

Y 型腔正交偏振激光器的模竞争和光强调谐特性

肖光宗 龙兴武 张 斌 卢广锋 赵洪常

(国防科学技术大学光电学院光电工程系, 湖南 长沙 410073)

摘要 建立了 Y 型腔正交偏振激光器光强调谐实验系统, 通过改变非共用腔镜上的压电陶瓷电压来改变分裂频差, 通过改变共用腔镜上压电陶瓷电压实现共用腔调谐。报道了不同分裂频差下共用腔调谐过程中激光器的光强调谐曲线和相应的拍频变化曲线。采用三阶微扰近似下的兰姆半经典气体激光器理论, 较为全面地分析和总结了影响光强调谐规律的各种因素及影响机理。理论分析表明在采用氖双同位素的 Y 型腔正交偏振激光器内, 纵模的单程损耗、单程增益、相邻纵模间的分裂频差等因素通过光强的自洽方程影响纵模竞争的强弱及竞争结果。总结了不同频差下的光强调谐和拍频变化规律, 并对其进行了理论分析与解释。

关键词 激光器; 光强调谐; 正交偏振激光器; Y 型腔

中图分类号 TN248.2; TH744.5; TH824.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0302016

Mode Competition and Laser Power Tuning Property of Orthogonal Polarized Laser with Y-Shaped Cavity

Xiao Guangzong Long Xingwu Zhang Bin Lu Guangfeng Zhao Hongchang

(Department of Optoelectronic Engineering, College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract Output power tuning experimental setup of Y-shaped cavity orthogonal polarized He-Ne laser is built. The mode split frequency difference is changed through changing voltage applied on the end mirror of S sub-cavity (or P sub-cavity), while the common cavity's length is tuned with the voltage applied on the end mirror of the common cavity varied. It is reported that the light power tuning curves and their beat frequencies variation tune in the cases of different mode split frequency difference with common cavity. Based on the Lamb semiclassical gas laser theory of three-order perturbation, influencing factors and their mechanism are investigated and generalized detailedly. Theoretical analysis shows that longitudinal modes loss, gain per pass and their frequency difference affect the pattern and result of mode competition, which obey the self-consistent equations of light intensity. In the end the light power tuning curves and beat frequencies variation of different frequency difference are theoretically analyzed and explained.

Key words lasers; power tuning; orthogonal polarized laser; Y-shaped cavity

OCIS codes 140.0140; 140.1340; 140.3430; 140.3515

1 引 言

模竞争是激光器中重要的物理现象之一^[1]。而以往普通的氦氖激光器内纵模之间的频差较大, 很难产生强烈的模竞争现象, 因此对模竞争的实验和理论研究均较少。频率分裂技术为纵模竞争现象的观察和研究带来了方便。自 1985 年开始, 清华大学利用双折射原理实现激光频率分裂, 实现了激光器

的正交偏振振荡, 先后提出或研究了多种类型的正交偏振激光器方案^[2~5]。国防科学技术大学提出了基于 Y 型腔正交偏振氦氖激光器的激光加速度计方案^[6]。西安理工大学设计并实验研究了激光二极管(LD)抽运双腔大频差双频 Nd:YAG 激光器^[7]。国外也有文献对正交偏振激光器进行了研究^[8~11]。在正交偏振双频激光器中, 模竞争现象普遍存在, 它

