

基于圆弧谐振腔的金属 - 介质 - 金属波导滤波器的数值研究*

张志东¹⁾ 赵亚男²⁾ 卢东²⁾ 熊祖洪²⁾ 张中月^{1)2)†}

1) (陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

2) (西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

(2012年2月5日收到; 2012年3月14日收到修改稿)

设计了一个基于圆弧谐振腔的金属 - 介质 - 金属波导滤波器, 并应用时域有限差分算法数值研究了它的传播特性. 结果发现, 在透射光谱中出现了明显的透射峰. 分析表明, 该透射峰是由表面等离极化激元在圆弧腔中的谐振所导致. 我们还研究了圆弧谐振腔的结构参数及其弯曲方向对其传播特性的影响. 此外, 该结构还可以用作一种光分路器, 实现滤波与分路的双重功能.

关键词: 表面等离极化激元, 亚波长波导, 滤波器, 时域有限差分算法

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

1 引言

表面等离极化激元 (surface plasmon polaritons, 简记为 SPPs) 是一种沿着金属和介质之间的界面传播的电荷密度波, 在垂直于界面方向上以指数形式衰减, 故 SPPs 只在金属和介质界面的狭小范围内传播, 具有很好的限域特性, 以致突破传统光学中的衍射极限, 从而实现亚波长光学器件的集成^[1-5]. 两种 SPPs 波导已经被广泛地研究, 即介质 - 金属 - 介质 (insulator-metal-insulator, 简记为 IMI) 波导和金属 - 介质 - 金属 (metal-insulator-metal, 简记为 MIM) 波导^[6-8]. 相比于 IMI 光波导, MIM 光波导具有更小的模式尺寸, 所以, MIM 光波导更有希望用于设计高密度的微纳集成光子学器件^[9,10]. 目前, 基于 MIM 波导的光学元件已经在实验和数值研究方面取得了突破, 各种功能的光子学元件已经实现, 例如, 分路器 (splitter)^[11]、耦合器 (couplers)^[12]、马赫 - 曾德干涉仪 (Mach-Zehnder interferometers)^[13]、Y-形合成器 (Y-shaped

combiners)^[14] 和滤波器 (filter)^[15]. 其中, 滤波器在微纳集成光子学器件中扮演着重要的角色.

MIM 波导滤波器的设计原理大致可以分为两大类: 第一类是基于相位相干的滤波器, 如齿形波导滤波器^[16]、分叉形波导滤波器^[17]. SPPs 通过不同路径传播到同一位置时叠加, 它们之间的相位差决定了滤波器的通阻特性; 第二类是基于谐振腔的共振特性来实现滤波的滤波器, 如圆环形和矩形谐振腔滤波器^[18,19]、直腔形谐振腔滤波器^[20]. 当 SPPs 波耦合到谐振腔后, 只有在谐振腔中形成共振的 SPPs 才能从谐振腔中耦合到出射波导中.

对于不闭合的谐振腔, 当 SPPs 在腔内反射时, 在谐振腔的截断处将形成强电场聚集的奇点, 若将奇点区域的电场耦合到出射波导中, 有望实现滤波和分路的双重功能. 基于此思路, 本文设计了一个不闭合圆弧谐振腔的 MIM 波导滤波器, 并应用时域有限差分 (finite-difference time-domain, 简记为 FDTD) 算法研究了其传播特性. 结果表明, 该圆弧谐振腔可以实现滤波和分路的双重功能.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004160 和 10974157) 和重庆市科委自然科学基金 (批准号: CSTC2010BB4005) 资助的课题.

