

太赫兹波段石墨烯等离子体的增益特性

李丹 刘勇 王怀兴 肖龙胜 凌福日 姚建铨

Gain characteristics of grapheme plasma in terahertz range

Li Dan Liu Yong Wang Huai-Xing Xiao Long-Sheng Ling Fu-Ri Yao Jian-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 015201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.015201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.015201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高气压空气环状感性耦合等离子体实验研究和参数诊断

Experimental investigation and parameter diagnosis of air high-pressure ring-shaped inductively coupled plasma

物理学报.2015, 64(17): 175201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.175201>

光抽运多层石墨烯太赫兹表面等离子体增益特性的研究

Study on the gain characteristics of terahertz surface plasma in optically pumped graphene multi-layer structures

物理学报.2014, 63(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.075201>

氘在碳钨共沉积层中的滞留行为研究

Deuterium retention in carbon-tungsten co-deposition layers prepared by RF magnetron sputtering

物理学报.2013, 62(19): 195202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.195202>

深亚波长约束的表面等离子体纳米激光器研究

Study of plasmonic nanolaser based on the deep subwavelength scale

物理学报.2013, 62(13): 135201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.135201>

N<sub>2</sub> 微空心阴极放电特性及其阴极溅射的 PIC/MC 模拟

Simulation of N<sub>2</sub> microhollow cathode discharge and cathode sputtering by using a PIC/MC model

物理学报.2013, 62(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.075201>

# 太赫兹波段石墨烯等离子体的增益特性\*

李丹<sup>1)</sup> 刘勇<sup>1)</sup> 王怀兴<sup>1)</sup> 肖龙胜<sup>1)</sup> 凌福日<sup>2)†</sup> 姚建铨<sup>1)3)</sup>

1)(湖北第二师范学院应用物理系, 武汉 430205)

2)(华中科技大学光学与电子信息学院, 武汉 430074)

3)(天津大学精密仪器与光电工程学院, 天津 300072)

(2015年7月22日收到; 2015年9月20日收到修改稿)

基于麦克斯韦方程组和物质本构方程对石墨烯表面等离子体进行了研究. 从理论上探索了石墨烯表面等离子体激元在太赫兹波段的增益特性曲线, 并且讨论了石墨烯表面等离子体增益与石墨烯中载流子浓度、石墨烯所处温度以及载流子动量弛豫时间的关系. 研究表明: 在太赫兹波段增益峰值随着石墨烯载流子浓度的增加而发生蓝移, 并且在所讨论的温度范围内, 由于增益峰所对应的频率都大于1 THz, 因此温度的变化对增益峰值以及相应频率的影响不大, 即在不同的温度下, 相同载流子浓度所对应的增益曲线上峰值的位置和强度几乎相同; 增益与石墨烯载流子动量弛豫时间相关, 随着载流子动量弛豫时间的增加, 使得激发态激励的电子增加, 从而导致石墨烯表面等离子体增益变得更大, 但这种动量弛豫时间的增加却因弛豫时间对受激辐射频率影响较小而并未对增益峰值位置产生影响.

**关键词:** 石墨烯, 表面等离子体, 太赫兹, 增益特性

**PACS:** 52.25.-b, 52.40.Hf, 52.65.-y, 78.45.+h

**DOI:** 10.7498/aps.65.015201

## 1 引言

近十年来, 因其具有独特的电学和光学性能, 石墨烯引起了世界各国研究人员的极大关注. 石墨烯诞生于2004年, 由英国曼切斯特大学的Novoselov等<sup>[1]</sup>使用机械剥离法制备. 目前, 制备石墨烯的方法很多, 除了机械剥离法外, 常用的还有氧化还原法、SiC外延生长法和化学气相沉积法. 石墨烯是一种厚度仅为一个碳原子的单晶, 具有二维蜂窝状晶格结构<sup>[2]</sup>, 每个晶格由六个碳原子紧密堆积而成. 由于它具有较大的硬度和良好的导电性以及较高的透过率, 因此在各个领域都具有广阔的应用前景<sup>[3-5]</sup>.

