

非互易旋电材料硅基矩形波导的色散特性研究

王慧莹 王智 崔燊 李航天 李强 詹翔空 王健 吴重庆

Dispersion characteristics of nonreciprocal gyroelectric silicon-on-insulator rectangular waveguide

Wang Hui-Ying Wang Zhi Cui Can Li Hang-Tian Li Qiang Zhan Xiang-Kong Wang Jian Wu Chong-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 154203 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190109

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190109>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于类表面等离子体激元的矩形金属光栅色散特性的研究

Analysis on dispersion characteristics of rectangular metal grating based on spoof surface plasmons

物理学报. 2015, 64(17): 174102 <https://doi.org/10.7498/aps.64.174102>

梳状波导结构中石墨烯表面等离子体的传播性质

Propagation properties of the graphene surface plasmon in comb-like waveguide

物理学报. 2015, 64(23): 237301 <https://doi.org/10.7498/aps.64.237301>

基于表面等离子体共振和定向耦合的D形光子晶体光纤折射率和温度传感器

D-shaped photonic crystal fiber refractive index and temperature sensor based on surface plasmon resonance and directional coupling

物理学报. 2015, 64(22): 224221 <https://doi.org/10.7498/aps.64.224221>

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

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

物理学报. 2018, 67(19): 197301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180758>

等离子体辅助平板波导的传输特性及应用研究

Transmission characteristics and potential applications of plasmon-assisted parallel-plated waveguide

物理学报. 2015, 64(7): 078402 <https://doi.org/10.7498/aps.64.078402>

基于绝缘体上硅的一种改进的Mach-Zehnder声光调制器

An improved Mach-Zehnder acousto-optic modulator on a silicon-on-insulator platform

物理学报. 2016, 65(1): 014304 <https://doi.org/10.7498/aps.65.014304>

非互易旋电材料硅基矩形波导的色散特性研究*

王慧莹¹⁾ 王智^{1)2)†} 崔燊¹⁾ 李航天¹⁾ 李强¹⁾
詹翔空¹⁾ 王健¹⁾ 吴重庆¹⁾

1) (北京交通大学理学院光信息科学与技术研究所, 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044)

2) (集成光电子学国家重点联合实验室, 北京 100083)

(2019年1月21日收到; 2019年3月28日收到修改稿)

研究设计了基于光通信 C 波段旋电材料的矩形波导, 利用有效折射率法对波导有效折射率及横向电场分布进行求解, 得到矩形波导中 E_{mn}^x 导模的色散方程. 研究了在外磁场作用下表面磁等离子体激元的非互易传播特性. 还研究了结构参数和材料折射率对非互易色散关系、时延特性的影响. 结果表明: 其色散曲线随波导宽度的递增逐渐趋向平面波导; 群速度 v_g 与波导宽度、传播常数、工作波长相关; 矩形波导芯区宽度在 140—233.5 nm 范围内的波导工艺容差较大; v_g 与矩形波导 y 方向包层材料折射率成正相关, 当材料为金属银时慢光效应最明显, 传输速度最小可以达到 $2.8 \times 10^{-3}c$.

关键词: 矩形波导, 有效折射率, 表面磁等离子体激元, 非互易性

PACS: 42.82.Et, 52.25.Xz

DOI: 10.7498/aps.68.20190109

1 引言

光子单向边缘态是 2008 年由普林斯顿大学的 Haldane (2016 年诺贝尔物理奖得主) 提出的^[1], 他预言了磁光光子晶体的边界可以存在单向电磁边界模式 (one-way electromagnetic edge mode, OWEM)^[1–3], 即被约束在磁光光子晶体边界的表面波, 其主要特征是它的群速度仅指向一个方向. 由于外磁场的作用, 磁光晶体介电张量中的非对角元发生改变, 产生旋电各向异性, 时间反演对称性被破坏, 使得被局域在介质与等离子材料交界面的表面等离子体 (surface plasmons, SPs) 表现出非互易传播的特性^[4,5], 这种非互易 SPs 被称为表面磁等离子体激元 (surface magnetoplasmons, SMPs)^[6,7]. 当等离子材料的电子回旋频率与其等离子频率的量级大小可以比较时, SMPs 的渐近频率在前后两

