基于传输矩阵法（TMM）研究石墨烯基异质结构中可调等离激元模式的新型解析方法

Moham mad Bagher Heydari [1,*], Majid Karimipour [2], Morteza Mohammadi Shirkolaei [3]

[1,*] 电气工程学院，伊朗科技大学（IUST），德黑兰，伊朗[2] 电气工程系，阿拉克理工大学，阿拉克，伊朗[3] 电气工程系，沙希德·萨塔里航空科技大学，德黑兰，伊朗

[*]通讯作者：mo_heydari@alumni.iust.ac.ir

摘要：本文旨在研究位于 SiO_2-硅层上的石墨烯-六方氮化硼（hBN）-石墨烯混合结构中光束的反射特性。本文提出了一种解析模型，并采用传输矩阵法推导其反射特性。研究选取上部Reststrahlen带作为研究频率范围。结果表明，通过改变石墨烯片的化学势，可以有效调控反射光束的特性。所得结果显示，在 24.9 太赫兹频率处，反射群时延（$\tau_r = 15.3\ ps$）数值较高。本研究有助于调控反射光束的群时延，并可用于设计工作于中红外波长范围的新型石墨烯-hBN器件。

Key-词语：石墨烯、六方氮化硼（hBN）、等离激元、声子、分析性

1. 引言

如今，石墨烯在纳电子学和太赫兹应用领域引起了科学家们的广泛关注 [1]。它在中红外区域具有卓越特性，例如较高的热导率和光学电导率，可应用于物理学和化学的诸多研究领域。石墨烯的光学电导率为灵活控制和调节等离激元器件的传播特性开辟了道路，例如耦合器 [2-4], 滤波器 [5-7],谐振器 [8-10], 环行器 [11-14], 波导 [15-24], 传感 [25-30], 以及成像 [31, 32]。石墨烯基波导有多种结构，例如平面结构 [16, 24, 33-63], 圆柱结构 [44, 64-69], 和椭圆结构[23，70-72]。将石墨烯与其他范德华材料结合颇具研究价值，因为混合异质结构兼具两种材料的复合特性。六方氮化硼（hBN）是中红外频率范围内著名的范德华材料之一，其介电常数函数呈现两种声子模 [73-75]。石墨烯与这种材料杂化后，可产生并支持称为“耦合声子-等离激元极化激元”的新型传播模 [76-82]。

控制光束的群时延是近年来备受争议的课题之一，并具有许多引人关注的应用，例如光学缓冲器和延迟线 [83]。在光学领域，人们已提出并报道了一些实现高群时延的方法，例如自旋霍尔效应 [84] 和光子晶体 [85]。然而，在中红外区域，关于实现大范围可调群时延的研究仍然有限 [86]。在这一波段灵活地实现并调节群时延的一种有趣方法，是使用混合异质结构。

本文提出了一种由石墨烯-六方氮化硼-石墨烯层构成的混合异质结构。我们的系统采用了两片石墨烯，以增加调节反射特性的自由度，使其调节更加灵活。整个结构由一束入射角为 θ 的 TM 偏振光束照射。我们利用传输矩阵法推导了

用于计算该结构反射特性的解析表达式。在 24.9 THz 的频率下，可实现较大的反射群时延，即 $\tau_r = 15.3\ ps$。

值得将所提出的结构与文献 [87-92] 报道的类似构型进行比较，以更好地了解所展示异质结构的灵活性和优越性。在 [87]，中，作者研究了多层石墨烯-hBN 超材料在两个 Reststrahlen 带中的声子等离激元极化激元模式，并给出了这些模式的色散图。[88]，中也进行了类似研究，通过纳米红外成像考察了双曲等离激元-声子模式。[87, 88] 未报告反射群时延的数值，因为该研究着重于这些模式的存在及其传播特性。在 [89]，中，作者提出了一种基于石墨烯-hBN 超晶体的电磁吸收体，并在入射角为 θ=67^0 时，于 750 cm^{-1} 附近实现了完美吸收体。[90] 提出了一种定向激发等离激元-声子模式的新机制，同一研究团队还在 [91] 展示了混合声子模式的负折射。[92]，报告称，其结构在化学势为 0.25 eV 时的反射群时延为 τ=13.97 ps，而我们在 24.9 太赫兹频率下得到的结果约为 15.3 ps。因此，我们提出的结构具有可调谐性，可通过改变石墨烯片的化学势有效调控反射光束的特性。

本文其余部分安排如下：第 2 节介绍所提出的结构，并给出反射群时延的数学表达式。随后，第 3 节报告并进一步深入分析解析结果。研究将表明，通过改变石墨烯片的化学势，混合结构能够灵活地控制反射光束。最后，第 4 节对全文进行总结。

2. 所提出的异质结构及其解析模型

图 1 展示了所研究异质结构的构型，其中 hBN 层夹在两片石墨烯片之间，复合结构位于 SiO_2-硅层上。整个结构受到入射角为 θ 的 TM 偏振光束照射。硅层下方没有其他层。每片石墨烯片的电导率可用以下关系式 [93] 建模：

$$\sigma_{1,2}(\omega,\mu_c,\Gamma,T)=\frac{-je^2}{4\pi\hbar}Ln\left[\frac{2|\mu_{c,1,2}|-(\omega-j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_{c,1,2}|+(\omega-j2\Gamma)\hbar}\right]+\frac{-je^2K_BT}{\pi\hbar^2(\omega-j2\Gamma)}\left[\frac{\mu_{c,1,2}}{K_BT}+2Ln\left(1+e^{-\mu_{c,1,2}/K_BT}\right)\right] \quad (1)$$

在 (1) 中，Γ 是散射率，T 是温度，$\mu_{c,1,2}$ 是每层石墨烯的化学势。此外，h 是约化普朗克常数，K_B 是玻尔兹曼常数，ω 是角频率，e 是该关系式中的电子电荷。

