

引用格式: ZHOU Yuan, LI Runze, YU Xianghua, et al. Progress in Study and Application of Optical Field Modulation Technology Based on Liquid Crystal Spatial Light Modulators(Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(11):1123001
周源,李润泽,于湘华,等. 基于液晶空间光调制器的光场调控技术及应用进展(特邀)[J]. 光子学报, 2021, 50(11):1123001
※封面论文※

基于液晶空间光调制器的光场调控技术及应用进展(特邀)

周源^{1,2}, 李润泽¹, 于湘华¹, 严绍辉¹, 李星^{1,2}, 高文禹^{1,2}, 刘超^{1,2}, 彭彤¹,
杨延龙¹, 闵俊伟¹, 王萍^{1,3}, 屈军⁴, 姚保利^{1,2}

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

(2 中国科学院大学, 北京 100049)

(3 西安交通大学 生命科学与技术学院 生物医学光子学与传感研究所 生物医学信息工程教育部重点实验室,
西安 710049)

(4 安徽师范大学 物理与电子信息学院, 安徽 芜湖 241002)

摘 要: 作为电磁波, 光场可用振幅、相位和偏振等参量表征, 空间光场调控技术通过对这些参量进行调控, 生成新颖的空间结构光场。与其它类型调控器件相比, 液晶空间光调制器具有衍射效率高、调控单元数目达到百万量级、实时动态调控等优点, 已成为空间光场调控的主流器件。介绍了基于液晶空间光调制器的光场调控技术, 包括: 单参量调控、复振幅调控和多参量联合调控的原理和算法; 例举了光场调控技术在全息光镊、光学显微、光信息存储、光学微加工、散射介质后成像、光通信等领域的应用; 讨论了该技术面临的问题、发展趋势和发展前景; 旨在帮助研究者系统了解基于液晶空间光调制器的光场调控技术的基本知识、最新研究进展和潜在应用, 为该领域的科学研究提供参考。

关键词: 液晶空间光调制器; 光场调控; 计算全息图; 傅里叶全息; 空域光场调控; 空间频率域光场调控

中图分类号: O439

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20215011.1123001

Progress in Study and Application of Optical Field Modulation Technology Based on Liquid Crystal Spatial Light Modulators(Invited)

ZHOU Yuan^{1,2}, LI Runze¹, YU Xianghua¹, YAN Shaohui¹, LI Xing^{1,2},
GAO Wenyu^{1,2}, LIU Chao^{1,2}, PENG Tong¹, YANG Yanlong¹,
MIN Junwei¹, WANG Ping^{1,3}, QU Jun⁴, YAO Baoli^{1,2}

(1 State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

(2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(3 Key Laboratory of Biomedical Information Engineering of Ministry of Education, Institute of Biomedical Photonics
and Sensing, School of Life Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(4 School of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu, Anhui 241002, China)

Abstract: As an electromagnetic wave, optical field can be described by using parameters of amplitude,

基金项目: 国家自然科学基金(Nos.11704405, 81427802, 61975233, 11974417), 国家重点研发计划(No.2018YFE0128300), 陕西省重点研发计划(No.2020SF-193)

第一作者: 周源(1994—), 男, 博士研究生, 主要研究方向为全息光镊技术。Email: zhouyuan@opt.cn

导师(通讯作者): 姚保利(1968—), 男, 研究员, 博士, 主要研究方向为超分辨显微成像技术和光学微操纵技术。Email: yaobl@opt.ac.cn

于湘华(1987—), 男, 副研究员, 博士, 主要研究方向为空间光场调控与光片荧光显微技术。Email: yxh@opt.cn

收稿日期: 2021-09-17; 录用日期: 2021-11-02

<http://www.photon.ac.cn>

phase and polarization. Spatial optical field modulation technology enables to generate novel spatially structured optical field by modulating these parameters. Compared with other types of modulation devices, the liquid crystal spatial light modulator has the advantages of high diffraction efficiency, millions of modulated pixels, and real-time dynamic modulation. It has become the mainstream device for spatial optical field modulation. In this paper, we first give an introduction to the principles and algorithms of optical field modulation technology, including single-parameter modulation, complex amplitude modulation, and multi-parameter modulation by using the liquid crystal spatial light modulators. Some applications of these optical modulation technologies in holographic optical tweezers, optical microscopy, optical information storage, optical micromachining, imaging behind scattering media, and optical communication are exemplified. Then we discuss the problems to be resolved, the development trends and the development prospects of the technology. The purpose of this paper is to help researchers systematically understand the principle, the latest research progress and the potential application of the optical field modulation technology based on the liquid crystal spatial light modulators, and provide some references for research in this field.

Key words: Liquid crystal spatial light modulators; Optical field modulation; Computer generated hologram; Fourier hologram; Optical field modulation in the spatial domain; Optical field modulation in the spatial frequency domain

OCIS Codes: 230.6120; 050.1970; 070.6120; 090.1760

0 引言

根据经典电磁理论,光的物理本质为电磁波,在空域中可用振幅、相位和偏振等基本参量表征。激光器具有强度高、单色性和方向性好等优点,已成为科学研究、工业应用和国防等领域中最常用的光源。激光器通常输出高斯光束,已经难以完全满足各领域日益增长的需求。光场调控技术应运而生^[1],它利用调控器件调控光束,可以产生振幅、相位和偏振非均匀分布的新颖空间结构光场。以此为基础,人们能够更灵活地操控光场,生成了多类新型空间结构光场,如:无衍射光束^[2-3]、自加速光束^[4-6]、矢量涡旋光束^[7]等。它们具有很多新颖的特性,如传播过程中的无衍射特性^[2]、自弯曲特性^[4-6]、自修复特性^[8-9]、超衍射极限聚焦^[10]、自旋-轨道角动量耦合^[11]等。这些新颖空间结构光场已被成功地应用于光学显微^[12-14]、光学微操纵^[15-17]、激光加工^[18]、光信息存储^[19]、光通信^[20]、全息显示^[21]等领域。

光场调控器件和编码方法是空间光场调控技术的核心关键。常用的空间光场调控器件主要有数字微镜器件(Digital Micro-Mirror Devices, DMD)、液晶空间光调制器(Liquid Crystal Spatial Light Modulator, LC-SLM)、变形镜(Deformable Mirror, DM)和超构表面(Metasurface)等。DMD能够实现空间上的振幅调制,具有高速(数十kHz)、高反射率、高填充因子、高损伤阈值的特点,是投影仪的核心部件。超构表面为波长量级厚度的二维超构材料,基于电磁波与金属中的电子之间的强相互作用,通过设计超构表面中每个单元的形状,可以在亚波长尺度上对局域场的振幅、相位和偏振进行调控^[22]。超构表面具有能量利用率高,能够实现亚波长、宽波段调控的优点,但在动态调制上还有待进一步的发展。振幅型LC-SLM是利用液晶分子的旋光特性,结合检偏器实现振幅调制,常用于液晶显示。利用DMD和振幅型LC-SLM可调制光场的强度分布,然而二值振幅型光栅的衍射效率仅为10%。纯相位LC-SLM调制器只调制入射光场的相位分布,对振幅分布不产生影响,具有更高的衍射效率^[23]。它的平行向列棒状液晶分子可看做单轴晶体,在外加电场的驱动下液晶分子旋转,改变有效折射率,从而实现对光场相位分布的调制。通过一些特殊的光路设计、编码方式,使用纯相位LC-SLM还能够实现对振幅分布、偏振分布和空间关联结构的调控^[7, 24-29]。

计算全息编码是空间光场调控技术中不可或缺的编码方法。1948年,GABOR D^[30]提出全息术并由LEITH E N等^[31]在1962年首次使用激光实现了透射式全息图。传统的光学全息术需要复杂的光路和全息干板记录干涉图样,然后用激光再现物光场,无法实时和动态调控。1965年,KOZMA A^[32]提出了计算全息图(Computer Generated Hologram, CGH)的概念,计算全息图结合空间光场调控器件,可实现对光场的实时动态调控。根据全息图再现距离的差异,可分为菲涅尔全息和傅里叶全息^[33]。菲涅尔全息所再现的光场位于近场,因此使用菲涅尔衍射理论描述。相关算法主要有点源法(Point-Based Method)^[34-35]、面源法(Polygon-Based Method)^[36]、分层法(Layer-Based Method)^[37]、迭代法^[33]等。傅里叶全息所再现的光场位于

远场或利用正透镜的傅里叶变换作用在焦面再现,满足傅里叶变换关系。它的算法可分为非迭代算法和迭代算法^[38],迭代算法虽然耗时,但光场再现效果更好。1972年,GERCHBERG R W和SAXTON W O提出的GS算法(Gerchberg-Saxton Algorithm,GS)^[39]是最经典的迭代算法,使用GS算法,可以在满足变换关系(计算傅里叶全息图时需要满足傅里叶变换关系)的入射面和出射面之间来回迭代,从而得到满足约束条件的复振幅解。

本文旨在帮助研究者们了解基于纯相位LC-SLM(以下简称SLM)的光场调控技术的基本知识、发展趋势和潜在应用,为该领域的研究人员提供参考。首先,介绍了获取傅里叶全息图的算法;其次,总结对空域和空间频域的复振幅调控技术;然后,介绍了空域和空间频域的多参量联合调控技术;最后,介绍了光场调控技术在全息光镊、光学显微、光信息存储、光学微加工、散射介质后成像、光通信等领域的应用。鉴于该领域的发展非常迅速,本文只能选择性地讨论一部分内容。

1 空间光场调控技术分类及主要特点

利用空间光场调控技术可分别在空域或空间频域调控生成所需目标光场,如图1所示。空域调控指入射光束被SLM调制后经中继在输出面直接生成具有期望的振幅、相位、偏振分布的光场 $[E_H = A_0 \exp(i\phi_H)]$,而不需要经过额外的传输变换,其中 A_0 为入射光场振幅分布, ϕ_H 为SLM上加载的全息图,如图1(a)。空域调控的输出光场可作为后续光学系统的输入光场,做进一步的应用或操作。空间频域调控则指SLM位于透镜后焦面,调制的光束经过正透镜聚焦后在前焦区生成目标光场 $E_T = \text{FFT}[A_0 \exp(i\phi_H)]$,FFT为傅里叶变换,如图1(b)。

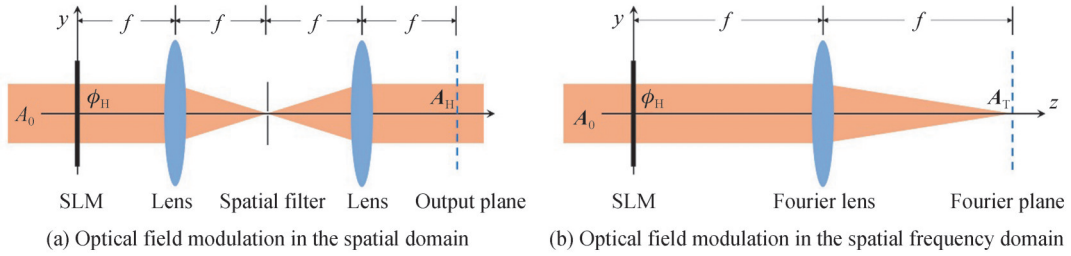


图1 空域调控^[40]和空间频域调控^[41]对比

Fig. 1 Comparison between the optical field modulation in the spatial domain^[40] and the spatial frequency domain^[41]

1.1 单参量调控技术

由于空域单参量调控技术直接使用相应的空间光调制器件即可实现,因此本节重点介绍空间频域的单参量调控技术。

1.1.1 非迭代算法

非迭代算法主要用于计算产生光点阵的全息图,具有计算速度快的优势,在光镊^[16, 38]、光学显微^[42]、激光加工^[43]、光信息存储^[44]等领域具有重要的应用。

