中国科学: 物理学 力学 天文学 2026 年 第 56 卷 第 3 期: 234212
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

基于非相干耦合的协同双等离诱导透明效应

潘敏[1], 周妙芳[1], 曹广涛[1*], 杨辉[2], 何海蓉[2], 朱致英[1], 刘少波[1], 喻涛[1], 郭仁[1], 易弘超[1], 鲁耿彪[1], 邓艳[3*], 高恩多[1*]

1. 长沙理工大学物理与电子科学学院, 长沙 410004
2. 湖南师范大学物理与电子科学学院, 长沙 410081
3. 湖南第一师范学院物理与化学学院, 长沙 410205
*联系人, 曹广涛, E-mail: caoguangtao456@126.com; 邓艳, E-mail: yancomeon@163.com; 高恩多, E-mail: 009004@csust.edu.cn

收稿日期: 2025-02-18; 接受日期: 2025-06-26; 网络出版日期: 2025-08-19
国家自然科学基金项目(编号: 61865006, 12204165)、湖南省教育厅自然科学基金项目(编号: 22A0219, 24C0155)、湖南省自然科学基金项目(编号: 2025JJ50047, 2023JJ40112, 2024JJ6318)、长沙理工大学科研启动金(编号: N202401)和长沙理工大学大学生创新训练项目(编号: S202410536149)资助的课题

摘要 等离诱导透明(Plasmon-Induced Transparency, PIT)现象因其独特的慢光效应以及卓越的光场调控能力, 成为太赫兹光子器件领域的前沿热点. 然而, 目前实现双PIT的机制主要是明模与暗模的干涉相消. 本文通过设计由两条石墨烯纵带、两条石墨烯横带及中心石墨烯块构成的单层超表面, 在太赫兹频域基于非相干耦合的协同效应实现了双PIT现象. 基于耦合模理论(Coupled Mode Theory, CMT)的理论结果与时域有限差分法(Finite Difference Time Domain, FDTD)的透射谱具有很好的一致性. 进一步研究表明, 载流子迁移率为3.0 $m^2/(V\ s)$时可实现调制深度高达97.31%和插入损耗低至0.10 dB的光开关应用. 此外, 该超表面的群折射率可达到257. 最有趣的是, 通过调制部分石墨烯的费米能级实现了四频通道和双PIT的切换. 因此, 该超表面不但丰富了PIT的演化机制, 而且促进了慢光和光开关的发展.

关键词 等离诱导透明, 协同效应, 石墨烯, 光开关, 慢光

PACS: 78.40.-q, 78.66.-w, 42.65.-k, 42.25.Bs, 42.70.-a

1 引言

表面等离子体(Surface Plasmons, SPs)是金属表面的自由电子与入射光场中的光子发生共振, 从而产生的沿金属表面传播的倏逝波[1]. 根据SPs的传播特性可将其分为两种类型: 一种是被束缚在金属纳米颗粒表面的局域表面等离激元(Localized Surface Plasmons, LSPs), 另一种是在金属-介质界面传播的表面等离极化激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs). 这两种类型都具备超越传统衍射极限的能力[2], 在亚波长范围内展现出卓越的光学性能. 因此, 基于SPs的等离激元装置有望在多种光电器件领域得到广泛应用[3–9]. 然

引用格式: 潘敏, 周妙芳, 曹广涛, 等. 基于非相干耦合的协同双等离诱导透明效应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 234212
Pan M, Zhou M F, Cao G T, et al. Synergistic dual plasmon-induced transparency effect based on incoherent coupling (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 234212, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0061

© 2025《中国科学》杂志社

而, 对于金属结构而言, 要实现对SPs的有效控制, 需要采用静态调控方法, 这种方法在实际操作中难以执行. 相比之下, 石墨烯的电导率具有极高的可调节性[10], 通过化学掺杂、施加栅极电压、电场和磁场等手段, 可以轻易改变其电导率, 从而实现对光学性能的动态有效调控. 因此, 相较于金属, 石墨烯传输的SPs表现出更加优越的特性.

目前, 基于石墨烯SPs诱导的各类光学现象中, 等离子体诱导透明(Plasmon-Induced Transparency, PIT)凭借独特的形成机制和潜在应用成为了当前纳米光子学研究领域的关键聚焦点之一. 其机理可通过明暗模理论来阐明. 明模式(超辐射模式)能被光源直接激发, 并在吸收光谱中表现为一个显著的吸收峰. 暗模式(亚辐射模式)在吸收光谱中的吸收率极低, 甚至可能为零. 暗模式虽然不能直接被光源激发, 但可被SPPs诱导的明模式完全激发. 当宽带明模式的共振频率与窄带暗模式的共振频率相匹配时, 将会出现破坏性干涉, 即产生PIT现象. 该现象不仅具有较窄的透射峰和异常色散, 而且无需严苛的工作条件, 能够在太赫兹频域发挥作用. 这些独特性质极大地扩展了PIT的应用领域, 并为开发光开关[11–15]、慢光器件[16–19]、传感器[20–23]和调制器[24–26]等实用等离子体器件奠定了坚实的基础. 2008年, Zhang等人[27]通过平面光照射超表面, 首次在实验中产生了PIT现象. 2013年, Cheng等人[28]设计了一种周期性图案化的石墨烯纳米带结构, 利用明暗模式之间的破坏性干涉, 在中红外波段实现PIT现象, 首次证实了单层石墨烯结构可以诱导PIT现象. 2019年, Gao等人[29]提出了一种单层图案化石墨烯超材料, 该材料能够通过两个明模式与一个暗模式之间的干涉相消, 在太赫兹频域实现双PIT. 2024年, Zhu等人[30]利用由两个半圆形石墨烯、中间条状石墨烯和四边形L形石墨烯组成的超表面, 通过3个明模式之间的强干涉相消, 在太赫兹频域实现了双PIT效应, 并基此实现了3位编码器. 这些研究实现了对PIT现象的慢光、调制和吸收等特性的动态调控, 为设计新型光电器件提供了全新的思路和可能性. 然而, 在当前的双PIT研究中, 其产生机制大多局限于明模式与暗模式之间的耦合. 这种机制虽然在一定程度上能够解释双PIT现象, 但其相对单一的特性限制了对更复杂物理过程的深入理解和探索. 因此, 探索并拓展双PIT现象的全新机制, 不但对于丰富其理论体系具有重要意义, 而且对于推动相关技术应用的创新和发展也显得尤为迫切和必要.

本文提出一种由两条石墨烯纵带、两条石墨烯横带和一个石墨烯块组成的单层石墨烯超表面, 它能够在太赫兹频域通过明模和暗模之间的干涉相消形成两个单PIT. 它们中的第一个共振谷进行非相干耦合产生dip1和dip2, 第二个共振谷通过非相干耦合产生dip3, 最终两个单PIT之间的协同效应产生了双PIT现象. 而在传统途径中, 双PIT的产生通常源于两个明模式和一个暗模式之间的破坏性干涉[31,32]. 目前, 已报道的基于非相干耦合的协同效应通常用于产生三PIT[11,33]. 因此, 我们所提出的PIT超表面在物理机制上比较新颖. 该超表面还具有以下优点. 首先, 该结构能够在载流子迁移率为3.0 $m^2/(V\ s)$时实现性能优良的光开关调制, 其调制深度高达97.31%, 插入损耗低至0.10 dB. 其次, 它的慢光特性的群折射率可达257. 最后, 通过改变部分石墨烯的费米能级, 它能实现从四频透射通道到双PIT的演变. 因此, 该结果为光开关和慢光器件的设计提供了新的可能.

2　结构设计与数值模拟

图1为石墨烯超表面模型, 该结构由单层石墨烯、电极、薄金属导线和硅衬边组成. 图1(a)为石墨烯超表面的3×3单元结构示意图. 该结构的平面单元胞由两个相同的石墨烯纵带、两个相同的石墨烯横带和一个石墨烯块组成, 如图1(b)所示. 为了便于分析, 两条对称的石墨烯横带被称为石墨烯1, 中心的石墨烯块被称为石墨烯2, 一左一右两条对称的石墨烯纵带分别被称为石墨烯3和4. 其具体几何参数为L_1=3.0 μm, L_2=2.3 μm, L_3=0.7 μm, W_1=0.5 μm, W_2=1.5 μm, W_3=3.6 μm, L_x=6.0 μm, L_y=4.0 μm. 为便于分析各个石墨烯组分的位置关系, 建立以平面单元胞的中心点为原点的平面直角坐标系, 如图1所示. 石墨烯1和2中心的坐标分别为(0, ±1.2 μm), (0.24 μm, 0), 石墨烯3和4中心的坐标为(±2 μm, 0). 为了探究该结构的动态调控特性, 我们用薄金属导线将石墨烯带和石墨烯块相连, 从而通过调节栅极电压来实现对石墨烯带与石墨烯块费米能级的动态调控. 在此过程中, 栅极电压V_{g1}负责调制石墨烯1和2的费米能级, V_{g2}负责调制石墨烯3和4的费米能级, 如图1(c)所示.

