

领结形中空表面等离子体波导的传输特性*

贾智鑫 段欣 吕婷婷 郭亚楠 薛文瑞†

(山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

(2010年5月11日收到; 2010年9月14日收到修改稿)

设计了一种领结形中空表面等离子体波导. 采用频域有限差分法, 对这种波导所支持的基模的能流密度分布、有效折射率、传播长度和模式面积随几何结构参数和工作波长的依赖关系进行了分析. 结果表明, 沿纵向的能流主要分布在两个上下突起所形成的中间区域. 通过调整几何参数及工作波长, 可以调节模式的有效折射率、传播长度和模式面积. 在工作波长确定的条件下, 有效折射率随突起半径的增大呈减小趋势, 而传播长度和模式面积则随着突起半径的增大呈增大趋势, 四个角上的圆弧半径对波导的传输特性有微调作用, 左右扇形区域的半径对波导的传输特性有较明显的调节作用. 在几何参数确定的条件下, 相对于工作波长 705.0 nm 的情形来说, 工作波长较大时, 场的分布范围较大, 场与金属表面的接触面积较大, 场与金属银的相互作用较弱, 有效折射率就较小, 传播距离也就较长. 最后, 讨论了这种中空表面等离子体波导在传感器领域应用的可能性.

关键词: 集成光学, 光波导, 表面等离子体波导

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

1. 引言

基于表面等离子激元 (surface plasmon polariton, SPP) 的表面等离子体波导 (surface plasmonic waveguides, SPWs) 是采用了新的导波机制而构造的一类波导元件, 目前在国际上掀起了研究的热潮. 这种波导可以在金属表面上以 SPP 的形式引导光的传播. 由于 SPP 具有亚波长的横向尺度, 没有传统光波导或光子晶体光波导中存在的衍射极限, 如果在集成光子芯片中普遍采用 SPWs, 则可以达到使集成光子器件微型化和光集成芯片高密度化的目的^[1-4].

从最初的金属薄膜型 SPWs^[5], 到金属条型 SPWs^[6,7], 经过不懈的努力, 人们已经使 SPP 传播的距离达到了厘米量级^[8]. 目前能够在二维方向上约束光, 在第三维方向上传导光的 SPWs, 还有间隙型^[9-12]、缝隙型^[13-15]、楔型^[16-18]、沟渠型^[19-23]、组合型^[24-28]、介质加载型^[29-31] 以及纳米金属链型 SPWs^[32,33] 等等, 其中条型、缝隙型、楔型、沟渠型和组合型 SPWs 等几种均具有较尖锐的棱角. 尖锐的棱角在实验上不容易制作, 而且对 SPWs 的传输性

能的稳定性影响较大.

为了克服上面提到的缺点, 本文设计了一种领结形中空表面等离子体波导, 拟采用频域有限差分法对其传输特性进行研究, 讨论这种表面等离子体波导的几何结参数和工作波长对场分布、有效折射率、传播长度以及模式面积的影响. 最后, 讨论这种中空表面等离子体波导在传感器领域^[34,35] 应用的可能性.

2. 结构模型与计算方法

本文设计的领结形中空表面等离子体波导结构的横截面如图 1 所示, 它是在金属银包层中挖出一个领结形中空区域构成的一种表面等离子体波导. 为了避免尖锐的棱角, 假设中心部位上下突出部分的圆弧半径为 r_1 , 四个角落部位的圆弧半径为 r_2 , 左右扇形区域的半径为 r_3 . 很显然, 这种结构由 r_1 决定中心部位上下突出部分间的距离, r_3 决定结构尺寸的大小.

研究 SPWs 传输特性的主要数值方法可以分为时域方法和频域方法两大类. 时域方法中常用的是时域有限差分法 (FDTD), 频域方法中常用的是频

* 国家基础科学人才培养基金 (批准号: J0730317) 和山西省自然科学基金 (批准号: 2010011003-1) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wxue@sxu.edu.cn

