

单介质加载双层石墨烯对称表面等离子激元波导的理论分析

李勇, 张惠芳*, 吴琼, 何英, 王燕

上海大学理学院, 上海 200444

摘要 基于介质加载石墨烯等离激元波导(DLGPW), 提出并研究了单介质加载双层石墨烯对称表面等离激元波导(DLTGSSPW)。在 DLTGSSPW 中, 双层石墨烯中的表面等离激元(SPP)相互作用, 形成耦合的 SPP 模, 即对称和反对称 SPP 模。采用有效折射率法和有限元法进行研究, 发现耦合的 SPP 模的有效折射率、传播损耗、模式数目及电场强烈地依赖于 DLTGSSPW 的参数, 例如入射波长、单介质条的高度和宽度等。耦合的 SPP 模与三层介质平板波导中的导模很相似。另外, 当单介质条的高度足够大时, 在每层石墨烯中, 耦合的对称和反对称 SPP 模退化成非耦合 SPP 模, DLTGSSPW 可被看作两个独立的 DLGPW。DLTGSSPW 这种性质使其有望在集成光学器件中有潜在的应用价值。

关键词 表面光学; 表面等离激元; 波导; 有限元法; 有效折射率法; 石墨烯

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.202413

Theoretical Analysis of Single Dielectric Loaded Two-Sheet Graphene Symmetric Surface Plasmon Waveguide

Li Yong, Zhang Huifang*, Wu Qiong, He Ying, Wang Yan

College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Based on a dielectric loaded graphene plasmon waveguide (DLGPW), this study proposes and investigates a single dielectric loaded two-sheet graphene symmetric surface plasmon waveguide (DLTGSSPW). In the DLTGSSPW, the interaction between the surface plasmon polaritons (SPPs) in two graphene sheets induces the coupled SPP modes, i. e., the symmetric and anti-symmetric SPP modes. The effective index method and the finite element method are used to reveal that the effective mode refractive indexes, propagation losses, mode numbers, and electromagnetic fields of the coupled SPP modes are strongly dependent on the DLTGSSPW parameters, such as the incident wavelength and the width and height of a single dielectric strip. The coupled SPP modes are similar to the guided modes in a three-layer dielectric planar waveguide. In addition, when the single dielectric strip is sufficiently high, the symmetric and anti-symmetric SPPs degenerate into the uncouple SPP modes in the respective graphene sheets, and this structure can be considered as two independent DLGPWs. All the results about SPP waveguide may have some possible application in actively integrated optics.

Key words surface optics; surface plasmon polaritons; waveguide; finite element method; effective index method; graphene

OCIS codes 240.6680; 250.5403; 230.7370

1 引言

表面等离激元(SPP), 是沿两种介质的分界面传播

的电磁波, 在偏离分界面时, 其振幅随距离的增加呈指数衰减^[1-3]。由于 SPP 对光场有很强的限制和增强, SPP 波在等离子传感器、数据存储、光产生, 以及显微

收稿日期: 2019-01-30; 修回日期: 2019-03-20; 录用日期: 2019-04-05

基金项目: 国家自然科学基金(11704241)

* E-mail: hfzhang1967@shu.edu.cn

镜和生物光子学等方面具有潜在的应用价值^[4-6]。

石墨烯是一种由碳原子组成的扁平单层蜂窝状晶格结构,具有有效电子质量小、载流子迁移率高、在宽波长范围内与光的相互作用强等优点^[7-9]。由于其具有显著的热学、光学、电学和力学性质,是下一代光电子器件的候选材料,近年来,在跨学科领域已受到广泛的关注^[10-14]。

石墨烯具有易调节的表面电导率,可使其显现金属特性,其表面也支持 SPP。最近,在中红外频率实验中已经证明石墨烯表面等离激元(GSP)的激发、传播和可调谐性^[15-19]。与贵金属相比,GSP 具有低损耗、长传播距离、深亚波长和高局域性等引人注目的特点^[20-23],特别是可通过改变石墨烯的化学掺杂或者外加静态偏压电场来实现动态可调谐的 GSP。GSP 的这些特性使石墨烯成为中红外太赫兹波段表面等离激元波导(SPPW)最有前途的候选材料之一^[24-26]。石墨烯波导继承了 GSP 的所有优点^[27-31]。

本文根据文献[25],在 Xu 等提出的介质加载石墨烯等离激元波导(DLGPW)基础上,提出一种由双层石墨烯之间夹一个高折射率介质条形成的单介质加载双层石墨烯对称表面等离激元波导(DLTGSSPW)。分别采用有效折射率法(EIM)和有限元法(FEM),研究在 DLTGSSPW 中 GSP 模的有效折射率。与 DLGPW 不同的是,在 DLTGSSPW 中双层石墨烯中的 GSP 会发生耦合,并产生对称和反对称的 GSP 模。进而,发现对称和反对称的 GSP 模的有效折射率、模式数目、传播损耗以及电场分布强烈地依赖于 DLTGSSPW 的结构参数,如入射波长、介质条的宽度和高度等。对称和反对称 GSP 模都和三层介质平板波导的性质很相似。另外,当介质条的高度较大时,耦合的对称和反对称 GSP 模退化成本层石墨烯中的 GSP 模,此时 DLTGSSPW 可以看作两个独立的 DLGPW。DLTGSSPW 波导中 GSP 模都集中于介质条 Dielectric1/Graphene/Dielectric3/Graphene/Dielectric1 (D1/G/D3/G/D1) 界面结构中传播,受外界的影响较小。DLTGSSPW 波导中

GSP 模式数目较多,信息容量大。DLTGSSPW 波导中低阶 GSP 模损耗小,减少缓慢,无截止,传播得较远。DLTGSSPW 波导可进行模式选择,在传感器和调制器方面具有潜在的应用价值。