1) 光栅透镜叠加(Superposition of Gratings and Lenses, S)算法

为了实现聚焦光场三维位置的控制,最直接的方法是分别使用闪耀光栅和菲涅尔透镜相位实现焦点在横平面和轴向的移动。闪耀光栅和菲涅尔透镜相位的表达式为^[45]

$$\begin{cases} \phi_{\text{Grating}} = \frac{2\pi}{\lambda f} (x_j x_m + y_j y_m) \\ \phi_{\text{Len}} = \frac{\pi z_m}{\lambda f^2} (x_j^2 + y_j^2) \end{cases} \quad (1)$$

$$\phi_j^m = \phi_{\text{Grating}}^m + \phi_{\text{Len}}^m \quad (2)$$

式中, x_j 和 y_j 表示SLM上第 j 个像素的坐标, x_m , y_m 和 z_m 表示目标光场中第 m 个光点的空间位置坐标, ϕ_j^m 表示用于产生第 m 个光点的相位,一共产生 M 个光点,得到每个光点的全息图表达式后,进行叠加即可得到产生相应目标光场分布的全息图^[45]

$$\phi_H^S = \arg \left[\sum_{m=1}^M e^{i\phi_j^m} \right] \quad (3)$$

S算法的计算速度较快,但是产生的光点阵的均匀性很低,并且对于对称性较高的光点阵,再现时会出现幽灵光点。

2) 随机掩膜编码(Random Mask Encoding, RM)算法

使用随机掩膜编码计算产生 M 个光点的全息图时,会将SLM的像素随机分成 M 个部分,每部分像素对应调制产生一个光点^[46-47]

$$\phi_H^{RM} = \phi_j^{m_j} \quad (4)$$

式中, m_j 表示对SLM上第 j 个像素,随机取 $1 \sim M$ 中的任意整数值,即该像素随机调制 M 个光点中的一个光点。在计算过程中调节用于产生每个光点的像素数的比例,可以实现光点阵中每个光点的能量分配,从而能够进一步增加光点阵的均匀性或产生具有特定能量比例的光点阵^[48]。RM算法的计算速度非常快,并且产生的光点阵的均匀性较好,但是由于只有 $1/M$ 个SLM的像素参与一个光点的产生,因此该方法的光能利用率非常低。

3) 随机叠加(Random Superposition, SR)算法

由于S算法存在幽灵光点,因此光能利用率和光点阵的均匀性很差,为了对S算法进行改进,可以在相位叠加时在每个光点的相位中增加一个随机相位 θ_m ^[49]

$$\phi_H^{SR} = \arg \left[\sum_{m=1}^M e^{i(\phi_j^m + \theta_m)} \right] \quad (5)$$

式中, θ_m 在 $[0, 2\pi]$ 中随机取值。SR算法能够显著改善能量利用率,但是在产生对称性较高的光点阵时均匀性依旧不高。在定位准确性要求不高的情况下,可以给光点位置引入一个随机偏移,破坏光点阵的对称性,从而显著改善再现光点阵的均匀性^[50]。

4) 达曼光栅(Dammann Grating)和非涅尔波带片(Fresnel Zone Plate)方法

DAMMANN H等^[51]于1970年提出了一种二值化的相位光栅,它生成的二维光点阵具有较高的能量利用率和均匀性^[52]。MORENO I等^[53]将达曼光栅与透镜相位和涡旋相位相结合,生成了三维点阵和涡旋阵列。但光栅设计基于标量衍射理论,高数值孔径物镜强聚焦会影响光强均匀性^[54]。为解决该问题,周常河等^[54]组设计了达曼波带片(Dammann Zone Plate)实现了轴向均匀多焦点的产生,并结合二维达曼光栅和达曼波带片,实现了紧聚焦三维光点阵。受此启发,GHEBJAGH S G等^[55]提出了一种能够产生轴向多焦点的多值相位波带片。这种波带片可以产生轴向均匀多焦点,并且可以和二维多值相位光栅相结合,实现三维均匀光点阵的产生。

5) 其它方法

研究人员还提出了其它多种算法,如广义相衬法(Generalized Phase Contrast Method)^[56]、基于分数塔尔博特效应(Fractional Talbot Effect)的方法^[57]、使用环形子区相位(Annular Subzone Phase)的方法^[58]等。这些算法具有各自的特点和应用范围,如无需迭代、能够产生均匀点阵、能够产生三维动态光点阵列等。

1.1.2 迭代算法

非迭代算法能量利用率通常不高。迭代算法则可克服这些缺点,且可用于产生空间连续分布光场。

1) GS算法(Gerchberg-Saxton Algorithm, GS)

GS算法作为一种经典的迭代算法,计算流程如图2。 $A_{H,0}$ 和 $A_{T,0}$ 表示实际入射光场和目标光场的振幅分布。 $A_{H,n}$ 和 $A_{T,n}$ 分别表示第 n 次迭代时入射面和再现面的振幅分布, $\phi_{H,n}$ 和 $\phi_{T,n}$ 表示入射光场和再现光场的相位分布。初始时假定再现光场的相位为随机分布 $\phi_{T,0}$,振幅分布为 $A_{T,0}$,使用逆傅里叶变换得到对应的入射光场的复振幅分布 $A_{H,1} \cdot \exp(i\phi_{H,1})$,开始第一次迭代过程。在每次迭代时,将入射光场的振幅 $A_{H,n}$ 替换为 $A_{H,0}$ 后得到 $A_{H,0} \cdot \exp(i\phi_{H,n})$,然后做傅里叶变换,得到再现光场的复振幅分布 $A_{T,n+1} \cdot \exp(i\phi_{T,n+1})$ 。此时需要判断 $A_{T,n+1}$ 与目标光场 $A_{T,0}$ 是否一致(收敛判断),如果二者不一致则使用 $A_{T,0}$ 替换 $A_{T,n+1}$,并令 $n = n+1$,开始下一次迭代,如果一致则输出相位全息图 $\phi_H = \phi_{H,n}$ 。做收敛判断时可以设定相应的判定函数,如判断再现光场振幅分布 $A_{T,n}$ 和目标光场振幅分布 $A_{T,0}$ 的差别或两者相关系数达到一定阈值时即认为迭代收敛。也可以根据目标光场的复杂程度设定相应的迭代次数。

经典GS算法只能计算二维目标场的全息图。研究人员通过在迭代中引入透镜相位因子^[59-60]或利用三

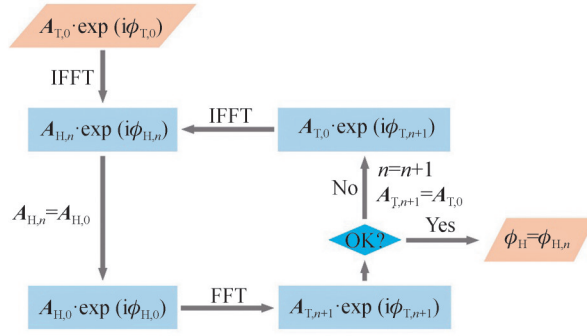

 图2 GS算法流程图^[39]

 Fig. 2 The diagram of the GS algorithm^[39]

维傅里叶变换^[61]可以计算出三维目标场的全息图。但以上算法需要较大的计算资源和时间,因此姚保利课题组^[62]提出了一种快速计算三维目标光场全息图的算法。该算法先将三维目标场按不同轴向位置分成多个二维子目标场,并假定每个子目标场均位于焦平面。利用经典GS算法计算出各子目标场的全息图,然后根据轴向位置给每个子全息图叠加对应焦距的透镜相位因子,最后将这些子全息图叠加,得到三维目标场的全息图,该方法具有更快的计算速度。

2) 自适应加法算法(Adaptive Additive Algorithm, AA)

DUFRESNE E R等^[63]使用AA算法实现了光点阵的再现,并且将其应用于全息光镊中。AA算法的流程与GS算法类似,区别是GS算法在每次迭代时使用目标光场振幅分布 $A_{T,0}$ 替代 $A_{T,n}$,而AA算法则使用 $A_{T,0}$ 和 $A_{T,n}$ 的组合来代替(如图3)。一种组合方式为 $aA_{T,0} + (1-a)A_{T,n}$,当使用这种组合方式时,取 $a=0.5$ 的收敛性较好^[60, 63]。收敛判据的选择和GS算法相同。需要注意的是组合方式、收敛判据的选择都会影响迭代过程的收敛性和计算时间。在对光点阵再现时,AA算法的能量利用率与GS算法相同,但是光点阵的均匀性有较大的提升^[38]。

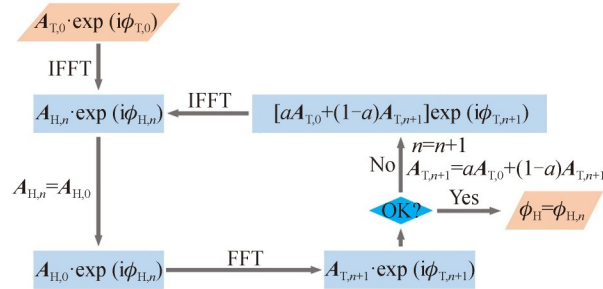

 图3 AA算法流程图^[63]

 Fig. 3 The diagram of the AA algorithm^[63]

3) 加权GS算法(Weighted GS Algorithm, GSW)

为了实现均匀光点阵的再现,并提高能量利用率,LEONARDO R D改进了GS算法,在迭代过程中引入权重因子,提出了GSW算法^[38]。基于图1(b)所示的系统使用迭代算法计算光点阵的全息图时,可以只计算光点所在位置的复振幅。将SLM的所有 N 个像素对第 m 个光点的贡献相加,即可得到该光点的复振幅

$$v_m = \frac{e^{i2\pi(2f+z_m)/\lambda}}{i} \frac{d^2}{\lambda f} \sum_{j=1}^N |a_0| e^{i(\phi_H^j - \phi_j^m)} \quad (6)$$

式中, f 为透镜的焦距, λ 为激光波长,SLM的像素面积为 d^2 , ϕ_H^j 表示SLM上第 j 个像素的相位。为了使表达更简洁,对式(6)简化,引入参量

$$V_m = \sum_{j=1}^N \frac{1}{N} e^{i(\phi_H^j - \phi_j^m)} \quad (7)$$

该参量的物理意义为 $I_m = |V_m|^2$ 表示被SLM调制后的光场经过以第 m 个光点为中心,面积为 $f^2\lambda^2/(Nd)$ 的区

域的能流。

GSW 算法的优化目标为加权求和 $\sum_m \omega_m |V_m|$ 最大, 其中 ω_m 为权重因子, 最大化条件为

$$\phi_H^j = \arg \left[\sum_m^M e^{i\phi_m^j} \frac{\omega_m V_m}{|V_m|} \right] \quad (8)$$

在 GSW 算法的迭代过程中, 首先设定 ω_m 和 ϕ_H^j 的初始值

$$\begin{cases} \omega_{m,0} = 1 \\ \phi_{H,0}^j = \phi_H^{SR} \end{cases} \quad (9)$$

然后开始迭代运算, 第 n 次迭代的权重因子 $\omega_{m,n}$ 和 $\phi_{H,n}^j$ 为

$$\begin{cases} \omega_{m,n} = \omega_{m,n-1} \frac{\langle |V_{m,n-1}| \rangle}{|V_{m,n-1}|} \\ \phi_{H,n}^j = \arg \left[\sum_m^M e^{i\phi_m^j} \frac{\omega_{m,n} V_{m,n-1}}{|V_{m,n-1}|} \right] \end{cases} \quad (10)$$

在 GSW 算法的每一次迭代过程中都对权重因子 ω_m 进行调整, 减小 $|V_m|$ 和平均值 $\langle |V| \rangle$ 之间的偏差, 从而能够更快地收敛到目标光场, 相比 GS 算法和 AA 算法, GSW 算法能大大提升再现光点阵的均匀性^[38]。

4) 轴平面 GS 算法 (Axial-Plane GS Algorithm, APGS) 和 倾斜平面 GS 算法 (Tilted-Plane GS Algorithm, TPGS)

由于传统的三维全息图算法计算时间长、计算平面之间的串扰会影响再现效果。为了实现轴平面光场的强度调控, 姚保利课题组^[64]提出了一种 APGS 算法。该算法通过在 SLM 上加载横平面 (xy) 的相位图, 经过透镜的傅里叶变换之后, 即可控制轴平面 (xz) 的目标光强分布。

设 (u, v) 为 SLM 所处平面的坐标, 则经过 SLM 调制后的光场为 $E_H(u, v) = A_0 \exp[i\phi_H(u, v)]$ 。根据 Richard-Wolf 衍射理论^[65], 再现场可以写成

$$E_T(x, y, z) = C \iint_S E_H(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \frac{dk_x dk_y}{k_z} \quad (11)$$

式中, (x, y, z) 为焦场中的空间坐标, $z = 0$ 为焦平面, C 表示常数因子, $(k_x, k_y) = k(u/f, v/f)$ 为横向波矢, 轴向波矢与横向波矢之间满足 $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$, f 表示透镜焦距, S 为积分范围

$$S = \{(k_x, k_y): \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \leq \text{NA}k\} \quad (12)$$

