

# 采用铷原子射频频率调制光谱与调制转移光谱对 1560 nm 激光经波导倍频至 780 nm 进行稳频的比较

韩亚帅 温馨 白建东 何军 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, 山西 太原 030006)

**摘要** 采用射频频率调制光谱(RF-FMS)和调制转移光谱(MTS)将 1560 nm 分布反馈激光器经 MgO:PPLN 波导高效倍频后锁定于<sup>87</sup>Rb 原子 D<sub>2</sub> 线超精细跃迁。比较了两种方法的原理、谱线以及锁频结果。激光器自由运转 30 min 的典型频率起伏为 8~10 MHz,采用 RF-FMS 和 MTS 锁频 30 min 的频率起伏均方根分别为 ±135 kHz 和 ±85 kHz,这主要是由于后者的信噪比高,谱线完全无背景。采用 MTS 方案,搭建了一套结构紧凑、性能稳定的 1.5 μm 光纤通信波段激光稳频系统。

**关键词** 量子光学;射频频率调制光谱;调制转移光谱;激光稳频;1560 nm 光纤通信激光器;倍频;MgO:PPLN 倍频波导  
**中图分类号** O433.5+4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0530002

## Laser Frequency Stabilization of 1560 nm Laser after Frequency Doubling to 780 nm with a Waveguide: Radio-Frequency Frequency-Modulation Spectroscopy versus Modulation Transfer Spectroscopy with Rb Atoms

Han Yashuai Wen Xin Bai Jiandong He Jun Wang Junmin

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

**Abstract** By efficient frequency doubling of 1560 nm distributed feed back laser with a MgO:PPLN waveguide, the laser frequency is locked to the D<sub>2</sub> hyperfine transition of <sup>87</sup>Rb atoms via radio-frequency frequency modulation spectroscopy (RF-FMS) and modulation transfer spectroscopy (MTS). The theories, spectra and frequency locking results of the two schemes are compared. The root mean squares of frequency fluctuation with feedback using the two schemes are ±135 kHz and ±85 kHz, respectively, while it is 8~10 MHz for free running. This is owing to the better signal-to-noise ratio and completely no background for MTS. Utilizing MTS, a compact, robust 1.5 μm laser system for fiber-optic communication application is built.

**Key words** quantum optics; radio-frequency frequency-modulation spectroscopy; modulation transfer spectroscopy; laser frequency stabilization; 1560 nm optical fiber telecom laser; frequency doubling; MgO:PPLN frequency doubling waveguide

**OCIS codes** 140.3115; 140.3425; 300.6420; 300.6460

## 1 引言

随着通信容量和速度日益增长,光纤通信正在继续向大容量、高速度方向发展。作为当今光纤通信技术中最为活跃的一个领域,光通信密集波分复

用(DWDM)技术的发展受到广泛关注。激光器件的性能特别是频率稳定度,决定了 DMDM 系统必须保持一定的信道间隔,目前已小到 100 GHz。光信道之间信号相互影响会产生串扰和功率代价等问

收稿日期: 2013-12-16; 收到修改稿日期: 2014-01-08

基金项目: 国家重大科学研究计划课题(2012CB921601)、国家自然科学基金(11274213, 61205215, 61227902)、国家自然科学基金创新群体项目(61121064)、山西省太原市科技明星专项(12024707)、山西省回国留学人员科研经费(2012-015)

作者简介: 韩亚帅(1988—),男,博士研究生,主要从事量子光学与激光光谱方面的研究。E-mail: hanyashuai@qq.com

导师简介: 王军民(1967—),男,教授,博士生导师,主要从事量子光学、冷原子物理、激光光谱和激光技术等方面的研究。

E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn(通信联系人)

题,从而限制了光纤通信的传输容量和最大传输距离。虽然通过对发射端口各信道的分布反馈(DFB)激光器采取恒流和精密控温使其发射激光波长在一定范围内得到稳定,但随着 DWDM 系统信道间隔由 100 GHz(要求输出波长精确度能到 $\pm 5$  GHz,对应频率稳定度 $5 \times 10^{-5}$ )向更小的信道间隔发展,目前实验室已经开始进行 2 GHz(要求输出波长精确度能到 $\pm 0.1$  GHz,对应频率稳定度 $1 \times 10^{-6}$ )信道间隔的研究,必须寻求建立和发展光纤通信波段激光频率标准和相应的技术来提高激光频率稳定度。这对于降低信道间的串扰及其引起的误码问题,进一步缩小相邻光信道间的频率间隔以及校准信道中心波长。

