

深亚波长束缚的石墨烯混杂等离激元波导

贺雪晴^{1,2}, 翟远博³, 李鹏飞^{1,2*}¹太原师范学院物理系, 山西 晋中 030619;²太原师范学院计算与应用物理研究所, 山西 晋中 030619;³太原师范学院计算机科学与技术学院, 山西 晋中 030619

摘要 研究了一种石墨烯-V型槽混杂等离激元波导,分析了系统几何参数和石墨烯化学势对该混杂结构所支持的基态混杂等离激元模式特性的影响。通过增加凹槽尺寸和减小石墨烯化学势可以有效地压缩混杂模式的有效面积,与无凹槽结构相比,所提结构的有效模场面积降低了2个数量级,虽然其传输距离变短,但是品质因子(FoM)提高了34.5%~88.5%。分析了2个并排放置的石墨烯-V型槽混杂等离激元波导之间的串扰,通过优化几何尺寸和调节石墨烯化学势,两波导之间无串扰的最小距离可以减小到22 μm 。本研究将为动态可调的太赫兹亚波长波导的研制和性能优化提供理论参考。

关键词 石墨烯; 太赫兹波导; 混杂等离激元; 亚波长束缚; 低串扰

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS221917

1 引言

近年来,随着大数据、云计算、人工智能等新一代信息技术的快速发展,数据量呈现出爆炸式增长,这对信息产生、储存、传输和处理技术提出了更高的要求。相应的光电子器件向小型化、高集成化方向发展,芯片集成度不断提高^[1],光学衍射极限和信号串扰问题成为制约其发展的主要瓶颈。表面等离激元是一门新技术,它可以突破衍射极限、在亚波长尺度内对光进行操控,被认为是最有希望将传统光电子器件缩小到微纳量级的重要手段之一。

表面等离激元波导是小型化、紧凑型光电子器件和集成光路的基础组件^[2]。近年来研究者们提出了各种通信波段和中红外波段的表面等离激元波导,如电介质-金属-电介质(IMI)/金属-电介质-金属(MIM)对称结构^[3-4]、电介质负载的等离激元波导(DLSPW)^[5]、缝隙等离激元波导(GPW)^[6-7]、槽型等离激元波导(CPW)^[8]以及混杂等离激元波导(HPW)^[9]等,表面等离激元波导在亚波长束缚性、增强吸收、滤波等方面具有明显的优势^[10-13]。

太赫兹(THz)等离激元波导是传输 THz 信号和构建各种 THz 功能设备如光开关^[14]、光调制^[15]、滤波^[16]、近场成像^[17]等的基本元件,对未来实现太赫兹功能器件的高密度集成和高速超宽带太赫兹通信具有重

要意义。石墨烯具有优异的光电特性^[18]和可调性^[19-20],在太赫兹到中红外波段可激发出具有低损耗、强束缚性、可调性的石墨烯等离激元(GPs),为实现小型化、高集成化、动态可调的太赫兹波导及器件提供了平台^[21-22]。目前,已有各种石墨烯等离激元波导被提出,如石墨烯纳米带^[23-24]、楔/槽型石墨烯^[25]、电介质负载石墨烯等离激元波导(DLGPWs)^[26]及石墨烯混杂等离激元波导(GHPWs)^[27]等。其中GHPWs的优势最为突出,不仅具有强束缚性,而且具有低损耗的特点。2014年,Zhou等^[27]提出的GHPW在3 THz波段的混杂等离激元模场面积可达32.6 μm^2 ,传输长度可达127 μm 。同年,Sun等^[28]提出了一种脊型GHPW,其在30 THz的石墨烯化学势为0.24~0.31 eV时,能更有效地激发单模,并且混杂模式在间隙区域的传输距离增大了16%。相继还有对称型GHPWs^[29]、楔型GHPWs^[30]、槽型GHPWs^[31-33]、线型GHPWs^[34-35]、石墨烯-金属混合型GHPWs^[36]等被提出。尽管已经提出了多种GHPWs,但是这些结构的光学束缚性仍然还需要进一步增强。与此同时,由于束缚性与损耗存在相互制约的关系,也需要系统地对波导性能进行评估。

本文提出了一种石墨烯-V型凹槽混杂等离激元波导,研究了几何结构参数对混杂等离激元模式特性和传输特性的影响,分析了石墨烯化学势变化引起的混杂模式的变化规律,并详细讨论了两个相邻的复合结构之间

收稿日期: 2022-11-02; 修回日期: 2022-12-12; 录用日期: 2023-01-09; 网络首发日期: 2023-02-07

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(11805141)、山西省高等学校科技创新项目(2021L401)

通信作者: *lipf@tynu.edu.cn

的串扰效应。通过优化复合波导的几何结构参数、调节石墨烯的化学势,实现具有超深亚波长束缚性、低损耗以及超低串扰特性的混杂等离子激元,为动态可调的太赫兹亚波长光子器件设计和研究提供理论参考。

2 石墨烯混杂等离子激元波导结构及原理

图 1 展示了石墨烯-V 型凹槽混杂等离子激元波导的二维(2D)横截面图,该结构由高折射率材料砷化镓(GaAs,折射率 $n = 3.6$)、低折射率材料高密度聚乙烯(HDPE, $n = 1.54$)和石墨烯构成,作为间隙波导的 HDPE 上有一个由 GaAs 填充的 V 型凹槽(角度 θ , 深度 h_w),其中,脊型 GaAs 波导的高度为 h ,宽度为 w 。HDPE 间隙波导的高度为 g ,宽度为 w ,石墨烯的厚度为 t 。在数值仿真过程中,可以将石墨烯等效为具有一定厚度的电介质材料^[37],其等效介电常数 ϵ_g 的计算公式^[37]为

$$\epsilon_g = 1 + \frac{i\sigma_g}{\omega\epsilon_0\Delta}, \quad (1)$$

式中: i 为虚数单位; Δ 是单层石墨烯的厚度,一般可以取 $\Delta = 0.5 \text{ nm}$; ω 为入射光角频率; ϵ_0 是自由空间中的介电常数。石墨烯的电导率 σ_g 使用库伯公式(Kubo formula)^[38]计算:

$$\sigma_g = \sigma_{\text{intra}}(\omega, T, \tau, \mu_c) + \sigma_{\text{inter}}(\omega, T, \tau, \mu_c), \quad (2)$$

其中

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega, T, \tau, \mu_c) = \frac{ie^2k_B T}{\pi\hbar^2(\omega + i\tau^{-1})} \left\{ \frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp \left(-\frac{\mu_c}{k_B T} \right) + 1 \right] \right\}, \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega, T, \tau, \mu_c) = \frac{ie^2}{4\pi\hbar} \ln \left[\frac{2|\mu_c| - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2|\mu_c| + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} \right], \quad (4)$$

