

# 超表面多维光场调控及基于机器学习的优化

玛地娜<sup>1</sup>, 李智<sup>1</sup>, 程化<sup>1\*</sup>, 陈树琪<sup>1,2,3\*</sup>

1. 南开大学物理科学学院, 泰达应用物理研究院, 弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300071;

2. 山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006;

3. 山东师范大学光场调控及应用协同创新中心, 济南 250358

\* 联系人, E-mail: hcheng@nankai.edu.cn; schen@nankai.edu.cn

2020-01-09 收稿, 2020-03-12 修回, 2020-03-13 接受, 2020-03-13 网络版发表

国家重点研发计划(2016YFA0301102, 2017YFA0303800)、国家杰出青年科学基金(11925403)和国家自然科学基金(11974193, 91856101)资助

**摘要** 作为一种亚波长二维人工微结构, 超表面在更加集成化的平台上实现了新的光学现象及对光场灵活、多维的调控。与光场单维调控的超表面相比, 能够实现光场多维调控的超表面在许多实际应用中都展现出明显的优势, 例如光学全息成像、超分辨成像及矢量光生成等。然而, 实现多维调控的超表面通常具有更复杂的设计, 基于机器学习优化可以有效降低超表面的设计难度并实现更高精度的多维调控, 因此受到广泛的关注。本文首先对实现多维调控的超表面进行了分类和总结, 随后详细介绍了基于机器学习的新型光场调控方法。基于机器学习优化的超表面进一步增大了光场调控的自由度, 有利于集成光学器件的发展。

**关键词** 超表面, 多维光场调控, 物理光学, 非线性光学, 机器学习

光学器件功能的实现得益于它们能够对光场多个维度的参量进行有效的调控, 包括振幅、频率、偏振以及相位。在传统光学中, 对这些光场参量的调控是通过光在特定介质传播时各个参量在光程中的累计实现的。但是, 通常光程都要远大于入射波长, 因此很多传统光学元件, 如透镜、波片、光栅等, 它们往往具有较大的体积和较重的质量, 难以满足光学系统小型化以及集成化的要求。此外, 传统光学元件通常只具有单一的功能, 而现代光学的应用对于多功能化元件的需求越来越高, 这类元件复杂的空间光程分布也使得传统的累计光程的方式有些不切实际。因此, 在微纳尺度下实现对于光场多个维度的调控成为现代光学及微纳光子学发展的重要目标。

随着纳米加工技术的快速发展, 利用人工光学微纳结构实现光场多维的有效调控成为可能。超材料是

三维的人工微纳结构, 由周期性的能够与入射光场相互作用的亚波长单元组成<sup>[1~3]</sup>。虽然超材料能够实现自然界不存在的高效电响应及磁响应, 但是由于三维微纳结构的加工难度较大以及金属在光学频段固有的耗散及强色散, 这些因素都阻碍了超材料的进一步应用。平面超材料, 也就是超表面, 由于能够利用已有的加工技术(例如光刻技术、电子束刻蚀)进行制备, 且具有较高的设计可行性及较低的效率损耗, 因此近些年成为人工微结构领域的研究重点<sup>[4,5]</sup>。此外, 通过与新材料(例如电介质材料、相变材料以及二维材料)相结合, 或是利用新的设计思路(例如少层超表面、惠更斯超表面), 超表面还能够提供对于光场调控额外的自由度, 更易于实现对于光场的多维调控<sup>[6~13]</sup>。同时, 机器学习在微纳光学中的应用为光场调控提供了更便捷的手段<sup>[14~17]</sup>, 并且基于机器学习的设计方法打破了传统规

引用格式: 玛地娜, 李智, 程化, 等. 超表面多维光场调控及基于机器学习的优化. 科学通报, 2020, 65: 1824~1844

Ma D N, Li Z, Cheng H, et al. Multi-dimensional manipulation of optical field with metasurfaces and its optimization based on machine learning (in Chinese). Chin Sci Bull, 2020, 65: 1824~1844, doi: 10.1360/TB-2020-0023

则形状的局限性,更利于实现高效精确的多维调控<sup>[18]</sup>.

## 1 超表面多维光场调控

基于超表面实现对光场多维调控是当前光场调控物理及应用研究领域的热点,图1总结了超表面对于光场两个维度同时调控的工作。下面分别讨论相位与振幅、相位与偏振、振幅与偏振、频率与振幅、频率与相位以及片上系统的多维光场调控,详细介绍这几种光场调控的实现方法以及具体应用。

### 1.1 振幅与相位的同时调控

在成像光学中,振幅和相位包含了波前的完整信息,因此实现振幅和相位的独立调控在高精度全息成像<sup>[19]</sup>、激光成形<sup>[20]</sup>等领域具有重要的意义。2014年,Liu等人<sup>[21]</sup>利用开口环阵列实现了线偏光透射光场的相位和振幅的共同调控。如图2(a)所示,通过调节开口环结构的开口大小与旋转角,可以改变结构的共振强度与共振相位,从而实现振幅和相位的任意设计。基于对波前的振幅相位的独立调控,可以实现透射光衍射强度的控制。结构的透射光的复振幅可以表示为

$$t(x) = A(x)\exp[i\phi(x)] = \sum_m A_m \exp(-i2m\pi x/d), \quad (1)$$

其中, $m$ 为衍射级数, $d$ 为结构的周期。利用图2(a)中16个结构单元组成的超表面可以控制3个衍射级的能量分布。对于反射光,可以通过光学惠更斯超表面实现对反射波前的调控<sup>[22]</sup>。构成惠更斯超表面的结构单元由金纳米棒、电介质层和金属衬底构成。金纳米棒与金层形成了一个类Fabry-Pérot谐振腔,结构中存在由对称电流形成的电偶极模式和由反对称电流形成的磁偶极模式,两种模式彼此正交,因此每个结构单元都类似一个惠更斯源,可以实现对反射波前的调控。图2(b)给出了改变纳米棒的棒长与旋转角度得到的反射系数的振幅和相位,可以看出,该结构可以通过调节纳米棒的转角与棒长实现对反射系数振幅和相位的任意调制。在全息成像中,传统的设计往往只侧重相位或者振幅的单一调控<sup>[23~28]</sup>,这种单一调控会导致图像信息的缺失从而影响全息成像的效率。前文介绍的基于共振强度与共振相位的复振幅调控和基于惠更斯超表面的复振幅调控可以在全息成像中加以利用<sup>[29,30]</sup>,从而实现线偏光的高效成像。在圆偏光复振幅调制中,几何相位的引进有效地降低了结构设计与加工的难度<sup>[31~33]</sup>。2018年, Lee等人<sup>[34]</sup>利用几何相位设计原理第一次在可见光

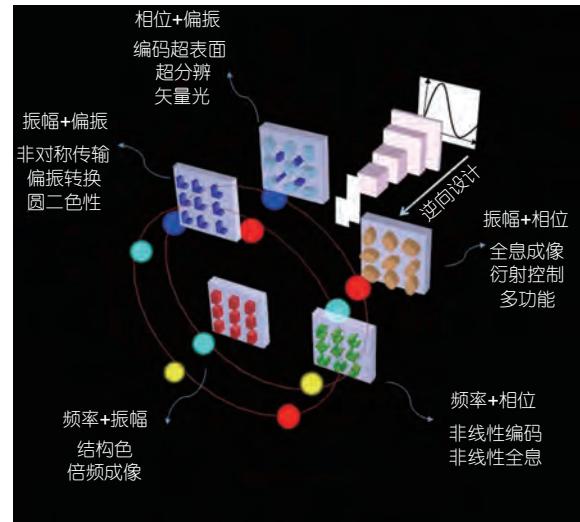


图1 (网络版彩色)综述结构示意图

Figure 1 (Color online) Skeleton diagram of review

波段实现了高效的三维全息。2019年,Overvig等人<sup>[35]</sup>利用如图2(c)所示的硅纳米柱结构成功实现了近红外波段0~1范围的振幅调控与0~2π范围的相位调控。该结构的透过率在工作波段接近1,并且通过调节纳米柱的长度可以在0~1范围内改变左旋光转化效率,通过改变结构的旋转角可以改变出射右旋光的相位分布,因此可以实现振幅和相位的任意调控。图2(d)给出该设计方案得到的全息图样。对比传统的相位全息成像与Gerchberg-Saxton(GS)全息成像,该方法能更清晰地展现灰度信息和轮廓信息,这也使得高效全面的信息成像成为可能。

振幅相位的统一调控在高精度多通道光信息传输方面也尤为重要。Liu等人<sup>[36]</sup>通过傅里叶光学分析方法设计了三通道光信息传输,这种设计没有固有信号噪声,同时不需要迭代算法来确定微纳结构分布。如图2(e)所示, $F_1$ 、 $F_2$ 、 $F_3$ 分别代表拓扑荷为3、1、0的涡旋光,每个通道的衍射场能量可以表示为

$$E_j = \int_{-k_0}^{k_0} |\mathcal{F}_j(k)|^2 dk, \quad (2)$$

其中,  $\mathcal{F}_j(k)$ 表示第 $j$ 个通道的器件在 $k$ 空间的能量分布,且

$$\mathcal{F}(k) = \sum_i \frac{|t_i|}{\pi} e^{-i(\phi_i + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i)} \prod_{v=x,y} \frac{\sin(k_v T_{vi}^{\text{MS}} / 2)}{k_v}, \quad (3)$$

其中 $t_i$ 、 $\phi_i$ 、 $r_i$ 和 $T_{vi}^{\text{MS}}$ 表示每个结构单元的透射(反射)、相

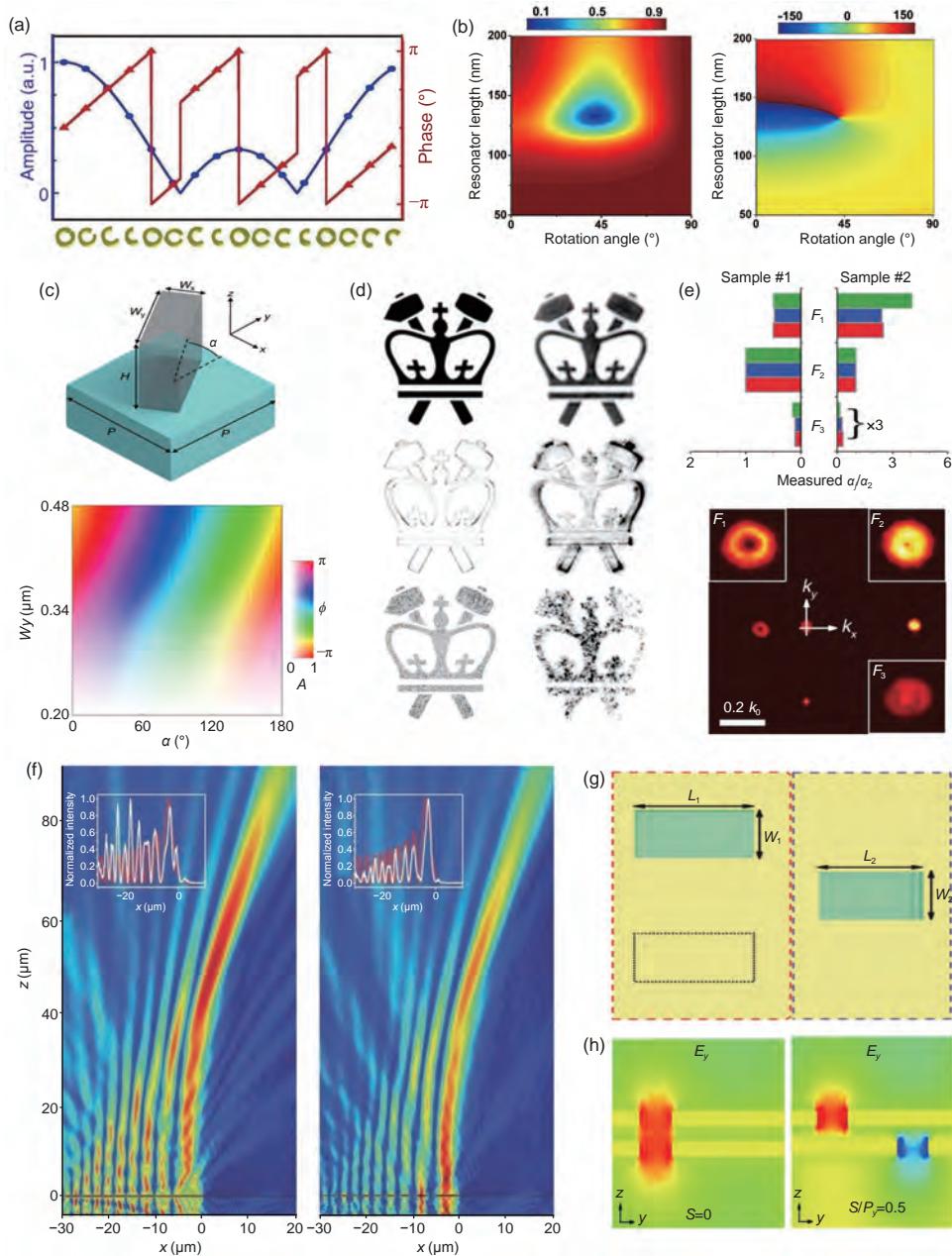


图 2 (网络版彩色)光场振幅与相位同时调控. (a) 0.63 THz时, 3个衍射级次样品的振幅和相位<sup>[21]</sup>. (b)  $S_{11}$ 分量的振幅与相位随棒长和旋转角度的变化<sup>[22]</sup>. (c) 实现振幅相位共同调控的超表面结构单元示意图(上)与右旋光的振幅相位随棒长和结构转角的变化图样(下)<sup>[35]</sup>. (d) 振幅相位共同调控的全息图像(上)、相位调控的全息图像(中)与Gerchberg-Saxton算法实现的全息图像(下)的模拟与实验重现<sup>[35]</sup>. (e) 两个样品各通道的设计、计算与测量得到的能量分布(上)与测量得到的样品一在 $k$ 空间的三通道能量分布(下)<sup>[36]</sup>. (f) 无振幅调制(左)与完全振幅调制(右)下的艾里光束电场分布<sup>[37]</sup>. (g) 双向完美吸收结构示意图<sup>[44]</sup>. (h)  $y$ - $z$ 平面内纳米孔对齐与非对齐状态下的电场 $E_y$ 分量<sup>[44]</sup>.

