

文章编号: 1672-8785(2025)01-0035-10

基于柔性超材料的宽频带太赫兹类 EIT 效应研究

胡 辉 马成举* 邬佑芮 李霆宇 弓 鑫 王悦琛

(西安石油大学理学院, 陕西 西安 710065)

摘 要: 设计了一种由单杆型谐振器和两个长方形开口环型谐振器组成的超材料微结构。研究了柔性超材料结构的宽频带类电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)效应及慢光效应, 获得了最大透过率为 86.96%、相对带宽为 64.14%的透明窗口以及 3.20 ps 的慢光群延迟。当石墨烯的费米能级从 0 eV 增大到 1 eV 时, 光透过率由 86.96%降低到 28.9%, 调制深度为 66.7%。此外, 当微结构表面覆盖折射率为 1.0~1.8、厚度为 5 μm 的分析物时, 该微结构的折射率传感灵敏度为 77.93 GHz/RIU。本文研究或可为在太赫兹(THz)波段实现主动调控宽频带类 EIT 效应以及高灵敏度折射率传感器件指引新的方向。

关键词: 类 EIT 效应; 太赫兹; 柔性超材料; 石墨烯; 折射率传感

中图分类号: O436; TB34 **文献标志码:** A

DOI: 11.3969/j.issn.1672-8785.2025.01.005

Study on Broadband Terahertz EIT-Like Effect Based on Flexible Metamaterials

HU Hui, MA Cheng-ju*, WU Ji-rui, LI Ting-yu, GONG Xin, WANG Yue-chen

(College of Science, Xi'an Shiyou University, Xi'an 710065, China)

Abstract: A metamaterial microstructure consisting of a single-pole resonator and two rectangular open-ring resonators is designed. The broadband electromagnetically induced transparency (EIT) effect and slow-light effect of the flexible metamaterial structure are studied, and a transparent window with a maximum transmittance of 86.96%, a relative bandwidth of 64.14%, and a slow-light group delay of 3.20 ps are obtained. When the Fermi level of graphene increases from 0 eV to 1 eV, the light transmittance decreases from 86.96% to 28.9%, and the modulation depth is 66.7%. In addition, when the surface of the microstructure is covered with an analyte with a refractive index of 1.0–1.8 and a thickness of 5 μm , the refractive index sensing sensitivity of the microstructure is 77.93 GHz/RIU. This study may provide a new direction for the active regula-

收稿日期: 2024-09-10

作者简介: 胡辉(1997-), 男, 河南驻马店人, 硕士, 主要从事太赫兹慢光超材料方面的研究。

*通讯作者: E-mail: chengjuma@syu.edu.cn

tion of broadband EIT-like effects and high-sensitivity refractive index sensing devices in the terahertz (THz) band.

Key words: EIT-like effect; terahertz; flexible metamaterial; graphene; refractive index sensing

0 引言

太赫兹波的频率位于 0.1~10 THz 范围内, 由于在下一代通信、成像技术、空间遥感、无损检测等方面具有巨大的应用前景而得到科研人员的广泛研究。特别是太赫兹技术的发展有力地带动了太赫兹器件(包括光开关^[1]、调制器^[2]、滤波器^[3]、吸收器^[4]和偏振器^[5]等)的发展。然而, 太赫兹波与自然界物质之间的响应较弱, 严重限制了太赫兹技术的发展和应用。超材料的出现为解决这一问题提供了新的途径。超材料是一类由亚波长单位结构组成的新型电磁结构工程材料, 拥有传统材料所不具备的独特电磁特性。

EIT 是三能级原子系统中的一种量子干涉现象, 可以减弱共振频率处的吸收, 从而产生一个尖锐的透明窗口。这个透明窗口处具有强烈的相位色散, 导致入射光在透明窗口处的群速度显著降低, 即产生慢光效应^[6-7]。然而, 在需要超低温和高强度稳定泵浦光源的原子系统中, 由于条件繁琐, 无法在实际环境中实现 EIT 效应。随着相关技术的发展, 电磁超材料的出现产生了类似 EIT 的现象, 称为等离子体诱导透明 (Plasmonic-Induced Transparency, PIT)^[8]。相较于原子系统的 EIT, PIT 效应无需严苛复杂的实验条件。自 PIT 效应被发现以来, 大量的理论和实验研究揭示了它在各种应用(如超快传感、开关应用、慢光现象、太赫兹调制等)中的潜力。随着对 EIT 超材料的深入研究, 发现类 EIT 效应还存在窄带宽的问题^[9]。因为类 EIT 效应是由明-暗两种模式相消干涉产生的, 所以带宽很窄, 极大地限制了其实际应用。因此, 人们开始致力于研究宽频带类 EIT 效应。

2017 年, Zheng X 等人^[10]报道了一种由

明暗谐振器之间的不对称耦合造成的宽频带太赫兹 PIT 现象。透明窗口的宽度随着非对称偏差的增加而单调延长。在透明窗口处的太赫兹波实现了皮秒级的群延迟。该研究为开发太赫兹频率范围内的宽带慢光器件提供了一种新方法。

