

利用窄刻槽金属光栅实现石墨烯双通道吸收增强

高健 桑田 李俊浪 王啦

Double-channel absorption enhancement of graphene using narrow groove metal grating

Gao Jian Sang Tian Li Jun-Lang Wang La

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 184210 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180848

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180848>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I18>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于模场自积增强检测的光纤声光旋转传感器](#)

Enhanced selfintegration algorithm for fiber torsion sensor based acoustically-induced fiber grating

物理学报.2018, 67(1): 014208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.20171525>

[光子晶体光纤重叠光栅理论模型与光谱特性研究](#)

Theoretical model and spectrum characteristics of superimposed photonic crystal fiber grating

物理学报.2016, 65(20): 204208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204208>

[TE0 导模干涉刻写周期可调亚波长光栅理论研究](#)

Theoretical investigation of adjustable period sub-wavelength grating inscribed by TE waveguide modes interference lithography

物理学报.2016, 65(9): 094206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094206>

[Bragg 反射齿型平面凹面衍射光栅性能研究](#)

Study on planar concave diffraction grating with Bragg reflector facets

物理学报.2015, 64(15): 154211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154211>

[基于 Bragg 反射面结构的衍射光栅设计与研究](#)

Study of the diffraction grating designed based on the Bragg reflection structure

物理学报.2014, 63(19): 194209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194209>

## 利用窄刻槽金属光栅实现石墨烯双通道吸收增强\*

高健<sup>1)2)</sup> 桑田<sup>1)2)†</sup> 李俊浪<sup>1)2)</sup> 王啦<sup>1)2)</sup>

1) (江南大学理学院光电信息科学与工程系, 无锡 214122)

2) (江南大学, 江苏省轻工光电工程技术研究中心, 无锡 214122)

(2018年4月28日收到; 2018年5月28日收到修改稿)

构建基底/窄刻槽金属光栅/覆盖层/石墨烯结构, 利用金属光栅激发的表面等离子体激元共振和窄光栅刻槽支持的法布里-珀罗共振, 在可见光波段实现单层石墨烯的双通道吸收增强, 并结合简化模型估算出双吸收通道所在位置. 在波长 462 和 768 nm 处, 石墨烯的光吸收效率分别为 35.6% 和 40.1%, 相比石墨烯本征光吸收率的增强均超过 15.5 倍. 进一步研究发现由于短波处吸收增强源于金属光栅的表面等离子体激元共振, 其吸收特性受覆盖层厚度、刻槽深度和宽度变化的影响较小; 而由于长波处吸收增强源于窄刻槽中的法布里-珀罗共振, 因此呈现出良好的角度不敏感吸收特性.

关键词: 窄刻槽, 金属光栅, 石墨烯, 双通道

PACS: 42.79.Dj, 52.25.-b, 78.66.Bz, 81.05.ue

DOI: 10.7498/aps.67.20180848

## 1 引言

石墨烯作为一种由单层碳原子构成的二维材料, 其独特的光电性质受到人们广泛关注<sup>[1]</sup>. 在可见光至近红外波段. 由于石墨烯自身不能支持表面等离子体激元 (surface plasmon polariton, SPP) 的传输, 单层石墨烯的光吸收由其精细结构常数  $\alpha$  决定, 对应频率无关的本征光吸收率仅为  $A = \pi\alpha \approx 2.3\%$ <sup>[2]</sup>, 极大地制约了石墨烯在光电探测等领域的应用. 为此, 人们提出将石墨烯与微纳结构相结合来增强石墨烯的光吸收率, 涉及的增强吸收机理包括干涉效应<sup>[3]</sup>、介电常数近零效应<sup>[4]</sup>、导模共振<sup>[5-7]</sup>、法布里-珀罗 (Fabry-Pérot, FP) 共振<sup>[8,9]</sup>、SPP 共振<sup>[10,11]</sup>、磁偶极共振<sup>[12,13]</sup>、法诺 (Fano) 共振<sup>[14,15]</sup> 等.

