

利用石墨烯等离激元与表面声子耦合增强量子摩擦

张超杰 周婷 杜鑫鹏 王同标 刘念华

Enhancement of quantum friction via coupling of surface phonon polariton and graphene plasmons

Zhang Chao-Jie Zhou Ting Du Xin-Peng Wang Tong-Biao Liu Nian-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 236801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.236801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.236801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

摩擦导致的聚合物表层微观结构改变

Microstructure changes of amorphous polymer film induced by friction

物理学报.2015, 64(6): 066801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.066801>

纳米级随机粗糙表面微观滑动摩擦力的计算研究

Study on micro sliding friction of randomly nanorough surface

物理学报.2013, 62(10): 106801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.106801>

石墨烯层间纳米摩擦性质的第一性原理研究

First-principles study of nanoscale friction between graphenes

物理学报.2012, 61(10): 106801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.106801>

基于石墨烯涂覆空心光纤电光调制特性的研究

Study on the electro-optic modulation properties of graphene-coated hollow optical fiber

物理学报.2016, 65(4): 047801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047801>

全新的电导率特征矩阵方法及其在石墨烯 THz 频率光学特性上的应用

A new characteristics matrix method based on conductivity and its application in the optical properties of graphene in THz frequency range

物理学报.2015, 64(5): 057801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.057801>

利用石墨烯等离激元与表面声子耦合 增强量子摩擦*

张超杰¹⁾ 周婷¹⁾ 杜鑫鹏¹⁾ 王同标^{1)†} 刘念华²⁾

1)(南昌大学物理系, 南昌 330031)

2)(南昌大学高等研究院, 南昌 330031)

(2016年3月7日收到; 2016年8月30日收到修改稿)

详细研究了以SiC为基底的石墨烯之间量子摩擦. 由于SiC可以支持表面声子极化子, 石墨烯可以支持表面等离激元, 在一定的频率范围, 表面声子极化子和等离激元能够耦合. 发现相对于单纯石墨烯或SiC来说, 由于表面声子极化子与石墨烯等离激元的共同作用, 以SiC为基底的石墨烯之间的量子摩擦有很大的增强. 此外, 我们发现量子摩擦系数随石墨烯化学势的增加先增加后减小, 摩擦系数可以取得最大值. 本文的研究对于微/纳机电系统的制作具有积极的意义.

关键词: 量子摩擦, 石墨烯, 等离激元**PACS:** 68.35.Af, 78.67.Wj, 73.20.Mf**DOI:** 10.7498/aps.65.236801

1 引言

摩擦是自然界中普通存在的一种现象, 摩擦力在各种尺度范围内都广泛存在. 在宏观尺度下, 摩擦力存在于相互接触的两物体之间, 然而在纳米尺度下, 即便是在没有直接接触时, 由于量子效应, 两物体作相对运动时也会有摩擦力, 这种摩擦力称为非接触摩擦力^[1-6]. 已有许多实验测量到非接触摩擦力的存在^[2,3,5], 然而关于非接触摩擦力的物理起源也不尽相同. 镀金探针与金表面之间的非接触摩擦力来自于金表面涨落电场与探针表面电荷的相互作用^[2]; 探针与高分子薄膜之间的非接触摩擦力来自于薄膜内电介质的涨落^[3], 它会在针尖处产生随时间变化的电场; 当Pt-Ir(铂-铱)针尖在NbSe₂或SrTiO₃样品表面附近滑动时, 来自于样品表面的缺陷与针尖能够产生自旋-自旋耦合^[5,6], 它们之间的自旋弛豫动力学产生的反作用项可以

改变非接触摩擦系数. 除上述几种机理外, 还有一种是当两物体在纳米尺度距离下作相对运动时, 由于物体周围总是存在电磁场(或者在有限温度下, 物体本身也会向外界辐射电磁波), 并且电磁场会在两物体表面产生反射, 作相对运动的物体之间能够交换多普勒频移光子, 这种由于光子动量交换产生的非接触摩擦, 称为量子摩擦^[7].

根据量子理论, 在绝对零度时真空中依然存在电磁涨落. 1997年, Pendry^[7]首次从理论上计算了两块无限大的分开很小距离的两块介质板之间的摩擦力, 发现由于真空中电磁涨落的存在, 即使在绝对零度时量子摩擦依然存在. Volokitin和Persson^[8-14]在量子摩擦方面也做了一系列的研究工作. 2003年, 他们研究了两块金属导体之间的量子摩擦问题^[10], 从理论上发现, 当金属表面有一些吸附物, 从而可以引起共振光子隧穿, 或者能够支持低频表面等离激元时, 完美金属之间的量子摩擦可以增加几个数量级^[10]. 尽管量子摩擦是否能够

* 国家自然科学基金(批准号: 11264029, 11264030)和江西省自然科学基金(批准号: 20151BAB202017)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tbwang@ncu.edu.cn

在绝对零度时存在也曾引起了一些争议 [15–20], 但量子摩擦的理论研究成果已经被人们普遍接受 [21]. 除了作相对平动的物体之间的量子摩擦以外, 人们也研究了转动的粒子在介质平面附近的转动量子摩擦问题 [22–25]. 此外, 文献 [26] 还利用统计力学的方法计算了单个原子以恒定的速度在介质平面附近运动时的量子摩擦.

