

激光二极管抽运频差可调谐双频 固体激光器的研究

李 磊 赵长明 张 鹏 杨苏辉

(北京理工大学信息科学技术学院光电工程系, 北京 100081)

(2006 年 8 月 7 日收到, 2006 年 8 月 15 日收到修改稿)

研究了激光二极管抽运的可调频差的双频固体激光器, 激光增益介质为 2 mm 厚的 1 at% 掺杂 Nd:YAG 薄片. 对谐振腔产生稳定双频激光的条件作了分析, 用琼斯矩阵计算了谐振腔内各处电场矢量的偏振态, 证明了双频激光两个电场矢量偏振态之间总是正交的. 两个偏振激光频率间隔由改变 $\lambda/4$ 波片快轴之间的夹角实现调谐. 实验中使用腔内标准具实现单频运转, 然后插入双 $\lambda/4$ 波片使单纵模激光频率分裂, 实现了激光器的双频输出. 实验中得到双频激光稳定运转时频差的上限约为 1.3 GHz; 由于强模竞争现象的存在, 实验中所观察到的频差下限为 50 MHz. 100 MHz 拍频时得到的双频激光输出功率为 85 mW.

关键词: 激光技术, 固体激光器, 双频激光

PACC: 4260, 4260B, 4260K

1. 引 言

将微波、毫米波频段的信号调制到光波上, 用光波作为载体的光载波技术在远距离相干探测^[1]、卫星网络通信系统^[2]、载波激光雷达^[3]等方面有巨大的应用和潜在应用价值. 实现微波频段光载波的方案多种多样, 模式锁定的半导体激光器^[4], 两个连续波激光器的外差混频^[5], 或者利用双纵模激光器^[6]以及激光谐振腔内的光电调制^[7]都可以实现不同程度的激光载波辐射. 在所有的光载波产生技术中, 可调频差的双频固体激光器方案由于相对简单的结构、窄线宽、大频差、可以实现频率连续调谐而具有独特的优势, 国外已经展开了有关方面的研究^[8].

国内对双频激光器的研究主要在基于塞曼效应、腔内应力双折射的 He-Ne 气体双频激光器^[9]和 Nd:YAG 微片固体激光器^[10], 文献 [11] 对双频气体激光器的光回馈等现象做了深入研究. 但是因其研究双频激光器为精密激光干涉测量、位移、振动及压力传感器等需求背景, 技术指标与作为光载波激光雷达等要求的双频固体激光器不同, 对大功率大频差及频差连续调谐性能没有过多要求, 双频激光的具体实现方式也有差异. 本文用腔内标准具实现激光谐振腔内的单纵模振荡, 然后插入双 $\lambda/4$ 波片实

现激光纵模的两个正交偏振态的分裂, 得到了 50 MHz—1.3 GHz 频差连续可调谐双频激光, 100 MHz 频差下连续输出功率 85 mW, 以期作为微波频段光载波激光雷达的探测光源.

2. 双频方案工作原理

早在 1965 年, Evtuhov 和 Siegman 等人就指出在驻波激光器中两个 $\lambda/4$ 波片之间正交的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光之间会存在频差, 频差的大小由两个 $\lambda/4$ 波片快轴(慢轴)之间的夹角来决定, 当夹角为 45° 时, 两个偏振光之间的频差达到最大, 为谐振腔激光纵模间隔的一半^[12]. 但其研究频差现象的目的是探讨当两个 $\lambda/4$ 波片夹角为 90° 时形成扭转模腔以实现驻波型激光器的单频输出的可能性, 在当时及其后来一段时间内并未实现双频激光. 本文根据这种双 $\lambda/4$ 波片频差产生原理, 在腔内标准具选择纵模实现单频运转的驻波型激光器谐振腔中插入两个 $\lambda/4$ 波片产生双频激光输出, 并实现了通过调节两个波片的夹角大小连续改变双频激光频差.

