

# 基于石墨烯的太赫兹分光主动控制

杜亮亮<sup>1,2</sup> 李 泉<sup>2</sup> 李绍限<sup>2</sup> 胡放荣<sup>1,3</sup> 熊显名<sup>1,3</sup> 张文涛<sup>1,3</sup> 韩家广<sup>1,2</sup>

1 (桂林电子科技大学 电子工程与自动化学院 桂林 541000)

2 (天津大学 太赫兹波研究中心 精密仪器与光电子工程学院 天津 300072)

3 (广西高校光电信息处理重点实验室 桂林 541000)

**摘要** 石墨烯是目前已知的理想二维薄膜, 具有独特的能带结构, 表现出优异的电学、光学特性和良好的兼容性。同时面对石墨烯的带内跃迁恰好与太赫兹频带相对应的独特优势, 提出了一种石墨烯-硅复合结构对太赫兹的主动控制, 并且实现对太赫兹传输的显著调制。本文主要采用太赫兹时域光谱技术对基于石墨烯复合结构进行深入的研究。实验揭示了在连续的蓝紫光泵浦条件下, 复合结构太赫兹波的透射率随外加电压表现出双向大范围的变化, 反射率却表现出单调的微弱变化的光谱特性。面对复合结构对太赫兹传输表现出的奇异特性, 本文采用 Kubo 模型和肖特基结理论, 指出了这一光谱变化与石墨烯和硅的电导率密切相关。

**关键词** 石墨烯, 太赫兹, 肖特基结, 主动控制

**中图分类号** TL65, TB383

**DOI:** 10.11889/j.0253-3219.2015.hjs.38.120502

石墨烯是以单层碳原子紧密堆垛成蜂窝状晶格结构的二维薄膜, 具有优异的电学和光学特性。自2004年 Novoselov 和 Geim 采用机械剥离法获得稳定的单层石墨烯到大面积石墨烯的成功制备<sup>[1-4]</sup>, 其已作为一种新型的光电纳米材料被广泛地研究, 同时也使人们对石墨烯从红外波段到更低的太赫兹波段的研究成为可能。石墨烯奇异的狄拉克-费米子移动特性, 以及独特的能带结构和电子传输特性<sup>[5]</sup>, 使得可以通过外加电场使其费米面发生移动, 从而实现电导率的主动控制。正是由于石墨烯独特的载流子和无质量的狄拉克-费米子属性, 才使其可以对红外波段的电磁波高效调控<sup>[6-8]</sup>。值得注意的是石墨烯带内跃迁对应的量子态间距恰巧位于太赫兹频段<sup>[9-10]</sup>, 使其有望为解决太赫兹功能器件的短缺发挥作用。目前基于人工电磁微结构的太赫兹功能器件, 如调频器件、偏振控制器件、调幅器件和传感器件等得到了迅速的发展<sup>[11-13]</sup>, 但这些功能器件被动式的居多, 相比而言, 能进行主动控制的太赫

兹功能器件还比较匮乏。因此, 如何获得高效的、实用的主动控制太赫兹功能器件引起了人们广泛的兴趣。由于石墨烯电导率动态可调, 同时超薄的二维结构使其吸收率低, 同时还具有良好的兼容性, 使石墨烯成为太赫兹波主动控制器件的重要材料之一。最近, 石墨烯已作为一种新型材料被用于对太赫兹波传输的调制<sup>[14]</sup>。2012年, Sensale-Rodriguez 等<sup>[15]</sup>电压调控 SiO<sub>2</sub>/Si 基底上的单层石墨烯, 实现了 0.57–0.63 THz 内最高 64% 的反射光强调制。同年, Weis 等<sup>[16]</sup>基于石墨烯/硅的光调控, 在 0–500 mW 的光泵调节下, 实现了对太赫兹的 99% 显著调制。2013年, Lee 等<sup>[17]</sup>利用单层石墨烯和金属微结构相结合, 在–400–400 V 的电压范围内, 对 0.3–2.3 THz 频段进行调制, 在 0.75 THz 处实现了 46.9% 的最高透射调制。2015年, Wu 等<sup>[18]</sup>将离子液体与石墨烯相结合, 利用离子液体的门效应, 在二者界面的纳米级厚度范围内, 形成较大的电荷积累和电场强度, 有效调制了石墨烯的费米能级, 从而实现了低电压

