

激光技术讲义



北京激光学会

1983

TN 24
(4)

6328 埃氦氖激光器的频率稳定*

中国计量科学研究院激光组

提 要

本文介绍了 6328 埃氦氖激光器频率稳定的原理。对激光稳频器进行了分析,提出了各个环节的要求及所需采取的措施。利用鉴频曲线对稳频系统进行了测量,得到的长期稳定性优于 4×10^{-9} 。给出了与目前长度基准 ^{86}Kr 波长比对的结果:

$$\lambda_{\text{HeNe}} = 6329.91416 \text{ 埃 } (^{86}\text{Kr})$$

$$\lambda_{\text{HeNe}} = 6329.90223 \text{ 埃 } (^{11}\text{Ne})$$

一、引 言

在计量技术中, 6328 埃氦氖激光器的应用已很广泛, 由于激光频率(波长)随谐振腔长度的变化而漂移, 所以往往不能直接用于各种高精度的测量。

环境温度的变化、机械振动等外界干扰对激光频率稳定性影响很大。当使用殷钢或石英等温度系数很小的材料支承腔反射镜, 而温度变化为 $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 时, 能使腔长产生 10^{-8} 的变化, 因此也就有同样程度的频率漂移。由于激光管是个发热体, 要使谐振腔的温度变化小于 0.01°C 是非常困难的, 因此企图用恒温 and 减振的方法来得到 10^{-8} 以上的频率稳定性是很难达到的。而且, 频率的复现性也不易解决。所以要得到 10^{-8} 以上的频率稳定性, 必须使用伺服控制系统对激光器进行稳定。

二、激光频率稳定的方法

激光频率稳定的方法很多, 大体可以分成两类。一类是用激光输出功率曲线来进行稳频, 其中最常用的是将激光频率稳定在输出功率曲线的兰姆下陷的中心。这种方法装置简单, 稳定性可达 10^{-9} , 适用于一般的精密测量; 另一类是利用外界参考频率标准对激光频率进行稳定, 例如采用内(或外)吸收室作为外界参考频率的装置。这种装置比较复杂, 但可以得到很高的频率稳定性和复现性。本文简单介绍将激光频率稳定在兰姆下陷中心的方法。

下面简述这种方法的原理。图 1 示出了激光输出功率—频率曲线。根据兰姆理论^[1], 功率在原子跃迁中心频率 ν_0 处有一个极小值, 称为兰姆下陷。由于它仅与原子跃迁中心频率有关, 因此可以选择作为一个很好的频率稳定点。

* 1972年10月19日收到。

如果开始腔模位于频率 ν 处,并在压电陶瓷上加一正弦信号使谐振腔长产生一个调制时,腔模频率也产生 $\delta\nu$ 的调制,同时激光器输出功率就产生 δG 的变化量,如图 1。如调制量不变时, δG 仅与曲线在该点的斜率有关。当 ν 离激光跃迁中心频率 ν_0 越远时 δG 越大,因此可将 δG 看作为误差信号。当腔模处于 ν_0 的左右两侧时,曲线斜率的符号相反,因此 δG 也将反相,故可通过鉴相方法来判别其方向。用光电元件接收光强并从中取出交流信号 $U(\delta G)$,经放大后与调制信号(参考电压)同时输入相敏检波器,再经积分放大器后去驱动压电陶瓷以调正谐振腔长度,最后将腔模调到兰姆下陷中心 ν_0 附近,图 2 为实现上述原理的方框图。

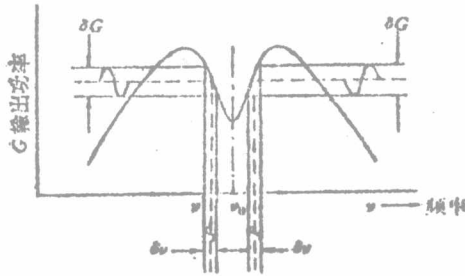


图 1 借助激光输出功率-频率曲线的鉴频原理图

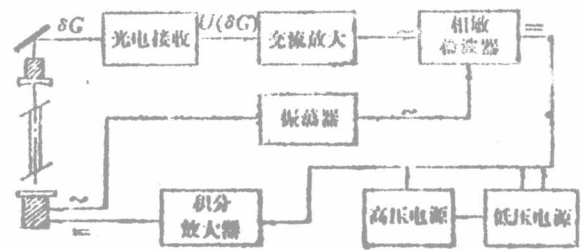


图 2 激光稳频器方框图

三、激光稳频器(伺服控制系统)

下面简述按图 2 所设计的稳频器各个环节的要求和性能。

用硅光电三极管作为接收元件,并采用隔直电容将它与交流放大器连接,以避免大的直流电流增益引起放大器噪声的增加。交流放大器选用双 T 选频放大,为了减小干扰,除功率放大外,其余均和光电元件一起装在屏蔽盒中。前两级工作在固有噪声尽可能低的状态。整个交流放大器的增益 $K_2 = 95$ 分贝,带宽为 ± 20 赫,折合到输入端的噪声低于 0.3 微伏。

相敏检波器采用环形相敏桥。参考源由振荡器供给,是幅度为峰-峰 30 伏的正弦波。相敏检波的时间常数 $\tau_3 = 0.02$ 秒,传递比 $K_3 = -14$ 分贝。振荡器除供给相敏检波外,还输出一个峰-峰为 0 到 1 伏的可调正弦波,将它加到激光谐振腔的压电陶瓷上,以对腔进行调制。调制频率约为 1000 赫。

积分放大器由两级差分放大组成,第二级差分使用了两只耐高压管,供电电源为 280 伏,这样两个集电极的输出电压可在 ± 240 伏的范围内保持线性。积分放大器的正反馈增益约为 80 分贝,加入负反馈后的增益 $K_4 = 60$ 分贝。时间常数 $\tau_4 = 40$ 秒。积分放大器是整个回路的重要环节,它对系统的稳定性,时间常数以及控制范围有直接的影响。

