

环形激光测磁系统的信号检测与稳频*

张 俊 江

(清华大学精密仪器与机械学系)

提要: 本文介绍了在环形激光测磁系统中使用共同的光电检测器和预放大器检测磁场信号和激光频率漂移的方法,详细介绍了系统中所用的无静差数字式稳频器。磁场产生的拍频的测量精度可达到 $2 \times 10^{-5} \pm 1$ Hz, 1秒钟采样时激光频率稳定度可达到 5×10^{-9} 。

关键词: 无静差数字式稳频器, 环形激光

Signal detection and frequency stabilization of a ring laser system for magnetic field measurement

Zhang Junjiang

(Department of Precision Instruments and Mechanics, Qinghua University, Beijing)

Abstract: A method was developed to detect the magnetic field signal and the laser frequency drift with the same photodetectors and preamplifiers in a ring laser system for magnetic field measurement. A digital steady-state error-free frequency stabilizer used in the system is described in detail. An accuracy of $2 \times 10^{-5} \pm 1$ Hz in the measurement of beat frequency arisen from a magnetic field and a laser frequency stability of 5×10^{-9} for an averaging time of 1 sec were obtained.

Key words: steady state error-free frequency stabilizer, ring laser

四频环形激光器中运行着传播方向相反的左旋圆偏振光行波模对和右旋圆偏振光行波模对。它置于空间磁场中时,会产生塞曼效应,如果腔内存在法拉弟磁光元件,还会产生法拉弟效应。这两个效应带来的结果是顺时针(CW)和逆时针(AW)的光波之间产生频率差。利用这个性质可以构成环形激光测磁系统,或称为环形激光磁力仪。本文着重介绍环形激光测磁系统的信号检测与稳频。

一、信号检测与稳频原理

四频环形激光测磁系统如图1所示。激光谐振腔为矩形。 M_1 至 M_4 为腔反射镜,其中

M_1 和 M_2 为平面全反射镜, 装在压电陶瓷上, M_3 和 M_4 为球面全反射镜。 T 为气体放电管或称做增益管; Q 为石英晶体旋光器; F 为法拉弟磁光元件, 采用 ZF_2 重火石玻璃。平面反射镜 M_5 、 M_6 分束器 BS 、 $1/4$ 波片 $W_{1,2}$ 、检偏器 $P_{1,2}$ 及光电检测器 $D_{1,2}$ 构成腔外合光及左、右旋光波分离检测系统, EPS 为电子处理系统, 包括信号处理和稳频控制两部分。

石英晶体的本征模为圆偏振光, 它抑制线偏振光在腔内形成振荡, 并使左旋和右旋圆偏振光发生频率分裂。旋光器的厚度取 4.817 mm , 则左旋和右旋圆偏振光刚好分开半个纵模的间隔。当空间磁场的方向如图 1 所示时, 腔内存在四个频率的光波模, 这四个模的频谱如图 2 所示。图中 1 模为逆时针右旋圆偏振光波 ($AWRCP$); 2 模为顺时针右旋圆偏振光波 ($CWRCP$); 3 模为顺时针左旋圆偏振光波 ($CWLCP$); 4 模为逆时针左旋圆偏振光波 ($AWLCP$)。

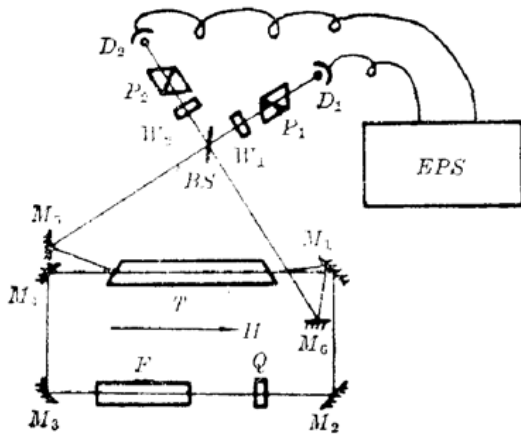


图 1 环形激光测磁系统

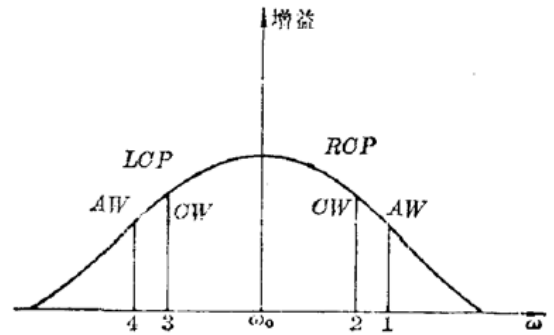


图 2 四频环形激光器的频谱

CW 和 AW 的光波合到一起后, 相同偏振态的光波之间将产生干涉, 经过 $1/4$ 波片和检偏器分离后, 光电检测器 D_1 和 D_2 可分别接收到左旋和右旋圆偏振光的拍信号。由电子线路放大滤波处理后的拍信号可表示为