国家自然科学基金(No.61565004)、广西科学研究与技术开发计划(No.1598017-1)、广西自然科学基金(No.2013GXNSFDA019002、No.2014GXNSFGA118003)、桂林市科技开发项目(No.20140127-1, No.20150133-3)、广西特聘专家专项经费资助

第一作者: 杜亮亮, 男, 1989 年出生, 2013 年毕业于南昌航空大学, 研究领域为仪器科学与技术

通讯作者: 韩家广, E-mail: jiaghan@tju.edu.cn; 张文涛, E-mail: glietwt@163.com

Supported by the National Natural Science Foundation of China (No.61565004), Guangxi Scientific Research and Technology Development Program (No.1598017-1), Natural Science Foundation of Guangxi (No.2013GXNSFDA019002, No.2014GXNSFGA118003), Guilin Scientific Research and Technology Development Program (No.20140127-1, No.20150133-3) and Special Funds for Distinguished Experts of Guangxi

First author: DU Liangliang, male, born in 1989, graduated from Nanchang Hangkong University in 2013, research area is instrument science and technology

Corresponding author: HAN Jiaguang, E-mail: jiaghan@tju.edu.cn; ZHANG Wentao, E-mail: glietwt@163.com

收稿日期: 2015-06-04, 修回日期: 2015-08-06

(0–3 V) 83%的光强调制。本文提出了一种基于石墨烯的太赫兹复合调制, 通过在外加连续激光(Continuous Wave, CW)光泵和低压的共同作用下, 实现了在 0.2–1.0 THz 波段内对太赫兹波的显著调制。我们利用 Kubo 模型和肖特基结模型对相关实验结果给出了很好的理论解释。

## 1 调制原理

### 1.1 石墨烯的光电导特性

考虑到石墨烯的能带结构在狄拉克点附近的紧束缚哈密顿量是线性的, 这里采用 Kubo 公式描述单层石墨烯的电导率<sup>[19]</sup>:

$$\sigma(\omega) = \sigma(\omega)_{\text{intra}} + \sigma(\omega)_{\text{inter}} \quad (1)$$

$$\sigma(\omega)_{\text{intra}} = -\frac{ie^2}{\pi\hbar^2(\omega+i\tau^{-1})} \int_{-\infty}^{+\infty} E \frac{\partial f(E)}{\partial E} dE \quad (2)$$

$$\sigma(\omega)_{\text{inter}} = \frac{ie^2(\omega+i\tau^{-1})}{\pi\hbar^2} \int_0^{+\infty} \frac{\partial f(-E) - \partial f(E)}{(\omega+i\tau^{-1})^2 - 4(E/\hbar)} dE \quad (3)$$

式中,  $f(E) = \{1 + \exp[(E - E_f)/(kT)]\}^{-1}$  为费米分布函数,  $k$  为波尔茨曼常数,  $E_f$  为费米能级,  $T$  为开尔文温度;  $\hbar$  为约化的普朗克常量;  $\tau$  是弛豫时间;  $\omega$  为角频率。石墨烯特殊的锥形能带结构, 使得在外加电场的作用下可以调节其费米面<sup>[20–21]</sup>。从式(1)–(3), 可以知道石墨烯费米能级 $E_f$ 的移动导致其电导率的变化, 此为主动控制提供理论支持。

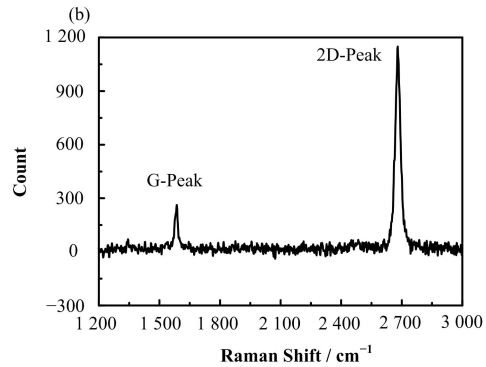
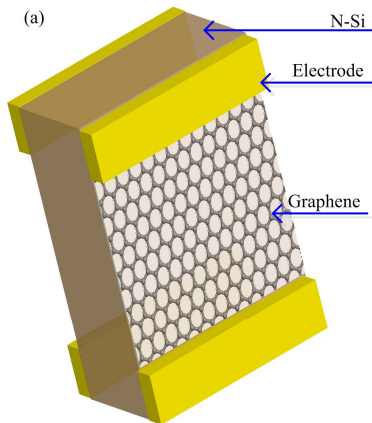


图 1 样品结构示意图(a)和石墨烯的拉曼光谱(b)  
Fig.1 Schematic diagram of modulator structures (a) and Raman spectra of the grapheme (b).