随着研究的不断深入, 石墨烯展现出了越来越多的独特性质, 更加激起了各国学者对它的探索. 一方面通过对石墨烯动态电导率的研究, 发

现在足够强的光激发下, 其实部在太赫兹频段范围内会转变为负值<sup>[6-14]</sup>; 另一方面, 由于在AlGaIn/GaN界面上形成高密度的二维电子气, 使得AlGaIn/GaN的输出功率密度已经延伸至THz范围<sup>[15,16]</sup>. 与此同时, 研究还发现表面等离子体可以存在于石墨烯晶体的表面<sup>[17-30]</sup>, 且石墨烯表面等离子体的共振峰的幅值比传统的二维电子系统大很多<sup>[31]</sup>. 此外, 电磁波与石墨烯在THz及红外波段相互作用时会产生表面等离子激元<sup>[25,32,33]</sup>. 理论上, Hanson<sup>[18]</sup>计算了石墨烯表面波, 而Vafek<sup>[19]</sup>则研究了热化等离子体偏振模式. 2007年, Falkovsky小组<sup>[20]</sup>报道了对石墨烯空间色散分布的研究成果. 2009年, Jablan等<sup>[21]</sup>首次开展了对石墨烯表面等离子体的二维传输属性的理论研究, 并探索了石墨烯中影响传输的声子散射因素, 修正了电子弛豫时间. 随后Chen小组和Vakil小组分别阐述了光抽运和电抽运石墨烯表面

\* 湖北省自然科学基金(批准号: 2014CFB562)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lingfuri@163.com

等离子体,前者是利用光抽运单层石墨烯产生表面等离子体并对此现象加以应用<sup>[22]</sup>,而后者则利用电抽运不同形状的石墨烯使产生的表面等离子体呈现出不同的特性<sup>[23]</sup>,对于前者的传播系数和吸收系数的研究则由Dubinov等<sup>[24]</sup>完成.同年,Ju小组<sup>[25]</sup>还从实验上间接探测了石墨烯等离子体.2012年,来自美国的Fei等<sup>[26]</sup>和来自西班牙的Chen等<sup>[27]</sup>在实验上借助散射式红外近场光学显微镜首次直接扫描观测到了石墨烯等离子体.此外,Watanabe等<sup>[28]</sup>在2013年对光抽运单层石墨烯产生的表面等离子体激元的增益对太赫兹受激辐射的影响做了相关的研究;同年,Chen等<sup>[29]</sup>还利用光抽运电介质层上的单层石墨烯所产生的表面等离子体的特殊性质进行了研究.因此,为了进一步研究太赫兹波段范围内石墨烯表面等离子体激元的增益特性,本文从理论上研究了可能影响增益的因素,即石墨烯中电子-空穴的浓度、石墨烯的温

度以及动量弛豫时间对其的影响.

## 2 理论模型

图1显示了石墨烯等离子体受激放大的过程.其中图1(a)表示受激吸收的过程;图1(b)和图1(c)表示受激辐射的过程.图1(a)–(c)各由上下两个反向的三角形组成,上面的三角形表示石墨烯在布里渊区 $K(K')$ 中的导带,下面的三角形表示价带.

在 $K(K')$ 点时,可用能带色散关系表示石墨烯的线性能带结构,如下所示:

$$E_{s,\mathbf{k}} = s\hbar v |\mathbf{k}|, \quad (1)$$

其中, $v$ 是无质量电子/空穴的“光速”; $\mathbf{k}$ 是以 $K(K')$ 为参考的波矢; $s$ 取值为+1和-1,取+1时表示导带,取-1时表示价带.

假设用公式

$$\Pi(\mathbf{q}, \omega) = 4 \sum_{ss'\mathbf{k}} \frac{|\langle \psi_{s',\mathbf{k}+\mathbf{q}} | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | \psi_{s,\mathbf{k}} \rangle|^2 [f(E_{s,\mathbf{k}} - E_{F_s}) - f(E_{s',\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E_{F_{s'}})]}{\hbar\omega + E_{s,\mathbf{k}} - E_{s',\mathbf{k}+\mathbf{q}} + i\eta}$$

