

激光回馈引起的微片Nd:YAG激光器频差调制*

张松† 谈宜东 张书练

(清华大学精密测试技术与仪器国家重点实验室, 北京 100084)

(2013年12月24日收到; 2014年1月9日收到修改稿)

微片激光器由于自身的内应力会输出频率分裂的正交偏振的两个模式. 研究了回馈对微片激光器频差的影响. 研究发现: 在回馈的作用下微片激光器的频差大小呈现出以初始频差为中心的类正弦的频差调制, 周期为 $\lambda/2$; 频差调制曲线的幅度与回馈水平成正比, 但是当回馈水平过强时会出现偏振态跳变, 从而使频差消失; 在一定的回馈外腔范围内, 频差调制曲线的幅度与初始频差亦成正比. 并利用复合腔模型和激光器的自洽理论进行了理论分析和模拟, 所得结果与实验结果相符. 此调制现象在精密测量领域有潜在应用.

关键词: 光回馈, 微片激光器, 频差调制, 频率分裂

PACS: 42.55.Sa, 42.55.Rz, 42.55.Xi

DOI: 10.7498/aps.63.104208

1 引言

激光回馈是指激光器输出的光经外部物体反射或者散射后, 一部分光再次回到激光谐振腔与腔内光场自混合干涉的现象. 激光回馈可以改变激光器的诸多物理特性, 如功率、频率、线宽、模式、偏振态等^[1-5]. 通常的激光系统需要加光隔离器或者其他手段来避免回馈引起的激光不稳定现象. 但一些研究者们却利用回馈对这些参数的影响开展了大量测量方面的研究, 例如测量位移^[6-8]、速度^[9-10]、振动^[11,12]、形貌^[13,14]等.

微片激光器由于其对光回馈的超高灵敏得到了广泛的研究^[8,10,11]. 微片Nd:YAG激光器是微片Nd:YAG激光回馈干涉仪的光源和核心部件, 其特性对回馈干涉仪的灵敏度、测量速度、稳定性等因素有很大的影响^[15]. 因此, 研究微片Nd:YAG激光器的基本回馈特性不仅可以观察到一些微片激光器特有的现象, 加深我们对微片激光器的认识, 丰富激光物理的知识, 而且对回馈干涉仪的研制具有指导意义. 目前关于回馈对微片激光器的功率、频率、偏振态的影响^[1-4]已有大量的研究成果, 但是对于激光器输出正交偏振光的频差受

回馈的影响尚未见报道和研究.

光学元器件在加工过程中常有残余应力. 这些残余应力会造成光学元器件的各项异性. 对于微片激光器而言, 这种各项异性的表现形式为激光器输出具有一定频差的正交偏振光, 而且频差与残余应力成正比^[16]. 由于微片激光器不同位置的频差不同, 可通过改变抽运的位置调节频差, 频差改变范围可以从几兆赫兹到几百兆赫兹, 因此微片激光器还可以作为双频激光器的光源. 基于这种频差可调的微片激光器, 本文研究了回馈对频差的影响, 发现了回馈引起的微片Nd:YAG激光器频差调制现象, 并利用激光器的自洽条件进行了理论分析, 所得结果与实验结果相符. 该调制现象可以用于频差控制及位移测量.

2 实验装置

实验装置如图1所示. 实验所用激光晶体是掺杂浓度为1%的Nd³⁺掺杂YAG微片, 其直径为5 mm, 厚度为1 mm, 微片激光器为平平腔结构. 激光晶体的两端分别镀有1064 nm的高反膜和部分反射膜以作为激光器的两个谐振腔镜. 抽运源LD是一台光纤耦合半导体激光器, 它发出的808 nm

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 61036016)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangsong09@mails.tsinghua.edu.cn

