

含石墨烯临界耦合谐振器的吸收特性研究

许杰 周丽 黄志祥 吴先良

Study on the absorbing properties of critically coupled resonator with graphene

Xu Jie Zhou Li Huang Zhi-Xiang Wu Xian-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 238103 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.238103

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.238103>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I23>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

石墨烯-六方氮化硼面内异质结构的扫描隧道显微学研究

Scanning tunneling microscopy study of in-plane graphene-hexagonal boron nitride heterostructures

物理学报.2015, 64(7): 078101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.078101>

石墨烯衍生物作为有机太阳能电池界面材料的研究进展

Recent progress in graphene and its derivatives as interfacial layers in organic solar cells

物理学报.2015, 64(3): 038103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.038103>

基于 FDFD 方法研究含石墨烯薄膜太阳能电池的电磁特性

Study on the electromagnetic properties of thin-film solar cell grown with graphene using FDFD method

物理学报.2015, 64(1): 018101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.018101>

化学气相沉积法制备大尺寸单晶石墨烯的工艺参数研究

Process parameters of large single crystal graphene prepared by chemical vapor deposition

物理学报.2014, 63(24): 248103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.248103>

Si 面 4H-SiC 衬底上外延石墨烯近平衡态制备

Quasi-equilibrium growth of monolayer epitaxial graphene on SiC (0001)

物理学报.2014, 63(3): 038102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.038102>

## 含石墨烯临界耦合谐振器的吸收特性研究\*

许杰<sup>1)</sup> 周丽<sup>1)</sup> 黄志祥<sup>1)†</sup> 吴先良<sup>1)‡</sup>

1)(安徽大学电子信息工程学院, 智能计算与信号处理重点实验室, 合肥 230039)

2)(合肥师范学院电子信息工程学院, 合肥 230061)

(2015年7月16日收到; 2015年8月14日收到修改稿)

临界耦合谐振器是一种薄膜结构, 可以吸收几乎所有的入射电磁波而不产生散射. 为了有效的实现和控制临界耦合现象, 本文提出了在临界耦合结构中加入了基于石墨烯的多层薄膜结构来代替原来的吸收薄膜层. 计算表明临界耦合现象出现在近红外波段, 且可以通过调节石墨烯的费米能级来获得不同的临界耦合频率; 另外改变多层薄膜结构中中介质的厚度、石墨烯的层数, 实现了临界耦合现象的可调谐性, 同时对于弛豫时间和入射角度对吸收效率的影响也做了相应讨论. 本文理论结果为基于石墨烯的临界耦合器件和光探测器件的设计提供了理论依据.

**关键词:** 石墨烯, 频域有限差分方法, 多层薄膜结构, 临界耦合

**PACS:** 81.05.ue, 78.67.Wj, 42.25.Bs, 02.70.bf

**DOI:** 10.7498/aps.64.238103

## 1 引言

自2004年Novoselov等成功从石墨中分离出石墨烯<sup>[1]</sup>以来, 石墨烯引起了越来越多的学者重视, 它不仅仅拥有突出的光学性质<sup>[2,3]</sup>, 还与电磁波有着强相互作用, 另外巨大的克尔非线性系数(比一般煤质高出几个数量级)以及利用偏置电压调节载流子密度实现可控光学性质都是石墨烯的显著特性<sup>[4-7]</sup>. 石墨烯在光波段和近红外波段都有着较好的吸收特性, 是光学探测器和光电器件很好的基础元件. 然而单层石墨烯的吸收较弱, 因此一些学者提出了一些方法来提高吸收效率. 例如Thongrattanasiri等提出了一种掺杂方法使得石墨烯的吸收近乎100%<sup>[8]</sup>; Ferreira等将石墨烯置于Fabry-Perot腔中央或者将石墨烯制作成褶皱结构, 使吸收效率达到100%<sup>[9]</sup>; Nikitin等使用石墨烯周期逆点阵列, 增强了在微波和太赫兹波段的吸收特性<sup>[10]</sup>; Nefedov等在基于石墨烯的非对称多层薄膜

结构中获得了100%的吸收效率<sup>[11]</sup>. 本文通过与基于石墨烯多层薄膜结构<sup>[12-15]</sup>的临界耦合同样实现了极高的吸收效率.

临界耦合谐振器是一个薄膜结构, 它可以吸收近乎全部的入射电磁辐射, 从而导致零散射. 2006年, Tischler等首先提出临界耦合谐振器的概念<sup>[16,17]</sup>, 他们利用5 nm厚的高振子强度的J聚集子染料, 在波长为591 nm处吸收了高于97%的入射光; 2007年, Gupta等用金属-介质复合薄膜取代高分子吸收层, 研究表明临界耦合频率可以通过改变金属夹杂物的体积分数进行调谐. 随后, 他们还分别研究了在TE和TM极化、Fabry-Perot超材料谐振腔镜和Kerr非线性分层结构内的斜入射情况<sup>[18]</sup>. 但是, 针对一个给定吸收材料, 其临界耦合系统的灵活性常受到限制, 且在光设备的实际应用中, 临界耦合的可调谐性又十分重要. 我们期望可以通过一外部场来调谐固定配置或设备中的临界耦合作用. 因此, 在临界耦合谐振器中, 基于石墨

\* 国家自然科学基金(批准号: 61101064, 51277001)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20123401110009)和教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-12-0596)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xlwu@ahu.edu.cn

烯的多层薄膜结构来取代高分子吸收层或金属-介质复合薄膜.

