

# 介质分界面上石墨烯复光导率对光传输的影响

杨翠红, 刘立旺, 赵德林, 王璐

(南京信息工程大学物理与光电工程学院, 江苏 南京 210044)

[摘要] 石墨烯光导率由载流子吸收光能引起带内和带间跃迁所贡献, 有实部和虚部, 使得基于石墨烯材料设计的多种介质结构下的光吸收和石墨烯表面等离子特性被广泛研究. 本文在两介质界面插入石墨烯层, 研究表明, 光的反射率、透射率以及吸收率依赖于入射光子的能量、入射角、TE/TM 模式、石墨烯光导率中的无序展宽因子; 并进一步分析了引入石墨烯光导率后反射光波的相位, 以及反射光相位与光吸收率之间的对应关系.

[关键词] 石墨烯, 菲涅尔公式, 反射和透射, 光的吸收

[中图分类号] O436 [文献标志码] A [文章编号] 1672-1292(2025)04-0011-07

## Dependence of the Optical Transmission on the Graphene Complex Optical Conductivity Between Two Dielectric Materials

Yang Cuihong, Liu Liwang, Zhao Delin, Wang Lu

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, China)

**Abstract:** Graphene optical conductivity is determined by the intraband and interband transitions when carriers absorb the optical energy which includes the real and imaginary parts. The optical absorption and graphene surface plasmon polariton in many designed structures with graphene included have been widely investigated. In this paper, graphene is inserted between two dielectric layers. The research results indicate that the optical reflectance, transmittance and absorptance are dependent on the incident light energy, incident angle, the TE/TM modes, and the disorder broadening width of the graphene conductivity. The phase of the reflection wave has also been analyzed in the presence of the graphene optical conductivity. The relationship between the reflection phase and the optical absorptance has been discussed.

**Key words:** graphene, Fresnel formula, reflectance and transmittance, optical absorptance

常见的菲涅尔公式不考虑介质分界面上的面电流分布, 描述了光在两介质间传输时的反射和透射现象, 并将入射光分解成横电(TE, s 波)和横磁(TM, p 波)两种模式来分析, 讨论了光从光疏介质入射到光密介质或从光密介质入射到光疏介质时相位的变化, 分析了半波损失、布儒斯特角、全反射现象等. 若分界面上存在界面电流, 则将引起反射光和透射光振幅和相位的变化, 同时引起光的吸收. 通过对分界面上含电流的光传输过程的分析, 将有助于提高对菲涅尔公式的理解和对电磁场界面连续性条件的应用能力.

作为最薄的二维材料石墨烯, 只有一个原子层厚度, 在 2004 年采用机械剥离法制备获得<sup>[1]</sup>. 石墨烯载流子能量与波矢的线性色散关系类似于光子, 区别于常规载流子抛物线型的色散关系, 因表现出与众不同电学、光学特征而被广泛研究, 成为热点研究材料<sup>[2]</sup>. 石墨烯材料的一个突出的优势就是可以通过门电压来调节体系中的载流子浓度, 相应地费米能级随之改变. 当光入射到石墨烯材料时, 载流子吸收光能引起带内和带间跃迁从而形成光导. 光电导率(简称光导率)依赖于石墨烯体系的费米能级、无序展宽因子以及入射光的能量. 石墨烯光导率有实部和虚部, 是复数. 将石墨烯夹于两个介质之间, 石墨烯面上的光电导在界面处有面电流. 由于面电流的存在, 将影响光在介质分界面上的反射、折射和吸收现象. 石墨烯是零能隙材料, 可以实现对任何波长的光信号探测, 但石墨烯从太赫兹到可见光波段吸收率低. 为了提高探测器的响应, 研究人员设计了如纳米条带<sup>[3]</sup>、多层介质<sup>[4]</sup>、异质结<sup>[5]</sup>等调制光的反射、透射

收稿日期: 2024-06-20.

基金项目: 安徽省 2023 年度高等学校省级质量工程项目(2023yljy067, 2023jyxm1259).

通讯作者: 杨翠红, 博士, 教授, 研究方向: 低维系统光、电输运性能. E-mail: chyang@nuist.edu.cn

或吸收,以此来满足实际需求. 其中,采用石墨烯表面等离激元提高光吸收是常用方法<sup>[6]</sup>. 本文将石墨烯插入介质之间,具体分析石墨烯界面电流的引入对光通过层状介质的反射、透射与吸收的影响和作用.

