

黑磷烯-硅多层膜的古斯-汉欣位移增强及其 折射率传感性能*

柏文庆¹⁾²⁾³⁾ 杨翠红¹⁾²⁾³⁾† 刘立旺¹⁾²⁾³⁾ 李庆芳¹⁾²⁾³⁾ 王璐¹⁾²⁾³⁾‡

1) (南京信息工程大学物理与光电工程学院, 南京 210044)

2) (南京信息工程大学, 大气光电探测与信息融合国家级重点实验室培育建设点, 南京 210044)

3) (南京信息工程大学, 江苏省气象光子学与光电探测国际合作联合实验室, 南京 210044)

(2025 年 10 月 22 日收到; 2025 年 11 月 14 日收到修改稿)

古斯-汉欣 (GH) 位移作为一种特殊的光学现象, 在高灵敏传感、光开关及纳米光子器件等领域具有广泛应用前景. 本文构建了一种黑磷烯-硅介质交替堆叠的层状结构, 采用转移矩阵法研究了光电导率、偏振模式、周期层数以及外加电压对该结构在近红外波段的反射特性与 GH 位移的影响. 研究表明, 黑磷烯的引入使横磁 (TM) 波在布儒斯特角处的反射相位由阶跃突变转变为连续变化, 从而产生高达 40 倍波长的 GH 位移; 横电 (TE) 波在掠入射条件下亦可实现数倍波长的 GH 位移; 通过增加周期层数和施加电压可有效增强 GH 位移并调节其角度响应. 该结构对末端介质折射率变化表现出高达 $10^5 \lambda/\text{RIU}$ 量级灵敏度, 在近红外可调谐光电器件与高灵敏度光学传感器方面展现出良好的应用潜力.

关键词: 黑磷烯, 古斯-汉欣位移, 转移矩阵, 光学传感

DOI: 10.7498/aps.75.20251445

CSTR: 32037.14.aps.75.20251445

1 引言

当一束有限宽度的光束在全内反射作用下照射两种均匀介质之间的界面时, 反射光束的波心与入射光束的波心不重合, 这种现象被称作古斯-汉欣 (Goos-Hänchen, GH) 效应, 它与反射光束位于同一入射平面, 其物理本质源于反射相位的延迟^[1]. 1948 年, Artmann^[2] 提出的稳态相位法成为该研究领域的一个重要里程碑, 凭借清晰的物理图像与简洁的数学形式, 被广泛应用于计算复合结构的 GH 位移^[3-5], 该方法适用于近似理想平面波, 即光束束腰远大于波长的情况. 当光束束腰与波长相当时, 用稳态相位法计算的结果会存在比较大的误

差^[6], 此时可通过能流表征法^[7]、高斯光束法^[8]和角谱法^[9]等方法计算 GH 位移. 过去的几十年中, 有大量的理论和实验工作致力于 GH 位移的研究, 目前已证明其在光波导开关^[10]、位移传感器^[11]、高灵敏度温度传感器^[12]和双通道窄带滤波器^[13]等领域有良好的应用价值.

通常光频段的 GH 位移都在波长量级^[14], 这在一定程度上限制了其实际应用. 针对这一问题, 研究者提出了一系列增强 GH 位移的模型, 如双棱镜结构^[6,15]、光栅结构^[16]、衰减全反射结构^[17]和光栅-波导复合结构^[3,4,18]等. 由于这些传统结构的参数一旦固定便难以调节, 将新型光电材料与传统结构相结合以实现 GH 位移的灵活调控, 成为一个新的研究方向. 近年来, 石墨烯、MoS₂、黑磷烯 (black

* 国家自然科学基金 (批准号: 12474234) 和江苏省研究生科研与实践创新计划 (批准号: SJCX25_0526) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chyang@nuist.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wanglu@nuist.edu.cn

phosphorene, BP) 等二维材料因其独特的物理化学性质在场效应晶体管^[19]、光电探测^[20]、传感^[21]等多个领域展现出巨大的应用潜力. 二维材料可通过应变、层数、掺杂浓度或外电磁场等手段, 精确调节能带结构、电子密度及其动态响应, 从而实现对 GH 位移的高效控制. 例如 Jahani 等^[22]证明了单轴应变能拉伸石墨烯晶格使其光电导率平滑改变, 进而使 GH 位移得到平滑增加. Han 等^[23]通过 Kretschmann 构型结合石墨烯和蓝磷烯/过渡金属二硫化物激发表面等离子体共振来增强 GH 位移, 并通过优化二维材料的层数获得最大-2361 倍入射波长的 GH 位移. Farmani 等^[24]基于石墨烯的表面等离激元设计了一种利用外部电压调节 GH 位移的双向光开关. Ye 等^[25]基于经典的 Otto 结构, 通过在多层结构间插入单层石墨烯来实现外部磁场对 GH 位移的增强与调节.

作为一种富有潜力的二维材料, 黑磷烯近年来也被应用于 GH 位移的调控研究^[5,26-29]. 黑磷烯有 0.3—2 eV 的直接带隙^[30], 还有远超过过渡金属二硫化物的高载流子迁移率^[31]、高开关比^[32]、各向异性^[33]等特性. 黑磷烯的能带和光电导特性不仅能通过层数、应变调控^[34,35], 还能通过外部的电场^[36]、磁场^[37]等参数调节, 这为设计基于黑磷烯的可调控 GH 位移器件提供了可能. Mao 等^[5]设计了一种由黑磷烯-Au-介质交替排布的一维光子晶体结构, 通过控制层厚比、载流子浓度等参数, 在 550—610 THz 范围内实现了较大的 GH 位移, 其正向最大位移可达波长的 279 倍, 负向最大位移亦达波长的 253 倍. Shu 等^[26]在介质衬底上覆盖各向异性黑磷烯, 研究了 GH 位移随入射角、入射光能量、光轴方向及掺杂浓度的变化规律, 发现通过调节入射光子能量和光轴取向可以实现对正负 GH 位移的灵活调控. 此外, 将黑磷烯与双曲介电材料相结合, 利用其表面等离激元与声子极化激元间的相互作用, 成为增强与调控 GH 位移的有效策略^[27-29]. 例如, Xue 等^[28]构建的 BP-ZnS-传感层的结构, 通过外电场调控载流子浓度, 实现了 GH 位移从-73.7 倍波长至-378.98 倍波长的宽范围调节, 经参数优化后, GH 位移最大可达-7565.58 倍波长. Wu 等^[29]设计了 BP 光栅-ZnS-BP 光栅复合结构, 通过调节上下层光栅的填充率和偏转角度, 实现了对太赫兹至中红外波段 GH 位移的有效调控.

尽管 GH 位移调控研究已取得显著的进展, 但

在动态调控机制和工作波段拓展方面仍面临瓶颈. 现有方案多依赖于固定的结构参数 (如层厚、掺杂浓度等), 难以实现实时、灵活的调控; 同时, 相关研究主要集中在太赫兹频段, 对近红外通信波段的探索仍较为有限. 针对上述问题, 本文提出了一种由单层黑磷烯与介电材料交替堆叠而成的多层异质结构, 将 GH 位移的研究拓展至近红外波段. 通过结合电压调控与多维结构参数优化, 有效地提升了 GH 位移的调控自由度, 实现了动态的位移响应, 为发展高性能近红外光电器件提供了新的技术路径与理论支撑.

2 理论模型和方法

本文考虑了一种由单层黑磷烯和介电材料交替堆叠的多层结构, 如图 1 所示. 其中 $d_1 = d_2 = \dots = d_N$; $n_0 = 1$, $n_1 = n_2 = \dots = n_N = n_{\text{Si}}$, n_{Si} 为随入射光波长变化的 Si 折射率^[38]; n_s 为末端传感层折射率, 当其为空气时, $n_s = 1$. 与数百纳米厚的介质层相比, 黑磷烯的厚度 ($d_{\text{BP}} = 0.58 \text{ nm}$) 几乎可以忽略不计, 因此, 在本文的理论模型中, 黑磷烯作为影响边界条件的表面导电层处理. 对于多层结构, 采用转移矩阵法来研究光传输特性. 包含二维材料的第 j 层横电 (transverse electric, TE) 模式转移矩阵为^[39]

$$D_j^{\text{TE}} = \begin{pmatrix} \cos(k_{z,j}d_j) & (i/\eta_j^{\text{TE}}) \sin(k_{z,j}d_j) \\ i\eta_j^{\text{TE}} \sin(k_{z,j}d_j) + \alpha & \cos(k_{z,j}d_j) + \beta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

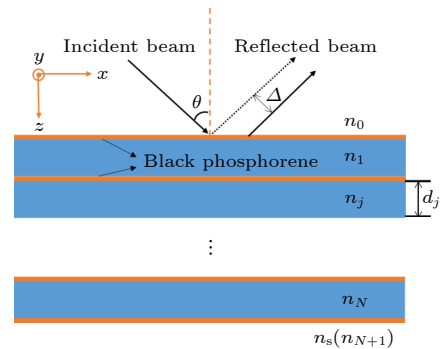


图 1 黑磷烯-介质交替堆叠层状结构示意图 (θ , Δ , d_j , n_j 分别表示入射角、GH 位移、介质层厚度、不同层的折射率)

Fig. 1. Schematic diagram of the black phosphorene-dielectric multilayer structure (θ , Δ , d_j , n_j represent the incident angle, GH shift, dielectric layer thickness, and the refractive indices of different layers, respectively).

