

三维狄拉克半金属红外波段的古斯—汉欣效应研究

曹振洲, 王国飞, 梁 潇, 邱学军

(中南民族大学 电子信息工程学院 武汉 430074)

摘 要 从理论上研究了三维狄拉克半金属(3D DSM)与石墨烯结合的红外波段的古斯—汉欣(GH)效应,并与石英玻璃的GH效应进行了对比.结果表明:覆盖石墨烯加剧了反射光相位的变化,明显增强了GH位移,改变了GH位移的正负. p 偏振的光以布儒斯特角入射时,覆盖有石墨烯的3D DSM的GH位移出现正向峰.3D DSM的GH位移对于平板厚度比石英玻璃敏感,随平板厚度变化时出现震荡峰.在金属区域和高损耗电介质区域,GH位移接近零;在无损耗电介质区域,GH位移随波长变化呈现震荡特性.

关键词 三维狄拉克半金属;古斯—汉欣效应;红外

中图分类号 O436.2;O469 文献标识码 A 文章编号 1672-4321(2018)04-0100-04

Goos-Hänchen Effect of Three-Dimensional Dirac Semimetal in Infrared Range

Cao Zhenzhou, Wang Guofei, Liang Xiao, Qiu Xuejun

(College of Electronic Information Engineering, South-Central University for Nationalities, Wuhan 430074, China)

Abstract Goos-Hänchen (GH) effect of graphene coated three-dimensional Dirac semimetal in infrared range was investigated theoretically and compared with that of silica glass. The results indicated that variation of the reflection phase and GH shift is enhanced and sign of GH shift is changed through coating graphene. When the p polarized light is incident at the Brewster angle, GH shift of graphene coated 3D DSM has positive peak. GH shift of 3D DSM is more sensitive about the thickness of slab than that of silica glass and shows oscillating peaks with changing the thickness of slab. In the metallic region and the dielectric region with high loss, GH shift is close to zero; in the dielectric region without loss, GH shift is oscillating with varying wavelength.

Keywords three-dimensional Dirac semimetal; Goos-Hänchen effect; infrared

光束入射到两种不同介质的分界面,反射光束偏离几何光学的预期而产生微小位移,该位移被称为古斯—汉欣(GH)位移^[1].GH位移的研究涉及不同的材料,如金属^[2],电介质^[3],超材料^[4,5],二维材料石墨烯^[6],拓扑绝缘体^[7];也扩展到了不同的领域,如量子阱^[8],等离子体^[9],电子自旋波传输^[10]等.

石墨烯是二维原子材料,其价带和导带在狄拉克点接触,被称为二维狄拉克半金属^[11].近来,“三维石墨烯”——三维狄拉克半金属(3D DSM)这种量子拓扑材料受到人们的重视.中科院方忠、戴希小组理论预言 A_3Bi ($A=Na, \dots, Rb$)为3D DSM^[11].随后 Na_3Bi 第一个被实验证实^[12].接着人们利用角度分辨的光电子能谱研究了其他3D DSM,如 $ZrTe_3$ ^[13], Cd_3As_2 ^[14],

测量了 $AlCuFe$ ^[15], Cd_3As_2 ^[14], $ZrTe_5$ ^[16]的光电导.但是,截至目前3D DSM的GH效应尚未得到关注.

本文研究高斯光束入射到石墨烯覆盖的3D DSM平板后发生的GH效应,并与石英玻璃的GH效应对比,研究入射光偏振、有无石墨烯覆盖、材料平板厚度和入射光波长对GH效应的影响.

