

文章编号: 1007-6654(2005)03-0099-06 \*

## 利用 II 类相位匹配谐振倍频产生多种非经典光场

李莹, 罗玉, 潘庆

(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: 回顾了产生压缩光场和纠缠光场的实验的发展过程, 包括倍频过程产生压缩光的实验进展。设计了双共振半整块驻波倍频腔, 通过谐振倍频过程获得波长为 540nm 的绿光, 完成了同时产生多种压缩光场和纠缠光场的实验。

关键词: 量子光学; 非经典光场; 谐振倍频; 压缩光; 纠缠光

中图分类号: O431 文献标识码: A

### 0 引言

倍频过程和参量过程同样源于二阶极化, 互为逆过程, 始终同时存在, 两种过程常常共同作用, 使倍频过程表现出许多类似参量过程的物理现象。随着上世纪中叶量子力学和激光技术的发展, 人们开始从全新的角度研究这一对过程, 把它们变成了光学研究的得力工具。

光学参量下转换是目前获得压缩态光场和纠缠态光场的最重要手段之一。由于波长 540 nm 的绿光可以在  $\alpha$ -切割的 KTP 晶体内实现 II 类非临界相位匹配, 从而提高参量下转换效率, 它已经成为非简并光学参量放大器(NOPA)的重要抽运源, 用来产生双模压缩态和纠缠态光场。而现在的连续变量多组分纠缠、纠缠交换、量子网络等实验中, 需要较高的绿光功率来同时抽运多个光学参量振荡腔, 所以对光源的输出功率和稳定性提出了更高的要求。产生绿光主要通过倍频的方法, 包括内腔倍频和外腔谐振倍频。前者的结构简单, 但由于倍频晶体位于激光谐振腔内, 势必会对基频光产生干扰, 进而影响输出绿光质量, 后者则可以克服这些缺点, 激光谐振腔与倍频腔分离, 可以分别调整至最佳。

1992 年, Kimble 研究组用 YAG 激光器发出的 1080 nm 激光作为抽运源, 当腔前功率 700 mW 时输出绿光功率 560

mW, 倍频效率 85%<sup>[1]</sup>; 2004 年 K. Hayasaka 等以相同的腔形设计, 用 50 mW 的 1080 nm 激光二极管抽运得到了 22.8 mW 的 540 nm 绿光, 倍频效率 46%<sup>[2]</sup>。

几乎所有与光学测量及信息有关的光学实验都希望光源的噪声尽量低, 激光的出现为人们解决了这个问题, 远离阈值运转的激光在高于弛豫振荡的频率处近似为相干光, 但是相干光仍然存在光的量子特性决定的、无法用经典方法消除的量子噪声。这种噪声限制了光学探测灵敏度的提高, 用压缩光有望解决这些问题。

1985 年 Slusher 研究组通过四波混频过程获得噪声功率相对真空涨落降低 7% 的结果, 这是光场压缩态的首次实验实现<sup>[3]</sup>。1986 年美国 Kimble 研究组通过运转于阈值以下的光学参量振荡器, 产生了单模正交压缩真空态光场, 输出场噪声功率低于散粒噪声基准 63%<sup>[4]</sup>。

OPO 腔运转时需要一束高频光作为抽运光, 这一般通过把低频光倍频获得。倍频过程与下转换过程有相同的物理根源和相似的理论模型, 从理论上分析, 倍频过程也可以得到压缩光, 而且可以直接用低频光泵浦, 实验装置比 OPO 腔简单, 是一种很有前途的压缩光源。

1982 年 Mandel 首先理论预测了单次通过倍频晶体的基

\* 收稿日期: 2005-05-23

基金项目: 国家基础研究重点项目(No. 2001CB3099304); 国家自然科学基金(No. 60238010, No. 60378014); 山西省自然科学基金(No. 20041038)