实验装置如图2所示, 我们采用全光纤的太赫兹时域光谱技术(Terahertz time-domain spectroscopy, THz TDS)对样品进行透射和全反射的测量。太赫兹波经过光路垂直入射到样品表面, 在与样品表面垂

### 1.2 薄膜的透反模型

由于石墨烯是近乎理想的薄膜结构, 因此采用法珀干涉原理, 在薄膜厚度  $d \rightarrow 0$  的极限条件, 可以得到石墨烯薄膜的透射系数<sup>[22]</sup>:

$$t(\omega) \approx \frac{n_{\text{Si}} + 1}{n_{\text{Si}} + 1 + N\sigma(\omega)\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}} \quad (4)$$

相应的石墨烯薄膜的反射系数为<sup>[23]</sup>:

$$r(\omega) \approx \frac{1 - n_{\text{Si}} - N\sigma(\omega)\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{1 + n_{\text{Si}} + N\sigma(\omega)\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}} \quad (5)$$

式中,  $\mu_0$  为真空磁常数,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $N$  是石墨烯的层数,  $n_{\text{Si}}$  为基底的折射率。

## 2 实验测量结果及分析

样品制备如图1所示。我们通过湿转移法<sup>[24]</sup>把石墨烯薄膜转移到N型高阻(电阻率8 000  $\Omega \cdot \text{cm}$ )约 1  $\text{cm}^2$ 硅片上, 其中石墨烯是通过化学气相沉积法(Cheical Vapor Deposition, CVD)制得, 硅的厚度为 510  $\mu\text{m}$ , 然后在石墨烯的上表面和基底硅的下表面相应位置做上金属电极。参考样品分别为空气和金属平面镜。样品中石墨烯的拉曼光谱如图1(b) (采用英国Renishaw拉曼光谱仪, 激发波长523 nm, 功率4 mW, 50倍物镜)。可以明显地观察到石墨烯的G峰和2D峰; 同时D峰的几乎消失表明了实验采用的石墨烯品质良好。

直方向上接收透射的太赫兹信号, 同时移动太赫兹探测天线, 经过分束器后反射的太赫兹信号, 也会被接收到。中心波长为445 nm的CW蓝紫光(功率 $P$ 为0–800 mW可调)以约45°入射到样品表面。

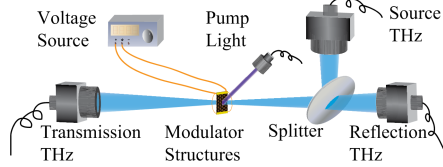


图2 太赫兹测试系统示意图  
Fig.2 Schematic diagram of the THz transmission and reflectance measurement system.

图3是实验测得的太赫兹透射时域谱。由于系统稳定性好且所有结果在一次实验中获得，信号大小可以相互之间比较。以透射时域谱峰值  $V_{op}$  的变化作为参照对比分析，在CW光泵功率为100 mW时，电压  $U$  的可调范围为-2.3~10 V（随着外加电压  $U$  的升高，通过样品的电流急剧增加，此时对应为击穿电压  $U_b$ ，而在正负击穿电压之间即为其可调范围），对应的透射时域谱峰值  $V_{op}$  在2.32~3.27之间变化，峰值变化范围  $\Delta V_{op}$  为0.95；随CW光泵的增加，电压  $U$  的可调范围逐渐减少，而  $\Delta V_{op}$  逐渐增大；当CW光泵功率达800 mW时，电压  $U$  可调范围下

