

石墨烯/六方氮化硼超晶格结构中的可调谐自旋霍尔效应

伍舒琪, 张 硕, 付淑芳*

哈尔滨师范大学物理与电子工程学院, 光电带隙材料教育部重点实验室, 黑龙江 哈尔滨

收稿日期: 2021年10月12日; 录用日期: 2021年11月12日; 发布日期: 2021年11月19日

摘 要

通过在六方氮化硼的上表面铺上单层的石墨烯构建一个超晶格材料结构模型, 我们在远红外频率区域获得了可调谐的自旋霍尔效应并研究了光束的入射角、光轴的倾斜角和化学势对其的影响。当入射角在布鲁斯特角附近时, 在满足一定条件下自旋位移可达到极限值, 并且所对应频率区域被极大拓宽。这些发现为纳米光学器件的应用提供了可能。

关键词

自旋霍尔效应, 六方氮化硼, 菲涅尔反射系数

Tunable Spin Hall Effect of Reflective Light for Graphene/hBN Superlattice Structure Metamaterials

Shuqi Wu, Shuo Zhang, Shufang Fu*

Key Laboratory for Photonic and Electronic Bandgap Materials of Ministry of Education, School of Physics and Electronic Engineering, Harbin Normal University, Harbin Heilongjiang

Received: Oct. 12th, 2021; accepted: Nov. 12th, 2021; published: Nov. 19th, 2021

Abstract

This paper designs a superlattice material structure by covering a monolayer of graphene on hexagonal boron nitride (hBN). In the far infrared frequency region, a tunable spin Hall effect is obtained.

*通讯作者。

文章引用: 伍舒琪, 张硕, 付淑芳. 石墨烯/六方氮化硼超晶格结构中的可调谐自旋霍尔效应[J]. 应用物理, 2021, 11(10): 381-389. DOI: 10.12677/app.2021.1110045

The effects of incident Angle, inclination Angle of optical axis and chemical potential on spin Hall effect are studied, respectively. When the incident Angle is near Brewster Angle, the spin displacement can reach the limit value under certain conditions, and the corresponding frequency region is greatly widened. These findings provide the possibility for the application of nano optical devices.

Keywords

Spin Hall Effect, hBN, Fresnel Reflection Coefficient

Copyright © 2021 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

当一束线偏振光在界面处发生反射或透射时,其左右圆偏振光分量将横向垂直于折射率梯度,分别位于入射面的两侧,这种有趣的现象被称为光子自旋霍尔效应[1] [2]。这是基于光的角动量守恒基本定律的自旋-轨道相互作用的结果[3] [4] [5]。光子自旋霍尔效应可以看作是电子系统中电子自旋霍尔效应的光学类比,其中自旋光子和折射率梯度的作用分别类似于自旋电子和电势。近年来,光子自旋霍尔效应在高能物理[6] [7]、等离子体[8]、光学物理[9] [10] [11] [12]、半导体物理[13]等不同物理系统中得到了广泛的研究。光子的自旋霍尔效应为操纵自旋粒子提供了一种比较有效的方法,并为一些潜在的应用开辟了一条有效的途径,如密集数据存储、超快信息处理,甚至量子计算等[14] [15]。自旋极化电子在超表面结构中的产生、操作和检测是自旋基电子学的主要挑战,而在基于光子学中的自旋也存在着类似的挑战。光子的自旋霍尔效应可能为操纵光子自旋开辟新的机会,并发展新一代的全光器件[16]来作为最近提出的自旋电子学器件的对应产物。

六方氮化硼(hBN)是一种范德瓦尔斯晶体,也是具有单轴各向异性的天然双曲晶体。hBN有两个剩余频率带,在各个剩余频率带内介电常数的主值符号相反。hBN中光子与入射电场相互作用产生的表面声子极化子具有更小的光子散射损耗。石墨烯是单层碳原子排列在六角形蜂窝状晶格中的二维材料,由于其优异的载流子迁移率、零带隙和化学势可调从而被广泛应用于各个领域。与金属相比,石墨烯可以在太赫兹频率范围内激发表面等离子体极化子,且损耗更低。石墨烯的电导率可以通过使用偏置电压或外加电场在大范围内进行调节。将石墨烯置于hBN上表面时,表面等离子体极化子之间的强耦合会产生一种新的表面模型,称为表面等离子体声子极化子。本文对石墨烯/六方氮化硼超晶格结构表面反射光的自旋霍尔效应进行了理论研究,结果表明反射光在布儒斯特角附近对自旋位移有增强,通过石墨烯的化学势,可以很有效地控制位移出现的频率位置。此外还进一步探讨了hBN光轴倾角对自旋霍尔效应的影响,这些有趣的现象将为微纳器件的设计提供一种新的思路。

