文章编号:1002-2082(2010)03-0483-07

通信波段金属包覆波导传播特性研究

李继军，陈海燕
（长江大学 物理科学与技术学院，湖北 荆州 434023）

摘 要：采用等效折射率的方法，以金、银、铜作为金属材料，计算了入射波长为1 550 nm时，2种不同结构金属包覆波导的几何色散关系、场分布特征及损耗情况。采用金属为衬底的非对称包覆结构进行计算，结果表明TE模的特点与全介质波导的情况类似。采用双面金属对称包覆结构进行计算，计算表明TM_0模由金属-介质界面处的表面模对称结合而成，其等效折射率不在导模的范围之中，TE模和TM_1模等效折射率的范围大于全介质波导的情况，TM_1模由金属-介质界面处的表面模反对称结合而成。

关键词：金属波导；色散；热损耗
中图分类号：TN814.6 **文献标志码**：A

Propagation properties of metal clad waveguide at communication frequency

LI Ji-jun, CHEN Hai-yan
(College of Physical Science and Technology, Yangtze University, Jingzhou 434023, China)

Abstract: Dispersion properties, field distribution and propagation loss of symmetric and asymmetric metal clad waveguide at 1 500 nm were analyzed with effective index method. Simulation was given for Au, Ag and Cu cladding. In asymmetric clad guide simulation, properties of TE modes are the same as those of dielectric waveguide, TM_0 mode is the surface mode at metal-dielectric interface with no cut-off. In symmetric clad guide simulation, TM_0mode is even mode which is coupling between surface modes at two metal-dielectric interface, and its effective index is beyond the index range of guide modes. The range of the effective index of TE mode and TM_1 mode is larger than guide modes and TM_1 mode is odd mode which is coupling between surface modes at two metal-dielectric interface.

Key words: metal waveguide; dispersion; thermal loss

引言

光波导是在集成光路中用于限制和传输光的元件，由两层低折射率介质包覆一层高折射率介质构成的传统介质光波导在光通信设备中得到了广泛的应用[1]。近年来，金属包覆波导作为一种新型波导越来越多地引发人们的兴趣[2-5]，主要原因是在可见光和通信波段，金属的复介电常数的实部是一个比其虚部大得多的负数，金属的这种光学性质可以在金属与介质的界面处形成表面等离子波[6]，使得金属波导具有一些与传统介质波导截然不同的性质。此前已有作者对金属包覆介质波导在光波段的色散特性作过研究[7-8]。本文以三层波导为例，在入射波长为1 550 nm的情况下分别讨论了单面金属包覆、双面同种金属包覆和双面异质金属包覆

收稿日期:2009-11-09； **修回日期**:2010-01-28
基金项目:国家自然科学基金(60777020);长江大学科研发展基金(2006Z2074)
作者简介:李继军(1972—),男,湖北荆州人,讲师,硕士,主要从事表面等离子光学的研究。E-mail:jjli@yangtzeu.edu.cn

的色散特性、场分布及损耗。

1　理论

波导结构如图1 所示。导波层的厚度为d,电磁波沿z 轴传播并假设y 方向波导的厚度可以看作无限大。ε_c、ε_f、ε_s 分别是覆盖层、导波层和衬底的介电常数。文中导波层采用聚合物$\varepsilon_f=2.523$,覆盖层和衬底的介电常数在下面的具体问题中给出。

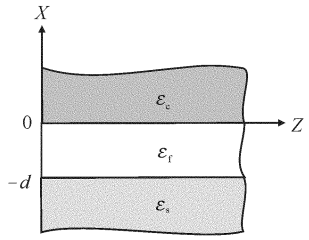


图1　波导结构

Fig. 1　Schematic of waveguide

对于TE 模[9],波函数E_y 为

$$E_y=A\exp[\mathrm{i}(\omega t-\beta z)]\begin{cases}\mathrm{e}^{-K_c x} & 0<x<\infty\\ \left[\cos K_f x-\dfrac{K_c}{K_f}\sin K_f x\right] & -d<x<0\\ \left[\cos K_f d+\dfrac{K_c}{K_f}\sin K_f d\right]\exp[K_s(x+d)] & -\infty<x<-d\end{cases}\tag{1}$$