† E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn

2 结构和计算方法

图 1 为本文设计的基于圆弧谐振腔的 MIM 波导滤波器的结构示意图, 它由两个一端封闭的 MIM 波导和一个中心半径为 r 、圆心角为 2θ 的 MIM 圆弧谐振腔组成. 为了使得波导中只有横向磁场的基模 (TM₀ mode) 传播, 波导和圆弧谐振腔的宽度 d 固定为 50 nm^[21,22]. 根据文献 [18], 波导与谐振腔的间隔 w 只会改变透射系数的大小, 几乎不改变透射峰位置, 故本文将 w 固定为 $w = 10$ nm. 结构在 z 轴方向的厚度固定为 200 nm. 偶极子源 S 位于波导中心线上距圆弧谐振腔的圆心 O 点 900 nm 处, 且以高斯脉冲形式沿 y 轴方向振动. 在图 1 中 P 位置 (距谐振腔的圆心 O 点 300 nm) 设一个能量探测器. 透射系数 T 定义为 $T = P_f/P_0$, 式中 P_0 为无谐振腔、直接将两直波导连通时流过探测器的能流, P_f 为有谐振腔时, 流过探测器的能流.

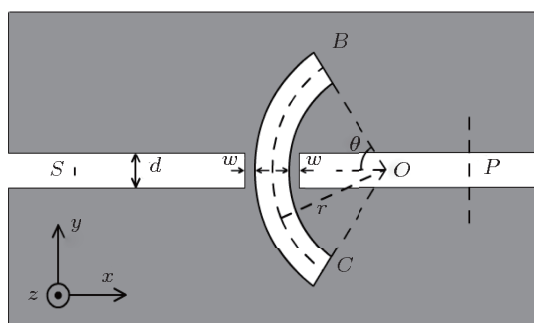


图 1 圆弧滤波器结构示意图

本文利用时域有限差分软件 (XFDTD, Recom Inc.) 数值模拟了图 1 结构的传播特性. 银的介电常数采用修正后的 Debye-Drude 模型^[23],

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)/(1 + i\omega\tau) + \sigma/i\omega\varepsilon_0, \quad (1)$$

式中无穷介电常数 $\varepsilon_\infty = 3.8344$, 静态介电常数 $\varepsilon_s = -9530.5$, 弛豫时间 $\tau = 7.35 \times 10^{-15}$ s, 电导率 $\sigma = 1.1486 \times 10^{-7}$ S/m.

在波导中传播的横向磁场模式的电磁波满足方程^[24]

$$\tanh(\kappa d) = -\kappa(p\alpha_c + p\alpha_s)/(\kappa^2 + p\alpha_c p\alpha_s), \quad (2)$$

其中 κ 和 d 分别为波导中传播电磁波的波矢和波导宽度. 对于由同一种金属组成的 MIM 波导有 $p = q$ 和 $\alpha_c = \alpha_s$. (2) 式中 $p = \varepsilon_{in}/\varepsilon_m$,

$\alpha_c = [k_0^2(\varepsilon_{in} - \varepsilon_m) + \kappa]^2$, 其中 ε_{in} 和 ε_m 分别为介质和金属的介电常数. $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为电磁波在自由空间中的波矢. 波矢 κ 可以用迭代法求解^[24]. 求得波矢 κ 后, 波导的有效折射 n_{eff} 可以表示为 $n_{eff} = (\varepsilon_m + (\kappa/k_0)^2)^{1/2}$, 则波导中 SPPs 的传播波长 $\lambda_{spp} = \lambda_0/\text{Re}(n_{eff})$, $\text{Re}(n_{eff})$ 为有效折射率的实部.

3 结果与讨论

图 2 给出了圆弧谐振腔中心半径 $r = 200$ nm, 半圆心角 $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 90° 时的透射光谱. 由图 2 可以看出, $\theta = 30^\circ, 45^\circ$ 和 60° 时, 透射光谱中只有一个明显的透射峰. $\theta = 90^\circ$ 时, 出现了两个明显的透射峰, 除长波长透射峰外, 在短波长处又出现了一个新的透射峰. 随着 θ 的增大, 长波长透射峰发生红移, 插图给出了长波长透射峰与 θ 之间的关系, 直线为线性拟合的结果, 可以看出随着 θ 的增大, 透射峰线性红移.

