

# 涂覆石墨烯的电介质纳米并行线的传输特性

翟 利 薛文瑞 杨荣草 韩丽萍

山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006

**摘要** 设计了一种由涂覆了单层石墨烯的双椭圆电介质纳米并行线构成的表面等离子体光波导,采用有限元方法对其传输特性、电磁参数以及结构参数之间的依赖关系进行了研究。结果表明:随着椭圆的中心距离的增大,有效折射率的实部逐渐减小,传播距离先增大后减小,模式面积逐渐增大;椭圆的半短轴对有效折射率、传播距离和模式面积有微调作用;通过优化计算,减小并行线之间的距离,增加并行线的半短轴的长度,可以达到更好的传输效果;工作频率越高,有效折射率的实部越小,传输距离越短,模式面积越大;温度越高,有效折射率的实部越大,传输距离越短,模式面积越小。研究结果为基于石墨烯材料的表面等离子体光波导的设计、制作和应用提供了理论基础。

**关键词** 波导; 表面光学; 传输特性; 表面等离子体; 石墨烯

**中图分类号** O431 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201535.1123002

## Propagation Properties of Nano Dielectric Parallel Lines Coated with Graphene

Zhai Li Xue Wenrui Yang Rongcao Han Liping

College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

**Abstract** A kind of surface plasmonic waveguide constructed with double elliptical nano dielectric parallel lines coated with graphene is proposed. The dependence of propagation properties on electromagnetic parameters and structure parameters is studied by using the finite element method. The results show that, when the distance between two ellipses is increased, the real part of the effective refractive index is decreased gradually, and the propagation distance is increased first and then is fallen down, and the mode area is increased gradually. The effective refractive index, the propagation length and the mode area can be adjusted finely by the elliptical semi minor axis. It can achieve better transmission effect by reducing the distance between parallel lines and increasing the length of the semi minor axis of the parallel lines through the optimization calculation. The higher the working frequency is, the smaller the real part of the effective refractive index is, the shorter the propagation distance is, and the larger the mode area is. The higher the temperature is, the larger the real part of the effective refractive index is, the shorter the propagation distance is, and the smaller the mode area is. This work provides a theoretical basis for the design, fabrication and application of the surface plasmon waveguide based on graphene material.

**Key words** waveguides; surface optics; propagation properties; surface plasmonic; graphene

**OCIS codes** 230.7370; 240.6680; 350.5500

## 1 引言

自2004年首次制备出石墨烯以来<sup>[1]</sup>,这种具有独特性质的材料在很多领域已经展现出了重要的应用前景<sup>[2-3]</sup>。在THz波段(0.3~30 THz),在一定的条件下,石墨烯和贵金属有着相似的特点,其表面能够支持表面等离子激元(SPP)的传播<sup>[4]</sup>。与金属材料相比,石墨烯的优点是:1)通过调节化学势、偏置电场和温度等手段,其电导

收稿日期: 2015-05-15; 收到修改稿日期: 2015-07-08

基金项目: 国家自然科学基金(61178013, 61172045)、国家基础科学人才培养基金(J1103210)

作者简介: 翟利(1986—),女,硕士研究生,主要从事表面等离子体光波导器件等方面的研究。

E-mail: 623145530@qq.com

导师简介: 薛文瑞(1967—),男,博士,教授,主要从事导波光学、纳米光子学和表面等离子体学等方面的研究。

E-mail: wxue@sxu.edu.cn(通信联系人)

率变得灵活可调<sup>[5]</sup>;2) 具有相对较小的欧姆损耗, SPP的传播长度更长<sup>[6]</sup>;3) 只有一个碳原子厚度, 比以往任何用贵金属材料制作出来的薄膜都薄, 更有利于集成光子器件的微型化和光集成芯片的高密度化<sup>[7-8]</sup>。

表面等离子体在许多领域有着广泛的应用前景, 例如光传感、超分辨率成像、纳米热源、光吸收器以及光波导等<sup>[9-11]</sup>。目前, 基于石墨烯材料的表面等离子光波导的研究正在形成新的热潮<sup>[12]</sup>。为了在亚波长尺度上引导表面等离子体的低损耗传输, 人们提出了多种基于石墨烯材料的表面等离子光波导。石墨烯丝带形表面等离子波导可以支持波导模和边缘模<sup>[13]</sup>。采用平铺的或者层叠的两条石墨烯丝带, 可以构成耦合的表面等离子波导<sup>[14]</sup>; 采用弯曲的石墨烯丝带, 可以构成弯曲的表面等离子波导<sup>[15]</sup>。把石墨烯覆盖在楔形和槽形的电介质表面, 可以构成楔形和槽形表面等离子波导<sup>[16]</sup>。把石墨烯平铺在沟渠形电介质衬底的表面<sup>[17]</sup>或者涂覆在电介质纳米线的表面可以构成不受边缘效应影响的表面等离子波导<sup>[18-19]</sup>。

本文设计了一种由单层石墨烯涂覆的双椭圆形电介质纳米并行线表面等离子光波导, 采用有限元方法, 对其传输特性与其电磁参数以及结构参数之间的依赖关系进行了研究。

## 2 理论模型与石墨烯电学特性

本文设计了一种基于石墨烯材料的表面等离子光波导, 该波导是由两根对称的涂覆单层石墨烯材料的椭圆形的二氧化硅纳米并行线组成, 其截面如图1所示。为简单起见, 假设背景为空气, 介电常数为  $\epsilon_{\text{air}}$ 。  $\epsilon_{\text{d}}$  为二氧化硅电介质纳米线的介电常数,  $\epsilon_{\text{g}}$  为石墨烯的介电常数。椭圆的中心距离为  $2c$ , 半长轴为  $a$ , 半短轴为  $b$ , 石墨烯的厚度  $d$  取  $0.5 \text{ nm}$ 。