石墨烯是一种由碳原子组成的二维材料 [27–29], 它具有十分优异的电子学、力学和光学性质, 在最近十多年被广泛研究 [30–36]. 尤其是当石墨烯掺杂后, 或者在外加电场下, 石墨烯也可以支持表面等离子激元 [37–39], 并且相对于金属等离子激元来说, 石墨烯等离子激元有更多的优点, 比如可以支持 p 偏振和 s 偏振两种偏振模式 [37], 而且在石墨烯中的损耗相对于金属来说要小得多. 更为重要的一点是, 石墨烯的电导率可以通过调节其化学势来进行调节, 从而调节其光学性质. 正是由于石墨烯等离子激元的强局域性和易于调节的特点, 我们选择石墨烯作为研究量子摩擦的材料. 文献 [40] 研究了以普通介电材料为基底的石墨烯之间的量子摩擦, 详细讨论了石墨烯的化学势、温度、介质的介电常数以及石墨烯之间的距离对量子摩擦的影响.

通常来说, 量子摩擦力很小, 并且由于诸多因素的影响, 在实验上测量这种力非常困难, 提高材料之间的量子摩擦力对于实验上测量这种微小的力具有一定的帮助. 我们知道一些表面模式对于增强量子摩擦具有显著作用 [10], 然而, 不同类型的表面模式之间的耦合对量子摩擦的影响还不清楚. 本文我们研究以 SiC 为基底的石墨烯之间的量子摩擦, 由于 SiC 能够支持表面声子极化子, 而石墨烯可以支持表面等离子激元, 这两种模式在一定的频率范围可以耦合, 并且它们的耦合也可以通过石墨烯的化学势进行调节. 石墨烯所支持的表面等离子激元主要局域在石墨烯的表面附近, 在垂直于石墨烯表面的方向是衰减的. 相对于单独的石墨烯来说, 表面等离子激元在石墨烯-介质结构中衰减得更快, 具有更短的衰减长度. 因此, SiC 的存在使得表面等离子激元在空间上有更小的局域范围, 能够在更小的范围内展现更强的局域强度. 我们发现由于表面等离子激元与表面声子极化子的耦合, 以 SiC 为基底的石墨烯之间的量子摩擦相对于单纯石墨烯或 SiC 来说都有很大的增强.

2 理论模型

本文研究的模型如图 1 所示, 两片单层石墨烯分别附着在 SiC 基底上, 其中一片与 SiC 一起相对于另一片沿 x 轴方向平动, 平动速度大小为 v . 两石墨烯之间距离为 D , 周围环境的温度为室温 T . 当速度大小 v 满足 $v < Dk_B T/\hbar$, 两石墨烯之间的量子摩擦力近似为 $f = \gamma v$ [13], 其中 k_B 是 Boltzmann 常数, \hbar 是 Planck 常数. $\gamma = \gamma^{\text{rad}} + \gamma^{\text{evan}}$ 为量子摩擦系数, 它来自两部分的贡献, 即石墨烯表面的传播模式和倏逝模式, 来自传播模式贡献的摩擦系数可以写为 [13]

$$\gamma^{\text{rad}} = \frac{\hbar}{8\pi} \int_0^\infty d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \int_0^{\omega/c} dq q^3 \times \frac{(1 - |R_{1p}|^2)(1 - |R_{2p}|^2)}{|1 - e^{ikD} R_{1p} R_{2p}|^2} + [p \rightarrow s], \quad (1)$$

来自倏逝模式贡献的摩擦系数可以写为 [13]

$$\gamma^{\text{evan}} = \frac{\hbar}{2\pi^2} \int_0^\infty d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \int_{\omega/c}^\infty dq q^3 \times e^{-2|k|D} \frac{\text{Im}(R_{1p})\text{Im}(R_{2p})}{|1 - e^{-2|k|D} R_{1p} R_{2p}|^2} + [p \rightarrow s], \quad (2)$$

其中 $n(\omega) = \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(k_B T)] - 1}$. q 为平行于石墨烯平面的波矢分量, $k = [(\omega/c)^2 - q^2]$, R_{ip} ($i = 1, 2$) 是 p 偏振下石墨烯表面的反射系数. $[p \rightarrow s]$ 指将表达式中的第一项里面的 p 偏振用 s 偏振代替. (1) 和 (2) 式中对平行波矢分量 q 的积分式与石墨烯两表面的反射系数有关, 称为谱转移函数 (spectral transfer function, STF), 记为下面的表达式:

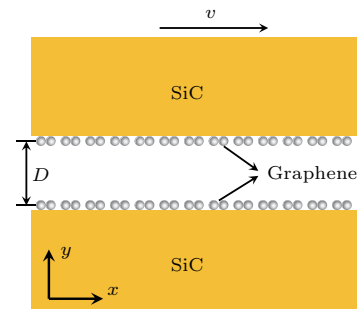


图 1 以 SiC 为基底的石墨烯之间的量子摩擦示意图
Fig. 1. Schematic diagram of the quantum friction between two graphene sheets with SiC substrates.