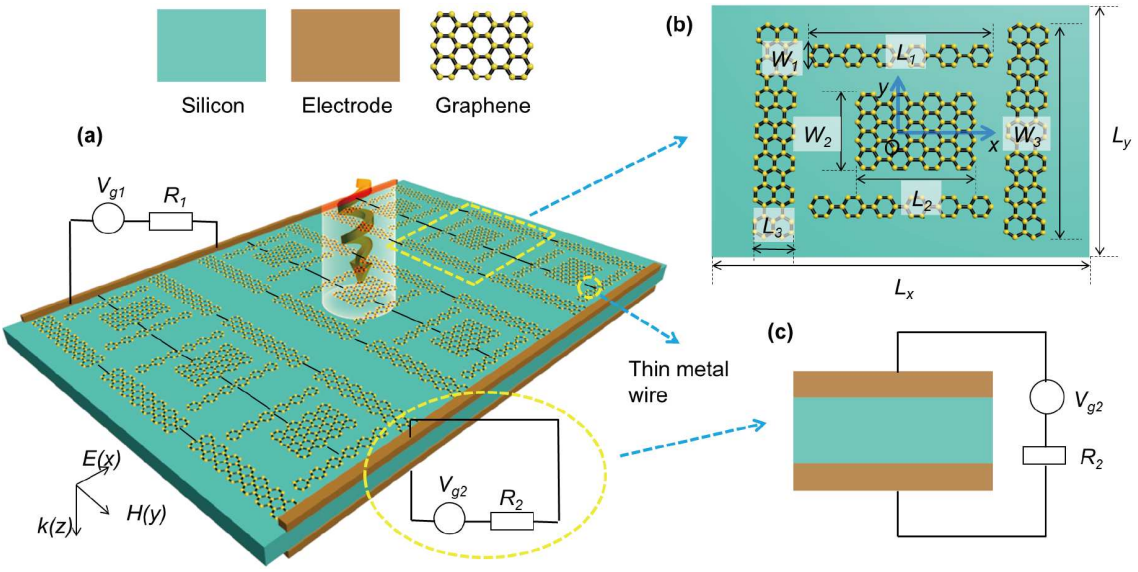


图 1　(网络版彩图) (a) 石墨烯超表面的3×3单元结构示意图; (b) 单元结构的俯视图, 几何参数为L_1=3.0 μm, L_2=2.3 μm, L_3=0.7 μm, W_1=0.5 μm, W_2=1.5 μm, W_3=3.6 μm, L_x=6.0 μm, L_y=4.0 μm; (c) 结构侧视图

Figure 1　(Color online) (a) Schematic of a 3×3 unit cell for the graphene metasurface; (b) top view of the unit cell with geometric parameters L_1=3.0 μm, L_2=2.3 μm, L_3=0.7 μm, W_1=0.5 μm, W_2=1.5 μm, W_3=3.6 μm, L_x=6.0 μm, L_y=4.0 μm; (c) structural side view.

硅的折射率设置为3.42, 硅衬边的厚度设置为0.2 μm, 2维石墨烯层的厚度设置为0.34 nm. 在x和y方向设置周期性边界条件, z方向则设置完全匹配层(Perfectly Matched Layer, PML)边界条件. 温度设置为300 K, 模拟时间为50000 fs. 当X偏振光垂直照射该结构时, 会产生包含双PIT在内的四频透射通道. 为剖析该四频透射通道的形成机制, 我们分析了每个石墨烯对形成四频透射通道的贡献, 如图2所示. 该超表面在X偏振光的垂直照射下, 可以产生两种明模式和两种暗模式. 如图2(a)和(b)所示, 位于硅表面的石墨烯1和2都可以被入射光直接激发, 产生明显的洛伦兹现象, 从而实现两种明模式(如绿线所示). 相反, 当超表面仅存在石墨烯3时, 入射光和它们的耦合效率极低, 因此从超表面完全透射并产生透射率接近1的曲线, 如图2(a)中的黑线所示. 这种模式称为暗模式1. 它存在一个辐射损耗极低的、共振线宽极窄的共振模式. 但由于它只能通过明模式间接激发, 因此难以在光谱中被观察到. 当它与明模式的共振频率匹配时, 会发生干涉相消效应, 产生一个单重PIT现象, 称为PIT1, 如红线所示. 其中, 两个共振谷分别被标注为Dip1和Dip2. 值得一提的是, 产生Dip1和Dip2的同时透射谱中也生成了一个杂谷Dip3. 类似地, 石墨烯2和4之间相互作用, 石墨烯2所激发的明模式2与石墨烯4代表的暗模式2干涉相消, 产生PIT2, 如黄线所示. 为了深入探讨两个单PIT如何通过协同作用产生双PIT的机理, 首先从共振模式的数量分析入手. 每个单PIT有两个共振模式, 两个不相互作用的单PIT一共有4个共振模式. PIT1和PIT2的第二个共振模式Dip2和Dip5虽然在某些条件下表现出类似相干耦合的特征(例如满足线宽判定条件), 但根据拉比劈裂的判定方法, 它们并未形成拉比劈裂条件的共振模式. 具体来说, 拉比劈裂的特征是两个共振模式之间发生强耦合时避免了交叉且电场能量发生了互换[34]. 然而, 在我们的仿真结果中, Dip2和Dip5的耦合并未导致以上特征, 而是交叉形成了一个新的共振模式dip3, 如图2(c)所示. 因此, Dip2和Dip5的耦合为非相干耦合.

为了进一步阐明明暗共振模式如何通过协同效应产生双PIT, 图3展示了不同共振模式在对应谐振频率下x-y平面的归一化电场分布. 对于PIT1, 电场主要分布于石墨烯1和3表面, 意味着明模式1和暗模式1同时被激发. 其中, PIT1的左谷Dip1对应的电场分布中, 电场能量主要分布在石墨烯1右侧的部分, 说明Dip1主要由石墨烯1所贡献; 右谷Dip2对应的电场中, 电场能量局域在石墨烯3的中部和两端, 意味着Dip2主要由石墨烯3所贡献. 对于PIT2, 电场能量局域在石墨烯2和4表面, 表明明模式2和暗模式2同时被激发. 其中, PIT2的

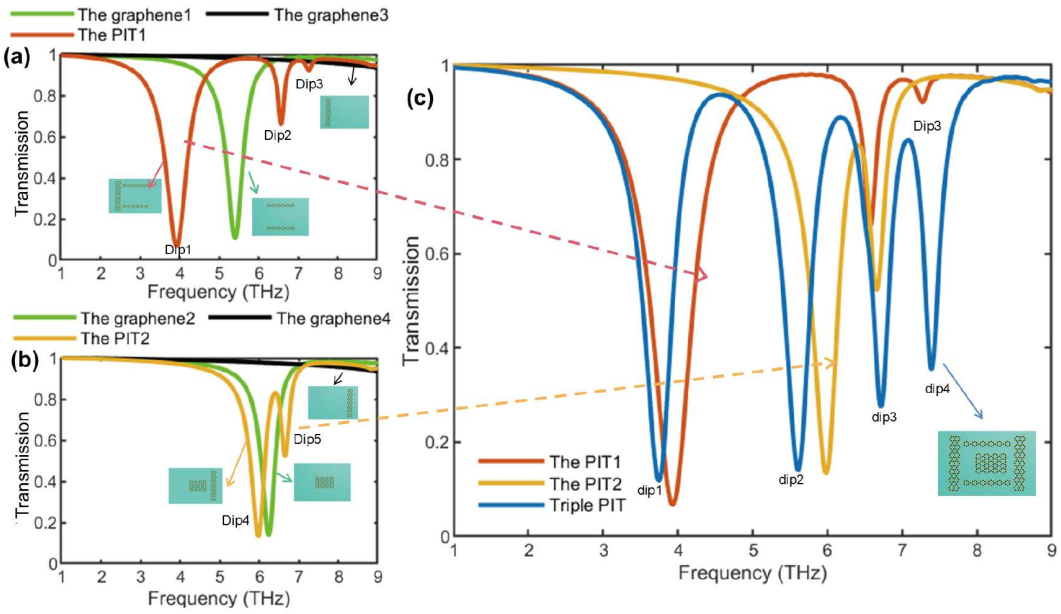


图 2　(网络版彩图) (a) 只存在石墨烯1和3时, 该结构透射谱中出现了PIT1; (b) 只存在石墨烯2和4时, 该结构透射谱中出现了PIT2; (c) 所有石墨烯存在时, 透射光谱出现4个透射谷

Figure 2　(Color online) (a) Transmission spectrum showing PIT1 when only graphenes 1 and 3 are present; (b) transmission spectrum showing PIT2 when only graphenes 2 and 4 are present; (c) when all graphenes are present, the transmission spectrum exhibits four transmission channels.