近年来, 随着研究的深入, 石墨烯增强吸收的功能开发与特性调控备受人们重视, 包括宽带吸收特性<sup>[4,11,16,17]</sup>、可调谐吸收特性<sup>[5,13,18,19]</sup>、角度选择吸收特性<sup>[4,6,7,20]</sup>、角度不敏感吸收特

性<sup>[4,17,21,22]</sup>、消偏振吸收特性<sup>[23,24]</sup> 等. 多通道吸收特性作为一种重要吸收特性尽管也被广泛研究, 但均集中在红外至太赫兹波段<sup>[12,16,17,22,24-29]</sup>. 2017年, Liu 等<sup>[30]</sup> 利用二维银纳米盘微结构阵列在可见光波段实现石墨烯的双通道吸收增强, 并指出双通道的吸收增强分别源于结构中 SPP 共振和磁偶极共振. 然而, 目前可见光波段有关石墨烯增强吸收的研究, 涉及多个吸收通道及其增强吸收机理的研究还非常少.

本文提出利用窄刻槽金属光栅在可见光波段实现石墨烯双通道吸收增强的设计, 在共振波长为 462 和 768 nm 处, 单层石墨烯的光吸收率分别为 35.6% 和 40.1%, 相比石墨烯本征光吸收率的增强均高于 15.5 倍. 研究发现, 短波长和长波长的增强吸收分别源于金属光栅激发的 SPP 共振和窄光栅刻槽支持的 FP 共振, 采用简化模型可估算出双吸收通道所在位置. 此外, 研究参数变化对吸收特性的影响发现, 由于短波处吸收增强源于 Au 光栅激发的 SPP 共振, 其吸收特性受覆盖层厚度、刻槽深

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11811530052)、江苏省轻工光电工程技术研究中心 (批准号: BM2014402) 和江苏省研究生科研创新、实践创新计划 (批准号: SJCX18\_0634) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sangt@jiangnan.edu.cn

度和宽度变化的影响较小; 而长波处的吸收增强基于 Au 光栅刻槽中的 FP 共振, 因而该吸收通道具有良好的角度不敏感特征.

## 2 结构设计与模型

图 1 为窄刻槽金属光栅实现石墨烯双通道吸收增强的结构示意图, 刻槽深度和宽度分别为  $d$  和  $w$  的 Au 光栅位于  $\text{SiO}_2$  基底之上, Au 光栅被  $\text{SiO}_2$  填充并在上方形成厚度为  $t$  的覆盖层, 石墨烯位于  $\text{SiO}_2$  覆盖层上方, 横磁 (transverse magnetic, TM) 偏振光波 (磁场沿  $y$  方向) 以入射角  $\theta_c$  从空气一侧入射, Au 光栅的周期及膜层厚度分别为  $\Lambda$  和  $D$ . 在设计中, 为了保证石墨烯对入射光波的高吸收效率 Au 光栅采用亚波长结构. 此时光栅周期满足  $\Lambda < \lambda/(1+\sin\theta_c)$ ; Au 膜层厚度  $D = 100$  nm, 大于其在可见光波段的趋肤深度. 因此没有透射光, 此时结构的光吸收效率可简化为  $A = 1 - R$ , 其中  $R$  为结构的光谱反射率.

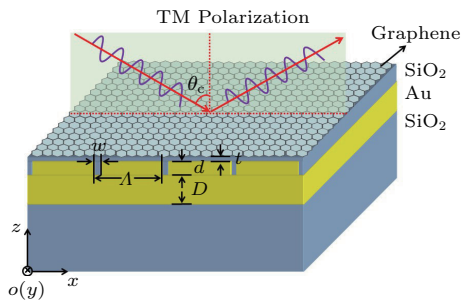


图 1 窄刻槽金属光栅实现单层石墨烯双通道吸收增强示意图

Fig. 1. Schematic of metal grating with narrow grooves for dual-band absorption enhancement of monolayer graphene.

