

II 类光学参量放大器中多横模的共振

崔淑珍, 刘奎, 郜江瑞[†]

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 山西 太原 030006)

摘要: 研究了一阶厄米-高斯模 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模在光学参量放大器中的共振情况。针对非线性 KTP 晶体各向异性引入像散效应, 导致 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模不能在光学参量放大器中同时共振, 设计了一个对称补偿方案, 使其可以在光学参量放大器中同时共振, 并进行了实验验证, 为超纠缠态的实验产生奠定了基础。

关键词: 厄米-高斯模; 像散; 简并; 超纠缠; 光学参量放大器; Gouy 位相

中图分类号: O431 **文献标识码:** A

0 引言

以非经典光场为研究对象的量子光学, 以其对量子物理、量子信息领域的重要意义而倍受关注, 得到了飞速的发展。纠缠态光场是一类重要的非经典光场。作为量子信息的核心资源, 利用其可以完成量子离物传态, 量子密集编码, 量子计算和量子保密通信等实验。光学参量振荡器是采用非线性晶体实现频率下转换的光学装置, 目前实验上产生连续变量纠缠源大多采用传统的光学参量过程方法, 通过分束器耦合两个由光学参量过程产生的压缩态光场制备纠缠源, 或者利用偏振非简并光学参量放大器直接产生纠缠光场。光学参量振荡器常用于非经典态的产生, 例如, 强度关联孪生光束^[1], 压缩反射泵浦场^[2], 明亮两组份纠缠^[3]和三组分纠缠态^[4]。大多数研究都是基于基模高斯光束。

近年来, 由于在量子成像、量子信息以及量子计量等方面的潜在应用价值, 连续变量空间多模非经典态引起人们广大兴趣, 已经有实验分别通

过脉冲光参量放大器^[5], 原子蒸汽^[6], 共焦光参量振荡器^[7]和不同模式之间的线性干涉^[8-10]而产生。其中丹麦小组采用 I 类位相匹配非线性晶体, 通过非简并光参量振荡器实现了两个一阶拉盖尔-高斯模之间的纠缠, 通过拉盖尔-高斯模与厄米-高斯模之间基矢转化, 得到 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模的振幅压缩光^[11]。巴赫等人实现了两空间模式 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模之间的纠缠, 其实验过程中采用 TEM_{01} 明亮模和 TEM_{10} 真空模同时共振^[12]。巴西小组提出理论, II 类光学参量放大器可以同时产生两对纠缠的输出模^[13](即超纠缠态)。

在 I 类光学参量放大器中, TEM_{01} 模的 e 光和 TEM_{10} 模的 e 光频率简并, 可以同时共振。利用 II 类光学参量放大器可直接同时产生多对纠缠, 而对于 II 类光学参量放大器, 由于晶体各向异性引入像散效应, 导致四个模式(即 TEM_{01} 模的 o 光和 e 光以及 TEM_{10} 模的 o 光和 e 光)之间频率不简并, 共振位置出现分裂, 不能在腔中同时

*收稿日期: 2012-02-29

基金项目: 国家自然科学基金(No. 60978008; No. 61108003); 国家基础研究计划(No. 2010CB923102)

作者简介: 崔淑珍(1985—), 女, 山西忻州人, 硕士研究生。研究领域: 量子光学。Email: cuifang_confidence@126.com

[†]通讯作者: E-mail: jrgao@sxu.edu.cn

共振^[14]。文中通过理论分析导致其不能同时共振的根本原因,并针对此现象设计了一个简单易操作的方案,使得这四个模式可以在腔中实现同时共振,并进行了实验验证。

1 II 类 OPA 腔中 TEM₀₁ 模和 TEM₁₀ 模的共振情况

非简并光学参量放大器基本原理如图 1 所示,可由两个腔镜,非线性 KTP 晶体,泵浦光和注入光构成。泵浦光在腔中多次穿过晶体,产生偏振相互垂直的信号光和闲置光。

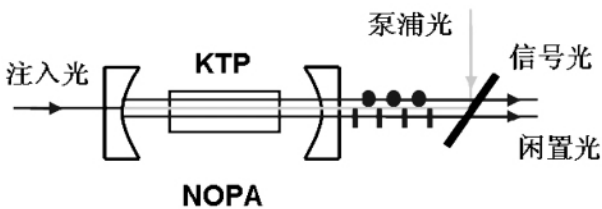


图 1 非简并光学参量放大器(NOPA)结构示意图
Fig. 1 Sketch map of the nondegenerate optical parametric amplifier

