

等离子激元增强的石墨烯光吸收

赵承祥 郝媛 余耀 马荣荣 秦俊飞 刘彦

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon

Zhao Cheng-Xiang Qie Yuan Yu Yao Ma Rong-Rong Qin Jun-Fei Liu Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 067801 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191645

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645>

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

石墨烯等离子激元增强红外光谱

Graphene plasmon enhanced infrared spectroscopy

物理学报. 2019, 68(14): 148103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190903>

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

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

物理学报. 2017, 66(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.145201>

二维方形量子点体系等离子激元的量子化

Quantization of plasmon in two-dimensional square quantum dot system

物理学报. 2017, 66(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227301>

量子等离子激元光子学在若干方向的最新进展

Some recent advances on quantum plasmonics

物理学报. 2019, 68(14): 147103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190331>

MoS₂电子屏蔽长度和等离子激元

Electron screening lengths and plasma spectrum in single layer MoS₂

物理学报. 2017, 66(24): 247701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.247701>

等离子激元增强的石墨烯光吸收*

赵承祥^{1)2)†} 郅媛²⁾ 余耀³⁾ 马荣荣²⁾ 秦俊飞²⁾ 刘彦²⁾

1) (山西师范大学现代文理学院, 临汾 041000)

2) (山西师范大学物理与信息工程学院, 临汾 041004)

3) (南京信息工程大学滨江学院, 无锡 214105)

(2019年10月28日收到; 2019年12月23日收到修改稿)

石墨烯中等离激元具有特殊的光电性质, 其和入射光的强烈耦合可以引起光吸收的增强. 本文基于时域有限差分法和多体自洽场理论研究了等离子激元对处于光学谐振腔中的石墨烯光吸收的影响. 由于石墨烯中等离激元与入射光动量和能量不匹配而不能直接相互作用, 因此石墨烯上施加了金属光栅结构. 研究发现光栅结构能够对入射光进行动量补偿并且能够引起其下石墨烯中的电场强度产生很大程度增强, 从而导致在该石墨烯结构中太赫兹等离子激元和入射光发生强烈耦合而产生太赫兹等离极化激元, 同时引起石墨烯光吸收的增强. 希望本文能够加深对石墨烯光电特性的理解以及可以为基于石墨烯的太赫兹光电装置提供一定的理论依据.

关键词: 石墨烯, 等离子激元, 光吸收, 等离极化激元

PACS: 78.67.-n, 78.20.Jq, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.69.20191645

1 引言

石墨烯因具有二维单层、线性能谱、高的载流子迁移率等特性^[1], 被认为是比较理想的等离子激元载体^[2-5]. 相比金属表面等离子激元, 石墨烯中的等离子激元具有更强局域性、场增强、低的欧姆损耗和高的传播程^[5]、易调控性^[6]. 此外石墨烯中等离激元的频率是从太赫兹到远红外频段^[5], 这些对于石墨烯用于太赫兹 (THz) 等离子激元光电装置提供了条件. 因此近年来, 基于石墨烯优异的等离子激元光学性质, 石墨烯等离子激元光电装置的研究备受关注^[7-11].

本征石墨烯几乎是透明的, 其吸收系数约为 2.3%^[12]. 而利用石墨烯中等离激元和入射光的强

烈耦合可以实现对入射光吸收的增强. 然而, 由于石墨烯中等离激元和自由空间的光场的动量和能量不匹配^[13], 因此很难实现石墨烯中等离激元和光场的直接耦合. 要实现等离子激元和入射光的耦合需要一定的耦合机制. 在光学谐振腔中可以实现等离子激元和入射光的耦合, 但是由于要实现太赫兹波段的等离子激元和光的耦合, 谐振腔就必须具有较大的模式体积, 导致等离子激元和光子的耦合较弱^[14]. 文献^[15]指出, 由于光栅的调制作用, 在光栅条的边缘附近电磁波的电场分量能够产生很大程度的增强, 等离子激元和光子的耦合是正比于电场强度的平方的^[14], 所以光栅的施加能够进一步增强其下石墨烯中等离激元和光的耦合从而增强光吸收. 而且金属光栅可以对入射光的动量进行弥补, 使入射光子的动量和石墨烯中的等离子激元匹配从而使两