本文利用频域有限差分法 (finite-difference frequency-domain, FDFD) 方法研究了石墨烯的多层薄膜结构对临界耦合器的影响, 并且通过调节费米能级  $E_f$  的大小调节吸收峰的位置. 其次通过调节结构, 使得在不同费米能级的条件下会出现两个完美吸收谐振峰, 接着研究了石墨烯层数、石墨烯弛豫时间、多层薄膜结构中介质厚度、入射角度对吸收峰的影响, 实现了吸收峰的可调谐. 研究结果为基于石墨烯的临界耦合器件和光探测器件的设计提供了理论依据. 例如光电探测器是将吸收的光子能量转换成电流, 但是吸收频谱宽度常常受到

材料的限制. 由文章可知, 石墨烯拥有较宽的吸收频谱, 可以通过外部电压值改变载流子密度, 实现谐振峰的可调谐, 从而使得光电探测器拥有更宽的带宽和可变的带宽范围.

## 2 石墨烯的电磁特性

原始结构图如图 1 (a) 所示, 将图中的薄膜层替换成基于石墨烯的多层薄膜结构, 如图 1 (b) 所示, 参考结构是由基于石墨烯的多层薄膜结构与一个衬底构成, 中间填充空气; 为了提高吸收效率增加了 Bragg 反射器, 如图 1 (c) 所示, 临界耦合谐振器结构是由石墨烯的多层薄膜结构、空气、Bragg 反

