

# 采用调幅光波测量无源谐振腔的损耗

梁永辉

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

**提要** 讨论了一种在“小抖动”稳频条件下采用调幅光波测量无源谐振腔损耗的方法,并进行了深入的理论分析。

**关键词** 调幅光波,小抖动,无源谐振腔

## 1 引言

本文描述了一种测量无源谐振腔总损耗的方法,旨在通过测量腔损耗得到腔内待测极高反射率膜片的反射率<sup>[1]</sup>。目前国际上普遍采用“衰减法”<sup>[2]</sup>来测量超低损耗光学膜片的反射率,该方法是首先测量无源谐振腔中光强的衰减时间以确定腔的总损耗,在腔内其他膜片的反射率已知的情况下,得出待测膜片的损耗,进而得到其反射率。这一方法有着传统的反射率测量法不可比拟的优越性,鉴于实际需要,我们正在研制验证该方法的仪器。不过,为了进一步证明该仪器的可靠性,用其他方法做一些验证实验也是非常必要的<sup>[3]</sup>。文献[3]提出了一种精度颇高的验证方案,它从另外一种途径得到了腔的总损耗。该方案成功的关键是要使激光频率精确稳定到谐振腔的某一谐振频率上,作者采用了 Pound-Drever-Hall 稳频技术<sup>[4]</sup>来实现这一点。本文所描述的方法源于文献[3],不同之处在于我们采用的是“小抖动”稳频法<sup>[5]</sup>。这一方法实现起来比较容易,虽然整个系统的理论分析以及最后的数据处理较为麻烦,但不会给实验精度带来很大影响。

## 2 理论分析

本文所要描述的方法是将经过振幅调制的激光光波入射到无源谐振腔上,采用“小抖动”稳频方案使激光频率稳定在谐振腔的某一谐振频率上,测量谐振腔透射光强中有关分量的振幅对调制频率的响应曲线,该曲线的-3 dB 带宽与腔的谐振半宽度成一定的比例关系,比例系数与“小抖动”幅度有关。有了腔的谐振半宽度之后,就可根据现有公式得到腔的损耗,进而求出腔内所含待测膜片的反射率。

### 2.1 “小抖动”条件下谐振腔对调幅光波的响应

考虑图 1 所示的待测环形腔。 $M_1$ 、 $M_3$  为平面反射镜片,反射率为  $R_1$ ,透射率为  $T_1$ ;  $M_2$ 、 $M_4$  为球面反射镜片,反射率为  $R_2$ 。设入射到  $M_1$  上的光波场(只考虑 S 偏振光)电矢量为  $\vec{E}_i = E_0$

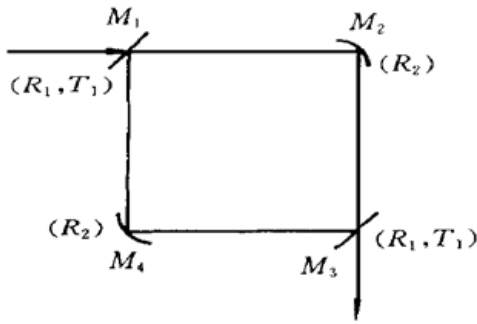


图 1 待测环形腔

Fig. 1 The ring resonant cavity to be measured

•  $\exp(i\omega t)$ ,  $E_0$  为场矢量的复振幅,  $\omega$  为激光频率。当镜片反射率  $R_1, R_2$  接近于 1 时, 从  $M_3$  透射的光场振幅表达式为<sup>[6]</sup>

$$\tilde{E}_t = \tilde{E}_i \cdot \frac{\sqrt{T_{\max}} \cdot \exp(-i\omega L/2c)}{1 + i \cdot (\omega - \omega_q)/\Delta\omega} \quad (1)$$

$$T_{\max} = \frac{T_1^2 R_2}{(1 - R_1 R_2)^2}, \Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \frac{1 - R_1 R_2}{\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{c}{L}, L \text{ 为谐振腔的腔长, } c \text{ 为光在腔内的传播速度, } \omega_q \text{ 为谐振腔 } q \text{ 阶纵模的角频率, } T_{\max}, \Delta\nu \text{ 分别为腔的峰值透射率和谐振半宽度(HWHM)}。$$

