

THz 超材料的明暗模式耦合效应

袁宇阳^{1,2}, 张慧芳², 张学迁², 谷建强², 胡放荣^{1,3}, 熊显名^{1,3}, 张文涛^{1,3}, 韩家广^{1,2}

1. 桂林电子科技大学 电子工程与自动化学院, 广西 桂林 541000;
2. 天津大学 精密仪器与光电子工程学院 THz 波研究中心, 天津 300072;
3. 广西高校光电信息处理重点实验室, 广西 桂林 541000

摘要: 随着人工超材料对电磁诱导透明(EIT)现象的成功模拟,超材料明暗模间的耦合机制引起了广泛关注。回顾了近年来在太赫兹(THz)波段基于人工超材料的明暗模耦合效应的相关研究进展,包括平面结构 EIT 效应,立体结构 EIT 效应,明暗模垂直耦合电磁诱导吸收(EIA)效应,以及表面波非对称激发。组成超材料的单元结构内部的模式耦合机制对超材料的远场近场响应具有决定性的作用,其不同的耦合机制在光开关、慢光器件、光传感器、片上系统等的设计方面有重大的潜在应用价值。

关键词: 超材料; 明暗模; EIT; EIA; 表面波非对称激发

中图分类号: O433 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.0121002

Coupling effect of bright and dark modes in THz metamaterials

Yuan Yuyang^{1,2}, Zhang Huifang², Zhang Xueqian², Gu Jianqiang², Hu Fangrong^{1,3},
Xiong Xianming^{1,3}, Zhang Wentao^{1,3}, Han Jiaguang^{1,2}

1. School of Electronic Engineering and Automation, Guilin University of Electronic Technology, Guilin 541000, China;
2. Center for THz Waves, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;
3. Guangxi Key Laboratory of Optoelectronics Information Processing, Guilin 541000, China)

Abstract: The coupling mechanism of bright and dark modes in metamaterials have got enormous attention after the vivid mimicking of electromagnetically induced transparency (EIT) with plasmonic metamaterials. The research progress based on the coupling effects of bright and dark modes over the past few years was reviewed, including the EIT by planar metamaterials, the EIT effect with stereo metamaterials, electromagnetically induced absorption (EIA) from vertically coupling of bright and dark modes and asymmetric excitation of surface wave. The inner mode-coupling mechanism in each unit cell which consisted of the metamaterial determined the far-field and near-field responses. These different coupling mechanisms had important promising value in the designing of functional devices, like optical switch, slow-light devices, sensitive optical sensor and on-chip optical system.

Key words: metamaterials; bright and dark modes; EIT; EIA; asymmetric excitation of surface wave

收稿日期: 2017-06-05; 修订日期: 2017-08-03

基金项目: 国家自然科学基金(61565004); 桂林市科学研究与技术开发课题(20140127-1, 20150133-3)

作者简介: 袁宇阳(1990-), 女, 硕士, 主要从事 THz 波导天线和超材料方面的研究。Email: yuangchikane@126.com

0 引言

近年来,超材料这一概念为新颖电磁功能器件的开发提供了广阔的空间,实现了负折率^[1-3],超聚焦^[4-5],电磁隐身^[6-9],完美吸收^[10-17],电磁诱导透明(EIT)^[18-21]和相位不连续^[22-25]等一系列新颖电磁现象,并进一步运用到表面波的激发和操控领域^[26-35]。超材料通常由亚波长的人工微结构组成,其独特性质不仅取决于各个组成单元的特性,例如形状、尺寸、介电性质和周围环境、入射场激发方式和形成二维或三维晶格阵列的单元结构间的耦合及单元结构内部的模式耦合^[36-40]。其中单元结构内部的耦合尤其是明暗模式间的耦合吸引了研究者的广泛关注,并取得了许多有趣发现。2008年伯克利大学张翔教授课题组张霜等人在可见光波段利用单金属条和双金属条结构将能与入射场耦合的结构(单金属条)作为“明模”,不与入射场直接作用的结构(双金属条)作为“暗模”,首次发现通过“明模”结构与“暗模”结构的近场耦合可产生等离子诱导透明效应(PIT)^[18]。除了EIT效应,研究者们利用超材料还发现了明暗模式耦合的许多其他现象包括:非对称耦合Fano效应^[41-42],电磁诱导吸收(EIA)^[43-46],伪局域表面等离子体多法诺谐振和多极子现象^[47-48],表面波非对称激发^[49]等。明暗模间不同的耦合机制对超材料的远场近场响应具有决定性的作用,其不同的耦合机制在光开关,慢光器件,光传感器,片上系统等的设计方面有重大的潜在用价值。

文中介绍了近年来在THz波段基于人工超材料的明暗模耦合效应的相关研究进展,包括平面结构EIT效应^[50],立体结构EIT效应^[51],明暗模垂直耦合EIA效应^[52],以及表面波非对称激发^[49]。

1 EIT 效应

模式耦合最为典型的代表就是EIT效应。EIT效应最早发现于三能级原子系统中^[53],是一种量子效应,原子通过不同路径的跃迁几率相干相消从而减弱介质对电磁辐射的作用,并伴随产生慢光效应,但它通常在比较苛刻的条件下实现。2008年,张霜等人首次用等离子超材料模拟了这一现象^[18],该概念一经提出便引起了研究者的广泛关注,并很快扩展到微波^[19],红外^[20-21]和THz波段^[50],并由被动

EIT发展到主动EIT^[54],由平面结构发展到了立体结构^[55],由金属离子体结构发展到介质结构^[56]。在这方面也进行了大量的研究工作,下面将分别介绍平面结构EIT效应和立体结构EIT效应。

1.1 平面结构 EIT 效应

文中设计了一种对称EIT结构样品,其单元结构如图1(a)所示,它由一个铝金属条结构和对称位于金属条两侧的一对开口环谐振器(Dual Split Ring Resonators, DSRR)组成,金属铝厚度为200 nm,基底为640 μm厚的n型高阻硅。微结构具体的几何参数为: $P_x=80 \mu\text{m}$, $P_y=120 \mu\text{m}$, $L=85 \mu\text{m}$, $l=29 \mu\text{m}$, $s=7 \mu\text{m}$, $g=5 \mu\text{m}$, $\delta_y=-28 \mu\text{m}$ 。

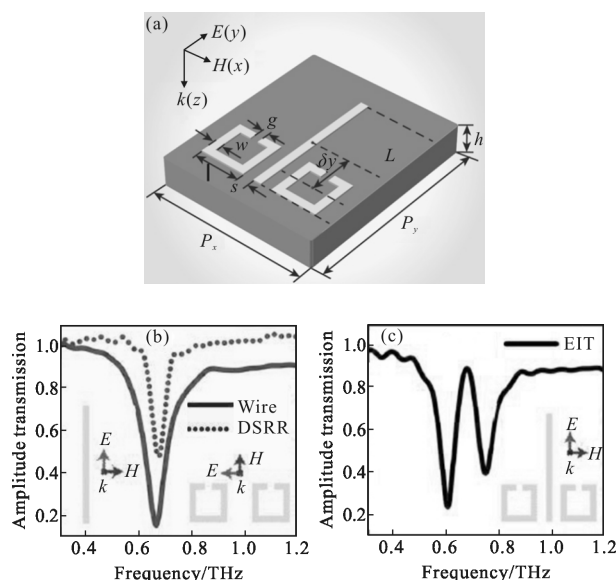


图 1 平面 EIT 结构示意图及测量的幅度透过谱^[50]

