



## 基于非对称结构全介质超材料的类电磁诱导透明效应研究

张跃斌 马成举 张焱 金嘉升 鲍士仟 李咪 李东明

### Research on analogue of electromagnetically induced transparency effect based on asymmetric structure all-dielectric metamaterial

Zhang Yue-Bin Ma Cheng-Ju Zhang Yao Jin Jia-Sheng Bao Shi-Qian Li Mi Li Dong-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 194201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210070

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210070>

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

#### 基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计

Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial

物理学报. 2018, 67(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180114>

#### 基于石墨烯超表面的宽带电磁诱导透明研究

Wide band electromagnetically induced transparency in graphene metasurface of composite structure

物理学报. 2017, 66(10): 100202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.100202>

#### 纵波光学声子耦合对级联型电磁感应透明半导体量子阱中暗-亮光孤子类型的调控

Controlling of dark or bright soliton type in a cascade-type electromagnetically induced transparency semiconductor quantum well by the coupling longitudinal optical phonons

物理学报. 2017, 66(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.034202>

#### 开口狭缝调制的耦合微腔中表面等离激元诱导透明特性

Surface plasmon induced transparency in coupled microcavities assisted by slits

物理学报. 2020, 69(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200369>

#### 基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

#### Rydberg原子的电磁诱导透明光谱的噪声转移特性

Noise transfer characteristics of Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2018, 67(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181168>

# 基于非对称结构全介质超材料的类电磁诱导透明效应研究\*

张跃斌 马成举<sup>†</sup> 张焱 金嘉升  
鲍士仟 李咪 李东明

(西安石油大学理学院, 西安 710065)

(2021年1月12日收到; 2021年5月16日收到修改稿)

本文设计了一种非对称结构的类电磁诱导透明超材料结构, 利用时域有限差分方法对其光学特性和类 EIT 效应进行了仿真分析, 建立了其耦合洛伦兹模型, 并对所设计超材料结构的类 EIT 效应进行了模拟分析. 结果表明: 利用两个长短不同的硅块明模和暗模之间的耦合, 在 1555 nm 附近实现了类电磁诱导透明效应; 通过对该超材料的微结构参数进行优化, 实现了超高  $Q$  值 ( $Q$  约为 8616) 的类 EIT 效应, 透射率可达 96%; 通过调节硅块的长度以破坏超材料结构的非对称性, 实现了对类电磁诱导透明窗口的主动调控. 所设计的全介质超材料结构具有低损耗、易制备、主动可调控等优点, 在主动可调控的慢光器件、高灵敏的光学传感器、窄带滤波器等光学器件的设计中具有潜在的应用价值.

**关键词:** 全介质超材料, 电磁诱导透明, 耦合洛伦兹模型

**PACS:** 42.25.Bs, 42.79.Gn, 47.11.Bc

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210070

## 1 引言

电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 效应是一种量子破坏性干涉效应, 也就是当用探测光束和泵浦光束同时照射原子介质时, 其中探测光束在与原子跃迁共振频率处能够通过介质而不产生吸收和反射, 导致原来对探测光不透明的介质在宽的透射光谱中产生一个尖锐的透明窗口<sup>[1]</sup>. 由于 EIT 效应伴有强烈的色散调控特性, 所以在慢光缓存<sup>[2]</sup>、非线性光学<sup>[3]</sup>、光学传感<sup>[4]</sup>等领域具有广泛的应用前景. 最早, Boller 等<sup>[5]</sup>和 Hau<sup>[6]</sup>等在 nk 量级的超低温环境下, 分别在铯 (Sr) 和钠 (Na) 原子蒸汽中观察到了 EIT 效应. 但一般的 EIT 效应需要超稳定的激光器和超低温环

境, 并且其实验系统结构复杂, 这限制了 EIT 效应的进一步发展和应用. 随后, 科研人员在耦合谐振光波导<sup>[7]</sup>、表面等离子体<sup>[8]</sup>、超材料等结构<sup>[9]</sup>中, 基于光耦合谐振效应在室温条件下实现了类 EIT 效应. 由于这种类 EIT 效应具有室温下可操作、设计灵活、尺寸小等优点, 引起了科研人员广泛关注. 特别是基于超材料的类 EIT 效应, 由于超材料微结构单元设计灵活, 可实现对光波场各个参量的调控, 并且基于超材料可实现微型化和集成化的光子元件, 所以基于超材料的类 EIT 效应在慢光缓存元件<sup>[10]</sup>、高灵敏度光学传感器<sup>[11]</sup>、窄带滤波器<sup>[12]</sup>、超快光学调制器<sup>[13]</sup>等微纳光子器件设计中具有广泛的应用前景.