光经过自聚焦透镜 (GRIN) 聚焦在微片激光器的厚度中心位置. 微片激光器由于自身残余应力输出由同一个纵模分裂出的正交偏振的两个模式. 这两个模式的频差与微片激光器的残余应力成正比. 微片激光器输出的 1064 nm 红外光被分光镜 (BS) 分为两路: 一路作为回馈光路, 回馈镜 M 的反射系数为 50%, 它与微片激光器的出光端构成回馈外腔, 腔长为 L_{ext} , 利用压电陶瓷 (PZT) 改变回馈外腔长度, 对其做振幅约为 $1.5 \mu\text{m}$ 的三角波调制; 另外一路又被分成两路, 一路经过检偏器 P 后由雪崩光电

探测器 (APD) 和频谱仪检测, 用于记录两个模式的频差变化, 另一路进入扫描干涉仪以观察频率分裂的两个模式. 回馈光路上倾斜插入了一个圆形可调衰减器 (VA) 用于改变回馈水平, 倾斜插入的目的是防止衰减器的反射光回馈到激光腔内造成干扰. 系统所用的 BS 都是消偏振 BS, 保证激光的偏振态经过分光后保持不变. 当 LD 输出功率为 28 mW 时, 微片激光器即可出光. 实验时抽运功率为 35 mW.

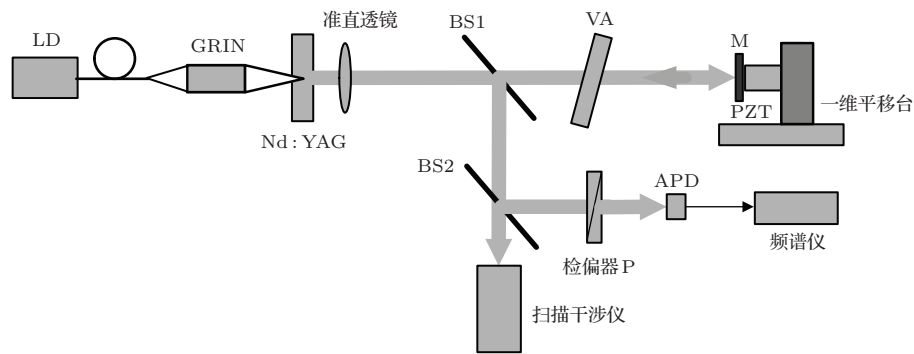


图1 系统结构示意图

3 实验结果

首先用挡光片挡住回馈光, 从扫描干涉仪上观察激光器的模式, 并从频谱仪上读出激光器的初始频差. 图 2 给出了初始频差 $\Delta\nu_0 = 47 \text{ MHz}$ 时频率分裂图像和两个模式的拍频信号. 所用扫描干涉仪的自由光谱区为 1.5 GHz, 在扫描干涉仪前加偏振片并旋转, 可以看到两个模式是正交偏振的.

实验时, 同时记录 PZT 驱动电压和频差的变化. 图 3 显示了初始频差为 32.3 MHz, 回馈水平 $\kappa = 6 \times 10^{-4}$ 时的频差调制曲线. 从图 3 可以看出, 在回馈外腔长度改变时, 微片激光器的频差以初始频差为中心做类正弦的周期性波动. 根据 PZT 驱动电源与伸长量的关系可以算出频差调制曲线的周期为 $\lambda/2$, 即当回馈镜移动 $\lambda/4$ 波长时, 频差调制曲线波动一个周期.

接着, 通过旋转 VA 改变回馈水平, 观察回馈水平对频差调制曲线的影响, 结果如图 4 所示. 从图 4 可以看出, 在相同的频差下, 频差调制曲线具有相同的调制周期, 都为 $\lambda/2$, 频差调制曲线的幅度与回馈水平成正比. 通过移动抽运光在微片激光

