

平面光波导的平面内散射的测量

许政权 张 懿*

(上海交通大学应用物理系)

提 要

本文介绍了一种测量平面波导的平面内散射的散射角 $\phi_{-40\text{db}}$ 的实验装置和方法, 并对 LiNbO_3 波导的 $\phi_{-40\text{db}}$ 进行了测定。发现由于光路情况的变化, 散射角 $\phi_{-40\text{db}}$ 的数值差别甚大。本文分析了产生差别的主要原因——本底分布, 并对散射角重新定义。新定义的散射角 $\phi'_{-40\text{db}}$ 减少了本底分布对它的影响, 这样, 实验所得的结果, 其误差就较为合理。

平面光波导是由三层折射率不同的区域组成的。波导层的折射率可以是均匀的, 也可以是渐变的。但无论用何种工艺制备的波导, 波导层折射率的局部不均匀以及表面的局部缺陷是不可避免的, 它们构成了光的散射体。光受到散射体的散射, 使波导内传播的光束加宽, 光束沿波导平面加宽的现象称为平面内散射 (In-plane Scattering)。平面内散射将使信号失真, 直接影响到集成光学器件的功能。例如, 用集成光学器件组成的射频频谱分析仪, 其动态范围和分辨率就受到平面内散射的限制。

一、实验原理

如图1所示, 一束平行光入射到输入棱镜, 耦合至波导内, 光在波导内传播一段路程后, 再由输出棱镜耦合至空气, 经透镜会聚在焦平面 F 上形成线状的象。通过对焦平面上 Y 方向亮线的光强分布的测定, 可以确定平面内散射的大小。

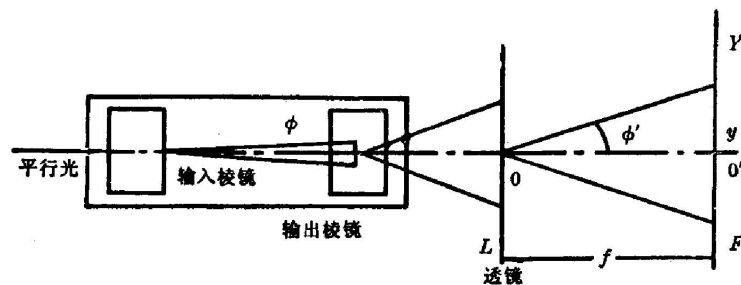


图1 实验原理示意图

Fig. 1 The schematic diagram of experimental principle

散射程度一般可用散射角来定量描述。散射角定义为, 光强距峰值 -40db (即 $I/I_{\text{max}} = 10^{-4}$) 处的角宽度, 用 $\phi_{-40\text{db}}$ 表示。平面内散射的大小是衡量波导质量的指标之一。

收稿日期: 1982年12月1日; 收到修改稿日期: 1983年11月16日

* 现在上海工业大学工作。

如图 1 所示, 光束通过棱镜, 根据折射定律, 当光束在波导和空气中的半张角 ϕ 和 ϕ' 很小时

$$n_{\text{eff}} \phi = \phi', \tag{1}$$

式中 n_{eff} 是波导的有效折射率。从输出棱镜出射的光束用焦距为 f 的透镜聚焦, 则

$$\phi = y/n_{\text{eff}} \cdot f, \tag{2}$$

(2) 式就是测量平面内散射的计算公式, 由散射角的定义知

$$\phi_{-40 \text{ db}} = y_{-40 \text{ db}}/n_{\text{eff}} \cdot f, \tag{3}$$

(3) 式中 n_{eff}, f 是已知的, 所以仅需测定 $y_{-40 \text{ db}}$ 值, 便可求得平面内散射角 $\phi_{-40 \text{ db}}$ 。

二、结果与讨论

实验装置如图 2 所示:

1. 测量结果

在计算 $\phi_{-40 \text{ db}}$ 时取 $n_{\text{eff}}=2.20, f=63.2 \text{ mm}$, 其实测结果如表 1 所示。从表 1 中可知,

