

doi: 10. 3788/gzxb20134204. 0386

亚波长金属波导的光传播和干涉特性研究

唐伟民, 王正岭, 姜文帆

(江苏大学 理学院 物理系, 江苏 镇江 212013)

摘要:利用时域有限差分方法研究了亚波长金属波导 TE 波的传播特性和基于异常透射现象的干涉特性. 对各种参量对驻波特性的影响及两列波导间的耦合特性进行了分析. 研究发现, TE 波在波导中传播时存在截止宽度, 如果波导宽度小于截止宽度, TE 波在波导中不能传播; 如果波导宽度大于截止宽度, TE 波的传播距离将随波导宽度变大而突然增加. 当波导宽度达到或大于半波长时, TE 波可以在波导中正常传播. 金属波导的截止宽度与金属的吸收系数成正比. 此外, 由于光在亚波长金属波导透射时的异常透射现象, 在亚波长金属波导中产生了 TE 波的干涉现象, 能形成驻波.

关键词:亚波长金属波导; 传播特性; 干涉特性; 时域有限差分法

中图分类号: TN253

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2013)04-0386-6

Optical Propagation and Interference in the Sub-wavelength Metallic Waveguide

TANG Wei-min, WANG Zheng-ling, JIANG Wen-fan

(Department of Physics, Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract: Properties of optical propagation as well as interference in the sub-wavelength metallic waveguide based on the extraordinary transmission are investigated by the Finite Difference Time Domain (FDTD) method. And several parameters on the standing wave as well as the coupling of two standing waves are studied, which is useful to understand the properties of optical propagation and the extraordinary transmission in the sub-wavelength metallic waveguide. It shows that TE light field is hard to propagate efficiently in the sub-wavelength metallic waveguide as the waveguide width is much smaller than the half wavelength. The propagating distance of the TE light field will be larger with the increasing of the waveguide width and can propagate generally when the waveguide width is about or larger than the half wavelength. There is a cut-off wavelength in the waveguide and it is linearly proportional to the absorption coefficient of the metal. In addition, due to the extraordinary transmission, it generates the standing wave in the sub-wavelength metallic waveguide.

Key words: Sub-wavelength metallic waveguide; Property of propagation; Interference; FDTD

0 引言

近年来, 光学波导被广泛应用于高速光通信和光电子学领域, 并且光学波导结构的设计与其特性的研究已成为波导光学研究的重要内容和方向. 光

学波导结构中最基本的结构是平面光波导, 这类结构一般能够容纳几个波导模式, 且波导模式数量随着波导厚度的增加而增加^[1]. 根据贵金属的介电常量为复数(其实部相对于虚部来说一般是一个较大的负数)的特性, 采用贵金属作为包覆层实现的金属

基金项目:国家自然科学基金(No. 50975128)、江苏省自然科学基金(No. BK2011462)、中国博士后科学基金(No. 20100481093)和江苏省博士后科研资助计划(No. 0902028C)资助

第一作者:唐伟民(1984-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为微纳米光学特性及原子光学. Email: twmxys@163.com

导师(通讯作者):王正岭(1971-), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为原子光学、微纳米和近场光学. Email: zlwang@ujs.edu.cn

收稿日期:2012-11-21; **录用日期:**2013-01-04

光学波导被越来越受重视^[2-7],如一维、二维金属波导^[2]、空心金属环状波导^[3-5]、矩形波导^[2]、非对称金属平面波导和双面金属包覆介质平面波导等^[6-8]. 这些波导在原子光学、微纳米光学、波导光学、光开关等领域有着广泛的应用.

在纳米尺度下,金属波导表现出奇特的光增强特性及光场约束特性^[9-16],并且金属波导孔径的几何结构对光的透射特性有着重要的影响^[14-15]. T. W. Ebbesen 等人^[9]在 1998 年指出,当光通过金属亚波长小孔阵列时,会在某些特定波长下产生异常透射现象,它在亚波长金属波导领域有着重要的潜在应用. 在孔径阵列里,由于当贵金属厚度超过一定范围(大约 25 nm)后对可见光和红外光产生的阻光性使得孔径表现为非耦合的金属波导. 因此,单个亚波长金属波导的光学特性研究是金属波导研究的基础,它对于理解周期性金属孔径的光场及其耦合有着重要的作用. 本文研究了亚波长金属波导内的 TE 波的有效传播特性,并讨论了亚波长金属波导中的 TE 波光场的干涉现象.

