

[文章编号] 1003—4684(2021)02-0034-05

全介质超表面的研究进展与展望

马 慧, 许雪艳, 毛雷鸣

(巢湖学院电子工程学院, 安徽 巢湖 238000)

[摘 要] 随着光器件向纳米尺度发展,在纳米尺度内实现光的操控,对于小型化光学器件、构建纳米尺度的集成光路具有重要意义。全介质超表面在次波长尺度内可以实现波的振幅、相位和极化方式的控制,吸引越来越多研究者的关注,很多基于全介质超表面的光学元件被提出。详细介绍了几种重要类型全介质超表面的实现方式、及其功能和应用,并对全介质超表面的发展做了简单的展望。全介质超表面在光频段有很强的电响应和磁响应,及较小的能量损耗,为平面、超薄的光学设备提供了强大的平台。

[关键词] 全介质超表面; Mie 共振; Fano 共振; 相位梯度

[中图分类号] O441.6 [文献标识码] A

超表面是由次波长谐振单元阵列构成的二维薄层平面,是超材料研究的延伸和拓展。次波长谐振单元的共振使反射或透射波发生相位突变,将不同结构参数的次波长谐振单元按照特定的方式组合,可实现对电磁波传输相位、极化方式、波束形状等特性的调控^[1-3]。利用超表面可以实现很多平面光学元件,如:平面透镜、极化分束器,产生高效的全息图像等^[4-6]。构成超表面的谐振单元一般需要满足两个条件:首先,应具有次波长尺寸和单元间距;其次,相位的变化应该能覆盖 0 到 2π 范围,从而实现波前的完全控制。金属谐振单元构成的超表面支持局域表面等离子体共振,可以满足这两个条件。然而,由于金属自身存在能量损耗,尤其在光频段,损耗功率会随着单元数量的增加而急剧增加,降低了超表面的效率,阻碍了很多实际设备的使用。在光频段,使用对光透明的全介质超表面是一种比较理想的方法。全介质超表面由折射率较大的纳米介质谐振单元构成,谐振单元内既能激发磁 Mie 共振,也能激发电 Mie 共振,使谐振单元分别表现为磁偶极子和电偶极子特性。由于光在这种材料中不会和等离子体耦合,克服了热耗散问题。和等离子体超表面相比,全介质超表面在可见光和近红外波段具有较小的损耗、更高的衍射和透射效率。

随着光学器件向纳米尺度发展,在纳米尺度内实现光的操控,对小型化光学器件发展、构建纳米尺度的集成光路都具有重要意义。近年来,全介质超

表面正吸引越来越多研究者的关注,通过选择介质谐振单元的材料、尺寸、几何形状、方向和所处环境,很多基于全介质超表面的光学元件被提出。2013 年 Staude I 等人利用电 Mie 共振和磁 Mie 共振重叠的纳米粒子实现高效定向无反射的惠更斯超表面^[7]。2014 年,美国桑迪亚国家实验室的 Liu, S 等人利用 Te 立方体谐振器阵列的磁共振实现完美的光学磁镜^[8]。2014 年,美国斯坦福大学的 Brongersma 小组实验演示了基于 Pancharatam-Berry 相梯度超表面的轴棱镜、闪耀光栅、极化器和波片对光的操控^[9]。利用反向设计方法,在硅绝缘平台上刻蚀出由任意结构纳米尺度谐振单元构成的超表面,可产生任意想要的光学元件。2015 年, Menon 小组利用改进的直接二进制搜索算法找到每个单元的最佳刻蚀深度,设计出了高效全介质极化器、极化分束器,实现非对称传输的数字超表面^[10]。全介质超表面具有丰富的电磁响应和低损耗特性,其未来在很多领域都有非常广阔的应用前景。本文依据全介质超表面不同的实现途径,对全介质超表面的实现方式、研究进展及应用进行简单的介绍。

