

doi: 10.3788/gzxb20174604.0413002

基于耦合开口方环共振空腔的可控法诺共振研究

石悦, 张冠茂, 安厚霖, 胡南, 顾梦琪

(兰州大学 信息科学与工程学院 现代通信技术研究所, 兰州 730000)

摘 要: 基于表面等离子激元理论与金属-介质-金属波导结构提出一个由开口方环共振空腔、挡板及 MIM 波导组成的波导结构, 并使用有限元方法系统地研究了该结构的透射特性。仿真计算结果表明: 该结构可以产生法诺共振现象, 其共振波长可以通过改变开口方环空腔的长度及开口大小进行调节, 该结构敏感度可达 1 600 nm/RIU, 品质因数为 1.31×10^5 。此外, 通过调整方环共振空腔上开口的位置, 在波导中产生了双重法诺共振现象, 其敏感度可达 1 700 nm/RIU, 品质因数为 8.3×10^4 。该结构有望在光学集成回路, 尤其是纳米生物传感器方面得到比较广泛的应用。

关键词: 表面等离子激元; 开口方环谐振腔; 法诺共振; 介质波导; 传输谱; 品质因数; 光学传感与传感器

中图分类号: O43

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2017)04-0413002-9

Controllable Fano Resonance Based on Coupled Square Split-Ring Resonance Cavity

SHI Yue, ZHANG Guan-mao, AN Hou-lin, HU Nan, GU Meng-qi

(Institute of Modern Communication Technology, School of Information Science and Engineering, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Based on the theory of Surface Plasmon Polaritons (SPPs) and the Metal-Insulator-Metal (MIM) waveguide structure, a waveguide structure was proposed, which consists of a square split-ring resonance cavity, a baffle and a MIM waveguide. The transmission characteristics of this structure is calculated by using the Finite-Element Method (FEM). The simulation results show a Fano resonance in the transmission spectra, and the resonant wavelength can be easily tuned by changing the length of the square split-ring resonance cavity or the width of the split. The sensitivity and the figure of merit of this structure is 1 600 nm/RIU and 1.3×10^5 separately. By changing the position of the split, double Fano resonances can be observed in the waveguide with a sensitivity of 1 700 nm/RIU and the figure of merit of 8.3×10^4 respectively. The waveguide structure may have wide applications in highly integrated optical circuits, especially for nano bio-sensor.

Key words: Surface plasmon polaritons; Square split-ring resonance cavity; Fano resonance; Dielectric waveguide; Transmission spectra; Figure of merit; Optical sensing and sensors

OCIS Codes: 130.3120; 240.6680; 230.7370; 230.7390

0 引言

表面等离子激元 (Surface Plasmon Polaritons, SPPs) 是沿着金属与电介质表面传播的电磁波, 由金属表面的自由电子与入射光子相互作用形成。它在纳米量级存在显著的局域场增强效应, 具有克服光的衍射限制等优势^[1]。利用 SPPs 这些特殊性质, 可以有效实现亚波长量级上的电磁传输与调控, 因此 SPPs 已被学界认

基金项目: 国家自然科学基金重点项目 (No. 61631007) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (兰州大学) (No. lzujbky-2015-K7) 资助

第一作者: 石悦 (1991—), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为表面等离子激元波导技术及其应用。Email: shiy2014@lzu.edu.cn

导师 (通讯作者): 张冠茂 (1973—), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为光通信与光传感、微纳光子晶体设计和光域表面等离子激元学及其应用。Email: zhanggm@lzu.edu.cn

收稿日期: 2016-12-09; **录用日期:** 2017-02-10

<http://www.photon.ac.cn>

定为实现高度集成光学回路的最佳选择之一^[1]。例如,基于金属纳米颗粒阵列^[2]或金属纳米线^[3]的 SPPs 波导结构已被提出并在实验上获得了验证,但此类结构能量损失较大,有效传输距离小,实际应用有限。相比之下基于金属-介质-金属(Metal-Insulator-Metal, MIM)的 SPPs 波导结构可以有效地将电磁波传播限制在亚波长结构内,从而实现光在纳米量级内的有效传输^[4],再结合其结构简单的特点,因此在光学集成回路方面得以广泛应用,如:分束器^[5],滤波器^[6-7],传感器等^[8-9]。与其他类型传感器相比,表面等离子激元波导集成传感器具有可高度集成的优势^[10-11]。

金属纳米结构中的法诺共振是由连续态能带(宽广辐射的亮模式)与离散态能级(狭窄非辐射的暗模式)相互干涉形成,呈现出尖锐且非对称的谱线形状^[12-13],利用该特点可以得到很高的敏感度与品质因数(Figure of merit, FOM)。又因为法诺共振具有增强生物化学传感光谱等优点,因此与 MIM 表面等离子激元波导结构的优势相结合,从而在传感器方向展现出了良好的应用前景^[14-15]。在过去几年中,多种基于 MIM 表面等离激元波导结构被设计出来,例如,中北大学的陈慧斌等,设计出了半圆形与矩形谐振腔耦合结构^[16],该结构具有简单、易加工等优点,但敏感度与品质因数都不高,分别为 750 nm/RIU 与 302。北京邮电大学的 Chen Zhao 等设计的非对称双边凹槽结构^[17],将敏感度提升到了 820 nm/RIU,并且大大提升了品质因数,高达 3.2×10^5 。该结构具有灵活、高效以及品质因数高等优点,但敏感度依然不够高,并且共振模式不可控。此外,还有对称双边凹槽耦合空腔结构^[18]、单边侧耦合空腔结构^[19]、T 型空腔共振结构^[20]等等。其中产生法诺共振的主要方法有:破坏结构对称性^[17]、叠加共振腔^[19]。以上这些波导结构均能够产生法诺共振,并且可以通过改变波导结构中部分几何参量或介质参量来控制共振波峰,在传感器、分束器、光开关等光子器件上的应用方面提供了可行方案。由参考文献[20]中表 1 的对比可知,T 型空腔共振结构以外的其它波导结构基本上无法同时提供较高的敏感度及品质因数,而 T 型空腔共振结构虽然可以满足较高的敏感度及品质因数,但却无法实现共振模式的可控。因此本文提出了一种能够同时提供较高敏感度和品质因数,并且共振模式可控的耦合开口方环共振空腔结构。