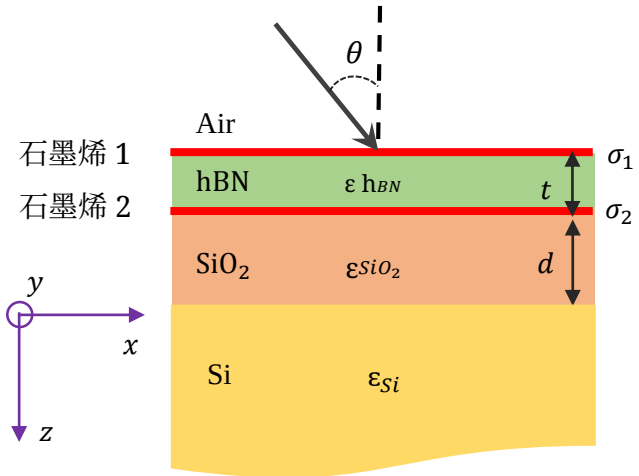


图 1. 所研究结构的示意图。

六方氮化硼是一种极性电介质，支持两种与双曲性相关的声子模，其介电常数张量 [74]如下：

$$\varepsilon_m(\omega)=\varepsilon_{\infty,m}+\varepsilon_{\infty,m}\cdot\frac{(\omega_{LO,m})^2-(\omega_{TO,m})^2}{(\omega_{TO,m})^2-\omega^2-j\omega\Gamma_m} \tag{2}$$

在式（2）中，$m=\parallel or\perp$ 分别与横向和z轴有关。此外，ω_{LO},ω_{TO} 分别表示纵光学（LO）和横光学（TO）声子频率，其中每个频率在上部和下部Reststrahlen带中各有两个取值：$\omega_{LO,\perp}=24.9\,THz,\omega_{TO,\perp}=23.4\,THz,\omega_{LO,\parallel}=48.3\,THz,\ \omega_{TO,\parallel}=41.1\,THz$。在式（2）中，$\Gamma_m$ 是阻尼因子（$\Gamma_\perp=0.15\,THz,\Gamma_\parallel=0.12\,THz$），$\varepsilon_m$ 与高频介电常数有关（$\varepsilon_{\infty,\perp}=4.87$，$\varepsilon_{\infty,\parallel}=2.95$）[74]。图2展示了六方氮化硼的介电函数，显示了下部和上部Reststrahlen带。

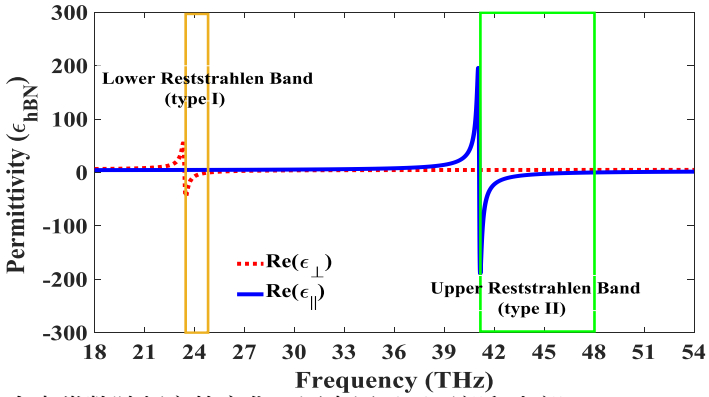


图 2. 六方氮化硼的介电常数随频率的变化。图中展示了下部和上部Reststrahlen带。

为了计算反射系数和反射群时延，可以采用传输矩阵法。对于不同区域，TM偏振波（p偏振波）可表示如下：

$$\begin{aligned}
H_{y,1}&=\left(a_1e^{ik_{z,1}z}+b_1e^{-ik_{z,1}z}\right)e^{ik_xx} && z<0\\
H_{y,2}&=\left(a_2e^{ik_{z,2}z}+b_2e^{-ik_{z,2}z}\right)e^{ik_xx} && 0<z<t\\
H_{y,3}&=\left(a_3e^{ik_{z,3}z}+b_3e^{-ik_{z,3}z}\right)e^{ik_xx} && t<z<t+d\\
H_{y,4}&=\left(a_4e^{ik_{z,4}z}+b_4e^{-ik_{z,4}z}\right)e^{ik_xx} && t+d<z
\end{aligned} \tag{3}$$

由此可得整个结构的传输矩阵：

$$\begin{bmatrix}a_1\\b_1\end{bmatrix}=M.\begin{bmatrix}a_4\\b_4\end{bmatrix} \tag{4}$$

其中

$$M=D_{1\to2}.P_2.D_{2\to3}.P_3.D_{3\to4} \tag{5}$$

从空气到六方氮化硼的透射矩阵可表示如下：

$$D_{1\to2}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1+\eta_{TM}+\xi_{TM} & 1-\eta_{TM}-\xi_{TM}\\1-\eta_{TM}+\xi_{TM} & 1+\eta_{TM}-\xi_{TM}\end{pmatrix} \tag{6}$$

在公式（6）中，定义了以下参数：

$$\eta_{TM}=\frac{\varepsilon_0 k_{2z}}{\varepsilon_{\perp}k_{1z}} \tag{7}$$

$$\xi_{TM}=\frac{\sigma_1 k_{2z}}{\varepsilon_0\varepsilon_{\perp}\omega} \tag{8}$$

此外，入射光束在z方向上的波数分量可通过下式获得（假设入射角的方向为θ）：

$$k_{1z}=k_0\cos\theta \tag{9}$$

$$k_{2z}=k_0\sqrt{\varepsilon_{\perp}^2-\frac{\varepsilon_{\perp}\left(\sin\theta\right)^2}{\varepsilon_{\parallel}}} \tag{10}$$

现在，hBN 层内等离激元波的传播矩阵可由下列矩阵给出（假设六方氮化硼介质的厚度为 t）：

$$P_2=\begin{pmatrix} e^{-jk_{2z}t} & 0 \\ 0 & e^{jk_{2z}t} \end{pmatrix} \tag{11}$$

当六方氮化硼介质中的光束到达第二层石墨烯片表面时，从 hBN 到 SiO_2 层的透射矩阵表示为:

$$D_{2\to3}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+\eta'_{TM}+\xi'_{TM} & 1-\eta'_{TM}-\xi'_{TM} \\ 1-\eta'_{TM}+\xi'_{TM} & 1+\eta'_{TM}-\xi'_{TM} \end{pmatrix} \tag{12}$$

其中，式 (12) 中使用了以下参数:

$$\eta'_{TM}=\frac{\varepsilon_{\perp}k_{3z}}{\varepsilon_{SiO_2}k_{2z}} \tag{13}$$

$$\xi'_{TM}=\frac{\sigma_2 k_{3z}}{\varepsilon_0\varepsilon_{SiO_2}\omega} \tag{14}$$

与六方氮化硼介质内光束的传播矩阵类似，SiO_2 层内的传播矩阵可写为（假设 SiO_2 层的厚度为 d）：

$$P_3=\begin{pmatrix} e^{-jk_{3z}d} & 0 \\ 0 & e^{jk_{3z}d} \end{pmatrix} \tag{15}$$