采用基于时域有限差分法的仿真软件 FDTD Solutions, 对窄刻槽金属光栅石墨烯增强吸收特性进行仿真计算. 在可见光波段,  $\text{SiO}_2$  的介电常数  $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 2.16$ ; 石墨烯的介电常数为  $\epsilon_g = 1 + i\sigma_g/(\omega\epsilon_0 t_0)$ , 其中,  $t_0 = 0.34$  nm 为单层石墨烯的厚度,  $\omega$  为入射光的角频率,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $\sigma_g$  为石墨烯电导率.  $\sigma_g$  是带内跃迁和带间跃迁的电导率之和, 即  $\sigma_g = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$ , 相应的表达式分别为 [31]

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega) = -i \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - 2i\Gamma)} \left[ \frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left( e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right], \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega) = -i \frac{e^2}{4\pi \hbar} \ln \left[ \frac{2|\mu_c| - (\omega - i2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - i2\Gamma)\hbar} \right], \quad (2)$$

式中,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $T$  为开尔文温度,  $e$  为电子电荷量,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $\Gamma = 1/(2\tau)$  为载流子的散射率,  $\tau = 0.5$  ps 为动量弛豫时间,  $\mu_c = 0.15$  eV 为石墨烯的化学势 [7].

Au 材料介电常数可用 Drude 模型表达为

$$\epsilon_{\text{Au}}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3)$$

式中,  $\omega_p$  为等离子体频率,  $\gamma$  为阻尼系数. 对于本文研究波段, Au 的  $\omega_p = 1.32 \times 10^{16}$  rad/s,  $\gamma = 1.2 \times 10^{14}$  rad/s [32]. 当 TM 偏振光从空气一侧入射至 Au 光栅并激发 SPP 共振, 对应的波矢匹配条件满足:

$$k_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c} \sin \theta_c - m \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (4)$$

式中,  $c$  为真空中光速;  $k_{\text{SPP}}$  为 SPP 波矢,  $k_{\text{SPP}} = \omega \sqrt{\epsilon_{\text{Au}}/(1 + \epsilon_{\text{Au}})}/c$ ;  $m$  为光栅衍射级次. 对于由  $\pm 1$  级衍射级次激发的 SPP 模式, 正入射条件对应的 SPP 共振波长可简化为  $\lambda_{\text{SPP}} = \Lambda \sqrt{\epsilon_{\text{Au}}/(1 + \epsilon_{\text{Au}})}$ .

此外, 石墨烯的光吸收可以从结构对应的全部光吸收中区分出来, 相应单层石墨烯的光吸收率表述为 [10]

$$A_g = [P_{\text{up}}(\lambda) - P_{\text{down}}(\lambda)]/P_{\text{in}}(\lambda), \quad (5)$$

式中,  $P_{\text{in}}$  是波长为  $\lambda$  的入射光功率,  $P_{\text{up}}(\lambda)$  和  $P_{\text{down}}(\lambda)$  分别是经过石墨烯层上方和下方平面对应的功率, 上述功率参数可通过时域有限差分场分布计算获得.

## 3 仿真结果与分析

### 3.1 双通道光吸收机理分析

图 2 为窄刻槽金属光栅石墨烯结构的增强吸收光谱和峰值位置处的磁场分布, 结构参数为:  $\Lambda = 450$  nm,  $D = 100$  nm,  $w = 35$  nm,  $d = 70$  nm,  $t = 10$  nm, TM 偏振光波正入射. 从图 2(a) 可以看到, 结构在波长分别为  $\lambda_1 = 462$  nm 和  $\lambda_2 = 768$  nm 位置处产生双通道吸收增强, 结构和石墨烯的光吸收率均达到最大值, 其中石墨烯在短波和长波位置处的光吸收效率分别为 35.6% 和 40.1%, 相比石墨烯本征光吸收率的吸收增强均超过 15.5 倍. 从图 2(b) 可以看到, 短波位置处  $\lambda_1$  的

吸收峰光场能量主要集中在金属光栅表面, 具有明显的SPP模式特征; 采用本文简化模型估算的共振波长  $\lambda_{\text{SPP}} = 476 \text{ nm}$ , 与短波长的吸收峰位置  $\lambda_1 = 462 \text{ nm}$  基本符合, 这进一步证实短波处的增强吸收峰源于SPP共振.

