中国科学: 物理学 力学 天文学 2026 年 第 56 卷 第 10 期: 104211
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

# 基于超构表面的任意偏振态几何相位波前调控

胡东[1], 陈智全[1*], 黄微微[1], 杨钧陶[1], 杨惟智[1], 陈洁[3], 贺龙辉[1], 许辉[1*], 侯海良[1*], 杨辉[2*]

1. 湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205
2. 湖南师范大学物理与电子科学学院, 长沙 410081
3. 湖南工商大学计算机学院, 长沙 410205
*联系人, 陈智全, E-mail: zqchen0106@hutb.edu.cn; 许辉, E-mail: xuhui@hutb.edu.cn; 侯海良, E-mail: hhlcj1732@126.com; 杨辉, E-mail: yangh1023@126.com

收稿日期: 2026-02-11; 接受日期: 2026-03-17; 网络出版日期: 2026-04-17
湖南省自然科学基金(编号: 2023JJ40218, 2022JJ30201)资助项目

**摘要** 超构表面可以在亚波长尺寸内任意调控光子的多个物理维度, 为轻量化和小型化光子器件提供了变革性解决方案. 在超构表面诸多相位调控机制中, 几何相位备受科研人员关注, 这归因于其直观且相对容易实现, 此外, 几何相位结构固定的尺寸会降低微纳加工的难度. 然而, 几何相位的获取伴随着圆偏振态的正交转化, 且这一过程局限于光源的圆偏振性. 为克服这一局限性, 本文提出了一种一般化的波前调控方法, 可以在任意的偏振态下实现几何相位调制. 这一方法的核心理念是利用偏振调制波片将任意偏振光转换为圆偏振光, 并将几何相位赋予圆偏振光, 由此构建起几何相位阵列堆叠在偏振调制阵列上的自由站立式双层超构表面. 作为原理的验证, 我们在庞加莱球上任意选取了6个偏振态(线偏振、圆偏振和椭圆偏振), 并设计了对应的超构表面, 展示了焦点偏移、轴上变焦和聚焦涡旋等波前调控功能. 此外, 进一步将几何相位与传输相位结合, 展示了椭圆偏振复用的全息成像. 本文提出的波前调控方法将几何相位拓展到任意的偏振态, 为任意偏振态下的波前调控提供了全新的思路.

**关键词** 超构表面, 偏振调制, 几何相位, 波前调控, 全息成像

**PACS:** 42.79.-e, 42.25.Ja, 03.65.Vf, 42.40.-i

## 1 引言

超构表面, 是由亚波长金属或介电结构组成的二维平面阵列, 由于其非凡的电磁特性, 可在透射或反射模式下灵活地调制电磁波的相位、偏振和振幅[1–3]. 通过调整元原子的几何参数或旋转角度[4–7], 能够按需引入额外的相位梯度或表面动量, 这促使了斯涅耳定律向广义斯涅耳定律的演变. 这种能力使其广泛应用于全息束[8–10]、平面透镜[11,12]、矢量光场控制[13–15]、信息编码等领域[16–18]. 其中, 超构表面的相位控制在

**引用格式:** 胡东, 陈智全, 黄微微, 等. 基于超构表面的任意偏振态几何相位波前调控. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 104211
Hu D, Chen Z, Huang W, et al. Geometric phase wavefront manipulation for arbitrary polarization states based on metasurfaces (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 104211, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0088

© 2026《中国科学》杂志社 

电磁波调控方面发挥着巨大的作用，通过超构表面可以获得多种不同的相位类型[19–22].

超构表面所能赋予的相位包括四种，分别是共振相位、传播相位、迂回相位和几何相位. 共振相位源于元原子内部局域电子的共振振荡效应，当入射光频率与其共振频率匹配时，会引起局域场增强和急剧的相位变化[23,24]. 传播相位是光在几何尺寸(如高度、截面积)或折射率各异的元原子中传播时，因有效光程差异引起的线性相位累积效应[25,26]. 迂回相位则是在一个超晶胞周期内, 通过横向偏移或排列相同形状的散射单元，利用其空间位移对衍射光波前进行线性相位编码[27,28]. 几何相位又称Pancharatnam-Berry (PB)相位, 可通过有序旋转元原子获取, 其相位值与元原子旋转角呈现2倍线性关系[29–32]. 这一机制不仅赋予了几何相位超构表面天然的宽带特性，更因其简单控制元原子旋转角度即可精确操纵入射光相位，极大简化了器件的设计与制备流程, 因此在各类光学设计中备受关注[33–35].

然而，几何相位的获取必然伴随圆偏振态的正交转化过程(即左旋与右旋圆偏振光相互转换). 因此, 这一相位调控机制本质上是为圆偏振光设计的，对其他偏振光并不直接适用[36,37]，该特性导致几何相位超构表面操作难以适配以任意偏振光为主流的现代光学研究场景[38–40]. 为克服这一局限性，Dorrah等人[41]通过堆叠两层四分之一波片构成自由站立式双层超构表面, 让线偏振态在庞加莱球上完成闭合轨迹演化, 解决了线偏振态的纯几何相位调制. Arbabi等人[42]通过对两层具有不同几何相位分布的波片型纳米结构进行琼斯矩阵组合，实现了从任意输入偏振态到任意输出偏振态与相位分布的完全联合调控. 然而，基于超构表面的任意偏振态下几何相位调制目前还未实现[43,44].

本文通过引入偏振调制与几何相位联合调控的理念，利用偏振调制波片将任意偏振光转换为圆偏振光, 并将圆偏振光赋予几何相位，进而实现任意偏振态下的几何相位调制. 由此构建起几何相位阵列堆叠在偏振调制阵列上的自由站立式双层超构表面. 我们设计并展示了超构表面分别在线偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光入射下的焦点偏移、轴上变焦以及聚焦涡旋相位调制功能. 仿真计算结果与设计值最大误差为2.75%，焦点半高全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)接近于衍射极限. 不仅如此，我们还将几何相位与传输相位结合，展示了正交椭圆偏振下的全息复用成像, 全息图像与目标图像的峰值信噪比(Peak Signal-to-Noise Ratio, PSNR)大于20 dB. 本文提出的波前调控方法将几何相位扩展到任意偏振态，为任意偏振态下的波前调控提供了一种全新的思路.

