

基于十字连通形环形谐振腔金属-介质-金属波导的 折射率传感器和滤波器*

祁云平^{1)†} 张雪伟¹⁾ 周培阳¹⁾ 胡兵兵¹⁾ 王向贤²⁾

1)(西北师范大学, 物理与电子工程学院, 甘肃省智能信息技术与应用工程研究中心, 兰州 730070)

2)(兰州理工大学理学院, 兰州 730050)

(2018年4月20日收到; 2018年7月19日收到修改稿)

提出了由十字连通形环形谐振腔耦合两个金属-介质-金属 (metal-insulator-metal, MIM) 波导的结构, 并用有限元法数值研究了表面等离极化激元在结构中的传输特性. 通过对透射谱的研究, 系统地分析了 MIM 结构的传感特性. 结果表明, 在透射光谱中有三个共振峰, 即存在三种共振模式, 其中透射峰与材料的折射率呈线性关系. 通过对结构参数的优化, 得到了折射率灵敏度 (S) 高达 1500 nm/RIU 的理论值, 相应的传感分辨率为 1.33×10^{-4} RIU. 更重要的是, 灵敏度不受结构参数变化的影响, 这意味着传感器的灵敏度不受制造偏差的影响. 此外, 谐振波长与环形腔中心半径成线性关系, 该器件在较大波长范围内实现可调谐带通滤波. 透射强度随着波导与环形腔间距的增大而减小, 透射带宽同时减小, 因此, 可以通过控制环形腔与波导的耦合距离来调谐透射强度及透射带宽. 研究结果对高灵敏度纳米级折射率传感器和带通滤波器的设计以及在生物传感器方面的应用都具有一定的指导意义.

关键词: 表面等离极化激元, 折射率传感器, 金属-介质-金属波导, 光学谐振腔

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn, 73.40.Rw

DOI: 10.7498/aps.67.20180758

1 引言

对于集成光学元件和高速电子器件, 为了获得大带宽和快速处理系统, 这两种结构的尺寸必须一致, 但光子器件要比电子器件大得多. 因此, 必须采用特殊的技术制造光子器件, 主要面临的挑战是克服亚波长光学结构的衍射极限^[1]. 表面等离极化激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是一种沿着金属与介质界面传播的倏逝波, 在垂直界面方向上, 振幅以指数形式衰减, 故 SPPs 只在金属和介质界面的狭小范围内传播, SPPs 具有很好的限域特性. 因此, SPPs 可以突破传统光学中的衍射极限, 从而应用亚波长结构的约束特点来引导光场, 实现亚波长光学器件的集成^[2-4]. 近年来, 在亚波长尺度下

基于 SPPs 的波导结构被广泛研究, 主要以介质-金属-介质 (insulator-metal-insulator, IMI) 波导和金属-介质-金属 (metal-insulator-metal, MIM) 波导为主, 其中 MIM 波导具有更小的模式尺寸^[5-7]. 目前, 具有各种功能的基于 SPPs 的 MIM 波导光学元件, 比如: Y-形合成器^[8]、分路器^[9]、马赫-曾德尔干涉仪^[10]、滤波器和传感器^[11,12], 在理论研究与实验中都取得了验证与重大突破.

亚波长光学器件中, 折射率传感器是重要的光学元件. 在过去的几年中, 基于表面等离子体共振 (surface plasmon resonance, SPR) 的传感器已经得到了广泛的研究, 尤其是折射率传感和 SPR 生物传感^[13-17]. 由于 SPPs 和局域表面等离子体共振 (localized surface plasmon resonances, LSPR) 对周围环境和结构的介电性能的高度敏感性^[18,19],

* 国家自然科学基金 (批准号: 61367005)、甘肃省自然科学基金-创新基地和人才计划 (批准号: 17JR5RA078)、西北师范大学青年教师科研能力提升计划 (批准号: NWNLU-LKQN-17-6) 和西北师范大学“学生创新能力提升计划” (批准号: CX2018Y167) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yunpq@126.com

