

涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质波导的模式特性

李慧慧 薛文瑞 李宁 杜易达 李昌勇

Mode properties of elliptical dielectric waveguide with nested eccentric hollow cylinder coated with graphene

Li Hui-Hui Xue Wen-Rui Li Ning Du Yi-Da Li Chang-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 108101 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212321

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212321>

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

基于涂覆石墨烯的三根电介质纳米线的THz波导的模式特性分析

Modes characteristics analysis of THz waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires

物理学报. 2018, 67(10): 108101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180036>

涂覆石墨烯的非对称并行电介质纳米线波导的模式特性分析

Mode properties analysis of graphene-coated asymmetric parallel dielectric nanowire waveguides

物理学报. 2018, 67(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172016>

涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线的模式分析

Mode characteristics of asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires waveguide

物理学报. 2020, 69(23): 238102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201041>

涂覆石墨烯的椭圆形电介质纳米线光波导的模式特性分析

Mode characteristic analysis of optical waveguides based on graphene-coated elliptical dielectric nanowire

物理学报. 2019, 68(5): 058101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182090>

基于石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔的等离子体诱导透明效应

Plasmon induced transparency effect based on graphene nanoribbon waveguide side-coupled with rectangle cavities system

物理学报. 2022, 71(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211397>

外电场辅助化学气相沉积方法制备网格状 β -Ga₂O₃纳米线及其特性研究

Growth and characterization of grid-like β -Ga₂O₃ nanowires by electric field assisted chemical vapor deposition method

物理学报. 2018, 67(21): 218101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180805>

涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质波导的模式特性*

李慧慧¹⁾ 薛文瑞^{1)†} 李宁¹⁾ 杜易达¹⁾ 李昌勇¹⁾²⁾³⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2021年12月16日收到; 2022年1月20日收到修改稿)

设计了一种涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质纳米线波导. 采用多极方法得到了波导所支持的最低阶的3个模式的传输特性, 即场分布、有效折射率的实部、传播长度和品质因数. 结果显示: 最低阶的3个模式都可由涂覆石墨烯的单根圆柱和椭圆柱所支持的最低阶模式合成. 通过改变波导的结构参数, 即圆柱的半径、椭圆柱半长轴、椭圆柱半短轴及两柱之间的最小间距, 可以在一定程度上调节模式的传输性能. 然而通过增大工作波长、费米能以及减小椭圆形电介质纳米线的介电常数, 可以明显改善模式的传输性能. 文中还与涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的圆形电介质纳米线波导进行比较, 可以发现本文所设计的波导具有更优的传输性能. 这些结果都得到了有限元方法的验证. 本文设计的波导可以为涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质纳米线波导的设计、制作及应用提供理论基础.

关键词: 石墨烯, 纳米线, 波导, 多极方法

PACS: 81.05.ue, 81.07.Gf, 84.40.Az

DOI: 10.7498/aps.71.20212321

1 引言

由于生物传感、医疗设备等众多领域对器件小型化、集成化的需求, 需要将电路控制在芯片级尺寸, 而纳米光子器件的制作就是实现这一目标的关键. 表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是电磁波与金属表面自由电子相互耦合形成的一种电磁振荡波^[1], 它能够突破衍射极限, 将电磁场约束在亚波长尺寸的空间内^[2,3], 这种亚波长约束特性正是表面等离子体在纳米光子器件中应用的基础.

2004年, 安德烈·盖姆等^[4]利用微机械剥离法获得石墨烯, 从此这种具有优异的电光学特性的材

料就得到了研究人员的广泛关注^[5-9]. 2012年科学家借助红外线光束首次在石墨烯表面激发出等离子体振子, 证明石墨烯与金属相似, 具有负的介电常数. 但不同的是, 贵金属只能在可见光波段激发出 SPPs, 且传输损耗相当高, 而石墨烯可以实现在中红外及太赫兹波段激发 SPPs^[10-15], 从而在该波段对光传输进行调控. 另外石墨烯还具有更多的优点: 传输损耗低、强的局域性以及可以通过外加电压和化学掺杂来改变石墨烯化学势^[16], 从而调节石墨烯表面电导率, 进而调节 SPPs 的模式特性等. 由于石墨烯的这些独特性能, 使其在表面等离子体领域的应用成为研究热点.

近年来, 人们提出了大量基于石墨烯的等离子体波导结构. 2014年高一晓等^[17]提出的涂覆石墨

* 国家自然科学基金 (批准号: 61378039, 61575115) 和国家基础科学人才培养基金 (批准号: J1103210) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wxue@sxu.edu.cn

烯的圆形纳米线波导, 可以实现单模传输; 2015 年杨剑锋等^[18]提出了涂覆石墨烯的双层圆柱形纳米线波导, 发现通过改变结构参数可以显著提高波导性能; 2017 年彭艳玲等^[19]提出了涂覆石墨烯的非对称并行电介质纳米线波导, 通过改变工作频率、结构参数及石墨烯费米能, 可以对模式特性进行调节; 2019 年滕达等提出的涂覆石墨烯的椭圆形纳米线波导, 其引导的模式在传输长度和模式面积上都有较好的亚波长波导性能^[20]; 2019 年程鑫等提出的涂覆石墨烯的共焦椭圆介质纳米线波导, 可以实现强的模式约束及低的传输损耗^[21]. 目前, 将涂覆石墨烯的圆柱和椭圆柱结合构成的嵌套型光波导的模式传输问题还没有被研究过.

本文设计了一种涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质纳米线波导, 采用多极方法^[22], 研究了改变工作波长、区域 II 介电常数、费米能及结构参数时波导支持的 3 种最低阶模式的模式特性变化, 并通过有限元法对其结果进行了验证. 另外, 还与同类型波导的传输性能进行了比较. 本文设计的波导有望在石墨烯光子器件^[23,24]、高密度集成芯片^[25]和微纳传感器领域^[26-28]中得到应用.

2 理论模型

图 1 为本文设计的涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质波导的横截面. 它是由一根半长轴为 a 半短轴为 b 的椭圆形母体电介质棒 (棒 2) 和一根内嵌的半径为 ρ_0 的圆形空气棒 (棒 1) 构成的. 棒 1 是偏心的, 其圆心位于棒 2 的两个焦点的连线上, 它的外表面与棒 2 的内表面之间的最小距离为 d . q 为椭圆的半焦距. 假设棒 1 的介电常数为 ε_1 (区域 I), 棒 2 的介电常数为 ε_2 (区域 II), 背景的介电常数为 ε_3 (区域 III). 在棒 1 和棒 2 的表面涂覆单层的石墨烯. 由于单层石墨烯层的厚度只有 0.34 nm ^[29], 本文将之视为厚度为零的边界.

假设图 1 中内嵌偏心圆柱为空气圆柱, 则 $\varepsilon_1 = 1.0$. 波导的背景为空气, 则 $\varepsilon_3 = 1.0$. 石墨烯的电导率 σ_g 由带内电导率 σ_{intra} 和带间电导率 σ_{inter} 两部分组成, 即 $\sigma_g = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$, 可以由 Kubo 公式^[30]得到:

$$\sigma_{\text{intra}} = \frac{2ie^2k_B T}{\hbar^2\pi(\omega + i\Gamma)} \ln \left[2\cosh \left(\frac{E_f}{2k_B T} \right) \right],$$

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{\hbar\omega - 2E_f}{2k_B T} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2E_f)^2}{(\hbar\omega - 2E_f)^2 + (2k_B T)^2} \right],$$

其中, e ($\approx 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$) 是电子电荷量, k_B 是玻尔兹曼常数, 环境温度 T 设为 300 K , \hbar ($= h/2\pi$) 为约化的普朗克常数, Γ ($= 2 \times 10^{12} \text{ rad/s}$) 为载流子散射率, ω ($= 2\pi f$) 为入射光的角频率, E_f 为石墨烯的费米能. 本文所设计的波导可以采用化学气相沉积方法制备^[31].

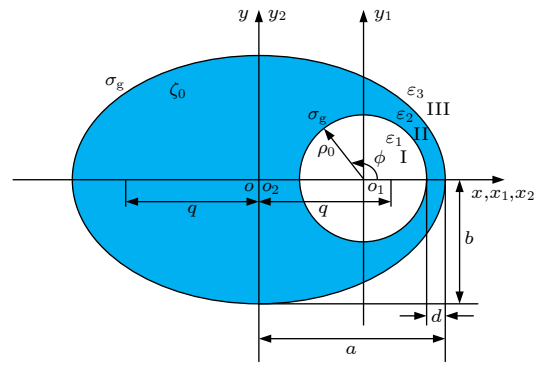


图 1 内外表面涂覆石墨烯的内嵌偏心空心圆柱的椭圆形电介质波导的横截面示意图

Fig. 1. The cross section of the waveguide. It was constructed with an elliptical dielectric rod embedded with eccentric hollow cylinder. The inner and outer surfaces of the waveguide were coated with graphene.

3 计算方法

采用多极方法对结构所支持的模式特性进行分析. 以棒 1 的圆心为原点建立直角坐标系 $o_1-x_1y_1$ 和极坐标系 $o_1-\rho\phi$; 以棒 2 的对称中心 o_2 为原点建立直角坐标系 $o_2-x_2y_2$ 和椭圆坐标系 $o_2-\xi\eta$. 假设棒 1 和棒 2 单独存在时, 棒内和棒外的 E_z 和 H_z 场在各自坐标系中分布如下.

