

主动式太赫兹超材料器件综述

丛龙庆*

南方科技大学工学院电子与电气工程系, 广东 深圳 518055

摘要 主要总结了目前利用超材料与不同的材料或者技术结合实现太赫兹波动态调制器件的研究进展。太赫兹波动态调制器件的功能性来源于超材料,其动态响应机制则来源于器件集成的材料和外加驱动。基于超材料对局域电场的多阶增强效应,这种复合式调制器可以实现更低的调制能量消耗、更大的调制深度、更快的调制速度和更丰富的功能。本文以不同的材料或者技术为基础进行分类阐述,分别介绍了太赫兹波动态调制器件的基本调制原理、主要性能参数、驱动方式和研究进展。

关键词 材料;超材料;太赫兹;调制器;主动式器件;液晶;微机电系统;半导体;石墨烯

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1914003

1 引言

激光技术推动了当今信息技术的飞速发展,使信息技术从传统的电子通信向全光、宽带、更高数据传输速率的光通信切换。实现光纤通信大容量传输的一个关键因素是高效的调幅或调相信息编码器。这些关键性器件不单单在通信领域有着举足轻重的作用,还在自适应光学、成像、传感等其他光学领域扮演着极其关键的角色。尽管各种功能性调制器件在可见、红外波段已经取得长足发展,但是在太赫兹波段仍然欠缺高效、功能丰富、快速的调制器件^[1-6]。太赫兹技术的发展离不开最核心的调制器件。太赫兹波(0.1~10 THz)具有很多独特的光谱属性,在无损检测、安检、癌细胞活体检测、天文学、下一代无线通信等领域具有非常广阔的应用前景^[4]。总的来说,太赫兹技术的应用可归为通信、成像、传感三个大类。无论哪一类的应用都极度依赖高效的太赫兹调制器件,尤其是在通信和成像领域,极度依赖快速、高分辨的主动式调制器^[5,7-8]。

典型的自然材料对太赫兹波的调制效果往往受限于材料厚度或驱动电压。将具备动态响应功能的自然材料与超材料器件结合,既能取超材料丰富的功能性之长,又能补自然材料有限的光与物质相互

作用强度之短,从而减小材料的有效厚度、降低驱动电压、提高调制幅度等,在调幅、调相、调频、调偏振、调波前、调焦点等^[9-11]方面具有非常广泛的应用。

本文主要总结当前在太赫兹领域利用超材料实现的主动式调制器件的发展概况。介绍了几种主要的超材料调制器的设计思路,通过将超材料与不同的材料体系或者技术结合、利用不同的驱动手段实现了对太赫兹波的动态调制。本文根据主动式调制器件采用的材料或者技术进行分类阐述,分别总结了液晶超材料、微机电系统(MEMS)超材料、半导体超材料、石墨烯超材料、相变超材料、超导超材料、非线性超材料主动式调制器件的基本工作机制、性能指标、技术发展等,为读者了解相关技术、开展相关研究提供参考。

2 主动式太赫兹调制器件

2.1 液晶超材料器件

向列相液晶在可见波段早已被广泛应用于相位调制,其在太赫兹波段的应用价值也非常高。要想获得足够大的相移,液晶的厚度就需要与波长相近,这就为其在太赫兹波段的应用带来了巨大挑战。比如说,典型的 E7 液晶具有 0.15 的双折射率差,若要在 1 THz 处得到 90°的相移,就需要 500 μm 厚的

收稿日期: 2021-06-16; **修回日期:** 2021-07-11; **录用日期:** 2021-07-28

基金项目: 国家自然科学基金(62175099)、南方科技大学科研启动经费(Y01236147)

通信作者: *conglq@sustech.edu.cn

液晶材料^[12],这在很多应用中是不可接受的厚度,而且这一厚度会增加调制-恢复周期到分钟量级^[13]。液晶的一个致命弱点在于其特别慢的恢复时间,即移除外加电场后,液晶朝向的恢复时间往往在毫秒量级。鉴于此,常采用的策略包括通过外加磁场来加速调制速度、寻求具有更大双折射率差的材料、将液晶材料分层等,但效果有限^[14]。目前来看,太赫兹波段最大的双折射率差是 0.387。受限于插入损耗和加工限制,液晶材料的最多分层是两层^[15-16]。因此,科研人员提出了很多不同的策略,以获得更高效的应用。例如,Chen 等^[14]利用硅具有更高折射率的特点将高阻硅与 RDP 94 990 液晶材料构成界面,如图 1(a)所示,通过调节液晶材料的有效折射率,使以特定角度入射的太赫兹波在界面处实现了布儒斯特角和全反射角之间的动态切换,最终实现了极大的太赫兹调制带宽和太赫兹调制深度(99.6%)。这是一个精妙的设计,但受限于厚的液晶层和较高的驱动电压(120 V),器件的开关速

度较慢(100 s),而且受发热的影响较为严重。将液晶材料与超材料结合起来,可以大大减小液晶厚度,减小驱动电压,提高器件的开关速度。如图 1(b)所示,Padilla 课题组^[17]将液晶材料(5 CB)直接灌注到金属-介质-金属(MIM)超材料完美吸收体的腔体中,如此一来,上下两层金属微结构既可以作为谐振单元,又可以作为电极给液晶材料施加电压。在谐振频率处,完美吸收体腔内的电场强度有多阶增强,可以大大提高其响应灵敏度,因此完美吸收体能以极低的驱动电压(4 V)在 1 kHz 的驱动频率下实现较高的调制深度(30%)和频移(4.6%)。通过优化超材料设计、选择合适的液晶材料[LCMS-1107,如图 1(c)所示]可以进一步提升调制深度到 75%(15 V, 1 kHz)^[18]。通过构建像素阵列,这种基于液晶的超材料吸收体单元可以实现基于光场强度调制的太赫兹空间光调制器。目前,商业化的空间光调制器主要利用液晶材料或数字微镜工作在可见或红外波段,在更长波段有效工作的器件还非常欠缺^[8]。

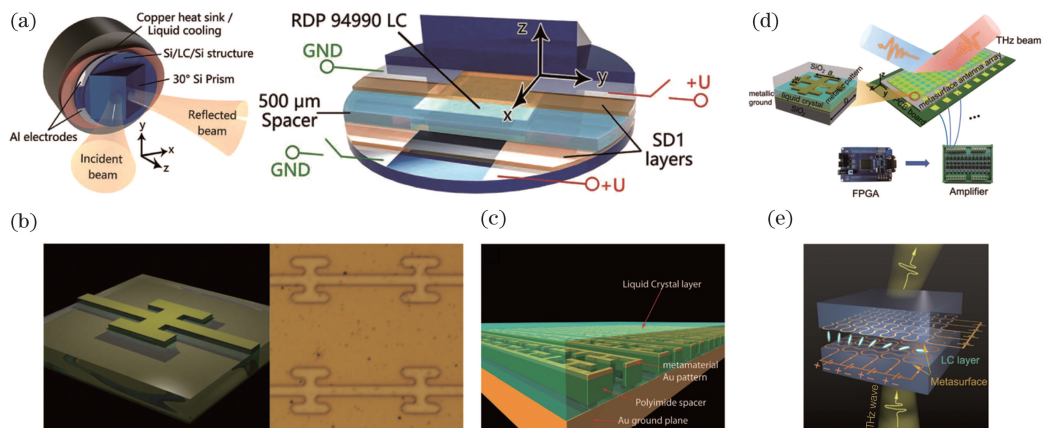


图 1 主动式液晶超材料太赫兹调制器件。(a)利用布儒斯特角和全反射角之间的动态切换实现宽带、大调制深度的太赫兹调制器^[14]; (b)(c)基于超材料完美吸收体的液晶超材料器件^[17-18]; (d)可编程液晶超表面器件^[19]; (e)透射式液晶超表面^[20]

Fig. 1 Active terahertz metamaterial modulators integrated with liquid crystals. (a) Active terahertz modulator with broadband and large modulation depth by switching the operation regime between Brewster angle and total reflection angle^[14]; (b)(c) liquid crystal integrated with perfect absorber metamaterials^[17-18]; (d) programmable metasurface integrated with liquid crystals^[19]; (e) liquid crystal metasurface working in transmission mode^[20]

除了对电磁波强度进行调制之外,对其相位进行调制同样具有重要作用。如图 1(d)所示,Wu 等^[19]将可编程超表面与液晶材料结合,通过电驱动液晶材料折射率变化来实现对超材料谐振频率的调节。通过精确控制施加的电压强度(40 V),保证中心频率处局域微结构的远场辐射相位是 0(0 V)或者 π (40 V),对应二位编码 0 或者 1,实现了对远场太赫兹波前的主动调制,最大调制角度达到

32°。这种基于 MIM 的超材料-液晶主动调制器件具有调制效率高、易集成、功能丰富等优点,但其只能在反射模式下工作。近期,Buchnev 等^[20]提出了一种透射式液晶超表面器件,如图 1(e)所示,通过对超表面阵列施加梯度电压的方式调制局域太赫兹场的相位,实现了透射太赫兹波前的主动式偏转。这种设计利用厚度仅为 12 μm 的向列相液晶 1825($n_o = 1.554 + 0.15i, n_e = 1.941 + 0.15i, n_v$

和 n_e 分别为液晶的寻常折射率和非常折射率), 同样可以在极低的驱动电压(20 V, 1 kHz)下获得最高 55° 的相移, 并可以实现最大 9° 的太赫兹波角度偏转。

液晶材料应用到太赫兹调制器中的主要问题之一是会出现较高的调制电压, 而将液晶材料与超材料结合, 就可以大大降低调制电压。但结合超材料的器件设计会伴随着另一个问题的产生, 即所谓的“边界效应”^[21-22]。边界效应是指向列相液晶材料与空气或者固体材料的界面处形成了近晶状二聚物, 当外加电场时, 界面处形成一个与外场相反的力, 当电场幅值大于某一个特定值时, 液晶的朝向会在该力的作用下发生翻转。这个效应不仅会导致液晶材料的折射率分布不均匀, 还会导致其有效折射率小于理论值, 影响器件的性能。另一方面, 受液晶材料本身性质的制约, 其集成器件的调制速度受限, 这对于太赫兹高速应用并不友好, 亟待突破。需要强调