1 理论模型

考虑如图1所示分层介质模型,介质1为空气,介质2是介电函数为 ϵ 的三维狄拉克半金属平板(厚度为 d),介质1和2间是光电导为 σ 的石墨烯,介质3为空气.基于随机相位近似和局域极限,石墨烯的零温表面光电导为^[17,18]:

收稿日期 2018-03-20

作者简介 曹振洲(1981-)男,副教授,博士,研究方向:新光学材料, E-mail: zhenzhoucao@hotmail.com

基金项目 国家自然科学基金资助项目(11404411)

$$\sigma = \frac{e^2 E_F}{\pi h^2} \frac{j}{\omega + j\tau^{-1}} + \frac{e^2}{4h^2} \left[\theta(h\omega - 2E_F) + \frac{j}{\pi} \ln \left| \frac{h\omega - 2E_F}{h\omega + 2E_F} \right| \right], \quad (1)$$

式中 E_F 为石墨烯费米能 ω 为入射光频率 τ 为电子声子弛豫时间 $\theta(\cdot)$ 为 Heaviside 函数. 低温极限条件 $T = E_F$ 下, 三维狄拉克半金属的介电函数为^[19]:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_b + \frac{e^2 g}{6h\nu_F} [j\theta(h\omega - 2\mu_F) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{2\mu_F}{h\omega} \right)^2 + \frac{1}{\pi} \left| \frac{(2\omega_c \mu_F)^2}{(h\omega)^2 - (2\mu_F)^2} \right|], \quad (2)$$

式中 ε_b 为有效背景介电常数 g 为简并因子 ε_c 为约化截止能量 μ_F 表示三维狄拉克半金属的化学势或费米能.

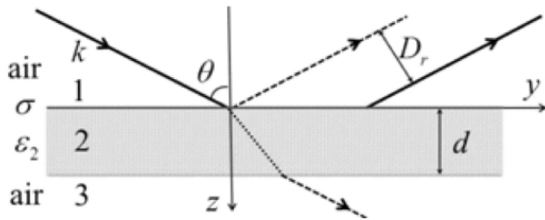


图 1 光束在分层介质的 GH 效应示意图
Fig.1 Schematic of the GH effect of a beam reflected at a stratified medium

要计算入射角为 θ 且波矢为 k 的高斯光束在界面 $z = 0$ 处反射和折射而产生古斯—汉欣位移 D_r , 需首先计算光强分布质心^[20]:

$$\langle x \rangle = \frac{\iint x |E_r|^2 dx dy}{\iint |E_r|^2 dx dy}, \quad (3)$$

其中 E_r 为反射光电场. 则古斯—汉欣位移可定义为^[21]:

$$D_r = \frac{1}{k} \langle x \rangle |_{z=0} = \frac{1}{k} \left(w_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial \theta} + w_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \theta} \right), \quad (4)$$

其中权重因子 $w_i = a_i^2 R_i^2 / (a_p^2 R_p^2 + a_s^2 R_s^2)$ $i \in \{p, s\}$ 分别对应 p 和 s 偏振. R_i 和 φ_i 分别是反射系数 $r_i = R_i e^{j\varphi_i}$ 的模和相位. 入射高斯光束偏振矢量为 $\hat{f} = a_p \hat{x} + a_s \exp(j\alpha) \hat{y}$ 且 $a_p^2 + a_s^2 = 1$. 当 $a_s = 1$ $a_p = 0$ 时, 入射光为 s 偏振.

通过求解边界条件方程可以获得反射系数 r_i . 介质 1 和 2 间的边界条件为 $\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0$ 和 $\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \sigma \vec{E}$. 介质 2 和 3 间的边界条件为 $\vec{n} \times (\vec{E}_3 - \vec{E}_2) = 0$ 和 $\vec{n} \times (\vec{H}_3 - \vec{H}_2) = 0$. 可以写出边

界条件的具体形式^[22] 对于 s 偏振有:

$$\begin{cases} E_{1i}^x + E_{1r}^x = E_{2i}^x + E_{2r}^x, \\ H_{1i}^y - H_{1r}^y = H_{2i}^y - H_{2r}^y + \sigma(E_{2i}^x + E_{2r}^x), \\ E_{2i}^x e^{-i\beta} + E_{2r}^x e^{i\beta} = E_{3i}^x, \\ H_{2i}^y e^{-i\beta} - H_{2r}^y e^{i\beta} = H_{3i}^y, \end{cases} \quad (5)$$