1 基于高折射率纳米谐振单元的完美反射镜

贵金属(电金属)的介电常数实部小于零,近共振的铁磁材料(磁金属)的磁导率的实部小于零,因此金属是实现负介电常数和负磁导率超材料的基

[收稿日期] 2020—11—10

[基金项目] 安徽省优秀青年人才支持计划重点项目(gxyqZD2020041);安徽省自然科学基金重点项目(KJ2019A0684)

[第一作者] 马 慧(1981—),女,安徽颍上人,巢湖学院讲师,研究方向为新型人工电磁材料

础,但金属能量损耗较高。若利用高折射率半导体材料构成的纳米粒子形成全介质超表面,可以克服损耗问题。由硅、锗、碲等构成的高折射率纳米粒子,当纳米粒子的尺寸和其内部电磁波的有效波长相当时,粒子内部能激发磁共振(一阶 Mie 共振),同时也能激发电共振(二阶 Mie 共振)。磁共振时,粒子内存在环形的位移电流,内部磁场几乎同向,中心磁场得到增强;与等离子体开口谐振环效果相似,而等离子体开口谐振环工作频段更低。电共振时磁场在粒子内回旋,内部电场方向几乎相同,中心电场得到增强^[11-15]。对于球体、圆盘或立方体阵列,电共振时等效介电常数 ϵ_{eff} 为负;磁共振时等效磁导率 μ_{eff} 为负^[16]。在电共振和磁共振位置,谐振单元阵列的反射谱和透射谱分别对应两个分离的峰值或极小值^[17]。

利用全介质共振单元中的 Mie 共振可以实现完美反射电镜^[17]和磁镜^[8],其原理和传统反射镜有本质区别。银和铝为材料的传统反光镜具有很宽的反射带宽,能反射大部分入射光,但由于高的吸收损耗,仍然有 2% 以热的形式损耗掉。布拉格反射镜是由折射率周期变化的多层交互绝缘材料制作而成,也是很好的反射镜,但是很难小型化,并且多层制作的花费较高。全介质超表面由纳米尺度内具有次波长厚度的高折射率共振单元构成,共振频率可以实现 100% 的反射^[18-19]。

常规电镜能反射光,反射光和入射光有 180° 相位差,使表面电场干涉相消,得到电场的极小值,强烈抑制了超表面附近发射器或吸收器的光和物质之间的相互作用。而磁共振时,电场的相位变化为零,而磁场的相位变化 180°,基于磁共振的磁镜在超表面处得到电场极大值。这个特点已在微波段用来增强高阻抗表面附近的天线辐射效率,对增强光和物质在光频段的相互作用也有重要影响。2014 年,美国桑迪亚国家实验室的 Sheng Liu 等人利用 Te 立方体谐振单元阵列实现了全介质光学磁镜^[8]。研究表明:电共振时,谐振单元阵列表现为常规电镜;磁共振时,表现为磁镜。

2 惠更斯超表面

全介质超表面一个重要的应用是实现零反射,也就是著名的惠更斯超表面。惠更斯原理指出:行进中的波阵面上任一点都可看作是新的次波源,而从波阵面上各点发出的许多次波所形成的包络面,就是原波面在一定时间内所传播到的新波面^[20]。假设这些波源只存在前向辐射,只有当波源同时存在相互垂直的电矩和磁矩时,其辐射才是单向的,单

