

相干控制的布洛赫表面波偏振转换*

韦进志 王金浩 陈俊学†

(桂林理工大学理学院, 桂林 541004)

(2023年6月27日收到; 2023年8月18日收到修改稿)

光子结构在多光束的相干激发下, 通过调控光束间的干涉效应可以对结构的光学响应进行实时的控制. 本文研究了介质多层膜结构中相干控制的布洛赫表面波的偏振转换过程. 通过在介质多层膜的顶层引入凹槽结构, 可以促使布洛赫表面波进行偏振转换. 当两束相干的布洛赫表面波分别从结构的左右两端入射到凹槽结构上时, 通过设计结构偏振转换系数的相位差和入射相干光束间的相位延迟, 不仅可以对布洛赫表面波的偏振转换效率进行动态调控, 还可以对结构偏振转换的输出端口进行选择, 从而可以实现可控端口传输的表面波偏振转换器件. 本文通过改变凹槽的间距, 实现了对结构偏振转换系数相位差的设计, 通过严格的电磁场仿真验证了本文所设计结构中布洛赫表面波偏振转换的相干控制. 本文结果丰富了布洛赫表面波相关器件的研究, 在片上集成的光子回路中有着潜在的应用.

关键词: 布洛赫表面波, 偏振转换, 介质多层膜, 相干控制**PACS:** 42.25.Bs, 42.82.Gw, 78.67.Pt**DOI:** 10.7498/aps.72.20231050

1 引言

偏振是光的基本属性之一, 通过对光的偏振态进行操控, 可以实现许多新颖的光学现象和新的应用^[1,2]. 目前对光的偏振态进行调控是一个研究热点, 研究人员通过在电磁超表面结构中引入电控材料(如可变电容、石墨烯等), 可以通过外部偏压对自由空间入射光的偏振状态进行动态调控^[3-5]. 另外近年来电磁结构中相干控制的能量转换引起了人们的广泛关注, 典型的应用是相干完美吸收(coherent perfect absorber, CPA)^[6]. 通过光场的干涉和耗散的相互作用, 可以实现对电磁超表面结构^[7-9]、石墨烯结构^[10,11]的光吸收进行实时调控. 除了吸收损耗外, 研究人员还将 CPA 效应推广到其他能量的转换形式, 从而实现一种不需要非线性效应的全光控制方法, 如偏振转换^[12,13]、角动量转换^[14]、衍射^[15]、荧光辐射^[16]等.

布洛赫表面波(Bloch surface waves, BSW)是一种存在于电介质多层膜和半无限大均匀介质界面的电磁表面波. BSW 主要利用多层膜中的光子禁带和均匀介质中的全内反射来实现表面波的传输^[17]. 通过调节多层膜结构和均匀介质层可对 BSW 的色散和传输特性进行调控. 与存在于金属表面的表面等离激元(surface plasmon polaritons, SPPs)类似, BSW 具有对外界环境变化敏感、光学近场增强等特性. BSW 已用于实现高灵敏度的折射率传感^[18,19]、增强荧光辐射^[20]、增强光吸收^[21,22]等领域. 与 SPPs 不同, 由于结构不存在欧姆吸收, BSW 具有低的传输损耗, 而且具有横电(transverse electric, TE)和横磁(transverse magnetic, TM)两种偏振模式. 鉴于 BSW 的优异特性, 有望实现基于 BSW 的集成光子回路. 为了实现这一目标, 研究人员在 BSW 的波导^[23-25]、波前控制^[26]、方向性激发^[27,28]、共振结构^[29-31]、偏振转换^[32,33]等方面进行了大量的研究工作.

* 国家自然科学基金(批准号: 12164015)和广西青年创新人才科研专项(批准号: 2020AC19208)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cjxueoptics@glut.edu.cn

在文献 [32, 33] 中, 通过在电介质多层膜的顶层引入凹槽结构, 可以促使 TE 和 TM 偏振的 BSW 进行相互转换, 实现相应的功能器件. BSW 的偏振转换效率依赖于结构的几何参数和入射角度, 当结构参数和入射角度确定后, BSW 的偏振转换效率一般不能进行改变, 这限制了 BSW 相关功能器件的开发. 本文研究了相干控制的 BSW 偏振转换过程. 通过在凹槽结构的左右两端分别引入两束相干的 TE-BSW, 利用两束相干光相位延迟导致的干涉效应, 不仅可以对 BSW 的偏振转换效率进行调控, 还可以对偏振转换的输出端口进行选择, 从而可以实现可控端口传输的偏振转换器件.