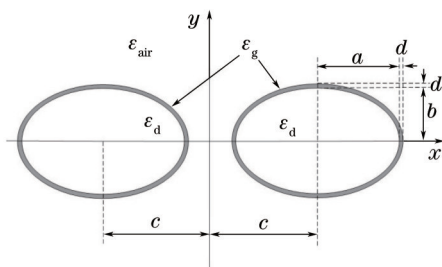


图1 涂覆了单层石墨烯的双椭圆二氧化硅电介质纳米并行线横截面的示意图

Fig.1 Cross-section of the double elliptical nano parallel silica lines coated with graphene

石墨烯的介电常数由  $\epsilon_{\text{g}} = 1 + \frac{i\sigma_{\text{g}}}{2\pi\epsilon_0 f d}$  来计算, 这里  $\epsilon_0$  为真空的介电常数,  $f$  为工作频率,  $\sigma_{\text{g}}$  为石墨烯的表面电导率,  $\sigma_{\text{g}} = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$ ,  $\sigma_{\text{intra}}$  和  $\sigma_{\text{inter}}$  分别是带内和带间电导率, 它们可定义为<sup>[16]</sup>

$$\sigma_{\text{intra}} = \frac{2ie^2 k_{\text{B}} T}{h^2 \pi \left( \omega + \frac{i}{\tau} \right)} \ln \left[ 2 \cosh \left( \frac{E_{\text{F}}}{2k_{\text{B}} T} \right) \right], \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{e^2}{4h} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{h\omega - 2E_{\text{F}}}{2k_{\text{B}} T} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(h\omega + 2E_{\text{F}})^2}{(h\omega - 2E_{\text{F}})^2 + (2k_{\text{B}} T)^2} \right], \quad (2)$$

式中  $e$  为电子的电荷量,  $k_{\text{B}}$  为玻尔兹曼常数,  $h$  为约化普拉克常数,  $\tau$  为电子的弛豫时间, 计算公式为  $\tau = \frac{\mu E_{\text{F}}}{e v_{\text{F}}^2}$ ,  $v_{\text{F}}$  为费米速度, 计算公式为  $v_{\text{F}} = 10^6 \text{ m/s}$ ,  $\mu$  为电子迁移率, 计算公式为  $\mu = 1.0 \text{ m}^2/(\text{Vs})$ ,  $\omega$  为角频率,  $\omega = 2\pi f$ 。当取费米能级  $E_{\text{F}} = 0.15 \text{ eV}$  时,  $\sigma_{\text{g}}$  主要决定于工作频率  $f$  和温度  $T$ 。

在不同的温度  $T$  条件下, 石墨烯的介电常数的实部  $\text{Re}(\epsilon_{\text{g}})$  和虚部  $\text{Im}(\epsilon_{\text{g}})$  随频率  $f$  的变化趋势如图2(a)和图2(b)所示。从图2可以看出, 在  $f < 72 \text{ THz}$  的频率范围内,  $\text{Re}(\epsilon_{\text{g}})$  随  $f$  的减小而增大,  $\text{Im}(\epsilon_{\text{g}})$  随  $f$  的减小而增大; 在  $72 \text{ THz}$  处存在一个转折点; 在  $f > 72 \text{ THz}$  的频率范围内,  $\text{Re}(\epsilon_{\text{g}})$  随  $f$  的增大而增大,  $\text{Im}(\epsilon_{\text{g}})$  随  $f$  的增大而增大。从图2(a)还可以看出, 当  $T = 3 \text{ K}$  时, 在  $f > 60 \text{ THz}$  的频率范围,  $\text{Re}(\epsilon_{\text{g}})$  保持负值。

在不同的频率  $f$  条件下, 石墨烯介电常数的实部  $\text{Re}(\epsilon_{\text{g}})$  和虚部  $\text{Im}(\epsilon_{\text{g}})$  随温度  $T$  的变化趋势如图3(a)和

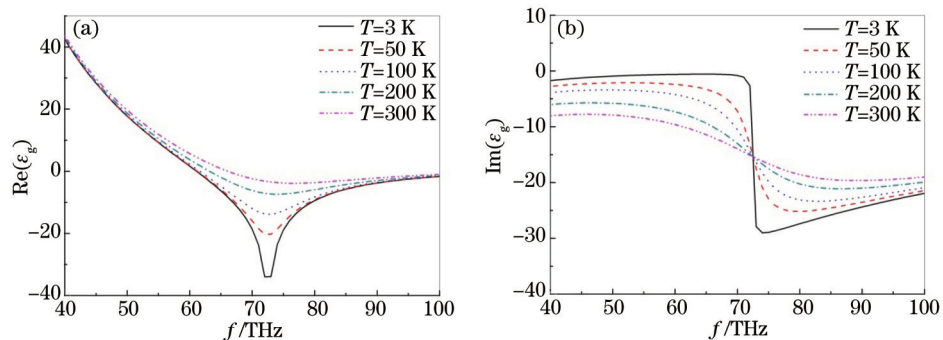


图2 在不同温度下,石墨烯介电常数的(a)实部  $\text{Re}(\epsilon_g)$  和(b)虚部  $\text{Im}(\epsilon_g)$  随频率的变化关系