式中: T 为温度; μ_c 为石墨烯的化学势; τ 为石墨烯的弛豫时间; \hbar 为约化的普朗克常数; $\sigma_{\text{intra}}(\omega, T, \tau, \mu_c)$ 代表带内电子-光子散射; $\sigma_{\text{inter}}(\omega, T, \tau, \mu_c)$ 代表带间电子跃迁; e 为电子电荷; k_B 为玻尔兹曼常数。理论上,当石墨烯层数 N 小于 6,称为少层石墨烯(FLG),少层石墨烯之间的相互作用可以忽略不计,进而可以看作单层石墨烯的线性叠加,其电导率近似为 $N\sigma_g$ ^[39]。本文中选取 3 层石墨烯,3 层石墨烯的电导率可以近似为 $3\sigma_g$,总的石墨烯层厚度为 $t = 3\Delta = 1.5 \text{ nm}$ 。此外,石墨烯的弛豫时间为 $\tau = 0.5 \text{ ps}$,其大小由石墨烯的载流子迁移率决定,并在一定程度上反映了石墨烯的实际传输损耗。石墨烯的化学势选取为 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$,温度 $T = 300 \text{ K}$,频率 $f = 3 \text{ THz}$,上述参数的选取均满足近似条件 $k_B T \ll |\mu_c|$,且 $k_B T \ll \hbar\omega$ ^[38]。另外,在数值计算过程中,为了确保是单模传输,脊型 GaAs 波导宽度固定为 $w = 20 \mu\text{m}$ 。

该混杂结构利用电介质波导诱导的电介质模式与石墨烯诱导的石墨烯等离子激元的耦合,形成的混杂等离子激元具有深亚波长束缚性。在利用有限元法进行的数值分析中,需要进行收敛性测试,以确保数值边界和网格划分不会影响精确解。在实验上,制作类似的混杂等离子激元波导可以利用标准的薄膜沉积技术和光刻技术来实现^[40],而石墨烯需要利用化学气相沉积(CVD)生长,再通过湿法转移技术^[41]将石墨烯转移到混杂波导结构中。

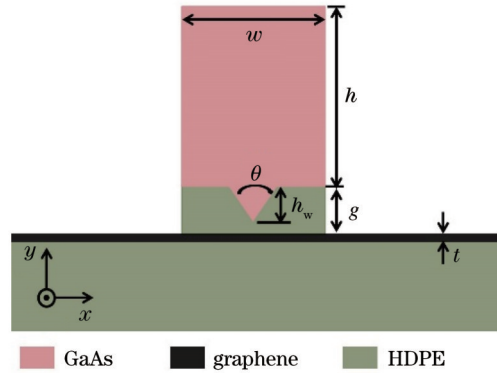


图 1 石墨烯-V 型凹槽混杂等离子激元波导的 2D 横截面图
Fig. 1 2D cross section of graphene-V type groove hybrid plasmon waveguide

3 混杂等离子激元模式能流密度及模式特性分析

图 2 展示了在固定 V 型凹槽角度 $\theta = 90^\circ$ 、不同的 V 型凹槽深度 h_w 的情况下,石墨烯-V 型凹槽混杂等离子激元波导所支持的基态混杂等离子激元模式能流密度分布,其他系统参数为 $w = 20 \mu\text{m}$ 、 $g = 5 \mu\text{m}$ 、 $h = 30 \mu\text{m}$ 和 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 。当 V 型凹槽深度 $h_w = 0$ 时,即不存在凹槽的情况下,大部分光场被束缚在 GaAs 波导中,如图 2(a)所示。可以看到,随着 V 型凹槽深度 h_w 的增加,凹槽面积增加,光场逐渐由 GaAs 波导中心向下转移到间隙波导 HDPE 中,如图 2(b)和(e)所示。与无凹槽结构相比, V 型凹槽结构更有利于压缩光场模式。图 2(f)和(g)展示了沿着间隙中心垂直方向和水平方向的一维(1D)能流密度分布,在 V 型凹槽深度 $h_w = 0$ 时(对应点),间隙区域中心的混杂等离子激元模式的能流密度峰值较小,随着 V 型凹槽深度 h_w 的增加,间隙区域中心的混杂等离子激元模式的能流密度峰值逐渐增加(对应点划线、虚线以及点线),当 V 型凹槽深度 $h_w = 4.9 \mu\text{m}$ 时,能流密度峰值达到约 87(对应实线)。由此可见, V 型凹槽深度的增加使得在间隙区域内可以观察到更明显的场增强效应,其原因是 V 型凹槽深度的增加促进了电介质模式与石墨烯等离子激元的耦合,进而使得形成的混杂等离子激元模式在间隙区域具有更强的束缚性,光场能量更强。

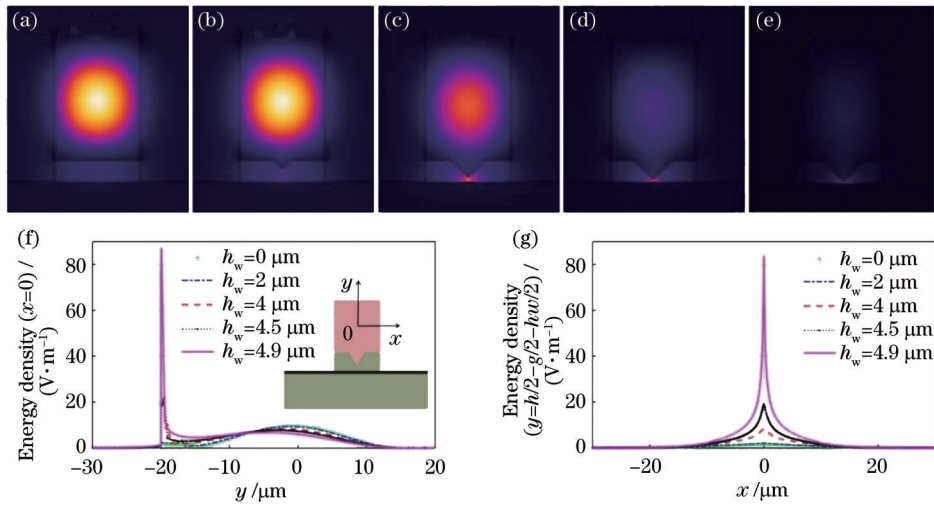


图 2 不同 h_w 下基态混杂等离子元模式 2D 能流密度分布图和间隙中心垂直和水平方向上的 1D 能流密度分布。(a) $h_w = 0$ (无凹槽)、(b) $h_w = 2 \mu\text{m}$ 、(c) $h_w = 4 \mu\text{m}$ 、(d) $h_w = 4.5 \mu\text{m}$ 、(e) $h_w = 4.9 \mu\text{m}$ 时基态混杂等离子元模式 2D 能流密度分布图; 间隙中心 (f) 垂直和 (g) 水平方向上的 1D 能流密度分布

Fig. 2 2D energy density distributions of fundamental hybrid plasmonic mode and 1D energy density distributions along vertical and horizontal directions of gap center for different h_w . 2D energy density distributions of fundamental hybrid plasmonic mode for (a) $h_w = 0$ (without wedge), (b) $h_w = 2 \mu\text{m}$, (c) $h_w = 4 \mu\text{m}$, (d) $h_w = 4.5 \mu\text{m}$, and (e) $h_w = 4.9 \mu\text{m}$; 1D energy density distributions along (f) vertical and (g) horizontal directions of gap center