* 国家自然科学基金 (批准号: 11604192)、山西省应用基础研究计划 (批准号: 201801D221113)、山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 201804018)、国家级大学生创新创业训练计划 (批准号: 2019203) 和山西师范大学博士启动基金 (批准号: 0505/02070351) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cxzhaosxnu@163.com

者可以发生耦合^[13]. 因此本文理论研究了施加了光栅的石墨烯光学谐振腔结构中等离子体对石墨烯光吸收的影响.

2 石墨烯结构模型

2.1 理论模型

图 1 显示的等离子体装置是由施加了光栅的石墨烯层和光学谐振腔两个基本部分组成. 在石墨烯和光栅之间存在一层厚度为 20 nm 的 Al_2O_3 薄膜, 作为上门电压的介电层. 石墨烯下面是一层厚度为 300 nm 的 SiO_2 层并且放置在厚度为 200 μm 的 Si 基底上. 利用光在 Al_2O_3 薄膜上界面以及 Si 下界面的反射作用, 在虚线框内的 $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ 结构可以充当光学谐振腔. 而石墨烯作为等离子体的载体. 光学谐振腔内的光子在光学谐振腔中经过多次反射形成驻波, 对于垂直入射的光场, 腔内光子的模式可以由 $f_n = \omega_n/2\pi = nc/(2\sqrt{\epsilon_s}L)$ 表示, 这里 ω_n 为腔模光子的角频率, $n = 1, 2, 3, \dots$ 是不同谐振腔光子模式的量子数, c 是真空中光速, L 是谐振腔的长度, ϵ_s 是谐振腔中介质的介电常数, 由于 Al_2O_3 和 SiO_2 层的厚度远小于 THz 光的波长以及 Si 层的厚度, 所以我们取 Si 的介电常数 $\epsilon_s = 11.9$.

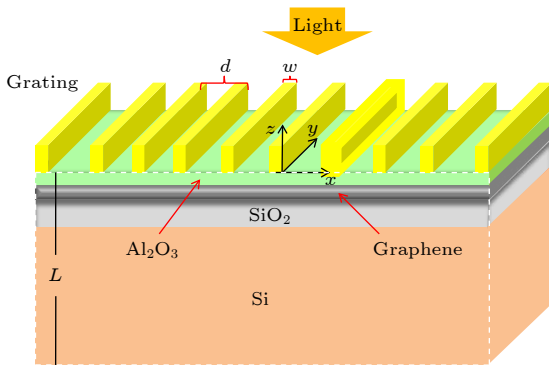


图 1 基于石墨烯的装置示意图(从上至下依次是金光栅/ Al_2O_3 薄膜/石墨烯/ SiO_2/Si ; d 和 w 分别代表光栅的周期和光栅条的宽度; 虚线框内的结构可以充当谐振腔的作用; L 是谐振腔的厚度)

Fig. 1. Schematic illustration of the device based on graphene. From top to bottom, there are the gold grating layer, Al_2O_3 dielectric medium, graphene sheet, and SiO_2/Si layer. Here, d and w are respectively the period and the width of the gold strips. The structure sketched by the dotted line can be served as cavity and L is the cavity length.

考虑一束 TM 极化的远场平面波从光栅入射到硅基底, 利用 CST Microwave Studio 软件的时域有限差分法 (FDTD) 求解器模拟计算得到了仿真模型的透射曲线和吸收曲线. 由于模型的对称性和周期性, 模拟中模拟区域在 $(x-z)$ 平面的宽度是光栅的一个周期 (6 μm), 深度对应模型的厚度. 模拟区域在 y 方向的厚度为 6 μm . 模拟区域的顶部和底部采用吸收边界条件, 而 x 方向和 y 方向应用周期性边界条件. 模拟区域划分为六面体网格, 在网格的全局设置中, 以 1.5 THz 为中心波长, 每个波长范围内划分为 25 条线, 最长与最短网格线比极限值为 50. 在石墨烯层的局部网格处, 将石墨烯层沿厚度方向加密, 网格设为 0.02 nm. 模拟时温度设置为室温 300 K, 金光栅的介电函数采用 Drude 介电函数的形式^[16,17]: $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_{\text{pm}}^2/(\omega^2 - i\gamma\omega)$, 其中 $\omega_{\text{pm}} = 1.4 \times 10^{16}$ rad/s 为金中的等离子体频率, $\gamma = 1.1 \times 10^{14}$ Hz 为衰减项.