谐振腔为空腔(没有晶体)时,TEM₀₁模和 TEM₁₀模频率简并,即对应同一腔长,可以同时共振。光学参量放大器内含非线性晶体,由于非线性晶体各向异性,引入像散、色散效应,影响腔中模式共振情况。Gouy 位相是衡量腔中模式共振的重要物理量,如两个模式的 Gouy 位相值不等,则表示这两个模式在腔中的共振位置不一致,从而导致不能同时在腔中共振。

考虑晶体的双折射效应,由传输光束的傍轴波动方程可得归一化波函数^[14]

$$\begin{aligned}
 &U(x, y) \\
 &= \left(\frac{k_{eff} x_R}{\pi 2^{2n} n! (x^2 + x_R^2)} \right)^{\frac{1}{4}} H_n \left(y \sqrt{\frac{k_{eff} x_R}{x^2 + x_R^2}} \right) \times \\
 &\exp \left[-i \frac{k_{eff} y^2}{2(x + i x_R)} - i \left(n + \frac{1}{2} \right) \arctan \left(\frac{x}{x_R} \right) \right] \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中, x_R 是瑞利长度, k_{eff} 是有效波数, $H_n(x)$ 是 n 阶厄米多项式 ($n \geq 0$), $\arctan \frac{x}{x_R}$ 是 Gouy 相移。

瑞利长度满足关系式

$$x_R^2 = L^2 \frac{2R_m - L}{4} \quad (2)$$

其中, R_m 为曲率半径。

当光沿晶轴 x 方向传输时, o 光和 e 光沿 y, z 方向的有效波数分别为^[10]

$$\begin{aligned}
 k_{eff_y}^o &= n_x k_0; & k_{eff_z}^o &= \frac{n_x^2}{n_z} k_0. \\
 k_{eff_y}^e &= \frac{n_x^2}{n_y} k_0; & k_{eff_z}^e &= n_y k_0.
 \end{aligned} \quad (3)$$

有效腔长

$$L = L_0 - l \frac{k_{eff} - k_0}{k_{eff}} \quad (4)$$

其中, L_0 为两腔镜间距, l 为晶体长度, k_0 为真空中传播的波数。

环绕腔一周总的 Gouy 相移

$$\Phi = 4 \arctan \left[\frac{\sqrt{L}}{\sqrt{2R_m - L}} \right] \quad (5)$$

腔内模式环绕腔一周所增加的相位取决于厄米-高斯模 TEM_{mn} 的阶数,此腔模总的 Gouy 相位为

$$\Phi = \left(m + \frac{1}{2} \right) \Phi_z + \left(n + \frac{1}{2} \right) \Phi_y \quad (6)$$

结合 KTP 晶体在波长 1080 nm 处的折射率 ($n_x \approx n_y \neq n_z$), 由(3)式和(4)式可以得到,对于任一模式的 e 光沿 y, z 方向的有效腔长值(一周总的 Gouy 相移)差别甚小,可以忽略;而同一模式的 o 光沿 y, z 方向的有效腔长值(一周总的 Gouy 相移)相差较大。也就是说,对于 e 光, TEM₀₁ 模与 TEM₁₀ 模的总 Gouy 相位之间差别甚微;但是对于 o 光, TEM₀₁ 模与 TEM₁₀ 模的总 Gouy 相位之间存在较大差异,导致两者频率不简并,共振位置不同。

