

金属复盖介质波导的模式色散性质*

李瑞镛 盛虞琴 王炳奎 章志鸣

(上海交通大学应用物理系) (复旦大学物理系)

提 要

本文用频率扫描 ATR (衰减全反射) 法测量了用棱镜耦合的金属复盖介质波导中导模的色散性质, 首次在实验中观察到模折射率 $\text{Re } N < 1$ 的光导模, 实验结果与理论计算相符。实验中发现, 耦合效率及 N 数值与金属层的厚度有关, 当金属耦合层的厚度为 180 \AA 时, 耦合效率达到极大值。

在集成光学发展的早期, Tien^[1] 等人用 m 线方法对单面金属复盖介质波导进行过研究。Otto 与 Sehler^[2] 用角度扫描 ATR 方法测量了单面金属复盖介质波导的模式。但是, 至今未见有关金属复盖介质波导中 $\text{Re } N < 1$ 光导模的报道。对这类波导问题在于采用什么样的波导结构和如何实现光学耦合。本文用衰减全反射方法, 通过在金属中的透射迅衰场, 在双面金属复盖介质波导中激发起 $\text{Re } N < 1$ 的光导模。ATR 方法有角度扫描与频率扫描两类, 在测量 $\text{Re } N < 1$ 的光导模时, 根据我们的分析, 频率扫描法更为优越, 因为它得到的衰减峰其半宽度较小, 确定峰值位置比较准确。因此本文采用了频率扫描 ATR 方法。

一、原理和实验装置

ATR 方法的原理 频率为 ω 的单色平行光入射到棱镜上, 如图 1 所示, 当入射角 α 大于临界角, 则入射光受到全反射。如果入射光在棱镜内沿 ω 方向的波矢分量 $(n_p \omega/c) \sin \alpha$ 与波导中导模波矢 β 之间满足波矢匹配条件