SPPs和LSPR在传感应用中表现出非常重要的特性. 灵敏度 (sensitivity, S) 是表征传感器性能的一个关键参数, 提高灵敏度可以提高检测的极限范围. 目前, 对于折射率传感器的研究中, Zhang等^[20]报道了一种复合矩形亚波长孔阵列折射率传感器, 其灵敏度为178 nm/RIU; Huang等^[21]报道了高角度折射率传感器灵敏度超过500°/RIU; 2017年, Tang等^[12]设计了基于Fano共振的MIM波导耦合谐振腔的折射率传感器, 灵敏度高达1125 nm/RIU. 然而, 与光纤传感器相比^[22,23], 等离子体传感器有其优点: 体积小, 易于集成, 但灵敏度不如光纤传感器高. Wu等^[23]报道了光子晶体光纤折射率传感器, 灵敏度高达30100 nm/RIU. 因此, 如何提高灵敏度是设计等离子体折射率传感器中的一个关键问题. 与此同时, 对于光子器件的研究中, 滤波器也在微纳光子学器件中扮演着重要角色. 研究者设计了多种滤波器, 如齿形波导滤波器^[24]、分叉型波导滤波器^[8,25], 此类型滤波器是由相位差决定通阻特性. 这些滤波器的特点是允许大多数波长范围的光通过该结构, 同时禁止一个或几个波长, 被称为带阻滤波器或陷波滤波器. 然而, 基于谐振器的共振耦合特性来产生多种共振模式实现带通滤波器的设计同样具有重要意义^[26-28].

基于以上思路, 本文设计了一种两个MIM波导通过连通环形谐振腔耦合的折射率传感器. 相比于以往报道^[12,20,21]的等离子体折射率传感器, 灵敏度高达1500 nm/RIU. 通过有限元方法 (finite element method, FEM) 研究了SPPs传输特性, 分析了三种共振模式下透射峰与介质折射率的关系、共振峰波长与环形谐振腔中心半径的关系以及结构参数变化对传输特性的影响. 此外, 该结构除了传感器的应用之外, 由于其在多种模式共振波长下的高透射率, 在较大波长范围内实现共振波长的可调谐, 该器件还可以用作带通滤波器. 本文理论上研究了环腔的特征波长与有效折射率, 这与FEM数值研究结果符合得很好. 研究结果将对可调谐滤波器、频谱分析仪和传感器等方面的应用具有重要意义.

2 模型建立与理论分析

MIM波导可以传播传统电介质波导所不具有的SPPs模式, 这种SPPs模式没有截止宽度, 狭缝宽度远小于波长时仍然可以传播, 其有效折射率取

决于金属和电介质的介电常数以及狭缝尺寸. 由于SPPs的偏振选择性, MIM波导内的SPPs模式只能由TM偏振光激发, TE偏振光无法激发. 具体而言, TM偏振光入射时, 由Maxwell方程组和边界条件, 可以解得MIM波导中的本征模式, 其中 TM_0 模式为对称模式. 如图1所示, MIM波导中在横向磁场的基模 (TM_0 mode) 传输的色散关系^[24,26]为

$$\epsilon_{in}k_{z2} + \epsilon_m k_{z1} \coth(ik_{z1}\omega/2) = 0. \quad (1)$$

由动量守恒定义 k_{z1} 和 k_{z2} 的关系式为

$$k_{z1}^2 = \epsilon_{in}k_0^2 - \beta^2, \quad k_{z2}^2 = \epsilon_m k_0^2 - \beta^2, \\ \epsilon_{in} = n^2. \quad (2)$$

(2)式中, ϵ_{in} 为介质的介电常数; β 为传播常数; k_0 为自由空间中波矢, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

图1中插图为MIM波导结构示意图, 灰色区域和白色区域分别为金属材料 and 填充介质. 填充介质的折射率为 n , 金属材料为银, 银的相对介电常数采用Drude模型^[26]:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (3)$$

(3)式中 ω 为入射光的角频率, 无穷介电常数 $\epsilon_\infty = 3.7$, 等离子体振荡频率 $\omega_p = 9.1$ eV, 阻尼系数 $\gamma = 0.018$ eV.

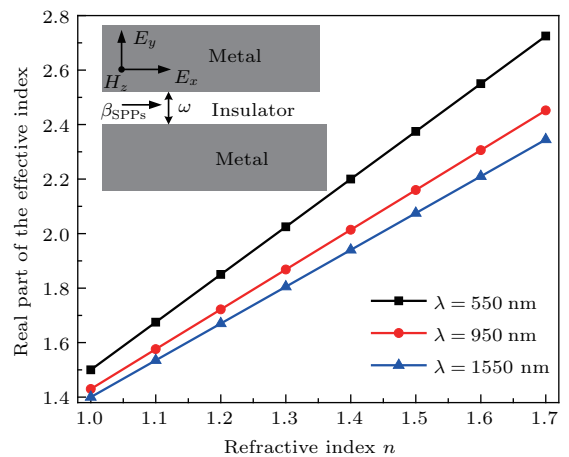


图1 MIM波导结构在不同入射波长下, 有效折射率实部与介质折射率 n 色散关系^[26]

Fig. 1. Real part of the effective index n_{eff} versus the refractive index n of the insulator in a slit MIM waveguide structure for different incident wavelengths of $\lambda = 550, 950$ and 1550 nm^[26].