表示电子-空穴传输(其中 $E_F$ 表示费米能级, $f(E - E_F)$ 表示费米分布函数),将(1)式代入上式,并将频率范围限制在太赫兹波段,可以得到 $v|\mathbf{q}| < \omega(\mathbf{q})$ .如果分别用 $\Pi_{\text{intra}}(\mathbf{q}, \omega)$ 和 $\Pi_{\text{inter}}(\mathbf{q}, \omega)$ 表示带内和带间跃迁对等离子传输的贡献,则根据上式可得

$$\Pi_{\text{intra}}(\mathbf{q}, \omega) \approx \frac{q^2 k_B T \ln([e^{E_F^+/(k_B T)} + 1] + [e^{-E_F^-/(k_B T)} + 1])}{\pi \hbar^2 \omega(\omega + i/\tau) - (v^2 q^2/2)}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{inter}}(\mathbf{q}, \omega) \approx & \frac{q^2}{\hbar} \int_0^\infty \frac{d\omega'}{2\pi} \frac{[f(\hbar\omega'/2 - E_F^+) - f(-\hbar\omega'/2 - E_F^-)]}{\omega'^2 - \omega^2} \\ & + i \frac{q^2}{4\hbar\omega} [f(\hbar\omega/2 - E_F^+) - f(-\hbar\omega/2 - E_F^-)]. \end{aligned} \quad (3)$$

在(2)式中用带内散射的弛豫时间 $\tau$ 来表示等离子体的能量损失.(3)式由实部和虚部构成,实部在调节等离子频率上起着举足轻重的作用,主要决定着传输过程中的有效介电常数;而虚部是在传输过程中由激辐射产生的离子体的增益特性.

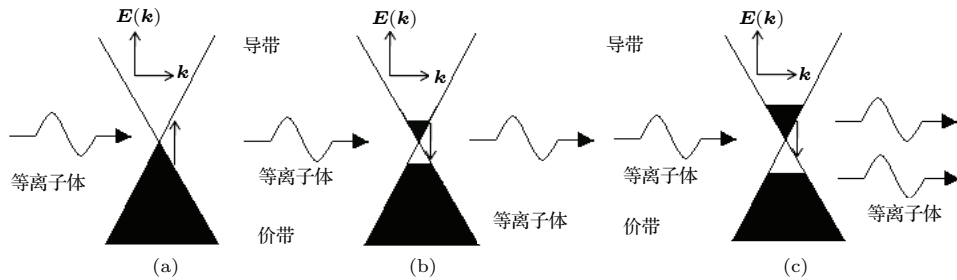


图1 石墨烯等离子体受激放大的示意图 (a) 受激吸收能带图; (b) 受激辐射能带图; (c) 受激辐射放大能带图  
Fig. 1. Schematic diagram of graphene plasma stimulated amplification: (a) Energy band of stimulated absorption; (b) energy band of the stimulated emission; (c) energy band of the stimulated emission amplification.

### 3 计算结果与分析

为了研究石墨烯在不同的载流子(电子/空穴)浓度以及不同温度下等离子体增益与频率之间的关系,根据等离子体的净增益的定义<sup>[34]</sup> $g(\omega) = -2\text{Im}g[\tilde{q}(\omega)]$ 对石墨烯表面等离子体增益进行了研究.在计算模拟的过程中假定费米速度 $v_F$ 为 $10^6$  m/s,动量弛豫时间 $\tau = 0.1$  ps,石墨烯两侧介电函数平均值 $\epsilon_\infty$ 为 $4\epsilon_0$ .并假定石墨烯处于粒子数反转状态,其中电子和空穴浓度相同,即电子和空穴的准费米能级绝对值相同( $E_F^+ = -E_F^-$ ).模拟结果如图2—图4所示,图中 $T$ 表示温度, $n$ 和 $p$ 分别表示电子和空穴的浓度.

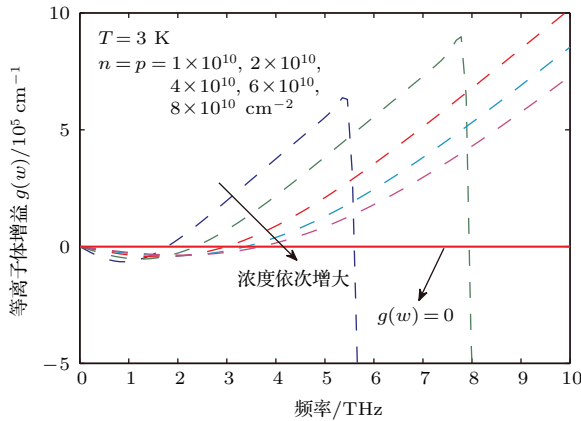


图2 温度  $T = 3$  K 时,石墨烯中不同的载流子浓度下频率与等离子体增益的关系

Fig. 2. Relationship between the frequency and the plasma gain under different carrier concentrations of graphene at  $T = 3$  K.

