

电压调制的石墨烯 PN 结在太赫兹区的光吸收特性

杨翠红^{1,2}, 王璐^{1,2}, 陈云云^{1,2}, 雷勇^{1,2}

¹南京信息工程大学江苏省大气海洋光电探测重点实验室, 江苏 南京 210044;

²南京信息工程大学物理与光电工程学院, 江苏 南京 210044

摘要 基于在石墨烯片两端外加正负电压构成 PN 结的方法, 通过调节门电压和偏压, 研究了光电导和光吸收与外加电压、无序展宽以及温度之间的关系。研究表明, 石墨烯光电导在太赫兹区出现了负值, 光的透射率增大。在太赫兹区, 光电导单调依赖于外偏压和有序展宽, 而对温度表现出复杂的依赖关系。在外电压一定的条件下, 通过选择合适的温度, 可增大光的透射率。该研究结论为石墨烯在太赫兹区的应用提供了理论参考。

关键词 物理光学; 太赫兹光吸收; 菲涅耳公式; 石墨烯 PN 结; 负动态电导率

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.112601

Optical Absorption Property of Graphene PN Junction Modulated by Voltage in Terahertz Region

Yang Cuihong^{1,2}, Wang Lu^{1,2}, Chen Yunyun^{1,2}, Lei Yong^{1,2}

¹Jiangsu Key Laboratory for Optoelectronic Detection of Atmosphere and Ocean, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing, Jiangsu 210044, China;

²School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing, Jiangsu 210044, China

Abstract Based on the method to constitute a PN junction with the addition of external positive and negative voltages at both ends of graphene sheets, the relationships among the optical conductivity and optical absorption with the external voltage, disorder broadening width, and temperature are studied by adjusting the gate and bias voltages. The study results show that the optical conductivity of graphene has negative value in the terahertz region and the light transmissivity increases. In the terahertz region, the optical conductivity depends on the external bias voltage and the disorder broadening width monotonously, but on the temperature complicatedly. Under a given applied voltage, the optical transmissivity can be enhanced if an appropriate temperature is chosen. The study results provide theoretical references for the applications of graphene in the terahertz region.

Key words physical optics; terahertz optical absorption; Fresnel formula; graphene PN junction; negative dynamic conductivity

OCIS codes 260.5150; 260.2160; 290.3700; 040.2235

1 引言

2004 年, 学者们采用微机械剥离法首次获得石墨烯^[1-2]。外加入射光时, 石墨烯中的载流子能吸收外界光形成带内和带间跃迁。当光垂直入射到单层石墨烯上时, 大约 2.3% 的光能被吸收, 吸收的能量与层数近似成正比^[3-5]。与之相关的光电导在低能区表现出 Drude 行为, 在两倍化学势的光能处出现转折, 继续增加入射光能时, 光电导趋于常数 σ_0 。光电导受门电压、温度等的调制后, 其频率可覆盖太赫兹 (THz) 波段。理论上, Kubo 公式给出了光电导随频率、化学势、温度、散射因子等的变化关系^[6-8]。由于光电导的复数性以

收稿日期: 2017-05-09; 收到修改稿日期: 2017-05-15

基金项目: 国家自然科学基金(11547030)、江苏省自然科学基金(BK20131428)、江苏省高校“青蓝工程”

作者简介: 杨翠红(1978—), 女, 博士, 教授, 主要从事低维电子系统光电和输运性质理论方面的研究。

E-mail: chyang@nuist.edu.cn

及其虚部在不同频段的正负性,横电(TE)和横磁(TM)两种模式的表面等离子体波能在界面上传播^[9-12],且呈现出不同的色散关系,传播损耗小。在介质层中或光子晶体中插入石墨烯层后,石墨烯光电导能调制 TE 或 TM 两种传播模式的透射谱和吸收谱^[13-18],提高了光的吸收特性^[13-14]。

