

Uniphase 1007 型 He-Ne 激光管的纵向塞曼 稳频研究

施志果 龚津萍

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文介绍采用拍频曲线晶振基准法首次在 Uniphase 1007 型长寿命商品 He-Ne 激光管上实现了无压电陶瓷调谐元件的塞曼双频稳频, 采用可调永磁供磁, 达到光频长期漂移 5×10^{-9} ; 双频双线偏振分离度 1/60; 双线偏振正交度 89.5° ; 入锁及锁定情况良好. 给出了塞曼双频激光器的调试技术. 描述了输出光束偏振状态和纵模数关系的一个物理现象.

关键词 塞曼激光器, 激光频率稳定, 偏振, 光学测量.

1 引 言

塞曼(Zeeman)稳频双频 He-Ne 激光器的输出光束包含二个光频, 频差为 1 MHz 数量级. 两个光频都是线偏振光, 偏振方向互相垂直^[1,2]. 由于这个特性, 塞曼激光器在精密机械加工和光学表面测量中有着重要的作用.

我们选用北京科仪厂生产的 Uniphase 1007 型长寿命商品 He-Ne 激光管, 不用压电陶瓷调谐元件, 采用拍频曲线晶振基准法稳频原理, 实现了纵向塞曼稳频. 达到了光频长期漂移 5×10^{-9} ; 偏振分离度 1/60; 偏振正交度 89.5° . 误差分析表明, 该塞曼激光器能满足 0.1 nm 量级精度光学表面粗糙度的测量要求.

本文还介绍了实验所揭示的 Uniphase 1007 型 He-Ne 激光管输出光束偏振特性和纵模数目之间的联系的一个物理现象.

2 稳频原理

将 He-Ne 激光器放在轴向磁场中, Ne 原子的 $3S_2$ 和 $2P_1$ 能级产生塞曼分裂. 原来的激光增益曲线也因此分裂成上移频率增益曲线和下移频率增益曲线, 输出左旋圆偏振光和右旋圆偏振光, 见图 1 所示. 两条增益曲线之间的频率间隔由下式计算

$$z = g_j m_j (eB/4\pi mc), \quad (1)$$

式中 $g_j = 1.3$, 是朗德因子, $m_j = \pm 1$, 是磁量子数, $e = -4.8025 \times 10^{-10} \text{e. s. u.}$, 是电子电荷; $m = 9.1095 \times 10^{-28} \text{g}$, 是电子的静止质量; $c = 3 \times 10^{10} \text{cm/sec}$, 是光速. 当磁场 B 取 0.03 T 时, 计算得 $z = 545 \text{MHz}$.

He-Ne 激光器的折射率呈异常色散性. 设激光腔驻波光频率为 f_m , 异常折射率总是有将 f_m

牵引向增益曲线中心的倾向,并由此产生左旋圆偏振光 f_l 和右旋圆偏振光 f_r . 拍频频差可由下式计算.

$$F = f_r - f_l = 2z\Delta f_c / \Delta f_D, \quad (2)$$

式中 $\Delta f_D = 1520\text{MHz}$, 是多普勒线宽; $\Delta f_c = ac/2\pi L$, 是激光腔带宽. 取损耗 $a = 0.01$. $c/2L = 1070\text{MHz}$, 则有 $\Delta f_c = 3.4\text{MHz}$. 由(2)式计算得双频差 $F = F_r - F_l = 2z/447 = 2.44\text{MHz}$. 计算结果亦示于图 1.

拍频频差 F 随腔长的变化呈抛物线型. 图 2 是 No. 513960 号 Uniphase 1007 型 He-Ne 激光管的频差曲线. 它的纵模间隔 $c/2L = 1070\text{MHz}$. 实验选用石英晶体振荡器作为参考频率标准, 用伺服电路稳定拍频频率, 这实际上也就是稳定了激光器的腔长和激光光频率^[3,4]. 图 2 中的 A 和 B 都可用作稳频工作点, 本文选用工作点 A.

