

金属-介质-金属波导布拉格光栅的模式特性

陈奕霖, 许吉, 时楠楠, 张雨, 王云帆, 高旭, 陆云清

南京邮电大学光电工程学院, 江苏 南京 210023

摘要 研究分析了金属-介质-金属(MIM)波导布拉格光栅(WBG)结构中的反对称和对称等离激元模式的色散关系和传输特性。计算分析了金属为银、介质层厚度为 700 nm 时,不同介质材料情况下两种模式的截止特性及色散关系。在此基础上用布洛赫模式分析法探讨了两种介质交替排列构成的 MIM WBG 结构的反对称与对称模式的能带结构;并用传输矩阵法计算了透射谱,发现结构在通信波段的模式滤波特性。进一步讨论了对称模式的截止频率、模式传输特性与材料和结构参数的依赖关系。通过对结构材料参数及几何尺寸的选择及优化,可以实现特定波段的宽带或窄带滤波及模式滤波功能,该结构在光通信、集成光学领域具有一定的应用价值。

关键词 光学器件; 表面等离激元波导; 有限元法; 布拉格光栅; 模式特性

中图分类号 O439 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.1123002

Mode Properties of Metal-Insulator-Metal Waveguide Bragg Grating

Chen Yilin, Xu Ji, Shi Nannan, Zhang Yu, Wang Yunfan, Gao Xu, Lu Yunqing

School of Opto-Electronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications,

Nanjing, Jiangsu 210023, China

Abstract The dispersion and transmission characteristics of antisymmetric bound and symmetric bound modes in metal-insulator-metal (MIM) waveguide Bragg grating (WBG) structure are analyzed. The cut-off property and dispersion relations of the two modes with different dielectric materials are discussed, when the metal is set as silver and the insulator thickness is 700 nm. On the basis of this, the band structure of the antisymmetric and symmetric modes of the MIM WBG structure is proposed by using the Bloch mode analysis method. The transmission spectrum is calculated by transfer matrix method, and mode filtering properties of the structure in communication waveband are found. Furthermore, the dependent relationship between the cutoff frequency of the symmetrical mode, the mode transmission characteristic, the material and structural parameters is discussed. Through the selection and optimization of material parameters and geometrical dimensions, mode filter function can be achieved in a particular band, which can be broad or narrow. The structure has potential applications in the field of optical communications and integrated optics.

Key words optical devices; surface plasmonic waveguides; finite element method; Bragg gratings; mode properties

OCIS codes 230.3120; 240.6680; 230.1480; 230.7370; 030.4070

1 引言

近年来人们发展了多种纳米光波导结构来满足集成光子器件领域的高集成度要求,如光子晶体波导^[1]、等离激元波导^[2-4]等。其中,表面等离激元(SPs)波导因其具有突破衍射极限的尺度和光电集成的潜力被关注^[5]。表面等离激元是一种强烈局域在金属-电介质界面上的一种外界光子与金属表面自由电荷相互作用而形成的电磁表面波^[6]。表面等离激元模式的电场振幅在金属和电介质交界面处达到最大值,且在垂直于界面方向分别向两侧呈指数性衰减,能够将电磁能量有效地局限在纳米结构尺度范围内,因此在亚波长光子

收稿日期: 2017-03-29; **收到修改稿日期:** 2017-05-22

基金项目: 国家自然科学基金(11404170)、南京邮电大学校级科研项目(NY217110)

作者简介: 陈奕霖(1992—),男,硕士研究生,主要从事表面等离激元光子学方面的研究。E-mail: yilinch163@163.com

导师简介: 许吉(1983—),女,博士,副教授,主要从事微纳光子学方面的研究。

E-mail: xuji@njupt.edu.cn(通信联系人)

器件方面体现出巨大的应用价值。其中,作为亚波长光子器件结构基础之一的等离子激元波导结构,如介质-金属-介质(IMI)与金属-介质-金属(MIM)型波导在电磁波传输特性及具体应用方面均被广泛研究^[7-11]。由于MIM型波导比IMI型波导体现出更强的光波约束能并具有更小的损耗^[12],因此人们对基于MIM波导结构的光子器件进行了深入探索,例如滤波器^[13]、谐振器^[14]、表面等离子体共振传感器^[15]等。