Fig.2 Dependence of (a) real part and (b) imaginary part of the dielectric constant of the graphene on the frequency at different temperatures  
图3(b)所示。从图3可以看出,  $\text{Re}(\epsilon_g)$  随  $T$  的增大而增大; 当  $f < 72$  THz 时,  $\text{Im}(\epsilon_g)$  随  $T$  的增大而减小; 在  $f > 72$  THz 时,  $\text{Im}(\epsilon_g)$  随  $T$  的增大而增大。

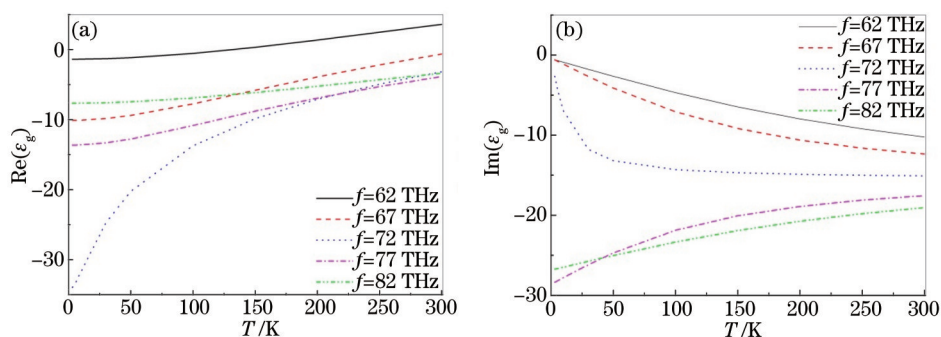


图3 在不同频率下,石墨烯介电常数的(a)实部  $\text{Re}(\epsilon_g)$  和(b)虚部  $\text{Im}(\epsilon_g)$  随温度的变化关系

Fig.3 Dependence of (a) real part and (b) imaginary part of the dielectric constant of the graphene on the temperature at different frequencies

本文采用有限元方法(FEM)对该表面等离子波导的传输特性进行分析。给定波导的几何参数、介质的介电常数和入射波的波长,通过求解下述方程就可以获得波导横截面内的模式场分布  $E$ 、有效折射率的实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$

和虚部  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ , 由此可得传播距离  $L_{\text{prop}} = \frac{\lambda}{2\pi|\text{Im}(n_{\text{eff}})|}$  [19] 和模式面积  $A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int |E|^2 ds\right)^2}{\int |E|^4 ds}$  [20], 其中  $\lambda$  为工作波长。

$$\nabla_t^2 E + k_0^2(\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2)E = 0, \quad (3)$$

式中  $\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ,  $\lambda_0$  为真空中的波长,  $\epsilon_r = \epsilon_r(x, y)$ , 为波导横截面内介质的相对介电常数分布。

### 3 传输特性分析

对于如图1所示的单层石墨烯涂覆的双椭圆形电介质纳米并行线表面等离子光波导, 支持的模式较多, 本文研究的是一种对称模式, 其横向电场 ( $E_t = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ ) 分布如图4所示。这里给出的是在椭圆的半长轴  $a = 100$  nm, 半短轴  $b = 90$  nm 以及椭圆半中心间距  $c = 104$  nm 条件下的横向电场分布图。从图4可以看到, 在涂覆了单层石墨烯的并行线的对称中心处, 激发了SPP, 场主要集中在并行线之间的空间内, 场分布关于  $X$  轴和  $Y$  轴是完全对称的。

下面分别讨论椭圆的几何尺寸、温度  $T$  和工作频率  $f$  对波导的传输特性的影响, 并通过场分布对所得结果进行讨论和解释。

#### 3.1 几何尺寸对传输特性的影响

在  $T = 3$  K 和  $f = 72$  THz 条件下, 本文考虑几何尺寸对有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和传播距离  $L_{\text{prop}}$  以及模式面积  $A_{\text{eff}}$  的影响。当  $a = 90, 100, 110$  nm, 且  $b = a - 20, a, a + 20$  时, 计算结果如图5所示。从图5(a)可以看出,

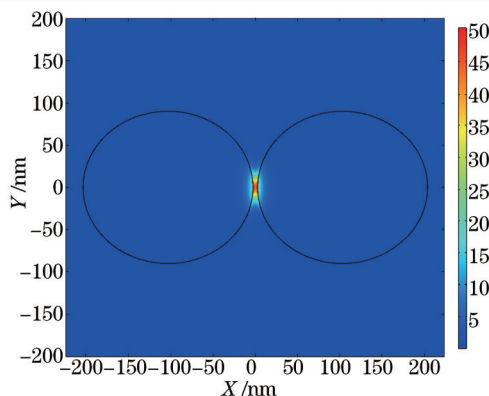


图4 涂覆了单层石墨烯的双椭圆二氧化硅电介质纳米并行线横向电场分布

Fig.4 Intensity distribution of the transverse electric field in the cross-section of the double elliptical nano parallel silica lines coated with graphene

3组曲线变化趋势大致相同,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  都是随着  $c$  的增大在逐渐减小并趋于饱和, 而且  $b$  越小  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  越小。从图 5(b)可以看出, 3组曲线变化趋势也大致相同,  $L_{\text{prop}}$  随着  $c$  的增大先增大后减小, 存在一个峰值。在峰的上升沿,  $b$  对  $L_{\text{prop}}$  的影响不大。在峰的下降沿,  $b$  越大,  $L_{\text{prop}}$  也越大。从图 5(c)可以看出, 3组曲线变化趋势大致相同,  $A_{\text{eff}}$  都是随着  $c$  的增大在逐渐增大。

