

中国科学技术大学

博士学位论文



光透过复杂介质的波前调制技术 的研究及其应用

作者姓名： 赵 倩
学科专业： 物 理 学
导师姓名： 郭光灿 教授 李银妹 教授
完成时间： 二〇一九年五月六日

University of Science and Technology of China
A dissertation for doctor's degree



**The investigation of wavefront
shaping techniques for
controlling light through
complex media and its
applications**

Author: Qian Zhao

Speciality: Physics

Supervisors: Prof. Guang-Can Guo, Prof. Yin-Mei Li

Finished time: May 6th, 2019

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: _____

签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密 (__2__ 年)

作者签名: _____

导师签名: _____

签字日期: _____

签字日期: _____

摘要

光镊自发明以来已被广泛应用于对生命机制的探索。得益于其无损伤的光操控特性，光镊为动物活体内细胞的研究提供了一种得天独厚的手段。然而，生物组织对光的强散射问题阻碍了活体光操控技术的发展，进而限制了其生物医学应用。光的散射问题也是自由空间光通信等应用领域的共性难题，它会导致在散射条件下无法精确传输光信息。为了克服散射环境中的光捕获和光通信的技术瓶颈，本论文主要研究透过复杂介质激光波前调控技术，以克服散射实现有效聚焦形成光镊光场。

研究取得以下进展：

针对三维光操控的需求，我们研究了透过强散射介质聚焦点的三维调控技术。我们结合了基于传输矩阵点扩散函数调制和三维计算全息的方法，在强散射介质后实现了光束有效聚焦以及聚焦点轴向长距离扫描。进一步，我们还提出使用二值化振幅的调制方式，通过遗传算法优化入射波前的振幅，透过散射介质生成不同偏振态的聚焦点，并且实现了矢量聚焦点的快速扫描。透过散射介质聚焦点的空间维度和偏振态的调控为实现深度组织内的光操控奠定了基础。

为提高光束的穿透能力及拓展光操控功能，我们不仅研究了散射介质的光场调制技术，还研究了具有独特传输特性的新型结构光场。我们实验生成了具有非衍射特性的 Lommel 光束，并且调制了其光场的结构和轨道角动量分布。我们提出使用高径向阶参数的拉盖尔高斯的模式叠加来构建一类非衍射的环形光晶格。理论阐明了这种光晶格的形成条件，实验生成了不同空间结构的光晶格。这些非衍射结构光场可提高光束在散射介质中的穿透能力。此外，我们研究开发结构光场的特殊光学效应解决了密集细胞中单个细胞的操控问题。我们设计了一种光学围栏，用作一个可控的光学屏障，在该光学屏障的保护下，光镊实现了在密集细胞环境中无干扰的单细胞的捕获和操控。

基于散射介质的波前调制技术，我们提出散射矩阵辅助的场恢复技术，使用数字微镜器件对散射通道进行快速标定，在散射的环境中实现了光学轨道角动量光束的复用和解复用技术，并实现了包括灰度图和彩色图数字信息的高保真度光传输。

本论文所研究的复杂介质光场调控技术将有望推动散射介质环境中的光捕获、光成像以及光通信的发展。

关键词：光场调制，复杂介质，光操控，新型结构光场，数字微镜器件

ABSTRACT

Optical tweezers are now widely used to study biological systems and investigate the machinery of life since its invention. Benefiting from the non-invasive manipulation, optical tweezers offer a unique tool for studying cells directly in living animals. However, in-vivo optical manipulation suffers from the problem of strong scattering in deep tissues due to their turbid nature, preventing the relevant biomedical applications. Scattering of light also presents a big challenge to free-space optical communication, which leads to the increase of error bit rate in communication events. To overcome the problem for deep tissue optical manipulation, the dissertation focuses on the study of wavefront shaping techniques to control light through complex media. The main progresses we achieved are listed as follow:

According to the requirement of optical trapping, we proposed an experimental technique to achieve 3D focusing through highly scattering media. The technique combines 3D computer generated holography with point-spread-function based wavefront engineering. In the experiment, scanning of the focus behind the scattering medium with a long axial range was achieved. Further, controlling the polarization states of the obtained focal spots behind the scattering media were studied. We exploited the binary amplitude modulation to optimize the incident field with the genetic algorithm to achieve vector focusing through scattering media, and demonstrated fast scanning of the vectorial spots. The control of the focus in 3D space and its polarization states through scattering media lays a foundation for optical manipulation in deep tissue.

Apart from wavefront shaping to focus light through complex media, we also studied the shaping of various structured light beams, which own unique structures and superior propagation properties, to increase the penetration ability of light in tissues and expand the functions of optical trapping. For example, the non-diffracting Lommel beams were generated, and their spatial structures were modulated as well as the orbital angular momentum (OAM) distributions. We proposed to construct a family of quasi-non-diffracting optical ring lattices via a superposition of high-radial-order Laguerre-Gaussian beams. A theoretical derivation of the optical ring lattice along with the validity condition is presented, and optical ring lattices with different transversal

distribution are produced experimentally. These non-diffracting beams have the capacity to penetrate deeply in turbid media. Specially, we exploited the property of a structured beam to achieve manipulation of individual cells in a crowd environment. We designed an optical shield to protect the target cells from being disturbed, and further achieved to move single cell across the crowd cells.

Based on the wavefront shaping through complex media, we proposed a novel scattering-matrix-assisted retrieval technique (SMART) to achieve optical OAM transmission under scattering. A digital micromirror device was used to achieve a fast calibration of the scattered OAM channels and SMART distinguished every channel, enabling the use of OAM (de)multiplexing under scattering conditions. We further demonstrated high-fidelity transmission of both gray and color images with SMART.

The wavefront shaping techniques studied in this dissertation are expected to benefit optical trapping, optical imaging and optical communication in the complex media.

Key Words: Wavefront shaping, Complex media, Optical manipulation, Structured light beam, Digital micromirror device

目 录

| | |
|------------------------------------|----|
| 第 1 章 绪 论..... | 1 |
| 1.1 光镊技术简介..... | 2 |
| 1.2 活体光镊技术及其挑战..... | 3 |
| 1.2.1 激光在生物组织中的穿透深度..... | 6 |
| 1.2.2 密集环境中单个细胞的捕获和操控..... | 7 |
| 1.3 复杂介质波前调控技术..... | 7 |
| 1.3.1 复杂介质波前调控技术的研究进展..... | 8 |
| 1.3.2 透过复杂介质光操控的研究进展..... | 9 |
| 1.4 新型结构光场..... | 11 |
| 1.4.1 新型结构光场的类型..... | 11 |
| 1.4.2 新型结构光场在光学操控和光学成像中的应用..... | 16 |
| 1.4.3 新型结构光场在光学通信中的应用..... | 18 |
| 1.5 本文主要研究内容..... | 19 |
| 第 2 章 基于空间光调制器的光场调制..... | 21 |
| 2.1 光场调制器件..... | 21 |
| 2.2 基于 DMD 复振幅调制的编码算法..... | 22 |
| 2.2.1 Lee 方法..... | 23 |
| 2.2.2 优化的 Lee 方法..... | 23 |
| 2.2.3 超像素方法..... | 29 |
| 2.2.4 DMD 相差校正..... | 30 |
| 2.3 基于 LCSLM 的光场纯相位调制及伽马曲线的矫正..... | 31 |
| 2.4 本章小结..... | 33 |
| 第 3 章 透过散射介质的光聚焦..... | 35 |
| 3.1 迭代优化算法..... | 35 |
| 3.1.1 SSA、CSA 和 PA 算法..... | 36 |
| 3.1.2 遗传算法..... | 37 |
| 3.1.3 蝙蝠算法..... | 38 |
| 3.2 传输矩阵法..... | 43 |
| 3.3 几种算法的比较..... | 45 |

| | | |
|-------|-----------------------------|----|
| 3.4 | 光学相位共轭法..... | 46 |
| 3.4.1 | OPC 的原理和实验装置..... | 46 |
| 3.4.2 | DOPC 的原理和实验装置..... | 47 |
| 3.5 | 薄散射介质后聚焦点的三维调控..... | 49 |
| 3.5.1 | 记忆效应的定义..... | 49 |
| 3.5.2 | 利用记忆效应实现透过散射介质聚焦点的三维移动..... | 50 |
| 3.5.3 | 利用记忆效应透过散射介质生成二维强度图案..... | 51 |
| 3.6 | 强散射介质后聚焦点的三维调控..... | 51 |
| 3.6.1 | CGH-aided PSF 调制原理 | 52 |
| 3.6.2 | 实验装置..... | 54 |
| 3.6.3 | 透过强散射介质生成二维强度图案..... | 55 |
| 3.6.4 | 强散射介质后聚焦点的三维调控..... | 55 |
| 3.7 | 穿过强散射介质控制聚焦点的偏振方向..... | 59 |
| 3.7.1 | 二值化振幅调制聚焦点偏振的原理..... | 59 |
| 3.7.2 | 实验装置..... | 60 |
| 3.7.3 | 透过强散射介质聚焦点的偏振调制..... | 61 |
| 3.8 | 本章小结..... | 64 |
| 第 4 章 | 新型结构光场的研究及光捕获..... | 65 |
| 4.1 | Lommel 光束的理论和实验研究..... | 65 |
| 4.1.1 | 理论研究..... | 66 |
| 4.1.2 | 实验研究..... | 69 |
| 4.2 | 利用高径向阶的 LG 光束构建环形光晶格 | 73 |
| 4.2.1 | 理论研究..... | 74 |
| 4.2.2 | 实验研究..... | 77 |
| 4.3 | 密集环境下单细胞的光捕获..... | 80 |
| 4.3.1 | 光学围栏的设计和生成..... | 80 |
| 4.3.2 | 实验装置..... | 82 |
| 4.3.3 | 实验结果..... | 82 |
| 4.4 | 本章小结..... | 84 |
| 第 5 章 | 散射环境下 OAM 光通信 | 85 |
| 5.1 | 研究背景..... | 85 |
| 5.1.1 | OAM 的介绍 | 85 |

目 录

| | |
|------------------------------|-----|
| 5.1.2 自由空间中的 OAM 光通信 | 85 |
| 5.2 自由空间中 OAM 光束的信息传输 | 88 |
| 5.3 散射环境中 OAM 光通信 | 89 |
| 5.3.1 SMART 的原理 | 90 |
| 5.3.2 实验装置 | 91 |
| 5.3.3 共轴干涉测量 TM 的方法 | 93 |
| 5.3.4 透过散射介质进行 OAM 光通信 | 96 |
| 5.4 本章小结 | 105 |
| 第 6 章 总结与展望 | 107 |
| 6.1 论文总结 | 107 |
| 6.2 工作展望 | 108 |
| 参考文献 | 109 |
| 缩写词索引 | 121 |
| 致 谢 | 123 |
| 在读期间发表的学术论文 | 125 |

第1章 绪论

自1986年^[1]美国物理学家阿瑟·阿什金(Arthur Ashkin)发明光镊技术以来,光镊为科学家提供了一种微观操控和测力的工具,已经被广泛用于细胞生物学^[2]、单分子生物学^[3,4]、物理学^[5,6]等研究领域。当一束高度聚焦的高斯光束作用于微粒,在散射力和梯度力的共同作用下微粒受到一个指向聚焦点的力,这个力足以捕获微粒。由于光束的非接触性,光镊在对微粒的操控是无菌的,并且通过选择合适的激光波长和功率,也能控制光镊是无热损伤的。由于光镊技术及其在生物领域应用的贡献,A.Ashkin 获得了2018年诺贝尔物理学奖。

近几年来,人们开始探索光镊技术在活的动物体内的研究。我们实验室在2013年首次利用光镊技术在活的动物体内研究流动的血细胞^[7]。光镊技术应用于活体研究,打破了传统研究中体外模拟的困境,真正实现了活体环境下细胞的研究。在动物活体内,使用光镊可以人为制造和清除血栓,这对研究血栓的形成机理,癌细胞迁移扩散以及血管壁的弹性等具有重要的价值。然而,光镊研究活体内细胞又遇上了新的技术壁垒。

1、当激光穿过动物厚的组织,由于组织折射率分布的不均一性,入射波前将被扰乱,使得激光不能形成聚焦点,因而无法形成光镊需要的条件。如何克服生物组织的散射,使得光束穿过生物组织后仍能形成强的聚集点,成为光镊用于活体内细胞研究的技术瓶颈。散射是光在不均一介质中传输常见的现象,克服光散射对透过散射介质的光学通信也起着至关重要的作用。

2、体外环境下的捕获都要求将细胞或微粒样品稀释上千倍,以保证视野内只有几个微粒,光镊对单个微粒的操控也只能选择在没有干扰的路径上进行移动,而生物活体内细胞众多,在密集的环境中如何避免其它细胞的干扰实现单个细胞的捕获和操控是另一个技术壁垒。

在光学应用研究中,传统高斯光场已经不能满足新型光学捕获、光学成像和光通信的应用需求。研究人员发现,具有空间分布的结构光场有望突破传统高斯光场的局限,为光学应用领域带来新的潜力。结构光场的典型代表包括非衍射光束和涡旋光束。非衍射光束可以突破衍射极限,实现长距离传输,也有望增加光束在散射介质中的穿透深度和增加光操控的距离。涡旋光束可为光操控和光通信提供一个新的维度。本论文的另一个主要研究内容是开发空间光调制器的复杂波前的调制能力,研究新型结构光场及其在光学捕获和光学通信中的应用。本章主

要介绍本论文的研究背景。

1.1 光镊技术简介

光镊 (Optical Tweezers) 技术, 是指使用高度聚焦的光束对微粒进行捕获、夹持和操控的一种技术。光镊是光辐射压的一种应用表现, 其原理是基于光与物体发生相互作用时的动量转换。早在 1986 年, 美国物理学家 A.Ashkin 首次^[1]在实验上使用单光束的梯度力光阱对水溶液中的微粒 (尺寸 $10\mu\text{m}\sim 25\text{nm}$) 实现了捕获。此后, 作为一种新型的操控测力工具, 光镊技术获得了快速发展, 并在基础物理学中、生物物理、细胞生物学等领域得到了广泛应用。在基础物理学中, 光镊技术被用来进行微观粒子冷却^[8]、研究布朗运动^[6]、光致旋转^[9]及研究微粒间相互作用势^[10]等; 在流变学中, 光镊技术被用来研究高分子材料的流变学特性^[11]和微粒间的流体力学相互作用^[12]; 在单分子生物物理中, 光镊技术被用来进行 DNA^[13]、核糖体^[14]、马达蛋白动力学^[15]研究; 在细胞生物学中, 光镊技术被用来研究细胞膜的粘弹性^[16]、进行染色体分选^[17]和细胞融合^[18]等。

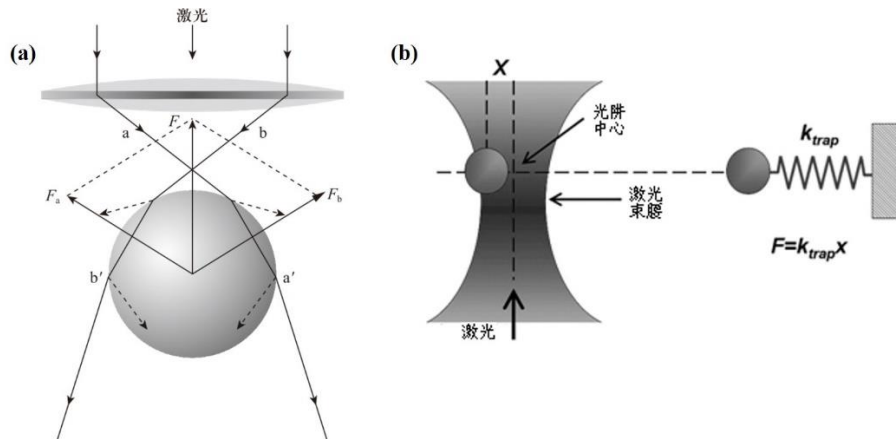


图 1.1 光镊原理图

光镊的基本原理如图 1.1 (a) 所示, 入射光束在微粒和液体环境的交界处会发生反射和折射, 这个过程中, 微粒会受到横向梯度力、轴向梯度力和散射力的共同作用^[19], 光阱力一般指这三种力的合力。基于几何光学与光子动量理论, 我们阐述光阱力的产生原理。当一束经过高度会聚的激光入射到微球上时 (激光聚焦点在轴向上位于微球的上方), 从图 1.1 (a) 中可以看出, 光线经过一次折射进入微球, 而后再经过一次折射离开微球。这两次折射过程中, 光束的方向发生了偏折, 进而光束的动量发生了变化, 根据动量守恒定理, 微球也会获得动量, 这个动量的表现导致微球受到力的作用。 F_a 和 F_b 分别为光线 a 和 b 对微球所产

生的力，由此，微球受到一个竖直向上的合力。同理可得，当激光聚焦点位于微球的下方时，微球受到的合力也沿竖直方向指向微球的下方。综上，处于光轴上的微球在会聚的激光光场中始终受到一个指向激光焦点的回复力，我们将其称为轴向梯度力。当横向方向上光强分布不均时，微球也会受到一个横向梯度力。

散射力是由光束被微球反射而施加在微球上的力，散射力的方向一般趋向和光的传播方向相同，在高斯光高度会聚时，散射力远小于轴向梯度力。当光阱力和微粒的重力以及微粒所受的浮力平衡时，微球便可以稳定的束缚。

光镊稳定捕获的中心位置被称为光阱中心，当微粒在距离光阱中心一定范围内，光阱力 F 是线性的，如图 1.1 (b) 所示，类似一个弹簧谐振子的模型，因此光阱力大小可以由 (1.1) 式计算得到：

$$F=kx, \tag{1.1}$$

其中 x 为微球到光阱中心的位移量， k 为光阱刚度， F 的方向指向光阱中心。光阱刚度可以由流体力学法或功率谱法进行测量^[20]。因此，只要对微球距离中心的位移量 x 进行测量便可计算出光阱力。

1.2 活体光镊技术及其挑战

传统光镊技术对细胞的研究大都发生在体外环境中，然而环境单一的体外实验不能真实地反映复杂多变的动物体内的情形。直至 2013 年，我们实验室^[7]首次把光镊技术成功运用在活的动物体内细胞研究。如图 1.2 所示，我们把光阱中心置于小白鼠耳朵的毛细血管中，实验发现由于光阱力的作用，毛细血管中的血流逐渐减缓，红细胞逐渐在光阱中心处堆积，直至出现了微型的血栓。此外，如果一开始血管中存在微型的血栓，我们可以从聚集的细胞群中捕获一个细胞，牵引其脱离聚集体沿着血管运动，到血液恢复正常运动状态，在这个过程中，光镊起到了清除血栓的作用，实验过程如图 1.3 所示。

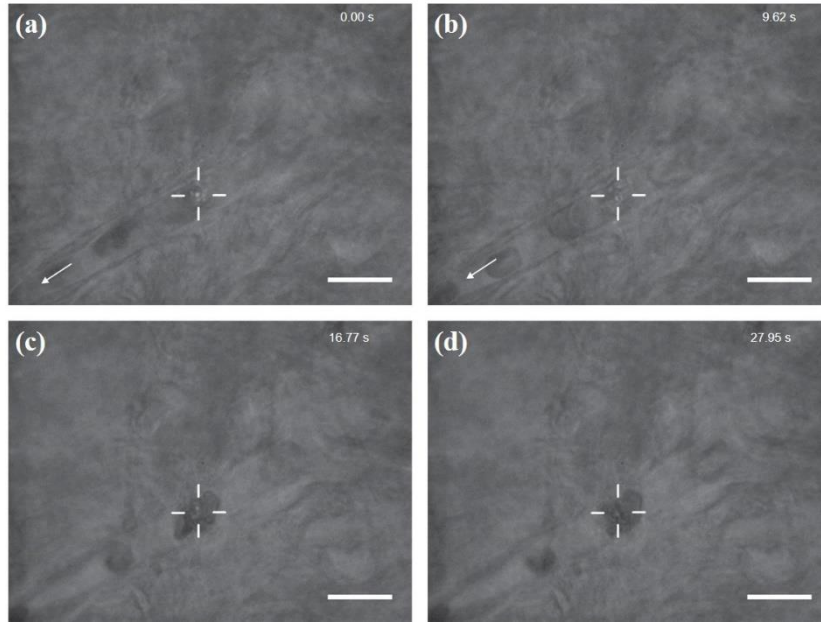


图 1.2 光镊在毛细血管中聚集细胞产生微型的血栓^[7]

(a) 最初时红细胞在毛细血管中流动得很快。(b) 毛细血管中的一个红细胞经过光阱中心时被光阱捕获住，此时血液流速逐渐变得缓慢。(c, d) 越来越多的红细胞被捕获，直到毛细血管中的血液被完全堵塞了。白色十字指示光阱的位置，白色箭头指示血流方向。标尺：10 μm 。

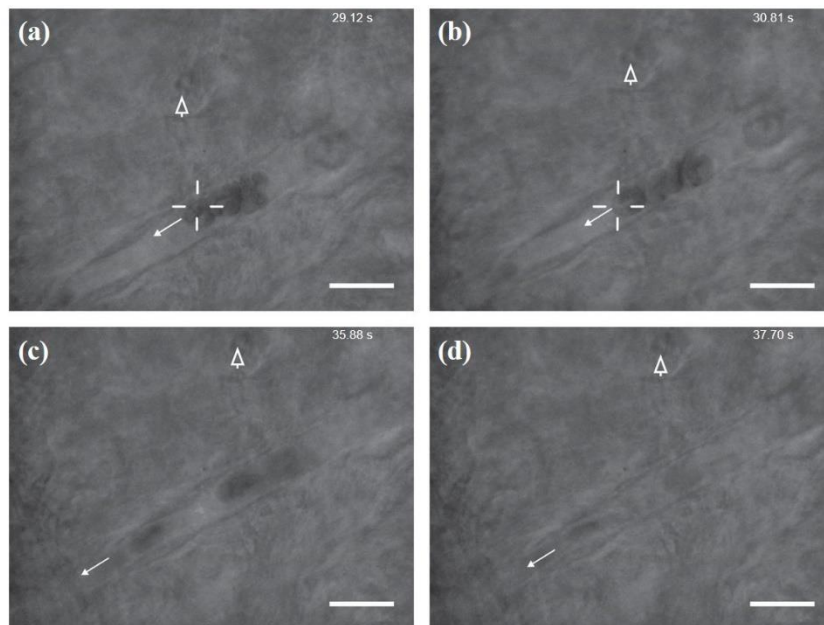


图 1.3 光镊牵引红细胞清除毛细血管中的血栓^[7]

(a, b) 在血栓中用光镊拖拽其中的红细胞使其沿着毛细血管壁移动。(c) 红细胞在光阱的拖拽下大约移动了 12 μm 。当光镊移走之后，在毛细血管中静止的其它红细胞开始移动。

(d) 血流完全恢复正常。白色十字指示光阱的位置，白色箭头指示血流方向，白色空心箭头指示同一个参照物。标尺：10 μm 。

2016年, P. Johansen 等在斑马鱼活体内进行了外源注射微粒和细胞的操控^[21]。在图 1.4 (a) 中, 研究者使用光镊捕获和操控了斑马鱼尾静脉中的红细胞。在血流中红细胞也被牢牢捕获, 并且光镊能操控这个细胞逆着血流方向移动。除了捕获红细胞, 研究者还捕获了其它类型的细胞, 如巨噬细胞。巨噬细胞一般存在于组织中, 这些巨噬细胞很难被捕获, 但有较少的巨噬细胞会进入血管中。为了分辨巨噬细胞, 研究者使用了转基因的斑马鱼, 在荧光显微镜下观测这种细胞, 成像如图 1.4 (b) 所示。尾静脉中停留着两个巨噬细胞 (黄色荧光标记), 研究者使用光镊捕获其中一个 (绿色曲线圈标记) 使其相对于另一个巨噬细胞 (白色曲线圈出) 发生相对移动。图 1.4 (c) 中, 研究者使用光镊捕获外源粒子 (红色荧光标记), 通过控制外源粒子和巨噬细胞的相对位置, 测试巨噬细胞对微粒的粘附和吞噬作用。

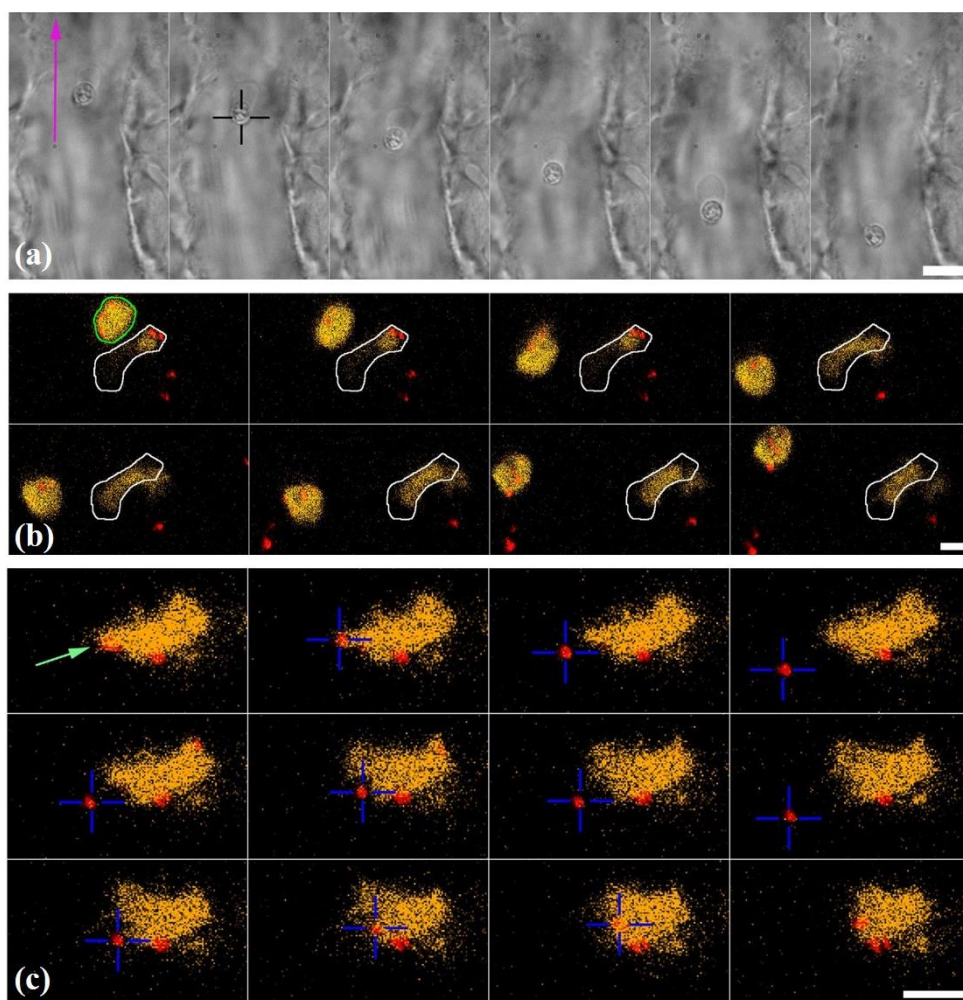


图 1.4 光镊技术应用于活的斑马鱼体内^[21] (标尺: 10 μ m)

1.2.1 激光在生物组织中的穿透深度

光镊直接深入到动物活体内，对活体细胞进行实时操控，从而研究血管的粘弹性、免疫反应等生命活动，为活体研究和临床诊断提供了一种全新的技术手段，开拓了光镊技术研究活体动物新领域。然而，由于生物组织折射率分布的不均一性，当一束会聚的光束入射到厚的生物组织上时，光束在组织中的传输受到散射无法会聚，因而无法形成有效光阱，这是活体光镊技术遇上的第一个挑战。

图 1.5 (a) 为皮下组织的剖面图，自皮肤表面向下分为表皮、真皮和皮下组织。图 1.5 (b) 为光束在组织内的传播示意图^[22]。在 0.1 mm 以内，光子传输可以看作是弹道散射，即可认为光束沿直线传播；在 0.1 mm-1 mm 范围内，光子在组织中的散射次数增加；在 1 mm 以上，光子发生任意行走。如图 1.5 (c) 所示，当光束穿过类似较厚组织的散射介质，光子经过多次散射之后，输出端呈现强度散斑。

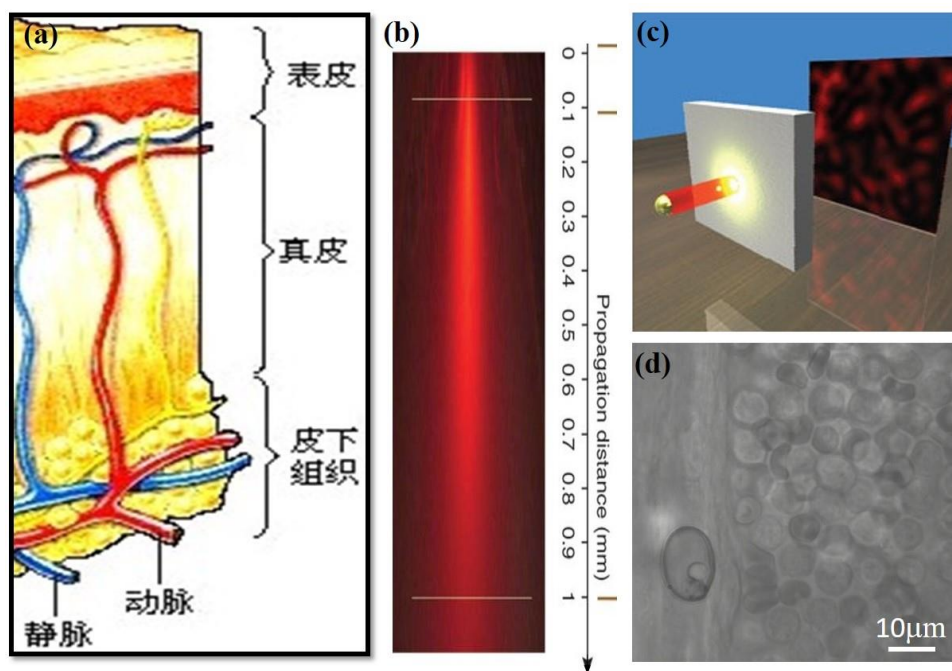


图 1.5 活体细胞捕获中遇到的两个问题

(a-c) 生物组织内的光散射情形^[22, 23] (d) 小白鼠淋巴结内密集细胞情形^[24]

目前，光镊在小白鼠的耳朵组织内的操控深度只有约 50 微米^[25]，对于皮肤透明的斑马鱼，捕获深度可达一百多微米。组织对光的散射特性使光操控只能局限在真皮层附近的毛细血管中，而更丰富的生命活动往往发生在深层组织中，如何让光束克服散射在更厚的生物组织中会聚，是应用光镊技术的前提条件。

1.2.2 密集环境中单个细胞的捕获和操控

为了避免外界干扰,传统的光捕获实验需要把样品稀释到显微镜视野内只有少许微粒。动物活体的血管或组织环境中细胞大部分是密集分布的,当光阱捕获住单个细胞时,若光阱周围存在其它细胞,则其它细胞也易受到光阱的吸引,从而陷入到光阱中干扰原细胞的捕获。目前,活体内细胞操控局限在单个细胞通行的毛细血管或者在血管中沿血管壁对细胞进行捕获。小白鼠腹沟部淋巴结中密集分布的细胞分布如图 1.5(d)所示,在密集的环境中^[24],如何克服周围细胞的干扰,稳定的捕获单个细胞是活体捕获的另一个挑战。

1.3 复杂介质波前调控技术

光束在媒质中传输时,波前变化和媒质的折射率分布有关。我们把折射率分布比较复杂的介质称为复杂介质。自然界中大部分物体都可以看作是复杂介质,如生物组织、牛奶、墙壁、浑浊的海水以及雾霾等。当媒质对光束波前的扰动比较小时,自适应光学的方法能够克服扰动带来的影响,比如在天文观测上消除大气湍流对行星成像的畸变提高成像质量^[26]。当光束传输遇上散射介质时,亚波长量级的微粒将导致光束发生多次散射,扰乱入射光的波前,破坏光束的空间相干性。入射的相干光束在穿过散射介质时发生扩散并产生强度散斑。

当光束在这些复杂介质中传输时,入射波前会被扰乱,使得成像质量急剧下降,这无疑阻碍着透过散射介质的光学成像、光学捕获和光学通信等应用。虽然透过散射介质后的光场强度分布看起来是杂乱无章的散斑,但是研究者们发现光子在散射介质中传播的路径是确定的,因此产生的散斑分布也是确定的,这为通过调制入射光场来控制透过散射介质的输出光场提供了可能。

传统上使用物镜对光束进行入射,激光只能深入到皮下的几十个微米,借助于多模光纤有望将光束传输到更深的组织内。因为多模光纤的横截面很小,插入生物组织的损伤也小,因此多模光纤在医学届常被用作内窥镜。而光束在多模光纤中传输具有复杂性,可以看做是个混沌的过程。相干光束在多模光纤中传输,波前之间会获得任意的相位关系,导致出射的光斑和入射光失去了相关性。因此,多模光纤也是一种复杂介质^[27, 28]。

1.3.1 复杂介质波前调控技术的研究进展

空间光场调控技术能够实现对光束在散射系统中传输的控制。光场空间调制一般分为振幅调制、相位调制、偏振态调制、复振幅调制（相位和振幅同时调制）和多参量调制（相位、振幅和偏振态同时调制）。

通过把入射波前分割成很多小的独立单元，独立调制每个单元的振幅、相位及偏振等可以调制输出光场分布。2007年，荷兰 Twente 大学的 I.M.Vellekoop 等通过调制入射场的相位首次穿过强散射介质实现聚焦^[29]，此项工作为复杂介质波前调制技术奠定了里程碑式的基础。如图 1.6 (a) 所示，当一束平面波入射到 TiO₂ 散射介质层时，光子在 TiO₂ 中发生多次散射，在介质后面散射光干涉形成了散斑（图 1.6 (b)）。研究者通过对散斑强度进行探测，利用空间光调制器对入射波前进行反馈调制，在目标位置形成了聚焦点，如图 1.6 (c) 所示，并且可实现单点或者多点聚焦，结果如图 1.6 (d) 和 (e) 所示。图 1.6 (f) 为生成图 1.6 (e) 中聚焦点的输入光场的相位。相位分布表明入射光相邻的波前相位没有关联，这意味着样品已经完全扰乱了入射光波。

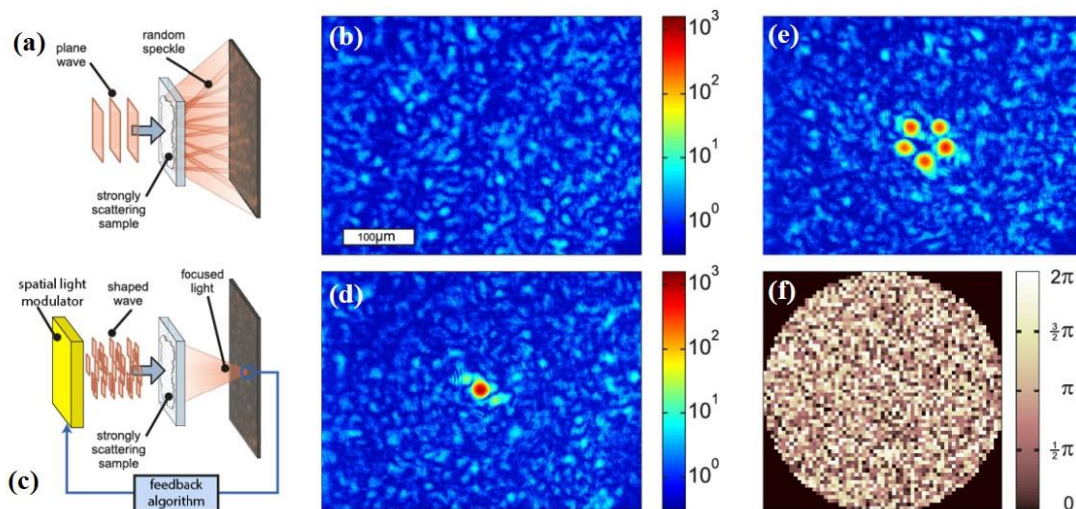


图 1.6 透过散射介质的波前调制技术^[29]

(a) 一束平面波入射到散射介质后面形成一片散斑。(b) 平面波透过 10 μm 厚的 TiO₂ 散射介质层形成的散斑强度分布。(c) 通过探测器对空间光调制器的反馈，空间光调制器对入射光的波前进行调制直到在目标位置形成聚焦点。(d-e) 调制的入射波前透过散射介质层生成的单个聚焦点和多个聚焦点的强度图案。(f) 为生成 (e) 中强度图案时入射光的相位分布。

为调控复杂介质波前，迭代优化算法、传输矩阵法、光学相位共轭法 (Optical Phase Conjugation, OPC) 和数字光学相位共轭法 (Digital Optical Phase Conjugation,

DOPC) 被相继提出。2008年, I. M. Vellekoop 等提出了三种迭代算法^[30]对入射光的波前相位进行控制, 并比较了三种算法对聚焦点强度的增强效果, 这三种算法分别为阶梯顺序算法(Stepwise Sequential Algorithm, SSA)、连续顺序算法(Continuous Sequential Algorithm, CSA)和分区算法(Partitioning Algorithm, PA); 2010年, 郎之万研究所的 S. Gigan 研究组提出了传输矩阵的测量方法^[31], 提供了一种控制光束在复杂介质中传输的新方法; 2011年, 圣路易斯华盛顿大学的 Xiao Xu 等提出用超声聚焦点作为引导靶, 采用非线性晶体作为光学共轭镜来存储散射场信息并且产生相位共轭的光场, 诱导激光穿过散射介质在引导靶处聚焦^[32]; 2012年, 科罗拉多大学的 Donald B. Conkey 及其同事提出了把遗传算法(Genetic Algorithm, GA)应用在复杂介质波前调制上, 并且证明了 GA 算法在抗噪声方面具有优势^[33]; 2015年, 加州理工大学的 Changhui Yang 研究组使用 DOPC 实现了透过散射介质的实时会聚, 最快可达 5.3ms^[34]。

复杂介质波前调制技术的发展方向是实现更高的聚焦强度和更快的聚焦速度。目前国内也有很多课题组在进行这方面的研究。2017年, 中科院西安光学精密机械研究所的姚保利研究组提出了隔行扫描的模式方法(Interleaved Segment Correction, ISC), ISC 方法在测量中显著提高了聚焦质量, 该方法还降低了对检测设备动态范围的要求^[35]。2017年, 中科院上海光学精密机械研究所的韩申生研究组使用记忆效应透过毛玻璃对光束进行了三维的控制, 在多个平面上同时生成强度图案^[36]。四川大学的庞霖课题组提出使用粒子群(Particle Swarm Optimization, PSO)算法^[37]和四元裂解位相调制法^[38]等优化波前。这些算法大都集中在研究在单个平面上的光聚焦, 而光捕获则需要聚焦点的三维调控。除了聚焦点的强度, 聚焦点的偏振态对光捕获中的操控形式也有很大的影响, 比如圆偏振光可以使被捕获的双折射微粒发生自转运动^[9]。山东师范大学的国承山课题组测量了散射介质的矢量传输矩阵, 透过散射介质生成了聚焦点并控制了其偏振方向^[39]。

1.3.2 透过复杂介质光操控的研究进展

2010年, 英国圣安德鲁斯大学的 Tomáš Čižmár 等将散射介质后生成的聚焦点用于光捕获, 他们使用液晶空间光调制器调制入射波前使光束穿过 TiO₂ 散射介质层后实现了原位的聚焦和光捕获^[40], 如图 1.7 (a) 所示。图中 532nm 捕获光为穿过散射介质层的光, 1064nm 光束捕获微粒用作原位探测。使用这两束光形成的聚焦点分别捕获一个微球, 并且用粘在玻片底面的微球作为参考, 通过移

动物镜，观察到三个微球的成像差异，从而反应 532nm 光束形成的聚焦点对微球的稳定捕获。2018 年，Tomáš Čižmár 等测量了多模光纤的传输矩阵，进而透过多模光纤实现了对多个微粒三维的全息操控^[28]，如图 1.7 (b) 所示。而这些光操控都需要进行长时间的测量才能得到优化的输入波前，针对活体的实时光操控技术还有待被研究实现。

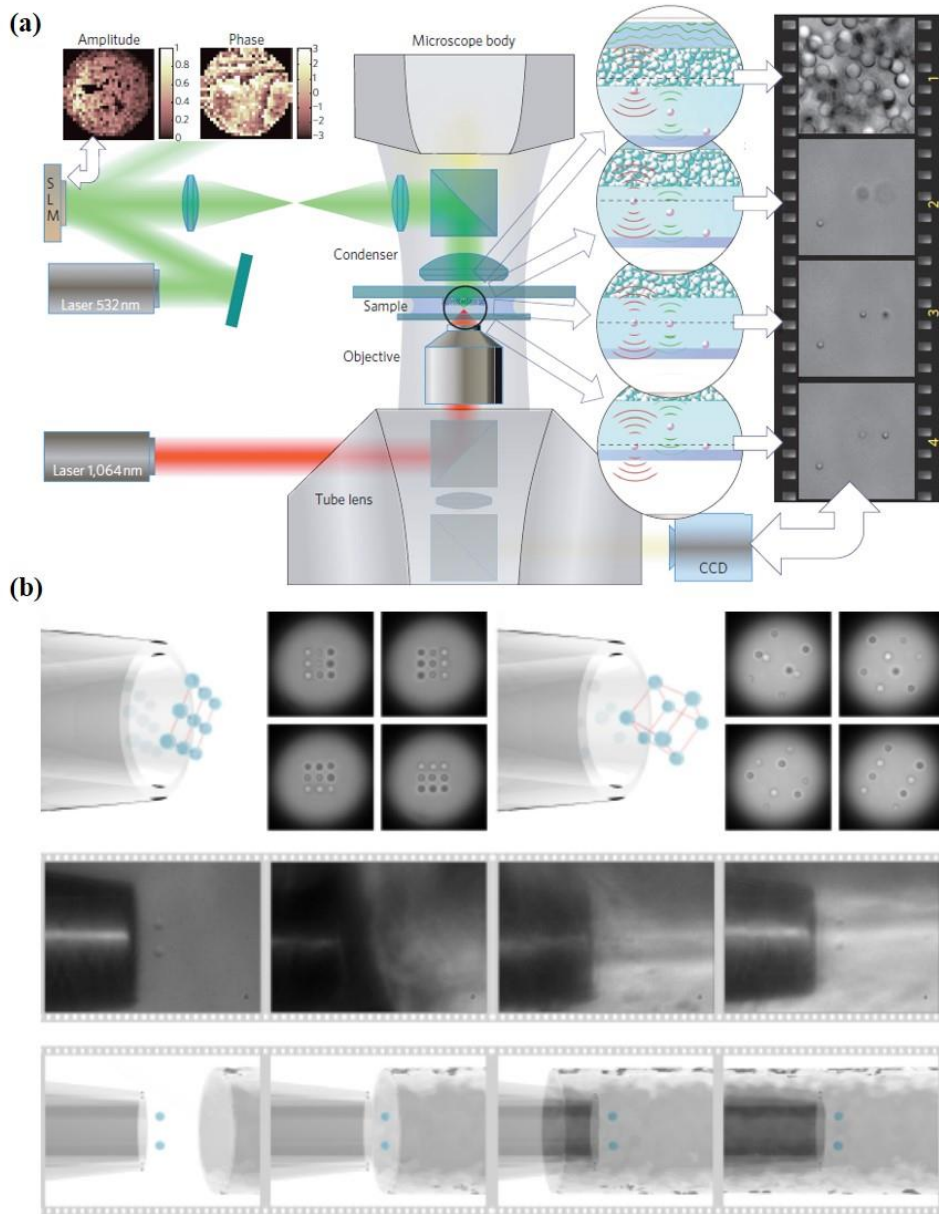


图 1.7 透过 TiO_2 散射介质层和多模光纤进行光操控^[28, 40]

国内的研究组在复杂介质后光操控研究方面也取得了进展。2019 年，中科院西安光学精密机械研究所的姚保利研究组使用 ISC 迭代算法透过散射牛奶层实现了对多个微球的实时操控^[41]，如图 1.8 所示。聚焦点除了用来做光捕获还可以用作光学成像。2017 年，美国加州大学的 Xiaodong Tao 等使用散射介质后的

聚焦点进行三维荧光成像^[42]。2018 年，美国麻省理工学院的 Shay Ohayon 等使用多模光纤内窥镜进行了深度的脑成像^[43]等^[27, 44, 45]。

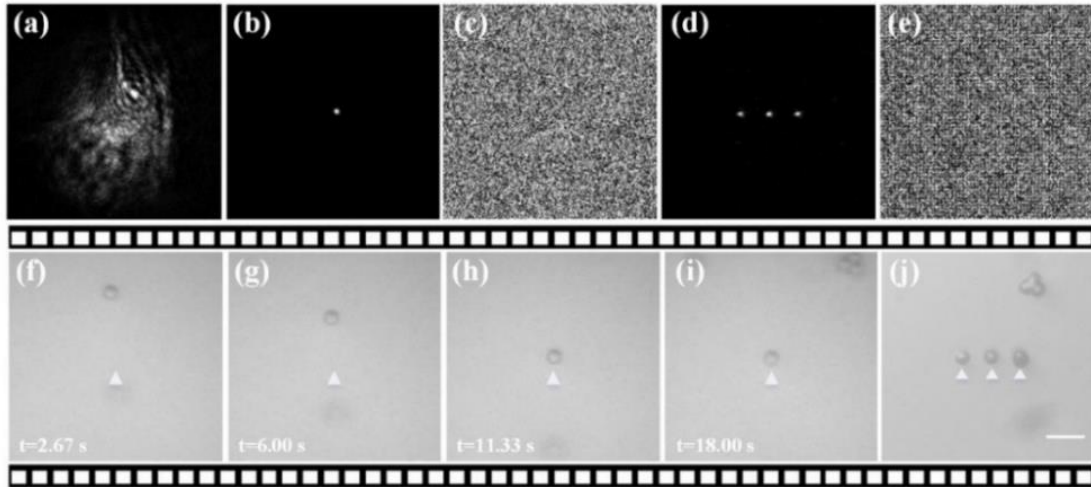


图 1.8 使用 ISC 算法透过散射牛奶层进行光捕获^[44]

1.4 新型结构光场

结构光场是光学领域的研究前沿和热点，它是指其振幅、相位或偏振分布上具有空间结构的光场，其传播具有特殊的时空演化特性。新型结构光场在与物质相互作用过程中通常展现出特殊的光学效应，这些独特的光学特性已经在光学微操控、生物医学成像和新型光通信中产生了重要的应用价值。

1.4.1 新型结构光场的类型

典型的结构光场包括高阶激光模式光场^[46]、非衍射光场^[47]、自加速光场^[48]和奇点光束^[49]等，这些光场都是波动方程在不同坐标系下的解。除此之外，结构光场还包括空间偏振分布的矢量光场^[50]等。图 1.9 展示了一些典型的结构光场，图 1.9(a)为因斯高斯光束(Ince-Gaussian, IG)和拉盖尔高斯(Laguerre-Gaussian, LG)光束的横截面强度分布，它们都是高阶激光模式光束；图 1.9(b)为零阶 Bessel 光束和抛物线光束的横截面强度分布，它们都是非衍射光束；图 1.9(c)为不同拓扑荷 l 的相位奇点光束的波前形状；图 1.9(d)为径向偏振光束和角向偏振光束，二者都为偏振奇点光束；图 1.9(e)为艾利光束的横向强度分布和沿 x - z 截面上的传播图，作为自加速光场，艾利光束的传播沿曲线；图 1.9(f)为任意矢量光场，其波面上每一点都有特定的偏振分布。这些结构光场在与物质相互作用过程中能够产生独特的光学效应。非衍射光束和相位涡旋光束由于其独特的

光学性质在光学应用中引起了很大的关注。

1) 非衍射光束

衍射是物理学中最常见的现象之一。典型高斯光束在传播过程中会逐渐发散，只有在一定的距离内认为是传播不变的，这段距离被称为瑞利距离，超过了瑞利距离之后，高斯光束便很快衍射发散了。1987 年，美国罗彻斯特大学的 J.Durnin 等首次提出了非衍射光束的概念^[47]。