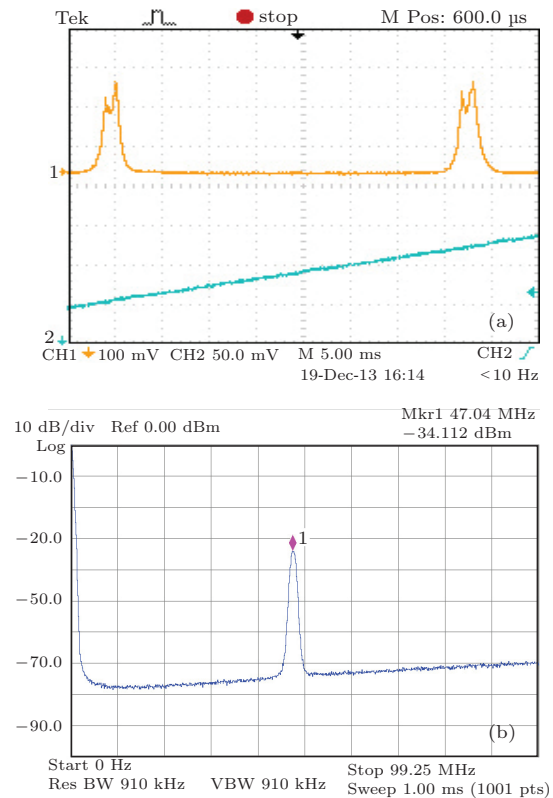


图2 初始频差为 47 MHz 时频率分裂图像和两个模式的拍频信号 (a) 频率分裂图像; (b) 两个模式的拍频信号

器上的位置, 可以改变激光器的频差. 实验发现, 不同初始频差的激光器具有上述类似的结果, 即频

差调制曲线的幅度与回馈水平成正比。

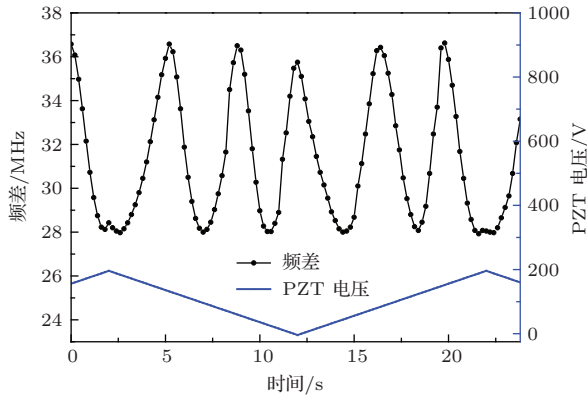


图3 初始频差为 32.3 MHz, 回馈水平 $\kappa = 6 \times 10^{-4}$ 时的频差调制曲线

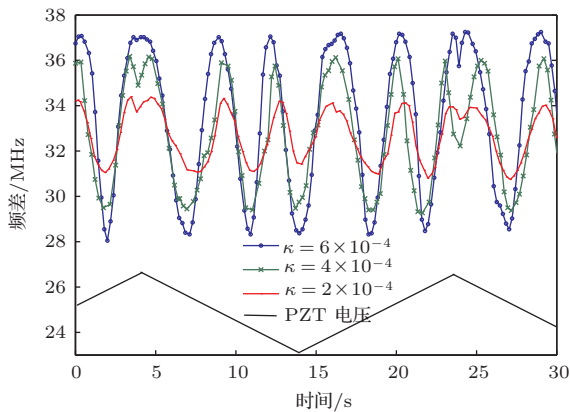


图4 不同回馈水平下的频差调制曲线

最后, 我们又研究了在相同的回馈水平下不同初始频差对调制曲线的影响. 移动抽运光在微片激光器上的位置, 使激光器的初始频差分别为 19, 32.3, 47 MHz, 在相同的回馈水平下, 分别记录不同初始频差对应的频差调制曲线, 结果如图 5 所示. 从图 5 可以看出: 不同初始频差对应的频差调制曲线具有相同的周期; 在相同的回馈水平下, 初始频差越大, 其频差调制曲线的幅度越大, 即频差调制曲线的幅度与初始频差成正比.