波导编号 1#、2# 的二次测量由于小孔孔径的变化, 使 $\phi_{-40 \text{ db}}$ 相差甚大; 波导编号 3# 二次测量中曾将波导的耦合棱镜拆下后重新装上, 其它装置虽未变动, 但 $\phi_{-40 \text{ db}}$ 仍有较大差异。

根据 (3) 式求微分得

$$\Delta\phi_{-40 \text{ db}} = \frac{\Delta y}{n_{\text{eff}} \cdot f} + \frac{y_{-40 \text{ db}} \Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}^2 \cdot f} + \frac{y_{-40 \text{ db}} \cdot \Delta f}{n_{\text{eff}} \cdot f^2}, \tag{4}$$

若取 $\Delta y=0.015 \text{ mm}, \Delta n_{\text{eff}}=0.01, \Delta f=1 \text{ mm}, n_{\text{eff}}=2.20, f=63.2$

$\text{mm}, y_{-40 \text{ db}}$ 取二次测量中数值大者 (这样取法是人多地放大了允许范围), 代入 (4) 式, 得到

表 1 实验测量计算及结果

Table 1. The calculations and results of experimental measurements

绘图编号	波导编号	测量序号	小孔编号	$y_{-40 \text{ db}}(\text{mm})$	$\phi_{-40 \text{ db}}(\text{m rad})$
1	1#	1	4	0.7215	5.189
2	1#	2	1	1.316	9.467
3	2#	1	2	1.034	7.433
4	2#	2	4	0.8346	6.003
5	3#	1	1	1.365	9.817
6	3#	2	1	1.209	8.695

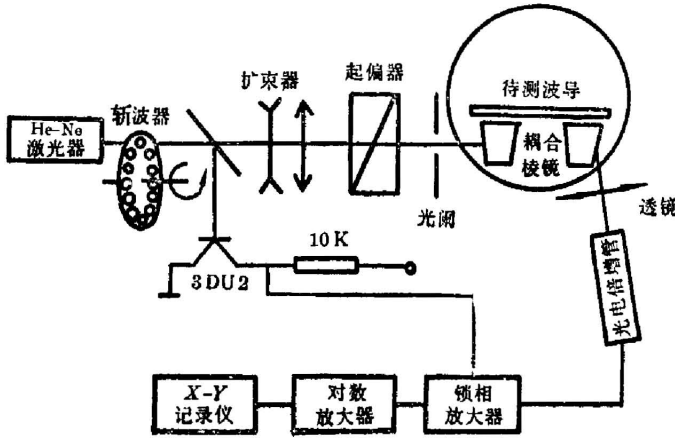


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 The schematic diagram of the experimental setup

允许误差 $\Delta\phi_{-40\text{ dB}}$ (以下用 $\Delta\phi_{\text{允}}$ 表示)。而 $\Delta_{\text{允}} = \Delta\phi_{\text{允}}/\bar{\phi}_{-40\text{ dB}}$ 为允许相对误差 ($\bar{\phi}_{-40\text{ dB}}$ 为二次测量的平均值)。现将实际误差与允许误差列于表 2 作比较。

表 2 实际误差与允许误差的比较

Table 2 The comparison of the experimental errors with the allowable ones

波导编号	实 测 值			允 许 值	
	$\Delta\phi_{\text{实}} = \phi_1 - \phi_2 $ (m rad)	$\bar{\phi}$ (m rad)	$\Delta_{\text{实}}$	$\Delta\phi_{\text{允}}$ (m rad)	$\Delta_{\text{允}}$
1#	4.278	7.328	58.38%	0.3006	4.10%
2#	1.430	6.718	21.29%	0.2593	3.86%
3#	1.122	9.256	12.13%	0.3077	3.32%

从表 2 可知,实际的测量误差及相对误差都大大超出了允许范围,并且可以看到光路情况变化愈大,误差愈大。因此,有必要对实际光路进行一下分析,找出误差产生的原因。

2. 产生误差的原因

由 He-Ne 激光器产生一高斯光束。经过扩束,使原来的腰 w_0 变为 w'_0 , 远场发散角由 θ 变为 θ' 。其中 $w'_0 > w_0$, $\theta' < \theta$ 。

