

高效光调控的全介质太赫兹 Fano 超材料

于凯新, 赵世强, 王 陈, 孙竞博, 文永正, 周 济

(清华大学材料学院, 新型陶瓷与精细工艺国家重点实验室, 北京 100084)

摘 要: 太赫兹(THz)技术因其在高速无线通信、无损成像、光谱检测等领域的应用价值而备受关注, 然而能高效调制太赫兹波的材料仍亟需开发。由周期性亚波长结构组成的超材料可精确地调控电磁波的振幅、相位和偏振, 为设计超紧凑和高性能太赫兹器件提供了新的机遇。太赫兹超材料可通过改变谐振模式进而调控太赫兹波, 但米氏共振等常用模式由于较低的谐振强度导致调控效率有限。Fano 谐振具有更强的谐振强度, 且对外界介电环境十分敏感, 可极大提高太赫兹波的调控效率和灵敏度。基于泵浦光激发高阻硅中非平衡载流子的机制, 设计并实验验证了一种高效光调控的全介质太赫兹 Fano 超材料。结果表明: 通过近红外激光泵浦控制高阻硅的电导率, 可以实现 Fano 谐振强度的有效调控, 调制率可达到 87%, 比同一结构上 Mie 式电偶极谐振的调制效率提高了 70%, 实现了对太赫兹波的高效调控。制备方法简单、调制效果明显, 可通过改变超材料样品尺寸灵活设计工作频段, 为太赫兹波段的高性能调控器件提供了一种可行的设计思路和方法。

关键词: 太赫兹; 光调控; 全介质; Fano 超材料

中图分类号: O441 文献标志码: A 文章编号: 0454-5648(2023)04-0833-09

网络出版时间: 2023-03-12



Optically-Modulated All-Dielectric Terahertz Fano Metamaterials with High Efficiency

YU Kaixin, ZHAO Shiqiang, WANG Chen, SUN Jingbo, WEN Yongzheng, ZHOU Ji

(State Key Laboratory of New Ceramics and Fine Processing, School of Materials Science and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Terahertz (THz) technology has attracted much attention due to its application potentials in high speed wireless communication, non-destructive imaging, spectroscopy and others. However, the development of the materials for THz modulation is still a challenge. Metamaterials composed of periodic subwavelength structures can precisely modulate the amplitude, phase and polarization of electromagnetic waves, providing some opportunities for designing ultra-compact and high-performance THz devices. THz metamaterials modulate THz based on its resonant behavior. However, the modulation efficiency of Mie resonance and other common resonances is not evident due to the low resonant strength. Fano resonance possesses a more intense resonant strength and is sensitive to external dielectric environment, thus greatly improving the efficiency and sensitivity of THz wave modulation. The optically-modulated all-dielectric THz Fano metamaterial with a high efficiency was proposed based on the mechanism of photogenerated non-equilibrium carriers in a high purity silicon. The results show that the optical pump of near infrared laser effectively modulates the Fano resonant strength via controlling the conductivity of high resistance silicon, and the modulation depth reaches 87%, which is 70% greater than that of Mie electric dipole resonance in the same structure, realizing the efficient modulation of terahertz wave. The preparation method is simple and the modulation effect is obvious. The resonant frequency of Fano metamaterial can be conveniently designed by varying the geometric size of the metamaterial, which provides a possible approach for the high-performance modulation devices in the THz regime.

Keywords: terahertz; optical modulation; all-dielectric; Fano metamaterials

收稿日期: 2022-10-18。 修订日期: 2022-11-24。

基金项目: 国家重点研发计划(2022YFB3806000); 国家自然科学基金
基础科学中心(51788104); 国家自然科学基金(92163129,
52072203)。

第一作者: 于凯新(1997—), 女, 博士研究生。

通信作者: 周 济(1962—), 男, 博士, 教授;

文永正(1987—), 男, 博士, 副研究员。

Received date: 2022-10-18. Revised date: 2022-11-24.

First author: YU Kaixin (1997—), female, Doctoral candidate.

E-mail: yukx20@mails.tsinghua.edu.cn

Correspondent author: ZHOU Ji (1962—), male, Ph.D., Professor.

WEN Yongzheng (1987—), male, Ph.D., Associate
Professor.

E-mail: zhouji@tsinghua.edu.cn; wenyongzheng@tsinghua.edu.cn

随着无线通信技术在通信带宽及速率方面的持续追求,其所使用的电磁载波频率不断提高。第5代移动通信技术(5G 技术)目标在毫米波频谱中运行,而第6代移动通信技术(6G 技术)有望提高至太赫兹波段。太赫兹波在电磁频谱中位于红外波和微波之间,其高时空相干性、亚皮秒带宽,高信息传输量将大大提升无线通信的网络容量及传输速度^[1–2],可满足6G技术的需要。然而,由于太赫兹波兼具微波的电子学特性和光波的光子学特性,目前可实现高效太赫兹波产生、探测和调制的材料仍亟待探索^[3–6]。近些年出现的由周期性亚波长结构组成的超材料展现了前所未有的操纵电磁波的相位、振幅和偏振的能力^[7–9],通过设计超材料的几何结构^[10],可以精准操控光与物质的相互作用,从而实现多种调控太赫兹波的功能,如太赫兹全息成像^[11]、太赫兹平面透镜聚焦^[12]、太赫兹光束偏折^[13]、太赫兹人工非线性^[14]等。太赫兹超材料因其高设计度、清晰的物理原理和丰富的功能,引起了人们的广泛关注和研究。

常规的太赫兹超材料在样品加工后,其工作频率和功能特性就基本确定,为提高器件灵活应用性,人们尝试利用光^[15–16]、静电场^[17–18]、温度^[19–20]、机械力^[21–22]等外加物理场动态控制超材料性能,从而实现调制工作频率、拓展工作带宽等功能。电调控和机械调控的方法通常将超材料与导线、电源等外部控制设备相连,系统复杂、体积大、成本较高;温度调控对实验环境的要求比较苛刻,调控速度缓慢。相较之下,全光调控无需复杂的电学控制设备和导线连接,具有更高的响应速度,是可调超材料的一个重要研究方向。