2.2 模拟结果

在图 2 (a) 和图 2 (b) 中, 红色实线分别代表模型中不存在石墨烯时的透射谱和吸收谱. 由于只有当入射光在谐振腔中满足共振条件时才会出现透射的峰值. 所以图 2(a) 中红色曲线的各峰值所对应的频率满足公式 $f_n = nc/(2\sqrt{\epsilon_s}L)$, 即这些频

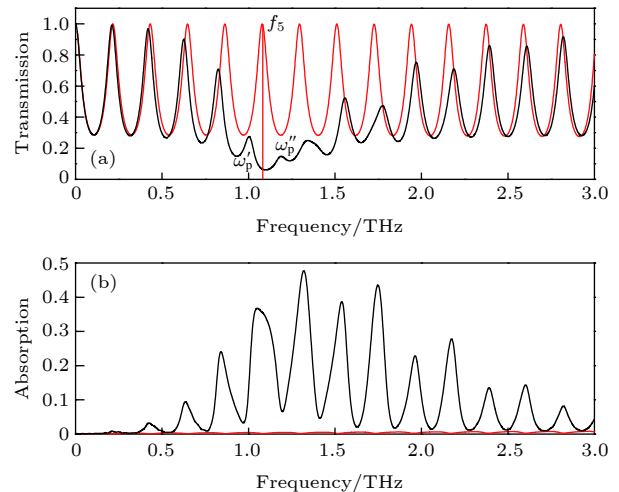


图 2 (a) 存在 (黑色实线) 和不存在 (红色实线) 石墨烯时的结构透射谱; (b) 存在 (黑色实线) 和不存在 (红色实线) 石墨烯时的结构吸收谱

Fig. 2. (a) Frequency dependence of the light transmission of the structure with (black solid line) and without graphene (red solid line); (b) frequency dependence of the light absorption of the structure with (black solid line) and without graphene (red solid line).

率模式就是谐振腔中的光子模式. 这些模式也可以通过解麦克斯韦方程得到^[18]. 另外可以看到, 不存在石墨烯时整个模型几乎是透明的. 而当石墨烯存在时, 通过介电函数来考虑石墨烯对 THz 入射光的响应, 即 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - i\sigma_G/(\varepsilon_0\omega\Delta)$. 这里 $\varepsilon_\infty = 1$, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m, $\Delta = 0.5$ nm 分别代表高频介电常数、真空介电常数、石墨烯的厚度. 另外

$$\sigma_G = i\sqrt{\frac{n_e}{\pi}} \frac{e^2 v_F \omega}{\hbar(\omega_p^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_p)}, \quad (1)$$

