^2 \left[\frac{1}{2} \exp(+2r_1) \Delta^2 \hat{X}_{a_1}^{-(0)} + \frac{1}{2} \exp(-2r_2) \Delta^2 \hat{X}_{a_2}^{+(0)} \right] \\ \Delta^2 \hat{S}_{3d_1} = 4\alpha_c^2 \left[\frac{1}{2} \exp(-2r_1) \Delta^2 \hat{X}_{a_1}^{+(0)} - \frac{1}{2} \exp(+2r_2) \Delta^2 \hat{X}_{a_2}^{-(0)} \right], \\ \Delta^2 \hat{S}_{2d_2} = 4\alpha_c^2 \left[\frac{1}{2} \exp(+2r_1) \Delta^2 \hat{X}_{a_1}^{-(0)} - \frac{1}{2} \exp(-2r_2) \Delta^2 \hat{X}_{a_2}^{+(0)} \right] \\ \Delta^2 \hat{S}_{3d_2} = 4\alpha_c^2 \left[\frac{1}{2} \exp(-2r_1) \Delta^2 \hat{X}_{a_1}^{+(0)} + \frac{1}{2} \exp(+2r_2) \Delta^2 \hat{X}_{a_2}^{-(0)} \right] \end{cases}, \quad (2)$$

式中 $r_{1(2)}$ 为 DOPA 1(2) 的压缩参量, 由于两个 DOPA 都采用相同的结构, 它们的压缩参量取相等的值 $r_1 = r_2 = r$ 。

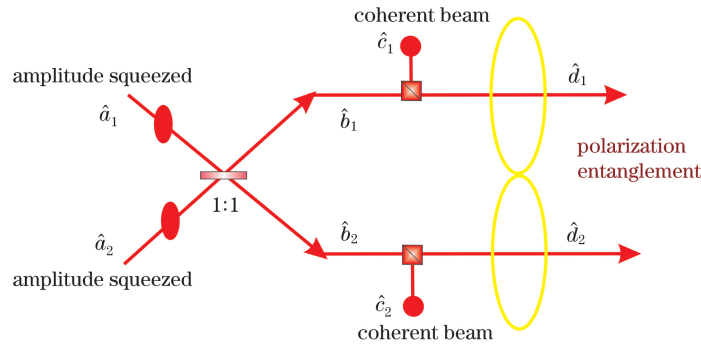


图 1 两组份偏振纠缠光场产生原理图

Fig. 1 Schematic diagram of generating bipartite polarization entangled optical fields

斯托克斯参量可以利用探测器、波片以及加减法器进行测量。对于 \hat{S}_0, \hat{S}_1 , 由定义可知: $\hat{S}_0 = n_H + n_V$, $\hat{S}_1 = n_H - n_V$, 即它们分别表示水平、竖直偏振方向光场光子数之和与之差, 实验中可分别用加法器和减法器进行测量, 如图 2(a)、(b) 所示。对于 \hat{S}_2 进行基矢变换, 令: $\hat{a}_V = (\hat{a}_x + \hat{a}_y)/\sqrt{2}$, $\hat{a}_H = (\hat{a}_x - \hat{a}_y)/\sqrt{2}$, 其中 \hat{a}_x 、 \hat{a}_y 分别为 x, y 基矢方向的湮灭算符, 则有 $\hat{S}_2 = \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V - \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H$, 即转换为光场光子数之差的形式, 实验中可通过添加 $1/2$ 波片并旋转 22.5° , 将原基矢旋转 45° 后进行测量, 如图 2(c) 所示。对 \hat{S}_3 进行基矢变换: 令: $\hat{a}_V = (\hat{a}_x + i\hat{a}_y)/\sqrt{2}$, $\hat{a}_H = (\hat{a}_x - i\hat{a}_y)/\sqrt{2}$, 则有 $\hat{S}_3 = \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V - \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H$, 也将其转化为光场光子数之差的形式, 在实验中通过分别加入 $1/4$ 波片和 $1/2$ 波片实现对其的测量, 如图 2(d) 所示。

