

注入型共焦法布里-珀罗球面腔内 微弱损耗的绝对测量

徐毓光 戊忠华 余勤跃 陈守华
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

注入型共焦法布里-珀罗(F-P)球面腔输出信号峰值与腔内损耗有很灵敏的关系,据此可以对腔内微弱损耗作绝对测量,这种测量可实现高衬度、高灵敏度、高精度。本文介绍测量方法及其应用前景。
关键词: 注入型共焦 F-P 球面腔; 微弱损耗的绝对测量。

一、引 言

小损耗系数测量的关键是如何提高测量衬度,有了高衬度,才有高灵敏度和高精度。为了提高衬度,曾发展一系列测量方法,如光声法^[1]、光致热偏折法^[2]、光致热透镜法^[3]等等。为了产生足够的次级效应,一般要用高强度的光源,且各有一些其它的限制。

近年来发展的内腔增强激光光谱法^[4],是把吸收介质放在波长匹配的激光器腔体内,这样即使微弱的吸收也会大大改变输出光束的强度,从而获得高衬度。但是在这种测量中,激光器往往需工作在阈值附近,加之模式竞争等效应,激光器的工作状态不易稳定,从而影响测量结果的处理和分析。用 F-P 腔测量光纤损耗的方法^[5],是把光纤的两个端面磨平,形成一个 F-P 腔,由测量输出光束的强度来获得样品的损耗系数。

本文讨论的是更一般的情形,称为注入型共焦球面法布里-珀罗腔内损耗的绝对测量。

二、原 理

图1是共焦球面 F-P 腔系统^[6],它由相距为 L_0 的两块曲率半径均为 L_0 的反射镜组成,假定波长为 λ 的注入激光束 I_{in} 是 Gaussian 光束,且其模式与 F-P 腔匹配,即光束腰光斑的位置在腔中心平面上,而且其尺寸

$$W_0 = \sqrt{\lambda L_0 / (2\pi)}, \quad (1)$$

注入后的激光束将在两球面之间来回反射,自动保持其原有的光束模式,并构成“8”字形的环路,同时从 A、B、C、D 四个位置逸出腔外。以 r_1 , t_1 和 r_2 , t_2 分别表示反射镜 M_1 和 M_2 的振幅反射率和振幅透过率,以 η 和 δ 分别表示腔内介质的单程振幅透过率及相移(每次循环有四个单程)。于是,可写出 A、B、C、D 各路输出的合振幅是:

收稿日期: 1987年6月5日; 收到修改稿日期: 1987年8月12日

$$S_A = at_1 t_2 \eta \frac{1}{1 - r_1^2 r_2^2 \exp(i4\delta) \eta^4} \quad (2.1)$$

$$S_B = at_1 t_2 r_1 r_2 \eta^2 \frac{1}{1 - r_1^2 r_2^2 \exp(i4\delta) \eta^4} \quad (2.2)$$

$$S_C = at_1^2 r_2 \eta^2 \frac{1}{1 - r_1^2 r_2^2 \exp(i4\delta) \eta^4} \quad (2.3)$$

$$S_D = at_1^2 r_1 r_2^2 \eta^4 \frac{1}{1 - r_1^2 r_2^2 \exp(i4\delta) \eta^4} - ar_1 \quad (2.4)$$

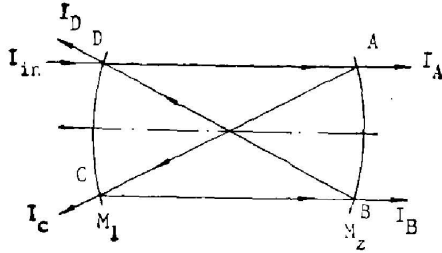


Fig. 1 Injecting confocal Fabry-Perot spherical cavity

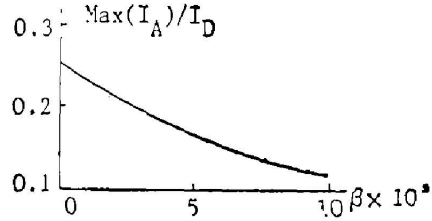


Fig. 2 The peak value of the output beam intensity $\text{Max}(I_A)$ as a function of the cavity loss β