2 理论模型

如图 1(a)所示,DLTGSSPW 结构由 Dielectric1、2、3、4 和 5 组成。Dielectric2 和 Dielectric4 是两个石墨烯(简称 G)薄片。Dielectric3(简称 D3)是一个宽度为 w 、高度为 d_0 、相对介电常数为 ϵ_{r3} 的介质条,且夹在两片单层石墨烯中间。为了简单起见,覆盖层(Dielectric1-简称 D1)和衬底层(Dielectric5-简称 D5)分别是相对介电常数为 ϵ_{r1} 和 ϵ_{r5} 的半无限宽电介质,包层是空气(简称 air)。这里,取 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r5}$,因而 DLTGSSPW 是对称波导结构。当介质条的高度 d_0 小于或等于 SPP 的穿透深度时,上下两层石墨烯薄片中的 GSPs 将相互耦合,成为对称和反对称的 GSP 模^[15]。众所周知,三层介质平板波导是由三层均匀介质组成的,中间的介质层称为波导层或芯层,芯两侧的介质层称为包层。DLTGSSPW 结构和三层介质平板波导很相似,如图 1(c)所示。介质条(D1/G/D3/G/D1 界面结构),如图 1(b)所示,充当三层平板波导的纤芯层,其折射率为 n_{core} 。介质条两边的空气层(D1/G/air/G/D1 界面结构)充当覆盖层,其折射率均为 n_{clad} 。由于介质条的折射率大于空气的折射率,对称和反对称 GSP 模的 n_{core} 高于 n_{clad} 。因此 GSP 模将被限制在图 1(a)所示波导结构中介质条所覆盖区域的石墨烯中,这和三层介质平板波导中的导模性质很相似。

对于平板光波导和 SPP 波导的分析研究,有效折射率法(EIM)和有限元法(FEM)是简单且有效的^[25-26]。首先,采用 EIM 法研究 DLTGSSPW 中 GSP 模的有效模折射率。在图 1 中,有效折射率 n_{core} 和 n_{clad} 的数值大小不依赖于介质条的宽度,但与其高度 d_0 有关,且分别等于在 D1/G/D3/G/D1 和 D1/G/air/G/D1 界面结构中 GSP 模[横磁(TM)模]的有效折射率。可通过如下五层结构的色散关系求得^[32]

$$\exp(2k_3 d_0) = \frac{(U_1)^2 (U_2)^2 \exp(2k_{s2} d) + 2U_1 U_4 U_3 U_2 + (U_4)^2 (U_3)^2 \exp(2k_3 d_0)}{(U_1)^2 (U_3)^2 \exp(2k_{s2} d) + 2U_1 U_4 U_3 U_2 + (U_4)^2 (U_3)^2 \exp(-2k_{s2} d)}, \quad (1)$$

式中:系数 $U_1 = k_{s1}/\epsilon_{r1} + k_{s2}/\epsilon_{r2}$, $U_2 = k_{s2}/\epsilon_{r2} - k_{s3}/\epsilon_{r3}$, $U_3 = k_{s2}/\epsilon_{r2} + k_{s3}/\epsilon_{r3}$, $U_4 = k_{s1}/\epsilon_{r1} - k_{s2}/\epsilon_{r2}$, k_{si} ($i=1,2,3$) 是沿界面法向方向 Y 表面等离激元场

的衰减系数,可表示为

$$k_{si} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{ri}}, \quad i=1,2,3, \quad (2)$$

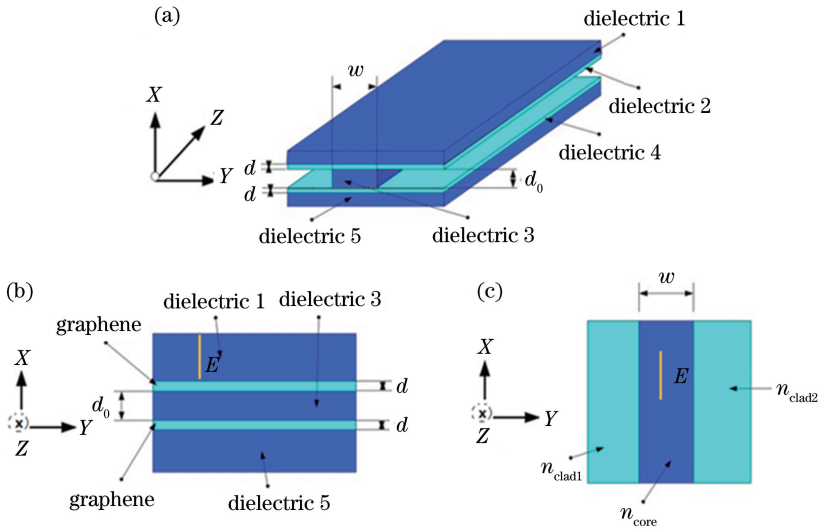


图 1 DLTGSSPW。(a)理论模型；(b)等效的五层平板波导 D1/G/D3/G/D5 结构；(c)等效的三层平板波导结构
Fig. 1 DLTGSSPW. (a) Theoretical model; (b) equivalent five-layer planar waveguide structure of D1/G/D3/G/D5; (c) equivalent three-layer planar waveguide structure

其中 β 为图 1(b) 五层界面结构中沿石墨烯表面 GSPW 的传播常数(Z 方向), $k_0 = \omega/c$ 为真空中波数, ϵ_{r2} 为石墨烯的等效介电常数, d 为石墨烯的厚度。

