

# 金属包复四层波导结构中的长程表面模

杨傅之 曹庄琪 阮丽真 方俊鑫

(上海交通大学应用物理系)

## 提 要

本文从理论上研究了金属包复四层波导中的表面模,指出可以在其中激发长程表面模。用角度扫描衰减全反射方法研究了这种波导中的长程表面模,测量了其传播常数和损耗与波导参数的关系。实验结果和理论计算相符。

## 一、引 言

在金属和介质的界面处可以用光学方法激励起一种表面等离子激元波 (surface plasmon wave 简称 SPW), 这早已为理论和实验所证实的事实了。近年来, Sarid 等<sup>[1]</sup> 人的研究则进一步指出, 夹在具有接近相同介电系数介质中间的薄金属膜, 可以引起上下两个界面处被激励起来的两个表面等离子激元波相互耦合, 从而形成电场对称分布和反对称分布的两个模式。其中一个电场反对称分布的模式, 由于在金属膜层中的场强小, 损耗少, 所以可以沿界面传播较长的距离, 称之为长程表面等离子激元模 (long-range surface plasmon mode 简称 LRSPM)。Deck<sup>[2]</sup> 等人则提出用衰减全反射 (attenuated total reflection 简称 ATR) 方法, 可以在实验上从介质-金属膜-介质结构中激励起这种长程表面等离子激元模来。

另外, 在各种金属包复介质波导结构中, 由于一个或多个金属-介质界面的存在, 必然产生由这些界面处的表面等离子激元波所引起的有关表面模式。许多作者<sup>[3~6]</sup> 从理论上和实验上研究了各种金属包复介质波导中的表面模, 得到了很多有用的结果。但是到目前为止, 尚未见到有关在金属包复介质波导结构中的类似长程表面等离子激元模的工作报道。

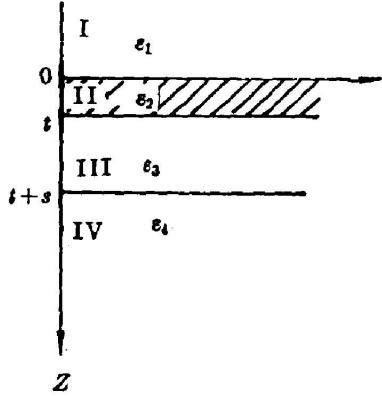
本文首先从理论上分析了金属包复四层波导结构中的表面模情况, 指出  $TM_0$  模是唯一可能存在的表面模, 它将分裂成两支。在一定的折射率匹配条件下, 随着金属膜厚度的减小, 电场反对称分布的那一支  $TM_0$  模将会由于两个表面等离子激元波之间的相互反对称耦合而成为长程表面等离子激元模, 并可能进一步转化为导模。然后用角度扫描衰减全反射方法对一种实际的金属包复四层波导结构的长程表面等离子激元模进行了实验研究, 分析了这种模式和波导各参数之间的关系。实验结果和理论计算相符。最后, 讨论了这种长程表面等离子激元模在单模渐变折射率分布波导的折射率轮廓测量中的应用。

## 二、理 论

如图 1 所示的金属包复四层波导结构, I 区是介质复盖层, II 区是金属包复层, III 区

收稿日期: 1986年1月23日; 收到修改稿日期: 1986年3月10日

是介质薄膜, IV 区是衬底介质,  $\epsilon_3 > \epsilon_4$ ,  $\epsilon_2$  是金属的介电系数。由于在可见光和近红外区, 一般  $\epsilon_2$  的虚部远小于实部的绝对值, 故先将  $\epsilon_2$  的虚部略去, 在进一步的理论处理中再把它考虑进去。在此结构中, TM 偏振的电磁波的场分布是



$$E_z = \begin{cases} B_1 \exp(\alpha_1 z), & \text{(I 区)} \\ A_2 \exp(-\alpha_2 z) + B_2 \exp(\alpha_2 z), & \text{(II 区)} \\ A_3 \exp(-\alpha_3 z) + B_3 \exp(\alpha_3 z), & \text{(III 区)} \\ A_4 \exp(-\alpha_4 z), & \text{(IV 区)} \end{cases}$$

$$H_z = \begin{cases} \frac{i\omega}{c} \frac{\epsilon_1}{\alpha_1} B_1 \exp(\alpha_1 z), & \text{(I 区)} \\ \frac{i\omega}{c} \frac{\epsilon_2}{\alpha_2} [B_2 \exp(\alpha_2 z) - A_2 \exp(-\alpha_2 z)], & \text{(II 区)} \\ \frac{i\omega}{c} \frac{\epsilon_3}{\alpha_3} [B_3 \exp(\alpha_3 z) - A_3 \exp(-\alpha_3 z)], & \text{(III 区)} \\ -\frac{i\omega}{c} \frac{\epsilon_4}{\alpha_4} A_4 \exp(-\alpha_4 z). & \text{(IV 区)} \end{cases} \quad (1)$$