在MIM波导结构中引入特殊结构将赋予其更丰富的效应与功能。如引入布拉格光栅结构,可以有效调控等离子激元波导模式的传播特性,形成光子禁带。国内外学者设计并研究了各种等离子激元布拉格光栅结构器件,例如基于MIM波导布拉格光栅(WBG)的全光开关^[16],以及MIM结构的表面等离子激元布拉格微腔等^[17]。然而以上结构的实现都依赖于介质层较薄情况下的反对称等离子激元波导模式特性,并未考虑到高阶模的可能存在及其传输特性;Hu等^[18]利用MIM波导内对称和反对称模式的不同传输特性,结合模式转换设计了小尺寸MIM WBG的全光二极管,但并未对两种模式的传输特性进行详尽的分析和阐述。

本文将通过交替排列MIM波导内的介质材料来构建布拉格光栅,研究反对称与对称等离子激元波导模式在布拉格光栅结构中的能带结构和传输特性。首先,利用反对称与对称模式的色散关系式计算分析不同介质材料情况下模式的截止情况及传播常数;在此基础上,用布洛赫模式分析法研究对称与反对称模式在WBG结构中的能带结构特性,利用有限元算法计算出截止、通带及禁带中的模式场分布并进行比较分析,通过透射谱分析结构在通信波段的模式滤波特性;进一步揭示布拉格光栅结构对对称模式截止频率的影响,以及模式能带结构和透射特性受材料及结构参数的影响,为器件具体应用时的设计提供参考。

2 基本原理

2.1 MIM波导结构中的反对称与对称模式

MIM WBG结构中模式传输特性的分析与调控都依赖于MIM波导中等离子激元波导模式的基本特性,所以首先对MIM结构中的等离子激元模式进行详细分析。MIM型波导的结构示意图见图1, ϵ_m 和 ϵ_d 分别为金属和介质材料的介电常数,介质层厚度为 h ,波导传播方向为 x 轴。在MIM型波导中主要有两种可能的等离子激元模式^[19-21],即反对称和对称模式,其色散关系如下:

$$\frac{\kappa_m}{\epsilon_m} = -\frac{\kappa_d}{\epsilon_d} \tanh\left(\frac{h}{2}\kappa_d\right), \quad (1)$$

$$\frac{\kappa_m}{\epsilon_m} = -\frac{\kappa_d}{\epsilon_d} \coth\left(\frac{h}{2}\kappa_d\right), \quad (2)$$

式中 κ_d 和 κ_m 分别为介质与金属中的横向(y 方向)波数,与纵向波数 β 的关系如下:

$$-\kappa_{d,m}^2 + \beta^2 = \epsilon_{d,m} k_0^2 = \epsilon_{d,m} \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2, \quad (3)$$

式中 c_0 为真空中的光速, ω 为波长 λ_0 的光子在真空中的角频率,其波数为 k_0 。定义等离子激元波导模式的有效折射率为 $n_{\text{eff}} = \text{Re}(\beta)/k_0$,通过(1)~(3)式便能分析在具体材料参数条件下,特定波段的等离子激元波导模式特性。

研究所关注的波段将覆盖通信波段,金属选为银(Ag),因为以银为代表的贵金属纳米材料在可见光及红外

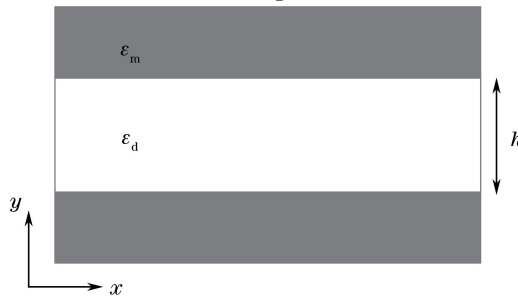


图1 MIM型波导的结构示意图

Fig. 1 Structure schematic of MIM type waveguide

波段有着较好的表面等离子共振现象。并且,为了更好地描述自由电子与离子之间的作用,用洛伦兹-德鲁特模型描述银的介电函数: $\epsilon_{Ag}(\omega) = 1 - \frac{f_0 \omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma_0} + \sum_{j=1}^5 \frac{f_j \omega_p^2}{(\omega_j^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma_j}$, 其中各参数取值见表 1^[22]。