在图 1(b) 中, 平面石墨烯薄片可以支持 GSPW 模(TM 模), 电场垂直于界面。然而, 在图 1(c) 中, 电场的偏振方向平行于界面, 这就相当于等效介质平板波导中的横电(TE)导模, 三层等效介质平板波导 TE 模的本征方程可表示为^[33]

$$\tan(k_w w) = \frac{2k_w p_0}{k_w^2 - p_0^2}, \quad (3)$$

式中: $k_w = k_0 \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{eff}}^2}$; $p_0 = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{clad}}^2}$; n_{eff} 为 DLTGSSPW 中 GSPW 模的有效折射率。

根据 $n_{\text{core}} = \beta_1/k_0$ 、 $n_{\text{clad}} = \beta_2/k_0$, 可得到 n_{core} 和 n_{clad} 。 β_1 和 β_2 分别对应于在 D1/G/D3/G/D1 和 D1/G/air/G/D1 界面结构中 GSPW 的传播常数。由于(1)式非常复杂, 且依赖于许多参数, 因此只能得到 β_1 和 β_2 的数值模拟解。通过(1)式和(3)式的数值解, 进而得到 GSPW 模的有效折射率 n_{eff} 。由此可见, n_{eff} 强烈依赖于 DLTGSSPW 的结构参数, 如 ϵ_{r1} 、 ϵ_{r2} 、 ϵ_{r3} 、 d_0 、 w 等。 n_{eff} 的实数部分 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 对应于 GSPW 波长 $\lambda_{\text{GSPW}} = \lambda_0/\text{Re}(n_{\text{eff}})$, 其中 λ_0 是真空中波长。 n_{eff} 的虚数部分 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 对应于传播损耗, 并且确定传输距离 $L = \lambda_0/[2\pi\text{Im}(n_{\text{eff}})]$ ^[25]。另外, DLTGSSPW 中导模的截止条件是 $\text{Re}(n_{\text{eff}}) = \text{Re}(n_{\text{clad}})$ 。

3 结果和讨论

在 DLTGSSPW 中, 分别讨论波长、介质条的宽

度和高度对 GSPW 模的有效模折射率的影响。先用 EIM 方法研究 GSPW 模的有效模折射率, 其所得结果与用 COMSOL 软件 FEM 模拟结果相比较和补充。

在 DLTGSSPW 中, 介质 1、3、5 可分别为不同的介质材料, 都会影响 n_{core} 、 n_{clad} 和 n_{eff} , 进而影响 GSPW 模的有效折射率、传播损耗、模式数目以及电场。为了方便起见, 选取介质 1、3、5 都为二氧化硅 ($\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = \epsilon_{r5} = 3.92$), DLTGSSPW 是对称波导结构。根据文献[25, 34-35], 石墨烯被模型化为 0.5 nm 厚各向异性的薄层结构, 平面外相对介电常数是 2.5, 平面内相对介电常数 $\epsilon_{r2} = 2.5 + i\sigma(\omega)/(\omega\epsilon_0 d)$ 。在局域极限中, 利用随机相位近似导出石墨烯的电导率^[13]。文献[12, 19]详细地提供了与电导率函数 $\sigma(\omega)$ 相关的参数。

3.1 DLTGSSPW 中 GSPW 模的有效折射率随波长的变化

在 $w = 200 \text{ nm}$, $d_0 = 30 \text{ nm}$ 条件下, DLTGSSPW 中 GSPW 模的有效折射率 n_{eff} 随波长的变化情况如图 2 所示。图 2(a) 和图 2(b) 分别为对称 GSPW 模的有效折射率 n_{eff} 的实部和虚部随波长的变化情况。图 2(c) 和图 2(d) 分别为反对称 GSPW 模的有效折射率 n_{eff} 的实部和虚部随波长的变化情况。在图 2 中, 相同颜色的曲线对应相同的阶数, 实线表示 EIM 的计算结果, 虚线表示 FEM 的模拟结果, 点画线表示纤芯层和覆盖层的折射率 n_{clad} 、 n_{core} , 箭头表示模式的阶数。

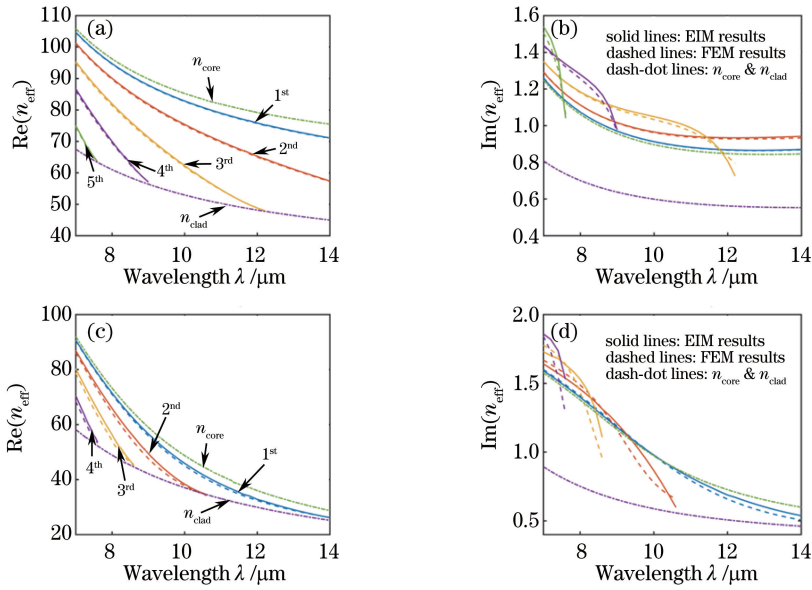


图 2 在 $\omega = 200$ nm, $d_0 = 30$ nm 时, DLTGSSPW 中 GSPP 模的有效折射率随波长的变化。(a) 对称模,

$\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 对称模, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$; (c) 反对称模, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (d) 反对称模, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$

Fig. 2 Effective refractive index of GSPP mode versus wavelength in DLTGSSPW with $\omega = 200$ nm and $d_0 = 30$ nm.

