

一种低损耗的对称双楔形太赫兹混合表面等离子体波导*

王芳¹⁾²⁾ 张龙¹⁾ 马涛^{1)2)†} 王旭¹⁾²⁾ 刘玉芳³⁾ 马春旺³⁾

1) (河南师范大学电子与电气工程学院, 新乡 453007)

2) (河南省光电传感集成应用重点实验室, 新乡 453007)

3) (河南师范大学物理学院, 新乡 453007)

(2019年10月31日收到; 2019年12月24日收到修改稿)

本文研究了一种适用于太赫兹频段的对称双楔形混合等离子体波导. 采用有限元法对其混合模式特征进行数值模拟, 阐述了波导的传播长度、归一化有效模场面积和品质因子等特性随波导几何参数的变化规律. 结果表明, 对称双楔形混合等离子体波导在太赫兹频段可获得良好的模场约束能力和低损耗特性, 在有效模场面积达到 $\lambda^2/10280$ 时, 传播长度达到 $51 \times 10^3 \mu\text{m}$. 波导参数最优时的平行对称楔形波导在忽略波导间串扰时, 波导间距小于 $16 \mu\text{m}$ 时的耦合长度约为 $8958 \mu\text{m}$. 通过对比发现, 相比于先前的对称微楔形波导结构和对称蝴蝶结波导结构, 对称双楔形混合等离子体波导在传输特性和耦合特性方面都具有更大的优势, 将在光学力捕获、生物分子传输以及高密度集成电路设计等方面具有潜在的应用前景.

关键词: 混合等离子体波导, 表面等离子体, 传输特性, 耦合特性

PACS: 42.82.Et, 42.82.-m, 42.68.Ay

DOI: 10.7498/aps.69.20191666

1 引言

表面等离子体学是纳米光电子领域非常重要的研究方向, 表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 因其亚波长尺寸传输和局域场增强效应的优点已成为研究的热点^[1-3]. 表面等离子体波导具有能够突破衍射极限、整体尺寸较小且制作方便等优势, 因此备受研究者的关注^[4], 可广泛应用于耦合器^[5]、偏振转换器^[6]、M-Z干涉结构^[7,8]、光开关^[9]、纳米天线^[10,11]以及折射率传感器^[12]等光子和光电器件的设计. 为了提高 SPPs 波的传输距离, 可以用介质波导替代 SPPs 波导

(即减小 SPPs 波导的长度) 来实现低损耗传输^[13]. 在介质芯层中增加金属薄层^[14]、利用混合 SPPs 波导^[15]和双层介质加载 SPPs 波导^[16]等方法也可以增加 SPPs 波的传输距离. 近年来, 混合表面等离子体波导 (hybrid plasmonic waveguides, HPWs) 以其独特的突破衍射极限和在亚波长尺度下提供紧密光约束的能力, 被认为是大规模光子集成器件最有前途的候选者之一^[4]. 目前, HPWs 波导有圆柱形^[2]、楔形^[17]、领结形^[18]及蝴蝶结 (bow-tie, BT)^[19]等多种形状. HPWs 波导的设计不仅降低光在其中的传播损耗, 还进一步提高对光场的限制能力, 在超高密度光子集成器件和高灵敏度传感等领域具有很大的潜在应用.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61627818)、河南省科技攻关项目 (批准号: 182102210367, 182102310712)、河南省高等学校重点科研项目 (批准号: 19A510002)、河南师范大学国家级项目培育基金 (批准号: 2017PL04) 和河南师范大学博士启动课题 (批准号: gd17167, 5101239170010) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: matao_bupt79@163.com

太赫兹 (terahertz, THz) 波具有许多优异特性, 比如: 能量需求低、穿透衰减小、信噪比高、对生物大分子拥有强吸收和谐振特性等 [20]. 与其他波段的电磁波相比, THz 波具有直接探测生物分子信息的能力, 它在药品生产的监控、生物大分子的光谱识别 [21] 等方面具有巨大的应用潜力. 目前, 对支持混合等离子体模式的混合等离子体太赫兹波导 (hybrid plasmonic terahertz waveguide, HPTWG) 的研究具有良好的应用前景. 由于 THz 波的频率占据微波和红外之间, HPTWG 可以实现低损耗微米级传播及较高的模场限制 [22]. 虽然长程太赫兹混合等离子体 (long-rang hybrid THz SPPs, LR-HTSPPs) 波导减少了传播损耗, 实现了厘米级的传播长度, 但其束缚能力较弱 [23].

为了更好地权衡模式束缚和传播长度之间的相互关系, 本文研究了一种对称双楔形太赫兹混合表面等离子体波导 (wedge-to-wedge THz hybrid SPPs waveguide, WWTHSW) 结构. 利用有限元方法 (finite element method, FEM) 研究了 WWTHSW 的模式特性和传输特性及其随波导结构尺寸变化的规律, 并分析了两条平行 WWTHSW 间的耦合特性. 最后, 我们对比了 WWTHSW 与对称微楔形太赫兹混合等离子体 (hybrid THz microwedgeSPPs, HTMWSPs) 波导和对称型蝴蝶结太赫兹混合等离子体 (hybrid THz bow-tie SPPs, HTBTSPs) 波导的性能.

2 模型及数值模拟

WWTHSW 的三维结构示意图和截面图如图 1(a) 和图 1(b) 所示, 由两个对称放置的完全相同的硅楔形波导 (silicon wedge waveguides, SWWs) 和夹在中间的 Ag 层构成, 两者间隔为 g . 波导的包层材料选用氮化硅 (Si_3N_4). SWWs 的高度为 H , 楔形尖端采用圆角化处理, 曲率半径为 r , 圆角为 α . Ag 层的厚度为 $d = 100 \text{ nm}$, 楔形尖端曲率半径也为 r , 圆角为 θ . 曲率半径设定为 $r = 2 \mu\text{m}$. Si, Si_3N_4 折射率分别为 3.455 和 2. 根据 Drude 模型 [24,25], Ag 的介电常数可表示为

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma)}, \quad (1)$$

其中, ε_∞ 为高频介电常数, ω 为入射光角频率, γ 为阻尼项, ω_p 为等离子体角频率.