的是, 这里的调制速度是指实际器件的开关速度, 而非外加电压的驱动频率, 事实上此前报道的 1 kHz 驱动频率并非代表器件的开关速度。得益于结合超材料后巨大的场增强, 器件的响应时间得以缩短。另外, 纳秒级本征恢复时间的液晶材料(CCN-47)也已经有相关报道^[23], 因此液晶超材料的调制速度有望得到进一步提升。虽然液晶材料的集成度高, 但目前报道的空间光调制器件的像素密度仍然不高(为 $8 \text{ pixel} \times 8 \text{ pixel}$), 导致其成像分辨率大大受限^[8]。目前报道的液晶超材料器件大多工作在反射模式, 这样一方面有助于提高器件的辐射效率和降低液晶的驱动阈值, 另一方面也易于施加外场偏置电压。但透射式器件在太赫兹应用方面更具潜力, 还需要寻求更好的驱动模式和超材料设计来实现高效、多功能、可编程的透射式液晶超材料器件^[16]。表 1 列举了不同液晶(LC)材料和超材料结合后的基本性能指标。

表 1 不同液晶材料和超材料结合后的基本性能指标
Table 1 Performance of liquid crystal based metamaterials

| Performance | Si+LC RDP 94 990+Si ^[14] | Metamaterial absorber+LC 5 CB ^[17] | Metamaterial absorber+LC LCMS-1107 ^[18] | Metamaterial absorber+LC NJU-LDN-4 ^[19] | Double-layer metamaterial+LC 1825 ^[20] |
|---------------------------------|---|---|--|--|--|
| Voltage /V | 120 | 4 | 15 | 40 | 20 |
| Modulation depth /% | 99.6 | 30 | 75 | Frequency shift | Frequency shift |
| Thickness of LC / μm | 500 | Absorber thickness | 50 | 25 | 12 |
| Actuation frequency / kHz | <0.001 | <1 | <1 | 0.1 | 1 |
| Refraction index | $n_o=1.57+0.025i$ $n_e=1.74+0.025i$ $\Delta n=0.17$ | $n_o=1.82$ $n_{iv}=2.01$ $\Delta n=0.19$ | $n_o=1.5+0.15i$ $n_e=1.85+0.12i$ $\Delta n=0.35$ | $n_o=1.87$ $n_e=1.57$ $\Delta n=0.3$ | $n_o=1.554+0.15i$ $n_e=1.941+0.15i$ $\Delta n=0.387$ |
| Operation mode | Transmission | Reflection | Reflection | Reflection | Transmission |

2.2 基于 MEMS 的超材料器件

MEMS 是目前最先进的集成系统的基础部分。过去 20 年间, MEMS 技术在无线电频率(RF)、微波、毫米波段展现出了极大的应用价值^[24], 实现了低损耗、低功耗、低造价、高性能的各种器件, 包括开关^[25]、相移器^[26]、可切换滤波器^[27]、阻抗调制器^[28]、可切换天线^[27]等。基于 MEMS 成熟的工艺和广泛的应用范围, MEMS 技术可以很好地应用于太赫兹波段。常见的 MEMS 驱动器是利用非常成熟的微加工技术制造的, 其常见的结构类型包括梳状线振动驱动式^[29]、热双压电晶片^[30]、变形悬臂梁^[31-34]、静电驱动固定式悬臂梁^[35]等。基于 MEMS 的太赫兹超材料器件具有非常丰富的应用, 其中的一个典型例子就是对电磁波偏振态的动态调

制。偏振是电磁波最基础的属性之一, 对其进行调制得到了国内外的关注^[36-38]。MEMS 超材料器件在调制太赫兹波偏振态方面展现出了极大的应用潜力^[39]。最早的报道是把梳状线振动驱动式 MEMS 结合到超材料设计中实现动态各向异性的切换。该工作由 Zhu 等^[29]报道, 他们设计了一种马耳他十字形微结构阵列, 如图 2(a)所示, 这种十字形结构的一个臂可以在静电驱动下水平移动, 实现微结构从具有 C4 对称性的十字形结构切换为各向异性的 T 形结构。这种动态切换可以有效调制太赫兹波的偏振态, 实现对出射太赫兹波动态偏振调制。这种驱动方式具有较好的尺寸扩展性, 可以在红外甚至更短波长下实现兆赫兹量级的振动频率, 进而实现复杂的光学应用^[40-41]。

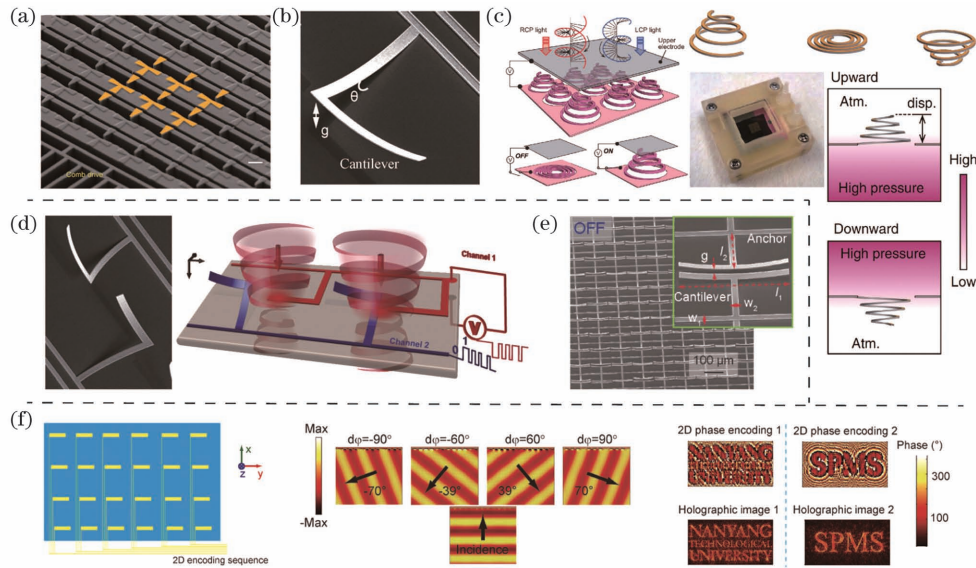


图 2 基于 MEMS 的主动式太赫兹超材料调制器件。(a) 基于梳状线振动驱动式 MEMS 的偏振调制器^[29]；(b) 简单的双压电晶片悬臂梁的电镜图像^[34]；(c) 电驱动和空气压力差驱动的手性开关^[42-43]；(d) 可编程的二元手性调制器^[34]；(e) 电驱动耦合模式可切换的太赫兹谐振腔^[32]；(f) 电驱动可编程的太赫兹空间光调制器^[33]

Fig. 2 Active terahertz metamaterial modulators based on MEMS. (a) Active polarization modulator with comb drive actuators^[29]；(b) SEM image of a simple bimorph cantilever^[34]；(c) chiral switches actuated by electricity or pressure difference^[42-43]；(d) programmable binary chiral modulator with metamolecules^[34]；(e) coupling regime switchable terahertz cavity with electric actuation^[32]；(f) programmable terahertz spatial light modulator with electric actuation^[33]

另外一种广泛采用的 MEMS 技术是利用双压电晶片加工悬臂梁。这种双压电晶片悬臂梁通常由两种材料构成，这两种材料因具有不同的弹性模量而产生应力差，从而导致悬臂梁空间结构发生变化。双压电晶片悬臂梁的典型材料组合是铝和氧化铝，可以采用与互补金属氧化物半导体加工工艺 (CMOS) 兼容的工艺加工。用氧化硅作为牺牲层，微加工完成后用氢氟酸蒸气腐蚀牺牲层，之后，铝-氧化铝悬臂梁被释放，悬臂梁会因应力差而产生自然形变。通过合理布置电极施加静电场的方式可以驱动悬臂梁恢复形变，从而完成悬臂梁空间结构的动态切换过程，如图 2(b) 所示。以最简单的金属线悬臂梁为例，其释放之后产生的最大空气间隙 g 可以通过估计悬臂梁弯曲的曲率半径 (r) 得到， r 的计算公式为

$$\frac{1}{r} = \frac{6n(1+n)(m\sigma_{Al} - \sigma_d)}{t_{Al}E_{Al}[K + 3mn(1+n^2)]}, \quad (1)$$

式中： $K = 1 + 4mn + 6mn^2 + 4mn^3 + m^2n^4$ ； $m = E_{Al}/E_d$ ； $n = t_{Al}/t_d$ ； t_{Al} 和 t_d 分别是铝和氧化铝的厚度； E_{Al} 和 E_d 分别是铝和氧化铝的弹性模量； σ_{Al} 和 σ_d 分别是铝和氧化铝中的残余应力。室温下，材料的弹性模量和残余应力由材料本身的性质和加工过

程决定，可以近似认为是常数，因此由 (1) 式可知曲率半径可以通过改变 t_{Al} 和 t_d 进行调节。得到曲率半径后就可以根据 $g = r[1 - \cos(l_c/r)]$ 计算出最大空气间隙 g (其中 l_c 为悬臂梁长度)。这种简单的金属悬臂梁可以支持基础的偶极子谐振，改变悬臂梁的有效长度和空气间隙可以调制系统的等效电容 C_{eff} 和等效电感 L_{eff} ，从而改变偶极子的谐振频率，实现频率调制 [$\omega = (L_{eff}C_{eff})^{-1/2}$]。这是大多数基于该技术的超材料器件的调制机制。

基于这种双压电晶片悬臂梁结构和特殊的超材料设计，许多有趣的应用得以实现，其中一个比较典型的应用是利用其空间变形能力实现三维固有手性响应。手性材料在光谱上的表现形式是产生光学活性，也就是对左旋和右旋圆偏振光产生不同的响应。定量描述这种响应之间差别的物理量即为光学活性，它可以表征手性强度。从物理的角度看，光学活性实际上是由光与物质相互作用的非局域化引起的一阶空间色散，要想得到足够大的光学活性，就需要引入足够大的三维空间手性变化，而这种 MEMS 悬臂梁可以提供较大的三维空间变形，因而成为非常理想的实现平台^[34]。事实上，自然界中存在大量的手性材料，比如 DNA、糖溶液等。探测大分子的手