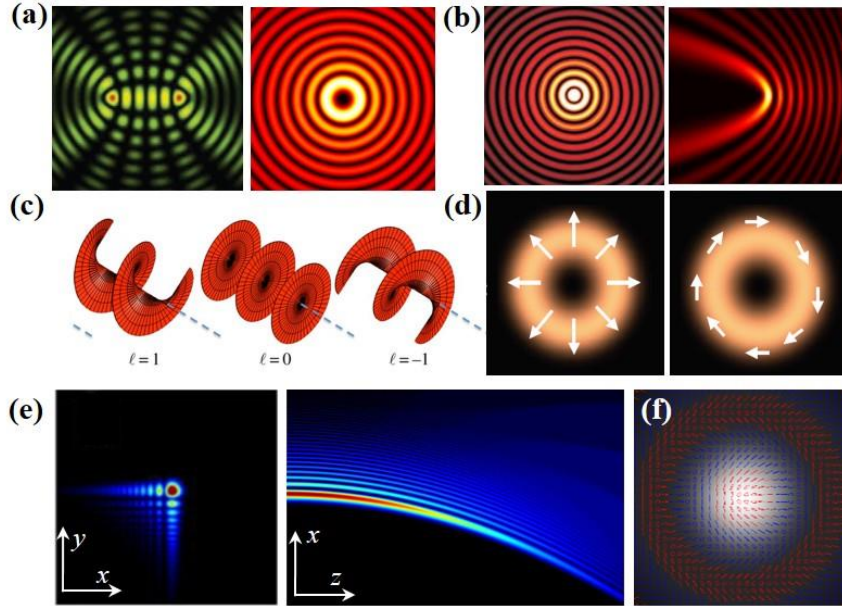


图 1.9 几种典型的结构光场

(a) IG 光束^[51]和 LG 光束^[51] (b) 零阶 Bessel 光束^[52]和抛物线光束^[51] (c) 相位涡旋光束的波前形状 (d) 偏振奇点光束 (e) 艾利光束^[48] (f) 任意矢量光束^[50]

在自由空间中的光束传播满足亥姆霍兹方程：

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.2)$$

其中 \vec{r} 和 t 分别为空间和时间参量。在直角坐标系下，当 $z \geq 0$ 时，上式标量场传输的精确解为

$$E(x, y, z \geq 0, t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] \int_0^{2\pi} A(\phi) \exp[i\alpha(x \cos \phi + y \sin \phi)] d\phi, \quad (1.3)$$

其中 $\beta^2 + \alpha^2 = (\omega/c)^2$ ， $A(\phi)$ 是关于 ϕ 的任意复方程。当 β 是实数时，方程 (1.3)

表示一类非衍射场，即在 $z = 0$ 截面上的时间平均强度，满足：

$$I(x, y, z \geq 0) = \frac{1}{2} |E(\vec{r}, t)|^2 = I(x, y, z = 0) \quad (1.4)$$

时，唯一轴对称的非衍射场是当 $A(\phi)$ 和 ϕ 无关时，即振幅正比于

$$\begin{aligned} E(\vec{r}, t) &= \exp[i(\beta z - \omega t)] \int_0^{2\pi} \exp[i\alpha(x \cos \phi + y \sin \phi)] \frac{d\phi}{2\pi} \\ &= \exp[i(\beta z - \omega t)] J_0(\alpha \rho), \end{aligned} \quad (1.5)$$

其中 $\rho^2 = x^2 + y^2$ ， J_0 是第一类零阶 Bessel 方程。当 $\alpha=0$ 时，解是平面波，当 $0 < \alpha \leq \omega/c$ 时解为非衍射光波。理论上非衍射光波在空间中是无限延伸的，因此实际并不存在，实验上可产生光波的近似光场，我们称之为光束。

图 1.10 为 Bessel 光束和高斯光束的对比，其中实线和虚线分别是 Bessel 光束和高斯光束的强度分布。如图 1.10 (a) 所示，Bessel 光束的中心光斑直径为 $200\mu\text{m}$ ，全光斑半径为 2mm 。高斯光束的半高全宽为 $100\mu\text{m}$ 。图 1.10 (b) 为 Bessel 光束和高斯光束沿 z 方向传播时（波长为 $0.5\mu\text{m}$ ），其峰值强度（ $\rho=0$ ）随传播距离的变化。可以看出，Bessel 光束在传播大约 1m 的长度内中心光斑强度基本保持不变，而高斯光束在传播不到 0.1m 时强度就下降了一半。对比两条曲线，Bessel 光束的非衍射特性可以使光束传播更远的距离。

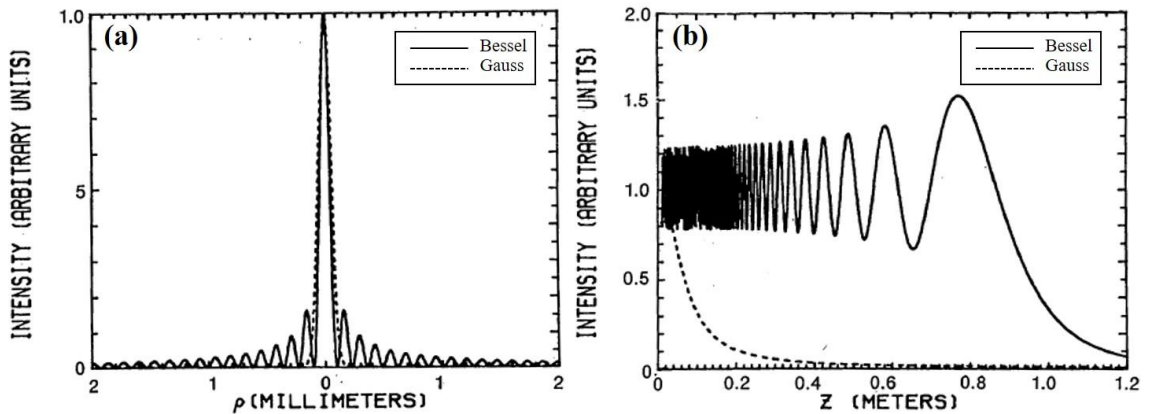


图 1.10 Bessel 光束的横向强度分布和传播特性^[47]

除此之外，科学家们又分别推导出在其它对称坐标系下的非衍射光束的解。包括直角坐标系、椭圆坐标系和抛物线坐标系，其对应的非衍射光波的解分别为平面波（Plane wave）、马蒂厄光波（Mathieu wave）和韦伯光波（Weber wave）^[51]。根据非衍射光波传播不变的条件推导出非衍射光束关于 Whittaker 积分的复振幅分布为^[53]

$$E(\mathbf{r}) = \exp(-ik_z z) \int_{-\pi}^{\pi} A(\varphi) \exp(-ik_t(x \cos \varphi + y \sin \varphi)) d\varphi, \quad (1.6)$$

其中 $A(\varphi)$ 是光场 $E(\mathbf{r})$ 的角谱，它在频谱空间的分布被限制在一个半径为 k_t 的环上，这个限制条件是根据 McCutchen 理论确定的。如图 1.11 所示，在频谱空间上， k_t 和 k_z 分别是横向和轴向的波矢分量，二者满足 $k_t^2 + k_z^2 = k^2$ ($k = \omega/c$ 为总波矢)，此处忽略了光场的时间项 $\exp(i\omega t)$ 。

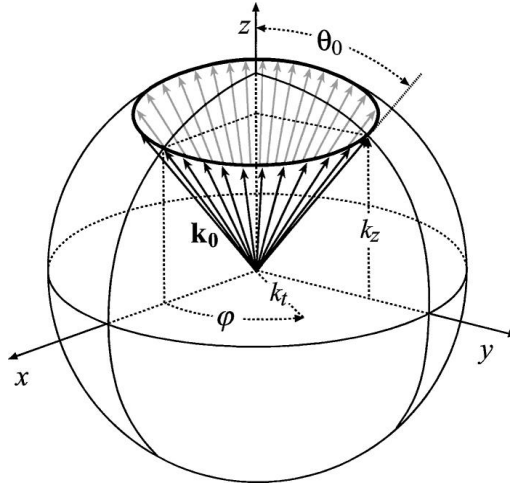


图 1.11 McCutchen 球上非衍射光场频谱特性的示意图^[53]

2) 相位涡旋光束

相位涡旋光束是奇点光束的一种，除此之外，奇点光束还包括偏振奇点光束。在柱坐标系 (r, φ, z) ，相位涡旋光场的复振幅可以表示为

$$E(r, \varphi, z) = A(r, z) \exp(-il\varphi), \quad (1.7)$$

其中 $A(r, z)$ 是振幅分布， l 为拓扑荷，其值可以取所有的整数。由于这种光束携带轨道角动量 (Orbital Angular Momentum, OAM)，也称为 OAM 光束。携带 OAM 的涡旋光束被广泛应用于光捕获、显微成像、经典和量子通信等。当 A 为常数时，(1.7) 式为纯涡旋光束，常见的 OAM 光束为 LG 光束，其复振幅表达式为

$$E_{LG}(r, \varphi, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^{|m|} L_n^{|m|} \left(\frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \times \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)} + i(2n + |m| + 1)\Phi(z) - im\varphi \right], \quad (1.8)$$

其中

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{2n!}{\pi(n+|m|)!}}, \Phi(z) = \arctan\left(\frac{z}{L_D}\right), \\
 \omega(z) &= \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2}, L_D = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}, \\
 R(z) &= z[1 + (L_D/z)^2],
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

A_0 是振幅, ω_0 是 $z=0$ 平面处光束的束腰, k 是波数, L_D 为高斯轮廓的瑞利距离,

$L_n^{|m|}$ 是相应的拉盖尔多项式, 其中 n 和 m 分别是径向和角向的参数。

对于 $E_1(r, \varphi, z) = A_1(r, z)\exp(-il_1\varphi)$ 和 $E_2(r, \varphi, z) = A_2(r, z)\exp(-il_2\varphi)$ 两个 OAM 光束, 二者之间满足如下的正交关系:

$$\int_0^{2\pi} E_1 E_2^* d\varphi = \begin{cases} 0, & l_1 \neq l_2 \\ A_1 A_2^*, & l_1 = l_2 \end{cases}. \tag{1.10}$$

基于此, OAM 光束可用于光通信中的复用技术。图 1.12 展示了拓扑荷分别为 2、1、0、-1、-2 的 OAM 光束 (LG 模式) 的波前形状 (第一列)、相位分布 (第二列) 和强度分布 (第三列)。

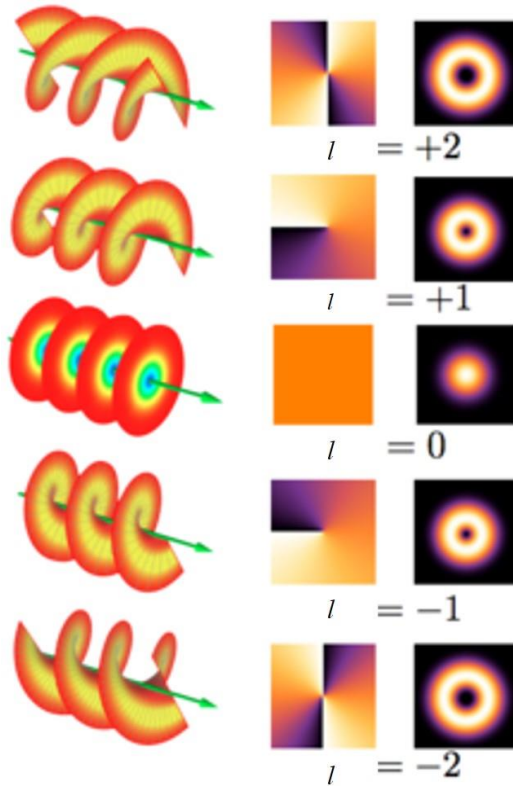


图 1.12 OAM 光束的波前形状、相位分布和强度分布

1.4.2 新型结构光场在光学操控和光学成像中的应用

新型结构光场与光镊技术的结合极大地拓展了光学操控功能，其独特的空间振幅、相位和偏振的分布为光操控提供了更多的自由度。图 1.13 举例给出了几种新型结构光场在光操控中的应用。

图 1.13(a)中 Bessel 光束针形光斑能在轴向不同平面同时捕获多个微粒^[54]，由于其非衍射传播特性，Bessel 光束可用于微粒运输或者长距离捕获；图 1.13(b)为相位涡旋光束对微球的捕获，光束将轨道角动量传递于微粒使其沿环转动^[55]；图 1.13(c-d)为 Airy 光场用于空间微球的弯曲运输和对微粒群实施的“清扫”功能^[56]；使用图 1.13(e)中 3D 空间曲线分布的光场沿着空间曲线对微粒进行捕获和运输^[57]。除此之外，同样是非衍射光束，Mathieu 光束具有更复杂的空间结构，可用于对微粒的空间组装。类似地，IG 光束在焦面附近形成各种形状的光阱可用于微粒复杂结构组装^[5]。综上，新型结构光场极大地拓展光学微操纵的功能和应用。

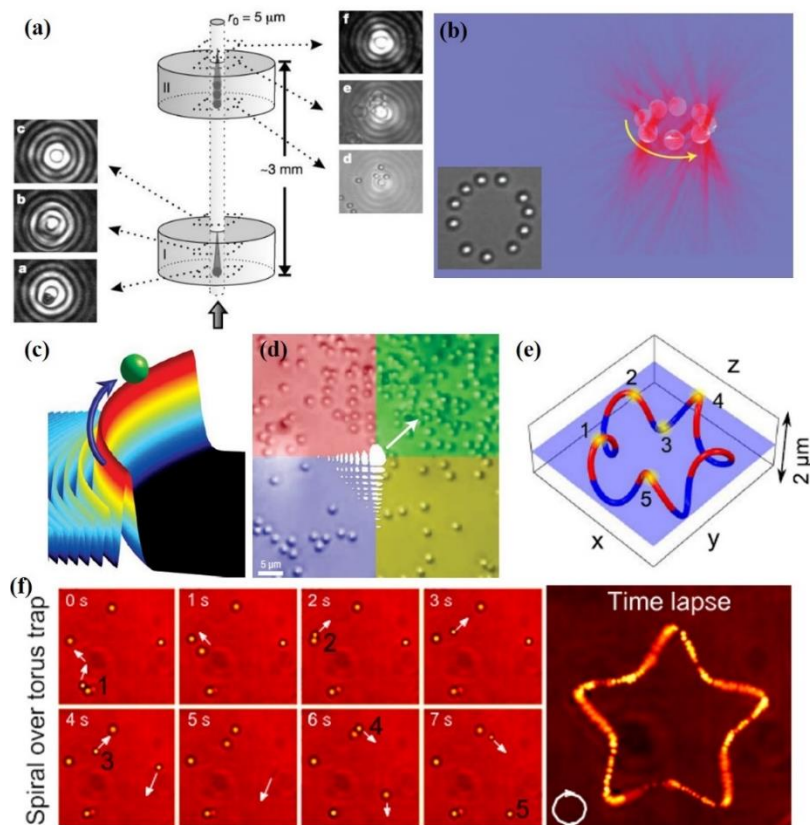


图 1.13 新型结构光场在光操控中的应用

(a) Bessel 光束在多个平面内实现捕获^[54] (b) 微球在光涡旋中发生旋转^[55] (c-d) 艾利光束对微粒的运输和清扫功能^[56] (e-f) 使用 3D 环形螺旋光阱对微粒的操控^[57]

光学捕获的过程中也需要光学成像。随着光学成像技术的发展，人们已经突破显微镜的光学衍射极限，实现了超分辨显微成像。在生命科学中，显微成像技术帮助揭开生物大分子和细胞的生命运动机理。新型结构光场与光学成像技术的结合有望突破现有成像技术瓶颈，促进新的成像技术的发展。

激光片层照明荧光显微术 (Light-Sheet Microscopy, LSM) 是典型的案列。通过选择性平面扫描激发荧光和垂直探测成像, LSM 兼顾空间分辨率、时间分辨率与低光毒性。基于非衍射 Bessel 光束^[58]和 Airy 光束^[59]的 LSM 极大地提高了成像的景深 (Depth of Field, DOF) 和视场(Field of View, FOV)。如图 1.14 (a) 所示, 使用高斯光束和 Bessel 光束对人的皮肤组织进行成像, Bessel 光束在组织中传输更深。2014 年, 诺贝尔奖得主 Betzig 教授采用非衍射光晶格显微成像技术^[60]实现了活细胞超清三维动态成像^[61], 其原理和成像效果如图 1.14 (b-d) 所示。图 1.14 (b) 中展示的是激光片层照明荧光显微术的示意图, 使用结构光场对样品进行单层的平面扫描, 激发荧光和逐层成像。图 1.14 (c) 为显微成像装置的核心部分, 照明物镜和探测物镜垂直放置。图 1.14 (d) 列举了两种成像中使用的结构光, 一种是 Bessel 光束, 另一种是六边形的光晶格光束。图 1.14 (e) 为对老鼠胚胎干细胞的细胞核膜的成像效果, 图 1.14 (f) 为对 HeLa 细胞的内部的成像, 其中紫红色、绿色和黄色荧光分别标记内质网、组织蛋白和线粒体。除了照明光场的强度分布影响成像性能, 偏振分布也影响着成像性能, 例如在对纳米微粒成像和追踪中, 角向偏振光束照明可避免偶极辐射带来的定位误差, 提高定位的精度^[62]。

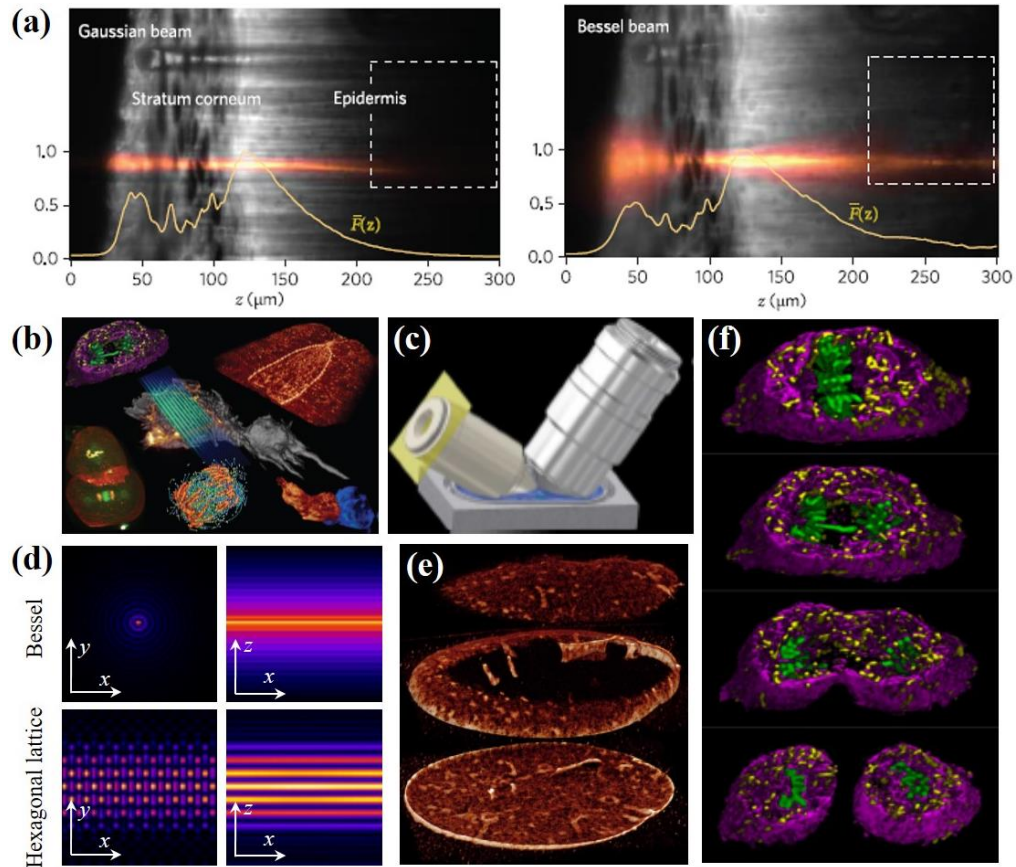


图 1.14 结构光场在成像中的应用

(a) 比较传统高斯光场和 Bessel 光束在皮肤组织中的成像^[58]。(b-f) 结构光场在激光片层照明荧光显微术中的应用^[61]。

1.4.3 新型结构光场在光学通信中的应用

近十年来，新型结构光场在光学通信领域中引发了研究热潮，尤其是 OAM 光束。由于理论上 OAM 模式数的无穷大以及各自之间的正交性，基于 OAM 的模分复用 (Mode Division Multiplexing, MDM) 技术可极大提高通信容量^[63, 64]。2012 年 Alan E. Willner 团队利用轨道角动量编码信息实现了自由空间中太比特量级的数据传输^[65]，图 1.15 展示了 OAM 光束进行通信的示意图。图 1.15 (a) 和 (b) 为 OAM 光束的产生和检测，在平面波的波前上添加一个螺旋相位片生成 OAM 光束，一个 OAM 光束经过一个反向涡旋相位片便又变换为平面波。图 1.15 (c) 为通信过程，在发送端产生多个 OAM 模式进行多通道的信息传输，接收端对所有的 OAM 模式进行检测并识别以实现信息传输。除了 MDM，波分复用 (Wavelength Division Multiplexing, WDM)、时分复用 (Time Division Multiplexing, TDM) 和偏振分复用 (Polarization Division Multiplexing, PDM) 等复

用技术通常被用来提高光通信的容量。在 OAM 的光通信方面，华中科技大学王健课题组开展了系统的研究，包括自由空间中的 OAM 通信^[66]、光纤中的 OAM 通信^[67-69]、水下的 OAM 通信^[70]等。

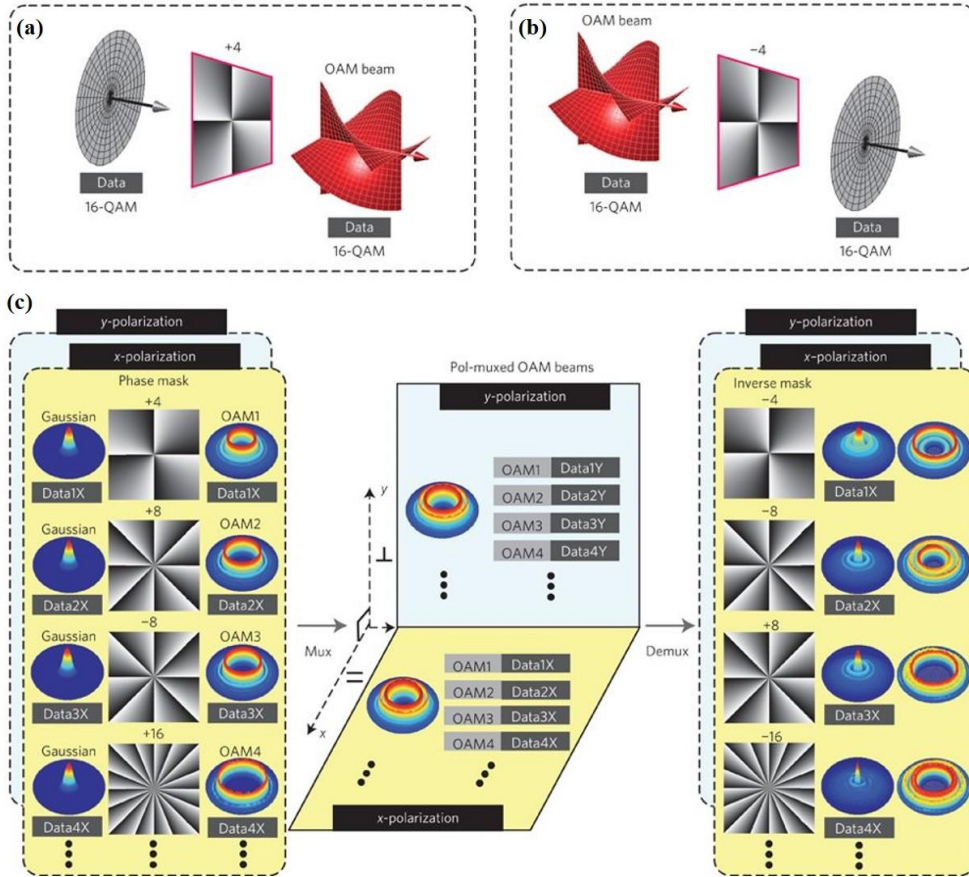


图 1.15 OAM 光束进行通信的示意图^[71]

1.5 本文主要研究内容

本文围绕解决光镊深度捕获遇到的问题，进行了透过复杂介质波前调控技术的研究。绪论主要介绍论文的研究背景。第二章简述基于空间光调制器的光场调制算法，包括数字微镜阵列 (DMD) 和液晶空间光调制器(LCSLM)编码光场的算法。在第三章，我们系统研究了透过散射介质聚焦的几种常用算法，以及透过散射介质聚焦点三维调控和偏振控制方法。为提高光束的穿透能力及拓展光操控功能，我们还研究了具有独特传输特性的新型结构光场。第四章研究了几种新型结构光场及其光捕获应用，我们实验生成了非衍射 Lommel 光束和由高径向阶的 LG 光束构建的环形光晶格，并提出采用光学围栏实现密集环境下单个细胞的光捕获。光散射问题不仅影响着光捕获还是光学通信的一个挑战。第五章介绍散射

介质的波前调制技术在光通信中的应用，我们提出散射矩阵辅助的场恢复技术，在散射的环境中实现了 OAM 光束复用和解复用技术，并实现了包括灰度图和彩色图数字信息的高保真光传输。第六章总结研究进展并展望工作前景。

第 2 章 基于空间光调制器的光场调制

透过复杂介质的波前调制以及新型结构光场的调制的实现都依赖于光场调制器件。对光场精确的编码是利用光调制器进行光场调制的前提条件。有多种光场调制器件能够调制光场的分布和特性。液晶空间光调制器 (LCSLM) 和数字微镜阵列 (DMD) 是两种常用的可编程空间光调制器件, 本论文的实验工作主要依托于这两种光场调制器件完成。本章主要介绍这两种空间光调制器对光场调制的编码算法, 以及对这两种空间光调制器的相差校正和伽马曲线测量方法。

2.1 光场调制器件

波前调制常用的空间光调制器有液晶空间光调制器 (Liquid Crystal Spatial Light Modulator, LCSLM) 和数字微镜阵列 (Digital Micromirror Device, DMD), 二者都是阵列状的调制器件。图 2.1 (a) 为德国 Holoeye 公司的 Pluto 反射型液晶空间光调制器, 其对光束的调制是基于液晶分子对光束的相位延迟, 根据使用方式, 分为反射式和透射式。由于液晶分子是双折射晶体, 其调制相位的本质是对非常光 (e 光) 进行相位调制, 于是要求入射光的偏振方向需平行于液晶分子的光轴方向, 垂直入射时, 调制效率最高。LCSLM 的衍射效率可以达到 60%, 这是 LCSLM 的优点。而 LCSLM 的刷新速率却是其短板, 商用的 LCSLM 切换速率可达 100 Hz。此外, 由于液晶分子对光的相位延迟大小与波长有关, 使用之 LCSLM 之前需要对其进行校准。

DMD 是一种振幅型调制器件, 图 2.1 (b) 为德国 Vialus 公司的 DMD, 它由上百万个微镜阵列构成, 每个微镜都有开、关和静态三种状态, 由微机械 (MEMS) 控制可以进行独立的转动, 一般对应 12° 、 -12° 和 0° 三种反射角度。DMD 的优点是波长响应范围大, 激光耐受功率阈值高, 切换速度快, 目前最快的 DMD 的切换速率可以达到 32 kHz, 对入射光的偏振态没有特殊要求, 缺点是衍射效率低, 在进行复振幅调制时, 能量利用效率约 5%。除了 LCSLM 和 DMD, 目前市面上还有多种空间光场调制器, 比如衍射光学元件 (Diffractive Optical Element, DOE)^[72] 常被用来进行振幅调制、S 玻片和 q 玻片可以进行偏振调制^[73, 74]、螺旋相位片 (Spiral Phase Plate, SPP) 可以进行涡旋相位调制^[75]。

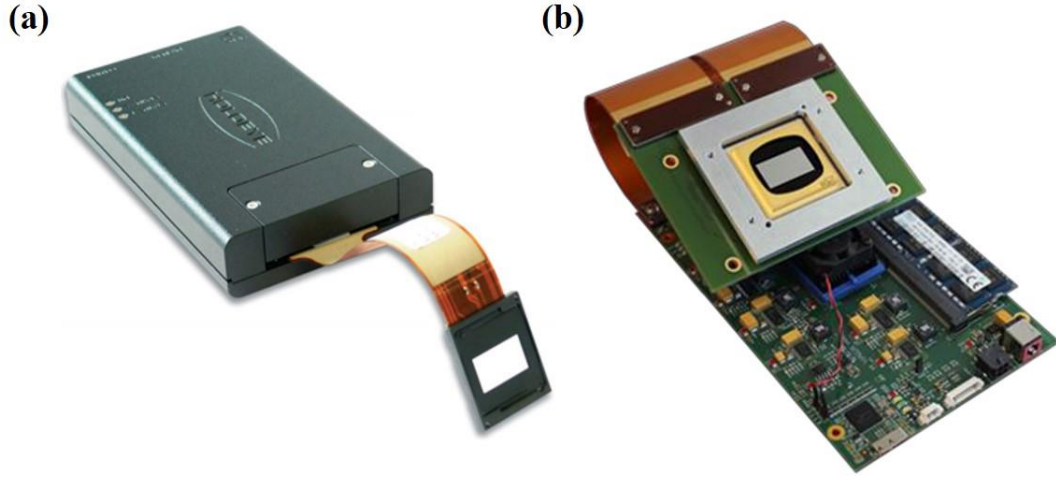


图 2.1 反射型液晶空间光调制器和数字微镜阵列

(a) 德国 Holoeye 公司的 Pluto 反射型液晶空间光调制器 (b) 德国 Vialus 公司的数字微镜阵列

2.2 基于 DMD 复振幅调制的编码算法

DMD 是一种二值化振幅型的空间光调制器，对光场复振幅的调制需要借助二值化全息术。光场的复振幅包括振幅和相位，可表示为

$$s(x, y) = A(x, y) \exp(i\phi(x, y)), \quad (2.1)$$

其中 $A(x, y) \in [0, 1]$ 是归一化的振幅分布， $\phi(x, y) \in [-\pi, \pi]$ 表示光场相位分布。

二值化全息图实际是一种二值化光栅结构。数学上，这种光栅的透过率函数可以写成傅里叶级数的展开形式：

$$T(x, y) = \sum_n \frac{\sin(\pi n q)}{\pi n} \exp[in(2\pi(u_0 x + v_0 y) + 2\pi\delta)], \quad (2.2)$$

其中 (u_0, v_0) 是光栅的空间频率。光栅包含的矩形脉冲宽度为 qT ($q \in [0, 1]$)，周期为 T ($u_0^2 + v_0^2 = 1/T^2$)， $\delta \in [-1/2, 1/2]$ 是光栅中每个结构单元的相对位置。考虑一束单色平面光 U_{in} 照射在二值化光栅上，光栅的一级衍射 ($n=1$) 光场为

$$U_1(x, y) = U_{in} \times \frac{\sin(\pi q)}{\pi} \exp(i2\pi\delta). \quad (2.3)$$

这里需要指出的是，当 DMD 后的所有光学器件与第一衍射级次的光轴共轴时，由入射平面波和光栅倾斜所导致的常数相位可以被忽略，因此使用该方法可准确编码光场的相位。

如果我们设置 q 和 δ 是位置的函数, 当 $q(x, y)$ 和 $\delta(x, y)$ 相对于光栅周期变化的很缓慢时, 结果也仍是准确的。通过设置两个函数如下, 我们可以得到目标光场 $s(x, y)$:

$$q(x, y) = \frac{1}{\pi} \arcsin(A(x, y)), \delta(x, y) = \frac{\phi(x, y)}{2\pi}, \quad (2.4)$$

以上两个函数分别对应目标光场的振幅和相位的分布, 此时, 二值化振幅光栅的一级衍射场便是目标光场的分布。

2.2.1 Lee 方法

常用的二值化计算全息的方法是由 Wai-Hon Lee 于 1979 年提出的, 简称为 Lee 方法, 计算产生的全息图称为 Lee 全息图^[76]。在 Lee 方法中, 二值化振幅光栅的透过率函数为

$$h(x, y) = H[\cos(2\pi(u_0x + v_0y) - 2\pi\delta(x, y)) - \cos(\pi q(x, y))], \quad (2.5)$$

其中 $H(x)$ 是 Heaviside 阶梯函数, 定义为

$$H(x) \equiv \begin{cases} 0 & \text{if } x < 0 \\ 1 & \text{if } x \geq 0 \end{cases}. \quad (2.6)$$

根据公式(2.4)-(2.6)计算得到的二值化全息图可用于调制光场复振幅。

Lee 方法中, 使用偏差函数 $\cos(\pi q(x, y))$ 引入振幅调制, 再用一个固定的阈值对连续分布的全息图进行二值化的强行截断。然而, 这种截断方法在二值化过程中引入了很大的误差, 特别是在边界处。

2.2.2 优化的 Lee 方法

Lee 方法利用固定阈值进行二值化引入了误差, 为了减小这些误差, 我们引入误差扩散算法进行二值化^[77]。利用计算全息调制复杂光场需要生成一个连续的全息图, 其透过率函数为

$$h(x, y) = A(x, y) \cos(2\pi(u_0x + v_0y) - 2\pi\delta(x, y)). \quad (2.7)$$

误差扩散算法起初是用于进行数字图像处理, 目前有很多成熟的算法, 我们使用的误差扩散算法是由贝尔实验室 J F Jarvis 等提出的最小平均误差算法^[78]。我们采用的算法流程如图 2.2 (a-c) 所示。算法首先需要对灰度全息图进行归一

化, 如图 2.2 (a) 所示, 蓝色的像素是正在处理的对象, 白色的像素是即将被处理的对象。我们对蓝色像素进行二值化, 如图 2.2 (b) 所示, 采用固定阈值 (大多数情况下为 0.5), 比阈值大则令它为 1, 否则为 0。二值化产生的误差扩散至相邻四个像素 (白色像素), 扩散权重因子为 α, β, γ 和 θ , 所有权重系数之和为 1。像素处理的方向遵从先左后右、先上后下的原则。由此, 每次量化误差被转移到相邻像素, 相邻的像素值得到更新, 但不影响已处理的像素。如果有一些像素值向下取整, 那么周围像素向上取整的可能性更大, 平均而言, 总体误差接近于零。如图 2.2 (c) 所示, 每个像素处理时误差会被扩散至相邻的 12 个像素, 它们的权重因子分别标记在其像素的空白处。如图 2.2 (d), 图中的叉型光栅全息图可用于产生拓扑荷为 1 的相位涡旋, 其对应的空间频谱强度分布如图 2.2(g) 所示。Lee 方法计算得到的二值化全息图如图 2.2 (e) 所示, 和灰度全息图相比, Lee 全息图中干涉条纹边界处出现了跃变情形, 从而导致其空间频谱强度图上产生较大的误差 (图 2.2 (h))。此外, 在频谱的一级衍射级次位置, 也可以观察到角向强度分布的不连续性, 这些误差无疑会降低光场的调制精度。优化的 Lee 方法得到的二值化全息图如图 2.2 (f) 所示, 其频谱面上的强度分布如图 2.2 (i) 所示。相比于 Lee 方法, 优化的 Lee 全息图的频谱分布更加平缓, 更接近目标光场的空间频谱强度分布。Lee 全息图对应的频谱分布还存在其它无用的衍射级次 (如图 2.2 (h) 中右下角虚线框中的强度分布), 而优化的全息图不存在这个问题。

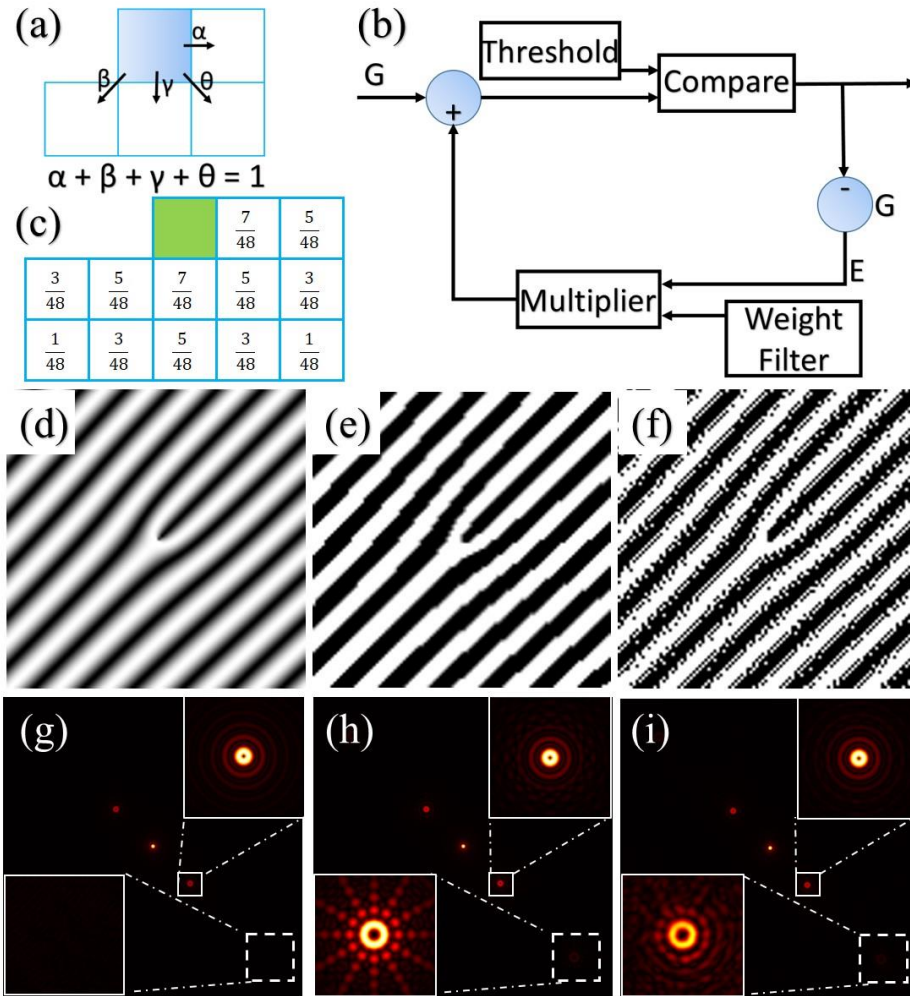


图 2.2 误差扩散算法优化后的 Lee 方法的原理及其优化效果

(a-c) 误差扩散算法的原理 (d-f) 分别为目标全息图、Lee 全息图和优化的 Lee 全息图 (g-i) 分别为以上三个全息图所对应的频谱面上的强度分布。

1) 模拟验证

我们首先模拟计算了产生 LG 和 Bessel 光束的二值化振幅图，比较了 Lee 方法和优化的 Lee 方法的编码效果。图 2.3 和图 2.4 分别为 LG_1^1 和 Bessel 光束（拓扑荷为 1）的模拟结果。由图 2.3 (d) 和 (g) 可知，优化后的 Lee 方法编码的图案更加精细，相应的编码的振幅和相位也更接近理论分布，尤其是减小了光束角向分布上的跃变，同样的结论也可以从图 2.4 中得出。

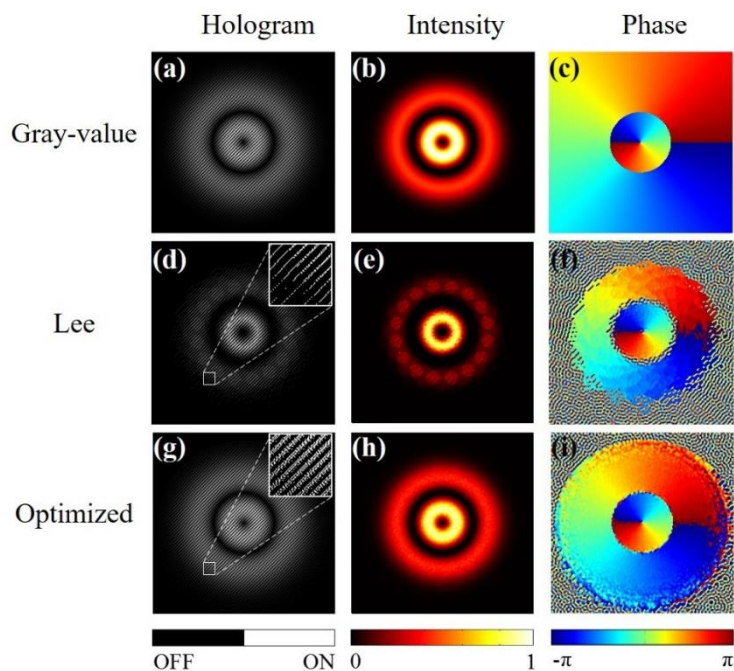


图 2.3 生成 LG 光束的模拟结果

(a, d, g) 编码 LG_1^1 光束的理论灰度振幅图和二值化的振幅图 (b, c) 理论上 LG_1^1 光束的振幅和相位分布 (e, h) 两幅二值化振幅图所编码产生光束的归一化强度分布 (f, i) 两幅二值化振幅图所编码产生光束的相位分布

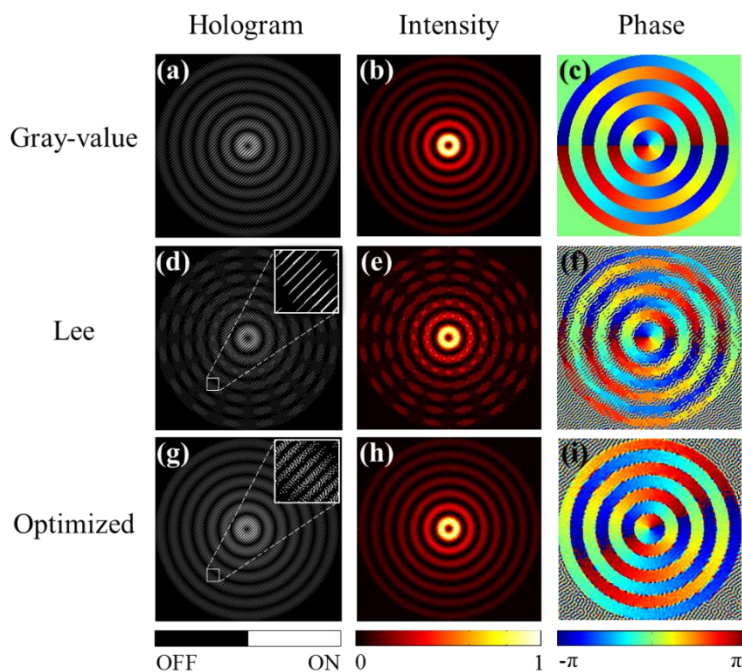


图 2.4 对生成 Bessel 光束 (拓扑荷为 1) 的模拟结果

(a, d, g) 编码 Bessel 光束的理论灰度振幅图和二值化的振幅图 (b, c) 理论上 Bessel 光束的振幅和相位分布 (e, h) 两幅二值化振幅图所编码产生光束的归一化强度分布 (f, i) 两幅二值化振幅图所编码产生光束的相位分布

为了定量分析两种方法的调制精度,我们进一步计算了所调制光场的保真度。保真度定义为 $F = |E_{\text{target}}^* E_{\text{obtained}}|^2$, 其中 E_{target} 表示目标光场, E_{obtained} 表示调制得到的光场, *是复共轭的运算符号。使用 Lee 方法和优化的 Lee 方法, 我们编码了不同参数的 LG 模式、Bessel 模式以及 ANG 光束并且计算了它们的保真度, 具体数值见表格 2.1。结果表明, 对于我们所有测试的 OAM 光束, 优化的 Lee 方法的保真度达到 0.985, 高于传统 Lee 方法的保真度 0.955, 可见优化的 Lee 方法减小了光场编码的误差。

表 2.1 计算两种编码方法生成光束的保真度

| LG mode | | | | | | |
|----------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Parameter (l, p) | (1, 0) | (1, 1) | (1, 2) | (1, 3) | (1, 4) | (1, 5) |
| Lee | 0.9686 | 0.9616 | 0.9525 | 0.9410 | 0.9356 | 0.9314 |
| Error Diffusion | 0.9950 | 0.9930 | 0.9905 | 0.9878 | 0.9859 | 0.9840 |
| Bessel mode | | | | | | |
| Parameter l | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Lee | 0.9294 | 0.9505 | 0.9634 | 0.9674 | 0.9736 | 0.9763 |
| Error Diffusion | 0.9854 | 0.9866 | 0.9911 | 0.9894 | 0.9933 | 0.9909 |
| ANG mode | | | | | | |
| Parameter N_l | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Lee | 0.9737 | 0.9637 | 0.9430 | 0.9165 | 0.8883 | 0.8598 |
| Error Diffusion | 0.9931 | 0.9909 | 0.9886 | 0.9863 | 0.9840 | 0.9814 |

2) 实验研究

实验上,我们比较了两种编码算法对涡旋光束的生成效果,实验装置如图 2.5 (a)所示。激光器(EW-250B, Eachwave Scientific Instrument)的波长为 632.8nm, 出射光束为 TEM₀₀ 模式。激光器出射的光束首先被扩束后以 24° 入射角照射在 DMD (ALP4395, Vialux) 上, DMD 反射的光束经过 4f 系统后被相机采集, 为了滤出有效的一级光, 一个小孔放置在频谱平面上进行滤波。为检测光场的相位分布, 我们使用一束平面参考光和所生成的光束干涉, 使用相移的方法把相位测量出来。首先我们生成了拓扑荷为 1 的纯涡旋光束, 其理论相位分布如图 2.5(b) 所示。使用 Lee 方法和优化的 Lee 方法编码出的光场强度图案分别如图 2.5 (c) 和 2.5 (d) 所示, 从两个图案中可以看出 Lee 全息图的不精确性导致了生成的强度图案上存在很多沿径向的条纹, 而优化的 Lee 全息图不存在这个问题。

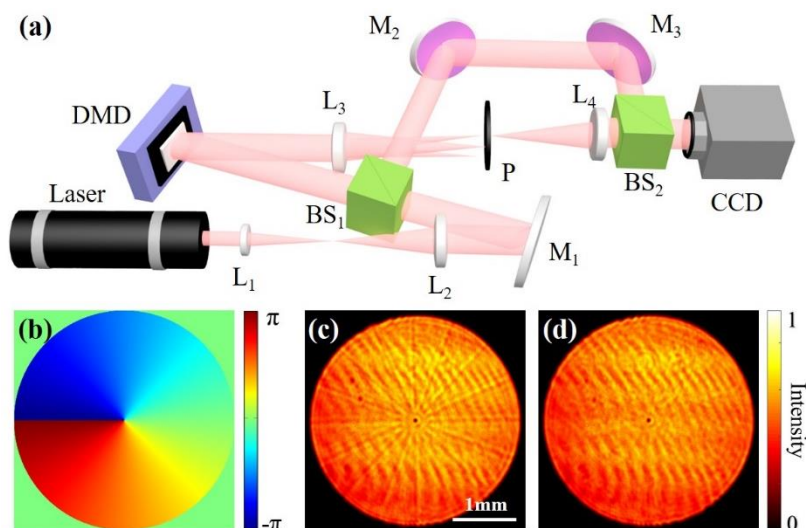


图 2.5 用 Lee 方法和优化的 Lee 方法生成 OAM 光束

(a) 实验装置。L: 透镜; M: 反射镜; BS: 分束器; P: 小孔 (b) 目标光场的相位分布 (拓扑荷为 1 的纯涡旋光束) (c, d) 分别为 Lee 方法和优化的 Lee 方法生成纯涡旋光束的强度分布

进一步,我们还比较了 LG 光束和 Bessel 光束实验调制效果,如图 2.6 所示。同样, Lee 全息图会使得光场的强度分布上产生角向的跃变,而优化的 Lee 全息图产生的强度分布则更加连续,更加接近理论上的强度分布。相位测量结果证明,优化的 Lee 全息图编码的光场的相位也更精确,尤其是相位的突变交界处和理论比较接近。

