

三共振参量振荡腔中高增益的获得^{*}

张天才 李廷鱼 潘 庆 张 云 谢常德 彭 堃

(山西大学光电研究所, 太原 030006)

(1996 年 12 月 9 日收到)

研究了光学参量振荡中的参量增益. 对环形腔和驻波腔作了讨论. 通过单块 KTP 晶体, 利用 Nd:YAP 倍频稳频激光器产生的 $0.54\ \mu\text{m}$ 的激光作为抽运源, 并注入 $1.08\ \mu\text{m}$ 的两个偏振光作为信号和闲置模, 利用温度调谐和插入光楔的方法, 在环形和驻波腔中实现了三波之间的强耦合作用. 获得了高达 110 倍的参量增益, 并测量了增益与抽运功率的关系. 实验结果与理论分析基本一致.

PACC: 4265; 4255

1 引 言

光学参量振荡是研究非线性光学、量子光学、光学混沌等的一种重要手段. 特别是产生非经典光场的重要工具^[1]. Schiller 小组通过参量过程已获得了 75% 的压缩真空态^[2], 而采用非简并参量过程获得量子关联的孪生光束^[3]以及双模压缩真空^[4], 对于研究量子非破坏测量^[5]、低于标准量子极限的测量^[6]等具有重要意义. 我们曾采用内腔双 KTP 晶体, 通过补偿晶体内的离散效应, 在驻波腔中实现了三模共振, 并观察到一定的增益^[7]. 然而, 由于离散效应的影响, 采用 Nd:YAG 激光器的 $0.53\ \mu\text{m}$ 的倍频光作为抽运源, 必须使用两块 KTP 晶体才能实现三模共振, 这样就大大增加了内腔损耗, 导致参量增益无法提高^[7].

环形腔和驻波腔各有特点. 采用环形腔可以克服驻波腔存在反馈的缺点, 由于可采用多个镜面, 结构变化多样, 能使输入输出信号很容易分开, 为设计和在腔内插入光学元件提供了方便. 1993 年我们在理论上提出了一种采用环形腔在不加入模变换器实现量子非破坏测量的方案^[8], 该方案如果用驻波腔就难以实现. 同年 Kimble 小组采用类似方案实现了量子非破坏测量^[9]. 驻波腔由于只有两个镜面, 易于设计微小腔体, 同时可以有效地减小由于镜面散射等造成的损耗. 这两种光学参量振荡腔(OPO 腔)目前在许多方面都有着广泛应用. 通过对比研究其参量增益, 寻找何种情况下采用何种腔型, 对研究 OPO 腔参量作用及其相关过程具有重要意义. 本文报道采用 Nd:YAP 激光器输出为 $0.54\ \mu\text{m}$ 的倍频光作为抽运源^[10], 通过环形与驻波腔实现三模耦合的实验. 波长为 $0.54\ \mu\text{m}$ 的激光能够在 KTP 晶体中实现 II 类非临界相位匹配, 从而只需单块晶体即可实现共线传输, 大

^{*} 国家青年自然科学基金资助的课题.

大降低了内腔损耗^[10].在三模共振下,我们观察到了高达 110 倍的参量增益.实验结果与理论分析基本一致.

2 理论分析

正如文献[11]所讨论的,非简并参量过程是一个复杂的过程.一般情况下,三模相互作用由下面的方程决定:

$$\tau_0 d\alpha_0/dt = -(\gamma_0 + \gamma'_0 + i\sigma_0)\alpha_0 - k\alpha_1\alpha_2 + t_0\alpha_0^{\text{in}}, \quad (1)$$

$$\tau_1 d\alpha_1/dt = -(\gamma_1 + \gamma'_1 + i\sigma_1)\alpha_1 + k\alpha_2^*\alpha_0 + t_1\alpha_1^{\text{in}}, \quad (2)$$

$$\tau_2 d\alpha_2/dt = -(\gamma_2 + \gamma'_2 + i\sigma_2)\alpha_2 + k\alpha_1^*\alpha_0 + t_2\alpha_2^{\text{in}}, \quad (3)$$

