

固体激光器中正交偏振模式间增益竞争的研究

程丽君¹, 杨苏辉^{1,2}, 赵长明¹, 张海洋¹

¹北京理工大学光电学院, 北京 100081;

²精密光电测试仪器及技术北京市重点实验室, 北京 100081

摘要 由兰姆半经典激光理论可知, 固体激光器中两个模式能否同时振荡取决于两个模式之间的耦合程度, 其定义为增益竞争引起的互饱和系数与自饱和系数之比。实验中, 利用两个四分之一波片搭建了双频 Nd:YAG 固体激光器, 实现了频差从 30 MHz 到 1.3 GHz 连续可调的双频激光输出, 在此基础上, 测量了两正交偏振模式在不同频差输出条件下的噪声功率谱密度, 计算出表征两个模式间增益竞争程度的耦合系数。理论上, 根据兰姆半经典理论推导出耦合系数的表达式, 验证了实验中耦合系数随着频差增加而减小的变化趋势, 分析了影响耦合系数的因素, 为进一步优化双频固体激光器提供理论基础。

关键词 激光器; 双频激光器; 耦合系数; 增益竞争; 正交模式

中图分类号 TN248 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0714002

Gain Competition Between Orthogonally Polarized Modes in Solid-State Lasers

Cheng Lijun¹, Yang Suhui^{1,2}, Zhao Changming¹, Zhang Haiyang¹

¹School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

²Beijing Key Laboratory for Precision Optoelectronics Measurement Instrument and Technology, Beijing 100081, China

Abstract According to Lamb's semiclassical laser theory, whether the two modes in a solid-state laser can oscillate simultaneously depends on the mode-coupling coefficient between them. The coupling coefficient is defined as the ratio of cross-saturation factors and self-saturation factors. A dual-frequency Nd:YAG solid-state laser is built with two quarter-wave plates, and the frequency difference from 30 MHz to 1.3 GHz is obtained. On this basis, the noise power spectrum density of two orthogonally polarized modes is measured under different frequency differences, by which the coupling coefficients of gain competition between two modes are calculated. In theory, based on the Lamb's semiclassical laser theory, the coupling coefficient expression is deduced, and the trend that the coupling coefficient decreases with the increasing of frequency difference is verified. The factors influencing the coupling coefficient are analyzed. It provides the theoretical foundation for further optimization of dual-frequency solid-state laser.

Key words lasers; dual-frequency lasers; coupling coefficient; gain competition; orthogonally polarized modes

OCIS codes 140.3580;140.3430;260.5430

1 引言

频差在射频范围内的双频激光在激光雷达领域具有广阔的应用前景, 目前产生双频激光的方法主要有声光移频合束法^[1-3]、空间分离合束法(双腔)^[4-6]、双折射晶体法^[7-9]等, 其中双折射晶体法由于稳定性好、频差可调节范围大、效率高等优点得到更多关注和应用。

双折射晶体法利用腔内的双折射元件得到正交偏振模式的频率简并分裂, 在激光振荡过程中, 正交偏振

收稿日期: 2017-03-05; 收到修改稿日期: 2017-03-16

基金项目: 国家自然科学基金(61275053)

作者简介: 程丽君(1989—), 女, 博士研究生, 主要从事固体激光器方面的研究。E-mail: chenglijun202@126.com

导师简介: 杨苏辉(1968—), 女, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事固体激光及探测方面的研究。

E-mail: suhuiyang@bit.edu.cn(通信联系人)

模式沿光轴方向形成两个驻波场,于是在增益介质中反转粒子数密度也相应地在空间形成烧孔,由于两个模式引起的烧孔存在重叠部分,因此两个模式之间存在竞争^[10]。根据兰姆半经典理论,不同激光模式之间的相互影响用耦合系数 C 表示, C 值越大,表示两个驻波形成的烧孔在增益介质内的重叠程度越大,则两个模式的相互竞争越激烈,在强耦合情况下将只剩下一个模式振荡,因此减小耦合系数有利于实现正交偏振模式同时振荡,得到更稳定的双频激光输出。