$$\left. \begin{aligned} S_R &= I_{mR} \cos \omega_R t \\ S_L &= I_{mL} \cos \omega_L t \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中下标 R 和 L 分别表示右旋和左旋圆偏振光波; I_{mR} 和 I_{mL} 为拍信号的振幅; ω_R 和 ω_L 为拍信号的角频率, 且有

$$\left. \begin{aligned} I_{mR} &= \frac{1}{2} K_R \sqrt{I_1 I_2} \\ I_{mL} &= \frac{1}{2} K_L \sqrt{I_3 I_4} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_R &= (1 + A_R) \frac{2cVl}{\langle L \rangle} H - A_R \frac{2\mu_B g}{\hbar} H + D_R \\ \omega_L &= (1 + A_L) \frac{2cVl}{\langle L \rangle} H - A_L \frac{2\mu_B g}{\hbar} H + D_L \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

这里 K_R 和 K_L 分别为右旋和左旋拍信号通道的放大倍数; A_R 和 A_L 是由增益介质色散所引起的相对比例因子修正系数; D_R 和 D_L 为频率干扰信号引起的漂移^[1,2]; V 为法拉弟磁光元件的维尔德常数; l 为其长度; c 为光速; $\langle L \rangle$ 为谐振腔的光学长度; μ_B 为玻尔磁子; g 为朗德 g 因

子; $2\pi\hbar$ 为普朗克常数; H 为空间磁场强度。拍信号的频率与空间磁场强度成正比, 测定拍频就可以推算出磁场强度的大小, 所以, (3)式构成了环形激光测磁系统的理论基础。

相对比例因子修正系数及频率漂移项表明拍信号的频率与各光波模的强度和振荡频率是相关的, 高精度的磁场测量对光波模的强度和振荡频率就提出了稳定性要求。根据兰姆激光理论, 光强 I_1 到 I_4 均可表示为频率的函数^[2], 光强与振荡频率之间有着确定的对应关系, 在一定的条件下, 稳住光强就可以使光波频率稳定。由于 $\omega_R/2\pi$ 和 $\omega_L/2\pi$ 的最大值不超过 100 kHz, 所以 $I_1 \approx I_2 \approx I_R$, $I_3 \approx I_4 \approx I_L$, 拍信号的振幅可表示为

$$\left. \begin{aligned} I_{mR} &= \frac{1}{2} K_R I_R \\ I_{mL} &= \frac{1}{2} K_L I_L \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

当 ROP 和 LOP 光波频率分别高于和低于增益曲线的中心频率 ω_0 时 (图 2), I_R 和 I_L 随频率而变化的情况相反, 即它们的一阶导函数 I'_R 和 I'_L 的符号相反。相应地, I_{mR} 和 I_{mL} 的差值就代表了光波频率的漂移, 故可作稳频控制的依据。

在稳频的平衡点上, $I_{mR} = I_{mL} = I$ 。在发生频率漂移时两路拍信号的振幅差为

$$\begin{aligned} |\Delta I| &= |I_{mR} - I_{mL}| = |(I + \Delta I_{mR}) - (I + \Delta I_{mL})| \\ &= I \left| \left(\frac{I'_R}{I_R} - \frac{I'_L}{I_L} \right) \Delta \xi \right| \end{aligned} \quad (5)$$

式中 ξ 为归一化频率, 定义为

$$\xi = \frac{\omega - \omega_0}{k_u} \quad (6)$$

k_u 为原子谱线的多普勒展宽。假设在稳频的平衡点满足 $I'_R/I_R \approx -I'_L/I_L$ 的近似关系, (5)式可简化为

$$\frac{|\Delta I|}{I} = 2 \left| \frac{I'_R}{I_R} \Delta \xi \right| = 2 \left| \frac{I'_L}{I_L} \Delta \xi \right| \quad (7)$$