常见的光可调超材料是利用泵浦光改变超材料谐振模态进而实现调控太赫兹波的目的,但LC谐振、Mie谐振^[23]等常用模态的谐振强度低(Q 值通常在5~10之间)^[24],需要使用较高的泵浦光功率才能产生有效调控,限制了器件的灵敏性和调控度。Fano谐振作为一种新的谐振模态,为克服这一问题提供了可行的解决方案^[25–26]。Fano谐振是由离散态和连续态之间的干涉耦合产生的具有非对称线形的谐振,其中离散态和干涉态很容易由超材料设计获得,在实验中通过设计非对称结构,可产生高谐振强度的尖锐谐振峰^[27–28]。Fano谐振对外界介电环境十分敏感,因此通过外加光场改变超材料组成材料的介电性能,有望实现太赫兹波的高灵敏调控。近年来光调控Fano超材料的研究主要集中在用金属做谐振结构^[29–31],将薄层的铬^[32]、砷化镓^[33]、石墨烯^[34]

等材料覆盖在金属的太赫兹Fano超材料表面,通过光泵浦产生非平衡载流子^[35],改变薄层材料电导率,从而调控Fano谐振峰。相比较金属谐振单元,全介质的Fano超材料谐振 Q 值更高,谐振强度更强^[36],有望实现对太赫兹波更高效的调控。

本工作设计并制备了一种全介质太赫兹Fano超材料,通过设计高阻硅的不对称结构,在太赫兹波的激发下,超材料发生Fano谐振。利用不同功率的近红外激光照射样品,可在硅中激发产生非平衡载流子来调控硅的电导率,电导率变化引起Fano谐振模态改变,最终实现对太赫兹波透射率的高效调控。

1 实验

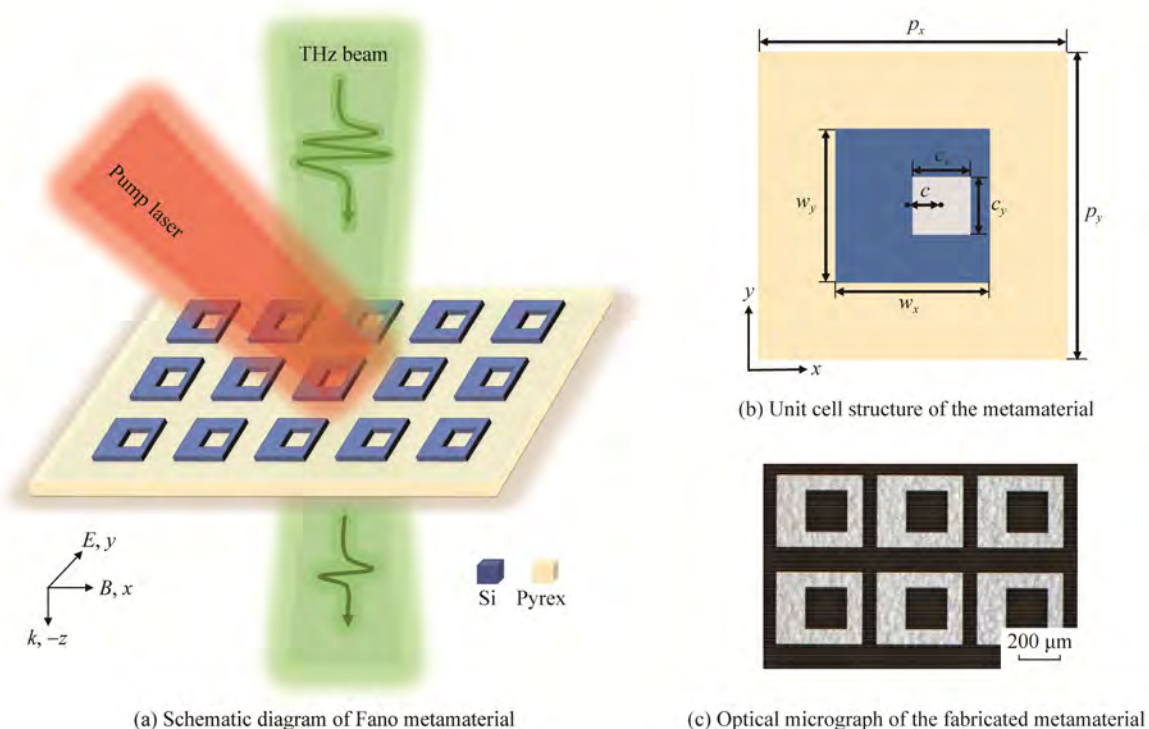
1.1 超材料结构设计及仿真建模

针对Fano谐振所必需的非对称结构要求,设计了如图1a所示的全介质超材料结构,由硼硅玻璃衬底和高阻硅谐振单元构成。通过设计偏心孔结构,打破谐振单元的不对称性,并结合高阻硅材料在太赫兹波段的高介电、低损耗特性,便可激发高 Q 值的Fano谐振。同时,由于Fano谐振对材料的介电损耗非常敏感,因此通过近红外光照射激发硅中的光生载流子,调控硅材料的介电损耗,即可实现对Fano谐振的高效全光调控。所设计的超材料单元周期尺寸为 $P_x=440\text{ }\mu\text{m}$, $P_y=427\text{ }\mu\text{m}$;硅谐振单元几何尺寸为 $w_x=370\text{ }\mu\text{m}$, $w_y=320\text{ }\mu\text{m}$, $c_x=180\text{ }\mu\text{m}$, $c_y=180\text{ }\mu\text{m}$;孔洞的中心相较于谐振单元中心横向偏移的距离 $c=300\text{ }\mu\text{m}$ 。高阻硅厚度 $140\text{ }\mu\text{m}$,硼硅玻璃衬底厚度 $300\text{ }\mu\text{m}$ 。

利用商用有限元仿真软件COMSOL Multiphysics对所设计超材料建模仿真,高阻硅的相对介电常数为11.7,电导率为 $5\times 10^{-3}\text{ S/m}$ 。衬底硼硅玻璃(Pyrex)的相对介电常数为4.45^[37],损耗正切值 $\tan\delta$ 为0.0325。采用周期性边界条件模拟超材料的周期排列特性。太赫兹波沿着 $-z$ 方向入射, x 方向和 y 方向分别为太赫兹波的磁场和电场方向。

1.2 样品制备

太赫兹Fano超材料样品的制备,采用微加工技术。首先,利用硅玻璃键合工艺,将4寸双抛 $300\text{ }\mu\text{m}$ 厚Pyrex片和4寸双抛 $380\text{ }\mu\text{m}$ 厚高阻硅片(HR Si,电阻率大于 $10\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$)结合在一起,然后利用KOH腐蚀减薄高阻硅层,直至余厚为 $140\text{ }\mu\text{m}$ 。清洗干净后,溅射一层铝,作为刻蚀阻挡层。之后,光刻形成超材料结构,并腐蚀铝层直至硅表面;采用深反应离子刻蚀(DRIE)工艺对硅进行刻蚀,直至硅玻璃



p_x and p_y are the length and width of a metamaterial unit cell; w_x and w_y are the length and width of silicon; c_x and c_y are the length and width of silicon hole, and c is the lateral deviation distance of the hole center relative to the silicon center.