实验中, 当回馈水平过高时, 会出现频差消失现象. 这是由于回馈水平过高导致两分裂模附加的阈值增益差别过大, 模式竞争激烈使得一个模式熄灭, 从而发生了偏振跳变现象, 该现象及理论分析在气体激光器、固体激光器、半导体激光器中都有报道 [17–20].

4 理论分析

复合腔模型已成为激光器光回馈系统的通用简化模型 [21]. 外腔反射体被简化为一个第三反射

镜, 它产生回馈光相当于改变了激光器输出腔镜的有效反射率, 从而起到损耗调制的效果.

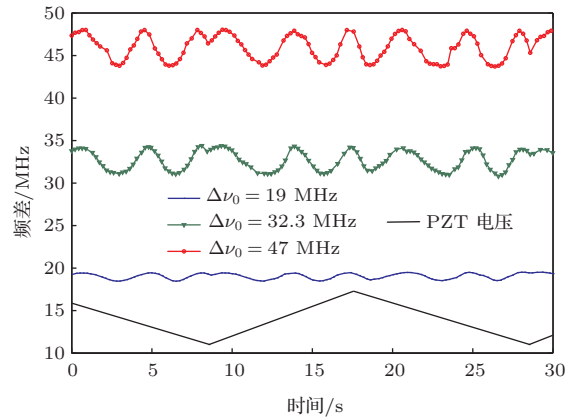


图5 在相同的回馈水平下, 不同初始频差 $\Delta\nu_0$ 对应的频差调制曲线

微片激光器回馈系统的复合腔模型如图 6 (a) 所示. 这里 r_1 和 r_2 为谐振腔反射镜 M1 和 M2 的电场反射系数, κ' 为外腔反射镜 M3 的电场反射系数, L 和 L_{ext} 分别为微片激光器的谐振腔长和外腔腔长. 经过图 6 (b) 简化后, $r_{2\text{eff}}$ 是腔镜 M2 综合了外部反射镜 M3 影响之后的等效电场反射系数, 它的表达式为 [21]

$$r_{2\text{eff}} = r_2 [1 + (1 - r_2^2) \kappa' \exp(-i2\pi\nu\tau_{\text{ext}}) / r_2] = r_2 [1 + \kappa \exp(-i\phi)], \quad (1)$$

式中, κ 为等效电场回馈系数, $\kappa = (1 - r_2^2) \kappa' / r_2$; τ_{ext} 为激光的外腔时延, $\tau_{\text{ext}} = 2L_{\text{ext}} / c$, 其中 c 为光在真空中的传播速度; ν 为激光器振荡频率; ϕ 为回馈光的外腔相位. 考虑到实际应用中光回馈较弱, 此公式忽略了多重光回馈影响.

以下分析中在确定 κ 时, 都综合考虑了外腔反射体反射率和回馈光路中各个元件的透射率等因素.

根据激光器振荡的自洽条件, 在没有光回馈时激光器的稳态响应满足

$$r_1 r_2 \exp[2(g_0 - a)L + i2\pi\nu_0\tau_0] = 1, \quad (2)$$

式中, ν_0 和 g_0 分别为在没有光回馈时激光器的振荡频率和阈值增益, $\tau_0 = 2L/c$, a 为腔内吸收损耗.

在光回馈下, 稳态时激光器应满足

$$r_1 r_{2\text{eff}} \exp[2(g - a)L + i2\pi\nu_0\tau_0] = 1, \quad (3)$$

式中 g 为在光回馈下纵模模式 ν 的阈值增益.