Fig. 1 Geometry of a metal-clad four-layer waveguide

其中  $B_1, A_2, B_2, B_3, A_4$  是待定常数, 由麦克斯韦方程和边界条件得

$$\alpha_i = \sqrt{K^2 - (\omega/c)^2 \epsilon_i}, \quad i=1, 2, 3, 4, \quad (2)$$

$K$  是  $x$  方向的波矢。对于电磁波能量主要集中于两个薄膜区域的模式(波导系统的导模和表面模), I、IV 区域中的场是迅衰的,  $\alpha_1$  和  $\alpha_4$  是实数; 因为  $\epsilon_2 < 0$ , 故  $\alpha_2$  是实数; 对于导模,  $\alpha_3$  是纯虚数, 对于表面模,  $\alpha_3$  是实数, 导模的模式本征方程可由麦克斯韦方程及边界条件确定为

$$\alpha_1 S = \arctg\left(\frac{\epsilon_3 \alpha_4}{\epsilon_4 \alpha_3}\right) - \arctg\left\{\frac{\epsilon_3 \alpha_2 \cdot 1 - \exp[-2\alpha_2 t - 2 \operatorname{arctg}(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \frac{\alpha_1}{\epsilon_1 \alpha_2})]}{\epsilon_2 [\alpha_3 \cdot 1 + \exp[-2\alpha_2 t + 2 \operatorname{arctg}(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \frac{\alpha_1}{\epsilon_1 \alpha_2})]}\right\} + m\pi, \quad (3)$$

式中  $m=0, 1, 2, \dots$  是模序数,  $\alpha_3' = \sqrt{(\omega/c)^2 \epsilon_3 - K^2}$  是实数。

对于由于在金属-介质界面处所激发起来的表面等离子激元波所对应的表面模, 由(3)式可得其模式本征方程是

$$\alpha_3 S = -\arctg\left(\frac{\epsilon_4 \alpha_3}{\epsilon_3 \alpha_4}\right) + \arctg\left\{\frac{\epsilon_2 \alpha_3}{\epsilon_3 \alpha_2} \cdot \frac{1 - \exp[-2\alpha_2 t + 2 \operatorname{arctg}(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \frac{\alpha_3}{\epsilon_3 \alpha_2})]}{1 + \exp[-2\alpha_2 t + 2 \operatorname{arctg}(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \frac{\alpha_3}{\epsilon_3 \alpha_2})]}\right\} - im\pi, \quad (4)$$

由于  $\alpha_3 = \sqrt{K^2 - (\omega/c)^2 \epsilon_3}$  和  $S$  是实数,  $\epsilon_3 > \epsilon_4$ ,  $\alpha_4 > \alpha_3$  则  $(\epsilon_4 \alpha_3 / \epsilon_3 \alpha_4) < 1$ , 所以只有  $m=0$  时, (4)式才成立。即只有  $\text{TM}_0$  模可能是表面模。由(4)式

$$t = \frac{1}{2\alpha_2} \ln \left[ \frac{1+B}{(1-B)(A-1)} \right], \quad (5)$$

$$A = \frac{\epsilon_3 \alpha_2}{\epsilon_2 \alpha_3} \operatorname{th} \left[ \alpha_3 S + \arctg\left(\frac{\epsilon_4 \alpha_3}{\epsilon_3 \alpha_4}\right) \right], \quad (6)$$

$$B = \frac{|\epsilon_2| \alpha_1}{\epsilon_1 \alpha_2}. \quad (7)$$

显然,  $t \rightarrow \infty$  时, 可以有两个波矢  $K$  满足(5)式, 它们分别是

$$B = \frac{|\epsilon_2| \alpha_1}{\epsilon_1 \alpha_2} = 1, \quad K_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\epsilon_2| \epsilon_1}{|\epsilon_2| - \epsilon_1}}, \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\varepsilon_3 \alpha_2}{|\varepsilon_2| \alpha_3} \operatorname{th} \left[ \alpha_3 S + \operatorname{arc th} \left( \frac{\varepsilon_4 \alpha_3}{\varepsilon_2 \alpha_4} \right) \right] = 1, \\ \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\varepsilon_2| \varepsilon_4}{|\varepsilon_2| - \varepsilon_4}} &\leq K_2 < \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\varepsilon_2| \varepsilon_3}{|\varepsilon_2| - \varepsilon_3}} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