是石墨烯的面电导率^[19–21], 式中 ω 是入射太赫兹光的角频率, $\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{2e^2 E_F q / (\hbar^2 \varepsilon)}$ 为等离子激元的角频率^[22], 其中费米能级 $E_F = \hbar v_F \sqrt{\pi n_e}$, $v_F \approx 10^8$ cm/s 是石墨烯的费米速度. 由于石墨烯不完全被金属光栅覆盖, 其有效介电常数为^[23] $\varepsilon = [w \times \varepsilon_{\text{screened}} + (d - w) \times \varepsilon_{\text{open}}] / (2d)$, 其中 $\varepsilon_{\text{screened}} = [\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \coth(qh)] / 2$ 是石墨烯完全被金属光栅覆盖情况下的有效介电常数^[24], 这里 $\varepsilon_1 = 4$, $\varepsilon_2 = 3.2$ 分别是 SiO_2 ^[25] 和 Al_2O_3 ^[26] 层的介电常数, h 是 Al_2O_3 层的厚度; $\varepsilon_{\text{open}} = \{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 [1 + \varepsilon_2 \tanh(qh)] / [\varepsilon_2 + \tanh(qh)]\} / 2$ 是石墨烯完全不被覆盖时的有效介电常数^[27]. 这里取石墨烯中电子浓度 $n_e = 5.3 \times 10^{12}$ cm⁻² 时等离子激元的频率 $f_p = 1.09$ THz, 此频率也对应 $n = 5$ 的腔模光子频率. $\Gamma_p \approx 1/\tau$ 是等离子激元的谱宽, τ 为石墨烯中电子的弛豫时间. 对于石墨烯, 电子浓度 $n_e \approx 1.0 \times 10^{12}$ cm⁻² 时, 石墨烯中的电子弛豫时间 $\tau \approx 10^{-12}$ s^[5,28,29], 因此这里取 $\Gamma_p \approx 1$ THz. 从图 2 的黑色实线可以看到当谐振腔中存在石墨烯时, 透射率在等离子激元共振频率附近, 即 $n = 5$ 的腔模频率附近, 有很明显的下降. 同时, 可以看到透射峰也分裂为两个峰 ω'_p 和 ω''_p , 这是由于等离子激元和腔模光子的耦合形成两个等离极化激元模式所致. 另外, 从图 2(b) 黑色实线可以看到, 当存在石墨烯时, 由于等离子激元和腔模光子的耦合导致在共振频率附近石墨烯的光吸收产生很大程度增强.

3 等离激元和腔模光子的耦合

3.1 理论和方法

除了可以在光栅上施加门电压调节石墨烯中载流子浓度之外, 光栅还可以对入射光弥补动量 $|q| = 2\pi/d$ ^[13]. 另外, 光栅的施加也决定了石墨烯中

被激发的等离激元波矢的大小为 $q = |q| = 2\pi/d$. 因此光栅的施加使得入射光可以和石墨烯中的等离激元耦合形成新的元激发模式-等离极化激元. 由于光栅的调制作用, 入射光场的电场在光栅条下边缘附近会产生很大程度的增强, 由于等离激元和光子的耦合强度正比于入射光场电场强度的平方^[14], 所以光栅能够增强入射光和等离激元的耦合.

图 3 显示的是 x 方向偏振光垂直入射的情况下由 FDTD 模拟得到的结果. 黑线 (0.75) 和红线 (0.5) 分别显示不同光栅占空比 $f_0 = w/d$ 情况下, 光栅条下石墨烯层上的电场 x 和 z 分量, 其中电场分量按照入射电磁场电场分量做了归一化. 坐标区间 $x \in [-1.5, 1.5]$ μm ($x \in [-2.25, 2.25]$ μm) 对应宽度为 $w = 3$ μm ($w = 4.5$ μm), 周期为 $d = 6$ μm 的光栅条位置. 其他区间是光栅条之间的空间. 从图 3 可以看到, 电场分量在光栅条下边缘附近有很大程度的增强, 这是由于光栅的调制作用, 入射光场和散射光场在光栅下叠加的结果. 另外可以看到, 增加光栅的占空比, 电场分量的增强程度也随之增加. 这意味着电磁场在石墨烯层上的强度和分布可以通过调节光栅占空比来调节.