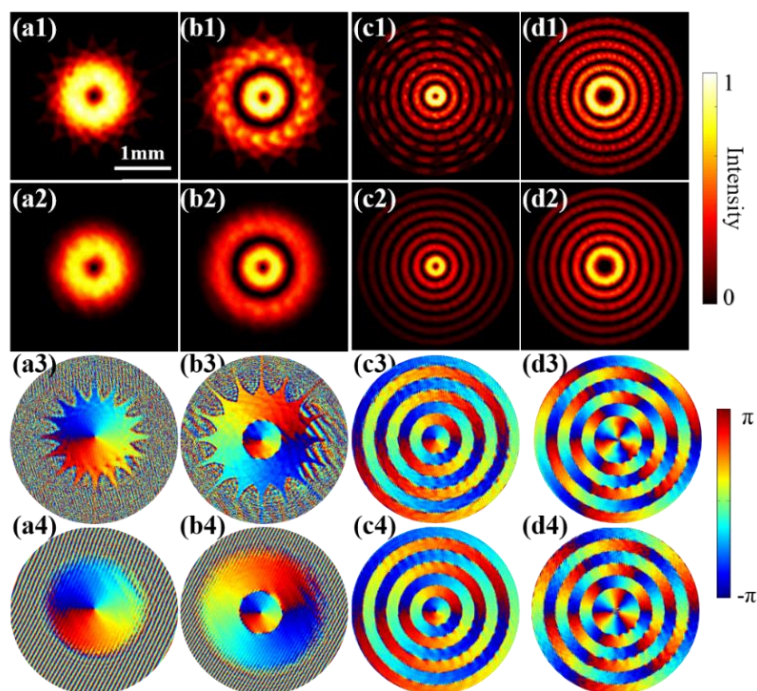


图 2.6 两种方法实验生成光场效果的比较

图中四列分别为 LG_1^0 和 LG_1^1 模式、拓扑荷为 1 和 3 的 Bessel 模式。第一、二行中的光场分别为采用 Lee 方法和优化的 Lee 方法生成光束的强度分布，第三、四行分别是上两行光场对应的相位分布。

2.2.3 超像素方法

超像素方法是 DMD 编码复振幅场时常用的另一种方法，相比于 Lee 全息方法，超像素方法减小了编码的误差。它是 2014 年由荷兰 Twente 大学的 SA.Goorden 等^[79]提出来的。其原理是把 DMD 上临近的微镜组合成一个正方形的超像素，并且通过傅里叶平面低通滤波在成像面生成目标光场。每个超像素都可独立调制光束的振幅和相位。

和 Lee 方法以及优化的 Lee 方法类似，DMD 对于光场复振幅的调制都是基于 $4f$ 系统和傅里叶平面的低通滤波。如图 2.7 (a) 所示， $4f$ 系统有 3 个重要的平面，一个是 DMD 平面，DMD 被均分成了多个超像素，每个超像素都由 $n \times n$ 个微镜组成；第二个是透镜的后焦面，即傅里叶平面，在此平面一个小孔被用于空间滤波，选择出目标光场所在的级次并滤掉 DMD 高阶衍射级次；第三个是第二个透镜的后焦面，即成像面。两个透镜不共轴放置，这是为了让每个超像素中的微镜在成像面上的相位延迟与微镜位置相关，使得相位变化均分在 $[0, 2\pi]$ 之间。成像面上单个像素的图像是模糊的，并且存在较大的空间重叠。一个超像素在成像平面上的响应是各个单独像素的响应之和。

如图 2.7 (b) 所示，对于由 $n \times n$ 个微镜组成的超像素，小孔滤波器和 0 级衍射光的相对位置为 $(x, y) = (-a, na)$ ，其中 $a = -\lambda f / (n^2 d)$ ， λ 为激光波长， f 为第一个透镜的焦距， d 为微镜间距。空间滤波的位置使得每个超像素中相邻微镜像素元在目标平面上 x 方向上的相位响应间隔为 $2\pi / n^2$ ， y 方向上的相位响应间隔为 $2\pi / n$ 。这样，由 n^2 个微镜像素组成的超像素在目标平面上的响应均匀分布在复平面的圆上。图 2.7 (c-d) 是 $n=4$ 时目标平面相位响应的分布。一个超像素中的所有像素单元在目标平面上的相位响应如图 2.7 (c) 所示，在 x 和 y 方向上的相位间隔分别为 $\pi/8$ 和 $\pi/2$ ，这 16 个像素在目标平面的相位响应如图 2.7 (d) 所示。根据上述原理，超像素方法可控制输出光场的相位。例如，图 2.7 (c) 中 3 个绿色的像素（相位响应分别为 0 ， $\pi/8$ 和 $6\pi/8$ ）打开，其它像素保持关闭。该超像素在目标平面产生的光场 $E_{superpixel}$ 大约等于图 2.7 (d) 中三个相位点（绿色）矢量和。

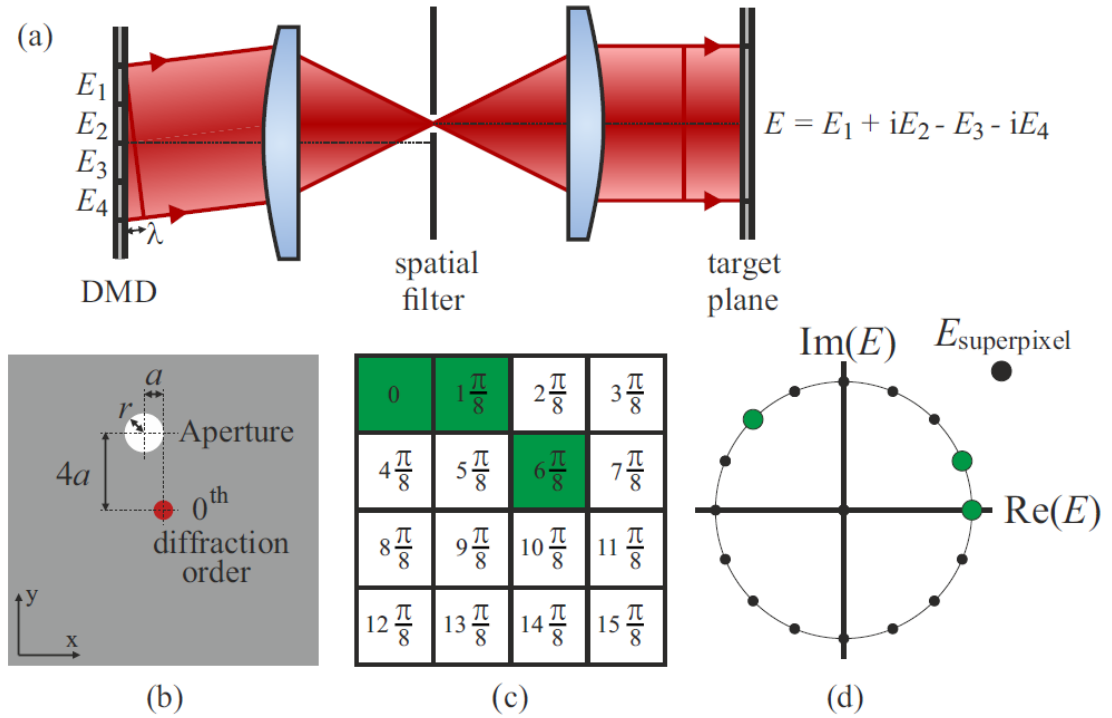


图 2.7 超像素方法的原理图^[79]

每个像素都可以独立的开关，所有的像素组合对应的目标场如图 2.8 所示。
 (a) 和 (b) 图分别为 $n=3$ 和 $n=4$ 时单个超像素在目标平面上可生成的复振幅的分布。对于 $n=3$ ，目标平面可以调制出 343 种复振幅分布，而 $n=4$ 时目标平面有 6561 种分布，这为任意光场复振幅的精确调制奠定了基础。 n 越大调制越精确，但也会增加计算量，减慢光场编码的速度。

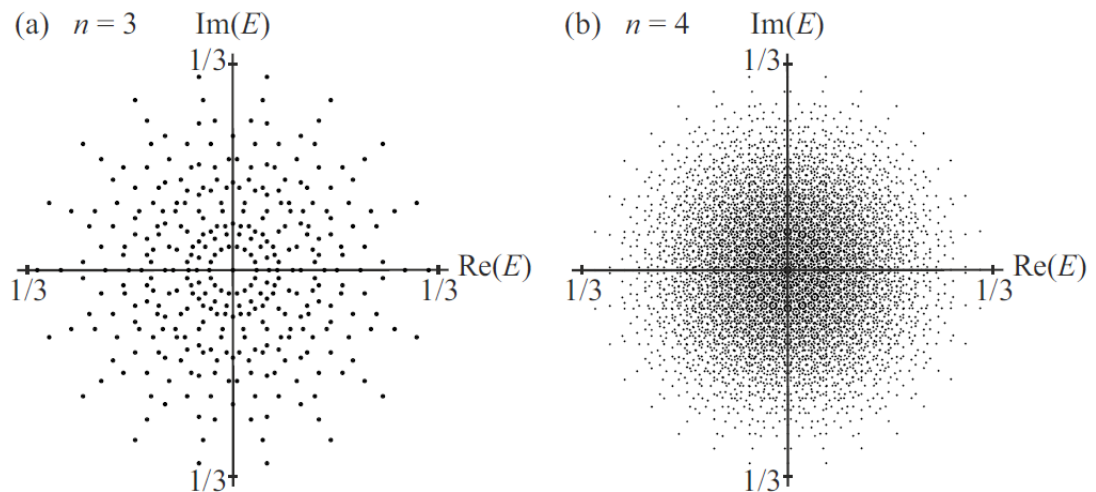


图 2.8 单个超像素在目标平面上的复光场分布^[79]

2.2.4 DMD 相差校正

DMD 芯片由上百万个微镜单元组成，由于机械加工和安装误差，DMD 表面有相位差分布。因此，为了保证所编码光场的精确性，使用 DMD 之前需要进行相差校正。我们采用四步相移干涉的方法进行相差校正，实验装置如图 2.5 (a) 所示。我们在目标平面调制产生一个平面波（波面上的所有点等振幅等相位）。图 2.9 (a) 展示了相差校正前 DMD 生成的平面波和参考光的干涉图案。虽然我们编码的是一个平面波，相位应该是均匀分布的，但由于 DMD 相差的存在，干涉图案发生了扭曲畸变。通过对 DMD 上每个像素的相位进行四步相移 (0 、 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$)，并顺序加载四幅二值化的振幅图，用相机记录对应的干涉图案，我们计算得到 DMD 的相差分布，如图 2.9 (b) 所示。扣除相差之后，我们再编码一个平面波，与参考光的干涉图如图 2.9 (c) 所示，干涉图变得很平整（注意细条纹可能是由相机的表面玻璃引起的干涉，这里的校正相差消除的是 (a) 图中粗的黑白分布的条纹），说明 DMD 的相差被精确地测量出来。

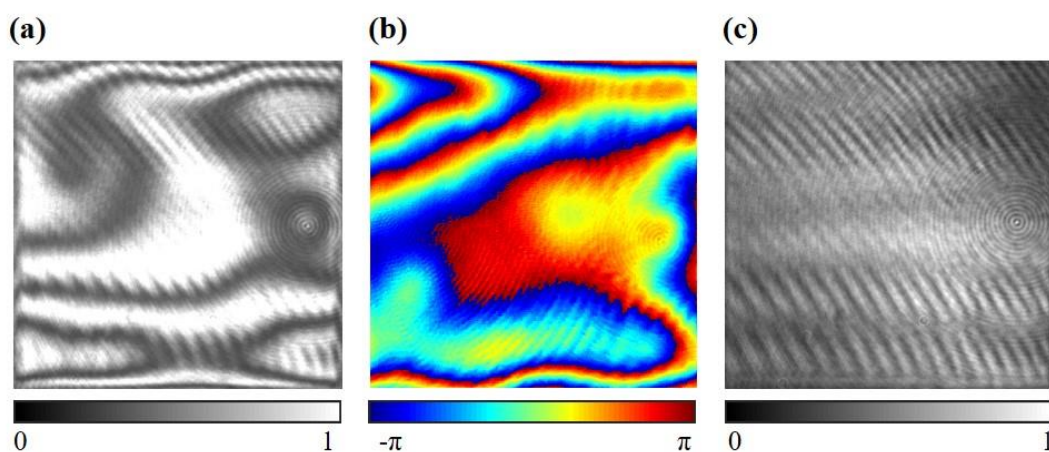


图 2.8 DMD 相差的校正

2.3 基于 LCSLM 的光场纯相位调制及伽马曲线的矫正

LCSLM 调制光场相位是基于液晶分子对波长的相位延迟。液晶分子是一种双折射晶体，在电压的驱动下会发生转动，光束经液晶分子的相位延迟随着转动角度变化，LCSLM 在直接调制光场的相位时具有较高的调制效率，因此应用得比较广泛。

本论文相关工作采用了纯相位调制的方法。此方法适用于纯相位分布的光束，需要把目标光场的相位分布转化为 LCSLM 上加载的灰度图。尖端光束是纯相位分布的光束^[80]，我们实验上使用 LCSLM 研究了该光束的生成效果。图 2.9 为我们模拟和实验用的纯相位调制的方法生成的多边尖端光束的强度分布，二者非常

吻合，证明了 LCSLM 的光场调制能力。

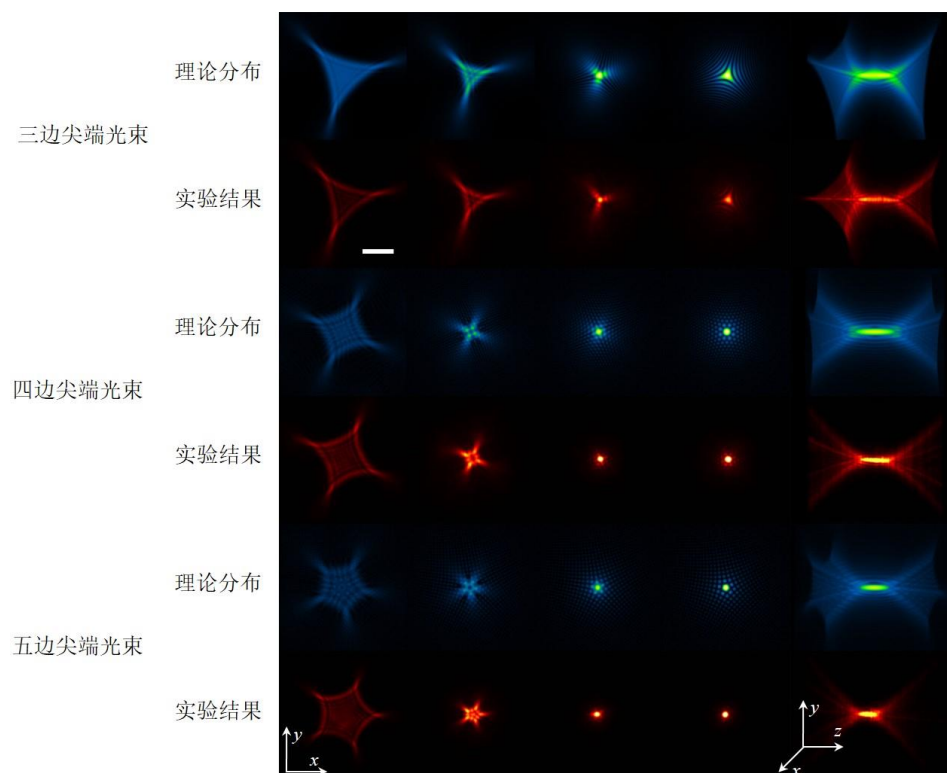


图 2.9 尖端光束的强度分布

加载在 LCSLM 上的相位图是灰度型，灰度值和相位延迟之间的响应曲线与波长相关，该曲线称为伽马曲线。为了精确的调制相位，针对某特定波长的入射光束，使用 LCSLM 调制光场之前要进行伽马曲线的校准。

校准光路如下图 2.10 (a) 所示，LCSLM 靶面被均分为两个部分： V_1 和 V_2 。测量过程中保持 V_1 的灰度值一直为 0， V_2 的灰度值从 0 到 255 依次变化。入射光束也被均分为两部分，分别入射 LCSLM 的 V_1 和 V_2 部分，经过 V_1 和 V_2 两个区域的相位调制之后，两个调制光束经一个透镜会聚合束。相机记录二者的干涉条纹强度随着灰度变化曲线。图 2.10 (b) 为我们使用 Holoeye 公司的校准软件测量的干涉条纹。

实验中采用的 SLM 是个高延迟型，相移范围在 $[0, 6\pi]$ ，测出的条纹相移如图 2.10 (c) 中上图所示。经过校正，LCSLM 对 532nm 波长的激光相位响应被控制在 $0-2\pi$ 之间。伽马曲线校正后，0-255 灰度和 0 灰度的干涉相移如图 2.10(c) 中下图所示。经过校正和线性归一化后，0-255 灰度与相位响应 ($[0, 2\pi]$) 之间的伽马曲线如图 2.10 (d) 所示。使用 LCSLM 前把校正后的伽马曲线作为一个查找表 (Look-up table) 写入到 LCSLM 的硬件中，之后便可以正常使用 LCSLM

了。

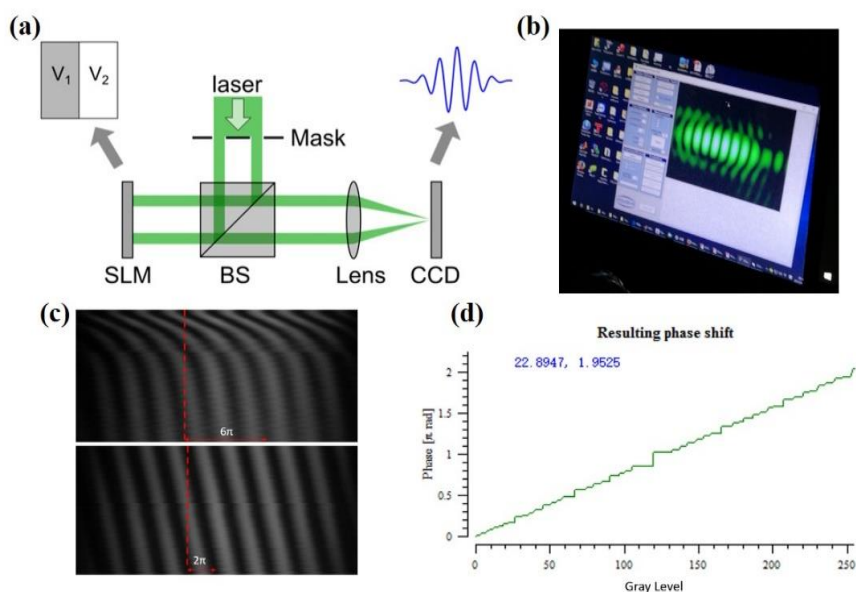


图 2.10 LCSLM 的伽马曲线校正

(a) 校正实验光路 (b) V_1 和 V_2 两区域的干涉条纹 (c) 干涉相移 (d) 校正后的伽马曲线 (出自网 <http://wavefrontshaping.net/index.php/component/content/article/57-community/tutorials/spatial-lights-modulators-slms>)

2.4 本章小结

对空间光调制器件编码算法及器件使用的研究是我们进行光场调制的前提条件。本章介绍了 DMD 和 LCSLM 两种调制器件进行光场调制的编码算法，其中 DMD 进行复振幅调制的算法有 Lee 方法和优化的 Lee 方法，本文提出的优化的 Lee 方法，提高涡旋光束的保真度到 0.985，此外还介绍了高精度编码的超像素算法。对于 LCSLM 的光场调制，我们介绍了纯相位调制。针对 DMD 和 LCSLM 的使用，我们还研究了 DMD 的相差测量方法和 LCSLM 伽马曲线的校正方法。本章的研究工作为我们在实验上透过散射介质的波前调制工作和新型结构光场的研究奠定了基础。

第3章 透过散射介质的光聚焦

光镊在对活体动物内细胞进行捕获的过程中,由于光束要穿过动物的皮下组织,组织折射率分布的不均匀性使得激光在组织内传输的过程中会发生散射,从而扰乱入射光的波前分布,阻碍光束穿过厚的生物组织聚焦形成光阱。光镊的主动三维操控依托于聚集点的三维移动,除了聚焦点的强度,聚焦点的偏振态对光捕获中的操控形式也有很大的影响,比如圆偏振光可以使被捕获的双折射微粒发生自转运动^[9]。除了光捕获^[40]之外,研究透过散射介质聚焦对于深度组织内生物医学成像^[81-85]等都具有重要意义。通过调制入射光场的复振幅分布,可以使得穿过散射介质后不同方向的光束在目标点处发生相长干涉,实现聚焦。透过散射介质波前调制的方法主要有基于反馈的迭代优化算法^[86]、传输矩阵(Transmission Matrix, TM)算法^[31]和光学相位共轭方法^[32](Optical Phase Conjugation, OPC)等,本章首先介绍了这三种方法。基于第二章中空间光调制器的光场调制技术,本章研究了对散射介质后聚集点进行三维控制的方法,除了调制聚焦点的强度,本章还研究了对聚焦点偏振态的控制方法。

3.1 迭代优化算法

近十年来,多种迭代算法^[86]被相继提出。在迭代算法中,探测器探测目标点的强度并作为反馈信号,用优化算法逐步优化输入光场的波前分布。在一个散射系统中,散射过程可以看做是线性的,输入平面和输出平面化分为很多个很小的面元,每个面元对应一个模式,输入模式和输出模式的个数分别设置为 N 和 M ,穿过散射介质时,光的传播可以用一个 $M \times N$ 的传输矩阵描述,该传输矩阵符合二维随机的高斯分布。矩阵元 t_{mn} 表示的是第 n 个输入模式对第 m 个输出模式场的响应,输出场的复振幅是所有输入模式的复振幅被散射后的线性叠加,即:

$$E_m = \sum_n^N t_{mn} A_n e^{i\phi_n}, \quad (3.1)$$

其中 E_m 是第 m 个输出模式的复振幅, A_n 和 ϕ_n 分别是第 n 个输入模式的振幅和相位,假设入射光束在所有的输入模式上强度均匀分布,则 $A_n = 1/\sqrt{N}$ 。近十几年来,阶梯顺序算法(Stepwise Sequential Algorithm, SSA)、连续顺序算法

(Continuous Sequential Algorithm, CSA)、分区算法 (Partitioning Algorithm, PA)^[30]和遗传算法 (Genetic Algorithm, GA) 等多种迭代算法^[30, 35, 37, 38, 86]被用来优化输入波前。

用迭代算法进行特定输出模式强度的优化时, 评价函数定义为目标输出模式 m 的强度值:

$$I_m = \frac{1}{N} \left| \sum_n^N t_{mn} A_n e^{i\phi_n} \right|. \quad (3.2)$$

通常, 在输出平面特定位置的聚焦点的增强倍数 (Enhancement) 定义为

$$\eta \equiv \frac{I_m}{\langle I_0 \rangle}, \quad (3.3)$$

其中, $\langle I_0 \rangle$ 为优化前的平均散斑强度, I_m 为优化后目标点的强度值。

除了 η 之外, 还有一个参数常用来衡量聚焦点的会聚效果, 即为聚焦点强度峰值和优化后图案的平均背景强度之比 (Peak to Background Ratio), 简称为 PBR。

3.1.1 SSA、CSA 和 PA 算法

如图 3.1 (a) 所示, SSA 算法在每次迭代中只调制一个输入模式, 被调制的输入模式的相位经过多次相移从 0 变到 2π , 将目标会聚点强度调制到最大时的相位存储下来, 这样依次优化所有的输入模式, 最终得到所有输入模式对应的最优相位。相比于 SSA 算法, CSA 算法在每次优化完单个输入模式之后, 该输入模式便保持最优的相位值继而进入下一个输入模式的优化过程, 如图 3.1 (b) 所示。CSA 相比于 SSA 的优点是信噪比随着迭代次数的增加而增加。这两种算法每次只改变一个输入模式的相位, 由于单个输入模式只占输入波前的一小部分, 因此信噪比很低。相比与 CSA 和 SSA, PA 算法可以同时改变多个输入模式的相位, 如图 3.1 (c) 所示。PA 算法首先把所有的输入模式随机地均分两部分, 固定其中的一部分, 另一部分的相位值在 0 到 2π 之间进行循环, 从而使目标点的强度达到最大值。该方法可以增加信噪比, 从而提高初始收敛速度, 然而, 随着迭代次数增加, PA 收敛的速度减慢, 比 CSA 更慢地接近理论最大值。

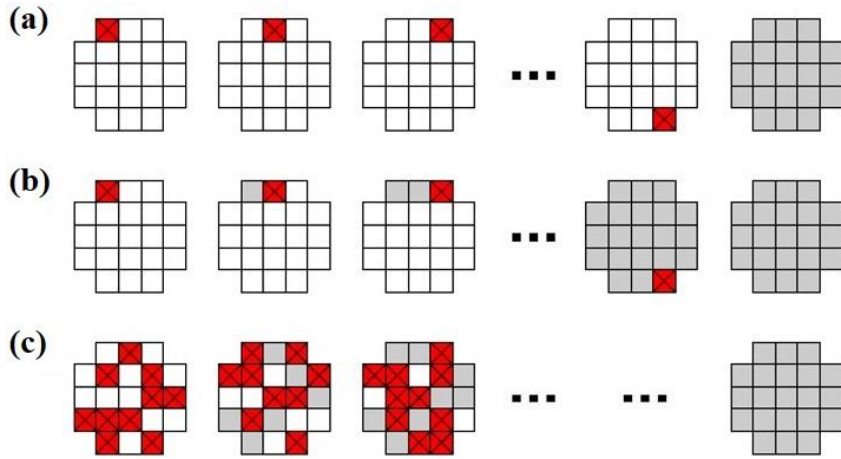


图 3.1 三种优化算法的原理^[30]
 (a) SSA 算法 (b) CSA 算法 (c) PA 算法

3.1.2 遗传算法

GA 算法是一种利用自然进化的原则演变出最优解的算法^[33]。GA 比较适用于大规模的优化问题，因此，应用 N 个输入模式得到一个聚焦点时有很大的优势。利用 GA 算法穿过复杂介质生成聚焦点的流程图如图 3.2 所示。首先，产生最初的相位图种群，每一张相位图中的输入模式的相位都是随机生成的（范围在 0 到 2π 之间）。相位图的种群确定之后，先计算每一个相位图所对应的评价函数。其中，评价函数是输出面上目标会聚点的强度。根据计算得到的评价函数，对相位图种群排序，评价函数越大，相位图越靠前。然后，通过繁衍和变异过程对相位图进行迭代优化。从排好序的相位图种群中选择一对父辈和母辈的相位图，排在越靠前的相位图被选中的机率越大，通过一个随机分布的二值化的基因交换模版 T ，父母辈的相位图通过基因交换产生子代。随后，子代相位图通过任意地改变某些输入模式的相位值以进行基因变异。为了防止过多的优化好的输入模式变异，随着繁衍代数的增多，相位接近最优解，变异率 R 逐渐下降。 R 由公式 $R = (R_0 - R_{end}) * \exp(-n / \lambda) + R_{end}$ 决定， R_0 为最初的变异率， R_{end} 为最后的变异率， n 为测量的次数， λ 是衰减系数。计算得到子代的评价函数，并且将子代的相位图也参与到相位图种群的排序。如此不断产生新的种群，经过多次的繁衍和变异，评价函数将不断提高。在达到一定的次数之后，评价函数慢慢收敛并达到一定的阈值。

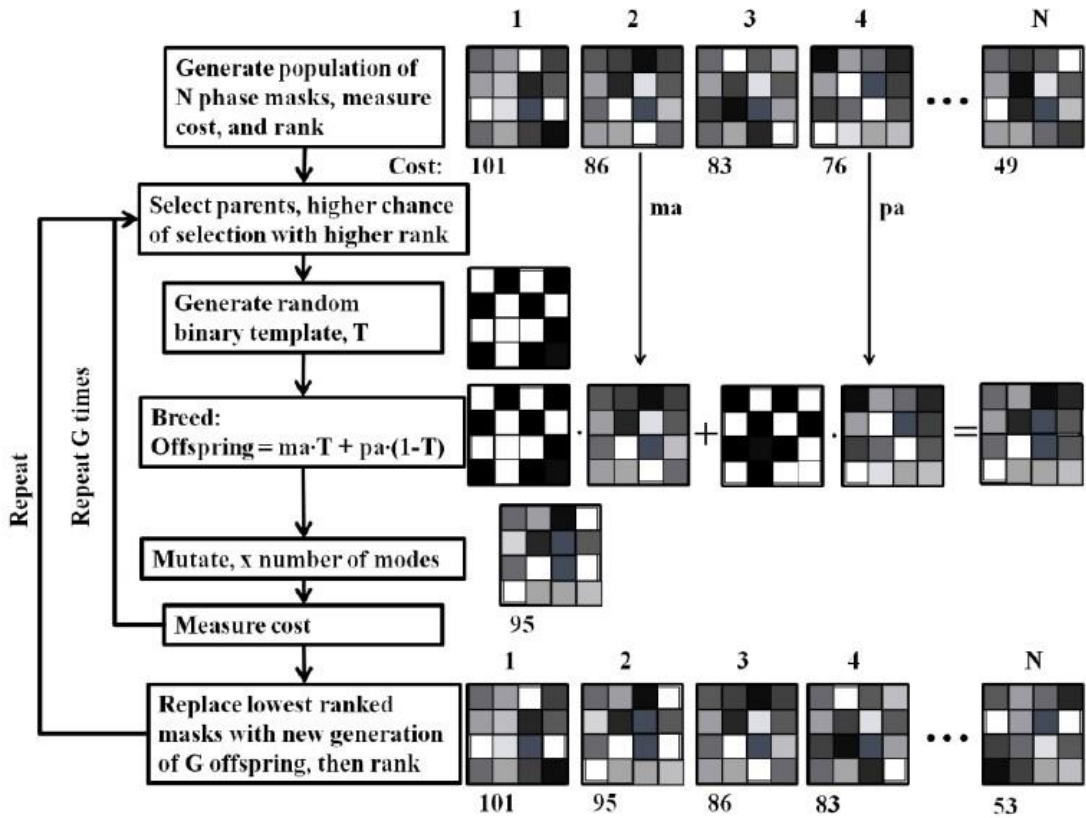


图 3.2 GA 算法的流程图^[33]

3.1.3 蝙蝠算法

为了透过散射介质实现更强的聚焦点，我们首次将蝙蝠算法 (Bat Algorithm, BA) 应用在透过散射介质的光聚焦的研究上。BA 是一种新的元启发式算法，其原理是基于蝙蝠的回声定位行为^[87]。BA 在优化、分类、图像处理、特征选择、调度、数据挖掘等研究领域应用较多^[88-90]。

在 BA 中，最初产生一群蝙蝠。每只蝙蝠都会发出一种非常大的声音脉冲(回声定位)，并监听从周围物体反射回来的回声。它们的信号带宽随物种的不同而变化，并使用谐波来增加。每只蝙蝠所在的位置 x_i 、飞行的速度 v_i 、频率 f_i 、波长 λ_i 和响度 A_0 都是可变量。

BA 的流程图如图 3.3 所示。在透过散射介质实现点会聚的研究中，我们最初设置的虚拟蝙蝠的种群数量为 Pop。蝙蝠的位置用相位图来表示。在每幅相位图中，所有模式的相位值是从准随机分布的值里产生的。在相位图的种群被确定之后，依次测量每幅相位图的评价函数。其中评价函数是输出平面上目标点的强度。

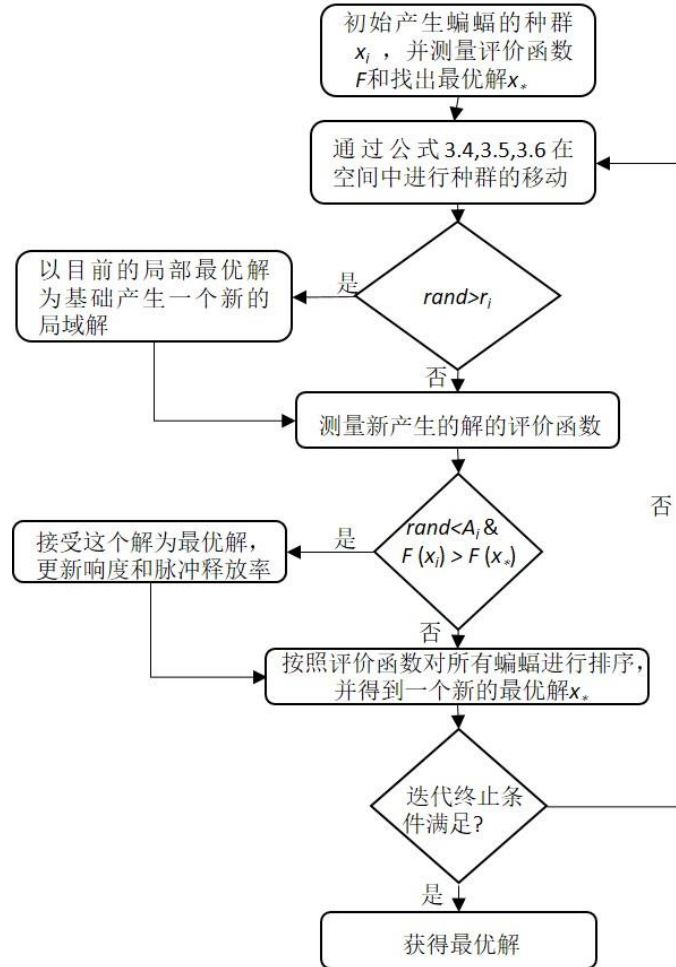


图 3.3 BA 的流程图

在模拟过程中,按照以下规则在 N 维空间里寻找位置 x_i 和速度 v_i 的最优值。在第 t 次迭代中, x_i^t 和 v_i^t 的新的解通过以下公式计算:

$$f_i = f_{min} + (f_{max} - f_{min})\beta, \quad (3.4)$$

$$v_i^t = v_i^{t-1} + (x_i^{t-1} - x_*)f_i, \quad (3.5)$$

$$x_i^t = x_i^{t-1} + v_i^t, \quad (3.6)$$

其中 $\beta \in [0,1]$ 是任意数。在每次迭代、比较所有蝙蝠的评价函数之后,我们确定了目前的全局最优解 x_* 。由于 $\lambda_i f_i$ 是速度的增量,通过改变 λ_i 和 f_i 中的其中一个来调整速度的大小。固定 $f_{min}=0, f_{max}=2$ 不变,每只蝙蝠的初始频率是在 $[f_{min}, f_{max}]$ 中随机选取的。对于局域寻找步骤,基于目前最优解,每只蝙蝠进行任意的行走并创造出新的解:

$$x_{new} = x_{old} + \varepsilon A^t, \quad (3.7)$$

其中, $\varepsilon \in [-1,1]$ 为任意数, A^t 是在第 t 次迭代中的平均响度。当蝙蝠越接近目标时响度下降和脉冲频率 r_i 增加:

$$A_i^{t+1} = \alpha A^t, \quad (3.8)$$

$$r_i^{t+1} = r_i^0 [1 - \exp(-\gamma t)], \quad (3.9)$$

其中 α 和 γ 是常数。在算法的第一步中, 释放率 $\gamma_i(0)$ 和响度 $A_i(0)$ 通常是随机选取的。为简单起见, 可把这两个参数也设为常数。

在 BA 中, 每只蝙蝠的运动是连续的。我们采用二值化的蝙蝠算法对 DMD 的二值化振幅图进行自适应优化。对于二值化振幅的优化情况, 蝙蝠的位置应该按照离散的二值化的形式进行更新, 用 S 型生长函数限制蝙蝠新的位置始终为二值化的, 如 (3.10) 公式所示:

$$S(V_i^k(t)) = \frac{1}{1 + e^{-V_i^k(t)}}, \quad (3.10)$$

其中, $V_i^k(t)$ 是第 t 次迭代中第 k 维空间中第 i 只蝙蝠的速度。

用传递函数计算了可能性之后, 蝙蝠新的位置按公式 (3.11) 进行更新:

$$x_i^k(t+1) = \begin{cases} 0 & \text{If } rand < S(v_i^k(t+1)) \\ 1 & \text{If } rand \geq S(v_i^k(t+1)) \end{cases}, \quad (3.11)$$

其中 $x_i^k(t)$ 和 $v_i^k(t)$ 分别表示第 t 次迭代中第 k 维空间中第 i 只蝙蝠的位置和速度。

我们先对 BA 算法用于透过散射介质生成聚焦点进行了模拟。为了理解输入模式个数 N 对优化效果的影响, 我们设置种群数量 $Pop=20$, 响度 $A=0.95$, 脉冲 $r=0.75$, 而 N 分别选取为 64、256 和 1024, 得到增强倍数随测量次数的变化如图 3.4 (a) 所示, 当 N 越大时, 增强倍数达到阈值所用的测量次数越多, 最大增强倍数也越多。随后, 我们探究了种群数量对增强倍数的影响, 当 Pop 为 10、20 和 30 时, $N=256$, $A=0.95$, $r=0.75$ 。从图 3.4 (b) 可以看出, $Pop=20$ 时, 峰值增强倍数比其它二者要强。我们也研究了响度和脉冲对增强倍数的影响。在图 3.4 (c) 中, $A=0.5$, $r=0.5$; $A=0.75$, $r=0.75$; $A=0.95$, $r=0.75$; 其它的参数 $N=256$, Pop 为 20, 模拟结果表示当 $A=0.95$, $r=0.75$ 时, 达到了比较高的增强倍数。

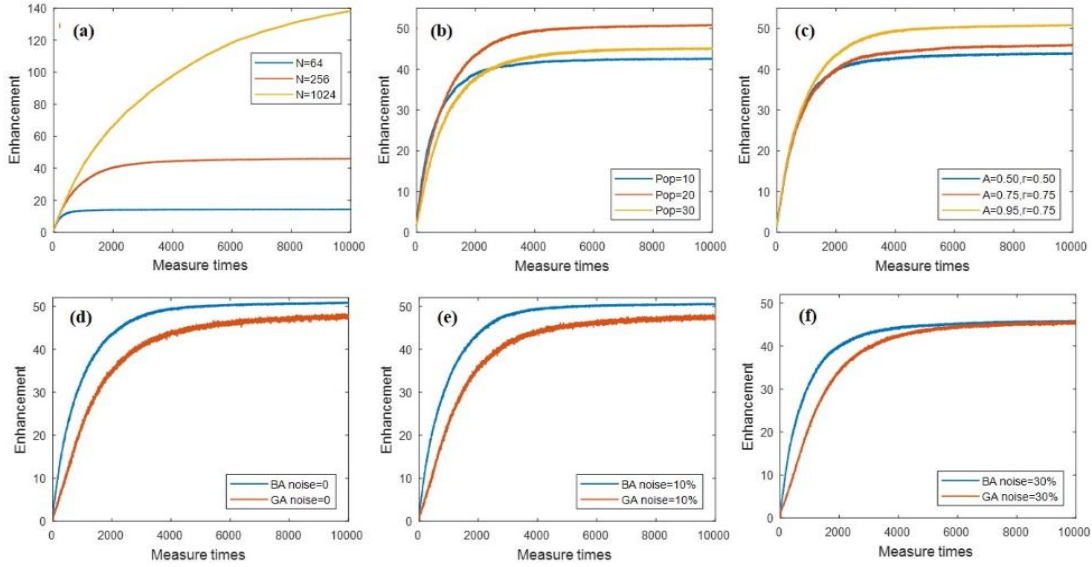


图 3.4 BA 的模拟

我们进一步通过模拟并比较了 BA 算法和 GA 算法的抗噪声能力^[33], 当添加的噪声分别为 0%、10%、30% 时, BA 和 GA 的增强倍数随测量次数变化的曲线分别如图 3.4 (d-f) 所示, 两个算法中 N 都是 256。在 BA 算法中, 设 $Pop=20$, $A=0.95$ 和 $r=0.75$; 在 GA 算法中, 设 $Pop=50$, $Pc=0.5$, $R_0=0.01$, $R_{end}=0.0025$ 和衰减因子 $\lambda=650$ 。当噪声为 0% 的时候 (图 3.4 (d)), BA 的收敛速度比 GA 要快, BA 大约需要测量 4000 次到达最大的增强倍数, 然而 GA 需要测量 7000 次。BA 的最大增强倍数为 51 而 GA 只能达到 48。在图 3.4 (e) 中, 当添加的噪声为 10% 时, BA 和 GA 分别能达到的最大增强倍数为 50.6 和 46.7。当噪声为 30% 的时候 (图 3.4 (f)), BA 和 GA 能达到的最大增强倍数分别为 46.7 和 45.3。虽然 GA 可以实现和 BA 相近的增强倍数, 但是 BA 的收敛速度更加快。经过模拟, 我们证明了当噪声小于 30% 时, BA 比 GA 表现得更好。而当噪声大于 30% 的时候, GA 的抗噪声的优势逐渐表现出来, GA 的表现比 BA 更好。

BA 研究透过散射介质的聚焦的实验装置如图 3.5 所示。按照公式 (3.8) 和 (3.9), 我们设定响度和脉冲频率随着迭代次数的增加而改变, 设定初始参数为: $A(0)=1.5$, $r(0)=0.1$, $\alpha=0.95$, $\gamma=0.5$ 。在优化前, 透过散射介质的散斑强度分布如图 3.5 (b) 所示, 经过 BA 迭代优化 1500 次之后, 我们观测到一个很强的聚焦点 (PBR=44), 如图 3.5 (c) 所示。当优化目标点的数目为两个和四个时, 相应的 PBR 分别为 40 和 29, 优化结果如图 3.5 (d-e) 所示。

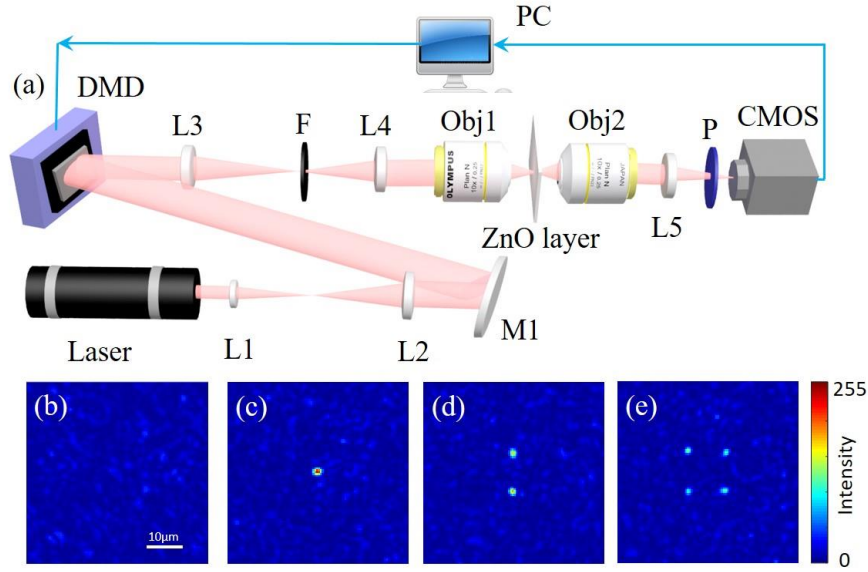


图 3.5 用 BA 透过散射介质生成聚集点的实验效果
 (a) 实验装置 (b) 未优化之前的强度散斑 (c-e) 实验得到的聚集点

为了实验比较 BA 和 GA 算法，我们分别使用 BA 和 GA 进行单个聚焦点的优化并且分析了二者的差异。其中，BA 的参数设置为 $\text{Pop}=20$, $\alpha=1.5$, $\gamma=0.5$, $A(0)=1.5$, $r(0)=0.1$ 。GA 的参数设置为 $\text{Pop}=50$, $P_c=0.5$, $R_0=0.01$, $R_{\text{end}}=0.0025$ 和衰减因子 $\lambda=650$ 。在两个算法中输入模式数都为 256，从图 3.6 (a) 的两个曲线中可以看出，BA 实现的最大增强倍数为 28.5，而 GA 为 24，并且 BA 收敛的速度也比 GA 要快。因此，在这种情况下 BA 比 GA 表现的效果要好。

为了进一步研究 BA 的特性，我们选择不同的输入模式的个数重复实验，实验结果如图 3.6 (b) 所示。图中的直线是由公式 $\eta=(N-1)/(2\pi)+1$ 计算的理论增强倍数^[86]，其中 N 为输入模式的个数。增强倍数随着输入模式的增多而提高，与预期结果一致。然而，使用相同的输入模式，BA 的增强倍数比 GA 始终要高。对于输入模式分别为 64、100、169、196、225 和 256 时，BA 对应的增强倍数分别为 13.6、18、20.7、21.6、23.6 和 28.5，然而 GA 的增强倍数分别为 10、12、12.7、17、18.7 和 24。

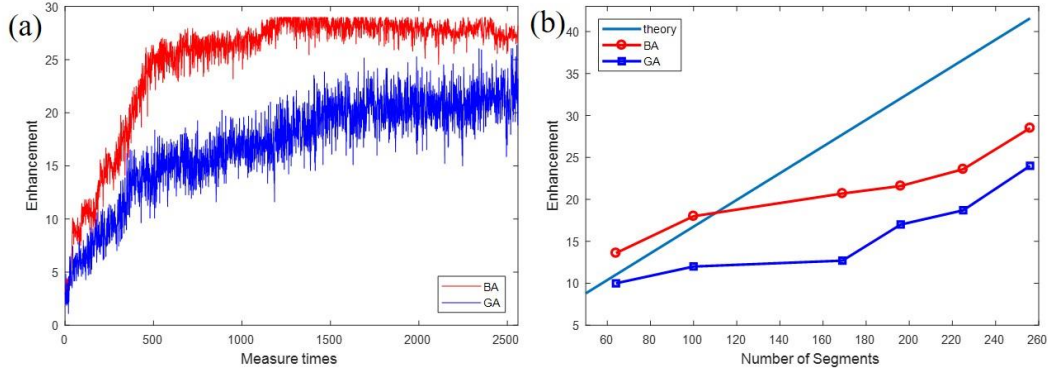


图 3.6 BA 和 GA 的实验比较

3.2 传输矩阵法

传输矩阵法是用来进行复杂介质波前调控的另一种常用的方法。在一个光学散射的线性系统中，传输矩阵（Transmission matrix, TM）被用来描述输出场 E_{out} 和输入场 E_{in} 的关系，简写为 T （矩阵元写为 t_{mn} ）。输入场可以被分解为一系列的正交基矢，数量设为 N ，输出场也可以被分解在正交基矢上，数量设为 M 。传输矩阵描述输出模式对于所有输入模式的传输系数，输出场和输入场的关系表示为

$$E_{out} = TE_{in}, \quad (3.12)$$

第 m 个输出模式的电场被定义为

$$E_m = \sum_{n=1}^N t_{mn} A_n e^{i\varphi_n}, \quad (3.13)$$

其中第 n 个输入模式的复振幅 $E_n = A_n e^{i\varphi_n}$ ， A_n 、 φ_n 分别是输入模式的振幅和相位，矩阵元 t_{mn} 表示的是第 n 个输入模式对第 m 个输出模式的传输系数。通过测量系统的传输矩阵，可在输入平面上实现对输出场的控制。

精确地测量复杂介质的传输矩阵需要用到相移的方法。这里以四步相移为例进行说明。第一个输入模式的相位分别设置为 0 、 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$ ，对输出场进行对应的四次测量，在四次测量中第 m 个输出模式的强度分别为

$$\begin{cases} I_{m1} = E_{R_m}^2 + E_{S_m}^2 + 2E_{R_m} E_{S_m} \cos(\varphi_{S_m}); \\ I_{m2} = E_{R_m}^2 + E_{S_m}^2 + 2E_{R_m} E_{S_m} \cos(\pi/2 + \varphi_{S_m}); \\ I_{m3} = E_{R_m}^2 + E_{S_m}^2 + 2E_{R_m} E_{S_m} \cos(\pi + \varphi_{S_m}); \\ I_{m4} = E_{R_m}^2 + E_{S_m}^2 + 2E_{R_m} E_{S_m} \cos(3\pi/2 + \varphi_{S_m}), \end{cases} \quad (3.14)$$

其中 E_{S_m} 和 E_{R_m} 分别为信号光和参考光，经过计算可以得到第一个输入模式对应

于第 m 个输出模式传输矩阵元的相位为

$$\varphi_{S_m} = \text{Arg} \left[(I_{m1} - I_{m3}) + i(I_{m4} - I_{m2}) \right], \quad (3.15)$$

