

文章编号 : 0253-2239(2002)10-1181-06

激光二极管相对于铯饱和吸收 D_2 线的 无调制扰动三次谐波锁频*

刘 涛 雷宏香 闫树斌 李利平 张天才 王军民**

(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,太原 030006)

摘要: 将频率调制加在声光调制器上,用三次谐波探测法获得了铯原子 D_2 线的三阶微分饱和光谱。采用这种激光器无调制扰动方案结合三次谐波锁频技术,实现了 852 nm 的分布布拉格反射器半导体激光器相对于 $6S_{1/2} F=4 - 6P_{3/2} F'=5$ 超精细跃线的频率锁定。由锁定后的频率误差信号估算,10 s 内激光频率起伏小于 ± 350 kHz,相对频率稳定度约 1×10^{-9} 。这种无调制扰动方案可以消除一般的饱和吸收稳频方法中由于直接对激光器进行频率调制而带来的额外频率噪声;三次谐波锁频技术的应用,还可有效地降低铯原子饱和吸收谱中剩余多普勒背景的影响。

关键词: 无频率扰动锁频;三次谐波锁频;铯原子;半导体激光器

中图分类号: TN248.4 文献标识码: A

1 引 言

半导体激光器,由于其具有体积小、功耗低、波长覆盖范围大且易于调谐、易于调制等优点,被广泛地应用在光纤通信、光信息读写、激光光谱等领域。特别是具有窄线宽和较高频率稳定性的半导体激光器,在高分辨率激光光谱、量子频率标准、中性原子的激光冷却与俘获等领域中的应用显得尤为重要^[1,2]。

目前,人们已经可以通过多种技术,如光栅外腔^[3]、法布里-珀罗腔外部反馈^[4]、平面镜外部反馈^[5]、注入锁定^[6]以及分布布拉格反射器(DBR)结构^[7,8]等,使半导体激光器获得窄线宽输出。特别是分布布拉格反射器结构的半导体激光器(如 SDL-5712-H1),典型线宽约 3 MHz,边带模抑制比高达 30 dB 以上,可通过注入电流实现激光频率的连续调谐,使用非常方便。但这些激光器在自由运转时其频率起伏和漂移仍较大,需要以特定的原子、分子体系跃迁谱线作为参考频率,通过一定的稳频方法来改善其频率稳定性^[9]。比如,对于碱金属原子,通常采用饱和吸收光谱的方法获得亚多普勒超精细跃

迁谱线,并以某个超精细跃迁线或其交叉线作为参考频率,通过直接对激光器进行频率调制再经相敏检波技术获得一阶微分鉴频曲线,最后经适当的电子学负反馈环路实现激光器频率的锁定。

在这种通用的稳频方法中,要获得谱线的一阶微分鉴频曲线,一般需要对激光器直接进行调制,并且在频率锁定后这种频率调制仍需保持,就必然导致附加的频率噪声和相关的强度噪声。为此,人们先后提出了一些方案来避免对激光器的直接调制扰动,如利用塞曼效应对铷(或铯)原子气室外加的纵向磁场进行调制^[10,11],在激光器外部采用电光相位调制器^[12]或声光调制器^[13],解决了激光器频率调制导致的附加频率噪声问题。其核心思想是将频率调制加在激光器之外的其他元件上,以消除对激光器的直接频率调制所导致的附加频率噪声。

另一个问题是谱线多普勒背景的影响。虽然可以在饱和吸收装置中引入参考光束,通过探测光与参考光信号相减的方法,在一定程度上削弱多普勒背景,但剩余的多普勒背景仍然会造成一阶微分鉴频曲线中心值的偏移,即锁定点对于参考频率偏移,一般不得不引入一个偏置电压来补偿这种偏移。为此,人们提出了三次乃至五次谐波探测法以获得三阶(或五阶)微分鉴频曲线^[14~16],可有效地进一步降低剩余的多普勒背景的影响,还可避开系统在低频 Ω 处一般比 3Ω 处要高的 $1/f$ 噪声,原则上可提高