本文针对双折射晶体法,从模式竞争角度讨论了优化正交偏振双频输出的方法,在 Nd:YAG 激光器腔内利用两个四分之一波片(QWP)作为双折射元件,实现了频差连续可调的双频激光输出,根据兰姆半经典理论推导了耦合系数 C 的表达式,并且结合实验分析了影响 C 值的因素,对于优化双频固体激光器具有一定的意义。

2 双频激光器的实验及结果

如图 1 所示,激光器采用 LD 端面抽运 Nd:YAG 晶体,其中在 Nd:YAG 晶体的左端面镀 808 nm 高透膜、1064 nm 高反膜作为抽运光的输入端腔镜,右端面不镀膜,晶体厚度 $l=1$ mm。输出耦合镜(OC)为曲率半径 $R=100$ mm 的凹面镜,其对 1064 nm 透过率为 5%,腔长 $L=50$ mm。腔内 M1、M2 和 M3 一起形成耦合腔,使激光器形成单纵模振荡,两个 QWP(P1 和 P2)使单纵模的两正交偏振模式产生频率分裂,频差为 $\Delta\nu = \Delta\theta c / \pi L$,其中 $\Delta\theta$ 为两波片快轴之间的夹角, c 为真空中光速,旋转 P2 改变 $\Delta\theta$,即可得到频差可调谐的双频激光输出。腔内插入直径为 0.5 mm 的小孔光阑(AP)用以限制高阶横模的振荡。

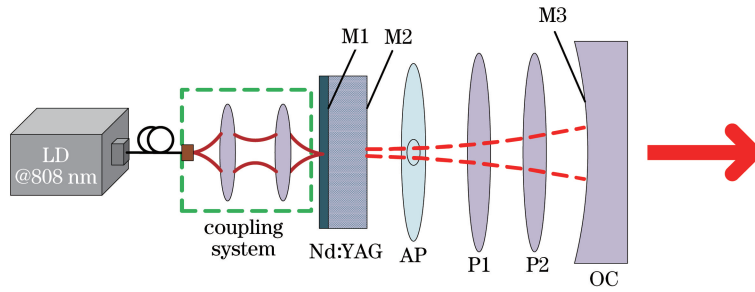


图 1 双频激光器示意图

Fig. 1 Schematic of dual-frequency laser

激光器输出功率为 40 mW 时,改变 $\Delta\theta$ 得到不同频差的双频激光输出,输出光经法布里珀罗(F-P)干涉仪扫描后显示在示波器上如图 2 所示,其中 Δt 是 F-P 的扫描时间,不同扫描时间对应不同频差。图 3 为双频频差与两波片快轴之间夹角的关系。

改变两波片之间角度令 $\Delta\theta$ 在 $0^\circ \sim 45^\circ$ 变化,理论上 $\Delta\theta = 45^\circ$ 时可得到最大频差 $\Delta\nu = c / (4L)$,但实际操作中,当 $\Delta\theta$ 接近 45° 时,会发生跳模现象^[9]。

3 耦合系数分析

根据兰姆半经典理论^[11],不同激光模式之间的相互影响用耦合系数 C 表示,定义为 $C = \theta_{ij} \theta_{ji} / (\beta_i \beta_j)$ 。 C 值越大表示两个模式间的耦合竞争作用越强,越不容易同时振荡,反之, C 值越小,越容易得到双模同时振荡,实现双频输出。其中 β_i 和 θ_{ij} 分别为自饱和系数和互饱和系数,可表示为

$$\beta_{i,j} = \frac{3}{4} \frac{\gamma_{ab} \nu \beta^2 \bar{N}}{\gamma^2 \epsilon_0 \hbar} L^2 (\omega - \nu_{i,j}), \quad (1)$$

$$\theta_{ij} = \frac{1}{4} \frac{\gamma_{ab} \nu \beta^2}{\epsilon_0 \hbar \gamma^2} \bar{N} [2 + N_{2(i-j)} / \bar{N}] \left\{ L(\omega - \nu_i) L(\omega - \nu_j) + \text{Re} \{ \gamma D(\omega - \nu_i) [\gamma_a \gamma_b / (\gamma_a + \gamma_b)] \times [D_a(\nu_j - \nu_i) + D_b(\nu_j - \nu_i)] \times \frac{1}{2} \gamma [D(\omega - \nu_i) + D(\nu_j - \omega)] \} \right\}, \quad (2)$$