在波导中传播的横向磁场 TM_0 模式的电磁波满足方程^[28]:

$$\tanh(\kappa w) = \frac{-\kappa(p\alpha_c + q\alpha_s)}{(\kappa^2 + p\alpha_c q\alpha_s)}, \quad (4)$$

(4) 式中 κ 和 w 分别为波导中传播的电磁波波矢和波导宽度. 由于相同的金属银膜组成的 MIM 波导, 则有 $p = q$ 和 $\alpha_c = \alpha_s$. 其中 (4) 式中 $p = \epsilon_{in}/\epsilon_m$, $\alpha_c = [k_0^2(\epsilon_{in} - \epsilon_m) + \kappa]^2$, ϵ_{in} 和 ϵ_m 分别为介质和金属的介电常数. 用迭代法 [28] 求解 (4) 式中的波矢 κ , 则有效折射率 $n_{eff} = \text{real}(\beta/k_0) = (\epsilon_m + (\kappa/k_0)^2)^{1/2}$. 由此可得波导中 SPPs 的传播波长 $\lambda_{SPPs} = \lambda_0/\text{Re}(n_{eff})$, $\text{Re}(n_{eff})$ 为有效折射率的实部. 在图 1 中狭缝宽度 $w = 50 \text{ nm}$, 介质折射率 n 以 0.1 步长由 1 到 1.7 变化. 金属材料采用银膜. 由图 1 色散曲线可以很明显的看出, 在特定波长下介质有效折射率与折射率 n 呈线性关系.

本文提出的环形谐振腔 MIM 波导二维结构示意图如图 2 所示, 它由两个一端封闭的 MIM 波导和一个连通的环形谐振腔组成. 两端 MIM 波导通过环形腔耦合. 环形腔通过狭缝连通, 狭缝宽度均为 w . 为了使波导中只有横向磁场的基模 (TM₀ mode) 传播, 波导与环形腔的宽度 w 均固定为 50 nm [27,28]. 金属材料为银, 其中银材料的参数根据实验结果文献 [29, 30] 中的数据由三次样条插值法计算得到, 具体的银材料参数见附件 1 的说明和数据. 左右两侧波导与环形谐振腔的间距为 d . 其中, 环形腔的内环半径为 R_1 , 外环半径为 R_2 , 我们定义环中心半径 $R = (R_1 + R_2)/2$. 根据环形谐振腔理论 [27] 的谐振条件, 可以用下面的公式从理论上得到环形谐振腔的谐振波长:

$$\frac{J'_n(kR_2)}{J'_n(kR_1)} - \frac{N'_n(kR_2)}{N'_n(kR_1)} = 0, \quad (5)$$

(5) 式中 $k = \omega(\epsilon_0\epsilon_r\mu_0)^{1/2}$; μ_0 为空气中磁导率; ϵ_r 为色散介质等效相对介电常数, $\epsilon_r = (n_{eff})^2/\mu_0$; J_n 和 N_n 分别为 n 阶第一类贝塞尔函数和 n 阶第二类贝塞尔函数; J'_n 和 N'_n 为贝塞尔函数对宗量参数 (kR) 的导数. 我们采用有限元法数值研究环形谐振腔 MIM 波导 SPPs 的传输特性. 数值模拟时, 采用散射边界条件, 在 TM₀ 模式下 SPPs 从左侧端口被激发, 通过与环形谐振腔耦合, 只有在特定波长满足共振条件才能有效传输到右侧波导. 用透射率 T 描述环形谐振腔 MIM 波导的 SPPs 传输特性, $T = P_{out}/P_{in}$, 其中,

$$P_{in} = \int P_{oav_x} dS_1, \quad P_{out} = \int P_{oav_x} dS_2,$$

P_{in} 为入射端口的入射功率, P_{out} 为出射端口的出射功率, P_{oav_x} 为时间平均功率流的 x 方向分量.

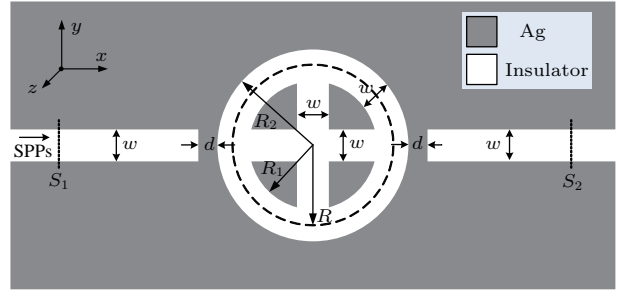


图 2 环形谐振腔 MIM 波导结构示意图
Fig. 2. 2D Structure schematic of two slits MIM SPPs waveguides with a ring resonator.