Fig.1 Schematic diagram of the planar EIT structure and measured amplitude transmission spectra^[50]

首先用 8f 共焦 THz 时域光谱仪(8f-THz-TDS)分别测量了只有金属条和只有 DSRR 时样品的透过幅度谱 $t(\omega)=|E_t(\omega)/E_r(\omega)|$,其中 $E_t(\omega)$, $E_r(\omega)$ 分别为样品和参考(空载的硅基底)透过的 THz 时域信号的傅里叶变换谱,其中电场方向分别沿金属条(y 方向)和与 DSRR 的 gap 方向平行(x 方向),测量结果如图 1(b)所示。从图 1(b)容易看出,电场沿 y 方向时,金属条(实线)能直接与入射 THz 场耦合,在 0.67 THz 附近由于偶极子谐振被激发而出现了透射谷;对于 DSRR,由于其在 x 方向的非对称性,电场沿 x 方向时,腔内环形电流被激发,即磁谐振被激发,其透过谱(虚线)在 0.67 THz 附近也出现了一个透射谷。

值得注意的是,DSRR 的磁谐振的 Q 值为 11.7,大于金属条结构谐振的 Q 值 6.4,同时需要说明的是,当电场沿 y 方向时,DSRR 结构主要是平行于侧臂的偶极子谐振被激发,由于谐振腔变为总腔长的一半,其谐振在高频区域^[36],而再与金属条结构对应的频率处不被激发,满足 EIT 的形成条件^[10]。因此,当电场沿 y 方向时,由于金属条结构直接与入射场耦合,所以可以作为明模结构,DSRR 由于在对应频率处不被激发,因此作为暗模结构,将这两种类型的谐振器组合在一起(图 1(a)),其远场幅度透过谱出现了典型的 EIT 特征,如图 1(c)所示,即其宽的透过谷在

0.67 THz 附近出现了一个窄的透明窗口。这是由于明模结构金属条的两个激发路径:外场 \rightarrow 明模和外场 \rightarrow 明模 \rightarrow 暗模 \rightarrow 明模相干相消,导致金属条在谐振频率处不被激发即出现 EIT 效应。

与通常的改变明暗模间的距离来改变明暗模间的耦合强度从而调制 EIT 效应不同,笔者发现,当沿着导线方向移动 DSRR 结构时,EIT 的透过峰也出现了显著调制,其测量结果如图 2(a)~(d)所示。可以看出,当 DSRR 结构逐渐从 $\delta_y=-28\ \mu\text{m}$ 移动到 $\delta_y=28\ \mu\text{m}$ 时,EIT 效应逐渐消失。图 2(e)~(h)分别为图 2(a)~(d)对应的 CST 模拟结果,和实验结果吻合地很好。

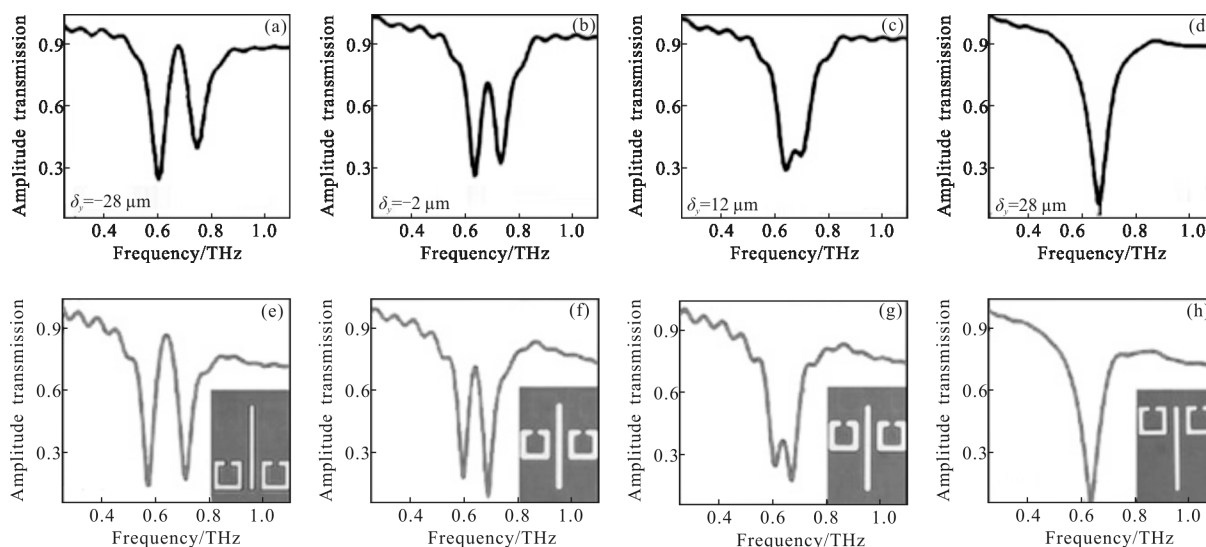


图 2 $\delta_y=-28$ 、 -2 、 12 、 $28\ \mu\text{m}$ 时测量和模拟的幅度透过谱^[50]

Fig.2 Measured and simulated amplitude transmission spectra at $\delta_y=-28$ 、 -2 、 12 、 $28\ \mu\text{m}$, respectively^[50]

为了更好地理解明暗模间的耦合机制,研究了 $\delta_y=-52\ \mu\text{m}$ 和 $\delta_y=-12\ \mu\text{m}$ 两种特殊情况,图 3(a)、(b)分别为 $\delta_y=-52\ \mu\text{m}$ 和 $\delta_y=-12\ \mu\text{m}$ 时的远场幅度透过谱,图 3(c)、(d)为单个金属条结构在 0.67 THz 处 x 方向的电场分布 E_x 和 z 方向的磁场分布 H_z 。可以看出,两种情况下都有 EIT 效果,当 $\delta_y=-52\ \mu\text{m}$ 时,由于几乎没有磁场穿过 DSRR,且金属条结构被入射

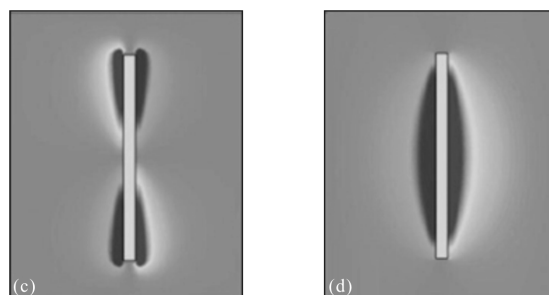
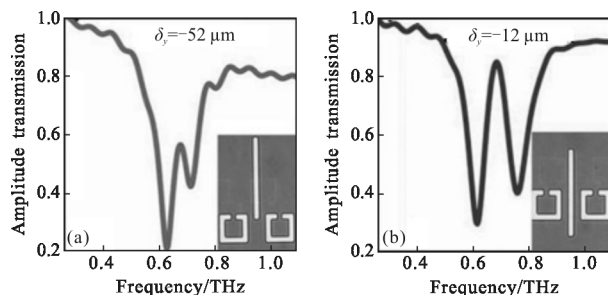