* 国家自然科学基金(60178006)山西省自然科学基金和山西省回国留学人员科研项目经费资助课题。

** E-mail: wwjjmm@mail.sxu.edu.cn

收稿日期 2002-03-05;收到修改稿日期 2002-04-08

系统锁定的稳定性。其基本原理可简单分析如下：设单频激光的频率为 ν ，加入频率调制后，激光频率的变化量为 $m \sin(\Omega t)$ ， Ω 为调制频率， m 为调制系数。此时激光频率可表示为 $\nu + m \sin(\Omega t)$ 。透过铯

原子气室的探测光光强可写作 $I_T[\nu + m \sin(\Omega t)]$ 。在调制较弱且调制频率较低的情况下 ($m, \Omega < \Gamma, \Gamma$ 为吸收线线宽)，可将探测光的透射光强表达式作泰勒展开：

$$\begin{aligned} I_T[\nu + m \sin(\Omega t)] &= I_T(\nu) + (m \sin \Omega t) \frac{dI_T}{d\nu} + \frac{m^2}{2!} \sin^2(\Omega t) \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} + \frac{m^3}{3!} \sin^3(\Omega t) \frac{d^3 I_T}{d\nu^3} + \\ &\frac{m^4}{4!} \sin^4(\Omega t) \frac{d^4 I_T}{d\nu^4} + \frac{m^5}{5!} \sin^5(\Omega t) \frac{d^5 I_T}{d\nu^5} + \dots = \\ I_T(\nu) &+ (m \sin \Omega t) \frac{dI_T}{d\nu} + \frac{m^2}{2!} \frac{1 - \cos(2\Omega t)}{2} \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} + \frac{m^3}{3!} \frac{3 \sin(\Omega t) - \sin(3\Omega t)}{4} \frac{d^3 I_T}{d\nu^3} + \\ &\frac{m^4}{4!} \frac{3 - 4 \cos(2\Omega t) + \cos(4\Omega t)}{8} \frac{d^4 I_T}{d\nu^4} + \frac{m^5}{5!} \frac{10 \sin(\Omega t) - 5 \sin(3\Omega t) + \sin(5\Omega t)}{16} \frac{d^5 I_T}{d\nu^5} + \dots \end{aligned}$$

合并 Ω 的同类项后可得到：

$$\begin{aligned} I_T[\nu + m \sin(\Omega t)] &= \left[I_T(\nu) + \frac{m^2}{4} \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} + \frac{m^4}{64} \frac{d^4 I_T}{d\nu^4} + \dots \right] + \\ \sin(\Omega t) &\left[m \frac{dI_T}{d\nu} + \frac{m^3}{8} \frac{d^3 I_T}{d\nu^3} + \frac{m^5}{192} \frac{d^5 I_T}{d\nu^5} + \dots \right] + \cos(2\Omega t) \left[-\frac{m^2}{4} \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} - \frac{m^4}{48} \frac{d^4 I_T}{d\nu^4} + \dots \right] + \\ \sin(3\Omega t) &\left[-\frac{m^3}{24} \frac{d^3 I_T}{d\nu^3} - \frac{m^5}{384} \frac{d^5 I_T}{d\nu^5} + \dots \right] + \dots \end{aligned}$$

若在频率 Ω 处采用相敏检波技术，如锁相放大器一次谐波探测，即可检出上式中 $\sin(\Omega t)$ 项的系数，由于调制系数 m 较小， $\sin(\Omega t)$ 的系数中后面的各项均很小可忽略，因此就近似得到了一阶微分项。同样采用锁相放大器三次谐波探测，即可检出 $\sin(3\Omega t)$ 项的系数，近似地就是三阶微分项。三阶微分曲线进一步突出了谱线中的快变部分，削弱了慢变的多普勒背景。由于吸收谱线的奇数阶微分曲线具有类色散型的特点，均可用作稳频的鉴频曲线。