2019 年, Liu Y 等人^[11]提出在狄拉克半金属超材料中实现太赫兹波段超宽频带可调 PIT 的数值和理论研究。仿真结果表明, 通过调整狄拉克非对称结构中的尺寸, PIT 窗口的最大带宽可分别提高到 0.426 THz 和 0.393 THz。此外, 通过将费米能从 70 meV 调整到 90 meV, 可以将 PIT 窗口频率从 1.257 THz 动态调整到 1.508 THz, 另外还可以获得约 0.75 ps 的慢光群延迟。这些特性为太赫兹波段慢光和光学滤波器的潜在应用提供了机会。

2021 年, Qiu Y 等人^[12]提出了一种基于对称 L 型金属谐振器的宽频带太赫兹超材料吸收器。他们通过分析两个共振频率的电场和磁场分布, 提出了电偶极子共振和磁偶极子共振来解释宽带吸收机制, 在 0.457~1 THz 范围内实现了宽带吸收(吸收带宽为 0.543 THz)。这种吸收器在太赫兹波段进行测距成像、调制和光谱分析时具有很大潜力。

2022 年, Zeng L 等人^[13]通过金属和介电谐振器不同共振模式的干扰, 设计了一种宽频带 PIT 超材料结构, 在 0.61~0.76 THz 范围内获得了相对带宽为 21.9% 的透明窗口。在透明窗口处, 剧烈的相位变化导致高群延迟, 可以清晰地观察到显著的慢光现象。此外, 他们提出的类 EIT 超材料结构的四重对称性具有偏振不敏感的特性。这种结果为滤波、开关和数据存储器件的设计开辟了一条新的途径。

综上所述, 关于太赫兹宽频带类 EIT 效应的研究还存在一些不足之处, 比如结构大多

比较复杂, 相对频带不够宽。而本文设计了一种由单杆型谐振器和两个开口环型谐振器组成的超材料微结构单元, 并采用时域有限差分 (Finite-Difference Time-Domain FDTD) 方法对其进行了仿真分析。在 0.824~1.602 THz 范围内获得了最大透过率为 86.96%、相对带宽为 64.14% 的透明窗口以及 3.20 ps 的慢光群延迟。然后利用耦合谐振子模型分析了该结构的类 EIT 机理。在此基础上, 讨论了两种谐振器之间距离 d 与开口环 g 的改变对带宽透过率的影响。此外, 本文将石墨烯材料引入超材料微结构中, 研究了不同费米能级下太赫兹超材料带宽类 EIT 效应的情况, 实现了在太赫兹波段类 EIT 效应的主动调谐。

1 超材料结构与仿真

通常, 超材料的各种结构都是在高电阻硅或石英等刚性衬底上设计和制造的。然而, 这些刚性材料存在介电系数大等严重缺陷, 阻碍了太赫兹超材料技术的广泛应用。现如今, 低介电常数的柔性基底超材料正逐渐取代刚性基底。柔性基底具有介电常数低、性能稳定、可折叠等优点, 因此对太赫兹柔性超材料 EIT 研究具有重要意义。我们还将石墨烯引入超材料结构中。作为材料行业的明星, 石墨烯具有独特的光学特性, 被认为是下一代微纳光电器件的最佳候选材料^[14]。石墨烯在室温下具有很高的载流子迁移率, 工作带宽大, 且容易被费米能级调制^[15]。此外, 石墨烯表面等离子体共振可以显著降低光子的传播速度^[16]。单层石墨烯厚度约为 0.34 nm, 可用表面复合电导率来表示石墨烯的光电性能。根据 Kubo 公式, 石墨烯的电导率可表示为^[17]

$$\sigma_g(\omega, \mu_c, \tau, T) = \frac{e^2(\omega + i\tau^{-1})}{i\tau\hbar^{-2}} \left[\frac{1}{(\omega + i\tau^{-1})^2} \times \int_0^{+\infty} \epsilon \left(\frac{\partial f_d(\epsilon)}{\partial \epsilon} - \frac{\partial f_d(-\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \right] - \int_0^{+\infty} \frac{f_d(-\epsilon) - f_d(\epsilon)}{(\omega + i\tau^{-1})^2 - 4(\epsilon/\hbar^2)^2} d\epsilon \quad (1)$$

$$f_d(\epsilon) = 1/(1 + e^{(\epsilon - \mu_c)/k_B T}) \quad (2)$$

式中, $f_d(\epsilon)$ 为费米-狄拉克分布; ω 、 μ_c 、 τ 和 T 分别为角频率、化学势 ($\mu_c = E_F$)、载流子弛豫时间和环境温度; ϵ 、 V_F 和 e 分别为载流子能、石墨烯的费米速度和基本电荷; $\hbar$ 和 K_B 分别为约化后的普朗克常数和玻尔兹曼常数^[18]。通过进一步推导计算, 省略一些可忽略的参数, 式(1)可简化为以下两部分^[19]:

$$\sigma^{intra} = \frac{ie^2 E_F}{\pi\hbar^2(\omega + i\tau^{-1})} \quad (3)$$

$$\sigma^{inter} = \frac{e^2}{4\pi} \left[1 + \frac{i}{\pi} \ln \left(\frac{\hbar(\omega + i\tau^{-1}) - 2E_F}{\hbar(\omega + i\tau^{-1}) + 2E_F} \right) \right] \quad (4)$$