通常激发 SPPs 的方式有:棱镜耦合、光栅耦合、强聚焦光束激发和近场探针激发。由于近场探针激发 SPPs 的方式工作在小于入射波长尺度的微观范围,并且可以在金属表面任意位置激发 SPPs,这为实验提供了一定的灵活性,所以在实际的实验过程中可以选择使用基于该激发方式的扫描近场光学显微镜(Scanning Near-field Optical Microscope, SNOM)来激发 SPPs。

本文运用基于有限元分析法(Finite Element Method, FEM)的 COMSOL Multiphysics 软件,系统地仿真计算分析了一个由开口方环共振空腔(Square Split-Ring Resonance Cavity, SSRRC)和挡板组成的 MIM 波导结构的透射传输特性。与现有一些已经研究过的圆环 MIM 波导结构不同^[21-22],该方环能够更有效地与 MIM 波导进行耦合^[23]。并且由于其特殊的几何结构,即方环四个角对 TM 波造成的扰动效应,以及在方环共振空腔上开口造成的结构对称性破坏,可以实现不同的共振模式,从而实现其传输谱的改变^[23]。研究结果表明该结构可以实现法诺共振,其共振波长可以随着 SSRRC 的参量大小和介质折射率的改变而得到调节,并且可以得到较高的敏感度与品质因数。通过调整 SSRRC 开口的位置,可出现双重法诺共振,实现了可控的法诺共振,并对其敏感特性进行了优化分析研究,该结构有望在光学集成回路、光电子器件特别是纳米生物传感器等方面有着较大的应用前景。

1 波导结构与法诺共振仿真分析

1.1 波导结构及其工作原理分析

该二维平面波导结构是由 SSRRC、挡板及 MIM 波导组成,其结构示意图如图 1 所示。此处的灰色和白色部分分别代表金属银与介质空气。上述结构在实验制备过程中,可采用电子束曝光和剥离工艺或反应离子刻蚀制作。首先在衬底上镀上一层金属层,该衬底为非吸收性材料,如 SiO_2 等。其次在上述金属层上利用电子束曝光和剥离工艺或反应离子刻蚀技术刻蚀出耦合方环共振空腔波导结构,其中填充有空气,并以此进行分析计算。为了详细探究其光学响应特性,建立了基于有限元方法的几何分析模型,设置了诸如银的相对介电常数,空气的折射率等相关计算参量,并用完美匹配层包裹整个结构,取面光源自输入端口从左向右平行入射,在输出端口监测输出,并采用较细化的任意三角形网格划分,然后运用 COMSOL Multiphysics 软件进行仿真计算。

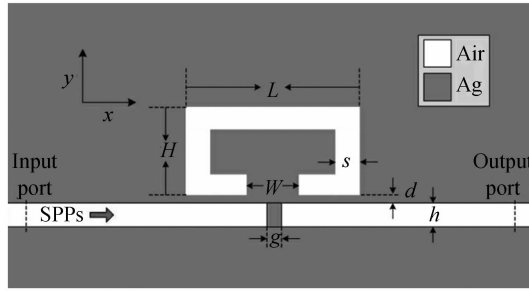


图1 开口方环共振空腔波导结构示意图

Fig.1 The configuration of the SSRRC waveguide structure

空气的相对介电常数 $\epsilon_a = 1$, 银的相对介电常数采用标准 Drude 模型(描述金属的光学性质)获得^[24]

$$\epsilon_m = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1)$$

式中 ω 是真空中入射光波的角频率, 无限频率的介电常数取为 $\epsilon_\infty = 3.7$, 等离子体振荡频率 $\omega_p = 9.1$ eV, 阻尼系数 $\gamma = 0.018$ eV.

SSRRC 位于 MIM 波导上侧, 方环与波导耦合间距取为 $d = 10$ nm, SSRRC 的高度为 $H = 150$ nm, 在波导中加入的挡板宽为 $g = 20$ nm. 为了保证只有横磁基模(TM_0)能通过, MIM 波导的宽度固定为 $h = 50$ nm, 腔体的宽度固定为 $s = 30$ nm^[25,33]. 与在有凹槽的波导一侧放置空腔的结构^[19]不同, 在该波导中加入了金属挡板, 使波导中产生了部分反射, 反射系数可以通过调整挡板的宽度来加以控制. 由于存在部分反射, 该反射扰乱了原本无挡板时波在波导中传播的振幅和相位, 使波的相位出现了显著的变化, 因此出现了复杂的干涉现象, 从而改变了无挡板时结构的透射谱形状, 使之出现尖锐非对称的法诺线型^[16,26]. 定义透射率为^[21]

$$T = |H_{z_{out}}|^2 / |H_{z_{in}}|^2 \quad (2)$$

式中 $|H_{z_{out}}|$ 和 $|H_{z_{in}}|$ 分别定义为输出端口和输入端口的磁场幅值.