2.1. 双频激光器的结构

如图 1 所示的双频激光谐振腔, 增益介质为 2 mm 厚 1 at% 掺杂的 Nd:YAG 晶体, 抽运源为最大输

输出功率 1.2 W 光纤耦合输出的激光二极管, 光纤芯径为 100 μm , 抽运光通过耦合透镜入射到增益介质上, 其入射面镀 808 nm 抽运光的增透膜, 1064 nm 光的高反膜, 腔内石英标准具厚度为 0.5 mm, 选用未镀膜的

熔石英材料, 两个波片为 1064 nm 波长光的 $\lambda/4$ 波片, 并镀增透膜, 输出镜曲率 100 mm, 对 1064 nm 光透过率为 1%, 整个激光谐振腔长约 60 mm.

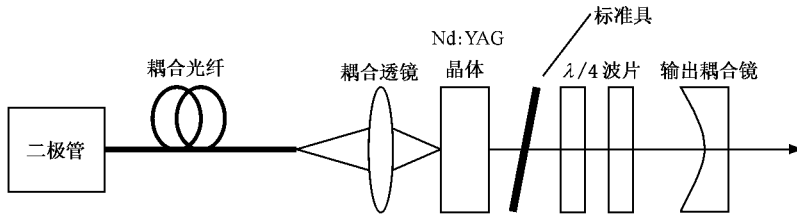


图 1 双频激光器结构示意图

2.2 单频激光产生的条件

要得到双频激光, 首先要使激光器实现稳定的单频运转. 使激光器产生单频的方法很多, 短腔法、非平面单向行波环形腔法、石英标准具法都是人们所熟知的方法, 为了使驻波型激光器产生可调频差的双频, 光学标准具法是预先获得单频最具可行性的一种方法^[3]. 图 2 所示为标准具的透过率特性示意图, 其中 FSR 是标准具的自由光谱区宽度, FWHM 为半峰值出光带宽.

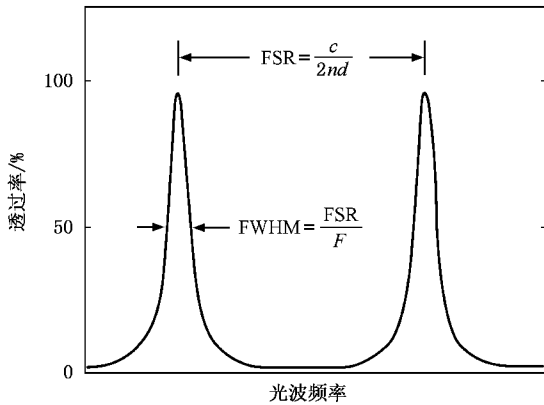


图 2 光学标准具透过率特性

首先要使标准具的自由光谱区大于激光器增益介质的增益谱线半宽度, 与标准具厚度有关:

$$\frac{c}{2nd} = \text{FSR} > \frac{\Delta\nu_c}{2}, \quad (1)$$

其中 $\Delta\nu_c$ 是激光介质阈值以上的增益谱线宽度, 可以看出标准具厚度越小, 所对应的自由光谱区越宽, 但是太薄的标准具两表面平行度的加工难度越高, 由于表面缺陷造成的有效 Finesse 数越小, 反而限制其选模能力.

其次要使 F-P 标准具高效率选模, 理论上标准具的半峰值分辨谱线宽度应该小于激光器纵模间隔, 有公式

$$\text{FWHM} = \frac{\text{FSR}}{F},$$

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R},$$

其中 R 是标准具所对应的光波长的反射率. 通过分析可知, R 越大, 标准具的半峰值出光带宽越窄, 纵模选择能力越强, 但在实际设计双频固体激光器时要兼顾单频选择的效率和产生单频激光以后双频频差间隔的调整余地问题.

2.3 双频激光在谐振腔各处的偏振态

如图 3 所示结构, 为了简化计算分析, 假设两个 $\lambda/4$ 波片中间为各向同性介质 (比如空气), 两个 $\lambda/4$ 波片两端为反射镜组成谐振腔, 纵向为 z 轴, 激光在谐振腔中振荡, 取与 z 轴垂直的某一个方向为 x 轴,

