

基于石墨烯加载的不对称纳米天线对的表面等离子激元单向耦合器

邓红梅 黄磊 李静 陆叶 李传起

Tunable unidirectional surface plasmon polariton coupler utilizing graphene-based asymmetric nanoantenna pairs

Deng Hong-Mei Huang Lei Li Jing Lu Ye Li Chuan-Qi

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 145201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.145201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.145201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I14>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非磁化冷等离子体柱中的模式辐射特性分析

[Analysis of mode radiation characteristics in a non-magnetized cold plasma column](#)

物理学报.2017, 66(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.055201>

铜基底上双层至多层石墨烯常压化学气相沉积法制备与机理探讨

[Preperetions of bi-layer and multi-layer graphene on copper substrates by atmospheric pressure chemical vapor deposition and their mechanisms](#)

物理学报.2017, 66(5): 058101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.058101>

三终端非对称夹角石墨烯纳米结的弹道热整流

[Ballistic thermal rectification in the three-terminal graphene nanojunction with asymmetric connection angles](#)

物理学报.2016, 65(24): 248104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.248104>

N/B 掺杂石墨烯的光学与电学性质

[Optical and electronic properties of N/B doped graphene](#)

物理学报.2016, 65(24): 248103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.248103>

石墨烯/聚乙烯醇/聚偏氟乙烯基纳米复合薄膜的介电性能

[Dielectric properties of graphene/poly\(vinyl alcohol\)/poly \(vinylidene fluoride\) nanocomposites films](#)

物理学报.2016, 65(18): 188101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.188101>

# 基于石墨烯加载的不对称纳米天线对的表面等离激元单向耦合器\*

邓红梅 黄磊<sup>†</sup> 李静 陆叶 李传起<sup>‡</sup>

(广西师范大学电子工程学院, 光电子与光通信实验室, 桂林 541004)

(2017年3月6日收到; 2017年4月20日收到修改稿)

本文设计并数值研究了一种石墨烯加载的不对称金属纳米天线对结构. 利用石墨烯费米能级的动态调控特性, 实现了电控表面等离激元的单向传输. 类似于传统的三明治型纳米天线结构, 设计的不对称金属纳米天线对结构可以等效为两个共振的磁偶极子, 由于磁偶极子辐射电磁波的干涉, 将导致单向传输效应. 通过计算腔中的电场分布, 发现石墨烯的调谐能力与石墨烯区域的电场强度成正比关系. 以上现象都可以通过等效电路模型进行理论解释. 此外, 该结构具有小尺寸、高效率、宽带宽和易于光电集成等优点, 在未来的光子集成与光电子学领域将具有重要的应用.

**关键词:** 表面等离激元, 石墨烯, 纳米天线, 磁偶极子

**PACS:** 52.40.Fd, 81.05.ue, 84.40.Ba

**DOI:** 10.7498/aps.66.145201

## 1 引言

表面等离极化激元(surface plasmon polaritons, SPPs)是光子与金属表面的自由电子集体振荡而形成的一种特殊表面电磁模式<sup>[1]</sup>. 其传播常数大于相应介质中的电磁波波数, 因此它具有亚波长特性. 基于这一特性, 在亚波长光学显微镜、超出衍射极限的高分辨率全息成像以及可实现光学集成的相关器件等领域<sup>[2-6]</sup>, SPPs已经吸引了大量研究者的关注. 另一方面, 由于SPPs具有显著的局部场增强效应, 因此其在表面增强拉曼散射、超表面与波导表面的光探测方面也具有重要的应用. 在集成光路中, 产生高效率的单向等离激元光源一直以来都是一项基础性研究课题. 到目前为止, 已提出了很多方法并且实现了单向SPPs传输. 例如, 通过在金属纳米狭缝的两边放置两个优化的光栅或波导结构来实现对SPPs的单向调控, 其限

制SPP的传播行为可以通过分析SPPs的色散曲线得出<sup>[7]</sup>. 此外, 基于干涉原理, 已经提出不对称的金属狭缝<sup>[8,9]</sup>、孔<sup>[10]</sup>、纳米天线<sup>[11]</sup>及移位双层光栅<sup>[12]</sup>来实现SPPs单向传输. 然而, 这些单向设备往往需要精确的几何尺寸才能满足干涉条件, 受限于现有的微加工技术, 在实验中很难构建出精确的样品结构. 因此, 为了解决这一问题, 已提出了通过外部操作手段来调控SPPs单向传输的方案. 例如, 利用自旋霍尔效应<sup>[13]</sup>、改变入射光的角度<sup>[14]</sup>、外加磁场电场<sup>[15]</sup>等.