式中洛仑兹函数 $L(\omega - \nu_i) = \gamma^2 / [\gamma^2 + (\omega - \nu_i)^2]$, $D_x(\Delta\omega) = 1 / (\gamma_x + i\Delta\omega)$, ω 是增益曲线的中心频率。

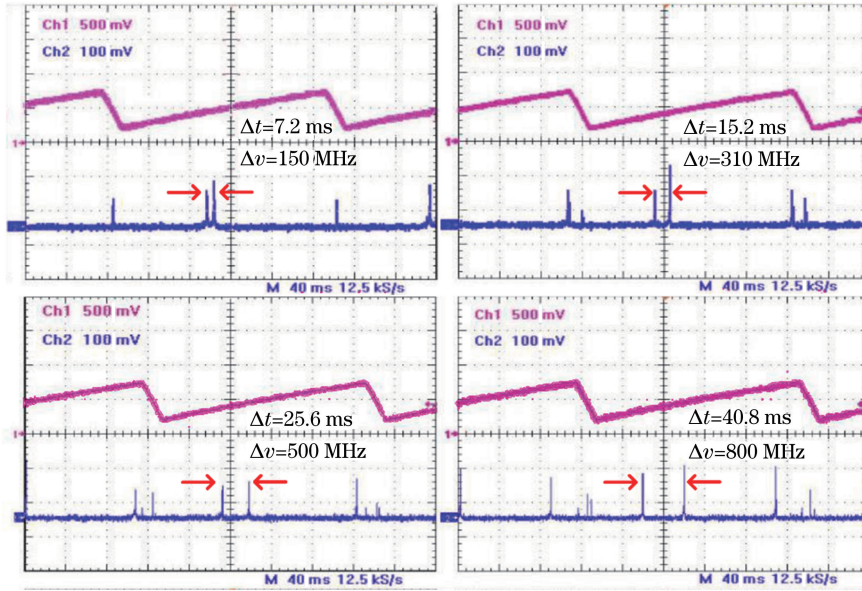


图 2 不同频差的双频激光 F-P 干涉仪扫描图

Fig. 2 F-P interferometer scanning results of dual-frequency laser under different frequency differences

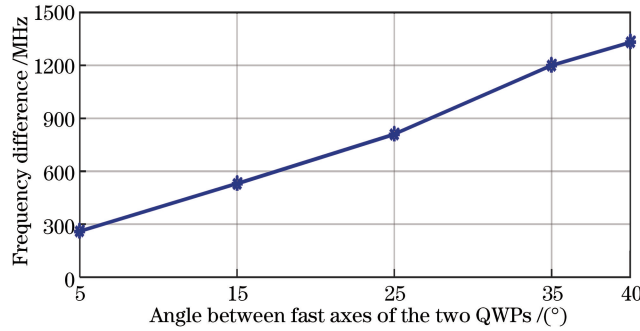


图 3 频差随两波片快轴间的夹角变化曲线

Fig. 3 Frequency difference versus the angle between fast axes of the two QWPs

$\gamma_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma_a + \gamma_b)$, $\gamma, \gamma_a, \gamma_b$ 分别是偶极矩衰减系数和上、下能级粒子数衰减系数, $\bar{N} = \frac{1}{L} \int N(z) dz$, $N_{2(i-j)} = \frac{1}{L} \int N(z) \cos[2(k_i - k_j)z] dz$, 其中 $N(z) = \frac{\lambda_a}{\gamma_a} - \frac{\lambda_b}{\gamma_b}$, λ_a, λ_b 分别为上能级和下能级粒子的抽运速率。

根据(2)式,假设激光器的腔长减小,则由于 $\Delta\nu_q = (c/2L)$,纵模频率间隔增大,双频频差也成比例增大,即两模式的频率相对于中心频率的偏移量增大,最终导致洛仑兹函数和每个 $D_x(\Delta\omega)$ 函数减小,使耦合系数变小,因此更容易得到双模同时振荡输出。