从图2—图4可以看出,温度在3, 20, 50 K时,等离子增益-频率曲线随载流子浓度的变化规律大致是相同的,具体表现为: 1)随着石墨烯中电子-空穴浓度的增加,导致电子的准费米能级值变大,同时还使得空穴的准费米能级值产生同样的变化,且前者的变化率高于后者,若假定空穴和电子的准费米能级值分别为受激辐射的基态和激发态,则两能态之间的能级差变大,从而导致等离子体增益峰的强度不断增大且位置发生蓝移; 2)温度对增益峰值以及相应频率的影响不大,即在不同的温度下,相同载流子浓度所对应的增益曲线上峰值的位置和强度几乎相同.这是因为我们讨论的温度均小于50 K,而温度差为50 K时的能量与1 THz的电磁波的能量近似,由图2—图4可知,增益峰所对应的频率都大于1 THz,所以温度的影响可以忽略不计;

3)增益曲线所对应的横坐标所示的受激辐射的频率范围随着载流子浓度的增加而增大.

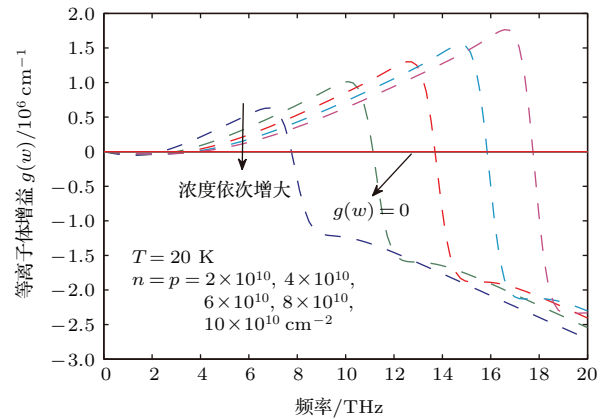


图3 温度  $T = 20$  K 时,石墨烯中不同的载流子浓度下频率与等离子体增益的关系

Fig. 3. Relationship between the frequency and the plasma gain under different carrier concentrations of graphene at  $T = 20$  K.

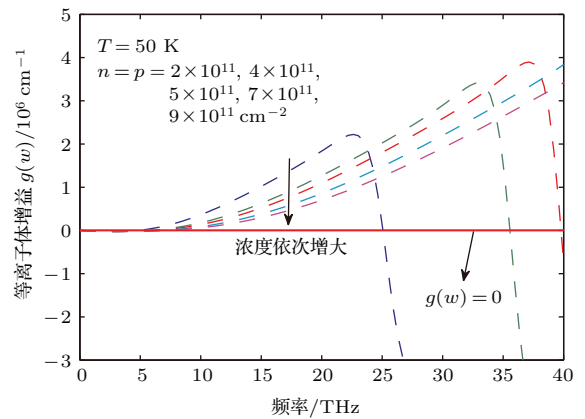


图4 温度  $T = 50$  K 时,石墨烯中不同的载流子浓度下频率与等离子体增益的关系

Fig. 4. Relationship between the frequency and the plasma gain under different carrier concentrations of graphene at  $T = 50$  K.

此外,我们还研究了动态弛豫时间和载流子浓度对石墨烯中的等离子体增益的影响,计算中假定速度 $v = 10^6$  m/s,温度 $T = 50$  K,载流子浓度 $n = p = 5 \times 10^{10}$   $\text{cm}^{-2}$ ,结果如图5所示.

众所周知,动量弛豫时间是指自由电子和空穴从高能级漂移到低能级时动量发生变化过程的时间度量.因此随着弛豫时间的增加,激发态所激励的电子数量就越大,从而导致增益的增加,这种趋势与图5所示的曲线正好符合.另外,从图5还可以明显地看出,增益峰的位置不随动量弛豫时间的变化而变化,产生这种现象的原因是弛豫时间在整个弛豫过程中与辐射频率没有任何关系.