其中 α_i , α_i^{in} ($i=0,1,2$) 分别是内腔场和外部输入场(其中 α_0 为抽运场, α_1 和 α_2 分别为信号场和闲置场). τ_i ($i=0,1,2$) 是第 i 模在腔中一周的时间; σ_i 是腔的失谐量(即一次来回的相位移动 $\omega_i\tau_i$ 与 $2\pi n$ 的差的最小值). γ_i 和 γ'_i 分别是耦合镜和腔内其他损耗带来腔的损耗系数; t_i 为耦合镜的透射系数.文献[11]讨论了一般情况下内腔场的密度及经典增益.在假定信号场与闲置场完全对称的情况下,该过程与简并参量过程一致.文献[12]得到了参量增益与腔阈值的近似关系.为了进一步分析腔中额外损耗对系统的影响,需要对系统作进一步分析.假定腔的失谐量 σ_i 为 0,内腔场由下面的方程决定^[13]

$$\alpha_1^3 + (B - A)\alpha_1 - C = 0, \quad (4)$$

其中

$$A = 2\varepsilon_0/k,$$

$$B = 2(\gamma_0 + \gamma'_0)(\gamma_1 + \gamma'_1)/k^2,$$

$$C = 2(\gamma_0 + \gamma'_0)\varepsilon_1/k^2,$$

α_1 是内腔信号场(闲置场)的振幅.系数 A , B , C 由损耗、耦合系数等决定. $\varepsilon_0 = t_0\alpha_0^{\text{in}}$, $\varepsilon_1 = t_1\alpha_1^{\text{in}}$.腔的阈值为

$$|\varepsilon_0^{\text{th}}| = (\gamma_0 + \gamma'_0)(\gamma_1 + \gamma'_1)/k. \quad (5)$$

在 $\varepsilon_0 < |\varepsilon_0^{\text{th}}|$ 时,系统的稳态值只有一个:

$$\alpha_1 = \sqrt[3]{C/2 + \sqrt{\delta}} + \sqrt[3]{C/2 - \sqrt{\delta}}, \quad (6)$$

其中

$$\delta = C^2/4 + (B - A)^3/27. \quad (7)$$

相应的参量增益为

$$\begin{aligned} \frac{I_1^{\text{out}}}{I_1^{\text{in}}} &= \left| \frac{\alpha_1}{\alpha_1(k=0)} \right|^2 \\ &= \frac{\alpha_1^2}{\varepsilon_1^2/(\gamma_1 + \gamma'_1)^2} = \frac{(\gamma_1 + \gamma'_1)^2}{t_1^2\alpha_1^{\text{in}2}}\alpha_1^2, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 α_1 由(6),(7)式决定.我们以环形腔实验参数为例作数值计算.实验所用的腔镜对抽运光($0.54\mu\text{m}$)的透射率为 12%,对信号光($1.08\mu\text{m}$)的透射率为 3%.故 $\gamma_0 = 0.06$, $\gamma_1 =$

0.015. 晶体及光楔的吸收和散射损耗为 3% 左右. 假定对抽运光和信号光相同. 图 1 所示为参量增益与 P/P_{th} 的关系, 其中 P 为抽运功率, P_{th} 为阈值功率. 由图 1 可见, 参量增益随抽运强度的增加而增加.

环形腔与驻波腔的区别在于, 光在环形腔中运行一周穿过晶体及光楔一次, 而驻波腔在来回一周的过程中穿过晶体及光楔两次. 假定腔额外损耗主要来自晶体和光楔的吸收和散射, 并假定两种腔的其他参数相同, 则环形腔的耦合系数为驻波腔的 1/2, 同时腔额外损耗也为驻波腔的 1/2. 这就决定了对不同的额外损耗, 应当选用不同的腔. 图 2 是在一定抽运功率及腔镜透射率下, 两种腔形的参量增益随腔内额外损耗的变化情况. 显然, 在腔额外损耗高于 2.06% 时, 环形腔的参量增益比驻波腔要差一些; 而在腔额外损耗低于 2.06% 时, 环形腔的参量增益比驻波腔要高得多. 对于一定的腔透射率, 总是存在这样一个临界的内腔额外损耗. 当腔的额外损耗较大时, 选用驻波腔好一些, 反之, 选用环形腔比较合适.