$$(n_p \omega/c) \sin \alpha = \beta, \quad (1)$$

则入射光将通过透射迅衰场将能量耦合到波导中激发导波。原束全反射的光强因此而产生了衰减。

实验上波矢匹配是通过改变入射角 α , 或者改变入射光频率 ω 来实现的, 这两种方法分别称为角度扫描法与频率扫描法。当 α 固定, 改变 ω ,

(1) 式可写成

$$\beta = (n_p \sin \alpha/c) \omega. \quad (2)$$

这在 $\beta-\omega$ 平面上表示一条直线, 称为频率扫描线(如图 2 所示), 它与波导模式色散曲线的

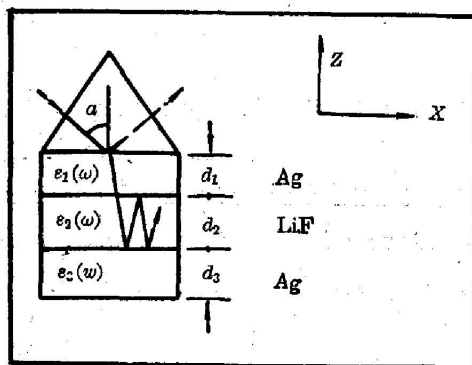


图 1 双面金属复盖介质波导的结构

Fig. 1 Structure of a double metal cladded dielectric waveguide

收稿日期: 1982年11月26日; 收到修改稿日期: 1983年6月14日

* 中国科学院科学基金资助课题

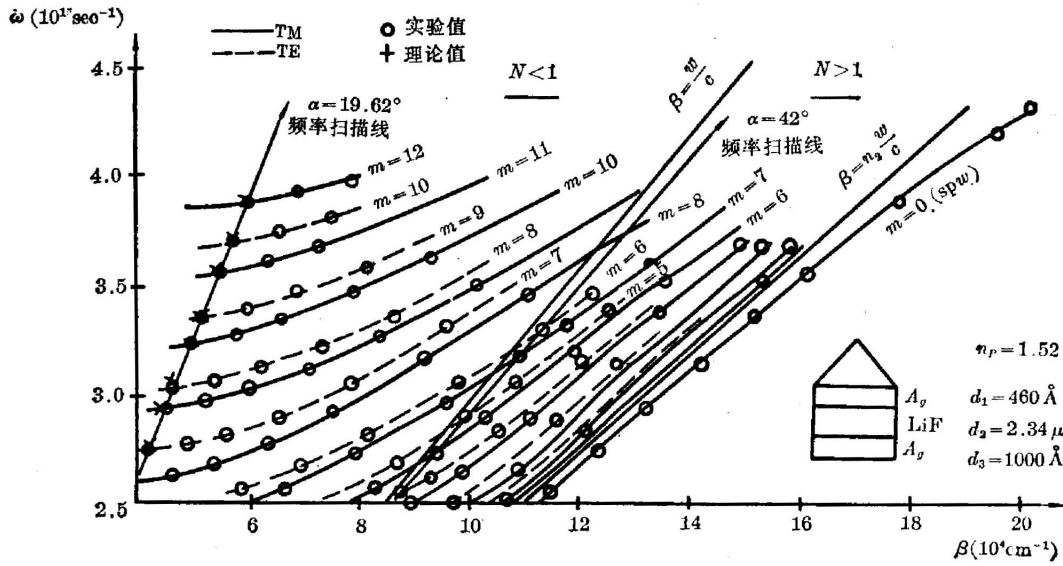


图2 金属复盖介质波导的模式色散曲线

Fig. 2 The mode dispersion of the metal cladded dielectric waveguide

交点处, 波矢匹配条件得到了满足, 产生衰减全反射, 若用棱镜耦合波导的反射光强度与入射光强度之比值表示反射率 R , 频率扫描法给出的是 $R \sim \omega$ 关系; 若入射角为 α_i , 反射率曲线在 $\omega_1^i, \omega_2^i, \dots, \omega_l^i$ 处产生衰减全反射, 将 ω_l^i 根据模折射率定义可以计算出相应的各个模式的 β_l^i 值。在不同的 α_i 重复频率扫描, 就得到一组 $\beta_l^i \sim \omega_l^i$ 值, 由此可以在 $\beta - \omega$ 平面上画出在所使用的频率范围内的全部模式的色散曲线。

实验装置 测量波导样品反射率所用的装置如图3所示。溴钨灯发出的连续光谱经过棱镜单色仪之后获得单色光。为了减小测量误差, 用一只光电倍增管分别测量样品的入射与反射光强。旋转的光导纤维探头对 AI_0 与 RI_0 取样后送入光电倍增管, 输出电信号 KAI_0 与 KRI_0 经门电路分离, 其中 KAI_0 送去控制高压电源从而控制光电倍增管的增益。电路设计使 KAI_0 在频率扫描过程中为恒值。因为 A 为常数, 所以 KI_0 为常数, 从而 KRI_0 就简单地正比于 R , 信号 KRI_0 经锁相放大器之后送入 $X - Y$ 记录仪的 Y 轴, 同时在 X 轴输入频率变化的信号, 就可以得到 $R \sim \omega$ 曲线。经测定, 这套装置能够在 $4000 \sim 7500 \text{ \AA}$ 进行连续扫描, 反射率数值的测量误差不大于 2%, ATR 峰频率的测量误差不大于 1%。

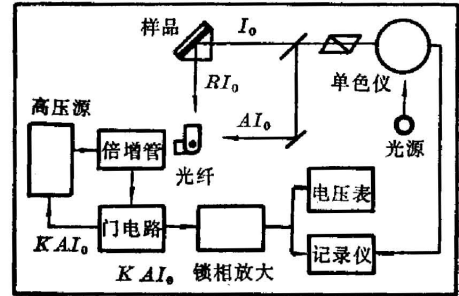


图3 实验装置

Fig. 3 The experimental diagram

波导样品是用真空镀膜法制成放置在棱镜底面上的。将棱镜表面清洗之后, 在 4×10^{-5} Torr 真空中蒸镀银膜, 其厚度用测量银膜透射率的方法控制, 蒸镀速率约为 $2000 \text{ \AA}/\text{min}$, 接着在银膜表面蒸镀 LiF, 蒸镀速率约为 $3000 \text{ \AA}/\text{min}$, 其厚度用透射极值法控制。最后在 LiF 表面再蒸镀一层银膜, 形成棱镜耦合的金属复盖介质波导。