在弱回馈下, 比较 (2) 和 (3) 式即可得到光回馈

引起的激光器频率变化:

$$\nu - \nu_0 = \kappa \sin(2\pi\nu\tau_{\text{ext}})/(2\pi\tau_0). \quad (4)$$

由(4)式可以大致评估微片激光器的频率随回馈外腔长度变化的规律. 实验中, κ 约为 10^{-4} , 对应微片激光器频率漂移量一般在10 MHz量级. 实验中用分辨率最高的, 自由光谱区为1.5 GHz的扫描干涉仪观察不到光回馈引起的激光频率漂移. 虽然回馈可以改变激光振荡纵模的频率, 但是由于频率漂移的量级与激光频率相比相差太大, 从而很难直接观察到回馈引起的激光纵模的频率漂移.

由(4)式可以得到两个频率分裂模 ν_1 和 ν_2 的变化量 $\Delta\nu_1$ 和 $\Delta\nu_2$ 分别为

$$\Delta\nu_1 = \nu_1 - \nu_0 = \kappa \sin(2\pi\nu_1\tau_{\text{ext}})/(2\pi\tau_0), \quad (5)$$

$$\Delta\nu_2 = \nu_2 - \nu_0 = \kappa \sin(2\pi\nu_2\tau_{\text{ext}})/(2\pi\tau_0), \quad (6)$$

则频差的调制量 $\Delta\nu$ 为 $\Delta\nu_1$ 与 $\Delta\nu_2$ 之差,

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \Delta\nu_1 - \Delta\nu_2 \\ &= \frac{\kappa}{2\pi\tau_0} [\sin(2\pi\nu_1\tau_{\text{ext}}) - \sin(2\pi\nu_2\tau_{\text{ext}})] \\ &= \frac{\kappa \sin(\pi\Delta\nu_0\tau_{\text{ext}})}{\pi\tau_0} \cos[\pi(\nu_1 + \nu_2)\tau_{\text{ext}}] \\ &= \frac{\kappa \sin(\pi\Delta\nu_0\tau_{\text{ext}})}{\pi\tau_0} \cos(2\pi\nu\tau_{\text{ext}}). \end{aligned} \quad (7)$$

实验中 $L_{\text{ext}} = 0.2$ m, 在PZT驱动下 L_{ext} 的变化量为 $1.5 \mu\text{m}$ 左右, 则 τ_{ext} 为 10^{-9} s量级, 它的变

化在 10^{-14} s量级. 因此在上述实验条件 ($\Delta\nu_0 < 50$ MHz) 下 $\sin(\pi\Delta\nu_0\tau_{\text{ext}}) \ll 1$, 其变化量很小, 在上述公式中可以把 $\sin(\pi\Delta\nu_0\tau_{\text{ext}})$ 看成一个常数而作为系数. 根据 $\tau_{\text{ext}} = 2L_{\text{ext}}/c$ 可得 $\cos(2\pi\nu\tau_{\text{ext}})$ 项的周期为 $\lambda/2$, 即当外腔长度作微米量级的变化时, $\cos(2\pi\nu\tau_{\text{ext}})$ 会波动若干个周期. 因此 $\cos(2\pi\nu\tau_{\text{ext}})$ 是对频差的调制项. 频差调制曲线的形成即是由于此项的作用所致. 从量级上看, ν 为光频, 其在 10^{14} 量级, ν 与 τ_{ext} 的变化量之积在1的量级, 从而引起 $\cos(2\pi\nu\tau_{\text{ext}})$ 波动若干个周期. 从(7)式也可以预见, 当外腔长度 L_{ext} 足够长 (约在10 m量级) 时, τ_{ext} 足够大, $\sin(\pi\Delta\nu_0\tau_{\text{ext}})$ 会进入单调下降段, 频差的调制量随频差的增大而变小, 这与本实验的结论相反, 但是由于实验条件所限无法对其进行验证.

根据(7)式进行了数值模拟, 模拟结果如图7所示, 可知数值模拟结果与实验结果相符, 这说明理论分析是有效的.

综上所述可知, 回馈不仅会引起纵模频率漂移, 还会引起频率分裂的正交偏振光的频差调制. 由于频率漂移的量级与激光频率相比相差太大, 很难直接观察到回馈引起的激光纵模的频率漂移. 而初始频差则可以调节到跟频差调制量相当的水平, 进而可以直观地观察到, 这也间接证明了回馈可以改变激光纵模的频率.

