

光抽运多层石墨烯太赫兹表面等离子体增益特性的研究*

刘亚青¹⁾²⁾ 张玉萍^{2)†} 张会云²⁾ 吕欢欢²⁾ 李彤彤²⁾ 任广军¹⁾

1) (天津理工大学电子信息工程学院, 天津 300384)

2) (山东科技大学电子通信与物理学院, 青岛市太赫兹技术重点实验室, 青岛 266510)

(2014年1月20日收到; 2014年2月18日收到修改稿)

本文建立了光抽运多层石墨烯表面等离子体模型, 计算了光抽运多层石墨烯等离子体传播系数的实部和吸收系数, 讨论了动量弛豫时间、温度、层数、准费米能级对表面等离子体传播系数的实部和吸收系数的影响. 研究表明, 光抽运多层石墨烯使其动态电导率的实部在太赫兹频段内出现负值时, 石墨烯表面等离子体实现增益. 通过光抽运剥离层石墨烯和含有底层石墨烯结构表面等离子体传播系数和吸收系数比较, 表明光抽运剥离层石墨烯能更有效地实现表面等离子体的增益. 同时, 在低温下, 光抽运具有合适层数的石墨烯比光抽运单层石墨烯能获得更大的表面等离子体增益.

关键词: 太赫兹, 多层石墨烯, 表面等离子体, 增益

PACS: 52.25.-b, 78.45.+h, 72.80.Rj

DOI: 10.7498/aps.63.075201

1 引言

石墨烯是由单层碳原子紧密堆积成的二维蜂窝状晶格结构的单晶功能材料晶体^[1], 它具有独特的电学性能和光学性能^[2-4], 因此石墨烯的研究与应用具有广阔的前景. 光或电抽运单层和多层石墨烯会产生带间粒子数反转, 由于其特殊的零带隙能级结构和载流子弛豫特性, 在足够强的光激发下, 载流子的带间跃迁(发射光子)会超过带内跃迁(Drude 吸收), 其动态电导率的实部会在太赫兹频段变成负值^[5-13]. 由于这一特性, 单层和多层石墨烯可作为激光器的激活介质, 有可能实现带有 F-P 谐振器和介质或槽线波导谐振腔以石墨烯为基础的太赫兹 (THz) 激光器^[14,15].

对于光或电抽运单层和多层石墨烯, 除了电

磁模式受激产生受激发射外^[16], 石墨烯表面也存在等离子体的激发^[17-27]. Hanson 对石墨烯表面波进行了相关计算^[18], Vafeek 对单层石墨烯中热化等离子偏振模式进行了相关研究^[19], Falkovsky 等人计算了石墨烯空间色散分布^[20], Jablan 等人研究了在远红外区域中石墨烯等离子体的特性^[21], Watanabe 对光抽运单层石墨烯表面等离子体激元的增益做了相关研究^[22], Dubinov 等人做了大量工作, 主要围绕光抽运单层石墨烯表面等离子体的传播系数和吸收系数^[23], Vakil 研究了电抽运不同形状的石墨烯其表面等离子体的特性^[24], Chen 等人阐述了光抽运单层石墨烯表面等离子体现象及其应用^[25], Lin 等人主要研究了光抽运电介质层上的单层石墨烯表面等离子体的特殊性质^[26]. 光抽运石墨烯表面等离子体的激发具有潜在的应用价

* 国家自然科学基金(批准号: 61001018)、山东省自然科学基金(批准号: ZR2011FM009, ZR2012FM011)、山东科技大学杰出青年科学基金(批准号: 2010KYJQ103)、山东科技大学科研创新团队支持计划项目(批准号: 2012KYTD103)、山东省高等学校科技计划项目(批准号: J11LG20)、青岛市科技计划项目(批准号: 11-2-4-4-(8)-jch)、青岛经济技术开发区重点科技计划项目(批准号: 2013-1-64)和山东科技大学基金(批准号: YCB120173)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: sdust_thz@163.com

值, 如等离子体振荡器^[27]. 目前对光抽运石墨烯表面等离子体的研究很少, 而且仅限于单层石墨烯, 如, Dubinov 等人讨论了光抽运单层石墨烯表面等离子体增益性质. 光抽运多层石墨烯, 其电子空穴动量弛豫时间大于单层石墨烯中电子空穴动量弛豫时间, 顶层石墨烯准费米能级与光抽运的光强有关, 且每一层石墨烯的准费米能级不相同^[23], 上述因素对光抽运多层石墨烯表面等离子体增益特性的影响目前尚未研究.

