

一种光控的电磁诱导透明太赫兹超材料

王娅茹¹, 梁兰菊¹, 杨茂生^{1,2}, 王旭娟¹, 王岩^{1*}

¹ 枣庄学院光电工程学院, 山东 枣庄 277160;

² 天津大学精密仪器与光电子工程学院, 激光与光电子研究所, 天津 300072

摘要 基于半导体硅电导率的可调性,设计了一种基于金属短线(CW)和圆形开口谐振环(SRR)的可控电磁诱导透明(EIT)结构,实现了对电磁诱导透明(EIT)效应的主动调控。研究发现,当半导体硅的电导率为 1 S/m 时,透射谱在 1.33 THz 附近呈现出透射率约为 94% 的窄透明窗口。当电导率为 5000 S/m 时,透射率变为 58%;当电导率为 15000 S/m 时,EIT 效应基本消失,调控效率达到了 66%。利用耦合模理论对不同电导率的透射谱进行拟合,发现拟合曲线与透射谱非常吻合,这表明仿真结果和理论计算结果是一致的。仿真和计算结果表明,当硅的电导率增大时,暗模式的阻尼率增大,其损耗也增大,当电导率增大到一定值时,暗模式的谐振不能被激发,EIT 效应消失。

关键词 材料; 超材料; 电磁诱导透明; 光敏半导体硅

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.041603

Terahertz Metamaterial Based on Controllable Electromagnetic Induced Transparency Structure

Wang Yaru¹, Liang Lanju¹, Yang Maosheng^{1,2}, Wang Xujuan¹, Wang Yan^{1*}

¹ College of Optoelectronic Engineering, Zaozhuang University, Zaozhuang, Shandong 277160, China;

² College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Institute of Laser and Opto-Electronics, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract Based on the tunable conductivity of semiconductor silicon, a controllable electromagnetic induced transparency (EIT) structure composed of cut wires (CW) and split-ring resonators (SRR) is designed, and the active modulation of EIT effect is realized. It is found that a narrow transparency window with a transmittance of about 94% appears in the transmission spectrum at near 1.33 THz when the conductivity of semiconductor silicon was 1 S/m. When the conductivity increases to 5000 S/m, the transmittance becomes 58% and when the conductivity approaches 15000 S/m, the EIT effect almost disappears, and the modulation efficiency approaches 66%. The transmission spectra under different conductivities are consistent with their fitting curves by the coupled mode theory, indicating that the simulation results are in accord with the theoretical calculation findings. Both the simulation and calculation results show that the damping ratio of dark mode and the loss increase when the electrical conductivity of silicon increases. When the electrical conductivity reaches a certain value, the resonance of dark mode is not be stimulated and thus the EIT effect disappears.

Key words materials; metamaterials; electromagnetic induced transparency; photosensitive semiconductor silicon

OCIS codes 160.3918; 300.6495; 260.5740

1 引言

电磁诱导透明(EIT)效应是一种发生在三级原

子系统量子干涉效应。EIT 表现为当两束频率足够接近且能同时被某种介质强烈吸收的激光光束共同作用在该介质时,在某个狭窄的频带内,该介质

收稿日期: 2018-08-08; 修回日期: 2018-09-07; 录用日期: 2018-09-10

基金项目: 国家自然科学基金(61701434)、山东省自然科学基金面上项目(ZR201702200400)、山东省高等学校科技计划项目(J17KA087)

* E-mail: wangyan66308@163.com

对激光光束突然不再吸收,变得透明^[1]。在该透明波段范围内,介质的色散系数增强,吸收系数降低。因此,EIT效应在慢光效应、信息存储以及高效非线性效应等方面具有重要的应用价值。