NA 为透镜的数值孔径。根据波矢之间的关系, 可以得到 $dk_x dk_y = (k/|k_y|) dk_x dk_z$, 令 $y = 0$, 式(11)变为

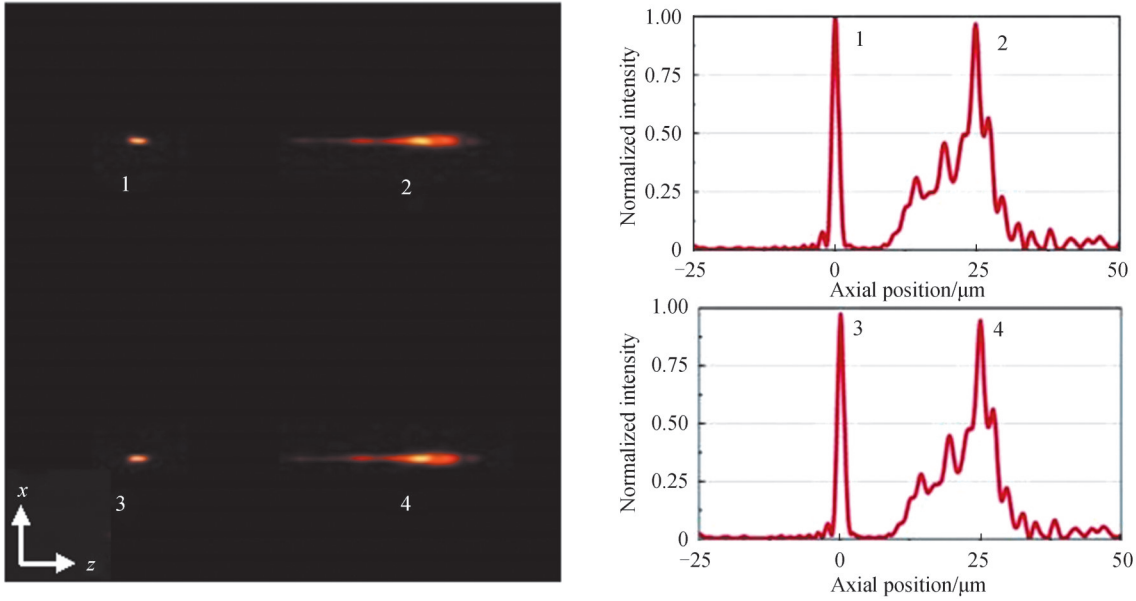
$$E_T(x, 0, z) = C \iint_{S_+} [E_H(k_x, k_y) + E_H(k_x, -k_y)] e^{i(k_x x + k_z z)} \frac{dk_x dk_z}{|k_y|} \quad (13)$$

即轴平面光场, 其中 $k_y = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_z^2}$, 积分区域

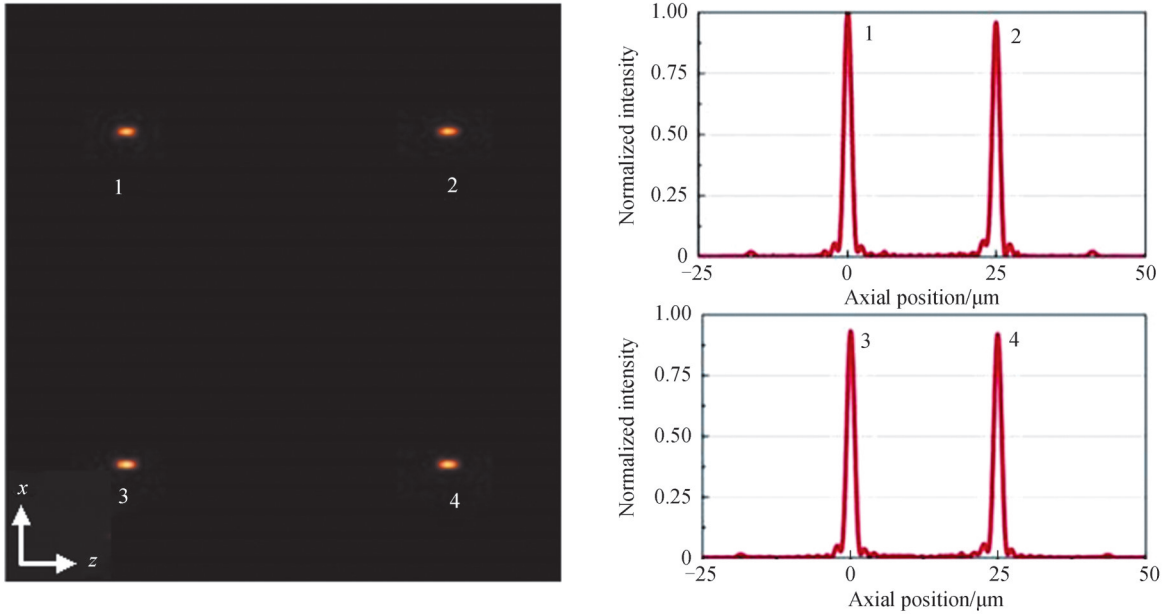
$$S_+ = \{(k_x, k_z > 0): \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \leq \text{NA}k\} \quad (14)$$

这里认为 SLM 上所加载的全息图 $\phi_H(k_x, k_y)$ 关于 k_y 对称, 即 $\phi_H(k_x, k_y) = \phi_H(k_x, -k_y)$, 此时 SLM 调制光场与再现光场之间也通过傅里叶变换关系对应。因此, 将图 2GS 算法流程中傅里叶变换对应关系替换为式(13)中的轴平面傅里叶变换, 即为 APGS 算法。与 S 算法相比, 在计算轴向光点阵时, APGS 算法所再现的光点阵在焦平面上和离焦时都实现了高斯型的聚焦光点, 并且光点的均匀性很高, 如图 4。

传统的 GS 算法和 APGS 算法可以分别实现对横平面和轴平面目标光场的再现, 2020 年, 姚保利课题组对 APGS 算法进行了改进, 实现了 TPGS 算法^[66]。为了实现 SLM 平面与聚焦光场中目标倾斜平面之间的傅里叶变换对应关系。定义旋转矩阵 $R_T = R_z(\varphi_0)R_y(\theta_0)$, 其中 $R_z(\varphi_0)$ 表示将焦场中的坐标 (x, y, z) 绕 Z 轴旋转 φ_0 , $R_y(\theta_0)$ 表示将焦场中的坐标绕 Y 轴旋转 θ_0 , 旋转后的坐标表示为 (x', y', z')



(a) Two dimensional intensity distribution and one dimensional intensity curves of the axial optical points array generated by using the S algorithm



(b) Two dimensional intensity distribution and one dimensional intensity curves of the axial optical points array generated by using the APGS algorithm

图4 基于S算法和APGS算法计算的轴向光点阵再现分布对比^[64]

Fig. 4 Comparison of the intensity distribution of the axial plane optical points array generated by using the S algorithm and the APGS algorithm^[64]

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = R_T \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_0 \cos\varphi_0 & \cos\theta_0 \sin\varphi_0 & -\sin\varphi_0 \\ -\sin\varphi_0 & \cos\varphi_0 & 0 \\ \sin\theta_0 \cos\varphi_0 & \sin\theta_0 \sin\varphi_0 & \cos\theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (15)$$

同样的,需要对焦场中的波矢做旋转变换

$$(k_x \ k_y \ k_z)^T = R_T (k_x \ k_y \ k_z)^T \quad (16)$$

轴向波矢与横向波矢之间满足 $k_z = \pm\sqrt{k - k_x^2 - k_y^2}$ 。此时式(11)的积分变量变为 k_x 和 k_y , 积分域为

$$S_{\pm}(k_x, k_y, \pm |k_z|) = \begin{cases} k_x^2 + k_y^2 < (k \sin \theta_{\max})^2 \\ k \cos \theta_{\max} < k_z < k \\ k_x^2 + k_y^2 < k \end{cases} \quad (17)$$

式中, θ_{\max} 为聚焦透镜的最大会聚角。根据式(15)~(17), 可以将式(11)改写为如下形式

$$E_T(x', y', 0) = C \iint_S [\chi_+(k_{\perp}) E_{H+}(k_{\perp}) + \chi_-(k_{\perp}) E_{H-}(k_{\perp})] e^{ik_{\perp} \cdot r_{\perp}} \frac{d^2 k_{\perp}}{|k_z|} \quad (18)$$

式中, $k_{\perp} = (k_x, k_y)$, $r_{\perp} = (x', y')$; 积分域 $S = k_{\perp}$, $|k_x| < k$, $|k_y| < k$; $\chi_{\pm}(k_{\perp})$ 为 $S_{\pm}(\theta_0, \varphi_0)$ 的约束方程, 当 $k_{\perp} \in S_+(\theta_0, \varphi_0)$ 时 $\chi_+(k_{\perp}) = 1$, 当 $k_{\perp} \notin S_+(\theta_0, \varphi_0)$ 时 $\chi_+(k_{\perp}) = 0$, $\chi_-(k_{\perp})$ 的取值类似。 E_{H+} 和 E_{H-} 为输入光场对应于 $k_z > 0$ 和 $k_z < 0$ 的两个部分, 这里认为 E_H 关于 k_z 对称, 即 $E_{H+}(k_x, k_y, k_z) = E_{H-}(k_x, k_y, -k_z)$, 此时式(18)可改写为

$$E_T(x', y', 0) = C \iint_S [\chi_+(k_{\perp}) + \chi_-(k_{\perp})] E_{H+}(k_{\perp}) e^{ik_{\perp} \cdot r_{\perp}} \frac{d^2 k_{\perp}}{|k_z|} \quad (19)$$

将GS算法中的傅里叶变换关系替换为式(19)即可计算控制任意倾斜平面上的光场分布的全息图。

在倾斜平面上产生光点阵时, 为了增加光点阵的均匀性, 也可引入式(10)中的权重因子。计算流程如图5。首先使入射光场为均匀振幅和均匀相位, 然后做坐标变换, 开始迭代过程。随后为了满足光物理传播条件, 使用约束方程 $\chi_{\pm}(k_{\perp})$ 对入射光场约束。再利用式(19)计算目标倾斜平面上的再现光场分布, 判断是否满足收敛条件。若不满足, 则将再现光场的振幅分布使用目标光场和权重因子的乘积代替。将更新后的再现光场逆传播致全息域, 将振幅替换为均匀振幅, 进行下一次迭代。若满足收敛条件, 则输出相位 $\phi_{H,n}(k_x, k_y)$, 并利用式(16)将全息图由 (k_x, k_y) 坐标投影到 (k_x, k_y) 坐标中, 得到全息图 $\phi_H = \phi_{H,n}(k_x, k_y)$ 。如图6, 使用TPGS算法计算所产生的轴平面光点阵的均匀性约为 $u=99\%$, 可以看到随着光点数目的增加, 均匀性并不会降低, 并且能够大大减少运算时间^[66]。

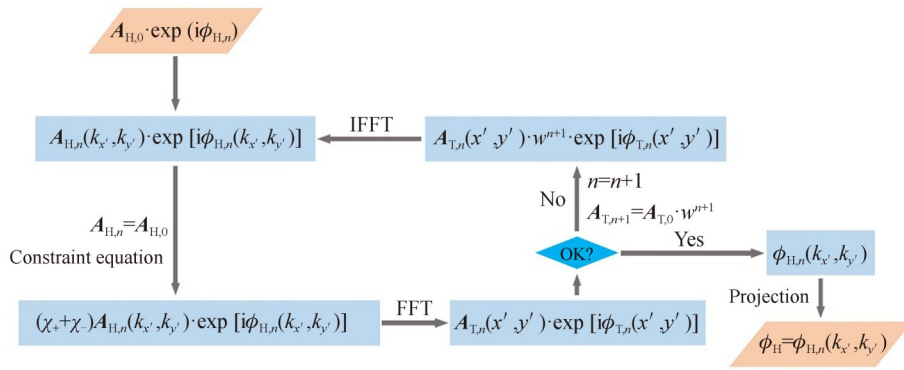


图5 TPGS算法流程图^[66]

Fig. 5 The diagram of the TPGS algorithm^[66]