**Figure 2** (Color online) Manipulating amplitude and phase of optical field simultaneously. (a) Amplitude and phase profiles for samples of three diffraction orders at 0.63 THz<sup>[21]</sup>. (b) Variation in magnitude and phase of  $S_{11}$  for different nanorod lengths and rotation angles<sup>[22]</sup>. (c) The schematic of the unit cell of the metasurface that enable the complete control of the optical amplitude and phase (top row), and the variation in magnitude and phase of right circularly polarized waves for different nanorod lengths and rotation angles (bottom row)<sup>[35]</sup>. (d) Simulated and experimental reconstruction of phase-amplitude (top row), phase-only (middle row), and GS (bottom row) holography<sup>[35]</sup>. (e) The designed, calculated and measured energies of each functionality of the two metasurface samples (top row) and the measured light distributions of three functionalities in  $k$ -space for the first sample (bottom row)<sup>[36]</sup>. (f) The electric field distributions of the generated Airy beams without amplitude modulation (left) and with full amplitude modulation (right)<sup>[37]</sup>. (g) Schematic of the nanoapertures forming the super-unit-cell in the plasmonic metasurface absorber<sup>[44]</sup>. (h)  $E_y$  patterns for the aligned and translated nanoapertures in the  $y$ - $z$  plane<sup>[44]</sup>.

位延迟、空间位置与等效尺寸。分析可知，分别设计每个通道中不同结构单元的相位与振幅的分布可以实现多通道的独立调控。通过设计、数值计算和测量得到的三通道的能量分布均保持一致，实验图像同样验证了能量的多通道分配，因此有力地证明了该分析方法的有效性。这种多功能器件的设计方式也为光学器件的集成与光学通信创造了新的思路。将振幅与相位调制的思路引入艾里光的设计中，能实现艾里光更优越的性能。Li等人<sup>[37]</sup>设计了一种由金纳米棒构成的超表面阵列，并且通过控制结构单元的棒长与转角实现了振幅和相位的控制。图2(f)分别对比了传统相位调制的艾里光与加入振幅调制的艾里光的电场分布。研究发现，在完全振幅调控的情况下，产生的电场强度的分布与理想的艾里光束高度吻合。但是，由于完全振幅调控结构的设计较为复杂，于是设计者提出了一种简化的振幅调制方案。加入简化的振幅调制后艾里光束的半峰宽更为稳定，同时光束偏移量的变化轨迹也更加平滑，并与理论计算的轨迹一致。振幅相位共同调制的艾里光束打破了传统艾里光的局限性，促进了艾里光在微纳光学领域的应用。振幅与相位同时调控还可以用来实现完美吸收。完美吸收在生物传感及空间探测等领域具有巨大的应用前景<sup>[38~40]</sup>。传统的器件主要通过改变结构单元的尺寸来调节电磁响应，从而实现反射与透射的抑制，但是这种方法导致结构设计存在一定的局限性<sup>[41~43]</sup>。为了克服这一问题，Li等人<sup>[44]</sup>设计了如图2(g)所示的结构，该结构可以看作由两个结构单元构成，每个结构单元上分布一对矩形孔。在每个结构单元中，通过改变两个矩形孔的长宽和间距可以改变透射光的振幅和相位。当下侧矩形孔y方向位移量与周期的比值为0和0.5时，透射光相位具有π的相位差，如图2(h)所示。出射场的分布可以表示为

$$\begin{aligned} g(x, y, z) &= H(v_x, v_y)f(z) \\ &= A \exp[-j2\pi(v_x x + v_y y)] \exp(-jk_z z), \end{aligned} \quad (4)$$

其中， $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} = 2\pi\sqrt{\lambda^{-2} - v_x^2 - v_y^2}$ ， $f(z)$ 与 $g(x, y, z)$ 是入射光与出射光的复振幅， $H(v_x, v_y)$ 是超表面的传输方程， $v_x$ 与 $v_y$ 是 $x$ 、 $y$ 方向的空间频率， $k$ 与 $\lambda$ 是光束的波矢与波长。当超表面的界面处存在一个大的相位梯度分布时，会使得 $v_x^2 + v_y^2 > \lambda^{-2}$ ，因此会将自由空间的入射光转换为振幅指数衰减的倏逝波，实现了完美吸收。由于该结构在 $z$ 方向上具有对称性，因此从正反两

个方向入射的光都具有同样的吸收峰，并且光场的相关性并不影响结构的性能，因此该结构对比传统完美吸收结构可以实现100%吸收性能的提高。这种新颖的双向完美吸收器件打破了传统器件的设计框架，推进了完美吸收器件在各个领域的应用。

## 1.2 相位与偏振的同时调控

矢量光学能够实现很多标量光学无法实现的现象，比如矢量光可以用来实现纵向偏振光和超分辨聚焦<sup>[45~48]</sup>。但是在传统光学中，想要实现相位和偏振的同时调控，往往需要包含偏振片及曲面镜的复杂光路。Li等人<sup>[49]</sup>最近提出一种少层超表面，在近红外波段实现了相位与偏振的同时调控。如图3(a)所示，调节上下两层纳米天线孔径长度可以产生谐振相位，调节两层间的错位距离可以改变两层间耦合产生的驻波形成的传输(波导)相位。这两种相位分别可以覆盖超过 $\pi$ 的相位延迟，因此同时调整天线孔径长度及两层间错位距离即可实现 $0\sim 2\pi$ 的相位调控。同时，通过改变结构单元的方位角即可控制出射光场的偏振方向，这样就实现了相位与偏振的同时调控。如图3(b)所示，横轴为 $0\sim 2\pi$ 的相位调控，纵轴为 $0\sim 2\pi$ 的偏振调控，利用表中结构单元即可实现任意相位及偏振的同时调控。图3(c)为利用该少层超表面实现入射标量光到出射径向矢量光的转化。基于这一少层超表面设计，Yu等人<sup>[50]</sup>进一步实现了径向、角向以及双模式的矢量光。除了少层超表面之间的耦合，利用单层超表面的近场效应也可以实现对光场相位与偏振的同时调控。Yu等人<sup>[51]</sup>提出一种非手性的超表面实现可控旋光，这一可控旋光的现象是通过调控由线偏振光分解而来的两个正交圆偏振光之间的相位差实现，如图3(d)所示。十字形的纳米镂空天线可以将入射的线偏振光转化为存在不同相位差的左旋圆偏振光或者右旋圆偏振光，两种圆偏振光在远场复合叠加实现可控旋光效应。4种不同旋光角度的样品证实了出射光的线偏度很高，并且实现了对旋光度大小更加直接、灵活的操控，如图3(e)和(f)所示。

上述的等离激元超表面虽然能够实现相位与偏振的同时调控，但是由于金属本身的高损耗，效率普遍较低。利用电介质超表面可以有效地提高器件的效率，例如以硅椭圆柱为结构单元的电介质超表面，可以实现实验效率高于72%的高效调控<sup>[52]</sup>。由于每个椭圆柱都可以被视作一个波导，沿着波导截面的正交方向有不同的有效折射率，因此可通过改变椭圆柱的尺寸及方

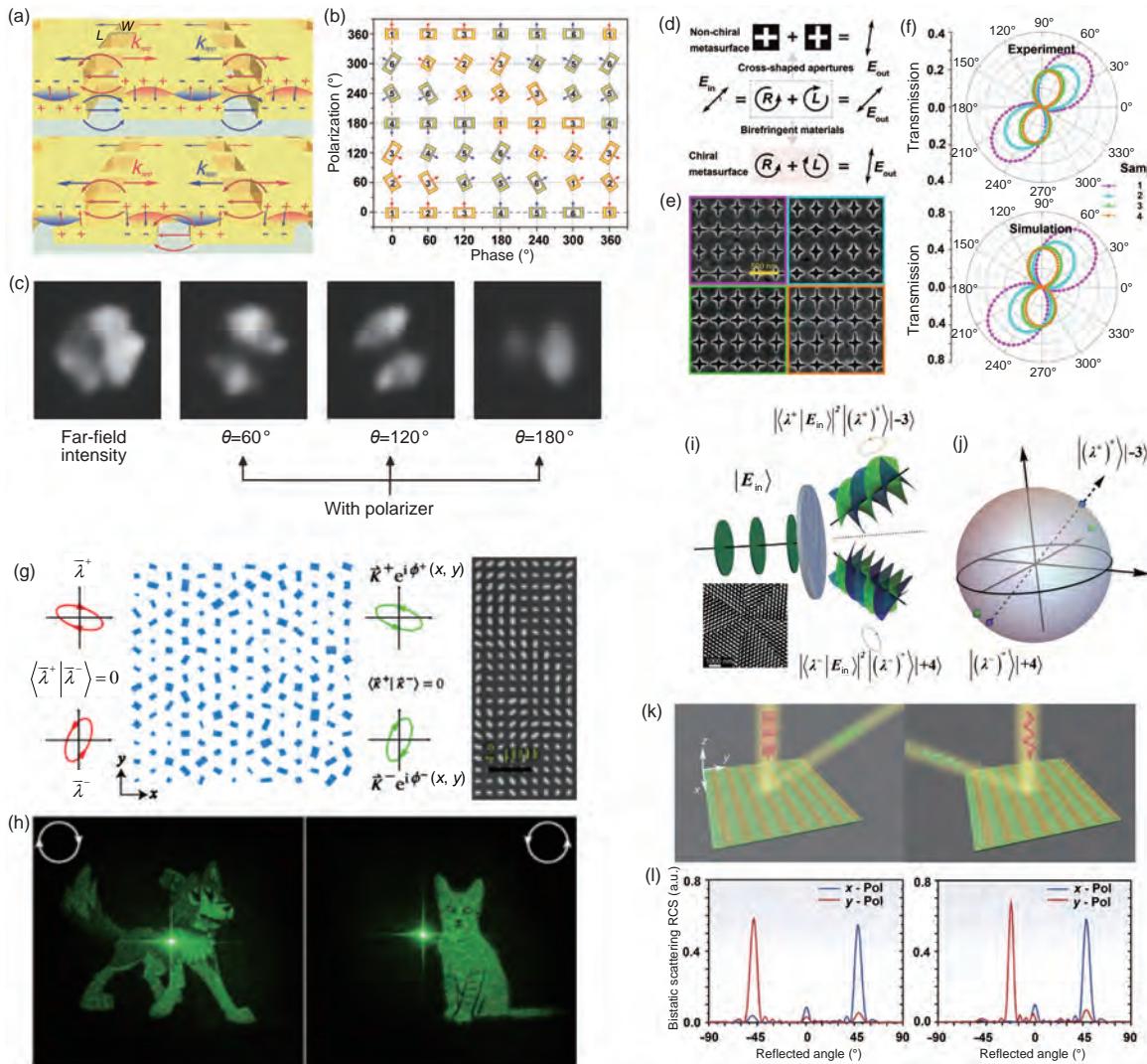


图 3 (网络版彩色)光场相位与偏振同时调控。 (a) 对齐及错位的等离激元少层超表面示意图, 场分布及电荷振荡表明了两层金属结构间的驻波<sup>[49]</sup>。 (b) 能够实现偏振及相位完全调控的不同几何形状及转向的少层超表面<sup>[49]</sup>。 (c) 有检偏和无检偏下实验测量得到的径向矢量光强度分布<sup>[48]</sup>。 (d) 不同几何形状的纳米十字孔可以将入射线偏振光转化为存在相位差的左/右圆偏振光。 正交的圆偏振光干涉形成线偏振光, 并且偏振角度与入射的线偏振光相比有旋转<sup>[51]</sup>。 (e) 4个不同参数超表面的SEM(scanning electron microscopy)图<sup>[51]</sup>。 (f) 仿真及测量得到的4个超表面的透射光<sup>[51]</sup>。 (g) 通过几何相位与传输相位的结合, 任意且独立的相位可以附加在任意一组正交偏振态的入射光上。 右侧为超表面的SEM图<sup>[53]</sup>。 (h) 正交偏振态入射下超表面产生的不同全息图像<sup>[53]</sup>。 (i) 超表面将任意偏振态入射光转化为两个在本征偏振态下携带任意值轨道角动量的出射光场的示意图<sup>[55]</sup>。 (j) 设计和测量到的出射光偏振态在高阶庞加莱球上的位置<sup>[55]</sup>。 (k) 各向异性编码超表面示意图, 在正交线偏振入射下, 反射的电磁波场偏折向两个相反的方向<sup>[57]</sup>。 (l) 两种不同编码序列的编码超表面的二维远场散射图样<sup>[57]</sup>

**Figure 3** (Color online) Manipulating phase and polarization of optical field simultaneously. (a) Schematic view of the dual-layer metasurface with aligned nanoaperture pairs and with a laterally translated nanoaperture; the surface plasmonic standing wave is shown between the two metallic structures, with the field and charge oscillation indicated<sup>[49]</sup>. (b) Nanoaperture pairs with various geometries and orientations to realize metasurface for complete control of the transmitted polarization and phase<sup>[49]</sup>. (c) Measured far-field intensity distribution of the generated radially polarized beam, with and without a polarization analyzer<sup>[49]</sup>. (d) The nano crosses hollow with different geometric sizes can convert incident linearly polarized light into right/left circularly polarized light with a phase difference. The interference of these two opposite circularly polarized light results in a linearly polarized one with the orientation rotated compared with the incident polarization<sup>[51]</sup>. (e) SEM (scanning electron microscopy) images of the four fabricated non-chiral plasmonic metasurfaces<sup>[51]</sup>. (f) Simulated and measured intensity of the output light with four designed metasurfaces<sup>[51]</sup>. (g) Schematic of metasurface with arbitrary phase profile by combining geometric and propagation phase, right panel is the SEM image of the fabricated metasurface<sup>[53]</sup>. (h) Different holographic images by same metasurface under orthogonal polarizations<sup>[53]</sup>. (i) Schematic diagram of the device that maps elliptically polarized input states to two independent states of orbital angular momentum (OAM)<sup>[55]</sup>. (j) Designed and measured polarization of the output states on the higher-order Poincaré sphere<sup>[55]</sup>. (k) An example to demonstrate the flexibility of the encoded metasurface, which can anomalously reflect the normal incident beam to the right side under  $x$  polarization and the left side under  $y$  polarization<sup>[57]</sup>. (l) 2D far-field scattering patterns of the metasurfaces encoded with different coding matrices under both polarizations in the  $y$ - $z$  plane<sup>[57]</sup>

位角调控出射光场的相位及偏振方向。另一种更普通的方法是将谐振相位和传输相位结合，两种独立的相位延迟可以施加在任意一组正交的偏振态上<sup>[53]</sup>，如图3(g)所示。利用这一原理，超表面在正交圆偏光的信道中可以存储完全独立的相位信息，因此实现了左右旋圆偏光照射下完全不同的两幅全息图像，如图3(h)所示。这一设计方法还被用于产生多路复用的加速光束，任意两束具有不同的加速方向和轨迹的可见光加速光束可以被独立地集成到单电介质超表面<sup>[54]</sup>。只需要改变入射场的自旋状态，即圆偏振态，即可切换出射光束的传播特性。更进一步地，这一设计方法还可以用来实现任意自旋角动量到轨道角动量的转化<sup>[55]</sup>。在圆偏振态入射下，根据预先在高阶庞加莱球上设定好的轨迹，超表面可以出射携带任意值的轨道角动量的光场。如图3(i)所示，任意自旋角动量到轨道角动量的转化也可以实现，超表面可以将任意偏振态入射光转化为两个在本征偏振态下携带任意值轨道角动量的出射光场。