1.5  $\mu\text{m}$  波段处于光纤传输的第三个透明窗口,比 0.8  $\mu\text{m}$  和 1.3  $\mu\text{m}$  这两个透明窗口损耗更低,中继距离更长,广泛应用于第三、第四、第五代光纤通信领域中。人们已经发展了多种 1.5  $\mu\text{m}$  波段激光器稳频系统,用作 DWDM 系统频率标准。原子、分子跃迁谱线由于受环境改变的影响较小而成为备受关注的频率标准。1992 年,Sasada 等<sup>[1]</sup>建立了兰姆凹陷稳定的 1.523  $\mu\text{m}$  He-Ne 激光器,其稳定度达到 $10^{-8}$ ;1995 年,Labachellerie 等<sup>[2-3]</sup>将激光器锁定到  $\text{C}_2\text{H}_2$ (乙炔分子)和  $\text{HCN}$ (氰化氢分子)跃迁线,波长覆盖 1.51~1.56  $\mu\text{m}$ ,稳定度达到 $10^{-12}$ ;虽然在 1.5~1.7  $\mu\text{m}$  波段具有合适的振动-转动谱线<sup>[4-5]</sup>的气体分子广泛用于光纤通信波段的激光频率标准,然而分子振动-转动跃迁的强度极弱,吸收系数很低,在实验中通常需将分子吸收池置于光学腔内,以获得吸收信号的增强,从而增加了系统的复杂性,于是人们发展了利用吸收系数较高的原子谱线来稳定激光器。然而,通常原子基态向上跃迁的谱线波长范围在 1  $\mu\text{m}$  以下,无法直接用于光通信波段。人们发展了间接地将激光器通过倍频再稳定到原子谱线或双光子谱线上的方法。例如:光通信 DWDM 系统 C 波段 192.1 THz 附近(1560 nm)激光倍频后获得 780 nm 激光可介入<sup>87</sup>Rb 原子  $\text{D}_2$  线  $5\text{S}_{1/2}-5\text{P}_{3/2}$  跃迁谱线<sup>[6]</sup>,S 波段 197.2 THz 附近(1520 nm)激光通过倍频获得 760 nm 激光可介入<sup>87</sup>Rb 原子  $5\text{S}_{1/2}-7\text{S}_{1/2}$  双光子跃迁谱线<sup>[7]</sup>,C 波段 192.6 THz 附近(1556 nm)激光通过倍频获得 778 nm 激光可介入<sup>87</sup>Rb 原子  $5\text{S}_{1/2}-5\text{D}_{3/2}$  双光子跃迁谱线<sup>[8]</sup>等。

对于碱金属原子,通常采用饱和吸收光谱<sup>[9-10]</sup>的办法获得亚多普勒超精细跃迁谱线,并以某个超精细跃迁线作为参考频率,通过直接对激光器进行

频率调制经相敏检波技术获得一阶或三阶微分鉴频曲线,最后经合适的电子学负反馈环路实现激光器频率锁定。这种通用的稳频办法,一般需要对激光器直接进行调制,就必然导致附加的频率噪声和相应的强度噪声,而且剩余的多普勒背景会造成鉴频曲线中心值的偏移,即锁定点相对于参考频率偏移。偏振光谱<sup>[11-13]</sup>不需要对激光器进行调制,但是其对原子气室温度起伏和磁场环境都很敏感。射频频率调制光谱(RF-FMS)<sup>[6]</sup>和调制转移光谱(MTS)<sup>[14-15]</sup>技术采用电光相位调制器(EOM)或声光调制器对激光进行外调制,消除了对激光器的直接频率调制所导致附加频率和强度噪声。MTS 信噪比高,谱线完全无背景,对温度、磁场以及光强起伏都不敏感。本文利用 RF-FMS 和 MTS 技术将 1560 nm-DFB 激光器经波导倍频后锁定于<sup>87</sup>Rb 原子  $\text{D}_2$  线,同时比较了两种方法的原理、谱线以及锁频结果。旨在寻找一套更适合的光谱方法来构建一套结构紧凑、性能稳定的 1.5  $\mu\text{m}$  光纤通信波段激光稳频系统。