2. 理论模型及推导

如图1所示,我们构建了一个石墨烯/六方氮化硼(hBN)超晶格结构,其中石墨烯嵌入在每一层hBN的上表面。宽度为 w 的入射光束以 θ 为入射角入射到 x - z 平面。用带箭头的实线来表示入射光束和反射光束的位置,坐标系 (x_i, y_i, z_i) 和 (x_r, y_r, z_r) 分别表示入射和反射光束的中心波矢向量。 R_{LCP} 和 R_{RCP} 分别表示左圆偏振光和右圆偏振光, δ^+ 和 δ^- 分别表示 R_{LCP} 和 R_{RCP} 自旋分量的位移。 d 为hBN的厚度, ϕ 为光轴(OA)与 z 轴成夹角。

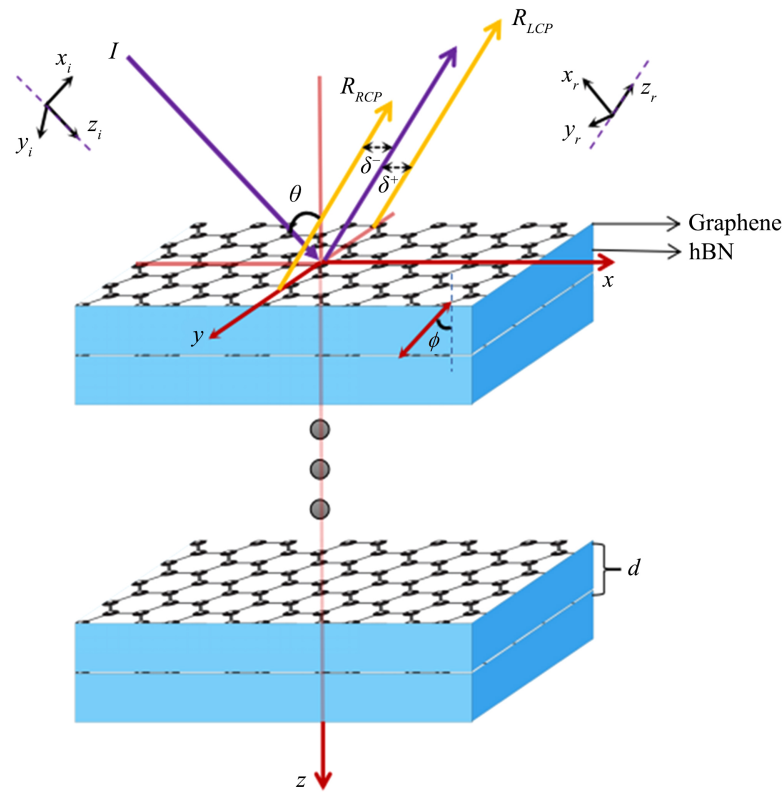


Figure 1. Coordinate system and schematic structure of graphene-hBN superlattice structure. The incident plane is the x - z plane and the z -axis perpendicular to the graphene-hBN surface

图 1. 石墨烯-hBN 超晶格结构位型图和坐标图。入射平面为 x - z 平面， z 轴垂直于石墨烯-hBN 表面

在主轴上，介电常数 ϵ_i 、 ϵ_r 和 ϵ_p 成对角元素，但在 xyz 坐标系中，介电常数可以表示为

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中， $\epsilon_{xx} = \epsilon_p \cos^2 \varphi + \epsilon_i \sin^2 \varphi$ ， $\epsilon_{zz} = \epsilon_p \sin^2 \varphi + \epsilon_i \cos^2 \varphi$ ， $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = (\epsilon_i - \epsilon_p) \sin \varphi \cos \varphi$ ， $\epsilon_{yy} = \epsilon_p$ ，单层石墨烯的厚度通常为 0.335 nm，电导率的表达式为 $\sigma = ie^2 \mu_c / \pi \hbar^2 (\omega + i\tau_g^{-1})$ ， μ_c 表示化学势， \hbar 表示普朗克常数， τ_g 是石墨烯的唯象电子弛豫时间。当一束光穿过石墨烯/六方氮化硼光子晶体时，每一层都有反射光和透射光。随着层数的增加，干涉效应可能会使自旋位移发生变化。这里我们运用传输矩阵的方法来进行计算。 p 波在不同空间中的磁场可以表示为

$$H_y = e^{i(k_x x - \omega t)} \begin{cases} I e^{ik_z z} + R e^{-ik_z z} & (2a) \\ A_i^+ e^{ik_z^+ z} + A_i^- e^{-ik_z^- z} & (2b) \\ T e^{ik_z z} & (2c) \end{cases}$$

其中，(2a)表示介质上表面的磁场，(2b)表示六方氮化硼内部的磁场，(2c)表示介质下表面的磁场。 k_x 和 k_z 为波束分别在 x 和 z 方向上的分量。通过麦克斯韦方程 $\nabla \times \vec{H} = \partial \vec{D} / \partial t$ 就能够得到相应的电场。由于石墨烯是二维超薄导体，因此六方氮化硼与石墨烯薄膜的边界条件可以写为

$$\nabla \times (\vec{E}_i - \vec{E}_{i+1}) = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times (\vec{H}_i - \vec{H}_{i+1}) = \sigma \vec{E}_{i+1} \quad (4)$$