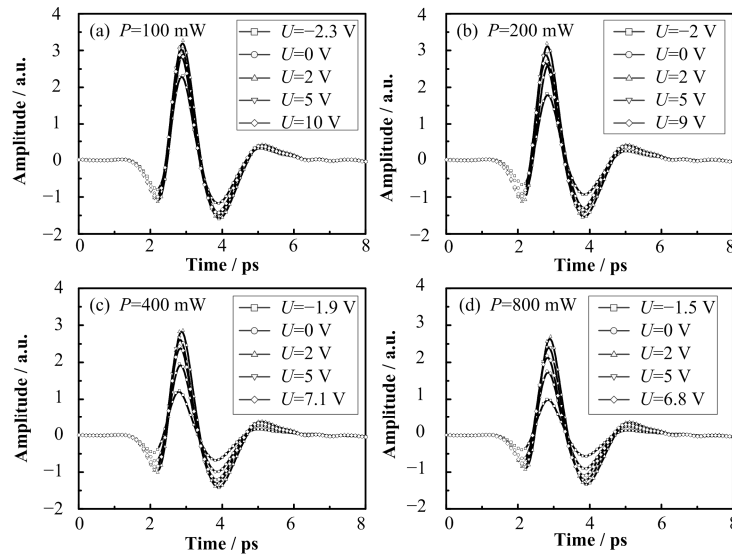


图3 太赫兹透射时域谱 (a) 100 mW, (b) 200 mW, (c) 400 mW, (d) 800 mW  
Fig.3 Transmitted terahertz time-domain signals at various gate bias voltages under a photoexcitation power of 100 mW (a), 200 mW (b), 400 mW (c) and 800 mW (d).

我们以CW光泵功率200 mW为例具体分析。以实验中直接通过空气的透射太赫兹时域谱的峰值  $V_{ip}$  做参考，对通过样品的透射太赫兹时域谱的峰值  $V_{op}$  做归一化处理。图4中的黑色小球代表由实验测量的归一化峰值 ( $V_{ip}/V_{op}$ )，外加电压  $U$  为-2 V时透过只有31%，随着电压升高，透过逐渐增大，当电压升高到约2 V时，透过达到最大55%，再继续增加电压  $U$ ，透过又逐渐减少，表现出明显的双向调制特性。此透射现象形成的原因是由于石墨烯与N型硅形成了肖特基结<sup>[26]</sup>，使得基底硅的载流子浓度会随

降到-1.5~6.8 V，透射时域谱峰值  $V_{op}$  在1.00~2.69之间变化，峰值变化范围  $\Delta V_{op}$  增大到1.69。外加电压  $U$  对太赫兹透射调制的范围随CW光泵功率逐渐加大。这是由于外加CW光泵使硅基底的载流子浓度  $N_{Si}$  发生了变化。对一般特定的热平衡状态下的非简并半导体材料，其载流子浓度之积  $N_0P_0$  ( $N_0$  是半导体的导带电子浓度， $P_0$  是半导体的价带空穴浓度) 是固定不变的，与禁带宽度和温度有关<sup>[25]</sup>。波长445 nm的CW光泵使样本中的电子能量升高，相对禁带宽度减小，基底硅中的载流子浓度升高，相应的电导率增加，透射率减小。比较不同功率CW光泵条件下的太赫兹透射时域谱，外加电压对样品太赫兹波透射不仅有明显的调制，且变化趋势一致。即随电压的单调增加，样品对太赫兹透射率先增大后减小。随CW光泵功率在增加，样品太赫兹的最大透过率逐渐减少和击穿电压  $U_b$  的绝对值逐渐减少，都反映了样品中载流子浓度的增加。

着外加电压而改变。由实验现象得知，在外加电压  $U$  为2 V时，此时基底硅中载流子处于平衡位置（导带电子浓度  $N_0$  和价带空穴  $P_0$  几乎相等），这是因为此状态下基底硅中载流子浓度 ( $N_{Si}=N_0+P_0$ ) 最小，电导率  $\sigma_{Si}=N_{Si}e\mu$ （其中  $\mu$  是迁移率）也达到最小值，故此时太赫兹透过率最大。因外加电压和整流作用<sup>[27]</sup>，当电压偏离平衡位置后，基底硅的载流子浓度会随之增加，电导率增大，导致太赫兹透过率减小。