其中 $\eta_j^{\text{TE}} = k_{z,j}/(\omega\mu_j)$, $\alpha = -\sigma_j \cos(k_{z,j}d_j)$, $\beta = -(\text{i}\sigma_j/\eta_j^{\text{TE}}) \sin(k_{z,j}d_j)$, $k_{z,j}$ 为第 j 层 z 方向的波矢, ω 为入射光角频率, μ_j 为第 j 层的磁导率, 本文中 Si 为非磁性材料, $\mu_j = \mu_0$, μ_0 是真空磁导率, σ_j 为黑磷烯电导率, d_j 为第 j 层的厚度. 第 j 层横磁 (transverse magnetic, TM) 模式的转移矩阵为

$$D_j^{\text{TM}} = \begin{pmatrix} \cos(k_{z,j}d_j) + \gamma & -(\text{i}/\eta_j^{\text{TM}}) \sin(k_{z,j}d_j) + \zeta \\ -\text{i}\eta_j^{\text{TM}} \sin(k_{z,j}d_j) & \cos(k_{z,j}d_j) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中 $\eta_j^{\text{TM}} = k_{z,j}/(\omega\varepsilon_j)$, $\gamma = -(\text{i}\sigma_j\eta_j^{\text{TM}}) \sin(k_{z,j}d_j)$, $\zeta = \sigma_j \cos(k_{z,j}d_j)$, ε_j 为第 j 层的介电常数.

利用转移矩阵, 得出 TE/TM 模式下第一层和最后一层的电磁场关系为

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_{\text{TE/TM}} \begin{pmatrix} 1 \\ r_{\text{TE/TM}} \end{pmatrix} &= \prod_{j=1}^N D_j^{\text{TE/TM}} \mathbf{Y}_{\text{TE/TM}} \begin{pmatrix} t_{\text{TE/TM}} \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \mathbf{M}^{\text{TE/TM}} \begin{pmatrix} t_{\text{TE/TM}} \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\mathbf{X}_{\text{TE/TM}}$ 和 $\mathbf{Y}_{\text{TE/TM}}$ 分别表示入射端和出射端介质与层状结构之间的耦合矩阵, $\mathbf{M}^{\text{TE/TM}} = \prod_{j=1}^N D_j^{\text{TE/TM}} \mathbf{Y}_{\text{TE/TM}}$ 表示整个层状结构在 TE/TM 模式下的总转移矩阵, $\mathbf{X}_{\text{TE/TM}}$ 和 $\mathbf{Y}_{\text{TE/TM}}$ 表达式见附录 A^[39].

根据 (1) 式、(2) 式及 (3) 式, 反射系数 $r_{\text{TE/TM}}$ 表示为

$$r_{\text{TE}} = \frac{(M_{21}^{\text{TE}} + M_{11}^{\text{TE}}\eta_0^{\text{TE}})}{(-M_{21}^{\text{TE}} + M_{11}^{\text{TE}}\eta_0^{\text{TE}})}, \quad (4)$$

$$r_{\text{TM}} = \frac{(-M_{21}^{\text{TM}} + M_{11}^{\text{TM}}\eta_0^{\text{TM}})}{(M_{21}^{\text{TM}} + M_{11}^{\text{TM}}\eta_0^{\text{TM}})}. \quad (5)$$

反射率 $R = |r|^2$, 反射系数与反射相位 $\varphi_{\text{TE/TM}}$ 的关系为

$$r_{\text{TE/TM}} = |r_{\text{TE/TM}}| \exp(\text{i}\varphi_{\text{TE/TM}}). \quad (6)$$

当入射光的束腰半径足够大时^[6], 根据 Artmann 的稳态相位法, 结构界面上的 GH 位移可以通过以下公式计算^[2]:

$$\Delta_{\text{TE/TM}} = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\text{d}\varphi_{\text{TE/TM}}}{\text{d}\theta}, \quad (7)$$

其中 λ 为入射光波长. 根据 (7) 式可知, GH 位移与

反射相位对入射角 θ 的导数直接相关.

考虑到黑磷烯的各向异性电子结构与光学响应特性, 以及其在外电压作用下的可调性, 基于线性响应理论, 采用 Kubo 公式计算其带间光电导率^[40,41]:

$$\begin{aligned} \sigma_{u,u}^{\text{inter}}(\omega) &= 2\text{i} \frac{\sigma_0}{\hbar\omega} \sum_{\mathbf{k}} (\beta_{\mathbf{k}}^u)^2 \left[\frac{f_{\mathbf{k},+} - f_{\mathbf{k},-}}{\hbar\omega + (E_{\mathbf{k},+} - E_{\mathbf{k},-}) + \text{i}\delta} \right. \\ &\quad \left. - \frac{f_{\mathbf{k},+} - f_{\mathbf{k},-}}{\hbar\omega - (E_{\mathbf{k},+} - E_{\mathbf{k},-}) + \text{i}\delta} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $u = \text{AC}$ 或 ZZ , 分别对应扶手椅方向 (armchair, AC) 与锯齿方向 (zigzag, ZZ); $\sigma_0 = e^2/\hbar$ 为量子电导; δ 是能级展宽大小, 本文中 $\delta = 0.08$ eV; $\beta_{\mathbf{k}}^{\text{AC}}$ 和 $\beta_{\mathbf{k}}^{\text{ZZ}}$ 对应黑磷烯中的费米子速度^[40], 沿两个方向的费米子速度分布差异决定了黑磷烯的各向异性光电导率. 由于结构的对称性, 本征状态下黑磷烯的霍尔电导率 $\sigma_{\text{AC,ZZ}} = \sigma_{\text{ZZ,AC}} = 0$. 本文用 σ_{AC} 和 σ_{ZZ} 表示 AC 方向和 ZZ 方向的电导率. $f_{\mathbf{k},\pm} = 1/\{1 + \exp[(E_{\mathbf{k},\pm} - \mu)/k_{\text{B}}T]\}$ 是在化学势 μ 处的费米-狄拉克分布函数, k_{B} 是玻尔兹曼常数, 温度 T 取 300 K. $E_{\mathbf{k},\pm}$ 为考虑了外电场作用下的黑磷烯能带^[36]:

$$E_{\mathbf{k},\pm} = f(\mathbf{k}) \pm \sqrt{V^2/4 + g^*(\mathbf{k})g(\mathbf{k})}. \quad (9)$$

其中 $f(\mathbf{k})$ 和 $g(\mathbf{k})$ 是与黑磷烯键能和键长相关的函数, 具体表达式和数值见文献^[36,40]; V 表示施加在黑磷烯上下两侧的电势所对应的电势能^[36].

3 结果与讨论

3.1 黑磷烯光电导率特性与外电压调控

黑磷烯对层状结构中 GH 位移的调控能力源于其可调谐的光电导特性. 黑磷烯界面光电导的引入能够有效地调制介质界面的反射光场及其相位分布, 从而实现对 GH 位移的主动控制. 基于此, 本节首先研究黑磷烯在近红外波段的光电导率, 并探讨外电压如何调控光电导率, 为后续的 GH 位移分析提供理论依据.

黑磷烯的光电导率表现出强烈的各向异性^[40,41], 在近红外至可见光范围内 (1.4—2 eV), AC 方向表现出较大的光电导率, 而 ZZ 方向的光电导率几乎可以忽略, 仅在高能区才会变得明显, 因此本文在讨论 GH 位移调控时仅考虑 AC 方向的光电导率.