2 理论模型

本文研究的电介质多层结构由交替的 SiO_2 和 Si_3N_4 层组成, 总层数为 20 层. 结构每一层的厚度见图 1(a), 其中结构顶部 SiO_2 层的厚度为 370 nm, 其余 9 层 SiO_2 层的厚度为 126 nm, 介质 Si_3N_4 层的厚度都为 80 nm, 整个电介质多层结构被放置在玻璃基底上. 根据周期性介质中的电磁理论 [17], BSW 的电磁能量在多层膜介质中表现为沿界面指数衰减, 其衰减深度由布洛赫波数决定. 在结构中, 由于 TM-BSW 在多层膜中的衰减深度大于 TE-BSW, 多层膜的层数由 TM-BSW 在多层膜的衰减深度决定. 经过计算, 当多层膜的层数大于 20 层时, 结构可以有效维持 TM-BSW 和 TE-BSW 的传播. 在结构中, 顶层 SiO_2 层中刻蚀有 3 个相同几何尺寸的矩形凹槽. 凹槽的宽度为 w_g , 深度为 h_g , 近邻凹槽间的间距表示为 L . 其中电介质 SiO_2 , Si_3N_4 和玻璃基底的折射率分别为 1.48, 2.65 和 1.515. 在这些结构参数下, 电介质多层结构支持 TE 和 TM 偏振的 BSW (表示为 TE-BSW 和 TM-BSW). 由于结构由有限层数的多层膜构成, 在多层膜的 z 轴方向会有泄漏模式的能量辐射到基底中, 需要用吸收边界层来吸收泄漏模式的辐射能量, 从而可以用转移矩阵方法来计算结构中泄漏模式 (包括布洛赫表面波) 的传播常数 [34]. 模拟中吸收边界层的厚度为 $1 \mu\text{m}$. 在波长 633 nm 处, 通过转移矩阵方法可以得到 [35], TE-BSW 和 TM-BSW 的横向波数 β ($\beta = 2\pi/(\lambda \cdot n_{\text{eff}})$, λ 为真空波长, n_{eff} 是 BSW 的有效折射率) 分别为 $13.08 \text{ rad}/\mu\text{m}$ 和 $10.79 \text{ rad}/\mu\text{m}$.

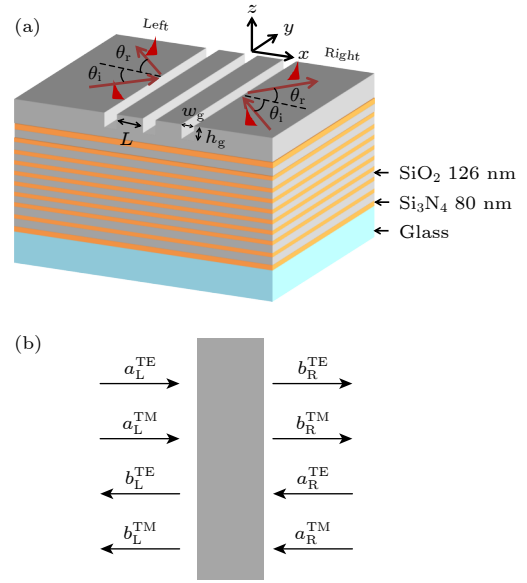


图 1 (a) 多层结构的示意图; (b) 结构对应的输入和输出端口示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the considered dielectric multilayer; (b) the schematic diagram of input and output ports in the structure.

当 TE-BSW 以角度 θ_i 入射到凹槽结构表面时, 由于凹槽内外模式有效折射率的变化, 将引起入射 BSW 的部分反射和透射. 除此之外, TM-BSW 也能被激发, 从而形成 BSW 的偏振转换. 由于 TE-BSW 和 TM-BSW 传播常数的差异, 激发的 TM-BSW 具有与 TE-BSW 不同的传播方向. 利用导波横向动量匹配的关系, 被激发的 TM-BSW 的出射角度表示为

$$\theta_{\text{TM}} = \arcsin \left(\frac{n_{\text{eff, TM}}}{n_{\text{eff, TE}}} \sin \theta_{\text{TE}} \right), \quad (1)$$

其中, $n_{\text{eff, TE}}$ 和 $n_{\text{eff, TM}}$ 分别是 TE-BSW 和 TM-BSW 的模式有效折射率. 由于 BSW 的导波特性和模式的反射、透射和偏振转换系数可通过非周期的严格耦合波分析方法 (aperiodic rigorous coupled wave analysis, ARCWA) 求得. 在 ARCWA 中, 结构沿 z 轴方向周期性排列, 在相邻周期处通过引入完美吸收边界 (perfectly matched layer, PML) 来抑制相邻周期的作用, 这样 ARCWA 能方便处理导波的衍射问题 [36, 37]. 在模拟中, 为了保证结果的收敛性, ARCWA 中傅里叶展开阶数为 160, PML 层的厚度为 $1 \mu\text{m}$.

这里忽略结构散射到空气和基底的能量损耗. 如图 1(b) 所示, 对于 TE-BSW 和 TM-BSW 来说, 结构具有 4 个输入和输出端口. BSW 入射到结构

凹槽上的传播过程可以通过如下的散射矩阵描述:

$$\begin{pmatrix} b_L^{\text{TE}} \\ b_R^{\text{TE}} \\ b_L^{\text{TM}} \\ b_R^{\text{TM}} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} r_L^{\text{ss}} & t_R^{\text{ss}} & r_L^{\text{ps}} & t_R^{\text{ps}} \\ t_L^{\text{ss}} & r_R^{\text{ss}} & t_L^{\text{ps}} & r_R^{\text{ps}} \\ r_L^{\text{sp}} & t_R^{\text{sp}} & r_L^{\text{pp}} & t_R^{\text{pp}} \\ t_L^{\text{sp}} & r_R^{\text{sp}} & t_L^{\text{pp}} & r_R^{\text{pp}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_L^{\text{TE}} \\ a_R^{\text{TE}} \\ a_L^{\text{TM}} \\ a_R^{\text{TM}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中, 符号 a_*^{TE} 和 a_*^{TM} (*表示 L 或 R) 分别表示入射 TE-BSW 和 TM-BSW 的复振幅; 符号 b_*^{TE} 和 b_*^{TM} 分别表示反射 TE-BSW 和 TM-BSW 的复振幅; r_*^{ss} 和 t_*^{ss} 分别表示 TE-BSW 的反射和透射系数; r_*^{sp} 和 t_*^{sp} 分别表示在结构反射端和透射端 TE-BSW 到 TM-BSW 的偏振转换系数. 类似地, 符号 r_*^{pp} , t_*^{pp} , r_*^{ps} 和 t_*^{ps} 分别表示 TM-BSW 的反射、透射和偏振转换系数. 在 (2) 式中, 下标 L 和 R 分别表示从凹槽结构的左端和右端观察的物理量. 考虑到凹槽结构沿 x 轴方向的左右对称性, BSW 从左端或右端入射时, 都将具有相同的衍射过程, 也就是: $r_L^\bullet = r_R^\bullet$, $t_L^\bullet = t_R^\bullet$ (\bullet 表示 ss, pp, sp 或 ps). 为了简化表述, 省略这些符号的下标, 那么 (2) 式可以表示为