基于以上研究背景, 本文根据光抽运多层石墨烯模型^[23,28], 建立了光抽运多层石墨烯表面等离子体模型, 计算了光抽运剥离层石墨烯和含有底层石墨烯结构的表面等离子体的传播系数和增益系数, 并研究了动量弛豫时间、温度、层数以及准费米能级对剥离层石墨烯表面等离子体传播系数和吸收系数的影响. 同时, 比较了剥离层石墨烯和含有底层石墨烯结构的表面等离子体的传播系数和吸收系数的差别, 证明了剥离层石墨烯结构可获得更大的表面等离子体增益.

2 模型及理论基础

理论模型如图 1 所示, (a) 图为含有底层石墨烯结构模型图, (b) 为剥离层石墨烯结构模型图.

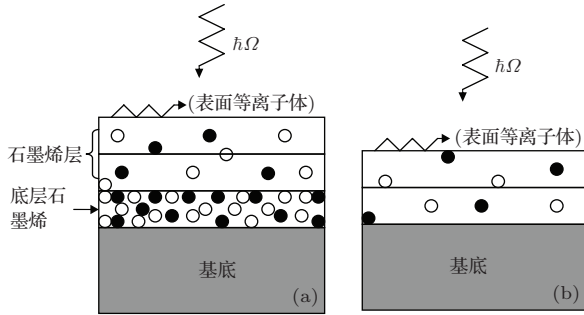


图 1 (a) 有底层石墨烯结构图; (b) 剥离层石墨烯结构图

当没有光入射到多层石墨烯(MGL)时, 石墨烯层中的电子和空穴处于平衡状态, 此时电子和空穴的分布方程 $f_e(0) = f_h(0) = 1/2$, 费米能级 $\varepsilon = 0$ ^[29,30]. 当光强为 $\hbar\Omega$ 的光垂直入射到 MGL 时, 电子和空穴脱离平衡状态, 其分布方程 $f_e(\varepsilon) = f_h(\varepsilon) > 1/2$, 带间粒子数发生反转现象. 在这种情况下, 假设电子-空穴系统处于准平衡状态, 用准费米能级 $\varepsilon_F^{(k)}$ (第 k 层石墨烯的准费米能级) 和有效温度 T (不考虑电子空穴系统的热化现

象, $T = T_0$, T_0 为晶格温度) 来描述, 对于底层石墨烯层, 我们统一用 ε_F^B ($\varepsilon_F^B = 400$ meV) 和 T 来描述.

当光入射到 MGL, 由于每一层石墨烯会吸收一部分的光强, 使光在 MGL 中传播时光强是衰减的, 因此 $\varepsilon_F^{(k)} < \varepsilon_F^K = \varepsilon_F^T$, 其中 ε_F^T 为顶层石墨烯电子空穴系统的准费米能级. 每一层石墨烯的准费米能级由其光生速率决定^[7,28].

$$\varepsilon_F^{(k)} = \varepsilon_F^{(K)} [(1 - \beta)^{K-k}]^\gamma, \quad (1)$$

其中, $\varepsilon_F^{(K)} = \varepsilon_F^T$, $\beta = \pi e^2 / \hbar c \approx 0.023$ 为单层石墨烯的吸收系数, γ 为唯象参数.

每层石墨烯的动态电导率包含与带内跃迁和带间跃迁相关的两部分. 带内跃迁和带间跃迁对电导率的贡献分别表示为^[5,23]

$$\begin{aligned} \sigma_{\omega, \text{intra}}^{(k)} &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \frac{8k_B T \tau}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_F^{(k)}}{k_B T} \right) \right], \quad (2) \\ \sigma_{\omega, \text{inter}}^{(k)} &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_F^{(k)}}{4k_B T} \right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \right. \\ &\quad \times \left. \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_F^{(k)}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_F^{(k)})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

其中, k_B 为玻尔兹曼常数, \hbar 为约化普朗克常数, e 为电子电荷量, τ 为电子空穴动量弛豫时间.

$$G(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{\sinh(\varepsilon/k_B T)}{\cosh(\varepsilon/k_B T) + \cosh(\varepsilon'/k_B T)}. \quad (4)$$

底层石墨烯的带内跃迁和带间跃迁对其电导率的贡献分别表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{\omega, \text{intra}}^B &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \frac{4k_B T \tau_B}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau_B)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_F^B}{k_B T} \right) \right], \quad (5) \\ \sigma_{\omega, \text{inter}}^B &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ 1 - \left[1 + \exp \left(\frac{\hbar\omega/2 - \varepsilon_F^B}{k_B T} \right) \right]^{-1} \right. \\ &\quad \left. - \left[1 + \exp \left(\frac{\hbar\omega/2 + \varepsilon_F^B}{k_B T} \right) \right]^{-1} \right\} - \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \right. \\ &\quad \times \left. \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_F^B) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_F^B)}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

其中, τ_B 为底层石墨烯电子空穴动量弛豫时间.