(a) Symmetric mode, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) symmetric mode, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$; (c) anti-symmetric mode, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (d) anti-symmetric mode, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$

在图 2(a)中,与介质平板波导一样,对称 GSPP 模的有效折射率 n_{eff} 的实部被限制在 n_{clad} 和 n_{core} 之间。随着波长的增大, $\text{Re}(n_{\text{core}})$, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 以及 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 都有单调缓慢减小的趋势,高阶模逐渐消失。1st 阶 GSPP 模 n_{eff} 的实部高于其他高阶模,这预示其具有最短的 GSPP 波长。此外,1st 阶和 2nd 阶 GSPP 模没有截止波长。当 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 接近 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 时,其他的高阶模都截止。在图 2(b)中,当波长接近截止波长时,高阶 GSPP 模的传播损耗迅速减小。然而,这却损坏了 GSPP 模式的弱限制。当远离截止波长时,低阶 GSPP 模有相对较小的传播损耗,且低阶模的传播损耗缓慢减小。在图 2(c)中,反对称的 GSPP 模都被限制在 n_{core} 和 n_{clad} 之间。随着波长的增大, $\text{Re}(n_{\text{core}})$, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 都有快速减小的趋势。高阶模逐渐消失,而 1st 模却没有截止波长。当 $\text{Re}(n_{\text{eff}}) = \text{Re}(n_{\text{clad}})$ 时,其他的高阶模也都截止。在图 2(d)中,当波长接近截止波长时,高阶模的传播损耗也迅速减小,低阶模的传播损耗平缓地减小。

通过对比图 2(a)和图 2(c),可发现在同一波长下,对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{core}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 大于反对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{core}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 。对于同一阶模,对称模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 高于反对称模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 。总之,对称和反对称 GSPP 模有效折射率实部的 EIM

计算结果和 FEM 的模拟结果具有相同的变化趋势。当远离截止波长时, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果吻合得很好,而当接近截止波长时, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果的偏差变大。另外,对同一阶模,与反对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 相比,对称模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 偏差要小一些。这是因为当接近截止波长时, GSPP 模的限制被削弱(图 3),且拐角处电场场强不能再被忽略。然而, EIM 不适用于拐角区域的电场场强。总之,与反对称 GSPP 模相比,在同一波长,对称 GSPP 模 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 的 EIM 计算结果与 FEM 模拟结果有轻微的偏差。另外,通过比较图 2(b)和 2(d),反对称 GSPP 模的传播损耗减小得更快。

图 3(a)和图 3(b)分别给出了 $\lambda = 8$ μm 和 10 μm 时 3rd 阶对称 GSPP 模的场分布 $|E|$ 。图 3(c)和图 3(d)分别为 $\lambda = 9.6$ μm 时的 1st 阶对称 GSPP 模和 1st 阶反对称 GSPP 模的场分布图。当 $\lambda = 8$ μm 时,如图 3(a)所示, 3rd 阶对称 GSPP 模被紧紧地束缚在波导结构中,介质条拐角区域的场强非常小, FEM 的模拟结果与 EIM 的计算结果偏差很小。而当 $\lambda = 10$ μm 时,如图 3(b)所示,当接近截止波长时,波导对 GSPP 模式的侧向束缚变弱,介质条拐角处的场强增大,不能被忽略。EIM 不适用于拐角处的场强,与 FEM 模拟结果有较大偏差。同理,

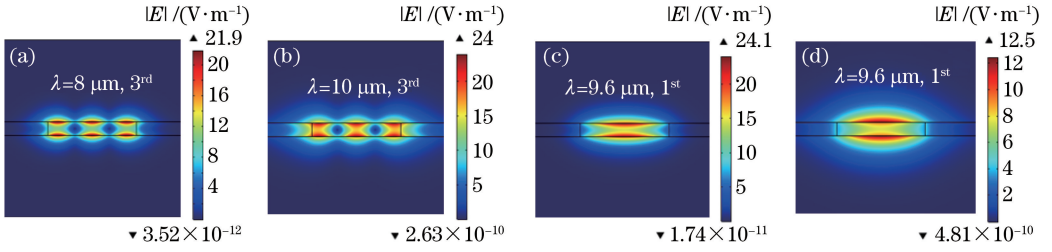


图 3 $w=200\text{ nm}$, $d_0=30\text{ nm}$ 时的场分布图。(a) $\lambda=8\text{ }\mu\text{m}$ 和 (b) $\lambda=10\text{ }\mu\text{m}$ 时的 3rd 阶对称 GSPP 模; $\lambda=9.6\text{ }\mu\text{m}$ 时的 1st 阶 (c) 对称和 (d) 反对称 GSPP 模

Fig. 3 Mode patterns under $w=200\text{ nm}$ and $d_0=30\text{ nm}$. 3rd order symmetric GSPP mode at (a) $\lambda=8\text{ }\mu\text{m}$ and (b) $\lambda=10\text{ }\mu\text{m}$; 1st order (c) symmetric and (d) anti-symmetric GSPP modes at $\lambda=9.6\text{ }\mu\text{m}$

对于反对称 GSPP 模, EIM 和 FEM 偏差变大的原因也是介质条拐角处的模式场增强了。在图 3(c) 中, 由于两片石墨烯中的 GSPP 模的偶叠加^[15], 对称 GSPP 模式场主要集中在两片石墨烯中间区域的介质条中。而在图 3(d) 中, 由于两片石墨烯中的 GSPP 模的奇叠加^[15], 反对称 GSPP 模式场却主要