我们则结合无调制扰动方案和三次谐波探测法二者的优点，以 852 nm 的分布布拉格反射器半导体激光器作为光源，将频率调制加在激光器外部的声光调制器上以取代对激光器的直接调制，采用三次谐波探测法获得了铯原子气室 D_2 线的三阶微分饱和光谱；并实现了激光器频率相对于铯原子 $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5$ 超精细跃迁线的频率锁定。

2 实验装置及实验过程

实验装置如图 1 所示，852 nm 的分布布拉格反射器半导体激光器 (SDL-5712-H1) 由控温仪 (Newport Model 325) 精密控温在约 20 °C 附近 (温度起伏小于 0.003 °C)，并用自制的恒流源驱动 (工

作电流可在 0~200 mA 之间可调，电流起伏小于 5 μ A)，用于分布布拉格反射器激光频率扫描的三角波信号及用于频率纠正的反馈信号由恒流源的两个独立的电流调制端口输入。分布布拉格反射器输出激光束光经焦距 $f = 8$ mm 的准直透镜 (Melles Griot 06GLC002, NA = 0.5) 准直后通过一个约 40 dB 的光学隔离器 IO 以消除光反馈，再经 $\lambda/2$ 波片调节其偏振，采用整形棱镜对 APC (Melles Griot 06GPA001) 将椭圆光斑变换为接近圆形。

光束经 $\lambda/2$ 波片和偏振分光棱镜分为两束，反射的一束功率小于 2 mW，进入如图 1 中大虚线框内所示的频率锁定环路，功率占输出的绝大部分的透射光束则经过往返两次穿过的声光调制器系统 AOM₁ (Crystal Technology 3080-122，中心频率 80 MHz) 由偏振分光棱镜反射输出待用。通过改变 AOM₁ 的工作频率、衍射效率及射频功率的开关状态，即可方便地控制待用光束的相对失谐量、光强及开关状态。另外，这种往返两次穿过的声光调制器系统，其突出的优点是当改变声光调制器的射频工作频率时，输出光束的方向可保持不变。

进入锁频环路的激光束经过往返两次穿过的声光调制器系统 AOM₂ (与 AOM₁ 型号相同) 以实现频率移动。AOM₁ 及 AOM₂ 前的透镜分别将入射

光束聚焦在声光调制器的中心以获得合适的光斑，单次通过可获得的典型衍射效率约 70%，0 级光被挡住，一级衍射光束经后方的透镜平行出射，再通过

$\lambda/4$ 波片后经全反镜 HR 沿原光路返回再次通过声光调制器。旋转 $\lambda/4$ 波片，可使往返两次穿过声光调制器的衍射光束经偏振分光棱镜输出。