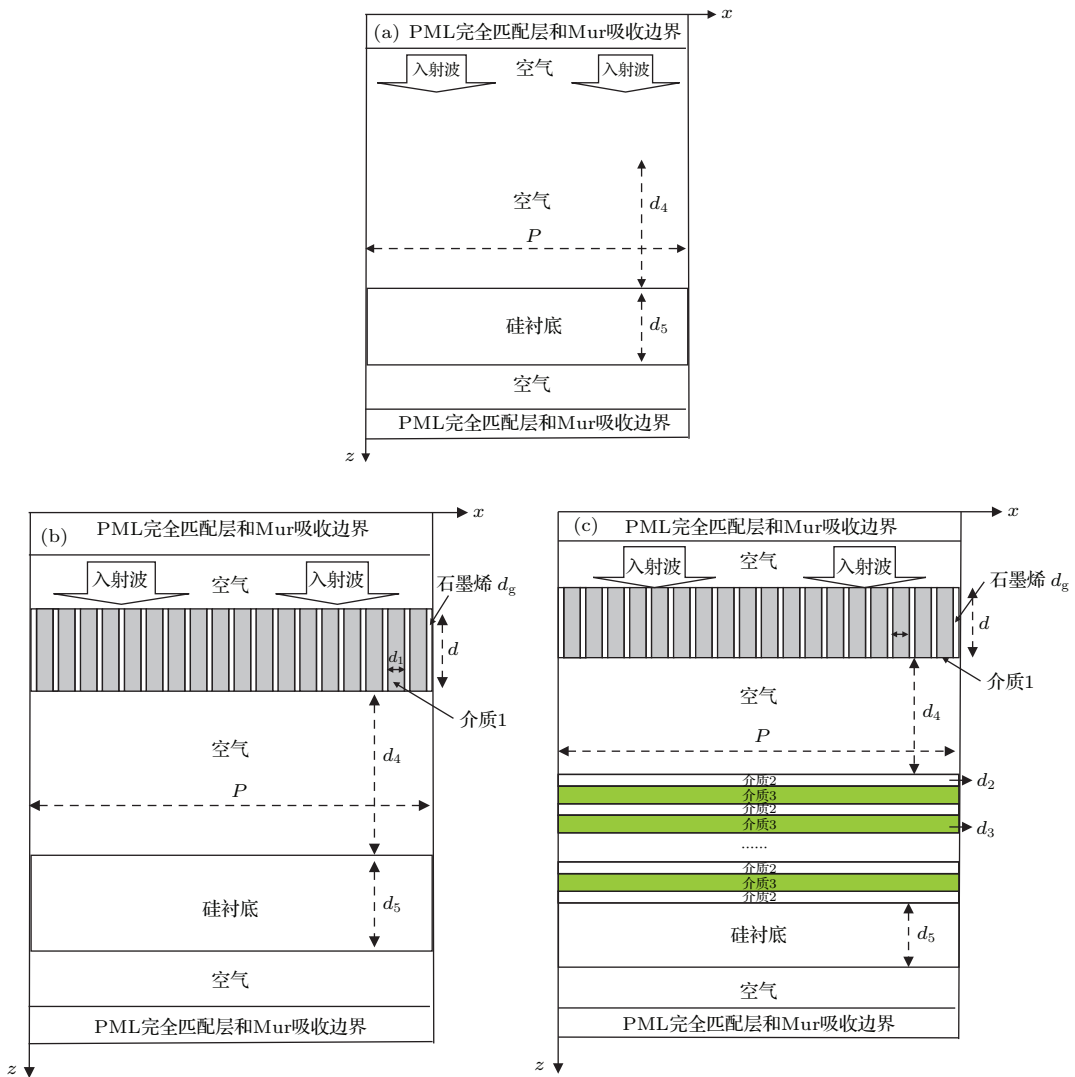


图 1 (网刊彩色) (a) 耦合谐振器原结构图; (b) 基于石墨烯多层薄膜结构的参考结构图; (c) 基于石墨烯多层薄膜结构以及 Bragg 反射器结构图

Fig. 1. (color online) (a) Original geometry for critically coupled resonator; (b) reference geometry with the graphene-based Multi-film structure; (c) the critically coupled resonator with the graphene-based Multi-film structure and dielectric Bragg reflector.

射器和衬底构成. 结构b, c的几何参数分别为: 周期  $P = 8.35$  nm; 多层薄膜结构中介质1的介电常数  $\varepsilon_1$  取11.7, 厚度  $d_1 = 8$  nm; 空气的厚度  $d_4 = 600$  nm; 介质2的介电常数  $\varepsilon_2$  为5.7, 厚度  $d_2 = 180$  nm, 层数为11; 介质3的介电常数  $\varepsilon_3$  为2.6, 厚度  $d_3 = 220$  nm, 层数为10; 硅衬底的介电常数  $\varepsilon_5$  为3.8, 厚度  $d_5 = 500$  nm; 石墨烯多层薄膜结构的厚度  $d = 83.5$  nm. 上下边界条件采用PML和Mur混合吸收边界条件, 左右为周期边界条件<sup>[19]</sup>.

在选择材料时, 我们考虑到在工艺上通常采用介质掺杂形成石墨烯层的周期结构, 常常根据实验数据得来, 因此采用介质和石墨烯多层薄膜结构来实现临界耦合器. 在Bragg反射器中同样有两种不同的介质, 由于文章的重点是希望仅仅通过石墨烯来实现临界耦合频率, 所以不希望在其他材料中出现吸收, 故采用介质构成反射器. Bragg反射器的作用是使得经过反射器的入射波产生反射, 这样在石墨烯结构中就会由于反射波而再次吸收, 从而提高吸收效率.

石墨烯电导率由KuBo方程给出<sup>[20,21]</sup>, 在不考虑外部磁场的作用下, 石墨烯的电导率  $\sigma = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$ , 包含带内电子-光子作用以及带间电子传输作用, 有

$$\sigma_{\text{intra}} = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \left( \frac{E_f}{k_B T} + 2 \ln(e^{-\frac{E_f}{k_B T}} + 1) \right),$$

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{ie^2}{4\pi \hbar} \ln \left| \frac{2E_f - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2E_f + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} \right|, \quad (1)$$

其中  $\omega$  是入射波的角频率,  $E_f$  是费米能级,  $\tau$  为弛豫时间,  $T$  为温度,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $k_B$  为波尔兹曼常数,  $e$  为单位电荷电量. 费米能级  $E_f = \hbar v_F (\pi n_{2D})^{1/2}$ , 费米电子速度  $v_F = 10^6$  m/s,  $n_{2D}$  为载流子密度. 且  $n_{2D} = K_S V_g / (4\pi t)$ ,  $K_S$  为文章中介质1的介电常数,  $t$  为介质1的厚度,  $V_g$  为外部电压值<sup>[22]</sup>. 因此可以通过偏置电压调谐载流子密度  $n_{2D}$  来控制费米能级大小. 由(1)式可知电导率  $\sigma$  与入射波频率和费米能级有关, 临界耦合谐振频率可通过这两个参数进行调节.

当忽略石墨烯层之间电子能带结构的相互作用时, 石墨烯的有效介电常数公式为

$$\varepsilon_g = 1 + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0 \omega d_2}, \quad (2)$$

其中  $\varepsilon_0$  是真空中介电常数, 基于石墨烯的多层薄膜

结构介电常数为

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \left( \frac{d_2}{d_1 + d_2} / \varepsilon_2 + \frac{d_1}{d_1 + d_2} / \varepsilon_1 \right)^{-1}. \quad (3)$$

由图2所示, 基于石墨烯多层薄膜结构的介电常数在近红外波段体现了共振现象. 费米能级  $E_f$  分别为0.46 eV, 0.48 eV和0.50 eV, 其他参数为  $T = 300$  K,  $\tau = 0.5$  ps. 从图2可知调节外部电场值来改变费米能级  $E_f$  的大小, 致使石墨烯多层薄膜结构的介电常数随波长的增大而发生蓝移.