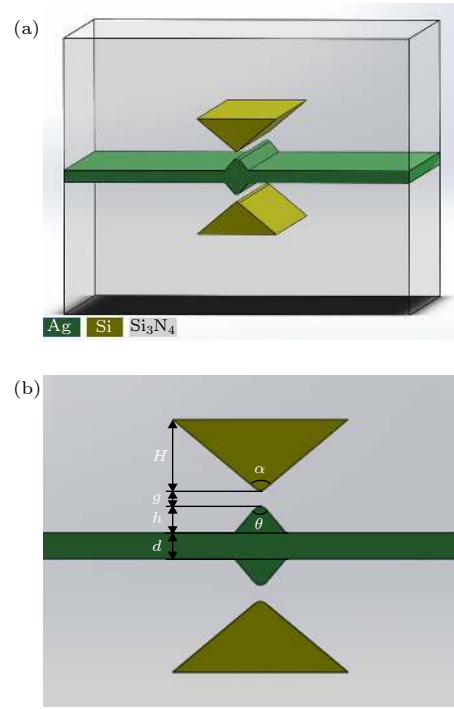


图 1 WWTHSW 示意图 (a) 三维图; (b) 截面图

Fig. 1. Schematic diagram of the proposed WWTHSW: (a) 3D diagram; (b) cross-section.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m^*}}, \quad (2)$$

其中, m^* , e 和 n 分别为电子有效质量、电子电荷和载流子密度; ε_0 为空间的介电常数. 参数 $\omega_p = 1.37 \times 10^6 \text{ rad/s}$, $\gamma = 8.20 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ [24].

为了定量分析 HPTWG 的模式和传输特性, 通常用有效折射率 (n_{eff})、传播长度 (L_p)、归一化模场面积 [17] (A)、品质因数 [26] (figure of merit, FOM) 以及模式分布特性 [2] (the mode character, MC) 等参数衡量其特性.

传播长度 L_p 为

$$L_p = \lambda / (4\pi \text{Im}(n_{\text{eff}})), \quad (3)$$

其中, λ 是真空中波长, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 是模式有效折射率的虚部.

A 定义为 A_m/A_0 . 其中: $A_0 = \lambda^2/4$ 表示自由空间中的衍射限制面积; A_m 为有效模场面积, 反映波导对模式的束缚能力, 定义为

$$\begin{aligned} A_m &= \frac{W_m}{\max\{W(x, y)\}} \\ &= \frac{1}{\max\{W(x, y)\}} \iint W(x, y) dx dy, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, W_m 是模式的总能量, $W(x, y)$ 是能量密度.

为综合衡量波导的传输特性, 定义品质因数为

$$\text{FOM} = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}}), \quad (5)$$

其中, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 是模式有效折射率的实部.

为描述混合等离子体波导模式中 SPPs 模式和波导模式之间的差异, 引入模式特性 (MC):

$$\text{MC} = \frac{n_{\text{eff:HSPPs}} - n_{\text{eff:SPPs}}}{(n_{\text{eff:HSPPs}} - n_{\text{eff:SPPs}}) + (n_{\text{eff:HSPPs}} - n_{\text{eff:W}})}, \quad (6)$$

其中 $n_{\text{eff:HSPPs}}$, $n_{\text{eff:SPPs}}$ 和 $n_{\text{eff:W}}$ 分别表示混合模式、SPPs 模式和波导模式的有效折射率. MC 可用于评估波导模式特性, 当 $n_{\text{eff:W}} < n_{\text{eff:SPPs}}$, 即 $\text{MC} < 0.5$, 为类似表面等离子体模式, 当 $n_{\text{eff:W}} > n_{\text{eff:SPPs}}$, 即 $\text{MC} > 0.5$, 为类似波导模式.

本文采用 FEM 对太赫兹频段的模式特性和传播特性进行研究. 使用商用 ComsolMultiphysics 软件中的波动光学模块, 模型采用散射边界条件, 仿真时的模型外层区域宽度均设置为 2λ , 应用非均匀三角网格进行剖分并设置最小单元网格大小为 $d/2$, 由于 Ag 层内几乎没有场分布, 因此, $d/2$ 能够保证模型计算的收敛性的精度.

3 波导模式特性及参数优化

为了优化 WWTHSW 的性能, 利用 Comsol

Multiphysics 软件中的模式分析研究不同波导几何参数下波导中存在的 HPTWG 的模式特性. 以下仿真中, 入射光的频率设置为 1 THz. 楔形波导的高度 H 与间隙 g 对 MC 的影响如图 2(a)所示, 当 H 小于 $40 \mu\text{m}$ 时, $\text{MC} < 0.5$, 波导模式以 SPPs 模式为主; 当 H 大于 $40 \mu\text{m}$ 时, $\text{MC} > 0.5$, 波导模式以 SWWs 模式为主. 图 2(d)–(f) 所示, $H = 10 \mu\text{m}$ 时, 能量主要集中在间隙中 Ag 与 Si_3N_4 的交界面附近; 当 $H = 40 \mu\text{m}$ 时, 能量依然主要集中在间隙中, 然而有部分能量向 Si 基楔形波导转移; 当 $H = 90 \mu\text{m}$ 时, 模场的能量主要分布在 Si 基楔形波导内部. 为了优化设计参数, 我们研究了波导的 H 和 g 对混合对称双楔形波导 L_p 和 A 的影响, 如图 2(b) 和 (c) 所示. WWTHSW 的其他参数设定为: $h = 2 \mu\text{m}$, $\theta = 80^\circ$, $\alpha = 100^\circ$ 和 $d = 100 \text{ nm}$. 从图 2(b) 可以看出, 对于同一 g , 随着 H 的增加, L_p 呈上升趋势. 当 H 小于 $40 \mu\text{m}$ 时, 波导模式以 SPPs 模式为主, H 的增大使得模场能量逐渐远离金属表面, 降低波导内的欧姆损耗, 从而使 L_p 迅速增加 [27]. 当 H 大于 $40 \mu\text{m}$ 时, 模式能量开始向 Si 基楔形波导转移, 模式以 SWWs 为主, Ag 引起的欧姆损耗减小, 使 L_p 有所增加. 从图 2(b) 内局部放大图可以看出, 当 H 小于 $37 \mu\text{m}$