式中 a 是注入光束的振幅。A、B、C、D 各路输出光束的强度可由相应振幅的平方直接求得。特别当 F-P 腔长与注入激光束的波长共振时，有 $4\delta = 2n\pi$ (n 是整数)。这时各路输出取其峰值，即：

$$\text{Max}(I_A) = [a(t_1 t_2 \eta) / (1 - r_1^2 r_2^2 \eta^4)]^2, \quad (3.1)$$

$$\text{Max}(I_B) = [a(t_1 t_2 \eta) / (1 - r_1^2 r_2^2 \eta^4)]^2, \quad (3.2)$$

$$\text{Max}(I_C) = [a(t_1^2 r_2 \eta^2) / (1 - r_1^2 r_2^2 \eta^4)]^2, \quad (3.3)$$

$$\text{Max}(I_D) = (a \{ [t_1^2 r_1 r_2^2 \eta^4 / (1 - r_1^2 r_2^2 \eta^4)] - r_1 \})^2, \quad (3.4)$$

以 β 表示光束在腔内的单程损耗，即 $\beta = 1 - \eta^2$ 。图 2 是当两球面的反射率相同且等于 98% 时， β 与 $\text{Max}(I_A)$ 的关系。 β 与其余各路输出光束峰值的关系与此相似。由图 2 可见，腔内损耗以很高的衬度表示在 $\text{Max}(I_A)$ 的变化上。例如，若设单程损耗 $\beta = 1/1000$ ，则 $\text{Max}(I_A)$ 值从 $0.255I_0$ 下降到 $0.231I_0$ ($I_0 = a^2$ ，是注入光束的强度)，衬度是 9.4%，与原来的衬度 1:1000 相比，提高接近两个数量级。衬度的提高，必然带来测量灵敏度和精度的提高。

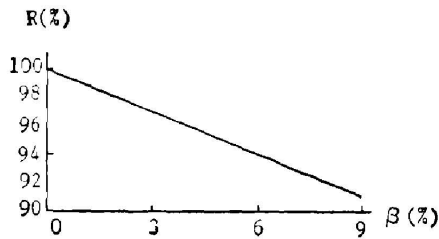


Fig. 3 The optimum value of the cavity mirror reflectivity R as a function of the cavity loss β

而，为使测量衬度最大，仍应选择 $r_1 = r_2$ 。

设 $r_1^2 = r_2^2 = R$ ，方程(3.1)变为

$$\text{Max}(I_A) = I_0 \phi^2(\eta, R), \quad (4)$$

由于 $r_1^2 = 1 - t_1^2$ 和 $r_2^2 = 1 - t_2^2$ ，方程(3.1)和(3.2)在形式上对于 r_1 和 r_2 是对称的。可以推断当 $r_1 = r_2$ 时， $d\text{Max}(I) / d\eta$ 有最大值，即测量衬度最高，这结论对于 $\text{Max}(I_B)$ 同样成立。方程(3.3)和(3.4)中，虽然 r_1 与 r_2 在形式上并不对称，但在低损耗测量情形，总选择 $r_1 \sim 1$ 和 $r_2 \sim 1$ ，这样变化主要来自 $(1 - r_1^2 r_2^2 \eta^4)^{-1}$ ，其中 r_1, r_2 在形式上也是对称的。因

