

用法布里-珀罗谐振腔法 测定光波导的损耗

H. F. Schlaak, G. Sulz

(Fraunhofer-Institut für Physikalische Messtechnik Freiburg, Federal Republic of Germany)

战 元 龄

(南开大学物理系)

提 要

本文对测定光波导损耗的法布里-珀罗谐振腔法作了系统的研究,并将该方法首次推广应用到玻璃光波导损耗的测量上。

一、引 言

光波导不仅在集成光路中起着连接各器件的作用,而且也是各集成光器件如调制器、开关、滤波器、传感器以及非线性光频变换器等的基本组成部分。所有这些器件的性能,特别是有关谐振结构的特性,皆与波导的损耗有关。

因此,随着集成光学的迅速发展,各种测试光波导损耗的方法也相应地建立起来。最常用的方法目前应属棱镜耦合法^[1~2]。但对热电材料如 LiNbO_3 , Haegele 和 Urlich 则建立了一种利用 LiNbO_3 热电效应的巧妙测量方法^[3],他们将小水银滴既作为光吸收体又作为电极来测量由于光吸收而引起的 LiNbO_3 的温升,从而确定光波导的损耗。Glass 等人甚至通过对热电电流的测定确定材料的固有吸收单独引起的损耗^[4]。当然,这两种方法都局限于热电材料及一定的晶体取向上。Jackel 和 Veselka 基于上述水银滴法的思想而建立的量热法^[5],则是在水银滴中置一微型热电偶来直接测量待测波导各点的温升,从而确定波导的总损耗。此外,还有人提出利用对与位置有关的散射光的分析获得波导损耗的方法^[6,7]。

测定光波导损耗的法布里-珀罗谐振腔法是 Kaminow 和 Stulz 首先提出的^[8]。他们测量的是解理的 LiNbO_3 光波导的损耗,这是为获得完善而又相互平行的端面,即为获得理想的法布里-珀罗谐振腔所采取的措施。但由于 LiNbO_3 中只有一个解理面,而且它与晶体的光轴有约 33° 的夹角,这就限制了该方法的通用性。Regener 和 Sohler 则将此方法推广到晶体的各标准取向上^[9],用低精细度(端面不镀增反射膜)的法里布-珀罗谐振腔,对两种光波偏振态,测定了光波导的总损耗。测量中他们都采用将光波导加热以改变谐振腔光学长度的方法来获取谐振曲线的。

我们在测定光波导损耗时,亦采用了法布里-珀罗谐振腔法,但不是用加热光波导的方

法来产生谐振曲线,而是采用调制激光二极管工作电流,亦即使激光波长发生微小变化的简单方法。实践证明,用谐振腔法不仅可测量折射率较高的 LiNbO_3 光波导的损耗,亦可测量折射率较低的玻璃光波导的损耗。

二、方法原理

将光波导两端面研磨成平面,使之相互平行,则有如图 1 所示的法布里-珀罗谐振腔。不难证明,对单模波导导模该谐振腔的透射率 I_T 的反射率 I_R 分别为

$$I_T = \frac{|E_d|^2}{|E_0|^2} = \frac{|d_1|^2 |d_2'|^2 e^{-2\alpha' l}}{(1 - |r_1| |r_2| e^{-2\alpha' l})^2 + 4 |r_1| |r_2| e^{-2\alpha' l} \sin^2 \left(\beta l - \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} \right)}, \quad (1)$$

$$I_R = \frac{|E_r|^2}{|E_0|^2} = |r_1'|^2 + \frac{A}{(1 - |r_1| |r_2| e^{-2\alpha' l})^2 + 4 |r_1| |r_2| e^{-2\alpha' l} \sin^2 \left(\beta l - \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} \right)}, \quad (2)$$

其中

$$A = |d_1|^2 |d_1'|^2 |r_1|^2 e^{-4\alpha' l} + 2 |r_1'| |d_1| |d_1'| |r_1| e^{-2\alpha' l} \cos(\psi_1' - \psi_2 - \varphi_1 - \varphi_1' + 2\beta l) - 2 |r_1'| |r_1| |r_2|^2 |d_1| |d_1'| e^{-4\alpha' l} \cos(\psi_1 + \psi_1' - \varphi_1 - \varphi_1').$$