棒 1 内:

$$E_{z11}(\rho, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} [A_m \cos(m\phi) + A'_m \sin(m\phi)] I_m(\lambda_1 \rho), \quad (1)$$

$$H_{z11}(\rho, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} [B_m \cos(m\phi) + B'_m \sin(m\phi)] I_m(\lambda_1 \rho), \quad (2)$$

棒 1 外:

$$E_{z12}(\rho, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} [C_m \cos(m\phi) + C'_m \sin(m\phi)] K_m(\lambda_2 \rho), \quad (3)$$

$$H_{z12}(\rho, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} [D_m \cos(m\phi) + D'_m \sin(m\phi)] K_m(\lambda_2 \rho), \quad (4)$$

棒 2 内:

$$E_{z21}(\xi, \eta) = \sum_{m=0}^{\infty} E_m R_{em}^{(1)}(\xi) S_{em}(\eta) + \sum_{m=1}^{\infty} E'_m R_{om}^{(1)}(\xi) S_{om}(\eta), \quad (5)$$

$$H_{z21}(\xi, \eta) = \sum_{m=0}^{\infty} F_m R_{em}^{(1)}(\xi) S_{em}(\eta) + \sum_{m=1}^{\infty} F'_m R_{om}^{(1)}(\xi) S_{om}(\eta), \quad (6)$$

棒 2 外:

$$E_{z22}(\xi, \eta) = \sum_{m=0}^{\infty} G_m R_{em}^{(3)}(\xi) S_{em}(\eta) + \sum_{m=1}^{\infty} G'_m R_{om}^{(3)}(\xi) S_{om}(\eta), \quad (7)$$

$$H_{z22}(\xi, \eta) = \sum_{m=0}^{\infty} H_m R_{em}^{(3)}(\xi) S_{em}(\eta) + \sum_{m=1}^{\infty} H'_m R_{om}^{(3)}(\xi) S_{om}(\eta), \quad (8)$$

其中 $R_{em}^{(1)}$ 和 $R_{om}^{(1)}$ 分别是第 1 类 m 阶径向马蒂厄函数, $R_{em}^{(3)}$ 和 $R_{om}^{(3)}$ 分别是第 3 类 m 阶径向马蒂厄函数, $S_{em}(\eta)$ 和 $S_{om}(\eta)$ 是 m 阶角向马蒂厄函数 [32]. I_m 和 K_m 是 m 阶贝塞尔函数, $A_m, A'_m, B_m, B'_m, C_m, C'_m, D_m, D'_m, E_m, E'_m, F_m, F'_m, G_m, G'_m, H_m$ 和 H'_m 为 m 阶待定系数. $\lambda_1 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_0 \mu_0}$, $\lambda_2 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \varepsilon_2 \varepsilon_0 \mu_0}$. 其中, β 是传播常数, ε_0 是真空中介电常数, μ_0 是真空中磁导率.

根据场的叠加原理, E_z 和 H_z 场在区域 I, II 和 III 的分布为

$$(E_z)_I = E_{z11}(\rho, \phi) + E_{z21}(\xi, \eta), \quad (9)$$

$$(H_z)_I = H_{z11}(\rho, \phi) + H_{z21}(\xi, \eta), \quad (10)$$

$$(E_z)_{II} = E_{z12}(\rho, \phi) + E_{z21}(\xi, \eta), \quad (11)$$

$$(H_z)_{II} = H_{z12}(\rho, \phi) + H_{z21}(\xi, \eta), \quad (12)$$

$$(E_z)_{III} = E_{z12}(\rho, \phi) + E_{z22}(\xi, \eta), \quad (13)$$

$$(H_z)_{III} = H_{z12}(\rho, \phi) + H_{z22}(\xi, \eta). \quad (14)$$

根据场的横向分量和纵向分量的关系, 可以得到区域 I, II 和 III 中横向场 $(E_\phi)_I, (H_\phi)_I, (E_\phi)_{II}, (H_\phi)_{II}, (E_\eta)_{II}, (H_\eta)_{II}, (E_\eta)_{III}, (H_\eta)_{III}, (E_\rho)_I, (H_\rho)_I, (E_\rho)_{II}, (H_\rho)_{II}, (E_\xi)_{II}, (H_\xi)_{II}, (E_\xi)_{III}$ 和 $(H_\xi)_{III}$ 的分布. 例如:

$$(E_\phi)_I = -\frac{1}{\lambda_1^2} \left\{ \left(-\frac{j\beta}{\rho} \right) \left[\sum_{m=0}^{\infty} [A_m \sin(m\phi)(-m) + A'_m \cos(m\phi)(m)] I_m(\lambda_1 \rho) \right] + \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\sum_{m=0}^{\infty} E_m R_{em}^{(1)}(\xi) S_{em}(\eta) + \sum_{m=1}^{\infty} E'_m R_{om}^{(1)}(\xi) S_{om}(\eta) \right] + (j\omega \mu_0) \left[\sum_{m=0}^{\infty} [B_m \cos(m\phi) + B'_m \sin(m\phi)] I'_m(\lambda_1 \rho)(\lambda_1) \right] + \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\sum_{m=0}^{\infty} F_m R_{em}^{(1)}(\xi) S_{em}(\eta) + \sum_{m=1}^{\infty} F'_m R_{om}^{(1)}(\xi) S_{om}(\eta) \right] \right\}. \quad (15)$$

(15) 式中涉及到的导数可以通过下列公式获得:

$$\frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{\partial \rho} = \frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{d \partial \xi} \hat{\xi} \cdot \hat{\rho} + \frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{d \partial \eta} \hat{\eta} \cdot \hat{\rho}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{\rho \partial \phi} = \frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{d \partial \xi} \hat{\xi} \cdot \hat{\phi} + \frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{d \partial \eta} \hat{\eta} \cdot \hat{\phi}, \quad (17)$$

其中 $d = q \sqrt{\cosh^2 \zeta - \cos^2 \eta}$ 为度规因子. 把石墨烯看成厚度为零且具有电导率 σ_g 的材料, 在区域 I, II 和 III 的交界面处, 应用切向场的边值关系:

$$(E_z)_I|_{\rho=\rho_0} = (E_z)_{II}|_{\rho=\rho_0}, \quad (18)$$

$$(E_z)_{II}|_{\xi=\xi_0} = (E_z)_{III}|_{\xi=\xi_0}, \quad (19)$$

$$(E_\phi)_I|_{\rho=\rho_0} = (E_\phi)_{II}|_{\rho=\rho_0}, \quad (20)$$

$$(E_\eta)_{II}|_{\xi=\xi_0} = (E_\eta)_{III}|_{\xi=\xi_0}, \quad (21)$$

$$(H_z)_I|_{\rho=\rho_0} - (H_z)_{II}|_{\rho=\rho_0} = \sigma_g(E_\phi)_I|_{\rho=\rho_0}, \quad (22)$$

$$(H_z)_{II}|_{\xi=\xi_0} - (H_z)_{III}|_{\xi=\xi_0} = \sigma_g(E_\eta)_{II}|_{\xi=\xi_0}, \quad (23)$$

$$(H_\phi)_I|_{\rho=\rho_0} - (H_\phi)_{II}|_{\rho=\rho_0} = -\sigma_g(E_z)_I|_{\rho=\rho_0}, \quad (24)$$

$$(H_\eta)_{II}|_{\xi=\xi_0} - (H_\eta)_{III}|_{\xi=\xi_0} = -\sigma_g(E_z)_{II}|_{\xi=\xi_0}, \quad (25)$$

根据 (18)–(25) 式, 采用逐点匹配方法^[32], 可以得到一个线性代数方程组:

$$\begin{bmatrix} a_{mn}(0,0) & a_{mn}(0,1) & \cdots & a_{mn}(0,15) \\ a_{mn}(1,0) & a_{mn}(1,1) & \cdots & a_{mn}(1,15) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ a_{mn}(15,0) & a_{mn}(15,1) & \cdots & a_{mn}(15,15) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [A] \\ [A'] \\ \cdots \\ [H'] \end{bmatrix} = 0 \quad (26)$$

其中, $[A]$ 是由待定系数 A_0, A_1, \dots, A_{m-1} 组成的列矢量. $[A'], \dots, [H']$ 以此类推. $a_{mn}(i, j)$ 为 $m \times n$ 的子矩阵, 例如:

$$a_{mn}(0,0) = I_m(\lambda_1 \rho_0) \cos(m\phi_n). \quad (27)$$

采用数值方法求解线性代数方程组 (26), 可以得到各个模式的场分布和有效折射率的实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和虚部 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$. 其中, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 与波导的色散有关, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 与传输损耗有关^[33]. 为了充分说明波导的性能, 对波导的传播长度 L_{prop} 和品质因数 FOM 进行了研究. 传播长度定义为模式能量衰减为其初始值的 $1/e$ 的传输距离, 表达式为 $L_{\text{prop}} = \lambda/[4\pi \text{Im}(n_{\text{eff}})]$ ^[34]. 品质因数 (FOM) 用来评估波导的整体传输性能, 表达式为 $\text{FOM} = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$ ^[35].

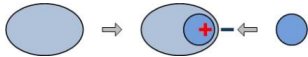
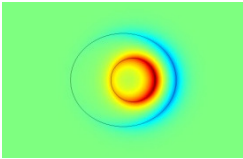
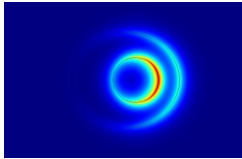
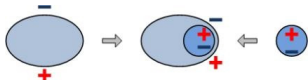
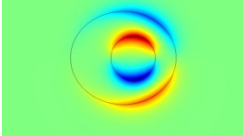
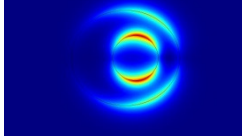
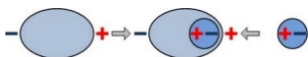
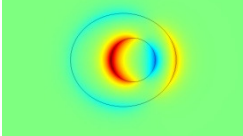
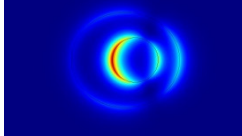
4 结果与讨论

4.1 模式的分类

首先确定最低阶模式. 表 1 给出了在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $\varepsilon_2 = 2.1025$, $\rho_0 = 80 \text{ nm}$, $a = 190 \text{ nm}$, $b = 170 \text{ nm}$, $d = 75 \text{ nm}$ 条件下, 涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质纳米线波导所支持的 3 种最低阶模式 (依次命名为 Mode0, Mode1 和 Mode2) 的模式合成图、 E_z 分布图及 $|E|$ 分布图. 可以清楚地观察到, 电场主要被束缚在石墨烯层附近. Mode0 是由单根圆柱和椭圆柱棒的零阶模合成的; Mode1 和 Mode2 是由单根圆柱和椭圆柱棒的一阶模合成的. Mode0 和 Mode2 为对称模, Mode1 为反对称模.

