



Y3785113



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

基于偏振相关超表面透镜的色差调控研究

作者姓名: 申益佳

指导教师: 王长寿 研究员 光电技术研究所

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

2020 年 9 月



Y3785113



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

基于偏振相关超表面透镜的色差调控研究

作者姓名: 申益佳

指导教师: 王长涛 研究员 光电技术研究所

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

2020 年 9 月

**Investigation on Chromatic Control Based on Polarization-
dependent Metalens**

**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

Shen Yijia

Supervisor: Professor Wang Changtao

**The Institute of Optics and Electronics,
The Chinese Academy of Sciences**

September 2020

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：申彦佳
日 期：2020.08.28

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，可以按照学术研究的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内容，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：申彦佳
日 期：2020.08.28

导师签名：王 强
日 期：2020.08.28

摘 要

偏振是描述电磁波性质的重要物理量,通过分析电磁波的偏振状态,可以获得材料结构和成分组成的细节特征。偏振测量系统通过表征各偏振分量的强度以得到入射光的偏振度、Stokes 矢量等信息。传统的偏振探测系统通常需要将偏振器件和其他光电器件相结合。如此设计通常会面临结构复杂、难以集成等问题。超表面是一种由亚波长结构组成的二维人工电磁材料。一方面,它具有超轻超薄、易集成的特点,有望替代传统的光学器件并实现系统的微型化、轻量化。另一方面,通过改变超表面单元结构的空空间旋向和尺寸,可实现对电磁波振幅、相位和偏振等参量的灵活调控。因此超表面器件被广泛应用于光场调制及测量技术。其中,超表面器件可以实现偏折,偏振成像等功能,但是存在工作带宽有限和色差的问题;同时也可用于偏振测量技术,但是它们通常针对单个波长的偏振信息探测或者对单一偏振分量响应,多波长入射光的情况同样会出现明显色差。这限制了超表面器件的进一步应用。本文围绕上述问题展开研究,主要包括:

1.针对圆偏振相关超表面透镜的色差调控问题,在可见光波段设计了一种宽带消色差的超表面聚焦透镜。利用低损耗、高折射率的二氧化钛(TiO_2)介质柱结构,获得类似截断波导所产生的传输相位响应,并通过 CST 仿真软件进行参数扫描构建相位响应数据表,其偏振转化效率超过 40%。同时详细分析了几何相位结合传输相位的色散调控机制,借助粒子群优化算法完成理想聚焦波面与实际波面的相位匹配,最终设计了相位调控型的透射式超表面透镜,并实现 400-660 nm 波段的宽带消色差聚焦功能,带宽范围内焦平面处衍射效率为 20-45%。在保证工作带宽和衍射效率的同时采用简单的矩形纳米柱结构设计,减少了全模优化设计的难度,降低了加工工艺的复杂度。

2.在偏振测量系统中,针对偏振相关超表面透镜工作波长单一的问题,设计了一种多波长消色差全斯托克斯偏振测量超表面器件。利用各向异性非晶硅($\alpha\text{-Si}$)单元结构激发的波导模式共振效应和传输相位,实现线偏振状态下的三波长色差调控;并在此基础上结合几何相位的调制原理可以实现圆偏振的色差控制。另外通过优化纳米柱结构的排列方式获得六个多波长消色差超表面透镜,分别对 0° 、 90° 、 45° 、 135° 线偏振和左右旋圆偏振态独立响应,并组合成为超表面偏振测量器件。仿真分别采用三个波长、六种偏振光入射,实现了超表面器件的消色

差聚焦功能，并验证了该器件具有完整表征 Stokes 参数的能力。由于采用聚焦相位分布，设计的超表面器件有望应用于偏振成像系统，实现多波长、多偏振分量的消色差成像。

关键词：超表面，偏振电磁调控，消色差，偏振测量

Abstract

Polarization is an important physical quantity to describe the properties of electromagnetic waves. The detailed characteristics of material structure and composition can be obtained by analyzing the polarization state of electromagnetic waves. The polarization measurement system can obtain the polarization degree of incident light and the Stokes vector by characterizing the intensity of each polarization component. Conventional polarization detection systems usually combine polarization-dependent devices with other photoelectric devices, which generally lead to the problems of complex structure and difficult integration. Metasurface is a two-dimensional artificial electromagnetic material composed of subwavelength structures. On the one hand, it is expected to replace the traditional optical devices which can realize the miniaturization and lightweight of the system because of the characteristics of ultra-light, ultra-thin, and easy integration. On the other hand, the amplitude, phase, and polarization of electromagnetic wave parameters can be flexibly manipulated by varying the spatial rotation and size of the unit-cell. Hence metasurface devices are widely investigated in optical field modulation and measurement technology. Metasurface devices are considered as planar lenses for imaging and deflection, but they are usually difficult to realize color imaging and display due to the narrow working bandwidth and chromatic aberration. At the same time, they can also be used in the polarization measurement system, but they usually detect the polarization information of a specific wavelength or respond to a single polarization component. Thus, our paper focuses on the above issues and the main research contents include:

1. Aiming at the chromatic aberration control problem of circular polarization-dependent metalens, a broadband achromatic metasurface focusing lens is designed in the visible region. The metalens is composed of titanium dioxide dielectric nanopillar arranged periodically. And the nanopillar possesses low loss and high refractive index which can be treated as a truncated waveguide to control the propagation phase in visible wavelengths, and the phase response database was constructed by using the CST simulation software for parameter scanning. The polarization conversion efficiency was over 40%. At the same time, we analyze the dispersion modulation mechanism which merges the geometric and propagation phases, and the particle swarm optimization algorithm is used to optimize the phase response database, which can accomplish the

phase matching between the ideal and actual wavefronts to realize the designed function. The device can realize the broadband achromatic focusing within 400-660 nm, and the diffraction efficiency at the focal plane in the bandwidth range is 20-45%. We employed the design of simple rectangular nanopillar structures while ensuring the operating bandwidth and diffraction efficiency. The strategy reduces the difficulty of full-mode optimization design and the complexity of processing technology.

2. In the polarization measurement system, a multi-wavelength achromatic full Stokes polarization measurement metasurface device is designed to solve the problem in which the polarization-dependent metasurface lens operate at a specific wavelength. The guide mode resonance effect and transmission phase which excited by the anisotropic amorphous silicon (α -Si) structure are used to realize the three-wavelength chromatic aberration control in the state of linear polarization. Similarly, the chromatic aberration control of circular polarization can be realized by combining the mechanism with the geometric phase control principle. Besides, six multi-wavelength achromatic metalenses were obtained by optimizing the arrangement of the nanopillar structure, which responded to 0° , 90° , 45° , 135° linear polarization, left and right-hand circular polarization states independently. Finally, those metalenses can be combined into a metasurface polarization measuring device. The simulation adopts three discrete wavelengths and six kinds of polarized incident light. The metasurface device can realize the achromatic focusing function, and the ability to characterize full Stokes parameters is verified. Hence, the designed metasurface devices are expected to realize multi-wavelength achromatic and multi-polarization components imaging.

Keywords: Metasurface, Polarization electromagnetic regulation, Achromatic, Polarization measurement

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 超材料和超表面的历史背景.....	1
1.3 超表面的应用进展.....	4
1.3.1 超表面全息编码成像技术.....	4
1.3.2 超表面特殊光束发生器.....	5
1.4 超表面透镜在成像和测量系统中的应用.....	8
1.4.1 色差调控超表面透镜.....	9
1.4.2 偏振调控超表面透镜.....	11
1.5 本论文主要研究目标.....	13
1.6 本论文主要内容及章节安排.....	14
第 2 章 超表面透镜的偏振调控基本原理和仿真方法	17
2.1 偏振光的基本原理.....	17
2.1.1 偏振光的表征方法.....	17
2.1.2 偏振光的传输理论.....	19
2.2 基于偏振超表面透镜的相位调控原理.....	20
2.2.1 等效介质理论与传输相位.....	20
2.2.2 几何相位.....	22
2.3 电磁场数值仿真方法.....	23
2.3.1 数字仿真软件.....	23
2.3.2 角谱衍射理论.....	25
2.4 本章小结.....	25
第 3 章 可见光波段的宽带消色差超表面透镜	27
3.1 引言.....	27
3.2 消色差超表面透镜的设计.....	27
3.2.1 消色差原理及单元结构设计.....	28
3.2.2 设计方案.....	31
3.2.3 基于可见光的宽波段消色差超表面透镜的仿真.....	34
3.3 本章小结.....	37

第 4 章 基于多波长消色差超表面透镜的偏振测量器件	39
4.1 引言	39
4.2 基于全介质结构的多波长消色差超表面偏振测量器件	39
4.2.1 偏振测量器件的原理与设计	40
4.2.2 多波长消色差全斯托克斯偏振器件的设计与仿真	45
4.3 本章小结	49
第 5 章 总结与展望	51
5.1 主要研究成果	51
5.2 未来工作展望	52
参考文献	53
致谢	59
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	51
附录	63

图目录

图 1.1	负折射率材料与实验原理.....	2
图 1.2	三维空间中的广义斯涅尔定理.....	3
图 1.3	全息超表面.....	4
图 1.4	超表面光束发生器.....	6
图 1.5	涡旋光束超表面.....	7
图 1.6	色差控制超表面和聚焦效果.....	9
图 1.7	宽带消色差超表面透镜的实验验证.....	11
图 1.8	基于超表面的非对称透射.....	12
图 1.9	基于超表面的偏振检测.....	13
图 2.1	电磁波经过超表面的传输示意图.....	20
图 2.2	单元结构与局域坐标系.....	22
图 2.3	Yee 元胞示意图.....	24
图 3.1	宽带消色差超表面透镜.....	29
图 3.2	单元结构 CST 仿真结果.....	30
图 3.3	二氧化钛的色散曲线.....	31
图 3.4	宽带消色差超表面透镜的粒子群优化流程图.....	33
图 3.5	TiO ₂ 纳米柱特征尺寸对应的相位补偿.....	34
图 3.6	实际相位与理想相位的拟合效果.....	35
图 3.7	全模拟超表面透镜的焦距偏移和强度分布.....	36
图 4.1	全偏振测量超表面器件的示意图.....	41
图 4.2	线偏振 (x 偏振) 光入射下单元结构的相位空间.....	43
图 4.3	左旋圆偏振 (LCP) 光入射下单元结构的相位空间.....	44
图 4.4	模拟相位和理论相位对比图.....	45
图 4.5	近场数据分布图.....	46
图 4.6	消色差超表面透镜的仿真结果.....	47
图 4.7	MASP 的表征结果.....	49

表目录

表 4.1 三波长不同偏振态入射光的绝对误差与平均误差.....48

第1章 绪论

1.1 引言

偏振、振幅和相位是描述电磁波性质的重要物理量。就光的偏振特性而言,人们按照其光矢量末端运动轨迹的规律变化,一般可以分为圆偏振光、椭圆偏振光和线偏振光。偏振在电磁波信号测量和光学检测方面发挥着至关重要的作用。通过分析光的偏振状态可以获得有关材料结构和成分组成的细节特征,这种偏振信息从遥感到生物学的各个领域都发挥着重要的作用,如大气污染物分类、非接触指纹检测和早期皮肤癌检测等^[1-4]。然而现代光学系统常常包含大量的分立光学元件,无法满足人们对于光学系统的便携性、高精度和稳定性等高性能指标的追求,这促使了微纳尺度光学技术和加工工艺的长足进步,使得光学系统不断朝着微型化,轻量化和集成化的方向发展。

近年来,超表面作为一种结构紧凑、重量轻、并且具有亚波长尺寸结构的人工电磁材料获得了广泛关注。作为由周期性谐振单元结构构成的人造平面电磁材料,通过改变材料以及结构参数,如材料特性、结构尺寸和空间旋向,便可以按照人们的意愿调制光波振幅、相位以及偏振等电磁参量,从而实现了对光波的灵活操纵^[5-7]。这使得超表面器件在诸多方面都能发挥重要作用,并且逐渐地展现出重要的应用前景,例如:光束发生器^[8-11]、全息显示技术^[12-17]、超表面透镜^[5, 18-24]、超分辨成像^[25-28]、隐身斗篷等^[29-32]。

本章中,将首先介绍与超表面相关的研究背景,回顾其历史研究进程。然后概述色差控制和偏振相关超表面透镜发展历史,并指出本领域存在的热点问题,最后阐明本论文的主要内容及章节安排。

1.2 超材料和超表面的历史背景

现代光学系统的发展总是伴随着科学技术和加工工艺的蓬勃前进。超材料(又称超构材料)是一种利用周期性结构排列而成的人造电磁复合材料,拥有自然材料所不具备的奇异电磁特性(如负折射),这引起了研究人员广泛地关注。超材料是由尺寸远小于响应波长的亚波长电磁谐振单元构成,通过改变谐振单元的结构参数(如尺寸与材料性质)可以获得接近天然材料乃至超过天然材料的

电磁特性。在 1967 年，苏联物理学家 V.G.Veselago 发表了探究介质与光波相互作用问题的研究论文，并首次从理论上提出了存在介电常数 (ϵ) 和磁导率 (μ) 同时为负的左手材料(Left-Handed Material, LHM)——即介电常数和磁导率都为负的材料 ($\epsilon < 0$ 和 $\mu < 0$) [33]，后来也被称为负折射率材料。

直到 1996 年，J. B. Pendry 教授提出使用周期性规则排列的简单金属细线结构，在微波段从实验上证实了介电常数为负数的奇异电磁现象[34]。随后，他利用 C 型开口谐振环在微波波段同样实现了负磁导率的人工电磁材料，并且在论文中明确地指出两种人工材料微结构的尺寸远小于入射波长，Pendry 教授的工作让左手材料成为了众多业内科研团队争相研究的热点。于是 2000 年，D. R. Smith 教授等人进一步在微波波段证实了可以将铜金属细线结构和开口谐振环结构按一定的规律结合起来，组成一个具有二维周期性阵列的人工左手材料（如图 1.1 所示）[35]，并得到拥有负介电常数和负磁导率的材料。伴随着科学家们对电磁超材料研究地不断深入，这类人造三维微纳结构材料使完美吸收器[36-38]、超分辨成像[28]、电磁隐身斗篷[29]和奇异反射和透射[39]等难以完成的光学功能得以实现。虽然人工合成的超构电磁材料可以实现传统光学器件难以实现的特殊光学功能，但由于特殊的三维微结构使得其制造工艺及其复杂繁琐，成本高昂，难以投入实际应用当中。

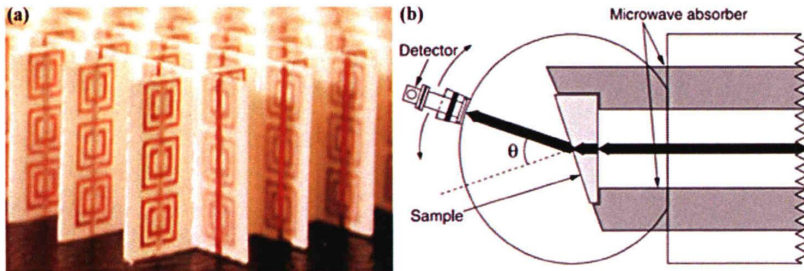


图 1.1 负折射率材料与实验原理[35]

(a) 首次在微波波段证实了具有负介电常数铜金属阵列。(b) 实验装置流程图。

Figure 1.1 The material possess negative index and experimental principle

(a) Copper metal arrays with negative dielectric constants were first confirmed in the microwave band. (b) Schematic diagram of the experimental apparatus.

不同于超材料，超表面是一种由周期性排列的亚波长结构所组成的人造平面

电磁器件。传统上使用的折射光学元件通常是通过光的折反射来实现光学相位或者振幅的改变,而这种新颖的超表面则是通过电磁波与亚波长结构之间的相互作用和谐振引发相位、振幅以及偏振态的变化,这种突变往往可以通过改变单元结构(二维散射体)的几何参数、形状和空间取向实现。这些由亚波长谐振单元构成的超表面比起传统的衍射光学元件不仅可以实现对电场调制,也可以实现对磁场调控。此外,由于其谐振单元通常为亚波长尺寸大小,所以产生的尺寸效应将高阶衍射模式限制在倏逝波的范围内,因此传输波中的高阶衍射可以被消除。但是此时传统光学的折反射定律——Snell 定律不再适用于超表面^[40]。

2014 年,哈佛大学 Federico Capasso 等人对广义 Snell 定理进行了巧妙的设计与解释^[41]。他们认为光学界面上恒定的相位跃变梯度与海边墙壁高度的线性变化类似,如图 1.2 (a)。在设计最佳救援路线时,救生员必须考虑沿墙壁爬上爬下的时间,以确定最佳路线。因此必然会导致一条不同于无墙体时的最优路径(图 1.2 中的黄色实体曲线)。容易理解的是,救生员的最佳救援路线对应着最短的解救时间:相对于路线的微小变化,解救时间应当是固定不变的。同样地,存在相位突变的实际光路对于总的相位累积来说应该是固定的。因此这个相位稳定不变的定律已经被用来推导控制光传播的广义定律:

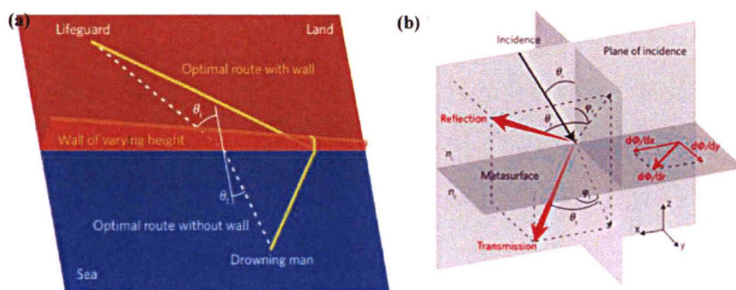


图 1.2 三维空间中的广义斯涅尔定理^[40, 41]

Figure 1.2 Generalized snell's theorem in 3D space.

其中,角度的定义如图 1.2 (b) 所示, $d\Phi/dx$ 和 $d\Phi/dy$ 分别是平行和垂直于入射面的相位分量, n_i 和 n_t 是两种传输介质的折射率, $k_0=2\pi/\lambda_0$ 为真空中的波数。相位梯度界面可以为透射和反射光子提供沿界面的有效波矢量,根据沿界面的波矢量守恒也可以导出广义的波矢量定律。这些广义定律表明,透射和反射光束可以根据界面相位梯度的方向和大小,以及周围光介质的折射率,在各自的半空间

中向任意方向弯曲。随着研究深入，通过设计超表面不同的微小谐振单元，可以构建出多种多样基于超表面的相位调制分布函数，以实现光波波前的灵活调控。

$$\begin{cases} n_i \sin(\theta_t) - n_i \sin(\theta_i) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dx} \\ n_i \cos(\theta_t) \sin(\varphi_t) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dy} \\ n_i \sin(\theta_r) - n_i \sin(\theta_i) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dx} \\ n_i \cos(\theta_r) \sin(\varphi_r) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dy} \end{cases} \dots(1.1)$$

1.3 超表面的应用进展

1.3.1 超表面全息编码成像技术

全息技术作为一种极具革命性的三维光学成像技术，首先记录物光和参考光相互作用产生的干涉条纹，此处的物光是由物体衍射或者散射的电磁波，参考光为原始入射电磁波。这样的干涉条纹包含了物体散射光的全部信息，如相位和振幅等，然后在记录的干涉条纹上施加参考光，就可以完美地重构物体的三维图像。由于全息成像技术能够再现出影像的立体感，并且相比于原物体来说更有着与3D 电影完全相同的三维特性从而能够真实的再现物体，因此一提出便成为当前热点的研究课题。随着计算全息与数字全息技术的发展，全息成像逐渐走向研究前沿。正是因为超表面具有超薄、结构紧凑及其对光束灵活调控的优异能力，使之成为一种理想的计算全息编码材料。

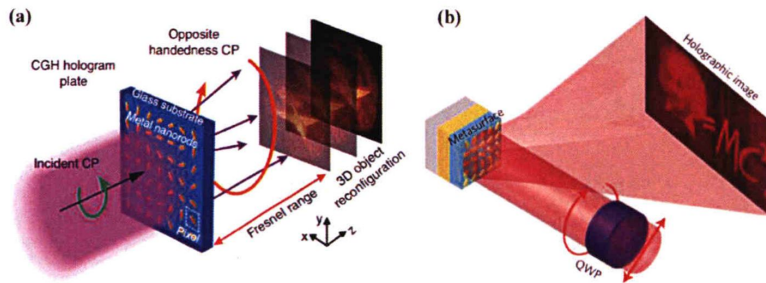


图 1.3 全息超表面

(a) 透射型超表面全息图的结构和重建过程^[44]；(b) 基于几何相位的反射型超表面三维全息图^[15]

Figure 1.3 Holographic metasurface

(a) Structure and reconstruction process of transmission metasurface hologram;(b) Reflective holographic metasurface based on geometric phase

超表面全息成像可以追溯到 2005 年, 加州大学 Uriel Levy 教授等人首次展示了在 1.55nm 工作波长下, 使用二维亚波长光栅生成了具有非周期性相位分布的全息图(F-BCGH)^[42]。随着超表面研究地深入, 2012 年和 2013 年杜克大学和普渡大学 V.M.Shalaev 的研究人员团队通过使用多层结构超表面和单层 V 型天线超表面, 在红外和可见光波段分别实现了全息成像^[13,43]。随着超表面全息图设计工作的完善, 研究者们逐渐转入对其高效率, 多用途全息等领域的研究。伯明翰大学的 Zhang Shuang 小组使用亚波长等离子体超表面, 基于几何相位原理实现传输光的相位调制, 在圆偏振入射光情况下得到其交叉偏振态的三维全息图像。因为这样的相位调制是无色散的, 所以可以在不牺牲图像质量的情况下实现一定宽带内的全息成像实现了用于可见和近红外波段范围的轴上等离子体全息技术, 并获得了无畸变三维图像, 如图 1.3 (a)^[44]。随后, 该研究小组提出了一种基于几何相位的 GEMS 斑点相位全息图, 其衍射效率高达 80%以及极低的零阶衍射效率, 可以用于可见/近红外范围, 如图 1.3 (b)^[15]。该超表面全息器件具有超薄且均匀的 30 纳米厚度, 并且其单元结构与亚波长像素大小一致, 并在一定程度上简化了全息图的设计。但是上述的研究往往没有考虑超表面存在的结构色散, 因此如何消除轴向色差实现白光全息仍然是一个前沿的研究话题。

1.3.2 超表面特殊光束发生器

超表面(metasurface)之所以被冠上“超(meta-)”, 就是取自于其“beyond”之意, 是因为它可以产生传统光学元件难以生成的一些特殊光场分布, 如: 贝塞尔光束(Bessel beam), 艾里光束(Airy beam)和涡旋光束(Vortex beam)等。

贝塞尔光束和艾里光束都是基于 Helmholtz 方程通过近似或者改写得到的无衍射特解(一种在自由空间具有无衍射、自加速和自修复等特性的光束)。贝塞尔光束在无界的自由空间中传播时, 垂直于传输方向的每个平面上光场分布总是相同, 且电场强度的横向分布表现为一个中心亮斑和众多同心圆环, 而且在传输过程中主瓣宽度保持不变, 理想的 Bessel beam 电场分布函数可以用

$E(r,t) = \frac{1}{2\pi} \exp[i(\beta z - \omega t)] J_0(\alpha \rho)$ 来表示, 其中 $\rho^2 = x^2 + y^2$, α 为横向波数, β 为轴向波数, ω 为光的角频率, J_0 表示的一类零阶贝塞尔函数。然而, 艾里光束本身的光场分布能量是十分不均匀的, 大约 70% 的能量都分布在主瓣光斑上, 而剩余不到 30% 的能量分散在十几个甚至几十个旁瓣光斑上。使用传统方法产生此类光束十分不易, 需要用到尖锐的锥透镜和空间光调制器等, 但是对这种新型平面光学器件—超表面来说却是莫大的福音。2014 年, 密西根大学 Anthony Grbic 研究小组用两种不同的超表面, 证实了可以将线性偏振高斯光束和圆偏振高斯光束转换为矢量贝塞尔光束 (见图 1.4 (a)), 并实现了贝塞尔光束的高指向性^[11]。南京大学 Jianguo tian 教授提出了一种由正交金属纳米棒组成的简化超表面, 可以对等离子体艾里光束的相位和振幅进行调制, 如图 1.4 (b)。它们发现比起无调幅艾里光束的非衍射、自弯曲和自愈合等特性, 调幅艾里光束比无调幅艾里光束有了更大的改善^[45]。

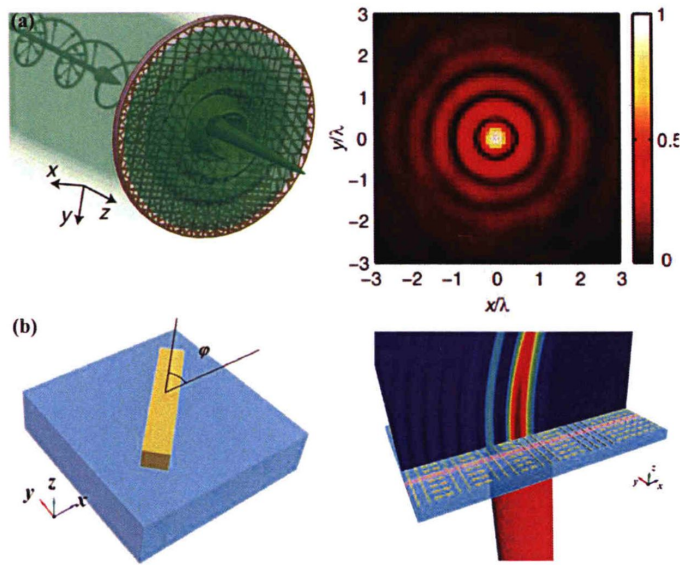


图 1.4 超表面光束发生器

(a) 贝塞尔光束发生器^[11], (b) 艾里光束发生器^[45]

Figure 1.4 Beam generator based on Metasurface

(a) Bessel beam generator, (b) Airy beam generator.