以上诸式中 E_0 、 E_d 和 E_r 分别为导模的入射光、透射光和反射光的振幅; d_i 、 d_i' ($i=1, 2$) 为导模在端面上的振幅透射系数; r_i 、 r_i' ($i=1, 2$) 为导模的振幅反射系数。考虑到反射和透射时的位相变化,则有 $d_i = |d_i| e^{j\varphi_i}$, $d_i' = |d_i'| e^{j\varphi_i'}$, $r_i = |r_i| e^{j\varphi_i}$ 和 $r_i' = |r_i'| e^{j\varphi_i'}$ ($j = \sqrt{-1}$, $i=1, 2$); l 为腔长, α' 为振幅损耗系数, β 为导模的传播常数。

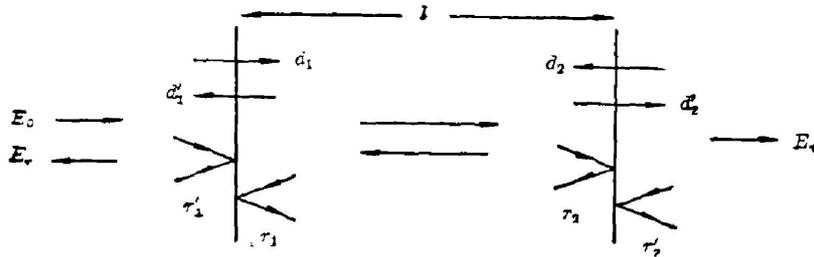


Fig. 1 Fabry-Pérot resonator

对端面不镀增反膜的情形,由于 r_i 、 r_i' 、 d_i 和 d_i' 的绝对值只取决于波导的折射率和空气的折射率,所以谐振腔是对称的,即两端面有相同的透射率 $T = |d_1|^2 = |d_1'|^2 = |d_2|^2 = |d_2'|^2$ 和反射率 $R = |r_1|^2 = |r_1'|^2 = |r_2|^2 = |r_2'|^2$ 。又由于此时有 $\psi_1 = \psi_2 = \varphi_1 = \varphi_1' = \varphi_2 = \varphi_2' = 0$ 与 $\psi_1' = \psi_2' = \pi$,若以 α 表示功率损耗系数,则(1)式和(2)式可分别简化为

$$I_T = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha l}}{(1 - R e^{-\alpha l})^2 + 4 R e^{-\alpha l} \sin^2(\beta l)}, \quad (3)$$

$$I_R = \frac{R (1 - e^{-\alpha l})^2 + 4 R e^{-\alpha l} \sin^2(\beta l)}{(1 - R e^{-\alpha l})^2 + 4 R e^{-\alpha l} \sin^2(\beta l)}, \quad (4)$$

其中假设了端面无吸收和散射损耗,即 $R + T = 1$ 。

在图 2 中,对 LiNbO_3 波导和玻璃波导(BK7),以导模在谐振腔中往返传播一次的总损耗分别等于 0、1dB 和 2dB 的情形,表示出分别按(3)式和(4)式计算出的透射和反射谐振

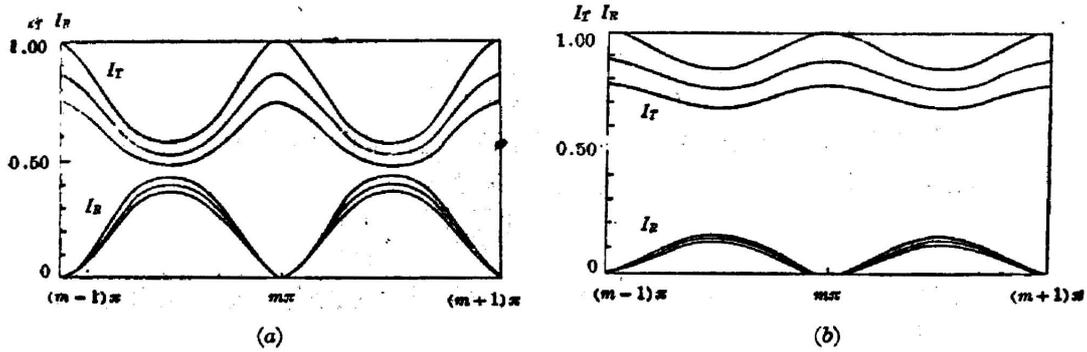


Fig. 2 Transmitted and reflected intensity I_T, I_R versus phase shift βl calculated by formulars (3) and (4) with loop total loss of 0, 1 and 2dB, respectively

