

# 激光稳频技术的新发展(I)

## ——光频标准的研究

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)

优异的空间和时间相干性是激光器的三大特性之一,当然这是相对于自然光而言的.事实上,激光的相干性特别是时间相干性尚不能满足要求,因此改善激光相干性的工作,伴随着激光器的诞生而展开.经过25年的努力,人们已积累了一些改善和提高激光相干性的有效方法.

激光器的时间相干性可以用一个指标,即其波长(频率)的稳定性来描述,光波频率稳定性是指频率的变化情况,一般用频率起伏量 $\Delta f$ 的相对值 $\Delta f/f_0$ 来表示,式中 $f_0$ 为光频.这是一个随机起伏量,应用统计方法进行处理,最好是借用无线电计量技术中已有的研究成果,用阿仑方差进行处理<sup>[1]</sup>.目前最佳的稳频激光器已具有 $10^{-14}$ 量级的光频稳定性,也就是说光频率的绝对变化量仅为1Hz<sup>[2]</sup>.这种激光器已经具备了“光频基准”的一些特性.

然而,从实用角度看,当前的主要任务是寻找各种可使激光器具有较高频率稳定性和较高实用性的稳频方法,以满足高分辨光谱、精密光学计量等方面的要求.稳频首先要求激光器能长期稳定工作.因此,开展稳频研究将会推动激光器的发展,使其更加可靠与实用.

激光器是利用置于光学谐振腔内的激活介质产生激光振荡.激光频率 $f_0$ 可表为

$$f_0 = \frac{f_s \cdot f_c (\Delta f_s + \Delta f_c)}{f_s \cdot \Delta f_s + f_c \cdot \Delta f_c},$$

式中 $f_s$ 和 $\Delta f_s$ 是激活介质增益曲线的中心频率及谱线宽度, $f_c$ 和 $\Delta f_c$ 是光学谐振腔的中心频率及宽度.在光频段,

$$\Delta f_s \gg \Delta f_c,$$

$$f_0 = f_c + (f_s - f_c) \frac{\Delta f_c}{\Delta f_s},$$

即激光频率取决于光学谐振腔的频率,谱线的作用表现为牵引效应,其牵引系数等于线宽之比.可见稳定激光器频率的首要任务是稳定光学谐振腔的长度.最简单的方法是参数稳定,但其最高精度只能在 $10^{-8}$ 左右.为获得更高的光频稳定度,需用光频标准器对激光腔长加以稳定.这里包含两方面的问题:一是标准器的选取与频率的测定;二是稳频系统的实现.由此可见,光频测量与光频稳定问题实质上是一个问题的两个方面.

频率是目前测量得最准确的物理量,准确度已达 $8 \times 10^{-14}$ .激光器具有极佳的短期频率稳定度,它的长期稳定性近年来也有很大的提高.通过光频与波长的测量,获得了光速 $c$ 的精确值,利用光学中的物理现象,还对其它基本常数进行了检验.频率测量精度的进一步提高,将使人们在更深入的层次上认识周围世界.

稳频激光器将成为人类探索微观世界的有力工具,因为原子、分子的微观运动总伴随着电磁波(光波)的辐射和吸收.稳频技术的发展将导致光学外差通讯技术的发展,从而满足现代社会对传递巨大信息量的要求.我们还可以预言,在目前许多并未对激光频率稳定性提出要求的应用项目中,随着稳频技术的发展与普及,将会发现稳频会对它们的工作效率和工作质量带来巨大的好处.例如,我们可以设想用激光杀伤癌细胞时是否存在一个最有效的杀伤频率.因此激光稳频技术不仅是其它领域的激光应用者关心的问题,也是所有从事激光工作的人们十分关心的问题.