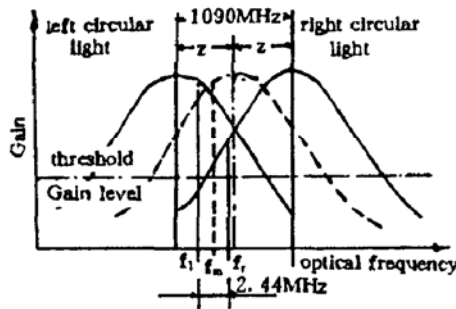


Fig. 1 Zeeman split of a He-Ne laser under $B = 0.03\text{ T}$

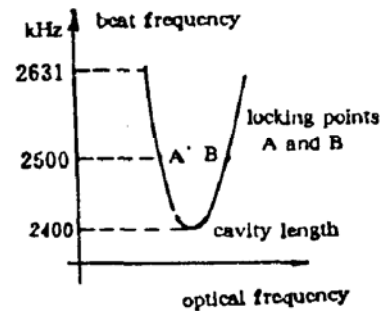


Fig. 2 Beat frequency vs. cavity length of a He-Ne laser

光频率稳定度的测量, 习惯上是和碘蒸汽吸收室 He-Ne 激光器进行拍频, 或者用二台同类型的激光器进行拍频. 用频率计测量拍频信号的频率变化, 然后用阿仑方差公式进行计算. 都属于统计测量性质. 为了使拍频频率处于频率计的工作频段, 其中一台激光器往往需要用压电陶瓷进行频率微调. 在本文中, 采用最大误差算法来计算光频率稳定度. 其出发点是, 虽然拍频信号(光频双频)只出现在单纵模工作区, 但在计算时假定它充满激光管的纵模间隔 f_{comb} 从实测拍频频率—时间曲线上取频差起伏的最大值 ΔF_{max} . 然后按下式计算出光频率稳定度

$$S = \left[\frac{\Delta F_{max}}{F_{max} - F_{min}} \cdot \frac{f_{comb}}{2} \right] / 4.74 \times 10^{14}. \quad (3)$$

在本文报道的工作中, $F_{max} - F_{min} = (2631 - 2409)\text{ kHz} = 222\text{ kHz}$, $f_{comb} = 1070\text{ MHz}$. 有

$$S = \Delta F_{max}(\text{kHz}) \times 5 \times 10^{-9}. \quad (4)$$

塞曼激光器的输出光束在理想状态下应是一个频率为 f_r 的右旋完善圆偏振光和一个频率为 f_l 的左旋完善圆偏振光. 当用图 3 所示光路来观测时, 拍频信号的幅值 $V(\theta)$ 应是一个具有等值半径的圆. θ 是可旋转偏振片的空间角位. 用一个 $\lambda/4$ 波片, 能将完善的双频双圆偏振光转变成双频双线偏振光, 并且线偏振方向互相垂直. 当用图 3 所示光路来观测时, 偏振片的角位 θ 每转动 45° , 拍频信号幅值 $V(\theta)$ 就呈现: $V(\theta_1)_{min} \rightarrow V(\theta_1 + 45^\circ)_{max} \rightarrow V(\theta_2)_{min}$ 的依次变化. 定义偏振分离度为 AP , 有

$$AP = V(\theta)_{max} / V(\theta)_{min}, \quad (5)$$

定义偏振正交度为 AN :

$$AN = \theta_2 - \theta_1. \quad (6)$$

我们发现, 上述拍频信号幅值法, 在塞曼激光器的研制和调试中, 是一个很实用的有效方法.