在底层石墨烯中, 由于我们所研究的频段 $\hbar\omega \ll \varepsilon_F^B$, 因此, 我们可以忽略(6)式中的第一项,

这样(6)式可化简为

$$\sigma_{\omega, \text{inter}}^{\text{B}} = - \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \times \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon. \quad (7)$$

由(2)式和(3)式可得到第 k 层石墨烯动态电导率的表达式, 即

$$\begin{aligned} \sigma_{\omega}^{(k)} &= \sigma_{\omega, \text{intra}}^{(k)} + \sigma_{\omega, \text{inter}}^{(k)} \\ &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{8k_{\text{B}}T\tau}{\pi\hbar(1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_{\text{F}}^{(k)}}{k_{\text{B}}T} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_{\text{F}}^{(k)}}{4k_{\text{B}}T} \right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \right. \\ &\quad \left. \times \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_{\text{F}}^{(k)}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_{\text{F}}^{(k)})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

由(5)式和(7)式可得到底层石墨烯动态电导率的表达式, 即

$$\begin{aligned} \sigma_{\omega}^{\text{B}} &= \sigma_{\omega, \text{intra}}^{\text{B}} + \sigma_{\omega, \text{inter}}^{\text{B}} \\ &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{4k_{\text{B}}T\tau_{\text{B}}}{\pi\hbar(1 - i\omega\tau_{\text{B}})} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}}}{k_{\text{B}}T} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

由(8)式求得剥离层石墨烯动态电导率的表达式如下:

$$\begin{aligned} \sigma\omega &= \sum \sigma_{\omega}^{(k)} \\ &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{8k_{\text{B}}T\tau}{\pi\hbar(1 - i\omega\tau)} \sum_{k=1}^K \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_{\text{F}}^{(k)}}{k_{\text{B}}T} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \sum_{k=1}^K \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_{\text{F}}^{(k)}}{4k_{\text{B}}T} \right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \right. \\ &\quad \left. \times \sum_{k=1}^K \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_{\text{F}}^{(k)}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_{\text{F}}^{(k)})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

由(9)式和(10)式, 得到含有底层石墨烯结构的动态电导率的表达式如下:

$$\begin{aligned} \sigma\omega &= \sum \sigma_{\omega}^{(k)} + \sigma_{\omega}^{\text{B}} \\ &= \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{8k_{\text{B}}T\tau}{\pi\hbar(1 - i\omega\tau)} \sum_{k=1}^K \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_{\text{F}}^{(k)}}{k_{\text{B}}T} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{4k_{\text{B}}T\tau_{\text{B}}}{\pi\hbar(1 - i\omega\tau_{\text{B}})} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}}}{k_{\text{B}}T} \right) \right] \right\} \\ &\quad + \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \sum_{k=1}^K \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_{\text{F}}^{(k)}}{4k_{\text{B}}T} \right) \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\quad - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \sum_{k=1}^K \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_{\text{F}}^{(k)}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_{\text{F}}^{(k)})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \\ &\quad \left. - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

根据电子空穴系统的电场和磁场分布, 通过解麦克斯韦方程组, 可求得石墨烯表面等离子体的色散方程如下^[23]:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \rho^2}} + \frac{n^2}{\sqrt{n^2 - \rho^2}} + \frac{4\pi}{c} \sigma\omega = 0, \quad (12)$$

式中, n 为基底折射率, c 为光速, ω 为等离子体的信号频率. 联合(10)式和(12)式, 可以求得光抽运剥离层等离子体的传播系数 $\text{Re}(\rho)$ 以及等离子体的吸收系数 $2\text{Im}(\rho)$. 其中, $q = \rho\omega/c$ 为表面等离子体的波数, 故剥离层石墨烯表面等离子体的吸收系数可表示为 $2\text{Im}(\rho\omega/c)$. 当表面等离子体的吸收系数为负值时, 表面等离子体实现增益, 吸收系数为负值时, 其绝对值越大, 表面等离子体实现的增益越大.