表 1 波导所支持的 3 个最低阶模式的模式合成图、 E_z 分布图及 $|E|$ 分布图

Table 1. The pattern synthesis diagram, the distribution diagram of E_z and $|E|$ of the three lowest modes supported by the waveguide.

模式名称	模式的合成	E_z	$ E $
Mode0			
Mode1			
Mode2			

4.2 工作波长 λ 对传播特性的影响

在 $E_f = 0.5$ eV 条件下, 依次设置波导的结构参数为 $\rho_0 = 80$ nm, $a = 190$ nm, $b = 170$ nm, $d = 75$ nm, $\varepsilon_2 = 2.1025$, 波导所支持的 3 个最低阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 及品质因数 FOM 随 λ 的变化关系分别如图 2(a)—(c) 所示. 其中, 实线对应的

是有限元法得到的数值解, 点线对应的是多极法得到的解析解. 如无特别说明, 本文均采用该方法进行说明分析.

可以看出, 当波导的工作波长从 $6 \mu\text{m}$ 增大到 $10 \mu\text{m}$ 时, Mode0, Mode1 和 Mode2 的有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 单调减小, 传播长度 L_{prop} 增大近 3 倍

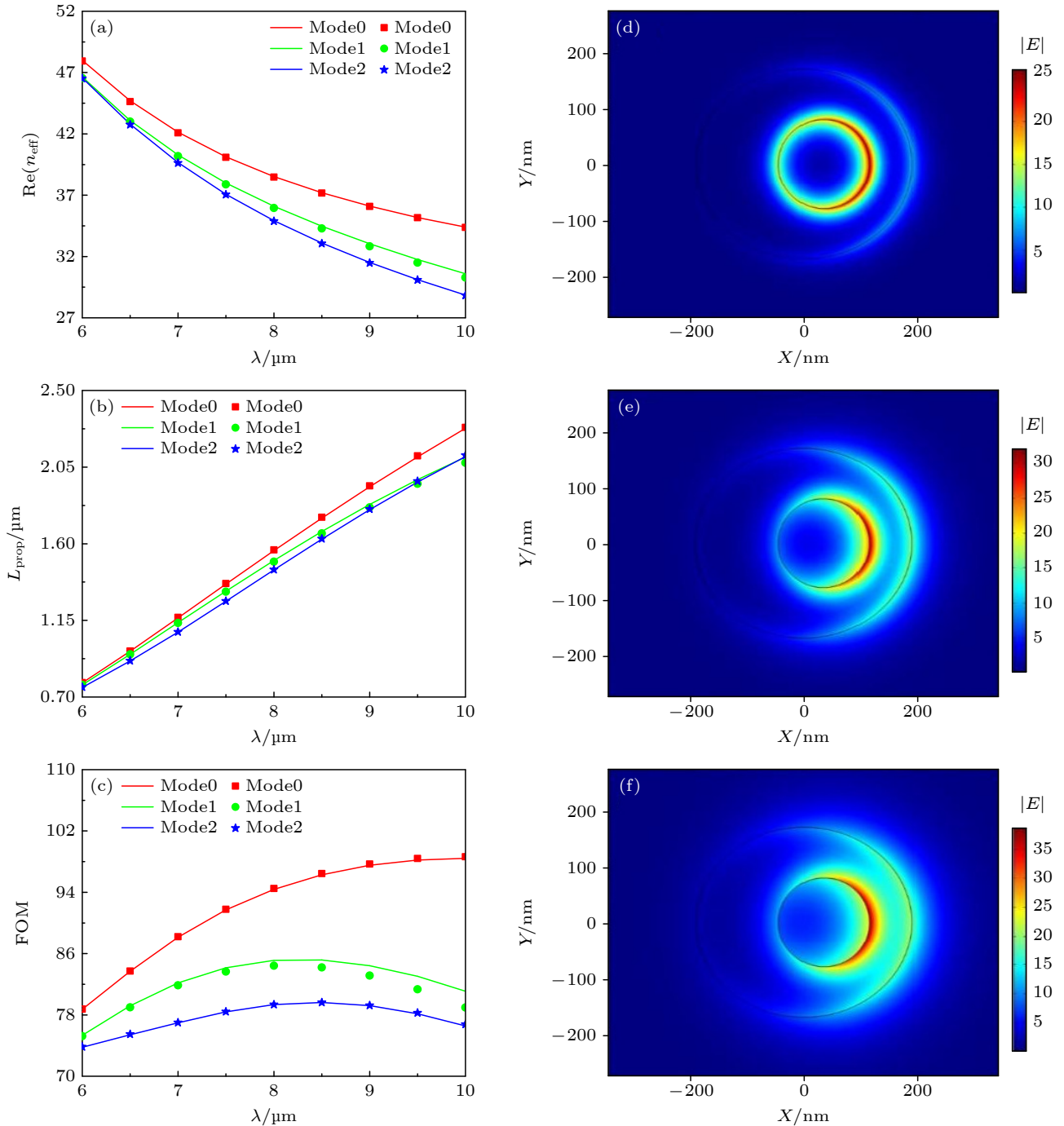


图 2 模式有效折射率实部 (a)、传播长度 (b) 及品质因数 (c) 随 λ 的变化关系图; $\lambda = 6 \mu\text{m}$ (d), $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (e), $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 2. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with λ ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $\lambda = 6 \mu\text{m}$ (d), $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (e), $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (f).

(对于 Mode0, 当 $\lambda = 6 \mu\text{m}$ 时 $L_{\text{prop}} = 0.78453 \mu\text{m}$; 当 $\lambda = 10 \mu\text{m}$ 时 $L_{\text{prop}} = 2.28343 \mu\text{m}$), 而且随着 λ 的增大, 3 种模式的有效折射率实部之间的间距逐渐变大, 但传播长度之间的间距变化较小. 另外 λ 增大时, Mode0 的品质因数 FOM 单调增大, 但斜率逐渐趋于平缓, Mode1 和 Mode2 的品质因数出现先增大后减小的趋势, 且分别在 $\lambda = 8 \mu\text{m}$ 和 $\lambda = 8.5 \mu\text{m}$ 时达到最大值. 在所考虑的工作波长变化范围内, Mode0 的传播长度和品质因数均最大, 传输性能明显最好. 从图 2(c) 可以发现, 只有当 $\lambda \geq 8.5 \mu\text{m}$ 时 Mode1 的品质因数的解析解会比数值解略微小一些. 分析认为这是因为多极法将无穷项求和截断为有限项求和造成的误差. 下文中此现象均是该原因引起的.

用场强分布来解释该现象, 图 2(d)—(f) 分别为 $\lambda = 6 \mu\text{m}$, $8 \mu\text{m}$ 和 $10 \mu\text{m}$ 时 Mode0 的电场强度分布图. 可以看出, 当 $\lambda = 6 \mu\text{m}$ 时, 电场主要分布在圆柱和椭圆柱棒右侧的石墨烯层附近, 且棒 1 石墨烯层的电场强度最大, 基本围绕圆柱棒分布一周; 当工作波长增大到 $8 \mu\text{m}$ 时, 模式场逐渐扩散到两层石墨烯之间的介质层, 圆柱棒石墨烯层的场也由原来的分布一周逐渐向右半圆集中, 两棒石墨烯层的场强增强, 但波导对场的束缚性减弱, 传输损耗减小, 传播长度增大; 继续增大工作波长至 $10 \mu\text{m}$ 时, 模式场进一步扩散到介质层, 两棒石墨烯层附近的场强进一步增强, 波导对场的束缚能力最弱, 传输损耗最小, 传播长度最长.

4.3 费米能 E_f 对传输特性的影响

在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$ 条件下, 同样依次设置波导的结构参数为 $\rho_0 = 80 \text{ nm}$, $a = 190 \text{ nm}$, $b = 170 \text{ nm}$, $d = 75 \text{ nm}$, $\varepsilon_2 = 2.1025$, 波导所支持的 3 个最低阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、 L_{prop} 及品质因数 FOM 随费米能 E_f 的变化关系分别如图 3(a)—(c) 所示.

从图 3 可以看出, 当费米能从 0.45 eV 逐渐增大到 0.69 eV 时, Mode0—Mode2 的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 均逐渐减小, L_{prop} 均增大 2 倍以上 (对于 Mode0, 当 $E_f = 0.45 \text{ eV}$ 时 $L_{\text{prop}} = 0.91199 \mu\text{m}$; 当 $E_f = 0.69 \text{ eV}$ 时 $L_{\text{prop}} = 2.18534 \mu\text{m}$), 这是由于随着费米能的增大, 带间电导率逐渐减小, 使得有效折射率虚部 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 显著减小, 从而导致传播长度显著增大. 同时, 品质因数也有明显增大. 另外, 从图 3(b) 和

(c) 可以观察到 E_f 变化时, Mode0 的传播长度及品质因数始终比 Mode1 和 Mode2 的大, 即在所考虑费米能变化范围内, Mode0 的整体传输性能最好. 两种方法得到的结果吻合的非常好.

用场强分布解释该现象, 图 3(d)—(f) 分别为 $E_f = 0.45 \text{ eV}$, 0.57 eV 和 0.69 eV 时 Mode0 的电场强度分布图. 可以看出, 当 $E_f = 0.45 \text{ eV}$ 时, 电场主要束缚在两棒右侧的石墨烯层; 随着费米能的增大, 场逐渐由石墨烯层向介质层扩散, 且内层圆柱棒石墨烯层的电场基本不变, 外层椭圆柱棒石墨烯层的电场有所增强, 波导损耗减小, 所以传播长度增大; 当 E_f 增大到 0.69 eV 时, 椭圆柱棒石墨烯层及介质层的电场最强, 波导对场的约束最小, 传输损耗最小, 传播长度最长.

