

电子-杂质和电子-声子相互作用对 石墨烯磁光导的影响

杨翠红¹ 徐文^{2,3} 李庆芳¹

¹ 南京信息工程大学数理学院, 江苏 南京 210044
² 中国科学院固体物理研究所物质计算科学研究室, 安徽 合肥 230031
³ 云南大学物理系, 云南 昆明 610015

摘要 在外加垂直磁场的石墨烯系统中, 基于格林函数方法以自能的形式理论研究了电荷杂质散射和光学声子散射中心对朗道能谱的影响, 采用久保(Kubo)公式研究了单层石墨烯的磁光电导谱以及跃迁选择定则。具体计算中电子-杂质库仑相互作用考虑了介电环境的屏蔽效应, 对由散射引起的自能以及单粒子格林函数做自洽计算, 另外在强磁场下单杂质散射是一个很好的近似模型。理论计算结果表明电荷杂质散射引起朗道能级对称展宽; 同时考虑电荷杂质和光学声子两类散射后态密度表现为非对称的展宽。研究结果表明磁光电导谱的峰值和强度强烈依赖于填充因子和态密度。

关键词 物理光学; 磁光吸收; 格林函数; 久保公式

中图分类号 O433.5 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0126001

Magneto-Optical Conductivity Induced by Electron-Impurity and Electron-Phonon Interaction in Graphene

Yang Cuihong¹ Xu Wen^{2,3} Li Qingfang¹

¹ College of Mathematics and Physics, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210044, China
² Institute of Solid State Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China
³ Department of Physics, Yunnan University, Kunming, Yunnan 610015, China

Abstract A theoretical study on the optical conductivity in the presence of perpendicular magnetic fields and scattering centers such as charged impurities and optical phonons in graphene is presented. The standard Kubo formula is employed to evaluate the magneto-optical conductivity. The screening effect of the dielectric environment is included in the calculation of the electron-impurity interaction and the self-energy induced by impurity and optical-phonon scattering and the Green's function for a carrier are calculated self-consistently. In a strong magnetic field, the single impurity scattering is a good approximation. It is found that the charged impurity scattering results in a symmetric Landau level broadening while the combined charged impurity and optical phonon scattering can lead to an asymmetric broadening of density of states (DOS). The peak position and intensity of the magneto-optical conductivity depend strongly on the filling factor and the broadened DOS.

Key words physical optics; magnetic-optical absorption; Green's function; Kubo formula

OCIS codes 260.5150; 290.0290; 300.1030

1 引言

石墨烯(Graphene)是单层六角原胞碳原子紧密堆积成二维蜂窝状晶格结构的一种炭质新材料, 这种石墨晶体薄膜是构建其他维数炭质材料(如零

维富勒烯、一维碳纳米管和三维石墨)的基本单元, 具有极好的结晶性及电学性质。在理论方面, 1947年Wallace^[1]理论计算了石墨烯的能带结构, 预言了石墨烯中相对论现象的存在。直到2004年, 曼彻斯

收稿日期: 2011-05-23; 收到修改稿日期: 2011-08-07

基金项目: 国家自然科学基金(10804053)和南京信息工程大学科研启动基金(S8108062001)资助课题。

作者简介: 杨翠红(1978—), 女, 博士, 副教授, 主要从事低维自旋电子系统光电和输运性质的理论等方面的研究。

E-mail: chyang@nuist.edu.cn

特大学 Geim 等^[2]发现了一种简单易行的制备石墨烯的新方法:机械剥离法。首次把石墨一层一层地剥离,得到只有几层乃至一层的二维碳原子晶体,即石墨烯。随后 2005 年 Geim 等^[3,4]在 Nature 上发表的介绍石墨烯物性的两篇文章为石墨烯的研究拉开了序幕。石墨烯在布里渊区 K 和 K' 点附近的色散关系近似成线性,这与传统的二维电子气的抛物状能谱结构有本质的区别。正因为此特殊的能量-波矢关系使得在垂直方向外加磁场(B)后的朗道能级表现为 $E_n = \pm \sqrt{|n|} \hbar \omega_B$, 其中 n 为朗道能级指标, ω_B 为回旋频率。朗道能级正比于 $\sqrt{|n|B}$ 以及非等间距的分布规律使得对石墨烯的霍尔效应^[3,4] 和吸收谱^[5] 的测量中观测到反常现象。