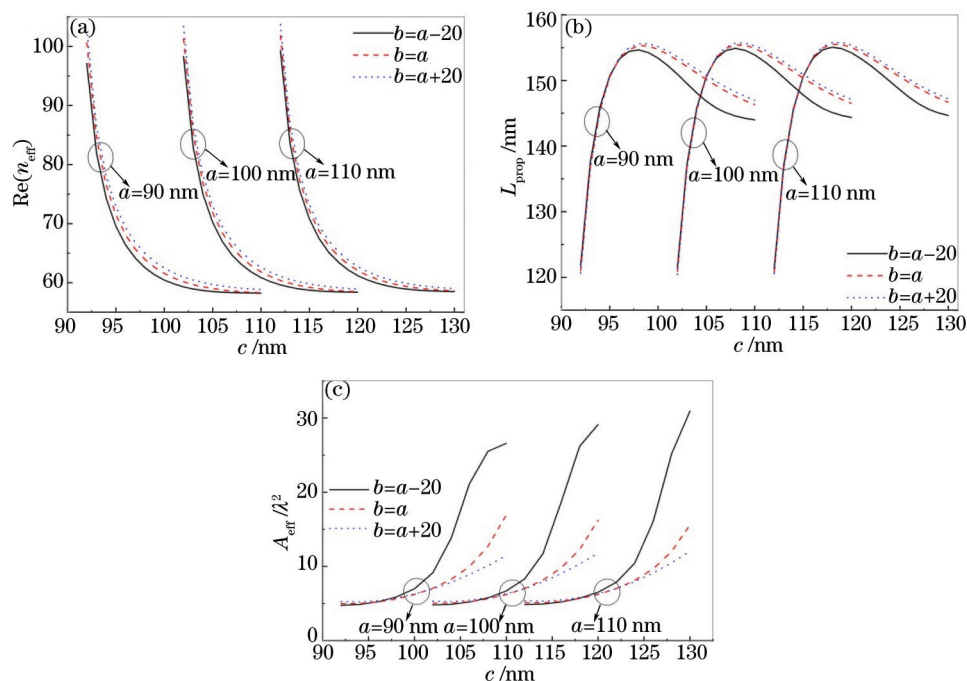


图5 在  $T = 3 \text{ K}$ ,  $f = 72 \text{ THz}$  的条件下, 当  $a = 90, 100, 110 \text{ nm}$ ,  $b = a - 20, a, a + 20$  时, (a)有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、(b)传播距离  $L_{\text{prop}}$  以及(c)归一化模式面积  $A_{\text{eff}}$  随  $c$  的变化

Fig.5 Dependence of (a) real part of the effective refractive index  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ , (b) propagation distance  $L_{\text{prop}}$  and (c) normalized mode area  $A_{\text{eff}}$  on  $c$  at  $a = 90, 100, 110 \text{ nm}$  and  $b = a - 20, a, a + 20$  when  $T = 3 \text{ K}$  and  $f = 72 \text{ THz}$

上述这些现象可以从图 6 所示的场分布情况得到解释。图 6 给出了在  $T = 3 \text{ K}$  和  $f = 72 \text{ THz}$  的条件下, 当  $a = 100 \text{ nm}$ ,  $b = 80, 120 \text{ nm}$ ,  $c = 103, 116 \text{ nm}$  时的 4 组场分布。从图 6(a)和图 6(b)[或者图 6(c)和图 6(d)]的对比可以看出: 当  $c$  较小时, 并行线上两侧的场处于强耦合状态, 场占据的面积较小, 场的强度较高, 场与石墨烯的相互作用较大,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  较大, 损耗较大, 所以  $L_{\text{prop}}$  较小; 当  $c$  增大时, 并行线上两侧的场的耦合程度开始减小, 场占据的面积变大, 场的强度逐渐减弱, 场与石墨烯的相互作用变小,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  变小, 损耗变小, 所以  $L_{\text{prop}}$  逐渐增加; 如果  $c$  继续增大, 并行线上两侧的场的耦合程度渐渐变为 0, 场各自占据自己所在的纳米线, 场的

面积增大并趋于饱和,场的强度逐渐减弱,场与石墨烯的相互作用减弱,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  逐渐减小并趋于饱和,损耗增加并趋于饱和,所以  $L_{\text{prop}}$  逐渐减小并趋于饱和。从图 6(a)和图 6(c)[或者图 6(b)和图 6(d)]的对比可以看出:当  $c$  较小时,  $b$  的大小对并行线上两侧的场占据的面积和耦合程度影响较小,所以对  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和  $L_{\text{prop}}$  以及  $A_{\text{eff}}$  的影响较小。当  $c$  较大时,逐渐增大  $b$ ,并行线上两侧的场占据的面积变大,场的耦合程度增高,场与石墨烯的相互作用变大,有效折射率变大,损耗变小,所以  $L_{\text{prop}}$  较长。