为了清晰地说明法诺共振的形成原理, 在此固定 SSRRC 的长度为 $L = 440$ nm, $W = 110$ nm, 可以将该结构拆分为以下两种结构, 一个是 SSRRC 位于 MIM 波导一侧而无挡板的结构, 另一个是挡板位于 MIM 波导中而无 SSRRC 的结构. 其透射谱分布如图 2 所示, 倒三角形实线对应 MIM 波导中只有挡板结构的宽广连续透射谱; 圆形实线对应 MIM 波导中只有 SSRRC 的间断透射谱, 该透射谱在波长 $\lambda = 1071$ nm 与 $\lambda = 1554$ nm 处出现明显损耗. 方形块实线是完整结构(挡板和 SSRRC 均存在情形)的透射谱, 在共振波长 $\lambda = 1048$ nm 处, 存在一个从波峰快速下降到波谷的尖锐非对称线形, 这种由宽广连续状态(三角形实线)和狭窄间断状态(圆形实线)相互作用形成的现象就称为法诺共振^[16,26], 经计算该法诺共振波峰处的透射率为 0.46. 在共振波长 $\lambda = 1548$ nm 处, 存在一个非尖锐的对称线形, 这样的谱线被称作洛伦兹线型^[27-28], 其共振波峰处的透射率为 0.72.

分析法诺共振(Fano Resonances, FR)及洛伦兹共振(Lorentzian Resonances, LR)产生的原因. 如图 3(a), (b)所示, 分别为 FR 与 LR 对应波段的耦合相位图. 在仅有 SSRRC 而无挡板的波导结构中, SPPs 沿波导传输并耦合进入 SSRRC, 其耦合相位分布如图 3(a), (b)中圆形实线所示, 其对应的透射谱如图 2 中圆形实线所示. 但在波导结构中加入挡板后, SPPs 不能直接沿波导传输, 并在挡板处产生部分反射, 该部分反射产生的反射波与沿波导传输的前向波形成了干涉, 这使得波长在 900~1300 nm 范围内的耦合相位发生了急剧且非对称的变化, 如图 3(a)中方形块实线所示. 因此, 该波导结构在 $\lambda = 1048$ nm 处产生法诺共振, 其共振波峰处整个波导结构的 $|H_z|^2$ 分布如图 3(c)所示. 但在波长 1400~1800 nm 范围内, 由于加入挡板后

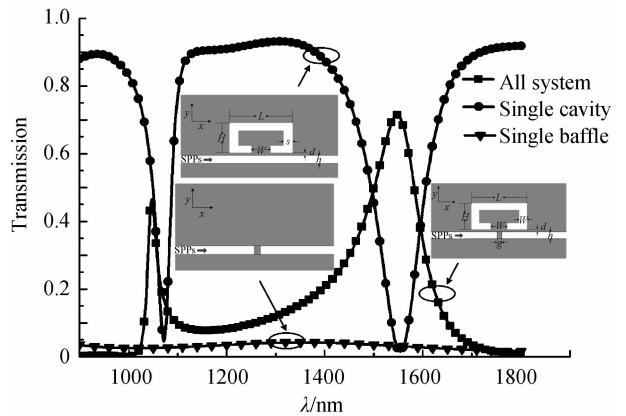


图2 三种波导结构的透射谱

Fig.2 Transmission spectra with three kinds of structures

的波导结构的耦合相位对称且未发生急剧变化,故产生洛伦兹共振^[6],如图 3(b)中方形块实线所示,其共振波峰处整个波导结构的 $|H_z|^2$ 分布如图 3(d)所示. 观察可见, SPPs 在波导结构中的能量流动主要集中在 SSRRC 中,并且大部分 SPPs 均可通过波导传输.

