

# 相位调制锁定光学谐振腔

李健\* 吴令安

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

**摘 要** 通过对单频激光的相位调制, 利用光学谐振腔的色散曲线得到鉴频信号, 将一个环形谐振腔和一个驻波谐振腔锁定在激光的频率上。

**关键词** 相位调制, 谐振腔, 锁腔频。

## 1 引 言

激光器稳频问题, 其关键在于选取一个稳定的参考标准频率。选取方法一般有: 1) 以增益曲线作标准稳定激光频率<sup>[1]</sup>, 但很难达到较高的稳定度; 2) 利用塞曼效应和斯塔克效应稳定激光频率<sup>[2,3]</sup>, 稳定度可达到  $10^{-9}$ ; 3) 利用原子分子吸收谱线稳定激光频率<sup>[5,6]</sup>, 频率稳定度可达  $10^{-14}$  量级<sup>[5]</sup>, 但谱线的频率覆盖范围有限, 且较难调谐, 这就限制了这种稳频方法的实际应用; 4) 利用光学元件稳定激光频率, 其突出优点是具有很宽的调谐区域。各类干涉仪和光学谐振腔均可作为激光稳频的基准。

用谐振腔作稳频基准时, 通常鉴频信号的产生是利用其透过率曲线(振幅性质)的最大斜率点作参考频率, 利用另一激光束构成差分系统消除激光器的功率起伏带来的影响, 长期稳定度可达  $10^{-8}$ <sup>[6,7]</sup>。但缺点是光频跳变会造成光频的抖动, 抗干扰能力很差。激光频率的微小跳变就会导致失锁, 且失锁后不易察觉。受 Pound 的微波稳频系统的启发<sup>[8]</sup>, Dreyer 等人利用光学谐振腔的相位特性(色散特性)构成稳频系统, 利用调频光谱技术获得光学谐振腔的色散曲线作为鉴频曲线<sup>[9]</sup>。对激光作微小的相位调制, 产生分布在载频  $\omega_0$  两侧、幅度相等但初始位相相反的二个边频带。由于受谐振腔或其它介质的影响, 两个边频带的幅度或相位有了不均匀的变化, 则两差拍信号不能完全抵消, 接收器会输出一个频率为  $\omega_m$  (调制频率)的信号。该输出信号用来产生类似于谐振腔相移曲线的鉴频曲线, 这样在  $2\omega_m$  的范围内均能产生有效的误差信号用以调控腔长, 因此, 系统不易失锁, 抗干扰能力很强, 且稳定度可高达  $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 。本文即用此方法将无源光学谐振腔锁定在入射激光的频率上。

## 2 稳频原理

利用如图 1 示意的装置可将谐振腔的相移特性转化成鉴频曲线<sup>[10]</sup>。

\* 现通讯地址: 山东师范大学物理系, 济南 250014。

收稿日期: 1994年9月30日

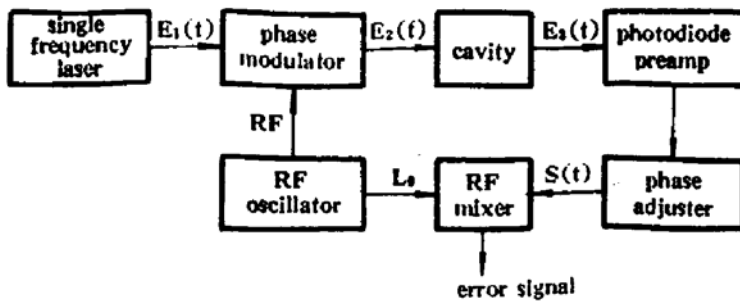


Fig. 1 The system to obtain dispersive lineshape from a resonant cavity

$\omega_m$  为调制频率,  $M$  为调制深度指数,  $J_k(M)$  为第  $k$  阶贝塞尔函数。假定  $M \ll 1$ , 则只须保留到  $k = \pm 1$  项, 高阶项可忽略。由于  $J_0(M) \approx 1$ ,  $J_{\pm 1}(M) = \pm M/2$ , 于是(2)式化为

$$E_2(t) = \frac{E_{20}}{2} \left[ \exp(j\omega_0 t) + \frac{M}{2} \exp[i(\omega_0 + \omega_m)t] - \frac{M}{2} \exp[i(\omega_0 - \omega_m)t] \right]. \quad (3)$$