图 3 展示了在固定 V 型凹槽深度 $h_w = 4.5 \mu\text{m}$ 且 V 型凹槽角度 θ 分别为 30° 、 60° 、 90° 、 120° 时, 石墨烯-V 型凹槽混杂等离子元波导所支持的基态混杂等离子元模式能流密度分布, 其他系统参数为 $w = 20 \mu\text{m}$ 、 $g = 5 \mu\text{m}$ 、 $h = 30 \mu\text{m}$ 和 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 。当 V 型凹槽角度 $\theta = 30^\circ$ 时, 大部分光场被束缚在 GaAs 波导里, 如图 3(a) 所示。可以看到, 随着在 V 型凹槽角度 θ 从 30° 增加到 120° , 凹槽面积逐渐增加, 光场逐渐由 GaAs 波导中心向下转移到间隙波导 HDPE 中, 如图 3(b)~(d) 所示, 结果显示凹槽的增大促进了光场模式压缩。图 3(e) 和 (f) 展示了 V 型凹槽角度 θ 分别为 30° 、 60° 、 90° 、 120° 时, 在沿着间隙中心 (凹槽与石墨烯之间的中心) 垂直方向和水平方向上的 1D 能流密度分布, 在 V 型凹槽角度 $\theta = 30^\circ$ 时 (对应点线), 间隙区域中心的混杂等离子元模式的能流密度峰值相对较小, 随着 V 型凹槽角度 θ 增大, 间隙区域中心的混杂等离子元模式的能流密度峰值逐渐增大 (对应虚线和点划线), 当凹槽角度 θ 为 120° 时, 在间隙中心混杂等离子元模式的能流密度峰值可达约 34 (对应实线)。因此, 在 V 型凹槽角度 θ 的范围为 $30^\circ \sim 120^\circ$ 时, 增大凹槽角度有助于增强混杂等离子元模式的光场强度。

为了更加直观地了解基态混杂等离子元模式特性, 图 4 展示了在不同 V 型槽深度 h_w 的情况下, 有效折射率 n_{eff} 、归一化模场面积 A_{eff}/A_0 (A_{eff} 是有效模场面积, $A_0 = \lambda^2/4$ 是在自由空间的衍射极限面积, λ 为波长)、传输长度 L_p 和品质因子 (FoM) 与 GaAs 高度 h 的依赖关系, 其他参数为 $w = 20 \mu\text{m}$ 、 $g = 5 \mu\text{m}$ 、 $\theta = 90^\circ$ 、

$\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 。这里需要说明的是, 混杂等离子元模式的有效折射率和传输长度分别由本征值 N_{eff} 的实部和虚部决定, 所求解模式的有效折射率 $n_{\text{eff}} = \text{Re}(N_{\text{eff}}) = \beta/k_0$ (β , k_0 分别为传播常数和真空中的波矢), 传输长度 $L_p = \lambda \sqrt{4\pi \text{Im}(N_{\text{eff}})}$ 。而有效模场面积的计算公式^[27]为

$$A_{\text{eff}} = \iint \frac{W(r)}{\max[W(r)]} d^2r, \quad (5)$$

式中: $W(r)$ 是能流密度; r 为横向坐标 x 和 y 。由于模场面积和传输长度存在相互制约的关系, 通常采用 FoM 来评估混杂等离子元波导性能, 其中 FoM 通过有效模场面积的直径与传输长度之比^[42]来计算。从图 4 可以看出, 有效折射率 n_{eff} 、传输长度 L_p 和 FoM 均随着 GaAs 高度 h 的增加而单调增加, 而归一化模场面积 A_{eff}/A_0 在 GaAs 高度 h 较小时呈现出非单调变化趋势。当 $h_w = 1 \mu\text{m}$ 时, 调节 GaAs 高度 h 为 $10 \mu\text{m}$, 混杂等离子元的归一化模场面积最小为 8.1×10^{-3} , 相应的传输长度为 $89.7 \mu\text{m}$, FoM 为 35.3。当 $h_w = 4.5 \mu\text{m}$ 时, 减小 GaAs 高度 h 到 $6 \mu\text{m}$, 混杂等离子元的归一化模场面积最小可达 2.7×10^{-3} , 相应的传输长度为 $67.8 \mu\text{m}$, FoM 为 45.8。当 $h_w = 4.9 \mu\text{m}$ 、 $h = 6 \mu\text{m}$ 时, 混杂等离子元的归一化模场面积最小可达 2.0×10^{-3} , 相应的传输长度为 $63.4 \mu\text{m}$, FoM 为 50.4。另一方面, 固定 GaAs 高度 h ($\leq 22 \mu\text{m}$), 随着凹槽深度增加到 $4.9 \mu\text{m}$, 尽管是以消耗传输长度为代价使得模场面积减小, 但是得到了更高的 FoM。

为了进一步探究凹槽对整个波导结构的影响, 固

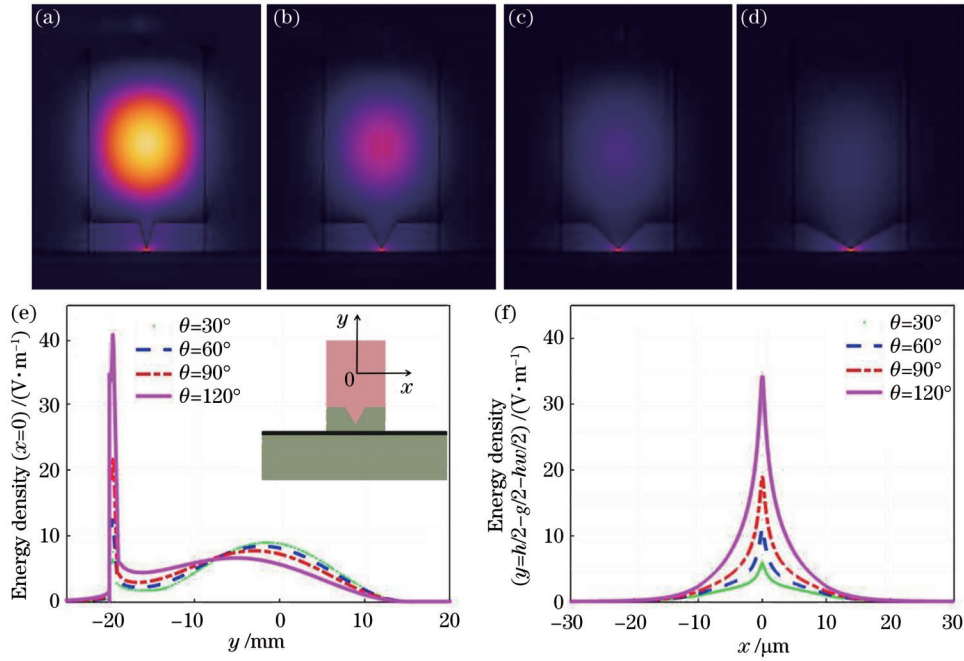


图 3 不同 θ 下基态混杂等离激元模式 2D 能流密度分布图和间隙中心垂直和水平方向上的 1D 能流密度分布。(a) $\theta = 30^\circ$ 、(b) $\theta = 60^\circ$ 、(c) $\theta = 90^\circ$ 、(d) $\theta = 120^\circ$ 时基态混杂等离激元模式 2D 能流密度分布图；间隙中心 (e) 垂直和 (f) 水平方向上的 1D 能流密度分布
Fig. 3 2D energy density distributions of fundamental hybrid plasmonic mode and 1D energy density distributions along vertical and horizontal directions of gap center for different θ . 2D energy density distributions of fundamental hybrid plasmonic mode for (a) $\theta = 30^\circ$, (b) $\theta = 60^\circ$, (c) $\theta = 90^\circ$, and (d) $\theta = 120^\circ$; 1D energy density distributions along (e) vertical and (f) horizontal directions of gap center

