2019 年 8 月 Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology

文章编号: 2095-4980(2019)04-547-05

双顶栅极石墨烯的太赫兹信号源

李文东,刘景萍*,常梦璐

(南京理工大学 电子工程与光电技术学院, 江苏 南京 210094)

摘 要:为探索产生太赫兹信号的新型材料与器件,提出一种基于石墨烯的具有双顶栅极结构的场效应管器件(FET)模型,并对此器件所具有的太赫兹特性进行研究。使用费米函数推导计算发现,器件在一定的太赫兹频段存在负电导的可能,同时得到了石墨烯综合电导与偏置电压、弛豫时间、栅极电压以及温度等因素之间的关系,表明此器件具有作为新型太赫兹源的潜力。

关键词:太赫兹;辐射源;石墨烯;双顶栅极

中图分类号: TN386.2 文献标志码: A doi: 10.11805/TKYDA201904.0547

Terahertz signal source by double-top-gate graphene

LI Wendong, LIU Jingping*, CHANG Menglu

(School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing Jiangsu 210094, China)

Abstract: In order to explore the new materials and devices that generate terahertz signals, a graphene-based Field Effect Transistor(FET) device model with double-top-gate structure is proposed, and the terahertz characteristics of the device are studied. Using the Fermi function, it is found that the device has the possibility of negative conductivity in a certain terahertz band. The relationships among graphene integrated conductivity and bias voltage, relaxation time, gate voltage and temperature are obtained, which indicate the potential of this device as a new terahertz radiation source.

Keywords: terahertz; radiation source; graphene; double-top-gate

太赫兹辐射是频率为10¹¹~10¹³ Hz 范围之间的电磁波,处在毫米波段和红外波段之间,属于微电子学和光子 学的中间过渡区域。太赫兹具有宽带性、光谱性、低能量性、高透射性等独特的性能,在无线通信、遥感技 术、安检、军事探测等领域具有重要的学术研究和应用价值^[1]。有关太赫兹波段的研究长期以来存在空白,一 直被人称为"THz Gap"(太赫兹空隙)。太赫兹技术的发展远远落后于毫米波/微波和可见光及近红外频段的发 展,其应用潜能未能充分发挥出来,其中原因之一是缺乏体积小、室温工作、功率大的太赫兹信号源。目前有 很多方法可以产生太赫兹辐射:半导体太赫兹源、基于光子学的太赫兹发生器、利用自由电子的太赫兹辐射 源、基于高能加速器的太赫兹辐射源。其中二极管太赫兹辐射源^[2-3]具有体积小、结构紧凑等优点,但功率小, 尤其是 300 GHz 以上的输出功率更是显著下降;功率相对较大的太赫兹量子级联激光器^[4]需要氮冷却,不能在 室温下工作;属于真空电子学范畴的自由电子激光器^[5],具有功率高、可连续调谐等优点,但体积过于巨大, 能耗高,运行和维护较为昂贵。近年来,石墨烯这一新型二维材料的问世也备受关注,所具有的优异的光电特 性使其在太赫兹波段的产生、调控、探测等多个领域已显现出巨大的发展潜力^[6]。

1 石墨烯场效应管器件

1.1 石墨烯的太赫兹特性

由于石墨烯特殊的能带结构以及其他特性,它与太赫兹科学有许多联系。石墨烯的费米能级可通过栅压、 化学掺杂等方法调节,石墨烯的线性无带隙能带结构使双层石墨烯或外延生长的石墨烯有具备成为半导体

收稿日期: 2018-09-10; 修回日期: 2019-02-25

·通信作者:刘景萍 email:liujingping@njust.edu.cn

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61771242); 部属基金资助项目(3107030802,61406190101); 江苏省研究生科研与实践创新计划资助项 目(KYCX19_0296)

的可能,其带隙宽度可以设计为合适范围,使其适用于太赫兹频段^[7]。

石墨烯在室温下具有高达10⁵ cm²·V⁻¹·s⁻¹的载流子迁移率以及超快响应速度^[8]。石墨烯内部等离子体的振荡 频率在载流子浓度适中(10⁹~10¹² cm⁻²)时正好处于太赫兹频段^[9]。石墨烯的优异性质使其在太赫兹波段具有潜在 的应用前景。

1.2 石墨烯场效应管器件

石墨烯的本征电子输运特性的深入持续研究受到了广 泛关注,并逐渐转入到实际的应用范畴,这为制作基于石 墨烯的异质结构的电子器件提供了可能。由于石墨烯中存 在无质量的狄拉克粒子,其电子和空穴会呈现出很多特殊 的性质。

本文提出一种基于石墨烯的具有双顶栅极结构的场效 Fig 应管,结构如图1所示,器件长340 µm,宽100 µm,双顶 栅极间隔2 µm。栅极绝缘的电介质为氧化铝,对其进行电流特性的测试。

