

Y3589597



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

基于超表面的多波长聚焦透镜研究

作者姓名: 寒恺华

指导教师: 王长涛 研究员

学位类别: 工学硕士

学科专业: 光学工程

培养单位: 中国科学院光电技术研究所

2019年6月

**Investigation on Multi-Wavelength Focusing Lens Based on
Metasurface**

**A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Master of Science in Engineering
in Optical Engineering**

**By
Dou Kaihua**

Supervisor: Professor Wang Changtao

Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences

June 2019

中国科学院大学

研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名： 
日期：2019.5.31

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分內容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 
日期：2019.5.31

导师签名： 
日期：2019.5.31

摘要

超表面作为一种人工二维亚波长电磁材料，具有超轻超薄的特点，并且通过人为设计这种亚波长结构的几何形状、参数、排列方式，能够实现对电磁波振幅、相位以及偏振态的自由控制。因为超表面对电磁波的灵活调控能力，能够利用超表面实现多种光学功能。聚焦透镜作为光学系统中常见的一类元件，传统透镜功能单一，不易集成，因此多功能的超表面透镜成为一项研究热点。然而，超表面透镜在多波长设计中往往采用偏振无关的结构或仅对单一偏振态响应，对多个波长的相位响应相似而功能单一。本论文针对以上问题，开展了圆偏振复用型以及波长复用型超表面聚焦透镜的研究，论文的主要研究内容包括：

1、设计了一种几何相位型的偏振复用超表面，通过改变亚波长结构中纳米柱的几何尺寸和方向角来调制振幅和相位，根据几何相位对圆偏振光的调制原理，交叉偏振光所获得的调制相位与结构方向角存在线性关系，设计为对可见光 473nm, 532nm 和 632nm 三个波长的聚焦透镜；而同偏振光所获得的调制相位与结构方向角无关，可以设计为对可见光 400nm-700nm 宽带的透射。利用这一方法，进行了对右旋圆偏振态的三波长以及左旋圆偏振态可见光宽带的偏振复用型超表面的设计研究。通过进一步研究优化，这种超表面透镜有望作为透明显示目镜来使用。

2、针对多波长聚焦透镜在离轴入射条件下的聚焦差异问题，设计了一种波长与角度联合复用型超表面透镜，采用不同宽度的介质柱来对可见光的三个波长进行相对独立的相位及振幅调控。由于结构的波长敏感性，得到不同波长下结构的相位响应，建立了结构与相位对应的数据库。通过构建超表面的相位分布数学模型，借助粒子群优化算法，对全模设计方案进行匹配优化，实现了对透镜中多波长轴向色差进行调控的功能。同时针对离轴入射条件，设计了一种能够对多波长进行波长与角度复用的超表面，实现三个不同角度入射的三个波长短光，最终在轴上等焦距聚焦的功能。

关键词：超表面，聚焦透镜，多波长，偏振复用，波长复用

Abstract

As an artificial two-dimensional sub-wavelength electromagnetic material, metasurface has the characteristics of ultra-light and ultra-thin. By optimizing the geometry, parameters and arrangement of these sub-wavelength structures, it can control the amplitude, phase and polarization of electromagnetic wave flexibly. Because of the flexible regulation ability of metasurface to electromagnetic wave, it can realize various optical functions. As a common component in optical systems, traditional lens has a single function and is hard to integrate, therefore, multifunctional metalens has become a hot spot. However, in multi-wavelength design of metasurface, polarization independent structures are often used or only response to a single polarization state. There is a lack of research on polarization multiplexing metasurface, and the phase response to multiple wavelengths is similar, so the function is single. In order to solve the problems, the circular polarization multiplexing metasurface focusing lens and wavelength multiplexing metalens are studied in this paper. The main research of this paper includes:

1. A geometric phase polarization multiplexing metasurface is designed. The amplitude and phase are modulated by changing the geometric size and direction angle of nano-cylinder in sub-wavelength structure. According to the principle of geometric phase modulation for circularly polarized light, the modulation phase obtained by cross-polarized light has a linear relationship with the structure direction angle, can be designed as a focusing lens for 473nm, 532nm and 632nm. The obtained modulation phase of co-polarized light is independent of the direction angle, can be designed as a transmission glass for 400nm-700nm in visible light. Using this method, a polarization multiplexing metasurface with three right circular polarized light and broadband left circular polarized light is designed. Through further research and optimization, this kind of metalens is expected to be used as transparent display

eyepiece.

2. Focused on the focusing difference of multi-wavelength focusing lens under off-axis incident condition, a wavelength multiplexing transmission phase metalens is designed. The phase and amplitude of three wavelengths are controlled by different width of dielectric nano-pillar. Due to the sensitivity of wavelength to the structure, the phase response with different wavelength can be obtained, a database corresponding to the structure and phase is established. By constructing a mathematical model of metasurface phase distribution and using particle swarm optimization algorithm, the full-mode design is carried out, and the function of multi-wavelength chromatic aberration adjustment is realized. According to the off-axis incidence, a metalens which can multiplex the multi-wavelength is designed, it can realize the function of three wavelengths incident at three different angles, and finally focus on the axis with the same focal length.

Key words: Metasurface, Focusing lens, Multi-wavelength, Polarization multiplexing, Wavelength multiplexing

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 超材料及超表面的研究背景.....	2
1.3 超表面的应用概况.....	5
1.3.1 超表面全息.....	5
1.3.2 超表面涡旋光束生成器.....	7
1.4 超表面在成像系统中的应用.....	9
1.4.1 超表面聚焦透镜.....	9
1.4.2 超表面消色差透镜.....	12
1.5 本文的研究目标.....	15
1.6 本论文的主要内容及章节安排.....	15
第 2 章 超表面透镜的基本理论和分析方法.....	17
2.1 引言.....	17
2.2 超表面的理论模型分析.....	17
2.2.1 几何相位与偶极天线模型.....	17
2.2.2 传输相位与等效折射率理论.....	20
2.3 数值模拟分析.....	21
2.3.1 数值计算方法.....	21
2.3.2 衍射理论.....	22
2.4 本章小结.....	23
第 3 章 偏振复用型超表面透镜.....	25
3.1 研究意义.....	25
3.2 超表面透镜的设计.....	26
3.2.1 单元结构的设计.....	28
3.2.2 器件全模的设计.....	31
3.2.3 结果与分析.....	32
3.3 本章小结.....	36
第 4 章 离轴入射波长与角度复用型超表面透镜.....	39

4.1 研究意义.....	39
4.2 超表面透镜的设计.....	40
4.2.1 原理及单元结构的设计.....	41
4.2.2 粒子群优化算法.....	45
4.2.3 结果与分析.....	46
4.3 本章小结.....	56
第 5 章 总结与展望	57
5.1 主要研究内容.....	57
5.2 未来工作展望.....	58
参考文献.....	59
致 谢.....	66
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	68

图目录

图 1.1	负折射率材料及实验原理图.....	2
图 1.2	二维与三维广义斯涅尔定律的几何关系.....	3
图 1.3	不同的超表面单元结构.....	4
图 1.4	单色全息超表面.....	5
图 1.5	多波长彩色全息超表面.....	7
图 1.6	涡旋光束超表面.....	8
图 1.7	基于悬链线的涡旋光束超表面.....	9
图 1.8	超表面透镜波前与聚焦效果.....	10
图 1.9	光栅超表面透镜与大角度双层超表面透镜.....	11
图 1.10	近红外波段一维消色差聚焦超表面.....	12
图 1.11	空间复用型消色差硅柱超表面.....	13
图 1.12	空间复用型氮化镓消色差超表面.....	14
图 1.13	传输相位型介质超表面及聚焦分布图.....	14
图 2.1	庞加莱球.....	18
图 2.2	各种不同的各向异性偶极子天线结构.....	20
图 2.3	槽波导结构示意图.....	21
图 3.1	系统中目镜结构示意图.....	27
图 3.2	单元结构及透射效率.....	29
图 3.3	相位响应与方向角的关系曲线.....	30
图 3.4	超表面不同偏振工作原理图.....	32
图 3.5	超表面透镜仿真聚焦结果.....	33
图 3.6	系统结构示意图.....	34
图 3.7	单元结构及透射效率.....	35
图 3.8	超表面透镜仿真聚焦结果.....	36
图 4.1	超表面共焦透镜示意图.....	41
图 4.2	单元结构及相位响应.....	43
图 4.3	实际相位响应在相位空间中的分布.....	44
图 4.4	粒子群优化算法流程图.....	46
图 4.5	普通聚焦透镜结果.....	47

图 4.6	消色差聚焦透镜结果.....	47
图 4.7	反常色差聚焦透镜结果.....	48
图 4.8	理想相位与优化相位.....	48
图 4.9	相位误差分布及反射效率分布.....	50
图 4.10	相位误差与反射效率统计直方图.....	51
图 4.11	TE 模式超表面透镜聚焦强度分布与焦斑强度曲线.....	52
图 4.12	TM 模式超表面透镜聚焦强度分布与焦斑强度曲线.....	53
图 4.13	传统系统结构图与超表面透镜图像合成示意图.....	55
图 4.14	超表面透镜模拟成像.....	55

第1章 绪论

1.1 引言

现代光学的飞速发展促成了信息网络时代的到来,光学元件是众多光学系统中的基本组成单元,在照明、显示、成像及通信等系统中具有重要的作用。随着科学技术的进步,人们对于光学系统的便携性与高精度需求越来越大,光学系统正朝着小型化、轻量化、集成化的方向发展。传统的折射光学元件通常利用折射率差异或表面形状的变化来积累光程以实现了对光波的控制,而自然界中的光学材料选择有限,多通过构建不同的面形来实现目标功能,因此传统光学元件体积大、重量重,限制了光学系统小型化轻量化的发展。随着衍射光学理论以及微纳加工工艺的发展,出现了平面型的衍射光学元件^[1,2],在一定程度上减轻了重量和体积,但同样受限于材料的选择,元件厚度仍大于响应波长,并且由于衍射特性,视场小、色差大等缺点难以避免。

近年来,一种结构紧凑,重量轻,能够突破传统光学诸多限制的人工材料——超材料引起了广泛的关注,随后逐渐扩展研究的超表面是一种平面型二维超材料。作为一种亚波长人工电磁材料,其光学特性依靠材料以及结构参数来改变,通过优化亚波长结构的尺寸大小,结构排布以及材料特性,它可以实现对电磁波振幅、相位以及极化方式的灵活调控,在光波控制方面具有前所未有的优势^[3-5]。这些能力使得超表面在多种应用中都能发挥其功能,展现出取代传统光学元件的潜力,例如:轨道角动量光束产生^[6-15]、全息显示^[16-20]、平面透镜^[21-27]、超分辨成像^[28-30]、虚拟赋形^[31-33]等。此外,由于超表面的亚波长特性,高级次衍射光将以倏逝波的形式传输,就可以完美调控空间中的传输光波,突破了传统衍射元件的能量限制。然而由于超表面结构的谐振特性,一般工作在单个波长或较窄的带宽,而对于显示技术而言,多波长或者宽带超表面将是不可避免的发展趋势,如何实现宽带高效的超表面以及解决多波长超表面的色差问题是一个研究热点,将为超表面显示技术的实际应用铺平发展道路。

1.2 超材料及超表面的研究背景

超材料，通常指人工电磁超材料，是利用人工设计的特殊结构组成的复合材料，具有天然材料所不具有的超常物理特性。超材料由尺寸远小于响应波长的电磁共振单元构成，并且可看作是宏观角度上的均匀介质，通过调整电磁共振单元的结构，尺寸以及排布方式可以得到近似天然材料或超越天然材料的电磁特性。通常我们用介电常数和磁导率来表征材料的电磁响应，天然材料受限于分子原子的特性，介电常数和磁导率难以同时为负。1968年，Veselago首先在理论上提出了一种具有负数介电常数和磁导率的材料——左手材料(Left-Handed Material, LHM)^[34]，由于制造工艺的限制，这一理论在当时并不能得到证实。

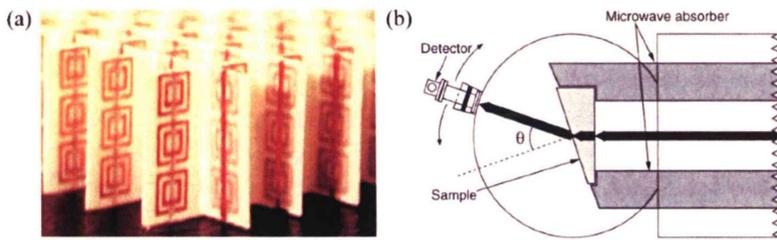


图 1.1 负折射率材料及实验原理图^[35]

(a) 首次在微波波段实验验证的负折射率材料。(b) 进行负折射率材料实验的装置示意图

Figure 1.1 Negative refractive index material and experimental schematics^[35]

(a) Negative refractive index material verified in experiment for the first time in microwave band. (b) Schematic of experiment device for negative refractive index material.

直到 1996 年，J. B. Pendry 提出使用周期性排列的细金属线阵列可以在微波波段中实现负介电常数^[36]。1999 年，Pendry 利用 C 型的开口谐振环在微波波段实现了负磁导率，也证明了金属线和圆环组合的周期性阵列能够实现负折射率^[37]。2000 年，Smith 等人通过在水平方向上周期性地堆叠开口谐振环及金属细线，实验验证了微波波段的左手材料^[35]，如图 1.1。随着深入研究，电磁超材料在越来越多的应用中取得了突破，也逐渐被应用于例如超分辨透镜，完美吸波器，电磁隐身衣等传统光学难以甚至无法实现的领域。从超材料的发展历程来看，各种超材料均是首先在微波波段实现，由于三维结构的超材料制作工艺繁琐，成本高昂，

因此三维堆叠的亚波长结构排布限制了超材料在光波段的发展。研究人员发现，在一定情况下，将其退化为二维结构同样可以实现对电磁波的异常调控，这种更薄的单层超材料——超表面的出现，再次吸引了大量的关注。

与超材料类似，超表面是一种由亚波长结构构成的二维平面器件，它的电磁特性可以用表面电磁感应效应或磁极化率来表征，由于电磁波与用来构成超表面的亚波长结构之间的相互作用，会引起相位、振幅以及偏振态的变化，这种引起突变的单元结构也就是调制电磁波的二维亚波长散射体，在光波段通常被称为光天线，一般是金属或电介质的微小颗粒，也可以是一些金属或电介质的特殊图形等。这些天线以不同的形状、尺寸或方向周期性排列构成超表面，相比于传统的衍射型光学器件，超表面不仅仅对电场响应，也可以对磁场响应，并且调控尺寸小于波长。此时传统光学的折反射定律——Snell 定律将不再适用于超表面。2005 年，本课题组设计了基于表面等离子体局域相位调制的新型光学超表面器件，并以此建立了适用于超表面的折反射定律，也被称为广义斯涅尔定律^[38]。

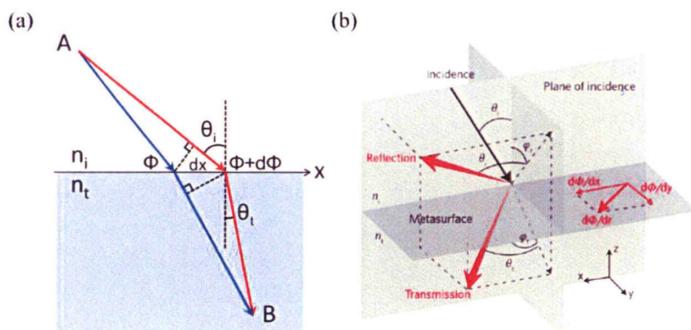


图 1.2 二维与三维广义斯涅尔定律的几何关系^[39]

Figure 1.2 Schematics of generalized Snell's law in two-dimensional and three-dimensional coordinates^[39].

2011 年，哈佛大学 Yu 等人进一步明确了广义斯涅尔定律这一概念^[39]，其推导方法如图 1.2(a)所示，两种介质的临界面即为超表面，光在传输过程中由超表面引起相移。由费马定理可知，从 A 点到 B 点的各光束之间的光程近似相等，图中 Φ 和 $\Phi+d\Phi$ 是两光束经过超表面产生的相移，并加上两束光束之间的光程差，得到：

$$k_0 n_i \sin \theta_i dx + \varphi + d\varphi = k_0 n_t \sin \theta_t dx + \varphi \quad \dots(1.1)$$

其中 θ_i 为入射角, θ_t 为折射角, n_i 和 n_t 分别为两种介质的折射率, dx 表示经过超表面时不同光束之间的距离, 真空中的波数为 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ 。由此可以得到广义的斯涅尔定律:

$$n_i \sin \theta_i - n_t \sin \theta_t = \frac{\lambda_0 d\phi}{2\pi dx} \quad \dots(1.2)$$

当 $n_i=n_t$ 时得到广义斯涅尔反射定律。根据这种推导方法, 如图 1.2(b)所示, 当它拓展到三维空间中时, 在 x - z 平面内, 光线与 z 轴夹角成 θ_i 入射, 广义的 Snell 折射定律可以写作:

$$\begin{cases} n_i \sin \theta_i - n_t \sin \theta_t = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dx} \\ n_i \cos \theta_i \sin \phi_t = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dy} \end{cases} \quad \dots(1.3)$$

同理, 当 $n_i=n_t$ 时可以得到反射定律。这些表达式说明光波在经过超表面时存在一个梯度 $d\phi/dr$ 的相位突变, 因此利用超表面不同的单元结构可以在不同位置叠加多种相位, 从而会改变折射光和反射光的波矢方向^[40]。

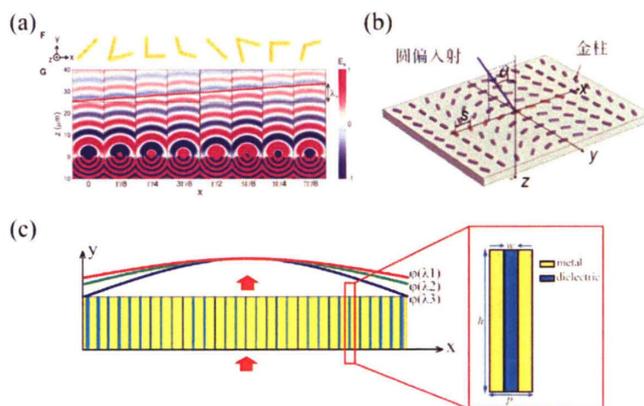


图 1.3 不同的超表面单元结构

(a) V 型纳米天线^[39]; (b) 偶极子纳米天线^[41]; (c) 金属狭缝波导^[42]。

Figure 1.3 Different unit cells of metasurfaces

(a) V shape nano antenna^[39]. (b) Dipole nano antenna^[41]. (c) Metal slit waveguide^[42].

随着超表面研究的深入, 通过设计超表面的不同微小单元, 可以构建出不同

的超表面相位调制分布函数, 以实现光波波前的灵活操控。亚波长的单元结构设计有许多种类, 如图 1.3 中 V 型天线^[39], 偶极子天线^[41], 金属狭缝波导^[42]等, 对于不同的设计方式, 其响应波长, 调制方式及可实现的功能也不尽相同。

1.3 超表面的应用概况

1.3.1 超表面全息

全息技术 (holography) 是指通过记录介质记录物体衍射或散射的电磁波与未受物体作用的原始电磁波产生的干涉条纹, 它包含了衍射波或散射波的振幅和相位信息, 然后通过光波照射记录介质上的干涉条纹, 就能够重建物体的三维图像。传统的全息技术可以概括为干涉记录以及衍射再现两部分。随着如今计算机的发展, 传统的全息技术已经实现了与计算机的结合, 并出现了两种新的全息技术——数字型全息术以及计算全息术。计算全息的再现过程与传统全息完全一样, 而记录过程转变为通过计算机进行计算和编码, 常用的编码方式一般有空间光调制器 (Spatial Light Modulator, SLM) 和数字微镜 (Digital Micromirror Device, DMD), 较大的像素尺寸限制了全息的衍射视场角, 而超表面的亚波长结构可以灵活调控电磁波的振幅、相位及偏振, 具有更高的分辨率和更大的成像视场角, 超表面计算全息也展现出很多潜在的应用价值。

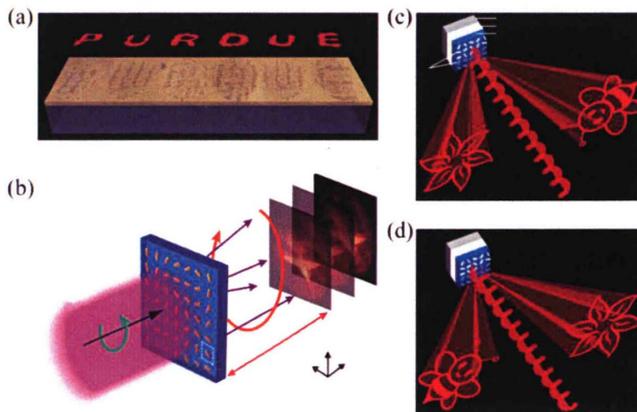


图 1.4 单色全息超表面

- (a) 可见光波段的 V 型纳米天线孔全息超表面^[43]; (b) 金纳米柱几何相位型三维全息超表面^[44]; (c) 和 (d) 圆偏振复用超表面全息, 入射光为不同旋向圆偏光时产生对称的全息图像^[45]。

Figure 1.4 Monochromatic holographic metasurface

- (a) V shape nano antenna hole holographic metasurface in visible spectrum^[43]. (b) Three dimensional holographic metasurface with geometrical phase of gold nanopillars^[44]. (c)-(d) Helicity multiplexed holographic metasurface, asymmetric holograms are produced by different polarized incident light^[45].