式中:ω 为入射光的频率;β 是波导中电磁波沿z 方向的传播常数;$K_c=\sqrt{\beta^2-\varepsilon_c k_0^2}$;$K_f=\sqrt{\varepsilon_f k_0^2-\beta^2}$;$K_s=\sqrt{\beta^2-\varepsilon_s k_0^2}$;$k_0=2\pi/\lambda$是真空中的传播常数,$\lambda$是入射光波长。根据$x=0$和$x=-d$处切向电场和切向磁场连续得到TE 模的色散方程:

$$K_f d=m\pi+\arctan\left(\frac{K_s}{K_f}\right)+\arctan\left(\frac{K_c}{K_f}\right)\qquad m=0,1,2,\cdots\tag{2}$$

导波的传输功率$P=\mathrm{Re}\left(\dfrac{\beta}{2\omega\mu_0}\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}|E_y|^2\mathrm{d}x\right)$,$\mu_0$ 表示真空磁导率,Re 表示取实部,本文利用传输功率P 的归一来确定波函数的系数A。

对于TM 模,波函数H_y 为

$$H_y=B\exp[\mathrm{i}(\omega t-\beta z)]\begin{cases}\mathrm{e}^{-K_c x} & 0<x<\infty\\ \left[\cos K_f x-\dfrac{\varepsilon_f K_c}{\varepsilon_c K_f}\sin K_f x\right] & -d<x<0\\ \left[\cos K_f d+\dfrac{\varepsilon_f K_c}{\varepsilon_c K_f}\sin K_f d\right]\exp[K_s(x+d)] & -\infty<x<-d\end{cases}\tag{3}$$

色散方程为

$$K_f d=m\pi+\arctan\left(\frac{\varepsilon_f K_s}{\varepsilon_s K_f}\right)+\arctan\left(\frac{\varepsilon_f K_c}{\varepsilon_c K_f}\right)\qquad m=0,1,2,\cdots\tag{4}$$

导波的传输功率$P=\mathrm{Re}\left(\dfrac{\beta}{2\omega\varepsilon_0}\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\dfrac{|H_y|^2}{\varepsilon_j}\mathrm{d}x\right)$,$\varepsilon_0$ 表示真空的电容率,ε_j 表示不同积分区间的取值,分别为ε_c、ε_f、ε_s。本文主要讨论传播特性与波导厚度的关系,为便于编写程序,将色散方程(2)式和(4)式合并为一个直接表明传播常数β 与波导厚度d 的方程:

$$k_0 d=(\varepsilon_f-N)^{-1/2}\{\arctan C_1[(N-\varepsilon_s)/(\varepsilon_f-N)]^{1/2}+\arctan C_2[(N-\varepsilon_c)/(\varepsilon_f-N)]^{1/2}+m\pi\}\tag{5}$$

式中$N=(\beta/k_0)^2$。对于TE 模$C_1=C_2=1$;对于TM 模$C_1=\varepsilon_f/\varepsilon_s$,$C_2=\varepsilon_f/\varepsilon_c$。

由于金属的介电常数是复数,因此方程(5)的解是复数,由此波函数也是复数。利用Newton-Raphson 方法[10]在复平面上求解上述色散方程。为了确保求解过程是收敛的,编写程序时将波导厚度从$d\to\infty$时开始计算。

2　数值计算及分析

2.1　单面金属包覆

在这种计算模型中,覆盖层为空气$\varepsilon_c=1.0$,由于集成电路中的金属常用金、银、铜3 种材料,所以

衬底采用金、银、铜分别进行计算用于比较特性。3种金属的复介电常数分别是 $\varepsilon_{gold}=-95.92+10.97i$,$\varepsilon_{silver}=-86.64+8.74i$,$\varepsilon_{copper}=-67.86+10.01i$[11]。图2和图3分别给出了TE和TM模的0阶和1阶色散曲线。图2(a)表明单面金属包覆情况下的TE模的实部特性与全介质波导类似,每种模式都有一个截止厚度,模式的等效折射率随导波层厚度的增加而增大,且相同厚度下3种金属组成波导的同阶模式的等效折射率几乎一样。图3(a)表明 TM_1 模与全介质波导类似,但是 TM_0 却是一个截然不同的特殊模式,它没有截止厚度。利用三角函数关系 $\tan x=-i\tanh x$ 将方程(5)改写为

$$k_0d=(N-\varepsilon_f)^{-1/2}\{\arctan\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_s}[(N-\varepsilon_s)/(N-\varepsilon_f)]^{1/2}-\arctan\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_c}[(N-\varepsilon_c)/(N-\varepsilon_f)]^{1/2}\} \tag{6}$$