收稿日期: 2010-11-30; **收到修改稿日期**: 2010-12-22

基金项目: 国防科学技术大学优秀研究生创新项目(B090703)资助课题。

作者简介: 肖光宗(1983—), 男, 博士研究生, 主要从事新型激光器方面的研究。E-mail: xiaoguangzong@163.com

导师简介: 龙兴武(1958—), 男, 博士, 教授, 主要从事激光与光电子技术等方面的研究。E-mail: xwlong110@sina.com

影响到激光器的频差闭锁、频差稳定性和激光器运转稳定性等性质,因此对模竞争进行深入细致的研究有着较为重要的意义。

光强调谐,也就是谐振腔腔长调谐,是研究双频激光器内纵模竞争的有效方法。通过连续改变激光器的总腔长,来改变纵模在增益曲线上的位置,观察不同偏振态激光的光强变化,来研究纵模之间的相互作用(即模竞争)规律。文献[12]分别报道了不同频差下双折射双频激光器的 o 光和 e 光的光强调谐曲线。文献[13]借鉴环形激光陀螺所采用的分析方法,利用三级微扰理论分析了上述光强调谐曲线,指出光强调谐曲线反映了光强的互饱和效应,亦即模竞争。由于环形激光陀螺理论中的互饱和系数不包含两纵模的频差项,该文无法根据光强的自洽方程分析分裂频差与模竞争的关系,此外该文也没有考虑氩同位素对模竞争的影响。文献[14,15]报道了多纵模频率分裂激光器腔调谐中不同氩同位素比例下的模竞争现象,指出了使用氩双同位素可以减小在合成增益曲线中心处的竞争。

作为一种新型正交偏振激光器,Y型腔正交偏振激光器同样存在着模竞争现象。本文报道了不同频差下共用腔调谐过程中,Y型腔正交偏振激光器的光强调谐曲线和相应的拍频变化,采用三阶微扰近似下的兰姆半经典气体激光器理论,较为系统、全面地分析和总结了影响光强调谐曲线的各种因素及影响机理,分析了不同频差下激光器内的纵模分布及其相互作用,并对不同频差下的光强调谐曲线进行了理论与解释。

2 实验装置与方法

实验装置如图 1 所示,矩形框内为 Y 型腔正交偏振激光器, M_1 为高反片, M_2 和 M_3 为输出片,

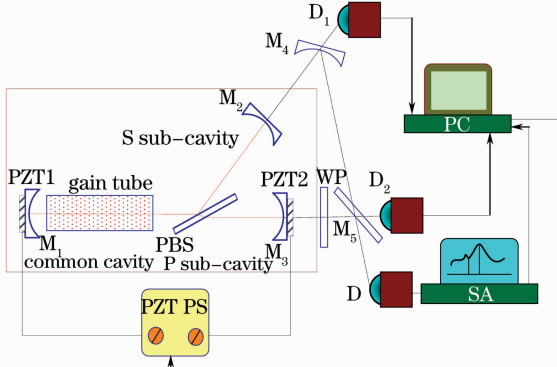


图 1 实验装置

Fig. 1 Experimental setup

PBS 为偏振分光片,PZT1 和 PZT2 均为压电陶瓷,它们分别安装在腔镜 M_1 和 M_3 上。S 偏振态光和 P 偏振态光(简称为“S 光”和“P 光”)共用增益介质,从 M_1 到 PBS 这一段共用的谐振腔,称之为“共用腔”;S 光和 P 光经 PBS 后分别进入不同的谐振腔,这两段非共用的谐振腔称之为“S 子腔”和“P 子腔”。WP 为 $\lambda/2$ 片, M_4 和 M_5 为半透半反片。D 为光电探测器,SA 为频谱分析仪,PC 为计算机,PS 为压电陶瓷驱动电源。

激光器的共用腔长度约为 185 mm,S 子腔和 P 子腔长度相当,约为 35 mm。实验中,改变压电陶瓷 PZT2 的电压,推动 P 子腔的腔镜 M_3 ,以改变两子腔的腔长差,实现对 S 光和 P 光频差的改变和控制;在 S 光和 P 光的不同频差下,改变压电陶瓷 PZT1 的电压,推动共用腔的腔镜 M_1 ,使得不同的纵模扫过出光带宽,频谱分析仪记录下光电探测器 D 所接收到的信号中的频率成分,同时光电探测器 D_1 和 D_2 记录下 S 光和 P 光的光强变化。