4.4 半径 ρ_0 对传输特性的影响

取工作波长 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, 费米能 $E_f = 0.5 \text{ eV}$, 依次设置波导的结构参数为 $a = 190 \text{ nm}$, $b = 170 \text{ nm}$, $d = 75 \text{ nm}$, $\varepsilon_2 = 2.1025$, 波导所支持的 3 个最低阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、 L_{prop} 及品质因数 FOM 随内嵌圆柱半径 ρ_0 的变化关系分别如图 4(a)—(c) 所示.

可以看出, 随着 ρ_0 的增大, Mode0, Mode1 和 Mode2 的有效折射率实部、传播长度和品质因数均呈现单调增大的趋势. 这是由于随着空心圆柱半径的增大, 波导对场的束缚逐渐减弱, 传输损耗逐渐减小, 传播长度逐渐增大导致的. 而且实线和符号所得结果高度一致, 很好的验证了多极方法的正确性. 另外, 在所考虑半径变化范围内, Mode0 的传播长度、品质因数始终高于 Mode1 和 Mode2, 传输性能最好.

以 Mode0 分别在 $\rho_0 = 60, 80$ 和 100 nm 时的电场强度分布为例子进行详细说明, 如图 4(d)—(f) 所示. 可以看出, 当 $\rho_0 = 60 \text{ nm}$ 时, 电场主要分布在圆柱和椭圆柱右侧的石墨烯层附近; 当半径增大到 80 nm 时, 场逐渐向两棒的上下两侧扩散, 有一小部分电场泄露到介质层, 波导对场的束缚性减小, 传输损耗减小, 传播长度增大; 继续增大半径至 100 nm 时, 场进一步向上下两侧扩散, 泄露到介质层的电场最多, 波导对场的束缚性最小, 传输损耗最小, 传播长度最长.

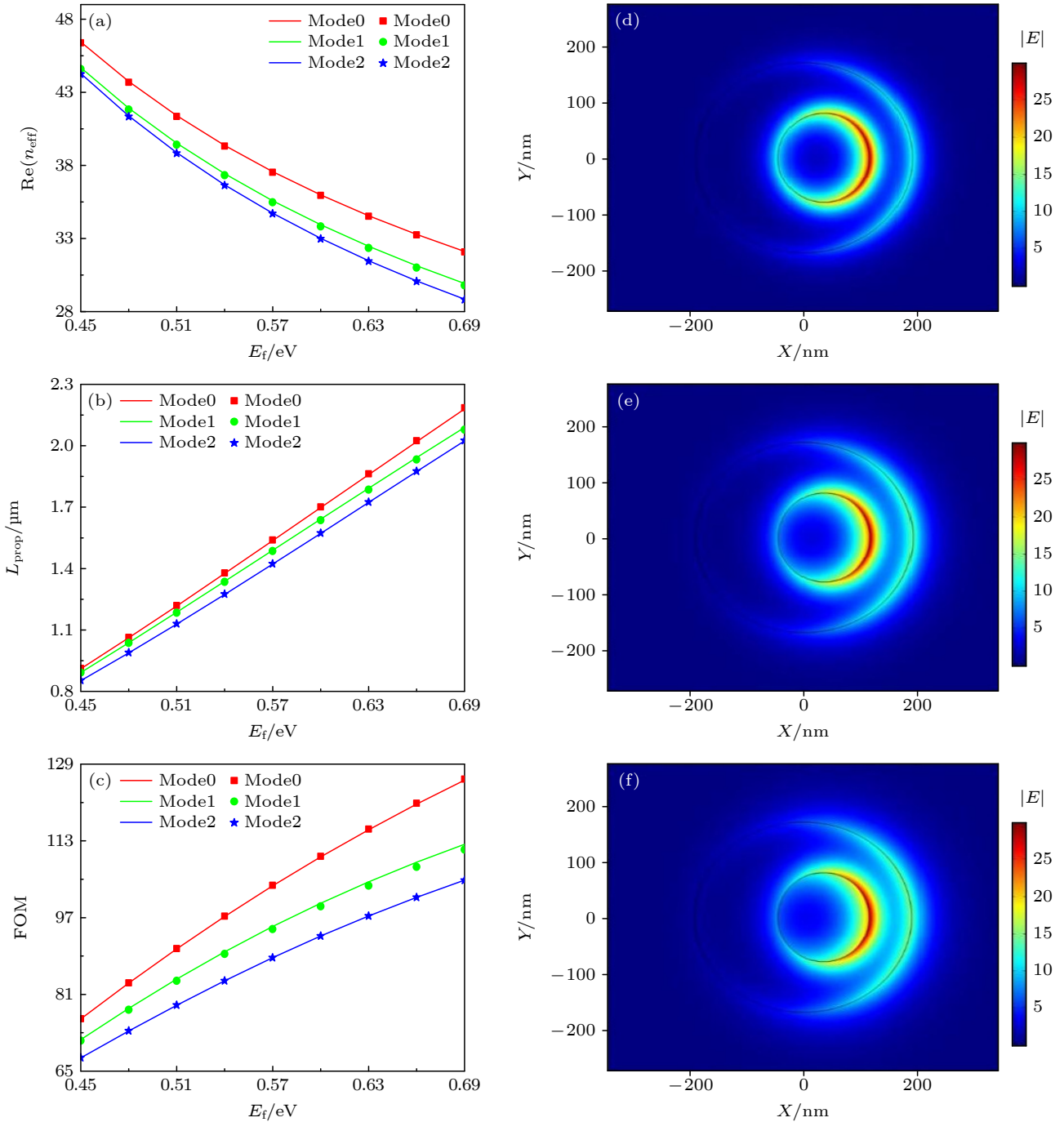


图3 有效模式折射率实部(a)、传播长度(b)及品质因数(c)随费米能 E_f 的变化关系图; $E_f = 0.45$ eV(d), $E_f = 0.57$ eV(e) 和 $E_f = 0.69$ eV(f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 3. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with E_f ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $E_f = 0.45$ eV(d), $E_f = 0.57$ eV(e) and $E_f = 0.69$ eV(f).

4.5 半长轴 a 对传输特性的影响

图5(a)—(c)分别为同等条件 ($\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5$ eV) 下, 波导的结构参数依次为 $\rho_0 = 80$ nm, $b = 170$ nm, $d = 75$ nm, $\varepsilon_2 = 2.1025$ 时波导支持的3个最低阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 及品质因数 FOM 随椭圆半长轴 a 的变化关系。

由图5可以看出, Mode0 和 Mode1 有效折射率实部、传播长度和品质因数随着 a 的增大均有略微增大的变化. 而 Mode2 的有效折射率实部、传播长度和品质因数则表现相反. 并且在所考虑的参数变化范围内, Mode0, Mode1, Mode2 的传播长度、品质因数均依次减小, 说明 Mode0 整体传输性能

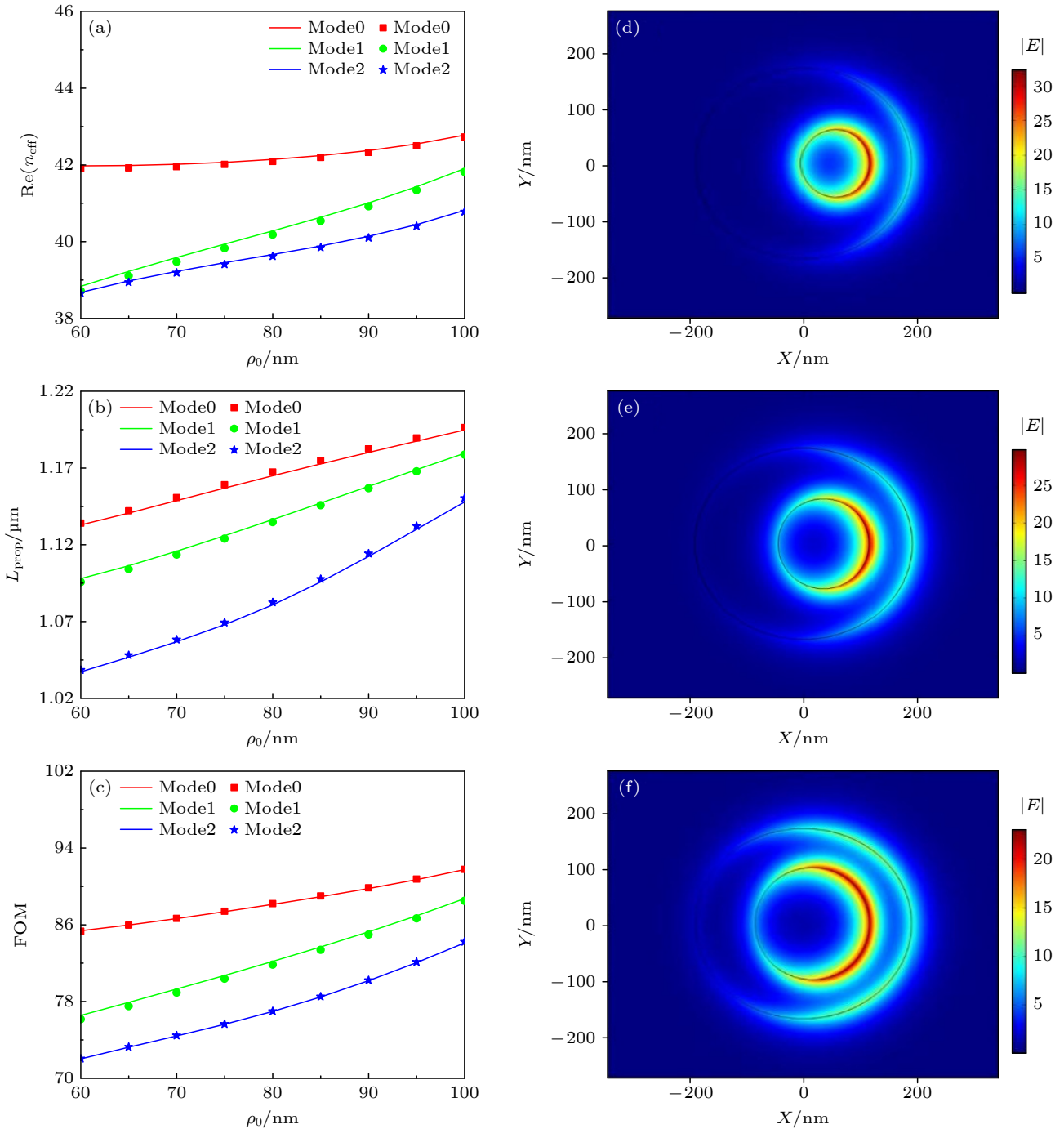


图 4 有效模式折射率实部 (a)、传播长度 (b) 及品质因数 (c) 随 ρ_0 的变化关系图; $\rho_0 = 60$ nm (d), $\rho_0 = 80$ nm (e), $\rho_0 = 100$ nm (f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 4. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with ρ_0 ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $\rho_0 = 60$ nm (d), $\rho_0 = 80$ nm (e), $\rho_0 = 100$ nm (f).