给谐振腔某一镜片的压电陶瓷(PZT)加“小抖动”信号电压  $V = V_m \cos(\omega_m t)$ , 并采用纵向电光调制器<sup>[7]</sup>对入射光进行振幅调制, 则谐振腔透射光强的表达式可以写为

$$I_t = I_{t1} + I_{t2} + I_{t3} \quad (2)$$

$$I_{t1} = \frac{|E_0|^2 T_{\max}/2}{1 + [\alpha + \gamma \cdot \cos(\omega_m t)]^2} \quad (3)$$

$$I_{t2} = \frac{|E_0|^2 T_{\max} J_1(\beta)/2}{[1 + (\alpha + \gamma \cdot \cos\omega_m t)^2] \cdot [1 + (\alpha - \eta + \gamma \cdot \cos\omega_m t)^2]} \cdot \{ [1 + \alpha(\alpha - \eta) + (2\alpha - \eta)\gamma \cdot \cos\omega_m t + \gamma^2 \cdot \cos^2(\omega_m t)] \cdot (\cos\alpha + \sin\alpha) - \eta \cdot (\cos\alpha - \sin\alpha) \} \quad (4)$$

$$I_{t3} = \frac{|E_0|^2 T_{\max} J_1(\beta)/2}{[1 + (\alpha + \gamma \cdot \cos\omega_m t)^2] \cdot [1 + (\alpha + \eta + \gamma \cdot \cos\omega_m t)^2]} \cdot \{ [-1 - \alpha(\alpha + \eta) - (2\alpha + \eta)\gamma \cdot \cos\omega_m t - \gamma^2 \cdot \cos^2(\omega_m t)] \cdot (\cos\alpha - \sin\alpha) - \eta \cdot (\cos\alpha + \sin\alpha) \} \quad (5)$$

$$\alpha = (\omega - \omega_q)/\Delta\omega, \quad \eta = \omega/\Delta\omega, \quad \gamma = W/\Delta\omega \quad (6)$$

其中  $J_1(\beta)$  为一阶贝塞尔函数,  $\beta = \pi \cdot V_d/V_\pi$  为振幅调制深度,  $V_d$  为正弦波调幅信号的峰值电压,  $V_\pi$  为调制器的半波电压。 $\omega$  为调制频率,  $W = K \cdot V_m$ ,  $K = \Delta\omega_{ux}/V_\lambda$ ,  $\Delta\omega_{ux}$  为腔的纵模间隔,  $V_\lambda$  为使腔的谐振频率移动一个纵模间隔需在 PZT 上施加的直流电压。由于不知道  $V_\lambda$  的精确值, 所以  $K$  是一个待定的比例系数。

## 2.2 实现稳频与测量

由(3)式可以看出, 光强  $I_{t1}$  中含有  $\omega_m$  的各次谐波, 其中  $\cos\omega_m t$  (及各高阶奇次谐波) 的幅度在  $a \rightarrow 0$  时正比于  $\alpha$ <sup>[8]</sup>, 因此基波可以作为稳频误差信号, 其幅度经相敏检波及直流放大等环节后用来调节激光器的腔长, 使激光的振荡频率与谐振腔的某一谐振频率一致, 实现  $\alpha = 0$ 。另外, 对  $I_{t2}$  和  $I_{t3}$  中所包含的各项, 我们只关心  $\cos\alpha$  ( $\sin\alpha$ ) 项而不关心类似  $\cos(\omega \pm n\omega_m)t$ ,  $n = 1, 2, \dots$  的项。这样, 就我们所关心的而言, 经过对系数中的  $\omega_m t$  作傅里叶展开, 透射光强的表达式可以写为

$$I_t = |E_0|^2 T_{\max} J_i(\beta) \cdot \rho \sin(\alpha t - \phi) = C \rho \cdot \sin(\alpha t - \phi) \quad (7)$$

$$C = |E_0|^2 T_{\max} J_1(\beta)$$

$$\rho = \sqrt{a^2 + b^2} \quad a = (f_0 - \eta\gamma \cdot f_1 + \gamma^2 \cdot f_2) \quad b = \eta \cdot f_0$$

