

# 激光稳频技术的新发展 (II)

## ——连续激光器的稳频技术

屠世谷 赵家铭 周善钰 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

### 一、利用基准元件的色散曲线 构成光频标准<sup>[1]</sup>

光学干涉仪(F-P腔)或原子分子谱线是理想的鉴频器,利用光学和光谱学的有关技术(如饱和光谱学)压缩谱线宽度,即可获得精度极高的光频参考基准。以前是利用透射辐频特性曲线,采取两种方法来进行激光稳频的。一种方法是通过调制、同步检波系统获得谱线的微分曲线,借此稳定激光频率,其缺点在于系统是窄带的,鉴频曲线的下摆部窄小,外界引起的光频跳变很易导致失锁,并且失锁后无法判断。另一种方法是通过宽带反馈系统将激光稳定在共振线的侧沿上,这种方法有利于提高激光频率的短期稳定性,但光轴偏移以及光强改变均可导致光频的不稳。

近年来,开始注意到共振标准器的相位-频率特性,亦即色散特性曲线,其下摆部较宽大,不易失锁,且信号具有较高的信噪比(图1)。目前较多使用的是反射信号中的色散成分较早的办法<sup>[2]</sup>是在光学 F-P 腔内放置一块偏振片,这样腔体仅对与偏振片主轴相一致的偏振光呈现谐振特性,而对垂直于主轴的偏振光则表现为全反射面。光频改变时,上述两种反射光之差显示出腔体的色散特性,以此即可构成稳频系统<sup>[2]</sup>。但腔体中插入偏振片后会降低腔的精细度,而且系统中使用了两个接收器,这是其不足之处(见图2)。

改进后的系统采用模式干涉法(mode int-

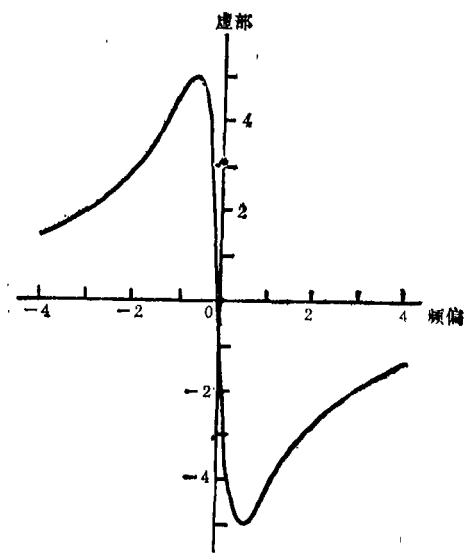


图1 反射光电场的虚部与频率的关系(色散曲线)

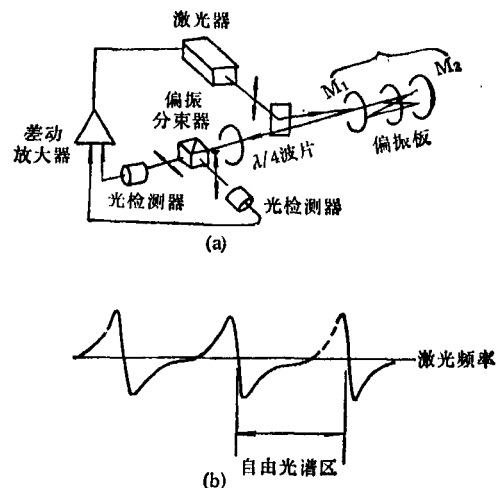


图2 用光路内有偏振板的法-珀干涉仪作标准的光稳频系统  
(a) 实验装置; (b) 反射光的共振色散曲线

erference), 其原理见图 3。图中的迈克尔孙干涉仪由镜 1、分束器和 F-P 腔组成, 针孔后的检测器 1 用来测定干涉条纹。其上的信号为

$$I_1 = I_0 + I_{RC} + 2\sqrt{I_0} [\cos\theta \operatorname{Re}(E_{RC}) + \sin\theta I_m(E_{RC})],$$