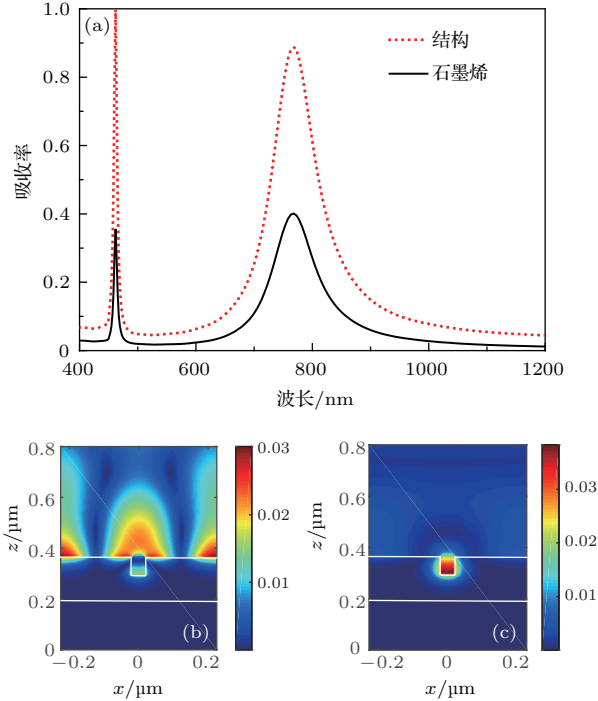


图2 (a) 窄刻槽金属光栅石墨烯结构的全部吸收光谱和结构中石墨烯的吸收光谱; (b) 峰值波长  $\lambda = 462 \text{ nm}$  处结构的磁场分布; (c) 峰值波长  $\lambda = 768 \text{ nm}$  处结构的磁场分布  
Fig. 2. (a) Absorption spectrum of total absorption of the structure containing substrate/narrow groove metal grating/covering layer/graphene, and absorption spectrum of graphene in the structure; (b) magnetic field distribution of the structure at peak wavelength of  $\lambda = 462 \text{ nm}$ ; (c) magnetic field distribution of the structure at peak wavelength of  $\lambda = 768 \text{ nm}$ .

对于长波处  $\lambda_2 = 768 \text{ nm}$  的吸收峰, 从图2(c)可以看到, 结构中光场能量主要局域在金属刻槽中, 具有显著的腔共振特征. 由于SPP共振在金属刻槽中产生强烈的电磁耦合, 光场能量被光栅刻槽所束缚, 局域的光场能量逐渐泄漏并被刻槽上方石墨烯层吸收, 引起单层石墨烯光吸收效率的显著增强. 根据FP腔共振模型, 此时共振位置取决于刻槽深度  $d$  和刻槽的有效折射率, 可以表示为<sup>[33]</sup>

$$2n_{\text{eff}}d + \frac{1}{2}\lambda = N\lambda, \quad (6)$$

式中,  $N$  为正整数;  $n_{\text{eff}}$  为刻槽的有效折射率, 可等效为金属-介质-金属(MIM)波导的模式折射率, 其大小与  $\text{SiO}_2$  和  $\text{Au}$  材料介电常数有关, 也与  $\text{Au}$  刻

槽宽度  $w$  有关, 由于本文的光栅刻槽宽度极小, 结构中仅支持  $\text{TM}_0$  模式, 对应的  $n_{\text{eff}}$  可通过MIM波导的偶模式色散关系确定<sup>[34]</sup>,

$$\tanh\left(\frac{w\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_{\text{SiO}_2}}}{2}\right) = -\frac{\epsilon_{\text{SiO}_2}\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_{\text{Au}}}}{\epsilon_{\text{Au}}\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_{\text{SiO}_2}}}, \quad (7)$$

其中,  $k_0$  为入射光波矢,  $\beta$  为MIM波导模式的传播常数, 有效折射率  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ . 在图2的结构参数下, 估算得到的FP共振位置为  $658 \text{ nm}$ , 与实际吸收峰位置  $\lambda_2 = 768 \text{ nm}$  偏差较大. 这是由于类FP腔的长度受到光栅上方  $\text{SiO}_2$  覆盖层的影响, 这层  $\text{SiO}_2$  覆盖层的存在会使类FP腔的长度变长<sup>[35]</sup>. 假如计入  $t = 10 \text{ nm}$  这一  $\text{SiO}_2$  覆盖层的厚度, 估算得到的FP共振位置为  $743 \text{ nm}$ , 与实际吸收峰位置非常接近. 此外, 研究发现, 进一步增加刻槽深度  $d$  的大小,  $\text{SiO}_2$  覆盖层厚度对类FP腔长的影响所占比重将下降, 直接采用刻槽深度  $d$  估算得到的FP共振位置与实际吸收峰位置的符合程度将随  $d$  的增大而不断提高; 但  $d$  的增加会减弱刻槽中磁场增强效应, 导致结构和石墨烯的光吸收效率均下降