实验理论方面对无外加磁场的石墨烯的光导进行了大量的研究^[6~11]。通过对光导的研究,其实部可以提供电磁吸收以及拉曼(Raman)信号的信息。在无外加磁场条件的光导研究中,其散射源主要考虑了短程杂质、库仑杂质、声学声子以及光学声子^[6~8], Grushin 等^[9]考虑了由库仑相互作用引起的载流子之间的散射, Peres 等^[10]采用 T 矩阵的方法和 Morimoto 等^[11]采用玻恩近似方法分别研究了局域和扩展的缺陷对光导的影响。另一方面对长波光学声子的研究发现可引起频率的偏移和能谱的展宽^[12,13]。在无外磁场的光导研究中,发现考虑光学声子散射在入射光能量小于 2 倍的费米能级时导致电磁吸收谱强度的增强效应^[7]。另外实验方面观测到的电导对载流子浓度的依赖呈线性或近似线性的关系表明电荷杂质散射对电子的输运性能有很重要的作用^[14,15]。由于在实际体系中介电环境对电、光性质有重要的影响^[16,17], 因此对库仑相互作用的处理必须考虑介电屏蔽效应。

本文利用格林函数的 Kubo 公式理论研究了在外磁场作用下石墨烯体系的磁光电导谱。分析了来自于电荷杂质和光学声子的散射对磁光电导谱的作用。电荷杂质无规、均匀地分布于 SiO_2 衬底中,因此电子和杂质之间是库仑相互作用。在具体计算中,考虑了屏蔽效应去除了库仑相互作用在小 q 点的奇异性。另外考虑磁场足够强、杂质势相对较弱的情况,所以单杂质散射是一个很好的近似。对光学声子的处理采用了在 Γ 点处的长波近似来具体计算。对石墨烯磁光电导谱的研究有助于加强对此体系中光电性能的理解及潜在的应用^[18]。

2 理论计算

假设石墨烯沿 xy 平面,垂直于石墨烯平面外加磁场。在考虑了电荷杂质散射以及光学声子耦合后的系统总的哈密顿量为

$$H = H_0 + H_{\text{ph}} + H_{e-i} + H_{e-\text{ph}},$$

其中 H_0 (H_{ph}) 是裸的电子(声子)哈密顿量, $H_{e-i} = \sum_i \frac{e^2}{\kappa_i |\mathbf{R} - \mathbf{R}_i|}$ 是电子-杂质库仑相互作用项, κ_i 是静态介电常量, $H_{e-\text{ph}}$ 是电子-长波光学声子相互作用项^[13]。解析求解在外磁场作用下的自由载流子的哈密顿量 H_0 , 给出单粒子波函数和能谱

$$|\alpha\rangle = \psi_{n,x_0}(\mathbf{r}) = C_n \exp(-iyx_0/l_B^2) \begin{bmatrix} S_n h_{|n|-1}(x-x_0) \\ h_{|n|}(x-x_0) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$E_\alpha = E_n = S_n \sqrt{|n|} \hbar \omega_B, \quad (2)$$

式中 $\alpha = (n, x_0)$ 代表载流子态指标, $\mathbf{r} = (x, y)$ 是石墨烯平面的空间坐标, $C_n = \sqrt{(1 + \delta_{n,0})/2}$, ($n = 0, \pm 1, \dots$) 为朗道能级指标, $x_0 = k_y l_B^2$ 是好量子数, $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, $\hbar \omega_B = \sqrt{2} \gamma / l_B$, γ 是带参数。波函数中的 $h_n = (i^n / \sqrt{2^n n! \sqrt{\pi} l_B}) \exp(-x^2/2l_B^2) H_n(x/l_B)$, $H_n(x)$ 为厄米多项式。当 $n > 0$ 时 $S_n = 1$, 当 $n < 0$ 时 $S_n = -1$, 当 $n = 0$ 时 $S_n = 0$ 。 $D_0 = 1/(2\pi l_B^2)$ 为朗道能级的简并度。