式中  $I_0$  为镜 1 的反射光,  $I_{RC}$ ,  $E_{RC}$  分别是 F-P 腔反射光的光强与电场振幅,  $\theta = 2\pi Z/\lambda$ ,  $Z$  是干涉仪中的光程差,  $\lambda$  为波长, 用检测器 2 测量  $I_0 + I_{RC}$ , 两信号经差分放大后, 设法使  $\theta = 90^\circ$  时, 实部  $\operatorname{Re}$  为零, 获得如图 1 所示的与 F-P 腔反射信号虚部成比例的鉴频曲线。该系统的缺点在于  $Z$  的调节精度须达波长量级, 否则  $\theta$  将偏离  $90^\circ$ , 鉴频曲线上叠加有  $\operatorname{Re}(E_{RC})$ , 从而会大大降低标准的质量。

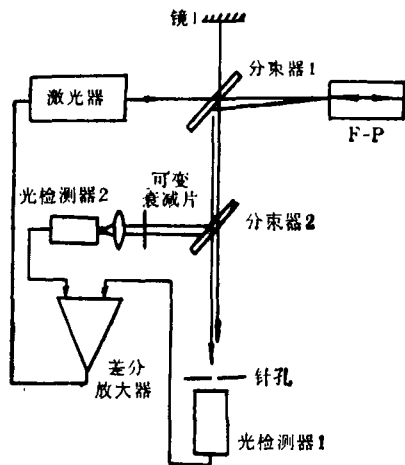


图 3 用法-珀干涉仪反射光构成的稳频系统  
(本图是采用迈克尔孙干涉仪方案, 采用模式失配干涉仪时就不用镜 1)

更实用的方法是采用模式失配 F-P 腔, 以其高次横模的反射光代替图中镜 1 的反射光, 它与  $TEM_{00}$  模的反射光在检测器的集光面上相干, 因高次横模的共振频率远离  $TEM_{00}$ , 所以当激光频率接近于  $TEM_{00}$  模的共振频率时, 高次模 (如  $TEM_{01}$ ) 的振幅与相位均与光频无关, 故可用  $TEM_{01}$  模的反射光强代替式中的  $I_0$ 。这样,  $\theta$  就只由光腰与检测器间的距离  $Z'$  决定, 其精度要求远低于  $Z$ , 从而可获得较好的稳频效果。实验表明, 采用该系统后, 可使光频变动为 50MHz (10s 的观察时间) 的染料激光

器下降到 0.5MHz。

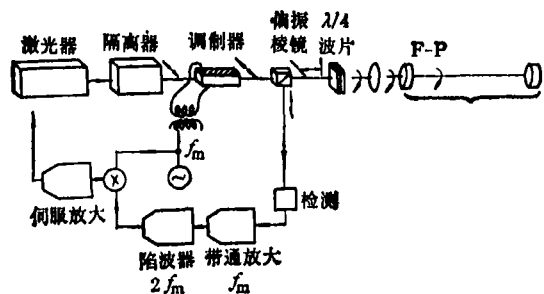


图 4 用法-珀干涉仪作基准, 以激光调制边带技术构成的稳频系统

Drever 和 Hall 等给出了用 F-P 干涉仪反射光得到误差信号的另一种方法<sup>[3]</sup>, 即光外差检测射频相位调制边带的方法, 并用这种方法建立了高精度低噪声的激光稳频系统。该系统的响应时间可以不受参考腔的限制, 因而不仅可以对频率, 而且可以对激光相位进行控制, 而获得了极高的短期频率稳定度。这种系统的工作原理如图 4 所示。相位调制晶体产生的相位调制边带在干涉仪共振带宽以外, 因此被干涉仪输入镜全部反射, 激光载频接近干涉仪共振频率, 在腔内建立驻波场, 这类似于微波中的 Pound 稳频系统<sup>[4]</sup>。共振时, 从腔中反射回去的载频场和从输入镜直接反射的场相位相反, 因而这两个场近似抵消, 这样就在共振频率附近得到一个数值很小而相移和激光频率有强烈依赖关系的反射系数。反射的载频和边带信号经过 Faraday 旋转器和 Thompson 棱镜组, 在快速光电探测器上进行外差并加以放大, 再经相敏解调, 就把对称于中心最小值的反射系数转换成所需要的反对称形状的鉴频曲线。用这样一个系统稳频的染料激光器进行测量, 结果表明在  $10^{-1}$ — $10^8$  范围内, 稳定度均达到  $10^{-13}$ <sup>[3]</sup>。