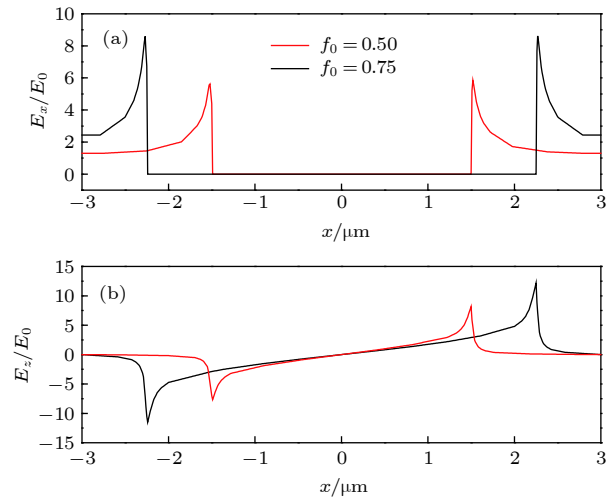


图 3 不同的光栅占空比 f_0 下, 在石墨烯层中入射电磁波的电场分量 E_x (a) 和 E_z (b) 沿着 x 方向的分布

Fig. 3. Spatial distribution of the electric field E_x (a) and E_z (b) components of light field along the x direction in graphene sheet for different factor f_0 .

得到石墨烯层上的电场分布之后, 可以计算石墨烯中等离激元和腔模光子耦合形成的等离极化激元的模式. 石墨烯中由电子-电子 (e-e) 相互作用的导带内跃迁通道产生的低频等离激元模式可以避免朗道阻尼而衰减为电子空穴对^[22]. 因此本文

仅考虑导带内的电子-电子, 电子-光子 (e-p) 相互作用. 同时考虑光栅上施加正门电压, 这样和光栅下的电磁场耦合的等离激元是由导带中电子集体激发产生. 石墨烯中无质量电子的哈密顿量可以写成

$$\mathbf{H} = \hbar v_F \begin{bmatrix} 0 & k_x - ik_y \\ k_x + ik_y & 0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

相应的导带电子的能谱为 $E(k) = \hbar v_F |\mathbf{k}|$, 其中 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 为电子的波矢. 波函数写为行矩阵的形式 $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = |\mathbf{k}\rangle = 2^{-1/2} [1, e^{i\theta}] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, 其中 θ 是 \mathbf{k} 和 x 轴之间的角度. 把波函数代入到电子-电子相互作用的哈密顿量中, 电子-电子相互作用矩阵元的空间傅里叶变换可以写为^[22]

$$V_{e-e}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = V_q F(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \quad (3)$$

其中 $V_q = 2\pi e^2 / (\epsilon q)$ 是电子-电子库仑相互作用的二维傅里叶变化, ϵ 是包含了周围介质屏蔽效应后石墨烯层的有效介电常数. 方程中 $F(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = (k + q \cos \phi) / |\mathbf{k} + \mathbf{q}|$, ϕ 是 \mathbf{k} 和 \mathbf{q} 之间的夹角, 并且 $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ 是电子-电子相互作用时的动量改变, 同样也是石墨烯中等离激元的波矢. 对于电子和具有矢势 $\mathbf{A} = \mathbf{E}_x / (i\omega_n)$ 的光子在石墨烯平面上发生相互作用, \mathbf{E}_x 即为石墨烯面上电磁场的电场分量. 由于入射光在 x 方向偏振, 因此只在垂直光栅的方向上有电场分量. 在石墨烯中电子-光子 (e-p) 相互作用哈密顿量写为

$$\mathbf{H}_{e-p} = \frac{ev_F E_x}{i\omega_n} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

电子和腔模光子之间的耦合势可以从电子-光子相互作用矩阵元的傅里叶变化得到:

$$V_{e-p}(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \omega) = G_0(\omega_n, \omega) |U(\mathbf{k}, \mathbf{q})|^2, \quad (5)$$

其中 $G_0(\omega_n, \omega) = 2\hbar\omega_n / [(\hbar\omega)^2 - (\hbar\omega_n)^2]$ 是光子传播子, $|U(\mathbf{k}, \mathbf{q})|^2 = |\mathbf{k} + \mathbf{q}| H_{e-p} |\mathbf{k}|$ 是电子-光子散射矩阵元的平方, 结合 (4) 式可以看到石墨烯中等离激元和腔模光子的耦合与腔模电磁场在石墨烯平面的电场分量的平方成正比.

