

## 采用萨尼亚克环的外腔半导体激光器无调制稳频技术

魏芳, 孙延光, 陈迪俊, 方祖捷, 蔡海文, 瞿荣辉

(中国科学院上海光学精密机械研究所 上海市全固态激光器与应用技术重点实验室, 上海 201800)

**摘要:** 提出了一种基于相位差偏置萨尼亚克环的新型外腔半导体激光(ECDL) 无调制稳频方法, 采用偏振分束器(PBS) 作为萨尼亚克环的输入及输出端, 并利用 1/4 波片在环内沿相反方向传播的偏振方向互相垂直的两束光之间引入  $\pi/2$  的相位差( $\Delta\delta$ ), 萨尼亚克环的输出光经过起偏器可以分解得到由 Rb 的饱和吸收峰引起的色散相移, 通过这种方法可以得到适合稳频的误差信号。相比现有的利用全内反射引入相位差( $\sin\Delta\delta=0.64$ )的方法, 色散信号放大系数  $\sin\Delta\delta$  的值可达到理论最大值, 有效地提高了误差信号的强度, 这种方法简单、稳健, 且在原子物理实验等方面具有潜在应用。

**关键词:** 激光稳频; 外腔半导体激光器; 原子分子物理学; 萨尼亚克环

**中图分类号:** TN248.4 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2013)04-0885-05

## Modulation-free frequency stabilization system of external cavity diode laser based on Sagnac loop

Wei Fang, Sun Yanguang, Chen Dijun, Fang Zujie, Cai Haiwen, Qu Ronghui

(Shanghai Key Laboratory of All Solid-state Laser and Applied Techniques, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract:** A novel frequency stabilization method of ECDL using a phase difference biased Sagnac loop was proposed. This scheme uses polarization beam splitter (PBS) for input and output of Sagnac loop instead of the beam splitter, and a quarter waveplate to introduce a bias phase difference of  $\pi/2$  between the counterpropagating pump and probe beams with perpendicular polarization. A polarizer is inserted after the output of the Sagnac loop, so that the dispersion phase shift induced by Rb resonance can be obtained. By this method, an error signal with larger amplitude can be acquired, which provides an ideal error signal to stabilize the frequency of the laser. Compared with the previously proposed method, whose bias phase difference is introduced by polarization dependent phase shift in total-internal-reflection ( $\sin\Delta\delta=0.64$ ), the amplification factors of dispersive signal  $\sin\Delta\delta$  can be achieved to theoretical maximum. This scheme is simple, robust, and has potential applications in atomic physics experiment and so on.

**Key words:** laser stabilization; external cavity diode laser; atomic and molecular physics; Sagnac loop

收稿日期: 2012-08-10; 修订日期: 2012-09-11

基金项目: 国家自然科学基金(61108028、61178031、61137004); 上海市科委重点基础项目(11JC1413500)

作者简介: 魏芳(1985-), 女, 博士生, 主要从事可调谐外腔半导体激光器及其稳频技术方面的研究。Email: weifang@siom.ac.cn

导师简介: 瞿荣辉(1972-), 男, 研究员, 博士, 主要从事半导体激光器、光纤传感等方面的研究。Email: rhqu@siom.ac.cn

## 0 引言

具有高频率稳定性的外腔半导体激光器由于其具有窄线宽、大调谐范围及灵活的波长选择性等优点,在高分辨率光谱、激光冷却、原子钟、高精度测量等领域具有较为广泛的应用。通常情况下,外腔半导体激光器自由运转过程中较易受到外界环境的影响而不能满足以上应用中对外腔激光器频率稳定性的严格要求,故需要通过外部反馈控制将激光器的频率稳定在原子或分子的吸收线上。传统的稳频方法是对激光器的频率进行调制,通过锁相放大技术将原子或分子的吸收峰附近产生的高次谐波信号提取出来从而获得用于稳频的误差信号<sup>[1-2]</sup>。但调制稳频的方法需要通过调制激光器的驱动电流或利用外部声光调制器来实现对激光的频率调制,这样会引起激光线宽的展宽并且调制的速度受到成本的限制,所以能够克服上述缺点的无调制稳频技术成为近年来的发展趋势<sup>[3-4]</sup>。