超材料是一种人工材料, 由尺度小于光波波长量级的微结构共振单元 (“人工原子”) 构成, 具有

\* 西安石油大学创新与实践能力的培养项目 (批准号: YCS19211037) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [chengjuma@xspu.edu.cn](mailto:chengjuma@xspu.edu.cn)

自然界材料所不具备的新颖的光学性质. 通过设计“人工原子”的结构, 可以灵活地改变超材料的光学特性. 一般基于超材料实现类 EIT 效应的机理可分为两类: 一类是基于明模与明模之间产生的弱杂化的耦合方式; 另一类是基于明模与暗模之间的相消干涉的耦合方式. 在超材料类 EIT 耦合模式中, 明模指的是可以被入射光直接激发的谐振腔所产生的强共振模式, 暗模指的是通过明模谐振腔的间接激发所产生的弱共振模式. 2008 年, 美国加州伯克利分校的 Zhang 等<sup>[14]</sup> 设计了由三根金属纳米棒构成的周期性超材料结构, 首次基于超材料实现了类 EIT 效应, 其中沿电场方向放置的金属银纳米棒能够直接被外场激励产生电谐振, 被视为“明模”, 与电场方向垂直放置的一对金属银纳米棒由于不能直接受外加电场的激励作为“暗模”, 作为“明模”的银纳米棒与作为“暗模”的银纳米棒相干耦合, 产生了类 EIT 效应. 在 Zhang 等<sup>[14]</sup> 研究成果的启发下, Niakan 等<sup>[15]</sup> 提出了基于非对称铜棒的类 EIT 超材料结构模型, 室温下最高  $Q$  值为 56. Liu 等<sup>[16]</sup> 提出了由垂直金条和水平石墨烯线组成的类 EIT 超材料结构, 室温下最高  $Q$  值为 43.4. Diao 等<sup>[17]</sup> 提出了 S 型全介质超表面结构, 室温下最高  $Q$  值为 3000. 由于品质因数  $Q$  是决定类 EIT 超材料的谐振、色散及损耗等特性的重要参量, 所以通过优化超材料中“人工原子”的材料和结构参数, 实现超高  $Q$  值的类 EIT 效应在基于超材料的慢光缓存元件<sup>[18]</sup>、窄带滤波器<sup>[19]</sup>、光学传感器<sup>[20]</sup> 等微纳光子元件的设计中具有非常重要的意义.

本文提出一种非对称结构全介质超材料 (asymmetric structure all-dielectric metamaterial, ASADM) 结构. ASADM 结构是由两个长短不同的硅块以及二氧化硅衬底构成. 基于该超材料实现类 EIT 效应具有结构制作简单、损耗低、 $Q$  值高的特性. 利用时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 方法对超材料的光学特性及类 EIT 效应进行仿真分析, 并进行了参数优化. 在 1550 nm 波长处实现了  $Q$  值为 8616, 调制幅度为 94%, 最高透射率为 96% 的类 EIT 效应.

## 2 基于非对称结构的全介质超材料

基于非对称结构的全介质超材料的结构如图 1 所示. 在图 1(a) 中非对称的硅 (Si) 块在二氧化硅

(SiO<sub>2</sub>) 衬底上呈周期性排列, 周期  $P_x = 1380$  nm,  $P_y = 1430$  nm, 衬底的厚度  $H_{\text{SiO}_2} = 100$  nm. 如图 1(b) 所示, ASADM 的微结构单元由两个长度不同的 Si 块组成. 这些 Si 块是平行排列的, Si 块之间的间距  $g = 85$  nm, 两个硅块的宽度  $W$  和厚度  $H_{\text{Si}}$  分别为 200 和 100 nm, 长硅块的长度  $L_1 = 500$  nm, 短硅块的长度  $L_2 = 400$  nm. 在图 1 中,  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  分别代表入射波的波矢量、电场、磁场.

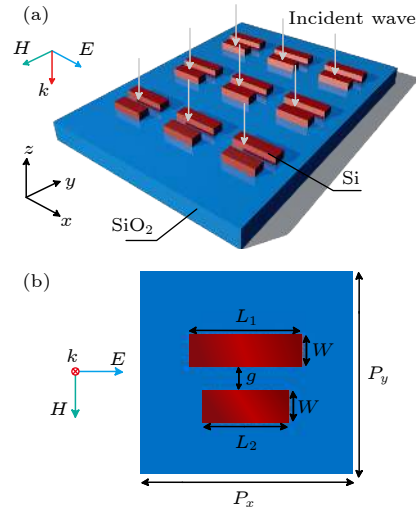


图 1 ASADM 模型结构图 (a) 三维空间结构图; (b) 二维平面结构图  
Fig. 1. Structure of ASADM model: (a) Three-dimensional (3D) structure diagram; (b) two-dimensional (2D) structure diagram.

若要进行实验制备, 可采取以下方案: 在实验结构制备之前, 先将绝缘硅 (SOI) 擦洗干净, 清理表面的污染物. 然后将 SOI 衬底浸入一定浓度的脱脂剂中, 在水浴环境浸泡一段时间后取出, 反复用去离子水清洗, 用吹风机将 SOI 表面的水膜吹干. 衬底清洗后, 将样品置于匀胶机上匀胶, 再将样品放入真空热板上加热烘干. 将烘干的样品置于电子束曝光系统中, 直写结构图形. 曝光结束后将样品取出, 放置于显影溶液中进行显影, 之后取出样品洗吹烘干, 再利用反应离子刻蚀技术将图案转移到基底表面, 形成非对称硅块结构. 最后利用刻蚀法将 SOI 底层的厚硅去除, 得到以 SiO<sub>2</sub> 为衬底的非对称结构全介质超材料<sup>[21]</sup>.