## 2　超构器件波前调控原理

图1展示了本文提出的自由站立式双层超构表面结构, 该结构由下到上依次为$SiO_2$衬底和双层a:Si-H介质. 双层a:Si-H介质阵列结构的功能分别是偏振调制和几何相位调控. 底部的偏振调制阵列(见图1中蓝色纳米柱)由尺寸相同的a:Si-H纳米柱单元组成. 通过对纳米柱单元的尺寸进行优化设计，可使阵列对入射光产生特定的相位延迟，进而将入射的任意偏振光转换为圆偏振光. 顶部的几何相位阵列(见图1中黄色纳米柱)由具有特定面内旋转角度的半波片单元组成, 通过精心排布半波片单元的面内旋转角，可实现对圆偏振光的正交偏振态特定波前调控.

半波片的几何相位调控原理如图1右侧黄色虚线框所示，从中可以看出半波片旋转角度与几何相位之间有一个2倍的关系(即$\varphi=2\theta'$). 图1左侧虚线框流程展示了该双层超构表面对入射的任意偏振光波前调控机制. 当入射任意偏振光到超构表面时, 底部偏振调制阵列将入射的任意偏振光转换为圆偏振光，然后圆偏振光经预先设计的几何相位阵列实现诸如聚焦、全息成像、涡旋光斑生成等多样化的波前调控功能.

偏振调制阵列可将入射的任意正交偏振光转换为正交的圆偏振光，并在此过程中赋予最终的圆偏振光几何相位，是实现几何相位对任意偏振光操作的核心组件. 偏振调制阵列中的结构单元采用双折射特性的矩形纳米柱，每个矩形纳米柱呈现周期性排布. 入射线偏振光沿矩形纳米柱长轴和短轴传播分别获得不同的相位延迟, 这种特性可用如下琼斯矩阵描述:

$$J = R(\theta)\begin{pmatrix} e^{i\delta_f} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_s} \end{pmatrix} R(-\theta), \tag{1}$$

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

其中, $\delta_s$和$\delta_f$分别表示线偏振光沿长轴和短轴方向所获得的相位延迟，$\theta$表示结构的面内旋转角，$R(\theta)$表示旋转矩阵. 将等式(1)和(2)展开得到:

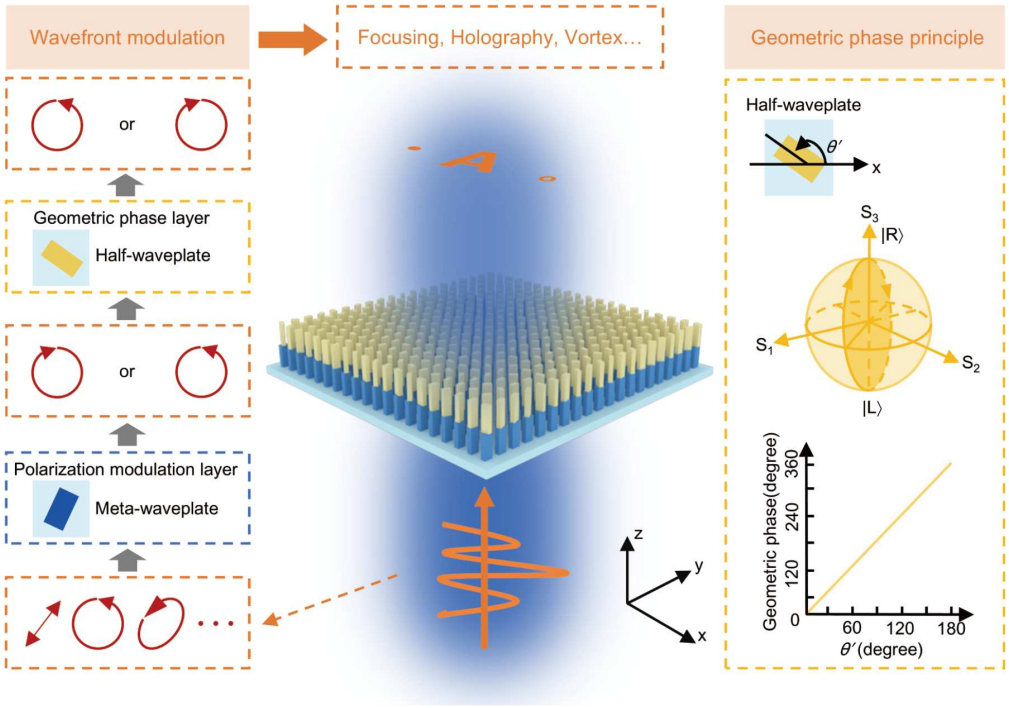



**图 1**　(网络版彩图)基于几何相位自由站立式双层超构表面结构示意图. 蓝色纳米柱为底部偏振调制阵列, 黄色纳米柱为顶部几何相位阵列. 偏振调制层可将入射的任意偏振光转换为圆偏振光, 几何相位层将圆偏振光信息编码为特定的波前相位分布. 左侧虚线框流程表明几何相位对入射的任意偏振光波前调控机制. 右侧虚线框表示具有特定面内旋转角度的半波片等效为几何相位

**Figure 1**　(Color online) Schematic of the geometric phase-based free-standing bilayer metasurface structure. The blue nanopillars represent the bottom polarization modulation array, and the yellow nanopillars represent the top geometric phase array. The polarization modulation layer can convert any incident polarized light into circularly polarized light, and the geometric phase layer encodes the circularly polarized light information into a specific wavefront phase distribution. The dashed box on the left illustrates the mechanism of wavefront modulation of arbitrarily polarized incident light by geometric phase. The dashed box on the right shows that a half-wave plate with a specific in-plane rotation angle is equivalent to a geometric phase element.

$$J=\begin{pmatrix}\cos\frac{\Delta}{2}-\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\cos2\theta & -\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\sin2\theta\\ -\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\sin2\theta & \cos\frac{\Delta}{2}+\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\cos2\theta\end{pmatrix}, \tag{3}$$

其中, $\Delta$表示相位延迟($\Delta=\delta_s-\delta_f$). 当任意偏振光$E_{\mathrm{in}}=(A\mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha}, B\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta})^{\mathrm{T}}$入射至矩形纳米柱单元(琼斯矩阵$J$)时, 输出偏振光:

$$\begin{aligned}E_{\mathrm{out}}&=JE_{\mathrm{in}}=\begin{pmatrix}E_x\\E_y\end{pmatrix}\\&=\begin{pmatrix}\left(\cos\frac{\Delta}{2}-\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\cos2\theta\right)A\mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha}+\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\sin2\theta B\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta}\\-\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\sin2\theta A\mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha}+\left(\cos\frac{\Delta}{2}+\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\cos2\theta\right)B\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta}\end{pmatrix}.\end{aligned} \tag{4}$$