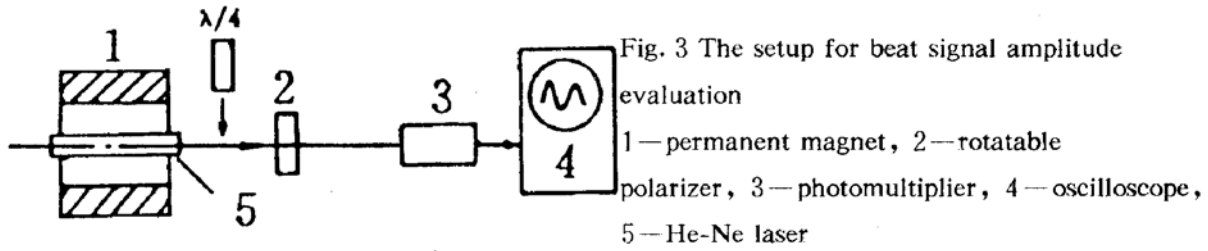


Fig. 3 The setup for beat signal amplitude evaluation

1—permanent magnet, 2—rotatable polarizer, 3—photomultiplier, 4—oscilloscope, 5—He-Ne laser

3 稳频系统和实验结果

3.1 稳频系统和光频稳定度

塞曼稳频双频激光器系统如图 4 所示. 图中(3)为检偏振器, Uniphase 1007 型 He-Ne 激光管(2)的玻璃管壳采用二次真空热成型技术, 制造误差为 ± 0.01 mm, 很适合于热调谐稳频技术, 该管采用先进的硬封生产工艺, 工作寿命一万小时, 存放期不限. 在批量生产中, 约有 6% 的激光管可做双频管用, 系统中采用可调永久磁铁冷磁场(1), 不用发热的螺旋管磁场. 8801 光电二极管将 $60 \mu\text{W}$ 激光转变成 2 mV 的拍频信号. 采用 2.5 MHz 石英晶振信号作为参考频率基准. 伺服回路(4)向 35Ω 热丝提供反馈电流, 从而达到调节腔长, 稳定光频的目的, 为了达

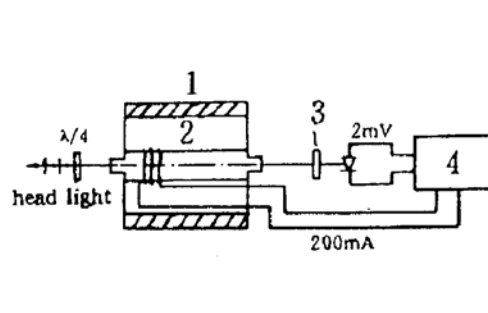


Fig. 4 The block-diagram of the Zeeman laser

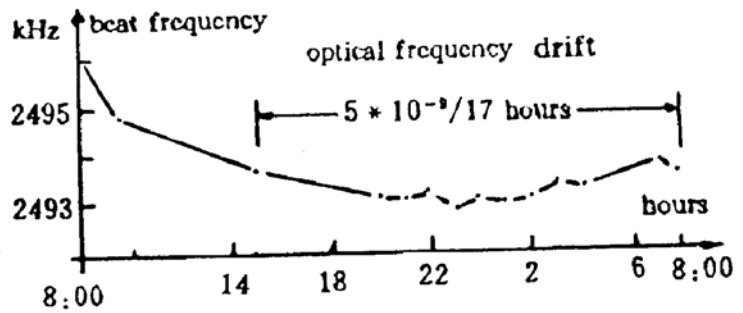


Fig. 5 Beat frequency variation vs. observing time and frequency drift for an observation period of 17 hours

到良好的入锁和锁定状态, 伺服回路的时间常数有必要作合理的调正.

稳频系统的实测拍频频率-时间曲线如图 5 所示. 取样时间为 1 sec. 从图上求得 $\Delta f_{max} = 1$ kHz. 按(4)式计算得光频漂移 $S = 5 \times 10^{-9} / 17(\text{hr})$.