作者简介: 李莹(1981-), 女, 山西夏县人, 山西大学光电研究所读硕士研究生。

频光噪声会有轻微的压缩<sup>[5]</sup>;1983年 Milburn 指出如果把非线性晶体放置在谐振腔内二阶非线性作用导致的压缩会有很大提高<sup>[6]</sup>;1988年 Kimble 研究组首次在实验上利用谐振倍频过程得到了压缩光,他们用了一个 I 类匹配的双共振的 MgO : LiNbO<sub>3</sub> 倍频腔,测得反射抽运光被压缩了 0.6 dB<sup>[7]</sup>。目前倍频产生的最大的压缩度来自 Mlynek 研究组,他们用了一个 I 类匹配的双共振的 MgO : LiNbO<sub>3</sub> 全整块倍频腔,先后获得了 3.2 dB 的基频压缩光<sup>[8]</sup>和 1.5 dB 的倍频压缩光<sup>[9]</sup>。

量子力学揭示了许多和我们熟知的宏观世界不同的微观世界的运行规律,其中之一就是量子纠缠——个体之间存在的经典理论无法解释的关联。今天,随着量子信息和量子计算的快速发展,纠缠光源已经成为该领域的重要物理基础,因此对纠缠源的研究和制备,在实验和应用方面都有着重要的意义。获得优质的纠缠源是进行量子密集编码,量子离物态及量子保密通讯等重要问题研究的必备条件。

现在已经实现的纠缠源中利用量子光学技术产生的纠缠源是最成功的<sup>[10]</sup>。1988年澳大利亚的 Raid 和 Drummond 提出了首个连续变量 EPR 纠缠的实验方案<sup>[11]</sup>;1992年美国的 Kimble 研究组通过非简并参量放大过程,首先获得了纠缠光束,纠缠的特征参数  $K$  (详见第 3 节)为  $0.70 \pm 0.01$ <sup>[12]</sup>;2000年山西大学光电所利用工作在参量反放大状态的非简并光学参量放大器得到了 4 dB 的双模明亮正交振幅压缩光,输出场的信号模和闲置模为正交振幅反关联,正交相位正关联的 EPR 光束,  $K = 0.63$ <sup>[13]</sup>;

2003年丹麦的 Andersen 理论计算得到 II 类匹配的倍频过程中,由于同时存在的参量过程的影响,腔内两个本征模之间存在正交振幅反关联、正交相位正关联的关系<sup>[14]</sup>;

我们根据最新的理论成果,结合已有的经验,设计了 YAP 激光器抽运的 II 类相位匹配 KTP 外部谐振倍频腔,在其上完成了谐振倍频绿光源实验、倍频产生压缩光和纠缠光的实验。

### 1 谐振倍频绿光源

图 1 是倍频腔的示意图,综合考虑了损耗和制造难度等要求,并结合以前的经验我们采用了双共振近共心半整块驻波腔。凹面镜  $M_1$  是基频光的输入镜,它对基频光和倍频光的功率反射率分别为  $r_1$  和  $r_{1SH}$ ,倍频晶体的一个表面作为倍频光的输出镜,它对基频光和倍频光的功率反射率分别为  $r_2$  和  $r_{2SH}$ 。

外腔谐振倍频的倍频效率和谐波功率可由 Kozlovsky<sup>[15]</sup>的理论求出。在腔内损耗很小、倍频晶体的单次穿过倍频效率较低的时,由倍频作用带来的基频光主动损耗可以看作晶体的一个额外的透射项。倍频效率与非线性转换系数成正

比,非线性转换系数表征了一系列‘可优化’的参数对倍频效率的影响<sup>[16]</sup>,再考虑到输入耦合镜最佳透射率的影响,倍频效率与腔内循环功率构成一个三次方程,通常的解法是针对不同的抽运功率求数值解。把不同的倍频腔腔形参数(腔形决定了晶体内光束的形状)和现有的输入镜透射率带入倍频效率表达式,在特定抽运功率下可以找到一组优化的参数使倍频效率达到最高。

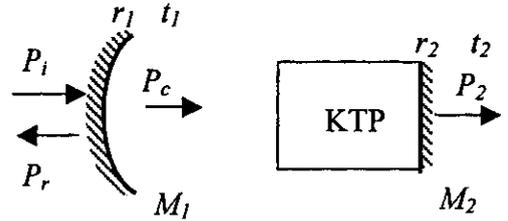
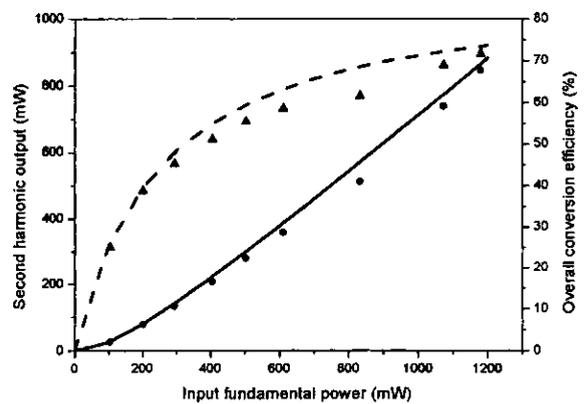