个方向上会有明显不同, 使得 SMPs 在两个不同渐近频率间隔之间的区域单向传播, 而完全不存在反向传播模式, 反向的散射被完全抑制. 2009 年, 麻省理工大学的 Wang 等^[8]首先在微波系统中使用磁光材料光子晶体, 用实验证明了 OWEM 的存在. 此后, 不断有科研工作者对单向光子晶体波导进行研究, 实现了光隔离器^[8–12]、光环形器^[13–16]、光开关^[17,18]等非互易光学器件. 近期的研究主要集中在磁光材料混合的太赫兹平面波导结构^[19,20]. 例如 2017 年, Tsakmakidis 等^[20]设计的波包进出时间非对称的磁光材料混合平面波导系统, 其中的平面波导支持光子单向边缘态, 因此系统的洛仑兹互易性被打破, 在太赫兹波段将传统的时间-带宽限制提高了两个数量级.

本文对光通信 C 波段旋电材料的非互易矩形波导进行讨论, 研究在外磁场作用下表面磁等离子体激元在旋电材料矩形波导中非互易传播的特性.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61571035) 和集成光电子学国家重点联合实验室 (批准号: IOSKL2018KF22) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhiwang@bjtu.edu.cn

利用有效折射率法^[21]推导矩形波导中 E_{mn}^x 导模的色散方程,通过数值计算分析矩形波导结构及材料参数的改变对其非互易色散关系、时延特性的影响.

2 非互易矩形波导结构及色散方程

2.1 波导结构与旋电材料介电张量

光通信 C 波段旋电材料的矩形波导结构的截面如图 1 所示,该波导由电介质层 (Si)、光通信 C 波段旋电半导体层 (gyroelectric semiconductor, GS) 以及四面有界的外包层 (Ag) 组成. 其中波导芯区的 y 方向和 Si 层 x 方向的宽度分别为 $2a$ 和 d , 选取 Si 和 GS 交界面的中心为原点建立二维直角坐标系, z 轴垂直于纸面向里. 在 $-y$ 方向上对旋电半导体层施加静磁场 B_0 , 由于磁场对介电张量的影响^[2]使得 SMPs 在旋电材料矩形波导中沿 z 轴正方向非互易传输, 打破了该波导系统的洛伦兹互易性^[20].

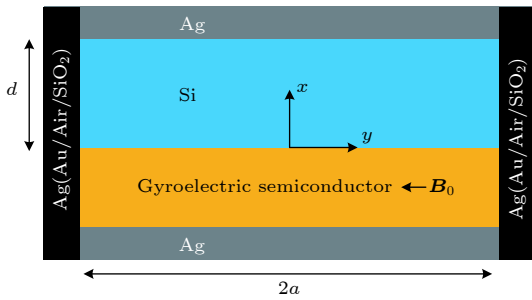


图 1 基于光通信 C 波段旋电材料的矩形波导结构
Fig. 1. Structure of rectangular waveguide with gyroelectric material in C-band.

外加磁场与光传输方向垂直并与波导分界面平行, 根据法拉第效应, 介质在电磁场作用下, 介电常数为二阶张量^[6,19]表示为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_2 \\ 0 & \varepsilon_3 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中, $\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty [1 + \omega_p^2 / (\omega_c^2 - \omega^2)]$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_\infty \omega_c \omega_p^2 / \omega(\omega^2 - \omega_c^2)$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_\infty (1 - \omega_p^2 / \omega^2)$, ω_p 为等离子体频率, $\omega_p = \sqrt{Ne^2 / (\varepsilon_0 m^*)}$, ω_c 为电子回旋频率, $\omega_c = eB_0 / m^*$.

2.2 有效折射率法推导矩形波导色散方程

利用有效折射率法, 把一个二维矩形波导近似

看成两个一维平面波导 (planar waveguide, PW) 的组合, 即 x 方向受约束的平面波导 PW1 和 y 方向受约束的平面波导 PW2, 分别见图 2(a) 和图 2(b).

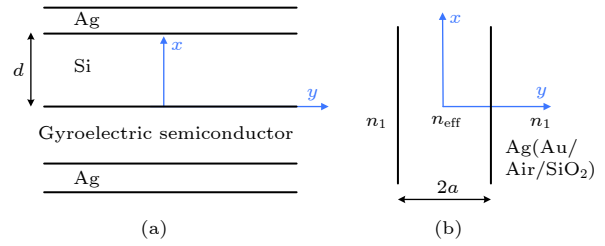


图 2 有效折射率法的两个等效平面波导截面图 (a) x 方向受约束的平面波导 PW1; (b) y 方向受约束的平面波导 PW2

Fig. 2. Sectional views of two equivalent planar waveguides by effective refractive index method: (a) Planar waveguide PW1 with x direction constraint; (b) planar waveguide PW2 with y direction constraint.