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^i(\theta)}{[1 + (\gamma \cdot \cos\theta)^2] \cdot [1 + (\eta - \gamma \cdot \cos\theta)^2]} d\theta \quad i = 0, 1, 2$$

$$\phi = \tan^{-1}(b/a)$$

当  $\gamma = 0$  时, 有

$$I_t = \frac{C}{\sqrt{1 + \eta^2}} \cdot \sin(\omega t - \eta) \tag{8}$$

(7) 式表明可以利用锁定放大器测量谐振腔透射光强的振幅。

### 3 计算结果与讨论

设  $A(\gamma, \eta) = \rho(\gamma, \eta) / \rho(\gamma, 0)$ , 图 2 是  $A(\gamma, \eta)$  随  $\eta, \gamma$  的变化曲线, 其中从左到右依次为  $\gamma = 0, 0.5, 0.707, 1, 2$  的情况。由 (8) 式可知  $\gamma = 0$  的曲线与水平直线  $A = 1 / \sqrt{2}$  相交于点  $(1, 1 / \sqrt{2})$  处, 如设此时的调制频率为  $\omega$ , 则有  $\Delta\omega = \omega$ 。文献 [3] 中作者采用了 Pound-Drever-Hall 稳频技术 ( $\gamma = 0$ ), 测得的正是这一曲线。为了稳频的需要, 此处  $\gamma$  必须取一定的有限值而不能为零, 这使得  $A(\gamma, \eta)$  曲线相对于  $A(0, \eta)$  曲线有所加宽<sup>[8]</sup>, 加宽的程度与  $\gamma$  的取值有关。通过改变  $\omega$  及  $V_m$  值由实验得到若干组  $A(\gamma, \eta) = A(\Delta\omega, K, \omega, V_m)$  数据, 经最小二乘拟合可以得出  $\Delta\omega$  及  $K$ 。

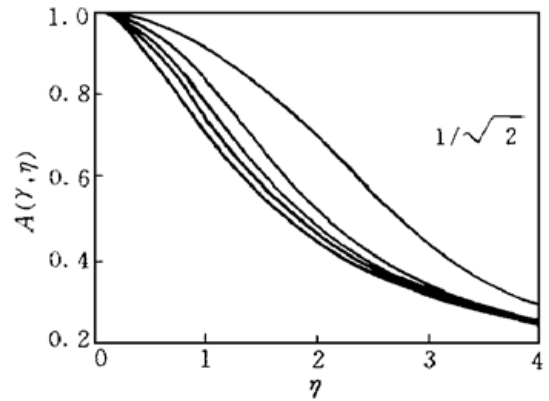


图 2  $A(\gamma, \eta) - \eta, \gamma$  曲线  
Fig. 2 The curves of  $A(\gamma, \eta) - \eta, \gamma$

得到谐振腔的半宽度  $\Delta\nu$  之后, 利用下式<sup>[1]</sup>

$$2\Delta\nu = \frac{c\delta}{2\pi L}$$

即可得到腔的损耗  $\delta$ , 在腔内其他膜片的损耗  $\delta'$  已知的情况下, 可以求出待测膜片的损耗

$$\delta'' = \delta - \delta'$$

进而得到膜片的反射率

$$R = 1 - \delta''$$

文献 [3] 中得到膜片的损耗  $\delta'' = (59.8 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ , 我们的精度应该与这一精度是一样的, 这主要取决于实验测量精度。需要说明的是, 我们要测量的是极高反射率膜片, 损耗至少在 0.1% 以下, 一般是在 0.01% 以下, 这样即使误差大到 10% 左右, 仍然是可以允许的。