图 1 倍频腔经典理论模型

Fig. 1 Classical theoretical model of resonant cavity

优化后的倍频腔参数为:凹面镜曲率半径 50 mm,腔长 52 mm,腔内光束的腰斑在晶体的外侧端面上,晶体长 10 mm,凹面镜作为倍频腔的输入镜,  $r_1 = 5.7\%$ ,  $r_{1SH} = 100\%$ ,  $r_2 = 100\%$ ,  $r_{2SH} = 10\%$ 。KTP 晶体靠近腔内侧的表面 1080 nm、540 nm 双减反,以尽量降低内腔损耗。

图 2 是谐波功率、倍频效率与抽运功率的理论和实验关系,从图中可以看出,理论和实验结果符合较好。在 1.18 W 抽运功率下,得到最大绿光输出 849 mW,最终得到的倍频效率为 72%,考虑到输出镜对绿光 90%的透射率,实际倍频效



实线:谐波功率 虚线:倍频效率  
圆点:谐波功率实验值 三角:倍频效率实验值

图 2 谐波功率、倍频效率与抽运功率的理论和实验关系

solid line : theoretical prediction of harmonic output  
dashed line : theoretical prediction of doubling efficiency  
round dots : measured value of harmonic output  
rectangle dots : measured value of doubling efficiency

Fig. 2 Harmonic output power, doubling efficiency vs pump power

率为 80%。当抽运激光器和倍频腔都锁定后 输出绿光频率稳定性优于  $\pm 246 \text{ kHz}(1 \text{ min})$  和  $\pm 2.3 \text{ MHz}(30 \text{ min})$  , 短期功率稳定性优于  $\pm 0.65\%(3 \text{ min})$ 。

## 2 谐振倍频产生压缩光

晶体中的偏振方向如图 3, II 类相位匹配要求两束基频光的偏振方向相互垂直, 所以抽运光  $a_{in}$  的偏振方向与晶体主轴成  $45^\circ$  夹角, 也就是与 KTP 晶体正方形端面的角平分线平行(晶体正方形端面棱边分别平行于 b 轴和 c 轴),  $a_{in}$  在腔内激起两个基频本征模式  $a_1$  和  $a_2$ ,  $a_1$  的偏振方向与 b 轴平行,  $a_2$  的偏振方向与 c 轴平行。抽运反射光用  $a_{out}$  表示。两基频模式在非线性晶体中产生倍频光  $b$ , 因为使用双共振腔, 倍频光不在腔内振荡, 产生后立即从 M2 射出腔外, 腔外的倍频光用  $b_{out}$  表示。为了计算方便, 腔内基频光场还可以表示为一对耦合模: 与抽运光偏振方向垂直的模式  $a_s$  (暗模) 和与抽运光偏振方向平行的模式  $a_p$  (亮模)。耦合模在数学上可以看作把坐标轴旋转  $45^\circ$  后, 本征模在坐标轴上的合成。耦合模与本征模变换关系为:

$$a_p = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1 + a_2) \quad a_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1 - a_2) \quad (1)$$

