

基于手性光场作用的超颖表面的相位调控特性及其应用

黄玲玲

(北京理工大学 光电学院, 北京 100081)

摘要: 超颖表面是近些年刚发展起来的一个有着重要应用潜力的新兴前沿领域。文中在对超颖表面研究现状的分析基础上, 提出并研究一种基于棒形纳米天线阵列的超颖表面, 在手性圆偏振光场作用下产生无色散的表面相位突变, 从而对出射光波前相位进行调控, 并在此基础上研究若干新颖功能应用, 包括依赖于手性的广义折/反射定律, 双极性可控平板透镜, 宽带涡旋光束生成, 手性选择性表面等离子体定向激发, 三维纳米全息等。

关键词: 超颖材料; 超颖表面; 金属微纳结构; 表面等离子体; 三维全息

中图分类号: TN256 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0634001

Phase modulation property of metasurfaces based on chiral field interaction and its applications

Huang Lingling

(School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: Metasurfaces have been one of the quickly developed cutting edge research fields with potential important applications. In this paper, our previous research achievements of Pancharatnam-Berry type metasurfaces composed of nanorods were introduced, whose phase modulation presents interesting features. Such metasurface is capable of generating dispersion-less interfacial phase discontinuities and controlling the light propagation. Several functional applications were proposed and demonstrated, including anomalous refraction, dual-polarity metalens, broadband vortex beam generator, helicity-dependent surface plasmon polariton unidirectional excitation and three-dimensional metasurface holography.

Key words: metamaterials; metasurface; metallic nano-structures; surface plasmon; 3D holography

收稿日期: 2016-04-21; 修订日期: 2016-05-18

基金项目: 国家自然科学基金(61505007)

作者简介: 黄玲玲(1986-), 女, 副研究员, 硕士生导师, 博士, 主要从事微纳光学及全息方面的研究。Email: huanglingling@bit.edu.cn

0 引言

超颖材料的英文名称是“Metamaterial”，其中“Meta”这一前缀在希腊语中表示“在……之后，超越”的意思。超颖材料是一类通过人造微纳结构设计实现自然界中不存在的超常物理特性(如负折射率、巨旋光效应等)的人造电磁材料,因其独特的物理特性和重要的潜在应用,已成为微纳光学的一个前沿热点领域^[1-2]。超颖表面(Metasurface)是一种特殊的平面二维超颖材料,通常由亚波长尺寸的周期、准周期或随机超颖单元构成(如金属纳米天线阵列),其厚度远小于光波长,可近似为二维表面^[3-4]。超颖表面利用每个超颖单元的强烈光学响应改变局部光场的相位和振幅,从而使在光学表面以亚波长像素调制光场相位和振幅分布成为可能,实现对其远场或近场特性的操纵。和体超颖材料相比,超颖表面在具备很强的调控光场能力的同时,显示了超薄、低损耗、平面化、易加工等优势,并展现了在成像显示、光学全息技术、光束轨道角动量操纵、光束整形、超大容量信息存储、量子信息处理、奇异光学等方面的巨大应用潜力^[5-9]。

就物理机制而言,超颖表面不同于微波波段的频率选择表面,后者是由周期性排列的金属贴片构成,表现出的特性是在单元谐振频率附近呈现的总体响应,通常不具备空间局部逐点可控的电磁响应。超颖表面也不同于一般的体超颖材料,后者的性质可由等效介电常数、等效磁导率等宏观参数描述,本质上仍需靠光线在传播路径上的相位逐渐累积使其传播方向发生改变,无法实现超薄化。超颖表面本质上是一种相位阵列,通过设计和控制每个纳米天线的辐射场相位延迟,形成具有特定方向性的出射波前,从而实现各种功能应用。因此相比于以上几类结构和传统衍射光学元件,超颖表面具有一些显著优点^[5-6]。(1) 超薄化:超颖表面能够在远小于光波长、高度局域于“表面”的空间范围内实现所需的波前改变,同时显著减小光与物质相互作用中的能量损耗。(2) 超小像素:能够以亚波长的纳米尺寸像素调制局域场振幅、相位、偏振等,和传统衍射光学元件相比可避免多衍射级次的串扰,具有很高的分辨率,且其平面结构和超小尺寸能很好地满足微型光电系统的

集成需求。(3) 宽带特性:通过特殊设计,超颖表面可以具有无色散或弱色散的宽带特性,能够在一定波长范围内对光场实现同样的调制,具有很好的鲁棒性。此外,超颖表面在设计上的灵活性、可大面积和以较低成本制备的潜力,使其很有希望发展成为新一代超薄、小尺寸、高效智能的光场调控器件。