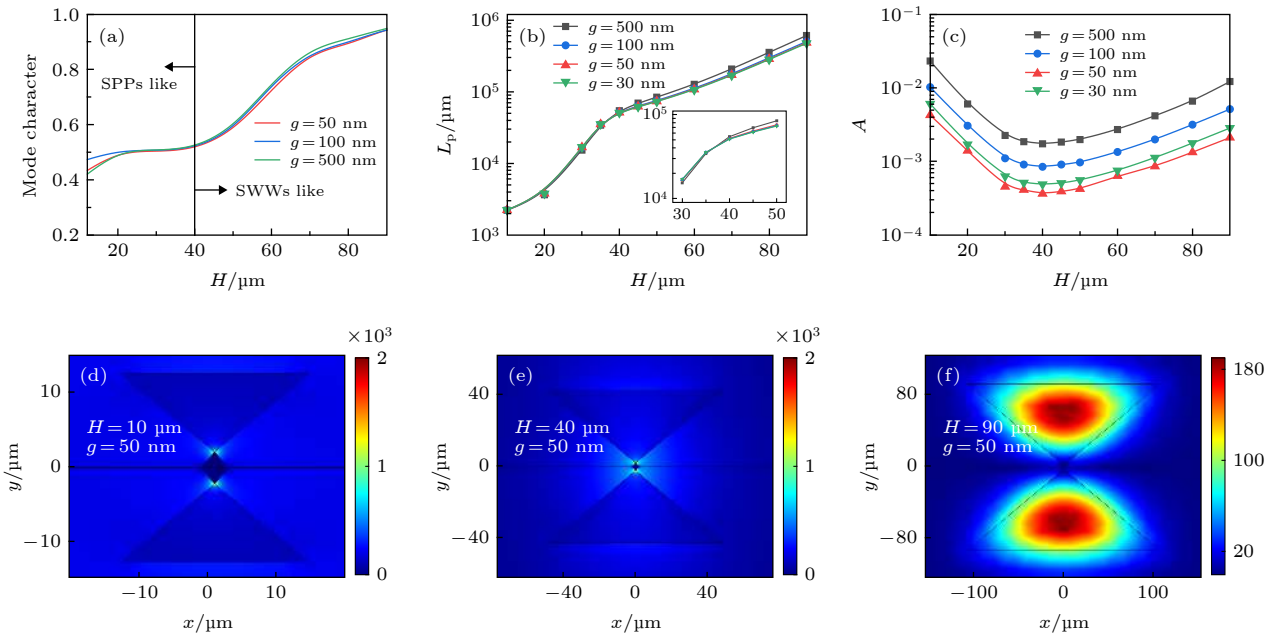


图 2 不同 H 和 g 时, WWTHSW 的模式分析 (a) MC, (b) L_p , (c) A ; 模场分布: (d) $[H, g] = [10, 0.05] \mu\text{m}$, (e) $[H, g] = [40, 0.05] \mu\text{m}$, (f) $[H, g] = [90, 0.05] \mu\text{m}$

Fig. 2. Modes analysis of the WWTHSW with different H and g : (a) MC , (b) L_p , and (c) A ; and normalized EM energy density distributions: (d) $[H, g] = [10, 0.05] \mu\text{m}$; (e) $[H, g] = [40, 0.05] \mu\text{m}$; (f) $[H, g] = [90, 0.05] \mu\text{m}$.

时, L_p 随 g 的增大而减小, 但变化较小; 当 H 大于 $37 \mu\text{m}$ 时, L_p 随 g 的增大而增大. 在 H 等于 $37 \mu\text{m}$ 时, 不同 g 下的传播长度均为 $42.5 \times 10^3 \mu\text{m}$. 之后随 H 的增大 L_p 逐渐增大; 当 H 达到 $90 \mu\text{m}$ 时, L_p 从 $47.7 \times 10^3 \mu\text{m}$ 增大至 $61.1 \times 10^3 \mu\text{m}$.

从图 2(c) 可以看出, 对于相同的 g , A 随着 H 的增加而先减小再增大, H 约 $40 \mu\text{m}$ 处 A 达到最小值. 对于较小的 SWWs (H 小于 $40 \mu\text{m}$), 混合模式主要由 SPPs 模式决定 ($MC < 0.5$), 观察归一化能量密度分布图 2(d) 可发现, 该模式约束相对较弱. 当楔形波导的尺寸增大时 (H 大于 $40 \mu\text{m}$), WWTHSW 模式表现为低损耗 SWWs 模式 ($MC > 0.5$), 大多数模式能量主要集中在高介电常数的 SWWs 芯部 (如图 2(f)), 从而导致模式面积增大.

在 $H = 40 \mu\text{m}$ 时 ($MC = 0.5$), 波导模式介于 SWWs 和 SPPs 模式之间, 处于一种临界状态, 同时具有 SWWs 和 SPPs 的模式特性, 此时模式面积 A 有最小值. 当 H 不变, A 随着 g 的增大而增大, 这是由于 g 的增大使得模式能量分布逐渐远离 Ag 表面, 波导模式能量更加分散, A 随之增大, 变化范围从 3.62×10^{-4} 到 3.69×10^{-3} . 因此, 本文以下的研究中, 选择 $H = 40 \mu\text{m}$, $g = 50 \text{nm}$, 此时, L_p 为 $51.5 \times 10^3 \mu\text{m}$, A 为 3.62×10^{-4} . 与文献 [23] 提出的 LR-HTSPPs 波导相比, L_p 增大将近 3 倍, 而 A 减小 1 个数量级.

SWWs 的 α 和 θ 也是影响 WWTHSW 模式性能的重要几何参数. 传播长度 L_p 随 α 和 θ 变化的规律如图 3(a) 所示, 对于任意 θ , L_p 随着 α 的增

