

# 三共振准相位匹配光学参量振荡器反射抽运场的正交位相压缩\*

李永民 樊巧云 张宽收 谢常德 彭 堃

(山西大学光电研究所, 山西大学量子光学教育部重点实验室, 太原 030006)

(2001 年 1 月 14 日收到)

利用全固化单频 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器抽运由 periodically poled lithium niobate(PPLN)准相位匹配晶体组成的光学参量振荡器, 通过调节晶体的温度, 在信号模与闲置模近简并的情况下, 完成了抽运场与两个亚谐波模在腔内同时共振, 实现了光学参量振荡器的极低阈值运转(阈值为 1.2mW); 当抽运功率为阈值抽运功率的 2.8 倍时, 观察到反射抽运光的正交位相压缩, 压缩度达 1.1dB. 数值计算与实验结果一致.

关键词: 准相位匹配光学参量振荡器, 正交位相压缩, 级联非线性过程

PACC: 4250

## 1 引 言

在双模或三模共振谐振倍频和光学参量振荡过程中由于级联非线性相互作用, 抽运场与信号场相互转化, 在一定条件下会出现类三阶效应, 可以使从腔反射出来的抽运场产生压缩<sup>[1]</sup>. 美国 Kimble 小组已于 1988 年从实验上证实了谐振倍频过程中抽运场的压缩<sup>[2]</sup>. 法国 Fabre 小组于 1997 年通过光学参量下转换过程实现了反射抽运场的正交位相压缩<sup>[3]</sup>. 上述实验都是通过传统双折射技术实现位相匹配, 近年来, 出现了一种新的准相位匹配晶体材料, 应用准相位匹配技术, 不仅可以利用非线性晶体最大的有效非线性系数进行频率变换, 而且光束在晶体的整个长度内都可进行有效的参量相互作用, 同时还大大扩展了频率变换的范围<sup>[4]</sup>. 利用准相位匹配晶体构建的连续光学参量振荡器可进一步提高频率转换效率, 扩大频率调谐的范围, 显著降低抽运阈值. 因此, 如何利用准相位匹配光学参量振荡器实现低抽运阈值可调谐的压缩态光场倍受人们关注. 我们小组最近利用周期极化铌酸锂三共振光学参量振荡器(PPLNOPO)在极低抽运阈值下实现了抽运场的正交位相压缩.

## 2 数值计算

对于三共振近简并光学参量振荡腔, 其反射抽运场的归一化噪声功率谱为<sup>[5]</sup>

正交振幅噪声谱:

$$V_{\text{out}}^X = E_1^2 + 4\gamma'\gamma'' + \frac{(\sigma - 1)C_0 C_1 + 8\gamma_s^2 \gamma'(\sigma - 1)}{4\gamma_s^2(\sigma - 1)^2 + \omega^2}, \quad (1)$$

正交位相噪声谱:

$$V_{\text{out}}^Y = E_1^2 + 2E_2 + \frac{\sigma C_0(C_1 + 1/2)}{4\gamma_s^2 \sigma^2 + \omega^2}, \quad (2)$$

式中

$$\begin{aligned} E_1 &= 2\gamma' - \sqrt{R}, & E_2 &= 2\gamma'\gamma'', \\ C_0 &= 16\gamma'\gamma_s^2(\sigma - 1), & C_1 &= 2\gamma' - \gamma'' - E_1, \\ C_2 &= \gamma'(\sigma - 1) - \sigma E_1 + \gamma''(\sigma - 1) - 2E_2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $R$  为光学参量振荡腔输入耦合镜的功率反射率,  $\sigma$  为抽运场的振幅与阈值振幅之比,  $\gamma'$  为抽运场的输出耦合,  $\gamma'' = 1 - \gamma'$ ,  $\gamma_s$  是信号场的损耗因子,  $\omega$  是分析频率. 我们可以看出正交振幅噪声谱总是大于 1, 所以不存在正交振幅压缩; 对于正交位相噪声谱, 在理想情况下(抽运光的损耗为零), 当抽运功率等于阈值功率的 4 倍时, 可以在零频处得到 3 dB 的最大位相压缩. 图 1 中实线为用实际实验系统参量

\* 国家自然科学基金(批准号 69938010), 山西省留学回国人员基金、山西省自然科学基金资助的课题.

所计算的反射场正交位相噪声功率随抽运功率变化的函数曲线,实方块为实验测定值,在实验精度内两者符合很好.