3.2 非正交椭圆偏振的补偿

用图 3 所示光路, 测得 No. 513960 号激光管的输出偏振特性, 结果示于图 6. 测试结果说明, 该激光管的输出不是完善的圆偏振光, 而是非正交椭圆偏振光, 这是由于腔镜镀膜层的不均匀性和镀膜层的双折射所造成的. 补偿办法如下. 对应于图 6 中的长轴方向, 在激光管端头记以标志. 缓慢地旋转 $\lambda/4$ 波片和偏振片, 找到某一个波片角位, 得到最佳的双频双线偏振分离度和双线偏振正交度. 此时, 固定激光器与波片的相对位置. 同时旋转激光器-波片组合体, 使一个线偏振光处于水平位置, 另一线偏振光则处于垂直方向. 经过这样的补偿调正, 塞曼双频激光器就处于良好的工作状态. 我们选用 156.8 nm 四分之一波片配合 No. 513960 号激光管, 经上述

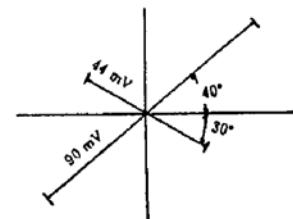


Fig. 6 Non-perfect circular polarization of No. 513960 laser's output beam

补偿调正后,达到线偏振分离度 1/60;双线偏振正交度 89.5°.

3.3 输出光束偏振特性和纵模数的关系

实验采用如图 7 所示的光路来测量输出光束的偏振特性.此时激光管处于自由状态,没有加磁场.本来的目的是寻找双圆偏振转变成双线偏振不完善的原因.实验得到的结果却是如图 8、图 9 所示.1007 型激光管的纵模间隔是 1070 MHz.在标准具下可观察到单纵模→双纵模→单纵模的依次交替变化.分析测试结果说明,在单纵模状态下,输出光束呈线偏振.依次出现的二个单纵模的线偏振方向互相垂直,而且相位差为 90°,我们相信这一物理现象是模式竞争的结果,同时,这一物理现象可以用来实现一种新的激光稳频和稳功率系统.

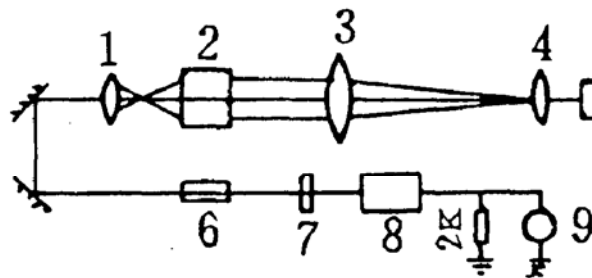


Fig. 7 The setup of observing the relation between the polarization of laser beam and the number of longitudinal mode of laser
1—diverging lens, 2—Fabry-Pérot etalon, 3—condensing lens, 4—objectives, 5—eye-piece, 6—He-Ne laser, 7—rotatable polarizer, 8—photomultiplier, 9—digital voltmeter

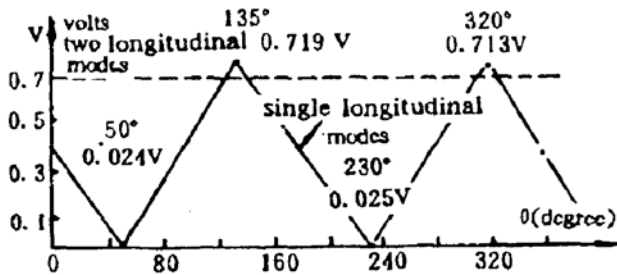


Fig. 8 The characteristic of the polarization of laser beam of uniphase 1007 type He-Ne laser, No. 513960, without magnetic field. θ — angle of polarizer 7 in Fig. 7

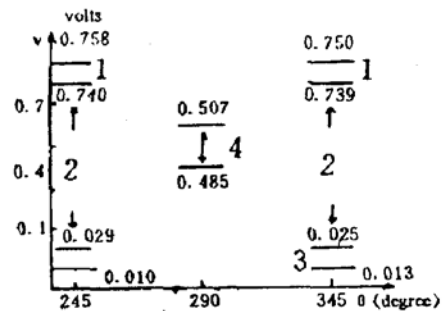


Fig. 9 The characteristic of the polarization of laser beam of uniphase 1007 type He-Ne laser No. 513960 without magnetic field. 1, 3 — single longitudinal mode zone, 2 — two modes zone, 4 — single/two mode zone