1 亚波长金属波导模型及理论

图 1 为亚波长金属波导(对称金属包覆结构)示意图. 图中中间层为介质,即为波导层,其厚度为 d ,介电常量为 ϵ_1 ,折射率为 n_1 . 上下两层是厚度为 t 的金属膜,其介电常量为 ϵ_2 . 所考虑的亚波长金属波导的长度为 l ,入射光的波长为 λ . 坐标系的选取如图 1,坐标原点 o 选在波导左端中间处, x 轴竖直向上, y 轴水平向外, z 轴水平向右. 在此亚波长金属波导模型中,为了节省模拟的时间和讨论的方便,假设 y 方向是无限长的.

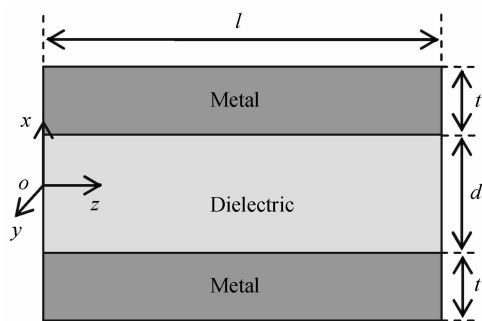


图 1 亚波长金属波导示意图

Fig. 1 The scheme of subwavelength metallic waveguide

在图 1 的亚波长金属波导中,如果有一束平面光从介质入射到金属表面,则会在介质-金属分界面上产生折射和反射,如图 2. 这里光在介质-金属分界面上的反射率很高(对空气-银分界面达 90% 以上),折射到金属里面的光跟反射光相比很弱,而且由于金属电导率很大,折射光会很快衰减掉.

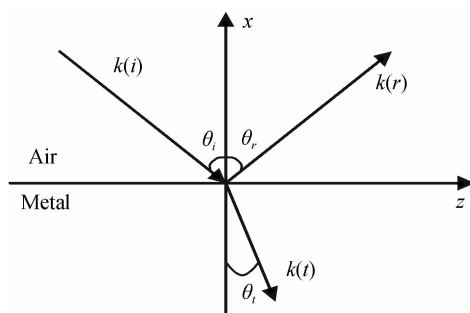


图 2 光在金属表面的反射和折射示意

Fig. 2 The scheme of optical reflection and refraction on the metallic surface

在介质-金属分界面上入射光的电场可写成

$$E_i = E_{0i} e^{-i[\omega t - (k_0 \sin \theta_i)z + (k_0 \cos \theta_i)x]} \quad (1)$$

则在介质-金属分界面上产生的反射光电场可写成

$$E_r = E_{0r} e^{-i[\omega t - (k \sin \theta_r)z - (k \cos \theta_r)x]} \quad (2)$$

式中 E_{0i} 和 E_{0r} 分别为入射光和反射光的电场强度, k_0 和 k 分别为入射波矢和反射波矢, ω 为光的角频率, θ_i 是入射角(等于反射角 θ_r). 从式(2)可以看出,反射光场有两个分量,分别在 x 方向和 z 方向.

如果波导中同时存在分别沿 x 方向和 z 方向传播以及相反方向 $-x$ 方向和 $-z$ 方向传播的波,则满足相干条件时可在 x 方向和 z 方向同时形成驻波. 设在 x 方向 $e^{-i(\omega t - k_x x)}$ 和 $e^{-i(\omega t + k_x x)}$ 为分别沿 x 方向和 $-x$ 方向传播的相干波,在 z 方向 $e^{-i(\omega t - k_z z)}$ 和 $e^{-i(\omega t + k_z z)}$ 分别沿 z 方向和 $-z$ 方向传播的相干波,其中 k_x 和 k_z 分别为 x 方向和 z 方向的波矢分量,则在 x 方向和 z 方向同时形成驻波的总强度表达式可写成

$$I = 4\cos^2(k_x x) + 4\cos^2(k_z z) \quad (3)$$

由式(2)可以看出强度在 z 方向和 x 方向的空间周期分别为 π/k_z 和 π/k_x .