图5给出了在不同CW光泵条件下实验样品的太赫兹反射时域谱(图5中只截取了主反射峰和次反

射峰)。主反射峰是样品前表面第一次反射的太赫兹时域谱,通过对100–800 mW不同CW光泵条件下的反射对比发现, CW光泵的功率变化对太赫兹反射影响较小,且电压对反射调制的变化趋势表现出一致,反射率变化范围相对较小。CW光泵的功率与太赫兹反射调制的变化几乎无关,而与太赫兹透射的调制相关明显,且随CW光泵功率的增大,外加电压对太赫兹透射调制的范围逐渐加大,反映出样品对太赫兹波透反调制的不寻常。次反射峰是经过样品后表面第一次反射的太赫兹时域信号,其有着与太赫兹透射时域谱相同的调制特性,即随着CW光泵功率的增加,外加电压 $U$ 对太赫兹透射调制范围逐渐加深,同时表现出电压对太赫兹的双向调制。

此对比表明了双向调制发生在样品内部,佐证了透射的调制是通过改变基底硅中载流子浓度而实现。

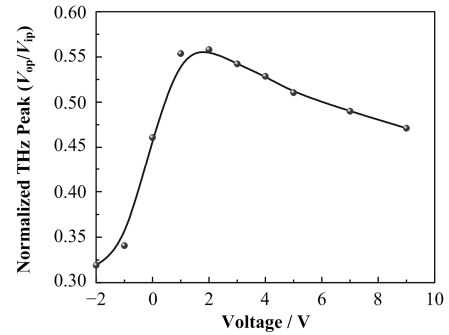


图 4 归一化的透射太赫兹峰值与电压的关系  
Fig.4 Normalized THz transmission peak amplitude ( $V_{op}/V_{ip}$ ) at various gate bias voltages.

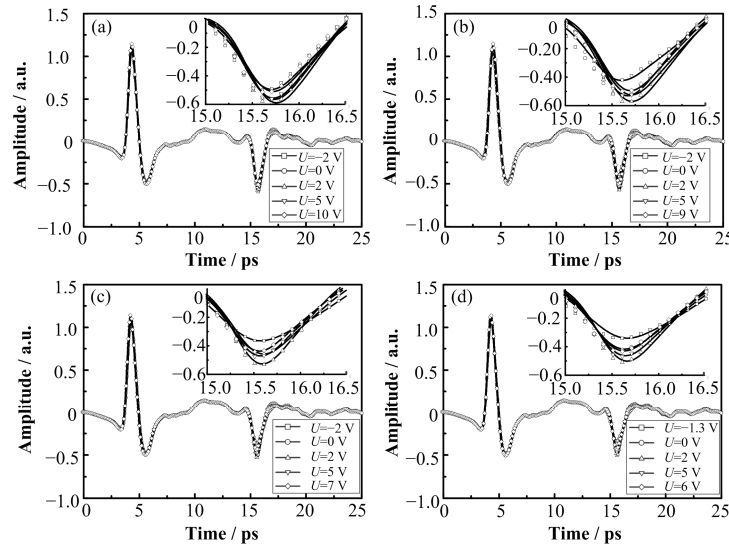


图 5 太赫兹反射时域谱,插图分别是对次反射峰的放大 (a) 100 mW, (b) 200 mW, (c) 400 mW, (d) 800 mW  
Fig.5 Reflected terahertz time-domain signals at various gate bias voltages under a photoexcitation power of 100 mW (a), 200 mW (b), 400 mW (c) and 800 mW (d), and the inset in each panel shows the second reflective signal.

为进一步的深入了解,通过傅里叶变换将太赫兹时域信号转化到频域分析:样品的透射率 $|\tilde{t}(\omega)|=|E_{st}(\omega)/E_{it}(\omega)|$ ,其中, $E_{st}(\omega)$ 是透过样品的太赫兹电场强度; $E_{it}(\omega)$ 是透过空气的太赫兹电场强度。样品的反射率 $|\tilde{r}(\omega)|=|E_{sr}(\omega)/E_{it}(\omega)|$ ,其中, $E_{sr}(\omega)$ 是样品前表面反射的太赫兹电场强度; $E_{it}(\omega)$ 是金属铝平面镜替代样品后的电场强度。下面以 CW 光泵功率为 200 mW 为例分析(图 6(a))。在不同电压下,样品的太赫兹透射率 $|\tilde{t}(\omega)|$ 在 30%–60%之间变化;且对于任一特定电压而言,在有效频带(0.2–1 THz)内透过率变化几乎为一定值,其表现出的很好的宽频带和极化不敏感(样品的表面无结构,所以表现出高度的极化不敏感)调制特性;此对太赫兹的宽频带大范围的主动控制给予了实验上的证明,同时由于