从超表面全息技术的发展来看,包括纯相位型全息,纯振幅型全息以及复振幅型全息,而纯相位型全息在设计加工的难度以及能量利用率上都有着较大的优势。2013年,普渡大学的 V. M. Shalaev 团队利用单层 V 型超表面在可见光波段实现了超表面的全息成像,如图 1.4(a)所示,不同于前面提到的 V 型纳米杆天线,这种结构是在 SiO₂ 表面上镀了一层金膜,在金膜上挖出 V 型的天线孔进行相位的调制^[43]。同年,伯明翰大学的 Zhang Shuang 小组实现了超表面的三维立体全息,如图 1.4(b)所示,根据几何相位原理,不同旋向的金纳米柱提供不同的相位调制,利用圆偏振入射光恢复得到交叉偏振态的三维全息图像,在不同的焦平面得到的三维图像截面,成像清晰的区域是不同的^[44]。随后,赫里奥特-瓦特大学的 Chen Xianzhong 课题组利用银纳米柱实现了全息成像,如图 1.4(c)-(d)所示,全息相位板由两部分构成,分别是记录了离轴“花瓣”相位信息的一组纳米天线和另一组记录了反向离轴“蜜蜂”相位信息的纳米天线,单一圆偏振态时得到左右两侧的两幅全息图像,相反旋向的偏振态得到对称的共轭全息图像^[45]。

上述研究仅仅限于单色的全息显示,但对于显示应用来讲,彩色的三维全息显示才是实际应用的发展方向。如图 1.5 所示,2015 年,台湾大学的蔡定平课题组利用三种不同的铝纳米柱实现对 RGB 三个波长的分别调控,利用 0 和 π 的二阶相位调控实现彩色全息的显示。但由于结构无法实现对单波长窄带的高效响应,不同颜色的显示之间存在严重的串扰问题,且相位分阶太少,成像信息不够准确,导致成像质量不高^[46]。2016 年,本课题组利用亚波长金属方孔阵列超表面实现了彩色全息显示。通过离轴入射的方式,不同角度对应不同的全息图像,在特定角度下拼接成彩色的完整全息图像,消除了不同波长之间的成像串扰^[19]。虽然成像质量有所提高,但由于每个单波长都会用来成三幅图像,而实际最终只有一幅图像是可用的图像结果,导致能量利用率依旧比较低,背景问题依然无法被根本解决。因此超表面的全息技术发展,如何消除色差的影响实现真正的白光宽带彩色全息仍旧是一个前沿的研究课题。

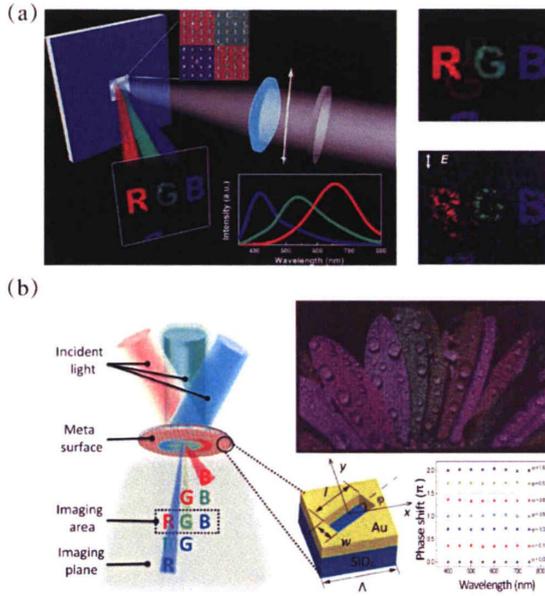


图 1.5 多波长彩色全息超表面

(a) 铝纳米柱线偏振彩色全息超表面^[46]; (b) 金纳米孔圆偏振彩色全息超表面^[19]。

Figure 1.5 Multi-wavelength color holographic metasurface

(a) Linearly polarized color holographic metasurface with Aluminum nano antennas^[46]. (b) Circular polarized color holographic metasurface with Gold nano holes^[19].

1.3.2 超表面涡旋光束生成器

超表面器件作为能够超越传统光学器件的新型器件，其重要的应用之一就是用来生成传统光学无法实现的特殊光束，例如涡旋光束等。涡旋光束是指拥有螺旋形相位分布以及环形光场强度分布的光束，其复振幅可以用 $U=Aexp(il\theta)$ 来表示，其中 θ 为旋转方向角， l 为角量子数，一般称为拓扑电荷数或轨道角动量值，理论上可以取任意整数。在涡旋光束的传播路径中，其波前是螺旋形的，并且在一个月内的相位分布从 0 变化到 $2l\pi$ ，涡旋光束具有许多特殊的性能，如中心位置的相位不确定，具有多种空间偏振态等。因其特殊的强度和相位分布，在光学镊子，高分辨成像，光学微操控以及光通信领域得到了广泛的应用。传统的涡旋光束产生装置主要是空间相位板，q 板和叉型衍射光栅，由于传统光学器件的大光学尺寸，限制了其集成化的发展应用，超表面的发展为涡旋光束的产生带来

了新的解决方案。

2011 年，哈佛大学的 Yu Nanfang 等人设计了一种 V 型金属天线，在保持振幅一致的条件下，通过调整八种不同夹角的纳米杆结构，实现了 $0-2\pi$ 的八阶相位调控，如图 1.6(a)所示，通过将器件区域等分为 8 个梯度变化的相位区域，可以用来实现涡旋光束的产生^[39]，第一排超表面的扫描电镜图，中间为实验测量得到的涡旋光束远场强度图以及与高斯光束的干涉图像，最后一排为对应的理想结果。2014 年，Yang 等人设计了一种近红外波段的高效反射式超表面也用以产生涡旋光束，图 1.6(b)中，该超表面由银膜、PMMA 和硅柱的三层式结构组成，通过不同的纳米柱尺寸及方向角，可以对交叉极化的反射光实现 0 到 2π 的相位调控，交叉极化的调制效率可以达到 94% ^[12]。2016 年，本课题组利用一种偶极子天线的互补结构，即金属纳米孔，在金层上刻蚀出六边形排布的矩形纳米孔，实现了基于几何相位的涡旋光束阵列的产生。不同于直接调控相位的超表面涡旋光束生成器，该研究同时调整振幅与相位来实现涡旋光束的阵列，如图 1.6(c)右侧第一、二列分别为超表面的振幅与相位分布，左边两列为同一超表面产生的 9 个轨道角动量不同的涡旋光束的理论与实验结果^[46]。

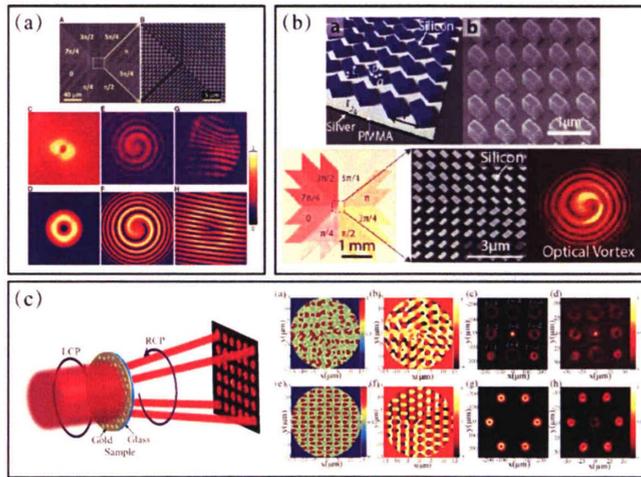


图 1.6 涡旋光束超表面

(a) V 型金属天线涡旋光束超表面^[39]；(b) 反射式硅纳米柱涡旋光束超表面^[12]；(c) 金纳米孔涡旋光束阵列超表面^[47]。

Figure 1.6 Optical vortex metasurface generator

- (a) Vortex beam metasurface with V shape metal nano antennas^[39]. (b) Reflection vortex beam metasurface with Silicon nano pillars^[12]. (c) Vortex beam array metasurface with Gold nano holes^[47].

由于超表面离散像素点的调控特点, 通过不同的纳米柱或者多样的纳米杆无法实现真正意义的连续相位调控。2015 年, 本课题组设计了一种能够实现高效连续相位控制的金属悬链线结构^[48]。这种曲线结构的切线倾斜角从 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$ 连续变化, 能够产生线性连续的几何相位调制。如图 1.7 所示, A, B, C 为 3 种涡旋光束生成超表面, 对应的轨道角动量分别为-3, -6 和 12, 第一列为超表面的扫描电镜图, 第二列为对应的相位分布情况, 最后两列为在三种不同波长下不同方向上的光场强度分布图的实验与理论结果。

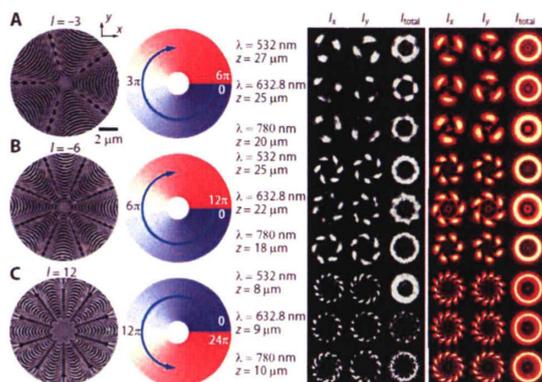


图 1.7 基于悬链线的涡旋光束超表面^[48]

Figure 1.7 Vortex beam metasurface based on catenary arrays^[48].

1.4 超表面在成像系统中的应用

超表面的出现, 由于其调控能力多样, 设计灵活, 易集成的特点, 实现了许多传统光学复杂或难以实现的功能, 大量的科研人员将超表面引入各个研究方向, 也取得了众多重大的科研成果。而超表面不仅仅在新兴光学领域有着重要研究意义, 在传统功能如成像系统中也有着其独有的发展优势。

1.4.1 超表面聚焦透镜

在多种光学系统中, 聚焦透镜都具有十分重要的地位, 成像系统中更是以透镜为核心。传统的透镜依旧受限于传统光学的调制机理, 高度集成化的应用仍是

个难点。超透镜被认为是超表面在实际应用领域中最具有应用前景的平面光学器件。入射到超表面的平面波经过超表面透镜的相位调制，能够以汇聚球面波的形式出射。球面波的波前上每一点到焦点的距离应相等，超表面透镜作为一种平面器件，器件越靠外的区域距离焦点越远，传输光程越大，因此需要通过超表面来对传输相位的差异进行补偿。通过一定的方法设计构成超表面的亚波长结构，亚波长单元带来的相位突变与光路上的传输相位相等，经过器件后的波前则成为球面。透镜上每一点处所需要的调制相位与该点所在的坐标位置应有如下表达式的关系：

$$\Phi(x, y) = 2k\pi + \frac{2\pi\left(f - \sqrt{f^2 + x^2 + y^2}\right)}{\lambda} \quad \dots(1.4)$$

其中 Φ 表示超表面的亚波长单元结构引起的相位突变， f 为设计的焦距， x, y 代表超表面透镜上每一点到透镜中心的坐标。超表面透镜的设计就是通过该公式得到的相位分布进行结构排布实现透镜功能，大多是超表面在对电磁波进行调控时，出射光存在着同向与反向偏振光两个成分，因此包含了偏振转化和调制效率的问题，随着反射式和基于惠更斯原理的超表面的发展，超表面透镜的聚焦效率越来越高。

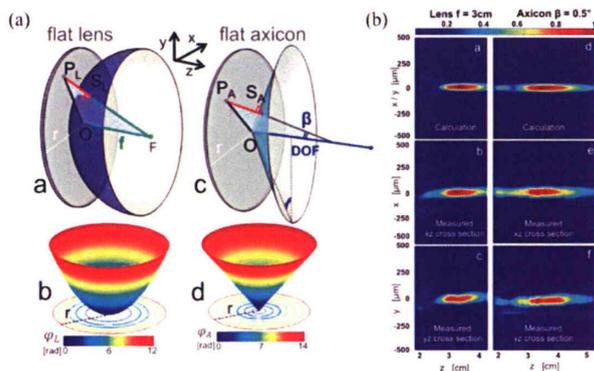


图 1.8 超表面透镜波前与聚焦效果^[49]

(a) 平面透镜（左）与平面锥透镜（右）的波前示意图；(b) 平面透镜（左）与锥透镜（右）的聚焦理论结果和实验测量结果。

Figure 1.8 Wavefront distribution and focusing pattern of flat lens and flat axicon^[49]

(a) Wavefront schematic of flat lens (left) and flat axicon (right). (b) Calculation results and measurement results of flat lens (left) and flat axicon (right).

早在 2002 年, Hasman 等人就利用了简单的介质光栅结构实现了透镜的功能,也是利用光栅的不同方向产生的几何相位进行多阶的相位调控^[50]。2012 年,哈佛大学的 Capasso 团队使用 V 型纳米天线在近红外波段设计了一个超表面透镜,这两种超表面分别能够实现聚焦透镜以及锥透镜的功能^[49]。根据离散的理想相位排布所设计的这两种透镜,聚焦光束不存在球差,且由平板锥透镜产生的 Bessel 光束焦深更长,且没有衍射的影响。如图 1.8 所示,左侧为平面透镜与锥透镜的波前与相位分布情况,右侧为不同截面得到的光场强度分布情况。2014 年, Lin Dianmin 等人设计了图 1.9(a)中一种介质梯度超表面,在二氧化硅 (SiO_2) 基底上设计不同的硅(Si)光栅结构也实现了高效的聚焦透镜与锥透镜^[51]。由公式(1.4)所提供的相位分布而设计的超表面在正入射时消除了球差的影响,但在大角度的入射条件下仍然面临像差的问题,而传统方式往往是通过多个透镜的组合来实现消除像差,2016 年, Amir Arbabi 等人提出了一种双层超表面,能够用来消除大角度入射下的像差^[52]。如图 1.9(b)所示,在普通超表面受到轴外像差影响严重的情况下,在同一块基底的正反两侧设计了两块不同功能的超表面,第一面用于矫正正像差,第二面则是普通的聚焦透镜。每一个超表面的单元结构都是由硅圆柱构成,图 1.9(b)右侧为 0° 至 30° 入射角间隔 10° 的聚焦模拟与实验结果,在 30° 以内都可以得到较好的聚焦效果。而在聚焦透镜中,除了单色像差对聚焦功能的影响之外,还存在着色差影响着透镜的质量。

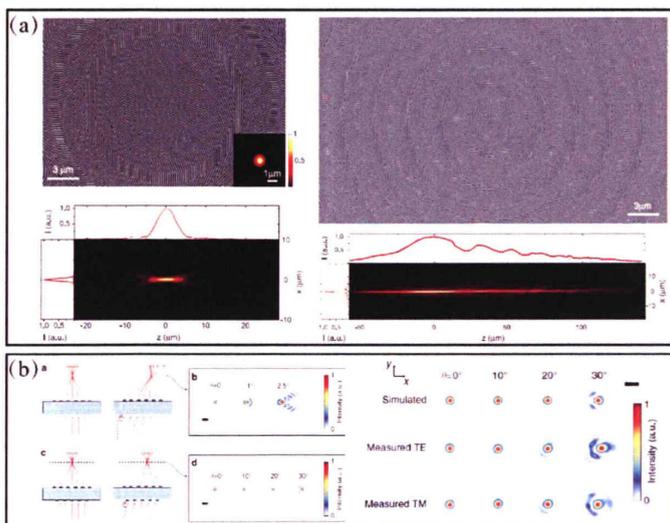


图 1.9 光栅超表面透镜与大角度双层超表面透镜

(a) 利用硅光栅结构实现的超表面透镜与锥透镜^[51]; (b) 大角度双层超表面, 能够消除离轴入射产生的单色像差, 右侧为模拟与实验 4 个入射角下的聚焦焦斑^[52]。

Figure 1.9 Grating metalens and wide-angle doublet metasurface

(a) Metalens and meta axicon using silicon grating structure^[51]. (b) Wide-angle doublet metasurface, which is monochromatic aberration under off-axis incident. Simulated and measured focus with 4 different incident angle^[52].

1.4.2 超表面消色差透镜

介质材料的折射率会随着光频率的变化而产生变化, 所以不同波长的光在介质中传播会有不同的路径和光程, 这就是常说的色散现象。色散现象的存在极大影响了宽波段范围内的光学系统应用性能。在透镜成像的系统中, 白光或多色光成像时, 色差会影响成像的清晰度或产生彩色的边缘轮廓, 严重影响成像质量。针对这一问题, 消色差和色散调控都成为了光学系统的主要研究方向之一, 普通的折射型透镜, 依靠自然色散, 在可见光范围内的红光焦距会比较远, 偏折器件的大波长光束偏折角度也比较小。而衍射光学器件则具有相反的特征, 因此可以通过折衍射混合的方式实现消色差的目的。但这种传统方式往往复杂笨重, 不适用于广泛应用, 于是研究人员把目光放在了超表面上, 设计超表面光学元件, 能够消色差及实现色散调控的目的。

2015 年, Capasso 团队设计了一种 400nm 高的硅介质长条结构, 能够在近红外波段实现三个波长的一维消色差聚焦, 如图 1.10 所示, 利用两个不同宽度相互耦合的硅条结构, 优化不同的硅条宽度, 能够产生不同的谐振, 存在着不同的相位响应, 因此在介质条的垂直方向上能够进行相位调控, 实现一维的聚焦和偏折效果。三波长的聚焦实验结果如图 1.10(e)所示^[53]。

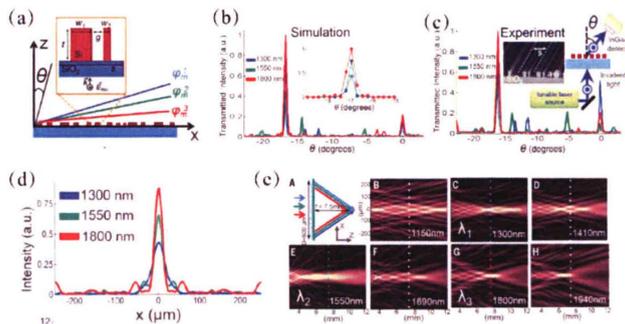


图 1.10 近红外波段一维消色差聚焦超表面^[53]

- (a) 由相互耦合的条状单元结构组成的超表面侧视图；(b) 和 (c) 模拟和实验的不同角度的透射强度；(d) 三个波长在焦平面处的强度分布；(e) 不同波长聚焦的远场强度分布。

Figure 1.10 One-dimensional achromatic focusing metasurface in near infrared band^[53]

- (a) Side view of the metasurface made of unit cells with two coupled rectangular dielectric resonators. (b)-(c) Simulated and measured far-field intensity at different angles. (d) Cross section across the focal plane for three wavelengths. (e) Far-field intensity distribution for different wavelengths

本课题组于 2017 年设计了一种针对三个波长的色散调控超表面透镜，该团队设计了三种不同的硅柱结构，每种硅柱在窄带范围内对一个单波长产生高效的振幅和相位调制，如图 1.11 所示，根据几何相位原理，利用不同方向角的硅柱对入射光产生相应的相位调控效果。将三种不同的结构按照行交叉的排列方式构建整体的超表面透镜模型，实现了如图 1.11(b)所示针对可见光三个波长 473nm，532nm 及 632.8nm 的消色差超表面透镜^[54]。同一年，台湾大学的蔡定平团队也设计了一种可见光波段的多波长色散控制超表面透镜，这种结构选择了氮化镓 (GaN) 的介质柱，同样选择了三种不同尺寸的结构来分别调控三个波长，这种材料的选择提供了更高效的调制效率。该团队设计的全模使用空间复用的方式，同样依据几何相位原理，通过不同方向角的结构产生不同的相位响应，在同一个相位像素点内，包含 16 个子像素，如图 1.12 所示，这种器件能够将入射的白光光源分成多个波长成分分别聚焦在不同的设计焦点处^[55]。但由于几何相位的调控机理，任一单波长调控结构对于每个波长都存在相同的相位响应，虽然结构只针对一个波长高效调制，但对于其他波长同样存在一部分低效率的调制效果。根据这种方式设计的全模存在不足，需要在能量的利用率上做出一定程度的牺牲。

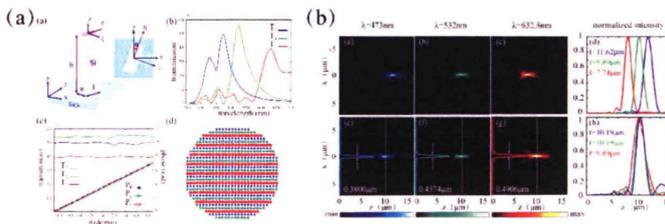


图 1.11 空间复用型消色差硅柱超表面^[54]

- (a) 单元结构以及全模排布方式；(b) 普通透镜与消色差超表面透镜的聚焦效果对比。

Figure 1.11 Spatial multiplexing achromatic metalens made by silicon pillars^[54]

(a) Unit cell and full-mode arrangement. (b) Focusing contrast of normal lens and achromatic meta-lens.