综上所述, 本文的方法相对于文献 [3] 而言, 实验上简单易行, 虽然理论分析与数据处理比较麻烦, 但不会给实验精度带来很大影响, 因此我们认为它是可行的。

**致谢** 本文是在导师高伯龙院士的直接指导下完成的, 先生为文中的理论推导找到了合理途径, 对作者在数据处理方法上的谬误给予了纠正, 在此深表谢意。

### 参 考 文 献

- 1 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Jiahua et al.. Principles of Laser. Beijing: National Defense Industry Press, 1987. 38~ 42 (in Chinese)
- 2 D. Z. Anderson, J. C. Frisch, C. S. Masser. Mirror reflectometer based on optical cavity decay time. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(8): 1238~ 1245
- 3 N. Uehara, K. Ueda. Accurate measurement of ultralow loss in a high-finesse Fabry-Perot interferometer using the frequency response functions. *Appl. Phys. B*, 1995, **61**(1): 9~ 15

- 4 R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski *et al.*. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys.*, 1983, **B31**(2): 97~ 105
- 5 A. D. White. Control system for frequency stabilizing a 6328 Å gas laser. *Rev. Sci. Instr.*, 1967, **38**(8): 1079~ 1084
- 6 Gao Bolong, Li Shutang. Laser Gyroscopes. Changsha: National University of Defense Technology Press, 1984. 86~ 97 (in Chinese)
- 7 A. Yariv. Introduction to Optical Electronics. Second Edition, Beijing: Science Press, 1983. 267~ 272 (in Chinese)
- 8 Masataka Nakazawa. Phase-sensitive detection on Lorentzian line shape and its application to frequency stabilization of lasers. *J. Appl. Phys.*, 1986, **59**(7): 2297~ 2305

## Determining the Total Loss of a Passive Resonant Cavity by Amplitude-modulated Light

Liang Yonghui

(Applied Physics Department, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

**Abstract** A method of measuring the total loss of a passive ring resonant cavity using amplitude-modulated light as a probe is described, in which the light is frequency-stabilized by dithering method, and the relevant theoretical analysis is presented in detail.

**Key words** amplitude-modulated light, dither, passive resonant cavity

## Yb<sup>3+</sup>·FAP 激光晶体实现 1.04 μm CW 激光输出\*

以 Yb<sup>3+</sup> 为激活离子的激光晶体理论量子效率可以达到 90% 以上。另外,这种激光晶体具有比以 Nd<sup>3+</sup> 为激活离子的激光晶体大几倍的储能能力。在各种 Yb<sup>3+</sup> 激光晶体中,以 Yb<sup>3+</sup>·FAP 晶体的综合性能最为引人注目。

我们最近进行了用钛宝石激光器抽运 Yb<sup>3+</sup>·FAP 晶体的激光实验,并在这种晶体上实现了激光输出。实验所用晶体的尺寸为 10 mm×5 mm×5 mm, c 向为轴向, Yb<sup>3+</sup> 在晶体中的浓度为 1.3 at-%,用钛宝石激光器作为抽运源,抽运波长为 902nm,功率为 700 mW。采用轴向抽运方式,抽运光经透镜聚焦在晶体的前表面,前表面作为激光共振腔的反射镜,前表面反射膜对 902 nm 抽运光高透,对 1.04 μm 发射光高反射;后表面对 1.04 μm 发射光高透,为了增加对抽运光的利用率,后表面对 902 nm 的抽运光高反射。共振腔的另一端为 R = 50 mm,对 1.04 μm 的激光透过率分别为 1%, 3%, 5% 的反射镜。实验表明,使用透过率为 5% 的反射镜产生激光的效果比较好,样品裹以铝箔并放在铜制水冷样品台上。测得 51 mW 连续激光输出,斜效率达到 7.7%。

<sup>1</sup> 中国科学院上海光机所 上海 201800

<sup>2</sup> 中国科学院物理研究所光物理开放实验室 北京 100080

赵志伟<sup>1</sup> 杨 辉<sup>2</sup> 邓佩珍<sup>1</sup> 魏志义<sup>2</sup> 陈 伟<sup>1</sup> 赵广军<sup>1</sup>

收稿日期: 2000-03-15