

1.06 μm 和 0.53 μm 反射膜, 反射率分别为, $R_{1.06 \mu\text{m}} = 97\%$, $R_{0.53 \mu\text{m}} = 92\%$, 光学参变振荡腔长约 31 mm 腔内晶体上的腰斑尺寸对抽运光和下转换光分别为 40 μm 和 60 μm 。凹面镜固定在压电陶瓷上以调节腔长, 整个光学参变振荡腔固定在一体的殷钢支架上确保系统的稳定。这种半整块腔设计既有良好的稳定性, 又具有一定的灵活性, 有利于观察光学参变振荡腔的温度效应。同时, 这种腔型结构保证了较小的内腔损耗和尽量短的腔长, 提高了内腔功率密度, 可以有效地降低腔阈值。实测光学参变振荡腔的红外光精细度为 187, 绿光精细度为 48。可推算出该腔对红外和绿光额外损耗分别为 0.37%、2.5%, 对绿光的损耗中除了散射引起的损耗外(约 0.4%), 主要包含了绿光的热吸收损耗(约 2.1%)。光学参变振荡腔的阈值约 3.7 mW, 将光学参变振荡腔前的抽运功率调至 18 mW, 输出红外光约 6.6 mW。光学参变振荡腔的透射光通过绿光增透、红外光高反的双色镜 DM 后分别进入探测器 D_1 、 D_2 , 通过给光学参变振荡腔凹面镜上的压电陶瓷加一个衡定的三角波扫描电压, 改变光学参变振荡腔长, 由探测器 D_1 的输出可以在示波器上看到抽运场在谐振腔长附近的脉冲输出。通过内腔非线性参变下转换, 在阈值以上获得了信号场与闲置场的脉冲输出(由探测器 D_2 探测)。

3 实验结果

图 2 是在频率为 110 Hz 的三角波扫描下(相当于扫描速度 $v = \frac{\text{半波长}}{\text{一个自由光谱区对应的扫描时间}} = 260 \mu\text{m/s}$) 探测器 D_1 、 D_2 获得的脉冲透射峰, 曲线 a 为扫描腔长时抽运光的功率透射曲线, 曲线 b 为信号光和闲置光的功率透射曲线。可以看到, 由于下转换光的波长为抽运光波长的两倍, 因此扫描腔长时随着腔长的改变, 在红外光的一个自由光谱区中出现抽运光的两个自由光谱区。而对于这样的扫描频率, 在扫描电压的上升沿和下降沿, 抽运光和下转换光的输出脉冲没有区别。缓慢降低扫描频率到 10 Hz (相当于扫描速度 $25 \mu\text{m/s}$), 发现输出脉冲在扫描电压的上升沿和下降沿开始有明显的区别, 如图 3 所示, 从图 3 可以看到, 在 10 Hz 扫描电压下, 尽管扫描电压的上升沿和下降沿的扫描速度是一样的, 但由于扫描电压导致的腔长变化方向不同(上升相当于腔长缩短, 下降相当于腔长伸长), 下转换光

脉冲输出功率呈现出明显的差异, 在上升沿脉冲输出峰值远高于下降沿的输出峰值。图 4 为通过调整压电陶瓷上的直流偏压和 KTP 晶体温度, 在自锁定状态下光学参变振荡腔下转换光的功率透射曲线, 光学参变振荡腔可运行在一个稳定的输出模, 持续 15 min 以上而不失锁。

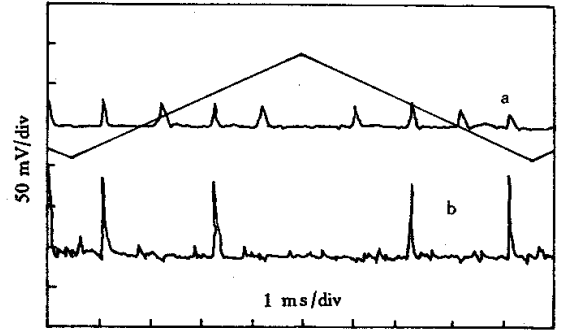


Fig. 2 The output peaks of observed by detector D_1 , D_2 as the OPO cavity was scanned with 110 Hz tri-angle wave voltage (scan speed $260 \mu\text{m/s}$)

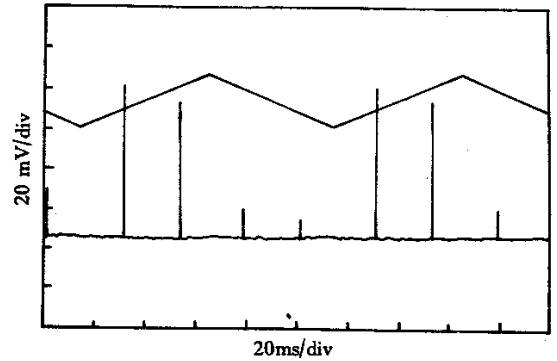


Fig. 3 The output peaks of downconversion light as the OPO cavity was scanned with 10 Hz tri-angle wave voltage (scan speed $25 \mu\text{m/s}$)

