基于几何相位的亚太赫兹波宽带平面透镜

程洁嵘^{1,2}, 董希谱¹, 王娇¹, 范飞^{1,3}, 王湘晖¹, 常胜江^{1,3*}

1. 南开大学现代光学研究所, 天津 300350;

2. 天津市微尺度光学信息技术科学重点实验室, 天津 300350;

3. 天津市光电传感与传感网络重点实验室, 天津 300350

*联系人, E-mail: sjchang@nankai.edu.cn

收稿日期: 2020-06-14; 接受日期: 2020-07-31; 网络出版日期: 2020-12-22

国家重点基础研究发展计划(编号: 2017YFA0701000)、国家自然科学基金(编号: 61831012, 61805123)和天津市自然科学基金(编号: 18JCQNJC02200)资助项目

摘要 几何相位, 又被称为Pancharatnam-Berry相位, 因设计简单、相位延迟可覆盖 2π 范围且与频率无关等优势在光学超表面中被广泛用于波前操控. 几何相位超表面的效率和带宽往往受限于其结构单元实现正交偏振变换的能力. 当工作频率偏离设计频率时, 结构单元往往不能完全改变入射圆偏振光的手性, 导致仅被改变手性的部分光波波前被调控, 而其余光波未被调控. 为此, 本工作提出了一种几何相位超表面透镜, 得益于其结构单元的高效率、宽频带的正交偏振变换能力, 该透镜可实现亚太赫兹波束的宽带聚焦. 其结构单元为一维低折射率介质光栅, 可在130–165 GHz的范围内实现正交偏振变换. 通过旋转、截断和拼接此光栅构成二维平面透镜, 数值仿真表明该透镜在60–160 GHz的宽带范围内, 均保持在40%以上的聚焦效率. 超表面透镜的带宽远大于其结构单元的偏振变换带宽, 这是由光栅不同的截断长度导致的. 这款透镜可以采用3D打印进行加工, 制作方便, 成本低廉, 对发展紧凑型亚太赫兹波束操控元件具有重要意义.

关键词 几何相位, 太赫兹, 光栅, 透镜, 宽带

PACS: 03.65.Vf, 42.15.Eq, 42.15.Eq, 42.79.Dj

1 引言

相位是电磁波的基本属性之一. 近年来, 二维超材料, 即超表面^[1,2]的发展为电磁波相位的自由操控提供了有效的技术方案. 人们利用亚波长尺度的人工结构阵列对电磁波的相位提供随空间或偏振方向的变化, 从而对波前及偏振态进行任意操控, 实现了平面透

镜^[3,4]、全息成像元件^[5,6]、波片^[7,8]、结构光束产生器^[9,10]等一系列结构紧凑、平面化的新一代功能器件.

超表面单元对电磁波的相移主要来源于三种机制^[2]: 随单元尺寸而改变的谐振相位和传输相位, 以及随单元旋转方向而改变的Pancharatnam-Berry (PB)相位, 也被称为几何相位. 两个结构相同、方向不同的单元产生的散射波的相位差为它们在庞加莱球上构成

引用格式: 程洁嵘, 董希谱, 王娇, 等. 基于几何相位的亚太赫兹波宽带平面透镜. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 054205

Cheng J R, Dong X P, Wang J, et al. Wideband flat lens of sub-THz beams by geometric phase (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 054205, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0213](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0213)

的闭合路径所张立体角的1/2. 因此不同于谐振相位和传输相位, 几何相位是不随频率而改变的, 这为发展宽带超表面器件提供了有利因素.

此外, 几何相位的获取总是伴随偏振态的改变. 当圆偏振波入射到几何相位超表面时, 只有与之手性相反的圆偏振出射波才获得几何相位. 因此当超表面单元表现出半波片响应时, 获取几何相位的效率最高. 然而, 超表面单元的半波片响应往往是窄带的, 这最终限制了几何相位超表面的工作带宽.