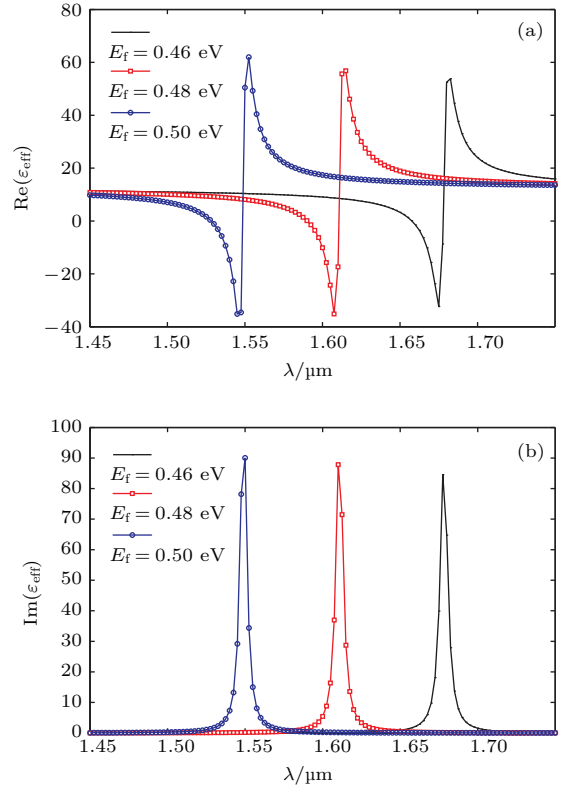


图2 (网刊彩色) 基于石墨烯多层薄膜结构的介电常数: 在不同费米能级的条件下, (a) 介电常数实部随波长的变化曲线; (b) 介电常数虚部随波长的变化曲线

Fig. 2. (color online) Permittivity of the graphene-based Multi-film at the different the graphene-based Multi-film, (a) the real part of permittivity; (b) the imaginary part of permittivity.

### 3 FDFD 算法构造

相对于时域有限差分法 (finite-difference time-domain, FDTD<sup>[23]</sup>), FDFD 在处理周期边界斜入射时算法简单易行<sup>[24]</sup>, 并且处理石墨烯等效介电常数时不需要拟合, 使得FDFD成为本文首选的数值模拟工具.

针对P极化入射波垂直入射到二维周期结构表面, 在各项同性、非均匀的非磁性 ( $\mu = 1$ ) 媒质中,

电磁分量分别为  $H_z$ ,  $E_x$  和  $E_y$ , 入射场的表达式为

$$H_z^{\text{inc}}(x, y) = \exp(-jk_0(x \cos \theta + y \sin \theta)). \quad (4)$$

总场  $H_z^t(x, y)$  满足的波动方程为

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\varepsilon_r(x, y)} \frac{\partial H_z^t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\varepsilon_r(x, y)} \frac{\partial H_z^t}{\partial y} \right) + k_0^2 H_z^t = 0, \quad (5)$$

其中,  $k_0$  为处于自由空间中的波数.

基于FDFD算法结合二阶中心差分方法近似, 有

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\varepsilon_r(x, y)} \frac{\partial H_z^t}{\partial x} \right) \\ &= \frac{1}{\Delta x} \left( \frac{H_z^t(i+1, j) - H_z^t(i, j)}{\varepsilon_r(i+1/2, j) \Delta x} \right. \\ & \quad \left. - \frac{H_z^t(i, j) - H_z^t(i-1, j)}{\varepsilon_r(i-1/2, j) \Delta x} \right) + o(\Delta x^2) \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $\Delta x$  表示  $x$  方向上的单位长度.

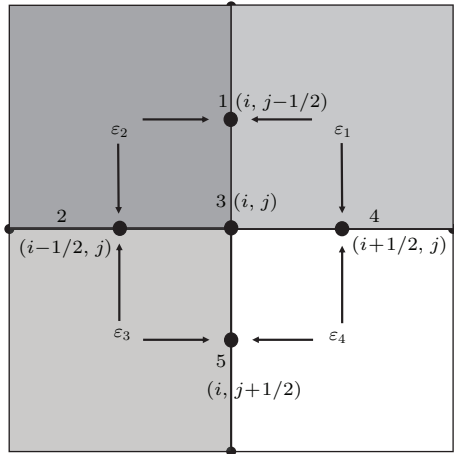


图3 (网刊彩色) 分界面介电常数平均方案

Fig. 3. (color online) Average scheme for the permittivity at interface.