由于积分放大器的输出和调制信号迭加后加到压电陶瓷上,因而有一个 $K_5 = 1$, $\tau_5 = 0.5$ 秒的环节。

若光学鉴频器的频率偏移 $\delta\nu$ 和光电接收元件的输出电压 $U(\delta G)$ 之比为 K_1 ,而压电陶瓷上的电压变化和激光频率变化 $\delta\nu$ 之比为 K_0 ,系统开环时的传递比为 K ,则 $K = K_0 K_1 K_2 K_3 K_4 K_5$ 。显然 K 越大,系统控制的静偏差越小。该系统的增益最大可到 70 分贝。

但系统近似存在三个惯性环节,因此开环增益必须满足下列不等式:

$$K < 2 + \frac{\tau_3}{\tau_4} + \frac{\tau_3}{\tau_5} + \frac{\tau_4}{\tau_3} + \frac{\tau_4}{\tau_5} + \frac{\tau_5}{\tau_3} + \frac{\tau_5}{\tau_4}$$

根据计算 $K < 2100$ 时,系统才能稳定。如果扰动引起 2×10^{-6} 的激光频率变化,则经过控制后可达到 1×10^{-9} ,这与实际测量结果基本一致。由上式可知, τ_i 越大,所允许的 K 就越大,但是增加 τ_i 会使系统的快速响应变坏。闭环系统的时间常数约 $\tau = \tau_i/K \approx 0.02$ 秒,实际测量约为 0.05—0.1 秒。

激光稳频器的响应特性是这样测定的,当系统闭环时,在另一压电陶瓷上输入一频率 f 的扰动电压(峰—峰值为 6 伏),同时测量控制压电陶瓷上的补偿电压,这两个电压的比值随 f 而变化,因此可以鉴定系统快速响应的好坏(图 3)。图中在 10 赫处出现一个次峰值,这可能是由于几个惯性环节组合造成的。幅值下降 3 分贝的频率在 10 赫左右。

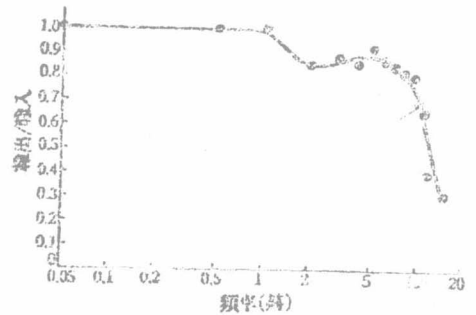


图 3 激光稳频器的频率响应

四、氦氖激光管

通常的稳频激光器不仅要求在主模(T_{10,0})输出,并要求为纵向单模。为此,激光器的谐振腔由一平面镜和一凹面镜组成,后者的曲率半径约为 1 米,适当地调节反射镜便很容易得到主模输出。另外,应该使用较短的谐振腔,在我们的装置中,谐振腔长为 230 毫米,即纵模间隔约为 650 兆赫。这时,当某一纵模在兰姆下陷的中心时,两侧相邻的纵模就可以调出净增益曲线,从而保证输出为纵向单模。

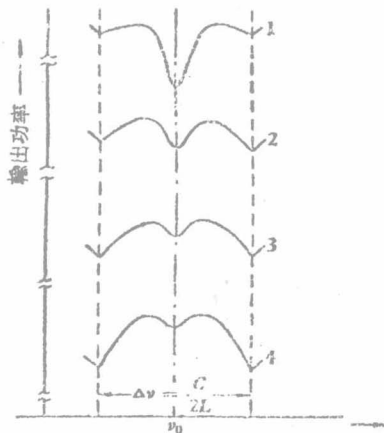


图 4 兰姆下陷深度和输出功率的关系。1, 2, 3, 4, 表示不同的放电电流。

频率稳定性与兰姆下陷中心两侧的斜率有关,斜率越大,稳定性越好。因此,为了得到较高的频率稳定性,应该增加兰姆下陷的深度。增强激光输出功率,能使下陷加深(见图 4)¹⁾。除了应使用反射率较高的反射镜外,还应调节放电电流以得到最佳输出,因为对于不同的放电管参数,放电电流的最佳值是不同的。此外,放电长度,毛细管直径,充气压力等都会影响输出功率。为了使频率稳定性优于 4×10^{-9} ,应使兰姆下陷的深度大于输出光强的八分之一。

兰姆下陷线形的对称性对频率稳定性也有影响。根据斜率原理,误差信号与激光调谐曲线的斜率有关,若兰姆下陷线形不对称,则两侧的斜率不同,因而误差信号也不同。在斜率大的一侧误差信号大,因此激光

1) 影响气体激光出现兰姆下陷的主要因素来自两个方面:压力增宽和功率增宽。因此,在激光管内气压过高或功率太强,都可能不出现兰姆下陷。我们这里指的是当功率不太大时的情况。

输出能比较“准确地”调到下陷的中心，而另一侧则不能。兰姆下陷线形不对称的原因是同位素气体不纯引起的。因此，对 ^{20}Ne 或 ^{22}Ne 的丰度应有所要求。我们所用的 ^{20}Ne 或 ^{22}Ne 同位素气体的丰度为99.6—99.8%。