石墨烯是一层由碳原子组成的六角晶格形蜂窝状结构. 因具有超高的载流子迁移率和宽带光吸收特性, 故其在超快宽带光电探测器方面具有较大的应用潜力. 更为重要的一点是, 石墨烯的费米能级依赖于偏置电压或化学掺杂. 通过调控费米能级低于或高于阈值( $\hbar\omega/2$ ), 石墨烯可用于电光调制器的设计<sup>[16]</sup>. 最近, 基于石墨烯的单向设备已经得以实现. 例如, 北京大学的方哲宇研究小

\* 广西科技研究与技术开发计划(批准号: 1598007-12)和广西研究生教育创新计划(批准号: YCSZ2016035)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: huanglei3113663@163.com

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: lcq@mailbox.gxnu.edu.cn

组 [17] 利用双电压调控对称金属纳米天线对, 实现了对 SPPs 的单向传输; 中南林业科技大学的贺梦东研究小组 [18] 利用石墨烯加载的布拉格反射器的波导结构也实现了对 SPPs 的单向调控. 然而, 这些设备由于结构较为复杂, 很难进行光学集成, 而且在实验上也很难加工. 针对上述问题, 我们设

计了一种基于石墨烯的电控 SPPs 单向耦合器, 它是由非对称的纳米双天线对加载在金属/石墨烯杂化波导上构成. 与前人提出的设备相比, 我们设计的结构单电压调控, 更易于光学集成, 且实现了宽波长范围 6.3—7.5  $\mu\text{m}$  (见图 1, 图 2) 的单向 SPPs 调控.

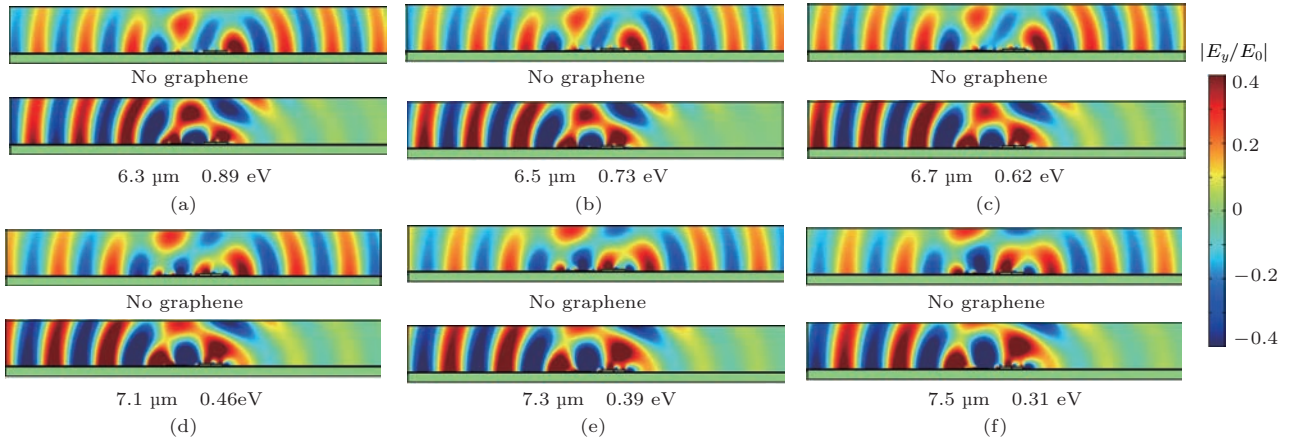


图 1 (网刊彩色) (a)—(f) 分别表示入射波长为 6.3, 6.5, 6.7, 7.1, 7.3, 7.5  $\mu\text{m}$  时无石墨烯与石墨烯费米能级分别为 0.89, 0.73, 0.62, 0.46, 0.39, 0.31 eV 时对应的  $y$  分量电场分布

Fig. 1. (color online) (a)–(f) The  $y$ -component of the electric field distributions at incident wavelength 6.3, 6.5, 6.7, 7.1, 7.3, 7.5  $\mu\text{m}$  without graphene and graphene Fermi levels is 0.89, 0.73, 0.62, 0.46, 0.39, 0.31 eV, respectively.