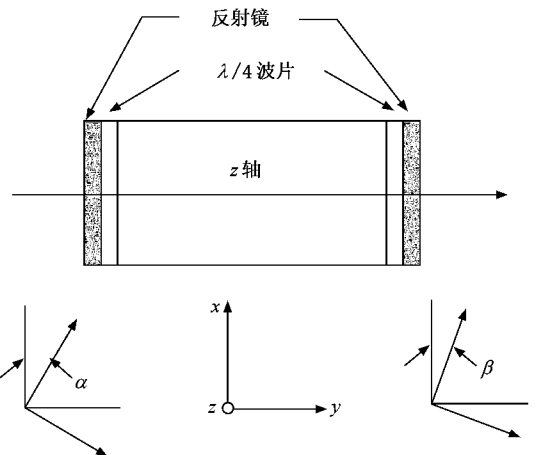


图 3 产生纵模频差分裂的激光谐振腔结构

第一个波片与 x 轴的夹角为 α , 第二个波片与 x 轴的夹角为 β , 则两个波片的琼斯矩阵可以表示为

$$J_\alpha = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha + i \sin^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha (1 - i) \\ \sin \alpha \cos \alpha (1 - i) & \sin^2 \alpha + i \cos^2 \alpha \end{bmatrix},$$

$$J_\beta = \begin{bmatrix} \cos^2 \beta + i \sin^2 \beta & \sin \beta \cos \beta (1 - i) \\ \sin \beta \cos \beta (1 - i) & \sin^2 \beta + i \cos^2 \beta \end{bmatrix}.$$

$$J = J_\alpha J_\beta J_\alpha = \begin{bmatrix} \cos 2(\alpha - \beta) + i \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \beta) & -i \cos 2\alpha \sin 2(\alpha - \beta) \\ -i \cos 2\alpha \sin 2(\alpha - \beta) & \cos 2(\alpha - \beta) - i \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \beta) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

求解 J 的本征方程 $JE = \lambda E$, 对应的本征值为

$$\lambda_1 = \cos 2(\alpha - \beta) + i \sin 2(\alpha - \beta) = e^{2i(\alpha - \beta)},$$

$$\lambda_2 = \cos 2(\alpha - \beta) - i \sin 2(\alpha - \beta) = e^{-2i(\alpha - \beta)},$$

因此两本征态的相位差为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_1 - \varphi_2 \\ &= 2(\alpha - \beta) - [-2(\alpha - \beta)] \\ &= 4(\alpha - \beta). \end{aligned}$$

计算得到 J 的本征向量为

$$E_1 = k_1 \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sin 2\alpha - 1}{\cos 2\alpha} \end{bmatrix},$$

$$E_2 = k_2 \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sin 2\alpha + 1}{\cos 2\alpha} \end{bmatrix}.$$

则 $E_1 \cdot E_2 = 0$ 即 $E_1 \perp E_2$. 因此 E_1 与 E_2 为两个正交偏振的线偏振光. 同理, 若光从右面反射镜出发, 得到

$$E'_1 = k'_1 \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sin 2\beta + 1}{\cos 2\beta} \end{bmatrix},$$

$$E'_2 = k'_2 \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sin 2\beta - 1}{\cos 2\beta} \end{bmatrix}.$$

有 $E'_1 \cdot E'_2 = 0$, 即 $E'_1 \perp E'_2$, 也是两个正交偏振的线偏振光, 两本征态的相位差为 $\Delta\varphi = -4(\alpha - \beta)$.

2) 另一种情况是光由两个 $\lambda/4$ 波片之间一点出发, 光在腔内往返一周形成自洽, 不失其一般性, 琼斯矩阵为

$$\begin{aligned} J &= J_\beta J_\alpha J_\beta J_\alpha \\ &= \begin{bmatrix} \cos 2(\alpha - \beta) & \sin 2(\alpha - \beta) \\ -\sin 2(\alpha - \beta) & \cos 2(\alpha - \beta) \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

求解 J 的本征方程得到 J 的本征向量

$$E''_1 = k''_1 \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix},$$

这样可以用求解琼斯矩阵本征态的方法计算不同情况下的振荡光的偏振态. 分成在波片两侧和处于波片之间两种情况.

1) 光从一侧的反射镜出发, 不失其一般性, 设从左面反射镜出发, 光在腔内来回一周后形成自洽, 其琼斯矩阵为

$$E''_2 = k''_2 \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix},$$

因此 E'_1 与 E'_2 为左旋偏振光和右旋偏振光, 且有 $E'_1 \cdot E'_2 = 0$, 即 $E'_1 \perp E'_2$, 因此也是正交偏振光.