涡旋光束是因为在传输过程中其波前相位呈现为连续螺旋状结构而得名, 其

光场复振幅中的相位因子可以用公式 $\exp(il\phi)$ 表示，式中 ϕ 是旋转方向角， l 为轨道角动量值（拓扑荷值），理论上可以取到任意整数。沿着涡旋光束传播方向看过去，观察到光场的能量分布是以中心强度为零的环状结构分布，处于螺旋中心的相位具有不确定性，被称为奇点，在奇点处光场能量为零。因其特殊的能量和相位分布，且拓扑荷的理论值可以取到无限，这些特点使得涡旋光在诸多领域都拥有巨大的研究潜力。例如，为应用于通信领域的光子编码提供了新的思考维度，也为经典光通信领域铺平了突破信道容量的新路径，同时对于即将到来的量子通信领域打开了新的研究方向。传统产生和调制具有轨道角动量的涡旋光束的主要器件一般都是衍射光学元件，包括①空间相位板；②叉型衍射光栅；③Q板等。在此类解决方案中，空间相位板和Q板都是具有一定体积的光学元件，比较厚重，无法满足集成光学系统轻量化和平面化的要求，并且无法实现宽带，动态的调制。而超表面的出现和发展为涡旋光束的产生带来了新的研究热点。

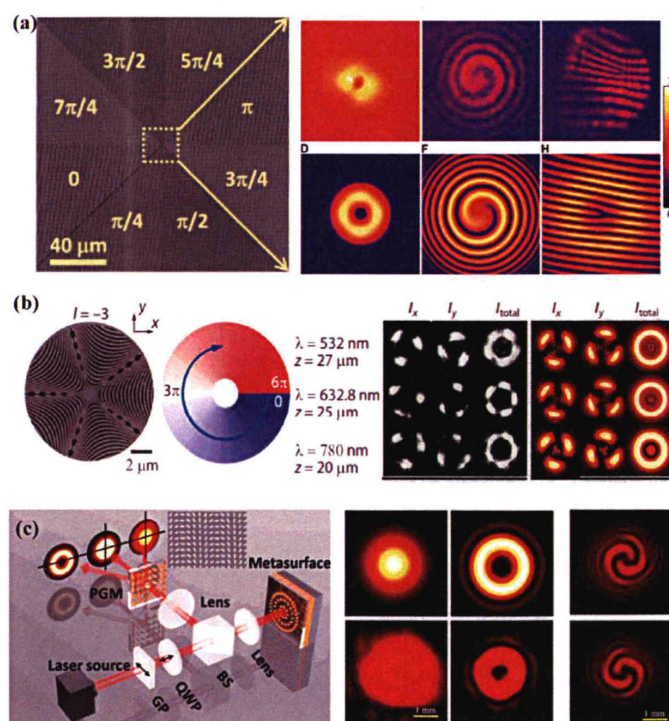


图 1.5 涡旋光束超表面

(a)V 型金属天线涡旋光束超表面^[40]；(b)悬链线结构涡旋光束超表面^[46]；(c)反射式涡旋光束超表面^[47]

Figure 1.5 Optical vortex metasurface generator.

(a) V-type metal antenna vortex beam metasurface;(b) Catenary structure vortex beam metasurface;(c) Reflective vortex beam metasurface

2011 年, 哈佛大学的 Yu Nanfang 团队提出了一种基于 V 型金属天线的超表面。他们在保证均匀振幅透过率的情况下, 通过改变纳米杆结构之间的夹角, 实现了 $0-2\pi$ 相位的八阶量化, 如图 1.5(a)所示^[40]。该方案将整个超表面器件划分为相位梯度变化的 8 个区域, 以便产生目标中的涡旋光束。图 1.5 (a) 中右上角部分是在扫描电子显微镜下超表面结构显微图, 左边上排是实验测到的涡旋光束远场能量分布以及该光场与高斯光束相干得到的干涉图, 下排是理想涡旋光束的干涉结果。2015 年, 光电技术研究所 Pu 等人首次提出一种基于连续相位调制的悬链线结构超表面, 利用这种结构在厚度 100 nm, 半径 15 μm 的圆形区域内产生各种相位分布的 OAM 光束, 图 1.5 (b) 为基于悬链线结构的涡旋光束发生器示意图^[46], 在宽带范围内这样的特殊结构比起纳米杆结构具有更高的转化率。2016 年, 伯明翰大学的 Xianzhong Chen 研究小组利用金属-介质-金属 (MIM) 结构, 其顶层是可旋转的金属纳米棒, 利用几何相位调制原理实现了涡旋光束产生^[47], 如图 1.5(c)。不同于直接调控相位的超表面涡旋光束发生器, 该实验装置是由所需要激光器 (NKT-SuperK EXTREME), 适当定向的偏振器 (GP) 和四分之一波板 (QWP) 组成。然后利用该装置产生的激光照射在超表面器件上, 并且为了收集反射光并将其投射到相位梯度超表面上, 需要在 QWP 和超表面透镜之间插入一个偏振不敏感的分束器 (BS), 最后利用电荷耦合装置摄像机对输出光束进行成像。超表面除了用于特殊光束的生成, 还可以设计超振荡透镜实现远场超分辨, 这样既可以产生小于衍射极限的超小光斑, 并且其衍射效率远超传统的、基于菲涅耳波带片的设计。

1.4 超表面透镜在成像和测量系统中的应用

超表面作为一种对光场波前极具灵活调控作用的、结构紧凑、易集成化的平面光学元件, 比起传统光学元件来更能够实现复杂的、繁琐的功能, 随着研究者们渐渐地深入, 大量的研究成果展现在世人眼中。其中, 超表面在成像、测量系统的轻量化和集成化方面也有着独特的发展优势。

1.4.1 色差调控超表面透镜

色差是评估光学成像系统成像质量的重要指标，一般可分为两种：一种是由不同入射波长引起的位置色差（纵向色差），它与物高无关；另一种是由于像高不同造成的横向色差（倍率色差），它与物高的一次方成正比。它们都会降低图像的画质，因此在成像系统中对于色差的矫正是必不可少的。

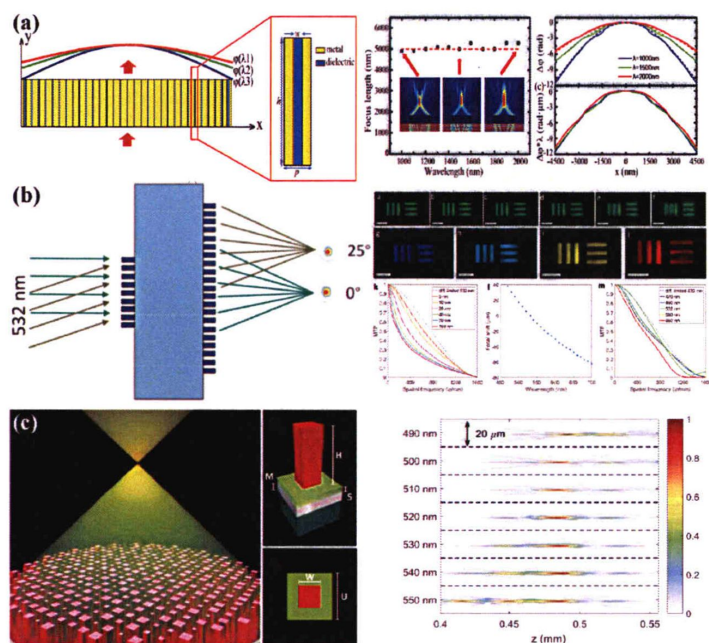


图 1.6 色差控制超表面和聚焦效果

(a)消色差平面超表面透镜以及相移色散^[48]；(b) 联合超表面透镜及其色差分析^[49]；(c)反射式消色差超表面透镜^[22]

Figure 1.6 Chromatic aberration control and focusing effect of metasurface.

(a) Achromatic plane metalens and phase shift dispersion;(b) Combined metalens and chromatic aberration analysis;(c) Reflective achromatic metalens

超表面也可以作为平面透镜光学器件并在成像领域发挥其重要的应用价值。考虑到一束入射平面波经过超表面透镜的相位调制作用后，能够再以汇聚球面波的形式出射。因此该超表面透镜所需要的调制相位与相应的坐标位置关系可由如下公式表示：

$$\Phi(x, y) = 2k\pi + \frac{2\pi \left(f - \sqrt{f^2 + x^2 + y^2} \right)}{\lambda} \quad \dots(1.2)$$

其中 Φ 表示超表面上单元结构产生的相位突变, f 为预设的焦距, x, y 代表着超表面透镜上每一位置到透镜中心 $(0, 0)$ 的距离。

对于超表面透镜的色差矫正可以追溯到 2015 年, 光电技术研究所的 Yang Li 等人^[48]提出了一种利用结构色散和材料色散相互补偿的方法, 克服了平板集成光学元件存在色差的问题。如图 1.6 (a), 该方法利用银纳米狭缝波导中激发的表面等离子体极化激元 (SPP) 的结构色散, 补偿金属材料材料色散, 从而在 1000nm-2000nm 波段的实现了具有消色差功能的超表面透镜, 然而这种方法需要材料提供足够的色散, 极大地限制其进一步的实际应用。2016 年哈佛大学的 Capasso 研究团队^[49]将两块超表面透镜级联在一起组成的 Meta-Lens 器件, 其工作中心波长为 $\lambda_0=532$ nm, 数值孔径为 0.44, 焦距为 342.3 μm , 视场为 50° , 不仅实现了对倍率色差矫正, 而且可以获得沿焦平面的高质量成像效果, 如图 1.6(b)。随后该团队利用低损耗的、高深宽比的二氧化钛 (TiO_2) 纳米柱, 优化设计不同纳米柱的结构参数, 产生导模共振效应并获得异常相位响应, 通过在上述聚焦公式中成功引入一个仅与波长相关的优化因子 $C(\lambda)$ ^[22], 采用优化算法实现理想聚焦相位和实际相位的匹配, 分别从理论上和实验上展示了具有消色差功能的反射式超表面透镜, 其结果表明在可见光范围内 (490-550 nm) 其焦距保持不变。这种方法往往需要大量的谐振产生异常相位才能提供不同波长的相位补偿, 这对于大带宽色差控制来说存在一定难度, 而且这样的谐振通常会使得结构的效率下降, 不利于实际应用。图 1.6 (c) 中展示了该方案设计的反射式消色差超表面透镜、单元结构的示意图及消色差效果, 由于该方法仅仅使用导模共振效应所产生的谐振相位, 所以难以实现大带宽消色差平面透镜。因此, 2018 年国立台湾大学的 Din Ping Tsai 等人^[21]利用 GaN 纳米柱和纳米孔两类互补的单元结构提供足够的传输相位补偿, 并结合几何相位调控原理, 在可见光范围内实现了 260 nm 宽带的连续消色差功能, 如图 1.7 (a) 表明基于中心波长 49% 带宽内的位置色差完全消除。同年, Nanfang Yu^[50]等人利用多类纳米柱结构组成单元结构, 实现了对电磁波相位、群时延和群时延色散的同时控制, 在近红外区域 (1200-1650 nm) 获得了连续宽带消色差的效果, 如图 1.7 (b) 所示。但是, 此类方法往往需要对单元结构进行复杂多样的形貌设计, 在一定程度上给超表面透镜的全模优化设计和

加工制造过程带来较大难度。

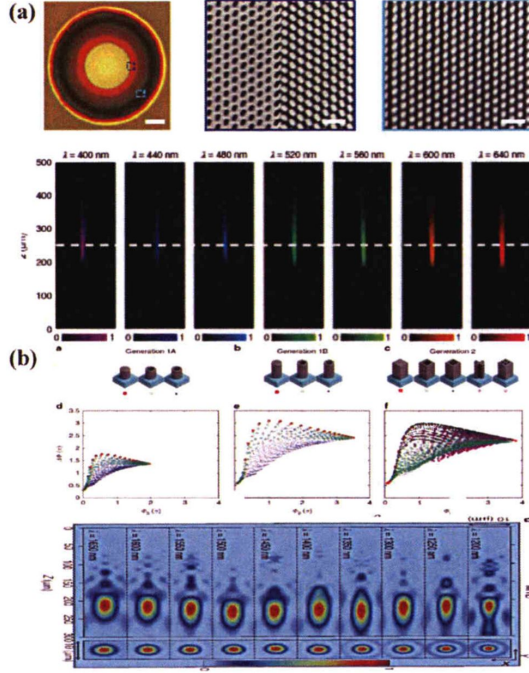


图 1.7. 宽带消色差超表面透镜的实验验证^[21, 50]

Figure 1.7 Experimental verification of broadband achromatic metalens

1.4.2 偏振调控超表面透镜

对于偏振相关超表面的电磁调控技术不仅可以实现对偏振光的单一电磁物理参量进行调控，还可以实现对某些物理量的探测或其他偏振相关的功能。相比起传统偏振控制器件极大程度上提高了偏振电磁调控的能力。例如，如图 1.8 展示了基于手性结构的超表面器件，可对入射偏振光的振幅进行调控，实现非对称传输，如透射、反射等现象^[51, 52]。

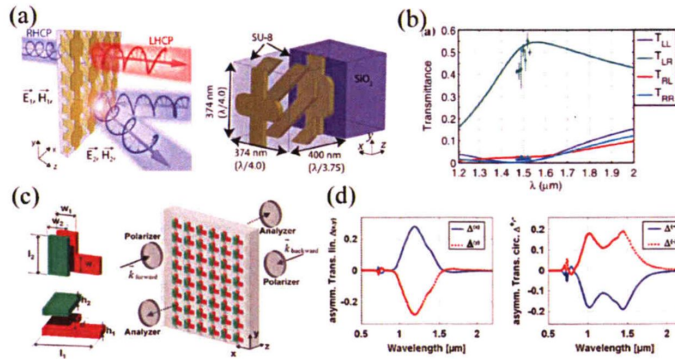


图 1.8 基于超表面的非对称透射

(a)-(b)基于三层超表面的圆偏振光非对称透射^[51]; (c)-(d)同时实现基于超表面线偏光和圆偏光非对称透射^[52]

Figure 1.8 Asymmetric transmission based on metasurfaces

(a)-(b). Asymmetric transmission for circularly polarized incident light based on a three-layered metasurface (c)-(d). Asymmetric transmission of both linearly and circularly polarized incident light based on a metasurface

利用偏振相关超表面透镜的电磁调控技术,可以实现相关物理量的表征。例如可以设计基于超表面透镜的偏振测量计,实现对偏振光偏振度、椭圆率和 Stokes 等参量的表征。2015 年, Pors A 等^[53]提出了一种工作波长在 750-800 nm 波段的双折射超表面偏振计,由三块交织在一起超表面组成,并将归一化的 Stokes 参数等价于衍射对比度,可以测量相应的衍射强度来立即测定斯托克斯参数,从而确定入射光的偏振态。并且,理论结果与实际测量偏振态的参数偏差仅为 0.1,如图 1.9 (a) 所示。2017 年, Ding 等^[54]提出一种等离子体分光偏振计,利用三个等离子体相位梯度超表面芯片(这三个超表面将整个圆形芯片等分)组成,并展示了该器件在一次测量中可以快速、同步地测定入射光的偏振态和该器件的分光功能。实验表明直径为 96 μm 的分光偏振计,在 750-950 nm 波长范围内展示了设计器件的预期偏振选择特性,如图 1.9 (b)。更重要的是,由于圆扇形设计方式,偏振分析时不需要对不同直径的光束进行事先校准,从而证明光束尺寸不变的功能。但是以上都是基于分光偏振测量的超表面,对入射光斑大小很敏感,不能获得实时的偏振成像和测量。于是 2018 年, Ehsan Arbabi 等人^[55]设计一种基于分焦平面偏振相机 (DOFP-PCs) 的偏振调控超表面,图 1.9 (c),利用 6 个单一偏振响应的子透镜组合成为超表面器件,实现了对入射光分束和聚焦功能,这使得可以通过测量每个子透镜的焦斑(相当于一个图像传感器上的六个像素的面积)面积获得 4 个 Stokes 参数,并完整地表征其偏振特性,可同时获得六幅偏振图像。但是该设计器件通常仅能实现单一波长响应,无法获得多波长,多偏振分量的偏振信息,这在一定程度上限制了信息容量。

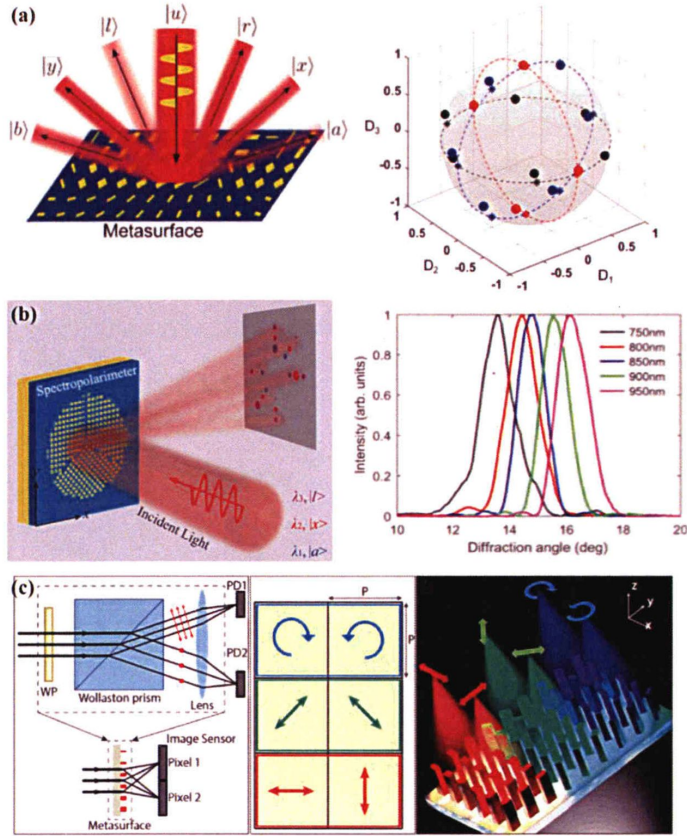


图 1.9 基于超表面的偏振检测

(a)使用超光栅测量不同偏振态的衍射对比度^[53]; (b)基于超表面的光束尺寸不变的分光偏振计^[54]; (c)基于分焦平面式的偏振调控超表面^[55]

Figure 1.9 Polarization detection based on metasurfaces

(a) An metagrating measure the diffraction contrasts for different polarization states. (b) Metasurface-based beam-size-invariant spectropolarimeter. (c) The polarization regulation metasurface based on DOFP-PCs

1.5 本论文主要研究目标

相比传统的折射和衍射光学器件,超表面透镜可以实现对电磁波波前的灵活调控,具有结构紧凑,易集成等优点。而且其亚波长尺度的单元结构能够提供更高的能量利用率,可以有效避免高阶衍射造成的能量损失。但目前超表面透镜的优化设计仍然面临许多问题,包括但不限于:

1. 大多数宽带消色差超表面透镜需要多种形式单元结构的组合才能提供足够的相位补偿,如柱结构与孔结构复合,圆形结构、十字结构和孔结构的交叉利用。这就造成了器件设计复杂、不易加工的问题。

2. 由于组成超表面的结构单元的谐振特性,大多偏振测量超表面器件,往往仅针对单一波长或单一偏振分量响应。因此,实现多波长、多偏振分量响应是偏振测量技术需要解决的问题。

针对上述问题,本文的研究思路如下:利用偏振控制下的超表面透镜传输相位和几何相位的调控原理,研究可见/近红外频段的偏振、相位响应特性。具体来说,针对宽带消色差超表面透镜器件设计复杂、不易加工的问题,本文利用了低损耗、高折射率和单一形式的矩形二氧化钛纳米柱作为单元结构,基于传输相位和几何相位相结合的色散调控机制优化设计了结构简单、易于加工的宽带消色差超表面透镜。针对偏振测量器件响应波长和偏振成分单一的问题,本文基于导模共振效应、传输相位和几何相位的相位调控原理,并利用粒子群算法优化设计了一种多波长消色差全斯托克斯偏振测量超表面器件。

1.6 本论文主要内容及章节安排

本文研究了超表面透镜在成像系统中的色差控制和偏振调控技术,针对现阶段还存在的一些关键科学问题。设计了相应地解决方案,本文重要工作的内容可以分为两个组成部分:针对可见光波段的宽带消色差偏振敏感超表面透镜,以及多波长消色差的全 Stokes 偏振计。所有内容分为五章,各个章节的主要内容有:

第一章:绪论主要介绍了超表面的发展历程及其基本波前调控原理,进一步概述当前超表面透镜在色差控制和偏振控制手段,对比不同的色差和偏振调控方式,分析超表面透镜在成像系统和测量系统中的色差问题,引出本文的研究工作内容。

第二章:主要介绍超表面波前调控所需的基本理论及研究分析方法。并罗列出研究工作中用到的数值模拟电磁仿真方法,包括有限元算法、矢量衍射方法等。

第三章:针对圆偏振相关超表面透镜的色差调控问题,在可见光波段设计了一种宽带消色差的超表面聚焦透镜。利用高折射率的二氧化钛(TiO_2)介质柱结构,通过 CST 仿真软件进行参数优化并构建相位响应数据表,其偏振转化效率超过 40%。同时详细分析了几何相位结合传输相位的色散调控机制,借助粒子群

优化算法完成理想聚焦波面与实际波面的相位匹配,最终设计了相位调控型的透射式超表面透镜,并实现 400-660 nm 波段的宽带消色差聚焦功能,带宽范围内焦平面处衍射效率为 20-45%。

第四章:在偏振测量系统中,针对偏振相关超表面透镜工作波长单一的问题,设计了一种多波长消色差全斯托克斯偏振测量超表面器件。利用各向异性非晶硅(α -Si)单元结构激发的导模共振效应和传输相位,实现线偏振状态下的三波长色差调控;并在此基础上结合几何相位的调制原理可以实现圆偏振的色差控制。另外通过优化纳米柱结构的排列方式获得六个多波长消色差超表面透镜,分别对 0°、90°、45°、135°线偏振和左右旋圆偏振态独立响应,并组合成为超表面偏振测量器件。仿真分别采用三个波长、六种偏振光入射,实现了超表面器件的消色差聚焦功能,并验证了该器件完整表征 Stokes 参数的能力。由于采用聚焦相位分布,设计的超表面器件有望应用于偏振成像系统,实现多波长、多偏振分量的消色差成像。

第五章:总结本论文的主要研究成果及创新点,分析研究工作的不足之处,并展望下一步工作。

第2章 超表面透镜偏振调控的基本原理和仿真方法

2.1 偏振光基本原理

2.1.1 偏振光的表征方法

本章节主要是介绍超表面透镜偏振调控的基本理论,首先需要选择合适的偏振光表征方法,有电矢量法和矩阵表征法等,其中 Jones 矢量法和 Stokes 矢量法都属于矩阵表示法。下面分别进行详细的论述。