可以根据边界条件推导出任意一对相邻介质之间的电磁场振幅关系。首先，空气中的振幅与第 1 层介质表面的关系为

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = T_0^{-1} T_1 \begin{pmatrix} A_i^+ \\ A_i^- \end{pmatrix} \quad (5)$$

其中 $T_0 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ Z_0 & -Z_0 \end{pmatrix}$, $T_1 = \begin{pmatrix} 1 - \sigma Z_h & 1 + \sigma Z_h \\ Z_h & -Z_h \end{pmatrix}$, $Z_0 = k_0 \cos \alpha / \omega \epsilon_0$ 表示真空中的阻抗,

$$Z_h = -\sqrt{(k_x^2 - k_0^2 \epsilon_{zz})} / \omega \epsilon_0 \sqrt{(\epsilon_{xz}^2 - \epsilon_{zz} \epsilon_{xx})}.$$

当光束在同一介质中从上表面传播到下表面时，相位移矩阵 P 表示为

$$P = \begin{pmatrix} \exp(-ik_z^+ d) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_z^- d) \end{pmatrix} \quad (6)$$

当光束从一层介质传播到另一层介质中时，振幅之间的关系式可以表示为

$$\begin{pmatrix} A_i^+ \\ A_i^- \end{pmatrix} = T_2^{-1} T_3 \begin{pmatrix} A_{i+1}^+ \\ A_{i+1}^- \end{pmatrix} \quad (7)$$

其中 $T_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ Z_h & -Z_h \end{pmatrix}$, $T_3 = T_1$ 。

最后，可以得到当光束从介质下底面出射时振幅之间关系为

$$\begin{pmatrix} A_N^+ \\ A_N^- \end{pmatrix} = T_n^{-1} T_0 \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

其中 $T_n = T_2$ ，通过总结公式(5)~(8)能够得到透射和反射之间的振幅关系

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

综上，传输矩阵 M 可以表示为

$$M = T_0^{-1} T_1 P (T_2^{-1} T_1 P)^N T_2^{-1} T_0 \quad (10)$$

N 表示循环单位层数，结构的总层数 $n = N + 1$ 。

对于 s 波也采用类似的方法，各表面上传输矩阵的表达式如下

$$T_0' = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ k_z & -k_z \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$T_1' = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \mu_0 \omega \sigma + k_{oz} & \mu_0 \omega \sigma - k_{oz} \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$T_2' = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ k_{oz} & -k_{oz} \end{pmatrix} \quad (13)$$

$$M' = T_0'^{-1} T_1' P (T_2'^{-1} T_1' P)^N T_2'^{-1} T_0' \quad (14)$$

其中, k_{oz} 表示 hBN 中的波数。

通过传输矩阵 M 和 M' 可以分别推导出 TM 波和 TE 波在多层介质中的反射系数为

$$r_p = M(2,1)/M(1,1) \quad (15)$$

$$r_s = M'(2,1)/M'(1,1) \quad (16)$$

从傅里叶光学的观点出发, 入射光束可以用不同角度的角谱分量来表示。在自旋基集中, 入射角谱可表示为 $\tilde{E}_i^H = (\tilde{E}_{i+} + \tilde{E}_{i-})/\sqrt{2}$ 和 $\tilde{E}_i^V = i(\tilde{E}_{i-} - \tilde{E}_{i+})/\sqrt{2}$, 其中, H 和 V 分别表示水平和垂直极化。考虑高斯分布的入射光束, 其角谱可表示为 $\tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) = \frac{\omega_0}{2\pi} \exp\left(-\frac{\omega_0^2(k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{4}\right)$, 其中, ω_0 表示束腰宽度, k_{ix} 和 k_{iy} 分别表示入射光在 x_i 轴和 y_i 轴上的波矢分量。基于角谱理论, 可以将反射角谱与电场的边界分布联系起来表示如下

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_r^H \\ \tilde{E}_r^V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_p & r_p \Delta_H^r \\ -r_s \Delta_V^r & r_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_i^H \\ \tilde{E}_i^V \end{bmatrix} \quad (17)$$

其中, $\Delta_{H,V}^r = (1 + r_{s,p}/r_{p,s}) \cot \theta_i$ 表示水平和垂直偏振态的几何自旋轨道项, 反射光束的空间位移和角度位移可定义为

$$\delta_{H,V}^{r\pm} = \frac{i \langle \tilde{E}_{r\pm}^{H,V*}(k_{ry}, k_{rx}) | \frac{\partial}{\partial k_{ry}} | \tilde{E}_{r\pm}^{H,V}(k_{ry}, k_{rx}) \rangle}{\langle \tilde{E}_{r\pm}^{H,V}(k_{ry}, k_{rx}) | \tilde{E}_{r\pm}^{H,V}(k_{ry}, k_{rx}) \rangle} \quad (18)$$