$$\begin{pmatrix} b_L^{\text{TE}} \\ b_R^{\text{TE}} \\ b_L^{\text{TM}} \\ b_R^{\text{TM}} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} r^{\text{ss}} & t^{\text{ss}} & r^{\text{ps}} & t^{\text{ps}} \\ t^{\text{ss}} & r^{\text{ss}} & t^{\text{ps}} & r^{\text{ps}} \\ r^{\text{sp}} & t^{\text{sp}} & r^{\text{pp}} & t^{\text{pp}} \\ t^{\text{sp}} & r^{\text{sp}} & t^{\text{pp}} & r^{\text{pp}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_L^{\text{TE}} \\ a_R^{\text{TE}} \\ a_L^{\text{TM}} \\ a_R^{\text{TM}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

为了实现 BSW 偏振转换的相干控制, 两束相干的 TE-BSW 分别从结构的左右两端以相同的角度入射到凹槽上. 假定从凹槽左右两端入射 TE-BSW 的复振幅分别表示为 $a_L^{\text{TE}} = 1$, $a_R^{\text{TE}} = \alpha e^{i\psi}$, 其中, α 为从右端入射 TE-BSW 的相对振幅, ψ 为两束相干光的相对相位延迟. 那么在两束 TE-BSW 的照射下, 由于偏振转换作用, 在凹槽结构左右两端输出的 TM-BSW 强度可以表示为

$$|b_L^{\text{TM}}|^2 = |r^{\text{sp}}|^2 + \alpha^2 |t^{\text{sp}}|^2 + 2\alpha |r^{\text{sp}}| |t^{\text{sp}}| \times \cos(\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}} - \psi), \quad (4)$$

$$|b_R^{\text{TM}}|^2 = |t^{\text{sp}}|^2 + \alpha^2 |r^{\text{sp}}|^2 + 2\alpha |r^{\text{sp}}| |t^{\text{sp}}| \times \cos(\theta_{t,\text{sp}} - \theta_{r,\text{sp}} - \psi), \quad (5)$$

其中, $\theta_{r,\text{sp}}$ 和 $\theta_{t,\text{sp}}$ 分别对应于偏振转换系数 r^{sp} 和 t^{sp} 的相位. 这里定义一个方向性偏振转换量 M :

$$M = \frac{|b_L^{\text{TM}}|^2 - |b_R^{\text{TM}}|^2}{|b_L^{\text{TM}}|^2 + |b_R^{\text{TM}}|^2}, \quad (6)$$

从 (4)—(6) 式中, 可以看出结构的方向性偏振转换量 M 除了与偏振转换系数的振幅有关外, 还与入射光的相对相位延迟 ψ 和偏振转换系数的相位差

$\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}}$ 相关, 这些量都可以通过 ARCWA 模拟得到.

3 分析与讨论

在研究相干控制的 BSW 偏振转换之前, 首先分析单束光照射到单个凹槽上的情况. 当一束 TE-BSW 入射到单个凹槽上时, 图 2 给出了偏振转换系数 r^{sp} 的幅度随 TE-BSW 的入射角度和凹槽宽度的变化. 由于 TE-BSW 的模式有效折射率大于 TM-BSW ($n_{\text{eff,TE}} > n_{\text{eff,TM}}$), 当入射角大于 55.5° 时, 偏振转换产生的 TM-BSW 表现为倏逝波的形式, 不再传播能量. 从图 2 可以看出, 当 TE-BSW 的入射角在 45° — 55° 范围变化时, 结构具有较大的偏振转换系数. 在综合考虑偏振转换系数的大小以及 TM-BSW 的出射角度, 选择 TE-BSW 的入射角度 $\theta_i = 49^\circ$, 凹槽的宽度为 $w_g = 250$ nm.

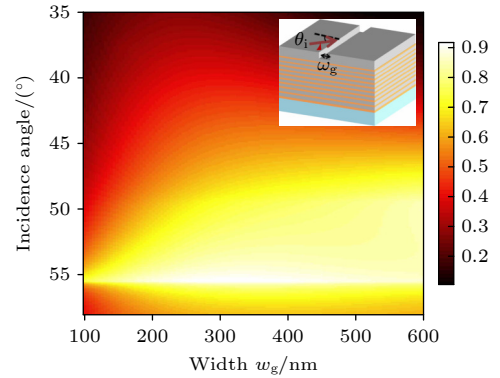


图 2 单束 TE-BSW 入射到单个凹槽上的情况, 偏振转换系数 r^{sp} 的幅度随 TE-BSW 的入射角度和凹槽宽度的变化
Fig. 2. Amplitude of polarization transformation coefficient r^{sp} as a function of the incidence angle of TE-BSW and the width of groove. Here, a single TE-BSW beam is incident on a single groove.