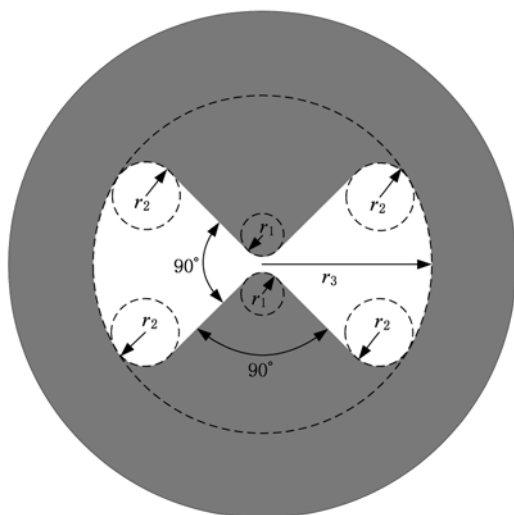


图1 领结形中空表面等离子体波导的横截面图

域有限差分法 (FDFD) 和有限元法 (FEM). 本文采用全矢量的二维频域有限差分 (FDFD) 方法^[36–38]对其传输特性进行研究. 这种方法是一种简单有效的数值计算方法, 它从麦克斯韦方程出发, 假设沿 z 方向的传播常数是 β , 每个场分量用 $\varphi(x, y, z) = \varphi(x, y) \exp(j\beta z)$ 来表示, 这里 φ 代表任意场分量. 依

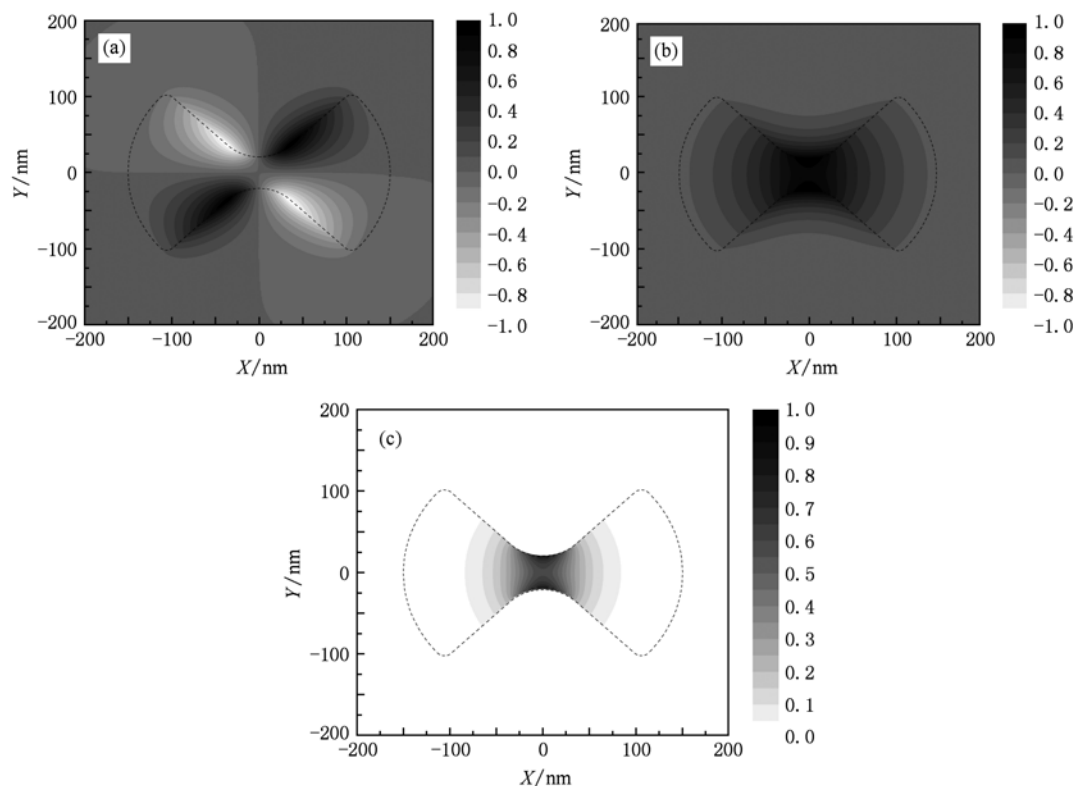
据二维频域有限差分方法原理, 可以得到两个本征值方程

$$\begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (2)$$

这里的 Q_{ij} 和 P_{ij} 为系数矩阵元, E_x 和 E_y 分别为电场的 x 分量和 y 分量, H_x 和 H_y 分别为磁场的 x 分量和 y 分量. 给定表面等离子体光波导的几何参数、电磁参数和工作波长, 通过解本征值方程 (1) 就能够得到在该工作波长下的传播常数 β 、有效模折射率 n_{eff} 和每个模式在横截面内的磁场分布. 这个本征值问题可以由 Arnoldi 算法^[39] 来解决, 该算法能够有效地处理大型复系数矩阵本征值问题. 接着把传播常数 β 代入方程 (2), 解这个齐次线性方程组, 就可以得到对应模式在横截面内的电场分布.