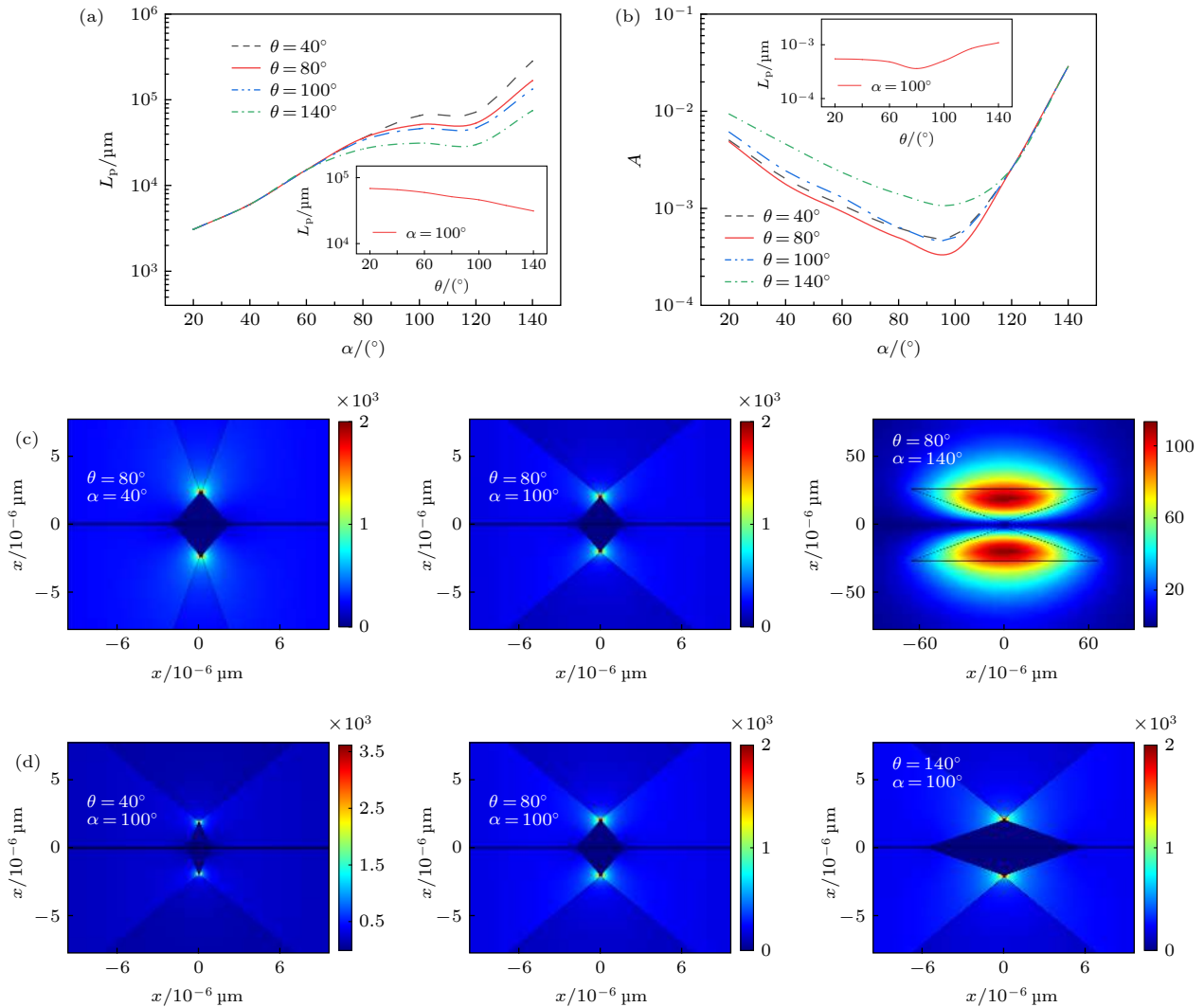


图 3 不同 α 和 θ 时, WWTHSW 的模式分析 (a) L_p , (b) A ; (c) 模场分布随 α 的变化 ($\theta = 80^\circ$); (d) 模场分布随 θ 的变化 ($\alpha = 100^\circ$)
 Fig. 3. Modes analysis of the WWTHSW with different α and θ , (a) L_p , (b) A ; and normalized EM energy density distributions: (c) with different α at a fixed θ of 80° , (d) with different θ at a fixed α of 100° .

大而增大. 当 $\alpha < 70^\circ$ 时, θ 的变化对 L_p 几乎没有影响; 而当 $\alpha > 70^\circ$ 时, L_p 随着 θ 的增大而减小. A 随 α 和 θ 的变化关系如图 3(b) 所示, 对于任意 θ , A 随着 α 的增大先减小再增加, 在 $\alpha = 100^\circ$ 附近存在最小值. 如图 3(b) 的插图所示, 当 $\alpha = 100^\circ$ 时, A 也随着 θ 的增大先减小再增加. 图 3(c) 给出在 $\theta = 80^\circ$ 时, 不同 α 的 WWTHSW 的归一化能量密度分布图. 当 $\alpha = 40^\circ$ 和 100° 时, 波导模式以 SPPs 模式为主, 电磁场能量主要集中在 Si 楔形角与 Ag 楔形角之间, α 增大, 模场能量逐渐远离金属表面, 欧姆损耗减小, 从而使 L_p 增大; 此时, 模式能量更加集中, A 反而减小. 当 $\alpha = 140^\circ$ 时, 模式以 SWWs 为主, 模式能量主要集中在 SWWs 内, 导致欧姆损耗减小, L_p 增大, 模场能量无法限制在交界面, 从而使 A 也增大. 图 3(d) 给出在 $\alpha = 100^\circ$ 时, 不同 θ 的 WWTHSW 的归一化能量密度分布图. 此时, 波导模式以 SPPs 模式为主, 随着 θ 从 40° 增加到 80° 再到 140° , 模场能量与金属楔形的接触面积不断扩大, Ag 引入的欧姆损耗增加, L_p 减小. 当 $\theta = 80^\circ$ 时, 模场能量更集中于双楔形之间, A 达到最小值 3.62×10^{-4} , 此时传播长度为 $5.14 \times 10^4 \mu\text{m}$. 在本文以下研究中, 选

用参数 $\theta = 80^\circ$, $\alpha = 100^\circ$.

图 4(a) 和 (b) 给出 WWTHSW 的 L_p 和 A 随着 d 和 h 的变化规律. 由图 4 可知, L_p 和 A 随着 d 的增加而略微减小. 当 d 不变, $h = 0$ 时, L_p 和 A 比 $h = 2 \mu\text{m}$ 和 $5 \mu\text{m}$ 时大. 结果表明, 增加 Ag 楔形结构 ($h = 2 \mu\text{m}$ 和 $5 \mu\text{m}$) 后的波导相比于没有增加 Ag 楔形结构 ($h = 0$) 时的 L_p 略有减小, 但却具有更好的模场限制能力. 从图 4(c) 中的归一化能量密度分布可以看出, 当 h 为 $2 \mu\text{m}$ 和 $5 \mu\text{m}$ 时, 光场全部被限制在超深亚波长区域内, 从而减小了有效模场面积; 而在 $h = 2 \mu\text{m}$ 和 $h = 5 \mu\text{m}$ 时的微米边缘的模式轮廓差几乎可以忽略不计. 对于 $h = 2 \mu\text{m}$, WWTHSW 的横向模式宽度 $W = 0.01 \mu\text{m}$ (W , 其定义为能量密度衰减到其峰值的 $1/e$ 的全宽度^[17]), 相比于 $h = 0$ 时横向波导模式的 $W = 1.2 \mu\text{m}$, 减小 12 倍. 本文以下的研究中, 选用 $d = 100 \text{ nm}$, $h = 2 \mu\text{m}$.