式中, σ^{intra} 是带内损耗, 表示电子和光子散射过程中的损耗和吸收; σ^{inter} 为带间电子跃迁。 σ^{intra} 和 σ^{inter} 共同构成了石墨烯的电导率。温度 T 设置为 300 K。在太赫兹波段, 光子能量约为 5 MeV, $E_F \gg K_B T = 25.852$ MeV, $E_F \gg \hbar\omega$ 。因此, 在计算石墨烯电导率的过程中, 可以完全忽略带间部分。所以石墨烯的电导率可以用带内部分来表示^[20]:

$$\sigma_{(\omega)}^{intra} = \sigma_{(\omega)} = \frac{e^2 E_F}{\pi\hbar^2} \frac{i}{(\omega + i\tau^{-1})} \quad (5)$$

式中, $\tau = \mu E_F / e v_F^2$; μ 为载流子迁移率。石墨烯的费米能级可以通过调节偏置电压 V_g 来改变。那么, 不同 V_g 下费米能级 E_F 的表达式为^[21]

$$E_F = \hbar v_F \left(\frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_d V_g}{d_c e} \right)^{1/2} \quad (6)$$

式中, d_c 为偏置电压之间的距离; ϵ_0 为真空介电常数; ϵ_d 为二氧化硅的相对介电常数; V_g 为偏置电压。

本文设计的超材料如图 1(a) 所示: 基本单元呈周期性排列, 其周期为 $P_x = P_y = 100 \mu\text{m}$ 。该微结构分为 6 层, 自上而下分别为金属银 (Ag)、聚二甲基硅氧烷 (Polydimethylsiloxane, PDMS)、单层石墨烯、二氧化硅 (SiO_2)、聚甲基丙烯酸甲酯 (Polymethyl Methacrylate, PMMA) 和聚酰亚胺 (Polyimide, PI) 介质层。Ag 的厚度为 $0.5 \mu\text{m}$; PDMS 层的厚度为 $20 \mu\text{m}$; 单层石墨烯的厚度为 0.34 nm ; PMMA

层的厚度为 $1\ \mu\text{m}$ ；Pi 层的厚度为 $4\ \mu\text{m}$ 。单杆型谐振器的长度 L 为 $80\ \mu\text{m}$ ，宽度 W 为 $5\ \mu\text{m}$ ；2 个长方形开口谐振器的长度 L 为 $80\ \mu\text{m}$ ，宽度 l 为 $40\ \mu\text{m}$ ，开口大小 g 为 $5\ \mu\text{m}$ 。两种谐振器的间隔 d 为 $5\ \mu\text{m}$ 。 k 、 E 、 H 分别表示入射光的波矢量、电场方向、磁场方向。在仿真中，电场沿着 x 轴传播，单周期结构的 x 轴和 y 轴方向设置为周期边界， z 轴方向为吸收边界。

FDTD 是一种时变且耗时的技术：较大的网格尺寸缩短了计算时间，但是精度较低；较小的网格尺寸提供了较高的精度，却增加了计算时间和内存大小。因此，在工作区域使用较小的网格尺寸来解决微小的特征，而在其他区域使用较大的网格尺寸。利用非均匀网格在合理的时间内完成模拟，同时保持内存要求。网格精度设为 $d_x = 2\ \mu\text{m}$ ， $d_y = 2\ \mu\text{m}$ ， $d_z = 0.05\ \mu\text{m}$ 。在太赫兹波段，Ag 的介电常数 Drude 模型为^[22]

$$\epsilon_{\text{Ag}} = \epsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (7)$$

式中， ω 为入射光频率；阻尼常数 γ 为 $3.07 \times 10^{13}\ \text{rad/s}$ ；等离子体频率 ω_p 为 $1.366 \times 10^{16}\ \text{rad/s}$ ； $\epsilon = 1$ 。在太赫兹波范围内，PDMS 的介电常数表示为 $\epsilon = 2.35 + i0.04$ ^[23]，折射率为 1.5 ^[24]； SiO_2 的折射率为 $2.0 + i0.025$ ^[25]；PI 的相对介电常数为 $3 + j0.05$ ^[26]，折射率为 1.9 ^[27]；PMMA 的吸收系数低于 $0.2\ \text{cm}^{-1}$ ，介电常数为 4 ^[28]，折射率为 1.6 ^[29]。

2 太赫兹超材料的类 EIT 效应

我们仿真了超材料结构的透射光谱。如图 2(a)所示，超材料结构分别在 $0.765\ \text{THz}$ 和 $1.686\ \text{THz}$ 处出现了一个透射谷，透明区域的全宽达到 $0.921\ \text{THz}$ 。带宽为 $\Delta f = f_H - f_L$ ，中心频率为 $f_0 = (f_H + f_L)/2$ ，相对带宽为 $f_{\text{foc}} = \Delta f / f_0$ 。在 $0.824 \sim 1.602\ \text{THz}$ 处产生了一个最大透射率—— 86.96% ；经计算可知，相对带宽为 64.14% 。为探索该结构的宽频带类