近年来,利用超材料实现 EIT 效应的研究引起了科研人员的广泛关注。经典的 EIT 实现方法就是利用金属短线(CW)作为明模式,开口谐振环结构作为暗模式,通过明模式和暗模式之间的近场耦合产生 EIT 效应^[2-10]。在实际应用中,人们希望对入射的太赫兹波可以实现主动调控,可调的 EIT 效应更为重要。一些研究人员通过改变谐振器结构中明模式或者暗模式单元的结构和几何参数来影响 EIT 透射峰的产生^[11],但是该结构一旦制作完成,其对太赫兹波的主动调控就变得很困难。另外,在超材料结构中掺杂石墨烯^[12-19]或者光敏材料硅(Si)^[20-21],通过改变外部电压或者光照强度可实现 EIT 主动调控的目的,但是该方法的调控效率较低。

基于以上研究背景,本文提出了一种光控的 EIT 太赫兹超材料。分析了在不同光照条件下,硅的电导率 σ 对谐振透明峰强度的影响。结果表明:

随着光强不断增大,EIT 效应逐渐消失。基于耦合模理论,利用理论计算分析了 EIT 现象,并对不同电导率下的透射谱进行了曲线拟合,仿真结果和理论计算结果一致。

2 仿真结构设计

本文提出的可控 EIT 结构由 CW 产生的等离子体谐振作为明模式,利用圆形开口谐振环(SRR)产生的电感-电容(LC)谐振作为暗模式。为了提高该材料的可控性能,将光敏硅整合到该单元结构中,在室温下对太赫兹波进行主动控制,其结构如图 1 所示。超材料单元结构分为两层,第一层由 CW 和两个 SRR 及填充在环内的红色光敏半导体硅组成,第二层为聚酰亚胺衬底。该单元结构选用金作为金属材料。几何参数分别为: $P_x = 58 \mu\text{m}$, $P_y = 120 \mu\text{m}$, $L = 86 \mu\text{m}$, $s = 7 \mu\text{m}$, $w = 5 \mu\text{m}$, $R_1 = 15 \mu\text{m}$, $R_2 = 10 \mu\text{m}$, $m = 7 \mu\text{m}$, $n = 28 \mu\text{m}$, $\theta = 37^\circ$ 。聚酰亚胺的厚度 $h = 8.5 \mu\text{m}$,其介电常数为 3.1,相应的介电损耗角的正切值为 0.05。金属薄膜和光敏半导体硅的厚度均为 $0.2 \mu\text{m}$ 。

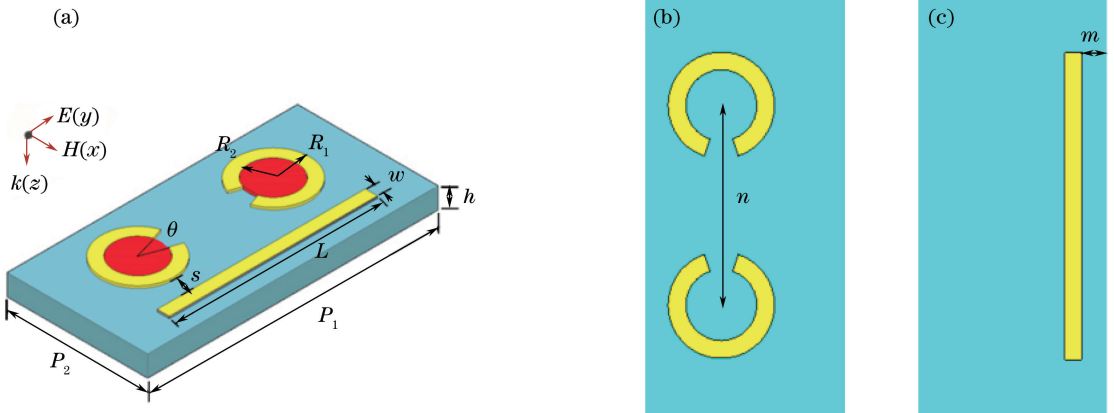


图 1 单元结构与尺寸。(a)单元结构;(b) SRR 结构;(c) CW 结构

Fig. 1 Unit structure and dimension. (a) Unit structure; (b) SRR structure; (c) CW structure