出射的激光束再经过光学谐振腔入射到光电探测器上, 设入射到探测器上的光场为

$$E_3(t) = \frac{1}{2} \tilde{E}_3(t) + C. C., \quad (4)$$

$$\text{其中 } \tilde{E}_3(t) = E_{20} \left\{ T_0 \exp(i\omega_0 t) + T_1 \frac{M}{2} \exp[i(\omega_0 + \omega_m)t] - T_{-1} \frac{M}{2} \exp[i(\omega_0 - \omega_m)t] \right\}, \quad (5)$$

式中  $T_0$ 、 $T_1$ 、 $T_{-1}$  反映了激光从相位调制器出射经过谐振腔再入射到探测器的传输过程中三个频率  $\omega_0$ 、 $\omega_0 \pm \omega_m$  在振幅和相位方面的改变。

$$\text{令 } T_k = \exp(-\Delta_k - i\Phi_k), \quad k = 0, 1, -1. \quad (6)$$

式中  $\Delta_k$  反映了吸收特性,  $\Phi_k$  则反映了相位改变。假定空气传输过程对激光无衰减(或衰减为常数), 则认为  $\Delta_k = \delta_k$ ,  $\delta_k$  是谐振腔对三个频率分量的吸收或振幅衰减。而

$$\Phi_k = \varphi_k + L(\omega_0 + k\omega_m)/c. \quad (7)$$

式中  $c$  是空气中的光速。  $\varphi_k$  为谐振腔引起的相移, 第二项则反映空气中的传输相移( $L$  为激光在空气中传播的总长度)。入射到探测器上的光强应为

$$I_3(t) = c |\tilde{E}_3(t)|^2 / 8\pi = \frac{c |E_{20}|^2}{8\pi} \exp(-2\delta_0) \times \{ 1 + [\exp(\delta_0 - \delta_1) \cos(\Phi_1 - \Phi_0) - \exp(\delta_0 - \delta_{-1}) \cos(\Phi_0 - \Phi_{-1})] M \cos \omega_m t + [\exp(\delta_0 - \delta_1) \sin(\Phi_1 - \Phi_0) - \exp(\delta_0 - \delta_{-1}) \sin(\Phi_0 - \Phi_{-1})] M \sin \omega_m t \}. \quad (8)$$

快速光电探测器输出信号  $S(t) \propto I_3(t)$ , 而且

$$\Phi_1 - \Phi_0 = \varphi_1 - \varphi_0 + L\omega_m/c, \quad (9)$$

$$\Phi_0 - \Phi_{-1} = \varphi_0 - \varphi_{-1} + L\omega_m/c. \quad (10)$$

令  $\alpha = L\omega_m/c$ , 并认为  $|\delta_0 - \delta_1|$ 、 $|\delta_0 - \delta_{-1}|$ 、 $|\varphi_0 - \varphi_{-1}|$  以及  $|\varphi_1 - \varphi_0|$  是极小量, 而且因  $\alpha$  很小,  $\cos \alpha \approx 1$ ,  $\sin \alpha \approx 0$ 。(8)式化为

$$I_3(t) = \frac{c |E_{20}|^2}{8\pi} \exp(-2\delta_0) [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) M \cos \omega_m t + (\varphi_1 + \varphi_{-1} - 2\varphi_0) M \sin \omega_m t], \quad (11)$$

于是输出信号中反映吸收特性及相移特性的项成为正交的信号。输出信号中的  $\cos \omega_m t$  分量正双于上边频和下边频的振幅衰减之差, 称为吸收项, 幅度定义为  $A_s = \delta_{-1} - \delta_1$ 。而  $\sin \omega_m t$  分量

入射激光经过相位调制器后, 在光频  $\omega_0$  的两侧出现一系列边频。设入射光场为

$$E_1(t) = \frac{1}{2} E_{10} \exp(i\omega_0 t) + C. C., \quad (1)$$

经过相位调制, 出射激光光场为

$$E_2(t) = \frac{E_{20}}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(M) \times \exp[i(\omega_0 + k\omega_m)t] + C. C., \quad (2)$$

式中  $E_{20} = E_{10} \exp(i\delta_{12})$ 。  $\delta_{12}$  为传输相移,

则正比于载频相移与上、下边频相移的平均值之差，称为色散项，幅度为  $A_\varphi = \varphi_1 + \varphi_{-1} - 2\varphi_0$ 。