(a)电矢量法

光是在自由空间中以横波形式传播的一种电磁波,若该区域没有辐射源(电荷或者电流),则满足无源场的 Maxwell 波动方程^[56]:

$$\begin{aligned}\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} &= 0 \\ \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\quad \dots(2.1)$$

式中存在电场强度 $\mathbf{E}$ 和磁感应强度 $\mathbf{B}$, 而光在介质中的相速度为 v 。当研究光振动特性时,光波可以看成一种电磁波,因此电场矢量 $\mathbf{E}$ 可以表示光矢量。通过求解上述波动方程,可以得到光的电矢量传播表达式:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad \dots(2.2)$$

其中 ω 表示光波随时间振动的圆频率, $\mathbf{k}$ 表示光波在自由空间中传播的波矢,该表达式表示了一束沿 $\mathbf{k}$ 方向传播的平面波。在笛卡尔直角坐标系中,光矢量可以分解到坐标轴的三个基矢量方向,则 $\mathbf{E}$ 即可写成如下形式:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \cos(k_x x - \omega t + \varphi_x) \\ E_y \cos(k_y x - \omega t + \varphi_y) \\ E_z \cos(k_z x - \omega t + \varphi_z) \end{bmatrix} \quad \dots(2.3)$$

式中的 E_x 、 E_y 、 E_z 是分解在 x 、 y 、 z 方向上的振幅,类似的 φ_x 、 φ_y 、 φ_z 表示 t 时刻将光矢量投影到 x 、 y 、 z 方向上的相位。

考虑一束平面光波沿 $+z$ 轴传播,则 $E_z = 0$, 此时 x - y 平面可以作为光矢量的偏振平面,其 x 、 y 方向上电场分量的振幅大小和相对相位延迟共同决定光波的偏振特性。为了不失一般性,以椭圆偏振光为例,此时电矢量末端的运动轨迹为偏振满足椭圆轨迹运动方程^[1]:

$$\left(\frac{E_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_y}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_x}\right)\left(\frac{E_y}{E_y}\right)\cos\varphi = \sin^2\varphi \quad \dots(2.4)$$

其中 $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$ 为两个方向上电矢量分量的相位差。当两个振幅分量相等 (即 $E_x = E_y$) 且 $\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$ 时, 可以分为左旋、右旋圆偏振光; 当 $\varphi = 0$ 或 $\varphi = \pi$ 时, 即为线偏振光。

(b) Jones 矢量法

1941 年, 剑桥大学 R. CLARK JONES 提出任意一个平面矢量都可以由两个正交分量组成的列矩阵表示, 因此一个二维列矢量就可以完全表征偏振光, 用 Jones 矢量矩阵^[57]:

$$J = \begin{bmatrix} E_x e^{i\varphi_x} \\ E_y e^{i\varphi_y} \end{bmatrix} \quad \dots(2.5)$$

其中光波的振幅是 E_x 、 E_y , x , y 方向上的相位为 φ_x 、 φ_y 。具体来说, Jones 矢量表示光波在同一时刻, 同一空间位置处 x 、 y 方向上的振幅和相位。在测量光的偏振态时, 可以不完全使用光的绝对强度表征, 只需测量光的相对强度, 因此也可用归一化的 Jones 矢量表征:

$$J = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{E_y}{E_x} e^{i(\varphi_y - \varphi_x)} \end{bmatrix} \quad \dots(2.6)$$

(c) Stokes 矢量表征法

1852 年, Stokes 指出光的偏振态可以使用四个与光强相关的参量完整表征, 被称为 Stokes 矢量^[58]。其表达式如下:

$$S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad \dots(2.7)$$

其中

$$\begin{aligned} I &= \langle E_x E_x^* + E_y E_y^* \rangle = E_x^2 + E_y^2 \\ Q &= \langle E_x E_x^* - E_y E_y^* \rangle = E_x^2 - E_y^2 \\ U &= \langle E_x E_y^* + E_y E_x^* \rangle = 2E_x E_y \cos\delta \\ V &= -i \langle E_x E_y^* - E_y E_x^* \rangle = 2E_x E_y \sin\delta \end{aligned} \quad \dots(2.8)$$

式 2.8 中 * 表示复共轭运算。 δ 表示光波在 x 与 y 方向上分量的相位差。进一

步分析基于笛卡尔坐标系下: I 表示光波总能量; Q 表示 x 方向上电场强度 E_x^2 与 y 方向上电场强度 E_y^2 做差得到的光强差; U 表示 45° 方向上电场强度与 135° 方向上电场强度相互作用得到的光强差。 Q 和 U 都可表征光波的线偏振特性。而 V 表示光波电矢量的右旋圆偏振分量与左旋圆偏振分量的光强差, 圆偏振态特性则由 V 表征。Stokes 矢量表征法不仅可以表征完全偏振光, 还可以表征部分偏振光以及自然光, 由光的偏振度定义可以看出:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad \dots(2.9)$$

当 $P=1$ 时, 为完全偏振光; 当 $0 < P < 1$ 时, 代表了部分偏振光; 而当 $P=0$ 时, 则表示自然光。

2.1.2 偏振光的传输理论

由于本文主要使用完全偏振光入射进, 因此基于超表面透镜的偏振光调控可以利用 Jones 矢量来描述。传输介质与光波的相互作用可用 Jones 矩阵表示:

$$A = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \quad \dots(2.10)$$

式中, a_{11} 、 a_{22} 都是复数形式, 表示光矢量在 x 、 y 方向上的复振幅透射系数。 a_{12} 、 a_{21} 也是复数形式, 表示光波电矢量在 x 、 y 分量上的相互作用系数。当一束光按一定顺序经过下标为 1、2... n 的传输媒介后, 可用 Jones 矢量表示穿过介质后的透射光^[1]:

$$J' = A_n A_{n-1} \dots A_2 A_1 J \quad \dots(2.11)$$

当用 Stokes 矢量表征偏振态时, Muller 矩阵可以完全表征传输介质对光的作用^[3]:

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \quad \dots(2.12)$$

该矩阵中所有的参量都用实数表示, 其中 Stokes 矢量各分量之间的相互作用可以使用不同下标的参量表示。当入射光波按顺序经过下标为 1、2... n 的传输媒介后, 便可以使用 Stokes 矢量表示其透射光:

$$S' = M_n M_{n-1} \dots M_2 M_1 S \quad \dots(2.13)$$

2.2 基于偏振超表面透镜的相位调控原理

2.2.1 等效介质理论与传输相位

基于超表面透镜的传输相位调控理论，主要阐述了电磁波与人工亚波长结构的相互作用。当电磁波经过超表面所产生的传输相位突变 ϕ ，可以用材料等效折射率 n 和材料厚度 d 的乘积表示，表达等式如下^[59]：

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{\text{eff}} d \quad \dots(2.14)$$

式中， λ_0 为电磁波在自由空间传播时的波长。通过改变亚波长结构的组成材料的材质及其占空比（即亚波长结构所占据空间面积比值）调节其等效折射率 n_{eff} ，进使得在超表面在保持厚度不变情况下，可以进行相位调控。由于本论文主要时基于介质型超表面，故对等效介质理论进行阐述。

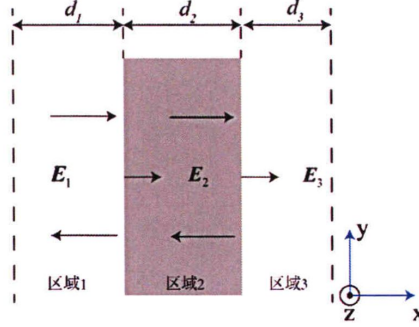


图 2.1 电磁波经过超表面的传输示意图^[60]

Figure 2.1 Transmission process diagram through metasurfaces

等效介质理论是对人工电磁材料-超表面的折射率进行近似地可行性分析。2003 年，Smith D. R.教授等人^[60]利用反射或者透射系数反演计算得到光波经过超表面后的等效折射率， S 参数可由仿真计算或实验测试获得。考虑一束光波沿 x 方向垂直入射到超表面上，见图 2.1，此时超表面可以看作介质薄膜，如图中区域 2 所示。每个区域的光波电矢量可表示为：

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \left(e^{ik_0 x} + C_1 e^{-ik_0 x} \right) \\ E_2 &= E_0 \left(C_2 e^{ik_1 x} + C_3 e^{-ik_1 x} \right) \\ E_3 &= E_0 \left(C_4 e^{ik_2 x} + C_5 e^{-ik_2 x} \right) \end{aligned} \quad \dots(2.15)$$

可以发现区域 3 中没有光波被反射，有 $C_5 = 0$ 。根据介质表面（即 $x = d_1$ 和 $x = d_1 + d_2$ ）的电场连续性条件可得：

$$\begin{aligned}
 C_1 e^{-ik_0 d_1} - C_2 e^{ik_1 d_1} - C_3 e^{-ik_1 d_1} &= -e^{-ik_0 d_1} \\
 \frac{1}{z_0} C_1 e^{-ik_0 d_1} + \frac{1}{z} C_2 e^{ik_1 d_1} - \frac{1}{z} C_3 e^{-ik_1 d_1} &= \frac{1}{z_0} e^{-ik_0 d_1} \\
 C_2 e^{ik_0(d_1+d)} + C_3 e^{-ik_1(d_1+d)} - C_4 e^{-ik_0(d_1+d)} &= 0 \\
 -\frac{1}{z} C_2 e^{-ik_1(d_1+d)} + \frac{1}{z} C_3 e^{-ik_1(d_1+d)} + \frac{1}{z_0} C_4 e^{-ik_0(d_1+d)} &= 0
 \end{aligned} \quad \dots(2.16)$$

其中区域 1、3 和区域 2 的阻抗分别是用 z_0 和 z 。处于真空状态的区域 1、3 满足 $z_0=1$ ，根据式 2.16 可得：

$$\begin{aligned}
 C_1 &= e^{2ik_0 d_1} \frac{r(1-e^{2ik_1 d})}{1-r^2 e^{2ik_1 d}} \\
 C_2 &= e^{-id_1(k_1-k_0)} \frac{2k_0 \mu_1}{(k_1 \mu_0 + k_0 \mu_1)(1-r^2 e^{2ik_1 d})} \\
 C_3 &= e^{id_1(k_1+k_0)} \frac{-2k_0 \mu_1 r e^{2ik_1 d}}{(k_1 \mu_0 + k_0 \mu_1)(1-r^2 e^{2ik_1 d})} \\
 C_4 &= e^{id_1(k_1-k_0)} \frac{1-r^2}{1-r^2 e^{2ik_1 d}}
 \end{aligned} \quad \dots(2.17)$$

其中 $r=(z-1)/(z+1)$ 表示位反射系数，结合 S 参数的定义：

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= \frac{E_{ref}(x=0)}{E_{in}(x=0)} = C_1 = e^{2ik_0 d_1} \frac{r(1-e^{2ik_1 d})}{1-r^2 e^{2ik_1 d}} \\
 S_{21} &= \frac{E_{tran}(x=d_1+d+d_2)}{E_{in}(x=0)} = e^{id(k_1-k_0)} \frac{1-r^2}{1-r^2 e^{2ik_1 d}} e^{ik_0(d_1+d+d_2)}
 \end{aligned} \quad \dots(2.18)$$

从而分别得到阻抗 z 和折射率 n 与 S 参数的关系表达式：

$$\begin{aligned}
 z &= \pm \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2}} \\
 e^{ink_0 d} &= X \pm i\sqrt{1-X^2}
 \end{aligned} \quad \dots(2.19)$$

其中 $X=1/2S_{21}(1-S_{11}^2+S_{21}^2)$ 。对无源介质来说 $\text{Re}(z) \geq 0, \text{Im}(n) \geq 0$ ，接下来可以得到材料等效折射率为：

$$n_{eff} = \frac{1}{k_0 d} \left\{ \left[\text{Im} \left[\ln \left(e^{ink_0 d} \right) \right] + 2m\pi \right] - i \text{Re} \left[\ln \left(e^{ink_0 d} \right) \right] \right\} \quad \dots(2.20)$$

式中 m 是存在于 $\text{Re}(n)$ 支路上的整数。根据阻抗 z 与等效折射率 n_{eff} ，可以计算得到材料的等效磁导率和介电常数，即 $\mu_{eff} = n_{eff} z$ ， $\epsilon_{eff} = n_{eff} / z$ 。

本章节总结了等效介质理论，应用于实际仿真设计时，往往需要改变介质材料特性或者改变亚波长结构的空结构参数，如占空比、几何形状等，如此方能调控

等效折射率，继而调控传输相位。

2.2.2 几何相位

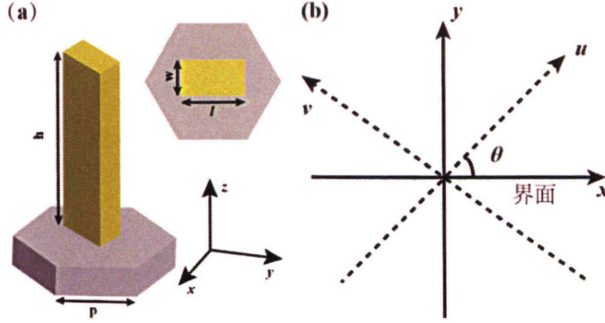


图 2.2 单元结构与局域坐标系

Figure 2.2 Localized coordinate system of the unit cell

与传输相位不同的是，几何相位（又称 Pancharatnam-Berry 相位，简称 PB 相位）是电磁波在由各向异性材料组成的超表面中传输时产生的，与偏振态的转换息息相关，这一现象于 1956 年由 S.Pancharatnam 教授独自发现^[61]，便于 1984 年 M.Berry 教授对这一现象做了更为深刻的研究^[62]。

使用偏振光波在超表面中的传输过程来描述几何相位的产生，其 Jones 矩阵表示如下：

$$\begin{bmatrix} E_{xout} \\ E_{yout} \end{bmatrix} = \mathbf{J}_\theta \begin{bmatrix} E_{xin} \\ E_{yin} \end{bmatrix} \quad \dots(2.21)$$

其中， E_{xout} 、 E_{yout} 分别表示经过与超表面相互作用后在 x 、 y 方向上出射光的偏振分量， E_{xin} 、 E_{yin} 分别为入射光于 x 、 y 方向上的偏振分量，Jones 传输矩阵使用 $\mathbf{J}_\theta$ 表示：

$$\mathbf{J}_\theta = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \quad \dots(2.22)$$

令 t_u 、 t_v 分别为入射光沿局部主轴 u 和 v 的复振幅透射率，经推导^[4]可知 $\mathbf{J}_\theta$ 有如下表达：

$$\mathbf{J}_\theta = \begin{bmatrix} t_u \cos^2 \theta + t_v \sin^2 \theta & (t_u - t_v) \sin \theta \cos \theta \\ (t_u - t_v) \sin \theta \cos \theta & t_u \sin^2 \theta + t_v \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad \dots(2.23)$$

考虑入射光为 x 线偏振光时，出射光场的电场分量为：

$$\begin{bmatrix} E_{xout} \\ E_{yout} \end{bmatrix} = J_\theta \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_u \cos^2 \theta + t_v \sin^2 \theta \\ (t_u - t_v) \sin \theta \cos \theta \end{bmatrix} \quad \dots(2.24)$$

由上式可知,入射光经过与超表面相互作用后,出射的光场除了保留共极化偏振分量部分,还产生了额外的交叉偏振分量。其振幅大小为 $(t_u - t_v) \sin \theta \cos \theta$, 相位延迟由各向异性单元结构相对于参考坐标系的空间旋转角决定。

进一步考虑入射光为圆偏振时,出射光场的电场分量为:

$$\begin{bmatrix} E_{xout} \\ E_{yout} \end{bmatrix} = \frac{J_\theta}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left\{ (t_u + t_v) \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} + (t_u - t_v) e^{2i\sigma\theta} \begin{bmatrix} 1 \\ -i\sigma \end{bmatrix} \right\} \quad \dots(2.25)$$

式中 $\sigma = \pm 1$, 对应了右旋和左旋圆偏振光。式 2.23 说明,入射光经过与超表面相互作用后,出射的光场除了保留共极化偏振分量部分,还产生了额外的交叉偏振分量。该交叉偏振态的复振幅为 $(t_u - t_v) e^{2i\sigma\theta} / 2\sqrt{2}$, 并且还携带了附加相移因子 $2\sigma\theta$, 其中该相移仅与单元结构的空间旋转角有关,于是被称为几何相位。上述分析表明,当入射光为圆偏振时,在保证组成超表面的亚波长结构为各向异性的情况下,如果透过率在两主轴 u 和 v 方向上不同,便可产生具有几何相位的交叉偏振分量。也就是说调节主轴空间旋转角 θ , 就可以实现交叉偏振分量的 2θ 相位调控。

2.3 电磁场数值仿真方法

本文主要使用的数值模拟方法分为两类: 1.用数值仿真软件模拟亚波长单元结构与光的相互作用,进而进行全模的仿真实验验证; 2.通过角谱衍射理论计算电磁波在介质空间中传播。

2.3.1 数字仿真软件

本节主要介绍两种商用仿真软件—FDTD, CST。

(a)FDTD

FDTD solution 是 Lumerical 公司基于时域有限差分法推出的时域电磁场商用仿真软件。该方法首次由 Yee 提出^[63], 其基本思想是将空间划分为由多个 Yee 元胞组成的独立网孔, 将空间和时间都离散化, 即可以把连续的电磁场分量离散化。当网孔大小趋近于零时, 就可以完整的描述 Maxwell 方程, 从而计算节点上的电磁场分量, 如图 2.3 所示。只要给出电磁场的边界及初值条件, 就可以求解任意时刻的电磁场分布。

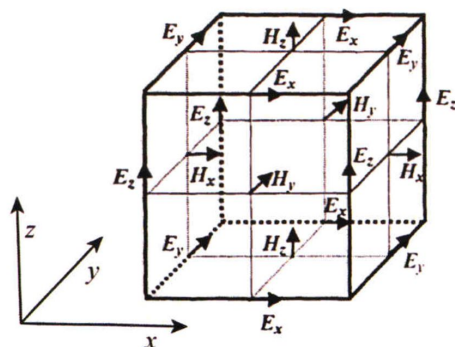


图 2.3 Yee 元胞示意图^[64]

Figure 2.3 Schematic diagram of Yee cells

在材料的设置方面，本文中材料的折率来主要来自 Palik 光学手册，或者软件的数据库，亦可以导入实际测得数据。

在模拟区域和时间上，FDTD 求解器在所需要模拟的区域尽可能的减小以缩短仿真时间。网孔间距一般设为小于最高折射率材料中波长的 $1/10$ ，通常模拟时间可以设长一些，当场衰减到接近零时，软件会自动停止。经验上，模拟时间为光通过模拟区域所需要的最大时间的两倍(即 $t > 2nl/c$)，其中 l 为仿真区域长度， n 为材料最高折射率， c 为介质中的光速。

(b)CST

本文采用的电磁仿真软件 Computer Simulation Technology (CST) Studio Suite 2016 对设计的亚波长单元结构进行仿真，其中有限元分析是将复杂的结构进行离散量化，也就是离散量化麦克斯韦方程组的微分形式，便可以将设计的模型量化为多个小区域并实施联合求解，最终获得麦克斯韦方程的近似解^[59]。在 CST 中还设计了一种基于有限积分法(Finite Integration Technique, FIT)的时域求解器，这里有限积分法需要离散量化麦克斯韦方程的积分形式，然后定义模型的有限区域，最后该计算区域离散为多个小网格进行仿真计算^[65]。全模拟仿真阶段通常使用这种方法，根据功能要求需要对全模结构以及单元结构进行进一步的优化设计，其边界条件在所有方向上都被设置为 open 模式，在设置仿真区域大小时需保证模型界面与入射端口的距离大于一个波长，而仿真的出射端口也应当大于设计结构的尺寸，以便最大可能的保证模拟符合实际情况。通常为了保证仿真计算的准确性，往往需要更精细的网格参数设置，然而这样会牺牲大量的计算数据量和更

多的计算时间，因此一般无法直接利用 CST 模拟计算远场结果，通常都是在贴近结构表面处设置出射端口，以便得到近场的电场分布数据，最终使用衍射理论计算焦平面处的远场光场能量分布。

2.3.2 角谱衍射理论

上一节分析了由于诸多限制的存在无法直接使用 CST 计算远场结果，因此必须借助衍射理论才能获得预设焦面的光场分布数据。在笛卡尔坐标系中，基于矢量角谱衍射理论讨论电磁波在介质中的传播过程。由 Helmholtz 方程可以解的光波电场的各分量^[66]：

$$\begin{aligned} E_x(x, y, z) &= \int \int_{-\infty}^{+\infty} A_x(f_x, f_y) e^{i2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)} df_x df_y \\ E_y(x, y, z) &= \int \int_{-\infty}^{+\infty} A_y(f_x, f_y) e^{i2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)} df_x df_y \quad \dots (2.26) \\ E_z(x, y, z) &= \int \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{f_x}{f_z} A_x(f_x, f_y) + \frac{f_y}{f_z} A_y(f_x, f_y) \right] e^{i2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)} df_x df_y \end{aligned}$$

其中 f_x 、 f_y 、 f_z 分别为光波在 x 、 y 、 z 方向上的空间频率。当 $(f_x^2 + f_y^2) < 1/\lambda^2$ 时，有 $f_z = (1/\lambda^2 - f_x^2 - f_y^2)^{1/2}$ ，此时电磁波为正常的传输波，其中 λ 为介质中的等效波长；但当 $(f_x^2 + f_y^2) > 1/\lambda^2$ 时，有 $f_z = i(f_x^2 + f_y^2 - 1/\lambda^2)^{1/2}$ ，此时电磁波为倏逝波。式 2.26 为矢量衍射的角谱分析过程。在计算电磁波沿 z 方向垂直入射到超表面时，为计算方便可以改写成如下矩阵表达方式：

$$\begin{bmatrix} E_x(x, y, z) \\ E_y(x, y, z) \\ E_z(x, y, z) \end{bmatrix} = \int \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} A_x(f_x, f_y) e^{i2\pi k(f_z z)} \\ A_y(f_x, f_y) e^{i2\pi k(f_z z)} \\ \frac{f_x A_x(f_x, f_y) + f_y A_y(f_x, f_y)}{f_z} e^{i2\pi k(f_z z)} \end{bmatrix} e^{i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y \quad \dots (2.27)$$

2.4 本章小结

本章主要介绍了基于亚波长结构组成的偏振相关超表面透镜的基本相位调控理论及常用的数值仿真分析方法。首先简明地介绍了偏振光学的基本原理，包

括偏振光的表征方法和偏振光的传输理论,接着讲述了基于等效介质理论的传输相位理论和几何相位的调控原理。最后提到了本论文所需要的数值仿真软件和计算方法,如时域有限差分(FDTD)和角谱衍射理论。上述内容,为本论文设计偏振相关超表面透镜提供详实的原理和丰富的仿真方法。

第3章 可见光波段的宽带消色差超表面透镜

3.1 引言

近来,通过对超表面透镜的单元结构进行优化设计可以实现在特定的离散波长,或者在一定电磁频谱带宽的消色差成像^[21,22,48-50]。其中大多数色差调控超表面器件需要利用由多种谐振单元组成的超级单元结构,如柱结构与孔结构复合;圆形结构、十字结构和孔结构的交叉利用,才能获得足够的相位响应,从而实现大宽带的消色差功能。这种方法造成了器件单元结构设计复杂、不易加工的问题。本章设计的宽带消色差超表面器件单元结构为单一形式的高折射率矩形二氧化钛纳米柱,具有结构简单、全模设计复杂度低和易于加工的优点,同时利用几何相位(Pancharatnam Berry)和传输相位相结合的调控原理,并借助粒子群优化算法充分利用构建数据表的相位响应数据,最终设计的器件在400-660 nm波段内实现了共焦平面的聚焦效果。