其中， $\text{Arg}(\cdot)$ 是取辐角的运算。根据上述原理，对所有的输入模式依次逐步相移得到整个传输矩阵 T ，这个过程需要测量 $4N$ 次。传输矩阵法适用于静态的散射介质，对于动态的散射介质，当测量传输矩阵的时间慢于介质变化的特征时间，测量出的传输矩阵是不准确的。

根据 T 和目标场 E_{out} （假设在输出平面的中间模式会聚），由矩阵运算可以求得输入场：

$$T = \begin{pmatrix} t_{11} & \cdots & t_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{M1} & \cdots & t_{MN} \end{pmatrix} \text{ 和 } E_{out} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

当 $M=N$ 时， $E_{in} = T^{-1} E_{out}$ ；当 $M \neq N$ 时， T 不是方阵，不存在逆矩阵，构建方阵 $T^* * T$ ，由矩阵运算得到输入场：

$$E_{in} = (T^* * T)^{-1} * T^* * E_{out}, M > N \quad (3.17)$$

$$E_{in} = T^* * (T * T^*)^{-1} * E_{out}, M < N \quad (3.18)$$

其中 T^* 为 T 的共轭转置矩阵，求输入场的过程是个光学相位共轭的过程。

我们测量了毛玻璃的传输矩阵， N 设置为 $36*36$ ， M 为 $96*96$ 。在波前校正前，相机拍摄到的散斑分布如图 3.7 (a) 所示，测量得到 TM 的相位分布如图 3.7 (b) 所示，利用 TM 算法实现在毛玻璃后的任意位置生成会聚点及多点聚焦，实验结果如图 3.7 (c-e) 所示。

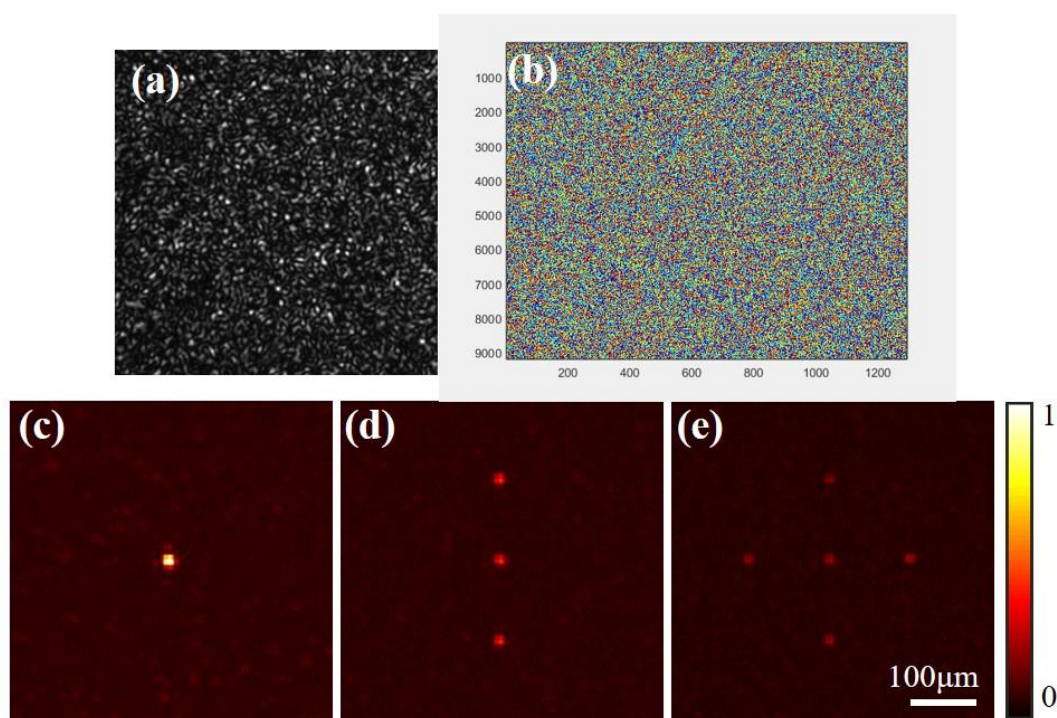


图 3.7 用 TM 算法穿过散射介质生成会聚点

3.3 几种算法的比较

本节中，我们模拟比较了 CSA、PA、GA、BA 以及 TM 算法的增强倍数随测量次数的变化^[91]，结果如图 3.8 所示。模拟未添加噪声，散射介质保持静止，五种相位控制算法的输入模式均为 256。

CSA 独立地优化每一个输入模式，因此 I_m 随着测量次数的增加而逐步提高。和其它迭代优化算法不同的是，CSA 的表现不会受到参数选择的影响。PA 在最初有很快的优化速度，但随着优化的次数的增加，优化速度逐渐下降。GA 的增长速度较快，随着测量次数的增加 I_m 逐渐收敛。相比于这几种算法，BA 的增长速度最快，增强倍数的饱和阈值比 GA、PA 高。

而 TM 算法在四步相移测量的过程中增强倍数保持为 0，TM 测量完毕之后，得到了稳定的增强倍数。相比于迭代优化算法，TM 算法的优点在于进行一次测量，便可以实现对输出平面上任意位置的点会聚，而迭代优化算法则需要换一个目标位置重新进行优化迭代。若系统中存在噪声，迭代算法的抗噪效果较 TM 算法有优势^[33]。

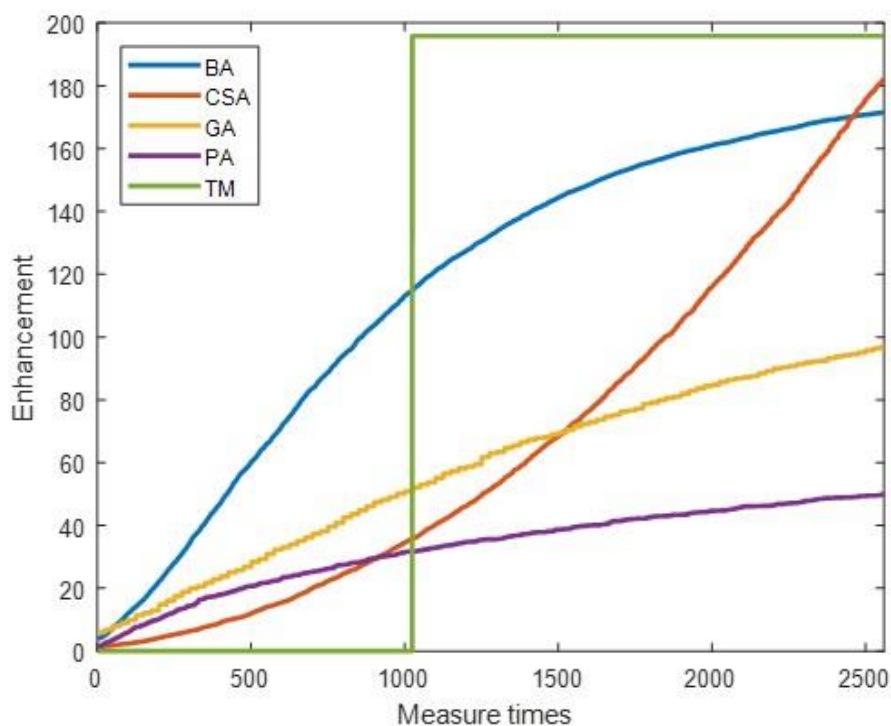


图 3.8 五种算法增强倍数的比较

3.4 光学相位共轭法

光学相位共轭 (Optical Phase Conjugation, OPC) 法常用于透过散射介质光聚焦。相比于迭代优化算法和 TM 算法, OPC 有两个优点: 第一, OPC 不需要优化迭代, 只需要几次测量便可以实现波前校正; 第二, 由于输入模式数目的增多会增加迭代次数和 TM 测量次数, 因此在迭代算法和 TM 算法中, 输入模式的数目通常设置在 10^4 以内, 而 OPC 中的波前分割的像素数目可以设置得很大, 可以达到 5×10^5 甚至更多, 因此 OPC 调制的波前会更加准确。

根据使用光调制器件的不同, 光学相位共轭方法可分为光学相位共轭和数字光学相位共轭 (Digital Optical Phase Conjugation, DOPC)。其中, 使用非线性晶体进行相位共轭的方法称为 OPC, 使用数字化空间光调制器进行光束共轭的方法称为 DOPC。下面我们分别来介绍一下二者在透过散射介质实现波前校正的原理和实验装置。

3.4.1 OPC 的原理和实验装置

生物组织对光的弹性散射比对光的吸收要强一个数量级或更多。生物组织和

光相互作用过程，扰乱光的波前使得光传输路径随机化，导致出射为散斑分布。然而，弹性光散射是个确定的过程，并且可进行时间反演。如果我们把散射光的振幅和相位记录下来，并且反向产生一个相位共轭的光场，这个场将会沿原路反穿过散射介质，重构入射场。

OPC 的核心元件是非线性晶体，实验装置和原理^[92]如图 3.9 所示，本装置中使用的非线性晶体为 LiNbO_3 晶体。实验分为两步：第一步进行波前记录，使参考光和透过散射介质的散射光进行干涉，干涉的全息图被记录在 LiNbO_3 晶体中；第二步波前再现，用共轭的参考光照射在 LiNbO_3 晶体上，会原路反方向产生一束和散射光共轭的光，这束共轭光沿原路反向穿过散射介质，实现了透过散射介质的波前调制。

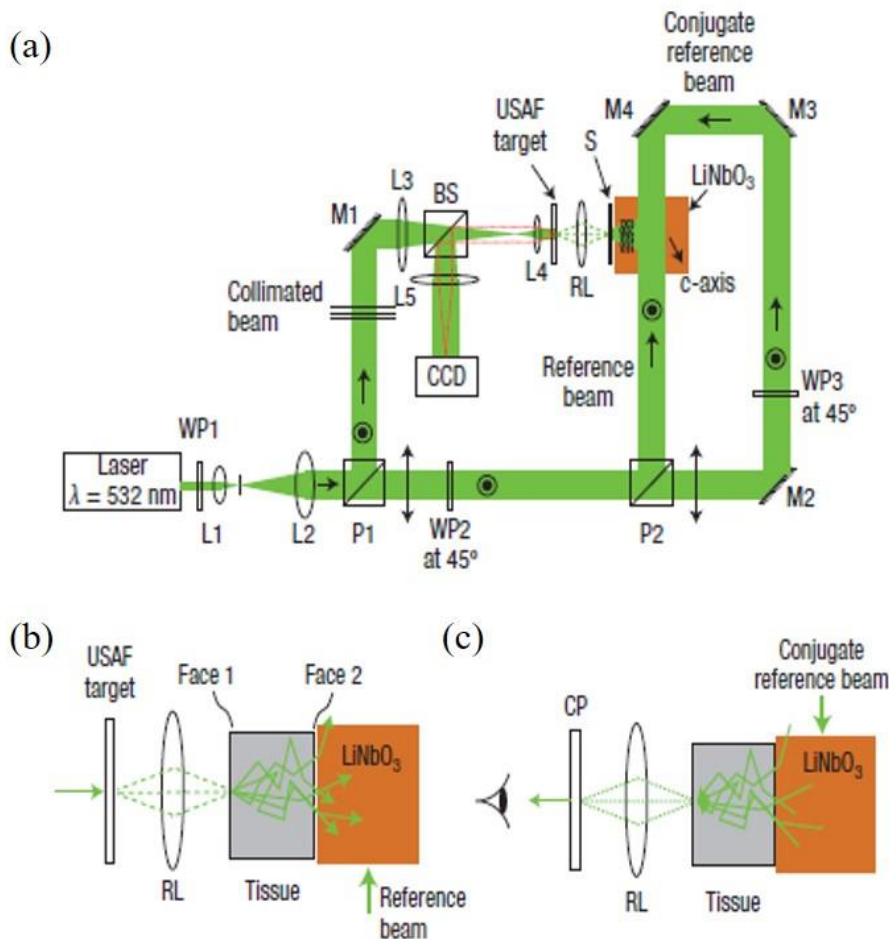


图 3.9 OPC 的实验装置^[92]

3.4.2 DOPC 的原理和实验装置

相比于 OPC，DOPC^[34, 93]有几个优势。比如，在 OPC 中，非线性晶体只对

特定的波长响应，而 DOPC 应用的波长范围较宽；OPC 中的共轭场是唯一的，而 DOPC 中可利用空间光调制器的灵活性对共轭场添加特定的相位因子，以实现不同的应用需求^[94, 95]。

2015 年，加州理工学院的 Changhui Yang 研究组基于高速切换的 DMD，用 DOPC 实现透过散射介质聚焦，最快可达 5.3ms^[34]，实验装置如图 3.10 (a-c) 所示。在测量和反馈中，Camera1 用来探测，DMD 作为反馈。要实现有效的反馈，DMD 反馈的相位应等于 Camera1 测得相位的共轭。因此，实现 DOPC 的关键一步是进行 DMD 和 Camera1 的像素匹配 (Pixel Match)^[96]。在测量和反馈中，相机作为测量装置，单次测量透过散斑的强度，用二值化相位检索的方法处理强度散斑从而得到散射光的波前，DMD 加载散射场的共轭相位，以此来达到光学相位共轭的反馈。

2016 年，圣路易斯华盛顿大学的 Lihong V. Wang 研究组使用 DOPC 透过 9.6 cm 的模拟生物样品实现了聚焦，实验装置图如 3.10 (d) 所示。研究者利用 AOM1 (声光调制器) 和 AOM2 分别调制两束光束，光束发生的频移分别为 50MHz 和 50MHz+12Hz，两束频率相差很小的光束在同方向传播时形成拍频，拍频的周期为二者的频率之差，把 sCMOS1 的采集频率设置为 48Hz，通过采集一个拍频周期中的四次强度变化，便可以计算出散射场的相位分布。之后，使用 SLM 反馈散射场的共轭相位可透过复杂介质生成原入射场。

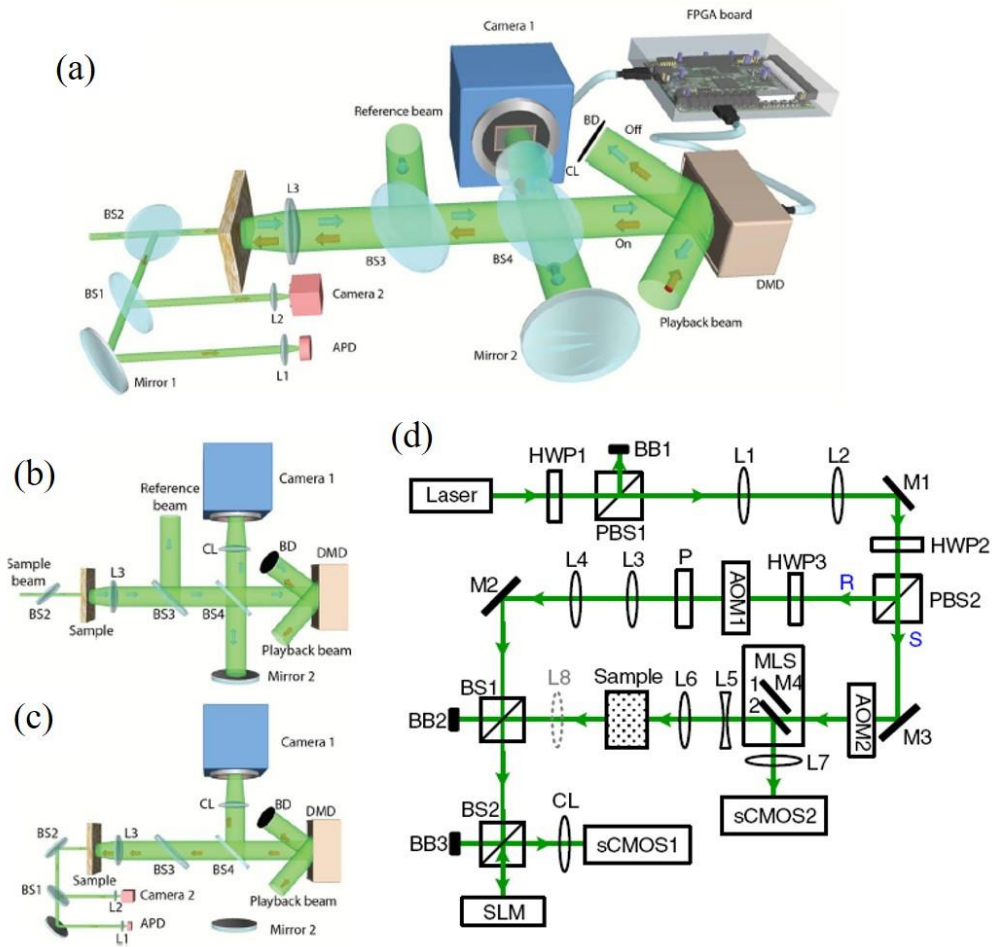


图 3.10 DOPC 的实验装置^[34, 93]

3.5 薄散射介质后聚焦点的三维调控

光学捕获和扫描成像需要聚焦点三维的移动。对于薄的弱散射介质，比如毛玻璃^[97]，120 目、220 目和 600 目的毛玻璃（散射介质层厚度的均方根分别为 $3.1\mu\text{m}$ 、 $1.6\mu\text{m}$ 和 420nm ），光子在经过薄的散射层时只发生了轻微的扰乱，对于这种弱的散射情形，记忆效应（Memory Effect, ME）常被用来实现聚焦点三维的移动^[36, 41, 42]。

3.5.1 记忆效应的定义

记忆效应：对于薄的弱散射介质，当入射光在一定的角度范围内移动时，穿过复杂介质的图案会发生相应的平移，移动后的图案和原来图案的相关性很高。利用记忆效应，通过在入射光场上叠加一个线性相位因子或二次球面相位因子，

可以使散射介质后的聚焦点在三维空间中移动。记忆效应表示为^[36]

$$T\left(\exp(i(k_x x + k_y y)) * A(x, y)\right) = \exp(i(k_x x + k_y y)) * T(A(x, y)), \quad (3.19)$$

和

$$T\left(\exp(-ikr^2 / (2f)) * A(x, y)\right) = \exp(-ikr^2 / (2f)) * T(A(x, y)), \quad (3.20)$$

其中 T 为散射介质的传递函数， $A(x, y)$ 为输入光场， k_x 、 k_y 分别为 x 和 y 方向上平移的波矢， $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ， f 为二次相位因子的焦距。

3.5.2 利用记忆效应实现透过散射介质聚焦点的三维移动

利用记忆效应，在实验上对可聚焦点进行三维的移动。图 3.11 所示为彭彤等^[41] 在输入光场上添加不同的线性相位因子，使得透过薄的散射牛奶层进行了聚焦点的横向移动，并测量了聚焦点强度和移动距离的关系。从曲线可以看出，随着移动距离的增加，聚焦点的强度逐渐减弱。当增加散射层的厚度时，记忆效应的范围无疑会减小。

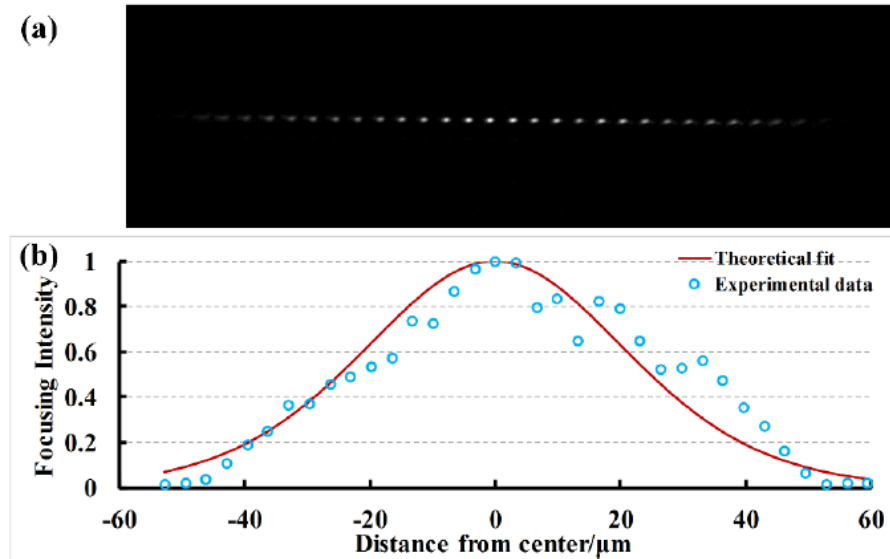


图 3.11 实验测量记忆效应的范围^[41]

我们实验上在输入波前上添加二次相位因子，使得光束透过毛玻璃后聚焦点在轴向上发生了移动，在同一 z 平面处，相机记录的强度分布如图 3.12 所示。可以看出，三个聚焦点具有不同的发散程度。通过移动相机，也可以找到不同二次相位因子所对应的聚焦点的位置。

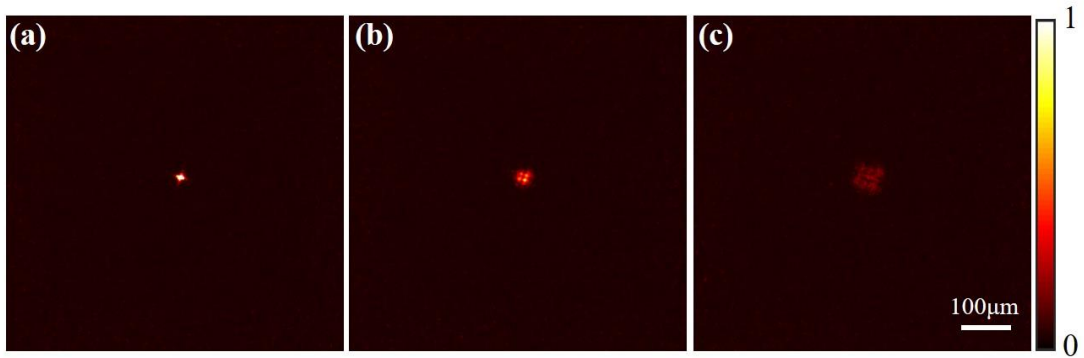


图 3.12 利用记忆效应透过毛玻璃进行聚焦点的轴向移动

3.5.3 利用记忆效应透过散射介质生成二维强度图案

将目标光强分布图案中的每一个点都看做是一个会聚的目标点。通过对每个会聚点添加相对应的线性相位因子，得到二维光强分布图案。输入场的复振幅表达为

$$E = \sum_i^N \exp(i(k_x x + k_y y)) * E_{in}, \quad (3.21)$$

其中 E_{in} 为在输出场上某会聚点对应的输入场， N 为二维的光强分布图案中所有的聚焦点数。我们透过毛玻璃用记忆效应的叠加生成了二维强度图案，实验生成的二维光强分布图案如图 3.13 所示。

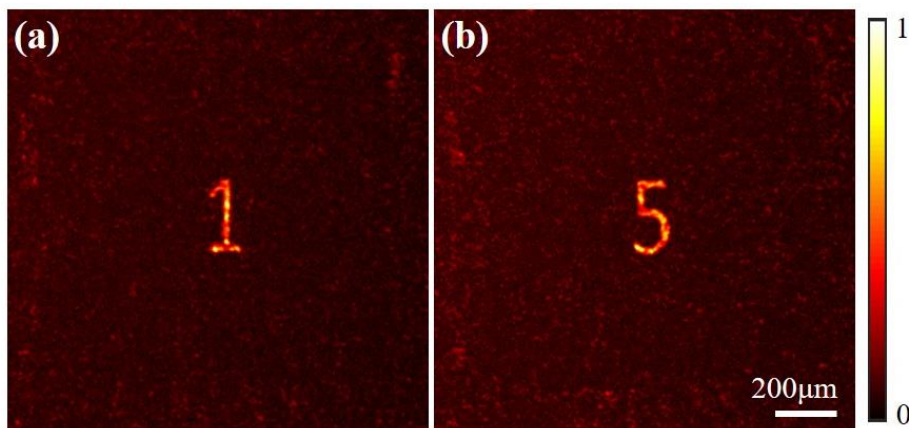


图 3.13 记忆效应生成二维的光强图案

3.6 强散射介质后聚焦点的三维调控

对于强散射介质，光子散射次数在十次以上，记忆效应变得非常微弱。因此，

不能使用记忆效应对聚焦点进行大范围的轴向移动。为了解决这个问题，基于 TM 的点扩散函数 (Point Spread Function, PSF) 的调制和 3D 计算全息 (Computer Generated Holography, CGH) 的方法，我们提出了 CGH-aided PSF 调制的方法^[98]，使得光束穿过强散射介质生成了三维 (3D) 的聚焦点。

3.6.1 CGH-aided PSF 调制原理

点扩散函数通常描述成像系统对一个点光源的响应。通常，调制成像系统的点扩散函数是通过在系统的傅里叶平面插入一个相位或振幅图完成的。例如，Durnin 用一个圆环作为空间滤波器来进行光束整形生成了非衍射的 Bessel 光束^[99]，Donald 调制出了双螺旋的点扩散函数以对粒子实现高精度的定位^[100]，这些点扩散函数的调制适用于高质量光学和没有任何样品扰动情况。2017 年，ANTOIN 等^[101]首次提出了在包含复杂介质的系统中基于系统的 TM 进行 PSF 调制的方法。

计算全息 (Computer Generated Holography, CGH) 是常用的生成 3D 强度图案的算法。CGH 的示意图如图 3.14 所示，CGH 算法把目标的 3D 强度分布作为输入，在透镜的傅里叶平面计算相位型的全息图^[102, 103]，这个二维的相位型全息图能够对强度分布进行三维的控制。通过把计算得到的全息图加载在 SLM 上，在透镜后面生成对应的 3D 强度图案。

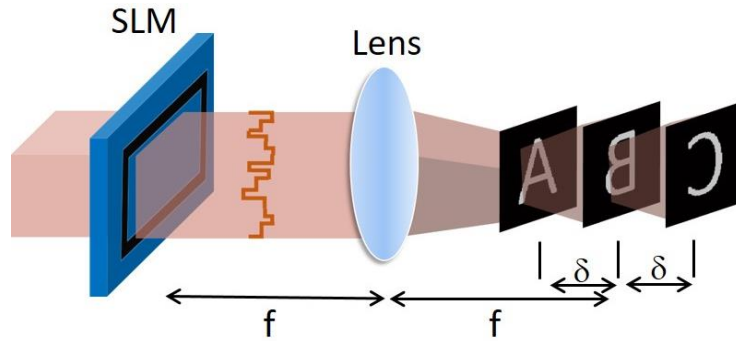


图 3.14 CGH 的原理

复杂介质的传输矩阵 TM 描述的是输入场和输出场的关系，符号用 T 。复系数矩阵元 $t_{x'x}$ 表示了输出场 $[X'=(x',y')]$ 和输入场 $[X=(x,y)]$ 的传递系数，利用传输矩阵，输出场和输入场的关系表示为

$$E_{x'}^{out} = \sum_x t_{xx'} E_x^{in}. \quad (3.22)$$

实验测量传输矩阵 T 如图 3.15 (a) 所示。对 T 进行传统的光学相位共轭 (OPC)，

可以在输出平面 z_0' 上实现任意位置的点会聚，如图 3.15 (b) 所示。通过在频谱 k 空间里调制该聚焦点的振幅和相位分布，我们可以控制聚焦点的空间分布，即控制了聚焦点的 PSF 分布。基于 TM 的 PSF 调制是通过使用一个自定义的图案对 TM 输出平面的傅里叶频域进行滤波实现的，这个自定义的图案对应的是聚焦点 PSF 分布的傅里叶变换。

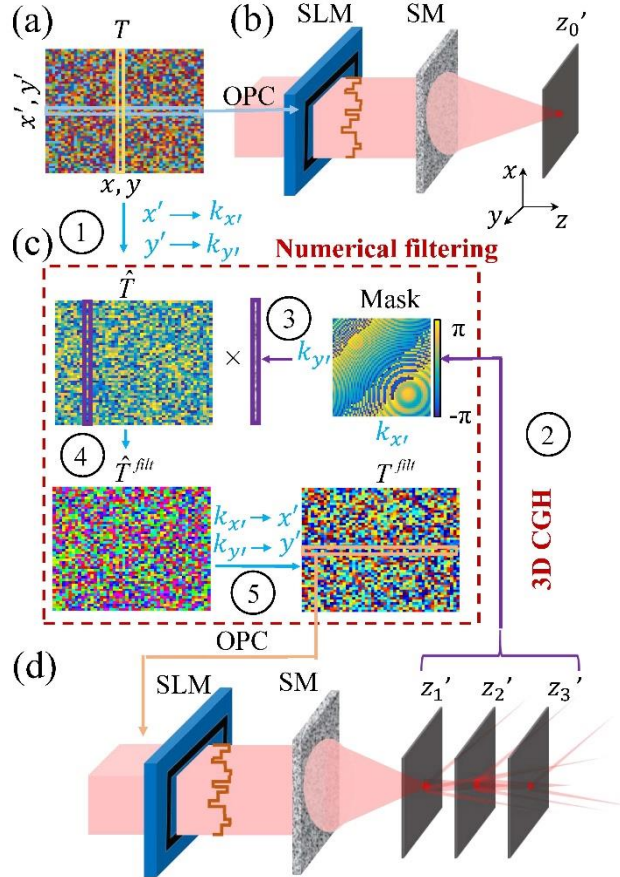


图 3.15 透过复杂介质应用 CGH-aided PSF 实现 3D 的点会聚

调制原理如图 3.15 (c-d) 所示。具体的操作步骤为：①对 T 做一个傅里叶变换，记为 $\hat{t}_{KX} = \mathfrak{F}_{2D}(t_{X'X})$ ，其中 $K'=(k_{x'},k_{y'})$ 是和输出场 X' 有关的波矢。这个数学运算等价于计算输出平面傅里叶域传输矩阵；②如图 3.15 (d) 所示，在三个不同轴向平面 (z_1' , z_2' , z_3') 同时生成聚焦点，为了把 PSF 调制扩展到三维，我们用 3D CGH 算法计算得到此三维强度图案对应的傅里叶平面的相位全息图 Mask，简称为 M ；③④在 T 的输出场的 k 空间利用 Mask 对 \hat{t}_{KX} 进行滤波，数学形式表示为

$$\hat{t}_{KX}^{fil} = \hat{t}_{KX} \times M(k_{x'}, k_{y'}). \quad (3.23)$$

⑤通过对 \hat{t}_{KX}^{filt} 做傅里叶逆变换回到空域 $X'X$:

$$t_{XX}^{filt} = \mathfrak{F}_{2D}^{-1}(\hat{t}_{KX}^{filt}). \quad (3.24)$$

用经过滤波的传输矩阵 T^{filt} 代替传输矩阵 T 进行 OPC, 计算得到对某一个特定输出模式会聚的输入场, 再通过空间光调制器对输入场进行调制, 便可对会聚点进行 PSF 的调制。由于该方法是用 CGH 计算得到的全息图进行聚焦点的 PSF 调制, 因此我们把该方法称为 CGH-aided PSF 调制。使用一个 Mask 进行数值滤波时是在一个虚拟的傅里叶平面进行的, 因此在使用 CGH 算法时需要设置对散射介质的系统设置一个虚拟的焦距。通过设计不同的 3D 强度分布, 可以在不同的轴向平面依次生成会聚点。比如只在 z_1' 平面聚焦时, 只需在 z_1' 平面上设置目标点, 而设置 z_2' 和 z_3' 平面上的光强都是 0, 这个过程也可以简化为直接用二次相位因子对 \hat{t}_{KX} 进行数值滤波。

3.6.2 实验装置

实验装置如图 3.16 所示, 实验基于相移干涉的方法^[31]精确测量 TM。由于涉及输入场复振幅的调制, DMD 有效的衍射级次为 1 级。为了进行 3D 光场观测, OBJ2 被安装在一个轴向移动平台上, 从而实现对聚焦点轴向扫描。散射样品是氧化锌 (ZnO, Sigma-Aldrich 96479) 介质层, 由 ZnO 颗粒沉积在 170 μm 厚的玻片上形成的, 厚度约为 $80 \pm 20 \mu\text{m}$, 散射介质层的平均自由程约为 $6 \mu\text{m}$ (测量方法见^[104]), 由于散射介质层的厚度是平均自由程的一个数量级, 因此光透过该介质层时属于多次散射的范畴^[105]。实验中, ZnO 散射层距离聚焦平面 ($z'=0$) 约为 1.7mm。作为输入平面, DMD 被均分为 64×64 个输入模式。在输出端, 相机上 64×64 个像素作为输出模式。在测量 TM 时, 为了提高信噪比, 我们采用 Hadamard 基失作为正交基失^[106]。

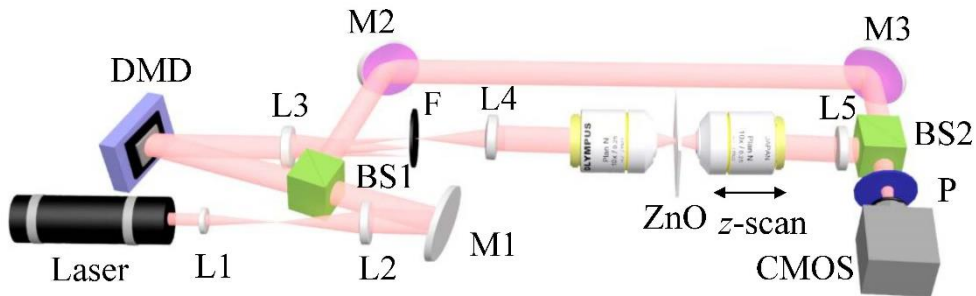


图 3.16 实验装置

3.6.3 透过强散射介质生成二维强度图案

使用 CGH-aided PSF 调制方法, 我们首先透过散射介质实验生成了自定义的 2D 强度图案。如图 3.17 (a) 所示, 选择字母“C”作为目标图案, 用 CGH 算法计算的全息相位分布如图 3.17 (b) 所示。模拟上, 通过使用传统的 OPC 方法, 透过散射介质生成一个聚焦点 (图 3.17 (c)), 使用图 3.17 (b) 的全息图对 TM 滤波得到 T^{filt} , 再对 T^{filt} 进行 OPC, 生成的强度分布如图 3.17 (d)。相应的实验结果分别如图 3.17 (e) 和 3.17 (f)。实验结果和模拟结果较好地匹配。我们还开展了两个点会聚实验, 结果如图 3.17 (g) 所示。对这两个聚焦点进行 PSF 调制, 得到的强度分布如图 3.17 (h) 所示, 两个“C”型图案聚焦点位置产生了。

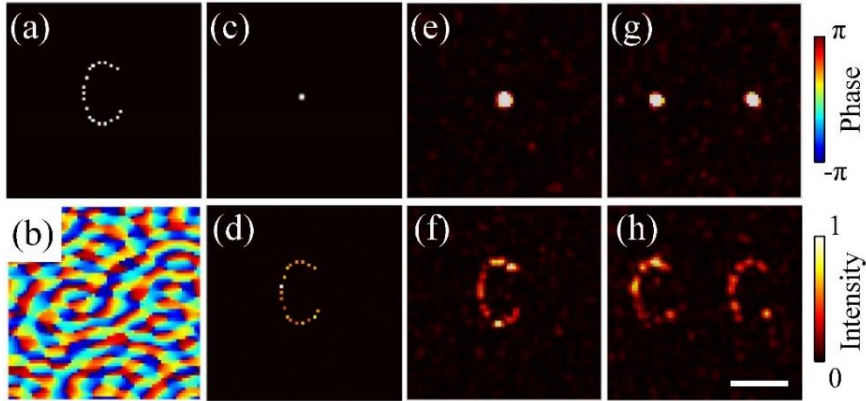


图 3.17 穿过散射介质层生成自定义的 2D 强度图 (标尺: $10\mu\text{m}$)

3.6.4 强散射介质后聚焦点的三维调控

为实现 3D 聚焦, 根据不同轴向深度的聚焦点我们计算了一系列的全息图, 用这些全息图进行 CGH-aided PSF 调制和 OPC, 得到一系列对应的输入场。DMD 不断地切换相应的输入场可实现轴向聚焦点扫描。图 3.18 (a) 展示了扫描的结果。作为对比, 我们利用记忆效应轴向扫描了聚焦点, 结果如图 3.18 (b) 所示。通过比较两种方法轴向扫描的聚焦强度和扫描深度的关系, 如图 3.18 (c) 所示, CGH-aided PSF 调制方法的轴向扫描范围约为记忆效应的 20 倍。

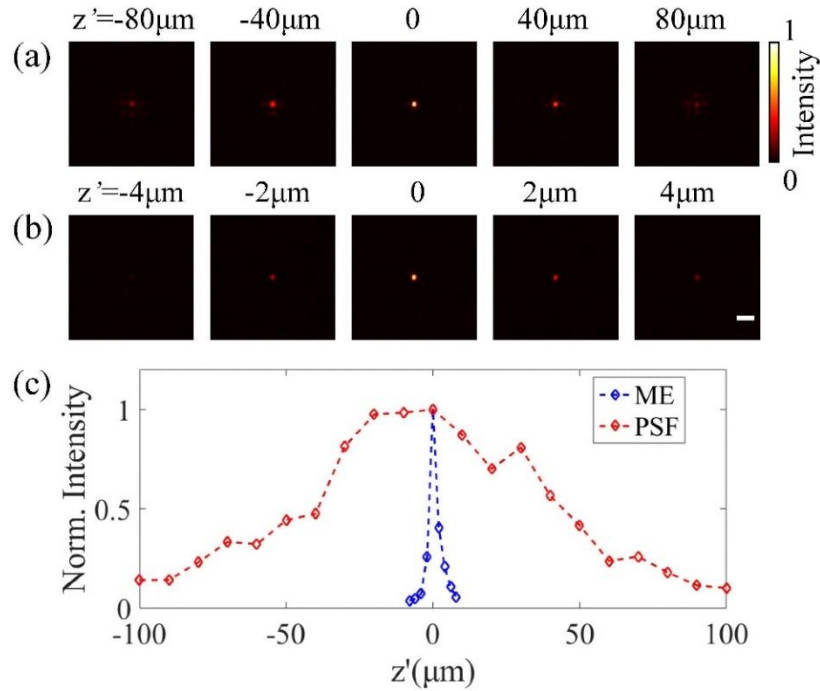


图 3.18 CGH-aided PSF 调制和记忆效应透过 ZnO 散射层在不同轴向深度的会聚

(a)和(b)分别为用 CGH-aided PSF 调制和记忆效应在不同轴向位置的聚焦强度图案。
 (c) 为聚焦点的强度分布和轴向位置的关系曲线图。蓝线指示记忆效应 (ME)，红线指示 CGH-aided PSF 方法。标尺： $10\mu\text{m}$ 。

为解释我们方法的优越性，我们模拟了透过散射介质聚焦点的轴向移动过程。模式采用的散射介质 TM 的矩阵元分布服从二维随机复高斯分布^[30]。图 3.19 比较了两种方法进行聚焦点移动前后的传播场。传统的光学相位共轭在 $z' = 0$ 的平面形成聚焦， $x'-z'$ 平面光强分布如图 3.19 (a) 所示，插图为其对应输入场的原始共轭相位分布。图 3.19 (b) 和图 3.19 (c, d) 分别为用 CGH-aided PSF 调制方法和记忆效应方法进行聚焦点轴向移动时的 $x'-z'$ 的强度分布，插图分别是对应输入场和原始共轭相位的相位差。从图 3.19 (b-d) 可以看出，CGH-aided PSF 调制方法实现大范围的聚焦点轴向移动，而记忆效应可移动的轴向距离非常小。当叠加长焦距的二次相位因子时，输出场已观察不到聚焦点。图 3.19 (e-g) 分别是图 3.19 (b-d) 上 $z' = -45\lambda$ 平面处的相位分布和图 3.19 (a) 中对应位置处光场的相位差。比较发现，CGH-aided PSF 方法的调制效果相当于在散射介质出射场叠加一个二次相位因子，所以聚焦点可以沿轴向发生移动。而记忆效应是在散射介质前的输入光场上直接叠加二次相位因子，这种叠加的场经过强的散射介质时也被扰乱了。在透过强散射介质聚焦点轴向移动时，记忆效应被限制了。

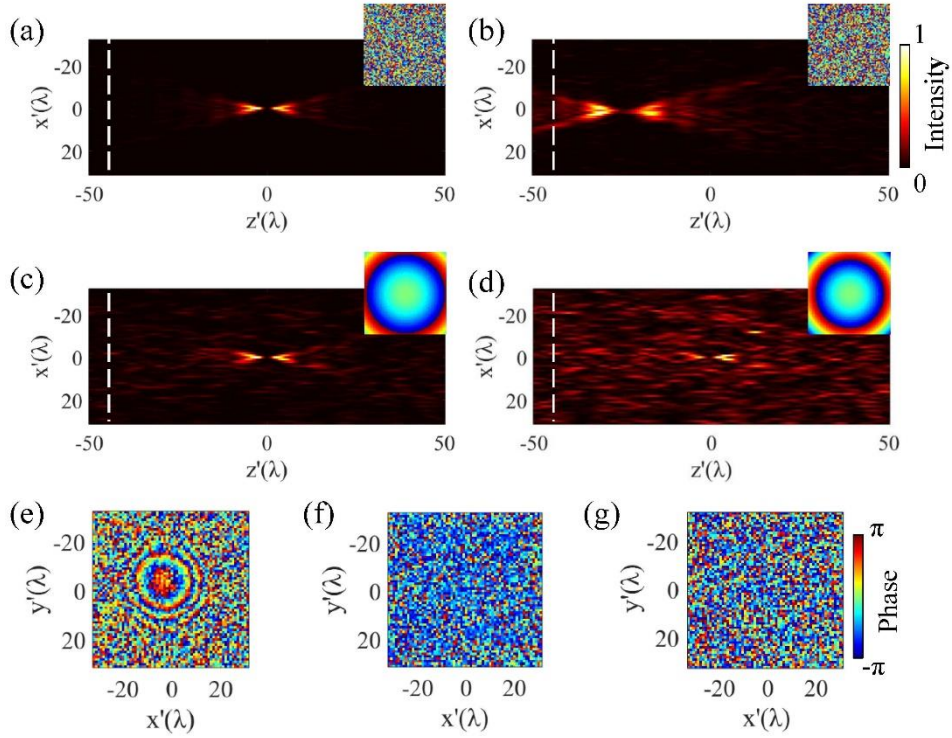


图 3.19 散射介质后轴向移动聚焦点的模拟结果

(a) 在 $z'=0$ 平面聚焦时 $x'-z'$ 的强度传播和其原始共轭相位分布 (插图)。(b) (c, d) 分别为使用 CGH-aided PSF 调制的方法和记忆效应的方法进行聚焦点轴向移动时的 $x'-z'$ 的强度传播分布。插图分别是对应的输入场和原始共轭相位的相位差。(e-g) 分别是 (b-d) 上的白色虚线处 $z'=-45\lambda$ 平面上光场和 (a) 中对应位置处光场的相位差。

CGH-aided PSF 调制方法也可以在不同的轴向深度同时聚焦。通过设计 3D 的 PSF 分布, 聚焦点之间的轴向间距可被精确控制。比如, 我们在 $z'=-40\mu\text{m}$ 和 $40\mu\text{m}$ 两个平面同时生成了聚焦点, 测量得到的 $x'-z'$ 的强度分布如图 3.20 (a) 所示。图 3.20(b) 是轴上强度分布, 拟合得到两个聚焦点之间的轴向距离是 $77.4\mu\text{m}$, 与目标设定的距离符合得比较好。此外, 我们在三个平面上也同时实现了三个聚焦点, 结果如图 3.20 (c) 所示。

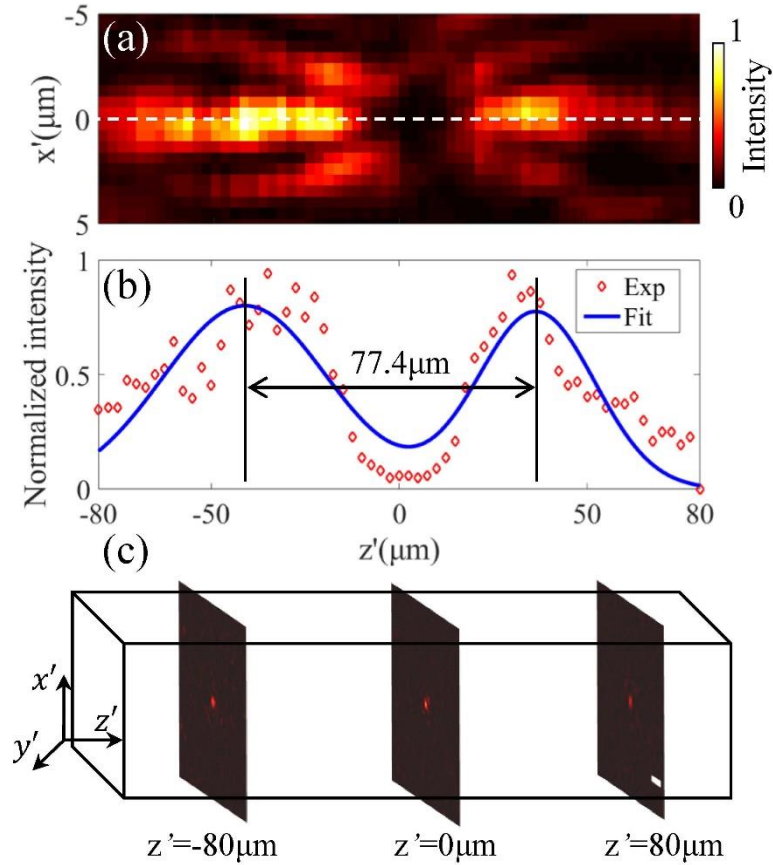


图 3.20 不同深度同时生成聚焦点

(a) 散射介质后测量的 x' - z' 强度分布。(b) 轴上的强度分布曲线。实验数据点如红色标记所示，蓝线为拟合的曲线。(c) 同时三个平面上 $z' = -80\mu\text{m}$, $0\mu\text{m}$ 和 $80\mu\text{m}$ 生成聚焦点。标尺: $10\mu\text{m}$ 。

基于 CGH-aided PSF 调制方法，透过散射介质的 3D 聚焦只需要单次 TM 测量。当聚焦点轴上位置偏离成像面时，衍射现象产生，导致聚焦点强度随着偏离距离增加而下降，如图 3.20 所示。产生 3D 的 PSF 分布受 TM 输入模式和输出模式数的影响。对于轴向聚焦点的移动，我们的方法等同于在聚焦平面叠加一个二次相位因子。因此，当输出模式数量越多时采样率越高，二次相位因子的相位分布越平缓。此外，增加输入模式的数目也将会优化我们方法，SLM 平面上的输入模式越多，聚焦点的增强倍数越高^[29]，但是输入模式增多也会增加 TM 的测量时间。

我们提出 CGH-aided PSF 调制技术实现了光束穿过强散射介质的 3D 聚焦。通过单次 TM 测量，CGH-aided PSF 调制可以透过强散射介质实现自定义的 2D 强度图案，也可以在大轴向的范围内实现聚焦。另外，高速的 DMD 实现了无机械移动的聚焦点轴向扫描。特别是，在轴向扫描范围方面，CGH-aided PSF 调制

技术可到达记忆效应方法的 20 倍左右。该方法将会有利于穿过散射介质的应用，比如深度的脑成像^[43]、非线性的荧光激发^[107]和长距离的光操控^[28]等。

3.7 穿过强散射介质控制聚焦点的偏振方向

光束在穿过散射介质发生多次散射的过程中，光的振幅、相位和偏振发生了耦合。此时，散射介质可以看做是一个多自由度的光学调制元件。通过波前调制技术，可以利用光学元件实现对光场多个维度的调制。2007 年，I. M. Vellekoop 和 A. P. Mosk 通过相位调制首次透过散射介质实现了聚焦^[29]。2012 年，D. Akbulut 等用二值化振幅的调制也实现了聚焦^[108]。2016 年，杨佳苗等通过调制入射场的偏振实现了透过散射介质的聚焦^[109]。除强度之外，偏振也是光的一个重要自由度。光的偏振特性在偏振响应成像^[110]和光操控^[9, 111]等应用中起着很重要的作用。2012 年，Yefeng Guan 等人通过调制入射场的相位实现了透过散射介质的偏振控制^[112]。利用散射介质的偏振调制特征，我们提出采用二值化振幅调制的方式透过散射介质进行了矢量聚焦，生成了任意偏振方向的聚焦点，并实现了多个不同偏振方向点快速扫描。此外，我们还通过振幅组合的方法同时调制生成了两个不同偏振方向的聚焦点。