二、实验结果与讨论

1. 双面金属复盖介质波导的模式性质

样品的结构为 Ag-LiF-Ag, 厚度 $d_1=460 \text{ \AA}$, $d_2=2.34 \mu$, $d_3=1000 \text{ \AA}$, 实验得出的模式色散曲线如图 2 所示。其中 $(\omega/c) < \text{Re}\beta < \sqrt{\epsilon_2}(\omega/c)$ 的部分是 $\text{Re}N > 1$ 的模, $0 < \text{Re}\beta < (\omega/c)$ 的部分是 $\text{Re}N < 1$ 的模。这两部分模在 $\text{Re}\beta = (\omega/c)$ 的地方连续。TM 的零阶导模不存在, 但 TM 波可以激发银膜表面的等离子体激元波 (SPW)。实验中测到了 SPW 的色散曲线。它处于导模区之外, 即处在 $\text{Re}\beta > \sqrt{\epsilon_2}(\omega/c)$ 的区域中。图 2 中带箭头的直线即为频率扫描线, “0” 表示实验值, 其中 $\alpha=19.62^\circ$ 的频率扫描线在 $\text{Re}N < 1$ 区域, $\alpha=42^\circ$ 的频率扫描线在 $\text{Re}N > 1$ 的区域。实验得到的频率扫描 ATR 曲线如图 4 所示。

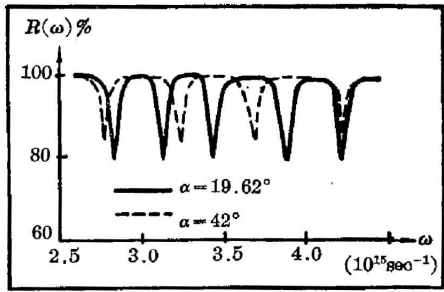


图 4 频率扫描 ATR 曲线

Fig. 4 The curves from frequency-scanning ATR

理论计算是借助于如下模式方程完成的^[3]

$$k_2 d_2 = m\pi + \phi_1 + \phi_3 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

考虑到银的介电系数在本文所用的频率范围内其实部远大于其虚部, 因此将虚部略去。在表 1 中列出了 ATR 峰频率的理论值 $\omega_{理}$, 实验值 $\omega_{实}$, 以及它们之间的偏差 $\Delta\omega$, 和相对偏差 $\Delta\omega/\omega_{实}$ 。实验结果表明, 理论值与实验值相符合。 $\text{Re}N < 1$ 即 $\text{Re}\beta < (\omega/c)$ 的导模相速度大于真空光速, 其能量传播速度(群速)可以从模式色散曲线上通过斜率 $(\partial\omega/\partial\beta)$ 求得。从图 2 可知, 金属复盖介质波导中,

$\text{Re}N < 1$ 的模具有 $(\partial\omega/\partial\beta) < (c/n_2)$, 因此导模的群速均小于波导层介质中的光速。