很明显,  $K_1$  就是 I-II 界面处的自由表面等离子激元波的波矢,  $K_2$  就是单面金属包复介质波导中的  $\text{TM}_0$  模的波矢<sup>[8]</sup>。在  $t \rightarrow \infty$  时可以独立地激发起这样两个表面等离子激元波, 其物理意义当然是十分清楚的。至于  $K_1$  和  $K_2$  的相对大小, 它们分别处于表面模区还是导模区, 则由入射光的波长和波导的具体结构参数而定。对于一般实用波导和激发长程表面模所需要的折射率匹配条件  $\varepsilon_1 \sim \varepsilon_3$ ,  $K_1$  和  $K_2$  一般皆处于表面模区。

当  $K \rightarrow \infty$  时, 由(6)式和(7)式得  $A \rightarrow (\varepsilon_3/|\varepsilon_2|) < 1$ ,  $B \rightarrow (|\varepsilon_2|/\varepsilon_1) > 1$ , 由(5)式可得此时  $t \rightarrow 0$  即随着  $t$  的减小,  $\text{TM}_0$  的波矢  $K$  将由  $\max(K_1, K_2)$  而逐渐变大,  $\text{TM}_0$  模的这一支将永远在表面模区。但由于  $A$  和  $B$  总是大于零, 所以由(5)式得不到  $t \rightarrow 0$  时的有限波矢  $K$  的解, 由(3)式

$$\left. \begin{aligned} t &= \frac{1}{2\alpha_2} \ln \left[ \frac{(1+B)(1+C)}{(1-B)(1-C)} \right], \\ C &= -\frac{|\varepsilon_2| \alpha_3'}{\varepsilon_3 \alpha_2} \operatorname{tg} \left[ \alpha_3 S - \operatorname{arc tg} \left( \frac{\varepsilon_3 \alpha_4}{\varepsilon_4 \alpha_3} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

因为  $C$  可以小于零, 故可由

$$(1+B)(1+C) = (1-B)(1-C) \quad (11)$$

得到  $t \rightarrow 0$  时的有限波矢  $K$  来。即随着  $t$  的减小,  $\text{TM}_0$  的波矢亦可由  $\min(K_1, K_2)$  而逐渐变小, 最后进入导模区。由表面模转换为导模的临界厚度  $t_0$  可由(3)式令  $K = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_3}$  而得到

$$\left. \begin{aligned} t_0 &= \frac{1}{2\alpha_2} \ln \left[ \frac{(1+B)(1+D)}{(1-B)(1-D)} \right], \\ D &= \frac{|\varepsilon_2|}{\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_3 + |\varepsilon_2|} \left[ \varepsilon_3 S + \frac{\varepsilon_4}{(\omega/c) \sqrt{\varepsilon_3 - \varepsilon_4}} \right]} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$\min(K_1, K_2) < K < \max(K_1, K_2)$  是一个禁区。当然, 调整入射光波长和波导结构参数, 在使  $K_1 = K_2$  时, 可使禁区消失。

由(1)式及边界条件可得

$$\frac{B_2}{A_2} = \left[ \frac{|\varepsilon_2| \alpha_1 - 1}{\varepsilon_1 \alpha_2} \right] / \left[ \frac{|\varepsilon_2| \alpha_1 + 1}{\varepsilon_1 \alpha_2} \right]. \quad (13)$$

由(8)式得,  $K = K_1$  时,  $(|\varepsilon_2|/\varepsilon_1)(\alpha_1/\alpha_2) = 1$ , 故  $\text{TM}_0$  模中波矢大的一支,  $K > \max(K_1, K_2)$ , 总有  $(|\varepsilon_2|/\varepsilon_1)(\alpha_1/\alpha_2) > 1$ , 即  $(B_2/A_2) > 0$ , 所以这一支为金属膜中电场对称分布模式。同样, 另外一支波矢小的  $\text{TM}_0$  模,  $K < \min(K_1, K_2)$ , 总有  $(|\varepsilon_2|/\varepsilon_1)(\alpha_1/\alpha_2) < 1$ , 从而  $(B_2/A_2) < 0$ , 即这一支为金属膜中电场反对称分布模式。对于  $K_1$  和  $K_2$  皆处于导模区域者一个在导模区一个在表面模区等情况, 可作类似处理。图 2 给出了一个具体参数波导的  $\text{TM}_0$  模的理论  $t \sim K$  曲线。