2 模拟方法

时域有限差分法(Finite Difference Time Domain, FDTD)最早由 Yee 在 1966 年提出. 它对电磁场 E 和 H 分量在空间和时间上采用交替抽样的离散方式,每个网格上的磁场(或电场)分量仅与它相邻的电场(或磁场)分量及上一时间步该点的场值有关. 本文采用的 OptiFDTD 软件是一款基于 FDTD 的功能强大、有效且界面友好的仿真软件,它允许计算机对光场及光子分量进行辅助设计及仿真. FDTD 在工程上能对集成和衍射光子装置进行有效模拟,它具有独特的集成特性,如很好地构建整合光的传播、扩散和衍射、反射和偏振效应. 它同样能够在缓慢变化振幅近似条件下构建各向异性的材料而不需要对光场进行预设. FDTD 能够对亚微米

尺度的结构进行有效且准确的模拟。

FDTD 是基于对时域麦克斯韦旋度方程的直接数值积分. 在无源区, 麦克斯韦方程组可表示为

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= \partial D / \partial t + J_e, J_e = \sigma E \\ \nabla \times E &= -\partial H / \partial t - J_m, J_m = sH \\ \nabla \cdot B &= 0 \\ \nabla \cdot D &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

式中, E 为电场强度 (V/m), H 为磁场强度 (A/m), J_m 、 J_e 分别为电流和磁流密度, σ 为导电率 (Ω/m), S 为磁电阻率 (Ω/m), 在无电损耗或无磁损耗的媒质中可使 σ 或 S 为零, B 为磁感应强度, D 为电位移矢量. 本文中采用的是二维模拟, 因此将麦克斯韦方程中所有对 y 的偏导消去, 运用对电磁场 E 与 H 分量在空间和时间上采用交替抽样的离散方式, 每个网格上的磁场 (或电场) 分量仅与它相邻的电场 (或磁场) 分量及上一时间步该点的场值有关. OptiFDTD 模拟中采用 TE 模式, 即在图 1 所示的亚波长金属波导中, y 方向是无限长的, 且 H_x 、 E_y 和 H_z 为非零分量, 此时麦克斯韦方程组 (4) 可化解为

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (5a)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (5b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (5c)$$

式中 ϵ 是介电常量, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$; μ_0 为真空磁导率.

本文的基本模型采用的波导层介质为空气, 其宽度为 d , 镀膜的金属为 Ag, 厚度为 t (如无特殊说明, 模拟中 t 取 200 nm), 波导的长度为 l . 入射光的波长为 λ , 采用波长为 780 nm 的光源作为入射光, 光源形式采用点光源, 点光源的位置在坐标原点. 入射电场强度沿 y 方向偏振, 即取 E_y 入射, 采用 TE 模式, 取 PML 边界条件, 计算网格为 5×5 nm.

3 模拟结果及分析

3.1 亚波长金属波导长度不变, 波导宽度 d 变化

图 3(a) 和 (b) 为亚波长金属波导长度一定 ($l = 10\lambda = 7.8 \mu\text{m}$), E_y 的分布随波导宽度 d 的演化特性. 由于采用点光源作为入射光源 (波长 $\lambda = 780$ nm, 振幅为 1, y 偏振), 金属波导中 E_y 的振幅值最大在 0.03 左右. 从图中明显可以看到, 当波导宽度小于 370 nm 时, 光波很难在波导中有效传输; 随着波导宽度变大, 光波的传输距离逐渐变大; 当波导宽度达到或大于 390 nm (半波长) 时, 光波可正常