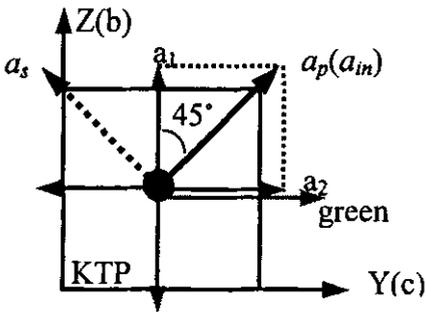


图 3 KTP 晶体 II 类非临界匹配时的光束偏振方向

Fig.3 Various polarization directions in type II phase-matched KTP

用半经典法求解这个 II 类匹配的谐振倍频腔模型<sup>[41]</sup>, 可以求得它的经典动态和噪声谱解。从经典动态解可知存在一个阈值, 当抽运功率低于阈值时, 暗模光强为零, 亮模光强随抽运增长较快; 当抽运功率高于阈值时, 暗模不再是“暗”的, 它的光强随抽运功率的增长而增长, 亮模光强随抽运增长较慢。实际上这里的阈值就是由暗模和倍频场组成的光参量振荡器的振荡阈值。当抽运光强度低于阈值时, 只存在真空注入的光参量放大过程, 能量由亮模场流向倍频场, 当抽运光强度高于阈值时, 出现光参量振荡过程, 能量由亮模场通过倍频场流向暗模场, 暗模偏振方向开始输出相干光。我们这里只研究阈值以下的情况。解得亮模正交振幅

和暗模正交相位起伏的方差分别为:

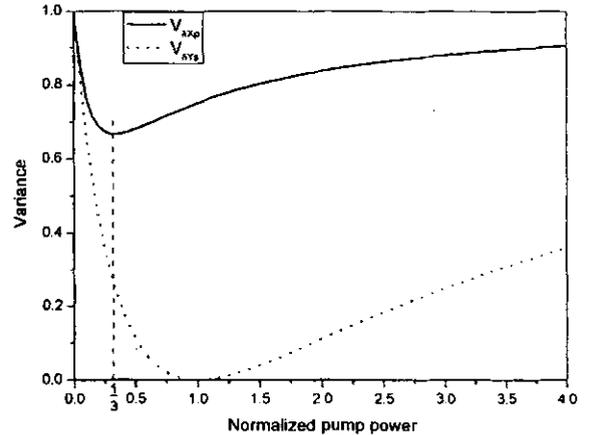
$$V_{\delta X_p} = 1 - \frac{4\mu\gamma_{pc}\alpha_p^2}{(\gamma_p + 3\mu\alpha_p^2)^2 + \omega^2} \quad (2)$$

$$V_{\delta Y_s} = 1 - \frac{4\mu\gamma_{sc}\alpha_p^2}{(\gamma_s + \mu\alpha_p^2)^2 + \omega^2} \quad (3)$$

其中  $\mu = \kappa^2/2\gamma_b$ ,  $\gamma_p = \gamma_l + \gamma_{pc}$ ,  $\gamma_s = \gamma_l + \gamma_{sc}$ ,  $\gamma_l$  是腔内的被动损耗, 与偏振无关,  $\gamma_{sc}$  和  $\gamma_{pc}$  是由于腔镜透射带来的损耗, 与偏振有关。从上两式看出亮模正交振幅与暗模正交相位噪声的方差可以小于 1, 即噪声被压缩。图 4 是内腔损耗  $\gamma_l$  为零的理想情况下, 零频处亮模正交振幅和暗模正交相位与抽运光强度的函数关系。亮模正交振幅最大压缩 1/3 暗模可以达到理想压缩。最大压缩不能同时获得, 暗模达到最大压缩的抽运功率也是 OPO 腔的振荡阈值功率, 亮模达到最大压缩的抽运功率是阈值的三分之一, 抽运功率以腔内 OPO 振荡阈值为单位归一化。

倍频输出场的起伏谱也可以用类似的方法求得:

$$V_{\delta X_{bout}} = 1 - \frac{8\gamma_{bc}\gamma_b\mu^2\alpha_p^4}{(3\mu\gamma_b\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma + \mu\alpha_p^2)^2} \quad (4)$$



实线: 亮模; 点线: 暗模;

长点线: 亮模最大压缩对应泵浦功率

图 4 基频输出光亮模正交振幅起伏方差  $V_{\delta X_p}$  和暗模正交相位起伏方差  $V_{\delta Y_s}$  与归一化泵浦功率  $\alpha_p^2$  的函数关系

dashed line: pump power at which bright mode reach maximal squeezing

Fig.4 Amplitude noise of bright mode  $V_{\delta X_p}$  (solid line) and phase noise of dark mode  $V_{\delta Y_s}$  (dotted line) vs normalized pump power  $\alpha_p^2$

