

基于石墨烯人工微结构的三频段太赫兹传感与慢光*

成昱轩¹⁾ 许辉^{1)2)†} 于鸿飞¹⁾ 黄林琴¹⁾ 谷志超¹⁾
陈玉峰¹⁾ 贺龙辉¹⁾²⁾ 陈智全¹⁾²⁾ 侯海良^{1)2)‡}

1) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

2) (湘江实验室, 长沙 410205)

(2024 年 11 月 10 日收到; 2024 年 12 月 31 日收到修改稿)

提出了一种三频段太赫兹双重等离激元诱导透明的单层石墨烯器件, 本器件结构简单且拥有优秀的慢光与传感性能. 器件中的长石墨烯带能够直接被入射光激发, 进而产生一个明模式; 短石墨烯带则无法被入射光直接激发产生暗模式, 但能够被明模式间接激发, 明暗模式相互干涉从而形成表面等离子体诱导透明现象. 本文通过耦合模理论推导此现象产生的机理, 发现计算的结果与时域有限差分法基本一致. 该结构不仅存在外部动态调节的优点, 同时慢光与传感性能也十分优异. 本文发现提高石墨烯器件的费米能级能够显著地提高慢光效应, 群折射率在石墨烯费米能级为 1.1 eV 时达到最大值 327.1. 本结构还拥有优秀的传感性能, 其灵敏度与品质因子最高分别达到 1.442 THz/RIU 与 39.6921. 本研究有望为慢光与传感等领域的应用提供思路与理论基础.

关键词: 微结构, 等离激元, 慢光, 传感

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

DOI: 10.7498/aps.74.20241576

CSTR: 32037.14.aps.74.20241576

1 引言

由英特尔公司创始人之一的戈登·摩尔在 1965 年提出的摩尔定律^[1-5]一直成为计算机行业的基础法则与发展规律, 摩尔定律是指集成电路每经过一段时间的发展, 可以容纳的晶体管数量将会翻倍并且价格也会减半, 就代表着计算机会以更低的价格带来更强的性能. 然而, 随着技术不断的进步, 器件尺寸会受到物理规律的限制, 摩尔定律也迎来挑战. 因此, 科学家们希望寻找出其他的新技

术来推动计算机性能与功能的进步. 光子拥有极高的传输速度、优良的宽带与信息容量, 还有不俗的抗干扰能力, 显然使用光基集成芯片打破物理尺寸极限是一种不错的选择.

表面等离子体 (surface plasmons, SPs)^[6-9]是由光与物质相互作用引起的集体振荡波^[10,11], 包括局部表面等离子体 (localized surface plasmons, LSPs) 和传导型表面等离子体 (propagating surface plasmons, PSPs), 但是传导型表面等离子体很多时候就被简称为表面等离子体. PSPs 被限制在金属或类金属介质的界面上并沿着界面传播, 可以突

* 湘江实验室重点项目 (批准号: 23XJ02001)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2023JJ40218, 2022JJ30201)、长沙市自然科学基金 (批准号: kq2202298) 和湖南省教育厅资助科研项目 (批准号: 21B0574, 21B0556) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 1067980351@qq.com

‡ 通信作者. E-mail: hhlcj1732@126.com

破衍射极限. 因此, 可以通过构建金属或类金属介质的各种表面结构来控制 PSPs 的传播. 而 PSPs 与入射光波耦合时, 会引起光的吸收、散射和传播的变化, 且将会导致等离激元诱导透明 (plasmon-induced transparency, PIT) 效应^[12-15].

石墨烯作为一种六方碳原子蜂窝晶格的二维纳米材料, 其具有不俗的光学、电学特性, 并且石墨烯在太赫兹波段能够显示出金属的特性^[16-19], 与金属基 SPs 相比, 石墨烯基 SPs 在中红外和太赫兹波段表现出动态可控性、超局域性、低损耗等优异特性, 显然已成为表面等离子体 (SPs) 的潜在平台. 此外, 相较于贵金属等离激元器件来说, 石墨烯可以通过外加电压、电场^[20-24]和磁场或者化学掺杂来实现对电导率的调节, 从而达到调节 SPs 的效果, 进一步影响 PIT 效应, 因此无需像传统贵金属器件一样改变器件的物理结构就可以很方便地测试与调整器件的性能. PIT 现象中的透明窗口会导致在某一波长范围内的光通过材料时经历明显的减缓, 通过外加电压的调节便可以控制特定波长下的慢光效应^[25-28]. 慢光特性使得器件可以控制和调整光信号的传播速度, 有助于在光学通信系统中实现更灵活的光信号调制和解调. 如今石墨烯在传感器件、慢光器件、光学开关、光学调制器、光学反射器具有很大的应用前景^[29-35].

本文设计了一种基于单层石墨烯可调三频段太赫兹等离激元器件, 本器件的周期功能结构单元由单层石墨烯和硅基底组成, 同时石墨烯层在 y 方向处于连续的状态, 理论上能够在器件外部添加栅极电压进行调控石墨烯费米能级, 具有外部直接可调的先天优势^[36]. 并且可以通过更加简单的结构来实现优秀的慢光与传感性能^[37]. 此外, 为了更加深入地分析不同模式之间产生的相互作用, 本文使用了数值模拟与耦合模理论相结合方式来对器件的性能进行研究, 并且详细地推导了耦合模理论中的透射系数 t 与反射系数 r ^[38]. 器件中的一条长石墨烯带能够直接被入射光完全激发作为明模式; 短石墨烯带对入射光则没有响应作为暗模式. 这两种模式的响应速度与响应时间都各不相同, 因此它们的共振频率也会出现差异, 从而产生双重等离激元诱导透明现象. 通过对耦合模理论 (coupled mode theory, CMT)^[39,40] 的计算能够发现其与时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD)^[41,42] 的仿真数据呈现出高度的一致, 还能够通过外接

电压控制石墨烯费米能级实现对 PIT 的动态调谐. 本结构拥有不俗的慢光性能, 通过控制外接电压使石墨烯费米能级处于 1.1 eV 时, 群折射率的峰值达到 327.1. 同时本结构具有优秀的传感性能, 其代表传感性能的两个重要参数灵敏度与品质因子 (figure of merit, FOM)^[43,44] 最高达到 1.442 THz/RIU 与 39.6921. 本研究能够为慢光与传感等领域的应用提供思路与理论基础.

2 理论与结构模型

本文设计的石墨烯微纳结构如图 1 所示, 图 1(a) 为该微纳结构的侧视图, 其由硅基底-石墨烯单层-硅基覆盖层组成, 其中硅基底的厚度为 250 nm, 覆盖层的厚度 50 nm. 一个平面太赫兹光从 Z 轴负方向作为激发光源入射, X 轴、 Y 轴为周期单元. 相比于不连续的单层结构, 本文构造更容易实现外部的动态调谐功能, 因此可以将水平方向视为无限. 图 1(b) 为单个单元的俯视图, 其边长为 $a_1 = 5 \mu\text{m}$.

在本模型中硅的介电常数为 11.69, 折射率固定为 3.42. 由于入射光光源处在太赫兹波段, 而单层石墨烯在太赫兹波段介电常数可以通过其光学电导率求出, 单层石墨烯的费米能级在实验中可以做到 0.2—1.2 eV^[45,46] 的大范围调节, 因此可以合理假设级石墨烯费米能级在 0.8—1.1 eV. 此外在常温下 $T = 300 \text{ K}$, 石墨烯费米能级 $E_F \gg (\hbar\omega, k_B T)$, 故而可以忽略带间电子跃迁的作用, 其光学电导率可化简为带电光子与电子的散射过程中的损耗与吸收^[47-49], 可以表示为

$$\sigma_g = \frac{ie^2 E_F}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})}, \quad (1)$$

式中 e 表示电子电荷, k_B 表示玻尔兹曼常数, i 表示虚数单位, $\hbar$ 表示约化普朗克常数, E_F 表示石墨烯费米能级, τ 表示石墨烯弛豫时间, ω 表示入射光角频率. 其中石墨烯载流子弛豫时间 τ 可由上述参数表示为 $\tau = \mu E_F / (e V_F^2)$ (V_F 为石墨烯费米速度, 约为 10^6 m/s). 同时, 考虑到本实验的可行性和模拟的简单性, 因此本结构中的迁移率设置为 $1 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$.