最后 ，当光束到达 SiO_2-硅层的界面时，透射矩阵可表示为 s:

$$D_{3\to4}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+\eta''_{TM} & 1-\eta''_{TM} \\ 1-\eta''_{TM} & 1+\eta''_{TM} \end{pmatrix} \tag{16}$$

在式（16）中，定义了以下参数:

$$\eta''_{TM}=\frac{\varepsilon_{SiO_2}k_{4z}}{\varepsilon_{Si}k_{3z}} \tag{17}$$

通过计算传 输矩阵的元素，可推导出反射系数和反射率: :

$$r=\frac{M_{21}}{M_{11}}=\left|r\left(\omega\right)\right|\exp\left(j\varphi_r\left(\omega\right)\right) \tag{18}$$

$$R=\left|r\left(\omega\right)\right|^2 \tag{19}$$

对于所提出的结构，计算得到 M_{21} 和 M_{11}：

$$M_{11}=(1+\eta_{TM}+\xi_{TM}).(1+\eta'_{TM}+\xi'_{TM}).(1+\eta''_{TM}).e^{-jk_{2z}t}.e^{-jk_{3z}d}+$$
$$(1-\eta_{TM}-\xi_{TM}).(1-\eta'_{TM}+\xi'_{TM}).(1+\eta''_{TM}).e^{+jk_{2z}t}.e^{-jk_{3z}d}+$$
$$(1+\eta_{TM}+\xi_{TM}).(1-\eta'_{TM}-\xi'_{TM}).(1-\eta''_{TM}).e^{-jk_{2z}t}.e^{+jk_{3z}d}+$$
$$(1-\eta_{TM}-\xi_{TM}).(1+\eta'_{TM}-\xi'_{TM}).(1-\eta''_{TM}).e^{+jk_{2z}t}.e^{+jk_{3z}d} \quad (20)$$

$$M_{21}=(1-\eta_{TM}+\xi_{TM}).(1+\eta'_{TM}+\xi'_{TM}).(1+\eta''_{TM}).e^{-jk_{2z}t}.e^{-jk_{3z}d}+$$
$$(1+\eta_{TM}-\xi_{TM}).(1-\eta'_{TM}+\xi'_{TM}).(1+\eta''_{TM}).e^{+jk_{2z}t}.e^{-jk_{3z}d}+$$
$$(1-\eta_{TM}+\xi_{TM}).(1-\eta'_{TM}-\xi'_{TM}).(1-\eta''_{TM}).e^{-jk_{2z}t}.e^{+jk_{3z}d}+$$
$$(1+\eta_{TM}-\xi_{TM}).(1+\eta'_{TM}-\xi'_{TM}).(1-\eta''_{TM}).e^{+jk_{2z}t}.e^{+jk_{3z}d} \quad (21)$$

这里，假设入射脉冲为高斯光束，其中心和半宽分别为 ω_0、 τ_0:

$$E_i(0,t)=A_0\exp\left(-t^2/2\tau_0^2\right)\exp(-i\omega_0 t) \quad (22)$$

需要指出的是，式（22）对应的傅里叶频谱为:

$$E_i(0,\omega)=\frac{A_0\tau_0}{2\sqrt{\pi}}\exp\left(-(\omega-\omega_0^2)^2\tau_0^2/2\right) \quad (23)$$

因此，群时延不是时间（t）的函数，因为所有关系式均是在傅里叶空间（ω）中表示的。于是，反射群时延为:

$$\tau_r=\left[\frac{\partial\varphi_r(\omega)}{\partial\omega}\right]_{\omega=\omega_c} \quad (24)$$

在式（24）中， ω_c 是载波频率。至此，我们已完成所提出异质结构的模型。接下来，我们将研究上述数学关系的解析结果。

3. 结果与讨论

本节报告所提出结构的解析结果。在这些结果中，假设石墨烯片的化学势分别为 $\mu_{c,\ 1}=0.2\ ev$、$\mu_{c,\ 2}=0.3\ ev$。温度为 $T=300\ K$ ，弛豫时间假设为 $\tau=0.45\ ps$。两层石墨烯层的厚度相近，均为 $\Delta_1=\Delta_2=\Delta=0.33\ nm$。六方氮化硼介质的参数已在上一节给出。此外，几何参数为 t =100nm、 $d=150nm$。假设 SiO_2 和 Si 层的介电常数分别为 2.09 和 11.9。入射角为 $\theta=45^0$。

如前所述，六方氮化硼介质中存在两种与双曲性相关的声子模（见图2）：面外声子模和面内声子模，它们分别对应两种不同的Reststrahlen带。首先，我们考察三个不同频率范围内的反射群时延：24.75–25 THz（下部Reststrahlen带）、36.15–37.5 THz（中间带，即下部与上部Reststrahlen带之间）以及41.1–41.6 THz（上部Reststrahlen带）。需要强调的是，图3(a)中24.855 THz处的共振频率与较低的横向光学声子频率（$\omega_{TO,\ \perp}=23.4\ THz$）无关。如图3(a)所示，下部Reststrahlen带中的群时延表现出可增强的类金属行为。而其他频率范围内的反射群时延（图3(b)、(c)）无法增强，因为其数值可忽略不计，这是由六方氮化硼损耗（六方氮化硼介电函数的虚部）较大所致。因此，以下结果仅关注第一个频率窗口，即24.15–25 THz（下部Reststrahlen带）。值得注意的是，本结构中的反射群时延源于洛伦兹共振机制。