## 2 实验原理

一束线偏振激光经电光相位调制器调制以后的光场电矢量  $E$  可表示为

$$E = E_0 \left[ \sum_{n=0}^{\infty} J_n(\delta) \sin(\omega_c + n\omega_m)t + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(\delta) \sin(\omega_c - n\omega_m)t \right], \quad (1)$$

式中  $E_0$  为光场电矢量振幅, $\omega_c$  为激光频率, $\omega_m$  为调制频率, $\delta$  为调制深度, $J_n(\delta)$  为  $n$  阶贝塞尔函数, $t$  为时间。当调制深度较小时( $\delta < 1$ ),几乎所有的功率都在载波和一阶边带上,调制后的激光可看成一个强的载波  $\omega_c$  和两个弱的边带  $\omega_c \pm \omega_m$ 。经调制后的光束通过原子气室后进入光电探测器,探测器探测到的吸收信号与调制信号混频后,即可产生用于稳频的类色散信号,这就是标准的频率调制光谱(FMS)技术。RF-FMS 所加调制信号处于射频段,可以避开低频段较高强度的噪声,不需要锁相放大器,有利于激光稳频。

不同于 RF-FMS,MTS 技术只对抽运光做调制。调制以后的结果同(1)式,经调制的抽运光和未经调制的探测光在原子气室共线反向传播。当亚多普勒共振条件满足时,载波和两个边带在三阶非线性磁化率  $\chi^{(3)}$  作用下在原子气室中发生四波混频<sup>[16-17]</sup>,在弱的探测光上产生调制。探测光通过原子气室后进入光电探测器,探测器探测到的信号与

本地振荡混频后得到的信号如下：

$$S(\omega_m) = \frac{C}{\sqrt{\Gamma^2 + \omega_m^2}} J_0(\delta) J_1(\delta) [(L_{-1} - L_{-1/2} + L_{1/2} - L_1) \cos(\omega_m t + \phi) + (D_1 - D_{1/2} - D_{-1/2} + D_{-1}) \sin(\omega_m t + \phi)], \quad (2)$$

式中  $L_n = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Delta - n\omega_m)^2}$  为洛伦兹项，描述吸收，

$D_n = \frac{\Gamma(\Delta - n\omega_m)}{\Gamma^2 + (\Delta - n\omega_m)^2}$  描述色散， $\Gamma$  为自然线宽， $\Delta$

为频率失谐量， $\phi$  为相对于作用在抽运光的调制场的探测相位， $C$  为除以上参数外与原子介质和光场相关的常数。从(2)式可以看出，当调制频率  $\omega_m \leq \Gamma$  时，吸收项和色散项有着相同的类色散线型，都可以用作误差信号锁定激光器。图 1 给出了理论上 MTS 信号色散项归一化的过零点斜率随调制频率的变化曲线，在  $\omega_m/\Gamma=0.67$  时，其鉴频信号过零点斜率最大。

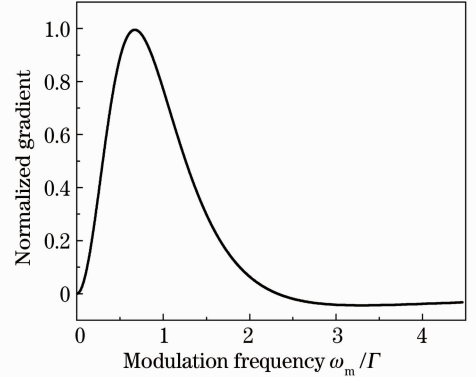


图 1 理论计算 MTS 信号色散项归一化的过零点斜率随调制频率的变化

Fig. 1 Theoretical normalized signal gradient of the zero crossing of MTS signal versus modulation frequency