2.4. 双频激光的频差

前面的分析已知, 在激光谐振腔输出端两个本征态的相位差为 $4(\alpha - \beta)$. 由谐振腔的本征腔模理论, 每个本征模在腔内往返一周后满足自洽条件, 其相移

$$\begin{aligned} &\frac{4\pi L'}{\lambda_1} - (m + n + 1)\pi + \varphi_1 \\ &= q_1 \cdot 2\pi, \\ &\frac{4\pi L'}{\lambda_2} - (m + n + 1)\pi + \varphi_2 \\ &= q_2 \cdot 2\pi, \end{aligned}$$

其中 L' 为有效腔长, $\frac{4\pi L'}{\lambda_1}$ 为振荡光往返一周的几何相移, $(m + n + 1)\pi$ 是光在腔内来回一周镜面反射造成的相对几何相移的附加相移, 对于基模高斯光束 $m = n = 0$, φ_1 和 φ_2 分别是两个不同的正交偏振态所引起的附加相移.

在谐振腔单频振荡时插入双 $\lambda/4$ 波片使激光频率分裂, 则激光分裂的频差限制在一个纵模间隔内, 即对于同一个 q ($q_1 = q_2$), 有

$$\frac{4\pi L'}{\lambda_1} - \pi + \varphi_1 = \frac{4\pi L'}{\lambda_2} - \pi + \varphi_2.$$

因此得到

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= 4\pi L' \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \\ &= \frac{4\pi L'}{c} (\nu_1 - \nu_2) \\ &= 4(\alpha - \beta), \end{aligned}$$

则可以实现频差连续可调

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = \frac{(\alpha - \beta)c}{\pi L'} \quad (3)$$

在这里,有三个特殊情况:

1) $\alpha - \beta = 0$ 双频频差为 0,谐振腔内模式简并,激光器单纵模输出.

2) $\alpha - \beta = \frac{\pi}{4}$ 此时 $\Delta\nu = \frac{(\alpha - \beta)c}{\pi L'} = \frac{c}{4L'}$, 频率分裂量为纵模间隔的一半,是可能达到的最大频率分裂量.

3) $\alpha - \beta = \frac{\pi}{2}$ 此时 $\Delta\nu = \frac{(\alpha - \beta)c}{\pi L'} = \frac{c}{2L'}$, 频率分裂量等于纵模间隔,发生频率简并,激光器也是单纵模输出.

85 mW.

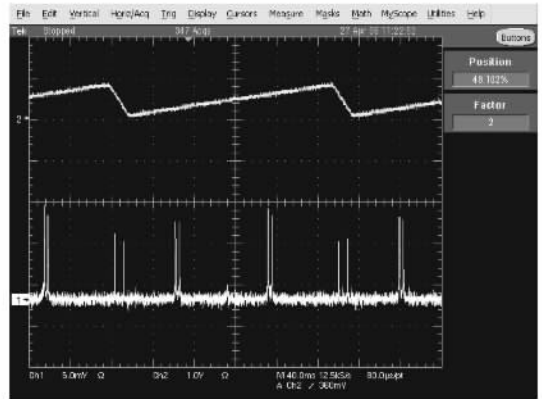


图 5 双频激光输出(频差 100 MHz)

3. 实验结果与分析

3.1. 单频和双频激光的产生

首先腔内不加光学标准具和双 $\lambda/4$ 波片,当抽运功率为 90 mW 时,激光器开始达到阈值,当抽运功率达到最大值 1.2 W 时,激光器输出功率 110 mW.用美国 Burleigh 公司的扫描 F-P 干涉仪通过数字示波器(Tektronix TDS5104B)观测激光器输出模式,F-P 干涉仪的 finesse 数为 200.腔内加入石英标准具,并微调节其倾角,使激光器有稳定的单频激光输出,如图 4 所示,上部波形是扫描 F-P 干涉仪的锯齿波电压信号,下面是 Burleigh DA-100 光探测器对应的输出信号.在单频激光稳定运转的情况下加入双 $\lambda/4$ 波片,并调节其快轴之间的夹角,使激光器实现可调频差的双频输出,如图 5 所示.在保证双频稳定输出的情况下,激光器实现了从 50 MHz—1.3 GHz 的频差连续可调,在频差为 100 MHz 时输出功率为