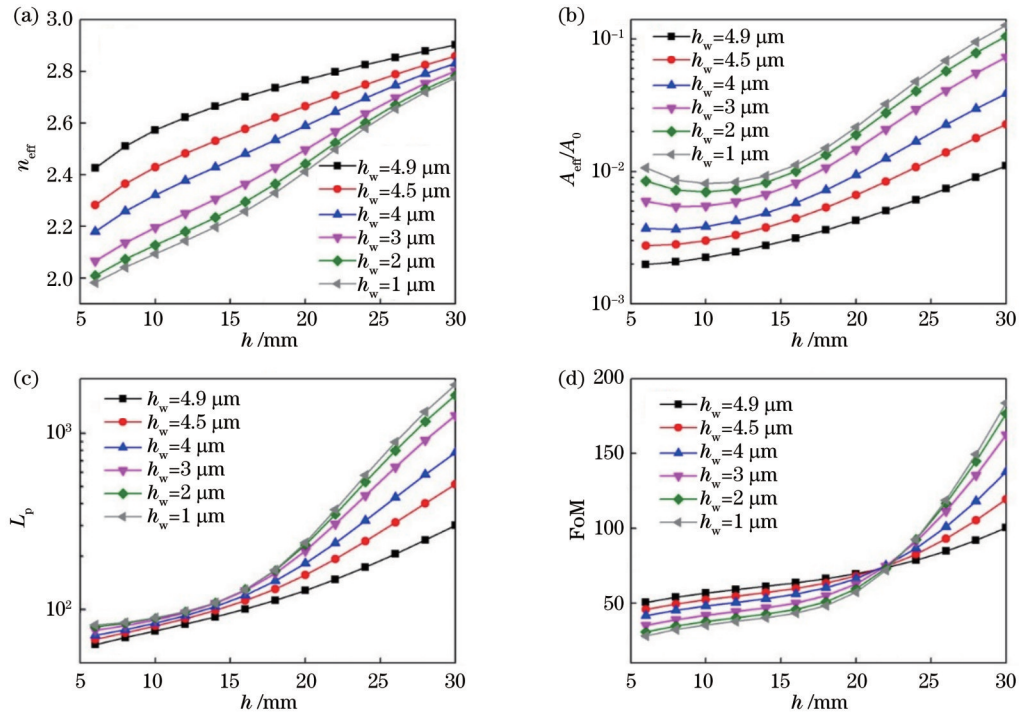


图 4 不同 h_w 下基态混杂等离激元模式的 n_{eff} 、 A_{eff}/A_0 、 L_p 和 FoM 与 GaAs 波导高度 h 的依赖关系。(a) n_{eff} ；(b) A_{eff}/A_0 ；(c) L_p ；(d) FoM

Fig. 4 Dependences of n_{eff} , A_{eff}/A_0 , L_p , and FoM of fundamental hybrid plasmonic mode on height of GaAs ridge h at different h_w . (a) n_{eff} ; (b) A_{eff}/A_0 ; (c) L_p ; (d) FoM

定 GaAs 波导的几何尺寸 ($w = 20 \mu\text{m}$, $h = 15 \mu\text{m}$), 以及 HDPE 的高度 $g = 5 \mu\text{m}$ 、石墨烯的化学势 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 。值得注意的是, 在固定 HDPE 高度 g 的情况下, 凹槽角度 $\theta \leq 2\arctan(0.5w/h_w)$ 。图 5 展示了在不同的 V 型凹槽深度 h_w 下, 基态混杂等离子元模式的有效模式折射率 n_{eff} 、归一化模场面积 A_{eff}/A_0 、传输长度 L_p 和 FoM 与 V 型凹槽角度 θ 的依赖关系, 其中 θ 的变化范围是 $30^\circ \sim \theta_{\text{max}}$ (θ_{max} 表示凹槽角度的最大值)。从图 5 中可以看出, 固定深度 h_w 为 $1 \mu\text{m}$ 或 $2 \mu\text{m}$, V 型凹槽角度 θ 的改变对基态混杂等离子元模式的有效折射率 n_{eff} 、归一化模场面积 A_{eff}/A_0 、传输长度 L_p 和 FoM 的影响较

小。随着凹槽深度 h_w 的增大, V 型凹槽角度 θ 的影响逐渐变大, 尤其当 h_w 增大到 $4.5 \mu\text{m}$ 和 $4.9 \mu\text{m}$ 时, V 型凹槽角度 θ 的增加导致有效折射率 n_{eff} 增大、归一化模场面积 A_{eff}/A_0 减小、传输长度 L_p 减小和 FoM 增大。在凹槽深度为 $4.5 \mu\text{m}$ 、凹槽角度 θ 增加到 $\theta_{\text{max}} = 131.5^\circ$ 时, 混杂等离子元的归一化模场面积 A_{eff}/A_0 可达 2.7×10^{-3} , 相应的传输长度为 $94.9 \mu\text{m}$, FoM 为 63.8。当凹槽深度进一步增加为 $4.9 \mu\text{m}$ 、凹槽角度 θ 增加到 $\theta_{\text{max}} = 127.7^\circ$ 时, 混杂等离子元的归一化模场面积 A_{eff}/A_0 可达 1.7×10^{-3} , 相应的传输长度为 $81.2 \mu\text{m}$, FoM 为 69.5。由此可见, 优化 V 型凹槽尺寸有利于压缩混杂等离子元模式和提升混杂结构的光学性能。

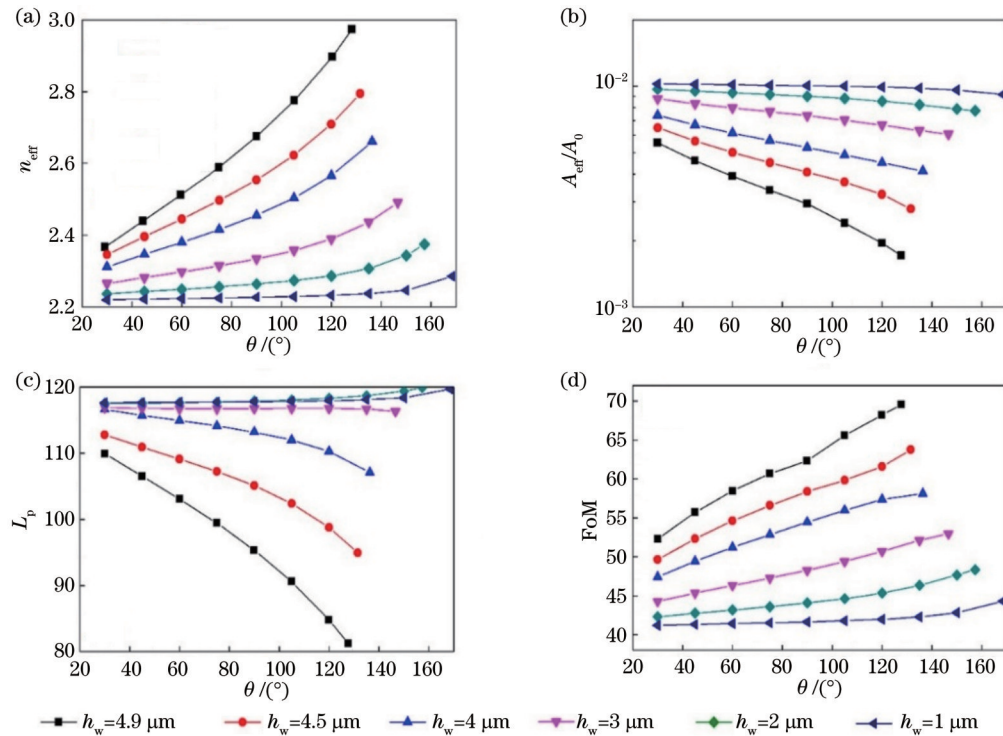


图 5 不同 h_w 下基态混杂等离子元模式的 n_{eff} 、 A_{eff}/A_0 、 L_p 和 FoM 与 V 型凹槽角度 θ 的依赖关系。(a) n_{eff} ; (b) A_{eff}/A_0 ; (c) L_p ; (d) FoM