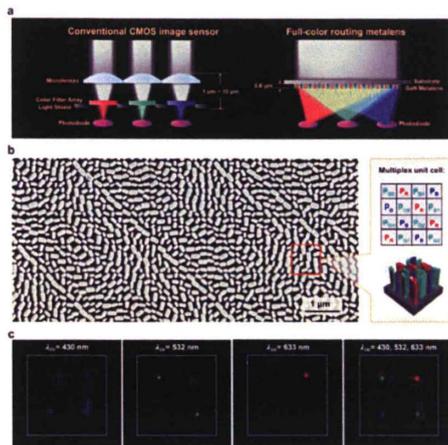


图 1.12 空间复用型氮化镓消色差超表面^[55]

Figure 1.12 Spatial multiplexing achromatic metalens made by gallium nitride pillars^[55]

2017年，Capasso 团队提出了一种新型的介质柱模型，利用传输相位的原理来对光波进行振幅及相位的调制，在可见光波段能够实现 60nm 带宽的连续消色差功能^[56]。如图所示，这种结构设计了一种高深宽比的 TiO_2 介质纳米方柱，在光传输过程可以类比为波导，在不同的频率范围能够产生不同的谐振效果，以此对不同频率产生相异的相位调制效果，通过单个纳米柱实现对多波长的独立调控。如图 1.13(a)所示单元结构的设计方式，波长从 490nm 到 550nm 每隔 10nm 进行一次测量，得到如图 1.13(b)和(c)的模拟和实验消色差聚焦效果。

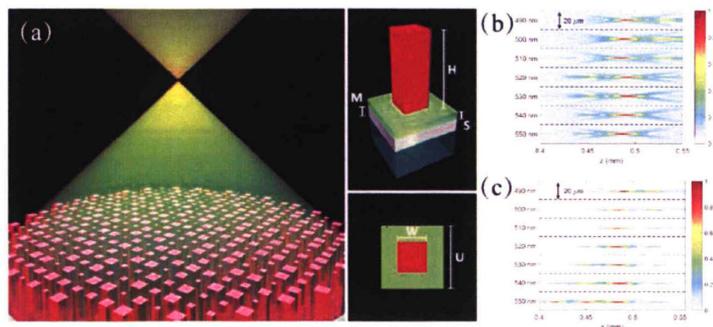


图 1.13 传输相位型介质超表面及聚焦分布图^[56]

Figure 1.13 Transmission phase metalens and focus intensity profile^[56]

1.5 本文的研究目标

与传统的折射和衍射光学器件相比，超表面透镜具有许多优点：具有灵活的波前调控能力，能做到超轻超薄，易于集成；亚波长的单元结构能够提高能量的利用率，避免高阶衍射造成的能量损失，实现高效率高性能的光学器件。但超表面透镜在设计中依然面临着诸多限制：

1、超表面透镜在多波长设计中，主要利用偏振无关的结构或只响应单一偏振态，本文设计了对于可见光三波长聚焦以及可见光宽带透射的圆偏振复用超表面；

2、目前的色散控制超表面透镜大多采用空间复用或全息多焦点的设计方案，以三波长为例，理论上能量利用率无法突破 33.3%，且采样分辨率低。本文利用单一结构进行高分辨率的多波长复用型超表面设计，三个波长的理论效率能达到 47%以上，设计了离轴入射下在轴上同焦点聚焦的超表面透镜，为轴外入射的研究提供新的思路。

1.6 本论文的主要内容及章节安排

分析了超表面透镜在应用中的设计和研究现状，针对超表面透镜现阶段还存在的科学问题，本论文着重研究了超表面的多波长聚焦功能设计，致力于提出超表面透镜在应用中的新型设计方案，从单一介质柱结构调控多波长的角度入手，提出了离轴入射条件下的波长复用超表面透镜的设计方案。全文共分为五章，各个章节的主要内容包括：

第一章：绪论部分，介绍了超表面的基本原理和发展背景，简单概述了现阶段超表面的国内外研究现状，然后列举了不同的超表面透镜的显示成像设计方法，对比不同的色散调控方式，分析超表面透镜在多波长显示应用中的色差问题以及现有设计方案，引出本论文的主要研究工作。

第二章：主要介绍了本论文研究工作中所用到的超表面的基本理论依据以及采用的主要分析方法，首先分析本文超表面设计所用到的偶极子天线模型与几何相位原理，以及等效折射率理论与传输相位原理；然后概述了设计过程中采用的数值模拟计算方法以及计算的理论依据。

第三章：针对偏振复用型超表面进行了研究，设计了一种同时利用两种圆偏振光实现不同功能的超表面透镜。根据几何相位原理，利用不同旋转方向角的纳米柱状结构，能够对出射的不同偏振光产生相异的相位调控作用，实现对交叉偏振态的三个波长的聚焦功能以及同偏振态可见光宽带的透射功能。其两种功能集成的优势在将来有望作为一种新型目镜应用于 AR 系统中。最后进行了聚焦的模拟以及仿真实验，验证了设计结果。

第四章：针对超表面的离轴入射聚焦差异问题，设计了一种能够对不同波长独立响应的结构，采用不同宽度的介质柱来对可见光的三个波长进行相对独立的相位及振幅调控，从而补偿光在自然传输过程中产生的色差，能够设计轴向色差调控功能的超表面聚焦透镜，并且能够设计将不同角度入射的三个波长的光束共同聚焦的超表面，在功能上有望应用于 3-DLP 激光投影系统中作为彩色合成透镜，最后，进行了聚焦仿真实验以及成像模拟，以验证设计结果。

第五章：总结本论文的主要创新点，分析研究内容及意义，并对超表面透镜在未来的发展前景进行了展望。

第 2 章 超表面透镜的基本理论和分析方法

2.1 引言

超表面的设计方式灵活多样,可以通过各种不同的结构设计以及不同的调制机理实现功能的多样化,而且超表面的多种功能还在持续的探索之中,难以在有限的篇幅内做到全面完整的概括介绍。本章以我们研究的超表面透镜方法进行分析,包括偶极天线模型与等效折射率理论的分析,以及几何相位与传输相位的调控机理的分析,介绍了数值模拟方法的原理,总结了超表面透镜设计的基本原理和分析方法。

2.2 超表面的理论模型分析

传统光学利用材料的折射率差异以及面型变化实现相位差异分布,与传统的折射型光学元件不同,超表面依赖于各种单元结构的不同相位调制方式来实现各种功能,而其中主要的两种调控方式是利用不同的几何结构参数来实现的几何相位以及通过在传输中积累光程实现的传输相位。本论文主要根据这两种相位调制方式设计了超表面,通过本章对于两种不同模型的理论分析有助于接下来对于超表面设计的研究。

2.2.1 几何相位与偶极天线模型

在经典力学与量子力学中,当一个系统在循环绝热的变化过程中,从初始状态沿着某一路径演变一个周期后回到初始状态时,这一最终态与初始态之间并不相同,会额外存在一个相位差,而这一额外的相位因子只与系统在演化过程中的几何路径有关,因此被称为几何相位。这一现象最早由 S.Pancharatnam 教授于 1956 年独立发现^[57],随后在 1984 年 M.Berry 教授进行了更为深入系统的研究将其推广^[58],为了纪念二人的贡献,几何相位也被成为 Pancharatnam-Berry 相位或 P-B 相位。为了理解电磁波中几何相位的形成,采用如图 2.1 所示的庞加莱球来辅助进行描述,在单位半径的球面上,构成球面的每一点都可以看做电磁波的一种偏振态,其中赤道由所有线偏振光(linear polarized light, LP)组成,北极点对应右旋圆偏振光(right-hand circularly polarized light, RCP),南极点对应左旋圆偏振

光(left-hand circularly polarized light, LCP)。当右旋圆偏振态的光波从北极点出发, 经过赤道和南极点回到北极点后, 此时的光波与初始光波之间存在一个附加的相位因子, 而该相位值就等于光波在球面经过的闭合路径所对应的立体角的一半。

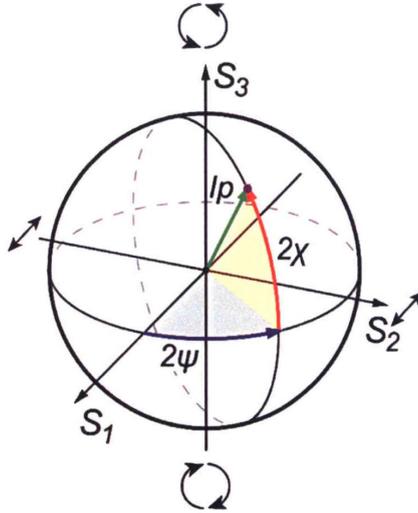


图 2.1 庞加莱球

Figure 2.1 Poincaré sphere

基于几何相位的超表面对于电磁波的调制效果可以用下面的传输矩阵形式进行分析, 假设超表面在直角坐标系中位于 $z=0$ 的平面, 电磁波的透射矩阵可以表示为:

$$T = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{bmatrix} \quad \dots(2.1)$$

其中 T_{xy} 表示当线偏振光从 y 方向偏振入射时在 x 方向上的偏振透射系数, 同理可以得知其他元素所代表的含义。对于超表面来说, 入射光在垂直入射时, x 与 y 方向的偏振之间没有耦合, 此时 $T_{xy}=T_{yx}=0$ 。而入射光在倾斜入射时可能会打破二维结构的对称性, 从而使得 x 和 y 方向的偏振产生磁耦合效应, 导致透射系数产生差异 $T_{xy} \neq T_{yx}$, 但这种差异很微弱基本可以忽略。因此, 对于光轴与 x 轴成 θ

角的单元结构而言, 用 $R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$ 表示直角坐标系沿着逆时针旋转 θ 角

的旋转矩阵, 其透射矩阵在直角坐标系下应表示为:

$$T_{rot} = R(-\theta) \begin{bmatrix} T_{xx} & 0 \\ 0 & T_{yy} \end{bmatrix} R(\theta) = \begin{bmatrix} T_{xx} \cos^2 \theta + T_{yy} \sin^2 \theta & (T_{yy} - T_{xx}) \sin \theta \cos \theta \\ (T_{yy} - T_{xx}) \sin \theta \cos \theta & T_{xx} \sin^2 \theta + T_{yy} \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad \dots(2.2)$$

T_{rot} 表示线偏振光入射，当入射光为圆偏振光时，用以左旋圆偏振光和右旋圆偏振光为基准的透射矩阵 T_{cp} 来表示：

$$T_{cp} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} T_{LL} + T_{RR} & (T_{LL} - T_{RR}) e^{i2\theta} \\ (T_{LL} - T_{RR}) e^{-i2\theta} & T_{LL} + T_{RR} \end{bmatrix} \quad \dots(2.3)$$

其中 T_{LR} 表示入射光为右旋圆偏振态时，左旋圆偏振态的透射系数，同理可知其他元素表示的含义。考察圆偏振光入射到超表面后透射光的偏振特性，先分析左旋圆偏振态入射的情况，用琼斯矢量 $E_{inL} = \frac{1}{\sqrt{2}} [1, i]^T$ 表示入射光为左旋圆偏振光，透射光可以表述为：

$$E_{outL} = T_{cp} E_{inL} = \frac{1}{2\sqrt{2}} (T_{LL} + T_{RR}) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \frac{1}{2\sqrt{2}} (T_{LL} - T_{RR}) e^{-i2\theta} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad \dots(2.4)$$

同理，在入射光为右旋圆偏振态的时候，入射光的琼斯矢量表示为 $E_{inR} = \frac{1}{\sqrt{2}} [1, -i]^T$ ，且此时的出射光场表示为：

$$E_{outR} = T_{cp} E_{inR} = \frac{1}{2\sqrt{2}} (T_{LL} + T_{RR}) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + \frac{1}{2\sqrt{2}} (T_{LL} - T_{RR}) e^{i2\theta} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \dots(2.5)$$

由式(2.4)和式(2.5)可以看出，当入射光为单一圆偏振光时，出射的光中将包含两种不同旋向的圆偏振态，其中一部分为与入射光旋向相同的圆偏光，另一部分为与入射光相反旋向的圆偏光，其中包含了一项额外的相位因子，可以看到这里的相位为 2θ ，与结构的旋转角度 θ 存在 2 倍的关系，这一额外产生的相位就是几何相位。几何相位型的超表面，其单元结构对于不同的偏振态都是各项异性的，例如矩形柱状结构，椭圆柱状结构，以及与他们的巴比涅互补结构等，都能够产生几何相位的调制，而这类结构又被称为偶极子天线结构，如图 2.2 所示。本论文第 3 章所设计的超表面聚焦透镜采用的就是一种基于几何相位的光天线阵列。

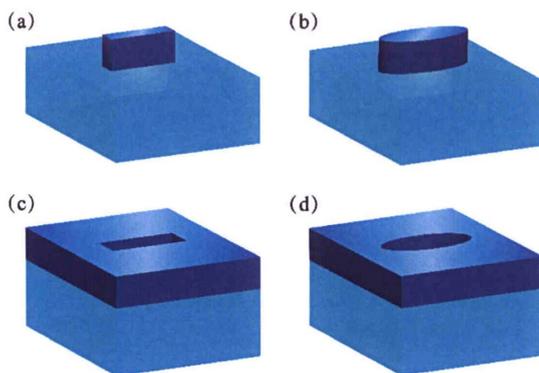


图 2.2 各种不同的各向异性偶极子天线结构

Figure 2.2 Various types of anisotropic dipole antenna structure

2.2.2 传输相位与等效折射率理论

利用光束在介质中传输时产生的光程差也能够实现相位的调控，也就是我们所提到的传输相位。在折射率为 n 的介质中，波长为 λ_0 的光波在该均匀介质中传播一定距离 d ，则此光束在传输过程中积累的相位为：

$$\Phi = nk_0d \quad \dots(2.6)$$

其中， $k_0=2\pi/\lambda_0$ 为自由空间的波矢。对于传统的相位型光学元件，为了得到设计的波前，通常是利用元件不同位置处厚度 d 的差异，构成曲面表面来实现相位的调控。而对于二元光学元件，需要使用离散高度的台阶结构实现相位的调控。但是这两类元件都面临着同样的问题：由于元件的厚度存在差异，不规则的器件难以设计，同样也不易于集成应用，此外由于相位的调制由厚度 d 和介质折射率 n 共同决定，在大多数光学材料的折射率都较小的条件下，就需要设计较大的厚度才能实现所需的相位调制效果。因此，研究人员发现，根据广义折反射定律可以在厚度 d 保持不变的情况下，通过改变结构，实现对空间折射率 n 的改变，也能实现传输相位的调控，当等效折射率足够大时，能够极大减小器件的厚度。

为了计算高折射率介质柱的等效折射率，可以根据 Wilson R. Almeida 等人于 2004 年提出的理论^[59]。如图 2.3 (a) 所示，两边阴影部分为高折射率区域，中间为低折射率区域，这种结构可以称为沟槽波导，当电场沿 x 方向的电磁波垂直入射在这种波导结构上时，电磁波不仅局限在高折射率的介质区域，同样在低折射率的区域也会产生作用。设高折射率的介质区域横向波数为 κ_H ， γ_C 和 γ_S 分别

为高折射率区和低折射率区的场衰变系数， β 则为本征模式的传播常数，它们之间存在如下关系：

$$k_0^2 n_H^2 - \kappa_H^2 = k_0^2 n_C^2 + \gamma_C^2 = k_0^2 n_S^2 + \gamma_S^2 = \beta^2 \quad \dots(2.7)$$

本征模式的传播常数可以通过求解特征方程得到：

$$\tan[\kappa_H(b-a) - \Phi] = \frac{\gamma_S n_H^2}{\kappa_H n_S^2} \tanh(\gamma_S \alpha) \quad \dots(2.8)$$

其中 $\Phi = \arctan[\gamma_C n_H^2 / (\kappa_H n_C^2)]$ ，通过对上式的求解，能够表面等效折射率与入射电磁波的波长和高低折射率介质之间的比例有关。

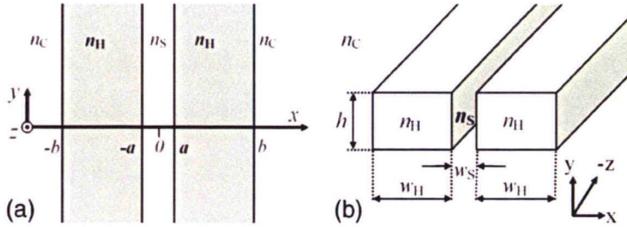


图 2.3 槽波导结构示意图^[59]

Figure 2.3 Schematic of the slot waveguide structure^[59]

2.3 数值模拟分析

2.3.1 数值计算方法

前一节中从超表面的理论模型入手进行分析，但通常我们仍然需要借助一定的方法来验证我们通过理论模型所设计的超表面功能，本论文中的研究采用了几种数值模拟分析的方法。首先利用电磁仿真软件对单元结构在电磁波中的响应进行了数值模拟，能够得到单元结构对于光波的相位、振幅响应等，随后同样在电磁仿真软件中对超表面的全模进行数值模拟，以验证所设计的器件功能性是否正确，最后通常利用衍射理论对远场光强进行数值计算。

对于我们所设计的亚波长单元结构，本论文采用的电磁仿真软件为 Computer Simulation Technology (CST) Studio Suite 2016，软件内含有两种求解器，其中频域求解器基于有限元法(Finite Element Method, FEM)，有限元分析其实是将一些实际中复杂多变的结构或现象离散化分析，这里就是对麦克斯韦方程组的微分形式的离散化，将我们的计算模型划分为多个小区域，再对每个小区域进行联合求解，最终得到整个模型的近似解^[60]。这种求解方法通常用于仿真模拟单元结构，

在完成单元结构的材料和几何形状的设置后，为了能够在 x - y 平面内得到周期排布的单元结构的电磁响应特性，在 x 和 y 方向使用的边界条件为 unit cell 模式，而 z 方向为我们的输入与输出端，在 z 方向使用的边界条件为 open 或 open add space 模式。通过改变单元结构中网格划分的数量可以改变计算精度和速度，但二者是相互制约的，往往在精度变化差异较小范围内尽可能减少网格以提高计算速度。最后，在入射和出射端口选择合适的激励模式模拟结构对于光的响应。CST 提供了非常便捷的后处理功能，在得到计算结果后，我们通常会提取单个频点或是宽带范围的相位、振幅等信息，为后续的全模拟真奠定基础。

在 CST 中另一种求解器是时域求解器，基于有限积分法(Finite Integration Technique, FIT)，这里有限积分法是对麦克斯韦方程组的积分形式的离散化，对模型有限区域内进行定义，然后将定义的计算区域划分为多个小网格进行计算^[61]。这一求解方法我们通常用于对全模结构的模拟仿真，全模结构根据功能要求以及单元结构仿真中得到的数据结果进行设计，全模拟真中 x 、 y 和 z 方向均设置为 open 边界条件，在仿真范围的设置时需保证入射端口与模型表面之间的距离大于一个波长，而出射端口的范围也应当大于结构的尺寸，保证模拟得到的电磁响应尽量符合实际条件。为了保证计算准确性，在网格划分阶段往往设置较多的网格，计算时间和计算数据量都会很大，因此一般无法直接利用 CST 计算得到预设平面的结果，通常将出射端口设置在贴近结构表面处，计算得到全模表面处的电场后，用 MATLAB 进行衍射方法的计算，最终得到焦平面处的光场强度分布。