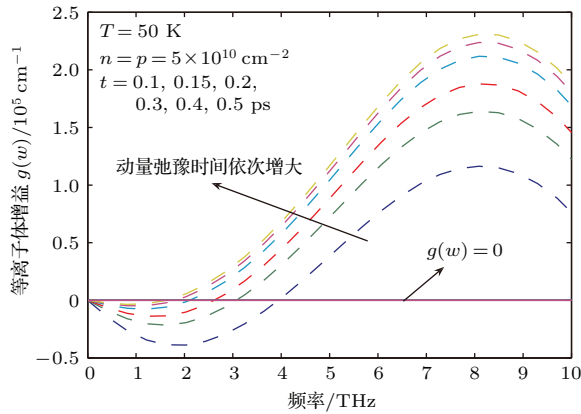


图 5 不同动量弛豫时间下频率与等离子体增益之间的关系  
Fig. 5. Relationship between the frequency and the plasma gain under different momentum relaxation time.

## 4 结 论

本文从理论上研究了石墨烯中载流子浓度、石墨烯所处温度以及动量弛豫时间在太赫兹波段对石墨烯表面等离子体激元增益的影响。研究结果表明: 1) 等离子体增益峰的强度随着石墨烯中电子-空穴浓度的增加不断增大且位置发生蓝移; 2) 温度对增益峰值以及相应频率的影响可以忽略; 3) 随着载流子浓度的增加, 增益曲线所对应的受激辐射的频率范围增大; 4) 等离子体增益随弛豫时间的增加而增加; 5) 增益峰的位置不随动量弛豫时间的变化而变化。以上结论可为将来对石墨烯表面等离子体激元增益的研究提供有力的理论支柱。

## 参考文献

[1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666  
 [2] Han P Y, Liu W, Xie Y H, Zhang X C 2009 *Physics* **38** 395 (in Chinese) [韩鹏昱, 刘伟, 谢亚红, 张希成 2009 物理 **38** 395]  
 [3] Geim A K, Macdonald A H 2007 *Phys. Today* **60** 35  
 [4] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109  
 [5] Wu H Q, Linghu C Y, Lü H M, Qian H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 098106  
 [6] Rzhii V, Rzhii M, Otsuji T 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 083114  
 [7] Satou A, Vasko F T, Ryzhii V 2008 *Phys. Rev. B* **78** 115431  
 [8] Ryzhii V, Ryzhii M, Satou A, Otsuji T, Dubinov A A, Ya V 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 084507  
 [9] Ryzhii V, Ryzhii M, Otsuji T 2008 *Phys. Stat. Sol.* **5** 261  
 [10] Zhang Y P, Zhang X, Liu L Y, Zhang H Y, Gao Y, Xu S L, Zhang H H 2012 *Chin. J. Lasers* **39** 0111002 (in

Chinese) [张玉萍, 张晓, 刘凌玉, 张洪艳, 高营, 徐世林, 张会会 2012 中国激光 **39** 0111002]  
 [11] Ryzhii V, Ryzhii M, Mitin V, Otsuji T 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 094503  
 [12] Victor R, Maxim R, Vladimir M 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 094001  
 [13] Zhang Y P, Zhang H Y, Yin Y H, Liu L Y, Zhang X, Gao Y, Zhang H H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 047803 (in Chinese) [张玉萍, 张洪艳, 尹贻恒, 刘凌玉, 张晓, 高营, 张会会 2012 物理学报 **61** 047803]  
 [14] Zhang Y P, Liu L Y, Chen Q, Feng Z H, Zhang X, Zhang H Y, Zhang H H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 097202 (in Chinese) [张玉萍, 刘凌玉, 陈琦, 冯志红, 张晓, 张洪艳, 张会会 2013 物理学报 **62** 097202]  
 [15] Sun Y F, Sun J D, Zhou Y, Tan R B, Zeng C H, Xue W, Qin H, Zhang B S, Wu D M 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 252103  
 [16] Guo N, Hu W D, Chen X S, Wang L, Lu W 2013 *Opt. Express* **21** 1606  
 [17] Wu S Q, Liu J S, Wang S L, Hu B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 104207  
 [18] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064302  
 [19] Vafeek O 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 266406  
 [20] Falkovsky L A, Varlamov A A 2007 *Eur. Phys. J. B* **56** 281  
 [21] Jablan M, Buljan H, Soljacic M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435  
 [22] Chen P, Alù A 2011 *ACS Nano* **5** 5855  
 [23] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291  
 [24] Dubinov A A, Aleshkin V Y, Mitin V 2011 *J. Phys.: Condens. Matter* **23** 145302  
 [25] Ju L, Geng B S, Horng J, Girit C, Martin M, Hao Z, Bechtel H A, Liang X G, Zettl A, Shen Y R, Wang F 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 630  
 [26] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Castro Neto A H, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82  
 [27] Chen J, Badioli M, AlIonso-Gonzalez P, Thongrattanasiri S, Huth F, Osmond J, Spasenović M, Centeno A, Pesquera A, Godignon P, Elorza A Z, Camara N, García de Abajo F G, Hillenbrand R, Koppens F H L 2012 *Nature* **487** 77  
 [28] Watanabe T, Fukushima T, Yabe Y 2013 *New J. Phys.* **15** 075003  
 [29] Chen L, Zhang T, Li X, Wang G P 2013 *Opt. Express* **21** 28628  
 [30] George P A, Strait J, Dawlaty J, Shivaraman S, Chandrashekhara M, Rana F, Spencer M G 2008 *Nano Lett.* **8** 4248  
 [31] Batke E, Heitmann D, Tu C W 1986 *Phys. Rev. B* **34** 6951  
 [32] Allen S J, Tsyi D C, Logan R A 1977 *Phys. Rev. Lett.* **38** 980  
 [33] Yan H, Li X, Chandra B, Tulevski G, Wu Y, Freitag M, Zhu W, Avouris P, Xia F 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 330  
 [34] Rana F 2007 *Lasers and Electro-Optics Society, LEOS 2007. the 20th Annual Meeting of the IEEE Lake Buena Vista, USA, October 21–25, 2007* p862