1.3 石墨烯场效应管的特点

此器件含有 2 个分离的顶层栅极,具有如下 3 个特点: 1) 无间隙性

石墨烯的能带间隙为零,即价带和导带之间没有间隙。 在石墨烯上施加正栅极电压将导致费米能级移动到导带,从 而形成 P型半导体。负栅极电压将费米能级降低到价带,使 空穴成为主要载流子^[10]。应用此器件时,第一个栅极上施加 一个正的栅极电压,第二个施加负栅极电压,这样单层石墨 烯就能起到 PN 结的作用。图 2 为实物测试数据,可以看出, 在施加合适的栅极电压下,器件表现出 PN 结的特性。

2) 太赫兹性

该器件被设计用作产生太赫兹信号的太赫兹源, 所示,对于 N 型石墨烯,额外的电子通过静电场的 诱导积累到石墨烯层上,粒子数发生反转。在正向偏 置的协助下,具有高能量级的电子移动到 P 型石墨烯 上,与 P 型石墨烯中的空穴发生复合,产生太赫兹光 子,并从氧化铝旁的石墨烯处发射。而后续需加谐振 腔实现光放大,发出足够大的太赫兹信号。

1 THz 的太赫兹光子对应能量约 4.14 meV。因此,当诱导的 N 型费米能级提高 2.07 meV 时,石墨 烯中的感应带隙足以在 1 THz 下产生太赫兹波。

3) 无损坏性

一般的"双极结构"中外加偏置分别施加在器件的顶部和底部,顶部的栅极电压需加得很高才能克服底部的栅极电势,这样可能会导致石墨烯被击穿。在顶部设计 2 个顶栅极,则不需要很高电压就能改变局部费米能级,对材料起到一个很好的保护作用。

2 石墨烯场效应管电导率计算

在正向偏压下,双顶栅极的石墨烯异质结构中的电诱导 PN 结中的注入过程引起粒子数反转,从而可能实现负交流电导率^[11]。考虑电子空穴的密度、迁移率以及复合等因素,利用费米分布函数、综合电导等理论进行 简单的定量分析。

定义电子在 n 型区域的密度为 Σ_{e} ,则空穴在 p 型区域的密度为 Σ_{p} ,载流子在势垒间的密度为 $\Sigma_{e} = \Sigma_{p} = \Sigma_{0} = 0$,其中 Σ_{0} 可以表示为:



Fig.1 Structure of the graphene-based FET device 图 1 基于石墨烯的场效应管器件结构









$$\Sigma_0 = \frac{1}{8\pi\varepsilon e} \times \frac{U_g}{W_g} \tag{1}$$

式中: W_{g} 是栅极层的厚度; U_{g} 为栅极电压;e为电子电荷量; ε 为电子(空穴)的能量, $\varepsilon = v_{F}p$,p为电子(空穴)的动量, v_{F} 为费米速度。

根据费米分布函数:

$$f_0(\nu_{\rm F}p) = \left[1 + \exp(\frac{\nu_{\rm F}p - \varepsilon_{\rm F}}{k_{\rm B}T})\right]^{-1}$$
(2)

电子(空穴)在单位区域内的密度便可以表示为:

$$\Sigma_0 = \frac{2}{\left(2\pi\hbar\right)^2} \int \mathrm{d}^2 p \left[1 + \exp\left(\frac{v_{\rm F} p - \varepsilon_{\rm F}}{k_{\rm B}T}\right)\right]^{-1} \tag{3}$$

式中: \hbar 为约化普朗克常量; T为温度, T=77 K; $k_{\rm B}$ 为波尔兹曼常数; $\varepsilon_{\rm F}=v_{\rm F}p_{\rm F}$ 。定义变量 $\xi=v_{\rm F}p/k_{\rm B}T$,得到一个关于费米能级和栅极电压的等式:

$$\frac{\hbar^2 v_{\rm F}^2 U_{\rm g}}{8\varepsilon e W_{\rm g} (k_{\rm B}T)^2} = \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}\xi \,\xi}{\left[1 + \exp\left(\xi - \varepsilon_{\rm F} \,/\,k_{\rm B}T\right)\right]} \tag{4}$$

当 $\varepsilon_{\rm F} \gg k_{\rm B}T$ 时,式(4)积分近似为:

$$\int_{0}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\xi \,\xi}{\left[1 + \exp\left(\xi - \varepsilon_{\mathrm{F}} / k_{\mathrm{B}}T\right)\right]} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{k_{\mathrm{B}}T}\right)^{2} \tag{5}$$

即

$$\varepsilon_{\rm F} \cong \hbar v_{\rm F} \sqrt{\frac{U_{\rm g}}{4\varepsilon e W_{\rm g}}} \tag{6}$$