在多体自洽场理论下, 存在电子-电子, 电子-光子相互作用的动力学介电常数可以写为^[14]

$$\epsilon(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = 1 - \sum_{\mathbf{k}} [V_{e-e}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) + V_{e-p}(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \omega)] \Pi(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \omega), \quad (6)$$

式中

$$\Pi(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \omega) = g_s g_v \frac{f[E(\mathbf{k}, \mathbf{q})] - f[E(\mathbf{k})]}{\hbar\omega + E(\mathbf{k}, \mathbf{q}) - E(\mathbf{k}) + i\delta} \quad (7)$$

是无电子-电子屏蔽时的密度-密度关联函数, 其中 $f(x)$ 是导带内电子的能量分布函数, $g_s = 2$ 和 $g_v = 2$ 分别代表自旋和谷简并度. 取 $f(x) = 1 / [e^{(x-E_F)/(k_B T)} + 1]$ 为费米-狄拉克分布函数, 在以下的理论计算中费米能级 E_F 由电子数目守恒得到. 光子和电子耦合形成的等离极化激元模式可以通过 $\text{Re } \epsilon(\mathbf{q}, \omega) \rightarrow 0$ 数值计算得到. 同时, 若无入射光, 即令方程 (6) 中 $V_{e-p}(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \omega) = 0$, 可以得到无归项近似下的等离激元模式^[22], 在理论计算中取温度 T 为室温 300 K.

3.2 结果和讨论

图 4 中黑色实线是光栅占空比为 $f_0 = 0.5$ 时腔模光子和石墨烯中等离激元耦合所形成的等离激元模式随电子浓度的变化. 红色虚线对应 $n = 5$, $f_n = 1.09$ THz 的腔模光子. 可以看到等离激元和入射光子两种电磁模式能够发生耦合产生拉比劈裂, 并且反交叉形成两支等离极化激元模式. 在两者共振的地方耦合最强, 两种电磁模式的相互作用导致的拉比劈裂最大. 而且由于光栅对入射腔模电磁场的增强作用, 使得相较于不加光栅情况下^[14], 此时等离激元和腔模光子的共振耦合更强, 拉比劈裂更大. 石墨烯中的等离激元和入射的腔模电磁波的共振耦合, 就像是部分入射光被石墨烯中等离激元捕获一样, 形成了在石墨烯平面内传播的两种电

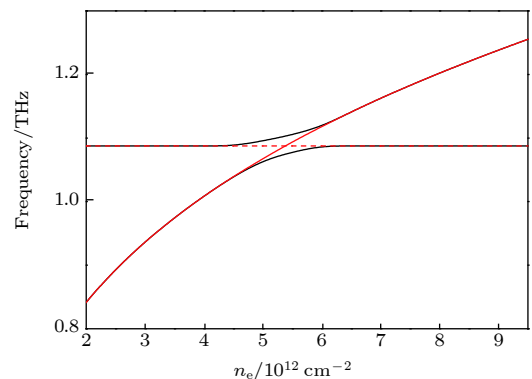


图 4 $n = 5$ 的腔模光子 (红色虚线) 和石墨烯中等离激元 (红色实线) 耦合形成等离极化激元模式 (黑色实线) 随着电子浓度的变化

Fig. 4. The electron density dependence of the plasmon polariton modes (black solid lines) induced by coupling between cavity photons ($n = 5$, red dotted lines) and plasmon modes in graphene (red solid line).

磁模式,即形成了两种等离极化激元模式.因此两者的强烈共振耦合导致了图2中透射谱的大幅度下降,并且在共振耦合处透射峰劈裂成两个峰 ω'_p 和 ω''_p ,同时导致了光吸收在共振频率处的大幅度增强.在远离共振耦合的部分,两者的耦合较弱,因此上支等离极化激元模式在低频处是类腔模光子的,而在高频处是类等离激元的;下支等离极化激元模式在低频处是类等离激元的,而在高频处是类腔模光子的.由于在远离共振耦合的部分,两者的耦合较弱,因此在图2中可以看到远离共振频率处,吸收峰值逐渐减小.