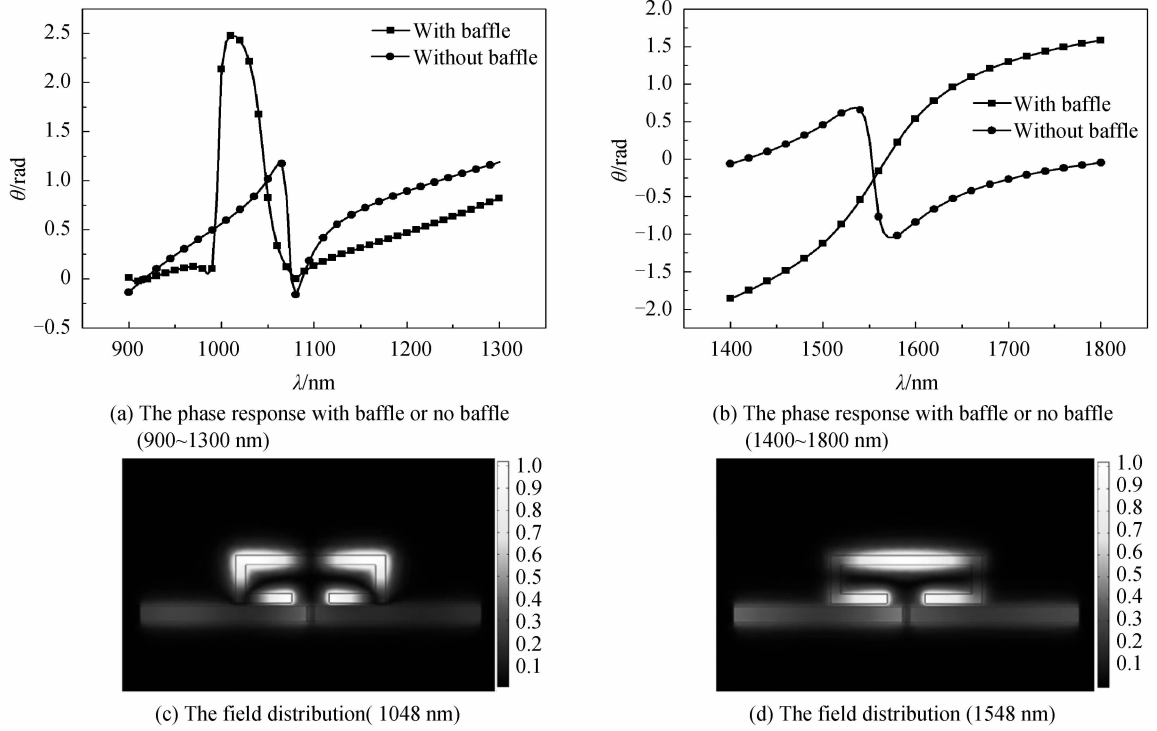


图 3 两种结构的相位响应及 $|H_z|^2$ 分布

Fig. 3 The phase response with two kinds of structures, $|H_z|^2$

在开口方环共振空腔内,波传播一个周期所造成的相位变化可以表示为 $\Delta\varphi = 4\pi n_{\text{eff}} L_{\text{eff}}/\lambda + \varphi_r$, 其中 $L_{\text{eff}} = 2(L+H) - W - 4s$, 表示空腔的有效长度; $\varphi_r = \varphi_L + \varphi_R$, φ_L 与 φ_R 分别表示波在开口左右两端由于反射引起的相位改变; n_{eff} 表示有效折射率, 满足 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$, 其中 β 为 SPPs 的相位传播常数, k_0 表示光在真空中的波数, 满足 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. 当满足 $\Delta\varphi = 2j\pi (j=0, 1, 2, 3 \dots n)$ 时, 空腔内能够形成稳定的驻波结构. 由此可以推导出其共振波长满足^[27]

$$\lambda_j = \frac{2n_{\text{eff}}L_{\text{eff}}}{(j - \varphi_r/2\pi)} \quad (3)$$

1.2 波导结构参量影响分析

一般说来, MIM 波导结构的传输特性都会受到其结构参量变化的影响^[29]. 为了研究单一变量对透射谱的影响, 首先固定 SSRRC 的开口大小 $W = 110 \text{ nm}$, 改变其长度 L 从 380 nm 到 460 nm (间隔 20 nm), 计算得到不同长度下的透射谱, 如图 4(a) 所示, 发现法诺共振峰值与洛伦兹共振峰值所对应的波长均随着 L 的增加而发生红移, 并且分别存在线性关系 (FR: $\Delta\lambda/\Delta L \approx 2.06$; LR: $\Delta\lambda/\Delta L \approx 3.38$), 如图 4(c) 所示. 参照式 (3) 可知, 随着 L 的增加, L_{eff} 变大, 导致共振波长变大, 产生红移, 符合仿真结果的变化趋势. 然后固定长度 $L = 440 \text{ nm}$, 改变其开口大小 W 从 80 nm 到 120 nm (间隔 10 nm), 计算不同开口大小下的透射谱, 如图 4(b) 所示, 可以看出, 随着开口 W 的增大两个共振波峰出现小幅度的蓝移, 并且存在线性关系 (FR: $\Delta\lambda/\Delta W = -1.25$; LR: $\Delta\lambda/\Delta W \approx -1.75$), 如图 4(c) 所示. 由式 (3) 分析可知, 随着 W 的增加, L_{eff} 变小, 导致共振波长变小, 产生蓝移, 这也符合仿真结果的变化趋势. 通过以上对比可以看出, 共振波长对 SSRRC 的长度 L 和对开口大小 W 的敏感程度不同, 所以, 该 MIM 波导结构既可通过改变空腔长度 L 实现显著调节, 又可通过改变开口大小 W 实现细微调节, 因此该结构在纳米生物传感器领域具有一定的应用前景.

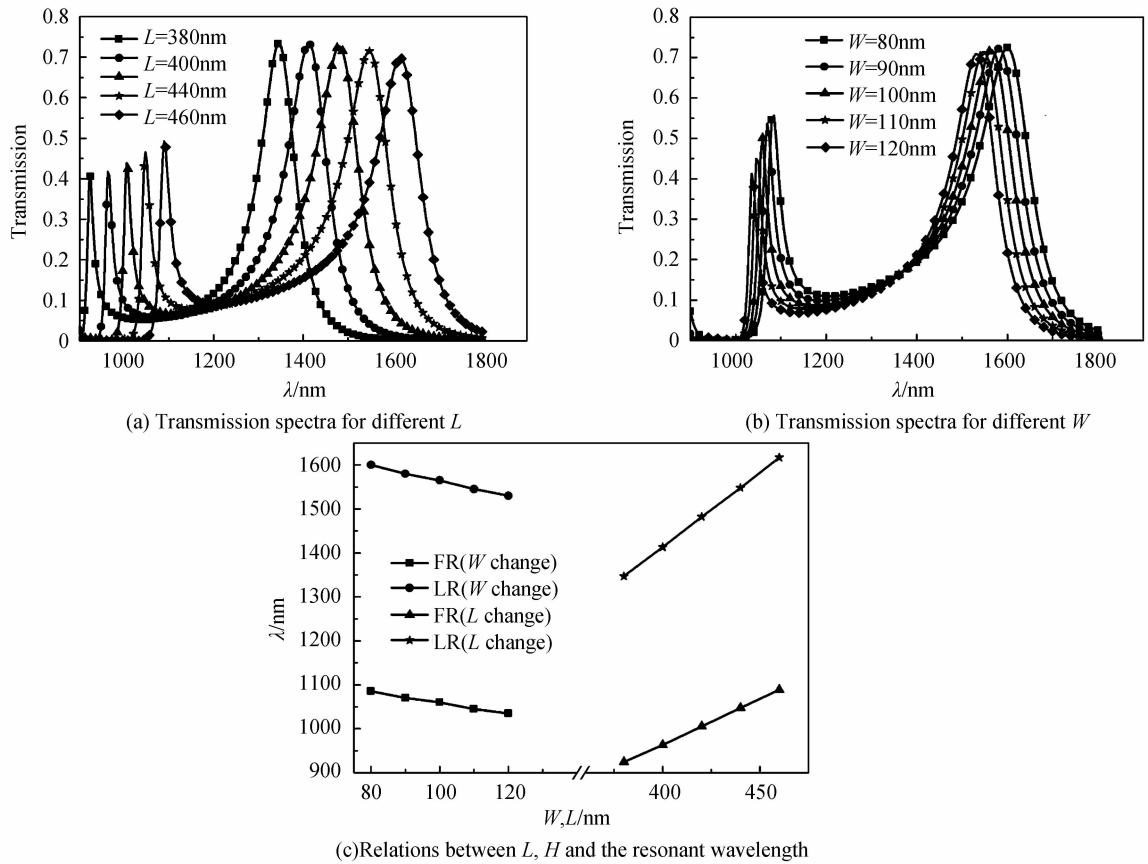


图 4 不同 SSRRC 结构参数的波导透射谱及相互关系

Fig. 4 Transmission spectra for different parameter of the SSRRC and relations each other