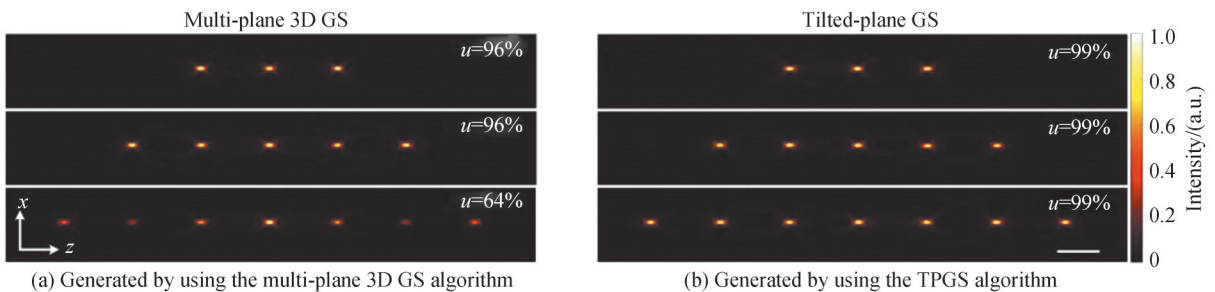


图6 使用多平面3D GS算法和TPGS算法计算的轴平面光点阵的再现光强分布^[66]。标尺长度 $5 \mu\text{m}$
 Fig. 6 Intensity distribution of the axial plane optical points array generated by using the multi-plane 3D GS algorithm and the TPGS algorithm, respectively^[66]. The scale bar is $5 \mu\text{m}$

5)其它迭代算法

研究人员对经典算法做了改进,以改善目标光场的再现质量、提高计算速度。WALLER E H等^[67]改进了GSW算法,在加载全息图时增加了振幅分布的调控,提出了振幅GS算法(Amplitude Gerchberg-Saxton Algorithm),该方法能够实现高均匀性、高分辨率的光点阵列的再现。KIM D等^[68]通过识别和消除GSW算法中的附加相位,对GSW算法进行了改进,再现光点阵的均匀性大于98%,并且改进后的算法收敛速度更快。顾敏课题组^[43]将迭代过程中的傅里叶变换过程替换为基于德拜积分的傅里叶变换,实现了高数值孔径物镜聚焦条件下均匀光点阵列的再现,此后又生成了三维光点阵且该算法可以动态补偿系统的球差^[44]。2018年,POZZI P等^[69]结合压缩感知算法实现了三维均匀光点阵的快速再现,全息图的计算速度与SR算法相同。2020年,EYBPOSH M H等^[42]使用深度学习算法实现了目标光场的再现,计算速度增加了数个数量级,计算全息图的准确性也增加了41%。2021年,CHEN Z Y等^[70]提出了一种无需使用标记数据训练的物理辅助人工神经网络方案,在高数值孔径物镜聚焦条件下,实现了亚衍射光斑、平顶光斑、光针光场和轴向多焦点光场的设计。

1.2 复振幅调控技术

单纯相位调控限制了复杂模式的光场生成,实现对光场振幅和相位的同时调控,即复振幅调控,具有重要理论意义和应用价值。

1.2.1 空域复振幅调控技术

在空域对光场做复振幅调控主要有两种方法,一种是用两个级联的SLM,分别实现振幅和相位调控,另一种则通过特定的编码算法将光场的振幅和相位信息编码在一个计算全息图中,使用单个SLM对光场调控从而生成目标复光场。

1)级联SLM法

2014年,王健等^[71]提出了一种使用两个SLM级联实现复振幅调制的方法,其原理如图7。入射到SLM1上的光束振幅为 A_0 ,偏振方向为 45° 线偏振光。由于SLM只调制水平偏振光(x 偏振),因此经过SLM1调制后的光场的水平分量为 $\frac{\sqrt{2}}{2} A_0 \exp[i\varphi_1(x, y)]$,垂直分量为 $\frac{\sqrt{2}}{2} A_0$,其中 $\varphi_1(x, y)$ 为SLM1上加载的相位图。随后,调制光场经过一个 45° 放置的偏振片,经过该偏振片后,调制光场变为

$$E(x, y) = \frac{1}{2} A_0 \left\{ \exp[i\varphi_1(x, y)] + 1 \right\} \quad (20)$$

随后使用一个半波片,将光场的偏振方向旋转至与SLM2所调制的相同偏振方向,使用SLM2调制光场的相位分布,SLM2上加载的相位分布为 $\varphi_2(x, y)$,因此,调制后的光场分布为

$$E(x, y) = A_0 \cos\left[\frac{\varphi_1(x, y)}{2}\right] \exp\left[i\frac{\varphi_1(x, y) + 2\varphi_2(x, y)}{2}\right] \quad (21)$$

由此可见,光场的振幅分布由 $\varphi_1(x, y)$ 决定,相位分布由 $\varphi_1(x, y)/2 + \varphi_2(x, y)$ 决定。该方法虽然具有编码简单便捷的优势,但两个SLM实现像素级空间配准操作难度较大且成本较高。

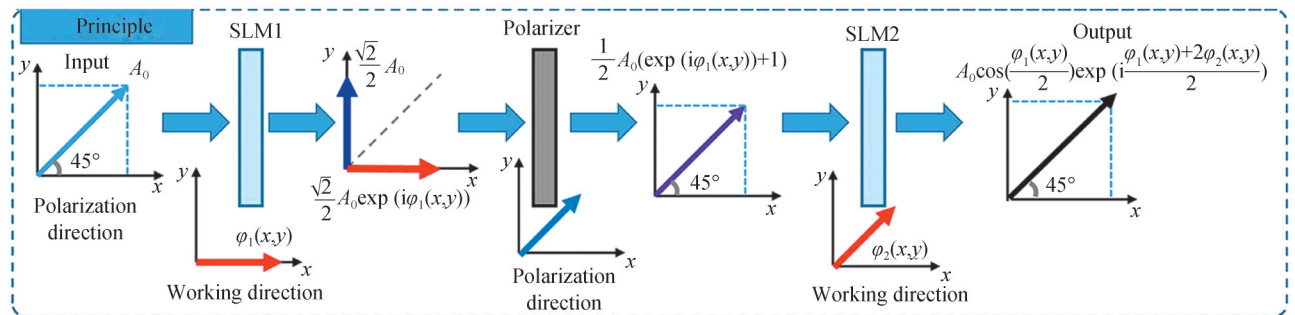


图7 使用级联SLM实现复振幅调控的原理图^[71]

Fig. 7 Concept of complex amplitude modulation by using two SLM^[71]

2) 复编码算法

通过特定的编码算法将光场的振幅和相位信息编码在一个计算全息图中,使用单个SLM对光场调控生成目标复光场,可以有效降低系统的复杂性和成本。在不同空间位置 (x, y) 具有不同的振幅和相位分布的任意标量复光场可以表示为^[72]

$$E(x, y) = A(x, y) \exp[i\phi(x, y)] \quad (22)$$

式中, $A(x, y)$ 和 $\phi(x, y)$ 分别表示目标光场的振幅和相位,取值范围分别为 $[0, 1]$ 和 $[-\pi, \pi]$ 。复编码算法的目的是为了将目标光场的振幅信息和相位信息同时编码在一个纯相位的计算全息图中,入射光场经过调制后能够在目标衍射级次中得到所需的复光场。

记相位全息图为 $\phi_H(A, \phi)$,则调制后的光场为 $h(x, y) = \exp[i\phi_H(A, \phi)]$,将 $h(x, y)$ 在 ϕ 空间坐标中用傅里叶级数展开

$$h(x, y) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} c_q \exp(iq\phi) \quad (23)$$

其中 c_q 表示第 q 阶傅里叶级数的系数

$$c_q = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp[i\phi_H(A, \phi)] \exp(-iq\phi) d\phi \quad (24)$$

值得注意的是 c_q 为衍射光场的振幅分量,当 c_1 满足

$$c_1 = \kappa A \quad (25)$$

其中 κ 是比例系数,调制后的光场的一阶衍射分量为 $h_1 = \kappa E(x, y)$,恰好为目标复光场。满足式(25)的充要条件为

$$\int_{-\pi}^{\pi} \sin[\phi_H(A, \phi) - \phi] d\phi = 0 \quad (26)$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} \cos[\phi_H(A, \phi) - \phi] d\phi = 2\pi\kappa A \quad (27)$$

复编码算法必须同时满足式(26)和(27),由于式(27)左侧最大积分值为 2π ,并且右侧常数 κ 最大值为1,因此复编码算法会影响能量利用率。

基于上述理论,DAVIS J A等^[24]于1999年提出了一种复编码算法,这里称为Davis算法,使用该算法得到的相位全息图可表示为

$$\phi_H(A, \phi) = f(A)\phi \quad (28)$$

从式(28)中可以看出,Davis算法使用 $f(A)$ 改变相位 ϕ 的调制深度,从而改变衍射光场的强度分布。根据式(28)和(24)可求出傅里叶级数 $c_q = \text{sinc}[q - f(A)]$,其中 $\text{sinc}(\xi) = (\pi\xi)^{-1} \sin(\pi\xi)$ 。当 $f(A)$ 满足

$$\text{sinc}[1 - f(A)] = A \quad (29)$$

则调制后的光场的一阶衍射分量即为所需的复光场,此时 $f(A)$ 和 A 之间的关系如图8中黑色曲线所示。

2007年,ARRIZON V等^[40]提出了两种复编码算法,这里称为Arrizón1和Arrizón2算法,这两种算法同样满足式(26)和(27),下面将进行介绍。

使用Arrizón1算法得到的全息图表达式为

$$\phi_H(A, \phi) = \phi + f(A) \sin(\phi) \quad (30)$$

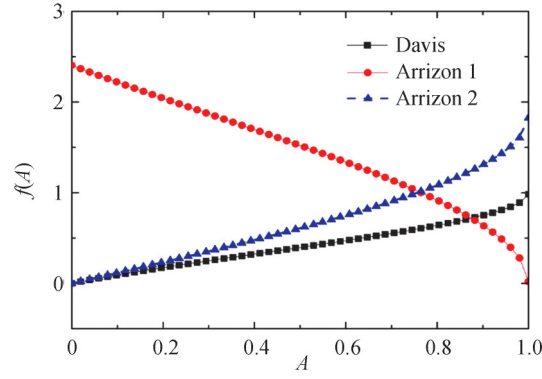
调制后的光场为 $h(x, y) = \exp(i\phi) \exp[i f(A) \sin(\phi)]$,根据Jacobi-Anger恒等式,可以得到

$$\exp[i f(A) \sin(\phi)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m[f(A)] \exp(im\phi) \quad (31)$$

其中 J_m 表示 m 阶贝塞尔函数,因此, $h(x, y)$ 的傅里叶系数为 $c_q = J_{q-1}[f(A)]$ 。根据式(25),当 $q = 1$ 时,一级衍射分量即为所需的复光场,此时有

$$J_0[f(A)] = A \quad \kappa = 1 \quad (32)$$

当 $A \in [0, 1]$ 时, $f(A)$ 和 A 之间的对应关系如图8红色曲线所示。

图8 三种复编码算法的 $f(A)$ 参量和振幅 A 的关系曲线^[40]Fig. 8 Function $f(A)$ versus A for three different complex amplitude encoding algorithms^[40]