目前已报道的超颖表面波前调控大致可基于三类设计思想:(1) 光学天线辐射场相位的超前或滞后^[3-4]。其核心思想是利用纳米天线的局域表面等离激元共振响应,调控天线辐射场的相位延迟,这种共振响应本质上具有窄带特性,并需要对结构尺寸进行精细设计。(2) 惠更斯次波原理的等效极化电荷及电流^[9]。其核心思想是将超颖单元对电场和磁场的响应均等效为次波源,由边界唯一性定理可知,特定的辐射场与特定的源分布相对应,通过逆向设计,计算超颖单元对电磁场的等效极化电荷和极化电流,从而得到其辐射场相位。(3) Pancharatnam-Berry 相位(简称贝里相位)^[10]。贝里相位是指,当一束偏振光经过多次改变偏振极化过程后,其初态和末态之间存在不可积的相位改变,该相位差与邦加球表面划过的短程路径有关,具有纯几何性质,区别于人们普遍认识的动力学相位性质。文中关于超颖表面的物理机制即归属于贝里相位。基于超颖表面的新颖功能性应用同样取得了大量高水平研究成果^[5-9],包括对光场传播的调控,如异常折射现象、平板透镜聚焦、亚波长像素全息成像、宽带涡旋光束生成、光束整形和偏振转换等,以及对光子态密度的调控,如大容量信息存储、量子信息处理、光捕获等。

综上所述,在对超颖表面研究现状的分析基础上,文中提出并研究一种基于棒形纳米天线阵列的超颖表面,分析其在手性圆偏振光场作用下的电磁响应特性,总结归纳其新特点,揭示新机理,在此基础上,通过逐点调控出射场在超颖表面上的相位改变,提出并实现若干针对光场相位调控的新功能、新应用。

1 依赖于手性的广义折射定律与反射定律

在外加电场作用下,棒形金属纳米颗粒的等效电偶极子会产生电极化。特别地,在小角度入射角 θ 和小角度观测角 ξ 的条件下,方位角为 φ 的单个金属纳米棒的等效偶极子在圆偏振光入射下的远场辐射场如下式所示:

$$E_{\text{Rad}} \approx \frac{c \alpha_e k^2 e^{ikr}}{4\pi r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_i}} \left(\frac{\cos\theta \cos\xi + 1}{4} + E_u^\sigma + \frac{(\cos\theta + 1)(\cos\xi + 1)}{8} E_u^{-\sigma} e^{+i2\varphi} \right) \quad (1)$$

式中： $E_u^{\pm\sigma} = 1/\sqrt{2} (\cos\xi e_x \pm \sigma i e_y - \sin\xi e_z)$ 为以沿波矢 u 方向传播的、彼此正交的左右旋圆偏振光单位矢量，上标 $+\sigma$ 表示与入射光手性相同， $-\sigma$ 表示与入射光手性相反。由上式可得三条重要结论：(1) 散射场的相位改变 $\Phi = \pm 2\sigma\varphi$ 仅与金属纳米天线的方位角 φ 有关，而与波长无关，因此这一相位改变具有宽带无色散的特性；(2) 散射场的相位改变符号取决于入射场的手性 σ ，因此可通过切换入射场手性来调控这种相位改变；(3) 当入射角 θ 和观测角 ξ 一定时，散射光的振幅即可确定，而与纳米天线的方位角 φ 无关，这表明可对该纳米天线散射场的相位和振幅进行独立调控。

特别地，该相位改变的物理本质是贝里相位。当光束传播时偏振态经过多次改变后，初末偏振态之间的相位改变与在邦加球表面划过的短程路径有关，即贝里相位。考虑两个朝向分别为 φ_1 和 φ_2 的偶极子天线，在外加电场作用下，它们分别产生与本身空间朝向对应的电极化响应，即线偏振态 $L(\varphi_1)$ 和 $L(\varphi_2)$ ，偏振方向与纳米棒长轴平行。因此，同样的 σ 手性的入射圆偏振光经过每个纳米天线后转化为同样的终态 ($-\sigma$ 手性的圆偏振光) 的偏振态演变过程，可以用两个演化路径 $\sigma \rightarrow L(\varphi_1) \rightarrow -\sigma$ 以及 $\sigma \rightarrow L(\varphi_2) \rightarrow -\sigma$ 表示，虽然终态相同，但这两个纳米天线的散射场的相位不同，即相位差为两个偶极子方位角差值的两倍。正是这种纯几何相位性质决定了该相位改变的无色散宽带特性。这些特性是已有报道的几类超颖表面^[3-9]所不具备的。

为了验证上述理论分析，使用基于有限元法的商业软件 COMSOL Multiphysics 对这种金属纳米天线的散射特性进行数值模拟，如图 1 所示。考虑一组尺寸相同、但空间取向不同的棒形金属纳米天线，取单个金属纳米天线的结构参数为：长度 200 nm，宽度 50 nm，厚度 40 nm，天线置于空气中，其在 xy 平面内的方位角 φ 分别为 $0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8, \pi/2, 5\pi/8, 3\pi/4$ 和 $7\pi/8$ 。采用散射边界条件，在左旋圆偏振光 ($\sigma = -1$) 正入射条件下，计算得到各个纳米天线的辐射场，其在 xz 平面内辐射的相反手性的右旋圆偏振