五、结果和讨论

我们利用鉴频曲线(即“S”曲线)对稳频器的长期稳定性进行鉴定。

先将系统开环，在另一用电陶瓷上加一锯齿波电压，并由记录仪记录相敏检波器的输出，这就得到了鉴频曲线。

图5给出了典型的鉴频曲线(即兰姆下陷的微分曲线)的照片，照片中同时还同时记录了交流放大器的输出信号。图中C、D两点是谐振腔扫描时的换模点，A、B两点是兰姆下

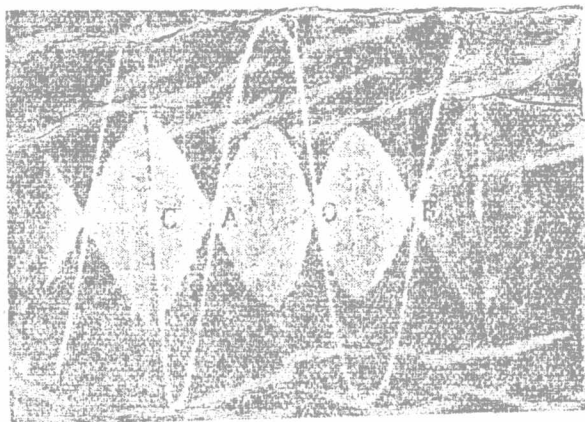


图5 鉴频曲线(扫描速1秒/格; S曲线20伏/格; 基波5伏/格)

陷造成的输出功率的极大值，O点是兰姆下陷的中心。在O点附近鉴频曲线接近于直线，而C、D两点的间隔即等于相邻纵模的频率差，因此，通过计算就可以得到纵坐标的格值，即与每格相当的离中心频率的偏差量。为了估计稳频器的长期稳定性，在得到鉴频曲线后，立即去掉锯齿波电压并将系统闭环，同样记录相敏检波器的输出。根据输出的漂移就能很容易地确定激光频率的不稳定性。

我们在恒温的实验室中，将激光器放在一防震的地基上，采用上述的稳频器后，长期稳定性达 4×10^{-9} 。并且已将其波长与长度基准 ^{86}Kr 灯的6057埃谱线作了对比，结果是

$$\lambda = 6329.91418 \pm 0.00006 \text{ 埃 } (^{20}\text{Ne}),$$

$$\lambda = 6329.90223 \pm 0.00006 \text{ 埃 } (^{22}\text{Ne}),$$

其中所给的误差是十次测量平均值的极限误差。上述结果与美、英、西德对光谱物理学公司的119型激光波长测量结果是一致的^[1]。目前，这种稳频激光器已经用于各种精密测量。

由于激光输出的中心频率 ν ，随气压及混合比而变化，并且也受塞曼效应和斯塔克效应的影响，因此，这种方案的稳定性虽然可达 10^{-9} 或更高一些，但其复现性却很差，仅为

1×10^{-7} 左右^[2]。这样的稳定性和复现性已能满足一般精密测量的要求。如果要求有更高的复现性,需要采用其他方案,例如利用外界参考标准(如吸收室等)对激光进行频率稳定^[3]。

参 考 文 献

- [1] W. E. Lamb, Jr., *Phys. Rev., A* **134** (1964), 1429--50.
- [2] K. D. Mielenz, K. F. Nefflen, W. R. C. Rowley, D. C. Wilson and E. Engelhard, *Appl. Opt.*, **7** (1968), 289.
- [3] 霜田光一,应用物理, **38** (1969), 306.

6328 埃氦氖激光器激光波长的绝对测量*

中国计量科学研究院激光组

近年来,氦氖激光器在计量学方面获得了日益广泛的应用。其中一类重要的用途是利用激光光束的高度相干性这一特点。例如将激光器作为干涉仪的光源目前广泛地用于线纹尺的自动检定,刻线以及坐标镗床的定位等等。在这些应用中,光波波长实际上是起了“光学尺”的作用。显然,激光波长的不准确会直接影响测量结果的准确度。因此,必须对所使用的激光器的波长进行准确的绝对测量。

一、测量装置

测量工作是在法卜利—珀罗标准具的联合装置上进行的。其光路见图1。标准具长100毫米,由熔融石英制成,并置于真空容器中。

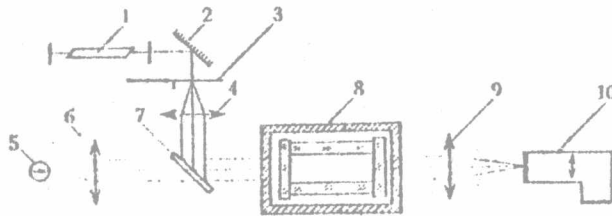


图1 测量装置光路图

1—激光器; 2—反射镜; 3—旋转毛玻璃屏; 4,6,9—透镜; 5—⁸⁶Kr灯;
7—半透玻璃平板; 8—带真空容器的标准具; 10—光谱仪。

由激光器1出射的激光光束经反射镜2反射后,射到旋转毛玻璃屏3上而被散射。透镜4将此散射光变成平行光并经平板7反射,最后进入标准具。由标准光源⁸⁶Kr灯5出射的光束经透镜6后变成平行光,随后透过平板7与激光光束重合,两者同时进入标准具。透镜9精确的调到使其焦平面与光谱仪的入射光缝重合。因此,在光谱仪的入射光缝上形成了标准具的等倾干涉圈。通过光谱仪10对标准光束和被测光束的干涉图形同时进行照相。测量出照相底片上各干涉圈的直径之后,应用罗尔脱和巴勒尔公式(Rolt和Barrell)⁽¹⁾

$$\varepsilon = \frac{\sigma \Sigma - S}{kS - s\Sigma}$$

即可求出干涉级次的小数。式中 ε 是干涉图形中心处干涉级次的小数, k 是所测量的干涉圈数,而

$$S = 1 + 2 + \dots + (k-1),$$

* 1972年3月3日收到。

$$\sigma = 1^2 + 2^2 + \dots + (k-1)^2,$$

$$\Sigma = D_1^2 + D_2^2 + \dots + D_k^2,$$

$$S = D_2^2 + 2D_3^2 + \dots + (k-1)D_k^2,$$

D_k 是由中心算起第 k 个干涉圈的直径。得到 ε 后,再经过很简单的计算就可以求得激光波长。

所用的激光器是自己制造的氩氟激光管,放电毛细管长 150 毫米,充气比例 $\text{F}e:\text{N}e=5:1$ 。为了消除较高序数的横模,谐振腔由一块平面镜和一块曲率半径大于 1 米的球面反射镜组成,采用小振幅调制的方法使激光频率稳定于输出功率曲线的兰姆下陷的中心。