其中的上角标 r^+ 和 r^- 分别表示反射光束的左、右圆偏振分量, 利用基于任意角谱分量的泰勒级数展开, r_p 和 r_s 可以展开为关于 k_{rx} 的多项式。如果只考虑菲涅耳系数的零阶泰勒级数展开, 反射光束的自旋相关分裂可以简化为

$$\Delta \delta_{H,V}^{r\pm} = \mp \frac{\cot \theta_i}{k_0} \text{Re}(1 + r_s/r_p) \quad (19)$$

3. 数值模拟与讨论

hBN 的相对介电常数可以用洛伦兹函数表示为 $\varepsilon = \varepsilon_\infty \left[1 + \frac{(\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2)}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\tau_h)} \right]$, 相对介电函数纵向分量的相关参数为 $\varepsilon_\infty = 4.95$, $\omega_{LO} = 825 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_{TO} = 760 \text{ cm}^{-1}$ 。横向介电分量的相关参数为 $\varepsilon_\infty = 4.52$, $\omega_{LO} = 1610 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_{TO} = 1360 \text{ cm}^{-1}$ 。在主轴坐标系下, 六方氮化硼(hBN)的介电函数可以用对角矩阵的形式表示 $\varepsilon_{\text{hBN}} = \text{dig}(\varepsilon_t, \varepsilon_t, \varepsilon_p)$, ε_p 为沿着光轴方向的介电常数, ε_t 为垂直于光轴方向的介电常数。hBN 在红外区域存在两个剩余频率区间, 在剩余频率带内 $\varepsilon_t \varepsilon_p < 0$ 。其中, $1.0 < \omega/f_t < 1.086$ 为第一剩余频率区间(RB1), $1.78 < \omega/f_t < 2.12$ 为第二剩余频率区间(RB2)。在接下来的讨论中, 令频率 $f_t = 760 \text{ cm}^{-1}$, hBN 的阻尼 $\tau_h = 5.0 \text{ cm}^{-1}$, 单层 hBN 的厚度 $d = 1 \mu\text{m}$, 石墨烯的电子弛豫时间 $\tau_g = 4 \text{ ps}$ 。

为了突出比较石墨烯对自旋位移的影响, 我们首先作出当材料的上表面不加石墨烯情况下位移随频率的变化图像, 此时超材料为层状 hBN 结构, 厚度为 $5 \mu\text{m}$ 。令入射角 $\theta = 53^\circ$, 旋转角 $\phi = 45^\circ$, 在 RB1 和 RB2 区域附近 δ_H^{r+} 随频率的变化图像如图 2(a)和图 2(b), 从图中可以分别观察到在两个剩余频率带附近都存在位移极值。接下来将超材料改为石墨烯/hBN 超晶格结构, 每层 hBN 的厚度为 $1 \mu\text{m}$, 当石墨烯/hBN 层数为 5 层时 δ_H^{r+} 在 RB1 和 RB2 附近随化学势和频率的变化图像如图 2(c)和图 2(d), 从图中我们可

以观察到当介质上表面铺上一层石墨烯后自旋位移有了很大的增强, 大约比不加石墨烯时所产生的位移极值增大了 20 倍波长。石墨烯的作用还体现在化学势对位移有了明显的调控作用, 如图 2(c) 随着 μ_c 的逐渐增加 δ_H^{r+} 呈先增大再降低的趋势, 当 $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$ 时, δ_H^{r+} 在 $\omega/f_i = 1.114$ 处达到极值约为 ± 25 倍波长。在 $\omega/f_i = 1.24$ 附近也能够观察到 δ_H^{r+} , 化学势对自旋位移有一定的调节作用, 化学势增大, 位移也随之增大, 最大能够达到 $7\lambda_0$ 左右。图 2(d) 中可以观察到石墨烯对 δ_H^{r+} 的增强作用在 RB2 附近有明显的体现, 并且化学势也同样对 δ_H^{r+} 有调谐作用, 当 $\mu_c = 0.145 \text{ eV}$ 时位移能够在 $\omega/f_i = 2.25$ 处达到极值。