显然  $A_\delta$  和  $A_\varphi$  与谐振腔的吸收及相移曲线有关，是  $\omega_0$ 、 $\omega_m$  及  $\omega_c$  (谐振腔特性曲线的中心频率) 的函数。对谐振腔的腔长进行扫描，便可得到调制谱的吸收项和色散项。

$$A_\delta = \delta(\omega_0 - \omega_m - \omega_c) - \delta(\omega_0 + \omega_m - \omega_c), \tag{12}$$

$$A_\varphi = \varphi(\omega_0 + \omega_m - \omega_c) + \varphi(\omega_0 - \omega_m - \omega_c) - 2\varphi(\omega_0 - \omega_c). \tag{13}$$

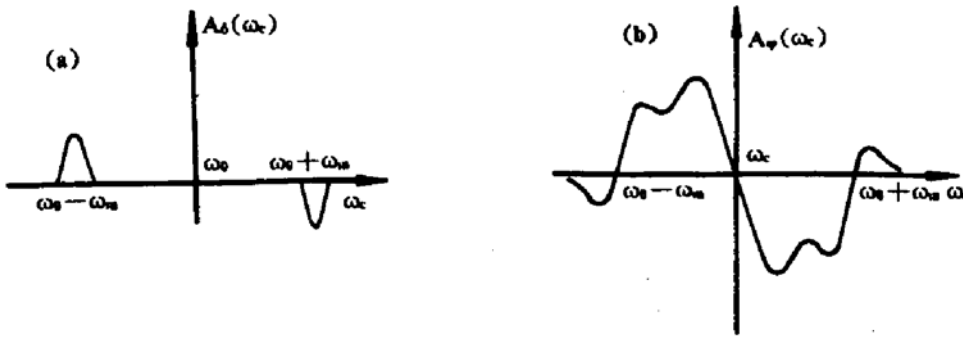


Fig. 2 Lineshape from a cavity swept through resonance, showing (a) absorption component (b) dispersion component

从色散谱可看出  $A_\varphi(\omega_c)$  可作为鉴频信号。在  $\omega_0 + \omega_m$  和  $\omega_0 - \omega_m$  的频率区间内，利用正比于  $A_\varphi(\omega_c)$  的信号作为反馈纠偏电压，可将偏离  $\omega_0 \pm \omega_m$  范围内的腔拉回到  $\omega_0$  点。

鉴频曲线体现在正比于  $I_3(t)$  的光电探测器输出的高频信号中的  $A_\varphi$  上，用混频器解调，才能得到正比于  $A_\varphi(\omega_c - \omega_0)$  的直流信号。光电探测器的输出为

$$U_s = C_1 + A_\varphi C_2 \sin \omega_m t + A_\delta C_3 \cos \omega_m t \tag{14}$$

式中  $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$  为由实验确定的常数。此信号作为混频器的射频输入。混频器的本振输入为

$$U_L = B \sin (\omega_m t + \theta). \tag{15}$$

式中  $B$  为常数， $\theta$  为本振信号的初相位。中频输出  $U_0 \propto U_s U_L$ ，用低通滤波器将  $\omega_m$  及高于  $\omega_m$  的高频信号滤掉，则

$$U_0 = C_1 A_\varphi \cos \theta + C_2 A_\delta \sin \theta. \tag{16}$$

式中  $C_1$ 、 $C_2$  为常数。改变  $\theta$ ，可获得只包含  $A_\varphi$  ( $\theta = 0$ ) 或  $A_\delta$  ( $\theta = \pi/2$ ) 的信号。当  $\theta = 0$  时得到的正比于  $A_\varphi$  的直流信号便可经过放大后加在控制元件上形成负反馈，从而稳定光学谐振腔。