最初发展的基于单层金属狭缝几何相位的自旋选择性平面透镜的工作效率极限仅为25%^[11,12], 随后双层金属单元可实现效率大于70%的正交偏振变换, 并利用几何相位实现了波前调控^[13,14], 但带宽很窄. 为了增大几何相位超表面的工作带宽, 研究人员采用反射式单元或多层级联的透射式单元. 合理设计的反射式结构单元可以在微波频段实现相对带宽大于100%的正交偏振变换^[15,16]. 多层级联的金属单元也可实现宽带波束偏折^[17-19]. 然而多数元件工作于透射模式下, 且透射式多层金属超表面的加工难度随着工作频率的提高将逐渐增加, 这使得其实验验证仅局限于微波波段. 因此, 基于高折射率介质(硅、二氧化钛等)的几何相位超表面被提出^[20,21]. 仅通过适当旋转单层介质单元的方向, 即可实现高效率、具有一定带宽的几何相位超表面. 这类超表面先后实现了接近衍射极限的聚焦^[21,22]、涡旋光束的产生^[23,24]、贝塞尔光束的产生^[20]等, 工作带宽约为20%–30%.

频率范围为0.1–0.3 THz的亚太赫兹波段处于微波向太赫兹波的过渡区, 多层金属结构和单层硅基结构均存在一定的加工难度, 亟需发展结构简单、易加工、高效、宽带的几何相位超表面波前调控器件. 本工作提出了采用低损耗聚合物材料构成的一维光栅实现透射式宽带正交偏振变换, 通过旋转该光栅的方向构造基于几何相位的亚太赫兹平面透镜, 且该透镜在60–160 GHz的范围内实现了效率大于40%的聚焦. 重要的是, 平面透镜的工作带宽大于一维光栅实现偏振变换的带宽, 并对其物理机制进行了分析.

2 一维光栅宽带半波片

图1为一维光栅结构示意图, 光栅沿 x 方向周期排布, 周期为 $\Lambda_x=2.3$ mm, 栅脊宽度为 $W=0.92$ mm, 占空

图1 (网络版彩图)一维光栅结构及正交偏振变换示意图
Figure 1 (Color online) Schematic of the 1D grating for cross-polarization conversion.

比为 $W/\Lambda_x=0.4$. 光栅沿 y 方向均匀延伸, 栅脊厚度为 $H=12$ mm, 基底厚度为 $h=1.3$ mm. 基底和栅层均由聚合物材料聚乳酸(PLA)构成. PLA在亚太赫兹波段的折射率为1.57, 损耗可以忽略. PLA的熔点为155°C–185°C, 该结构可通过熔融沉积成型的3D打印技术快速加工成型^[25], 而高折射率的硅基结构常需要通过光刻、深度刻蚀等微纳加工工艺进行制备.

由于一维光栅的各向异性结构, 它对沿 x 方向偏振(TM)和 y 方向偏振(TE)的亚太赫兹波将产生不同的相移. 以140 GHz为中心工作频率, 选取该结构的一个周期进行时域有限差分法(FDTD)仿真, 垂直光栅表面出射的波束对应光栅的0级衍射方向. 该方向TM及TE偏振波的透射幅度及相位差如图2(a)所示.

可见, 在140 GHz附近较宽的频率范围内, 两偏振态的透射系数均接近于1, 相位差接近于 π . 当入射光的偏振方向与 x 轴成45°夹角时(图2(b)), 正交偏振的出射光在130–165 GHz的范围内强度透过率 T_{cross} 均大于80%.

如果把周期性光栅看成沿传播方向的波导, 随着周期和占空比的增大, 光栅中支持的导波模式数目将会逐渐增加. 根据简化模式匹配分析方法^[26], 该光栅在140 GHz附近沿TE和TM偏振方向均支持两个导波模式, 这两个导波模式会在光栅的上下表面来回反射, 此时忽略倏逝波的贡献, TM模式的磁场在光栅层内可近似写为

图 2 (网络版彩图) (a) 一维光栅TE及TM偏振波的透射系数及相位差; (b) 正交偏振的强度透过率随频率的变化曲线
Figure 2 (Color online) (a) Transmission amplitude and phase difference for TE and TM wave; (b) transmittance spectrum of cross-polarized light.

$$H_y(x, z) \approx h_{y1}(x)(A_1^+ e^{-j\beta_1(z-H-h)} - A_1^- e^{j\beta_1(z-H-h)}) + h_{y2}(x)(A_2^+ e^{-j\beta_2(z-H-h)} - A_2^- e^{j\beta_2(z-H-h)}), \quad (1)$$