石墨烯作为一种二维材料, 其具有很好的光电调谐能力, 通过外部静电偏压或者化学掺杂就能够很轻易地改变石墨烯的费米能级, 以此代替传统

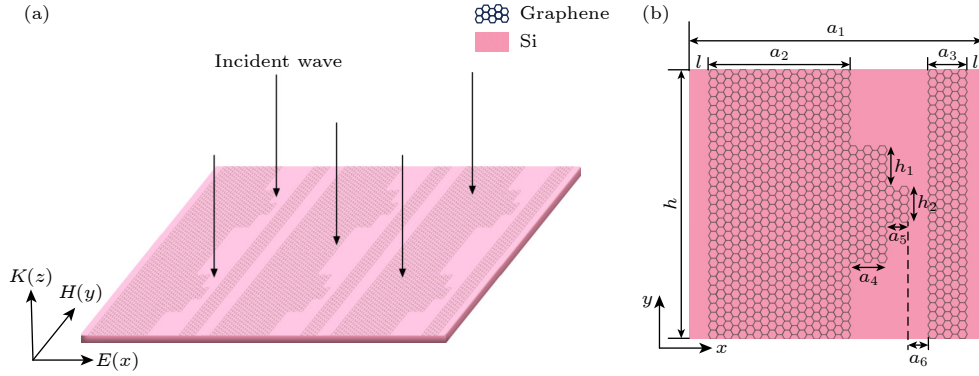


图 1 (a) 石墨烯结构侧视图; (b) 石墨烯结构俯视图, 具体参数为 $a_2 = 2.6 \mu\text{m}$, $a_3 = 0.7 \mu\text{m}$, $a_4 = 0.7 \mu\text{m}$, $a_5 = 0.3 \mu\text{m}$, $a_6 = 0.1 \mu\text{m}$, $h = 5 \mu\text{m}$, $h_1 = 0.75 \mu\text{m}$, $h_2 = 0.3 \mu\text{m}$, $l = 0.3 \mu\text{m}$

Fig. 1. (a) Side view of graphene structure; (b) top view of the graphene structure, the following parameters: $a_2 = 2.6 \mu\text{m}$, $a_3 = 0.7 \mu\text{m}$, $a_4 = 0.7 \mu\text{m}$, $a_5 = 0.3 \mu\text{m}$, $a_6 = 0.1 \mu\text{m}$, $h = 5 \mu\text{m}$, $h_1 = 0.75 \mu\text{m}$, $h_2 = 0.3 \mu\text{m}$, $l = 0.3 \mu\text{m}$.

改变物理结构参数来进行调谐功能, 因此石墨烯在实验与应用中具有先天的优势, 其电压与费米能级关系如下:

$$E_F = \hbar V_F \left(\frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_r V_g}{d_c e} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

式中, d_c 是正极与负极的间距, ϵ_0 与 ϵ_r 分别是真空介电常数与相对介电常数, V_g 则是加在石墨烯上的偏置电压.

为了能够更深层地探究双 PIT 现象的产生与该系统中不同模式之间产生的相互作用对整个系统的影响, 本文通过耦合模理论对此现象的产生进行理论上的分析与预测^[50]. 如图 2 双 PIT 耦合模理论模型所示, 假设在此石墨烯器件产生了双 PIT 现象中的 3 个模式, 分别用 a_1 , a_2 , a_3 表示三个模式下的共振幅. 其中, A 表示各个模式的入射波与出射波 (其中 in 代表入射波; out 代表出射波;

$+$, $-$ 符号代表着波的传播方向). γ 则表示不同模式的损耗系数其中下标 ix ($x = 1, 2, 3$) 代表不同模式下的内部损耗系数, 下标 ox ($x = 1, 2, 3$) 代表不同模式下的外部损耗系数. μ_{xy} ($x = 1, 2, 3$, $y = 1, 2, 3$, $x \neq y$) 则表示明模式与暗模式之间的相互耦合系数. 因此, 3 个模式之间相互耦合的关系式为

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 & -i\mu_{12} & -i\mu_{13} \\ -i\mu_{21} & \gamma_2 & -i\mu_{23} \\ -i\mu_{31} & i\mu_{32} & \gamma_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_{o1}^{1/2} & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{o2}^{1/2} & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{o3}^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{1+}^{\text{in}} + A_{1-}^{\text{in}} \\ A_{2+}^{\text{in}} + A_{2-}^{\text{in}} \\ A_{3+}^{\text{in}} + A_{3-}^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

式中, $\gamma_n = -(i\omega_n + \gamma_{in} + \gamma_{on} - i\omega)$ ($n = 1, 2, 3$), 其中 $\gamma_{on} = \omega_n / (2Q_{on})$, $\gamma_{in} = \omega_n / (2Q_{in})$; μ_{nm} 为 n th

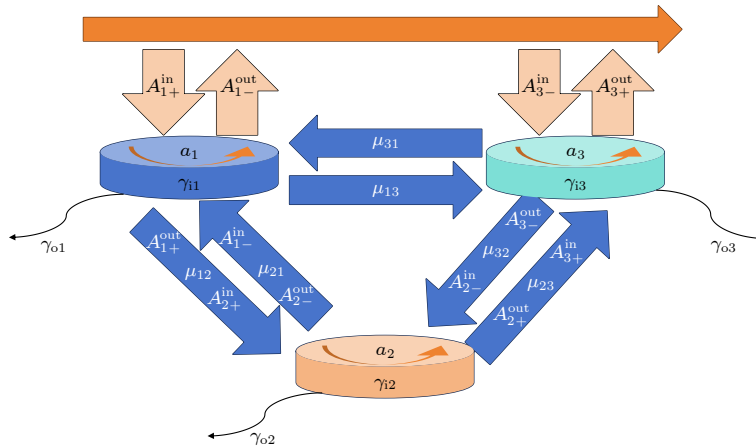


图 2 双 PIT 耦合模理论模型

Fig. 2. Theoretical coupling diagram between the resonant modes of the proposed structure.

模式与 m th 模式 ($m = 1, 2, 3$ 且 $m \neq n$) 之间的相互耦合系数. Q_{tn} , Q_{on} 及 Q_{in} 分别是总损耗因子、外部损耗因子与内部损耗因子, 它们满足以下关系: $1/Q_{tn} = 1/Q_{on} + 1/Q_{in}$. 其中总损耗因子可由下式求出: $Q_{tn} = f/\Delta f$ (其中 f 为 n th 模式的共振频率、 Δf 为其半高宽). 此外, 内部损耗因子由有效折射率的实部与虚部相除得到, 即 $Q_{in} = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$. 然后通过总损耗因子、外部损耗因子与内部损耗因子的关系式即可求出外部损耗因子 Q_{on} 的值. 本文结构中设计的费米能级在 0.8—1.1 eV, 因此可以计算出 0.8, 0.9, 1.0, 1.1 eV 时的总损耗因子 Q_{tn} 与内部损耗因子 Q_{in} [51] 的数值: $Q_{t1} = (3.22, 3.42, 3.21, 4.01)$, $Q_{t2} = (7.33, 5.53, 5.32, 5.19)$, $Q_{t3} = (7.88, 8.06, 7.88, 6.31)$, $Q_{i1} = (16.82, 20.21, 23.83, 27.66)$, $Q_{i2} = (22.68, 27.15, 31.87, 36.83)$, $Q_{i3} = (28.32, 33.79, 39.59, 45.65)$.

通过能量守恒定理, 可以得到 3 个模式下出射波与入射波之间的关系:

$$A_{n+}^{\text{in}} = A_{(n-1)+}^{\text{out}} e^{i\phi_{n-1}},$$

$$A_{(n-1)-}^{\text{in}} = A_{n-}^{\text{out}} e^{i\phi_{n-1}} \quad (n = 2, 3), \quad (4)$$

$$A_{n+}^{\text{out}} = A_{n+}^{\text{in}} - \gamma_{on}^{1/2} a_n,$$

$$A_{n-}^{\text{out}} = A_{n-}^{\text{in}} - \gamma_{on}^{1/2} a_n \quad (n = 1, 2, 3), \quad (5)$$

式中, ϕ_1 与 ϕ_2 分别是 3 个模式之间等离子波的相位差, 而由于本文中 3 个模式的等离子体波都处在相同的波阵面上, 故 ϕ_n 可取值为 0. 因此, 可以得到此系统的透射系数与反射系数的表达式:

$$t = \frac{A_{3+}^{\text{out}}}{A_{1+}^{\text{in}}} = e^{i(\phi_1+\phi_2)} - \gamma_{o1}^{-1/2} e^{i(\phi_1+\phi_2)} A$$

$$- \gamma_{o2}^{-1/2} e^{i\phi_1} B - \gamma_{o3}^{-1/2} C, \quad (6)$$

$$r = \frac{A_{1-}^{\text{out}}}{A_{1+}^{\text{in}}} = -\gamma_{o1}^{1/2} A - \gamma_{o2}^{1/2} e^{i\phi_1} B - \gamma_{o3}^{1/2} e^{i(\phi_1+\phi_2)} C, \quad (7)$$