相位与偏振的同时调控还可以用来实现编码超表面。与传统超表面不同，编码超表面的设计规程和功能是由代表每个编码单元不同数位状态的编码序列决定的<sup>[56]</sup>。除此之外，编码序列使得编码超表面能够用数字逻辑电路进行控制，因此只需要改变输入的编码序列即可实时地实现不同功能。但大多数的编码超表面是偏振无依赖的，因此每一个编码单元的数位状态是确定的。为了实现更多新奇的物理现象，比如双折射，利用相位与偏振的同时调控可以实现各向异性的编码超表面<sup>[57]</sup>。如图3(k)所示，在正交线偏振入射下，反射的电磁波场偏折向两个相反的方向。利用哑铃形和正方形的编码单元可以分别实现正交偏振态下的双数位和单数位状态，因此可以实现2-bit偏振依赖的全幅编码单元。如图3(l)所示，两种不同编码序列的编码超表面可以实现在x偏振入射下反射角度一致，而在y偏振入射下反射角度不一致。

### 1.3 振幅与偏振的同时调控

利用超表面提供的丰富的光与结构相互作用的模式，能够在不同偏振态下调控它们对电磁波的透射、反射以及吸收性质。通过振幅与偏振的同时调控，能够实现很多在传统光学中难以实现的新奇现象，例如非对称透过以及强烈的圆二向色性。非对称透过现象指结构正向及反向透射强度不同的现象<sup>[58~62]</sup>。根据琼斯矩阵，要实现线偏振光的非对称透过现象，需要超表面

打破镜面对称性，因此通常利用少层超表面来实现这一现象<sup>[58]</sup>。如图4(a)所示，双层超表面由上层负责偏振转化的L形纳米天线，以及下层负责打破传播方向镜面对称的棒状纳米天线组成。从图4(b)和(c)可以看出这一双层超表面对于线偏振光的对称性透过效应。但是，该结构非对称透射的效率并不高，只有不到25%。通过调整少层超表面的谐振特性，可以有效地提高透过效率。例如，利用层间的近场耦合效应以及电磁波的隧穿效应，可以实现反向透过率高达96%，且反/正向的透射比达到了19.6<sup>[59]</sup>。除了线偏振光的非对称透过现象，在很多实际应用中还需要圆偏振光的非对称透过现象。如图4(d)所示，利用双各向异性的三层超表面可以实现圆偏振光的非对称透过<sup>[60]</sup>。先通过特定的琼斯矩阵确定每一层所需的表面电导率，再通过频率选择表面理论设计每一层结构，最终确定了可实现圆偏振光非对称透过现象的三层超表面。实验测得的该超表面琼斯矩阵各分量如图4(e)和(f)所示，在近红外波段可实现超过50%的透过效率，并且消光比能够达到20:1。这一高效率得益于在透射方向对目标偏振光的干涉增强和非目标偏振光的干涉相消。

圆二向色性是由于光学手性材料对左右旋圆偏振光的吸收不同而导致的现象，其广泛存在于生物大分子中，因此对于探测生物分子的光学手性响应是探测它们空间构象的有效手段。但是自然材料中的光学手性是极其微弱的，因此必须有很长的光与物质相互作用距离，否则难以识别。利用超表面可以有效提高光学手性响应，为生物医药分子构型及结构分析提供有效的途径。对于微纳结构而言，虽然存在几何手性不代表存在光学手性响应，但这仍然是一个很好的研究出发点。利用几何手性构建出的结构虽然存在圆二色性，但这类结构的圆二色性效应都很弱，这是由于虽然结构实现了几何手性，却没有满足光学手性响应的条件<sup>[63]</sup>。事实上，要实现光学手性需要电场及磁场的近场耦合效应<sup>[64]</sup>。但是，由于大多数单层等离激元超表面都难以实现磁响应，因此在少层超表面中经常利用其中某一层超表面产生的等相位面的电偶极代替磁偶极，进而实现电场和磁场的近场耦合。基于这一方法，可以构建等离激元手性超表面的Born-Kuhn模型，用来描述电偶极之间的近场耦合效应<sup>[65]</sup>。如图4(g)所示，由于电偶极的强耦合作用，产生了成键态及反键态，由于电荷自然及反自然排列，成键态的能级比单个纳米棒低，而反键态则处于高能级。通过对纳米天线间距进行调整，基于

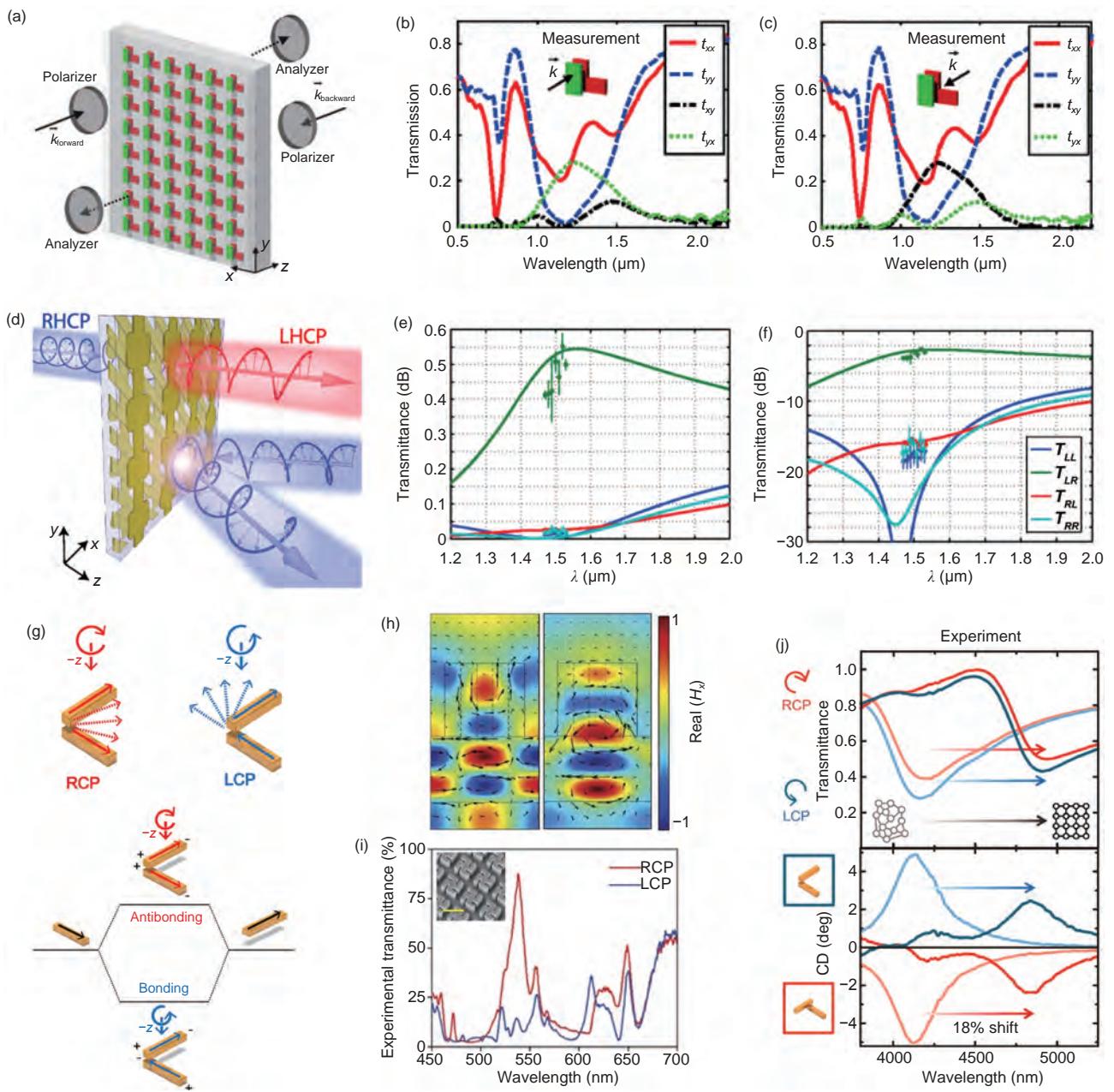


图 4 (网络版彩色)光场振幅与偏振同时调控。(a) 实现线偏振光非对称透射的少层超表面样品示意图<sup>[58]</sup>。正向(b)及反向(c)测量得到的4个透射矩阵分量的模平方<sup>[58]</sup>。(d) 实现圆偏振光非对称透射的少层超表面样品示意图<sup>[60]</sup>。线性坐标(e)及对数坐标(f)测量(圆)及仿真(实线)得到的少层超表面的透射矩阵分量<sup>[60]</sup>。(g) 手性等离激元Born-Kuhn模式的杂化模型示意图<sup>[65]</sup>。(h) 在左旋圆偏振光(左图)及右旋圆偏振光(右图)入射下的超表面截面内磁场 $H_x$ 及电流 $J_z+J_y$ 分布<sup>[68]</sup>。(i) 在左旋圆偏振光及右旋圆偏振光入射下平面手性超表面的0阶透射谱。插图为超表面的SEM图<sup>[68]</sup>。(j) 在左旋光及右旋光入射下, 相变材料的非晶态及晶态下的实验透射谱及圆二色性光谱<sup>[70]</sup>

**Figure 4** (Color online) Manipulating amplitude and polarization of optical field simultaneously. (a) Schematics of the few-layer metasurface, which enables asymmetric transmission of linearly polarized waves<sup>[58]</sup>. Measured squared moduli of the four  $T$ -matrix components for forward ( $+z$  direction) propagation (b) and backward ( $-z$  direction) propagation (c), respectively<sup>[58]</sup>. (d) Schematic of the few-layer metasurface, which enables asymmetric transmission of circularly polarized waves<sup>[60]</sup>. Measured (circles) and simulated (solid lines)  $T$ -matrix components of the metasurface on linear (e) and logarithmic (f) scales<sup>[60]</sup>. (g) Schematic of the hybridization model for chiral plasmonic Born-Kuhn modes<sup>[65]</sup>. (h) In-plane magnetic field  $H_x$  and the associated current distribution  $J_z+J_y$  in the gammadiom structures under LCP (left panel) and RCP (right panel) incidence<sup>[68]</sup>. (i) Experimental zeroth-order transmittance spectra for the planar chiral nanostructures for both RCP and LCP incident light. Inset: SEM image of the planar dielectric metasurface<sup>[68]</sup>. (j) Experimental transmittance and circular dichroism (CD) spectra through the active few-layer metasurface under LCP and RCP illuminations for the amorphous and crystalline states of phase change material<sup>[70]</sup>

这一模型可以产生显著的圆二色性。利用少层超表面可以实现电场及磁场间更高自由度的耦合，因此可以产生更复杂的手性杂化模式<sup>[66]</sup>。双层手性超表面是由两个劈裂环谐振器组成的，通过改变两个谐振器之间的转角可以调节超表面的透射谱。上下两个劈裂环谐振器都能够产生电偶极及磁偶极，但是两个电偶极互相垂直，因此没有电偶极间的耦合作用，超表面的响应取决于磁偶极之间的近场耦合。在 $\omega_{90}^-$ 及 $\omega_{90}^+$ 两个谐振位置，磁偶极分别是平行及反平行的，导致了不同的透射响应。之前讨论的工作基本都是双层超表面实现光学手性，实际上光学手性响应可以通过增加与光相互作用的结构层数进一步增强<sup>[67]</sup>。随着超表面层数的增加，纳米棒之间的耦合变得更强，因此产生了更明显的光学手性。从另一个角度考虑，这一工作机制也可以理解为双层结构的拓展。以上的工作都是利用少层超表面实现圆二向色性，这是由于单层等离激元超表面难以实现电模式及磁模式的耦合。最近，利用单层的高折射率电介质超表面不仅实现了电模式及磁模式的耦合，并且圆二向色性的效率达到90%<sup>[68]</sup>。如图4(h)所示，在左右旋圆偏光入射下，磁场 $H_x$ 分别表现出了八极子模式以及阶数较低极子的混合模式，这些不同的高阶模式不仅证明了结构存在显著光学手性，而且也满足了离轴光学手性衍射的需求。实验测得的透射谱如图4(i)所示，右旋圆偏光基本都是0阶出射，而左旋圆偏光几乎从1阶衍射级出射，因此造成了显著的圆二向色性。此外，还可以引入四阶旋转对称性的结构单元来消除偏振转化以实现高效圆二向色性<sup>[69]</sup>，以及引入相变材料实现圆二向色性的动态调控，如图4(j)<sup>[70]</sup>。

#### 1.4 频率与振幅的同时调控

在线性光学领域内，超表面独特的可见光范围内频率依赖的吸收及散射性质可以用来实现结构色。与传统的染料相比，超表面实现的结构色具有高分辨率以及在高温高强照射下更耐用的优势。对于等离激元超表面，主要利用表面等离激元与入射光进行耦合，有选择性地过滤可见光。由于相邻结构单元之间的相互作用较弱，因此可以将颜色编码到单个微纳天线中。形成单个反射峰有利于提高颜色饱和度，因此想要获得更高的颜色饱和度就需要追求极窄峰的反射。如图5(a)所示，将电介质二氧化铝夹在金属银之间作为结构单元，该单元的散射截面有两个杂化的等离激元谐振，而对应的电荷分布则表明，相邻结构单元之间的磁场得

到了增强<sup>[71]</sup>。Wood异常与同相位电模式之间的杂化会产生一个很窄的峰，在反射模式下会具有很高的效率，而透射模式下会形成一个低谷。如图5(b)所示，利用这一超表面可以同时实现反射模式下具有较高饱和度的加色和透射模式下的减色。为了解决等离激元超表面的高损耗，利用具有高折射率和低损耗的电介质超表面来实现结构色成为另一种可行方案。电介质超表面和电磁波的相互作用产生位移电流，不仅支持电偶极谐振，更能够产生磁偶极谐振。如图5(c)所示，利用硅纳米圆盘可以实现宽色域和高色彩饱和度的结构色，并且与银以及铝超表面在不同照射条件下的光谱进行了对比，结果表明电介质超表面有能力以极高的分辨率及色彩饱和度实现画作细节的再现<sup>[72]</sup>。Yang等人<sup>[73]</sup>最近提出利用少层电介质超表面来进一步实现色彩的超高饱和度，如图5(d)所示。在二氧化钛上下分别加入遮盖层来实现结构与空气和衬底之间的折射率匹配，明显地抑制短波位置的高阶模式，进而提高反射谱中的单色性，如图5(e)所示。反射光中超过85%的能量都有效转化成了结构色。基于这一新颖的设计，该少层超表面实现的结构色能够占据1931 CIE色品图171%的sRGB空间和127%的Adobe RGB空间，这也是目前超表面实现的最广色域的结构色。此外，还可以通过构建电介质超表面的各向异性来实现偏振依赖的结构色<sup>[74]</sup>。