在本文所搭建的双频激光器中,由于双频频差远小于激光工作物质的增益线宽,可以近似认为 $\beta_i = \beta_j$, $\theta_{ji} = \theta_{ij}$ 。Nd:YAG 晶体在腔的一端, $\gamma_a \ll \gamma_b, \gamma$,且近似共振条件下有 $\omega - \nu_{i,j} \ll \gamma$,所以 $L(\omega - \nu_{i,j}) \approx 1$,最终得到一定抽运功率下的耦合系数为

$$C = \frac{1}{9} \left[2 + \frac{\sin(4\pi\Delta\nu l/c)}{4\pi\Delta\nu l/c} \right]^2 \quad (3)$$

在实验中,根据参考文献[12-13],由于所用激光器满足 $\Gamma_p \kappa / \gamma_c \ll \omega_{L,R}$,其中 Γ_p 是抽运速率。因此,耦合系数可以表示为

$$C = \left[\frac{\omega_R^2 - \omega_L^2}{\omega_R^2 + \omega_L^2} \right]^2 \quad (4)$$

式中 ω_R 为同相噪声频率,主要由激光器弛豫振荡引起^[14], ω_L 为反相噪声频率,主要由两个偏振模式之间的

增益竞争导致光强此起彼伏引起^[15-16]。

测量其中一个偏振方向 P 偏振态激光在不同频差下的归一化噪声功率谱密度,如图 4 所示,其中,左边峰值是反相噪声,右边峰值是同相噪声,并且根据(4)式计算不同频差下的耦合系数。实验测量得到的耦合系数与频差之间的关系如图 5 所示,可以看出 C 值均小于 0.8,且随着频差增大而微弱减小,因此,验证了频差在 250 MHz 到 1 GHz 的范围内均可得到稳定的双频激光输出,并且频差越大,两个模式之间的相互竞争越弱,越容易实现同时振荡。

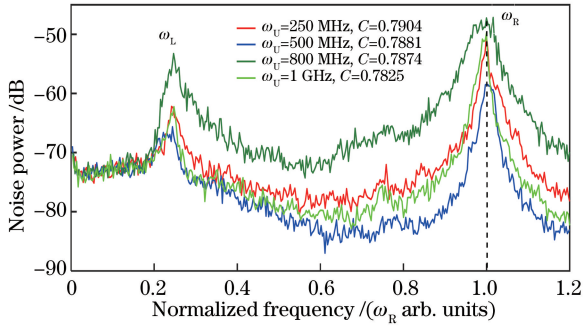


图 4 不同频差测得 P 偏振态激光的归一化噪声功率谱密度

Fig. 4 Normalized noise power spectrum density of P polarized mode at different frequency differences

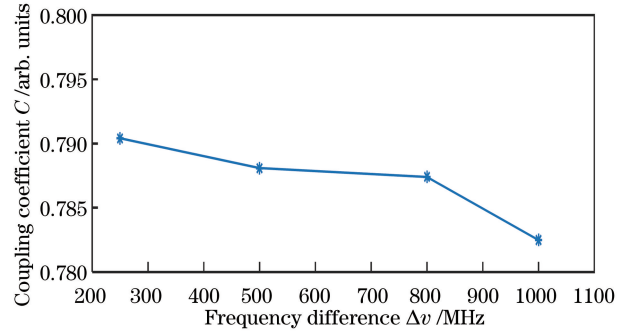


图 5 实验测得耦合系数随频差变化关系曲线

Fig. 5 Variation of tested coupling coefficient with frequency difference

根据(3)式,计算在不同晶体长度 l 下, C 值与模式间频差在 0~50 GHz 范围内变化的理论关系曲线如图 6 所示,可以看出,耦合系数随着频差增加而周期变化且幅值不断减小,变化周期与晶体长度成反比,实验中搭建的双频激光器耦合系数变化对应图 6 中 $l=1$ mm 曲线。图 6 中插图为频差在 0~5 GHz 范围的放大示意图。在理论最大频差 1.5 GHz 范围内,耦合系数微弱减小,同时还可以看出,增加晶体长度,耦合系数下降更明显,更容易实现大频差双模同时振荡。