首先分析平面波导 PW1. E_{mn}^x 导模的电场矢量近似指向 x 方向, 在 PW1 中可看作 TM 模式, 由 Maxwell 方程组可以得到磁场分量 $H_y(x, z)$ 和电场分量 $E_z(x, z)$.

波导外包层 ($x \geq d$)

$$H_y(x, z) = C e^{-\alpha_m x} e^{i(k_a z - \omega t)}, \quad (2)$$

$$E_z(x, z) = -\frac{i}{\omega \varepsilon_m} \alpha_m e^{-\alpha_m x} C e^{i(k_a z - \omega t)}; \quad (3)$$

电介质层 ($0 \leq x \leq d$)

$$H_y(x, z) = (A_1 e^{-\alpha_d x} + A_2 e^{\alpha_d x}) e^{i(k_a z - \omega t)}, \quad (4)$$

$$E_z(x, z) = \frac{i}{\omega \varepsilon_r} (-\alpha_d A_1 e^{-\alpha_d x} + \alpha_d A_2 e^{\alpha_d x}) e^{i(k_a z - \omega t)}; \quad (5)$$

旋电半导体层 ($x \leq 0$)

$$H_y(x, z) = B e^{\alpha_s x} e^{i(k_a z - \omega t)}. \quad (6)$$

对电各向异性介质, 在主轴坐标系中 $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{E}$, 利用 (1) 式可得

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_2 \\ 0 & \varepsilon_3 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} \\ = \frac{1}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & -i\varepsilon_2 \\ 0 & \frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_3} & 0 \\ i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix}. \quad (7)$$

由 (7) 式得到电场分量 E_z ,

$$E_z(x, z) = \frac{1}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2} (\varepsilon_1 D_z + i\varepsilon_2 D_x), \quad (8)$$

其中 $D_x = \frac{k_a}{\omega} H_y = \frac{k_a}{\omega} B e^{\alpha_s x} e^{i(k_a z - \omega t)}$, $D_z = \frac{i}{\omega} \frac{dH_y}{dx} = \frac{i}{\omega} \alpha B e^{\alpha_s x} e^{i(k_a z - \omega t)}$.

分别利用 $x = 0$ 和 $x = d$ 处的边界条件, 即 H_y , E_z 连续, 可得到关于待定系数 A_1 , A_2 , B , C 的方程组:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & -1 & 0 \\ \frac{\alpha_d}{\varepsilon_r} & -\frac{\alpha_d}{\varepsilon_r} & \frac{\varepsilon_2 k_a + \varepsilon_1 \alpha_s}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2} & 0 \\ e^{-\alpha_d d} & e^{\alpha_d d} & 0 & -e^{-\alpha_m d} \\ \frac{\alpha_d}{\varepsilon_r} e^{-\alpha_d d} & -\frac{\alpha_d}{\varepsilon_r} e^{\alpha_d d} & 0 & -\frac{\alpha_m}{\varepsilon_m} e^{-\alpha_m d} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B \\ C \end{pmatrix} = 0. \quad (9)$$

由系数行列式等于 0 可以得到 PW1 中 E_{mn}^x 导模的色散方程:

$$\tanh(\alpha_d d) = -\frac{\alpha_s + \frac{\varepsilon_2 k_a}{\varepsilon_1} + \frac{\varepsilon_v \alpha_m}{\varepsilon_m}}{\left(\alpha_s + \frac{\varepsilon_2 k_a}{\varepsilon_1} \right) \frac{\varepsilon_r \alpha_m}{\varepsilon_m \alpha_r} + \frac{\varepsilon_v \alpha_d}{\varepsilon_r}}. \quad (10)$$

方程中参数及其含义如下: k_a 为 E_{mn}^x 的传播常数; 在电介质 Si 层 $\alpha_d = \sqrt{k_a^2 - \varepsilon_r k_0^2}$, 其中 $k_0 = \omega/c$ 为真空中传输波的波矢, Si 的相对介电常数为 $\varepsilon_r = \varepsilon_{Si}$, 该层厚度为 $d = 0.14\lambda_p$, 其中 $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, $\omega_p = 5.1613\pi \times 10^{14}$ rad/s; 在旋电半导体层 $\alpha_s = \sqrt{k_a^2 - \varepsilon_v k_0^2}$, $\varepsilon_v = \frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}$ 为旋电半导体 Voigt 介电常数; 在波导外包层 $\alpha_m = \sqrt{k_a^2 t - \varepsilon_m k_0^2}$, ε_m 为外层材料的介电常数.