## 1 反射、透射系数

假设二维平面为  $xoy$  平面,法线沿  $z$  轴方向,入射面为  $xoz$  平面. 当入射光以 TE/TM 模式入射时,考虑电磁波沿任意角入射和电场、磁场沿切向方向的连续性,令电场振幅的反射和透射系数分别为  $r = \frac{E_r}{E_i}$ ,  $t = \frac{E_t}{E_i}$ . 当 TE 模式(电场强度的振动方向垂直于入射面,磁场强度的振动方向平行于入射面)的光入射到两介质分界面时,反射( $r_{TE}$ )和透射( $t_{TE}$ )系数分别为<sup>[7-8]</sup>:

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2 - Z_0 \sigma(\omega)}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2 + Z_0 \sigma(\omega)}, \quad (1)$$

$$t_{TE} = \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2 + Z_0 \sigma(\omega)}.$$

式中,  $\sigma(\omega)$  为面电导率;  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别为入射角和折射角;  $n_1$  和  $n_2$  分别为两介质层中的折射率;  $Z_0$  为自由空间的阻抗,  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ ; 磁场强度  $H = \frac{1}{Z_0} nE$ . 同样,当 TM 模式(磁场强度的振动方向垂直于入射面,电场强度的振动方向平行于入射面)的光入射到含有面电流分布的介质分界面时,引起电场振幅的反射( $r_{TM}$ )和透射( $t_{TM}$ )系数为:

$$r_{TM} = \frac{(n_2 + Z_0 \sigma(\omega) \cos\theta_2) \cos\theta_1 - n_1 \cos\theta_2}{(n_2 + Z_0 \sigma(\omega) \cos\theta_2) \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2}, \quad (2)$$

$$t_{TM} = \frac{2n_1 \cos\theta_1}{(n_2 + Z_0 \sigma(\omega) \cos\theta_2) \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2}.$$

从式(1)和(2)可以看出,若两介质分界面无面电流分布,则 TE 和 TM 的反射和透射系数退化到菲涅尔公式<sup>[9]</sup>,从  $r_{TE/TM}$  和  $t_{TE/TM}$  可以分析在含界面电导时光的反射系数与透射系数的振幅与相位随入射光参数和界面电流的变化,进一步分析光的反射率  $R = |r|^2 = \left(\frac{E_r}{E_i}\right)^2$ 、透射率  $T = \frac{n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1} |t|^2$  以及吸收率  $A = 1 - R - T$  随入射角、入射频率及面电流分布的依赖关系.

由式(1)、(2)明显可知,若两介质分界面存在面电流分布,将会调制光的传播. 如上文所提被广泛研究的石墨烯材料,当光入射到石墨烯片上时,载流子吸收光的能量,在不同的能量区间分别引起带内和带间跃迁. 石墨烯的光导率在低能区以带内跃迁为主,表现出 Drude 行为,光导率约为  $(4 \sim 100) e^2 / 4 \hbar$ . 随着入射光子能量的增加,光导率降低,当入射光子的能量在两倍化学势(费米能量)处出现转折,带间跃迁开启,继续增加入射光子的能量,带间光导率趋于常数  $e^2 / 4 \hbar$ ,在带间跃迁贡献区引起约 2.3% 光能的吸收<sup>[10]</sup>. 从带内带间跃迁贡献的光导率可看出,带内跃迁贡献的光导率要远大于带间跃迁贡献的光导率,使得很多如何提高石墨烯光吸收的研究基于了带内跃迁区. 石墨烯的光导率的大小还可通过电<sup>[11]</sup>、光<sup>[12]</sup>等方法进行调制. 由于界面上电导率的可调性,使得光在两介质中的传播特征(如振幅、相位、电磁波局域)非常丰富. 本文在双层介质之间夹入石墨烯材料,外加入射光石墨烯载流子跃迁产生带内( $\sigma^{intra}$ )和带间跃迁( $\sigma^{inter}$ ),带内带间光导率可表示为<sup>[13]</sup>:

$$\sigma^{intra} = i \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar (\hbar\omega + i\Gamma)} \ln \left[ 2 \cosh \left( \frac{\mu_c}{2k_B T} \right) \right], \quad (3)$$

$$\sigma^{inter} = \sigma_0 \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{\hbar\omega - 2\mu_c}{2k_B T} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2}{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2 + (2k_B T)^2} \right].$$