图 3 测量的 EIT 对称结构远场幅度透过谱及模拟近场分布^[50]
Fig.3 Measured far-field amplitude transmission spectra of the EIT symmetric structures and simulated near-field distributions^[50]

场激发的偶极子谐振在 DSRR 结构开口方向上有较强的电场(图 3(c)),所以 DSRR 结构主要被 x 方向的

电场 E_x 激发。与此相反,当 $\delta_y = -12 \mu\text{m}$ 时,DSRR 开口中心与金属条中心持平,DSRR 主要被 z 方向上的磁场 H_z 激发。可见,暗模 DSRR 结构有两种激发机制: E_x 电场激发和 H_z 磁场激发。值得注意的是,当 $\delta_y = -28 \mu\text{m}$ 时,暗模 SRR 结构被 E_x 和 H_z 同步激发,所以 EIT 效果显著,然而当 $\delta_y = -28 \mu\text{m}$ 时,暗模 SRR 结构被 E_x 和 H_z 异步激发,导致暗模 SRR 结构几乎不被激发,EIT 现象消失。

这种独特的 EIT 调制机制丰富了 EIT 明暗模耦合效应的研究,在电磁慢光器件的发展中有潜在应用前景。

1.2 立体结构 EIT 效应

由于样品加工的局限性,超材料研究一般采用平面结构,关于三维超材料的研究相对较少,但三维超材料与平面结构相比有众多不可替代的优势,如研究磁激发,耦合方式的多样化,调节维度的增加,以及与之相关的有趣现象,如 toroidal 极化^[57]、圆偏振器^[58]、手性负折射率^[59]等。

为实现立体结构明暗模耦合 EIT 效应,首先研究了单个 SRR(Single SRR, SSRR)结构的远场透过特性,其基本结构如图 4 所示,它由金属条底边与对称位于金属条两端的金属圆柱臂组成。其结构参数分别为: $l=41 \mu\text{m}$, $t=1.5 \mu\text{m}$, $w=6 \mu\text{m}$, $h=39.5 \mu\text{m}$ 。SSRR 通常有三种激发方式:电场激发(EE,见图 5(a)),磁场激发(ME,见图 5(b))和电磁场同时激发(EME,见图 5(c))。对于沿 $-z$ 方向传播的 THz 波,电场激发时,SSRR 结构平放在基底上,入射 THz 电场沿底边方向,磁场平行于 SSRR 结构,如图 5(a)所示;磁场激发时,入射 THz 电场沿圆柱臂方向,磁场穿过金属 SSRR 结构,如图 5(b)所示;电磁场同时激发时,入射 THz 电场沿底边方向,同时磁场穿过金属 SSRR 结构,如图 5(c)所示。在 CST 中模拟了三种激发方式下 SSRR 结构的远场幅度透过谱,如图 5(d)所示。在模拟中,用 5 mm 厚的石英($\epsilon=3.8$)作为基底,并假设石英为无损介质,结构周期都为 $p=100 \mu\text{m}$ 。可以看出,三种激发方式下,SSRR 的谐振位置分别为 $\omega_{EE}=0.91 \text{ THz}$, $\omega_{ME}=1.16 \text{ THz}$, $\omega_{EME}=1.22 \text{ THz}$,不同激发方式下的谐振频率位置明显不同,磁场激发的谐振频率高于电场激发的谐振频率,但低于电磁场同时激发的谐振频率,这主要是由于基底的缘故。

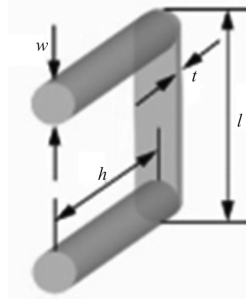


图 4 SSRR 结构示意图^[51]

Fig.4 Schematic of the SSRR structure^[51]

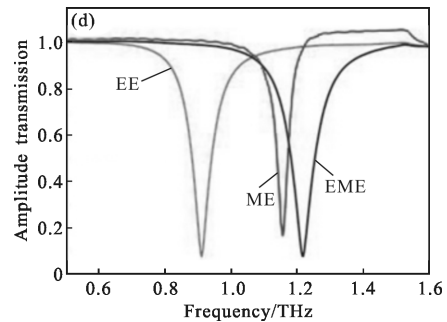
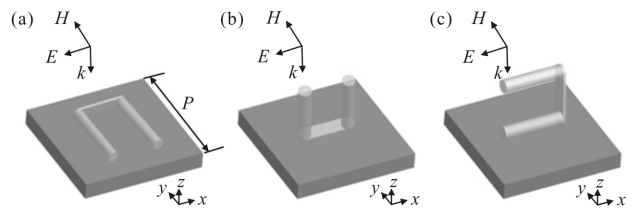


图 5 SSRR 的三种不同激发方式及对应的远场幅度透过谱^[51]

Fig.5 Three different excitation approaches of the SSRR and the corresponding simulated far-field amplitude transmission spectra^[51]

基于上面的仿真结果,设计的立体 EIT 单元结构如图 6(a)所示。它由三个竖直放置的 SRR(TSRR)组成,其中一个 SRR 底边方向平行于入射电磁波电场方向,简称为单 SRR(SSRR),另外两个相同的 SRR 互相平行,且底边方向垂直于入射电磁波的电场方向,简称为双 SRR(DSRR)。SSRR 和 DSRR 除了底边长度略有不同,分别为 $a_1=41 \mu\text{m}$, $a_2=36 \mu\text{m}$,其余几何参数与前面 SSRR 的仿真参数完全相同。容易看出,SSRR 可以直接被入射 THz 波以 EME 方式激发,为明模结构,DSRR 不能被入射 THz 波激发,但是可以被 SSRR 激发,为暗模结构。

接着分别仿真了只有 SSRR,只有 DSRR 结构和 TSRR 结构时的样品的幅度透过谱,仿真结果如图 6(b)

所示。正如预测的那样,SSRR 可以被入射电磁波以 EME 方式强烈激发,其透过谱在频率 $\omega_0=1.21$ THz 附近出现了谐振谷;而 DSRR 不会被入射电磁波直接激发,其透过谱基本保持水平。当两种模式组合形成 EIT 结构时,其透过谱(如图 6(b)中浅色实线所示)在 ω_0 附近出现了一个明显的透明窗口,同时谐振谷分裂成两个,分别对应 $\omega_1=1.17$ THz 和 $\omega_2=1.25$ THz。