分量的瞬态场分布(即公式(1)中第二项)如图 1 所示。

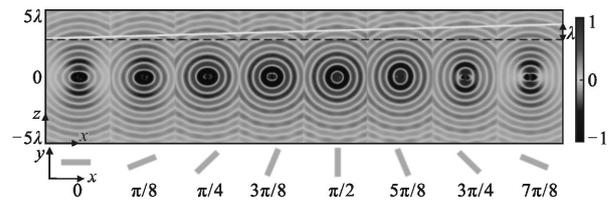


图 1 左旋圆偏振光入射到不同方位角朝向的金属纳米天线而产生的右旋圆偏振光分量的瞬态场分布

Fig.1 Transient electric field distribution of orthogonal handedness component when incident left-handedness circularly polarized light upon metal nanorod with different azimuthal angles

从图中可以清楚地看到，不同方位角的纳米天线产生的电偶极矩导致了不同的辐射场相位改变。取各纳米天线辐射场的等相位面，如图中黄色实线所示，可见在这种常数梯度相位排布的天线阵列情况下，辐射场的波前仍为平面波，且其传播方向发生了明显改变，并且当方位角覆盖 $[0, \pi]$ 范围时，出射波前的等相位面与入射波前相比 (图中的黑色虚线所示) 发生了偏转(在图中最右侧相差了一个波长 λ 的距离)。由于垂直于该等相位面的方向即为折射光的传播方向，因此通过对金属纳米天线方位角的排布，即可有效控制折射光的传播方向。但要注意此时工作在正交圆偏振状态下，即入射圆偏振光和出射圆偏振光的手性相反时，才能得到这一相位调控效应。

若将这种纳米天线的方位角排布成等差阵列，并使其出射光相位沿某一方向呈常数梯度变化，则会使入射光经过该表面后的部分反射光和折射光的传播方向发生异常变化。同时，如果保持各纳米天线的尺寸一致，可以使各纳米天线沿同一方向的散射场振幅一致，从而使出射光波前仍为平面，但其波矢方向发生偏折。经推导，其折射光将满足如下表达式：

$$n_s \sin\xi - n_i \sin\theta = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{2\sigma\Delta\varphi}{s} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi^\sigma}{dx} \quad (2)$$

式中： $d\Phi_\sigma/dx = 2\sigma\Delta\varphi/s$ 为超颖表面沿 x 方向的相位梯度，与相邻纳米天线的方位角增量 $\Delta\varphi$ 及沿 x 方向的周期间隔 s 有关，上标 σ 表明该相位梯度的正负值取决于入射光的手性。特别地，当 $d\Phi_\sigma/dx = 0$ 时，表面相位梯度不存在，公式(2)将退化为传统的斯涅耳定律。因此，公式(2)可被称为依赖于手性的广义折射定律。当 $d\Phi_\sigma/dx \neq 0$ 时，相应的折射光不再沿斯涅耳定律预测的方向传播，因此可称为异常折射光。而

且,当改变入射光的手性时,公式(2)右侧的相位梯度符号发生改变,因此可得到一种依赖于手性的异常折射效应,乃至负折射,如图 2 所示。

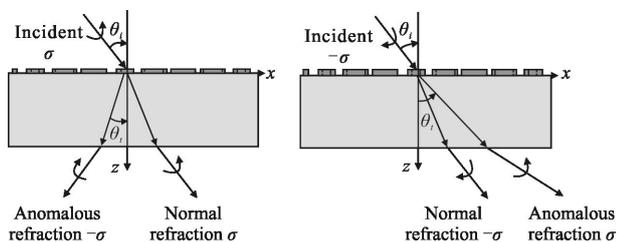


图 2 不同手性的圆偏振光倾斜入射时,发生的正常折射和异常折射现象示意图

Fig.2 Schematic illustration of normal and anomalous refraction when illuminated with different handedness of circularly polarized light, respectively

上述推导分析过程同样适用于反射情况,仅需将衍射光所在空间的折射率换成 n_i 且 $m=0$ 即可,由此可得

$$n_i \sin \xi_m - n_s \sin \theta = \sigma \frac{\lambda_0}{\pi} \frac{\Delta \varphi}{s} \quad (3)$$

式中: θ 为异常反射角。公式(3)可称为依赖于手性的广义反射定律。

若不限定该超颖表面必须工作在 $s \ll \lambda$ 的亚波长范围内,即相邻纳米棒的间隔 s 可以与波长相当或者大于波长,则该周期结构会产生高级次衍射,各衍射级次传播方向满足的关系式为:

$$n_s \sin \xi_m - n_s \sin \theta = m \frac{\lambda_0}{s} + \sigma \frac{\lambda_0}{\pi} \frac{\Delta \varphi}{s} \quad (4)$$

式中: m 代表衍射级次; ξ_m 代表对应的衍射角度。当 $m \neq 0$ 时,称为异常衍射光。可见,公式(4)表示的衍射规律也具有手性可调特性,称为广义光栅方程。