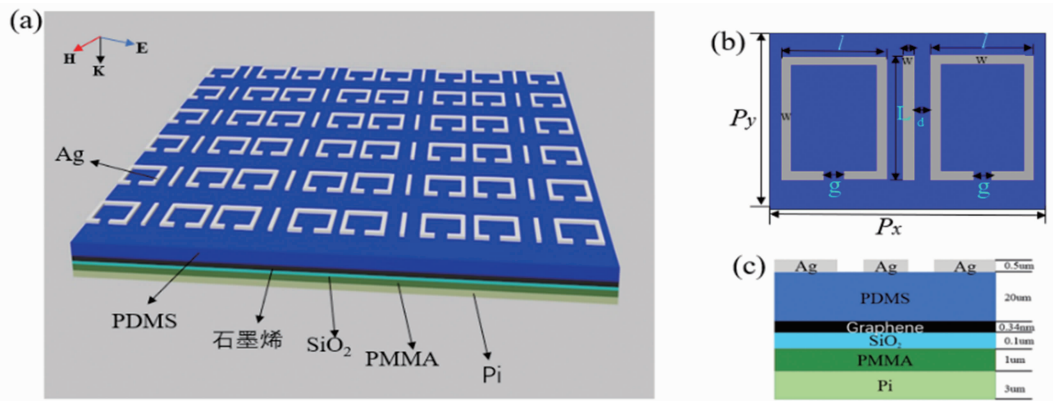


图 1 超材料结构：(a)立体图；(b)俯视图；(c)侧视图

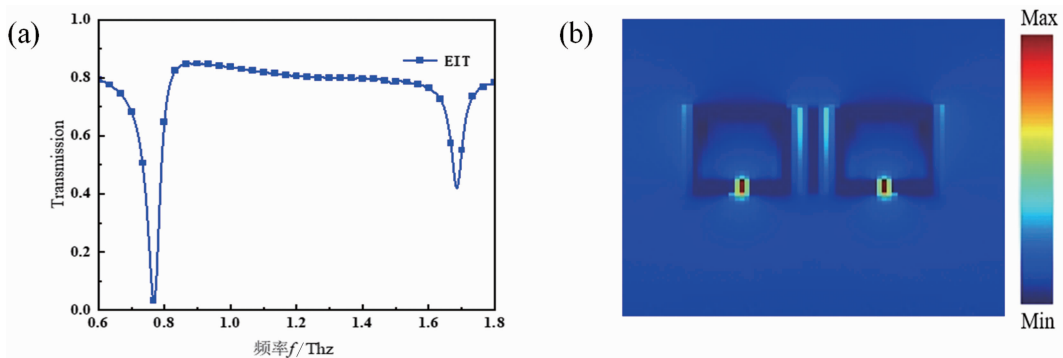


图 2 超材料结构类 EIT 效应：(a)透射光谱；(b)电场分布图

EIT 效应产生的物理机制, 我们仿真了电场沿着 x 轴正向传播时该结构的电场图。如图 2 (b) 所示, 在 $0.824 \sim 1.602$ THz 范围内, 强电场主要集中在两个长方形开口谐振器的开口处。这是因为当入射光沿 x 方向偏振时, 两个长方形谐振器的开口平行于入射光电场, 会被电场激发, 产生电感电容共振(开口处看作电容, 长方形环看作电感)。两种谐振器在 $0.824 \sim 1.602$ THz 波段内发生相消干涉, 共振吸收被抑制, 从而产生类 EIT 效应。

为进一步解释太赫兹超材料宽频带类 EIT 效应, 可采用双谐振子耦合模型来进行理论上的分析。两种谐振器与电场 $E = E_0 e^{i\omega t}$ 之间的关系如下^[30]:

$$\ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + kx_2 = \frac{q_1 E}{m_1} \quad (8)$$

$$\ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 + kx_1 = \frac{q_2 E}{m_2} \quad (9)$$

式中, x_1 、 x_2 为两种器件的振幅; γ_1 、 γ_2 为两种器件的阻尼效应; ω_1 、 ω_2 是两种器件的共振频率; k 为两种器件的耦合强度; q_1 、 q_2 为两种器件的电荷量; m_1 、 m_2 为两种器件的质量。令 $q_2 = q_1/A$, $m_2 = m_1/B$, A 和 B 均为常数。由式(8)与式(9)得到 x_1 和 x_2 :

$$x_1 = \frac{[(B/A)k^2 + (\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)](q_1 E/m_1)}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)} \quad (10)$$

$$x_2 = \frac{[k^2 + (B/A)(\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)](q_1 E/m_1)}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)} \quad (11)$$

极化强度 P 为

$$P = q_1 x_1 + q_2 x_2 \quad (12)$$

有效极化率 χ 为

$$\chi = \chi_r + i\chi_i = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{K}{A^2 B} \times \left[\frac{A(B+1)k^2 + A^2(\omega^2 - \omega_2^2) + B(\omega^2 - \omega_1^2)}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)} + i\omega \frac{A^2\gamma_2 + B\gamma_1}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)} \right] \quad (13)$$

式中, K 为比例因子, χ_r 和 χ_i 分别表示色散和吸收。

光透射率可表达为^[31]

$$T = 1 - \chi_i \quad (14)$$

根据耦合谐振子模型, 图 3 中的红线表示超材料结构的理论透射曲线。其中, K 取 9.83×10^{25} , k 取 2.55×10^{12} , γ_1 取 4.45×10^{11} , γ_2 为 3.02×10^9 , A 为 85, B 为 45。由图 3 可以看出, 理论与仿真的透射曲线基本吻合。考虑到仿真过程中太赫兹超材料的色散和损耗因素, 仿真与理论计算的透射曲线会有差异。