利用上面给出的波函数构造场算符 $\Psi_\alpha(\mathbf{r}) = a_\alpha \psi_\alpha(\mathbf{r})$ 和 $\Psi_\alpha^\dagger(\mathbf{r}) = a_\alpha^\dagger \psi_\alpha^*(\mathbf{r})$, $a_\alpha^\dagger, a_\alpha$ 为 $|\alpha\rangle$ 态的产生和湮灭算符。在二次量子化表象中表示的各哈密顿量为

$$H_0 = \sum_\alpha E_n a_\alpha^\dagger a_\alpha, \quad (3)$$

$$H_{\text{ph}} = \sum_{q,\mu} \hbar \omega_q (b_{q,\mu}^\dagger b_{q,\mu} + 1/2), \quad (4)$$

$$H_{e-i} = \sum_{i,q} v_q^i \exp(-qd) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i) \sum_{\alpha,\alpha'} F_{\alpha,\alpha'}^i(\mathbf{q}) a_\alpha^\dagger a_{\alpha'}, \quad (5)$$

$$H_{e-\text{ph}} = -g\gamma \sum_{q,\mu} (b_{q,\mu} + b_{-q,\mu}^\dagger) \sum_{\alpha,\alpha'} a_\alpha^\dagger a_{\alpha'} F_{\alpha,\alpha'}^{\text{ph}}(\mathbf{q}, \mu), \quad (6)$$

式中 $v_q^i = 2\pi e^2 / \kappa_i q$, d 为杂质与石墨烯之间的平均有效距离, $F_{\alpha,\alpha'}^i(\mathbf{q}) = \langle \alpha | \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) | \alpha' \rangle$, $b_{q,\mu}^\dagger, b_{q,\mu}$ 为声子的产生和湮没算符, $\mu = l(t)$ 为声子的纵(横)模式, g 是电声子耦合系数, g 和 $g_{q \rightarrow 0} = \omega_0$ 取值如文献^[13]。取长波极限 $q \rightarrow 0$ 时,

$$F_{\alpha,\alpha'}^{\text{ph}}(\mathbf{q}, \mu) = C_n C_{n'} C_{\mu} [S_n \exp(i\varphi_q) \delta_{|n|, |n'|-1} \mp S_n \exp(-i\varphi_q) \delta_{|n|-1, |n'|}],$$

φ_q 是 \mathbf{q} 与 x 轴之间的夹角。对纵模声子 $C_l = 1$, 并取负号, 对横模声子 $C_l = i$, 并取正号。对电子-杂质, 电声子相互作用的处理以自能的

形式表示。定义单粒子格林函数, 在自洽玻恩近似下计算的电子-杂质和电声子相互作用的自能为

$$\Sigma_n^i(E) = \sum_{q,n'} C_{n,n'}^i (l_B^2 q^2 / 2) n_i [V_q^i \exp(-qd)]^2 G_{n'}^i(E), \quad (7)$$

$$\Sigma_n^{\text{ph}}(i\omega) = -(\gamma\gamma)^2 \sum_{\mu,\alpha} C_{n,n'}^{\text{ph}} \frac{1}{\beta} \sum_{\omega_n} D^0(i\omega_n) G_{\alpha}^0(i\omega + i\omega_n), \quad (8)$$

式中 $C_{n,n'}^i(x) = C_n^i C_{n'}^i [N! / (N+J)!] \exp(-x) x^J \left[L_N^J(x) + S_{n'} S_n \sqrt{\frac{N+J}{N}} L_{N-1}^J(x) \right]^2$, $N = \min(|n'|, |n|)$, $J = ||n'| - |n||$, $L_N^J(x)$ 是连带 Laguerre 多项式。 n_i 是杂质的浓度。具体计算中将裸的电子杂质库仑相互作用 v_q^i 用考虑了屏蔽效应的有效的库仑相互作用 $V_q^i = v_q^i / \epsilon(q)$ 来表示^[11]。 $\beta = \frac{1}{k_B T}$, $C_{n,n'}^{\text{ph}} = C_n^{\text{ph}} C_{n'}^{\text{ph}} (S_n^2 \delta_{|n|, |n'|-1} + S_n^2 \delta_{|n|-1, |n'|})$, $D^0(i\omega_n)$ 是声子格林函数, 对声子自能中的电子格林函数可分别采用 G_{α}^0 和 G_{α} 计算。