Arrizón2算法得到的全息图表达式为

$$\phi_H(A, \phi) = f(A) \sin(\phi) \quad (33)$$

式(33)和(30)稍有区别,使用Jacobi-Anger恒等式,求出第 q 阶傅里叶级数的系数为

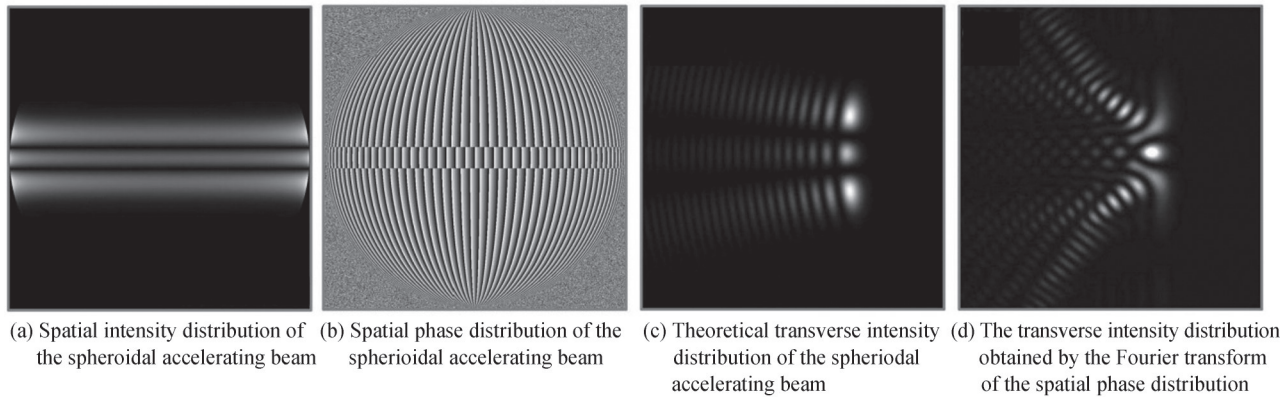
$$c_q = J_q[f(A)] \quad (34)$$

为了满足编码条件, $f(A)$ 和 A 之间的关系应满足

$$J_1[f(A)] = \kappa A \quad (35)$$

由于一阶贝塞尔函数 $J_1(x)$ 在 $x = 1.84$ 时取得最大值0.5819,因此比例系数 $\kappa = 0.5819$ 。这种编码方法只需要SLM的相位调制深度达到 1.17π 即可使用,能够增加SLM可以调制的波长范围,但是会影响能量利用率^[40]。使用Arrizón2算法时, $f(A)$ 和 A 之间的对应关系如图8蓝色曲线所示。在实际中使用Davis算法、Arrizón1算法和Arrizón2算法时针对用二维复数矩阵表示的目标光场,先使用图8所示的数据曲线得到每个元素的 $f(A)$ 参量,再带入式(28)、(30)或(33),即可得到所需的全息图。除了上述常用的复编码方法,还有Kirk算法^[72]、Cohn算法^[73]等,这里不详细介绍。

为了实验验证复振幅调制的必要性,ANDO T等^[74]对比了不同复编码方法和纯相位方法所产生的拉盖尔-高斯光束的模式纯度。复振幅调制生成的拉盖尔-高斯光束的模式纯度大于0.969,比纯相位方法提升了10%以上。姚保利课题组也基于球加速光束的产生说明了复振幅调制的必要性,并对比了不同复编码算法生成光场的模式纯度^[75]。2012年,ALEAHMAD P等^[76]理论预言了沿圆形轨迹加速的球加速光束。仅调控该光束空间频谱的相位,则无法准确再现,如图9所示。而使用复振幅调控,则能够生成球加速光束(如图10所示)。姚保利课题组还对比了三种复编码算法的全息图以及对应的再现光场分布,三种算法再现的光场的模式纯度分别为:93%、94%、79%。Arrizón2算法的再现模式纯度和能量利用率最低,但是其所需的



(a) Spatial intensity distribution of the spheroidal accelerating beam (b) Spatial phase distribution of the spheroidal accelerating beam (c) Theoretical transverse intensity distribution of the spheroidal accelerating beam (d) The transverse intensity distribution obtained by the Fourier transform of the spatial phase distribution

图9 球加速光束的理论重建^[75]Fig. 9 Theoretical reconstruction of the spheroidal accelerating beam^[75]

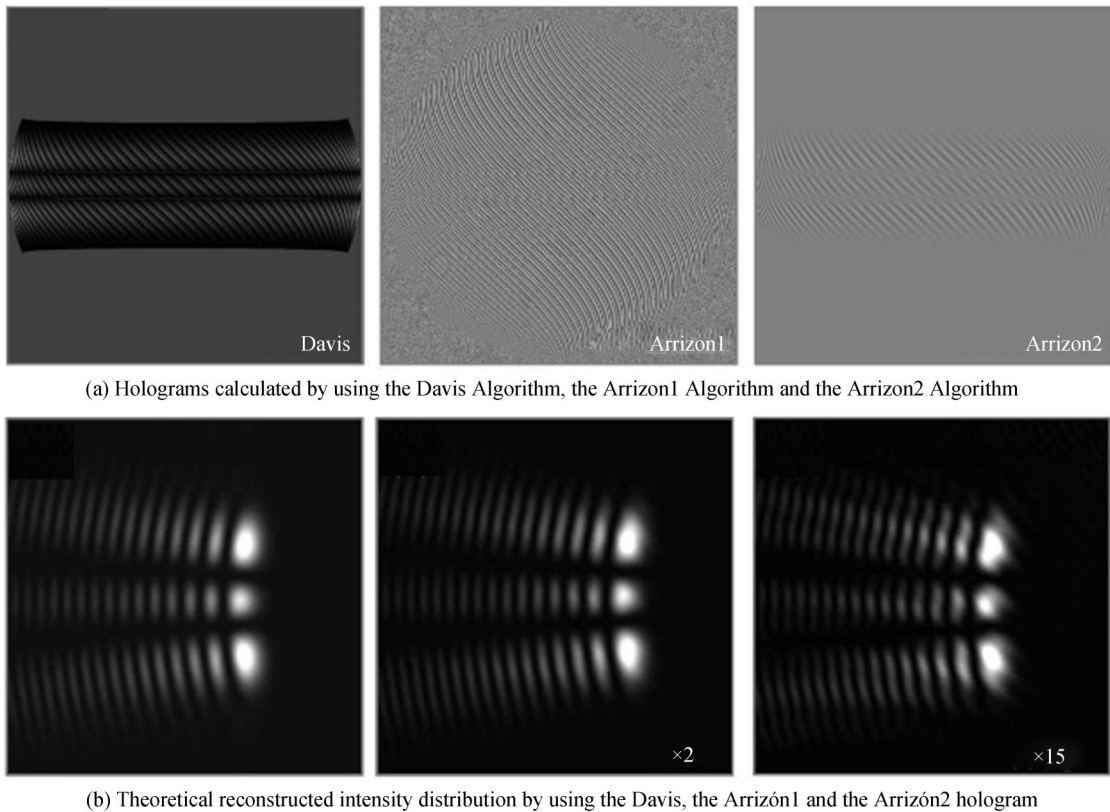


图 10 使用 Davis 算法、Arrizón1 算法和 Arrizón1 算法计算得到的全息图和对应的理论再现结果^[75]
 Fig. 10 Hologram calculated by using the Davis Algorithm, the Arrizón1 Algorithm and the Arrizón2 Algorithm, and corresponding theoretical reconstructed intensity distribution, respectively^[75]

相位调制深度远小于 2π 。Arrizón1 算法再现光场的模式纯度最高,但是能量利用率偏低。Davis 算法在保证能量利用率的同时,还具有较高的再现光场模式纯度^[75]。

1.2.2 空间频域复振幅调控技术

在 1.1 节中描述的各种空间频域调控的算法只关注于聚焦光场的振幅分布的调控,而随着光场调控技术的发展,人们希望同样能实现聚焦光场的振幅和相位分布同时调控,这对空间调控光场的应用具有重要意义。为了实现聚焦光场的复振幅调控,最直接的方法是在使用 1.1 节的算法计算光点阵时引入附加相位^[60]或者将再现光点阵的全息图与特殊光束的全息图叠加^[77],但是这两种方法欠缺灵活性,往往只能生成特殊光束阵列。2008 年, JESACHER A 等^[78]提出了一种级联 SLM 的方法实现了聚焦复光场的再现,但是该方法的实验装置复杂,衍射效率较低。

2007 年, GRIER D G 课题组通过求解菲涅尔变换给出了再现三维环形光场的表达式,使用 1.2.1 节描述的方法使入射光场携带解出的复振幅分布即可在聚焦光场中再现三维环形光场的复振幅分布^[79]。2010 年,该课题组通过对贝塞尔光束做共线叠加时施加螺旋相位,从而实现了绕光轴分布的三维螺线光束的再现,使用该方法也可以控制沿着螺线的相位梯度,从而实现正向或负向的相位梯度分布^[80]。此后不久,该课题组通过求解瑞利-索墨菲衍射积分的逆传播得到复光场,实现了沿三维曲线分布的聚焦复光场的再现^[81]。为了实现在近轴区域外的反演计算, Grier 算法近似认为目标三维曲线光场为细光线的简单叠加。然而这种近似忽略了曲线不同区域的光束在传播过程中的干涉,使得该算法不能保证沿任意三维曲线分布的复光场再现的正确性。为了解决该问题, 2013 年 RODRIGO J A 等^[82]提出了一种新的非迭代算法,这里称为 Rodrigo 算法,该算法不要求解光束的逆传播问题,避免了 Grier 算法的缺点。下面简单介绍 Rodrigo 算法的原理。

给定目标三维曲线的参数表达式 $c_3(t) = (x_0(t), y_0(t), z_0(t))$, 若要再现该三维曲线,则需要在 SLM 上编码复振幅分布^[82]

$$H(\mathbf{r}|c_3(t), t \in [0, T]) = \frac{1}{L} \int_0^T \Phi(\mathbf{r}, t) \varphi(\mathbf{r}, t) |c_2'(t)| dt \quad (36)$$

当目标曲线不同时, T 的取值也不相同, 在文献[82]中所给出的不同曲线, 只有阿基米德螺线的 $T = 1$, 其余曲线均为 $T = 2\pi$ 。式(36)中 $\mathbf{r} = (x, y)$, $c_3(t)$ 在 xy 平面上的投影为 $c_2(t) = (x_0(t), y_0(t))$ 。 $L = \int_0^T |c_2'(t)| dt$, $c_2'(t) = dc_2/dt$, $|c_2'(t)| = \sqrt{x_0'(t)^2 + y_0'(t)^2}$ 。式(36)积分中的第一项为

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \exp\left\{\frac{i}{\rho^2}[yx_0(t) - xy_0(t)] + \frac{i2\pi m}{S(T)}S(t)\right\} \quad (37)$$

式中, $S(t) = \int_0^t [x_0(\tau)y_0'(\tau) - y_0(\tau)x_0'(\tau)] d\tau$, ρ 为一常数, m 是用于控制沿曲线的相位梯度的参数。在计算过程中, $\Phi(\mathbf{r}, t)$ 被二次相位 $\varphi(\mathbf{r}, t)$ 调制

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \exp\left\{i\pi \frac{[x - x_0(t)]^2 + [y - y_0(t)]^2}{\lambda f^2} z_0(t)\right\} \quad (38)$$

式中, f 为聚焦透镜的焦距, λ 为介质中的波长, 当设计沿焦平面上的二维曲线分布的光场时, $z_0(t) = 0$ 。

RODRIGO J A 等使用该算法实现了一系列沿二维和三维曲线分布的聚焦复光场的完美再现, 图 11 为再现目标二维聚焦复光场时入射光束的复振幅分布和再现二维聚焦复光场的复振幅分布。从图中可以看到, 使用该方法不仅可以实现对振幅分布的调控, 还可以实现对相位梯度分布的控制, 得到线性变化和非线性变化的相位梯度分布。图 12 为沿三维曲线分布的聚焦复光场的实验检测光强分布图, 从图中可以看到使用 Rodrigo 算法可以完美的再现出所需要的光场, 并且聚焦光场能够保持很好的轴向光强分布。虽然 Rodrigo 算法能够实现复光场的完美再现, 但是使用该算法设计的聚焦复光场对应的曲线要能够使用精确的公式进行定义, 对于不能定义的曲线则不能使用该算法, 并且需要对入射光束做复振幅调控。针对这些问题, 2020 年, 唐雄贵等^[83]提出了一种快速、精确的算法调控聚焦复光场的振幅和相位分布。将入射面和聚焦面之间的傅里叶变换积分关系做离散化表达, 并在表达式中引入随机相位来消除不同区域之间光束的串扰。这种方法可以实现点阵、直线聚焦复光场、连续曲线聚焦复光场等特殊光场的再现, 能够大大缩短计算时间, 并且不需要对入射光束做复振幅调控, 提高了能量利用率。