但是, 在实际情况下, 由于金属介电系数虚部和激发耦合方式等的影响, 表面等离子激元波共振峰总是有一定的宽度的。在折射率近似匹配的条件下 ( $\varepsilon_1 \sim \varepsilon_3$ ,  $S$  不是太小—— $\mu\text{m}$

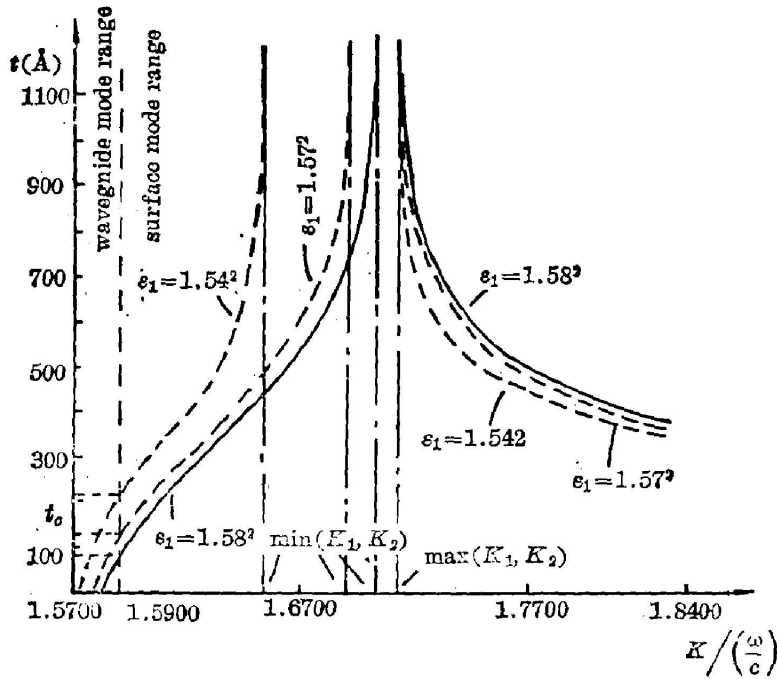


Fig. 2 Effective index  $K(\omega/c)$  of  $TM_0$  mode vs. thickness  $t$  of metal film (theoretical curves)  
 $\epsilon_2=1s, \epsilon_3=1.58^2, S=10000 \text{ \AA}, \lambda=6328 \text{ \AA}$

量级), 随着  $t$  的减小, 两个金属-介质界面处的表面等离子激元波在金属膜中的迅衰场可以互相交叠并发生耦合。当  $t$  足够小时(一般在  $100 \sim 300 \text{ \AA}$  左右), 反对称耦合模式, 由于在金属膜中的电场大大减小, 损耗大大降低, 就可以产生类似 Sarid<sup>[22]</sup> 所指出的长程表面等离子激元模, 而且这个长程表面等离子激元模随着波导参数的改变而进出导模区。另外, 实用波导器件, 其介质薄膜的折射率分布往往是渐变的。所以在理论处理中必须考虑这些因素以及激发耦合方式的影响。

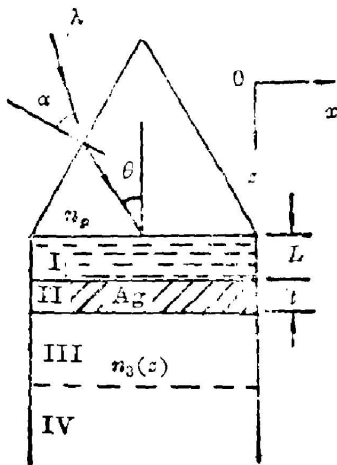


Fig. 3 Geometry of a prism-couple metal-clad four-layer optical waveguide with a graded index profile

对于图 3 所示棱镜耦合金属包覆四层波导, 反射率  $R$  对波矢  $K$  的特征曲线上的凹陷代表了在样品中被激发起来的各种模式。理论计算应该采用包括棱镜在内的多层膜系反射率的菲涅耳公式, 并考虑金属复介电系数的虚部。由特征矩阵法<sup>[27]</sup> 可得反射率

$$R = |\tau|^2, \quad \tau = \frac{[m_{11} + m_{12}(\alpha'_4 / \epsilon_3 k_0)](\alpha_p / \epsilon_p k_0) - [m_{21} + m_{22}(\alpha'_4 / \epsilon_4 k_0)]}{[m_{11} + m_{12}(\alpha'_4 / \epsilon_4 k_0)](\alpha_p / \epsilon_p k_0) + [m_{21} + m_{22}(\alpha'_4 / \epsilon_4 k_0)]} \quad (14)$$