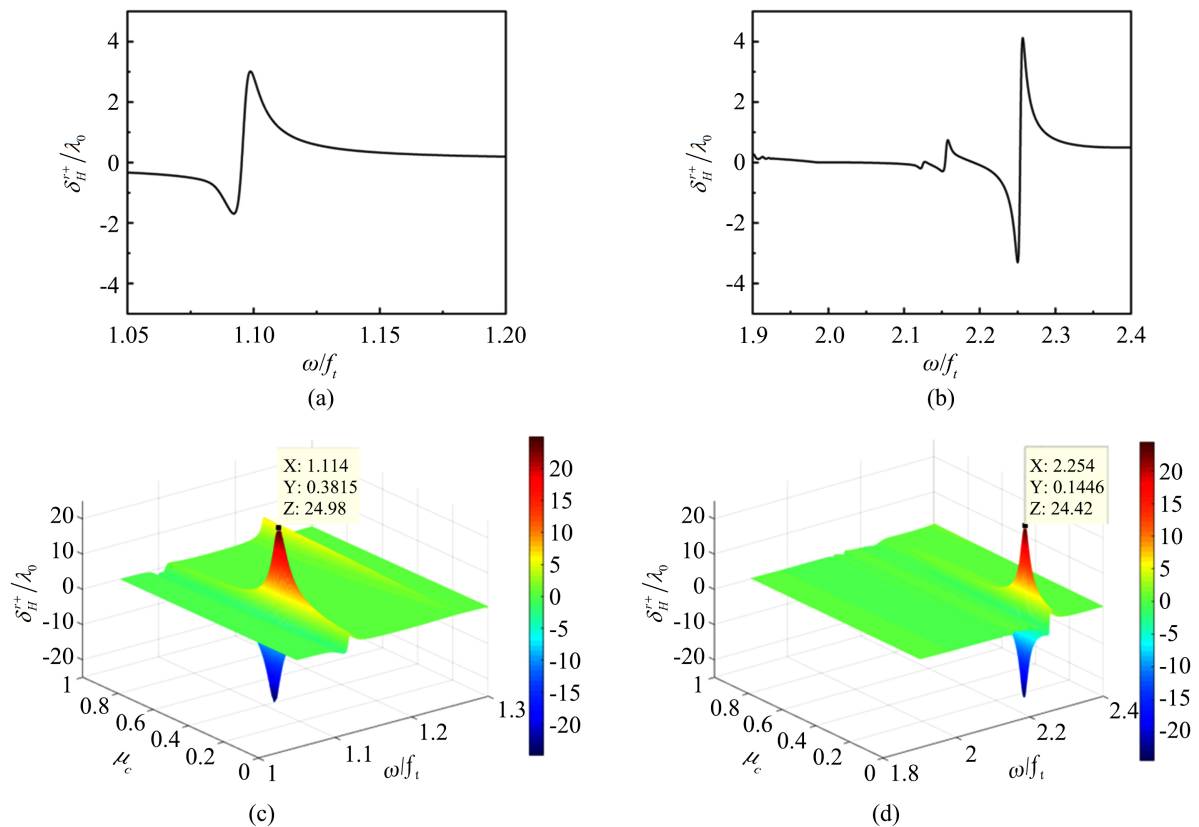


Figure 2. Displacement of the spin versus frequency with $\theta = 53^\circ$ and $\phi = 45^\circ$. (a) and (b) are the δ_H^{r+} changes of layered hBN structure near RB1 and RB2, respectively; (c) and (d) are the frequency and chemical potential changes of graphene/hBN superlattice structure near RB1 and RB2, respectively

图 2. $\theta = 53^\circ$ 、 $\phi = 45^\circ$ 自旋位移随频率的变化图像。(a)和(b)分别为层状 hBN 结构中 δ_H^{r+} 在 RB1 和 RB2 附近的变化情况; (c)和(d)分别为石墨烯/hBN 超晶格结构在 RB1 和 RB2 附近随频率和化学势的变化情况

在之前的讨论中已经明确了化学势对自旋位移的影响, 接下来令光轴与 z 轴的夹角 $\phi = 45^\circ$, 通过改变入射角观察 δ_H^{r+} 的变化情况。如图 3(a)和图 3(b)为在 RB1 和 RB2 附近分别选取化学势为 $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$ 和 $\mu_c = 0.145 \text{ eV}$ 时 δ_H^{r+} 随入射角的变化图像。通过改变入射角, 从图 3(a)中能够观察到在 $\omega/f_i = 1.113$ 附近时, δ_H^{r+} 有较大的变化, 随入射角的增大 δ_H^{r+} 呈现先增大后减小的变化趋势, 所出现位移极值的频率逐渐右移, 当入射角为 53° 附近时 δ_H^{r+} 的变化非常敏感, 并且在 $1.23 < \omega/f_i < 1.27$ 范围内也能观察到自旋位移的存在, 此时 δ_H^{r+} 随入射角的增大而增大, 且出现的频率也变大。从图 3(b)中我们可以看到在 RB2 附近, θ 角对 δ_H^{r+} 也有调控作用, 随着 θ 的增大 δ_H^{r+} 出现的位置有明显的变化, 所对应频率逐渐右移且也在 $\theta = 53^\circ$ 时达到极值。