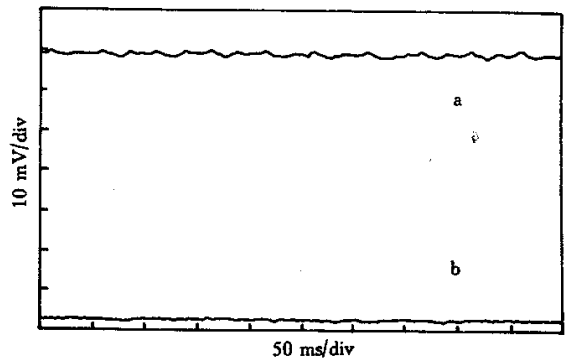


Fig. 4 The output power of downconversion light as the OPO cavity was self-frequency locking

4 分析与讨论

光学参变振荡内腔场动力学行为的理论与实验

研究表明,腔场的演化由以下三个时间常量决定^[7]: 1) 腔在扫描状态下达到谐振时腔内下转换场的 Q 值的变化率(即腔精细度的变化率,对于我们采用的三模共振光学参变振荡腔,可以认为它为常数); 2) 参变过程中场的建立时间,它由内腔损耗、注入抽运场强度、抽运场和下转换场失谐量随时间的变化(三模共振光学参变振荡腔下转换场失谐量为零)及腔内非线性耦合强度决定,由文献[8]可知,它通常在毫秒的量级; 3) 共振时晶体吸收模体积内热量热传导的时间常数。整个光学参变振荡系统的行为由这三个量的相对值决定。快速扫描时,下转换场从自发参变荧光到振荡场的建立时间比扫描时间长,腔场没有足够的时间建立起平衡稳态,腔场将不可能达到器件应达到的最高峰值输出,此时温度效应也可忽略(如图2)。对于慢扫描,腔模共振时间加长,晶体吸收模体积内热量,同时由于KTP晶体的热导率很低,为 $2.1 \times 10^{-2} \text{ W}(\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$, 仔细计算后发现在腔共振时间内,因热传导散失的能量仅约为总吸收能量的4%,因此热传导的时间常数对光学参变振荡内腔场动力学行为的演化可以忽略。但由于热效应引起的腔长改变将不可忽视:KTP晶体折射率随温度的升高而增加,当腔长向着共振方向扫描时,晶体折射率增加相当于使腔长变长。当向着腔伸长的方向扫描时,由于晶体热效应,等价于在相等的时间内扫过较长的光程,即扫描速度加快(相当于图3三角波的下降沿)。同样,扫描方向是使腔长缩短时,导致扫描速度变慢(相当于图3三角波的上升沿)。逐步降低扫描速度,在扫描速度变慢的方向上,如果下转换场从自发参变荧光到振荡场的建立时间比扫描时间短,腔场有足够的时间建立起平衡稳态,从而有可能达到其最大峰值输出。当扫描速度再减慢时,峰值功率不再增加,这一扫描速度可称之为慢扫描的临界值,在这一扫描速度下的腔共振时间可以看作是下转换场从自发参变荧光到振荡场的建立时间,而在晶体热效应导致扫描速度变快的方向上,腔场没有足够的时间建立起平衡稳态,将不可能达到其峰值输出(相当于图3三角波的下降沿方向)。由以上的实验结果及实验分析可以明显地看出热效应在谐振状态下对光学参变振荡腔动力学行为的影响。在达到三模共振状态时,由于热效应使腔长伸长,导致腔失谐,内腔功率下降,晶体温度降低,折射率减小,腔长缩短,从而再次恢复共振,使系统保持在一个自锁的运行状态。但如果其它扰动使腔长严重变化,只靠热自锁将不可能保持稳定,