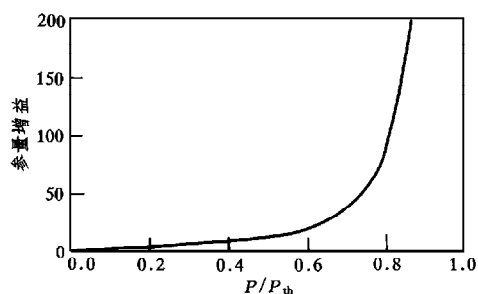


图 1 参量增益与 P/P_{th} 的关系 参数如下: $\gamma_1 = 0.015$, $\gamma_2 = 0.06$, $\gamma'_1 = \gamma'_2 = 0.015$, $k = 0.005$, $\alpha_1^n = 0.00001$

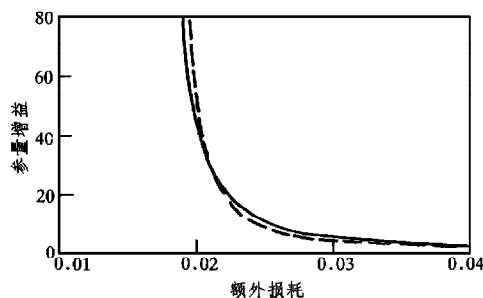


图 2 参量增益与腔的额外损耗的关系 环形腔的参数如下: $\gamma_1 = 0.015$, $\gamma_2 = 0.06$, $\gamma'_1 = \gamma'_2$, $k = 0.005$, $\alpha_1^n = 0.00001$, $P = 2.0$. 实线为驻波腔, 虚线为环形腔

3 实验装置

图 3 是环形腔实验装置. 倍频稳频 Nd:YAP 激光器产生 $1.08 \mu\text{m}$ 的基频红外光和 $0.54 \mu\text{m}$ 的倍频绿光^[10]. $0.54 \mu\text{m}$ 的倍频光输出可达 800 mW, 而基频光输出在 1W 左右, 功率波动小于 $\pm 2.5\%$, 频率稳定性优于 1.9 MHz ^[10]. 通过光路中的光学元器件, 包括波片、棱镜、透镜等, 到达 OPO 环形腔前的功率在 400 mW 左右.

核心部分是由 M4, M5, M6, M7 组成环形光学参量振荡腔, 其中 M4, M5 为两块平面镜. M4 作为输入耦合镜, 其反射率对 $0.54 \mu\text{m}$ 的倍频光为 88%, 对 $1.08 \mu\text{m}$ 的基频光为 99.9%; M5 对 $0.54 \mu\text{m}$ 和 $1.08 \mu\text{m}$ 均为全反射. M6 和 M7 都是曲率半径为 102 mm 的凹面镜, 其中 M6 对 $0.54 \mu\text{m}$ 和 $1.08 \mu\text{m}$ 双全反, M7 对 $0.54 \mu\text{m}$ 全反, 对 $1.08 \mu\text{m}$ 的透射率为 3%.

W 为腔内插入的光楔, 对 $0.54 \mu\text{m}$ 的倍频光和 $1.08 \mu\text{m}$ 的基频光双色双面增透, 厚

度约为 11 mm , KTP 晶体的尺寸为 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 10\text{ mm}$, 同样是双色双面增透. 整个环形腔腔长为 427 mm , 计算表明当 $M6$, $M7$ 之间的距离为 110 mm 时, 抽运光的腰斑为 $40\text{ }\mu\text{m}$, 其共焦长度正好适合晶体长度.