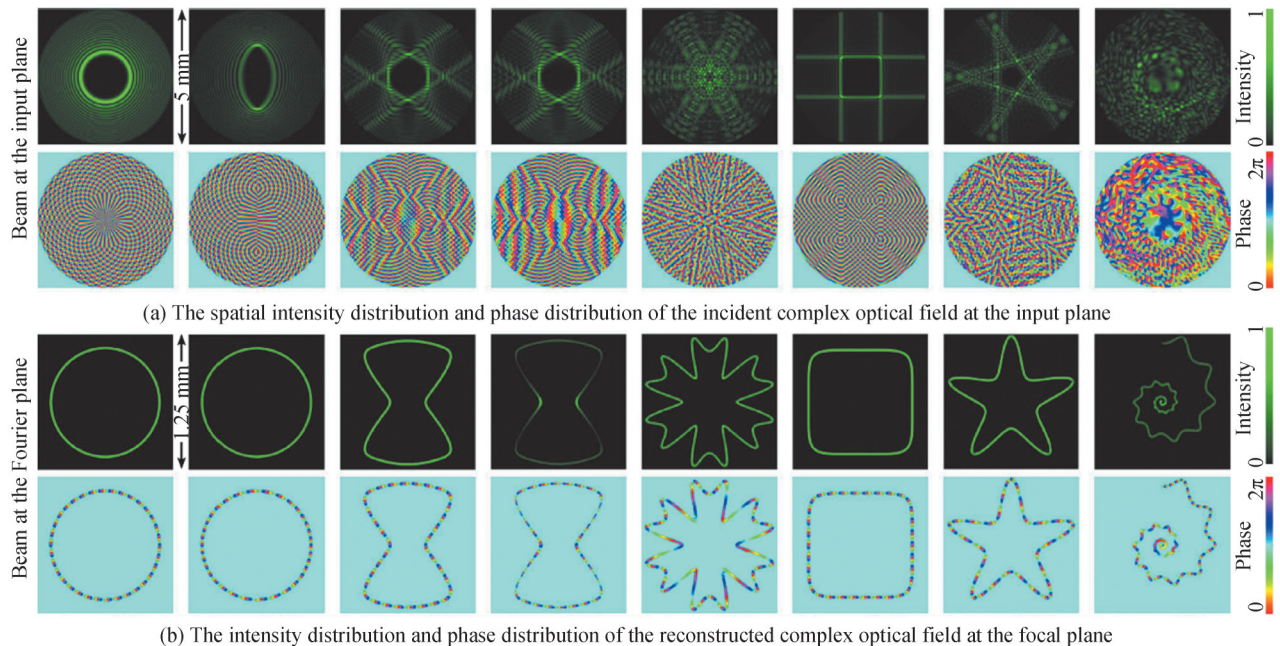
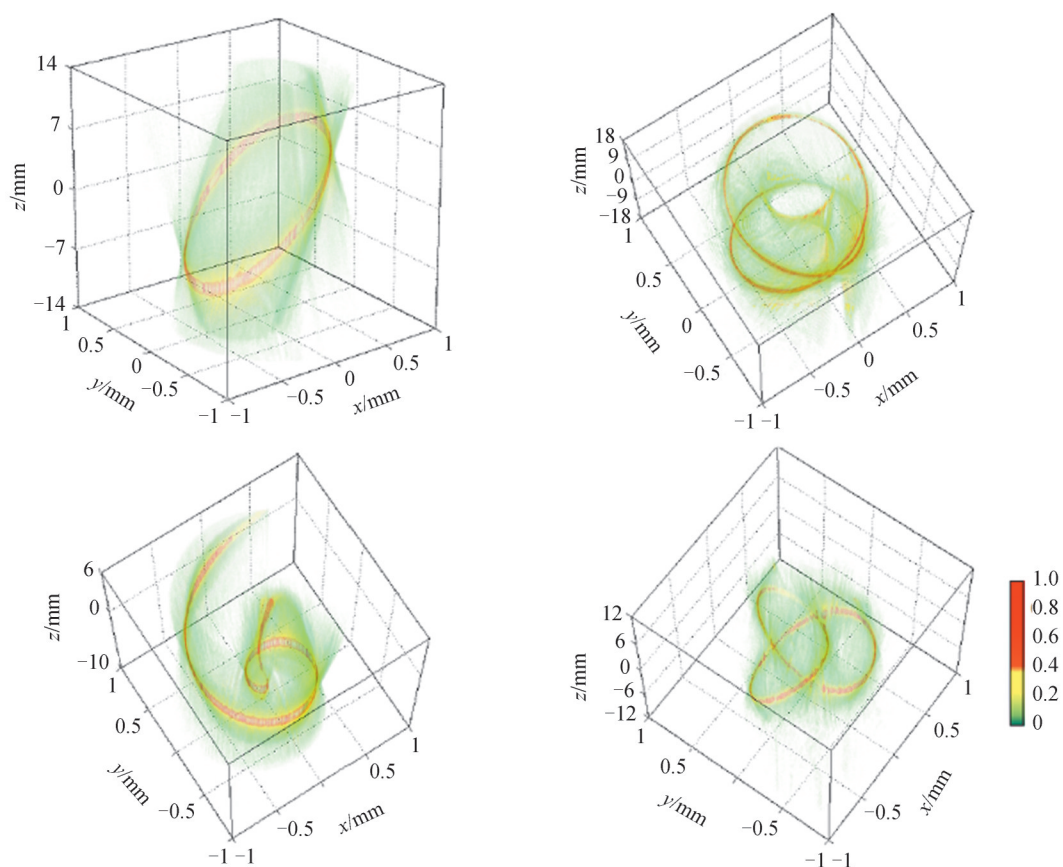
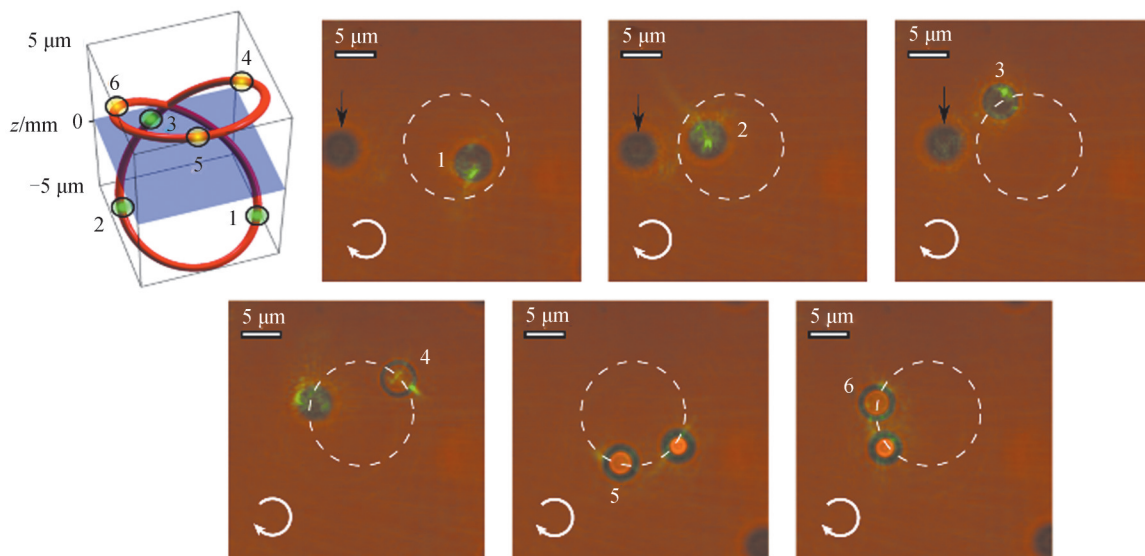


图 11 入射复光场和再现的聚焦复光场的振幅分布和相位分布^[88]

Fig. 11 The spatial intensity distribution and phase distribution of the incident complex optical field and the reconstructed complex optical field^[88]



(a) Experimental measured intensity distribution of the focused beams designed along tilted ring, Viviani's curve, Archimedean spiral and trefoil-knotted curve



(b) Optical vortex traps shaped in Viviani's curve. The particles are trapped 10 μm in deep into the sample, black arrows indicate particles in free diffusion at the chamber bottom

图 12 沿三维曲线设计的聚焦复光场的实验检测光强分布及其在光镊中的应用^[82]

Fig. 12 Experimental measured intensity distributions of focused complex optical fields designed along 3D curves and application in optical tweezers^[82]

以上介绍的各种算法均为非迭代算法,陶少华课题组^[84-87]基于GS算法提出了实现聚焦复光场再现的迭代算法。2014年,他们对GS算法做了改进,约束输出光场光强非零的区域的振幅和相位,从而实现了任意

相位梯度分布的聚焦复光场的产生^[84]。然而该方法的约束区域的位置和轮廓需要手动选择,并且需要通过计算得到一个可调的参数在迭代过程中修改振幅,对于光强为零的区域的相位分布也不进行操作。针对该算法的缺点,陶少华课题组进一步做了修改^[85],将经典GS算法中仅对目标场的振幅分布约束替换为对复振幅分布约束。该算法仅对输出平面上的部分区域进行约束,因此在约束区域可以产生目标复光场分布,然而非约束区域则不做操作。也就是只能在输出光场中的一部分区域实现复光场的再现,并且衍射效率不高。为了实现在整个输出平面上的复振幅调控,陶少华课题组对之前提出的算法做了进一步改进,这里简称Tao算法^[86]。算法原理示意如图13,其中 T 表示傅里叶变换。在输入平面中对振幅分布约束,而不约束相位分布。经过傅里叶变换后将输出平面分为 α 和 β 两个互补的平面,在这两个平面上分别对输出平面上的振幅和相位分布约束,随后再将两个平面组合,即可实现对整个输出平面的光场复振幅分布的约束。随后对输出平面的复光场做傅里叶逆变换,开始下一次迭代。需要注意的是,在Tao算法中,对输出平面的分割可以是任意的。陶少华课题组提出的几种迭代算法所得到的全息图均为纯相位全息图,可以直接加载到SLM上,因此调制效率更高,使用更加方便,经过改进之后,可以产生多平面的复光场分布^[87]。

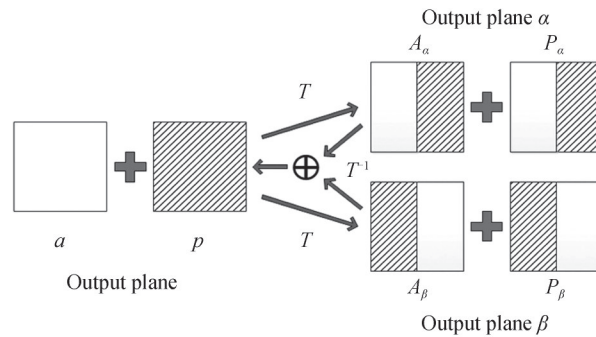


图13 Tao算法原理示意图。空白区域表示对振幅或相位约束,阴影区域表示不对振幅或相位约束。 a 和 p 表示入射平面的振幅和相位区域, A 和 P 表示输出平面的振幅和相位区域, α 和 β 表示输出平面分成的互补区域^[86]

Fig. 13 Schematic of Tao Algorithm. The blank regions stand for the constraint on the amplitude or the phase distribution, while the shadow region stand for the constraint free. a and p represent domains of amplitude and phase in the input plane, respectively. A and P represent domains of amplitude and phase in the output plane, respectively. α and β are two complementary plane which can consist to the output plane^[86]

1.3 多参量联合调控技术

偏振是光的基本性质,光场偏振分布的调控也具有重要的意义。对于具有空间非均匀偏振分布的矢量涡旋光束(Vector Vortex Beam, VVB),由于其具有很多特殊的性质而得到了广泛的研究和应用^[89]。为了实现对光场的振幅、相位和偏振分布的同时调控,研究人员提出了一系列多参量联合调控方法。VVB的产生方法可以分为腔内主动调控法和腔外被动调控方法^[90]。腔内主动调控法指在激光腔内插入特殊设计的光学元件,使激光器输出特定模式的光束^[91],该方法不在本文的讨论范围。被动方法则是在腔外利用空间光场调控器件对调制光束,使其具有设计的振幅、相位和偏振分布。

1.3.1 空域多参量联合调控技术

首先介绍空域多参量联合调控的原理。理论上,任意VVB都可以用正交基矢来表示,例如线偏振基矢或圆偏振基矢。因此在实验中可以通过叠加具有特定的振幅和相位分布的正交偏振光束生成VVB。在圆偏振基矢下,任意VVB的电场分布可以表示为

$$E_{\text{VVB}}(x, y) = (e_{\text{R}} A_{\text{R}} e^{i\varphi_{\text{R}}} + e_{\text{L}} A_{\text{L}} e^{i\varphi_{\text{L}}}) / \sqrt{2} \quad (39)$$