对于 p 偏振有:

$$\begin{cases} E_{1i}^y - E_{1r}^y = E_{2i}^y - E_{2r}^y, \\ H_{1i}^x + H_{1r}^x = H_{2i}^x + H_{2r}^x + \sigma(E_{2i}^y - E_{2r}^y), \\ E_{2i}^y e^{-i\beta} + E_{2r}^y e^{i\beta} = E_{3i}^y, \\ H_{2i}^x e^{-i\beta} - H_{2r}^x e^{i\beta} = H_{3i}^x, \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\beta = kn_2 d \cos \theta_2$ θ_2 为光在介质 2(3D DSM) 中的折射角. 由以上边界条件可得反射系数^[22, 23]:

$$r_s = \frac{E_{1r}^x}{E_{1i}^x} = \frac{r_{12s} + r_{23s} e^{-2i\beta} - (1 + r_{12s})(1 + r_{23s} e^{-2i\beta}) \sigma \eta / 2 \cos \theta_1}{1 + r_{12s} + r_{23s} e^{-2i\beta} + (1 + r_{12s})(1 + r_{23s} e^{-2i\beta}) \sigma \eta / 2 \cos \theta_1} \quad (7)$$

$$r_p = \frac{H_{1r}^x}{H_{1i}^x} = \frac{r_{12p} + r_{23p} e^{-2i\beta} + (1 + r_{12p})(1 - r_{23p} e^{-2i\beta}) \sigma \eta \cos \theta_2 / 2 n_2}{1 + r_{12p} + r_{23p} e^{-2i\beta} + (1 + r_{12p})(1 - r_{23p} e^{-2i\beta}) \sigma \eta \cos \theta_2 / 2 n_2} \quad (8)$$

其中

$$\begin{cases} r_{ijs} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j}, \\ r_{ijp} = \frac{\cos \theta_i / n_i - \cos \theta_j / n_j}{\cos \theta_i / n_i + \cos \theta_j / n_j}. \end{cases}$$

2 结果与讨论

图 2 给出了反射系数 $r_i = R_i e^{j\varphi_i}$ ($i = s, p$) 的模 R_i 和相位 φ_i 随光束入射角 θ 变化的关系. 其中光波长 $\lambda = 5 \mu\text{m}$ 3D DSM 介质平板厚度 $d = 12 \mu\text{m}$. 从图 2 可知, 覆盖有石墨烯的 3D DSM 的 R_i (实线) 与没有覆盖石墨烯的 3D DSM 的 R_i (虚线) 略有偏移; 作为对比, 覆盖有石墨烯的普通介质 (如石英玻璃, $\lambda = 5 \mu\text{m}$ 时折射率 $n = 1.34$ ^[24]) 的 R_i (点线) 与没有覆盖石墨烯石英玻璃的 R_i (点虚线) 差异比 DSM 的明显一点. 对于反射系数的相位 φ_i , 没有覆盖石墨烯时 $\frac{\partial \varphi_i}{\partial \theta}$ 非常接近

零, 而覆盖有石墨烯时 $\frac{\partial \varphi_i}{\partial \theta}$ 的绝对值大于零. 这种差异会在 GH 位移里明显地体现出来.