因此, 针对任意偏振光入射至偏振调制阵列, 确定其每一个矩形纳米柱单元的$\Delta$和$\theta$, 使$E_{\mathrm{out}}$的$E_x$和$E_y$振幅相等且相位差为$\pm\pi/2$, 即可将任意偏振光转换为圆偏振光. 令等式(3)中的$\theta$分别等于$\pi/4$和0可得:

$$J(\pi/4)=\begin{pmatrix}\cos\frac{\Delta}{2} & -\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\\ -\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2} & \cos\frac{\Delta}{2}\end{pmatrix}, \tag{5}$$

$$J(0)=\begin{pmatrix}\cos\frac{\Delta}{2}-\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2} & 0\\ 0 & \cos\frac{\Delta}{2}+\mathrm{i}\sin\frac{\Delta}{2}\end{pmatrix}. \tag{6}$$

针对线偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光入射到超构表面的情况, 本文设计了三种偏振调制阵列. 第一种是当入射$x$线偏振光$E_{\mathrm{in},x}=(1\ \ 0)^{\mathrm{T}}$和$y$线偏振光$E_{\mathrm{in},y}=(0\ \ 1)^{\mathrm{T}}$经过$\theta=\pi/4$和$\Delta=\pi/2$的矩形纳米柱时, 输出右旋圆偏振光(RCP)和左旋圆偏振光(LCP). 第二种是当入射LCP ($E_{\mathrm{in,\,lcp}}=(1\ \ i)^{\mathrm{T}}$)和RCP($E_{\mathrm{in,rcp}}=$

$(1\ \ -i)^{\mathrm{T}}$)经过$\theta=0$和$\Delta=\pi$的矩形纳米柱时, LCP和RCP分别被转换为RCP和LCP. 第三种是当入射左旋椭圆偏振光($E_{\mathrm{in,\,lep}}=\left(1\ \ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi/4}\right)^{\mathrm{T}}$)和右旋椭圆偏振光($E_{\mathrm{in,\,rep}}=\left(1\ \ \mathrm{e}^{-\mathrm{i}3\pi/4}\right)^{\mathrm{T}}$)经过$\theta=0$和$\Delta=\pi/4$的矩形纳米柱时, 左旋椭圆偏振光和右旋椭圆偏振光分别被转换为LCP和RCP.

本文通过确定矩形纳米柱的$\theta$和$\Delta$, 可将入射至偏振调制阵列上的线偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光转换为圆偏振光, 从而确保后续几何相位阵列可对任意偏振光实现多样化的光束调控功能. 此外, 为了满足几何相位调控, 顶部几何相位阵列全部为半波片, 其相位延迟与偏振调制阵列中的圆偏振调制波片相同, 均为$\pi$.

## 3　单元结构模拟与设计

接下来需要设计特定的超构表面结构单元以满足需要的相位延迟. 我们选择低损耗a:Si-H作为单元结构[45], 在工作波长635 nm下该材料的复折射率为2.9529 + 0.0095i, 且具有高透射率. $SiO_2$在可见波段和近红外波段下具有高透明性和低吸收损耗, 可以用作超构表面的衬底. 图2(a)展示了超构表面单元结构示意图, 该单元结构由底部偏振调制波片和顶部半波片堆叠在$SiO_2$衬底上组成, 高度均为$H$ = 600 nm, $h$为衬底高度. 图2(b)为超构表面单元结构俯视图, 单元结构周期$P$ = 400 nm, $L_1$和$W_1$为底部偏振转换波片的长和宽. $L_2$和$W_2$为顶部半波片的长和宽, 且半波片通过旋转角度$\theta'$引入几何相位. 利用时域有限差分方法对矩形纳米柱a:Si-H进行模拟仿真计算, 通过改变其长($L$)和宽($W$)从50到250 nm, 获取透射率和相位延迟图像. $L_1$, $W_1$以及$L_2$, $W_2$是由a:Si-H的$L$和$W$协同变化所引起的相位延迟和透射率共同确定的. 入射波为635 nm线偏振光, 在$x$和$y$方向上设置为周期边界条件, $z$方向上设置为完美匹配层. 图2(c)和(d)分别是在$x$和$y$线偏振入射下模拟计算得到的a:Si-H相位延迟$\varphi_x$和$\varphi_y$, 二者呈现0−2$\pi$的相位分布, 可为偏振调制波片和半波片的$\Delta$提供前提条件. 图2(e)画出了相位差$|\varphi_x-\varphi_y|$随a:Si-H尺寸变化的图像. 从中可根据顶部半波片和底部偏振调制波片的$\Delta$值, 获取不同$\Delta$所对应的结构尺寸. 依据$\Delta$值的匹配度和高透射率这两个条件, 我们得到顶部半波片尺寸为108 nm × 188 nm, 对应图中的菱形标识. 利用同样的匹配方法, 对于$\Delta=\pi$, $\pi/2$, $\pi/4$的底部偏振调制波片, 选取的尺寸分别为213 nm × 119 nm, 142 nm × 217 nm和158 nm × 230 nm, 分别对应图中的正方形、三角形和圆形标识. 值得注意的是, 虽然顶部半波片的相位延迟与偏振调制阵列中的圆偏振调制波片相同, 但在尺寸选择上有所区别, 目的是保证层间堆叠时的结构稳定性以及对两种波片的调制功能进行区分. 图2(f)是在$x$线偏振光入射下模拟计算得到a:Si-H透射率$T$, 所选半波片和偏振调制波片尺寸的透射率均大于0.8. 较高透射率可以使得所设计的偏振调制阵列能够保证高效的偏振转换能力, 同时为几何相位阵列的相位编码提供了稳定的光场, 避免因能量衰减导致的相位调控偏差, 有效增强了偏振调制阵列与几何相位阵列协同调控的整体性能.

## 4　任意偏振下几何相位超透镜功能展示

几何相位超构表面在光束整形和聚焦领域展现出突出的能力, 可以设计功能多样的超构透镜, 在成像、显示和计算等领域具有潜在应用. 为验证一般化的任意偏振态下的几何相位波前调控, 本文针对超构表面进行了三组差异化的超透镜功能仿真计算. 它们分别是$x$线偏振光和$y$线偏振光入射下超透镜的焦点偏移特性、RCP和LCP入射下超透镜的轴上焦距调控, 以及正交椭圆偏振光入射下不同拓扑电荷的聚焦涡旋效果.