3.2 消色差超表面透镜的设计

在成像系统中,色散的具体表现是焦距对光波长的依赖。常规且笨重的镜头通常是基于折射元件设计,并表现出正常色散(焦距随着频率的增大而减小)。衍射聚焦元件(例如菲涅耳波带片)则表现出相反的(负)异常色散。通常在成像系统中,这两种类型的色散都会导致图像质量下降,这种现象称为色差。色差是评估光学成像系统成像质量的重要指标,传统的成像系统可以通过对多个光学元件的设计并组合成复合系统来实现色差校正,但缺点是其复杂性、尺寸、重量和成本都会增加。相比之下,超表面透镜衍射透镜与折射透镜相比有平面化、轻薄等优点,并且可以用较低的成本的纳米制造技术制造。此外,超表面还能够亚波长尺度上实现对光波的灵活调控,这使得它在平面光学元件方面具有广阔的发展前景。到目前为止,基于超表面的许多应用已经通过对单元结构进行适当的设计得到了证实,例如偏振发生器^[67,68]、光学编码成像^[69,70]、可调光学元件^[71-73]和逆反射器^[74]。并且表面等离子体平板超透镜已实现了超分辨纳米光刻功能^[75]。

超表面作为平面透镜可以通过产生一个双曲相位剖面,获得较大衍射效率的聚焦光束。由于组成超表面透镜的单元结构比组成衍射元件(例如光栅)的单元

具有更大的可调制性,从而为矫正单个光学元件的色差提供了可能。要想实现消除超表面透镜的位置色差,需要将一束不同波长入射的平面波汇聚为理想球面波。正如第 1 章中式 (1.2) 给出超表面透镜的设计聚焦相位一样,该相位分布与波长和单元结构位置有关,因此色差的消除需要超表面透镜的每个位置的单元结构对不同波长提供不一样的相位响应。而超表面透镜作为一种衍射型光学平面器件,主要存在的是结构色差,反而受到材料折射率色散的影响很小。

本章中,设计器件是一种由单纳米柱单元结构组成的透射式超表面光学衍射透镜,利用结合传输相位和几何相位的调控方法,在正入射的条件下可以将可见光波段(400-660 nm)的平面波,汇聚到轴上同一焦点。首先设计超表面透镜的单元结构(unit-cell),由底层的二氧化硅(SiO₂)和顶层的高折射率二氧化钛(TiO₂)纳米柱结构组成,并且在一定带宽内实现对可见光波段的透射相位调制。为了获得消除轴上位置色差的预期聚焦效果,需要借助粒子群优化(particle swarm optimization, PSO)算法搜索最优的相位分布以及结构排布方式。最后,通过仿真验证了设计器件在彩色光学技术方面是有发展应用前景的。

3.2.1 消色差原理及单元结构设计

(a)消色差原理

聚焦透镜是光学系统中最基本、最重要的功能元件,在各种光学系统中都起着至关重要的作用。聚焦超表面透镜的相位分布如下^[21]:

$$\varphi(R, r) = -\frac{1}{\lambda} [2\pi(\sqrt{R^2 + f^2} - f)] \quad \dots(3.1)$$

其中 $R^2 = \sqrt{x^2 + y^2}$ 是超表面透镜上任意位置 (x, y) 到其中心的距离, f 是预设焦距。要实现如图 3.1 (a) 所示的宽带消色差超表面透镜,在宽波长范围内需要结构能够提供满足固定焦距的相位延迟。一般对于工作波长在 $\lambda \in (\lambda_{\min}, \lambda_{\max})$ 的情况, $\lambda_{\max}$ 和 $\lambda_{\min}$ 是波长的上下边界。等式 3.1 可以写成:

$$\varphi_{\text{lens}}(R, \lambda) = \varphi_{\text{lens}}(R, \lambda_{\max}) + \Delta\varphi(R, \lambda) \quad \dots(3.2)$$

其中 $\Delta\varphi(R, \lambda)$ 为:

$$\Delta\varphi(R, \lambda) = -\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{\max}}\right) [2\pi(\sqrt{R^2 + f^2} - f)] \quad \dots(3.3)$$

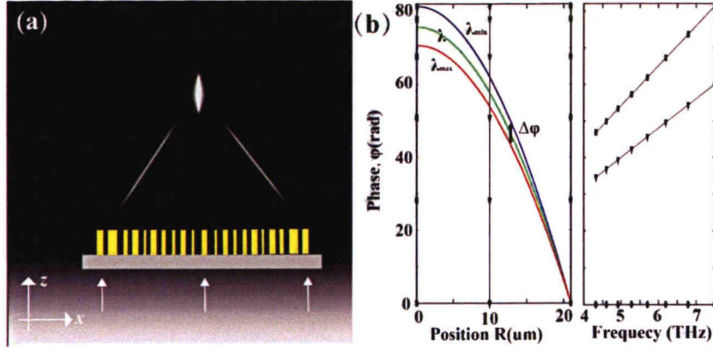


图 3.1 宽带消色差超表面透镜

(a)当波长为 400-660 nm 的光正入射时，其焦距几乎保持不变，可以将入射光束汇聚成一个白色焦点。(b)消色差超表面透镜在任意波长 $\lambda \in (\lambda_{\min}, \lambda_{\max})$ 的相位轮廓。

Fig3.1 Broadband achromatic metalens

The focal length will always remain unchanged while the incident wavelength varies from 400 nm to 660 nm, and the beam will converge into a white focus. (b) Phase profile for an achromatic metalens at arbitrary wavelength of $\lambda \in (\lambda_{\min}, \lambda_{\max})$.

只有同时满足参考相位 $\varphi_{\text{lens}}(R, \lambda_{\max})$ 和相位补偿 $\Delta\varphi(R, \lambda)$ 这两个相位特性，才能实现宽带消色差功能。其中，前者可实现与波长无关的相位调制。它仅仅与 $\lambda_{\max}$ 相关而独立于正入射波长 λ ，利用单元结构进行几何相位调制就可以获得相应的相位分布，并且这种相位调制机制只依赖于散射单元结构的空间取向。相反，后者 $\Delta\varphi(R, \lambda)$ 是一个与工作波长相关的函数，并与 $1/\lambda$ 存在一种线性关系。它代表了不同入射波长之间的相位差，如图 3.1 (b) 所示。该相位差可以通过设计每个单元结构的传输相位响应来补偿，当然单元结构的相位响应也必须与 $1/\lambda$ 成线性关系。由于传输相位响应机理与几何相位的不同，因此这两部分的相位通常不会相互干扰可以把它们简单地合并在一起。值得关注的是，还可以引入一个额外的相位因子 $C(\lambda)$ ，以优化设计实现特定波长的相位补偿，因为这样的相移并不会影响超表面透镜的聚焦特性，如图 3.1 (a) 所示。在此基础上，可以将消色差超表面透镜的相位剖面改写为：

$$\varphi(R, r) = -\frac{1}{\lambda} [2\pi(\sqrt{R^2 + f^2} - f)] + C(\lambda) \quad \dots (3.4)$$

式 3.2 的相位差因此变为 $\Delta\varphi'(R, \lambda) = \Delta\varphi(R, \lambda) + C(\lambda)$ ，引入的 $C(\lambda)$ 是一个仅

仅与波长相关的优化因子，结合上具体的优化算法就可以得到（具体的实施方案见本章 3.2.2）。

(b)单元结构设计

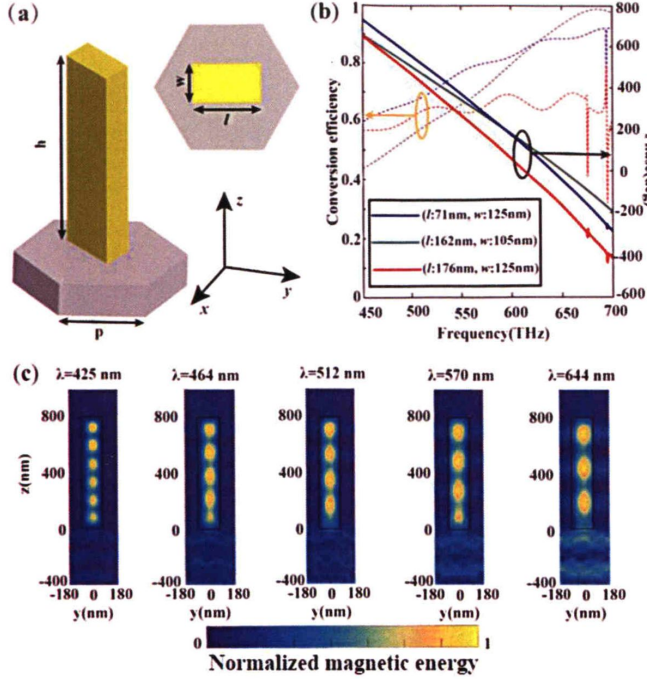


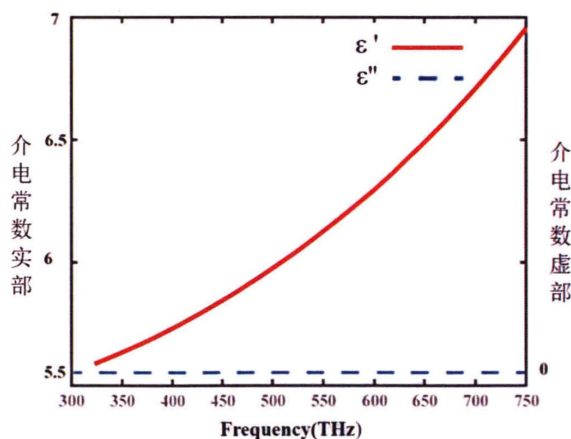
图 3.2 单元结构 CST 仿真结果

(a)消色差超表面透镜的单元结构示意图。(b)圆偏振转换效率(虚线)和相位响应曲线(实线)，其不同结构参数组合($l:71\text{ nm}$, $w:125\text{ nm}$ 、 $l:162\text{ nm}$, $w:105\text{ nm}$ 、 $l:176\text{ nm}$, $w:125\text{ nm}$)相位响应曲线斜率是变化的。。(c)在不同入射波长下，结构参数为 $l=105\text{ nm}$ ， $w=80\text{ nm}$ 时归一化磁场能量分布。黑色虚线表示 TiO_2 结构的边界，所有的 TiO_2 纳米柱的高度固定在 600 nm ，位于 SiO_2 基底上。

Figure 3.2 The simulation results of unit-cell with the CST software

The unit cell of an achromatic metalens in the visible light region. (b) circular polarization conversion efficiency (dotted line) and phase response (solid line), and changing phase response slope. (c) under different incident wavelengths, the normalized magnetic energy is obtained when the structure parameter is $l=105\text{ nm}$ and $w=80\text{ nm}$. The black dashed line indicates the boundary of the TiO_2 structure. The height of all TiO_2 nanobricks is fixed at 600 nm , standing on the SiO_2 substrate.

为了满足消色差超表面透镜的相位要求,设计了一种基于波导模式的纳米介质柱单元结构,这些纳米柱结构可以周期性地排列和旋转,因此能够提供与它们的空间位置相对应的参考相位和相位补偿。在等离子体系统中,通常谐振单元是由特殊放置的纳米柱形成,它们之间存在近场耦合。通过改变单元结构的几何参数,可以获得不同波长处的相位补偿。如图 3.2 (a), 宽带消色差超表面透镜由单一形式的矩形二氧化钛纳米柱组成,这种材料具有低损耗、高折射率的优点。在图 3.3 中红色曲线表示介电常数实部 ϵ' 、蓝色虚线是介电常数虚部 ϵ'' ,它显示了材料对电磁波的吸收损耗几乎是可以忽略不计。同时,由于介质的介电常数在可见光波段色散是快速变化的,因此改变纳米柱结构的占空比会引起等效折射率的变化,从而调控透射光的传输相位分布。该效应导致了相位随着波长变化,具体表现为:不同结构(参数 l , w 不同)会产生斜率不一样的相位-波长曲线(实线),并且其左旋(LCP)转化为右旋(RCP)的偏振转化效率高于 40%(虚线),如图 3.2 (b) 所示。



3.3 二氧化钛的色散曲线

3.3 Dispersion curve of TiO_2

3.2.2 设计方案

(a) 粒子群优化算法

在 3.2.1 (a) 中讨论到,对于每个波长的理想相位分布由式 3.1 给出,但实际上超表面透镜所给出的实际相位波面并不能与之完美地匹配,它们之间的差异通过引入一个 $C(\lambda)$ 转化为一个求其极小值的数学问题。对于极值的求解方法复

杂多样,随着计算机技术普及和其强大的计算能力,人们开发了多种付诸应用的智能优化算法(如遗传算法,模拟退火算法,蚁群算法等),其中我们选用了容易理解、实现简单、全局搜索能力强的粒子群优化算法(PSO)来搜索计算波像差的极小值。

1995年,Kennedy和Eberhart^[76]受到鸟群觅食行为的启发,并对其进行深入研究和探索进而提出了一种强大的粒子群优化方法。在粒子群优化算法中,一些实体粒子被放置在某个函数的搜索空间中,其中每个粒子在其当前位置都有与之对应的目标函数值。然后,每个粒子通过评估其自身当前的最佳位置(即最佳适应度函数值)以及周围群落和多个粒子的影响,来确定其在搜索空间中的移动。下一次迭代发生在所有粒子都被移动之后。最终,群体粒子作为一个整体,就如鸟群集体觅食一般,不断地接近最优适应度函数值。群落中的每个个体粒子由三维向量构成,包括飞行速度 v_i ,当前位置 x_i 和之前的最佳位置 p_i 。当前位置 x_i 可以被认为是描述空间中一个点的一组坐标。在算法的每次迭代中,当前位置被评作为一个问题的解决方案。如果该位置比迄今为止发现的任何位置都好,那么坐标将存储在第二个向量 p_i 中。直到此时,最佳适应度函数值被存储在一个称为 $pbest_i$ 的变量中(表示之前的最佳函数值),以便在以后的迭代中进行比较。当然,目标是继续寻找更好的位置并更新 p_i 和 $pbest_i$ 。通过在 x_i 中加入 v_i 变量来选择新的点,通过调整飞行速度 v_i 来进行运算,可以有效地将 v_i 看作一个步长。粒子群不仅是粒子的集合,只有一个粒子根本无法解决任何问题,只有当粒子之间存在相互作用时,才会具有这种解决问题的能耐。解决问题是一种普遍存在的现象,它是通过粒子之间的相互作用而产生的个体行为。无论如何,就像人群一样是根据某种通信结构或拓扑结构组织起来的,通常被认为是一个社交网络。这种拓扑结构通常由连接成对粒子的双边关系组成,因此,如果 j 在 i 的邻域内,那么 i 也在 j 的邻域内,它们是相互的。每个粒子与其他一些粒子通信,会受其拓扑邻域任何成员找到的最佳位置点的影响。这就是最佳邻域内的向量,用 p_g 来表示。在粒子群优化过程中,对每个粒子的速度进行迭代调整,使粒子在 p_i 和 p_g 位置附近随机振荡。为了实现粒子群的优化过程,整个优化迭代过程(粒子速度和位置的变化),可以由下列式子表示:

$$v_i = w \times v_i + c_1 \times \text{rand} \times (p_i - x_i) + c_2 \times \text{rand} \times (p_{g\text{best}} - x_i) \quad \dots(3.5)$$

$$x_i = x_i + v_i \quad \dots(3.6)$$

式中 rand 表示在区间 $(0, 1)$ 内产生的随机数, w 表示粒子的惯性因子, c_1 和 c_2 是加速因子 (经验取值常为 0.2 和 0.7), $c_1 \cdot \text{rand} \cdot (p_i - x_i)$ 表示粒子与自身历史适应度值的比较, $c_2 \times \text{rand} \times (p_{\text{gbest}} - x_i)$ 表示粒子群落之间信息共享。本文中的 $C(\lambda)$ 就是位置矢量, 适应度值是理想相位面与实际相位面的差异。

(b) 实施方案

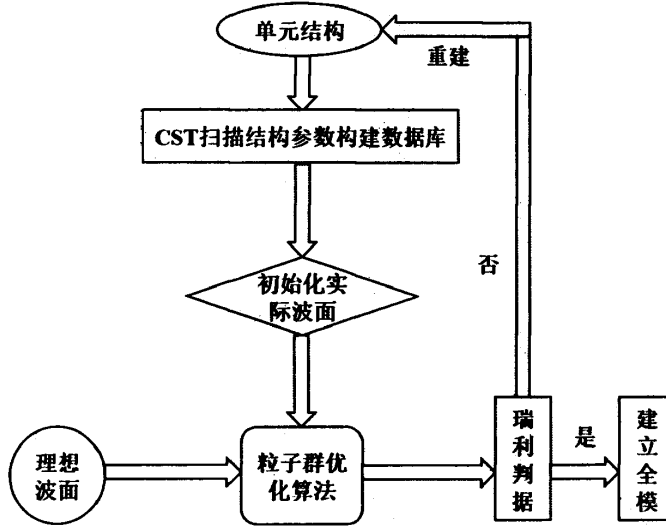


图 3.4 宽带消色差超表面透镜的粒子群优化流程图

Figure 3.3 Flow chart of particle swarm optimization for a broadband achromatic metasurface lens.

根据图 3.2 (a) 中所设计的亚波长单元结构, 除了基础参数 h 和 p 不变之外, 其它的尺寸参数 l , w 都在 CST 仿真软件中作为变量进行扫描, 产生优化过程所需要的结构参数-相位响应和结构参数-振幅响应等数据表。初始化过程之前, 需要对数据表重新处理并构建结构编号-结构参数-相位响应-振幅响应一一对应的参数矩阵, 便于调用。然后进行优化设计, 需要取用数据表中的数据随机生成实际波面 ϕ_{real} , 同时还需要考虑淘汰偏振转化透过率过低的参数组合, 通过与理想波面 ϕ_{ideal} 做差得到 $\Delta\phi$ (也就是波像差), 整个优化过程就是通过迭代不断的缩小波像差, 并尽可能的利用相位数据表当中的数据实现理想波面与实际波面的相位匹配, 当满足瑞利判据时循环停止, 见图 3.4。瑞利判据认为: 当理想波面和实际波面之间的最大波像差不超过 $\lambda/4$ 时, 可认为该波面是没有缺陷的。并且还指出如果缺陷部分占整个波面面积比重较小, 即波像差大于 $\lambda/4$, 这种局部缺陷仍可以被忽略。换句话说不用找到完全匹配需求相位的亚波长单元结构阵列, 也

可以满足设计目标。图 3.5 是本章构建的部分数据表，完整的数据表作为附录接在本论文的最后，该数据展示了不同结构参数组合提供传输相位补偿的能力。

L(nm)	W(nm)	Phase compensation(°)
70	50	550
90	60	603
100	70	660
110	80	695
120	90	810
130	100	885
140	110	922
160	120	962
160	130	1079
165	125	1233

图 3.5 TiO₂ 纳米柱特征尺寸对应的相位补偿

Figure 3.5 Phase compensation for geometric parameter of TiO₂ nanopillar

3.2.3 基于可见光的宽波段消色差超表面透镜的仿真

利用该方案，设计并实现了数值孔径为 ($NA=0.263$) 的宽波段消色差超表面透镜，直径为 $21.6\ \mu\text{m}$ ，设计焦距 $f=38\ \mu\text{m}$ 。该透镜的相位剖面由波导效应产生的传输相位和几何相位共同构成。使用粒子群优化算法对所需的参考相位和相位补偿进行数字化设计，相位可以从扫描得到的纳米柱结构-相位响应数据表中筛选出来。图 3.6 (a-f) 展示了理想相位与实际单元结构提供相位的对比图，其中分别罗列出针对 $408\ \text{nm}$ ， $444\ \text{nm}$ ， $487\ \text{nm}$ ， $512\ \text{nm}$ ， $570\ \text{nm}$ 和 $605\ \text{nm}$ 入射波长下理想波面与实际波面的对比，蓝色实线是根据公式 3.1 计算得到的理论相位曲线，圆圈表示离散优化得到的结构所提供的相位响应。这些曲线与圆圈展示了本章优化的全模结构是可以达到消除色差的目的。接下来就可以根据具体优化的结构参数建立消色差超表面透镜模型，在仿真软件 CST 中进行全模的仿真验证。全模仿真计算往往需要耗费计算机大量的计算时间和计算数据，如果仿真区域变大也会受到计算机计算能力的限制，因此先利用 CST 计算出入射光透过超表面透镜近场区域的光场分布数据，随后通过对近场结果进行矢量角谱衍射积分，计算出焦平面处的远场光强度分布。图 3.7 (a) 得到了可见光范围 ($400\text{-}660\ \text{nm}$) 内左旋圆偏振光 (LCP) 正入射条件下的光场分布。其中，上部分为 $y\text{-}z$ 平面的归一化强度分布，下部分表示 $x\text{-}y$ 平面内的聚焦光斑效果图，白色实线代表理论

焦距 $f=38\text{ }\mu\text{m}$ 。正如预测的那样,当入射波长在整个可见光谱范围内变化时,所有焦距几乎保持不变,焦距最小值和最大值分别为 $36\text{ }\mu\text{m}$, $40\text{ }\mu\text{m}$,与设计的焦距 $38\text{ }\mu\text{m}$ 相差在 $2\text{ }\mu\text{m}$ 以内(相对误差为 5.2%)。

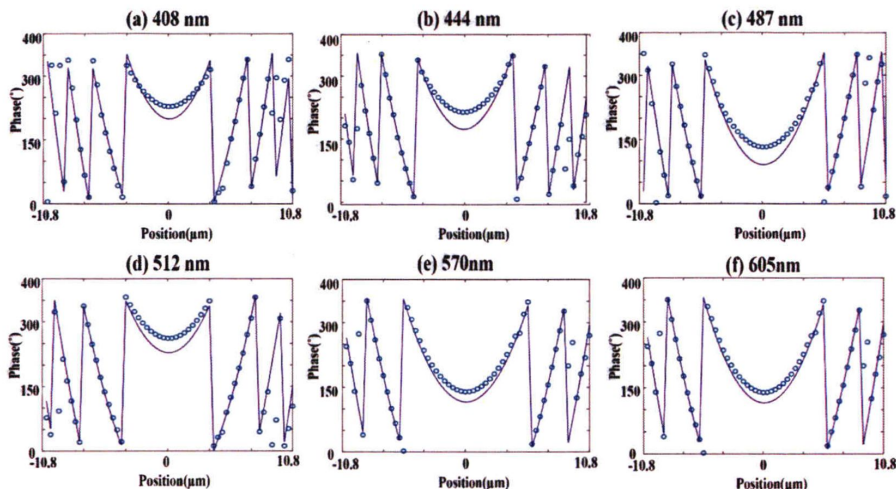


图 3.6 实际波面与理想波面拟合效果

Figure 3.6 The fitting result of actual wavefront and ideal wavefront

此外,图 3.7 (a) 清晰地显示焦点具有一定的焦深 $5\text{ }\mu\text{m}$,而这样的误差几乎可以忽略。图 3.7 (b) 显示了该透镜焦距作为入射波长的变化曲线,同样表明了焦距在理论值附近仅有一些细微的波动。同时,对 400-660 nm 内光波长离散取值 (408 nm, 444 nm, 487 nm, 512 nm, 570 nm, 605 nm, 644 nm),并获得了图 3.7 (c) 中的消色差超表面透镜的半高全宽 (红色曲线) 和衍射效率 (黑色曲线)。其中,衍射效率为聚焦圆偏振光束的光强度与透射光束的光强度之比。工作带宽约为中心波长 (510 nm) 的 51%,衍射效率曲线随工作波长的变化而变化,其中最高效率可达 43%,而平均效率在整个工作带宽内约为 29%,这是由于谐振单元结构的偏振转换效率的波动引起的。七个焦点的理论衍射极限 FWHMs 分别为 $0.78\text{ }\mu\text{m}$, $0.85\text{ }\mu\text{m}$, $0.93\text{ }\mu\text{m}$, $0.97\text{ }\mu\text{m}$, $1.08\text{ }\mu\text{m}$, $1.15\text{ }\mu\text{m}$ 和 $1.23\text{ }\mu\text{m}$,仿真得到的 FWHMs 为 $0.8\text{ }\mu\text{m}$, $0.95\text{ }\mu\text{m}$, $1.2\text{ }\mu\text{m}$, $1.25\text{ }\mu\text{m}$, $1.22\text{ }\mu\text{m}$, $1.25\text{ }\mu\text{m}$ 和 $1.26\text{ }\mu\text{m}$,计算结果与理论衍射极限已经比较接近。衍射效率曲线随工作波长的变化而变化,这可由谐振单元结构的偏振转换效率的波动引起,如图 3.2 (b)。为了获得更高的偏振转化效率,可以在粒子群优化过程中淘汰偏振转化透过率过

低的参数组合，亦可直接优化单元结构的几何参数(p 和 h)以达到聚焦效率较为均匀的目的，从而使效率曲线更加平滑。

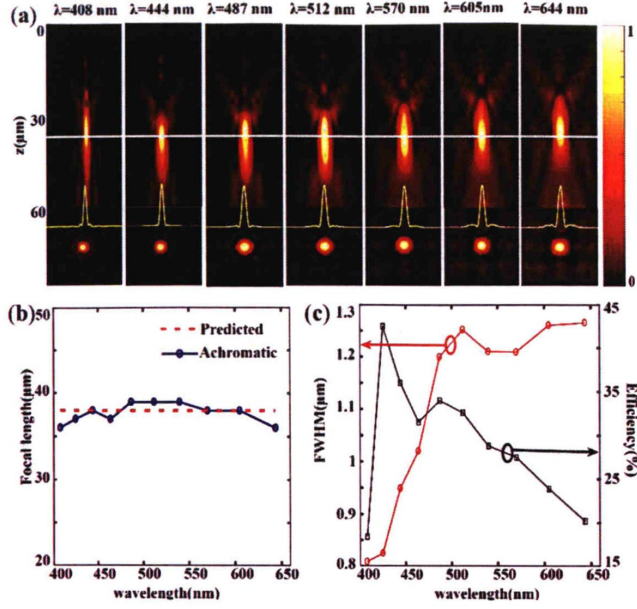


图 3.7 全模拟超表面透镜的焦距偏移和强度分布

(a)在正入射的条件下，超表面透镜设计波长是 $\lambda=660$ nm， $\text{NA}=0.263$ 和焦距 $f=38$ μm 。仿真的 y - z 平面的归一化强度分布及其 x - y 平面内的聚焦光斑效果图。入射波长在上方表示。入射方向是正 z 轴。白色实线通过焦距 $\lambda=512$ nm 的中心。(b)模拟的焦距和理论预测焦距作为波长的函数。(c)衍射效率（黑色曲线）和 FWHMs（红色曲线）随着入射超表面透镜的波长变化。

Figure 3.7 Simulate the focal length shifts and intensity distributions of metalens.