3 结果与讨论

图 3(a) 给出了圆环谐振腔中心半径 $R = 200 \text{ nm}$, $w = 50 \text{ nm}$, 介质为空气 $n = 1$, 波导与环形

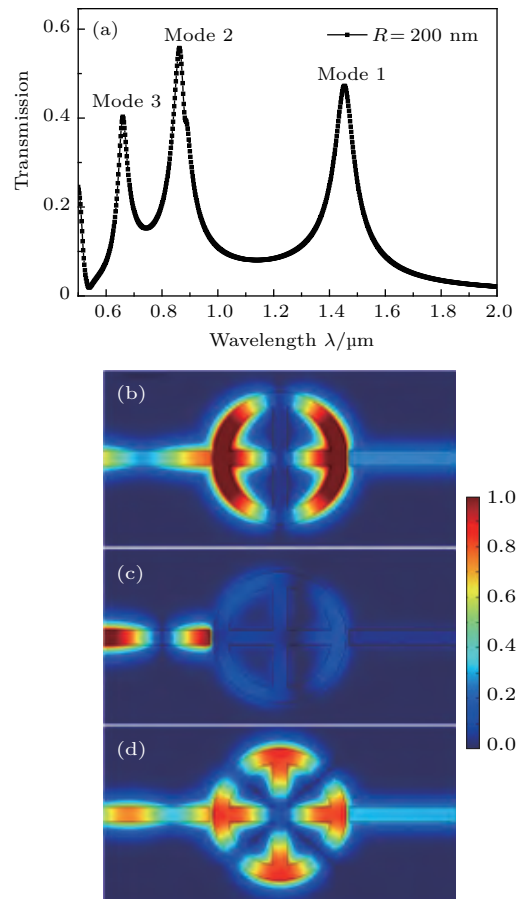


图 3 (a) 连通形环形谐振腔 MIM 波导透射谱; 不同波长下连通形环形谐振腔磁场 H_z 分布 (b) $\lambda = 1454 \text{ nm}$, (c) $\lambda = 1140 \text{ nm}$, (d) $\lambda = 862 \text{ nm}$
Fig. 3. (a) The transmission spectrum of MIM SPPs waveguides with a ring resonator. The contour profiles of field of H_z of the nanoscale ring resonator at different wavelengths of (b) $\lambda = 1454 \text{ nm}$, (c) $\lambda = 1140 \text{ nm}$, (d) $\lambda = 862 \text{ nm}$. Here, $R = 200 \text{ nm}$, $w = 50 \text{ nm}$, $d = 10 \text{ nm}$, and $n = 1$.

谐振腔的间距为 $d = 10$ nm 时的透射谱. 由图 3(a) 看出有三个明显的透射峰, 相对应的峰值波长分别为 $\lambda = 1454$ nm, $\lambda = 862$ nm, $\lambda = 660$ nm. 为了研究谐振腔内的共振模式, 我们计算了在不同入射波长 ($\lambda = 1454, 1140, 862$ nm) 入射时磁场 H_z 分量的稳态分布, 如图 3(b)—(d) 所示. 其中, 图 3(b) 和图 3(d) 的稳态磁场分布图分别对应于图 3(a) 的透射峰 Mode 1 和 Mode 2, 可以看出在这两种模式下在环形腔及狭缝中形成驻波共振且有很强的磁场分布. 因此, SPPs 能通过环形谐振腔传输到右侧波导, 从而形成透射峰. 图 3(c) 为入射波长 $\lambda = 1140$ nm 时磁场分布图, 当入射波长 $\lambda = 1140$ nm 为透射最低点. 由图 3(c) 可以看出, 其磁场分布与图 3(b) 和图 3(d) 明显不同, 其磁场在环形谐振腔中的分布较弱, 且在右侧波导中达到了 SPPs 禁止传输.

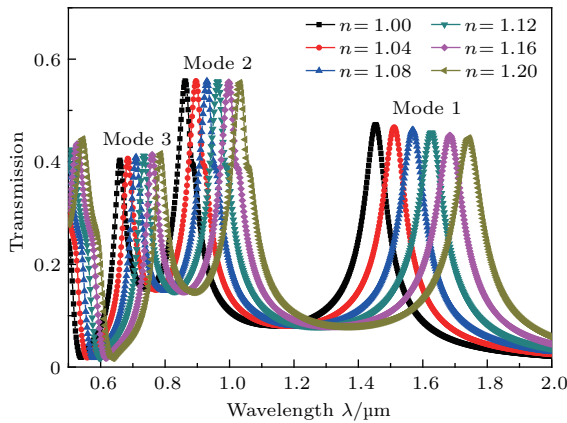


图 4 改变介质折射率 n 时的透射谱

Fig. 4. The transmission spectrum of the structure for different n .