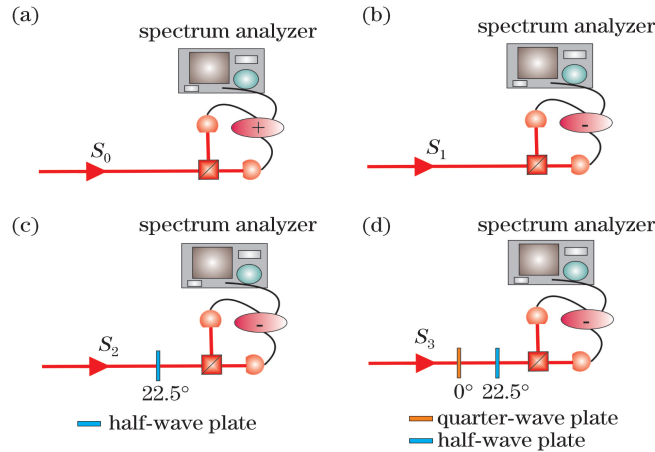


图 2 斯托克斯算符测量原理

Fig. 2 Schematic diagram of measuring Stokes operators

Bowen 等^[21] 将两组份正交纠缠的不可分判据推广到了两组份偏振纠缠的不可分判据。如果归一化的斯托克斯算符的关联噪声 $I(\hat{S}_j, \hat{S}_k) = (\Delta_{x\pm y}^2 \hat{S}_j + \Delta_{x\pm y}^2 \hat{S}_k) / (2 |[\delta \hat{S}_j, \delta \hat{S}_k]|) < 1$ (其中 $\delta \hat{S}_j, \delta \hat{S}_k$ 分别表示不同光束的斯托克斯分量的边带起伏, 且 $j, k = 1, 2, 3$), 则两组份偏振纠缠光场存在。根据(2)式, 归一化斯托克斯算符的关联噪声为

$$I(\hat{S}_2, \hat{S}_3) = \frac{\alpha_c^2 \exp(-2r)}{|\alpha_c^2 - \alpha_a^2|} \quad (3)$$

当两个 DOPA 的压缩参量 r 不为零时, $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3) < 1$, 并且 r 越大, $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3)$ 越小。通过提高压缩参量 r , 可以得到更好的两组份偏振纠缠光场。

3 实验装置及结果

两组份偏振纠缠光场的产生装置由 4 部分构成,如图 3 所示。其中,第一部分是光源部分,包括激光器和倍频腔(SHG);第二部分是正交纠缠光场的产生系统,包括两套 DOPA 和 1:1 光学分束器;第三部分是偏振纠缠转换系统,由两个偏振分束棱镜构成;第四部分是测量系统,包括 1/2 波片、1/4 波片、偏振分束棱镜、探测器、功率加减法器,以及电子频谱分析仪。利用 15 W 单频绿光激光器(DPSS FG-VIII B,太原山大宇光公司,中国)抽运钛宝石激光器(MBR-110,相干公司,美国),产生 2.7 W 的 795 nm 激光。该激光场被分为 5 束,其中一束作为倍频腔的基频光,两束作为 DOPA 的种子光,另外两束强相干光场用于正交纠缠和偏振纠缠的转换。采用外腔倍频技术实现 398 nm 光场的制备^[25],倍频腔采用四镜环形腔结构,由两片平面镜 M1、M2 和两片曲率半径为 100 mm 的凹面镜 M3、M4 以及一块 1 mm×2 mm×10 mm 的 I 类准相位匹配周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体构成。其中,平面镜 M1 用作输入镜,对 795 nm 光场的透射率为 13%;其余腔镜 M2、M3、M4 对 795 nm 光场高反,凹面镜 M4 用作输出镜,对 398 nm 光场高透。固定在凹面镜 M3 的压电陶瓷(PZT)用于倍频腔腔长的锁定。当注入基频光场的功率为 627 mW 时,倍频效率最高,达到 44.5%,输出 279 mW 的倍频光场;当注入 1 W 的基频光时,输出倍频光场的功率可以达到 380 mW。输出倍频光场被分成两部分,分别用于抽运两个 DOPA 腔产生压缩态光场^[26]。

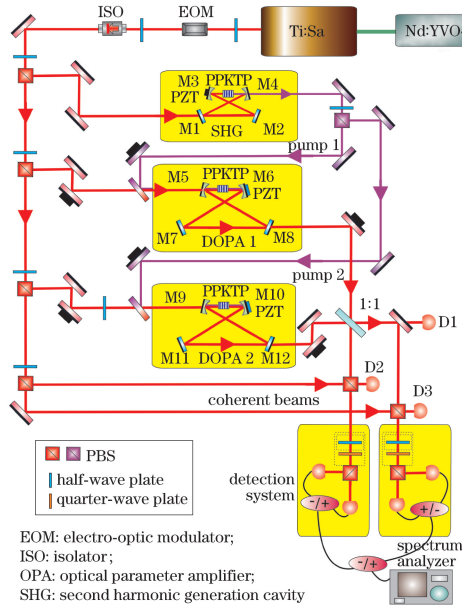


图 3 两组份偏振纠缠光场产生实验装置

Fig. 3 Experimental setup for generating bipartite polarization entangled optical fields