在非线性光学领域内，由于非线性信号强度和基频信号强度存在幂指数关系，因此可以进一步放大很多光学现象，例如圆二向色性。此外，非线性信号微弱的特性也可以起到很好的加密作用。双层存在转角的弧形微纳天线可以产生线性的圆二向色性，但是如果激发这一少层超表面的二倍频信号，可以在更宽的频段对圆二向色性进行增强，如图5(f)所示<sup>[75]</sup>。通过逐点计算基频的左右圆偏光激发下的二倍频圆二向色性图，可以更加直观地看出通过激发二倍频对该少层超表面圆二向色性的增强，如图5(g)所示。由于这一组对映体的二倍频信号都与基频信号强度的平方呈线性关系，因此在损伤阈值下都可以一直保持二倍频下的圆二向色性增强，如图5(h)所示。作为对倍频信号选择定则的进一步拓展，通过破坏等离激元超表面平面内的镜面对称性，在不同的倍频过程中均可以实现明显的圆二向色性<sup>[76]</sup>。此外，还可以构建少层手性超表面，通过吸收与入射光同圆偏振态信号，反射相反圆偏振态信号，进而能够激发出与入射光同圆偏振的二倍频信号，实现二倍频下的圆二向色性<sup>[77]</sup>。以上的工作都是在正入

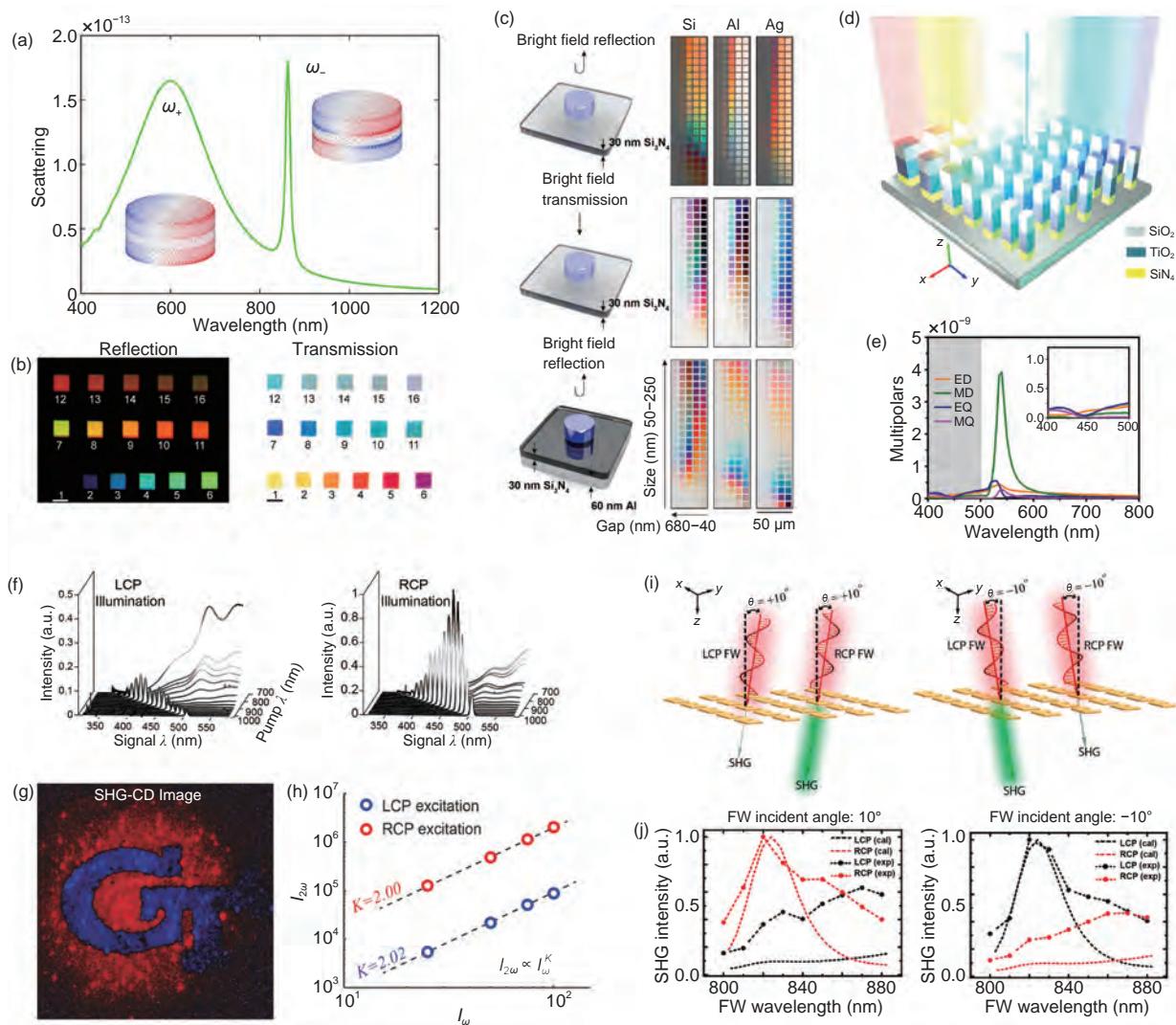


图 5 (网络版彩色)光场频率与振幅同时调控. (a) 结构单元散射截面, 插图为同相及失相模式的电荷分布<sup>[71]</sup>. (b) 反射及透射模式下的结构色<sup>[71]</sup>. (c) 硅、铝及银纳米柱的结构示意图及明场测量实验光学显微照片<sup>[72]</sup>. (d) 实现超高饱和度的三层电介质超表面示意图<sup>[73]</sup>. (e) 三层电介质超表面散射界面的多级展开<sup>[73]</sup>. (f) 左/右旋圆偏振光入射下双层存在转角的弧形微纳天线的二倍频信号<sup>[75]</sup>. (g) 逐点计算的左右旋圆偏光激发下的二倍频圆二向色性图<sup>[75]</sup>. (h) 左旋圆偏振光及右旋圆偏振光激发下二倍频强度随激发光强度的变化<sup>[75]</sup>. (i) 左/右旋圆偏振光在入射角度为 $\pm 10^\circ$ 下激发劈裂环谐振器二倍频圆二向色性示意图<sup>[78]</sup>. (j) 实验测量及计算的左/右旋圆偏振光在入射角度为 $\pm 10^\circ$ 下劈裂环谐振器的二倍频强度<sup>[78]</sup>.

**Figure 5** (Color online) Manipulating frequency and amplitude of optical field simultaneously. (a) Calculated scattering cross-section for a single nanodisk. Insets shows the charge distribution of in-phase and out-of-phase modes, respectively<sup>[71]</sup>. (b) Measured colors palettes in reflection and transmission mode<sup>[71]</sup>. (c) Bright field measurements for Si, Al, and Ag nano discs in reflection, transmission, and reflection with back-reflector<sup>[72]</sup>. (d) Configuration of multi-dielectric nanostructures realizing ultrahighly saturated structural colors<sup>[73]</sup>. (e) Multipolar decomposition of scattering cross-section of designed structure<sup>[73]</sup>. (f) Second harmonic generation (SHG) signals of the twisted-arc metamaterial excited by LCP and RCP pump light<sup>[75]</sup>. (g) A point to point calculation of the SHG CD was applied to create the image of the metamaterial pattern shown<sup>[75]</sup>. (h) The SHG dependence on pump intensity, with blue and red markers representing SHG levels under LCP and RCP illumination, respectively<sup>[75]</sup>. (i) Schematic of the circular dichroism for illumination with  $\pm 10^\circ$  oblique incident LCP and RCP fundamental waves on the split-ring resonator (SRR) metasurface<sup>[78]</sup>. (j) Measured and calculated SHG spectra under fundamental wavelength with LCP and RCP states, which are incident from  $\pm 10^\circ$ <sup>[78]</sup>.

射下通过设计超表面来实现其本征的光学手性响应。另外一种获取光学手性响应的方式是通过斜入射引入外部手性，但是通常需要几十度的大入射角才能够得到明显的外部光学手性响应。利用劈裂环谐振器的晶

格表面模式则可以实现显著的二倍频圆二色性效应，如图5(i)所示<sup>[78]</sup>。这一圆偏振态依赖的晶格表面模式源自于局域等离激元共振与异常拉曼模式的强耦合，尽管劈裂环谐振器本身并没有平面手性，但在斜入射下

却能够产生强烈的外部手性。如图5(j)所示，在入射角只有 $10^\circ$ 的情况下就已经产生了非常明显的二倍频圆二向色性，且其效应强度大约是基频下的3倍。除了对光学手性进行放大外，利用非线性光学过程实现信息加密也同样能够有很好的效果。将两个相邻的结构单元构建成一组，通过调节它们之间的转角可以实现局部二倍频信号的干涉相长或相消，因此可以实现二倍频信号强度的连续调控<sup>[79]</sup>。基于这一设计思路对超表面进行加密后，无论是自然光或是二倍频波段的非相干光照射，超表面都不会显示出任何信息。只有通过近红外的基频激发，超表面才会显示出预先加密的信息。利用单个结构单元也可以实现类似的效果，并进一步提高加密图样的分辨率<sup>[80]</sup>。首先调节每个结构单元的转角实现信息的编码，再通过控制起偏与检偏之间的夹角，就可以实现在二倍频下矢量图像转化的强度图像的过程。

## 1.5 频率与相位的同时调控

超透镜是超表面领域非常重要且具有使用价值的方向。超透镜单波长的成像性能已经接近传统光学显微镜镜头，但是超透镜想要真正走向应用还需要解决几项重要问题，色差就是其中之一。通过将超透镜所需相位分为两个部分，即频率无关的几何相位实现空域相位分布和频率相关的传输相位实现频率相位补偿，如图6(a)所示，成功实现了宽带消色差超透镜<sup>[81,82]</sup>。与单波长超透镜最大的不同就是，这一设计思路利用不同参数的纳米天线自身的色散特性来补偿由不同频率带来的相位色散。由图6(b)所示，该超透镜在1200~1650 nm这一宽频段内实现了消色差聚焦，焦距都非常接近设计值。

与传统晶体相比，尽管超表面的非线性光学过程转化效率较低，但是能够实现对非线性光学信号多个维度的调控，其中最重要的就是能够任意地调控其相位信息。作为线性光学几何相位的拓展，非线性超表面通过调控局部有效非线性电极化矢量也可以实现非线性光学几何相位<sup>[83]</sup>。对于圆偏振态 $\sigma=\pm 1$ 入射光而言， $n$ 次谐波下正交圆偏振态结构单元的非线性电极化率可以表示为 $\alpha_{\theta,\sigma,\sigma}^{n\omega}=e^{(n-1)i\theta\sigma}$ 及 $\alpha_{\theta,-\sigma,\sigma}^{n\omega}=e^{(n+1)i\theta\sigma}$ ，而对应的高次谐波相位因子 $(n-1)\theta\sigma$ 及 $(n+1)\theta\sigma$ 只与结构单元的旋转角度有关。因此，基于非线性光学几何相位，高次正交的圆偏光倍频信号会携带两个不同的连续相位。此外，结合选择定则，对于每一阶次的谐波只有一种圆

偏振态或两种圆偏振态都可以产生高次谐波信号<sup>[84]</sup>。除了几何相位外，还可以通过超表面调控非线性光学的谐振相位，如图6(c)所示<sup>[85]</sup>。考虑一个四波混频过程，两束激发光频率分别为 $\omega_1$ 和 $\omega_2$ ，与超表面相互作用产生的四波混频信号频率为 $\omega_{\text{FWM}}=2\omega_1-\omega_2$ 。单个纳米天线尺寸远小于波长，可以将其近似为一个点偶极子，因此由三阶的极化矢量可以得出四波混频信号的相位因子为 $2\Phi(\omega_1)-\Phi(\omega_2)$ 。此外，由于超表面厚度远小于波长，因此传统的相位匹配条件并不适用，新的相位匹配条件需要考虑超表面非线性转化过程中提供的沿相位梯度方向的动量。基于这一异常相位匹配条件，就可以设计出有相位梯度的非线性超表面，如图6(d)所示。对于电介质超表面而言，由于存在丰富的多极模式，在调控非线性信号谐振相位的过程中，将结构单元近似为点偶极子是不适宜的。可以将倍频过程的谐振相位信息简单地考虑成基频谐振相位信息的整数倍<sup>[86]</sup>，但是这种方式会使超表面产生强烈的背反射，导致接收到的倍频信号减弱。为了消除倍频过程中的背反射，可以利用多极子展开的方式进行分析，发现消除三倍频过程中背反射的必要条件是奇偶多极子产生的电场需要达到平衡<sup>[87]</sup>。通过这一方法找到10个电介质结构单元，这些结构单元不仅能够覆盖 $0\sim 2\pi$ 的三倍频相位范围，更能够实现整体三倍频正向透射率高于90%。通过合理的相位排布，可以实现在三倍频下具有聚焦涡旋光功能的电介质超表面。需要说明的是，尽管通常认为金、硅这一类材料的晶格结构是中心对称的，无法产生二阶非线性过程，但是在界面处对称性的破缺使得这类材料实际上是能够产生二阶非线性过程的，而纳米天线极大地增强了比表面积，使得这类材料的超表面也能够产生可观的二阶非线性信号<sup>[83,88]</sup>。

根据非线性光学几何相位规律，倍频信号携带的相位信息可能与基频不同，因此可以实现超表面的信息存储量的扩容。如图6(e)所示，通过选取劈裂环谐振器使得结构单元能够同时产生基频异常光及二倍频正交圆偏振光信号，且这3种信号携带的相位信息是不同的，因此可以将三幅不同的全息图像分别编码到3个信息通道内<sup>[89]</sup>。在读取端只需要设置不同的圆偏振态及频率条件的组合，就可以有选择地读取任意信道中的全息图。涡旋光由于其能够携带的轨道角动量数值是不受限制的，因此在光通信领域有广阔的应用前景。通过同时激发超表面线性以及二倍频信号，可以实现超表面承载三倍容量的涡旋光，且这3个涡旋光的拓扑荷