### 3 实验装置

利用 RF-FMS 和 MTS 稳频的实验装置如图 2 所示，DFB 为分布反馈式半导体激光器，MgO:PPLN 波导为掺杂 MgO 的 PPLN 倍频波导 (HC Photonics, 长度为 30 mm), BS 为分束器, EOM 为电光相位调制器, PBS 为偏振分光棱镜, M 为高反镜, NDF 为衰减片, PD 为光电探测器, SG 为信号发生器,  $\phi$  为移相器,  $\otimes$  为混频器, LP 为低通滤波器, P-I 为比例积分放大器,  $\oplus$  为加法器。其中铷泡 (长

50 mm, 直径 25 mm) 未控温, 在室温 25 °C 时对应的饱和蒸汽压约为  $5.2 \times 10^{-5}$  Pa。

使用的激光器为商用的 14 针蝶型封装的 1560 nm DFB 半导体激光器, 单模保偏光纤输出, 线宽约为 2 MHz, 最大输出功率为 60 mW。改变激光器的注入电流和温度可实现 1559~1562 nm 的波长调谐。实验中激光器的驱动电流约为 330 mA, 工作温度为 27 °C。激光器输出耦合至准相位匹配的

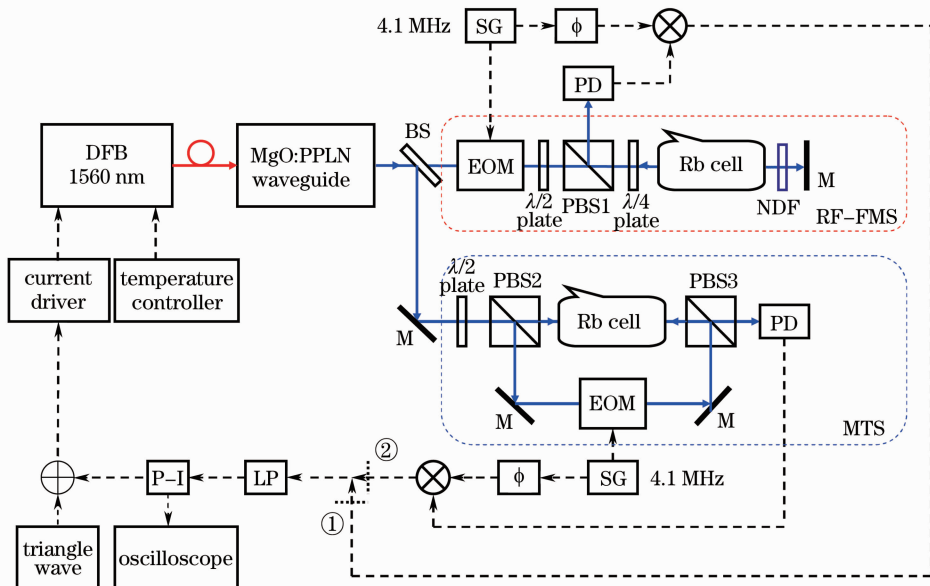


图 2 利用射频频率调制光谱和调制转移光谱稳频的实验装置示意图

Fig. 2 Diagram of the experimental setup for frequency stabilization using RF-FMS and MTS

MgO:PPLN 倍频波导,通过改变波导的温度可实现 1560 nm 向 780 nm 的高效转换。在匹配温度为 41.3 °C 时最大可获得 2.7 mW 的 780 nm 倍频光,足够后续射频频率调制光谱以及调制转移光谱需求。接通①时,倍频光透过 BS 进入 RF-FMS 装置,先经过一个共振型的 EOM(共振频率为 4.1 MHz,约为<sup>87</sup>Rb 原子 D<sub>2</sub> 线自然线宽 6 MHz 的 0.67 倍),然后由 PBS 1 分出 p 光,经 1/4 波片后作为抽运光,由全反镜反射回的光作为探测光,由于 p 光两次通过 1/4 波片,通过调整 1/4 波片可以使其变为 s 光,反向穿过铷泡后由 PBS 反射进入 PD。通过调节激光器电流和加在电流调制端口电压的幅度,可得到<sup>87</sup>Rb 原子 5S<sub>1/2</sub>(F<sub>g</sub>=2)-5P<sub>3/2</sub>(F<sub>e</sub>=1, 2, 3)的饱和吸收光谱。将携带着调制的饱和吸收光谱信号与本地振荡混频,再经过低通滤波可得到鉴频信号。减小三角波扫描信号并调节激光器电流,直至三角波彻底关闭,调节 P-I 参数,可以将激光器稳定到 F<sub>g</sub>=2-F<sub>e</sub>=3 的吸收峰上。