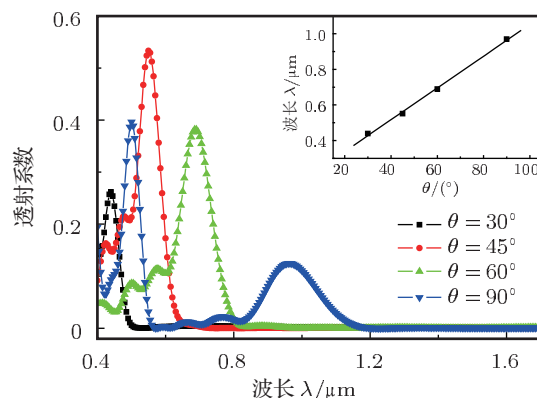


图 2 $r = 200$ nm, $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 90° 时谐振腔的透射光谱. 插图为透射峰波长与 θ 的关系

为了研究谐振腔内的共振模式, 我们分别计算了 $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 90° 时, 在其透射峰波长 ($\lambda_0 = 0.439, 0.551, 0.688$ 和 $0.969 \mu\text{m}$) 入射时磁场 H_z 分量的稳态分布. 如图 3(a), (b), (c) 所示, 在圆弧谐振腔的中间位置和两个末端出现了较强的磁场分布, 图 3(a), (b), (c) 中的稳态分布属于同一种振动模式. 对于 $\theta = 90^\circ$, 在长波长透射峰 $\lambda_0 = 0.969 \mu\text{m}$ 处, 稳态分布与图 3(a), (b), (c) 类似, 它们属于同种振动模式. 在短波长透射峰 $\lambda_0 = 0.50 \mu\text{m}$ 处, 如图 3(d) 所示, 其磁场分布与图 3(a), (b), (c) 有明显不同, 其强磁场不仅出现在圆

弧谐振腔的中间和两个末端, 而且还出现在圆弧谐振腔中间和末端之间的位置. 这是因为谐振腔变长使得谐振腔内出现了另一种新的振动模式. 无论在哪一种振动模式下, 谐振腔中间位置都有很强的磁场分布, 所以, SPPs 能耦合到右侧波导中, 从而形成一个透射峰.

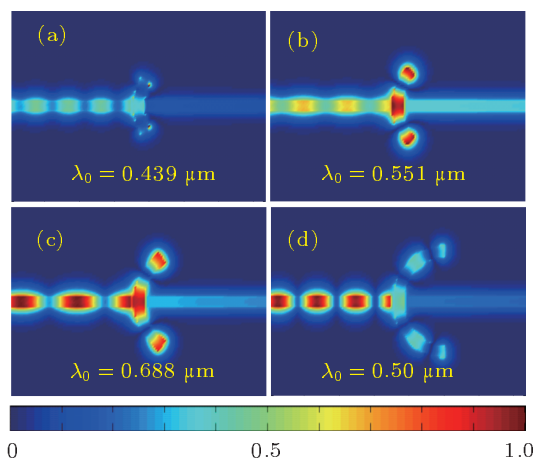


图 3 不同角度谐振腔在其对应透射峰处归一化的磁场 H_z 分量的稳态分布 (a) $\theta = 30^\circ$, $\lambda_0 = 0.439 \mu\text{m}$; (b) $\theta = 45^\circ$, $\lambda_0 = 0.551 \mu\text{m}$; (c) $\theta = 60^\circ$, $\lambda_0 = 0.688 \mu\text{m}$; (d) $\theta = 90^\circ$, $\lambda_0 = 0.50 \mu\text{m}$