为了实现 TEM₀₁ 模的 o 光和 e 光以及 TEM₁₀ 模的 o 光和 e 光共四个模式在腔中同时共振,必须使这四个模式在腔中总的 Gouy 相位相等,通过使用两块长度完全相同的晶体,可以相互补偿由晶体各向异性引入的像散、色散效应,即在腔内依次对称放置两块长度完全相同的非线性 KTP 晶体和一个 $\frac{\lambda}{4}$ 波片,晶体采用非临界位相匹配切割。两晶体的晶轴及放置方式如图 2 所示,第二块晶体相对于第一块晶体旋转 90 度,其

作用为弥补由晶体导致的同一偏振、不同横模 (TEM₀₁模和 TEM₁₀模) 之间在空间像散上的差别, $\frac{\lambda}{4}$ 波片的作用是弥补同一横模、不同偏振间的相差。

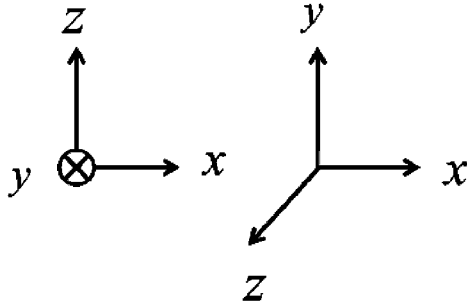


图2 两块晶体的晶轴及放置方式
Fig.2 Crystallographic coordinates and placement of the two crystals

由 l_1 和 l_2 分别表示两块晶体的精确长度, 如图放置及加 $\frac{\lambda}{4}$ 波片之后, 入射光 o 光和 e 光沿腔坐标系 y, z 方向绕腔一周的有效腔长分别为

$$L_y^o = 2L_0 - l_1 \frac{k_{effy}^o - k_0}{k_{effy}^o} - l_2 \frac{k_{effz}^e - k_0}{k_{effz}^e} - l_2 \frac{k_{effz}^e - k_0}{k_{effz}^e} - l_1 \frac{k_{effy}^e - k_0}{k_{effy}^e};$$

$$L_z^o = 2L_0 - l_1 \frac{k_{effz}^o - k_0}{k_{effz}^o} - l_2 \frac{k_{effy}^e - k_0}{k_{effy}^e} -$$

$$l_2 \frac{k_{effy}^o - k_0}{k_{effy}^o} - l_1 \frac{k_{effz}^e - k_0}{k_{effz}^e};$$

$$L_y^e = 2L_0 - l_1 \frac{k_{effy}^e - k_0}{k_{effy}^e} - l_2 \frac{k_{effz}^o - k_0}{k_{effz}^o} - l_2 \frac{k_{effz}^o - k_0}{k_{effz}^o} - l_1 \frac{k_{effy}^e - k_0}{k_{effy}^e};$$

$$L_z^e = 2L_0 - l_1 \frac{k_{effz}^e - k_0}{k_{effz}^e} - l_2 \frac{k_{effy}^o - k_0}{k_{effy}^o} - l_2 \frac{k_{effy}^o - k_0}{k_{effy}^o} - l_1 \frac{k_{effz}^e - k_0}{k_{effz}^e}. \quad (7)$$

可以看到, 当且仅当 $l_1 = l_2$ 时, $L_y^o = L_z^o = L_y^e = L_z^e$, 进而使得 $\Phi_y^o = \Phi_z^o = \Phi_y^e = \Phi_z^e$ 。

此时, 入射 TEM₀₁^o 模、TEM₀₁^e 模、TEM₁₀^o 模和 TEM₁₀^e 模时总的 Gouy 相位分别为:

$$\Phi_{01}^o = \frac{1}{2}\Phi_z^o + \frac{3}{2}\Phi_y^o;$$

$$\Phi_{01}^e = \frac{1}{2}\Phi_z^e + \frac{3}{2}\Phi_y^e;$$

$$\Phi_{10}^o = \frac{3}{2}\Phi_z^o + \frac{1}{2}\Phi_y^o;$$

$$\Phi_{10}^e = \frac{3}{2}\Phi_z^e + \frac{1}{2}\Phi_y^e. \quad (8)$$

显然, $\Phi_{01}^o = \Phi_{01}^e = \Phi_{10}^o = \Phi_{10}^e$, 说明腔中放置两块长度完全相等的晶体时, 这四个模式可以在腔中同时共振。