图 1 全介质太赫兹 Fano 超材料的示意图及光学显微镜照片

Fig. 1 Schematic and optical micrographs of all-dielectric THz Fano metamaterial

界面, 形成超材料结构。所制备超材料样品的光学显微镜照片如图 1c 所示。

1.3 样品表征

在实验测量中, 采用太赫兹时域光谱仪 (THz-TDS) 系统测量样品的透射光谱, 所有测量均在氮气环境中进行, 以消除大气中的水对太赫兹波的吸收, 相对湿度小于 7%。采用中心波长为 980 nm 的连续近红外激光器作为泵浦光源, 泵浦光以 30° 的倾斜角入射到样品上。采用凸透镜聚焦泵浦光束的光斑大小至 4 mm, 采用通孔铝箔限制太赫兹光束的光斑大小为 3 mm, 保证透过太赫兹波的样品都能被泵浦光照射到。采用连续可调衰减片调节泵浦光的功率变化范围为 0~620 mW。将从 THz-TDS 系统获得的时域信号进行 Fourier 变换得到频谱, 样品和参考基底的频谱之比的平方即为样本的透射率

$T(\omega) = \left(\frac{E_s(\omega)}{E_r(\omega)} \right)^2$, 其中: $E_s(\omega)$ 和 $E_r(\omega)$ 分别为样品和参考基底的 Fourier 变换光谱; ω 为角频率^[38]。利用

Fano 拟合公式^[27] $T(\omega) = T_0 + A_0 \cdot \frac{[q + 2(\omega - \omega_0) / \Gamma]^2}{1 + [2(\omega - \omega_0) / \Gamma]^2}$

计算谐振峰的 Q 值: $Q = \frac{\omega_0}{\Gamma}$, 其中: ω_0 为谐振频率; Γ 为谐振峰半高宽; T_0 为背景散射参数; A_0 为耦合系数; q 为法诺参数。

2 结果与讨论

2.1 超材料 Fano 谐振性能仿真及分析

当太赫兹波垂直入射如图 1 所示超材料结构时, 仿真计算得到其透射谱如图 2a 所示, 其中谐振峰值和谷值之间的透射率差定义为谐振强度。可以看到, 在 0.314 THz 和 0.355 THz 处分别有 2 个明显的谐振谷。通过场分布分析可知, 2 个谐振谷分别对应 Fano 谐振和电偶极谐振。相比于电偶极谐振的 Q 值为 17, 用 Fano 拟合公式计算出 Fano 谐振的 Q 值为 95, 理论上能够更加高效地调控太赫兹波。

为了深入认识和研究超材料结构及 Fano 谐振模态, 本工作改变样品的不对称度、衬底损耗值、以及入射太赫兹波的偏振角度, 来模拟计算不同样品情况的 Fano 谐振性能。激发 Fano 谐振的关键是打破结构的对称性, 即设计不对称度 c 。如图 2b 所示, 随着不对称度的下降, Fano 谐振的频率呈现红