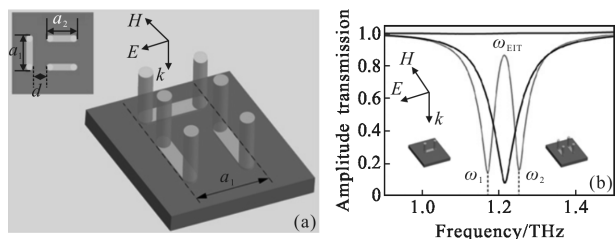


图 6 TSRR 单元结构示意图及远场幅度透过谱^[51]

Fig.6 Schematic of the TSRR structure and the far-field amplitude transmission spectra^[51]

为了更直观地理解该立体结构明暗模间的耦合,在 CST 中模拟了三个特征频率 ω_{EIT} , ω_1 以及 ω_2 处的表面电流分布(见图 7(a)-(c))与 $z=20.5 \mu\text{m}$ 面内的磁场分布(见图 7(d)-(f))。可以看出,在透明窗口 ω_{EIT} 处(见图 7(a), (d)),SSRR 不被激发,这是由于它的两个激发路径相干相消的缘故。

在谐振谷 ω_1 和 ω_2 处 DSRR 对应的电流方向相反(见图 7(b), (c)),这是因为两种情况下 DSRR 和 SSRR 的耦合方式不同。在 ω_1 处,SSRR 的磁场从外部耦合入 DSRR(见图 7(e)),而在频率 ω_2 处 SSRR 的磁场从内部耦合入 DSRR(见图 7(f))。由此不难预

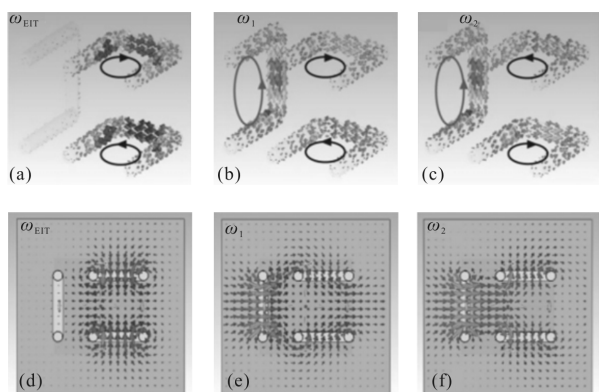


图 7 模拟的表面电流分布与近场磁场分布图^[51]

Fig.7 Simulated surface current and near-field magnetic field distributions^[51]

测,当 DSRR 绕各自左侧的臂相对向内转动时,低频谐振逐渐减弱,同时高频谐振逐渐增强;与之相反,当 DSRR 绕各自左侧的臂相对向外转动时低频谐振谷逐渐增强,同时高频谐振谷逐渐减弱,他们主要受底边方向上总激发电流大小的影响。

2 明暗模垂直耦合 EIA 效应

与 EIT 效应相反的是 EIA 效应,它是由于明模不同激发路径相干相长产生的,通常通过模式间的垂直耦合^[43]或者改变两个耦合路径的初始相位差^[44]实现。2013 年 G. S. Agarwal 教授采用三个耦合谐振子系统实现了 EIA 效应^[46],这三个谐振的谐振频率具有很大差别,一个在光学频段,一个在微波波段,一个在机械谐振频段,其特点在于其吸收峰是建立在 EIT 的透射窗口中,EIA 吸收峰的谐振宽度比 EIT 透射窗口的谐振宽度要小,且他们在理论上预测,在基于等离子体谐振的超材料系统中,即使三个谐振的频率近似,只要三个谐振的衰减率满足 $\gamma_1 \ll \gamma_2 \ll \gamma_3$,即可在特定的耦合条件下实现 EIA 现象。

为实现 EIA 效应,基于 G. S. Agarwal 的理论设计了一种明暗模垂直耦合的三层等离子体谐振结构,其结构如图 8 所示。该 EIA 结构由三种不同的金

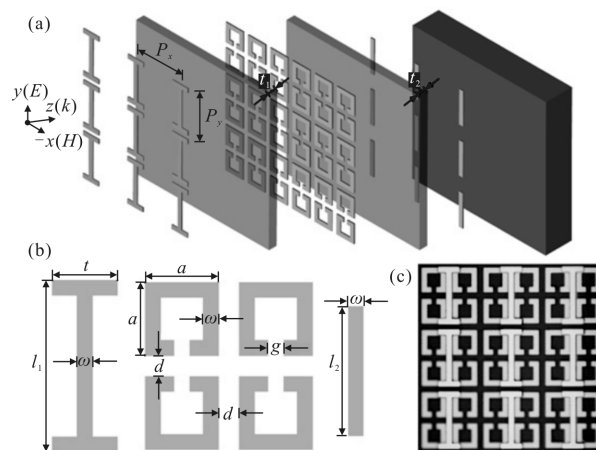


图 8 EIA 结构示意图及实验样品显微图片^[52]

Fig.8 Schematics of the EIA structure, and microscopic image of the sample^[52]

属微结构组成,其中包括 I 形结构(上层),SRR(四个,上面两个和下面两个开口相对)结构(中间层)和金属条结构(下层)。中间由 $10 \mu\text{m}$ 厚的 polyimide 介质层隔开。这三种结构都是由 200 nm 厚的金属铝构成,

加工在 625 μm 厚的硅基底上,其对应的结构示意图如图 8(b)和 8(b)所示,几何参数分别为: $l_1=110\ \mu\text{m}$, $t=42\ \mu\text{m}$, $w=10\ \mu\text{m}$, $a=47\ \mu\text{m}$, $d=13\ \mu\text{m}$, $g=10\ \mu\text{m}$, $l_2=83\ \mu\text{m}$, $t_1=t_2=10\ \mu\text{m}$, $P_x=P_y=120\ \mu\text{m}$ 。如入射 THz 波电场沿 y 方向,此时 I 形结构和金属条结构直接与入射场耦合,是明模, SRR 结构不能被入射场直接耦合,是暗模。图 8(c)为所加工样品的显微图片。

为表征该 EIA 结构的光学性质,仍采用上述的基于光电导天线的 8f-THz-TDS 测量了其远场透射谱 $t(\omega)=|E_t(\omega)/E_i(\omega)|$ 和反射谱 $r(\omega)=|E_r(\omega)/E_{ar}(\omega)|$,如图 9(a)所示(层叠图,纵向间距为 1),其中 $E_t(\omega)$ 和 $E_r(\omega)$ 分别代表实验中测量到的样品透射(点划线)和反射(虚线)谱; $E_i(\omega)$ 为入射到样品的 THz 谱, $E_{ar}(\omega)$ 为一片蒸镀上了一整层铝膜的硅片的反射谱(全反射)。其吸收(实线)谱为 $A(\omega)=1-|t(\omega)|^2-|r(\omega)|^2$ 。