从上式得出倍频场正交振幅起伏的方差最小为 1/9, 只能随抽运功率增加无限趋近, 不能到达。图 5 是内腔损耗  $\gamma_l$  为零的理想情况下, 零频处倍频场正交振幅起伏方差与抽运功率的函数关系, 压缩度随抽运功率的增加而增加, 抽运功

率以腔内 OPO 振荡阈值为单位归一化。

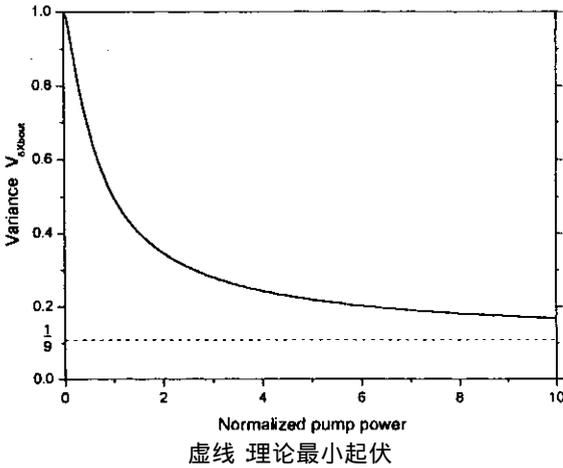


图 5 输出倍频光正交振幅起伏方差  $V_{\delta X_{out}}$  与归一化抽运功率  $\alpha_p^2$  的函数关系  
dashed line : minimal noise level  
Fig.5 Amplitude noise of harmonic output  $V_{\delta X_{out}}$  vs normalized pump power  $\alpha_p^2$

实验装置如图 6,基频光光源是自制的 Nd:YAP 单频激光器,输出光波长 1080 nm。输出光的频率锁定在控温参考腔 F-P1 的透射频率上起到稳频作用,参考腔同时还起到模清洁剂的作用。电光相位调制器 EOM 是锁腔系统的一部分。光隔离器 OIS 的主要作用是防止倍频腔的反射光进入探测器 D6 而影响模清洁器的锁定,同时 OIS 的偏振分束棱镜 PBS1 和半波片 HWP1 可以调节倍频腔的抽运功率。抽运光通过隔离器后偏振方向变成与竖直方向成 45° 夹角, HWP2 把偏振方向转成水平方向以通过 PBS3, HWP3 再把偏振方向旋回 45° 方向,校准 KTP 晶体方位,使晶体正方形端面的角平分线方向也为 45°,以满足 II 类相位匹配对偏振方向的要求。从倍频腔反射的暗模  $a_s$  经 HWP3 后偏振方向与入射抽运光方向垂直,被偏振分束棱镜 PBS3 反射,进入平衡零拍探测装置 BHD。亮模  $a_p$  经 HWP3 后沿 PBS3 透射方向偏振,后经 HWP2 和光学隔离器 OIS 从 PBS1 射出,进入自零拍探测装置

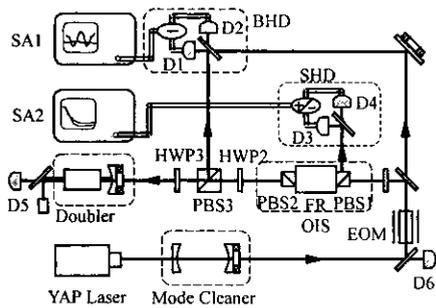
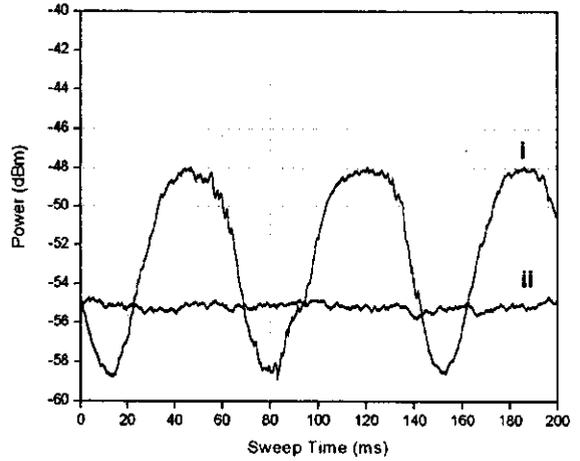