超构透镜仿真所涉及的几何相位由半波片阵列经过精心布局一定的旋转角度来实现. 当圆偏振光经过具有旋转角度的半波片时, 出射光的旋向会发生反转, 并获得一个附加相位, 该相位是旋转角度的2倍, 即

$$\varphi=\pm 2\theta', \tag{7}$$

其中, ±取决于入射圆偏振光的旋向, $\varphi$为几何相位, $\theta'$为半波片旋转角度. 若半波片的空间位置发生改变, 则出射光会获得一个空间变化的几何相位分布:

$$\varphi(x,y)=\pm 2\theta'(x,y). \tag{8}$$

因此, 通过精心排布半波片的空间位置及旋转角度, 可以任意定制出射光的相位轮廓. 三组差异化的透镜公式可写为

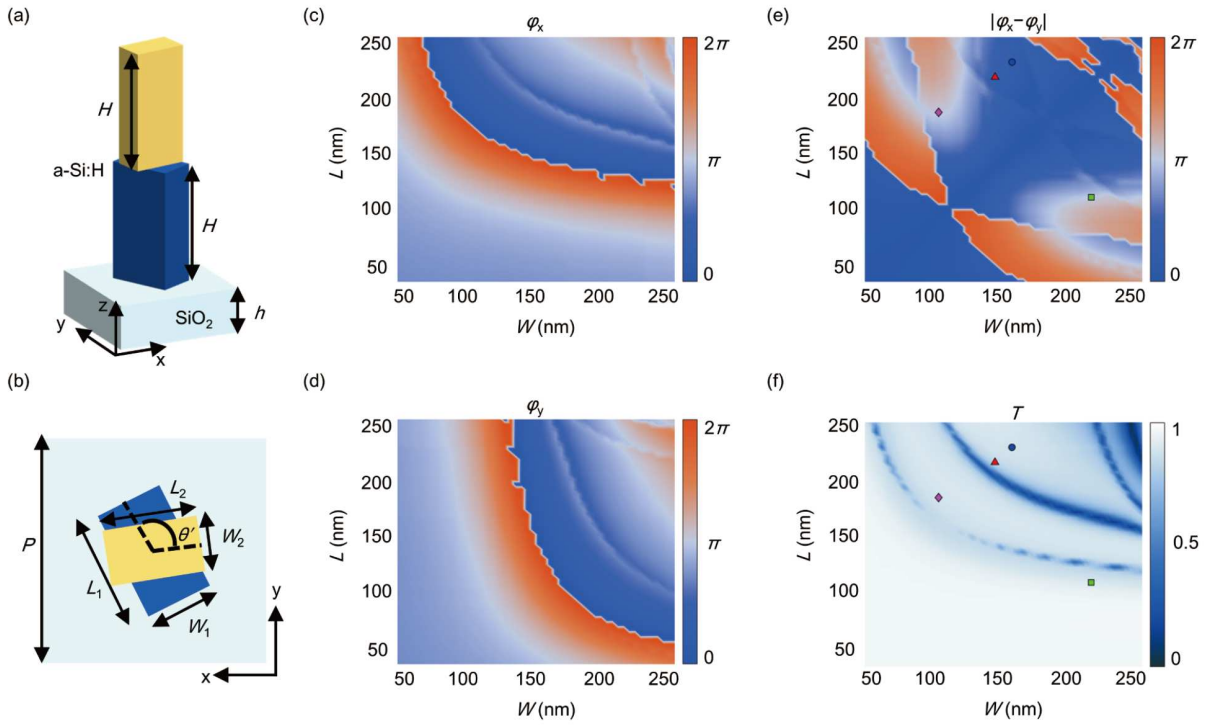



**图 2**　(网络版彩图)超构表面单元结构模拟和设计. 单元结构立体图(a)和俯视图(b). 在$x$和$y$线偏振光入射下模拟计算得到的相位延迟$\varphi_x$ (c)和$\varphi_y$ (d)随结构尺寸变化的图像. (e) 相位差$|\varphi_x-\varphi_y|$去匹配偏振调制波片和半波片的$\Delta$, 获取对应的结构尺寸. (f) $x$线偏振光入射下模拟计算得到的透射率$T$随结构尺寸变化的图像

**Figure 2**　(Color online) Simulation and design of the metasurface unit cell. The perspective (a) and top (b) views of the unit cell structure. The simulated phase delays $\varphi_x$ (c) and $\varphi_y$ (d) as a function of structural dimensions under $x$-polarized and $y$-polarized incident light. (e) Determination of the corresponding structural dimensions by matching the phase difference $|\varphi_x-\varphi_y|$ to the phase shift $\Delta$ of the polarization-modulated waveplate and half-wave plate. (f) Simulated transmittance $T$ as a function of structural dimensions under $x$-polarized incident light.

$$\varphi(x,y)=\pm\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{(x\pm g)^2+y^2+f^2}-f\right)+\ell\arctan2(y,x), \tag{9}$$

其中, $g$表示焦点偏移量, $f$表示焦距, $\ell$表示生成涡旋光斑的拓扑电荷值, $\lambda$表示入射波长, $x$和$y$表示超构透镜的平面坐标.

本文中, 超构透镜的工作波长为635 nm, 超构透镜面积为20 μm × 20 μm, 焦距分别设计为15和20 μm, 对应的数值孔径(Numerical Aperture, NA)分别为0.56和0.45. 图3表征了超构透镜的聚焦效应, 红色曲线是焦点所在平面的电场强度分布, 黑色虚线表示焦点场强最大位置. 此外, 为表征焦点光斑的大小引入FWHM, 在图中用绿色箭头和绿色虚线表示.

由图3(a)和(b)的仿真计算结果可知, 当分别入射$x$线偏振光和$y$线偏振光时, 焦点在$x$方向发生一定的偏移, 偏移量分别为−3.96和3.89 μm, 与理论设计偏移值∓4 μm对比误差仅为1.01%和2.75%, 误差处于较小范围内. 在焦距相同条件下, 偏移量应具备良好的一致性. 这里出现偏移量差异的情况, 是由于设定不同焦距所导致的, 同时也用于验证不同焦距对应的焦点偏移特性. 为验证超透镜轴上变焦焦距的准确性, 对LCP与RCP入射条件分别展开仿真计算, 提取电场数据计算出超透镜焦距为20.02和15.39 μm, 与理论设计对比误差小于2.60%, 如图3(c)和(d)所示, 误差结果表明所设计的超透镜焦距具有较高的准确性. 图3(e)和(f)结果表明, 针对正交椭圆偏振光入射的情形, 所设计的超透镜能够有效生成聚焦涡旋. 涡旋光斑处于焦平面$x$-$y$中心处, 且中心的电场强度接近0, 这一现象对应相位奇点的产生. 拓扑电荷的计算基于相位梯度的环路积分方法. 首先, 提取聚焦涡旋的相位分布图, 通过数值差分计算其相位梯度. 随后, 以相位奇点为圆心, 设定半径为0.5 μm的圆形闭合路径, 对闭合路径上的相位梯度与线元进行累加, 得到绕相位奇点一周的总相位变化. 最后, 对总相位进行归一化处理, 计算出