### 3.2 参数变化对吸收特性影响分析

图3为不同刻槽宽度  $w$  对应的石墨烯吸收光谱, 其他结构参数与图2相同. 从图3可以看到, 当刻槽深度  $w$  在  $15\text{--}55 \text{ nm}$  范围内变化时, 短波长的吸收特性对刻槽宽度的变化不敏感,  $w$  偏离设计值使得短波长的光吸收效率略有降低, 但吸收峰位置几乎不变; 由(4)式可知波矢匹配条件与刻槽宽度无关, SPP共振波长位置几乎不受刻槽宽度影响, 因而短波长的吸收特性受刻槽宽度变化的影响甚小. 而对于长波处的吸收峰, 刻槽宽度的变化不仅改变吸收效率和吸收带宽大小, 吸收峰位置也变化显著; 由(6)式计算发现, 增加刻槽宽度将减小MIM模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ , 因而吸收峰位置将随  $w$  增加发生蓝移.

图4为不同刻槽深度  $d$  对应的石墨烯吸收光谱,  $d$  由  $60 \text{ nm}$  增加到  $80 \text{ nm}$ , 其他参数与图2相同. 从图4可见, 当光栅深度  $d$  变化时, 情况与图3类似, 由于短波长对应的光吸收增强源于SPP共振, 光场能量主要局域在  $\text{Au}$  光栅表面, 因而  $d$  的变化对石墨烯的吸收特性几乎没有影响. 与之不同的是, 由于长波处的吸收增强效应源于FP共振, 因

此吸收峰的峰值吸收率、吸收带宽和峰值位置受  $d$  的变化影响较显著; 由 (5) 式可知, 由于增加  $d$  将增大 FP 腔的腔长, FP 谐振腔的腔长越长, 谐振频率越低, 因此长波处吸收峰位置随  $d$  的增加而红移. 可见, 由于 FP 共振与刻槽宽度  $w$  和深度  $d$  密切相关, 通过选择不同的  $w$  和  $d$ , 可以调控石墨烯在长波处吸收峰的峰值位置, 这在实际应用中具有一定价值.

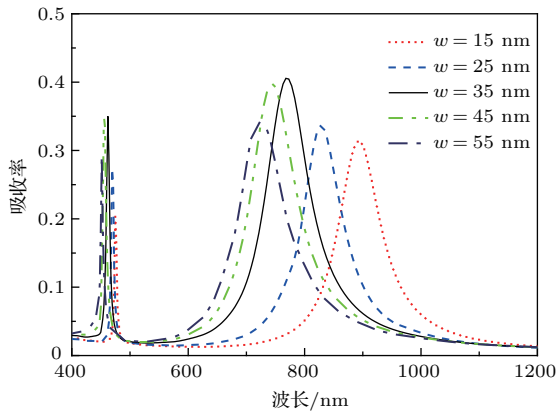


图3 刻槽宽度  $w$  变化对石墨烯吸收特性的影响  
Fig. 3. Influence of slit width  $w$  on the absorption properties of graphene.

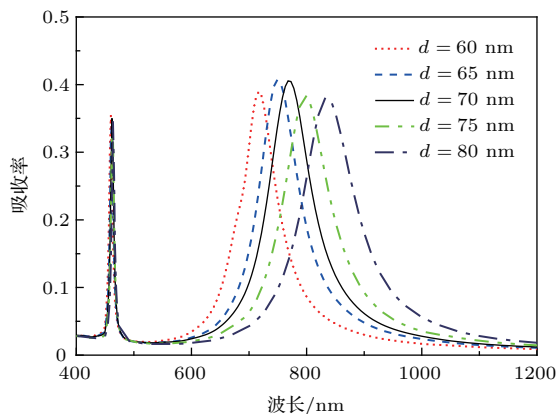


图4 刻槽深度  $d$  变化对石墨烯吸收特性的影响  
Fig. 4. Influence of slit depth  $d$  on the absorption properties of graphene.