本文研究了两种谐振器间隔 d 和长方形开口谐振器 g 的大小对类 EIT 效应的影响。仿真时, 当一个结构参数改变时, 另一个保持不变。当 $g = 5 \mu\text{m}$ 保持不变时, 随着 d 的增大, 宽频带类 EIT 效应并没有发生明显的变化(见图 4)。这是因为单杆型谐振器与两个长方形开口谐振器之间电场强度较弱, 二者之间的弱杂化使得结构的破坏性干涉效应较微弱。当 $d = 5 \mu\text{m}$ 保持不变时, 随着 g 的增大, 宽频带类 EIT 效应的透射峰处发生频率蓝移。这是因为两个长方形开口谐振器开口处的电场强度随着 g 的改变而发生变化, 两种谐振器的耦合强度会发生变化, 导致共振频率处的相消干涉效应改变。

3 基于宽频带类 EIT 效应的慢光效应及调谐特性研究

入射光的群速度表示为

$$v_g = \frac{c}{n_g} \quad (15)$$

式中, c 为真空光速; n_g 为群折射率。由式(15)可知, 群折射率越大, 群速度越小, 慢光性能越好。群折射率的公式如下^[32]:

$$\tau_g = \frac{d(\varphi_a - \varphi_b)}{d\omega} \quad (16)$$

$$n_g = \frac{c}{H} \tau_g \quad (17)$$

式中, τ_g 为群延迟; φ_a 和 φ_b 为入射光通过超

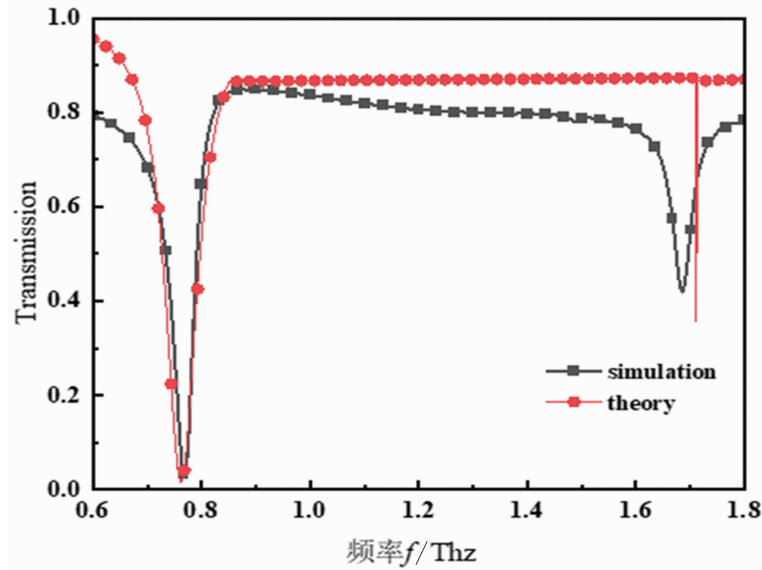


图 3 超材料结构类 EIT 效应的理论和仿真曲线

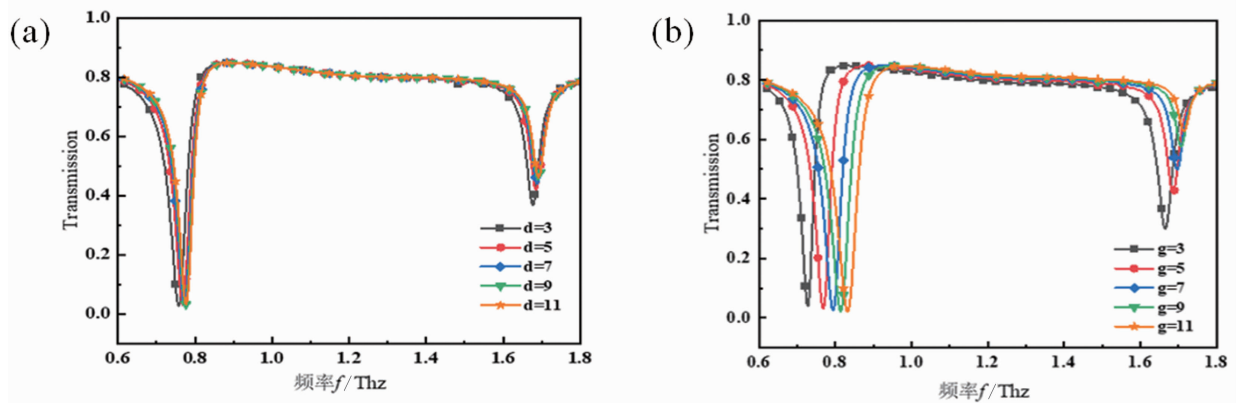


图 4 超材料结构参数对类 EIT 效应的影响: (a)两种谐振器的间距 d ; (b)长方形开口谐振器 g

材料及衬底的相位; ω 为角频率; H 为厚度。

我们研究了两种谐振器的间距 $d=5 \mu\text{m}$ 且 $g=5 \mu\text{m}$ 时超材料结构的相位变化和群延迟大小。如图 5(a) 所示, 在 0.804 THz 处, 群延迟最大为 3.20 ps, 实现了慢光效应。而在 0.824~1.602 THz 波段内, 群延迟为 0, 表示入射光以光速通过超材料结构。这是因为宽频带类 EIT 效应的透明窗口附近色散较弱, 相位变化不剧烈。