两个 DOPA 腔采用与倍频腔相同的结构。DOPA 1(DOPA 2)由两片曲率半径为 100 mm 的凹面镜 M5、M6(M9、M10)、两片平面镜 M7、M8(M11、M12),以及一块 1 mm×2 mm×10 mm 的 I 类准相位匹配 PPKTP 晶体构成。平面镜 M8(M12)用作输出镜,对 795 nm 光场透射率为 5%;其余腔镜均对 795 nm 光场高反,凹面镜(M5、M9)用作输入镜,对 398 nm 光场为高透。压电陶瓷固定在凹面镜 M6 和 M10 上,用于对 DOPA 腔长的扫描和锁定。两个 DOPA 腔的腔内腰斑大小均为 39 μm ,精细度分别为 111 和 110。两个 DOPA 腔均被锁定在参量放大状态,同时非线性晶体温度维持在 54.3 $^{\circ}\text{C}$ 左右以实现最优相位匹配,此时两个 DOPA 腔阈值分别为 90 mW 和 91 mW。当抽运光功率为 40 mW 时,每个腔有 4~5 倍经典增益。将两个 DOPA 腔的抽运光场和信号光场的相对相位锁定为 $(2n+1)\pi$ (n 是整数),得到两束功率相等的正交振幅压缩光场。两束正交振幅压缩光场经 1:1 分束片进行干涉,干涉效率在 99% 左右,同时利用探测器 D1 的输出信号将它们相对相位锁定在 $\pi/2$,此时得到两组份正交纠缠光场。将产生的两束正交纠缠光场分别经两个偏振分束棱镜与两束强相干光场耦合,耦合效率为 98.5%,并且利用探测器 D2 和 D3 输出信号控制其相对相位为 $\pi/2$,可以得到斯托克斯算符 \hat{S}_2 、 \hat{S}_3 关联的两组份偏振纠缠光场。最后通过斯托克斯参量测量

系统对其归一化关联噪声 $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3)$ 进行测量。利用两套斯托克斯参量测量装置对每一束光场进行测量,再利用功率加法器、功率减法器、探测器,以及频谱分析仪(E411B, Keysight 公司, 美国)对两束光的关联噪声进行测量和分析。归一化斯托克斯算符的量子关联噪声谱 $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3)$ 如图 4 所示。由图可知,在 DOPA 腔线宽范围内都可以得到纠缠态,且关联噪声随分析频率的减小而降低。但在低频区域,激光的关联噪声远高于标准量子极限。在分析频率为 1.8~6.5 MHz 时, $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3) < 1$, 满足两组份偏振纠缠不可分判据,因此,两组份偏振纠缠光场是存在的。当分析频率大于 3 MHz 时, $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3)$ 达到 0.5 左右。

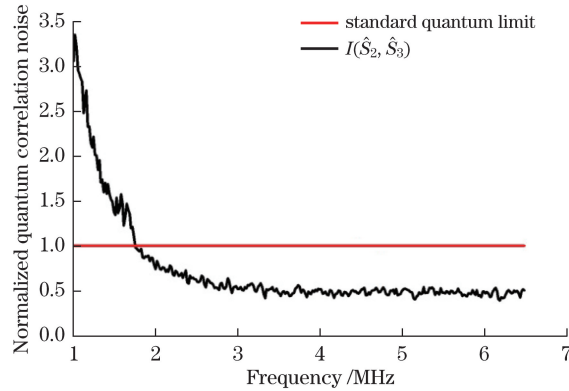


图 4 归一化的斯托克斯算符的量子关联噪声谱

Fig. 4 Normalized quantum correlation noise spectrum of Stokes operator

4 结 论

理论分析并实验制备了 795 nm 连续变量两组份偏振纠缠光场,该波长对应于⁸⁷Rb 原子的 D1 吸收线,能够与原子相互作用。通过偏振分束棱镜耦合系统,将 795 nm 两组份正交纠缠光场转换为偏振纠缠光场。当分析频率在 1.8~6.5 MHz 时,归一化关联噪声 $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3) < 1$,得到了两组份偏振纠缠光场。当分析频率大于 3 MHz 时, $I(\hat{S}_2, \hat{S}_3)$ 达到 0.5 左右。利用光场偏振分量和原子自旋分量的相互映射,将两束偏振纠缠光场的量子态映射到两个原子系综上,建立了两个原子自旋波之间的纠缠;将其中一束的量子态映射到一个原子系综上,建立了光场偏振分量与原子自旋波之间的量子关联。这为进一步实现两个原子自旋波之间、光场偏振分量与原子自旋波之间的量子态传输提供了可能。