## 一、He-Ne 激光器频率标准

He-Ne 激光器本身具有较高的频率稳定性,其稳频工作开展得较早,效果也较好。He-Ne 稳频可分为两种类型:一是利用  $\text{CH}_4$  的饱和吸收或其它光谱学方法稳定其频率,目的是获得光频基准。另一种是实用型,即以简单的办法获得具有一定稳定度的光稳频信号源。前者除了稳定度的要求外,还有准确度的要求,非此则不可能构成“基准”。计量部门对这一工作极有兴趣,中国计量科学研究院在这方面取得很好的结果<sup>[3]</sup>,并多次与国外的稳频激光比对,以论证其准确度<sup>[4]</sup>。1983年第十七届国际计量大会上废除了1960年定义的建立在  $\text{Kr}^{86}$  原子跃迁上的米定义,而取米是光在真空中在  $\frac{1}{299792458}$  s 的时间间隔内行程的长度,作为新定义的实施方案,推荐了五条激光辐射线作波长标准,它们是:

(1) 由  $\text{CH}_4$  饱和吸收稳频的氦氖激光辐射,其波长  $\lambda$  为  $3392231397.0\text{fm}$ , 相对不确定度 ( $3\sigma$ ) 为  $\pm 1.3 \times 10^{-10}$ ;

(2) 由  $^{127}\text{I}_2$  饱和吸收稳频的氦氖激光辐射,其波长  $\lambda$  为  $576294760.27\text{fm}$ , 相对不确定度 ( $3\sigma$ ) 为  $\pm 6 \times 10^{-10}$ ;

(3) 由  $^{127}\text{I}_2$  饱和吸收稳频的氦氖激光辐射,其波长  $\lambda$  为  $632991398.1\text{fm}$ , 相对不确定度 ( $3\sigma$ ) 为  $\pm 1 \times 10^{-9}$ ;

(4) 由  $^{127}\text{I}_2$  饱和吸收稳频的氦氖激光辐射,其波长  $\lambda$  为  $611970769.8\text{fm}$ , 相对不确定度 ( $3\sigma$ ) 为  $\pm 1.1 \times 10^{-9}$ ;

(5) 由  $^{127}\text{I}_2$  饱和吸收稳频的氦离子激光辐射,其波长  $\lambda$  为  $514673466.2\text{fm}$ , 相对不确定度 ( $3\sigma$ ) 为  $\pm 1.3 \times 10^{-9}$ 。

应当指出,复现新的米定义并不排斥现在已经使用的  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{198}\text{Hg}$  及  $^{114}\text{Cd}$  谱线,不过它们的不确定度要差得多,例如  $^{86}\text{Kr}$  的不确定度为  $\pm 4 \times 10^{-9}$ 。