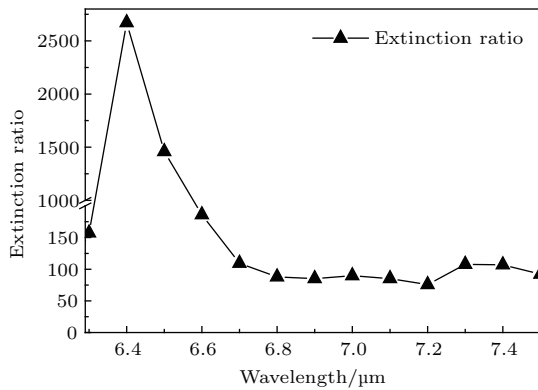


图 2 不同入射波长的消光率

Fig. 2. Simulating results of the extinction ratios with different incident wavelengths.

## 2 模型与设计

图 3(a) 是设计结构的原理图, 它是由非对称的金属纳米天线对加载在石墨烯/金属杂化波导上构成; 其几何结构的具体参数由图 3(b) 给出:  $d = 4.6 \mu\text{m}$  为纳米天线对中心间的距离,  $t_{s(a)}$  为  $\text{SiO}_2(\text{Au})$  层的厚度, 这里  $t_s = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $t_a = 0.2 \mu\text{m}$ .  $w_{l(r)}$ ,  $h_{l(r)}$  分别代表左右两边天线的宽度和高度, 其中  $w_l = 1.7 \mu\text{m}$ ,  $w_r = 1.5 \mu\text{m}$ ,

$h_l = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $h_r = 0.25 \mu\text{m}$ ; 此外,  $g_{l(r)}$  代表左右两边天线腔的大小,  $g_l = 0.02 \mu\text{m}$ ,  $g_r = 0.04 \mu\text{m}$ .

当入射波长为 6.4  $\mu\text{m}$  的 TM 平面波 (磁场垂直于  $x$ - $y$  平面) 垂直入射到样品表面时, 通过调谐施

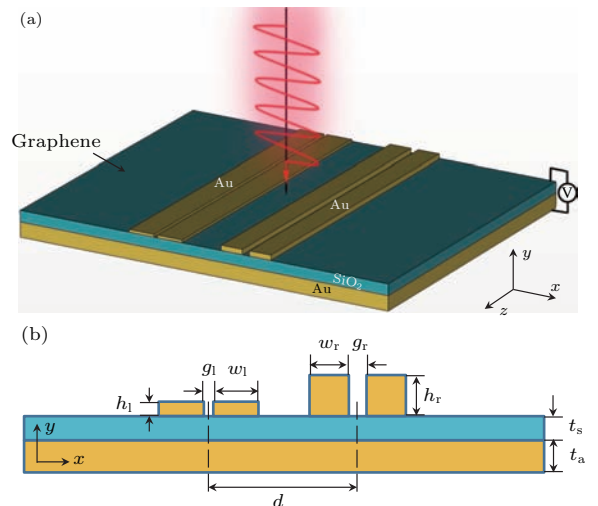


图 3 (网刊彩色) 石墨烯 SPPs 单向耦合器的原理图 (a) 和截面图 (b)

Fig. 3. (color online) (a) Schematic and (b) cross-sectional views of the graphene-based SPPs unidirectional coupler, respectively.

加在 Au 衬底与石墨烯之间的外部电压  $V$ , 表面等离子激元的传输行为将被调控. 在仿真中,  $\text{SiO}_2$  的介电常数设为 2.25, Au 的介电常数参考文献 [19] 中的实验数据. 由于石墨烯是一种各向异性材料, 因此它的介电常数可用张量的形式来表示, 我们将石墨烯的面外介电常数设置为 2.25, 面内介电常数则通过下式给出 [20]:

$$\varepsilon_g = 1 + i\sigma_g/(\omega\varepsilon_0 t_g), \quad (1)$$

其中  $\sigma_g$  为石墨烯的电导率,  $\omega$  为角频率,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数,  $t_g$  为石墨烯的厚度, 这里取  $t_g = 0.33$  nm. 在太赫兹频率下, 石墨烯电导率  $\sigma_g$  可用 Drude 公式表示 [21]:

$$\sigma_g = i[e^2 E_F/(\pi\hbar)^2]/(\omega + i\tau^{-1}), \quad (2)$$

其中  $E_F$  代表费米能级,  $\tau$  代表载流子的弛豫时间,  $\hbar$  为普朗克常数. 费米能级  $E_F = \hbar v_F(\pi n_g)^{1/2}$ , 其中费米速度  $v_F \approx 10^6$  m/s, 载流子的弛豫时间  $\tau = \mu E_F/e v_F^2$ , 载流子速度  $\mu = 3000$   $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , 载流子的浓度  $n_g$  由电容器公式  $n_g = \varepsilon_0 \varepsilon_r V_{\text{bg}}/(et_s)$  推出, 在这里,  $\varepsilon_r$  和  $t_s$  分别表示二氧化硅的介电常数和厚度.