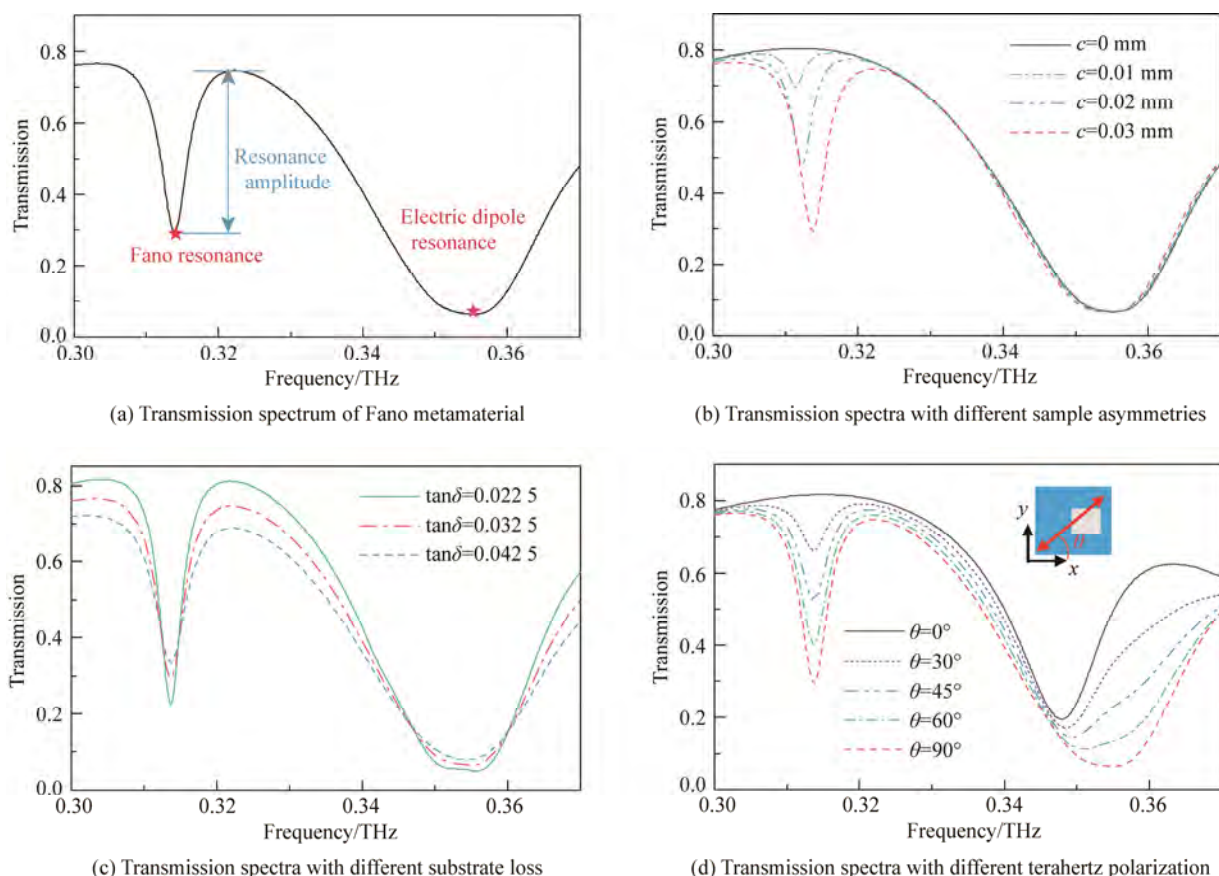


图2 Fano 超材料的仿真透射谱
Fig. 2 Simulated transmission spectra of Fano metamaterial

移, 且强度逐渐减弱。当 $c=0$ 时, 谐振单元退化为 1 个对称性的同心方孔, Fano 谐振完全消失。与此同时, 不同对称度下, 电偶极谐振几乎不发生变化, 符合理论预期。另一方面, 材料的介电损耗对 Fano 谐振也会产生明显的影响, 图 2c 计算了在不同损耗角正切的衬底上, 相同超材料结构的透射谱。随着衬底损耗增加, 破坏了 Fano 谐振的形成条件, 导致其谐振强度和 Q 值明显下降, 由于超材料结构尺寸没有变化, 因此谐振频率保持不变^[39]。理论上, 如果在理想的无损衬底上, Fano 谐振 Q 值可以达到更高。作为一个非对称结构, 入射太赫兹波的偏振态也会显著影响太赫兹波与结构的相互作用, 由于超材料结构关于 x 方向对称, 关于 y 方向不对称, 只有 y 方向的太赫兹偏振分量能激发 Fano 谐振。由图 2d 的仿真结果可知, 在偏振角 θ 为 0° 时, 即太赫兹波为 x 方向偏振, 无法激发 Fano 谐振, 仅有电偶极谐振存在。太赫兹入射偏振角 θ 越接近 90° , 激发 Fano 谐振越强。因超材料单元在 y 方向长度小于 x 方向长度, 太赫兹偏振态的变化使得电偶极谐振也随之发生变化。上述结果表明, 本工作提出的全介质太

赫兹 Fano 超材料的谐振频率、谐振强度等特性, 可通过改变超材料结构几何尺寸和组成材料实现灵活设计, 这为适应不同实际应用场景和应用需求带来便利。

2.2 超材料特性的全光调控

当泵浦光照射超材料时, 高阻硅中会产生光生非平衡载流子, 利用半导体的弛豫曲线方程推导光生非平衡载流子浓度与光泵浦强度的关系^[40]为

$$I_p = \frac{r(\Delta N)^2 E_{\text{photon}}}{4\beta\alpha}, \quad \text{其中: } \beta \text{ 为量子产额, 代表每}$$

吸收 1 个光子产生的电子-空穴对数, 可简明取为 $\beta=1$; α 为硅在 980 nm 光波长附近的吸收系数^[41], $\alpha=91.47 \text{ cm}^{-1}$; r 为电子-空穴复合概率^[40], 室温下本征硅的 $r=10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。硅中总的非平衡载流子浓度 $\Delta N = \Delta N_e + \Delta N_h$, ΔN_e 为光生非平衡电子浓度; ΔN_h 为光生非平衡空穴浓度。980 nm 泵浦激光的光子能量 E_{photon} 为: $E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 1.26 \text{ eV}$, h 为

Planck 常数; ν 为光的频率; c 为真空光速; λ 为波长。

光生非平衡载流子与硅电导率的关系为 $\sigma = \Delta N_e \cdot e \cdot \mu_n + \Delta N_h \cdot e \cdot \mu_p$ 。其中： σ 为硅的电导率； ΔN_e 为光生非平衡电子浓度； ΔN_h 为光生非平衡空穴浓度； e 是 1 个电子电荷量； μ_n 是硅中电子迁移率 [$\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$]； μ_p 为硅中空穴迁移率 [$\mu_p = 500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$]^[40]。因此，以硅中光生非平衡载流子浓度为中间变量，可以获得泵浦光强 I_p 与硅电导率 σ 的关系 $\sigma = e(\mu_n + \mu_p) \sqrt{\frac{I_p \beta \alpha}{\gamma E_{\text{photon}}}}$ 。

在介质超材料中，泵浦光激发硅中载流子提高硅电导率，改变硅材料的介电常数，从而调控 Fano 谐振，实现对于太赫兹波的全光调控。由于泵浦光的穿透能力有限，只能在高阻硅表面薄层内产生光生非平衡载流子，改变硅的电导率，因此仿真计算时，在表层高阻硅中设置随泵浦光强变化的电导率，验证泵浦光对 Fano 谐振的调控效果。当照射不同功率的泵浦光，硅中激发的非平衡载流子可以将硅的电导率从 $5 \times 10^{-3} \text{ S/m}$ 增加到 150 S/m 。仿真计算得到不同硅电导率下的透射谱如图 3a 所示。可以看出，电导率的升高破坏了 Fano 谐振模态，导致 Fano 谐振峰逐渐减弱至完全消失，实现了 Fano 谐振的完

全调制。相比之下，电偶极谐振所受到的影响相对较小。为了定量描述泵浦光对超材料的调制效果，将不同电导率下样品发生 Fano 谐振和电偶极谐振的谐振强度进行归一化处理，得到硅电导率与谐振强度关系如图 3b 所示。随着泵浦光照增强，硅表层的电导率升高，Fano 谐振和电偶极谐振均存在一定的调制。当硅电导率提高到 150 S/m 时，Fano 谐振消失，调制率达到 100%。电偶极谐振的振幅减小至原来的 0.46 倍，调制率为 54%。在相同的泵浦光照下，Fano 谐振比电偶极谐振的调制效率提高了 85%，表明利用 Fano 谐振调制太赫兹波的效率更高。

当泵浦光照射样品时，谐振频率处的局域电磁场分布也会相应发生变化。图 3c~图 3f 是超材料在有泵浦光照射，即硅电导率分别是 0.005 S/m 和 150 S/m 时，Fano 谐振和电偶极谐振的磁场和表面位移电流分布。当没有泵浦光照射样品，样品发生 Fano 谐振时的环形位移电流可产生垂直于超材料平面的磁场，该磁场局域于非对称硅孔洞内，形成图 3b 插图所示的谐振模态。Fano 谐振的局域磁场与入射磁场相比得到显著增强，最高增强了 10.2 倍。当泵浦光使硅电导率增加到 150 S/m 时，Fano 谐振的环形位移电流完全消失，局域磁场强度与入射太