2 实验及结果

实验装置如图3所示, 具有 540 ~ 1080 nm

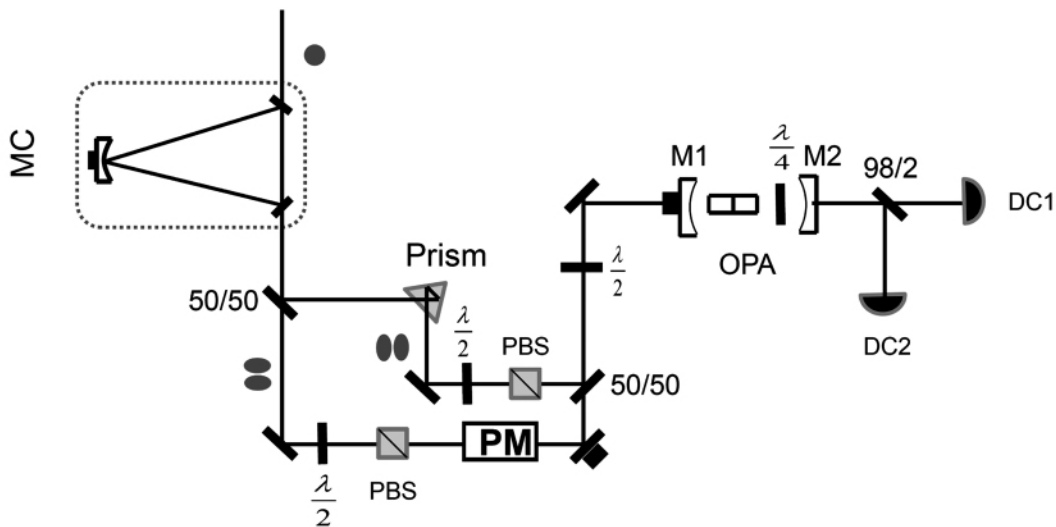


图3 II类 OPA 多横模同时输出的实验装置图
Fig.3 The experiment setup for the simultaneous output of transverse multimodes with a Type-II Optical Parametric Amplification

双波长输出的 YAP 全固态激光器用作相干光源,提供 TEM_{00} 模. 通过模清洁剂(MC)将激光器输出的 1080 nm 的 TEM_{00} 模转换为 TEM_{01} 模,然后用分束器分为两束,其中一束使用 prism 将 TEM_{01} 模转换为 TEM_{10} 模,另一光路中放置位相调制器和压电陶瓷,位相调制器用于锁腔,压电陶瓷用于控制泵浦光与注入光之间的相对相位. 两分支光路上放置半波片和偏振分光棱镜,用于调节各自光路中的光强,之后在 50/50 分束器上进行耦合,耦合光通过半波片,改变偏振态,注入光学参量放大器. 非简并光学参量放大器的两个球面镜具有相等的曲率半径 $R_m = 30$ mm,输入镜 M1 镀有红外高反膜 ($R = 99.8\% @ 1080$ nm),输出镜 M2 对红外有一定透射率 ($T = 6.38\% @ 1080$ nm). 实验中,为了减小由晶体表面反射引起的额外损耗,晶体两端均镀有 540 nm 和 1080 nm 的双减反膜. 两腔镜间距为 61.6 mm,为近共心腔. 从腔中透出的红外光,经过 98/2 分光镜,少部分透射光用光电二极管 PIN InGaAs(ETX-300)探测,用于锁腔;大部分反射光用于观测及后续实验需要.