当 SPPs 耦合到谐振腔后, 将向上、向下传播, 由于结构的对称性, SPPs 到达图 1 中的 B、C 位置时具有相同的相位, 并在 B、C 处反射, 沿着反方向传播. 在圆弧谐振腔的中心位置形成强磁场的条件是中心弧长 L 为 SPPs 波长的半整数倍, 即 $L = (k/2)\lambda_{\text{spp}}$, 其中 k 为正整数. $\theta = 30^\circ$ 时, $L = 104.7 \text{ nm}$. 在 $\lambda_0 = 0.439 \mu\text{m}$ 处, 由本文第二部分介绍的方法求得有效折射率 $n_{\text{eff}} = 1.576$, 其对应的 $\lambda_{\text{spp}} = 0.279 \mu\text{m}$, $k = 2L/\lambda_{\text{spp}} = 0.75$. $\theta = 45^\circ$ 和 60° 时, 在透射峰处, k 分别为 0.84 和 0.87. 对于 $\theta = 90^\circ$, 长波长透射峰 $\lambda_0 = 0.969 \mu\text{m}$ 时, $k = 1.82$; 短波长透射峰 $\lambda_0 = 0.50 \mu\text{m}$ 处, $k = 3.78$. 故在透射峰处, 都基本满足 L 为 λ_{spp} 半整数倍的条件.

为了研究圆弧谐振腔的中心半径 r 对图 1 结构传播特性的影响, 针对 $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 90° 的谐振腔, 我们计算了不同半径 r 的透射光谱. 图 4 给出了 $\theta = 60^\circ$, $r = 160, 200, 240$ 和 280 nm 时的透射光谱. $r = 160$ 和 200 nm 时, 透射光谱中只出现了一个明显的透射峰 (分别在 0.573 和 $0.688 \mu\text{m}$). 而 $r = 240$ 和 280 nm 时, 出现了两个明显的透射

峰: 短波长透射峰波长分别为 0.442 和 $0.480 \mu\text{m}$; 长波长透射峰波长分别为 0.793 和 $0.91 \mu\text{m}$. 如图 4 中插图所示, 两个透射峰随着 r 增加发生红移, 实线为线性拟合的结果. 此外, 我们也计算了 $\theta = 30^\circ, 45^\circ$ 和 90° 不同 r 时的透射光谱. 结果发现, 其透射峰随着 r 的变化具有同样的规律: 透射峰随着 r 增加线性红移, 当 r 增大到一定值时, 出现新的共振模式, 其透射峰也随着 r 增加线性红移.

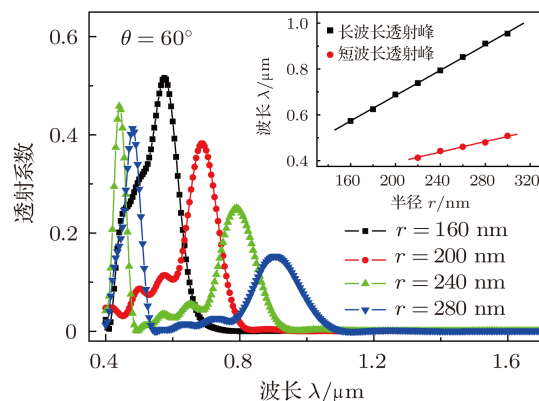


图 4 $\theta = 60^\circ$ 时不同 r 的透射光谱. 插图为两个透射峰与 r 的关系

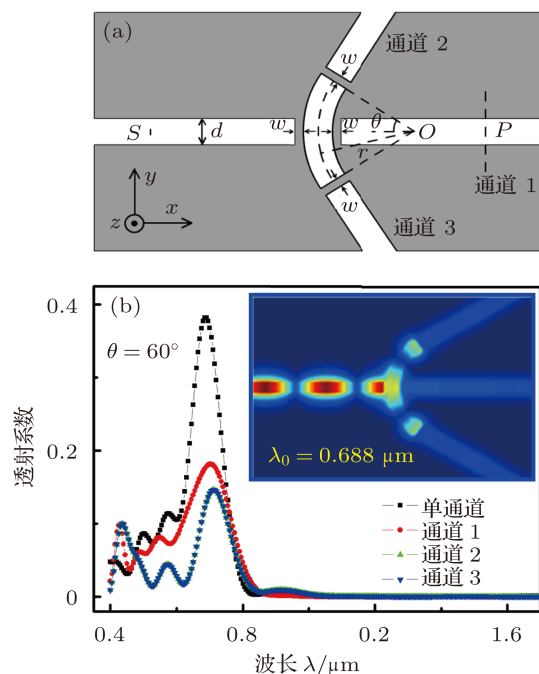


图 5 三通道分路器 (a) 三通道的圆弧分路器结构示意图; (b) 各个通道的透射光谱; 插图为 (a) 结构在透射峰波长 $\lambda_0 = 0.688 \mu\text{m}$ 处的归一化磁场 H_z 分量的稳态分布