样品的简单易集成使得对其他太赫兹的功能器件的主动控制提供了试验依据。由于 CW 光泵引起基底硅载流子浓度的提高,样品的肖特基特性愈发突出,使得无法找到同一状态下样品的基底参考,所以无法通过薄膜的透射函数(式(4))描述此奇异的透反射传输特性。为此先从反射入手分析,由图 6(b)可知反射率的变化范围不超过 4%,此微弱变化主要是外加电场改变了样品表面石墨烯的费米能级, $E_f$ 移动导致了电导率的变化(式(1)),最终使反射随着外加电压单调地变化<sup>[28]</sup>(式(5))。根据石墨烯薄膜的透过率(式(4))与反射率(式(5))的相关性 $\Delta t(\omega)=\Delta r(\omega)(n_{st}+1)/2$ ,由试验测得电压-2–1 V 之间的反射率变化范围 $|\Delta \tilde{r}|$ 只有 2%,可以推断样品表面石墨烯透射率变化 $|\Delta \tilde{t}|$ 一定较小,所以可以用实验测

得透射比  $\tilde{t}(\omega)$  近似为基底硅的透射率  $t(\omega)=|\tilde{t}(\omega)|+|\Delta\tilde{t}(\omega)|$ ,  $|\Delta\tilde{t}(\omega)|\ll|\tilde{t}(\omega)|$ 。从而可以对太赫兹在硅基底中的传输简化为一次透射进行分析, 运用菲涅尔定理和麦克斯韦方程可以建立起基底硅的等效折射  $\tilde{n}$  与透射率  $\tilde{t}(\omega)$  的关系<sup>[29]</sup>。通过实验测得的透射率  $\tilde{t}(\omega)$ , 我们提取了在不同 CW 光泵和电压条件下的基底硅等效折射率  $\tilde{n}$ , 并近似推出基底硅

在空气中的反射系数  $r$ , 结果发现反射系数( $r\approx 0.52$ ) 几乎为一定值, 此体现了仅依靠基底硅的载流子浓度变化不能引起反射率将近 4% 的变化, 证明了样品前表面反射率的变化是由于石墨烯薄膜电导率改变引起的, 与基底硅的载流子浓度变化相对无关, 从而揭示了此复合结构对太赫兹的反射与透射随电压变化的不一致特性。

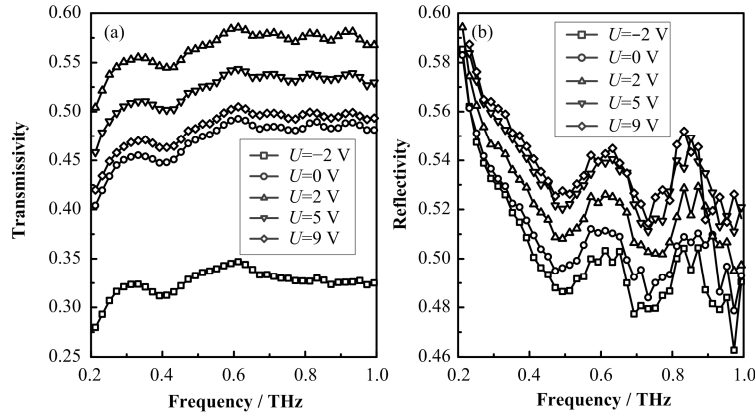


图 6 泵浦光 200 mW 的太赫兹透射频谱图(a)和反射频谱图(b)

Fig.6 THz transmission spectra (a) and THz reflectance spectra (b) at various gate bias voltages under a photoexcitation power of 200 mW.