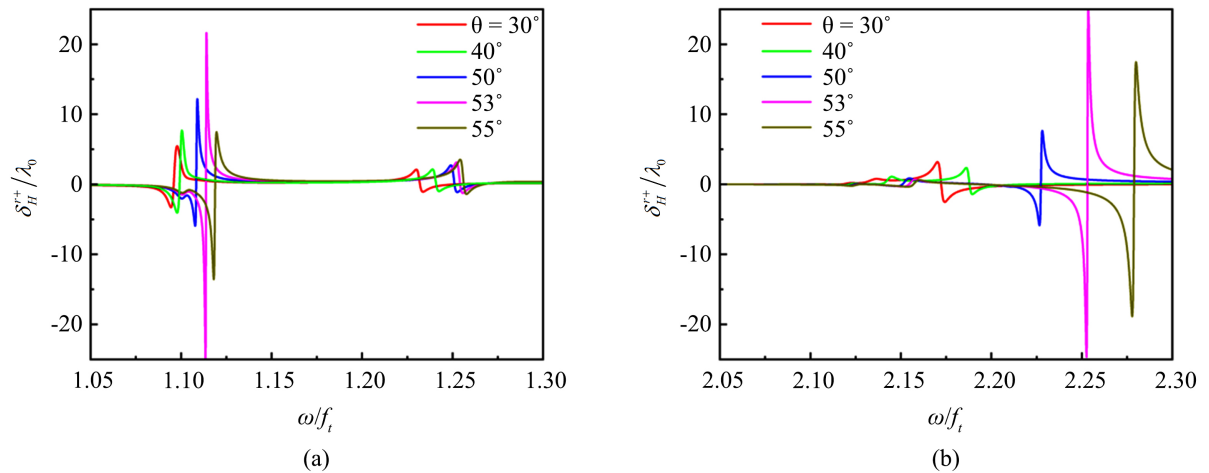


Figure 3. Displacement of the spin varying with frequency when the incident at different incident angles. (a) is the δ_H^{r+} versus frequency with $\phi = 45^\circ$ and $\mu_c = 0.4$ eV near or in the RB1; (b) is the δ_H^{r+} versus frequency with $\phi = 45^\circ$ and $\mu_c = 0.145$ eV near or in the RB2

图 3. 以不同的入射角入射时自旋位移随频率变化图像。(a) $\phi = 45^\circ$ $\mu_c = 0.4$ eV, δ_H^{r+} 在 RB1 附近随频率的变化图像; (b) $\phi = 45^\circ$ $\mu_c = 0.145$ eV, δ_H^{r+} 在 RB2 附近随频率的变化图像

在之前的讨论中发现了自旋位移在 $\theta = 53^\circ$ 附近变化敏感, 因此接下来重点讨论在 $52.2 < \theta < 53.2$ 小范围内 δ_H^{r+} 随频率的变化情况。令 $\phi = 45^\circ$, $\omega/f_i = 1.113$, $\mu_c = 0.4$ eV, 从图 4(a) 中能够清楚的看到当 n 取不同值时 δ_H^{r+} 均在 $52.2 < \theta < 53.2$ 中能够达到位移极值, 且从图 4(b) 中能够验证在对应的入射角达到位移极值时, 所对应角度的 $|r_s/r_p|$ 也达到极值。因此菲涅尔反射系数对光束位移的产生起到了绝对性的作用, 这很好地体现出公式(19) $\Delta\delta_{H,V}^{r\pm} = \mp \frac{\cot\theta_i}{k_0} \text{Re}(1+r_s/r_p)$ 中 δ_H^{r+} 与入射角和菲涅尔反射系数之间的密切关系。

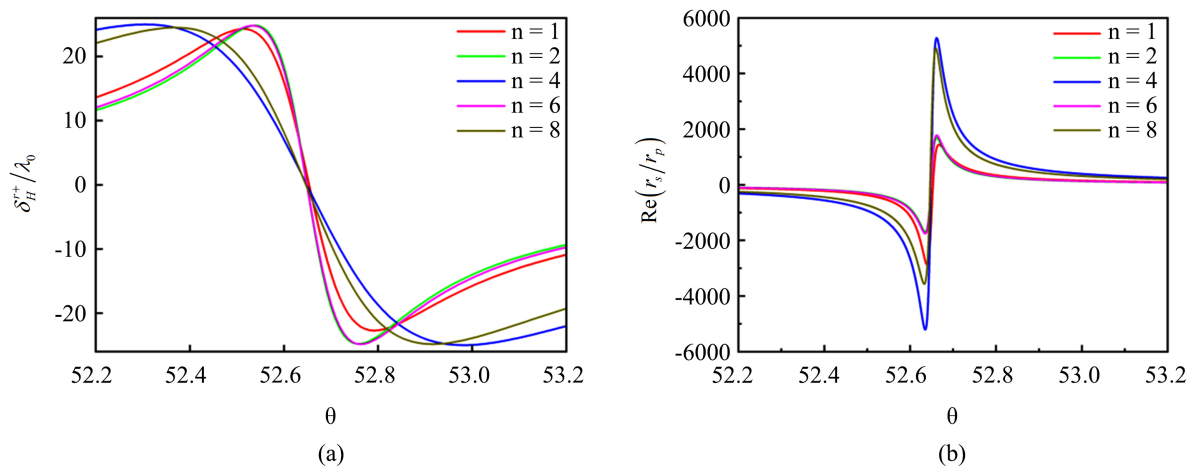


Figure 4. Changing the number of layers of the superlattice structure and δ_H^{r+} versus the incident Angle with $\omega/f_i = 1.113$, $\mu_c = 0.4$ eV and $\phi = 45^\circ$. (a) is the δ_H^{r+} changing with the incident Angle; (b) is the $|r_s/r_p|$ changing with the incident Angle