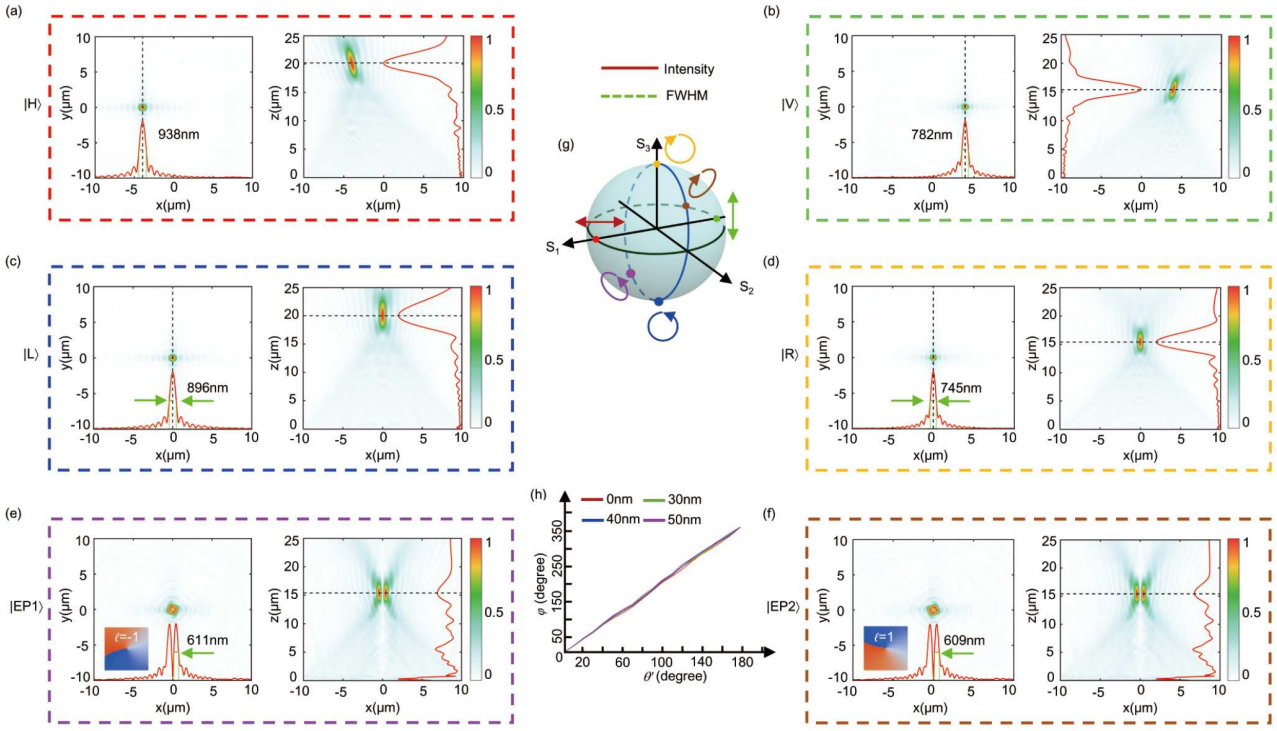



**图 3**　(网络版彩图)超构透镜的聚焦性能展示. 在$x$和$y$线偏振光入射下超透镜焦点在$x$方向分别偏移至−3.96 μm (a)和3.89 μm (b). 在LCP和RCP入射下所设计的超透镜轴上变焦焦距分别为20.02 μm (c)和15.39 μm (d). 在正交椭圆偏振光入射下生成聚焦涡旋, 中心出现相位奇点, 计算其拓扑电荷分别为$\ell = -1$ (e)和$\ell = 1$ (f), 如内嵌图所示. (g) 入射至超透镜的线偏振光、圆偏振光、正交椭圆偏振光在庞加莱球上的表征. (h) 几何相位阵列发生50 nm以内的横向偏移时, 对超透镜相位调制影响较小

**Figure 3**　(Color online) Focusing performance demonstration of the metalens. Under $x$-polarized and $y$-polarized incident light, the focal point of the metalens shifts in the $x$-direction to −3.96 μm (a) and 3.89 μm (b). Under LCP and RCP incident light, the designed metalens achieves on-axis zooming with focal lengths of 20.02 μm (c) and 15.39 μm (d). Under incident orthogonal elliptically polarized light, focused optical vortices are generated with phase singularities at the center, and their calculated topological charges are $\ell = -1$ (e) and $\ell = 1$ (f), as shown in the insets. (g) Representation of linearly polarized, circularly polarized, and orthogonal elliptically polarized light incident on the metalens on the Poincaré sphere. (h) When the geometric phase array undergoes a lateral shift within 50 nm, the impact on the metalens phase modulation is relatively small.

拓扑电荷值$\ell$分别为−1和1, 如图3(e)和(f)中的内嵌图所示, 与预先设定的拓扑电荷设计值一致. 不仅如此, 该结构的超透镜具有普适性, 可拓展到庞加莱球上任意一点的聚焦场景, 如图3(g)所示. 与此同时, 透镜NA为0.56和0.45下的FWHM最大值分别为938和782 nm, 与衍射极限(定义为$\lambda / 2\mathrm{NA}$)的比值约为1.3. 以上结果表明, 超构透镜具备良好的聚焦性能. 其中, 在计算聚焦涡旋的FWHM时, 只取单个峰值来计算, 这样做的原因是双峰是关于中心对称分布的, 且形态和尺寸均一致. 因此, 计算其中一个峰值的FWHM, 即可代表聚焦涡旋光斑的特征.

另外, 考虑到超构透镜在实际制备中可能存在的对准误差, 我们扫描并分析了几何相位阵列的横向偏移对透镜相位调制的影响, 如图3(h)所示. 在保证横向偏移不超出透镜有效边界的情况下, 以间隔为10 nm扫描了6个偏移量, 取其中4个偏移量进行分析. 图中可以看出, 4条曲线的几何相位随旋转角度变化趋势一致且紧密贴合, 未出现相位突变. 因此, 几何相位阵列的最大横向偏移量应限制在50 nm以内, 确保透镜的实际几何相位偏差小于10°, 处于可接受范围内. 此外, 当前多层超构表面的对准工艺误差在30 nm以内, 小于50 nm容忍界限, 这使得透镜在实际加工工艺中对对准误差具有很好的实用性和鲁棒性.