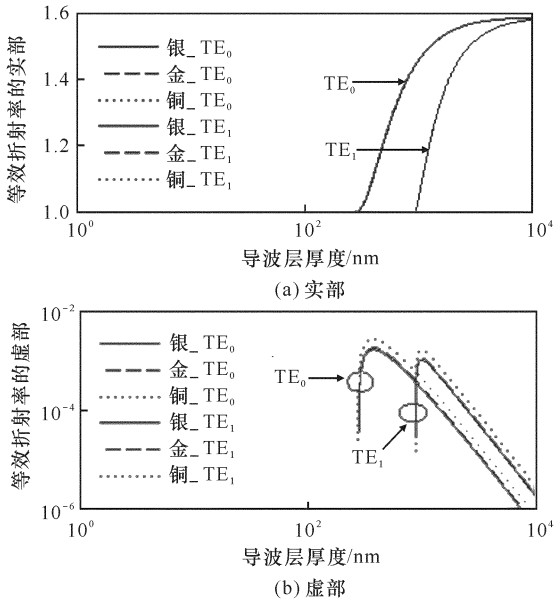


图 2　单面金属包覆波导TE模的等效折射率与导波层厚度的关系

Fig. 2　Complex effective index of TE modes of air/dielectric/metal waveguide

当 $d\to\infty$ 时,根据 $\tanh x$ 的性质,只有当方程(6)第一项 $\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_s}[(N-\varepsilon_s)/(N-\varepsilon_f)]^{1/2}=1$ 时才能保证(6)式成立,此时 $N=[\varepsilon_f\varepsilon_s/(\varepsilon_f+\varepsilon_s)]^{1/2}$,比相同条件下 TM_1 的等效折射率大,物理上可解释为 TM_0 是导波层与金属界面处的表面等离子波。当 $d=0$ 时,$N=[\varepsilon_c\varepsilon_s/(\varepsilon_c+\varepsilon_s)]^{1/2}$,$TM_0$ 是覆盖层与金属界面处的表面等离子波。图2(b)和3(b)表明除 TM_0 外,各模式的损耗自截止厚度处开始由一个相对较小的值增大到一个峰值后再随导波层厚度单调减小,且在我们所考虑的导波层厚度变化范围内,衰减变化了几个数量级别。计算表明:当导波层厚度达到一定值之后,不论是TE模还是TM模,高阶模场进入金属中的部分更多,因而衰减更大。另外,在导波层厚度相同的情况下,TM_1 的衰减大于 TE_1,这种情况也适用于其他同阶的TM模和TE模。物理上可以作如下解释:TE模只有一个平行于金属-介质界面的的电场分量 E_y,边界条件要求导体界面处的切向电场分量为零,导体表面附近的场强非常弱,进入金属中的场量非常小,与之对应的TM模式有2个电场分量,其中强度较大的 E_x 垂直于金属-介质界面,边界条件要求界面处法向电位移连续,E_x 进入金属中的趋肤深度较同阶TE模的 E_y 要大,因而欧姆热损耗更严重。TM_0 作为一个特殊模式,它的虚部对导波层厚度的变化并不敏感,但其值大于同等情况下的 TM_1,是所有模式中衰减最严重的。3种金属对比而言,铜的损耗最大,金、银的损耗几乎相同并明显小于铜的损耗。比较图2(a)和3(a),在导波层厚度相同情况下,TM模的传