基于石墨烯材料的等离子体振荡特性、光的吸收和透射率等都与石墨烯材料的光电导有关。而石墨烯光电导可通过光^[19-20]、电^[21-23]、磁等多种外部方法调控,进而可以实现对石墨烯等离子体振荡频率以及光吸收等特性的调制,因此,基于石墨烯材料且应用于 THz 频段的光电器件成为了研究热点之一。Ryzhii 等^[21]在单层石墨烯片两端外加正负偏压形成 P 区和 N 区时,载流子分布函数随偏压发生变化,进而影响了载流子在吸收光能后的光跃迁过程。Xu 等^[22]进一步考虑了此 PN 结体系中的非线性光电导特性,研究发现,通过调制交变电场的强度,可使三阶非线性光电导实部的负值覆盖整个 THz 区,外加在 P、N 区的电压主要在低频区影响光电导。负的光电导意味着光的增益特性。Zhang 等^[24]研究了上述体系中的表面等离子体吸收系数,结果表明,吸收系数为负值,且随着层数和温度的增加,其绝对值增大。表面等离子体增益随偏压的增加而增大,在不同的偏压下吸收系数随温度的变化关系不同。冯伟等^[25-27]基于石墨烯独特的光学特性,在理论和实验上设计了多种基于石墨烯的光调制器、光探测器等光电功能器件。

本文采用文献[21-22]中通过外加正负电压构成 PN 结的方法,在石墨烯层上利用门电压来调制载流子的浓度,利用门电压和偏压共同调节系统的导电性,研究了光电导和光吸收与外加电压、无序展宽以及温度之间的关系。重点分析了带间光电导随温度的非单调变化行为。当费米能级一定、入射光频率远低于费米能级时,解析给出了临界温度与费米能级和外加偏压之间的约束关系,分析了偏压的引入使光电导出现负值区域的光的吸收系数和透射现象。

2 基本原理

在单层石墨烯片两侧加正负电压形成 P、N 区^[21-22],石墨烯载流子的分布函数 $f_i(\epsilon)$ 随外加偏压 V_b 的变化而变化,与平衡态时的分布函数 $f_0(\epsilon)$ 不同,其中 ϵ 为能量。此时,体系中的光电导 $\sigma(\omega)$ 仍由带间光电导 $\sigma^{\text{inter}}(\omega)$ 和带内光电导 $\sigma^{\text{intra}}(\omega)$ 贡献,即 $\sigma(\omega) = \sigma^{\text{inter}}(\omega) + \sigma^{\text{intra}}(\omega)$,存在

$$\sigma^{\text{inter}}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar} \left[1 - f_0\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) - f_i\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) \right] = \frac{e^2}{4\hbar} G(\omega, V_b), \quad (1)$$

$$\sigma^{\text{intra}}(\omega) = \frac{e^2}{2\pi\hbar^2} \frac{v_F\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \int_0^\infty p \left[-\frac{df(E)}{dp} \right] dp = \frac{e^2}{2\pi\hbar^2} \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} (kT) \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \right], \quad (2)$$

式中 T 为温度, ω 为圆频率, e 为电子电量, k 为玻尔兹曼常数, \hbar 为普朗克常数, E_F 为化学势, τ 为无序展宽因子, v_F 为石墨烯的费米速率, p 为载流子动量大小, $f(E)$ 为载流子分布函数, $f_0(\epsilon) = 1 / \left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon - E_F}{kT}\right) \right]$ 为载流子(电子/空穴)平衡态分布函数, $f_i(\epsilon) = 1 / \left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon + E_F - eV_b}{kT}\right) \right]$ 为外加偏压调制下的载流子(空穴或电子)分布函数。外加电压使空穴注入到 N 区,电子注入到 P 区, $G(\omega, V_b) = \sinh\left(\frac{\hbar\omega - eV_b}{2kT}\right) / \left[\cosh\left(\frac{\hbar\omega - eV_b}{2kT}\right) + \cosh\left(\frac{2E_F - eV_b}{2kT}\right) \right]$ 依赖于外加偏压,可以看到,当 $\hbar\omega < eV_b$ 时, $\sinh\left(\frac{\hbar\omega - eV_b}{2kT}\right) < 0$, $\sigma^{\text{inter}}(\omega)$ 为负,表明可通过外加偏压将带间跃迁的光电导调制为负值,与无外加电压时的带间跃迁光电导不同。当 $\hbar\omega = eV_b$ 时,带间跃迁光电导 $\sigma^{\text{inter}}(\omega)$ 为零。对于带内跃迁,如果满足 $\frac{E_F}{kT} > 1$ 的条件, $\sigma^{\text{intra}}(\omega) \approx \frac{e^2 E_F}{2\pi\hbar^2} \times \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$ 。