个电偶极子或磁偶极子都不具备这个特性。2013 年 Staude I 等人把高度 $h=220\text{nm}$ 的硅纳米圆盘插入到折射率为 1.5 的介质中,通过改变圆盘直径 D ,分别追踪电共振和磁共振的消光截面最大值,在 $\lambda \approx 1060\text{ nm}$, $D \approx 290\text{ nm}$ 时实现了圆盘的电共振和磁共振重叠,观察到电磁波的高度定向性^[7]。在电偶极子天线激励下,当共振波长 $\lambda \approx 1060\text{ nm}$ 时,圆盘散射波的前后比最大,前向辐射明显被增强,实现了定向散射。此时的谐振单元阵列作为惠更斯源阵列,具有强的抑制后向散射(无反射板)的能力。2015 年,Decker M 等人在保持电共振和磁共振强度相等时,实现了高效定向惠更斯超表面。该超表面的硅圆盘被插入到折射率为 1.66 的媒质中, $\lambda \approx 1340\text{ nm}$ 时,电磁共振重合。实验结果表明电磁共振重合时,能实现 $0-2\pi$ 的相位变化和超过 99% 的透射,实现高效的波前整形。重叠的电 Mie 共振和磁 Mie 共振也是实现低损耗负折射率媒质的一种途径^[21]。

3 Fano 共振超表面

像金属一样,全介质纳米谐振单元之间的耦合也具有显著的场增强效应。高折射率介质谐振单元构成的 Fano 共振超表面,由于介质谐振单元之间的相干作用,辐射和非辐射衰减均能降低到最小,从而在共振时获得较高的品质因子。一般微腔品质因子虽然较高,但远场耦合较弱;光子晶体微腔对入射波的方向较敏感,且不易被小型化,因为光子晶体微腔的导模共振产生于光子晶体的多周期干涉。而基于 Fano 共振的全介质超表面能克服以上这些缺点^[22]。Fano 共振条件在耦合的纳米结构中就可以得到满足,2014 年, Yang Y 等人利用硅纳米棒和硅纳米环的耦合实现了全介质 Fano 共振超表面,获得高达 483 的 Q 值^[23]。硅纳米棒作为偶极子天线直接与入射电场相互作用,被定义为明模;硅纳米环不能直接与入射场作用,被称为暗模。明模最好选择光谱宽的偶极共振;而暗模最佳的选择是光谱尖锐的四极共振,由于其远场耦合较弱,辐射损耗可以忽略。利用弯曲的棒或相邻单元之间的间距不相等可以打破纳米共振器的对称性,导致偶极模和四极模之间存在干涉,产生 Fano 共振。在这种结构中,入射电场先与表示明模的单元结构作用,产生共振,再通过相互作用来激发暗模单元结构,电磁场从原本只在明模结构处的能量转移到了暗模,实现了明暗模间的耦合作用,可以使用标准三能级模型描述这个相互作用过程。系统通过明模的激发把辐射耦合到暗模中。明模和暗模的耦合会在透射谱中形成

一个 Q 值极高的透射峰,透射谱、反射谱和吸收谱具有典型的尖锐特性。

如果打破全介质超表面的反演对称性,使其具有手征性,能在极化敏感的中红外频段形成超薄圆极化器。2014 年,Wu C 等实现了一种具有手征特性的全介质 Fano 共振超表面^[24],每个结构单元由一个条形硅棒和一个 L 型的硅棒组成。对称的硅棒对虽然存在电偶极模和电四极模,入射波可以被直接耦合成电偶极模,但不能和电四极模相互作用,不能产生 Fano 共振;如果破坏他们的对称性,入射波先被直接耦合为电偶极模,由于非对称硅棒对之间的电偶极模和电四极模相互作用,产生 Fano 共振。由于该超表面具有手征性,还可以实现入射波极化方式的转换。Fano 共振超表面的近场相互作用基于共振本质,对光的增强具有明显的光谱选择性,使透射谱、反射谱和吸收谱具有尖锐的光谱特性,在传感器和窄带滤波器方面具有广泛的应用前景。

虽然纳米共振单元的场增强比等离子体结构更低,但优点是没有损耗。而且能在近场环境下控制共振器内部或外部电场的聚焦。由于 Fano 共振具有强的光谱选择性,全介质共振器在蛋白质生物传感、超薄材料(如超表面附近的石墨烯)的光吸收增强方面应用前景可观。