式中, e 和 φ 分别表示偏振基矢和相位分布,R和L表示右旋和左旋圆偏振光。基矢 e_{R} 和 e_{L} 在笛卡尔坐标系中可分解为

$$\begin{cases} e_{\text{R}} = \frac{\sqrt{2}}{2}(e_x - ie_y) \\ e_{\text{L}} = \frac{\sqrt{2}}{2}(e_x + ie_y) \end{cases} \quad (40)$$

假设 $A_r = A_l = A(x, y)$, $\phi(x, y) = (\varphi_r + \varphi_l)/2$, $\Theta(x, y) = (\varphi_r - \varphi_l)/2$, 则根据式(39)可得

$$E_{VVB}(x, y) = Ae^{i\phi}(e_x \cos\Theta + e_y \sin\Theta) \quad (41)$$

写成琼斯矢量的形式为

$$E_{VVB}(x, y) = Ae^{i\phi} \begin{pmatrix} \cos\Theta \\ \sin\Theta \end{pmatrix} \quad (42)$$

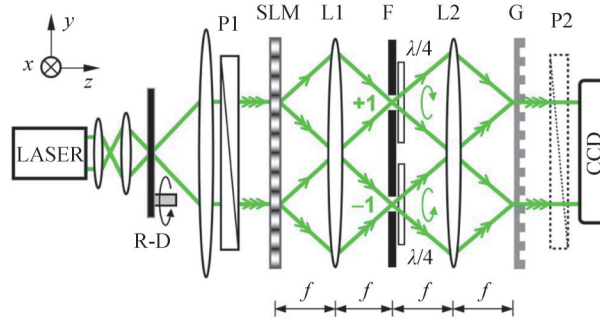
式中, A , ϕ 和 Θ 分别表示输出光束的振幅、相位和偏振分布。由式(42)可知, 通过调节左旋和右旋圆偏振光的振幅和相位分布, 可以实现对振幅、相位和偏振分布的多参量联合调控。值得注意的是, 虽然研究人员提出的很多方法主要关注偏振分布^[92]或相位和偏振分布^[93]的调控, 但是由式(39)~(42), 对偏振分布的调控往往伴随着对相位分布的调控, 并且振幅信息可以应用复编码算法调控^[7]。因此本文所介绍的产生 VVB 的装置同样能够同时实现对振幅、相位和偏振分布的多参量联合调控。

1) 基于衍射分束方法

衍射分束方法是指在 SLM 上加载衍射光栅, 从而在 ± 1 级衍射得到具有目标振幅和相位分布的光场分布的方法。图 14 为王慧田课题组^[92]于 2007 年提出的共路干涉装置, 其中 SLM 上加载的透射函数为

$$t(x, y) = [1 + \gamma \cos(2\pi f_0 x + \delta)]/2 \quad (43)$$

式中, δ 为附加相位分布, f_0 和 γ 分别为相位图的空间频率和调制深度。经调制后在 L1 的焦平面 F 处得到 ± 1



R-D: Rotating diffuser; P: Polarizer; L: Lens; $\lambda/4$: Quarter wave plate; G: Ronchi grating; CCD: CCD Camera

图 14 用于产生任意 VVB 的共路干涉装置示意图^[92]

Fig. 14 Schematic of the common path interferometer for the generation of arbitrary VVB^[92]

级光场分布分别为

$$E^{\pm 1} = (E_x^{\pm 1}, E_y^{\pm 1})^T = \frac{A_0}{2} (\exp(\pm j\delta), \mp \exp(\pm j\delta))^T \quad (44)$$

式中, A_0 为常数, $\delta = m\varphi + \varphi_0$, φ 为方位角, m 为拓扑荷阶数, φ_0 表示初始相位。随后使用四分之一波片将偏振分布分别转换为左旋和右旋圆偏振分布, 再使用朗奇相位光栅合束后的输出光场为

$$E = E^{+1} + E^{-1} = (E_\rho, E_\varphi)^T = A_0 (\cos(\delta - \varphi), \sin(\delta - \varphi))^T \quad (45)$$

可知, 此系统可实现光场偏振分布的调控。

随后, 王慧田课题组^[26, 94]通过在 SLM 上加载不同的全息图, 实现了对振幅、相位和偏振分布的调控, 丁剑平课题组^[95]基于此装置同样实现了输出光束的多参量联合调控。赵建林课题组^[27, 96]提出的基于 Sagnac 干涉仪的方法同样是基于衍射分束的方法。虽然该方法具有产生的光束质量高、系统紧凑等优点, 但是受衍射影响, 损失能量较多。

2) 基于偏振器件分束方法

为了实现更高的能量利用率, 还可以使用偏振光学元件对光束分束。图 15 为赵建林课题组^[7]提出的基于三角共路干涉仪 (Triangular Common-Path Interferometer, TCPI) 产生任意 VVB 的装置。图中使用两个 TCPI 分别作为分束系统和合束系统, 入射光束经过分束系统后被 PBS 分为水平偏振光 (p 光) 和垂直偏振光 (s 光), p 光可以直接被 SLM 调制, s 光需要经过二分之一波片转换为 p 光进行调制, 随后再次经过二分之一波片转换为 s 光。两束光被调制后分别携带不同的相位, 再使用合束系统将两束光和为一束, 经过一个快轴

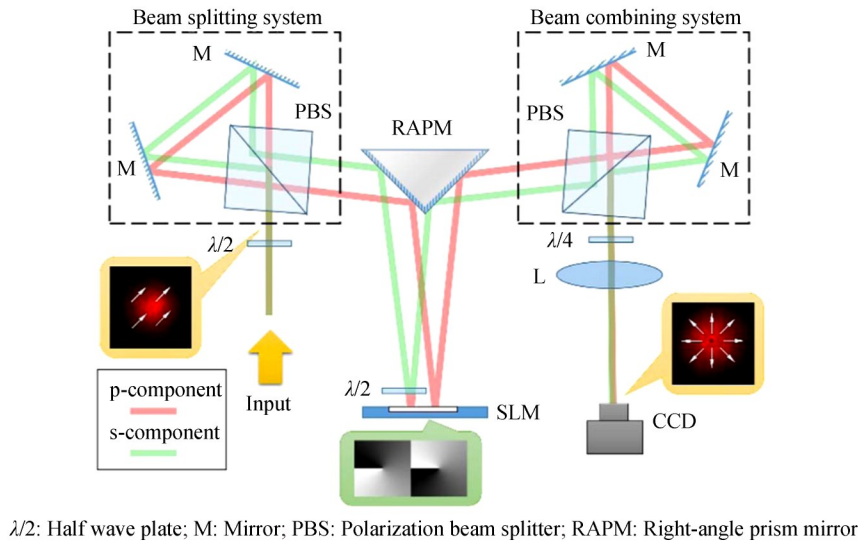


图 15 基于 TCPI 的光场调控装置原理图^[7]

Fig. 15 Schematic of the optical field modulator based on the TCPI^[7]

为 45° 放置的四分之一波片后,两个偏振分量被转换为左旋和右旋圆偏振光。此时输出光场分布满足(42)式,即可以通过调节 SLM 上加载的全息图对输出光束做多参量联合调控^[7]。该方法的能量转换效率只与 SLM 的反射率有关,SLM 的反射率为 62% 时,能量转换效率达到 47%。

除上述基于 TCPI 的方法外,研究人员还提出了基于不同干涉仪的方法,如基于沃拉斯顿棱镜^[97]、Sagnac 干涉仪^[98]、Mach-Zehnder 干涉仪^[99-100]等。基于偏振器件分束和干涉仪光路的方法往往具有很高的能量利用率,但是光路调节复杂。

3) 基于 SLM 偏振选择性方法

基于衍射分束方法和基于偏振器件分束方法均需要在光路中进行分束、合束操作,这会增加系统的复杂度、降低系统的稳定性。由于 SLM 是基于液晶分子的双折射特性调制光束,因此对入射光束具有选择性,通常只能调制线偏振光。SLM 的这个特点为光场的多参量联合调控提供了一个新的思路,SLM 级联方法^[101-102]应运而生,为了降低成本,可以将 SLM 分屏使用^[93, 103-105]。

图 16 为詹其文课题组^[103]提出的一种基于 SLM 偏振选择性的方法。该方法将两个 SLM 分成四个区域,

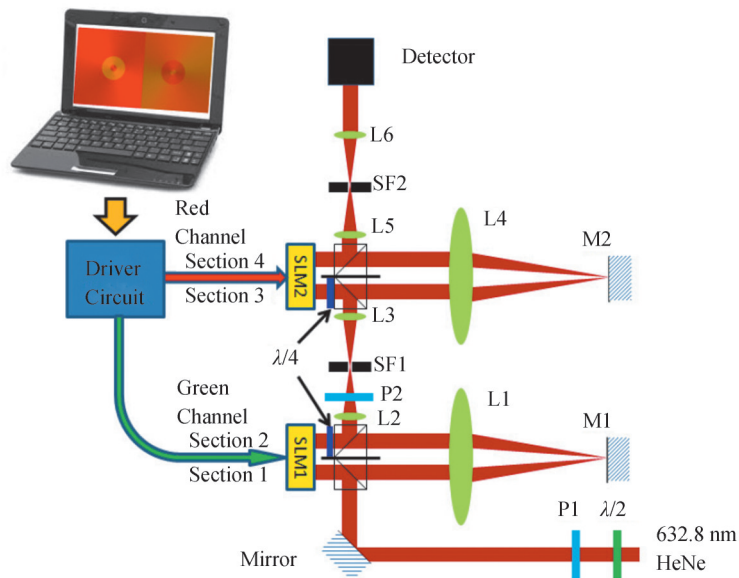


图 16 基于 SLM 级联方法的光场调控装置示意图^[103]。SF: 空间滤波器

Fig. 16 Schematic of the optical field modulator based on the cascade SLM method^[103]. SF: Spatial Filters

其中 Section 1 调控入射光场的相位分布, Section 2 使用 1.2.1 节所述的级联 SLM 方法实现振幅分布的调控。Section 3 与四分之一波片结合, 实现了偏振旋转器的功能^[106], 从而能够调控光场的振幅分布。由于前三个部分的调控过程中会引入附加相位, 因此使用 Section 4 来消除附加相位的影响。这种方法能够实现任意光场的产生, 但是由于需要四次经过分光棱镜, 因此能量利用率很低。

为了实现任意 VVB 的高效调控, 姚保利课题组^[93] 同样提出了一种基于 SLM 偏振选择性的方法, 如图 17 所示。该方法结合 96° 棱镜和 SLM 分屏方法, 实现了一种紧凑、高效的产生任意 VVB 的装置, 入射光场第一次入射到 Section 1 时为水平偏振光, 当光场两次经过快轴沿 22.5° 放置的四分之一波片 (QWP1) 后, 偏振方向变为 45° 偏振, 此时第二次入射到 Section 2 上, SLM 会对水平分量再次调制, 而对垂直分量不调制, 最后经过快轴沿 45° 放置的四分之一波片 (QWP2) 后, 两个线偏振分量分别变为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光, 并且携带不同的相位, 即满足式 (42)。当 SLM 的反射率为 81.5% 时, 该装置的能量转换效率达到了 61%, 并且 SLM 的调制区域的利用率高达 65.5%。