如果将上述单层石墨烯片置于两层电介质中,考虑石墨烯的电导性质对光反射、透射以及吸收的调制,入射的电磁波分解为 TE 和 TM 两种模式,类似菲涅耳公式考虑分界面上的电导后,振幅的反射系数 $r_{\text{TE/TM}}$ 和透射系数 $t_{\text{TE/TM}}$ 分别为

$$r_{\text{TE}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2 - Z_0 \sigma(\omega)}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2 + Z_0 \sigma(\omega)}, \quad (3)$$

$$t_{TE} = 1 + r_{TE}, \quad (4)$$

$$r_{TM} = \frac{[n_2 + Z_0 \sigma(\omega) \cos \theta_2] \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{[n_2 + Z_0 \sigma(\omega) \cos \theta_2] \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (5)$$

$$t_{TM} = (1 - r_{TM}) \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}, \quad (6)$$

式中 θ_1, θ_2 分别为光的入射角和折射角, n_1, n_2 分别为两层介质中的折射率, Z_0 为自由空间阻抗。进一步可计算反射率 $R = |r|^2$ 和透射率 $T = (n_2 \cos \theta_2 / n_1 \cos \theta_1) |t|^2$, 光吸收率为 $A = 1 - R - T$ 。因光电导受外加偏压的调制, 故光的透射率、吸收率等也依赖于外加偏压。

3 理论结果与讨论

光电导起源于载流子吸收光能时发生的带内和带间跃迁, 其中, 带内跃迁依赖于无序展宽。低温条件下, 光电导随无序展宽的增加而增加。在石墨烯线性能带结构中, 带间跃迁的开启需满足外加光能高于两倍化学势的条件。在石墨烯片两端外加正负电压形成 PN 结后, 通过偏压调节使石墨烯层上 N 区和 P 区出现空穴和电子注入, 引起光电流随电压的变化。图 1 给出了石墨烯 PN 结在不同外加偏压、温度以及无序展宽 Γ 下, 带内和带间跃迁引起的光电导随光能的变化关系。从图 1(a)、(b) 可以看出, 带间跃迁很强烈地依赖于温度和外加偏压。在入射光能小于电势能 eV_b 的低能区间存在带间跃迁, 且电导率为负; 当入射光能与电势能 eV_b 相等时, 带间跃迁光电导为零, 与温度无关; 在入射光能高于 eV_b 的区间, 光电导为一有限正值; 当入射能量远离 eV_b 时, 在不同的偏压下, 带间光电导随入射光能的增大而增大, 且在高频区趋于一致, 如图 1(b) 所示, 电导趋于无 PN 结的情形。电压对光电导的影响主要在低频 THz 区, 这与文献[17]的研究结果一致。如图 1(c) 所示, 带内跃迁很强烈地依赖于无序展宽。从图 1 可知, 光电导单调地依赖于外加电压和无序展宽的变化。但光电导对温度的关系复杂, 如图 1(a) 所示, 在 THz 区, 光电导为负值时, 随温度的增加光电导先减小后增大。当带间光电导随温度出现拐点时, 即满足 $dG(\omega, V_b, T)/(dT) = 0$, 在低能条件下, 经过计算, 拐点温度 T_c 。近似满足 $kT_c \approx E_F \ln[(E_F - eV_b)/(2eV_b)]$ 的约束条件, 如图 1 所示, 当费米能级为 50 meV、外加电压为 45 mV 时, 拐点温度约为 199.6 K。

图 2 具体描述了光电导对温度的依赖关系。在给定费米能量 100 meV、无序展宽 0.1 meV、以及外加偏压 95 mV 的条件下, 通过临界温度的约束条件得到拐点温度约为 317 K。因此, 当温度从 50 K 增加到 300 K 时, 光