2. 耦合层厚度 (d_1) 对耦合效率的影响

实验中发现, 耦合层厚度不同的波导样品具有深度不同的 ATR 峰。ATR 峰的深度反映了导模强度的大小。耦合效率定义为导模强度与全反射光强度的比值。设全反射的光强为 $I(\omega)$, 衰减全反射的光强为 $R_{ATR}(\omega)I(\omega)$, 因此导模的强度为 $I(\omega) - R_{ATR}(\omega)I(\omega)$, 这样耦合效率可以写成

$$\eta = 1 - R_{ATR}(\omega). \quad (4)$$

对一系列 d_1 值不同的单面金属复盖介质波导(棱镜表面仅镀银与氟化锂层, 形成结构为银-氟化锂-空气的波导)进行测量, 发现在 $d_1=130 \text{ \AA}$ 附近, 耦合效率达到极大值, 实验结果如图 5 所示。进一步测量了 d_1 为不同值的双面金属复盖介质波导, 同样发现在 $d_1=130 \text{ \AA}$ 附近耦合最强(图 5), 耦合效率 η 值高达 95% 以上。

3. 银膜厚度对模折射率的影响

以相同的入射角 α 对 d_1 不同的样品进行频率扫描时, 发现银膜厚度减小将导致 ATR 峰频率 $\omega_{实}$ 降低, 如图 6 所示。根据 (1) 式进行换算, 可知银膜厚度减小使波导的模折射率增大。当 d_1 从 500 \AA 减小到 50 \AA , 模折射率的增量 ΔN 与 N 的比值达到 10^{-1} 。对 d_1 与 d_2 不变而 d_3 不同的波导样品进行测量, 也得到与上述相同的结果。因此, 双面金属复盖介

Table 1

$\alpha = 19.62^\circ \quad (N < 1)$									
m_{TM}	ω_{AUR}	ω_{EXP}	$\Delta\omega$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_{EXP}}$	m_{TE}	ω_{ATR}	ω_{EXP}	$\Delta\omega$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_{EXP}}$
9	2.827	2.83	-0.003	-0.1%	8	2.946	2.90	0.046	1.6%
10	3.142	3.17	-0.028	-0.9%	9	3.270	3.23	0.040	1.2%
11	3.456	3.52	-0.064	-1.8%	10	3.593	3.56	0.033	0.9%
12	3.904	3.85	-0.054	1.4%	11	3.927	3.89	0.037	0.9%
13	4.217	4.17	0.047	1.1%	12	4.240	4.20	0.040	0.9%
14	4.535	4.49	0.045	1.0%	13	4.573	4.53	0.043	0.9%

$\alpha = 42^\circ \quad (N > 1)$									
m_{TM}	ω_{ATR}	ω_{EXP}	$\Delta\omega$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_{EXP}}$	m_{TE}	ω_{ATR}	ω_{EXP}	$\Delta\omega$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_{EXP}}$
6	2.780	2.75	0.030	1.1%	5	2.869	2.82	0.049	1.7%
7	3.244	3.23	0.013	0.4%	6	3.320	3.31	0.010	0.3%
8	3.688	3.67	0.012	0.3%	7	3.821	3.80	0.021	0.6%
9	4.222	4.28	-0.058	-1.3%	8	4.291	4.28	0.011	0.3%

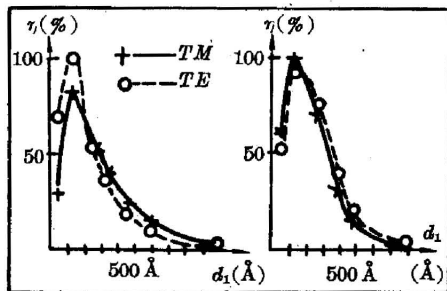


图5 d_1 对耦合效率的影响(左图: 单面金属复盖介质波导; 右图: 双面金属复盖介质波导)

Fig. 5 The influence of d_1 on the coupling efficiency. left: single metal claded dielectric waveguide right: double metal claded dielectric waveguide

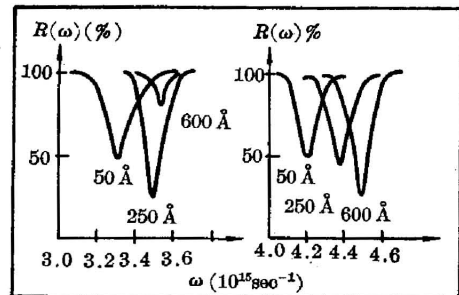


图6 d_1 对模折射率 N 的影响(左图: TM 高阶模 ($m=11$); 右图: TM 零阶模 (SPW))