4 结构色可调的柔性超表面

传统光栅具有周期性的空间结构,一般是在介质或者金属上进行刻蚀形成折射率调制而制成的,能增强或抑制特定的衍射级。衍射级次主要由光栅周期和入射波长决定,通过设计光栅的结构单元可实现对衍射级光谱的有效控制。当光栅周期远大于入射光波长时,光入射到光栅上,反射光和透射光具有多个衍射级次;每个衍射级由特定角度的连续波长构成(零级衍射遵循 snell 定理)。当光栅周期与入射光波长近乎相等时,光波入射到光栅上仅仅产生 0-1 级两个衍射波。当光栅周期远小于入射波长时,光波入射到光栅上仅仅产生零级衍射波;

通过光栅光束的耦合激发出一系列导模,表现为介质光栅的异常反射或透射。调谐光栅厚度和宽度可以随意控制反射波和透射波的相位。特别是可以只出现异常反射的-1 衍射级,抑制其他所有衍射级。

超表面的结构色对工业应用有重要影响。-1 衍射级影响颜色的感知,具有较强的衍射效率。2015 年,加利福尼亚大学 Chang-Hasnain 小组利用矩形谐振单元制作的高对比度光栅实现光栅的反

射光完全朝入射光束方向传播^[25]。光栅结构被插入到柔性薄膜内,选择合适的光栅周期、厚度和硅谐振单元的宽度,高阶和零阶衍射模可以被抑制。实验演示当周期拉伸了 25 nm 时,色彩波长变化 39 nm,从绿色变化到橙色。这种高对比度光栅也可作为空心波导和超宽带高反镜的基底。

5 消色差超表面

传统的折射光学元件,如透镜,由于折射率的变化,使光弯曲的同时出现材料的色散,造成不同波长的光经过透镜后聚焦在不同点。衍射光学元件,如菲涅尔透镜,工作原理基于衍射级干涉,效率较低,体积庞大。利用厚度小于波长的纳米阵列构成的光学超表面在很宽波长范围内能保持相位变化相对不变,消除色差。2015 年,美国哈佛大学的 Capasso 小组提出一种由 240 μm 长光栅构成的消色差超表面,能把各种不同波长的垂直入射光在相同方向进行反射^[26]。每个光栅周期由两个高度相同、宽度不同的矩形介质谐振单元构成,光栅周期不变,矩形谐振单元宽度可调。谐振单元共振时的散射场和狭缝的衍射场在远场发生干涉,可在 2π 范围内实现相位的控制。在很宽的波长范围内,实现无相差的相位变化。对于波长为 1300 nm、1550 nm、1800 nm 的垂直入射波,实验测得其透射波的偏折角度同为-17°。消相差透镜是消色差超表面的进一步,将有可能取代当前在太阳能集中器、成像系统等领域广泛使用的平板菲涅耳透镜。

6 Pancharatna m-Berry 相梯度超表面

深亚波长硅光栅可等效为各向异性结构,会对 TE 和 TM 极化波产生不同的相移,这和标准的双折射方解石晶体相似。由于硅和真空之间折射率对比度较大,在相同厚度下,两种场分量的相位变化要比方解石晶体高出两个量级。调整光栅深度使两电场分量之间相位差达到 π,可得到一个超薄的半波片。超薄半波片具有各项异性,其慢光轴和快光轴分别平行和垂直光栅沟槽。光栅矢量垂直于光栅沟槽。在空间上改变局部的光栅矢量,可以改变光栅平面内的局部光轴,因此,旋转光栅矢量能随意偏转入射波的极化方向。当光栅厚度不变,仅局部光轴发生改变时,通过光栅各点的传播相位变化相同,然而由于局部光轴的变化,光栅各点极化方向出现偏转,极化偏转的同时伴随着 Pancharatnam-Berry 相的变化,Pancharatam-Berry 相又称为几何相。通过认真设计局部光栅矢量方向,实现对透射光 Pan-

charatnam-Berry 相的修正,从而影响光束的极化和空间分布。

假设亚波长光栅的快轴方向为 θ ,入射波通过光栅后,其获得的几何相不是由光程的不同造成,仅与方向函数 θ 相关。对于任意偏振的入射波,经过光栅的透射波一般包含 3 部分:第一部分与输入波偏振相同、相位相同,第二部分对应右旋圆极化波,其几何相变化为 2θ ,第三部分对应左旋圆极化波,其几何相变化为 -2θ 。在 $0-\pi$ 内控制光栅快轴的局部方向,得到几何相在 0 到 2π 范围内的变化。