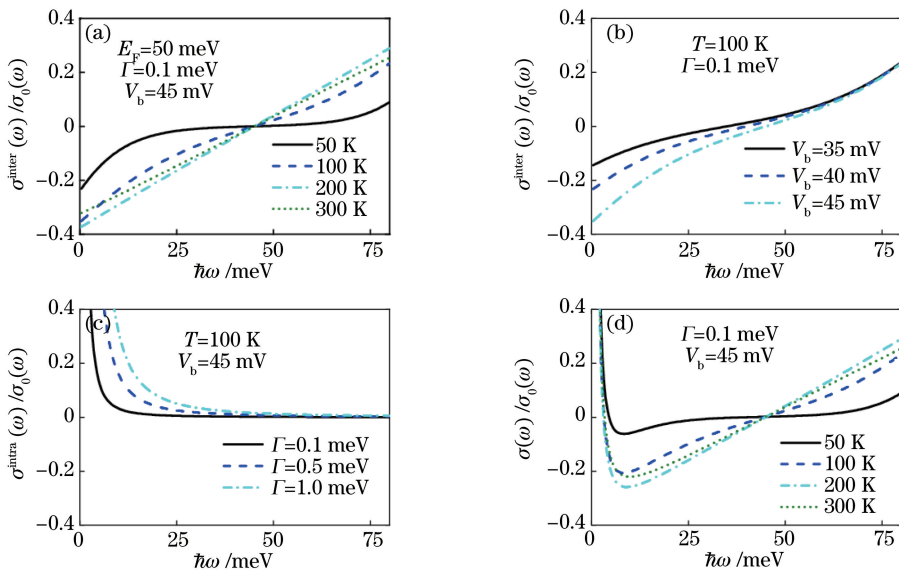


图 1 石墨烯 PN 结上光电导随光能的变化。(a) 不同温度下的带间光电导; (b) 不同外加偏压下的带间光电导; (c) 不同无序展宽下的带内光电导; (d) 不同温度下总的光电导

Fig. 1 Optical conductivity for graphene PN junction as a function of optical energy. (a) Inter-band optical conductivity at different temperatures; (b) inter-band optical conductivity for different bias voltages; (c) intra-band optical conductivity for different disorder broadening widths; (d) total optical conductivity at different temperatures

电导随温度的增加呈单调减小。从图 1、2 可以看出,在不同的偏压下,光电导随温度的变化关系不同^[24]。可以通过温度的约束条件,在费米能级和偏压一定的条件下,近似获得石墨烯 PN 结光电导负的极小值。

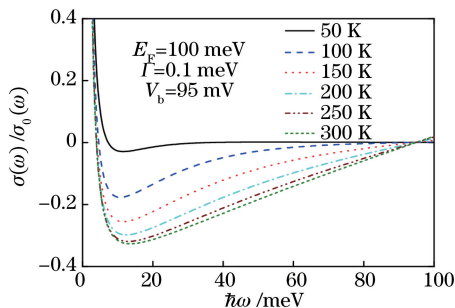


图 2 不同温度下光电导随入射光能的变化

Fig. 2 Optical conductivity versus optical energy at different temperatures

将上述 PN 结石墨烯置于上下两层介质中,研究由外偏电压调制的光电导对光吸收的影响。图 3 给出了 TE 波入射到外偏电压调制的石墨烯片上时,光吸收率随入射光能和入射角的变化关系,此时上下两介质为空气。可以看出,因光电导趋于零,对应光吸收趋于零;在入射能量小于 eV_b 且大角度入射条件下,光吸收率小于零,说明表面负电导率引起了光吸收增益,与负电导率引起的表面等离子体增益现象一致^[24];在大于 eV_b 的能量区间,吸收率与无外加电压时的无明显区别。吸收率出现负值主要是由于在石墨烯片 PN 结上外加偏压后,引起的带间光电导出现负值,增大了光的透射率;而在悬空的石墨烯片上,光的反射率对偏压的依赖不明显。在 $E_F=50$ meV, $T=200$ K, $\Gamma=0.1$ meV, $V_b=45$ mV, $n_1=n_2=1$ 的条件下,TE 波的光透射率如图 4 所示。可以看出,无外偏压时,透射率随入射能的增加而减小,单调地依赖于光的入射角度。当有外偏压时,因上下是空气层,反射系数 $r_{TE} = -Z_0\sigma(\omega)/[2n_1\cos\theta_1 + Z_0\sigma(\omega)]$,在入射能等于外偏压能量 eV_b 时,反射系数为零,光 100% 透射;在小于 eV_b 的入射能区间,因电导率为负,透射增加,电能转化为光能。 eV_b 两侧的透射率对入射角度的依赖关系相反,主要是因为 eV_b 两侧,光电导存在正负变化。