2.3.2 衍射理论

前一节提到，由于计算能力的限制，我们在利用 CST 进行全模拟真时只能计算得到近场结果，需要通过衍射理论再计算得到预设平面的远场结果。根据矢量衍射理论(Vectorial Diffraction Theory)，在笛卡尔坐标系中，与出射平面距离 z 处的电场分布可以用矢量角谱理论表示为^[62]：

$$\begin{bmatrix} E_x(x, y, z) \\ E_y(x, y, z) \\ E_z(x, y, z) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} A_x(f_x, f_y) \\ A_y(f_x, f_y) \\ -\frac{f_x A_x(f_x, f_y) + f_y A_y(f_x, f_y)}{f_z} \end{bmatrix} \exp[i2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)] df_x df_y \dots(2.9)$$

其中 $f_x=k_x/2\pi$, $f_y=k_y/2\pi$, $f_z = \sqrt{1/\lambda^2 - f_x^2 - f_y^2}$ 分别表示 x 、 y 、 z 方向上的空间频率, k_x , k_y 表示 x , y 方向上的波数, λ 表示入射光的在所在空间中的等效波长。当 $f_x^2+f_y^2>1/\lambda^2$ 时, f_z 为复数, 表示该分量为倏逝波分量。这一计算公式中包含了所有空间频率分量, 因此可以利用这一公式进行近场的计算。由于空间中的电场在三个方向上是相互关联的, 可以根据 x , y 方向上的分量计算得到 z 方向的分量, 因此出射光的角谱可以表示为:

$$\begin{bmatrix} A_x(f_x, f_y) \\ A_y(f_x, f_y) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} E_x(x, y, 0) \\ E_y(x, y, 0) \end{bmatrix} \exp[-i2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)] df_x df_y \dots(2.10)$$

这一公式对于近场模拟的数值结果有一定限制, 要求计算的透射空间必须是开放的, 否则由于电磁波在边界上的反射, 会使得表面处的电场中存在正负两个 z 方向的叠加的结果, 无法直接用来作为矢量衍射计算的光源, 而且还可能会在模型表面产生二次反射影响计算结果, 因此在 CST 中进行的全模仿真选择吸收类型的边界, 即 open 边界条件。

2.4 本章小结

本章主要介绍了两种不同的电磁超材料理论分析模型以及常用的数值计算方法, 通过几何相位型偶极子天线模型以及传输相位型等效折射率理论的分析, 为后续的超表面功能设计奠定基础。在仿真层面, 介绍了利用 CST 进行超表面的单元结构以及全模仿真的计算方法, 再进一步从矢量衍射以及矢量角谱理论算法来对仿真结果进行计算, 为后续超表面的仿真和模拟验证提供理论基础。

第3章 偏振复用型超表面透镜

超表面这种平面型光学器件有着多样化的功能和优越的光学性能, 不仅仅能够实现实验室中的各种光学用途, 最重要的是有希望在实际应用中发挥其所具有的特殊优势。随着各种光学系统的小型化, 简单的光学元件如透镜的应用, 也受到传统光学的诸多限制, 本章根据透镜的特性, 设计了一种新型可见光的偏振复用的聚焦超表面, 其功能特性有望作为一种新型的增强现实(Augmented reality, AR)目镜来使用。通过对偏振态的功能区分实现透射光场和虚拟场景的结合, 为后续超表面透镜的更多应用发展做出了铺垫。

3.1 研究意义

各种不同类型的超表面已经展现出其对光波灵活调控的能力, 由于光学透镜在各类光学系统中的广泛使用, 超表面透镜也被认为是最具有实际应用潜力的超表面器件。近几年许多超表面透镜相关的多种应用理念已经逐渐丰富起来, 例如由介质柱构成的超表面透镜能够提供大数值孔径(NA), 以及实现线偏振态下的多功能超表面^[50-52,63,64], 基于光自旋耦合的超表面也能表现出优异的宽带特性。正是由于这些小型的超表面透镜的优异表现, 超表面领域的最新进展已经向未来的光学器件应用迈进^[51,65,66]。增强现实是一种实时地计算成像的位置及角度并附加相应图像的技术, 这种技术的目标是通过目镜把虚拟图像与现实世界结合并进行互动, 也被认为是下一代显示技术。AR技术的实现, 需要用到多种技术来减小虚拟图像与现实场景的违和性, 使用户能够获得超越现实的感官体验。AR需要实现透过式的近眼显示能力, 也就是需要透射式的目镜能够将计算机图像在现实场景所期望的位置处成像。为了实现这种功能, 已有多种不同的目镜, 例如基于球面镜, 衍射光学元件 (diffractive optical elements, DOEs) 及全息光学元件 (holographic optical elements, HOEs) 等等^[67-71]。但由于这些传统光学元件的限制, 在实现高实用性和可移动的 AR 眼镜仍比较困难, 往往需要具有大的视场角 (field of view, FOV), 轻而小的结构, 能使人的瞳孔能够在一定范围内观察到完整的图像。作为近眼显示目镜通常需要大的 eyebox, 即人眼瞳孔所能活动的范围。近期由韩国的 Gun-Yeal Lee 等人提出一种基于几何相位的超表面聚焦透镜,

利用几何相位原理，实现透射与聚焦的偏振复用超表面^[72]，根据这种设计方案，我们在本文中设计了一种新的亚波长单元结构，在此基础上设计的偏振复用型超表面透镜，能够实现多波长偏振聚焦，具有高分辨率以及大数值孔径，提高了透射效率。这在诸多领域都具有明显的优势，将来有望应用于如可穿戴设备，光学显示，生物成像，医疗器械等等系统之中。

3.2 超表面透镜的设计

相位型的超表面功能取决于对于整体器件的相位排布设计，在设计过程中，需要将超表面离散成为若干离散的像素点，每个像素点作为一个单元结构进行设计和分析。在保证振幅调制效率的前提下，能够通过改变单元结构的尺寸参数或结构形状来产生不同的相位调制效果。再根据需要的超表面功能，对不同的单元结构进行一定规律的排布，完成全模的设计。

为了实现在透射多功能目镜的功能应用，我们设计的超表面透镜具有高数值孔径，宽带响应特性，以及各向异性的光学响应。凭借着这种结构各向异性的光学响应，我们所设计的超表面透镜能够表现出两种不同的功能。其一，作为一个聚焦透镜，能够放大计算机提供的彩色图像；其二，也作为一个透射式的玻璃平板，能够实现清晰观察现实场景的目的。这两种功能可以同时实现，使得这种超表面透镜能够作为类似传统眼镜一般置于人眼前，将虚拟与现实图像结合。我们设计了这种利用不同偏振态产生功能差异的超表面透镜。

传统的 AR 眼镜，例如半球面镜，DOEs 和 HOEs 等，现实场景的光能够直接经过透射式的光学元件进入人眼，而激光投影或是其他显示平面出射的图像光经过反射或衍射的形式进入人眼。基于传统光学的近眼显示目镜，NA 小，厚度大，视场角小，由于在处理放大显示计算机图像时，这种传统目镜采用的是反射式结构，目镜与人眼之间需要提供一定的图像空间，因此不得不增加目镜到人眼的距离，如图 3.1(a)所示，视场角将受到限制。而通过设计全透射式的目镜，如图 3.1(b)所示直接将目镜置于人眼前，计算机图像位于目镜之后，系统的视场角就仅仅由目距和透镜的口径来决定，这样成像的范围就可以无限扩展至视场的边缘位置，而视场角也可以通过增加透镜的口径而增大。借由几何相位超表面的偏振响应不同的特性，这种超表面透镜能够对虚拟图像和现实场景的成像做出不同功能的响应，这也成为超表面透镜相比传统目镜所能够提供的优势。

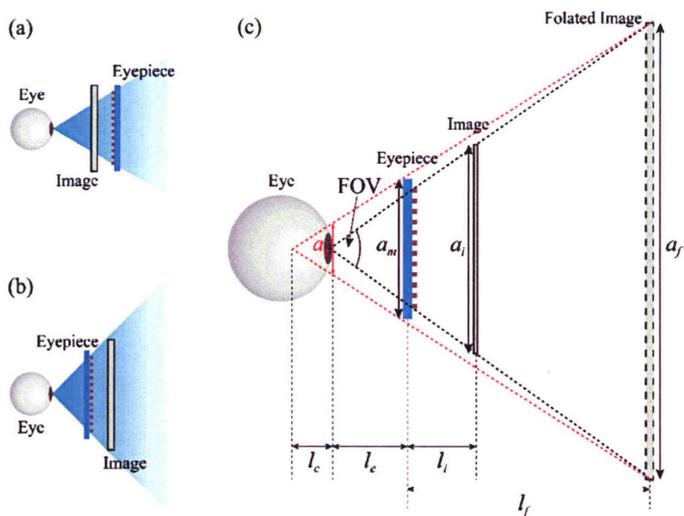


图 3.1 系统中目镜结构示意图

(a) 和 (b) 分别为透射式和反射式系统目镜的位置示意图；(c) 超表面目镜的系统构成示意图。

Figure 3.1 Schematic of the eyepiece in system

(a)-(b) Schematic of the eyepiece position in transmissive and reflective system. (c) Diagram of the metasurface eyepiece.

如图 3.1(c)所示为使用这种超表面作为目镜的系统设计示意图,由图中可知,超表面透镜直接放置于人眼之前,可以使用散射全息或者激光投影将计算机图像呈现在目标位置,在该系统中,我们将计算机生成的图像置于透镜的一倍焦距之内,根据透镜的成像原理,当物距在凸透镜的一倍焦距内时,可以成正立放大的虚像。通过超表面观察,能够看到计算机图像的虚像在现实场景中的目标位置处,而现实场景的光经过超表面透镜没有发生相位的变化,可以保持原本的状态进入人眼。根据图中的系统参数,系统的最大视场角 FOV 与透镜的口径以及目距存在这样的关系:

$$FOV=2 \tan^{-1}\left(\frac{a_m}{2l_e}\right) \quad \dots(3.1)$$

其中 a_m 为超表面透镜的口径, l_e 为目镜到人眼的距离, 由此成像到最大视场角范围需要的计算机图像尺寸 a_i 可以表示为 $(l_e+f)a_m/l_e$, f 是超表面透镜的焦距。在

系统设计中,一般保持目距和透镜口径不变,那么计算图像的最大尺寸 a_i 就只与透镜的焦距有关。根据透镜的成像原理,经过透镜所成虚像的位置与物距和焦距有关,也就是说,需要的计算图像尺寸以及成像大小和位置都与透镜的焦距成比例。为了减小系统的尺寸,增加视场角的大小,超表面透镜的设计应该遵循焦距小而口径大,也就是设计具有大 NA 的超表面透镜。这都是利用超表面来设计透镜所具有的优势,因此若能作为下一代显示技术将有很好的应用前景。

3.2.1 单元结构的设计

超表面的一个主要特点就是由亚波长单元结构来决定整个器件的光学性能,因此,我们通过设计优化单元结构的参数(材料、几何形状、方向角等等),来实现所设计的超表面透镜的功能。由前一二章的内容可知,超表面对于电磁波的调控机理有多种分类,例如传输相位型,几何相位型等,根据超表面功能的设计要求来看,这里我们需要超表面对不同来源的光产生不同的调制功能,因此我们可以利用具有各向异性的几何相位型超表面,首先将不同来源的光转变为不同的偏振状态,由偏振态的差异调控来为目镜的差异功能提供准备条件。

我们设计了如图 3.2(a)所示的介质型单元结构,为了抑制高阶衍射带来的能量损失,单元结构的等效周期设计需要小于自由空间传输的最小波长,在可见光宽带最小波长为 400nm,基底 SiO_2 折射率为 1.46 的条件下,最大等效周期为 $400/1.46=274\text{nm}$,因此为了抑制高阶衍射造成的能量损失,我们设计亚波长周期为 250nm,在二氧化硅 (SiO_2) 基底上通过不同方向角的二氧化钛 (TiO_2) 纳米柱来获得相应的相位调制,利用各向异性的矩形获得几何相位响应。根据第 2 章所述的几何相位原理,单元结构对相位和振幅的调控相对独立互不干扰,当一个旋向的圆偏振光入射经过结构调制后,出射光会产生同偏振和交叉偏振两部分,而其中交叉偏振的成分又携带有额外的相位因子。我们通过电磁仿真软件 CST 进行参数扫描,对不同尺寸的单元结构进行了计算,得到了不同宽度和长度的 TiO_2 纳米柱调制后产生的两种偏振态的透射效率的计算结果,计算统计如图 3.2(c)-(d)所示。图中横轴和纵轴分别为矩形纳米柱的长 l 和宽 w ,在优化高度 h 为 140nm 时,长度扫描计算范围从 140nm 至 230nm,宽度扫描范围是 50nm 至 140nm,计算间隔均为 3nm。图(c)为同偏振态的透射效率,图(d)为交叉偏振态的透射效率,在二维图中以色彩的变化表示效率的高低,由上至下分别为三个不同

波长所对应的调制效率（自左至右分别表示 473nm, 532nm 和 632nm）。根据前文所提到的功能特点，需要利用两种不同偏振态的光，因为要获得透明显示的作用，同偏振态的透射效率相比交叉偏振态来说更为重要，优化目标是在同偏振态下获得宽带的高透射效率。而交叉偏振态需要实现聚焦透镜的目的，也需要保证交叉偏振态的效率。聚焦透镜的功能用于计算机虚拟图像的成像，即使透射效率较低，但可以通过调整入射光源强度来达到成像显示的目的。由图中的效率分布情况，确保交叉偏振态的光有一定效率时选择同偏振态效率高的结构，最终选择长为 220nm，宽为 60nm 的矩形结构，对应的 RGB 三波长偏振转化效率分别为 3.01%，6.1% 以及 11.1%，根据这种结构，我们计算得到如图 3.2(b) 同偏振态的可见光宽带效率曲线，计算得到宽带的平均透射效率为 85.37%。

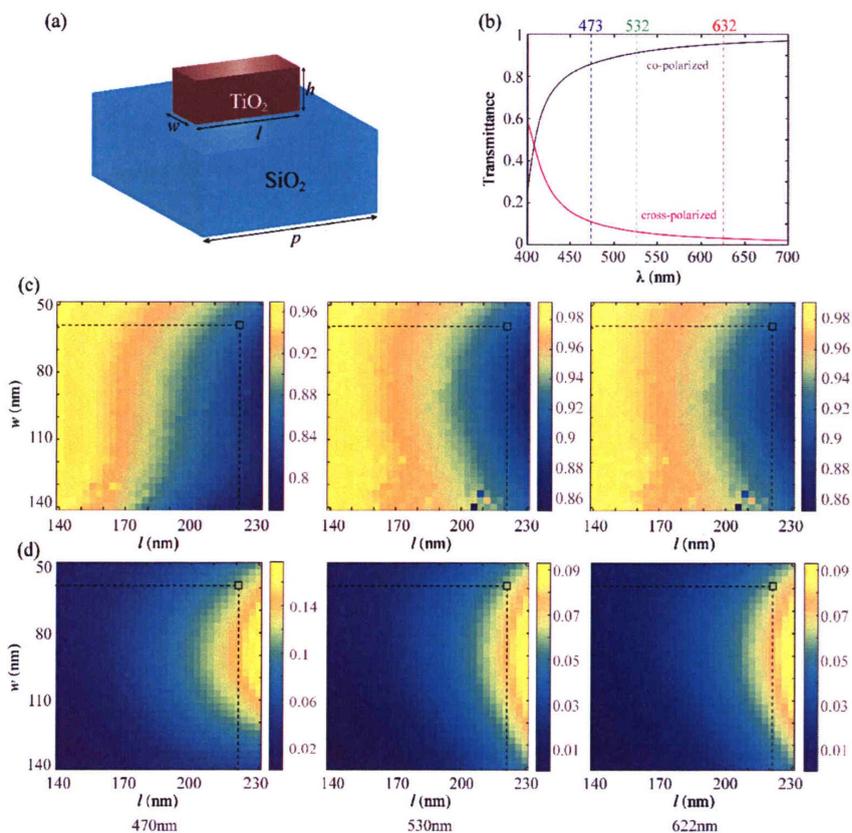


图 3.2 单元结构及透射效率

(a) 超表面单元结构示意图，结构参数在图中标注，周期为 p ，纳米柱长为 l ，宽为 w ，高为 h ；(b) 纳米柱参数 $l=230\text{nm}$ ， $w=60\text{nm}$ ， $h=140\text{nm}$ 时的不同同偏振态的透射

效率曲线；(c) 为参数扫描的同偏振态透射效率二维图，其中横坐标表示宽度 w ，纵坐标表示长度 l ；(d) 表示交叉偏振态。

Figure 3.2 Unit cell and calculated transmission efficiency

(a) Schematic of a unit cell of the metasurface, structure parameters are indicated in the figure, period p , length l , width w and height h . (b) Transmission efficiency curve of the nanorod with $l=230\text{nm}$, $w=60\text{nm}$ and $h=140\text{nm}$. (c) Two-dimensional diagram of the transmission efficiency with parameters sweep for co-polarized, Abscissa indicates the length (l) and ordinate indicates the width (w). (d) for cross-polarized.

根据几何相位原理，改变纳米棒的方向角能够产生的不同相位调制效果，对于红（632nm），绿（532nm），蓝（473nm）三个波长，两种不同偏振态的透射光的相位响应与方向角的关系如图 3.3 所示，可以看到同偏振态透射相位是一个常数值，与方向角的大小无关，因此对于同偏振态的光来说经过超表面后整体增加了一个常数相位的调制，起作用等同于一块均匀折射率的透射平板，而交叉偏振态的透射相位则与方向角存在着线性变化的关系，按照聚焦相位的排布方式，实现聚焦透镜的功能。

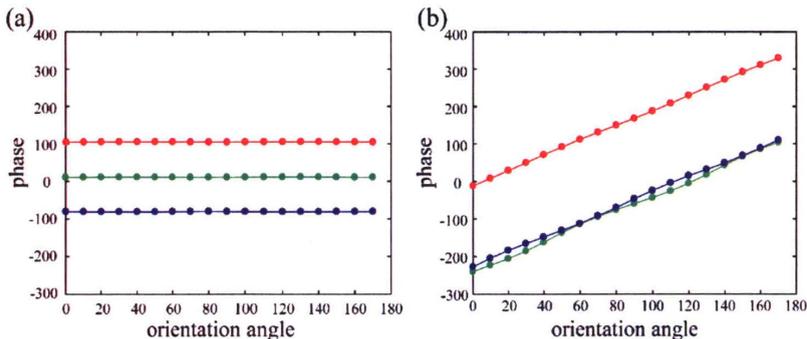


图 3.3 相位响应与方向角的关系曲线

(a) 三个波长同偏振态的相位响应与单元结构方向角的关系曲线；(b) 交叉偏振态的相位响应与单元结构方向角的关系曲线。其中红色表示 632nm，绿色 532nm，蓝色 473nm。

Figure 3.3 Plot of the relationship between the phase and the orientation angle

(a) The curve of the relationship between the co-polarized phase and the orientation angle of the unit cell with three wavelengths. (b) The curve of the cross-polarized phase. Red for 632nm, green for 532nm and blue for 473nm.