性结构对于判断其物质属性极其重要,而太赫兹波刚好在很多大分子的振动模式频率范围内,因此,在太赫兹波段构建的主动式手性器件在生化传感领域具有极大的应用价值。将 MEMS 技术与手性超材料结合最典型的设计是 Kan 等^[43]提出的螺旋结构,这种螺旋结构具有非常直观的三维左旋和右旋手性特征,可以通过设计 MEMS 变形悬臂梁得到较好的三维螺旋空间构型,如图 2(c)所示。最直接的驱动思路仍然是通过外加静电场的方式,该方式可以使三维手性开关实现简单的开关功能;但由于该三维开关的结构比较复杂,再加上沉重的悬臂梁,其驱动电压高达 350 V,等效驱动力为 10 nN,可产生最大空气隙为 35 μm 的空间变形,对应的最大光学活性约为 -6° 。2015 年, Kan 等^[42]利用类似的结构但不同的驱动方式实现了更有效的手性反转应用。他们用气动的方式产生压力差,驱动螺旋结构的悬臂梁向上或向下变形,从而形成手性相反的空间构型。气动的方式相比静电驱动可以提供更大的驱动力,从而得到更大的光学活性。这种思路虽然增加了额外的密闭气动腔,但效率却大大提升,而且可以实现手性的镜像反转,其最大光学活性也大大提升到 $\pm 28^\circ$ ^[42]。不过,这种气动的驱动方式虽然有效,但很难集成到小型系统中,因此,需要寻找一种更简便且更有效的设计思路。2019 年, Cong 等^[34]提出了一种非常简单的 L 型悬臂梁结构。在完成微加工且释放悬臂梁之后,应力差会驱动 L 型结构在空间上产生一个梯度力,从而引入三维本征手性。通过将两个手性相反的结构放置在同一个超晶胞单元中,就可以通过较弱的静电驱动方式实现复杂的、可编程的手性切换,如图 2(d)所示。这种二元晶胞可以外加两个独立的驱动电极,以 10 V 的驱动电压实现二位编码,得到“非手性”“左旋手性”“右旋手性”“外消旋”四种状态,这四种状态对应四种不同的手性态,其光学手性光谱与二位驱动输入信号构成异或门逻辑响应。这种简单的 L 型结构由于无法提供足够大的非局域三维光与物质相互作用,产生的最大光学活性仅为 4.6° ,但其引起的出射偏振态旋转可以有效地通过外加偏振片的方式转化为振幅调制,越大的偏振旋转对应越强的调制对比度。基于上述逻辑器件, Cong 等还将手性逻辑器件应用于幅度调制的太赫兹空间光调制器,为太赫兹单像素成像服务。

将 MEMS 技术与更复杂的物理机制结合,可以探索其在调制过程中有趣的物理现象。2017 年,

Cong 等^[32]利用悬臂梁空间构型调制过程中系统的辐射损耗与非辐射损耗之间的定量关系,实现了系统辐射损耗与非辐射损耗之间的动态切换,从而达到了器件在欠阻尼和过阻尼之间切换的目的。这种动态切换会对辐射场的相位产生巨大的调制,可以基于该机制构建动态惠更斯超表面器件,实现更复杂的应用。在该工作的基础上, Cong 等利用这种 MEMS 悬臂梁结构结合超表面实现了静电驱动的可编程太赫兹波调制器,仅用一个器件通过不同的编码过程就实现了动态的偏振态调制、波前偏置、全息显示等复杂功能^[33]。

目前的 MEMS 工艺可以很好地完成百微米到数十微米尺度的微加工工艺,从而可以很好地应用于太赫兹波段光谱调制中。随着波长减小,传统的 MEMS 加工工艺无法实现对应尺度的微结构阵列的可靠加工,但将 MEMS 技术与多样性的超材料器件结合产生整体性的动态调控仍然可行,例如将 MEMS 技术与超透镜结合可以实现动态可切换的超透镜焦距^[44-46]。

虽然结合 MEMS 的超材料器件展现出了强大的太赫兹波调制性能,但是这种结合还有不少问题亟待解决^[47]。第一个是可靠性问题。在超材料的设计中,往往需要成千上万的结构单元形成周期性微结构阵列,而依赖于机械式振动的悬臂梁会产生各种各样的可靠性问题,例如变形分布不均匀、缺陷、悬臂梁无法释放等,这些都会对器件的响应造成程度不一的影响。第二个是封装问题,比如如何实现对上万个微结构单元进行独立驱动。这些都是开放的问题,需要相应的专家和研究人员投入更大的精力去解决、优化。

2.3 半导体超材料器件

当光与半导体材料相互作用时,只要光子能量超过半导体的带隙能量,就能将价带的电子激发到导带成为自由电子并在价带中留下自由空穴生成光生载流子,从而改变半导体材料的电导率。这种光生载流子并不能长久地存在,而是具有一定的寿命,即复合时间(t)。当外加光的泵浦能量密度在一定范围内时,可以认为光生载流子浓度(n)与能量密度成正比,而且符合德鲁德模型分布规律,即

$$\sigma(\omega) = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \tau}{1 - i\omega\tau}, \quad (2)$$

式中: ω_p 表示等离子体频率, $\omega_p^2 = ne^2/(\epsilon_0 m)$; ϵ_0 是自由空间的介电常数; τ 是散射率; m 是电子质量; e 是电子电荷。等离子体频率作为特征频率决定了材

料表现为金属性还是介质性,因此通过调制半导体内的载流子浓度可以调制等离子频率,从而实现半导体材料从透明到不透明的动态切换。这个切换过程的时间尺度由 τ 决定。

基于以上的动态切换机制,半导体集成的复合超材料展现出了强大的电磁波动态调制能力。在太赫兹波段主要采用的两种半导体材料是硅和砷化镓。通过全光调制和电驱动两种模式可以实现动态调制过程。全光调制采用的策略通常是将一束激光脉冲打到半导体材料上,半导体材料产生瞬态的载流子浓度变化,此时器件特性会与未加光泵浦时产生差异,从而调制入射的太赫兹波,实现透射/反射谱的调制。20 世纪 90 年代初,硅就被用于全光太赫兹波调制^[48],之后高阻硅和砷化镓都被用于全光太赫兹调制。利用调 Q Nd:YAG 激光器,采用不同波长(1064,532,355 nm)和不同脉宽(6~10 ns)的光作为泵浦源,科学家们研究了泵浦源对太赫兹波的动态调制过程;结果表明,泵浦光能量密度在 mJ/cm^2 量级即可实现较明显的幅度调制。为了得到对比度更大、调制功能更丰富的全光器件,可以将超材料与半导体材料结合,产生大量的有价值的应用。最直接的结合方式是将超材料阵列直接加工在硅或者砷化镓半导体基底上,利用超材料局部的场增强产生对基底介电常数变化非常敏感的调制。2008 年,Chen 等^[49]将蓝宝石基底上外延生长的硅薄膜(SOS)加工成杂化的超材料-半导体阵列。这种设计一方面避免了调整整个基底材料导致的整体太赫兹波透过幅值的降低,另一方面增加了设计自由度,实现了幅值、相位、偏振、色散等更多电磁属性的高效动态调制。这一设计的基本思路是将刻蚀的硅岛与超材料结构单元看作整体,通过泵浦光的开关改变结构单元的基本谐振模式。例如在图 3(a)所示的全光调制硅-超材料幅度谐振器中,硅岛的介电常数调制直接导致开环谐振器(SRR)的谐振频率发生了移动^[49]。基于类似设计思路的金属-半导体杂化超材料器件在全光调制电磁诱导透明窗开关^[50-51]、三维本征手性切换^[52]、偏振态调制^[53-54]方面展现了巨大的应用潜力。将超表面与金属-半导体杂化微结构结合可以产生更吸引人的应用,图 3(b)所示的例子采用类似结构的硅-金属超材料杂化单元设计全光调制的偏振分束器,实现了吉赫兹量级的动态切换,为未来的太赫兹无线通信偏分复用奠定了器件基础^[53]。为了进一步提高效率,摆脱金属谐振器不可避免的欧姆损耗,超材料器件的

研究重点逐渐转向了基于米散射(Mie scattering)的全介质设计。这种超材料的结构单元虽然尺寸相对金属结构更大,但其支持更丰富的谐振模式,具有非常广泛的应用^[55-62]。硅相对较大的折射率使其成为最常用的构建全介质超材料谐振单元的材料。基于之前讨论的全光调制思路,上述动态调制方法完全可以直接应用于全硅谐振器,实现对全介质器件功能的动态调制。需要说明的是,上述实现动态调制的物理机制没有变化,但硅谐振器的高度往往在百微米量级,因此外加的泵浦光(通常是 800 nm)只能在约 $10 \mu\text{m}$ 厚的界面层内产生有效的载流子分布,进而对谐振模式产生动态调制。与复合式金属-硅超材料器件相比,这种主动式全介质超材料器件具有加工流程更简单、效率更高、功能更丰富的优点,其主要的加工流程不涉及对齐过程,只需要传统的紫外曝光和深度刻蚀这两个主要过程。在太赫兹波段,主动式介质惠更斯超表面器件可以实现吸收率可调的吸收体[如图 3(c)所示]^[63-65]、品质因数动态可调的连续态内的束缚态模式(BIC)谐振器[如图 3(d)所示]^[66-67]、太赫兹辐射角度动态切换器件[如图 3(e)所示]^[68]等。常见的调制器设计思路是通过改变谐振模式幅值实现对电磁波强度的动态调制,而利用介质超材料丰富的米散射模式可以同时调制幅值和相位。Cong 等^[68]通过电偶极子和磁偶极子的简并实现了 Kerker 状态,进而实现了正向太赫兹透射幅值增强和辐射增益;同时,他们考虑到腔的耦合模理论,使腔工作在欠阻尼区域,产生 2π 的辐射相位变化,从而构建惠更斯超表面,最终对透射光的辐射角度实现偏置。利用外加光泵浦可以增加自由载流子浓度以及提高硅的电导率,从而增加谐振系统的非辐射损耗;当达到阈值时,系统可以实现由欠阻尼到过阻尼振荡状态的切换,此时谐振模式中心频率处的辐射相位只能覆盖 π 范围,导致设计的惠更斯超表面相位梯度消失,出射太赫兹波的辐射角度切换为 0° 。虽然本征硅载流子的弛豫时间在纳秒量级,但这里的角度切换速度由载流子的积累(上升)时间决定,可以实现皮秒量级的角度切换。砷化镓也可以实现类似的全光调制介质超材料器件功能,但其加工流程相对更繁琐^[69]。