$$f_p^{\text{rad}} = -\frac{\partial n}{\partial \omega} \int_0^{\omega/c} dq q^3 \frac{(1 - |R_{1p}|^2)(1 - |R_{2p}|^2)}{|1 - e^{ikD} R_{1p} R_{2p}|^2}, \quad (3)$$

$$f_p^{\text{evan}} = -\frac{\partial n}{\partial \omega} \int_{\omega/c}^{\infty} dq q^3 e^{-2|k|D} \times \frac{\text{Im}(R_{1p})\text{Im}(R_{2p})}{|1 - e^{-2|k|D} R_{1p} R_{2p}|^2}. \quad (4)$$

用 ε_s 表示基底 SiC 的介电函数, 它可以由 Lorentz 模型 $\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty(\omega^2 - \omega_L^2 + i\Gamma\omega)/(\omega^2 - \omega_T^2 + i\Gamma\omega)$ 给出, 其中 $\varepsilon_\infty = 6.7$, $\omega_L = 1.827 \times 10^{14} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$, $\omega_T = 1.495 \times 10^{14} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$, $\Gamma = 0.9 \times 10^{12} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$. 根据 Fresnel 公式, 石墨烯表面 s 偏振和 p 偏振的反射系数分别用下面的公式表示 [34,35]:

$$R_s = \frac{k_0 - k_m - \mu_0 c \sigma}{k_0 + k_m + \mu_0 c \sigma}, \quad (5)$$

$$R_p = \frac{k_0 \varepsilon_s - k_m + \mu_0 c \sigma k_0 k_m}{k_0 \varepsilon_s + k_m + \mu_0 c \sigma k_0 k_m}, \quad (6)$$

其中 $k_0 = \sqrt{1 - \kappa^2}$, $k_m = \sqrt{\varepsilon_s - \kappa^2}$, $\kappa = cq/\omega$.

$\sigma(\omega)$ 称为石墨烯的电导率, 它分别由带内跃迁和带间跃迁两部分组成 [34,35]:

$$\sigma_D = \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}} \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu}{2k_B T} \right) \right], \quad (7)$$

$$\sigma_I = \frac{e^2}{4\hbar} \left[G(\hbar\omega/2) + i \frac{4\hbar\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{G(x) - G(\hbar\omega/2)}{(\hbar\omega)^2 - 4x^2} dx \right]. \quad (8)$$

$$G(x) = \frac{\sinh(x/(k_B T))}{[\cosh(\mu/(k_B T)) + \cosh(x/(k_B T))]}.$$

μ 是石墨烯的化学势, 它可以由载流子的浓度 $n_0 = (\mu/\hbar v_F)^2/\pi$ 决定, v_F 为费米速率, 载流子的浓度 n_0 可以通过栅极电压控制. τ 是弛豫时间, 主要是由电子杂质、电子缺陷以及声子对电子的散射造成的, τ 可以由电子迁移率和化学势决定, $\tau = \mu_{dc}\mu/(ev_F^2)$, μ_{dc} 为电子迁移率.