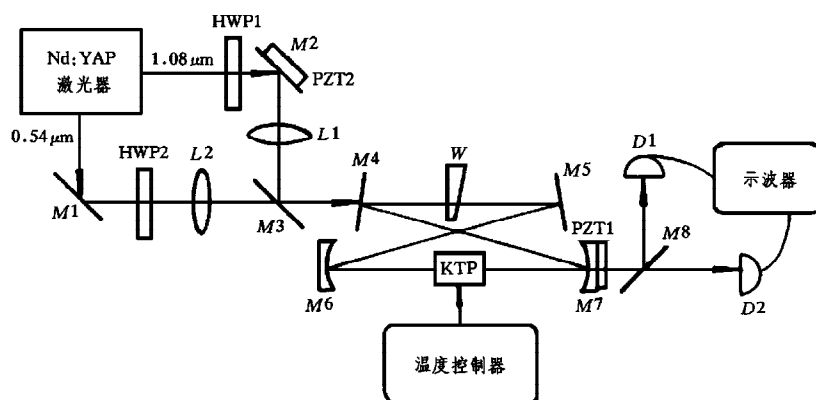


图3 环形腔光学参量振荡装置图 M为反射镜, L为透镜, W为光楔, KTP为KTP晶体, HWP为二分之一波片, PZT为压电陶瓷, D为探测器

图4是驻波腔的核心部分OPO腔. 除该OPO腔外, 其余部分与环形腔类似. 所采用的OPO腔由一块KTP晶体和一面输出镜组成. 晶体的一面对抽运光透射率为 15% , 对信号光全反, 作为输入耦合镜; 输出镜对抽运光全反, 对信号光的透射率为 3% .

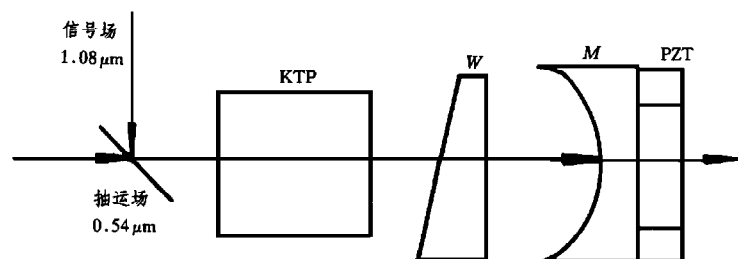


图4 驻波光学参量振荡腔示意图 KTP为KTP晶体, W为光楔, M为输出镜, PZT为压电陶瓷

4 实验过程与讨论

实验首先是选择合适的透镜, 对绿光($0.54\text{ }\mu\text{m}$)和红外($1.08\text{ }\mu\text{m}$)进行腔模匹配, $L1$ 和 $L2$ 都是作为模匹配的透镜. 完成模匹配以后, 在腔内的腰斑处放入KTP晶体, 并加入光楔W. $M8$ 是一个对红外增透对绿光全反射的平面镜, 通过探测器 $D1$, $D2$ 可在腔扫描时分别监视绿光和红外的输出. 通过旋转腔前的红外和绿光的二分之一波片HWP1和HWP2, 可以观察到通过晶体中e, o两个红外偏振模以及绿光的e偏振模. 图5是一般情况下观察到的模式. 其中上面一条曲线中两个相近的峰为红外的两个偏振模, 而下面一条

曲线的峰为抽运绿光的 e 偏振模. 此时红外与绿光的精细常数分别为 90 和 40. 图 6 是通过温度控制在 $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ 左右, 使红外的两个偏振模重合, 并且没有外部 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 抽运情况下看到的情形. 此时 OPO 腔压电陶瓷的扫描频率为 50 Hz (PZT1), 而红外场的扫描频率为 5 Hz (PZT2). 我们看到重合以后的红外信号强度为 10 mV , 不随外部红外扫描变化. 此时放开 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 的抽运场, 调节光楔, 以补偿红外与绿光之间的光程, 从而使红外的两个模与绿光同时共振. 图 7 是腔前抽运功率为 230 mW , 红外为 0.5 mW 时所看到的结果. 图

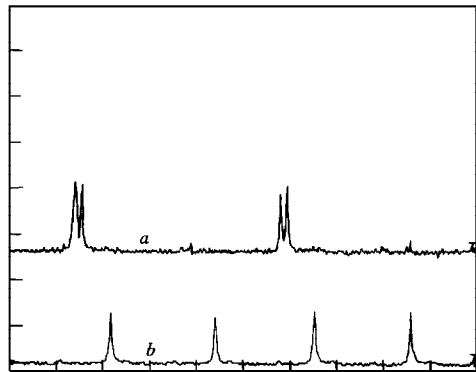


图 5 环形参量振荡腔中的三个模 曲线 *a* 的两个峰为信号模和闲置模, 纵轴 5.00 mV/格 , 横轴 2 ms/格 ; 曲线 *b* 的峰为抽运场, 纵轴 2.00 V/格 , 横轴 2 ms/格