图 2 展示了不同外电压条件下黑磷烯 AC 方向的光电导率随入射光能量的变化. 本征状态下, 当入射光能量低于带隙 (1.52 eV) 时, 光电导率实部 (黑色实线) 接近于 0; 随着入射光能量增大至 1.52 eV, 带间跃迁被激发, 光电导率实部迅速增加, 达到峰值后, 因光子跃迁效率降低, 光电导率实部呈现缓慢下降的趋势. 光电导率虚部 (红色虚线) 随着入射光能量增大先减小后增大, 且在带隙附近出现极小值. 受能级展宽效应的影响, 光电导率在带隙附近并未表现出陡峭的阶跃变化, 而是呈现为平滑过渡特征. 图 2 中垂直的紫色虚线标示了不同外电压下的带隙位置. 施加电压以后, 黑磷烯带隙增大, 光电导率随入射光能量变化趋势不变, 光电导率峰值位置发生蓝移, 外电压能量越大, 蓝移越明显.

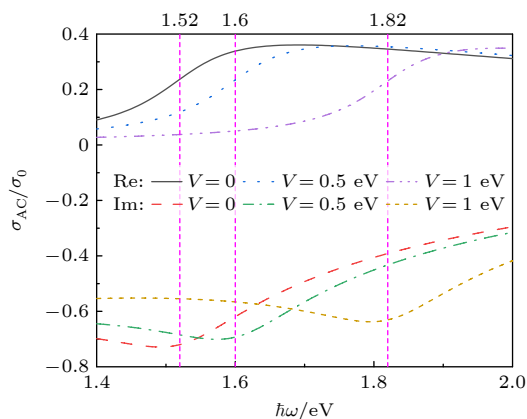


图 2 黑磷烯在不同外电压条件下, AC 方向光电导率实部及虚部随入射光能量的变化曲线 (图中垂直的紫色虚线标示了不同电压下的带隙位置; $\sigma_0 = e^2/h$)

Fig. 2. Real and imaginary parts of the optical conductivity of black phosphorene along the AC direction under different external electric fields, as a function of incident optical energy (The vertical purple dashed lines indicate the bandgap positions under different applied voltages. $\sigma_0 = e^2/h$).

3.2 BP-Si-BP 结构下的反射和 GH 位移特性

图 3 对比分析了 TM 模式下, 单一 Si 介质层与两侧覆盖黑磷烯的 Si 介质层结构的反射与 GH 位移特性. 红色实线和黑色虚线分别展示了有无黑磷烯两种情况的反射率、反射相位和 GH 位移随入射角变化, Si 层厚度为 100 nm^[24], 图 3(a)—(c) 与图 3(d)—(f) 分别对应入射光能量为 1.52 eV 和 1.9 eV. 在由两种实数折射率介质 (air-Si) 构成的界面中, 当 TM 波以布儒斯特角 $\theta_B = \arctan(n_{\text{Si}}/n_0)$ 从空气入射到 Si 层中时, 反射率为 0, 反射相位在

θ_B 两侧由 0 突变为 π . (7) 式表明, GH 位移出现在反射相位随入射角变化显著的区域, 因此本文重点研究布儒斯特角附近的反射特性. 当结构为 air-Si-air 时, TM 反射光满足经典布儒斯特定律, 在 1.52 eV 和 1.9 eV 两种入射光能量下, 入射角分别为 $\theta_{B1} = 74.72^\circ$ 和 $\theta_{B2} = 75.40^\circ$ 时, 反射率趋近于 0, 如图 3(a) 和图 3(d) 黑色虚线所示. 此时反射相位在 θ_{B1} 和 θ_{B2} 发生大小为 π 的突变, 如图 3(b) 和图 3(e) 黑色虚线所示. 两种能量下的布儒斯特角不同是由于 Si 的折射率随光频率变化, 初始相位的差异是由层状结构干涉效应引起的相位延迟. 无黑磷烯时, 由 π 相位突变所计算的 GH 位移在物理上是无意义的^[42]. 在 Si 两侧覆盖黑磷烯后, 反射边界条件随之发生改变, 反射系数从一个实数演变为包含复电导率的复数. 如图 3(a)—(c) 红色实线所示, 引入黑磷烯以后, 入射光能量为 1.52 eV 时, 在入射角为 74.07° 处反射率出现最小值 (此角对应伪布儒斯特角), 其对数值约为 -4.5. 这使相位从跃迁式突变过渡为连续平滑的变化, 这种相位变化产生了可测的 GH 位移, 在反射相位变化斜率最陡位置, GH 位移达到 40λ 的正向最大值. 图 3(d)—(f) 展示了入射光能量为 1.9 eV 的情况, 引入黑磷烯后, 反射率极小值出现在入射角为 75.66° 处, 反射相位依然呈现连续变化, 且其变化率为正, 对应的 GH 位移在 75.66° 处达到 39λ 的负向最大值. 该结果表明, 黑磷烯的光电导率可以有效地增强 TM 波布儒斯特角附近的 GH 位移, 通过改变入射光能量能够调整 GH 位移方向和大小.

TM 波除了在布儒斯特角产生相位突变外, 由于 Fabry-Pérot 干涉的影响, 当反射光满足干涉极小条件 $2n_1kd_1\cos\theta_2 = 2m\pi$ 时 (其中 n_1 和 d_1 是 Si 介质的折射率和厚度, k 和 θ_2 表示光在硅材料中传播的波矢和折射角, m 表示正整数), 反射率为极小值, 反射相位也会发生突变, 这意味着在干涉相消的位置也可能产生 GH 位移.

不同于布儒斯特角产生的 GH 位移, 只有 TM 波才存在, 干涉相消产生的 GH 位移在 TM 波和 TE 波中均有体现. 图 4 展示了 TE 波在满足干涉相消角度附近的反射相位、反射率以及 GH 位移变化情况. 从图 4(a) 可以看出: 未添加黑磷烯时, 在干涉相消角 35° 处反射率趋近 0, 反射相位发生大小为 π 的突变; 添加黑磷烯以后, 干涉相消角由 35° 变为 48.37° , 此时的反射率为非零的极小值. 从图 4(b)

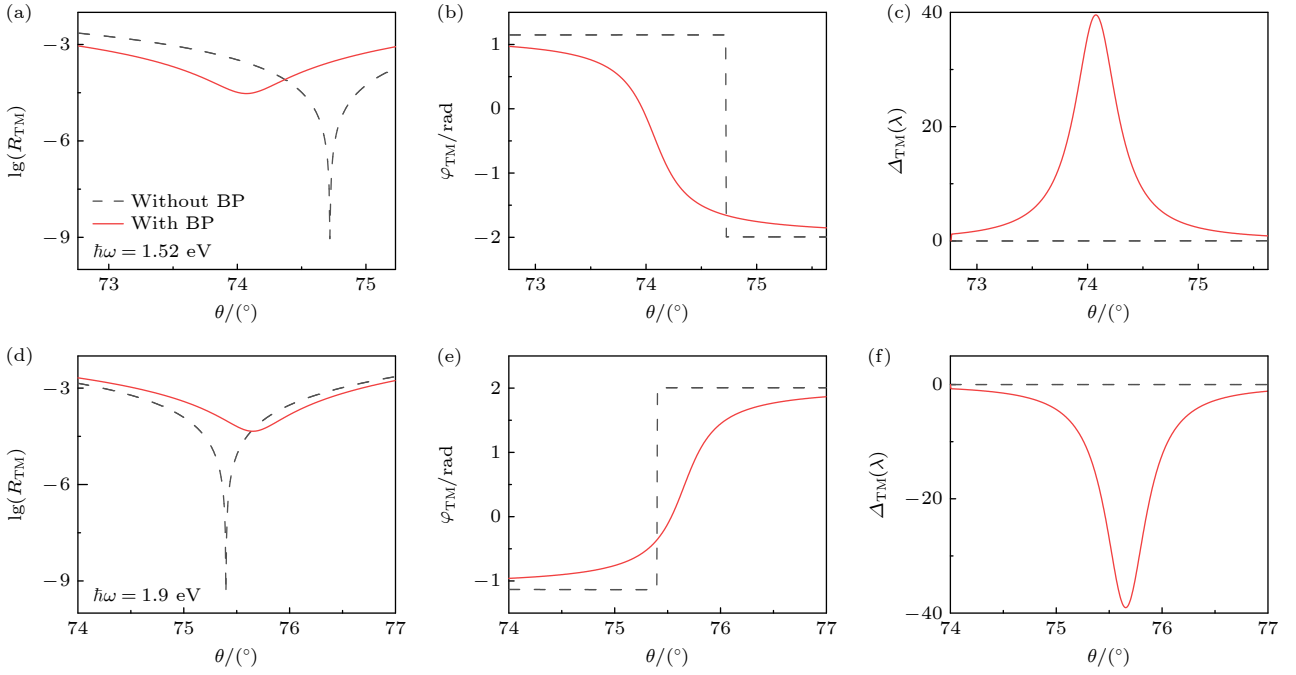


图 3 入射光能量为 1.52 eV (a)–(c) 和 1.9 eV (d)–(f) 时, TM 波的反射率对数角谱 (a), (d)、反射相位角谱 (b), (e) 和 GH 位移角谱 (c), (f). 红色实线和黑色虚线分别表示有无黑磷烯的结果

Fig. 3. Logarithmic reflectivity angular spectra (a), (d), reflection phase angular spectra (b), (e) and GH shift angular spectra (c), (f) of TM wave for the incident optical energies of 1.52 eV (a)–(c) and 1.9 eV (d)–(f). The red solid and black dashed curves represent the results with and without black phosphorene, respectively.