光路中旋转毛玻璃屏的作用有两个:其一是防止由干涉仪返回的光进入谐振腔而影响稳频控制;另一方面,由于激光具有较好的空间相干性和时间相干性,因此在非工作面上的反射光也会在透镜 9 的焦平面上产生干涉条纹而影响测量的准确度。旋转毛玻璃屏的作用就是将这些寄生的干涉条纹变成均匀的背景而提高测量的准确度。

二、测量结果

我们测量了若干支 ^{20}Ne 和 ^{22}Ne 同位素激光器的输出波长。其中 Ne 的纯度是 99%, ^{20}Ne 的丰度是 99.77%, ^{22}Ne 的丰度是 99.8%。测量结果举例见表 1 和表 2¹⁾。

表 1 ^{20}Ne 激光波长测量结果

激光器编号	测得波长值(埃)	测量结果散差 3σ ($\times 10^{-4}$ 埃)
No. 21	6329.91418	± 0.6
No. 30	6329.91415	± 0.9
平均	6329.91416	

表 2 ^{22}Ne 激光波长测量结果

激光器编号	测得波长值(埃)	测量结果散差 3σ ($\times 10^{-4}$ 埃)
No. 10	6329.90216	± 0.6
No. 12	6329.90223	± 1.0
No. 13	6329.90232	± 0.8
No. 20	6329.90223	± 0.6
No. 31	6329.90230	± 1.2
No. 34	6329.90224	± 1.0
平均	6329.90223	

1) 表 1, 表 2 中所列数据均为十次测量的平均值。

由上述结果可知,各激光管之间的波长差约在 3×10^{-8} 范围内。两种同位素的激光波长各为

$$\lambda_{21} = 6329.91416 \text{ 埃},$$

$$\lambda_{22} = 6329.90223 \text{ 埃}.$$

此结果与文献[4]所给的数据是一致的。

三、测量误差

测量误差可以分成偶然误差和系统误差两部分。在我们的测量中,偶然误差包括激光光源本身的不稳定性和测量干涉级次小数时的误差,其中主要是后者。两者最终都表现为测量结果的散发,因此可以用测量结果的散发来表示偶然误差的大小。

系统误差大致可包括:标准波长的误差;两种波长在反射时位相跃变的不一致而引入的误差;以及当标准具两平板不平行时,由于标准光束和被测光束的不重合而带来的误差等等。

我们将系统误差和偶然误差(以极限误差表示)的合成作为测量的总误差。在我们的测量中,所得的总误差为:

$$\delta = \pm 1.9 \times 10^{-4} \text{ 埃},$$

若以相对误差表示,则约为 3×10^{-8} 。

四、测量结果讨论

1. 同位素漂移

根据对 ^{20}Ne 激光波长的测量结果,可以验证两者对于 6329 埃谱线的同位素漂移。经计算后得到同位素漂移 $\Delta\lambda$ 为

$$\Delta\lambda = \lambda_{21} - \lambda_{22} = (119.3 \pm 2.1) \times 10^{-4} \text{ 埃},$$

或写成

$$\Delta\nu = \nu_{21} - \nu_{22} = 893 \pm 16 \text{ 兆赫}.$$

此结果与 Cordover, Taseja 和 Javan^[2] 所给的 875 ± 12 兆赫以及 Schweitzer^[3] 所发表的 901 ± 20 兆赫的结果都是符合的。

2. 激光器波长的复现性

除了波长的绝对测量之外,各激光器之间的波长复现性的研究也是很重要的。因为就目前情况而言,激光波长的复现性要低于激光波长的稳定性和波长测量的准确度。因此还必须对复现性进行研究。

我们测得的 ^{20}Ne 激光波长为 6329.9142 埃,而过去曾对另一批 ^{20}Ne 激光器作了测量,结果是 6329.9145 埃。这两批激光器的制造工艺都是一样的,各种参数也基本相同,但两者的测量结果有明显的差别,相差达 5×10^{-8} 。而同一批激光器之间的差别则较小,约是

3×10^{-8} 。根据 NBS, NPL 和 PTB^[4] 以及 ВНИИМ^[5] 的报导, 稳定在兰姆下陷的氦氖激光器波长的复现性约在 1×10^{-7} 左右, 其波长值在 6329.9147 埃到 6329.9134 埃之间这与我们的结果是符合的。

此外, 由于工作中的激光器内的气压和混合比是变化的, 因此也会产生波长的逐渐漂移。根据 PTB^[4] 的测量结果, 在开始 1000 小时内约有 2×10^{-8} 的变化, 并且随后波长降低得更快。这数值与波长的复现性相近了。为了使激光器的应用更正确和可靠, 这是必须注意的。

最后, 还必须要强调一下, 由于激光器的复现性较差, 使用过程中又有波长漂移出现, 因此在较精密的测量中除了必须对激光的波长进行测量外, 还必须经常的进行周期检定或追加时间的修正量, 以保证测量结果的正确。

参 考 文 献

- [1] Candler, C., *Modern Interferometers*, Hilger & Watts, London, 1951.
- [2] R. H. Cordover, T. S. Jaseja, A. Javan, *Appl. Phys. Letters*, 7 (1965), 322.
- [3] W. G. Schweitzer, Jr., *Appl. Phys. Letters*, 13 (1968), 367.
- [4] K. D. Mielusz, K. F. Neffien, W. B. C. Rowley, D. C. Wilson and E. Engelhard, *Appl. Opt.*, 7 (1968), 289.
- [5] И. А. Калины, Ю. П. Ефремов и Е. П. Латышева, *Измерительная техника*, 9 (1967).