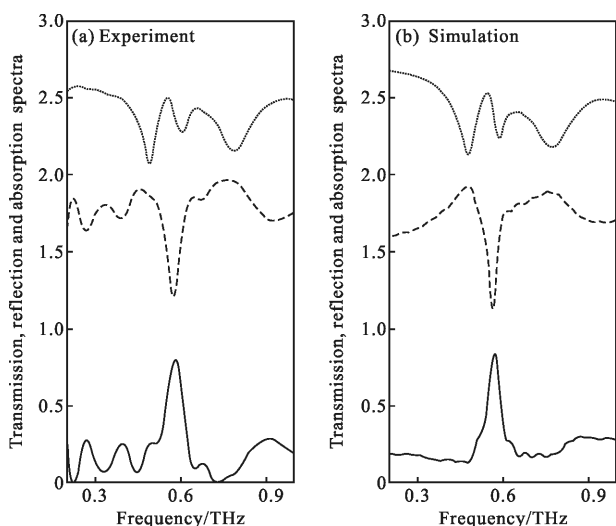


图 9 测量和模拟的 EIA 结构的透射、反射和吸收谱^[52]

Fig.9 Measured and simulated transmission, reflection and absorption spectra of the EIA structure^[52]

从图 9(a)可以看出,透射谱在 0.58 THz 处,出现了一个很尖锐的谐振谷,该谐振谷将较宽的 EIT 透明窗口一分为二,出现了双峰 EIT 的现象。反射谱在 0.58 THz 附近,也出现一个很强的谐振谷,说明反射较小。这种频谱特征表明在此频率处会有一个很强的吸收,即 EIA 效应,正如图 9(a)所示,吸收谱在 0.58 THz 出现了一个强烈且尖锐的吸收峰,该吸收峰的峰值半高宽 $\Delta f(\text{FWHM})=0.08\ \text{GHz}$,吸收峰强度高 0.79。图 9(b)为 CST 模拟结果,和实验结果吻合

地很好。

为了说明明暗模之间的耦合机制,在 CST 中分别模拟了 I 形和金属条组合结构和 EIA 结构在吸收峰处的表面电流分布,如图 10 所示。对于两个明模的组合结构(见图 10(a),(b),分别在 $\phi=1.44\pi$ 和 $\phi=1.83\pi$ 时截取),I 形结构和最下层的金属条结构上的表面电流在谐振频率处正好以 0.4π 左右的相位差进行谐振。但是,当在其中加入中间层的暗模 SRR 结构时(见图 10(c),(d),分别在 $\phi=1.44\pi$ 和 $\phi=0.44\pi$ 时截取),在峰值吸收频率处,暗模上的表面电流几乎

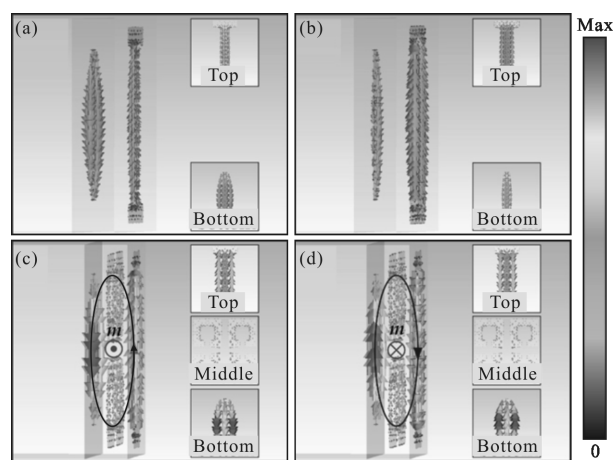


图 10 模拟的表面电流分布^[52]

Fig.10 Simulated surface current distributions^[52]

不存在,两明模的表面电流谐振的相位差突变成了 π ,即两个电流的方向正好相反,形成了一个空间上反平行的电流分布。这个反平行的电流就像是一个环流(见图中的椭圆及箭头标示),即一个磁偶极子谐振,它的方向平行于 x 轴,与入射电磁波的磁场偏振方向一致。因此,它能很好地将入射场中的磁场能量转换为环形电流,从而把它逐渐变成焦耳热耗散掉,形成如图 9(b)中所示的吸收峰。可见,EIA 的谐振效应和 EIT 效应有很大不同,EIT 的谐振结果是明模的谐振被暗模抑制,而这里 EIA 的谐振结果是明模的谐振被显著加强。这个增强现象是由激发路径间的相干相长效应引起的,具体来说,如果将这三层结构对应的激发态分别标记为 $|t\rangle$, $|m\rangle$ 和 $|b\rangle$,非激发态记为 $|0\rangle$,对于最上层明模来说,激发路径可看成 $|0\rangle \rightarrow |t\rangle$ 和 $|0\rangle \rightarrow |b\rangle \rightarrow |m\rangle \rightarrow |t\rangle$;对于最下层明模来说,激发路径可看成 $|0\rangle \rightarrow |b\rangle$ 和 $|0\rangle \rightarrow |t\rangle \rightarrow |m\rangle$ 。此外,可以看到,暗模几乎不谐振,这是由于激发路径 $|0\rangle$

→|t⟩→|m⟩和|0⟩→|b⟩→|m⟩间相干相消导致的。

该 EIA 结构在双峰 EIT, 双峰慢光和吸收性光开关方面有重要应用前景。

3 表面波非对称激发

明暗模间的耦合不仅可以用来模拟自由空间 EIT, EIA 效应, 也可以用来控制表面波也即表面等离子体(SP)的激发。表面波是在金属与介质截面内传播的一种特殊电磁波, 在垂直于界面的方向上, 表面波的强度呈指数型衰减^[60]。由于光场被束缚在截面内传播, 因此表面波在实现片上光学系统方面有广阔的应用前景^[61-63]。将 EIT 效应中的明暗模耦合机制应用于近场表面波激发, 实现了表面波的非对称激发、激发强度和方向控制。

设计的亚波长单元结构如图 11(a)所示, 该金属铝孔型结构包含一个条形狭缝谐振器(Bar-shape Slit Resonator, BSSR)和一个位于 BSSR 右下方的分离环狭缝谐振器(Split Ring Slit Resonator, SRSR)。BSSR 能被 x 方向的电场 E_x 激发, SRSR 几乎不与 x 方向的电场耦合, 但能被 y 方向上的电场 E_y 激发。其对应的几何参数分别为: $L=120\ \mu\text{m}$, $w=10\ \mu\text{m}$, $l=45\ \mu\text{m}$, $g=10\ \mu\text{m}$, $d=-40\ \mu\text{m}$, $s=5\ \mu\text{m}$ 。BSSR 和 SRSR 谐振频率都设计在 0.75 THz, 即在此频率处表面波激发效率最高。为了增加激发的表面波强度以便于测量, 使用传统的光刻方法在 2 mm 厚的石英基底加工了 8×8 的阵列结构, 样品 x, y 方向周期都为 $400\ \mu\text{m}$ 。图 11(b)为样品部分区域的显微图像。