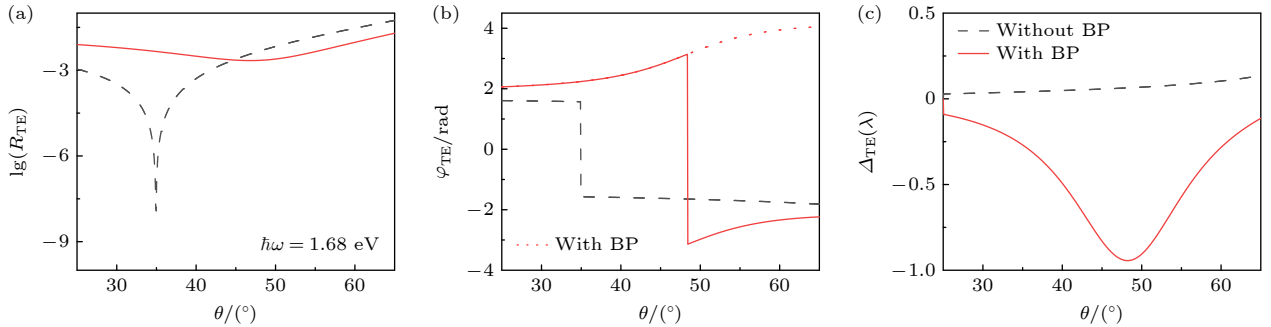


图 4 入射光能量为 1.68 eV 时, TE 波的反射率对数角谱 (a)、反射相位角谱 (b) 和 GH 位移角谱 (c). 红色实线和黑色虚线分别表示有无黑磷烯的结果

Fig. 4. Logarithmic reflectivity angular spectra (a), reflection phase angular spectra (b) and GH shift angular spectra (c) of TE wave at the optical energy of 1.68 eV. The red solid and black dashed curves represent the results with and without black phosphorene, respectively.

可以看出, 反射相位先随入射角增大逐渐增加到 $+\pi$, 在 48.37° 处反射相位由 $+\pi$ 突变到 $-\pi$, 之后继续随着入射角增大而增大. 这里的突变是由于反射相位的值域范围为 $[-\pi, \pi]$, 图中红色虚线将相位的取值范围转换为 $[0, 2\pi]$, 可以看出相位变化是连续的. 如图 4(c) 所示, 斜率为正的相位变化引起了负向的 GH 位移, 并且当入射角为干涉相消角时达到最大值 0.94λ . TE 波由于干涉相消产生的 GH 位移远小于 TM 波在布儒斯特角处的 GH 位移.

图 5 比较了 TM 与 TE 两种偏振状态下 GH

位移对入射光能量的响应特性. 图 5(a) 和图 5(b) 中虚线分别表示入射光能量为 1.52 eV 和 1.9 eV, 图 5(c) 和图 5(d) 中虚线表示入射光能量为 1.68 eV. 伪布儒斯特角附近的反射相位变化同时受到黑磷烯光电导率和 Fabry-Pérot 干涉效应的共同调控. 从图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 当入射光能量位于 1.68–1.72 eV 范围内时, 体系表现出较强的干涉效应, 导致 TM 波在伪布儒斯特角附近的相位变化趋于平缓, 相应的 GH 位移也随之减小. TM 模式时, 由布儒斯特角产生的 GH 位移可达几十倍波长;

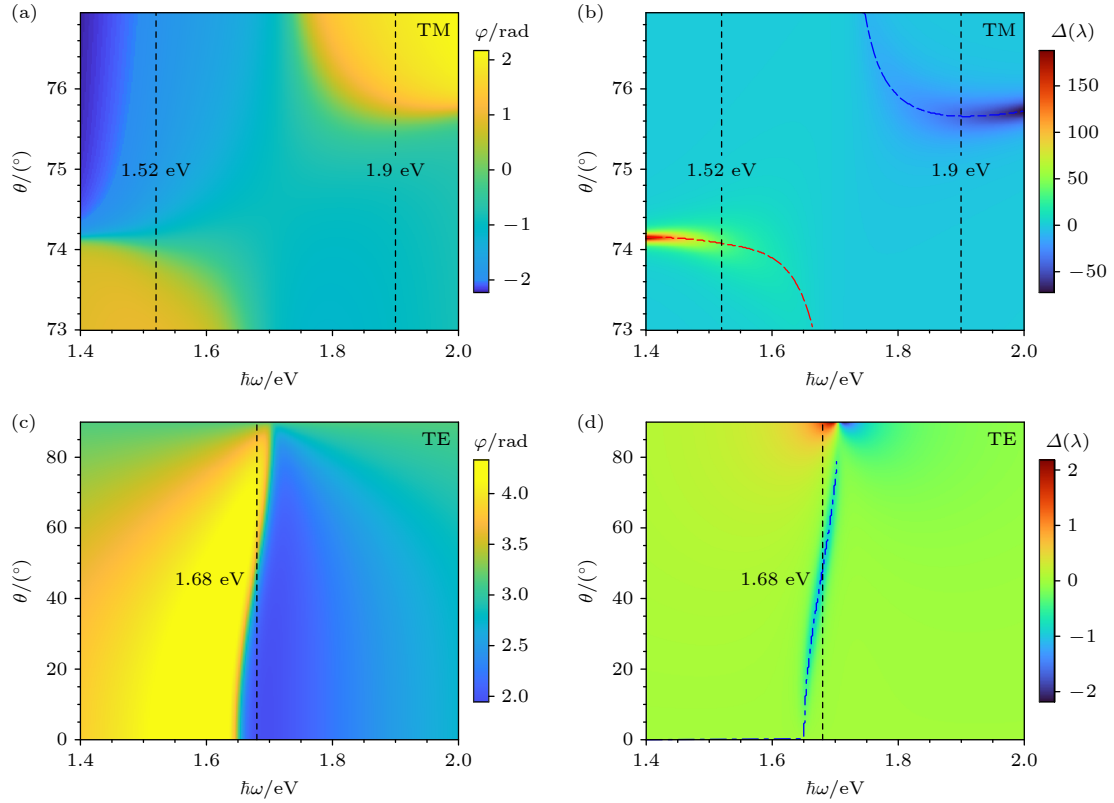


图 5 TM 波入射 (a), (b) 和 TE 波入射 (c), (d) 的反射相位 (a), (c) 及 GH 位移 (b), (d) 随入射光能量和入射角变化

Fig. 5. Reflection phase (a), (c) and GH shift (b), (d) as a function of incident optical energy and incident angle for TM wave (a), (b) and TE wave (c), (d).