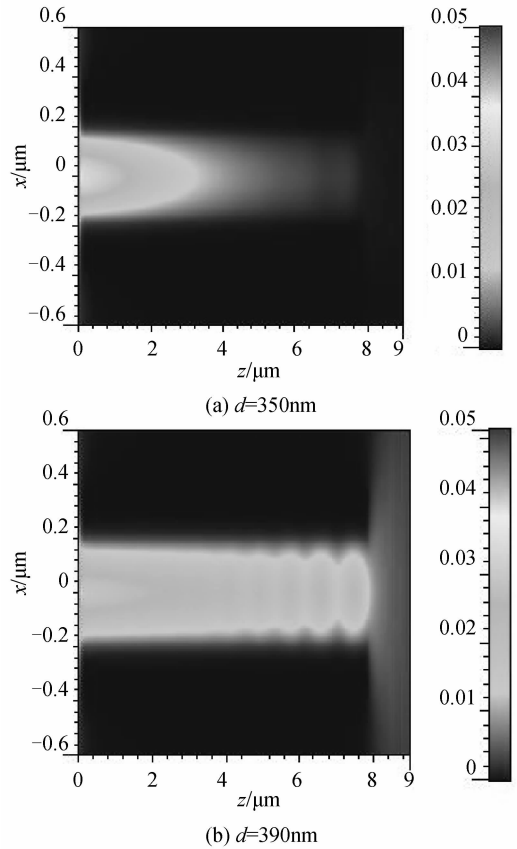


图 3 亚波长金属波导长度一定, E_y 的分布随波导宽度 d 的演化特征

Fig. 3 The distributions of E_y with the change of width d of the waveguide when the length of metal waveguide is fixed

在波导中传输.

从图 3(b) 中可以看到, 波导中 E_y 的分布出现了周期性的分布, 这是由于在 x 方向和 z 方向分别形成了驻波叠加而成. x 方向, 在 $x=0$ 处出现的最大值为波腹, 而在 $x = \pm \lambda/4$ 处出现的最小值为波节. x 方向的驻波是由于入射光在波导内上下两金属表面反射光叠加形成的; 而且可以知道, 光在金属表面反射时出现了半波损失. 在 z 方向的右端部分出现了驻波, 其中最右端为波节. 在 z 方向的驻波是由于入射光在波导内向 z 方向传播与从波导最右端 (即 $z=l$) 处的反射光叠加形成的. 这里反射光是由于在最右端 (即 $z=l$) 处在亚波长金属波导和介质分界面上发生了异常透射现象, 即当波导宽度小于波长时, 光波很难透射出去, 反射光分量很大 (透射率仅为百分之几); 而且可以知道, 光由于异常透射现象而反射时也出现了半波损失. 根据经典理论, 传统光学器件的空间分辨率受到衍射极限的限制, 光波在狭缝中的透射率正比于狭缝大小以及入射波长比值的四次方, 而金属薄膜中亚波长狭缝的透射率极小.

随着波导宽度 d 从 390 nm 增加到 650 nm, 在波导最右端(即 $z=l$)处的透射光也会越来越强. 随着波导宽度 d 增加到 650 nm 时, 在波导最右端(即 $z=l$)处的透射光非常强, 以至于在波导内的干涉条纹已不再清晰. 设干涉条纹的最大光强为 I_{\max} , 最小光强为 I_{\min} , 则条纹的可见度定义为

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (6)$$

根据式(6)可以求得当宽度 d 分别取 390 nm、410 nm、430 nm 和 650 nm 时, 最右端驻波的可见度分别为 0.385、0.381、0.324 和 0.143, 也就是可见度随波导宽度 d 的增加而降低; 并且从左向右可见度随 z 逐渐降低, 即最右端驻波的可见度最大. 这是由于反射波振幅随传输距离减小的原因.

因此, 利用亚波长金属波导和介质分界面发生的异常透射现象可实现亚波长金属波导内的光干涉现象, 形成驻波. 在 x 方向, 在波导内上下两金属表面处出现波节; 在 z 方向, 在金属波导最右端处出现波节. 且形成驻波最大可见度的条件是波导宽度 d 取 $\lambda/2$.