当扩束后的光束经过小孔 H 以后,光束不再是高斯光束了,然而在一定范围之内,距主光轴的光强分布仍为高斯型。如暂不考虑衍射效应的影响,对出射小孔的光束用透镜聚焦,焦平面 F 的光强分布可写成

$$I = I_0 \exp(-r^2/c^2), \quad (5)$$

式中 r 为距主光轴的距离, c 是小孔孔径 R 的函数,且随 R 增大单调上升。当 R 足够大时, c 即为 w'_0 。一旦 R 确定, c 为一常数。

根据图 3 的光路,作者曾换用了三个不同孔径的圆孔,在透镜 L 的焦平面上,测量了它们的光强分布。发现(i)在曲线 $0 \sim -20\text{ dB}$ 段,光强分布基本符合高斯型,并随小孔 R 变小,图形变窄;(ii)随着小孔孔径变小,衍射的影响明显加大,在 -3 dB 以下部分有明显“加宽”现象。

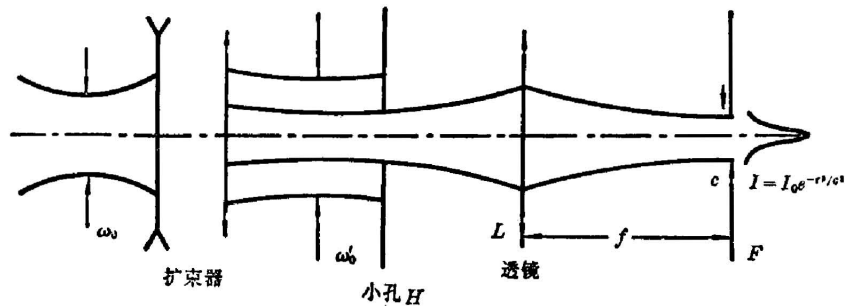


图 3 测量强度分布的光路

Fig. 3 Optical path for measuring the intensity distribution

本文的实验装置与图 3 所示光路的差别仅是小孔 H 和透镜 L 之间加入了待测波导。在散射角公式推导时,曾把耦合棱镜作为平板型通光元件,既然是通光元件,就存在一个通光孔径问题。实际上输入-输出棱镜的底面与波导耦合区域的面积和形状随耦合状况而变化。

耦合进入波导的光束的强度分布与耦合区域的面积和形状有关。如波导并无散射,用该实验装置测量透镜 L 的焦平面 F 上的光强分布,它仍可表达为

$$I(y) = I_0 \exp(-y^2/c^2), \quad (6)$$

此时, c 应是小孔孔径及两个耦合形状的函数。由于耦合面积、形状和效率的测量十分困难。所以, c 一般不能事先确定,只能在实际过程中加以推测(因为各条件都固定时, c 是一常数)。我们称(6)式为“本底”分布。

同一块波导在同一点测量的 $\phi_{-40\text{db}}$ 结果的误差那么大,作者认为主要是“本底”的影响。

3. 对散射角定义的修正

综合分析,显然原来定义的散射角 $\phi_{-40\text{db}} = y_{-40\text{db}}/n_{\text{eff}} \cdot f$ 是有缺陷的。它主要忽略了光强的“本底”分布。如能对散射角 $\phi_{-40\text{db}}$ 重新定义,使它减少“本底”分布的影响,便能较确切地反映平面内散射的真实情况。

根据前述可以把 $0 \sim 20\text{db}$ 段的曲线看作是标准的高斯曲线。在散射曲线图(如图4所示)上找到 $y'_{-20\text{db}}$ 的值,根据 $I = I_0 \exp(-y^2/c^2)$ 得到 $10^{-2} = \exp(-y'^2_{-20\text{db}}/c^2)$, 于是

$$c^2 = -y'^2_{-20\text{db}}/\ln 10^{-2}. \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式得 $y'_{-40\text{db}} = \sqrt{2} y'_{-20\text{db}}$ 。如认为 $y'_{-40\text{db}}$ 是“本底”影响且与散射无关,那么真正反映散射的是 $\Delta y_{-40\text{db}} = y_{-40\text{db}} - y'_{-40\text{db}}$ 。经过这一修正,重新定义的散射角 $\phi'_{-40\text{db}}$ 应为

$$\phi'_{-40\text{db}} = \Delta y_{-40\text{db}}/n_{\text{eff}} \cdot f. \quad (8)$$