The achromatic metalens was designed at wavelength $\lambda=660$ nm with $\text{NA} = 0.263$ and focal length of $f=38$ μm at normal incidence. The normalized intensity distribution of the y - z plane and the diagram of the focused spot in the x - y plane is simulated. The wavelengths of incidence are denoted on the top. The direction of incidence is towards the positive z -axis. The white dashed lines pass through the center of focal spots in the case of $\lambda=512$ nm. (b) the simulated focal length and the theoretically predicted focal length as a function of the wavelength. (c) Focusing efficiency and FWHM as a function of incident wavelength obtained from the achromatic metalenses.

值得一提的是，消色差超表面透镜的尺寸受到最大相位补偿的限制，通过在单元结构中引入更多的谐振单元，可以显著地扩展相位补偿。例如，可以可靠地

增加 TiO_2 结构的高度, 或者使用不对称的形状的单元结构来激发介质结构内部更丰富的共振模式。尽管, 焦点强度轮廓曲线距离中心白色实线有微小的偏移, 这一差异是局部相位补偿不足和仿真模拟像素点数量较少造成的, 但总的来说, 设计超表面透镜, 实现了在可见光区域较好的宽频带消色差功能。

3.3 本章小结

本章设计的消色差超表面器件可以在一定宽带范围内抑制色差。通过利用几何相位和传输相位复合调制原理, 结合周期性排列的谐振单元结构(该结构以六边形为衬底的 TiO_2 介质柱构成)可以提供的足够的相位补偿, 实现对可见光波段的色差调控。并使用 CST 商业仿真软件对单元结构的几何参数进行大量扫描, 建立纳米柱几何参数与相位响应的数据表, 借助粒子群优化算法对超表面透镜全模进行仿真优化设计。其结果表明单元结构的偏振转化效率均超过 40%, 同时实现了在 400-660 nm 波段的消色差聚焦效果, 其带宽范围内焦平面处衍射效率在 20-45%。本章提出的宽带消色差平面光学器件采用的单元结构设计简单, 可以引入更多类型的谐振单元实现更大带宽的消色差聚焦效果, 在彩色显示成像系统等领域存在一定的应用前景。虽然只在可见光区域进行了仿真验证, 但该器件的工作波长仍可以推广到近红外区域, 为红外成像提供了新的设计思路。

第4章 基于多波长消色差超表面透镜的偏振测量器件

4.1 引言

超表面透镜除了可以实现色差控制功能,也可以实现偏振控制功能,包括片上偏振测量、光谱偏振测量和实时偏振成像等^[77,81,86,87]。其中一类是基于分光偏振测量的超表面器件,它们通常需要测量相对衍射强度来确定完整的 Stokes 参数,该方法测量结果容易受到入射光光斑尺寸影响,且无法满足偏振成像的功能。另一类是基于分焦平面偏振相机的全介质型超表面器件,由于采用聚焦相位分布,在实现全偏振成像的同时还可以通过测量聚焦强度完全表征 Stokes 参数,但该系统工作波长一般比较单一,无法进行多波长偏振信息的探测。因此,开发一种多波长色差控制的全斯托克斯偏振成像测量器件是有必要的。

4.2 基于全介质结构的多波长消色差超表面偏振测量器件

偏振是一个重要的物理参量,特别是在信号测量和光谱信息检测方面。然而,传统的成像系统通常用于检测光的强度和波长,很少考虑偏振信息。相比之下,偏振成像技术是一种强大的工具,可以用来检测每个偏振状态的强度并进一步分析光的偏振信息,如偏振度、Stokes 参数等^[77-79]。与此同时,这种技术可以提供材料的结构、成分等详细信息,已被广泛应用于许多领域,如遥感、大气污染物分类、无接触指纹检测、以及皮肤癌的早期检测等诸多领域^[1-3]。为了实现偏振测量,该类系统常常需要另外添加双折射晶体、棱镜和栅极化滤光片^[80-82]等一系列折射光学元件,并且需要连续多次测量衍射强度来确定完整的 Stokes 参数,进而才能完全表征入射光的偏振态。但此类设计通常会造系统体积大、结构复杂的问题,不符合未来微型化、集成化光学系统的发展趋势。相比之下,超表面作为一种二维平面化的人工电磁材料,可以通过改变亚波长结构的几何参数来调节电磁波的相位、振幅和偏振态,为精确控制波前提供了一种高效紧凑的方法^[83-85]。本章采用单层全介质超表面器件进行多波长消色差全斯托克斯偏振测量 (Multi-wavelength achromatic full Stokes polarimetry, MASP),该器件由 2×3 排列的子阵列 (单一偏振响应的消色差超表面透镜) 组成。阵列由平铺在二氧化硅 (SiO_2 , $n=1.45$) 基底上的非晶硅 ($\alpha\text{-Si}$) 纳米柱组成,通过改变硅纳米柱的尺寸和空间

旋向,可以控制不同偏振状态下的传输相位和几何相位。对于近红外波段的任意三个入射波长,可以在预先设定的焦平面上获得六幅消色差偏振图像,并获取相应的偏振信息。值得注意的是,通过改变硅纳米柱的长度和宽度可以激发导模共振效应,这样的机制能够为不同波长提供不一样的相位补偿,为实现多波长的色差控制提供了可能。为了验证这一概念,对设计的 MASP 器件进行了全模数值模拟。

4.2.1 偏振测量器件的原理与设计

本工作设计的 MASP 器件可以将不同偏振态的入射光分离到六个独立的空间域,并获得同一焦平面处不同入射波长光的全偏振信息,如图 4.1 (a) 所示。为了提高紧凑型超表面器件的实际应用,六个子阵列按照 2×3 的排布方式被集成到一个单一的超表面器件上,分别对应水平 (0°), 垂直 (90°), $\pm 45^\circ$, 右旋 (RCP) 和左旋 (LCP) 六个偏振态。沿 z 轴正方向传播的单色平面波可由琼斯矩阵定义^[88]:

$$E_0 = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad \dots(4.1)$$

其中 A_x 、 A_y 分别表示入射光在 x 、 y 方向上的电场分量, δ 表示两分量之间的相位差。更重要的是, E_0 还包含了该平面波的全部偏振信息,这可由 Stokes 矢量 $S = (S_0, S_1, S_2, S_3)$ 表示:

$$S_0 = A_x^2 + A_y^2 \propto I \quad \dots(4.2)$$

$$S_1 = A_x^2 - A_y^2 \quad \dots(4.3)$$

$$S_2 = 2A_x A_y \cos \delta = A_a^2 - A_b^2 \quad \dots(4.4)$$

$$S_3 = 2A_x A_y \sin \delta = A_c^2 - A_d^2 \quad \dots(4.5)$$

每个子阵列由周期性排列的非晶硅纳米柱阵列 (周期为 p) 组成,如图 4.1 (b) 所示。其中, l_x 和 l_y 分别表示纳米柱在长和宽两个方向上的设计变量,单元结构的其他几何参数被固定为 $p=600$ nm, $h=850$ nm。通过改变硅纳米柱的尺寸和空间取向,可以控制入射光的局部相位。具体来说,对于线性偏振入射光,可以通过改变 l_x 和 l_y 来调节透射光的相位响应,从而实现基于传输相位原理的波前调控。对于圆偏振入射光,利用传输相位和几何相位相结合的方式实现透射光的波前调制。也就是说,非晶硅纳米柱的长度、宽度和空间旋转角度都可以调节平面波通过子阵列后的相位延迟。

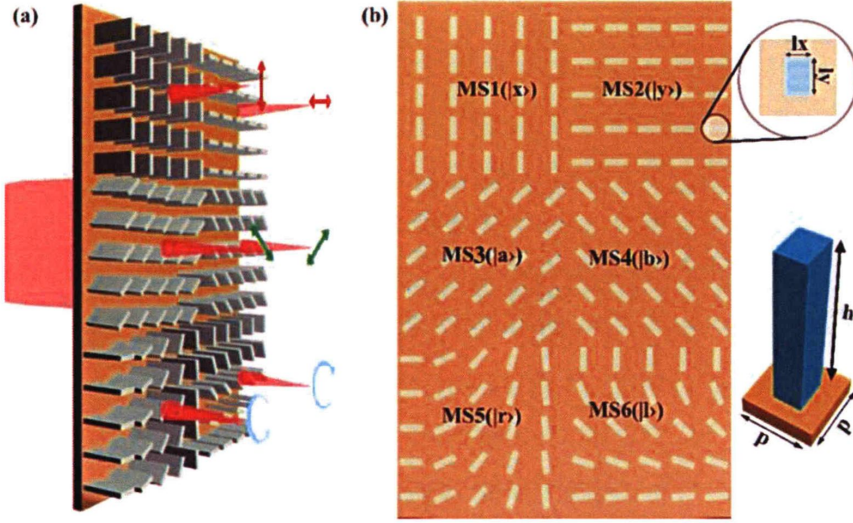


图 4.1 全偏振测量超表面器件的示意图。

(a) MASP 的三维示意图，超表面器件是由不同偏振态分析器的 2×3 子阵列组成，可以将不同波长的输入光聚焦到同一个焦平面。(b)多波长消色差全斯托克斯偏振测量的俯视图。右侧图显示了平铺在二氧化硅(SiO_2)衬底上的非晶硅纳米柱组成的单元结构示意图。固定的几何参数分别为 $p=600\text{nm}$, $h=850\text{nm}$ 。

Figure.4.1. Illustration of the MASP.

(a) 3D view of the MASP. A metasurface composed of 2×3 sub-arrays acting as differing polarization state analyzers which can focus input lights with different wavelengths into the same focal plane. (b) Top view of the MASP. The right panel shows the schematic of the unit cell consisting of amorphous silicon nanobrick on top of a SiO_2 substrate. The geometrical parameters are $p = 600 \text{ nm}$ and $h = 850 \text{ nm}$, respectively.

接下来对子阵列的设计过程进行详细地阐述，整个超表面器件将同时进行消色差聚焦和全斯托克斯偏振测量。为实现这一功能，准直平面波所需的衍射聚焦相位轮廓如下^[22]:

$$\varphi(R, \lambda) = C(\lambda) - \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R^2 + f^2} - f \right) \quad \dots(4.6)$$

这里的 $R=\sqrt{x_0^2+y_0^2}$ 是子超表面透镜上任意位置到其中心 $(0, 0)$ 的距离, f 为预先设计的焦距, $C(\lambda)$ 为参考相位, 在设计中是仅与波长相关的优化因子。式 4.6 体现了相位与波长的依赖性, 这对消色差透镜的实现(在一定带宽上焦距固定不变)提出了挑战。在折射透镜中, 主要以材料色散为主。由于使用材料(如二氧

化硅)的色散较低,色差不明显,因此传统的解决方法通常使用多个透镜的胶合进而直接矫正色差。在超表面的衍射透镜中,主要以结构色散为主。所需的相位通常是依据波导效应或有效介质理论来进行设计,而这两种方法都会产生不必要的色散。虽然采用超表面透镜透射或反射光干涉的方法可以实现对入射光束聚焦,但是这种干涉机制会进一步导致衍射透镜产生较大色差。

为了实现色差控制的相位波前调控,考虑一个基于全介质结构的超表面透镜,其中每个纳米柱被认为是一个移相器,它可以作为一个存在色散的截断波导。在超表面透镜的设计过程中,需要优化的几何参数包括纳米柱的直径、高度以及每个纳米柱中心到中心的距离(即周期 p),通过调整它们可获得 $0-2\pi$ 的相位覆盖。实际上,对于给定的某一波长,实现 $0-2\pi$ 的相位覆盖只对应一种高度,这也就意味着在进行多波长设计时,无法使用同一高度作为标准,这是受限于实际制造过程中纳米柱高深宽比(小直径,大高度,高度一般是保持不变)的原因。因此,相位覆盖范围往往很难扩展到 2π 以上。在这里,通过对移相器的设计打破了这一限制,它不仅能够提供多个 2π 相位的覆盖,而且异常的相位响应也为消色差超表面透镜的设计提供了额外的自由度。为了实现更多的相位覆盖,需要优化纳米柱的结构参数:截面形状(本例中是长方形)、长度 l_x 、宽度 l_y 、中心到中心的距离 p 和高度 h 。其中长方形截面的使用有两方面优势:首先,改变材料的占空比可以提供所必需的相位覆盖;其次,它保证了结构的各向异性。考虑到实际制造工艺的限制,本文将设计参数 l_x 和 l_y 的最小宽度设定为 100 nm ,同时最大宽度也应当满足小于相邻纳米柱之间的中心到中心距离的条件。周期 p 是相位剖面的采样频率,必须满足奈奎斯特抽样条件($p < \lambda/2\text{NA}$)。另外,为了激发波导模式共振产生异常相位响应, p 值应小于自由空间中的所有波长,这样便能达到抑制高阶衍射级次的目的。在该结构中,电磁波能够在 $y\text{-}z$ 平面内以导波的方式传播,硅纳米柱阵列被认为是波导的芯层,外围包覆着空气以及 SiO_2 基底。为了实现这种共振模式,必须满足相应的相位匹配条件,即通过调整纳米柱的周期 p 来改变传播常数 $k_0 = m \times 2\pi / p$,从而匹配相应的波导模式。这里会存在模式之间的相互影响,并且电磁波会以泄漏模的形式耦合到空气中,因此获得的透射振幅和相位被认为是多种模式叠加的结果。本文通过选取任意三个工作波长: 811 nm , 883 nm , 1072 nm ,将周期最终确定为 $p=600\text{ nm}$ 。对于纳米柱结构来说,高度 h 越大,相位覆盖就越广。同样受限于制造工艺,纳米柱结构的高度被选定为 850

nm。

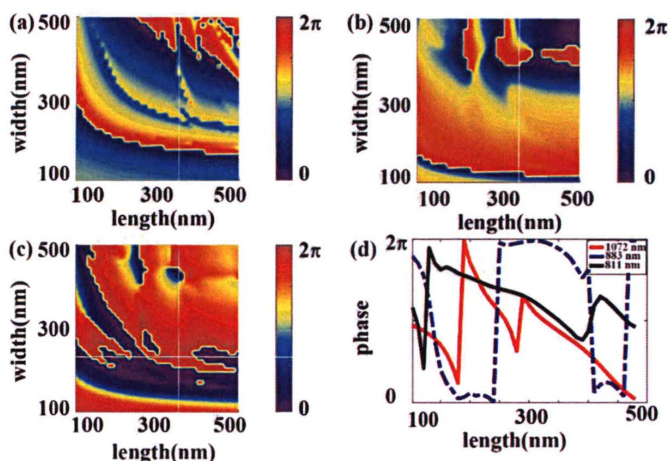


图 4.2 线偏振（x 偏振）光入射下单元结构的相位空间。

不同长(l_x)和宽(l_y)下的传输相位图, (a) 1072nm, (b) 883 nm 和(c) 811 nm。 (d)是分别从(a)、(b)和(c)相位空间中取出三条不同颜色的相位曲线, 表示仿真计算的传输相移随纳米柱（宽度被固定在 300nm）长度的变化曲线。

Figure 4.2. Phase space of the unit-cells.

Lateral dimensions (l_x and l_y) and corresponding transmission phases at (a) $\lambda = 1072$ nm, (b) $\lambda = 883$ nm and (c) $\lambda = 811$ nm of the nanobricks designed for x-linear polarization. Transmission phase shift as a function of the length of nanobricks (the width is fixed at 300 nm) at three different wavelengths of 811 nm, 883 nm, and 1072 nm, which are stripped from (a), (b) and (c).

本章设计的单元结构使用有限元的方法在 CST 微波工作室中进行仿真和参数优化。并以近红外的电磁波作为入射波进行接下来的验证分析。通过对结构参数的大量扫描, 可以得到覆盖范围很广的结构参数-相位响应数据表, 如图 4.2 所示。在设计四种线偏振响应的 (0° , 90° , 45° , 135°) 子阵列时, 先确定了 x 偏振响应 (0°) 的子阵列, 通过旋转每个纳米柱的方向角, 就可以获得其他三种线性偏振态下的相位分布, 如图 4.1 (a) 所示。一方面对于线性偏振光入射, 可以优化纳米柱的长度和宽度实现多个 2π 的相位空间覆盖, 并使用不同的颜色区分三个入射波长, 图 4.2 (a-c) 为 x 偏振入射下的模拟结果。图中不连续的相位变化正是由于谐振产生的, 这样的异常相位突变点越多对于消除色差来说越有利。因此为了更清楚地理解色差消除的机理, 需要从图 4.2 (a-c) 中的相位空间中剥

离出三条曲线（宽度固定在 300 nm），即硅纳米柱长度随着相位的变化曲线，如图 4.2 (c) 所示。其结果显示，对于每个波长，都可以找到提供相同相位响应的多组结构（长度不一样），但它们的色散是存在差异的。换句话说，对于波长 883 nm，这些长度不一样的结构可以提供相同的相位响应，但是这些结构对其它波长的相位调制是不同的，这恰好为色差的消除提供了可能性。由于存在这种异常的相位响应（即波导模模式共振效应），便可以利用纳米柱结构实现三个波长独立的相位调控。另一方面，圆偏振光入射的情况，在原传输相位调制的基础上引入与圆偏振相关的几何相位同样可以实现相移和相位补偿，如图 4.3 (a-c) 所示。图中除了表明改变结构参数（ l_x 和 l_y ）可以提供的 $0-2\pi$ 的相移空间之外，还存在着各种相位突变点这对于色差的消除来说同样是必不可少的。

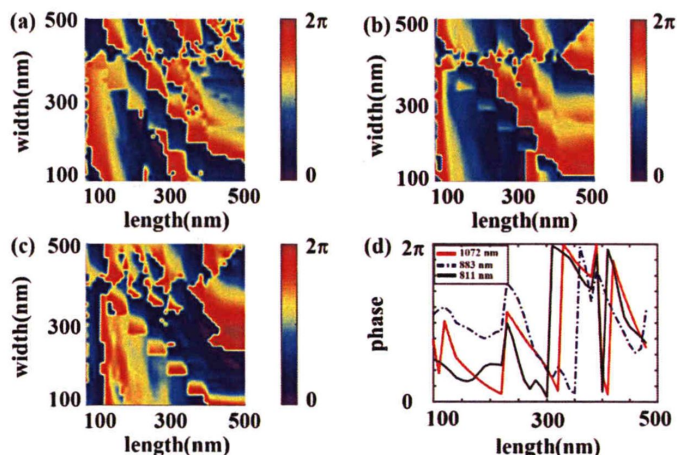


图 4.3 左旋圆偏振 (LCP) 光入射下单元结构的相位空间。

在波长 (a) 1072nm, (b) 883 nm 和(c) 811 nm 处的传输相位。(d)是分别从(a)、(b)和(c)相位空间中取出三条不同颜色的相位曲线，表示仿真计算的传输相移随纳米柱（宽度被固定在 300nm）长度的变化曲线。

Figure 4.3. Phase space of the unit-cells.

The transmission phases at (a) $\lambda = 1072$ nm, (b) $\lambda = 883$ nm and (c) $\lambda = 811$ nm of the nanobricks designed for left-hand circular polarization. Transmission phase shift as a function of the length of nanobricks (the width is fixed at 300 nm) at three different wavelengths of 811 nm, 883 nm, and 1072 nm, which are stripped from (a), (b) and (c).

4.2.2 多波长消色差全斯托克斯偏振器件的设计与仿真

接下来开展全斯托克斯偏振器件的设计与仿真工作，并详细分析多波长偏振相关消色差超表面透镜（即子阵列）的表征结果。每个子阵列的设计尺寸大小为 $27 \times 27 \mu\text{m}$ ，数值孔径 $\text{NA}=0.27$ 。对于每个设计波长，可以通过公式 4.6 计算所需的理想相位。使用粒子群优化算法来确定随着波长变化的参考相位 $C(\lambda)$ ，它作为一个评价所需理想相位和实际相位差异的目标优化函数“Factor Merit”，具体优化方案与上一章 3.2 的实施方案部分一致。

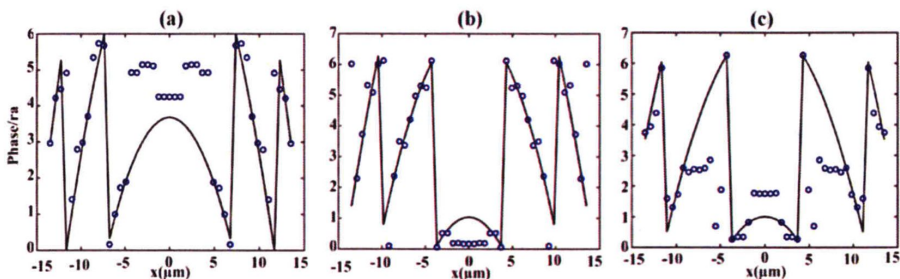


图 4.4 模拟相位和理论相位对比图。

理想相位（实线）和实际相位（圆）在三个波长(a)811 nm, (b)883 nm 和(c)1072 nm。其中，每个设计波长的参考相位是不同的。

Figure 4.4 Contrast diagram of simulated phase and theoretical phase

Required phase (solid line) and implemented phase (circle) at three wavelengths (a) 811 nm, (b) 883 nm, and (c) 1072 nm. It's important to note that the reference phase (the required phase at the center of the metalens ($x=y=0$)) is different for each wavelength.