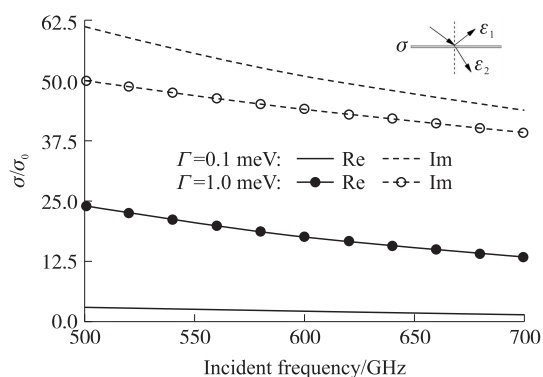
式中,  $e$ ,  $\hbar$ ,  $k_B$ ,  $T$ ,  $\omega$  分别为电子电量、普朗克常数、玻尔兹曼常数、温度和入射光频率;  $\mu_c$  为化学势;  $\Gamma$  为无序和散射引起的展宽因子;  $\sigma_0 = e^2 / 4 \hbar$ . 本文所考虑的入射光场区间带内跃迁为主,对介质中光传输起主要作用.

## 2 数值计算与分析

数值计算中,在玻璃表面上覆盖一层石墨烯,具体分析光从空气( $n_1 = 1$ )入射至玻璃( $n_2 = 1.5$ )和从玻璃入射至空气两种情况下光的反射率、透射率以及吸收率. 考虑石墨烯光导率随频率变化以及复数的特性(具体解析公式参见文献[13]),分析石墨烯作为界面电流对光传输的影响,分析光反射系数的相位变化. 本文中取石墨烯的费米能量为 100 meV,实验过程中可通过门电压来调节费米能量(载流子浓度);温度取 300 K;展宽取 0.1 meV 和 1 meV 调节界面电流的大小,实际体系中展宽来源于载流子与其他粒子的散射<sup>[14-15]</sup>,展宽一般在 meV 的量级;进而分析界面电流的改变对光传输的影响大小. 众所周知,当界面无电流时,光入射至两分界时无吸收,随着界面电流的出现,引起了光的吸收.

图 1 给出了石墨烯总的光导率的实部和虚部,展宽因子分别取 0.1meV 和 1meV. 在 500-700 GHz 区,带内跃迁对光导率起主要贡献,带间跃迁贡献很小. 带内光导率满足 Drude 模型,光导率的实部和虚部都随频率的增加而减小. 实部随着展宽的增加而增加,虚部随着展宽的增加而减小. 从图 1 可以看出,通过无序展宽可以很好地调制石墨烯光导率的大小,且实部和虚部对展宽的依赖特性呈相反趋势.

图 2 给出了 TE 模式的光波从光疏介质到光密介质(即从空气入射到玻璃)后的反射率  $R$ 、透射率  $T$  以及吸收率  $A$ . 光吸收率依赖于界面的电导率以及界面总的电场分布,且随界面电导和总电场的增加而增加. 从文献[13]可知,石墨烯光导率依赖于无序展宽因子  $\Gamma$ ,当  $\Gamma$  给定时,从图 2(c)(f)可知石墨烯界面光导率引起的光吸收率随频率增加而减小,这是因为石墨烯光导率在 500-700 GHz 区间随着频率的增加,石墨烯光导率的实



插图为本文所考虑的光传输结构,将石墨烯层插入介质之间引入界面电流.

图 1 展宽因子为 0.1 meV 和 1 meV 石墨烯光电导率的实部和虚部

Fig. 1 The real and the imaginary parts of the graphene optical conductivity with disorder broadening width of 0.1 meV and 1 meV