在 x 方向外加一高频电场, 利用 Kubo 公式计算此系统中的光导为

$$\sigma(\omega) = -\frac{i}{\hbar\omega} \frac{1}{S} \int_0^{\beta} d\tau \exp(i\omega\tau) \langle T_{\tau} j(\tau) j(0) \rangle, \quad (9)$$

式中 T_{τ} 是时序算符, S 是二维平面的面积, 流算符 j 表示为

$$j = \sum_{n,x_0} \sum_n e \frac{\gamma}{\hbar} C_n C_{n'} [S_n \delta_{|n|, |n'|-1} + S_{n'} \delta_{|n|-1, |n'|}] a_{n,x_0}^{\dagger} a_{n',x_0}, \quad (10)$$

在 Heisenberg 表象中满足 $j(\tau) = \exp(\tau H) j \exp(-\tau H)$ 。解析计算后的光导的实部表示为

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{g_s g_v}{2\pi l_B^2} \frac{\gamma^2}{\hbar\omega} \sum_{n,n'} C_n^2 C_{n'}^2 [S_n^2 \delta_{|n|, |n'|-1} + S_{n'}^2 \delta_{|n|-1, |n'|}] \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{\pi} [n_F(E) - n_F(E + \hbar\omega)] \text{Im} G_n(E) \text{Im} G_{n'}(E + \hbar\omega), \quad (11)$$

式中

$$G_n(E) = [E - E_n - \Sigma_n(E)]^{-1}, \quad (12)$$

相比自由电子的格林函数 $G_n^0(E) = [E - E_n - i\delta]^{-1}$, $G_n(E)$ 是考虑了电子-杂质相互作用和电声子耦合后的载流子格林函数。 $\sigma_0 = e^2 / \hbar$ 。从(11)式可以看出, 与传统的二维电子气类似, 磁光电导谱由相邻的朗道能级之间跃迁产生, 但同时带间的跃迁对磁光导也有贡献。当条件 $\hbar\omega = |E_{|n|\pm 1} - E_{|n|}|$ 满足时即可观察到回旋共振效应。 $\Sigma_n(E) = \Sigma_n^i(E) + \Sigma_n^{\text{ph}}(E) = \Delta_n(E) - i\Gamma_n(E)$ 是第 n 个朗道能级的自能总和, 实部代表能量的偏移, 虚部代表能带的展宽。相应的第 n 个朗道能级的态密度为

$$D_n(E) = g_s g_v D_0 \left(-\frac{1}{\pi} \right) \text{Im} G_n(E). \quad (13)$$

从上面的解析结果可以看出格林函数与自能相关, 而自能来源于屏蔽的电子-杂质相互作用和电声子耦合两项贡献, 由于屏蔽长度依赖于格林函数, 所以在具体计算中需要做自洽计算^[19]。随着能量接近于朗道能级 $\Sigma_n^i(E)$ 的虚部逐渐增大, 表明态密度的

主要贡献来源于朗道能级附近。在单杂质近似条件下, (7) 式中相同朗道能级之间 ($n = n'$) 的散射起主要的贡献。由于电子杂质的自能项对能级的展宽起主要贡献。在具体的数值计算中, 只对电子杂质相互作用的自能项和格林函数做自洽计算。

3 数值计算与讨论

考虑电子-杂质散射以及电声相互作用对朗道能级的展宽, 计算了二维石墨烯中的磁光电导谱。带参数 $\gamma = 0.65 \text{ eV} \cdot \text{nm}$, 典型的电子浓度 n_e 约为 10^{12} cm^{-2} , 大小可以通过门电压调节, 计算中假设在 SiO_2 衬底中的杂质与电子间的平均距离 d 约为 1 nm , 杂质浓度为 n_i 约为 10^{11} cm^{-2} , $\kappa_1 = 4.25$ 。