2014 年,美国斯坦福大学的 Brongersma 小组在 100 nm 厚的硅平台上实现了宽带的全介质几何相梯度超表面,实验演示了轴棱镜(把高斯束转变成贝塞尔束的透镜)、闪耀光栅、极化器和波片对光的操控^[9]。当 550 nm 的右旋圆极化波、线极化波、左旋圆极化波照射具有常数相位梯度的闪耀光栅时,衍射波的极化方式取决于入射波的极化态。利用 8 个离散层产生中心对称的几何相变化,近似描述双曲面相位,实现平板透镜,把波长 550 nm、数值孔径为 0.43 的入射波聚焦到 100 μm 处。右旋圆极化的入射波在焦点处转化为左旋圆极化波,光斑尺寸 670 nm,接近衍射极限。全介质几何相超表面具有很多潜在的应用,如高效的亚波长厚度全介质全息板。

7 展望

全介质超表面具有丰富的电磁响应和低损耗特性,其未来在仿生超表面、量子光子学、热光子学等很多领域都有非常广阔的应用前景。如:利用全介质仿生超表面可实现衍射光的色彩反转;全介质纳米谐振单元之间的耦合,会产生显著的电场聚焦,可用于增强和控制量子点的自发辐射;当纳米谐振单元的电共振和磁共振重合时,散射器具有定向性,能明显增强单光子源的收集效率;全介质手征 Fano 共振超表面是一种使热辐射具有极化灵敏度和光谱选择性的方法。如何实现动态可调的全介质超表面也将是重要的挑战与机遇,随着可调全介质超表面不断出现,其应用潜力将更加广泛。

[参 考 文 献]

[1] YU N F, 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.

[2] Li W H, Qiu T S, Wang J F, et al. Multi-domain functional metasurface with selectivity of polarization

in operation frequency and time [J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 2020, 53: 495003.

[3] Feiffer C P, Grbic A. Metamaterial Huygens' surfaces: tailoring wave fronts with reflectionless sheets [J]. Phys Rev Lett., 2013, 110(19):197401.

[4] Hasman E, Kleiner V, Biener G, et al. Polarization dependent focusing lens by use of quantized Pancharatnam-Berry phase diffractive optics [J]. Appl. Phys. Lett. 2003, 82 (3):328-330.

[5] Hasman E, Bomzon Z, Niv A, et al. Polarization beam-splitters and optical switches based on space-variant computer-generated subwavelength quasi-periodic structures[J]. Optics Communications, 2002, 209(1-3):45-54.

[6] Zhang X H, Tang D L, Zhou L, et al. A quasi-continuous all-dielectric metasurface for broadband and high-efficiency holographic images[J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 2020, 53: 465105.

[7] Staude I, Miroshnichenko A E, Decker M, et al. Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks[J]. Acs Nano, 2013, 7(9):7824-7832.

[8] Liu S, Sinclair M B, Mahony T S, et al. Optical magnetic mirrors without metals[J]. Optica, 2014, 1(4): 250-256.

[9] Zhu L, Kapraun J, Ferrara J, et al. Flexible photonic metastructures for tunable coloration [J]. Optica, 2015, 2(3):255-258.

[10] Shen B, Wang P, Polson R, et al. An integrated-nanophotonics polarization beamsplitter with $2.4 \times 2.4 \mu\text{m}^2$ footprint [J]. Nature Photonics, 2015, 9(6): 378-382.