其中 $h_{yi}(x)$ ($i=1,2$)是导波模式的横向分布, β_i 为两个模式的传播常数, $A_i^\pm$ 分别为该模式沿正向和反向的传播系数, 他们可通过在 x 和 z 方向界面处匹配电磁场切向分量来获得. 在光栅的上表面, 将这两个导波模式的磁场分布叠加, 并进行傅里叶变换, 其中0级傅里叶系数(信号的空间平均值)即对应0级衍射系数, 即

$$t = \frac{1}{A_x} \int_0^{A_x} h_{y1}(x) dx (A_1^+ - A_1^-) + \frac{1}{A_x} \int_0^{A_x} h_{y2}(x) dx (A_2^+ - A_2^-). \quad (2)$$

同理, TE模式下可写出电场 $E_y(x, z)$ 的模式叠加表达式及透射系数. 图3(a)画出了TM和TE偏振下, 导波模式在140 GHz贡献于0级衍射系数的矢量叠加图, 两个矢量分别对应式(2)右侧的两项. 两个模式几乎相干

图 3 (网络版彩图) 140 GHz (a)及125 GHz (b)处TE偏振的两个导波模式对TE透射系数的贡献(红色矢量)及TM偏振的两个导波模式对TM透射系数的贡献(黑色矢量)
Figure 3 (Color online) Contributions of two waveguide modes to the transmission of TE (red vectors) and TM (black vectors) polarization at (a) 140 GHz and (b) 125 GHz.

相长, 且TE和TM偏振下的矢量接近反相, 这就是在140 GHz能实现高效正交偏振变换的内在物理机制. 图3(b)则选取了另一个频率125 GHz进行分析, 该频率对应图2(a)中TE偏振的透过率接近0、TM偏振的透过率接近1的情况. 这是因为TE偏振下两个导波模式相干相消, 而TM偏振的两个模式则相干相长. 导波模式的相干相消在90–130 GHz范围内多次出现, 限制了半波片的带宽.

3 二维光栅半波片

在利用几何相位实现聚焦平面透镜时, 需要将上述一维光栅进行不同角度的旋转和拼接^[19], 此时一维光栅将在 y 方向不同程度地被截断, 不再满足沿 y 方向无限延伸的要求. 以下分析光栅沿 y 方向长度不同时, 实现正交偏振变换的情况.

保持光栅沿 x 方向的周期、占空比及高度不变, 改变 y 方向的周期 Λ_y , 同时保持 y 方向的占空比为0.8, 采用FDTD仿真了入射光沿45°偏振时正交偏振分量的强度透过率谱.

如图4所示, 当 $\Lambda_y=2\Lambda_x$ 时, 正交偏振透过率谱线与图2(b)相比幅度稍有降低, 部分能量被散射到高阶衍射级方向. 当进一步增大 y 方向周期时, 高阶衍射将更加显著. 当减小 y 方向的周期至 $\Lambda_y=\Lambda_x$ 时, 结构与一维光栅结构差异过大, 导致正交偏振转化的效率进一步降低. 因此, 光栅过长和过短均会导致转化效率的降低. 同时, 图4表明, 不同长度的光栅在90–130 GHz范围内均存在密集的低转化效率频点, 并且不同长度的光栅

图 4 (网络版彩图)垂直光栅表面出射的0级正交线偏振分量的强度透射率谱随光栅y方向周期的变化

Figure 4 (Color online) Transmittance of the 0th order cross-polarized component for different periods in y direction.

对应的低效率频点稍有频移。

4 基于几何相位的平面透镜

当图1所示的一维光栅发生角度 θ 的旋转时(沿着光传播方向看, 逆时针为正, 顺时针为负), 可改变入射圆偏振光的手性, 同时获得 2θ 的几何相位延迟. 这一过程可用式(3)的琼斯矩阵和琼斯矢量的运算表示.

$$e^{2\sigma i} \begin{bmatrix} 1 \\ -\sigma i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \sigma i \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中入射圆偏光的琼斯矢量为 $\mathbf{E}_i = (1, \sigma i)^T$ ($\sigma=1$ 时为左旋, $\sigma=-1$ 时为右旋), 出射光的琼斯矢量为 $\mathbf{E}_o = e^{2\sigma i}(1, -\sigma i)^T$, 旋向与入射光相反.