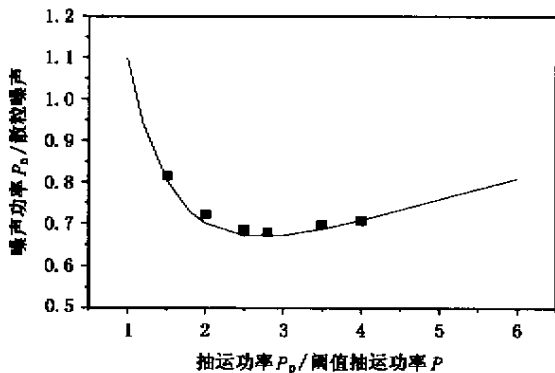


图 1

### 3 实验系统与实验结果

实验装置如图 2 示.

我们采用自制的全固化单频 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器作为抽运源,输出波长为 1.06 μm,单频输出功率为 500 mW. 由于用激光二极管作为抽运源的全固化激光器的输出光束并非理想的高斯模式,在实验中将会影响抽运激光与 optical parameter oscillator(OPO)的模匹配<sup>[6]</sup>,而且激光在低频段存在大的弛豫振荡

噪声,在非经典光场产生实验中将会导致光场压缩度减小. 为此,我们设计了一个三镜环形窄带 F-P 腔,作为模清洁剂以改善激光的光束质量<sup>[7]</sup>,得到近理想的高斯光束,并且大大改善了输出光场的低频噪声特性. 经过模清洁剂后激光噪声在 7 MHz 处达到散粒噪声极限(未经模清洁剂时,在 30 MHz 处才达到散粒噪声极限).

OPO 腔为由两个曲率半径均为 30 mm 的曲面镜构成的线性驻波腔. 输入耦合镜对抽运光(1.06 μm)的反射率为 86%,对下转换信号与闲置光(2—2.2 μm)的反射率均为 99.8%,输出耦合镜对抽运光的反射率为 99.8%,对下转换光的反射率为 99.2%. 为了得到比较小的腰斑,提高转换效率,降低阈值抽运功率,OPO 腔型采用近共心结构,有效腔长为 55 mm. 理论计算给出,在此腔型结构中抽运光和信号光的腰斑分别为 50,70 μm. 所用的 PPLN 晶体尺寸为 0.5 mm × 10 mm × 20 mm,PPLN 晶体采用 I 类相位匹配(e-e+e),共有 15 个光学通道,极化周期分别为从 28.2 到 31 μm. 晶体两端镀有对 1.06,2.1 μm 减反膜,剩余反射率均小于 0.6%. 在实验中实测的 OPO 对抽运光的内腔损耗为 3.5%,对信号光的内腔损耗为 2.4%. 由于三共振 OPO 对于外界的扰动非常敏感,所以我们将整个腔固定在一块殷钢板上,并用有机玻璃罩密封起来,以隔绝外界的扰动,使得 OPO 可以稳定运转.