3 实验结果与分析

3.1 光强调谐规律的理论分析

Y 型腔正交偏振激光器中,对光强调谐曲线影响较大的纵模间相互作用往往发生在相邻的两个偏振方向互相垂直的纵模之间,为方便表述文中分别称这两个纵模为“S 偏振纵模”和“P 偏振纵模”。首先从双模运转的气体激光器的半经典理论出发对影响光强的因素和机理进行研究。

根据激光物理的兰姆半经典理论^[1],在三级微扰近似下,忽略反向散射的作用,气体激光器双模运转情况下光强的自洽方程为

$$\dot{I}_s = \alpha_s - \beta_s I_s - \theta_{sp} I_p, \quad (1)$$

$$\dot{I}_p = \alpha_p - \beta_p I_p - \theta_{ps} I_s, \quad (2)$$

式中 I_s, I_p 分别为相邻的 S 偏振纵模和 P 偏振纵模的无量纲光强, \dot{I}_s 和 \dot{I}_p 分别表示这两个纵模的光强单程相对变化率, α_s, α_p 为单程净增益系数,其表达式为

$$\alpha_n = L(\omega - \nu_n)F_1 - \frac{1}{2} \frac{\nu}{Q_n}, (n = s, p) \quad (3)$$

β_s, β_p 为光强自饱和系数,其表达式为

$$\beta_n = L^2(\omega - \nu_n)F_3, (n = s, p) \quad (4)$$

θ_{sp}, θ_{ps} 为光强互饱和系数,在三阶微扰近似下,在很大的频率范围内, θ_{sp} 和 θ_{ps} 差别很小,可近似认为 $\theta =$

$\theta_{sp} = \theta_{ps}$, θ 的表达式为

$$\theta = \left[L\left(\omega - \frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p\right) + L\left(\frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p\right) \right] F_3 + \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_a \gamma_b \gamma}{\gamma_{ab}} \right) F_3 \operatorname{Re} \times \left\{ \left[D_a(\nu_s - \nu_p) + D_b(\nu_s - \nu_p) \right] \times \left[D(\omega - \nu_p) \frac{N_2}{N} + D\left(\frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p\right) \right] \right\}, \quad (5)$$

式中 ω 为增益曲线的中心频率, ν_s, ν_p 为两个纵模的频率, $L(\Delta)$ 和 $D_x(\Delta)$ 的定义分别为 $L(\Delta) = \gamma^2 / (\gamma^2 + \Delta^2)$, $D_x(\Delta) = 1 / (\gamma_x + i\Delta)$, 其他参数的定义见参考文献[1]。

3.1.1 单程净增益系数和自饱和系数

单程净增益系数可分别写为

$$\begin{cases} \alpha_s = g_s - \gamma_s \\ \alpha_p = g_p - \gamma_p \end{cases}, \quad (6)$$

式中 g_s, g_p 分别为增益介质提供的单程增益系数, γ_s 和 γ_p 分别为两个纵模的单程损耗, 即 $g_n = L(\omega - \nu_n) F_1$, $\gamma_n = \frac{1}{2} \nu / Q_n$, 可见单程增益系数 g_s, g_p 与纵模在增益曲线上的相对位置有关, 越靠近增益曲线中心频率增益系数越大。由(4)式可见自饱和系数 β_s, β_p 与纵模在 Ne^{20} 或 Ne^{22} 增益曲线上的相对位置有关, 越靠近增益曲线中心频率自饱和作用越强。当增益管中充入氖双同位素时, 增益曲线为两同位素增益曲线的叠加, 称之为合成增益曲线。对于充氖双同位素的增益介质, 由于合成增益曲线中心距离 Ne^{20} 和 Ne^{22} 的增益曲线中心均较远, 在合成增益曲线中心频率附近自饱和作用较弱。