集中在覆盖层和衬底层中。

3.2 DLTGSSPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条宽度的变化

在 DLTGSSPW 中, 当 $\lambda=8\text{ }\mu\text{m}$, $d_0=30\text{ nm}$ 时, 介质条的宽度 w 对 GSPP 模的有效折射率 n_{eff} 的影响, 如图 4 所示。

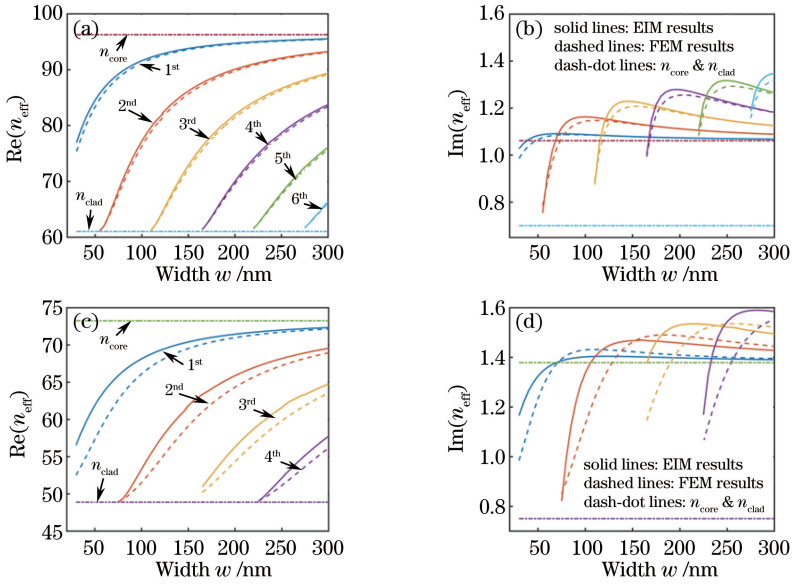


图 4 在 $\lambda=8\text{ }\mu\text{m}$, $d_0=30\text{ nm}$ 时, DLTGSSPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条宽度的变化。(a) 对称模, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 对称模, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$; (c) 反对称模, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (d) 反对称模, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$

Fig. 4 Effective refractive index of GSPP mode versus dielectric bar width in DLTGSSPW with $\lambda=8\text{ }\mu\text{m}$ and $d_0=30\text{ nm}$. (a) Symmetric mode, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) symmetric mode, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$; (c) anti-symmetric mode, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (d) anti-symmetric mode, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$

图 4(a) 和图 4(b) 分别为对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 随介质条宽度 w 的变化情况。图 4(c) 和图 4(d) 分别为反对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 随 w 的变化情况。在图 4(a) 中, 随着 w 的增加, $\text{Re}(n_{\text{core}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 保持不变, 各阶对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 先快速增加, 然后逐渐变缓, 并且模式数量也在增加, 可以看到 6th 高阶模。在图 4

(b) 中, 当 w 增加时, 所有对称 GSPP 模的传播损耗先增大, 然后达到一个极大值, 最后缓慢减少。低阶模具有相对小的损耗。在图 4(c) 中, 随着 w 的增加, $\text{Re}(n_{\text{core}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 保持不变, 各阶反对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 先快速增加, 然后逐渐变缓, 模式数量增加, 可以看到 4th 高阶模。在图 4(d) 中, 随着 w 的增加, 所有反对称 GSPP 模的传播损耗变化

趋势也是先增加,达到一个极大值,最后缓慢减少。低阶模的损耗小于高阶模的损耗。

总之,从图 4 可以看出,EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果趋势相同,当接近截止宽度时,二者偏差明显变大。当远离截止宽度时,二者偏差变小。而在同一宽度下,相比于反对称 GSPP 模,对称 GSPP 模的偏差较小。另外,对称 GSPP 模具有相对小的传播损耗。

图 5(a)和图 5(b)分别给出了 $w = 80 \text{ nm}$ 和 150 nm 时 2^{nd} 阶对称 GSPP 模的电场分布图。当 $w = 80 \text{ nm}$ 时,如图 5(a)所示。当 2^{nd} 阶模接近截止宽度时,在介质条的拐角区域电场增强,EIM 计算结果与 FEM 的模拟结果显示出较大偏差,因此 EIM 结果不再适用于拐角处的场强。当 $w = 150 \text{ nm}$ 时,如图 5(b)所示。对称 GSPP 模被紧紧地束缚在波导结构中,当 2^{nd} 阶模远离截止宽度时,此时拐角区域场强减弱,EIM 计算结果与 FEM 的模拟结果偏差变小。同理,对反对称 GSPP 模,可 EIM 和 FEM 偏差变大的原因也是介质条拐角区域的模式场增强了。

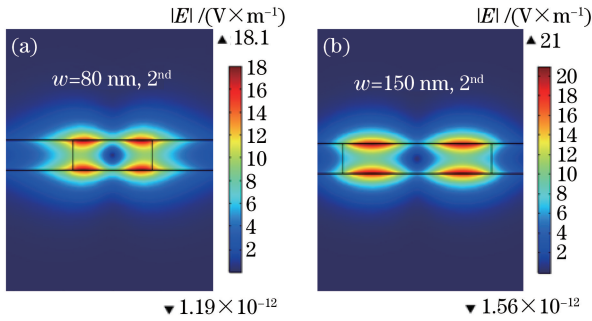


图 5 在 $\lambda = 8 \mu\text{m}$, $d_0 = 30 \text{ nm}$ 时,DLTGSSPW 中 2^{nd} 阶对称 GSPP 模的电场分布图。(a) $w = 80 \text{ nm}$; (b) $w = 150 \text{ nm}$

Fig. 5 Mode patterns of 2^{nd} order symmetric GSPP mode in DLTGSSPW with $\lambda = 8 \mu\text{m}$ and $d_0 = 30 \text{ nm}$.