在(12)式中, 当 $n = 1$, 石墨烯复杂的传播参数的精确解如下:

$$\rho = \sqrt{1 - \frac{c^2}{4\pi^2\sigma_{\omega}^2}}. \quad (13)$$

3 计算结果与分析

由(1)式, (4)式, (10)式, (13)式可求得光抽运剥离层石墨烯结构表面等离子体的传播系数和吸收系数, 由(1)式, (4)式, (11)式, (13)式可求得光抽运含有底层石墨烯结构表面等离子体的传播系数和吸收系数. 在计算过程中取 $n = 1$.

图2给出了 $\varepsilon_{\text{F}}^{\text{B}} = 20$ meV, $T = 300$ K, $\tau = 10$ ps, 不同石墨烯层数下, 光抽运剥离层石墨烯结构的动态电导率的实部、等离子体的传播系数以及吸收系数与频率的关系. 从图2(a)和(c)中可以看出, 当石墨烯的动态电导率的实部变成负值时, 表面等离子体的吸收系数变成负值, 即表面等离子体出现增益现象; 从图2(b)中可以看出, 当石墨烯层数较少时, 表面等离子体的传播系数随石墨烯层数的增加而减小. 从图2(c)中可以看出, 当石墨烯层数增加时, 负吸收系数的绝对值减小, 故表面等离子体的增益减小.

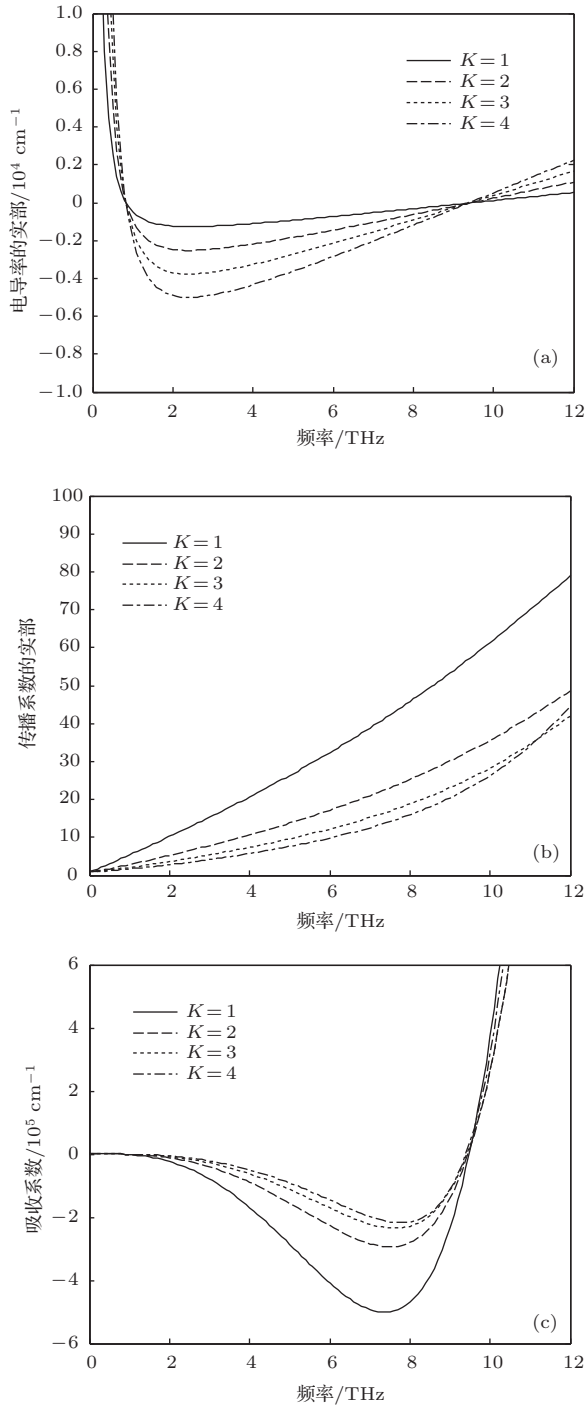


图2 石墨烯层数 K 取不同值时, (a) 剥离层石墨烯动态电导率实部与频率的关系; (b) 表面等离子体传播系数与频率的关系; (c) 表面等离子体吸收系数与频率的关系

图3给出了 $n = 1$, $\epsilon_F^T = 20$ meV, $K = 4$, $\tau = 10$ ps, 不同温度下, 剥离层石墨烯结构等离子体的传播系数和吸收系数与频率的关系. 从图3(a)中可以看出, 表面等离子体的传播系数随温度的升高而减小, 从图3(b)中可以看出, 当温度升高时, 负吸收系数的绝对值减小, 表面等离子体的增益系

数减小. 故在低温下, 能较好的实现表面等离子体的增益.