3.1.2 互饱和系数

互饱和系数中与频率有关的项可分为两类: 1) 分裂频差的函数^[15], 如 $D_a(\nu_s - \nu_p), D_b(\nu_s - \nu_p), D\left(\frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p\right), L\left(\frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p\right)$ 等; 2) 两纵模频率与中心频率之差的函数, 如 $L\left(\omega - \frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p\right), D(\omega - \nu_p)$ 等。在典型的激光器中, 互饱和系数 θ 与 $\Delta\nu_{sp} = \nu_s - \nu_p$ 的关系如图 2 所示, 与 $\delta\nu_{sp} = \omega - \frac{1}{2}\nu_s - \frac{1}{2}\nu_p$ 的关系如图 3 所示。

由图 2, 3 可见, 互饱和系数随着分裂频差的增大而减小, 随着 $\delta\nu_{sp}$ 的增大而减小。由于氖双同位素的增益曲线中心频率差约为 875 MHz, 当两纵模关于合成增益曲线中心频率对称时, 一个频率烧的

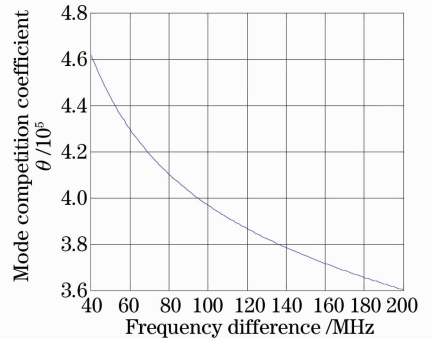


图 2 互饱和系数与分裂频差的关系

Fig. 2 Relation between mode competition coefficient and frequency difference

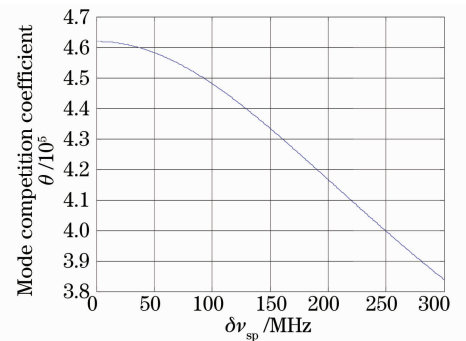


图 3 互饱和系数与 $\delta\nu_{sp}$ 的关系

Fig. 3 Relation between mode competition coefficient and $\delta\nu_{sp}$

原孔与另一个频率烧的像孔重叠较少, 因此合成增益曲线中心频率附近的互饱和作用较弱, 所以 $\delta\nu_{sp}$ 对互饱和系数的影响可不考虑。这样两纵模的互饱和系数主要取决于分裂频差的大小。

实验中使用的激光器, 反射腔和透射腔的光学长度均约为 220 mm, 相应的纵模间隔 Δ_s 和 Δ_p 均约为 680 MHz。由于 S 偏振纵模和 P 偏振纵模的损耗相有一定的差异, 反射腔和透射腔的出光带宽也略有差异, 约为 1000 MHz, 出光带宽略大于一个纵模间隔, 小于两个纵模间隔, 所以出光带宽内同一偏振态纵模至多有两个。

综合以上分析, 共用腔调谐过程中, 光强调谐曲线的变化主要有 4 个方面的影响因素: 1) 不同频差下, 随着共用腔调谐进入激光器反射腔和透射腔出光带宽内的纵模变化; 2) 随着共用腔调谐, 各纵模在增益曲线频率轴上的位置将不断变化, 单程增益系数将随之改变; 3) 不同频差下各偏振态纵模的单程损耗也将发生变化; 4) 不同频差下纵模之间的竞争强弱和竞争结果不同。所以在共用腔调谐过程中,

各纵模的单程增益、单程损耗和互饱和效应综合起来通过光强的自洽方程对它们的光强产生影响。

3.2 不同分裂频差下光强调谐曲线

实验表明该激光器的闭锁阈值频差约为 25 MHz。改变图 1 中压电陶瓷 PZT2 上的电压,以改变相邻的 S 偏振纵模和 P 偏振纵模之间的频差(即分裂频差);在不同分裂频差下改变压电陶瓷 PZT1 上的电压,几种典型的 S 光和 P 光光强变化曲线和相应的拍频变化如图 4~7 所示,它们的分裂频差分别为 $\Delta\nu_{sp} < 25$ MHz, $\delta\nu_{sp} = 298$ MHz, $\delta\nu_{sp} = 341$ MHz, $\delta\nu_{sp} = 405$ MHz。