### 3 结语

本文报道了基于石墨烯和硅的复合结构对太赫兹波在光电共同作用下的宽频调制特性, 证实了 N 型硅基底上和石墨烯组成的复合结构上通过较低电压, 可以实现对太赫兹透射的较大幅度的调节, 但反射太赫兹信号基本不变。并进一步利用 Kubo 模型和肖特基结效应对该实验进行了解释。该工作为开发新型的主动太赫兹功能器件提供了新颖的途径。

### 参考文献

- 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. DOI: 10.1038/Nature04233
- Shang N G, Papakonstantinou P, McMullan M, *et al.* Catalyst-free efficient growth, orientation and biosensing properties of multilayer graphene nanoflake films with sharp edge planes[J]. *Advanced Functional Materials*, 2008, **18**(21): 3506–3514. DOI: 10.1002/adfm.200800951
- Kaplas T, Sharma D, Suirko Y. Few-layer graphene synthesis on a dielectric substrate[J]. *Carbon*, 2012, **50**(4): 1503–1509. DOI: 10.1016/j.carbon.2011.11.020
- Campos-Delgado J, Romo-Herrera J M, Jia X T, *et al.* Bulk production of a new form of sp(2) carbon: crystalline

- graphene nanoribbons[J]. *Nano Letters*, 2008, **8**(9): 2773–2778. DOI: 10.1021/NL801316d
- Horng J, Chen C F, Geng B S, *et al.* Drude conductivity of Dirac fermions in graphene[J]. *Physical Review B*, 2011, **83**(16): 1–5. DOI: 10.1103/Physrevb.83.165113
- 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. DOI: 10.1038/Nphys989
- Wang F, Zhang Y B, Tian C S, *et al.* Gate-variable optical transitions in graphene[J]. *Science*, 2008, **320**(5873): 206–209. DOI: 10.1126/science.1152793
- Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, *et al.* A graphene-based broadband optical modulator[J]. *Nature*, 2011, **474**(7349): 64–67. DOI: 10.1038/Nature10067
- Brey L, Fertig H A. Electronic states of graphene nanoribbons studied with the Dirac equation[J]. *Physical Review B*, 2006, **73**(23): 1–5. DOI: 10.1103/Physrevb.73.235411
- Son Y W, Cohen M L, Louie S G. Energy gaps in graphene nanoribbons[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **97**(21): 1–4. DOI: 10.1103/Physrevlett.97.216803
- Degl'Innocenti R, Jessop D S, Shah Y D, *et al.* Low-bias terahertz amplitude modulator based on split-ring resonators and graphene[J]. *ACS Nano*, 2014, **8**(3): 2548–2554. DOI: 10.1021/Nn406136c