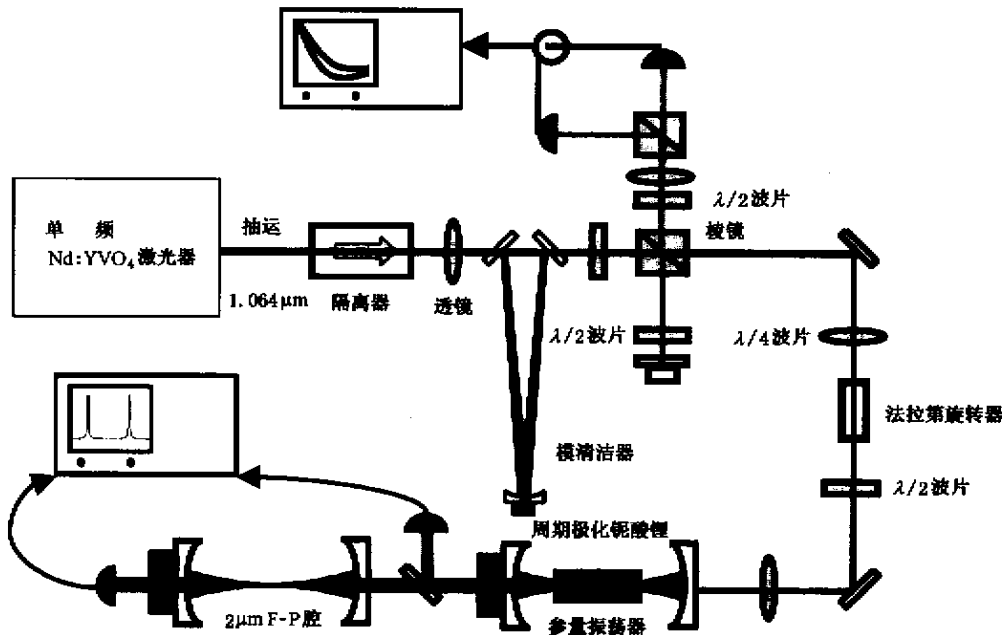


图 2 PPLNOPO 的实验装置图

我们在实验中采用极化周期为  $31 \mu\text{m}$  的通道, 将晶体置于晶体控温炉中, 自制的控温仪精度为  $0.01^\circ\text{C}$ , 可以精确控制晶体的温度使之达到最佳相位匹配. 当晶体加热至  $176^\circ\text{C}$  (近简并温度点) 时, 产生近简并的参量下转换光 ( $2.1 \mu\text{m}$ ), 由于 OPO 在阈值以上振荡, 很难控制频率绝对简并, 但可以通过控温达到近简并, 实测抽运阈值功率为  $1.2\text{mW}$ . 利用锁相技术, 从输出的信号光获得误差信号, 经高压放大器放大后驱动 OPO 腔的压电陶瓷, 将 OPO 的共振频率锁定到下转换的透射峰上, 同时, 调节晶体温度使抽运光的失谐为零, 实现三模共振. 当抽运功率为阈值功率的 4 倍时, 得到  $0.9 \text{mW}$  下转换光输出.

实验中采用平衡零拍系统探测反射抽运光的正交位相压缩. 当激光经过模清洁剂后, 偏振为 S 偏振, 旋转其后  $\lambda/2$  波片使得一定功率的激光透过棱镜进入 OPO 腔, 被棱镜反射的激光经过  $\lambda/4$  被平面镜反射后再次透过棱镜作为本底光进入平衡零拍探测系统 (P 偏振). 棱镜后面的法拉第旋转器使从 OPO 反射回来的抽运光 (信号光) 再次到达棱镜时变为 S 偏振, 从而被棱镜反射, 分离出原光路进入平衡零拍探测系统. 平衡零拍探测系统由  $\lambda/2$  波片, 棱镜, 探测器和减法器构成.  $\lambda/2$  波片和棱镜对偏振正交的信号光和本底光构成 50/50 的分束器, 同时使它们被棱镜反射和透射后具有相同的偏振, 从而保证了信号光和本底光的干涉. 下面对探测过程做简单分析:  $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$  分别代表信号光与本底光, 它们的偏振相互垂直. 当  $\lambda/2$  波片的光轴与信号光的偏振成  $22.5^\circ$  时, 它们被分成  $\hat{c}$ ,  $\hat{d}$ :

$$\hat{c} = \hat{a} + i\hat{b}, \hat{d} = i\hat{a} + \hat{b}. \quad (4)$$

两探测器探测到的信号为

$$\begin{aligned} \hat{c}^+ \hat{c} &= 1/2[\hat{a}^+ \hat{a} + \hat{b}^+ \hat{b} + i(\hat{a}^+ \hat{b} - \hat{b}^+ \hat{a})], \\ \hat{d}^+ \hat{d} &= 1/2[\hat{a}^+ \hat{a} + \hat{b}^+ \hat{b} - i(\hat{a}^+ \hat{b} - \hat{b}^+ \hat{a})]. \end{aligned} \quad (5)$$

经减法器相减以后得到

$$\hat{n} = \hat{c}^+ \hat{c} - \hat{d}^+ \hat{d} = i(\hat{a}^+ \hat{b} - \hat{b}^+ \hat{a}). \quad (6)$$

谱仪探测的是  $\hat{n}$  的起伏方差:

$$\begin{aligned} \Delta \hat{n}^2 &= 4I_L \Delta X_L^2(\phi + \pi/2) \\ &\quad + 4I_s \Delta X_L^2, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\Delta X_L^2(\phi + \pi/2)$  为信号光的正交分量起伏,  $\phi$  为本底光相对于信号光的相位;  $\Delta X_L^2$  为本底光的

正交分量起伏, 本底光为相干光, 其值恒为  $1/4 \cdot I_L$ ,  $I_s$  分别为本底光和信号光的光强. 由于我们要测量的信号光起伏是 (7) 式等号右端第一项, 要求从  $\Delta \hat{n}^2$  中减去  $I_s \Delta X_L^2$ , 而  $I_s \Delta X_L^2$  可以通过挡住本底光探测信号光而得到, 散粒噪声基准可以通过挡住信号光探测本底光得到. 图 3 是我们在频率  $7 \text{MHz}$  处的测量结果 (扫描时间为  $50 \text{ms}$ ), 我们可以看到, 当本底光的位相被扫描时, 反射抽运光的噪声周期性的变化, 最高处为被放大的正交振幅噪声, 最低处为被压缩了的正交位相噪声, 最大压缩较散粒噪声基准降低了  $1.1 \text{dB}$ . 考虑到总的探测效率 (探测器的探测效率, 光路的损耗, 本底光和信号光的干涉效率), 实际压缩达  $1.6 \text{dB}$ . 由第二部分的理论分析可知: 在理想情况下 (抽运光的损耗为零) 当抽运功率等于 4 倍阈值功率时, 压缩最大, 但在实验中我们发现, 当抽运功率等于 2.8 倍阈值功率时, 压缩最大, 这是由于在实际情况下, 抽运光总是具有一定的内腔损耗所引起的. 把实验参量  $R = 0.86$ ,  $\gamma' = 0.82$ ,  $\gamma_s = 3.8 \times 10^7$ ,  $\omega = 2\pi \times 7 \times 10^6$  代入 (2) 式, 以  $\sigma^2$  为变量进行数值计算, 结果如图 1 所示.