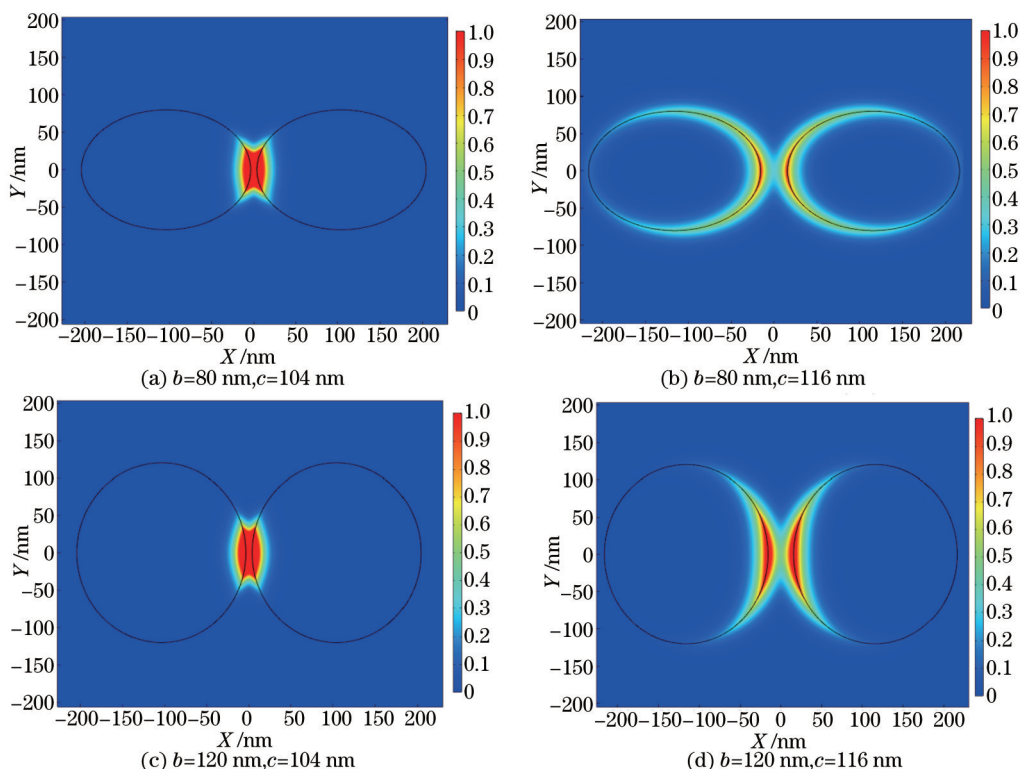


图 6 在  $T=3\text{ K}$  和  $f=72\text{ THz}$  的条件下,  $a=100\text{ nm}$  时的电场强度分布

Fig.6 Intensity distribution of the electric field at  $a=100\text{ nm}$  when  $T=3\text{ K}$  and  $f=72\text{ THz}$

在  $f=72\text{ THz}$  和  $T=3\text{ K}$  的条件下,下面讨论该波导传输特性的结构参数优化问题。这里采用品质因数 (FOM)这一指标进行分析,其表达式为  $Q_{\text{FOM}} = \frac{\text{Re}(n_{\text{eff}})}{\text{Im}(n_{\text{eff}})}$  [19]。当  $a=90, 100, 110\text{ nm}$ ,  $b=a-20, a, a+20$  时,计算结果如图 7 所示。从图 7 中可以看出,  $c$  越小,  $Q_{\text{FOM}}$  越大,  $b>a$  时,  $Q_{\text{FOM}}$  相对较大。也就是说,尽量减小并行线之,增加并行线的半短轴的长度,可以达到更好的传输效果。

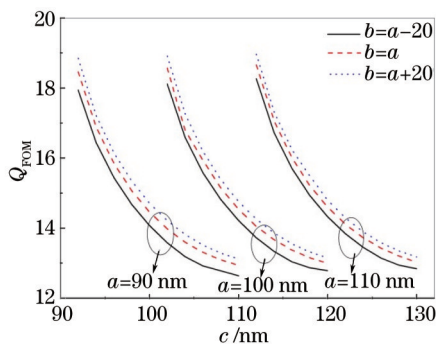


图 7  $Q_{\text{FOM}}$  随着  $c$  的变化趋势图

Fig.7 Dependence of  $Q_{\text{FOM}}$  on  $c$

### 3.2 工作频率对传输特性的影响

在  $T=3\text{ K}$  条件下,本文考虑工作频率  $f$  对有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和传播距离  $L_{\text{prop}}$  以及模式面积  $A_{\text{eff}}$  的

影响。当  $a = 100 \text{ nm}$  , 且  $b = a - 20$  ,  $a$  ,  $a + 20$  ,  $c = 104 \text{ nm}$  时, 计算结果如图 8 所示。从图 8(a) 可以看出,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  随着  $f$  的增大在逐渐减小并趋于饱和。在确定的频率条件下,  $b$  较小时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  较小。从图 8(b) 可以看出,  $L_{\text{prop}}$  随着  $f$  的增大在逐渐减小并趋于饱和。在确定的频率条件下,  $b$  较小时,  $L_{\text{prop}}$  较大。从图 8(c) 可以看出,  $A_{\text{eff}}$  随着  $f$  的增大先增大后减小, 再增大并趋于饱和。在确定的频率条件下,  $b$  较小时,  $A_{\text{eff}}$  较小。需要指出的是, 当  $f$  小于  $71 \text{ THz}$  时, 波导不再支持如图 4 所示的模式。