左谷Dip4对应的电场中, 石墨烯2两侧的电场强度较强, 意味着Dip4主要由石墨烯2所贡献; 右谷Dip5对应电场中, 石墨烯4中部和两端的电场强度更高, 代表Dip5主要由石墨烯4所贡献. 因此, 结合双PIT形成前后的电场分布即可证明前面所分析的物理机制. 由于dip1与Dip1的电场分布相似, dip2与Dip4的电场分布相似, 由此表明dip1和dip2是由Dip1和Dip4形成. 图3(a), (d), (f)和(g)显示, dip1和dip2的电场分布几乎完全延续了各自耦合前Dip1和Dip4的电场分布特征, 两个模式间并未发生拉比劈裂所必需的能量交换. 因此, Dip1和Dip4之间也是非相干耦合. 同时, dip3的电场能量几乎局域在所有石墨烯的表面, 这恰恰是Dip2和Dip5对应电场的叠加, 说明了dip3是由Dip2和Dip5非相干耦合形成. 综上所述, Dip1和Dip4之间的非相干耦合产生了双PIT中的dip1和dip2, Dip2和Dip5之间的非相干耦合产生了dip3, 最终单PIT1和PIT2通过协同效应实现了双PIT. 与此同时, PIT1中的杂谷Dip3由于非相干耦合形成了dip4. 图3(c)和(i)显示, Dip3和dip4的电场分布高度相似, 仅强度存在少许差异, 这验证了dip4实际上由PIT1中的Dip3形成. 因此, 透射谱最终呈现出4个明显的透射谷, 如图2(c)所示. 另外, 每个新形成的透射谷dip虽主要由一个原始模式主导(如dip1主要继承Dip1), 但其电场分布中均存在其他Dip模式的微弱近场干扰的痕迹(例如, dip1中叠加有Dip4的微弱分量). 这一现象明确表明, 4个透射谷的形成并非源于简单的两两模式耦合, 而是Dip1–Dip5等多个原始模式通过非相干耦合协同杂化的结果, 只不过Dip1和Dip4, Dip2和Dip5的非相干耦合较强.

3　理论计算

单层石墨烯的导电性主要来自导带内的电子跃迁以及价带和导带之间的电子跃迁, 它可以用Kubo公式来精确描述[35]:

$$\sigma = \sigma^{\text{intra}} + \sigma^{\text{inter}}, \tag{1}$$

其中, σ为单层石墨烯的电导率. σ^{intra}为带内贡献, σ^{inter}为带间贡献, 具体公式如下:

$$\sigma^{\text{intra}} = \frac{e^2 E_{\text{F}}}{\pi\hbar^2(\omega + \mathrm{i}\tau^{-1})}\mathrm{i}, \tag{2}$$

$$\sigma^{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\pi}\left[1 + \frac{\mathrm{i}}{\pi}\ln\frac{\hbar^2(\omega+\tau^{-1}) - 2E_{\text{F}}}{\hbar(\omega+\tau^{-1}) + 2E_{\text{F}}}\right], \tag{3}$$

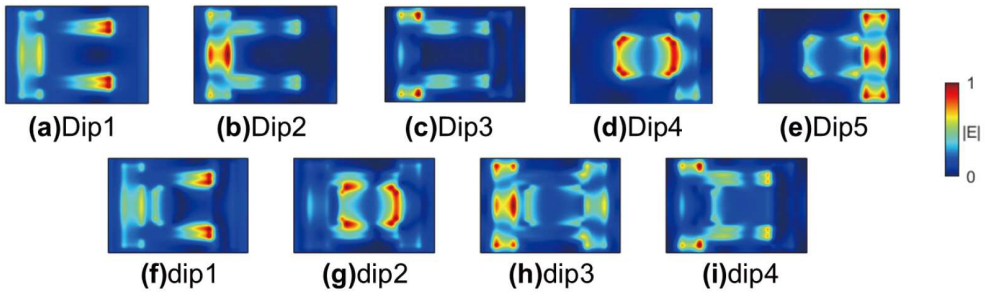


图 3　(网络版彩图) (a)–(e) 只有部分石墨烯存在时, 5个共振谷Dip1–Dip5对应的不同频率下超表面在*x*-*y*平面上的归一化电场分布; (f)–(i) 4个共振谷dip1到dip4对应的不同频率下超表面在*x*-*y*平面上的归一化电场分布(E_F=1.0 eV, μ=3.0 m^2/(V s))

Figure 3　(Color online) (a)–(e) Normalized electric field distributions in the *x*-*y* plane at the resonance frequencies corresponding to Dips 1 to 5, respectively, for the structure with only a subset of graphene elements present; (f)–(i) normalized electric field distributions in the *x*-*y* plane at the resonance frequencies corresponding to dips 1 to 4, respectively, for the structure with all graphene elements present (E_F=1.0 eV, μ=3.0 m^2/(V s)).

式中, e表示电子电荷, τ表示载流子的弛豫时间, E_F表示石墨烯的费米能级, ω为入射光的角频率, $\hbar$为约简普朗克常数. 在室温下, 当工作在太赫兹波段时, 由条件$E_F \geqslant k_B T$=25.85 meV, k_B为玻尔兹曼常数, 带间电子的直接跃迁σ^{inter}可以忽略不计. 因此, 石墨烯的电导率(σ)可以通过Drude模型有效地描述[36,37]:

$$\sigma = \sigma^{intra} = \frac{e^2 E_F}{\pi\hbar^2(\omega + \mathrm{i}\tau^{-1})}\mathrm{i}, \tag{4}$$

式中, $\tau=\mu E_F/(eV_F)$, 其中μ表示载流子迁移率, V_F表示费米速度. 假设石墨烯被封装在介电硅层中, 石墨烯表面的平面波传播常数可以表示为[38]

$$\beta = k_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_{si} - (2\varepsilon_{si}/\sigma\eta_0)^2}, \tag{5}$$

式中, ε_{si}为硅的相对介电常数, k_0为入射光的波矢量, η_0为本征阻抗, 有效折射率可表示为$n_{eff}=\beta/k_0$.