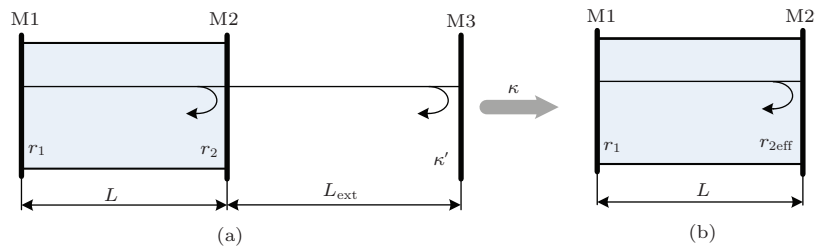


图6 微片激光器回馈系统的复合腔模型及其简化模型 (a) 复合腔模型; (b) 简化后的复合腔模型

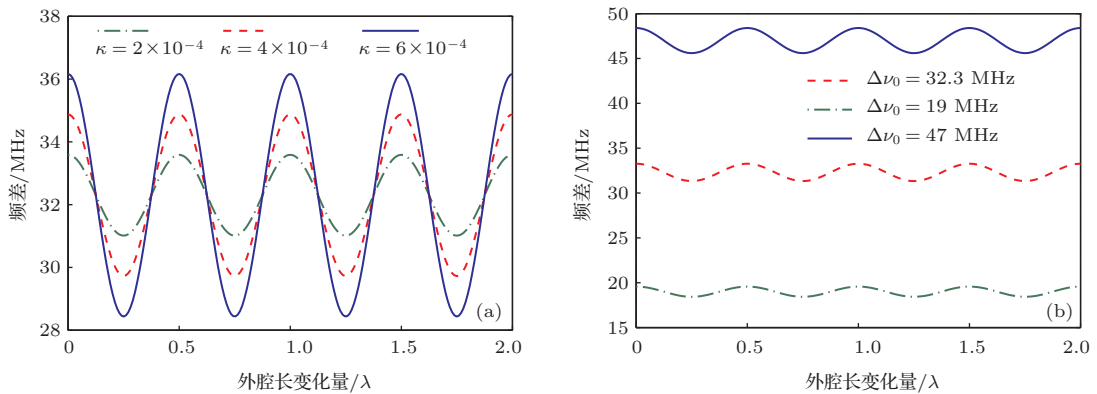


图7 频差调制曲线的理论模拟 (a) 不同回馈水平下的频差调制曲线; (b) 不同初始频差下的频差调制曲线

5 结 论

本文研究发现在回馈的作用下, 微片激光器的频差呈以初始频差为中心的类正弦波动, 波动的周期为 $\lambda/2$. 频差调制曲线的幅度与回馈水平成正比, 但是当回馈水平过强时会出现偏振态跳变, 从而使频差消失. 在一定的回馈外腔范围内, 频差调制曲线的幅度与初始频差亦成正比. 用复合腔模型和激光器的自治理论进行了理论分析和模拟, 理论结果与实验结果相符. 已有学者利用回馈对激光频率的影响来稳频^[22]. 在某些应用场合, 需要有稳定的频差^[23]. 微片激光器由于其结构紧凑、频差可调是一个理想的频差源. 但是微片激光器的频差由于其内应力产生, 很容易受外界温度、夹持机构、机械振动等因素的影响, 从而造成频差有一定的波动. 根据本文研究发现的回馈对频差的影响, 可以用一个伺服系统对频差进行精确控制. 利用频差调制现象还可以做成位移传感器. 频差调制曲线的波动周期为 $\lambda/2$, 位移传感器的分辨率也为 $\lambda/2$, 而且可以溯源到光波长, 同时还具有结构简单的特点, 但目前需要其他辅助手段才能实现判向, 直接判向仍需进一步的研究. 由于频差调制曲线的周期与初始频差无关, 对初始频差的选择也没有特殊要求.