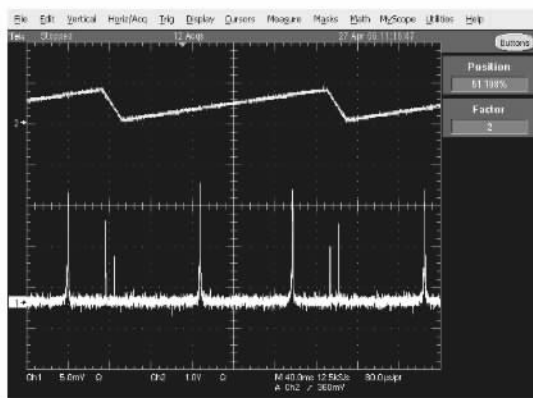


图 4 激光器实现单频输出

在激光器输出端放置格兰棱镜,并适当调整其角度,使双频激光器输出的正交偏振光在空间上成拍,然后用高速光电探测器探测,得到双频激光拍的波形图,频率为 100 MHz,如图 6 所示.这个拍频信号载体是激光束,拍的频率处于无线电波段频率范围内.用双频激光的拍频信号作激光探测,接收到的回波信号就可以使用成熟的无线电雷达信号处理技术进行解调^[4].

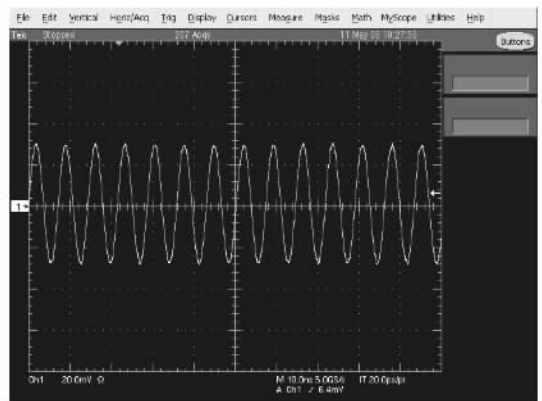


图 6 双频激光器拍频的波形图

3.2. 双频激光拍频频谱

将光电探测器输出的拍频信号用 Agilent N1996A 频谱分析仪进行观察,得到如图 7 所示的频谱,设定扫频带宽 2 MHz,分辨率带宽 815Hz,可以看到频谱中除了两个正交偏振激光模式形成的拍频成分以外,还有以拍频频率为中心的两个 200kHz 左右的边带频率,这是由于激光器本身弛豫振荡噪声对拍频信号的幅度调制的影响.弛豫振荡噪声是激光

器固有的一种强度起伏噪声^[15],固体激光器中弛豫振荡的频率为^[16]

$$f_R = \frac{1}{2\pi} [(\gamma - 1)\tau_f\tau_c]^{1/2}, \quad (4)$$

在这里 γ 是二极管实际抽运功率与阈值功率的比值, τ_f 是激光增益介质的上能级寿命, τ_c 是激光谐振腔内光子衰减时间. 激光器的弛豫振荡噪声和其他噪声对双频固体激光器产生高频谱纯度的光载波是非常不利的,同时拍频的中心频率随着时间有几十 kHz 范围的漂移变化,分析原因认为是晶体受抽运影响导致的热效应引起的,因此需要根据影响拍频稳定性的具体情况采用不同的反馈环路分别加以抑制^[17,18],满足实用中对光载波激光雷达的要求.

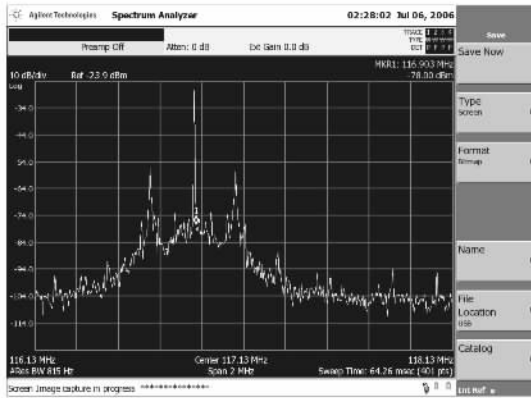


图7 双频激光器的拍频频谱图

3.3. 频差范围及输出功率分析

理论上双频激光器的最小频差应该接近于 0,最大频差为纵模间隔的一半,但是实验中得到的频差下限为 50 MHz,上限为 1.3 GHz,当调整两个波片快轴夹角改变双频频差时,输出功率并不保持恒定,100 MHz 拍频时得到的双频激光输出功率为 85 mW,当频差从最小到最大调谐时有最大 2 mW 左右的起伏.这里分别有强模竞争效应和标准具非均性对正交偏振光的影响.