此外, 本研究深入研究了两种明模式、两种暗模式和杂谷引起的共振模式之间相互作用的耦合模理论. 值得一提的是, 由于两个暗模式叠加前后的透射谱相同, 因此将两个暗模式视为一个谐振器模式. 如图4所示, A, B, C和D分别对应于4种谐振器模式, 其中包括一对明模式、暗模式和杂谷. a, b, c和d分别表示这些模式的复合振幅. 上标“in”和“out”用于区分输入和输出波, 而下标“+”和“–”分别表示波的正向和负向传播. 不同模式的本征损耗系数用γ_{in} (n=1, 2, 3, 4)表示, 它代表模式自身内部的能量损耗程度. 外部损耗系数用γ_{on}表示, 它代表能量泄漏. 此外, μ_{mn} (m, n=1, 2, 3, 4, $m\neq n$)是促进4种辐射模式相互作用的相互耦合系数. 这些模态之间的动态相互作用可以用如下的公式表示:

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 & -\mathrm{i}\mu_{12} & -\mathrm{i}\mu_{13} & -\mathrm{i}\mu_{14} \\ -\mathrm{i}\mu_{21} & \gamma_2 & -\mathrm{i}\mu_{23} & -\mathrm{i}\mu_{24} \\ -\mathrm{i}\mu_{31} & -\mu_{32} & \gamma_3 & -\mathrm{i}\mu_{34} \\ -\mathrm{i}\mu_{41} & -\mathrm{i}\mu_{42} & -\mathrm{i}\mu_{43} & \gamma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_{o1}^{1/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{o2}^{1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{o3}^{1/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\gamma_{o4}^{1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_+^{in} + A_-^{in} \\ B_+^{in} + B_-^{in} \\ C_+^{in} + C_-^{in} \\ D_+^{in} + D_-^{in} \end{pmatrix}, \tag{6}$$

式中, $\gamma_n=(\mathrm{i}\omega-\mathrm{i}\omega_n-\gamma_{in}-\gamma_{on})$($n$=1, 2, 3, 4), 其中$\gamma_{in}=\omega_n/(2Q_{in})$和$\gamma_{on}=\omega_n/(2Q_{on})$. ω表示入射光的角频率, ω_n表示第n个模的角频率, Q_{in}表示第n个模的内部损耗因子, Q_{on}表示第n个模的外部损耗品质因子. 第n模态的总质量因子Q_{tn}与关系式$1/Q_{tn}=1/Q_{in}+1/Q_{on}$有关. 该式也可以表示为$Q_{tn}=f/\Delta f$, 其中$f$和$\Delta f$分别表示第$n$个模的共振频率及其对应的半高宽度, Q_{in}可以表示为Q_{in}=Re(n_{eff})/Im(n_{eff})(Re(n_{eff})和Im(n_{eff}))分别为有效折射率的实部和虚部).

当平面波从A入射, 从D出射时, 四共振模式系统的波并没有从D出射的情况, 因此

$$D_-^{in} = 0. \tag{7}$$

根据能量守恒, 4种谐振模式的能量关系方程为

$$B_+^{in} = A_+^{out}\exp(\mathrm{i}\varphi_1), \quad A_-^{in} = B_-^{out}\exp(\mathrm{i}\varphi_1), \tag{8}$$

$$C_+^{in} = B_+^{out}\exp(\mathrm{i}\varphi_2), \quad B_-^{in} = C_-^{out}\exp(\mathrm{i}\varphi_2), \tag{9}$$

$$D_+^{in} = C_+^{out}\exp(\mathrm{i}\varphi_3), \quad C_-^{in} = D_-^{out}\exp(\mathrm{i}\varphi_3), \tag{10}$$

$$A_+^{out} = A_+^{in} - \gamma_{o1}^{1/2}\cdot a, \quad A_-^{out} = A_-^{in} - \gamma_{o1}^{1/2}\cdot a, \tag{11}$$

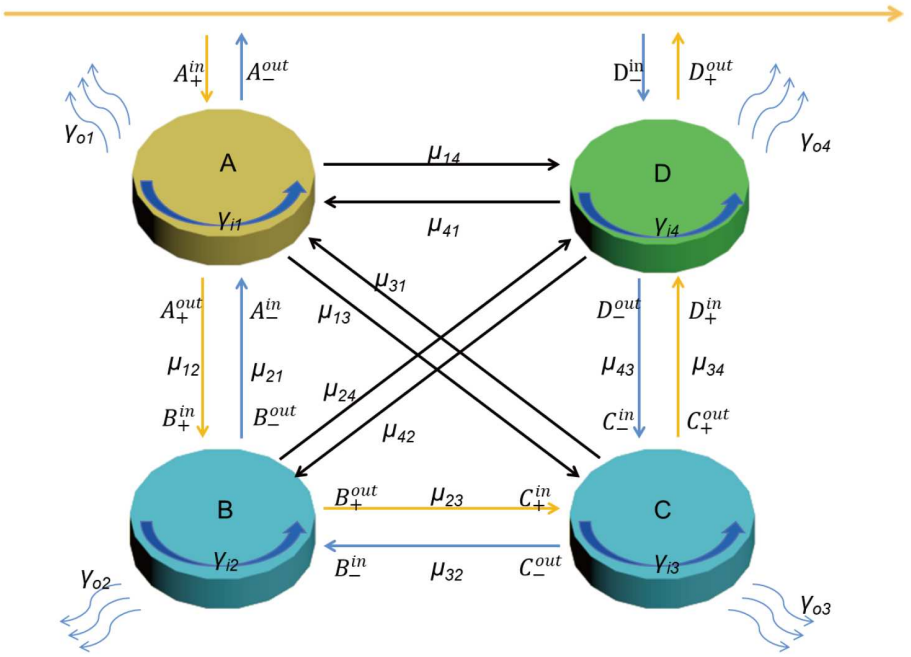


图 4　(网络版彩图)耦合模理论原理图
Figure 4　(Color online) Schematic of the coupled-mode theory.

$$B_+^{\text{out}} = B_+^{\text{in}} - \gamma_{o2}^{1/2} \cdot b, \quad B_-^{\text{out}} = B_-^{\text{in}} - \gamma_{o2}^{1/2} \cdot b, \tag{12}$$

$$C_+^{\text{out}} = C_+^{\text{in}} - \gamma_{o3}^{1/2} \cdot c, \quad C_-^{\text{out}} = C_-^{\text{in}} - \gamma_{o3}^{1/2} \cdot c, \tag{13}$$

$$D_+^{\text{out}} = D_+^{\text{in}} - \gamma_{o4}^{1/2} \cdot d, \quad D_-^{\text{out}} = D_-^{\text{in}} - \gamma_{o4}^{1/2} \cdot d, \tag{14}$$

式中, A与B, B与C, C与D的相位差分别为φ_1, φ_2和φ_3.

根据上述式子, 可得整个系统的透射系数为

$$\begin{aligned} t = \frac{D_+^{\text{out}}}{A_+^{\text{in}}} = & \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)) \\ & -\gamma_{o2}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)) \cdot D_a \\ & -\gamma_{o2}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_2+\varphi_3)) \cdot D_b \\ & -\gamma_{o3}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_3) \cdot D_c - \gamma_{o4}^{1/2} \cdot D_d, \end{aligned} \tag{15}$$

式中, 系数D_a, D_b, D_c和D_d所满足的方程如下:

$$\begin{pmatrix} -\gamma_1 & \chi_{12} & \chi_{13} & \chi_{14} \\ \chi_{21} & -\gamma_2 & \chi_{23} & \chi_{24} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & -\gamma_3 & \chi_{34} \\ \chi_{41} & \chi_{42} & \chi_{43} & -\gamma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} D_a \\ D_b \\ D_c \\ D_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{o1}^{1/2} \\ \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_1) \\ \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2)) \\ \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)) \end{pmatrix}, \tag{16}$$

其中,

$$\chi_{12} = \gamma_{o1}^{1/2} \cdot \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_1) + \mathrm{i}u_{12}, \tag{17}$$

$$\chi_{21} = \gamma_{o1}^{1/2} \cdot \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_1) + \mathrm{i}u_{21}, \tag{18}$$

$$\chi_{13} = \gamma_{o1}^{1/2} \cdot \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2)) + \mathrm{i}u_{13}, \tag{19}$$

$$\chi_{31} = \gamma_{o1}^{1/2} \cdot \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2)) + \mathrm{i}u_{31}, \tag{20}$$

$$\chi_{23} = \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_2) + \mathrm{i}u_{23}, \tag{21}$$

$$\chi_{32} = \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_2) + \mathrm{i}u_{32}, \tag{22}$$

$$\chi_{14} = \gamma_{o1}^{1/2} \cdot \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)) + \mathrm{i}u_{14}, \tag{23}$$

$$\chi_{41} = \gamma_{o1}^{1/2} \cdot \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)) + \mathrm{i}u_{41}, \tag{24}$$

$$\chi_{24} = \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_2+\varphi_3)) + \mathrm{i}u_{24}, \tag{25}$$

$$\chi_{42} = \gamma_{o2}^{1/2} \cdot \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}(\varphi_2+\varphi_3)) + \mathrm{i}u_{42}, \tag{26}$$

$$\chi_{34} = \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_3) + \mathrm{i}u_{34}, \tag{27}$$

$$\chi_{43} = \gamma_{o3}^{1/2} \cdot \gamma_{o4}^{1/2} \cdot \exp(\mathrm{i}\varphi_3) + \mathrm{i}u_{43}. \tag{28}$$

因此, 耦合模理论可以得到四透射通道系统的透射率为$T=|t^2|$.