3 数值仿真

利用电磁场仿真软件 CST 对该结构材料进行建模仿真。采用时域求解器进行仿真,仿真的边界条件为 x 轴为磁场方向, y 轴为电场方向。

首先分别对图 1(a)中的 SRR/CW 单元结构、图 1(b)中的 CW 结构、图 1(c)中的 SRR 结构的透射性能进行仿真,结果如图 2 所示。从图 2 的曲线可以看出, CW 有明显的谐振现象,在 1.3 THz 附近产生谐振谷,而两个 SRR 几乎没有发生谐振现

象。SRR/CW 单元结构在 1.311 THz 附近有一个很窄的频带范围,该范围内 SRR/CW 单元结构呈现出透明特性。

为了分析该谐振器的 EIT 谐振峰产生机理,分别对 CW、SRR 以及它们的组合结构 SRR/CW 在谐振频率处的电场分布进行仿真,结果如图 3 所示。

从图 3(a)可以看出,CW 在谐振处产生较强的电偶极子电场,发生了电偶谐振,属于明模式。SRR 在谐振频率处场强很弱,表明此单元结构与谐振频率附近入射的太赫兹波的耦合很弱,二者没有发生

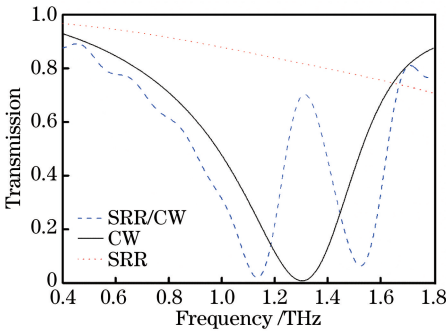


图2 CW、SRR 和 SRR/CW 结构透射谱
Fig. 2 Transmission spectra of CW, SRR and SRR/CW structures

谐振, 电场分布如图 3(b) 所示。SRR/CW 单元结构在谐振频率处的电场如图 3(c) 所示。由于 CW 电偶极子的共振频率和两个 SRR 的 LC 谐振频率都在 1.3 THz 附近, 且这两种结构距离很近, CW 产生的电偶极子谐振通过近场耦合激发两个 SRR 产生四偶极子谐振, 从图 3(c) 可以看出, SRR 上的

场强被显著增强。可见, 明模式通过近场耦合激发暗模式产生谐振, 通过相干相消, SRR/CW 单元结构在 1.311 THz 附近形成了一个窄频带的透射峰。

在仿真中设光敏硅的介电常数为 11.7, 当没有光照时, 其电导率设置为 $\sigma=1$ S/m。光敏硅的电导率会随着外部光照能量的变化而变化, 当光照能量增加时, 半导体内的载流子浓度会发生变化, 从而影响光敏硅的电导率。当光敏硅的电导率增加时, 暗模式的阻尼率随之增大, 载流子的阻碍作用也随之增大, 同时结构材料的损耗变大, 透射峰减弱。因此, 可以通过改变硅的电导率来实现对结构材料的主动调控。

通过增加光照能量来改变半导体硅的电导率, 仿真时把半导体硅的电导率分别设置为 1, 1000, 3000, 5000, 7000, 15000 S/m, 不同电导率下透射谱的仿真结果如图 4 所示。

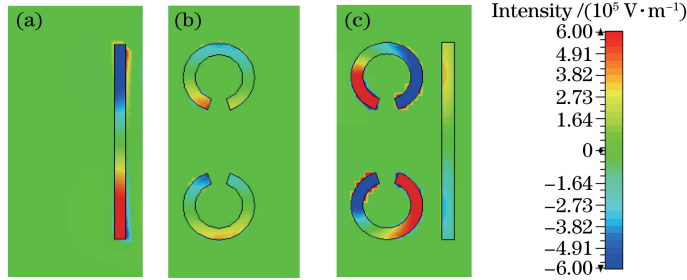


图3 3种结构的表面电场分布图。(a) CW;(b) SRR;(c) SRR/CW

Fig. 3 Surface electric field distributions for three structures. (a) CW; (b) SRR; (c) SRR/CW