使用光纤耦合的 THz 近场系统^[64]来扫描样品的 SP 场激发, 如图 11(c)所示, 测量中, 一束近乎均匀分布的平行 THz 波从基底正入射到样品上, THz 光束直径约为 5 mm, 足以覆盖整个激发区域($3.2\ \text{mm}\times 3.2\ \text{mm}$)。为了使入射 THz 偏振方向沿 x 方向, 在样品前放置了一个金属线栅偏振器。光纤耦合的近场探针固定在电动二维(2D)平移台上, 测量中探针置于样品上方 $50\ \mu\text{m}$ 处, 扫描范围都为 $8\ \text{mm}\times 8\ \text{mm}$ 。

图 11(d)为样品在 x 偏振光入射下的测量结果, 可以清楚地看到表面波的非对称激发: SP 主要向 $-x$ 方向传播, 而在 $+x$ 方向几乎没有 SP; 同时, 值得注意的是电场沿 x 方向的入射波也被耦合到了 y 方向, 在 SRSR 上方($+y$ 方向)和下方($-y$ 方向)激发出强度

几乎相同的 SPs。众所周知, 金属介质界面处传播的 SP 实际上是电子密度波, 它仅以 TM 模存在。电子的这种谐振被入射波的电场驱动, 因此, 激发的 SP 主要沿入射电场的偏振方向传播。有意思的是, 这里在 x 偏振入射场下观察到了 y 轴传播的 SP。

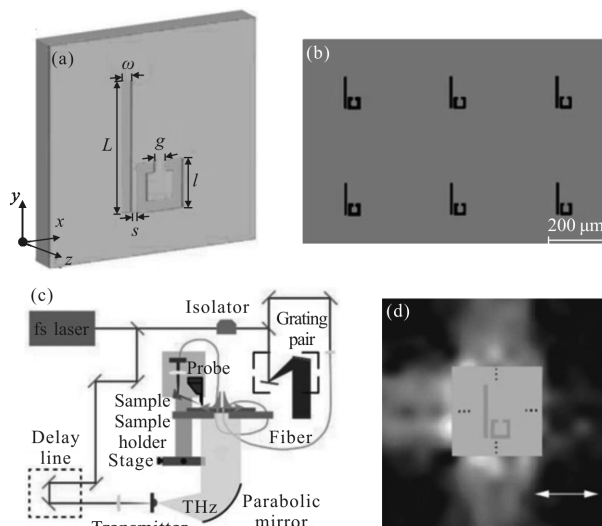


图 11 结构示意图、样品显微照片、实验装置示意和场分布测量结果^[49]

Fig.11 Schematic of the structure, microscope image of the sample, experimental setup and measured field distribution^[49]

为了分析这一物理现象的潜在物理机制。首先在 CST 中分别模拟了 BSSR 和 SRSR 的表面波激发。对 BSSR 来说, 当入射波电场与 BSSR 垂直, 即沿 x 方向时, 表面波激发效率最高。图 12(a)、(b)分别为归一化的表面波谱和相应的表面波场分布。可以看到在 0.75 THz 处表面波只在 x 方向被激发。同时, SRSR 几乎不与 x 方向的场耦合, 如图 12 (c)、(d)所示。可以看出, 对单个结构, 表面波是对称激发的, 且传播方向平行于入射波的电场方向。

然而, 当这 BSSR 与 SRSR 相互耦合时, 其归一化的表面波幅度谱在 0.75 THz 处出现了一个尖锐的表面波谷, 如图 12(e)所示, 原 BSSR 沿 $+x$ 方向传播的表面波消失, 取而代之的是沿 $\pm y$ 方向传播的表面波, 如图 12(f)所示。这一有趣的现象与 EIT 现象类似, 其中, 沿 $\pm y$ 方向新出现的表面波对应于 EIT 中的透明窗口, 而原来沿 $+x$ 方向传播的表面波对应于明模谐振的抑制。这种情况下, BSSR 由于有较强宽谱激发, 可以被当做明模, 而 SRSR 对应为暗模。一旦 BSSR 被入

射场激发,它能与 SRSR 强烈耦合,因此使 SRSR 激发出沿 $\pm y$ 方向传播的强度相同的表面波。由于 SRSR 在 BSSR 的右侧,因此只有 $+x$ 反向的表面波被强烈抑制而对 $-x$ 方向传播的表面波影响较小。

在以上介绍中,表面波幅度谱是通过在与激发区域中心点间距为 3 mm 的位置放置探针获得的,如图 12(b)、(d)、(f)中的实心圆和带黑点实心圆位置所示。这里的实心圆和带黑点实心圆分别对应着图 12(a)、(c)、(e)中实线和虚线幅度谱。

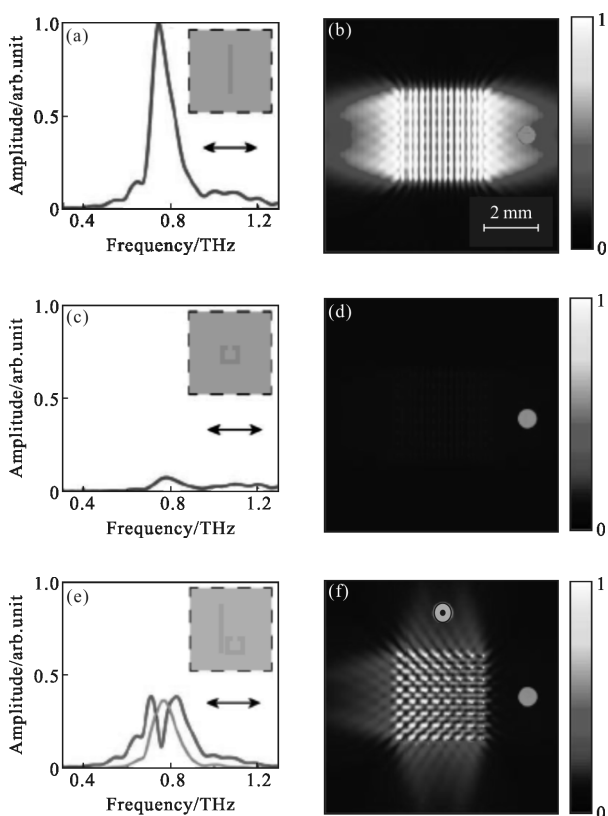


图 12 模拟的 SP 幅度谱和表面波电场 $|E_z|$ 分布^[49]

Fig.12 Simulated SP amplitude spectra and SP field ($|E_z|$) distributions^[49]

EIT 效应的一个重要特点是通过改变明暗模间的耦合强度可以对透明窗口进行调制。笔者认为同样的方法也可以用来控制 x, y 方向激发的表面波的强度。这里有两种改变总耦合强度的方法:改变两谐振器之间的相对垂直距离 d 或水平距离 s 。分别扫描了具有不同 d 值和 s 值的样品的近场电场分布,如图 13 所示。当固定 $s=5 \mu\text{m}$,根据前面讨论过的平面 EIT 结构暗模的两种激发方式和 Babinet 原理,SRSR 也存两种激发方式, E_z 激发和 H_x 激发,在 $d=-40 \mu\text{m}$