(a) $w = 80 \text{ nm}$; (b) $w = 150 \text{ nm}$

3.3 DLTGSSPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条高度的变化

最后,在 $\lambda = 8 \mu\text{m}$, $w = 200 \text{ nm}$ 条件下,讨论 DLTGSSPW 中介质条的高度 d_0 对 GSPP 模 n_{eff} , n_{core} 和 n_{clad} 的影响,如图 6 所示。 d_0 可以直接影响两层石墨烯中 GSPP 模的耦合,进而影响介质条对 GSPP 模的侧向限制性,最终改变波导模式的场分布。

图 6(a)和图 6(b)分别表示对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 随 d_0 的变化情况。在图 6(a)中,随着 d_0 的增大, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$, $\text{Re}(n_{\text{core}})$ 以及各阶

GSPP 模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 先快速减小,然后变缓、最后逐渐趋于定值。另外,GSPP 的模式数目也减少, 1^{st} 、 2^{nd} 、 3^{rd} 和 4^{th} 阶 GSPP 模都没有截止波长。在图 6(b)中,随着 d_0 的增大, 5^{th} 阶模的传播损耗迅速减小,而其他阶 GSPP 模的传播损耗先减小,然后达到一个最小值,最后缓慢增加。图 6(c)和(d)分别表示反对称 GSPP 模的有效折射率的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 随 d_0 的变化情况。在图 6(c)中,与对称 GSPP 模相反的是,随着 d_0 的增大, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$, $\text{Re}(n_{\text{core}})$ 以及各阶 GSPP 模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 先快速增大,然后变缓、最后逐渐趋于定值,GSPP 模式数目增加。在图 6(d)中,随着 d_0 的增大,各阶 GSPP 模的传播损耗先增加,然后达到一个最大值,最后缓慢减小。

比较图 6(a)和图 6(c)可以发现,当 d_0 较小时,两层石墨烯中 GSPP 模的耦合较强,对称和反对称 GSPP 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 有完全不同的变化。当 d_0 较大时,两层石墨烯中 GSPP 模逐渐退耦合,对称和反对称 GSPP 模将分别退化成单层石墨烯中 GSPP 导模。从图中还可以发现,EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果趋势相同,当接近截止条件时偏差变大,远离截止条件时偏差变小,而且在同一条件下,对称 GSPP 模的偏差较小。比较图 6(b)和图 6(d),随着 d_0 的减小,对称和反对称 GSPP 模的传播损耗有完全相反的变化趋势,对称 GSPP 模有相对大的传播损耗。随着 d_0 的增大,传播损耗逐渐趋于饱和。

在 $d_0 = 10 \text{ nm}$, $w = 200 \text{ nm}$ 和 $\lambda = 8 \mu\text{m}$ 条件下,是 1^{st} 阶对称和反对称 GSPP 模的电场分布如图 7(a)和 7(b)所示。当 d_0 较小时,两层石墨烯中的 GSPP 模耦合得比较强烈。对称 GSPP 模的电场主要集中在两层石墨烯所夹的介质条中,如图 7(a)所示。而反对称 GSPP 模的电场主要集中在衬底层和覆盖层中,如图 7(b)所示。当 $d_0 = 100 \text{ nm}$ 时,图 7(c)和图 7(d)所示的是 1^{st} 阶对称和反对称 GSPP 模的场分布。当 d_0 较大时,两层石墨烯中的 GSPP 模耦合变弱,对称和反对称 GSPP 模均退化为单层石墨烯中的 GSPP 模。图 7(e)和图 7(f)分别为 $d_0 = 20 \text{ nm}$ 和 80 nm 时 4^{th} 阶对称 GSPP 模的场分布图。当远离截止条件时,介质条拐角区域的模式变弱,此时 EIM 和 FEM 的计算结果偏差变小,如图 7(e)所示。当接近截止条件时,介质条拐角区域模式场增强,而 EIM 不适用于拐角处的场强,EIM 和 FEM 的计算结果偏差变大,如图 7(f)所示。同理可得,对于反对称 GSPP 模也是因为在介质条拐角处的电场增强导致 EIM 和 FEM 的计算结果偏差变大。

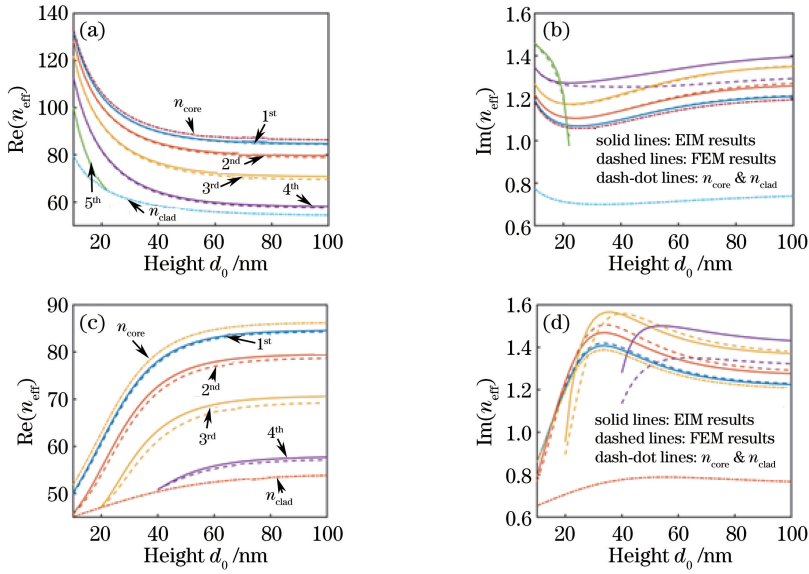


图 6 $\lambda=8\ \mu\text{m}$, $\omega=200\ \text{nm}$ 时 DLTGSSPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条高度的变化。(a) 对称模, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 对称模, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$; (c) 反对称模, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (d) 反对称模, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$