3.2.2 器件全模的设计

在该系统中，考虑目镜的聚焦功能，需要设计成聚焦透镜，因此对于交叉偏振的透射光成分，超表面上的每一个单元结构需要附加由公式(3.2)计算得到的相位值，

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(f - \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} \right) \quad \dots(3.2)$$

其中 x, y 为每个像素点的坐标位置， f 为透镜的焦距，每个像素点处纳米棒的结构方向角 $\theta(x, y) = \varphi(x, y)/2$ ，根据几何相位原理，同偏振态的相位不受结构方向角的影响，因此在超表面上对于同偏振态的光共同附加了一个常数相位，此时超表面的作用等同于一块透射平板，只会受到透射效率的影响。一般的几何相位超表面在设计时，未获得调制的同偏振态光被视为噪声，往往需要提高交叉偏振态的效率而抑制同偏振态的效率，但本章中我们需要同时利用两种偏振，工作原理示意图如图 3.4 所示，当左旋圆偏光 (LCP) 入射时，经过超表面的调制，对于出射的右旋圆偏光 (RCP) 产生凸透镜的聚焦效果，而出射的 LCP 近似于透射平板的效果；相反当 RCP 入射时，出射的 LCP 将会产生凹透镜的发散效果，这是由于几何相位的特性，同一方向角对于不同的两个偏振态，其相位响应值是互为相反数的，而出射的 RCP 不受调制。若在超表面后放置一块 RCP 的偏振滤光片，出射结果将只含有由 RCP 的偏振成分，包括 LCP 入射产生的聚焦 RCP 光以及 RCP 入射产生的透射 RCP 光两部分。因此，我们在使用超表面透镜的不同功能时，利用偏振滤光片，使计算机图像以 LCP 的形式入射，现实场景以 RCP 的形式入射，可以达到预期的双重功能，这与增强现实系统中目镜所需实现的功能是一致的。

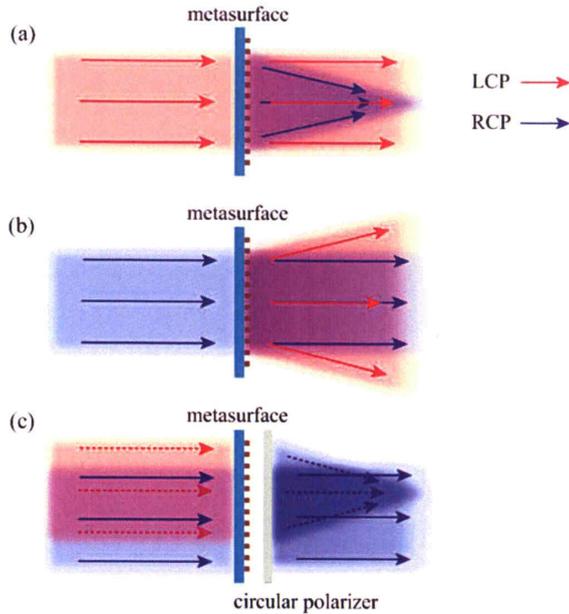


图 3.4 超表面不同偏振工作原理图

- (a) 左旋圆偏光入射超表面，出射聚焦的右旋圆偏光和平行的左旋圆偏光；(b) 右旋圆偏光入射超表面，出射发散的左旋圆偏光和平行的右旋圆偏光；(c) 左右旋同时入射，经过右旋圆偏振片的滤波，出射聚焦的右旋圆偏光和平行的右旋圆偏光。

Figure 3.4 Schematic diagram of metasurface with different polarized light

- (a) Incident with LCP, output the focusing RCP and the normal LCP. (b) Incident with RCP, output the diverging LCP and the normal RCP. (c) Incident with LCP and RCP, after the circular polarizer, output the focus RCP and the normal RCP.

3.2.3 结果与分析

为了验证这种方法所设计的超表面透镜的功能，我们利用 CST 进行了全模的仿真实验。由于实验室中计算机计算仿真能力的限制，无法进行大面积的模拟验证，为了便于计算机进行模拟，我们设计了一个如图 3.5(a)所示的超表面透镜，口径为 $37.75\mu\text{m}$ ，焦距为 $25\mu\text{m}$ ，数值孔径为 0.6。分别针对可见光三原色 R:632nm, G:532nm 和 B:473nm 三个波长进行了模拟计算。我们利用 CST 软件对该设计进行了电磁模拟计算，设计入射光源为右旋圆偏光，得到全模结构的表面出射光场，因为仿真范围受计算量的限制，无法直接得到远场聚焦结果，因此对于 CST 计算得到的电场做进一步的衍射计算，通过滤波的方法，滤除与入射同偏振态的右

旋光成分,由图 3.5(b)中可以看到左旋光的聚焦曲线,由于几何相位与波长无关,虽然在设计时设计波长是 632nm,但对于其他波长透镜仍具有聚焦效果,而材料本身提供的相位并不能弥补不同波长在传输过程中产生的色差,对于三个波长来说聚焦位置会有所不同,设计焦距相位是针对 632nm 的波长,由理论计算得到 532nm 和 473nm 的焦距分别为 30 μm 和 33.8 μm 。而通过仿真实验得到的三波长焦距分别为: 24.7 μm , 30.2 μm 和 34.1 μm , 与理论值误差较小。

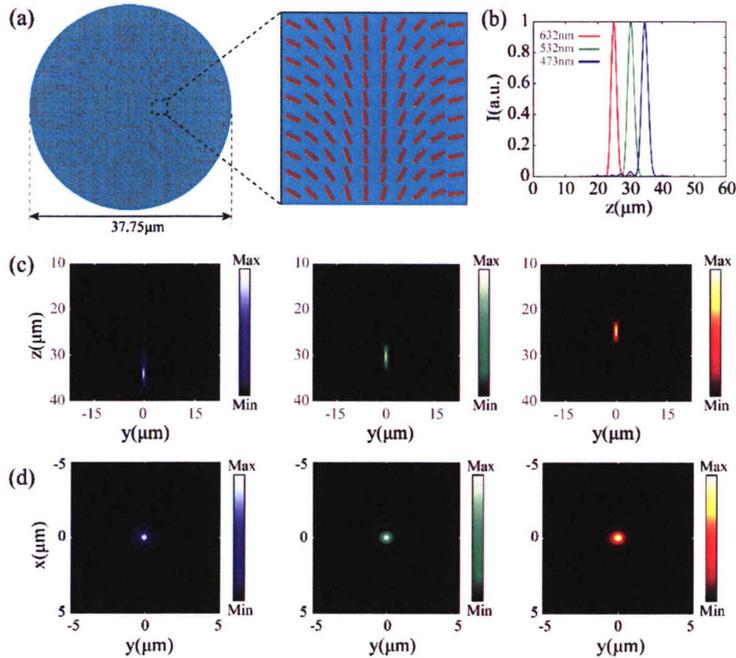


图 3.5 超表面透镜仿真聚焦结果

(a) CST 中的全模模型及部分放大图像; (b) CST 仿真实验的三个波长在 z 轴上的光强曲线; (c) 位于 y - z 平面内, 聚焦强度分布图; (d) 在焦平面位置处, x - y 平面内的焦点光强分布图; (c)和(d)从左至右分别对应波长为 473nm, 532nm 和 632nm。

Figure 3.5 Theoretical focusing result of the metalens

(a) The model and a part of the model in CST. (b) Light intensity curves on the z -axis of three wavelengths. (c) Focusing intensity distributions in yz -plane. (d) Focusing intensity distributions in xy -plane at focal plane. (c) and (d) From left to right corresponds to the wavelengths of 473nm, 532nm and 632nm.

由仿真聚焦结果的分析显示,这种方法设计的超表面透镜能够实现传统透镜

的聚焦功能，由于目镜的两种功能需要，入射光经过超表面调制产生的两种偏振光分担不同的功能，需要获得较高的同偏振态的宽带透射效率，也要保证交叉偏振态在三个频点的转化效率，在目前 85.37% 的平均透射效率下，视场亮度会变暗，可视度降低，而且宽带效率的不均匀性可能会造成透射图像的色彩失真。可以通过选择吸收率更低的材料，优化单元结构提高透射效率。这种偏振多功能的超表面聚焦透镜有望应用于 AR 系统中作为目镜使用，具体的系统结构图设计如图 3.6 所示，由于不同波长之间还存在色差的影响，需要利用二向色镜 (Dichroic mirror, DM) 对图像位置进行二次调整。图中 LCP 表示左旋圆偏振片，RCP 表示右旋圆偏振片，BS (Beam splitter) 表示半透半反分光镜，DMs 表示二向色镜。

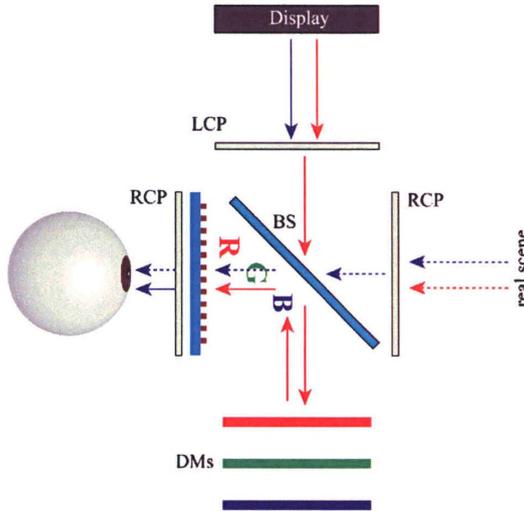


图 3.6 系统结构示意图

Figure 3.6 Schematic diagram of system structure

在这种设计条件下，虽然对能量的利用率较高，但由于周期太小，且 TiO_2 在现有技术下较难加工，因此难以进行下一步实验测试，为后续实验工作考虑，我们利用便于加工的 Si 材料进行了超表面的设计。由于椭圆柱的加工容差大，能够减小实验与设计的误差，因此这里我们选择椭圆 Si 柱结构进行优化设计。

我们设计了如图 3.7(a)所示的介质型单元结构，设计周期为 400nm，在二氧化硅 (SiO_2) 基底上通过不同方向角的椭圆形硅 (Si) 纳米柱来获得相应的几何相位调制。通过电磁仿真软件 CST 进行参数扫描，得到了不同宽度和长度的硅纳米柱调制后产生的两种偏振态的透射效率的模拟结果，计算统计如图 3.7(c)-(d)

所示。图中横轴和纵轴分别为矩形纳米柱的长轴 l 和短轴 w ，在优化高度 h 为 100nm 时，长轴扫描计算范围从 200nm 至 320nm，短轴扫描范围是 30nm 至 150nm，计算间隔均为 5nm。图(c)为同偏振态的透射效率，图(d)为交叉偏振态的透射效率，在二维图中以色彩的变化表示效率的高低，由上至下分别为三个不同波长所对应的调制效率。最终选择长为 300nm，短为 50nm 的椭圆结构，对应的 RGB 三波长偏振转化效率分别为 8.38%，4.98%以及 4.09%，根据这种结构，我们计算得到如图 3.2(b)同偏振态的可见光宽带效率曲线，计算得到宽带的平均透射效率为 69.1%。

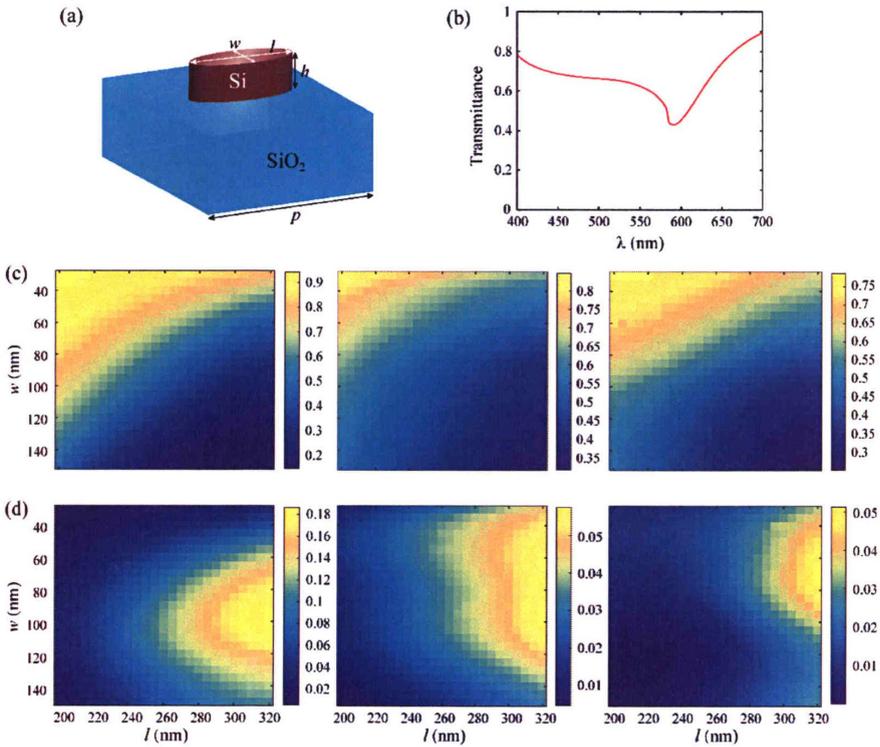


图 3.7 单元结构及透射效率

(a) 超表面单元结构示意图，结构参数在图中标注，周期为 p ，纳米柱长为 l ，宽为 w ，高为 h ；(b) 纳米柱参数 $l=300\text{nm}$ ， $w=50\text{nm}$ ， $h=100\text{nm}$ 时的同偏振态透射效率曲线；(c) 为参数扫描的同偏振态透射效率二维图，其中横坐标表示宽度 w ，纵坐标表示长度 l ；(d) 表示交叉偏振态。

Figure 3.7 Unit cell and calculated transmission efficiency

- (a) Schematic of a unit cell of the metasurface, structure parameters are indicated in the figure, period p , length l , width w and height h . (b) Transmission efficiency curve of the nanorod with $l=300\text{nm}$, $w=50\text{nm}$ and $h=100\text{nm}$. (c) Two-dimensional diagram of the transmission efficiency with parameters sweep for co-polarized, Abscissa indicates the length (l) and ordinate indicates the width (w). (d) for cross-polarized.

在同样的条件下，我们设计了一个口径为 $40.4\mu\text{m}$ ，焦距为 $26.2\mu\text{m}$ ，数值孔径为 0.61 的超表面透镜。分别针对可见光三原色 R:632nm, G:532nm 和 B:473nm 三个波长进行了模拟计算。设计焦距相位是针对 632nm 的波长，由理论计算得到 532nm 和 473nm 的焦距分别为 $32.17\mu\text{m}$ ，和 $36.89\mu\text{m}$ ，相应的数值孔径为 0.53 和 0.48 。而通过仿真实验得到如图 3.8 所示的三波长焦距分别为： $26.84\mu\text{m}$ ， $33.09\mu\text{m}$ 和 $37.3\mu\text{m}$ ，与理论值误差较小，同样实现了聚焦的功能。

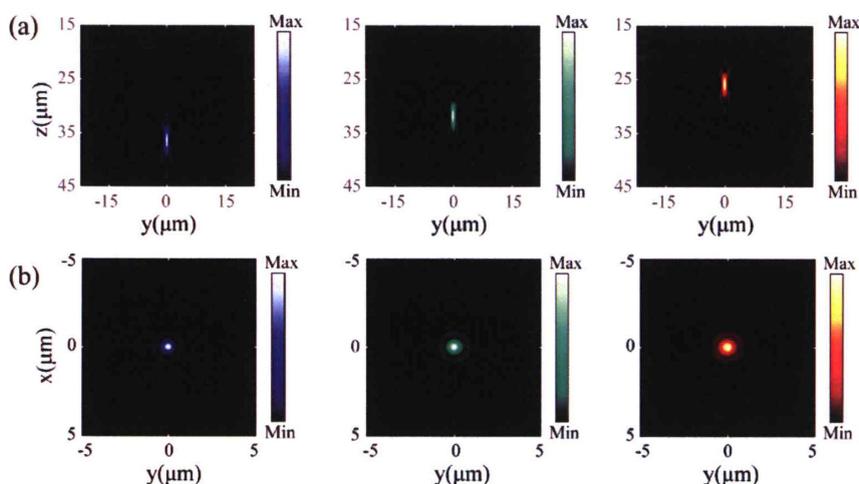


图 3.8 超表面透镜仿真聚焦结果

- (a) 位于 $y-z$ 平面内，聚焦强度分布图；(b) 在焦平面位置处， $x-y$ 平面内的焦点光强分布图；从左至右分别对应波长为 473nm ， 532nm 和 632nm 。

Figure 3.8 Theoretical focusing result of the metasurface

- (a) Focusing intensity distributions in yz -plane. (b) Focusing intensity distributions in xy -plane at focal plane. From left to right corresponds to the wavelengths of 473nm , 532nm and 632nm .

3.3 本章小结

本章介绍了超表面透镜在增强现实系统中作为目镜的应用前景。首先概述了

AR 系统中目镜的工作原理，对比反射式与透射式目镜以及传统目镜和超表面目镜的优劣，然后根据这种目镜的功能特点，设计了一种基于几何相位的介质型纳米柱超表面聚焦透镜。这种超表面能够对同偏振态的圆偏光 (400nm-700nm 宽带) 实现高效率的透射，可以用做透明目镜观察现实场景；对交叉偏振态的圆偏光 (473nm, 532nm 和 632nm) 实现聚焦的效果，可以用作聚焦透镜对计算机图像来成像。在此基础之上，若能在超表面中实现消色差的功能，将能够进一步提高系统的集成度，设计满足更多应用条件的多功能超表面透镜。

第4章 离轴入射波长与角度复用型超表面透镜

色散控制在光学系统中是一个关键问题,对于色差的消除更是会直接影响成像系统的成像质量。由于材料的固有属性,传统的色散调控方式往往与像差的控制相互制约,而超表面的出现已经克服了这一类限制,但仍然在色散控制上面临诸多问题,如效率,离轴入射条件等等。本章我们基于传输相位原理,首先研究表明该设计方法对离轴入射的色差调控同样有效,利用这种设计方法也能够设计对离轴入射进行波长与角度复用的超表面,能够使不同入射角 (0° , 17° 和 -17°) 入射的三个波长(473nm, 532nm 和 632nm) 最终在轴上同一点处聚焦。这种方案设计的超表面透镜,有望替代3片式DLP (digital light processing) 激光投影仪中的色合成棱镜。通过这种方式,为后续波长复用型器件的研究与发展做出铺垫。

4.1 研究意义

在彩色显示及成像系统中,色差是限制成像和显示性能的关键问题之一。传统材料色差是由于色散引起,是材料的固有属性,其本质是由于材料对于不同波长的折射率不同。自从洛伦兹建立基于束缚电子谐振的色散模型以来,光与物质相互作用的色散问题得到了广泛研究^[73-74]。色差在系统中往往会造成信号的畸变并限制器件的工作带宽,色散控制就是用来消除这些不良影响的一种常用手段。色散控制一般可以分为两大类:色散的放大与色散的消除。其中在通信系统,如密集波分复用系统 (Dense wavelength-division multiplexing, DWDM) 中常需要分离不同波长的信号^[75],这就需要对色散进行放大。同样在光纤通信系统中,色散可以用来抑制非线性效应(如谐波的产生及四波混频)^[76]。在光学工程领域,通过色散调控可以构建无色差的光学透镜或具有超强色差的慢光器件、分光器件或频谱分析仪等。但在成像系统中,不可控的色散是一个严重的问题,将会极大地影响到成像质量。为了解决这一问题,一般可以利用多种透镜组合的方式达到目的,例如双胶合透镜,正负透镜相互补偿。也可以用折衍射混合系统^[77],通过衍射系统中的反常色差与折射系统的正常色差相互补偿来达到消除色差的目的。但基于折射原理的透镜、棱镜等传统光学器件,都需要通过光路累积的光程差来

产生相移从而调控波前，因此不可避免有体积大、形状多样、不易集成的问题，使系统变得复杂。由于人们对器件轻薄易集成的追求，对于超表面器件的研究逐渐成为热点，但超表面在多数情况下，近似于衍射器件，存在着剧烈的色散，也限制了超表面器件的应用发展。因此超表面的色散控制研究是器件设计过程中的一个重点研究课题。

4.2 超表面透镜的设计

超表面透镜若要实现消色差的目的，需要使不同波长的平面光波经过透镜后转变为相同波前的汇聚球面波，如第 1 章中式(1.4)所示，超表面的设计相位与波长和结构位置有关，因此超表面需要对不同波长产生不同的相位调制效果才能达到消色差的目的。超表面作为一种衍射型器件，光传播距离相对较短，受到材料折射率色散的影响很小，但存在的结构色散是主要因素。对于一般的超表面来说，也存在着材料和结构带来的色散问题^[78]。现有的一些消色差超表面透镜已在第 1 章中进行了介绍，一种常用的方式是通过空间复用的方法^[54,55,79]，在超表面的每一个像素里包含多个相位调制单元，每个单元仅针对单个波长实现高效的相位调制效果，然而这种交叉复用的方式在不同单元之间会形成干扰，将会降低超表面透镜的聚焦效果，并且在调制波长数为 n 时，对于入射光的能量利用率不会超过 $1/n$ 。另一种色散调控的方法是采用单个相位调制单元对多个波长进行调控，这种方法能够打破空间复用的效率极限，但现有研究多是基于正入射，而在实际应用中，诸如激光合束以及激光投影显示系统，倾斜入射下的色散控制是不可避免的^[80]。值得一提的是，现有部分离轴入射下的色散控制是通过复用金属纳米沟槽的方式实现，仍然受到效率的限制，或另一种采用垂直堆叠方式设计的超表面，加工难度将大大增加^[52,81]。

本章中，我们提出一种单层超表面透镜，不同的三个波长（473nm，532nm 和 632nm），分别以三个角度（ 0° ， 17° 和 -17° ）入射，最终将在轴上同一点处聚焦。首先我们设计的超表面单元结构，由底层的金属反射层，中间的介质粘附层及二氧化钛（TiO₂）柱结构构成，能够对多个波长实现相位反射式的相位响应。然后为了获得期望的聚焦效果，我们借助了粒子群优化（particle swarm optimization, PSO）算法，用来搜索最优的相位分布以及结构排布。最后，我们通过仿真模拟验证了该透镜的聚焦能力并模拟了成像。

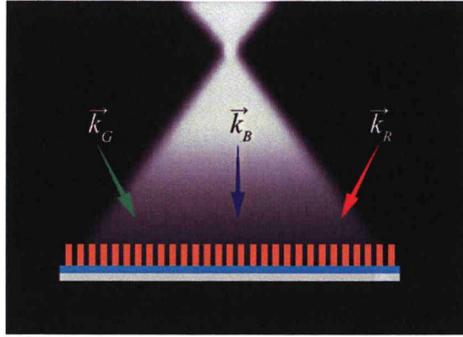


图 4.1 超表面共焦透镜示意图

- (a) 离轴入射多波长色散调控超表面透镜的示意图，三束波长分别为 473nm（蓝），532nm（绿）和 632nm（红）的平面光波以三个不同角度入射在超表面上，经过反射后聚焦在同一焦点处，合成为白色焦点。

Figure 4.1 Schematic of metalens and application

- (a) Schematic of the off-axis multi-wavelength dispersion controlling metalens. The metasurface is illuminated by three light with different wavelengths and incident angles, and then focuses the reflected lights into a same point, become a white point.