由 (10) 式可计算得到 $k_a - \omega$ 关系, 从而得到有效折射率 $n_{\text{eff}} = \frac{k_a c}{\omega}$, 即 y 方向约束的平面波导 PW2 的芯区折射率.

对于平面波导 PW2, E_{mn}^x 近似看成 TE 模式, PW2 芯区厚度为 $2a$, 波导左右外包层材料的折射率为 n_1 , 其场分布表示为

$$E_x = \begin{cases} c_1 \cos(K_y y + \delta_1) \exp[i(kz - \omega t)], & -a < y < a, \\ c_2 \exp[-p_y(y - a)] \exp[i(kz - \omega t)], & y > a, \\ c_3 \exp[p_y(y + a)] \exp[i(kz - \omega t)], & y < -a, \end{cases} \quad (11)$$

其中 $K_y = \sqrt{k_0^2 n_{\text{eff}}^2 - k^2}$, $p_y = \sqrt{k^2 - k_0^2 n_1^2}$.

在 PW2 中 y 轴方向的 $y = \pm a$ 处, 即波导左右外包层与波导芯区的两个交界面, 利用 E_x , $H_z = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}$ 连续的边界条件, 分别可以得到 E_x 和 E_x' 连续.

在 $y = a$ 处,

$$\begin{cases} c_1 \cos(K_y a + \delta_1) = c_2, \\ c_1 K_y \sin(K_y a + \delta_1) = c_2 p_y; \end{cases} \quad (12)$$

在 $y = -a$ 处,

$$\begin{cases} c_1 \cos(K_y a - \delta_1) = c_3, \\ c_1 K_y \sin(K_y a - \delta_1) = c_3 p_y. \end{cases} \quad (13)$$

消去方程组 (12), (13) 中的待定系数, 可以得到

$$K_y a + \delta_1 = m' \pi + \arctan\left(\frac{p_y}{K_y}\right) \quad (m' = 0, 1, 2, \dots), \quad (14)$$

$$K_y a - \delta_1 = m'' \pi + \arctan\left(\frac{p_y}{K_y}\right) \quad (m'' = 0, 1, 2, \dots). \quad (15)$$

将 (14) 与 (15) 式相加, 并利用三角函数公式 $\arctan y = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{1}{y}$, 可以得到矩形波导的色散方程:

$$K_y a = \frac{\pi}{2} m - \arctan\left(\frac{K_y}{p_y}\right) \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (16)$$

3 波导宽度对非互易色散特性的影响

利用色散方程 (16) 计算出不同芯区宽度的矩形波导色散曲线, 如图 3(a) 所示, 波导结构为 Ag 材料四面包裹电介质层和旋电半导体层, 参数见 2.2 节. 由于对洛伦兹互易性的破坏, 其色散曲线关于波矢 k 不对称, 在不对称的频率 (图中两红色水平虚线之间) 区域内可以实现完全的单向传输, 波导表现出非互易性. 从图 3(a) 可以看出, 随着矩形波导半宽度 a 由 $0.02\lambda_p$, $0.04\lambda_p$, $0.06\lambda_p$, $0.08\lambda_p$, $0.12\lambda_p$ 增大至 $0.16\lambda_p$, 其色散曲线自然趋向平面波导的色散曲线 (图 3(a) 蓝色实线), 但是非互易的频率区间基本不变.