当非简并光学参量放大器中放置一块晶体,注入光 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模均为 e 光或 o 光,通过高压放大器,在腔镜的压电陶瓷上加载三角波,改变腔长,观察透射峰. 如图 4 所示,与理论一致,在扫腔过程中,前者观测到单一的透射峰,说明 TEM_{01} 模的 e 光与 TEM_{10} 模的 e 光频率简并,即对应同一腔长,在腔中可以同时共振. 后者观测到两个透射峰,此时自由光谱区约为 5 GHz, TEM_{01} 模与 TEM_{10} 模之间相差约 9 MHz,说明 TEM_{01} 模的 o 光和 TEM_{10} 模的 o 光频率不简并,共振位置不同,不能实现同时共振.

在非简并光学参量放大器中如图 2 放置两块晶体和一个 $\frac{\lambda}{4}$ 波片,波片与 o 光和 e 光的夹角均为 45° . 由上面理论可知,当两个晶体长度完全一致时,四个模式同时在腔中共振. 但是,由于机械加工误差,这两块晶体长度会有微米量级的差异. 在实验中,可以采用两个控温,分别控制两块晶体的温度,通过调节两块晶体间的温度差

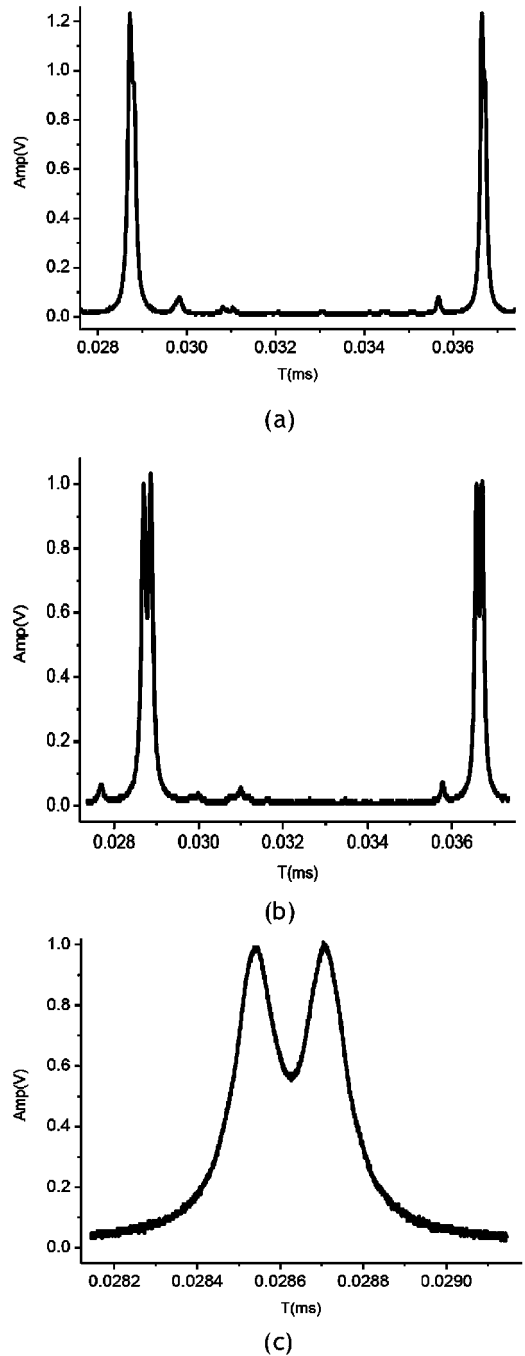


图 4 (a) NOPA 腔中 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模透射峰; (b) NOPA 腔中 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模透射峰; (c) 为图(b)透射峰的展开图

Fig. 4 Resonance peak for the different modes of NOPA (a) for the TEM_{01} and TEM_{10} modes (b) for the TEM_{01} and TEM_{10} modes (c) unfolding for (b)

异,补偿两晶体的长度差异,使分裂的透射峰重合. 旋转腔之前的半波片,使得注入光 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模都是 e 光或都是 o 光时,均可以看到