### 3 结果与讨论

利用石墨烯的光学电导依赖于栅电压的调控特性, 我们可以控制 SPPs 的传播特性. 图 4 为计算的  $y$  分量的电场分布和  $x$  分量的能流分布随费米能级的变化. 从图 4(a)—图 4(c) 中可以看出, 随着石墨烯费米能级的增加, 该结构右边的电场强度在逐渐减小. 当石墨烯费米能级为 0.81 eV 时, 结构右边的电场强度消失, SPPs 主要沿着 Au 衬底表面向左传播. 图 4(d) 是费米能级为 0.81 eV 时的能流分布, 可以明显看出 SPPs 传播行为与其对应的电场分布是一致的. 此外, 为了量化设计结构的单向性能, 我们计算了该设备的消光率, 其定义为  $E_L = \eta_L/\eta_R$ , 其中  $\eta_L$  和  $\eta_R$  分别表示非对称纳米天线对左侧和右侧产生的 SPPs 能流效率. 通过计算, 在费米能级为 0.81 eV 时, 该设备的消光率能够达到 2600. 相较于其他单向设备 [22,23], 我们设计的结构产生的单向效率较高. 然而, 是什么原因导致了 SPPs 的单向传输? 针对这一问题我们给出了相关的理论分析.

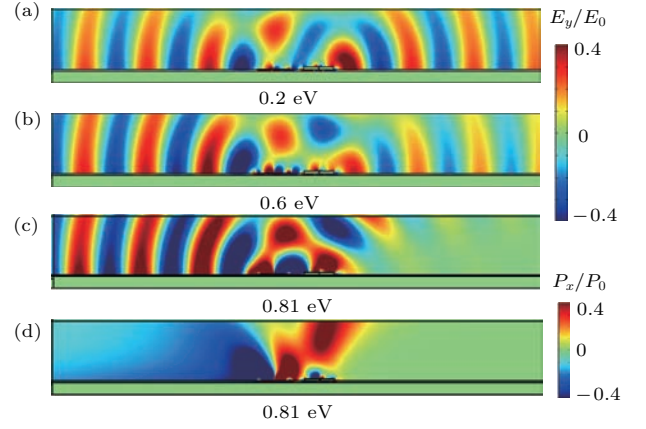


图 4 (网刊彩色) (a)—(c) 石墨烯费米能级分别为 0.2, 0.6, 0.81 eV 时对应的  $y$  分量电场分布; (d) 石墨烯费米能级为 0.81 eV 时  $x$  分量的能流分布

Fig. 4. (color online) (a)–(c) The  $y$ -component of the electric field distribution at 0.2, 0.6 and 0.81 eV, respectively; (d) plot of the  $x$ -component of the power flow distribution at 0.81 eV.

众所周知, 在入射光的激发下, 亚波长的金属电介质金属天线结构可以等效为一个共振的磁偶极子. 在磁偶极子近似下, 辐射电场定义为

$$\mathbf{E} = -\frac{c\mu_0 \mathbf{k}_{\text{spp}}^2 e^{i\phi}}{4\pi r} (\mathbf{n} \times \mathbf{m}) \left(1 - \frac{1}{i\mathbf{k}_{\text{spp}} r}\right), \quad (3)$$

其中  $\mathbf{m}$  代表磁偶极子,  $\mathbf{n}$  是相对磁偶极子位置  $\mathbf{r}$  方向的单位矢量,  $\phi$  为偶极子辐射的初相位,  $\mathbf{k}_{\text{spp}}$  是 SPPs 的波矢, 定义为 [24]

$$\mathbf{k}_{\text{spp}} = \mathbf{k}_0 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_m}{\varepsilon_1 + \varepsilon_m}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

在这里,  $\mathbf{k}_0$  为真空中的波矢,  $\varepsilon_1$  为介质的介电常数,  $\varepsilon_m$  为金属的介电常数. 如果由腔中局域表面等离子激元 (LSPs) 共振诱导的左右两边天线的辐射电磁波的初始相位满足下式 [25]:

$$\phi_1(E_F) + d \frac{2\pi}{\lambda_{\text{spp}}} = \phi_2(E_F) + (2N + 1)\pi, \quad (5)$$

$$\phi_2(E_F) + d \frac{2\pi}{\lambda_{\text{spp}}} = \phi_1(E_F) + 2N\pi, \quad (6)$$