为了讨论非互易波导的缓存性能, 图 3(b) 给出了不同半宽度 a 的矩形波导, 其 SMPs 波归一化群速度 $v_g/c = d\omega/(c \cdot dk)$ 与归一化角频率 ω/ω_p 和归一化传播常数 k/k_p 的关系. 从图 3(b) 可以看出, 不管是随着 ω (虚线) 增大还是随着 k (实线) 增大,

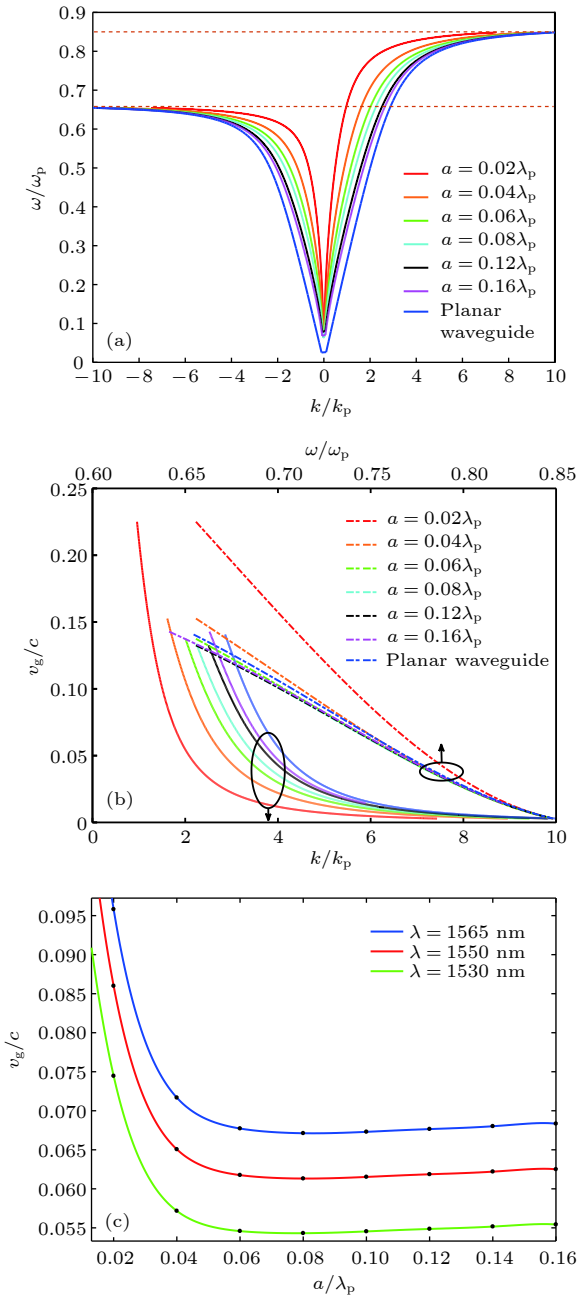


图 3 (a) 不同芯区宽度的矩形波导色散曲线; (b) 不同芯区宽度的矩形波导中 SMPs 波单向传输区域的群速度; (c) 不同波长的 SMPs 波群速度随芯区宽度的变化

Fig. 3. (a) Dispersion curves of rectangular waveguide with different core widths; (b) group velocity of one-way SMPs transmission region in rectangular waveguide with different widths; (c) variation of group velocity of SMPs with different wavelengths with different core widths.

均出现 SMPs 波群速度减慢现象. 为了研究波导宽度对群速度减慢效应的影响, 图 3(c) 给出了工作波长 λ 在 1530, 1550 和 1565 nm 处的归一化群速度随波导宽度的变化. 波导半宽度 a 在 $0.06\lambda_p$ (波导宽度 $2a = 140$ nm) 与 $0.10\lambda_p$ ($2a = 233.5$ nm)

之间的 v_g 相对较低, 在约 $0.08\lambda_p$ 处达最小值. 而且随 λ 减小, v_g 减小, 图中最小群速度达到 $5.43 \times 10^{-2}c$. 这一结论表明, 宽度适当的矩形波导的非互易慢光效应比平面波导的非互易慢光效应更明显, 而且在 C 波段工艺容差较大 (约为 93.5 nm).

4 折射率对非互易色散特性的影响

本文计算了矩形波导左右外包层分别为半导体 SiO_2 、空气 Air、金 Au、银 Ag 时的色散曲线, 如图 4(a), 材料折射率从 0.14, 0.52, 1.00 到 1.45, 其色散曲线逐渐趋向平面波导色散曲线. 图 4(b) 是单向传输区域中 SMPs 波归一化群速度 v_g/c 与归一化角频率 ω/ω_p 和归一化传播常数 k/k_p 的关系, 该图显示出与图 3(b) 相似的规律, 即 SMPs 波 v_g 随 ω (虚线) 或 k (实线) 的增大而减慢. 随着材