半导体-超材料器件全光调制的最大优势是可以实现超快的调制速度,但本征硅和砷化镓的载流子弛豫时间都在纳秒量级,因此对器件的调制频率限制在兆赫兹量级。为了进一步提升器件的响应速度,几种不同的方法被提出。一种思路是生长砷化

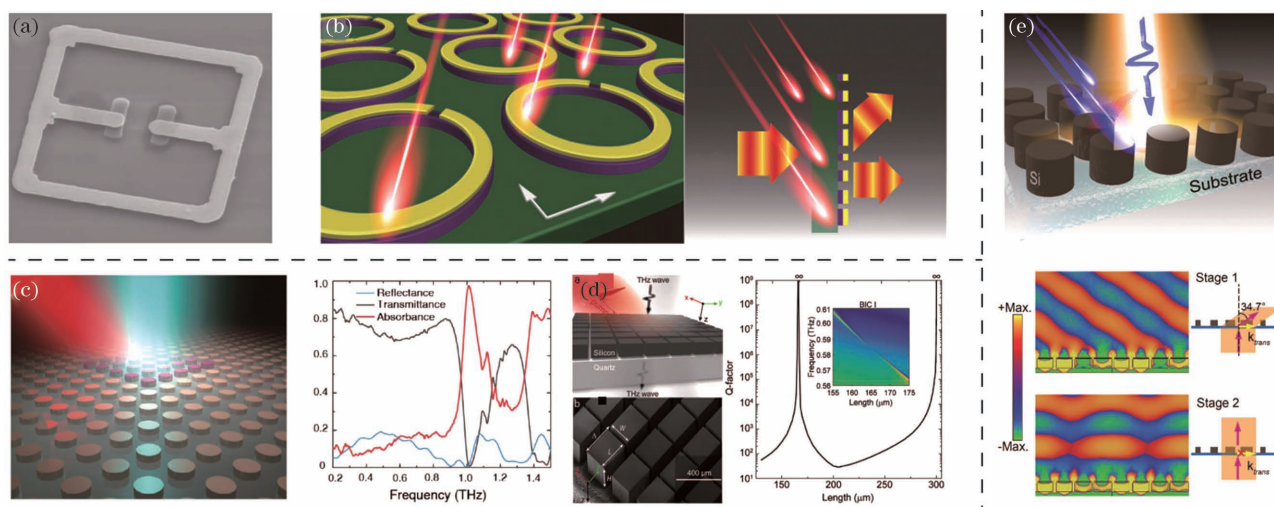


图 3 基于半导体材料的主动式太赫兹超材料器件。(a)全光调制硅-超材料幅度谐振器^[49]；(b)超快全光调制硅-超材料偏振分束器^[53]；(c)介质超材料吸收体的全光调制^[63]；(d)采用介质超材料激发高品质因数的连续态内的束缚态模式并实现全光调控^[66]；(e)惠更斯介质超材料全光动态角度切换^[68]

Fig. 3 Active terahertz metamaterial modulators with semiconductors. (a) All-optical Si-metamaterial amplitude modulator^[49]; (b) ultrafast all-optical Si-metamaterial polarizing beam splitter^[53]; (c) all-optical modulation of all-dielectric metamaterial absorber^[63]; (d) high Q bound state in the continuum excited with all-dielectric metamaterials and all-optical modulation of the mode^[66]; (e) Huygens' dielectric metasurface for active angle deflection^[68]

铟/砷化镓超晶格,它可以使载流子弛豫时间缩短至 20 ps^[70]。通过向砷化镓中掺杂铬形成晶格缺陷可以将弛豫时间缩短到 330 ps^[71]。采用构建砷化镓纳米线的方式可将弛豫时间进一步缩短至 5 ps^[72]。非线性过程通常被认为是瞬态的,利用硅的克尔效应实现的全光调制可以实现 20 fs 量级的切换速度,但非线性效应相对较弱,调制幅度有限^[73]。另外,利用铯 (17 ps)^[74]、多层过渡金属硫化物 (WSe₂, 8 ps)^[75]、拓扑绝缘体材料 (Bi₂Se₃, 9.5 ps)^[76] 等半导体材料超快的弛豫时间也可以进一步提升器件的响应速度。

此外,可以通过电注入或耗尽载流子的方式改变材料的载流子浓度,这种电驱动的方式从器件实用性角度来看更具吸引力。在过去的几十年中,二维电子气和高电子迁移率晶体管展现了较好的太赫兹调制性能。通过施加负栅级电压可以实现对纳米级别厚度的二维电子气的耗尽,从而达到调制器件透过率的目的^[77]。这种调制机制可以实现宽带的室温调制,但受限于二维电子气的厚度,调制深度大大受限(3%)。通过结合超材料获得局域场增强可以大大提高器件的调制深度。首次报道实现了电控主动式超材料器件的是 Chen 等^[78]。他们在砷化镓表面加工了方形太赫兹谐振器,这样做可以通过谐

振实现局域场增强,而且这些通过金属线连接的谐振器可以作为施加偏置电压的驱动电极。谐振器下方的砷化镓层是在硅-砷化镓基底上通过分子束外延技术生长的 n 型砷化镓薄膜(厚度为 1 μm),该薄膜具有较大的电子浓度 ($1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$);金属与半导体界面形成了一个肖特基二极管,外加偏置电压时可以实现对载流子浓度的耗尽,改变金属谐振器的介质环境,从而调制其谐振特性。这种器件通过施加 16 V 的反向偏置电压可以实现 50% 的幅度调制。利用相似的半导体材料,通过增加金属谐振器的开口数量,Chen 等^[79-80]进一步提升了器件的调制幅度,他们认为这种电控主动超材料器件可以实现宽带的相位调制,具有极高的实用性。2015 年,电子科技大学刘盛纲院士课题组^[81]利用电驱动的双通道异质结材料结合超材料实现了超快、大调制深度的太赫兹幅度调制器件。通过电驱动异质结中 10 nm 厚二维电子气的浓度变化可以实现超材料偶极子谐振的频移,从而实现高对比度的幅度调制。基于短的驱动长度(500 nm)、高的电子迁移率,该器件实现了超过 1 GHz 的电调制速度。实验表明,该器件具有 0.2 Gbit/s 的数据传输速率。相比全光驱动的方式,电驱动的调制速度往往受电路 RC 时间的限制,典型的调制速度为 100 kHz;通过优化

驱动电极和微结构单元设计,调制速度可以进一步提升至 2 MHz^[82]。将高电子迁移率晶体管与超材料结合,可以将调制速度提升到 10 MHz 甚至吉赫兹量级^[83]。

2.4 石墨烯超材料器件

石墨烯是由 sp^2 键合的碳原子形成的蜂巢状单原子层,它的主要光学特性来源于其锥形能带结构。自从 2004 年首次从块状石墨上剥离出来后,石墨烯的相关研究就出现了爆炸式增长,主要是因为它具有极好的热、电、光学、力学性能,在太阳能电池、LED、三极管、超快激光等领域都展现出了极大的应用价值^[84-86]。石墨烯是真正的二维材料,具有独特的线性色散和零带隙,具有超常的载流子输运特性,其电子表现为无质量的狄拉克费米子,在室温下具有极高的迁移率 $[50000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})]$ 。石墨烯的载流子浓度相比传统的二维电子气高两个数量级,可达到 10^{14} cm^{-2} 。在光学调制方面,研究人员首先关注到的就是石墨烯的电导率。基于特殊的能带结构,石墨烯的光学跃迁过程包括带内跃迁和带间跃迁。在第一布里渊区,由紧束缚模型计算的哈密顿量可知石墨烯在 $K(K')$ (狄拉克点)附近的色散是线性的,其电导率可以表示为带内跃迁和带间跃迁的和,即

$$\sigma(\omega) = \sigma_{\text{intra}}(\omega) + \sigma_{\text{inter}}(\omega), \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega) = \frac{ie^2 E_f}{\pi \hbar(\omega + i/\tau)}, \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega) = \frac{ie^2 \omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{f(E - E_f) - f(-E - E_f)}{(2E)^2 - (\hbar\omega + i\Gamma)^2} dE, \quad (5)$$

式中: \hbar 是约化普朗克常数; ω 是角频率; E_f 是费米能级; $f(\cdot)$ 是费米分布函数; τ 是弛豫时间; Γ 是衡量带间跃迁的展宽参数; E 为能量。室温下默认 $E_f \gg k_B T$ (k_B 为玻尔兹曼常量, T 为温度)。当频率较小时,光子能量较小,石墨烯的电导率主要由带内跃迁决定;当频率足够大时,带间跃迁逐渐占据主导作用。在极限情况下,取 $\omega \rightarrow \infty$,电导率的值趋于一个常量 $e^2/(4\hbar)$,因此得到的电磁波正入射时石墨烯对高频电磁波的吸收率约为 2.3%。可见波段的频率足够高,石墨烯的吸收率可以近似取以上的极限值,因而石墨烯常用于制作透明柔性电极。另一方面,电导率与费米能级息息相关,因此,可以通过改变载流子浓度来调制费米能级,从而有效地调制石墨烯的电导率。在高频段,石墨烯的吸收率的调制范围有限(0~2.3%);但在太赫兹波段,带间跃迁

对电导率的贡献可以忽略,因此电导率的实部可以写成类似德鲁德模型的形式,即 $\sigma(\omega) = \sigma_{\text{dc}}/(1 + \omega^2 \tau^2)$,这里的 σ_{dc} 是直流电导率。对于具有抛物线状色散曲线的二维半导体,其直流电导率与载流子浓度成正比,即 $\sigma_{\text{dc}} \propto E_f \propto n$;但对于具有锥形色散曲线的石墨烯来说,其电导率与载流子浓度开平方成正比,即 $\sigma_{\text{dc}} \propto E_f \propto \sqrt{n}$ 。在 $\omega < \omega_0 = 1/\tau$ (ω_0 由石墨烯质量决定,通常在 1~4 THz 范围内)的情况下,石墨烯在太赫兹频率范围内的光电导率与直流电导率正相关,因此可以通过调制费米能级的方式实现对太赫兹波的有效调制。