接通②时倍频光由 BS 和 45° 倾斜放置的反射镜反射进入 MTS 装置,其中由 PBS 2 透射的 p 光进入铷泡作探测光,45° 反射的 s 光经过 EOM(共振频率 4.1 MHz)调制后由 PBS 3 反射反向进入铷泡,探测光直接穿过 PBS 3 进入 PD。扫描激光器的频率得到<sup>87</sup>Rb 原子 5S<sub>1/2</sub>(F<sub>g</sub>=2)-5P<sub>3/2</sub>(F<sub>e</sub>=1, 2, 3)的饱和吸收光谱,探测器的信号与本地振荡混频低通得到调制转移光谱信号,将其作为鉴频信号反馈回激光器,最终将激光器锁定于 F<sub>g</sub>=2-F<sub>e</sub>=3 的共振线上。

## 4 实验结果及讨论

图 3(a)和图 4(a)分别对应于<sup>87</sup>Rb 原子 5S<sub>1/2</sub>(F<sub>g</sub>=2)-5P<sub>3/2</sub>(F<sub>e</sub>=1, 2, 3)的 RF-FMS 和 MTS 以及同时得到的饱和吸收光谱(SAS)信号,其中对应 RF-FMS 信号的抽运光和探测光功率分别约为 200 μW 和 20 μW,对应 MTS 信号的抽运光和探测光功率分别约为 150 μW 和 70 μW。图中 T<sub>1</sub>、T<sub>2</sub> 和 T<sub>3</sub> 分别对应 F<sub>g</sub>=2-F<sub>e</sub>=1, 2, 3 跃迁线,C<sub>12</sub>、C<sub>13</sub> 和 C<sub>23</sub> 分别对应其两两之间的交叉线。选择的调制频率为 4.1 MHz(自然线宽 0.67 倍),此频率处调制转移光谱信号过零点斜率最大,鉴频能力最强。

比较两种光谱方法,二者有两个明显的不同点:1)信号的相对幅度;2)信号的背景。对于 RF-FMS,其实际上是 SAS 信号的直接微分(此处为一阶微分),其信号幅度与 SAS 信号的峰值高度成正比。

一般而言,信号幅度最强的为 F<sub>g</sub>=2-F<sub>e</sub>=2, 3 的交叉线。对于 MTS 而言,信号幅度最强的为循环跃迁线,其他跃迁信号的幅度都很小。这是因为在循环跃迁线上,原子无法弛豫到其他基态,四波混频的效率最高。实验上经常需要将激光器锁定于一些原子或者分子的跃迁线,当这些跃迁线中存在循环跃迁时,MTS 将是一个很好的选择。如图 4(a)所示,MTS 谱循环跃迁线信噪比高、鉴频能力强,非常适合用来锁频。图中循环跃迁线的线宽为 13 MHz,自然线宽和激光器线宽分别为 6 MHz 和 2 MHz,另外还存在着功率展宽、渡越展宽(175 kHz)和碰撞展宽(1.4 kHz)。而当这些跃迁为非循环跃迁时,RF-FMS 有着明显的优势。如图 3(a)所示,其信号幅度分布相对比较均匀,所有的跃迁以及交叉线有着明显的信号幅度,都可以用来锁定激光器。两种光谱另一个不同之处即为信号的背景。RF-FMS 有明显的背景,这是由于原子对探测光残余的线性吸收效应造成的。原子气室的温度、光场的偏振以及强度起伏都会造成频率锁定零点的起伏,从而导致激光器频率的起伏。对 SAS 信号的三阶微分可以在一定程度上解决这个问题<sup>[6]</sup>。而对于 MTS 而言,只有满足亚多普勒共振条件时,加载在抽运光上的调制才会转移到探测光上。其信号不依赖于残余的线性吸收效应,完全无背景,对原子气室的温度、光场的偏振以及强度起伏都不敏感。