当提取交界面处的场分量时, 需要注意交界面处的介电常数变化, 可以采取平均法来解决, 如图3所示.

$$\frac{1}{\varepsilon_r(i+1/2, j)} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_4} \right), \quad (7)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(i-1/2, j)} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{1}{\varepsilon_3} \right), \quad (8)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(i, j+1/2)} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} \right), \quad (9)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(i, j-1/2)} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_3} + \frac{1}{\varepsilon_4} \right). \quad (10)$$

令(6)式中  $\Phi_1 = H_z^t(i, j-1)$ ,  $\Phi_2 = H_z^t(i-1, j)$ ,  $\Phi_3 = H_z^t(i, j)$ ,  $\Phi_4 = H_z^t(i+1, j)$ ,  $\Phi_5 = H_z^t(i, j+1)$ ,

则FDFD方法离散后的矩阵方程为

$$\sum_{m=1}^5 c_m \Phi_m = 0, \quad (11)$$

其中

$$c_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{1}{\varepsilon_{r2}} \right) \cdot \frac{1}{\Delta y^2}, \quad (12)$$

$$c_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{r2}} + \frac{1}{\varepsilon_{r3}} \right) \cdot \frac{1}{\Delta x^2}, \quad (13)$$

$$c_4 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{r4}} + \frac{1}{\varepsilon_{r1}} \right) \cdot \frac{1}{\Delta x^2}, \quad (14)$$

$$c_5 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{r3}} + \frac{1}{\varepsilon_{r4}} \right) \cdot \frac{1}{\Delta y^2}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} c_3 = & -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{1}{\varepsilon_{r2}} + \frac{1}{\varepsilon_{r3}} + \frac{1}{\varepsilon_{r4}} \right) \\ & \times \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) + k_0^2 \end{aligned} \quad (16)$$

依据TF/SF理论, 总场值包括入射场值与散射场值之和, 即  $H_z^t = H_z^{\text{inc}} + H_z^s$ . 入射场  $H_z^{\text{inc}}$  由(3)式给出, 总场  $H_z^t$  由(11)式求得, 则散射场  $H_z^s$  即可求得.

## 4 数值结果及分析

图4显示结构b与c的吸收系数对比曲线图, 当费米能级  $E_f$  分别为0.46 eV, 0.48 eV和0.50 eV时, 吸收系数随波长的增大而蓝移, 例如, 当  $E_f = 0.46$  eV时, 吸收系数的共振峰波长  $\lambda = 1.66 \mu\text{m}$ ; 当  $E_f = 0.48$  eV时, 吸收系数的共振峰波长  $\lambda =$

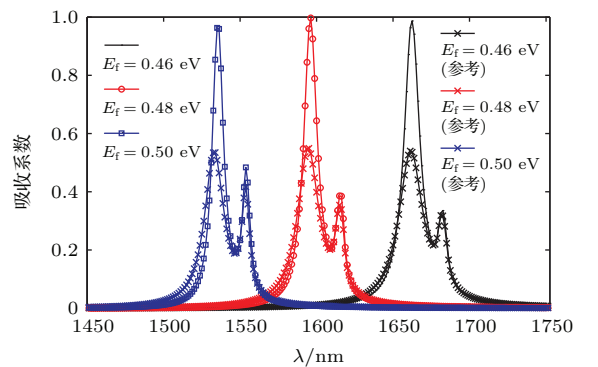


图4 (网刊彩色) 结构b与c的吸收系数对比图: 黑色曲线代表石墨烯的费米能级  $E_f = 0.46$  eV; 红色曲线代表石墨烯的费米能级  $E_f = 0.48$  eV; 蓝色曲线代表石墨烯的费米能级  $E_f = 0.50$  eV

Fig. 4. (color online) The absorption of the geometry b and c, the black line represent  $E_f = 0.46$  eV; the red line represent  $E_f = 0.48$  eV; the blue line represent  $E_f = 0.50$  eV.

1.595  $\mu\text{m}$ ; 当  $E_f = 0.50$  eV 时, 吸收系数的共振峰波长  $\lambda = 1.535$   $\mu\text{m}$ . 由图 4 还可知, 结构 c 的吸收系数比结构 b 的吸收系数增强约 2 倍, 例如, 当  $E_f = 0.46$  eV 时, 结构 b 的吸收系数约为 55%, 结构 c 的吸收系数约为 98%. 综上所述, 两种结构都可以调节共振峰位置, 而结构 c 还可以有效增强吸收效率.

图 5 为费米能级  $E_f = 0.46$  eV 时的归一化总场  $H_y$  的振幅. 从图中可以看出, 磁场在基于石墨烯的多层薄膜结构层中显著增强, 而在 Bragg 反射层中加速衰减. 图 6 是对应的场强分布图, 从图中可以看出在多层薄膜结构中场强明显增大, 产生了很好的吸收效果.

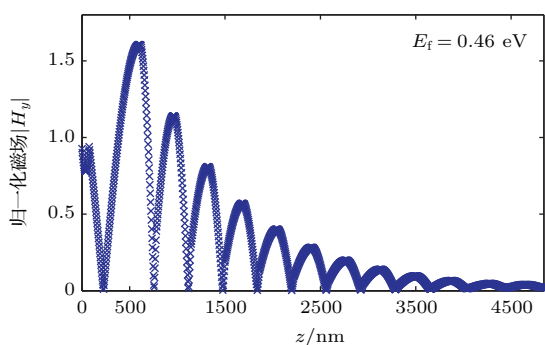


图 5 (网刊彩色) 归一化磁场  $H_y$

Fig. 5. (color online) Normalized magnetic field  $H_y$ .