近年来苏联的 Basov 等人采用了一种新

型的双模激光共振观察系统,其结构如图1所示<sup>[5,6]</sup>,其激光腔长1.8m,激光筒长0.8m,内径

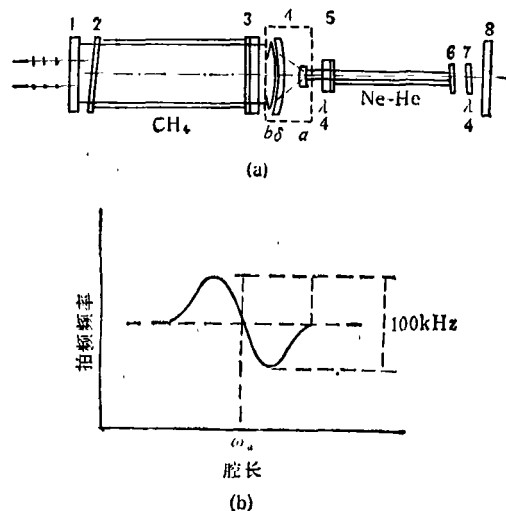


图1 He-Ne 双模激光  $\text{CH}_4$  共振系统

3mm。在腔内产生两个偏振面互相垂直的线偏振光,转动波片可使其差拍频率处于  $100\text{kHz} \sim 100\text{MHz}$  之间。扫描腔长时,由于两个模式间的耦合作用,可观察到极强的反拉姆凹陷,若观察其间的差频,即可得到一条峰值宽度为  $100\text{kHz}$  的鉴频曲线,用它来稳定激光频率可达到  $10^{-14}$  的稳定度。另一种研究得较为仔细的、用  $\text{CH}_4$  饱和吸收稳定 He-Ne 激光频率的方法是腔内偏振光谱法<sup>[7]</sup>。偏振光谱法基于下列原理:原子分子谱线具有色散特性,即其折射率与光频有关。与原子、分子作用后的光束相位中携带了这一信息,这意味着光束的偏振状态将产生变化,由此即可探知谱线的色散特性。基于这一原理而形成的偏振光谱技术,采用了与饱和光谱相似的方法即用圆偏振光束选择激励以某一速度运动着的原子的某一跃迁,并使其饱和。当用线偏振光对上述饱和的样品进行探测时,相当于上述使原子饱和的圆偏振成分将能无衰减地通过,仅只在相位上产生相应于谱线色散分量的改变,这导致探测光束偏振状态的改变,由此即可探测到谱线的色散成分<sup>[8]</sup>(见图2)。

腔内偏振光谱法可使探测光和饱和光严格地平行,因而消除了两光束不平行而引起的残

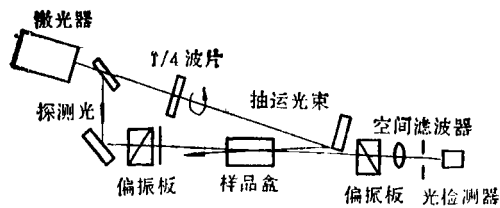


图2 偏振光谱的实验装置

留多普勒加宽,提高了谱线准确度。在 He-Ne 激光腔内,装入  $\text{CH}_4$  饱和吸收盒、相位板等器件,以获得椭圆偏振驻波。以某一方向行进的偏振光作饱和光束,另一方向行进的偏振光用作探测光束,形成腔内偏振光谱系统(见图3)。在腔外,用渥拉斯顿棱镜或法拉第旋转器测量饱和色散谱线,以此构成稳频系统,其 200 s 级的稳定度可达  $3 \times 10^{-13}$ [7]。

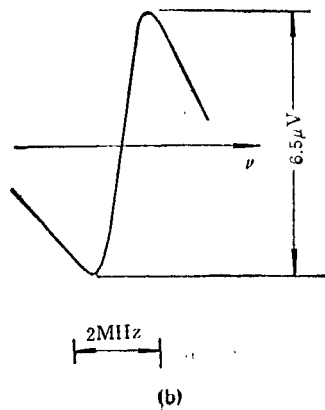
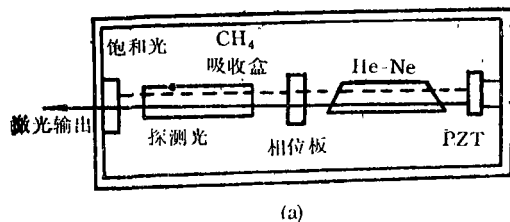


图3 (a) 腔内偏振光谱装置; (b) 饱和色散曲线

## 二、光学测频链

1968 年美国国家标准局首先组成了一条光学测频链,以射频段的频率标准(Cs 原子钟)为基准,借助于速调管、返波管、激光器、非线性倍频元件[如金属-绝缘层-金属(MIM)二极

物理

管等],通过倍频、混频过程的有机组合,逐次测得了远红外激光器、水蒸汽激光器、 $\text{CO}_2$  激光器等发射频率。同时还用光学方法测量了这些激光的精确波长值,由  $c = \lambda\nu$ ,求得光速的数值及其误差。几年后许多国家进行了相似的实验,在此基础上米定义咨询委员会在 1973 年确定  $c$  的数值为  $299792458\text{m/s}$ ,相对精度为  $\pm 4 \times 10^{-9}$ 。在这以后,这一工作一直没有停止过,并取得以下主要进展:

### 1. 倍频链上限频率的提高

七十年代中,人们只能测定  $473\text{THz}(0.633\mu\text{m})$  的光频,最近报道表明已测得  $520\text{THz}(0.576\mu\text{m})$  的光频,其精度为  $1-3 \times 10^{-10}$ [9],采用的仍然是传统方法,使用钨镍点接触(MIM)二极管,对数组光束、微波信号等进行谐波混频。主要的工作在于如何建立最合理的测频链,这就导致了某些新型激光器的产生,促进了激光稳频技术的发展。最近,D. A. Jennings 等人用一个  $^3\text{Ne-He}$  等离子放电管作混频元件[10],精确地测得  $473\text{THz}$  的频率值,其不确定性为  $1.6 \times 10^{-10}$ ,从而提供了一种新的光频测量链组建方式。

### 2. 亚毫米波段锁相系统的研究和性能改善[11,12]

在亚毫米波段获得一个频率稳定、谱线极纯又具调谐性的相干信号源,对提高光频测量精度具有极大的价值。目前报道的锁相源的频率已可达  $600\text{GHz}(\lambda = 0.5\text{mm})$ ,估计扩展到  $1\text{THz}$  并非难事。在文献[11]中,用 M-M 型返波管产生  $600\text{GHz}$  的电磁信号与 K 波段速调管的倍频信号作相位比较后,锁相于 K 波段速调管,后者又用高稳石英晶体振荡器作注入锁定,从而在  $600\text{GHz}$  信号与石英晶体振动频率间建立稳定的相位关系,所用的倍频混频元件是微米量级的 Pt-GaAs 肖特基势垒二极管,锁定后返波管振荡谱线的 3dB 带宽小于  $100\text{Hz}$ 。

## 三、激光频率分频、混频系统

这是近两年来较为引人注目的一项研究成果[43]。该系统采用的是一套“双调频”技术,通过

一个简单的光学干涉系统将光频直接与射频锁定起来,其锁定精度可达  $10^{-10}$ 。它既可构成光信号分频器(分频比为  $10^5-10^6$ ),也可以看作一个光频测频链,这是为连接射频与光频而取得的又一成果,作者认为,改进后的系统的锁定精度可达  $10^{-15}$ ,即达到目前原子频率标准所具有的稳定度。系统的方框图如图 4 所示。

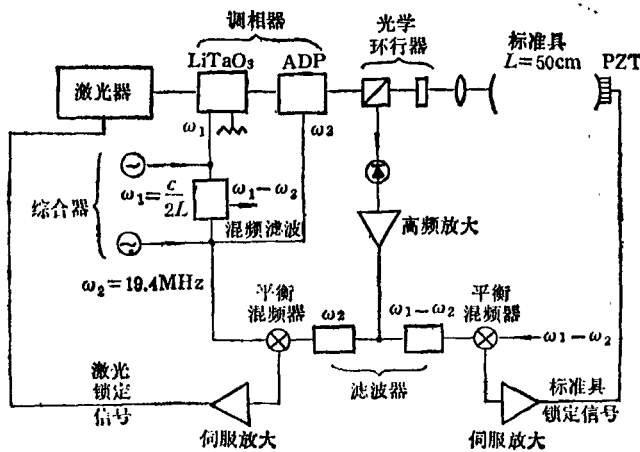


图 4 光频分频与稳定系统

两个调相器的调制频率分别为  $\omega_1, \omega_2$ 。调相后,载频为  $\omega_0$  的光束中的主要边带为  $\omega_0 \pm \omega_1, \omega_0 \pm \omega_2, \omega_0 \pm \omega_1 \pm \omega_2$ 。此光束经长度为  $L = 50$  cm、精细度为  $2 \times 10^3$  的光学共振腔反射,由平衡混频器接收,经滤波器选频后,获得频率为  $\omega_2$  及  $(\omega_1 - \omega_2)$  两个调制差拍信号。前者经同