## 二、利用光谱学技术的稳频方法

用原子、分子谱线作基准能得到较高的频率稳定度。如能将激光无调制地锁在谱线的真实共振频率上, 即能大大提高频率复现性。已

有多种获得较窄谱线的光谱学方法,如饱和光谱、光电流光谱、共振荧光<sup>[5]</sup>等,借此而锁定激光频率,获得了很好的效果。这里主要介绍一些获得谱线的色散成分,以构成高质量稳频系统的一些较新的光谱学技术。

原子分子的色散特性就是其折射率对光频的依赖关系,这种关系可以利用偏振光谱技术很容易加以检测。通过  $I_1$  的偏振光谱获得  $I_2$  的饱和色散信号,从而使氩离子激光器的激光频率稳定<sup>[6]</sup>,其 10s 取样时间的频率稳定性为  $2 \times 10^{-13}$ 。该法的优点是能无调制、高灵敏度地测得无多普勒加宽的色散谱线,但系统中要用一对正交的偏振片,由于很难严格正交,导致色散谱线发生畸变,为防止抽运光束返回激光器,需要与探测光略为错开一个角度,这就导致了残留的多普勒频移。为改进这一系统,使用了两种方法:其一是腔内偏振光谱法,这在本讲座(I)中已作了介绍;另一种方法是采用 POLINEX (Polarization Intermodulated Excitation) 光谱技术,中译为“偏振内调制激励光谱”,它是偏振光谱与光电流光谱的组合<sup>[7]</sup>。这一技术仅对非线性极化张量的虚部起反应,因而可获得对称而真实的色散谱线<sup>[8]</sup>,但因为研究的是激励谱,从原则上讲,把它用作稳频基准略逊于吸收谱线。

另一种有用的光谱技术是调制光谱<sup>[9]</sup>,采用调制观察光谱方法早已有人用过<sup>[10]</sup>,但调制频率较低,获得的是吸收谱的一次微分。如今的调制法中采用了高的调制频率,只使调制谱的某一边带与谱线相作用,即可高灵敏度地检知谱线的吸收和色散成分。其物理图象是谱线仅改变一条边带的幅度或相位信息,使其不再为一纯的调频波,它可通过差拍法加以检测。调制后光束的电场可表示为

$$E_2(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(M) \cdot \exp[i(\omega_c + n\omega_m)t] + c.c.,$$

式中  $\omega_c$  是光载频,  $\omega_m$  是调制频率,  $M$  是调制系数,  $J_n(M)$  是  $M$  的  $n$  阶贝塞尔函数,  $E_0$  是电场振幅。当  $M \ll 1$  时,仅考虑它的一次边带;当  $\omega_m$  较高时,仅有一条边带与谱线相互作用,

通过频率为  $\omega_m$  的差拍系统,可得电信号

$$I_3(t) = \frac{cE_0^2}{8\pi} e^{-2\delta} \cdot [1 - \Delta\delta M \cos \omega_m t + \Delta\phi M \sin \omega_m t].$$

式中  $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0$ , 表示边带吸收率  $\delta_1$  与载频吸收率  $\delta_0$  之差;  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$ , 表示边带相移  $\phi_1$  与载频相移量  $\phi_0$  的差。由于载频不与谱线相互作用,  $\delta_0$  和  $\phi_0$  均与频率无关,为常量。这样通过同步检波技术就可从  $I_3(t)$  中分离出  $\delta_1$  和  $\phi_1$ 。由于使用了移相精度极高的射频移相器,故能极其精确地分离这两个分量,而调制频率的提高,又能大大减少振幅噪声,提高系统的反应速度,因而能获得真实的谱线,构成高质量的稳频系统。

除了上述简单的调制谱外,还有饱和调制光谱<sup>[11]</sup>,由此而获得的谱线性质将随饱和与探测光束的行进方向而变,从而为我们提供了选择最佳谱线的机会。