如果光学腔长 $\langle L \rangle = 750$ mm, 按照 (7) 式及 I_R , I'_R 或者 I_L , I'_L 与 ξ 的关系可以得出这样的结果, 即 $|\Delta I|/I$ 只要稳到 6×10^{-3} 就可获得 2×10^{-9} 的光波频率稳定度, $\langle L \rangle$ 减小时, 稳定度还可更高。

二、电子处理系统

电子处理系统内有频率和振幅两个信号通道。光电检测器 D_1 和 D_2 接收到的拍信号分别经过滤波放大后成为较高电平的余弦信号 S_R 以及 S_L 。

频率通道将 S_R 和 S_L 整形为方波信号, 由频率计数器测定出 $\nu_R (= \omega_R/2\pi)$ 和 $\nu_L (= \omega_L/2\pi)$, 通过接口线路将 ν_R 和 ν_L 的值送入 ZSO 单板计算机中, 如图 3 所示。在计算机内对 ν_R 和 ν_L 求平均值, 使频率漂移项大部分被抵消, 测量精度得到很大提高。

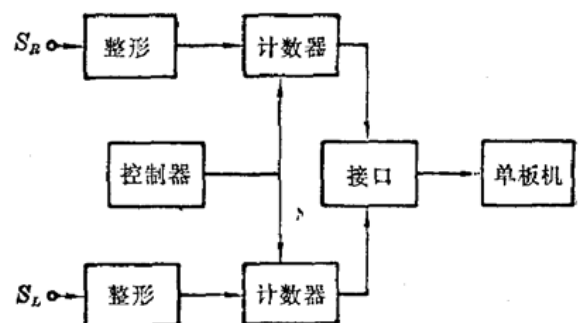


图 3 电子处理系统的频率通道

振幅通道首先检测出 S_R 和 S_L 的振幅 I_{mR} 以及 I_{mL} , 由差分放大器得到 ΔI , 并将 ΔI 放大 K 倍, 记作

$$e(t) = K \Delta I \quad (8)$$

因光强是随时间变化的, 故将 $e(t)$ 定义为时间的函数, 把 $e(t)$ 送入二个具有不同常数的鉴幅器, 可得

$$x_1(t) = \begin{cases} 1, & e(t) > C_1 \\ 0, & |e(t)| \leq C_1 \\ -1, & e(t) < -C_1 \end{cases} \quad (9)$$

$$x_2(t) = \begin{cases} 1, & e(t) > C_2 \\ 0, & |e(t)| \leq C_2 \\ -1, & e(t) < -C_2 \end{cases} \quad (10)$$

这里 C_1 和 C_2 为常数, 并且 $C_2 > C_1 > 0$ 。这二个信号表明了频率漂移的方向和程度, 稳频系统据此产生相应的控制信号。

激光频率的漂移或光强的变化主要是由温度变化引起的腔长变化造成的, 因而是比较缓慢的, 积分调节器完全可以满足无静差稳频控制的要求。考虑到其他因素造成变化较快的干扰的可能性, 兼顾调节精度和速度两方面, 可根据上述 x_1 和 x_2 二个信号采用双时间常数积分调节器。

积分调节器采用数字技术, 因此(9)、(10)二式给出的误差信号先要在时钟的控制下进行采样。设时钟周期为 T_0 , 离散化的误差信号为

$$\left. \begin{aligned} x_1(n) &= x_1(t) \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - nT_0) \\ x_2(n) &= x_2(t) \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - nT_0) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

调节器的输出序列函数为

$$y(n) = y(n-1) + a_1 x_1(n) + a_2 x_2(n) \quad (12)$$

式中 a_1 、 a_2 为常数。当时钟周期 T_0 保持为常数时, 改变 a_1 和 a_2 就可以改变积分时间常数。 $y(n)$ 经过零阶保持器就得到连续的控制信号

$$y(t) = y(n) * [u(t) - u(t - T_0)] \quad (13)$$

式中 $u(t)$ 为单位阶跃函数, $u(t - T_0)$ 是 $u(t)$ 延迟 T_0 后得到的函数。对(12)式求 Z 变换可得到数字积分调节器的传递矩阵为

$$W(Z) = \frac{Y(Z)}{X(Z)} = \left(\frac{a_1}{1 - Z^{-1}} \quad \frac{a_2}{1 - Z^{-1}} \right) \quad (14)$$