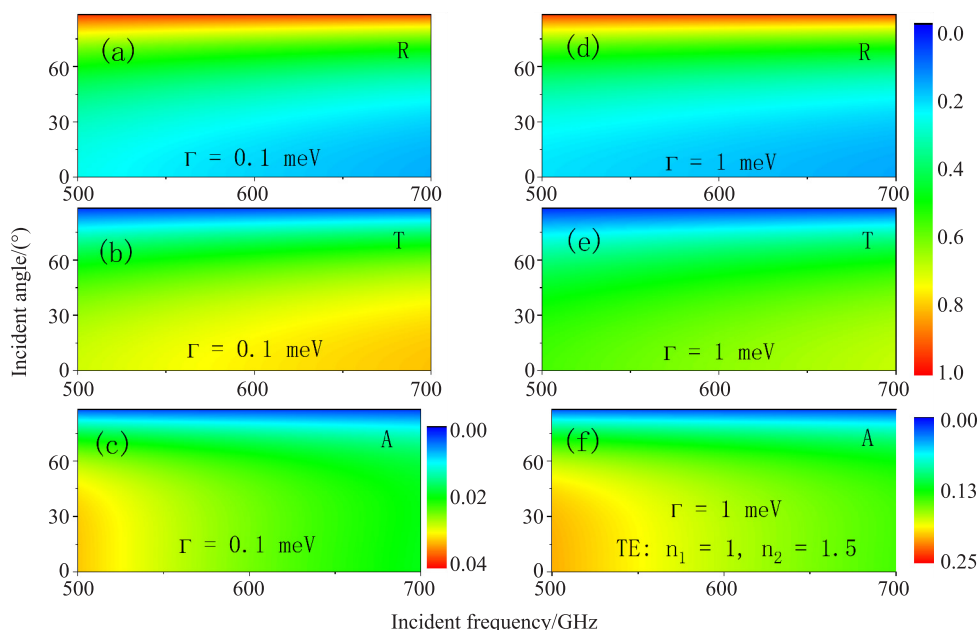


图 2 TE 模入射,在“空气-石墨烯-玻璃”结构中光的反射率  $R$ (a)(d)、透射率  $T$ (b)(e)和吸收率  $A$ (c)(f) 随入射光频率和入射角的关系

Fig. 2 In a air-graphene-glass structure, the reflectance  $R$ (a)(d), transmittance  $T$ (b)(e) and absorbance  $A$ (c)(f) of the TE mode versus the incident frequency and incident angle

部和虚部都减小. 与此同时,反射率和透射率分别随入射频率的增加而减小和增大. 随着入射角的增加,两介质中的有效折射率  $n\cos\theta$  减小,使得随入射角增大反射率增加、透射率减小、吸收率减小. 随着入射角度的增加,磁场沿界面的分量减小,根据电磁场沿界面处的边值条件,切面方向的总电场减小,导致光吸收减小. 将无序展宽  $\Gamma=0.1$  meV 增大到 1 meV 时,引起石墨烯光导率实部和虚部在所考虑的频率区间增加和减小. 光吸收主要来源于光导率的实部,因此随着展宽因子的增加,使得石墨烯界面电导引起的光吸收率明显增加. 比较两个展宽下的吸收率,可以看出吸收率的增加主要是由透射率的降低引起的.

与图 2 类似,图 3 给出了 TM 模式的光波从空气入射到玻璃的反射率  $R$ 、透射率  $T$  以及吸收率  $A$ . 与 TE 模式下的结果相区别的是,在 TM 模式入射条件下存在布儒斯特角,由两侧介质的折射率决定. 不考虑界面电导率,空气和玻璃折射率分别为 1 和 1.5 对应的布儒斯特角 ( $\theta_B$ ) 约为  $56^\circ$ ,由于界面电导率有实部和虚部,临界角依赖于界面电流. 光的反射率和透射率随入射角增加非单调变化. 当入射光在布儒斯特角附近时,光的反射率最小,透射率达到极大值,且随着界面石墨烯光导率展宽的增大,布儒斯特角附近的透射率极大值减小,转为吸收率. 此透射率极大值对应的入射角和入射角区域依赖于同介质体系无界面电导率时的布儒斯特角和石墨烯光导率的实部和虚部的总贡献. TM 模入射下,光的反射率较 TE 条件下的结果明显要小,吸收率略大. 两种模式下光的吸收对频率、展宽、入射角依赖的宏观表现类似,但内在原因有差异. TM 模式下,吸收率随频率的变化以及展宽的调制与 TE 模式下的机理相同. 但随着入射角的增加, TM 模式下电场沿界面的投影减小,从而导致吸收率减小.