3.3.1. 影响双频频差下限的强模竞争效应

对于均匀展宽的激光增益介质,Lamb 通过求解自治方程和原子密度矩阵运动方程,得到决定双纵模本征态激光模式功率的运转公式^[19]

$$I_1 = 2I_s(\alpha_x - \beta_x I_x - \theta_{xy} I_y),$$

$$I_2 = 2I_s(\alpha_y - \beta_y I_y - \theta_{yx} I_x),$$

式中 I_x, I_y 分别表示 x 和 y 方向偏振光的无量纲光强, α_x, α_y 分别是 x 和 y 方向偏振光的线性净增益系

数, β_x, β_y 分别是 x 和 y 方向偏振光的自饱和系数, θ_{xy}, θ_{yx} 为交叉饱和系数. 则耦合参量 $C = \frac{\theta_{xy}\theta_{yx}}{\beta_x\beta_y}$ 决定了两个模耦合的强弱,耦合参量 C 越小,两模之间的耦合越弱, $C < 1$ 为弱耦合.

Lamb 推导这组公式的初始目的是研究激光谐振腔内相邻纵模间的竞争影响,但是我们现在可以把它利用到双频激光器中,假设两个本征频率对于中心频率对称均匀展开,则有 $\beta_x = \beta_y = \beta$ 和 $\theta_{xy} = \theta_{yx} = \theta$. 对于两个正交偏振的本征频率,频差越小,耦合参量 C 越大,两个本征双频之间的模式竞争越强烈,即两个模式频率越接近,它们对产生激光辐射的那部分增益原子的争夺越强,如果强到一定程度,则其中一个本征频率会熄灭,只剩下一个频率.因此双频激光器频差存在一个下限,我们在实验中观察到的是 50 MHz.

3.3.2. 腔内标准具非均性对正交偏振光输出功率的影响

如图 1 所示的结构中我们通过改变腔内标准具一侧的 $\lambda/4$ 波片的角度来调节双频激光的频差,在调试中发现调整波片角度频差变化时对激光器的输出功率有轻微影响,同时用 F-P 扫描干涉仪观察,当频差大于 1.3 GHz 时激光器不再输出稳定的双频,这是由于腔内各元件,特别是标准具对不同偏振方向偏振光的损耗并不一样.

双频激光在形成振荡输出时,如前所述,两个偏振方向的光是正交的,对于腔内标准具,由于入射光在表面透射和反射时,平行分量(P分量)和垂直分量(S分量)是相互独立的,有菲涅尔定律

$$t_{\perp} = \frac{E'_{\perp}}{E_{\perp}}$$

$$= \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2}, \quad (5)$$

$$t_{\parallel} = \frac{E'_{\parallel}}{E_{\parallel}}$$

$$= \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2}.$$

可知腔内标准具对 P 分量和 S 分量的透射系数是不一样的.由于腔内各元件的非均性的影响,当旋转波片时,输出的双频激光的两个正交偏振光的方向也在旋转,这样在标准具入射面上 P 分量和 S 分量就在变化,加上腔内其他一些复杂的因素,在整个谐振腔内两个偏振方向的正交分量的损耗是不一样的,当两个分量的损耗差大到一定程度时,其中损耗

大的一个分量就可能被抑制,从而不能输出稳定的双频激光. 这个问题的方法是减小腔内各元件的非均性.