现有的无调制稳频技术主要有以下几种。(1) DAVLL (Dichroic Atomic-Vapor Laser Lock)法:利用外加磁场产生 Zeeman 效应,使得不同方向的圆偏振光在吸收峰处发生频移从而产生类色散信号,这类方法对外加磁场的稳定性有一定的要求<sup>[5-6]</sup>;(2) 偏振光谱法:利用单一方向的圆偏振光对原子进行泵浦,使得不同方向的圆偏振光在饱和吸收峰附近由于吸收系数不同而发生双折射现象,通过偏振探测的方法得到原子的偏振光谱<sup>[7-9]</sup>;(3) Sagnac 干涉法:泵浦光及探测光的吸收光谱在饱和吸收峰附近的差异导致两束光之间存在折射率差异,利用 Sagnac 干涉仪将由折射率差异导致的相位差解调出来<sup>[10-11]</sup>。其中基于 Sagnac 干涉仪的无调制稳频方法两束干涉光通过方向相反但路径相同的方式传播并发生干涉,两束光的相位差不会受到外界环境的干扰,所以误差信号的背景噪声较低。文中提出了一种基于  $\pi/2$  相移 Sagnac 环的无调制稳频方法,该方法光路调节简单,抗扰性好,并且可以得到大信噪比的误差信号,通过该信号可以实现对外腔半导体激光器的稳频。

## 1 理论分析

当功率较高的泵浦光通过原子时,如果它的频

率恰好位于原子的精细能级跃迁频率上,那么低能级上的原子就会被激发并跃迁到高能级上去,这样当功率较小的探测光从相反的方向经过这部分原子时,在原子的精细能级跃迁频率处会出现饱和吸收现象,吸收系数减小,使得探测光的吸收光谱在多普勒吸收峰的背景上叠加了一些窄线宽的饱和吸收峰。在原子的饱和吸收峰处,由克喇末-克朗尼格(Kramers-Kronig)关系可知,折射率会随着频率发生变化,并且折射率变化的色散曲线形状与误差信号的形状相似<sup>[12]</sup>。图 1(a)为关于中心频率  $\omega_0$  处吸收率  $\alpha_0$  的相对饱和吸收系数,图 1(b)为折射率变化曲线。可以看出,在饱和吸收峰的中心频率  $\omega_0$  处,折射率与单多普勒吸收时相同且色散最大,而在  $\omega_0$  的两侧成正负对称的变化,所以得到饱和吸收峰附近的色散曲线就得到了稳频所需要的误差信号。

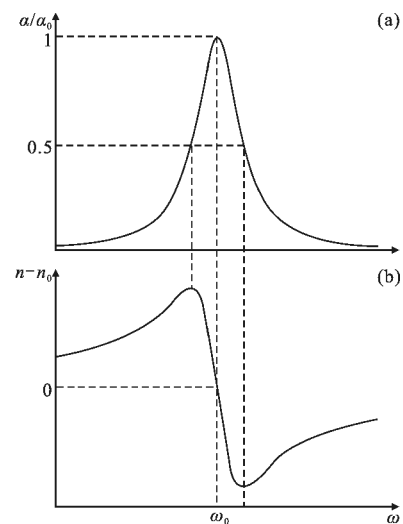


图 1 吸收峰附近吸收系数及色散的关系(饱和吸收峰的中心频率为  $\omega_0$ )

Fig.1 Absorption coefficient and dispersion in the vicinity of an atomic transition with center frequency  $\omega_0$

由上述分析可知,当光束通过原子吸收池时饱和吸收峰附近的色散会引起光程的变化,利用 Sagnac 干涉可以将这种变化解调出来。如果发生干涉的两束光光路并不完全重合而是存在  $\pi/2$  的光程差,则 Sagnac 干涉仪输出为  $TEM_{01}$  模式的光斑,饱和吸收峰附近的色散引起的光程变化则会导致干涉仪输出模式的改变,通过探测  $TEM_{01}$  模式两光瓣光强的相对变化便可得到所需的误差信号,这种方法对调节精度的要求较高,当激光器出射的光斑较小

时需要 CCD 的辅助,且对探测器的位置较为敏感<sup>[8]</sup>。另外,利用全内反射的偏振相关性在 Sagnac 干涉仪内插入 1/2 波片及全内反射棱镜,使得干涉仪内沿相反方向传播的两束光的偏振方向互相垂直并引入一个 40°的附加相位差( $\Delta\delta$ ),直接探测干涉仪的输出光强的变化便可以得到饱和吸收峰附近的色散曲线。这种方法光路调节相对简单,抗扰性更好,并且降低了电子学方面的成本<sup>[9]</sup>;但所得到误差信号的强度受到附加相位差  $\Delta\delta$  的限制,如果将  $\Delta\delta$  提高到  $\pi/2$ ,则所得到误差信号的信噪比将会相应提高。文中利用偏振分束器作为 Sagnac 环的输入输出端,在稳频光进入 Sagnac 环之前加入 1/4 波片,使得相互垂直的偏振光之间存在  $\pi/2$  的相位差,对 Sagnac 环的输出进行偏振检测便可得到饱和吸收峰附近的色散曲线,这种方法可以将误差信号的幅度增大到理论上的最大值。