其中

$$A = \frac{(\gamma_{22}\gamma_{33} - \gamma_{23}\gamma_{32})\gamma_{o1}^{1/2} + (\gamma_{12}\gamma_{33} + \gamma_{13}\gamma_{32})\gamma_{o2}^{1/2} e^{i\phi_1} + (\gamma_{12}\gamma_{23} + \gamma_{13}\gamma_{22})\gamma_{o3}^{1/2} e^{i(\phi_1+\phi_2)}}{\gamma_{11}\gamma_{23}\gamma_{32} - \gamma_{11}\gamma_{22}\gamma_{33} + \gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{33} + \gamma_{12}\gamma_{23}\gamma_{31} + \gamma_{13}\gamma_{21}\gamma_{32} + \gamma_{13}\gamma_{22}\gamma_{31}}, \quad (8)$$

$$B = \frac{(\gamma_{21}\gamma_{33} - \gamma_{23}\gamma_{31})\gamma_{o1}^{1/2} + (\gamma_{11}\gamma_{33} + \gamma_{13}\gamma_{31})\gamma_{o2}^{1/2} e^{i\phi_1} + (\gamma_{11}\gamma_{23} + \gamma_{13}\gamma_{21})\gamma_{o3}^{1/2} e^{i(\phi_1+\phi_2)}}{\gamma_{11}\gamma_{23}\gamma_{32} - \gamma_{11}\gamma_{22}\gamma_{33} + \gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{33} + \gamma_{12}\gamma_{23}\gamma_{31} + \gamma_{13}\gamma_{21}\gamma_{32} + \gamma_{13}\gamma_{22}\gamma_{31}}, \quad (9)$$

$$C = \frac{(\gamma_{21}\gamma_{32} - \gamma_{22}\gamma_{31})\gamma_{o1}^{1/2} + (\gamma_{11}\gamma_{32} + \gamma_{12}\gamma_{31})\gamma_{o2}^{1/2} e^{i\phi_1} + (\gamma_{11}\gamma_{22} + \gamma_{12}\gamma_{21})\gamma_{o3}^{1/2} e^{i(\phi_1+\phi_2)}}{\gamma_{11}\gamma_{23}\gamma_{32} - \gamma_{11}\gamma_{22}\gamma_{33} + \gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{33} + \gamma_{12}\gamma_{23}\gamma_{31} + \gamma_{13}\gamma_{21}\gamma_{32} + \gamma_{13}\gamma_{22}\gamma_{31}}. \quad (10)$$

根据上述公式, 能够计算得出体系的透射率 $T = |t|^2$ 、反射率 $R = |r|^2$, 以及吸收率 $A = 1 - T - R$.

3 结果分析与讨论

通过时域有限差分法计算的本结构数值模拟结果如图 3(a) 所示. 可以看出本文设计的石墨烯器件在太赫兹波段产生了十分明显的双 PIT 现象, 对应着图中黑色曲线, 其透射谷的透射率分别达到 2.7%, 2.5%, 1.9%, 它们的共振频率分别为 3.489 THz, 4.852 THz, 6.121 THz. 其中, 位于 G1 石墨烯带上的电子能够直接被入射光激发, 发生强耦合而表现为十分明显的明模式, 对应图 3(a) 中的 Bright 红色点线. 而 G2, G3 石墨烯带则不能够被入射光直接激发, 表现出暗模式的效果, 对应图 3(a) 中的 Dark1 蓝色与 Dark2 绿色曲线. 本模型中的

两个暗模式能够与明模式相互耦合, 通过明模式与暗模式之间的相互干涉导致暗模式能够被明模式间接激发, 进而发生双重等离子体诱导透明效应. 本文为了能够更进一步探究存在于结构之中明暗模式相互作用的机理, 需要按照共振频率的大小将双 PIT 现象中的 3 个共振点分别标记为 dip1, dip2, dip3, 通过分析 3 个共振点在费米能级为 1.0 eV 时的电场分布图来研究其作用机理.

图 3(b) 和图 3(c) 分别为 dip1 与 dip2 的电场分布. 由于暗模式不能够被入射光直接激发的特性, 能够看到电场能量明显地被束缚在 G3 与 G2 石墨烯带中, 说明在 dip1 与 dip2 处由于明模式破坏了 G3 与 G2 石墨烯带暗模式的电场平衡, 使 G3 与 G2 石墨烯带之间相互耦合导致暗模式被间接地激发形成透射谷; 而在图 3(d) dip3 电场分布图中, 电场能量主要集中在 G1 与 G2 石墨烯带中,

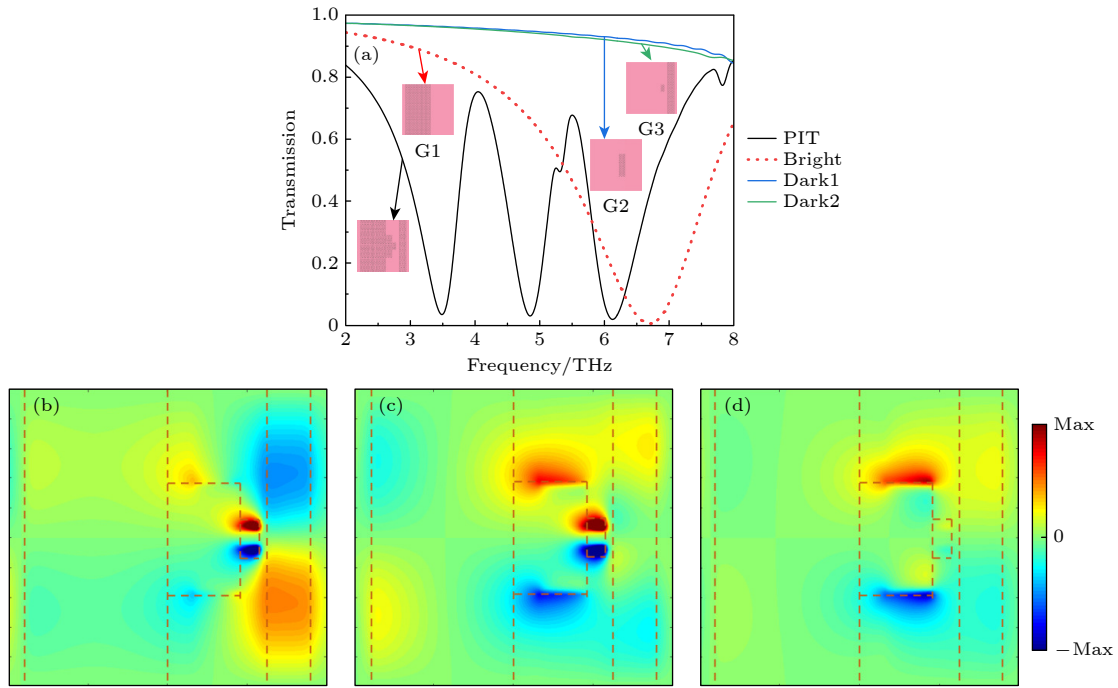


图 3 (a) 双 PIT 耦合模理论模型的谐振示意图; (b) 对应 dip1, 3.49 THz 共振频率下的电场分布图; (c) 对应 dip2, 4.85 THz 共振频率下的电场分布图; (d) 对应 dip3, 6.12 THz 共振频率下的电场分布图; 其中费米能级为 1.0 eV, 虚线表示石墨烯带

Fig. 3. (a) Resonant schematic diagram of the dual-PIT coupled mode theory model; (b) for dip1, the electric field distribution at the resonance frequency of 3.49 THz; (c) for dip2, the electric field distribution at the resonance frequency of 4.85 THz; (d) for dip3, the electric field distribution at the resonance frequency of 6.12 THz. The Fermi energy level is 1.0 eV, and the dotted line represents the graphene band.

说明 dip3 透射谷的形成主要由 G1 与 G2 石墨烯带之间的耦合导致. 经过分析可以看出, 本文的双 PIT 效应是由两个暗模式与明模式之间相互耦合的结果.

如图 4 所示, 随着入射光偏振角度的增加, 器件所得到的 PIT 效应在逐渐减弱直至没有 (石墨烯费米能级等于 1.0 eV). 这是由于结构与入射光的相互作用强度会随着偏振角度改变而发生变化. 当入射光偏振为 0° , 此时入射光的所有能量都用来共振, 表现在透射谱中即是透明窗口处的透射率接近于 0%. 当入射光偏振角度为 30° 时, 器件与入射光之间的相互作用开始出现减弱的现象, 此时共振频率处虽仍有接近 25% 的能量透射, 但 PIT 效应已经出现了减弱的趋势. 当入射光偏振角度变为 60° 时, 器件和入射光仅有轻微的相互作用效果, 可以看到 PIT 效果已经变得十分不明显. 直到入射光偏振角度变为 90° (即, 由 x 偏振变为了 y 偏振), 此时的结构与入射光基本没有相互作用, PIT 效应也完全消失. 因此, 能够看出不同偏振的入射光对器件的性能会产生显著的影响.