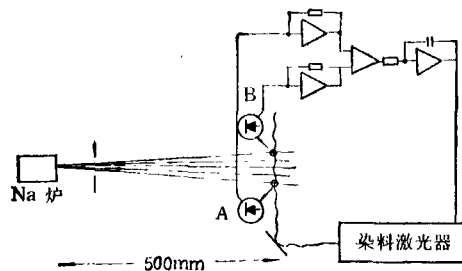


图5 空间光谱技术激光稳频系统

利用空间光谱技术<sup>[12]</sup>可以把激光频率锁定在原子谱线上,可以使激光器频率在几小时内保持在 10% 的原子共振谱线宽度以内。其方法如图 5 所示, Na 原子束在离炉口 500mm 被激光器垂直照射,两个光电二极管分别检测离轴 1mm 处的感应荧光。由于 Na 原子束的热运动速度的影响,两个二极管观察到的原子共振曲线产生的频移为

$$\Delta\nu = \frac{\nu \pm 1}{\lambda \cdot 500} = \pm 3\text{MHz},$$

其中  $\lambda$  是共振波长。两个光电管(A和B)观察到的共振曲线如图 6 所示。两个光电管的信号

差 ( $S_A - S_B$ ) 就给出了一条中心频率等于原子谱线共振频率的鉴频曲线。空间光谱技术常常与用外腔稳频的激光器联用, 以改善激光频率的长期稳定性。该稳频系统是采用光电二极管而不是光电倍增管, 不用光学聚焦元件, 电子伺服电路非常简单。它给出的频率稳定度可以优于  $\pm 1\text{MHz}$ 。在稳定的实验条件下, 该系统可在几小时内使激光频率稳定在原子跃迁谱线上。

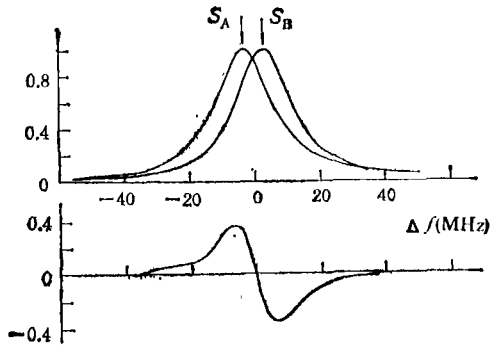


图6 利用空间光谱技术获得鉴频曲线

### 三、腔外稳频系统

以前讨论的激光稳频系统均为为某一激光器而设计运转的, 能否制作一种稳频系统, 它只对激光束的频率加以修正而不涉及激光器本身, 即建立一套能稳定任何一束激光频率的腔外稳频系统。

这种思想由来已久<sup>[3]</sup>, 近年来取得了很好的结果。腔外稳频系统能将染料激光束的线宽从  $3\text{MHz}$  压缩到  $20\text{kHz}$ <sup>[4]</sup>。该系统仍用光学谐振腔作标准, 用电光调制器和声光调制器改变光束的频率, 声光调制器配以理想的压控振荡器后, 即可使其稳频量随控制电压比例改变, 应该说这是稳频系统中较为理想的执行元件, 但声波传播速度有限, 由此导致的延迟使系统只能在较低的控制增益下工作, 电光调制器虽有很快的响应速度, 但因它改变的是光波的相位, 要使光频随控制电压  $V(t)$  而改变, 必须使用一个积分器, 使  $U = \frac{1}{T} \int V(t) dt$  后, 电光

调制器方可产生与控制电压  $V(t)$  成比例的频移  $\Delta\nu$ ,

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2U_0} \cdot \frac{dU}{dt} = \frac{1}{2U_0 T} V(t).$$

然而, 电子积分器的输出电压, 因受电源电压的限制, 不可能无限制地完成积分运算, 故也无法单独构成一个理想的稳频系统, 但若将二者巧妙地结合起来, 则可构成一个性能优异的稳频系统。腔外稳频系统如图7所示, 误差信号经