单一的共振峰。再次改变半波片,使得注入光为 TEM_{01} 的 o 光和 e 光以及 TEM_{10} 的 o 光和 e 光同时存在时,通过扫腔,改变晶体温度,观察这四个模式在腔中的共振情况,如图 5 所示,看到四个模式在腔中实现同时共振。

实现了 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模的共振后,加入波长为 540 nm,功率为 1.2 W 的泵浦光, TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模均看到 2-3 倍的增益。注入 TEM_{01} 模,采用平衡零拍方法测压缩,在干涉度大约为 96% 时,如图 6 所示,明亮 TEM_{01} 模和真空 TEM_{10} 模均测得大约 2 dB 的压缩。

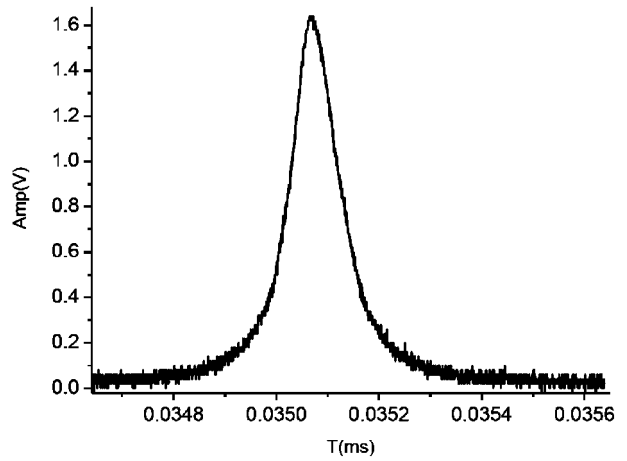


图 5 TEM_{01}^o 模、 TEM_{10}^o 模、 TEM_{01}^e 模和 TEM_{10}^e 模的共振峰

Fig. 5 Resonance peak for the different modes TEM_{01}^o 、 TEM_{10}^o 、 TEM_{01}^e and TEM_{10}^e modes at the same time

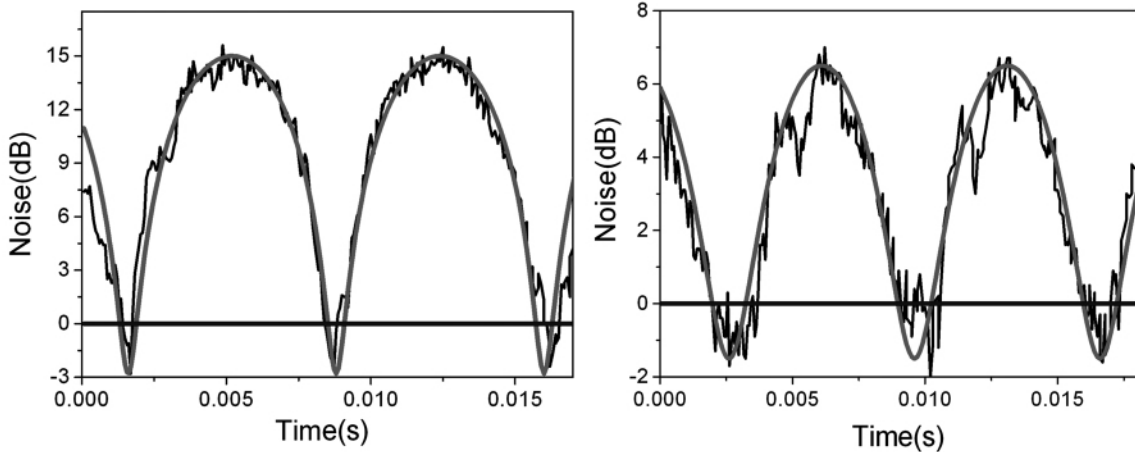


图 6 (a) TEM_{01} 模的压缩, (b) TEM_{10} 模的压缩

Fig. 6 (a) the measured squeezing of TEM_{01} modes (b) the measured squeezing of TEM_{10} modes