## 3 基于非对称全介质超材料的类 EIT 效应

采用三维 FDTD 方法, 对非对称全介质超材

料的类 EIT 效应进行了仿真分析. 在仿真过程中, 超材料的结构参数采用第二部分描述的参数设置进行设定, Si 与 SiO<sub>2</sub> 在 1450—1700 nm 入射光波段的材料参数依据材料手册<sup>[22]</sup> 设定. 平面波沿  $z$  轴负方向传播, 电场方向沿  $x$  方向.  $z$  轴方向采用完美吸收边界 (perfectly matched layer, PML) 条件,  $x$  轴和  $y$  轴方向采用周期边界条件. 网格单元  $dx = 15$ ,  $dy = 15$ ,  $dz = 20 < \lambda_0/10$ , 其中是  $\lambda_0$  是入射波的中心波长. 仿真结果如图 2 所示, 图 2(a) 分别是短硅块和长硅块构成超材料微结构单元的透射光谱; 图 2(b) 是对非对称全介质超材料的光谱透射特性分别进行理论计算与仿真获得的光透射谱. 从图 2 可以看出, 两个长短硅块分别作为偶极子天线, 在入射光场的激发下, 分别在 1521 和 1561 nm 处发生明模共振, 由于二者的尺寸不同, 所以与入射电磁波耦合发生明模共振的位置和强度都不相同. 当平面波沿  $z$  轴负方向垂直入射到超材料结构时, 可以看到在图 2(b) 宽的光谱中形成了一个窄的透明窗口, 由于这种窄的透射窗口位于宽的透射光谱中, 类似于三级原子系统的 EIT 光谱, 因此, 产生的这种效应叫类 EIT 效应. 可以看出在 1555 nm 处透射峰两边谐振谷的位置与图 2(a) 中谐振谷的位置基本一致, 说明产生类 EIT 效应的原因是两个发生明模共振的硅块在透射峰的共振位置发生了破坏性干涉效应, 从而导致类 EIT 窗口的出现.

非对称全介质超材料的类 EIT 效应可以采用耦合洛伦兹模型进行描述, 其模型如下:

$$\dot{x}_1 + \gamma_1 x_1 + \omega_0^2 x_1 + \kappa x_2 = g_1 E_0 e^{i\omega t}, \quad (1)$$

$$\dot{x}_2 + \gamma_2 x_2 + (\omega_0 + \delta)^2 x_2 + \kappa x_1 = g_2 E_0 e^{i\omega t}. \quad (2)$$

其中  $x_1$ ,  $x_2$  代表短硅块和长硅块两个明模谐振器的振幅,  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  分别代表它们的阻尼率,  $\omega_0$  和  $\omega_0 + \delta$  代表两个明模的中心共振频率.  $\kappa$  是两个明模谐振器间的共振耦合强度,  $g_1$ ,  $g_2$  是两个明模谐振器与入射电场  $E_0$  的耦合系数.

$$\chi_{\text{eff}} = \chi_{\text{eff}_r} + \chi_{\text{eff}_i} = \frac{g_1 x_1 + g_2 x_2}{\epsilon_0 E}, \quad (3)$$

其中  $\chi_{\text{eff}_r}$ ,  $\chi_{\text{eff}_i}$  分别表示 ASADM 结构的色散与吸收, 因此透射率可以表示为

$$T = |1 - \chi_{\text{eff}}|^2. \quad (4)$$

采用该模型, 当耦合系数  $g_1 = 30$ ,  $g_2 = 600$ , 阻尼率  $\gamma_1 = 1.94479 \times 10^{13}$  rad/s,  $\gamma_2 = 2.02088 \times$

$10^{11}$  rad/s, 色散系数  $\chi_{\text{eff}_r} = 0.048 \text{ C} \cdot \text{m}^2/\text{V}$ , 吸收系数  $\chi_{\text{eff}_i} = 0.032 \text{ C} \cdot \text{m}^2/\text{V}$ , 获得该超材料的透射光谱如图 2(b) 所示. 可以看到, 理论模拟和仿真得到的透射窗口很好地符合, 而透射峰两边出现细微的差异, 这是由于理论模拟并没有考虑所设计的超材料的损耗和色散特性.

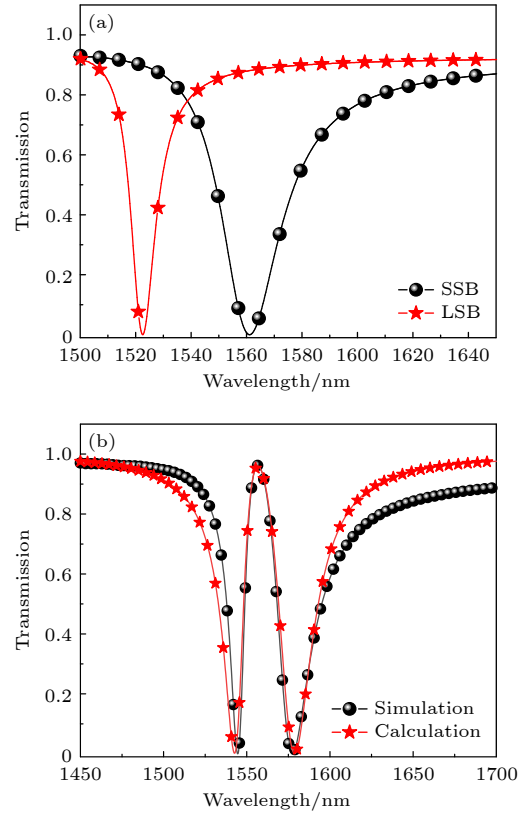


图 2 类 EIT 透射光谱 (a) 单独短硅块、长硅块微结构单元; (b) 非对称全介质超材料的模拟计算和仿真光谱

Fig. 2. EIT-like transmission spectra of (a) the short silicon block, and the long silicon block, (b) the simulations and calculations for ASADM.