最直接的调制器件设计如图 4(a)所示的石墨烯-二氧化硅-掺杂硅基底结构,通过在石墨烯和硅基底上加电极的方式实现对石墨烯费米能级的有效调制,从而实现对宽带太赫兹透过率的调制,调制深度为 15%,调制频率为 20 kHz^[87]。在这种结构的基础上额外增加一层金属光栅(增强局域场强度),可以进一步提升器件的调制深度^[88]。将石墨烯薄层直接转移到 n 型硅基底上,石墨烯层表现为 p 型半导体,二者界面形成 p-n 结,从而表现出太赫兹二极管的传输特性^[89],如图 4(b)所示。对这种复合结构额外施加连续激光泵浦可以以较小的驱动电压(-5 V)进一步将器件的调制深度提高到 83%^[89]。将石墨烯转移到高介电常数的蓝宝石/氧化钛/石英基底上,通过调制石墨烯的电导率可以改变其有效介电常数,从而改变石墨烯-蓝宝石界面的布儒斯特角,实现超宽带、大调制深度(99.3%)、宽相位调制(140°)的太赫兹调制器件^[90],如图 4(c)所示。通过把石墨烯薄层加工成微结构的方式将其等离子频率调制到太赫兹波段,再以电驱动的方式调制等离子体频率,也可以实现高效调制应用。这种微结构的制备方法为:先将化学气相沉积(CVD)生长的石墨烯转移到二氧化硅-硅基底上,然后通过光刻的方式进行加工。这种石墨烯不再是一个连续的整体。电压偏置通过在石墨烯微结构表层覆盖离子凝胶的方式施加,如图 4(d)所示。在太赫兹波段,通过太赫兹光子与其等离子体的耦合可以观测到明显的等离子体共振峰,改变外加偏置电压可以将其共振频率从 2.7 THz 调制到 4.1 THz^[91]。

将石墨烯与超材料结合可以大大提升器件的调制深度^[92-95]。在图 4(e)所示的工作中, Lee 等^[96]将石墨烯、聚酰亚胺、金属超材料、电极层结合起来加工成了超薄、柔性太赫兹调制器,实现 100 kHz 调制频率下 47% 的幅度调制和 32.2° 的相位调制。由

于石墨烯与颗粒边界处的电荷俘获(缺陷)和聚酰亚胺层的水附着,这种器件还表现出了光学迟滞现象,有望应用于光学记忆器件^[96]。Zeng 等^[97]将石墨烯与超材料结合,制备了调制频率超过 1 GHz、调制深度为 90% 的调制器,并基于电驱动石墨烯-超材料

调制器件极大的调制深度、极好的集成性,讨论了其作为空间光调制器的性能以及在单像素成像中的应用价值,如图 4(f)所示。基于超材料的局域场增强,石墨烯的非线性效应也得到一个量级的增强^[98]。

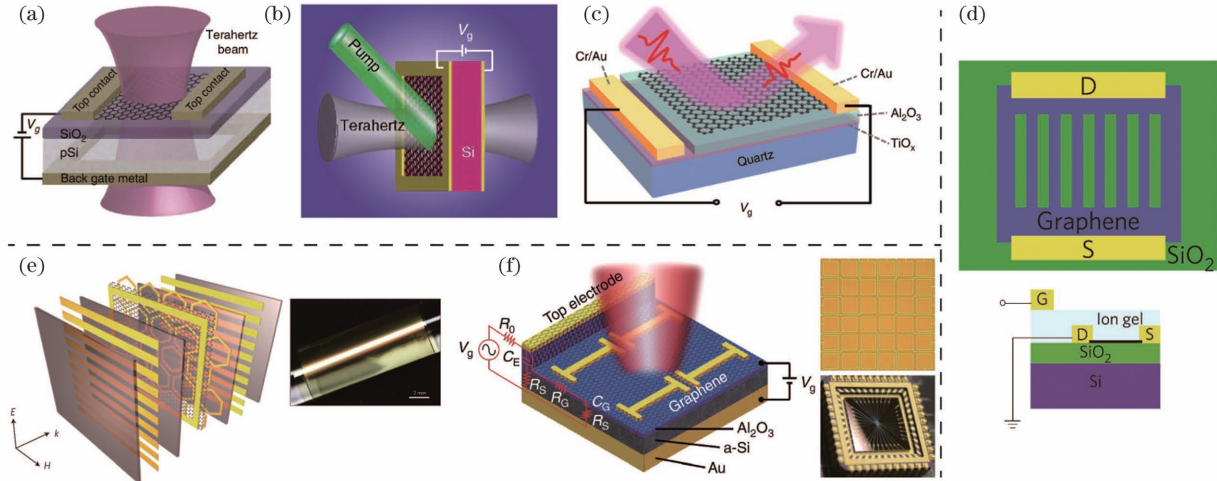


图 4 基于石墨烯的主动式太赫兹超材料调制器件。(a)直接调制石墨烯实现宽带太赫兹调制^[87]; (b)电、光双调制实现更高的调制深度^[89]; (c)利用布儒斯特角进一步提高调制深度^[90]; (d)调制石墨烯微结构的等离子共振频率^[91]; (e)利用超材料和柔性材料构建柔性石墨烯调制器^[96]; (f)结合超材料阵列增强调制深度,以及单像素成像应用^[97]

Fig. 4 Active terahertz metamaterial modulators based on graphene. (a) Broadband terahertz modulation by directly biasing graphene layer^[87]; (b) enhancing modulation depth by dual pumping of electrical and optical stimuli^[89]; (c) larger modulation depth by operating at Brewster angle^[90]; (d) modulating plasmonic resonance frequency of patterned graphene^[91]; (e) flexible graphene modulator with metamaterials and flexible dielectric^[96]; (f) improved modulation depth with metamaterials and application in single pixel imaging^[97]

与其他电驱动主动式器件一样,石墨烯超材料器件仍然受限于 RC 时间,因而限制了器件调制速度的提升。另外,石墨烯本身的厚度降低了其与光相互作用的强度,因此石墨烯对太赫兹的调制深度大大受限,需要依赖超材料极强的局域场增强来提升调制深度,但这种方式必然会牺牲调制带宽。

2.5 其他类型的主动式超材料器件

自然界中的许多材料会由于温度变化、光脉冲激发、电脉冲激发而发生某些属性的变化,比如,导电率的变化(金属到绝缘体^[99])、折射率的变化^[100]等。本文统一把这种产生某种属性变化的材料叫作相变材料。有的文献^[101]只将具有非易失性的材料归类为相变材料。这里的非易失性是指材料属性在外界刺激下发生改变,当移除外界刺激后,变化后的属性依然长期保持不变的特性。典型的具有非易失性的材料是 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST)^[100],而典型的具有易失性的金属-绝缘体相变材料是二氧化钒(VO_2)^[99]。将这种具有相变属性的材料与超材料结合可以产生很多有趣的物理现象,其中一个比较典型的应用是将

超材料与二氧化钒结合,通过热驱动的方式实现二氧化钒金属-绝缘体的相变(342 K),这种相变导致材料电导率会产生超过四阶的幅值变化,因此可以带来非常可观的调制效果。二氧化钒的相变过程伴随着一个非常有趣的现象:温度迟滞现象,即加热过程的相变阈值是 342 K,而制冷相变的阈值是 330 K。这种迟滞现象可以用于温度记忆器件^[99]。此外,利用强电场的太赫兹脉冲(300 kV/cm)激发超材料阵列,由于超材料局域电磁场的增强效应,其开口处的电场幅度可达 4 MV/cm,这样的强电场足以引起二氧化钒的相变响应,从而对太赫兹场产生非线性效果,如图 5(a)所示。足够强的太赫兹场还可以对二氧化钒产生永久性烧蚀^[102]。将二氧化钒与锗共同组成光学活性层,同时结合电、光驱动的方式可以实现写入/擦除的逻辑运算,实现 16 ps 的超快开关效果^[103]。

典型的非易失性相变材料是 GST,这种材料具有良好的热稳定性、高速调制特性等,已被广泛应用于可擦写的光盘存储器和电记忆体中^[100]。通过加热或者激光脉冲辐照的方式可以实现 GST 从无定

形态到立方晶体态的转变,转变后会产生明显的折射率变化(在 730 nm 波长处,折射率从 $3.9 + 4.2i$ 增大到 $4.3 + 2.0i$)。采用飞秒激光脉冲对 70 nm 厚 GST 薄层进行直写可以实现 $0.59 \mu\text{m}$ 分辨率的空间选择性相变控制,从而得到对应的微结构图案,实现可擦写的平板透镜、全息成像等功能,如图 5(b)所示。多级调控的电、光驱动太赫兹 GST-超材料器件展现了巨大的应用潜力^[104]。

超导材料也是可在太赫兹波段获得动态响应的材料,且具有温度和磁场依赖的电导率和低温下极低的欧姆损耗,可以通过光、热、磁等方式实现其电导率的动态切换。利用超导材料在临界温度(T_c)以下极低的欧姆损耗,可以构造具有超高品质因数的谐振腔,大大增强光与物质的相互作用^[105-108]。在超导态下,电导率由库伯对(Cooper pairs)主导,随着温度升高至 T_c 以上,库伯对被破坏,材料的电导率大大降低,此时的电导率可由德鲁德模型描述。高温超导库伯对的结合能通常在 $2 \sim 75 \text{ meV}$ 范围内,除了温度、磁场能有效破坏库伯对外,激光脉冲也可以轻易破坏库伯对,而且这个过程的时间量级在几十皮秒,因此超导材料可以应用于太赫兹超快开关。常用的高温超导材料是钇钡铜氧化物

(YBCO),它的 T_c (92 K)比液氮的沸点(77 K)还高,将 YBCO 通过光刻加工成超材料阵列,结合高品质因数法诺谐振,可以在极低的泵浦能量($63.7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)下实现对其谐振的高对比度动态调制,如图 5(c)所示^[109]。但超导材料需要在液氮温度下工作,需要额外配置低温腔,大大限制了其小型化和实用化进程。

利用材料的非线性响应可以实现超快的动态调制效果。金属本身是中心对称的,但其表面破坏了中心对称性,因而具有很大的二阶非线性响应,而且二阶非线性响应非常依赖于金属微结构的设计^[110]。基于金属的非线性效应,很多研究工作报道了利用金构造的超材料阵列产生宽带太赫兹辐射并调控辐射脉冲时空属性的能力^[111-113]。将金属微结构与介电常数接近零的基底材料结合,还可以大大增强非线性效应^[114]。利用金属本身的等离子体谐振并结合其非线性响应,通过构建超材料阵列可以对偏振态实现全光、超快调制,在亚皮秒量级上取得超过 60° 的偏振旋转,如图 5(d)所示^[115]。砷化钢材料可以通过电场诱导的谷间散射产生很强的非线性响应,因此通过构建砷化钢超材料阵列也可以实现太赫兹强场非线性响应^[116]。