3 总结

本文理论分析了一阶厄米-高斯模 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模在光学参量放大器中的共振情况,并在实验中观测其相应现象。针对非线性 KTP 晶体各向异性引入像散效应,导致 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模不能在光学参量放大器中同时共振,设计了一个简单而且容易操作的方案。在非线性光学参量振荡腔中如图 2 放置两块非线性晶体

以及一个 $\frac{\lambda}{4}$ 波片,用以补偿晶体各向异性引入的像散效应,使用两个控温分别控制两个晶体温度,通过调节其相对温度,使 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模可以在 II 类光学参量放大器中同时共振, TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模都看到大约 2 dB 的压缩,为开展后续连续变量超纠缠态制备的实验提供了必备条件。

参考文献:

[1] HEIDMANN A, HOROWICZ R J, REYNAUD S, *et al.* Observation of Quantum Noise Reduction on Twin Laser Beams [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **59**(22): 2555-2557.
 [2] KASAI K, JIANGRUI G, FABRE C. Observation of Squeezing Using Cascaded Nonlinearity [J]. *Europhys Lett*,

- 1997, **40**(1): 25-30.
- [3] 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.
- [4] COELHO A S, BARBOSA F A S, CASSEMIRO K N, *et al.* Three-Color Entanglement [J]. *Science*, 2009, **326**(5954): 823-826.
- [5] SANG-KYUNG CHOI, MICHAEL VASILYEV, PREM KUMAR. Noiseless Optical Amplification of Images [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**(10): 1938-1941.
- [6] BOYER V, MARINO A M, LETT P D. Generation of Spatially Broadband Twin Beams for Quantum Imaging [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**(14): 143601.
- [7] MARTINELLI M, TREPS N, DUCCI S, *et al.* Experimental Study of the Spatial Distribution of Quantum Correlations in a Confocal Optical Parametric Oscillator [J]. *Phys Rev A*, 2003, **67**(2): 023808.
- [8] TREPS N, ANDERSEN U, BUCHLER B, *et al.* Surpassing the Standard Quantum Limit for Optical Imaging Using Nonclassical Multimode Light [J]. *Phys Rev Lett*, 2002, **88**(20): 203601.
- [9] LASSEN M, DELAUBERT V, JANOUSEK J, *et al.* Tools for Multimode Quantum Information: Modulation, Detection, and Spatial Quantum Correlations [J]. *Phys Rev Lett*, 2007, **98**(8): 083602.
- [10] KATHERINE WAGNER, JIRI JANOUSEK, VINCENT DELAUBERT, *et al.* Entangling the Spatial Properties of Laser Beams [J]. *Science*, 2008, **321**(5888): 541-543.
- [11] LASSEN M, LEUCHS G, ANDERSEN U L. Continuous Variable Entanglement and Squeezing of Orbital Angular Momentum States [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **102**(16): 163602.
- [12] JANOUSEK J, WAGNER K, MORIZUR J-F, *et al.* Optical Entanglement of Co-propagating Modes [J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**: 399-402.
- [13] COUTINHO DOS SANTOS B, DECHOUM K, KHOURY A Z. Continuous-Variable Hyperentanglement in a Parametric Oscillator with Orbital Angular Momentum [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**(23): 230503.
- [14] MARTINELLI M, HUGUENIN J. A. O, NUSSENZVEIG P, *et al.* Orbital Angular Momentum Exchange in an Optical Parametric Oscillator [J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**(1): 013812.

Transverse Multimodes Resonance in a Type-II Optical Parametric Amplification

CUI Shu-zhen, LIU Kui, GAO Jiang-ru

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

Abstract: We investigate theoretically and experimentally the oscillation of first-order Hermite-Gauss TEM_{01} and TEM_{10} modes in an optical parametric amplification. We present a symmetrical and complementary method to avoid the astigmatism caused by the crystal birefringence, so that TEM_{01} and TEM_{10} modes can be resonate simultaneously in the optical parametric amplifier, and experimentally demonstrate it, this result is useful for the generation of hyperentanglement.

Key words: Hermite-Gaussian mode; astigmatism; degeneracy; hyperentanglement; optical parametric amplification