本文采用了 601×601 层的网格点来离散整个计算区域, 其中 20 层是用来截断网格的各向异性良匹配层 (APML). 空间离散步长为 $\Delta x = \Delta y = 1.0 \text{ nm}$. 本文采用的频域有限差分法代码的准确, 已经在我们前面的工作中得到了验证^[22,23]. 计算中


 图2 当 $r_1 = 50 \text{ nm}$, $r_2 = 10 \text{ nm}$, $r_3 = 150 \text{ nm}$, $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 时, 基模的 (a) H_x 场; (b) H_y 场和 (c) 沿 z 轴的能流密度 S_z 在横截面上的分布图. 虚线表示波导结构的轮廓

金属银的相对电介常数 ϵ_r 取 $-18.055 + j0.4776$ ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$), $-23.4046 + j0.387$ ($\lambda = 705.0 \text{ nm}$) 和 $-31.0784 + j0.4118$ ($\lambda = 800.0 \text{ nm}$)^[40].

3. 结果与讨论

对于如图 1 所示的领结形中空表面等离子体波导,我们首先研究了基模的场分布,接着对其有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 和模式面积 A_m 与波导的几何参数及工作波长之间的关系进行了研究,最后对这种波导在传感器应用方面的可能性进行了讨论. 这里, $\text{Re}(n_{\text{eff}}) = \text{Re}(\beta) \lambda / 2\pi$, $L_{\text{prop}} = 1 / \text{Im}(\beta)$, 而 A_m 定义为: 归一化的沿 z 轴的能流密度 S_z 从 1 下降到 0.1 的过程中所占据的面积.

3.1. 基模的场分布

如图 1 所示的领结形中空表面等离子体波导支持一种模式,如图 2 所示,从图中很明显看出, H_x 场分量关于 x 轴和 y 轴均是反对称分布,而 H_y 场分量关于 x 轴和 y 轴均是对称分布. 沿 z 轴的能流密度

S_z 主要分布在由 r_1 决定的上下两个突起之间的区域,我们把这种模式叫做基模.

3.2. 几何尺寸的影响

因为有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播距离 L_{prop} 和模式面积 A_m 是衡量表面等离子体光波导传播特性的三个最重要的物理量,所以下面我们考察如图 2 所示的模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 随波导的几何尺寸的变化关系.

图 3 分别给出了 $r_2 = 1 \text{ nm}$, 10 nm 和 20 nm , $r_3 = 140 \text{ nm}$, 150 nm 和 200 nm 以及 $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 条件下,有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 和模式面积 A_m 随半径 r_1 的变化关系图. 从这三张图中可以看出,按照半径 r_3 的不同取值,曲线可以分为三组,在每组曲线中,有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随 r_1 的增大呈减小趋势,传播长度 L_{prop} 和模式面积 A_m 则随着 r_1 的增大呈增大趋势. 参数 r_2 对有效折射率、传播距离和模式面积的位置有微调作用. 上述现象是由于基模场是由分布在上下两个突起处的 SPP 场耦合而形成的,随 r_1 的增大,对于上下两个突起处来说,不仅