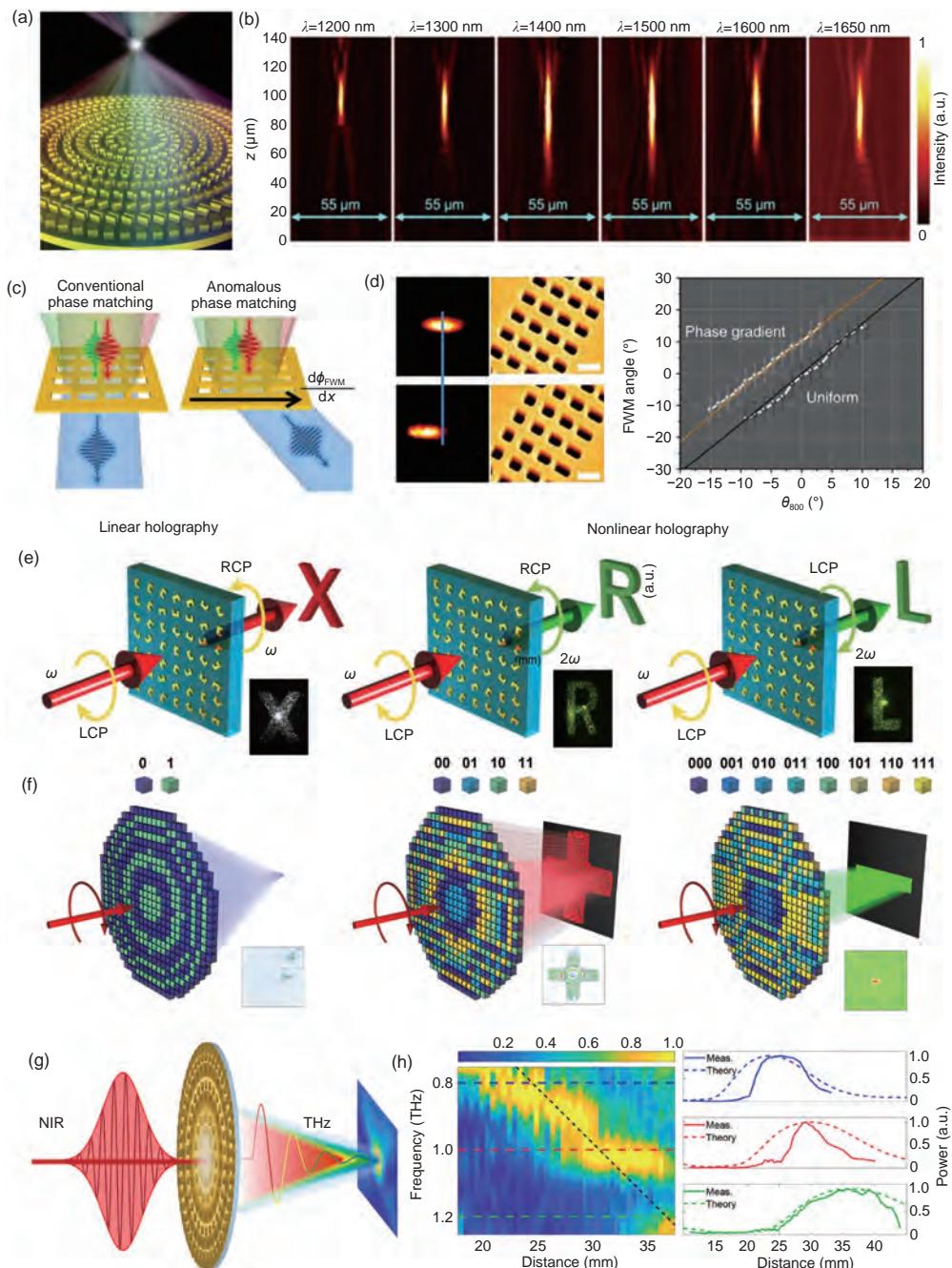


图 6 (网络版彩色)光场频率与相位同时调控. (a) 宽带消色差透镜示意图<sup>[81]</sup>. (b) 不同入射波长下消色差超透镜的实验光强分布<sup>[81]</sup>. (c) 非线性光学超表面调控谐振相位示意图<sup>[85]</sup>. (d) 左: 无谐振相位调控及有谐振相位调控非线性光学超表面的显微图像及SEM图, 右: 无谐振相位调控超表面实现的传统相位匹配条件及右谐振相位调控超表面实现的异常相位匹配条件<sup>[85]</sup>. (e) 圆偏振态及波长多路复用非线性光学超表面实现的全息示意图<sup>[89]</sup>. (f) 圆偏振态及波长多路复用编码非线性光学超表面示意图<sup>[91]</sup>. (g) 非线性光学超表面实现太赫兹信号调控示意图<sup>[98]</sup>. (h) 太赫兹信号形成的菲涅尔波带片不同频率及焦距关系<sup>[98]</sup>

**Figure 6** (Color online) Manipulating frequency and phase of optical field simultaneously. (a) Schematic for achromatic metasurface<sup>[81]</sup>. (b) Experimental light intensity profiles for the achromatic metasurface at various incident wavelengths<sup>[81]</sup>. (c) Illustration of the anomalous phase-matching condition for phase-gradient metasurfaces<sup>[85]</sup>. (d) Left panel: Camera image of a signal from a uniform unit cell, and from a phase gradient unit cell and SEM images of the corresponding metasurfaces. Right panel: Input angle dependence of the phase-matching angle for the uniform and phase-gradient metasurfaces. The upper line is the line fit to the anomalous phase-matching condition, while the lower line depicts the conventional phase-matching condition<sup>[85]</sup>. (e) Schematic illustration of the spin- and wavelength-multiplexed nonlinear metaholograms<sup>[89]</sup>. (f) Schematic diagrams and coding patterns of the designed multifunctional metasurface<sup>[91]</sup>. (g) Schematic illustration of nonlinear metasurface for terahertz (THz) generation and manipulation<sup>[98]</sup>. (h) Normalized THz power for different frequencies as a function of the distance from the Fresnel zone plate<sup>[98]</sup>

是不同的<sup>[90]</sup>. 利用非线性超表面同样可以实现编码, 且能够有效简化超表面的设计复杂度<sup>[91]</sup>. 利用不同倍频过程携带相位信息不同的特点, 就可以实现三倍频、基频及二倍频分别为1-bit、2-bit及3-bit. 通过合理的设计, 可以实现3个bit是近独立的, 如图6(f)所示, 1-bit实现菲涅尔波带片的同时, 2-bit及3-bit分别实现了不同图案的强度成像. 除了实现超表面的信息存储量的扩容, 利用选择定则以及非线性光学几何相位规律选取特定的结构单元, 还可以实现很多传统非线性光学无法实现的新奇现象. 例如具有三倍旋转对称性的结构, 只能够产生与基频入射光相反圆偏振态的二倍频信号. 利用这种结构单元设计出的可实现涡旋光的超表面具有自旋角动量控制的轨道角动量的新奇特性, 即要想得到特定自旋-轨道角动量耦合的二倍频信号, 只能通过携带特定自旋角动量的基频光激发超表面得到<sup>[92]</sup>. 具有三倍旋转对称性的结构单元还可以用来研究局域对称性以及排布方式的全局对称性对超表面远场非线性信号辐射的共同影响<sup>[93]</sup>, 并且证明了通过调控结构单元的指向分布, 可以有效地调控倍频光衍射中的零级出射情况. 为了进一步增强通过非线性光学几何相位调控倍频信号的转化效率, 可以利用电介质超表面以及将等离激元结构与量子阱这类具有高二阶极化率的材料相结合<sup>[94,95]</sup>.

除了利用非线性光学几何相位规律外, 其他一些相位的调控手段同样可以实现很多新奇的功能. 通过谐振相位构建双层正交线偏振依赖的超表面, 可以实现不同线偏振态激发下呈现出不同的全息图像以及不同焦距的透镜<sup>[96]</sup>. 还可以通过控制劈裂环谐振器的排布来控制倍频信号的衍射图样以及实现菲涅尔波带片<sup>[97]</sup>. 由于超快光源在频谱上具有较宽的范围, 而等离激元超表面具有较宽的响应波段, 因此在相互作用过程中各个频率之间的差频过程产生太赫兹信号, 即光整流, 而且通过不同的结构单元排布可以直接实现对辐射出的太赫兹信号的调控, 如图6(g)所示<sup>[98]</sup>. 将劈裂环谐振器进行正反交替排布, 就可以控制产生的太赫兹信号在远场的衍射, 实现菲涅尔波带片功能. 由于不同频率的太赫兹信号的衍射角度不同, 因此可以实现不同频率的太赫兹波聚焦在光轴的不同位置上, 直接实现光谱的选择性, 如图6(h)所示.

## 1.6 片上多维光场调控

超表面除了能够实现对自由空间光场的多个维度

同时调控外, 通过与波导的结合还可以实现对片上系统的多维调控. Ohana等人<sup>[99]</sup>利用在硅波导上的超表面结构实现了一种纳米级模式转换器, 能够在前两个横电模(transverse electric, TE)之间进行耦合, 如图7(a)和(b)所示. 该模式转换器的工作原理是在沿传播方向上的有效折射率中引入纳米尺度的周期性微扰实现模式之间的相位匹配, 同时在横向引入有效折射率梯度实现模式之间的重叠. 利用光学成像显微镜对模态含量的测量表明模式转化后的纯度达到了95%. Li等人<sup>[100]</sup>将梯度超表面与波导进行结合实现了波导模式的不对称耦合, 当入射波导模式逆着相位梯度方向传播时, 波矢量偏折角不断增大, 对应的波导模式由低阶向高阶耦合. 当入射波导模式迎着相位梯度方向传播时, 则对应于波导模式由高阶向低阶的耦合. 如果是由等离激元超表面提供的相位梯度, 光场将耦合成为表面波并最终以热能形式耗散. 超表面能够以非常高的调控效率实现对波导模式的调控, 在几个波长的传播范围内就可以将比相位梯度大很多倍的有效波矢施加到入射的波导模式上. 此外, 由于微纳天线的近场谐振模式覆盖了横电模与横磁模(transverse magnetic, TM), 因此能够实现这两种本征波导模式之间的强相互作用. 基于这一原理可以在波导上实现多种功能, 包括模式转换、偏振旋转、完美吸收, 以及波导中高度不对称的光功率分布. Zhang等人<sup>[101]</sup>最近提出了一种通过将全电介质超表面集成到波导上实现定向耦合器及波长解复用器的新方法, 如图7(c)和(d)所示. 超表面提供的相位梯度用于满足相位匹配条件, 当把纳米天线置于波导的手性点时, 天线散射的电磁场与波导内部的模场耦合即实现自旋选择地定向传播, 传播方向则可以通过入射光的自旋态及波长进行控制. 此外, 根据耦合器和波导模式之间的相位匹配条件, 只需调整波导模式的参数和有效折射率即可在近红外范围内调整耦合器的工作波长. Gan等人<sup>[102]</sup>通过设计等离激元脊形波导上亚波长金属纳米镂空天线的相位及偏振排列, 实现了偏振态可控的发射器. 利用具有局域场限制特性的二维等离激元脊形波导可以极大地减少等离激元电路和芯片中临近等离激元器件的串扰. 通过改变纳米镂空天线的几何参数可以对辐射场的振幅、相位及偏振态进行调控. 在频域上实现了同一发射器对3个特定波长自由辐射场处于3个不同的偏振态, 如图7(e)和(f)所示; 在空间域实现了不同偏振态及齿轮偏振. Wang等人<sup>[103]</sup>在铌酸锂波导上集成相位梯度超表面, 实现了不

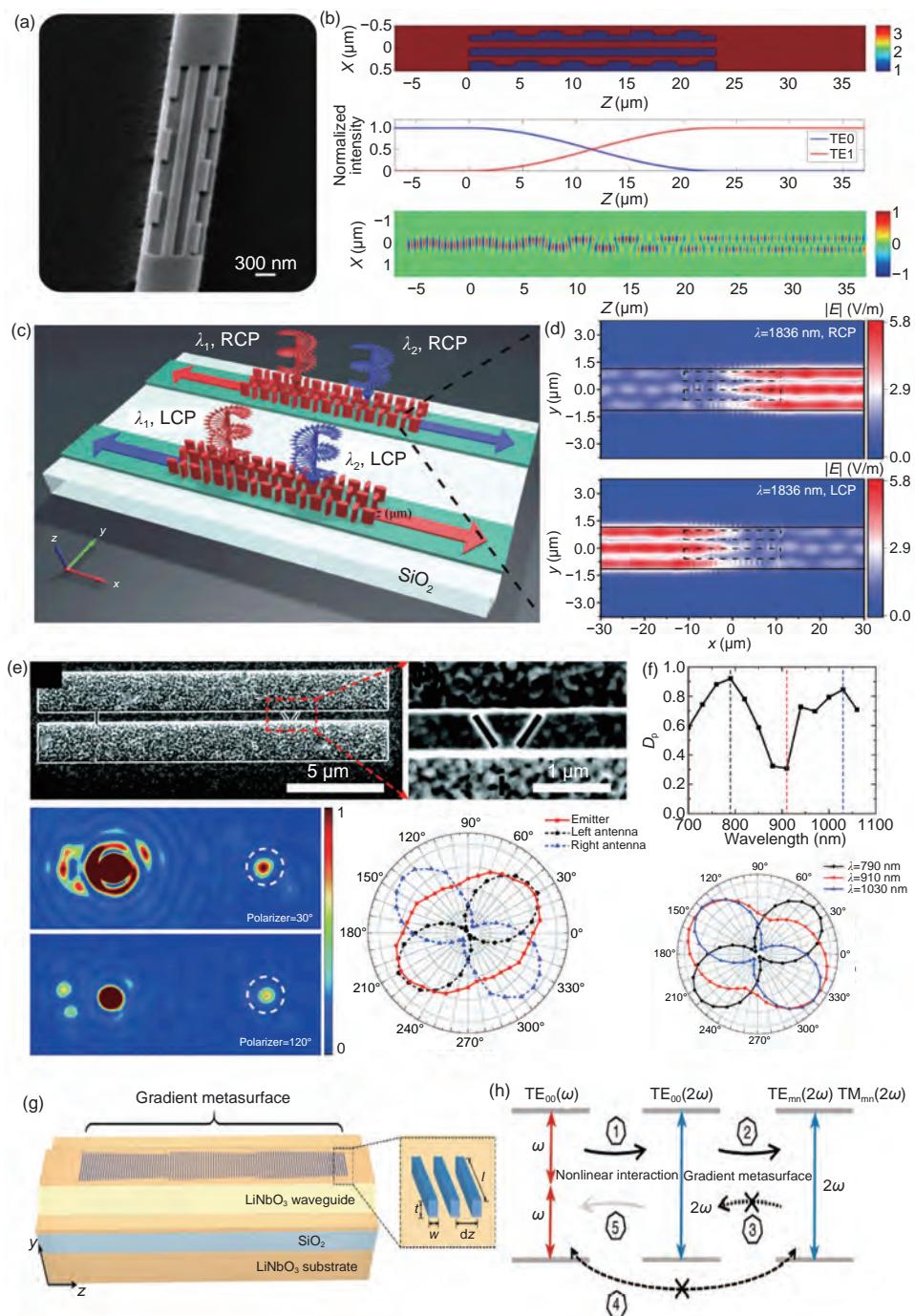


图 7 (网络版彩色)片上多维光场调控. (a) 波导模式转换器SEM图<sup>[99]</sup>. (b) 波导模式转换器折射率分布(上)、模式间能量转化分布(中)及电场x分量分布(下)<sup>[99]</sup>. (c) 自旋及波长解复用器件示意图<sup>[101]</sup>. (d) 自旋选择解复用器件定向激发波导模式的场分布<sup>[101]</sup>. (e) 上: 偏振发射器结构SEM图. 下: 偏振发射器调控后的偏振光场光学图像及极化分布<sup>[102]</sup>. (f) 不同波长光场经过偏振发射器调控后的线偏度及极化分布<sup>[102]</sup>. (g) 超表面集成波导实现非线性光学转化示意图<sup>[103]</sup>. (h) 不受相位匹配约束的二次谐波产生原理图<sup>[103]</sup>.