表 1 洛伦兹-德鲁特模型参数值

Table 1 Parameters of Lorentz-Drude model

Parameter	Value /eV	Parameter	Value /eV	Parameter	Value /eV
ω_p	9.010	f_0	0.845	Γ_0	0.048
ω_1	0.816	f_1	0.065	Γ_1	3.386
ω_2	4.481	f_2	0.124	Γ_2	0.452
ω_3	8.185	f_3	0.011	Γ_3	0.065
ω_4	9.083	f_4	0.840	Γ_4	0.916
ω_5	20.290	f_5	5.646	Γ_5	2.419

MIM 结构的介质层厚度选为 $h = 700 \text{ nm}$, 当 MIM 波导中介质层的厚度 h 远小于 $\lambda/2$ 时(λ 是入射波的波长), MIM 波导中的对称模式将截止, 因此介质层厚度的选取不能过小。理论分析时考虑计算的简单性, 选取介质层分别为空气($n_{\text{air}} = 1.0$)和二氧化硅($n_{\text{SiO}_2} = 1.46$), 利用 COMSOL Multiphysics 有限元算法模拟软件进行场分布的模拟, 在计算区域内网格的最小尺寸为 0.2 nm , 最大尺寸为 50 nm 。在波导入射与出射端分别设置端口, 端口类型为数值, 结合边界模式分析, 根据反对称模式与对称模式的有效折射率设置相应求解基准点, 求解出对应的模式作为输入, 具体结果见图 2, 图 2 (b) 中标出了 MIM 结构轮廓。图 2 (a)、(b) 分别为不同介质层时反对称与对称模式的有效折射率 n_{eff} 图和色散关系图, 可以看出: 反对称模式下有效折射率基本为常数, 且不存在截止频率, 其传播常数 β 与频率呈线性关系; 对称模式的有效折射率随频率有较

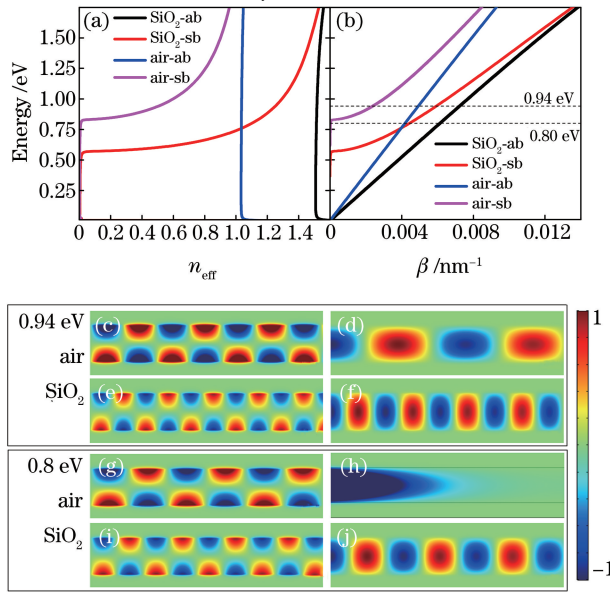


图 2 MIM 波导中反对称与对称模式的 (a) 有效折射率 n_{eff} 图和 (b) 色散关系图; 入射波长为 1310 nm 时, 空气的 (c) 反对称模式和 (d) 对称模式的 E_x 分布, SiO₂ 的 (e) 反对称模式和 (f) 对称模式的 E_x 分布; 入射波长为 1550 nm 时, 空气的 (g) 反对称模式和 (h) 对称模式的 E_x 分布, SiO₂ 的 (i) 反对称模式和 (j) 对称模式的 E_x 分布