4. 结 论

研究了激光二极管抽运的腔内标准具——双 $\lambda/4$ 波片型可调频差的双频固体激光器,对谐振腔

内各处的激光偏振态用琼斯矩阵做了分析,证明在两个 $\lambda/4$ 波片之间是两个正交的左旋和右旋圆偏振光,在 $\lambda/4$ 波片两侧是两个正交的线偏振光. 实验中得到了频差在 50 MHz—1.3 GHz 连续可调谐的双频激光,并对激光的拍频做了测量,对限制双频间隔范围的影响因素做了分析. 如果能够采取措施很好地控制双频激光器的功率稳定性和频率稳定度,有望作为光载波激光雷达的探测光源.

- [1] Gliese U , Nielsen T , Nørskov S , Stubkjaer K 1998 *IEEE Trans . Microwave Theory Technol .* **46** 458
- [2] Gliese U , Christensen E 1991 *J . Lightwave Technol .* **9** 779
- [3] Morvan L , Alouini M , Grisard A , Lallier E , Dolfi D , Normandin X , Bouchardy A , Berginc G , Granger G , Chazelas J 2004 *SPIE* **5613** 76
- [4] Lau K Y 1988 *Appl . Phys . Lett .* **52** 2214
- [5] Ni D , Fetterman H , Chew W 1990 *IEEE Trans . Microwave Theory Technol .* **38** 608
- [6] Hyodo M , Tani M , Matsuura S , Onodera N , Sakai K 1996 *Electron . Lett .* **32** 1589
- [7] Yao X , Maleki L 1996 *Opt . Lett .* **21** 483
- [8] Brunel M , Bretenaker F , Floch A Le 1997 *Opt . Lett .* **22** 384
- [9] Liu G , Zhang S , Li Y , Zhu J 2005 *Chin . Phys .* **14** 1984
- [10] Wan X , Zhang S , Liu G , Fei L 2004 *Chin . Phys . Lett .* **21** 2175
- [11] Liu G , Zhang S L , Xu T , Zhu J , Li Y 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 4701 (in Chinese) [刘 刚、张书练、徐 亭、朱 钧、李 岩 2005 物理学报 **54** 4701]
- [12] Evtuhov V and Siegman A 1965 *Appl . Opt .* **4** 142
- [13] Danielmeyer H 1970 *IEEE J . Quantum Electron .* **6** 101
- [14] Li L , Zhao C M , Yang S H , Gao L , Sun X H 2007 *Acta Opt . Sin .* **27** 249 (in Chinese) [李 磊、赵长明、杨苏辉、高 岚、孙鑫鹏 2007 光学学报 **27** 249]
- [15] McCumber D 1966 *Phys . Rev .* **141** 306
- [16] Siegman A 1986 *Lasers* (CA : University Science) p954
- [17] Zhang J , Ma H , Xie C , Peng K 2003 *Appl . Opt .* **42** 1068
- [18] Brunel M , Bretenaker F , Blanc S , Crozatier V , Brisset J , Merlet T , Poezevara A 2004 *IEEE Photon . Technol . Lett .* **16** 870
- [19] Sargent M , Scully M , Lamb W 1974 *Laser Physics* (MA : Addison-Wesley) p120

The study on diode-pumped two-frequency solid-state laser with tunable frequency difference

Li Lei Zhao Chang-Ming Zhang Peng Yang Su-Hui

(Department of Photo-Electronic Engineering , School of Information Science , Beijing Institute of Technology , Beijing 100081 , China)

(Received 7 August 2006 ; revised manuscript received 15 August 2006)

Abstract

The laser diode pumped two-frequency solid-state laser with tunable frequency difference is investigated , the medium is a 1at% doped 2-mm thick Nd :YAG chip. The condition of stable two-frequency oscillation operation is analyzed , the polarization is calculated by Jones matrix in different locations at the resonator. It is proved that the two-frequency electric field vectors are orthogonally polarized everywhere , the frequency difference tuning can be realized by changing the angle between the fast axes of two quarter-wave plates. In the experiment , single-frequency oscillation was obtained with the help of an etalon , then longitudinal mode frequency splitting resulted in the two-frequency oscillating operation by inserting two quarter-wave plates. The obtained maximum frequency difference was 1.3 GHz , the minimal was 50 MHz because of the strong mode competition. Due to the loss anisotropy of the etalon , the output power is not very stable when tuning the frequency difference , 85 mW two-frequency output power was obtained with 100 MHz beat note.

Keywords : laser technology , solid-state laser , two frequency laser

PACC : 4260 , 4260B , 4260K