图 1 给出了杂质浓度 $n_i = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 以及磁场强度 $B = 5 \text{ T}$ 一定的条件下, 光导的实部随光子能量 ω/ω_B 的关系, 实线表示只考虑电子-杂质散射作用, 虚线和点线是考虑了电荷杂质和光学声子两类散射作用, 并且在声子自能 $\Sigma_n^{\text{ph}}(E)$ 中的格林函数分别用

G_a^0 和 G_a 计算的结果。从图中可以观测到几个跃迁吸收峰。(11) 式表明与传统二维电子气相似, 光跃迁发生在相邻朗道能级之间, 回旋共振效应可以通过 $\hbar\omega = E_{n+1} - E_n$ 获得。众所周知在传统二维电子气中 $E_{n+1} - E_n = \hbar\omega_c$ 是一恒定量, 所以实验上只能观测到单一的吸收峰。相比较在二维石墨烯中 $E_{n+1} - E_n$ 能量跃迁的差值依赖于朗道能级指标, 从而导致在磁光电导谱或吸收谱中会出现一系列的振荡峰。如图 1, 2 所示: 在电子浓度 $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 外磁场 $B = 5 \text{ T}$ 时, $n = 2$ 的朗道能级部分填充, 费米能级位于 $n = 2$ 的朗道能级上。带内的两个允许的跃迁 $E_2 \rightarrow E_3$ 和 $E_1 \rightarrow E_2$ 之间的能量差值相差较小, 在磁光吸收谱中表现为第一个展宽的吸收峰。第二个吸收峰来源于 $E_{-1} \rightarrow E_2$ 带间的跃迁。在随后的吸收峰都是来源于两个带间朗道能级间跃迁的总贡献。如第三个吸收峰是由 $E_{-2} \rightarrow E_3$ 和 $E_{-3} \rightarrow E_2$ 的两个跃迁的贡献, 在这两个跃迁中能量的差值是相同的。因此除了第一个带间的跃迁吸收峰以外, 其余所有的带间跃迁峰都是成对出现的。另一方面, 载流子吸收光子能量从低占据的朗道能级跃迁到高非占据的朗道能级, 不同的跃迁通道有不同有跃迁几率, 在费米面附近电子吸收能量更容易产生跃迁。相应的允许的带内和带间的跃迁通道如图 2(a) 所示。当其他条件不变, 将电子浓度提高到 $n_e = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 时[如图 1(b)], $n = 3$ 的朗道能级部分填充, 费米能级提

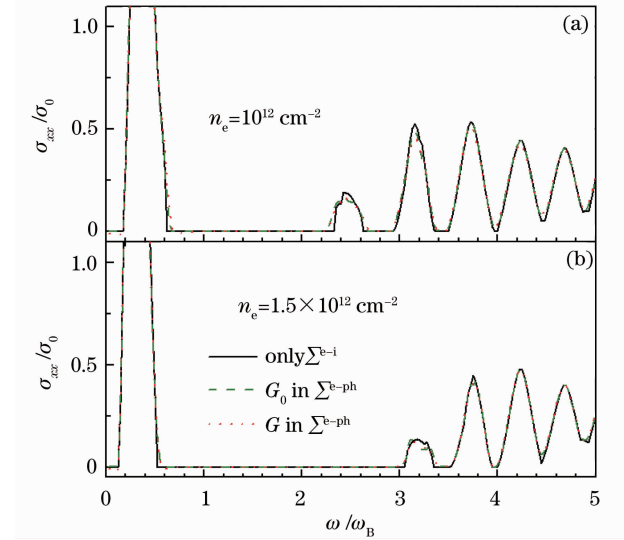


图 1 在杂质浓度和磁场一定的条件下, 光导的实部随光子能量 ω/ω_B 的关系
 Fig. 1 Real part of optical conductivity as a function of radiation photon frequency ω/ω_B at the fixed magnetic field $B = 5 \text{ T}$ and impurity concentration $n_i = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