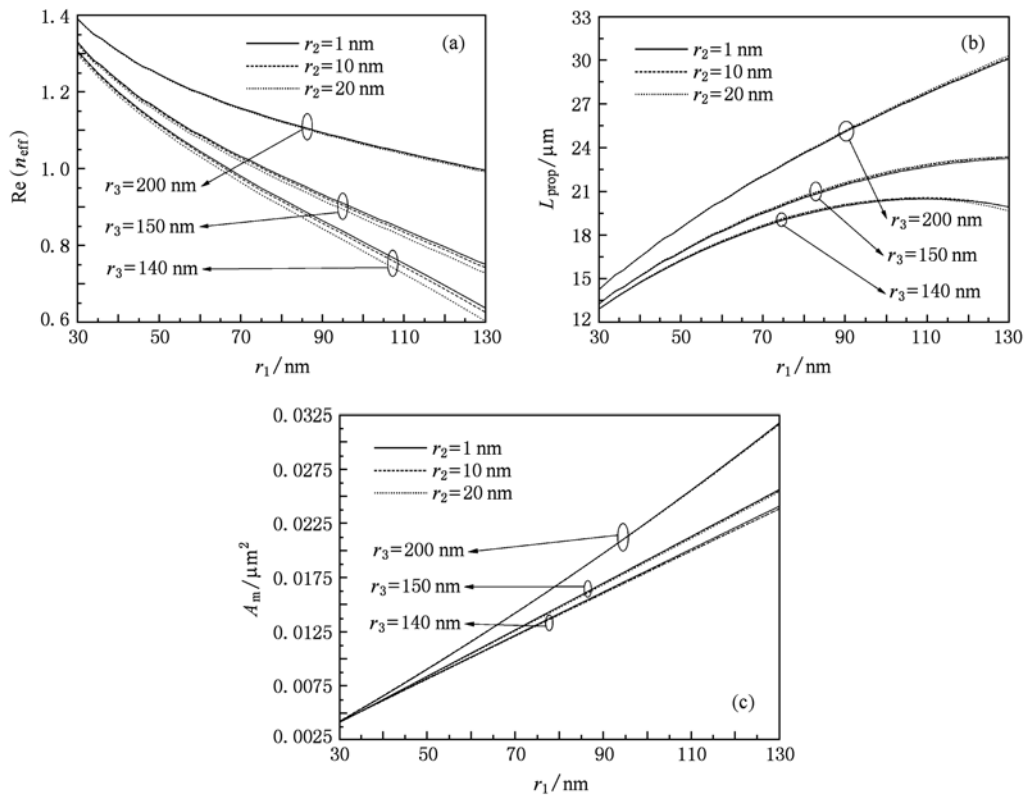


图 3 $r_2 = 1 \text{ nm}$, 10 nm 和 20 nm , $r_3 = 140 \text{ nm}$, 150 nm 和 200 nm 以及 $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 条件下, (a) 有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 传播长度 L_{prop} 和 (c) 模式面积 A_m 随半径 r_1 的变化关系图

弯曲程度减小,而且距离增加,导致 SPP 耦合场的面积扩展,且耦合效应减小,这就致使有效折射率呈减小趋势,而传播长度和模式面积呈增大趋势.

3.3. 工作波长的影响

首先考察如图 2 所示的模式能流密度分布随工作波长的变化关系. 当 $r_1 = 50 \text{ nm}$, $r_2 = 10 \text{ nm}$, $r_3 = 200 \text{ nm}$ 时,在 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 705.0 nm 和 800.0 nm 三种情况下,沿 z 轴的能流密度 S_z 分布如图 4 所示. 从图 4 可以看出,它们的场分布与图 2(c) 类似. 相对于 $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 的情形(图 4(b))来说,在 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ (图 4(a))情况下,场的分布范围较小,场与金属表面的相互作用较大. 在 $\lambda = 800.0 \text{ nm}$ (图 4(c))情况下,场的分布范围较广,场与金属表面的相互作用较小.

下面考察如图 2 所示模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 随工作波长的变化关系. 取 $r_2 = 10 \text{ nm}$, $r_3 = 200 \text{ nm}$,而工作波长分别为 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 705.0 nm 和 800.0 nm 的条件下, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 随工作波长的变化关系如图 5 所示.

从图 5 中我们看出,在不同的工作波长下, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随着 r_1 的增加而减小, L_{prop} 和 A_m 随着 r_1 的增

加而增大. 在 r_1 相同的条件下,波长越大,有效折射率越小,传播长度越大,模式面积越大. 这种现象,可以从不同波长条件下,场的不同分布得到解释: 由于场主要集中在上下突起所形成的中间区域,相对于 $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 的情形来说,在工作波长 λ 较小时,场分布的范围较小,场与金属银的相互作用较强,使得光在该结构传播的有效折射率变大,传播距离变短. 而在工作波长 λ 较大时,场分布的范围较广,场与金属银的相互作用较弱,有效折射率变小,传播距离变长.