(a) Ti:LiNbO₃ waveguide, (b) glass waveguide

曲线, 即 I_T 和 I_R 与相移 βl 的关系。由此图可明显看出, 只有透射谐振曲线可用作损耗测量, 因为只有它随损耗有明显的变化。

相移的变化, 可通过各种方法实现。如上所述, 我们是采用改变波长的办法, 即通过调制激光二极管电源的供电电流使激光器的输出波长发生微小变化 (数量级为 0.6 \AA) 的办法。图 3 和图 4 是由 LiNbO₃ 和玻璃光波导分别获得的法布里-珀罗谐振曲线的例子, 这是由大量实验记录中随意批选的两个。

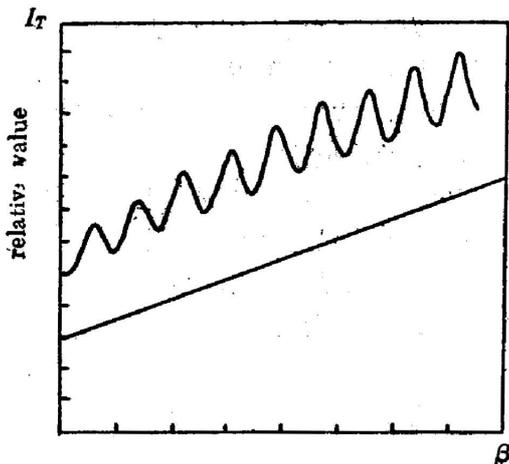


Fig. 3 Transmitted intensity I_T versus phase shift βl (realized by a total wavelength shift of about 0.6 \AA) obtained with a $2.5 \mu\text{m}$ -wide 18.7 mm long strip waveguide resonator on a z-cut LiNbO₃ crystal. The straight line obtained with D_1 shows the increase in output of the laser with wavelength shift.

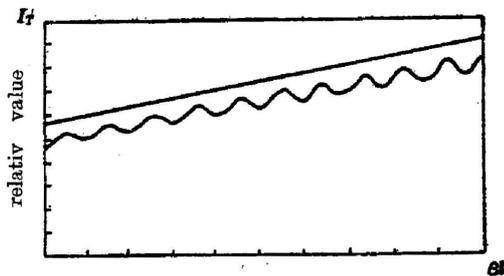


Fig. 4 Transmitted intensity I_T versus phase shift βl obtained with a $6.5 \mu\text{m}$ wide, 35.8 mm-long strip waveguide resonator on glass (BK7)

波导损耗可方便地由谐振曲线的极值求得。由 (3) 式知, 透射谐振曲线的极小值和极大直分别为

$$I_{\min} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha l}}{(1+R e^{-\alpha l})^2}, \quad (5)$$

$$I_{\max} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha l}}{(1-R e^{-\alpha l})^2}. \quad (6)$$

于是

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{(1 - Re^{-\alpha l})^2}{(1 + Re^{-\alpha l})^2} \quad (7)$$

因此,在已知 R 和 l 时,由谐振曲线求得 I_{\min}/I_{\max} 后,就可求得波导的总损耗。

经简单的运算,并以 dB/cm 为单位表示损耗 α 时,则有

$$\alpha = -\frac{4.34}{l} \ln \left[\frac{1 - \sqrt{I_{\min}/I_{\max}}}{1 + \sqrt{I_{\min}/I_{\max}}} \cdot \frac{1}{R} \right] \quad (8)$$

对于弱波导结构,如 Ti:LiNbO₃ 波导和玻璃的弱离子交换波导,波导端面的反射率 R 可近似由下式^[10]

$$R = \left(\frac{n_{\text{eff}} - 1}{n_{\text{eff}} + 1} \right)^2 \quad (9)$$

给定,其中 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中的光波波长,即 R 可由导模的有效折射率求得。

(9)式是对理想波导端面反射率的很好近似。当然,如果端面有缺陷,则其反射率比理想情况下的较低。此外,若两端面的平行度较差,则谐振曲线极小值和极大值的差别亦会比理想的情况下的为小。因此,由(8)式确定的损耗是波导损耗的上限

