

采用铯原子偏振光谱对 894.6 nm 外腔式半导体激光器稳频的实验研究

张岩, 马荣, 刘晋宏, 韩宇宏, 张丽文, 张俊香[†]

(山西大学光电研究所 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006)

摘要: 通过铯原子 D_1 线超精细跃迁能级的偏振光谱获得鉴频曲线, 利用电子伺服系统将鉴频曲线反馈到 894.6 nm 外腔式半导体激光器的压电陶瓷上进行锁定。由于偏振光谱技术不需要对激光器进行调制, 因此不会带来额外的噪声。激光器自由运转 400 s 内频率起伏为 2.35 MHz, 采用偏振光谱锁定激光器后 400 s 内频率起伏为 0.95 MHz, 有效抑制了激光器的频率起伏。

关键词: 铯原子 D_1 线; 偏振光谱; 稳频

中图分类号: TN248

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2017)01-0087-05

0 引言

半导体激光器具有体积小、转换效率高、波长覆盖范围宽、线宽窄以及频率稳定性高等优点, 在量子计量、激光冷却与俘获、量子频标等实验中有着重要的应用。特别是在与原子物理相关的领域, 如原子系综之间的纠缠^[1]、量子存储^[2]、光与原子相互作用^[3]和光谱测量^[4]等实验研究中, 要求激光频率具有高度的稳定性^[5]。而在实际应用中由于外界环境的干扰, 如空气流动、机械振动以及温度的变化等引起的激光频率漂移远大于激光的线宽, 使得激光器在自由运转时频率起伏较大, 因此除了对激光器采取隔热恒温、防震、稳定电源等措施, 还需要对激光器的频率进行主动稳频。主动稳频的基本思想是选定一个参考频率, 要求其稳定性及复现性好、线宽窄、信噪比高, 当激光的频率偏移参考频率时, 误差信号会通过电子伺服系统负反馈到激光器的电源端或者

压电陶瓷, 调节激光频率使其稳定在参考频率。如果激光波长在原子跃迁线附近, 可以利用饱和吸收光谱技术或者偏振光谱技术将产生的激光频率锁定在相应的跃迁线上。由于饱和吸收光谱稳频是利用相敏检波技术对激光器进行低频调制从而会带来额外的扰动, 而且实验装置较为复杂, 需要用到锁相放大器等实验设备。而偏振光谱稳频技术是 1976 年由 Wieman 和 Hansch 提出, 这种稳频技术无需对激光器进行调制, 因此不会引来额外噪声, 并且可以消除线性吸收引起的多普勒展宽^[6,7]。2016 年, 我们小组利用偏振光谱技术将外腔式半导体激光器锁定在铯 (^{133}Cs) 原子 D_1 吸收线的 $F=4(6^2S_{1/2}) \rightarrow F'=3(6^2P_{1/2})$ 超精细跃迁能级上, 并且将半导体激光注入倍频腔产生 178 mW 的 447.3 nm 蓝光^[8]。本文介绍了上述实验中利用偏振光谱技术锁定激光器的原理以

收稿日期: 2016-10-18; 修回日期: 2016-11-02

基金项目: 国家自然科学基金(批准号: 11574188; 11274210); 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB923102)和国家自然科学基金创新研究群体科学基金(批准号: 61121064)

作者简介: 张岩(1988-), 男, 山西芮城人, 博士研究生, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: 706847059@qq.com

[†]通信作者: 张俊香, E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

及过程。当激光器自由运转时,400 s 内频率漂移为 2.35 MHz;锁定激光器后,400 s 内频率漂移为 0.95 MHz。实验结果表明利用偏振光谱技术锁定激光器有效抑制了激光的频率漂移,为倍频光的稳定输出打下了良好的基础。

1 实验原理及实验装置

在利用偏振光谱锁定激光器时,假设探测光的频率为 ω 、偏振方向沿 x 轴、传播方向沿 z 轴,那么它可以表示为:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - k_0 z)}, E_0 = \{E_0 x, 0, 0\} \quad (1)$$