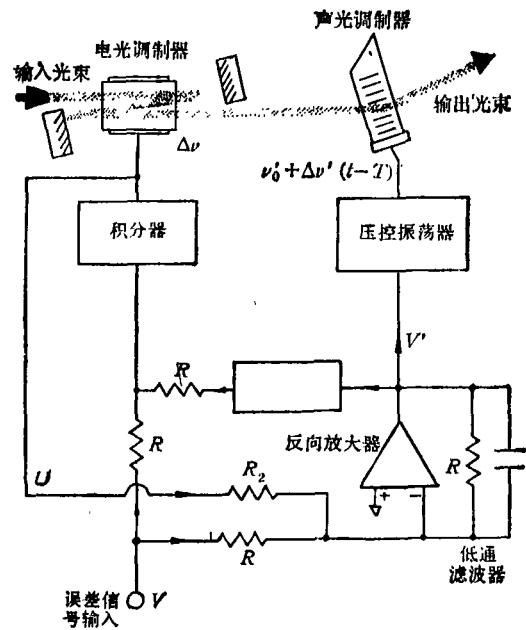


图7 腔外稳频系统

快速积分器作用于电光调制器, 在短时间内产生反向的光频改变以抵消光束中的频率变化, 同时, 误差信号经倒相放大后, 由压控振荡器转换成频率变量加到声光调制器上, 经一定时间 (零点几微秒) 后, 声光调制器也就可以提供一个补偿光束频率变化的反向频率改变量, 这时电光调制器已完成了它的使命, 即把积分器的输出电压降至零, 以备另一次频率变化时作快速补偿用。这一精细的转换过程是通过一个具有合适延迟时间的延迟线与可调增益的反相放大器来完成的, 它们的参数可通过理论计算和实验加以调节。为了更好地完成这一过程, 积分器的输出电压  $U$  亦送到反相放大器的输入

端,整个系统的响应时间为 15ns,因而获得了极好的稳频效果。

#### 四、染料激光器的频率稳定

染料激光器的频率稳定在早期都采用把激光频率锁定在高精细度干涉仪的透射曲线上,后来发展了用色散曲线作基准的技术,使染料激光器的频率稳定性具有更好的性能,这在前面几节中已经提到。Troitskii 对反射光稳频系统作了分析,与透射光相比,其灵敏度可提高 4—6 倍,信噪比可增加 10db<sup>[15]</sup>。

染料激光器外腔稳频中需要解决的一个重要问题是跳模问题。由于喷流表面的不规则,染料中有杂质、气泡以及染料激光器选频元件的温度漂移等,使激光输出频率很容易产生纵模间隔的跳动。如果参考标准的自由光谱区和激光器纵模间隔具有相同量级,那么就会跳到相邻透射条纹的另一锁定点上;如果加大参考标准的自由光谱区,则就会导致线宽增加。因此,除了改善染料激光器工作状态和性能使之减少跳模以外,较好的办法是采用两个腔<sup>[16]</sup>,一个腔具有窄的线宽,用作稳频,第二个腔具有大的自由光谱区和较宽的透射峰,用作校正跳模。正常锁频时,激光频率锁定在高精细度的参考腔内,而辅助腔的信号把自己的通带锁定在激光频率上。当激光跳模时,辅助腔信号代替参考腔信号,用来将激光频率锁回至跳模前的频率。当激光频率回到原来锁定频率以后,环路自行转换,这一过程在几分之一秒内完成。

为了改善染料激光器的漂移性能,就要把共振腔锁定在合适的分子跃迁谱线上,但是这就限制了频率的调谐能力。用下面一种技术<sup>[17]</sup>可使短期频率稳定度有很大改进并基本上消除长期漂移,而仍保持激光器可调谐的能力。在这种系统中,减小长期漂移的方法是,把控制染料激光器频率的标准腔的腔长锁定于 3.39 μm 的 He-Ne 参考激光束的透射条纹上,而此参考激光束的稳定与调谐,又是依靠把它偏频锁定在一个甲烷稳定的 He-Ne 激光器上来实

现,这样就使染料激光具有接近甲烷稳定激光器的稳定度而又能调谐到任何需要的频率。该系统采用了非常快速的伺服控制系统,可以使短期稳定度进一步得到改善。这一系统得到的结果是:短期频率稳定度(10<sup>-1</sup>s 以下)为 1kHz;中期(1s)为 3kHz;而长期(300s)为 300Hz。这样的系统适用于分辨率高于 10<sup>11</sup> 的光谱研究。