为了研究介质折射率 n 对环形谐振腔 MIM 波导传输特性影响, 我们计算了不同折射率 n 时的透射光谱, 其中 $R = 200$ nm, $w = 50$ nm, $d = 10$ nm. 图 4 给出了介质折射率 n 以步长 0.04 RIU 由 1 增加到 1.2 时的透射光谱. 由图 4 可以看出, 随着折射率的增大, 透射光谱发生红移, 且在 Mode 1 下的透射峰红移量最大且峰值略微减小. 为了更直观地描述由折射率变化引起的传感特性变化, 图 5(a) 给出了三种透射峰模式下共振波长与折射率 n 的关系, 其中, 实点为仿真值, 直线为理论计算结果拟合曲线. 由图 5(a) 可以明显看出, 三种模式下透射峰对应波长与折射率 n 呈线性关系. 随着折射率 n 增大, 三个峰值波长均线性增大. 图 5(b) 给出了三

种模式下共振峰波长偏移量 $\delta\lambda$ 随折射率增加量 δn 的关系, 其中折射率增加量为 0.04 RIU, RIU 为折射率单位. 当折射率由 1 增加到 1.2 时, Mode 1 对应透射峰波长增加了 300 nm, Mode 2 对应透射峰波长增加了 170 nm, Mode 3 对应透射峰波长增加了 124 nm, 对于折射率传感器灵敏度, $S = \delta\lambda/\delta n$. 则可以得到三种模式对应折射率传感器灵敏度分别为: 1500, 850, 620 nm/RIU. 相比 2014 年 Wu 等 [26] 报道的基于环形谐振腔结构的等离子体波导传感特性中 Mode 1, Mode 2 和 Mode 3 的三种模式下折射率传感灵敏度分别为: 1476.25, 732.92, 483.75 nm/RIU. 在结构几何参数相近的情况下, 我们给出的结构的折射率传感灵敏度都有所提高. 根据检测分辨率的定义: 折射率增加量 δn 与折射率传感器灵敏度 S 的比值 $\delta n/S = (\delta n)^2/\delta\lambda$. 可得相应的检测分辨率分别为: 1.33×10^{-4} , 2.35×10^{-4} ,

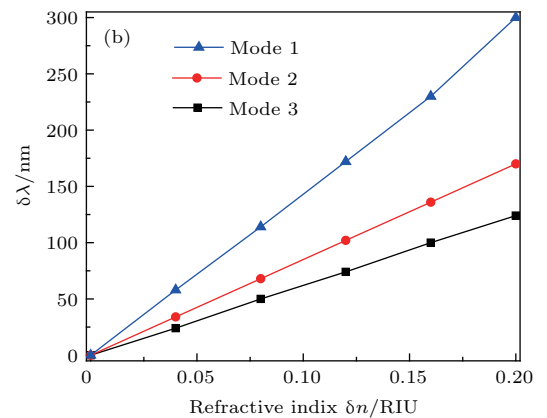
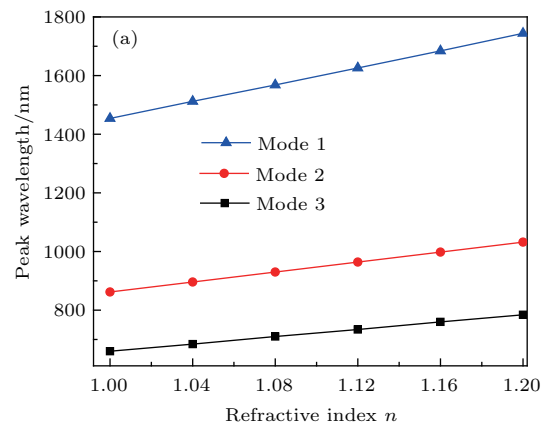


图 5 (a) 三种透射峰模式下共振波长与折射率 n 的关系; (b) 三种模式下共振峰偏移量 $\delta\lambda$ 随折射率增加量 δn 的变化关系

Fig. 5. (a) The three peaks of transmission spectrum versus the refractive index n ; (b) shift in the three resonance peaks as a function of the refractive index change (δn). Here, $R = 200$ nm, $w = 50$ nm, and $d = 10$ nm.

3.24×10^{-4} RIU. 根据图 5(a) 和图 5(b) 透射光谱的峰值与折射率之间的线性关系, 在检测到的透射光谱的峰值波长时, 可以获得被测材料的折射率. 因此, 本文提出的结构对于折射率传感器具有一定现实指导意义.