如图 5(a)–(c) 所示, 当器件缺少部分石墨烯

带时, 双 PIT 效应会发生十分明显的变化 (石墨烯费米能级等于 1.0 eV). 能够明显地发现, 当缺少两个石墨烯带时, 双 PIT 效应削减为了单 PIT 效应, 这是由于缺少了一个充当暗模式的石墨烯带, 无法与明模式相互耦合而被间接激发, 因此导致了双 PIT 效应的消失, 变为了单 PIT 效应. 而随着所有充当暗模式的石墨烯层的缺失, 没有了明暗模式间的相互作用, 能够看到图 5(c) 只有一个共振频率, PIT 效应完全消失. 图 5(d)–(f) 为改变石墨烯带之间的间隙大小所产生的透射谱的改变. 当石墨烯带间隙增加至 $0.4 \mu\text{m}$ 时, 双 PIT 效应出现了减弱, 效果也变得十分不明显; 而当间隙增加至 $0.6 \mu\text{m}$ 时, 能够清晰地观察到双 PIT 效应已经接近消失, 几乎变为了单 PIT 效应. 从图 5(g)–(i) 能够看出, 通过减小石墨烯带的长度也会影响双 PIT 效应的产生. 当两条连续的石墨烯带长度减少为 $4 \mu\text{m}$ 时, 双 PIT 效应呈现出明显的减弱; 当石墨烯带长度为 $3 \mu\text{m}$ 时, 双 PIT 效应已经基本消失; 而当石墨烯带高度为 $2 \mu\text{m}$ 时, 双 PIT 效应已完全消失. 因此能够发现改变器件的几何参数也会对器件的性能产生非常大的影响.

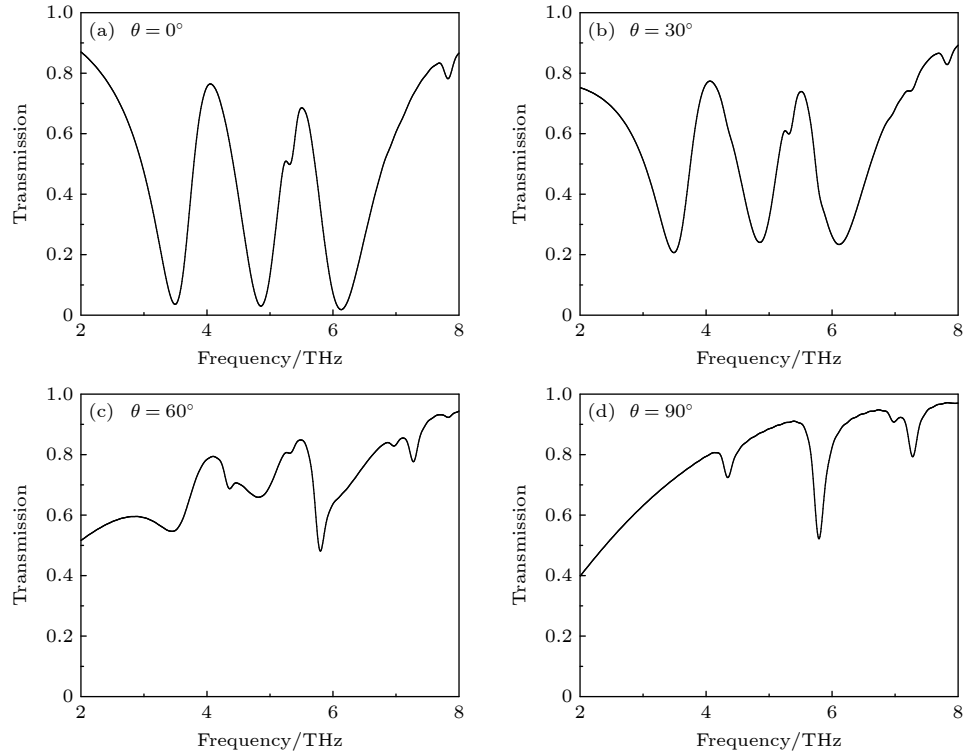
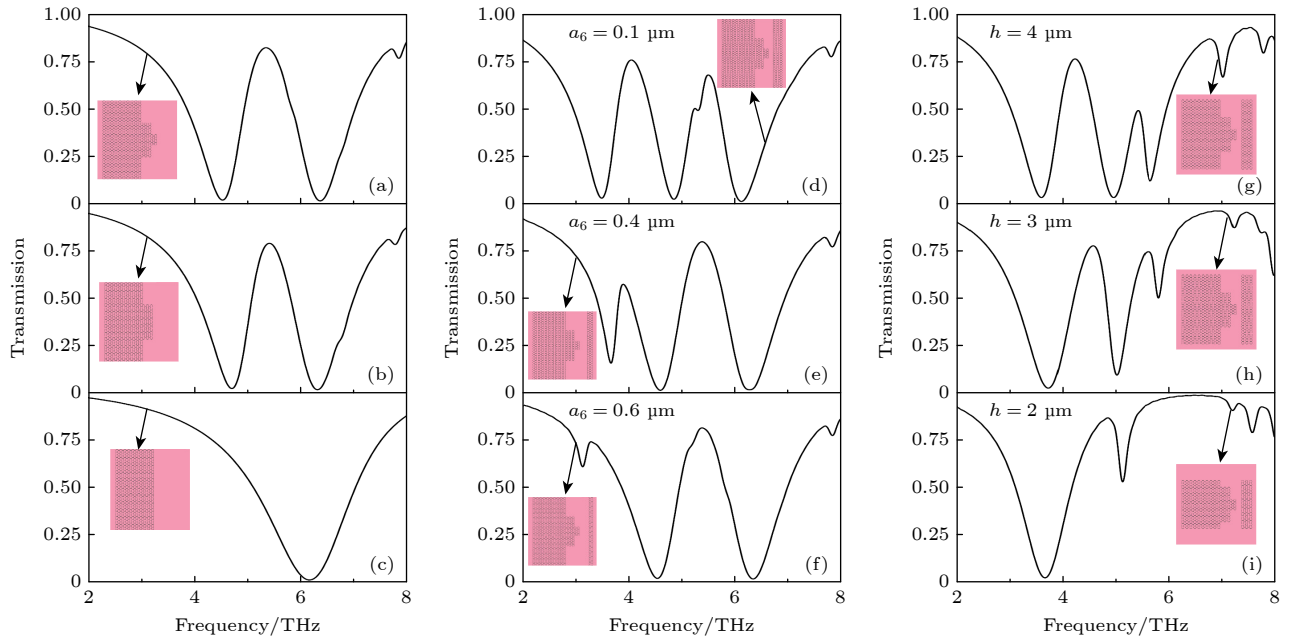
图 4 (a)–(d) 入射光偏振角 $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 时的透射谱图Fig. 4. (a)–(d) Transmission spectra at the incident light polarization angle $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$, and 90° .

图 5 (a)–(c) 缺少部分石墨烯带后的透射谱图; (d)–(f) 石墨烯带之间间隙不同时的透射谱图; (g)–(i) 不同尺寸的石墨烯带的透射谱图

Fig. 5. (a)–(c) Transmission spectra in the absence of different part of the graphene bands; (d)–(f) the transmission spectra of graphene bands with different gaps, respectively; (g)–(i) the transmission spectra of graphene bands with different sizes.

同时, 石墨烯的一个重要特性是可以通过调节电压来调节其中的电子浓度与费米能级, 其中电压与费米能级的关系如 (2) 式所示. 因此, 石墨烯器

件能轻易实现调谐效果. 图 6 为此器件在 0.8—1.1 eV 上透射值的耦合理论计算值 (红点曲线) 与 FDTD 模拟结果 (黑色曲线). 对比两类数据能够

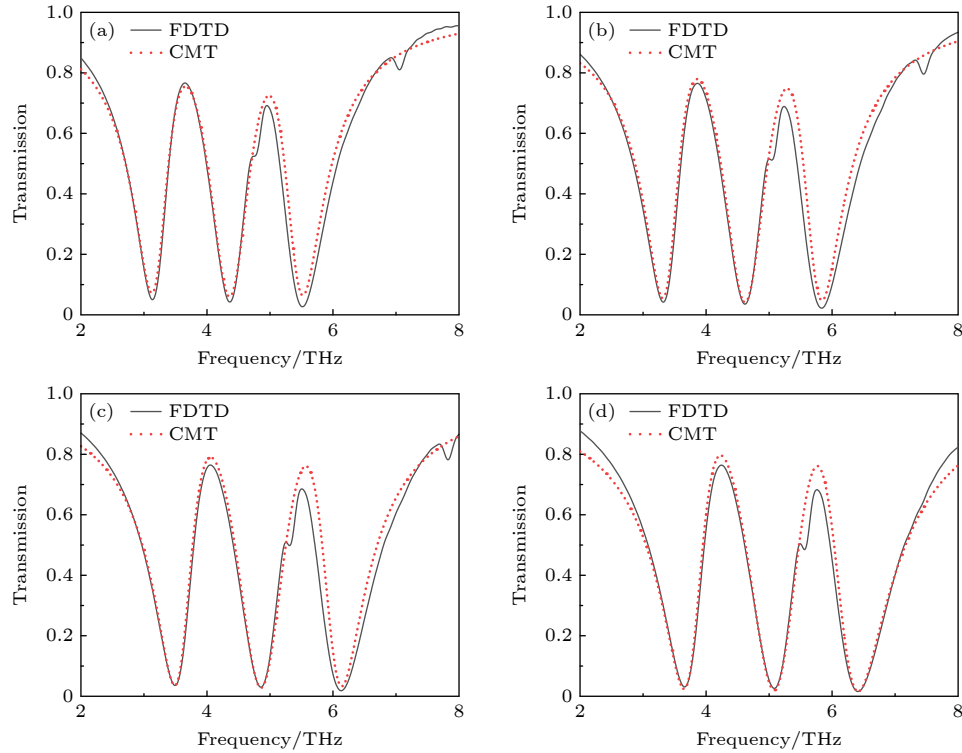


图6 双PIT的模拟与理论透射谱(黑色曲线表示FDTD模拟结果、红点曲线表示耦合理论数值) (a) $E_F = 0.8$ eV; (b) $E_F = 0.9$ eV; (c) $E_F = 1.0$ eV; (d) $E_F = 1.1$ eV