图 4.4 显示了通过优化算法筛选出来的模拟相位与理想相位拟合曲线，结果表明对于三个入射波长模拟相位均保持较好的聚焦型波面。首先本文利用 CST 计算出子阵列近场区域的光场分布，如图 4.5 所示。随后对近场结果进行矢量衍射积分，计算出远场焦平面处的光强度分布。图 4.6 (a-c) 显示了子阵列在 y - z 平面上三个波长（811 nm、883 nm 和 1072 nm）下 x 偏振光入射的光场分布。白色虚线表示理论焦距 $f=47 \mu\text{m}$ ，仿真结果表明焦距几乎没有偏移，这与理论预测的结果一致，从而保证了色差的消除。对于圆偏振入射，利用几何相位和传输相位相结合的调控原理实现消色差聚焦，几何相位不仅提供了额外的设计自由度，而且可以实现对左/右旋圆偏振响应。图 4.6 (g-i) 所示，表示 y - z 平面内归一化后的光强度分布，分别对应左旋（LCP）入射波长 811 nm、883 nm 和 1072 nm。从

图中可以看出，白色虚线表示焦距的理论值 $f=47\text{ }\mu\text{m}$ ，其中模拟的次焦点是由所需理想相位剖面 and 实际相位剖面不完全匹配造成的。

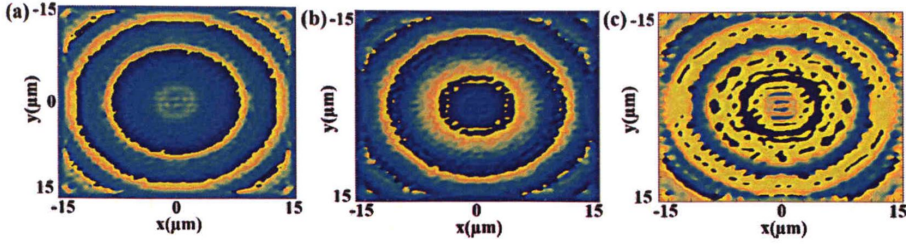


图 4.5 近场数据分布

(a) 811 nm, (b) 883 nm 和 (c) 1072 nm 分别展示了距离全模结构 $1\text{ }\mu\text{m}$ 处的近场相位数据。

Figure 4.5 Near field data distribution

(a) 811 nm, (b) 883 nm and (c) 1072 nm show the phase data of the near field at $z=1\text{ }\mu\text{m}$, respectively.

图 4.6 (d-f) 和图 4.6 (j-i) 分别表示 x-偏振和 LCP 入射下两组归一化光强分布曲线。由图中可以得到线性偏振光的半高全宽 (FWHMs) 分别为 1364 nm、1501 nm、1770 nm，圆偏振光的半高全宽分别为 1347 nm、1516 nm、1775 nm，与理论值 1334 nm、1452 nm、1762 nm 具有较好的一致性。在三个波长入射下，针对 x-偏振和 LCP 光仿真测得其衍射效率分别为 40.5%，50.0%，32.2%和 20.3%，52.0%，35.1%。

在此基础上，对设计的单片集成超表面器件进行仿真验证。该器件由 6 个单一偏振响应的子阵列按 2×3 的排列方式组成，其中每个子阵列由 45×45 单元结构组成，该结构能够提供足够的相位补偿以消除色差。通过对设计器件的表征和分析可以计算得到电磁波与样品相互作用后的斯托克斯参数，从而获得入射光的偏振信息。同时为了抑制不同子阵列之间效率不均的影响，对表示不同偏振状态的 Stokes 参数进行归一化处理，即 $S'_1 = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$ ， $S'_2 = \frac{I_{45^\circ} - I_{-45^\circ}}{I_{45^\circ} + I_{-45^\circ}}$ 和 $S'_3 = \frac{I_{RCP} - I_{LCP}}{I_{RCP} + I_{LCP}}$ ，

表征结果如图 4.7 所示。这样的处理方法可以有效消除超表面器件对电磁波的吸收和消偏振部分的影响，其中 I_x ， I_y ， I_{45° ， I_{-45° ， I_{RCP} 和 I_{LCP} 分别表示不同偏振状态下一个艾里斑内光斑的聚焦强度。图 4.6 (a)、(c) 和 (e) 显示焦平面处的聚

焦强度分布，展现了器件分离入射光不同偏振分量的独特能力。

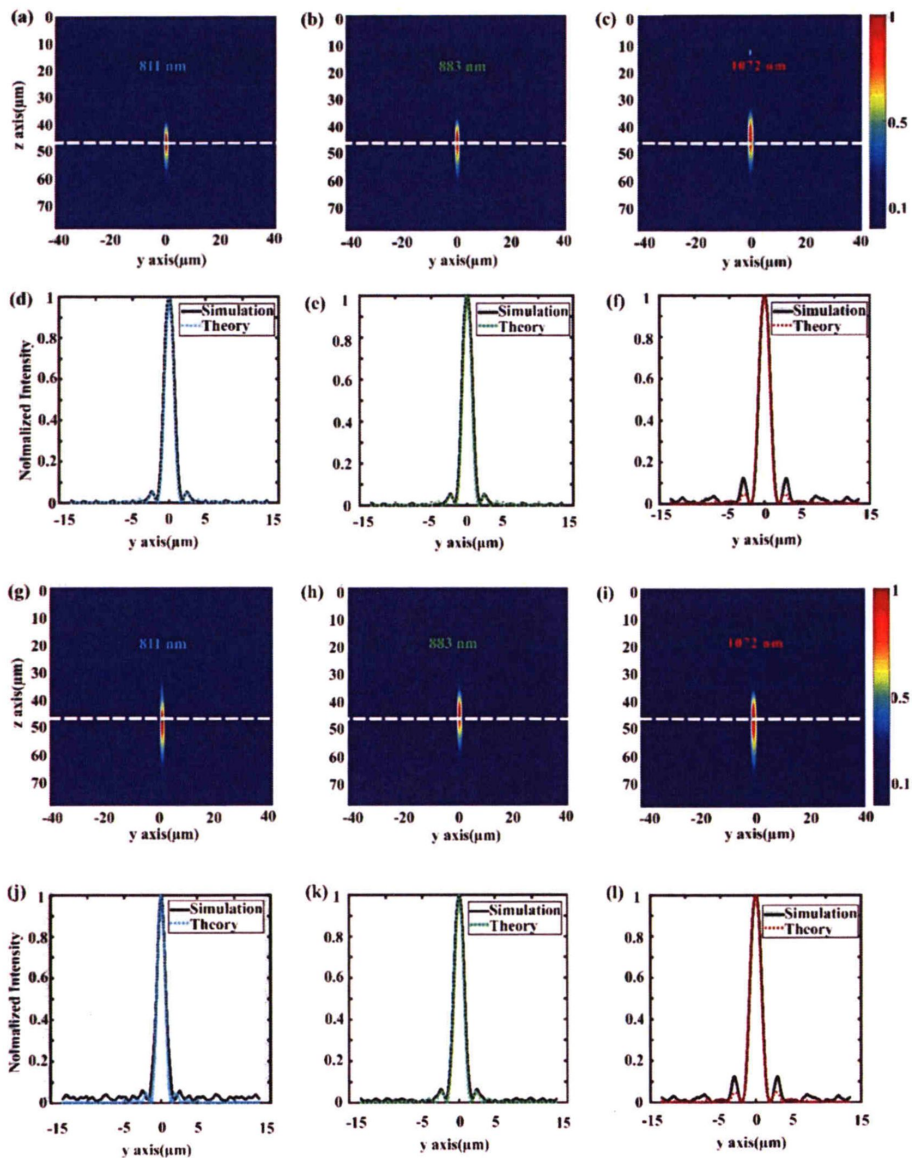


图 4.6 消色差超表面透镜的仿真结果

(a-c)设计的 x-LP 消色差超表面透镜和(g-i)LCP 消色差超表面透镜在入射波长处 (811 nm, 883 nm 和 1072 nm) y - z 平面上的焦斑的模拟强度分布。插图曲线显示了沿白色虚线的归一化强度分布，超表面透镜设计波长是 $\lambda=1072$ nm 与焦距 $f=47$ μm 。对于(d-f)x-LP 和(j-l)LCP 入射光，沿着 y 轴通过焦平面的理论 (虚线) 和计算 (实线) 的归一化强度。

Figure 4.6 Simulation results of the achromatic metalenses.

Simulated intensity profiles in the y - z plane for (a-c) x -polarized and (g-i) LCP illuminations with the wavelengths of 811 nm, 883 nm, and 1072 nm. The inset curve shows the normalized intensity distribution along the dotted white line. The metalens design wavelength is $\lambda=1072\text{nm}$ and focal length $f=47\text{ m}$. Theoretical (dotted lines) and calculated (solid lines) normalized intensity for (d-f) x -polarized and (j-l) LCP incidences along the y -axis across the focal plane.

类似地，图 4.7 (b)、(d) 和 (f) 分别对应了归一化后的斯托克斯参数。结果表明，仿真结果与理论预测基本保持一致，这意味着该器件可以实现消色差的全 Stokes 偏振测量。同时本章定义了测量的绝对误差为：

$$\Delta S = \frac{|S'_1 - S_1| + |S'_2 - S_2| + |S'_3 - S_3|}{3} \quad \dots (4.7)$$

平均误差为：

$$\Delta \bar{S} = \frac{\Delta S_x + \Delta S_y + \Delta S_a + \Delta S_b + \Delta S_l + \Delta S_r}{6} \quad \dots (4.8)$$

其中 S_1 , S_2 和 S_3 分别为理论的 Stokes 参数，计算得到每个波长对应入射偏振态的绝对误差大多小于 0.1 和平均误差 $\Delta \bar{S}$ 小于 0.07，如表 4.1 所示。由于器件设计采用聚焦相位分布，并有望应用于偏振成像系统，实现多波长、多偏振分量的消色差成像。

表 4.1 三波长不同偏振态入射光的绝对误差与平均误差

Table 4.1 Absolute and average error for different polarization states at three wavelengths.

偏振态	x	y	a	b	l	r	$\Delta \bar{S}$
811nm	0.011	0.008	0.042	0.036	0.064	0.060	0.037
883nm	0.006	0.009	0.072	0.066	0.045	0.024	0.037
1072nm	0.008	0.020	0.101	0.105	0.075	0.061	0.062

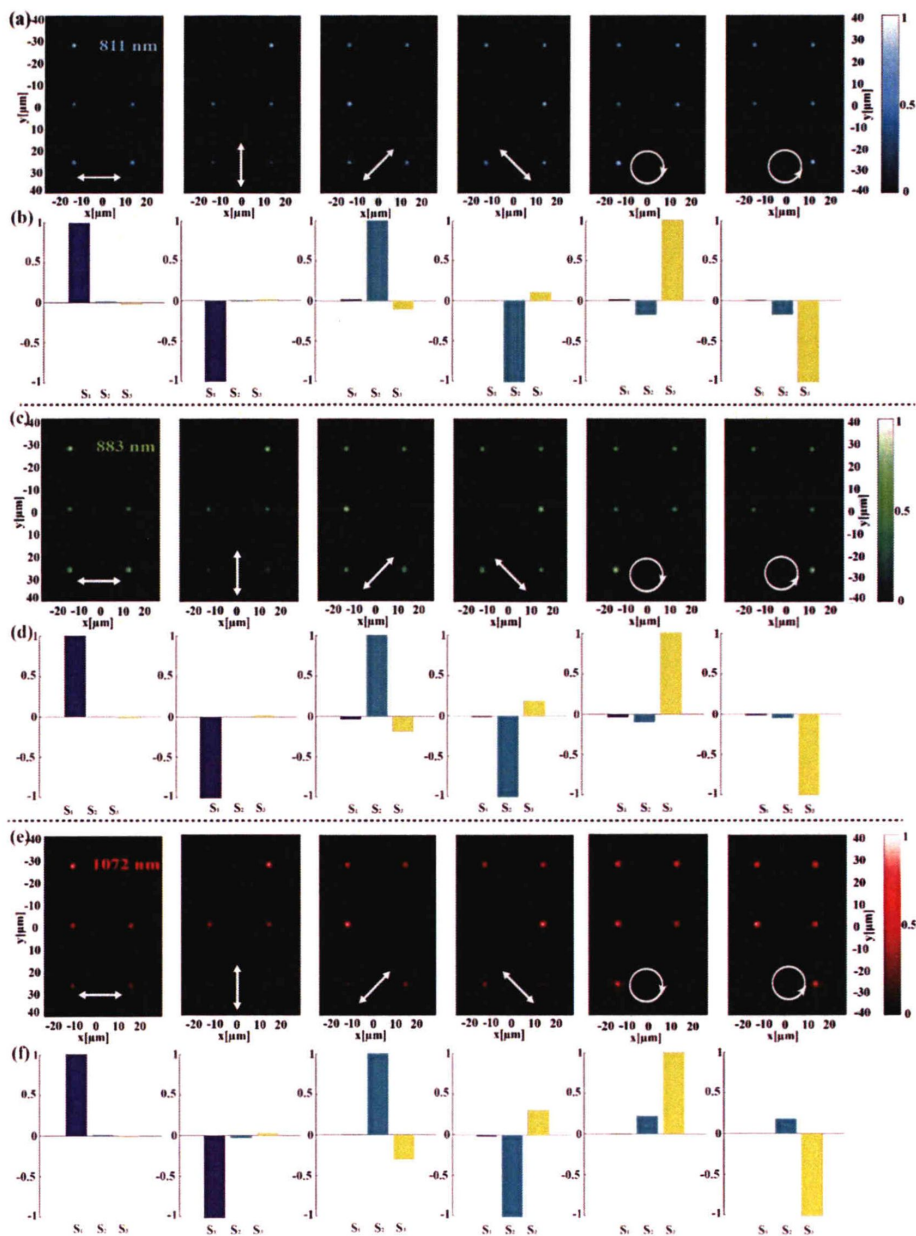


图 4.7 MASP 的表征结果

不同入射偏振的焦平面上的模拟强度分布和归一化 Stokes 参数(用白色箭头表示), 波长分别为(a)、(b) 811 nm、(c)、(d) 883 nm 和(e)、(f) 1072 nm。理论上归一化的斯托克斯参数对于 $|x\rangle$ 、 $|y\rangle$ 、 $|a\rangle$ 、 $|b\rangle$ 、 $|l\rangle$ 和 $|r\rangle$ 偏振态分别是 $(1,1,0,0)$ 、 $(1,-1,0,0)$ 、 $(1,0,1,0)$ 、 $(1,0,-1,0)$ 、 $(1,0,0,1)$ 和 $(1,0,0,-1)$ 。

Figure 4.7 Characterization results of the MASP.

Simulated intensity distributions at the focal plane and normalized Stokes parameters for different incident polarizations (shown with white arrows) with wavelengths of (a), (b) 811 nm, (c), (d) 883 nm and (e), (f) 1072 nm. The theoretically normalized Stokes parameters for $|x\rangle$, $|y\rangle$, $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|l\rangle$, $|r\rangle$ polarizations are (1,1,0,0), (1,-1,0,0), (1,0,1,0), (1,0,-1,0), (1,0,0,1) and (1,0,0,-1).

4.3 本章小结

本章设计的多波长消色差超表面偏振测量器件以单层二氧化硅为衬底，各向异性的非晶硅柱单元结构组成。利用纳米柱单元结构激发的波导模式共振效应和传输相位，实现对线偏振态的色差调控；这样的机制结合几何相位同样可以实现圆偏振的色差控制。通过整合六种单一偏振响应子阵列到同一超表面器件上，利用色差控制与偏振控制方法，使其对特定的入射偏振态产生不同的响应。仿真验证了尺寸为 $54 \times 81 \mu\text{m}$ 全偏振测量器件，在工作波长为 811 nm, 883 nm 和 1072 nm 处展示出如预期的偏振选择性，并且只需要在同一个焦平面就可以获得全 Stokes 参数。这种对多波长，多偏振态分量独立调控的设计同样可以扩展到实现全息、光束发生器等功能，进而实现偏振和波长复用多功能人工电磁器件。

第5章 总结与展望

目前,传统上的光学元件普遍依靠光线的折反射来控制光的波前相位,造成了体积厚重,系统难以集成等问题,这在很大程度上阻碍了光学系统微型化和轻量化的发展趋势。为了实现“更小、更薄、更易集成”的光学系统,本文采用一种亚波长尺寸的人造平面电磁材料—超表面,可以改变该材料的结构参数与材料特性来实现传统光学元件难以实现的功能。本文针对这一常见的光学衍射透镜设计了两种不同用途的超表面透镜:基于单介质柱结构的宽带消色差聚焦超表面透镜;多波长消色差的全 Stokes 偏振测量器件。这为超表面透镜器件的多样化应用做出铺垫。

5.1 主要研究成果

1. 为了解决超表面透镜设计中存在色差的问题,本论文采用了亚波长结构的设计方案。利用六边形排布的高折射率二氧化钛(TiO_2)单介质柱结构产生的传输相位和几何相位(P-B 相位),实现了对可见光波段(400-660 nm)的相位调控。通过 CST 仿真软件对单元结构几何参数的仿真优化,建立了结构参数-相位响应数据表,单元结构所产生的偏振转换效率超过 40%。并且通过数学建模的方法,采用粒子群算法对超表面单元结构的排布方式进行优化设计。实现了在正入射的条件下可见光宽带范围内的轴上共同聚焦,整个波段内焦平面处的仿真衍射效率为 20-45%。本文提出的单层宽带消色差平面光学器件采用单一图形、统一厚度和不同尺寸参数的矩形单元结构,相比多图形,多厚度和多尺寸参数的单元结构,减少了全模优化设计复杂度、降低了加工工艺难度,同时有望通过引入更多类型的谐振单元实现更大带宽的消色差聚焦效果。

2. 为了解决一般超表面器件在偏振成像和测量系统中的波长响应单一,而多波长入射存在轴向色差的问题,本论文设计了一种针对多波长多偏振分量的消色差偏振测量超表面器件。利用将传输相位和几何相位相结合的调控方法,筛选出以 SiO_2 为衬底的非晶硅单元结构,该单元可对线偏振(0° , 90° , 45° 和 135°),圆(左旋和右旋)偏振光实现独立相位响应。设计超表面时,采用聚焦相位分布,并将每个子阵列(单一偏振响应)按照 2×3 的方式排布。针对近红外 811 nm、

883 nm 和 1072 nm 的波长进行仿真验证, 在正入射条件下, 超表面器件可以实现对多波长、多偏振分量的分束和聚焦(成像), 同时实现同一焦平面的全 Stokes 测量, 为提高近红外多波长的消色差偏振成像和测量系统的集成性提供了新的思路。

5.2 未来工作展望

当前工作对于偏振相关超表面透镜的色差调控研究还处于发展阶段, 在器件设计方法和性能方面仍然存在诸多问题:

1. 本文中设计的宽带消色差超表面透镜, 因为仿真材料和结构设计的差异, 造成了不够均匀透射效率, 并且发现靠近红光部分的能量被大量吸收, 因此需要进一步优化结构与材料, 提高超表面透射效率的均匀性。

2. 宽带偏振复用型超表面器件设计。本文第四章中设计的多波长偏振相关超表面器件, 工作波长仅为有限的几个波长。因此, 需要在多偏振独立相位调控超表面透镜的基础上, 实现具有一定带宽的相位型偏振复用器件。为了完成此目标需要在优化过程中灵活运用消色差的基本原理, 可以设计基于波长、偏振联合复用的超表面器件, 实现光谱偏振成像、多功能偏振光束发生器等功能。

3. 针对本文第四章设计的偏振测量超表面器件仅能探测入射光束偏振信息的问题, 在我们工作的基础上可以将该器件作为一类超级单元通过集成化的方式组合成为 Hartmann-Shack 波前传感器。实现偏振波前同时测量。

参考文献

- [1] Tyo J S, Goldstein D L, Chenault D B, et al. Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications [J]. *Appl Opt*, 2006, 45(22): 5453-69.
- [2] Puttonen E, Suomalainen J, Hakala T, et al. Measurement of Reflectance Properties of Asphalt Surfaces and Their Usability as Reference Targets for Aerial Photos [J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2009, 47(7): 2330-9.
- [3] Lin S-S, Yemelyanov K M, Pugh J E N, et al. Polarization-based and specular-reflection-based noncontact latent fingerprint imaging and lifting [J]. *J Opt Soc Am A*, 2006, 23(9): 2137-53.
- [4] Salomatina-Motts E, Neel V A, Yaroslavskaya A N. Multimodal polarization system for imaging skin cancer [J]. *Optics and Spectroscopy*, 2009, 107(6): 884-90.
- [5] Ni X, Ishii S, Kildishev A V, et al. Ultra-thin, planar, Babinet-inverted plasmonic metalenses [J]. *Light: Science & Applications*, 2013, 2(4): e72-e.
- [6] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays [J]. *Nature*, 1998, 391(6668): 667-9.
- [7] Yang A H J, Moore S D, Schmidt B S, et al. Optical manipulation of nanoparticles and biomolecules in sub-wavelength slot waveguides [J]. *Nature*, 2009, 457(7225): 71-5.
- [8] Li X, Pu M, Zhao Z, et al. Catenary nanostructures as compact Bessel beam generators [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 20524.
- [9] Ran Y, Liang J, Cai T, et al. High-performance broadband vortex beam generator using reflective Pancharatnam-Berry metasurface [J]. *Optics Communications*, 2018, 427(101-6).
- [10] Chen S, Cai Y, Li G, et al. Geometric metasurface fork gratings for vortex-beam generation and manipulation [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(2): 322-6.
- [11] Pfeiffer C, Grbic A. Controlling Vector Bessel Beams with Metasurfaces [J]. *Physical Review Applied*, 2014, 2(4): 044012.
- [12] Wen D, Yue F, Li G, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms [J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 8241.
- [13] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light [J]. *Nature Communications*, 2013, 4(1): 2807.
- [14] Wan W, Gao J, Yang X. Full-Color Plasmonic Metasurface Holograms [J]. *ACS Nano*, 2016, 10(12): 10671-80.
- [15] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-12.
- [16] Zhang X, Li X, Jin J, et al. Polarization-independent broadband meta-holograms via polarization-dependent nanoholes [J]. *Nanoscale*, 2018, 10(19): 9304-10.
- [17] Wang L, Zhang W, Yin H, et al. Ultrasmall Optical Vortex Knots Generated by Spin-Selective Metasurface Holograms [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(10): 1900263.
- [18] Chen X, Huang L, Mühlenbernd H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light [J].

Nature Communications, 2012, 3(1): 1198.

[19] West P R, Stewart J L, Kildishev A V, et al. All-dielectric subwavelength metasurface focusing lens [J]. Opt Express, 2014, 22(21): 26212-21.

[20] 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.

[21] Wang S, Wu P C, Su V-C, et al. A broadband achromatic metalens in the visible [J]. Nature Nanotechnology, 2018, 13(3): 227-32.

[22] 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): 1819-24.

[23] Pu M, Li X, Guo Y, et al. Nanoapertures with ordered rotations: symmetry transformation and wide-angle flat lensing [J]. Opt Express, 2017, 25(25): 31471-7.

[24] Guo Y, Ma X, Pu M, et al. High-Efficiency and Wide-Angle Beam Steering Based on Catenary Optical Fields in Ultrathin Metalens [J]. Advanced Optical Materials, 2018, 6(19): 1800592.

[25] Rogers E T F, Zheludev N I. Optical super-oscillations: sub-wavelength light focusing and super-resolution imaging [J]. Journal of Optics, 2013, 15(9): 094008.

[26] Ma C, Liu Z. A super resolution metalens with phase compensation mechanism [J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(18): 183103.

[27] Liu Z, Lee H, Xiong Y, et al. Far-Field Optical Hyperlens Magnifying Sub-Diffraction-Limited Objects [J]. Science, 2007, 315(5819): 1686.

[28] Yang J, Wang T, Chen Z, et al. Super-Resolution Imaging at Mid-Infrared Waveband in Graphene-nanocavity formed on meta-surface [J]. Scientific Reports, 2016, 6(1): 37898.

[29] Chu H, Li Q, Liu B, et al. A hybrid invisibility cloak based on integration of transparent metasurfaces and zero-index materials [J]. Light: Science & Applications, 2018, 7(1): 50.

[30] Cai W, Chettiar U K, Kildishev A V, et al. Optical cloaking with metamaterials [J]. Nature Photonics, 2007, 1(4): 224-7.

[31] Alitalo P, Tretyakov S. Electromagnetic cloaking with metamaterials [J]. Materials Today, 2009, 12(3): 22-9.

[32] Landy N, Smith D R. A full-parameter unidirectional metamaterial cloak for microwaves [J]. Nature Materials, 2013, 12(1): 25-8.

[33] Veselago V. The electrodynamics of substances with simultaneously [J]. Negative Values of and, Sov Phys Uspekhi, 1968, 10(509-14).

[34] 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): 4773-6.

[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): 4184-7.

[36] Viet D T, Hien N T, Tuong P V, et al. Perfect absorber metamaterials: Peak, multi-peak and broadband absorption [J]. Optics Communications, 2014, 322(209-13).