2 手性光场调控的双极性平板透镜和宽带涡旋光束生成

2.1 双极性平板透镜

由公式(1)可知,文中研究的超颖表面所产生的表面相位突变仅与棒形纳米天线的方位角有关,散射振幅只与其尺寸和观测角有关,因此只需采用相同尺寸的棒形纳米天线,且设计好方位角的排布,即可实现 $[0, 2\pi)$ 范围内的对散射光相位的调控,因此这种相位调制的设计不需要复杂的“查表”。而且,当改变入射圆偏振光的手性时,有可能使原先发散(会

聚)的波前变为会聚(发散)的波前,从而使透镜的正负极性可调。并且,由于金属纳米棒仅在平面内排布,可以使微纳加工过程相对简单。下面将介绍基于这种超颖表面的设计实现具有柱透镜功能。

考虑该平板透镜两侧的介质均为空气的情形,设计超颖表面双极性透镜,使其只沿 x 方向具有梯度相位改变,而在 y 方向保持周期性。即对于相同 y 坐标的一行棒形纳米天线,其方位角排布满足以下公式:

$$\varphi(x) = \pm 0.5 k_0 (\sqrt{f^2 + x^2} - |f|) \quad (5)$$

式中: $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为真空中的波数, λ_0 为真空中的波长; f 为透镜的焦距。公式里的“+”和“-”分别对应 RCP/LCP 的入射/出射圆偏振光组合下的正极性透镜(相当于凸透镜)和负极性透镜(相当于凹透镜)。公式(5)右侧的因子 0.5 已经考虑了纳米天线方位角与相位的线性调控关系: $\Phi = \pm 2\varphi$ 。

接下来对柱透镜参数进行设计并进行数值模拟。使用 CST Microwave Studio 软件对超颖表面柱透镜进行严格数值模拟,为了节省内存和计算时间,设计一个焦距为微米级的透镜,对上述原理进行验证。针对入射波长 λ_0 为 800 nm 的圆偏振光,设计柱透镜的焦距 f 为 10 μm 。相邻纳米天线的间隔 s 需要满足深亚波长条件,以避免其它衍射级次的出现,因此选取 s 为 400 nm。沿 x 方向包含 21 个方位角渐变的金属纳米天线,并采用散射边界条件,因此柱透镜沿 x 方向的孔径范围约为 8 μm , 而 y 方向仅需一个周期的纳米天线,并采用周期边界条件,以减小计算量。纳米天线尺寸的选择需要满足对应的共振纵模频率范围包含该柱透镜的工作波长的条件,使得光散射效应明显。此外,考虑到加工的难度,最终选取纳米棒的厚度为 40 nm, 长度和宽度分别为 200 nm 和 50 nm。在数值模拟中,纳米天线位于 $z=0$ 平面,金在 800 nm 波长处的介电常数取 $-32.5 - 1.74i$, 并且将金纳米棒置于空气中,保持入射与出射空间的折射率均为 1。沿 z 方向的计算区域大于透镜焦距,取 $[-15 \mu\text{m}, 15 \mu\text{m}]$ 。由于需要观测相反手性的出射圆偏振光的情形,需要将 CST 计算得到的电场各个分量复振幅数据导出并进行重构,取 $E_x - \sigma i E_y$ 的圆偏振光分量(σ 代表入射光的手性),得到复振幅分布,从而可得电场振幅和相位分布,如图 3 所示。

图 3(a)中给出了 RCP/LCP 的入射/出射圆偏振

光组合下的出射光电场振幅分布,可见由于 $z=0$ 位置处的超颖表面产生的相位突变,导致入射平面波的波前转换成球面波,产生会聚,在透射空间和反射

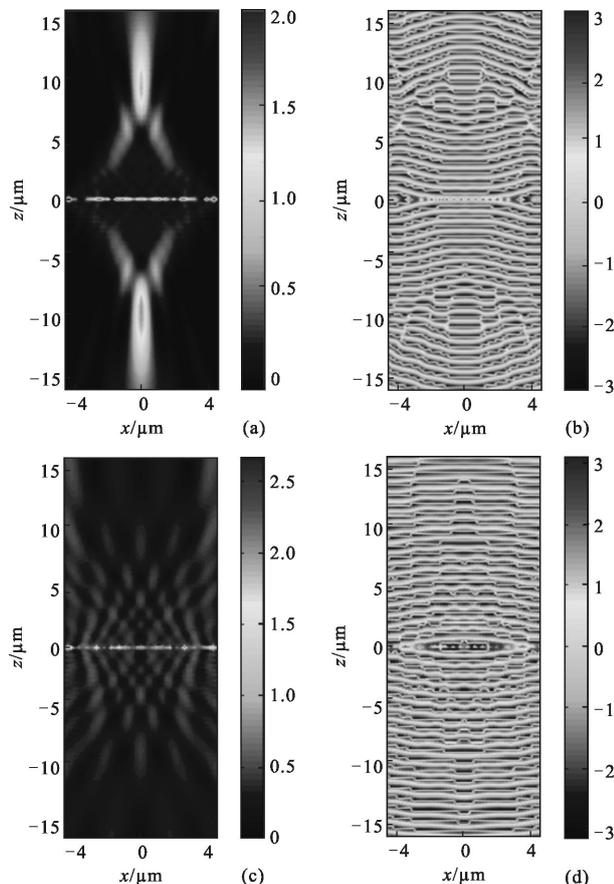


图 3 数值模拟同一超颖表面结构改变入射/出射圆偏振光组合形成的会聚或发散的电磁振幅和相位分布

Fig.3 Amplitude and phase distribution of convergence and divergence by full wave simulations for two different incident/transmission polarization combinations upon the same metalens