Fig. 6. Simulated and theoretical transmission spectrum of the dual PIT: (a) $E_F = 0.8$ eV; (b) $E_F = 0.9$ eV; (c) $E_F = 1.0$ eV; (d) $E_F = 1.1$ eV. The black curve indicates the FDTD simulated results. The red-dotted curve indicates the coupled theoretical values.

清晰地看到两者数值高度吻合,可以推断出本文的耦合理论模型能够很好地解释石墨烯器件产生的双PIT现象.同时随着费米能级的增加,可以发现器件的共振频率随之增加,出现蓝移现象.这是由于当石墨烯的费米能级增加时,需要拥有更高能量的太赫兹入射光才能够激发出石墨烯中的电子,使石墨烯中的电子产生共振,从而导致了共振频率的蓝移.通过图6也可以看出,其需要的能量与频率呈线性关系.因此,此结构的共振频率才会随着费米能级的不同而线性变化,能够通过这一特性来预测不同费米能级下的共振频率.

折射率的实部表示电磁波在介质中传播的相位变化特性,而折射率虚部则表示电磁波在介质中传播的能量损耗特性,同时它们的数值会受到载流子浓度、导电性、几何参数等因素影响.通过图7(a)与图7(b)能够看出折射率实部和虚部随着费米能级的提高会明显地降低.本文的双PIT现象中,存在3个共振谷,分别为dip1, dip2, dip3,同时存在两个共振峰peak1, peak2.如图7(c)所示,随着费米能级的逐级提升,它们的共振频率随之明显地线性攀升,同时可以通过外加电压、电场和磁场或者

化学掺杂来轻易实现对石墨烯电导率的调节,以此来得到不同性能的石墨烯器件.通过耦合定理能够预测不同费米能级下的透射谱图如图7(d)所示,也能够清晰地看到共振频率随着费米能级在线性变化.

慢光是指光的传播速度(相对于光在真空中的速度)在高色散器件中传播速度显著减慢的现象.慢光的出现与光的群速度有密切联系,群速度是指由不同的频率成分组成的光波波包的传播速度.在高色散介质中,各个频率的光波分量将会以各自不同的速度传播,导致光的群速度降低.相比于传统的贵金属结构,石墨烯结构相对来说拥有更加优秀的色散性能,因此,石墨烯器件会有很高的群折射率,意味着光的传播速度会受到大幅的削弱.在本文讨论的慢光特性中,相位的变化能够通过耦合理论得出的透射系数求出: $\theta = \arg(t)$.如图8所示,当处在透明窗口处时,电磁波的相位就会发生强烈的波动.这是由于在透明窗口处暗模式被明模式间接激发使其表面等离子波体产生强烈的色散,导致相位的剧变.群折射率^[47]也会因此发生改变,可由相位求得

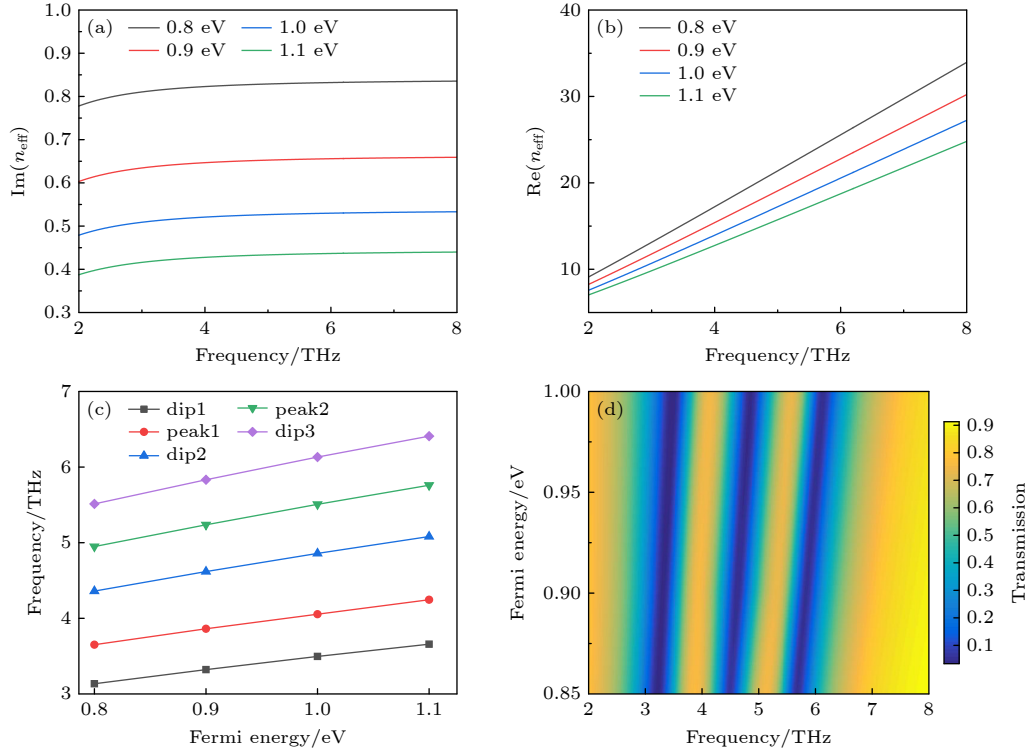


图 7 (a) 有效折射率虚部大小; (b) 有效折射率实部大小; (c) 费米能级与共振频率的线性关系; (d) 不同费米能级下的透射谱
Fig. 7. (a) Imaginary part effective refractive index size; (b) real part effective refractive index size; (c) linear plot of Fermi energy levels versus resonance frequency; (d) transmission spectra with different Fermi energy levels.

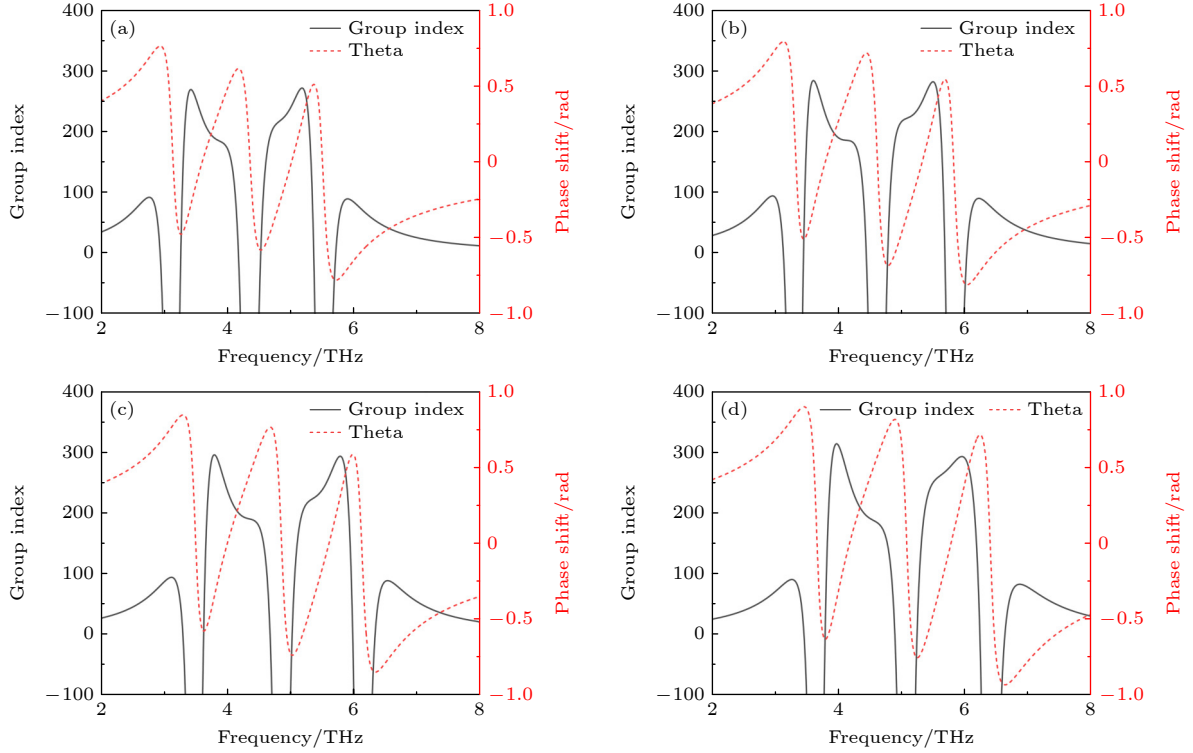


图 8 费米能级为 0.8—1.1 eV 时, 群折射率与相位的关系 (a) $E_F = 0.8$ eV; (b) $E_F = 0.9$ eV; (c) $E_F = 1.0$ eV; (d) $E_F = 1.1$ eV
Fig. 8. Variation of group refractive index with phase for Fermi energy levels from 0.8 eV to 1.1 eV: (a) $E_F = 0.8$ eV; (b) $E_F = 0.9$ eV; (c) $E_F = 1.0$ eV; (d) $E_F = 1.1$ eV.