甲烷饱和吸收稳定的氦氖激光器

赵克功 张学斌 赵家琪 李成阳

摘要 本文报导了中国计量科学研究所的甲烷饱和吸收稳定的激光器的装置、性能及稳定性和复现性测量的结果。取样时间为1秒和10秒的稳定性分别达到 3×10^{-12} 和 1×10^{-12} ，复现性估计为 $\pm 2 \times 10^{-11}$ 。

一、引 言

本文介绍的甲烷饱和吸收稳定的氦氖激光器，是准备作为我国的长度副基准使用的。它的稳定性达到 $3 \times 10^{-12}/\sqrt{\tau}$ ， τ 为平均时间。在同样设计、相同运转条件下，复现性可达 $\pm 2 \times 10^{-11}$ 。

二、实 验 装 置

我们研制的甲烷饱和吸收稳定的氦氖激光器，包括氦氖激光管、甲烷吸收室、谐振腔和用于稳频的伺服控制装置，下面分别叙述。

1. 氦氖激光管

由于低气压下的3.39微米 $\text{He}-^{20}\text{Ne}$ 激光的中心频率比甲烷 $\text{F}_2^{(2)}$ 谱线低90兆赫，为了使两者中心频率重合，把激光管的总气压增高到5托以上。由压力位移使其相合。使用5托左右高压的优点是此时谱线基本上为均匀加宽，易于单模运转；而且输出功率曲线中心部分比较平坦，使进行一阶导数锁定时背景斜率影响较小。我们实际使用的总气压为5.3托，氦氖的比例为9:1。但由于气压较高会产生严重的自噪声和固定频率噪声（主要为70赫左右），这将给观测吸收峰和稳频工作带来很大的困难。为了抑制由移动辉纹产生的固定频率噪声，激光管采用分段毛细管，共分三段，每段长80毫米，段间距为30毫米。并将钨杆阳极改为长30毫米、直径10毫米的铝筒，以使放电更均匀。阴极为长120毫米、直径23毫米的铝筒。经此改进后，固定频率噪声的阈值电流比原来的2毫安提高到3至3.5毫安。

本文于1970年12月收到。

2. 甲烷吸收室

吸收室长300毫米，外壳用普通玻璃制成，窗片用环氧树脂密封。并采用了膨胀充气系统，以提高低压甲烷的充气准确度。在0.01托的气压下，充气准确度可达 $\pm 5\%$ 。

3. 谐振腔

谐振腔包括支架、腔镜和压电陶瓷。

支架由四根直径为30毫米的殷钢管及带有微调机构的腔镜支承端板组成。腔长为700毫米，腔内有放置激光管和吸收室的两个支座。

腔镜的曲率半径和透过率应进行合理设计，并通过实验反复比较确定。目前我们选用的腔镜曲率半径分别为2米和5米，透过率为10%和5%。

压电陶瓷是直径为25毫米、长度为60和40毫米的圆筒，灵敏度为每伏11和7毫微米。

激光管及整个谐振腔结构如图1所示。

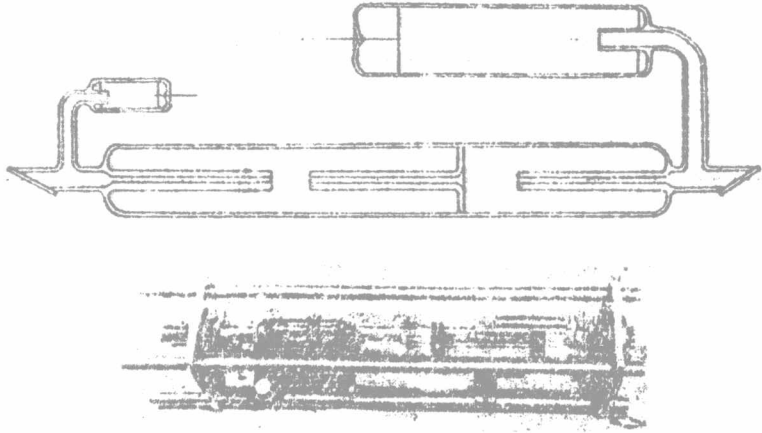


图1 激光管及谐振腔结构

4. 高频的伺服控制装置

要将激光频率稳定到甲烷吸收峰中心上，除应保证有良好的隔声、防震、温度稳定等条件外，必须采用性能优良的伺服控制装置。我们是用一阶导数锁定装置，其原理与6328埃氦氖激光兰姆凹陷稳定装置类似。而甲烷吸收峰比兰姆凹陷的峰宽要窄很多，稳定性和复现性高出三、四个量级，但对每个环节都应有严格的要求。

振荡器产生的正弦信号加在长40毫米的压电陶瓷上，调制频率为1575赫。当频率扫描经过吸收峰附近时，在吸收峰的洛仑兹曲线上也叠加了调制信号，经光电接收、选频放大和灵敏检波后，可检测出调制后洛仑兹曲线的一阶导数信号，图2示出此鉴频曲线。