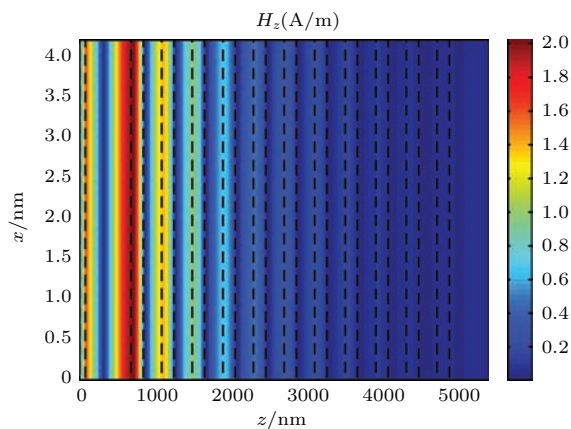


图 6 (网刊彩色) 场强分布图

Fig. 6. (color online) The magnetic field distribution.

从图 4 可以看出, 临界耦合谐振器在不同费米能级的条件下会出现两个吸收谐振峰, 且吸收效果相差较大. 为了改善这一现象, 设置空气层的厚度  $d_4 = 500$  nm, 然后通过优化多层薄膜结构的厚度  $d$ : 当  $E_f = 0.46$  eV 时,  $d = 158.65$  nm; 当  $E_f = 0.48$  eV 时,  $d = 141.95$  nm; 当  $E_f = 0.50$  eV

时,  $d = 133.6$  nm, 最终吸收如图 7 所示. 在图中, 同一费米能级  $E_f$  的两个吸收谐振峰值近乎相等, 表明临界耦合谐振器在任一谐振频率点上都可以达到临界耦合作用.

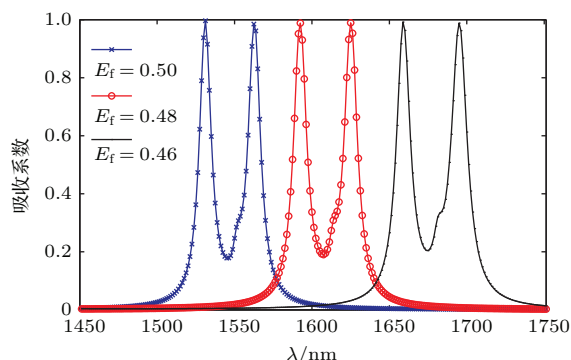


图 7 (网刊彩色) 在不同费米能级  $E_f$  的条件下, 结构 b 的两个谐振频率点的临界耦合曲线图

Fig. 7. (color online) The critical coupling phenomena of geometry b have two distinct frequency at different Fermi energy.

以上讨论临界耦合谐振器在不同费米能级  $E_f$  的条件下, 其吸收效率和临界耦合的情况. 除调节费米能级  $E_f$  外, 石墨烯的层数和弛豫时间  $\tau$ 、介质的厚度  $d_1$  也可以影响临界耦合谐振器的吸收效率和吸收谐振峰位置.

在临界耦合谐振器中, 石墨烯的层数与其吸收系数有紧密联系, 如图 8 所示. 由图可知, 将石墨烯多层薄膜结构的单层石墨烯薄膜变为双层石墨烯和三层石墨烯时, 临界耦合谐振器的吸收谐振峰位置会发生红移.

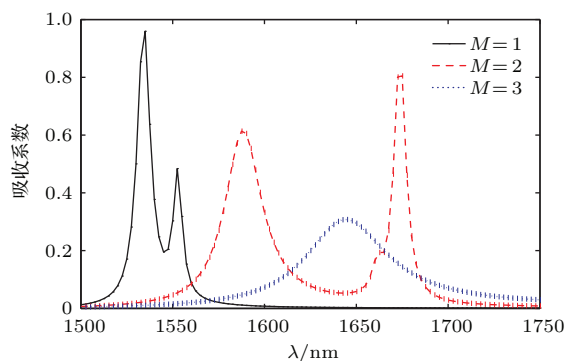


图 8 (网刊彩色) 在不同石墨烯薄膜层数下的吸收系数曲线图 ( $E_f = 0.50$  eV,  $d_1 = 8$  nm,  $\tau = 0.5$  ps)

Fig. 8. (color online) The absorption as a function of wavelength at the different layer number of graphene sheets:  $E_f = 0.50$  eV,  $d_1 = 8$  nm,  $\tau = 0.5$  ps.