图5为不同  $\text{SiO}_2$  覆盖层厚度  $t$  对应的石墨烯吸收光谱, 其他参数与图2相同从图5可见, 当覆盖层厚度  $t$  由 10 nm 增加到 20 nm 时, 两个吸收通道的光吸收率均有所下降, 且长波处的吸收峰位置向长波方向发生较明显的移动. 分析对应的磁场分布发现, 随着覆盖层厚度  $t$  的增加, 处在 Au 光栅上方的石墨烯层逐渐远离增强的光场,  $\text{SiO}_2$  覆盖层作为缓冲层在一定程度上减弱了光栅与石墨烯的电磁耦合, 导致石墨烯双吸收通道光吸收效率

的降低. 此外, 由于  $t$  的增加在一定范围内增大了类 FP 腔的长度, 因此长波处的吸收峰位置随  $t$  的增加红移.

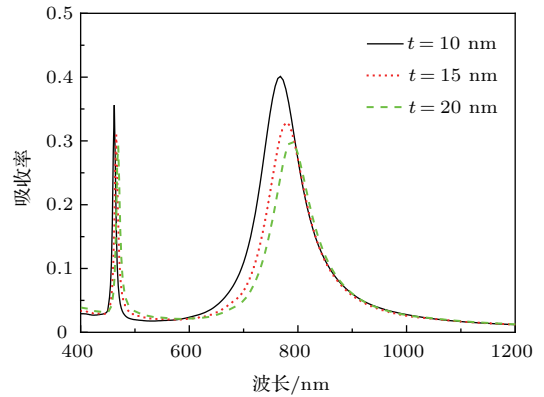


图5 覆盖层厚度  $t$  变化对石墨烯吸收特性的影响  
Fig. 5. Influence of thin-film thickness  $t$  on the absorption properties of graphene.

图6为不同入射角  $\theta_c$  对应的石墨烯吸收光谱, 光栅参数与图2相同. 从图6可见, 对于长波处吸收峰, 由于其磁场能量较多地局域在 Au 光栅刻槽中,  $\theta_c$  的变化几乎不影响刻槽的 FP 共振条件, 因此吸收峰具有良好的角度不敏感特性; 对于短波处吸收峰, 由 (4) 式可知, 入射角度变化将影响 SPP 共振的相位匹配条件, 当入射光由正入射转变为斜入射时,  $\pm 1$  级衰减衍射级次激发的 SPP 共振的简并性被破坏, 导致  $+1$  级和  $-1$  级衍射级次对应的吸收峰分别向长波和短波方向移动, 这一特性与导模共振光栅斜入射条件下反射峰劈裂现象类似 [36]. 此外, 随着  $\theta_c$  增大, 劈裂的  $-1$  级吸收峰将移至非亚波长波段, 光场能量被传播的高级次衍射分配, 因此对应  $-1$  级吸收峰的峰值光吸收效率较  $+1$  级低.

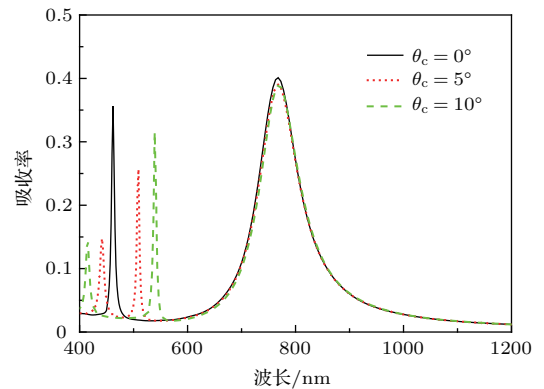


图6 入射角  $\theta_c$  变化对石墨烯吸收特性的影响  
Fig. 6. Influence of incidence angle  $\theta_c$  on the absorption properties of graphene.

## 4 结 论

采用窄刻槽 Au 光栅在可见光波段实现石墨烯双通道吸收增强, 在 462 和 768 nm 波长处, 单层石墨烯的光吸收率分别为 35.6% 和 40.1%, 相比其本征光吸收率的增强均高于 15.5 倍. 研究发现短波处的吸收增强源于 Au 光栅激发的 SPP 共振, 长波处的吸收增强源于 Au 光栅刻槽中的 FP 共振, 采用简化模型可以估算出双吸收通道所在位置. 此外, 研究了参数变化对双通道吸收特性的影响, 结果表明, 由于覆盖层厚度、刻槽的深度和宽度与 SPP 共振的相位匹配条件无关, 因此短波处的吸收特性几乎不受上述参数变化影响, 但受入射角变化影响显著, 偏离正入射将发生吸收峰劈裂现象; 由于长波处吸收增强源于窄刻槽中的 FP 共振, 因此它呈现出良好的角度不敏感吸收特性. 基于窄刻槽 Au 光栅实现石墨烯双通道吸收增强在光电探测、太阳能电池等领域具有一定应用价值.