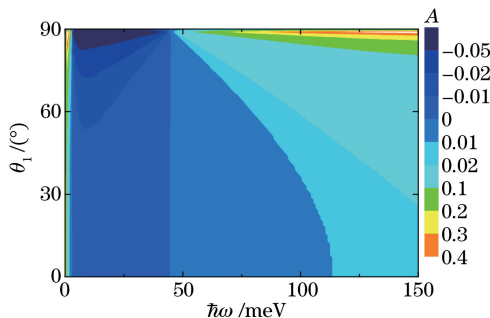


图 3 TE 波在外加电压调制的石墨烯中的光吸收率随光能和入射角的变化

Fig. 3 Absorptivity versus optical energy and incident angle for TE mode in graphene under modulation of bias voltage

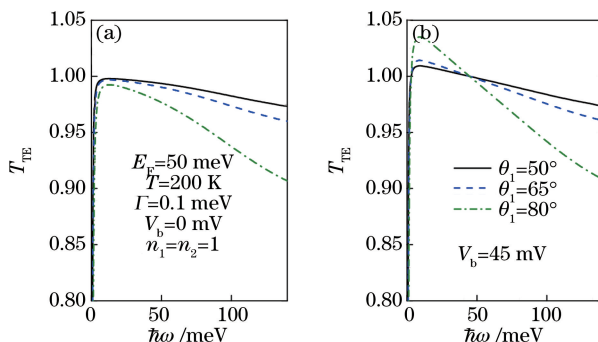


图 4 大角度入射下,TE 波在(a)无偏压和(b)有偏压时光透射率随光能的变化关系

Fig. 4 Transmissivity versus optical energy (a) without and (b) with bias voltage at large incident angle for TE mode

数值计算结果表明,当 TM 波入射到石墨烯片上时,同样在低能区出现吸收率为负值的现象,透射率随入射角角度的变化关系如图 5 所示。对比 TE 和 TM 波的情况发现,在入射能小于 eV_b 的区间,偏压条件下的 TE 波透射率比无偏压条件下的透射率增大了近 5%,而偏压条件下的 TM 波透射率比无偏压条件下的透射率增大不到 1%,且在入射角度较小的条件下 TM 波出现负吸收。

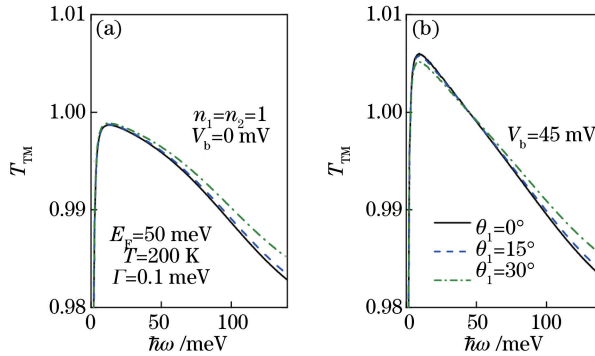


图 5 不同角度入射下, TM 波在(a)无偏压和(b)有偏压时光透射率随光能的变化关系

Fig. 5 Transmissivity versus optical energy (a) without and (b) with bias voltage at different incident angles for TM mode

进一步分析上下层介质的变化对光透射以及光吸收的影响,图 6 分别给出了 TE 波和 TM 波从空气入射到 SiO_2 (折射率为 1.5) 和 SiC (折射率为 2.55) 介质,以及从 SiO_2 和 SiC 介质入射到空气的光吸收特性,其中 A_{TE} 和 A_{TM} 分别为 TE 波吸收率和 TM 波吸收率。数值结果表明,光吸收率随着界面电导率的增大而增大;当界面电导率被电调制为负值时,光吸收率为负值即出现增益。TE 波的吸收率 $A_{\text{TE}} = \frac{4n_1 \cos \theta_1 Z_0 \sigma}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2 + Z_0 \sigma)^2}$, TE 波从光疏介质入射到光密介质时,光吸收率随入射角的增加而减小;但从