参考文献

[1] Wang W M, Boyle W J O, Grattan K T V 1993 *Appl. Opt.* **32** 1551
 [2] Takiguchi Y, Ohyagi K 2003 *Opt. Lett.* **28** 319

[3] Lang R, Kobayashi K 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **16** 347
 [4] Lenstra D, Verbeek B H, Boef A J 1985 *IEEE J. Quantum Electron.* **21** 674
 [5] Tand Y D, Zhang S L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2124 (in Chinese) [谈宜东, 张书练 2007 物理学报 **56** 2124]
 [6] Alvarado T, Julius J 2005 *Appl. Opt.* **44** 7287
 [7] Mao W, Zhang S L, Zhang L Q, Zhu J, Li Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4704 (in Chinese) [毛威, 张书练, 张连清, 朱钧, 李岩 2006 物理学报 **55** 4704]
 [8] Wan X J, Li D, Zhang S L 2007 *Opt. Lett.* **32** 367
 [9] Okamoto S, Takeda H, Kannari F 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 3116
 [10] Ryoji K, Yusuke A, Kenju O 1999 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11** 706
 [11] Kenju O, Kazutaka A, Ko J Y 2002 *Opt. Lett.* **27** 1339
 [12] Giuliani G, Pietra S B, Donati S 2003 *Meas. Sci. Technol.* **14** 24
 [13] Wang M, Lai G 2004 *Opt. Commun.* **238** 237
 [14] Arnaud W, Eric L, Olivier H 2006 *Opt. Lett.* **31** 3031
 [15] Tan Y D, Xu C X, Zhang S, Zhang S L 2013 *Laser Phys. Lett.* **10** 25001
 [16] Holzapfel W, Seffgast W 1989 *Appl. Phys. B* **49** 169
 [17] Sciamanna M, Panajotov K, Thienpont H 2003 *Opt. Lett.* **28** 1543
 [18] Fei L G, Zhang S L, Wan X J 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1944
 [19] Ren Z, Tan Y D, Wan X J, Zhang S L 2010 *Appl. Phys. B* **99** 469
 [20] Ren C, Tan Y D, Zhang S L 2012 *Chin. Phys. B* **19** 024206
 [21] Wang W M, Gratten K T V, Palmer A W, Boyle W J O 1994 *IEEE J. Lightwave Technol.* **12** 1577
 [22] Brown N 1981 *Appl. Opt.* **20** 3711
 [23] Toshihiko Y, Yukio K 1999 *Appl. Opt.* **38** 3266

Frequency difference modulation of microchip Nd:YAG laser induced by laser feedback*

Zhang Song[†] Tan Yi-Dong Zhang Shu-Lian

(State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 24 December 2013; revised manuscript received 9 January 2014)

Abstract

Microchip laser can output two orthogonal frequency splitting modes due to its own internal residual stress. In this paper it is found that the frequency difference of microchip laser is modulated by laser feedback. The modulation is a sinusoid-like curve whose center is the original frequency difference and period is half-wavelength. The amplitude of the modulation curve is proportional to feedback level. But when the feedback is too strong, so that the polarization switching occurs and only one polarization exists sometimes. In a range of external cavity, the amplitude of the modulation curve is also proportional to original frequency difference. The theoretical analysis and simulation based on the composite laser cavity theory and self-consistent theory are in good agreement with the experimental results. The potential applications of this phenomenon in precision measurement are discussed.

Keywords: optical feedback, microchip laser, frequency difference modulation, frequency splitting

PACS: 42.55.Sa, 42.55.Rz, 42.55.Xi

DOI: [10.7498/aps.63.104208](https://doi.org/10.7498/aps.63.104208)

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61036016).

[†] Corresponding author. E-mail: zhangsong09@mails.tsinghua.edu.cn