取 $V_{\rm F} = (\hbar^2 v_{\rm F}^2 / 4 \varepsilon e^3 W_{\rm g}), 则式(6)可以简化为:$

$$\varepsilon_{\rm F} = e \sqrt{V_{\rm F} U_{\rm g}} \tag{7}$$

此外,电子在 p 区域(空穴在 n 区域)的费米分布函数的表达式可以表示为:

$$f_i(v_{\rm F}p) = \left[1 + \exp\left(\frac{v_{\rm F} - \varepsilon_{\rm F} + \Delta U}{k_{\rm B}T}\right)\right]^{-1} \cong \exp\left(\frac{eU - \varepsilon_{\rm F} - v_{\rm F}p}{k_{\rm B}T}\right)$$
(8)

式中 $\Delta U = 2\varepsilon_{\rm F} - eU \cong 2e\sqrt{V_{\rm F}U_{\rm g}} - eU$,是石墨烯 PN 结的势垒高度。

综合电导 σ_{ω} 由两部分组成:带间电导和带内电导。其中,带间电导与 p 区域的能量 $\hbar\omega(\omega)$ 为光子频率)的光子的发射和吸收有关,这一部分电导可由式(9)表示^[12]:

$$\sigma_{\omega}^{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left[1 - f_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) - f_i \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) \right] \tag{9}$$

假设 $\hbar\omega, eU < \varepsilon_{\rm F} \cong e \sqrt{V_{\rm F} U_{\rm g}}$, 再结合式(2)、式(7)~(8), 可得:

$$\sigma_{\omega}^{\text{inter}} = \frac{e^2}{2\hbar} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\text{F}}}{k_{\text{B}}T}\right) \exp\left(\frac{eU}{2k_{\text{B}}T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega - eU}{2k_{\text{B}}T}\right) \cong \frac{e^2}{2\hbar} \exp\left(\frac{eU - 2\varepsilon_{\text{F}}}{2k_{\text{B}}T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega - eU}{2k_{\text{B}}T}\right)$$
(10)

观察式(10)可以发现,当 $\hbar\omega < eU$ 时,光子的吸收系数为负数,即 $\sigma_{\omega}^{\text{inter}} < 0$ 。

综合电导的另一部分带内电导,则与 p 区域、n 区域的空穴、电子的输运有关。由一个称作为"光子对自由载流子吸收率"的数值决定,涉及到电子、空穴的动量释放时间 r,与散射和复合的概念相关,在文献[13-15]表示为:

$$\sigma_{\omega}^{\text{intra}} = \frac{e^2 v_F \tau}{2\pi\hbar^2} \int_0^{\infty} \frac{\mathrm{d}p \ p(-\mathrm{d}f_0 / \mathrm{d}p)}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \left(\frac{\varepsilon_F}{\hbar}\right) \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \tag{11}$$

综合电导即为二者相加:

$$\sigma_{\omega} = \sigma_{\omega}^{\text{inter}} + \sigma_{\omega}^{\text{intra}} \tag{12}$$

计算时,采用另一种费米能级的表达方式进行计算:

$$\varepsilon_{\rm F} = \hbar v_{\rm F} \sqrt{\pi \, |\, n\,|} \tag{13}$$

第 17 卷

式中 $n = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r V_g}{eW_g}$, ε_0 为真空介电常数, ε_r 为石墨烯与氧化铝的相对介电常数, 具体数值为 6.5; 栅极厚度

 $W_{\mathrm{g}}=0.5~\mu m_{\,\circ}$

将得到的电导与特征电导值 $\sigma=e^2/2\hbar$ 进行归一化,作为纵坐标,结合该器件的模型,通过改变栅极电压 U_{GS1}, U_{GS2} (其中 $U_{GS1}=U_{GS2}=U_{GS}/2$)、总偏置电压 U、弛豫时间 τ 和温度 T 来观察器件的综合电导在不同光子频率 下的变化。

图 4 为不同偏置电压下石墨烯动态电导率随频率的变化情况, *τ*=5 ps, *U*_{Gs}=0.8 V。可以看出, 动态电导率 在一定的太赫兹频率范围为负,由此可以说明此双顶栅极器件在太赫兹波段的带间辐射大于带内吸收,可以实 现太赫兹相干光的产生与放大。观察得知,动态电导率最小值的绝对值随偏置电压的增大而增大,其频段范围 也有所增加。

图 5 为不同弛豫时间下石墨烯动态电导率随频率的变化情况, U_{GS}=0.8 V,U=20 mV; 由图 5 可以看出, 动态 电导率随弛豫时间的增大, 其电导率最小时所处的频率有所降低。动态电导率最小值的绝对值随偏置电压的增 大而增大, 其频段范围也有所增加。