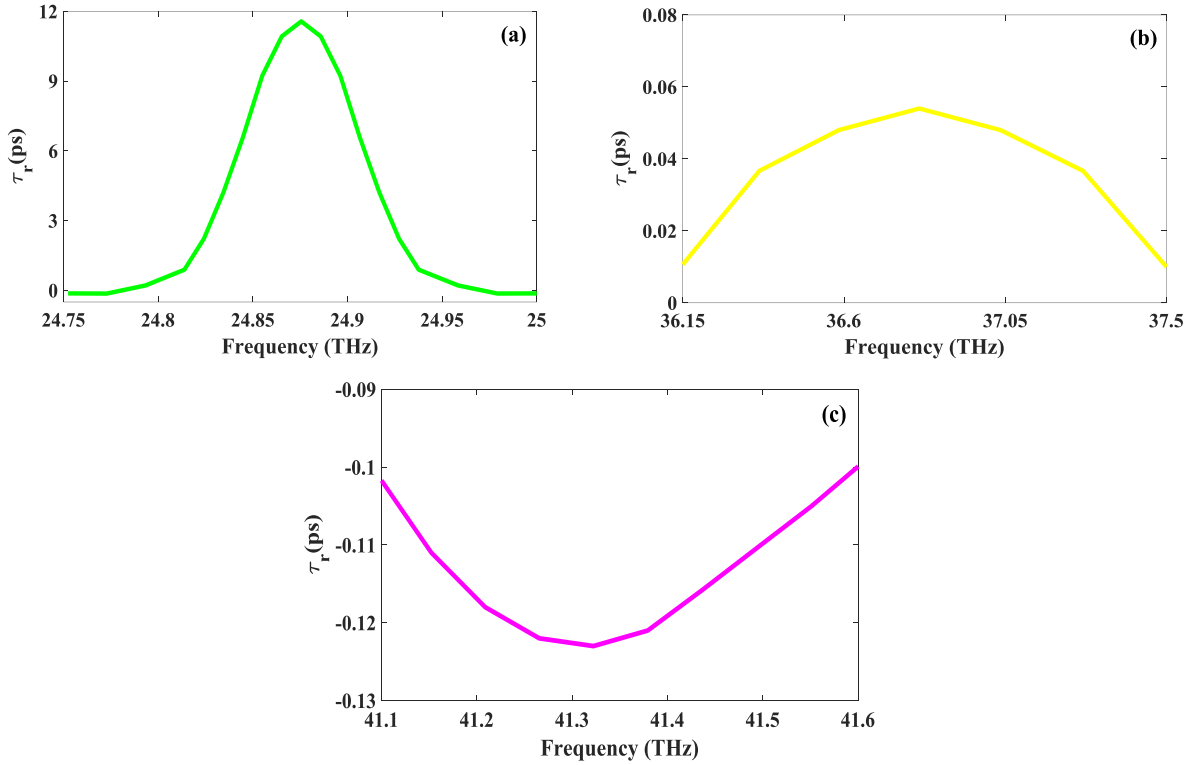


图 3. 三个频率窗口内反射群时延随频率的变化：(a) 24.75 THz–25 THz（位于下部Reststrahlen带），(b) 36.15 THz–37.5 THz（位于中间带，即下部与上部Reststrahlen带之间），(c) 41.1 THz–41.6 THz（位于上部Reststrahlen带）。假设石墨烯层的化学势为 $\mu_{c,\ 1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c,\ 2} = 0.3\ ev$。六方氮化硼和硅 O_2 层的厚度分别为 100 nm 和 150 nm。入射角为 $\theta = 45^0$。

上一节中，我们通过解析方法得到了所提出异质结构的传输矩阵各元素。所研究的结构是一种可调谐器件，其反射特性可通过改变化学势进行调节。图4展示了不同化学势下反射率、群时延和反射相位随频率的变化。如前所述，频率范围为24.75–25 THz。入射角取为$\theta = 45^0$。由图4(a)可知，反射率在约24.88 THz处出现一个谷值，其位置会随化学势的变化而改变。如图4(b)所示，在24.88 THz附近，反射相位的符号发生变化。同时，反射群时延的峰值也随化学势而变化。在24.85 THz频率处，化学势为$\mu_{c,\ 1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c,\ 2} = 0.8\ ev$ 时，反射群时延达到较大值，即$\tau_r = 12.2\ ps$。

图 5 展示了不同石墨烯厚度下，光束的反射群时延随频率的变化。在该图中，假设两片石墨烯片的厚度相同（$\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$）。石墨烯层的化学势保持不变：$\mu_{c,\ 1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c,\ 2} = 0.3\ ev$。如图 5 所示，随着石墨烯层数增加（厚度增大），群时延的峰值也随之升高。此外可以看出，随着厚度增加，最高峰向更高频率移动。较厚的石墨烯片可实现较高的群时延。例如，厚度为 $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta = 1\ nm$ 时，在 24.9 THz 的频率下可获得 15.3 ps 的反射群时延。

值得一提的是，所提出异质结构中各层的厚度会改变反射光束的反射特性。其中一个参数是 hBN 层的厚度，其变化情况如图 6 所示。石墨烯层的化学势为 $\mu_{c,1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c,2} = 0.3\ ev$。两个石墨烯层的厚度相同，为 $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta = 0.33\ nm$。其他参数保持不变。

从图 5 可以看出，随着六方氮化硼介质厚度增加，反射群时延的最大值向更高频率移动。然而，由于 hBN 层的厚度仅从 100 nm 变化到 120 nm，变化幅度较小。