则辐射的电磁波将沿着正  $x$  方向干涉相消, 同时沿着负  $x$  方向干涉相长, 辐射的电磁波将导致单向 SPPs 传输. 值得注意的是  $\phi_1(E_F)$  和  $\phi_2(E_F)$  分别为费米能级的函数, 由于其结构的几何参数不同, 使得它们具有不同的初始相位,  $N$  为任意的整数, 两式相减可得下式

$$\phi_1(E_F) - \phi_2(E_F) = \pi/2. \quad (7)$$

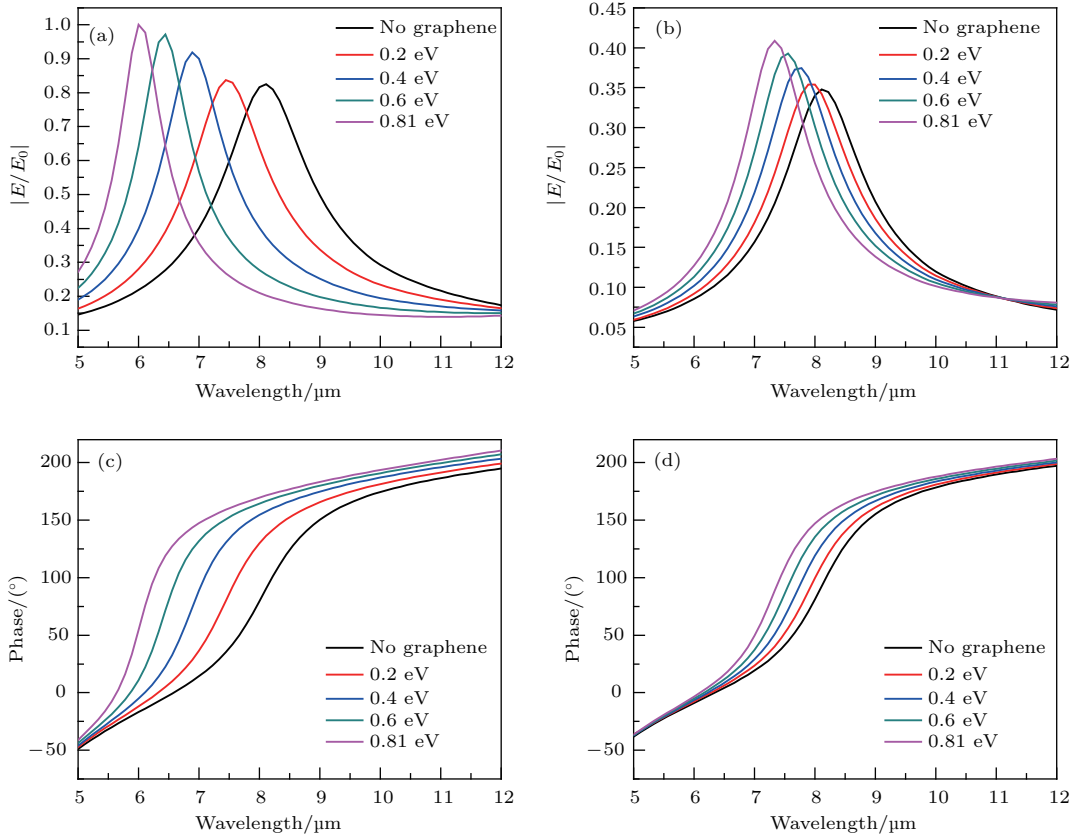


图5 (网刊彩色) (a), (b) 左腔和右腔中心随费米能级变化的电场幅值分布; (c), (d) 左腔和右腔中心随费米能级变化的共振相位分布

Fig. 5. (color online) (a), (b) Simulated electric field magnitudes at the center of the left and right cavities for different Fermi levels of the graphene, respectively; (c), (d) simulated resonance phases at the center of the left and right cavities for different Fermi levels of the graphene, respectively.

因此, 当两个天线的辐射相位满足  $\pi/2$  时将会出现单向 SPPs 传播. 考虑到腔共振依赖于腔中的环境和几何尺寸, 当把石墨烯引入到腔中, 天线的共振可以通过等效电路模型进行理论解释, 其中频移由下式给出 [26]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{1}{2\omega_0^4 C_p^2 L_G L}, \quad (8)$$