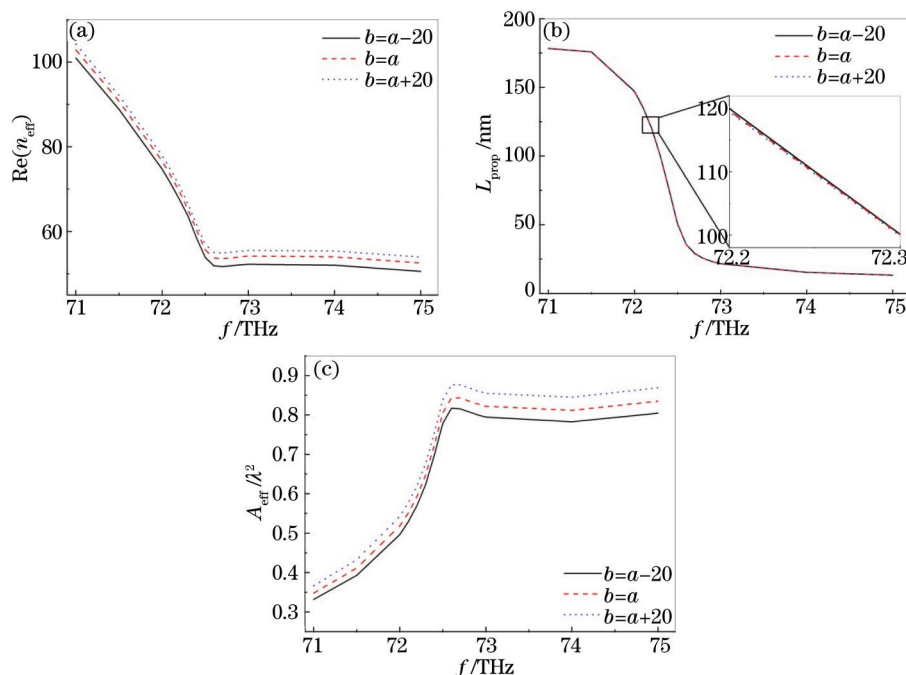


图 8 在  $T = 3 \text{ K}$  的条件下, 当  $b = a - 20$  ,  $a$  ,  $a + 20$  ,  $c = 104 \text{ nm}$  时, (a) 有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  、  
(b) 传播距离  $L_{\text{prop}}$  以及 (c) 归一化模式面积  $A_{\text{eff}}$  随着  $f$  的变化

Fig.8 Dependence of (a) real part of the effective refractive index  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ , (b) propagation distance  $L_{\text{prop}}$  and (c) normalized mode area  $A_{\text{eff}}$  on  $f$  at  $b = a - 20$  ,  $a$  ,  $a + 20$  and  $c = 104 \text{ nm}$  when  $T = 3 \text{ K}$

上述这些现象可以从图 9 所示的场分布和图 2 所示的石墨烯的介电常数随频率的变化关系得到解释。图 9 给出了在  $T = 3 \text{ K}$  的条件下, 当  $a = 100 \text{ nm}$  ,  $b = 100 \text{ nm}$  ,  $c = 104 \text{ nm}$  时,  $f$  分别取  $71 \text{ THz}$  和  $74 \text{ THz}$  的两组归一化的电场强度分布。从图 9(a) 和图 9(b) 可以看出: 当  $f$  较小时, 并行线上两侧的场的耦合强度较弱, 场的模式面积  $A_{\text{eff}}$  较小, 场与石墨烯的相互作用较强, 有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  较大,  $L_{\text{prop}}$  的值为  $175 \text{ nm}$  左右。当  $f$  较大时, 并行线上两侧的场的耦合强度较强, 场的模式面积  $A_{\text{eff}}$  较大, 场与石墨烯的相互作用较弱, 有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  较小。但从图 2 可知, 此时石墨烯介电常数虚部的绝对值增大, 损耗急剧变大, 所以传播距离  $L_{\text{prop}}$  的值减少到仅为  $25 \text{ nm}$  左右。同 3.1 节的分析类似,  $b$  的大小会对  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  、  $L_{\text{prop}}$  和  $A_{\text{eff}}$  有微调的作用。

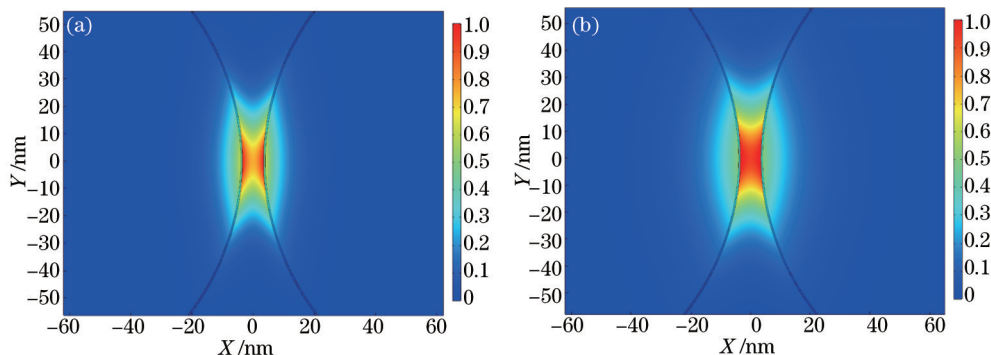


图 9  $T = 3 \text{ K}$  的条件下, 当  $a = 100 \text{ nm}$  ,  $b = 100 \text{ nm}$  和  $c = 104 \text{ nm}$  , (a)  $f = 71 \text{ THz}$  和 (b)  $f = 74 \text{ THz}$  时, 电场强度分布图

Fig.9 Intensity distribution of the electric field at  $a = 100 \text{ nm}$  ,  $b = 100 \text{ nm}$  ,  $c = 104 \text{ nm}$  , (a)  $f = 71 \text{ THz}$  and (b)  $f = 74 \text{ THz}$  when  $T = 3 \text{ K}$