## 5　椭圆偏振复用的全息成像展示

为进一步证实该超构表面具有任意偏振复用的能力, 本文对入射的正交椭圆偏振光进行全息成像模拟计算展示. 在这里, 几何相位阵列单元替换为几何相位与传播相位结合调控的复合结构, 实现两种相位机

制的联合调控，底部偏振调制阵列将入射正交椭圆偏振光转换为圆偏振光.

正交椭圆偏振复用超构表面的全息成像模拟如图4(a)所示，全息图像“A”和“B”分别被预先编码至正交椭圆偏振信道中，并预设在与超构表面同轴且距离为$z$ = 140 μm成像平面处. 首先，635 nm波长激光束经过准直透镜(Collimating Lens)后被转换为平行光束，平行光束经起偏器(Linearly Polarizer, LP)筛选后得到线偏振光. 然后线偏振光经相位延迟π/4的偏振片(Delay 45°)转换为正交椭圆偏振光. 最后正交椭圆偏振光照射至超构表面，在$z$ = 140 μm的目标平面上重构出全息图像“A”和“B”. 图4(b)展示了该正交椭圆偏振复用超构表面的相位设计过程，首先通过改进的GS (Gerchberg-Saxton)算法结合菲涅耳衍射公式，分别计算目标图像“A”和“B”对应的相位分布$\varphi_A$和$\varphi_B$，然后利用干涉策略对$\varphi_A$和$\varphi_B$进行偏振复用，将$\varphi_A$和$\varphi_B$分别赋值给RCP和LCP通道，得到对应的偏振依赖相位分布. 最终将复用后的相位逐像素地赋予超构表面单元结构. 所设计的全息图像素点为500 × 500，面积为200 μm × 200 μm.

为了将每个像素点相位映射到超构表面单元结构上，我们构建了传播相位调控单元结构数据库，通过优化算法实现全息相位与元原子尺寸加旋向的双参数匹配设计. 首先建立8 × 8纳米结构阵列数据库，并设置50 × 50的相位参数搜索空间，随后加载预先计算的相位分布和透射率数据作为基础数据库. 通过构建复数域误差函数，在每个结构单元对应的参数空间中进行全局搜索，以最小化目标相位与元原子实际传播相位响应之间的差异为目标，将最优相位映射为具体的纳米结构尺寸，完成传播相位与尺寸的绑定. 在此基础上，依据几何相位与结构旋向角的内在关联，将解耦得到的偏振依赖相位分量转化为对应的元原子旋向角参数. 最终，从构建的元原子数据库中选择对应尺寸，结合解算得到的旋向角参数，实现所有像素点到尺寸加旋向的双参数单元结构的完整映射，从而构建传播相位与几何相位协同调控的全息成像超构表面.

图4(c)是目标图像(Target Image)、计算图像(Calculated Image)、远场重建图像(Reconstructed Image)的对比. 目标图像与远场重建图像在整体轮廓、关键

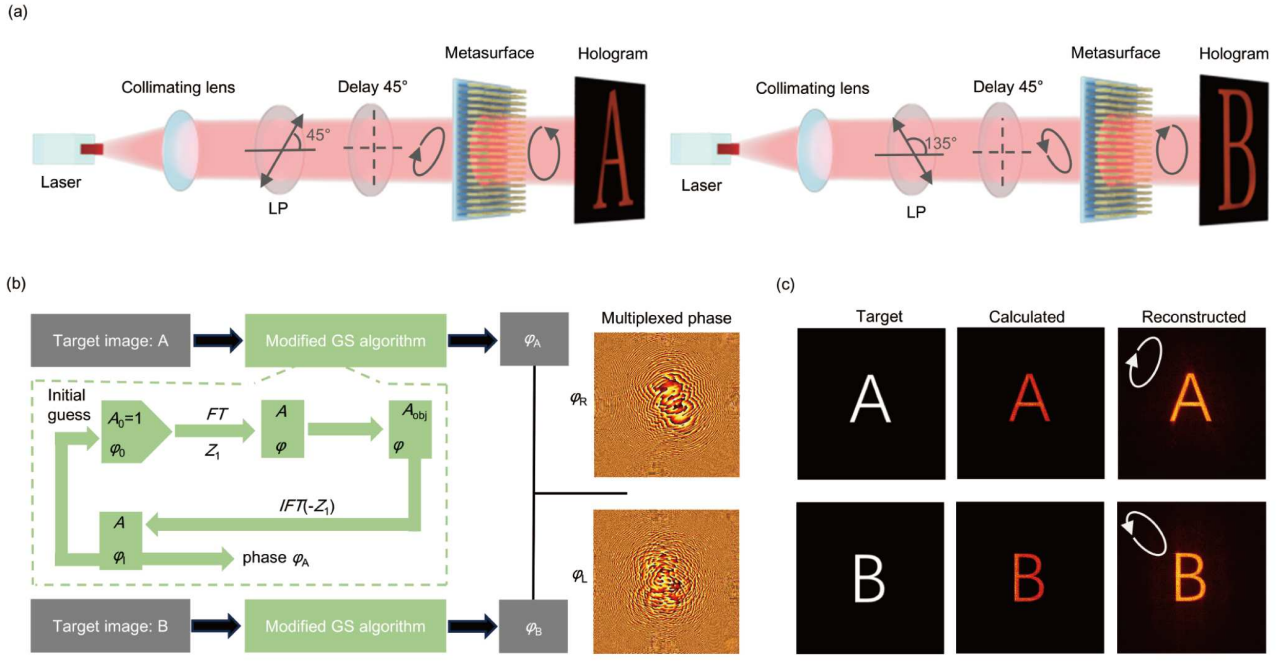



**图 4**　(网络版彩图)全息图像的实现. (a) 正交椭圆偏振复用全息成像示意图. (b) 全息图的相位迭代过程. FT: 菲涅耳衍射变换, IFT: 菲涅耳衍射逆变换. (c) 目标原始图像、计算图像及远场重建图像的对比

**Figure 4**　(Color online) Implementation of holographic imaging. (a) Schematic of orthogonal elliptical polarization multiplexed holographic imaging. (b) Phase iteration process of the hologram. FT: Fresnel diffraction transform; IFT: inverse Fresnel diffraction transform. (c) Comparison of the original target image, calculated image, and far-field reconstructed image.