$$\tau_g = \frac{d\theta}{d\omega}, \quad n_g = c \frac{dk}{d\omega} = \frac{c}{l_s} \tau_g, \quad (11)$$

式中, c 为真空中的光速, l_s 为单层石墨烯系统的厚度 (2.5 μm).

从图 8 可看到, 由于明模式与暗模式之间的相互干涉形成了一个显著的透明峰, 透明峰附近的群折射率与色散性质都会出现显著的提升. 而在透射谷处相位会发生巨大的变化, 导致其折射率显著地降低. 同时, 在透射谷处相位的变化会导致群折射率出现十分明显的变化. 由于群折射率的峰值频率会随着石墨烯费米能级的增加而增加, 并且它的峰值也会随着增加, 因此当费米能级处在 1.1 eV 时, 群折射率的峰值能够达到 327.1. 通过以上分析, 相较于传统的慢光器件, 本器件能够通过外加电压、电场来轻松实现对慢光效应的调节, 且其性能远高于一般器件, 本实验也能为慢光器件的实现提供一种可能.

显然, PIT 现象也能够应用于传感器的构建中. 当待测介质与 PIT 传感器相互作用时, 传感器的折射率等参数会被改变, 以此改变表面等离子共振的频率与强度, 能够通过观察结构的透射光谱来了解这种变化. 光在真空中的传播速度与光在介质中的传播速度之比称作折射率, 为了更加清晰地展示本文中器件的传感性能, 选用了多种不同折射率的待测介质来检测其传感性能, 其中折射率为 1.1 对应锗颗粒、折射率为 1.2 对应液态二氧化碳、折射率为 1.3 对应甲醇、折射率为 1.4 对应萤石. 如图 9 所示, 当待测介质折射率逐步提高, 材料产生的双 PIT 效应曲线随之向左移动, 其共振频率降低, 出现红移现象. 能够看出本 PIT 效应传感器具有高的灵敏度和宽的测量范围, 可以通过测量不

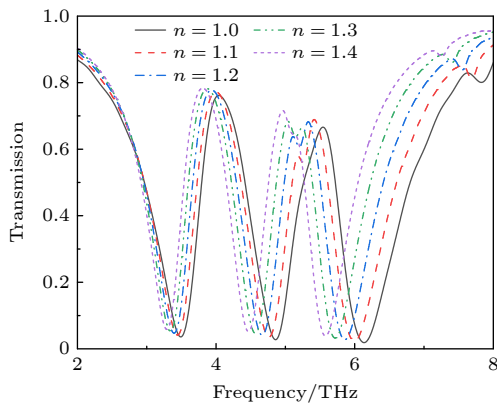


图 9 不同待测介质下的透射谱图

Fig. 9. Transmission spectra in different media.

同折射率待测物的透射光谱来实现对折射率变化的精确测量.

灵敏度与品质因子 (FOM) 是衡量一个传感器性能优劣的重要参数, 本器件的灵敏度与 FOM 表现较为理想. 其中灵敏度表达式: $S = \Delta f / \Delta n$, Δf 表示两个相邻介质折射率的频率差值, Δn 表示两个相邻介质折射率差值, 本文中 $\Delta n = 0.1$. 通过表 1 可以看到, 在 dip1 处取得最大的灵敏度为 0.541 THz/RIU, 在 dip2 处最大灵敏度达到 1.021 THz/RIU, 在 dip3 处最大灵敏度达到 1.442 THz/RIU.

表 1 三个透射谷的频率差与灵敏度

Table 1. Frequency difference and sensitivity of three transmission valleys.

$\Delta f_1 /$ THz	$\Delta f_2 /$ THz	$\Delta f_3 /$ THz	$S_1 /$ (THz·RIU ⁻¹)	$S_2 /$ (THz·RIU ⁻¹)	$S_3 /$ (THz·RIU ⁻¹)
0.0421	0.0960	0.1441	0.421	0.961	1.442
0.0541	0.0961	0.1382	0.541	0.960	1.381
0.0481	0.1021	0.1381	0.480	1.021	1.381
0.0541	0.0961	0.1383	0.541	0.961	1.381

此外, 另一个重要的用来衡量传感性能的参数 FOM 表达式为

$$\text{FOM} = \frac{\Delta T}{T \Delta n} = \frac{T(f, n + \Delta n) - T(f, n)}{T(f, n) \Delta n}, \quad (12)$$

式中, ΔT 表示两个相邻介质折射率在相同频率下透射率之间的差值; Δn 为相邻频率的差值, $\Delta n = 0.1$.

使用 (12) 式能够计算出在不同介质折射率下的 FOM 值, 如图 10 所示. 通过观察图中不同折射率的 FOM 值能够看出, 第 3 个透射谷的 FOM 值明显地高于前两个透射谷, 并且发现伴随着介质折射率的上升, 传感器的性能随之降低. 因此, 当介质折射率 $n = 1.1$ 、共振频率处, 在 dip3 附近 6.1621 THz 时器件的 FOM 值达到最大, FOM 为 39.6921. 根据表 2 与其他传感器的 FOM 值对比能够发现, 本文提出的结构表现出了更加优秀的传感性能, 故此多频折射率传感器具有巨大潜力.

表 2 与其他文献品质因子的比较

Table 2. Comparison of figure of merit with other literature.

	Our work	Ref. [52]	Ref. [53]	Ref. [19]	Ref. [54]
FOM	39.69	31.09	28.72	23.61	17.28

本文提出的基于石墨烯表面等离子激元传感器有着结构十分简单、能够轻松实现范围调节、且灵

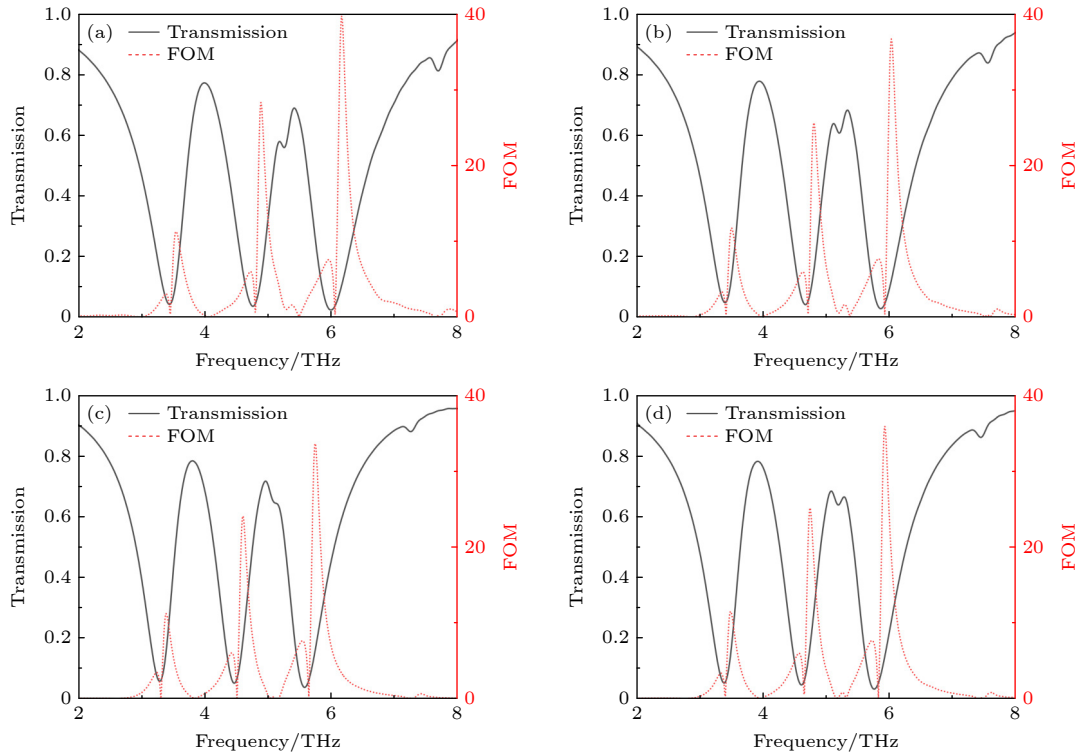


图 10 本结构在不同介质折射率下的双 PIT 现象与 FOM 值 (a) $n = 1.1$; (b) $n = 1.2$; (c) $n = 1.3$; (d) $n = 1.4$

Fig. 10. Dual PIT phenomenon and FOM values of the structure for different media refractive indices: (a) $n = 1.1$; (b) $n = 1.2$; (c) $n = 1.3$; (d) $n = 1.4$.