实验装置如图 2 所示。假定用于稳频的激光为线偏振光,它的偏振态方向被一个快轴方向与  $x$  轴成  $\theta$  角的 1/2 波片(HWP)旋转,接着通过一个快轴方向与  $x$  轴方向相同的 1/4 波片(QWP),在  $x$  方向与  $y$  方向之间引入  $\pi/2$  的相位差,之后经过偏振分束器(PBS)分成偏振方向互相垂直的两束线偏振光进入 Sagnac 环中沿相反的方向传播。将一个中性滤波片(ND filter)置入 Sagnac 环中对光强进行衰减,这样环内沿顺时针方向传播的光的光强在通过 Rb 泡时远远大于逆时针方向传播的光,顺时针方向的光作为泵浦光将原子激发到较高的能级上,只存在多普勒吸收,逆时针方向传播的光作为探测光则会发生饱和吸收现象。两束光再次经过 PBS 合束后由一个与  $z$  方向成 45°的线偏振器(LP)检测输出光偏振态的变化,从而得到饱和吸收峰附近的色散特性。

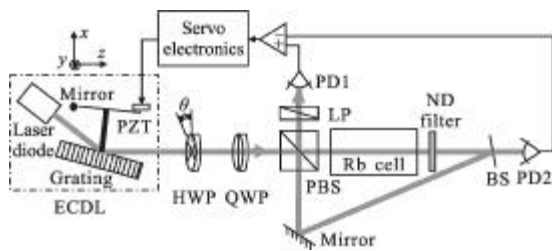


图 2 实验原理图

Fig.2 Schematic diagram of the experimental setup

假定用于稳频的激光为  $x$  方向的线偏振光,初

始状态时光场的振幅可表示为:

$$E_0 = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

令  $\theta=22.5^\circ$ , 当光经过 1/2 波片和 1/4 波片转换后,光场振幅可表示为:

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{0x} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (2)$$

当探测光经过 Rb 吸收池传播时发生饱和吸收现象,原子的超精细结构会在吸收谱上显现出来。由图 1 可知,折射率会相对于饱和吸收峰中心频率对称变化,而泵浦光只经历多普勒吸收,折射率并不存在这种变化,所以泵浦光及探测光在 Rb 泡中传播时会出现一个光程差,可表示为:

$$\Delta\phi(\omega) = \phi_2 - \phi_1 = 2\pi[n_2(\omega) - n_1(\omega)]L/\lambda \quad (3)$$

式中:  $n_1$  和  $n_2$  分别为泵浦光及探测光在 Rb 泡中的折射率。Sagnac 环中传播的两束光最后又由偏振分束器合并输出, Sagnac 环的输出光场振幅为:

$$E = \frac{\sqrt{2}}{2} r_1 t E_{0x} \begin{bmatrix} e^{-\alpha_1(\omega)L/2} \\ -ie^{-\alpha_2(\omega)L/2} e^{i\Delta\phi} \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中:  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别为 Rb 对泵浦光及探测光的吸收率;  $r_1$  为分束镜(BS)的反射系数;  $t$  为中性滤波片的吸收系数。

经过线偏振器后,探测器 PD1 处的光场振幅为:

$$E_1 = \frac{\sqrt{2}}{4} r_1 t E_{0x} (e^{-\alpha_1(\omega)L/2} - ie^{-\alpha_2(\omega)L/2} e^{i\Delta\phi}) \quad (5)$$

泵浦光的多普勒吸收谱可以为探测器 PD2 测得, PD2 处的光场振幅为:

$$E_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} t_1 t E_{0x} e^{-\alpha_1(\omega)L/2} \quad (6)$$

式中:  $t_1$  为 BS 的透射系数。所以 PD1、PD2 探测到的光强度可分别表示为:

$$I_1 = \frac{1}{4} r_1^2 t^2 E_{0x}^2 \{ e^{-\alpha_1(\omega)L} + e^{-\alpha_2(\omega)L} + 2e^{-[\alpha_1(\omega) + \alpha_2(\omega)]L/2} \sin\Delta\phi \} \quad (7)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} t_1^2 t^2 E_{0x}^2 e^{-\alpha_1(\omega)L} \quad (8)$$