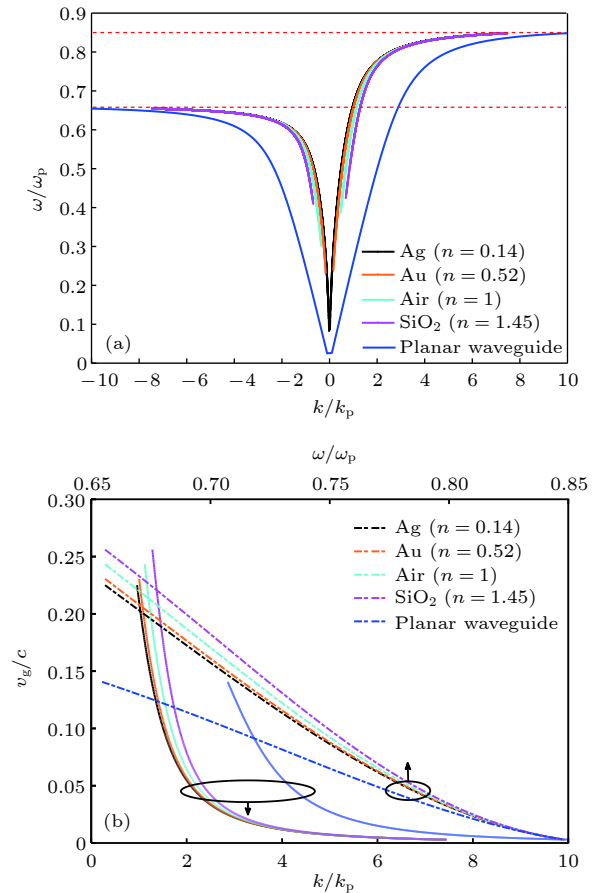


图 4 (a) 不同材料的矩形波导色散曲线; (b) 不同材料的矩形波导中 SMPs 波单向传输区域的群速度曲线

Fig. 4. (a) Dispersion curves of rectangular waveguide with different materials; (b) group velocity of one-way SMPs transmission region in rectangular waveguide with different materials.

料折射率递减, SMPs 波群速度逐渐减小, 群时延增大, 慢光效应越明显. 矩形波导左右外包层材料为 Ag 时 SMPs 波群速度最小 ($v_g = 2.8 \times 10^{-3}c$), 慢光效应最显著.

5 结 论

本文理论分析了一种基于光通信 C 波段旋电材料的矩形波导结构, 研究了该矩形波导在外磁场作用下表面磁等离子体激元非互易传播的特性, 推导了矩形波导中 E_{mn}^x 导模的色散方程, 并对其色散关系、时延特性进行了分析. 由于洛伦兹互易性的破坏, 该矩形波导的能带结构关于波矢 k 不对称, 在不对称的频率区域内可以实现完全的单向传输. 矩形波导芯区宽度和外包层材料折射率对非互易色散特性有明显影响, SMPs 波群速度随 ω , k 减小, 且矩形波导的慢光效应优于平面波导, 在 C 波段可获得约 93.5 nm 工艺容差. Ag 包裹波导时, SMPs 波的群速度最小可达 $2.8 \times 10^{-3}c$.