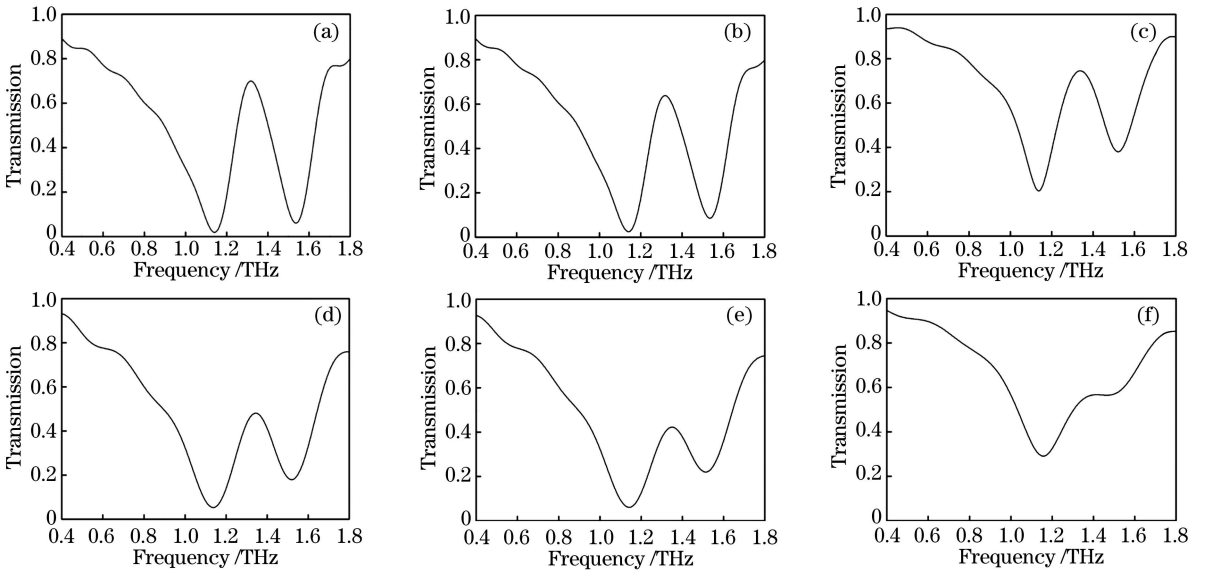


图4 不同电导率下的透射谱。(a) $\sigma=1$ S/m;(b) $\sigma=1000$ S/m;(c) $\sigma=3000$ S/m;(d) $\sigma=5000$ S/m;
(e) $\sigma=7000$ S/m;(f) $\sigma=15000$ S/m

Fig. 4 Transmission spectra under different conductivities. (a) $\sigma=1$ S/m; (b) $\sigma=1000$ S/m; (c) $\sigma=3000$ S/m;
(d) $\sigma=5000$ S/m; (e) $\sigma=7000$ S/m; (f) $\sigma=15000$ S/m

从图 4(a)可以看出,当半导体硅的电导率为 1 S/m 时,即没有光照的情况下,系统的透射谱在 1.33 THz 附近呈现出透射率约为 94% 的窄透明窗口。由图 4(b)~(f)可以看出,随着半导体硅电导率的增加,当电导率为 5000 S/m 时,系统的在 1.33 THz 附近透射率变为 58%;当电导率为 15000 S/m 时,透射峰消失,EIT 效应也随之消失。