### 3.3 温度 $T$ 对传输特性的影响

在  $f=72$  THz 条件下,本文考虑温度  $T$  对有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播距离  $L_{\text{prop}}$  以及模式面积  $A_{\text{eff}}$  的影响。当  $a=100$  nm, 且  $b=a-20$ ,  $a$ ,  $a+20$  时,计算结果如图 10 所示。从图 10(a)可以看出,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  随着  $T$  的升高在逐渐增大并趋于饱和。在确定的温度条件下,  $b$  较小时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  较小。从图 10(b)可以看出,  $L_{\text{prop}}$  随着  $T$  的升高在逐渐减小并趋于饱和。在确定的温度条件下,  $b$  较小时,  $L_{\text{prop}}$  较大。从图 10(c)可以看出,  $A_{\text{eff}}$  随着  $T$  的升高在逐渐减小。在确定的温度条件下,  $b$  较小时,  $A_{\text{eff}}$  较小。

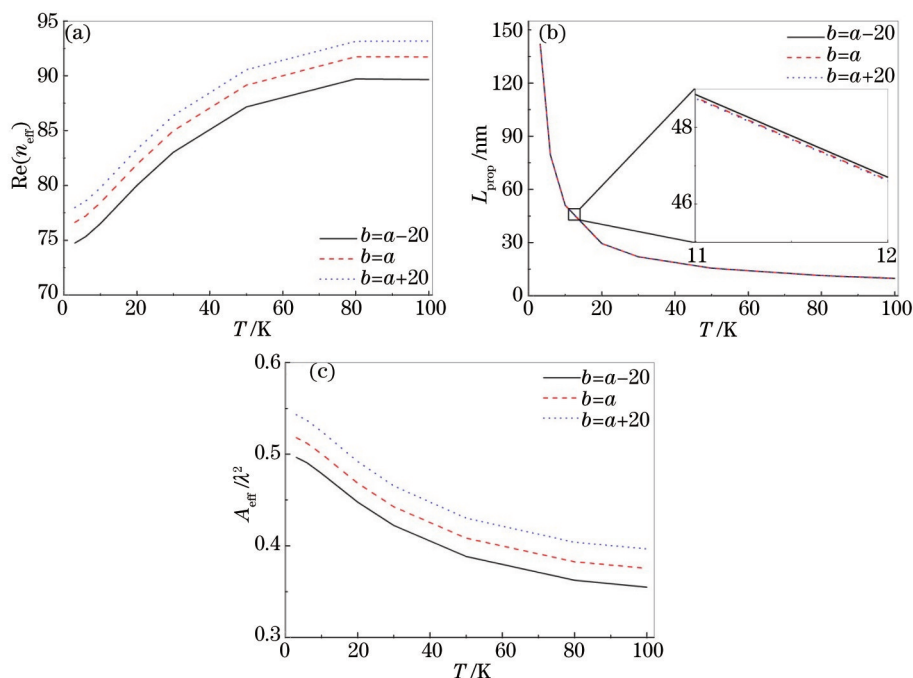


图 10 在  $f=72$  THz 的条件下,当  $b=a-20$ ,  $a$ ,  $a+20$  时,(a)有效折射率实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、(b)传播距离  $L_{\text{prop}}$  以及 (c)归一化模式面积  $A_{\text{eff}}$  随着  $T$  的变化

Fig.10 Dependence of (a) real part of the effective refractive index  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ , (b)propagation distance  $L_{\text{prop}}$  and (c) normalized mode area  $A_{\text{eff}}$  on  $T$  at  $b=a-20$ ,  $a$ ,  $a+20$  when  $f=72$  THz

上述这些现象可以从图 11 所示的场分布情况得到解释。图 11 给出了在  $f=72$  THz 的条件下,当  $a=100$  nm,  $b=100$  nm,  $c=104$  nm,  $T$  分别取 10 K 和 100 K 时的两组电场强度分布图。从图 11(a)和图 11(b)的对比可以看出:当  $T$  较小时,场占据的面积较大,  $A_{\text{eff}}$  较大,并行线上两侧的场的耦合程度较高,场与石墨烯的相互作用较小,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  较小,损耗较小,所以  $L_{\text{prop}}$  较大;当  $T$  增大时,场占据的面积减小,  $A_{\text{eff}}$  较小,并行线上两侧的场的耦合程度较小,场与石墨烯的相互作用变大,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  变大,损耗变小,所以  $L_{\text{prop}}$  逐渐减小。同 3.1 节的分析类似,  $b$  的大小会对  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、 $L_{\text{prop}}$  和  $A_{\text{eff}}$  有微调的作用。

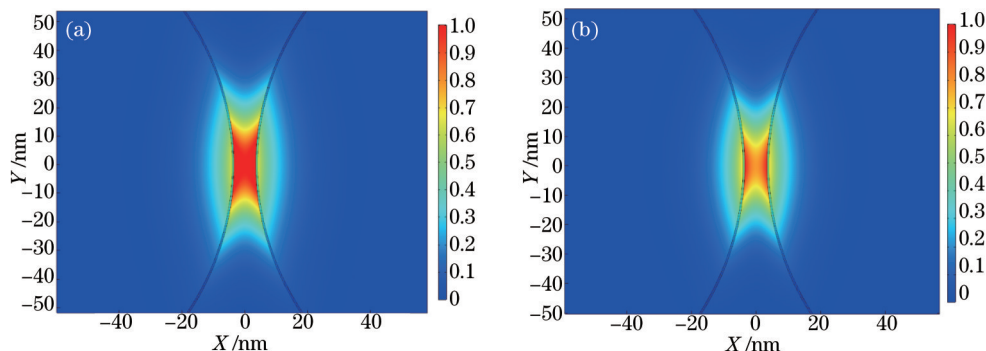


图 11 在  $f=72$  THz 的条件下,  $a=100$  nm,  $b=100$  nm,  $c=104$  nm, (a)  $T=10$  K 和 (b)  $T=100$  K 时,电场强度分布图