从公式(7)可以看出, PD1 探测得到的光强信号中最后一项包含了由饱和吸收峰色散引起的光程差,故只需通过减法电路将所得的 PD1、PD2 两路信号的强度进行补偿后相减便可以消除掉多普勒吸收的影响,只留下与饱和吸收有关的色散项,加入合适的偏置电压后就可以将误差信号设定在所需锁定的

饱和吸收峰处过零, 这样饱和吸收峰附近的误差信号就可以简单地表述为:

$$I_{\text{signal}} \propto e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)L/2} \sin \Delta \phi(\omega) E_{0x}^2 \quad (9)$$

与参考文献[9]中公式(5)所表示的误差信号相比,  $\sin \Delta \delta$  可以达到理论最大值, 误差信号的峰峰值也会得到相应的提高, 在相同的实验条件下可以改善误差信号的信噪比。

## 2 实验装置

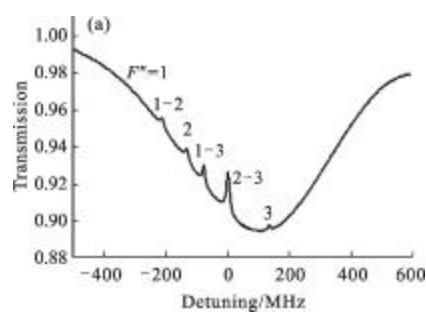
实验所用的半导体激光器为自行研制的光栅反馈 Littman-Matcalf 型外腔半导体激光器 (ECDL), 工作波长在 780nm 附近, 出射光斑尺度为 1mm×3mm。如图 2 所示, 扫描反射镜上的压电陶瓷(PZT)的驱动电压可以实现对激光器出射频率的调谐, 最大无跳模调谐范围为 20 GHz。激光器的功率为 20 mW, 为了避免不必要的光反馈, 激光输出后首先经过隔离器后由 1/2 波片及偏振分束镜分为两路 (图 2 中并未标出), 一路作为实验用输出, 一路用于激光器的稳频, 稳频用激光功率约为 0.3 mW。中性滤波片的透过率为 10%, Rb 泡的有效长度为 50 mm; 泵浦光与探测光的光功率可估算为 150  $\mu$ W 及 7.5  $\mu$ W, 使两路光的功率既可以满足饱和的条件, 又不至于过高而引起饱和吸收峰的展宽。

实验所用的电学部分主要包括两个带预放大功能的光电探测器 PD1、PD2 (两探测器的测量带宽 ~200 kHz) 及获得误差信号的减法电路。获得的误差信号可以通过一个 PI 反馈电路来控制 PZT 的驱动电压及激光器的驱动电流来实现激光器的稳频。

## 3 实验结果

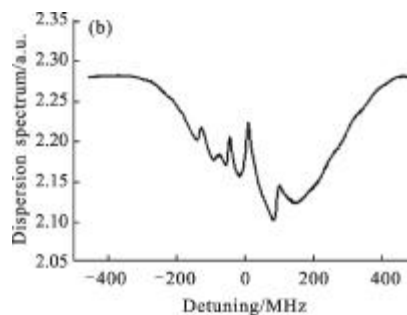
实验中将所有元件仔细对准使得 Sagnac 环中传播的两路光的光路完全重合, 该 Sagnac 环的组成元件比参考文献[9]中少一个全反射棱镜, 有效降低了调节的难度。旋转 1/4 波片及线偏振器使 PD1 探测到的色散信号最大。将三角波驱动电压加到外腔半导体激光器的 PZT 上对激光器进行频率扫描, 采用 Agilent Technologies' DSO5032A 示波器对实验结果进行记录。将一个未镀膜的 K9 玻璃基片插入到 Rb 泡与偏振分束器中间对探测光进采样测量  $^{87}\text{Rb}$  的  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  饱和吸收光谱, 测量结果如图 3(a)所示, 可以清晰地看到三个无多

普勒加宽的饱和吸收峰及三个交叉共振峰。图 3(b)为 PD1 探测得到的信号, 可以看出该信号在多普勒吸收的背景下包含了饱和吸收峰附近的色散信息, 所以与 PD2 探测得到的多普勒吸收谱线相减后便可消除多普勒吸收的影响, 得到所需要的色散误差信号。