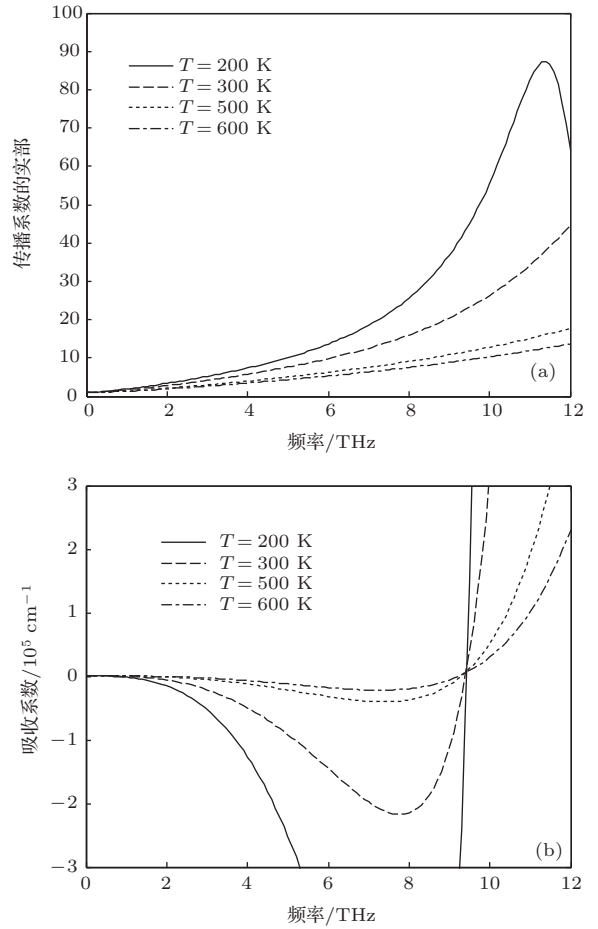


图3 温度 T 取不同值时, 剥离层石墨烯表面等离子体传播系数与吸收系数与频率的关系 (a) 表面等离子体传播系数与频率的关系; (b) 表面等离子体吸收系数与频率的关系

图4给出了 $n = 1$, $T = 300$ K, $K = 4$, $\tau = 10$ ps, 不同 ϵ_F^T 下, 剥离层石墨烯结构等离子体的传播系数和吸收系数与频率的关系. 从图4(a)中可以看出, 表面等离子体的传播系数随 ϵ_F^T 的增大而减小, 从图4(b)中可以看出, 当 ϵ_F^T 增大时, 负吸收系数的绝对值增大, 表面等离子体的增益增大, 即抽运光强越大, 表面等离子体实现的增益越大.

图5给出了 $n = 1$, $T = 300$ K, $K = 4$, $\epsilon_F^T = 20$ meV, 不同 τ 下, 剥离层石墨烯结构等离子体的传播系数和吸收系数与频率的关系. 从图5(a)中可以看出, 表面等离子体的传播系数随 τ 的增大而有所增大, 但增大幅度很小, 从图5(b)中可以看出, 当 τ 增大时, 负吸收系数的绝对值增大, 表面等离子体的增益系数增大, 且增益的频率范围变大.

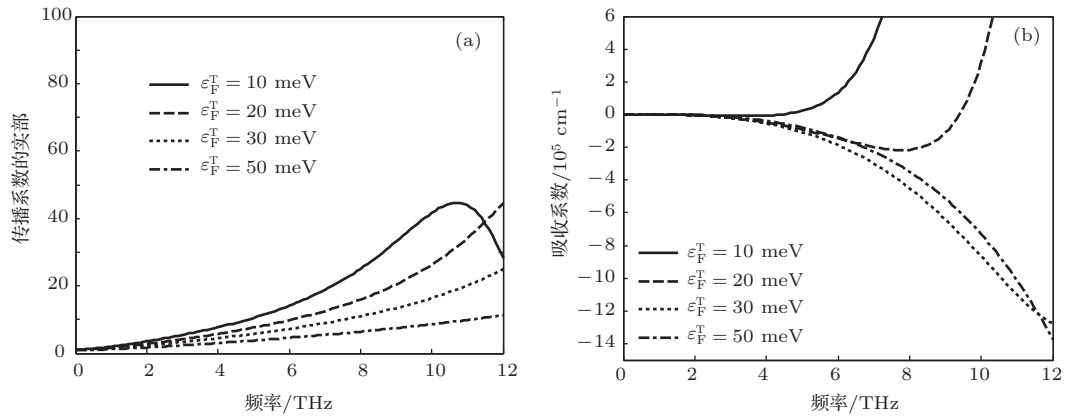


图4 ϵ_F^T 取不同值时, 剥离层石墨烯表面等离子体传播系数和吸收系数与频率的关系 (a) 表面等离子体传播系数与频率的关系; (b) 表面等离子体吸收系数与频率的关系