图 3 给出了两个谐振谷和透射峰处的表面电场强度, 最右边由深红到深蓝的颜色条代表了电场强度的大小和强弱. 如图 3(a) 和图 3(b) 所示, 在透射峰两侧的谐振谷处, 短硅块和长硅块四周的电场强度分别最强, 在图 3(c) 1555 nm 的透射峰处, 电场分布主要集中在两个硅块的间隙. 在两个谐振谷处的电场强度分布主要是由于两个硅块的长度不同, 与入射光耦合的强度及耦合频率也不同, 导致长硅块和短硅块分别在不同位置处发生明模共振, 一个被强激发, 另一个被弱激发. 为了进一步说明类 EIT 效应形成的物理机理, 图 4 给出超材料结构在  $x$ - $z$  平面内的电场强度矢量图以及在

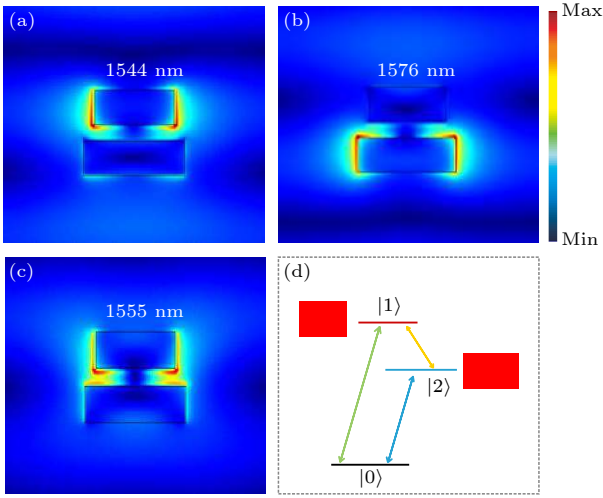


图 3 ASADM 类 EIT 效应的物理机理 (a) 1544 nm, (b) 1576 nm, (c) 1555 nm 处的电场分布; (d) 三能级原子系统示意图

Fig. 3. Physical mechanism of EIT-like effect for the proposed ASADM: (a)–(c) Electric field distribution at wavelength of (a) 1544 nm, (b) 1576 nm and (c) 1555 nm; (d) diagram of the three-level system.

$y$ - $z$  平面内的磁场强度矢量图. 结合 Mie 氏共振理论, 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 在入射波的激发下, 短硅块的两端产生很强的位移电流, 并且在位移电流附近形成了环状磁场, 此时短硅块可以看作是一个电偶极子, 具有电响应, 该响应对应于 Mie 共振的第一级电共振. 如图 4(c) 和图 4(d) 所示, 长硅块的两端也产生很强的位移电流, 但电场强度稍弱于短硅块附近的电场强度, 并且在位移电流附近形成了环状磁场, 所以长硅块也可看作是电偶极子, 产生的电响应属于 Mie 共振的第一级电共振. 长硅块在谐振谷处的电场强度弱于短硅块, 这是因为随着硅块长度的增大, 与入射平面波的耦合强度逐渐减小, 从而导致二者周围电场强度的不同. 如图 4(e) 和图 4(f) 所示, 在 1555 nm 透射峰处, 长短硅块的电场分布主要集中在硅块的两端, 二者内部都产生直线状的位移电流, 但电流矢量的方向相反, 且电场强度弱于谐振谷处的电场强度. 这是因为在