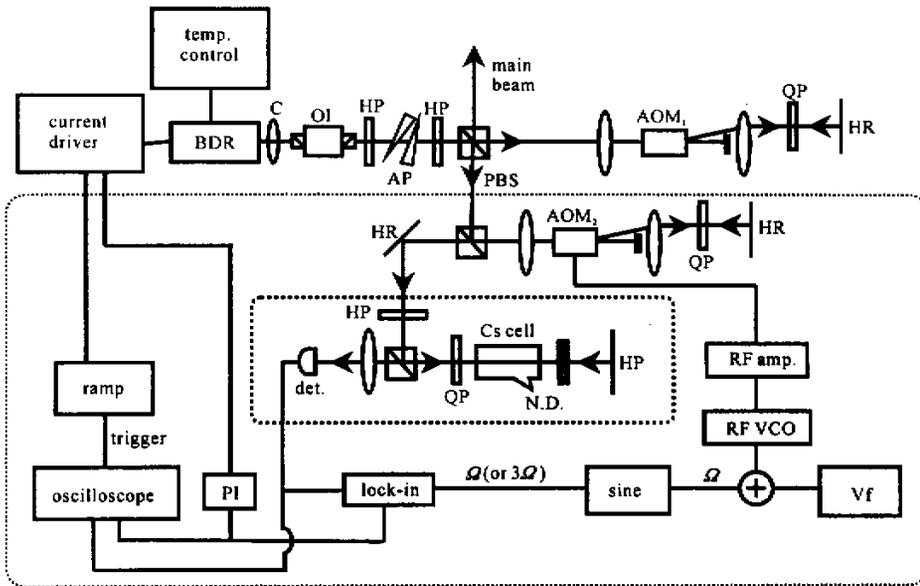


Fig. 1 Experimental setup. DBR : DBR diode laser ; C : collimating lens ; OI : optical isolator ; HP : half-wave plate ; AP : anamorphic prisms pair ; PBS : polarization beam splitting cube ; AOMs : acousto-optical modulators ; QP : quarter-wave plate ; HR : high reflectivity mirror ; N. D. : neutral density filter ; Det : photo-detector ; RF Amp : radio frequency power amplifier ; RF VCO : radio frequency voltage controlled oscillator ; Vf : DC voltage for frequency control of RF VCO ; sine : sine-wave reference signal ; lock-in : lock-in amplifier ; PI : proportion and integration amplifier ; ramp : ramp signal

声光调制器的驱动信号源采用自制的射频压控振荡器(RF VCO),经射频功放模块(Mini-Circuits ZHL-1-2W)放大后加在声光调制器上。压控振荡器频率和功率可由两个端口分别输入直流电压信号来方便地控制。在压控振荡器的频率控制端口输入 9.02 V 的直流电压,对应的输出信号频率为 80 MHz。对于 AOM₂,实验中我们通过一个加法电路在 9.02 V 的直流本底上叠加了一个低频正弦调制电压(频率为 Ω),送入压控振荡器频率控制端口。这样即可使由声光调制器系统 AOM₂ 输出的激光束中心频率发生移动(等于两倍的声光调制器工作频率),且频率受到所加低频正弦信号的调制。

由声光调制器系统 AOM₂ 输出的激光束进入图 1 中小虚线框内所示的饱和吸收光谱装置。当分布布拉格反射器激光器采用三角波电压在合适的频率段扫频时,由饱和吸收光谱装置中的光电二极管光电探测器可获得铯原子 D_2 线的饱和吸收光谱。实验中既可通过锁相放大器在调制频率 Ω 处实现相敏同步检波,获得与饱和吸收光谱对应的一阶微

分鉴频曲线,也可通过锁相放大器在频率 3Ω 处实现相敏同步检波,而获得对应的三阶微分鉴频曲线。

减小分布布拉格反射器扫频用的三角波电压幅度,并配合以分布布拉格反射器激光器驱动电流的微调,可使所选定的铯原子 D_2 线中某个超精细跃迁线或其交叉线(参考频率标准)对应的微分结构一直处在示波器的中央,并仔细检查微分结构的中心点是否有直流偏移,若有则需利用锁相放大器的直流偏置(offset)功能对其进行补偿。适当选择加在 AOM₂ 上频率为 Ω 的正弦信号的相位,借此可以改变一阶或三阶微分鉴频曲线的相位。关断扫频三角波信号,将由锁相放大器输出的激光频率误差信号通过比例积分放大电路 PI 处理后输入激光器的电流调制端口,以纠正激光器对于所选定的参考频率标准的频率偏差,再仔细调整 PI 的比例增益和积分增益即可实现分布布拉格反射器激光器的锁定。在激光器锁定时,仅有频率纠偏信号加在激光器电流调制端口上,而不对激光器频率直接进行调制,实现了所谓的无调制扰动频率锁定,避免了一般饱和吸