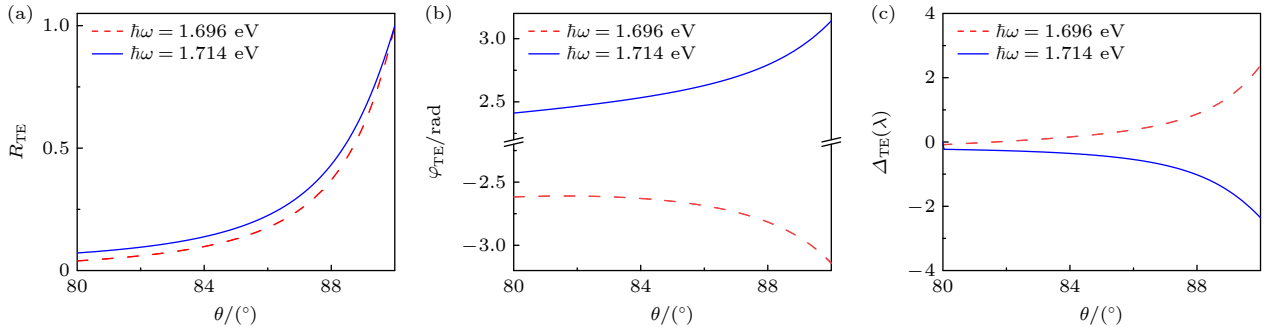


图 6 入射光能量为 1.696 eV (红色虚线) 和 1.714 eV (蓝色实线), TE 波接近掠面入射时的反射率角谱 (a)、反射相位角谱 (b) 和 GH 位移角谱 (c)

Fig. 6. Reflectivity angular spectra (a), reflection phase angular spectra (b) and GH shift angular spectra (c) for TE wave at near-grazing incidence, with the incident optical energies of 1.696 eV (red dashed line) and 1.714 eV (blue solid line).

相比之下, 由干涉相消引起的相位变化较为平缓, GH 位移仅为几倍波长, 因此其在 TM 模式中不够显著. 而在 TE 模式下, 不存在布儒斯特角, 相位主要由干涉作用决定.

图 5(c) 展示了 TE 波在干涉相消能量附近的反射相位随入射角和入射光能量的变化情况, 当反射光满足干涉极小条件时, 反射相位发生明显的变化. 对应的 GH 位移如图 5(d) 所示: 在入射角为 0° — 80° 时, GH 位移约为 0 至 1 倍波长, 而当入射

角接近掠面入射时, GH 位移增大至约 2.5λ , 并在 1.704 eV 两侧出现极性反转的现象, 本质源于 Fabry-Pérot 干涉相消导致的相位 π 跳跃.

为深入地探究掠入射条件下 TE 波的响应特性, 图 6 展示了干涉相消能量两侧反射率、反射相位及 GH 位移随入射角的变化. 在 80° 至 90° 的掠入射区间内, 反射率随入射角增大而上升, 并趋近于 1. 值得注意的是, 入射光能量为 1.696 eV 和 1.714 eV 时反射相位的变化趋势相反: 前者相位随

入射角增大而递减, 渐近于 $-\pi$; 后者则随入射角增大而递增, 渐近于 $+\pi$. 相应地, 二者相位斜率的符号相反, 这直接导致 GH 位移呈现极性相反的增长: 在 1.696 eV 时为正向位移, 而在 1.714 eV 时为负向位移, 且其绝对值均随入射角增大而显著增强.

3.3 (BP-Si)_N 的周期数对 GH 位移的调控

基于上述相位特性与干涉效应, 进一步通过调控周期层数以增强 GH 位移. 本节以光子能量为 1.52 eV 的 TM 波入射, 在固定总厚度 $d = 100$ nm 的条件下, 通过增加 (BP-Si)_N 结构周期数 N , 研究 air-(BP-Si)_N-BP-air 结构伪布儒斯特角附近的 GH 位移演化规律. 如图 7(a) 所示, 随着层数的增加, 反射相位在伪布儒斯特角附近的变化变得更陡峭, 斜率最大值向着更大入射角度偏移. GH 位移随层数变化如图 7(b) 所示, 当层数为 1 至 4 层时,

GH 位移峰值分别为 40λ , 84λ , 104λ 和 128λ , 峰值位置分别为 74.08° , 74.43° , 74.49° 和 74.55° . 由此可见, 增加结构层数能够显著地增大 GH 位移, 并调节其峰值位置朝较大入射角变化.

3.4 外电压对 GH 位移的调控

光电导率在 GH 位移的产生与调控中起关键作用, 外电压广泛用于调节二维材料的光电导特性. 基于此, 图 8 模拟在层状结构两端施加电压, 调节载流子浓度, 进而调节黑磷烯的光电导率, 从而实现对 GH 位移的动态调控方案 (外电压对黑磷烯光电导率的具体调控规律见图 2). 从图 8(a) 可以看出, 在施加电压后, 对于入射光能量较低的区域, TM 波 GH 位移峰值出现显著增强. 例如, 在 1.4 eV 处, GH 位移最大值由 184λ 提升至 586λ , 增幅超过 3 倍. 而在较高能量区域 (如 2 eV 附近),

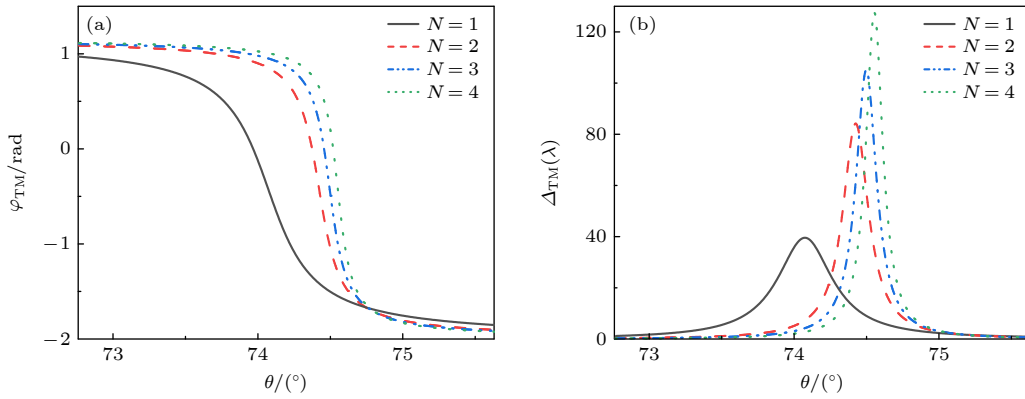


图 7 入射光能量为 1.52 eV 时, air-(BP-Si)_N-BP-air 结构不同层数下的反射相位角谱 (a) 与 GH 位移角谱 (b)

Fig. 7. Reflection phase angular spectra (a) and GH shift angular spectra (b) for the air-(BP-Si)_N-BP-air structure with different numbers of layers at the incident optical energy of 1.52 eV.

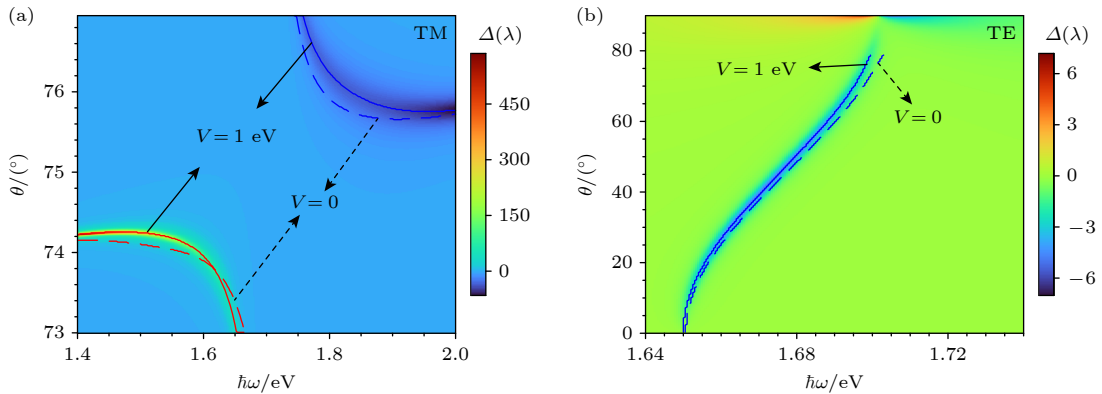


图 8 外电压 $V = 1$ eV, TM 波入射 (a) 和 TE 波入射 (b) 时 GH 位移随入射光能量和入射角的变化. 图中实线对应施加电压后 GH 位移峰值的位置, 虚线对应未施加电压前 GH 位移峰值的位置

Fig. 8. GH shift as a function of incident optical energy and incident angle for TM wave (a) and TE wave (b) under an external voltage of $V = 1$ eV. The solid lines indicate the peak positions of the GH shift after applying the electric field, while the dashed lines indicate the peak positions before applying the electric field.