其中 k_0 为探测光在真空中波数,它可以分解为左旋圆偏振光 σ^+ 和右旋圆偏振光 σ^- 。当没有圆偏振泵浦光时,铯原子均匀地分布在不同的 Zeeman 态上。当打开圆偏振泵浦光并且频率调到铯原子跃迁线时,由于不同 Zeeman 态之间的 Clebsch-Gordan (CG) 系数不同,造成不同 Zeeman 态布居数不对称,从而引起铯原子气室内的非均匀饱和效应,使得光路中铯原子变成各向异性介质,则探测光的左旋圆偏振和右旋圆偏振部分的折射系数 n^+ 、 n^- 及吸收系数 α^+ 、 α^- 不再相同。两个偏振部分在铯原子气室输出窗口处 ($Z=L$) 合成一个椭圆偏振光,其主轴略有转动^[6]:

$$E^\pm = \frac{1}{2} E_0 e^{i(\omega t - k^\pm L + iL\alpha^\pm/2)} (\hat{x} \pm i\hat{y}) \quad (2)$$

其中, $k = \frac{\omega_0}{c} n, n = \frac{n^+ + n^-}{2}, \Delta n = n^+ - n^-, \alpha = \frac{\alpha^+ + \alpha^-}{2}, \Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^-$, 则

$$E(z=L) = E^+ + E^- = E'_0 (e^{-i\Delta} + e^{i\Delta}) \hat{x} + iE'_0 (e^{-i\Delta} - e^{i\Delta}) \hat{y} \quad (3)$$

其中 $E'_0 = \frac{1}{2} E_0 e^{i(\omega t - \omega_0 L n/c)} e^{-L\alpha/2}, \Delta = -i \frac{L}{4} \Delta\alpha + \frac{\omega_0 L}{2c} \Delta n$ 。

穿过铯原子气室的探测光被偏振分束器等分为两束后入射到一对平衡探测器中转换为电信号。设其中一个方向与 y 轴夹角为 δ ,则这个方向上透射光强为 $I(\delta)$,而 Δn 与 $\Delta\alpha$ 都是小量,因此计算中保留到二次项

$$I(\delta) = I_0 e^{-L\alpha} \left\{ \sin^2 \delta + \frac{\omega_0 L \Delta n}{2c} \sin 2\delta + \left[\left(\frac{\omega_0 L \Delta n}{2c} \right)^2 + \left(\frac{L \Delta\alpha}{4} \right)^2 \right] \cos^2 \delta \right\} \quad (4)$$

其中, $I_0 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |E_0|^2$ 。可以通过半波片改变

δ 角度,当 $\delta = \frac{\pi}{4}$ 时,平衡探测器输出的光电流经过减法器相减后正比于

$$\Delta I = I\left(\frac{\pi}{4}\right) - I\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{2}\right) = I_0 \frac{\omega_0 L \Delta n}{c} e^{-L\alpha} \quad (5)$$

根据 Kramers-Kroning 色散关系 $\Delta n = \Delta\alpha_0 \frac{\chi}{1 + \chi^2 \frac{c}{\omega_0}}$, (5) 式可表示为:

$$\Delta I = I_0 L \Delta\alpha_0 \frac{\chi}{1 + \chi^2} e^{-L\alpha} \quad (6)$$

其中, $\Delta\alpha_0 = \Delta\alpha, \chi = \frac{\omega_0 - \omega}{\gamma}$, 则 ΔI 为完全色散性函数,可作为鉴频信号锁定半导体激光器。

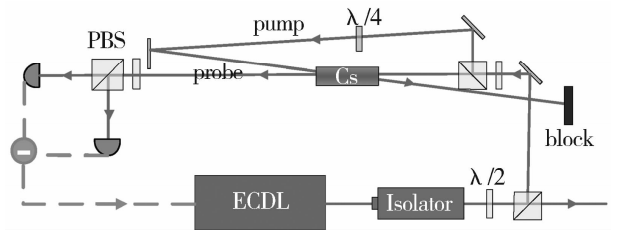


Fig. 1 Experimental setup. ECDL: external-cavity diode laser; $\lambda/2$: half-wave plate; PBS: polarization beam splitter
图 1 实验装置示意图 ECDL: 外腔式半导体激光器; $\lambda/2$: 半波片; PBS: 偏振分束器