4 不同对称性 SPPs 波导比较

为了比较不同对称性混合表面等离子体波导结构的特性, 利用 FEM 对 WWTHSW、HTMWSPs

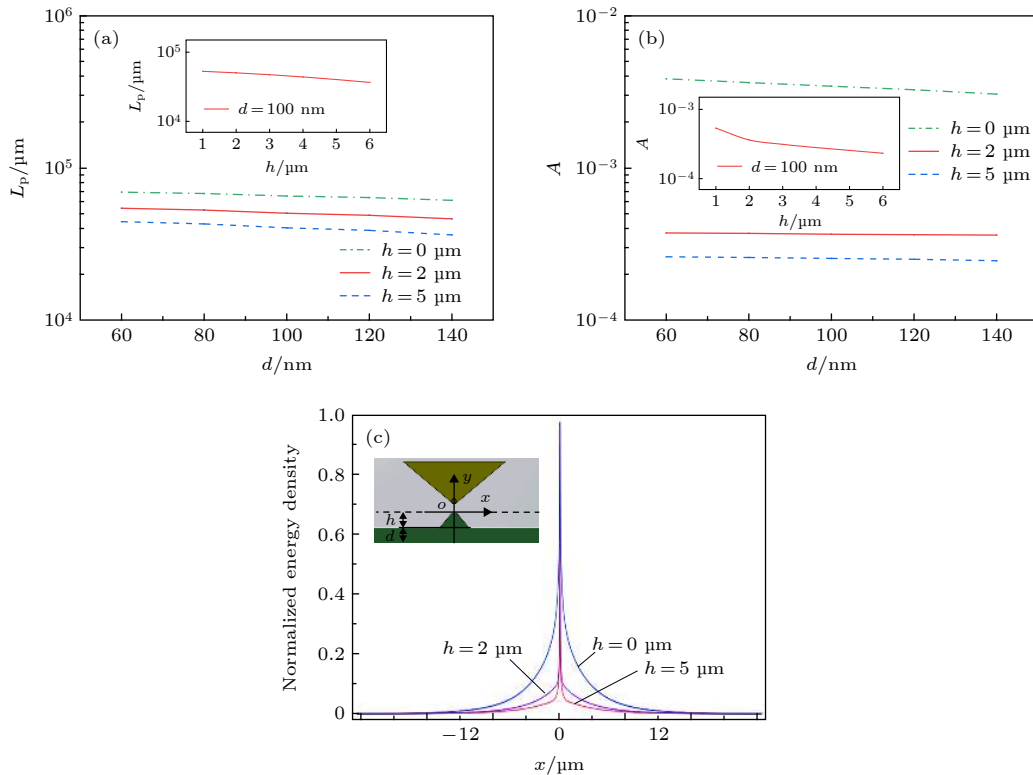


图 4 不同 d 和 h 时, WWTHSW 的模式分析 (a) L_p , (b) A ; (c) 沿 x 方向的归一化能量密度

Fig. 4. Modes analysis of the WWTHSW with different d and h , (a) L_p , (b) A , and (c) normalized EM energy density.

波导和 HTBTSPPs 波导的模式特性和传输特性进行了分析. HTMWSPPs 波导、HTBTSPPs 波导的截面模型如图 5(a) 所示.

图 5(b) 为 L_p 与 A 的相关性对比图. 在仿真中 WWTHSW 和 HTMWSPPs 波导选择最佳参数 $H = 40 \mu\text{m}$, $h = 2 \mu\text{m}$, $\theta = 80^\circ$, $\alpha = 100^\circ$, $g = 50 \text{ nm}$, $d = 100 \text{ nm}$. HTBTSPPs 波导选择最佳参数 $H = 10 \mu\text{m}$, $W = L = 30 \mu\text{m}$. 由图 5(b) 可知, WWTHSW 比 HTMWSPPs 波导和 HTBTSPPs 波导的 L_p 更长. 相比于 HTMWSPPs 波导, WWTHSW 由于尖端场增强效应, 光场主要聚集在楔形波导的顶点附近^[1], 具有更强的模场限制能力; 而相比于 HTBTSPPs 波导, WWTHSW 没有矩形 Si 波导部分, 有利于模场能量的集中, 因此具有更小的模场面积. g 在 50 nm 到 $2 \mu\text{m}$ 范围内, WWTHSW 的有效模场面积 ($A_m = \lambda^2/10280$) 相

比于 HTBTSPPs 波导 ($A_m = \lambda^2/5405$) 减小近 2 倍, 相比于 HTMWSPPs 波导 ($A_m = \lambda^2/7407$) 减小近 1.5 倍. 在相同的有效模场面积 $A_m = \lambda^2/5405$ 的情况下, WWTHSW 的 L_p 为 $65 \times 10^3 \mu\text{m}$, 是 HTMWSPPs 波导 ($L_p = 54 \times 10^3 \mu\text{m}$) 的 1.2 倍, 是 HTBTSPPs 波导 ($L_p = 33 \times 10^3 \mu\text{m}$) 的 2 倍. 而在相同的传播长度 $L_p = 51 \times 10^3 \mu\text{m}$ 的情况下, WWTHSW 的有效模场面积 ($A_m = \lambda^2/10280$), 比 HTBTSPPs 波导 ($A_m = \lambda^2/4422$) 减小 2 倍. 由图 5(c) 可知, 相比于 HTBTSPPs 波导、HTMWSPPs 波导, WWTHSW 品质因数更好. 因此, WWTHSW 相比 HTBTSPPs 波导、HTMWSPPs 波导在相似的传播长度下, 具有更强的模场限制能力和更好的品质因数.