Fig. 6 Effective refractive index of GSPP mode versus dielectric bar height in DLTGSSPW with $\lambda=8\ \mu\text{m}$ and $\omega=200\ \text{nm}$. (a) Symmetric mode, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) symmetric mode, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$; (c) anti-symmetric mode, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (d) anti-symmetric mode, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$

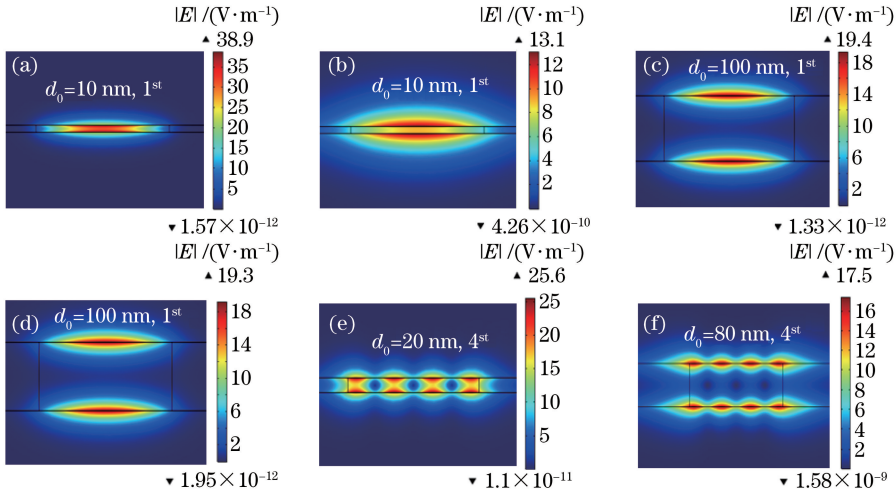


图 7 $\lambda=8\ \mu\text{m}$, $\omega=200\ \text{nm}$ 时 DLTGSSPW 中的电场分布图。(a) 1st 阶对称 GSPP 模, $d_0=10\ \text{nm}$; (b) 1st 阶反对称 GSPP 模, $d_0=10\ \text{nm}$; (c) 1st 阶对称 GSPP 模, $d_0=100\ \text{nm}$; (d) 1st 阶反对称 GSPP 模, $d_0=100\ \text{nm}$; (e) 4th 阶对称 GSPP 模, $d_0=20\ \text{nm}$; (f) 4th 阶对称 GSPP 模, $d_0=80\ \text{nm}$

Fig. 7 Mode patterns in DLTGSSPW with $\omega=200\ \text{nm}$ and $\lambda=8\ \mu\text{m}$. (a) 1st order symmetric GSPP mode, $d_0=10\ \text{nm}$; (b) 1st order anti-symmetric GSPP mode, $d_0=10\ \text{nm}$; (c) 1st order symmetric GSPP mode, $d_0=100\ \text{nm}$; (d) 1st order anti-symmetric GSPP mode, $d_0=100\ \text{nm}$; (e) 4th order symmetric GSPP mode, $d_0=20\ \text{nm}$; (f) 4th order symmetric GSPP mode, $d_0=80\ \text{nm}$

综上所述,讨论 GSPP 模的有效折射率、传播损耗及电场分布随 DLTGSSPW 的结构参数(入射波长、介质条的宽度和高度)的变化规律。比较电场分布图 3、图 5 和图 7 可以看出,各阶对称和反对称 GSPP 模都集中于纤芯层(介质条 D1/G/D3/G/D1

界面结构)中传播。当 DLTGSSPW 波导与别的器件集成时,此波导中传播的 GSPP 模受外界的影响较小。根据图 2、图 4、图 6,发现对称和反对称 GSPP 模式数目较多,因而 DLTGSSPW 波导的信息容量较大。最后,根据 DLTGSSPW 波导的损耗

特性分析,在介质条高度不变的情况下,无论是对称还是反对称 GSPP 模,其高阶模损耗较大,减少快,很快截止;低阶模损耗小,减少缓慢,无截止,传播得较远。DLTGSSPW 波导可以进行模式选择,在传感器和调制器方面具有潜在的应用价值。