3.4. 在传感器领域应用的可能性

图 6 给出了在 $r_1 = 50 \text{ nm}$, $r_2 = 10 \text{ nm}$, $r_3 = 200 \text{ nm}$ 的条件下芯区分别填充了空气和水、乙二醇、苯等三种液体介质后,这种波导的传输特性与波长的依赖关系. 为了对比,图中还给出了空气、水、乙二醇和苯在 $500\text{--}800 \text{ nm}$ 波长范围内折射率的变化曲线. 从图 6 可以看出,填充不同折射率的液体,这种波导的有效折射率、传播长度和能流面积明显不同. 在波长相同的条件下,填充折射率较大的液体,这种波导的有效折射率就较大,传播距离和能流面积就较小;填充折射率较小的液体,这种

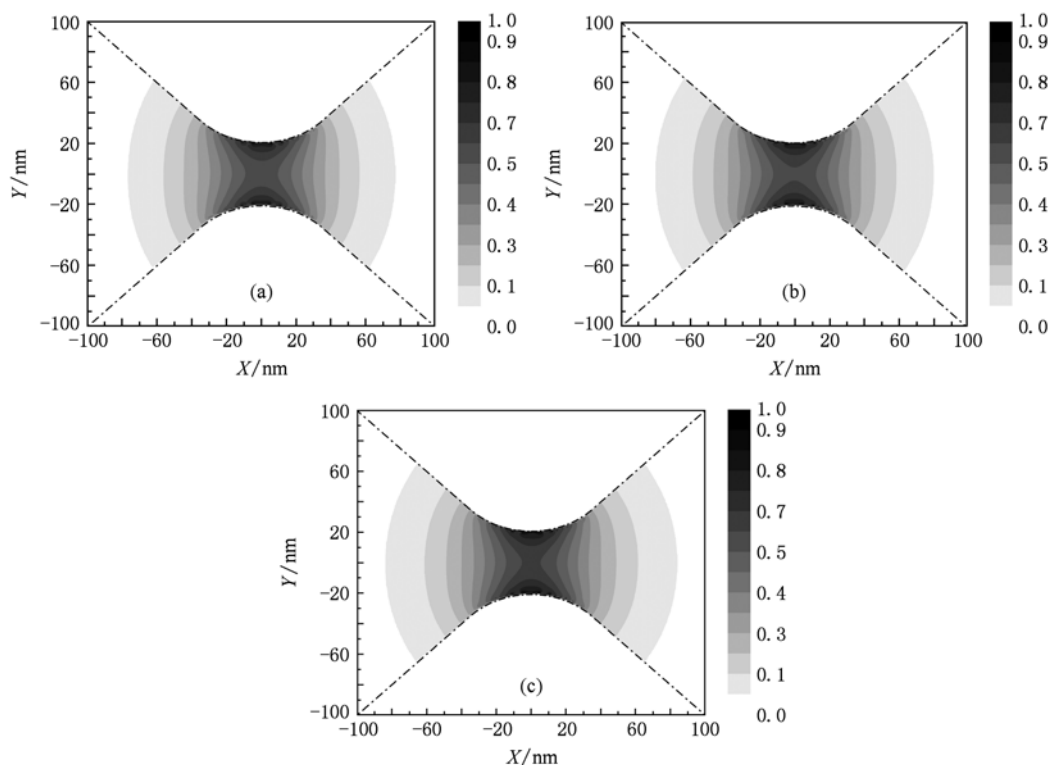


图 4 $r_1 = 50 \text{ nm}$, $r_2 = 10 \text{ nm}$, $r_3 = 200 \text{ nm}$, λ 取不同值时沿 z 轴的能流密度 S_z 分布 (a) $\lambda = 632.8 \text{ nm}$; (b) $\lambda = 705.0 \text{ nm}$; (c) $\lambda = 800.0 \text{ nm}$