本文将单层石墨烯引入超材料结构中, 研究了单层石墨烯在超材料结构中对可调谐类 EIT 效应的影响。当单层石墨烯费米能级为 0 eV 时, 在 0.824~1.602 THz 范围内, 获得了透过率大于 80% 的透明窗口(见图 5(b)); 随

着费米能级的逐渐增大, 透明窗口间的光透过率逐渐降低; 当单层石墨烯费米能级从 0 eV 增大到 1 eV 时, 光透过率最大值由 86.96% 降低到 28.9%, 类 EIT 透明窗口逐渐消失, 调制深度为 66.7%。调制深度可表示为

$$M = |T_1 - T_2 / T_1| \quad (18)$$

式中, T_1 是透过率最大值; T_2 是透过率最小值。根据式(19)^[33]:

$$\sigma(\omega) = \frac{n_{\text{sh}} + 1}{Z} \left[\sqrt{\frac{1}{T(\omega)}} - 1 \right] \quad (19)$$

石墨烯表面电导率随着其费米能级的增大而增大, 导致光透过率逐渐减小, 宽频透明窗口逐渐消失。

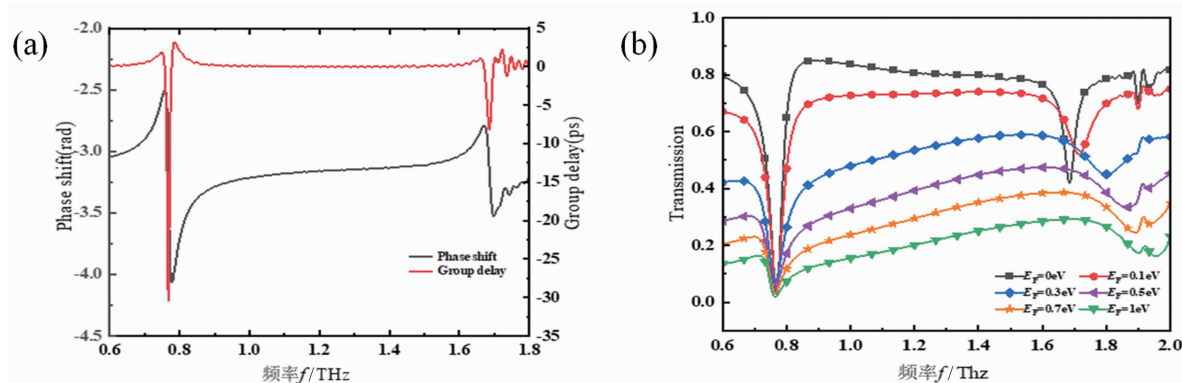


图 5 超材料结构的慢光效应和可调谐作用: (a) 相位变化与群延迟; (b) 石墨烯费米能级改变时该结构的透射频谱

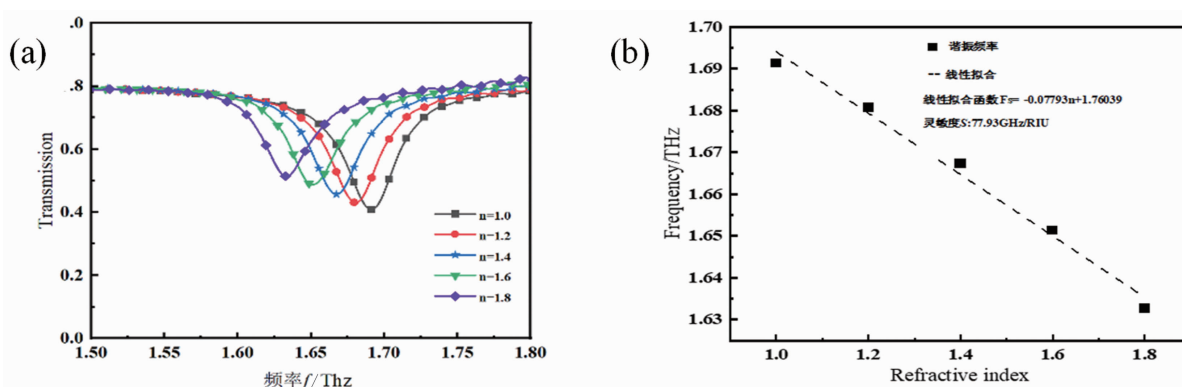


图 6 超材料结构折射率传感: (a) 折射率由 1 到 1.8 时的透射曲线; (b) 折射率变化与频率偏移的函数曲线

4 基于慢光效应的折射率传感

太赫兹超材料折射率传感器的传感原理如下: 物质折射率的改变会引起周围介电环境和电磁边界条件的改变, 从而引起谐振频率漂移和幅度变化。谐振频率的变化作为材料平均介电常数的函数通常用于量化灵敏度 S , 其定义为

$$S = \Delta f / \Delta n \quad (20)$$

式中, Δf 和 Δn 分别表示相关的谐振频移和折射率变化, $\Delta f = f - f_0$, Δf 是透射峰频移变化; f 表示有待测物时相应的透射频率; f_0 表示结构本身的透射频率。