基于石墨烯的多层薄膜结构是由石墨烯薄膜和介质按周期性排列组成, 所以除石墨烯的参数可

以影响超导材料的特性外, 介质参数对多层薄膜结构以及谐振器也有一定影响. 如图9所示, 当介质的厚度  $d_1$  由 8 nm 逐渐增厚至 12 nm, 临界耦合谐振器的吸收谐振峰位置发生蓝移, 且在同一吸收曲线上的两个谐振峰值也发生变化.

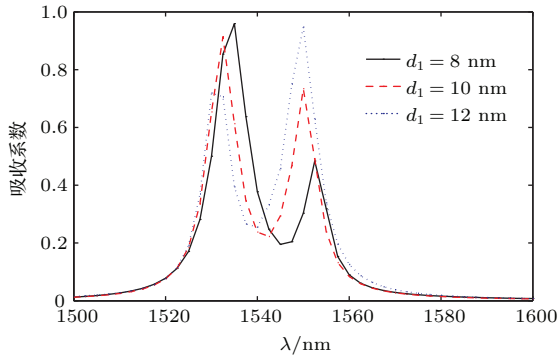


图9 (网刊彩色) 介质的厚度对临界耦合谐振器吸收的影响曲线 ( $E_f = 0.50$  eV, 单层石墨烯,  $\tau = 0.5$  ps)

Fig. 9. (color online) The absorption as a function of wavelength at different thickness of dielectric in the graphene-based Multi-film:  $E_f = 0.50$  eV, single graphene sheet,  $\tau = 0.5$  ps.

在石墨烯薄膜中, 载流子弛豫时间  $\tau$  决定载流子的流动性  $\mu$ , 即

$$\tau = \mu E_f / e v_f^2, \quad (17)$$

其中,  $e$  表示电子电荷,  $v_F = 10^6$  m/s 表示在石墨烯薄膜中的费米速度. 当石墨烯的弛豫时间  $\tau$  逐渐增大时, 石墨烯边缘位置会出现轻微波动起伏现象. 因此, 改变石墨烯的载流子弛豫时间  $\tau$ , 临界耦合谐振器的吸收会发生轻微改变, 如图10所示.

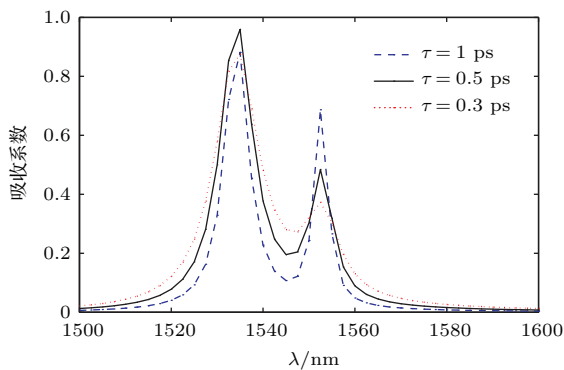


图10 (网刊彩色) 石墨烯的弛豫时间  $\tau$  对临界耦合谐振器吸收的影响曲线 ( $E_f = 0.50$  eV,  $d_1 = 8$  nm, 单层石墨烯)

Fig. 10. (color online) The absorption as a function of wavelength at different relaxing time:  $E_f = 0.50$  eV,  $d_1 = 8$  nm, single graphene sheet.

改变入射磁场的入射角度  $\theta$ , 可以使临界耦合谐振器的吸收发生改变, 设置  $E_f = 0.50$  eV, 石墨

烯层数为单层, 介质的厚度  $d_1 = 8$  nm, 弛豫时间  $\tau = 0.5$  ps, 如图11所示. 由图可知, 不断减小入射角度  $\theta$ , 临界耦合谐振器的吸收谐振峰发生蓝移, 且主谐振峰值逐渐削弱.

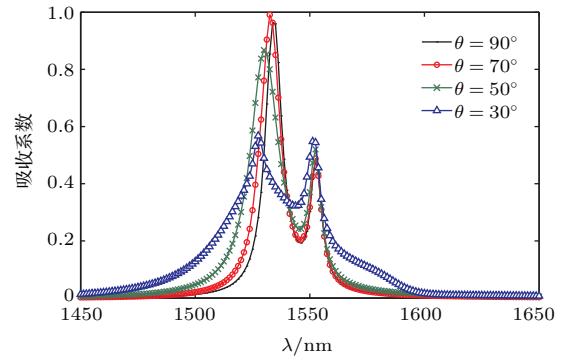


图11 (网刊彩色) 入射角度  $\theta$  对临界耦合谐振器的影响

Fig. 11. (color online) The absorption as a function of wavelength at different incident angles.

## 5 结 论

本文通过基于石墨烯的多层薄膜结构实现了近红外频段的临界耦合, 我们发现临界耦合现象取决于多层薄膜结构的有效介电常数, 并且讨论了如何调节临界耦合谐振器的临界耦合频率. 当调节费米能级时, 多层薄膜结构的等效介电常数谐振峰发生变化, 因此吸收系数谐振峰出现相应偏移. 为了有效控制谐振峰的位置和大小, 进一步讨论了石墨烯层数、多层薄膜结构中介质厚度、弛豫时间以及入射角度的影响. 另外通过调节相应结构参数实现了在不同费米能级的条件下出现两个完美吸收谐振峰. 研究结果对近红外波段的光通信和光电子器件的应用提供了理论依据.