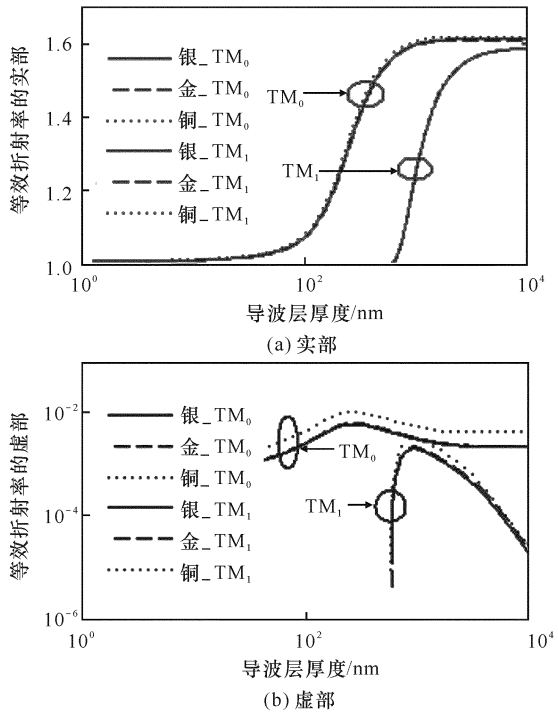


图 3　单面金属包覆波导TM模的等效折射率与导波层厚度的关系

Fig. 3　Complex effective index of TM modes of air/dielectric/metal waveguide

播常数较同阶 TE 模大,与全介质波导的情况相反,并且同阶TM 模和TE 模的色散曲线分离程度较大,这对设计波导偏振器具有实际意义。

图 4 表示以金为衬底,取 $k_0d=10$ 时将功率归一化后求出波函数。图 4(a)、图 4(b)、图 4(c)、图 4(d)分别为TM 模的实部、虚部和TE 模的实部、虚部。图中所示虚部相对于实部非常小,表明相位波前近似一平面。图4(a)、图4(c)表明TE 模在金属中的趋肤深度比TM 模要小得多,能量主要集中在导波层中,TM 模进入金属中的能量占总能量的比例较同阶 TE 模要大一些,TM_0 模表现尤为突出,在金属和介质界面处的限制程度也最大,是界面处的表面等离子波。图4(b)、图4(d)表明TM 模的损耗要大于TE 模,其中 TM_0 模损耗最大。