最好. 另外, 考虑到当 $a = b = 170$ nm 时, 波导结构由椭圆嵌套偏心空心圆形变为了圆形嵌套偏心空心圆形结构, 从图 5(b) 和 (c) 可以看出, 基模的传播长度和品质因数比 $a > 170$ nm 时的略小, 即圆形嵌套偏心空心圆形波导的整体传输性能不如本文结构的整体传输性能.

图 5(d)—(f) 分别给出了 a 取 170 nm, 190 nm 和 210 nm 时, 基模的电场强度分布图. 从图 5 可以看出, 当椭圆半长轴 $a = 170$ nm 时, 电场主要分布在两棒右侧的石墨烯层, 场与石墨烯层的相互作用最强, 传输损耗最大, 传播长度最短; 随着 a 的增大, 两棒电场分布变化不大, 少许模式场扩散到介

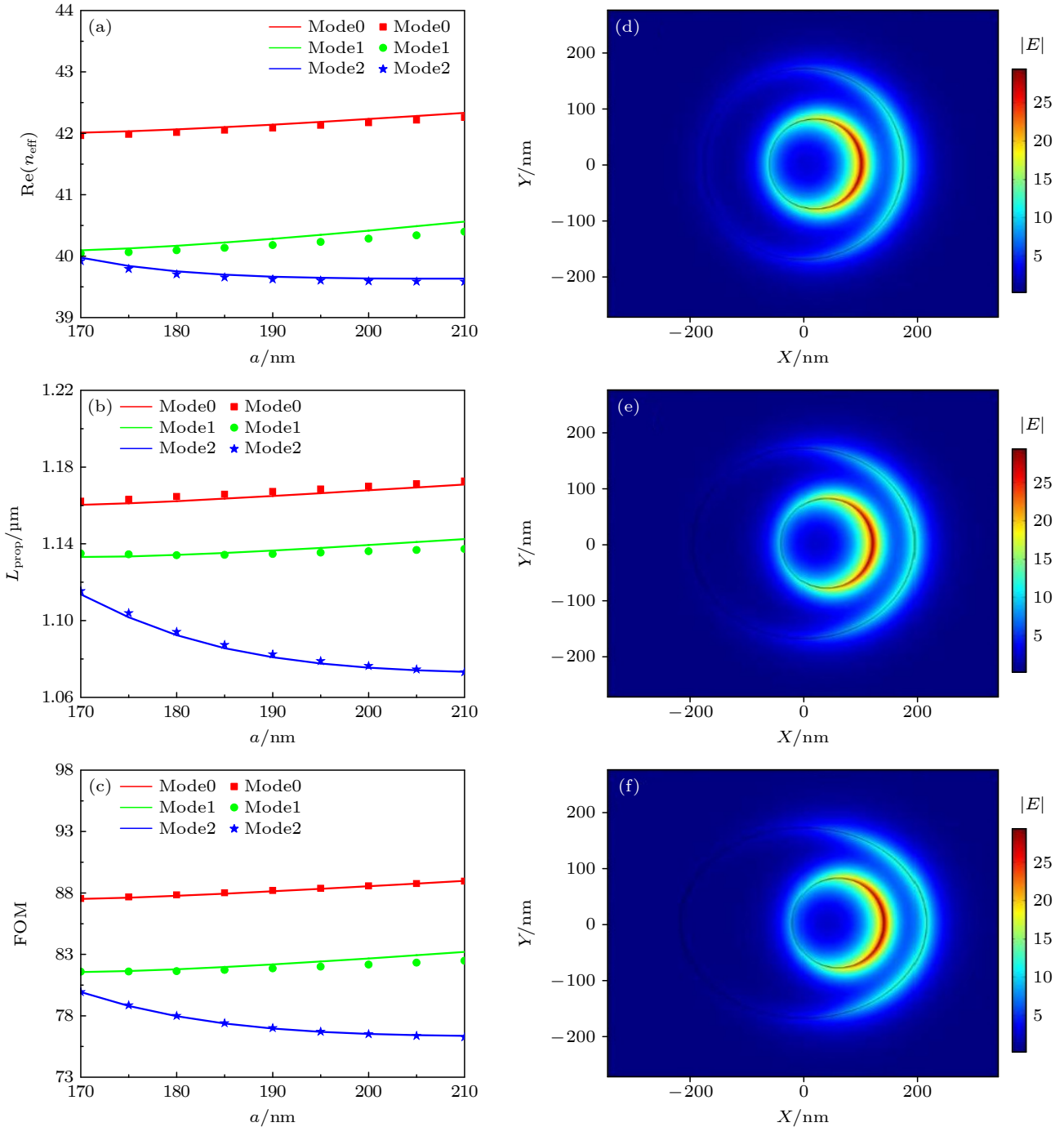


图5 有效模式折射率实部 (a), 传播长度 (b) 及品质因数 (c) 随 a 的变化关系图; $a = 170$ nm (d), $a = 190$ nm (e), $a = 210$ nm (f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 5. The variation diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with a ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $a = 170$ nm (d), $a = 190$ nm (e), $a = 210$ nm (f).

质层, 波导对场的束缚性轻微减弱, 传输损耗略有减小, 传播长度稍有增大, 但变化很小. 因此, 变化椭圆半长轴 a 对基模整体传输性能没有太大的影响.

4.6 半短轴 b 对传输特性的影响

图 6(a)—(c) 分别为 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$, 波导的结构参数依次为 $\rho_0 = 80 \text{ nm}$, $a = 190 \text{ nm}$,

$d = 75 \text{ nm}$, $\varepsilon_2 = 2.1025$ 时 Mode0 — Mode2 的有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 对椭圆半短轴 b 的依赖关系.

从图 6 可以看出, 随着 b 的增大, Mode0, Mode1 和 Mode2 的有效折射率实部、传播长度和品质因数均呈现单调减小的趋势, 且相较于另外两种模式, Mode1 的变化更显著. 在所考虑参数变化范围

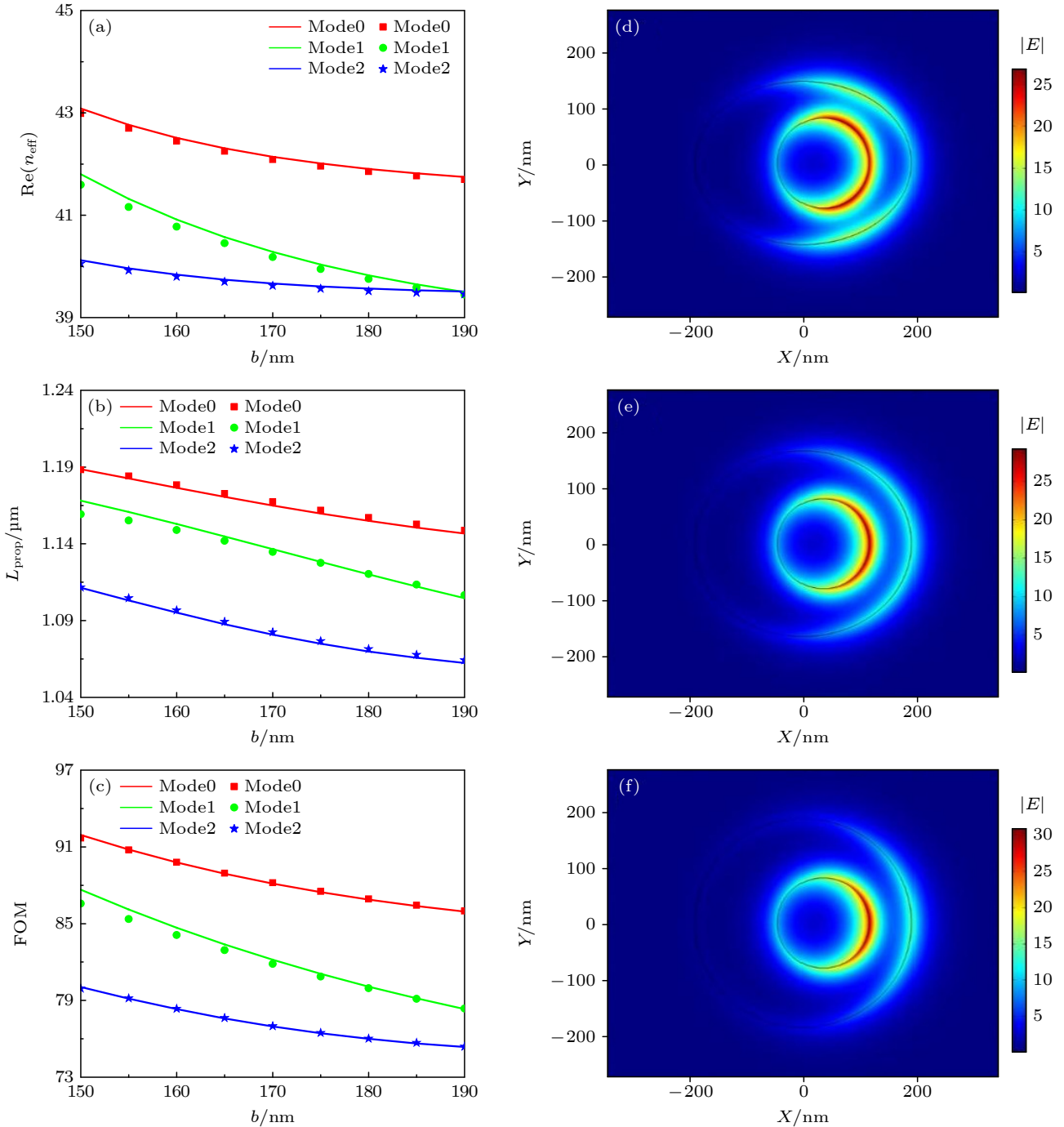


图6 有效模式折射率实部 (a), 传播长度 (b) 及品质因数 (c) 随 b 的变化关系图; $b = 150 nm$ (d), $b = 170 nm$ (e), $b = 190 nm$ (f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 6. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with b ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $b = 150 nm$ (d), $b = 170 nm$ (e), $b = 190 nm$ (f).