**Figure 7** (Color online) Multi-dimensional manipulation of on-chip optical field. (a) SEM image of the fabricated mode converter<sup>[99]</sup>. (b) Refractive index profile (top), power exchange between the two modes (middle), and  $E_x$  field profile of the mode converter (down)<sup>[99]</sup>. (c) Schematic of the spin-selective wavelength demultiplexing device<sup>[101]</sup>. (d) Electric field amplitude distribution of directional excited waveguide mode of spin-selective demultiplexing device<sup>[101]</sup>. (e) Top row: SEM image of the fabricated structure. Down row: Captured optical images and polar plots of the free-radiation fields from the emitter at different wavelengths<sup>[102]</sup>. (f) Measured degrees of linear polarization and polar plots of the free-radiation fields from the emitter at different wavelengths<sup>[102]</sup>. (g) Schematic of the integrated nonlinear photonic device<sup>[103]</sup>. (h) Conceptual diagram of the proposed phase-matching-free SHG<sup>[103]</sup>.

受相位匹配条件约束的二次谐波转化,如图7(g)所示。当波导中基频下的基模转化为二倍频下的基模后,二倍频下的基模就会由于相位梯度的存在转化为高阶波导模式,同时超表面提供的单向波矢量保证了二倍频下的高阶模式不会转化回基模。此外,由于空间重叠率很低,因此二倍频下的高阶模式也不会转化回基频下的基模(图7(h))。因此,二次谐波的强度会随着传播距离的增加不断累积。由于超表面是被设计成与二次谐波相互作用,而且天线尺寸非常小,不会将基频信号散射出波导,而二次谐波的波导模式会不断向高阶模式转化,当达到波导的截止条件就会从波导中泄露出来,因此可以灵活地设置需要的转化效率。

## 2 机器学习与光场调控

自AlphaGo战胜了韩国围棋九段大师李世石以来,机器学习的发展与应用得到广泛的关注。机器学习在人脸识别<sup>[104~106]</sup>、量子计算<sup>[107~110]</sup>、图像修复<sup>[111]</sup>等领域早已显现强大的优势。在超表面设计中,结构的逆向设计与参数优化通常通过数值模拟直接求解麦克斯韦方程实现。但是,参数取值范围的广泛性和几何结构的多样性,往往导致这种方式伴随着巨大的时间成本。机器学习通过建立光场与结构参数之间的网络连接取代了传统的电磁模拟过程,因此可以通过不同的网络结构在巨大的参数空间寻找最优的参数解,大大缩减了结构逆向设计与参数优化的难度<sup>[112]</sup>。2017年,Peurifoy等人<sup>[113]</sup>提出通过人工神经网络模拟光与微纳结构的相互作用和进行结构参数的逆向设计的方法。如图8(a)所示,以三层电介质球为例,各层的厚度作为神经网络的输入节点,结构的散射光谱为输出节点,中间分布有隐藏层。3个输入层的信号通过带权重的连接传递到隐藏层,然后每个隐藏层通过激活函数处理得到输入信号,并同样以一定的权重传递到输出层。其中,网络的误差函数为训练的散射光谱与网络输出值的平均相对误差,通过误差的反向传递来更新每层的权重,将以上过程重复一定的次数直到误差小于训练的阈值,便可以完成神经网络的训练。一旦网络训练完毕,就可以固定网络的参数,以结构参数为变量进行逆向设计。但是,在结构逆向设计时可能存在多组结构参数对应一个光学响应的现象,因此2018年Liu等人<sup>[114]</sup>提出一种串联网路结构的解决方案。如图8(b)所示,该网络结构由两部分组成,分别是一个以结构参数为输入,光学响应为输出的预训练网络和一个以目标光学响应为输入,结构

参数为中间层的网络。通过预训练网络,可以实现结构参数与光学响应的正向预测,将结构参数作为中间层可以实现目标光学响应与预测光学响应之间的对应。该结构可以有效地解决上述问题。当神经网络输入参数与输出参数维度差异很大时,神经网络往往难以收敛。2018年,Ma等人<sup>[115]</sup>提出双向网络结构成功地解决了参数维度失配的问题。该网络由一个双向主网络和一个双向辅助网络构成。主网络的输入为5个结构参数,目标输出是3×201个反射谱数据点。如图8(c)所示,首先通过一个张量层提高输入参数的维度,随后通过下采样的方式将3×201个反射谱点转化为3个1×26的矢量,并分别作为3个平行的神经网络的输出进行训练。3个平行分布的神经网络训练完毕后,再通过上采样的方式将3×26的矢量转化为3×201个反射光谱数据点。结构逆向设计时,设计者使用了权共享的卷积神经网络,其中每个卷积层都使用卷积滤波器提取输入信号的特征,经过两个卷积层后再使用全连接层连接结构参数矢量并与先前的正向网络相结合实现结构的逆向设计。但是,以上提到的设计都是已知结构的几何形状,仅仅通过调节结构参数实现逆向设计,然而机器学习可以为任意不规则结构的设计提供可能。2018年,Liu等人<sup>[116]</sup>通过对抗网络实现了平面内任意分布的结构的逆向设计。如图8(d)所示,网络包含3个部分,分别是生成器、模拟器与评价器,其中模拟器是已经预训练的卷积网络,可以实现结构图样与输出谱线的对应。训练生成器时将目标光谱输入生成器,生成器将输出预测的结构图样,再将预测图样输入模拟器和评价器,分别得到预测光谱与目标光谱的误差和预测图样各结构位置距离与给定图样各结构位置距离的差值,最终通过误差的逆传输实现生成器的训练。图8(e)中给出了有无评价器时的对比图样,可以看出加入评价器将缩小结构单元的距离,更利于结构的加工。以上提到的逆向设计方法都需要大量的数据作为训练集,而2019年Liu等人<sup>[117]</sup>提出了一种无需训练集的遗传算法与有限元方法相结合的逆设计思路。遗传算法通过初始种群的交叉变异来模拟生物进化的过程,并通过适应度函数“淘汰”劣质的个体,从而得到种群的最优个体。首先在平面内随机排布5×5个银纳米棒,每个纳米棒的位置、边长及高度均为变量。通过给定预期的结构输出光谱,可以通过遗传算法得到目标的结构图样。例如,设定650~1500 nm范围的横磁模偏振光从左端入射,期望O1、O2和O3端口仅出射中心波长为800、1050和

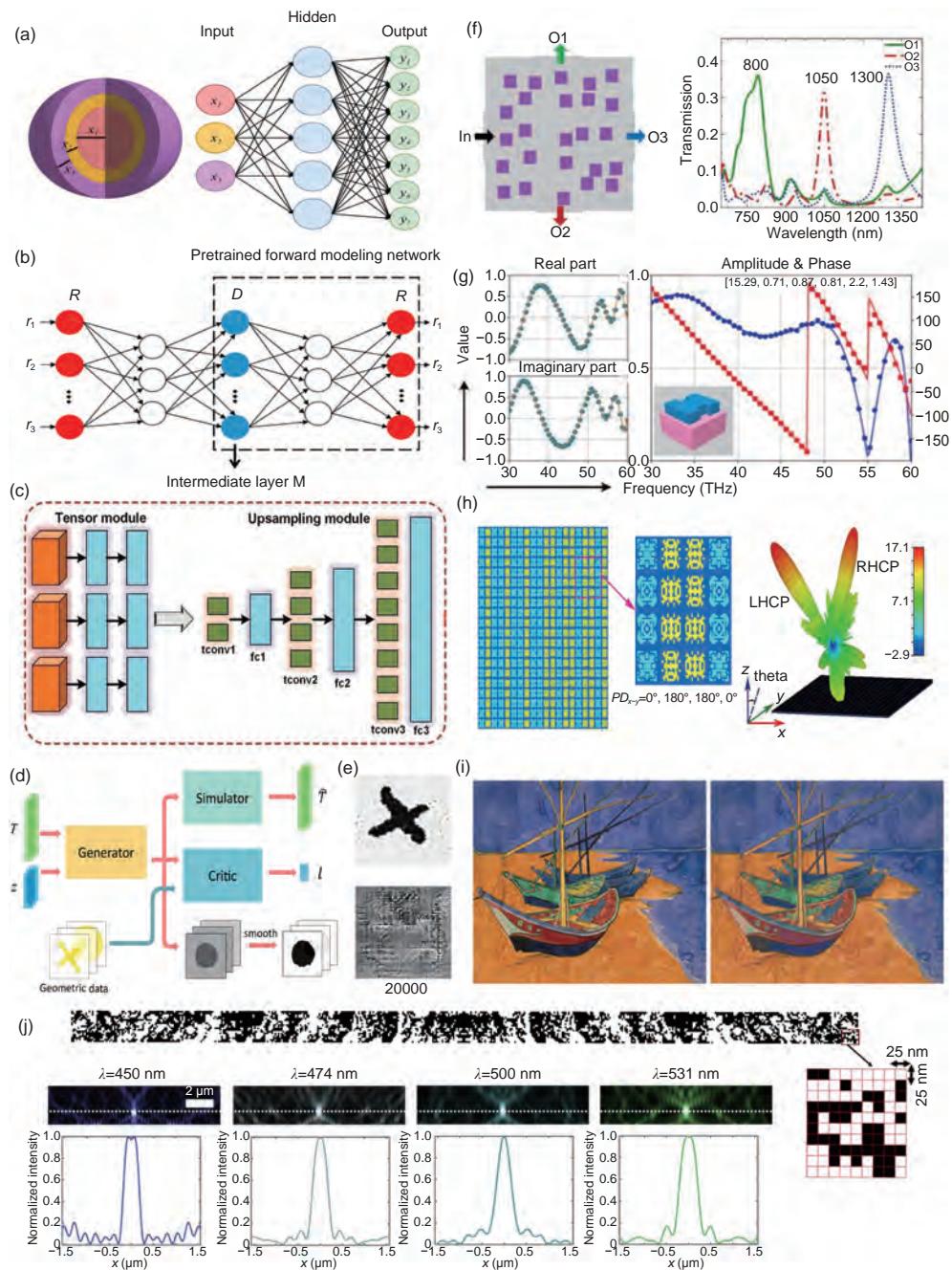


图 8 (网络版彩色)利用机器学习实现光场调控。(a) 神经网络架构示意图。输入节点为各层的厚度,输出节点为散射谱取值<sup>[113]</sup>。(b) 串联式神经网络结构示意图<sup>[114]</sup>。(c) 主网络中由张量模块与上采样模块构成的二级结构示意图<sup>[115]</sup>。(d) 对抗网络结构示意图<sup>[116]</sup>。(e) 不同迭代次数下,有评价器的网络输出与无评价器的网络输出结果的对比图<sup>[116]</sup>。(f) 三通道各异性输出结构与各通道的输出谱线<sup>[117]</sup>。(g) H形结构的光场振幅与相位的正向预测谱线与数值模拟谱线<sup>[118]</sup>。(h) 不规则编码结构和线偏光入射时反射场的三维全波段模拟结果<sup>[119]</sup>。(i) 原图(左)与结构色重现图样(右)的对比图<sup>[120]</sup>。(j) 高数值孔径的离散消色差透镜的结构示意图与电场分布图样<sup>[112]</sup>

**Figure 8** (Color online) Manipulating optical field by machine learning. (a) The neural network architecture. The input was the thickness of each layer and the output was the scattering cross section at different wavelengths of the scattering spectrum<sup>[113]</sup>. (b) Architecture of the tandem network<sup>[114]</sup>. (c) The two-stage structure in the primary network consists of a tensor module and an upsampling module<sup>[115]</sup>. (d) Architecture of the generative adversarial network<sup>[116]</sup>. (e) Generated patterns during the training process after certain iterations with and without the critic network<sup>[116]</sup>. (f) Structure of the three-channel wavelength router and the simulated transmission spectrum<sup>[117]</sup>. (g) The predicted and numerical simulated amplitude and phase profiles of H-shape meta-atoms<sup>[118]</sup>. (h) Geometry of the coding metasurface and the 3D full-wave simulation result of the left-handed circular polarization and right-handed circular polarization component<sup>[119]</sup>. (i) The designed colors of the painting (left) and the inverse-designed structural colors (right)<sup>[120]</sup>. (j) Optimal design of the near-unity-numerical aperture achromatic metalens and the normalized field-intensity profiles<sup>[112]</sup>.