Fig. 2 (a) Effective refractive index n_{eff} and (b) dispersion diagram of antisymmetric bound mode and symmetric bound mode in MIM waveguide; when the incident wavelength is 1310 nm , E_x distributions of (c) antisymmetric bound mode and (d) symmetric bound mode of air; E_x distributions of (e) antisymmetric bound mode and (f) symmetric bound mode of SiO₂; when the incident wavelength is 1550 nm , E_x distributions of (g) antisymmetric bound mode and (h) symmetric bound mode of air; E_x distributions of (i) antisymmetric bound mode and (j) symmetric bound mode of SiO₂

大的变化,其截止频率分别为 $f_c(\text{air})=0.82 \text{ eV}[\lambda_c(\text{air})=1512 \text{ nm}]$ 和 $f_c(\text{SiO}_2)=0.56 \text{ eV}[\lambda_c(\text{SiO}_2)=2214 \text{ nm}]$,介质层为 SiO_2 时具有更低的截止频率,并且传播常数 β 与频率为非线性关系;同样的入射光频率下,等离激元波导模式在 SiO_2 介质层比在空气介质层具有更大的传播常数。图 2(c)~(j)给出了入射波长为 $1550 \text{ nm}(0.8 \text{ eV})$ 和 $1310 \text{ nm}(0.94 \text{ eV})$ 时两种波导模式传播方向纵向场分量(E_x)的分布图。定义对称和反对称模式是以传播方向的电场分量(即纵向场分量 E_x)的分布对称性来区分的,所以此处给出 E_x 的分布。反对称模式是 MIM 结构中的低频模式,也是 MIM 波导中的横磁模式的基模,即 TM_0 模式。反对称模式的场分布主要位于金属界面处,两个金属界面的表面等离激元耦合时,界面的电荷与另一界面电荷符号相反,随着 MIM 波导中介质层厚度逐渐减小,波导内场能量将更强更局域,因此 TM_0 模式不截止。而对称模式是高频模式,是 TM_1 模式,能量主要分布在介质中,界面电荷分布情况与 TM_0 情况相反,随着介质厚度逐渐减小,模式将截止。进一步从图中还能观察到以下两点:如图 2(h)所示,介质层为空气时, 1550 nm 波长的对称模式将在波导中急速衰减,与图 2(a)中该波长位于对称模式的禁带结果一致;比较相同波长下,不同介质时 E_x 场分布的节点疏密情况,发现介质层为 SiO_2 时具有更多的节点数,因介质折射率较高时具有较大的传播常数 β ,见图 2(b)。从以上分析可以发现, MIM 波导中反对称与对称模式除了纵向场分量 E_x 具有不同的对称性分布特征外,更重要的是具有不同的截止特性、不同的传播常数以及不同的传播常数与频率的依赖关系,这些规律将导致当 MIM 结构中引入布拉格光栅时,反对称与对称模式将会有各自不同的特性和规律。

2.2 MIM WBG 中的反对称与对称模式

在 MIM 结构中引入布拉格光栅,其本质是形成波导模式有效折射率 n_{eff} 的周期性调制,等离激元波导模式在有效折射率周期排列的结构中传播,其正向波和反向波会形成不同的相位关系,满足相长条件将形成透射,满足相消条件将抑制透射。当布拉格光栅周期长度约为半波导波长的整数倍时,便会抑制透射,形成禁带。有效折射率 n_{eff} 的周期性调制主要由两种方法实现:一是对波导介质层的厚度 h 进行周期调制,另一是对波导中介质层的材料实现周期性。第一种方法只能构建有效折射率变化范围较小的布拉格光栅;第二种方法可以实现有效折射率差较大的情况,而有效折射率差的大小影响光子禁带的宽度^[23-25]。因此,本研究利用介质层材料交替排列的方法来构建布拉格光栅,其结构示意图如图 3 所示。图中 Λ 为光栅周期,周期数为 N ,交替排列的介质材料的介电常数分别为 ϵ_{d1} 和 ϵ_{d2} ($\epsilon_{d1} < \epsilon_{d2}$),沿波导方向的长度分别为 d_1 和 d_2 ,填充系数定义为 $f=d_1/(d_1+d_2)=d_1/\Lambda$,当波导模式的有效折射率对应两种介质材料分别为 $n_{\text{eff},1}$ 和 $n_{\text{eff},2}$ 时,其布拉格色散关系可用布洛赫模式求解^[26]:

$$\cos(\kappa\Lambda) = \text{Re}\left[\frac{1}{t(\omega)}\right] = \frac{(n_{\text{eff},1} + n_{\text{eff},2})^2}{4n_{\text{eff},1}n_{\text{eff},2}}\cos(\varphi_1 + \varphi_2) - \frac{(n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2})^2}{4n_{\text{eff},1}n_{\text{eff},2}}\cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (4)$$