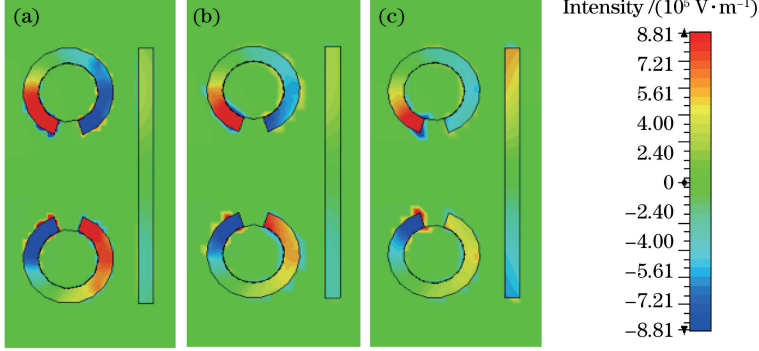


图 5 不同电导率下电场分布图。(a) $\sigma=1$ S/m; (b) $\sigma=10000$ S/m; (c) $\sigma=15000$ S/m

Fig. 5 Electric field distributions under different conductivities. (a) $\sigma=1$ S/m; (b) $\sigma=10000$ S/m; (c) $\sigma=15000$ S/m

从图 5 电场分布可以看出,当没有光照射时,SRR 表现出非常小的阻尼,EIT 谐振电场的强度显著,场强的最大值达到 6.81×10^6 V/m。当硅的电导率为 $\sigma=10000$ S/m 时,场强的最大值为 4.627×10^6 V/m。当硅的电导率为 $\sigma=15000$ S/m 时,场强的最大值减小到 4.096×10^6 V/m。显然,随着硅的电导率增大,暗模式损耗变大,导致 EIT 结构中电场重新分布。随着暗模式的不断退化,相干相消作用逐渐减弱,从而使得 EIT 效应逐渐消失。很明显,EIT 谐振的可控性本质上是由半导体电导率的光学可调性形成的。

4 理论计算

为了进一步研究半导体硅电导率对金属超材料 EIT 现象的影响,下面从耦合模理论出发,分析超材料的 EIT 现象。耦合模理论示意图如图 6 所示。假设一束太赫兹波的表达式为 $\tilde{S}_+ = S_{+1} \exp(i\omega t)$,该太赫兹波正入射到超材料结构上,产生明模式和暗模式两种谐振模式。其中, \tilde{S}_+ 表示太赫兹波, S_{+1} 表示太赫兹波的幅度谱, ωt 表示太赫兹波的相位谱;明模式 $|A_1\rangle = A_1 \exp(i\omega t)$ 能被入射光激发产生很强的耦合,暗模式 $|A_2\rangle = A_2 \exp(i\omega t)$ 只能被明模式通过近场耦合激发,与入射光的耦合很弱。那么它们的动力学方程能写成^[22-25]

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \left(i\omega_1 - \frac{\gamma_1}{2} \right) A_1 + i\sqrt{\gamma_c} S_{+1} + i\kappa A_2, \quad (1)$$

可见,通过改变半导体硅的电导率能够实现对该单元结构的主动调控,调控效率可达到 66%。

为了更好地解释以上现象,在半导体硅电导率不同的情况下,利用 CST 中的场监视器对该单元结构的电场分布进行仿真。图 5(a)~(c)分别为当电导率为 1,10000,15000 S/m 时的电场分布。

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = \left(i\omega_2 - \frac{\gamma_2}{2} \right) A_2 + i\kappa A_1, \quad (2)$$

式中: A_1 与 A_2 分别表示明模式和暗模式的振幅; $\gamma_1 = \gamma_1' + \gamma_c$ 为明模式的总损失, γ_1' 为明模式内部的总损失, γ_c 为明模式与入射光的耦合损失; γ_2 为暗模式的总损失; ω_1 与 ω_2 分别表示明模式和暗模式的谐振频率,且 $\omega_2 - \omega_1 \ll \omega_1$; κ 为明暗模式之间的耦合系数。