耦合共振的地方由腔模光子和等离激元的频率决定,因此可通过调节谐振腔、光栅或者石墨烯的参数来调节,例如谐振腔的长度、光栅的周期、石墨烯中电子的浓度等.同样耦合强度也可以通过调节光栅占空比调节石墨烯层电场分量的强度来调节.这些结果表明此基于石墨烯的装置可以用于太赫兹场效应装置.另外,目前还没有发现相关的实验数据验证,但是我们注意到了关于GaN/AlGaN二维电子气的实验研究^[23],并且本文理论计算结果和此实验研究能够定性地符合.因此,希望本文理论结果能够为石墨烯的相关实验提供一定的理论预测和支持.

4 结 论

本文理论研究了加光栅的石墨烯谐振腔结构中等离激元对石墨烯光吸收的影响,并且得到了石墨烯中腔模光子和等离激元耦合形成的等离极化激元模式.研究发现入射光的电场分量在石墨烯层中光栅条边缘附近产生很大的增强,增强程度随着光栅占空比的增大变大.这可以导致入射光和石墨烯中的太赫兹等离激元模式发生强烈的耦合,形成两支太赫兹等离极化激元模式.模拟发现在入射光和石墨烯中的太赫兹等离激元共振频率处系统透射谱产生很大程度的下降,而共振频率处的光吸收大幅度增强.这些结果意味着石墨烯中等离激元和光的耦合能够引起对太赫兹入射光吸收的大幅度增强,同时这也为基于石墨烯的太赫兹光电装置提供了一定的理论依据.

参考文献

[1] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S,

- Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [2] Chen J N, Badioli M, Alonso-González P, Thongrattanasiri S, Huth F, Osmond J, Spasenović M, Centeno A, Pesquera A, Godignon P, Elorza A Z, Camara N, García de Abajo F J, Hillenbrand R, Koppens F H L 2012 *Nature* **487** 77
- [3] Duan J H, Chen R K, Chen J N 2017 *Chin. Phys. B* **26** 117802
- [4] Ju L, Geng B S, Horng J, Girit C, Martin M, Hao Z, Bechtel H A, Liang X G, Zettl A, Shen Y R, Wang F 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 630
- [5] Jablan M, Buljan H, Soljaci M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [6] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Castro Neto A H, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82
- [7] Zhao T, Hu M, Zhong R B, Gong S, Zhang C, Liu S G 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 231102
- [8] Liao B X, Guo X D, Hu H, Liu N, Chen K, Yang X X, Dai Q 2018 *Chin. Phys. B* **27** 094101
- [9] Liu J P, Zhai X, Wang L L, Li F H J, Lin Q, Xia S X 2016 *Plasmonics* **11** 703
- [10] Jang Y H, Rani A, Quan L N, Adinolfi V, Kanjanaboos P, Onellette O, Son T, Jang Y J, Chung K W, Kwon H, Kim D, Kim D H, Sargent, E H 2017 *ACS Energy Lett.* **2** 117
- [11] Ni G X, Wang L, Goldflam M D, Wagner M, Fei Z, McLeod A S, Liu M K, Keilmann F, Özyilmaz B, Castro Neto A H, Hone J, Fogler M M, Basov D N 2016 *Nat. Photonics* **10** 244
- [12] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, Novoselov K S, Booth T J, Stauber T, Peres N M R, Geim A K 2008 *Science* **320** 1308
- [13] Gao W L, Shi G, Jin Z H, Shu J, Zhang Q, Vajtai R, Ajayan P M, Kono J, Xu Q F 2013 *Nano Lett.* **13** 3698
- [14] Zhao C X, Xu W, Li L L, Zhang C, Peeters F M 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 223104
- [15] Lyaschuk Y M, Koroteyev V V 2012 *Ukr. J. Phys. Opt.* **13** 142
- [16] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [17] Etchegoin P G, Le Ru E C, Meyer M 2006 *J. Chem. Phys.* **125** 164705
- [18] Kotov O V, Lozovik Y E 2011 *Phys. Lett. A* **375** 2573
- [19] Yan B, Yang X X, Fang J Y, Huang Y D, Qin H, Qin S Q 2015 *Chin. Phys. B* **24** 015203
- [20] Yan B, Fang J Y, Qin S Q, Liu Y T, Chen L, Chen S, Li R B, Han Z 2017 *Chin. Phys. B* **26** 097802
- [21] Yan H G, Li X S, Chandra B, Tulevski G, Wu Y Q, Freitag M, Zhu W J, Avouris P, Xia F N 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 330
- [22] Dong H M, Li L L, Wang W Y, Zhang S H, Zhao C X, Xu W 2012 *Physica E* **44** 1889
- [23] Huang Y D, Qin H, Zhang B S, Wu J B, Zhou G C, Jin B B 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 253106
- [24] Chaplik A V 1972 *Sov. Phys. JETP* **35** 395
- [25] Hwang E H, Das Sarma S 2007 *Phys. Rev. B* **75** 205418
- [26] Mo S D, Ching W Y 1998 *Phys. Rev. B* **57** 15219
- [27] Shur M 2010 *Electron. Lett.* **46** S18
- [28] Dong H M, Zhang J, Peeters F M, Xu W 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 043103
- [29] Hwang E H, Sarma S Das 2008 *Phys. Rev. B* **77** 195412