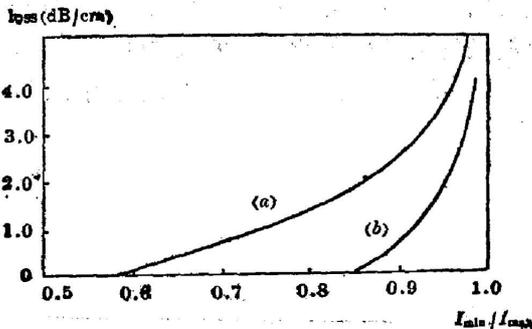


Fig. 5 Loss (dB/cm) versus I_{\min}/I_{\max} for (a) $R=0.142$ (LiNbO₃) and (b) $R=0.041$ (BK7) with $l=30$ mm

为直观地说明上述方法以及其适用范围,图5中分别对 $R=0.142$ (LiNbO₃) 和 $R=0.041$ (BK7) 以及长度为 $l=3$ cm 的情形,表示出损耗 α (dB/cm) 随 I_{\min}/I_{\max} 的变化。由图可见,这里所讨论的法布里-珀罗谐振腔法只适用于小损耗的测量,而且对同一种波导,损耗越小,其测量精度越高,因此是测量小损耗的有效方法,从而成为对通测量方法的补充。

三、实验装置

实验装置如图6所示。光源为两个辐射波长分别为 832.9 nm 和 789.0 nm 的半导体激光二极管。它们发射的激光束分别经显微物镜 MO_3 和 MO_4 (皆为 8/0.2, $I=1.5$) 后变为平行光束。为防止反射光对激光器的干扰,在两激光器前各置一个由偏振器和四分之一波片组成的光学隔离器。光学频谱分析仪 OSA 用于检测激光谱线的线宽,对波长为 789.0 nm 的激光谱线测得其谱线宽度为 38 MHz。显微物镜 MO_1 (10/0.22, $I=2$) 将激光束聚焦在波导的端面上,经对端耦合而将激光耦合入波导中。光波导基片本身位于一个可沿水平和垂直方法(皆垂直于光的传播方向)移动的支座上,移动由步进马达控制,最小移距为 0.1 μ m。波导导模的近场分布经显微物镜 MO_2 (40/0.65) 放大后可由电视系统进行观测。同时,由波导耦合出的另一部分透射光经分光器 ST_2 反射后而被光二极管探测器 D_2 接收,用来测定透射光的光强,从而可获取光源被调制时导模的透射谐振曲线。经分光器 ST_1

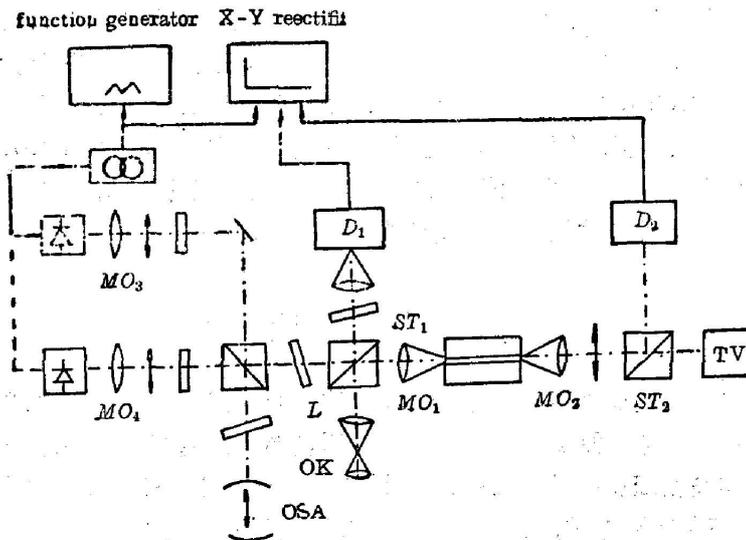


Fig. 6 Schematical experimental setup

分出的激光被光二极管探测器 D_1 接收, 它用于监测激光二极管的输出功率, 特别是当激光二极管的工作电流被调制时激光器输出功率的变化。透镜 L 和目镜 OK 构成一望远系统, 可用于观测波导端面是否准确地位于显微物镜 MO_1 的焦平面上。利用这一装置, 可进行下列各种观测:

1. 观测波导模式的近场分布, 确定波导在深度和宽度上的导模数;
2. 测定模式的光强分布 (在电视屏上可显示出扫描情况);
3. 获取单模波导导模的透射谐振曲线, 以确定波导损耗;
4. 测定定向耦合器的耦合特性。