4 结 论

在 DLGPW 的基础上,设计了一种由双层石墨烯中间夹着一个高折射率介质条形成的介质加载 DLTGSSPW。分别采用有效折射率法和有限元法讨论在 DLTGSSPW 中 GSPP 模的有效折射率随入射波长、介质条宽度、以及高度的变化规律。研究发现,与 DLGPW 不同的是,当介质条高度很小时,DLTGSSPW 中双层石墨烯中的 GSPP 会发生耦合,并产生对称和反对称 GSPP 模。在所选择的波导参数下,无论对称模还是反对称 GSPP 模,当远离截止条件时,EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果吻合得很好;当接近截止条件时,偏差变大,但总体上 EIM 和 FEM 有着相同的变化趋势。也就是说,EIM 法对 DLTGSSPW 中 GSPP 模的特性可给出合理的定性分析,这对理解波导的性质和简化建模仿真有很大的帮助。与此同时,EIM 的计算结果和 FEM 模拟结果都表明,通过适当地改变 DLTGSSPW 波导的参数,如介质条的宽度和高度等,可以同时改变对称和反对称 GSPP 模的有效折射率以及模式数目。对称和反对称 GSPP 模的性质和三层介质平板波导中导模性质很相似。当介质条的高度较大时,双层石墨烯中 GSPP 耦合减弱,对称模和反对称 GSPP 模退化成本层石墨烯中的 GSPP 模,此时每一层石墨烯都可以看作一个单独的 DLGPW。DLTGSSPW 波导中 GSPP 模都集中在纤芯层中传播。如与别的器件集成,此波导中传播的 GSPP 模受外界的影响较小。其次,DLTGSSPW 波导中 GSPP 模式数目较多,因而其信息容量大。最后,DLTGSSPW 波导中高阶 GSPP 模损耗较大,减少快,很快截止;低阶 GSPP 模损耗小,缓慢减少,无截止,传播得较远。DLTGSSPW 波导可以进行模式选择,在传感器和调制器方面具有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons [J]. Physics Reports, 2005, 408(3/4): 131-314.
- [2] Pitarke M, Silkin M, Chulkov V, *et al.* Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons[J]. Reports on Progress in Physics, 2007, 70(1): 1-87.
- [3] Darmanyan S A, Nevière M, Zakhidov A A. Surface modes at the interface of conventional and left-handed media[J]. Optics Communications, 2003, 225(4/5/6): 233-240.
- [4] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit [J]. Nature Photonics, 2010, 4(2): 83-91.
- [5] Zou C L, Sun F W, Xiao Y F, *et al.* Plasmon modes of silver nanowire on a silica substrate [J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(18): 183102.
- [6] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [7] Novoselov K S. Electric field effect in atomically thin carbon films [J]. Science, 2004, 306(5696): 666-669.
- [8] Geim A K. Graphene: status and prospects [J]. Science, 2009, 324(5934): 1530-1534.
- [9] Geim A K, Novoselov K S. The rise of graphene [J]. Nature Materials, 2007, 6(3): 183-191.
- [10] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, *et al.* The electronic properties of graphene [J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 109-162.
- [11] Falkovsky L A. Optical properties of graphene [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2008, 129: 012004.
- [12] Bolotin K I, Sikes K J, Jiang Z, *et al.* Ultrahigh electron mobility in suspended graphene [J]. Solid State Communications, 2008, 146(9/10): 351-355.
- [13] Falkovsky L A, Pershoguba S S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer [J]. Physical Review B, 2007, 76(15): 153410.
- [14] Stauber T, Peres N M R, Geim A K. Optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum [J]. Physical Review B, 2008, 78(8): 085432.
- [15] Wang B, Zhang X, Yuan X C, *et al.* Optical coupling of surface plasmons between graphene sheets [J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(13): 131111.
- [16] Zhang H F, Zhang Z M, Song W W, *et al.* Tunable surface plasmon polaritons in the graphene and metamaterials structures [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2015, 32(7): 1421-1428.
- [17] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, *et al.* Gate-tuning

- of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging[J]. *Nature*, 2012, 487(7405): 82-85.
- [18] Chen J N, Badioli M, Alonso-González P, *et al.* Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons[J]. *Nature*, 2012, 487(7405): 77-81.
- [19] Ju L, Geng B S, Horng J, *et al.* Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials[J]. *Nature Nanotechnology*, 2011, 6(10): 630-634.
- [20] Tassin P, Koschny T, Kafesaki M, *et al.* A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(4): 259-264.
- [21] Luo X G, Qiu T, Lu W B, *et al.* Plasmons in graphene: recent progress and applications [J]. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 2013, 74(11): 351-376.
- [22] García de Abajo F J. Graphene plasmonics: challenges and opportunities [J]. *ACS Photonics*, 2014, 1(3): 135-152.
- [23] Bludov Y V, Ferreira A, Peres N M R, *et al.* A primer on surface plasmon-polaritons in graphene[J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2013, 27(10): 1341001.
- [24] Christensen J, Manjavacas A, Thongrattanasiri S, *et al.* Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(1): 431-440.
- [25] Xu W, Zhu Z H, Liu K, *et al.* Dielectric loaded graphene plasmon waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
- [26] 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.
- [27] Zhu X L, Yan W, Mortensen N A, *et al.* Bends and splitters in graphene nanoribbon waveguides [J]. *Optics Express*, 2013, 21(3): 3486-3491.
- [28] 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.
- [29] Nikitin A Y, Guinea F, García-Vidal F J, *et al.* Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene microribbons [J]. *Physical Review B*, 2011, 84(16): 161407.
- [30] Feng X, Yan L S, Wang L J, *et al.* Tunable Bragg grating filter based on the double graphene layer waveguides[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(s2): s223005.
冯霞, 闫连山, 王鲁俊, 等. 基于双层石墨烯波导的可调谐布拉格光栅滤波器[J]. *光学学报*, 2014, 34(s2): s223005.
- [31] Li Z Q, Feng D D, Li X, *et al.* Graphene surface plasmon polaritons based photoelectric modulator with double branched structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(1): 0124001.
李志全, 冯丹丹, 李欣, 等. 基于石墨烯表面等离激元的双支节结构光电调制器[J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0124001.
- [32] Zhang H F, Zhao Y J, Tao F, *et al.* Surface plasmon polaritons of the metamaterial symmetric five-layered structures [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, 39(12): 2234-2240.
张惠芳, 赵玉静, 陶峰, 等. 五层对称人工超常材料结构的表面等离激元[J]. *光子学报*, 2010, 39(12): 2234-2240.
- [33] Cao Z Q. Guided wave optics[M]. Beijing: Science Press, 2007: 40-44.
曹庄琪. 导波光学[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 40-44.
- [34] Xu H J, Lu W B, Zhu W, *et al.* Efficient manipulation of surface plasmon polariton waves in graphene [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(24): 243110.
- [35] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291-1294.