内, Mode0 的传播长度、品质因数均明显高于另外两种模式, 所以其传输性能最好. 另外, 考虑 $b = a = 190 nm$ 的情况, 此时的棒 2 椭圆形形状变为圆形形状, 观察图 6(b) 和 (c) 可以看出, 其 Mode0 的传播长度和品质因数都比 $b < 190 nm$ 时小, 即相较于圆形嵌套偏心空心圆形波导而言, 本文设计的波导的整体传输性能更好.

图 6(d)—(f) 分别为 $b = 150 nm$, $b = 170 nm$, $b = 190 nm$ 时, Mode0 的电场强度分布图. 可以看出, 当椭圆半短轴取值为 $150 nm$ 时, 电场主要分布在两棒右侧及上下侧; 当 b 增大到 $170 nm$ 时, 上下两侧的场分布逐渐向棒的右侧集中, 使得两棒右侧石墨烯层的场强增强, 场与石墨烯层产生更强的相互作用, 导致更大的传输损耗以及更小的传播

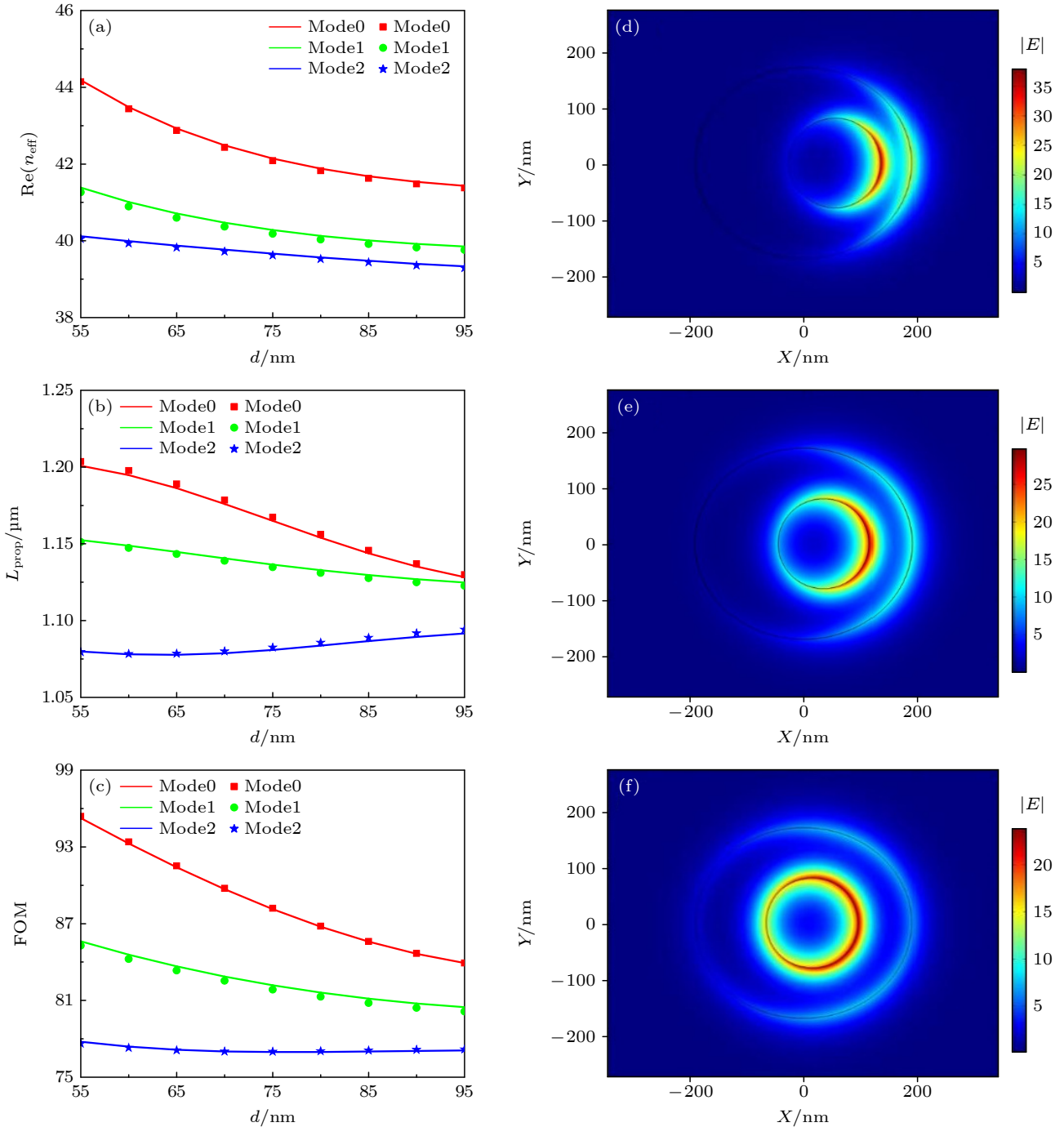


图 7 有效模式折射率实部 (a)、传播长度 (b) 及品质因数 (c) 随 d 的变化关系图; $d = 55$ nm (d), $d = 75$ nm (e), $d = 95$ nm (f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 7. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with d ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $d = 55$ nm (d), $d = 75$ nm (e), $d = 95$ nm (f).

长度; 继续增大 b 至 190 nm, 场强进一步向两棒右侧石墨烯层集中, 两棒最右侧场强进一步增强, 场与石墨烯层的相互作用最强, 传输损耗最大, 传播长度最小。

4.7 间距 d 对传输特性的影响

在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$ 处, 依次设置波导的

结构参数为 $\rho_0 = 80 \text{ nm}$, $a = 190 \text{ nm}$, $b = 170 \text{ nm}$, $\varepsilon_2 = 2.1025$ 时, 波导所支持的 3 个最低阶模式的有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 随内外两棒右侧间距 d 的变化关系分别如图 7(a)–(c) 所示。

很明显, 变化间距 d 时 3 种模式的变化趋势较为复杂. 首先, 从图 7(a) 可以观察到, 3 种模式的

$\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 均随着 d 的增大而单调减小, 且 Mode0 的变化最明显. 其次, 从图 7(b) 和 (c) 可以看出, Mode0 和 Mode1 的传播长度和品质因数均逐渐减小, Mode2 的传播长度在 55—75 nm 较平稳, 而在 75 nm 后呈现增大的趋势, 它的品质因数基本不变. 总之, 在所考虑间距变化范围内, Mode0 的传播长度、品

质因数均最大, 即其整体传输性能最好. 且随着 d 的减小, Mode0 的传输性能有明显改善.

以 Mode0 的电场强度分布为例进行说明, 如图 7(d)—(f). 可以看出, 当 d 取 55 nm 时, 场强主要分布在两棒右侧石墨烯层及介质层附近; 当 d 增大到 75 nm 时, 场逐渐向石墨烯层上下两侧扩散,