参考文献

- [1] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [2] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013905
- [3] Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772
- [4] Fan F, Chen S, Wang X H, Chang S J 2013 *Opt. Express* **21** 8614
- [5] Armelles G, Cebollada A, García-Martín A, González M U 2013 *Adv. Opt. Mater.* **1** 10
- [6] Brion J J, Wallis R F, Hartstein A, Burstein E 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 1455
- [7] Shen L, Wang Z, Deng X, Wu J J, Yang T J 2015 *Opt. Lett.* **40** 1853
- [8] Shoji Y, Mizumoto T 2014 *Sci. Technol. Adv. Mater.* **15** 014602
- [9] Chen S, Fan F, Wang X, Wu P, Zhang H, Chang S 2015 *Opt. Express* **23** 1015
- [10] Shoji Y, Mizumoto T 2018 *Opt. Mater. Express* **8** 2387
- [11] Jawad G N, Duff C I, Sloan R 2017 *Trans. Microw. Theory Tech.* **65** 1249
- [12] Fan F, Xiong C Z, Chen J R, Chang S J 2018 *Opt. Lett.* **43** 687
- [13] Šnigaj W, Romero-Vivas J, Gralak B, Magdenko L, Dagens B, Vanwolleghem M 2010 *Opt. Lett.* **35** 568
- [14] Qiu W, Wang Z, Soljačić M 2011 *Opt. Express* **19** 22248
- [15] Shoji Y, Miura K, Mizumoto T 2015 *J. Opt.* **18** 013001
- [16] Huang D, Pintus P, Zhang C, Morton P, Shoji Y, Mizumoto T, Bowers J E 2017 *Optica* **4** 23
- [17] Hu B, Wang Q J, Zhang Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 1895
- [18] Haddadpour A, Nezhad V F, Yu Z, Veronis G 2016 *Opt. Lett.* **41** 4340
- [19] Shen L, You Y, Wang Z, Deng X 2015 *Opt. Express* **23** 950
- [20] Tsakmakidis K L, Shen L, Schulz S A, Zheng X, Upham J, Deng X, Boyd R W 2017 *Science* **356** 1260
- [21] Wang J 2003 *Wave Guiding Optics* (Beijing: Tsinghua University Press) p57 (in Chinese) [王健 2010 导波光学 (北京: 清华大学出版社) 第57页]

Dispersion characteristics of nonreciprocal gyroelectric silicon-on-insulator rectangular waveguide*

Wang Hui-Ying¹⁾ Wang Zhi^{1)2)†} Cui Can¹⁾ Li Hang-Tian¹⁾ Li Qiang¹⁾
Zhan Xiang-Kong¹⁾ Wang Jian¹⁾ Wu Chong-Qing¹⁾

1) (*Key Laboratory of Luminescence and Optical Information, Ministry of Education, Institute of Optical Information, School of Science, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

2) (*State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Beijing 100083, China*)

(Received 21 January 2019; revised manuscript received 28 March 2019)

Abstract

A C-band rectangular waveguide with gyroelectric semiconductor is designed to study the non-reciprocal propagation characteristics of surface magnetoplasmons (SMPs), which are generated by an external magnetic field. The effective refractive index method is used to obtain the effective refractive index and transverse electric field distribution of the waveguide, and a two-dimensional rectangular waveguide is approximately regarded as a combination of two one-dimensional planar waveguides. The dispersion equation of planar waveguide with E_{mn}^x mode in rectangular waveguide is derived. The influences of the structural parameters of rectangular waveguide and the refractive index of material on the non-reciprocal dispersion relation and time-delay characteristics are analyzed by numerical method. Due to the effect of external magnetic field, the off-diagonal elements of dielectric tensor in magnetic photonic crystal are changed. The generation of electrical anisotropy leads the time reversal symmetry to be broken. As a result, the dispersion curves of the rectangular waveguide are asymmetric with respect to propagation constant, and the complete one-way transmission of SMPs can be realized in the asymmetric frequency region. The dispersion curve tends to be a dispersion curve of planar waveguide as the width of rectangular waveguide increases, but the non-reciprocal frequency range is approximately unchanged. The width of the core region and the refractive index of the side material have a significant influence on the non-reciprocal dispersion characteristics: the group velocity of SMPs decreases with ω and propagation constant decreasing. The group velocity is related to the waveguide width, propagation constant and the operating wavelength. The relationship between the normalized group velocity and the width of the waveguide separately operating at 1530, 1550 and 1565 nm are studied. The group velocity is relatively slow when the width of waveguide's core region is between 140 nm and 233.5 nm, and the minimum group velocity reaches $5.43 \times 10^{-2}c$. As for the slow light effect, the rectangular waveguide is better than planar waveguide. The rectangular waveguide has a large engineering tolerance in the width of core region, which is 93.5 nm. In addition, the dispersion curves of the rectangular waveguide with SiO₂, Air, Au and Ag as the left and right cladding layers are calculated. As a result, the group velocity is proportional to the refractive index of the side material in the y direction of the rectangular waveguide. The slow light effect is the most obvious when the material is silver, and the minimum transmission speed can reach $2.8 \times 10^{-3}c$.

Keywords: rectangular waveguide, effective refractive index, surface magnetoplasmons, nonreciprocal properties

PACS: 42.82.Et, 52.25.Xz

DOI: 10.7498/aps.68.20190109

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61571035) and the State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, China (Grant No. IOSKL2018KF22).

† Corresponding author. E-mail: zhiwang@bjtu.edu.cn