式中 ω 是角频率, κ 是布洛赫波数, $t(\omega)$ 是每个单元的透射率, φ_1 和 φ_2 是一个周期中两个介质材料部分分别引起的相位, $\varphi_i = k_0 n_{\text{eff},i} d_i$ ($i=1,2$)。布拉格光栅的平均有效折射率定义为

$$\tilde{n}_{\text{eff}} = \frac{d_1 n_{\text{eff},1} + d_2 n_{\text{eff},2}}{d_1 + d_2}. \quad (5)$$

两种介质材料分别选取为空气和二氧化硅时,针对研究所关心的波段,优化调整其结构参数为 $N=10$,

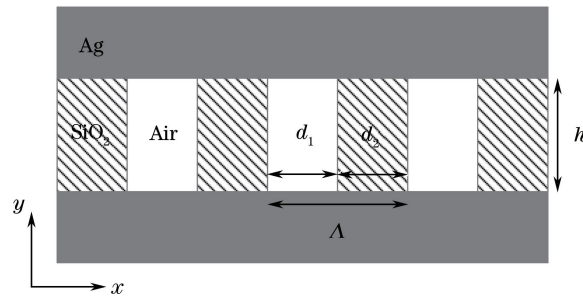


图 3 MIM WBG 结构示意图

Fig. 3 Structure schematic of MIM WBG

$h=700\text{ nm}$, $\Lambda=550\text{ nm}$, $f=0.5$ 。图 4 给出了通过(4)式计算反对称与对称模式的色散关系图和利用传输矩阵法计算的透射谱^[27]。从色散关系图上可以看出,由于布拉格光栅结构对电磁波行为的调控,反对称与对称模式均形成了各自的能带结构。反对称模式的禁带位于 $0.78\sim 0.98\text{ eV}$,对称模式的禁带位于 $0.97\sim 1.2\text{ eV}$,两者几乎没有交叠。观察透射谱可以发现,反对称与对称模式的高透波段与低透波段大部分相互覆盖,并且在低透波段与能带结构上的禁带区域一致。需要指出的是,在波长为 1550 nm (0.8 eV) 时,反对称和对称表面等离子激元模式的透射率分别为 1.04% 和 54.28% ;在波长为 1310 nm (0.94 eV) 时,反对称和对称模式的透射率分别为 0.37% 和 30.28% 。因此,该结构在通信波段具有良好的模式滤波特性。