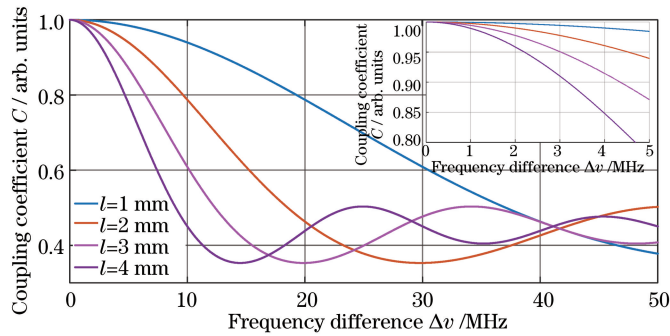


图 6 不同晶体长度条件下,耦合系数随着频差变化的理论关系曲线

Fig. 6 Theory relationship between coupling coefficient and frequency difference with different medium lengths

由于计算过程中省略了反转粒子数高阶项,实验所得的耦合系数与理论计算结果存在一定差距,但是与激光器腔长一定的条件下,单纵模分裂的频差越大,耦合系数越小的趋势是一致的,即在半纵模间隔内,频差越大,越容易实现稳定的双频输出。

4 结 论

利用两个 QWP 作为腔内双折射元件搭建了 Nd:YAG 双频激光器,得到了频差连续可调的双频激光输出,结合耦合系数 C 的表达式,理论证明了增加激光器腔长、增加增益介质长度、增大频差均会导致 C 值减小,该方法为提高双频固体激光器的稳定性提供了理论依据。

参 考 文 献

- [1] He T, Yang S H, Zhao C M, *et al.* High power amplification of tunable optically carried RF signals by a diode pumped Yb³⁺ doped LMA silicon fiber[J]. *Laser Physics Letters*, 2015, 12(3): 035101.
- [2] Zheng Z, Zhao C M, Zhang H Y, *et al.* Phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection[J]. *Optics & Laser Technology*, 2016, 80: 169-175.
- [3] Kang Y, Cheng L J, Yang S H, *et al.* 50 W low noise dual-frequency laser fiber power amplifier[J]. *Optics Express*, 2016, 24(9): 9202-9208.
- [4] Brunel M, Bretenaker F, Floch A L. Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(6): 384-386.
- [5] Loas G, Romanelli M, Alouini M. Dual-frequency 780 nm Ti:Sa laser for high spectral purity tunable CW THz generation[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2014, 26(15): 1518-1521.
- [6] Danion G, Hamel C, Frein L, *et al.* Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of GHz to THz beatnotes[J]. *Optics Express*, 2014, 22(15): 17673-17678.
- [7] Rolland A, Frein L, Vallet M, *et al.* 40 GHz photonic synthesizer using a dual-polarization microlaser[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2010, 22(23): 1738-1740.
- [8] Brunel M, Emile O, Bretenaker F, *et al.* Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements[J]. *Optical Review*, 1997, 4(5): 550-552.
- [9] Li Lei, Zhao Changming, Zhang Peng, *et al.* The study on diode-pumped two-frequency solid-state laser with tunable frequency difference[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(5): 2663-2669.
李 磊, 赵长明, 张 鹏, 等. 激光二极管抽运频差可调谐双频固体激光器的研究[J]. *物理学报*, 2007, 56(5): 2663-2669.
- [10] Otsuka K, Mandel P, Bielawski S, *et al.* Alternate time scale in multimode lasers[J]. *Physics Review A*, 1992, 46(3): 1692-1695.
- [11] Sargent III M, Scully M O, Lamb W E. *Laser physics*[M]. 6th ed. Oxford: Westview Press, 1993: 96.
- [12] Brunel M, Amon A, Vallet M. Dual-polarization microchip laser at 1.53 μm [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(18): 2418-2420.
- [13] Lacot E, Stoeckel F. Nonlinear mode coupling in a microchip laser[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1996, 13(9): 2034-2040.
- [14] Tang C L, Statz H, Demars G. Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers[J]. *Journal of Applied Physics*, 1963, 34(8): 2289-2295.
- [15] Wiesenfeld K, Bracikowski C, James G, *et al.* Observation of antiphase states in a multimode laser[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(14): 1749-1752.
- [16] Park J D, McKay A, Dawes J M. Effect of gain anisotropy on low-frequency dynamics in four-level solid-state lasers[J]. *Optics Express*, 2009, 17(8): 6053-6058.