## 参考文献

- [1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V 2004 *Science* **306** 666
- [2] Bao Q L, Kian P L 2012 *ACS Nano* **6** 3677
- [3] Wu H Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 098106
- [4] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photonics* **6** 749
- [5] Liu M 2011 *Nature* **474** 64
- [6] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [7] Koppens F H L, Chang D E, García de Abajo F J 2011 *Nano. Lett.* **11** 3370
- [8] Thongrattanasiri S, Koppens F H L, García de Abajo F J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 047401

- [9] Ferreira A, Peres N M R, Ribeiro R M, Stauber T 2012 *Phys. Rev. B* **85** 115438
- [10] Nikitin A Y, Guinea F, Martin-Moreno L 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 151119
- [11] Nefedov I S, Valaginnopoulos C A, Melnikov L A 2013 *J. Opt.* **15** 114003
- [12] Iorsh I V, Mukhin I S, Shadrivov I V, Belov P A, Kivshar Y S 2013 *Phys. Rev. B* **87** 075416
- [13] Othman M A K, Guclu C, Capolino F 2013 *Opt. Express* **21** 7614
- [14] Sreekanth K V, De Luca A, Strangi G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 023107
- [15] Zhang T, Chen L, Li X 2013 *Opt. Express* **21** 20888
- [16] Tischler J R, Bradley M S, Bulovi V 2006 *Opt. Lett.* **32** 2045
- [17] Tischler J R 2007 *Org. Electron.* **8** 94
- [18] Reddy K N, Gopal A V, Gupta S D 2013 *Opt. Lett.* **38** 2517
- [19] Zhou L, Wei Y, Huang Z X, Wu X L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 018101 (in Chinese) [周丽, 魏源, 黄志祥, 吴先良 2015 物理学报 **64** 018101]
- [20] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064302
- [21] Gusynin V P, Sharapov S G, Carbotte J P 2007 *J. Phys. : Condens. Matter* **19** 026222
- [22] E. H. Hwang, S. Adam, S. Das Sarma 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 186806
- [23] Wang H, Huang Z X, Wu X L, Ren X G 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114701
- [24] Lu S L, Wu X L, Ren X G, Mei Y S, Shen J, Huang Z X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194701 (in Chinese) [鲁思龙, 吴先良, 任信钢, 梅诣德, 沈晶, 黄志祥 2012 物理学报 **61** 194701]

## Study on the absorbing properties of critically coupled resonator with graphene\*

Xu Jie<sup>1)</sup> Zhou Li<sup>1)</sup> Huang Zhi-Xiang<sup>1)†</sup> Wu Xian-Liang<sup>1)2)‡</sup>

1) (Key Laboratory of Intelligent Computing and Signal Processing, Anhui University, Hefei 230039, China)

2) (School of Electronic and Information Engineering, Hefei Normal University, Hefei 230061, China)

( Received 16 July 2015; revised manuscript received 14 August 2015 )

### Abstract

A critically coupled resonator (CCR) is a thin-film structure that can absorb nearly all of the incident electromagnetic radiation, leading to null scattering. In order to effectively achieve and control the critical coupling (CC) phenomena, we replace the polymer absorbing layer by a graphene-based multi-film structure. FDFD (finite difference frequency domain) method is used to solve the Maxwell equation, and the graphene's surface conductivity is calculated by using the Kubo formula. Our results demonstrate that the CC phenomenon is realized at the near-infrared frequency and the frequency of absorption peak can be engineered by the Fermi energy of the graphene sheets. With increasing Fermi energy the absorption peak moves to the longer wavelength side. The effective permittivity of a multi-film structure has a strong dependence on the thickness of the dielectric and the layer number of the graphene sheets in the multi-film structure. It is found that the central frequency of the absorption peak shifts towards longer wavelength side with increasing layer number of the graphene sheets  $M$  and the thickness of dielectric  $d_1$ . Moreover, we also demonstrate that the absorption efficiency is affected by the electron-phonon relaxation time and the incident angle. It is clear that the central frequency of the absorption peak has a slight shift and the absorption is changed with the relaxing time and incident angle. The results offer the theoretical basis to the design of graphene-based critical coupling devices and optical detectors.

**Keywords:** graphene, finite-difference frequency-domain, multi-film structure, critical coupling

**PACS:** 81.05.ue, 78.67.Wj, 42.25.Bs, 02.70.bf

**DOI:** 10.7498/aps.64.238103

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61101064, 51277001), the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20123401110009), and the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-12-0596).

† Corresponding author. E-mail: [zxhuang@ahu.edu.cn](mailto:zxhuang@ahu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [xlwu@ahu.edu.cn](mailto:xlwu@ahu.edu.cn)