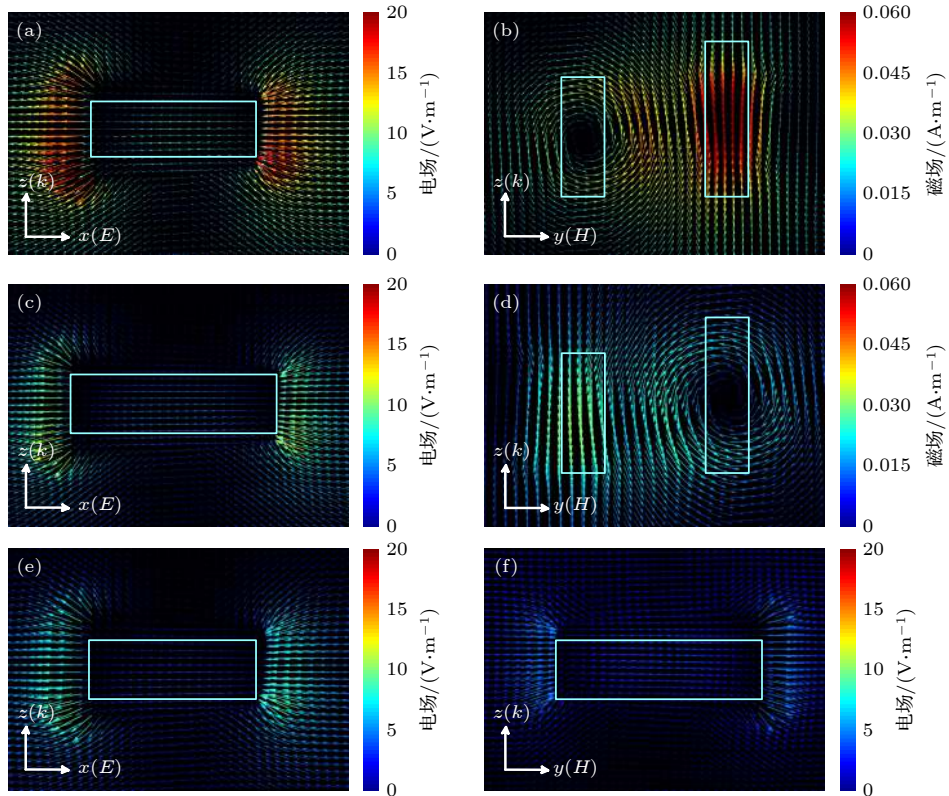


图 4 ASADM 发生 Mie 氏共振的物理机理 (a) 短硅块在 1544 nm 处的电场矢量分布; (b) 长、短硅块在 1544 nm 处的磁场分布; (c) 长硅块在 1576 nm 处的电场矢量分布; (d) 长、短硅块在 1576 nm 处的磁场矢量分布; (e) 短硅块和 (f) 长硅块在 1555 nm 处的电场矢量分布

Fig. 4. Physical mechanism of Mie's resonance for the proposed ASADM: (a) Electric field vector distribution of the short silicon block at 1544 nm; (b) magnetic field distribution of long and short silicon blocks at 1544 nm; (c) electric field vector distribution of long silicon block at 1576 nm; (d) magnetic field vector distribution of long and short silicon blocks at 1576 nm; The electric field vector distribution of (e) short silicon block and (f) long silicon block at 1555 nm.

1555 nm 处, 两个明模共振被入射波同时激发, 发生 Mie 第一级共振, 但是由于二者的电位移矢量方向相反, 所以长短硅块进行弱杂化耦合, 短硅块周围的电场强度减弱, 长硅块周围的电场强度增强, 从而导致类 EIT 窗口的出现.

两个明模共振之间通过近场耦合产生类 EIT 效应的现象, Han 和 Bozhevolnyi<sup>[23]</sup> 在 2011 年已作出解释. 在此基础上, 由于该全介质超材料的透射光谱类似于三级原子系统的 EIT 光谱, 本文采用三能级原子系统, 进一步解释 ASADM 的类 EIT 效应的物理机理, 如图 3(d) 所示.  $|0\rangle$  能级是基态,  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  能级是激发态.  $|0\rangle - |1\rangle$  是一个允许电偶极子跃迁的路径, 这与图 3(a) 中短硅块的激励模式相似.  $|0\rangle - |2\rangle$  是另一个允许电偶极子跃迁的路径, 它与图 3(b) 中长硅块的激励模式相似. 当两个明模结构构成一个超材料时, 它们被入射波同时激发, 因此, 有两种可能的光激发路径:  $|0\rangle - |1\rangle - |2\rangle$  和  $|0\rangle - |2\rangle - |1\rangle$ , 并导致光吸收, 当两个明模之间两个相反的激发通道破坏干扰时, 会激发出类 EIT 效应.

#### 4 非对称全介质超材料的微结构参数优化

为了实现超高  $Q$  值的类 EIT 效应, 本文优化了非对称全介质超材料的微结构参数. 首先, 分别对两个硅块之间的距离  $g$ 、宽度  $w$ 、以及短硅块的长度  $L_2$  进行多变量的仿真分析. 在仿真过程中, 当以上三个参数中的一个发生改变时, 微结构的其他参数保持不变, 其中长硅块的长度  $L_1 = 500$  nm, 短硅块的长度  $L_2 = 400$  nm, 硅块的宽度  $W = 200$  nm, 衬底  $\text{SiO}_2$  的厚度为 200 nm, 两个硅块的厚度  $H_{\text{si}}$  和间距  $g$  分别为 100 和 85 nm. 仿真过程中网格周期参数为  $P_x = 1380$  nm,  $P_y = 1430$  nm. 仿真结果如图 5 所示. 可以看出, 在图 5(a) 中, 随着两个硅块距离  $g$  的增大, 低波段处明模谐振的宽度逐渐增大并发生蓝移, 高波段处的明模谐振的宽度逐渐减小并发生红移, 类 EIT 峰也逐渐红移, 宽度逐渐变宽, 当  $g = 85$  nm 时, 透射峰的振幅最大. 这是因为在类 EIT 透射峰处, 电场主要集中在两个硅块的间隙, 由于两个明模共振发生破坏性干涉, 短硅块表面的电场强度减小, 长硅块的电场强度增强. 而当两个硅块的间隙  $g$  逐渐增大时, 硅块

之间的耦合强度逐渐减小, 使得在短硅块处产生的明模的共振强度逐渐增强, 电场强度也逐渐增强, 而长硅块产生的明模共振的强度逐渐减弱, 电场强度也逐渐减弱, 从而导致低波段的谐振谷共振宽度逐渐增大, 发生红移, 高波段的谐振谷的宽度逐渐减小, 发生蓝移, 透射峰的振幅逐渐下降, 并进行红移; 在图 5(b) 中, 随着短硅块的长度  $L_2$  逐渐增大, 低波段的共振与高波段处的共振相比发生明显