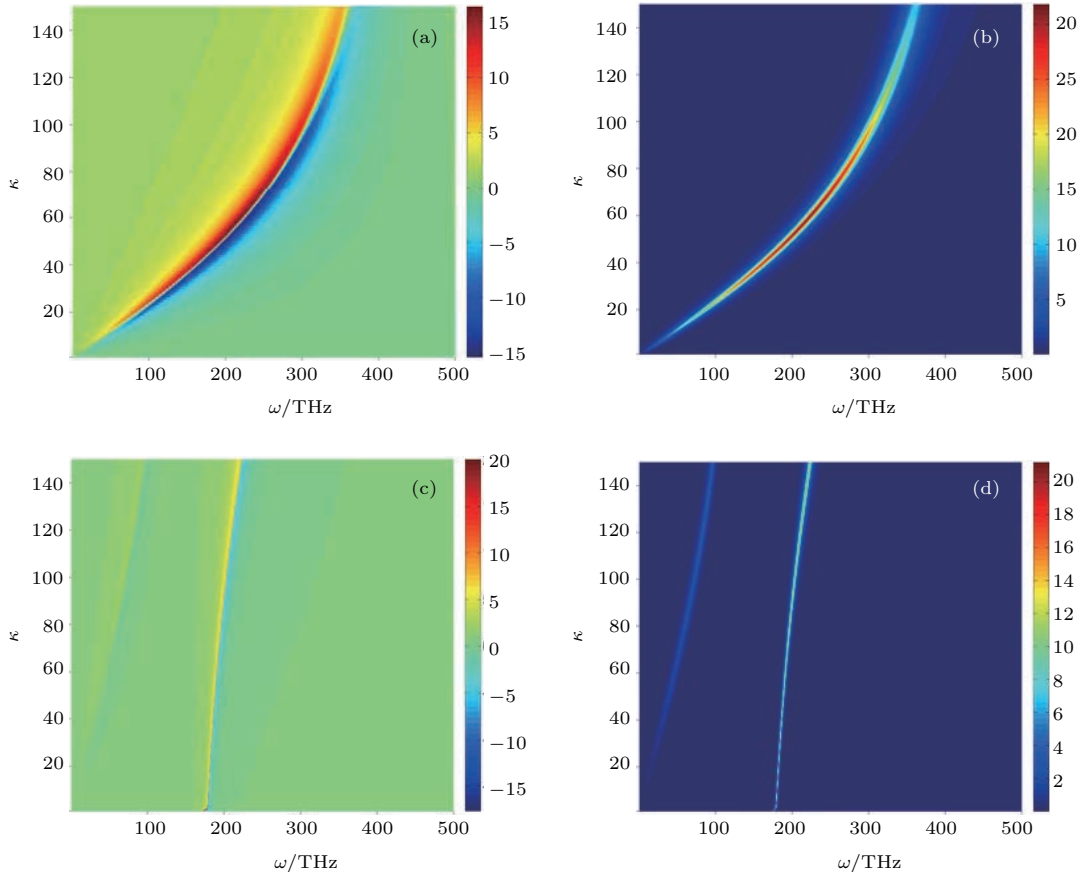


图2 (网刊彩色) (a) 和 (b) 分别为石墨烯表面反射系数的实部和虚部, 化学势 $\mu = 0.2 \text{ eV}$; (c) 和 (d) 分别为 SiC-石墨烯表面反射系数的实部和虚部, 化学势 $\mu = 0.2 \text{ eV}$

Fig. 2. (color online) Real (a) and imaginary (b) parts of reflection coefficient from suspended graphene sheet; Real (c) and imaginary (d) parts of reflection coefficient from graphene sheet with SiC substrate. The chemical potential of graphene is set to be $\mu = 0.2 \text{ eV}$.

3 结果与讨论

尽管石墨烯也可以支持s偏振模式等离激元,但由于在近场范围内s偏振模式的贡献相对于p偏振模式来说可以忽略,所以在下面的研究中我们只考虑p偏振模式等离激元的贡献.由表达式(1)和(2)式可知,量子摩擦系数与反射系数有关,在

图2中给出了p偏振模式下石墨烯表面等离激元的反射系数的实部和虚部.从反射系数上可以看出,对于石墨烯来说,只有表面等离激元模式(图2(a)和图2(b));而对于SiC-石墨烯结构来说,表面声子极化子模式和表面等离激元模式同时存在(图2(c)和图2(d)),关于这些表面模式对量子摩擦的贡献我们将在下面详细进行讨论.