Fig. 5 Dependences of n_{eff} , A_{eff}/A_0 , L_p and FoM of fundamental hybrid plasmonic mode on angle θ at different h_w . (a) n_{eff} ; (b) A_{eff}/A_0 ; (c) L_p ; (d) FoM

此外, 还进一步分析了石墨烯化学势 μ_c 对该混杂波导所支持的基态混杂等离子元的影响, 如图 6 所示。在实验上石墨烯载流子浓度(电子或者空穴)可以达到 10^{14} cm^{-2} , 其对应的石墨烯化学势 μ_c 可以达到 1.17 eV ^[43]。这里选取石墨烯化学势 μ_c 的变化范围是 $0.2 \sim 1 \text{ eV}$ 。其他的几何结构参数为 $w = 20 \mu\text{m}$ 、 $g = 5 \mu\text{m}$ 、 $h = 30 \mu\text{m}$ 以及 $\theta = 120^\circ$ 。从图 6 中可以看到, 在 V 型凹槽深度 h_w 不同的情况下, 随着石墨烯化学势减小, 有效模式折射率 n_{eff} 增加, 归一化模场面积 A_{eff}/A_0 、传输长度 L_p 和 FoM 均减小。当凹槽深度为 $4.5 \mu\text{m}$, 调节石墨烯的化学势为 0.2 eV 时, 混杂等离子元的归一化模场面积 A_{eff}/A_0 可达 3.6×10^{-4} , 相应的传输长度

为 $26.8 \mu\text{m}$, FoM 为 49.6。在凹槽深度进一步增加为 $4.9 \mu\text{m}$ 时, 混杂等离子元的归一化模场面积 A_{eff}/A_0 可达 8.6×10^{-5} , 相应的传输长度为 $24.5 \mu\text{m}$, FoM 为 93.5。因此, 尽管石墨烯化学势的减小导致传输损耗增大, 仍然可以通过增大凹槽深度来提高 FoM。

4 串扰特性分析

在实际应用中, 信号串扰问题严重制约着光电器件的集成化以及未来集成电路的发展。因此, 需要考虑波导之间的串扰。本文以两个并排放置的石墨烯-V 型凹槽混杂等离子元波导为例, 分析这种耦合结构之间的串扰特性, 其结构如图 7(a) 所示。图 7(b) 和

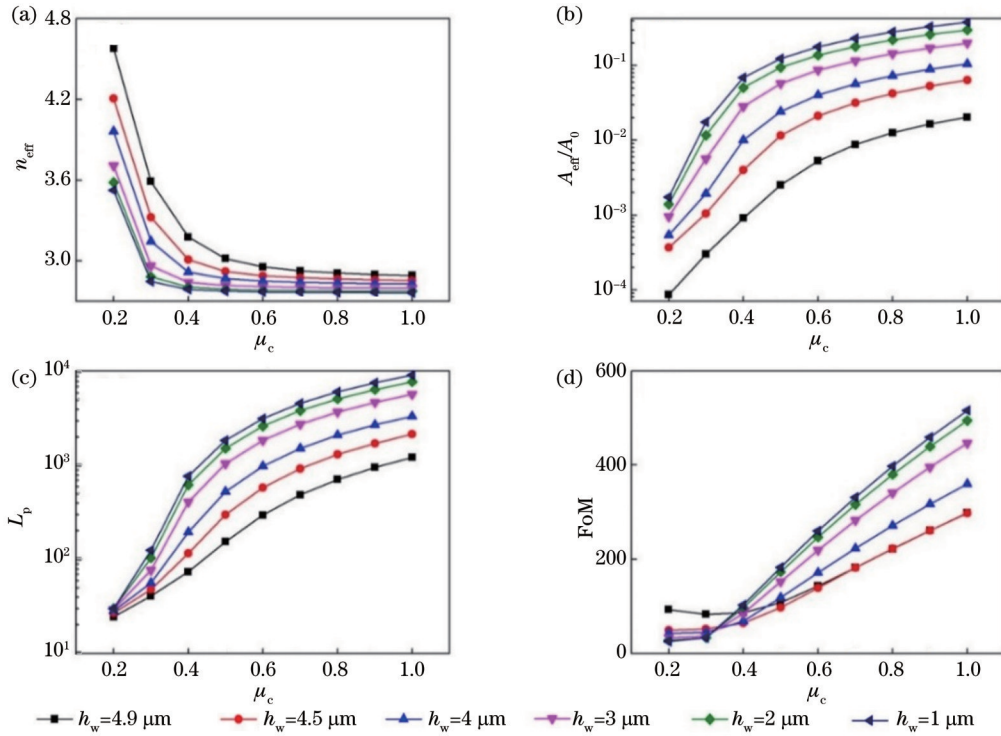


图 6 不同 h_w 下基态混杂等离激元模式的 n_{eff} 、 A_{eff}/A_0 、 L_p 和 FoM 与 μ_c 的依赖关系。(a) n_{eff} ; (b) A_{eff}/A_0 ; (c) L_p ; (d) FoM

Fig. 6 Dependences of n_{eff} , A_{eff}/A_0 , L_p , and FoM of fundamental hybrid plasmonic mode on chemical potential of graphene μ_c at different h_w . (a) n_{eff} ; (b) A_{eff}/A_0 ; (c) L_p ; (d) FoM