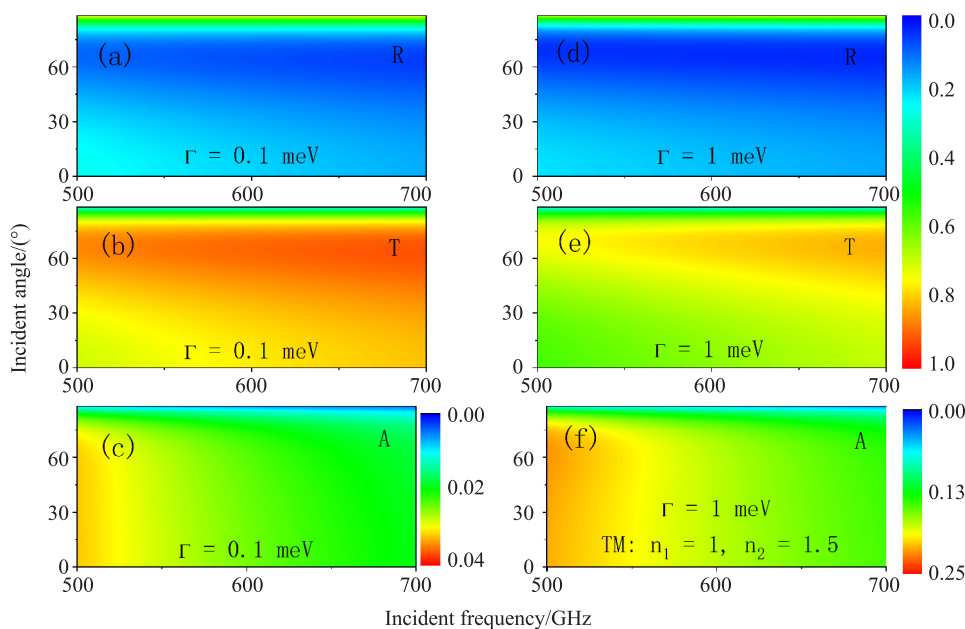


图 3 TM 模入射,在“空气-石墨烯-玻璃”结构中光的反射率  $R$ (a)(d)、透射率  $T$ (b)(e)和吸收率  $A$ (c)(f) 随入射光频率和入射角的关系

Fig. 3 In a air-graphene-glass structure, the reflectance  $R$ (a)(d), transmittance  $T$ (b)(e) and absorptance  $A$ (c)(f) of the TM mode versus the incident frequency and incident angle

图 4 和图 5 分别给出了 TE 和 TM 模式的光波从光密介质到光疏介质,即从玻璃入射到空气后的反射率  $R$ 、透射率  $T$  以及吸收率  $A$ . 区别于光从空气到玻璃入射的情况,从图 4 可知 TE 模式有如下的光传输特征:

- (1) 入射角有一临界值 ( $\theta_c$ ),在无界面电流时玻璃和空气之间的临界角约为  $42^\circ$ . 入射角大于临界值,发生全反射现象,由于界面电导率的引入,大于临界角的全反射被调制,如图 4(a) 和图 4(d) 所示.
- (2) 光从玻璃到空气的吸收率在入射角等于临界值附近出现极大值,且随石墨烯展宽的增大而增大,即:增加石墨烯无序展宽因子,入射光在临界值附近表现出更高的吸收率.
- (3) 随入射角从垂直入射增大到临界角,吸收率增加;当入射角大于临界角后继续增加,光吸收逐渐减小,这与光从光疏介质到光密介质传输时吸收率单调变化不同.
- (4) 反射率随入射角的增加而增加;当入射角大于临界角时,在石墨烯无序展宽较小条件下反射率的

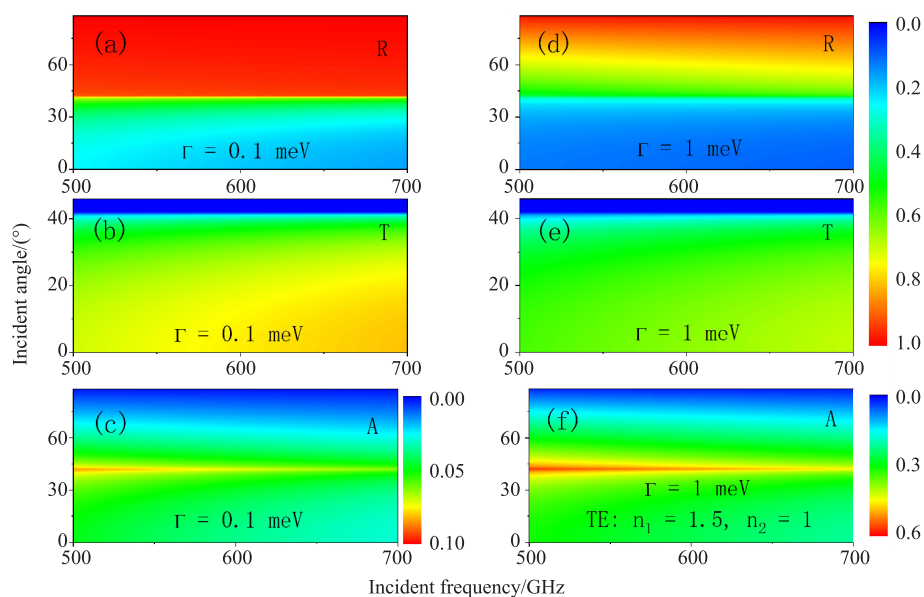


图 4 TE 模入射,在“玻璃-石墨烯-空气”结构中光的反射率  $R$  (a) (d)、透射率  $T$  (b) (e) 和吸收率  $A$  (c) (f) 随入射光频率和入射角的关系