用(8)式对表1测量结果进行修正,重新计算 $\phi'_{-40\text{db}}$,并作误差比较,其结果如表3所示。

表3 考虑“本底”分布后的实验测量及计算结果和误差比较

Table 3 The comparison of the experimental measurements and calculations “natural-ground” distribution with the errors, considering

绘图编号	波导编号	测量序号	小孔编号	$\Delta y_{-40\text{db}}$ (mm)	$\phi'_{-40\text{db}}$ (m rad)	$\bar{\phi}_{-40\text{db}}$ (m rad)	$\Delta\phi_{\text{实}}$ (m rad)	$\Delta\%$	$\Delta\phi_{\text{允}}$ (m rad)	$\Delta\%$
1	1#	1	4	0.2120	1.525	1.511	0.028	1.85%	0.1389	9.19%
2	1#	2	1	0.2081	1.497					
3	2#	1	2	0.6474	4.656	4.516	0.280	6.20%	0.2026	4.49%
4	2#	2	4	0.6085	4.376					
5	3#	1	1	0.5377	3.867	4.000	0.266	6.68%	0.1920	4.80%
6	3#	2	1	0.5747	4.133					

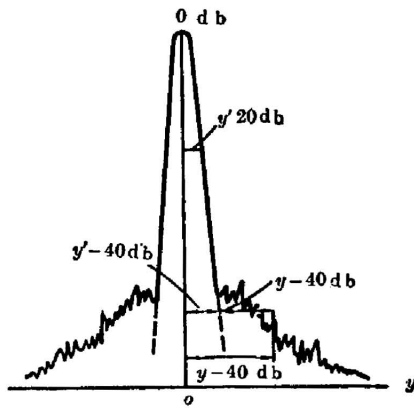


图4 m 线光强分布轮廓

Fig. 4 The profile of the intensity distribution of the m -line

从误差对比可以看到,新定义的 $\phi'_{-40\text{db}}$ 大大减少了误差,实验误差与理论允许值比较接近。这说明了衍射使“本底”分布在 -30db 以下段的“加宽”的影响,同样不能忽略。但这样的“加宽”,实际上是很难定量描述及预先测量的。所以,考虑本底分布后的定义是有实际意义的。

本实验是在上海交通大学应用物理系固态电子学研究室进行的。实验中得到陈益新副教授的有益指导和陈梅玲等有关同志的帮助,实验所用的锁相放大器是与研究生章吉良同志一起制作的,在此谨表谢忱。

参 考 文 献

- [1] David W. Vahey; *SPIE*, **176**, «*Guided Wave Optical Systems and Devices II*», 62, 1979.

The measurement of in-plane scattering of the planar light waveguides

XU ZHENGQUAN AND ZHANG YI

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiao-Tong University)

(Received 1 December 1982; revised 16 November 1983)

Abstract

In this paper, an experimental set up and a method of measuring the scattering angle are introduced. The measuring method of the scattering angle is as follows. The guided light wave propagating in the waveguide is coupled out by a prism. The well known m -line can be observed. By measuring the distribution of the light intensity along the m -line, the line width which covers a region of -40db from the peak of the curve can be read out. While converting it into an angle of slope of the light beam, the scattering angle is obtained.

It has been found that the influence of the scattering on the profile of the m -line is not considerable in the region from 0 to -20db . The segment of the curve coincides with the intensity distribution of the incident beam. On the other hand, the intensity distribution of the incident beam can be considered as a Gaussian one. Thus we can take the segment from 0 to -20db of the profile of the m -line as the intensity distribution of the incident beam and calculate its width at the -40db region. Considering the intensity distribution of the incident beam, we redefine the scattering angle. Thus, the error of obtained result is reasonable.