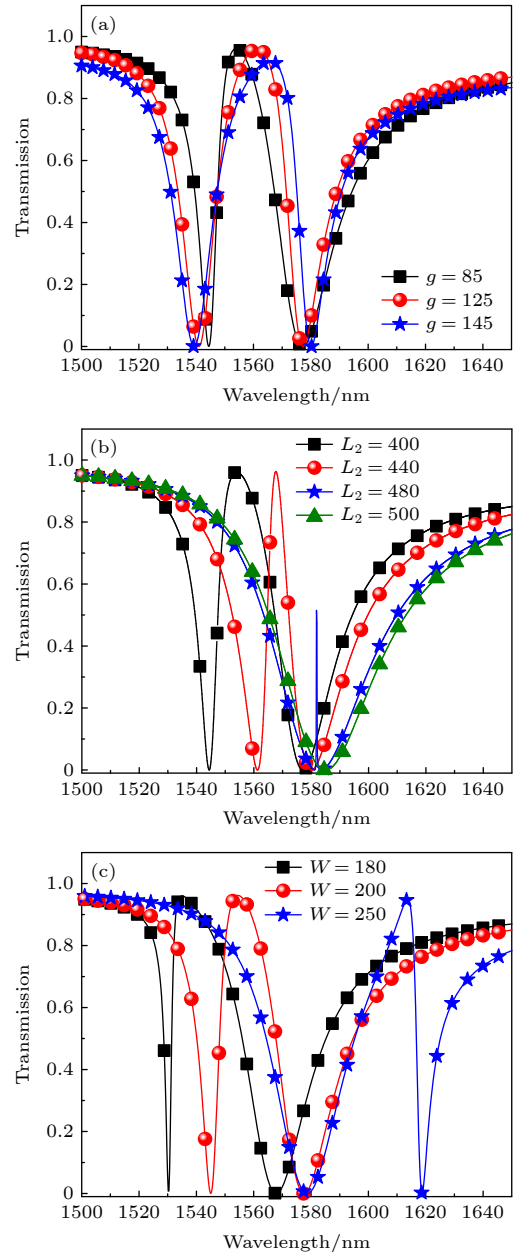


图 5 当改变 (a) 硅块间距  $g$ , (b) 短硅块的长度  $L_2$  和 (c) 硅块的宽度  $W$  时, 非对称超材料结构的透射光谱

Fig. 5. Transmission spectra for the proposed ASADM are illustrated when (a) the length of short-silicon block, (b) the gap of two silicon-blocks, and (c) the width of two silicon-blocks are changed.

的红移, 类 EIT 透射峰也逐渐发生红移, 宽度逐渐变窄, 当  $L_2$  大于 440 nm 后, 透射峰的振幅急剧变小, 当短硅块与长硅块的长度相同时, 类 EIT 峰消失. 这主要是因为两个硅块分别作为偶极子天线与入射波进行耦合, 当短硅块的长度逐渐增大时, 与入射波耦合的强度逐渐增大, 从而导致明模共振的强度也逐渐增大, 低波段谐振谷的宽度逐渐变宽. 由于短硅块的长度逐渐增大, 两个硅块的长度差逐渐减小, 二者与入射波的耦合强度及产生共振的频率逐渐相同, 导致二者之间的耦合强度逐渐减小, 两个明模共振发生破坏性干涉效应的强度逐渐变低, 从而使得类 EIT 透射峰的振幅逐渐减小并发生红移, 当两个硅块的长度相同时, 二者与入射光的耦合频率与耦合强度都相同, 超材料结构的非对称性被破坏, 进而导致类 EIT 窗口的消失, 从而实现了对类 EIT 窗口的主动调控. 在图 5(c) 中, 随着两个硅块的宽度逐渐增大, 低波段处的共振宽度逐渐增大, 高波段处的共振宽度逐渐减小, 类 EIT 峰发生红移. 这是因为当硅块与入射波发生耦合后, 作为偶极子天线, 其电场分布主要集中在硅块的两端, 如图 5 所示. 所以当硅块的宽度发生改变时, 短硅块与入射波的耦合强度逐渐减弱, 长硅块与入射波的耦合强度逐渐增强, 因此使得低波段处的谐振谷逐渐变宽, 高波段处的谐振谷逐渐变窄.

品质因数 (或称  $Q$  因子) 是谐振腔最关键的参数之一, 表征着谐振腔对光能量的局域能力, 谐振腔的品质因数与光在腔中的传输损耗有着直接的关系.  $Q$  值越大, 损耗越小, 其定义是  $Q = f_0/\Delta f$ ,  $f_0$  是透射峰的共振频率,  $\Delta f$  是透射峰窗口的最大半宽度. 高的  $Q$  值意味超材料微结构的低损耗, 是制作慢光器件、光学传感器以及窄带滤波器的重要评估因素. 通过改变超材料微结构中两个硅块的间距  $g$  以及短硅块的长度  $L_2$ , 仿真分析了其  $Q$  值变化, 如图 6 所示. 硅块间距  $g$  的改变并没有对  $Q$  值产生明显的影响, 主要是因为透射窗口的大小取决于超材料结构的非对称性, 两个硅块间距的改变并未使得超材料结构的非对称性发生改变, 所以透射窗口的宽度并没有发生明显的变化,  $Q$  值未发生明显的改变; 随着短硅块的长度  $L_2$  的增加,  $Q$  值呈现上升的趋势, 当  $L_2 = 480$  nm 时,  $Q$  因子取得最大值 8616. 这是因为随着  $L_2$  的逐渐增大, 短硅块谐振腔的谐振频率逐渐发生红移, 向长硅块谐振腔的

谐振频率靠近, 导致短硅块明模共振的强度逐渐减弱, 从而使得低波段的谐振谷的宽度逐渐增大, 透射窗口逐渐变窄,  $Q$  值逐渐增大, 但是随着两个硅块的长度趋于相同, 超材料结构的非对称性逐渐被破坏, 导致类 EIT 窗口的宽度变化趋近于 0, 半峰全宽  $\Delta f$  变化不明显. 随着透明窗口红移, 共振频率  $f$  逐渐减小, 从而使得  $L_2 = 480$  nm 时,  $Q$  达到峰值.