收稳频方法中由于直接对激光器进行频率调制扰动而带来的额外频率噪声。

3 实验结果及讨论

图2为实验中得到的典型的带有多普勒背景的铯原子 D_2 线饱和吸收光谱,以及采用无调制扰动方案结合一次谐波探测锁相放大器相敏检波获得的一阶微分曲线(在 AOM_2 上所加的正弦调制电压频率和锁相放大器检波频率均为 $\Omega = 18$ kHz)。在一阶微分鉴频曲线中,包含有多普勒背景的微分慢变本底。由图2估算,对应于 $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5$ 超精细跃迁的饱和吸收峰半高宽度约为 17 MHz,大于铯原子 D_2 线的自然线宽 $\Gamma = 5.2$ MHz^[17]。谱线的展宽有下述几方面的原因,铯原子气室内原子热运动导致的激烈碰撞引起的碰撞展宽(或称压力展宽)饱和吸收所采用的抽运光和探测光强度相对较强引起的强度展宽、铯原子气室处剩余磁场或杂散磁场的塞曼效应导致的塞曼能级分裂、气室内原子穿过激光束引起的渡越展宽以及激光器自身线宽的影响。实验中得到的谱线宽度,除自然线宽的因素外,展宽的主要原因是强度展宽和分布布拉格反射器激光器的线宽(约 3 MHz),其它几方面因素的影响则相对较小。

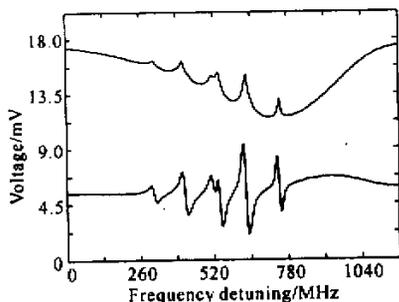


Fig. 2 Typical saturation absorption spectrum of cesium D_2 line with Doppler background (upper curve, $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 3, 4, 5$). From left to right the six peaks on Doppler background correspond to $F = 4 \rightarrow F' = 3$, $F = 4 \rightarrow F' = 3$ and 4 crossover, $F = 4 \rightarrow F' = 4$, $F = 4 \rightarrow F' = 3$ and 5 crossover, $F = 4 \rightarrow F' = 4$ and 5 crossover, and $F = 4 \rightarrow F' = 5$, respectively. The lower one is the corresponding first-derivative frequency discriminating curve

图3是实验中得到的铯原子 D_2 饱和吸收光谱,以及无调制扰动方案结合三次谐波探测得到的三阶微分鉴频曲线(在 AOM_2 上所加的正弦调制电压频率为 $\Omega = 13.5$ kHz,锁相放大器检波频率为

$3\Omega = 40.5$ kHz)。比较图2中的一阶微分曲线和图3的三阶微分鉴频曲线,可明显看出:图3的三阶微分鉴频曲线中多普勒背景已基本被消除,且各微分结构中间近线性部分的斜率也较图2的一阶微分曲线要大得多,所以其鉴频能力更强。

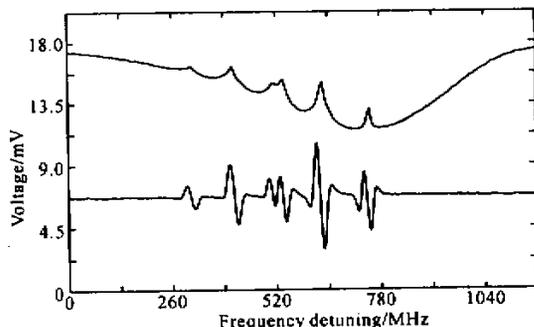


Fig. 3 Typical saturation absorption spectrum of cesium D_2 line (upper curve) and the corresponding third-derivative frequency discriminating curve (lower one)

实验中我们选择 $F = 4 \rightarrow F' = 5$ 的超精细跃迁线作为参考频率。通过减小分布布拉格反射器扫频的三角波电压,即缩小扫频范围,可仅扫出 $F = 4 \rightarrow F' = 5$ 及 $F = 4 \rightarrow F' = 4, 5$ 交叉线(见图4)。由 $F = 4 \rightarrow F' = 5$ 超精细跃迁线与 $F = 4 \rightarrow F' = 4, 5$ 交叉线之间的频率间隔 125.5 MHz^[17](对应于图4中两竖直虚线的间距),可以估测出两条三阶微分曲线中间线近线性部分的频率跨度分别为 17 MHz 和 19 MHz,测得其对应纵轴方向的电压幅度分别为 4.8 mV 和 8.8 mV,即其斜率分别为 0.28 mV/MHz 和 0.46 mV/MHz。