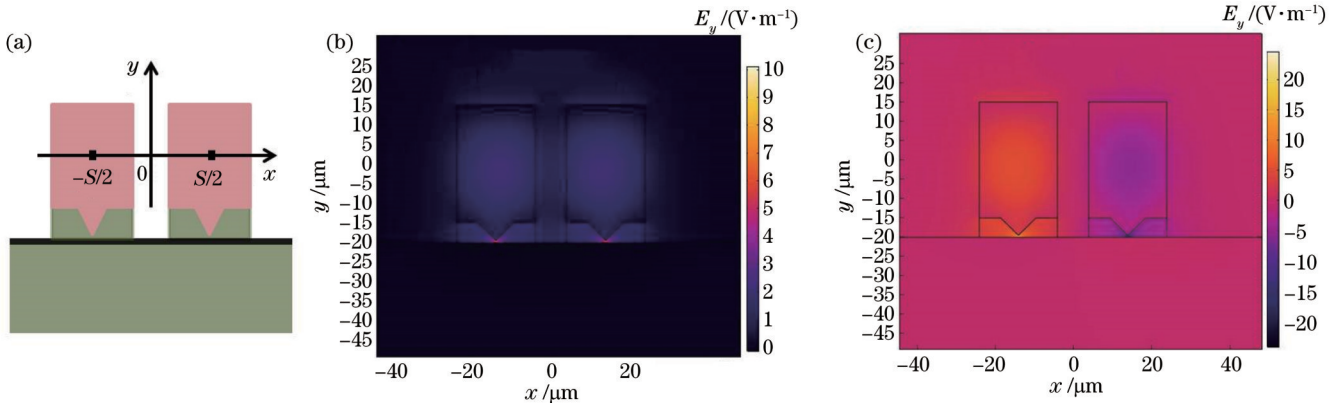


图 7 两个并排放置且相距 S 的石墨烯-V 型凹槽混杂等离激元波导示意图及其在 $S=28 \mu\text{m}$ 时所支持的偶对称模式和奇对称模式的电场分量 E_y 。(a) 两个并排放置且相距 S 的石墨烯-V 型凹槽混杂等离激元波导示意图; 图 7(a) 所示的波导在 $S=28 \mu\text{m}$ 时所支持的 (b) 偶对称模式和 (c) 奇对称模式的电场分量 E_y 。

Fig. 7 Cross section of two graphene-V type groove hybrid plasmon waveguides placed side by side with separation $S=28 \mu\text{m}$, and electromagnetic field component E_y of even symmetric mode and odd symmetric mode for $S=28 \mu\text{m}$. (a) Cross section of two graphene-V type groove hybrid plasmon waveguides placed side by side with separation $S=28 \mu\text{m}$; electromagnetic field component E_y of (b) even symmetric mode and (c) odd symmetric mode when $S=28 \mu\text{m}$ for waveguide shown in Fig. 7(a)

(c) 分别展示了在系统参数为 $w=20 \mu\text{m}$ 、 $g=5 \mu\text{m}$ 、 $h=30 \mu\text{m}$ 、 $h_w=4.5 \mu\text{m}$ 、 $\theta=90^\circ$ 、 $\mu_c=0.5 \text{eV}$ 且两个石墨烯-V 型凹槽混杂等离激元波导耦合结构相距 $28 \mu\text{m}$ 时所支持偶对称模式和奇对称模式的电场分量 E_y 。一般情况下, 可以用耦合长度 L_c 来表征两个并排放置的石墨烯-V 型凹槽混杂等离激元波导之间的串扰。当传输距离达到耦合长度后, 光场可以完全从一

个混杂等离激元波导转移到另一个混杂等离激元波导中。根据耦合模理论 (CMT), 耦合长度的计算公式^[44]为

$$L_c = 0.5\lambda / (n_e - n_o), \quad (6)$$

式中: n_e 和 n_o 分别是两个混杂波导所支持偶对称模式和奇对称模式的有效折射率。当耦合长度 L_c 大于单个复合波导的传输长度 L_p 时, 可以忽略在该传输距离

内串扰的影响^[44]。

图 8(a)给出了在固定 V 型槽深度 h_w 为 $4.5 \mu\text{m}$ 且 V 型槽角度分别为 30° 、 60° 、 90° 、 120° 时,归一化耦合长度 L_c/L_p 与中心距离 S 的依赖关系,其他的系统参数为 $h = 30 \mu\text{m}$ 、 $g = 5 \mu\text{m}$ 、 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 。可以看到,归一化耦合长度 L_c/L_p 随着中心距离 S 的增加呈指数增加。当中心距离 S 增加到 36 、 34 、 31 、 $28 \mu\text{m}$ 时, L_c/L_p 大于 1,表明在 V 型凹槽角度 θ 分别为 30° 、 60° 、 90° 、 120° 时,随着中心距离 S 的增加,两个石墨烯-V 型凹槽混杂等离子波导之间无串扰的最小距离由 $36 \mu\text{m}$ 减小到 $28 \mu\text{m}$ 。因此,V 型槽角度的增加有利于减小两波导之间的串扰,其原因可以归结为 V 型槽角度的增加。V 型槽角度的增加导致混杂等离子模式的模场面积减小(与图 5 的结果一致),进而导致两个混杂波导之间光场重叠区域减小和耦合作用减弱,串扰最终减小。

图 8(b)给出了在固定 V 型槽尺寸($h_w = 4.5 \mu\text{m}$, $\theta = 90^\circ$)的情况下,石墨烯化学势 μ_c 由 0.3 eV 增加到

0.8 eV 时,归一化耦合长度 L_c/L_p 与中心距离 S 的依赖关系,其他的系统参数为 $h = 30 \mu\text{m}$ 、 $g = 5 \mu\text{m}$ 。可以看到,归一化耦合长度 L_c/L_p 随着中心距离 S 的增加而呈现指数增加。当 $\mu_c = 0.8 \text{ eV}$ 时,中心距离 S 增加到 $39 \mu\text{m}$ 后, L_c/L_p 大于 1,随着石墨烯化学势的减小,满足 L_c/L_p 大于 1 的最小中心距离逐渐减小。当 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 时,满足 L_c/L_p 大于 1 的最小中心距离减小为 $31 \mu\text{m}$ 。当 $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$ 时,满足 L_c/L_p 大于 1 的最小中心距离进一步减小为 $26 \mu\text{m}$ 。当 $\mu_c = 0.3 \text{ eV}$ 时,在 $S \geq 22 \mu\text{m}$ 范围内,均满足 L_c/L_p 大于 1。由此可见,减小石墨烯化学势 μ_c ,可以有效地减小两个石墨烯-V 型凹槽混杂等离子波导之间无串扰的最小距离,其原因仍然可以归结于石墨烯化学势的减小。石墨烯化学势的减小导致混杂等离子模式的模场面积减小(与图 6 的结果一致),进而导致两个混杂波导之间光场重叠区域减小和耦合作用减弱,最终串扰减小。

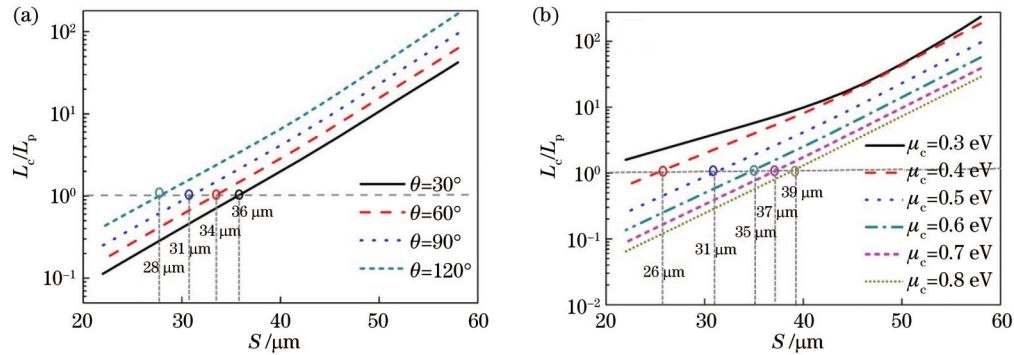


图 8 不同 θ 时 L_c/L_p 与 S 之间的关系以及不同 μ_c 时 L_c/L_p 与 S 之间的关系。(a) 不同 θ 时 L_c/L_p 与 S 之间的关系; (b) 不同 μ_c 时 L_c/L_p 与 S 之间的关系