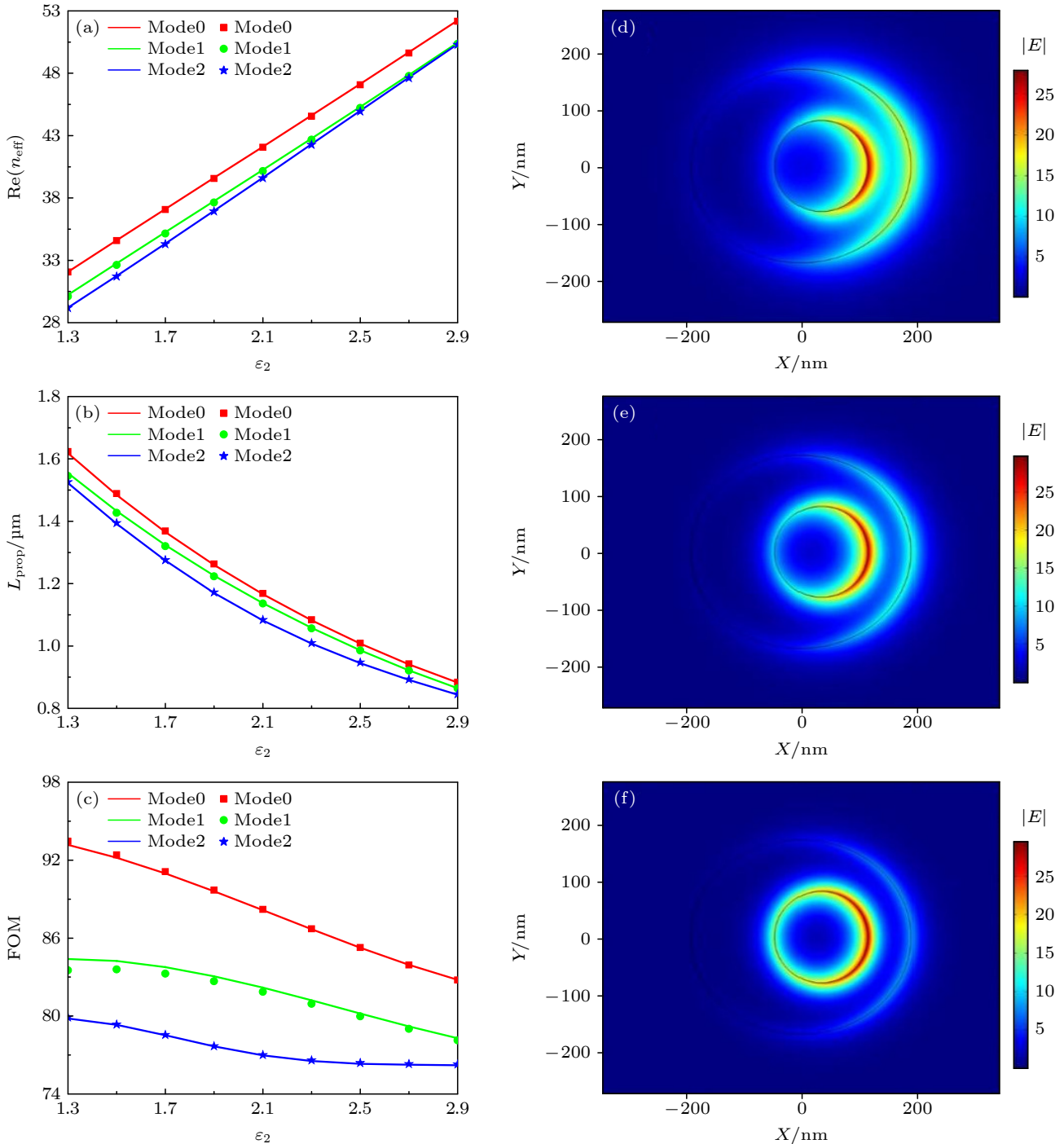


图 8 有效模式折射率实部 (a)、传播长度 (b) 及品质因数 (c) 随 ϵ_2 的变化关系图; $\epsilon_2 = 1.3$ (d), $\epsilon_2 = 2.1$ (e), $\epsilon_2 = 2.9$ (f) 时 Mode0 的电场强度分布图

Fig. 8. The variation diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) with ϵ_2 ; the electric field intensity distribution of Mode0 when $\epsilon_2 = 1.3$ (d), $\epsilon_2 = 2.1$ (e), $\epsilon_2 = 2.9$ (f).

且介质层和石墨烯层中的场逐渐减弱, 传输距离减小; 当 d 增大到 95 nm 时, 电场被完全束缚在石墨烯层, 基本围绕两棒石墨烯层分布一周, 且大部分电场分布在棒 1 石墨烯层, 介质层及石墨烯层中的场的强度最弱, 传播长度最小.

4.8 区域 II 介电常数 ϵ_2 对传输特性的影响

图 8(a)—(c) 分别为 $\lambda=7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$, 波导的结构参数 $\rho_0 = 80 \text{ nm}$, $a = 190 \text{ nm}$, $b = 170 \text{ nm}$, $d = 75 \text{ nm}$ 时波导支持的 3 个最低阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 及品质因数 FOM 随区域 II 介电常数 ϵ_2 的变化关系.

由图 8(a) 和 (b) 可以看出, 随着区域 II 介电常数 ϵ_2 从 2.9 减小到 1.3, Mode0 到 Mode2 的有效模式折射率实部均显著下降, 传播长度均增大近两倍, 且间距变化很小. 由图 8(c) 可知, Mode0 的品质因数随着 ϵ_2 的减小而单调增大; Mode1 的品质因数在 2.9—1.7 范围内单调增大, 1.7—1.3 基本保持不变; Mode2 的品质因数在 2.9—2.1 基本不变, 2.1—1.3 单调增大. 并且在所考虑的介电常数变化范围内, Mode0 的品质因数明显高于另外两个模式, 即 Mode0 的整体传输性能最优. 综合来讲, 通过减小区域 II 介电常数 ϵ_2 可以明显改善 Mode0 的传输性能.

以基模的电场强度分布为例对上述现象进行解释说明, 如图 8(d)—(f). 将 ϵ_2 设置为 1.3 时, 场分布主要位于两棒右侧石墨烯层附近及介质层, 此时波导对场的束缚能力最弱, 损耗最小, 传播长度最长; 当 ϵ_2 增大到 2.1 时, 介质层电场减弱, 场逐渐向石墨烯层集中, 场与石墨烯层相互作用增强, 传输

损耗增大, 传播长度减小; 继续增大 ϵ_2 至 2.9 时, 电场全部分布在石墨烯层, 且主要位于棒 1 石墨烯层, 这是因为介电常数值越高, 越容易将电磁场拖曳到石墨烯与电介质之间的界面处. 此时场与石墨烯层相互作用最强, 传输损耗最大, 传播长度最短.

4.9 与同类型波导的传输性能的对比如

为了与同类型波导的传输性能进行比较, 把本文设计的波导简称为结构 1 (Struct 1), 把涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的圆形电介质纳米线波导简称为结构 2 (Struct 2). 分别设置两种波导的结构参数为: 结构 1: $\rho_0 = 80 \text{ nm}$, $a = 190 \text{ nm}$, $b = 170 \text{ nm}$, $d = 75 \text{ nm}$; 结构 2: $\rho_1 = 80 \text{ nm}$, $\rho_2 = 180 \text{ nm}$, $d = 75 \text{ nm}$.

图 9(a)—(c) 分别为两种波导所支持的基模的有效折射率实部、传播长度和品质因数随工作波长的变化关系图. 由图 9 可以看出, 两种结构以同样的趋势变化, 即随着 λ 的增大, 模式的有效折射率实部均逐渐减小, 传播长度均快速增大, 品质因数先增大后逐渐趋于平稳, 且结构 1 传播长度与结构 2 相当, 但其品质因数却始终大于结构 2, 所以结构 1 整体传输性能较结构 2 要好.

图 10(a)—(c) 分别给出了两种结构的有效折射率实部、传播长度及品质因数随费米能 E_f 的变化关系. 由图可知, 随着 E_f 增大, 两种结构的有效折射率实部均逐渐变小、传播长度和品质因数均逐渐增大, 且两种结构的传播长度基本一样, 结构 1 的品质因数始终略高于结构 2, 即在所研究的费米能变化范围内, 本文设计的波导的整体传输性能略优于结构 2.

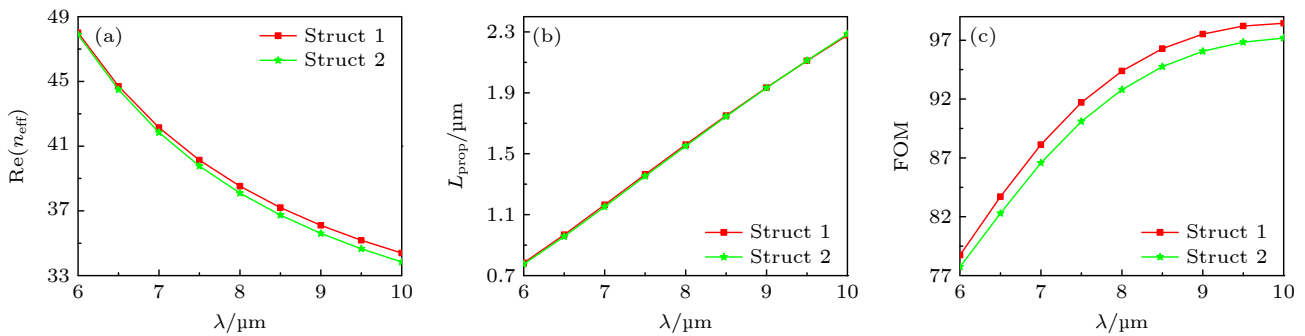


图 9 两种结构所支持的基模的有效折射率实部 (a)、传播长度 (b) 和品质因数 (c) 随波长 λ 的变化图

Fig. 9. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) of the fundamental mode supported by the two structures with λ .

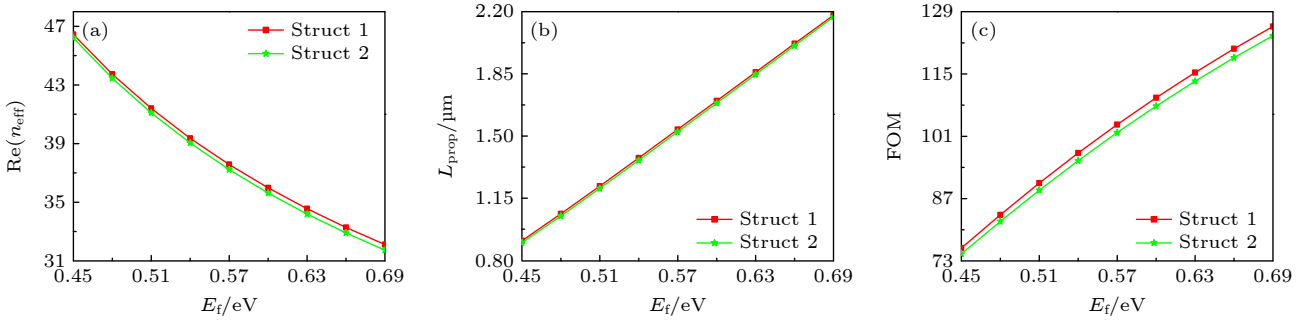


图 10 两种结构所支持的基模的有效折射率实部 (a)、传播长度 (b) 和品质因数 (c) 随 E_f 变化的关系图

Fig. 10. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) of the fundamental mode supported by the two structures with E_f .