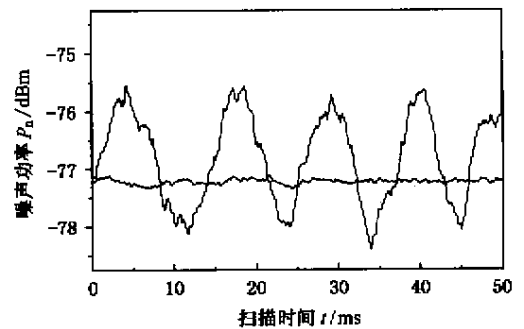


图 3

## 4 结 论

我们在利用模清洁剂改善全固化单频  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  激光器输出激光强度噪声的基础上, 利用该激光抽运由 PPLN 准相位匹配晶体组成的三共振近简并光学参量振荡器, 使阈值抽运功率降至  $1.2 \text{mW}$ ; 当抽运功率为阈值抽运功率 2.8 倍时, 观察到反射抽运光的正交位相压缩, 实测压缩度为  $1.1 \text{dB}$ . 压缩度不高的主要原因内腔损耗比较大.

- [ 1 ] C. Fabre , E. Giacobin , L. Lugiato *et al.* , *Quantum Opt.* , **2** ( 1990 ) , 159 .
- [ 2 ] S. F. Pereira , M. Xiao , H. J. Kimble *et al.* , *Phys. Rev.* , **A38** ( 1988 ) , R4931 .
- [ 3 ] K. Kasai , J. R. Gao , C. Fabre , *Europhys. Lett.* , **40** ( 1997 ) , R25 .
- [ 4 ] L. E. Myers , R. C. Eckardt , M. M. Fejer , R. L. Byer , *J. Opt. Soc. Am.* , **B12** ( 1995 ) , 2102 .
- [ 5 ] J. R. Gao , C. D. Xie , K. C. Peng , *Acta Opt. Sin.* , **19** ( 1999 ) , 1447 [ in Chinese ] 郜江瑞、谢常德、彭堃墀 , *光学学报* , **19** ( 1999 ) , 1447 .
- [ 6 ] B. Willke , N. Uehara , E. K. Gustafson , R. L. Byer , *Opt. Lett.* , **23** ( 1998 ) , R1704 .
- [ 7 ] Y. L. Chen *et al.* , *Chin. Laser* , **A28** ( 2001 ) , 197 ( in Chinese ) [ 陈艳丽等 , *中国激光* , **A28** ( 2001 ) , 197 ] .

## QUADRATURE PHASE-SQUEEZING OF PUMP FIELD REFLECTED FROM TRIPLY RESONANT QUASI-PHASE-MATCHED OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR\*

LI YONG-MIN FAN QIAO-YUN ZHANG KUAN-SHOU XIE CHANG-DE PENG KUN-CHI

( *Institute of Opto-Electronic Research of Shanxi University , Key Laboratory of Quantum Optics of the Ministry of Education , Taiyuan 030006 , China* )

( Received 14 January 2001 )

### ABSTRACT

A quasi-phase-matched optical parametric oscillator ( QPM OPO ) consisting of a periodically poled  $\text{LiNbO}_3$  ( PPLN ) crystal is pumped by an all-solid-state single frequency Nd : YVO<sub>4</sub> laser. The triple resonance of the pump mode and two subharmonic modes with near-degenerate frequencies are experimentally demonstrated by means of precision temperature control of the crystal. The threshold pump power is only 1.2 mW. The quadrature phase noise squeezing of the pump field reflected from the OPO up to 1.1 dB is observed at the pump power of 2.8 times of the oscillation threshold. The numerically calculated result is in good agreement with the experimentally measured data.

**Keywords** : quasi-phase-matched optical parametric oscillator ( QPM OPO ) , quadrature phase squeezing , cascading nonlinear process

**PACC** : 4250

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 69938010 ) , by the Shanxi Provincial Foundation for Returned Overseas Chinese Scholars and by the Natural Science Foundation of Shanxi Province , China .