分两种情况来讨论结构中相干控制 TE-BSW 方向性偏振转换的实现过程. 首先, 当相位差 $\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}} = 2m\pi + \pi/2$ (m 为整数) 时, 方向性偏振转换量 M 表示为

$$M = \frac{(1 - \alpha^2)(|r^{\text{sp}}|^2 - |t^{\text{sp}}|^2) + 4\alpha |r^{\text{sp}}| |t^{\text{sp}}| \sin \psi}{(1 + \alpha^2)(|r^{\text{sp}}|^2 + |t^{\text{sp}}|^2)}. \quad (7)$$

当 $\alpha = 1$ 时, 左右两端入射的 TE-BSW 具有相同幅度, M 可进一步表示为

$$M = \frac{2|r^{\text{sp}}||t^{\text{sp}}|\sin\psi}{(|r^{\text{sp}}|^2 + |t^{\text{sp}}|^2)}, \quad (8)$$

式中 M 正比于 $\sin\psi$. 在这种情况下, 可以通过控制相干光的相位延迟 ψ , 使得偏振转换产生的 TM-BSW 在凹槽的左端 ($M > 0$) 或右端 ($M < 0$) 产生, 而结构另外一端的偏振转换被抑制.

在结构中, BSW 的偏振转换系数 (r^{sp} 和 t^{sp}) 和相应的相位差 ($\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}}$) 主要由凹槽的结构参数决定. 图 3(a), (b) 分别给出了偏振转换系数 r^{sp} 和 t^{sp} 的幅度和相位差 ($\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}}$) 随凹槽间距 L 的变化. 凹槽的间距变化主要影响 TE-BSW 和 TM-BSW 间的干涉效应, 从图 3 可以看出, 当间距 L 在 360—560 nm 范围变化时, 结构具有较大的偏振转换系数和相位差变化范围. 还可以看出, 当间距 $L = 530$ nm 时, 相位差 $\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}} = \pi/2$,

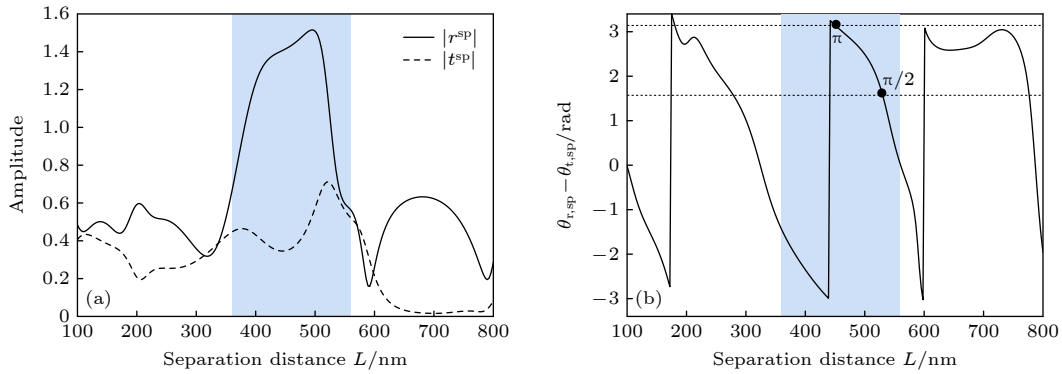


图 3 (a) 偏振转换系数 r^{sp} 和 t^{sp} 的幅度随凹槽间距 L 的变化; (b) 偏振转换系数的相位差 $\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}}$ 随凹槽间距 L 的变化. 凹槽的宽度和深度都为 250 nm, TE-BSW 的入射角度 $\theta_i = 49^\circ$

Fig. 3. (a) Amplitude of polarization transformation coefficients r^{sp} and t^{sp} versus the separation distance L ; (b) the phase difference of polarization transformation coefficients $\theta_{r,\text{sp}} - \theta_{t,\text{sp}}$ versus the separation distance L . The width and depth of grooves are 250 nm, the incidence angle of TE-BSW is 49° .

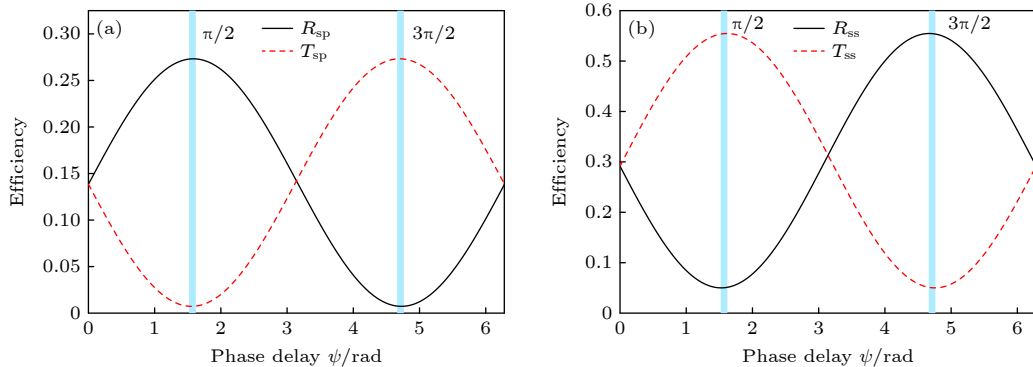


图 4 (a) 偏振转换强度 (R_{sp} 和 T_{sp}) 随入射 TE-BSW 的延迟相位 ψ 的变化; (b) 反射率 (R_{ss}) 和透射率 (T_{ss}) 随入射 TE-BSW 的延迟相位 ψ 的变化. 其中, 凹槽的间距 $L = 530$ nm, 入射角度 $\theta_i = 49^\circ$