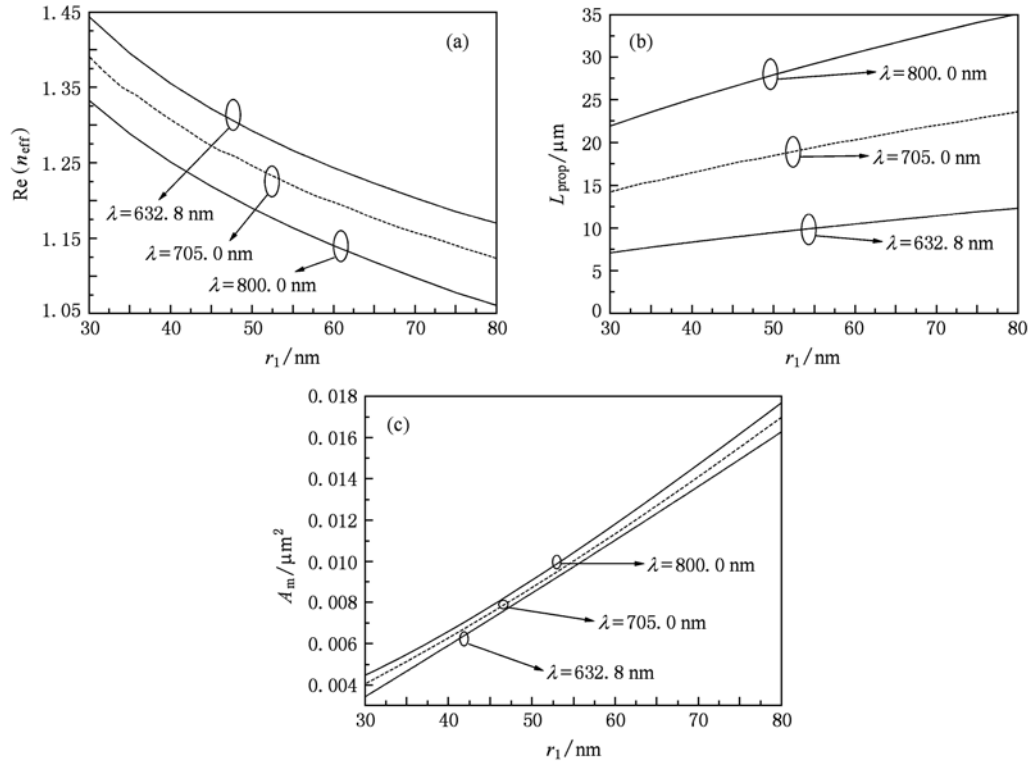


图5 $r_2 = 10$ nm, $r_3 = 200$ nm, 分别取 $\lambda = 632.8$ nm, 705.0 nm 和 800.0 nm 的情况下, (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} 和 (c) A_m 随 r_1 变化的曲线图