1.3 介质折射率的影响及其性能分析

为了研究介质折射率对波导传输特性的影响,给出不同介质折射率 n 下的透射谱.在此固定 $L = 440 \text{ nm}$ 、 $W = 110 \text{ nm}$,并将 n 从 1 增加到 1.2(间隔 0.05),可得透射谱分布如图 5(a)所示,由图可知,波导结构的透射特性与介质折射率有关,且法诺共振峰波长会随着介质折射率的增加而单调红移,其线性关系如图 5(b)所示.由图 4(c)与图 5(b)可知,该波导结构对结构参数的变化及介质折射率的变化表现出了良好的线性关系,这为纳米生物传感器的应用提供了可能性.

敏感度(S)和品质因数(FOM)是评估波导传感器性能优劣的两个重要参量,其一般定义为^[30-31]

$$S = d\lambda/dn(\lambda) \quad (4)$$

$$FOM^* = |dT(\lambda)/(dn(\lambda)T(\lambda))| \quad (5)$$

$$FOM = \text{Max}(FOM^*) \quad (6)$$

式(4)中的 λ 代表工作波长, n 代表折射率, S 代表该波导传感器的敏感度,定义为折射率每变化一个单位时,共振波长的偏移量,单位为 nm/RIU ^[21].当介质折射率由 1 变为 1.05 时,FR 与 LR 共振峰的偏移量分别为 58 nm 和 80 nm,代入式(4)计算出敏感度分别为 $S_{\text{FR}} = 1160 \text{ nm}/\text{RIU}$ 和 $S_{\text{LR}} = 1600 \text{ nm}/\text{RIU}$,此时 $L = 440 \text{ nm}$ 、 $W = 110 \text{ nm}$.式(5)中 $T(\lambda)$ 是固定波长的透射率, $dT(\lambda)/dn(\lambda)$ 是当波长固定时, n 改变一个单位,透射率的变化值^[21].根据上述关系,可计算出不同波长下的 FOM^* 值,而 FOM 则是 FOM^* 随波长变化曲线中的最大值.对本结构而言, FOM 为图 5(c)中曲线的峰值.由法诺共振透射谱的曲线特征可知,从波峰到波谷存在着急剧的变化,并且在波谷处的透射率极低,从而可以获得较高的 FOM .如图 5(c)所示,当 $L = 440 \text{ nm}$ 、 $W = 110 \text{ nm}$ 时,品质因数 FOM 为 1.31×10^5 ,综合敏感度与品质因数,该波导结构的综合性能指标已经高于许多已有波导结构^[22-23,32].

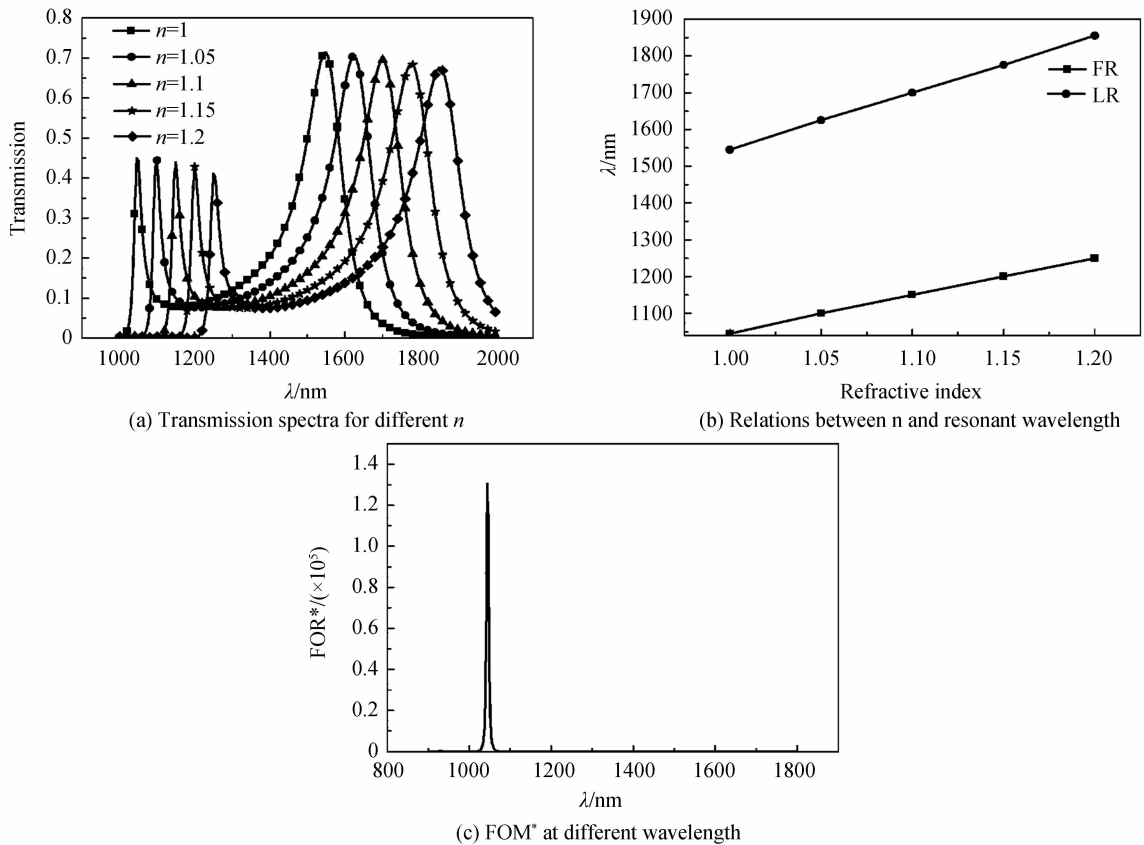


图5 折射率与工作波长之间的关系及 FOM^*
Fig. 5 Relation between n and the wavelength, FOM^*

2 双重法诺共振仿真分析

2.1 基本工作原理及其性能分析

改变开口位置到 SSRRC 的右侧竖腔,取 SSRRC 的长度 $L=440$ nm,开口大小 $W=40$ nm,其余结构参量不改变,波导结构仍然是由 SSRRC、挡板及 MIM 波导组成,其中白色与灰色部分分别代表介质空气与金属银,如图 6 所示。