Fig. 4. (a) Polarization transformation intensities R_{sp} and T_{sp} versus the phase delay ψ of incident TE-BSWs; (b) the reflectance R_{ss} and transmittance T_{ss} of TE-BSW versus the phase delay ψ of incident TE-BSWs. The separation distance $L = 530$ nm, the incidence angle $\theta_i = 49^\circ$.

符合设计要求.

当两束 TE-BSW 分别从凹槽左右两端以 49° 入射到凹槽表面时, 通过 ARCWA 和散射矩阵方法可以得到结构的反射、透射和偏振转换效率. 图 4(a) 给出了结构偏振转换强度 R_{sp} 和 T_{sp} 随入射 TE-BSW 的延迟相位 ψ 的变化. TE-BSW 的反射 (R_{ss}) 和透射 (T_{ss}) 强度随延迟相位 ψ 的变化见图 4(b). 其中, 反射强度 $R_{\text{ss}} = |b_{\text{L}}^{\text{TE}}|^2$, 透射强度 $T_{\text{ss}} = |b_{\text{R}}^{\text{TE}}|^2$, 偏振转换强度 $R_{\text{sp}} = |b_{\text{L}}^{\text{TM}}|^2 P_{\text{x,r}}^{\text{TM}} / P_{\text{x,in}}^{\text{TE}}$ 和 $T_{\text{sp}} = |b_{\text{R}}^{\text{TM}}|^2 P_{\text{x,r}}^{\text{TM}} / P_{\text{x,in}}^{\text{TE}}$, $P_{\text{x,in}}^{\text{TE}}$ 表示入射 TE-BSW 沿 x 轴方向的传输功率, $P_{\text{x,r}}^{\text{TM}}$ 表示反射 TM-BSW 沿 x 轴方向的传输功率. 从图 4 可以看出, 当延迟相位 $\psi = \pi/2$ 时, R_{sp} 和 T_{sp} 分别获得极大值和极小值, 而 R_{ss} 和 T_{ss} 分别获得极小值和极大值. 也就是说, 通过光束的相干激发和干涉作用, 入射的

TE-BSWs 在凹槽结构的左边端口能有效地转换为 TM-BSW, 凹槽右边端口的 TM-BSW 激发被抑制, 凹槽左边和右边端口 TE-BSW 的反射分别得到了抑制和增强. 与延迟相位 $\psi = \pi/2$ 时的情况相反, 当延迟相位 $\psi = 3\pi/2$ 时, R_{sp} 和 T_{sp} 分别获得极小值和极大值, 而 R_{ss} 和 T_{ss} 分别获得极大值和极小值. 这对应于在凹槽的左边端口 TE-BSW 的偏振转换被抑制, 而凹槽的右端 TE-BSW 的偏振转换得到增强.

为了能更清晰了解结构中 BSW 偏振转换的相干控制过程, 采用两束高斯形状的 TE-BSWs 光束以入射角 49° 分别从左右两端照射凹槽结构上, 并观察结构的近场分布. 高斯光束的半高全宽为 $10 \mu\text{m}$, 结构的场量在顶层 SiO_2 界面的上方 10 nm 的位置采集 ($z = 10 \text{ nm}$). 高斯形状的导波通过傅里叶变换成平面波角谱, 每个角谱分量通过 ARCWA 计算出相应的场量, 最后叠加相应的角谱分量得到结构在高斯光束相干作用下的电场分布. 图 5(a) 和图 5(b) 分别展示了在入射光相位延迟 $\psi = \pi/2$ 和 $\psi = 3\pi/2$ 时, 结构在 xy 平面上的电场振幅分布. 当相位延迟 $\psi = \pi/2$ 时, 在两束 TE-BSWs 的相干作用下, 结构偏振转换产生的 TM-BSW 主要集中在凹槽的左边端口, 而凹槽的右边端口的 TM-BSW 被抑制. 当相位延迟变为 $3\pi/2$ 时, 凹槽左边端口的 TM-BSW 被抑制, 右边端口的 TM-BSW 得到增强, 这与 (8) 式预言的结果一致.

接下来讨论第 2 种情况, 当相位差 $\theta_{\text{r, sp}} - \theta_{\text{t, sp}} = 2m\pi + \pi$ (m 为整数) 时, 方向性偏振转换量 M 表示为

$$M = \frac{(1 - \alpha^2)(|r^{\text{sp}}|^2 - |t^{\text{sp}}|^2)}{(1 + \alpha^2)(|r^{\text{sp}}|^2 + |t^{\text{sp}}|^2) - 4\alpha|r^{\text{sp}}||t^{\text{sp}}|\cos\psi}, \quad (9)$$

当 $\alpha = 1$ 时, $M = 0$. 在这种情况下, 在结构的左端和右端都能产生相同效率的偏振转换, 总的偏振转换效率正比于 $(|r^{\text{sp}}| + |t^{\text{sp}}|)^2$. 从图 3(b) 可以看出, 当 $L = 453 \text{ nm}$ 时, $\theta_{\text{r, sp}} - \theta_{\text{t, sp}} = \pi$, 满足设计要求.