4　结果和分析

为探究该超表面关于费米能级的动态调控性能,

图5(a)展示了基于不同费米能级的超表面透射谱. 蓝实线是FDTD数值仿真结果, 红虚线是CMT拟合数据, 它们保持高度一致, 进一步证明了数值仿真的正确性. 观察图5(a)发现, 随着费米能级的升高, 超表面中的4个共振谷蓝移. 主要原因是费米能级升高导致石墨烯中电子共振所需能量增加, 进而使得共振频率向高值偏移. 因此, 通过调节石墨烯的费米能级, 可以有效地控制超表面中的4个透射通道. 石墨烯费米能级与施加电压之间的关系可以用以下数学表达式来描述[39,40]:

$$E_{\mathrm{F}}=\hbar v_{\mathrm{F}}\left(\frac{\pi\varepsilon_0\varepsilon_{si}V_g}{he}\right)^{1/2}, \tag{29}$$

式中, v_{F}为费米速度, ε_0为真空介电常数, h为石墨烯层与电极之间的距离, V_g为栅极电压. 连续调整电压可以引起费米能级的连续变化, 从而实现对4个透射通道的动态调节. 为了更清晰地展示系统对费米能级变化的响应, 图5(b)直观地呈现了四透射通道随费米能级升高与频率、透射率的3维关系图.

为进一步研究该超表面的动态调控特性, 我们分析了该超表面在不同载流子迁移率下的透射谱, 如图5(c)所示. 随着石墨烯迁移率以1.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$的步长从1.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$增加到3.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$, 4个透射通道均显示出明显红移现象. 这是由于迁移率提升显著增强了石墨烯的电导率, 导致等离激元共振所需能量降低, 共振频率向低频偏移. 为直观地展示该红移过程, 图5(d)展示了透射谱随迁移率和频率的3维演化过程.

为了再深入探究该超表面的动态调控特性, 我们研究了仅部分费米能级改变时的超表面透射谱, 如图6(a)–(c)所示. 保持石墨烯3和4的费米能级E_{F3}为1.0 eV、石墨烯1和2的费米能级为E_{F1}=E_{F2}=1.0 eV时,

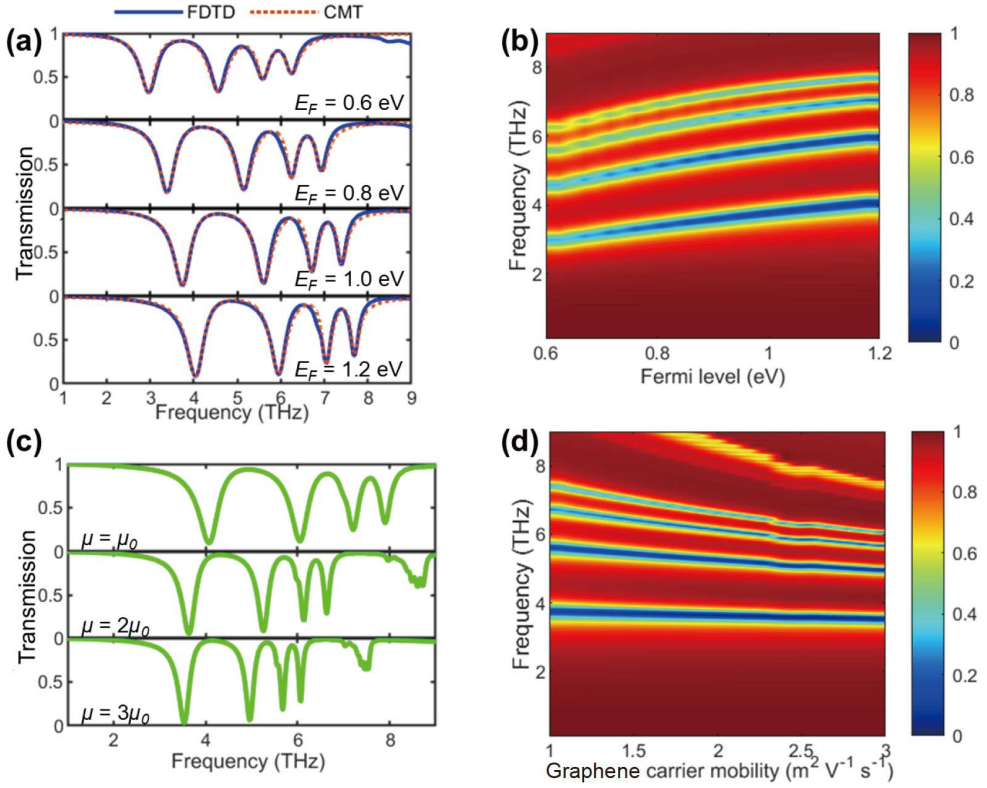


图 5　(网络版彩图) (a) 基于不同石墨烯费米能级的四频透射通道的透射谱; (b) 透射谱随费米能级和频率的演变; (c) 基于不同石墨烯载流子迁移率的四透射通道的透射谱. 载流子迁移率为2.0和3.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$时透射谱均出现杂谷(μ=1.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$); (d) 透射谱随载流子迁移率和频率的演变

Figure 5　(Color online) (a) Transmission spectra of the four transmission channels for different graphene Fermi levels; (b) evolution of the transmission spectrum with Fermi level and frequency; (c) transmission spectra of the four transmission channels for different graphene carrier mobilities.Minor resonance dips emerge in the transmission spectra at carrier mobilities of 2.0 and 3.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$ (μ=1.0 $\mathrm{m^2/(V\ s)}$); (d) evolution of the transmission spectrum with carrier mobility and frequency.

透射谱呈现四频透射通道. 随着E_{F1}和E_{F2}的下降, dip4相移, 其共振强度也相应减弱. 当E_{F1}=E_{F2}=0.8 eV时, dip4的共振幅度显著减小. 当E_{F1}=E_{F2}=0.6 eV时, 因dip4共振幅度过小且相位差过大, 与双重PIT相互作用十分微弱, 导致第4个透射通道关闭, 最终透射谱呈现三透射通道. 为直观地展示该演化过程, 图6(d)展示了透射谱随费米能级和频率的3维演化过程. 通过精确调节特定区域石墨烯的费米能级, 我们实现了石墨烯超表面从四频通道到双重PIT模式的转变, 揭示了该超表面的动态可调特性.

光开关是PIT应用中的重要领域. 为探究该结构在光开关方面的应用, 图6(e)展现了该结构在石墨烯载流子迁移率为3.0 m^2/(V s)时的光开关调制. 如图6(e)所示, 该超表面在费米能级为1.2 eV时形成四频透射通道, 在费米能级为0.1 eV时形成透射率接近1的曲线. 通过在0.1与1.2 eV之间切换费米能级, 即可实现光开关的调制. 具体来说, 当费米能级降至0.1 eV时, 透射率较高, 对应开关的“开”状态. 反之, 当费米能级提升至1.2 eV时, 超表面透射谱出现4个透射谷, 对应开关的“关”状态.

为了进一步评估该光开关的性能, 引入调制深度(Modulation Depth, MD)、退相时间(Dephasing Time, DT)和插入损耗(Insertion Loss, IL)这3个关键参数. MD越大, 表示“开”和“关”状态之间的区别越明显. DT是评估光开关灵敏度性能的重要指标. IL越低, 表示切换过程中的信号损失越少. 其计算公式如下:

$$\mathrm{MD}=\frac{|T_{\max}-T_{\min}|}{T_{\max}}\times 100\%, \tag{30}$$

$$\mathrm{DT}=\frac{2\hbar}{\mathrm{FWHM}}, \tag{31}$$

$$\mathrm{IL}=-10\times\log(T_{\max}), \tag{32}$$

式中, $T_{\max}$和$T_{\min}$分别代表最大透射率和最小透射率, FWHM为半高全宽. 当石墨烯载流子迁移率为3.0 m^2/(V s)时, 在3.74, 5.08, 5.70和6.02 THz频率下, 该光开关的MD分别达到97.31%, 93.84%, 81.44%和71.22%, DT分别为6.81, 11.24, 20.43和22.47 ps, IL分别为0.20, 0.43, 0.13和0.10 dB. 为了展现该超表面在光开关应用方面的优良性能, 我们进行了一系列对比分析, 如表1所示. 从