为了研究环形谐振腔中心半径 R 对图 2 结构光学传输特性的影响, 我们计算了不同半径 R 时的透射光谱. 图 6(a) 为半径 $R = 170, 190, 210, 230$ nm 时的透射谱. 由图 6(a) 可以看出, Mode 1 和 Mode 2 下对应共振波长随半径增大发生明显红移, 且对应峰值减小. 由于金属的损耗是不可避免的, 透射率不能达到 1, 随着传播长度的增加, 损耗增大 [27], 所以 Mode 1 和 Mode 2 的峰值强度随着 R 的增大而下降. Mode 1, 2 和 3 对应于 (5) 式中的一阶, 二阶和三阶贝塞尔函数的本征解. 从图 3(a) 可以看出, Mode 1 和 Mode 2 的透射强度比较大, 随半径增大发生对应峰值强度变小的现象比较明显, 而 Mode 3 本身的透射强度较小, 随半径的增大几乎没有峰值强度的变化. 更重要的原因是从图 3(b) 可以看出 Mode 1 在环形谐振腔中磁场 H_z 分布显示有一对驻波共振模式, 从图 3(d) 可以看出 Mode 2 在环形谐振腔中磁场 H_z 分布有两对驻波共振模式, 它们之间相互耦合, 对于耦合到后面的 MIM 直波导的透射有增强作用, 弥补了一部分因半径增大带来的损耗, 因此 Mode 2 比起 Mode 1 峰值强度下降的速率变慢. 同理, Mode 3 在环形谐振腔中磁场 H_z 分布有三对驻波共振模式, 它们的耦合作用更强, 导致 Mode 3 的强度不随着 R 增大而下降. 图 6(b) 显示了三种模式的谐振波长随半径增大的关系. 由图 6(b) 看出谐振波长与环形腔半径几乎成线性关系, 其中, 图中实心点为仿真值, 实线为曲线拟合结果. 可以看出, 传输特性可以通过改变环形腔中心半径容易调谐. 而且由图 6(b) 可见, 三种模式对应波长彼此分开, 它们之间的间隔足够大, 对于峰值波长可以在相当大的范围内 (500—1800 nm) 变化. 因此, 对于不同类型的波导带通滤波器可以仅仅通过改变环的半径来实现. 此外, 该结构简单, 尺寸小, 在纳米器件设计方面也有潜在的应用前景. 这些结果将为设计带通滤波器提供一定的理论基础.

此外, 我们研究了波导与环形腔的间距 d 对 SPPs 传输特性的影响. 如图 7 所示, 保持 $R = 200$ nm, $w = 50$ nm, 和 $n = 1$ 不变, 环形腔与波导间距 d 由 10 nm 增加到 25 nm 时的透射谱. 由图 7 可以

看出, 随着间距 d 的增大透射强度明显减小, 透射峰均发生蓝移, 并且透射带宽减小, 这与文献 [27] 中的结果是一致的. 因此, 可以通过控制环形腔与波导的耦合距离来调谐透射强度及透射带宽.

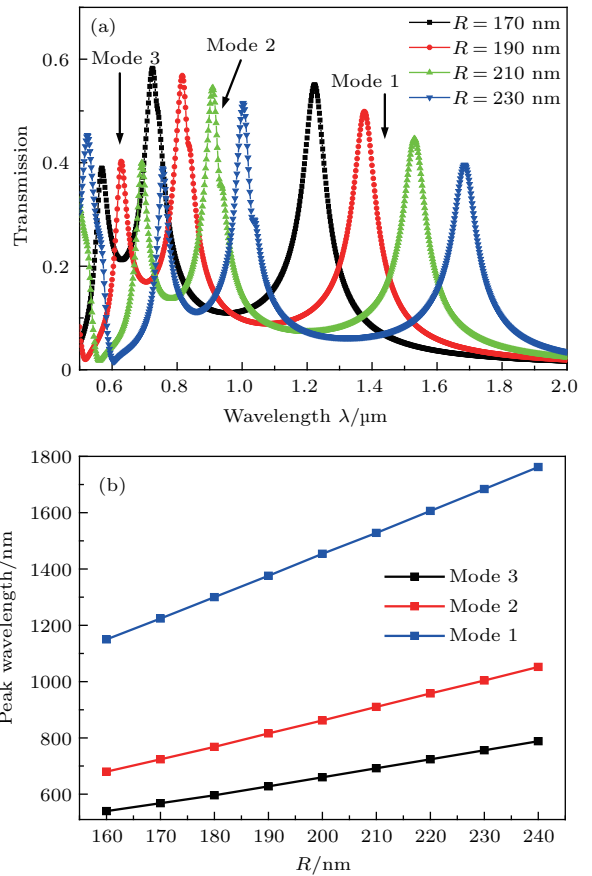


图 6 (a) 环形腔中心半径 R 不同时的透射谱; (b) 三种模式下共振峰波长随环腔中心半径 R 变化关系
Fig. 6. (a) Transmission spectra of the structure for different R ; (b) relationship between the three resonance peaks wavelengths and the radius of ring cavity. Here, $d = 10$ nm, and $n = 1$.