图 6 谐振倍频产生压缩光的实验装置  
Fig.6 Experimental setup for generating squeezed light with resonant doubling

SHD。

图 7 和图 8 分别为 8 mW 抽运时暗模和亮模噪声功率谱测量结果,暗模压缩  $(3.2 \pm 0.1)$  dB,亮模压缩  $(1.3 \pm 0.2)$  dB。如果单独为暗模压缩优化抽运功率,当抽运功率为 19 mW 时,暗模压缩达到最大值  $(5.0 \pm 0.2)$  dB。倍频光的噪声可以简单地通过自零拍探测装置探测(图 6 中没有绘出),当抽运功率为 50 mW 时,得到 8 mW 的绿光输出,输出光正交振幅噪声低于散粒噪声极限  $(3.1 \pm 0.2)$  dB。

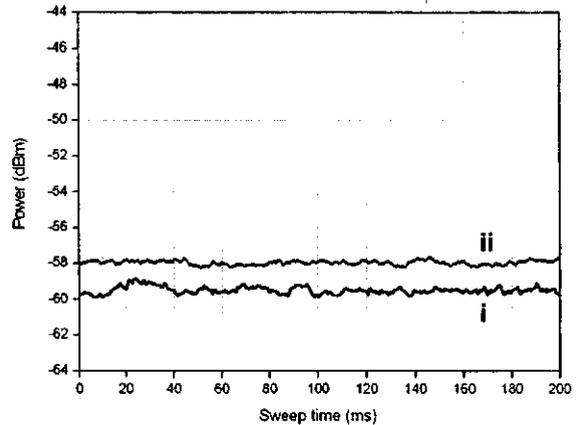


(i)信号 (ii)散粒噪声基准

图 7 暗模噪声功率谱(3 MHz 处)

(i) signal (ii) SNL

Fig.7 Noise spectrum of dark mode (at 3 MHz)



(i)信号 (ii)散粒噪声基准

图 8 亮模噪声功率谱(3 MHz 处)

(i) signal (ii) SNL

Fig.8 Noise spectrum of bright mode (at 3 MHz)

### 3 谐振倍频产生纠缠光

谐振倍频过程中,腔内两个基频光子通过倍频过程转换为一个倍频光子,同时倍频光子也可以通过参量下转换过程反过来产生两个基频光子。参量下转换过程中基频光子成对产生,具有量子纠缠特性,这就是通过倍频产生纠缠光的简单物理机制。

设  $X_{(2)}$  和  $Y_{(2)}$  分别为本征模  $a_1$  和  $a_2$  的正交振幅与正交相位分量, 当

$$\langle (\delta X_1 + \delta X_2)^2 \rangle > 1, \quad \langle (\delta Y_1 - \delta Y_2)^2 \rangle > 1 \quad (5)$$

时,  $a_1$  和  $a_2$  光学模具有正交振幅反关联与正交相位正关联特性, 满足纠缠态光场的不可分判据, 为一对量子纠缠态光场。这里我们已经将量子噪声归一化到纠缠光束的散粒噪声极限。为了定量描述  $a_1$  和  $a_2$  的纠缠度, 引入判断纠缠的特征值  $K^{[17]}$ :

$$K = \langle (\delta X_1 \pm \delta X_2)^2 \rangle \langle (\delta Y_1 \mp \delta Y_2)^2 \rangle \quad (6)$$

$K$  小于 1 时,  $a_1$  和  $a_2$  具有量子纠缠,  $K$  愈小纠缠度愈高,  $K$  等于或大于 1 时不存在量子关联, 正负号根据具体的关联类型取值。文献 [14] 对处于阈值以下 II 类相位匹配倍频过程进行了详细的理论计算, 获得理想情况下归一化泵浦功率与纠缠特征参数  $K$  的函数关系, 在没有内腔损耗、探测频率为零的理想情况下, 泵浦功率从零增加到阈值, 腔内两个本征模  $a_1$  和  $a_2$  之间都存在纠缠 ( $K < 1$ ), 它们起伏方差的乘积随抽运功率的增加而减小, 在阈值处减小到零, 也就是得到了理想的纠缠。