如图 5(a) 所示, 在圆弧谐振腔的两端和中间位置分别设置了三个 MIM 波导, 从而组成一个具有分路功能的滤波器. 图 5(b) 给出了该结构

在 $\theta = 60^\circ$, $r = 200 \text{ nm}$ 时的透射光谱和透射峰处磁场 H_z 分量的稳态分布. 三个通道的透射光谱中均只出现了一个明显的透射峰, 由于谐振腔的对称性, 通道 2 和通道 3 的透射光谱完全重合. 三个通道的透射峰位置和单个通道的透射峰位置基本相同, 说明他们属于同一种振动模式. 单通道的透射系数比通道 1, 2, 3 的透射系数大很多, 通道 1 的透射系数比通道 2 和 3 的透射系数稍大. 这是因为谐振腔中间位置磁场是由左侧波导耦合到谐振腔中的磁场和从谐振腔两端反射回来的磁场叠加而成, 在谐振腔的中间位置形成了较两端更强的磁场分布, 导致有更多的能量耦合到中间通道. 由以上分析可知, 此结构能从不同方向耦合出同波段的光, 实现同波段光的多向传输, 在光子集成电路中能够作为一种光分路器. 对于 $\theta = 30^\circ$, 45° 和 90° 的谐振腔, 类似于图 5(a) 所示的结构同样可以实现光的分路功能.

此外, 我们研究了圆弧谐振腔的弯曲方向对 SPPs 传播特性的影响, 将圆弧谐振腔水平翻转 180° (如图 6 中插图所示), 并保持结构参数 $d = 50 \text{ nm}$, $w = 10 \text{ nm}$, $r = 200 \text{ nm}$ 不变, 分别计算了 $\theta = 30^\circ$, 45° , 60° 和 90° 时的透射光谱. 如图 6 所示, 透射光谱与图 2 中完全相同, 说明圆弧谐振腔的弯曲方向并不影响其共振模式.

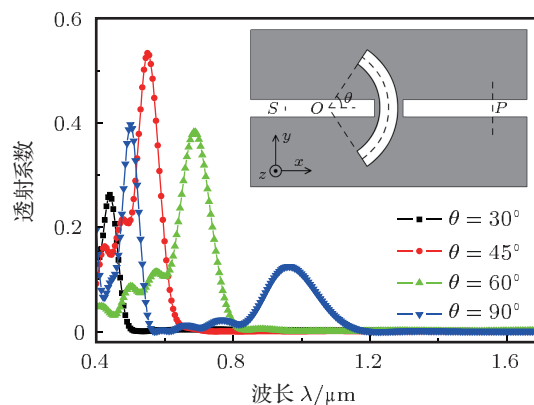


图 6 圆弧谐振腔弯曲反向时, $\theta = 30^\circ$, 45° , 60° 和 90° 谐振腔的透射光谱, 插图为圆弧谐振腔反向时的结构示意图

4 结论

本文应用时域有限差分算法数值研究了一个基于圆弧谐振腔的 MIM 波导滤波器的传播特性. 结果表明, 透射光谱中透射峰是由于 SPPs 在圆弧谐振腔中发生共振所导致, 每一个透射峰对应于谐振腔中的一种振动模式. 通过系统地研究圆弧谐振腔的结构参数及弯曲方向对其传播特性的影响, 我们发现振动模式仅与谐振腔的长度有关. 此外, 该结构还可以作为一种光分路器, 实现了滤波与分路的双重功能.