图 4. $\omega/f_i = 1.113$ 、 $\mu_c = 0.4$ eV、 $\phi = 45^\circ$, 改变超晶格结构的层数 δ_H^{r+} 随入射角的变化图像。(a) 为 δ_H^{r+} 随入射角的变化图像; (b) 为 $|r_s/r_p|$ 随入射角的变化图像

接下来讨论当改变光轴(OA)与 Z 轴之间的夹角 ϕ 时对自旋位移的影响。如图 5(a)可以观察到在 $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$, $\theta = 53^\circ$ 时, 在 RB1 附近 δ_H^{r+} 随 ϕ 有比较明显的改变, 倾斜角 ϕ 越大所观测到位移所对应的频率右移, 在 $\omega/f_i = 1.113$ 附近 δ_H^{r+} 呈先增大后减小的变化, 在 $1.2 < \omega/f_i < 1.32$ 附近 δ_H^{r+} 随 ϕ 逐渐增大。图 5(b)表示在 $\mu_c = 0.145 \text{ eV}$, $\theta = 53^\circ$ 时, 在 RB2 附近 ϕ 对 δ_H^{r+} 也有调节作用, 倾斜角 ϕ 越大, 观测到位移的频率左移。对比图 5(a)和图 5(b)能够发现当 $\phi = 45^\circ$ 时, δ_H^{r+} 在 RB1 和 RB2 都达到峰值。因此, 通过改变 ϕ 的大小也能有效调控自旋位移的数值与位置。

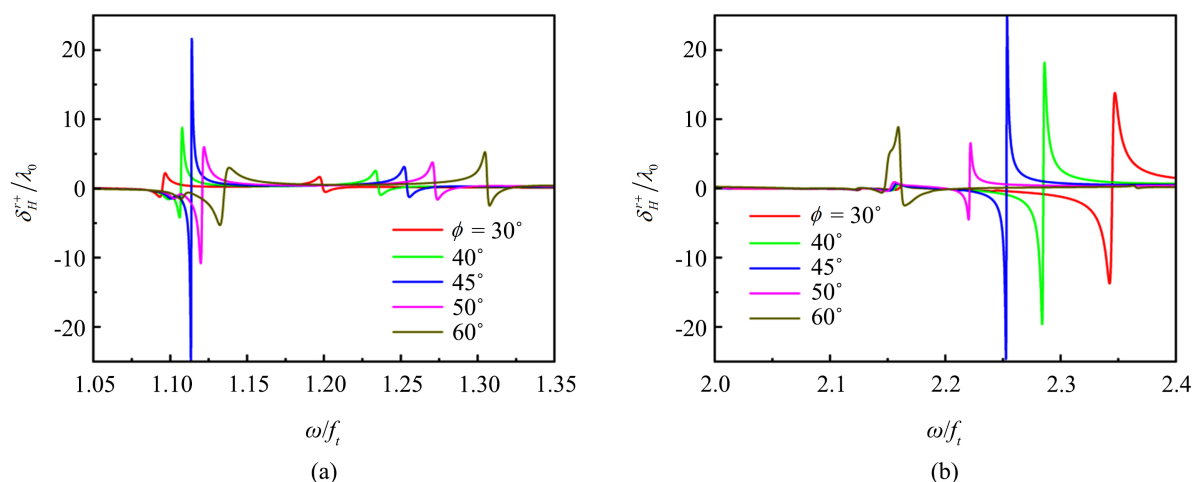


Figure 5. Displacement of spin changing with frequency near RB1 and RB2 at the different tilt angle of optical axis. (a) is the δ_H^{r+} versus frequency with $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$ and $\theta = 53^\circ$ near or in the RB1; (b) is the δ_H^{r+} versus frequency with $\mu_c = 0.145 \text{ eV}$ and $\theta = 53^\circ$ near or in the RB2

图 5. 改变光轴倾斜角时自旋位移分别在 RB1 和 RB2 附近随频率的变化图像。(a) $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$, $\theta = 53^\circ$, δ_H^{r+} 在 RB1 附近随频率的变化图像; (b) $\mu_c = 0.145 \text{ eV}$, $\theta = 53^\circ$, δ_H^{r+} 在 RB2 附近随频率的变化图像