图 3(b)和图 4(b)分别给出了激光器自由运转时以及两种不同光谱方式锁定时的频率起伏。根据<sup>87</sup>Rb 原子 5P<sub>3/2</sub> 激发态中的超精细能级间的频率间隔,以 T<sub>3</sub> 与 C<sub>23</sub> 间距为 133.3 MHz 作为频率标准的参考,将横坐标时间换算为频率,计算 T<sub>3</sub> 的斜率。减小三角波扫描幅度并调节激光器电流,直到三角波彻底关闭,打开反馈回路,使激光器锁定于 T<sub>3</sub>,监视 30 min 时间尺度上的电压起伏。断开反馈回路,使激光器工作于 T<sub>3</sub> 中心点对应的工作点上,让其自由运转,监视 30 min 时间尺度上的电压起伏。将监视的激光器 30 min 自由运转以及锁定时的电压起伏按 T<sub>3</sub> 的斜率换算成频率起伏,最终得到图 3(b)和图 4(b)。激光器自由运转时,30 min 典型的频率起伏 Δν 为 8~10 MHz。采用 RF-FMS 技术将激光器锁定时,激光器运转 30 min 的残余频率起伏均方根(RMS)为 ±135 kHz。对 MTS 而言,激光器锁定 30 min 的残余频率起伏均方根为 ±86 kHz。激光器自由运转时的频率起伏主要是由外界温度涨落导致的激光器温度起伏以及电流源的电流噪声引起的,

从图中可以看出,其自由运转起伏已经超出该循环跃迁线的线宽。两种光谱技术评价的自由运转起伏不同,这是因为数据采集不是同时完成的,不同时刻外界的温度涨落不同。对于激光器锁定的结果,MTS 技术明显优于 RF-FMS 技术。其主要原因有

两部分:1)信噪比,实验中在射频混频器输出端使用了 1.9 MHz 的低通滤波器,MTS 循环跃迁线  $T_3$  的信噪比约为 28,而 RF-FMS 中  $T_3$  的信噪比约为 21,略低一些;2) MTS 谱线完全无背景,抵抗原子气室的温度、光场的偏振以及强度起伏能力较强。

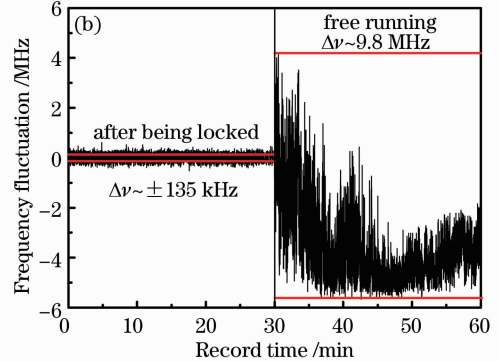
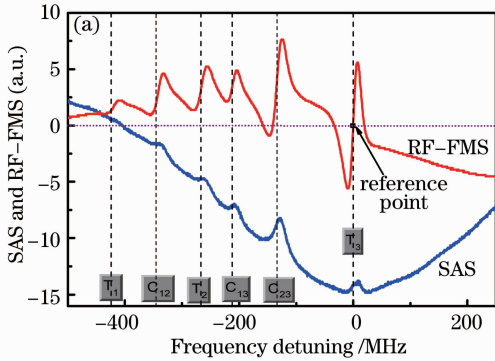


图 3 (a)  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2}(F_g=2)-5P_{3/2}(F_e=1, 2, 3)$  跃迁 SAS 和 RF-FMS 信号; (b)激光器自由运转 30 min 的频率漂移和 RF-FMS 稳频后 30 min 的残余频率起伏

Fig. 3 (a) SAS and RF-FMS signals of  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2}(F_g=2)-5P_{3/2}(F_e=1, 2, 3)$  transitions; (b) frequency fluctuation in 30 min for free running laser and RF-FMS stabilization