为了更好地研究 TE 波在金属波导中的传输距离与波导宽度 d 的关系, 选取四种不同的金属作为波导的包覆层, 分别为金、铜、银和铝, 模拟结果如图 4. 金属波导中的 TE 波传播距离定义为在波导中传播到最大值一半时的距离. 由图 4 可见, 当波导宽度 d 小于 260 nm、265 nm、300 nm 和 360 nm 时, TE 波在在金、铜、银和铝波导中几乎不能传输, 可以把这些宽度分别定义为金、铜、银和铝金属波导有效传播的截止宽度. 随着波导宽度从截止宽度慢慢变大, 光波的传输距离将会突然变大; 并且铝金属波导的传播距离增长最快, 而铜金属波导的传播距离增长最慢. 可以求得, 从截止宽度处到图 4 所示最大值处的传播距离与波导宽度增加之比, 也就是传播距

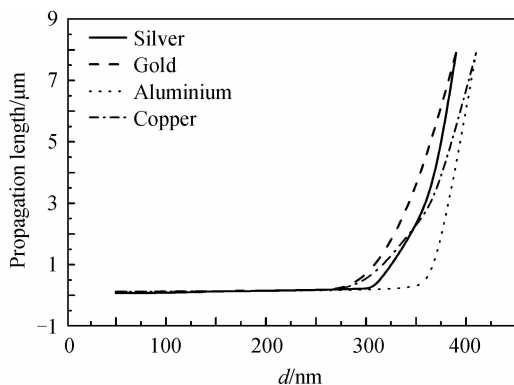


图 4 对不同金属的亚波长金属波导传播长度随波导宽度 d 的演化

Fig. 4 The dependence of the propagation length on the width d of the waveguide with different metals

离随波导宽度的平均增长率分别为 60.8(金)、54.5(铜)、87.8(银)和 130.7(铝).

由文献[17]可知, 在波长为 780 nm 的情况下, 金、铜、银和铝的吸收系数的值分别约为 4.8、4.9、5.4 和 7.08, 折射率分别约为 0.16、0.12、0.09 和 1.95.

对照金、铜、银和铝金属波导的截止宽度和吸收系数, 发现随着金属吸收系数的变大, 金属波导的截止宽度也逐渐增大; 并且金、铜、银和铝金属波导的截止宽度与吸收系数之比分别为 54.17、55.08、55.56 和 50.85, 也就是说金属波导的截止宽度与金属的吸收系数基本成正比. 波导宽度从截止宽度变大时的传播距离随波导宽度的平均增长率不再随吸收系数或折射率呈单一变化, 它不但与金属的吸收系数有关, 也与金属的折射率有关.

由式(3), 取 $k_z = k/2$ 和 $k_x = k$, 即 $k_z = \pi/\lambda$ 和 $k_x = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 780$ nm 时, 可以得到 x 方向和 z 方向同时形成驻波的总强度分布, 如图 5.

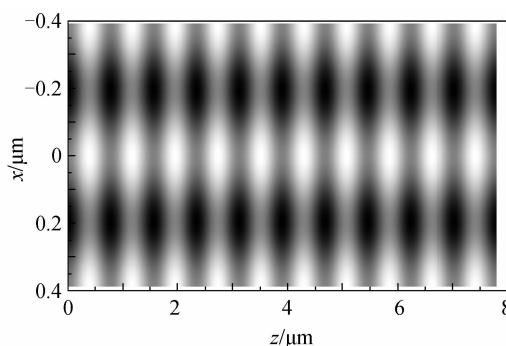


图 5 当 $k_z = k/2$, $k_x = k$, $\lambda = 780$ nm 时根据式(3)计算的驻波的总强度分布

Fig. 5 The distribution of intensity when $k_z = k/2$, $k_x = k$, $\lambda = 780$ nm according to Equation (3)

为了与图 3(b)的最右端波节对应, 在图 5 中的 z 方向已取了初相位使得在最右端为波节. 由图 5 所知, 在 x 方向, $x=0$ 处出现了最大值, 为波腹, 而在 $x = \pm\lambda/4$ 处出现了最小值(波节), x 方向的空间周期为 $\lambda/2$, 与模拟结果一致. 在 z 方向驻波的空间周期为 λ , 与模拟结果一致. 因此, 式(3)也说明了在亚波长金属波导中的分布是由于在 x 方向和 z 方向分别形成了驻波叠加而成. 随着波导宽度 d 从 390 nm 增加到 650 nm, z 方向显示出的驻波数目也逐渐增多, 但在 x 方向只有一个驻波, 同时在 x 方向和 z 方向驻波的空间周期也在变化. 在亚波长金属波导中的驻波情况远比式(3)描述的复杂, 因此式(3)只能作为参考.