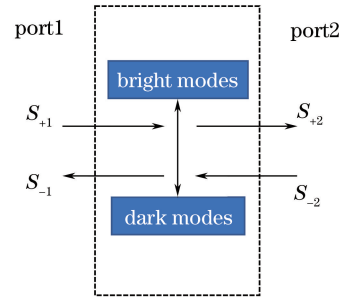


图 6 耦合模理论模型示意图

Fig. 6 Schematic of coupled mode theory

$$S_{-2} = S_{+1} + i\sqrt{\gamma_c} A_1, \quad (3)$$

式中: S_{+1} 与 S_{+2} 是来自于两个端口的入射波,而 S_{-1} 与 S_{-2} 是两个端口的出射波,端口 2 的入射波 S_{+2} 为零,由(1)式和(2)式可推出

$$A_1 = \frac{i\omega - i\omega_2 + \gamma_2/2}{(i\omega - i\omega_1 + \gamma_1/2)(i\omega - i\omega_2 + \gamma_2/2) + \kappa^2} i\sqrt{\gamma_c} S_{+1}, \quad (4)$$

把(4)式代入(3)式可得透射率为

$$T = \left| \frac{S_{-2}}{S_{+1}} \right|^2 = \left| 1 - \gamma_c \frac{i\omega - i\omega_2 + \gamma_2/2}{(i\omega - i\omega_1 + \gamma_1/2)(i\omega - i\omega_2 + \gamma_2/2) + \kappa^2} \right|^2 \quad (5)$$

可以用(5)式拟合附加硅后的透射谱。

通过 CST 仿真,得知明模式的谐振频率 ω_1 为 1.3 THz,暗模式的谐振频率 ω_2 为 1.34 THz。

利用(5)式分别对电导率为 1000, 3000, 4000,

5000 S/m 的透射谱进行拟合,拟合后的透射谱如图 7 所示。为了解释半导体硅电导率对金属超材料 EIT 现象的影响,把硅电导率 σ 与各参数的关系提取出来,如图 8 所示。

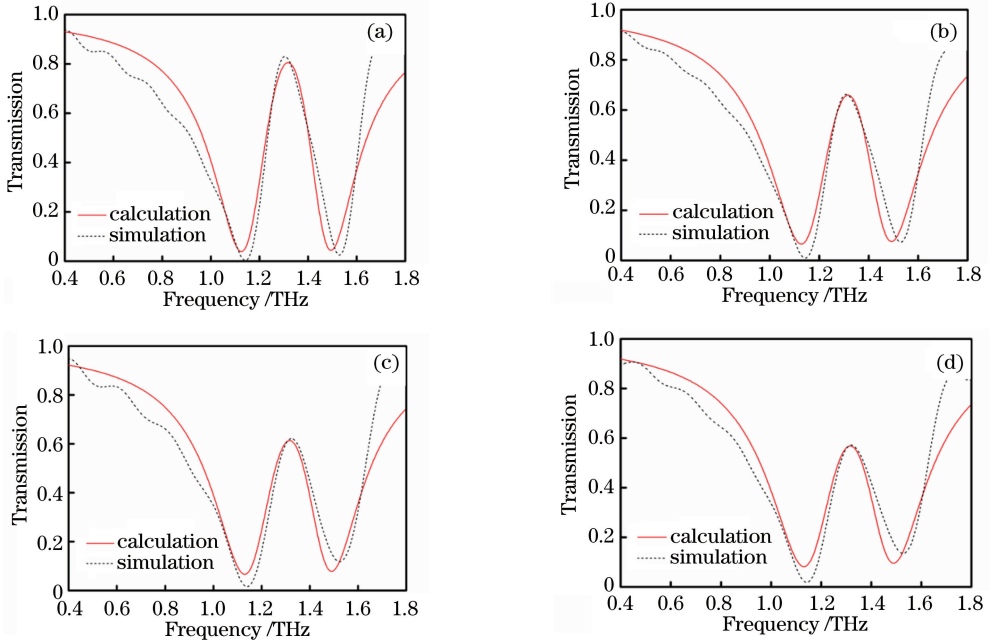


图 7 仿真和计算的透射谱。(a) $\sigma=1000$ S/m; (b) $\sigma=3000$ S/m; (c) $\sigma=4000$ S/m; (d) $\sigma=5000$ S/m