4.2.1 原理及单元结构的设计

为了实现聚焦的效果，如前文所述，超表面需要提供一个能够将入射平面波变为汇聚的球面波的相位延迟。而要实现消色差聚焦，超表面所提供的相位延迟还需要补偿光波在自由空间传播时产生的相位差，因此理想相位 φ 可以用以下公式来表示：

$$\varphi_d(r, \lambda_i) = 2\pi \left(f - \sqrt{r^2 + f^2} \right) / \lambda_i + \varphi_a(\lambda_i) + C(\lambda_i) \quad i=1, 2 \dots n \quad \dots(4.1)$$

其中 f 表示设计的焦距， $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 表示超表面透镜上每一个像素点距离透镜中心的距离， x 、 y 为像素点的坐标值， n 表示所调制的波长数目。对比已有的正入射条件下的消色差透镜的相位分布，这里引入一个附加相位 $\varphi_d(\lambda_i)$ ，用来补偿离轴入射产生的像差，（假设入射光在 x - z 平面）可以表示为：

$$\varphi_a(\lambda_i) = \frac{2\pi}{\lambda_i} x \sin(\theta_i) \quad i=1, 2 \dots n \quad \dots(4.2)$$

其中 θ 为入射角度，如图 4.1 所示，理想相位能够将不同角度的不同波长的入射

光聚焦在同一点上。在应用层面上，波长复用型超表面透镜有望用于三色激光投影系统中作为彩色合成器件，我们根据激光投影系统的组成，考虑用数字微镜器件 (digital micromirror device, DMD) 来生成图像，DMD 是一种由多个高速数字式光反射开关组成的阵列，由小型铝反射镜面构成，每个镜片对应一个像素，通过对 DMD 上每个像素镜面的翻转控制改变反射角，实现高速的点扫描成像。如图 4.12 所示，由三片 DMD 芯片产生的三幅红 (R) 绿 (G) 蓝 (B) 单色图像经过超表面的反射调制后，最终将在焦平面上呈现一幅合成的彩色图像。根据 DMD 的工作原理，将三束光对超表面的入射角度分别设置为 0° ， 17° 和 -17° 。聚焦效果由公式(4.1)的前两项决定，相位函数随着波长的变化而变化，如何找到一种亚波长结构的相位响应满足所有调制波长，始终是色散调控的最大难题。M. Khorasaninejad 等人提出了一种新的方式，在理想相位中额外附加一项相位因子 $C(\lambda_i)$ ^[56]，这是一项与波长相关的常数相位，在设计中扮演着调节扳手的作用。我们需要利用粒子群优化 (PSO) 算法找到最优的 $C(\lambda_i)$ 值，用来匹配理想的相位分布情况。在设计过程中，可以用理想相位与超表面结构相位之间的差值作为判断标准：

$$\Delta\varphi = \sum_i \Delta\varphi(\lambda) = \sum_i \sum_n |\varphi_d(r_i, \lambda_n) - \varphi_s(r_i, \lambda_n)| \quad \dots(4.3)$$

由公式(4.1)和(4.2)可以看到，相位函数的变化与波长 λ 和入射角 θ 有关，这也是光的传播性质所引起的。一般的消色差透镜只需要补偿在自由空间中传输所产生的相位延迟，但在我们的设计方案中，离轴的入射光若要在轴上聚焦还需要对其进行偏折，因此对应每个波长的相位分布情况也不再完全是中心对称的，进行调制的相位同心圆环将要沿着偏折的方向平移。我们定义 $\varphi_\lambda(x, y)$ 是关于波长 λ 在坐标 (x, y) 处的理想相位值，在这样的设计中，存在两种相位差异调制的情况，第一种对于不同的波长 λ_1 和 λ_2 ，同一位置处 (x_1, y_1) 所需的相位可能并不相同 ($\varphi_{\lambda_1}(x_1, y_1) \neq \varphi_{\lambda_2}(x_1, y_1)$)，此外，对于两个波长 λ_1 和 λ_2 下，不同位置处的相位差异也有所不同，在第一个像素点 (x_1, y_1) 处相位差 $\Delta\varphi(x_1, y_1) = \varphi_{\lambda_1}(x_1, y_1) - \varphi_{\lambda_2}(x_1, y_1)$ 与第二像素点 (x_2, y_2) 处相位差 $\Delta\varphi(x_2, y_2) = \varphi_{\lambda_1}(x_2, y_2) - \varphi_{\lambda_2}(x_2, y_2)$ 往往是不相同的，而且与坐标位置之间没有固定的规律，这也成为多波长色散调制超表面的设计难点。我们设计了一种独立的相位调制单元来同时调制三个波长，为了得到期望的聚焦效果，我们首先需要建立一个包含极大相位响应范围的结构-相位对应的数

据库。在 CST 中进行固定步长的参数扫描计算相应的反射相位，然后我们利用粒子群优化算法在数据库中选择出合适的结构用以匹配每个像素点处的理想相位值。

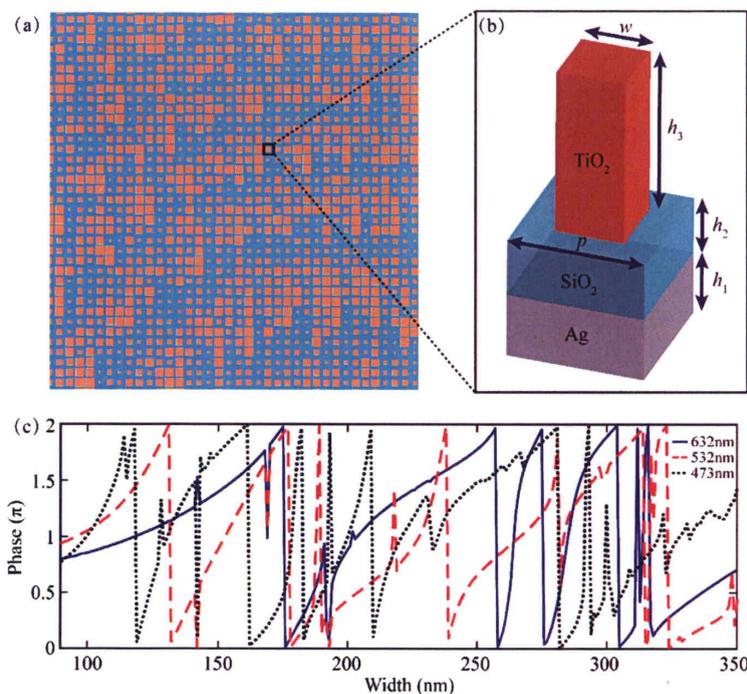


图 4.2 单元结构及相位响应

(a) 设计完成的超表面的俯视图。(b) 单元结构的示意图，顶层为高度 530nm 的二氧化钛纳米方柱，中间层为 180nm 厚的二氧化硅作为粘附层，底层则为 200nm 厚的银层作为反射层，单元结构周期为 400nm，纳米柱的宽度为 w ，通过改变纳米柱的宽度，能够得到不同的反射相位。(c) 单元结构的相位响应的数值计算结果，三个波长与纳米柱宽度 w 的函数曲线，其中纳米柱 w 的变化范围是 90nm 至 350nm，相位值经过折叠保持在 $0-2\pi$ 之间。

Figure 4.2 Unit cell and the phase response

(a) Top view of part of the designed metalens. (b) The element consists of a titanium dioxide (TiO_2) nanocuboid ($h_3 = 530 \text{ nm}$) on top of a silicon dioxide (SiO_2) layer ($h_2 = 180 \text{ nm}$) above a silver substrate ($h_1 = 200 \text{ nm}$). The period $p = 400 \text{ nm}$, the nanocuboid has a square cross-section with width w . By adjusting the width, the reflection phase can be controlled. (c) Numerically calculated reflection phase shift as a function of w at three wavelengths of 473 nm, 532 nm and 632 nm. As the nanocuboid width w changes from 90 nm to 350 nm, the corresponding phase undergoes multiple $0-2\pi$ phase cycles.

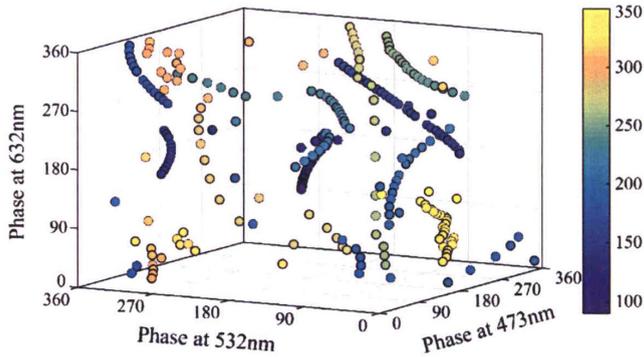


图 4.3 实际相位响应在相位空间中的分布

Figure 4.3 Realized phases distribution in phase space.

为了抑制高级次衍射带来的能量损失，单元结构的周期应小于自由空间传输的最小波长。如图 4.2(b)所示，我们设计的单元结构周期为 400nm，采用一种三层式的结构，顶层为 530nm 高的 TiO_2 纳米方柱，底层为 200nm 厚的银作为反射层，中间有 180nm 厚的 SiO_2 作为粘附层。在这样的结构中，由空气中正常入射的光线可能会出现两种不同的传输方式，第一种光路沿着 z 方向依次通过 TiO_2 纳米柱和 SiO_2 层，然后在银表面发生反射，在出射到空气之前光能够在 SiO_2 层中多次反射，类似于 Fabry-Perot 腔的作用。第二种光路能够在 x - y 平面内以波导的方式传输， TiO_2 的纳米柱阵列可以看作是波导的芯层，空气和 SiO_2 层看作是波导的包覆层。为了耦合这些波导模式，必须满足相位匹配条件，即可以通过调整纳米柱的间距 p 来改变传播常数 $k_0=m*2\pi/p$ ，以匹配相应的波导模式。由于模式之间的相互作用，会以泄漏模的形式耦合进空气中，因此最终的反射振幅和相位都是模式叠加的结果。由于导模共振效应^[82,83]存在引起相位的异常，而这种异常相位就是我们用来消除不同波长的相位关联性所需要的。借助仿真软件 CST，我们通过扫描不同宽度值的 TiO_2 纳米柱，获得单元结构的反射相位数据，本章中我们扫描的范围是 90nm 至 350nm。然后用这些几何参数与软件计算得到的相位数据建立我们下一步工作所需要的结构-相位数据库。本章中我们以横电波 (TE 模) 作为入射波进行接下来的分析，因为扫描范围大，我们通过仿真得到的相位响应覆盖范围很大，而在设计过程中，我们需要 0 - 2π 的相位范围就能够满足条件，因此在整理数据时将相位折叠在 2π 的范围之内，得到如图 4.2(c)所示的曲线，

观察图中三条曲线，对于 473nm 来说，结构周期 400nm 与波长接近，因此产生更多的异常相位，在相同宽度变化的范围内有更大的相位响应范围和更多的相位跳变。然而对于大波长也就是 632nm 来说，整条相位曲线更加匀滑，突变相位以及范围都相对较少。因为我们设计的单元结构具有这种异常的色差响应，我们才能利用单个的单元结构同时对三个波长进行独立的相位调制。而每一个结构对于不同波长的相位响应分布情况可以从图 4.3 中直观看到，图中每个点的不同颜色表示不同的结构参数，可以看到实际的相位响应并不能均匀覆盖整个 0-360° 的相位空间，所以现有的结构数据还无法实现多波长完全独立的相位调控，比如进行计算全息的设计等。

4.2.2 粒子群优化算法

由式(4.3)可以看到，匹配相位的过程实际上可以等效于对该函数的求极值过程。极值的求解方法多种多样，随着计算机技术及计算能力的发展，多种优化算法得以广泛应用，这里我们选择利用粒子群优化算法来优化计算相位差的极小值。

1995 年，Eberhart 和 Kennedy 基于对鸟群觅食行为的研究和模拟，提出了粒子群优化算法 (Particle Swarm Optimization, PSO)，其思想是模拟鸟集群飞行觅食时，每只鸟之间通过集体协作使群体达到最优目的，是一种模拟群体智能所建立的优化算法。它通过追随当前搜索到的最优值来搜索全局最优。相比其他优化算法，粒子群算法具有易编码、易理解、全局搜索能力强等优点。粒子群算法是基于群体的，根据粒子所处的环境将群体移动到最好的位置，粒子能够判断每次距离最优点是近或远，同时粒子之间能够共享距离最近的粒子的位置信息，每次迭代中每一个粒子在变化位置，距离也在变化，每次得到种群中的最优位置，作为所有粒子的参考，通过这样的过程，最终所有粒子都会向最优位置聚集。整个变化过程中，核心的变化是速度与位置的变化，可分别由以下公式表示：

$$v_i = w \cdot v_i + c_1 \cdot \text{rand} \cdot (p_i - x_i) + c_2 \cdot \text{rand} \cdot (g_{\text{best}} - x_i) \quad \dots(4.4)$$

$$x_i = x_i + v_i \quad \dots(4.5)$$

式(4.4)表示粒子的速度变化，式(4.5)表示粒子的位置变化，其中 rand 表示区间(0, 1)内的随机数， $w \cdot v_i$ 表示此前粒子的惯性， c_1 和 c_2 是两个非负的常数，成为加速因子， $c_1 \cdot \text{rand} \cdot (p_i - x_i)$ 表示粒子自身对于历史适应度值的比较， $c_2 \cdot \text{rand} \cdot (g_{\text{best}} - x_i)$ 表示粒子群体之间对最优位置的信息共享。该算法的流程图如图 4.4 所示。

粒子的位置矢量是待优化的变量, 在本章中是我们用来调节波面附加的常数相位 $C(\lambda_i)$, 而粒子与最优位置的距离为适应度值, 是我们用来判断两相位差异的 $\Delta\varphi$, 优化的过程中我们并不知道最优的附加相位是多少, 但只要使理想与实际的相位差异最小就能够得到较为准确的相位分布结果。

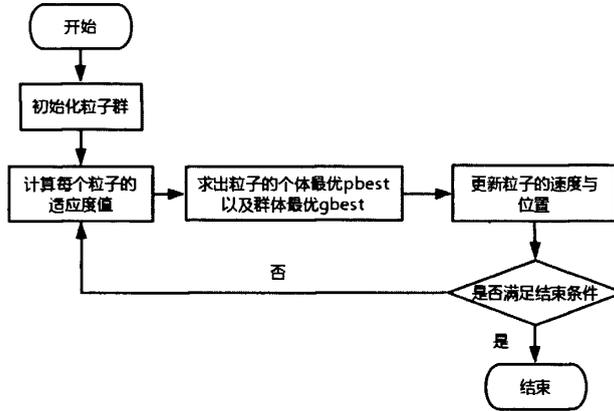


图 4.4 粒子群优化算法流程图

Figure 4.4 Flow chart of particle swarm optimization algorithm

4.2.3 结果与分析

实际波面与理想波面在出瞳处相切时, 两波面之间的光程差称为波像差, 波像差能够作为评判光学系统的一个标准, 根据瑞利判据 (Rayleigh criterion), 实际波面与理想波面之间的最大波像差不超过 $\lambda/4$ 时, 该实际波面可以看作是完善的。并且, 若差异部分在整个波面的面积中所占比重较小, 即使波像差大于 $\lambda/4$, 这些差异仍然可以被忽略, 也可以看作是一个完善的波面。因此, 根据瑞利判据的标准, 我们在实际优化结构寻找合适的相位响应时, 可以满足一定的差异范围, 不再需要完美匹配理想的相位需求, 就能够实现我们所设计的功能。

为了验证我们所设计的结构以及结构-相位数据库能够实现色散调控的效果, 我们首先针对 632nm 的波长设计了一个普通的聚焦透镜, 为了便于后续超表面色散调控透镜的聚焦效果做对比。如图 4.5 所示为普通聚焦透镜在三个不同波长处的聚焦效果及焦斑强度曲线。当 632nm 的焦距设置为 $26.2\mu\text{m}$ 时, 由于自然色散, 其他两个波长无法在同一焦点处聚焦。

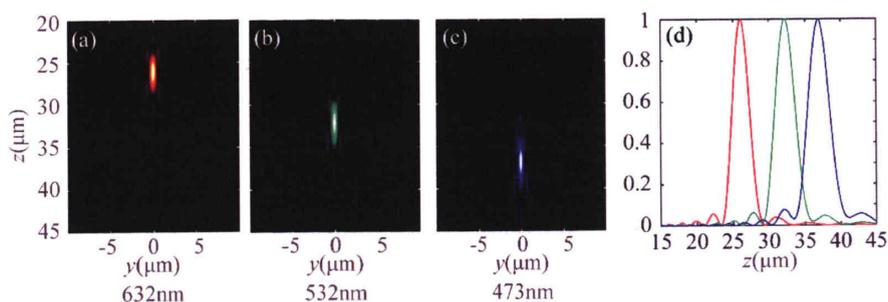


图 4.5 普通聚焦透镜结果

Figure 4.5 General focusing lens results

图 4.5(a)-(c)分别为 632nm, 532nm 和 473nm 三个波长下在 yz 平面内的普通透镜聚焦强度分布, 532nm 的焦距为 $32.17\mu\text{m}$, 473nm 的焦距为 $36.89\mu\text{m}$ 。由图 4.5(d)可以看出自然色散下各波长焦斑的位置差异, 因此我们根据图 4.2(b)中的结构以及通过扫描得到的结构-相位数据库, 进行消色差的聚焦超表面设计, 本章设计了口径为 $40.4\mu\text{m}$, 焦距为 $26.2\mu\text{m}$, 数值孔径为 0.61, 对三个波长进行仿真实验, 通过对近场结果的衍射计算得到最终的聚焦效果, 消色差的聚焦效果如图 4.6 所示。

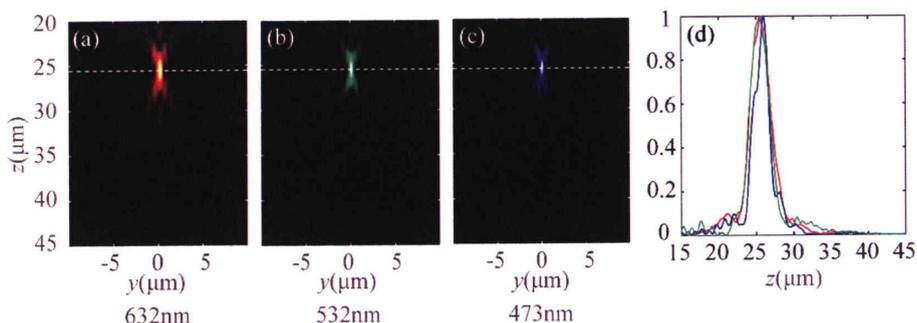


图 4.6 消色差聚焦透镜结果

Figure 4.6 Achromatic focusing lens results

根据我们优化的全模超表面设计, 图 4.6 中(a)-(c)表示三个波长经过这一消色差超表面透镜的聚焦强度分布, 在目标焦距为 $26.2\mu\text{m}$ 处均实现了聚焦效果, 初步验证了通过这种优化方案能够实现消色差的功能。由于要实现色散调控的目的, 我们还进行了反常色差的超表面透镜设计, 优化设计了 $40.4\mu\text{m}$ 口径的反常