Fig. 4 In a glass-graphene-air structure, the reflectance  $R$  (a) (d), transmittance  $T$  (b) (e) and absorptance  $A$  (c) (f) of the TE mode versus the incident frequency and incident angle

迅速增加至近 100%, 而增加无序展宽反射率逐渐增加. 这主要是因为随展宽的增加, 光导率实部增加, 对反射率有明显影响.

(5) 石墨烯材料通过光、电、入射光频率等可以大范围调节界面电导率的大小, 从而光在两介质间的传播可进一步被调节, 相应的光的反射光、透射光和吸收光等可根据需要选择合适的参数区间.

在 TM 模式的入射条件下, 区别于 TE 模式下的结果, 由图 5 可知:

(1) TM 模式下有布儒斯特角, 此介电条件下无界面电流时约为  $34^\circ$ . 有了界面电流后全反射临界角和布儒斯特角都依赖于电导率的实虚部, 光传输特性是这两个特殊角的综合结果. 反射率表现为在临界角以下的反射率较小, 且反射率从入射角垂直入射到布儒斯特角之间逐渐减小, 然后继续增加入射角到掠面

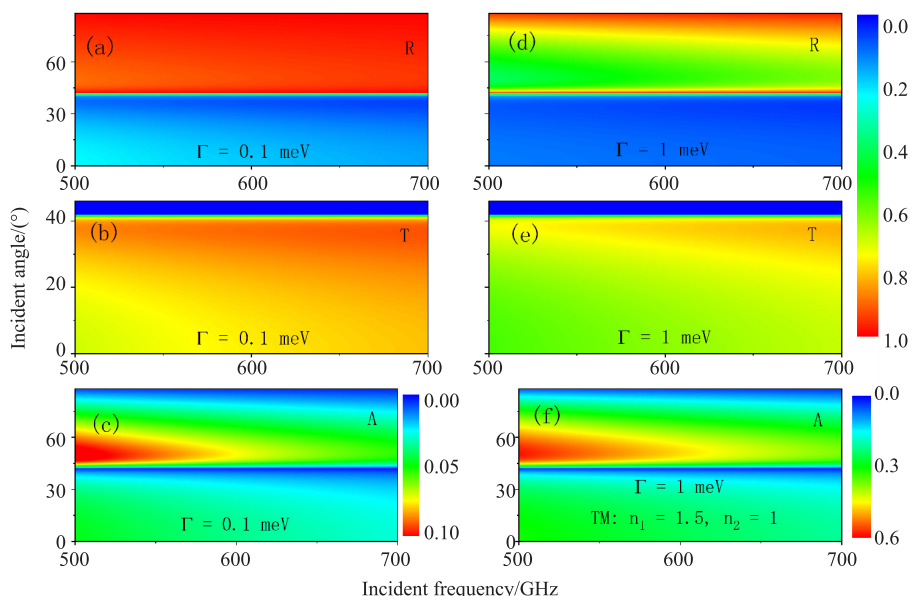


图 5 TM 模入射,在“玻璃-石墨烯-空气”结构中光的反射率  $R$  (a) (d)、透射率  $T$  (b) (e) 和吸收率  $A$  (c) (f) 随入射光频率和入射角的关系

Fig. 5 In a glass-graphene-air structure, the reflectance  $R$  (a) (d), transmittance  $T$  (b) (e) and absorptance  $A$  (c) (f) of the TM mode versus the incident frequency and incident angle

入射时反射率增加,反射率在布儒斯特角附近有极小值.

(2)吸收主要集中在入射角在临界角附近;随着石墨烯无序展宽的增加,吸收率增加,吸收率随入射角的增加非单调变化,这起源于全反射临界角和布儒斯特角竞争的结果.全反射临界角以上反射时反射率达最大,布儒斯特角反射时反射率最小.

(3)透射率在临界角附近有极大值.