Fig. 8 Dependence of L_c/L_p on S at different θ and dependence of L_c/L_p on S at different μ_c . (a) Dependence of L_c/L_p on S at different θ ; (b) dependence of L_c/L_p on S at different μ_c

5 结 论

提出了一种太赫兹波段石墨烯-V 型凹槽混杂等离子波导设计,分析了结构参数和石墨烯化学势对该混杂结构所支持的基态混杂等离子模式特性和传输特性的影响。结果表明,在间隙距离一定的情况下,通过增加凹槽和减小石墨烯化学势可以有效地压缩混杂模式的有效面积,在 3 THz 波段,归一化模场面积最小可达 8.6×10^{-5} ,相应的传输长度为 $24.5 \mu\text{m}$,FoM 为 93.5 。尽管在此过程中,传输长度有所减小,但是混杂波导的 FoM 提高了 $34.5\% \sim 88.5\%$ 。此外,也分析了结构参数和石墨烯化学势对两个并排放置的石墨烯-V 型凹槽混杂等离子波导之间串扰的影响,通过优化凹槽几何尺寸和调节石墨烯化学势,两波导之间无串扰的最小距离可以减小到 $22 \mu\text{m}$ 。

参 考 文 献

- [1] Schaller R R. Moore's law: past, present and future[J]. IEEE Spectrum, 1997, 34(6): 52-59.
- [2] Sorger V J, Oulton R F, Ma R M, et al. Toward integrated plasmonic circuits[J]. MRS Bulletin, 2012, 37(8): 728-738.
- [3] Zia R, Selker M D, Catrysse P B, et al. Geometries and materials for subwavelength surface plasmon modes[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2004, 21(12): 2442-2446.
- [4] 王鸣宇, 栾润青, 苏杨, 等. 类 H 型腔耦合 MIM 波导的 Fano 共振及传感特性激光与光电子学进展, 2022, 59(21): 2124002. Wang M Y, Luan R Q, Su Y, et al. Fano resonance and sensing characteristics of MIM waveguide with H-type cavity[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(21): 2124002.
- [5] Steinberger B, Hohenau A, Ditlbacher H, et al. Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides[J]. Applied Physics Letters, 2006, 88(9): 094104.
- [6] Wen J, Romanov S, Peschel U. Excitation of plasmonic gap waveguides by nanoantennas[J]. Optics Express, 2009, 17(8): 5925-5932.
- [7] Wen J, Banzer P, Kriesch A, et al. Experimental cross-

- polarization detection of coupling far-field light to highly confined plasmonic gap modes via nanoantennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(10): 101109.
- [8] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, et al. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators[J]. *Nature*, 2006, 440(7083): 508-511.
- [9] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, et al. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(8): 496-500.
- [10] 许丹, 黄勇刚, 王小云, 等. 低损耗超小模面积杂化表面等离子体波导[J]. *光学学报*, 2015, 35(6): 0623003.
- Xu D, Huang Y G, Wang X Y, et al. Hybrid surface plasmon polariton waveguide of low-loss and ultra-small modal area[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(6): 0623003.
- [11] 杨柳, 蒋世磊, 孙国斌, 等. 等离子体增强金属-硅组合微结构近红外吸收[J]. *光学学报*, 2020, 40(21): 2124003.
- Yang L, Jiang S L, Sun G B, et al. Plasmonic enhanced near-infrared absorption of metal-silicon composite microstructure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(21): 2124003.
- [12] 高万, 王建扬, 吴倩楠. 基于双金属环的超材料太赫兹宽频带通滤波器设计与研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(5): 0516001.
- Gao W, Wang J Y, Wu Q N. Design and investigation of a metamaterial terahertz broadband bandpass filter based on dual metallic rings[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(5): 0516001.
- [13] 朱华利, 张勇, 叶龙芳, 等. 基于人工表面等离子体的太赫兹低损耗传输线及带阻滤波器设计[J]. *光学学报*, 2022, 42(20): 2024001.
- Zhu H L, Zhang Y, Ye L F, et al. Design of terahertz low-loss transmission line and band-stop filter based on spoof surface plasmon polaritons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(20): 2024001.
- [14] Guo Z Y, Nie X R, Shen F, et al. Actively tunable terahertz switches based on subwavelength graphene waveguide[J]. *Nanomaterials*, 2018, 8(9): 665.
- [15] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, et al. A graphene-based broadband optical modulator[J]. *Nature*, 2011, 474(7349): 64-67.
- [16] Li H J, Wang L L, Liu J Q, et al. Investigation of the graphene based planar plasmonic filters[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(21): 211104.
- [17] Olmon R L, Krenz P M, Jones A C, et al. Near-field imaging of optical antenna modes in the mid-infrared[J]. *Optics Express*, 2008, 16(25): 20295-20305.
- [18] Breusing M, Ropers C, Elsaesser T. Ultrafast carrier dynamics in graphite[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(8): 086809.
- [19] Yu Y J, Zhao Y, Ryu S, et al. Tuning the graphene work function by electric field effect[J]. *Nano Letters*, 2009, 9(10): 3430-3434.
- [20] He X Y. Tunable terahertz graphene metamaterials[J]. *Carbon*, 2015, 82: 229-237.
- [21] Gan X T, Shiue R J, Gao Y D, et al. Chip-integrated ultrafast graphene photodetector with high responsivity[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(11): 883-887.
- [22] Qu S, Ma C C, Liu H X. Tunable graphene-based hybrid plasmonic modulators for subwavelength confinement[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 5190.
- [23] Nikitin A Y, Guinea F, Garcia-Vidal F J, et al. Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene microribbons[J]. *Physical Review B*, 2011, 84(16): 161407.
- [24] He S L, Zhang X Z, He Y R. Graphene nano-ribbon waveguides of record-small mode area and ultra-high effective refractive indices for future VLSI[J]. *Optics Express*, 2013, 21(25): 30664-30673.
- [25] Liu P H, Zhang X Z, Ma Z H, et al. Surface plasmon modes in graphene wedge and groove waveguides[J]. *Optics Express*, 2013, 21(26): 32432-32440.
- [26] Xu W, Zhu Z H, Liu K, et al. Dielectric loaded graphene plasmon waveguide[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
- [27] Zhou X T, Zhang T, Chen L, et al. A graphene-based hybrid plasmonic waveguide with ultra-deep subwavelength confinement[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(21): 3597-3601.
- [28] Sun Y, Zheng Z, Cheng J T, et al. Graphene surface plasmon waveguides incorporating high-index dielectric ridges for single mode transmission[J]. *Optics Communications*, 2014, 328: 124-128.
- [29] Chen M, Sheng P C, Sun W, et al. A symmetric terahertz graphene-based hybrid plasmonic waveguide[J]. *Optics Communications*, 2016, 376: 41-46.
- [30] Cui J, Sun Y, Wang L, et al. Graphene plasmonic waveguide based on a high-index dielectric wedge for compact photonic integration[J]. *Optik*, 2016, 127(1): 152-155.
- [31] Wan P, Yang C H, Liu Z. Channel hybrid plasmonic modes in dielectric-loaded graphene groove waveguides[J]. *Optics Communications*, 2018, 420: 72-77.
- [32] He X Q, Ning T G, Zheng J J, et al. Deep-subwavelength light transmission in hybrid graphene-dielectric slot waveguide[J]. *Journal of Optics*, 2019, 21(9): 095001.
- [33] He X Q, Ning T G, Pei L, et al. Deep subwavelength graphene-dielectric hybrid plasmonic waveguide for compact photonic integration[J]. *Results in Physics*, 2021, 21: 103834.
- [34] He X Q, Ning T G, Lu S H, et al. Ultralow loss graphene-based hybrid plasmonic waveguide with deep-subwavelength confinement[J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 10109-10118.
- [35] He X Q, Ning T G, Pei L, et al. Tunable hybridization of graphene plasmons and dielectric modes for highly confined light transmit at terahertz wavelength[J]. *Optics Express*, 2019, 27(5): 5961-5972.
- [36] Parvaei B, Saghai H R, Eldlio M. Analysis and simulation of terahertz graphene-based plasmonic waveguide[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2018, 50(8): 303.
- [37] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291-1294.
- [38] Hanson G W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 103(6): 064302.
- [39] Gan C H. Analysis of surface plasmon excitation at terahertz frequencies with highly doped graphene sheets via attenuated total reflection[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(11): 111609.
- [40] Zhang Z. Silicon based photonic devices: design, fabrication and characterization[D]. Sweden: Kungliga Tekniska Högskolan, 2008.
- [41] Kwak S S, Lin S S, Lee J H, et al. Triboelectrification-induced large electric power generation from a single moving droplet on graphene/polytetrafluoroethylene[J]. *ACS Nano*, 2016, 10(8): 7297-7302.
- [42] Buckley R, Berini P. Figures of merit for 2D surface plasmon waveguides and application to metal stripes[J]. *Optics Express*, 2007, 15(19): 12174-12182.
- [43] Efetov D K, Kim P. Controlling electron-phonon interactions in graphene at ultrahigh carrier densities[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 256805.
- [44] Han Z H, Bozhevolnyi S I. Radiation guiding with surface plasmon polaritons[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2013, 76(1): 016402.