式中  $k_0 = (\omega/c)$ ,  $\alpha'_4 = \sqrt{k_0^2 \epsilon_4 - K^2}$ ,  $\alpha_p = \sqrt{k_0^2 \epsilon_p - K^2}$ ,  $\epsilon_p = n_p^2$  为棱镜的介电系数。  $K = n_p k_0 \sin \theta$ ,  $m_{11}, m_{12}, m_{21}, m_{22}$  为棱镜和衬底之间介质(金属)膜系总特征矩阵  $M$  的元素

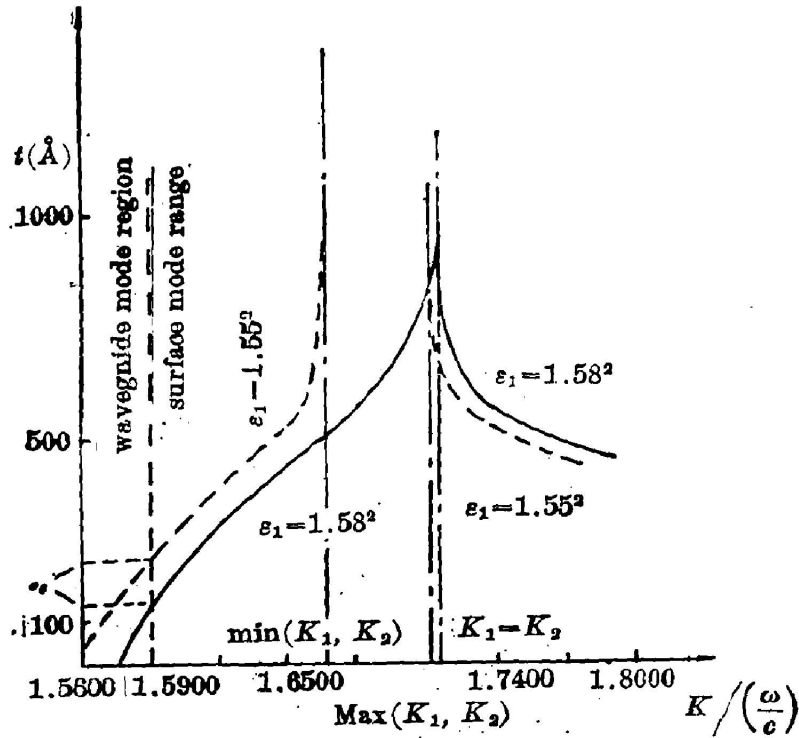


Fig. 4  $K/(\omega/c)$  of  $TM_0$  mode vs. thickness  $t$  of metal film of the prism-coupled graded index waveguide (theoretical curves)

$$\epsilon_2 = 18 + i0.47, \sqrt{\epsilon_3(z)} = n_3(z) = 1.5120 + 0.0780[1 - (z/20000)^2 - 2(z/20000)^2]$$

$$\epsilon_4 = 1.5120^2, n_p = 1.7997, \lambda = 6328 \text{ \AA}$$

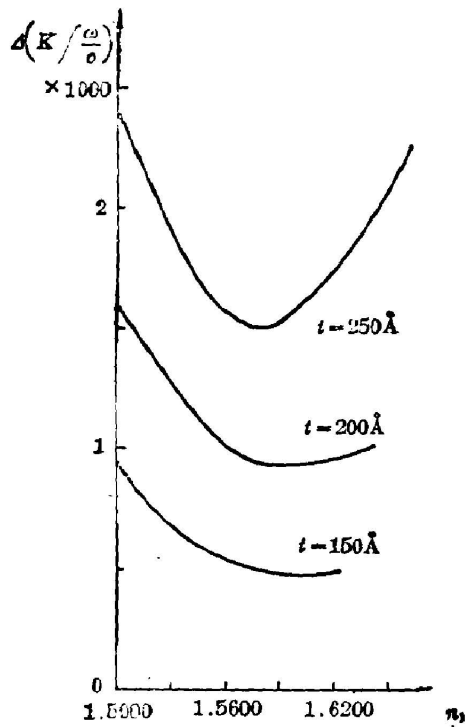


Fig. 5 Index of matching liquid and thickness of metal film vs. FWHM  $[\Delta K/(\omega/c)]$  of ATR attenuated peak

$$M = M_1 M_2 M_3 = M_1 M_2 M_{31} E_{32} \cdots M_{3l} = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix}, \quad (15)$$