光密介质入射到光疏介质时,光吸收率随入射角的增加而增大;全反射入射角下吸收率达到绝对值最大。TM 波的吸收率 $A_{\text{TM}} = \frac{4n_1 Z_0 \sigma \cos^2 \theta_2 \cos \theta_1}{[(n_2 + Z_0 \sigma \cos \theta_2) \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2]^2}$, 表现为随入射角的增加,光吸收率均减小;当

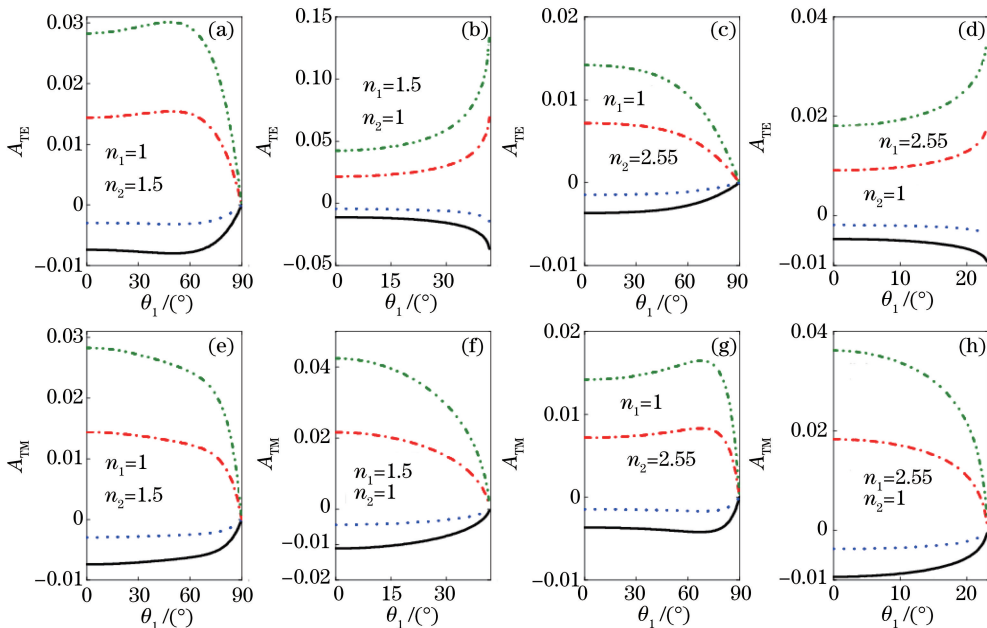


图 6 (a)~(d) TE 和 (e)~(h) TM 两种模式吸收率随入射角的变化关系,直线(黑)、点线(蓝)、虚-点线(红)、虚-点-点线(绿)分别代表表面电导为 $-0.5\sigma_0$ 、 $-0.2\sigma_0$ 、 σ_0 、 $2\sigma_0$

Fig. 6 Absorptivity versus incident angle for (a)-(d) TE and (e)-(h) TM modes, where solid (black), dotted (blue), dash-dotted (red), dash-dotted-dotted (green) lines correspond to surface conductivity of $-0.5\sigma_0$, $-0.2\sigma_0$, σ_0 , and $2\sigma_0$, respectively

上下两层介质的折射率差值增大时,吸收率的绝对值减小。光吸收随不同介质结构以及界面电导率的变化关系可进一步从同一系统中光的透射性加以分析,如图7所示,其中 T_{TE} 和 T_{TM} 分别为TE波透射率和TM波透射率。TE和TM两种模式的透射率都随界面电导率的减小而增大。众所周知,在石墨烯的带内跃迁区,随着入射光能的减小,光电导增大,对应着透射率的减小。此时,石墨烯体系带内跃迁所需的跃迁能取决于通过门电压调节的费米能级。另外,从图7可以看出,对于TE模式,给定界面电导率时,透射谱随入射角的增加呈单调减小;而对于TM模式,在布儒斯特角处出现透射率的最大值,对应反射率的最小值。