相比于 LCSLM，二值化的振幅调制通过使用 DMD 可以加速矢量聚焦的速度。基于微机械系统的 DMD 的切换速度可达 32kHz，在毫秒量级的数字光学共轭系统中 DMD 已经被用来穿过动态的组织实现会聚^[34]。

3.7.1 二值化振幅调制聚焦点偏振的原理

二值化振幅调制聚焦点偏振的原理如图 3.21 所示。当一束线偏振的平面波入射强散射介质时，多次散射将扰乱入射场的空间自由度，同时各自由度之间也会产生耦合。那么，输入场会变成偏振不一的散斑，如图 3.21 (a) 所示。基于此原理，利用强散射介质对光场空间自由度的耦合，调制输入场的振幅足以实现出射平面光场的偏振调制。由于不同散斑之间的不相关性，当某一偏振态散斑的强度进行优化增强时，其正交偏振的散斑强度不会增加。

通过选择任意的偏振态作为基矢，本文用二值化振幅调制的方法实现会聚点的偏振控制。如图 3.21 (b) 所示，振幅经过二值化优化的竖直偏振光穿过强散射介质生成了一个圆偏振的聚焦点。

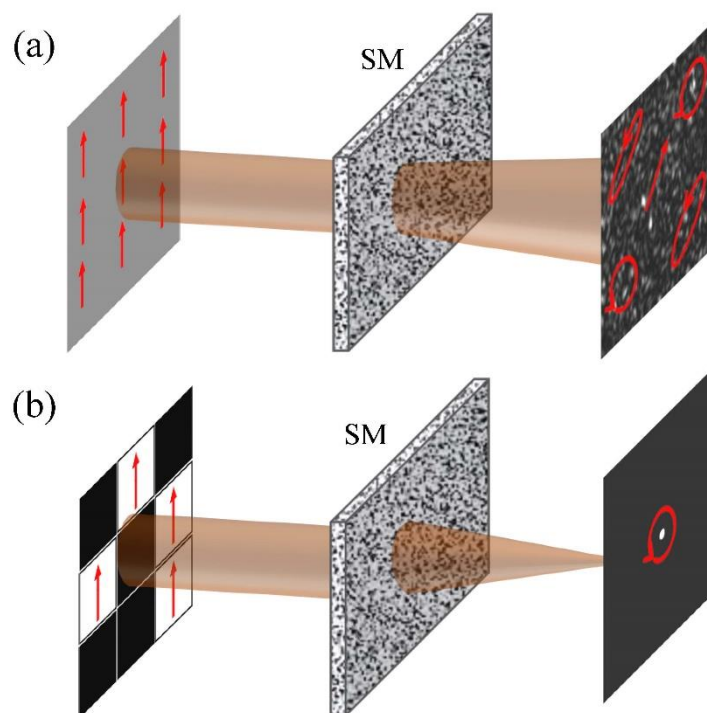


图 3.21 二值化振幅调制透过强散射介质控制聚焦点的偏振

(a) 一束竖直偏振的线偏振光经过一个散射介质后，在输出端变成了偏振不一的强度散斑。(b) 竖直偏振光的振幅经过二值化优化后再经过强散射介质，在输出端产生一个圆偏振的聚焦点。

3.7.2 实验装置

为了实现快速的聚焦，我们用一个高速的 DMD(1920*1080 分辨率, ALP4395, Vialux) 进行波前校正, 其切换速度可达 17.86kHz。实验装置如图 3.22 所示, He-Ne 激光 (632.8nm) 经过后被 M1 反射照射 DMD。为提高能量利用率, DMD 的 0 级衍射光用于二值化振幅调制, 0 级衍射光利用 $4f$ 系统和小孔滤波选出。调制得到的入射光场通过物镜 (10X, NA=0.4; Olympus) 照射在约 $80\mu\text{m}$ 厚的 ZnO 散射介质层上, 散射光束经过另一个物镜 (10X, NA=0.25; Olympus) 收集, 并经管镜 (L5; $f=180\text{mm}$) 成像到 CMOS 相机 (D752, PixeLINK, 8 bit) 上。我们用 GA 算法进行波前的迭代优化。优化中, DMD 被分成 60×60 个部分。四分之一玻片和偏振片的组合可以实现任意偏振态的选择。当目标偏振是线性的时候, 一个偏振片足以实现会聚点偏振的调制。

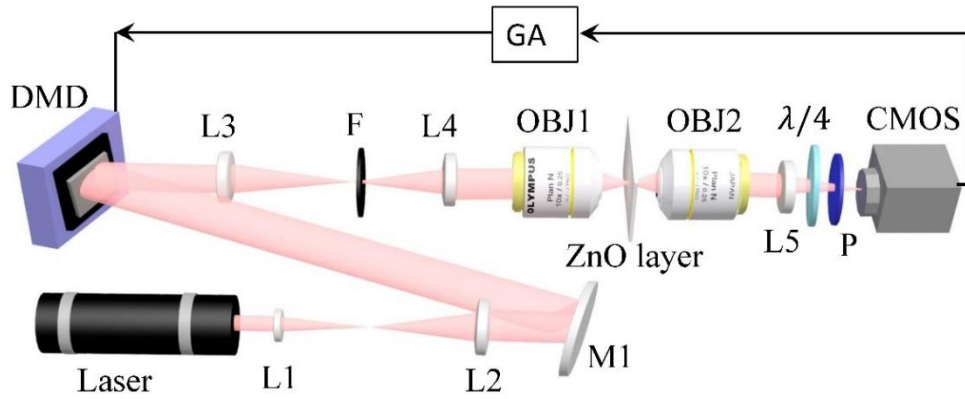


图 3.22 实验装置

L: 透镜; M: 反射镜; DMD: 数字微镜阵列; F: 小孔; OBJ: 物镜; $\lambda/4$: 四分之一波片; P: 偏振片。

3.7.3 透过强散射介质聚焦点的偏振调制

首先，我们穿过 ZnO 散射介质层分别生成了水平偏振、竖直偏振和圆偏振的聚焦点。在移去偏振片之后，这三个聚焦点的强度图案分布如图 3.23 (a-c) 所示。三个点的 PBR 分别为 24.7、21.6 和 17.5。为了表征这些矢量光束的生成效果，我们在相机前面加检偏器进行检测。通过旋转检偏器的角度，记录不同角度下的强度值，矢量光束被分别投影在了 36 个均匀分布的偏振方向上。强度测量曲线如图 3.23 (d) 所示，水平和竖直偏振聚焦点的强度是用最大值归一化的，而圆偏振聚焦点是按平均强度进行归一化的。结果表明，水平偏振和竖直偏振聚焦点的强度变化随着检偏器的转动很好地符合马吕斯定律，而圆偏振聚焦点的强度围绕着归一化强度 1 进行变化，证明聚焦点的偏振方向被准确地调控。

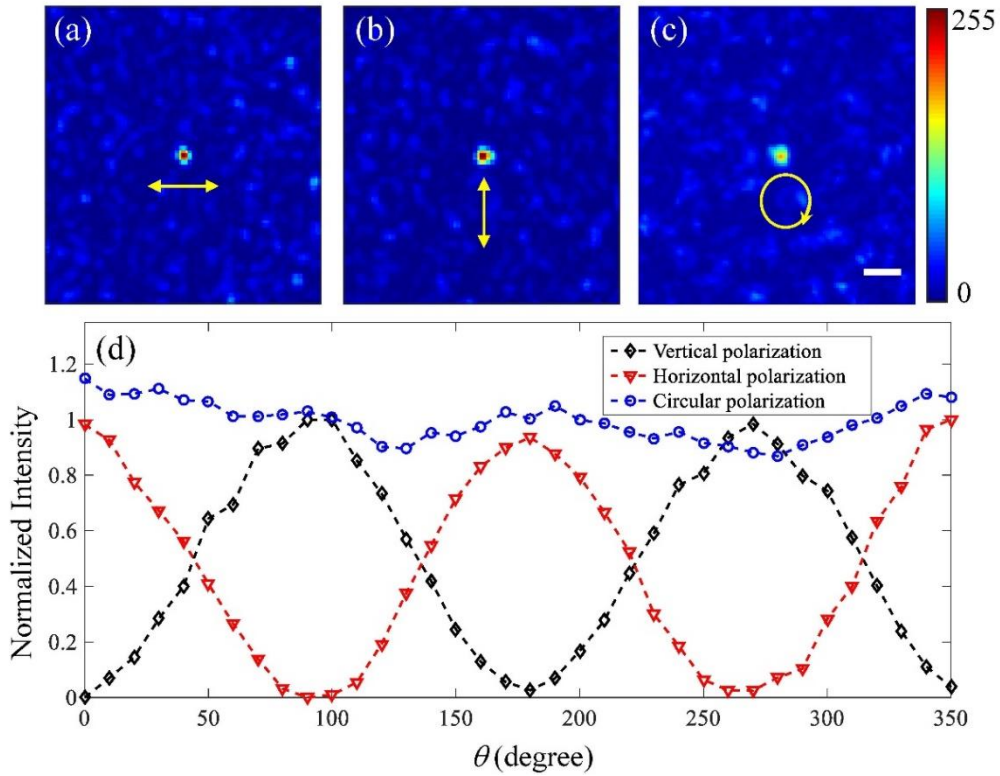


图 3.23 透过 ZnO 散射介质层生成矢量聚焦点

(a) (b) (c) 分别为生成的水平、竖直和圆偏振聚焦点，偏振方向如黄色箭头所示。
(d) 使用一个检偏器对 (a-c) 中三个聚焦点进行偏振检测的归一化强度曲线。标尺：50 μm 。

我们还实现了透过 ZnO 散射介质层的矢量聚集点的动态扫描，结果如图 3.24 所示。图 3.24 (a) 为目标扫描图案的强度分布和偏振分布，每个点的偏振方向都是沿径向指向扫描图案的中心。在单独优化了每个矢量聚焦点之后，我们使用 DMD 对所有的聚焦点依次扫描，并对扫描得到的聚焦点进行重构。图 3.24 (b) 是没有检偏器的情况下重构出的强度图案。为了检测矢量聚焦点的偏振特性，不同方向(0° (水平方向), 135° , 90° 和 45°)的检偏器检测得到的强度图案如图 3.24 (c-f) 所示。结果表明，对于不同方向的检偏器，图中强度最大点总是平行于检偏器方向并且位置分布关于扫描图案的中心对称，而位置分布关于扫描图案的中心对称并且垂直检偏器方向的会聚点出现了消光现象，证明生成的扫描图案中每个点的偏振方向是指向扫描图案中心的，结果符合期望的偏振控制效果。

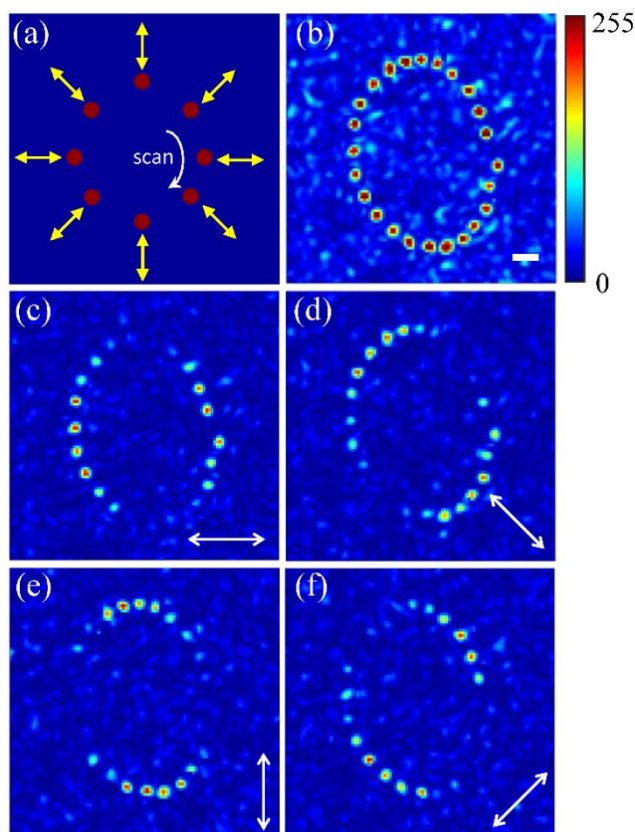


图 3.24 透过 ZnO 散射介质层扫描矢量聚焦点

(a) 目标会聚点的扫描示意图。(每个聚焦点的偏振方向如图中的黄色箭头所示，扫描方向如图中的白色箭头所示) (b) 重构出的扫描点的图案强度分布 (未加检偏器) (c-f) 重构出的扫描点的强度分布 (检偏器方向如图的右下角的白色箭头所示，分别为 0° (水平方向)， 135° ， 90° 和 45°)。标尺为 $50\mu\text{m}$ 。

我们还用振幅组合的技术同时生成了两个偏振方向不同的聚焦点。图 3.25(a)和 (b) 为调制一个竖直偏振聚焦点的二值化振幅图和实验结果，图 3.25 (c) 和 (d) 为生成一个水平偏振聚焦点的二值化振幅图和实验结果。图 3.25 (e) 中的振幅图由图 3.25 (a) 和 (c) 中的振幅图各取一半组合而成，采用它优化输入波前穿过散射介质可以同时生成两个偏振方向不同的聚焦点，结果如图 3.25 (f) 所示。经测量，这两个聚焦点的强度比为 1.02:1。用竖直的偏振片对该图案进行检测 (图 3.25 (g))，左边的竖直偏振点依然很亮而右边的水平偏振点消失，而用水平的偏振片进行检测 (图 3.25 (h))，情况相反，这也很好的证实了两个点的偏振方向与预期一致。

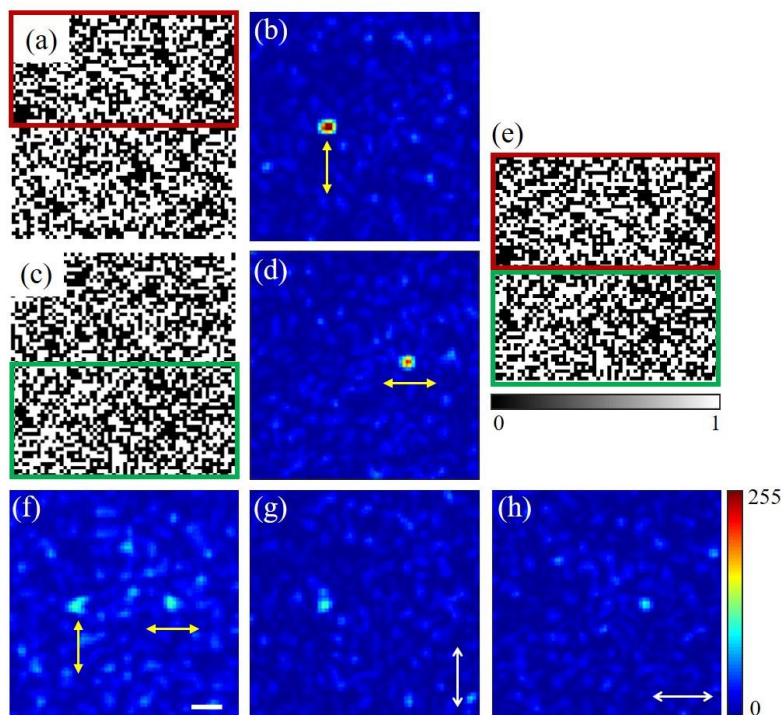


图 3.25 用振幅组合技术穿过 ZnO 散射介质层同时生成两个偏振方向不同的聚焦点（黄色箭头指示偏振方向，白色箭头指示检偏器的方向）标尺 $50\mu\text{m}$ 。

我们提出用二值化振幅调制的方法穿过散射介质生成矢量聚焦点。通过四分之一波片和线性偏振片的组合，任意偏振的聚焦点可被调制产生。除了生成单一偏振方向的聚焦，我们还提出使用振幅组合的技术同时生成多个偏振方向的聚焦点。改变两部分振幅所占的比例还可调控这两个偏振聚焦点相对强度。增加 DMD 平面上的输入模式数可以增强矢量聚焦能力但也需要更长的测量时间。我们的工作表明二值化的振幅调制已经足以实现对强散射介质后聚焦点的偏振控制，这将推动依赖偏振的应用比如偏振响应成像和光操控。

3.8 本章小结

本章系统地介绍了几种克服散射实现聚焦的方法，包括迭代优化算法、TM 算法和 OPC 算法，并开展了相应的实验研究。透过散射介质的成像和光捕获还需要对聚焦点三维调控。对于弱散射介质，记忆效应实现了聚焦点的三维移动；对于强散射介质，我们提出 CGH-aided PSF 调制方法实现了聚焦点的三维移动。除了对聚焦点强度的调制之外，我们还提出使用二值化振幅的调制方式来控制聚焦点的偏振方向。本章所研究的透过散射介质的光场调制技术有望帮助解决在光学成像和光学捕获中遇到的光散射问题，推动复杂介质后光学应用的发展。

第4章 新型结构光场的研究及光捕获

结构光场是目前光学领域的研究前沿和热点,它是指具有特殊光场结构和时空演化特性的一类光场。新型结构光场在与物质相互作用过程中通常展现出特殊的光学效应,这些独特的光学特性已经在光学微操控、生物医学成像和新型光通信中产生了重要的应用价值。非衍射光束,作为新型结构光场的典型代表,由于其能够突破衍射极限,可实现长距离传输,有望增加光束在组织中的穿透深度,并可用于微粒的长距离操控和超长焦深的光学成像。本章开发了三种新型结构光场包括 Lommel 光束、由高阶的 LG 模式叠加的环形光晶格和光学围栏,并且研究了其在光捕获中的应用。

4.1 Lommel 光束的理论和实验研究

非衍射光束拥有很多奇特的特性,可以在很长的距离内保持光场结构不变,并且当传播的过程中遇上障碍物时,能快速对光场结构进行自我修复,在新型的激光应用领域起了一个重要的作用^[113]。1987年, Durnin 提出了第一种非衍射的光束——Bessel 光束^[99],这是一个开创性的工作。自此以后, Bessel 光束被深入的研究,在光捕获^[114]、3D 光片式显微镜^[115]、原子光学^[116]和非线性光学^[116]等领域引起了广泛关注。除了著名的 Bessel 光束,非衍射光束还包括马蒂厄(Mathieu)光束^[53]和抛物线(Parabolic)光束^[117],它们分别是亥姆霍兹方程式在椭圆坐标系和抛物线坐标系下非傍轴条件下的解。由于它们组成的解集之间完全正交,因此,非衍射光束可以看作是不同完备基的叠加,任何具有相同径向波矢的非衍射模式的线性叠加构成的光束也必然可以保持非衍射特性。

目前已经报道了一些相关的工作,比如非对称的 Bessel 光束^[118]、两系数的广义 Bessel 光束^[119]、径向自加速的螺旋光束^[120]和角向加速的轨道角动量光场^[121]。引人注目的是,这些特殊的组合可以展现独特的特性,其特性可能会带来新颖的应用。例如,不对称 Bessel 光束具有优雅的月牙形光强分布,月牙形的不对称程度和方向都能人为的控制,这种特性可能会在超分辨光片式显微镜上得到应用。与此同时,对新型非衍射光束的探索以及新的生成和表征方法也一直在进行中。近来, A. A. Kovalev 等研究者理论上介绍了一种新型的光束,这种光束被称为 Lommel 光束,其结构分布可以被表示为双变量的高阶 Lommel 方程^[122]。实际上, Lommel 光束是波矢轴向投影相同的 Bessel 模式的线性叠加解,因此它

也是一种非傍轴的非衍射光束，但不是自加速光束，这类似于之前报道的非对称 Bessel 光束。然而，在笛卡尔坐标系中 Lommel 光束的横向强度分布关于两个坐标轴都具有反射对称性，并且通过对光束参数的简单调整，可以实现对光束截面强度分布的连续调节。此外，Lommel 模式的另一个优点是轨道角动量（Orbital Angular Momentum, OAM）的变化是连续的，而 Bessel 模式的变化是离散的。这些独特的性质将为微粒子的光学捕获和旋转提供更多的可能性。然而，这些优势的发挥首先依赖于实验上对该光束的生成。在本节中，我们首先在理论上对 Lommel 光束进行了研究，然后在实验上使用二值化的振幅图精确地生成了多种 Lommel 光束^[123]。

4.1.1 理论研究

Lommel 光束实际上是 Bessel 模式的一种叠加解，在柱坐标下的表达式为

$$E_n(r, \varphi, z) = \exp(iz\sqrt{k^2 - \alpha^2}) \times \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p c^{2p} \exp[i(n+2p)\varphi] J_{n+2p}(\alpha r), \quad (4.1)$$

其中 $\exp(iz\sqrt{k^2 - \alpha^2})$ 是传播因子， $k = 2\pi/\lambda$ 是波长为 λ 单色光的波数， $J_n(x)$ 是第一类 n 阶 Bessel 方程， α 为横向波数，决定了 Lommel 光束的尺寸，并且确定了所有叠加的 Bessel 模式具有相同长度的轴向投影， c 是一个无量纲的复系数， n 为拓扑荷，带入双变量的 Lommel 方程：

$$U_n(w, \zeta) = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \left(\frac{w}{\zeta}\right)^{n+2p} J_{n+2p}(\zeta), \quad (4.2)$$

公式 (4.1) 可以写为：

$$E_n(r, \varphi, z) = c^{-n} \exp(iz\sqrt{k^2 - \alpha^2}) U_n[c\alpha r \exp(i\varphi), \alpha r]. \quad (4.3)$$

很显然，Lommel 光束的分布可以简单用第 n 阶 Lommel 方程式表示，因此，这类光束被称为 Lommel 光束。 c 为一个复系数， $c = c_0 \exp(i\phi_0)$ ，其中 c_0 是模，为了确保收敛， c_0 必须要小于 1， ϕ_0 是辐角，范围在 $(0, 2\pi)$ 。

与 Bessel 模式相比，Lommel 模式关于坐标轴对称而非圆对称。通过调整复系数 c 的值，可以控制 Lommel 场分布呈现任意方向的双月牙形的强度分布。如图 4.1 (a-d)，随着 c_0 ($c_0=0.1, 0.3, 0.6, 0.9$) 的增大，光束的强度分布趋向于沿着 x 轴延伸。复系数 c 也决定了月牙形强度分布的方位。从图 4.1 (e-h) 我们可以看出 Lommel 模式的横向强度图案随着 c 辐角 ($\phi_0 = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$) 的

增大而不断旋转。值得注意的是，这种优雅的长度模式非常适合捕捉和引导生物粒子，并且可以通过调整光场参数实现对光束强度分布的调制以改善光阱的强度特性。

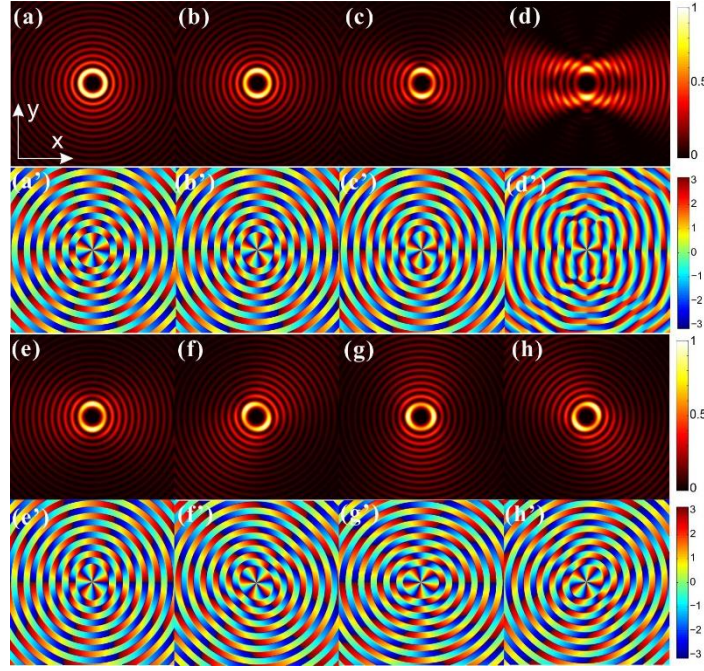


图 4.1 在 $z=0$ 平面上 Lommel 光束的强度和相位分布

(a-h) 拓扑荷 n 为 3 时的强度分布，其对应的复系数 c 分别为 (a) 0.1, (b) 0.3, (c) 0.6, (d) 0.9, (e) 0.5, (f) $0.5\exp(i\pi/4)$, (g) $0.5i$ 和 (h) $0.5\exp(i3\pi/4)$ 。(a'-h')是(a-h)对应的相位分布。

此外，Lommel 模式投影在光轴 J_z 上的 OAM 可以表示为

$$J_z = \text{Im} \left\{ \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \int_0^{2\pi} E^* \frac{\partial E}{\partial \varphi} r dr d\varphi \right\}, \quad (4.4)$$

光束的横向强度为

$$I = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \int_0^{2\pi} E^* E r dr d\varphi, \quad (4.5)$$

把公式 (4.1) 带入 (4.4) 和 (4.5) 中，我们可以得到

$$J_z = 2\pi \lim_{R \rightarrow \infty} \sum_{p=0}^{\infty} (n+2p) (cc^*)^{2p} \int_0^R J_{n+2p}^2(\alpha r) r dr, \quad (4.6)$$

$$I = 2\pi \lim_{R \rightarrow \infty} \sum_{p=0}^{\infty} (cc^*)^{2p} \int_0^R J_{n+2p}^2(\alpha r) r dr, \quad (4.7)$$

通过计算公式 (4.6) 和 (4.7) 的积分，OAM 用总强度归一化得到

$$\frac{J_z}{I} = \frac{\sum_{p=0}^{\infty} (cc^*)^{2p} (n+2p)}{\sum_{p=0}^{\infty} (cc^*)^{2p}} = n + \frac{2|c|^4}{1-|c|^4}. \quad (4.8)$$

从 (4.8) 式我们可以看出, OAM 的大小随着 n 和 c 的模的增大而增大。比较特别的是, 由于 c 的模的取值范围是从 0 到 1, 因此 OAM 可以取任意的值。除此之外, 考虑到 OAM 的大小和 c 的幅角无关, 因此, 我们可以产生拓扑荷相等而月牙图案方向不同的 Lommel 光束。根据 Lommel 光束横截面上的相位分布可以分析得到 OAM 的大小 (如图 4.1 (a'-h'))。

此外, 我们进一步计算了 Lommel 光束的傅里叶谱来研究频谱平面的特性。由 Bessel 光束的角谱 $F_n(\theta, \varphi) = (-i)^n \exp(in\varphi) \delta(\theta - \theta_0) / (\lambda\alpha)$ 和公式 (4.1) 可以计算得到 Lommel 光束的傅里叶谱的分布:

$$\begin{aligned} A(\theta, \varphi) &= \frac{1}{\lambda\alpha} \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p c^{2p} (-i)^{n+2p} \exp[i(n+2p)\varphi] \delta(\theta - \theta_0) \\ &= \frac{1}{\lambda\alpha} \frac{(-i)^n \exp(in\varphi)}{1 - [c \exp(i\varphi)]^2} \delta(\theta - \theta_0). \end{aligned} \quad (4.9)$$

从 (4.9) 式我们看出, Lommel 光束的傅里叶频谱分布在一个圆环上, 这也证明了光束的非衍射特性。然而和 Bessel 光束不同的是, Lommel 光束在傅里叶频谱面圆环上的振幅和相位是和极角 φ 有关的, 这也导致了其在空域上独特的性质。更进一步, 频谱平面的图案分布也能通过调制光束的参数来控制。

在这里, 我们理论分析了不同参数的频谱平面强度分布。从图 4.2 可以发现参数 c 的值对 Lommel 光束的频谱平面的强度分布影响很大。从图 4.2 (a) 中看出, 随着 c_0 的增加, 振幅逐渐集中分布在环上的两个点上, 导致环上的能量不对称分布。从图 4.2 (c) 中可以看出, 随着 c 幅角的变化将导致振幅的分布沿着环进行转移, 但是结构没有变化。图 4.2 (b) 和 (d) 表明, 随着参数 c 的变化, 相位的分布发生了轻微的变化。图 4.2 (e) 和 (f) 表明, 尽管拓扑荷 n 不会对振幅的分布产生影响, 但其明显地影响着相位的分布。因此, 以上结果证明, 复系数 c 主要影响 Lommel 光束的振幅分布, 而拓扑荷 n 主要影响横截面上的相位分布。

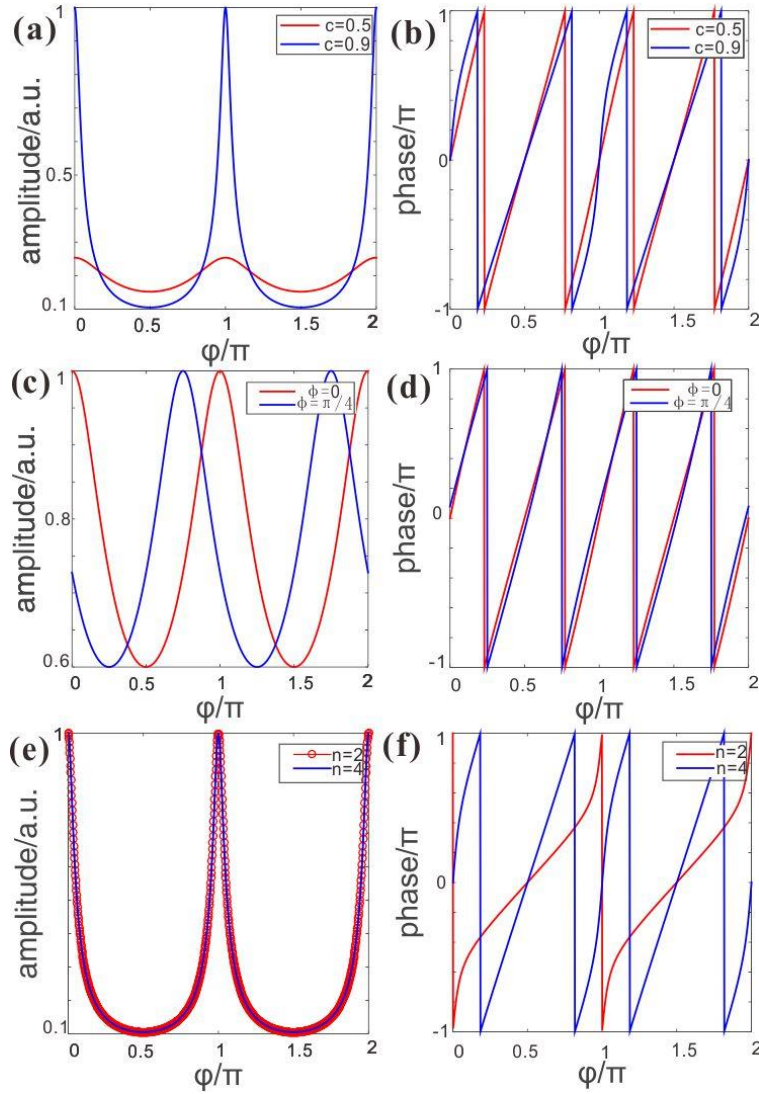


图 4.2 Lommel 光束的频谱平面振幅和相位的分布曲线的比较

(a) 为 $n=4$, $c=0.5$ (红线)、 0.9 (蓝线) 时 Lommel 光束频谱平面的振幅分布曲线。(c) 为 $n=4$, $c=0.9$ (红线), $0.9\exp(i\pi/4)$ (蓝线) 时 Lommel 光束频谱平面的振幅分布曲线。(e) 为 $c=0.9$, $n=2$ (红线), 4 (蓝线) 时 Lommel 光束频谱平面的振幅分布曲线。(b) (d) (f) 为 (a) (c) (e) 中光束对应的频谱平面的相位分布。

4.1.2 实验研究

使用 2.2.3 节中的超像素方法 (原理如图 4.3 (a-c) 所示), 我们建立了图 4.3 (d) 中所示的实验装置。在 Lens4 的后焦面处我们得到目标光场分布。在进行频谱平面研究时, 用另一个透镜 Lens5 对该光束进行傅里叶变换 (如图 4.3 (e) 所示), 在 Lens5 的后焦面我们可以得到该光场的频谱平面的强度分布。

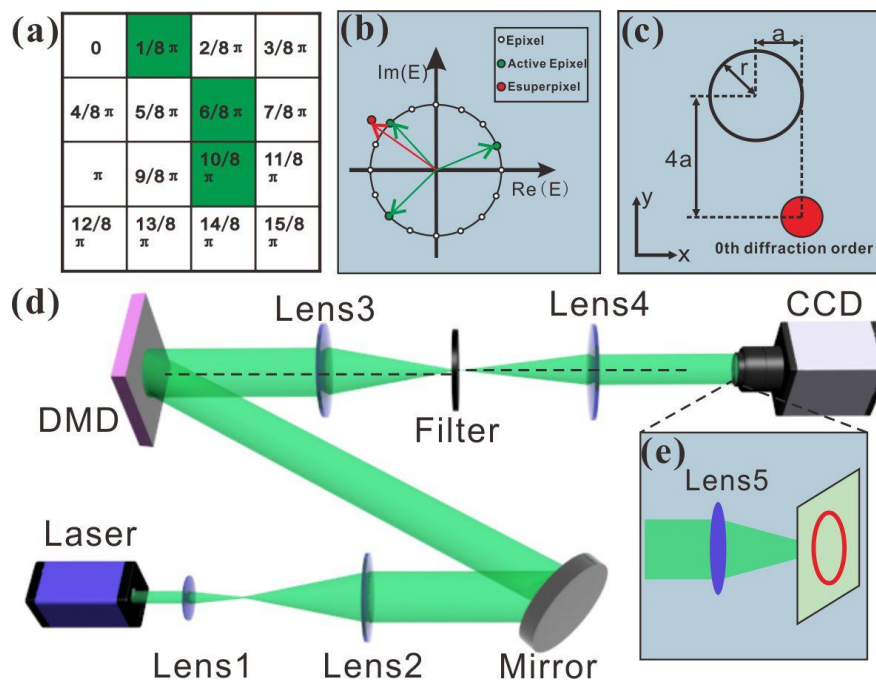


图 4.3 超像素编码算法和实验装置

我们实验生成了多种 Lommel 模式。首先，使用超像素编码方法，根据所需光束的归一化振幅（图 4.4 (a)）和相位分布（图 4.4 (b)）计算得到二值化的振幅图（图 4.4 (c)），其中白色块和黑色块分别表示控制 DMD 的“开”和“关”状态。将振幅图加载到 DMD 上，在 $4f$ 的后焦面上得到目标 Lommel 光束，其强度分布图如图 4.4 (d) 所示。作为对比，我们还对二值化的振幅图进行了两次傅里叶变换和一次空间滤波，模拟了实验光路的光学变换，模拟得到的目标平面上的光束剖面如图 4.4 (e)。我们对理论、模拟和实验得到的三个强度分布取 $y=0$ 的横截面，沿 x 方向的强度分布曲线如图 4.4 (f) 所示，从三条曲线的重合结果，我们发现实验测量、模拟结果与理论分布都达到了很好的吻合。

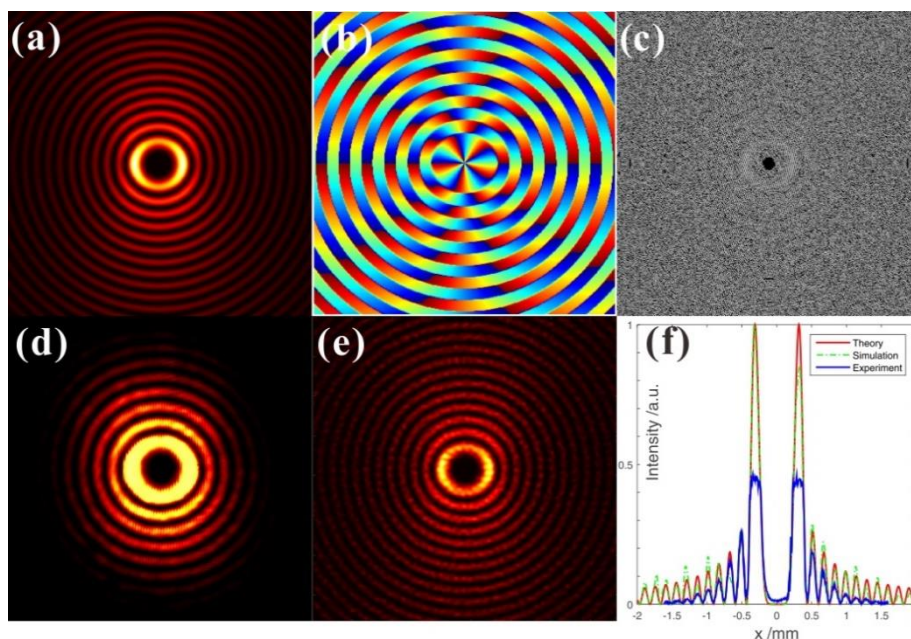


图 4.4 对 Lommel 光束的理论、模拟和实验研究比较

(a) (d) (e) Lommel 模式 ($z=0$, $n=3$, $c=0.5i$) 理论、实验和模拟上的强度分布。(b) 该光束的相位图。(c) 使用超像素方法计算得到的二值化的振幅图。(f) $y=0$ 截面上一维的强度分布。(红线、绿线和蓝线分别对应理论、模拟和实验曲线)

此外，为了探究光束参数对 Lommel 模式特性的影响，我们实验上生成了一系列具有不同参数 c 的 Lommel 光束，并记录了它们的强度分布。图 4.5 (a-d) 对应生成的 Lommel 光束的 c_0 参数分别为 0.1, 0.3, 0.6, 0.9, 其它参数相等 ($n=3$, $\alpha=k/3$, $\phi_0=0$)。实验结果证明，随着 c_0 的增大，光束的强度分布更趋向于沿 x 轴伸展。然而 ϕ_0 决定 Lommel 光束的对称角度，通过在 DMD 上加载一系列的二值化的振幅图，光束可以被控制着进行动态的旋转。旋转结果如图 4.5 (e-h) 所示，其对应的 ϕ_0 分别为 0 , $\pi/4$, $\pi/2$, $3\pi/4$ 。图 4.5 (a'-h') 分别为图 4.5 (a-h) 对应的频谱平面的强度图案。我们可以清晰地分辨出环形的结构，这也证实了 Lommel 光束的非衍射特性。同样地，频谱平面上的强度分布也可以通过调制参数 c 来进行控制，不过相比于近场上强度最大值的方位角，频谱平面上环的最大值正好旋转了 90° 。由此可见，采用二值化振幅的调制方式可以生成不同结构分布的 Lommel 光束，并利用 DMD 的快速切换能力可以动态切换不同的模式，这将为光学显微成像和光学操控提供新的可能性。

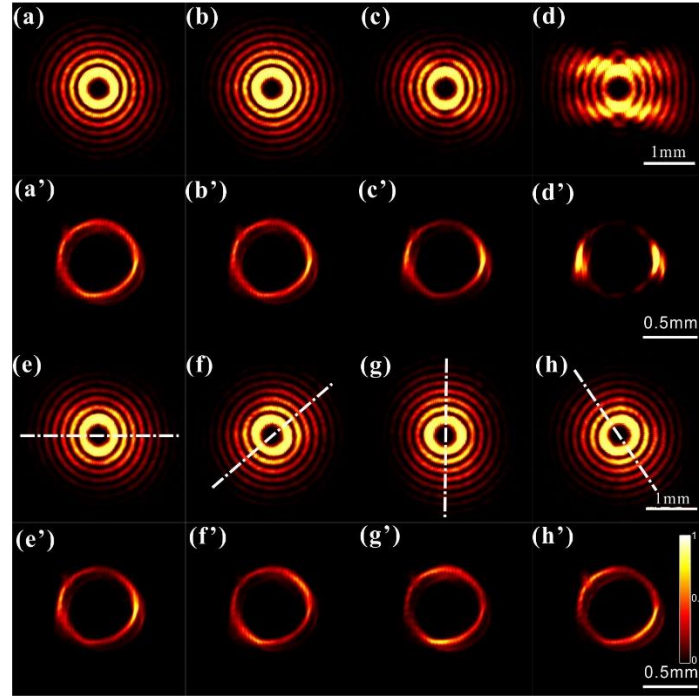


图 4.5 不同参数 c 的 Lommel 模式 ($n=3$, $\alpha=k/3$) 强度分布的实验结果

(a-h) 不同 c 参数的近场强度分布图案, c : (a) 0.1, (b) 0.3, (c) 0.6, (d) 0.9, (e) 0.5, (f) $0.5\exp(i\pi/4)$, (g) $0.5i$ 和 (h) $0.5\exp(i3\pi/4)$ 。(a'-h') 为 (a-h) 相应的频谱平面的强度分布。白色虚线指示月牙的旋转方向。

进一步, 我们研究了引入复位移的 Lommel 光束。公式 (4.3) 中的 Lommel 光束在笛卡尔坐标系下可以表示为

$$E_n(x, y, z=0; \alpha, c) = c^{-n} U_n \left[c\alpha(x+iy), \alpha\sqrt{x^2+y^2} \right]. \quad (4.10)$$

之后我们沿着笛卡尔坐标系施加了一个复常数位移 (x_0, y_0) 使之产生复移动, 在 $z=0$ 平面上光场的复振幅 E 可以写为下式:

$$E_n(x, y; \alpha, c, x_0, y_0) = c^{-n} U_n \{ c\alpha[(x-x_0)+i(y-y_0)], \alpha\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2} \}. \quad (4.11)$$

其中 U_n 为 Lommel 多项式。

在图 4.6 (a-d) 中, 我们首先从理论上研究了坐标复移动对光场强度分布的影响。研究发现, 通过改变位移参数的虚部值可以任意调整横截面的能量分布, 包括可以使得能量集中在不同的象限, 这提供了一种新的方法来控制光束轮廓的不对称性。此外, 图 4.6 (e-h) 所示的实验观测结果也证实了这些特征。

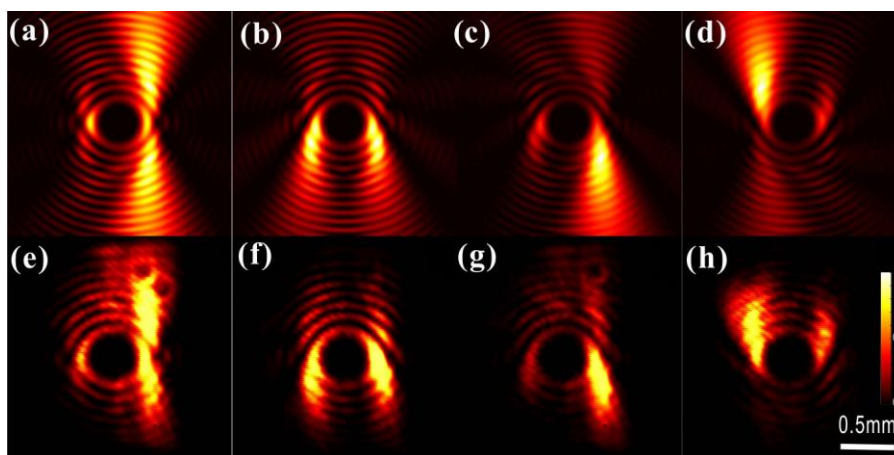


图 4.6 加入复位移的 Lommel 光束 ($n=6$, $c=0.9i$) 的理论和实验的横向强度分布
 复位移 x_0 和 y_0 分别为: (a) $x_0=0$, $y_0=0.4i\lambda$; (b) $x_0=0.4i\lambda$, $y_0=0$; (c) $x_0=0.4i\lambda$, $y_0=0.4i\lambda$;
 (d) $x_0=-0.4i\lambda$, $y_0=0.4i\lambda$ 。(e-h) 分别为 (a-d) 相对应的实验结果。

本节中, 我们首先在理论上研究了参数 c 和 n 对 Lommel 光束强度分布的影响, 我们发现通过改变复系数 c , 能够实现对 Lommel 光束的横向强度对称度的调制和方向的控制。我们使用超像素的编码方式以及 DMD 的复杂结构光场的调制能力, 首次在实验上生成了不同的横向分布和不同轨道角动量的 Lommel 模式, 并且在实验上证明了 Lommel 光束的非衍射特性, 实验结果和理论计算达到了很好的符合。非衍射的 Lommel 光束方法可能会在光引导和成像方面存在潜在的应用。除了 DMD, 二值化的振幅图也可以用精密的元件呈现, 因此, 我们的方法将会在表面等离子体和电子束方面找到新的应用。

4.2 利用高径向阶的 LG 光束构建环形光晶格

除了非衍射光束, 非衍射的光晶格也经常被用来进行结构光照明和光捕获。这些非衍射的光晶格通常是由非衍射光束叠加产生的, 本小节, 我们将介绍一种新的叠加方式。

LG 光束^[124]由于携带轨道角动量已经被广泛地用在光操控^[55]、光学通信^[125]、纳米光子学^[126]和传感^[127]等方面。同时, LG 光束的叠加模式包括光学环晶格^[128]、Ferris 轮^[129]和光瓶^[130]逐渐吸引了人们的研究兴趣。这些模式的光束具有独特的结构、性质和传播行为, 可用于检测旋转物体^[131]或原子捕获^[132]。特别地, 环形光学晶格^[128]在超冷原子捕获的研究中具有独特的应用, 通常采用全息技术对其进行捕获调制^[133-135]。在 2007 年, Arnold 等研究者使用两束反向传输的 LG 光束 (二者轨道角动量不同) 构建出了一种环形光晶格, 这种环形光晶格可以在红蓝

失谐光里捕获超冷原子^[129]。自此之后，人们开始研究光晶格光束在引导原子方面的应用。例如，S. M. Baumann 研究了由 Gouy 相位引起的离轴光束在自由空间中随着传播发生旋转的特性^[136]，横向强度的移动可以操控被捕获的原子进行运动。Arnold 等提出了一种通过反向传播 LG 光束的干涉来扩展暗光捕获的新方法^[137]，该方案用于产生旋转螺旋光管子或明亮的条带，这些光管子和条带可作为光学原子传送带^[138]。然而，通常由 LG 光束叠加产生的环形晶格光束在传播中具有衍射特性，这限制了形成的光学通道的聚焦深度，这无疑会降低其加速和引导超冷原子的性能。

众所周知，Bessel 光束^[116]和艾里光束^[48]是典型的非衍射光束，且具有自修复特性。有趣的是，在实验^[139]中已经观察到环形光晶格的自修复行为。自然地，我们会问，在一定的物理条件下，环形光晶格是否能够表现出某些非衍射行为。最近的一项研究表明^[52]，在适当的条件下，在 Bessel 光束存在的锥形体积内，LG 光束可以像 Bessel 光束一样看作是准非衍射光束。在此基础上，我们利用高径向阶 LG 光束的叠加，构造了一种具有准非衍射行为的环形光晶格^[140]。在自由空间中，这种环形光晶格能够产生超长的明亮通道或光学条带，为原子的光学操纵提供了新的视角。

通过与 Bessel 光束的比较，我们对环形光晶格的传输特性进行了仿真模拟。此外，我们还利用 DMD 的复杂波前调制能力对光晶格进行了实验生成，并对其传播特性进行了表征。通过记录不同传播位置处的光强分布，我们重建了光晶格的三维结构，得到了立体的超长的光学管道和明亮的条带。此外，我们还通过不同的 LG 模式的组合生成了不同横向分布的光学通道。这些非衍射光晶格光束具有较长的聚焦深度，可能为光片式显微镜和显微操控开辟新的前景。

4.2.1 理论研究

LG 模式是傍轴衍射方程的解，在柱坐标系下的复振幅可以写为^[21]

$$U_{LG}(r, \varphi, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^{|m|} L_n^{|m|} \left(\frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)} + i(2n + |m| + 1)\Phi(z) - im\varphi \right], \quad (4.12)$$

其中，

$$A_0 = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{2n!}{\pi(n+|m|)!}}, \Phi(z) = \arctan \left(\frac{z}{L_D} \right), \quad (4.13)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2}, L_D = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}, R(z) = z[1 + (L_D/z)^2].$$