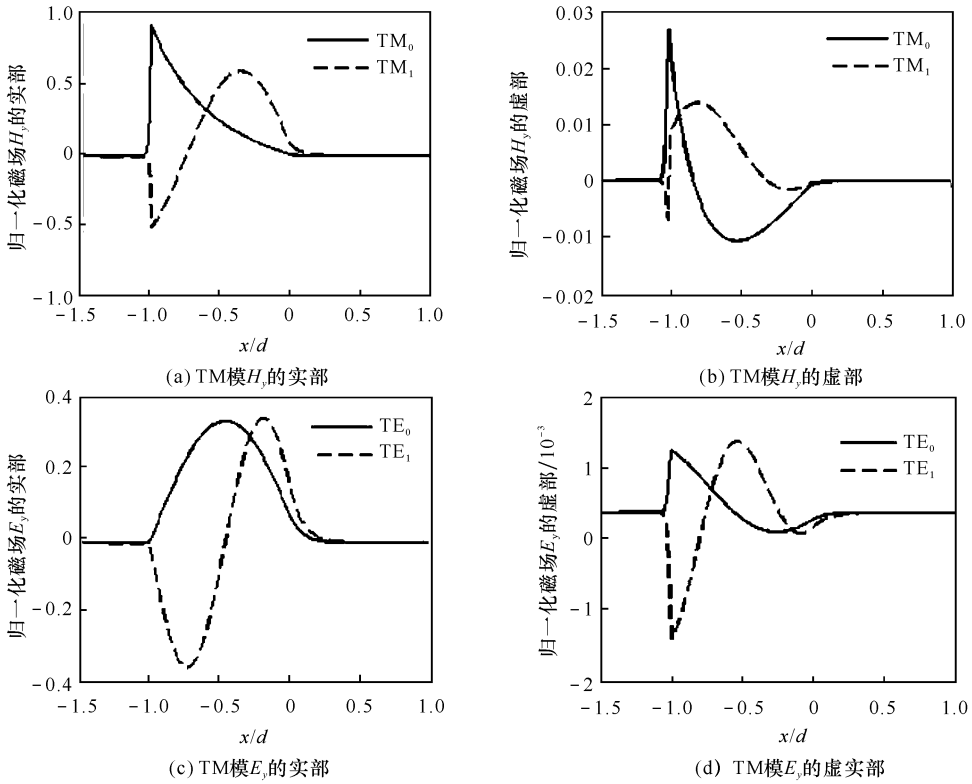


图 4　单面金属包覆波导归一化波函数的空间分布

Fig. 4　Normalized complex wavefunction profiles of air/dielectric/Au wavegudie

2.2　双面金属包覆

考虑双面包覆金属同质的情况,此时 $\varepsilon_c=\varepsilon_s=\varepsilon_m$,$C_1=C_2=C=\varepsilon_f/\varepsilon_m$,$\varepsilon_m$ 表示金属的复介电常数。图5 和图6 分别给出了TE 和TM 模的0 阶和1 阶色散曲线。不论是TE 模还是TM 模,图5(a)与图6(a)表明 3 种金属对称包覆波导的等效折射率实部所体现出来的性质非常相似,只是铜的 TM_0 模与金银有些许区别。TE 模和TM_1 模的的等效折射率β/k_0 的范围是$(0,\sqrt{\varepsilon_f})$,大于全介质波导及单面金属包覆波导导模等效折射率的变化范围。TM_0 模的有效折射率的范围是$(\sqrt{\varepsilon_f\varepsilon_m/(\varepsilon_f+\varepsilon_m)},\infty)$,不在导模的范围之内,因此它不是传统意义上的导波模式,而是界面处的表面等离子波。TM_0 模没有截止厚度,与全介质对称波导相同,TE_0 模有截止厚度,而全介质对称波导的 TE_0 模是不会出现截止厚度的。其他模都有一个截止厚度 d_c。

对于TE 模:

$$k_0d_c=(2\arctan\sqrt{-\varepsilon_m/\varepsilon_f}+m\pi)/\sqrt{\varepsilon_f}$$

对于TM 模:

$$k_0d_c=[2\arctan\sqrt{-\varepsilon_m/\varepsilon_f}+(m-1)\pi)]/\sqrt{\varepsilon_f}$$

显然,第$m+1$ 阶TM 模和第m 阶TE 模的截止厚度相同。图6(a)表明当d 的厚度由小到大达到一定值时,TM_0 和TM_1 两种模式简并。事实上,这两种模式由金属和介质界面处的表面等离子波分别以对称和反对称形式结合而成。图 5(b)与图 6(b)表明 TE 模和 TM_1 模的虚部从截止厚度开始单调递减,TE 模变化更快。TM_0 递减到最小值之后开始平缓上升,在TM_0 和TM_1 简并处与TM_1 合二为