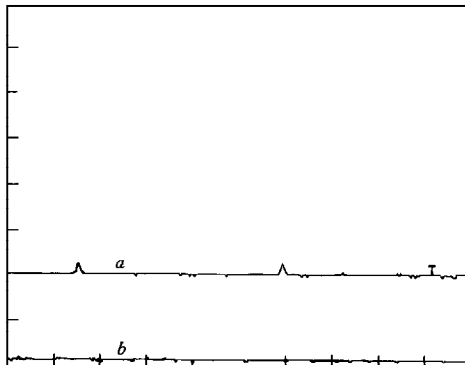


图 6 在没有抽运场的情况下, 信号模和闲置模在环形腔内达到共振 曲线 *a* 为信号模与闲置模, 纵轴 50 mV/格 , 横轴 2 ms/格 ; 曲线 *b* 为抽运场, 纵轴 1.00 V/格 , 横轴 2 ms/格

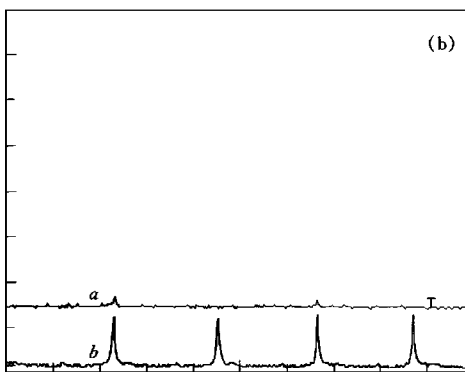
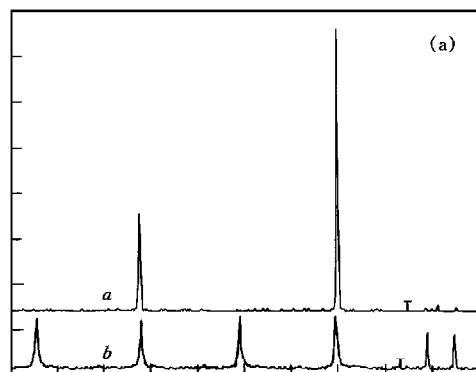


图 7 三模在腔内同时共振 此时信号场和闲置场被相位扫描, 红外输出随着相位扫描而变化 (曲线 *a*, 纵轴 50 mV/格 , 横轴 2 ms/格); 抽运场的抽运功率为 230 mW (曲线 *b*, 纵轴 2.00 V/格 , 横轴 2 ms/格). (a) 为红外输出达到最高峰 310 mV ; (b) 为红外输出达到最低值 8 mV

6、图 7 反映了此时输出红外随外部红外相位扫描 (PZT2) 的变化. 图 7(a) 中, 红外最高峰达到 310 mV , 而图 7(b) 中输出红外到达最低, 大约只有 8 mV . 因此, 此时的增益约为 30 倍.

在不同的抽运功率下,我们分别对两种腔型测量了参量增益的大小.图 8 是所得到的实验结果,圆圈和方块分别对应环形腔和驻波腔.我们发现参量增益随着抽运功率的增加而增加,在约 0.7 倍阈值功率时达到 100 左右.就目前的实验情况看,在同样抽运功率下,采用驻波腔比采用环形腔参量增益要高.这主要是环形腔内腔损耗太大的缘故.实测阈值抽运功率对环形腔和驻波腔分别为 410 和 130 mW.图 8 中实线为理论拟合曲线.在较高抽运功率时实验与理论偏离较大,这有几方面的原因.首先,为获得较小的内腔腰斑,实验采用了近共心腔,其腰斑对腔长的变化很敏感,在实验过程中很难确切控制;其二,三模在腔内原则上应重合,但在每次具体模匹配中都不会完全相同;最后,系统的损耗还与光楔的质量、温度控制的好坏等诸多因素有关.这些因素造成系统的额外损耗及耦合发生变化.理论计算表明参量增益在大大低于阈值功率时变化不显著,而在接近阈值时变化明显(图 1),这导致在较高抽运功率时实验与理论偏离较大.