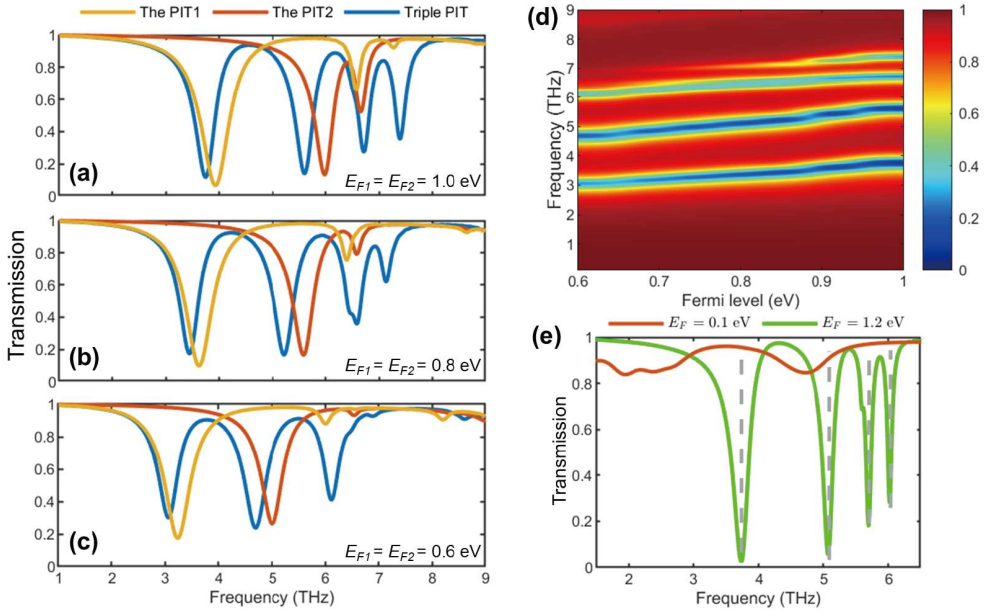


图 6　(网络版彩图) (a)–(c) 随着石墨烯1和2的费米能级的改变, 超表面的透射谱(E_{F3}=1.0 eV); (d) 透射谱随载费米能级和频率的演变; (e) 费米能级为0.1和 1.2 eV下的光开关调制. “开”表示允许光通过, 光路连通, “关”则表示不允许光通过, 光路受阻(μ=3.0 m^2/(V s))

Figure 6　(Color online) (a)–(c) Transmission spectra of the metasurface under varying Fermi levels of graphenes 1 and 2 (E_{F3}=1.0 eV); (d) evolution of the transmission spectrum with Fermi level and frequency; (e) optical switch modulation at Fermi levels of 0.1 and 1.2 eV. “On” indicates that light is allowed to pass through, and the light path is connected, while “off” means that light is not allowed to pass through, and the light path is obstructed (μ=3.0 m^2/(V s)).

表 1　光开关性能的比较

Table 1　Comparison of the performance of optical switches

参考文献/年份	类型	PIT的形成机制	MD (%)	DT (ps)	IL (dB)
[41]/2020	三重PIT	两个单PIT之间的协同作用	87.8	4.66	0.16
[11]/2021	三重PIT	明暗模式之间的相互作用	94.5	4.2	–
[15]/2022	三重PIT	明暗模式之间的相互作用	94.3	–	0.25
[24]/2023	三重PIT	明暗模式之间的相互作用	93.7	–	0.32
[42]/2023	单PIT	明暗模式之间的相互作用	95.6	–	0.11
[43]/2024	三重PIT	明暗模式之间的相互作用	87.5	–	0.37
[44]/2024	双重PIT	明暗模式之间的相互作用	81.4	–	0.37
本研究	四透射通道	两个单PIT之间基于非相干耦合的协同作用	97.31 93.84 81.44 71.22	6.81 11.24 20.43 22.47	0.20 0.43 0.13 0.10

分析结果来看，该超表面在光开关性能的实现上有着一定的优势, MD高达97.31%, IL低至0.10 dB.

本结构中，开关速度主要由石墨烯载流子迁移率(μ)和栅极电容(C)决定. RC时间常数模型($\tau=RC$)和石墨烯的高迁移率(μ=3.0 m^2/(V s))可显著降低电阻($R=\sigma\mu$), 而硅层(h=0.2 μm)的电容($C=\varepsilon_0\varepsilon_{si}/h$)较小，因此理论开关速度可达皮秒量级[45]. 此外，文献报道的石墨烯光开关响应时间通常在百飞秒至皮秒级别[7,28], 表明该超表面具备高速调制的潜力.

慢光效应可增强PIT系统的光与物质相互作用, 提高光学器件性能，因此慢光效应是PIT的重要应用领域. 基于此，我们进一步研究了在不同费米能级下超表面的慢光特性，具体如图7(a)–(d)所示. 图中绘制了该超表面在不同费米能级下的透射相移和群折射率的演变. 其中, 群折射率(n_g)的计算公式为[46]

$$n_g = c\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}\omega} = \frac{c\mathrm{d}\theta(\omega)}{l\mathrm{d}\omega}, \tag{33}$$

式中, c为真空中的光速, k为波矢, $\theta(\omega)$为透射相移, l为硅衬底的厚度. 分析表明, 在保持石墨烯载流子迁移率为μ=1.0 m^2/(V s)的条件下, 随着费米能级的上升, 超表面的群折射率逐渐增加. 具体而言，当费米能级为0.6 eV时，群折射率值为78; 当费米能级升至1.2 eV时, 群折射率达到峰值192. 在透射谷频率附近，相移出现了非常明显且急剧的变化，这种变化使得群折射率迅速降低. 然而, 在透射峰的周边区域, 该结构产生了很高的群折射率, 这是源于强色散作用. 因此, 通过调制石墨烯的费米能级，可以有效增强石墨烯的慢光效应, 从而实现对光传输特性的动态调控. 然而, 费米能级的调节范围受限于栅极电压的施加范围(E_F范围通常在0.2–1.2 eV之间), 且对慢光效应的提升有限. 相比之下, 载流子迁移率u作为石墨烯的另一个关键参数, 能够通过化学掺杂或优化工艺显著提升，从而进一步优化器件的性能. 因此，本文研究该超表面的群折射率和相移随石墨烯迁移率的变化，如图7(e)–(g)所示. 随着载流子迁移率的增加, 4个透射谷的半高宽明显减小，其品质因子也大大增加，从而导致了强色散和高的群衰减. 当石墨烯载流子迁移率提升至3.0 m^2/(V s)时，该超表面的群折射率可高达257. 因此，通过有效调控超表面四透射谷, 可以获得所需的慢光效果, 从而为实现慢光器件提供了可能.

通过对图7的进一步观察, 发现群折射率在特定频率下呈现显著负响应. 其机理可解释如下: 在透射谷对应的共振频率处，光场能量通过表面等离激元耦合效应高度局域于石墨烯-介质界面，导致等效介电常数$\varepsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)$对频率变化极度敏感. 这种敏感性导致电磁波相位$\theta(\omega)$在窄频带内发生剧烈跃变. 而根据群折射率定义$n_g=c\mathrm{d}\theta/l\mathrm{d}\omega$，相位响应的陡峭变化将引发$n_g$的显著降低. 此时, 系统表现出快光效应[47], 系统的群速度$v_g=c/n_g$可能呈现超光速特性. 因为信息速度由光的相速度$v_p=\omega/k=c/n$ (n为介质折射率)决定，所以信息传递速度无法超越真空中的光速，故而上述现象并不违反狭义相对论对信息传递速度的限制. 由于实验上实现稳定快光效应需极端条件，当前基于负群折射率的器件仍面临实际应用挑战.