图 3(a) (c) 为覆盖有石墨烯的 3D DSM 的 GH 位移 (实线) 与没有覆盖石墨烯的 3D DSM 的 GH 位

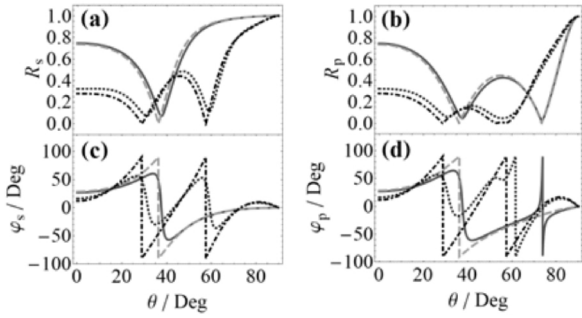


图 2 反射系数模 R_i 和相位 φ_i 随入射角 θ 的变化

Fig.2 Modulus R_i and phase φ_i of the reflection coefficients as a function of the incident angle θ

移(虚线)随 θ 变化的关系.图 3(b)(d)为覆盖有石墨烯的石英玻璃 GH 位移(点线)与无覆盖石英玻璃的 GH 位移(点虚线)随 θ 变化的关系. s -pol 表示 s 偏振光, p -pol 表示 p 偏振光.其中参数设置同图 2.反射光相位 $\varphi_i = \arctan[\text{Im}(r_i) / \text{Re}(r_i)]$ 剧烈的变化对应 GH 位移的峰值.从图中可知覆盖石墨烯明显增强了 GH 位移.对于 p 偏振的入射光, 3D DSM 的 GH 位移在布儒斯特角 $\theta_B = \arctan(\sqrt{\epsilon_2}) = 74^\circ$ 处为正,有明显的增强.可以作为实际应用时的特征峰.相比较 3D DSM 的 GH 位移比石英玻璃的要强一些,尤其是 p 偏振的光以布儒斯特角入射时,而石英玻璃的布儒斯特角 $\theta_B = \arctan(n) = 53^\circ$,该处 GH 位移几乎为零.

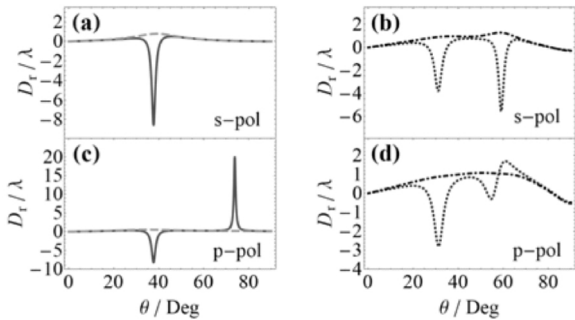


图 3 GH 位移随入射角 θ 的变化

Fig.3 GH shift as a function of the incident angle θ

图 4(a)(c)为覆盖有石墨烯的 3D DSM 的 GH 位移(实线)与无覆盖 3D DSM 的 GH 位移(虚线)随介质平板厚度 d 变化的关系.图 4(b)(d)为覆盖有石墨烯的石英玻璃的 GH 位移(点线)与无覆盖石英玻璃的 GH 位移(点虚线).其中光束入射角 $\theta = 45^\circ$,入射光波长 $\lambda = 5 \mu\text{m}$.石英玻璃的 p 偏振光的 GH 位移随平板厚度 d 变化比 s 偏振光的更为平缓(峰的半高全宽较宽),GH 位移数值也更小.3D DSM 的情形与石英玻璃的 GH 特征相似,但是 p 偏振光的 GH 位移峰的半高全宽和 s 偏振光的几乎一致,GH 位移数值也几乎相等.相比普通的石英玻璃介质,覆盖有石墨烯

的 DSM 的 GH 位移对厚度的变化更为敏感,在传感等领域更具优势.