#### 五、He-Ne 激光器的稳频系统

在实用型 He-Ne 稳频激光器的研究工作中,除了早期进行的光学元器件稳频系统、纵向磁场塞曼效应稳频系统的研究外,近几年的横塞曼效应稳频系统以其简单性和较高的指标而受人关注<sup>[18]</sup>。该系统如图 8 所示。利用横磁场下产生的塞曼分裂效应,发现在某一特定磁场下 He-Ne 激活介质的增益曲线呈矩形,其内只有两条振荡谱线,它们的拍频与腔长线性相关,经频率—电压转换后,即可作为腔长的控制电压,构成稳频系统。这里选用的执行元件较为特别,它是用误差电压控制风扇的转速,借此改变激光器的温度,从而调节腔长。这样的系统可采用市售的内腔式 He-Ne 激光器,其稳定度可达 10<sup>-10</sup>,准确度可通过控制 Ne 气中同位素的压力比以及严格控制激光管的制作工艺而得到改善,因而这是一种颇有前途的实用标准器件。

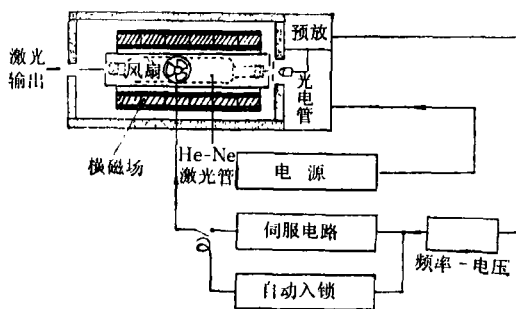


图 8 横塞曼效应 He-Ne 稳频系统

激光输出功率与腔长间的关系可以通过图 9 中的调谐曲线反映出来。图中横轴为腔长即激光频率,因此,输出功率稳定的激光器,在其

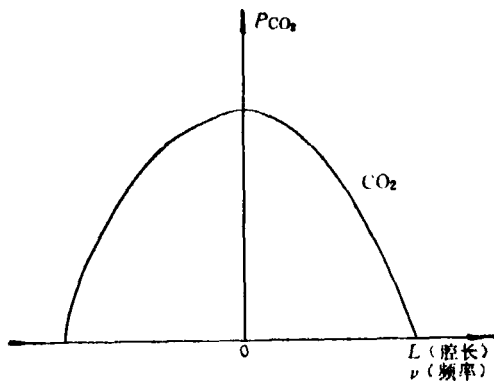


图9 激光器功率调谐曲线

它参量不变的情况下,其频率也是稳定的,1980年,我们提出通过稳定功率而稳定频率的设想,并在 CO<sub>2</sub> 激光器上实验成功<sup>[19]</sup>。最近有关报道表明,对 He-Ne 激光器采用相同的方法,可使其频率和功率都稳定下来<sup>[20]</sup>。He-Ne 激光稳频、稳功率系统如图 10 所示。图中输出功率用光电二极管接收,转成电压并经放大后与基准电压进行比较,构成误差信号,用以控制放电管电流,由热效应而改变激光频率,系统的频率稳定性可达  $\pm 4 \times 10^{-9}$ , 而功率稳定性为  $\pm 0.12\%$ 。该系统亦可使用一般市售的内腔式激光管,并可改变基准电压,使激光器工作于单一的偏振模式下,这对某些应用是具有很大吸引力的。

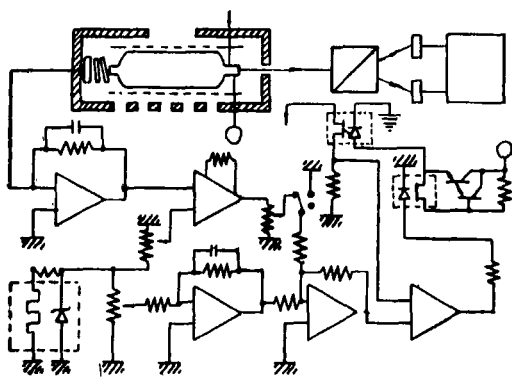


图10 He-Ne 稳频稳功率系统

## 六、半导体激光器的频率稳定

前述的许多光学、电子学的稳频方法都可

应用于半导体激光器,有关这方面的报道极多,获得了较多的结果,但在这些工作中,具有较新的思想和方法的并不多,因此这里不作详细介绍。半导体激光器的波长温度系数较大,每度可达数埃,而工作温度又低于室温,故多采用致冷恒温器<sup>[21,22]</sup>。半导体激光波长处于红外、近红外波段,它正好与铷、铯等碱金属原子从基态至第一激发态跃迁的波长相一致,故可望在已有的原子频标中获得广泛应用,由此构成了多种新型原子频标。利用这些谱线也可稳定半导体激光的频率,较好的工作已达到了  $10^{-13}$  的频率稳定度<sup>[23]</sup>。