色差超表面透镜。

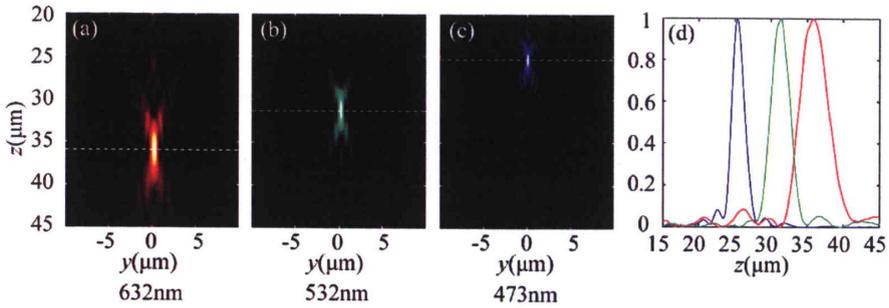


图 4.7 反常色差聚焦透镜结果

Figure 4.7 Abnormal chromatic aberration focusing lens results

根据优化计算设计的反常色差聚焦超表面，其仿真实验结果如图 4.7 所示，图中(a)-(c)为三个波长经过该聚焦超表面后的聚焦强度分布，与普通色差透镜的结果相反，我们设计的三个波长的焦距随波长的减小而减小，由(a)至(c)测得对应的焦距分别为 $35.86\mu\text{m}$ ， $31.4\mu\text{m}$ 和 $25.36\mu\text{m}$ 。综合以上两种设计方案，初步验证了利用本章设计的亚波长结构能够实现色散调控的功能。正入射方向的聚焦相位属于中心圆对称分布，因此优化相位存在一定的规律性，所需要的结构种类也相对较少，而考虑离轴入射条件，相位分布不再是中心对称的，我们设计了一种不同角度入射的三波长轴上聚焦透镜。

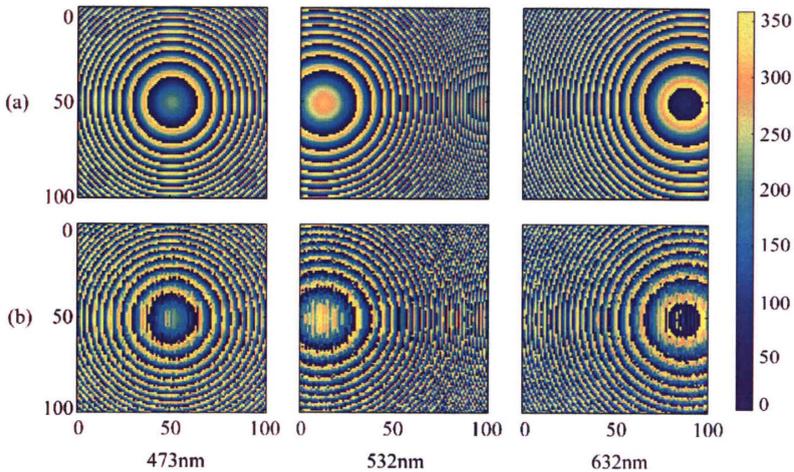


图 4.8 理想相位与优化相位

(a) 与 (b) 为理想相位与优化相位的分布情况对比，从左至右分别对应的三个波长

为 473nm, 532nm 和 632nm。超表面设计为 101*101 个像素点, 横纵坐标所表示的为像素点的个数, 彩色图表示相位值。

Figure 4.8 Idea phase profile and optimized phase profile

(a)-(b) Comparison between the idea phase profiles (a) and optimized results (b) at three wavelengths of 473 nm (left), 532 nm (middle) and 632 nm (right). The designed metasurface consists of 101*101 pixels. Abscissa and ordinate indicate the number of pixels. Color map represents the phase.

为了验证这种离轴入射多波长复用型超表面透镜, 我们设计了一块全模超表面, 其全模部分外观如图 4.2(a)所示。由于实验室的计算机计算能力有限, 大面积超表面的验证无法进行, 我们首先设计了口径为 40.4 μm , 焦距为 50 μm 的超表面, 将整个超表面离散化为 101*101 个像素点, 根据离轴聚焦公式(4.1)可以得到每一像素点处的理想相位值。根据前一节的介绍, 我们已经预先计算得到了单元结构的结构参数-相位数据组, 为了找到最合适的结构排布, 我们要通过寻找最接近理想相位 φ_d 的结构相位 φ_s , 即求解 $\Delta\varphi$ 的最小值来实现, 这一步工作就需要利用粒子群优化算法来对最小值的求解过程进行快速的优化计算。我们设计的超表面调制波长数为三个, 因此根据相位公式计算得到三个理想的超表面透镜相位分布情况, 如图 4.8(a)所示, 而图(b)则为我们通过优化算法计算得到的结构相位分布情况。对比两组相位分布, 相位的差异以及振幅的不均匀性都会影响到聚焦的能力, 我们进一步对实际与理想情况进行了误差和效率的分析。首先比较相位误差, 我们对两组数据进行作差, 得到如图 4.9(a)所示的全模相位误差分布情况, 横纵坐标为超表面的像素点编号, 误差值由不同的颜色表示, 范围在 $-\pi$ 到 π 之间, 图 4.10(a)为对误差值分布的统计直方图, 横坐标表示误差的分布区间, 从 -135° 至 135° 以 10° 为间隔统计, 统计比例以条形图的高度来表示, 而根据三个波长的误差数据计算得到的平均误差值分别为 17.1° , 23.5° 和 22.9° 。根据单元结构的反射效率, 全模结构中每一点的反射效率也不尽相同, 因此全模各个像素点间不均匀的反射效率也会影响超表面透镜的聚焦效果, 图中 4.8(b)所示为三个不同波长的全模反射效率分布情况, 横纵坐标为超表面的像素点编号, 反射效率由不同的颜色表示, 范围在 0 到 1 之间, 图 4.10(b)为对像素点的反射效率分布的统计直方图, 横坐标表示反射效率的分布区间, 从 0 到 1 以 0.1 为间隔统计, 分布比例以条形图的高度来表示, 由图中可以看到, 对于 532nm 和 632nm, 超过 70%的

像素点反射效率在 0.9 以上，对于 473nm 的反射率略有降低，但效率值在 0.8 以上的像素点仍有 70%左右。因此综合相位分布以及效率分布情况，我们计算得到的三个波长的理论聚焦效率能够达到 47.82%，52.04%和 51.82%。

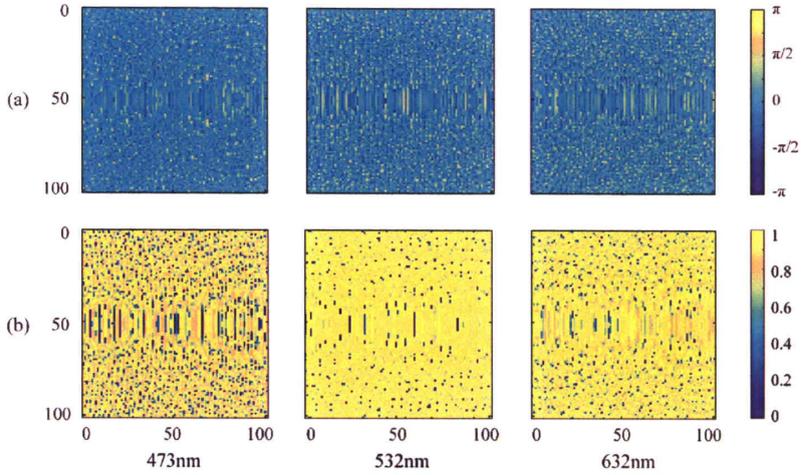


图 4.9 相位误差分布及反射效率分布

(a) 波长复用超表面透镜的相位误差分布图。每一个像素点的相位误差由理想的目标相位（图 4.8 (a)）与实际的优化相位（图 4.8 (b)）做差计算所得。误差限制在 $-\pi$ 到 π 的范围内。(b)超表面透镜的纳米柱的反射率分布图。从左至右分别对应 473nm, 532nm 和 632nm。横纵坐标对应的是像素点的个数。

Figure 4.9 Phase error distribution and reflectivity of the metals

(a) Phase error distribution map of the dispersion controlling metalens. Phase error at each pixel on the metalens is calculated as the difference between the ideal target phase (Fig. 4(a)) and actual optimized phase (Fig. 4(b)). The range of the error is between $-\pi$ to π . (b) Calculated nanopillar reflectivity of the metalens. From left to right corresponds to 473nm, 532nm and 632nm respectively. Abscissa and ordinate indicate the number of pixels.

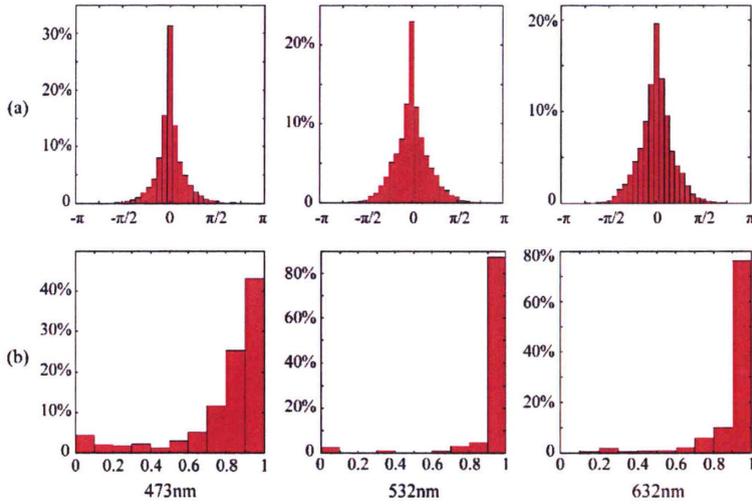


图 4.10 相位误差与反射效率统计直方图

- (a)超表面全模的相位误差统计直方图,横坐标表示从 $-\pi$ 到 π 范围内的相位误差大小,每组数据的范围为 10° ,每组数据的高度表示误差在该范围内的像素百分比。(b)超表面的反射效率统计直方图,横坐标表示从0到1的效率高低,每组数据范围是0.1,每组数据高度表示效率在该范围内的像素百分比。

Figure 4.10 Histogram of the phase error and the calculated reflectivity

- (a) Histogram of the phase error across the metalens. Abscissa indicates the phase error from $-\pi$ to π , the bar width is 10° in degree measure, and the height corresponds to the percentage of the pixel whose error falls in the range. (b) Histogram of the calculated reflectivity across the metalens. Abscissa indicates the reflectivity of the nanostructure, the bar height corresponds to the percentage of the pixel whose reflectivity falls in the range. From left to right corresponds to the result of 473nm, 532nm and 632nm, respectively.

经过优化已经得到了所需要的相位分布,为了验证结果的准确性,我们首先利用菲涅尔-基尔霍夫积分来计算焦平面处的光强分布,在理论计算中验证了优化相位所能提供的聚焦功能。随后,根据优化相位的分布以及结构-相位的对应关系,能够得到超表面中的结构参数,下一步就可以依据具体的结构参数建立超表面模型,在 CST 中进行全模的仿真验证。全模的仿真计算通常需要大量的计算时间和计算数据,也会受到计算机计算能力的限制,因此我们先利用 CST 计算出超表面近场区域的场分布情况,随后通过对近场结果的衍射积分,计算出焦

平面处的光强度分布情况,TE 模式与 TM 模式的计算结果分别如图 4.11 和图 4.12 所示,图(a)-(c)为在 y - z 平面内归一化后的强度分布,分别对应蓝(473nm)、绿(532nm)、红(632nm),相应的焦点位置分别位于 $49.9\mu\text{m}$, $49.45\mu\text{m}$ 以及 $50.05\mu\text{m}$ 。图(d)-(f)为三个波长的光经过超表面聚焦后,焦平面与 y 轴交线上的光强曲线,由图中可以得到三个焦点的半高全宽(full-widths at half maximums, FWHMs)分别为 592nm , 669nm 和 730nm ,而理论上衍射极限的 FWHMs 为 560nm , 630nm 和 749nm ,计算结果与理论结果的差异已经非常小。图(e)和(f)中焦点强度曲线距离中心有微小的偏移,这一系列差异是局部相位的差异以及模拟像素点数量较少造成的,但总的来说,这一超表面透镜已经实现了比较好的离轴多波长复用功能。

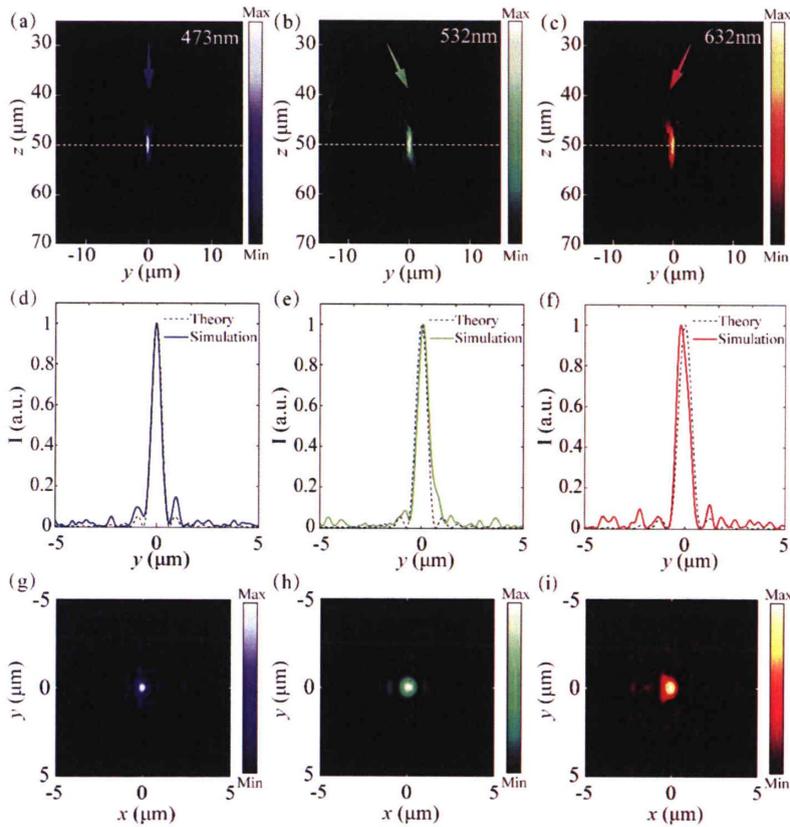
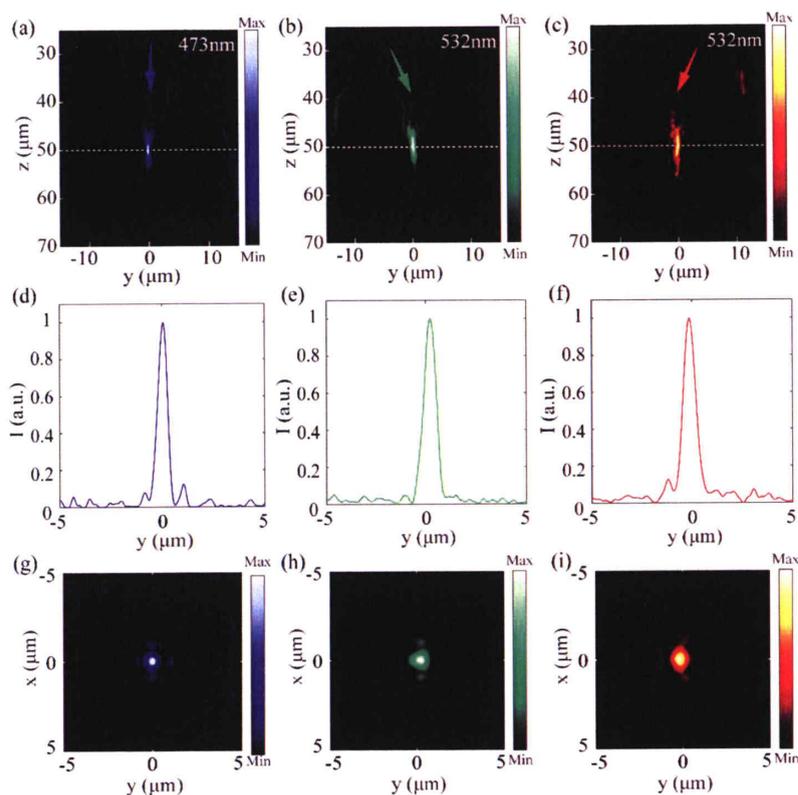


图 4.11 TE 模式超表面透镜聚焦强度分布与焦斑强度曲线

(a) - (c) 位于 y - z 平面内,分别对应波长 473nm, 532nm 和 632nm 的数值归一化计算的聚焦强度分布情况,相应的入射角度分别为 0° , 17° 和 -17° 。(d) - (f) y 轴与焦平面相交位置处,归一化后的理论焦斑强度曲线(虚线)与超表面实际焦斑强度曲线(实线)的对比。

Figure 4.11 Focusing intensity of the metalens and intensity curve of the focal point under TE mode

(a)-(c) Numerically calculated normalized focusing intensity distributions in yz-plane at the wavelengths of 473nm, 532nm and 632nm. The corresponding incident angles are 0° , -17° and 17° , respectively. (d)-(f) Theoretical (dotted lines) and calculated (solid lines) normalized intensity curves of the three focal point along the y-axis across the focal plane.


图 4.12 TM 模式超表面透镜聚焦强度分布与焦斑强度曲线

(a) - (c) 位于 y-z 平面内，分别对应波长 473nm，532nm 和 632nm 的数值归一化计算的聚焦强度分布情况，相应的入射角度分别为 0° ， 17° 和 -17° 。(d) - (f) y 轴与焦平面相交位置处，归一化后的理论焦斑强度曲线（虚线）与超表面实际焦斑强度曲线（实线）的对比。

Figure 4.12 Focusing intensity of the metalens and intensity curve of the focal point under TM mode

(a)-(c) Numerically calculated normalized focusing intensity distributions in yz-plane at the wavelengths of 473nm, 532nm and 632nm. The corresponding incident angles are 0° , -17° and 17° , respectively. (d)-(f) Theoretical (dotted lines) and calculated (solid lines) normalized intensity curves of the three focal point along the y-axis across the focal plane.

由图 4.11 和图 4.12 的结果得知, 该结构在 TE 模式与 TM 模式下的聚焦结果一致, 同理可知该结构同样适用于左右旋圆偏光以及任意偏振态的入射光, 具有偏振无关的色散调控能力。我们利用这一超表面透镜实现了将离轴入射的多色激光在轴上同一点处聚焦的目的, 对于激光的非相干合束的方式提供了一种新的思路。根据斜入射的特点, 我们希望这种超表面也能用于对 RGB 彩色图像的合成输出。我们的设计依据是采用 3-DLP (Digital Light Processing) 式的激光投影系统, 其成像核心是 DMD 芯片, 3-DLP 式的激光投影系统具有更高的亮度输出, 更长的使用寿命以及更好的色彩饱和度和色域, 传统系统的彩色合成结构和采用这种超表面进行彩色合成的结构分别如图 4.12(a)和(b)所示。我们首先将一幅目标彩色图像进行 RGB 的分解, 能够得到三幅对应单波长的灰度图像, 由 DMD 的工作原理可知, DMD 中的每个像素点都是可进行翻转的镜面, 通过调整镜面的反射的方向和时间达到调整反射光强的目的, 形成灰度明暗的变化。因此将单色图片的数字信息分别传输至 3 个 DLP 系统上后, DMD 经过三个波长激光的分别照射就能够单色图像, 调整 DMD 与超表面的角度为微镜的反射角, DMD 反射输出的单色像完全入射在超表面上, 经过超表面的反射之后, 3 幅单色图像能够同时在轴上重叠显示为全彩色的图像, 如图 4.13(d)所示。由于这种超表面透镜结构的共振效应, 每种结构对于不同波长的反射效率有所不同, 仿真计算得到的 RGB 三波长的反射效率比为 1:0.878:0.667, 所以为了保证三幅单色像的合成色彩不失真, 我们可以调整 RGB 入射光源的强度比为 1:1.138(1/0.878):1.5(1/0.667)。

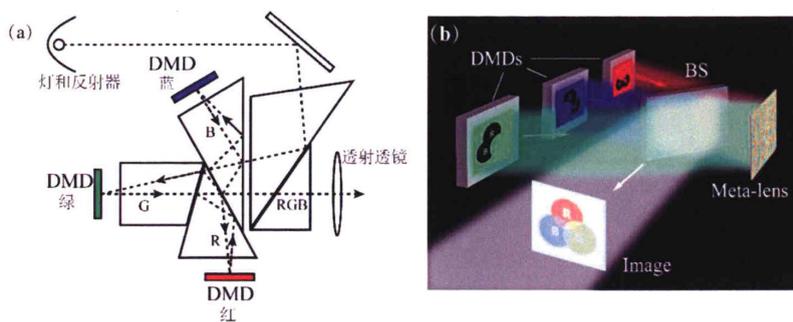


图 4.13 传统系统结构图与超表面透镜图像合成示意图

- (a) 传统 3-DLP 激光投影仪系统的结构示意图，用于色分离与合成的棱镜体积较大。
 (b) 超表面透镜对彩色图像的合成示意图，由三片 DMD 产生的红、绿、蓝单色像，经过超表面透镜后合成为一幅彩色像输出，其中 BS 为分光器件。

Figure 4.13 Schematic of traditional system structure and simulated imaging of the metalens

- (a) Schematic of traditional 3-DLP laser projection system structure, the prism used for color separation and synthesis is larger. (b) Schematic of the color image synthesis with the dispersion engineered metalens. The three monochromatic R,G and B images can be synthesized into a color image after reflected by the metasurface. BS: beam splitter.