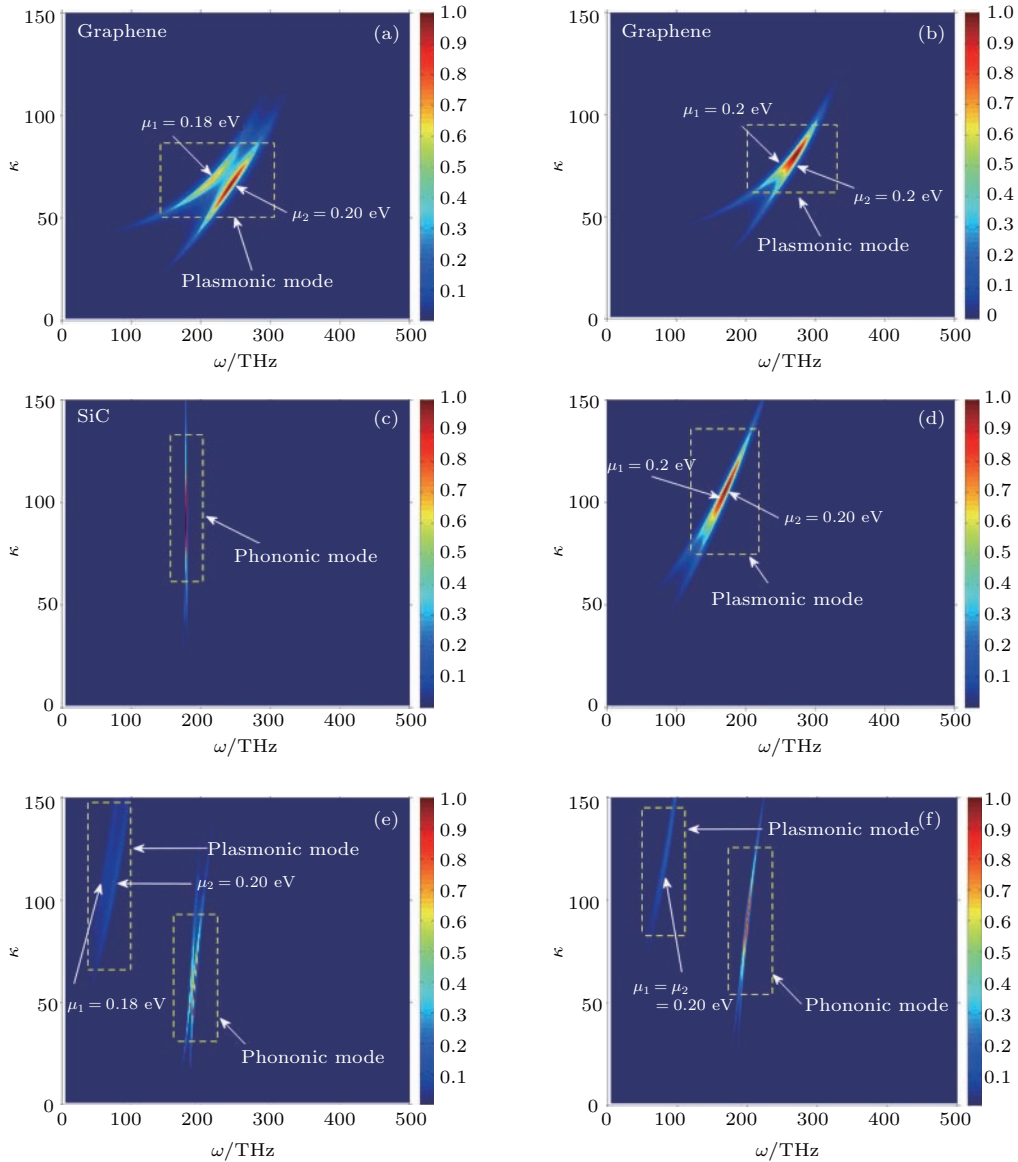


图3 (网刊彩色) 谱转移函数的被积函数 (a) 单纯石墨烯, $\mu_1 = 0.18 \text{ eV}$, $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (b) 单纯石墨烯, $\mu_1 = 0.2 \text{ eV}$, $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (c) SiC 材料; (d) 以普通介质为基底的石墨烯, $\epsilon = 4.0$, $\mu_1 = 0.2 \text{ eV}$, $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (e) 以SiC为基底的石墨烯, $\mu_1 = 0.18 \text{ eV}$, $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (f) 以SiC为基底的石墨烯, $\mu_1 = 0.2 \text{ eV}$, $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$

Fig. 3. (color online) Contour plot of the integrand in f_p^{van} from Eq. (4): (a) Suspended graphene sheets with chemical potentials of $\mu_1 = 0.18 \text{ eV}$ and $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (b) suspended graphene sheets with chemical potentials of $\mu_1 = 0.2 \text{ eV}$ and $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (c) bulk SiC materials; (d) graphene sheets with dielectric substrates, the permittivities of dielectrics are $\epsilon = 4.0$, the chemical potentials are $\mu_1 = 0.2 \text{ eV}$ and $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (e) graphene sheets with SiC substrates, the chemical potentials are $\mu_1 = 0.18 \text{ eV}$ and $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$; (f) graphene sheets with SiC substrates, the chemical potentials are $\mu_1 = 0.2 \text{ eV}$ and $\mu_2 = 0.2 \text{ eV}$.

图3中我们给出了p偏振下谱转移函数(4)式的被积函数,被积函数与上下两层石墨烯的反射系数都有关系,能够反映来自上下两表面表面模式的耦合情况.对于单纯石墨烯来说,当两石墨烯的化学势相差不大时,例如: $\mu_1 = 0.18$ eV, $\mu_2 = 0.2$ eV,在谱转移函数的被积函数中有两条非常亮的区域,由于它们的圆频率小于300 THz,如图3(a)所示,对应的能量值小于所取的石墨烯的化学势,这是来自石墨烯电子带内跃迁的贡献,因此可以判断为等离激元模式.并且两石墨烯之间等离激元模式有一定的耦合,但此时耦合比较弱.当两石墨烯的化学势相同时, $\mu_1 = 0.2$ eV, $\mu_2 = 0.2$ eV,等离激元模式之间的耦合变得很强,如图3(b)所示.

图3(c)和图3(d)对应的分别是SiC材料和以普通介质材料为基底的石墨烯的STF的被积函数,普通介质的介电常数任取为 $\epsilon = 4.0$.对于SiC来说,可以看到在其共振频率149.5 THz附近,谱转移函数的被积函数有一个很强的声子模式存在(图3(c)),这个声子模式是由SiC材料的共振频率决定的,它不随频率变化.而对于介质-石墨烯结构来说,尽管图3(d)中石墨烯的化学势与图3(b)中完全相同,但是相对单纯石墨烯(图3(b))来说,介质的存在使等离激元模式向低频方向移动.因此,可以判断当有SiC存在时,石墨烯的等离激元模式也会出现在与图3(b)不同的位置.

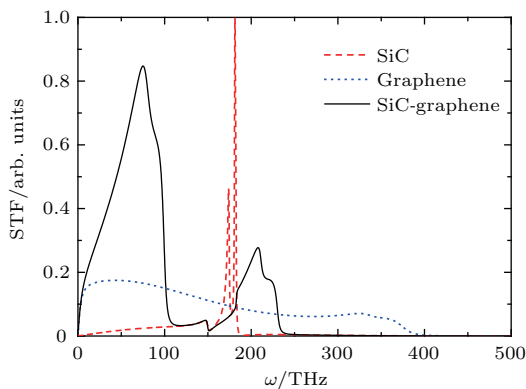


图4 三种不同材料的谱转移函数,三种情况下的谱转移函数值都以SiC的STF的最大值进行了归一化
Fig. 4. Spectral transfer function (STF) f_p^{evan} from Eq. (4) for three different samples. The values of STF for all samples are normalized with the maximum STF for SiC.

对于石墨烯-SiC结构来说,由于SiC可以支持表面声子极化子,石墨烯可以支持表面等离激元,来自于SiC的声子模式可以与来自于石墨烯

的等离激元模式耦合.这种耦合并不是两种模式简单的叠加,它们会相互影响,如图3(e)和图3(f)所示,由于SiC的影响,等离激元模式在更低频率范围出现,这与图3(d)的结果是类似的.表面声子模式的位置发生了一些变化,不再是与频率无关的,这表明石墨烯等离激元模式对声子模式产生了影响.当两石墨烯的化学势取 $\mu_1 = 0.18$ eV, $\mu_2 = 0.2$ eV时,声子模式和等离激元模式的耦合都不是太强,从图3(e)中可以清楚看到,两声子模式并没有完全重合在一起.当两石墨烯的化学势取 $\mu_1 = \mu_2 = 0.2$ eV时,不仅等离激元模式耦合变强,声子模式的耦合也变得很强,如图3(f)所示,两声子模式和两等离激元模式都分别重合在一起.