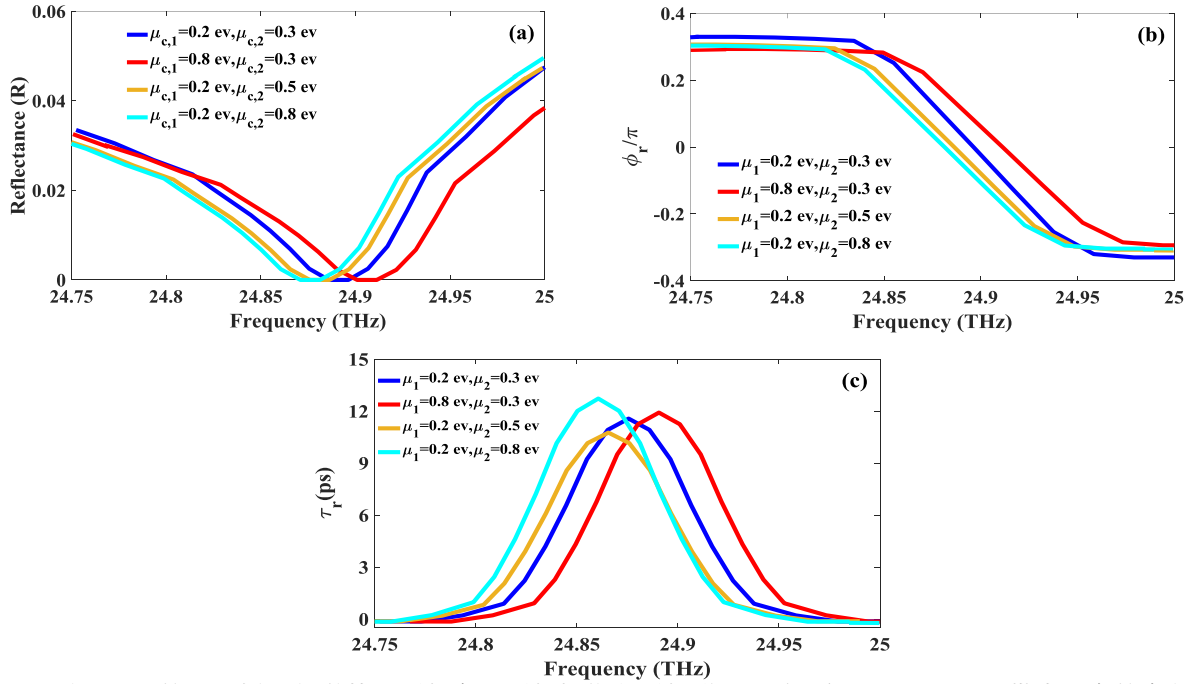


图4. 对于不同的石墨烯层化学势，反射率、反射相位和反射群时延随下部Reststrahlen带内频率的变化。六方氮化硼和硅O_2 层的厚度分别为100 nm和150 nm。入射角为$\theta = 45^0$。

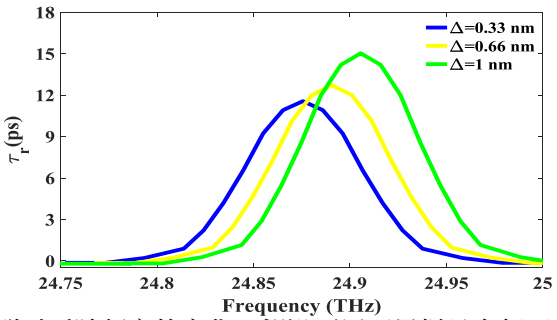


图5. 不同石墨烯厚度下反射群时延随频率的变化。假设两层石墨烯具有相同的厚度（$\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$）。假设石墨烯层的化学势为$\mu_{c、1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c、2} = 0.3\ ev$。六方氮化硼和硅O_2 层的厚度分别为100 nm和150 nm。入射角为$\theta = 45^0$。

最后，我们研究了 SiO_2 厚度对反射群时延的影响。根据关系式 (16)-(21) 的推导，SiO_2 层的厚度会改变反射光束的特性。从图 7 可以看出，当 SiO_2 厚度从 150nm 变化到 200 nm 时，最大峰值发生变化，且其频率向更高频率移动。本文对所提出的异质结构的反射光束反射特性进行的研究，对设计光延迟线和光学缓冲器等潜在应用具有参考价值。

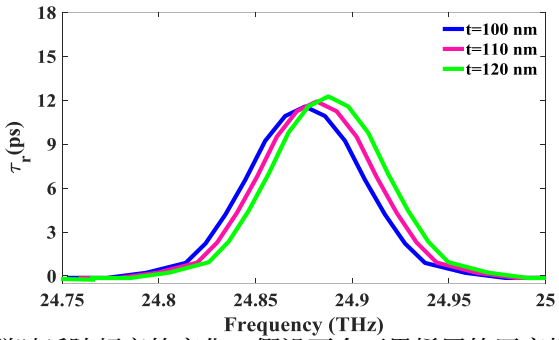


图 6. 不同 hBN 厚度下反射群时延随频率的变化。假设两个石墨烯层的厚度相同（$\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta = 0.33\ nm$）。假设石墨烯层的化学势为 $\mu_{c,\ 1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c,\ 2} = 0.3\ ev$。SiO_2 层的厚度为 150 nm。入射角为 θ =45^0。

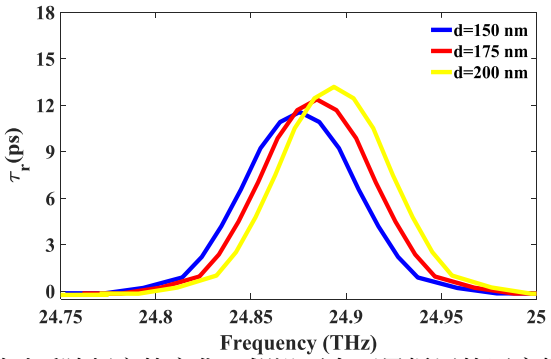


图 7. 不同 SiO_2 厚度下反射群时延随频率的变化。假设两个石墨烯层的厚度相同（$\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta = 0.33\ nm$）。假设石墨烯层的化学势为 $\mu_{c,\ 1} = 0.2\ ev$, $\mu_{c,\ 2} = 0.3\ ev$。hBN 层的厚度为 100 nm。入射角为 θ =45^0。

4. 结论

本文研究了石墨烯基六方氮化硼异质结构反射光束的特性，并推导了用于计算反射特性的解析表达式。在下部Reststrahlen带观察到了较大的反射群时延，因此选择这一频率范围进行研究。为展示所提出结构的可调谐性，本文描绘并研究了不同化学势下反射光束随频率变化的情况。结果表明，在 24.9 太赫兹频率处，反射群时延较大，即 $\tau_r = 15.3\ ps$。此外，我们还表明，石墨烯片、六方氮化硼介质和 SiO_2 层的厚度能够更有效地改变反射光束的质量。作者认为，本文的研究可用于设计中红外区域的光学延迟结构。

声明

伦理审批：不适用。

参与知情同意：不适用。

发表知情同意：不适用。

经费资助：作者未获得本研究的专项经费资助。

利益冲突/竞争性利益：作者声明不存在竞争性利益。

数据和材料可用性：不适用。

代码可用性：不适用。

作者贡献：M. B. Heydari 提出了本研究的主要构想并进行了解析建模。M. Karimipour 进行了数值模拟并撰写了稿件。M. Mohammadi Shirkolaei 分析了结果并审阅了论文。