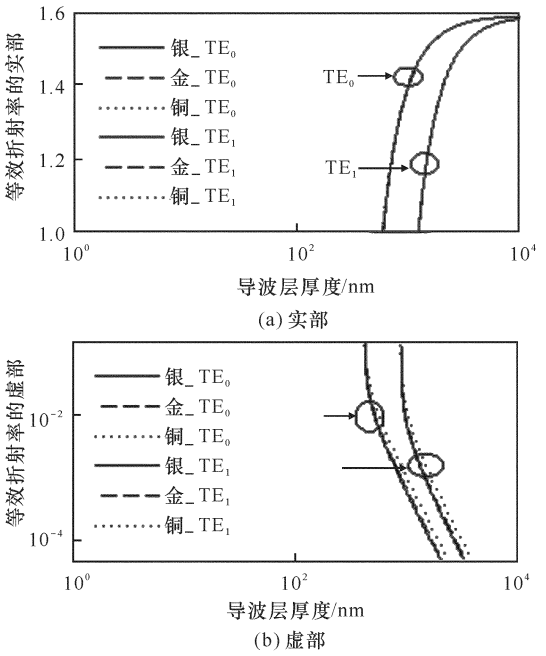


图 5　双面金属包覆波导 TE 模的等效折射率与导波层厚度的关系

Fig. 5　Complex effective index of TE modes of metal/dielectric/metal waveguide

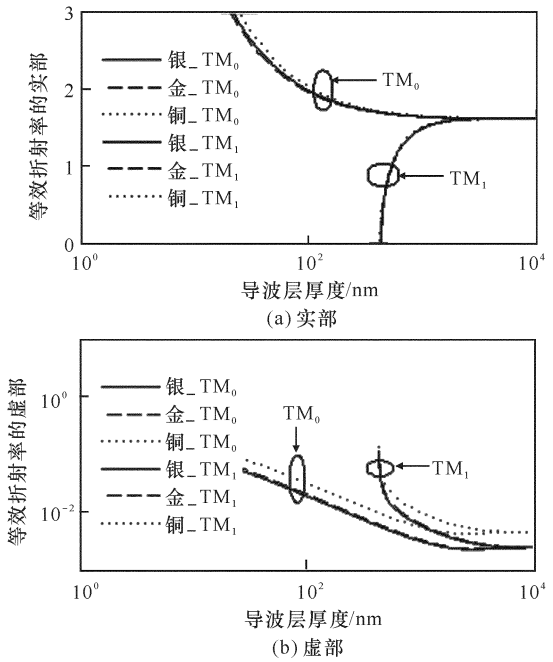


图 6　双面金属包覆波导 TM 模的等效折射率与导波层厚度的关系

Fig. 6　Complex effective index of TM modes of metal/dielectric/metal waveguide

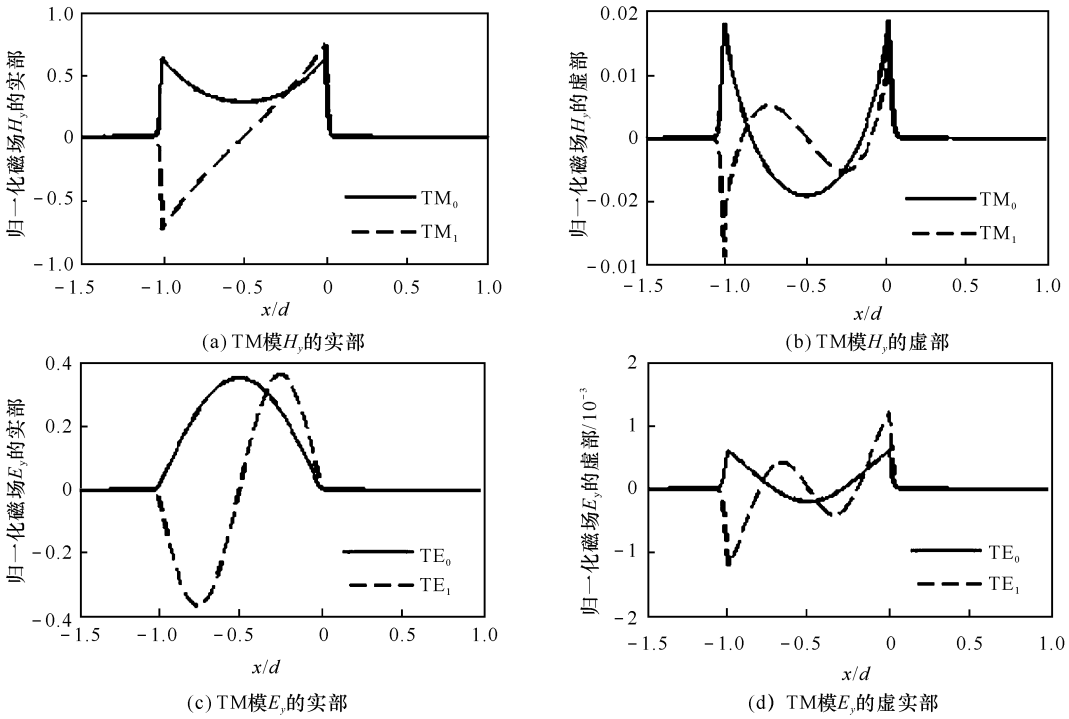


图 7　双面金属包覆波导归一化波函数的空间分布

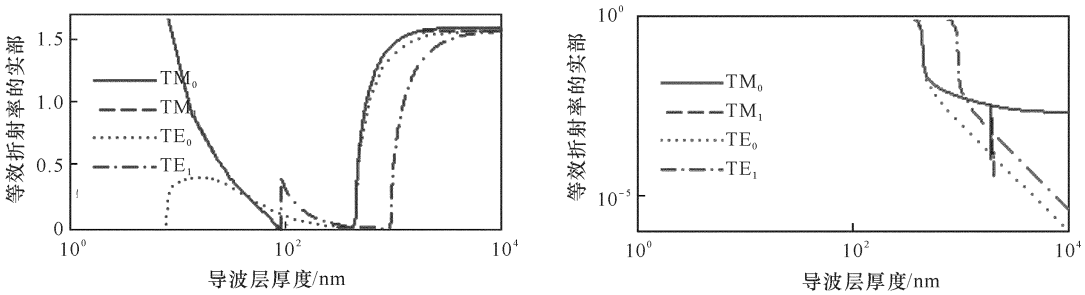
Fig. 7　Normalized complex wavefunction profiles of metal/dielectric/metal waveguide