式中  $M_1$ ,  $M_2$  和  $M_3$  分别是 I、II 和 III 区的特征矩阵。对于 III 区的渐变折射率分布是采用分割为  $l$  层的多层近似法来处理的。

图 4 给出了一个具体波导的  $TM_0$  模  $t \sim K$  理论计算曲线。它与图 2 的结果是类似的, 只是在相似情况下,  $TM_0$  模小波矢支进入导模区更深一些。图 5 是这一支衰减全反射吸收峰的半宽度  $\Delta K/(\omega/c)$  与  $\epsilon_1$  和  $t$  的关系的理论计算曲线。每个衰减全反射吸收峰的半宽度, 都是由调整匹配液的厚度  $L$  而使  $R_{\text{min}} = 0$  来计算的。因为此时结构的本征损耗应等于辐射损耗<sup>[5]</sup>, 所以  $\Delta K/(\omega/c)$  与表面等离子激元波的本征损耗成正比。由图 5 可知, 对于较小的  $t$  和  $\epsilon_1 \sim \epsilon_3$  匹配条件, 可使反对称电场分布的表面模的本征损耗大大降低, 从而可以耦合出这种波导结构中的长程表面等离子激元模来。

### 三、实 验

本实验采用角度扫描衰减全反射法。实验装置示意图如图 6 所示。激光器是 LPS-II 型稳功率 He-Ne 激光器, 由分束器将出射激光分成两束, 一束由格兰-汤姆逊棱镜取 TM 偏振入射到样品上, 另一束经扇板小孔提供角度扫描光标。实验原理说明可参考文献[6]。棱镜耦合的实验样品如图 3 所示。棱镜介质是  $ZF_7$  玻璃, 折射率  $n_p(6328 \text{ \AA}) = 1.7997$ , 入射面底角为  $60^\circ 9'$ 。匹配液由溴代萘加煤油配置而成, 折射率范围是  $1.4530 \sim 1.6550$ , 由阿贝折光仪测量, 精度为  $\pm 0.0005$ 。银膜是在  $3 \times 10^{-8}$  Torr 真空下蒸镀到波导样品表面上。银膜厚度由蒸镀速率控制, 并由比较片的直接测量而确定。波导样品为银离子交换平面玻璃光波导, 基板(载玻片)折射率  $n_4(6328 \text{ \AA}) = 1.5120$ , 在  $300^\circ\text{C}$  炉温下, 将载玻片置入熔融的  $\text{AgNO}_3$  熔体中, 约 1 分半钟后取出而制得。按经验公式<sup>[3]</sup>, 其折射率分布应为二次型的, 测得波导样品的折射率分布为  $n_3(z) = 1.5120 + 0.0780 [1 - (z/20000) - 2(z/20000)^2]$ , 其中  $z$  是自波导顶面起算的纵向坐标, 以  $\text{\AA}$  计量, 按图 5 所示的理论计算结果, 并考虑到在 I 区和 IV 区保持电磁场为迅衰场, 选取匹配液折射率在  $1.5600 \sim 1.6000$  和银膜厚度在  $100 \text{ \AA} \sim 250 \text{ \AA}$  范围内取值。