3.2 波导宽度 d 不变, 波导长度 l 变化

图 6 为亚波长金属波导宽度 ($d = 390$ nm) 不变, E_y 的分布随波导长度 l 的演化特性. 从图中可

以看到,波导长度 l 至少要为 1 倍波长时,才能在 z 方向形成一个完整的驻波,而在 x 方向的驻波不会受到 l 变化的影响. 在 z 方向的最右端始终为波节. 在最左端,当 $l=n\lambda$ (n 为正整数) 时为波节,并且 z 方向的驻波数目为 $n=l/\lambda$; 当 $l=(2n+1)\lambda/2$ (n 为正整数) 时在最左端为波腹,且 z 方向的驻波数目为 $(2n+1)/2$. 因此波导最左端(即 $z=0$) 处是波腹还是波节取决于波导长度 l .

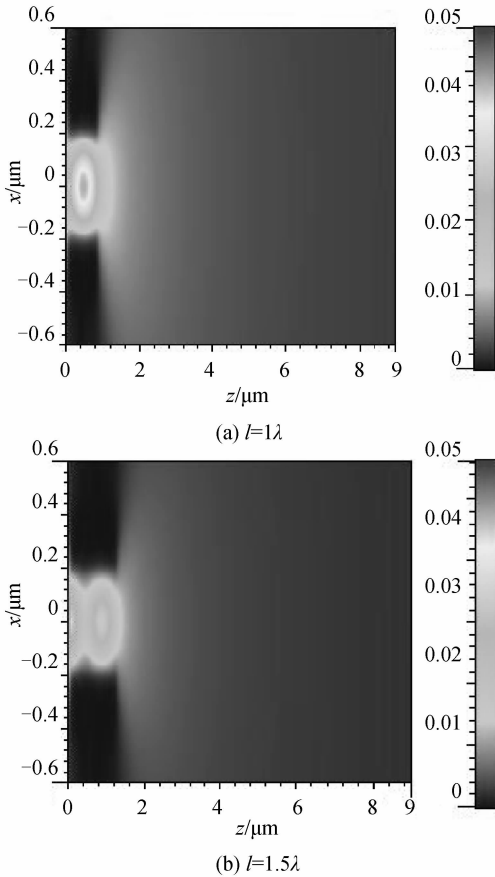


图6 亚波长金属波导宽度一定, E_y 的分布随波导长度 l 的演化

Fig. 6 The distributions of E_y with the change of length l of the waveguide when the width of metal waveguide is fixed

当 l 较大,如 $l \geq 8\lambda$ 时,在 $z \leq 1.86 \mu\text{m}$ 处由于干涉引起的驻波已很难分辨. 这是由于当波导的长度大于一定数值时(如大于 8 倍波长),光传导至右边的边界所产生的边界效应无法影响到左边区域,于是在左边产生的干涉效应非常微弱.

根据式(6)可以求得当 l 分别为 1λ 、 1.5λ 、 2λ 、 2.5λ 、 3λ 、 3.5λ 、 4λ 和 8λ 时,最右端驻波的可见度分别为 0.463、0.437、0.455、0.440、0.459、0.445、0.475、0.461 和 0.5,因此可见度随波导长度 l 的变化没有具体的规律. 但对给定的某一波导长度 l ,驻波中从左向右的每个周期波形的可见度随 z 变大而逐渐降低,即驻波最右端周期波形的可见度最大. 这

也是因为光传导至右边的边界所反射的波向左传播逐渐减弱的原因.