$\begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$ 为旋转

矩阵, $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$ 为完美半波片的琼斯矩阵. 可见, 几何相位的高效获取要求一维光栅具有半波片的功能, 几何相位是半波片旋转方向的2倍, 且和频率无关.

以下以140 GHz为中心频率设计基于几何相位的聚焦透镜. 图5(a)为其功能示意图, 该透镜可将圆偏振入射波转化为手性相反的圆偏振波并进行聚焦. 透镜焦距为150 mm, 透镜直径为84 mm, 利用

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(f - \sqrt{r^2 + f^2} \right) \quad (4)$$

计算透镜各位置处的相移, 其中 f 为焦距, r 为透镜上任一点到透镜中心的距离. 为了实现该相移分布, 根据几何相位和旋转角的关系, 各位置处光栅的旋转角度应为对应相移的1/2, 从而构成了图5(b)所示的透镜结构. 整个透镜分成了12个同心环, 为了使每个同心环内的

光栅长度尽可能接近上一节分析的最佳值, 前8个中心环保持相位差为 60° , 由于相位在透镜边缘变化更加剧烈, 后4个中心环相位差选为 120° .

采用FDTD对整个透镜的聚焦情况进行数值分析. 入射光为右旋圆偏振光, 图6给出了140 GHz及其左右另外两个频率100和160 GHz处的左旋圆偏振光的近场分布图. 可见该透镜在这三个频率处均实现了聚焦. 在140 GHz处的焦距为127.7 mm, 稍短于设计焦距, 这是透镜的尺寸有限导致的.

由于几何相位只与半波片取向有关, 而不随频率改变, 因此, 式(4)对应的相移曲线是固定的, 不同频率

图 5 (网络版彩图) (a) 几何相位平面透镜的聚焦效果示意图; (b) 平面透镜的结构俯视图

Figure 5 (Color online) (a) Schematic of focusing effect of the flat lens by geometric phase; (b) top view of the flat lens.

图 6 (网络版彩图)右旋圆偏振光沿 $-z$ 轴入射透镜后, (a)–(c) 左旋圆偏振光在100, 140和160 GHz处沿 x - z 面($y=0$)的近场分布图. (d)–(f) 左旋圆偏振光在100, 140和160 GHz处沿焦平面的近场分布图. 透镜位于 $z=0$ 处. 每个频率下的场分布均进行了归一化处理

Figure 6 (Color online) Near field distribution in (a)–(c) x - z plane ($y=0$) and (d)–(f) focal plane of the left-hand circular polarization light at 100 GHz ((a), (d)), 140 GHz ((b), (e)) and 160 GHz ((c), (f)) under right-hand polarization excitation (light propagates along $-z$ direction). The lens lies at $z=0$ and the field distributions have been normalized.

的焦距可通过数值拟合得出. 图7(a)中红线为拟合出的焦距随频率的变化曲线, 焦距随着频率增大而线性增加. 仿真的焦距(绿线)也与频率保持了良好的线性关系, 只是由于透镜的尺寸有限, 仿真焦距稍短于理论焦距. 在图7(b)中, 根据拟合出的焦距画出不同频率下的相位分布曲线, 它们基本重合, 进一步验证了这种透镜的色散特性.

图7(c)画出了仿真的焦斑峰值强度随频率的变化曲线. 在84.6 GHz焦斑峰值最强, 高于该频率时, 焦斑峰值强度逐渐下降, 这是由于透镜的焦距随频率的增大而增大, 对应透镜的数值孔径逐渐变小, 焦斑变大, 因此焦斑的峰值强度将逐渐减弱. 当工作频率小于84.6 GHz时, 由于构成透镜的光栅单元的正交偏振变

换能力变差, 聚焦效果变差, 因此焦斑峰值强度下降.