- [1] Falk A L, Koppens F H L, Yu C L, Kang K, Snapp N D, Akimov A V, Jo M H, Lukin M D, Park H 2009 *Nat. Phys.* **5** 475
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [3] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [4] Chen J J, Li Z, Zhang J S, Gong Q H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5893 (in Chinese) [陈建军, 李智, 张家森, 龚旗煌 2008 物理学报 **57** 5893]
- [5] Wang L, Cai W, Tan X H, Xiang Y X, Zhang X Z, Xu J J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 067305 (in Chinese) [王垒, 蔡卫, 谭信辉, 向吟啸, 张心正, 许京军 2011 物理学报 **60** 067305]
- [6] Berini P 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 484
- [7] Kim J T, Ju J J, Park S, Kim M S, Park S K, Lee M H 2008 *Opt. Express* **16** 13133
- [8] Yun B, Hu G, Cui Y 2009 *Opt. Express* **17** 3610
- [9] Wang G X, Lu H, Liu X M, Mao D, Duan L N 2011 *Opt. Express* **19** 3513
- [10] Tao J, Huang X G, Lin X S, Zhang Q, Jin X P 2009 *Opt. Express* **17** 13989
- [11] Veronis G, Fan S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 131102
- [12] Lee T W, Gray S K 2005 *Opt. Express* **13** 9652
- [13] Han Z, Liu L, Forsberg E 2006 *Opt. Commun.* **259** 690
- [14] Gao H, Shi H, Wang C, Du C, Luo X, Deng Q, Lü Y, Lin X, Yao H 2005 *Opt. Express* **13** 10795
- [15] Hosseini A, Massoud Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 181102
- [16] Tao J, Huang X G, Lin X S, Chen J H, Zhang Q, Jin X P 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 323
- [17] Zhang Z Y, Wang J D, Zhao Y N, Lu D, Xiong Z H 2011 *Plasmonics* **6** 773
- [18] Yun B F, Hu G H, Cui Y P 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 35102
- [19] Wang T B, Wen X W, Yin C P, Wang H Z 2009 *Opt. Express* **17** 24096
- [20] Guo Y H, Yan L S, Pan W, Luo B, Wen K H, Guo Z, Li H Y, Luo X G 2011 *Opt. Express* **19** 13831
- [21] Kekatpure R D, Hryciw A C, Barnard E S, Brongersma M L 2009 *Opt. Express* **17** 24112
- [22] Liu J L, Fang G Y, Zhao H F, Zhang Y, Liu S T 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 055103
- [23] Gai H, Wang J, Tian Q 2007 *Appl. Opt.* **46** 2229
- [24] Kekatpure R D, Hryciw A C, Barnard E S, Brongersma M L 2009 *Opt. Express* **17** 24112

Numerical investigation of the metal-insulator-metal waveguide filter based on the arc-shaped resonator*

Zhang Zhi-Dong¹⁾ Zhao Ya-Nan²⁾ Lu Dong²⁾ Xiong Zu-Hong²⁾
Zhang Zhong-Yue¹⁾²⁾†

1) (*College of Physics and Information Technology, Shanxi Normal University, Xi'an 710062, China*)

2) (*School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

(Received 5 February 2012; revised manuscript received 14 March 2012)

Abstract

A metal-insulator-metal waveguide with an arc-shaped resonator is designed, and the transmission properties are numerically investigated by the finite-difference time-domain method. The results show that the transmission peaks in the transmission spectra result from the resonance of the surface plasmon polaritons in the arc-shaped resonator. The effects of the structural parameters of the arc-shape resonator on the transmission properties are also studied. In addition, this structure can also act as a splitter and achieve a dual function of filter and splitter for subwavelength waveguide.

Keywords: surface plasmon polariton, subwavelength waveguide, filter, finite-difference time-domain method

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004160, 10974157) and the Natural Science Foundation Project of CQ CSTC, China (Grant No. CSTC2010BB4005).

† E-mail: zyzhang@swu.edu.cn