由(13)式的拉氏变换可知零阶保持器的传递函数为

$$W_0(S) = \frac{1 - e^{-sT_0}}{S} \quad (15)$$

按 $W(Z)$ 和 $W_0(S)$ 级联而得到的递归式数字积分调节器的结构如图 4 所示。积分调节器输出的控制信号 $y(t)$ 由压电陶瓷(PZT)驱动器放大为高压信号后就可以驱动 PZT, 改变腔长, 实现稳频控制。

振幅通道的总体原理图如图 5 所示。可逆计数器的字长取为 12 位。当取 $a_1 = 1$, $a_2 = 2^m$ 时,

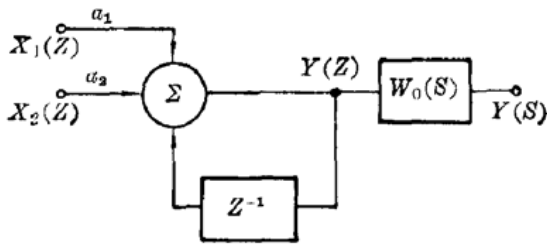


图 4 递归式数字积分调节器的结构

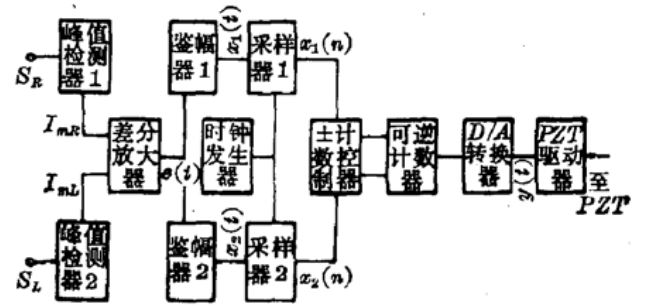


图 5 振幅通道的总体结构

意味着 $x_1(n)$ 从第 0 位触发可逆计数器，而 $x_2(n)$ 从第 m 位触发可逆计数器， m 的实际取值范围是 1 到 6 之间的整数。这样就可以获得不同的积分时间常数。 a_2 的选择要与鉴幅器 2 的常数 C_2 综合起来考虑，通过实验确定二者的最佳值。

三、实验结果

在激光系统达到热平衡稳定状态的条件之下，用二维函数记录仪记录下由 (8) 式给出的 $e(t)$ ，然后根据 $e(t)$ 和 I 换算为 $|\Delta I|/I$ ，可得相对光强的变化曲线。在记录 $e(t)$ 的同时，用示波器监视 $e(t)$ 相对于 S_R 和 S_L 的幅度的变化。实验结果表明，激光强度的稳定度可优于 5×10^{-3} 。

激光稳频的稳定度利用两套相似的环形激光系统的光外差实验来测量。两激光系统的信号检测和稳频部分是完全相同的，它们的不同之处在于一个是腔体整体化的全微晶玻璃结构，另一个是在微晶玻璃光学平台上用离散元件组合起来的结构。当两系统的输出光波相互叠加时，便相互干涉产生拍波，这时用光电检测器接收就得到相应的拍频信号，当两激光的频率发生变化时，拍频也随之而变，根据拍频的变化幅度，按几何平均分配给两套激光系统就可以确定出每一系统激光频率的稳定度。进行实验时，将两激光的拍频调谐到 3 MHz 左右，然后监测其变化情况，实验结果如图 6 所示。如果按阿仑方差来评价，一秒取样时平均每台激光器的频率稳定度优于 5×10^{-9} 。

由磁场产生的拍频的测量精度实验在整体化微晶玻璃结构的激光系统上进行。当改变系统周围磁场强度使拍频信号的频率在 500 Hz 到 50 kHz 内变化时，系统的响应基本上是平滑