参考文献

[1] P. Tassin、T. Koschny 和 C. M. Soukoulis，《用于太赫兹应用的石墨烯》，《科学》，第 341 卷，第 620-621 页，2013年。[2] M. Zhai、H. Peng、X. Wang、X. Wang、Z. Chen 和 W. Yin，《用于模拟太赫兹应用中可调石墨烯基耦合器的共形HIE-FDTD方法》，IEEE《太赫兹科学与技术汇刊》，第 5 卷，第 368-376 页，2015年。[3] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《石墨烯耦合器：简要综述》，arXiv 预印本 arXiv:2010.09462，2020年。[4] F. Xu、H. Zhang 和 Y. Sun，《基于介质脊、用于平面集成的紧凑型石墨烯定向耦合器》，《Optik-国际光学与电子光学杂志》，第 131 卷，第 588-591 页，2017年。[5] D. Correas-Serrano、J. S. Gomez-Diaz、J. Perruisseau-Carrier 和 A. Álvarez-Melcón，《太赫兹频段的石墨烯基等离激元可调低通滤波器》，IEEE《纳米技术汇刊》，第 13 卷，第 1145-1153 页，2014年。[6] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《石墨烯滤波器简评：展望与挑战》，arXiv 预印本 arXiv:2010.07176，2020年。[7] H. Zhuang、F. Kong、K. Li 和 S. Sheng，《基于石墨烯纳米带的等离激元带通滤波器》，《应用光学》，第 54 卷，第 2558-2564 页，2015年。[8] T. Christopoulos、O. Tsilipakos、N. Grivas 和 E. E. Kriezis，《含石墨烯非线性谐振器的耦合模理论框架》，《物理评论E》，第 94 卷，文章编号 062219，2016年。[9] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《等离激元石墨烯谐振器简评：最新进展与前景》，arXiv 预印本 arXiv:2011.14767，2020年。[10] X. Zhou、T. Zhang、X. Yin、L. Chen 和 X. Li，《石墨烯基耦合微环谐振器中的电磁诱导透明动态可调控》，IEEE《光子学杂志》，第 9 卷，第 1-9 页，2017年。[11] V. Dmitriev、S. L. M. da Silva 和 W. Castro，《太赫兹区域的超宽带石墨烯三端口环行器》，《光学快报》，第 27 卷，第 15982-15995 页，2019年。[12] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《具有多层三角形石墨烯柱的三端口太赫兹环行器》，Optik，文章编号 166457，2021年。[13] V. Dmitriev 和 W. Castro，《动态可控太赫兹石墨烯Y形环行器》，IEEE《磁学汇刊》，第 55 卷，第 1-12 页，2018年。[14] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《一种用于太赫兹区域、具有多层三角形柱的新型石墨烯环行器》，arXiv 预印本 arXiv:2102.02683，2021年。[15] J. Christensen、A. Manjavacas、S. Thongrattanasiri、F. H. Koppens 和 F. J. García de Abajo，《单根及成对纳米带中的石墨烯等离激元波导与杂化》，《ACS Nano》，第 6 卷，第 431-440 页，2012年。[16] G. W. Hanson，《石墨烯平行板波导支持的准横向电磁模》，Journal of Applied Physics，第 104 卷，文章编号 084314，2008年。[17] K. Jamalpoor、A. Zarifkar 和 M. Miri，《石墨烯二阶非线性在太赫兹等离激元激发中的应用》，《光子学与纳米结构：基础与应用》，第 26 卷，第 80-84 页，2017/09/01/ 2017年。

[18] S. Khoubafarin Doust、V. Siahpoush 和 A. Asgari，《石墨烯波导结构中表面等离激元极化激元的可调性》，《等离激元学》，第 12 卷，第 1633-1639 页，2017/10/01 2017年。[19] A. Pitilakis、D. Chatzidimitriou 和 E. E. Kriezis，《石墨烯波导中线性与非线性传播的理论和数值建模》，《光学与量子电子学》，第 48 卷，文章编号 243，2016年。[20] V. Khalili Sadaghiani、M. Zavvari、M. B. Tavakkoli 和 A. Horri，《面向非线性应用的石墨烯基混合波导设计》，《光学与量子电子学》，第 51 卷，文章编号 49，2019/02/04 2019年。[21] B. Parvaei、H. Rasooli Saghai 和 M. Eldlio，《太赫兹石墨烯基等离激元波导的分析与仿真》，《光学与量子电子学》，第 50 卷，文章编号 303，2018/07/18 2018年。[22] M. B. Heydari，《石墨烯等离子体圆柱结构中的高度局域中红外等离激元学》，2022年。[23] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《含石墨烯层各向异性多层椭圆结构的新型分析研究》，IEEE《磁学汇刊》，第 56 卷，第 1-10 页，2020年。[24] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《面向太赫兹应用、含石墨烯片的手性多层结构分析研究》，IEEE《纳米技术汇刊》，第 19 卷，第 653-660 页，2020年。[25] C. E. Talley、J. B. Jackson、C. Oubre、N. K. Grady、C. W. Hollars、S. M. Lane 等，《单个金纳米颗粒及纳米颗粒二聚体基底的表面增强拉曼散射》，《纳米快报》，第 5 卷，第 1569-1574 页，2005年。[26] M. Saifur Rahman、K. A. Rikta、L. F. Abdulrazak 和 M. S. Anower，《用于生物传感应用的 SnSe-石墨烯混合光子表面等离激元折射率传感器性能提升》，《光子学与纳米结构：基础与应用》，第 39 卷，文章编号 100779，2020/05/01/ 2020年。[27] M. Uwais、A. Bijalwan 和 V. Rastogi，《中红外波长范围内表面声子共振辅助折射率传感》，《等离激元学》，2022/03/28 2022年。[28] D. Rodrigo、O. Limaj、D. Janner、D. Etezadi、F. J. García de Abajo、V. Pruneri 等，《利用石墨烯进行中红外等离激元生物传感》，《科学》，第 349 卷，第 165-168 页，2015年。[29] H. Hu、X. Yang、F. Zhai、D. Hu、R. Liu、K. Liu 等，《利用石墨烯等离激元对分子振动指纹进行远场纳米尺度红外光谱分析》，《自然·通讯》，第 7 卷，第 1-8 页，2016年。[30] H. Hu、X. Yang、X. Guo、K. Khaliji、S. R. Biswas、F. J. García de Abajo 等，《利用石墨烯等离激元进行气体识别》，《自然·通讯》，第 10 卷，第 1-7 页，2019年。[31] N. Fang、H. Lee、C. Sun 和 X. Zhang，《利用银超透镜实现亚衍射极限光学成像》，《科学》，第 308 卷，第 534-537 页，2005年。[32] R. E. da Silva、R. Macêdo、T. Dumelow、J. Da Costa、S. Honorato 和 A. Ayala，《水晶石英中的远红外平板透镜成像与亚波长成像》，《物理评论 B》，第 86 卷，文章编号 155152，2012年。[33] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《等离激元石墨烯波导：文献综述》，arXiv 预印本 arXiv:1809.09937，2018年。[34] W. Fuscaldo、P. Burghignoli、P. Baccarelli 和 A. Galli，《面向太赫兹应用的石墨烯基平面结构复模谱》，《红外、毫米波与太赫兹波杂志》，第 36 卷，第 720-733 页，2015年。[35] M. B. Heydari 和 M. H. Vadjed Samiei，《含磁偏置石墨烯片的各向异性多层结构中的磁等离激元分析研究》，《等离激元学》，第 15 卷，第 1183-1198 页，2020/08/01 2020年。[36] D. Correas-Serrano、J. S. Gomez-Diaz、J. Perruisseau-Carrier 和 A. Álvarez-Melcón，《空间色散石墨烯单板和平行板波导：分析与电路模型》，IEEE 微波理论与技术汇刊，第 61 卷，第 4333-4344 页，2013年。[37] M. B. Heydari 和 M. H. Vadjed Samiei，《具有双旋电覆盖层和衬底、并由PEMC层背衬的各向异性石墨烯纳米波导新型分析研究》，《光学与量子电子学》，第 52 卷，文章编号 108，2020/02/07 2020年。[38] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，《包含磁偏置石墨烯片的各向异性多层平面波导中磁等离激元的分析研究》，arXiv 预印本 arXiv:2103.11452，2021年。