为了分析 WWTHSW 的耦合特性, 构建两根间距为 D 的平行 WWTHSW, 如图 6(a) 所示. 通

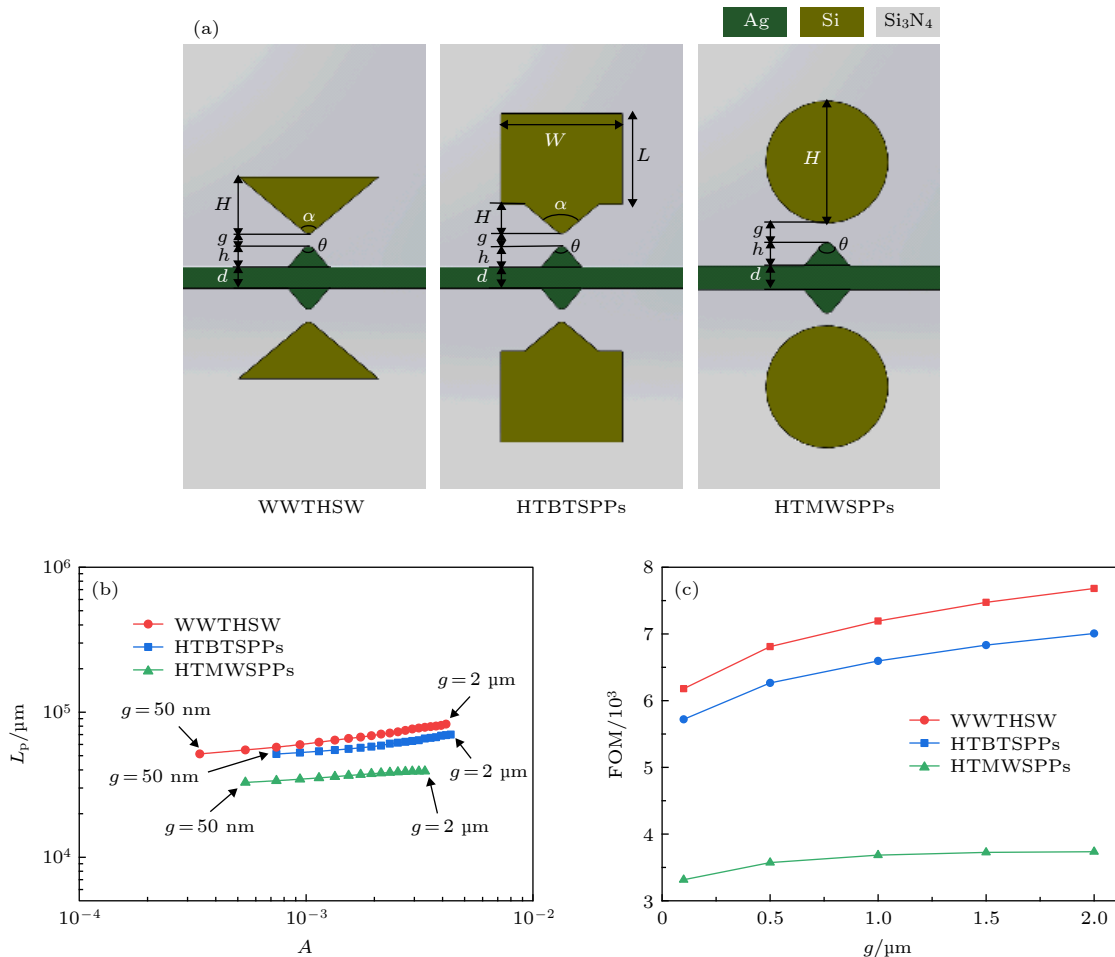


图 5 不同波导性能比较 (a) WWTHSW, HTMWSPPs 和 HTBTSPPs 波导的截面图; (b) WWTHSW, HTMWSPPs 和 HTBTSPPs 波导的 A 与 L_p 关系图; (c) 品质因数

Fig. 5. Performance comparison of the WWTHSW, HTMWSPPs and HTBTSPPs waveguide: (a) cross-section views; (b) the relationship between A and L_p ; and (c) FOM with different parameters.

常, 波导的耦合特性由波导的耦合长度 $L_c = \pi/(\beta_s - \beta_a)$ 来衡量, 其中 β_s 和 β_a 分别是两个相邻波导的对称和反对称模的传播常数^[28].

WWTHSW、HTBTSPPs 和 HTMWSPPs 波导的 L_c 随两条平行波导中心间距 D 的对应关系如图 6(b) 所示. 在仿真中, 采用上述最佳参数, $H = 40 \mu\text{m}$, $h = 2 \mu\text{m}$, $\theta = 80^\circ$, $\alpha = 100^\circ$, $g = 50 \text{ nm}$, $d = 100 \text{ nm}$. 图 6(a) 为 WWTHSW 在 $D = 12 \mu\text{m}$ 参数下的对称和反对称模式的归一化能量密度分布. 从图 6(b) 中可以看出, WWTHSW 的 L_c 高于 HTBTSPPs 波导、HTMWSPPs 波导的 L_c , 这种差异随着间隔 D 增大变化更加明显. 当 $D = 12 \mu\text{m}$ 时, HTMWSPPs 波导的 L_c 为 $2195 \mu\text{m}$, 而 WWTHSW 的 L_c 为 $2749 \mu\text{m}$, 是 HTMWSPPs 波导的 1.2 倍. 当 $D = 20 \mu\text{m}$ 时, HTMWSPPs 波导的 L_c 为 $20361 \mu\text{m}$, WWTHSW 的 L_c 为 $28896 \mu\text{m}$, 是 HTMWSPPs 波导的 1.5 倍. 该结果表明, 在相同的 L_c 下, 与 HTBTSPPs 波导和 HTMWSPPs 波导相比, 本文提出的 WWTHSW 可显著降低串扰, 这对于高度集成的光子器件来说是一个极大的优势.

另外, 波导耦合过程中的传播损耗是不可避免

的, 因此, 用最大功率传递^[29](P_{max}) 表明波导损耗特性,

$$P_{\text{max}} = \frac{\exp\left(-2\tau \arctan \frac{1}{\tau}\right)}{1 + \tau^2}, \quad \tau = \frac{2L_c}{\pi L_{\text{mp}}}, \quad (7)$$

其中, L_{mp} 为对称和反对称模式的平均衰减长度,

$$L_{\text{mp}} = 2/[\text{Re}(\beta_s) + \text{Re}(\beta_a)], \quad (8)$$

其中, $\text{Re}(\beta_s)$ 和 $\text{Re}(\beta_a)$ 分别是 β_s 和 β_a 的实部.