其中,  $\omega_0$  为无石墨烯时的谐振频率,  $C_p$  和  $L$  分别表示金属天线的电容和电感,  $L_G$  为石墨烯的电感 (其中  $L_G = -g/\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_g t_g$ ,  $g$  为腔的尺寸). 为了证明腔中的相位是费米能级的函数, 我们计算了不同石墨烯费米能级下左腔和右腔中的电场幅值和相位 (图 5(a)–(d)). 随着石墨烯费米能级的增大, 左腔和右腔的共振峰都发生了蓝移, 如图 5(a) 和图 5(b) 所示, 这是因为随着费米能级的增大石墨烯载流子浓度将增加. 根据等效电路模型, 我们可以得出频移与石墨烯电感成反比, 由于石墨烯载流

子浓度增加, 石墨烯电感减小, 从而导致了共振频率的蓝移. 在这里值得注意的是, 左腔和右腔的蓝移不同, 即左腔中的石墨烯调谐能力大于右腔的调谐能力. 这是因为左腔的尺寸较小使得石墨烯的电感较小, 而右腔相比左腔具有较大的尺寸, 从而石墨烯的电感较大. 根据 (8) 式可知, 电感较小的石墨烯其频移大于电感较大的石墨烯. 另一方面, 其共振频率的变化将影响共振相位的变化. 左腔和右腔的共振相位由图 5(c) 和图 5(d) 给出, 从图中可以看出两个腔中相位的变化与电场幅值的变化非常符合. 随后, 我们计算了费米能级为 0.81 eV 时左腔和右腔的共振相位, 如图 6 所示, 蓝线代表左腔和右腔共振相位的相位差. 从图中可以看出, 当入射光波长为  $6.4 \mu\text{m}$  时, 相位差约为  $\pi/2$ , 该结果与 (7) 式的理论完全一致. 以上的分析结果表明, 单向 SPPs 的产生是由于辐射电磁波的干涉所导致.

最后, 我们研究了不对称纳米天线对在腔中有无石墨烯时的电场强度分布. 由图 7(a) 和图 7(c) 可以看出, 由于金属反射镜的作用, 电场被强烈地束缚在腔中间. 当石墨烯引入到腔中时, 局域在石墨烯区域的能量较强, 如图 7(b) 和图 7(d). 通过对比左腔和右腔中石墨烯处的场强, 我们发现对于较小尺寸的腔(左腔)其对应的石墨烯处场强较强, 而较大尺寸的腔(右腔)则较弱. 这是由于不同的结构参数导致其共振不同. 不同的共振具有不同的能量, 左腔的共振具有更高的能量, 因而在石墨烯处具有较高的场强, 从而能够起到更大的调谐作用; 而右腔束缚场的能力相比左腔较弱, 所以其石墨烯的调谐能力较小. 在这里, 左腔石墨烯处的电场能量约为 30.4 V/m, 右腔约为 18.0 V/m. 腔的调谐能力与石墨烯处的电场强度成正比, 因此, 左腔的调谐能力大于右腔. 以上的分析表明不对称纳米天

线对与石墨烯的相互作用引起了 SPPs 的单向效应的产生.

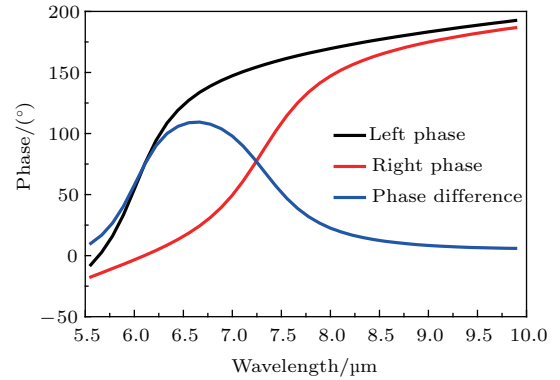


图 6 (网刊彩色) 石墨烯费米能级为 0.81 eV 时左腔和右腔的共振相位, 蓝线表示两腔的相位差  
Fig. 6. (color online) Phases of the left and right cavities at the Fermi level of 0.81 eV. The blue line shows the phases difference between the two cavities.