(上接第 372 页)

### 三、讨 论

1. 合理地选择多普勒速度是保证测量精度的关键所在,应该选择在发生磁性转变时计数将有最明显变化的那些点进行测量。如果 M 谱线的质心在零速度附近,最好选用零速度测量。这样做不仅操作方便,而且在不具有恒速功能的 M 谱仪也可进行测量。

2. 如果非晶材料的居里温度  $T_c$  低于晶化温度  $T_x$ ,则应尽量选择慢的升温速度;若  $T_c$  高于  $T_x$ ,只有在很高温速度(如  $20^\circ\text{C}/\text{min}$ )下

步检波后,将激光器频率锁定在腔的  $n$  次模上,使  $\omega_0 = n\sigma$ ,而  $\sigma = c/2L$  为腔模之频率间隔。这里采用的是熟知的调频锁定技术<sup>[4]</sup>,而  $(\omega_1 - \omega_2)$  的信号则用来将腔长稳定在射频频率  $\omega_1$  上,使  $c/2L = \omega_1$ ,即  $\omega_0 = n\omega_1$ ,这就完成了光信号分频过程。关于后一个锁定,作者从数学分析上也证明了频率为  $\omega_1 - \omega_2$  信号中只携带了腔长失谐  $\delta = (\omega_1 - \sigma)$  的信息,即

$$V(\omega_1 \pm \omega_2) \sim \frac{\delta}{\Gamma} [\sin(\omega_1 + \omega_2)t + \sin(\omega_1 - \omega_2)t],$$

而与光频  $\omega_0$  相对于  $n\sigma$  的失谐  $\Delta = \omega_0 - n\sigma$  无关,因而能将腔长锁定在射频上。

### 参 考 文 献

- [1] D. W. Allan, *Proc. IEEE*, 54-2(1966), 221.
- [2] A. Brilliet, Third Symposium on Frequency Standards and Metrology Colloque International du C. N. R. S, (1981), c-73.
- [3] 赵克功, *计量学报*, 1-2(1980), 102; 沈乃激, *计量学报*, 1-2(1980), 93.
- [4] 秋元义明, *O plus E*, No. 34(1982), 126.
- [5] N. G. Basov, *Sov. J. Quav. Elect.*, 14-4(1983), 433.
- [6] 田中敬一, *O plus E*, No. 25 (1981), 99.
- [7] W. Radloff, *Appl. Phys.*, 20(1979), 247.
- [8] 中山茂, *应用物理*, 50(1981), 943.
- [9] C. R. Pollok, *Optics Letters*, 8-3(1983), 133.
- [10] D. A. Jennings, *Optics Letters*, 8-3 (1984), 136.
- [11] E. Bava, *Infrared Phys.*, 23-3 (1983), 157.
- [12] C. O. Weiss, *Appl. Phys. B*, 34-2 (1984), 63.
- [13] R. G. Devoe and R. G. Brewer, *Phys. Rev. A*, 30-5 (1984), 2827.
- [14] W. P. Drever, *Appl. Phys. B*, 31 (1983), 305.

才有可能测量出  $T_c$ 。这种情况下测量误差是较大的。

3. 本方法仅限于测量 Fe 基合金的居里点,温度范围在室温到  $650^\circ\text{C}$ 。

大量实验工作表明用穆斯堡尔热扫描技术来测量非晶材料的  $T_c$  是准确可靠的。这一新方法已能作为一种常规的测量方法。

### 参 考 文 献

- [1] Hang Nam Ok and A. H. Morrish, *Phys. Rev. B*, 22 (1980), 4215.
- [2] C. L. Chien and D. Muster, *Phys. Rev. B*, 20 (1979), 283.