式中,

$$\phi(\eta, R) = (1-R)\eta(1-R^2\eta^2)^{-1}. \quad (5)$$

给定 η 值, 测量衬度最大的 R 值应满足如下方程,

$$\frac{d}{dR} \left(\frac{d\phi}{d\eta} \right) = 0. \quad (6)$$

以 $\eta^2 = 1 - \beta$ 代入, (6) 式的计算结果是

$$(1-\beta)^4(6-3R)R^3 + (1-\beta^2)(10-12R)R - 1 = 0. \quad (7)$$

图 3 是 (7) 式的数值解。结果表明, 为使测量衬度最好, 当损耗 β 变大时, 腔镜反射率 R 应随之减小。

三、测量装置及调整

图 4 是测量装置示意图。单纵模氦氖激光束经过模式匹配望远镜后, 注入共轭匹配

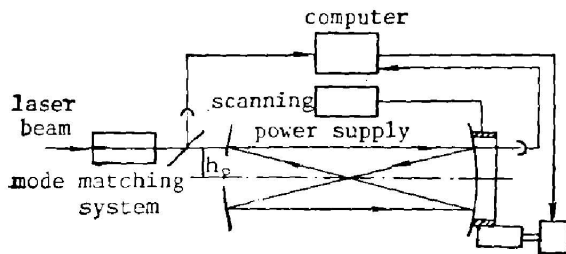


Fig. 4 The scheme of the measuring apparatus

F-P 腔系统, 腔空间是 $\phi 20 \times 510$ (mm), 待测样品放在腔内。用压电陶瓷扫描腔长, 输入与输出光束的强度均由光电接收器监测, 全部数据送入微机存贮。每次测量采数 4096 对, 从中选出最大值 $\text{Max}(I_A)$ 。

步进马达被用以调节 F-P 腔到共焦位置。F-P 腔的有效光学长度会因介质及测量条件(压力、温度……)的变化而改变, 随时进行共焦调整是必须的。步进马达由微机控制, 准连续地改变腔长, 在每一个位置进行一次测量(采数 4096 对), 从中选出极大值。在共焦位置, 该极大值为最大, 这就是待测量的 $\text{Max}(I_A)$ 值。

当腔长失共焦时, 测量值会下降, 其因素有两个:

A. 由于腔失共焦, 注入光束在腔内来回反射时, 将不能保持其光束结构重演, 亦即输出光束是一群具有不同曲率波面的子光束的叠加。由此而引起的不同曲率波面间的干涉, 必然使测量值下降。可以用常规的高斯光束的成像公式计算这种波面的变化。图 5 是一组计算结果, 其横坐标是子光束在腔内循环反射的次数, 纵坐标是子光束在接收器口径 ($\phi 5$ mm) 内, 与原始注入光束的最大波面差。计算结果表明, 波面差随反射次数呈周期性变化。此外, 当失焦量变大时, 波面差要变大, 同时变化周期变短。

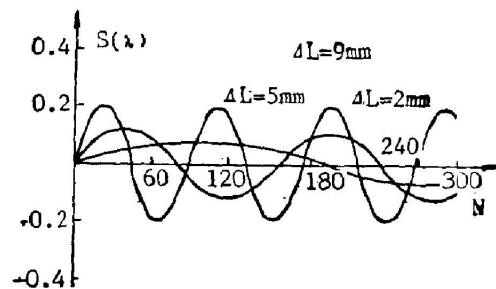


Fig. 5 The maximal wavefront difference S as a function of the reflecting times N . ($L_0 \approx 511$ mm. ΔL is the confocal error)

由于注入光束的模式是与共焦 F-P 腔共轭匹配的, 因而腔的失共焦将随之引起光束模式与 F-P 腔之间的失匹配。模式失匹配的现象, 在实验上并不难观察。当压电陶瓷慢扫描

时,在模式匹配情况下,可观察到输出光斑整体亮暗的变化;反之,则观察到输出光斑呈光环状的收缩与扩张。

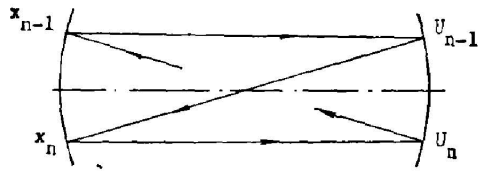


Fig. 6 The calculation of the beam axis

跟踪注入光束的光轴,用几何光学的方法,可以计算这种横向移动。分别以 x_n 和 u_n 表示光束轴线在 M_1 镜和 M_2 镜上的落点坐标,以 $\Delta L = L - L_0$ 表示失共焦量(见图 6),则有

$$x_n = -x_{n-1} - \frac{\Delta L}{L_0} u_{n-1} \quad (8.1)$$

$$u_n = -u_{n-1} - \frac{\Delta L}{L_0} x_n \quad (8.2)$$

式中 n 表示镜面上的落点序号。图 7 是计算结果,横坐标是子光束的循环反射次数,纵坐标是相应的子光束在镜面上的高度。由图 7 可见,当反射次数增加时,横向移动量呈周期性变化。而且,注入高度 h_0 愈大,横向移动的幅度愈大,当注入高度 h_0 等于零时,横向偏移现象消失。