TM 波的 GH 位移峰值变化较小, 最大值由 72λ 降为 65λ . 此外, 与无外电压情况相比, 施加电压后, 在同一入射光能量下, GH 位移的峰值位置发生明显偏移. 图 8(b) 进一步表明, 外电压对 TE 波 GH 位移的调控效果与 TM 波类似, 反映出该调控方式对不同偏振态均具有普遍适用性.

图 9 对比了 (BP-Si)_N 周期数 $N = 1$ 与 $N = 4$ 时, TM 波在伪布儒斯特角附近的 GH 位移对外电

压的响应关系, 其中入射光能量为 1.52 eV . $N = 1$ 时 (图 9(a)), 随着外电压增大, GH 位移峰值由 40λ ($V = 0$) 提升至 256λ ($V = 1\text{ eV}$), 峰值位置由 74.08° ($V = 0$) 偏移至 74.23° ($V = 1\text{ eV}$). $N = 4$ 时 (图 9(b)), 随着外电压增大, GH 位移峰值由 127λ ($V = 0$) 提升至 818.6λ ($V = 1\text{ eV}$), 峰值位置由 74.56° ($V = 0$) 偏移至 74.60° ($V = 1\text{ eV}$). 对比图 9(a) 和图 9(b) 可见, 在相同外电压条件下,

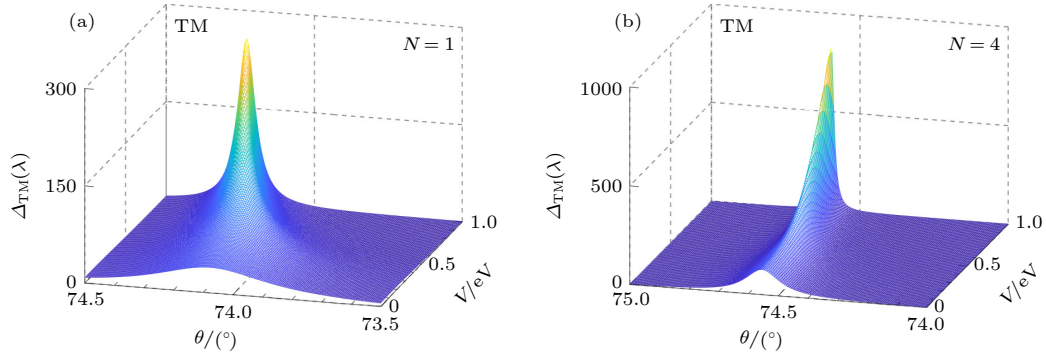


图 9 入射光能量为 1.52 eV , (BP-Si)_N 周期数 $N = 1$ (a) 和 $N = 4$ (b) 时 TM 波的 GH 位移随外电压强度和入射角变化

Fig. 9. GH shift of TM wave as a function of external voltage strength and incident angle for (BP-Si) periodic numbers of $N = 1$ (a) and $N = 4$ (b) at the incident optical energy of 1.52 eV .

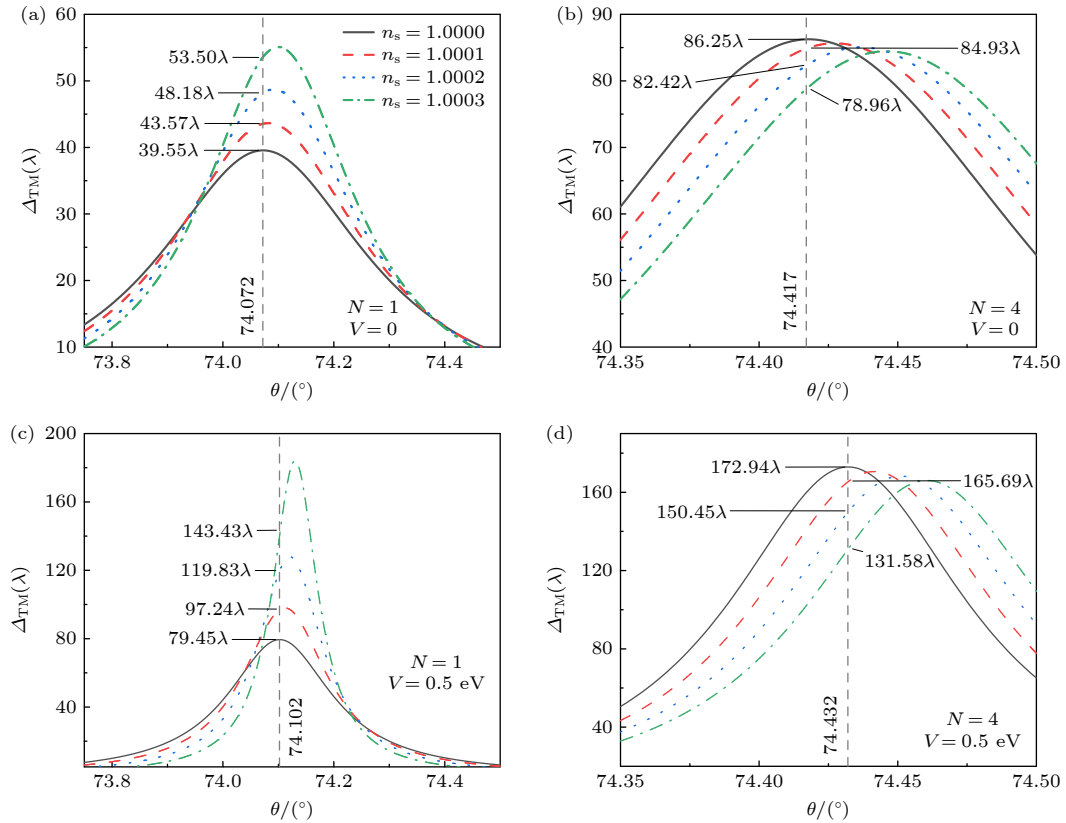


图 10 入射光能量为 1.52 eV 时, 不同末端折射率下 TM 波 GH 位移角谱 (a) $N = 1, V = 0$; (b) $N = 4, V = 0$; (c) $N = 1, V = 0.5\text{ eV}$; (d) $N = 4, V = 0.5\text{ eV}$

Fig. 10. GH shift angular spectra of TM wave under different terminal refractive indices at the incident optical energy of 1.52 eV : (a) $N = 1, V = 0$; (b) $N = 4, V = 0$; (c) $N = 1, V = 0.5\text{ eV}$; (d) $N = 4, V = 0.5\text{ eV}$.

增加周期层数可进一步增大 GH 位移, 并使其向更大角度偏移. 上述现象表明, 通过协同调控外电压与结构周期数, 可实现 GH 位移幅值与峰值位置的双重调节, 为实现多自由度调控的光子器件提供了可行方案.

3.5 GH 位移在传感探测方向的应用

前文围绕黑磷烯-硅介质层状结构中 GH 位移的增强与调控展开研究, 利用黑磷烯的光电导特性显著提升了 GH 位移, 并通过外电压与结构层数对其实现了多维度调控, 从而获得了高度可控的 GH 位移响应. 这种较大且可调的 GH 位移为构建高性能光学传感器提供了理想平台. 在保持结构 $\text{air}-(\text{BP-Si})_N\text{-BP-air}$ 不变的条件下, 通过末端折射率 n_s 的微小改变, 探究 TM 波在布儒斯特角附近的 GH 位移变化情况.

图 10 研究了 1.52 eV TM 波入射时, 不同 $(\text{BP-Si})_N$ 周期层数 (N) 和外电压 (V) 条件下的 GH 位移对 n_s 响应规律, 揭示了该结构在环境介质传感中的应用潜力. 结果表明, 当 $N = 1$ 时, 随着末端折射率 n_s 的增加, GH 位移峰值明显增大, 同时其位置向更大角度偏移; 而当 $N = 4$ 时, 随着折射率增加, GH 位移峰值减小, 其位置出现类似的右移现象. 在引入外电压后, GH 位移的整体响应幅度均有所提升. 传感器灵敏度 (S) 是评估传感器性能的关键指标之一, 其定义为相邻折射率变化所对应的 GH 位移变化量 ($S = (\Delta_{\text{TM}} - \Delta'_{\text{TM}}) / (n_s - n'_s)$, 单位为 λ/RIU). 当环境折射率从 1.0000 变化至 1.0003 时, 施加电压使传感器灵敏度显著提升: 对于单层结构 ($N = 1$), 灵敏度从 $(4.02, 4.61, 5.32) \times 10^4 \lambda/\text{RIU}$ 提升至 $(1.78, 2.26, 2.36) \times 10^5 \lambda/\text{RIU}$; 对于四层结构 ($N = 4$), 灵敏度则从 $(1.32, 2.51, 3.46) \times 10^4 \lambda/\text{RIU}$ 提升至 $(0.73, 1.52, 1.89) \times 10^5 \lambda/\text{RIU}$. 在所有情况下, $N = 1$ 的灵敏度均高于 $N = 4$. 上述结果证明, 通过外电压调控能够有效克服多层结构带来的性能限制, 从而显著地提升传感器的灵敏度. 这种基于 GH 位移的高灵敏度传感机制, 在化学检测、生物传感及环境监测等领域展现出重要的应用潜力.