- 12 徐慧, 李文新. 太赫兹辐射和生物分子的相互作用[J]. 核技术, 2004, **27**(7): 535–537  
XU Hui, LI Wenxin. Interaction between terahertz radiation and biomolecules[J]. Nuclear Techniques, 2004, **27**(7): 535–537
- 13 Zhang Y S, Hong Z, Han Z H. Spoof plasmon resonance with 1D periodic grooves for terahertz refractive index sensing[J]. Optics Communications, 2015, **340**(1): 102–106. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.11.089
- 14 吉特, 葛敏, 王文锋, 等. 碳家族一些成员在太赫兹波段的特性[J]. 核技术, 2006, **29**(8): 561–564  
JI Te, GE Min, WANG Wenfeng, *et al.* Characteristics of some members of carbon family in terahertz region[J]. Nuclear Techniques, 2006, **29**(8): 561–564
- 15 Sensale-Rodriguez B, Yan R S, Rafique S, *et al.* Extraordinary control of terahertz beam reflectance in graphene electro-absorption modulators[J]. Nano Letters, 2012, **12**(9): 4518–4522. DOI: 10.1021/nl3016329
- 16 Weis P, Garcia-Pomar J L, Hoh M, *et al.* Spectrally wide-band terahertz wave modulator based on optically tuned graphene[J]. ACS Nano, 2012, **6**(10): 9118–9124. DOI: 10.1021/Nn303392s
- 17 Lee S H, Kim H D, Choi H J, *et al.* Broadband modulation of terahertz waves with non-resonant graphene meta-devices[J]. Ieee Transactions on Terahertz Science and Technology, 2013, **3**(6): 764–771. DOI: 10.1109/Tthz.2013.2285615
- 18 Wu Y, La-o-Vorakiat C, Qiu X P, *et al.* Graphene terahertz modulators by ionic liquid gating[J]. Advanced Materials, 2015, **27**(11): 1874–1879. DOI: 10.1002/adma.201405251
- 19 Gusynin V P, Sharapov S G, Carbotte J P. Magneto-optical conductivity in graphene[J]. Journal of Physics-Condensed Matter, 2007, **19**(2): 1–25. DOI: 10.1088/0953–8984/19/2/026222
- 20 Ren L, Zhang Q, Yao J, *et al.* Terahertz and infrared spectroscopy of gated large-area graphene[J]. Nano Letters, 2012, **12**(7): 3711–3715. DOI: 10.1021/Nl301496r
- 21 Lee S H, Choi M, Kim T T, *et al.* Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials[J]. Nature Materials, 2012, **11**(11): 936–941. DOI: 10.1038/Nmat3433
- 22 Dawlaty J M, Shivaraman S, Chandrashekar M, *et al.* Measurement of ultrafast carrier dynamics in epitaxial graphene[J]. Applied Physics Letters, 2008, **92**(4): 1–3. DOI: 10.1063/1.2837539
- 23 Tomaino J L, Jameson A D, Kevek J W, *et al.* Terahertz imaging and spectroscopy of large-area single-layer graphene[J]. Optics Express, 2011, **19**(1): 141–146. DOI: 10.1364/Oe.19.000141
- 24 Li X S, Zhu Y W, Cai W W, *et al.* Transfer of large-area graphene films for high-performance transparent conductive electrodes[J]. Nano Letters, 2009, **9**(12): 4359–4363. DOI: 10.1021/Nl902623y
- 25 刘恩科, 朱秉升, 罗晋升. 半导体物理学[M]. 第七版. 北京: 电子工业出版社, 2012  
LIU Enke, ZHU Bingsheng, LUO Jinsheng. Semiconductor physics[M]. 7<sup>th</sup> Ed. Beijing: Electronic Industry Press, 2012
- 26 Sinha D, Lee J U. Ideal graphene/silicon schottky junction diodes[J]. Nano Letters, 2014, **14**(8): 1–3. DOI: 10.1021/Nl501735k
- 27 黄昆. 固体物理[M]. 北京: 北京大学出版社, 2009  
HUANG Kun. Solid state physics[M]. Beijing: Beijing University Press, 2009
- 28 Sensale-Rodriguez B, Yan R, Rafique S, *et al.* Extraordinary control of terahertz beam reflectance in graphene electro-absorption modulators[J]. Nano Letters, 2012, **12**(9): 4518–4522. DOI: 10.1021/Nl3016329
- 29 Han J G, Zhang W L, Chen W, *et al.* Far-infrared characteristics of ZnS nanoparticles measured by terahertz time-domain spectroscopy[J]. Journal of Physical Chemistry B, 2006, **110**(5): 1989–1993. DOI: 10.1021/Jp055838t

## A graphene-based THz spectral active control

DU Liangliang<sup>1,2</sup> LI Quan<sup>2</sup> LI Shaoxian<sup>2</sup> HU Fangrong<sup>1,3</sup> XIONG Xianming<sup>1,2</sup>  
ZHANG Wentao<sup>1,3</sup> HAN Jiaguang<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>(Department of Electrical Engineering and Automation, Guilin University of Electronic Technology, Guilin 541000, China)

<sup>2</sup>(Center for Terahertz Waves and College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

<sup>3</sup>(Guangxi Colleges and Universities Key Laboratory of Optoelectronic Information Processing, Guilin 541000, China)

**Abstract Background:** Graphene, a two-dimensional layer of carbon atoms forming a honeycomb crystal lattice, has attracted much attention for its extraordinary carrier transport properties. The unique electronic structure of graphene gives rise to massless charge carriers and ballistic transport on a submicron scale at room temperature.

**Purpose:** The tunable electrical properties realized by raising or lowering the Fermi level, allow excellent tunability of electromagnetic structures made of this material. **Methods:** We used terahertz time-domain analysis of the composite structure.

**Results:** Here we demonstrate a significant amplitude modulation of THz waves with gated graphene by using extraordinary transmission through the graphene layer placed right above N-silicon substrate in the blue-violet laser of continuous irradiation. However, the reflection modulation of THz waves is weak monotonic.

**Conclusion:** We employ the carrier transport properties of the graphene and the transport properties of the Schottky junction to analyze a graphene-silicon hybrid structure's strange transmission reasonably.

**Key words** Graphene, Terahertz, Schottky junction, Active control

**CLC** TL65, TB383