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon*

Zhao Cheng-Xiang^{1)2)†} Qie Yuan²⁾ Yu Yao³⁾Ma Rong-Rong²⁾ Qin Jun-Fei²⁾ Liu Yan²⁾1) (*Modern College of Humanities and Sciences of Shanxi Normal University, Linfen 041000, China*)2) (*College of Physics and Information Engineering, Shanxi Normal University, Linfen 041004, China*)3) (*Binjiang College, Nanjing University of Information Science & Technology, Wuxi 214105, China*)

(Received 28 October 2019; revised manuscript received 23 December 2019)

Abstract

The plasmons in graphene have the superior properties to metal surface plasmons, such as high field confinement, low Ohmic loss and long wave propagation, highly tunable via electrostatic. More importantly, the frequency of plasmons ranges from terahertz to infrared which indicates that graphene is an ideal candidate for terahertz plasmonics. On the other hand, the strong coupling between incident photons and plasmons in graphene can lead the optical absorption to be enhanced. However, it is difficult for light to couple directly with plasmons in graphene, for the momentum of incident photons cannot match the plasmons in graphene. A metal grating can be used to compensate for the momentum of photons so that it can match that of plasmons in graphene. In this work, we theoretically investigate the effect of plasmons on the terahertz optical absorption of graphene with grating based on finite difference time domain. A great enhancement of electric field component of light field can be obtained near the gold grating strip in the sheet of graphene. Thus, the photons, of which the momentum is compensated for by the grating, can strongly couple with plasmons in graphene. An obviously decrease of the transmission of the graphene structure can be seen at the resonant frequency. The transmission peak corresponds to the resonant frequency splitting into two peaks due to the fact that two plasmon polariton modes are formed by the coupling of photons and plasmons. So we also study the plasmon polariton modes made by coupling photon with plasmon based on the many-body self-consistent method. Two plasmon polariton modes are obtained and an obviously splitting at the resonant frequency can be seen due to the coupling between photons and plasmons. The work conduces to deepening the understanding of the photoelectric properties of graphene and the terahertz plasmonics based on graphene.

Keywords: graphene, plasmon, optical absorption, plasmon polariton

PACS: 78.67.-n, 78.20.Jq, 73.20.Mf

DOI: [10.7498/aps.69.20191645](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11604192), the Applied Basic Research Project of Shanxi Province, China (Grant No. 201801D221113), the Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi Province, China (Grant No. 201804018), the National Training Programs of Innovation and Entrepreneurship for Undergraduates, China (Grant No. 2019203), and the Doctoral Start-up Funding of Shanxi Normal University, China (Grant No. 0505/02070351).

† Corresponding author. E-mail: cxzhaosxnu@163.com