## 七、CO<sub>2</sub> 激光器的频率稳定

稳频的 CO<sub>2</sub> 激光器在计量、光频测量链和激光雷达等方面获得应用,它在 9—11 μm 范围有 100 多条振荡线。可以用各种物质的饱和和吸收来实现 CO<sub>2</sub> 某些振荡线的频率稳定,主要有 SF<sub>6</sub>、OsO<sub>4</sub> 等,但只有用 CO<sub>2</sub> 气体本身作为吸收物质,才能实现 CO<sub>2</sub> 分子所有振转谱线的频率稳定。

由于跃迁吸收系数小,所以用 CO<sub>2</sub> 气体反拉姆凹陷,把频率稳定在激光跃迁上是很困难的。采用波长为 4.3 μm 的荧光信号的共振曲线来稳定频率,可以得到很好的信噪比,因此它已成为对 CO<sub>2</sub> 激光最出色的稳定方法<sup>[24]</sup>。CO<sub>2</sub> 分子所有的激光跃迁和波长 4.3 μm 的自发跃迁具有共同的上振动能级,所以如果把充有 CO<sub>2</sub> 气体的吸收池放置在激光驻波饱和场内,并扫描激光频率,那么当频率调谐在共振线中心时,在荧光信号中会产生相应于吸收跃迁饱和的窄的凹陷,用光学接收方法可以在比较低的吸收气体压力、小的吸收池尺寸和常温下,把共振信号记录下来,并具有足够的信噪比。作为参考标准的吸收池,也可以放在激光器外(图 11),而且可以获得更好的信噪比、更小的功率和渡越时间加宽。在这一工作中,吸收池的设计是很关键的。一种比较先进的设计是,把低气压吸收池、液态氮冷却的收集器和红外探测