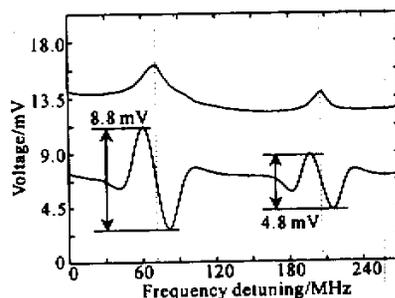


Fig. 4 The upper curve is the saturation absorption spectrum of cesium $6^2 S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6^2 P_{3/2} F' = 5$ hyperfine transition (right peak) and $F = 4 \rightarrow F' = 4$ and 5 crossover (left peak). The lower one is the corresponding third-derivative discriminating curve. Frequency spaces between the peak and the valley of the third-derivative curve for both structures are 17 MHz (right) and 19 MHz (left), respectively, estimated from the frequency interval between two dash lines (125.5 MHz)

图 5 为分布布拉格反射器激光器在自由运转时的频率误差信号,记录时间约 10 s,可以看到其频率起伏较大。由图中误差信号起伏的电压幅度可估算得对应的激光频率起伏约 7 MHz。这表明该分布布拉格反射器激光器相对还较为稳定,主要原因是采用了高精度的温度控制系统和低噪声恒流驱动源。当系统实现闭环锁定时,此时激光器频率相对于 $F=4 \rightarrow F'=5$ 的超精细跃迁线负失谐 160 MHz (两倍于 AOM2 的射频工作频率 80 MHz),10 s 内记录到的典型的频率误差信号见图 6,这表明分布布拉格反射器激光器的频率起伏得到了明显的抑制。估算得 10 s 内频率起伏小于 ± 350 kHz,对应的频率相对稳定度约 1×10^{-9} 。

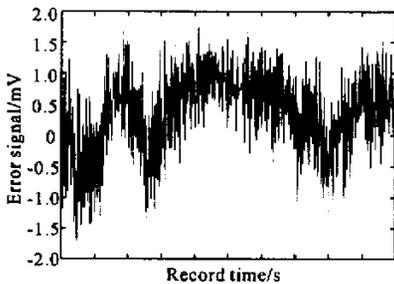


Fig. 5 Typical error signal as the DBR laser diode is free running. The estimated corresponding frequency jitter is about 7 MHz during about 10 s

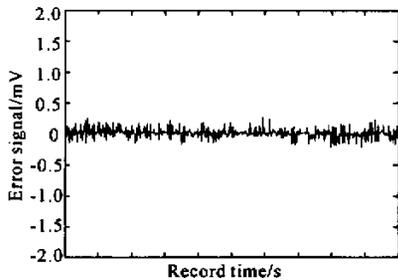


Fig. 6 Typical error signal in preliminary stabilization as the DBR laser diode is locked by the third harmonic locking technique without frequency dither. The estimated frequency jitter is less than ± 350 kHz during 10 s, corresponding to a relative stability of about 1×10^{-9}

这是实验中采用无调制扰动方案结合三次谐波锁频技术稳频的初步结果,尚未对稳频环路的参量作进一步优化。拟降低饱和和吸收的抽运及探测光功率,改进光电探测器电路并利用带通滤波器对吸收信号作降噪处理,优化比例积分放大电路的参量,可望提高锁频环路性能,进一步改善分布布拉格反射器激光器的频率稳定性。该方法也可以推广至其他