1300 nm的出射光。通过算法逆设计得到的结构及每个端口的透射谱如图8(f)所示，可以看出该结构每个端口的透射光与先前目标一致，证明了这种方法的有效性。

基于机器学习的结构逆向设计具有很强的灵活性，因此被广泛应用于光场各个维度的调控中。如图8(g)所示，2019年An等人<sup>[118]</sup>通过逆向设计实现了电介质结构振幅和相位的同时调控。透射光的振幅与相位可以通过透射系数的实部与虚部表示：

$$\text{Amplitude} = \sqrt{\text{Imag}(S_{21})^2 + \text{Real}(S_{21})^2}, \quad (5)$$

$$\text{Phase} = \tan^{-1} \frac{\text{Imag}(S_{21})}{\text{Real}(S_{21})}. \quad (6)$$

因此通过透射系数的实部、虚部的正向预测，可以实现透射光振幅和相位的拟合，再通过逆向设计得到最优的结构参数。值得一提的是，神经网络与遗传算法的结合更利于灵活的实现振幅与相位的调控，同时该方法可以应用于1.1节提到的所有应用中。基于机器学习的振幅相位调控可以对共振相位进行任意调控，因此可以打破传统几何相位调控的局限性，实现对于线偏光振幅相位的任意调控。实现振幅和偏振的调控，只需要在正向训练中将网络的输出节点改为不同偏振态下的光谱节点即可。如Ma等人<sup>[115]</sup>设计的双向网络，该网络结构中的主网络的正向拟合谱线分别为右旋光入射时右旋光的反射谱线、左旋光入射时右旋光的反射谱线与左旋光入射时左旋光的反射谱线。因此可以通过改变目标谱线对应的光场偏振态与振幅分布，实现结构的逆向设计。2018年，Zhang等人<sup>[119]</sup>利用逆向设计的各向异性结构实现了偏振相位同时调控的编码超表面。设计各向同性的1-bit编码单元仅需要考虑单个参数，而设计各向异性的编码单元需要考虑多个参数。例如横电模与横磁模偏振光的相位分布与两种偏振光的相位差等，因此用传统的方法设计此类超表面非常困难，而深度学习方法可以实现自动化的逆向设计，有利于各向异性结构的设计。图8(h)显示了双光束编码超表面的结构分布，在垂直方向上x、y偏振光的相位差为0°，在水平方向上相位差为180°。当入射的线偏光电场方向与水平方向成45°时，该结构可以以预先设计的角度分别发射右旋光与左旋光。利用深度学习的偏振和相位调控可以实现更多功能的编码结构，具有极大的应用价值。在逆向设计时，改变目标光谱的共振频率和振幅可以轻松实现光场频率和振幅的调控。2019年，Gao等人<sup>[120]</sup>利用串联神经网络结构实现了高精度的结构

色逆向设计。其预测的色品图坐标与目标坐标的差值在95%的测试集上低于0.01，这也说明该逆向设计的方法能以95%的精确度实现色品图中100万种不同的颜色。图8(i)展示了利用该方法对图画实现的结构色重现，可以看出逆向设计得到的结构色对训练集范围内的颜色实现了高精度的重现，这也说明了利用机器学习可以实现振幅和频率的高精度调控。基于机器学习的结构逆设计可以突破传统器件在拓扑结构上的局限性，从而实现更卓越的性能。2019年，Chung和Miller<sup>[112]</sup>通过逆向设计实现了大数值孔径的宽带消色差透镜。图8(j)给出了数值孔径为0.99的超透镜的拓扑结构，可以看出该结构不具有周期性，同时其拓扑结构的变化可以覆盖0~2π范围的相位变化。传统的超透镜即使在一个频率下，也很难实现高数值孔径的高效聚焦。该结构打破了传统器件在周期上的局限性，并为光场麦克斯韦方程提供了一个更优的解，在提高超透镜效率的同时，也为光场频率与相位的调控提供了新思路。

### 3 结语

本文总结了利用超表面实现光场相位与振幅、相位与偏振、振幅与偏振、频率与振幅、频率与相位以及片上系统的多维调控的主要工作，并给出具体的应用。光场的多维调控在全息成像、信息加密、结构色重构等方面具有重要的应用价值。但是正如前文中所提到的，传统的调控手段难以在众多的参数空间中得到最优的方案，并且受到结构周期性、几何形貌等因素影响，利用传统手段实现的光场调控具有一定局限性。机器学习的方法给光场多维调控带来了新的灵感。基于机器学习的光场调控打破了固有的设计思路，不仅通过逆向设计实现了高精度的多维调控，同时还通过人脑无法设计的高度离散化结构实现了传统器件无法实现的功能。机器学习方法强大的性能不仅仅局限于现有维度的调控中，若引进更多的维度，例如相干性、入射角度等，该方法将能实现更全面的多维度光场调控，这也将为多种功能集成器件的设计提供强大的支持。

最后，着重强调利用超表面实现光场多维调控进一步发展的几个方向，这些研究方向有益于拓展超表面的应用范围。

(1) 光场任意维度操控。如本综述总结，目前超表面实现光场的多维调控主要集中在两个维度的同时调控。由于在改变结构单元时光场各个维度之间通常具

有关联性，因此利用超表面实现光场任意维度操控还是很有难度的。实现光场任意调控，一种思路是将光场每一个维度归类于数学表达式的一部分，通过确立结构单元与每一个维度项之间的关联，有望简化光场任意维度调控的实现难度。如果超表面能够实现光场任意维度的调控，则可以从需求出发很容易地实现各类光学器件。

(2) 高效非线性超表面。超表面的非线性谐振相位与几何相位都可以覆盖整个 $2\pi$ 范围，但相较于传统非线性光学晶体，尽管超表面实现了对非线性光学过程前所未有的控制能力，但其非线性转化效率却非常低。目前来看，超表面更适合在中等激发强度下作为集成化器件当中的非线性光学组件，但是提高超表面的非线性转化效率仍然是有益的。其中一种思路是将等离激元超表面与某些本身具有高非线性极化率的材料进行结合，例如多量子阱以及二维材料。多量子阱具有在

整个凝聚体体系内都非常可观的非线性极化率，而二维材料则几乎不增加超表面的体积。另一种思路是利用新材料实现超表面，例如钙钛矿材料。与常用的电介质相比，钙钛矿既有很高的非线性极化率，同时又是非中心对称的晶格结构，因此可以实现偶数次的非线性光学过程。

(3) 集成光学调控。超表面研究的一个新兴方向是实现集成光学的调控。超表面中亚波长尺度的结构单元支持的各向异性、色散特性及耦合特性为几乎所有频率范围的光学操控都提供了有力的支持。其中利用某些集成电路工业中常见的半导体材料(例如硅和氮化镓)实现的超表面，不仅有望对现有工业化器件进行改进，更有机会与集成电路制造技术进行结合，降低超表面的制造门槛与造价。随着新型设计原理及平面波导和传感架构的发展，集成和片上器件对于光学维度的调控会逐步成为现实。

## 参考文献

- 1 Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans Microw Theor Techn*, 1999, 47: 2075–2084
- 2 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 2001, 292: 77–79
- 3 Pendry J B. Controlling electromagnetic fields. *Science*, 2006, 312: 1780–1782
- 4 Yu N, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction. *Science*, 2011, 334: 333–337
- 5 Ni X, Emani N K, Kildishev A V, et al. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas. *Science*, 2012, 335: 427
- 6 Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces. *Nat Mater*, 2014, 13: 139–150
- 7 Chen S, Li Z, Zhang Y, et al. Phase manipulation of electromagnetic waves with metasurfaces and its applications in nanophotonics. *Adv Opt Mater*, 2018, 6: 1800104
- 8 Cheng H, Liu Z, Chen S, et al. Emergent functionality and controllability in few-layer metasurfaces. *Adv Mater*, 2015, 27: 5410–5421
- 9 Chen S, Zhang Y, Li Z, et al. Empowered layer effects and prominent properties in few-layer metasurfaces. *Adv Opt Mater*, 2019, 7: 1801477
- 10 Chen S, Li Z, Liu W, et al. From single-dimensional to multidimensional manipulation of optical waves with metasurfaces. *Adv Mater*, 2019, 31: 1802458
- 11 Li G, Zhang S, Zentgraf T. Nonlinear photonic metasurfaces. *Nat Rev Mater*, 2017, 2: 17010
- 12 Ding F, Pors A, Bozhevolnyi S I. Gradient metasurfaces: A review of fundamentals and applications. *Rep Prog Phys*, 2017, 81: 026401
- 13 Chen S, Liu W, Li Z, et al. Metasurface-empowered optical multiplexing and multifunction. *Adv Mater*, 2019, 31: 1805912
- 14 Liu Z, Zhu D, Lee K T, et al. Compounding meta-atoms into metamolecules with hybrid artificial intelligence techniques. *Adv Mater*, 2019, 32: 1904790
- 15 Malkiel I, Mrejen M, Nagler A, et al. Plasmonic nanostructure design and characterization via deep learning. *Light Sci Appl*, 2018, 7: 60
- 16 Jin Z, Mei S, Chen S, et al. Complex inverse design of meta-optics by segmented hierarchical evolutionary algorithm. *ACS Nano*, 2019, 13: 821–829
- 17 Zhang T, Wang J, Liu Q, et al. Efficient spectrum prediction and inverse design for plasmonic waveguide systems based on artificial neural networks. *Photon Res*, 2019, 7: 368–380
- 18 Tahersima M H, Kojima K, Koike-Akino T, et al. Deep neural network inverse design of integrated photonic power splitters. *Sci Rep*, 2019, 9: 1368
- 19 Choi H, Pak K M, Won Y H. Fast and low error color encrypted computer-generated hologram based on amplitude-phase modulation with a random mask for an identification tag application. *Opt Commun*, 2012, 285: 2809–2813

- 20 Tommasini R, Löwenthal F, Balmer J E, et al. Iterative method for phase-amplitude retrieval and its application to the problem of beam-shaping and apodization. *Opt Commun*, 1998, 153: 339–346
- 21 Liu L, Zhang X, Kenney M, et al. Broadband metasurfaces with simultaneous control of phase and amplitude. *Adv Mater*, 2014, 26: 5031–5036
- 22 Kim M, Wong A M, Eleftheriades G V. Optical Huygens' metasurfaces with independent control of the magnitude and phase of the local reflection coefficients. *Phys Rev X*, 2014, 4: 041042
- 23 Zhao W, Liu B, Jiang H, et al. Full-color hologram using spatial multiplexing of dielectric metasurface. *Opt Lett*, 2016, 41: 147–150
- 24 Wan W, Gao J, Yang X. Full-color plasmonic metasurface holograms. *ACS Nano*, 2016, 10: 10671–10680
- 25 Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light. *Nat Commun*, 2013, 4: 2807
- 26 Li X, Chen L, Li Y, et al. Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation. *Sci Adv*, 2016, 2: e1601102
- 27 Wang L, Kruk S, Tang H, et al. Grayscale transparent metasurface holograms. *Optica*, 2016, 3: 1504–1505
- 28 Yifat Y, Eitan M, Iluz Z, et al. Highly efficient and broadband wide-angle holography using patch-dipole nanoantenna reflectarrays. *Nano Lett*, 2014, 14: 2485–2490
- 29 Wang Q, Zhang X, Xu Y, et al. Broadband metasurface holograms: Toward complete phase and amplitude engineering. *Sci Rep*, 2016, 6: 32867
- 30 Xu Y, Xu N, Liu H, et al. High-efficiency metasurface grating constituted by new Huygens particles with wide tuning ranges of transmission magnitudes and phases. *J Opt Soc Am B*, 2018, 35: 1248
- 31 Mühlenernd H, Georgi P, Pholchai N, et al. Amplitude- and phase-controlled surface plasmon polariton excitation with metasurfaces. *ACS Photonics*, 2016, 3: 124–129
- 32 Li S, Wang G, Li X, et al. All-dielectric metasurface for complete phase and amplitude control based on Pancharatnam-Berry phase and Fabry-Pérot resonance. *Appl Phys Express*, 2018, 11: 105201
- 33 Li H P, Wang G M, Cai T, et al. Phase- and amplitude-control metasurfaces for antenna main-lobe and sidelobe manipulations. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 2018, 66: 5121–5129
- 34 Lee G Y, Yoon G, Lee S Y, et al. Complete amplitude and phase control of light using broadband holographic metasurfaces. *Nanoscale*, 2018, 10: 4237–4245
- 35 Overvig A C, Shrestha S, Malek S C, et al. Dielectric metasurfaces for complete and independent control of the optical amplitude and phase. *Light Sci Appl*, 2019, 8: 92
- 36 Liu W, Li Z, Li Z, et al. Energy-tailorable spin-selective multifunctional metasurfaces with full Fourier components. *Adv Mater*, 2019, 31: 1901729
- 37 Li Z, Cheng H, Liu Z, et al. Plasmonic airy beam generation by both phase and amplitude modulation with metasurfaces. *Adv Opt Mater*, 2016, 4: 1230–1235
- 38 Tittl A, Mai P, Taubert R, et al. Palladium-based plasmonic perfect absorber in the visible wavelength range and its application to hydrogen sensing. *Nano Lett*, 2011, 11: 4366–4369
- 39 Mason J A, Allen G, Podolskiy V A, et al. Strong coupling of molecular and mid-infrared perfect absorber resonances. *IEEE Photon Technol Lett*, 2012, 24: 31–33
- 40 Bagheri S, Strohfeldt N, Sterl F, et al. Large-area low-cost plasmonic perfect absorber chemical sensor fabricated by laser interference lithography. *ACS Sens*, 2016, 1: 1148–1154
- 41 Rifat A A, Rahmani M, Xu L, et al. Hybrid metasurface based tunable near-perfect absorber and plasmonic sensor. *Materials*, 2018, 11: 1091
- 42 Chen K, Adato R, Altug H. Dual-band perfect absorber for multispectral plasmon-enhanced infrared spectroscopy. *ACS Nano*, 2012, 6: 7998–8006
- 43 Ye F, Ye H, Wang X. Design and experimental verification of a perfect dual-band optical metamaterial absorber. *Mod Phys Lett B*, 2017, 31: 1750047
- 44 Li J, Yu P, Tang C, et al. Bidirectional perfect absorber using free substrate plasmonic metasurfaces. *Adv Opt Mater*, 2017, 5: 1700152
- 45 Wang H, Shi L, Lukyanchuk B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics. *Nat Photon*, 2008, 2: 501–505
- 46 Rogers E T F, Lindberg J, Roy T, et al. A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging. *Nat Mater*, 2012, 11: 432–435
- 47 Kitamura K, Sakai K, Noda S. Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam. *Opt Express*, 2010, 18: 4518–4525
- 48 Zuo R, Liu W, Cheng H, et al. Breaking the diffraction limit with radially polarized light based on dielectric metalenses. *Adv Opt Mater*, 2018, 6: 1800795
- 49 Li J, Chen S, Yang H, et al. Simultaneous control of light polarization and phase distributions using plasmonic metasurfaces. *Adv Funct Mater*, 2015, 25: 704–710
- 50 Yu P, Chen S, Li J, et al. Generation of vector beams with arbitrary spatial variation of phase and linear polarization using plasmonic