3.3 金属厚度变化及两波导间的耦合

图7为亚波长金属波导宽度为 $d=390 \text{ nm}$,波导长度为 $l=7.8 \mu\text{m}$ 时,改变金属层厚度时 E_y 分布的演化特性. 由图7可知,随着金属厚度的减少,波导内光场干涉减弱甚至消失,可见度也在减小. 当 $t < 30 \text{ nm}$ 时,波导内光场的干涉非常微弱了;当 $t < 10 \text{ nm}$ 时,根本无法形成驻波,此时波导内光场难以实现有效传播. 这是因为当金属层厚度很小时,在金属中的折射光可以透过金属泄露出去,从而在介质-金属分界面上不能形成有效反射.

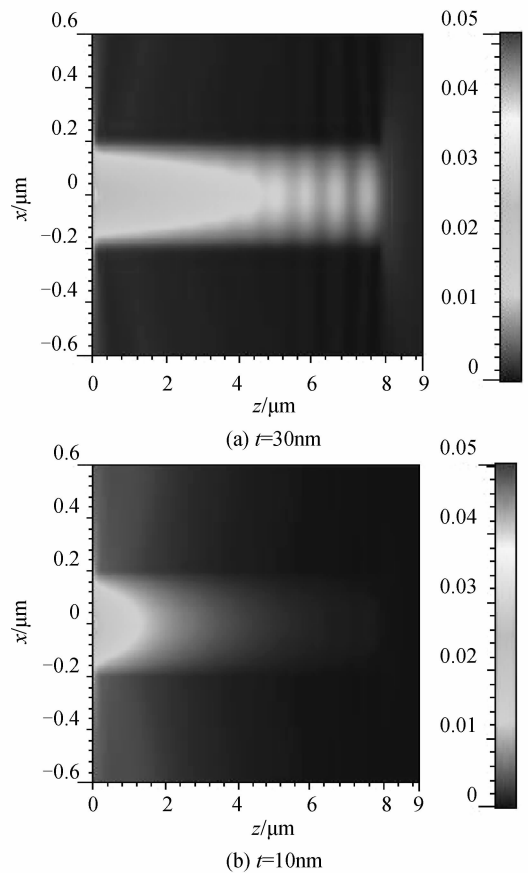


图7 E_y 的分布随金属层厚度改变时的演化特征
Fig. 7 The distributions of E_y with the change of metal thickness t

在原来亚波长金属波导的基础上在中间加上一层金属隔层(仍为银),增加两边空气波导厚度至 390 nm ,改变金属隔层时 E_y 的分布特性. 发现隔层厚度较大时对光场分布影响不大,此时可看成是两个并行的独立波导. 当隔层厚度减小时,光场将会发生耦合,相邻波导间不能再视为独立的波导,而必须考虑耦合效应对光场的影响. 隔层厚度减小时,耦合效应使驻波的干涉条纹减弱,光场强度下降. 而当隔层厚度小于 2 nm 时,光场之间发生强烈耦合,波导内部已经无法形成明显的驻波了.

4 结论

利用 FDTD 法研究了亚波长金属波导内的光传播特性和基于异常透射现象的干涉特性. 研究发现,当波导宽度远小于半波长时,TE 波光场很难在波导中有效传输. 随着波导宽度变大,TE 波光场的传输距离逐渐变大;当波导宽度在半波长附近或大于半波长时,TE 波光场可正常在波导中传输. TE 波在金属波导中传播时存在截止宽度,如果波导宽度小于截止宽度,TE 波在波导中几乎不能传输;如果波导宽度大于截止宽度,TE 波的传输距离将随波导宽度变大会突然增加. 如果选取金、铜、银和铝四种不同的金属作为波导的包覆层,入射波长为 780 nm 时,截止宽度分别为 260 nm、265 nm、300 nm 和 360 nm,此时吸收系数分别约为 4.8、4.9、5.4 和 7.08,金属波导的截止宽度与金属的吸收系数成正比.