实验装置如图 1 所示,光源为一台光栅外腔式半导体激光器 (TOPTICA Photonics AG, DL100),驱动电流为 85 mA,在铯原子 D_1 线处最大输出功率为 28 mW,标称线宽为 1 MHz,连续可调谐范围为 15 GHz,温度设置为 18 °C。输出激光经过一个光学隔离器 (Isolator) 来防止反馈,然后通过一个偏振分束器 (PBS) 分为两束。一束作为实验的主激光待用,另一束输入偏振光谱光路用来对激光器进行锁定。用来锁激光器的激光总功率约为 500 μ W,经过一个偏振分束器后分为两束,较强的一束称为泵浦光 (420 μ W),较弱的一束称为探测光 (80 μ W)。泵浦光经过一

个 $\lambda/4$ 波片后由线偏振光转换为圆偏振光,再经过零度高反镜反射并在 50 mm 长的铯原子气室 (^{133}Cs , 无缓冲气体) 内与探测光反向重合。铯原子气室外壁包有 3 层 μ 箔,可以屏蔽周围杂散磁场对实验的影响。通过铯原子气室的探测光经过一个半波片和偏振分束器后被分为两部分,分别输入平衡探测器产生电信号,相减后输入 DL100 激光器自带的比例积分微分控制器 (PID100)。

2 实验过程及实验结果

利用三角波信号扫描激光器内部用来选模的光栅(固定在压电陶瓷上)的角度来扫描激光频率,得到铯原子 D_1 线饱和和吸收谱线,如图 2(a) 中 (i) 所示。调节 PID 参数、泵浦光与探测光的相对强度及重合程度,使得偏振光谱斜率最大,从而加大反馈深度使得锁定效果最佳,得到的偏振光谱如图 2(a) 中 (ii) 所示。可以看出,在铯原子 D_1 线的四个超精细跃迁能级 [$6^2S_{1/2}(F=3,4) \rightarrow$

$6^2P_{1/2}(F'=3,4)$] 中, $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=3)$ 处的偏振光谱信号最大。一般来说利用偏振光谱稳频时,信号幅度最强的为循环跃迁线,这是由于在循环跃迁线上的原子不能够弛豫到其他基态导致的,而铯原子 D_1 线中不存在循环跃迁。虽然 $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=3)$ 并非循环跃迁,但是其偏振谱已经有了足够高的强度和信噪比,可以作为鉴频曲线用来锁定激光器。此时,逐渐减小扫描激光器信号的幅度,并调节偏置电压使得激光频率始终处在 $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=3,4)$ 超精细分裂能级附近,相应的可以在示波器上看到饱和和吸收谱在 $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=3,4)$ 能级展开,如图 2(b) 中 (iii) 所示,而 (iv) 为相应鉴频曲线。当扫描电压减小到零,此时利用鉴频信号对频率抖动的纠偏特性来控制压电陶瓷使光栅处在特定角度,实现激光器频率的锁定。