# Gain characteristics of grapheme plasma in terahertz range\*

Li Dan<sup>1)</sup> Liu Yong<sup>1)</sup> Wang Huai-Xing<sup>1)</sup> Xiao Long-Sheng<sup>1)</sup> Ling Fu-Ri<sup>2)</sup>†  
Yao Jian-Quan<sup>1)3)</sup>

1) (Department of Applied Physics, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China)

2) (College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

3) (College of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

( Received 22 July 2015; revised manuscript received 20 September 2015 )

## Abstract

Graphene is a single atomic layer of carbon atoms forming a dense honeycomb crystal lattice. Now tremendous results of two dimensional (2D) graphene have been obtained recently in the electronic properties both experimentally and theoretically due to the massless energy dispersion relation of electrons and holes with zero (or close to zero) bandgap. In addition, through the process of stimulated emission in population inverted graphene layers, the coupling of the plasmons to interband electron-hole transitions can lead to plasmon amplification. Recently, research results have also shown that at moderate carrier densities ( $10^9$ – $10^{11}$ /cm<sup>2</sup>), the frequencies of plasma waves in graphene are in the terahertz range.

In this paper, based on the Maxwell's equations and material constitutive equation, the gain characteristics of the surface plasmon in graphene are theoretically studied in the terahertz range. In the simulations process we assume a nonequilibrium situation in graphene, where the densities of the electron and the hole are equal. And the gain characteristics for different carrier concentrations, graphene temperature and the momentum relaxation time are calculated. The calculated results show that the peak gain positions shift towards the higher frequencies with the increase of the quasi Fermi level of electron and hole associated with electron-hole concentrations. The reason may be that the change rate of the electron quasi Fermi level is higher than the hole's and thus the distributions of electrons and holes in energy are broader, resulting in the peak gain frequency shifting towards higher frequencies. However, the results also indicate that the temperature of the graphene has little effect on both the peak gain value and the peak gain position of the plasmon. It is maybe because in the simulation process the temperature is taken to be less than 50 K, which is corresponding to the energy of the 1 THz. However the calculated results show that the frequencies of the gain peak positions are all larger than 1 THz, hence, the effects of the temperature on the peak gain value and peak position both could be neglected. Moreover, it is obviously seen that the peak gain value is a function of momentum relaxation time in graphene. This is because when the momentum relaxation time increases, more electrons will be excited, and this will increase the plasmon gain probability in graphene. However, the momentum relaxation time has no effect on the position of the gain peak. It is maybe because the momentum relaxation time has little effect on radiation frequency in the whole momentum relaxation period.

**Keywords:** graphene, surface plasmon, terahertz, gain characteristic

**PACS:** 52.25.-b, 52.40.Hf, 52.65.-y, 78.45.+h

**DOI:** 10.7498/aps.65.015201

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2014CFB562).

† Corresponding author. E-mail: [lingfuri@163.com](mailto:lingfuri@163.com)