时,BSSR 谐振模式的 E_z 与 H_x 对 SRSR 激发同相,SRSR 被最大激发,而当 $d=40 \mu\text{m}$ 时,BSSR 谐振模式的 E_z 与 H_x 对 SRSR 激发反相,SRSR 不能被有效激发,所以 d 从 $-20 \sim 40 \mu\text{m}$ 逐渐增加时,SRSR 沿 $\pm y$ 方向激发的表面波逐渐减弱,而沿 $+x$ 方向的表面波逐渐增强,如图 13(a)~(d)所示,图 13(e)~(h)为对应的模拟结果,与实验结果吻合较好。当固定 $d=-40 \mu\text{m}$, s 从 $15 \mu\text{m}$ 逐渐增加到 $45 \mu\text{m}$ 时,其测量的表面波场分布如图 13(i)~(l)所示。可以看到,随着 s 的增大,BSSR 与 SRSR 之间的耦合变弱, $\pm y$ 方向激发的表面波逐渐消失,同时 $+x$ 方向的表面波增强。图 13(m)~(p)为对应的模拟结果,与实验结果一致。可见,SRSR 激发的表面波源自于与 BSSR 的近场耦合,且明暗模式的耦合强度变化与 EIT 类似。

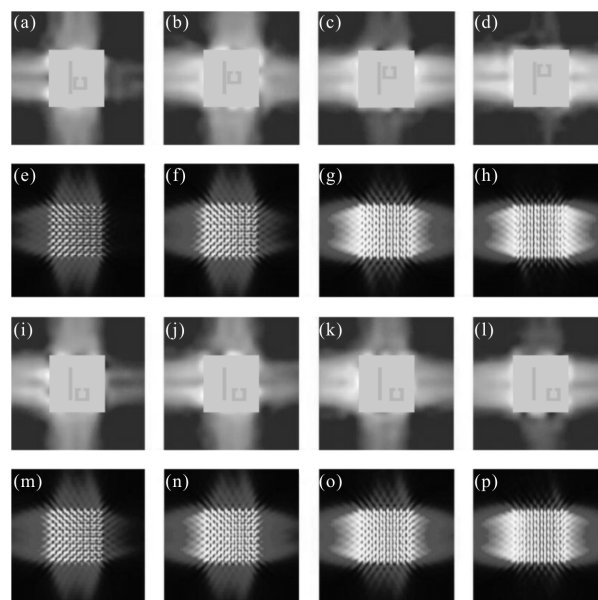


图 13 测量和模拟的不同耦合条件下的 SP 场 $|E_z|$ 分布^[49]

Fig.13 Measured and simulated SP field ($|E_z|$) distributions under different coupling conditions^[49]

这种采用 EIT 耦合机制的近场波面波激发,通过操纵明暗模间的耦合实现了对激发表面波的方向和强度的有效控制,通过合理排放单元结构的位置,还可实现表面波的波前控制,如果与微机电系统(MEMS)结合,还有望实现表面波激发的主动控制。这一手段在基于波面波的应用方面有广泛的应用前景。

4 结论

文中回顾了笔者课题组对 THz 超材料中明暗模

式的耦合对远场、近场响应的影响的相关研究进展,包括 EIT, EIA 效应和表面波 EIT 非对称激发效应。除了传统的改变明暗模间的耦合距离来改变耦合强度,通过改变耦合方式也可以对 EIT 透明窗口进行调制。立体 EIT 结构明暗模间耦合也能产生 EIT 效应,且有更大的调控自由度。通过三层等离子体谐振结构明暗模式间的垂直耦合,使明模不同的激发路径相干相长,可观察到较强的 EIA 现象。此外, EIT 明暗耦合机制也可应用于近场表面波的激发中,实现表面波的非对称激发及表面波波前整形。超材料明暗模间耦合机制的研究为电磁慢光器件,光开关,传感器件,以及表面波片上系统的实现提供了新的潜在手段。

参考文献:

- [1] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [2] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, 292(5514): 77-79.
- [3] Zhang S, Fan W, Panoiu N C, et al. Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials [J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(13): 137404.
- [4] Fang N, Lee H, Sun C, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens [J]. *Science*, 2005, 308(5721): 534-537.
- [5] Zhang S, Xiong Y, Bartal G, et al. Magnetized plasma for reconfigurable subdiffraction imaging [J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 106(24): 243901.
- [6] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling electromagnetic fields [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [7] Schurig D, Mock J J, Justice B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977-980.
- [8] Li J, Pendry J B. Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(20): 203901.
- [9] Ergin T, Stenger N, Brenner P, et al. Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths [J]. *Science*, 2010, 328(5976): 337-339.
- [10] Tao H, Landy N I, Bingham C M, et al. A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization [J]. *Opt Express*, 2008, 16(10): 7181-7188.
- [11] Liu N, Mesch M, Weiss T, et al. Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor [J]. *Nano Lett*, 2010, 10(7): 2342-2348.
- [12] Aydin K, Ferry V E, Briggs R M, et al. Broadband polarization-independent resonant light absorption using ultrathin plasmonic super absorbers[J]. *Nat Commun*, 2011, 2: 517.
- [13] Feng Q, Pu M, Hu C, et al. Engineering the dispersion of metamaterial surface for broadband infrared absorption [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(11): 2133-2135.
- [14] Argyropoulos C, Le K Q, Mattiucci N, et al. Broadband absorbers and selective emitters based on plasmonic Brewster metasurfaces [J]. *Phys Rev B*, 2013, 87(20): 205112.
- [15] Kang M, Liu F, Li T F, et al. Polarization-independent coherent perfect absorption by a dipole-like metasurface [J]. *Opt Lett*, 2013, 38(16): 3086-3088.
- [16] Yue W, Wang Z, Yang Y, et al. High performance infrared plasmonic metamaterial absorbers and their applications to thin-film sensing[J]. *Plasmonics*, 2016, 11(6): 1557-1563.
- [17] Hu F, Xu N, Wang W, et al. A dynamically tunable terahertz metamaterial absorber based on an electrostatic MEMS actuator and electrical dipole resonator array [J]. *J Micromech Microeng*, 2016, 26(2): 025006.
- [18] Zhang S, Genov D A, Wang Y, et al. Plasmon-induced transparency in metamaterials [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(4): 047401.
- [19] Papasimakis N, Fedotov V A, Zheludev N I, et al. Metamaterial analog of electromagnetically induced transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(25): 253903.
- [20] Tassin P, Zhang L, Koschny T, et al. Low-loss metamaterials based on classical electromagnetically induced transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(5): 053901.
- [21] Liu N, Langguth L, Weiss T, et al. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit [J]. *Nat Mater*, 2009, 8(9): 758-762.
- [22] Yu N, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction [J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [23] Aieta F, Genevet P, Yu N, et al. Out-of-plane reflection and refraction of light by anisotropic optical antenna metasurfaces with phase discontinuities [J]. *Nano Lett*, 2012, 12(3): 1702-1706.
- [24] Zhang X, Tian Z, Yue W, et al. Broadband terahertz wave deflection based on C-shape complex metamaterials with phase discontinuities [J]. *Adv Mater*, 2013, 25(33): 4567-4572.
- [25] Liu L, Zhang X, Kenney M, et al. Broadband metasurfaces