图 6 为不同栅极电压下石墨烯动态电导率随频率的变化情况, *τ*=5 ps,*U*=40 mV; 观察可知, 动态电导率最 小值的绝对值在栅极电压处于 0.8~1.5V 区间时随其减小而增大, 频段范围也有所增加。

图 7 为不同温度下石墨烯动态电导率, $\tau = 5 \text{ ps}, U_{GS} = 0.8 \text{ V}, U = 20 \text{ mV}。从表达式就可以看出,动态电导率与$ 温度并不是呈线性变化的。图中给出了室温 <math>T = 300 K的情况,可以看出,即使处于室温,其动态电导率在较大 的太赫兹频段中依然为负,有望实现常温工作的石墨烯基太赫兹源。虽然目前使用此器件产生太赫兹辐射仍是 处于一个设想阶段,但相较于传统的太赫兹辐射方法,其小型、室温工作的优点尤其突出,因此有待进一步研 究与探索。





3 结论

本文简要介绍了石墨烯的太赫兹特性,并提出了基于石墨烯的"双顶栅极"场效应管器件,根据理论计算 推导发现,器件在一定的太赫兹频段具有存在负电导的可能。除对太赫兹辐射的机制进行研究外,还对石墨烯 的综合电导受偏置电压、弛豫时间、栅极电压以及温度等因素的影响进行了具体分析。此器件对新型太赫兹源 的设计具有较好的参考价值,并提供了新的思路。

参考文献:

- [1] 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. (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.)
- [2] VUKUSIC J, BRYLLERT T, EMADI T, et al. A 0.2-W heterostructure barrier varactor frequency tripler at 113 GHz[J]. IEEE Electron Device Letters, 2007,28(5):340-342.
- [3] MAESTRINI A, WARD J S, GILL J J, et al. A frequency-multiplied source with more than 1 mW of power across the 840–900-GHz band[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 2010,58(7):1925-1932.
- [4] BELKIN M A, CAPASSO F. New frontiers in quantum cascade lasers: high performance room temperature terahertz sources[J]. Physica Scripta, 2015,90(11):118002.
- [5] NEIL G R,BOHN C L,BENSON S V,et al. Sustained kilowatt lasing in a free-electron laser with same-cell energy recovery[J]. Physical Review Letters, 2000,84(4):662-665.
- [6] LOW T, AVOURIS P. Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications [J]. Acs Nano, 2014, 8(2):1086-1101.
- [7] GEIM A K, MACDONALD A H. Graphene: exploring carbon flatland[J]. Physics Today, 2007,60(8):35-41.
- [8] GEIM A K, NOVOSELOV K S. The rise of graphene [J]. Nature Materials, 2007,6(3):183-191.
- [9] 韩鹏昱,刘伟,谢亚红,等. 石墨烯与太赫兹科学[J]. 物理, 2009,38(6):395-400. (HAN Pengyu,LIU Wei,XIE Yahong, et al. Graphene and terahertz science[J]. Physics, 2009,38(6):395-400.)
- [10] 张玉萍,张洪艳,尹贻恒,等.具有分离门的电抽运多层石墨烯负动态电导率的理论研究[J]. 物理学报, 2012,61(4):
 458-463. (ZHANG Yuping, ZHANG Hongyan, YIN Yiheng, et al. Theory research of negative dynamic conductivity in electrically pumped multiple graphene layer structures with split gate[J] Acta Physica Sinica, 2012,61(4):458-463.)
- [11] OTSUJI T,WATANABE T,BOUBANGA S A,et al. Emission and detection of terahertz radiation using two-dimensional electrons in III-V semiconductors and graphene[J]. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2013,3(1):63-71.
- [12] FALKOVSKY L A, VARLAMOV A A. Space-time dispersion of graphene conductivity[J]. European Physical Journal B, 2007,56(4):281-284.
- [13] ZHENG Y,ANDO T. The hall conductivity of two-dimensional graphite system[J]. Physical Review B Condensed Matter, 2002,65(24):5420-1-5420-11.
- [14] GUSYNIN V P,SHARAPOV S G. Transport of Dirac quasiparticles in graphene:hall and optical conductivities[J]. Physical Review B, 2006,73(24):245411.
- [15] FALKOVSKY L A. Unusual field and temperature dependence of the Hall effect in graphene[J]. Physical Review B, 2007, 75(3):033409-1-033409-4.

作者简介:



李文东(1996-),男,湖南省浏阳市人,在 读硕士研究生,主要研究方向为太赫兹器件. email:windowlecter@163.com. **刘景萍**(1967-), 女,太原市人,博士,教授,主要研究方向为天线设计、信号接收及其处理、电子对抗技术研究、太赫兹器件.

常梦璐(1994-),女,山东省济宁市人,在读硕士研究生,主要研究方向为石墨烯吸波材料.