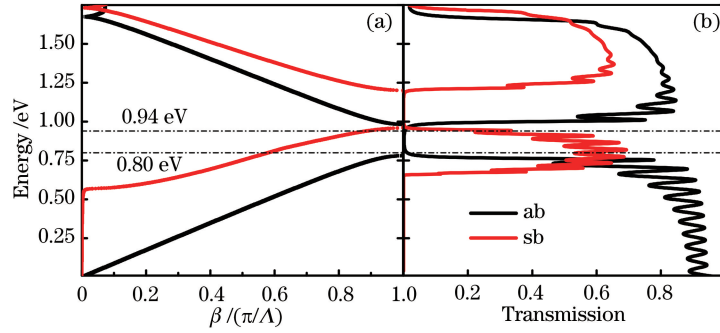


图 4 MIM WBG 的(a)色散关系图和(b)透射谱

Fig. 4 (a) Dispersion diagram and (b) transmission spectrum of MIM WBG

3 分析与讨论

图 5 给出了不同入射波长时反对称和对称电场纵向分量 E_x 的分布图,借以对 MIM WBG 中的模式进行进一步的展开分析,图 5(a)中给出了 MIM WBG 的结构轮廓。当入射频率位于禁带或是截止区域时,模式呈现出了沿传播方向较快的衰减。如图 5(f)、(g)所示,在入射波长分别为 1310 nm 和 1550 nm 时,反对称模式的能量主要集中在金属与介质的表面,并沿着传播方向衰减较快。特别注意的是,如图 5(b)所示, WBG 在 0.72 eV 时已经能够激发对称模式,这是由于受布拉格光栅不同介质单元之间相互反射的影响, WBG 的对称模式截止频率会介于组成它的低折射率和高折射率 MIM 波导截止频率之间。在用(4)式求解布拉格光栅的色散关系中,数值计算的对称表面等离子激元模式的截止频率会受到介质层为高折射率材料的影响,此时 0.72 eV 已高于其截止频率。需要补充说明的是,场分布在布拉格光栅结构的介质界面出现了值的明显跃变,因电场的法向边界条件是电位移矢量的法向分量连续,即 $\epsilon_1 E_{1x} = \epsilon_2 E_{2x}$ (其中 ϵ_1 和 ϵ_2 分别对应周期结构中的材料 1 和 2 的介电常数, E_{1x} 和 E_{2x} 是材料 1 和 2 中电场的 x 方向分量,即界面两侧的法向分

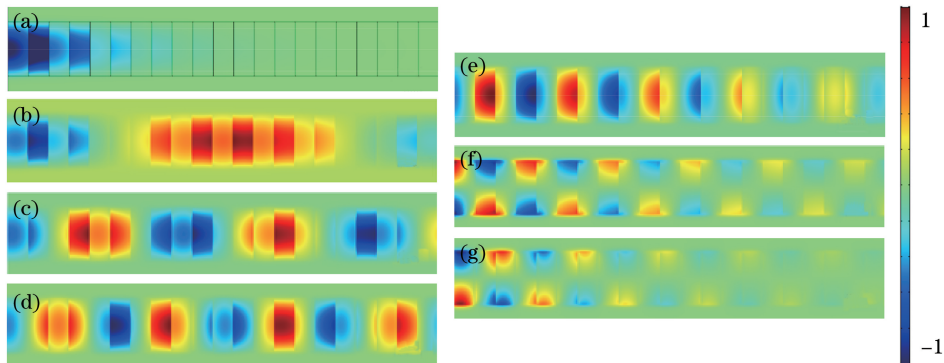


图 5 能量分别为(a) 0.68 eV 、(b) 0.72 eV 、(c) 0.8 eV 、(d) 0.94 eV 和(e) 1.07 eV 时对称模式的 E_x 分布;能量分别为

(f) 0.8 eV 和(g) 0.94 eV 时反对称模式的 E_x 的分布

Fig. 5 E_x distributions of symmetric bound mode with the energy of (a) 0.68 eV , (b) 0.72 eV , (c) 0.8 eV , (d) 0.94 eV and

(e) 1.07 eV , respectively; E_x distributions of antisymmetric bound mode for with the energy of