参 考 文 献

- [1] Braunstein S L, Loock P van. Quantum information with continuous variables[J]. Rev Mod Phys, 2005, 77(2): 513-577.
- [2] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, *et al.* Multi-photon entanglement and interferometry[J]. Rev Mod Phys, 2012, 84(2): 777-838.
- [3] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, *et al.* The security of practical quantum key distribution[J]. Rev Mod Phys, 2009, 81(3): 1301-1349.
- [4] Shor P W, Siam J. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer[J]. Computing, 1997, 26(9): 1484-1509.
- [5] Ou Z Y, Pereira S F, Kimble H J, *et al.* Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables[J]. Phys Rev Lett, 1992, 68(25): 3663-3666.
- [6] Zhang Min, Zhou Yaoyao, Li Fang, *et al.* Realization of low threshold operation of non-degenerate optical parametric amplifier with wedged KTP crystal[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(3): 0327001.
张 敏, 周瑶瑶, 李 芳, 等. 利用楔角 KTP 晶体实现低阈值非简并光学参量放大器的运转[J]. 光学学报, 2014, 34(3): 0327001.
- [7] Ma Wenyu, Jia Xiaojun. Influence of cavity bandwidth of a NOPA on entanglement enhancement[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2012, 18(2): 143-146.
马文煜, 贾晓军. 非简并光学参量放大器线宽对纠缠增强的影响[J]. 量子光学学报, 2012, 18(2): 143-146.
- [8] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, *et al.* Unconditional quantum teleportation[J]. Science, 1998, 282(5389):

706-709.

- [9] Su X L, Hao S H, Deng X W, *et al.* Gate sequence for continuous variable one-way quantum computation[J]. Nat Commun, 2013, 4: 2828.
- [10] Kimble H J. The quantum internet[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [11] Tanimura T, Akamatsu D, Yokoi Y, *et al.* Generation of a squeezed vacuum resonant on a rubidium D₁ line with periodically poled KTiOPO₄ [J]. Opt Lett, 2006, 31(15): 2344-2346.
- [12] Hébet G, Glöckl O, Pilypas K A, *et al.* Squeezed light for bandwidth-limited atom optics experiments at the rubidium D₁ line[J]. J Phys B, 2007, 40(1): 221-226.
- [13] Predojević A, Zhai Z, Caballero J M, *et al.* Rubidium resonant squeezed light from a diode-pumped optical-parametric oscillator[J]. Phys Rev A. 2008, 78(6): 063820.
- [14] Han Y S, Wen X, He J, *et al.* Improvement of vacuum squeezing resonant on the rubidium D₁ line at 795 nm [J]. 2016, 24(3): 2350-2359.
- [15] Gong Y X, Zou X B, Niu X L, *et al.* Generation of arbitrary four-photon polarization-entangled decoherence-free states[J]. Phys Rev A, 2008, 77(4): 042317.
- [16] Korolkova N, Leuchs G, Loudon R, *et al.* Polarization squeezing and continuous variable polarization entanglement[J]. Phys Rev A, 2002, 65(5): 052306.
- [17] Heersink J, Gaber T, Lorenz S, *et al.* Polarization squeezing of intense pulses with a fiber-optic Sagnac interferometer[J]. Phys Rev A, 2003, 68(1): 013815.
- [18] Glöckl O, Heersink J, Korolkova N, *et al.* A pulsed source of continuous variable polarization entanglement[J]. J Opt B: Quantum Semiclass Opt, 2003, 5: S492-S496.
- [19] Josse V, Dantan A, Vernac L, *et al.* Polarization squeezing with cold atoms[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(10): 103601.
- [20] Josse V, Dantan A, Bramati A, *et al.* Continuous variable entanglement using cold atoms[J]. Phys Rev Lett, 2004, 92(12): 123601.
- [21] Bowen W P, Treps N, Schnabel R, *et al.* Experimental demonstration of continuous variable polarization entanglement[J]. Phys Rev Lett, 2002, 89(25): 253601.
- [22] Yan Z H, Jia X J. Direct production of three-color polarization entanglement for continuous variable[J]. J Opt Soc Am B, 2015, 32(10): 2139-2145.
- [23] Wu L, Liu Y H, Deng R J, *et al.* Deterministic generation of bright polarization squeezed state of light resonant with the rubidium D₁ absorption line[J]. J Opt Soc Am B, 2016, 33(11): 2296-2301.
- [24] Wu L, Yan Z H, Liu Y H, *et al.* Experimental generation of tripartite polarization entangled states of bright optical beams[J]. Appl Phys Lett, 2016, 108(16): 161102.
- [25] Wen Xin, Han Yashuai, He Jun, *et al.* Generation of 397.5 nm ultra-violet laser by frequency doubling in a PPKTP-crystal semi-monolithic resonant cavity[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(4): 0414001.
温 馨, 韩亚帅, 何 军, 等. PPKTP 晶体半整体谐振腔倍频的397.5 nm紫外激光输出[J]. 光学学报, 2016, 36(4): 0414001.
- [26] Li Qiang, Deng Xiaowei, Zhang Qiang, *et al.* Experimental preparation of a pure two-mode squeezed state[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(4): 0427001.
李 强, 邓晓玮, 张 强, 等. 实验制备纯的双模压缩态[J]. 光学学报, 2016, 36(4): 0427001.