A_0 是振幅, ω_0 是在 $z=0$ 平面处光束的束腰, k 是波数, L_D 为高斯轮廓的瑞利距离, L_n^m 是相应的拉盖尔多项式, 其中 n 和 m 分别是径向和角向的阶数。

通常, 由于高斯轮廓的存在, LG 光束会像高斯光束一样有类似的衍射特性。然而, 当径向参数 $n \gg 1$ 时, LG 光束在平面处的复振幅分布 ($z=0$ 平面) 可以被推导为下式:

$$U_{LG}(r, \varphi) \approx A_0 \frac{\Gamma(n+|m|+1)}{n!N^{|m|/2}} J_m \left(2\sqrt{2N} \frac{r}{\omega_0} \right) \times \exp(-im\varphi), \quad (4.14)$$

其中, A_0 为振幅, $J_m(\cdot)$ 是第一类 m 阶 Bessel 方程, $\Gamma(\cdot)$ 是伽马方程。上式表明 LG 光束和携带相同拓扑荷的 Bessel 光束的分布类似。此时, 相应的径向频率为 $k_t = 2\sqrt{2N}/\omega_0$, 其中 $N = n + (|m|+1)/2$ 。

在理论上, 理想 Bessel 光束的传播是在无限大空间中延伸的, 而高径向阶 LG 光束是被限制在一个半径为 $R = \omega_0 \sqrt{2N}$ [141] 的圆盘上。我们使用这个半径在 Bessel 光束的横向分布上进行了圆盘形状的截取, 并且在 Bessel 光束锥角的范围中对 LG 光束和 Bessel 光束的传播特性进行比较。由于 Bessel 光束可以看作一系列以角度 θ 沿锥角传播的平面波构成的, 截取的 Bessel 光束的最大衍射距离为 $Z_{\max} = R / \tan \theta \approx R / (k_t / k) \equiv L_D$ 。这个关系表明该 Bessel 光束的最大衍射距离等于相同条件下 LG 光束的衍射长度。在 L_D 空间长度内, 和 Bessel 光束^[52]类似, LG 光束也可以被看作是准非衍射光束。

作为一个示例, 通过理论上生成 LG_{10}^0 光束和被半径为 $R = \sqrt{21}\omega_0$ 的圆盘截取的零阶 Bessel 光束, 我们研究了 LG_{10}^0 光束的传播特性, 二者的比较展示在图 4.7 中。其中, x/y 轴和 z 轴的坐标分别使用 ω_0 和 L_D 进行归一化。在 $z=0$ 平面, 如图 4.7 (a) 和 (c) 所示, 两个光束的横向强度分布符合得很好, 尤其是在半径为 $2\omega_0$ 的圆盘中心范围中, 两个光束的前 $n/2$ 个环都恰好地被包括在其中。如图 4.7 (e) 所示, 这可以被 x 轴上的强度分布曲线所证实。除此之外, 如图 4.7 (b) 和 (d) 所示, 我们计算了两个光束在 $x-z$ 平面上的传播演变图案, 白色虚线标记出了 Bessel 光束强度集中传播的三角区域和 LG 光束的外部双曲线。我们可以看出 LG 光束的主要传播能量也是集中在和 Bessel 光束相同的锥角区域内。之后, 如图 4.7 (f) 所示, 我们分析了光束横截面上最大的强度随传播距离的变化。在 $z=0.9L_D$

处, 归一化后的 Bessel 光束的最大强度衰减到了 0.25, 而 LG 光束只衰减到 0.5。而在 $z < 0.9L_D$, LG 光束的最大强度和 Bessel 光束也是可类比的。因此, 高径向阶 LG 光束的传播特性和 Bessel 光束类似, 也具有准非衍射特性。

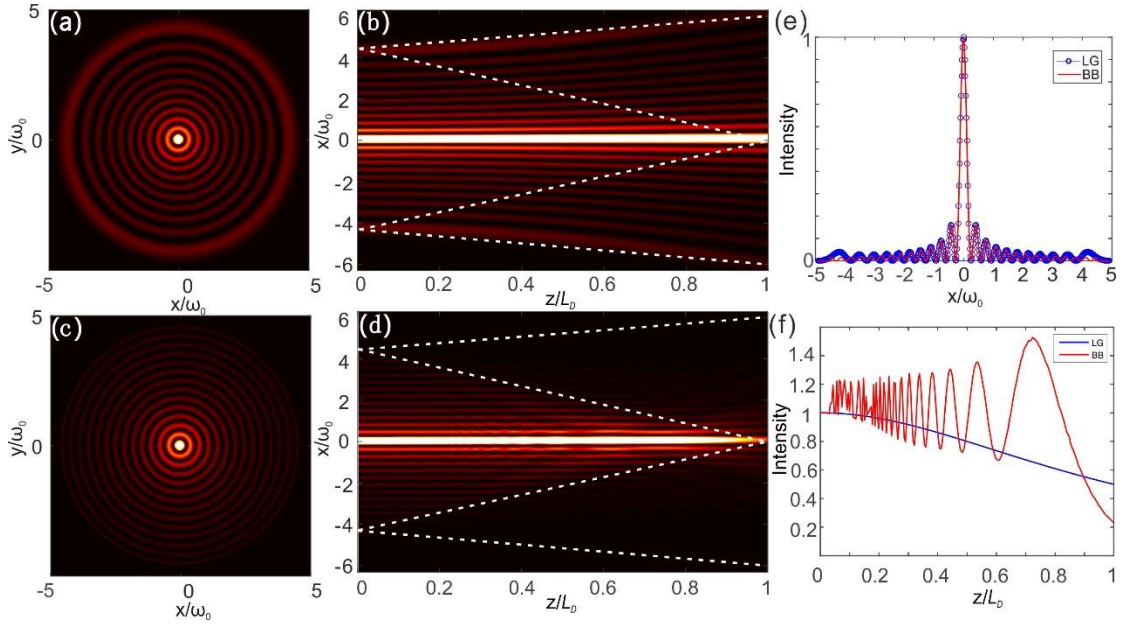


图 4.7 高径向阶 LG 光束的准非衍射特性

(a, c) LG_{10}^0 模式和截断后 Bessel 光束的横向强度分布。(b, d) LG 光束和 Bessel 光束在 x - z 平面上的传播演变。(e) LG 光束和 Bessel 光束的一维横向强度分布的对比。(f) LG 光束和截断后 Bessel 光束的轴上强度比较。

受到高径向阶 LG 光束的准非衍射特性的启发, 我们使用该模式的叠加构建了一类新的环形光晶格。具有相同横向波数的 Bessel 模式的线性组合叠加出的光束仍具有非衍射特性。同样地, 为了构建非衍射的环形光晶格, 对于所有的 LG 光束, 它们的横向波矢都相等, 都要满足 $k_t = 2\sqrt{2N}/\omega_0$ 。换句话说, 只要 N ($N = n + (|m| + 1)/2$) 相等, 叠加的光束便会具备非衍射特性。因此, 我们提出使用不同径向阶数和角项阶数 (m, n) 的组合来构建不同横向分布的环形光晶格, 由于 LG_n^m 比传统的 Bessel 光束多了一个径向参量的自由度, 因此我们使用 LG 叠加产生的环形光晶格的调控分布会更加多样。

我们分别使用两个 LG 模式 ($LG_{10}^{10}, LG_{10}^{-10}$) 和两个截断后的 Bessel 模式 ($m=10, -10$) 叠加产生了两个环形光晶格光束。它们的分布如图 4.8 (a) 和 (d) 所示, 沿着角向方向包含 $2|m|$ 个花瓣状的强度分布^[139]。如图 4.8 (e) 所示, 叠加模态在中心区域有相似的强度分布, 就像单个模态的特性一样。环形光晶格的中心花瓣

状的形状沿 z 轴的传播形成多个长焦深的明亮通道。两个环形光晶格的准非衍射(虚线)的中心三角形区域如图 4.8 (b) 和 (d) 所示, LG 模式叠加形成的超长光通道长度与 Bessel 光束相当。此外, 如图 4.8 (f) 所示, 我们还比较了亮条带沿着 z 轴的归一化强度变化。从 $z=0$ 平面到 $z=L_D$ 平面, LG 光束构成的光通道强度衰减到 0.5 左右, 而被截断的 Bessel 光束构成的光通道强度衰减到 0.3 以下。结果表明, LG 光束的叠加构建出了准非衍射环形光晶格, 这种光晶格的传输可以形成超长的明亮条带。

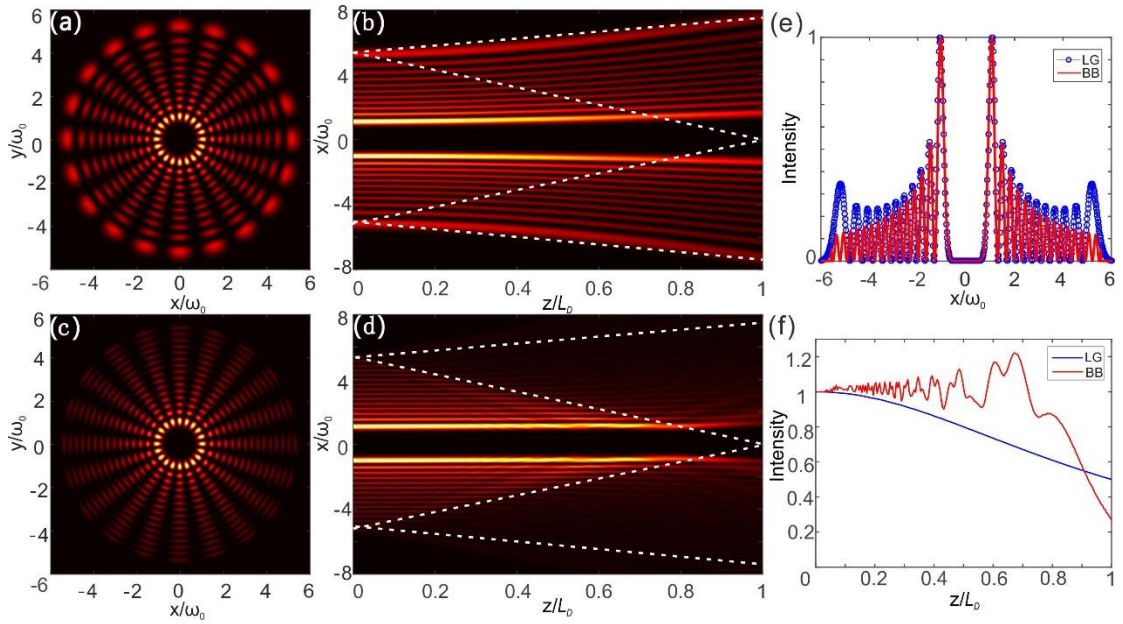


图 4.8 由 LG 光束和 Bessel 光束构成的环形光晶格

(a, b) 分别由两个 LG 模式 (LG_{10}^{10} , LG_{10}^{-10}) 和两个被截断后的 Bessel 光束 ($m=10$, -10) 叠加产生的环形光晶格。(b, d) 两个环形光晶格在 x - z 平面上的传播图。(e) 两个光束在 $y=0$ 截面上横向强度分布的比较。(f) 两个环形光晶格在传播过程中最大的强度随传播距离的变化。

4.2.2 实验研究

我们的实验装置如图 4.9 所示, 为了能在不同的轴向位置记录光束的传播强度变化, CCD 相机被安装在一个一维导轨上。插图为一幅使用超像素方法^[142]编码的生成环形光晶格的二值化振幅图, 该二值化振幅图被加载在 DMD 上进行光束的波前调制。

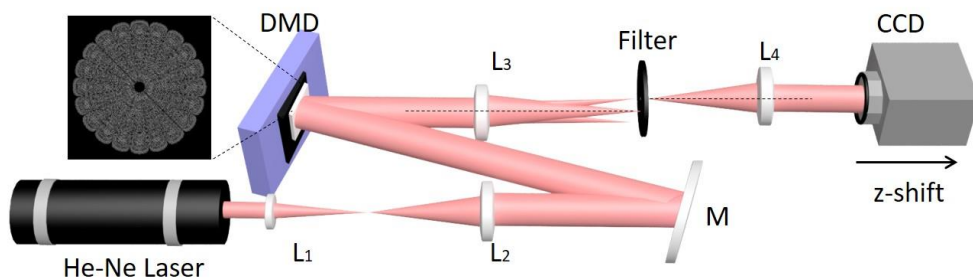


图 4.9 实验装置

我们首先在实验上生成了准非衍射的 LG_{10}^{10} 光束和由两个 LG 模式 (LG_{10}^{10} , LG_{10}^{-10}) 叠加产生的环形光晶格。它们横截面上的强度分布如图 4.10 (a) 和 (b) 所示, 由于它们的角向参数相同, 两个光束最中心的亮环大小一致。进一步地, 我们分析了光晶格光束的调制效果。在图 4.10 (d) 中我们比较了实验生成的光晶格和理论的横截面 ($y=0$ 平面) 分布, 通过对不同传播位置上 (实验中 $L_D=232\text{mm}$) 光束强度进行记录, 我们重建出光晶格光束的 3D 演化传播图及 $x-z$ 平面上强度的演变, 分别如图 4.10 (c) 和 (f) 所示。从图 4.10 (c) 中可以清楚地看到光晶格传播所产生的明亮的条带。在图 4.10 (e) 中, 我们还研究了光条带强度随着传输距离的变化。从图中可以看出, 实验和理论符合得很好。光晶格中间区域的亮条带在传播时强度保持不变, 这也正是准非衍射的表现。

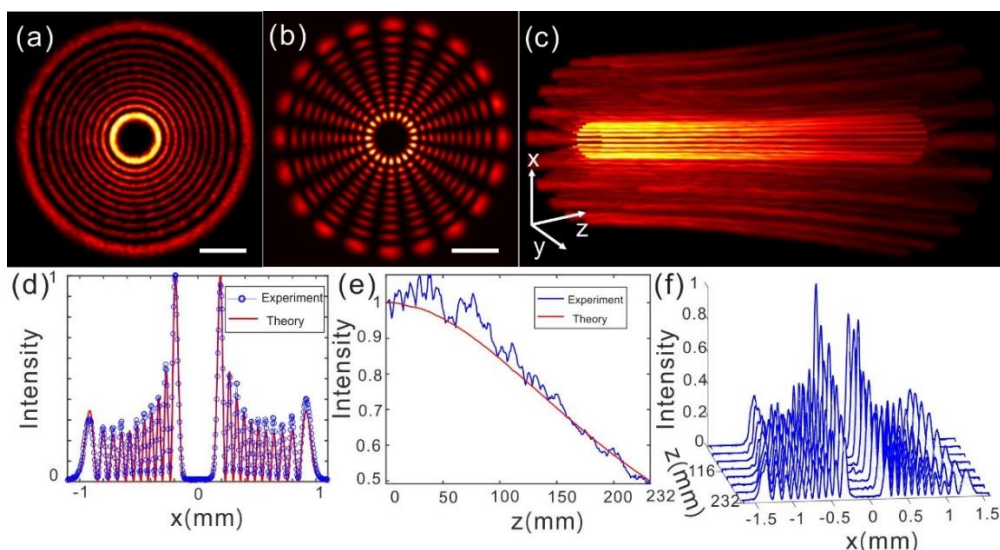


图 4.10 实验上生成环形光晶格

(a-b) LG_{10}^{10} 模式和环形光晶格 (由 LG_{10}^{10} 和 LG_{10}^{-10} 叠加产生) 的横向强度分布。(c) 光晶格在 3D 空间的分布。(d) 光晶格的一维强度分布。(e) 随着光束的传输, 亮条带上最大强度值的变化。(f) $x-z$ 平面上场演化的分布变化。蓝线和红线分别代表实验和理论曲线。传播的长度为一个瑞利距离 232mm。标尺: 0.5mm。

在上文中，我们已经证明了 LG 光束可以叠加产生环形光晶格，环形光晶格在传播的过程中可以形成亮的准非衍射的光学条带。更进一步，我们利用准非衍射的 LG 光束叠加产生了亮的光学管子，实验结果如图 4.11 所示。为了使得叠加的环形光晶格具有准非衍射特性，我们需要选择合适的 LG 光束的径向参数和角向参数的组合 (n, m) ，使得由它们计算得到的 $N (N=n+(|m|+1)/2)$ 值相等。如图 4.11 (a) 和 (c) 所示，我们使用不同的 LG 光束的组合分别构建了不同横向分布的光晶格。图 4.11 (a) 中光晶格的中心为一个亮的空心环，该空心环在传输时会形成亮的光学管道 (图 4.11 (c))。图 4.11 (c) 中的光晶格的强度分布像是一个沙漏的形状，其传播的 3D 强度分布如图 4.11 (d) 所示。此外，我们的方法为环形光晶格的生成提供了很高的灵活性。由于 DMD 能够在不同的环形晶格光束之间快速切换，这可能用于对捕获的原子的动态全局的操控。

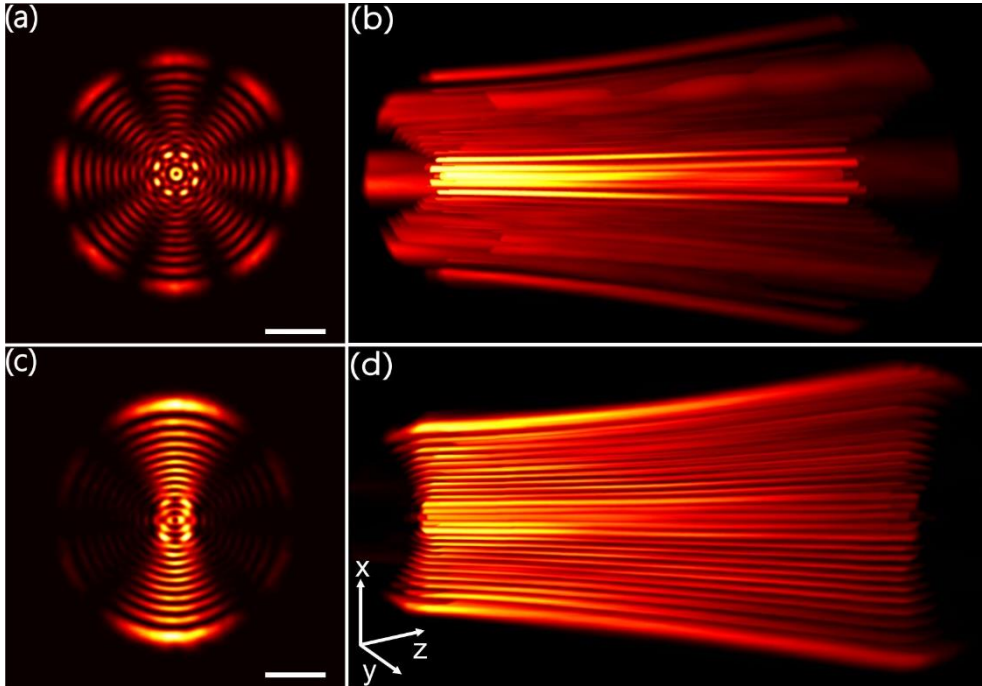


图 4.11 实验上产生不同横向分布的环形光晶格

(a) 由 LG_{12}^1 和 LG_9^{-7} 叠加产生的光晶格光束的横向强度分布。(c) 由 LG_{10}^5 , LG_{11}^3 , LG_{12}^1 和 LG_9^7 叠加产生的光晶格的横向强度分布。(b)(d) 分别为 (a)(c) 光晶格传输的 3D 光强图。传播的长度为一个瑞利距离 232mm。标尺：0.5mm。

综上所述，我们利用高径向阶 LG 光束的独特性质，构造了具有准非衍射特性的环形光晶格。准非衍射晶格光束能够自然地形成多个光条带和光学管道，具有超长焦深。通过与 Bessel 光束的比较，我们研究了它们的演化行为。为了验证

理论预测的正确性，我们使用 DMD 灵活的生成了不同横向分布的环形光晶格。此外，还对超长光学通道进行了实验重构。我们的工作为 LG 光束的研究带来了新的视角，所生成的具有独特传输特性的光学环晶格可能在光学捕获或超分辨率显微成像中具有潜在的应用前景。

4.3 密集环境下单细胞的光捕获

上两节我们研究了两种非衍射光束，来突破传统高斯光束的衍射，由高斯光场形成的单光束梯度力阱在光捕获上也具有局限性，本节中我们提出了一种空心光束来突破高斯光束的局限，以拓展光操控能力。

人体有两个循环，一个是血液循环，一个是淋巴循环。前者为细胞提供营养、氧气和带走细胞产生的废物，后者是免疫系统保卫细胞的健康。每时每刻在这两个循环系统中都有无数的细胞在运转中，比如红细胞、白细胞等等。在单细胞水平上研究细胞之间的反应和相互作用，对于理解细胞之间的信号传递和协同分工非常重要。在免疫系统中，免疫细胞是我们健康的守卫。当我们的身体受到细菌的侵害时，免疫细胞和细菌之间将会发生一系列的反应。然而，在毛细血管中捕获白细胞并不像捕获红细胞那样容易，因白细胞是贴着血管爬行，在沿血管爬行中有多种蛋白与其相互作用，这个合力远大于光镊力的范围^[143]。

作为免疫系统的重要部分，淋巴结遍布全身。它们具有局域性，每一个分组掌管着身体的某一特定区域。在宏观上，淋巴结是圆形或是豌豆的形状，毫米级大小，淋巴结之间通过输入淋巴管和输出淋巴管相连接，在淋巴管上的瓣膜是为了防止淋巴液倒流。在微观上，淋巴结里有 T 细胞分区和 B 细胞分区，分别聚集着 T 细胞和 B 细胞。因此，淋巴结是一个研究免疫反应极佳的场所。但是，由于淋巴细胞的高度聚集，当一个淋巴细胞被捕获时，周围淋巴细胞由于光阱的作用也会陷光阱中。本小节，针对密集环境的问题，为了能够单独捕获单个细胞，我们设计了一种空心光场作为光学屏障来阻挡周围微粒的干扰^[144]。

4.3.1 光学围栏的设计和生成

空心光场的生成如图 4.12 (a) 所示。为了提高空心光场的能量利用效率，我们使用一个锥镜和一个透镜的组合生成了空心光束。入射到锥镜的光束半径为 a ，锥面和垂直平面的夹角为 γ ，在锥镜后产生的类 Bessel 光束的范围为 $Z_{\max} = a / (n-1) / \lambda$ ，其中 n 为锥镜的折射率。由 Bessel 光束的聚焦特性可得，

当 $z_0 < f < Z_{\max}$ 时，在透镜后面生成的是空心光束，其中 z_0 是锥镜和透镜之间的距离， f 为透镜的焦距。在透镜的焦平面上 ($z=0$) 会聚形成了一个很亮的环，如图 4.11 (b) 所示。使用几何光线的方法^[145]，我们计算了微粒在这个空心光场中的受力分布，不同的 x, y 位置处的受力方向和大小如图中红色箭头所示。其中，微粒（半径为 $2.5\mu\text{m}$ ，折射率 $n_p=1.40$ ）被放置在水 ($n_m=1.33$) 中。从箭头指示可以看出，位于环内的微粒受到的力指向环，而位于环外的微粒受到的力也指向了环。

我们也计算了不同横向位置上的微粒的横向捕获效率 Q_x 和轴向捕获效率 Q_z ，其分布分别如图 4.12 (c) 和 (d) 所示。其中，红色虚线为环上的强度分布，实线为捕获效率。从图 4.12 (c) 可以看出，在环的强度最大点 ($x=\pm 18\mu\text{m}$) 时， Q_x 约等于 0，因此在 x 方向上微球可以被稳定捕获；从图 4.12 (d) 可以看出， z 方向上在 $z \approx -5\mu\text{m}$ 处 $Q_z=0$ ，且该轴向位置下方受的光阱力沿光束传播方向，位置上方受的光阱力逆着光束传播方向，因此 $z \approx -5\mu\text{m}$ 处是轴向稳定捕获的点。通过对光阱力的计算，我们分析了该空心光束对微球可在横向和轴向上实现稳定捕获。

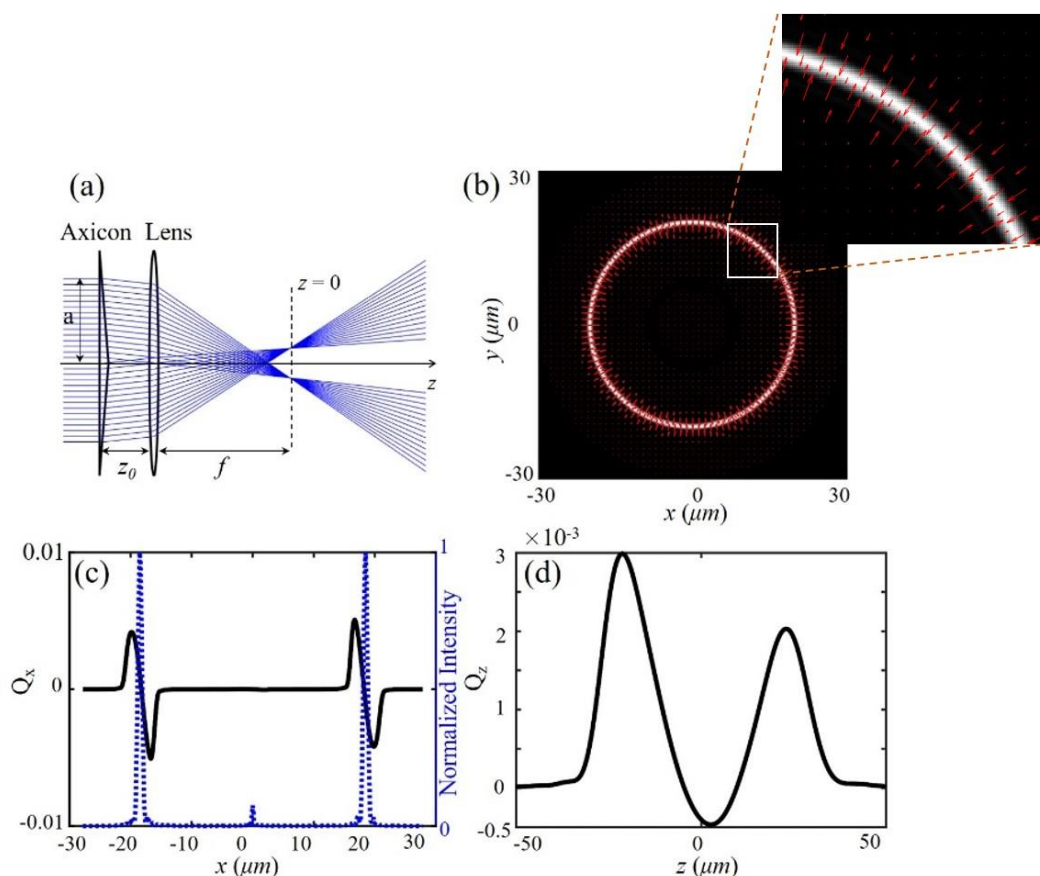


图 4.12 空心光场的设计及其对微粒的作用力

(a) 空心光束的生成 (b) 光学围栏中微粒的受力分布 (c) 横向捕获效率 (d) 轴向捕获效率

4.3.2 实验装置

实验装置如图 4.13 所示。激光器出射的光束被 PBS1 分为两路，透过的一路经过锥镜和透镜 L1 形成空心光场，反射的一路经过一个扩束系统和一个阱位透镜 L2 形成略会聚的光束，这两个光束经过管镜和物镜的 $4f$ 系统之后，在物镜的后焦面上形成了一个空心光阱和单光阱，如图 4.13 (b) 所示。这两个光阱协同作用下，单光阱捕获单个微球，而周围密集的微球被空心光阱挡在围栏以外。注：为了进行双光阱的捕获，本实验中还使用一束 780nm 的入射光形成的单光阱，但未在装置图中画出。

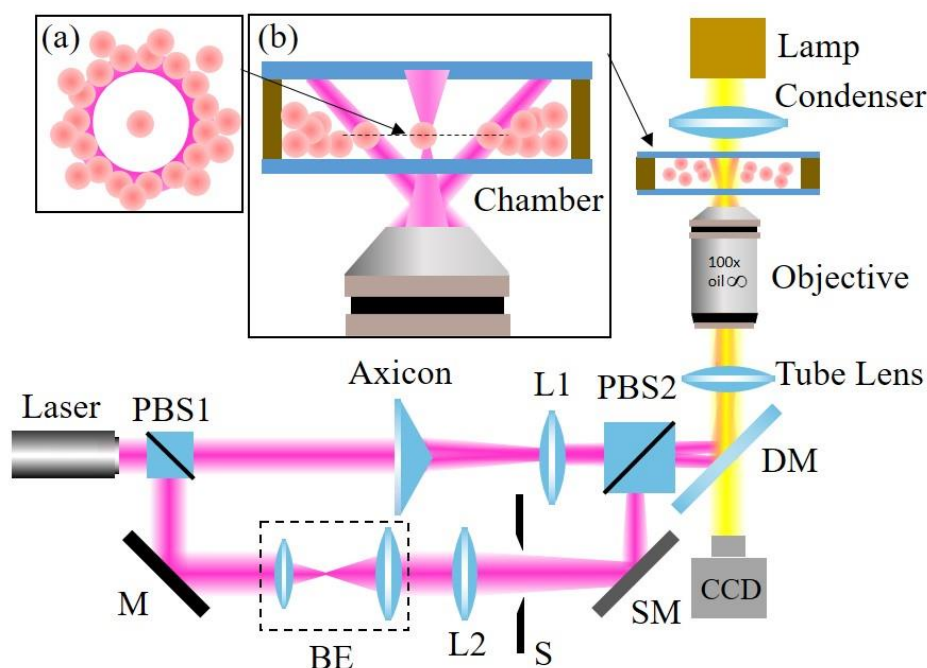


图 4.13 实验装置

4.3.3 实验结果

我们首先配置了密集的红细胞溶液进行捕获的测试。如图 4.14 (a) 所示，刚开始两个光阱处于关闭状态，视野中是一片密集的红细胞。打开空心光阱，在环的梯度力的作用下，原本处于中心位置的红细胞被拉到了环上，导致视野中心空出了一片空白区域，如图 4.14 (b) 所示。然后用单光阱捕获了环上细胞（标记白圈），并拉到空白区域内部，此时，被捕获的细胞不再受周围的细胞干扰了。为了展示我们的方法也可用于研究细胞间相互作用，我们使用了另一个单光阱捕获了图 4.15 (c) 中标记白圈的另一个红细胞。由于该细胞处于环的外部区域，我们可以通过移动样品台使其靠近空心光阱，直至该细胞也被空心光阱所俘获。

被捕获的细胞在空心光阱中，沿着环的切线方向上有个运动的自由度，当其运动到图 4.15 (e) 中标记的位置时，使用另一个光阱捕获该细胞，并且也将其拉到中心空白区域。使用双光阱捕获这两个红细胞，并使其靠近。这样可以在密集的环境中无干扰的研究细胞间的相互作用。

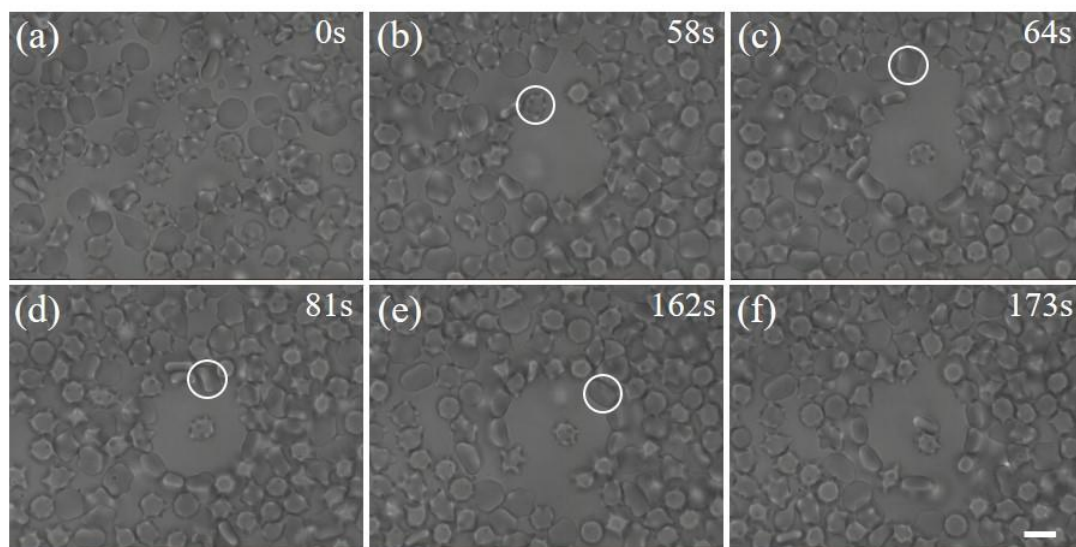
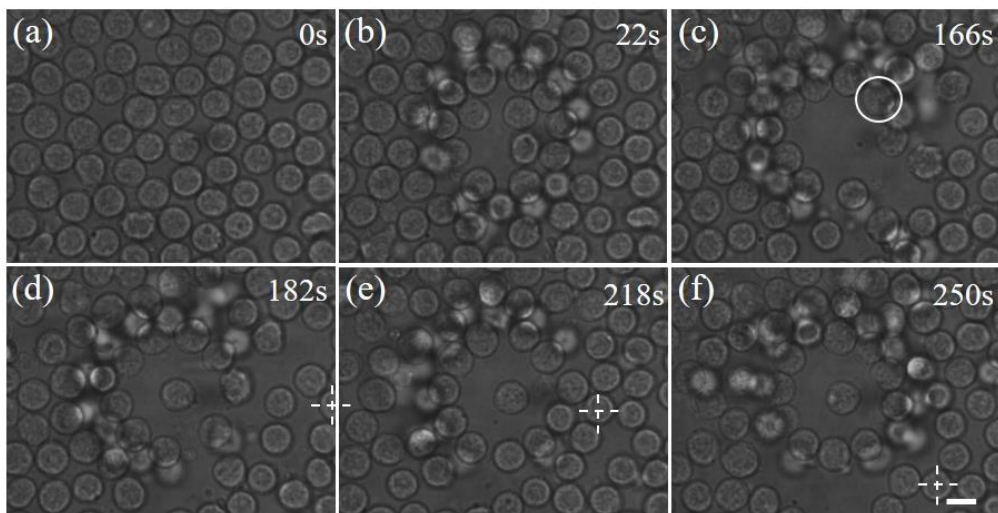
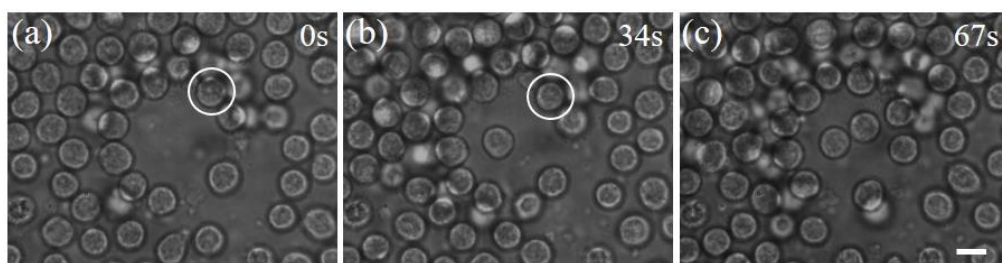


图 4.14 在密集的红细胞群中单独捕获一个红细胞 (标尺: $5\mu\text{m}$)

之后，我们使用淋巴细胞进行了实验，淋巴细胞取自小白鼠的腹股沟的淋巴结。操控过程如 4.15 所示，空心光束的操控过程和图 4.14 类似，图 4.15 (a) 为激光未打开时的状态，视野中一片密集的淋巴细胞。当空心光束打开之后，如图 4.15 (b-d) 所示，视野的中心慢慢推出一个空白的区域。在这个过程中我们发现，由于淋巴细胞的体积比红细胞要略大，推出这个空白区域用的时间要比红细胞长。之后，我们使用一个单光阱捕获了图中的白色圈标记的淋巴细胞并拉至视野的中心 (图 4.15 (d))。通过移动样品台，我们发现空心光阱和单光阱捕获的细胞保持静止，而周围的细胞可以和两个光阱之间发生相对移动，如图 4.15 (d-f) 所示，十字标记的细胞作为参照细胞。图 4.16 展示了我们使用两个单光阱进行两个淋巴细胞捕获并控制其相互作用的实验结果。

图 4.15 在密集淋巴细胞群中单独捕获单个淋巴细胞 (标尺: $5\mu\text{m}$)图 4.16 捕获两个淋巴细胞进行相互作用 (标尺: $5\mu\text{m}$)

4.4 本章小结

在本章中, 我们研究了两种非衍射光束, 第一种为 Lommel 光束, 我们首次在实验上观察到了具有非衍射特性的 Lommel 光束, 通过调节光束的参数可以连续地调制场的分布和轨道角动量, 光束传播不变的特性被频谱平面的环结构所证实, 我们观测到的实验现象很好地符合了理论预测。第二种为由高径向阶 LG 模式叠加产生的环形光晶格。我们在理论上阐明了这种光晶格的构成条件, 通过比较光晶格和非衍射的 Bessel 光束的演变特性, 证明了这类光晶格的准非衍射特性, 并且实验上生成了不同横向强度分布的超长的亮条带和亮管子。为了证明我们的理论预测, 我们利用 DMD 的波前调制能力去灵活地生成这种光晶格光束。准非衍射的 Lommel 光束和环形光晶格的研究可以推动光捕获和超分辨显微镜的发展。此外, 我们设计了一种空心光束, 我们理论上计算了空心光束对微球的作用力, 在实验上利用该空心光束在密集的红细胞和淋巴细胞群中实现对单个细胞的捕获, 并展示在围栏的保护下, 可以无干扰的控制任意的两个细胞相互接触。

第 5 章 散射环境下 OAM 光通信

光是通信中信息的主要载体之一。充分提高光的信息承载能力一直是学术界和工业界的长期目标。传统的方法采用波分复用 (Wavelength Division Multiplexing, WDM) 和时分复用 (Time Division Multiplexing, TDM) 等复用技术^[146], 而结构光场的发展促进了新的复用技术的发展^[147]: 模分复用 (Mode Division Multiplexing, MDM)。OAM 模式是模分复用技术中的一个重要的复用模式。生物组织的散射限制了光镊的捕获深度及成像, 而大气中的散射影响着 OAM 模分复用技术中的通信精度, 本章首先介绍了自由空间中 OAM 通信的进展, 以及散射问题对光信息传输的影响。针对解决此问题, 我们提出了散射矩阵辅助场恢复技术 (SMART) 实现了强散射环境下 OAM 光信息传输。

5.1 研究背景

5.1.1 OAM 的介绍

近几年来, 光子的角动量已经被用于进行通信中的复用技术。光子的角动量包含两部分, 一部分是自旋角动量 (Spin Angular Momentum, SAM), 对应于光子的偏振; 另一部分是轨道角动量 (Orbital Angular Momentum, OAM), 对应的是光场的空间相位分布。科学家们发现, 光的轨道角动量在自由空间、光纤及纳米尺度波导的通信方面已经称为模式复用技术中一个非常有前景的自由度。1992 年 Les Allen 提出了 OAM 的概念。OAM 光束的相位波前是螺旋形的, 其相位分布可用 $\exp(il\phi)$ 来表示, 其中 ϕ 指的是方位角, l 为拓扑荷, 其取值范围为所有的整数。

5.1.2 自由空间中的 OAM 光通信

相比于 SAM 只有两种正交的本征态, OAM 给够给信息传输提供无限量的正交叠加信道。由于这个独特的特性, OAM 的多路复用已经被广泛的用在自由空间中和光纤中以实现大容量的通信。

图 5.1 为在维也纳城市进行的 OAM 光束的通信^[147]。发送端把信息编码在不同的 OAM 基上, 所有基叠加产生的光束将携带编码的信息。通过 SLM 调

制生成叠加的 OAM 光束，被扩束后发送到自由空间中。在空气中传输了 3km，在接收端被屏幕和相机接收，接收端通过识别不同的强度分布来进行信息的提取。

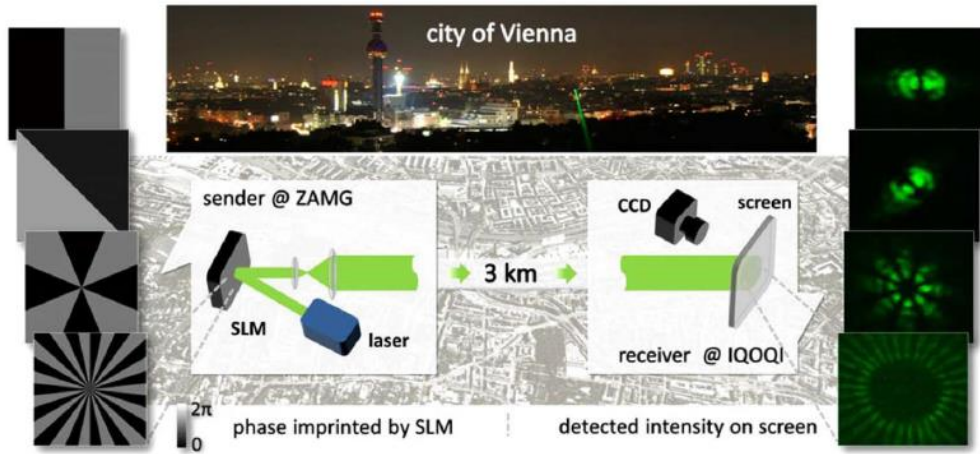


图 5.1 自由空间中 OAM 光束的传播^[147]

当 OAM 在自由空间中传播时会不可避免地会受到环境中的散射介质的影响^[148]，如图 5.2 (a) 所示，比如在大雾天气或水下传播时，都会受到微粒的散射。如图 5.2 (b) 所示，当理想的 OAM 光束在经过一定的扰动之后，OAM 光束的波前被扰乱了，强度分布发生了畸变，这将破坏 OAM 基矢之间的正交性。在 OAM 多路复用的技术中，正交性的破坏会增加模式分解的串扰。如图 5.2(c) 所示，当传输遇到弱的扰动时，模式之间的串扰小幅增加，然而当传输经过强的扰动之后，串扰显著增加，导致信号几乎被湮没掉。于是，穿过散射介质的 OAM 通信是很难实现的。除了散射介质，由于模式之间的耦合和分散，当光在多模系统包括光纤和波导中传输时也会遇上类似的问题。

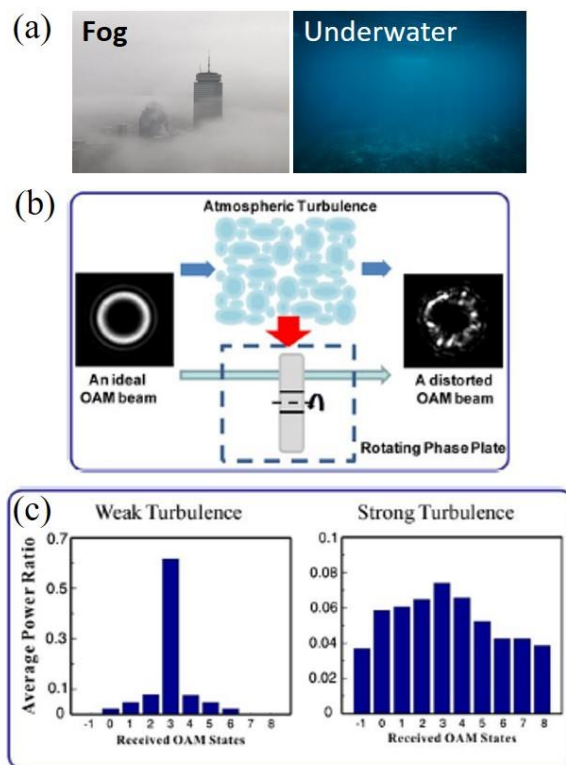


图 5.2 传播受到扰动的 OAM 光束^[148]

OAM 复用光束通信技术还涉及一个比较棘手的问题：模式分解。如图 5.3 所示，传统的方法是使用一个相位板进行检测，同时使用一个透镜把不同阶数的 OAM 光束分开。这种方法的使用，要求严格的共轴^[63]。另外一种方法是搭干涉测量入射 OAM 光束的波前^[149]，再对测量得到的波前进行模式分解，这种方法需要搭干涉装置，稳定性差，显然不适合长距离通信。

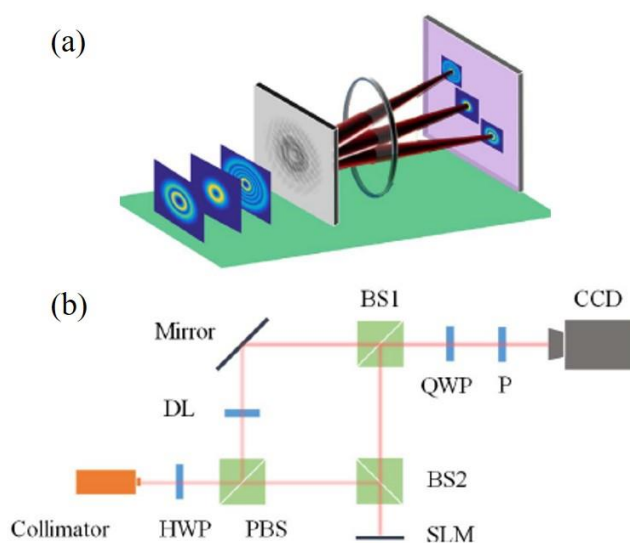


图 5.3 传统上分解 OAM 基失的方法^[63, 149]

5.2 自由空间中 OAM 光束的信息传输

在这个工作中，我们使用 2.2.2 节中优化的 Lee 全息图进行了 OAM 光束的信息传输^[77]。实验装置如图 2.4 (a) 所示，发送端为 DMD，接收端为相机。使用拓扑荷分别为 ± 8 ， ± 6 ， ± 4 和 ± 2 这 8 个 OAM 模式作为编码信道，进行了信息编码，并且在自由空间中实现了信息传输。

在极坐标系 (ρ, ϕ) ，叠加的 OAM 光场的复振幅可以表示为

$$E_s = \sum_{l_n=K_1}^{K_2} c_n E_{l_n}, \quad (5.1)$$

其中 E_{l_n} 是第 l_n 阶 OAM 的本征态， K_1 和 K_2 是整数，指的是 OAM 基失阶数的边界， c_n 为第 n 个信道上的编码信息。这里，我们编码的信息是二值化的，即 0 或 1。我们分别编码了“**A**”、“**L**”和“**P**”三个字母。在 ASCII 编码规则中，每个字母都用 8 个二进制的数表示，比如“**A**”表示成 01000001，“**L**”表示成 01001100，“**P**”表示成 01010000。使用 8 个 OAM 模式的信道分别编码这 8 个二进制的数值，再把这 8 个模式进行叠加，那么叠加的 OAM 光束同时携带这 8 个信道的信息。

接收端对叠加光场 E_s 进行测量，通过模式分解：

$$c_n = \iint E_s E_{l_n}^* r dr d\phi, \quad (5.2)$$

计算得到第 n 个信道上的编码信息系数 c_n 。光子被发现处于第 l_n 阶 OAM 基失上的概率为

$$P(l_n) = \frac{|c_n|^2}{\sum_{n=1}^N |c_n|^2}, \quad (5.3)$$

P 也可以被称作 OAM 的能量谱。从这个能量谱中，我们便可以提取出每个信道上对应的二值化的信息。

图 5.4 为我们对“**A**”、“**L**”和“**P**”三个字母进行信息传输的实验结果。图 5.4 (a) 和 (b) 分别为理论和测量的叠加光场的振幅和相位分布，图 5.4 (c) 和 (d) 分别为理论和测量的能量谱。由于传输过程中基失之间的串扰，接收端的能量谱中每个基失上的值和输入端相比有些浮动，我们采取能量谱中最大基失分量的二分之一作为阈值，大于阈值的为有效基失，小于阈值的为无效基失，以此得到二值化的信息。例如，对于字母“**A**”，根据 ASCII 码可表示为 01000001，归一化得能量谱分布如下图 5.4 (c) 中所示，通过对接收端上能量谱中（图 5.4 (d)）每个基失上的能量分量和阈值进行比较，在接收端，接收到二值化信息为