由于光在亚波长金属波导透射时的异常透射现象,在亚波长金属波导内产生了 TE 波光场的干涉现象,形成驻波;并且在波导内上下两金属表面处和金属波导最右端处总是波节,说明光在金属表面反射时和光由于异常透射现象而反射时出现了半波损失. 研究发现,波导层的厚度、波导层的长度和金属层的厚度等因素明显影响光场的传播特性及波导内的干涉特性. 两波导间的金属隔层厚度较大时(如大于 100 nm)对波导没有影响,相邻波导能看作独立的波导;而当金属隔层厚度较小(如小于 10 nm)时,相邻波导间将会发生明显耦合. 研究结果有助于我们理解亚波长金属波导的光传播特性和异常透射现象.

参考文献

- [1] CAO Zhuang-qi, LU Hai-feng, LI Hong-gen, *et al.* Research of ultrahigh-order modes in double metal-cladding optical waveguide with submillimeter scale[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 497-500.
曹庄琪, 陆海峰, 李红根, 等. 亚毫米尺度双面金属波导的超高阶模及其滤波特性研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(4): 497-500.
- [2] COLLIN S, PARDO F, PELOUARD J, Waveguiding in nanoscale metallic apertures[J]. *Optics Express*, 2007, **15**(7): 4310-4320.
- [3] WANG Zheng-ling, MENG Dai, YIN Jian-ping. Atomic (or molecular) guiding using a blue-detuned doughnut mode in a hollow metallic waveguide [J]. *Optics Express*, 2005, **13**(21): 8406-8423.
- [4] WANG Zheng-ling, YIN Jian-ping. Atomic quantum motion and single-mode waveguiding in a hollow metallic waveguide [J]. *JOSA B*, 2008, **25**(6): 1051-1058.
- [5] ZENG Xia-hui, FAN Dian-yuan. Electromagnetic fields and transmission properties in tapered hollow metallic waveguides [J]. *Optics Express*, 2008, **17**(1): 34-45.
- [6] OTTO A, SOHOLE W. Modification of the total reflection modes in a dielectric film by one metal boundary[J]. *Optics Communications*, 1971, **3**(10): 254-258.
- [7] ZHOU Feng, CAO Zhuang-qi, JIANG Yi, *et al.* Method to identify mode order in doubler metal-cladding waveguide[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(6): 665-669.
周峰, 曹庄琪, 蒋毅, 等. 双面金属包覆波导介质波导模式序数的判方法[J]. *光学学报*, 2002, **22**(6): 665-669.
- [8] CHEN Lin, PENG Yan, YUAN Ming-hui, *et al.* Investigation of interference fringes of reflected beam on double metal-cladding structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, **37**(12): 3145-3149.
陈麟, 彭滢, 袁明辉, 等. 对称金属包覆结构中反射光干涉效应的研究[J]. *中国激光*, 2010, **37**(12): 3145-3149.
- [9] EBBESEN T W, LEZEC H J, GHAEMI H F, *et al.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. *Nature (London)*, 1998, **391**(6668): 667-669.
- [10] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature (London)*, 2003, **424**(6950): 824-830.
- [11] RIGNEAULT H, CAPOULADE J, DINTINGER J, *et al.* Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures [J]. *Physical Review Letters*, 2005, **95**(11): 117401.
- [12] LEZEC H J, DEGIRON A, DEVAUX E, *et al.* Beaming light from a subwavelength aperture[J]. *Science*, 2002, **297**(5582): 820-822.
- [13] GRUPP DE, LEZEC H J, THIO T, *et al.* Beyond the bethe limit : Tunable enhanced light transmission through a single sub-wavelength aperture[J]. *Advanced Materials*, 1999, **11**(10): 860.
- [14] FRANCISCO GARCIA DE ABAJO. Light transmission through a single cylindrical hole in a metallic film[J]. *Optics Express*, 2002, **10**(25): 1475-84.
- [15] ARSLANOV N M. The optimal form of the scanning near-field optical microscopy probe with subwavelength aperture [J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2006, **8**(3): 338.
- [16] LEVENE M J, KORLACH J, TURNER S W, *et al.* Zero-mode waveguides for single-molecule analysis at high concentrations[J]. *Science*, 2003, **299**(5607): 682.
- [17] SCHULZ L G, TANGHERLINI F R. The optical constants of silver, gold, copper, and aluminum. (I. The absorption coefficient k) [J]. *JOSA A*, 1954, **44**(5): 357-362.