在两束 TE-BSW 的相干作用下, 图 6(a) 给出了结构偏振转换强度 R_{sp} 和 T_{sp} 随入射 TE-BSW 的延迟相位 ψ 的变化. TE-BSW 的反射 (R_{ss}) 和透射 (T_{ss}) 强度随延迟相位 ψ 的变化见图 6(b). 随着延迟相位 ψ 的变化, 偏振转换强度 R_{sp} 和 T_{sp} 具有相同的值, 这与 (9) 式描述的结果一致. 这种情况下入射的 TE-BSW 在凹槽左右两端产生相同效率的偏振转换. 当入射的 TE-BSW 的延迟相位 $\psi = \pi$ 时, TE-BSW 的反射 (R_{ss}) 和透射 (T_{ss}) 强度获得极小值, 而偏振转换强度获得极大值, 这与 (4) 式和 (5) 式描述的结果是一致的. 另外, 从图 6(a) 可以看出, 在相干作用下结构的偏振转换效率可以从 12%—34% 之间进行动态调控, 在相同凹槽数目情况下, 这高于单一光束入射的情况 (其转换效率约为 17%)^[32].

当两束半高全宽为 $10 \mu\text{m}$ 的高斯 TE-BSW 光束以入射角 49° 分别从左右两端照射凹槽结构上时, 图 7 显示了入射光相位延迟 $\psi = \pi$ 时, 结构在 xy 平面内的电场振幅分布. 从图 7 可以看出, 在两束 TE-BSW 的相干作用下, 经过偏振转换的作用, 凹槽的左右两端产生了相同强度的 TM-BSW 输出, 而入射 TE-BSW 的反射和透射被抑制, 这样通过相干作用增强了结构的偏振转换效率.

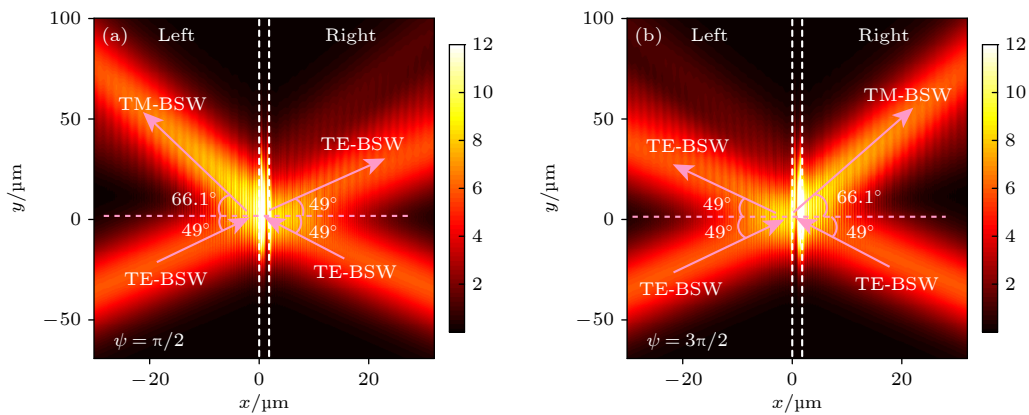


图 5 当相位延迟 (a) $\psi = \pi/2$ 和 (b) $\psi = 3\pi/2$ 时, 结构的电场振幅分布. 其中凹槽的间距 $L = 530 \text{ nm}$, 入射角度 $\theta_i = 49^\circ$, 白色的点线表示凹槽所在的区域

Fig. 5. Electric field amplitude distribution of structure for different phase delay (a) $\psi = \pi/2$ and (b) $\psi = 3\pi/2$. The separation distance $L = 530 \text{ nm}$ and the incidence angle $\theta_i = 49^\circ$, the dot lines denote the zone of grooves.

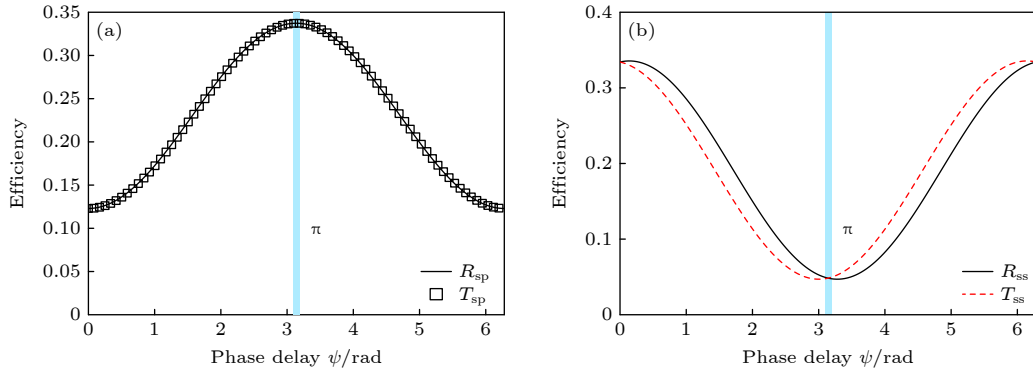


图 6 (a) 偏振转换强度 (R_{sp} 和 T_{sp}) 随入射 TE-BSW 的延迟相位的变化; (b) 反射 (R_{ss}) 和透射 (T_{ss}) 强度随入射 TE-BSW 的延迟相位的变化关系. 其中, 凹槽的间距 $L = 453$ nm, 入射角度 $\theta_1 = 49^\circ$

Fig. 6. (a) Polarization transformation intensity R_{sp} and T_{sp} versus the phase delay of the incident TE-BSWs; (b) the reflectance R_{ss} and transmittance T_{ss} versus the phase delay. The separation distance $L = 453$ nm and the incidence angle $\theta_1 = 49^\circ$.