### 3 实验装置及结果

锁定环形谐振腔的实验装置如图 3 所示。

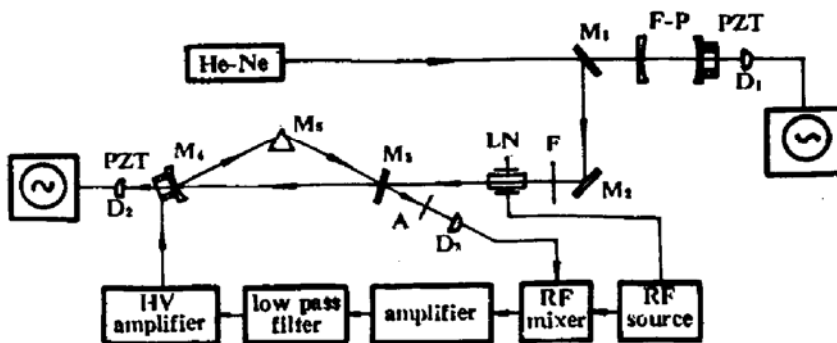


Fig. 3 Experimental set-up for locking a ring cavity on resonance

He-Ne 激光器为 p 偏振单纵模输出;  $M_1$  和  $M_2$  为 632.8 nm 平面全反镜;  $M_3$  为平面高反镜;  $M_4$  为曲率半径是 1.0 m 的凹面  $0^\circ$  全反镜;  $M_5$  为三棱镜;  $M_3$ 、 $M_4$  和  $M_5$  组成一光学谐振腔,  $M_3$  的通过率为 3%, 总腔长为 51.2 cm; F 为匹配透镜; LN 为电光晶体  $\text{LiNbO}_3$ 。  $D_1$ 、 $D_2$  为光电二极管;  $D_3$  为快速光电探测器。F-P 为 10 cm 的法布里-珀罗扫描干涉仪, 监视激光器的模式; A 为衰减片; PZT 为压电陶瓷。

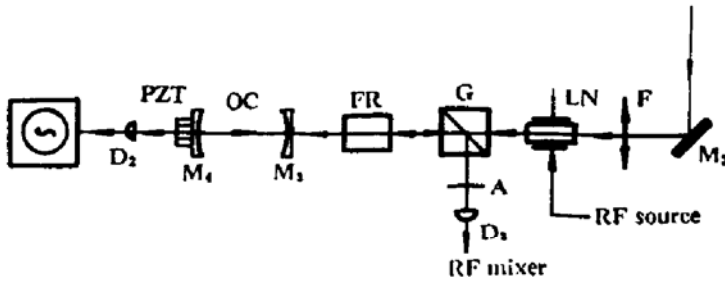


Fig. 4 Experimental set-up for locking a stationary-wave cavity on resonance

锁定驻波腔的实验示意图如图 4 所示。G 为格兰棱镜; FR 为法拉第旋光隔离器; OC 为驻波谐振腔, 其余与环形腔的实验装置相同。驻波腔采用了共焦谐振腔(5 cm 法布里-珀罗共焦扫描干涉仪), 利用格兰棱镜透 p 偏振光、反 s 偏振光的特性, 入射光通过隔离器偏振方向旋转  $45^\circ$ , 经驻波腔入射镜反射后再经过隔离器, 偏振方向继续旋转  $45^\circ$ , p 偏振光变成 s 偏振光, 由格兰棱镜反射到快速光电探测器上接收。

用  $\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$  作电光调制晶体对激光进行频率调制, 晶体切成  $20 \times 5 \times 2 \text{ mm}^3$ , 晶体 z 轴平行于 2 mm 边, 两个 z 平面涂上导电漆。晶体由成都 209 所生产。用  $M_4$  上的压电陶瓷作为控制元件。本振信号(与调制频率同频)经高频发生器(北京工业大学物理系研制)加至电光晶体上, 电场方向与激光偏振方向均与晶体 z 轴方向相同。高频高压发生器的供电电源电压为直流 27 V, 电流为 1 A, 其输出端电压经  $50 \Omega$  同轴线传输至相位调制晶体上, 传输线长度不可随意更换, 否则将产生反射。调制频率  $\omega_m$  从 45 MHz ~ 50 MHz 可调, 调制频率的选取由谐振腔的精细度决定。实验中  $\omega_m = 48 \text{ MHz}$  时透射光的两个  $\pm \omega_m$  边带在主峰之外, 清晰可见。混频器使用成都亚光无线电厂生产的 VJH6 型双平衡混频器。混频器输出的信号经两级放大后加到压电陶瓷上, 在初级放大后用低通滤波器将  $\omega_m$  及以上高频滤掉。观察调制谱线时, 在压电陶瓷上加锯齿波电压, 对腔长扫描。经相位调制后的激光由  $M_3$  反射后被快速光电探测器  $D_3$  接收, 探测器的输出信号及高频发生器的本振信号送入双平衡混频器, 适当调节相位, 以混频器的中频输出通过示波器可看到谐振腔的调制谱, 与前面的理论曲线是一致的。图 5 为经两级放大后的调制谱照片。