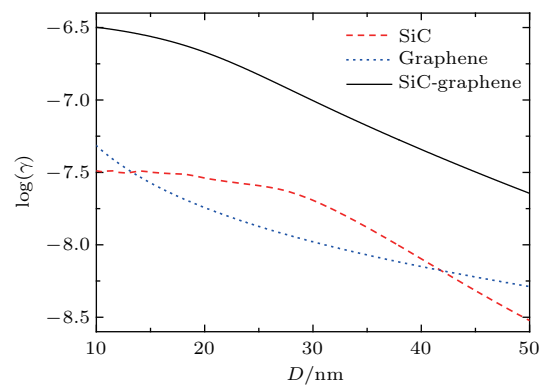


图5 三种材料之间的量子摩擦系数与距离的关系,所用的参数与图4中的相同
Fig. 5. Quantum friction coefficients as a function of distance for three different samples. All the parameters are the same with that in Fig. 4.

在图4中我们给出SiC(虚线)、石墨烯(点线)以及SiC-石墨烯(实线)的谱转移函数.在这里我们取石墨烯的化学势为 $\mu_1 = \mu_2 = 0.2$ eV,石墨烯之间的距离 $D = 10$ nm,环境温度取为300 K.由(2)式可以看出,量子摩擦系数是对谱转移函数的积分,所以图4中谱转移函数曲线下面所包围的面积就是量子摩擦系数.从图4可以明显地看出,对于SiC来说,STF有一个很强的峰,对应的是SiC材料表面声子的共振频率,所以SiC中对量子摩擦的主要贡献来自于表面声子极化子.而单独石墨烯的STF谱很宽,这正是由电子带内跃迁决定的等离激元有很宽的频率造成的,所以单独石墨烯之间的量子摩擦主要来自于表面等离激元.对于SiC-石墨烯来说,量子摩擦主要来自于表面声子极化子和表面等离激元的共同贡献.对于SiC-石墨烯来说,谱转移函数中有两个比较强的宽频峰出现,分别来

自于石墨烯等离激元和表面声子极化子的贡献. 与单独石墨烯相比, 来自于等离激元贡献的频率范围变窄了, 这主要是由于SiC的存在将石墨烯中由于带内电子跃迁产生的宽谱等离激元的频率范围变窄了, 但是却使局域强度增强. 由于石墨烯等离激元与表面声子极化子之间存在耦合, 它们可以相互影响, 当石墨烯的化学势改变时, 表面声子极化子也会受到影响. 由STF也可简单看到SiC-石墨烯(实线)所包围的面积比SiC和单独石墨烯所包围的面积都要大, 这就表明SiC-石墨烯结构能够增强量子摩擦.

由图4可以定性分析影响量子摩擦的因素, 但要定量得到量子摩擦系数与距离之间的关系惟有利用(2)式. 我们在图5中给出了三种材料之间的量子摩擦系数与距离的关系, 计算中的参数与图4中所选用的参数相同. 由图5可以看出, 三种情况下摩擦系数都会随距离的增加而降低, 但SiC-石墨烯结构的量子摩擦系数随距离增加比单独石墨烯下降得要缓慢. SiC-石墨烯之间的摩擦系数要比单独SiC和单独石墨烯的要大, 这表明表面声子极化子与等离激元的耦合可以很大地提高量子摩擦系数, 这与我们前面根据谱转移函数的分析是一致的.

接下来我们研究石墨烯化学势的变化对量子摩擦的影响. 在图6中, 我们给出石墨烯化学势取不同值时的谱转移函数, 虚线、点线和实线所对应的石墨烯的化学势为0.1, 0.2和0.3 eV. 我们发现随着化学势的增加, 谱转移函数中的等离激元模式会向高频方向移动, 并且峰值随化学势的增加会降低. 由于表面声子与石墨烯等离激元的耦合, 表面声子模式也会受到石墨烯化学势变化的影响. 当石墨烯的化学势增大时, 表面声子模式也会向高频方向移动, 表面声子模式的峰值会迅速降低, 并且会得到展宽. 当化学势为0.1 eV时, 表面声子模式的峰值比SiC本征峰值还要大, 而当化学势变为0.3 eV时, 表面声子模式的贡献被很大地削弱了.

图7给出石墨烯化学势取不同值时, SiC-石墨烯之间量子摩擦系数与距离的关系, 在计算中所采用的参数值与图6中完全相同. 可以看出随着距离的增加, 三种情况的摩擦系数都会降低. 当化学势由0.2 eV不连续变化到0.3 eV时, 在我们所研究的距离范围, 量子摩擦系数是降低的. 然而, 当化学势由0.1 eV变化到0.2 eV时, 两石墨烯的距离大于

15 nm时, 量子摩擦系数会随化学势的增加而增加; 而当距离小于15 nm时, 量子摩擦系数随化学势增加而降低. 由此看出, 量子摩擦系数同时与距离和化学势有关, 所以我们需要进一步分析摩擦系数与化学势的关系.