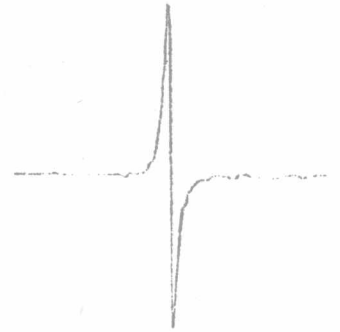


图2 一阶导数锁定的鉴频曲线

当不考虑背景的影响时, 吸收峰的中心对应鉴频曲线的零点, 如果激光频率偏离了中心, 它可以鉴别出频率偏离中心的大小和方向。将此信号经过直流积分放大, 再将此电压加到另一块压电陶瓷上, 就可使激光频率保持在吸收峰中心附近。积分器的时间常数为8秒, 整机放大倍数约500~600倍。

三、吸收峰的产生、峰高和峰宽

饱和吸收峰的中心是频率稳定的参考点, 应具有足够的衬度和较窄的宽度。增益线应与吸收线中心重合, 吸收谱线应是典型的非均匀加宽谱线。甲烷分子在常温下的多普勒宽度约135兆赫(半极值的半宽度), 当气压为0.01托时, 均匀宽度在300千赫左右, 为多普勒宽度的千分之三, 故可认为甲烷吸收谱线为典型的非均匀加宽谱线。

另外, 吸收气体应有足够大的吸收系数, 甲烷的吸收系数为0.18厘米⁻¹托⁻¹, 即使在低压下吸收系数也足够大。以下分析影响甲烷吸收峰衬度和宽度的主要因素, 并给出测量结果。

根据饱和吸收理论^[2], 可导出甲烷吸收峰衬度的公式:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\alpha_0}{G_0} [(1 + I/I_a)^{-1/2} - (1 + 2I/I_a)^{-1/2}] F(I, I_a, I_a, \frac{\alpha_0}{G_0}) \\ = b f(I/I_a) F(I, I_a, I_a, b) \quad (1)$$

式中 $b = \alpha_0/G_0$ 为不饱和吸收系数和增益系数之比; f 为腔内功率函数; I_a 和 I_a 为吸收和增益的饱和参数。

从式(1)可看到, 吸收峰衬度与 b 成正比, 若要 b 大, 则当吸收室气压较低时, 应有足够的长度, 或减小 G_0 。但 G_0 太小时腔内功率太弱, 也会影响峰的衬度。因此增益室和吸收室的长度应适当匹配。

吸收峰衬度和腔内功率的关系取决于因子 $f(I/I_a) [(1 + I/I_a)^{-1/2} - (1 + 2I/I_a)^{-1/2}]$, 此 $f(I/I_a)$ 的前一项为“空穴燃烧”不在中心时产生的饱和因子, 后一项是“空穴燃烧”在中心时产生的饱和因子, 此两者之差即是产生吸收峰的原理原因。当 I/I_a 较小时, f 与 I/I_a 基本上成正比; 当 $I/I_a = 1.42$ 时, 达到极大值0.13, 以后随其增加 f 缓慢下降。这说明了 I 应与 I_a 有相同的量级。

甲烷的饱和参数公式为:

$$I_a = \frac{\epsilon_0 c h \nu^2}{4\pi \mu^2} \quad (2)$$

式中 ϵ_0 为真空中的介电常数, c 为真空中光速, h 是普朗克常数, μ 为饱和加宽的偶极矩, ν 为均匀加宽的半宽度。在本装置中, 光斑半径为1毫米, $I_a = 4.7$ 毫瓦。腔内功率一般不大于2毫瓦, 约在1.5~2毫瓦之间, 故 $I/I_a \approx 0.4$ 。测得此时峰的衬度大约1.5~2%。

影响甲烷吸收峰宽的因素很多, 本装置的峰宽约为几百千赫。下面讨论影响峰宽的主要因素。

1. 压力加宽

甲烷的压力加宽约为16千赫/毫托^[3]，这是吸收室内气体分子间相互碰撞引起的。在10毫托压力下，压力加宽是160千赫。

2. 渡越加宽

渡越加宽是吸收粒子穿过激光光束时的有限作用时间产生的，其大小由分子速度的横向分量 v 和光斑半径 W 所决定，为 v/W 量级。由于分子的平均速度与气体温度和分子质量有关，则 $\Delta\nu$ 为

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \frac{1}{W} \quad (3)$$

k 为玻尔兹曼常数， $M = 16$ ， $T = 290K$ ， $\Delta\nu = 88$ 千赫。

3. 功率加宽

激光功率会引起谱线的附加加宽，其加宽形式为

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 \sqrt{1 + I/I_0} \quad (4)$$

式中 $\Delta\nu_0$ 为不考虑功率加宽时的谱线宽度， $\sqrt{1 + I/I_0}$ 为加宽系数。本装置 $I/I_0 \approx 0.4$ ，加宽系数约为1.2。

综上所述，可计算出本装置中的甲烷吸收峰宽约为：

$$\Delta\nu = (160 + 88) \times 1.2 = 288 \text{ 千赫}$$

图3是在压电陶瓷上加电压扫描后，用记录仪直接画出的功率调谐曲线。但甲烷吸收激光器中存在着明显的非线性频率牵引效应，这样测的比实际峰宽要宽。我们设计了利用频率—电压转换和拍频

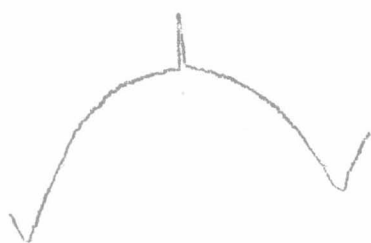


图3 甲烷饱和吸收的反兰姆凹陷

测量装置来进行测量实际峰宽。方法是：把激光器2锁定在甲烷吸收峰上，激光器3偏频锁定在激光器2上，偏置频率为5兆赫。把甲烷吸收激光器1和激光器3进行拍频，由铯镱汞接收器接收后经宽带放大输入频谱分析仪监测，同时输入高通滤波器后进入鉴频器，再经低通滤波和减法器后，把电压输入xy记录仪的x轴上。激光器1的