因而该方法只适用于系统本身稳定性较好的装置,如我们采用的小功率全固化抽运源及半整块光学参变振荡腔结构。

5 下转换场的建立时间测定

在实验中,扫描速度为 $25 \mu\text{m/s}$,腔的精细度为187,扫过共振峰半极大全宽的时间为 0.12 ms 。为了分析晶体的热效应,假设近似圆柱形模体积内的晶体被加热,同时,由于KTP晶体的热导率小,热传导散失的能量很小,可以认为在扫描时间内吸收的能量被全部用于加热晶体。在我们的装置中,抽运光腰斑约 $40 \mu\text{m}$,晶体长度为 7 mm ,相当于约 0.035 mm^3 的模体积,KTP晶体密度为 3 g/cm^3 ,这意味着 $105 \mu\text{g}$ 的晶体需要被加热,KTP晶体的质量热容为 $0.6717 \text{ J}(\text{g} \cdot \text{K})$ 则使模体积内KTP晶体温度升高 $1 \text{ }^\circ\text{C}$,需吸收能量 $72 \mu\text{J}$,在抽运功率为 18.7 mW 时,有约 6.6 mW 的下转换光,抽运效率约为90%。由腔精细度计算得到内腔功率密度的2.1%被晶体吸收(抽运绿光的热效应远大于下转换场,故忽略下转换场的影响),在 $25 \mu\text{m/s}$ 扫描速度下,在共振峰半极大全宽内,可使晶体温度升高 $0.027 \text{ }^\circ\text{C}$,假设晶体折射率系数随温度的变化为 1.3×10^{-5} ,相当于晶体长度变化了 0.2 nm ,扫描速度变化了 $13 \mu\text{m/s}$,因而由于热效应导致扫描速度在锯齿波的上升沿和下降沿分别为 $38 \mu\text{m/s}$ 和 $12 \mu\text{m/s}$,对应的共振区的扫描时间为 0.19 ms 和 0.06 ms 。这一结果直接导致在锯齿波的上升沿和下降沿下转换光脉冲峰值的明显不同(如图3所示)。由此结果可以推断,下转换场从自发参变荧光到振荡场的建立时间约为 0.19 ms ,这与文献[8]的结论相符。因此可以通过测量光学参变振荡腔在扫描状态下的物理参数来估算下转换场从自发参变荧光到振荡场的建立时间。

结论 通过在三模共振光学参变振荡腔上加不同的扫描速度的三角波扫描电压,观察了光学参变振荡腔在共振峰处的脉冲输出,在扫描频率为 10 Hz (相当于扫描速度 $25 \mu\text{m/s}$)时,下转换光和抽运光的脉冲输出在扫描电压的上升沿和下降沿开始有明显的区别,通过对三模共振光学参变振荡腔的动力学演化行为的分析,对这一现象进行了解释,并由此实验结果计算了下转换场的建立时间。同时实现了光学参变振荡腔频率的热自锁定,在没有采取任何主动

稳频措施的条件下,通过控制抽运强度和晶体温度,可使光学参变振荡腔运行在一个稳定的输出模持续 15 min 以上而不失锁。

参 考 文 献

- [1] Wang Hai , Zhang Yun , Pan Qing *et al.* . Experimental realization of a quantum measurement for intensity difference fluctuation using beam splitter. *Phys. Rev. Lett.* , 1999 , **82** (7) : 1414 ~ 1416
- [2] Heidmann A , Horowicz R J , Reynaud S *et al.* . Observation of quantum noise reduction on twin laser beams. *Phys. Rev. Lett.* , 1987 , **59** (22) : 2555 ~ 2557
- [3] Peng Kunchi , Pan Qing , Wang Hai *et al.* . Generation of two-mode quadrature-phase squeezing and intensity difference squeezing from a CW-NOPO. *Appl. Phys. (B)* , 1998 , **66** (6) : 755 ~ 757
- [4] Snyder J J , Giacobin E , Fabre C. Sub shot noise measurement using the beat note between quantum correlated photo beams. *J. Opt. Soc. Am. (B)* , 1990 , **7** (10) : 2132 ~ 2136
- [5] Altahtamouni R , Bencheikh K , Storz R. Long-term stable operation and absolute frequency stabilization of a doubly resonant parametric oscillator. *Appl. Phys. (B)* , 1998 , **66** (6) : 733 ~ 739
- [6] Paschotta R , Collett M L , Kurz P *et al.* . Bright squeezed light from a singly resonant frequency doubler. *Phys. Rev. Lett.* , 1994 , **72** (22) : 3807 ~ 3809
- [7] Hansen P L , Buchhave P. Thermal self-frequency locking of a doubly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.* , 1997 , **22** (14) : 1074 ~ 1076
- [8] Gibson G M , Morrison G R , Hansen P L. Dynamic behaviour of a doubly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Commun.* , 1997 , **22** (14) : 423 ~ 428
- [9] Richey C , Petsas K I , Giacobino E *et al.* . Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. (B)* , 1995 , **12** (3) : 456 ~ 461
- [10] 郭蕊香,马红亮,张云等.小型全固化非经典光场产生系统的实验研究. *光学学报* , 2001 , **21** (7) : 812 ~ 814

Thermal Effects and Thermal Self-Frequency Locking in Three Mode Resonance Optical Parametric Oscillator

Guo Ruixiang Xie Changde Peng Kunchi

(*Institute of Opto-Electronics , Shanxi University ; Key laboratory for Quantum Optics , Ministry of Education , Taiyuan 030006*)

(Received 9 January 2001 ; revised 11 April 2001)

Abstract : By scanning the cavity length of optical parametric oscillator (OPO) with tri-angle wave voltage of different scan rate applied on PZT , the thermal effect of nonlinear crystal in OPO was observed. The experimental results show that the thermal effect seriously affects the peak power of output pulses at the resonance points , therefore it can be used to demonstrate the thermal self-frequency locking of the OPO. The physical mechanism of the observed phenomena is reasonably analysed.

Key words : three mode resonance ; optical parametric oscillator ; thermal self-frequency locking