3.2.1 基本规律分析

实验发现,当某一偏振光(如 S 光)光强明显大于与之偏振方向垂直的另一偏振光(如 P 光)时,该偏振光(如 S 光)是双纵模,另一偏振光(如 P 光)为单纵模。这与文献[16]中推测结果一致,此时该偏振光为优势模,它在谐振腔内的损耗较小,更容易“抢”得增益粒子。由此可判断图 4,5 中双纵模的偏振态为 S;图 6 中双纵模的偏振态为 S 或 P,而图 7 中双纵模的偏振态为 P。随着分裂频差的变化,双纵模偏振态的这种变化是由于推动压电陶瓷 PZT2 的过程中改变了谐振腔对 S 光和 P 光的损耗。

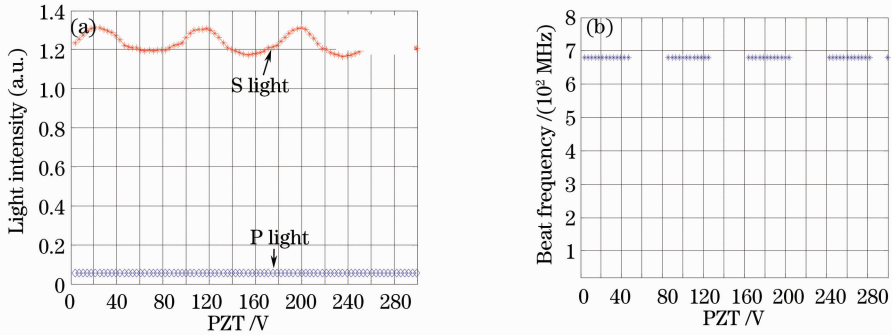


图 4 分裂频差小于闭锁阈值频差时光强(a)和拍频(b)的实验结果

Fig. 4 Experimental tuning curves of light intensities (a) and beat frequencies (b) with $\Delta\nu_{sp} < 25$ MHz

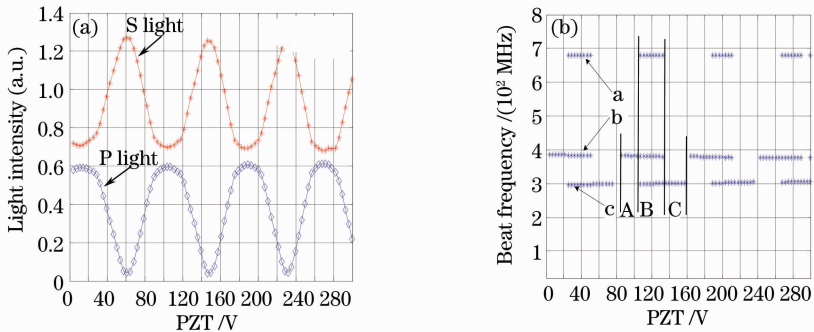


图 5 分裂频差为 298 MHz 时光强(a)和拍频(b)的实验结果

Fig. 5 Experimental tuning curves of light intensities (a) and beat frequencies (b) with $\Delta\nu_{sp} = 298$ MHz

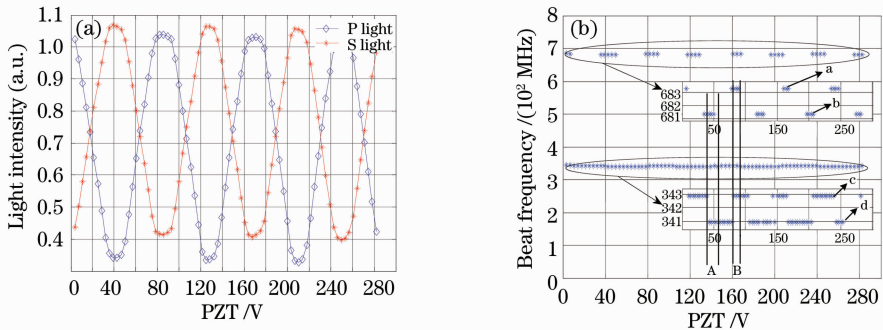


图 6 分裂频差为 341 MHz 时光强(a)和拍频(b)的实验结果

Fig. 6 Experimental tuning curves of light intensities (a) and beat frequencies (b) with $\Delta\nu_{sp} = 341$ MHz