为进一步研究评估该超表面对光信号的有效传输以及该研究的应用价值，我们计算了超表面的群速度

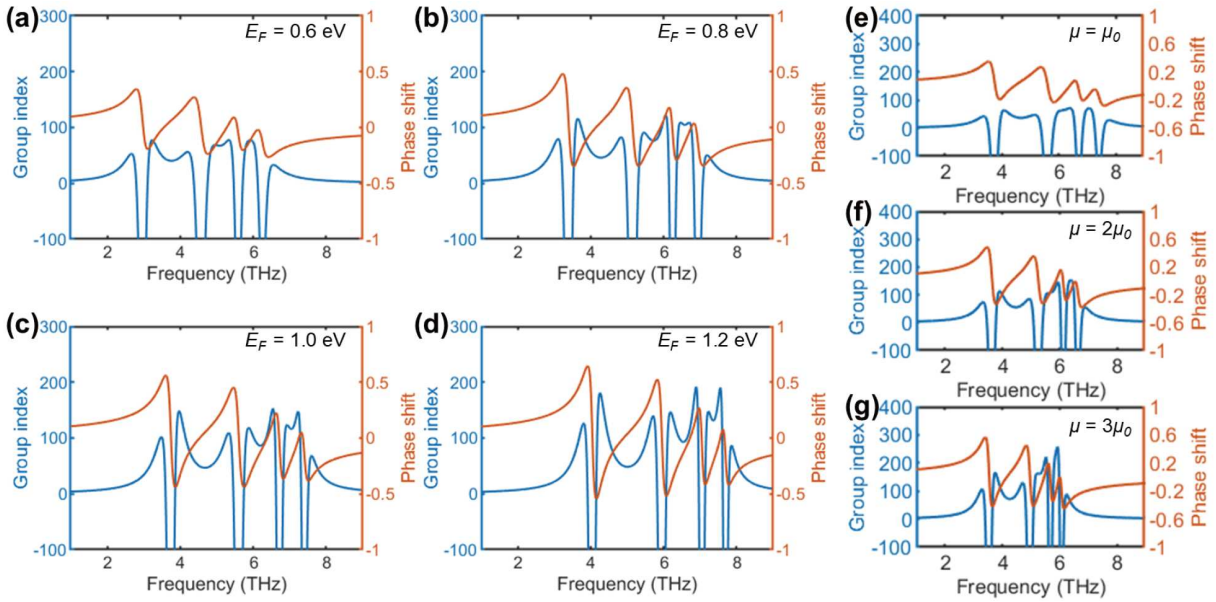


图 7　(网络版彩图) (a)–(d) 不同费米能级下, 群折射率和相移随频率的变化(μ=1.0 m^2/(V s)); (e)–(g) 不同载流子迁移率下, 群折射率和相移随频率的变化(E_F=1 eV)

Figure 7　(Color online) (a)–(d) Variation of group refractive index and phase shift with frequency at different Fermi levels (μ=1.0 m^2/(V s)); (e)–(g) variation of group refractive index and phase shift with frequency at different carrier mobilities (E_F=1 eV).

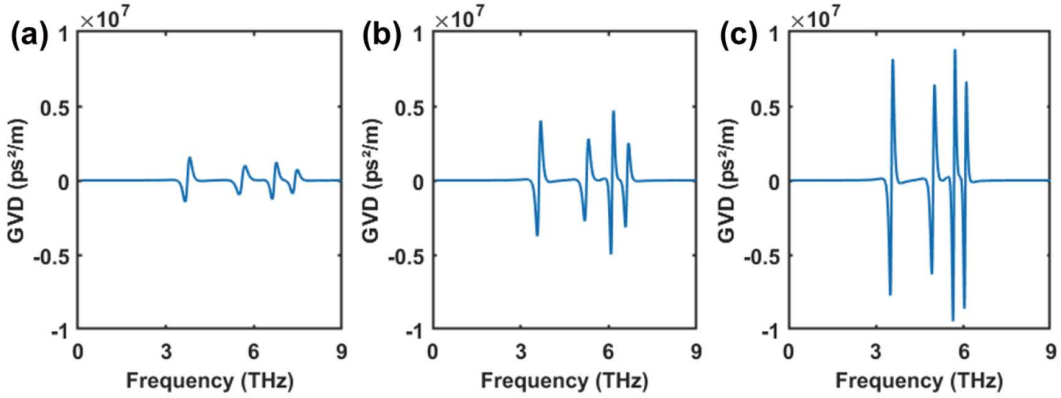


图 8　(网络版彩图) (a)–(c) 在载流子迁移率为1.0, 2.0和3.0 m^2/(V s)时, 群速度色散随频率的变化(E_F=1 eV)

Figure 8　(Color online) (a)–(c) The variation of group velocity dispersion with frequency when the carrier mobility is 1.0, 2.0, and 3.0 m^2/(V s) (E_F=1 eV).

色散(Group Velocity Dispersion, GVD), 如图8所示. 当入射光频率接近超表面4个透射谷对应的特征频率时, 超表面的群折射率呈现急剧下降趋势, 同时GVD强度显著增强. 这种反常色散行为源于以下物理机制: 在透射谷对应的共振频率处, 光场能量高度局域于石墨烯结构的特定区域, 引发电磁相位随频率的剧烈变化. 它会引发n_g的显著降低, 从而通过导数关系GVD=d^2k/dω^2=(dn_g)/(cdω)(式中, k为波矢, $\theta(\omega)$为透射相移, l为硅衬底的厚度), 进一步放大GVD强度[48]. 值得注意的是, 随着载流子迁移率的提高, GVD峰位发生红移且峰值大小显著升高, 高达0.9×10^7 ps^2/m. 基于此, 我们可以通过动态调节迁移率, 实时调整GVD曲线的峰值位置和峰值. 这种迁移率依赖特性为开发电控可调谐色散补偿器件(如动态啁啾管理模块)提供了理论依据.

5　结论

本文提出了一种由两条石墨烯纵带、横带和石墨

烯块构成的单层石墨烯超表面，在太赫兹频域实现双PIT. 有意义的是，与传统双PIT机制的产生机制不同，该结构通过基于非相干耦合的协同作用形成双PIT, 其物理机制经耦合模理论和时域有限差分法验证. 此外，该结构可实现多频光开关调制，调制深度高达97.31%，插入损耗低至0.10 dB. 值得一提的是, 在载流子迁移率为3.0 $m^2/(V\ s)$时, 该超表面能实现群折射率高达257的慢光性能. 最后，我们发现仅改变部分石墨烯费米能级，结构透射谱可实现从四透射通道到双PIT的演变. 因此，该超表面丰富了双PIT的形成机制，为光开关及慢光器件的设计提供了新的思路.

参考文献

1 Boller K J, Imamoğlu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency. Phys Rev Lett, 1991, 66: 2593–2596
2 Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit. Nat Photon, 2010, 4: 83–91
3 Gao E, Xu H, Cao G, et al. Ultranarrow and multiband perfect absorbers based on dual quasi-bound states in the continuum in near infrared. Chin J Phys, 2025, 95: 1058–1068
4 Zhang X, Xu J P, Zhang Z B, et al. Jumping and merging of bound states in the continuum on degenerate bands. ACS Photonics, 2024, 11: 4251–4257
5 Zhang X, Xu J P, Zhu Z H. Multiple circular polarizations coexisting with bound states in the continuum without breaking symmetry. Laser Photonics Rev, 2025, 19: 2401138
6 Li Z, Nie G, Wang J, et al. Polarization-modulating switchable and selectable image display through an ultrathin quasi-bound-state-in-the-continuum metasurface. Phys Rev Appl, 2024, 21: 034039
7 Wang B, Wang X, Yan X, et al. Dynamically tunable terahertz multiple plasmon-induced transparency and slow light in planar metamaterials with rectangular interrupted graphene. Int J Quantum Chem, 2024, 124: e27526
8 Liu Y, Deng Y, Cao G, et al. Bandwidth-tunable narrowband perfect absorption enabled by quasi-bound states in the continuum. Opt Express, 2024, 32: 46103
9 Zhou M, Cao G, Zhou X, et al. Design of holes-assisted step-index 12-mode fiber with greatly improved mode spacing. J Lightwave Technol, 2025, 43: 3506–3512
10 Chen J, Badioli M, Alonso-González P, et al. Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons. Nature, 2012, 487: 77–81
11 Liu Z, Zhang X, Zhou F, et al. Triple plasmon-induced transparency and optical switch desensitized to polarized light based on a mono-layer metamaterial. Opt Express, 2021, 29: 13949
12 Li H, Li X, Luo Y, et al. Multi-frequency and multi-functional optical switch based on dual plasmon-induced transparency. Phys Scr, 2024, 99: 085613
13 Li Y, Xu Y, Jiang J, et al. Quadruple plasmon-induced transparency and tunable multi-frequency switch in monolayer graphene terahertz metamaterial. J Phys D Appl Phys, 2022, 55: 155101
14 Liu Z, Qin Y, Zhou F, et al. Triple plasmon-induced transparency and polarization-insensitive optical switch based on monolayer patterned graphene metamaterial. Mod Phys Lett B, 2024, 38: 2350248
15 Qin Y, Zhou F, Liu Z, et al. Triple plasmon-induced transparency and dynamically tunable electro-optics switch based on a multilayer patterned graphene metamaterial. J Opt Soc Am A, 2022, 39: 377
16 Zhang B, Li H, Xu H, et al. Absorption and slow-light analysis based on tunable plasmon-induced transparency in patterned graphene metamaterial. Opt Express, 2019, 27: 3598
17 Xie Y, Chai J, Ye Y, et al. A tunable slow light device with multiple channels based on plasmon-induced transparency. Plasmonics, 2021, 16: 1809–1816
18 Ruan B, Xiong C, Liu C, et al. Tunable plasmon-induced transparency and slow light in a metamaterial with graphene. Results Phys, 2020, 19: 103382
19 Wang X, Chen C, Gao P, et al. Slow-light and sensing performance analysis based on plasmon-induced transparency in terahertz graphene metasurface. IEEE Sens J, 2023, 23: 4794–4801
20 Xu Y, Wang Z, Yang Y, et al. Dynamically tunable highly sensitive sensor based on graphene and black phosphorus composite metamaterial.