图 6(b) 为 WWTHSW、HTMWSPPs 波导和 HTBTSPPs 波导的 P_{max} 与间距 D 的关系图. 从图 6(b) 可以看出, 对于相同的最大功率传输 P_{max} , 两个 HTWWSPP 波导之间的间隔距离 D 小于两个 HTBTSPPs 波导和 HTMWSPPs 波导之间的间隔距离 D . 忽略波导间串扰 ($P_{\text{max}} < 10^{-3}$)^[29] 时, WWTHSW 最小间隔距离 D 为 $15.8 \mu\text{m}$, HTBTSPPs 波导最小间隔距离 D 为 $17.3 \mu\text{m}$, HTMWSPPs 波导最小间隔距离 D 为 $18.6 \mu\text{m}$; WWTHSW 最小间隔距离相比于 HTBTSPPs 波导最小间隔距离减小 $1.5 \mu\text{m}$, 相比于 HTMWSPPs 波导最小间隔距离减小 $2.8 \mu\text{m}$. 结果表明 WWTHSW 能够实现更高的封装密度.

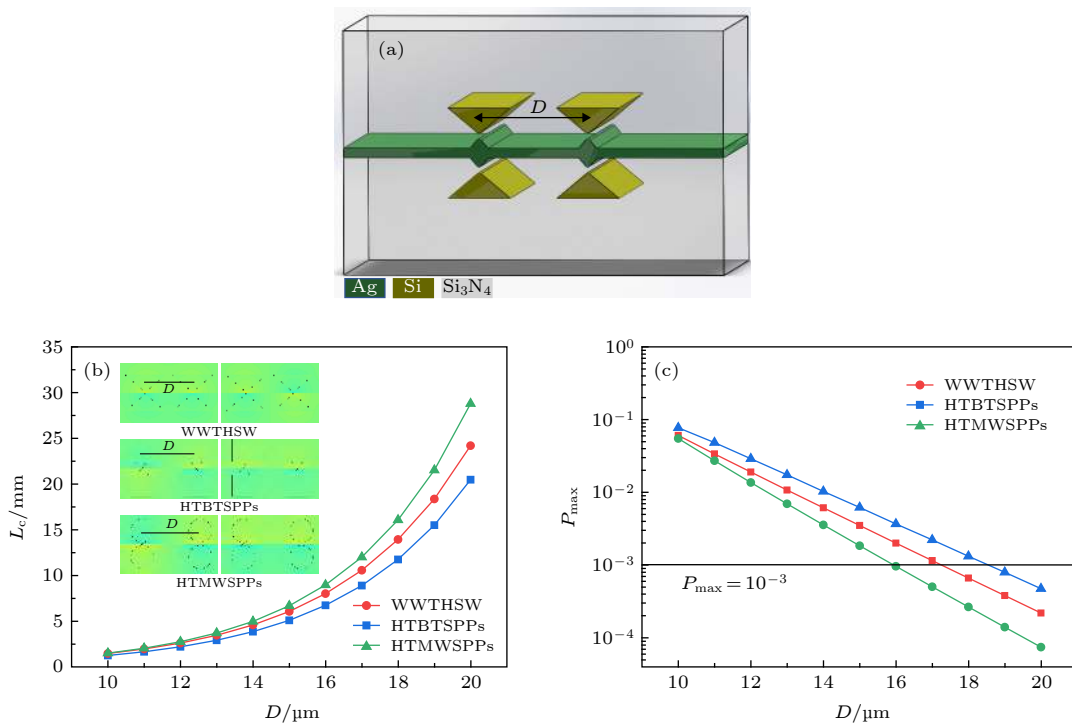


图 6 波导耦合特性分析 (a) 平行波导三维结构示意图; (b) 耦合长度随 D 的变化; (c) 最大传输功率随 D 的变化

Fig. 6. Coupling characteristic of waveguides: (a) schematic diagram parallel waveguides; (b) L_c versus the separation between the two waveguides; (c) the maximum transfer power (P_{max}) as a function of distance D .

5 结 论

本文研究了一种可实现低损耗传输的对称双楔形太赫兹混合表面等离子体波导. 利用数值模拟对其支持的表面等离子体模式的传输特性和场分布特性进行研究发现, Ag 层的厚度 d 、双楔形介质波导间隙 g 及楔形波导几何参数 θ 、 α 、 H 都会对 WWTHSW 的模式特性产生影响. 在最佳参数 $H = 40 \mu\text{m}$, $h = 2 \mu\text{m}$, $\theta = 80^\circ$, $\alpha = 100^\circ$, $g = 50 \text{ nm}$, $d = 100 \text{ nm}$ 的条件下, 当 A_m 达到 $\lambda^2/10280$ 时, L_p 接近 $5.1 \times 10^4 \mu\text{m}$. 相比于其他已经提出的混合等离子体波导结构, WWTHSW 的归一化模式面积减少一个数量级, L_p 增加约 3 倍. WWTHSW 能够在太赫兹频率实现低损耗传播和超深亚波长模式限制. 通过对 WWTHSW 的耦合特性进行分析可知, 在忽略波导间串扰时, 波导间距小于 $16 \mu\text{m}$ 时的耦合长度约为 $8958 \mu\text{m}$, 相比于 HTMWSPs 波导、HTBTSPPs 波导结构, 具有串扰低、封装密度高的优势. 因此, WWTHSW 的研究对深度亚波长尺寸下光子和太赫兹器件的高密度集成具有重要意义, 为微米光子器件和太赫兹器件的设计提供一种可行的波导结构.