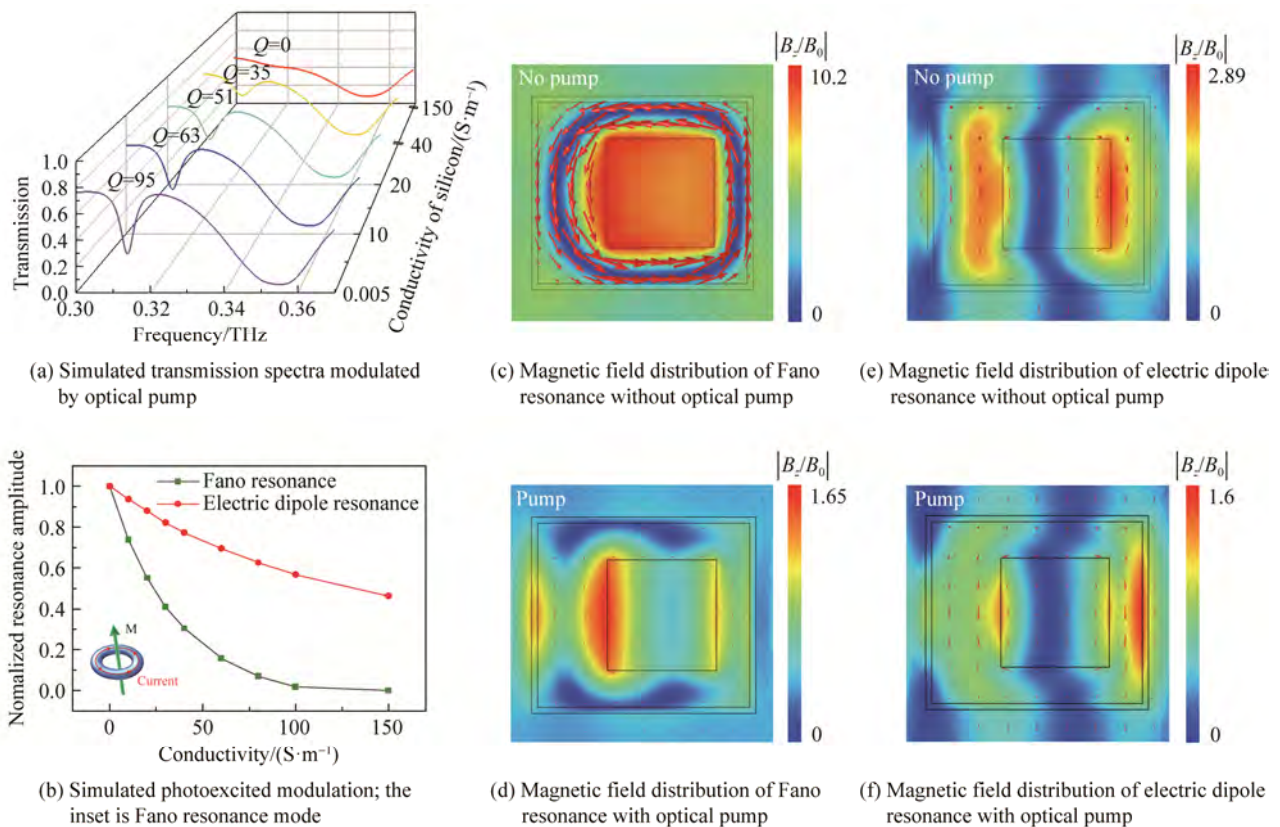


图 3 硅电导率变化对超材料谐振的影响

Fig. 3 Influence of silicon conductivity variation on metamaterial resonance

赫兹波磁场强度相近, 谐振模态完全消失。在相同的泵浦光照下, 电偶极谐振的局域场分布及位移电流分布变化很小, 这说明由泵浦光产生的非平衡载流子对电偶极谐振的影响较小, 相比较 Fano 谐振更不易被调控。

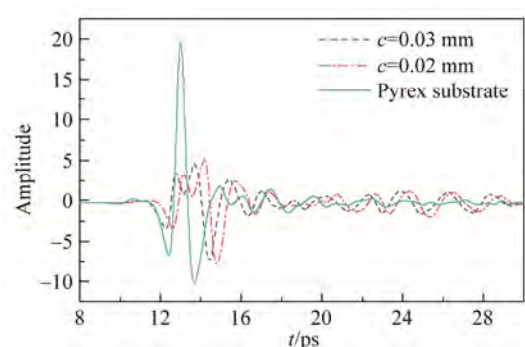
2.3 超材料谐振特性的实验结果与分析

根据仿真计算结果, 设计并制备了超材料样品, 开展相关实验研究。首先测试了所制备超材料样品的谐振特性。超材料样品的时域和频域测试透射谱如图 4a 和图 4b 所示。当 y 方向偏振的太赫兹波入射不对称度为 $c=0.03$ mm 样品时, 在 0.315 THz 和 0.355 THz 有 2 个明显的谐振谷, 分别是 Fano 谐振和电偶极谐振, Q 值分别为 35 和 16, 与仿真结果几乎一致。Fano 谐振所展现出更高的 Q 值, 为高效全光调控奠定了基础。单纯的 Pyrex 硼硅玻璃衬底的透射谱, 并未观察到明显的谐振行为, 证明 Fano 和电偶极谐振由高阻硅超材料结构实现。对不对称度 $c=0.02$ mm 的 Fano 超材料样品进行测试, 其透射谱上也可以得到明显的 Fano 谐振谷, 但是相比较更高不对称度的样品, 其谐振强度明显降低, 且谐振频率往低频移动, 符合理论预期。这一实验结果进一步证明, Fano 谐振结构的不对称度是实现高谐振强度的关键结构参数。