另一端输出经光电接收和50倍的直流感放大器把所接收到的功率峰信号输入到xy记录仪y轴上。当锯齿波发生器扫描时就可以在xy记录仪上画出峰来。根据事先测定的鉴频器的频率—电压转换曲线得出峰宽。在此测量中，x轴是频率坐标，而不是前一种情况的腔长坐标，测的实际峰宽为300千赫，与前述估算值288千赫基本一致。

四、频率稳定性和复现性

甲烷稳定激光器的频率稳定性和复现性很高，一般不用拍频装置相拍来进行测量。为了避免复杂的过零拍频，采用了偏频锁定技术，即把一个甲烷吸收室的氦氖激光器3作为本机振荡器，用偏频锁定装置将激光器3锁定到甲烷稳定激光器2上，两者有一固定频率差，目前我们用的是1兆赫，这主要是由光电接收器响应频率偏低所限制。图4是该装置的方框图。其原理是用铯镱汞接收器检测的拍频信号，经高频放大后送到中心频率为1兆赫的鉴频

器检波，再经积分放大和直流放大后，加到偏频锁定激光器的压电陶瓷上。用频率自动跟踪锁定，并保持1兆赫的固定频率偏差。

偏频锁定系统的稳定性应比被测的稳定激光器高一个量级为好。该装置的稳定性优于 3×10^{-13} (1秒) 和 1.5×10^{-13} (10秒)。

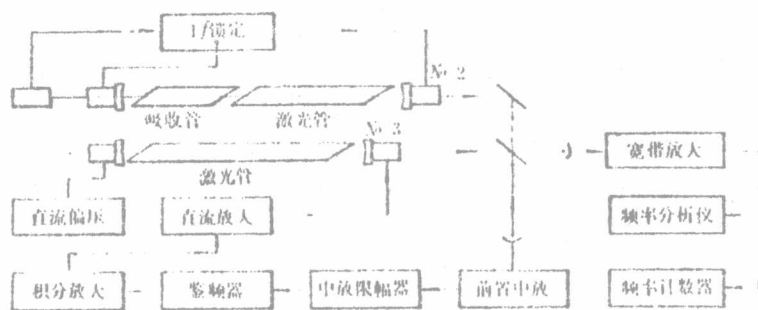


图4 偏频锁定装置的方框图

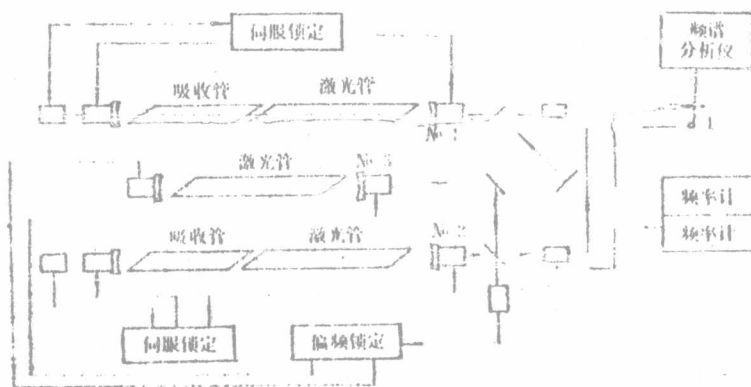


图5 拍频装置方框图

图5是拍频测量的方框图，全部装置放在宽1米、长1.5米的铸铁平台上，可认为两台激光器的稳定性类似，则可将拍频的阿仑方差除以 $\sqrt{2}$ 即得每台激光器的频率稳定性。

实验证明，频率的稳定性与吸收峰衬度有密切关系。在同样的环境条件下，当衬度只有1.1%时，1秒平均时间的稳定性只能达 1×10^{-11} ；而衬度达到1.5~2%时，稳定性可优于 5×10^{-12} 。另外振动、声音、电信号干扰等因素都能直接影响稳定性，必须采取措施来尽量减小这些影响。当将装置放在大地脉动只有千分之五微米的地下室中时，稳定性即可提高到 3×10^{-12} (1秒) 和 1×10^{-12} (10秒)。

用阿仑方差来估算稳定性，方法是 将拍频信号输入到可以无间隙交替计数的专用计数器，再与长城203计算机相连，即可直接得到拍频平均值和阿仑方差。

影响甲烷稳定激光器复现性的因素较多，在 10^{-13} 量级以上的有二阶多普勒效应、光子反冲效应和重力位移等。在我们目前的复现精度范围内 (10^{-11} 量级) 可不予考虑这些因素，只考虑 10^{-11} 量级的一些主要因素如下：

1. 由磁超精细结构引起的功率位移

甲烷的 $F_2(2)$ 谱线具有磁超精细结构^[4], 它有三条较强的分量, 间距约为14千赫, 在这种小型装置中无法分辨它们, 我们观测到的吸收峰主要是这三个分量峰叠加而成的。此三个分量峰的饱和参数各不相同, 当腔内功率发生变化时, 三个分量峰的高度会发生变化, 使合成的吸收峰中心发生移动。据报导, 功率变化10%时, 这项频移约为 $2\sim 3 \times 10^{-12}$, 在本装置中, 功率变化不大于30%, 频移约在 1×10^{-11} 以内。

2. 功率背景斜率的影响

吸收峰应调到背景曲线一阶导数近似为零的位置, 因此必须精心调控, 以使两台激光器的吸收峰处于背景斜率近似为零的位置。我们是通过鉴频曲线的不对称来检测背景的影响的, 一般要求它的上下不对称小于2%, 这时两台激光器的频差不大于 2×10^{-11} 。