除灵敏度 S 之外, 品质因子 Q 可以用来表征传感器的分辨率。 Q 值越大, 谐振的损耗越小, 谐振峰线宽越窄, 谐振峰越尖锐。其定义为

$$Q = f_0 / \text{FWHM} \quad (21)$$

式中, f_0 为谐振频率; FWHM 为半峰全宽。

FOM 值表示不同传感器的传感性能, 其表达式为

$$FOM = S / \text{FWHM} \quad (22)$$

灵敏度 S 的单位为 GHz/RIU , 品质因子 Q 与 FOM 为无量纲参数。 S 越高, Q 越大, 传感器性能越好; 大的 FOM 值可以兼顾高灵敏度 S 与高 Q 值。

我们研究了所设计的超材料结构折射率传感器的性能。当两种谐振器的间隔 $d = 5 \mu\text{m}$ 且开口 $g = 5 \mu\text{m}$ 时, 在结构表面覆盖一层 $5 \mu\text{m}$ 厚的分析物。在待测物的折射率从 1.0 逐步提升至 1.8 的过程中, 超材料结构的透射峰位置发生了红移(见图 6(a))。从图 6(b)可以看出, 拟合后的线性度较好, 传感器的灵敏度 S 为 77.93 GHz/RIU 。经过计算可得出 Q 值为 35.8, FOM 值为 1.66。

表 1 为所设计的超材料结构折射率传感器与其他文献的参数对比表。可以看出, 本文设

表 1 所设计的超材料结构折射率传感器与其他文献的参数对比表

	工作频率	器件尺寸	灵敏度
文献[34]	0.5~0.8 THz	200 μm ×200 μm ×50.3 μm	60.69 GHz/RIU
文献[35]	0.55~0.75 THz	70 μm ×70 μm ×50.2 μm	61.07 GHz/RIU
文献[36]	1.0~1.2 THz	75 μm ×75 μm ×500 μm	49.3 GHz/RIU
本文	1.5~1.8 THz	100 μm ×100 μm ×25.5 μm	77.93 GHz/RIU

计的超材料微结构在尺寸大小上稍显不足，但是具有折射率传感灵敏度较高和工作频带宽的优点。

5 结束语

本文设计了一种由基于 PDMS 柔性超材料衬底的单杆型谐振器和两个长方形开口环型谐振器组成的微结构。通过优化微结构参数，在 0.824~1.602 THz 范围内获得了最大透过率为 86.96%、相对带宽为 64.14% 的透明窗口以及 3.20 ps 的慢光群延迟。在超材料微结构中引入单层石墨烯，通过改变石墨烯费米能级可以主动调谐宽频带类 EIT 效应，费米能级从 0 eV 增大到 1 eV，入射光透过率由 86.96% 降低到 28.9%，调制深度为 66.7%。当微结构表面覆盖厚度为 5 μm 、折射率从 1.0 变化到 1.8 的分析物时，该微结构的折射率传感灵敏度为 77.93 GHz/RIU。本文的研究结果在主动可调谐宽频带太赫兹慢光器件以及高灵敏度折射率传感器等领域的应用中具有一定的意义和价值。下一步的工作重点是实验制备，即利用磁控溅射技术制备出结构样品，然后通过时域太赫兹光谱仪检测透射效应，并对比实验结果与仿真结果的差异。

参考文献

- [1] Schalch J S, Chi Y, He Y, et al. Broadband electrically tunable VO₂-metamaterial terahertz switch with suppressed reflection [J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2020, **62**(8): 2782–2790.
- [2] Zhai Z H, Zhu H F, Shi Q, et al. Enhanced photo responses of an optically driven VO₂-based terahertz wave modulator near percolation threshold [J]. *Appl Phys Lett*, 2018, **113**(23): 1104.
- [3] Ferraro A, Caputo R, Beccherelli R, et al. Angle-resolved and polarization-dependent investigation of cross-shaped frequency-selective surface terahertz filters [J]. *Appl Phys Lett*, 2017, **110**(14): 1107.
- [4] Wu C, Fang Y, Luo L, et al. A dynamically tunable and wide-angle terahertz absorber based on graphene-dielectric grating [J]. *Mod Phys Lett B*, 2020, **34**(27): 2050292.
- [5] Zubair A, Tsentalovich D E, Young C C, et al. Carbon nanotube fiber terahertz polarizer [J]. *Appl Phys Lett*, 2016, **108**(14): 1107.
- [6] Yang Y, Yu X, Pitchappa P, et al. Terahertz topological photonics for on-chip communication [J]. *Nat Photonics*, 2020, **14**: 446–451.
- [7] Huang C, Zhang C, Xiao S, et al. Ultrafast control of vortex microlasers [J]. *Science*, 2020, **367**(6481): 1018–1021.
- [8] Souza J A, Cabral L, Oliveira R R, et al. Electromagnetically-induced-transparency-related phenomena and their mechanical analogs [J]. *Physical Review A*, 2015, **92**(2): 023818.
- [9] Qu Z, Xu Y, Zhang B, et al. Terahertz dual-band polarization insensitive electromagnetically induced transparency-like metamaterials [J]. *Plasmonics*, 2020, **15**(1): 301–308.
- [10] Zheng X, Zhao Z, Shi W, et al. Broadband terahertz plasmon-induced transparency via asymmetric coupling inside meta-molecules [J]. *Opt Mater Express*, 2017, **7**(3): 1035–1047.
- [11] Liu Y, Du Y, Liu W, et al. Tunable plasmon-induced transparency with ultra-broadband in Dirac semimetal metamaterials [J]. *Plasmonics*, 2019, **14**(6): 1717–1723.
- [12] Qiu Y, Wang J, Lang T, et al. Broadband terahertz metamaterial absorber: design and fabri-