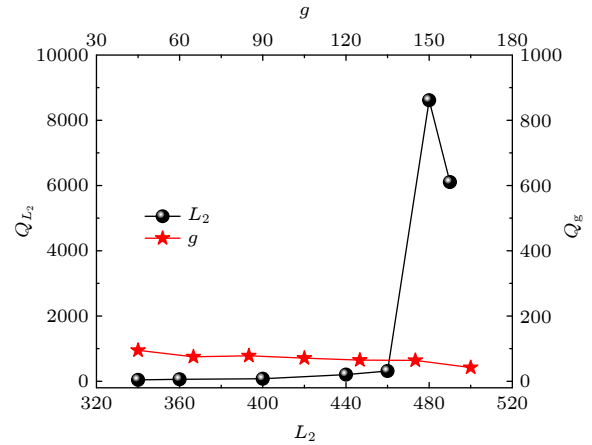


图 6 当改变硅块间距  $g$ , 短硅块的长度  $L_2$  时,  $Q$  值的分布图  
Fig. 6. Spectra of  $Q$  are illustrated when the gap of two silicon blocks,  $g$  and the length of short-silicon block,  $L_2$  are changed.

透射振幅代表了超材料结构谐振特性,  $Q$  值的高低表征了超材料损耗特性的大小, 为了得到最佳透射率与最佳  $Q$  值下的短硅块的长度  $L_2$ , 可以采用参数  $F = Q \times A$  对超材料的谐振特性和损耗特性作一个整体的评价 [16]. 从图 7 可以看出, 随着  $g$  的增大, 光谱曲线的  $F$  没有明显的变化, 这是由于硅块间距的改变并不会对超材料结构的非对称性产生影响, 从而其  $Q$  值与透射振幅并不会发生明显的变化. 随着  $L_2$  的增大, 光谱曲线的  $F$  也逐渐增大, 并且当  $L_2 = 480$  nm 时, 达到了最大值 4437, 说明在此处超材料结构具有较高的透射振幅以及较低的能量损耗. 表 1 列出了文献 [15, 24] 所报道的非对称结构超材料的最大  $Q$  因子, 可以看出, 以硅为谐振腔材料的结构比以金属作为谐振腔材料的结构的  $Q$  值更高, 损耗更小. 这为基于非对称结构超材料的类 EIT 效应在低损耗、可调谐、易制备的慢光器件及光学传感器领域的应用提供了新颖的研究思路.

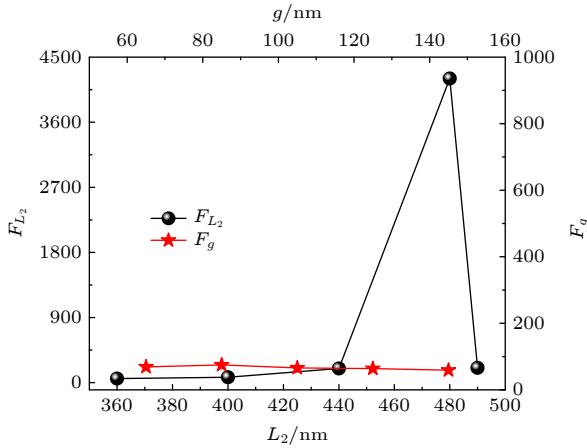


图 7 当改变硅块间距  $g$ , 短硅块的长度  $L_2$  时,  $F = Q \times A$  的曲线图

Fig. 7. Spectra of  $F = Q \times A$  are illustrated when the gap of two silicon blocks,  $g$  and the length of short-silicon block,  $L_2$  are changed.

表 1 室温下, 不同非对称类 EIT 超材料的最大  $Q$  因子

Table 1. Maximum  $Q$  factors for different asymmetric EIT metamaterials at room temperature.

非对称结构超材料	最大 $Q$ 因子	温度/K
铜(Cu)	54	300
金(Au)	7.34	300
硅(Si)	8616	300

## 5 结 论

本文设计了一种基于非对称结构的类 EIT 超材料, 采用 FDTD 方法分析仿真了其光学特性和类 EIT 效应, 并建立耦合洛伦兹模型对所设计的超材料结构的类 EIT 效应进行模拟分析. 利用超材料结构表面的电场分布, 并结合三能级原子系统对类 EIT 效应的形成机理进行详细的分析. 通过参数优化实现了超高  $Q$  值 ( $Q$  值约为 8616) 的类 EIT 效应, 透射率可达到 96%. 通过对超材料结构参数的调控, 实现了对类 EIT 透射窗口的主动控

制, 从而实现了低损耗、易制备、主动可调控的类 EIT 超材料. 该研究在低损耗、主动可调谐的慢光器件以及高灵敏的光学传感器等领域具有广泛的应用前景.