- metasurfaces. *Opt Lett*, 2015, 40: 3229–3232
- 51 Yu P, Li J, Tang C, et al. Controllable optical activity with non-chiral plasmonic metasurfaces. *Light Sci Appl*, 2016, 5: e16096
- 52 Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission. *Nat Nanotechnol*, 2015, 10: 937–943
- 53 Mueller J P B, Rubin N A, Devlin R C, et al. Metasurface polarization optics: Independent phase control of arbitrary orthogonal states of polarization. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 113901
- 54 Fan Q, Zhu W, Liang Y, et al. Broadband generation of photonic spin-controlled arbitrary accelerating light beams in the visible. *Nano Lett*, 2019, 19: 1158–1165
- 55 Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, et al. Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light. *Science*, 2017, 358: 896–901
- 56 Cui T J, Qi M Q, Wan X, et al. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials. *Light Sci Appl*, 2014, 3: e218
- 57 Liu S, Cui T J, Xu Q, et al. Anisotropic coding metamaterials and their powerful manipulation of differently polarized terahertz waves. *Light Sci Appl*, 2016, 5: e16076
- 58 Menzel C, Helgert C, Rockstuhl C, et al. Asymmetric transmission of linearly polarized light at optical metamaterials. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 253902
- 59 Mutlu M, Akosman A E, Serebryannikov A E, et al. Diodelike asymmetric transmission of linearly polarized waves using magnetoelectric coupling and electromagnetic wave tunneling. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 213905
- 60 Pfeiffer C, Zhang C, Ray V, et al. High performance bianisotropic metasurfaces: Asymmetric transmission of light. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 023902
- 61 Li Z, Chen S, Tang C, et al. Broadband diodelike asymmetric transmission of linearly polarized light in ultrathin hybrid metamaterial. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 201103
- 62 Li Z, Liu W, Cheng H, et al. Simultaneous generation of high-efficiency broadband asymmetric anomalous refraction and reflection waves with few-layer anisotropic metasurface. *Sci Rep*, 2016, 6: 35485
- 63 Hentschel M, Schäferling M, Weiss T, et al. Three-dimensional chiral plasmonic oligomers. *Nano Lett*, 2012, 12: 2542–2547
- 64 Tang Y, Cohen A E. Optical chirality and its interaction with matter. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 163901
- 65 Yin X, Schäferling M, Metzger B, et al. Interpreting chiral nanophotonic spectra: The plasmonic Born-Kuhn model. *Nano Lett*, 2013, 13: 6238–6243
- 66 Liu N, Liu H, Zhu S, et al. Stereometamaterials. *Nat Photonics*, 2009, 3: 157–162
- 67 Zhao Y, Belkin M A, Alù A. Twisted optical metamaterials for planarized ultrathin broadband circular polarizers. *Nat Commun*, 2012, 3: 870
- 68 Zhu A Y, Chen W T, Zaidi A, et al. Giant intrinsic chiro-optical activity in planar dielectric nanostructures. *Light Sci Appl*, 2018, 7: 17158
- 69 Li Z, Liu W, Cheng H, et al. Spin-selective transmission and devisable chirality in two-layer metasurfaces. *Sci Rep*, 2017, 7: 8204
- 70 Yin X, Schäferling M, Michel A K U, et al. Active chiral plasmonics. *Nano Lett*, 2015, 15: 4255–4260
- 71 Wang H, Wang X, Yan C, et al. Full color generation using silver tandem nanodisks. *ACS Nano*, 2017, 11: 4419–4427
- 72 Flauraud V, Reyes M, Paniagua-Domínguez R, et al. Silicon nanostructures for bright field full color prints. *ACS Photonics*, 2017, 4: 1913–1919
- 73 Yang B, Liu W, Li Z, et al. Ultrahighly saturated structural colors enhanced by multipolar-modulated metasurfaces. *Nano Lett*, 2019, 19: 4221–4228
- 74 Yang B, Liu W, Li Z, et al. Polarization-sensitive structural colors with hue-and-saturation tuning based on all-dielectric nanopixels. *Adv Opt Mater*, 2018, 6: 1701009
- 75 Rodrigues S P, Lan S, Kang L, et al. Nonlinear imaging and spectroscopy of chiral metamaterials. *Adv Mater*, 2014, 26: 6157–6162
- 76 Chen S, Zeuner F, Weismann M, et al. Giant nonlinear optical activity of achiral origin in planar metasurfaces with quadratic and cubic nonlinearities. *Adv Mater*, 2016, 28: 2992–2999
- 77 Kang L, Rodrigues S P, Taghinejad M, et al. Preserving spin states upon reflection: Linear and nonlinear responses of a chiral meta-mirror. *Nano Lett*, 2017, 17: 7102–7109
- 78 Chen S, Reineke B, Li G, et al. Strong nonlinear optical activity induced by lattice surface modes on plasmonic metasurface. *Nano Lett*, 2019, 19: 6278–6283
- 79 Walter F, Li G, Meier C, et al. Ultrathin nonlinear metasurface for optical image encoding. *Nano Lett*, 2017, 17: 3171–3175
- 80 Tang Y, Intaravanne Y, Deng J, et al. Nonlinear vectorial metasurface for optical encryption. *Phys Rev Appl*, 2019, 12: 024028
- 81 Wang S, Wu P C, Su V C, et al. Broadband achromatic optical metasurface devices. *Nat Commun*, 2017, 8: 187
- 82 Wang S, Wu P C, Su V C, et al. A broadband achromatic metalens in the visible. *Nat Nanotechnol*, 2018, 13: 227–232
- 83 Li G, Chen S, Pholchai N, et al. Continuous control of the nonlinearity phase for harmonic generations. *Nat Mater*, 2015, 14: 607–612
- 84 Chen S, Li G, Zeuner F, et al. Symmetry-selective third-harmonic generation from plasmonic metacrystals. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 033901
- 85 Almeida E, Shalem G, Prior Y. Subwavelength nonlinear phase control and anomalous phase matching in plasmonic metasurfaces. *Nat Commun*,

2016, 7: 10367

- 86 Gao Y, Fan Y, Wang Y, et al. Nonlinear holographic all-dielectric metasurfaces. *Nano Lett*, 2018, 18: 8054–8061
- 87 Wang L, Kruk S, Koshelev K, et al. Nonlinear wavefront control with all-dielectric metasurfaces. *Nano Lett*, 2018, 18: 3978–3984
- 88 Bar-David J, Levy U. Nonlinear diffraction in asymmetric dielectric metasurfaces. *Nano Lett*, 2019, 19: 1044–1051
- 89 Ye W, Zeuner F, Li X, et al. Spin and wavelength multiplexed nonlinear metasurface holography. *Nat Commun*, 2016, 7: 11930
- 90 Li Z, Liu W, Li Z, et al. Tripling the capacity of optical vortices by nonlinear metasurface. *Laser Photonics Rev*, 2018, 12: 1800164
- 91 Ma M, Li Z, Liu W, et al. Optical information multiplexing with nonlinear coding metasurfaces. *Laser Photonics Rev*, 2019, 13: 1900045
- 92 Li G, Wu L, Li K F, et al. Nonlinear metasurface for simultaneous control of spin and orbital angular momentum in second harmonic generation. *Nano Lett*, 2017, 17: 7974–7979
- 93 Tang Y, Deng J, Li K F, et al. Quasicrystal photonic metasurfaces for radiation controlling of second harmonic generation. *Adv Mater*, 2019, 31: 1901188
- 94 Reineke B, Sain B, Zhao R, et al. Silicon metasurfaces for third harmonic geometric phase manipulation and multiplexed holography. *Nano Lett*, 2019, 19: 6585–6591
- 95 Nookala N, Lee J, Tymchenko M, et al. Ultrathin gradient nonlinear metasurface with a giant nonlinear response. *Optica*, 2016, 3: 283–288
- 96 Almeida E, Bitton O, Prior Y, et al. Nonlinear metamaterials for holography. *Nat Commun*, 2016, 7: 12533
- 97 Segal N, Keren-Zur S, Hendler N, et al. Controlling light with metamaterial-based nonlinear photonic crystals. *Nat Photonics*, 2015, 9: 180–184
- 98 Minerbi E, Keren-Zur S, Ellenbogen T. Nonlinear metasurface Fresnel zone plates for terahertz generation and manipulation. *Nano Lett*, 2019, 19: 6072–6077
- 99 Ohana D, Desiatov B, Mazurski N, et al. Dielectric metasurface as a platform for spatial mode conversion in nanoscale waveguides. *Nano Lett*, 2016, 16: 7956–7961
- 100 Li Z, Kim M H, Wang C, et al. Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces. *Nat Nanotechnol*, 2017, 12: 675–683
- 101 Zhang Y, Li Z, Liu W, et al. Spin-selective and wavelength-selective demultiplexing based on waveguide-integrated all-dielectric metasurfaces. *Adv Opt Mater*, 2019, 7: 1801273
- 102 Gan F, Li H, Chen J. Tailoring the emission polarization with metasurface-based emitters designed on a plasmonic ridge waveguide. *Nanoscale*, 2019, 11: 7140–7148
- 103 Wang C, Li Z, Kim M H, et al. Metasurface-assisted phase-matching-free second harmonic generation in lithium niobate waveguides. *Nat Commun*, 2017, 8: 2098
- 104 Zong W, Huang G B. Face recognition based on extreme learning machine. *Neurocomputing*, 2011, 74: 2541–2551
- 105 Mohammed A A, Minhas R, Wu Q M J, et al. Human face recognition based on multidimensional PCA and extreme learning machine. *Pattern Recognit*, 2011, 44: 2588–2597
- 106 Guo G, Li S Z, Chan K L. Support vector machines for face recognition. *Image Vision Comput*, 2001, 19: 631–638
- 107 Biamonte J, Wittek P, Pancotti N, et al. Quantum machine learning. *Nature*, 2017, 549: 195–202
- 108 Schuld M, Killoran N. Quantum machine learning in feature Hilbert spaces. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 040504
- 109 Lau H K, Pooser R, Siopsis G, et al. Quantum machine learning over infinite dimensions. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 080501
- 110 Ristè D, da Silva M P, Ryan C A, et al. Demonstration of quantum advantage in machine learning. *npj Quantum Inf*, 2017, 3: 16
- 111 Zhu J Y, Zhang R, Pathak D, et al. Toward multimodal image-to-image translation. *Adv Neural Inf Process Syst*, 2017, 36: 465–476
- 112 Chung H, Miller O D. High-NA achromatic metalenses by inverse design. *Opt Express*, 2020, 28: 6945–6965
- 113 Peurifoy J, Shen Y, Jing L, et al. Nanophotonic particle simulation and inverse design using artificial neural networks. *Sci Adv*, 2018, 4: eaar4206
- 114 Liu D, Tan Y, Khoram E, et al. Training deep neural networks for the inverse design of nanophotonic structures. *ACS Photonics*, 2018, 5: 1365–1369
- 115 Ma W, Cheng F, Liu Y. Deep-learning-enabled on-demand design of chiral metamaterials. *ACS Nano*, 2018, 12: 6326–6334
- 116 Liu Z, Zhu D, Rodrigues S P, et al. Generative model for the inverse design of metasurfaces. *Nano Lett*, 2018, 18: 6570–6576
- 117 Liu Z, Liu X, Xiao Z, et al. Integrated nanophotonic wavelength router based on an intelligent algorithm. *Optica*, 2019, 6: 1367–1373
- 118 An S, Fowler C, Zheng B, et al. A deep learning approach for objective-driven all-dielectric metasurface design. *ACS Photonics*, 2019, 6: 3196–3207
- 119 Zhang Q, Liu C, Wan X, et al. Machine-learning designs of anisotropic digital coding metasurfaces. *Adv Theor Simul*, 2019, 2: 1800132
- 120 Gao L, Li X, Liu D, et al. A bidirectional deep neural network for accurate silicon color design. *Adv Mater*, 2019, 31: 1905467

Summary for “超表面多维光场调控及基于机器学习的优化”

## Multi-dimensional manipulation of optical field with metasurfaces and its optimization based on machine learning

Dina Ma<sup>1</sup>, Zhi Li<sup>1</sup>, Hua Cheng<sup>1,\*</sup> & Shuqi Chen<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup> The Key Laboratory of Weak Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, TEDA Institute of Applied Physics, School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

<sup>2</sup> The Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;

<sup>3</sup> Collaborative Innovation Center of Light Manipulations and Applications, Shandong Normal University, Jinan 250358, China

\* Corresponding authors, E-mail: hcheng@nankai.edu.cn; schen@nankai.edu.cn

Metasurfaces, as two-dimensional artificial subwavelength nanostructures, have shown novel optical phenomena and abilities of flexible and multi-dimensional optical field manipulation with a more integrated platform. Relative to the metasurfaces with single-dimensional manipulation, the metasurfaces with multi-dimensional manipulation of optical fields show significant advantages in various practical application areas, such as optical holograms, sub-diffraction imaging, generating vector optical fields, and so on. However, the design of metasurfaces with multi-dimensional manipulation of optical fields is more complex in most cases. Optimization based on machine learning can effectively lower the difficulty of the design and achieve more accurate multi-dimensional manipulation, which has attracted great interest in recent years. In this review, we firstly classified and discussed the recent advances of two-dimensional manipulation of optical fields with metasurfaces. Then, we further introduced the multi-dimensional manipulation method of optical fields based on machine learning.

We first provide a following classification and review recent works related to two-dimensional manipulation of optical fields with metasurfaces. (1) Manipulating amplitude and phase of optical fields simultaneously. In scalar optics, the transmission of complete optical field information requires both amplitude and phase modulations, as the wave equation implies. Thus, the metasurfaces with both amplitude and phase manipulation can provide full optical field information and better performance in various areas, such as optical holograms, energy-tailorable metasurfaces, generating Airy beams and bidirectional perfect absorbers. (2) Manipulating phase and polarization of optical fields simultaneously. In vectorial optics, many intriguing phenomena occur which seem impossible in scalar optics. However, in conventional optics, complex optical systems including polarizers and curved mirrors are often required to achieve simultaneous manipulation of phase and polarization. Metasurfaces with both phase and polarization manipulation can be utilized to achieve various novel functionalities, such as generating vector beams, giant optical activity without chiral structures, chiral holograms, arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light and anisotropic coding metasurfaces, with an integrated optical system. (3) Manipulating amplitude and polarization of optical fields simultaneously. Utilizing the abundant interlayer effects provided by metasurfaces, one can tailor their reflection, transmission, and absorption properties of electromagnetic waves in different polarization states. Metasurfaces with both amplitude and polarization manipulation can be utilized to achieve various novel phenomena which are difficult to be realized in conventional optics, such as asymmetric transmission and giant circular dichroism. (4) Manipulating frequency and amplitude of optical fields simultaneously. In linear optical region, the unique frequency-dependent absorption and scattering properties of metasurfaces in the visible frequencies are utilized to print color at the nanoscale, which is known as structural colors. In nonlinear optical region, the exponential relationship between the intensities of the nonlinear optical signal and the fundamental frequency signal, many optical phenomena can be further amplified, such as circular dichroism. (5) Manipulating frequency and phase of optical fields simultaneously. In linear optical region, achromatic meta-lenses can be realized by utilizing the dispersion characteristics of different nano antennas to compensate for phase dispersion at different frequencies. In nonlinear optical region, metasurfaces with efficient phase modulation of nonlinear waves have received great attention in recent years for their great value in the realization of many novel nonlinear functionalities, such as multiplexed holograms, multiplexed coding meta-devices, and terahertz generators. (6) Multi-dimensional manipulation of on-chip optical field. With the integration with the waveguides, metasurfaces can also realize multi-dimensional manipulation of on-chip optical field. Metasurfaces consisting of phased nanoantennas can be used to control guided waves via strong optical scattering at subwavelength intervals. Different on-chip meta-devices have been demonstrated based on this design principle, such mode converters, spin-selective and wavelength-selective demultiplexing devices, polarization emitters, waveguide devices supporting asymmetric optical power transmission and phase-matching-free second harmonic generator.

Then, we introduce the new multi-dimensional manipulation method of optical fields based on machine learning. The manipulation method based on machine learning can quickly obtain the optimal structural parameter solution in a huge parameter space, which improves the efficiency of parameter optimization exponentially. At the same time, machine learning can be used to design complex discrete structures, which breaks the period limitation of conventional devices. The optical field manipulation with metasurfaces based on machine learning has great application value in metalens, holographic imaging, coding metasurface and so on.

**metasurface, multi-dimensional manipulation of optical field, physical optics, nonlinear optics, machine learning**

doi: 10.1360/TB-2020-0023