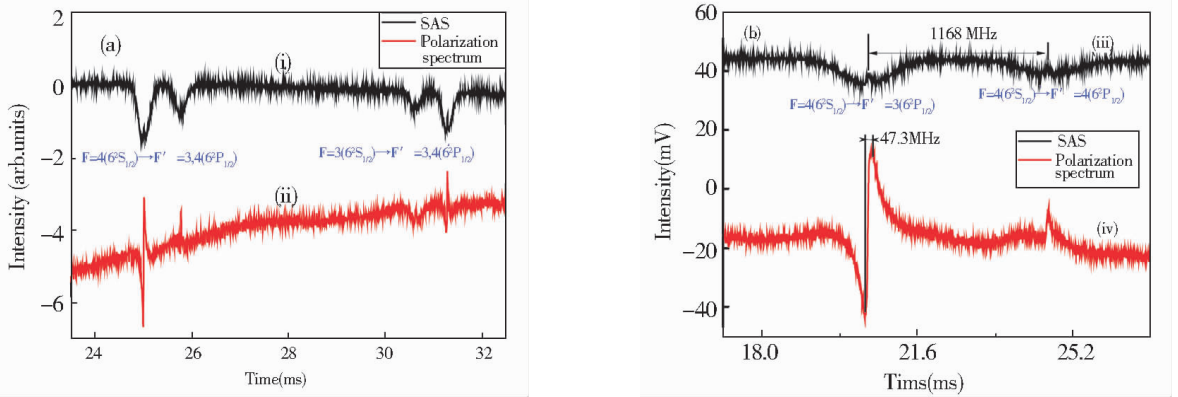


Fig. 2 (a) Curve (i) is the saturation absorption spectroscopy (SAS) of ^{133}Cs D_1 line. Curve (ii) is the corresponding error signal.

(b) Curve (iii) is the saturation absorption spectroscopy (SAS) of $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=3,4)$ transition of ^{133}Cs D_1 line. Curve (iv) is the corresponding error signal.

图 2 (a) 铯原子 D_1 线的超精细分裂能级 (i) 及相应鉴频曲线 (ii)。

(b) 超精细分裂能级在 $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=3,4)$ 处展开的饱和和吸收谱线 (iii) 及鉴频曲线 (iv)。

我们分别测量了在自由运转和锁定后 400 s 内激光的频率起伏,实验测量结果如图 3 所示,其中 (a) 和 (b) 分别为自由运转和激光器锁定后频率起伏。频率起伏的计算方法如下:我们知道图 2(b) 中的饱和吸收谱中两个透明峰的间距约为 $\Delta F_1 = 1168$ MHz,对应的时间间隔为 $\Delta t_1 = 4.20$ ms。那么横坐标时间对频率分辨率为 $R_1 = \Delta F_1 / \Delta t_1 = 278.09$

MHz/ms,测量超精细能级 $F=4(6^2S_{1/2}) \rightarrow F'=3(6^2P_{1/2})$ 的鉴频曲线的最高点和最低点之间的时间间隔为 $\Delta t_2 = 0.17$ ms,那么这两点之间的频率差为 $\Delta F_2 = R_1 \times \Delta t_2 = 47.83$ MHz。从图 2 中可知鉴频曲线的最高点和最低点之间的纵坐标(电压)间隔为 $\Delta u = 55.23$ mV,由于鉴频曲线为近似线性,我们可以计算出纵坐标(电压)对频率的分辨率

$R_2 = \Delta F_2 / \Delta u = 0.87 \text{ MHz/mV}$ 。自由运转时电压起伏为 $\Delta u_1 = 2.70 \text{ mV}$ ，那么相应频率起伏 $\Delta F_3 = R_2 * \Delta u_1 = 2.35 \text{ MHz}$ ；锁定激光器后电压起伏为

$\Delta u_2 = 1.09 \text{ mV}$ ，那么相应的频率起伏 $\Delta F_4 = R_2 * \Delta u_2 = 0.95 \text{ MHz}$ 。

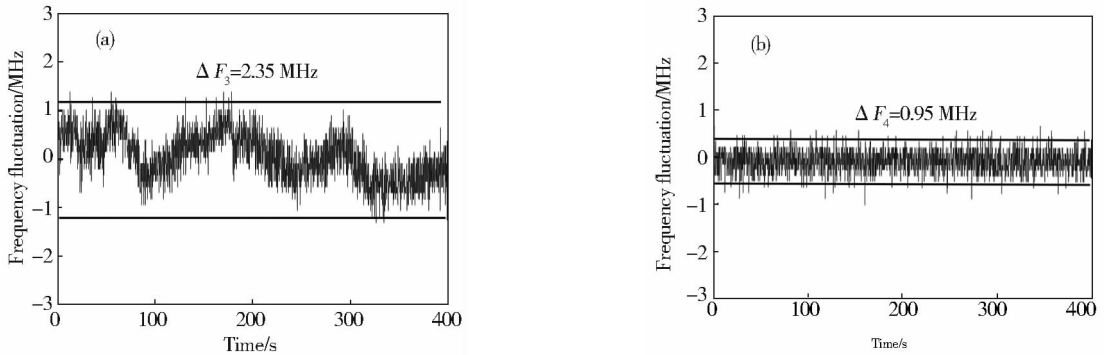


Fig. 3 The frequency fluctuation in 400 s. (a) is free running and (b) is locking.