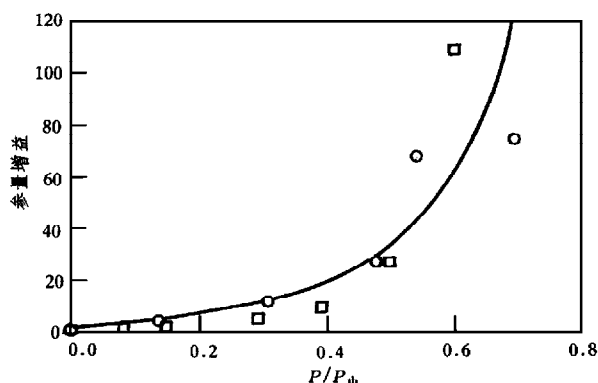


图 8 参量增益与抽运功率的关系 信号输入为 0.5 mW; $\circ$ 为环形腔实验结果, $\square$ 为驻波腔实验结果, — 为理论曲线

本实验中,虽然尽量减小腔内损耗,但光楔和晶体的加入仍不可避免地带来了较大的损耗.实测绿光的精细常数基本上由腔镜的反射率决定, $F_{0.54} \approx 40$ (由腔反射决定的 $F_{0.54} = 42$);而红外的实测精细常数为 $F_{1.08} \approx 78$,比由腔镜反射系数决定的精细常数 $F_{1.08} = 200$ 要低得多.内腔额外损耗在 5% 左右.从而环形腔的阈值较驻波腔高出许多.对于大于阈值的情况,理论上参量增益将会下降.这主要是由于内腔产生的强烈的红外光有部分会变成绿光,从而削减了参量增益.高于阈值时红外起振,情况变得更加复杂.目前我们正在探索高于阈值时控制 OPO 腔模的方法,以求从实验上深入研究 OPO 腔从阈值以下到阈值以上转变的物理过程,并与理论进行比较.该实验的完成无疑将为压缩态、孪生光子对的产生及其它非经典光场研究提供一种有力的工具.

5 结 论

本文从理论和实验两方面研究了光学参量振荡腔的增益.对环形腔和驻波腔的参量增益与内腔额外损耗的关系作了讨论.利用 Nd:YAP 倍频光稳频激光器产生的 $0.54 \mu\text{m}$

的倍频光作为抽运源,通过单块 KTP 晶体在环形和驻波腔中实现了三波共振的强耦合作用,获得了高达 110 倍的参量增益.我们测量了增益与抽运功率的关系,实验结果与理论分析基本一致.

- [1] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 691.
- [2] G. Breitenbach, T. Muller, S. F. Pereira *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12**(1995), 2304.
- [3] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann *et al.*, *Opt. Lett.*, **16**(1991), 1234.
- [4] 彭 辉、黄茂全、刘 晶等, 物 学 学 报, **42**(1993), 1079; Zhang Tiancai, Xie Changde and Peng Kunchi, *Science in China*, **37A**(1994), 227.
- [5] 张晓龙、郭光灿、谢常德等, 物理学进展, **14**(1994), 173.
- [6] 王 海、谢常德、郜江瑞等, 光学学报, **16**(1996), 1143.
- [7] 刘 晶、张天才、康毅敏等, 光学学报, **13**(1993), 655.
- [8] Zhang Tiancai, Xie Changde and Peng Kunchi, *Opt. Commun.*, **102**(1993), 491.
- [9] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1993), 3239.
- [10] 潘 庆、张 钧、张天才等, 中国激光, **A23**(1996), 6.
- [11] 张天才、谢常德、彭 辉, 量子光学学报, **2**(1996), 119.
- [12] Ling-an Wu, Min Xiao and H. J. Kimble, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 1465.
- [13] P. D. Drummond, K. J. McNeil and D. F. Walls, *Optica Acta*, **27**(1980), 321.

LARGE PARAMETRIC GAIN FROM THREE-MODE RESONANCE CAVITY

ZHANG TIAN-CAI LI TING-YU PAN QING ZHANG YUN XIE CHANG-DE PENG KUN-CHI

(Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006)

(Received 9 December 1996)

ABSTRACT

The parametric gain of the ring and standing cavities was studied in this paper. By using the strong output of frequency doubled and stabilized Nd:YAP laser at $0.54\ \mu\text{m}$ as the pump source and the fundamental output at $1.08\ \mu\text{m}$ as the signal and idler modes, strong coupling of three modes in the ring or standing cavities is demonstrated. An optical wedge and a temperature controller are used to realize the three-mode resonance simultaneously. Parametric gain as high as 110 is obtained. The relation between the gain and the pump power is also measured and the result fits to the theory on the whole.

PACC: 4265; 4255