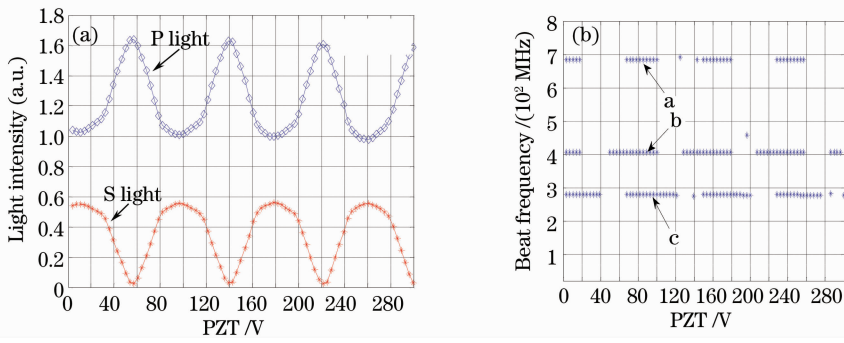


图7 分裂频差为405 MHz时光强(a)和拍频(b)的实验结果

Fig. 7 Experimental tuning curves of light intensities (a) and beat frequencies (b) with $\Delta\nu_{sp} = 405$ MHz

拍频变化图中，每一条间断的直线代表纵模之间产生的一个拍频频率。图4中由于P偏振纵模熄灭，只有一个拍频频率，这是由两个相邻的S偏振纵模产生的拍频。图5中a为相邻的两S偏振纵模产生的拍频，b和c为相邻的两个S偏振纵模分别和P偏振纵模产生的拍频。图6中有4个拍频，a为相邻的两S偏振纵模产生的拍频，b为相邻的两P偏振纵模产生的拍频，c和d为S偏振纵模分别和P偏振纵模产生的拍频。图7中a为相邻的两P偏振纵模产生的拍频，b和c为相邻的两个P偏振纵模分别和S偏振纵模产生的拍频。

无论分裂频差大小，S光和P光光强的变化趋势总是相反的，这说明(1)、(2)式中互饱和系数对光强的变化影响最大。互饱和系数的大小影响着相邻纵模竞争的强弱和竞争结果。

3.2.2 不同频差下实验结果的理论分析与解释

当分裂频差小于闭锁阈值时，互饱和系数很大，此时属于强竞争，竞争的结果将是优势纵模振荡，劣势纵模熄灭，这就是图4中的情况。假设 $t = 0$ 时 $I_s = I_p$ ，由于相邻纵模的频差很小，可认为 $g_s \approx g_p$ ，由于S光为优势模，其损耗比劣势模P光小，即 $\gamma_s < \gamma_p$ ，所以(1)和(2)式中 $\frac{\dot{I}_s}{I_s} > \frac{\dot{I}_p}{I_p}$ 。随着 t 增大， I_s 和 I_p 都增大，但 I_s 比 I_p 增大速率快，最终导致 $\frac{\dot{I}_p}{I_p} < 0$ ，由于 θ 较大 I_p 迅速减小至熄灭。进入出光带宽内的相邻S光纵模和P光纵模之间竞争的结果均是P光熄灭，S光振荡。

根据出光带宽和分裂频差计算可知此时能同时进入出光带宽的最多纵模为4个。随着PZT推动，当S光的两个纵模和P光的两个纵模同时进入出光带宽时，只有两个相邻的S偏振纵模在激光器内振荡。图4(b)中拍频就是这两个纵模产生的；当S光的某一纵模位于增益曲线中心附近时，与之相邻