敏度与品质因子在同类型结构传感器中比较优秀的特点. 此外可以通过外加电压、电场和磁场来实现对 PIT 效应的动态调节, 实现对诱导透明效应共振频率的调节, 以此检测不同的物质. 在医学领域, 能够用来检测 DNA、蛋白质分子, 以及进行实时、高灵敏的分析; 在环境检测领域, 能够用来检测空气有害气体、水中的污染物等; 还能够检测材料应力、应变等性质, 为不同领域提供更多可能.

4 结 论

本文提出了一种基于石墨烯人工微结构的三频段太赫兹的传感与慢光器件, 通过明暗模式的相互干涉在太赫兹波段实现双重动态可调的等离子体激元效应. 同时, 单层连续石墨烯结构为外加电压实现对石墨烯载流子的调节提供了十分便利的条件. 本文通过耦合模理论与 FDTD 仿真数据来对此现象的产生进行理论上的分析与预测. 本器件有着较为显著的慢光效应, 群折射率的峰值在费米能级为 1.1 eV 时达到 327.1. 此外, 本器件在不同介质环境折射率中也表现出十分优秀的传感性能, 灵敏度与品质因子分别最高达到 1.442 THz/RIU

与 39.6921. 其与同类型的传感器相比较有着更好的传感性能. 本研究提供了一种高精度、更稳定的折射率传感器设计思路. 同时, 慢光器件能够在光通信中延长光脉冲在光纤中的传输时间, 以此来增加光信号处理的带宽与灵活性. 为未来设计动态可调的传感与慢光器件提供了可能, 同时为实现传感、慢光、调制等多种功能, 提高器件的集成度和实用性提供了一种新思路.

参考文献

- [1] Cavin R K, Lugli P, Zhirnov V V 2012 *Proc. IEEE* **100** 1720
- [2] Lundstrom M 2003 *Science* **299** 210
- [3] Lundstrom M S, Alam M A 2022 *Science* **378** 722
- [4] Powell J R 2008 *Proc. IEEE* **96** 1247
- [5] Shalf J 2020 *Phil. Trans. R. Soc. A* **378** 20190061
- [6] Yang X J, Xu H, Xu H X, Li M, Yu H F, Cheng Y X, Hou H L, Chen Z Q 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 157802 (in Chinese) [杨肖杰, 许辉, 徐海辉, 李铭, 于鸿飞, 成昱轩, 侯海良, 陈智全 2024 *物理学报* **73** 157802]
- [7] Yu Y F, Zhang Y, Zhong F, Bai L, Liu H, Lu J P, Ni Z H 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 058501
- [8] Bai Z Y, Zhang Q, Huang G X 2019 *Chin. Opt. Lett.* **17** 012501
- [9] Pitarke J M, Silkin V M, Chulkov E V, Echenique P M 2006 *Rep. Prog. Phys.* **70** 1
- [10] Liu K J, Li J, Li Q X, Zhu J J 2022 *Chin. Phys. B* **31** 117303

- [11] Xu Q, Chen K, Sheng C J, Wang Q, Chen X X, Liu D W, Zhang K C 2019 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **49** 064201 (in Chinese) [徐倩, 陈科, 盛昌建, 王奇, 陈晓行, 刘頔威, 张开春 2019 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **49** 064201]
- [12] Chen Y, Xie J Z, Zhou X D, Zhang C, Yang H, Li S H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 237301 (in Chinese) [陈颖, 谢进朝, 周鑫德, 张灿, 杨惠, 李少华 2019 *物理学报* **68** 237301]
- [13] Artar A, Yanik A A, Altug H 2011 *Nano Lett.* **11** 1685
- [14] Kekatpure R D, Barnard E S, Cai W S, Brongersma M L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 243902
- [15] Zhu Y, Hu X Y, Yang H, Gong Q H 2014 *Sci. Rep.* **4** 3752
- [16] Otsuji T, Tombet S B, Satou A, Fukidome H, Suemitsu M, Sano E, Popov V, Ryzhii M, Ryzhii V 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 303001
- [17] Rouhi N, Capdevila S, Jain D, Zand K, Wang Y Y, Brown E, Jofre L, Burke P 2012 *Nano Res.* **5** 667
- [18] Zhou Q G, Qiu Q X, Huang Z M 2023 *Opt. Laser Technol.* **157** 108558
- [19] He Z H, Li L Q, Ma H Q, Pu L H, Xu H, Yi Z, Cao X L, Cui W 2021 *Results Phys.* **21** 103795
- [20] Kumar S B, Guo J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 222101
- [21] Santos E J, Kaxiras E 2013 *Nano Lett.* **13** 898
- [22] Lukose V, Shankar R, Baskaran G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 116802
- [23] Yan J, Zhang Y B, Kim P, Pinczuk A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 166802
- [24] Glazov M, Ganichev S 2014 *Phys. Rep.* **535** 101
- [25] Kim T T, Kim H D, Zhao R K, Oh S S, Ha T, Chung D S, Lee Y H, Min B, Zhang S 2018 *ACS Photonics* **5** 1800
- [26] Yan S Q, Zhu X L, Frandsen L H, Xiao S S, Mortensen N A, Dong J J, Ding Y H 2017 *Nat. Commun.* **8** 14411
- [27] Zhang B H, Li H J, Xu H, Zhao M Z, Xiong C X, Liu C, Wu K 2019 *Opt. Express* **27** 3598
- [28] Xu H Y, Xu H, Yang X J, Li M, Yu H F, Cheng Y X, Zhan S P, Chen Z Q 2024 *Phys. Lett. A* **504** 129401
- [29] Zhang Y, Feng Y J, Jiang T, Cao J, Zhao J M, Zhu B 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 204101 (in Chinese) [张银, 冯一军, 姜田, 曹杰, 赵俊明, 朱博 2017 *物理学报* **66** 204101]
- [30] Xu H, Li M, Yang X J, Xu H Y, Chen Z Q 2024 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **54** 234211 (in Chinese) [许辉, 李铭, 杨肖杰, 徐海烨, 陈智全 2024 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **54** 234211]
- [31] He H R, Peng M Y, Cao G T, Li Y B, Liu H, Yang H 2025 *Opt. Laser Technol.* **180** 111555
- [32] Gao E D, Liu Z M, Li H J, Xu H, Zhang Z B, Luo X, Xiong C X, Liu C, Zhang B H, Zhou F Q 2019 *Opt. Express* **27** 13884
- [33] Xia S X, Zhai X, Wang L L, Wen S C 2020 *Opt. Express* **28** 7980
- [34] Xiao B G, Tong S J, Fyffe A, Shi Z M 2020 *Opt. Express* **28** 4048
- [35] Xu H, He Z H, Chen Z Q, Nie G Z, Li H J 2020 *Opt. Express* **28** 25767
- [36] Li Y C, Pan Y Z, Chen F, Ke S L, Yang W X 2024 *Opt. Quantum Electron.* **56** 1003
- [37] Yu Y S, Cui Z R, Wen K H, Lü H P, Liu W J, Zhang R L, Liu R M 2024 *Phys. Scr.* **99** 075529
- [38] Wu X X, Chen J N, Wang S L, Ren Y, Yang Y N, He Z H 2024 *Nanomaterials* **14** 997
- [39] Nene P, Strait J H, Chan W M, Manolatu C, Tiwari S, McEuen P L, Rana F 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 143108
- [40] Li Q, Wang T, Su Y K, Yan M, Qiu M 2010 *Opt. Express* **18** 8367
- [41] Lin H, Xu D, Yang H L, Pantoja M, Garcia S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 094203
- [42] Feng Y, Liu H, Chen C, Gao P, Luo H, Ren Z Y, Qiao Y J 2022 *Acta Photonica Sin.* **51** 0923001 (in Chinese) [冯越, 刘海, 陈聪, 高鹏, 罗灏, 任紫燕, 乔昱嘉 2022 *光子学报* **51** 0923001]
- [43] Liu J, Khan Z U, Wang C, Zhang H, Sarjoghian S 2020 *J. Phys. D* **53** 233002
- [44] Zhao H X, Cheng P H, Ding Z Q, Wang J X, Bao J L 2021 *Acta Opt. Sin.* **41** 0728001 (in Chinese) [赵洪霞, 程培红, 丁志群, 王敬蕊, 鲍吉龙 2021 *光学学报* **41** 0728001]
- [45] Balci S, Balci O, Kakenov N, Atar F B, Kocabas C 2016 *Opt. Lett.* **41** 1241
- [46] Efetov D K, Kim P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 256805
- [47] Yang X J, Xu H, Xu H Y, Li M, He L H, Nie G Z, Chen Z Q 2023 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 115101
- [48] Safavi-Naeini A H, Alegre T P M, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [49] Wang Y X, Cui W, Wang X J, Lei W L, Li L Q, Cao X L, He H, He Z H 2022 *Vacuum* **206** 111515
- [50] Fan Y C, Yang Z N, Xu Z Y, Zhang H, Sun K Y, Ye Z H, Zhang F L, Lou J 2024 *Laser Optoelectron. Prog.* **61** 0316003 (in Chinese) [樊元成, 杨振宁, 徐子艺, 张宏, 孙康瑶, 叶哲浩, 张富利, 娄菁 2024 *激光与光电子学进展* **61** 0316003]
- [51] Li M, Xu H, Xu H Y, Yang X J, Yu H F, Cheng Y X, Chen Z Q 2024 *Opt. Commun.* **554** 130175
- [52] Zhang H, Yao P J, Gao E D, Liu C, Li M, Ruan B X, Xu H, Zhang B H, Li H J 2022 *J. Opt. Soc. Am. B* **39** 467
- [53] Xiao B G, Wang Y C, Cai W J, Xiao L H 2022 *Opt. Express* **30** 14985
- [54] Jiang W J, Chen T 2021 *Diamond Relat. Mater.* **118** 108531