Phys Scr, 2024, 99: 105568
21 Zhou X, Xu Y, Li Y, et al. High-sensitive refractive index sensing and excellent slow light based on tunable triple plasmon-induced transparency in monolayer graphene based metamaterial. Commun Theor Phys, 2023, 75: 015501
22 Ge J H, You C, Feng H, et al. Tunable dual plasmon-induced transparency based on a monolayer graphene metamaterial and its terahertz sensing performance. Opt Express, 2020, 28: 31781
23 Chen S, Zeng L, Li J, et al. Multiple plasmon-induced transparency based on black phosphorus and graphene for high-sensitivity refractive index sensing. Opt Express, 2022, 30: 44004
24 Meng Q, Chen F, Xu Y, et al. Multi-frequency polarization and electro-optical modulator based on triple plasmon- induced transparency in monolayer graphene metamaterials. Diamond Relat Mater, 2023, 138: 110216
25 Zhou J, Hu Y, Jiang T, et al. Ultrasensitive polarization-dependent terahertz modulation in hybrid perovskites plasmon-induced transparency devices. Photon Res, 2019, 7: 994–1002
26 Li M, Li H, Xu H, et al. Dual-frequency on–off modulation and slow light analysis based on dual plasmon-induced transparency in terahertz patterned graphene metamaterial. New J Phys, 2020, 22: 103030
27 Zhang S, Genov D A, Wang Y, et al. Plasmon-induced transparency in metamaterials. Phys Rev Lett, 2008, 101: 047401
28 Cheng H, Chen S, Yu P, et al. Dynamically tunable plasmonically induced transparency in periodically patterned graphene nanostrips. Appl Phys Lett, 2013, 103: 203112
29 Gao E, Liu Z, Li H, et al. Dynamically tunable dual plasmon-induced transparency and absorption based on a single-layer patterned graphene metamaterial. Opt Express, 2019, 27: 13884
30 Zhu A, Li Z, Hou W, et al. Double plasmon-induced transparency 3 bit graphene encoder. Diamond Relat Mater, 2024, 142: 110800
31 Li Y, Pan Y, Chen F, et al. Efficient terahertz sensor and modulator in patterned black phosphorus metasurface based on double plasmon-induced transparency. Plasmonics, 2024, 19: 711–719
32 Pan Y, Chen F, Li Y, et al. A carbon nanotube metamaterial sensor showing slow light properties based on double plasmon-induced transparency. Phys Chem Chem Phys, 2024, 26: 16096–16106
33 Lei P, Nie G, Li H, et al. Tunable triple plasmon-induced transparency in E-type graphene metamaterials. Opt Express, 2024, 32: 25435
34 Thompson R J, Rempe G, Kimble H J. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. Phys Rev Lett, 1992, 68: 1132–1135
35 Wu D, Wang M, Feng H, et al. Independently tunable perfect absorber based on the plasmonic properties in double-layer graphene. Carbon, 2019, 155: 618–623
36 Rouhi N, Capdevila S, Jain D, et al. Terahertz graphene optics. Nano Res, 2012, 5: 667–678
37 Falkovsky L A, Varlamov A A. Space-time dispersion of graphene conductivity. Eur Phys J B, 2007, 56: 281–284
38 Liang H, Ruan S, Zhang M, et al. Graphene surface plasmon polaritons with opposite in-plane electron oscillations along its two surfaces. Appl Phys Lett, 2015, 107: 091602
39 Li M, Xu H, Yang X, et al. Tunable plasma-induced transparency of a novel graphene-based metamaterial. Results Phys, 2023, 52: 106798
40 Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, et al. Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging. Nature, 2012, 487: 82–85
41 Liu Z, Zhang X, Zhang Z, et al. Simultaneous switching at multiple frequencies and triple plasmon-induced transparency in multilayer patterned graphene-based terahertz metamaterial. New J Phys, 2020, 22: 083006
42 Zhu J, Xiong J. Tunable terahertz graphene metamaterial optical switches and sensors based on plasma-induced transparency. Measurement, 2023, 220: 113302
43 Xu H, Xu H, Yang X, et al. Polarization-sensitive asynchronous switch and notable slow-light based on tunable triple plasmon-induced transparency effect. Phys Lett A, 2024, 504: 129401
44 Guo X, Cong J, Li C. Dynamic tunable multiple plasmon induced transparency sensor and optical switch in dual-polarization excitation in a terahertz graphene metamaterial. Optics Commun, 2024, 551: 130058
45 Lee C C, Suzuki S, Xie W, et al. Broadband graphene electro-optic modulators with sub-wavelength thickness. Opt Express, 2012, 20: 5264–5269
46 Zentgraf T, Zhang S, Oulton R F, et al. Ultranarrow coupling-induced transparency bands in hybrid plasmonic systems. Phys Rev B, 2009, 80: 195415

47　Boyd R W, Shi Z. Slow and fast light. Photonics Sci Found Technol Appl, 2015, 1: 363–385
48　Baba T. Slow light in photonic crystals. Nat Photon, 2008, 2: 465–473

Synergistic dual plasmon-induced transparency effect based on incoherent coupling

PAN Min[1], ZHOU MiaoFang[1], CAO GuangTao[1*], YANG Hui[2], HE HaiRong[2], ZHU ZhiYing[1], LIU ShaoBo[1], YU Tao[1], GUO Ren[1], YI HongChao[1], LU GengBiao[1], DENG Yan[3*] & GAO EnDuo[1*]

[1] *School of Physics and Electronic Sciences, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410004, China*
[2] *School of Physics and Electronics, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*
[3] *School of Physics and Chemistry, Hunan First Normal University, Changsha 410205, China*
**Corresponding authors (CAO GuangTao, e-mail: caoguangtao456@126.com; DENG Yan, e-mail: yancomeon@163.com; GAO EnDuo, e-mail: 009004@csust.edu.cn)*

Plasmon-Induced Transparency (PIT) has emerged as a cutting-edge research focus in terahertz photonic devices due to its unique slow-light effect and exceptional optical field control capabilities. However, the current mechanisms for realizing dual PIT mainly rely on destructive interference between bright and dark modes. This work presents a single-layer metasurface composed of two longitudinal graphene strips, two transverse graphene strips, and a central graphene block. Based on the cooperative effect of incoherent coupling, we achieve a dual-PIT phenomenon in the terahertz frequency domain. Theoretical modeling based on Coupled Mode Theory (CMT) shows excellent agreement with Finite Difference Time Domain (FDTD) simulations. Further analysis reveals exceptional optical switching performance at a carrier mobility of 3.0 $m^2/(V\ s)$, achieving a modulation depth of 97.31% with an insertion loss of 0.10 dB. Moreover, the group index of the metasurface can reach 257. Most interestingly, by modulating the Fermi level of part of the graphene, we can switch between four-frequency channels and dual-PIT. This work not only enriches the evolution mechanisms of dual PIT but also advances the development of slow-light and optical switching.

plasmon-induced transparency, cooperative effect, graphene, optical switch, slow light

PACS: 78.40.-q, 78.66.-w, 42.65.-k, 42.25.Bs, 42.70.-a

doi: 10.1360/SSPMA-2025-0061