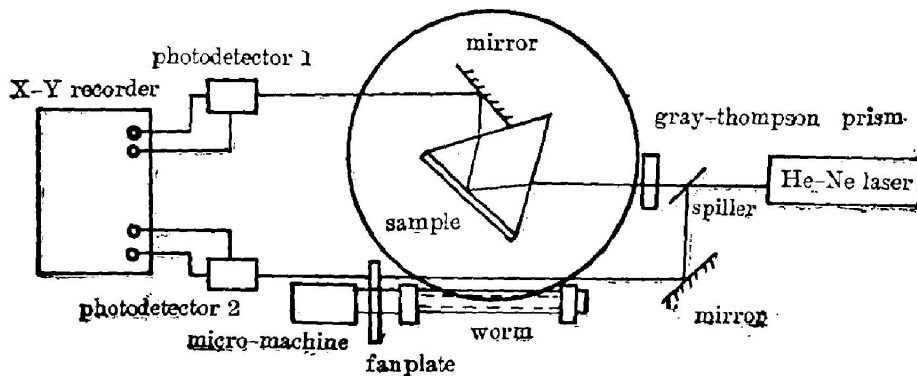


Fig. 6 Experimental setup

## 四、结果与讨论

实验中所得到的—条长程表面等离子激元模角度扫描衰减全反射吸收峰曲线及相应的理论计算曲线如图 7 所示。实验曲线的半宽度略大于理论值是由于光束的发散所造成的<sup>[10]</sup>。图 8 示出匹配液折射率与相应的模有效折射率  $K/(\omega/c)$  的关系,并以银膜厚度  $t$  为参变量给出了全部实验结果和相应的理论计算曲线。在理论计算中,取银膜对  $6328 \text{ \AA}$  光的复介电系数  $\epsilon_2 = -18 + i0.47$ <sup>[11]</sup>,波导的折射率渐变层 III 区是取  $l=100$  即分为 100 层来作多层近似计算的。选取  $l=100$  的原因是因为与取  $l=50$  的计算结果相比,其差别已经在实验误差范围之内了。匹配液的厚度  $L$  是以实验所得衰减全反射峰的峰底的反射率  $R_{\min}$  值来拟合的。从图 7 和图 8 中我们可以看出实验结果和理论计算还是符合得比较好的。

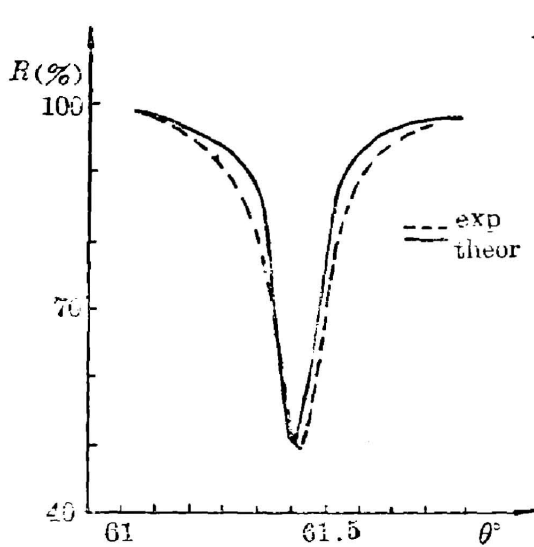


Fig. 7 Angle-scanning ATR curve of LRSPM  
 $\epsilon_1=1.56^2$ ,  $L=7300 \text{ \AA}$ ,  $t=144 \text{ \AA}$

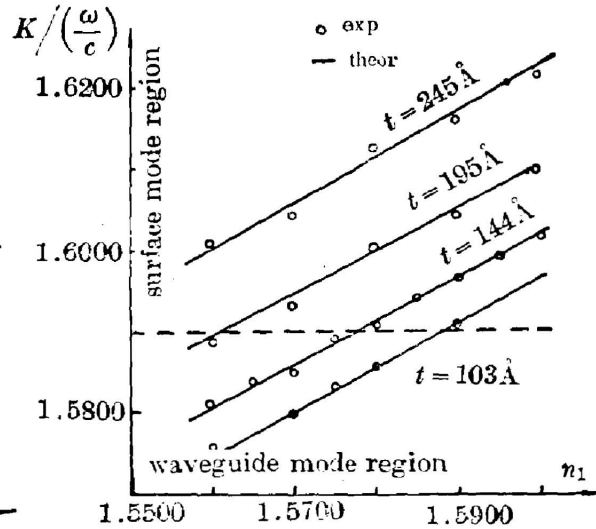


Fig. 8 Index of matching liquid vs. effective index  $K/(\omega/c)$  of LRSPM branch of  $TM_0$  mode

从图 7 中可以看出,在所示结构参数等实验条件下,衰减全反射衰减峰的半宽度是  $\Delta\theta=9'$ 。对于同样的波导和耦合棱镜,若采用棱镜-银膜-波导形式的棱镜耦合单面金属包复波导结构,则计算表明,在最佳的耦合条件下(银膜厚度为  $520 \text{ \AA}$ ),表征其  $TM_0$  模的衰减全反射衰减峰的半宽度却是  $\Delta\theta=1^\circ 33.5'$ 。这说明在本实验中所激发的确实是一种长程表面等离子激元模。它大大地提高了把表面等离子激元波用作表面探针的精度。