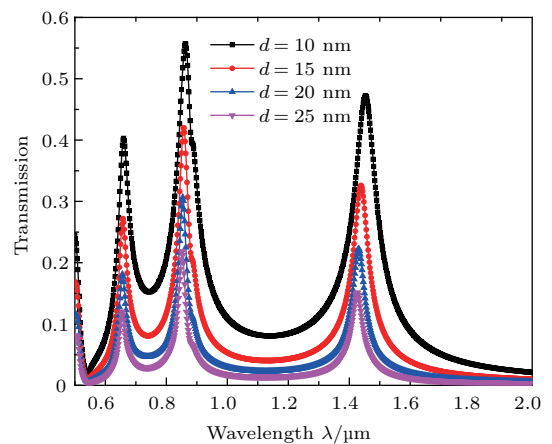


图 7 环形腔与波导间距 d 变化时的透射谱
Fig. 7. Transmission spectra with different d . Here, $R = 200$ nm, $w = 50$ nm.

4 结 论

本文用有限元方法数值研究了一个基于十字连通形环形谐振腔 MIM 波导的 SPPs 传播特性. 结果表明: 透射光谱中透射峰是由于 SPPs 在环形谐振腔中发生共振所引起, 每一个透射峰对应于谐振腔中的一种谐振模式; 共振中心波长可以通过环形腔中心半径和填充介质折射率进行调谐, 且共振波长与环形腔中心半径和介质折射率的变化呈线性关系, 透射强度和透射带宽都随着波导与环形腔间距的增大而减小, 可以通过控制环形腔与波导的耦合距离来调谐透射强度及透射带宽. 该结构因其体积小及易于集成的优势, 可广泛应用于光学器件中, 并且能获得较高的传感灵敏度. 此外, 该器件可作为较大波长范围的可调谐带通滤波器. 理论上计算了环形谐振腔的特征波长, 计算结果与数值结果符合较好. 研究结果对于高灵敏度纳米级折射率传感器和带通滤波器的设计具有重要意义.

感谢西北师范大学物理与电子工程学院严春满副教授和兰州理工大学理学院王向贤副教授的讨论.

参考文献

- [1] Hunsperger R G 2009 *Integrated Optics: Theory and Application* (Berlin: Springer) p85
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [3] Pang Z, Tong H, Wu X, Zhu J, Wang X, Yang H, Qi Y 2018 *Opt. Quant. Electron.* **50** 335
- [4] 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]
- [5] Hua L, Wang G X, Liu X M 2013 *Chin. Sci. Bull.* **58** 3607
- [6] Amini A, Aghili S, Golmohammadi S, Gasemi P 2017 *Opt. Commun.* **403** 226
- [7] Wang G, Lu H, Liu X, Mao D, Duan L 2011 *Opt. Express* **19** 3513
- [8] Gao H, Shi H, Wang C, Du C, Luo X, Deng Q, Lü Y, Lin X, Yao H 2005 *Opt. Express* **13** 10795
- [9] Veronis G, Fan S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 131102
- [10] Han Z, Liu L, Forsberg E 2006 *Opt. Commun.* **259** 690
- [11] Zhang Z D, Zhao Y N, Lu D, Xiong Z H, Zhang Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 187301 (in Chinese) [张志东, 赵亚男, 卢东, 熊祖洪, 张中月 2012 物理学报 **61** 187301]
- [12] Tang Y, Zhang Z D, Wang R B, Hai Z Y, Xue C Y, Zhang W D, Yan S B 2017 *Sensors* **17** 784
- [13] Liu Z Q, Liu G Q, Liu X S, Shao H B, Chen J, Huang S, Liu M L, Fu G L 2015 *Plasmonics* **10** 821
- [14] Wei W, Zhang X, Ren X 2015 *Nanoscale Res. Lett.* **10** 211
- [15] Ren M X, Pan C P, Li Q Q, Cai W, Zhang X Z, Wu Q, Fan S S, Xu J J 2013 *Opt. Lett.* **38** 3133
- [16] Gallinet B, Martin O J 2013 *ACS Nano* **7** 6978
- [17] Shen Y, Zhou J H, Liu T R, Tao Y T, Jiang R B, Liu M X, Xiao G H, Zhu J H, Zhou Z K, Wang X H, Jin C J, Wang J F 2013 *Nature Commun.* **4** 2381
- [18] Lodewijks K, Ryken J, Roy W V, Borghs G, Lagae L, Dorpe P V 2013 *Plasmonics* **8** 1379
- [19] Qiu G, Ng S P, Wu C M 2016 *Sens. Actuators B: Chem.* **234** 247
- [20] Zhang X N, Liu G Q, Liu Z Q, Hu Y, Cai Z J, Liu X S, Fu G L, Liu M L 2014 *Opt. Eng.* **53** 107108
- [21] Huang D W, Ma Y F, Sung M J, Huang C P 2010 *Opt. Eng.* **49** 054403
- [22] Zhang Y N, Xie W G, Wang J, Wang P 2018 *Opt. Mater.* **75** 666
- [23] Wu D K, Kuhlmeier B T, Eggleton B J 2009 *Opt. Lett.* **34** 322
- [24] Lin X S, Huang X G 2008 *Opt. Lett.* **33** 2874
- [25] Liu H, Gao Y, Zhu B, Ren G, Jian S 2015 *Opt. Commun.* **334** 164
- [26] Wu T S, Liu Y M, Yu Z Y, Peng Y W, Shu C G, Ye H 2014 *Opt. Express* **22** 7669
- [27] Wang T B, Wen X W, Yin C P, Wang H Z 2009 *Opt. Express* **17** 24096
- [28] Liu D D, Wang J C, Zhang F, Pan Y W, Lu J, Ni X W 2017 *Sensors* **17** 585
- [29] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [30] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press) pp350–356