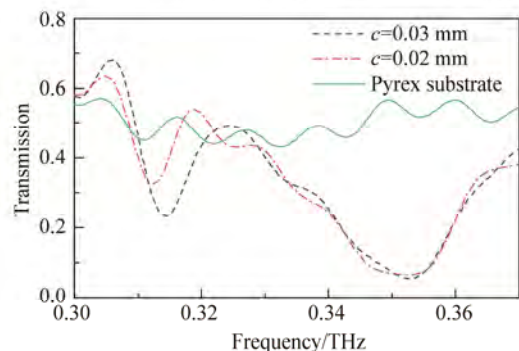
本工作进一步地测试了超材料结构的偏振依赖性, 如图 4c 所示。随着太赫兹波的偏振夹角 θ 从 90° 变化到 0° , 激发 Fano 谐振的强度逐渐减弱直至完全消失, 在变化过程中, 谐振频率基本保持不变。实验测试结果与 Fano 谐振结构的理论设计符合得很好, 验证了所设计介质超材料的偏振依赖性。在后续测试中入射太赫兹波的偏振方向均为 y 方向, 以排除偏振角度对 Fano 谐振的影响。

2.4 光调控 Fano 超材料的实验结果及分析

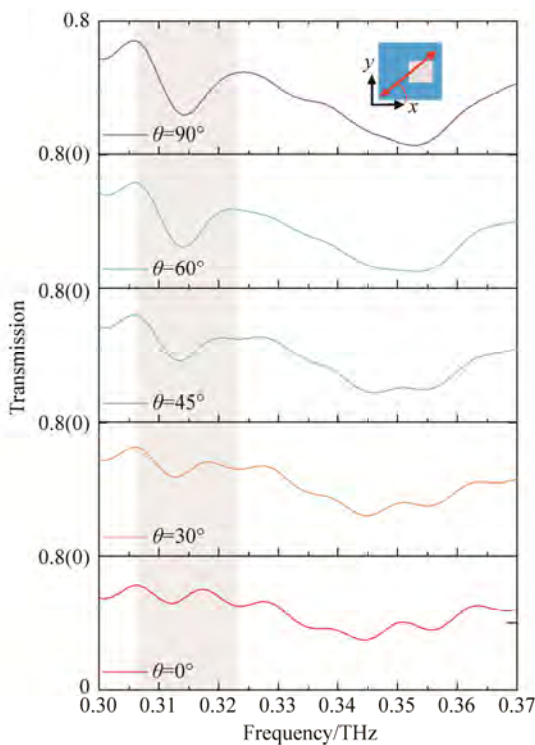
实验中使用 980 nm 波长的连续近红外激光调控 Fano 超材料, 图 5a 为泵浦功率为 0 mW 和 620 mW 时, 测试样品的太赫兹时域透射谱。从结果可以看出, 由于泵浦光提高了样品的电导率, 透过太赫兹波的时域信号减弱。将样品在不同泵浦光功率下的时域谱线做 Fourier 变换, 得到图 5b 所示的太赫兹频域透射谱。随着泵浦光功率增加, 硅中产生大量光生载流子, 电导率逐渐提高, 导致 Fano 谐振强度变弱, 620 mW 泵浦光照射到样品时, Fano 谐振峰几乎完全消失。相较而言, 同样的光信号对电偶极谐振影响较小。图 5c 为实验测得 Fano 谐振和电偶极谐振的归一化幅值随泵浦功率变化关系。随着泵浦功率的提高, 2 种谐振的调制率均有所提高。Fano 谐振的最大调制率为 87%, 比电偶极谐振 51% 的调



(a) Time-domain transmission spectra of different samples



(b) Frequency-domain transmission spectra of different samples



(c) Experimental transmission spectra under different terahertz polarization

图 4 超材料结构参数和入射偏振角对超材料谐振的影响

Fig. 4 Influence of geometric parameters and incident THz polarization angle on metamaterials resonance