## 参考文献

- [1] Xia H, Sharpe S J, Merriam A J, Harris S E 1997 *Phys. Rev. A* **56** 315
- [2] Zhou J H, Zhang C X, Liu Q R, You J, Zheng X, Cheng X A, Jiang T 2020 *Nanophotonics* **9** 2797
- [3] Wang Z, Yu B 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 101
- [4] Ning R X, Bao J, Jiao Z 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 100202 (in Chinese) [宁仁霞, 鲍婕, 焦铮 2017 物理学报 **66** 100202]
- [5] Boller K J, Imamo L A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [6] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 18
- [7] Marco P, Dario G, Liam O F, Claudio A L 2018 *Opt. Express* **26** 8470
- [8] Lu H, Liu X M, Mao D 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053803
- [9] Chen M M, Xiao Z Y, Lu X J 2020 *Carbon* **159** 273
- [10] Wang Q, Yu L, Gao H X, Chu S W, Wei P 2019 *Opt. Express* **27** 35012
- [11] Li S X, Zhao H W, Han G J 2015 *J. Electron. Sci. Technol.* **13** 117
- [12] Huang Y, Kenta N, Yuma T, Hiroaki M, Kazuhiro H, Yoshiaki K 2020 *Sci. Rep.* **10** 20807
- [13] Liu H Q, Ren G B, Zhu B F, Li H S, Wu B L, Jian S S 2015 *Opt. Commun.* **353** 189
- [14] Zhang S, Genov D A, Wang Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 218
- [15] Niakan N, Askari M, Zakery A 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 2329
- [16] Liu C X, Liu P G, Bian L, Zhou Q H, Li G S, Liu H Q 2018 *Opt. Commun.* **410** 17
- [17] Diao J Y, Han B X, Yin J, Li X J, Lang T T, Hong Z 2019 *IEEE Photonics J.* **11** 4601110
- [18] Yang Y, Li J N, Li J, Huang J, Yan Q, Zhang Y T, Dai H T, Yao J Q 2020 *Opt. Express* **28** 24047
- [19] Hamed M N, Ehsan Z, Raheleh B J 2019 *ENG SCI TECHN* **22** 862
- [20] Zhao Z, Wang H, Wang J 2020 *China Commun.* **17** 180
- [21] Han Z H 2008 *Ph. D. Dissertstion* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [韩张华 2008 博士学位论文(杭州: 浙江大学)]
- [22] B.Tatian 1984 *Appl. Opt.* **23** 4477
- [23] Han Z H, Bozhevolnyi S I 2011 *Opt. Express* **19** 3251
- [24] Moritake Y, Kanamori Y, Hane K 2014 *Opt. Lett.* **39** 4507

# Research on analogue of electromagnetically induced transparency effect based on asymmetric structure all-dielectric metamaterial\*

Zhang Yue-Bin    Ma Cheng-Ju<sup>†</sup>    Zhang Yao    Jin Jia-Sheng

Bao Shi-Qian    Li Mi    Li Dong-Ming

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

( Received 12 January 2021; revised manuscript received 16 May 2021 )

## Abstract

The electromagnetically induced transparency (EIT), which is a result of destructive interference between different excitation paths in a three-energy-level atomic medium, makes opaque probe light transparent over a range of frequencies. As this EIT effect is usually accompanied with strong dispersion, it has potential applications such as slow light propagation, optical buffering, nonlinear optics, optical sensing, etc. However, for conventional quantum EIT effect which requires stable gas lasers and low temperature environment, the implementation of EIT in chip-scale applications is severely hampered by the scathing experimental requirements. Recently, the EIT-like effect in metamaterials, which are constructed by designing the artificial subwavelength functional elements and arranging the spatial sequences, attracts tremendous attention because of its advantages, such as room temperature manipulability, large bandwidth, and small sizes. In addition, the high-quality factor( $Q$ ) value obtained by EIT-like effect has great significance in designing the metamaterial-based devices. In this paper, we design an EIT-like metamaterial with such a structure. The unit cell of the proposed metamaterial is constructed by two asymmetric silicon blocks embedded on a silicon dioxide substrate. Meanwhile, we analyze its optical properties and EIT-like effects by using three-dimension (3D) FDTD method. Based on the coupled Lorentz model, the EIT-like effect of the designed metamaterial is investigated. Then, by employing the electric field distribution on the surface of the metamaterial, and combining with the three-level atomic system, the mechanism of the EIT-like effect is analyzed in detail. We find that the EIT-like effect in the proposed metamaterial has high  $Q$  value ( $Q \approx 8616$ ) and the high transmission ( $T = 96\%$ ). By changing the length of the silicon block to destroy the asymmetry of the metamaterial structure, an active tuning EIT-like effect is realized. Furthermore, the metamaterial structure has the advantages of low loss, easy preparation, and active-controllability. This study represents an innovative approach to designing the EIT-like metamaterial, which is expected to be useful for designing active tunable slow-light devices and highly sensitive optical sensors.

**Keywords:** all-dielectric metamaterials, electromagnetically induced transparency, coupling the Lorenz model

**PACS:** 42.25.Bs, 42.79.Gn, 47.11.Bc

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210070

\* Project supported by the Innovation and Practice Ability Training Fund of Xi'an Shiyou University, China (Grant No. YCS19211037).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [chengjuma@xsyu.edu.cn](mailto:chengjuma@xsyu.edu.cn)