- cation [J]. *Applied Optics*, 2021, **60**(32): 10055–10061.
- [13] Zeng L, Zhang H F. Design of broadband plasmon-induced transparency hybrid metamaterial based on the interaction of the metal and dielectric resonances [J]. *Annalen der Physik*, 2022, **534**(4): 2100462.
- [14] Jiang L, Yuan C, Li Z, et al. Multi-band and high-sensitivity perfect absorber based on monolayer graphene metamaterial [J]. *Diamond and Related Materials*, 2021, **111**: 108227.
- [15] Xu H, He Z, Chen Z, et al. Optical Fermi level-tuned plasmonic coupling in a grating-assisted graphene nanoribbon system [J]. *Opt Express*, 2020, **28**: 25767–25777.
- [16] He Z, Cui W, Ren X, et al. Ultra-high sensitivity sensing based on tunable plasmon-induced transparency in graphene metamaterials in terahertz [J]. *Optical Materials*, 2020, **108**: 110221.
- [17] Chen J, Jang C, Xiao S, et al. Intrinsic and extrinsic performance limits of graphene devices on SiO₂ [J]. *Nat Nanotechnol*, 2008, **3**(4): 206–209.
- [18] He Z, Li C, Cui W, et al. Dual-Fano resonances and sensing properties in the crossed ring-shaped meta-surface [J]. *Results in Physics*, 2020, **16**: 103140.
- [19] He X, Lin F, Liu F, et al. Tunable strontium titanate terahertz all-dielectric metamaterials [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2020, **53**(15): 155105.
- [20] He X, Liu F, Lin F, et al. Tunable 3D Dirac-semimetals supported mid-IR hybrid plasmonic waveguides [J]. *Optics Letters*, 2021, **46**(3): 472–475.
- [21] Xu H, Li H, He Z, et al. Dual tunable plasmon-induced transparency based on silicon-air grating coupled graphene structure in terahertz metamaterial [J]. *Optics Express* 2017, **25**(17): 20780–20790.
- [22] Jin X R, Jinwoo P, Zheng H Y. Highly-dispersive transparency at optical frequencies in planar metamaterials based on two-bright-mode coupling [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(22): 21652–21657.
- [23] Walia S, Shah C M, Gutruf P, et al. Flexible metasurfaces and metamaterials: A review of materials and fabrication processes at micro-and nano-scales [J]. *Applied Physics Reviews*, 2015, **2**(1): 011303.
- [24] 李向军, 候小梅, 程钢, 等. 基于柔性基底动态调焦石墨烯超表面聚焦反射镜的仿真研究 [J]. *中国光学*, 2021, **14**(4): 1019–1028.
- [25] Alves F, Kearney B, Grbovic D, et al. Strong terahertz absorption using SiO₂/Al based metamaterial structures [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, **100**(11): 111104.
- [26] Hofmann T, Schmidt D, Boosalis A, et al. THz dielectric anisotropy of metal slanted columnar thin films [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **99**(8): 081903.
- [27] 何君, 张铁军, 熊伟, 等. 基于聚酰亚胺基底的太赫兹滤波器 [J]. *光谱学与光谱分析*, 2015, **35**(11): 3050–3053.
- [28] 王越, 冷雁冰, 王丽, 等. 基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计 [J]. *物理学报*, 2018, **67**(9): 225–231.
- [29] Bao H, Nielsen K, Bang O, et al. Dielectric tube waveguides with absorptive cladding for broadband, low-dispersion and low loss THz guiding [J]. *Scientific Reports*, 2015, **5**(1): 7620.
- [30] Manjippa M, Chiam S Y, Cong L, et al. Tailoring the slow light behavior in terahertz metasurfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, **106**(18): 181101.
- [31] Chen M M, Xiao Z Y, Lu X J, et al. Simulation of dynamically tunable and switchable electromagnetically induced transparency analogue based on metal-graphene hybrid metamaterial [J]. *Carbon*, 2020, **159**(20): 273.
- [32] Li F, Mao M, Zhang T, et al. Reconfigurable electromagnetically induced transparency metamaterial simultaneously coupled with the incident electric and magnetic fields [J]. *Journal*

- of the Optical Society of America B*, 2021, **38**(3): 858–865.
- [33] Boggild P, Mackenzie D M A, Whelan P R, et al. Mapping the electrical properties of large-area graphene [J]. *2D Materials*, 2017, **4**(4): 042003.
- [34] Ma C W, Ma W Y, Tan Y, et al. High Q -factor terahertz metamaterial based on analog of electromagnetically induced transparency and its sensing characteristics [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2018, **45**(11): 180298.
- [35] Pan W, Yan Y J, Shen D J. Performance analysis of terahertz metamaterial sensor based on electromagnetically induced transparency [J]. *Infrared Technology*, 2018, **40**(7): 707–711.
- [36] Singh R, Cao W, Al-Naib I, et al. Ultrasensitive terahertz sensing with high- Q Fano resonances in meta-surfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, **105**(17): 171101.