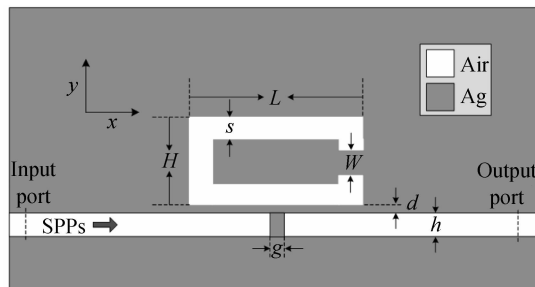


图6 开口右置的方环共振空腔波导结构示意图

Fig. 6 The Configuration of the SSRRC MIM waveguide structure when the split is on right side

使用有限元方法(FEM)仿真出的透射谱线如图 7 所示,可以发现,除了在共振波长 1 146 nm 处出现了前面研究过的法诺共振(Left Fano Resonance, LFR)外,原本右侧共振波长为 1 701 nm 处的洛伦兹共振也变成了新的法诺共振(Right Fano Resonance, RFR),从而实现了双重法诺共振,共振波峰处的透射率分别为 0.53 和 0.58. LFR 的透射率得到提升,观察 LFR 波峰处整个波导结构的 $|H_z|^2$ 分布图可知,SPPs 主要集中在 SSRRC 的上下侧两个横腔内传播,因为 SSRRC 的下侧横腔没有了开口对其 SPPs 的传播进行阻隔,所以透射率得到了明显的提升.在右侧竖腔开口,出现了双重法诺共振,从而实现了通过调节开口位置,达到控制共振模式的目的.沿用前述方法,当介质折射率由 1 变为 1.05 时,LFR 与 RFR 的透射谱均产生红移,

共振峰波长偏移量分别为61 nm和85 nm,代入式(4),计算出LFR与RFR的灵敏度分别为 $S_{LFR} = 1\ 100\ \text{nm}/\text{RIU}$ 、 $S_{RFR} = 1\ 700\ \text{nm}/\text{RIU}$,发现灵敏度最大值得到了进一步的提升.图7中的插图分别展示了其共振波长在1 146 nm和1 701 nm处,整个波导结构的 $|H_z|^2$ 场分布图.由图中场分布可知,大部分SPPs能通过波导结构进行传输.利用式(5)和(6)计算出该结构下的FOM,在波长1 224 nm和1 593 nm处分别为 8.3×10^4 及 3.16×10^4 .

在此分析产生双重法诺共振的原因.图8(a),(b)分别为左侧法诺共振(LFR)及右侧法诺共振(RFR)的相位图,圆形实线为未加入挡板时的耦合相位图,方形块实线为加入挡板后,完整波导结构的耦合相位图.与图3(a),(b)对比可以发现,当改变SSRRC的开口位置后,场的传播在1 000~1 400 nm及1 500~1 900 nm处均出现了耦合相位的急剧且非对称变化(方形块实线),所以该波导结构产生了双重法诺共振现象.

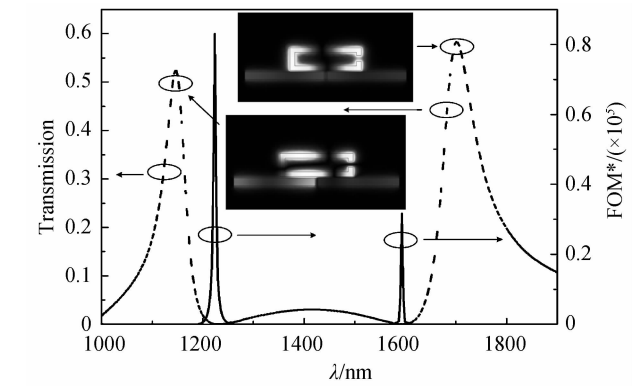
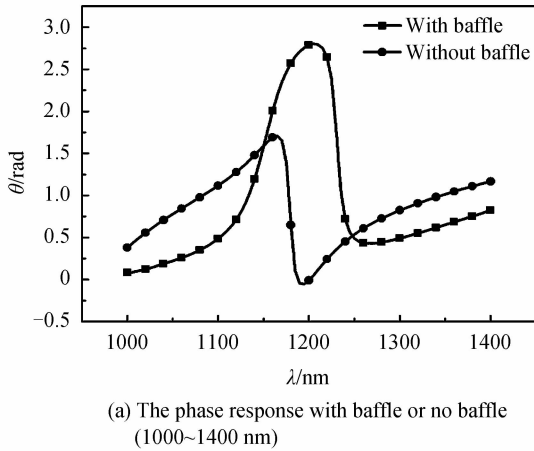


图7 结构透射谱,不同波长下 FOM^* 及共振波长处 $|H_z|^2$
Fig. 7 Transmission spectra of the structure, FOM^* with different wavelength, $|H_z|^2$ at resonant wavelength

与图3(a),(b)对比可以发现,当改变SSRRC的开口位置后,场的传播在1 000~1 400 nm及1 500~1 900 nm处均出现了耦合相位的急剧且非对称变化(方形块实线),所以该波导结构产生了双重法诺共振现象.