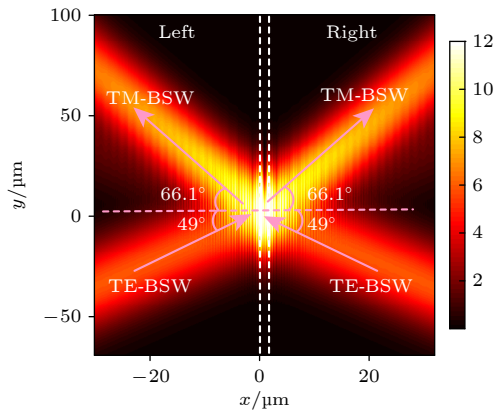


图 7 相位延迟 $\psi = \pi$ 时, 结构的电场振幅分布, 其中凹槽的间距 $L = 453$ nm, 入射角度 $\theta_1 = 49^\circ$, 白色的点线表示凹槽所在的区域

Fig. 7. Electric field amplitude distribution of structure for phase delay $\psi = \pi$, the separation distance $L = 453$ nm and the incidence angle $\theta_1 = 49^\circ$. The dotted lines denote the zone of grooves.

4 结 论

本文研究了介质多层膜结构中相干控制的 BSW 偏振转换过程. 通过在介质多层膜的顶层引入凹槽结构, 两束相干的 TE-BSW 分别从凹槽结构的左右两端, 以相同的角度入射到凹槽结构上. 通过设计结构偏振转换系数的相位差以及入射光束间的相位延迟, 可以对结构偏振转换效率以及偏振转换的输出端口进行调控. 具体来说, 当结构偏振转换系数的相位差为 $\pi/2$ 时, 通过调节入射光束间的延迟相位, 可以实现结构的偏振转换在凹槽结构的左端或右端产生, 相应的另一端口的偏振转换被抑制, 实现了方向性的偏振转换; 当结构偏振转换系数的相位差为 π 时, 凹槽结构左右两端的偏振转换

具有相同的效率, 结构偏振转换的方向性消失, 通过调节入射光束间的延迟相位, 可以对结构的偏振转换效率进行控制. 本文结果丰富了布洛赫表面波相关器件的研究, 在片上集成的光子回路中有着潜在的应用.

参考文献

- [1] Zhao R Z, Geng G Z, Wei Q S, Liu Y, Zhou H Q, Zhang X, He C, Li X, Li X W, Wang Y T, Li J J, Huang L L 2022 *Adv. Opt. Mater.* **10** 2102596
- [2] Ghosh S K, Das S, Bhattacharyya S 2022 *J. Lightwave Technol.* **40** 6676
- [3] Luo W, Abbasi S A, Zhu S, Li X, Ho H P, Yuan W 2023 *Nanophotonics* **12** 1797
- [4] Zhang X G, Yu Q, Jiang W X, Sun Y L, Bai L, Wang Q, Qiu C W, Cui T J 2020 *Adv. Sci.* **7** 1903382
- [5] Zhang Y, Feng Y, Zhao J 2020 *Carbon* **163** 244
- [6] Baranov D G, Krasnok A, Shegai T, Alù A, Chong Y 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17064
- [7] Zhang J, MacDonald K F, Zheludev N I 2012 *Light-Sci. Appl.* **1** e18.
- [8] Baldacci L, Zanotto S, Biagioli G, Sorba L, Tredicucci A 2015 *Opt. Express* **23** 9202
- [9] Yoon J W, Koh G M, Song S H, Magnusson 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 257402
- [10] Rao S M, Heitz J J F, Roger T, Westerberg N, Faccio D 2014 *Opt. Lett.* **39** 5345
- [11] Fan Y, Liu Z, Zhang F, Zhao Q, Wei Z, Fu Q, Li J, Gu C, Li H 2015 *Sci. Rep.* **5** 13956
- [12] Kang M, Chong Y D 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043826
- [13] Kang M, Zhang Z, Wu T, Zhang X, Xu Q, Krasnok A, Han J, Alù A 2022 *Nat. Commun.* **13** 4536
- [14] Zhang H, Kang M, Zhang X, Guo W, Lv C, Li Y, Zhang W, Han J 2017 *Adv. Mater.* **29** 1604252
- [15] Zhang Z, Kang M, Zhang X, Feng X, Xu Y, Chen X, Zhang H, Xu Q, Tian Z, Zhang W, Krasnok A, Han J, Alù A 2020 *Adv. Mater.* **32** 2002341
- [16] Pirruccio G, Ramezani M, Rodriguez S R K, Rivas J G, 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 103002
- [17] Yeh P, Yariv A, Hong C S 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 423
- [18] Kang X B, Lu H, Wang Z G 2018 *Opt. Express* **26** 12769
- [19] Sinibaldi A, Danz N, Descrovi E, Munzert P, Schulz U, Sonntag F, Dominici L, Michelotti F 2012 *Sens. Actuators B*