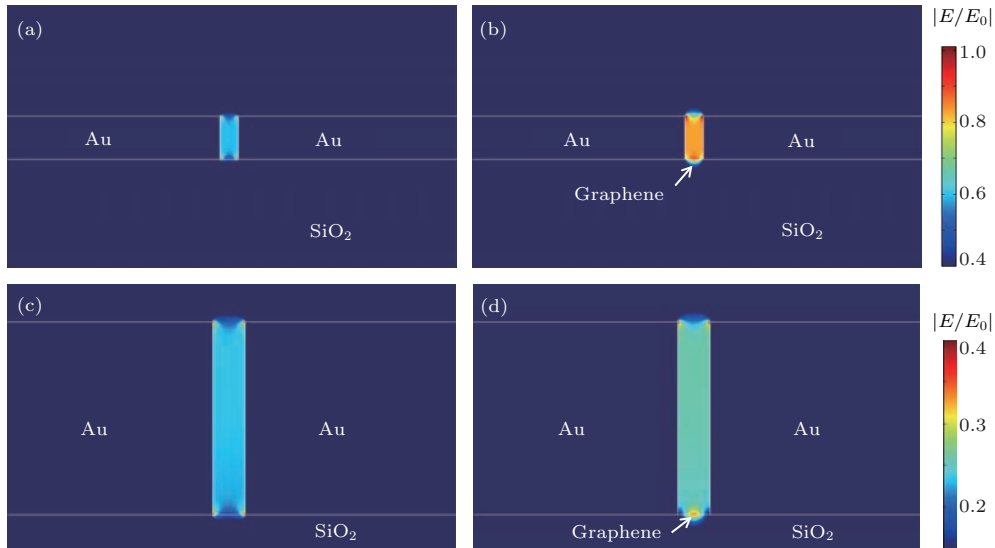


图 7 (网刊彩色) 入射波长为 6.4 μm, 费米能级为 0.2 eV 时在  $x-y$  平面左腔和右腔的电场强度分布 (a), (c) 左腔和右腔无石墨烯时的电场强度分布; (b), (d) 左腔和右腔有石墨烯时的电场强度分布

Fig. 7. (color online) Distributions of the electric field intensity at the  $x-y$  plane for 6.4 μm incident wavelength when the Fermi level of the graphene is 0.2 eV: (a), (b) Distributions of the electric field intensity without and with the graphene sheet in the vicinity of left cavity, respectively; (c), (d) distributions of the electric field intensity without and with the graphene sheet in the vicinity of right cavity, respectively.

## 4 结 论

本文设计了一种石墨烯加载在 Au/SiO<sub>2</sub> 衬底上的不对称金属纳米天线对结构. 通过在石墨烯与 Au 衬底之间施加外部电压来控制辐射电磁波的相位, 从而使电磁波沿着特定的方向干涉相长, 相

反方向干涉相消. 随着现代微加工技术的发展, 在实验上构造相应的结构样品成为了可能. 通过化学气相沉积转移石墨烯到 SiO<sub>2</sub>/Au 衬底上, 利用电子阻挡层在石墨烯薄膜上构造金属纳米天线, 最后 lift-off. 这种灵活的设备在未来的光子集成与光电子学领域将具有重要的应用.

## 参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Genevet P, Lin J, Kats M A, Capasso F 2012 *Nat. Commun.* **3** 1278
- [3] Chu Y Z, Banaee M G, Crozier K B 2010 *ACS Nano* **4** 2804
- [4] Xia F N, Mueller T, Lin Y M, Garcia A V, Avouris P 2009 *Nat. Nanotechnol.* **4** 839
- [5] Huang L, Fan Y H, Wu S, Yu L Z 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 094101
- [6] Li C Q, Huang L, Wang W Y, Ma X J, Zhou S B, Jiang Y H 2015 *Opt. Commun.* **355** 337
- [7] Gan Q Q, Fu Z, Ding Y J, Bartoli F J 2007 *Opt. Express* **15** 18050
- [8] He M D, Gong Z Q, Li S, Luo Y F, Liu J Q, Chen X S 2011 *Opt. Commun.* **284** 368
- [9] Gao J, He M D, Chen K Q 2013 *Opt. Commun.* **291** 366
- [10] He M D, Liu J Q, Gong Z Q, Li S, Luo Y F 2012 *Opt. Commun.* **285** 182
- [11] Yang J, Zhou S X, Hu C, Zhang W W, Xiao X, Zhang J S 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 590
- [12] Liu T R, Shen Y, Shin W, Zhu Q Z, Fan S H, Jin C J 2014 *Nano Lett.* **14** 3848
- [13] Xiao S Y, Zhong F, Liu H, Zhu S N, Li J S 2015 *Nat. Commun.* **6** 8326
- [14] Pors A, Nielsen M G, Bernardin T, Weeber J C, Bozhevolnyi S 2014 *Light: Sci. Appl.* **3** e197
- [15] Liu Y M, Palomba S, Park Y, Zentgraf T, Yin X B, Zhang X 2012 *Nano Lett.* **12** 4853
- [16] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, Geng B S, Zentgraf T, Ju L, Wang F, Zhang X 2011 *Nature* **474** 64
- [17] Bao Y J, Zu S, Zhang Y F, Fang Z Y 2015 *ACS Photon.* **2** 1135
- [18] He M D, Wang K J, Wang L, Li J B, Liu J Q, Huang Z R, Wang L L, Wang L, Hu W D, Chen X S 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 081903
- [19] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [20] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [21] Zhu L, Fan Y H, Wu S, Yu L Z, Zhang K Y, Zhang Y 2015 *Opt. Commun.* **346** 120
- [22] Chen J J, Li Z, Yue S, Gong Q H 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 041113
- [23] Huang L, Wu S, Wang Y L, Ma X J, Deng H M, Wang S M, Lu Y, Li C Q, Li T 2017 *Opt. Mater. Express* **7** 569
- [24] Wang Z L 2009 *Prog. Phys.* **29** 287 (in Chinese) [王振林 2009 物理学进展 **29** 287]
- [25] Yang J, Xiao X, Hu C, Zhang W W, Zhou S X, Zhang J S 2014 *Nano Lett.* **14** 704
- [26] Yao Y, Kats M A, Genevet P, Yu N F, Song Y, Kong J, Capasso F 2013 *Nano Lett.* **13** 1257