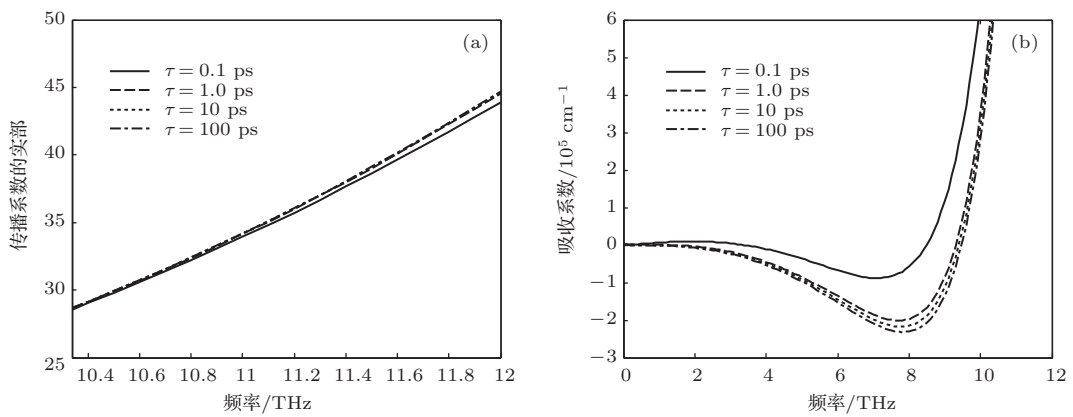


图5 τ 取不同值时, 剥离层石墨烯表面等离子体传播系数和增益系数与频率的关系 (a) 表面等离子体传播系数与频率的关系; (b) 表面等离子体吸收系数与频率的关系

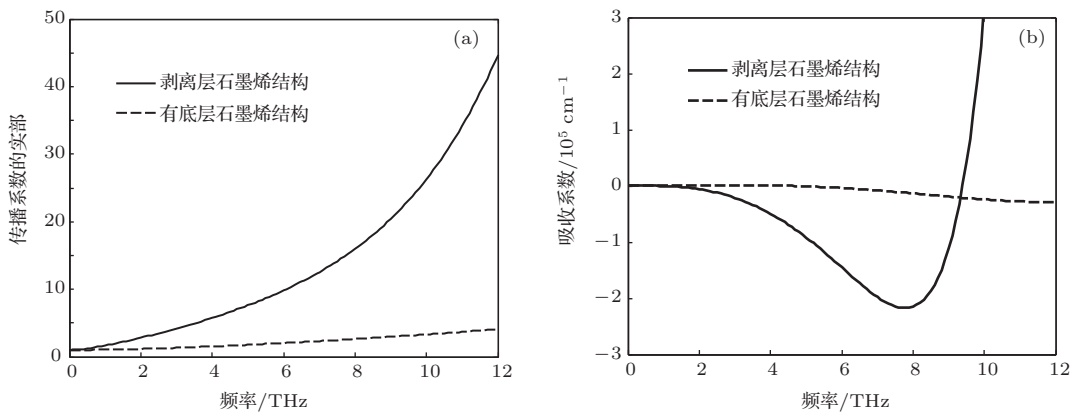


图6 剥离层石墨烯结构与含有底层石墨烯结构 (a) 表面等离子体传播系数; (b) 表面等离子体吸收系数与频率的关系

图6给出了 $n = 1, T = 300 \text{ K}, K = 4, \epsilon_F^T = 20 \text{ meV}, \tau = 10 \text{ ps}$, 剥离层石墨烯结构与含有底层石墨烯结构等离子体的传播系数和吸收系数与频率的关系. 从图6(a)中可以看出, 剥离层石墨烯结构的表面等离子体的传播系数大于含有底层石墨烯

结构表面等离子体的传播系数, 从图6(b)中可以看出, 剥离层石墨烯结构表面等离子体负吸收系数的绝对值大于含有底层石墨烯结构表面等离子体负吸收系数的绝对值, 即剥离层石墨烯结构的表面等离子体的增益大于含有底层石墨烯结构的表面

等离子体的增益. 综上所述, 在光抽运多层石墨烯结构中, 剥离层石墨烯结构更具优势.