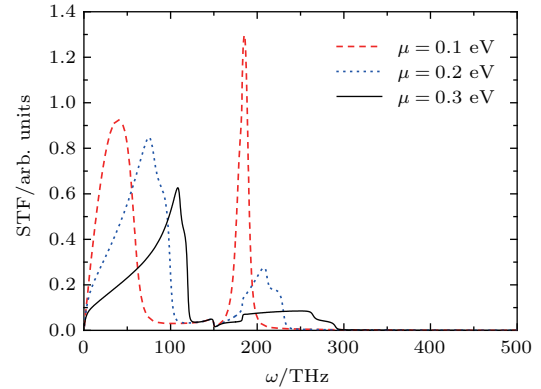


图6 石墨烯化学势取不同值时的谱转移函数, 三种情况下的谱转移函数值都以SiC的STF的最大值进行了归一化

Fig. 6. Spectral transfer function f_p^{evan} from Eq. (4) for three different chemical potentials. The values of STF for all samples are normalized with the maximum STF for SiC.

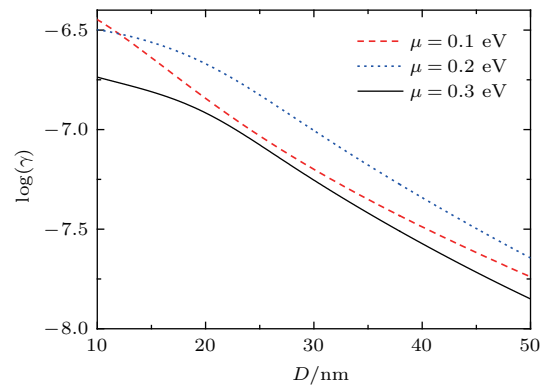


图7 石墨烯化学势取不同值时, SiC-石墨烯之间的量子摩擦系数与距离的关系

Fig. 7. Quantum friction coefficients between graphene sheets with SiC substrates as a function of distance for different chemical potentials.

图8中我们给出量子摩擦系数随石墨烯化学势的变化关系, 图中虚线、点线和实线对应的石墨烯之间的距离分别为10, 20和30 nm. 可以看出对于我们所任给的三种距离, 它们的摩擦系数都会随着化学势的增加先增加, 到达最大值后随着化学势的增加而减小, 摩擦系数都可以取得最大值, 并且最大摩擦系数随距离的增加向化学势增大的方向移动. 由于表面声子和等离激元都会受到石墨烯化学势的影响, 当石墨烯化学势比较小时, 表面声子模式的贡献随化学势增加而增强; 同时表面等离激

元主要分布在低频范围,随着化学势的增加,等离激元的贡献会逐渐增加,此时,量子摩擦会随化学势的增加而增大.当化学势继续增加时,表面声子的贡献会被削弱(如图6所示),而石墨烯中部分电子产生带间跃迁,这样也会削弱等离激元的作用,摩擦系数会随着化学势的增加而缓慢减小.

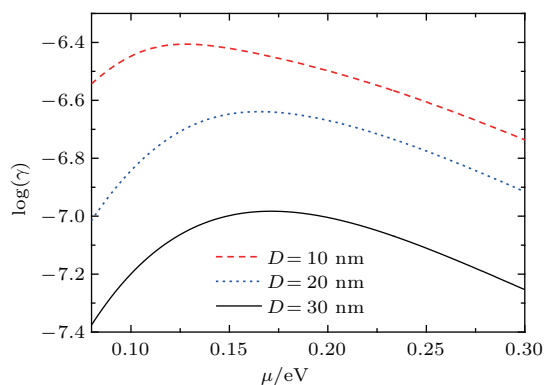


图8 不同距离下量子摩擦系数与石墨烯化学势之间的关系

Fig. 8. The relationship between quantum friction coefficients and chemical potential for different distances.

4 结 论

本文研究了以SiC为基底的石墨烯之间的量子摩擦,由于石墨烯可以支持表面等离激元, SiC能够支持表面声子极化子,并且这两种表面模式在一定的频率范围可以耦合.由于两种表面模式的耦合,以SiC为基底的石墨烯之间的量子摩擦,相对于单纯的石墨烯或者SiC来说有很大的增强.并且研究了石墨烯的化学势对SiC-石墨烯结构之间的量子摩擦的影响,发现随着化学势的增加,摩擦系数先增加后降低,摩擦系数可以取得最大值.本文的研究结果对于理解不同类型非接触摩擦的物理机理具有重要帮助,对于超灵敏力的实验探测具有潜在的应用价值,对于微/纳机电系统的制作也具有一定的指导意义.