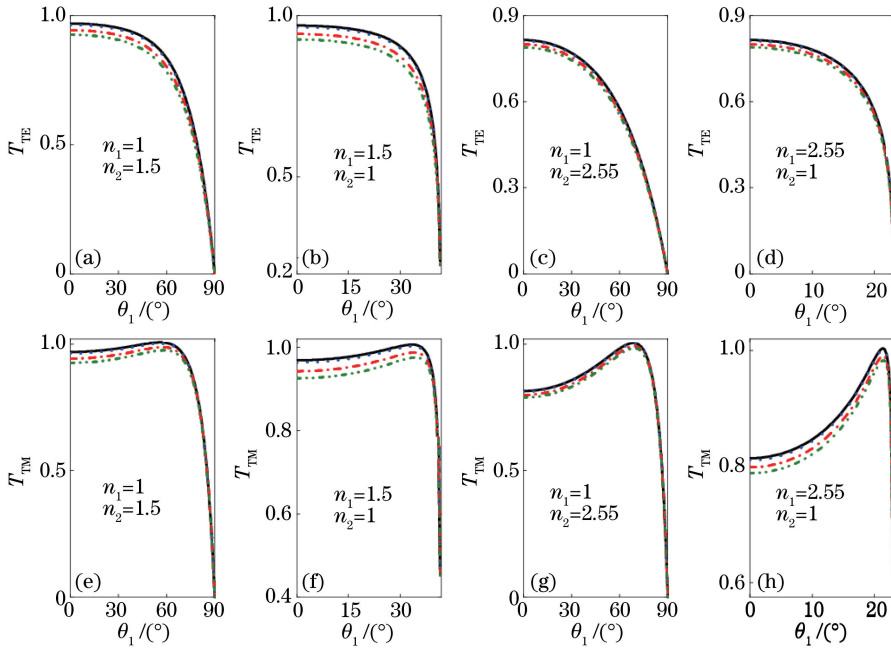


图7 (a)~(d) TE和(e)~(h) TM模式下透射率随入射角的变化关系。直线(黑)、点线(蓝)、虚-点线(红)、虚-点-点线(绿)分别代表面电导为 $-0.5\sigma_0$ 、 $-0.2\sigma_0$ 、 σ_0 、 $2\sigma_0$

Fig. 7 Transmissivity versus incident angle for (a)-(d) TE and (e)-(h) TM modes, where solid (black), dotted (blue), dash-dotted (red), dash-dotted-dotted (green) lines correspond to graphene surface conductivity of $-0.5\sigma_0$, $-0.2\sigma_0$, σ_0 , and $2\sigma_0$, respectively

5 结 论

在石墨烯片两端外加正负电压形成PN结,通过调节偏压使电子、空穴分别注入到P区和N区,从而引起了光电导的变化。研究得到如下结论。

1) 区别于无PN结的光电导,由于载流子的注入,在低能区,当入射光能小于偏压对应的能量时,带间光电导为负值;在高频区,不同偏压下的光电导趋于一致。

2) 光电导单调依赖于偏压和有序展宽,但与温度的关系比较复杂。在给定化学势和偏压条件下,光电导随温度的变化有极小值,临界温度满足约束条件,解释了光导随温度非单调变化的现象。

3) 将光入射到受偏压调制的单层石墨烯片PN结时,在小于 eV_b 的低能区,TE模式的大角度入射、TM模式的小角度入射增加了光的透射,且TE模式比TM模式下的透射率增大得更明显。

4) 光的吸收率与TE/TM波入射情况、界面电导率、两层介质的介电常数(折射率)等多种因素有关。前期研究结果表明,光电导随层数的增加而增大,相应地通过增加石墨烯层数,可以预测,光吸收率随界面电导率的增加而增大及光透射率随界面电导率的减小而增大的现象更加明显。

这些研究结论对基于石墨烯材料的THz光电器件的光传输特性分析具有重要指导意义。

参 考 文 献

- [1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, *et al.* Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene[J].