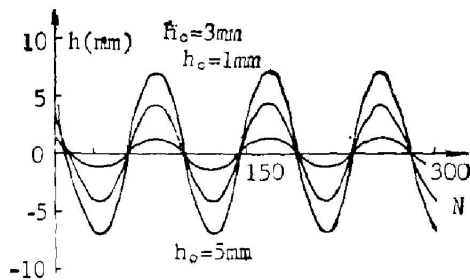


Fig. 7 The altitude h as a function of the reflecting times N ($L_0 = 511$ mm, $\Delta L = 9$ mm)

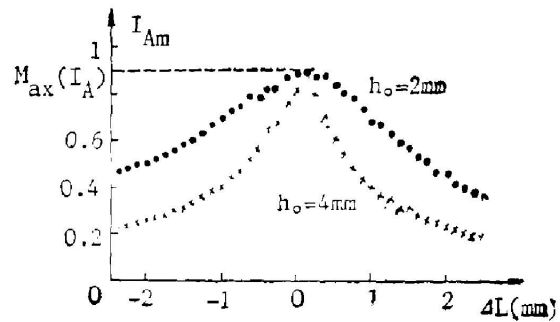


Fig. 8 $\text{Max}(I_A)$ vs ΔL

鉴于在稍大失共焦量和注入高度时,横向移动量就已甚大于光斑尺寸,所以这种现象必然降低 $\text{Max}(I_A)$ 的测量值。为调整方便和实验的具体要求,注入高度 h_0 常常不能太小。因此,为避免这种误差,F-P 腔必须精密地调共焦。为达到高精度测量,必须实现高精度调共焦,这可以通过测量 $\text{Max}(I_A)$ 的失焦曲线来完成。精密改变腔长,并逐点测定 $\text{Max}(I_A)$ 值,结果如图 8 所示。图中画出分别对应于注入光束高度 h_0 为 2 mm 和 4 mm 的两组测量值。在共焦位置,由于波面的纵向及横向移动都已消失,测量值最大,这是我们所要真实的 $\text{Max}(I_A)$ 值。另外,从 $h_0 = 2$ mm 的失共焦曲线明显地比 $h_0 = 4$ mm 的失共焦曲线平坦,表明横向移动效应对实验测量的影响是严重的。

四、测量结果与讨论

为了考核本文测量系统的性能,我们测量了一些弱损耗样品的损耗系数及透过系数。

A. 高反射率膜层的反射损耗测量

高反射膜在反射光束的同时,要吸收和散射光束,引起微量反射损耗。由于损耗系数甚小,常规的测量方法因衬度小而难以奏效。

本文测量系统中,F-P腔的两块腔镜的曲率半径 $L_0=511\text{ mm}$,反射率 $R=98\%$ 。当腔内不放介质时(空腔实验),腔的唯一损耗是反射镜的反射损耗。根据图2所示的计算结果,无损耗时的 $\text{Max}(I_A)=0.255I_0$,实际测到的 $\text{Max}(I_A)=0.177I_0$,由此求得单程损耗 $\beta=0.004$,此即腔镜高反射率膜层的反射损耗。

B. 双面镀增透膜的平板玻璃的透射损耗测量

双面镀增透膜的平板玻璃样品的透射损耗是很小的。我们用四块样品做了测量,并将结果与高精度分光光度计(PERKN-ELMER LAMBDA9,西德制)的测量作比较,如表1所示。考虑到膜层及样品的不均匀性,可以认为两种测量结果是很接近的。