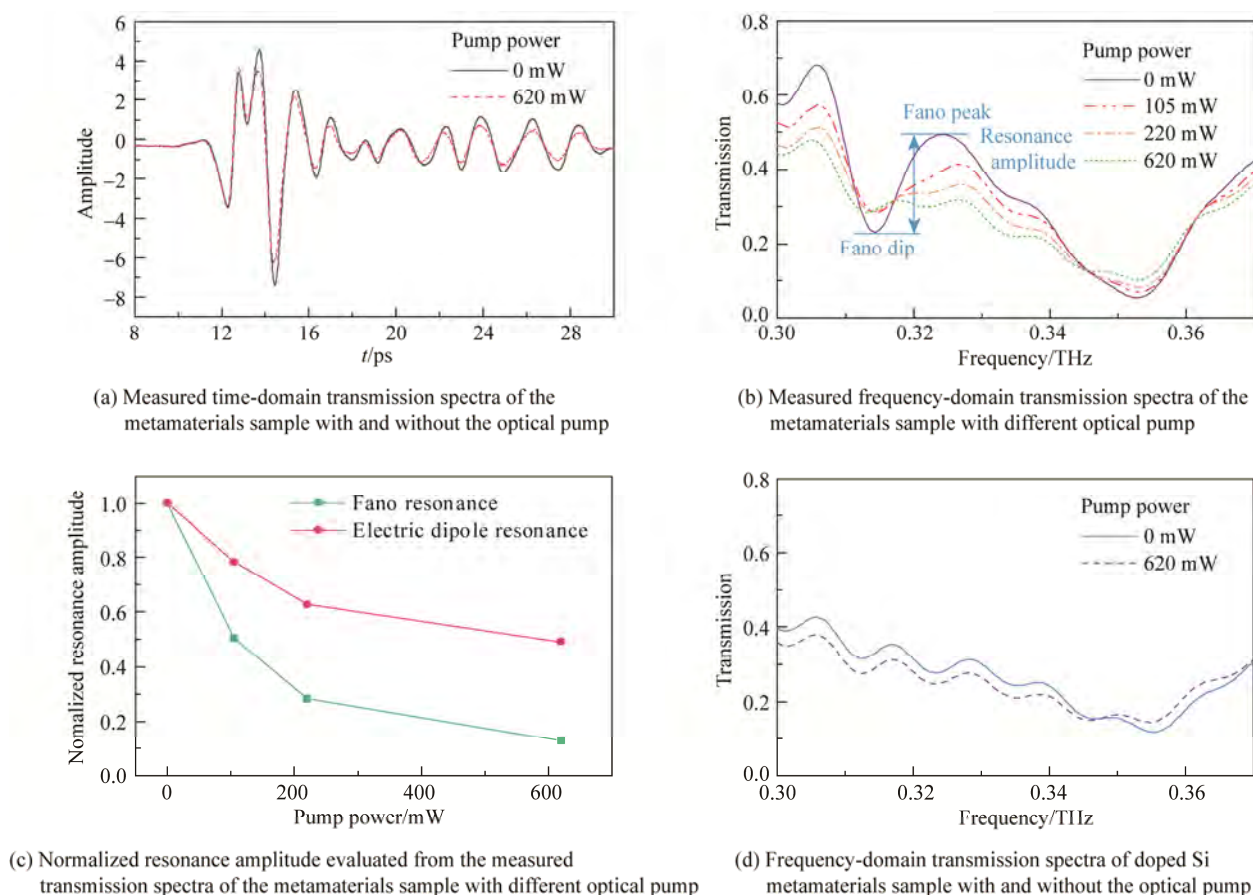


图 5 光泵浦 Fano 超材料的测试结果

Fig. 5 Experimental results of optically pumped Fano metamaterials

制率提高了 70%。上述结果表明, Fano 谐振可以被近红外光高效调制, 且调制效果比电偶极谐振模式更为显著, 与仿真结果完全一致。

为了验证自由载流子在光调控全介质 Fano 超材料中的作用, 实验制备了由掺杂硅制备的超材料样品, 在保持超材料谐振单元结构不变的同时, 将高阻硅替换为掺杂硅材料, 其电导率为 25~50 S/m, 与高阻硅样品被泵浦光照射后电导率升高的状态相似。用相同实验条件测试掺杂硅和高阻硅样品, 其太赫兹频域透射谱如图 5d 所示。由于电导率较高, 掺杂硅超材料样品上只能得到的电偶极谐振, 并没有 Fano 谐振模式, 与光泵浦下的高阻硅样品相同, 说明高浓度的自由载流子会显著影响 Fano 谐振的存在, 与理论预期相符。同时, 本工作还研究了同样的 620 mW 近红外泵浦对掺杂硅超材料透射谱的影响。可以看出, 与高阻硅完全不同, 光泵浦对掺杂硅样品的谐振特性影响非常小。这是由于相同功率近红外光所产生的非平衡载流子, 对高阻硅的电导率改变非常明显, 但是对掺杂硅电导率的改变相对

较小, 同时电偶极谐振对由非平衡载流子带来的介电损耗相对不敏感, 因此光对其谐振行为影响也可以忽略。

3 结论

本工作设计并实验证明了一种用于高效光调控太赫兹的全介质 Fano 超材料, 由不对称高阻硅谐振子和硼硅玻璃衬底构成。基于泵浦光激发硅中非平衡载流子的机制, 通过改变近红外激光的泵浦功率可以改变高阻硅的电导率, 从而调控 Fano 谐振模式, 最终实现对太赫兹波透射率的调控。实验测试 620 mW 泵浦光照射下 Fano 谐振调制率可达到 87%, 比电偶极谐振的调制效率提高了 70%, 表明 Fano 谐振超材料调控太赫兹波的高效性和灵敏性。本工作提出的全介质 Fano 超材料可以通过改变结构参数和组成材料灵活设计工作频段, 制备工艺简单, 在太赫兹全光开关和电磁波调制等方面具有较好的应用潜力, 有望促进 5G/6G 通讯网络、传感探测、超快光调制等领域发展。

参考文献:

- [1] DANG S, AMIN O, SHIHADA B, et al. What should 6G be?[J]. Nat Electron, 2020, 3(1): 20–29.
- [2] TONOUCHI M. Cutting-edge terahertz technology[J]. Nat Photonics, 2007, 1(2): 97–105.
- [3] NAGATSUMA T, DUCOURNAU G, RENAUD C C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics[J]. Nat Photonics, 2016, 10(6): 371–379.
- [4] AGHASI H, NAGHAVI S M H, TAVAKOLI TABA M, et al. Terahertz electronics: Application of wave propagation and nonlinear processes[J]. Appl Phys Rev, 2020, 7(2): 021302.
- [5] 吴丰民, 高敏, 贺训军, 等. 铌钽镁酸铅-钛酸铅单晶的太赫兹传输特性研究[J]. 硅酸盐学报, 2018, 46(1): 53–58.
WU Fengmin, GAO Min, HE Xunjun, et al. J Chin Ceram Soc, 2018, 46(1): 53–58.
- [6] JIN M, YANG W H, WANG X H, et al. Growth and characterization of ZnTe single crystal *via* a novel Te flux vertical Bridgman method[J]. Rare Met, 2021, 40(4): 858–864.
- [7] SHALAEV V M. Optical negative-index metamaterials[J]. Nat Photonics, 2007, 1(1): 41–48.
- [8] GRBIC A, ELEFTHERIADES G V. Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens[J]. Phys Rev Lett, 2004, 92(11): 117403.
- [9] YU N, CAPASSO F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. Nat Mater, 2014, 13(2): 139–150.
- [10] JIANG H L, PAN J, ZHOU W, et al. Fabrication and application of arrays related to two-dimensional materials[J]. Rare Met, 2022, 41(1): 262–286.
- [11] YANG Q, KRUK S, XU Y, et al. Mie-resonant membrane huygens' metasurfaces[J]. Adv Funct Mater, 2020, 30(4): 1906851.
- [12] WANG Q, ZHANG X, XU Y, et al. A broadband metasurface-based terahertz flat-lens array[J]. Adv Opt Mater, 2015, 3(6): 779–785.
- [13] YUE F, WEN D, ZHANG C, et al. Multichannel polarization-controllable superpositions of orbital angular momentum states[J]. Adv Mater, 2017, 29(15): 1603838.
- [14] WEN Y, ZHOU J. Artificial nonlinearity generated from electromagnetic coupling metamolecule[J]. Phys Rev Lett, 2017, 118(16): 167401.
- [15] SHADRIVOV I V, KAPITANOVA P V, MASLOVSKI S I, et al. Metamaterials controlled with light[J]. Phys Rev Lett, 2012, 109(8): 083902.
- [16] ZHANG X G, TANG W X, JIANG W X, et al. Light-controllable digital coding metasurfaces[J]. Adv Sci, 2018, 5(11): 1801028.
- [17] CUI T J, QI M Q, WAN X, et al. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials[J]. Light Sci Appl, 2014, 3(10): e218–e218.
- [18] RATNI B, DE LUSTRAC A, PIAU G P, et al. Active metasurface for reconfigurable reflectors[J]. Appl Phys A, 2018, 124(2): 104.
- [19] SINGH R, AZAD A K, JIA Q X, et al. Thermal tunability in terahertz metamaterials fabricated on strontium titanate single-crystal substrates[J]. Opt Lett, 2011, 36(7): 1230–1232.
- [20] MAO M, LIANG Y, LIANG R, et al. Dynamically temperature-voltage controlled multifunctional device based on VO₂ and graphene hybrid metamaterials: Perfect absorber and highly efficient polarization converter[J]. Nanomaterials, 2019, 9(8): 1101.
- [21] FU Y H, LIU A Q, ZHU W M, et al. A micromachined reconfigurable metamaterial *via* reconfiguration of asymmetric split-ring resonators[J]. Adv Funct Mater, 2011, 21(18): 3589–3594.
- [22] BAI L, SONG G Y, JIANG W X, et al. Acoustic tunable metamaterials based on anisotropic unit cells[J]. Appl Phys Lett, 2019, 115(23): 231902.
- [23] BASUDEB S, CEDRIK M, THOMAS Z. Nonlinear optics in all-dielectric nanoantennas and metasurfaces: A review[J]. Adv Photonics, 2019, 1(2): 1–14.
- [24] RYBIN M V, KOSHELEV K L, SADRIEVA Z F, et al. High-Q\$ supracavity modes in subwavelength dielectric resonators[J]. Phys Rev Lett, 2017, 119(24): 243901.
- [25] ZHANG M, ZHANG F, LI M, et al. Highly efficient amplitude modulation of terahertz fano resonance based on Si photoactive substrate by low power continuous wave[J]. Adv Mater Technol, 2020, 5(12): 2000626.
- [26] YANG Y, WANG W, BOULESBAA A, et al. Nonlinear fano-resonant dielectric metasurfaces[J]. Nano Lett, 2015, 15(11): 7388–7393.
- [27] MIROSHNICHENKO A E, FLACH S, KIVSHAR Y S. Fano resonances in nanoscale structures[J]. Rev Mod Phys, 2010, 82(3): 2257–2298.
- [28] WANG Y, ZHOU C, HUO Y, et al. Efficient excitation and tuning of multi-fano resonances with high Q-factor in all-dielectric metasurfaces[J]. Nanomaterials, 2022, 12(13): 2292.
- [29] GU J, SINGH R, LIU X, et al. Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials[J]. Nat Commun, 2012, 3(1): 1151.
- [30] MANJAPPA M, SRIVASTAVA Y K, CONG L, et al. Active photoswitching of sharp fano resonances in THz metadevices[J]. Adv Mater, 2017, 29(3): 1603355.
- [31] LOU J, XU X, HUANG Y, et al. Optically controlled ultrafast terahertz metadevices with ultralow pump threshold[J]. Small, 2021, 17(44): 2104275.
- [32] LIM W X, MANJAPPA M, SRIVASTAVA Y K, et al. Ultrafast all-optical switching of germanium-based flexible metaphotonic devices[J]. Adv Mater, 2018, 30(9): 1705331.
- [33] JIANG J, FANG R, HAN J, et al. Optical switching of terahertz wave based on asymmetric metamaterial structures[J]. Ferroelectrics, 2020, 568(1): 79–84.
- [34] LI Q, GUPTA M, ZHANG X, et al. Active control of asymmetric fano resonances with graphene-silicon-integrated terahertz metamaterials[J]. Adv Mater Technol, 2020, 5(2): 1900840.
- [35] SUN L J, SU H W, LIU Q Q, et al. A review on photocatalytic systems capable of synchronously utilizing photogenerated electrons and holes[J]. Rare Met, 2022, 41(7): 2387–2404.
- [36] JEONG J, GOLDFLAM M D, CAMPIONE S, et al. High quality factor toroidal resonances in dielectric metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2020, 7(7): 1699–1707.
- [37] NAFTALY M, MILES R E. Terahertz time-domain spectroscopy of silicate glasses and the relationship to material properties[J]. J Appl Phys, 2007, 102(4): 043517.
- [38] WANG W, SRIVASTAVA Y K, GUPTA M, et al. Photoswitchable anapole metasurfaces[J]. Adv Opt Mater, 2022, 10(4): 2102284.

[39] LINDEN S, ENKRICH C, WEGENER M, et al. Magnetic response of metamaterials at 100 Terahertz[J]. Science, 2004, 306(5700): 1351–1353.

[40] 刘恩科, 朱秉升, 罗晋生. 半导体物理学[M]. 第 4 版. 北京: 电子

工业出版社, 2010: 146–176.

[41] SCHINKE C, CHRISTIAN PEEST P, SCHMIDT J, et al. Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon[J]. AIP Adv, 2015, 5(6): 067168.

※ ※ ※ ※ ※ ※ ※ ※ ※ ※ ※



周济, 清华大学材料学院教授, 新型陶瓷材料重点实验室主任, 中国工程院院士。1983 年在吉林大学电子科学系获理学学士学位, 1986 年在中国科学院长春物理研究所获理学硕士学位, 1991 年在北京大学获理学博士学位。1993 年在清华大学材料系博士后出站留校工作至今。兼任国务院学位委员会材料学科评议组召集人、中国材料研究学会超材料分会理事长、北京交叉科学学会理事长等。主要从事信息功能材料研究, 提出了超材料与常规材料融合构筑新型功能材料的思想, 解决了无源电子元件片式化和集成化的若干关键难题。发表学术论文 400 余篇, 出版学术专著 3 部, 授权发明专利 60 余项, 获国家自然科学奖(二等)和国家技术发明奖(二等)等奖励。



文永正, 清华大学材料学院副研究员。2010 年毕业于四川大学微电子学专业获理学学士学位, 2015 年毕业于北京大学微纳电子学系获理学博士学位。2015 年至 2019 年, 在清华大学材料学院从事博士后研究工作。主要从事超材料、非线性光学、红外和太赫兹技术、微纳机电系统等方面的研究。近年来发表论文 40 余篇, 主持各类国家级项目 5 项。



于凯新, 清华大学材料学院博士研究生, 研究方向为太赫兹电磁耦合超材料。所在课题组研究项目包括: 介质基超材料的光电直接转换效应研究; 人工介质材料研究; 超材料人工基元及序构的太赫兹谐波产生及性能调控; 材料设计与实验原理性研究等。