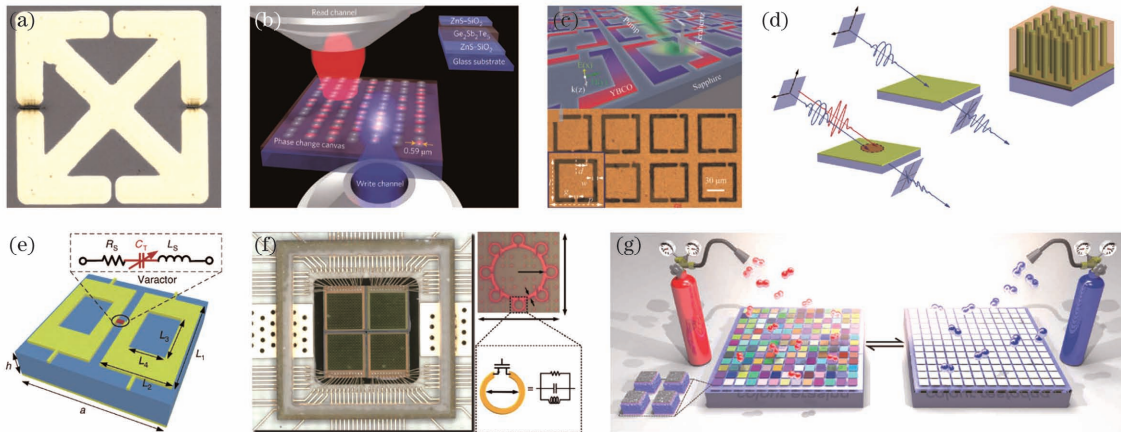


图 5 基于相变材料、超导材料、非线性效应、二极管、晶体管、化学反应的主动式超材料器件。(a)二氧化钒超材料实现强场太赫兹非线性效应^[102]; (b)激光直写 GST 得到不同的超材料图案,实现可擦写光学功能器件^[100]; (c)利用 YBCO 构造超材料阵列,实现具有高品质因数的动态器件^[109]; (d)利用金表面的二阶非线性效应实现超快偏振调制^[115]; (e)结合二极管实现可编程调制^[117]; (f)结合晶体管实现吉赫兹量级超快可编程调制^[118]; (g)利用镁与氢气的可逆化学反应实现动态光学调制^[119]

Fig. 5 Active metamaterial devices based on phase change materials, superconductors, nonlinear effect, diodes, transistors, and chemical reactions. (a) Terahertz nonlinear effect realized by integrating metamaterial with VO_2 ^[102]; (b) laser writing patterns on GST film for rewritable optical devices^[100]; (c) active metamaterial with high quality factor fabricated with YBCO film^[109]; (d) ultrafast polarization modulation by second order nonlinearity of gold surface^[115]; (e) programmable modulation by integrating with diodes^[117]; (f) GHz super-fast programmable modulation by integrating with transistors^[118]; (g) dynamic optical modulation by reversible chemical reaction of Mg and hydrogen^[119]

通过在超材料阵列中集成二极管可以有效调控超材料的等效电容和电感,从而实现谐振频率的动态调制。利用可编程阵列驱动,可以实现可编程的超材料数字器件,该器件具有极大的实用价值^[120]。将光电二极管与这种可编程数字器件结合,还可以通过光场驱动实现远程光遥控,如图 5(e)所示。将金属开环谐振器与晶体管结合,可以获得多位的编程响应。这种晶体管利用 65 nm 制程的工业级 CMOS 工艺完成,将其与超材料阵列结合,可以实现吉赫兹量级的电驱动太赫兹波前偏置和全息成像,如图 5(f)所示^[118]。除了电、光、热、磁等驱动方式之外,化学反应产生的材料物性变化也被用于超材料器件的动态响应,典型的例子是镁的氢化和脱氢过程产生的材料相变,如图 5(g)所示^[119,121]。另外,利用 DNA 分子驱动微结构变形也可以产生动态的光学响应^[122-124]。

3 结 论

本文从不同的材料或者技术与超材料结合实现主动式太赫兹调制器件的角度,分别介绍了实现主动调制的基本原理、当前的技术发展以及主要性能指标等。涉及的材料包括液晶、MEMS、半导体、石墨烯、相变材料、超导体、非线性材料、二极管/晶体管等,涉及的驱动方式包括电驱动、光驱动、热驱动等。半导体、石墨烯可以通过电或者光的方式驱动,相变材料、超导体可以通过热或者光的方式驱动, MEMS 可以通过电或者力的方式驱动。各种材料和驱动方式都有各自的优缺点,例如:典型的电驱动方式具有良好的集成性,但调制速度往往受限于 RC 时间;光驱动的调制时间可达到飞秒甚至阿秒量级,可以远程遥控,但集成性受限,调制频率也受脉冲激光重复频率的限制。在器件设计中,应根据实际应用场景选择合适的技术和材料,搭配优化的超材料设计,寻求成熟的加工工艺。虽然目前的主动式太赫兹调制器件仍无法满足太赫兹技术应用的需求,但利用超材料无限的应用潜力,结合合适的主动材料,就可以根据需求任意定制器件功能。可以预见,在不远的将来,超材料器件必将在太赫兹技术中的应用迎来重大突破。

参 考 文 献

- [1] Ma Z T, Geng Z X, Fan Z Y, et al. Modulators for terahertz communication: the current state of the art [J]. Research, 2019, 2019: 1-22.
- [2] Rahm M, Li J S, Padilla W J. THz wave modulators: a brief review on different modulation techniques[J]. Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2013, 34(1): 1-27.
- [3] Zhang X C. Terahertz wave imaging: horizons and hurdles[J]. Physics in Medicine and Biology, 2002, 47(21): 3667-3677.
- [4] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology[J]. Nature Photonics, 2007, 1(2): 97-105.
- [5] Nagatsuma T, Ducournau G, Renaud C C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics[J]. Nature Photonics, 2016, 10(6): 371-379.
- [6] Sengupta K, Nagatsuma T, Mittleman D M. Terahertz integrated electronic and hybrid electronic-photonics systems[J]. Nature Electronics, 2018, 1(12): 622-635.
- [7] Edgar M P, Gibson G M, Padgett M J. Principles and prospects for single-pixel imaging [J]. Nature Photonics, 2019, 13(1): 13-20.
- [8] Watts C M, Shrekenhamer D, Montoya J, et al. Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators [J]. Nature Photonics, 2014, 8(8): 605-609.
- [9] Shaltout A M, Shalaev V M, Brongersma M L. Spatiotemporal light control with active metasurfaces [J]. Science, 2019, 364(6441): eaat3100.
- [10] He Q, Sun S, Zhou L. Tunable/reconfigurable metasurfaces: physics and applications [J]. Research, 2019, 2019: 1849272.
- [11] Hashemi M R, Cakmakyan S, Jarrahi M. Reconfigurable metamaterials for terahertz wave manipulation[J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 80(9): 094501.
- [12] Yang C S, Tang T T, Chen P H, et al. Voltage-controlled liquid-crystal terahertz phase shifter with indium-tin-oxide nanowhiskers as transparent electrodes[J]. Optics Letters, 2014, 39(8): 2511-2513.
- [13] Wu H Y, Hsieh C F, Tang T T, et al. Electrically tunable room-temperature 2π liquid crystal terahertz phase shifter [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2006, 18(14): 1488-1490.
- [14] Chen X Q, Li K D, Zhang R, et al. Highly efficient ultra-broadband terahertz modulation using bidirectional switching of liquid crystals [J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(24): 1901321.
- [15] Reuter M, Vieweg N, Fischer B M, et al. Highly birefringent, low-loss liquid crystals for terahertz applications [J]. APL Materials, 2013, 1(1):

- 012107.
- [16] Wang L, Lin X W, Hu W, et al. Broadband tunable liquid crystal terahertz waveplates driven with porous graphene electrodes[J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(2): e253.
- [17] Shrekenhamer D, Chen W C, Padilla W J. Liquid crystal tunable metamaterial absorber[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(17): 177403.
- [18] Savo S, Shrekenhamer D, Padilla W J. Liquid crystal metamaterial absorber spatial light modulator for THz applications [J]. *Advanced Optical Materials*, 2014, 2(3): 275-279.
- [19] Wu J B, Shen Z, Ge S J, et al. Liquid crystal programmable metasurface for terahertz beam steering [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(13): 131104.
- [20] Buchnev O, Podoliak N, Kaltenecker K, et al. Metasurface-based optical liquid crystal cell as an ultrathin spatial phase modulator for THz applications[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(11): 3199-3206.
- [21] Jerome B. Surface effects and anchoring in liquid crystals[J]. *Reports on Progress in Physics*, 1991, 54(3): 391-451.
- [22] Gannon M G J, Faber T E. The surface tension of nematic liquid crystals[J]. *Philosophical Magazine A*, 1978, 37(1): 117-135.
- [23] Borshch V, Shiyanovskii S V, Lavrentovich O D. Nanosecond electro-optic switching of a liquid crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(10): 107802.
- [24] Rebeiz G M. RF MEMS: theory, design, and technology[M]. Singapore: John Wiley & Sons, 2004.
- [25] Rebeiz G M, Patel C D, Han S K, et al. The search for a reliable MEMS switch[J]. *IEEE Microwave Magazine*, 2013, 14(1): 57-67.
- [26] Unlu M, Demir S, Akin T. A 15–40-GHz frequency reconfigurable RF MEMS phase shifter [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2013, 61(8): 2865-2877.
- [27] Zohur A, Mopidevi H, Rodrigo D, et al. RF MEMS reconfigurable two-band antenna [J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2013, 12: 72-75.
- [28] Unlu M, Topalli K, Atasoy H I, et al. A reconfigurable RF MEMS triple stub impedance matching network[C]//2006 European Microwave Conference, September 10-15, 2006, Manchester, UK. New York: IEEE Press, 2006: 1370-1373.
- [29] Zhu W M, Liu A Q, Bourouina T, et al. Microelectromechanical Maltese-cross metamaterial with tunable terahertz anisotropy [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1274.
- [30] Tao H, Strikwerda A C, Fan K, et al. Reconfigurable terahertz metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(14): 147401.
- [31] Pitchappa P, Ho C P, Cong L Q, et al. Reconfigurable digital metamaterial for dynamic switching of terahertz anisotropy [J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(3): 391-398.
- [32] Cong L Q, Pitchappa P, Lee C, et al. Active phase transition via loss engineering in a terahertz MEMS metamaterial [J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(26): 1700733.
- [33] Cong L Q, Pitchappa P, Wu Y, et al. Active multifunctional microelectromechanical system metadevices: applications in polarization control, wavefront deflection, and holograms[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(2): 1600716.
- [34] Cong L Q, Pitchappa P, Wang N, et al. Electrically programmable terahertz diatomic metamolecules for chiral optical control[J]. *Research*, 2019, 2019: 1-11.
- [35] Unlu M, Hashemi M R, Berry C W, et al. Switchable scattering meta-surfaces for broadband terahertz modulation[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 5708.
- [36] Cong L Q, Xu N N, Gu J Q, et al. Highly flexible broadband terahertz metamaterial quarter-wave plate [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(4): 626-632.
- [37] Cong L Q, Cao W, Zhang X Q, et al. A perfect metamaterial polarization rotator [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(17): 171107.
- [38] Cong L Q, Xu N N, Zhang W L, et al. Polarization control in terahertz metasurfaces with the lowest order rotational symmetry [J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(9): 1176-1183.
- [39] Zhao X G, Schalch J, Zhang J D, et al. Electromechanically tunable metasurface transmission waveplate at terahertz frequencies[J]. *Optica*, 2018, 5(3): 303-310.
- [40] Ou J Y, Plum E, Zhang J, et al. An electromechanically reconfigurable plasmonic metamaterial operating in the near-infrared [J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(4): 252-255.
- [41] Zheludev N I, Plum E. Reconfigurable nanomechanical photonic metamaterials[J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(1): 16-22.
- [42] Kan T, Isozaki A, Kanda N, et al. Enantiomeric switching of chiral metamaterial for terahertz