(a) 饱和吸收光谱

(a) Saturated absorption spectrum



(b) PD1 测量得到的 Sagnac 环输出结果

(b) Sagnac loop output recorded by PD1

图 3  $^{87}\text{Rb}$  的  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  测量结果

Fig.3 Data from  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  transitions for  $^{87}\text{Rb}$

图 4 给出了  $^{87}\text{Rb}$  的精细结构  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  附近的色散误差信号, 其中  $^{87}\text{Rb}$  的  $F=2 \rightarrow \text{CO2-3}$  交叉吸收峰处的色散信号幅度最大, 并且在交叉吸收峰处存在过零点及较大的斜率适合用于稳频。图 4 中的插图为  $^{87}\text{Rb}$  的  $F=2 \rightarrow \text{CO2-3}$  交叉吸收峰处的放大图, 直线为理论模拟, 虚线为实验数据。与参考文献[9]中的误差信号比较形状相似, 但在相同的实验条件下 (稳频光强, 电路等) 误差信号的峰峰值得到了提高, 并且对实验室条件下声音干扰、实验台振动表现出良好的稳健性。

文中所得到的误差信号可以参照参考文献[9]中相同的方法对激光器进行稳频。首先以所需要的稳频点为中心利用三角波扫描电压驱动 PZT 对激光器的频率进行调谐, 接着缓慢减小扫描电压的幅度

到零,将误差信号通过比例积分电路反馈到激光器PZT的驱动电压上,只要合理地选取反馈电路的比例积分系数便能将激光器的频率锁定在所需要的频率上。

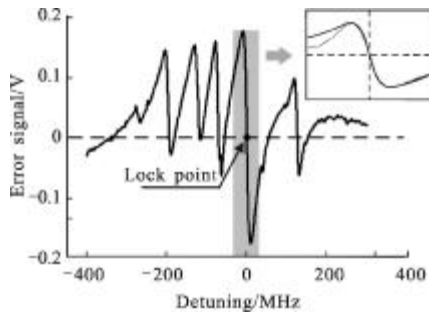


图4  $^{87}\text{Rb}$  的  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  色散误差信号

Fig.4 Dispersion error signal of the  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  transitions for  $^{87}\text{Rb}$

## 4 结论

文中提出了一种基于  $\pi/2$  相移 Sagnac 环的无调制稳频方法,引入了偏振元件对现有的基于萨尼亚克干涉仪的方案进行了优化,在  $^{87}\text{Rb}$  的  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, 2, 1)$  吸收峰处实验获得了大幅度的色散误差信号,可以用于激光器的稳频。该方法简单、稳健、低价,并可以扩展到其他的原子物理实验中。

## 参考文献:

- [1] Yuan Jie, Chen Xuzong, Chen Wenlan, et al. Structure design and third-harmonic frequency stabilization of the external cavity semiconductor laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(2): 152-154. (in Chinese)
- [2] Zhang Yinan, Tan Yidong, Zhang Shulian. Temperature control system for frequency stabilization of total internal cavity microchip laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(1): 102-106. (in Chinese)
- [3] Bjorklund G C. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions [J]. *Optics Letters*, 1980, 5(1): 15-17.
- [4] Sukenik C I, Busch H C, Shiddiq M. Modulation-free laser frequency stabilization and detuning [J]. *Optics Communications*, 2002, 203(1-2): 133-137.
- [5] Corwin K L, Lu Z T, Hand C F, et al. Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor [J]. *Applied Optics*, 1998, 37(15): 3295-3298.
- [6] Wasik G, Gawlik W, Zachorowski J, et al. Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism [J]. *Applied Physics B*, 2002, 75(6): 613-619.
- [7] Pearman C P, Adams C S, Cox S G, et al. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2002, 35(24): 5141-5151.
- [8] Yutaka Y, Takeshi U, Takuro M, et al. Frequency stabilization of a laser diode with use of light-induced birefringence in an atomic vapor [J]. *Applied Optics*, 2003, 42(33): 6645-6649.
- [9] Ratnapala A, Vale C J, White A G, et al. Laser frequency locking by direct measurement of detuning [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(23): 2704-2706.
- [10] Robins N P, Slagmolen B J J, Shaddock D A, et al. Interferometric, modulation-free laser stabilization [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(21): 1905-1907.
- [11] Wei F, Chen D J, Fang Z J, et al. Modulation-free frequency stabilization of an external cavity diode laser with dispersion spectroscopy based on sagnac interferometer [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(22): 3853-3855.
- [12] Demtröder W. *Laser Spectroscopy: Basic Principles* [M]. Kaiserslautern: Springer, 2008: 66-69.