的其他S光纵模均位于出光带宽之外，此时S光只有一个纵模振荡，因此光强最小，相邻纵模产生的拍频消失，这就是图4(b)中拍频频率曲线产生间断的原因，其光强变化如图4(a)所示。

分裂频差为298 MHz时的光强调谐曲线如图5(a)所示，腔长调谐过程中纵模之间产生的拍频如图5(b)所示，3个拍频频率分别为681、386和298 MHz。

在此分裂频率下，可能进入出光带宽的最多纵模有4个： s 模， p 模， $s+1$ 模， $p+1$ 模(此处以 $s, s+1, p, p+1$ 等分别表示S偏振纵模和P偏振纵模的序数，下同)。但由图5(a)可见在PZT推动过程中同时振荡的纵模最多有3个，且为 s 模， p 模， $s+1$ 模。这是因为当4个纵模进入出光带宽后，远离增益曲线中心的纵模获得的增益过小，导致其光强变化率 $\frac{\dot{I}}{I}$ 小于0，最终熄灭，因此最多有3个纵模同时振荡。3个纵模同时振荡的组合有两种： s 模， p 模， $s+1$ 模和 p 模， s 模， $p+1$ 模。由图5(a)可见，S光仍然是优势模，它的损耗小于P光，即 $\gamma_s < \gamma_p$ ，因此，与图4中机理相同，当 p 模处于增益曲线边缘时由于其增益系数较小，光强相对变化率 $\frac{\dot{I}_p}{I_p}$ 小于0，最终将熄灭。因此激光器内同时振荡最多的纵模组合为 s 模， p 模， $s+1$ 模，这就是图5中B阶段。

随着PZT推动，当 s 模位于增益曲线中心附近时，根据出光带宽和分裂频差计算可知，与之相邻的S偏振纵模均位于出光带宽之外，此时S光只有一个纵模振荡，光强变小，由(2)式可知此时P光光强变大，S光双纵模产生的拍频逐渐消失，而P光与S光产生的拍频只剩下一个，这就是图5中的A和C阶段。

分裂频差为341 MHz时的光强调谐曲线如图6(a)所示，腔长调谐过程中纵模之间产生的拍频

如图 6(b)所示,4 个拍频频率分别为 681,683,341 和 343 MHz。

在此分裂频差下可能进入出光带宽的最多纵模组合有两种:s 模,p 模,s+1 模和 p 模,s 模,p+1 模。改变分裂频差时,随着压电陶瓷 PZT2 的推动,谐振腔内两偏振态的损耗也发生了变化,从图 6(a)中所示的情况可以看出,与图 5 中的情况相比此时 P 光的损耗减小了。因此在共用腔调谐过程中,当 P 偏振纵模处于增益曲线边缘时由于其光强相对变化率 $\frac{I_p}{I_p}$ 一直大于 0,根据(1)和(2)式,该纵模不会熄灭。随着共用腔腔长的改变,上述两种纵模组合均可能同时振荡,这就是图 6(b)中 A 和 B 两种状态。

分裂频差为 405 MHz 时的光强调谐曲线如图 7(a)所示,腔长调谐过程中纵模之间产生的拍频如图 7(b)所示,此时 P 光的损耗小于 S 光,P 偏振纵模为优势模,纵模竞争机理和腔调谐规律与图 5 相同。

4 结 论

报道了 Y 型腔正交偏振激光器中的光强调谐曲线和相应的拍频变化,采用三阶微扰近似下的兰姆半经典气体激光器理论分析了相邻纵模之间的竞争机理。分析表明在采用氦双同位素的氦氖激光器中自饱和和作用较小,两频率中心与增益曲线中心的距离对互饱和作用的影响也较小,因此只需考虑分裂频差对互饱和作用的影响。在此理论分析的基础上,对不同频差下激光器内的纵模分布、共用腔调谐下光强调谐曲线和拍频变化情况进行了理论分析和解释。实验结果和理论分析对 Y 型腔正交偏振激光器的频差控制与稳定有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 W. E. Lamb, Jr. . Theory of an optical maser[J]. *Phys. Rev.* , 1964, **134**(6A): 1429~1450
- 2 Zhang Shulian. The Theory of Orthogonal Polarized Laser[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2005. 224~228
- 张书练. 正交偏振激光原理[M]. 北京:清华大学出版社, 2005.