参考文献

[1] Dorofeyev I, Fuchs H, Wenning G, Gotsmann B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2402
 [2] Stipe B C, Mamin H J, Stowe T D, Kenny T W, Rugar D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 096801
 [3] Kuehn S, Loring R F, Marohn J A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 156103

[4] Buchanan M 2007 *Nat. Phys.* **3** 827
 [5] Saitoh K, Hayashi K, Shibayama Y, Shirahama K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 236103
 [6] She J H, Balatsky A V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 136101
 [7] Pendry J B 1997 *J. Phys. Condens. Matter* **9** 10301
 [8] Volokitin A I, Persson B N J 2001 *J. Phys. Condens. Matter* **13** 859
 [9] Volokitin A I, Persson B N J 2002 *Phys. Rev. B* **65** 115419
 [10] Volokitin A I, Persson B N J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 106101
 [11] Volokitin A I, Persson B N J 2002 *Phys. Rev. B* **65** 115420
 [12] Volokitin A I, Persson B N J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 086104
 [13] Volokitin A I, Persson B N J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 1291
 [14] Volokitin A I, Persson B N J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 094502
 [15] Philbin T G, Leonhardt U 2009 *New J. Phys.* **11** 033035
 [16] Pendry J B 2010 *New J. Phys.* **12** 033028
 [17] Leonhardt U 2010 *New J. Phys.* **12** 068001
 [18] Pendry J B 2010 *New J. Phys.* **12** 068002
 [19] Volokitin A I, Persson B N J 2011 *New J. Phys.* **13** 068001
 [20] Philbin T G, Leonhardt U 2011 *New J. Phys.* **13** 068002
 [21] Silveririnha M G 2014 *New J. Phys.* **16** 063011
 [22] Manjavacas A, García de Abajo F J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 113601
 [23] Manjavacas A, García de Abajo F J 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063827
 [24] Zhao R, Manjavacas A, García de Abajo F J, Pendry J B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 123604
 [25] Bercegol H, Lehoucq R 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 090402
 [26] Intravaia F, Behunin R O, Dalvit D A R 2014 *Phys. Rev. A* **89** 050101
 [27] 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
 [28] Novoselov K S, Jiang D, Schedin F, Booth T J, Khotkevich V V, Morozov S V, Geim A K 2005 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **102** 10451
 [29] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Katsnelson M I, Grigorieva I V, Dubonos S V, Firsov A A 2005 *Nature* **438** 197
 [30] Zhang Y, Tan Y W, Stormer H L, Kim P 2005 *Nature* **438** 201
 [31] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
 [32] Berger C, Song Z, Li X, Wu X, Brown N, Naud C, Mayou D, Li T, Hass J, Marchenkov A N, Conrad E H, First P N, de Heer W A 2006 *Science* **312** 1191
 [33] Freitag M, Low T, Xia F, Avouris P 2013 *Nat. Photonics* **7** 53
 [34] Stauber T, Peres N M R, Geim A K 2008 *Phys. Rev. B* **78** 085432
 [35] Falkovsky L A 2008 *J. Phys. Conf. Ser.* **129** 012004

- [36] Falkovsky L A, Pershoguba S S 2007 *Phys. Rev. B* **76** 153410
 [37] Mikhailov S A, Ziegler K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 016803
 [38] Ju L, Geng B, Horng J, Girit C, Martin M, Hao Z, Bechtel H A, Liang X, Zettl A, Shen Y R, Wang F 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 630
 [39] Jablan M, Buljan H, Soljačić M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
 [40] Wang T B, Liu N H, Liu J T, Yu T B 2014 *Eur. Phys. J. B* **87** 185

Enhancement of quantum friction via coupling of surface phonon polariton and graphene plasmons*

Zhang Chao-Jie¹⁾ Zhou Ting¹⁾ Du Xin-Peng¹⁾ Wang Tong-Biao^{1)†} Liu Nian-Hua²⁾

¹⁾ (Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

²⁾ (Institute for Advanced Study, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

(Received 7 March 2016; revised manuscript received 30 August 2016)

Abstract

In our daily life, frictions are very common when two bodies in direct contact relatively move. However, when two bodies are separated by a finite distance, due to the quantum fluctuations inside the bodies, they may still experience a friction when they relatively move. Such a phenomenon is often called quantum friction, which has been studied for more than a decade. It has shown in previous studies that the surface modes, such as surface phonon polaritons (SPhPs) or surface plasmon polaritons (SPPs) have significant contribution to enhancing the quantum friction. However, to the best of our knowledge, the contribution of coupling from SPhPs and SPPs to quantum friction is still unknown. Here, we report a detailed study on the quantum frictions between two graphene sheets with the silicon carbide (SiC) substrates. For comparison, the quantum frictions between two other samples, i.e., SiC/SiC and graphene/graphene are also studied. As indicated in previous studies, SPhPs and SPPs, supported by SiC and graphene, respectively, can couple together in special frequency ranges. The coupling of SPhPs and SPPs can be tuned by varying the chemical potential of graphene. The coupling modes shift toward higher frequency as the chemical potential increases. Firstly, we analyze qualitatively the effects of coupled surface modes on quantum friction with the help of dispersion relation. Secondly, we calculate the quantum friction coefficients numerically for the three different samples. We find that due to the coupling of SPhPs and SPPs, the quantum friction between graphene sheets with SiC substrates is larger than that between the SiC or monolayer graphene sheets. We demonstrate that the coupling of SPhPs and SPPs can be modulated by chemical potential of graphene; therefore, the relationship between quantum friction coefficient and chemical potential is also studied. We observe that with the increase of chemical potential, quantum friction coefficient follows a non-monotonic trend, i.e., it first increases to its maximum value then decreases. We believe that our studies are not only helpful in understanding the micro mechanisms of friction, but also meaningful in the fabrications of micro- and nano-electromechanical systems.

Keywords: quantum friction, graphene, plasmons

PACS: 68.35.Af, 78.67.Wj, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.65.236801

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11264029, 11264030) and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 20151BAB202017).

† Corresponding author. E-mail: tbwang@ncu.edu.cn