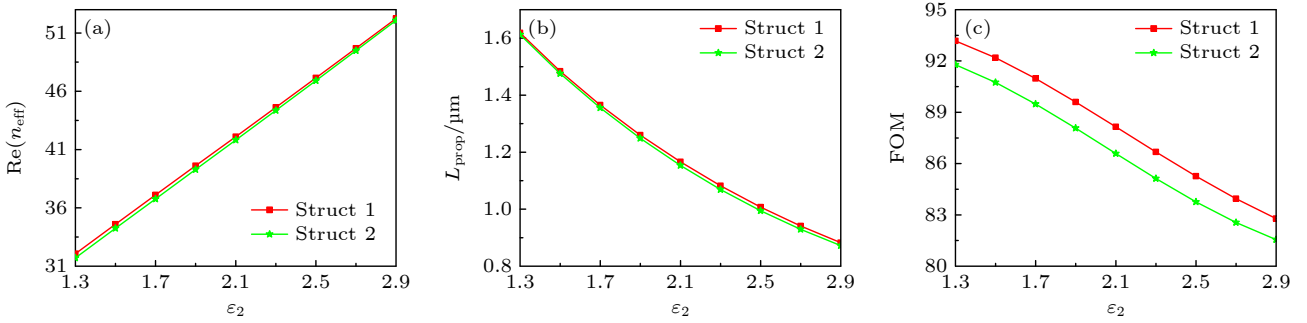


图 11 两种结构所支持的基模的有效折射率实部 (a)、传播长度 (b) 和品质因数 (c) 随 ϵ_2 变化的关系图

Fig. 11. The diagram of the real part of effective refractive index (a), propagation length (b) and FOM (c) of the fundamental mode supported by the two structures with ϵ_2 .

图 11(a)–(c) 分别给出了两种结构的有效折射率实部、传播长度及品质因数随区域 II 介电常数 ϵ_2 的变化关系图。可以看出，两种结构的有效折射率实部、传播长度、品质因数均分别以同样的趋势增大、减小、下降，且结构 1 的品质因数始终大于结构 2，也就是说本文设计的波导的整体传输性能优于结构 2。

5 结论

本文设计了一种涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的椭圆形电介质纳米线波导，研究了其前 3 种模式的模式特性随波导工作波长、费米能和结构参数的变化关系。结果表明：增大工作波长 λ 和费米能 E_f 以及减小区域 II 介电常数 ϵ_2 ，波导的传播长度及品质因数均有明显增大；随着内嵌圆柱半径 ρ_0 的增大，波导的 3 种评估指标均有上升的趋势；椭圆半长轴 a 的变化会使 Mode0 和 Mode1 的有效折射率实部、传播长度及品质因数有略微增大，而 Mode2 则略微减小，且当 $a = b = 170$ nm 时，得到的圆形嵌套圆形波导的性能比本文结构的略差；

随着椭圆半短轴 b 的减小，3 种模式有效折射率实部、传播长度、品质因数均单调增大，且对 Mode1 的影响最大，当 $b = a = 190$ nm 时，得到的圆形嵌套圆形波导的传输性能不如本文结构；当内外两棒右侧间距 d 由 55 nm 增大到 95 nm 时，3 种模式有效折射率实部均减小，Mode0 和 Mode1 的传播长度和品质因数逐渐减小，相反 Mode2 的传播长度略有增大，品质因数变化很小。本文设计的波导结构的整体传输性能要优于涂覆石墨烯的嵌套偏心空心圆柱的圆形电介质纳米线波导。

参考文献

- [1] Maier S A 2007 *Plasmonics: fundamentals and applications* (New York: Springer) p21
- [2] Yang L K, Li P, Wang H C, Li Z P 2018 *Chin. Phys. B* **27** 094216
- [3] Jablan M, Buljan H, Soljacic M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [4] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [5] Koppens F H L, Chang D E, de Abajo F J G 2011 *Nano Lett.* **11** 3370
- [6] de Abajo F J G 2014 *ACS Photonics* **1** 135
- [7] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S,

- Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [8] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Katsnelson M I, Grigorieva I V, Dubonos S V, Firsov A A 2005 *Nature* **438** 197
- [9] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
- [10] Teng D, Wang K, Li Z, Cao Q, Tang Y N, Zhao Y Z, Liu Z Y, Zhang Y W, Guo R Z 2020 *Acta Opt. Sin.* **40** 0623002 (in Chinese) [滕达, 王凯, 李哲, 曹清, 唐亚楠, 赵永哲, 刘子怡, 张韵雯, 郭荣珍 2020 *光学学报* **40** 0623002]
- [11] Li Z Q, Henriksen E A, Jiang Z, Hao Z, Martin M C, Kim P, Stormer H L, Basov D N 2008 *Nat. Phys.* **4** 532
- [12] Teng D, Wang K 2021 *Nanomaterials* **11** 210
- [13] Qin K 2016 *M. S. Thesis* (Zhejiang: China Jiliang University) (in Chinese) [秦康 2016 硕士学位论文 (浙江: 中国计量大学)]
- [14] Wen B, Cao M S, Lu M M, Cao W Q, Shi H L, Liu J, Wang X X, Jin H B, Fang X Y, Wang W Z, Yuan J 2014 *Adv. Mater.* **26** 3484
- [15] Zhang M, Cao M S, Shu J C, Cao W Q, Li L, Yuan J 2021 *Mat. Sci. Eng. R.* **145** 100627
- [16] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [17] Gao Y X, Ren G B, Zhu B F, Liu H Q, Lian Y D, Jian S S 2014 *Opt. Express* **22** 24322
- [18] Yang J F, Yang J J, Deng W, Mao F C, Huang M 2015 *Opt. Express* **23** 32289
- [19] Peng Y L, Xue W R, Wei Z Z, Li C Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 038102 (in Chinese) [彭艳玲, 薛文瑞, 卫壮志, 李昌勇 2018 *物理学报* **67** 038102]
- [20] Teng D, Wang K, Li Z, Zhao Y Z, Zhao G, Li H Y, Wang H 2019 *Appl. Sci-Basel.* **9** 2351
- [21] Cheng X, Xue W R, Wei Z Z, Dong H Y, Li C Y 2019 *Opt. Commun.* **452** 467
- [22] White T P, Kuhlmeiy B T, McPhedran R C, Maystre D, Renversez G, Sterke C M, Botten L C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [23] Bao Q L, Loh K P 2012 *ACS Nano* **6** 3677
- [24] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, Ferrari A C 2010 *Nat. Photonics* **4** 611
- [25] Zhai L, Xue W R, Yang R C, Han L P 2015 *Acta Opt. Sin.* **35** 1123001 (in Chinese) [翟利, 薛文瑞, 杨荣草, 韩丽萍 2015 *光学学报* **35** 1123001]
- [26] Schedin F, Geim A K, Morozov S V, Hill E W, Blake P, Katsnelson M I, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 652
- [27] Zhang J, Boyd A, Tselev A, Paranjape M, Barbara P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 123112
- [28] Guo Y N, Xue W R, Zhang W M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4168 (in Chinese) [郭亚楠, 薛文瑞, 张文梅 2009 *物理学报* **58** 4168]
- [29] Deng X H, Liu J T, Yuan J R, Wang T B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 057801 (in Chinese) [邓新华, 刘江涛, 袁吉任, 王同标 2015 *物理学报* **64** 057801]
- [30] Nikitin A Y, Guinea F, Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L 2011 *Phys. Rev. B* **84** 195446
- [31] Chen K, Zhou X, Cheng X, Qiao R X, Cheng Y, Liu C, Xie Y D, Yu W T, Yao F R, Sun Z P, Wang F, Liu K H, Liu Z F 2019 *Nat. Photonics* **13** 754
- [32] Erricolo D, Carluccio G 2013 *ACM Trans. Math. Soft.* **40** 153
- [33] Teng D, Wang K, Li Z, Zhao Y Z 2019 *Opt. Express* **27** 12458
- [34] Xing R, Jian S S 2017 *IEEE Photonic Tech. L.* **29** 1643
- [35] Ye S, Wang Z X, Sun C R, Dong C B, Wei B Z, Wu B L, Jian S S 2018 *Opt. Express* **26** 23854

Mode properties of elliptical dielectric waveguide with nested eccentric hollow cylinder coated with graphene*

Li Hui-Hui¹⁾ Xue Wen-Rui^{1)†} Li Ning¹⁾ Du Yi-Da¹⁾ Li Chang-Yong¹⁾²⁾³⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 16 December 2021; revised manuscript received 20 January 2022)

Abstract

An elliptical dielectric nanowire waveguide with a nested eccentric hollow cylinder is designed, the inner surface and the outer surface of the waveguide are both coated with graphene. The transmission characteristics of the three lowest order modes supported by the waveguide, i.e. the field distribution, the real part of the effective refractive index, the propagation length, and the quality factor, are obtained by multipole method. The results show that the three lowest order modes of the waveguide can be synthesized by the lowest order modes supported by a single cylinder and an elliptic cylinder coated with graphene. With the increase of the radius of the embedded cylinder, the three evaluation indexes of the waveguide increase slightly. The change of the semi major axis of the ellipse will slightly increase the real part of the effective refractive index, propagation length and quality factor of Mode 0 and Mode 1, while Mode2 will slightly decrease. When $a = b = 170$ nm, the performance of the circular nested circular waveguide becomes slightly worse than that of the structure in this paper. With the decrease of the semi minor axis of the ellipse, the real part of the effective refractive index, propagation length and quality factor for each of the three modes increase to a certain extent, and have the greatest impact on Mode 1. When $b = a = 190$ nm, the transmission performance of the circular nested circular waveguide is not so good as that of the structure in this paper. When the distance between the inner rod and the outer rod on the right side increases, the real part of the effective refractive index for each of the three modes decreases, the propagation length and quality factor of Mode 0 and Mode1 gradually decrease, while the propagation length of Mode 2 increases slightly, and the quality factor is basically unchanged. On the contrary, the mode transmission performance can be significantly improved by increasing the working wavelength and Fermi energy and reducing the dielectric constant of elliptical dielectric nanowires. Compared with the circular dielectric nanowire waveguide nested with an eccentric hollow cylinder coated with graphene, the waveguide designed in this paper can be found to have a good transmission performance. These results are verified by the finite element method. This waveguide can provide a theoretical basis for the design, fabrication and application of nested waveguides of the same type.

Keywords: graphene, nanowires, waveguides, multipole method

PACS: 81.05.ue, 81.07.Gf, 84.40.Az

DOI: 10.7498/aps.71.20212321

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61378039, 61575115) and the National basic science talents training fund of China (Grant No. J1103210).

† Corresponding author. E-mail: wxue@sxu.edu.cn