01000001, 以此标准, 可以判断字母“A”“L”“P”得到了准确的传输。

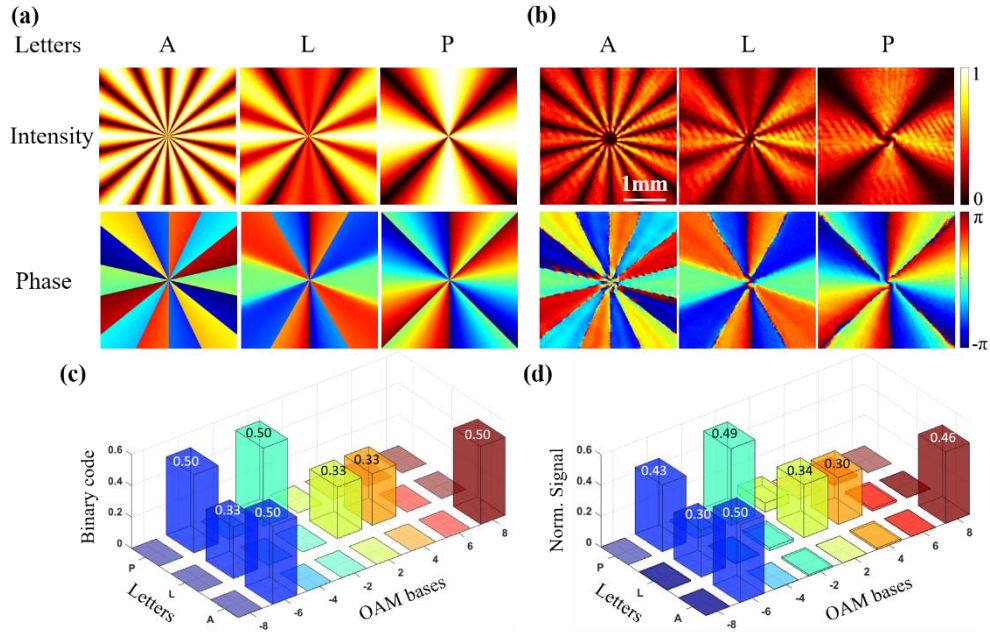


图 5.4 在自由空间中 OAM 光束的信息传输

5.3 散射环境中 OAM 光通信

光束通过散射介质或多模光纤系统传输后会产生强度散斑分布和模间干涉图样, 这些图样是由被扰乱的波前之间干涉引起的。尽管这些散斑看起来与入射光场的相关性很低, 但编码信息仍然包含其中, 并没有丢失。事实上, 散斑模式依赖于入射光的时空特性, 这使得提取和利用散斑中的信息成为可能。例如, 通过静止的复杂介质, 光束散斑图样的时间变化特性可用来分辨光源的波长参数, 光源是散斑波长计或光谱仪的基本来源, 这些仪器在宽工作光谱上的实现亚飞米量级的分辨率^[150]。在空域中, 多重光散射可用于深度组织成像^[151], 三维成像、显示^[152, 153], 散射的材料表征^[154]和空间相干性测量^[155]。

为了解决散射环境中 OAM 光通信的问题, 我们提出了一种散射矩阵辅助的恢复技术 (Scattering Matrix-assisted Retrieval Technique), 简称 SMART^[156]。这个技术从多次散射的光场中精确地提取编码好的 OAM 模式。SMART 技术首先使用散斑相关散射矩阵恢复携带有信息的 OAM 叠加态, 然后采用模式分解的方法, 得到每一个 OAM 信道上编码的信息。为了检验 SMART 技术的可行性, 我们搭建了无线光信息传输系统, 使用 DMD 实现了散射信道的非干涉校准, 和并行 OAM 的信道。值得注意的是, SMART 技术对系统的不共轴有很强的鲁棒性, 于

是我们也实现了非视距的通信。在经历了多次散射之后，携带信息的涡旋光束产生了强度散斑，这些散斑被相机拍摄。SMART 分析这些强度散斑提取出编码信息。我们使用了 24 个信道进行通信，实验测得信道间串扰低至 -13.8dB ，实验展示了对于灰度图和彩色图的高保真率的信息传输，误码率小于 0.08% ，这仅仅是之前报道中误码率的 $1/20$ ^[157]。

5.3.1 SMART 的原理

SMART 原理如图 5.5 所示。在数据传送中，一个 N bit 的数据被编码在一个 OAM 的叠加态上： $E_s = \sum_{l=l_1}^{N_l} c_n E_{l_n}$ ，其中 $n=1, 2, \dots, N_l$ ，OAM 的基矢为 $E_{l_n} = A_n \exp(-il_n \phi)$ 对应编码着第 n 个信道的数据。经过了散射之后，这些独立的 OAM 信道被严重扰乱，因此在接收器端只能检测散斑的强度信息。为了从散斑中提取出信息，所有的 OAM 信道必须要被精确地识别。为了实现上述目标，SMART 首先基于散斑相关散射矩阵（Speckle-correlation Scattering Matrix）对入射场进行精确恢复。基于恢复的输入场，模式分解可对每个信道进行了解码。由此我们得到了所有的 OAM 信道上编码的二值化信息 c_n ，这意味着穿过散射介质的 OAM 叠加的信息被提取出来。

多次散射的过程是简化为一个线性过程，在经过散射介质后的场表示成：

$$y = Tx, \quad (5.4)$$

其中， x 和 y 分别表示入射场 ($N \times 1$) 和出射场 ($M \times 1$) 的复振幅， T 代表的是系统的传输矩阵（TM 的维度为 $M \times N$ ）。输入模式分布在 N 个正交基矢 k_1, k_2, \dots, k_N 上。TM 的第 p 列 t_p 对应的是输入场 k_p 所产生的散射场。对于一个任意的输入场 $x = \sum_{p=1}^N \alpha_p k_p$ ，产生的输出场可以表示成 $y = \sum_{p=1}^N \alpha_p t_p$ ，其中 $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N$ 为包含输入场信息的复系数。因此，如果复数型的 TM 被提前测量或者已知，我们可以通过输出场推导输入场。通常，测量一个场的复振幅需要一个高稳定性的干涉装置，但显然不适用于自由空间的光通信。为了解决这个问题，我们基于 DMD 提出了共轴干涉测量 TM 的方法。

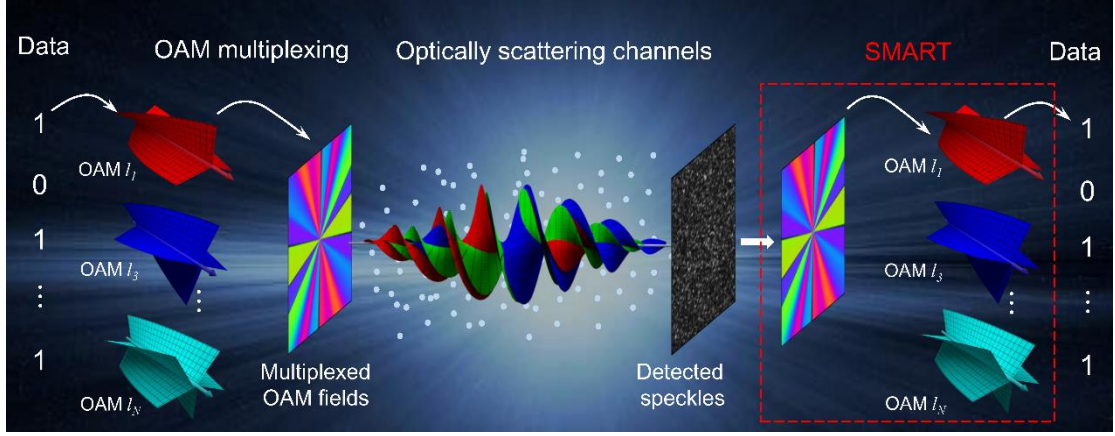


图 5.5 SMART 透过散射环境对叠加的 OAM 光束进行传输的原理

基于测量的 TM, 利用构建散斑相关散射矩阵^[158]的方法, 通过记录输出端的散斑强度 y^*y 恢复输入场, 这个过程只需要单次测量。散斑相干散射矩阵为

$$Z_{pq} = \frac{1}{\sum_p \sum_q} \left[\langle t_p^* t_q y_p^* y_q \rangle_r - \langle t_p^* t_q \rangle_r \langle y_p^* y_q \rangle_r \right], \quad (5.5)$$

其中 $\langle \cdot \rangle_r$ 是在空间上取平均, *指的是取相应变量的复共轭。假设经过强散射介质, t_1, t_2, \dots, t_N 和 y 是任意的散射场, TM 可被看做是二维高斯随机矩阵。上式可以被写成如下式子:

$$Z_{pq} = \alpha_p \alpha_q^* + \frac{1}{\sum_p \sum_q} \langle t_p^* y^* \rangle_r \langle t_q y \rangle_r, \quad (5.6)$$

其中 $\alpha_p = \frac{1}{\sum_p} \langle t_p^* y \rangle_r$ 。由于 TM 的列和列之间是正交的, 因此满足 $\frac{1}{\sqrt{\sum_p \sum_q}} \langle t_p^* t_q \rangle_r = \delta_{pq}$, 并且由于式中的第二项包含了其它任意场 $t_p^* y^*$ 和 $t_q y$ 的空间平均, 当输出模式个数 M 和输入模式个数 N 之比 γ 比较大的时候, 二项近似为 0。因此散射相干矩阵可简化为 $Z_{pq} = \alpha_p \alpha_q^*$, 该矩阵的唯一的本征态便对应着入射场。

对恢复的 OAM 叠加输入场, 按照公式 (5.2) 使用模式分解的方法得到 OAM 基失对应的系数值, 并通过公式 (5.3) 计算能量谱。基于此, 编码的信息可以有效地被提取。

5.3.2 实验装置

为了把 SMART 技术应用在光学信息传输中, 我们基于 DMD 建立了无线通

信装置，如图 5.6 (a) 所示。光源为 He-Ne 激光器（波长 632.8nm，Coherent，31-2140-000，额定功率 35mW）。激光光束经过 20 倍扩束后以 24° 角入射在 DMD 的芯片表面。实验用 DMD 的分辨率为 1920×1080，型号是 ALP4395，ViALUX GmbH。利用一个 4f 系统和小孔滤波，DMD 实现了对 OAM 光束复振幅的精确编码。DMD 能够在不同的 OAM 光束之间快速切换，切换速率可达 17.8 kHz。在信息传输中，携带信息的光场在自由空间中传输了约 3 米。为了模拟散射环境对光场的扰动，一个毛玻璃（DG10-220，Thorlabs，Inc.）被插在光路中。之后，准直透镜收集散斑并准直（透镜在装置里没有展示），散斑传输一段距离后被另一个透镜($f=100\text{ mm}$) 收集再经过一个偏振片后被相机(PL-D752MU，PixelINK) 探测。在进行 DMD 高速模式切换时，用电脑提前把计算好的二值化振幅图序列下载到 DMD 的内存里，用 DMD 的外触发信号触发相机进行同步图像采集。

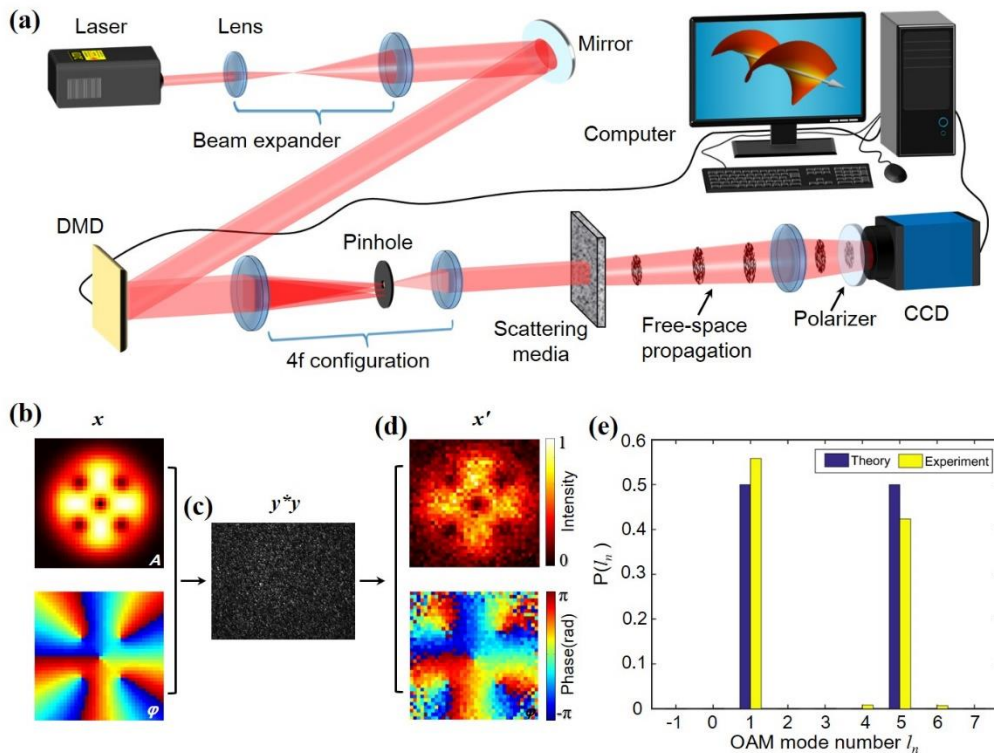


图 5.6 实验装置

实验上，我们首先测试了一个叠加的 LG_p^l 光束（ LG_0^1 和 LG_0^5 的叠加）的传输效果，实验结果如图 5.6 (b-e) 所示。图 5.6 (b) 为该 LG 光束理论上的振幅和相位分布，图 5.6 (c) 是接收到的散斑强度分布 y^*y 。基于测量的 TM 和散斑强度 y^*y 我们构建出 Z 矩阵，对 Z 矩阵的本征值求解后得到叠加光束复振幅，恢复结

果如图 5.6 (d) 所示。由于 TM 测量的误差或是系统的扰动使得恢复结果有些噪声，但是总体上恢复光场的振幅相位和理论都匹配较好。为了进一步检验该恢复场的效果，我们对其进行了模式分解，结果如图 5.5 (e) 所示，有效基失被很好的提取出来，无效基失存在些分量，但分量非常低。此过程用的输入模式和输出模式数分别为 36×36 和 480×640 。相对采样率 γ 会影响场恢复的精度，该影响将会在后续文中讨论。

5.3.3 共轴干涉测量 TM 的方法

在共轴干涉测量 TM 的方法中^[159]，我们定义 DMD 上的像素是由一系列的正交基失 ($|x_1\rangle, |x_2\rangle, \dots, |x_N\rangle$) 组成，通过一个线性光学系统（传输矩阵用 t 表示）的光场表达为

$$|\psi\rangle = \sum_{n=1}^N t |x_n\rangle, \quad (5.7)$$

其中， N 是 DMD 上所有像素的个数。对于一个包含复杂介质的系统， $|\psi\rangle$ 是经过多次散射后的光场，当一个阵列图像探测器（比如相机）被用来对透射场的强度进行探测，相机上的像素是我们感兴趣的另外一组正交基， $|y_1\rangle, |y_2\rangle, \dots, |y_M\rangle$ ，其中， M 是相机上像素的总和。这样，第 m 个相机像素上接收的场 $|y_m\rangle$ 可被表示为所有输入正交基的线性叠加：

$$\langle y_m | \psi \rangle = \sum_{n=1}^N \langle y_m | t | x_n \rangle. \quad (5.8)$$

因此，测量光学成像系统的传输矩阵 $\langle y_m | t | x_n \rangle$ ，简写为 t_{mn} ，将得出输出光场和输入光场之间的对应关系。

TM 的共轴测量方法借鉴并行的波前优化方法^[160]。为了充分使用 DMD 上的像素，我们把 DMD 平分为两组，一组用作信号光，一组用作参考光。在信号组中每个 DMD 像素设定不同的震动频率，多重抖动的调制能并行得到 TM 的复数矩阵元。图 5.7 展示了测量 TM 的流程，其中图 5.7 (a) 为测量的第一步。一个组（蓝色方块）调制信号光 S_1 ，像素分别为 k_1, k_2, \dots, k_G 。 G 为信号光中像素数量。

每个像素的震动频率分别为 $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_G$ 。参考光 R_1 （白色方块）的像素

$k_{G+1}, k_{G+2}, \dots, k_N$ 一直保持不变。因此输入场可表示成 R_1 和 S_1 之和：

$$x = R_1 + S_1 = \sum_{n=G+1}^N k_n + \sum_{n=1}^G k_n e^{i\omega_n t}. \quad (5.9)$$

在经过了散射之后光场为

$$y_m = T_m \cdot x = \sum_{n=G+1}^N t_{mn} k_n + \sum_{n=1}^G t_{mn} k_n e^{i\omega_n t}, \quad (5.10)$$

其中， y_m 是第 m 个输出模式， T_m 指的是 TM 的第 m 列。实际上，对于光场 y_m ，相机探测到的只有强度信息 I_m ，

$$I_m = (T_m \cdot R_1)^2 + \sum_{p,q=1}^G t_{mp}^* t_{mq} e^{i(\omega_p - \omega_q)t} + (T_m \cdot R_1)^* \sum_{p=1}^G t_{mp} e^{i\omega_p t} + (T_m \cdot R_1) \sum_{p=1}^G t_{mp}^* e^{-i\omega_p t}. \quad (5.11)$$

公式中第三项与 TM 有关，为了让它与其它三项分开，我们设定 $\omega_p = (G+p)\omega_0 / (3G)$ ，

（其中 ω_0 是探测器的频率）。这样， ω_p 和 $\omega_q - \omega_p$ 的范围分别为 $(\omega_0/3, 2\omega_0/3]$ 和 $(-\omega_0/3, \omega_0/3)$ ，二者之间没有重叠。因此，通过相移和傅里叶变换可以把参考光像素对应的 $(T_m \cdot R_1)^* t_{mp}$ 项提取出来。

第二步如图 5.7 (b) 所示，与这一步中的做法类似，只不过把参考光像素和信号光像素互换。在经历了这两步之后，我们得到

$$\begin{cases} \text{Group 1: } (T_m \cdot R_2)^* (t_{m1}, t_{m2}, \dots, t_{mG}), \\ \text{Group 2: } (T_m \cdot R_1)^* (t_{m(G+1)}, t_{m(G+2)}, \dots, t_{mN}). \end{cases} \quad (5.12)$$

以上两步共测量了 $3N$ 次。由于 5.12 式中的项和参考光有关，为了更精确的提取 TM，我们需要排除参考光的影响。因此，第三步（图 5.7 (c)）需做参考光的相位匹配。这一步中每一组都要进行相位振动。两组进行相位震动的频率分别为 ω_1 和 ω_2 ，并且所有的像素上都添加一个常数振幅。因此，相位匹配步骤的输入场为

$$x = R_0 + R_1 e^{i\omega_1 t} + R_2 e^{i\omega_2 t}. \quad (5.13)$$

很明显，5.13 式是 5.9 式中 $G=2$ 的特殊情况。因此，6 次的测量可以通过频率 ω_1 ， ω_2 和 $\omega_1 - \omega_2$ 把 $(T_m R_0)^* (T_m R_1)$ ， $(T_m R_0)^* (T_m R_2)$ 和 $(T_m R_2)^* (T_m R_1)$ 这三项分隔开。通过使用测量的相干光的项，我们做相位匹配进一步得到：

$$\begin{cases} \text{Group 1: } (T_m \cdot R_2)^* (t_{m1}, t_{m2}, \dots, t_{mG}), \\ \text{Group 2: } (T_m \cdot R_2)^* (t_{m(G+1)}, t_{m(G+2)}, \dots, t_{mN}). \end{cases} \quad (5.14)$$

最后一步是参考光强度的归一化，即测量参考光项 $(T_m \cdot R_2)^*$ 的模。测量方法如图 5.7 (d) 所示，把信号光关闭，参考光 R_2 上的像素都设置为 1，采集输出平面的散斑强度。根据散斑强度得到系统的 TM，只包含了参考光复共轭的相位：

$$\begin{cases} \text{Group 1: } \frac{(T_m \cdot R_2)^*}{|(T_m \cdot R_2)^*|} (t_{m1}, t_{m2}, \dots, t_{mG}), \\ \text{Group 2: } \frac{(T_m \cdot R_2)^*}{|(T_m \cdot R_2)^*|} (t_{m(G+1)}, t_{m(G+2)}, \dots, t_{mN}). \end{cases} \quad (5.15)$$

这个附加项在构建 Z 矩阵进行场恢复时可以被忽略。

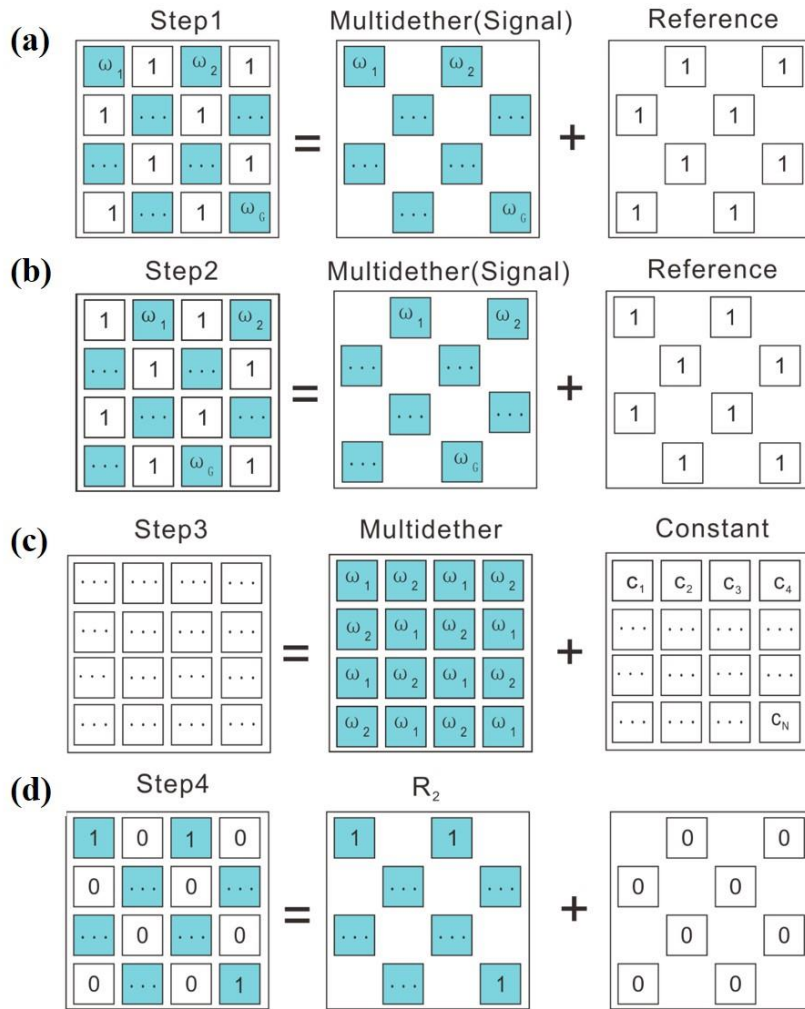


图 5.7 测量 TM 的流程图

5.3.4 透过散射介质进行 OAM 光通信

OAM 模分复用的技术中，OAM 模式之间的正交性是实现有效的复用和解调的前提条件。OAM 模式之间的正交性由 (5.16) 式进行计算：

$$I_{jl} = \frac{|c_{jl}|^2}{\sum_j |c_{jl}|^2}, \quad (5.16)$$

其中 $E_l = A_l \exp(-il\phi)$ 是第 l 阶 OAM 的本征态， $c_{jl} = \int E_j^* E_l r dr d\phi$ ， $|c_{jl}|^2$ 是目标 OAM 本征态所占的能量分量， $\sum_j |c_{jl}|^2$ 是叠加态的全部能量，和为 1。模式间的串扰 (Crosstalk) 被定义为

$$crosstalk(dB) = 10 \log(I_{jl}). \quad (5.17)$$

对于每一个输入模式 ($l_n = \pm 12, \pm 10, \dots, \pm 2$)，对其恢复场和所有的 OAM 基矢之间的正交性测量结果如图 5.8 (a) 所示，其中最大的串扰为 -9.4 dB。为了进一步减小串扰，我们对间断的 OAM 基矢 (比如 $l_n = \pm 24, \pm 22, \dots, \pm 2$) 的正交性也做了测试，测量结果如图 5.8 (b) 所示，测量得到的最大的串扰仅为 -13.8 dB。因此，为了降低模式串扰，我们在进行数据传输的过程中采用间断的 OAM 基矢。

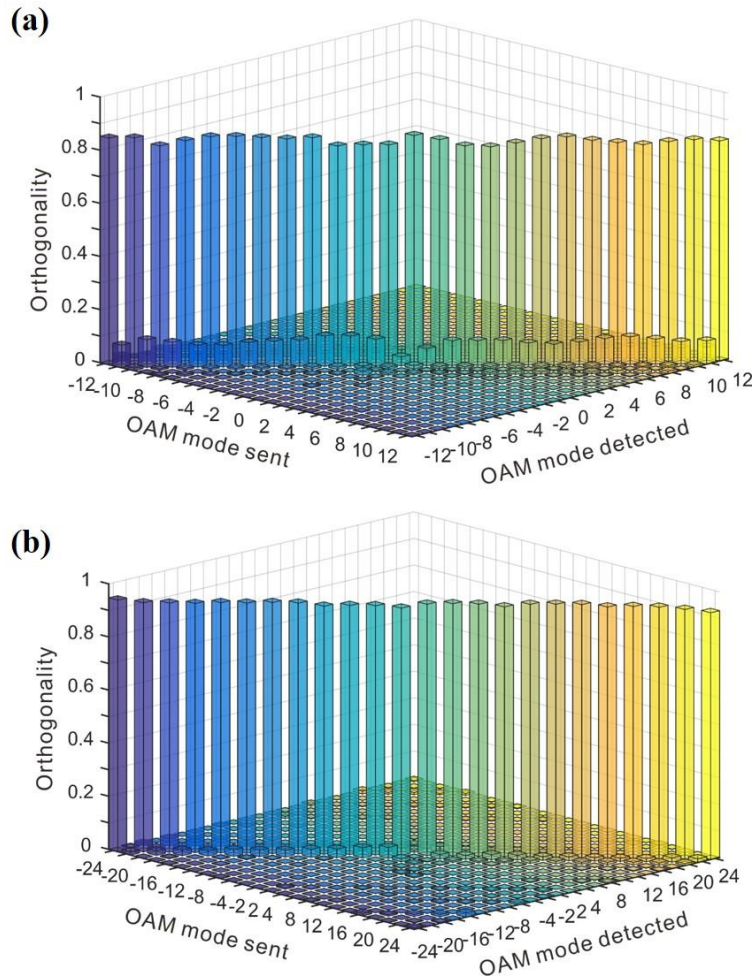


图 5.8 OAM 基正交性的测量

在信息传输实验中，携带二值化信息的数据被编码在单个 OAM 光束上。传输灰度图时，256 阶的灰度用一个字节（8 个 bit）的数来编码，每个 bit 取值 0 或者 1。为了编码 8 位二值化的信息，我们采用了 8 个 OAM 基失（ $l_n = \pm 8, \pm 6, \pm 4$ 和 ± 2 ）作为信道来编码 OAM 的叠加态，每一个基失编码一个比特。对于一个比特，1 或 0 编码相应的信道，其在 OAM 叠加态中占的成分为 P_K (or 0)，其中 $P_K = 1/K$ ， K 是这个字节中携带信息为 1 的信道个数。如图 5.9 (a) 所示，灰度值 111 可以表示成 8 位二值化的字节“01101111”，其中 $K=6$ ，理论上在 OAM 谱中 $P_K = 1/6$ 。SMART 分解得到的 OAM 谱展示在图 5.9 (b) 中，实验恢复谱和理论谱符合得比较好。对于 OAM 谱的有效基失的判断，我们采取简单的规则：如果分量 $P(l_n) < P_K/2$ ，则为无效基失；否则，则为有效基失。但是，由于 P_K 的值是由有效基失的个数决定的，每个数据的有效个数不同， P_K 的值也不同。实验中，我们用最大值去做归一化，当 OAM 信道的值大于 1/2 时为有效基失，否则为无效基失。

使用上述方法，我们尝试穿过散射介质传输一幅灰度图片（Rubik 的魔方，如图 5.9 (c) 左图所示），该图片是由 100×100 个像素组成，每次传输一个像素，数据传输结果如图 5.9 (c) 右侧图片所示。为定量研究传输精度，我们定义像素传输错误个数和所有传输像素个数之比为误码率，经计算该传输过程中的误码率为 0，这意味着图片中的每一个像素都实现了准确传输。精确的传输得益于在恢复的 OAM 谱中每个信道的错误率都非常低。实际上，传输图片的误码率是对实测的数据进行数值校正的结果。为了定量表征传输的误码率，我们统计了所有像素的理论谱和实验谱，并计算了均方根误差 (Root-Mean-Square Errors, RMSEs)。

$$\text{RMSE} = \sqrt{\sum_{n=1}^{N_l} [P_{Exp}(l_n) - P_{Theory}(l_n)]^2 / N_l}$$
，对于 8 位的灰度 $N_l=8$ 。图 5.9 (d) 表明 RMSE 要低于 $0.1P_K$ ，比我们设定的阈值 $0.5 P_K$ 小很多，从而保证了高精度的信息传输。图 5.10 列出了 6 个不同灰度值的测量的 OAM 谱，结果显示，恢复测量谱和理论上的谱都符合得比较好。

我们进一步研究了基于 OAM 的彩色图数据传输，在这个过程中，24 个 OAM 基矢 ($l_n = \pm 24, \pm 22, \dots, \pm 4$ 和 ± 2) 作为信道编码信息。一个彩色的像素可分解为红绿蓝三基色，如图 5.9 (e) 所示。24 个 OAM 基矢分成 3 组，分别对应着三基色。对于一个基本色，用 8 个 OAM 信道编码其 256 阶灰度。因此，一个彩色像素需用 24 个 OAM 的叠加态来进行编码。图 5.9 (f) 为一个橙色像素的测量谱和理论谱，二者符合得很好。良好的符合度也证明了 SMART 可用来进行多通道的 OAM 信息传输。图 5.11 展示了更多彩色图的传输结果。

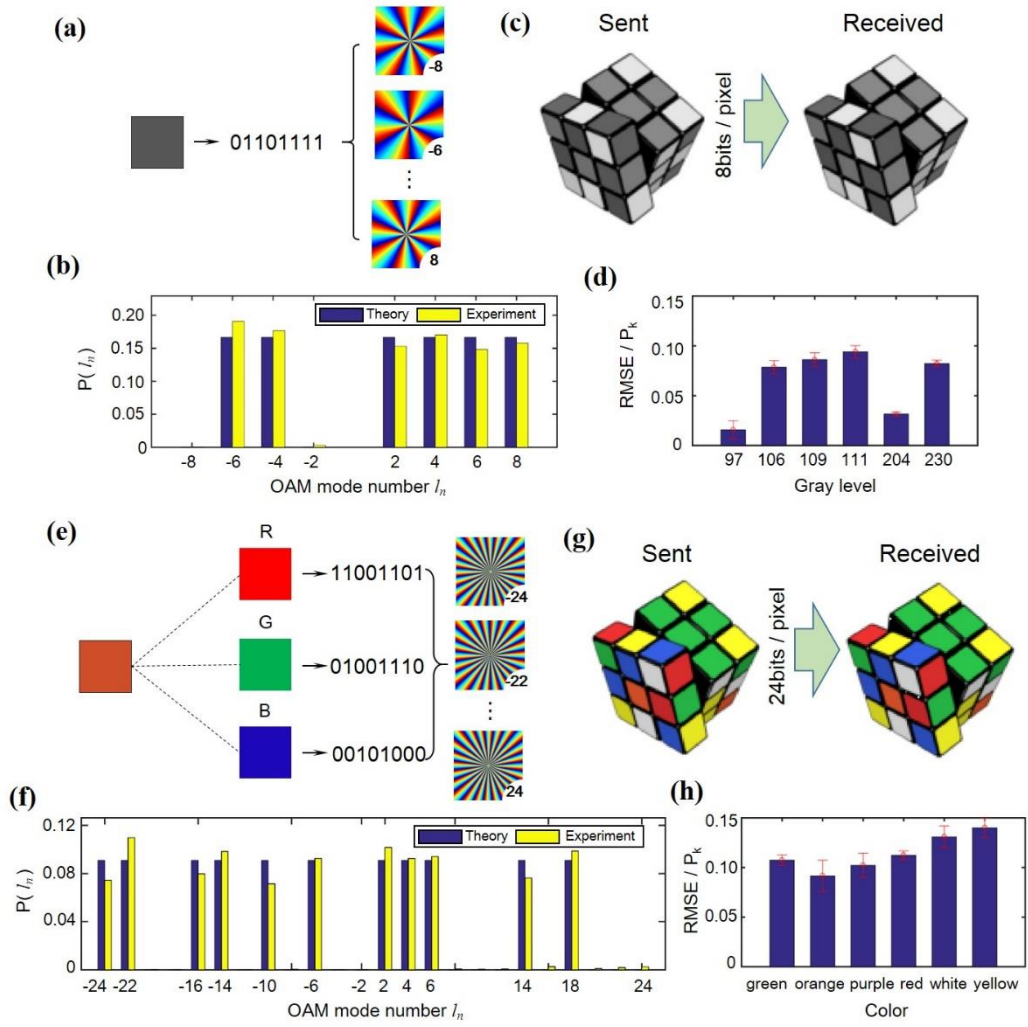


图 5.9 基于 OAM 模分复用技术的散射环境下的通信

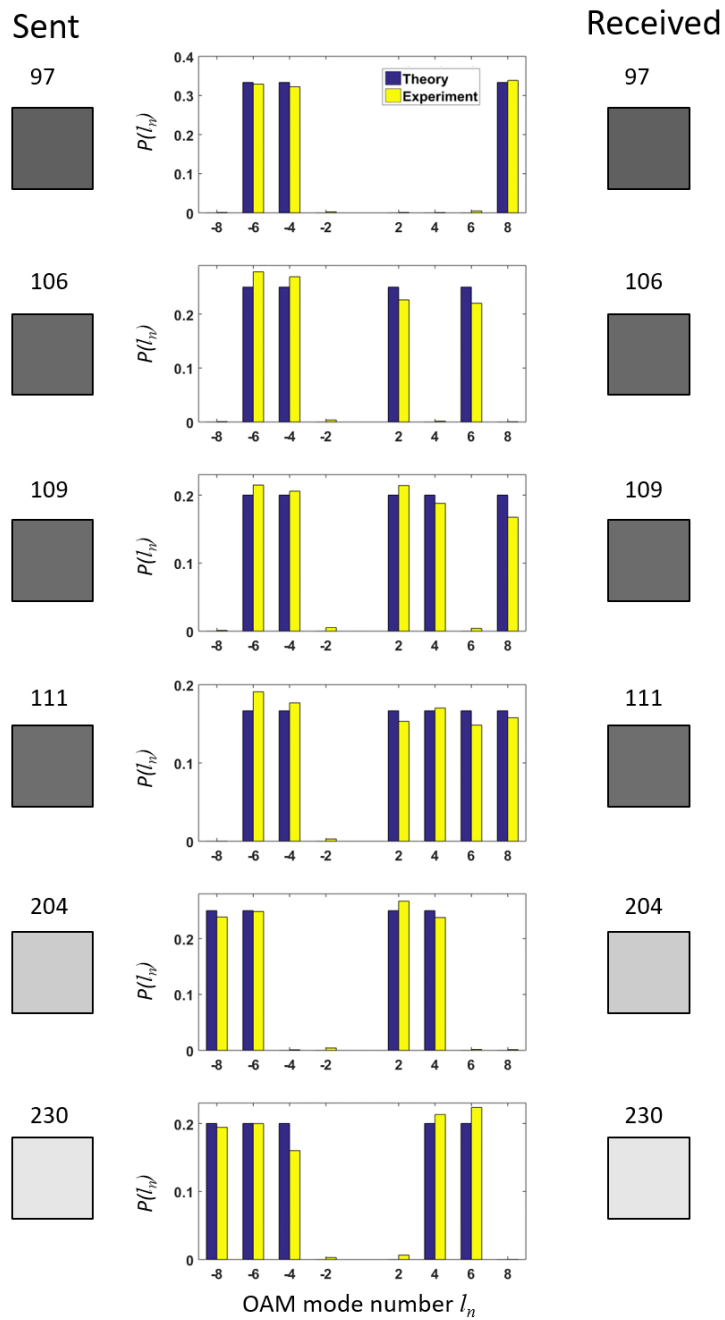


图 5.10 对于不同灰色像素的测量谱

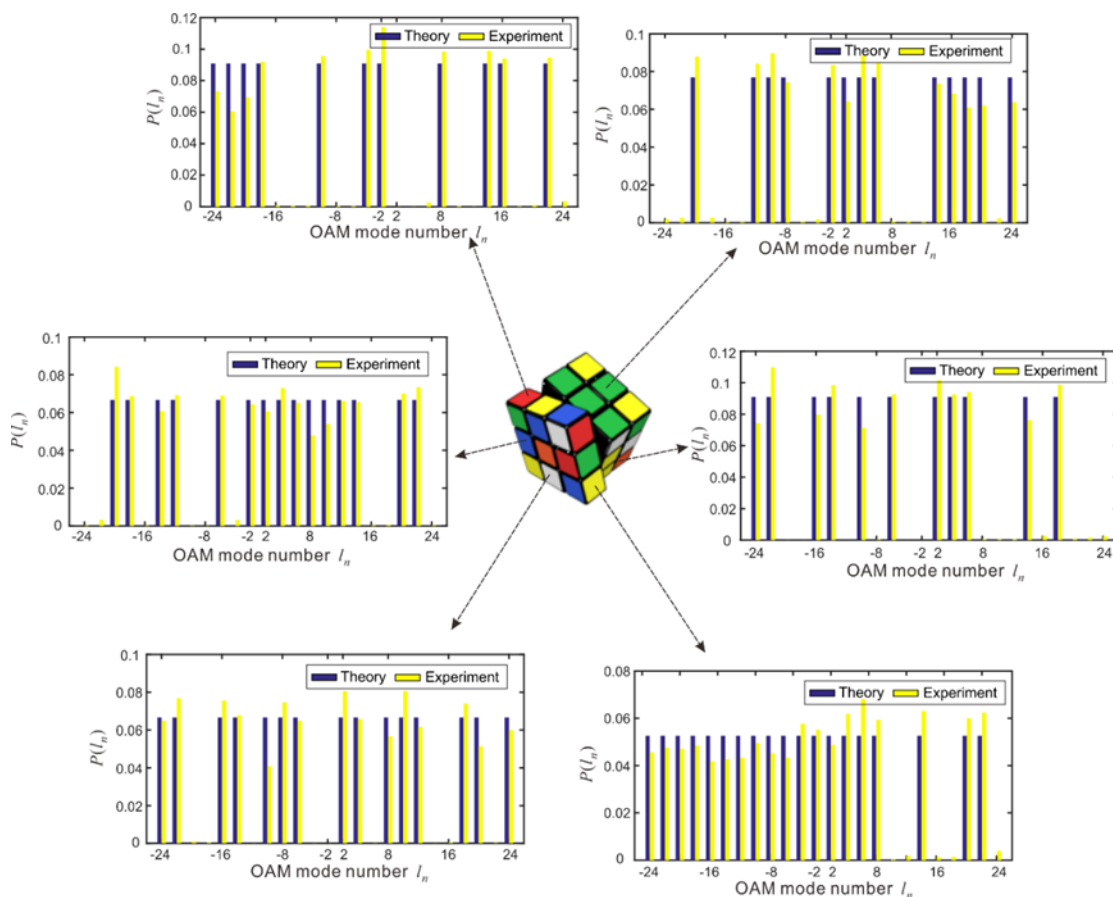


图 5.11 对于不同彩色像素的测量谱

基于这些实验结果，我们传输了一个彩色的 Rubik 魔方（图 5.9 (g) 左图），传输结果如图 5.9 (g) 右图所示，传输误码率为 0.08%，仅是文献^[157]报道的误码率的 1/20。这张图片中彩色像素的 RMSE 如图 5.9 (h) 所示，RMSE 的值比灰度图稍大一些，即误差比灰度图大一些。由于在 24 位信息传输中 K 增加了， P_K 减小，相对误差 $RMSE/P_K$ 增加。然而，误差还是比判断的准则要小很多，保证了信息传输中的低误码率。

此外，我们模拟分析了场恢复效果的影响因素。对于同一个输入场 LG 光束（ LG_0^1 和 LG_0^5 的叠加），不同的采样率参数 γ 和 SNR 对场恢复效果的影响，如图 5.12 所示。随着 γ 和 SNR 的增加，光束振幅和相位的恢复效果越来越好。场恢复的准确度会直接影响信息传输的准确率，对于 8 位二值化信道的通信，我们穷举了所有的编码组合，并且计算了不同的 SNR 和 γ 对应的准确率，模拟计算结果如图 5.13 所示。我们发现，当 $\gamma \geq 25$ 并且 $SNR > 2$ 时，传输准确率要大于 99.66%。

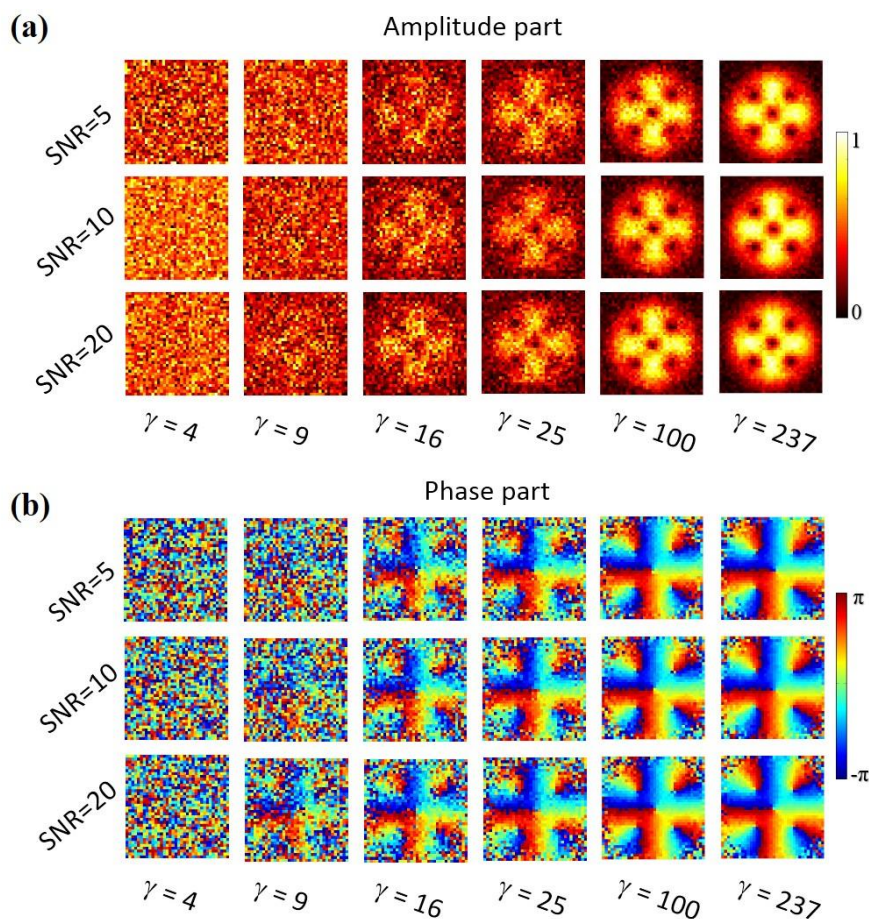


图 5.12 不同 SNR 和 γ 情况下对同一入射场的恢复效果

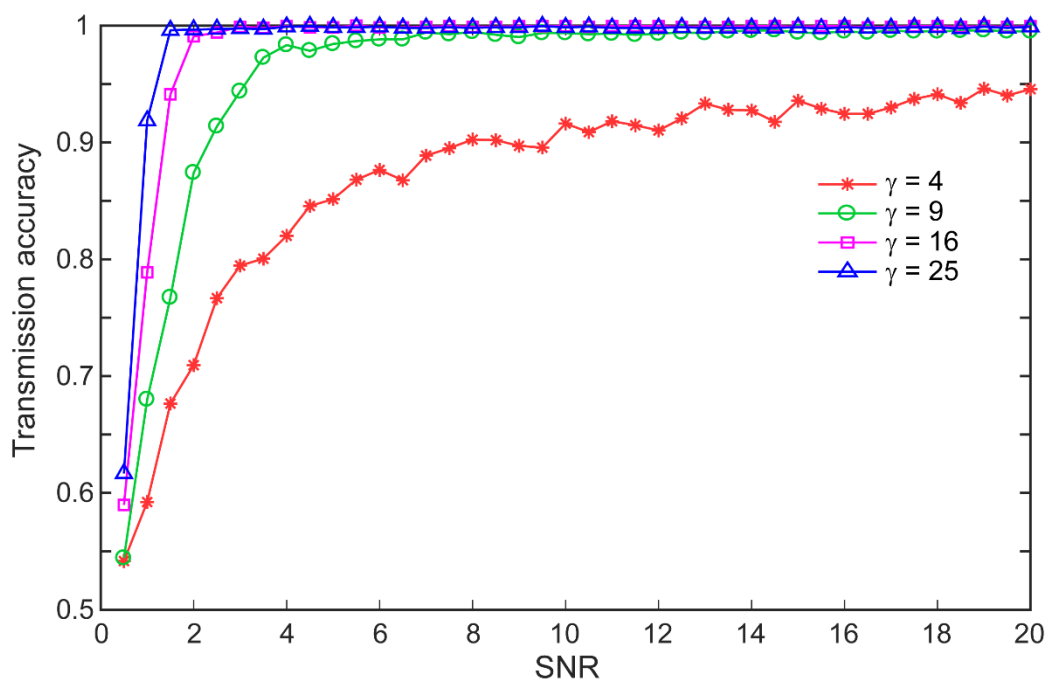


图 5.13 信息传输准确率受 SNR 和 γ 的影响

除了用于二值化数据传输，由于能够恢复每个 OAM 基失的复振幅，SMART 可用来测量 OAM 模式间的相移。为了证实这个推论，我们使用 24 个基失产生了一个叠加态，其中第 l_n 基失的复系数的相位为 $\phi(l_n) = \pi l_n / 24 + \phi_0$ ，其中 ϕ_0 控制着相移。只需对输入场进行恢复，通过模式分解的方法把复系数 c_n 提取出来。图 5.14 (a) 和 (b) 分别是 $\phi_0 = 0, \pi$ 对应的复系数 c_n 的实部和虚部的测量结果，实线为拟合结果。根据测量系数的实部和虚部，我们进一步得到每个 OAM 基失的复系数上的相位，结果分别如图 5.14 (c) 和 (d) 所示。通过数据拟合，我们得到相位分布的斜率为 $0.259 \pm 0.002 \text{ rad/mode}$ ，这和理论值 0.262 符合得比较好。因此，SMART 在进行复数谱的分析和相位测量中也展现了极大的潜力。

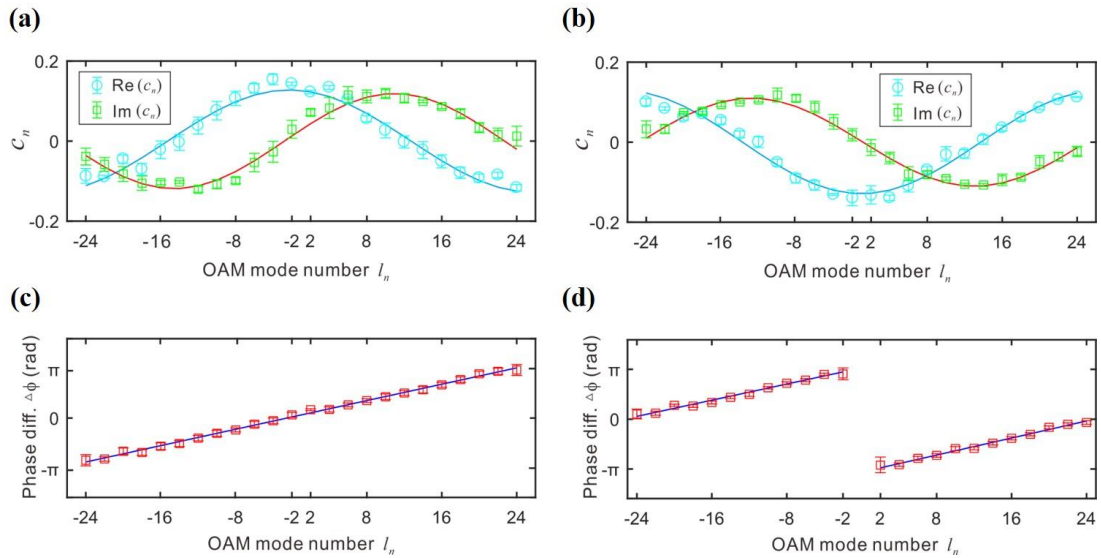


图 5.14 对 OAM 信道之间相移的测量

自由空间光通信通常要求接收端和发射端的共轴探测 (Line-of-sight, LOS)，如图 5.15 (a) 所示，这增加了通信的难度。然而，SMART 技术对非共轴探测 (None-line-of-sight, NLOS) 也有较高的容忍度。如图 5.15 (b) 和图 5.16 所示，当实验探测的偏角大约为 4% (散斑收集透镜的光轴和入射光的夹角) 时，不同信道传输时的串扰也低至 -12.5 dB ，这比共轴时的 -13.8 dB 变化不大。由此说明，SMART 适合实际应用的信息传输。