图7(d)计算了透镜的聚焦效率, 即焦斑功率与入射总功率的比值. 焦斑功率定义为焦平面内半径为3倍焦斑半高全宽范围内的功率. 透镜的聚焦效率峰值为62%. 在60–160 GHz频率范围内均大于40%, 相对带宽为91%. 图7(c)中焦斑峰值频率和图7(d)中聚焦效率最大值对应频率基本一致. 但随着频率的增大, 聚焦效率下降的速度小于峰值强度下降的速度, 这是由于焦斑逐渐变大, 焦斑功率的计算范围也逐渐变大的缘故. 值得注意的是, 该聚焦带宽远大于其基本单元一维光栅实现正交偏振变换的带宽. 图4中不同长度光栅的响应可解释该现象. 虽然在90–130 GHz范围内很多频点处的正交偏振变换效率很低, 但不同长度的光栅对应的低效率频点稍有频移, 因此当不同长度的光栅组合拼接成图5(b)所示的超表面结构时, 这些低转化效率频点对总体聚焦效果的影响可以忽略, 最终使得超表面透镜获得了极大的工作带宽.

5 结论

本文提出了一种由低折射率介质光栅构成的几何相位超表面透镜. 构成该透镜的一维光栅在130–165 GHz范围内可实现高效的正交偏振变换, 低于此频率范围时, 由于光栅内两个导波模式的相干相消, 使正交偏振变换存在密集的低效率频点. 而构成超表面透镜的光栅旋向不同、长度不一, 不同光栅的低效率频点稍有不同, 因此, 透镜并没有在特定频率点出现极低的聚焦效率, 而是在60–160 GHz的宽带范围内表现出较为平坦的聚焦效率谱线, 数值仿真的聚焦效率均大于40%. 该透镜的带宽远大于已报道的基于高折射率介质的几何相位透镜的带宽, 为发展太赫兹系统中的宽带波前调控器件提供了重要参考.

图7 (网络版彩图) (a) 理论(红线)及仿真(绿线)焦距随频率的变化曲线; (b) 不同频率处的相位分布曲线; (c) 聚焦光斑的峰值强度随频率的变化曲线; (d) 透镜的绝对聚焦效率随频率的变化曲线

Figure 7 (Color online) (a) Theoretical (red line) and simulated (green line) focal lengths at different frequencies. (b) Phase pattern at different frequencies. (c) Simulated peak intensities of focal spots and (d) absolute focusing efficiency at different frequencies.

参考文献

- 1 He Q, Sun S, Xiao S, et al. High-efficiency metasurfaces: Principles, realizations, and applications. *Adv Opt Mater*, 2018, 6: 1800415
- 2 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
- 3 Lalanne P, Chavel P. Metalenses at visible wavelengths: Past, present, perspectives. *Laser Photon Rev*, 2017, 11: 1600295, arXiv: 1610.02507
- 4 Li T. New opportunities for metalenses in imaging applications. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 284231
- 5 Huang K, Dong Z, Mei S, et al. Silicon multi-meta-holograms for the broadband visible light. *Laser Photon Rev*, 2016, 10: 500–509
- 6 Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency. *Nat Nanotech*, 2015, 10: 308–312