细节上很好地吻合，验证了超构表面正交偏振下具备精确的波前调制能力. 为了分析远场重建图像与目标图像的成像质量，本文选择了PSNR来进行评估，它是衡量超构表面远场重建图像和目标图像的差异及失真程度的核心指标，其数值的大小与重建质量呈现正相关，数值越高，说明重建图像与目标图像的差异越小，匹配度越高. 通常认定当PSNR < 20 dB时, 图像存在严重失真. PSNR > 20 dB时，图像质量处于可接受范围内. 与其他方法相比，PSNR能够直观、定性地反映重建图像与目标图像在像素强度上的整体差异，计算简便稳定，可有效表征全息成像的保真度. PSNR的计算公式为

$$\mathrm{PSNR}=10\log_{10}\left(\frac{I_{\max}^2}{\mathrm{MSE}}\right), \tag{10}$$

其中$I_{\max}$表示图像像素最大值，MSE表示均方误差. 经过计算，重建图像“A”和“B”的PSNR分别为22.4和21.6 dB，表明图像质量处于可接受范围内. 重建全息图过程中的相位量化误差、衍射距离以及像素点等限制, 均会不同程度影响成像质量. 后续可通过提高相位量化精度、精确设置衍射传播距离等方式进一步减小误差, 提升成像质量. 至此, 我们验证了超构表面可在任意正交偏振态下实现复用波前调制，为偏振复用波前调控研究提供了新的思路.

## 6　结论

本文提出偏振调制与几何相位结合的思路，成功打破了传统几何相位超构表面对圆偏振光的依赖，将几何相位扩展至任意偏振光. 为此，我们成功构建了自由站立式双层超构表面，并展示了其优越的几何相位调控性能. 作为原理的验证，我们在庞加莱球上任意选取了6个偏振态(包含线偏振、圆偏振和椭圆偏振)并设计了对应的超构表面展示了焦点偏移、轴上变焦和聚焦涡旋等波前调控功能. 在超构透镜仿真中, 焦点偏移与轴上变焦焦距相对设计值最大误差分别低至2.25%和2.67%，焦点的FWHM与衍射极限比值为1.3，且能够生成与预设拓扑电荷相匹配的优良涡旋光斑. 此外, 我们进一步结合几何相位与传输相位, 展示了椭圆偏振复用的全息成像. 其中, 全息图像与目标图像的PSNR均大于20 dB. 本文提出的波前调控方法将几何相位拓展到任意的偏振态，为任意偏振态下的波前调控提供了全新途径. 该方法的提出不仅丰富了波前调控的手段，也为微纳光学、量子光学和信息光学等领域中基于复杂偏振态的光场调控应用开辟了全新的思路.

## 参考文献


1 Chen Z Q, Yang H L, Long X L, et al. Multi-parameter BIC control and high-sensitivity sensing characteristics based on all-dielectric elliptical holes (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2025, 55: 264212 [陈智全, 阳弘黎, 龙鑫琳, 等. 基于全介质椭圆孔的多参数BIC调控及高灵敏传感特性. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2025, 55: 264212]

2 Cotrufo M, Carletti L, Overvig A, et al. Nonlinear nonlocal metasurfaces. eLight, 2026, 6: 5

3 Guo K, Jiang Y, Xiao S, et al. Tunable edge and depth sensing via phase-change nonlocal metasurfaces. Phys Rev Appl, 2025, 24: 044005

4 Liu T, Zhang D, Liu W, et al. Phase-change nonlocal metasurfaces for dynamic wave-front manipulation. Phys Rev Appl, 2024, 21: 044004

5 Xu H, Li M, Yang X J, et al. Dynamically tunable terahertz slow light device based on triple plasmonic induced transparency (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2024, 54: 234211 [许辉, 李铭, 杨肖杰, 等. 基于三重表面等离子体诱导透明的动态可调太赫兹慢光器件. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2024, 54: 234211]

6 Liu T, Han Z, Duan J, et al. Phase-change metasurfaces for dynamic image display and information encryption. Phys Rev Appl, 2022, 18: 044078

7 Hu Y, Chen Z, Yi Z, et al. Ultra wideband solar energy absorption device based on multi-layered Ti-InAs cylinder metasurface. Physica E, 2026, 180: 116514

8 Zhang X, Ji X, Li X, et al. Spatial varying vectorial holography and polarization encryption based on birefringent metasurface. Adv Funct Mater, 2024, 34: 2404196

9 Yang H, Jiang Y, Hu Y, et al. Noninterleaved metasurface for full-polarization three-dimensional vectorial holography. Laser Photon Rev, 2022, 16: 2200351

10 Guo S, Shao Y, Zhan J, et al. Polarization-controlled metasurface for simultaneous holographic display and three-dimensional depth perception.