- 224~228
- 3 Yang Sen, Zhang Shulian. The frequency split phenomenon in a He-Ne laser with rotation quartz crystal plate in its cavity[J]. *Opt. Commun.* , 1988, **68**(1): 55~57
- 4 Zhang Shulian, Lu Men, Wu Minxian *et al.*. Laser frequency split by an electron-optical element in its cavity [J]. *Opt. Commun.* , 1993, **96**(4): 245~248
- 5 Jin Yuye, Zhang Shulian, Li Yan *et al.*. Zeeman birefringence dual frequency laser [J]. *Chin. Phys. Lett.* , 2001, **18**(4): 533~536
- 6 Long Xingwu, Xiao Guangzong, Zhang Bin. A novel high-precision laser accelerometer [J]. *Acta Optica Sinica* , 2010, **30**(11): 3227~3232
- 龙兴武,肖光宗,张 斌. 一种新型的高精度激光加速度计 [J]. *光学学报* , 2010, **30**(11): 3227~3232
- 7 Jiao Mingxing, Xing Junhong, Liu Yun *et al.*. Design and experimental study of two-cavity dual-frequency all-solid state laser with large frequency difference [J]. *Chinese J. Lasers* , 2010, **37**(11): 2784~2789
- 焦明星,邢俊红,刘 芸等. 双腔大频差双频全固态激光器设计与实验研究[J]. *中国激光* , 2010, **37**(11): 2784~2789
- 8 A. Owyong, P. Esherick. Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser[J]. *Opt. Lett.* , 1987, **12**(12): 999~1001
- 9 T. Yoshino, M. Kawata, B. Qimude *et al.*. Fiber-coupling-operated orthogonal-linear-polarization Nd : YAG micro chip laser: photothermal beat-frequency stabilization and interferometric displacement measurement application [J]. *J. Lightwave Technol.* , 1998, **16**(3): 453~458
- 10 T. Yoshino. Performance analysis of intracavity birefringence sensing [J]. *Appl. Opt.* , 2008, **47**(14): 2655~2659
- 11 W. Holzapfel, S. Neuschaefer-Rube, M. Kobusch. High-resolution, very broad-band force measurements by solid-state laser transducers [J]. *Measurement* , 2000, **28**(4): 277~291
- 12 Han Yanmei, Zhang Shulian, Li Kelan. Power tuning for 6328 nm wavelength He-Ne lasers with various frequency spacing by mode split[J]. *Laser Technology* , 1997, **21**(2): 111~114
- 13 Han Yanmei, Zhang Shulian, Li Yan *et al.*. Theoretical analysis of the laser power tuning property [J]. *Laser Technology* , 1998, **22**(4): 211~214
- 韩艳梅,张书练,李 岩等. 功率调谐曲线的理论分析[J]. *激光技术* , 1998, **22**(4): 211~214
- 14 S. L. Zhang, Y. M. Han. Tuning curves of 70 MHz frequency differences for He-Ne standing wave lasers [J]. *Chin. Phys. Lett.* , 1993, **10**(12): 728~730
- 15 Shulian Zhang, Kelan Li, Minxian Wu *et al.*. The pattern of mode competition between two frequencies produced by mode split technology by tuning the cavity length [J]. *Opt. Commun.* , 1992, **90**(4-6): 279~282
- 16 Fu Jie, Zhang Shulian, Han Yanmei *et al.*. Mode suppression phenomenon in a mode splitting He-Ne laser [J]. *Chinese J. Lasers* , 2000, **B9**(6): 499~503