高到位于 $n = 3$ 的朗道能级上。此时, 原先 $E_1 \rightarrow E_2$ 跃迁被禁止, $E_3 \rightarrow E_4$ 和 $E_2 \rightarrow E_3$ 的两个带内的跃迁取代第一个吸收展宽峰, 并向低能方向移动。第一个带间 $E_{-1} \rightarrow E_2$ 的跃迁也不再发生。值得注意的是第三个吸收峰强度减半, 这是因为此时只有 $E_{-2} \rightarrow E_3$ 的带间跃迁仍然满足条件, 而 $E_{-3} \rightarrow E_2$ 间的跃迁由于两个状态都被填满而不能发生吸收跃迁。在随后的跃迁吸收峰几乎没有发生变化, 相应的跃迁通道如图 2(b) 所示。

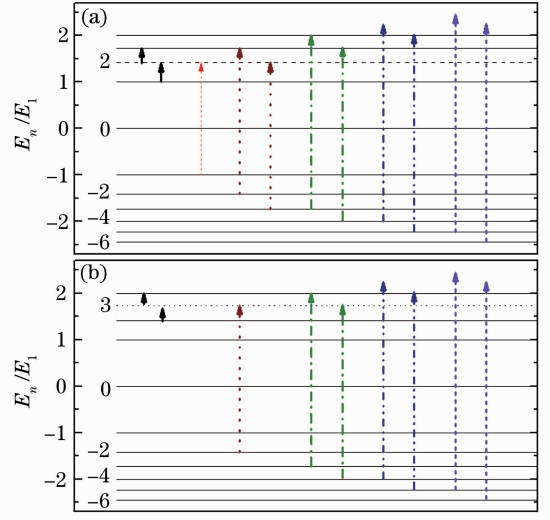


图 2 $B = 5 \text{ T}$ 时, 电子浓度分别为 (a) $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 (b) $n_e = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 时电子吸收能量引起的带内和带间跃迁通道图。水平方向的 (a) 虚线和 (b) 点线分别表示相应的费米能级

Fig. 2 Channel of allowed interband and intraband transitions between different LLs for the two electron concentration (a) 10^{12} cm^{-2} and (b) $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. The dashed and dotted horizontal lines show the Fermi energy level at $B = 5 \text{ T}$

在只考虑长程电荷杂质散射对朗道能级的展宽效应计算得到的磁光电导谱与在玻恩近似下考虑短程杂质散射计算的结果^[11] 和假定散射率为常数的计算结果^[5] 类似, 与单层石墨烯中观测到的磁光吸收谱结果一致^[20~23]。对比只考虑电子-杂质散射和同时考虑电子-杂质散射以及电声子相互作用的结果, 可以看出光学长波声子对光电导谱的影响不明显, 主要是对第一个带间朗道能级间的跃迁有一定的影响。当提高外磁场的强度, 声子能量与跃迁共振能量偏离更大时, 对磁光电导谱的影响更小。计算结果表明朗道能级 $n = 0, 1$ 间的跃迁是可以获得的, 区别在文献[10]中采用 T 矩阵近似考虑短程杂质散射时, $n = 0$ 和 1 的朗道能级展宽很大, 致使与

$n=0$ 相关的跃迁被湮没。事实上,在远红外跃迁谱的实验中观测到了包含 $n=0$ 朗道能级的跃迁。

4 结 论

主要研究了在外磁场作用下二维石墨烯系统的磁光吸收谱和跃迁选择定则。与传统的二维电子体系类似,跃迁来源于相邻朗道能级的跃迁,但同时还来源于带间朗道能级间的跃迁。由于石墨烯的朗道能级正比于朗道指标绝对值的平方根,呈不等间距分布,使得磁光吸收谱中表现为一系列的跃迁吸收峰。分析可知,1)带内的跃迁吸收强度远远大于带间的跃迁吸收强度;2)第一个带间跃迁是由单一的跃迁通道贡献,其他的带间跃迁通道都是成对出现的,因此通过调节电子浓度或外磁场强度使填充情况发生改变时可以观测到第一个带间吸收峰强度减半的现象;3)电子和长波光学声子相互作用对磁光吸收谱的贡献很小。