Refractive index sensor and filter of metal-insulator-metal waveguide based on ring resonator embedded by cross structure*

Qi Yun-Ping^{1)†} Zhang Xue-Wei¹⁾ Zhou Pei-Yang¹⁾ Hu Bing-Bing¹⁾ Wang Xiang-Xian²⁾

1) (Engineering Research Center of Gansu Province for Intelligent Information Technology and Application, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

2) (School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

(Received 20 April 2018; revised manuscript received 19 July 2018)

Abstract

Continuous improvement in nanofabrication and nano-characterization capabilities have changed projections about the role that metals could play in developing the new optical devices. Surface plasmon polaritons are evanescent waves that propagate along a metal-dielectric interface. They can be laterally confined below the diffraction limit by using subwavelength metal structures, rendering them attractive to the development of miniaturized optical devices. A surface plasmon polariton refractive index sensor and filter which consist of two metal-insulator-metal (MIM) waveguides coupled to each other by a ring resonator embedded by cross structure are proposed. And the transmission characteristics of surface plasmon polaritons are studied in our proposed structure. The transmission properties of such a structure are simulated by the finite element method, and the eigenvalue wavelengths of the ring resonator are calculated theoretically. The sensing characteristics of such a structure are systematically analyzed by investigating the transmission spectrum. The results show that there are three resonance peaks in the transmission spectrum, that is, three resonance modes corresponding to the eigenvalue solutions of the first, second and third-order Bessel eigen-function equations, and each of which has a linear relationship with the refractive index of the material under sensing. Through the optimization of structural parameters, we achieve a theoretical value of the refractive index sensitivity (S) as high as 1500 nm/RIU, and the corresponding sensing resolution is 1.33×10^{-4} RIU. More importantly, it is sensitive to none of the parameters of our proposed structure, which means that the sensitivity of the sensor is immune to the fabrication deviation. In addition, by the resonant theory of ring resonator, we find a linear relationship between the resonance wavelength and the radius of ring resonator. So the resonance wavelength can be easily manipulated by adjusting the radius and refractive index. In addition, the positions of transmission peaks can be easily modulated by changing the radius of the ring, which can be used to design band-pass filter for a large wavelength range. Moreover, the transmission intensity and the transmission bandwidth decrease as spacing distance between the MIM waveguide and ring cavity increases. These results would be helpful in designing the refractive index sensor of high-sensitivity and band-pass filters, and have guiding significance for biological sensor applications.

Keywords: surface plasmon polaritons, refractive index sensors, metal-insulator-metal waveguides, optical resonators

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn, 73.40.Rw

DOI: 10.7498/aps.67.20180758

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61367005), the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 17JR5RA078), Northwest Normal University Young Teachers' Scientific Research Capability Upgrading Program (Grant No. NWNULKQN-17-6), and the Northwest Normal University "Graduate Student Innovation Ability Enhancement Program" Foundation, China (Grant No. CX2018Y167).

† Corresponding author. E-mail: yunpq@126.com