[39] I. D. Koufogiannis、M. Mattes 和 J. R. Mosig，“关于多层导电薄片结构空间域格林函数的开发与评估”，IEEE 微波理论与技术汇刊，第63卷，第20-29页，2015年。[40] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“具有各向异性覆盖层和衬底的接地石墨烯基结构中的磁等离激元”，arXiv预印本 arXiv:2103.08557，2021年。[41] M. B. Heydari，“石墨烯-旋电混合结构：一种太赫兹应用新平台”，arXiv预印本 arXiv:2201.06538，2022年。[42] M. B. Heydari，“石墨烯负载等离子体介质中的可调等离激元模式”，2022年。[43] Y. T. Aladadi 和 M. A. Alkanhal，“石墨烯-等离子体结构的电磁特性表征”，IEEE 等离子体科学汇刊，第48卷，第852-857页，2020年。[44] M. B. Heydari，“具有旋电层的石墨烯基圆柱结构中的可调表面等离激元极化激元”，Optik，第254卷，第168651页，2022年。[45] M. B. Heydari，“由石墨烯-旋电混合波导支持的可调表面等离激元极化激元：一种解析方法”，光学与量子电子学，第54卷，第1-14页，2022年。[46] M. Z. Yaqoob、A. Ghaffar、M. Alkanhal 和 S. U. Rehman，“手性-石墨烯界面上的光-等离激元耦合特性”，JOSA B，第36卷，2019年// 2019年。[47] M. Yaqoob、A. Ghaffar、M. Alkanhal、S. ur Rehman 和 F. Razzaz，“手性-石墨烯-金属（CGM）结构产生并调制混合表面等离激元极化激元波”，《科学报告》，第8卷，第1-9页，2018年。[48] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“融入石墨烯片的手性多层波导：一种解析方法”，arXiv预印本 arXiv:2102.10135，2021年。[49] I. Toqeer、A. Ghaffar、M. Y. Naz 和 B. Sultana，“石墨烯手性石墨烯波导所支持的色散模式特性”，Optik，第186卷，2019年// 2019年。[50] M. B. Heydari 和 M. H. Vadjed Samiei，“覆盖石墨烯片的接地手性平板波导中混合表面等离激元极化激元的解析研究”，光学与量子电子学，第52卷，第406页，2020年9月8日 2020年。[51] R. Zhao、J. Li、Q. Zhang、X. Liu 和 Y. Zhang，“手性-石墨烯-手性结构中表面等离激元极化激元的行为”，Optics Letters，第46卷，第1975-1978页，2021年。[52] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“具有手性覆盖层和衬底的接地石墨烯基纳米波导：新的理论研究”，arXiv预印本 arXiv:2102.12465，2021年。[53] C. Bhagyaraj、R. Ajith 和 M. Vincent，“具有非线性磁性包层的石墨烯层中表面等离激元极化激元模式的传播特性”，Journal of Optics，第19卷，第035002页，2017年。[54] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“非线性多层石墨烯基波导中TM偏振表面等离激元极化激元的解析研究”，等离激元学，第16卷，第841-848页，2021年。[55] X. Jiang、J. Gao 和 X. Sun，“非线性介质-石墨烯等离激元波导中色散特性的控制”，Physica E：低维系统与纳米结构，第106卷，第176-179页，2019年。[56] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“非线性多层石墨烯基波导中的TM偏振表面等离激元极化激元：解析研究”，arXiv预印本 arXiv:2101.02536，2021年。[57] Y. V. Bludov、D. A. Smirnova、Y. S. Kivshar、N. Peres 和 M. I. Vasilevskiy，“石墨烯上的非线性TE偏振表面极化激元”，《物理评论B》，第89卷，第035406页，2014年。[58] M. B. Heydari，“非线性多层石墨烯基结构中TE偏振表面等离激元极化激元的解析研究”，等离激元学，第16卷，第2327-2334页，2021年。[59] Y. Wu、X. Dai、Y. Xiang 和 D. Fan，“石墨烯包覆平行板波导上的非线性TE偏振表面等离激元极化激元”，Journal of Applied Physics，第121卷，第103103页，2017年。[60] M. B. Heydari，“非线性多层石墨烯基波导中的TE偏振表面等离激元极化激元（SPP）：解析模型”，arXiv预印本 arXiv:2107.01684，2021年。[61] S. Baher 和 Z. Lorestaniweiss，“非线性介质包围的单层石墨烯中表面等离激元极化激元的传播”，Journal of Applied Physics，第124卷，第073103页，2018年。[62] M. B. Heydari，“非线性多层石墨烯基结构中的TE偏振表面等离激元极化激元”，2021年。