- Nature, 2005, 438(7065): 197-200.
- [2] Zhang Y, Tan Y W, Stormer H L, *et al.* Experimental observation of quantum Hall effect and Berry's phase in graphene[J]. Nature, 2005, 438(7065): 201-204.
- [3] Li Z Q, Henriksen E A, Jiang Z, *et al.* Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy[J]. Nature Physics, 2008, 4(7): 532-535.
- [4] Mak K F, Sfeir M Y, Wu Y, *et al.* Measurement of the optical conductivity of graphene[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(19): 196405.
- [5] Kuzmenko A B, Van Heumen E, Carbone F, *et al.* Universal optical conductance of graphite[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(11): 117401.
- [6] Falkovsky L A, Varlamov A A. Space-time dispersion of graphene conductivity[J]. European Physical Journal B, 2007, 56(4): 281-284.
- [7] Stauber T, Peres N M R, Geim A K. The optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum[J]. Physical Review B, 2008, 78(8): 085432.
- [8] Xiao Y M, Xu W, Peeters F M. Infrared to terahertz absorption window in mono- and multi-layer graphene systems [J]. Optics Communications, 2014, 328(10): 135-142.
- [9] Luo X, Qiu T, Lu W, *et al.* Plasmons in graphene: Recent progress and applications [J]. Materials Science & Engineering Reports, 2013, 74(11): 351-376.
- [10] Xiao B, Qin K, Xiao S, *et al.* Metal-loaded graphene surface plasmon waveguides working in the terahertz regime[J]. Optics Communications, 2015, 355: 602-606.
- [11] Cui J, Sun Y, Wang L, *et al.* Graphene plasmonic waveguide based on a high-index dielectric wedge for compact photonic integration[J]. Optik-International Journal for Light and Electron Optics, 2016, 127(1): 152-155.
- [12] He X, Fu J, Fu X, *et al.* Analysis of mid-infrared graphene surface plasmons[J]. Optics Communications, 2014, 332(4): 149-153.
- [13] Liu J T, Liu N H, Li J, *et al.* Enhanced absorption of graphene with one-dimensional photonic crystal[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101: 052104.
- [14] Hu J H, Huang Y Q, Duan X F, *et al.* Enhanced absorption of graphene strips with a multilayer subwavelength grating structure[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(22): 221113.
- [15] Zhang L, Wang G, Han X, *et al.* Transmission property of one-dimensional multilayer graphene-dielectric stack[J]. Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 2016, 127(4): 2030-2035.
- [16] Zhang Y, Wu Z, Cao Y, *et al.* Optical properties of one-dimensional Fibonacci quasi-periodic graphene photonic crystal [J]. Optics Communications, 2015, 338: 168-173.
- [17] Entezar S R, Saleki Z, Madani A. Optical properties of a defective one-dimensional photonic crystal containing graphene nanolayers[J]. Physica B: Condensed Matter, 2015, 478: 122-126.
- [18] Madani A, Entezar S R. Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets[J]. Physica B: Condensed Matter, 2013, 431: 1-5.
- [19] 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: 084507.
- [20] Ryzhii V, Dubinov A A, Aleshkin V Y, *et al.* Injection terahertz laser using the resonant inter-layer radiative transitions in double-graphene-layer structure[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(16): 163507.
- [21] 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): L151-L153.
- [22] Xu X G, Sultan S, Zhang C, *et al.* Nonlinear optical conductance in a graphene pn junction in the terahertz regime[J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(1): 011907.
- [23] Svintsov D, Vyurkov V, Ryzhii V, *et al.* Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer structures[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(5): 053701.
- [24] Zhang Y P, Liu Y Q, Cao Y Y, *et al.* Gain characteristics of THz surface plasmons in electrically pumped monolayer graphene[J]. European Physical Journal: Applied Physics, 2015, 69(1): 10803.
- [25] Feng Wei, Zhang Rong, Cao Juncheng. Progress of terahertz devices based on graphene[J]. Acta Physica Sinica, 2015,

64(22): 229501.

冯伟, 张戎, 曹俊诚. 基于石墨烯的太赫兹器件研究进展[J]. 物理学报, 2015, 64(22): 229501.

- [26] Bi Weihong, Wang Xiaoyu, Fu Guangwei, *et al.* Review on optical modulator based on graphene [J]. Journal of Yanshan University, 2015, 39(3) 189-198.

毕卫红, 王晓愚, 付广伟, 等. 基于石墨烯的光调制器研究进展[J]. 燕山大学学报, 2015, 39(3): 189-198.

- [27] Su Juan, Cheng Binbin, Deng Xianjin. Recent progress on graphene-based terahertz optoelectronics [J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2015, 13(3): 511-519.

苏娟, 成彬彬, 邓贤进. 基于石墨烯的太赫兹光电功能器件研究进展[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2015, 13(3): 511-519.