- 174 292
- [20] Badugu R, Nowaczyk K, Descrovi E, Lakowicz J R 2013 *Anal. Biochem.* **442** 83
- [21] Yang Q, Zhang C, Wu S, Li S, Bao Q, Giannini V, Maier S A, Li X 2018 *Nano Energy* **48** 161
- [22] Nong J, Zhao B, Xiao X, Min C, Yuan X, Somekh M, Feng F 2022 *Opt. Express* **30** 35085
- [23] Descrovi E, Sfez T, Quaglio M, Brunazzo D, Dominici L, Michelotti F, Herzig H P, Martin O J F, Giorgis F 2010 *Nano Letters* **10** 2087
- [24] Luo H, Tang X, Lu Y, Wang P 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 014064
- [25] Perani T, Liscidini M 2020 *Opt. Lett.* **45** 6534
- [26] Xiang Y, Lu Q, Wang R 2023 *Opt. Express* **31** 22102
- [27] Wang M, Zhang H, Kovalevich T, Salut R, Kim M S, Suarez M A, Bernal M P, Herzig H P, Lu H, Grosjean T 2018 *Light-Sci. Appl.* **7** 24
- [28] Deng C Z, Ho Y L, Clark J K, Yatsui T, Delaunay J J 2020 *ACS Photonics* **7** 2915
- [29] Bezu A, Bykov D A, Doskolovich L L 2021 *Nanophotonics* **10** 4331
- [30] Safronov K R, Gulkin D N, Antropov I M, Abrashitova K A, Bessonov V O, Fedyanin A A 2020 *ACS Nano* **14** 10428
- [31] Rodriguez G A, Aurelio D, Liscidini M, Weiss S M 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 011101
- [32] Chen J, Zhang D, Wang P, Ming H, Lakowicz J R 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 024008
- [33] Wang R, Chen J, Xiang Y, Kuai Y, Wang P, Ming H, Lakowicz J R, Zhang D 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 024032
- [34] Derudder H, Olyslager F, De Zutter D, Van den Berghe S 2001 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **49** 185
- [35] Liscidini M, Sipe J E 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 279
- [36] Moharam M G, Gaylord T K, Grann E B, Pommet D A 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 1068
- [37] Silberstein E, Lalanne P, Hugonin J P, Cao Q 2001 *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 2865

Coherent control of polarization transformation of Bloch surface waves*

Wei Jin-Zhi Wang Jin-Hao Chen Jun-Xue[†]

(College of Science, Guilin University of Technology, Guilin 541004, China)

(Received 27 June 2023; revised manuscript received 18 August 2023)

Abstract

The coherent excitation of optical device through the interference effect of multiple beam provides a practical way to enhance the degree of real-time control of the optical response of device. In this work, the coherent control of polarization transformation of Bloch surface wave supported by dielectric multilayer is studied. The grooves are introduced into the top layer of the dielectric multilayer to achieve the polarization transformations of Bloch surface wave. Two coherent beams of Bloch surface waves are incident on the grooves from the left side and the right side of the structure, respectively. The polarization transformation efficiency of Bloch surface wave can be controlled in real time by designing the phase difference of polarization transformation coefficients and the phase delay of the incident coherent beams. Moreover, the output ports of polarization transformation of Bloch surface waves can be selectively excited. By using the proposed method, the controllable port transmission of Bloch surface wave related polarization component can be achieved. In this work, the design of phase difference from the polarization transformation coefficients is achieved by changing the separation distance of grooves. The predicted polarization transformation phenomena under the excitation of coherent beams are evidenced by the rigorous electromagnetic simulation. The research results have potential applications in on-chip integration of photonic circuitry.

Keywords: Bloch surface waves, polarization transformation, dielectric multilayers, coherent control

PACS: 42.25.Bs, 42.82.Gw, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.72.20231050

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12164015) and the Scientific Research Project of Young Innovative Talents of Guangxi, China (Grant No. 2020AC19208).

[†] Corresponding author. E-mail: cjxueoptics@glut.edu.cn



相干控制的布洛赫表面波偏振转换

韦进志 王金浩 陈俊学

Coherent control of polarization transformation of Bloch surface waves

Wei Jin-Zhi Wang Jin-Hao Chen Jun-Xue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 214201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231050

CSTR: $\{\text{metaArticle.multidivStyle}\}$

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231050>

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V形超表面的透射式太赫兹线偏振转换器

Transmission polarization converter based on V-shaped metasurface in terahertz region

物理学报. 2022, 71(23): 230701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221259>

非线性表面波的二阶微扰解及特性分析

Second-order perturbation solution and analysis of nonlinear surface waves

物理学报. 2022, 71(16): 164301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212445>

稀土正铁氧体中THz自旋波的相干调控与强耦合研究进展

Research progress of coherent control of terahertz spin waves and strong coupling in rare-earth orthoferrites

物理学报. 2019, 68(16): 167501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190706>

局域表面等离子体谐振辅助的高效率宽频带可调谐偏振转换超表面

A high-efficiency wideband tunable polarization conversion metasurface assisted by localized surface plasmon resonances

物理学报. 2022, 71(12): 128101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220288>

极化电场对可激发介质中螺旋波的控制

Control of spiral waves in excitable media under polarized electric fields

物理学报. 2020, 69(8): 080503 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191934>

球形复合柱表面波声子晶体的带隙特性仿真

Numerical simulation study on band gap characteristics of surface phononic crystal with spherical composite column

物理学报. 2021, 70(14): 144301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210165>