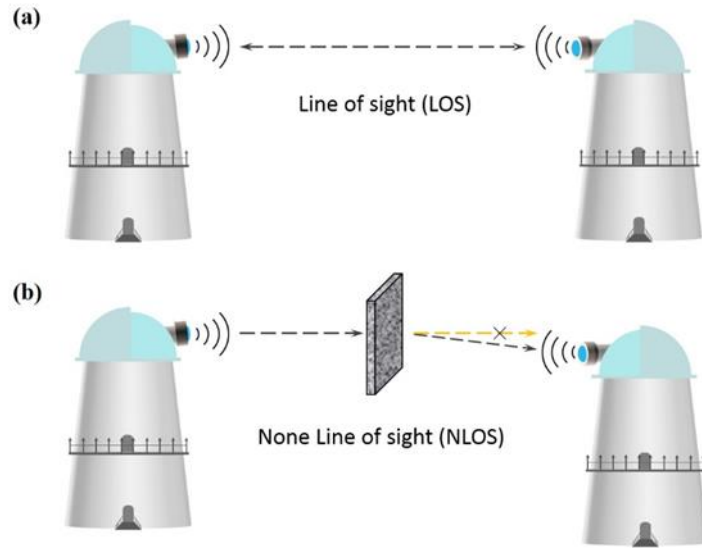


图 5.15 LOS 的探测和 NLOS 的探测

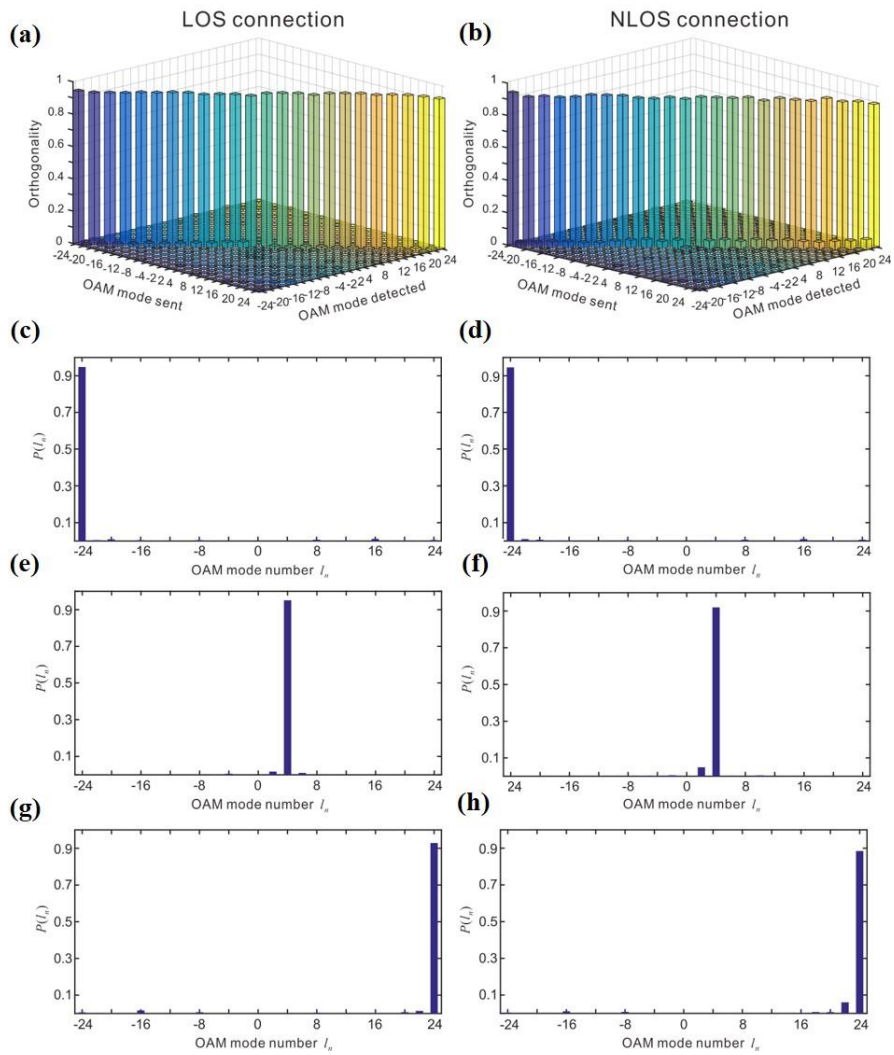


图 5.16 LOS 探测和 NLOS 探测时 OAM 信道之间的正交性

和传统上 OAM 模式分解的方法相比, SMART 有两个独特之处。第一, 在传统的系统中, OAM 信道在空间上被展开进行识别。SMART 使用相位恢复的方法对 OAM 信道进行数字计算; 第二, 传统方法直接在自由空间中对 OAM 的叠加场进行模式分解, 而 SMART 最初是从散斑中恢复 OAM 的叠加场, 然后再进行分解。使用 SMART 需要提前对 TM 进行测量和后续的数据处理, 和传统模式分解的方法相比, SMART 需要耗费较多的计算资源。

在 OAM 的数据传输实验中, 光束在实验室环境中传输的距离约为 3 米, 数据分析是在个人计算机中进行的。在实际的光通信中, 由于散射事件的增加, 信噪比会随着传输距离的增加而减小, 从而降低了 SMART 的性能。高功率激光器、大孔径采集透镜和光学系统中良好的对准可以提高长距离传输的信噪比。得益于其鲁棒性, SMART 技术也能应用在大气波动较快的城市环境中的通信。在我们的实验设备中, 当 DMD 以最快的速度进行切换时, 系统在 0.22 秒内完成了校准。实时校准 TM, 需使用速度更快的硬件, 比如更快的 DMD 和锁相式相机来加速校准过程。此外, SMART 可以与多模光纤系统结合, 实现超高容量的信息传输。

数据传输的速度是通信中的一个关键因素。目前, 我们已经通过 SMART 进行了多达 24 个 OAM 信道复用的通信。以信噪比为代价, 通过复用更多的 OAM 通道, 可进一步提高数据容量。输入平面上采样点的个数 N 越大, 越有利于光场的准确编码, 同时更高的激光功率也能提高信噪比。SMART 还可以扩展到其它正交模式的数据传输, 如厄米高斯光束^[161]和矢量光束^[162]。此外, 结合现有的频率编码技术, 如正交调幅调制(QAM)^[65]和正交相移键控(QPSK)^[163], 使高速通信成为可能, 通过与偏振和波分复用技术结合可进一步提高通信容量。

我们目前的 SMART 在实际应用前需要在三个方面进行提升。首先, 需要配备高速 DMD 和 CMOS 相机实现实时校准。其次, 开发有效的算法简化数据的处理过程, 加快数据的检索。最后, 利用高性能计算机或云计算来提高计算速度。

5.4 本章小结

本章我们首先简要介绍了自由空间 OAM 光通信, 并概述了通信过程中遇到的模式分解及散射的问题。在自由空间中, 我们实验上研究了 OAM 光束的信息传输。对于散射环境下 OAM 光通信, 我们提出 SMART 来解决散射问题。实验上基于自行构建的信道编码和共轴干涉光路的标定系统, 我们分别使用 8 个和

24 个信道实现了灰度图和彩色图的精确传输, 实验误码率低于 0.08%, 仅是之前的报道中误码率的 1/20。特别是 SMART 对系统的非共轴性有很好的容忍度, 在数据传输中支持 NLOS 连接。SMART 为散射条件下的高性能光无线通信、多模光纤通信^[67]和恶劣的水下光通信^[164]提供了新的途径。此外, 研究结果在 OAM 的量子通信^[165], 例如在湍流环境中的高维量子密钥分发^[166]、量子加密^[166, 167]和量子内存^[168]等具有潜在应用价值。

第 6 章 总结与展望

6.1 论文总结

本论文从动物活体内深度光操控遇到的光散射问题出发,进行了透过散射介质的光场调制技术的研究,包括透过散射介质生成聚焦点的三维调控和对聚焦点偏振方向的控制。除了在复杂介质后进行调制技术的研究,本文还研究了新型结构光场以增加光束的穿透深度和光操控能力,包括非衍射光束、OAM 光束以及空心光束,并且研究其在光学通信和光学操控中的应用。光散射不仅阻碍着光学捕获的捕获深度,也影响着光学通信,本文提出了一种克服散射进行 OAM 光束通信的方法。本文的主要研究内容总结如下:

1. 对于光学捕获和成像,在散射介质后不仅需要形成亮的聚焦点,而且还需要对聚焦点进行三维的空间移动。对于薄散射介质,通常用记忆效应来对聚焦点进行三维的空间移动,而对于强散射介质,记忆效应的范围变得很小。对于强的散射介质,我们提出把基于 TM 的 PSF 调制和 3D CGH 方法的结合,在轴向上可以透过强散射介质进行聚焦点的移动,轴向上移动范围约是记忆效应的 20 倍。

2. 使用二值化振幅的调制方式透过强散射介质实现了矢量聚焦点的生成。用遗传算法对入射波前的振幅进行优化,透过散射介质生成了不同偏振方向的聚焦点,包括竖直偏振、水平偏振和圆偏振的聚焦点,演示了不同偏振方向的聚焦点的扫描。此外,用振幅组合的方法同时调制生成了两个不同偏振方向的聚焦点。

3. 首次在实验上观察到了具有非衍射特性的 Lommel 光束。我们使用超像素方法生成二值化的振幅图来精确编码光场的复振幅信息,通过使用 DMD 的复杂结构光场的调制能力来生成想要的光束。另外,我们发现通过调节光束参数可以连续地调制场分布和轨道角动量。光束传播不变的特性被频谱平面的环结构所证实,我们观测到的实验现象很好地符合了理论预测。

4. 通过对高径向阶参数的 LG 光束的叠加,我们构建了一类准非衍射的环形光晶格。在理论上阐明了这种环形光晶格的构成条件,为了证明我们的理论预测,实验上灵活地生成了不同横向强度分布的光晶格光束,光晶格光束在传输时会形成亮的光学通道。我们预计准非衍射的环形光晶格和超长的光学通道可以推动光操控和超分辨显微镜的发展。

5. 为解决密集环境中单个细胞的捕获问题。我们成功地构建了一个光学围

栏，有效阻挡了周围细胞的干扰，实现密集环境中单个细胞的捕获。

6. 提出散射矩阵辅助下的场恢复技术 (SMART)，在散射的环境中实现了 OAM 光束的通信。实验上，我们分别使用 8 个和 24 个信道实现了灰度图和彩色图的精确传输，实验误码率低于 0.08%，仅是之前的报道中误码率的 1/20。SMART 可为散射环境下的自由空间光通信、光纤通信和量子通信提供有效技术手段。

6.2 工作展望

1. 结构光场的发展为光学显微成像、光学通信、光学微操控等方面带来了许多重要的应用和革新，然而当结构光场在复杂介质中传输时，散射会严重影响光束的复振幅，扰乱光束的空间分布，结合本文中复杂介质后的波前调制技术，探索透过复杂介质的结构光场的精确构建，拓展复杂介质后结构光场的应用。

2. 本文中提出的透过强散射介质的聚焦点的三维调控方法可以应用于做透过强散射介质的光学捕获。

3. 在本文中，使用 SMART 技术进行了自由空间中的 OAM 光束的通信，把 SMART 技术应用于光纤中 OAM 光束的通信研究中可以解决多模光纤长距离通信的问题。

4. 使用非衍射的 Lommel 光束进行长距离的光学捕获和光学成像，研究其轨道角动量对微粒的旋转作用。

5. 使用本文中构建的非衍射环形光晶格可应用于长焦深的超分辨成像和长距离的光操控。

参考文献

- [1] Ashkin A., Dziedzic J., Bjorkholm J., et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles [J]. *Optics Letters*, 1986, 11(5): 288-90.
- [2] Yuan Y., Li D., Zhang J., et al. Bridging cells of three colors with two bio-orthogonal click reactions [J]. *Chemical Science*, 2015, 6(11): 6425-31.
- [3] Block S.M., Goldstein L.S.B., Schnapp B.J. Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers [J]. *Nature*, 1990, 348(6299): 348-52.
- [4] Neuman K.C., Nagy A. Single-molecule force spectroscopy: optical tweezers, magnetic tweezers and atomic force microscopy [J]. *Nature Methods*, 2008, 5(6): 491.
- [5] Lin B., Yu J., Rice S.A. Direct measurements of constrained Brownian motion of an isolated sphere between two walls [J]. *Physical Review E*, 2000, 62(3): 3909.
- [6] Li T., Kheifets S., Medellin D., et al. Measurement of the instantaneous velocity of a Brownian particle [J]. *Science*, 2010, 328(5986): 1673-5.
- [7] Zhong M.-C., Wei X.-B., Zhou J.-H., et al. Trapping red blood cells in living animals using optical tweezers [J]. *Nature Communications*, 2013, 4:1768.
- [8] Chu S., Bjorkholm J., Ashkin A., et al. Experimental observation of optically trapped atoms [J]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(3): 314.
- [9] Friese M., Nieminen T., Heckenberg N., et al. Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles [J]. *Nature*, 1998, 394(6691): 348.
- [10] Hongliang R., Lihui Z., Yinmei L. Measurement of Interaction Potential between Colloidal Particles Using Dual Optical Tweezers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, 35(1): 148.
- [11] Bentley D.R., Balasubramanian S., Swerdlow H.P., et al. Accurate whole human genome sequencing using reversible terminator chemistry [J]. *Nature*, 2008, 456(7218): 53-9.
- [12] Crocker J.C. Measurement of the hydrodynamic corrections to the Brownian motion of two colloidal spheres [J]. *The Journal of chemical physics*, 1997, 106(7): 2837-40.
- [13] Cecconi C., Shank E.A., Bustamante C., et al. Direct observation of the three-state folding of a single protein molecule [J]. *Science*, 2005, 309(5743): 2057-60.
- [14] Wen J.-D., Lancaster L., Hodges C., et al. Following translation by single ribosomes one codon at a time [J]. *Nature*, 2008, 452(7187): 598.
- [15] Block S.M., Goldstein L.S., Schnapp B.J. Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers [J]. *Nature*, 1990, 348(6299): 348.

-
- [16] Xia P., Zhou J., Song X., et al. Aurora A orchestrates entosis by regulating a dynamic MCAK–TIP150 interaction [J]. *Journal of Molecular Cell Biology*, 2014, 6(3): 240-54.
- [17] Wang H., Liu X., Li Y., et al. Isolation of a single rice chromosome by optical micromanipulation [J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2003, 6(1): 89.
- [18] Li Y., Guan L., Lou L., et al. Laser-induced tobacco protoplast fusion [J]. *Science in China Series C: Life Sciences*, 1999, 42(2): 122-7.
- [19] Wright W.H., Sonek G., Berns M. Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers [J]. *Applied Optics*, 1994, 33(9): 1735-48.
- [20] Neuman K.C., Block S.M. Optical trapping [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(9): 2787-809.
- [21] Johansen P.L., Fenaroli F., Evensen L., et al. Optical micromanipulation of nanoparticles and cells inside living zebrafish [J]. *Nature Communications*, 2016, 7:10974.
- [22] Ntziachristos V. Going deeper than microscopy: the optical imaging frontier in biology [J]. *Nature Methods*, 2010, 7(8): 603.
- [23] Mosk A.P., Lagendijk A., Leroosey G., et al. Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(5): 283-92.
- [24] Willard-Mack C.L. Normal structure, function, and histology of lymph nodes [J]. *Toxicologic Pathology*, 2006, 34(5): 409-24.
- [25] Zhong M.C., Gong L., Zhou J.H., et al. Optical trapping of red blood cells in living animals with a water immersion objective [J]. *Optics Letter*, 2013, 38(23): 5134-7.
- [26] Roddier F. Adaptive optics in astronomy [M]. Cambridge university press, 1999.
- [27] Čižmár T., Dholakia K. Shaping the light transmission through a multimode optical fibre: complex transformation analysis and applications in biophotonics [J]. *Optics Express*, 2011, 19(20): 18871-84.
- [28] Leite I.T., Turtaev S., Jiang X., et al. Three-dimensional holographic optical manipulation through a high-numerical-aperture soft-glass multimode fibre [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(1): 33.
- [29] Vellekoop I.M., Mosk A. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(16): 2309-11.
- [30] Vellekoop I., Mosk A. Phase control algorithms for focusing light through turbid media [J]. *Optics Communications*, 2008, 281(11): 3071-80.
- [31] Popoff S., Leroosey G., Carminati R., et al. Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(10): 100601.

-
- [32] Xu X., Liu H., Wang L.V. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(3): 154-7.
- [33] Conkey D.B., Brown A.N., Caravaca-Aguirre A.M., et al. Genetic algorithm optimization for focusing through turbid media in noisy environments [J]. *Optics Express*, 2012, 20(5): 4840-9.
- [34] Wang D., Zhou E.H., Brake J., et al. Focusing through dynamic tissue with millisecond digital optical phase conjugation [J]. *Optica*, 2015, 2(8): 728-35.
- [35] Li R., Peng T., Liang Y., et al. Interleaved segment correction achieves higher improvement factors in using genetic algorithm to optimize light focusing through scattering media [J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(10).
- [36] Qiao M., Liu H., Pang G., et al. Non-invasive three-dimension control of light between turbid layers using a surface quasi-point light source for pre-correction [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 9792.
- [37] Fang L., Zuo H., Yang Z., et al. Particle swarm optimization to focus coherent light through disordered media [J]. *Applied Physics B*, 2018, 124(8).
- [38] Fang L., Zhang X., Zuo H., et al. Focusing light through random scattering media by four-element division algorithm [J]. *Optics Communications*, 2018, 407:301-10.
- [39] Xie Y.-Y., Wang B.-Y., Cheng Z.-J., et al. Measurement of vector transmission matrix and control of beam focusing through a multiple-scattering medium based on a vector spatial light modulator and two-channel polarization holography [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(22): 221105.
- [40] Čižmár T., Mazilu M., Dholakia K. In situ wavefront correction and its application to micromanipulation [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(6): 388-94.
- [41] Peng T., Li R., An S., et al. Real-time optical manipulation of particles through turbid media [J]. *Optics Express*, 2019, 27(4): 4858-66.
- [42] Tao X., Lam T., Zhu B., et al. Three-dimensional focusing through scattering media using conjugate adaptive optics with remote focusing (CAORF) [J]. *Optics Express*, 2017, 25(9): 10368-83.
- [43] Ohayon S., Caravaca-Aguirre A., Piestun R., et al. Minimally invasive multimode optical fiber microendoscope for deep brain fluorescence imaging [J]. *Biomed Optics Express*, 2018, 9(4): 1492-509.
- [44] Park J.-H., Yu Z., Lee K., et al. Perspective: Wavefront shaping techniques for controlling multiple light scattering in biological tissues: Toward in vivo applications [J]. *APL Photonics*, 2018, 3(10): 100901.
- [45] Yu H., Park J., Lee K., et al. Recent advances in wavefront shaping techniques for biomedical

- applications [J]. *Current Applied Physics*, 2015, 15(5): 632-41.
- [46] 周炳坤, 高以智, 陈猷嵘, et al. 激光原理 [M]. 国防工业出版社. 2000.
- [47] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(4): 651-4.
- [48] Siviloglou G., Broky J., Dogariu A., et al. Observation of accelerating Airy beams [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [49] Dennis M.R., O'holleran K., Padgett M.J. Singular optics: optical vortices and polarization singularities [M]. *Progress in Optics*. Elsevier. 2009: 293-363.
- [50] Perez-Garcia B., López-Mariscal C., Hernandez-Aranda R.I., et al. On-demand tailored vector beams [J]. *Applied Optics*, 2017, 56(24): 6967-72.
- [51] Levy U., Derevyanko S., Silberberg Y. Light modes of free space [M]. *Progress in Optics*. Elsevier. 2016: 237-81.
- [52] Mendoza-Hernandez J., Arroyo-Carrasco M.L., Iturbe-Castillo M.D., et al. Laguerre-Gauss beams versus Bessel beams showdown: peer comparison [J]. *Optics Letter*, 2015, 40(16): 3739-42.
- [53] Gutiérrez-Vega J.C., Iturbe-Castillo M., Chávez-Cerda S. Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(20): 1493-5.
- [54] Garces-Chavez V., Mcgloin D., Melville H., et al. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam [J]. *Nature*, 2002, 419(6903): 145-7.
- [55] Padgett M., Bowman R. Tweezers with a twist [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 343-8.
- [56] Christodoulides D.N. Optical trapping: riding along an Airy beam [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(11): 652-3.
- [57] Rodrigo J.A., Alieva T. Freestyle 3D laser traps: tools for studying light-driven particle dynamics and beyond [J]. *Optica*, 2015, 2(9): 812.
- [58] Fahrbach F.O., Simon P., Rohrbach A. Microscopy with self-reconstructing beams [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(11): 780-5.
- [59] Vettenburg T., Dalgarno H.I., Nylk J., et al. Light-sheet microscopy using an Airy beam [J]. *Nature Methods*, 2014, 11(5): 541-4.
- [60] Chen B.-C., Legant W.R., Wang K., et al. Lattice light-sheet microscopy: imaging molecules to embryos at high spatiotemporal resolution [J]. *Science*, 2014, 346(6208): 1257998.
- [61] Chen B.C., Legant W.R., Wang K., et al. Lattice light-sheet microscopy: imaging molecules to embryos at high spatiotemporal resolution [J]. *Science*, 2014, 346(6208): 1257998.
- [62] Lew M.D., Moerner W. Azimuthal polarization filtering for accurate, precise, and robust single-molecule localization microscopy [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(11): 6407-13.
- [63] Trichili A., Rosales-Guzman C., Dudley A., et al. Optical communication beyond orbital

- angular momentum [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6:27674.
- [64] Krenn M., Handsteiner J., Fink M., et al. Twisted light transmission over 143 km [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2016, 113(48): 13648-53.
- [65] Wang J., Yang J.-Y., Fazal I.M., et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488.
- [66] Wang J., Li S., Luo M., et al. N-dimensional multiplexing link with 1.036-Pbit/s transmission capacity and 112.6-bit/s/Hz spectral efficiency using OFDM-8QAM signals over 368 WDM pol-muxed 26 OAM modes; proceedings of the 2014 The European Conference on Optical Communication (ECOC), F, 2014 [C]. IEEE.
- [67] Zhu L., Wang A., Chen S., et al. Orbital angular momentum mode groups multiplexing transmission over 2.6-km conventional multi-mode fiber [J]. *Optics Express*, 2017, 25(21): 25637-45.
- [68] Chen S., Wang J. Theoretical analyses on orbital angular momentum modes in conventional graded-index multimode fibre [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 3990.
- [69] Wang A., Zhu L., Wang L., et al. Directly using 8.8-km conventional multi-mode fiber for 6-mode orbital angular momentum multiplexing transmission [J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 10038-47.
- [70] Zhao Y., Xu J., Wang A., et al. Demonstration of data-carrying orbital angular momentum-based underwater wireless optical multicasting link [J]. *Optics Express*, 2017, 25(23): 28743-51.
- [71] Wang J., Yang J.-Y., Fazal I.M., et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488-96.
- [72] O'shea D.C., Suleski T.J., Kathman A.D., et al. *Diffraction optics: design, fabrication, and test* [M]. Spie Press Bellingham, WA, 2004.
- [73] Gong L., Ren Y., Liu W., et al. Generation of cylindrically polarized vector vortex beams with digital micromirror device [J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 116(18): 183105.
- [74] Marrucci L. The q-plate and its future [J]. *Journal of Nanophotonics*, 2013, 7(1): 078598.
- [75] Wang J., Cao A., Zhang M., et al. Study of Characteristics of Vortex Beam Produced by Fabricated Spiral Phase Plates [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(2): 1-9.
- [76] Lee W.-H. Binary computer-generated holograms [J]. *Applied Optics*, 1979, 18(21): 3661-9.
- [77] Hu X., Zhao Q., Yu P., et al. Dynamic shaping of orbital-angular-momentum beams for information encoding [J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 1796-808.
- [78] Jarvis J.F., Judice C.N., Ninke W. A survey of techniques for the display of continuous tone pictures on bilevel displays [J]. *Computer Graphics and Image Processing*, 1976, 5(1): 13-40.
- [79] Goorden S.A., Bertolotti J., Mosk A.P. Superpixel-based spatial amplitude and phase

- modulation using a digital micromirror device [J]. *Optics Express*, 2014, 22(15): 17999-8009.
- [80] Gong L., Liu W.-W., Ren Y.-X., et al. Self-bending symmetric cusp beams [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(23): 231110.
- [81] Wang Y.M., Judkewitz B., Dimarzio C.A., et al. Deep-tissue focal fluorescence imaging with digitally time-reversed ultrasound-encoded light [J]. *Nature Communications*, 2012, 3(928).
- [82] Čižmár T., Dholakia K. Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging [J]. *Nature Communications*, 2012, 3:1027.
- [83] Papadopoulos I.N., Farahi S., Moser C., et al. Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation [J]. *Optics Express*, 2012, 20(10): 10583-90.
- [84] Papadopoulos I.N., Farahi S., Moser C., et al. High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber [J]. *Biomedical Optics Express*, 2013, 4(2): 260-70.
- [85] Van Putten E., Akbulut D., Bertolotti J., et al. Scattering lens resolves sub-100 nm structures with visible light [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(19): 193905.
- [86] Vellekoop I.M. Feedback-based wavefront shaping [J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 12189-206.
- [87] Yang X.-S. A new metaheuristic bat-inspired algorithm [M]. *Nature inspired cooperative strategies for optimization (NICSO 2010)*. Springer. 2010: 65-74.
- [88] Yang X.-S. Bat algorithm: literature review and applications [J]. *arXiv preprint arXiv:13083900*, 2013.
- [89] Yılmaz S., Kūçüksille E.U. A new modification approach on bat algorithm for solving optimization problems [J]. *Applied Soft Computing*, 2015, 28:259-75.
- [90] Rizk-Allah R.M., Hassanien A.E. New binary bat algorithm for solving 0–1 knapsack problem [J]. *Complex & Intelligent Systems*, 2018, 4(1): 31-53.
- [91] Wang L.V., Oraevsky A.A., Avanaki M.R.N., et al. Comparative assessment of five algorithms to control an SLM for focusing coherent light through scattering media [J]. 2018, 229.
- [92] Yaqoob Z., Psaltis D., Feld M.S., et al. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(2): 110-5.
- [93] Shen Y., Liu Y., Ma C., et al. Focusing light through biological tissue and tissue-mimicking phantoms up to 9.6 cm in thickness with digital optical phase conjugation [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2016, 21(8): 85001.
- [94] Ma C., Xu X., Liu Y., et al. Time-reversed adapted-perturbation (TRAP) optical focusing onto dynamic objects inside scattering media [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(12): 931.
- [95] Zhou E.H., Ruan H., Yang C., et al. Focusing on moving targets through scattering samples [J].

- Optica, 2014, 1(4): 227-32.
- [96] Cui M., Yang C. Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation [J]. Optics Express, 2010, 18(4): 3444-55.
- [97] Seem P.R., Buchanan J.D., Cowburn R.P. Impact of surface roughness on laser surface authentication signatures under linear and rotational displacements [J]. Optics Letters, 2009, 34(20): 3175-7.
- [98] Zhao Q., Wang Z.-Q., Hu X.-Y., et al. 3D focusing through highly scattering media using PSF modulation [J]. Applied Physics Letters, 2018, 113(19): 191104.
- [99] Durnin J., Miceli Jr J., Eberly J. Diffraction-free beams [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(15): 1499.
- [100] Pavani S.R.P., Piestun R. Three dimensional tracking of fluorescent microparticles using a photon-limited double-helix response system [J]. Optics Express, 2008, 16(26): 22048-57.
- [101] Boniface A., Mounaix M., Blochet B., et al. Transmission-matrix-based point-spread-function engineering through a complex medium [J]. Optica, 2017, 4(1): 54.
- [102] Zhang J., Pégard N., Zhong J., et al. 3D computer-generated holography by non-convex optimization [J]. Optica, 2017, 4(10): 1306.
- [103] Zalevsky Z., Mendlovic D., Dorsch R.G. Gerchberg–Saxton algorithm applied in the fractional Fourier or the Fresnel domain [J]. Optics Letters, 1996, 21(12): 842-4.
- [104] Vellekoop I., Van Putten E., Lagendijk A., et al. Demixing light paths inside disordered metamaterials [J]. Optics Express, 2008, 16(1): 67-80.
- [105] Popoff S.M., Lerosey G., Fink M., et al. Controlling light through optical disordered media: transmission matrix approach [J]. New Journal of Physics, 2011, 13(12): 123021.
- [106] Zhao Y., Chen Q., Zhou S., et al. Super-Resolution Imaging Through Scattering Medium Based on Parallel Compressed Sensing [J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(5): 1-12.
- [107] Mounaix M., Ta D.M., Gigan S. Transmission matrix approaches for nonlinear fluorescence excitation through multiple scattering media [J]. Optics Letter, 2018, 43(12): 2831-4.
- [108] Akbulut D., Huisman T.J., Van Putten E.G., et al. Focusing light through random photonic media by binary amplitude modulation [J]. Optics Express, 2011, 19(5): 4017-29.
- [109] Yang J., Shen Y., Liu Y., et al. Focusing light through scattering media by polarization modulation based generalized digital optical phase conjugation [J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(20): 201108.
- [110] De Aguiar H.B., Gigan S., Brasselet S. Polarization recovery through scattering media [J]. Science Advances, 2017, 3(9): e1600743.

-
- [111] Tong L., Miljkovic V.D., Kall M. Alignment, rotation, and spinning of single plasmonic nanoparticles and nanowires using polarization dependent optical forces [J]. *Nano Letters*, 2009, 10(1): 268-73.
- [112] Guan Y., Katz O., Small E., et al. Polarization control of multiply scattered light through random media by wavefront shaping [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(22): 4663-5.
- [113] Mazilu M., Stevenson D.J., Gunn - Moore F., et al. Light beats the spread: “non - diffracting” beams [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2010, 4(4): 529-47.
- [114] Garcés-Chávez V., Mcgloin D., Melville H., et al. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam [J]. *Nature*, 2002, 419(6903): 145-7.
- [115] Gao L., Shao L., Chen B.-C., et al. 3D live fluorescence imaging of cellular dynamics using Bessel beam plane illumination microscopy [J]. *Nature Protocols*, 2014, 9(5): 1083-101.
- [116] Mcgloin D., Dholakia K. Bessel beams: Diffraction in a new light [J]. *Contemporary Physics*, 2005, 46(1): 15-28.
- [117] Bandres M.A., Gutiérrez-Vega J.C., Chávez-Cerda S. Parabolic nondiffracting optical wave fields [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(1): 44-6.
- [118] Kotlyar V., Kovalev A., Soifer V. Asymmetric Bessel modes [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(8): 2395-8.
- [119] Ornigotti M., Aiello A. Generalized Bessel beams with two indices [J]. arXiv preprint arXiv:14025106, 2014.
- [120] Vetter C., Eichelkraut T., Ornigotti M., et al. Generalized radially self-accelerating helicon beams [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(18): 183901.
- [121] Schulze C., Roux F.S., Dudley A., et al. Accelerated rotation with orbital angular momentum modes [J]. *Physical Review A*, 2015, 91(4): 043821.
- [122] Kovalev A.A., Kotlyar V.V. Lommel modes [J]. *Optics Communications*, 2015, 338(117-22).
- [123] Zhao Q., Gong L., Li Y.-M. Shaping diffraction-free Lommel beams with digital binary amplitude masks [J]. *Applied Optics*, 2015, 54(25): 7553-8.
- [124] Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R., et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185.
- [125] Gibson G., Courtial J., Padgett M.J., et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum [J]. *Optics Express*, 2004, 12(22): 5448-56.
- [126] Dienerowitz M., Mazilu M., Reece P.J., et al. Optical vortex trap for resonant confinement of metal nanoparticles [J]. *Optics Express*, 2008, 16(7): 4991-9.
- [127] Belmonte A., Rosales-Guzmán C., Torres J.P. Measurement of flow vorticity with helical beams of light [J]. *Optica*, 2015, 2(11): 1002-5.

- [128] Houston N., Riis E., Arnold A. Reproducible dynamic dark ring lattices for ultracold atoms [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2008, 41(21): 211001.
- [129] Franke-Arnold S., Leach J., Padgett M.J., et al. Optical ferris wheel for ultracold atoms [J]. *Optics Express*, 2007, 15(14): 8619-25.
- [130] Arlt J., Padgett M. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(4): 191-3.
- [131] Lavery M.P., Speirits F.C., Barnett S.M., et al. Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum [J]. *Science*, 2013, 341(6145): 537-40.
- [132] Campbell R., Oppo G.-L. Stationary and traveling solitons via local dissipation in Bose-Einstein condensates in ring optical lattices [J]. *Physical Review A*, 2016, 94(4): 043626.
- [133] Gaunt A.L., Hadzibabic Z. Robust digital holography for ultracold atom trapping [J]. *Scientific Reports*, 2012, 2:721.
- [134] Buccheri F., Bruce G.D., Trombettoni A., et al. Holographic optical traps for atom-based topological Kondo devices [J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(7): 075012.
- [135] Bowman D., Ireland P., Bruce G.D., et al. Multi-wavelength holography with a single spatial light modulator for ultracold atom experiments [J]. *Optics Express*, 2015, 23(7): 8365-72.
- [136] Baumann S., Kalb D., Macmillan L., et al. Propagation dynamics of optical vortices due to Gouy phase [J]. *Optics Express*, 2009, 17(12): 9818-27.
- [137] Arnold A.S. Extending dark optical trapping geometries [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(13): 2505-7.
- [138] Al Rashed A., Lyras A., Lembessis V.E., et al. Guiding of atoms in helical optical potential structures [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2016, 49(12): 125002.
- [139] Vaity P., Singh R. Self-healing property of optical ring lattice [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(15): 2994-6.
- [140] Zhao Q., Gong L., Hu X.-Y., et al. Harnessing Laguerre–Gaussian Beams to Construct Quasi-nondiffracting Optical Ring Lattices [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10:1-7.
- [141] Phillips R.L., Andrews L.C. Spot size and divergence for Laguerre Gaussian beams of any order [J]. *Applied Optics*, 1983, 22(5): 643-4.
- [142] Goorden S.A., Bertolotti J., Mosk A.P. Superpixel-based spatial amplitude and phase modulation using a digital micromirror device [J]. *Optics Express*, 2014, 22(15): 17999-8009.
- [143] Ley K., Laudanna C., Cybulsky M.I., et al. Getting to the site of inflammation: the leukocyte adhesion cascade updated [J]. *Nature Reviews Immunology*, 2007, 7(9): 678-89.
- [144] Zhao Q., Yu P.-P., Li Y.-M., et al. Trapping and manipulation of individual cells in the crowd; proceedings of the Optical Manipulation Conference, F, 2018 [C]. International Society for Optics

and Photonics.

- [145] Jones P.H., Maragò O.M., Volpe G. Optical tweezers: Principles and applications [M]. Cambridge University Press, 2015.
- [146] Agrawal G.P. Fiber-optic communication systems [M]. John Wiley & Sons, 2012.
- [147] Krenn M., Fickler R., Fink M., et al. Communication with spatially modulated light through turbulent air across Vienna [J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(11): 113028.
- [148] Ren Y., Huang H., Xie G., et al. Atmospheric turbulence effects on the performance of a free space optical link employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(20): 4062-5.
- [149] Zhao P., Li S., Feng X., et al. Measuring the complex orbital angular momentum spectrum of light with a mode-matching method [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(6): 1080-3.
- [150] Metzger N.K., Spesyvtsev R., Bruce G.D., et al. Harnessing speckle for a sub-femtometre resolved broadband wavemeter and laser stabilization [J]. *Nature Communications*, 2017, 8:15610.
- [151] Shi Y., Liu Y., Wang J., et al. Non-invasive depth-resolved imaging through scattering layers via speckle correlations and parallax [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(23): 231101.
- [152] Antipa N., Kuo G., Heckel R., et al. DiffuserCam: lensless single-exposure 3D imaging [J]. *Optica*, 2018, 5(1): 1-9.
- [153] Yu H., Lee K., Park J., et al. Ultrahigh-definition dynamic 3D holographic display by active control of volume speckle fields [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11:186.
- [154] Valent E., Silberberg Y. Scatterer recognition via analysis of speckle patterns [J]. *Optica*, 2018, 5(2): 204-7.
- [155] Saastamoinen K., Leppänen L.-P., Vartiainen I., et al. Spatial coherence of light measured by nanoscattering [J]. *Optica*, 2018, 5(1): 67-70.
- [156] Gong L., Zhao Q., Zhang H., et al. Optical orbital-angular-momentum-multiplexed data transmission under high scattering [J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 27.
- [157] Mario K., Robert F., Matthias F., et al. Communication with spatially modulated light through turbulent air across Vienna [J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(11): 113028.
- [158] Lee K., Park Y. Exploiting the speckle-correlation scattering matrix for a compact reference-free holographic image sensor [J]. *Nature Communications*, 2016, 7:13359.
- [159] Yoon J., Lee K., Park J., et al. Measuring optical transmission matrices by wavefront shaping [J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 10158-67.
- [160] Cui M. Parallel wavefront optimization method for focusing light through random scattering media [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(6): 870-2.
- [161] Ndagano B., Mphuthi N., Milione G., et al. Comparing mode-crosstalk and mode-dependent

loss of laterally displaced orbital angular momentum and Hermite–Gaussian modes for free-space optical communication [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(20): 4175-8.

[162] Ndagano B., Nape I., Cox M.A., et al. Creation and detection of vector vortex modes for classical and quantum communication [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(2): 292-301.

[163] Qu Z., Djordjevic I.B. 500 Gb/s free-space optical transmission over strong atmospheric turbulence channels [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(14): 3285-8.

[164] Ren Y., Li L., Wang Z., et al. Orbital angular momentum-based space division multiplexing for high-capacity underwater optical communications [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6:33306.

[165] Erhard M., Fickler R., Krenn M., et al. Twisted photons: new quantum perspectives in high dimensions [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(3): 17146.

[166] Mafu M., Dudley A., Goyal S., et al. Higher-dimensional orbital-angular-momentum-based quantum key distribution with mutually unbiased bases [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(3): 032305.

[167] Bouchard F., Fickler R., Boyd R.W., et al. High-dimensional quantum cloning and applications to quantum hacking [J]. *Science Advances*, 2017, 3(2): e1601915.

[168] Ding D.-S., Zhang W., Zhou Z.-Y., et al. Quantum storage of orbital angular momentum entanglement in an atomic ensemble [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(5): 050502.

缩写词索引

- 3D, Three Dimensional, 三维
- BA, Bat Algorithm, 蝙蝠算法
- CGH, Computer Generated Holography, 计算全息
- CSA, Continuous Sequential Algorithm, 连续顺序算法
- DMD, Digital Micromirror Device, 数字微镜器件
- DOE, Diffractive Optical Element, 衍射光学器件
- DOPC, Digital Optical Phase Conjugation, 数字光学相位共轭
- GA, Genetic Algorithm, 遗传算法
- IG, Ince-Gaussian, 因斯高斯
- LCSLM, Liquid Crystal Spatial Light Modulator, 液晶空间光调制器
- LG, Laguerre-Gaussian, 拉盖尔高斯
- LOS, Line-of-sight, 共轴探测
- MDM, Mode Division Multiplexing, 模分复用
- NLOS, None-line-of-sight, 非共轴探测
- OAM, Orbital angular momentum, 轨道角动量
- OPC, Optical Phase Conjugation, 光学相位共轭
- PA, Partitioning Algorithm, 分区算法
- PBR, Peak to Background Ratio, 峰值和背景比
- PDM, Polarization Division Multiplexing, 偏振分复用
- PSF, Point Spread Function, 点扩散函数调制
- RMSE, Root-Mean-Square Errors, 均方根误差
- SMART, Scattering Matrix-assisted Retrieval Technique, 散射矩阵辅助的恢复技术
- SPP, Spiral Phase Plate, 螺旋相位片
- SSA, Stepwise Sequential Algorithm, 阶梯顺序算法
- TDM, Time Division Multiplexing, 时分复用
- TM, Transmission Matrix, 传输矩阵
- WDM, Wavelength Division Multiplexing, 波分复用

致 谢

白驹过隙，五年的硕博生活即将画上句号。2013年的夏天，我于科大物理化学第五届夏令营初识科大，也是在那时结实了实验室这个温暖的大家庭。转眼间，现已2019年，还有两个月就要离开科大了，心中有百般不舍，对学校和实验室满怀的感恩之情，在此进行表达。

首先，我要由衷地感谢郭光灿教授、李银妹教授和龚雷研究员三位老师在科研工作上的指导。郭老师的大师精神深刻地影响着我，三位老师对科研的热爱、对科研思路的掌握以及为人处世的态度值得我一生学习，难忘无数个和他们进行科研工作讨论的日日夜夜；其次，我要感谢王自强老师、王浩威老师有见解的建议和讨论，以及在实验设备方面对我的帮助；同时，我要感谢实验室已毕业的薛国胜博士、钟敏成博士、周金华博士、李迪博士对我在科研工作上的启发；也要感谢同届的呼新尧同学，我们风雨同行地度过了研究生生活、互相学习、一起成长；感谢余盼盼、李宣令、刘易凡师弟师妹们对我生活上的帮助，和你们在一起度过了很多快乐的时光；异地求学的时光里，我要感谢我的父母以及家人的支持，尤其是奶奶，一个农村八旬老人多次鼓励我要好好求学、去外面看看大大的世界，他们的支持是我前进的动力；感谢老公魏加峰的一路支持，虽然读博期间的五年异地生活过得非常漫长，但每一次短暂的相聚都让我更加坚定最初的选择；最后，我要感谢这个勇敢的自己，感谢自己勤劳的大脑和双手，感谢自己坚持不懈的努力才踏踏实实地走到了今天，这五年的读博时光将会是我生命中弥足宝贵的记忆。

难说再见，难舍科大，难舍校园里的一草一木，难舍这个学术浓厚的精神家园。人生没有不散的筵席，此处分别，是为了更好的相逢。祝福科大：人才辈出代代强。祝福实验室的老师们工作顺利、身体健康，师弟师妹们前程似锦！

于二〇一九年五月六日

致 谢

在读期间发表的学术论文

已发表论文:

研究论文:

- 1) **Qian Zhao**[†], Ziqiang Wang[†], Panpan Yu, Yinmei Li, Lei Gong*. Vector focusing through highly scattering media via binary amplitude modulation. **Applied Physics Express**, 12(6):062002 (2019).
- 2) Lei Gong^{†*}, **Qian Zhao**[†], Hao Zhang, Xinyao Hu, Kun Huang*, Jiamiao Yang and Yinmei Li*. Optical Orbital-Angular-Momentum-Multiplexed Data Transmission through Scattering Media. **Light Science & Applications**, 8(1): 27 (2019).
- 3) **Qian Zhao**, Ziqiang Wang, Xin-Yao Hu, Panpan Yu, Ruishan Chen, Yinmei Li and Lei Gong*. 3D focusing through highly scattering media using PSF modulation. **Applied Physics Letters**, 113(19):191104 (2018) .
- 4) **Qian Zhao**, Lei Gong*, Xinyao Hu, Panpan Yu, Ziqiang Wang, and Yinmei Li. Harnessing Laguerre-Gaussian Beams to Construct Quasi-Nondiffracting Optical Ring Lattices. **IEEE Photonics Journal**, 10(1) (2018) .
- 5) **Qian Zhao**[†], Lei Gong[†], and Yinmei Li*. Shaping Diffraction-Free Lommel Beams with Digital Binary Amplitude Masks. **Applied optics**, 54(25): 7553-58 (2015) .
- 6) Xinyao Hu[†], **Qian Zhao**[†], Panpan Yu, Xuanling Li, Ziqiang Wang, Yinmei Li, and Lei Gong*. Dynamic Shaping of Orbital-Angular-Momentum Beams for Information Encoding. **Optics Express**, 26(2): 1796-1808 (2018) .
- 7) Panpan Yu, **Qian Zhao**, Hu Xinyao, Yinmei Li and Lei Gong*. Tailoring arbitrary polarization states of light through scattering media[J]. **Applied Physics Letters**, 113(12): 121102(2018).
- 8) Panpan Yu, **Qian Zhao**, Xinyao Hu, Yinmei Li, and Lei Gong*. Orbit-induced localized spin angular momentum in the tight focusing of linearly polarized vortex beams. **Optics Letters**, 43 (22):5677-5680 (2018).
- 9) Xinyao Hu, Hao Zhang, **Qian Zhao**, Panpan Yu, Yinmei Li, and Lei Gong*. Single-pixel phase imaging by Fourier spectrum sampling. **Applied Physics Letters** 114 (5): 051102 (2019).
- 10) Gong Lei, Weiwei Liu, **Qian Zhao**, Yuxuan Ren, Xingze Qiu, Mincheng Zhong, and Yinmei Li*. Controllable Light Capsules Employing Modified Bessel-Gauss

Beams. **Scientific Reports**, 6:29001 (2016).

11) Ruishan Chen, Xiaoqiang Zhang, Jinghao Wang, **Qian Zhao**, Anting Wang*, and Qiwen Zhan. Scalable detection of photonic topological charge using radial phase grating. **Applied Physics Letters**, 112(13): 122602 (2018).

12) 《光镊技术》负责第一、二、三、六、十章的修改和校订，该书由科学出版社于 2015 年 12 月出版。

待发表论文:

1) **Qian Zhao**, Yinmei Li, Lei Gong*. Optical orbital-angular-momentum-multiplexed data transmission through multimode fiber assisted by SMART technique, in Preparation.

2) Ziqiang Wang†, **Qian Zhao**†, Lei Gong*. Bat algorithm optimization for focusing through scattering media in noisy environments, in Preparation.

3) **Qian Zhao**, Yinmei Li, Lei Gong*. Trapping and manipulation of individual lymphocytes through the crowd, in Preparation.

会议论文:

1) **Qian Zhao**, Panpan Yu, Yinmei Li, Lei Gong*. Trapping and manipulation of individual cells in the crowd, in Optical Manipulation Conference, (International Society for Optics and Photonics, 2018), 107121N.

2) Lei Gong, **Qian Zhao**, Hao Zhang, Xinyao Hu, and Yinmei Li, Exploiting scattering for single-shot measurement of the orbital angular momentum spectrum of light fields, in Optical Manipulation Conference, (International Society for Optics and Photonics, 2018), 107121F.

3) Xinyao Hu, **Qian Zhao**, Panpan Yu, Xuanling Li, Ziqiang Wang, Yinmei Li, and Lei Gong*, Dynamic shaping of orbital-angular-momentum beams with an optimized Lee method, in Optical Manipulation Conference,(International Society for Optics and Photonics, 2018), 107121O.

4) Xingze Qiu, Lei Gong, **Qian Zhao**, and Yinmei Li*, Generation of Parabolic Non-diffracting Waves with Digital Micromirror Device, in Digital Holography and Three-Dimensional Imaging, (Optical Society of America, 2015), DW2A. 13.

5) Lei Gong, Xingze Qiu, **Qian Zhao**, and Yinmei Li*, Self-healing Behavior of the Non-diffracting Asymmetric Bessel Beams, in Digital Holography and Three-Dimensional Imaging, (Optical Society of America, 2015), DM3A. 6.