(f) 0.8 eV and (g) 0.94 eV , respectively

量), 导致界面处电场 E_x 的比例相差较大, 呈现出跃变。通过以上分析可以得出结论, 对称模式的截止频率及禁带的传输特性将受到材料参数和结构参数的影响。

通过对 MIM WBG 材料和结构参数的调整, 能够进一步调节能带结构和传输特性。图 6 为两种折射率差不同的布拉格光栅的反对称模式的色散关系图, 其介质层材料的折射率分别为 $n_1=1.0$ 和 n_2 ($n_2 > n_1$), 其他结构参数与图 4 一致。可以看出, 折射率差为 0.46 时的禁带区间为 0.78~0.98 eV (1265~1589 nm), 而折射率差为 0.2 时, 禁带区间为 0.93~1.04 eV (1192~1333 nm), 禁带范围明显减小。此变化也可利用根据一维光子晶体禁带宽度与折射率对比度的关系来解释: $\Delta\omega/\omega_B \propto \sin^{-1}[(n_{\text{eff},2} - n_{\text{eff},1})/(n_{\text{eff},2} + n_{\text{eff},1})]$ [23-25], 其中 $\Delta\omega/\omega_B$ 为禁带宽度和禁带中心频率的比值, 随着折射率对比度值的增大, 禁带宽度将增加。并且, 当 n_1 、周期 Λ 和介质层厚度 h 固定时, 折射率差的减小意味着布拉格光栅的平均有效折射率 \tilde{n}_{eff} 减小, 布拉格波长也随之减小, 即图 6 的色散曲线的斜率增大。根据(5)式 \tilde{n}_{eff} 与材料和结构参数的关系可知, 当低折射率材料的填充系数 f 增大时, 将获得同样的效果。从上述结果得知, 通过优化材料和结构参数, 可以进一步调节两个模式的色散关系, 调整模式间的能带交叠关系, 优化模式的传输特性, 以满足具体应用领域中结构设计的需求。

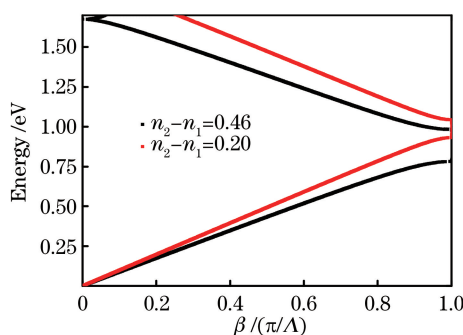


图 6 具有不同折射率差的 MIM WBG 色散关系

Fig. 6 Dispersion diagram of MIM WBG with different refractivity deviations

4 结 论

对 MIM WBG 的反对称与对称波导模式的色散关系和透射谱研究发现, 反对称模式不存在截止频率, 对称模式存在截止频率, 并且该截止频率受交替排列的介质折射率和占空比的影响; 反对称及对称模式的禁带位置、带宽及能带交叠情况受材料折射率及结构参数的影响, 可以通过优化这些参数获得所需波段的模式传输特性。研究所得结果体现了结构具有模式滤波的应用潜力, 相关结果也能够为不同波段、不同需求光子器件的设计提供理论依据和设计思路。

参 考 文 献

- [1] Hu Q, Zhao J Z, Peng R W, *et al.* "Rainbow" trapped in a self-similar coaxial optical waveguide[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(16): 161101.
- [2] Hu Q, Xu D H, Zhou Y, *et al.* Position-sensitive spectral splitting with a plasmonic nanowire on silicon chip[J]. Scientific Reports, 2013, 3: 3095.
- [3] Lee T W, Da E L, Lee Y J, *et al.* Low cross-talk, deep subwavelength plasmonic metal/insulator/metal waveguide intersections with broadband tunability[J]. Photonics Research, 2016, 4(6): 272-276.
- [4] Sorger V J, Ye Z, Oulton R F, *et al.* Experimental demonstration of low-loss optical waveguiding at deep sub-wavelength scales[J]. Nature Communications, 2011, 2(1): 331.
- [5] Zia R, Schuller J A, Chandran A, *et al.* Plasmonics: the next chip-scale technology[J]. Materials Today, 2006, 9(7/8): 20-27.
- [6] Chen Quansheng, Tong Yuying, Zhuang Yuan, *et al.* Unidirectional excitation of surface plasmon based on metallic slit-groove structure[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0510001.
陈全胜, 佟玉莹, 庄园, 等. 基于金属狭缝-凹槽结构单向激发表面等离子体[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0510001.