- with simultaneous control of phase and amplitude [J]. *Adv Mater*, 2014, 26(29): 5031-5036.
- [26] Radko I P, Volkov V S, Beermann J. et al. Plasmonic metasurfaces for waveguiding and field enhancement [J]. *Laser & Photon Rev*, 2009, 3(6): 575-590.
- [27] Zhao C, Zhang J. Plasmonic demultiplexer and guiding [J]. *ACS Nano*, 2010, 4(11): 6433-6438.
- [28] Tanemura T, Balram K C, Ly-Gagnon D S, et al. Multiple-wavelength focusing of surface plasmons with a nonperiodic nanoslit coupler [J]. *Nano Lett*, 2011, 11(7): 2693-2698.
- [29] Huang L, Chen X, Bai B, et al. Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity [J]. *Light: Science & Application*, 2013, 2(3): e70.
- [30] Zhao C, Zhang J, Liu Y. Light manipulation with encoded plasmonic nanostructures [J]. *EPJ Appl Metamat*, 2014, 1: 6-12.
- [31] Wintz D, Genevet P, Ambrosio A, et al. Holographic metalens for switchable focusing of surface plasmons [J]. *Nano Lett*, 2015, 15(5): 3585-3589.
- [32] Liu J, Gao Y, Ran L, et al. Focusing surface plasmon and constructing central symmetry of focal field with linearly polarized light[J]. *Appl Phys Lett*, 2015, 106(1): 013116.
- [33] Zou C, Withayachumnankul W, Shadrivov I V, et al. Directional excitation of surface plasmons by dielectric resonators [J]. *Phys Rev B*, 2015, 91(8): 085433.
- [34] Zhang X, Xu Y, Yue W, et al. Anomalous surface wave launching by handedness phase control[J]. *Adv Mater*, 2015, 27(44): 7123-7129.
- [35] Xu Q, Zhang X, Xu Y, et al. Plasmonic metalens based on coupled resonators for focusing of surface plasmons [J]. *Sci Rep*, 2016, 6: 37861.
- [36] Zhou J, Koschny T, Soukoulis C M. Magnetic and electric excitations in split ring resonators [J]. *Opt Express*, 2007, 15(26): 17881-17890.
- [37] Singh R, Rockstuhl C, Lederer F, et al. The impact of nearest neighbor interaction on the resonances in terahertz metamaterials [J]. *Appl Phys Lett*, 2009, 94(2): 021116.
- [38] Chiam S Y, Singh R, Zhang W, et al. Controlling metamaterial resonances via dielectric and aspect ratio effects [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 97(19): 191906.
- [39] Wu P C, Hsu W L, Chen W T, et al. Plasmon coupling in vertical split-ring resonator metamolecules [J]. *Sci Rep*, 2015, 5: 9726.
- [40] Manjappa M, Srivastava Y K, Singh R. Lattice-induced transparency in planar metamaterials [J]. *Phys Rev B*, 2016, 94(16): 161103.
- [41] Chen C Y, Un I W, Tai N H, et al. Asymmetric coupling between subradiant and superradiant plasmonic resonances and its enhanced sensing performance [J]. *Opt Express*, 2009, 17(17): 15372-15380.
- [42] Ma Y, Li Z, Yang Y, et al. Plasmon-induced transparency in twisted Fano terahertz metamaterials [J]. *Opt Mater Express*, 2011, 1(3): 391-399.
- [43] Taubert R, Hentschel M, Kästel J, et al. Classical analog of electromagnetically induced absorption in plasmonics [J]. *Nano Lett*, 2012, 12(3): 1367-1371.
- [44] Verslegers L, Yu Z, Ruan Z, et al. From electromagnetically induced transparency to superscattering with a single structure: a coupled-mode theory for doubly resonant structures [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108(8): 083902.
- [45] Tassin P, Zhang L, Zhao R, et al. Electromagnetically induced transparency and absorption in metamaterials: the radiating two-oscillator model and its experimental confirmation [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(18): 187401.
- [46] Qu K, Agarwal G S. Phonon-mediated electromagnetically induced absorption in hybrid opto-electromechanical systems [J]. *Phys Rev A*, 2013, 87(3): 031802.
- [47] Liao Z, Pan B C, Shen X, et al. Multiple Fano resonances in spoof localized surface plasmons [J]. *Opt Express*, 2014, 22(13): 15710-15717.
- [48] Chen L, Wei Y M, Zang X F, et al. Excitation of dark multipolar plasmonic resonances at terahertz frequencies [J]. *Sci Rep*, 2016, 6: 22027.
- [49] Zhang X, Xu Q, Li Q, et al. Asymmetric excitation of surface plasmons by dark mode coupling [J]. *Sci Adv*, 2016, 2(2): e1501142.
- [50] Liu X, Gu J, Singh R, et al. Electromagnetically induced transparency in terahertz plasmonic metamaterials via dual excitation pathways of the dark mode [J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 100(13): 131101.
- [51] Liang D, Zhang H, Gu J, et al. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency in stereo metamaterials [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(4): 1-7.
- [52] Zhang X, Xu N, Qu K, et al. Electromagnetically induced absorption in a three-resonator metasurface system [J]. *Sci Rep*, 2015, 5: 10737.

- [53] Boiler K J, Imamoğlu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, 66(20): 2593-2596.
- [54] Gu J, Singh R, Liu X, et al. Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials [J]. *Nat Commun*, 2012, 3: 1151.
- [55] Wu P C, Chen W T, Yang K Y, et al. Magnetic plasmon induced transparency in three-dimensional metamolecules [J]. *Nanophotonics*, 2012, 1(2): 131-138.
- [56] Yang Y M, Kravchenko I I, Briggs D, et al. All dielectric metasurface analogue of electromagnetically induced transparency [J]. *Nat Commun*, 2014, 5: 5753.
- [57] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, et al. Toroidal dipolar response in a metamaterial [J]. *Science*, 2010, 330(6010): 1510-1512.
- [58] Gansel J K, Thiel M, Rill M S, et al. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer [J]. *Science*, 2009, 325(5947): 1513-1515.
- [59] Zhang S, Park Y S, Li J, et al. Negative refractive index in chiral metamaterials[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(2): 023901.
- [60] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [61] Ebbesen T W, Genet C, Bozhevolnyi S I. Surface-plasmon circuitry [J]. *Phys Today*, 2008, 61(5): 44-50.
- [62] Sorger V J, Oulton R F, Ma R M, et al. Toward integrated plasmonic circuits [J]. *MRS Bulletin*, 2012, 37(8): 728-738.
- [63] Fang Y, Sun M. Nanoplasmonic waveguides: towards applications in integrated nanophotonic circuits [J]. *Light: Science & Application*, 2015, 4(6): e294.
- [64] Xu Y, Zhang X, Tian Z, et al. Mapping the near-field propagation of surface plasmons on terahertz metasurfaces [J]. *Appl Phys Lett*, 2015, 107(2): 021105.