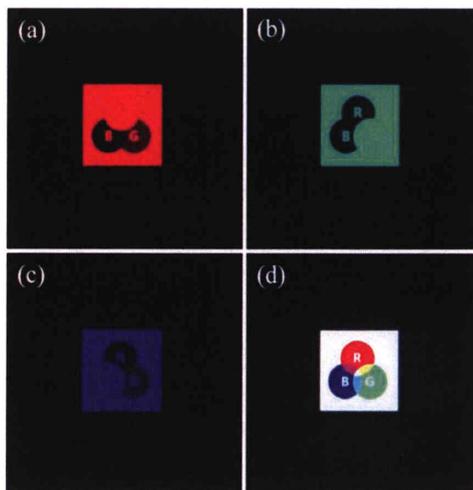


图 4.14 超表面透镜模拟成像

- (a)-(c)模拟计算得到的超表面透镜对于不同波长的单色像的成像效果，红绿蓝三色像对应不同的入射角，分别为 -17° ， 17° 和 0° 。(d)经过超表面透镜合成后得到的彩色图像。

Figure 4.14 Simulated imaging with metalens

(a)-(c) Simulated monochromatic imaging by the metalens for RGB with incident angle of -17° , 17° and 0° . (d) Synthetic color image by the metalens.

4.3 本章小结

本章首先分析了一系列色散控制超表面的设计方法和工作原理, 针对实际中离轴入射的应用需求, 我们介绍了一种可见光波段的离轴多波长色散控制超表面的设计方法。根据传输相位原理以及导模共振效应, 设计了利用单一 TiO_2 介质柱结构对多个波长的色散调控, 构建了介质柱结构参数与相位响应的数据库, 利用粒子群优化算法对超表面全模进行优化设计, 能够利用这种方法实现消色差聚焦以及反常色差的超表面透镜, 并能实现不同波长在不同入射角下的无色差聚焦。最后以 3-DLP 式激光投影系统为例, 这种超表面能够将不同角度的单色像在同一出射方向上合成为彩色像, 有望能够替代传统应用中的色合成棱镜, 达到简化系统的目的。因此这种设计方案对将来的激光投影, 彩色显示成像系统等领域存在一定的参考价值。

第5章 总结与展望

如今光学系统正朝着“更小、更轻、更易集成”的方向发展，传统光学器件依靠光程积累产生的相位差来调控光的波前，不可避免造成了体积庞大，质量重，形状复杂的问题，也限制了光学系统的发展。超表面作为一种厚度极小的平面二维人工电磁材料，能够实现传统光学的功能以及传统光学无法实现的功能。本文针对光学透镜这一常见的光学元件，设计并通过仿真实验了针对两种不同应用背景的超表面透镜，验证了利用超表面所设计的透镜的聚焦能力。并研究了利用单一亚波长介质柱结构实现多个波长的复用能力，同时能够满足小角度离轴入射条件的应用。对超表面器件在应用中的多样化发展做出铺垫。

5.1 主要研究内容

1. 设计了一种偏振复用的超表面。采用几何相位原理，经过该结构的单一旋向圆偏入射光，不同方向角的亚波长结构能够对交叉偏振态的出射光产生线性的相位调制效果，而对同偏振态的出射光有方向角无关的等相位调制效果。这两种不同的相位响应结果提供了超表面透镜的两种不同功能，其一是作为聚焦透镜能够对虚拟图像进行放大成像，对于可见光的三个波长偏振转化的透射效率为 11.1%，6.1%和 3.01%，其二是作为透射平板对现实场景进行直接透射，对于整个宽带可见光波段的同偏振态平均透射效率约为 85.37%。通过仿真实验测量了作为透镜的聚焦能力，聚焦位置符合理论焦距，这种功能的超表面有望作为一种新型目镜应用于增强现实中。

2. 针对超表面在离轴入射条件下的聚焦差异问题，提出了一种利用超表面进行波长复用的设计方案。利用高折射率的介质柱结构，根据传输相位原理以及导模共振效应，实现了依靠单一结构对多个波长的分别调控能力。通过参数扫描仿真计算建立了多波长的结构-相位数据库，在明确数学模型的基础上，采用粒子群优化算法，对超表面的结构设计进行优化，实现了消色差聚焦以及反常色差聚焦的色差调控能力，并且针对多波长离轴入射的特殊条件，设计了一种能够对多波长进行高效波长复用的超表面。实现了不同波长离轴入射下的轴上共同聚焦，理论聚焦效率能够突破空间复用型超表面透镜的设计限制。这种设计方案经过后

续的优化,有望应用于 3-DLP (Digital Light Processing) 投影系统的彩色图像合成中。

5.2 未来工作展望

当前工作对于超表面透镜及其波长复用性能的研究还处于初级阶段,无论是理论方面还是实验加工方面,仍然面临着诸多问题,若要真正将其应用于实际应用中,还需要进一步深入的研究和思考:

1. 本文中设计的偏振多功能超表面聚焦透镜,由于仿真材料和结构的原因,对于同偏振态的透射效率还不够高,较多能量被吸收,因此可以进一步优化材料与结构,提高透射效率。若能优化使得对宽带透射效率更加均匀,就能够使得其透射图像色彩更加真实。

2. 针对偏振复用的超表面透镜,因为设计原理的限制,不能实现对 RGB 多波长的消色差聚焦,影响器件的集成应用,未来可以通过传输相位原理与几何相位原理的结合,在对宽带高效率透射的同时,对多波长聚焦实现消色差的效果,能够进一步提高器件的集成度。

3. 在色散控制超表面透镜的设计过程中,我们扫描得到结构相位的数据库,但由于数据分布小范围集中,无法均匀分布在整个相位空间中,因此依旧存在着相位误差。假设控制每个波长的需要 8 阶相位,若要使不同的三个波长完全独立调控,则需要 $8 \times 8 \times 8 = 512$ 个结构,而且对于亚波长结构来说,单一形状的单元结构无法满足这一条件,在未来可以通过设计不同形状的多样化结构,尝试构建能够满足这一条件的数据库,实现波长间完全独立调控的目的。

4. 在利用优化算法进行优化计算的过程中,由于数据库数目大,设计结构像素点多,利用粒子群优化算法计算速度过慢,优化耗费时间过长,且在优化中仅仅以相位为优化目标,没有加入振幅效率的优化选择,这也是最终理论与仿真实验效果差异的原因之一,未来应继续优化结构设计过程,改进算法,提高设计效率。

参考文献

- [1] Lee S H. Diffractive and miniaturized optics[M]. San Diego, California: Society of Photo Optical, 1994.
- [2] 金国藩, 严瑛白, 邬敏贤, 等. 二元光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 1998.
- [3] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. Nature, 1998, 391(6668): 667-669.
- [4] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon sub-wavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [5] Luo X G. Subwavelength artificial structures: opening a new era for engineering optics[J]. Advanced Materials, 2019, 31(4): 1804680.
- [6] Karimi E, Schulz S A, De Leon I, et al. Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface[J]. Light: Science & Applications, 2014, 3: e167.
- [7] Li Y, Li X, Chen L, et al. Orbital angular momentum multiplexing and demultiplexing by a single metasurface[J]. Advanced Optical Materials, 2017, 5(2): 1600502.
- [8] Ma X, Pu M, Li X, et al. A planar chiral meta-surface for optical vortex generation and focusing[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 10365.
- [9] Hakobyan D, Magallanes H, Seniutinas G, et al. Tailoring orbital angular momentum of light in the visible domain with metallic metasurfaces[J]. Advanced Optical Materials, 2016, 4(2): 306-312.
- [10] Genevet P, Yu N, Aieta F, et al. Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(1): 013101.
- [11] Yang K, Pu M, Li X, et al. Wavelength-selective orbital angular momentum generation based on a plasmonic metasurface[J]. Nanoscale, 2016, 8(24): 12267-12271.
- [12] Yang Y, Wang W, Moitra P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation[J]. Nano Letters, 2014, 14(3): 1394-1399.

- [13] Guo Y, Pu M, Zhao Z, et al. Merging geometric phase and plasmon retardation phase in continuously shaped metasurfaces for arbitrary orbital angular momentum generation[J]. ACS Photonics, 2016, 3(11): 2022-2029.
- [14] Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, et al. Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light[J]. Science, 2017, 358(6365): 896-901.
- [15] Qiu C-W, Yang Y. Vortex generation reaches a new plateau[J]. Science, 2017, 357(6352): 645-645.
- [16] Butt H, Montelongo Y, Butler T, et al. Carbon nanotube based high resolution holograms[J]. Advanced Materials, 2012, 24(44): OP331-OP336.
- [17] Larouche S, Tsai Y-J, Tyler T, et al. Infrared metamaterial phase holograms[J]. Nature Materials, 2012, 11: 450.
- [18] Walther B, Helgert C, Rockstuhl C, et al. Spatial and spectral light shaping with metamaterials[J]. Advanced Materials, 2012, 24(47): 6300-6304.
- [19] Li X, Chen L, Li Y, et al. Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation[J]. Science Advances, 2016, 2(11): e1601102.
- [20] Almeida E, Bitton O, Prior Y. Nonlinear metamaterials for holography[J]. Nature Communications, 2016, 7: 12533.
- [21] West P R, Stewart J L, Kildishev A V, et al. All-dielectric subwavelength metasurface focusing lens[J]. Optics Express, 2014, 22(21): 26212-26221.
- [22] Kamali S M, Arbabi A, Arbabi E, et al. Decoupling optical function and geometrical form using conformal flexible dielectric metasurfaces[J]. Nature Communications, 2016, 7: 11618.
- [23] Chen X, Chen M, Mehmood M Q, et al. Longitudinal multifoci metalens for circularly polarized light[J]. Advanced Optical Materials, 2015, 3(9): 1201-1206.
- [24] Pu M, Li X, Guo Y, et al. Nanoapertures with ordered rotations: symmetry transformation and wide-angle flat lensing[J]. Optics Express, 2017, 25(25): 31471-31477.
- [25] Liu L, Gao P, Liu K, et al. Nanofocusing of circularly polarized Bessel-type plasmon polaritons with hyperbolic metamaterials[J]. Materials Horizons, 2017, 4(2): 290-296.
- [26] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carmes C, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths[J]. Nano Letters, 2016, 16(11): 7229-7234.

- [27] Ni X, Ishii S, Kildishev A V, et al. Ultra-thin, planar, Babinet-inverted plasmonic metalenses[J]. *Light: Science & Applications*, 2013, 2: e72.
- [28] Liu Z, Lee H, Xiong Y, et al. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects[J]. *Science*, 2007, 315(5819): 1686-1686.
- [29] Fang N, Lee H, Sun C, et al. Diffraction-limited optical imaging with a silver superlens[J]. *Science*, 2005, 308(5721): 534-537.
- [30] Luo X, Ishihara T. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(23): 4780-4782.
- [31] Ni X, Wong Z J, Mrejen M, et al. An ultrathin invisibility skin cloak for visible light[J]. *Science*, 2015, 349(6254): 1310-1314.
- [32] Pu M, Zhao Z, Wang Y, et al. Spatially and spectrally engineered spin-orbit interaction for achromatic virtual shaping[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 9822.
- [33] Xie X, Li X, Pu M, et al. Plasmonic metasurfaces for simultaneous thermal infrared invisibility and holographic illusion[J]. *Advanced Functional Materials*, 2018, 28(14): 1706673.
- [34] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permeability and permittivity[J]. *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, 10(4): 517-526.
- [35] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(18): 4184-4187.
- [36] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4773-4776.
- [37] Pendry J B. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 1999, 47(11): 2075-2084.
- [38] Luo X. Principles of electromagnetic waves in metasurfaces[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2015, 58(9): 594201.
- [39] Yu N, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [40] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nature Materials*, 2014, 13: 139.
- [41] Huang L, Chen X, Mühlenbernd H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling

- light propagation[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750-5755.
- [42] Li Y, Li X, Pu M, et al. Achromatic flat optical components via compensation between structure and material dispersions[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 19885.
- [43] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2807.
- [44] Huang L, Chen X, Mühlender H, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2808.
- [45] Wen D, Yue F, Li G, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8241.
- [46] Huang Y-W, Chen W T, Tsai W-Y, et al. Aluminum plasmonic multicolor meta-hologram[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(5): 3122-3127.
- [47] Jin J, Pu M, Wang Y, et al. Multi-channel vortex beam generation by simultaneous amplitude and phase modulation with two-dimensional metamaterial[J]. *Advanced Materials Technologies*, 2017, 2(2): 1600201.
- [48] Pu M, Li X, Ma X, et al. Catenary optics for achromatic generation of perfect optical angular momentum[J]. *Science Advances*, 2015, 1(9): e1500396.
- [49] Aieta F, Genevet P, Kats M A, et al. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(9): 4932-4936.
- [50] Hasman E, Kleiner V, Biener G, et al. Polarization dependent focusing lens by use of quantized Pancharatnam–Berry phase diffractive optics[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(3): 328-330.
- [51] Lin D, Fan P, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. *Science*, 2014, 345(6194): 298-302.
- [55] Arbabi A, Arbabi E, Kamali S M, et al. Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13682.
- [53] Aieta F, Kats M A, Genevet P, et al. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation[J]. *Science*, 2015, 347(6228): 1342-1345.

- [54] Li K, Guo Y, Pu M, et al. Dispersion controlling meta-lens at visible frequency[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21419-21427.
- [55] Chen B H, Wu P C, Su V-C, et al. GaN metalens for pixel-level full-color routing at visible light[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(10): 6345-6352.
- [56] Khorasaninejad M, Shi Z, Zhu A Y, et al. Achromatic metalens over 60 nm bandwidth in the visible and metalens with reverse chromatic dispersion[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(3): 1819-1824.
- [57] Pancharatnam S. Generalized theory of interference and its applications[J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 1956, 44(6): 398-417.
- [58] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes[J]. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 1984, 392(1802): 45-57.
- [59] Almeida V R, Xu Q, Barrios C A, et al. Guiding and confining light in void nanostructure[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(11): 1209-1211.
- [60] Pelosi G. The finite-element method, Part I: R. L. Courant[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 2007, 49(2): 180-182.
- [61] Zhao X T, Ma X K, Zhao Y Z. An unconditionally stable precise integration time domain method for the numerical solution of Maxwell's equation in circular cylindrical coordinated[J]. *Progress In Electromagnetics Research*, 2007, 69: 201-217.
- [62] Liu T, Tan J, Liu J, et al. Vectorial design of super-oscillatory lens[J]. *Optics Express*, 2013, 21(13): 15090-15101.
- [63] Arbabi A, Horie Y, Ball A J, et al. Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7069.
- [64] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10: 937.
- [65] Chen W T, Zhu A Y, Sanjeev V, et al. A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 220-226.
- [66] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, et al. Metalenses at visible wavelengths:

- Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [67] Hong J-Y, Lee C-K, Lee S, et al. See-through optical combiner for augmented reality head-mounted display: index-matched anisotropic crystal lens[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 2753.
- [68] Cheng D, Wang Y, Hua H, et al. Design of a wide-angle, lightweight head-mounted display using free-form optics tiling[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(11): 2098-2100.
- [69] Maimone A, Georgiou A, Kollin J S. Holographic near-eye displays for virtual and augmented reality[J]. *ACM Trans. Graph.*, 2017, 36(4): 1-16.
- [70] Levola T. Diffractive optics for virtual reality displays[J]. *Journal of the Society for Information Display*, 2006, 14(5): 467-475.
- [71] Lee S, Lee B, Cho J, et al. Analysis and implementation of hologram lenses for see-through head-mounted display[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(1): 82-85.
- [72] Lee G, Hong J, Hwang S, et al. Metasurface eyepiece for augmented reality[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 4562.
- [73] Saleh B E A, Teich M C. *Fundamentals of photonics*[M]. New Jersey: Wiley & Sons, 2007.
- [74] Jackson J D. *Classical electrodynamics*[M]. Hoboken Wiley, 1999.
- [75] Gong Y D, Li T J, Jian S S. Multi-channel fiber grating for DWDM[J]. *Chinese Journal of Electronics*, 2000, 9(3): 292-295.
- [76] Kurtzke C. Suppression of fiber nonlinearities by appropriate dispersion management[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1993, 5(10): 1250-1253
- [77] Stone T, George N. Hybrid diffractive-refractive lenses and achromats[J]. *Applied Optics*, 1988, 27(14): 2960-2971.
- [78] 郭迎辉, 蒲明博, 马晓亮, 等。电磁超构材料色散调控研究进展[J]。光电工程, 2017,44(1): 3.
- [79] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, et al. Multiwavelength polarization-insensitive lenses based on dielectric metasurfaces with meta-molecules[J]. *Optica*, 2016, 3(6): 628-633.
- [80] Deng Z-L, Zhang S, Wang G P. Wide-angled off-axis achromatic metasurfaces for visible light[J]. *Optics Express*, 2016, 24(20): 23118-23128.

- [81] Liu S, Zhang L, Yang Q L, et al. Frequency-dependent dual-functional coding metasurfaces at terahertz frequencies[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(12): 1965-1973.
- [82] Wang S S, Magnusson R. Theory and applications of guided-mode resonance filters[J]. *Applied Optics*, 1993, 32(14): 2606-2613.
- [83] Fan S H, Joannopoulos J D. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs[J]. *Physical Review B*, 2002, 65(23): 8.

致 谢

写下这段话时,意味着我的学生生活也即将结束,在光电所读研的这三年里,或许科研上的进步并没有自己当初设想的那样顺利,但三年的时间让我认识了许多优秀的老师,结识了许多优秀的朋友,三年的研究生生活也让我从曾经象牙塔的安逸中学会了自我的担当,得到了成长,毕业论文完成之际,我要由衷的感谢那些帮助和鼓励过我的人。

首先诚挚感谢实验室主任罗先刚研究员,他的科研精神让我对科研这一事业有了重新的认知。特别感谢在我研究生期间指导我课题的导师王长涛老师,以及蒲明博老师和李雄老师。在三年的研究生学习中,三位老师在科研工作中兢兢业业,热情饱满,对待学术严谨认真,一丝不苟,教会了我以后无论在生活中还是工作中,都应该不忘初心,专注如一,为我树立了好的榜样。同时各位老师在我科研过程中无助困惑的时候总能对我认真指导,耐心解答,对我学习思考和分析问题的能力都有很大的帮助,为我的科研学习指明了方向。

感谢实验室各位师兄师姐的热心帮助与耐心指导,他们是:宋世超、张晓虎、高辉、靳金金、李可、章陶、严璟、郭潇逸、张昌磊、张明、张飞、黄奕嘉、李柱、计琛、杨佳宁等,感谢谢鑫师兄在课题上的指导以及闫超师兄在论文上的帮助,感谢实验室艾立夫、代成伟、孙启瑞、何德伟、袁菁、哈颖丽、王倩等各位同学和朋友在生活与科研中的陪伴与鼓励。感谢实验室的师弟师妹们的陪伴,他们是:申益佳、张雅鑫、杨阳、曾庆玉、李镇言、梁卓承、鹿新践、董晓璇、任禹、龙熙玉、李亚茹、马巨、游鹏、李金哲等人。感谢我在北京学习期间的室友谷牧、李杰、刘筱东、汪韬、白虎冰、华康建、刘锡,以及在研究所的室友代成伟、曾浪芸与胡天翔在平时生活与学习中的关心和帮助。感谢实验室潘思洁、周宇哲等老师在日常工作中的帮助。感谢研究生部向银辉、廖俊丽、朱文、兰琦老师的关心与帮助。

最后要感谢我的家人,感谢父母的养育之恩,这么多年的求学生涯始终在我身后给予我支持和理解,在我最困难的时候给予我鼓励和帮助,在此对他们表示我最衷心的感谢。

窦恺华

2019年6月

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2011年9月——2015年7月,在电子科技大学光电信息学院(系)获得学士学位。

2016年9月——2019年7月,在中国科学院光电技术研究所攻读硕士学位。

获奖情况:

中国科学院光电技术研究所学位课一等奖学金

中国科学院大学 2017—2018 学年三好学生

已发表(或正式接收)的学术论文:

1. **Dou K, Xie X, Pu M, et al.** Off-axis multi-wavelength dispersion controlling metalens for multi-color imaging[J]. Opto-Electronic Advances. (accepted)