- [37] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect Metamaterial Absorber [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20): 207402.
- [38] Jin Y, Xiao S, Mortensen N A, et al. Arbitrarily thin metamaterial structure for perfect absorption and giant magnification [J]. *Opt Express*, 2011, 19(12): 11114-9.
- [39] Soukoulis C M, Wegener M. Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(9): 523-30.
- [40] 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.
- [41] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces [J]. *Nature Materials*, 2014, 13(2): 139-50.
- [42] Levy U, Kim H-C, Tsai C-H, et al. Near-infrared demonstration of computer-generated holograms implemented by using subwavelength gratings with space-variant orientation [J]. *Opt Lett*, 2005, 30(16): 2089-91.
- [43] Smith D R, Winters D G, Schlup P, et al. Hilbert reconstruction of phase-shifted second-harmonic holographic images [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(11): 2052-4.
- [44] Huang L, Chen X, Mühlenbernd H, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface [J]. *Nature Communications*, 2013, 4(1): 2808.
- [45] Li Z, Cheng H, Liu Z, et al. Plasmonic Airy Beam Generation by Both Phase and Amplitude Modulation with Metasurfaces [J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(8): 1230-5.
- [46] 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.
- [47] Yue F, Wen D, Xin J, et al. Vector Vortex Beam Generation with a Single Plasmonic Metasurface [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(9): 1558-63.
- [48] Li Y, Li X, Pu M, et al. Achromatic flat optical components via compensation between structure and material dispersions [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 19885.
- [49] Groever B, Chen W T, Capasso F. Meta-Lens Doublet in the Visible Region [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(8): 4902-7.
- [50] SHRESTHA S, OVERVIG A C, LU M, et al.. Broadband achromatic dielectric metalenses [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 1-11.
- [51] Pfeiffer C, Zhang C, Ray V, et al. High Performance Bianisotropic Metasurfaces: Asymmetric Transmission of Light [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(2): 023902.
- [52] Menzel C, Helgert C, Rockstuhl C, et al. Asymmetric Transmission of Linearly Polarized Light at Optical Metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 253902.
- [53] Pors A, Nielsen M G, Bozhevolnyi S I. Plasmonic metagratings for simultaneous determination of Stokes parameters [J]. *Optica*, 2015, 2(8): 716-23.
- [54] Ding F, Pors A, Chen Y, et al. Beam-Size-Invariant Spectropolarimeters Using Gap-Plasmon Metasurfaces [J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(4): 943-9.
- [55] Arbabi E, Kamali S M, Arbabi A, et al. Full-Stokes Imaging Polarimetry Using Dielectric

- Metasurfaces [J]. ACS Photonics, 2018, 5(8): 3132-40.
- [56] Rosenfeld L. Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light: Max Born and Emil Wolf, (Pergamon Press, London, 1959. xxvi – 803 pages. £ 6 net) [J]. Nuclear Physics, 1960, 15(531).
- [57] Jones R. A new calculus for the treatment of optical systems VI. Experimental determination of the matrix [J]. Journal of The Optical Society of America, 1947, 37(
- [58] Cong L, Cao W, Tian Z, et al. Manipulating polarization states of terahertz radiation using metamaterials [J]. New Journal of Physics, 2012, 14(11): 115013.
- [59] 李雄, 马晓亮, 罗先刚. 超表面相位调控原理及应用 [J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(3): 255-75.
- [60] Smith D R, Schultz S, Markoš P, et al. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients [J]. Physical Review B, 2002, 65(19): 195104.
- [61] Pancharatnam S. Generalized theory of interference and its applications [J]. Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A, 1956, 44(6): 398-417.
- [62] 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.
- [63] Kane Y. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1966, 14(3): 302-7.
- [64] Grier D G. A revolution in optical manipulation [J]. Nature, 2003, 424(6950): 810-6.
- [65] Bai Z, Ma X, Zhuansun X, et al. An efficient application of PML in fourth-order precise integration time domain method for the numerical solution of Maxwell's equations [J]. COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, 2014, 33(1/2): 116-25.
- [66] Liu T, Tan J, Liu J, et al. Vectorial design of super-oscillatory lens [J]. Opt Express, 2013, 21(13): 15090-101.
- [67] Wu P C, Tsai W-Y, Chen W T, et al. Versatile Polarization Generation with an Aluminum Plasmonic Metasurface [J]. Nano Letters, 2017, 17(1): 445-52.
- [68] Wu P C, Zhu W, Shen Z X, et al. Broadband Wide-Angle Multifunctional Polarization Converter via Liquid-Metal-Based Metasurface [J]. Advanced Optical Materials, 2017, 5(7): 1600938.
- [69] Huang L, Mühlenbernd H, Li X, et al. Broadband Hybrid Holographic Multiplexing with Geometric Metasurfaces [J]. Advanced Materials, 2015, 27(41): 6444-9.
- [70] Huang Y-W, Chen W T, Tsai W-Y, et al. Aluminum Plasmonic Multicolor Meta-Hologram [J]. Nano Letters, 2015, 15(5): 3122-7.
- [71] Wu P C, Papasimakis N, Tsai D P. Self-Affine Graphene Metasurfaces for Tunable Broadband Absorption [J]. Physical Review Applied, 2016, 6(4): 044019.
- [72] Thyagarajan K, Sokhoyan R, Zornberg L, et al. Millivolt Modulation of Plasmonic

- Metasurface Optical Response via Ionic Conductance [J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(31): 1701044.
- [73] Huang Y-W, Lee H W H, Sokhoyan R, et al. Gate-Tunable Conducting Oxide Metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(9): 5319-25.
- [74] Arbabi A, Arbabi E, Horie Y, et al. Planar metasurface retroreflector [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(7): 415-20.
- [75] Luo X, Ishihara T. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(23): 4780-2.
- [76] Kennedy J, Eberhart R. Particle swarm optimization; proceedings of the Proceedings of ICNN'95 - International Conference on Neural Networks, F 27 Nov.-1 Dec. 1995, 1995 [C].
- [77] Yan C, Li X, Pu M, et al. Midinfrared real-time polarization imaging with all-dielectric metasurfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(16):
- [78] Camacho R, Tubasum S, Southall J, et al. Fluorescence polarization measures energy funneling in single light-harvesting antennas--LH2 vs conjugated polymers [J]. *Sci Rep*, 2015, 5(15080).
- [79] Hall S A, Hoyle M A, Post J S, et al. Combined Stokes vector and Mueller matrix polarimetry for materials characterization [J]. *Anal Chem*, 2013, 85(15): 7613-9.
- [80] Chen W T, Torok P, Foreman M R, et al. Integrated plasmonic metasurfaces for spectropolarimetry [J]. *Nanotechnology*, 2016, 27(22): 224002.
- [81] Garcia M, Edmiston C, Marinov R, et al. Bio-inspired color-polarization imager for real-time in situ imaging [J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1263-71.
- [82] Gorodetski Y, Biener G, Niv A, et al. Space-variant polarization manipulation for far-field polarimetry by use of subwavelength dielectric gratings [J]. *Opt Lett*, 2005, 30(17): 2245-7.
- [83] Xie X, Pu M, Li X, et al. Dual-band and ultra-broadband photonic spin-orbit interaction for electromagnetic shaping based on single-layer silicon metasurfaces [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(5):
- [84] Li X, Pu M, Wang Y, et al. Dynamic Control of the Extraordinary Optical Scattering in Semicontinuous 2D Metamaterials [J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(5): 659-63.
- [85] Luo X-G, Pu M-B, Li X, et al. Broadband spin Hall effect of light in single nanoapertures [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(6): e16276-e.
- [86] Wu P C, Chen J-W, Yin C-W, et al. Visible Metasurfaces for On-Chip Polarimetry [J]. *ACS Photonics*, 2017, 5(7): 2568-73.
- [87] Espinosa-Soria A, Rodriguez-Fortuno F J, Griol A, et al. On-Chip Optimal Stokes Nanopolarimetry Based on Spin-Orbit Interaction of Light [J]. *Nano Lett*, 2017, 17(5): 3139-44.
- [88] Pors A, Bozhevolnyi S I. Waveguide Metacouplers for In-Plane Polarimetry [J]. *Physical Review Applied*, 2016, 5(6): 064015.

致 谢

时光走过，流水无痕。三年的研究生生活匆匆而过，曾经那个带着彷徨和憧憬的少年，在光电所有幸遇到一群志趣相投的朋友，知心相伴的同窗和待人宽厚、治学严谨的导师。在他们的帮助下我跨越一个又一个的难关，在此由衷的感谢予我关心与鼓励的人。

在实验室这个大家庭里，罗先刚院士以精益求精的态度，严于律己、宽以待人的处事原则带领着实验室事业蒸蒸日上。罗老师温文儒雅、诲人不倦的形象，深深地镌刻在我的脑海里。

感谢导师王长涛研究员，无论是在日常科研还是生活中都扮演者良师益友的角色。特别是每当我为课题陷入迷惘或稍有懈怠之时就会常常获得老师授业解惑，帮我分析问题，深入浅出的介绍理论，并提出可行的科学研究思路。是我在科研道路上的指路明灯。

特别感谢实验室其他老师和同学，蒲明博研究员和郭迎辉副研究员，他们在科研中孜孜不倦的模样感染着身边的每一个人，总能以满腔的热情激发我对于科学真理的探索。感谢张飞，谢鑫，闫超和黄奕嘉师兄在我论文投稿，修改过程中的细心指导，是他们让我感受到满满的同门之谊。感谢实验室潘思洁，周泽宇和赵波老师在工作生活中的指导帮助。感谢靳金金，张雅鑫，鹿辛践，窦恺华和曾庆玉等同门在课题理论推导，实验仿真方面的支持与帮助。同时还要感谢实验室其他同窗，杨阳，梁卓承，代成伟，艾立夫，哈颖丽，李镇言，董晓旋，孙启瑞，袁菁，马巨，谢婷，汪江宇，李柱，张世聪，陈东，陈聪，李金哲，杨根森，段奕辉，游鹏等。

感谢研究生部老师们的细心照顾，向银辉，廖俊丽，朱文和兰琪，是他们让我们在科研之余，仍然能够体验多姿多彩的业余活动，以丰富我们的精神生活。感谢我的舍友，伍明，马帅，马寿虎，龙潇和庞应飞，三年的共同生活，让我们彼此知心相交，此时就要各奔西东，祝愿天涯海角，友谊长存。

感谢养育我的父母，感谢伴我成长的妹妹，他们的默默付出，总是无声无息，无微不至，这是融入骨髓的亲情，让我此生难忘。

而今鲜衣怒马，我还是那个少年。

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:

2013 年 09——2017 年 06, 在东北大学获得学士学位。

2017 年 09——2020 年 09, 在中国科学院光电技术研究所攻读硕士学位。

获奖情况:

中国科学院大学学位课二等奖学金

中国科学院光电技术研究所三好学生

已发表或正式接收的学术论文:

[1] Shen Y J, Xie X, Pu M B, Luo X Get al. Achromatic metalens based on coordinative modulation of propagation phase and geometric phase [J]. Opto-Electronic Engineering, 2021, (4): 190638.

附录

关于可见光波段的宽带消色差超表面透镜工作中, 利用 CST 仿真软件构建的相位响应数据表。其中 l 和 w 是单元结构的结构参数, 相位响应的单位采用角度制。

序号	$l(\text{nm})$	$w(\text{nm})$	408nm	444nm	487nm	512nm	570nm	605nm	644nm
1	50	50	154.0	232.2	319.4	359.0	82.9	129.4	177.0
2	60	50	120.9	210.6	301.3	343.0	68.1	113.5	159.4
3	70	50	107.0	197.5	291.6	334.3	59.3	105.1	152.4
4	80	50	91.8	184.3	282.0	326.9	51.7	97.6	146.2
5	90	50	75.5	171.9	271.6	319.0	44.5	90.3	140.1
6	100	50	55.9	158.9	259.9	309.8	37.2	82.8	133.3
7	110	50	34.2	144.0	245.9	298.1	28.9	74.0	125.0
8	120	50	14.8	129.4	233.4	286.7	21.3	66.3	117.3
9	130	50	356.5	113.7	221.0	274.7	13.8	58.7	109.2
10	140	50	336.7	96.3	208.3	261.6	5.0	50.6	100.7
11	150	50	318.2	81.4	197.3	250.5	356.8	43.4	93.1
12	160	50	300.2	67.0	185.7	239.7	347.6	35.9	85.5
13	170	50	285.0	54.0	173.8	229.4	338.1	28.6	78.3
14	180	50	272.7	42.7	162.9	220.4	329.3	21.6	71.8
15	50	60	300.5	30.5	120.8	162.8	248.1	292.9	338.1
16	60	60	77.3	180.7	275.6	315.0	42.8	92.4	142.5
17	70	60	88.8	181.1	279.5	324.2	50.0	96.6	145.7
18	80	60	69.4	166.1	267.6	315.9	41.6	87.4	137.5
19	90	60	46.1	151.0	253.3	304.5	32.8	78.3	129.5
20	100	60	20.5	135.1	238.5	292.5	24.5	69.6	121.1
21	110	60	354.8	116.3	222.4	277.7	15.3	59.9	111.2
22	120	60	331.1	96.4	207.6	263.0	6.3	51.1	101.8
23	130	60	306.0	75.8	193.5	248.4	356.5	42.3	92.4
24	140	60	282.2	56.9	178.8	234.0	345.3	33.3	82.4
25	150	60	262.7	40.6	164.5	221.5	334.1	24.7	74.2
26	160	60	245.2	23.5	148.8	208.6	321.7	15.2	65.4
27	170	60	225.2	6.2	133.0	195.5	309.5	5.3	57.1
28	180	60	206.0	351.1	119.7	183.7	298.8	355.9	49.5
29	50	70	287.4	18.1	112.6	155.6	240.1	285.7	332.9
30	60	70	270.0	2.3	100.8	145.9	230.4	276.6	325.8
31	70	70	246.4	350.6	142.4	223.8	352.6	48.4	107.3
32	80	70	40.5	146.2	249.5	301.9	30.3	75.5	126.6
33	90	70	10.4	128.9	232.5	287.8	20.4	65.3	117.1
34	100	70	339.9	108.3	214.4	271.9	11.0	55.2	106.8
35	110	70	311.3	84.7	197.6	254.4	0.7	45.4	96.2
36	120	70	279.8	59.4	180.8	236.8	349.8	35.7	85.5
37	130	70	253.1	38.3	165.5	221.9	337.9	26.6	75.7
38	140	70	228.6	17.2	147.3	205.9	323.5	15.9	65.0
39	150	70	206.9	356.9	129.0	191.1	308.7	4.9	55.4
40	160	70	180.4	334.5	109.5	174.4	293.2	352.0	45.2
41	170	70	161.5	311.6	90.6	156.2	277.5	337.5	34.0
42	180	70	138.9	293.6	76.0	140.8	265.3	325.3	24.4
43	50	80	271.9	4.2	102.2	147.0	231.7	277.6	326.3
44	60	80	248.8	345.8	87.4	135.7	221.3	267.3	317.5
45	70	80	220.0	325.8	70.2	123.0	210.4	255.4	306.8

46	80	80	222.6	3.9	116.4	185.0	302.4	355.2	54.0
47	90	80	331.1	104.3	210.5	268.7	8.6	52.9	104.6
48	100	80	300.5	78.9	191.6	249.3	358.5	42.9	93.4
49	110	80	264.4	48.9	173.6	229.7	346.5	32.2	81.5
50	120	80	227.6	20.5	155.2	211.1	332.1	21.4	70.1
51	130	80	197.8	355.9	135.2	194.3	316.2	10.3	59.0
52	140	80	171.3	331.6	113.1	176.9	298.4	357.2	47.9
53	150	80	129.7	307.1	92.3	159.5	281.7	343.4	37.5
54	160	80	117.7	282.4	71.7	139.2	264.0	326.7	25.2
55	170	80	89.5	260.1	52.1	118.8	247.3	309.8	12.2
56	180	80	98.1	239.3	32.4	99.7	231.2	293.6	358.4
57	50	90	254.9	351.6	91.5	138.7	224.6	270.5	320.1
58	60	90	224.9	330.4	72.4	124.2	212.7	258.2	309.2
59	70	90	191.3	310.2	53.9	109.3	202.1	246.9	298.6
60	80	90	152.4	285.4	31.0	89.2	189.5	233.5	284.9
61	90	90	22.0	173.9	197.1	261.7	353.1	27.6	79.8
62	100	90	257.2	41.6	170.1	225.8	344.9	30.6	79.6
63	110	90	211.5	8.5	150.3	205.1	329.5	18.8	66.8
64	120	90	173.4	340.2	127.9	186.2	311.4	6.8	55.0
65	130	90	141.0	313.4	102.8	168.5	292.1	353.3	43.8
66	140	90	121.0	284.0	76.9	147.9	271.1	336.5	31.8
67	150	90	78.2	257.4	53.8	125.6	252.4	318.4	19.3
68	160	90	47.6	233.1	31.6	102.9	233.9	298.9	4.4
69	170	90	35.2	208.0	6.6	79.0	213.7	277.5	345.8
70	180	90	9.4	183.9	343.0	57.9	195.4	259.1	328.0
71	50	100	234.7	337.8	79.0	129.0	216.6	262.3	312.7
72	60	100	199.8	314.4	57.9	111.9	203.9	248.8	300.3
73	70	100	161.9	290.0	35.8	93.0	192.2	236.4	287.9
74	80	100	120.0	258.5	11.6	69.5	178.7	222.9	273.3
75	90	100	78.8	222.6	351.0	46.5	165.2	210.6	259.7
76	100	100	61.2	210.3	131.8	201.5	315.9	13.6	69.3
77	110	100	157.7	333.0	124.9	183.0	309.6	5.3	53.2
78	120	100	122.5	303.3	96.8	163.2	286.9	350.4	39.9
79	130	100	87.2	270.8	65.7	142.0	264.7	333.2	28.6
80	140	100	51.1	238.0	38.8	116.8	243.2	312.5	15.4
81	150	100	13.2	210.3	14.3	90.5	223.1	290.3	359.1
82	160	100	4.7	184.4	350.2	65.2	204.4	268.7	340.2
83	170	100	333.1	155.7	321.8	38.3	182.2	245.1	316.2
84	180	100	296.9	117.5	285.4	4.2	152.1	217.6	286.9
85	50	110	215.1	324.6	66.4	118.5	209.1	254.4	305.2
86	60	110	176.2	297.2	43.0	98.3	195.4	240.1	291.4
87	70	110	132.5	265.4	18.0	74.9	181.4	225.9	276.5
88	80	110	85.6	229.7	353.9	50.2	167.1	212.3	261.6
89	90	110	33.1	189.7	331.4	26.5	150.2	199.5	247.5
90	100	110	339.2	153.6	307.0	2.7	130.0	185.7	232.8
91	110	110	168.2	314.2	92.0	163.0	285.8	347.7	36.8
92	120	110	78.5	265.1	60.3	139.9	261.6	331.8	27.5
93	130	110	31.1	224.5	27.7	111.5	237.6	309.6	13.7
94	140	110	352.1	192.0	2.6	81.5	216.6	285.2	356.9
95	150	110	354.0	167.5	340.4	54.8	198.6	262.5	337.4
96	160	110	313.8	140.0	312.3	27.4	177.2	238.9	312.5
97	170	110	282.3	106.7	279.0	358.7	149.6	214.7	284.4
98	180	110	224.1	48.2	224.0	308.6	101.3	176.2	243.0
99	50	120	195.7	310.1	53.9	107.1	201.7	246.7	297.6
100	60	120	153.3	278.0	28.9	84.2	186.9	231.8	282.5
101	70	120	103.8	242.2	3.3	59.4	171.4	217.1	267.0
102	80	120	50.4	202.8	337.0	32.9	153.6	202.6	251.2

103	90	120	356.5	162.6	310.2	8.2	133.4	188.2	236.3
104	100	120	304.2	126.7	277.7	344.6	108.9	171.9	221.9
105	110	120	258.7	86.6	243.1	322.5	82.4	153.4	208.9
106	120	120	14.8	217.1	26.8	116.2	239.1	312.2	15.4
107	130	120	324.7	180.8	358.0	78.0	214.9	284.9	357.7
108	140	120	294.0	154.8	334.2	45.7	195.8	259.0	337.0
109	150	120	309.2	131.0	307.3	20.1	175.6	235.5	311.8
110	160	120	273.6	101.7	276.4	356.7	152.5	214.4	285.5
111	170	120	231.8	65.3	241.6	327.6	119.5	190.8	256.8
112	180	120	216.4	4.2	186.7	269.9	66.4	145.7	216.7
113	50	130	177.8	294.4	41.7	95.0	193.9	239.0	289.5
114	60	130	129.6	258.3	15.2	70.1	177.5	223.3	273.3
115	70	130	76.2	220.9	347.6	44.0	159.4	207.8	256.9
116	80	130	21.0	178.8	317.6	16.6	138.3	191.9	240.6
117	90	130	323.2	135.5	285.2	350.3	114.3	174.9	225.0
118	100	130	266.2	92.7	248.4	324.2	87.1	155.2	210.3
119	110	130	208.1	47.0	211.2	294.8	60.4	132.8	194.3
120	120	130	135.0	1.3	179.2	259.7	36.5	106.7	179.5
121	130	130	286.5	149.0	332.7	45.0	194.3	259.3	340.7
122	140	130	216.9	126.7	307.0	17.9	176.8	235.1	314.1
123	150	130	275.7	97.4	274.9	355.4	153.6	214.7	286.9
124	160	130	221.0	61.3	239.8	329.9	123.6	194.0	259.3
125	170	130	123.5	24.4	206.1	294.9	87.8	166.7	232.2
126	180	130	140.1	334.8	155.5	233.5	35.7	114.2	192.1
127	50	55	304.5	33.5	122.3	163.6	249.3	294.6	339.6
128	50	65	294.5	24.8	117.5	159.7	244.1	289.5	336.1
129	50	75	280.1	11.4	107.5	151.5	236.0	281.7	329.6
130	50	85	263.7	358.0	97.0	143.1	228.3	274.2	323.3
131	50	95	245.4	344.7	85.4	134.0	220.7	266.5	316.6
132	50	105	224.8	331.2	72.6	123.7	212.8	258.3	308.9
133	50	115	205.2	317.6	60.5	113.3	205.7	250.8	301.7
134	50	125	186.3	302.3	47.6	101.0	197.7	242.7	293.5
135	55	50	127.5	218.8	302.9	344.4	69.7	114.5	159.9
136	55	55	134.2	223.4	311.2	352.0	71.7	116.3	161.5
137	55	60	294.8	25.3	117.0	159.4	244.8	289.8	335.8
138	55	65	286.9	17.8	111.8	154.7	239.5	285.3	332.6
139	55	70	277.8	9.6	106.1	150.0	234.7	280.6	328.5
140	55	75	270.3	3.1	101.1	146.1	230.6	276.4	325.0
141	55	80	261.7	355.8	95.4	141.9	226.8	272.6	322.1
142	55	85	251.6	348.7	89.3	136.9	222.8	268.8	318.7
143	55	90	241.1	341.5	83.2	132.2	218.5	264.4	315.0
144	55	95	229.5	334.0	76.1	126.8	214.4	260.1	311.0
145	55	100	218.3	326.9	69.1	121.0	210.4	255.7	306.7
146	55	105	206.8	318.6	61.4	114.4	205.9	251.0	302.2
147	55	110	195.9	311.2	55.0	108.7	202.2	247.2	298.4
148	55	115	186.3	303.5	48.6	102.9	198.5	243.5	294.6
149	55	120	175.4	294.8	41.7	96.0	194.4	239.2	290.2
150	55	125	164.1	285.1	34.6	88.9	189.9	234.9	285.6
151	55	130	154.3	276.3	28.4	82.5	185.7	230.9	281.3
152	60	55	112.6	203.5	296.8	338.7	62.7	108.3	155.2
153	60	65	278.3	10.3	106.2	150.2	235.5	281.4	329.5
154	60	75	258.2	353.9	94.0	140.8	226.0	271.7	321.2
155	60	85	237.6	338.1	81.0	130.6	217.1	262.8	313.6
156	60	95	213.0	323.0	66.0	118.8	208.6	254.0	305.3
157	60	105	187.8	306.1	50.4	105.2	199.6	244.4	295.8
158	60	115	165.3	288.1	36.2	91.5	191.6	236.3	287.3
159	60	125	141.1	267.6	21.9	76.9	182.2	227.4	277.8