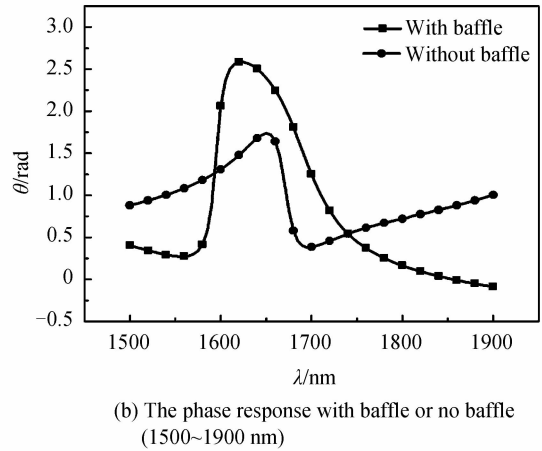


图8 两种结构的相位响应

Fig. 8 The phase response with two kinds of structures

2.2 波导结构参量影响分析

为了研究SSRRC结构参量对波导双重法诺共振传输特性的影响,首先固定长度 $W = 40\ \text{nm}$,改变SSRRC的长度 L ,给出从400 nm到440 nm(间隔20 nm)变化时的透射谱,如图9所示.由LFR与RFR波峰处连接的虚线可见,随着 L 的增加,LFR与RFR的波峰均出现了显著地红移,且存在稳定的线性关系(LFR: $\Delta\lambda/\Delta L \approx 2.125$; RFR: $\Delta\lambda/\Delta L \approx 3.375$).由式(3)分析可知,因为 L 的增加使得 L_{eff} 变大,所以导致共振波长增大,产生了红移,这与仿真结果的趋势相符合.然后固定长度 $L = 440\ \text{nm}$,改变SSRRC的开口大小 W ,得到从40 nm到80 nm(间隔20 nm)变化时的透射谱,如图9中LFR与RFR波峰处连接的虚线可见,LFR与RFR的波峰均出现了微弱的蓝移,且均存在稳定的线性关系(LFR: $\Delta\lambda/\Delta W \approx -0.85$; RFR: $\Delta\lambda/\Delta W \approx -1.0$).

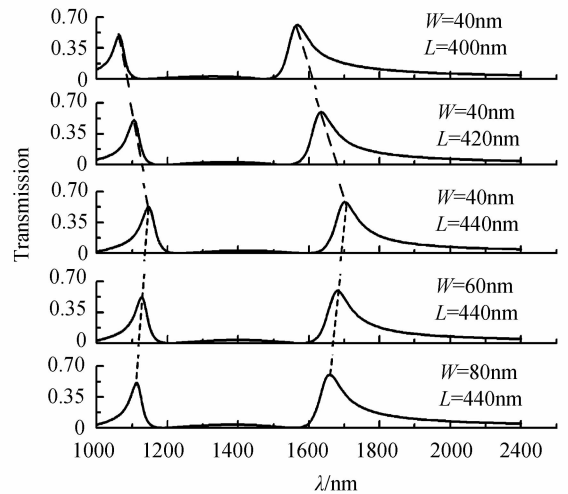


图9 结构参量对开口右置SSRRC传输的影响
Fig. 9 The influences of different parameter for transmission spectra

据式(3)可知,随着 W 的增加, L_{eff} 变小,导致共振波长变小,产生蓝移,这也符合仿真结果. 通过对比可知,共振波长对 SSRRC 的长度 L 和开口大小 W 敏感度不同,所以,该 MIM 型波导结构既可通过改变空腔长度 L 实现显著调节,又可通过改变开口大小 W 实现细微调节,并且可通过改变开口位置实现对共振模式的控制,这种设计为纳米生物传感器应用提供了较大的灵活性.

3 结论

本文基于表面等离子激元 SPPs 及 MIM 波导的相关理论,提出了一种由 SSRRC、挡板及 MIM 波导组成的波导结构,并通过有限元法(FEM)进行了仿真计算分析. 结果表明,在下侧横腔中央位置开口,该波导结构可实现法诺共振与洛伦兹共振,并且共振波长可通过 SSRRC 的长度 L 或开口大小 W 进行显著或细微的调节. 通过数值仿真计算,当方环长度 $L=440$ nm,开口大小 $W=110$ nm 时,可以达到该结构下的最优性能,即敏感度可达 $1\ 600$ nm/RIU,品质因数为 1.31×10^5 . 若改变开口的位置到 SSRRC 右侧竖腔中央,该波导结构可以实现双重法诺共振,其共振波长仍可通过 SSRRC 的长度 L 或开口大小 W 进行显著或细微的调节. 当方环长度 $L=440$ nm,开口大小 $W=40$ nm 时,达到该结构下的最优性能,其敏感度可达 $1\ 700$ nm/RIU,品质因数为 8.3×10^4 . 显然,由于该波导结构的高敏感度和高品质因数及可控制的共振模式,其在光学集成回路,特别是纳米生物传感器设计方向将有着良好的应用前景.