空间中 $z=10 \mu\text{m}$ 的位置均可观察到光束的会聚,这与设计的焦距是一致的。在透射和反射空间都能得到焦点,这是因为反射空间与入射空间的折射率相同,且金属纳米棒在圆偏振光激发下的偶极辐射在反射空间和透射空间中的场分布相同所致。从图 3(a)还可以看到,获得的焦深相比焦距而言是比较长的。从图 3(b)的相位分布图中更直观地显示了波前沿着光线传播方向向焦点位置会聚,相位覆盖 $[-\pi, \pi]$ 范围,相邻等相位线之间的间隔代表光波传播过一个波长的距离。类似地,当改变入射/出射圆偏振光的手性组合为 LCP/RCP 时,其对应的电磁振幅和相位

分布如图 3(c)和(d)所示,可见此时超颖表面转换为凹透镜功能,出射光在透射空间和反射空间是发散的,且其相位分布也呈现发散特性,与图 3(b)的会聚情形正好相反。因此,利用公式(5)设计超颖表面的相位分布,通过数值模拟实现了同一个结构手性光场调控的双极性柱透镜,采用 RCP/LCP 或 LCP/RCP 的入射/出射圆偏振光组合,分别实现了会聚和发散的透镜功能。

实验上,利用该平板透镜对狭缝光栅成像,展现了在不同手性圆偏振光照射下成放大或缩小的实像或虚像。相比已有研究成果^[9],这种超颖表面平板透镜工作在可见光和近红外波段,并且突破了前人报道的平板透镜结构一旦固定、极性便固定的特点,该双极性平板透镜可用于极性可调的聚焦和成像。

2.2 宽带涡旋光束生成

同理,采用该手性选择性的相位调控特性,能够设计宽带涡旋光束。涡旋光束是指具有螺旋状等相位面分布且涡旋中心光强为零的奇异光束^[11-12]。用于生成拓扑电荷数为 -1 的螺旋状相位分布在一个螺距内需涵盖 $[0, 2\pi]$ 范围,因此,利用超颖表面的相位调控特性 $\Phi=\pm 2\varphi$,设计棒形纳米天线方位角满足下式:

$$2\varphi=\arg(y+ix) \quad (6)$$

式中 x 和 y 为涡旋光束横截面内的二维平面坐标; φ 为金纳米棒的方位角。考虑加入 $y=\pm x$ 这两条直线后,将原先的平面四象限等分为八块,从 y 轴正方向沿顺时针,金纳米棒的方位角排布从 0 连续变化到 π 。坐标原点处于奇异点,取其方位角为零。在 $y=0$ 的直线上,方位角按 x 坐标的正负值,分别取成 $\pi/4$ 和 $3\pi/4$ 。

利用电子束刻蚀工艺和剥离工艺,制作出该涡旋光束相位片,其局部 SEM 图如图 4 所示,其单

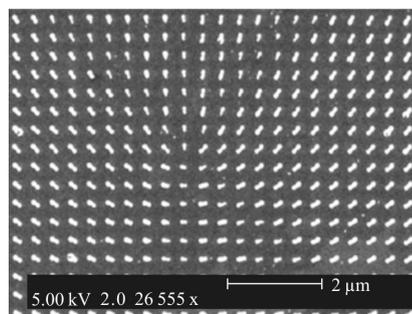


图 4 涡旋相位片的扫描电子显微镜图(局部)

Fig.4 Scanning electron microscopy image of the vortex beam generator (partial)

个纳米天线的长和宽分别为 200 nm 和 50 nm, 厚度为 40 nm。相邻纳米天线在 x 轴和 y 轴的间隔均为 400 nm, 纳米天线的总面积为 $180 \mu\text{m} \times 180 \mu\text{m}$ 。

由于该超颖表面具有无色散相位改变特性, 可预测该涡旋相位片针对不同入射波长均可产生相同拓扑电荷数的涡旋光束。因此, 调节超连续谱激光器的输出波长 λ_0 为 $0.67 \mu\text{m}$, $0.74 \mu\text{m}$, $0.81 \mu\text{m}$ 以及 $1.1 \mu\text{m}$, 得到在 RCP/LCP 入射/出射圆偏振光组合时, 在样品透射空间 $z=2 \text{ mm}$ 平面处的光束横截面图像, 如图 5 所示。