4 结 论

本文研究了一种黑磷烯-硅介质交替堆叠的层

状结构, 旨在实现近红外波段 GH 位移的增强与调控. 采用传输矩阵法研究了光反射与相位特征, 深入地揭示了该结构在不同偏振模式、结构参数及外电压作用下的 GH 位移演化规律与物理机制. 研究结果表明: 在传统 air-Si-air 结构中, TM 波在布儒斯特角处发生反射相位的 π 突变, TE 波在干涉相消角处出现 π 相位跳变. 引入黑磷烯后, 边界条件发生改变, 反射系数变为复数, 布儒斯特角转变为伪布儒斯特角, TM 波的反射相位从突变转为连续、平滑的变化, 产生高达 40λ 的 GH 位移. TE 波的 GH 位移来源于干涉相消点附近的缓变相位, 其幅值相对较小, 但在掠入射条件下仍可达数倍波长. 进一步研究发现, 增加周期层数能够有效增大反射相位斜率, 从而引起 GH 位移的增强及峰值角度的偏移; 同时, 施加电压可通过调控黑磷烯的光电导率实现对 GH 位移大小与峰值位置的双重控制. 此外, 该结构对末端介质折射率变化极为敏感, 在外电压辅助下灵敏度可达 $10^5 \lambda/\text{RIU}$ 量级, 展现出卓越的传感潜力. 本研究不仅丰富了 GH 位移调控手段, 也为设计高灵敏度、可调型的二维材料光学传感器提供了理论依据和技术支撑.

附录 A

转移矩阵法第一层矩阵 $\mathbf{X}_{\text{TE/TM}}$ 及最后一层矩阵 $\mathbf{Y}_{\text{TE/TM}}$ 表达式:

$$\begin{aligned}\mathbf{X}_{\text{TE}} &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -\eta_0^{\text{TE}} & \eta_0^{\text{TE}} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{Y}_{\text{TE}} &= \begin{pmatrix} e^{ik_{z,0}d_T} & e^{-ik_{z,0}d_T} \\ -(\eta_0^{\text{TE}} + \sigma_t)e^{ik_{z,0}d_T} & (\eta_0^{\text{TE}} - \sigma_t)e^{-ik_{z,0}d_T} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{X}_{\text{TM}} &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \eta_0^{\text{TM}} & -\eta_0^{\text{TM}} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{Y}_{\text{TM}} &= \begin{pmatrix} (1 + \eta_0^{\text{TM}}\sigma_t)e^{ik_{z,0}d_T} & (1 - \eta_0^{\text{TM}}\sigma_t)e^{-ik_{z,0}d_T} \\ \eta_0^{\text{TM}}e^{ik_{z,0}d_T} & \eta_0^{\text{TM}}e^{-ik_{z,0}d_T} \end{pmatrix},\end{aligned}$$

其中, 下标 0 代表真空中的参数, σ_t 为最后一层黑磷烯电导率, d_T 是单个 (BP-Si) 周期的厚度 [39].

参考文献

- [1] Goos F, Hänchen H 1947 *Ann. Phys. (Berlin)* **436** 333
- [2] Artmann K 1948 *Ann. Phys. (Berlin)* **437** 87
- [3] Wu F, Wu J J, Guo Z W, Jiang H T, Sun Y, Li Y H, Ren J, Ren J, Chen H 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 014028
- [4] Wu F, Luo M, Wu J J, Fan C F, Qi X, Jian Y R, Liu D J, Xiao S Y, Chen G Y, Jiang H T, Sun Y, Chen H 2021 *Phys.*

- Rev A* **104** 023518
- [5] Mao M Y, Zhang T, Li F Y, Ma Y, Zhang H F 2021 *IEEE J. Quantum Electron.* **57** 6400107
- [6] Broe J, Keller O 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1212
- [7] Yasumoto K, Ōishi Y 1983 *Appl. Phys.* **54** 2170
- [8] Horowitz B R, Tamir T 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 586
- [9] McGuirk M, Carniglia C K 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 103
- [10] Sakata T, Togo H, Shimokawa F 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2841
- [11] Yu T Y, Li H G, Cao Z Q, Wang Y, Sheng Q S, He Y 2008 *Opt. Lett.* **33** 1001
- [12] Wang X P, Yin C, Sun J J, Li H G, Wang Y, Ran M W, Cao Z Q 2013 *Opt. Express* **21** 13380
- [13] Chen F, Hao J, Li H G, Cao Z Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074223 [陈凡, 郝军, 李红根, 曹庄琪 2011 物理学报 **60** 074223]
- [14] Wild W J, Giles C L 1982 *Phys. Rev. A* **25** 2099
- [15] Wang C, Wang Z P, Zhang Z H 2008 *Acta Photonica Sin.* **37** 2321 (in Chinese) [王成, 王政平, 张振辉 2008 光子学报 **37** 2321]
- [16] Bonnet C, Chauvat D, Emile O, Bretenaker F, Le Floch A, Dutriaux L 2001 *Opt. Lett.* **26** 666
- [17] Cheng M, Fu P, Weng M H, Chen X Y, Zeng X H, Feng S Y, Chen R 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 285105
- [18] Wei M G, Long Y, Wu F, Liu C G, Zhang B L 2025 *Sci. Bull.* **70** 882
- [19] Sharma B K, Ahn J H 2013 *Solid-State Electron.* **89** 177
- [20] Xia F N, Mueller T, Lin Y M, Valdes-Garcia A, Avouris P 2009 *Nat. Nanotechnol.* **4** 839
- [21] Schedin F, Geim A K, Morozov S V, Hill E W, Blake P, Katsnelson M I, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 652
- [22] Jahani D, Akhavan O, Hayat A, Shah M 2023 *J. Opt. Soc. Am. A* **40** 21
- [23] Han L, Hu Z M, Pan J X, Huang T Y, Luo D P 2020 *Sensors* **20** 3605
- [24] Farmani A, Mir A, Sharifpour Z 2018 *Appl. Surf. Sci.* **453** 358
- [25] Ye Y Y, Zhang X Y, Jiang L Y 2023 *Coatings* **13** 1763
- [26] Shu Y T, Song Y F, Tang P, Liu S Q, Luo Z M 2023 *Opt. Commun.* **530** 129174
- [27] Li Y B, Song H Y, Zhang Y Q, Zhou S, Fu S F, Zhang Q, Wang X Z 2023 *Opt. Laser Technol.* **159** 108968
- [28] Xue T, Li Y B, Song H Y, Wang X G, Zhang Q, Fu S F, Zhou S, Wang X Z 2023 *Chin. Phys. B* **33** 014207
- [29] Wu J H, Song H Y, Li Y B, Hao S P, Zhang Q, Zhou S, Fu S F, Wang X Z 2024 *Eur. Phys. J. Plus* **139** 897
- [30] Xia F N, Wang H, Xiao D, Dubey M, Ramasubramaniam A 2014 *Nat. Photonics* **8** 899
- [31] Qiao J S, Kong X H, Hu Z X, Yang F, Ji W 2014 *Nat. Commun.* **5** 4475
- [32] Liu H, Neal A T, Zhu Z, Luo Z, Xu X F, Tománek D, Ye P D 2014 *ACS Nano* **8** 4033
- [33] Tran V, Soklaski R, Liang Y, Yang L 2014 *Phys. Rev. B* **89** 235319
- [34] Peng X H, Wei Q, Copple A 2014 *Phys. Rev. B* **90** 085402
- [35] Rodin A S, Carvalho A, Castro Neto A H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 176801
- [36] Le P T T, Yarmohammadi M 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **491** 165629
- [37] Zhou X Y, Lou W K, Zhai F, Chang K 2015 *Phys. Rev. B* **92** 165405
- [38] Green M A 2008 *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **92** 1305
- [39] Yang C H, Wang G X, Zhang C, Ao Z M 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 133109
- [40] Yang C H, Zhang J Y, Wang G X, Zhang C 2018 *Phys. Rev. B* **97** 245408
- [41] Bai W Q, Yang J T, Yang C H, Cheng Y Y 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 137803 (in Chinese) [柏文庆, 杨江涛, 杨翠红, 陈云云 2024 物理学报 **73** 137803]
- [42] Wang L G, Chen H, Zhu S Y 2005 *Opt. Lett.* **30** 2936