一。不论是TE 模还是TM 模式,高阶模式的损耗严重。另外,TM 模的损耗比同阶TE 模要严重。3 种金属比较,铜的损耗比金银都要大,结合单面金属包覆波导的损耗情况可以给出:在纳米尺度的光器件中用金、银比用铜要好。图 7 表示以金为例,取 $k_0d=10$ 时将功率归一后求出的波函数。图 7(a)、图7(b)分别是TM 模的实部和虚部,图中清晰表明表面等离子波的对称结合形成TM_0,反对称结合形

成TM_1。图7(c)、图7(d) 分别是TE 模的实部和虚部,具有同全介质对称包覆波导类似的分布特点。

考虑双面异质金属包覆情况,在这种结构的算例中,银为覆盖层,金为衬底。图8(a)给出了等效折射率实部随导波层厚度变化的规律。TM_0 存在截止厚度,TM_0 的等效折射率由大变为零后先缓慢变大,随后与TM_1 简并。TE2 个模式的传播常数由大变小,然后增大,随厚度增大的变化规律与对称包覆的情况相同。只是在截止厚度处等效折射率由零骤然增到一个非零值并随后减小的特点还有待研究。图8(b)反映各种模的损耗随厚度单调减小。

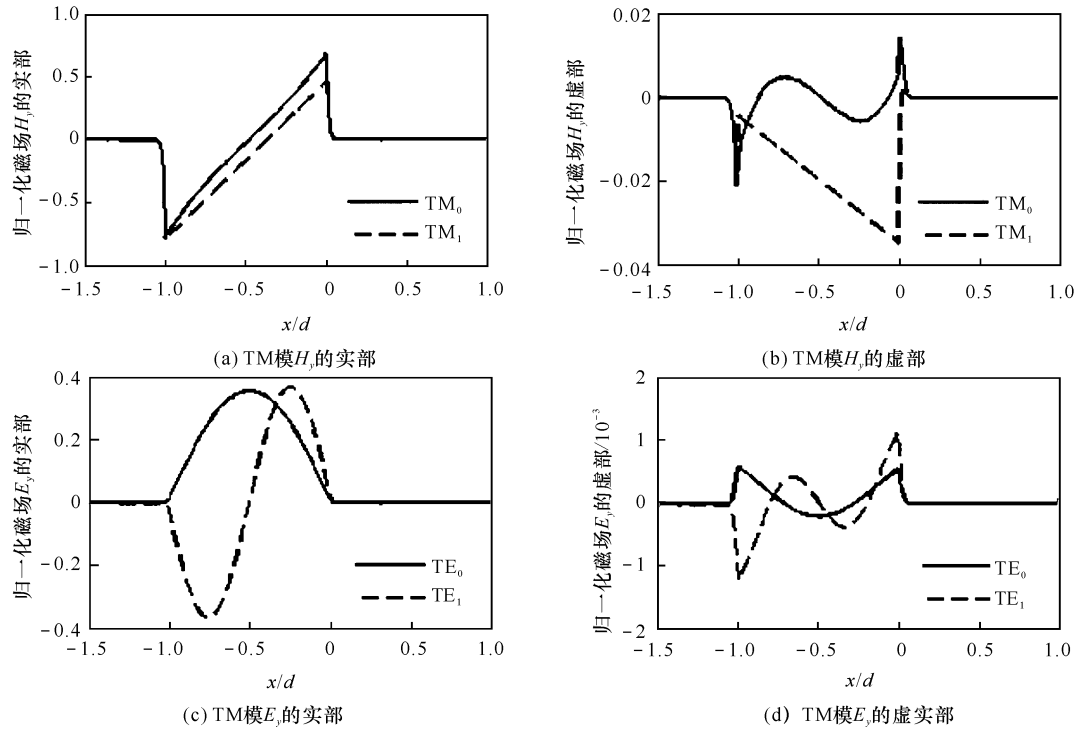
图9 是$k_0d=10$ 取时将功率归一后求出的波函数。图9(a)、图9(b)分别是TM 模的实部和虚部,可见TM_0、TM_1 模场分布比较相似,模场更多地集中在金的表面,因此在该处的损耗也大一些。TE 模的波函数与双面同质金属包覆的情况相同。