- polarization modulation employing vertically deformable MEMS spirals [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8422.
- [43] Kan T, Isozaki A, Kanda N, et al. Spiral metamaterial for active tuning of optical activity[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(22): 221906.
- [44] She A, Zhang S, Shian S, et al. Adaptive metalenses with simultaneous electrical control of focal length, astigmatism, and shift [J]. *Science Advances*, 2018, 4(2): eaap9957.
- [45] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, et al. MEMS-tunable dielectric metasurface lens [J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 812.
- [46] Roy T, Zhang S Y, Jung I W, et al. Dynamic metasurface lens based on MEMS technology [J]. *APL Photonics*, 2018, 3(2): 021302.
- [47] Demir K, Unlu M. Miniature MEMS: novel key components toward terahertz reconfigurability [J]. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 2020, 29(4): 455-467.
- [48] Alius H, Dodel G. Amplitude-, phase-, and frequency modulation of far-infrared radiation by optical excitation of silicon [J]. *Infrared Physics*, 1991, 32: 1-11.
- [49] Chen H T, O' Hara J F, Azad A K, et al. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(5): 295-298.
- [50] 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.
- [51] Manjappa M, Srivastava Y K, Cong L Q, et al. Active photoswitching of sharp Fano resonances in THz metadevices [J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(3): 1603355.
- [52] Zhang S, Zhou J F, Park Y S, et al. Photoinduced handedness switching in terahertz chiral metamolecules [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 942.
- [53] Cong L, Srivastava Y K, Zhang H, et al. All-optical active THz metasurfaces for ultrafast polarization switching and dynamic beam splitting [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 28.
- [54] Lv T T, Zhu Z, Shi J H, et al. Optically controlled background-free terahertz switching in chiral metamaterial[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(10): 3066-3069.
- [55] Kivshar Y. All-dielectric meta-optics and non-linear nanophotonics[J]. *National Science Review*, 2018, 5(2): 144-158.
- [56] Fan K B, Suen J Y, Liu X Y, et al. All-dielectric metasurface absorbers for uncooled terahertz imaging[J]. *Optica*, 2017, 4(6): 601-604.
- [57] Chen W T, Zhu A Y, Sanjeev V, et al. A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 220-226.
- [58] Wang S, Wu P C, Su V C, et al. A broadband achromatic metalens in the visible [J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 227-232.
- [59] Yang Y M, Wang W Y, Moitra P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3): 1394-1399.
- [60] Kruk S, Kivshar Y. Functional meta-optics and nanophotonics governed by Mie resonances[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(11): 2638-2649.
- [61] Kuznetsov A I, Miroshnichenko A E, Brongersma M L, et al. Optically resonant dielectric nanostructures [J]. *Science*, 2016, 354(6314): aag2472.
- [62] Genevet P, Capasso F, Aieta F, et al. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces [J]. *Optica*, 2017, 4(1): 139-152.
- [63] Fan K, Zhang J, Liu X, et al. Phototunable dielectric Huygens' metasurfaces [J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(22): e1800278.
- [64] Cardin A, Fan K, Padilla W. Role of loss in all-dielectric metasurfaces[J]. *Optics Express*, 2018, 26(13): 17669-17679.
- [65] Zhao X G, Wang Y, Schalch J, et al. Optically modulated ultra-broadband all-silicon metamaterial terahertz absorbers [J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(4): 830-837.
- [66] Han S, Cong L, Srivastava Y K, et al. All-dielectric active terahertz photonics driven by bound states in the continuum [J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(37): e1901921.
- [67] Fan K B, Shadrivov I V, Padilla W J. Dynamic bound states in the continuum[J]. *Optica*, 2019, 6(2): 169-173.
- [68] Cong L Q, Singh R. Spatiotemporal dielectric metasurfaces for unidirectional propagation and reconfigurable steering of terahertz beams [J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(28): 2001418.
- [69] Shcherbakov M R, Liu S, Zubyuk V V, et al. Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 17.
- [70] Chen H T, Padilla W J, Zide J M, et al. Ultrafast optical switching of terahertz metamaterials fabricated on ErAs/GaAs nanoisland superlattices

- [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(12): 1620-1622.
- [71] Fekete L, Kadlec F, Němec H, et al. Fast one-dimensional photonic crystal modulators for the terahertz range[J]. *Optics Express*, 2007, 15(14): 8898-8912.
- [72] Baig S A, Boland J L, Damry D A, et al. An ultrafast switchable terahertz polarization modulator based on III-V semiconductor nanowires[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(4): 2603-2610.
- [73] Grinblat G, Berté R, Nielsen M P, et al. Sub-20 fs all-optical switching in a single Au-clad Si nanodisk[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(12): 7896-7900.
- [74] Lim W X, Manjappa M, Srivastava Y K, et al. Ultrafast all-optical switching of germanium-based flexible metaphotonic devices [J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(9): 1705331.
- [75] Hu Y Z, Jiang T, Zhou J H, et al. Ultrafast terahertz transmission/group delay switching in photoactive WSe₂-functionalized metaphotonic devices[J]. *Nano Energy*, 2020, 68: 104280.
- [76] Hu Y Z, Tong M Y, Cheng X G, et al. Bi₂Se₃-functionalized metasurfaces for ultrafast all-optical switching and efficient modulation of terahertz waves[J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(3): 771-780.
- [77] Kleine-Ostmann T, Dawson P, Pierz K, et al. Room-temperature operation of an electrically driven terahertz modulator[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(18): 3555-3557.
- [78] Chen H T, Padilla W J, Zide J M, et al. Active terahertz metamaterial devices [J]. *Nature*, 2006, 444(7119): 597-600.
- [79] Chen H T, Padilla W J, Cich M J, et al. A metamaterial solid-state terahertz phase modulator [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(3): 148-151.
- [80] Chan W L, Chen H T, Taylor A J, et al. A spatial light modulator for terahertz beams [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(21): 213511.
- [81] Zhang Y X, Qiao S, Liang S X, et al. Gbps terahertz external modulator based on a composite metamaterial with a double-channel heterostructure [J]. *Nano Letters*, 2015, 15(5): 3501-3506.
- [82] Chen H T, Palit S, Tyler T, et al. Hybrid metamaterials enable fast electrical modulation of freely propagating terahertz waves [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(9): 091117.
- [83] Shrekenhamer D, Rout S, Strikwerda A C, et al. High speed terahertz modulation from metamaterials with embedded high electron mobility transistors [J]. *Optics Express*, 2011, 19(10): 9968-9975.
- [84] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, et al. Graphene photonics and optoelectronics[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(9): 611-622.
- [85] Sensale-Rodriguez B, Yan R S, Liu L, et al. Graphene for reconfigurable terahertz optoelectronics [J]. *Proceedings of the IEEE*, 2013, 101(7): 1705-1716.
- [86] Tassin P, Koschny T, Soukoulis C M. Graphene for terahertz applications [J]. *Science*, 2013, 341(6146): 620-621.
- [87] Sensale-Rodriguez B, Yan R S, Kelly M M, et al. Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions [J]. *Nature Communications*, 2012, 3(1): 1-7.
- [88] Shi S F, Zeng B, Han H L, et al. Optimizing broadband terahertz modulation with hybrid graphene/metasurface structures[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(1): 372-377.
- [89] Li Q, Tian Z, Zhang X, et al. Active graphene-silicon hybrid diode for terahertz waves[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7082.
- [90] Chen Z, Chen X, Tao L, et al. Graphene controlled Brewster angle device for ultra broadband terahertz modulation [J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 4909.
- [91] Ju L, Geng B, Horng J, et al. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials [J]. *Nature Nanotechnology*, 2011, 6(10): 630-634.
- [92] Balci O, Kakenov N, Karademir E, et al. Electrically switchable metadevices via graphene[J]. *Science Advances*, 2018, 4(1): eaao1749.
- [93] Li Q, Tian Z, Zhang X Q, et al. Dual control of active graphene-silicon hybrid metamaterial devices [J]. *Carbon*, 2015, 90: 146-153.
- [94] Li Q, Cong L Q, Singh R, et al. Monolayer graphene sensing enabled by the strong Fano-resonant metasurface[J]. *Nanoscale*, 2016, 8(39): 17278-17284.
- [95] Valmorra F, Scalari G, Maissen C, et al. Low-bias active control of terahertz waves by coupling large-area CVD graphene to a terahertz metamaterial[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(7): 3193-3198.
- [96] Lee S H, Choi M, Kim T T, et al. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(11): 936-941.
- [97] Zeng B, Huang Z, Singh A, et al. Hybrid graphene metasurfaces for high-speed mid-infrared light modulation and single-pixel imaging [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 51.
- [98] Nikolaenko A E, Papasimakis N, Atmatzakis E, et al. Nonlinear graphene metamaterial [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(18): 181109.
- [99] Driscoll T, Kim H T, Chae B G, et al. Memory