3. 稳频器的影响

检测激光信号的接收器磁偏求应对准到信号最大的位置上。若发生偏斜, 就会产生5~6千赫的频差。此外在实验前和测试过程中, 应使稳频器开环时的相敏输出小于1毫伏, 积分放大输出的漂移小于 ± 0.5 伏。调制宽度峰一峰在100~200千赫范围内变化, 调制频率则不影响目前的复现性。

我们于1977年至1979年两年多的时间内, 先后更换激光管和吸收室达10次之多, 经过这样更换后的多次调整伺服装置和重调光路, 取得了稳定性和复现性的数据, 认为在同样设计、相同运转条件下, 同类装置的复现性为 $\pm 2 \times 10^{-11}$ 。

参 考 文 献

- [1] 中国计量科学研究院激光组, 物理, 2(1973), 13.
- [2] H. Greenstein, J. Appl. Phys., 43(1972), 1973.
- [3] R. L. Barger and J. L. Hall, Phys. Rev. Letters, 22(1969), 4.
- [4] J. L. Hall and C. Borde, Phys. Rev. Lett., 30(1973), 1101.

Methane Saturated Absorption Stabilized He-Ne Laser

Zhao Ke-kung Zhang Xue-bin Zhao Jia-qi Li Chen-yang

ABSTRACT

This paper describes the construction and operation of a methane saturated absorption stabilized laser in NIM, and the results of the measurements of frequency stability and reproducibility. Frequency stability is 3×10^{-12} (1s) and 1×10^{-12} (10s) respectively, and frequency reproducibility is limited to be $\pm 2 \times 10^{-11}$.

如何延长发光寿命,延缓发光材料的老化过程,这是着重解决的问题。普遍认为,发光材料在温度和电联合作用下,硫空位从颗粒表面扩散到内部,致使陷阱增多,产生老化;由于H₂O的存在,硫化锌表的锌-硫键断裂,产生游离锌,促使老化和击穿。因采用饱和硫蒸汽烧结,并设法防潮,都收到延长发光寿命,延缓老化过程的效果。硒易于挥发,在颗粒表面较多阴离子空位,所以红材料比绿、蓝材料老化的

场致发光电视已达到一定水平,而红、蓝色材料距实用尚有一定距离,有待于今后的努力。目前,材料的主要问题,仍然是亮度低,寿命短,尤以提高亮度最为迫切。另外,多色化,存贮擦除有余辉等,也为人们所探讨。

作者对徐燕华同志在测试中所给予的帮助表示感谢。

四、结 语

根据固体化显示显象的要求,制订了红、蓝、绿三色场致发光材料制备方法;给出发射光谱、亮度、功寿命的测量结果,达到了一定的指标要求。在多年生产实践当中,绿材料较为成熟,特别是制作大面积

参 考 文 献

- [1] Казанкин, О. Н. и др., *Прикладная Электролюминесценция, Сов. радио*, (1974), с 84.
- [2] Lehmann, W., *J. Electro. Soc.*, 113-1 (1966), 40.
- [3] «固体发光文集(二)»,吉林物理所, (1970) 1, 8.
- [4] СССР. П. №. 276294, 1970/1969.
- [5] Ковлев, Б. А., 等, *Сб. научн. тр. вост. н.-и. ин-т люминофоров и особ. чист веществ.*, 1-2 (1969), 111, 3.

双频单模激光器的输出特性和波长检定*

赵 克 功
(中国计量科学研究院)

一、引 言

中国计量科学研究院和陕西机械学院研制的双频激光干涉仪已在北京进行了鉴定。与会者一致赞是一项在毛泽东思想指引下取得的科研成果。双频激光干涉仪的研制成功,可以满足我国当前发展的重型精密机械、国防工业、测绘等部门所需大精密测量的要求。因此,对双频单模激光器件的研制,了解和掌握它的性能以及开展对它的检定十分必要的。

双频单模激光干涉仪是交流系统,克服了单频激光干涉仪的直流漂移;抗干扰能力强,适合于车间精密使用;量程大,速度快(当频差为~2兆赫时,测量可达0.5米/秒)。但对空气折射率的影响需经修另外双频单模激光器的波长复现性差,目前也以量级内。

双频单模激光干涉仪的核心部件之一是双频单模器件,本文略谈双频单模激光器的输出特性以及特性对差频稳定性与复现性的影响,并提出对双频激光器的设计要求和简述双频单模激光器的波

二、双频单模激光器原理

为了阐明双频单模激光器的输出特性,必须对轴向磁场的塞曼效应作简要说明。

激光介质处于均匀的轴向磁场中,由于激光跃迁中所包含的原子态的角动量的变化,使激光能级分裂为等效的磁精细能级。分裂的大小可由下式确定:

$$\Delta W_M = g_J \mu_B M_J H / h. \quad (1)$$

式中 g_J 为朗道 g 因子, M_J 为磁量子数, μ_B 为玻尔磁子, H 为磁场强度, h 为普朗克常数。

在激光技术中,塞曼效应分为:强磁塞曼效应,即 $\Delta W_M > \Delta \nu_D$ ($\Delta \nu_D$ 为激光增益曲线的多普勒宽度);中磁塞曼效应,即 $\Delta \nu_D > \Delta W_M > \Delta \nu_N$ ($\Delta \nu_N$ 为激光谱线的自然宽度);弱磁塞曼效应 $\Delta W_M < \Delta \nu_N$ 。对于 $\Delta W_M > \Delta \nu_D$, 磁场强度 H 约为 500—1000 奥斯特。作为双频激光干涉仪的激光器所用的磁场强度应在 500 奥斯特以下,约为 250 奥斯特左右,具体要由激光器的输出特性来定,要求分裂曲线的交点处于功率曲线斜率最大处(如图 1 所示)。

* 1976年10月8日收到。