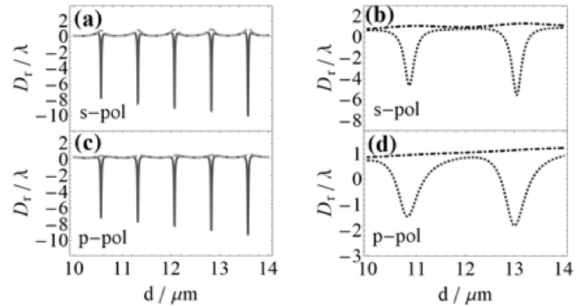


图 4 GH 位移随介质平板厚度 d 的变化

Fig.4 GH shift as a function of the slab thickness d

图 5(a)(b)为覆盖有石墨烯的 3D DSM 的 GH 位移(实线)与无覆盖 3D DSM 的 GH 位移(虚线)随入射光波长变化的关系.令 $\text{Re}(\epsilon_2) = 0$ 得到体积离子体频率对应波长 $\lambda_p \approx 8.93 \mu\text{m}$.当 $\lambda > \lambda_p$ 时, $\text{Re}(\epsilon_2) < 0$, 3D DSM 可被视作金属,它对光的吸收非常小,原因是 $\text{Im}(\epsilon_2) = 0$;当 $\lambda < \lambda_p$ 时, $\text{Re}(\epsilon_2) > 0$, 3D DSM 可被视作电介质.在电介质响应区域, $\lambda > \hbar\pi c / \mu_F$ 时, $\text{Im}(\epsilon_2) = 0$; 3D DSM 可被视作无损电介质; $\lambda < \hbar\pi c / \mu_F$ 时, $\text{Im}(\epsilon_2) = ge^2 / 6\hbar v_F$,带间电子跃迁增强, 3D DSM 可被视作高损耗电介质.在金属区域, GH 位移接近零;在高损耗电介质, GH 位移几乎为零.在无损电介质区域,覆盖石墨烯 3D DSM 的 GH 位移负向占优且随波长呈现震荡特性,并在 $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ 处出现极值;无覆盖 DSM 的 GH 位移正向占优也随波长呈现震荡特性,在无损电介质区末端出现极值.

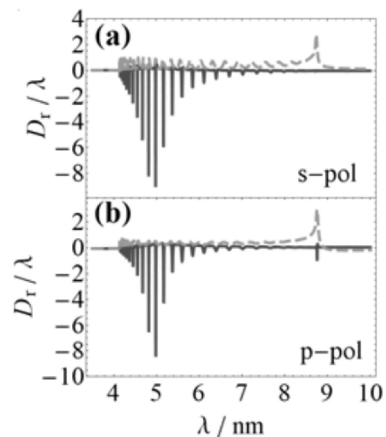


图 5 GH 位移随入射光波长 λ 的变化

Fig.5 GH shift as a function of the incident light wavelength λ

3 结语

利用分层介质模型的边界条件得到反射系数,进

而由反射系数的相位获得 GH 位移.数值定量分析了 3D DSM 在红外波段的 GH 位移依赖于高斯光束入射角、平板厚度、入射光波长而变化的关系,并与石英玻璃介质、有无覆盖石墨烯做了对比.发现覆盖石墨烯增强了反射光相位的变化,增大了 GH 位移,改变了 GH 位移的正负. p 偏振的光以布儒斯特角入射时,覆盖有石墨烯的 3D DSM 的 GH 位移出现正向峰,石英玻璃无此特征峰.3D DSM 的 GH 位移对于平板厚度比石英玻璃敏感,随平板厚度变化时出现震荡峰.在 3D DSM 对激发波长响应的金属区域和高损耗电介质区域, GH 位移接近零;在无损耗电介质区域, GH 位移随波长呈现震荡特性.