参考文献

- [1] Andersen J, Solodukhov V 1978 *IEEE T. Antenn. Propag.* **26** 598
- [2] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, Pile D F P, Zhang X J 2008 *Nature Photon.* **2** 496
- [3] Li Qing, Pan D, Wei H, Xu H X 2018 *Nano Lett.* **18** 2009
- [4] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux, E, Laluet, J Y, Ebbesen, T W 2006 *Nature* **440** 508
- [5] Zhu Z H, Garcia-Ortiz C E, Han Z H, Radko I P, Bozhevolnyi S I 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 061108
- [6] Hassan K, Leroy F, Colas-Des-Francis G, Weeber, J C 2014 *Opt. Lett.* **39** 697
- [7] Papaioannou S, Giannoulis G, Vyrsokinos K, Leroy F, Zacharatos F, Markey L, Weeber C J, Dereux A, Bozhevolnyi S, Prinzen A, Apostolopoulos D, Avramopoulos H, Pleros N 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 963
- [8] Hui F, Berini P 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 2631
- [9] Tu X, Chen Z M, Fu H Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 104210 (in Chinese) [涂鑫, 陈震旻, 付红岩 2019 物理学报 **68** 104210]
- [10] Wang Y L, Li S L, Yan J Y, Li C, Jiang P, Wang L L, Yu L 2019 *Nanophotonics* **8** 1271
- [11] Wang Y L, Li C, Duan G Y, Wang L L, Yu L 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801362
- [12] Mai W, Wang Y, Zhang Y, Cui L, Yu L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 024204
- [13] Gosciniak J, Volkov V S, Bozhevolnyi S I, Markey L, Massenot S, Dereux A 2010 *Opt. Express* **18** 5314
- [14] Berini P 2009 *Adv. Opt. Photonics* **1** 484
- [15] Ma Y Q, Gerald F, Yuliya S, Wu Q 2014 *Opt. Lett.* **39** 973
- [16] Pan M Y, Lin E H, Wang L, Wei P K 2014 *Appl. Phys. A.* **115** 592
- [17] Ma Y Q, Farrell G, Semenova Y, Wu Q 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 3827
- [18] Jia Z X, Du X, Lü T T, Guo Y N, Xue W R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 057301 (in Chinese) [贾智鑫, 段欣, 吕婷婷, 郭亚楠, 薛文瑞 2011 物理学报 **60** 057301]
- [19] Gong Q, Bian Y 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 4504
- [20] Jacek G, Volkov V S, Bozhevolnyi S I, Markey L, Massenot S, Dereux A 2010 *Optics Express* **18** 5314
- [21] Peng Y, Shi C J, Zhu Y M, Zhuang S L 2019 *Chin. J. Las.* **46** 0614002 (in Chinese) [彭滢, 施辰君, 朱亦鸣, 庄松林 2019 中国激光 **46** 0614002]
- [22] Chen H, Wang L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4605 (in Chinese) [陈华, 汪力 2009 物理学报 **58** 4605]
- [23] Eldlio M, Ma Y Q, Maeda H, Cada M 2017 *Infrared Phys. Technol.* **80** 93
- [24] Cao W, Song C Y, Lanier T E, Singh R, O'Hara J F, Dennis W M, Zhao Y P, Zhang W L 2013 *Sci. Rep.* **3** 1766
- [25] Fitch M J, Osiander R 2004 *J. Hopkins Apl. Technol. D.* **25** 348
- [26] Berini P 2006 *Opt. Express* **14** 13030
- [27] Moreno E, Rodrigo S G, Bozhevolnyi S I, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023901
- [28] Ma Y Q, Farrell G, Semenova Y, Chan H P, Zhang H Z, Wu Q 2013 *Plasmonics* **8** 1259
- [29] Georgios V, Shanhui F 2008 *Opt. Express* **16** 2129

A symmetrical wedge-to-wedge THz hybrid SPPs waveguide with low propagation loss*

Wang Fang¹⁾²⁾ Zhang Long¹⁾ Ma Tao^{1)2)†} Wang Xu¹⁾²⁾

Liu Yu-Fang³⁾ Ma Chun-wang³⁾

1) (*College of Electronic and Electrical Engineering, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China*)

2) (*Key Laboratory Optoelectronic Sensing Integrated Application of Henan Province,*

Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)

3) (*School of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China*)

(Received 31 October 2019; revised manuscript received 24 December 2019)

Abstract

A symmetrical wedge-to-wedge THz hybrid SPPs waveguide (WWTHSW) with low propagation loss is investigated. The WWTHSW consists of two identical dielectric wedge waveguides symmetrically placed on each side of a micro wedge-patterned thin metal film. The mode characteristics of the WWTHSW, such as the propagation length (L_p), the normalized effective mode area (A) and the figure of merit (FOM) are analyzed by using the finite element method (FEM). Firstly, the influences of the height of Si micro wedge waveguide (H) and the gap between two wedges (g) on L_p and A are studied. For the same g , A first decreases and then increases with the increase of H . A achieves a minimum at an H of ~ 40 μm . However, L_p monotonically increases as H increases. The change of L_p slows down when H is greater than 40 μm . At a fixed H , L_p slightly increases with the increase of g . But A achieves a minimum when g is ~ 50 nm. Secondly, the dependencies of the mode characteristics of the WWTHSW on Si wedge tip angle (α) and Ag wedge tip angle (θ) are analyzed. At a fixed α , θ has less effect on L_p and A . As α increases at a fixed θ , L_p increases monotonically but A decreases firstly and then increases. A reaches a minimum when α increases to $\sim 100^\circ$. Then, the change of L_p and A with the thicknesses of Ag film (d) and Ag wedge (h) are demonstrated. At a fixed h , both L_p and A slightly decrease as d increases. For the same d , L_p and A decrease with the increase of h . A for $h = 0$ μm is distinctly larger than those for $h = 2$ μm and $h = 5$ μm . According to the above optimizations, the parameters of the WWTHSW are chosen as $d = 100$ nm, $g = 50$ nm, $h = 2$ μm , $\theta = 80^\circ$, $\alpha = 100^\circ$, $H = 40$ μm . Under the optimal parameters, L_p of ~ 51 mm is obtained when A_m reaches $\sim \lambda^2/10280$. Compared with the previous hybrid THz plasmonic waveguide, L_p of the WWTHSW increases by 3 times, and A decreases by an order of magnitude. This result reveals that the WWTHSW enables low-loss propagation and ultra-deep-subwavelength mode confinement at THz frequencies. At last, the coupling property of the parallel WWTHSW is investigated. The coupling length of ~ 8958 μm is achieved without the crosstalk between two parallel waveguides. By comparison, the WWTHSW has more advantages in terms of transmission and coupling characteristics than the previous micro wedge waveguide structure and bow-tie waveguide structure. In summary, due to the excellent transmission and coupling characteristics, the WWTHSW has great potential in the fields of optical force in trapping, biomolecules transporting, and in high-density integrated circuits design.

Keywords: hybrid plasmonic waveguide, surface plasmon polaritons, transmission characteristics, coupling characteristics

PACS: 42.82.Et, 42.82.-m, 42.68.Ay

DOI: 10.7498/aps.69.20191666

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61627818), the Scientific and Technological Project of Henan, China (Grant Nos. 182102210367, 182102310712), the Key Project of Henan Education Department, China (Grant No. 19A510002), the Cultivation Foundation for National Project of Henan Normal University, China (Grant No. 2017PL04), and the Ph. D. Program of Henan Normal University (HNU), China (Grant Nos. gd17167, 5101239170010).

† Corresponding author. E-mail: matao_bupt79@163.com