[11] Popa B I, Cummer S A . Compact dielectric particles as a building block for low-loss magnetic metamaterials [J]. Phys. Rev. Lett., 2008, 100(20):207401.

[12] Peng L, Ran L, Chen H, et al. Experimental observation of left-handed behavior in an array of standard dielectric resonators [J]. Phys. Rev. Lett., 2007, 98 (15):157403.

[13] Zhao Q, Kang L, Du B, et al. Experimental demonstration of isotropic negative permeability in a three-dimensional dielectric composite[J]. Phys. Rev. Lett., 2008, 101(2):027402.

[14] Zhao Q, Zhou J, Zhang F, et al. Mie resonance-based dielectric metamaterials[J]. Materials Today, 2009, 12(12):60-69.

[15] Zhou J, Koschny T, Kafesaki M, et al. Saturation of the magnetic response of split-ring resonators at optical frequencies[J]. Phys. Rev. Lett., 2005, 95(22): 223902.

[16] Ahmadi A, Mosallaei H. Physical configuration and

performance modeling of all-dielectric metamaterials [J]. Phys. Rev. B, 2008, 77(4):5104.

[17] Ginn J C, Brener I, Peters D W, et al. Realizing optical magnetism from dielectric metamaterials [J]. Phys. Rev. Lett., 2012, 108(9):097402.

[18] Moitra P, Slovic B A, Li W, et al. Large-scale all-dielectric metamaterial perfect reflectors[J]. ACS Photonics, 2015, 2:692-698

[19] Moitra P, Slovic B A, Gang Yu Z, et al. Experimental demonstration of a broadband all-dielectric metamaterial perfect reflector[J]. Appl. Phys. Lett., 2014, 104: 171102.

[20] Pfeiffer C, Grbic A. Metamaterial Huygens’ surfaces: tailoring wave fronts with reflectionless sheets [J]. Phys. Rev. Lett, 2013, 110:197401 .

[21] Decker M, Staude I, Falkner M, et al. High-efficiency dielectric huygens’ surfaces [J]. Adv. Opt. Mater., 2015, 3(6):813-820.

[22] Luk’yanchuk B, Zheludev N I, Meier S A, et al. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials[J]. Nature Mater., 2010, 9: 707-715.

[23] Yang Y, Kravchenko I, Briggs D P, et al. All-dielectric metasurface analogue of electromagnetically induced transparency [J]. Nature Commun., 2014, 5: 6753.

[24] Wu C, Arju N, Kelp G, et al. Spectrally selective chiral silicon metasurfaces based on infrared Fano resonances[J]. Nature Commun., 2014,5: 4892.

[25] Zhu L, Kapraun J, Ferrara J, et al. Flexible photonic metastructures for tunable coloration [J]. Optica, 2015, 2(3):255-258.

[26] Aieta F, Kats M A, Genevet P, et al. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation[J]. Science, 2015, 347: 1342-1345.

Progress and Prospect of All-dielectric Metasurfaces

MA Hui, XU Xueyan, Mao Leiming

(School of Electronic Engineering, Chaohu University, Hefei 238000, China)

Abstract: With the development of optical devices to nanoscale, it is important to manipulate light for miniaturized optical devices and constructing integrated optical path in nanoscale. Within the subwave length scale, all-dielectric metasurfaces can control the amplitude, phase and polarization mode of the incident wave. It attracts more and more researchers’ attention, and many optical devices based on all-dielectric metasurfaces have been proposed. This paper introduces the realization methods, functions and applications of several important types of all-dielectric metasurfaces in detail, and the development of all-dielectric metasurfaces is prospected. In a word, all-dielectric metasurfaces provide a powerful platform for highly efficient flat optical devices, owing to their strong electric and magnetic dipolar response accompanied by negligible losses in the optical frequency range.

Keywords: all-dielectric metasurface;mie resonance;fano resonance;phase gradient

[责任编辑：张岩芳]