图 9 给出了衰减全反射衰减峰的角半宽度和银膜厚度  $t$  关系的两条实验曲线。显然,与前面理论分析的结论也是一致的。

由以上所述的理论分析和实验结果中,可以看出,这种金属包复四层波导结构中的长程表面等离子激元模的最主要的特点是,当用衰减全反射方法去激励它们时,其损耗较小,可得到较尖锐的衰减全反射衰减峰,且其有效折射率处于波导的薄膜区的顶部附近,可以很方便地通过渐渐改变匹配液的折射率,使之在导模区和表面区之间进出。这样就有可能用激

励长程表面等离子激元模的方法对单模渐变折射率分布光波导的折射率分布(尤其是薄膜区顶部附近)进行测量。

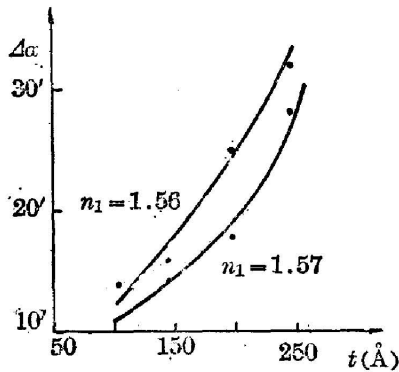


Fig. 9 Experimental results of FWHM(external angle)  $\Delta\alpha$  vs. thickness of metal film

众所周知,对于多模渐变折射率分布的光波导,可以通过测量各个模式的  $m$ -线的同步角,然后用逆WKB法计算出它们的折射率分布轮廓<sup>[12]</sup>。但是对于单模渐变折射率分布光波导,由于只有一根  $m$ -线,所以无法用上述方法解决这个问题。可以用改变波导参数或光波频率<sup>[13]</sup>等办法来提供几根可用于计算的  $m$ -线,但是这样容易引进各种使问题复杂化的“色散”问题;更主要的是,这些  $m$ -线所对应的激励起来的导模,其有效折射率仍然处于薄膜区的底部附近,因而,实际上无法精确测量单模波导薄膜区顶部附近的折射率分布情况,而这点又往往对于单模波导来讲是更重要的。

本文所研究的这种长程表面等离子激元模,它基本上是一种表面模,随着匹配液折射率的逐渐变小,其有效折射率也将逐渐变小,并可以由表面模区而逐渐深入到导模区去。这样就为用各种近似方法去计算单模波导薄膜顶部附近的折射率分布提供足够的信息。这是单面金属包复三层波导结构<sup>[3,4]</sup>所无法作到的。

#### 参 考 文 献

- [1] D. Sarid; *Phys. Lett.*, 1981, **47**, No. 26 (Dec), 1927.
- [2] R. T. Deck, D. Sarid; *J. O. S. A.*, 1982, **72**, No. 12 (Dec), 1613.
- [3] A. Otto, W. Sohler; *Opt. Commun.*, 1971, **3**, No. 4 (Jun), 254.
- [4] I. P. Kaminow *et al.*; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, No. 2 (Feb), 396.
- [5] A. Otto; *Optical Properties of Solid New Developments*, (Ed. by B. O. Seraphin, North-Holland Publishing Co., 1976), 677.
- [6] 杨傅子等;《光学学报》, 1985, **5**, No. 11 (Nov), 1002.
- [7] M. Born, E. Wolf; *Principles of Optics*, (Pergamon Press, 1975).
- [8] W. P. Chen, J. M. Chen; *J. O. S. A.*, 1981, **71**, No. 2 (Feb), 189.
- [9] G. Stewart *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1977, **QE-13**, No. 4 (Apr), 192.
- [10] J. C. Quail *et al.*; *Opt. Lett.*, 1983, **8**, No. 7 (Jul), 377.
- [11] P. B. Johnson, R. W. Christy; *Phys. Rev. (B)*, 1972, **6B**, No. 12 (Dec), 4370.
- [12] D. Sarid; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, No. 10 (May), 1606.
- [13] A. N. Kaul *et al.*; *Opt. Commun.*, 1984, **48**, No. 5 (Jan), 313.



## Long-range surface modes of metal-clad four-Layer waveguides

YANG FUZI, CAO ZHANGQI, RUAN LIZHEN AND FANG JUNXIN

*(Department of Applied Physics, Shanghai Jiao-tong University)*

(Received 23 January 1986; revised 10 March 1986)

### Abstract

The surface modes of metal-clad four-layer waveguides were analysed theoretically. We found that the long-range surface modes could be excited in such waveguides. The long-range surface modes were studied experimentally by using the angle-scanning-attenuated total-reflection method, the dependence of wave vector mode losses on waveguide parameters was measured. Experimental results were in good agreement with theoretical calculations.