为进一步理解光在不同模式、不同入射光频率和入射角下光的传输过程,图 6 给出了光从光疏介质到光密介质和从光密介质到光疏介质传播、在不同的入射频率和入射角条件下反射光的相位.当两介质间无界面电流时,光波以 TE 模式从光疏介质到光密介质传播时,反射光有半波损失,对应  $\pi$  的相位差;当光波以 TM 模式入射时,从垂直入射(入射角为  $0^\circ$ )到布儒斯特角反射光与入射光同相位,之后入射角从布儒斯特角继续增加至  $90^\circ$ 之间相位相反;而在两种模式下透射光与入射光都是同相位的.当光从光密介质入射于光疏介质传播时,除了 TM 模式的反射光在  $(0-\theta_B)$  之间有半波损失,其他都是同相位的.当两介质间插入石墨烯,且光导率依赖于体系参数和入射光频率时,光导率有实部和虚部,使全反射临界角和布儒斯特角被调制.如图 6 所示,其反射光相位与无界面电导率时的情况有很大不同,相位随光频率和入射角连续变化.在已知两介质折射率的条件下,通过反射光相位的变化可反演出石墨烯光导率的实部和虚部,进而给出石墨烯的体系参数,如费米能级、无序展宽因子等.此外,当光从光密介质到光疏介质传输时,在临界角附近相位有明显的突变.对比光的吸收率与反射光相位图,当反射光相位接近  $2\pi$  时,光吸收有极大值.当反射光相位接近  $\pi$  时,光吸收表现出极小值.当界面电流实部和虚部随频率、展宽等变化时,相位连续变化表现出对频率和展宽的依赖.

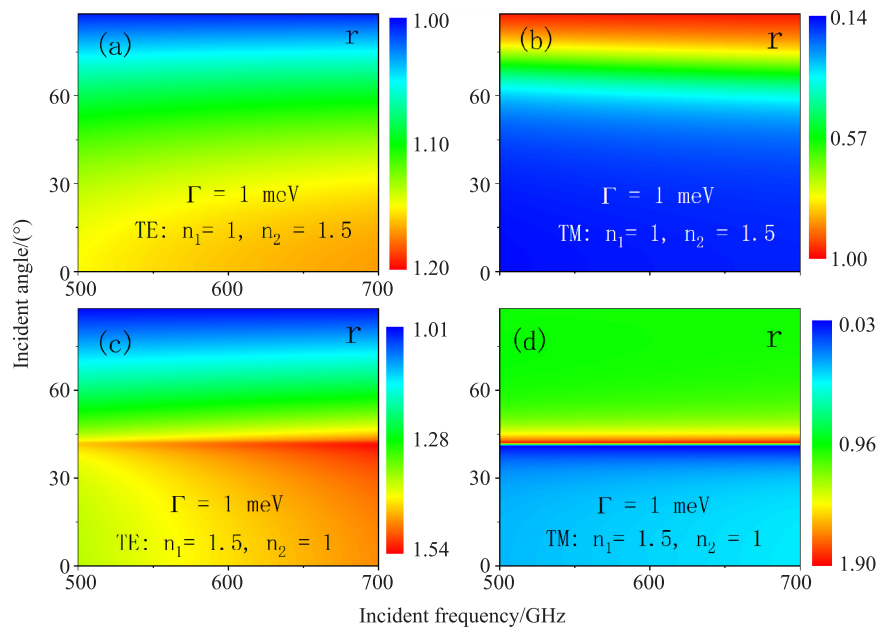


图 6 含石墨烯双层介质结构,光从空气到玻璃(a)(b)和光从玻璃到空气(c)(d)反射光的相位, (a)(c)和(b)(d)分别为 TE 和 TM 模式

Fig. 6 In a double layer structure with garphene inserted, the reflection optical phase with incident light transmitting from air to glass(a)(b)and from glass to air(c)(d)with the TE mode(a)(c) and the TM mode(b)(d)

### 3 结论

将石墨烯插入两介质之间,石墨烯光导率依赖于体系参数和入射光频率,表现为复数形式.本文讨论了从光疏介质到光密介质(空气到玻璃)以及从光密介质到光疏介质(玻璃到空气)两种情况下,TE 和 TM 两种模式光入射于两介质分界面时光的反射率、透射率以及吸收率对入射角、入射频率和石墨烯体系的参数的依赖.结果表明,吸收依赖于界面电导率的大小.当石墨烯费米能量为 100 meV 时,在所考虑的 500 GHz 到 700 GHz 入射频率之间,石墨烯光导率主要来源于载流子吸收光能引起的带内跃迁贡献,石墨烯光