## 参考文献

- [1] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, Ferrari A C 2010 *Nat. Photon.* **4** 611
- [2] 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
- [3] Pirruccio G, Martín M L, Lozano G, Gómez R J 2013 *ACS Nano* **7** 4810
- [4] Lee S, Tran T Q, Kim M, Heo H, Heo J, Kim S 2015 *Opt. Express* **23** 33350
- [5] Zheng G, Zhang H, Xu L, Liu Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 2274
- [6] Wang R, Sang T, Wang L, Gao J, Wang Y, Wang J 2018 *Optik* **157** 651
- [7] Sang T, Wang R, Li J, Zhou J, Wang Y 2018 *Opt. Commun.* **413** 255
- [8] Furchi M, Urich A, Pospischil A, Lilley G, Unterrainer K, Detz H, Klang P, Andrews A M, Schrenk W, Strasser G, Mueller T 2012 *Nano Lett.* **12** 2773
- [9] Liang Z J, Liu H X, Niu Y X, Yin Y H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 138501 (in Chinese) [梁振江, 刘海霞, 牛燕雄, 尹贻恒 2016 物理学报 **65** 138501]
- [10] Lu H, Cumming B P, Gu M 2015 *Opt. Lett.* **40** 3647
- [11] Song S, Chen Q, Jin L, Sun F 2013 *Nanoscale* **5** 9615
- [12] Zhao B, Zhao J M, Zhang Z M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 31905
- [13] Cai Y, Zhu J, Liu Q H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 43105
- [14] Wang W, Klots A, Yang Y, Li W, Kravchenko I I, Briggs D P, Bolotin K I, Valentine J 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 181104
- [15] Zheng G, Zou X, Chen Y, Xu L, Liu Y 2017 *Plasmonics* **12** 1177
- [16] Thareja V, Kang J H, Yuan H, Milaninia K M, Hwang H Y, Cui Y, Kik P G, Brongersma M L 2015 *Nano Lett.* **15** 1570
- [17] Xia S X, Zhai X, Huang Y, Liu J Q, Wang L L, Wen S C 2017 *Opt. Lett.* **42** 3052
- [18] Zhu B, Ren G, Zheng S, Lin Z, Jian S 2013 *Opt. Commun.* **308** 204
- [19] Lu H, Gan X, Jia B, Mao D, Zhao J 2016 *Opt. Lett.* **41** 4743
- [20] Hu J H, Huang Y Q, Duan X F, Wang Q, Zhang X, Wang J, Ren X M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 221113
- [21] Liu J T, Liu N H, Li J, Li X J, Huang J H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 52104
- [22] Ke S, Wang B, Huang H, Long H, Wang K, Lu P 2015 *Opt. Express* **23** 8888
- [23] Guo C C, Zhu Z H, Yuan X D, Ye W M, Liu K, Zhang J F, Xu W, Qin S Q 2016 *Adv. Opt. Mater.* **4** 1955
- [24] Su Z, Yin J, Zhao X 2015 *Opt. Express* **23** 1679
- [25] Zhan T R, Zhao F Y, Hu X H, Liu X H, Zi J 2012 *Phys. Rev. B* **86** 165416
- [26] Pu M, Chen P, Wang Y, Zhao Z, Wang C, Huang C, Hu C, Luo X 2013 *Opt. Express* **21** 11618
- [27] Iorsh I V, Shadrivov I V, Belov P A, Kivshar Y S 2013 *Phys. Rev. B* **88** 195422
- [28] Deng B, Guo Q, Li C, Wang H, Ling X, Farmer D B, Han S, Kong J, Xia F 2016 *ACS Nano* **10** 11172
- [29] Wu P C, Papanikolaou N, Tsai D P 2016 *Phys. Rev. Appl.* **6** 44019
- [30] Liu B, Tang C, Chen J, Wang Q, Pei M, Tang H 2017 *Opt. Express* **25** 12061
- [31] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 64302
- [32] Wu J, Zhou C, Yu J, Cao H, Li S, Jia W 2014 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26** 949
- [33] Wu Y K R, Hollowell A E, Zhang C, Guo L J 2013 *Sci. Rep.* **3** 1194
- [34] Shao H, Wang J, Liu D, Hu Z D, Xia X, Sang T 2017 *Plasmonics* **12** 361
- [35] Chu J K, Wang Q Y, Wang Z W, Wang L D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 164206 (in Chinese) [褚金奎, 王倩怡, 王志文, 王立鼎 2015 物理学报 **64** 164206]
- [36] Sang T, Wang Z, Wang L, Wu Y, Chen L 2006 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** 62