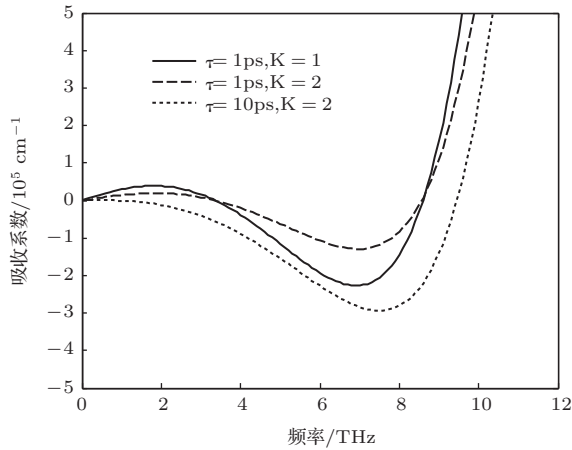


图7 τ, T 取不同值时, 剥离层石墨烯表面等离子体吸收系数与频率的关系

图7给出了 $n = 1, T = 300 \text{ K}, \epsilon_F^T = 20 \text{ meV}$ 时, $\tau = 1 \text{ ps}, K = 1, \tau = 1 \text{ ps}, K = 2$ 和 $\tau = 10 \text{ ps}, K = 2$ 三种情况下, 剥离层石墨烯结构表面等离子体的吸收系数与频率的变化关系. 从图7中可以看出, $\tau = 1 \text{ ps}, K = 1$ 负吸收系数的绝对值大于 $\tau = 1 \text{ ps}, K = 2$ 负吸收系数的绝对值, 但小于 $\tau = 10 \text{ ps}, K = 2$ 时负吸收系数的绝对值, 即 $\tau = 1 \text{ ps}, K = 1$ 的表面等离子体的增益大于 $\tau = 1 \text{ ps}, K = 2$ 的增益, 但小于 $\tau = 10 \text{ ps}, K = 2$ 时的增益. 结果表明, 虽然光抽运单层石墨烯表面等离子体的增益比较大, 但需要石墨烯的材质很优异, 而多层石墨烯的 τ 相对单层石墨烯的比较大, 因此, 选择合适的石墨烯的层数, 可获得较大的表面等离子体增益.

4 结 论

根据建立的光抽运多层石墨烯太赫兹表面等离子体模型, 研究了光抽运多层石墨烯表面等离子体的传播系数和吸收系数与石墨烯层数、温度、顶层石墨烯准费米能级、电子空穴动量弛豫时间以及频率之间的关系, 比较了剥离层石墨烯结构的表面等离子体传播系数和吸收系数与含有底层石墨烯结构的表面等离子体传播系数和吸收系数. 结果表明, 光抽运石墨烯中的粒子数反转使动态电导率的实部在太赫兹频段内出现负值时, 石墨烯表面等离子体实现增益; 降低温度, 可增大光抽运多层石墨烯表面等离子体的增益; 光抽运剥离层石墨烯结构

的比含有底层石墨烯结构在获得表面等离子体增益方面更具有优势. 研究结果对如何获得较大增益实现基于石墨烯的太赫兹放大器和激光器具有一定的指导意义.