导率的实部和虚部随着入射频率的增加而减小,相应的光吸收率随频率的增加而减小.随着石墨烯无序参数的增加光导率实部增加,相应地吸收率增大.光从光疏到光密介质的传播时吸收率随入射角的增加而减小,而光从光密到光疏的传播过程中,光在临界角附近表现出吸收的极大值.吸收率的增加主要是由于透射率的减小.TE模式的透射率随入射角的增加而减小,TM模式则在布儒斯特角附近表现出极大值.TE模式的反射率在同等参数条件下大于TM模式的反射率.由于两介质间界面电流的存在,且随频率变化,反射光相位的变化表现得更加丰富,通过相位的变化反演出界面电导率实部和虚数的信息,进一步给出石墨烯体系的参数.同时结合相位与吸收率间的关系,当反射光相位差接近 $2\pi$ 时光吸收表现出极大值,当反射光接近 $\pi$ 时光吸收率最小.另外,两种介质材料之间所夹的石墨烯材料,可以通过多种参数调制光导,使光的传输现象更加丰富.石墨烯二维材料的研究引起了人们极大的兴趣,其他二维材料的光电特性也相继被广泛研究<sup>[16-18]</sup>.

### [参考文献] (References)

- [1] NOVOSELOV K S, GEIM A K, MOROZOV S V, et al. Electric field effect in atomically thin carbon films[J]. *Science*, 2004, 306(5696): 666-669.
- [2] NETO A H C, GUINEA F, PERES N M R, et al. The electronic properties of graphene[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81: 109.
- [3] PAN M Y, LIANG Z X, WANG Y, et al. Tunable angle-independent refractive index sensor based on Fano resonance in integrated metal and graphene nanoribbons[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 29984.
- [4] FENG Y C, LIU Y W, TENG J H. Design of an ultrasensitive SPR biosensor based on a graphene-MoS<sub>2</sub> hybrid structure with a MgF<sub>2</sub> prism[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(14): 3639-3644.
- [5] IRANZO D A, NANOT S, DIAS E, et al. Probing the ultimate plasmon confinement limits with a van der Waals heterostructure[J]. *Science*, 2018, 360(6386): 291-295.
- [6] LOW T, AVOURIS P. Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications[J]. *ACS Nano*, 2014, 8(2): 1086-1101.
- [7] MERANO M. Fresnel coefficients of a two-dimensional atomic crystal[J]. *Physical Review A*, 2016, 93: 013832.
- [8] ZHAN T R, SHI X, DAI Y Y, et al. Transfer matrix method for optics in graphene layers[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2013, 25(21): 215301.
- [9] 郭硕鸿. 电动力学[M]. 黄道本, 李志兵, 林琼桂, 修订. 4版. 北京: 高等教育出版社, 2023.
- [10] MAK K F, SFEIR M F, WU Y, et al. Measurement of the optical conductivity of graphene[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(19): 196405.
- [11] RYZHII M, RYZHII V. Injection and population inversion in electrically induced p-n junction in graphene with split gates[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2007, 46(8/11): L151-L153.
- [12] RYZHII V, RYZHII M, SATOU A, et al. Feasibility of terahertz lasing in optically pumped epitaxial multiple graphene layer structures[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(8): 084507.
- [13] XU W, ZHU Z H, LIU K, et al. Dielectric loaded graphene plasmon waveguide[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
- [14] WANG B, ZHANG X, YUAN X C, et al. Optical coupling of surface plasmons between graphene sheets[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(13): 131111.
- [15] YANG C H, WANG G X, ZHANG C, et al. The tuned absorbance in multilayer graphene-dielectric structures by intraband transition[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 122(13): 133109.
- [16] TOKSUMAKOV A N, ERMOLAEV G A, TATMYSHEVSKIY M K, et al. Anomalous optical response of graphene on hexagonal boron nitride substrates[J]. *Communications Physics*, 2023, 6(1): 13.
- [17] SOLOMENKO A G, SAHALIANOV I Y, RADCHENKO T M, et al. Straintronics in phosphorene via tensile vs shear strains and their combinations for manipulating the band gap[J]. *Scientific Reports*, 2023, 13: 13444.
- [18] BLUDOV Y V, FERNANDES C, PERES N M R, et al. Localized polariton states in a photonic crystal intercalated by a transition metal dichalcogenide monolayer[J]. *Journal of the Optical Society of America: B Optical Physics*, 2021, 38(9): C225-C230.