Goos-Hänchen shift enhancement and refractive index sensing performance of black phosphorene-silicon multilayer films*

BAI Wenqing¹⁾²⁾³⁾ YANG Cuihong^{1)2)3)†} LIU Liwang¹⁾²⁾³⁾

LI Qingfang¹⁾²⁾³⁾ WANG Lu^{1)2)3)‡}

1) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China)

2) (State Key Laboratory Cultivation Base of Atmospheric Optoelectronic Detection and Information Fusion, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China)

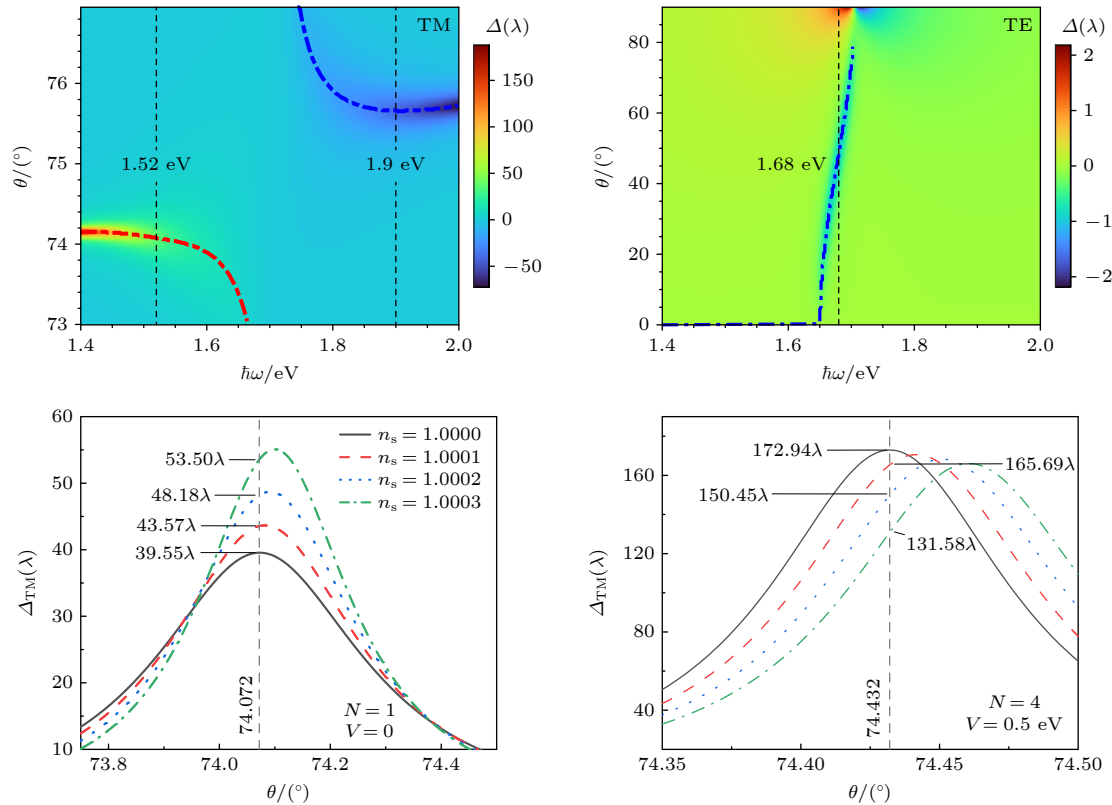
3) (Jiangsu International Joint Laboratory for Meteorological Photonics and Optoelectronic Detection, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China)

(Received 22 October 2025; revised manuscript received 14 November 2025)

Abstract

Goos-Hänchen (GH) shift, a distinctive optical phenomenon, has attracted considerable interest due to its extensive potential applications in high-sensitivity sensing, optical switching, and nanoscale photonic devices. In this work, a multilayer heterostructure composed of alternating layers of black phosphorene (BP) and silicon (Si) is designed, and its GH shifts are systematically investigated with the aim of achieving large-amplitude, electrically tunable GH shifts in the near-infrared region. Furthermore, we elaborate on the underlying phase-modulation mechanisms and the sensing performance of the proposed structure. Using the transfer matrix

method and the optical conductivity of BP calculated via the Kubo formalism, we comprehensively examine the cooperative effects of polarized modes, structural periodicity, incident optical energy, and external voltage on the evolution of the reflection phase and the consequent GH displacement. The results indicate that the incorporation of BP, through the introduction of complex surface conductivity, significantly modifies the phase response of transverse magnetic (TM) waves near the traditional Brewster angle, transforming the original π -phase jump into a continuous and differentiable phase transition. This effect enables a GH shift as large as 40λ even in a single-period structure. Although transverse electric (TE) waves do not exhibit Brewster-angle behavior, several-wavelength-scale GH shifts can still be achieved under near-grazing incidence due to Fabry-Pérot interference. Further analysis reveals that increasing the number of (BP-Si) periods steepens the slope of the reflection phase, thereby enhancing the GH shift of the TM wave from 40λ to 128λ in a four-period structure at an incident optical energy of 1.52 eV. In addition, the application of an external voltage modulates the energy bandgap and optical conductivity of BP, providing dual control over both the magnitude and angular position of the GH shift. For example, under an external voltage of 0.5 eV, the maximum GH shift of the TM wave in a single-period structure increases from 184λ to 586λ when incident optical energy is 1.4 eV. The structure also exhibits an ultrahigh refractive index sensitivity exceeding $10^5\lambda/\text{RIU}$ toward variations in the refractive index of the terminal medium, with further enhancement under electrical bias. These findings reveal the mechanism through which two-dimensional materials induce phase continuity and enhanced GH shifts, while demonstrating the strong potential of BP-Si multilayers for the development of tunable near-infrared photonic components and high-sensitivity optical sensing platforms.



Keywords: black phosphorene, Goos-Hänchen shift, transfer matrix, optical sensing

DOI: 10.7498/aps.75.20251445

CSTR: 32037.14.aps.75.20251445

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12474234) and the Postgraduate Research & Practice Innovation Program of Jiangsu Province, China (Grant No. SJCX25_0526).

† Corresponding author. E-mail: chyang@nuist.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wanglu@nuist.edu.cn

黑磷烯-硅多层膜的古斯-汉欣位移增强及其折射率传感性能

柏文庆 杨翠红 刘立旺 李庆芳 王璐

Goos-Hnchen shift enhancement and refractive index sensing performance of black phosphorene-silicon multilayer films

BAI Wenqing YANG Cuihong LIU Liwang LI Qingfang WANG Lu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 030404 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251445

CSTR: 32037.14.aps.75.20251445

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251445>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电磁场调制下的应变黑磷烯带间光电导

Interband optical conductivity in electromagnetic field modulated strained black phosphorene

物理学报. 2024, 73(13): 137803 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240445>

拉伸形变及电场作用对黑磷烯吸附Si原子电学特性影响的密度泛函理论研究

Density functional theory study on influence of tensile deformation and electric field on electrical properties of Si atom adsorbed on black phosphorene

物理学报. 2021, 70(21): 216301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210812>

金纳米双球系统的高灵敏光学传感与其消光系数及局域场增强之关联

Correlation of optical sensing with extinction coefficient and local field enhancement in gold nanosphere dimer

物理学报. 2021, 70(9): 097301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210231>

扭转变形对掺金黑磷烯电子结构和光学性质的影响

Effect of twisting deformation on electronic structure and optical properties of gold-doped black phosphorene

物理学报. 2021, 70(22): 226301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210795>

基于太赫兹石墨烯等离激元的多参数相位可调谐结构及其应用

Multi-parameter tunable phase transition based terahertz graphene plasmons and its application

物理学报. 2021, 70(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210445>

金属-介质-金属多层结构可调谐Fabry-Perot共振及高灵敏折射率传感

Metal-dielectric-metal multilayer structure with tunable Fabry-Perot resonance for highly sensitive refractive index sensing

物理学报. 2021, 70(14): 140702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202058>