160	65	50	112.2	202.6	295.8	337.7	61.8	107.2	154.1
161	65	55	104.4	195.1	290.4	333.5	57.9	103.7	151.1
162	65	60	96.7	188.3	286.6	330.2	53.6	99.7	148.1
163	65	65	281.5	97.9	254.3	308.3	33.7	75.8	122.3
164	65	70	256.5	351.2	91.3	138.0	223.4	269.8	319.9
165	65	75	249.2	346.3	87.7	135.9	221.9	268.1	318.5
166	65	80	235.4	336.7	79.1	129.0	216.0	262.0	312.9
167	65	85	222.1	328.7	71.7	123.7	211.7	257.3	308.3
168	65	90	208.1	320.2	64.7	116.7	206.8	252.2	303.8
169	65	95	194.6	311.7	55.4	110.1	202.6	247.6	299.3
170	65	100	181.0	302.4	47.0	102.7	197.9	242.5	294.1
171	65	105	167.7	292.2	38.6	94.9	193.4	237.6	288.9
172	65	110	155.0	282.0	30.5	86.7	188.4	233.0	284.1
173	65	115	143.1	271.8	24.0	80.7	184.4	229.2	279.9
174	65	120	129.6	260.5	16.2	72.0	179.3	224.5	274.8
175	65	125	115.8	249.8	9.0	64.5	174.2	220.0	270.0
176	65	130	102.6	239.6	1.5	57.1	168.6	215.5	265.1
177	70	55	97.6	188.6	285.5	329.5	53.8	99.8	148.3
178	70	65	75.9	169.9	270.8	317.0	41.9	88.4	138.9
179	70	75	235.4	337.2	81.0	132.1	218.6	263.9	314.6
180	70	85	205.8	318.0	61.6	115.9	206.0	250.8	302.6
181	70	95	177.0	301.3	45.2	101.4	197.3	241.9	293.5
182	70	105	146.2	276.8	25.7	82.8	185.9	230.3	281.4
183	70	115	118.5	254.1	11.2	67.5	177.0	222.0	272.2
184	70	125	89.6	231.4	355.6	51.3	165.6	212.5	261.9
185	75	50	100.2	191.6	287.8	331.4	55.6	101.4	149.5
186	75	55	90.5	182.6	281.0	326.1	50.5	96.5	145.4
187	75	60	80.1	174.3	274.4	320.9	46.2	92.3	141.9
188	75	65	65.7	162.5	264.0	312.2	38.7	85.0	135.3
189	75	70	53.7	155.1	258.1	308.1	35.1	81.0	131.4
190	75	75	175.0	256.6	328.1	19.1	78.5	114.8	159.1
191	75	80	202.5	315.5	59.3	113.4	202.7	247.3	299.6
192	75	85	188.5	308.5	52.4	108.1	201.0	245.8	297.7
193	75	90	170.6	297.4	41.5	98.8	195.2	239.6	291.5
194	75	95	156.4	287.5	33.2	91.0	190.9	235.0	286.4
195	75	100	140.4	274.9	23.3	81.1	185.3	229.4	280.5
196	75	105	125.0	261.4	14.5	71.8	179.9	224.2	274.8
197	75	110	109.6	248.5	6.0	62.9	174.4	219.2	269.2
198	75	115	93.2	235.8	358.8	55.0	169.4	215.1	264.7
199	75	120	77.1	223.1	350.1	46.2	162.8	209.8	258.8
200	75	125	62.2	211.6	341.7	38.0	156.1	204.8	253.7
201	75	130	49.7	201.1	333.2	30.5	149.4	200.1	248.9
202	80	55	80.6	175.1	275.2	321.7	46.6	92.6	142.1
203	80	65	56.9	157.7	259.8	310.0	36.7	82.2	132.9
204	80	75	25.2	137.7	241.7	295.5	25.8	70.0	122.5
205	80	85	166.6	293.7	38.0	95.9	191.8	236.4	288.4
206	80	95	136.4	273.1	22.0	80.1	184.5	228.7	279.8
207	80	105	102.3	242.8	2.0	59.1	172.4	217.1	267.1
208	80	115	67.4	215.6	346.3	42.0	161.0	208.0	256.9
209	80	125	35.4	190.9	327.8	24.8	146.4	197.4	245.9
210	85	50	84.7	178.8	277.3	323.5	48.8	94.6	143.7
211	85	55	71.7	168.3	268.9	316.9	42.4	88.3	138.5
212	85	60	58.0	158.4	260.4	310.4	36.9	82.6	133.4
213	85	65	41.7	147.8	250.7	302.4	30.7	76.3	127.7
214	85	70	26.4	138.9	241.2	295.5	25.8	71.1	122.9
215	85	75	7.7	127.5	231.0	286.5	19.7	64.5	116.3
216	85	80	352.0	122.2	223.9	281.2	16.4	60.5	112.3

217	85	85	150.9	285.9	331.1	244.5	4.0	55.7	111.2
218	85	90	133.6	272.3	21.3	80.0	185.0	228.9	280.1
219	85	95	117.1	256.8	11.2	68.6	178.4	222.9	273.4
220	85	100	99.7	241.4	1.7	58.4	172.5	217.4	267.5
221	85	105	80.2	224.8	351.4	47.6	165.8	211.4	260.7
222	85	110	60.2	210.3	343.1	38.3	159.4	206.4	254.8
223	85	115	41.0	196.1	334.2	29.6	152.3	201.4	249.7
224	85	120	23.2	182.4	324.1	20.4	144.1	195.7	243.8
225	85	125	7.8	169.9	313.4	12.0	136.0	190.1	239.0
226	85	130	352.2	157.2	302.1	3.5	126.8	183.8	233.0
227	90	55	60.8	161.1	262.4	311.8	38.5	84.2	134.7
228	90	65	28.4	139.4	242.9	296.4	26.4	71.7	123.4
229	90	75	351.2	117.2	221.7	278.9	14.6	59.1	111.0
230	90	85	309.7	88.7	198.4	257.0	2.3	46.6	97.7
231	90	95	99.8	240.4	1.9	58.6	173.4	218.4	268.3
232	90	105	54.2	204.8	340.6	35.0	157.9	204.9	253.1
233	90	115	14.0	176.3	321.8	17.6	142.9	194.6	242.4
234	90	125	339.9	149.4	298.3	359.4	124.2	181.9	230.7
235	95	50	65.5	164.8	265.2	313.9	40.4	86.1	136.3
236	95	55	49.9	154.2	255.8	306.6	34.6	80.3	131.2
237	95	60	33.1	143.0	245.9	298.5	28.4	73.9	125.3
238	95	65	15.4	132.0	235.4	290.2	22.4	67.4	119.2
239	95	70	354.6	119.2	223.2	279.5	15.6	60.2	111.9
240	95	75	335.6	106.5	212.3	270.0	10.0	54.3	105.9
241	95	80	315.2	92.4	201.1	259.7	3.0	48.2	99.7
242	95	85	296.6	77.4	190.1	248.2	357.9	41.7	92.2
243	95	90	278.1	59.3	180.4	236.4	351.4	36.6	86.7
244	95	95	93.4	219.2	132.8	234.0	347.5	31.3	85.1
245	95	100	51.6	201.2	338.1	32.6	157.3	204.2	252.3
246	95	105	24.7	183.6	328.5	22.4	148.5	198.0	245.8
247	95	110	4.7	170.6	319.2	14.0	140.9	192.9	240.3
248	95	115	346.2	157.4	308.2	5.5	131.8	187.0	234.6
249	95	120	329.1	144.0	295.2	356.7	122.2	180.7	229.3
250	95	125	311.1	128.3	280.4	346.4	110.8	172.9	222.8
251	95	130	293.8	114.2	267.0	337.3	101.1	165.6	217.7
252	100	55	38.0	146.7	249.0	301.1	30.4	75.7	126.8
253	100	65	359.6	121.7	226.1	281.9	17.5	62.3	113.9
254	100	75	319.2	93.6	202.2	260.2	4.5	48.7	99.9
255	100	85	278.8	59.4	179.5	236.0	350.6	35.6	85.7
256	100	95	232.1	21.3	158.7	214.0	336.8	24.1	72.7
257	100	105	1.0	167.7	318.0	12.7	140.2	192.8	240.0
258	100	115	320.7	139.5	293.6	354.2	119.9	179.5	227.9
259	100	125	285.9	108.5	261.9	334.1	97.5	163.5	215.7
260	105	50	43.7	150.4	252.3	303.4	32.3	77.8	128.5
261	105	55	26.5	138.4	241.4	294.5	26.0	71.2	122.4
262	105	60	5.3	124.6	229.2	284.2	19.0	64.1	115.5
263	105	65	345.7	111.0	217.3	273.7	12.6	57.3	108.7
264	105	70	324.6	95.8	205.2	262.4	5.6	50.1	101.3
265	105	75	303.6	80.4	193.6	251.1	359.4	43.8	94.4
266	105	80	281.7	62.7	182.2	239.1	352.4	37.3	87.2
267	105	85	258.9	43.5	171.1	227.0	345.1	31.0	80.3
268	105	90	233.1	23.8	159.7	214.7	336.9	24.3	72.8
269	105	95	203.1	2.7	147.5	202.1	327.4	17.5	65.3
270	105	100	176.5	346.2	135.7	191.8	318.7	10.8	59.0
271	105	105	89.2	292.5	94.0	161.3	290.5	349.0	43.2
272	105	110	320.6	140.4	293.6	354.5	120.7	180.9	228.8
273	105	115	301.2	123.0	276.3	343.8	107.8	172.0	221.4

274	105	120	284.4	106.5	259.8	333.4	96.0	163.3	215.5
275	105	125	262.7	87.4	243.5	321.8	84.5	153.9	209.2
276	105	130	236.6	70.5	228.7	310.0	73.5	144.7	203.3
277	110	55	15.0	130.2	234.0	288.0	22.1	67.0	118.2
278	110	65	333.0	100.5	209.5	265.5	8.0	52.5	103.5
279	110	75	288.4	67.1	185.5	242.3	353.9	38.8	88.9
280	110	85	240.3	28.8	162.4	216.5	338.5	25.7	74.1
281	110	95	183.5	349.6	137.9	193.5	320.2	12.5	60.1
282	110	105	139.4	318.8	111.5	172.8	298.9	358.3	47.0
283	110	115	280.3	105.2	259.2	334.3	96.2	164.2	216.6
284	110	125	235.6	65.2	224.0	308.1	71.1	143.2	202.5
285	115	50	24.7	137.4	240.0	292.9	25.6	70.7	121.4
286	115	55	5.2	122.9	228.1	282.6	19.0	63.9	114.4
287	115	60	343.8	107.0	215.3	270.7	11.1	55.7	106.7
288	115	65	320.9	90.2	202.6	259.0	3.6	48.4	99.2
289	115	70	295.4	71.6	189.1	245.5	355.7	40.7	90.9
290	115	75	270.8	53.4	177.1	232.8	348.1	33.9	83.5
291	115	80	244.8	33.5	164.3	220.1	339.6	26.9	75.6
292	115	85	218.7	13.8	152.6	207.8	330.8	20.3	68.4
293	115	90	190.2	353.0	139.1	195.1	320.6	12.8	60.7
294	115	95	163.7	335.4	126.3	183.9	310.3	5.9	53.8
295	115	100	140.2	319.2	111.9	173.3	299.1	358.7	47.4
296	115	105	121.5	302.6	97.0	162.1	286.9	350.3	42.5
297	115	110	103.0	286.7	80.0	154.1	275.8	343.3	35.4
298	115	115	80.6	263.8	56.1	136.8	260.0	330.9	24.8
299	115	120	230.8	61.6	221.1	307.1	70.2	142.7	201.2
300	115	125	203.4	40.7	206.5	293.4	58.5	131.4	194.0
301	115	130	163.0	21.5	193.1	277.4	47.5	119.8	187.8
302	120	55	354.3	113.8	220.9	275.4	14.1	58.9	109.8
303	120	65	306.7	78.3	194.1	250.0	358.2	43.4	93.8
304	120	75	253.6	40.0	168.0	223.8	341.1	28.5	77.4
305	120	85	201.0	0.2	141.9	198.6	323.6	14.5	62.7
306	120	95	147.3	321.9	113.0	174.9	300.1	359.2	48.1
307	120	105	101.8	284.8	78.4	152.0	274.4	341.7	34.0
308	120	115	49.3	239.1	40.6	126.0	248.8	321.2	20.2
309	120	125	182.9	18.6	192.9	275.5	47.1	118.3	187.2
310	125	50	5.7	121.9	227.2	280.8	17.7	62.6	113.3
311	125	55	342.6	103.9	213.6	268.1	9.5	54.4	105.1
312	125	60	318.2	85.7	200.5	255.6	1.4	46.7	97.1
313	125	65	292.4	67.3	186.9	242.4	352.9	38.8	88.6
314	125	70	265.8	48.4	173.3	229.3	344.0	31.2	80.4
315	125	75	239.2	28.8	159.5	215.8	334.5	23.5	72.3
316	125	80	211.9	7.9	145.4	202.5	324.3	15.9	64.4
317	125	85	184.7	347.4	131.3	190.1	313.8	8.4	56.9
318	125	90	157.0	326.8	115.5	177.4	301.9	0.4	49.3
319	125	95	129.8	307.1	98.7	165.3	289.2	351.5	42.0
320	125	100	105.5	287.4	80.5	152.9	276.1	342.3	34.8
321	125	105	82.5	266.8	62.3	140.5	262.8	332.4	28.2
322	125	110	54.4	243.5	43.2	126.6	249.1	321.3	21.0
323	125	115	22.6	219.0	26.6	111.1	236.8	309.7	13.5
324	125	120	357.9	197.3	11.3	94.7	225.0	297.7	5.4
325	125	125	279.5	179.5	359.3	78.7	215.0	285.7	358.5
326	125	130	186.4	344.1	163.3	239.2	25.0	87.6	168.0
327	130	55	332.4	95.1	207.6	261.8	5.4	50.5	100.9
328	130	65	279.1	56.9	179.4	234.9	347.4	34.2	83.9
329	130	75	226.8	18.1	150.9	208.2	327.5	18.6	67.4
330	130	85	169.8	334.3	119.3	180.9	304.4	1.9	51.2

331	130	95	113.4	292.7	85.0	155.8	278.8	343.8	36.5
332	130	105	51.7	248.3	46.7	127.6	250.9	322.1	22.0
333	130	115	351.4	200.1	11.9	95.9	225.8	297.8	6.1
334	130	125	206.2	165.0	345.6	60.8	204.6	272.0	348.6
335	135	50	347.0	105.0	214.8	268.2	9.4	54.8	105.1
336	135	55	320.9	85.6	200.8	255.0	0.7	46.2	96.3
337	135	60	293.5	65.9	186.2	241.2	351.1	37.8	87.6
338	135	65	266.9	47.2	171.7	227.6	341.3	29.5	78.9
339	135	70	240.5	27.7	156.8	214.0	331.1	21.5	70.5
340	135	75	214.0	7.0	141.4	200.1	319.7	13.0	61.9
341	135	80	185.3	344.3	124.7	186.3	308.0	4.4	53.8
342	135	85	154.1	321.2	107.5	172.2	295.0	355.1	45.6
343	135	90	123.0	298.4	89.5	158.4	281.5	345.1	37.7
344	135	95	86.3	276.2	71.2	144.6	267.7	334.6	30.2
345	135	100	75.2	253.9	51.9	129.7	253.8	323.2	22.4
346	135	105	43.8	231.2	33.3	114.0	240.4	311.0	14.4
347	135	110	4.5	206.6	14.8	96.4	226.9	297.6	5.9
348	135	115	341.4	185.9	359.6	79.4	215.7	285.2	357.6
349	135	120	316.3	167.8	346.2	62.0	205.3	272.0	347.8
350	135	125	314.7	153.4	333.1	44.2	195.8	259.1	337.8
351	135	130	287.1	141.1	320.9	30.8	186.9	247.1	326.6
352	140	55	309.1	76.3	193.6	247.8	355.4	41.9	91.8
353	140	65	255.3	37.6	163.4	220.2	334.8	24.6	73.8
354	140	75	200.5	354.7	130.2	191.3	311.2	6.7	56.4
355	140	85	136.8	307.4	95.3	162.6	285.2	347.2	40.0
356	140	95	80.7	260.9	57.9	132.6	257.2	325.0	23.7
357	140	105	21.8	214.8	19.9	99.4	229.5	299.1	6.5
358	140	115	323.4	171.1	347.9	63.9	206.0	272.5	347.7
359	140	125	274.7	141.0	320.8	31.2	186.2	246.8	325.7
360	145	50	327.0	88.5	202.8	256.2	1.2	47.2	97.0
361	145	55	299.2	68.4	187.8	242.3	351.0	38.3	87.8
362	145	60	271.8	48.6	171.9	227.9	340.1	29.2	78.6
363	145	65	244.5	28.1	155.0	213.0	328.2	19.8	69.1
364	145	70	217.1	6.8	138.0	198.4	316.1	10.4	60.1
365	145	75	187.5	343.1	120.2	183.3	303.2	0.6	51.3
366	145	80	155.8	318.4	101.9	167.6	289.6	350.1	42.4
367	145	85	133.7	294.3	84.3	153.2	276.3	339.7	34.3
368	145	90	94.5	270.1	65.2	137.3	261.9	327.8	25.8
369	145	95	62.1	246.9	45.7	120.5	247.3	315.1	16.9
370	145	100	34.1	224.3	26.8	103.9	233.3	301.8	7.9
371	145	105	1.7	200.7	8.3	86.0	220.1	288.0	358.2
372	145	110	307.2	179.8	351.5	67.6	207.7	273.9	347.7
373	145	115	283.1	159.6	336.8	50.1	196.9	260.8	337.4
374	145	120	185.1	143.5	322.2	33.3	186.5	247.5	325.4
375	145	125	7.3	129.0	307.7	20.0	176.7	235.9	313.5
376	145	130	0.4	113.8	291.3	6.6	166.3	224.9	300.8
377	150	55	289.8	60.7	181.3	236.0	345.7	34.0	83.6
378	150	65	235.1	19.3	146.8	206.2	321.4	14.8	64.6
379	150	75	175.3	332.3	110.7	175.2	295.1	354.2	46.3
380	150	85	113.7	282.1	73.4	142.8	266.8	330.9	28.1
381	150	95	45.3	233.8	33.9	108.3	237.2	304.4	9.3
382	150	105	5.6	188.6	356.8	72.9	210.7	276.8	348.9
383	150	115	331.4	148.0	323.6	36.2	186.9	248.3	324.6
384	150	125	297.2	114.1	290.9	6.5	164.9	224.3	298.6
385	155	50	309.1	74.2	191.6	245.1	352.3	39.8	89.3
386	155	55	281.3	53.8	175.0	230.5	340.7	30.2	79.7
387	155	60	253.1	32.3	156.8	215.1	327.9	20.0	69.7

388	155	65	225.4	10.1	138.4	199.5	314.7	9.6	60.1
389	155	70	195.7	346.2	119.7	183.4	301.2	358.9	50.6
390	155	75	155.8	320.6	100.9	166.8	287.3	347.4	41.1
391	155	80	133.3	294.4	82.0	149.5	272.5	335.0	31.4
392	155	85	96.9	269.6	63.0	132.3	258.0	322.2	21.9
393	155	90	63.3	245.7	43.3	114.8	243.5	309.0	12.4
394	155	95	24.8	221.4	22.5	96.2	228.3	294.4	1.5
395	155	100	34.7	198.0	2.3	77.6	214.1	279.5	350.0
396	155	105	351.3	174.6	344.7	59.6	201.3	265.4	338.5
397	155	110	331.6	155.3	327.9	41.6	188.9	251.0	325.8
398	155	115	308.6	135.0	309.6	23.6	176.5	237.2	312.2
399	155	120	289.4	117.4	292.5	8.8	164.6	225.0	298.8
400	155	125	271.9	98.4	274.9	355.5	152.1	214.0	285.7
401	155	130	247.5	78.9	256.6	343.2	139.5	204.3	272.4
402	160	55	273.0	46.3	168.3	224.9	335.5	26.1	75.7
403	160	65	213.8	359.9	129.1	191.9	307.6	3.9	55.3
404	160	75	154.1	309.3	91.5	157.9	279.6	340.5	35.9
405	160	85	81.9	257.6	52.4	121.4	249.2	313.3	15.4
406	160	95	38.6	208.8	9.8	83.6	218.2	283.3	352.2
407	160	105	336.6	161.1	331.3	46.2	190.9	254.0	327.1
408	160	115	293.5	120.8	294.2	11.1	164.6	226.4	298.4
409	160	125	249.4	81.3	257.7	342.9	137.8	204.1	272.0
410	165	50	292.5	60.5	179.7	234.4	342.8	32.2	81.7
411	165	55	265.2	39.2	161.5	219.2	330.0	21.9	71.8
412	165	60	235.5	15.7	141.2	202.3	315.7	10.4	61.2
413	165	65	202.4	349.5	120.0	183.8	300.2	357.7	50.2
414	165	70	185.0	322.5	100.2	165.7	285.6	345.1	39.8
415	165	75	137.4	297.1	81.7	148.0	271.4	332.5	29.9
416	165	80	104.1	271.4	62.2	129.3	255.6	318.4	19.1
417	165	85	65.0	245.5	40.7	109.5	239.2	302.9	7.1
418	165	90	59.2	221.0	19.6	91.1	224.0	288.4	355.6
419	165	95	28.4	196.3	358.0	71.9	208.8	273.0	342.7
420	165	100	349.8	171.5	337.2	52.4	193.9	257.2	328.8
421	165	105	323.0	147.5	317.2	33.2	179.8	242.4	314.7
422	165	110	299.3	124.9	296.9	13.9	164.8	227.4	299.3
423	165	115	279.4	105.5	278.9	358.8	151.7	215.5	285.8
424	165	120	254.5	84.6	260.0	343.9	136.9	203.8	271.8
425	165	125	228.0	63.6	240.8	328.9	121.8	192.6	257.9
426	165	130	197.1	43.2	223.3	314.2	106.6	181.8	245.7
427	170	55	256.5	31.0	153.8	212.9	324.0	17.2	67.7
428	170	65	187.8	338.8	110.9	175.6	293.1	351.4	45.3
429	170	75	125.4	285.9	72.2	138.0	263.2	324.4	23.8
430	170	85	96.5	234.9	30.3	99.2	231.0	294.4	359.8
431	170	95	4.3	181.8	344.0	59.0	198.1	261.7	331.9
432	170	105	308.2	130.6	300.6	18.4	166.6	229.8	300.9
433	170	115	261.3	87.3	261.4	344.0	135.9	203.3	271.0
434	170	125	200.6	44.1	223.0	311.3	103.6	178.9	244.0
435	175	50	278.9	48.3	168.5	224.9	333.7	25.1	75.1
436	175	55	250.4	23.8	146.9	207.2	318.4	12.7	63.7
437	175	60	216.6	358.5	126.1	189.4	303.9	0.4	53.0
438	175	65	198.2	330.2	103.9	168.6	287.2	345.8	40.9
439	175	70	149.5	301.9	82.7	147.9	270.7	330.8	28.8
440	175	75	114.4	275.5	63.0	128.6	255.1	316.6	17.5
441	175	80	78.9	249.9	42.4	109.1	238.9	301.3	5.1
442	175	85	57.5	224.7	19.5	89.3	221.9	285.2	351.6
443	175	90	22.2	196.0	354.3	67.8	204.0	267.6	336.4
444	175	95	347.7	164.3	327.2	43.8	185.0	248.2	318.5

附录

445	175	100	317.4	138.8	306.2	24.0	169.7	233.0	303.8
446	175	105	286.8	110.4	281.1	0.4	149.5	215.4	284.4
447	175	110	260.5	86.2	259.1	340.8	131.7	200.1	267.7
448	175	115	225.3	65.2	239.3	323.8	115.2	187.2	253.5
449	175	120	224.5	42.8	219.6	305.8	97.8	173.5	239.4
450	175	125	188.8	22.3	202.2	288.0	81.3	159.9	226.9
451	175	130	162.4	4.7	186.6	270.2	65.5	145.8	215.6
452	180	55	243.1	17.9	141.4	202.8	314.3	9.2	60.8
453	180	65	173.6	321.4	96.8	161.6	281.5	340.3	36.6
454	180	75	102.8	266.0	55.0	120.2	248.6	309.8	11.9
455	180	85	44.0	213.7	9.1	79.9	214.1	277.4	344.3
456	180	95	331.2	150.3	314.1	31.6	174.8	238.3	308.5
457	180	105	253.0	70.3	243.8	327.6	119.0	190.5	257.7
458	180	115	198.2	22.7	204.2	289.3	83.2	161.0	228.5
459	180	125	153.3	349.2	171.4	251.5	50.5	130.0	204.0