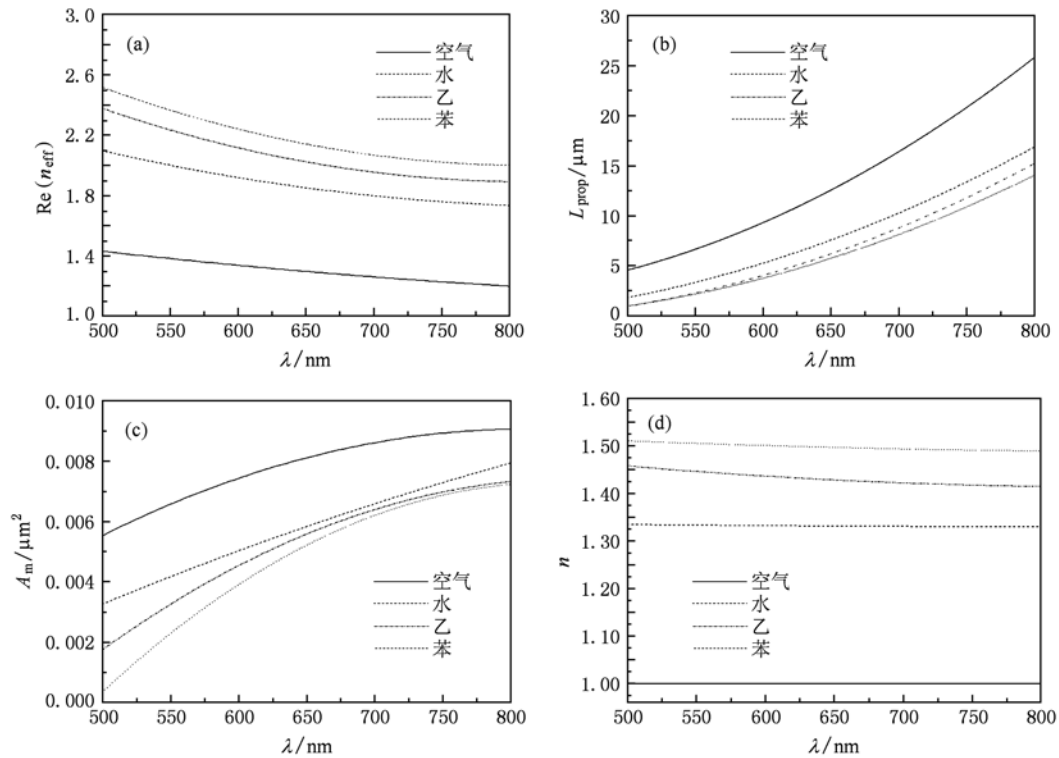


图6 在 $r_1 = 50$ nm, $r_2 = 10$ nm, $r_3 = 200$ nm 的条件下, 芯区分别填充了空气和水、乙二醇、苯等三种液体介质 (取温度 293.15 K, 不同波长对应的折射率) 后, (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} 和 (c) A_m 随波长变化的曲线图, (d) 图给出了空气, 水, 乙二醇和苯在 500—800 nm 波长范围内折射率的变化曲线^[41]

波导的有效折射率就较小,传播距离和能流面积就较大.根据这一现象可以看出,这种表面等离子体波导可以用来制作折射率传感器^[42].

4. 结 论

本文设计了一种领结形中空表面等离子体波导,这种波导的结构由 r_1, r_2, r_3 三个几何参数决定.数值计算表明:基模沿纵向的能流主要分布在上下两个突起所形成的中间区域,且越靠近上下两突起弧形边的顶点处,沿纵向的能流越大.通过调节几

何参数及工作波长,可以调节模式的传输特性.在工作波长确定的条件下,有效折射率随 r_1 的增大呈减小趋势,而传播长度和模式面积则随着 r_1 的增大呈增大趋势, r_2 对波导的传输特性有微调作用, r_3 对波导的传输特性有较明显的调节作用.在几何参数确定的条件下,相对于工作波长 $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 的情形来说,工作波长较大时,有效折射率就较小,传播距离也就较长.这些现象可以通过场与金属银的相互作用的强弱得到解释.这种领结形中空表面等离子体波导可以应用于传感器领域.