参 考 文 献

- 1 P. R. Wallace. The band theory of graphite[J]. *Phys. Rev.*, 1947, **71**(9): 622~634
- 2 K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov *et al.*. Electric field effect in atomically thin carbon films[J]. *Science*, 2004, **306**(5696): 666~669
- 3 K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov *et al.*. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene[J]. *Nature*, 2005, **438**: 197~200
- 4 Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer *et al.*. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene[J]. *Nature*, 2005, **438**(): 201~204
- 5 V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte. Anomalous absorption line in the magneto-optical response of graphene[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(15): 157402
- 6 T. Stauber, N. M. R. Peres, F. Guinea. Electronic transport in graphene; a semiclassical approach including midgap states[J]. *Phys. Rev. B*, 2007, **76**(20): 205423
- 7 T. Stauber, N. M. R. Peres, A. H. Castro Neto. Conductivity of suspended and non-suspended graphene at finite gate voltage[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **78**(8): 085418
- 8 A. R. Wright, C. Zhang. Dynamic conductivity of graphene with electron-LO-phonon interaction[J]. *Phys. Rev. B*, 2010, **81**(16): 165413
- 9 A. G. Grushin, B. Valenzuela, M. A. H. Vozmediano. Effect of Coulomb interactions on the optical properties of doped grapheme[J]. *Phys. Rev. B*, 2009, **80**(15): 155417
- 10 N. M. R. Peres, F. Guinea, A. H. Castro Neto. Electronic properties of disordered two-dimensional carbon[J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **73**(12): 125411
- 11 T. Morimoto, Y. Hatsugai, H. Aoki. Cyclotron radiation and emission in graphene[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **78**(7): 073406
- 12 T. Ando. Anomaly of optical phonon in monolayer graphene[J]. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 2006, **75**(12): 124701
- 13 T. Ando. Magnetic oscillation of optical phonon in graphene[J]. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 2007, **76**(2): 024712
- 14 Y.-W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin *et al.*. Measurement of scattering rate and minimum conductivity in graphene[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(24): 246803
- 15 L. A. Ponomarenko, R. Yang, T. M. Mohiuddin *et al.*. Effect of a high-k environment on charge carrier mobility in graphene [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(20): 206603
- 16 Yi Peng, Liu Yancong, Shi Yongjun *et al.*. Influence of immersion medium surroundings on laser heat processing on substrate surface [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2642~2647
- 伊 鹏, 刘衍聪, 石永军等. 浸没介质环境对基体表面激光热加工的影响[J]. *中国激光*, 2010, **37**(10): 2642~2647
- 17 Luo Le, Zhao Shumi, Qiu Jihong *et al.*. Influence of the substrate temperature upon the diamond-like carbon films deposited by pulsed laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(8): 2063~2067
- 罗 乐, 赵树弥, 仇冀宏等. 衬底温度对脉冲激光沉积类金刚石薄膜的影响[J]. *中国激光*, 2010, **37**(8): 2063~2067
- 18 Tian Zhen, Liu Shanliang, Zhang Bingyuan *et al.*. Graphene mode-locked Er³⁺ doped fiber pulse laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(3): 0302004
- 田 振, 刘山亮, 张丙元等. 石墨烯锁模掺铒光纤脉冲激光器的实验研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(3): 0302004
- 19 C. H. Yang, F. M. Peeters, W. Xu. Landau-level broadening due to electron-impurity interaction in graphene in strong magnetic fields[J]. *Phys. Rev. B*, 2010, **82**(7): 075401
- 20 M. L. Sadowski, G. Martinez, M. Potemski *et al.*. Landau level spectroscopy of ultrathin graphite layers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(26): 266405
- 21 R. S. Deacon, K.-C. Chuang, R. J. Nicholas *et al.*. Cyclotron resonance study of the electron and hole velocity in graphene monolayers[J]. *Phys. Rev. B*, 2007, **76**(8): 081406(R)
- 22 Z. Jiang, E. A. Henriksen, L. C. Tung *et al.*. Infrared spectroscopy of Landau levels of graphene[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(19): 197403
- 23 M. Orlita, C. Faugeras, P. Plochocka *et al.*. Approaching the dirac point in high-mobility multilayer grapheme[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(26): 267601