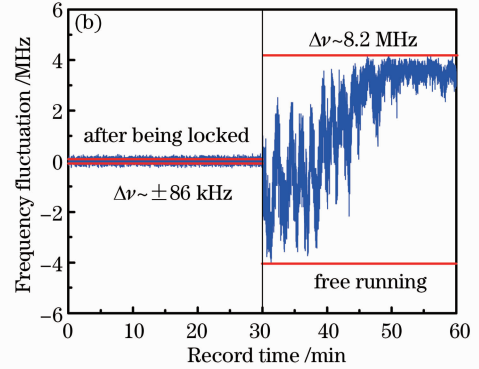
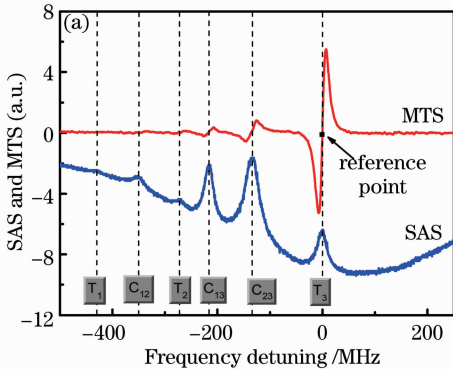


图 4 (a)  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2}(F_g=2)-5P_{3/2}(F_e=1, 2, 3)$  跃迁 SAS 和 MTS 信号; (b)激光器自由运转 30 min 的频率漂移和 MTS 稳频后 30 min 的残余频率起伏

Fig. 4 (a) SAS and MTS signals of  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2}(F_g=2)-5P_{3/2}(F_e=1, 2, 3)$  transitions; (b) frequency fluctuation in 30 min for free-running laser and MTS stabilization

图 5 为 MTS 稳频的  $1.5\ \mu\text{m}$  激光实验系统照片,整个系统搭建在一个  $300\ \text{mm} \times 450\ \text{mm}$  的面板上,并且用双层有机玻璃罩起来,结构紧凑、性能稳定。另外,本文对频率起伏的评价办法有一定误差,更严格的频率起伏评估则需要两套铷稳定的  $1.5\ \mu\text{m}$  激光系统做拍频,或者与光学频率梳做拍频。目前正在搭建另一套激光系统,下一步准备用这两套系统做拍频来评价系统的频率稳定度。

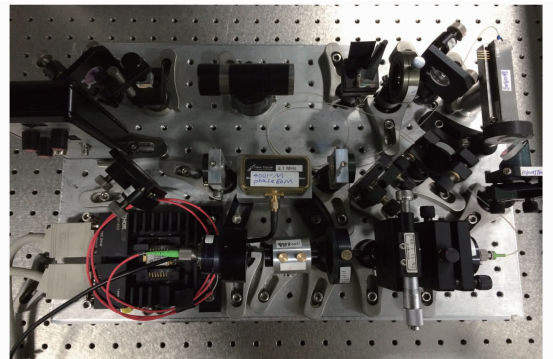


图 5 MTS 稳频的  $1.5\ \mu\text{m}$  激光实验系统照片  
Fig. 5 Photograph of the frequency stabilized  $1.5\ \mu\text{m}$  laser system by MTS

## 5 结 论

实验中采用铷原子 RF-FMS 和 MTS 技术对倍频的 1560 nm-DFB 激光器稳频,实验上比较了两种

方法的原理、谱线以及锁频结果。激光器自由运转 30 min 的典型频率起伏为 8~10 MHz, 采用射频频率调制光谱和调制转移光谱锁频 30 min 的残余频率起伏分别为  $\pm 135$  kHz 和  $\pm 85$  kHz, 这主要是由于后者的信噪比高, 谱线完全无背景。采用调制转移光谱, 搭建了一套结构紧凑、性能稳定的 1.5  $\mu\text{m}$  光纤通信波段激光稳频系统, 希望成为光纤通信波段可能的频率参考, 提高波长计的测量准确度, 用于 DWDM 通信信道频率的测量和校准。