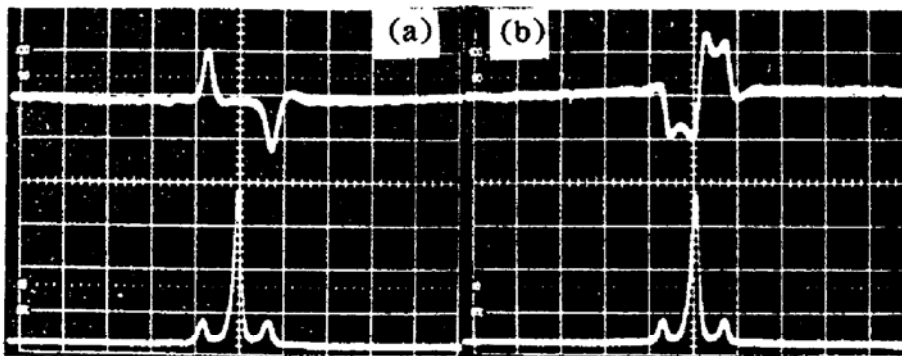


Fig. 5 Output signal of rf mixer (upper trace) with corresponding transmission of stationary-wave cavity swept through resonance (lower trace) (a) absorption profile (b) dispersion profile

利用色散谱线作为鉴频曲线, 将高压放大器放大后的信号代替锯齿波加在压电陶瓷上, 调节加在压电陶瓷上的直流偏压, 使腔长靠近共振频率, 将腔长锁定在入射激光频率上。当

腔处于失锁状态时,  $D_2$  接收的透射信号几乎为零; 当腔被锁定后, 透射信号即跃至一直流输出的位置, 如图 6 所示。本方法稳定频率的覆盖范围主要取决于光电探测器对频率的响应范围, 原理上只要光电探测器能够响应的范围, 均可用此方法进行稳频。除外部机械的不稳定因素以外, 实验系统的稳频精度还与谐振腔的精细度和激光频率的稳定度有关, 若激光器稳定性很好, 谐振腔的精细度越高, 加在电光晶体上的调制边带宽度可越窄, 稳频精度就越高。由于谐振腔是锁定在激光频率上, 激光频率的稳定度就限制了稳频精度的提高。激光频率的跳变、外部机械振动、空气流动等因素均会造成频率的失锁。但本方法可以对激光频率的漂移进行跟踪稳频, 这方面的问题将在另文中详细讨论。

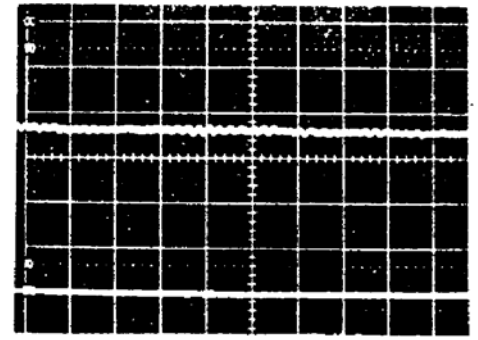


Fig. 6 Transmission of stationary-wave cavity locked on resonance

### 参 考 文 献

- [1] 中尺正隆, 田幸敏治ほか, 用  $\text{CH}_4$  外饱和吸收盒的 3.39 微米 He-Ne 激光器的无调制的频率稳定化。电子通信学会论文, 1979, 62(1): 9~169
- [2] 诸圣磷, 原子物理学, 北京, 人民教育出版社, 1987 年第二版, 87
- [3] 梅田伦弘, 筑地光雄, 高崎彦, 加横磁场得到的单纵模激光的特性。应用物理, 1978, 47(11): 1053~1057
- [4] 霜田光一, 激光器频率稳定中的斯塔克效应。应用物理, 1969, 38(4): 306~309
- [5] 赵克功, 张学斌, 李成阳等 甲烷饱和吸收稳定的氦氖激光器。计量学报, 1980, (1): 102~105
- [6] F. Favre, D. Le Cuen, High frequency stability of laser diode for heterodyne communication system. *Electron. Lett.*, 1980, 16(5): 709~712
- [7] F. Spieweck, *IEEE Trans. Instrum. & Measure.*, 1978, IM-27(5), 398~401
- [8] R. V. Pound, Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Rev. Scient. Instrum.*, 1946, 17(1): 490~505
- [9] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski *et al.*, Using optical resonator stabilized laser phase and frequency. *Appl. Phys. (B)*, 1983, 31(2): 97~107
- [10] B. C. Bjorklund, M. D. Levenson, Sub-Doppler frequency-modulation spectroscopy of  $\text{I}_2$ . *Phys. Rev. (A)*, 1981, 24(1): 166~169

## Phase Modulation Locked Optical Resonator

Li Jian\*      Wu Lingan

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 30 September 1994)

**Abstract** Through phase modulation of the beam incident on an optical cavity an error correction signal can be obtained from the phase dispersion characteristics of the resonator. By this means both a ring and a stationary-wave cavity have been locked onto resonance with a single mode laser.

**Key words** phase modulation, resonant cavity, frequency locking.

\* Permanent address: Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014