参考文献

- [1] Han P Y, Liu W, Xie Y H, Zhang X C 2009 *Physics* **38** 06 (in Chinese) [韩鹏昱, 刘伟, 谢亚红, 张希成 2009 物理 **38** 06]
- [2] Geim A K, MacDonald A H 2007 *Phys. Today* **60** 35
- [3] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [4] Wu H Q, Linghu C Y, Lv H M, Qian H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 098106
- [5] Rzhii V, Rzhii M, Otsuji T 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 083114
- [6] Satou A, Vasko F T, Ryzhii V 2008 *Phys. Rev. B* **78** 115431
- [7] Ryzhii V, Ryzhii M, Satou A, Otsuji T, Dubinov A A, Aleshkin V Ya 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 084507
- [8] Ryzhii V, Rzhii M, Otsuji T 2008 *Phys. Stat. Sol. (c)* **5** 261
- [9] Zhang Y P, Zhang X, Liu L Y, Zhang H Y, Gao Y, Xu S L, Zhang H Y 2009 *Chinese Journal of Lasers* **39** 0111002 (in Chinese) [张玉萍, 张晓, 刘陵玉, 张洪艳, 高营, 徐世林, 张会云 2009 中国激光 **39** 0111002]
- [10] Ryzhii V, Rzhii M, Mitin V, Otsuji T 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 094503
- [11] Ryzhii M, Rzhii V 2007 *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** 08151
- [12] Zhang Y P, Zhang H Y, Yin Y H, Liu L Y, Zhang X, Gao Y, Zhang H Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 047803 (in Chinese) [张玉萍, 张洪艳, 尹贻恒, 刘陵玉, 张晓, 高营, 张会云 2012 物理学报 **61** 047803]
- [13] Zhang Y P, Liu L Y, Chen Q, Feng Z H, Wang J L, Zhang X, Zhang H Y, Zhang H Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 097202 (in Chinese) [张玉萍, 刘陵玉, 陈琦, 冯志红, 张晓, 张洪艳, 张会云 2013 物理学报 **62** 097202]
- [14] Ryzhii V, Dubinov A A, Otsuji T, Mitin V, Shur M S 2010 *Appl. Phys.* **107** 054505
- [15] Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Ryzhii M, Otsuji T, Ryzhii V 2009 *Appl. Phys. Express* **2** 092301
- [16] Aleshkin V Ya, Dubinov A A, Ryzhii V 2009 *JETP Letters* **89** 63
- [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] Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Mitin V, Otsuji T, Ryzhii V 2011 *J. Phys. Condens. Matter* **23** 145302
- [21] Jablan M, Buljan H, Solijacic M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [22] Watanabe T, Fukushima T, Yabe Y, Boubanga-Tombet S A, Satou A, Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Mitin V, Ryzhii V, Otsuji T 2013 *New J. Phys.* **15** 075003
- [23] Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Mitin V Otsji T, Ryzhii V 2010 *J. Phys.* **23** 145302

- [24] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
 [25] Chen P Y, Alu A 2011 *ACS Nano* **5** 5855
 [26] Lin C, Tian Z, Xun L, Guoping W 2013 *Optics Express* **21** 28628
 [27] Rana F 2008 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **7** 91
 [28] Zhang Y P, Liu L Y, Zhang X, Zhang H Y, Zhang H Y 2012 *Journal of Optoelectronics. Laser* **23** 832 (in Chinese) [张玉萍, 刘陵玉, 张晓, 张洪艳, 张会云 2012 光电子·激光 **23** 832]
 [29] Satou A, Otsuji T, Ryzhii V 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 070116
 [30] Satou A, Ryzhii V, Kurita Y, Otsuji T 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 143108

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

Liu Ya-Qing¹⁾²⁾ Zhang Yu-Ping^{2)†} Zhang Hui-Yun²⁾ Lü Huan-Huan²⁾
 Li Tong-Tong²⁾ Ren Guang-Jun¹⁾

1) (College of Electronic Information Engineering, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

2) (Qingdao Key Laboratory of Terahertz Technology, College of Electronic Communication and Physics, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266510, China)

(Received 20 January 2014; revised manuscript received 18 February 2014)

Abstract

Based on the developed optically pumped graphene multilayer terahertz surface plasma structures, this paper calculates the real part of propagation index and amplification coefficient in optically pumped graphene multilayer structures, discusses the influences of momentum relaxation time, temperature, numbers of graphene layers, and the quasi-Fermi energy in the topmost graphene layer on the real part of propagation index and amplification coefficient. It is shown that when the real part of dynamic conductivity becomes negative in the terahertz range of frequencies in the optically pumped graphene multilayer structures, the surface plasma of graphene layers can achieve gain. By comparing the peeling-graphene-structure with the graphene structure that has a high conducting bottom graphene layer in optically pumped scheme, it can be said that the surface plasma of the peeling-graphene-structure can get a high efficient amplification. Meanwhile, the structure having properly numbers of graphene layers can get a larger amplification than the single graphene structure in an optically pumped scheme at low temperatures.

Keywords: terahertz, multiple graphene layer, surface plasma, gain

PACS: 52.25.-b, 78.45.+h, 72.80.Rj

DOI: 10.7498/aps.63.075201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61001018), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2011FM009, ZR2012FM011), the Research Fund of Shandong University of Science and Technology (SDUST), China (Grant No. 2010KYJQ103), the SDUST Research Fund (Grant No. 2012KYT-D103), the project of Shandong Province Higher Educational Science and Technology Program, China (Grant No. J11LG20), the Qingdao Science & Technology Project, China (Grant No. 11-2-4-4-(8)-jch), the Qingdao Economic & Technical Development Zone Science & Technology Project, China (Grant No. 2013-1-64), and the Shandong University of Science and Technology Foundation, China (Grant No. YCB120173).

† Corresponding author. E-mail: sdust_thz@163.com