## 参 考 文 献

- 1 H Sasada, O Kubota. Frequency of lamb-dip-stabilized 1.52  $\mu\text{m}$  He-Ne lasers [J]. Appl Phys B, 1992, 55(2): 186-188.
- 2 Labachellerie M de, K Nakagawa, Y Awaji, *et al.*. High-frequency-stability laser at 1.5  $\mu\text{m}$  using Doppler-free molecular line [J]. Opt Lett, 1995, 20(6): 572-574.
- 3 Y Awaji, K Nakagawa, Labachellerie M de, *et al.*. Optical frequency measurement of the  $\text{H}^{12}\text{C}^{14}\text{N}$  Lamb-dip-stabilized 1.5- $\mu\text{m}$  diode laser [J]. Opt Lett, 1995, 20(19): 2024-2026.
- 4 C S Edward, H S Margolis, G P Barwood, *et al.*. High-accuracy frequency atlas of  $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$  in the 1.5  $\mu\text{m}$  region [J]. Appl Phys B, 2005, 80(8): 977-983.
- 5 K Nakagawa, Y Sato, M Musha, *et al.*. Modulation-free acetylene-stabilized lasers at 1542 nm using modulation transfer spectroscopy [J]. Appl Phys B, 2005, 80(4-5): 479-482.
- 6 S Masuda, A Seki, S Niki, *et al.*. Optical frequency standard by using a 1560 nm diode laser locked to saturated absorption lines of rubidium vapor [J]. Appl Opt, 2007, 46(21): 4780-4785.
- 7 H C Chui, Y W Liu, J T Shy, *et al.*. Frequency-stabilized 1520-nm diode laser with rubidium  $5\text{S}_{1/2} \rightarrow 7\text{S}_{1/2}$  two-photon absorption [J]. Appl Opt, 2004, 43(34): 6348-6351.
- 8 M Poulin, C Latrasse, N Cyr, *et al.*. An absolute frequency reference at 192.6 THz (1556 nm) based on a two-photon absorption line of rubidium at 778 nm for WDM communication systems [J]. IEEE Photon Tech Lett, 1997, 9(12): 1631-1633.
- 9 C Wieman, M D Levenson, A L Schawlow. Complete hyperfine structure of a molecular iodine line [J]. Phys Rev Lett, 1971, 26(16): 946-949.
- 10 Meng Tengfei, Wu Yuelong, Ji Zhonghua, *et al.*. Frequency stabilized diode laser based on cesium molecular saturated absorption spectroscopy [J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(5): 1182-1185.  
孟腾飞, 武跃龙, 姬中华, 等. 铯分子饱和吸收谱的半导体激光器稳频 [J]. 中国激光, 2010, 37(5): 1182-1185.
- 11 C Wieman, T W Hansch. Doppler-free laser polarization spectroscopy [J]. Phys Rev Lett, 1976, 36(20): 1170-1173.
- 12 Ma Jie, Zhao Yanting, Zhao Jianming, *et al.*. Frequency stabilization of an external cavity diode laser using polarization spectroscopy without frequency modulation [J]. Chinese J Lasers, 2005, 32(12): 1605-1608.  
马杰, 赵延霆, 赵建明, 等. 利用偏振光谱对外腔半导体激光器实现无调制锁频 [J]. 中国激光, 2005, 32(12): 1605-1608.
- 13 Wang Jing, Yang Baodong, He Jun, *et al.*. Influence of the bandwidth of feedback loop in frequency stabilization of external-cavity diode laser by polarization spectroscopy [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(2): 425-430.  
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.
- 14 J Zhang, D Wei, C D Xie, *et al.*. Characteristics of absorption and dispersion for rubidium  $\text{D}_2$  lines with the modulation transfer spectrum [J]. Opt Express, 2003, 11(11): 1338-1344.
- 15 V Negnevitsky, L D Turner. Wideband laser locking to an atomic reference with modulation transfer spectroscopy [J]. Opt Express, 2013, 21(3): 3103-3113.
- 16 R K Raj, D Bloch, J J Snyder, *et al.*. High-frequency optically heterodyned saturation spectroscopy via resonant degenerate four-wave mixing [J]. Phys Rev Lett, 1980, 44(19): 1251-1254.
- 17 D Bloch, R K Raj, K S Peng, *et al.*. Dispersive character and directional anisotropy of saturated susceptibilities in resonant backward four-wave-mixing [J]. Phys Rev Lett, 1982, 49(10): 719-722.

栏目编辑: 史敏