3.4 双频激光器用于光学表面粗糙度测量

在这种应用中,测量光路中的有效光程变化仅为 nm 数量级.测量的方式是光程变化的电子相位测量.为了防止光学表面的变形,测量周期约为 30 sec.这些特点是区别于长度精密测量应用的.这种应用的一个典型系统,是 Gay E. Sommargen^[5] 首先提出的.当用渥拉斯顿双频干涉仪进行表面粗糙度测量时,反映光程变化的电子相位变化可由下式表达

$$\Delta\phi = (2\pi/c)(z' \Delta F + F \Delta z' + z \Delta f + f \Delta z) + 4\Delta\theta, \quad (7)$$

式中第四项是被测表面粗糙度的有效贡献项,其余各项均为误差项.就本文介绍的塞曼双频激光器而言,有: S 为光频稳定度, 5×10^{-9} ; Δf 为光频不稳定值, 2.37×10^6 Hz; F 为拍频频率, 2.5×10^6 Hz; ΔF 为拍频不稳定值, 500 Hz; z 为干涉仪光程差,取 0.5×10^{-4} cm; Δz 为 z 的不稳定值取 1×10^{-8} cm, z' 为参考臂与测量臂之间的光程差,取 100 cm; $\Delta z'$ 为 z' 的不稳定值,取 0.1

cm; $4A\theta$ 为电子相位计置零用旋转波片的机械不稳定引起的误差,取 0.00023° . 依据这些参数按(7)式来计算 $\Delta\varphi$ 值,计算结果列于表 1. 此项误差分析表明,本文介绍的塞曼稳频双频激光器,能满足 0.1 nm 量级光学表面粗糙度测量的要求.

Table 1 Phase contribution of each item in Eq. (7) for typical parametric values and variations

item	error source	contribution	value (degree)
1	beat frequency	$2\pi z^1 \Delta f / c$	0.0006
2	reference path-length	$2\pi F \Delta z^1 / c$	0.003
3	optical frequency	$2\pi z \Delta f / c$	1.4×10^{-6}
4	0.1nm roughness	effective	0.06
	1nm roughness	effective	0.6
5	wave plate		0.00023

本工作获上海光机所所长'91基金支持,王润文、范正修同志给予本工作多方支持关心.北京科仪厂苏华钧、游江南同志提供了 Uniphase 1007 型 He-Ne 激光管.作者在此谨致谢意.

参 考 文 献

- [1] W. Culshaw, J. Kannelaud, Hanle Effect in the He-Ne laser, *Phys. Rev(A)*, 1964, **136**(5):1209~1221
 [2] M. Sargeant III, Willis E. Lamb, Jr. et al., Theory of a Zeeman laser. *Phys. Rev.*, 1967, **164**(2):436~465
 [3] T. Baer, F. V. Kowalski et al., Frequency Stabilization of a 0.633 μm He-Ne Longitudinal Zeeman Laser. *Appl. Opt.*, 1980, **19**(18):3173~3177
 [4] 谢毅,沈乃微,新型 633 nm 锁相纵向塞曼稳频氦氖激光器,计量学报,1986,7(4):275~278
 [5] Gay E. Sommargen, Optical Heterodyne Profilometry. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(4):610~618

Longitudinal Zeeman frequency stabilization of Uniphase 1007 type He-Ne laser

SHI Zhiguo GONG Jinpin

(Shanghai Institute of Optics & Fine Mechanics, Sinica Academia, Shanghai 201800)

(Received 16 March 1992; revised 18 May 1992)

Abstract

The Uniphase 1007 type long lifetime commercial He-Ne laser is studied as Zeeman frequency stabilized laser. A frequency drift of 5×10^{-9} is obtained by the maximum error analysis method for the observation period of 17 hours. The separation between two linear polarizations of two frequency components of the laser output beam is 1/60. The orthogonal angle between two linear polarizations of the laser beam is 89.5° . The experimental adjustment technique of Zeeman laser is given. A physical phenomena is described on the relationship between polarizations of laser beam and number of longitudinal modes.

Key words Zeeman laser, laser frequency stabilization, polarization, optical measurement.