在理论计算中, 一般采用环形倍频腔模型, 产生的纠缠光束对从倍频腔射出后, 可以用一个偏振分束棱镜分开, 但是我们在实验中采用半整块单端驻波腔作为倍频腔, 反射抽运光与入射抽运光重合, 两个纠缠模  $a_1$  和  $a_2$  无法直接从光路中分离出来, 为此我们首先利用耦合模  $a_p$  和  $a_s$  的偏振特性, 采用偏振分束棱镜和光路中必不可少的光学隔离器提取出它们, 之后再在 50/50 分束器上以  $\pi$  相位差干涉来恢复本征纠缠模。

压缩光产生部分与第 2 节产生红外压缩光的实验装置完全相同, 如图 9 不同的是暗模和亮模从反射抽运光中分离出来后不直接进零拍探测装置。亮模和暗模在 50/50 分束器 BS1 上干涉, 得到两束光强相等的纠缠光束, 纠缠光束入射至由 50/50 分束器 BS2 和探测器 D1、D2 以及射频分束器构成的 Bell 态直接探测系统 BD, D1 和 D2 的输出交流信号的差即纠缠光  $a_1$  和  $a_2$  的正交相位差的起伏方差, 而输出交流信号的和即纠缠光的正交振幅和的起伏方差<sup>[18]</sup>。射频分束器的输出用频谱分析仪记录。纠缠光束对在分束器 BS2 上干涉的相位差为  $\pi/2$ 。

#### 参考文献:

- [1] OU Z Y, PEREIRA S F, POLZIK E S, *et al.* 85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54  $\mu\text{m}$  [J]. *Opt Lett*, 1992, **17**(9): 640-642.
- [2] HAYASAKA K, ZHANG Yun, KASAI K. Generation of 22.8 mW single-frequency green light by frequency doubling of a 50-mW diode laser [J]. *Opt Expr*, 2004, **12**(15): 3567-3572.
- [3] SLUSHER R E, HOLLBERG L W, YURKE B, *et al.* Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical

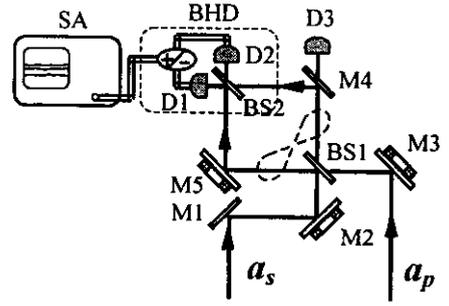


图 9 纠缠光恢复与测量的实验装置

Fig.9 Restoration and measurement of entangled light

在 19 mW 抽运功率下, 测得分束器 BS1 后的两束光正交振幅和噪声低于散粒噪声基准  $0.2 \pm 0.1$  dB, 同时正交相位差噪声低于散粒噪声基准  $1 \pm 0.2$  dB, 这表明我们得到了纠缠光束对。关联不平衡是由于倍频过程产生的亮模振幅压缩度最高理论值为 1.8 dB, 而暗模相位压缩理想情况下可达到 100%。实验中所测定的亮模正交振幅压缩度也远低于暗模正交相位压缩度, 从而导致正交振幅关联低于正交相位关联。

#### 4 总结

本文简要回顾了产生压缩光场和纠缠光场实验研究的发展过程, 根据最近的理论研究成果, 对 II 类相位匹配倍频过程产生非经典光场作了实验研究。首先设计了半整块驻波倍频腔, 采用 II 类非临界匹配的 KTP 作为倍频晶体, 在其上完成了外腔谐振倍频实验, 得到了最高 849 mW 的 540 nm 绿光输出, 倍频效率达 80%。然后在倍频腔反射基频抽运光中同时获得了  $(3.2 \pm 0.1)$  dB 的压缩真空和  $(1.3 \pm 0.2)$  dB 的明亮正交振幅压缩光。最后将亮模和暗模在分束器上干涉恢复出倍频腔内的一对纠缠的本征模, 它们的正交相位正关联, 关联度  $(1 \pm 0.2)$  dB, 正交振幅反关联, 关联度  $(0.2 \pm 0.1)$  dB。由于原理问题, 纠缠光束对正交振幅和正交相位的关联度不同, 限制了它的应用。通过更深入的原理研究和改进光路设计、实验技术等措施, II 类匹配谐振倍频腔有望发展成为能同时产生多波长、多种非经典光场的新型光源。