Fig. 7 Transmission spectra obtained by simulation and calculation. (a) $\sigma=1000$ S/m; (b) $\sigma=3000$ S/m; (c) $\sigma=4000$ S/m; (d) $\sigma=5000$ S/m

图 7 为不同硅电导率下,理论结果和仿真结果的拟合,图中红色的实线表示理论计算的结果,黑色的虚线表示仿真的结果。从图 7 可以看出,两条曲线非常吻合,说明理论计算结果和仿真结果是一致的。

由于明模式和暗模式的间距没有发生改变,明暗模式之间的耦合系数 κ 约为 0.032,基本保持不变。从图 8 可知, γ_1 的值约为 0.5,而 γ_2 的最大值

为 0.1, γ_1 始终大于 γ_2 。由于 γ_1 中包括金属的本征损失与辐射损失, γ_2 是暗模式的总损失,只含金属的本征损失,因此 γ_1 必大于 γ_2 。随着电导率由 $\sigma=1$ S/m 增大到 $\sigma=5000$ S/m, γ_2 的值从 0.0194 增大到 0.1。可见,由于电导率 σ 的增大,暗模式的损失也增大,故 γ_2 不断增大。当 σ 足够大时,暗模式不能被激发,最终导致 EIT 谐振峰消失。而明模式与入射光的耦合损失 γ_c 和明模式的总损失 γ_1 变化不明显,说明电导率 σ 对 γ_1 和 γ_c 的影响较弱。

5 结 论

提出了一种基于金属短线和圆形开口谐振环的光控的电磁诱导透明结构,并基于耦合模理论解释了 EIT 产生机理。分析了半导体硅的电导率对谐振透明峰强度的影响。当半导体硅的电导率为 1 S/m,透射谱在 1.33 THz 附近呈现出透射率约为 94% 的窄透明窗口。当电导率为 5000 S/m 时,透射率变为 58%,当电导率为 15000 S/m 时, EIT 效

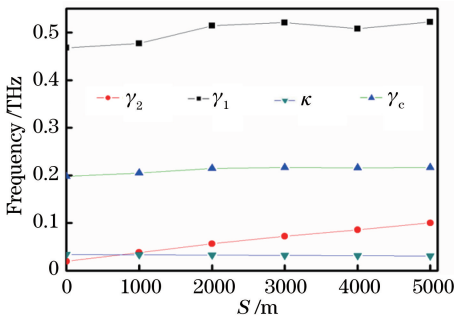


图 8 硅电导率 σ 与各参数的关系

Fig. 8 Relationship between electrical conductivity of silicon and each parameter

应基本消失,调控效率达到了 66%。通过理论计算发现,当硅的电导率增大时,暗模式的损耗 γ_2 不断增大,当电导率增大到 15000 S/m 时,暗模式的谐振不能通过明模式的进场耦合激发,EIT 效应消失。该研究结果表明,该超材料可应用于光开关和生物传感等领域。