- [7] Lee I M, Jung J, Park J, *et al.* Dispersion characteristics of channel plasmon polariton waveguides with step-trench-type grooves[J]. *Optics Express*, 2007, 15(25): 16596-16603.
- [8] Park J, Kim H, Lee B. High order plasmonic Bragg reflection in the metal-insulator-metal waveguide Bragg grating [J]. *Optics Express*, 2008, 16(1): 413-425.
- [9] Huang Z, Xu K, Pan D. High efficient unidirectional surface plasmon excitation utilizing coupling between metal-insulator-metal waveguide and metal-insulator interface ☆[J]. *Optics Communications*, 2017, 389: 128-132.
- [10] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, *et al.* Planar metal plasmon waveguides: frequency-dependent dispersion, propagation, localization, and loss beyond the free electron model[J]. *Physical Review B*, 2005, 72(7): 075405.
- [11] Tang T T, Luo L. Refractive-index sensor based on metal-insulator-metal waveguides [J]. *Applied Mechanics & Materials*, 2015, 742: 46-49.
- [12] Berini P. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: bound modes of asymmetric structures[J]. *Physical Review B*, 2001, 63(12): 125417.
- [13] Luo Xin, Zou Xihua, Wen Kunhua, *et al.* Narrow-band filter of surface plasmon based on dual-section metal-insulator-metal structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(11): 1123003.
罗昕, 邹喜华, 温坤华, 等. 双节 MIM 结构表面等离子体窄带光学滤波器[J]. *光学学报*, 2013, 33(11): 1123003.
- [14] Pors A, Bozhevolnyi S I. Efficient and broadband quarter-wave plates by gap-plasmon resonators[J]. *Optics Express*, 2013, 21(3): 2942-2952.
- [15] Lee D J, Yim H D, Lee S G, *et al.* Tiny surface plasmon resonance sensor integrated on silicon waveguide based on vertical coupling into finite metal-insulator-metal plasmonic waveguide [J]. *Optics Express*, 2011, 19(21): 19895-19900.
- [16] Shi Zhendong, Zhao Haifa, Liu Jianlong, *et al.* Design of a metallic waveguide all-optical switch based on surface plasmon polaritons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(2): 0213001.
石振东, 赵海发, 刘建龙, 等. 基于表面等离子激元的金属波导全光开关设计[J]. *光学学报*, 2015, 35(2): 0213001.
- [17] Tong Kai, Yang Qing, Zhang Zhenguo, *et al.* MIM surface plasmonic Bragg nano micro-cavity[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(4): 0402002.
童凯, 杨青, 张振国, 等. MIM 表面等离子激元布拉格纳米微腔[J]. *中国激光*, 2015, 42(4): 0402002.
- [18] Hu X, Zhang Y, Xu X, *et al.* Nanoscale surface plasmon all-optical diode based on plasmonic slot waveguides[J]. *Plasmonics*, 2011, 6(4): 619-624.
- [19] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, *et al.* Plasmon slot waveguides: towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization[J]. *Physical Review B*, 2006, 73(3): 035407.
- [20] Villa F, Lopez-Rios T, Regalado L E. Electromagnetic modes in metal-insulator-metal structures[J]. *Physical Review B*, 2001, 63(16): 165103.
- [21] Chen J, Smolyakov G A, Brueck S R, *et al.* Surface plasmon modes of finite, planar, metal-insulator-metal plasmonic waveguides[J]. *Optics Express*, 2008, 16(19): 14902-14909.
- [22] Rakić A D, Djurišić A B, Elazar J M, *et al.* Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices [J]. *Applied Optics*, 1998, 37(22): 5271-5282.
- [23] Hosseini A, Nejati H, Massoud Y. Modeling and design methodology for metal-insulator-metal plasmonic Bragg reflectors[J]. *Optics Express*, 2008, 16(3): 1475-1480.
- [24] Nusinsky I, Hardy A A. Band-gap analysis of one-dimensional photonic crystals and conditions for gap closing [J]. *Physical Review B*, 2006, 73(12): 125104.
- [25] Ma Ji, Wu Xiangyao, Liu Xiaojing, *et al.* Research on the absorption property of defect layer in photon crystals[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(3): 0306002.
马季, 吴向尧, 刘晓静, 等. 光子晶体缺陷层吸收特性的研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(3): 0306002.
- [26] Saleh B E A, Teich M C. *Fundamentals of photonics*[M]. New York: Wiley-Interscience, 2007.
- [27] Liu Qineng, Liu Qin. *Transmission theory of photonic and phononic crystal*[M]. Beijing: Science Press, 2013.
刘启能, 刘沁. *光子、声子晶体的传输理论*[M]. 北京: 科学出版社, 2013.