- 7 Yan L, Zhu W, Karim M F, et al. Arbitrary and independent polarization control *in situ* via a single metasurface. *Adv Opt Mater*, 2018, 6: 1800728
- 8 Xu S T, Hu F T, Chen M, et al. Broadband terahertz polarization converter and asymmetric transmission based on coupled dielectric-metal grating. *Annalen Der Physik*, 2017, 529: 1700151
- 9 Shalaev M I, Sun J, Tsukernik A, et al. High-efficiency all-dielectric metasurfaces for ultracompact beam manipulation in transmission mode. *Nano Lett*, 2015, 15: 6261–6266, arXiv: [1507.06259](#)
- 10 Yang Y, Wang W, Moitra P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation. *Nano Lett*, 2014, 14: 1394–1399
- 11 Chen X, Huang L, Mühlenbernd H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light. *Nat Commun*, 2012, 3: 1198
- 12 Wang S, Wang X, Kan Q, et al. Spin-selected focusing and imaging based on metasurface lens. *Opt Express*, 2015, 23: 26434–26441
- 13 Nakata Y, Taira Y, Nakanishi T, et al. Freestanding transparent terahertz half-wave plate using subwavelength cut-wire pairs. *Opt Express*, 2017, 25: 2107–2114, arXiv: [1701.08346](#)
- 14 Akram M R, Mehmood M Q, Bai X, et al. High efficiency ultrathin transmissive metasurfaces. *Adv Opt Mater*, 2019, 7: 1801628
- 15 Yang L J, Sun S, Sha W E I. Ultrawideband reflection-type metasurface for generating integer and fractional orbital angular momentum. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 2020, 68: 2166–2175, arXiv: [1911.01033](#)
- 16 Lin B, Lv L, Guo J, et al. Ultra-wideband circular polarization-maintaining reflection realized by an anisotropic metasurface. *J Electromagn Waves Appl*, 2020, 34: 1420–1429
- 17 Liu C, Bai Y, Zhao Q, et al. Fully controllable Pancharatnam-Berry metasurface array with high conversion efficiency and broad bandwidth. *Sci Rep*, 2016, 6: 34819
- 18 Li Z, Liu W, Cheng H, et al. Few-layer metasurfaces with arbitrary scattering properties. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 284202
- 19 Wu R Y, Bao L, Wu L W, et al. Broadband transmission-type 1-bit coding metasurface for electromagnetic beam forming and scanning. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 284211
- 20 Lin D, Fan P, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements. *Science*, 2014, 345: 298–302
- 21 Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, et al. Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging. *Science*, 2016, 352: 1190–1194
- 22 Bian K, Lu D, Hu W. Dual-functional dielectric metasurface doublets. *Opt Express*, 2019, 27: 34258–34268
- 23 Wang W, Guo C, Tang J, et al. High-efficiency and broadband near-infrared bi-functional metasurface based on rotary different-size silicon nanobricks. *Nanomaterials*, 2019, 9: 1744
- 24 Ahmed H, Rahim A A, Maab H, et al. Phase engineering with all-dielectric metasurfaces for focused-optical-vortex (FOV) beams with high cross-polarization efficiency. *Opt Mater Express*, 2020, 10: 434–448
- 25 Dong X P, Cheng J R, Fan F, et al. Wideband sub-THz half-wave plate using 3D-printed low-index metagratings with superwavelength lattice. *Opt Express*, 2019, 27: 202–211
- 26 Dong X, Cheng J, Fan F, et al. Efficient wide-band large-angle refraction and splitting of a terahertz beam by low-index 3D-printed bilayer metagratings. *Phys Rev Appl*, 2020, 14: 014064

Wideband flat lens of sub-THz beams by geometric phase

CHENG JieRong^{1,2}, DONG XiPu¹, WANG Jiao¹, FAN Fei^{1,3}, WANG XiangHui¹ & CHANG ShengJiang^{1,3*}

¹ *Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300350, China;*

² *Tianjin Key Laboratory of Micro-scale Optical Information Science and Technology, Tianjin 300350, China;*

³ *Tianjin Key Laboratory of Optoelectronic Sensor and Sensing Network Technology, Tianjin 300350, China*

Geometric phase, also known as Pancharatnam-Berry phase, is widely employed in optical metasurfaces for wavefront manipulation, benefiting from the simple design procedure and 2π dispersion-free phase coverage. The efficiency and bandwidth of geometric-phase-based metasurfaces are usually constrained by the capability of the constituent inclusions in orthogonal polarization conversion. When operating at a frequency deviated from the designed one, the inclusions cannot fully alter the handedness of the circular polarization, leading the wavefront to be partially reshaped by the geometric phase. In this study, we propose a geometric phase metasurface for a wideband beam focusing that benefits from the wideband polarization-rotation capability of the constituent inclusions. The inclusions are one-dimensional (1D) low-index dielectric gratings featuring orthogonal polarization conversion and high transmission efficiency from 130 to 165 GHz. Below 130 GHz, the polarization conversion fails due to the undesired interactions of two waveguide modes inside the grating layer. Then, the gratings are rotated, cut off, and reconstructed to focus the circular polarized sub-THz waves. Numerical simulation results show that we obtain a focusing efficiency of $>40\%$ in the frequency range of 60–160 GHz. The focusing bandwidth is much wider than that of the constituent 1D gratings as a polarization convertor. This is explained by the different cutoff lengths of the gratings in various zones of the metasurface. The proposed design can be manufactured using cost-effective three-dimensional printing techniques, thus paving the way for compact and wideband sub-THz functional devices.

geometric phase, terahertz, grating, lens, wideband

PACS: 03.65.Vf, 42.15.Eq, 42.15.Eq, 42.79.Dj

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0213](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0213)