Fig. 6 The influence of d_1 on the effective mode index. left-high order of TM modes ($m=11$) right-zeroth of TM modes (SPM)

质波导的金属复盖层厚度对波导的模折射率有较大的影响。

计算结果表明, 对于可见光当耦合层厚度小于 1000 \AA 时, 自由波导模式方程 (3) 式要进行修正, 但修正量在 10^{-5} 数量级, 远小于本文观察到的 N 变化值, 因而可以忽略。根据文献 [4, 5], 当银膜厚度小于 500 \AA 时, 其介电系数将随厚度而发生改变, 并且, 用角度扫描 ATR 方法测量银膜表面等离子体激元波 SPW 来计算银膜介电系数。本文用频率扫描 ATR 装置测量了金属复盖介质波导中的 TM 零阶模, 亦即 SPW, 得到与文献 [4, 5] 相同的结果, 即金属复盖层厚度减小导致 ω_{sp} 降低 (见图 6), 这与本文实验中测量 TM 波的 $m=0, 1, 2, \dots$ 与 TM 波的 $m=1, 2, \dots$ 各阶导模所得结果相同。因此可以认为模折射率 N

的改变主要是由于银膜的介电系数随厚度改变而引起。

Tien 等人^[1]认为, 在集成光学中为了在同一基板上构成有源与无源器件, 金属复盖介质波导有其特殊的优点, 一方面它可以减小杂散光的干扰, 另一方面其 $\text{Re } N$ 在 1 与 $\sqrt{\epsilon_2}$ 之间, 远宽于一般介质波导中 N 的允许范围, 因而可以容纳大量数目的模式。本文通过实验将 N 范围扩展到 $0 < \text{Re } N < 1$, 这就进一步增加了波导中可以容纳的模式。

本文工作得到复旦大学物理系激光物理研究室郁英、简德才、李伟德等同志及上海交通大学应用物理系赖祖猷同志的大力协助与支持, 在此谨表感谢。

参 考 文 献

- [1] P. K. Tien; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, No. 4(15 Aug), 251.
- [2] A. Otto, W. Sohler; *Opt. Commun.*, 1971, **3**, No. 4 (Apr), 254.
- [3] P. K. Tien; *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**, No. 9 (1 May), 291.
- [4] A. Otto; «*Optical Properties of Solids New Developments*», (Ed. by B. O. Seraphin, North-Holland Publishing Co., 1976), 677.
- [5] W. P. Chen, J. M. Chen; *J. O. S. A.*, 1981, **71**, No. 2 (Feb), 189.

Mode dispersion properties of the metal claded dielectric waveguides*

LI RUIYONG SHENG YUCHIN

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University)

WANG BINGKUI ZHANG ZHIMING

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

(Received 26 November, 1982; revised 14 June 1983)

Abstract

One of the characteristic features of the metal claded dielectric waveguides different from the simple dielectric waveguides is that the former can excite guided waves with effective mode index $N < 1$, which has the propagation constant less than the wave-number of the light in vacuum: ω/c . Authors measured directly the dispersion properties for $N > 1$ and $N < 1$ modes in the metal claded dielectric waveguides by the frequency scanning *ATR* method. The experimental results are in agreement with the theoretical calculations. It is found that the coupling efficiency through the prism coupler to the metal claded dielectric waveguide is depending on the thickness of the metal coupling layer. The coupling efficiency reaches to the maximum when the thickness of the coupling layer is about 130\AA . The thickness of the coupling layer will influence the mode index of the waveguide owing to the slight changes of the dielectric constant of the coupling layer versus its thickness during their evaporation deposition in a vacuum coating system.

* Projects supported by the Science Fund of the Chinese Academy of Sciences