4. 结论

综上所述, 我们研究了在石墨烯/六方氮化硼超晶格结构表面反射光束的自旋霍尔效应。模拟结果表明, 把材料结构变为超晶格结构之后能够有效地调控和增强光子的自旋霍尔效应, 当超晶格结构在每层的上表面铺上一层石墨烯后自旋位移极值能够比不加石墨烯时产生自旋位移的极值增大 20 倍波长左右。入射角在 53° 附近时自旋位移变得非常敏感, 由于 $|r_s/r_p|$ 在对应的入射角度下达到了极值, 光束的自旋位移极值可以在布儒斯特角附近被观测到。当 $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$ 时, 我们能在第一剩余频率区间附近观察到自旋极值, 当 $\mu_c = 0.145 \text{ eV}$ 时, 我们在第二剩余频率区间附近观察到了自旋极值, 并且通过调节化学势我们能够在更多的频率范围观测到自旋位移的存在, 此外, 通过调节入射角和倾斜角可以有效地调控自旋位移的大小和所对应的频率位置, 这些研究结果为新型纳米器件的研制提供了理论基础。

参考文献

- [1] Sinova, J., Culcer, D., Niu, Q., Sinitsyn, N.A., Jungwirth, T., Macdonald, A.H. (2004) Universal Intrinsic Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, **92**, Article ID: 126603. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.126603>
- [2] Onoda, M., Murakami, S. and Nagaosa, N. (2004) Hall Effect of Light. *Physical Review Letters*, **93**, Article ID: 083901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.083901>
- [3] Bliokh, K.Y. and Bliokh, Y.P. (2006) Conservation of Angular Momentum, Transverse Shift, and Spin Hall Effect in Reflection and Refraction of an Electromagnetic Wave Packet. *Physical Review Letters*, **96**, Article ID: 073903.

- <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.073903>
- [4] Bliokh, K.Y., Rodríguez-Fortuño, F.J., Nori, F. and Zayats, A.V. (2015) Spin-Orbit Interactions of Light. *Nature Photonics*, **9**, 796-808. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.201>
- [5] Hosten, O. and Kwiat, P. (2008) Observation of the Spin Hall Effect of Light via Weak Measurements. *Science*, **319**, 787-790. <https://doi.org/10.1126/science.1152697>
- [6] Gosselin, P., Berard, A. and Mohrbach, H. (2007) Spin Hall Effect of Photons in a Static Gravitational Field. *Physical Review D*, **75**, Article ID: 084035. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.084035>
- [7] Dartora, C.A., Cabrera, G.G., Nobrega, K.Z., Montagner, V.F., Matielli, M.H.K., de Campos, F.K.R. and Filho, H.T.S. (2011) Lagrangian-Hamiltonian Formulation of Paraxial Optics and Applications: Study of Gauge Symmetries and the Optical Spin Hall Effect. *Physical Review A*, **83**, Article ID: 012110 <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.012110>
- [8] Gorodetski, Y., Niv, A., Kleiner, V. and Hasman, E. (2008) Observation of the Spin-Based Plasmonic Effect in Nanoscale Structures. *Physical Review Letters*, **101**, Article ID: 043903. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.043903>
- [9] Bliokh, K.Y., Niv, A., Kleiner, V. and Hasman, E. (2008) Geometrodynamics of Spinning Light. *Nature Photonics*, **2**, 748-753. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.229>
- [10] Haefner, D., Sukhov, S. and Dogariu, A. (2009) Spin Hall Effect of Light in Spherical Geometry. *Physical Review Letters*, **102**, Article ID: 123903. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.123903>
- [11] Aiello, A., Lindlein, N., Marquardt, C. and Leuchs, G. (2009) Transverse Angular Momentum and Geometric Spin Hall Effect of Light. *Physical Review Letters*, **103**, Article ID: 100401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.100401>
- [12] Rodríguez-Herrera, O.G., Lara, D., Bliokh, K.Y., Ostrovskaya, E.A. and Dainty, C. (2010) Optical Nanoprobing via Spin-Orbit Interaction of Light. *Physical Review Letters*, **104**, Article ID: 253601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.253601>
- [13] Murakami, S., Nagaosa, N. and Zhang, S.C. (2003) Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature. *Science*, **301**, 1348-1351. <https://doi.org/10.1126/science.1087128>
- [14] Ménard, J.-M., Mattacchione, A.E., van Driel, H.M., Hautmann, C. and Betz, M. (2010) Ultrafast Optical Imaging of the Spin Hall Effect of Light in Semiconductors. *Physical Review B*, **82**, Article ID: 045303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.045303>
- [15] Zhou, X.X., Xiao, Z.C., Luo, H.L. and Wen, S.C. (2012) Experimental Observation of the Spin Hall Effect of Light on a Nanometal Film via Weak Measurements. *Physical Review A*, **85**, Article ID: 043809. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.043809>
- [16] Ling, X.H., Zhou, X.X., Huang, K., Liu, Y.C., Qiu, C.W., Luo, H.L. and Wen, S.C. (2017) Recent Advances in the Spin Hall Effect of Light. *Reports on Progress in Physics*, **80**, Article ID: 066401.