- metamaterials [J]. *Science*, 2009, 325 (5947): 1518-1521.
- [100] Wang Q, Rogers E T F, Gholipour B, et al. Optically reconfigurable metasurfaces and photonic devices based on phase change materials[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(1): 60-65.
- [101] Wuttig M, Bhaskaran H, Taubner T. Phase-change materials for non-volatile photonic applications[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(8): 465-476.
- [102] Liu M, Hwang H Y, Tao H, et al. Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial [J]. *Nature*, 2012, 487 (7407): 345-348.
- [103] Hu Y Z, Tong M Y, Xu Z J, et al. Spatiotemporal metasurfaces: spatiotemporal terahertz metasurfaces for ultrafast all-optical switching with electric-triggered bistability [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(3): 2170018.
- [104] Pitchappa P, Kumar A, Prakash S, et al. Chalcogenide phase change material for active terahertz photonics[J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(12): e1808157.
- [105] Chen H T, Yang H, Singh R, et al. Tuning the resonance in high-temperature superconducting terahertz metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(24): 247402.
- [106] Gu J Q, Singh R, Tian Z, et al. Terahertz superconductor metamaterial [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(7): 071102.
- [107] Srivastava Y K, Manjappa M, Cong L Q, et al. Ultrahigh-Q Fano resonances in terahertz metasurfaces: strong influence of metallic conductivity at extremely low asymmetry [J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(3): 457-463.
- [108] Singh R, Tian Z, Han J G, et al. Cryogenic temperatures as a path toward high-Q terahertz metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(7): 071114.
- [109] Srivastava Y K, Manjappa M, Cong L, et al. A superconducting dual-channel photonic switch [J]. *Advanced Materials*, 2018: e1801257.
- [110] Ciraci C, Poutina E, Scalora M, et al. Origin of second-harmonic generation enhancement in optical split-ring resonators[J]. *Physical Review B*, 2012, 85(20): 201403.
- [111] Luo L, Chatzakos I, Wang J G, et al. Broadband terahertz generation from metamaterials[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3055.
- [112] Keren-Zur S, Tal M, Fleischer S, et al. Generation of spatiotemporally tailored terahertz wavepackets by nonlinear metasurfaces [J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 1778.
- [113] McDonnell C, Deng J H, Sideris S, et al. Functional THz emitters based on Pancharatnam-Berry phase nonlinear metasurfaces [J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 30.
- [114] Alam M Z, Schulz S A, Upham J, et al. Large optical nonlinearity of nanoantennas coupled to an epsilon-near-zero material [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(2): 79-83.
- [115] Nicholls L H, Rodríguez-Fortuño F J, Nasir M E, et al. Ultrafast synthesis and switching of light polarization in nonlinear anisotropic metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(10): 628-633.
- [116] Seren H R, Zhang J, Keiser G R, et al. Nonlinear terahertz devices utilizing semiconducting plasmonic metamaterials[J]. *Light: Science & Applications*, 2016, 5(5): e16078.
- [117] Zhang X G, Jiang W X, Jiang H L, et al. An optically driven digital metasurface for programming electromagnetic functions [J]. *Nature Electronics*, 2020, 3(3): 165-171.
- [118] Venkatesh S, Lu X Y, Saeidi H, et al. A high-speed programmable and scalable terahertz holographic metasurface based on tiled CMOS chips [J]. *Nature Electronics*, 2020, 3(12): 785-793.
- [119] Duan X Y, Kamin S, Liu N. Dynamic plasmonic colour display[J]. *Nature Communications*, 2017, 8 (1): 1-9.
- [120] Cui T J, Qi M Q, Wan X, et al. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials[J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3(10): e218.
- [121] Li J X, Kamin S, Zheng G X, et al. Addressable metasurfaces for dynamic holography and optical information encryption [J]. *Science Advances*, 2018, 4(6): eaar6768.
- [122] Dey S, Fan C H, Gothelf K V, et al. DNA origami [J]. *Nature Reviews Methods Primers*, 2021, 1 (1): 1-24.
- [123] Zhou C, Duan X Y, Liu N. A plasmonic nanorod that walks on DNA origami[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8102.
- [124] Liu N, Liedl T. DNA-assembled advanced plasmonic architectures [J]. *Chemical Reviews*, 2018, 118(6): 3032-3053.

Active Terahertz Metadevices

Cong Longqing*

*Department of Electrical and Electronic Engineering, College of Engineering,
Southern University of Science and Technology, Shenzhen, Guangdong 518055, China*

Abstract

Significance Recently, terahertz technology has made rapid progress in the fields of label-free analysis, cellular level imaging, chemical and biological sensing, security screening, and wireless communications. Furthermore, major advances have been made in terahertz sources, detectors, and modulators. Developing efficient modulators with natural materials is challenging due to the relatively weak interactions between terahertz waves and natural materials. Although functional modulators operating in the visible and infrared bands are mature for commercial applications, efficient, functional, and high-speed modulators are severely lacking in the technologically important terahertz band. Therefore, researchers are trying to obtain solutions that can improve light-matter interactions for terahertz applications. Metamaterials have extraordinary electromagnetic properties that show great potential to enhance local field strength significantly and improve light-matter interactions in practical terahertz modulators. The integration of metamaterials and certain active materials or techniques leads to the revolution of conventional modulators, which are named “metadevices” in this review. Metamaterials enable abundant functionalities of these devices, and integrated materials offer active responses to external stimuli. These types of hybrid metadevices lead to lower energy consumption, larger modulation depth, faster modulation speed, and more abundant functionalities due to the substantial local electric field enhancement of metamaterials. In this review, the current progress of active metadevices for terahertz applications is summarized with different approaches. In addition, the working mechanism, typical device configurations, major performance, and drawbacks are discussed.

Progress This review summarizes several typical configurations of active terahertz metadevices integrated with liquid crystals (Section 2.1), micro-electromechanical systems (MEMS, Section 2.2), semiconductors (Section 2.3), graphene (Section 2.4), phase change materials (Section 2.5), superconductors (Section 2.5), nonlinear materials (Section 2.5), and chemical reactions (Section 2.5). Electrically triggered liquid crystals integrated with metamaterials exhibit excellent terahertz modulation performance, operating in both transmission and reflection modes. Due to the great flexibility of electrical actuation, this type of metadevice can realize programmable control and operate in a complex configuration for wave deflection (Fig. 1). The modulation speed of liquid crystal metadevices is limited by the intrinsic on-off speed of liquid crystals and can be optimized to 1 kHz. Moreover, the pixel density of spatial light modulators in this type of configuration is still low, severely decreasing imaging resolution. MEMS metadevices have similar electrical actuation modes and can realize programmable control for terahertz polarization control, wavefront deflection, and dynamic hologram. MEMS cantilevers are reconfigured by an electrostatic force, which is different from the refraction index change of liquid crystals with an external stimulus, and spatial deformation of cantilevers leads to modulation of terahertz resonance frequencies. This review mainly focuses on the polarization effects induced by MEMS metadevices for strong optical activity and artificial chirality (Fig. 2). In addition to conventional electrical actuation, MEMS cantilevers can be controlled via external forces. The first order vibration frequency of the mechanical vibration of cantilevers determines the modulation speed of MEMS metadevices that depends on the geometric parameters of cantilevers and is in the order of kHz for terahertz metadevices. In addition, scalability, reliability, and uniformity of large-area MEMS metadevice arrays need to be improved for applications in the terahertz band and shorter wavelengths.

The major problem of limited modulation speed can be addressed by excluding electrical stimuli and applying an optical pump. All-optical metadevices have no theoretical limitations of modulation speed determined by the relaxation dynamics of the active materials. By integrating semiconductors (e. g., Si, Ge, GaAs, and WSe₂) with metamaterials, all-optical hybrid metadevices demonstrate excellent performance for ultrafast terahertz modulation (Fig. 3). Recently reported dielectric metadevices also reveal active, low-loss, and functional operations without integrating extra active media (Fig. 3) by directly pumping the resonators. Graphene can be controlled by electrical and optical stimuli and is a promising material for terahertz applications. By directly depositing a graphene layer on metamaterials, the hybrid metadevices enable fast and efficient terahertz modulation with easy fabrication and high

efficiency. Phase change materials provide nonvolatile modulation and memory effects. Superconductors can induce high-quality factor resonance modes and provide low-threshold and ultrafast terahertz modulation but must operate in cryogenic temperatures. The nonlinear effects are theoretically instantaneous and can enable femtosecond or shorter switching time. Metadevices integrated with diodes or photodiodes are also very interesting; materials whose properties change under different chemical environments are also a possible solution for active metadevices (Fig. 4).

Conclusions and Prospects Different techniques have been discussed for hybrid metadevices with stimuli of electricity (e. g., liquid crystals, semiconductors, graphene, MEMS, and diodes/transistors), optics (e. g., semiconductors, graphene, phase change materials, and superconductors), heat (e. g., phase change materials and superconductors), forces (e. g., MEMS), and chemical reaction (e. g., Mg). Although there are certain limitations for different combinations, metadevices have made major progress toward realizing efficient terahertz modulators. With the maturity of the semiconductor industry, active metadevices with semiconductors are very attractive for programmable, fast, and efficient terahertz applications. Metadevices integrated with graphene are also attractive with easy fabrication and high efficiency that can be actuated by electrical or optical stimuli. All-optical metadevices are the solution to access faster modulation speed, and an appropriate combination of nonlinear materials and metamaterials would push modulation speeds to the GHz or even THz regime. All the approaches have pros and cons and should be utilized where most applicable.

Key words materials; metamaterial; terahertz; modulators; active devices; liquid crystals; MEMS; semiconductors; graphene

OCIS codes 160.3918; 300.6495; 250.4110