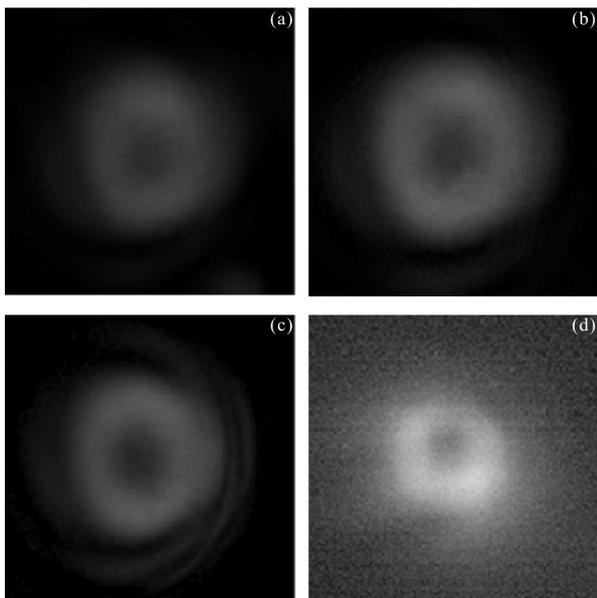


图 5 不同波长 $0.67 \mu\text{m}$, $0.74 \mu\text{m}$, $0.81 \mu\text{m}$ 以及 $1.1 \mu\text{m}$ 圆偏振光入射产生涡旋光束(伪彩图)

Fig.5 Measured intensity distribution of the vortex beam patterns for different wavelengths of $0.67 \mu\text{m}$, $0.74 \mu\text{m}$, $0.81 \mu\text{m}$ and $1.1 \mu\text{m}$ (pcolor)

特别地, 当改变入射光的手性时, 由该超颖表面产生的涡旋光束将改变其拓扑电荷数的符号, 从而显示出其手性可调特性。

3 手性光场调控的表面等离子激元定向激发

当光子入射到金属-介质界面时, 可激发金属中的自由电子产生集体振荡, 形成一种沿金属表面传播的电磁表面波, 称为表面等离子激元^[13](Surface Plasmon Polariton, SPP)。相比真空中的同频率光波, SPP 具有更大的波矢, 因此只有满足波矢匹配条件, 自由空间中传播的光子能量才能耦合到 SPP 能量。SPP 的高

效、可控、定向激发是表面等离子激元集成回路研究领域中的关键问题之一。

由公式(4)广义光栅方程可知, 纳米天线的方位角梯度变化将提供额外的相位增量 $\Delta\varphi/s$, 从而改变传统光栅的 SPP 波矢匹配条件。当某一 m 级次的消逝波能量耦合到 SPP 中时, 对应的 SPP 波矢 k_{SPP} 表达式如下:

$$\text{Re}(k_{\text{SPP}}) = \frac{2m\pi}{s} + \Delta\sigma \cdot \frac{\Delta\varphi}{s} \quad (7)$$

根据公式(7)可得, 正常衍射级次($\Delta\sigma=0$)的对称性使得正负一级衍射光($m=\pm 1$)的 x 分量波矢色散曲线 $k_x=\pm 2\pi/s$ 与 SPP 色散曲线的交点对应于相同的入射光频率 ω_2 , 即该频率的入射光可同时激发沿着相反方向传播的 SPP。而异常衍射级次的沿 x 方向波矢分量相对于正常级次有一个平移量(波数增量) Δk , 当入射光为右旋圆偏振光($\Delta\sigma=+2$)时, 如图 6(b)

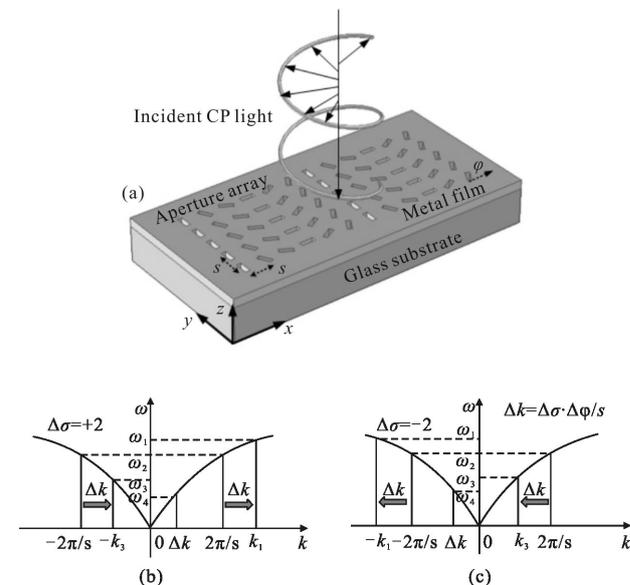


图 6 不同手性圆偏振光正入射下超颖表面对应的各衍射级次和 SPP 波矢匹配条件

Fig.6 Different diffraction orders and the momentum matching condition of SPPs for normal incidence of two circular polarization states upon the metasurface