Nanophotonics, 2025, 14: 197–207
11 Cai X, Tang R, Zhou H, et al. Dynamically controlling terahertz wavefronts with cascaded metasurfaces. Adv Photon, 2021, 3: 036003
12 Wang C, Sun Y, Yu Z, et al. Dual-functional tunable metasurface for meta-axicon with a variable depth of focus and continuous-zoom metalens. Nanomaterials, 2023, 13: 2530
13 Yang H, Xu J, Peng M, et al. Vector analog computing via on-demand metasurface dispersive polarization transformation. Sci Adv, 2025, 11: eadz5123
14 Liu J, Yang Q, Shou Y, et al. Metasurface-assisted quantum nonlocal weak-measurement microscopy. Phys Rev Lett, 2024, 132: 043601
15 Yang H, Peng M, He H, et al. Polarization-independent dispersive complex-amplitude modulation via anisotropic metasurfaces. Laser Photon Rev, 2025, 19: 2401398
16 He H, Peng M, Cao G, et al. Higher-order Poincaré sphere multiplexed metasurface holography for optical information encryption. Opt Laser Tech, 2025, 180: 111555
17 Fan Q, Liu M, Zhang C, et al. Independent amplitude control of arbitrary orthogonal states of polarization via dielectric metasurfaces. Phys Rev Lett, 2020, 125: 267402
18 Yang H, Ou K, Liu Q, et al. Metasurface higher-order poincaré sphere polarization detection clock. Light Sci Appl, 2025, 14: 63
19 Fu X, Yang J, Wang J, et al. Linear-polarization-preserving metasurfaces based on identically spin-locked geometric phase. Laser Photon Rev, 2023, 17: 2200678
20 Ouyang X, Zeng Y, Wang Z, et al. Ultra narrowband geometric-phase resonant metasurfaces. Proc Natl Acad Sci USA, 2025, 122: e2420830122
21 Arteaga O. Fresnel-Arago fifth law of interference: The first description of a geometric phase in optics. J Modern Opt, 2021, 68: 350–356
22 Hu Z, Li G. Nonlinear geometric phase in optics: Fundamentals and applications. Appl Phys Lett, 2025, 126: 100502
23 Yao J, Lin R, Chen M K, et al. Integrated-resonant metadevices: A review. Adv Photon, 2023, 5: 024001
24 Ding F, Yang Y, Deshpande R A, et al. A review of gap-surface plasmon metasurfaces: Fundamentals and applications. Nanophotonics, 2018, 7: 1129–1156
25 Ma H, Yang J, Chen T, et al. Tunable metasurface for independent controlling radar stealth properties via geometric and propagation phase modulation. Opt Express, 2023, 31: 11760
26 Wu L, Tao J, Zheng G. Controlling phase of arbitrary polarizations using both the geometric phase and the propagation phase. Phys Rev B, 2018, 97: 245426
27 Lee Y H, Tan G, Zhan T, et al. Recent progress in Pancharatnam-Berry phase optical elements and the applications for virtual/augmented realities. Opt Data Process Storage, 2017, 3: 79–88
28 Xie X, Pu M, Jin J, et al. Generalized pancharatnam-berry phase in rotationally symmetric meta-atoms. Phys Rev Lett, 2021, 126: 183902
29 Faraz F, Tian J, Abbasi T U R, et al. Recent advances in geometric phase metasurfaces: Principles and applications. Adv Phys Res, 2025, 4: 2400095
30 Wang J, Chen J, Yu F, et al. Non-interleaved geometric phase metasurfaces for low-crosstalk circular polarization multiplexing. Opt Lett, 2025, 50: 6630
31 Cheng K, Li Y, Zhang Z, et al. All-dielectric geometric metasurfaces for the generation and manipulation of perfect high-order Poincaré sphere beams. Opt Lett, 2024, 49: 1599
32 Yu J, Li H, Kang S, et al. Twist-enabled transmissive metasurface with co-polarized geometric phase. Laser Photon Rev, 2025, 19: e02026
33 Guo Y, Pu M, Zhang F, et al. Classical and generalized geometric phase in electromagnetic metasurfaces. Photon Insights, 2022, 1: R03
34 Nolen J R, Overvig A C, Cotrufo M, et al. Local control of polarization and geometric phase in thermal metasurfaces. Nat Nanotechnol, 2024, 19: 1627–1634
35 Gryb D, Wendisch F J, Aigner A, et al. Two-dimensional chiral metasurfaces obtained by geometrically simple meta-atom rotations. Nano Lett, 2023, 23: 8891–8897
36 Tang L, Jin R, Cao Y, et al. Spin-dependent dual-wavelength multiplexing metalens. Opt Lett, 2020, 45: 5258
37 Yuan Y, Zhang K, Ratni B, et al. Independent phase modulation for quadruplex polarization channels enabled by chirality-assisted geometric-phase metasurfaces. Nat Commun, 2020, 11: 4186
38 Ki Y G, Jeon B J, Song I H, et al. Realizing minimally perturbed, nonlocal chiral metasurfaces for direct stokes parameter detection. ACS Nano, 2024, 18: 7064–7073

39 Wang E W, Phan T, Yu S J, et al. Dynamic circular birefringence response with fractured geometric phase metasurface systems. Proc Natl Acad Sci USA, 2022, 119: e2122085119
40 Balthasar Mueller J P, 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
41 Dorrah A H, Park J S, Palmieri A, et al. Free-standing bilayer metasurfaces in the visible. Nat Commun, 2025, 16: 3126
42 Mirzapourbeinekalaye B, McClung A, Arbabi A. General lossless polarization and phase transformation using bilayer metasurfaces. Adv Opt Mater, 2022, 10: 2102591
43 Wang S, Deng Z L, Wang Y, et al. Arbitrary polarization conversion dichroism metasurfaces for all-in-one full Poincaré sphere polarizers. Light Sci Appl, 2021, 10: 24
44 Shi Z, Zhu A Y, Li Z, et al. Continuous angle-tunable birefringence with freeform metasurfaces for arbitrary polarization conversion. Sci Adv, 2020, 6: eaba3367
45 Kim Y, Lee J, Yeo W H, et al. Rapid polarization-controlled depth sensing and imaging with an electrically tunable metalens. Nano Lett, 2025, 25: 9394–9401

# Geometric phase wavefront manipulation for arbitrary polarization states based on metasurfaces

HU Dong[1], CHEN Zhiquan[1*], HUANG Weiwei[1], YANG Juntao[1], YANG Weizhi[1], CHEN Jie[3], HE Longhui[1], XU Hui[1*], HOU Hailiang[1*] & YANG Hui[2*]

[1] *School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*
[2] *School of Physics and Electronic Science, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*
[3] *School of Computer Science, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*
**Corresponding authors (CHEN Zhiquan, email: zqchen0106@hutb.edu.cn; XU Hui, email: xuhui@hutb.edu.cn; HOU Hailiang, email: hhlcj1732@126.com; YANG Hui, email: yangh1023@126.com)*

Metasurfaces enable the arbitrary manipulation of multiple physical dimensions of photons at the subwavelength scale, offering transformative solutions for lightweight and miniaturized photonic devices. Among the various phase modulation mechanisms of metasurfaces, geometric phase has attracted extensive attention from researchers due to its intuitive concept and relatively facile implementation; additionally, the fixed feature size of geometric phase structures reduces the complexity of micro/nanofabrication. However, the generation of geometric phase is accompanied by the orthogonal conversion of circular polarization states, and this process is confined to the circular polarization of the incident light. To overcome this limitation, a generalized wavefront manipulation method is proposed in this article, which enables geometric phase modulation under arbitrary polarization states. The core concept of this method is to convert arbitrarily polarized light into circularly polarized light using a polarization-modulating waveplate and encode geometric phase into the circularly polarized light, thereby constructing a free-standing bilayer metasurface with a geometric phase array stacked on a polarization-modulating array. As a proof of principle, six arbitrary polarization states (linear, circular, and elliptical polarizations) are selected on the Poincaré sphere, and the corresponding metasurfaces are designed to demonstrate wavefront manipulation functions including focal shift, on-axis zooming, and focused vortex beam. Furthermore, we integrate the geometric phase with the propagation phase to realize holographic imaging based on elliptical polarization multiplexing. The proposed wavefront manipulation method extends geometric phase to arbitrary polarization states, providing a novel paradigm for wavefront manipulation under arbitrary polarization conditions.

**metasurfaces, polarization modulation, geometric phase, wavefront manipulation, holographic imaging**

**PACS:** 42.79.-e, 42.25.Ja, 03.65.Vf, 42.40.-i

**doi:** 10.1360/SSPMA-2026-0088