参考文献

- [1] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics.[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 824-830.
- [2] MAIER S A, KIK P G, Atwater H A, *et al.* Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides[J]. *Nature Mater*, 2003, **2**(4): 229-232.
- [3] TAKAHARA J, YAMAGISHI S, TAKI H, *et al.* Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter [J]. *Optics Letters*, 1997, **22**(7): 474-475.
- [4] MAIER SA. Plasmonic field enhancement and SERS in the effective mode volume picture[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(5): 1957-1964.
- [5] WU De-chang, YANG Shu. Double-sided T-shaped-disk waveguide filters based on plasmon-induced transparency[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2016, **37**(10): 1287-1291.
吴德昌, 杨树. 等离子体诱导透明的 T 形-圆形波导滤波器[J]. 发光学报, 2016, **37**(10) 1287-1291.
- [6] HOSSEINI A, MASSOUD Y. Nanoscale surface plasmon based resonator using rectangular geometry[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **90**(18): 181102.
- [7] ZHANG Qing, HUANG Xu-gang, LIN Xian-shi, *et al.* A subwavelength coupler-type MIM optical filter[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(9):7549-7554.
- [8] CHEN Jian-jun, LI Zhi, ZOU Yu-jiao, *et al.* Coupled-resonator-induced fano resonances for plasmonic sensing with ultra-high figure of merits[J]. *Plasmonics*, 2013, **8**(4): 1627-1632.
- [9] CHEN Zhao, CAO Xue-yan, SONG Xiao-kang, *et al.* Side-coupled cavity-induced Fano resonance and its application in nanosensor[J]. *Plasmonics*, 2015, **11**(1): 1-7.
- [10] GRAMOTNEV D K, BOZHEVOLNYI S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(2): 83-91.
- [11] OZBAY E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. *Science*, 2006, **311**(5758): 189-193.
- [12] LUK'YANCHUK B, ZHELUDEV N, MAIER S, *et al.* The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials[J]. *Nature Materials*, 2010, **9**(9): 707-715.
- [13] LOU Xiao-wei, CUI Jin-jiang, DONG Ning-ning, *et al.* Analysis of sharpness Fano resonance line based on eye-like resonator[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, **44**(1): 0113002.
娄小伟, 崔锦江, 董宁宁, 等. 基于眼型谐振腔的 Fano 谐振曲线尖锐度的分析[J]. 光子学报, 2015, **44**(1):0113002.
- [14] MIROSHNICHENKO A E, FLACH S, KIVSHAR Y S. Fano resonances in nanoscale structures[J]. *Review of Modern Physics*, 2009, **82**(3): 2257-2298.
- [15] CHEN Jian-jun, LI Zhi, ZHANG Xiang, *et al.* Submicron bidirectional all-optical plasmonic switches[J]. *Scientific Reports*, 2013, **3**(3): 1451.
- [16] CHEN Hui-bin, ZHANG Zhi-dong, YAN Shu-bin, *et al.* Fano resonance based on a rectangular cavity coupled with a semi-circular cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016(8):0823002.
陈慧斌, 张志东, 闫树斌, 等. 基于半圆形与矩形谐振腔耦合结构的 Fano 共振[J]. 光子学报, 2016(8):0823002.
- [17] CHEN Zhao, YU Li. Multiple Fano resonances based on different waveguide modes in a symmetry breaking plasmonic

- system[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2014, **6**(6): 4802208.
- [18] WEN Kun-hua, HU Yi-hua, CHEN Li, *et al.* Fano resonance with ultra-high figure of merits based on plasmonic metal-insulator-metal waveguide[J]. *Plasmonics*, 2015, **10**(1): 27-32.
- [19] CHEN Zhao, SONG Xiao-kang, DUAN Gao-yan, *et al.* Multiple Fano resonances control in MIM side-coupled cavities systems[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, **7**(3): 2701009.
- [20] AN Hou-lin, ZHANG Guan-mao, HU Nan, *et al.* Study on phenomenon of multiple fano resonances based on coupled T-type cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, **45**(11): 1113003.
安厚霖, 张冠茂, 胡南, 等. 基于耦合 T 型空腔的多重法诺共振现象研究[J]. 光子学报, 2016, **45**(11):1113003.
- [21] MA Fu-sheng, LEE Cheng-kuo. Optical nanofilters based on meta-atom side-coupled plasmonics metal-insulator-metal waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, **31**(17): 2876-2880.
- [22] WEN Kun-hua, HU Yi-hua, CHEN Li, *et al.* Multiple plasmon-induced transparency responses in a subwavelength inclined ring resonators system[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, **7**(6): 4801807.
- [23] IMAN Z, AMIRREZA M, MOHAMMAD A. Selective-mode optical nanofilters based on plasmonic complementary split-ring resonators[J]. *Optics Express*, 2012, **20**(7): 7516-7525.
- [24] LIN Xian-shi, HUANG Xu-guang. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes[J]. *Optics Letters*, 2009, **33**(23): 2874-2876.
- [25] CHEN Zhao, WANG Wen-hui, CUI Lu-na, *et al.* Spectral splitting based on electromagnetically induced transparency in plasmonic waveguide resonator system[J]. *Plasmonics*, 2015, **10**(3): 721-727.
- [26] FAN Shan-hui. Sharp asymmetric line shapes in side-coupled waveguide-cavity systems[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, **80**(6): 908-910.
- [27] ZHANG Zhao, SHI Feng-hua, CHEN Yi-hua. Tunable multichannel plasmonic filter based on coupling-induced mode splitting[J]. *Plasmonics*, 2015, **10**(1): 139-144.
- [28] WANG Guo-xi, LU Hua, LIU Xue-ming, *et al.* Tunable multi-channel wavelength demultiplexer based on MIM plasmonic nanodisk resonators at telecommunication regime[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(4): 3513-3518.
- [29] CHEN Jian-jun, SUN Cheng-wei, GONG Qi-huang. Fano resonances in a single defect nanocavity coupled with a plasmonic waveguide[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(1): 52-55.
- [30] BECKER J, TRÜGLER J, JAKAB A, *et al.* The optimal aspect ratio of gold nanorods for plasmonic bio-sensing[J]. *Plasmonics*, 2010, **5**(2): 161-167.
- [31] AMELING R, LANGGUTH L, HENTSCHE M, *et al.* Cavity-enhanced localized plasmon resonance sensing[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, **97**(25): 253116.
- [32] LIU Jian-long, FANG Guang-yu, ZHAO Hai-fa, *et al.* Plasmon flow control at gap waveguide junctions using square ring resonators[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2010, **43**(5): 055103.
- [33] KEKATPURE R D, HRYCIW A C, BARNAD E S, *et al.* Solving dielectric and plasmonic waveguide dispersion relations on a pocket calculator[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(26): 24112-24129.