Table 1 The transmissivity measurement results of glass plates with unreflecting coatings

Sample number	1	2	3	4
Measurement result in paper	98.8%	99.4%	98.9%	99.0%
Measurement result by high precision spectrophotometer (PERKN-ELMER LAMBDA 9)	98.8%	99.0%	98.79%	98.25%

排除失共焦因素之后,影响本系统测量精度的因素有两个。其一是光电接收器的读数精度。一般地说,确保接收器的读数精度优于百分之一并不困难,由于衬度提高接近两个数量级,这时相应的腔内损耗测量误差只有万分之一左右。引起绝对测量误差的另一个因素是腔镜反射膜的反射率 R 的数值精度。反射率 R 的数值精度对于腔内损耗的相对测量,并不重要,但对于腔内损耗的绝对测量,则不能忽略。由(4)式,可以求得:

$$\frac{d\text{Max}(I_A)}{I_0 dR} = 2\eta^2 \left(\frac{1-R}{1-R^2\eta^4} \right) \frac{2R\eta^4 - R^2\eta^4 - 1}{(1-R^2\eta^4)^2} \quad (9)$$

这里,已假设二块腔镜具有相同的反射率 R 。以 $R=0.98$ 和 $\beta=1-\eta^2=1/1000$ 具体计算(9)式,可以发现 $\Delta\text{Max}(I_A)/I_0$ 与 ΔR 数值系同一量级。一般地说,反射率 R 的测量精度优于 $1/100$,由于从腔内损耗到 $\text{Max}(I_A)$ 值,衬度提高将近两个数量级,因此与反射率 R 的测量精度相对应的腔内损耗 β 的测量误差只是万分之一左右。总之,作保守的估计,优于 $1/1000$ 的腔内损耗的绝对测量精度,是可以达到的。

综上所述,我们得到以下结论:

A. 用注入型 F-P 共焦球面腔法检测腔内微弱损耗是一种高衬度、高灵敏度、高精度的绝对测量方法。

B. 鉴于该测量方法只需检测出输出光束的强度峰值,因此当用微机配合实现大量数据的快速采数及贮存后,实际上对环境干扰无特殊要求。

C. F-P 腔内的全部空间,都可以成为损耗介质的工作区域,因而容易实现大尺寸的工作区域。对于弱损耗的气体或液体介质,可将 F-P 腔结构封入容器,以实现无界面测量。

D. 用调谐染料激光束作为注入光束后, 上述系统就是一台高衬度、高灵敏度、高精度的激光光谱测量装置。

本工作得到在世高、陈莉娜、葛建忠等同志在镀膜和测量中所给予的很多协助, 谨致谢意!

参 考 文 献

- [1] C. K. N. Patel and A. C. Tam; *Rev. Mod. Phys.*, 1981, **53**, No. 3, 517~524.
- [2] W. B. Jackson *et. al.*: *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 8, 1333~1344.
- [3] H. L. Fang and R. L. Swoford; "Ultra-sensitive laser spectroscopy", (David S. Kliger, eds Academic Press, New York, 1983), 175~230.
- [4] R. G. Bray, W. Henke, *et al.*; *Chem. Phys. Lett.*, 1977, **47**, No. 1, 213~218.
- [5] H. F. Schleck, G. Sulz, 战元令:《光学学报》, 1986, **6**, No. 11 (Nov), 1005~1011.
- [6] 陈守华、徐毓光、H. A. Schuessler;《中国激光》, 待发表.

Absolute measurement of intracavity weak loss for injection Fabry-Perot spherical cavity

XU YUGUANG, RONG ZHONGHUA, YU QINGYUE AND CHEN SHOUHUA

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 5 June 1987; revised 12 August 1987)

Abstract

The loss in an injection Fabry-Perot spherical cavity is very sensitive to the output intensity of optical beam. This behavior can be used for absolute measurements of the cavity loss, even if the loss is very weak. The method has high contrast, high sensitivity and precision. The measurement system and its potential applications are presented.

Key words: injecting confocal Fabry-Perot spherical cavity; the absolute measurement of weak loss.