# Tunable unidirectional surface plasmon polariton coupler utilizing graphene-based asymmetric nanoantenna pairs\*

Deng Hong-Mei Huang Lei<sup>†</sup> Li Jing Lu Ye Li Chuan-Qi<sup>‡</sup>

(Lab of Optoelectronics and Optical Communications, Department of Electronic Engineering, Guangxi Normal University, Guilin 541004, China)

( Received 6 March 2017; revised manuscript received 20 April 2017 )

## Abstract

Surface plasmon polaritons (SPPs), the electromagnetic waves traveling along metal-dielectric or metal-air interface, which originate from the interactions between light and collective electron oscillations on metal surface, have received considerable attention for their promising applications in the future optical field, such as image, breaking diffraction limit, subwavelength-optics microscopy, lithography, etc. However, one of the fundamental issues in plasmonics is how to actively manipulate the propagation direction of SPPs. In this paper, we propose and numerically investigate a graphene-based unidirectional SPP coupler, which is composed of asymmetric plasmonic nanoantenna pairs with a graphene sheet separated by a SiO<sub>2</sub> spacer from the gold substrate. The device geometry facilitates the simultaneous excitation of two localized surface plasmon resonances in the entire structure, and consequently, the asymmetric nanoantenna pairs can be considered as being composed of two oscillating magnetic dipoles or as two SPP sources. Because the resonance of the plasmonic antenna pairs depends on the bias voltage applied across graphene sheet and back-gated Au, the phase difference between radiated electromagnetic waves induced by the antenna can be tuned through varying the Fermi level of graphene. Here, approximately a  $\pi/2$  phase difference between radiated electromagnetic (EM) waves can be acquired at  $E_F \approx 0.81$  eV, which indicates that the radiated EM waves can interfere constructively along the direction of the  $x$ -axis while interfere destructively along the opposite direction. This directional propagation of EM wave leads to the unidirectional propagation of SPPs. Furthermore, electric field distribution of the cavity demonstrates that the tunability of plasmonic antenna is proportional to the electric field intensity in the vicinity of the graphene region. For our designed structure, the left cavity can provide a significantly larger tunable range than the right one. With this result, we can quantitatively analyze the tuning behavior of graphene-loaded plasmonic antenna based on equivalent circuit model, and draw the conclusions that the unidirectional SPP propagation effect originates from the interference mechanism. In addition, compared with the device reported previously, our proposed device possesses a huge extinction ratio ( $>2600$ ) and more broadband tunable wavelength range (6.3–7.5  $\mu\text{m}$ ). In addition, it is possible to make up for the deficiencies of current nanofabrication technologies by utilizing its actively controlled capability. All the above results indicate that the proposed active device promises to realize a compactable, tunable, and broadband terahertz plasmonic light source. It will play an important role in future photonic integrations and optoelectronics.

**Keywords:** surface plasmon polaritons, graphene, nanoantenna, magnetic dipole

**PACS:** 52.40.Fd, 81.05.ue, 84.40.Ba

**DOI:** 10.7498/aps.66.145201

\* Project supported by the Guangxi Scientific Research and Technological Development Program Topics, China (Grant No. 1598007-12) and the Innovation Project of Guangxi Graduate Education, China (Grant No. YCSZ2016035).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [huanglei3113663@163.com](mailto:huanglei3113663@163.com)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [lcq@mailbox.gxnu.edu.cn](mailto:lcq@mailbox.gxnu.edu.cn)