参 考 文 献

- [1] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(2): 633.
- [2] Chiam S Y, Singh R, Rockstuhl C, *et al.* Analogue of electromagnetically induced transparency in a terahertz metamaterial[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(15): 153103.
- [3] Li Z Y, Ma Y F, Huang R, *et al.* Manipulating the plasmon-induced transparency in terahertz metamaterials [J]. *Optics Express*, 2011, 19(9): 8912-8919.
- [4] Papasimakis N, Fedotov V A, Zheludev N I, *et al.* Metamaterial analog of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(25): 253903.
- [5] Tassin P, Zhang L, Koschny T, *et al.* Low-loss metamaterials based on classical electromagnetically induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(5): 053901.
- [6] Papasimakis N, Fu Y H, Fedotov V A, *et al.* Metamaterial with polarization and direction insensitive resonant transmission response mimicking electromagnetically induced transparency[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(21): 211902.
- [7] Tassin P, Zhang L, Koschny T, *et al.* Planar designs for electromagnetically induced transparency in metamaterials[J]. *Optics Express*, 2009, 17(7): 5595-5605.
- [8] Zhang S, Genov D A, Wang Y, *et al.* Plasmon-induced transparency in metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 047401.
- [9] Yannopapas V, Paspalakis E, Vitanov N V. Electromagnetically induced transparency and slow light in an array of metallic nanoparticles [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(3): 035104.
- [10] Liu N, Langguth L, Weiss T, *et al.* Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit [J]. *Nature Materials*, 2009, 8(9): 758-762.
- [11] Li G S, Yan F P, Wang W, *et al.* Analysis of multiband and broadband electromagnetically induced transparency based on three-dimensional coupling[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(12): 123003.
李广森, 延凤平, 王伟, 等. 基于三维耦合的多波段宽带电磁诱导透明分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(12): 123003.
- [12] Ning R X, Bao J, Jiao Z. Wide band electromagnetically induced transparency in graphene metasurface of composite structure[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(10): 100202.
宁仁霞, 鲍婕, 焦铮. 基于石墨烯超表面的宽带电磁诱导透明研究 [J]. *物理学报*, 2017, 66(10): 100202.
- [13] Kekatpure R D, Barnard E S, Cai W S, *et al.* Phase-coupled plasmon-induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(24): 243902.
- [14] Yao Y, Kats M A, Shankar R, *et al.* Wide wavelength tuning of optical antennas on graphene with nanosecond response time [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(1): 214-219.
- [15] Zhu Z H, Guo C C, Liu K, *et al.* Electrically tunable polarizer based on anisotropic absorption of graphene ribbons[J]. *Applied Physics A*, 2014, 114(4): 1017-1021.
- [16] Zhang Y, Feng Y J, Zhu B, *et al.* Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency [J]. *Optics Express*, 2014, 22(19): 22743-22752.
- [17] Ding J, Arigong B, Ren H, *et al.* Tunable complementary metamaterial structures based on graphene for single and multiple transparency windows[J]. *Scientific Reports*, 2015, 4: 6128.
- [18] Gao H, Yan F P, Tan S Y, *et al.* Design of ultrathin broadband terahertz metamaterial absorber based on patterned graphene[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(7): 0703024.
高红, 延凤平, 谭思宇, 等. 基于有图案石墨烯的超薄宽带太赫兹超材料吸收体的设计 [J]. *中国激光*, 2017, 44(7): 0703024.
- [19] Fan T X, Zhang H F, Li Y, *et al.* Tunable double plasmon-induced transparency windows in metamaterial formed by symmetric graphene and split ring resonators structure [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(8): 0816004.
范天馨, 张惠芳, 李勇, 等. 石墨烯和对称开口谐振

- 环超材料中可调谐的双等离子体诱导透明现象[J]. 光子学报, 2017, 46(8): 0816004.
- [20] Gu J Q, Singh R, Liu X J, *et al.* Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials[J]. Nature Communications, 2012, 3: 1151.
- [21] Shen N H, Massaouti M, Gokkavas M, *et al.* Optically implemented broadband blueshift switch in the terahertz regime[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(3): 037403.
- [22] Peng B, Özdemir Ş K, Chen W J, *et al.* What is and what is not electromagnetically induced transparency in whispering-gallery microcavities [J]. Nature Communications, 2014, 5: 5082.
- [23] Tan W, Sun Y, Wang Z G, *et al.* Manipulating electromagnetic responses of metal wires at the deep subwavelength scale via both near- and far-field couplings[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(9): 091107.
- [24] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, *et al.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light[M]. USA: Princeton University Press, 2011.
- [25] Haus H A. Waves and fields in optoelectronics[M]. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1984.