# Double-channel absorption enhancement of graphene using narrow groove metal grating\*

Gao Jian<sup>1)2)</sup> Sang Tian<sup>1)2)†</sup> Li Jun-Lang<sup>1)2)</sup> Wang La<sup>1)2)</sup>

1) (Department of Photoelectric Information Science and Engineering, School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China)

2) (Jiangsu Provincial Research Center of Light Industrial Optoelectronic Engineering and Technology, Jiangnan University, Wuxi 214122, China)

( Received 28 April 2018; revised manuscript received 28 May 2018 )

## Abstract

A structure containing substrate/narrow groove metal grating/covering layer/graphene is constructed. The operational principle of the structure is based on the surface plasmon polariton (SPP) resonance excited by the metal grating and the Fabry-Pérot (FP) resonance supported by the narrow grating groove. Double-channel absorption enhancement of monolayer graphene is realized in the visible range, and a simplified model is used to estimate the locations of the double-absorption channels. At the wavelengths of 462 nm and 768 nm, the light absorption efficiencies of graphene are 35.6% and 40.1%, respectively, which are more than 15.5 times the intrinsic light absorption of the monolayer graphene. Further analysis shows that the energy of the absorption peak at the short-wavelength position mainly concentrates on the surface of the metal grating, which has an obvious characteristic of the SPP mode. The resonant wavelength of  $\lambda_{\text{SPP}} = 476$  nm, estimated by the simplified model, is basically consistent with the location of the short-wavelength absorption peak at  $\lambda_1 = 462$  nm. The absorption characteristics are less affected by the thickness of the covering layer, the depth and width of the groove. For the long-wavelength absorption peak at  $\lambda_2 = 768$  nm, the energy of the light field in the structure is mainly localized in the metal groove, which has a significant cavity resonance characteristic. Because the SPP resonance generates a strong electromagnetic coupling in the metal groove, the energy of the optical field is strongly confined by the grating groove. The localized light field energy gradually leaks out and is absorbed by the graphene layer above the groove, resulting in a significant increase in the light absorption efficiency of the graphene. The resonance position estimated by the FP cavity resonance model is 658 nm, which is larger than the actual absorption peak position  $\lambda_2 = 768$  nm. This is because the exact length of the FP cavity is affected by the thickness of the SiO<sub>2</sub> covering layer, and the presence of the SiO<sub>2</sub> covering layer will enlarge the exact length of the FP cavity. To further increase the depth of the groove, the agreement between the estimated resonance position and the actual absorption peak will continue to increase. However, the increase of the thickness of the SiO<sub>2</sub> covering layer will weaken the magnetic field enhancement effect in the groove, resulting in the decrease of light absorption efficiency of the structure and graphene. Since the absorption enhancement at the long-wavelength peak originates from the FP resonance in the narrow groove, it exhibits a good angle-insensitive absorption characteristic. The double-channel absorption enhancement of graphene based on the narrow grooved gratings may have potential applications in the fields of photodetection and solar cells.

**Keywords:** narrow groove, metal grating, graphene, double-channel

**PACS:** 42.79.Dj, 52.25.-b, 78.66.Bz, 81.05.ue

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180848

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11811530052), the Jiangsu Provincial Research Center of Light Industrial Optoelectronic Engineering and Technology, China (Grant No. BM2014402), and the Postgraduate Research & Practice Innovation Program of Jiangsu Province, China (Grant No. SJCX18\_0634).

† Corresponding author. E-mail: sangt@jiangnan.edu.cn