所示, 得到正的波数增量 $\Delta k=2\Delta\varphi/s$, 此时该级次的色散曲线与 SPP 的色散曲线交点处对应的入射光频率为 ω_1 , 将激发沿 $+x$ 方向传播的 SPP; 而另一个异常衍射级次与 SPP 色散曲线的交点处的频率为 ω_3 , 则会激发沿 $-x$ 方向传播的 SPP。类似地, 当改变入射圆偏振光的手性为左旋圆偏振光($\Delta\sigma=-2$)时, 如图 6(c)

所示,相应的波矢匹配条件将反转,得到负的波数增量 $\Delta k = -2\Delta\varphi/s$, 导致在 ω_3 和 ω_1 频率下激发的 SPP 分别沿 $+x$ 和 $-x$ 方向单向传播。此外,由于异常衍射级次的非对称分布,导致异常衍射零级也可能满足波矢匹配条件而单向激发 SPP,如图 6(b)~(c)中频率 ω_1 处所示,这是正常衍射零级无法实现的。综上所述,在入射光的频率为 ω_1 、 ω_3 和 ω_1 时,可通过异常衍射级次激发单向传播的 SPP,且能通过控制入射圆偏振光的手性来改变 SPP 的传播方向;而当入射光的频率为 ω_2 时,可通过正常衍射级次激发向两个方向对称传播的 SPP。

在此基础上,设计并制备了基于超颖表面的 SPP 定向激发器件,其结构示意图如图 6(a)所示。采用波长范围为 $[450 \text{ nm}, 2000 \text{ nm}]$ 的超连续谱可调激光器作为光源验证在不同工作波长下的 SPP 激发特性。由于零级异常衍射级次对应的 SPP 激发波长(对应于频率 ω_1)在中红外波段(约为 $4.8 \mu\text{m}$),不在波长范围内。因此,实验上,在同一个样片上实现了三个不同波长下($\lambda_3=1020 \text{ nm}$, $\lambda_2=870 \text{ nm}$ 和 $\lambda_1=780 \text{ nm}$)手性光场调控的 SPP 单向选择性激发和两个方向的同时激发。进而,还可通过使用椭圆偏振光作为入射光,通过调节入射光的椭偏率,实现 SPP 定向激发比的连续可调。

4 基于超颖表面的三维相位全息

全息技术是指利用干涉和衍射原理记录并再现物体真实三维图像的技术^[14]。计算全息是指通过建

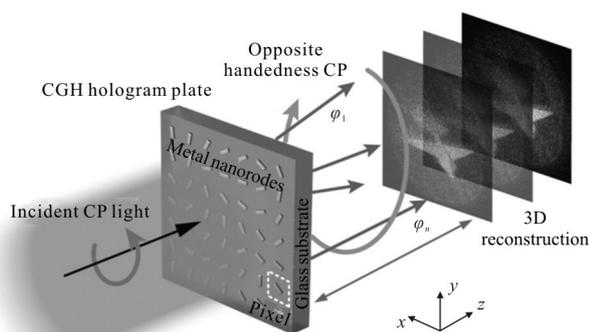


图 7 超颖表面纳米天线用作相位全息图进行三维计算全息记录和光学再现

Fig.7 Metasurface with nano antenna array as phase hologram for three-dimensional CGH and its optical reconstruction procedure

立物体的三维模型或空间数学解析函数,利用计算机程序对被记录物波的数学描述或离散数据点进行处理,计算出物光波的复振幅分布,再通过相关的编码方式,获得物体的振幅或者相位信息,实现对全息图进行记录和再现的技术。

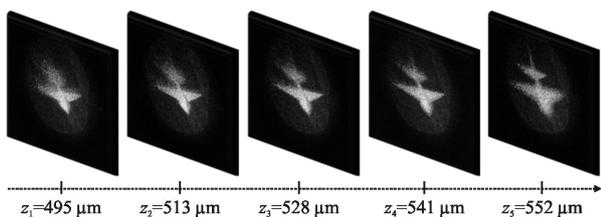
由棒形纳米天线相位调控特性 $\Phi = \pm 2\sigma\varphi$ 可知,通过纳米天线阵列的二维排布,可以记录三维物体的计算全息图,全息图的每个像素就对应着一个棒形金属纳米天线,其方位角排列编码了计算全息所需的连续可调的局域相位信息。需要重构三维物体的全息像时,可以通过光学再现的方法,以某一手性的圆偏振光入射,然后取其相反手性的出射圆偏振光分量,从而得到真三维的光学再现像。由于超颖表面中的纳米天线尺寸小于可见光波长,因此,其像素大小可达到亚波长量级,可以有效增大三维全息的视场角、实现零级光束同轴再现、避免多级衍射像等,从而不需要在后续光路中加入滤波器。此外,由于算法中并不利用参考光,也避免了孪生像的问题。结合计算全息的方法,利用超颖表面实现三维相位全息,其记录、制作和全息图像再现大致可分成下述五个步骤:

- (1) 选择三维物体或波面,按抽样定理进行采样,给出其数学描述或者离散数据。
- (2) 在不依赖于任何参考光的情况下,利用点元法计算物波在全息图上的光场相位分布。
- (3) 基于超颖表面的相位调控机理,将上述全息光场分布的相位信息编码成超颖表面中纳米天线的方位角排布。
- (4) 利用微纳加工工艺,制作出记录了全息图的超颖表面相位片。
- (5) 利用圆偏振光入射,选取其手性正交的出射圆偏振光,光学再现出所记录的三维物体或波面。

实验上,利用计算机建模软件和数学编程两种不同方法产生三维物体模型,分别生成实心三维飞机模型和空心的螺旋点阵,利用点元法计算得到相应的相位全息图,进行实验验证,用以更好地显示该超颖表面全息图的宽带特性以及大视场角无遮挡特性,以及手性选择性的实像和虚像重构,实验结果如图 8 所示。

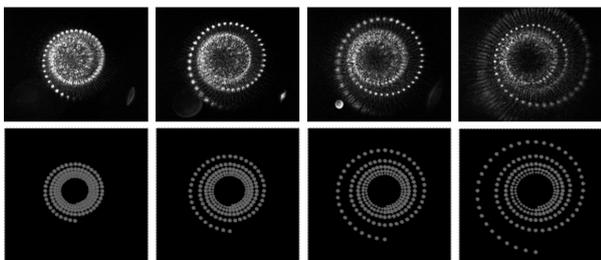
因此,利用该超颖表面纳米天线制作三维全息能够方便地实现亚波长的像素尺寸控制,像素大小

仅为 $500\text{ nm}\times 500\text{ nm}$, 单个纳米棒的尺寸仅有 $150\text{ nm}\times 75\text{ nm}\times 40\text{ nm}$ 大小, 远小于入射光波长 ($670\sim 950\text{ nm}$), 同时相位在 $[0, 2\pi]$ 范围内连续可调, 具有更大的信息容量。从理论上, 该亚波长量级的像素大小保证了最大的视场角可达 $[-90^\circ, 90^\circ]$ 范围, 从而大大突破了传统全息视场小的限制。由于该超颖表面具有亚波长量级的像素大小, 因此能够去除多余的衍射级次, 完全利用零级透射光进行全息重构, 从而不需要在后续光路中加入狭缝滤波。该超颖表面全息图能够克服现有的基于空间光调制器和衍射光学元件的全息技术的困难, 去除了传统全息里存在的多级衍射以及孪生像的情形, 极大扩展了视场角范围和单位面积尺寸内的空间带宽积。



(a) 三维飞机模型计算全息图在不同 z 截面的再现图

(a) On-axis evolution of the appearance of jets for different focusing positions along the z direction



(b) 不同 z 位置三维螺旋点阵实验图及数学重构

(b) On-axis evolution of the three-dimensional helix with both experiment and numerical reconstruction along the z directions

图 8 RCP/LCP 圆偏振光组合时, 三维飞机模型及三维螺旋点阵全息图实验结果

Fig.8 Experiment results for three-dimensional jet and helix holograms with the combination of RCP/LCP incident/transmission condition

5 结论与展望

综上所述, 超颖表面以其平面超薄、超小像素、

宽带无色散以及逐点调控等优势, 具备灵活的波前调控能力, 成为近年来快速发展的微纳光学前沿研究领域, 目前正处于蓬勃兴起的研究阶段。今后一段时期, 超颖表面将沿着实现智能化调控这一主线深入发展, 并有望在集成光电子学、量子信息处理、光/电磁屏蔽等领域产生应用。

参考文献:

- [1] Liu Y, Zhang X. Metamaterials: a new frontier of science and technology[J]. *Chem Soc Rev*, 2011, 40: 2494–2507.
- [2] Cui T, Smith D R, Liu R. Metamaterials, Theory, Design, and Applications[M]. New York: Springer, 2010.
- [3] Yu N, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2012, 334: 333–337.
- [4] Ni X, Emani N K, Kildishev A V, et al. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas [J]. *Science*, 2012, 335: 427.
- [5] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Planar photonics with metasurfaces[J]. *Science*, 2013, 339: 1232009.
- [6] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nat Mater*, 2014, 13: 3839.
- [7] Sun S, Yang K Y, Wang C M, et al. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces[J]. *Nano Lett*, 2012, 12: 6223–6229.
- [8] Pfeiffer C, Grbic A. Metamaterial Huygens' surfaces: tailoring wave fronts with reflectionless sheets [J]. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 197401.
- [9] Aieta F, Genevet P, Kats M A, et al. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Lett*, 2012, 12: 4932–4936.
- [10] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes[J]. *Proc R Soc Lond*, 1984, A392: 45–57.
- [11] Nye J F, Berry M V. Dislocations in wave trains [J]. *Proc R Soc London A Math Phys Sci*, 1974, 336: 165–190.
- [12] Padgett M, Courtial J, Allen L. Light's orbital angular momentum[J]. *Phys Today*, 2004, 57: 35–40.
- [13] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424: 824–830.
- [14] 虞祖良, 金国藩. 计算机全息图 [M]. 北京: 清华大学出版社, 1984.