图 3 在自由运转(a) 和锁定情况下(b) 输出激光在 400 s 内频率起伏

3 结论

实验采用铯原子 D_1 线的偏振光谱对 894.6 nm 外腔式半导体激光器进行稳频,使得输出激光频率稳定在 $F = 4(6^2 S_{1/2}) \rightarrow F' = 3(6^2 P_{1/2})$ 超精细分裂能级上。自由运转时,400 s 内激光的频率漂移为 2.35 MHz,锁定激光器后 400 s 内激光的频率漂移为

0.95 MHz,较好地抑制了激光器的频率起伏。由于偏振光谱技术不需要对激光器进行任何调制,因此不会使激光产生额外噪声。我们下一步工作是在利用负反馈控制压电陶瓷的同时也对激光器的电流端进行反馈,使得电子伺服系统同时抑制高频干扰信号,提高激光器稳频效果^[9]。

参考文献:

[1] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, *et al.* Experimental Demonstration of a BDCZ Quantum Repeater Node [J]. *Nature*, 2008, **454**: 1098-1101. DOI: 10.1038/nature07241.

[2] Appel J, Figueroa E, Korystov D, *et al.* Quantum Memory for Squeezed Light [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**: 093602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.093602.

[3] HALD J, SØRENSEN J L, SCHORI C, *et al.* Spin Squeezed Atoms: A Macroscopic Entangled Ensemble Created by Light [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**: 1319-1322. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1319>.

[4] Polzik E S, Carri J, and Kimble H J. Spectroscopy with Squeezed Light [J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **68**: 3020-3023. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.3020>.

[5] 杨建峰, 杨保东, 高静, 等. 1560 nm 连续光半导体激光器经 PPLN 倍频及经铷吸收光谱稳频 [J]. *量子光学学报*, 2010, **16**: 41-47.

[6] Wieman C and Hänsch T W. Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy [J]. *Phys Rev Lett*, 1976, **36**(20): 1170-1173. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.1170>.

[7] 马杰, 赵延霆, 赵建明, 等. 利用偏振光谱对外腔式半导体激光器实现无调制锁频 [J]. *中国激光*, 2005, **32**: 1605-1608.

[8] Zhang Y, LIU J H, Wu J Z, *et al.* Single-frequency Tunable 447.3 nm Laser by Frequency Doubling of Tapered Amplified Diode Laser at Cesium D_1 Line [J]. *Opt Express*, 2016, **24**: 19769. DOI: 10.1364/OE.24.019769.

[9] 王婧, 杨保东, 何军, 等. 采用偏振光谱对外腔半导体激光器稳频时反馈环路带宽的影响 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 425-430. DOI: 10.3788/AOS20092902.0425.

Locking the Frequency of the External Cavity Diode Laser at 894.6 nm Using Polarization Spectroscopy

ZHANG Yan, MA Rong, LIU Jin-hong, HAN Yu-hong, ZHANG Li-wen, ZHANG Jun-xiang

*(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, and Institute of
Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)*

Abstract: The laser is locked on the transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$ of ^{133}Cs D_1 line when using polarization spectroscopy technology, in which the polarization spectroscopy as the error signal negatively gives feedback to the electronic servo-system. The frequency stabilization technology does not bring extra frequency noise because it's a modulation-free frequency locking scheme. The frequency fluctuation is 0.95 MHz in 400 s when the laser is locked, while it is 2.35 MHz for free running.

Key words: cesium D_1 line; polarization spectroscopy; frequency stabilization