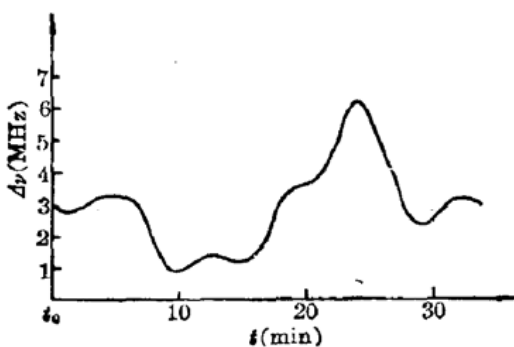


图 6 光外差实验结果

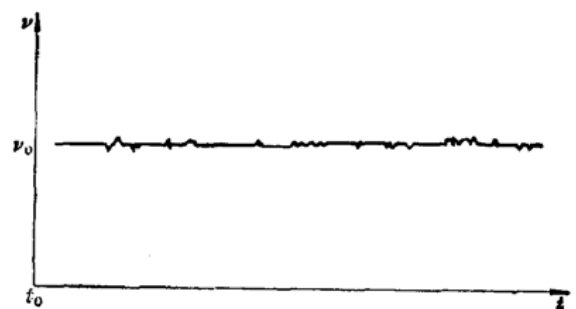


图 7 磁场测量实验结果 ($\nu_0 = 77477$ Hz)

的。在激光系统热平衡及上述激光频率稳定度的条件下,通过电子处理器的频率通道测量由磁场所引起的拍频时,误差小于 ± 1 Hz。图 7 所示曲线是某一次测量的结果,测量时的条件是上述条件保持不变且磁场基本恒定,仅存在微小的磁扰动。曲线上纵向的单位变化表示 0.5 Hz,横向两点间的时间间隔为 10 秒。

参 考 文 献

- 1 E. Aronowitz *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-10**(2), 201 (1974)
- 2 姜亚南,环形激光陀螺(清华大学出版社,北京,1985), 106, 87

铜蒸气激光在单模光纤中产生的受激喇曼散射

光纤是一种很好的非线性介质,光纤中的受激喇曼散射(SRS)已有大量的研究报告^[1]。对于铜蒸气激光(CVL)的高重复率、高平均功率等特点,我们研究了铜蒸气激光泵浦产生的单模光纤中的受激喇曼散射。

用重复率为 6 kHz、最高平均输出为 10 W 的 CVL 作泵浦光,通过一焦距为 6 cm 的正透镜耦合进入单模光纤。单模光纤长为 7 m,芯径为 5 μm ,光纤芯为 GeO₂ 掺杂的石英玻璃。最后用 1200 条/mm 的 0.5 M 光栅光谱仪观测输出信号。

当 CVL 的光功率超过 1.6 W(即耦合进入光纤输入端的功率为 19.2 mW)时,就能观测到一级 Stokes 信号。与用阈值功率理论公式^[2]的计算结果一致。在高于阈值的情况下,拍摄了 SRS 光谱,发现 anti-Stokes 谱线有: 230 ± 10 cm^{-1} , 360 cm^{-1} 和 460 cm^{-1} ; Stokes 谱线有: 230 cm^{-1} , 360 cm^{-1} , 440 cm^{-1} , 640 cm^{-1} , 880 cm^{-1} 和 1080 cm^{-1} 。从光谱上可以看出,Stokes 线随级次增大而变宽的行为与纯 SiO₂ 单模光纤有所不同。由于自位相调制^[1]及 GeO₂ 的高级次谱线与 SiO₂ 低级次谱线发生部分重叠,谱线加宽度的比较复杂。另外,当泵浦功率高于阈值时,伴随着一级 Stokes 线出现的同时,一级 anti-Stokes 线也很容易产生,两者强度几乎相等。这一方面是由于 GeO₂ 的掺杂增强了光纤的 Raman 增益,使得 anti-Stokes 线比较容易产生;另一方面,在 7 m 的长度下光纤中的反喇曼效应还不足以明显减弱 anti-Stokes 信号。

实验结果表明,用铜蒸气激光激发单模光纤,很容易观测到受激喇曼散射。对于芯径为 5 μm 、长度为 7 m 的 GeO₂ 掺杂的石英光纤,产生 SRS 的阈值泵浦功率为 ~ 20 mW。

参 考 文 献

- 1 R. H. Stolen, in *Optical Fiber Telecommunications*, S. E. Miller & A. G. Chynoweth, eds., (Academic, New York, 1979), pp. 125~150; and references in there.
- 2 R. G. Smith, *Appl. Opt.*, **11**(11), 2489 (1972)

(中国科学院上海光机所 沈琪敏 梁培辉 1989年3月15日收稿)