的原子、分子吸收谱线稳定的激光器系统中。

感谢与中科院陕西天文台刘海峰高工所做的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] Wieman C E, Hollberg L. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.*, 1992, **63**(1):1~20
- [2] Fox R W, Weimer C S, Hollberg L *et al.*. The diode laser as a spectroscopic tool. *Spectro. Acta Rev.*, 1993, **15**: 291~299
- [3] Yamamoto Y, Mukai T, Saito S *et al.*. Quantum phase noise and linewidth of a semiconductor laser. *Electron. Lett.*, 1981, **17**(9):327~329
- [4] Dahmani B, Hollberg L, Drullinger R *et al.*. Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(11):876~878
- [5] Spano P, Piazzola S, Tamburrini M *et al.*. Measurement of the injection-locking influence on the frequency noise spectrum of single-mode semiconductor lasers. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(11):556~558
- [6] Freeman M J, Wang H L, Steel D G *et al.*. Amplitude-squeezed light from a quantum-well laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(5):379~381
- [7] Coldren L A, Corzine S W. Continuously-tunable single-frequency semiconductor laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **23**(6):903~908
- [8] Koch T L, Koren U, Miller B I *et al.*. High performance tunable $1.5 \mu\text{m}$ InGaAs/InGaAsP multiple quantum well distributed Bragg reflector lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**(12):1036~1038
- [9] Ikegami T, Sudo S, Sakai Y *et al.*. *Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes*. Boston: Artech House, Inc, 1995
- [10] Valenzuela R A, Cimini L J, Wilson R W *et al.*. Frequency stabilization of AlGaAs lasers to absorption spectrum of rubidium using Zeeman effect. *Electron. Lett.*, 1988, **24**(12):725~726
- [11] Ikegami T, Oshima S, Ohtsu M *et al.*. Frequency stabilization of laser diodes to the Cs- D_2 line with the Zeeman modulation method. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1989, **28**:L1839~L1841
- [12] Yanagawa T, Saito S, Machida S *et al.*. Frequency stabilization of an InGaAsP distributed feedback laser to a NH_3 absorption line at 15137 \AA with an external frequency modulator. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**(10):1036~1038
- [13] Sakai Y, Yokohama L, Kano G *et al.*. Frequency stabilized laser diode locked to acetylene gas absorption lines using fiber-pigtail-type acoustic optical modulator. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 1992, **4**(1):96~98
- [14] Wallard A J. Frequency stabilization of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapor. *J. Phys. (E)*, 1972, **5**(9):926~930
- [15] Balling P, Blabla J, Chartier A *et al.*. International comparison of $^{127}\text{I}_2$ stabilized He-Ne lasers at $\lambda = 633 \text{ nm}$

using the third and the fifth harmonic locking technique.

IEEE Trans. Instrum. Meas., 1995, **44**(2):173~176

- [16] Barwood G P , Gill P , Rowley W R C *et al.* . Laser diode frequency stabilization to Doppler-free rubidium spectra.

Electron. Lett. , 1988 , **24**(3) :769~770

- [17] Steck D A. Cesium D line data. The University of Texas at Austin. <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/>

Third-Harmonic Locking of a Diode Laser to Cesium Saturation Absorption D_2 Line without Frequency Dither

Liu Tao Lei Hongxiang Yan Shubin Li Liping Zhang Tiancai Wang Junmin

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

(Received 5 March 2002 ; revised 8 April 2002)

Abstract : Third-derivative saturation absorption spectrum of cesium D_2 line is demonstrated via the third-harmonic technique , under the condition that the frequency modulation is applied to a external acousto-optical modulator. By using this undithering scheme combined with the technique of third-harmonic locking , frequency of a 852 nm DBR diode laser is locked to the hyperfine component of cesium $6S_{1/2} F=4 \rightarrow 6P_{3/2} F'=5$. A frequency jitter of less than ± 350 kHz in 10 s and the frequency stability of about 1×10^{-9} are estimated based on the error signal after locking in the preliminary stabilization. This locking scheme without frequency dither can avoid the extra frequency noise resulted from direct frequency dither on diode laser in normal saturation absorption technique , and application of third-harmonic technique can strongly reduce the residual Doppler background.

Key words : frequency locking without frequency dither ; third-harmonic locking ; cesium atom ; diode laser