- Cavity [ J ]. *Phys Rev Lett* , 1985 , **55** ( 22 ) : 2409-2412.
- [ 4 ] WU Linan , KIMBLE H J , HALL J L , *et al.* Generation of squeezed states by parametric down conversion [ J ]. *Phys Rev Lett* , 1986 , **57** ( 20 ) : 2520-2523.
- [ 5 ] MANDEL L. Squeezing and photon antibunching in harmonic generation [ J ]. *Opt Commun* , 1982 , **42** ( 6 ) : 437-439.
- [ 6 ] MILBURN G J , WALLS D F. Squeezed states and intensity fluctuations in degenerated parametric oscillation [ J ]. *Phys Rev A* , 1983 , **27** ( 1 ) : 392-394.
- [ 7 ] PEREIRA S F , XIAO M , KIMBLE H J , *et al.* Generation of squeezed light by intracavity frequency doubling [ J ]. *Phys Rev A* , 1988 , **38** ( 9 ) : 4931-4934.
- [ 8 ] KÜRZ P , PASCHOTTA R , FIEDLER K , *et al.* Bright squeezed light by second-harmonic generation in a monolithic resonator [ J ]. *Euro phys Lett* , 1993 , **24** ( 6 ) : 449-454.
- [ 9 ] PASCHOTTA R , COLLETT M , KÜRZ P. Bright squeezed light from a single resonant frequency doubler [ J ]. *Phys Rev Lett* , 1994 , **72** ( 24 ) : 3807-3810.
- [ 10 ] BOUWMEESTER D , EKERT A , ZEILINGER A. *et al.* [ M ]. The Physics of Quantum Information , 2000.
- [ 11 ] REID M D , DRUMMOND P D. Quantum correlations of phase in nondegenerate parametric oscillation [ J ]. *Phys Rev Lett* , 1988 , **60** ( 26 ) : 2731-2733.
- [ 12 ] OU Z Y , PEREIRA S F , KIMBLE H J , *et al.* Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox for Continuous Variable [ J ]. *Phys Rev Lett* , 1992 , **68** ( 25 ) : 3663-3666.
- [ 13 ] LI Xiao-ying , PAN Qing , JING Jie-tai , *et al.* Quantum Dense Coding Exploiting a Bright Einstein-Podolsky-Rosen Beam [ J ]. *Phys Rev Lett* , 2002 , **88** : 047904.
- [ 14 ] ANDERSEN U L , BUCHHAVE P. Squeezing and entanglement in doubly resonant , type II , second-harmonic generation [ J ]. *J Opt Soc Am B* , 2003 , **20** ( 9 ) : 1947-1958.
- [ 15 ] KOZLOVSKY W J , NABORS C D , BYER R L , *et al.* Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped cw Nd :YAG laser using monolithic MgO :LiNbO<sub>3</sub> external resonant cavities [ J ]. *IEEE J Quant Elec* , 1988 , **24** ( 6 ) : 913-919.
- [ 16 ] BOYD G D , KLEINMAN D A. Parametric interaction of focused gaussian light beams [ J ]. *J Appl Phys* , 1968 , **39** ( 8 ) : 3597-3639.
- [ 17 ] DUAN Lu-ming , GIEDKE G , CIRAC J I , *et al.* Entanglement Purification of Gaussian Continuous Variable Quantum States [ J ]. *Phys Rev Lett* , 1992 , **84** ( 17 ) : 4002-4005.
- [ 18 ] ZHANG Jing , PENG Kun-chi. Quantum teleportation and dense coding by means of bright amplitude-squeezed light and direct measurement of a Bell state [ J ]. *Phys Rev A* , 2000 , **62** ( 6 ) : 064302.

## Generation of Multiple Non-classical Light with Type II

### Phase-matched Frequency Doubling

LI Ying , LUO Yu , PAN Qing

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

**Abstract** : Progress of experimental generation of squeezed light and entangled light , especially via doubling process , is represented. A double resonant , semi-monolithic , standing wave cavity is designed to serve as the doubling cavity. 540 nm green light is obtained through resonant doubling. The following experiment is finished in this device : generating multiple squeezed light simultaneously and generating entangled light.

**Key words** : quantum optics ; non-classical light ; resonant doubling ; squeezed light ; entangled light