[63] W. Walasik、A. Rodriguez 和 G. Renversez，“具有非线性介质芯的对称等离激元狭缝波导：分岔、尺寸效应和高阶模”，等离激元学，第10卷，第33-38页，2015年。[64] Y. Gao、G. Ren、B. Zhu、J. Wang 和 S. Jian，“单模石墨烯包覆纳米线等离激元波导”，Optics Letters，第39卷，第5909-5912页，2014年。[65] Y. Gao、G. Ren、B. Zhu、H. Liu、Y. Lian 和 S. Jian，“石墨烯包覆纳米线中等离激元模的解析模型”，《光学快报》，第22卷，第24322-24331页，2014年。[66] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“融入石墨烯层的各向异性多层圆柱波导的新型解析模型”，Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications，第42卷，第100834页，2020年。[67] D. A. Kuzmin、I. V. Bychkov、V. G. Shavrov 和 L. N. Kotov，“近红外和可见光频率下石墨烯基圆柱波导的横电等离激元模”，《科学报告》，第6卷，第26915页，2016年。[68] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“包含石墨烯层的各向异性多层圆柱结构：一种解析方法”，arXiv预印本 arXiv:2103.05594，2021年。[69] M. B. Heydari，“具有旋电层的石墨烯基圆柱波导中等离激元波的新型理论研究”，arXiv预印本 arXiv:2201.10421，2022年。[70] D. Teng、K. Wang、Z. Li、Y. Zhao、G. Zhao、H. Li 等，“用于低损耗亚波长太赫兹传输的石墨烯包覆椭圆纳米线”，《应用科学》，第9卷，第2351页，2019年。[71] X. Cheng、W. Xue、Z. Wei、H. Dong 和 C. Li，“双层石墨烯包覆共焦椭圆介质纳米线的模式分析”，《光学通信》，第452卷，第467-475页，2019年。[72] M. B. Heydari 和 M. H. V. Samiei，“融入石墨烯层的各向异性多层椭圆波导：一种新型解析模型”，arXiv预印本 arXiv:2103.01925，2021年。[73] R. Koch、T. Seyller 和 J. Schaefer，“石墨烯/碳化硅异质系统中的强声子-等离激元耦合模”，《物理评论B》，第82卷，第201413页，2010年。[74] A. Kumar、T. Low、K. H. Fung、P. Avouris 和 N. X. Fang，“石墨烯-hBN系统中的可调光-物质相互作用及双曲性的作用”，《纳米快报》，第15卷，第3172-3180页，2015年。[75] T. Marinković、I. Radović、D. Borka 和 Z. L. Mišković，“通过外部移动的带电粒子探测支撑石墨烯中的等离激元-声子杂化”，等离激元学，第10卷，第1741-1749页，2015年12月1日 2015年。[76] V. W. Brar、M. S. Jang、M. Sherrott、S. Kim、J. J. Lopez、L. B. Kim 等，“石墨烯/单层h-BN异质结构中的杂化表面声子-等离激元极化激元模”，《纳米快报》，第14卷，第3876-3880页，2014年。[77] M. B. Heydari、M. Karimipour 和 M. M. Shirkolaei，“对称非线性石墨烯-hBN异质结构中高度局域且可调的中红外极化激元学”，等离激元学，第1-15页，2022年。[78] M. B. Heydari、M. Karimipour 和 M. M. Shirkolaei，“非线性石墨烯-hBN异质结构中的可调等离激元-声子模”，2022年。[79] M. B. Heydari、M. Karimipour 和 M. M. Shirkolaei，“对称非线性石墨烯-hBN异质结构中混合表面声子-等离激元极化激元（HSP3）的解析研究”，arXiv预印本 arXiv:2210.10141，2022年。[80] M. B. Heydari、M. Karimipour 和 M. Mohammadi Shirkolaei，“接地石墨烯-hBN异质结构在中红外频率下的高性能双曲声子-等离激元模：一种解析方法”，光学与量子电子学，第55卷，第1-12页，2023年。[81] M. B. Heydari、M. Karimipour 和 M. M. Shirkolaei，“接地石墨烯-六方氮化硼（hBN）异质结构中的强声子-等离激元耦合”，2022年。[82] M. B. Heydari、M. Karimipour 和 M. M. Shirkolaei，“面向中红外应用的接地石墨烯-hBN异质结构中的双曲声子-等离激元模”，arXiv预印本 arXiv:2211.03701，2022年。[83] D. Bortman-Arbiv、A. Wilson-Gordon 和 H. Friedmann，“群速度的相位控制：从亚光速到超光速光传播”，《物理评论A》，第63卷，第043818页，2001年。[84] X. Ling、X. Zhou、K. Huang、Y. Liu、C.-W. Qiu、H. Luo 等，“光自旋霍尔效应的最新进展”，《物理学进展报告》，第80卷，第066401页，2017年。

[85] J. Arias, A. Sánchez-Meroño, M. Sánchez-López, E. Ávila-Navarro 和 I. Moreno, 《微带板和光子晶体中的超光速反射脉冲》, 载于《光子晶体材料与器件 IX》, 2010年, 第 165-174 页。[86] Y.-q. Kang、Y. Xiang 和 C. Luo, 《石墨烯基双曲超材料反射光束的可调增强古斯–汉欣位移》, 《应用物理B》, 第 124 卷, 第 1-6 页, 2018年。[87] H. Hajian、A. Ghobadi、S. A. Dereshgi、B. Butun 和 E. Ozbay, 《石墨烯–六方氮化硼超材料中的混合等离激元–声子极化激元能带》, JOSA B, 第 34 卷, 第 D29-D35 页, 2017年。[88] S. Dai、Q. Ma、M. Liu、T. Andersen、Z. Fei、M. Goldflam 等, 《六方氮化硼上的石墨烯：一种可调双曲超材料》, 《自然·纳米技术》, 第 10 卷, 第 682-686 页, 2015年。[89] J. Wu、L. Jiang、J. Guo、X. Dai、Y. Xiang 和 S. Wen, 《通过石墨烯-hBN 超晶体在红外频率下实现可调完美吸收》, 《光学快报》, 第 24 卷, 第 17103-17114 页, 2016年。[90] Y. Jiang、X. Lin、T. Low、B. Zhang 和 H. Chen, 《石墨烯–六方氮化硼异质结构中群速度控制和栅极可调的极化激元定向激发》, 《激光与光子学评论》, 第 12 卷, 文章编号 1800049, 2018年。[91] X. Lin、Y. Yang、N. Rivera、J. J. López、Y. Shen、I. Kaminer 等, 《石墨烯–六方氮化硼异质结构中强压缩等离激元和声子极化激元的全角度负折射》, 《美国国家科学院院刊》, 第 114 卷, 第 6717-6721 页, 2017年。[92] Z. Zheng、F. Lu 和 X. Dai, 《红外频率下石墨烯/六方氮化硼异质结构的可调反射群时延》, 《物理学进展》, 第 15 卷, 文章编号 102681, 2019年。[93] V. Gusynin、S. Sharapov 和 J. Carbotte, 《石墨烯的磁光电导率》, 《物理学杂志：凝聚态》, 第 19 卷, 文章编号 026222, 2006年。