Tri-band terahertz sensing and slow light based on graphene artificial microstructure^{*}

CHENG Yuxuan¹⁾ XU Hui^{1)2)†} YU Hongfei¹⁾ HUANG Linqin¹⁾ GU Zhichao¹⁾
 CHEN Yufeng¹⁾ HE Longhui¹⁾²⁾ CHEN Zhiquan¹⁾²⁾ HOU Hailiang^{1)2)‡}

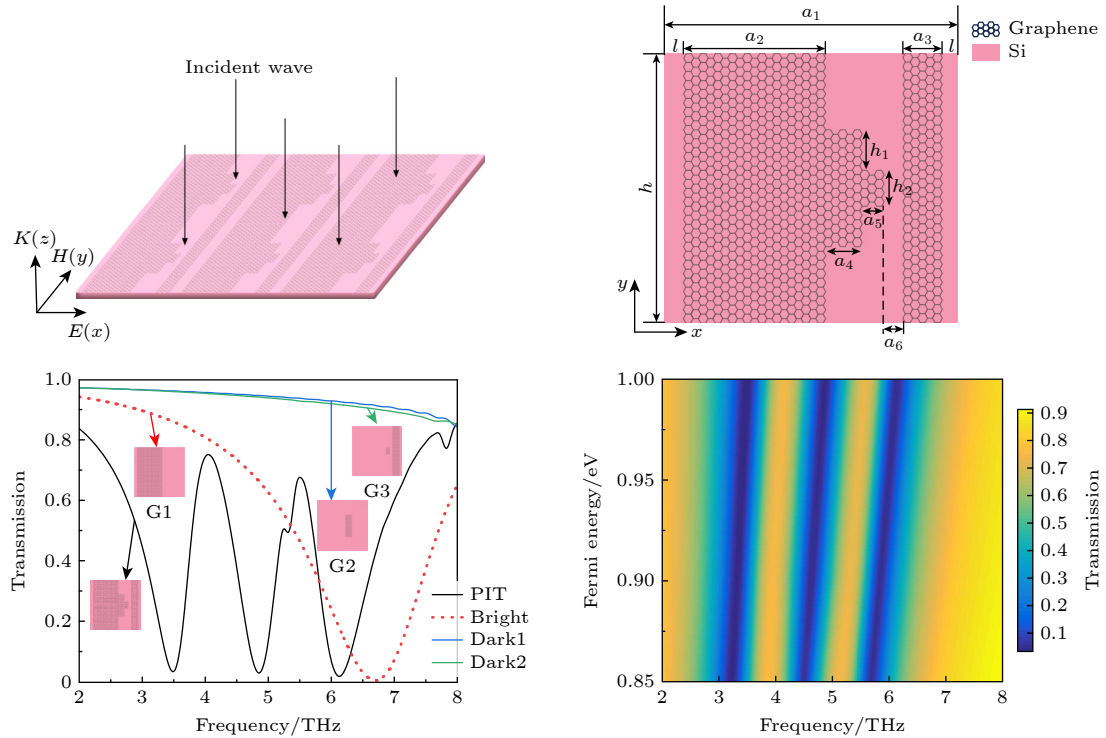
1) (School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China)

2) (Xiangjiang Laboratory, Changsha 410205, China)

(Received 10 November 2024; revised manuscript received 31 December 2024)

Abstract

A monolayer graphene-based tunable triple-band terahertz plasmon device with superior sensing and slow light performance is proposed in this work. A very obvious dual PIT phenomenon is observed by adjusting the device structure. Then, the transmission curves and electric field distributions of the long- and short-graphene band at the three transmission windows are analyzed, to further investigate the mechanism of the bright mode and the dark mode of this structure. Afterward, the comparison between the theoretical data from the coupled-mode theory (CMT) and the simulation results of finite difference time domain (FDTD) shows that they are in



^{*} Project supported by the Key Project of Xiangjiang Laboratory, China (Grant No. 23XJ02001), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant Nos. 2023JJ40218, 2022JJ30201), the Changsha Municipal Natural Science Foundation, China (Grant No. kq2202298), and the Scientific Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant Nos. 21B0574, 21B0556).

[†] Corresponding author. E-mail: 1067980351@qq.com

[‡] Corresponding author. E-mail: hhlcj1732@126.com

excellent agreement with each other. In addition, the effective refractive indices of the real and imaginary parts at different Fermi energy levels are analyzed. The effective refractive indices are linearly related to the Fermi energy level. In this research, it is found that the phase of the electromagnetic wave fluctuates strongly at the transmission window. With the increase of the Fermi energy level, the peak frequency of the group refractive index peak value increases. When the Fermi energy level is at 1.1 eV, the peak value of the group refractive index reaches 327.1. In order to study the sensing effect of this device in more depth, various refractive indices of the medium are tested. Based on these results it can be seen that the device has excellent sensing performance. Its sensitivity and figure of merit (FOM) reach up to 1.442 THz/RIU and 39.6921, respectively. Compared with the traditional structure, this structure can regulate the Fermi energy levels very conveniently by applying a voltage, in order to modulate the resonant frequency of the dual PIT. The findings in this study are expected to lay a theoretical foundation and provide a design reference for potential applications in fields such as slow light technology and sensing.

Keywords: micro/nano structures, plasmonic, slow light, sensing

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

DOI: [10.7498/aps.74.20241576](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241576)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241576](https://cstr.cn/32037.14/aps.74.20241576)

基于石墨烯人工微结构的三频段太赫兹传感与慢光

成昱轩 许辉 于鸿飞 黄林琴 谷志超 陈玉峰 贺龙辉 陈智全 侯海良

Tri-band terahertz sensing and slow light based on graphene artificial microstructure

CHENG Yuxuan XU Hui YU Hongfei HUANG Linqin GU Zhichao CHEN Yufeng HE Longhui
CHEN Zhiquan HOU Hailiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 067801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241576

CSTR: 32037.14.aps.74.20241576

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241576>

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

基于石墨烯等离激元太赫兹结构的传感及慢光应用

Sensing and slow light applications of graphene plasmonic terahertz structure

物理学报. 2024, 73(15): 157802 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240668>

基于相变材料的慢光和吸收可切换多功能太赫兹超材料

Switchable multifunctional terahertz metamaterial with slow-light and absorption functions based on phase change materials

物理学报. 2023, 72(8): 084202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222336>

基于类电磁诱导透明的双频段太赫兹超材料的传感和慢光特性

Sensing and slow light properties of dual-band terahertz metamaterials based on electromagnetically induced transparency-like

物理学报. 2022, 71(13): 138101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212163>

里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应

Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system

物理学报. 2023, 72(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264>

渔网超结构的等离激元模式及其对薄膜电池的陷光调控

Plasmon modes of fishnet metastructure and its trapping and control of light for thin film solar cells

物理学报. 2021, 70(21): 218801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210693>

基于纳米金属阵列天线的石墨烯/硅近红外探测器

Quaternary nanoparticle array antenna for graphene/silicon near-infrared detector

物理学报. 2024, 73(6): 064202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231657>