Graphene-Based Hybrid Plasmonic Waveguide with Deep Subwavelength Confinement

He Xueqing^{1,2}, Zhai Yuanbo³, Li Pengfei^{1,2*}

¹Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, Shanxi, China;

²Institute of Computational and Applied Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, Shanxi, China;

³College of Computer Science and Technology, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, Shanxi, China

Abstract

Objective Surface plasmon is a new technology that can break the diffraction limit and manipulate light on a sub-wavelength scale. It is considered one of the most promising means to shrink traditional optoelectronic devices to the micro-nano level. Surface plasmonic waveguides are fundamental components for miniaturized and compact optoelectronic devices and integrated optical circuits. Terahertz (THz) plasmonic waveguides are fundamental components for transmitting THz signals and constructing various THz functional devices, such as optical switches, optical modulation, filtering, and near-field imaging. This is of significance for realizing high-density integration of terahertz functional devices and high-speed ultra-wideband terahertz communication. Graphene features excellent optoelectronic properties and tunability. In the terahertz to the mid-infrared band, graphene plasmons (GPs) with low loss, strong confinement, and tunability provide a platform for the realization of miniaturized, highly integrated, and dynamically tunable terahertz waveguides and devices. Although various graphene-based hybrid plasmonic waveguides (GHPWs) have been proposed, the optical confinement properties of these structures still need to be improved. Additionally, it is necessary to systematically evaluate the waveguide performance because of the mutual restriction between confinement and loss. We propose a graphene V-groove hybrid plasmonic waveguide and study the influence of geometric structure parameters on the characteristics and transmission characteristics of hybrid plasmonic modes. In addition, the behavior of hybrid modes caused by changes in the chemical potential of graphene is analyzed, and the crosstalk between two adjacent hybrid structures is discussed in detail. This study provides theoretical references for the design and research of dynamically tunable terahertz sub-wavelength photonic devices.

Methods Finite element analysis method is adopted to calculate the eigenmode of the graphene-based V-groove hybrid waveguide system. In the convergence analysis, the calculation regions in x - and y -direction are assumed to be large enough to ensure an accurate eigenvalue. The mode effective index and propagation length are determined by the real and imaginary parts of the eigenvalue, respectively.

Results and Discussions The proposed graphene V-groove hybrid plasmonic waveguide features excellent mode confinement by optimizing the groove geometry and adjusting the chemical potential of graphene. First, the effect of GaAs height on the mode properties of fundamental hybrid plasmons guided by the graphene V-groove hybrid plasmonic waveguide is discussed. In Fig. 4, when the groove height $h_w = 4.9 \mu\text{m}$ and the GaAs height is reduced from $30 \mu\text{m}$ to $6 \mu\text{m}$, the normalized mode area A_{eff}/A_0 is as small as 2.0×10^{-3} ; the corresponding propagation length is $63.4 \mu\text{m}$; the figure of merit is 50.4. Second, the effect of the groove size on the mode properties of fundamental hybrid plasmons is studied. In Fig. 5, when the groove height $h_w = 4.9 \mu\text{m}$ and the groove angle is increased from 30° to θ_{max} , the normalized mode area A_{eff}/A_0 is as small as 1.7×10^{-3} ; the corresponding propagation length is $81.2 \mu\text{m}$; the figure of merit is 69.5. Third, we discuss the effect of the chemical potential of graphene on the mode properties of fundamental hybrid plasmons. In Fig. 6, when the groove height $h_w = 4.9 \mu\text{m}$ and chemical potential of graphene is reduced from 1 eV to 0.2 eV, the normalized mode area A_{eff}/A_0 is as small as 8.6×10^{-5} ; the corresponding propagation length is $24.5 \mu\text{m}$; the figure of merit is 93.5. Finally, the crosstalk between two graphene V-groove hybrid plasmonic waveguides is discussed by changing the groove size and chemical potential of graphene. In Fig. 8, when the angle of the groove is 90° and the chemical potential of graphene is 0.3 eV, the minimum distance without crosstalk between the two graphene V-groove hybrid plasmonic waveguides could be reduced to $22 \mu\text{m}$. This can be attributed to the decreasing chemical potential, which leads to the decrease in the mode field area of hybrid plasmons (consistent with results in Fig. 6). Finally, the overlapping area of the optical field is decreased and the coupling effect between the two hybrid waveguides is weakened, thus resulting in crosstalk decrease.

Conclusions In this paper, a graphene V-groove hybrid plasmonic waveguide is studied, and the influence of geometric parameters and graphene chemical potential on the fundamental hybrid plasmon mode supported by the hybrid structure is

analyzed. The effective area of the hybrid mode can be effectively compressed by increasing the groove and reducing the chemical potential of graphene, and the effective mode area is reduced by two orders of magnitude compared with the structure without grooves. Although the transmission length is reduced, the figure of merit is increased by 34.5%–88.5%. In addition, the crosstalk between two graphene-V-groove hybrid plasmonic waveguides placed side by side is analyzed, and the minimum distance without crosstalk between the two waveguides could be reduced to 22 μm by optimizing the groove geometry and adjusting the chemical potential of graphene. This paper provides a theoretical reference for the development and performance optimization of dynamically tunable terahertz subwavelength waveguides.

Key words graphene; terahertz waveguide; hybrid plasmons; subwavelength confinement; low crosstalk