(a) 实部　　(b) 虚部

图8　异质金属包覆波导等效折射率与导波层厚度的关系

Fig. 8　Complex effective index of metallic heterowaveguide



(a) TM模H_y的实部　　(b) TM模H_y的虚部

(c) TM模E_y的实部　　(d) TM模E_y的虚实部

图9　异质金属包覆波导归一化波函数的空间分布

Fig. 9　Normalized complex wavefunction profiles of metallic heterowaveguide

3　结论

利用金属的复介电常数计算了3 种金属包覆波导在入射波长为1.55 μm 时随导波层厚度变化的传播特性。结果表明TM_0 是一种特殊的模式,它没有截止厚度,利用这个特点可以实现电磁波的超衍射极限传输,它的能量主要局限在金属与介质的界面处,是界面处的表面模。此外它在所有模式中的损耗是最大的。TM_1 在双面金属包覆结构中也体现出与全介质波导的不同,它的传播常数的范围比全介质波导要大。该模式可看作表面模在2 个金属-介质界面处的反对称结合而成。所有情况下的TE 模式表现出来的特征与全介质

波导基本相似。

参考文献:

[1] RONALD W W, MARWOOD N E. Electro-optics handbook[M]. 2nd ed. New York: Mcgraw-Hill, Inc., 2000.

[2] VERSLEGERS L, CATRYSSE P B, YU Zong-fu, et al. Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film[J]. Nano Lett., 2009, 9(1): 235-238.

[3] OULTON R, SORGER V, GENOV D A, et al. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long range propagation[J]. Nature Photonics. 2008, 2: 496-500.

[4] MAIERA S A, ATWATER H A. Plasmonics: localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures [J]. J. Appl. Phys., 2005, 98(1): 011101-1-011101-10.

[5] BUCKLEY R, BERINI P. Long-range substantially nonradiative metallo-dielectric waveguide[J]. Optics Letters, 2009, 34: 223-225.

[6] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. Nature, 2003, 424: 824-830.

[7] KAMINOW I P, MAMMEL W L, WEBER H P. Metal-clad optical waveguides: analytical and experimental study[J]. Appl. Opt., 1974, 13(2): 396-405.

[8] 周骏,曹庄琪,程莫礼,等.金属包覆有机聚合物色散特性的实验研究[J].光学学报,1996,16(9):1317-1321.
ZHOU Jun, CAO Zhuang-qi, CHEN Ying-li, et al. Dispersion characteristics of metal clad organic polymer waveguide[J]. Acta Optics Sinica, 1996, 16(9): 1317-1321. (in Chinese with an English abstract)

[9] CHIN L C. Foundations for guided-wave optics[M]. New Jersey: Wiley-Interscience, 2006.

[10] WILLIAM H P, SAUL A T, WILLIAM T V, et al. Numerical Recipes in Fortran 90 [M]. 2nd ed. England: Cambridge University Press, 1996.

[11] PALIK E D. Handbooks of optical constants of solids[M]. San Diego: Acdemic Press, 1985.