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Ozbay E 2006 *Science* **311** 189
- [3] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [4] Maier S A 2006 *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12** 1671
- [5] Economou E N 1969 *Phys. Rev.* **182** 539
- [6] Berini P 1999 *Opt. Lett.* **24** 1011
- [7] Jung J, Sondergaard T, Bozhevolnyi S I 2007 *Phys. Rev. B* **76** 035434
- [8] Guo J, Adato R 2008 *Opt. Express* **16** 1232
- [9] Tanaka K, Tanaka M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 1158
- [10] Kusunoki F, Yotsuya T, Takahara J, Kobayashi T 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 211101
- [11] Gordon R, Brolo A G 2005 *Opt. Express* **13** 1933
- [12] Zhang H X, Gu Y, Gong Q H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2567
- [13] Pile D F P, Ogawa T, Gramotnev D K, Matsuzaki Y, Vernon K C, Yamaguchi K, Okamoto T, Haraguchi M, Fukui M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 261114
- [14] Liu L, Han Z, He S, 2005 *Opt. Express* **13** 6645
- [15] Xue W R, Guo Y N, Zhang W M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2529
- [16] Pile D F P, Ogawa T, Gramotnev D K, Okamoto T, Haraguchi M, Fukui M, Matsuo S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 061106
- [17] Boltasseva A, Volkov V S, Nielsen R B, Moreno E, Rodrigo S G, Bozhevolnyi S I 2008 *Opt. Express* **16** 5252
- [18] Ogawa T, Pile D F P, Okamoto T, Haraguchi M, Fukui M, Gramotnev D K 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 033102
- [19] Lu J Q, Maradudin A A 1990 *Phys. Rev. B* **42** 17 11159
- [20] Chen S L, Shakya J, Lipson M 2006, *Opt. Lett.* **31** 14 2133
- [21] Pile D F P, Gramotnev D K 2004 *Opt. Lett.* **29** 1069
- [22] Lee I, Jung J, Park J, Kim H, Lee B 2007 *Opt. Express* **15** 16596
- [23] Xue W R, Guo Y N, Zhang J, Zhang W M 2009 *J. Lightwave Technol.* **27** 2634
- [24] Arbel D, Orenstein M 2008 *Opt. Express* **16** 3114
- [25] Xue W R, Guo Y N, Li P, and Zhang W M 2008 *Opt. Express* **16** 10710
- [26] Guo Y N, Xue W R, Yang R C, Zhang W M 2009 *Opt. Express* **17** 11822
- [27] Guo Y N, Xue W R, Zhang W M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4168 (in Chinese) [郭亚楠、薛文瑞、张文梅 2009 物理学报 **58** 4168]
- [28] Xue W R, Guo Y N, Zhang W M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 017302
- [29] Holmgaard T, Bozhevolnyi S I 2007 *Phys. Rev. B* **75** 245405
- [30] Krasavin A V, Zayats A V 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 211101
- [31] Steinberger B, Hohenau A, Dittlbacher H, Stepanov A L, Drezet A, Aussenegg F R, Leitner A, Krenn J R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 094104
- [32] Quinten M, Leitner A, Krenn J R, Aussenegg F R 1998 *Opt. Lett.* **23** 1331
- [33] Zhang H X, Gu Y, Gong Q H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2567
- [34] Hao P, Wu Y H, Zhang P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6532 (in Chinese) [郝鹏、吴一辉、张平 2010 物理学报 **59** 6532]
- [35] Wu Y C, Gu Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2295 (in Chinese) [吴英才、顾铮 2008 理学报 **57** 2295]
- [36] Zhu Z M, Brown T G 2002 *Opt. Express* **10** 853
- [37] Guo S P, Wu F, Albin S, Tai H, Rogowski R S 2004 *Opt. Express* **12** 3341
- [38] Yu C P, Chang H C 2004 *Opt. Express* **12** 6165
- [39] <http://www.caam.rice.edu/software/ARPACK/>
- [40] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [41] Weber M J 2002 *Handbook of optical materials* (New York: CRC Press) p389
- [42] Homola J, Piliarik M 2006 *Springer series on chemical sensors and biosensors* (Berlin:Springer) 4 p45

Propagation properties of a surface plasmonic waveguide with a bowtie air cores^{*}

Jia Zhi-Xin Duan Xin Lü Ting-Ting Guo Ya-Nan Xue Wen-Rui[†]

(College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 11 May 2010; revised manuscript received 14 September 2010)

Abstract

A kind of surface plasmonic waveguide with a bowtie shaped air core was designed. The dependence of distribution of longitudinal energy flux density, effective index and propagation length of the fundamental mode supported by this waveguide on geometrical parameters and working wavelength were analyzed using the finite-difference frequency-domain (FDFD) method. Results show that the longitudinal energy flux density distributes mainly in the center region which is formed by the top and the bottom ridge. The effective index and propagation length of the fundamental mode can be adjusted by the geometric parameters as well as the working wavelength. At a given working wavelength, the effective index decreases as the radius of ridge increases, meanwhile propagation length and mode area of the fundamental mode increase as radius of ridge increases. The geometric parameter of radius of circles at four corner can affect the propagation properties slightly. The radius of sectors on both sides can effect propagation properties obviously. With given geometric parameters, relative to the case of $\lambda = 705.0$ nm, in the case of larger λ , the area of field distribution is larger, and the size of the contact area of field and metallic surface is also larger, then the interaction of field and silver is weaker, and the effective index becomes smaller, so the propagation length becomes larger. The possibility of applying this kind of surface plasmonic waveguide to the field of sensors was discussed.

Keywords: integrated optics, optical waveguides, surface plasmonic waveguides

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

^{*} Project supported by the Fund for Fostering Talents in Basic Science of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. J0730317) and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2010011003-1).

[†] Corresponding author. E-mail: wxue@sxu.edu.cn