导模(单模)谐振曲线的获取由计算机控制, 即在计算机发出对激光电源作电压调制(调制频率为 20 ms^{-1} , 调制电压由 -5 V 线性地升到 $+5 \text{ V}$) 的同时, 测量和控制处理机就进行测量和数据获取, 再经计算机运算后, 而显示和绘制出如图 3 和图 4 所示的谐振曲线。

四、实验结果

图 3 和图 4 分别给出了由 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 条形光波导和玻璃条形光波导所获得的谐振曲线。波导长度分别为 18.7 mm 和 35.8 mm 。 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 条形波导是在 z -切 LiNbO_3 晶体上经 Ti 于 1000°C 下扩散 6 小时而制得的, 波导宽度为 $2.5 \mu\text{m}$, 在波长为 789.0 nm 时为单模波导。玻璃 (BK7) 条状波导则是在 400°C 的 AgNO_3 和 NaNO_3 ($\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3 = 5 \times 10^{-4}$) 熔液中经离子交换 8 小时而制得的。波导宽度为 $6.5 \mu\text{m}$, 在波长为 789.0 nm 时亦为单模波导。

由于在对激光器的工作电流进行线性增大的调制时, 激光输出功率本身也呈线性增大 (见图 3 和图 4 中由探测器 D_1 产生的单调上升的直线), 所以在确定极大值和极小值时, 要利用它们的包络线来确定, 并对多点取平均。对上述两图所示的曲线, 按前述原理测得 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 波导和玻璃波导的损耗分别为 2.25 dB/cm 和 0.53 dB/cm 。其误差主要决定

于极值的确定精度。对图 3 和图 4 的情形,极值的相对误差可达 $\pm 0.3\%$, 从而导致损耗的测量误差分别为 $\pm 0.06 \text{ dB/cm}$ 和 $\pm 0.08 \text{ dB/cm}$, 即两波导的损耗分别为 $(2.25 \pm 0.06) \text{ dB/cm}$ 和 $(0.53 \pm 0.08) \text{ dB/cm}$ 。但如上所述, 由于波导端面的加工不可能是完善的, 端面反射率肯定低于按菲涅耳系数所计算出的反射率(这里分别是 0.142 和 0.041), 以及两端面不严格平行(且都垂直波导)也会降低曲线极大值和极小值的差别, 因此, 波导的真正损耗肯定低于所得数值, 即所得数值是波导损耗的上限。

五、结 论

法布里-珀罗谐振腔法提供一种测量单模波导的低损耗的有效方法, 所得损耗是波导总损耗的上限, 而且对同一种波导, 其损耗越小, 测量精度亦越高。此外, 这一方法的重要性还在于: 当要制作高精度的谐振器件, 如制作集成光学频谱分析仪, 共振谐波发生器以及集成光学参量振荡器等器件时, 在镀高反膜之前, 用这种方法就可对波导的损耗和端面的加工完善性进行整体的检测和挑选。

参 考 文 献

- [1] H. P. Weber *et al.*, *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 4 (Apr), 755.
- [2] Y. H. Wu *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**, No. 3 (Aug), 269.
- [3] K. H. Haegle, R. Ulrich; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, No. 2 (Feb), 60.
- [4] A. M. Glasse *et al.*; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, No. 2 (Jan), 276.
- [5] J. L. Jackel, J. J. Veselka; *Appl. Opt.* 1984, **23**, No. 2 (Jan), 197.
- [6] J. E. Goell, R. D. Standley; *Bell. Syst. Tech. J.*, 1969, **48**, No. 10 (Dec), 3445.
- [7] Y. Okamura *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 22 (Nov), 3892.
- [8] I. P. Kaminow, L. W. Stulz; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**, No. 1 (July), 62.
- [9] R. Regener, W. Sohler; *Appl. Phys. (B)*, 1985, **36**, No. 3 (Mar), 143.
- [10] R. W. Davies, J. N. Walpole; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1976, **QE-12**, No. 5 (May), 291.

**Loss measurement of optical waveguides
by using Fabry-Perot resonator**

H. F. SCHLAAK, G. SULZ

(Fraunhofer-Institut für Physikalische Messtechnik Freiburg, West Germany)

ZHAN YUANLING

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

(Received 3 March 1986; revised 25 April 1986)

Abstract

The Fabry-Perot resonator used for loss measurements of optical waveguides has been systematically analyzed. It has been found for the first time that this method can also be used for the loss measurements of glass waveguides prepared by the ion exchange method.