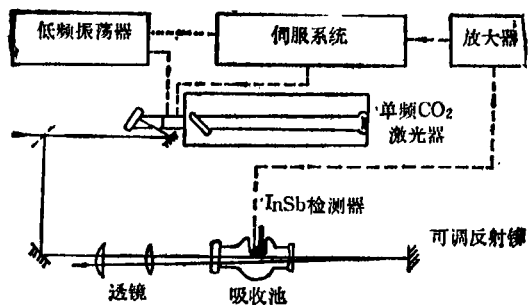


图 11 CO<sub>2</sub> 荧光稳频系统

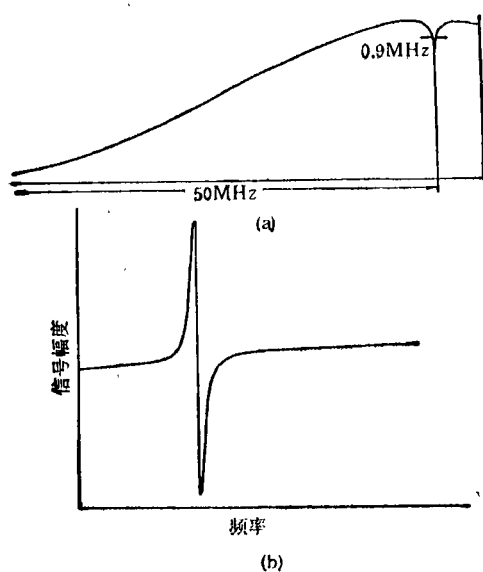


图 12 CO<sub>2</sub> 荧光共振信号  
(a) 共振信号 (b) 微分曲线

器全部安装在密封抽空的容器中<sup>[25]</sup>，这样就使吸收池寿命增加，噪声减小，信号收集效率增加，从而使信噪比提高两个数量级。观察到的

## “吴健雄物理奖”发奖大会在北京大学举行

为纪念吴健雄教授对物理学作出的重大贡献，为奖励我国青年物理学工作者的学术成就，加速物理学的发展，促进社会主义现代化建设，中国物理学会受香港亿利达工业发展集团有限公司的委托，设立“吴健雄物理奖”评选委员会。经吴健雄物理奖评选委员会对申请 1985—1986 年度 15 项学术成果的评定和吴健雄教授的批准，决定将吴健雄物理奖授予中国科学院沈阳金属研究所张泽、王大能和中国科学院大连化学物理研究所解金春三人。张泽和王大能是在急冷镍钛钽合金中首次发现了具有五次对称性的准晶，解金春是在双共振多光子电离光谱的研究工作中取得了新进

物理

典型的驻波饱和荧光共振信号如图 12(a) 所示。用稳频技术中常用的电子学方法可以得到凹陷的微分信号[图 12(b)]，用它作为鉴频特性，可以实现 CO<sub>2</sub> 激光器的频率稳定，直接测量两种同位素的两条不同支线的稳频 CO<sub>2</sub> 激光器的拍频，得到稳频 CO<sub>2</sub> 激光器的稳定度是  $\sigma_y = 6 \times 10^{-12} \tau^{-\frac{1}{2}}$  ( $\tau$  为取样时间)。

## 参 考 文 献

- [1] 大津元一，分光研究 **32-5**(1983)，305.
- [2] C. E. Wieman, *Optics Letters*, **7-10**(1982)，480.
- [3] R. W. P. Drever, *Appl. Phys. B*, **31** (1983)，97.
- [4] R. V. Pound, *Rev. Sci. Instru.*, **17**(1946)，490.
- [5] F. T. Arecchi, *Advances in Laser Spectroscopy*, New York, Plenum Pr., (1983)，131.
- [6] Ch. J. Borde, *J. Physique*, **42**(1981)，1393.
- [7] T. W. Hansch, *Opt. Commun.*, **37-2** (1981)，87.
- [8] F. T. Arecchi, *Advances in Laser Spectroscopy*, New York, Plenum Pr., (1983)，137.
- [9] G. L. Bjorklund, *Opt. Lett.*, **5-1** (1980)，15.
- [10] C. L. Tang, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974)，4503.
- [11] A. Schenzle, *Phys. Rev. A*, **25-5** (1982)，2606.
- [12] W. Jitschin, *Appl. Phys. B*, **33**(1984)，7.
- [13] J. L. Hall, Proc. 1977 IEEE/OSA Conference CLEA IEEE, New York.
- [14] J. L. Hall, *Optics Letters*, **9-11** (1984)，502.
- [15] Yu. V. Troitskiĭ, *Sov. J. Quantum Electron.*, **8-5** (1978)，628.
- [16] W. G. Divens, *Rev. Sci. Instru.*, **53**(1982)，1363.
- [17] R. L. Barger, *Appl. Phys. Lett.*, **27-1** (1975)，31.
- [18] 高崎宏，*O plus E*, No. 19(1981)，66.
- [19] 屠世谷，*中国激光*，**10-7**(1983)，395.
- [20] Akira Sasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **123-5**(1984)，593.
- [21] 山口静夫，*分光研究*，**31-4**(1982)，256.
- [22] T. Okoshi, *Electron Lett.*, **16**(1980)，179.
- [23] 堀裕和，*電子通信学会技術研究報告*，QE 81-73.
- [24] 黑澤富藏，*应用物理*，**46-3**(1977)，304.
- [25] C. Freed, *Metrologia*, **13**(1971)，151.

展，他们在物理研究工作中都作出了重要贡献。

吴健雄物理奖发奖大会于 1987 年 4 月 18 日下午在北京大学举行。吴健雄教授、袁家骝教授、香港亿利达工业发展集团有限公司总裁刘永龄先生亲临发奖大会。吴健雄教授向获奖者颁发了奖状、奖章和奖金。我国著名物理学家严济慈、周培源、钱三强、周光召、黄昆，著名化学家卢嘉锡、严东生等参加了大会。吴健雄教授、钱三强、周光召等老一辈物理学家在会上讲了话，他们勉励青年物理学工作者勤奋学习，努力工作，奋勇拼搏，为振兴中华、繁荣科学作出新的贡献。

(程义慧)