参 考 文 献

- [1] Goos F, Hänchen H, Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion [J]. *Annalen der Physik*, 1947, 436 (7-8): 333-346.
- [2] Merano M, Aiello A, Hooft G W, et al., Observation of Goos-Hänchen shifts in metallic reflection [J]. *Opt Express*, 2007, 15 (24): 15928-15934.
- [3] Li C F, Negative Lateral shift of a light beam transmitted through a dielectric slab and interaction of boundary effects [J]. *Phys Rev Lett* 2003, 91 (13): 133903.
- [4] Yu W J, Sun H, Gao L, Enhanced normal-incidence Goos-Hänchen effects induced by magnetic surface plasmons in magneto-optical metamaterials [J]. *Opt Express*, 2018, 26 (4): 3956-3973.
- [5] Wang C, Wang F, Liang R, et al., Electrically tunable Goos-Hänchen shifts in weakly absorbing epsilon-near-zero slab [J]. *Opt Mater Express* 2018, 8 (4): 718-726.
- [6] Chen S, Mi C, Cai L, et al., Observation of the Goos-Hänchen shift in graphene via weak measurements [J]. *Appl Phys Lett* 2017, 110 (3): 031105.
- [7] Liu F, Xu J, Song G, et al., Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts at the interface of ordinary dielectric and topological insulator [J]. *J Opt Soc of Am B*, 2013, 30 (5): 1167-1172.
- [8] Yang W X, Liu S, Zhu Z, et al., Tunneling-induced giant Goos-Hänchen shift in quantum wells [J]. *Opt Lett* 2015, 40 (13): 3133-3136.
- [9] Hirai Y, Matsunaga K, Neo Y, et al., Observation of Goos-Hänchen shift in plasmon-induced transparency [J]. *Appl Phys Lett* 2018, 112 (5): 051101.
- [10] Gruszecki P, Mailyan M, Gorobets O, et al., Goos-Hänchen shift of a spin-wave beam transmitted through anisotropic interface between two ferromagnets [J]. *Phys Rev B*, 2017, 95 (1): 014421.
- [11] Wang Z, Sun Y, Chen X Q, et al., Dirac semimetal and topological phase transitions in $A_3\text{Bi}$ ($A = \text{Na}, \text{K}, \text{Rb}$) [J]. *Phys Rev B* 2012, 85 (19): 195320.
- [12] Liu Z K, Zhou B, Zhang Y, et al., Discovery of a three-dimensional topological dirac semimetal, Na_3Bi [J]. *Science* 2014, 343 (6173): 864-867.
- [13] Li Q, Kharzeev D E, Zhang C, et al., Chiral magnetic effect in ZrTe_5 [J]. *Nature Phys* 2016, 12: 550-554.
- [14] Neubauer D, Carbotte J P, Nateprov A A, et al., Interband optical conductivity of the [001]-oriented Dirac semimetal Cd_3As_2 [J]. *Phys Rev B*, 2016, 93 (12): 121202.
- [15] Timusk T, Carbotte J P, Homes C C, et al., Three-dimensional Dirac fermions in quasicrystals as seen via optical conductivity [J]. *Phys Rev B*, 2013, 87 (23): 235121.
- [16] Chen R Y, Zhang S J, Schneeloch J A, et al., Optical spectroscopy study of the three-dimensional Dirac semimetal ZrTe_5 [J]. *Phys Rev B*, 2015, 92 (7): 075107.
- [17] Wunsch B, Stauber T, Sols F, et al., Dynamical polarization of graphene at finite doping [J]. *New J Phys* 2006, 8 (12): 013058.
- [18] Koppens F H L, Chang D E, and García F J, Graphene plasmonics: a platform for strong light-matter interactions [J]. *Nano Lett* 2011, 11 (8): 3370-3377.
- [19] Kotov O V and Lozovik Y E, Dielectric response and novel electromagnetic modes in three-dimensional Dirac semimetal films [J]. *Phys Rev B*, 2016, 93 (23): 235417.
- [20] Andrea A, Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts: a novel perspective [J]. *New J Phys*, 2012, 14 (1): 013058.
- [21] Marco O and Andrea A, Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for bounded wavepackets of light [J]. *J Opt* 2013, 15 (1): 014004.
- [22] Merano M, Fresnel coefficients of a two-dimensional atomic crystal [J]. *Phys Rev A* 2016, 93 (1): 013832.
- [23] Born M, Emil W, Principles of optics [M]. 7th edition. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [24] Tan C Z, Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy [J]. *J Non-Cryst Solids*, 1998, 223 (1): 158-163.

(责任编辑 雷建云)