Fig.11 Intensity distribution of the electric field at  $a=100$  nm,  $b=100$  nm,  $c=104$  nm, (a)  $T=10$  K and (b)  $T=100$  K when  $f=72$  THz

## 4 结 论

在一定的条件下,石墨烯具有类似贵金属的特性,能够支持表面等离子激元的传输。在此基础上,设计了一种由单层石墨烯涂覆的双椭圆电介质纳米并行线构成的表面等离子体光波导。数值计算结果表明:波导的几何尺寸、工作频率以及温度对传输特性都有影响。随着两椭圆的中心距离的增大,有效折射率的实部逐渐减小并趋于饱和,传播距离先增大后减小并趋于饱和,模式面积逐渐增大。椭圆的半短轴的大小对有效折射率、传播距离和模式面积有微调作用。通过结构参数优化的计算,当减小并行线之间的距离,增加并行线的半短轴的长度,可以达到更好的传输效果。随着工作频率的增大,有效折射率的实部逐渐减小并趋于饱和,传播距离逐渐减小并趋于饱和,模式面积逐渐增大。随着温度的升高,有效折射率的实部逐渐增大并趋于饱和,传播距离逐渐减小并趋于饱和,模式面积逐渐减小。该探究工作为基于石墨烯材料的表面等离子激元光波导的设计、制作和应用提供了理论基础。

## 参 考 文 献

- 1 K S Novoselov, A K Geim, S V Morozov, *et al.*. Electric field effect in atomically thin carbon films[J]. *Science*, 2004, 306(5696): 666–669.
- 2 F Javier García de Abajo. Graphene plasmonics: Challenges and opportunities[J]. *ACS Photonics*, 2014, 1(3): 135–152.
- 3 A K Geim, K S Novoselov. The rise of graphene[J]. *Nature Material*, 2007, 6(3): 183–191.
- 4 F H Koppens, D E Chang, F J García de Abajo. Graphene plasmonics: A platform for strong light-matter interactions[J]. *Nano Lett*, 2011, 11(8): 3370–3377.
- 5 A Vakil, N Engheta. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291–1294.
- 6 M Jablan, H Buljan, M Soljačić, *et al.*. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. *Phys Rev B*, 2009, 80(24): 245435.
- 7 Q Bao, K P Loh. Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(5): 3677–3694.
- 8 F Bonaccorso, Z Sun, T Hasan, *et al.*. Graphene photonics and optoelectronics[J]. *Nat Photonics*, 2010, 4(9): 611–622.
- 9 Sun Xiaoming, Zeng Jie, Zhang Qianyun, *et al.*. Research of optical fiber surface plasmon wave resonance sensor based on built-in modulation layer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(1): 0128002.  
孙晓明,曾捷,张倩韵,等.内置调制层型光纤表面等离子体波共振传感器研究[J].*光学学报*, 2013, 33(1): 0128002.
- 10 Wang Yijia, Zhang Chonglei, Wang Rong, *et al.*. Extracting phase information of surface plasmon resonance imaging system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(5): 0524001.  
王弋嘉,张崇磊,王蓉,等.表面等离子体共振成像系统相位提取[J].*光学学报*, 2013, 33(5): 0524001.
- 11 Shen Junfeng, Zhang Cuijiao, Zhang Yuquan, *et al.*. Study on novel nano-heating source based on plasmonic nanotweezers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(9): 0924001.  
沈军峰,张翠娇,张聿全,等.基于表面等离子激元光镊的新型纳米热源研究[J].*光学学报*, 2014, 34(9): 0924001.
- 12 J Lao, J Tao, Q J Wang, *et al.*. Tunable graphene-based plasmonic waveguides: Nano modulators and nano attenuators[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(4): 569–574.
- 13 A Y Nikitin, F Guinea, F J Garcia-Vidal, *et al.*. Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene micro-ribbons[J]. *Phys Rev B*, 2011, 84(16): 161407.
- 14 J Christensen, A Manjavacas, S Thongrattanasiri, *et al.*. Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons[J]. *Acs Nano*, 2012, 6(1): 431–440.
- 15 W B Lu, W Zhu, H J Xu, *et al.*. Flexible transformation plasmonics using graphene[J]. *Optics Express*, 2013, 21(9): 10475–10482.
- 16 P Liu, X Zhang, Z Ma, *et al.*. Surface plasmon modes in graphene wedge and groove waveguides[J]. *Optics Express*, 2013, 21(26): 32432–32440.
- 17 J Zheng, L Yu, S He, *et al.*. Tunable pattern-free graphene nanoplasmonic waveguides on trenched silicon substrate[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 7987.
- 18 Y X Gao, G B Ren, B F Zhu, *et al.*. Analytical model for plasmon modes in graphene-coated nanowire[J]. *Optics Express*, 2014, 22(20): 24322–24331.
- 19 S He, X Zhang, Y He. 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.
- 20 Y X Gao, G B Ren, B F Zhu, *et al.*. Single-mode graphene-coated nanowire plasmonic waveguide[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(20): 5909–5912.