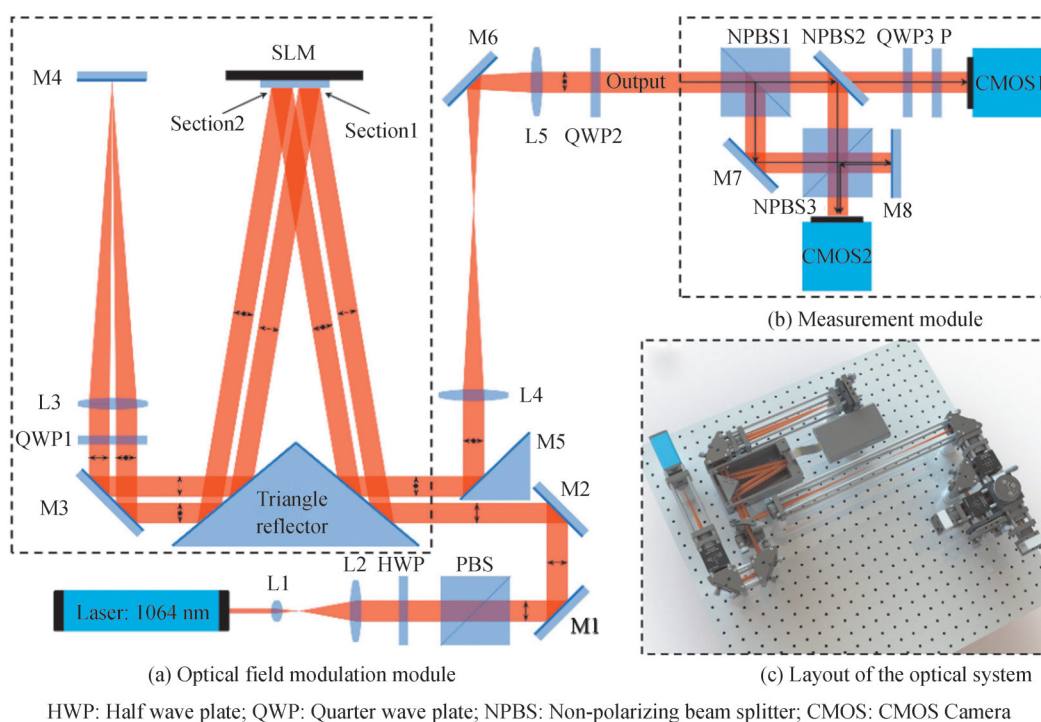


图 17 紧凑型任意矢量涡旋光场调控装置示意图^[93]

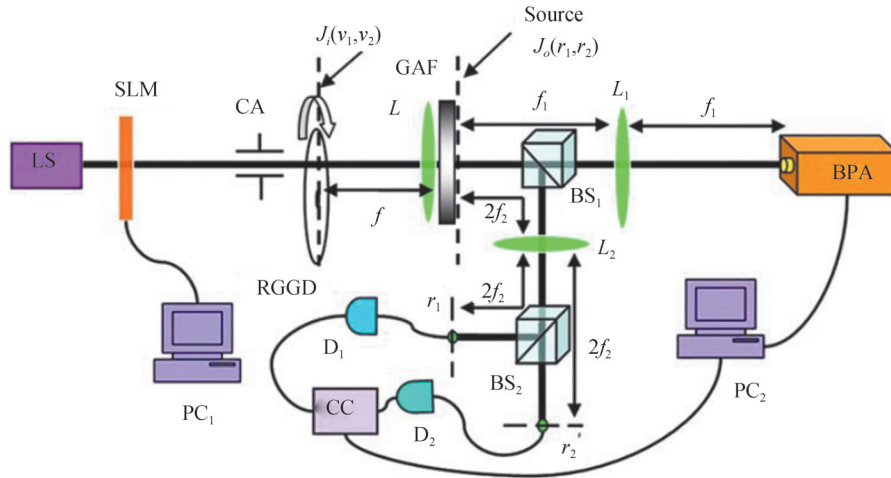
Fig. 17 Schematic of the compact optical field modulator for the generation of arbitrary vector vortex beam^[93]

4) 空间关联结构调控

值得注意的是高相干性同样是激光的重要性质之一, 而在激光通讯、大气遥感、数字全息显微等领域, 高相干性反而会产生不利影响, 如大气传输时的散斑现象、数字全息显微中的相干噪声等。通过降低光束的相干度得到的部分相干光束则能够有效弥补这些缺点^[107-109]。以往所研究的部分相干光束主要为高斯-谢尔模光束, 空间关联结构满足高斯分布。近年来, 具有特殊空间关联结构的部分相干光束由于具有特殊的传输与聚焦特性得到了广泛的研究^[110-111], 这里也将对空间关联结构的调控做简单的介绍。

对部分相干光束的空间关联结构的调控的方法一般可分为动态散射体方法^[112-113]、纯数字全息方法^[29, 114-115]、非相干叠加方法^[116-117]等。蔡阳健课题组^[112] 提出了一种基于动态散射体的特殊关联结构部分相干光束产生和检测装置, 如图 18 所示。该装置使用透射式 SLM 对光束做振幅调制, 为了增加调制效率, 这里也可以使用反射式 SLM^[118]。随后使用旋转毛玻璃降低光束的相干度, 再经过高斯振幅滤波器即可输出相应的目标光束。关于空间关联结构的检测不在本文的讨论范围。产生目标光束后可继续调制光束的相位和偏振分布^[119-120]。动态散射体方法的优点是可以实时产生目标部分相干光束, 缺点是能量利用率不高。

纯数字全息方法则是使用 SLM 等空间光场调制器件实现空间关联结构的调控。2015 年, VOELZ D



LS: Laser; CA: Circular aperture; RGGD: Rotating ground-glass disk; GAF: Gaussian amplitude filter; BS: Beam splitter; CC: Coincidence circuit; BPA: Beam profile analyzer; D: Single photon detector; PC: Personal computer

图 18 部分相干光束空间关联结构的产生和检测装置^[112]

Fig. 18 Experiment setup for the generation and measurement of the complex degree of coherence of the partially coherent beams^[112]

等^[121]使用随机复振幅调控方法,产生了谢尔模关联光束,该方法也被称为复相位屏方法,HYDE M W 课题组^[114-115]基于该方法实现了具有不同空间关联结构的部分相干光束的产生。该方法的实验装置简单,与复振幅调控的装置相同,在SLM上加载动态、随机的复振幅调制全息图,将一段时间内加载的全息图所产生的光场进行记录、叠加平均后即可得到目标光场,实现对振幅、相位和空间关联结构的调控。若将该方法应用到多参量联合调控装置中,还可以实现对偏振分布的调控^[29]。纯数字全息方法虽然具有较高的能量利用率、灵活性,能够方便地与现有的光学系统结合,但无法实时产生目标部分相干光束。

非相干叠加方法与纯数字全息方法类似,都是通过一系列全息图的叠加来产生目标光场。但是非相干叠加方法是利用一系列相干光束的非相干叠加来合成部分相干光束^[116-117, 122-123],并且叠加模式需要为本征模,因此产生光束的种类受限^[124]。

1.3.2 空间频域多参量联合调控技术

随着空间光场调控技术应用领域的不断拓展,人们对空间光场调控技术提出了更高的要求,希望能够得到具有特定的振幅、相位和偏振分布的聚焦光场。

为了实现这个目标,最直接的方法是结合1.2.2节的空间频域复振幅调控算法和1.3.1节的多参量联合调控装置,来调控聚焦光场^[125-126]。还可以通过增加衍射光栅,从而使光束经过聚焦后在不同的衍射位置得到具有不同振幅、相位和偏振分布的光束^[100-101, 127]。然而这种方法没有考虑使用高数值孔径物镜聚焦时在聚焦过程中会产生轴向分量,因此这种方法只适用于低数值孔径透镜聚焦的情况。

另一种行之有效的方法为逆向设计方法^[128-131],这种方法首先确定目标聚焦光场分布,然后通过逆向传播的方法计算得到需要的人射光场分布。图19为詹其文^[128]课题组提出的一种产生光针光场的逆向设计方法,该方法由离散线性偶极子阵列的天线方向图合成方法改进而来。在图19中,在焦场中沿光轴放置相同的无穷小电偶极子,组成偶极子阵列。这些偶极子关于焦平面对称,并沿 z 轴振荡。此时偶极子的振荡频率不会影响入射场和聚焦场的分布,适用于全波段的紧聚焦光场。在图19(a)中球面 Ω 上A点的偶极子阵列辐射电场为

$$E_0(\theta) = E_{DA}(\theta) \mathbf{a}_\theta = C \sin\theta \text{AF}_N \mathbf{a}_\theta \quad (46)$$

式中, $C = jz_{\text{air}} I_0 l_0 \exp(-jkf) / 4\pi f$, 为归一化常数, z_{air} 表示空气的固有阻抗, I_0 和 l_0 分别为标准电流和偶极子的长度, f 为物镜的焦距。 AF_N 为阵列因子, 与关于焦平面对称的每个偶极子对的空间距离 d_n 和初始相位差 β_n 所引起的相位延迟有关

$$\text{AF}_N = \sum_{n=1}^N A_n \left[e^{j(kd_n \cos\theta + \beta_n)/2} + e^{-j(kd_n \cos\theta + \beta_n)/2} \right] \quad (47)$$

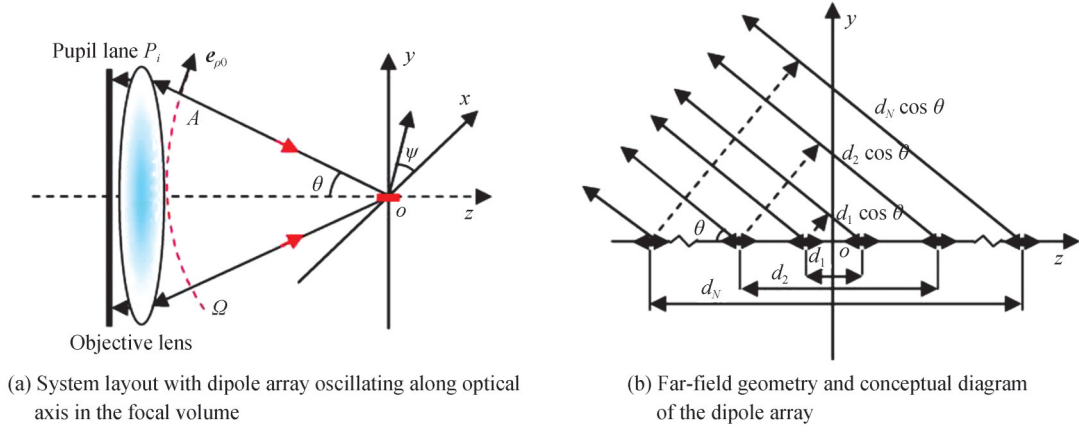


图 19 使用天线方向图合成方法计算入射场分布的示意图^[128]

Fig. 19 Schematic for the calculation of the incident field based on the antenna pattern synthesis method^[128]

式中, A_n 为第 n 个偶极子对的辐射振幅和归一化振幅的标准偶极子对的辐射振幅之间的比值。在球面 Ω 上辐射强度只沿径向变化, 因此对于满足正弦条件的物镜, 在入射光瞳面 P_i 处的辐射模式可以表示为

$$E_i(\rho_i, \theta) = E_{DA}(\theta)(\cos\phi x_i + \sin\phi y_i) / \sqrt{\cos\theta} \quad (48)$$

式中, $\rho_i = f \sin\theta$ 。式(48)也就是产生光针聚焦光场的入射场分布, 可以使用 1.3.1 节所示的多参量联合调控装置产生, 经过高数值孔径物镜聚焦后的光场分布可以使用 Richard-Wolf 矢量衍射积分计算^[65], 使用这种方法可以实现对聚焦光场的灵活操控^[129, 132]。2020 年, 顾敏课题组^[130]使用这种方法训练了人工神经网络, 实现了多种光针光场的逆向设计。

众所周知, 使用 Richard-Wolf 矢量衍射积分可以准确计算出紧聚焦光场的分布, 基于这个特点, 丁剑平课题组^[131]提出了另一种逆向算法来聚焦光场的多参量联合调控。图 20 为光束经过透镜聚焦的示意图, 入射光场 E_i 经过透镜后变为透射光场 E_t , E_t 继续传播到焦平面, 形成了聚焦光场 E_f 。因此, 入射光场和聚焦光场之间的关系为

$$E_f = A(\theta) M E_i \quad (49)$$

式中, $A(\theta) = \sqrt{\cos\theta}$ 为阿贝正弦条件, 偏振转换矩阵 M 反映了由于折射光线向透镜焦点弯曲而对入射电场矢量进行的三次连续几何旋转操作, 在柱坐标系下表示为

$$M(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \cos^2\phi \cos\theta + \sin^2\phi & (\cos\theta - 1)\sin\phi \cos\phi & -\sin\theta \cos\phi \\ (\cos\theta - 1)\sin\phi \cos\phi & \cos^2\phi + \sin^2\phi \cos\theta & -\sin\theta \sin\phi \\ \sin\theta \cos\phi & \sin\theta \sin\phi & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (50)$$

此时, 聚焦光场 E_f 可以使用 Richard-Wolf 矢量衍射积分和傅里叶变换计算^[133]

$$E_f = \text{FFT} \left\{ P(\rho) E_i e^{ik_z z} / \cos\theta \right\} \quad (51)$$

式中, k_z 为波数 k 的 z 分量, FFT 表示傅里叶变换, 在光瞳内 ($\rho < R$) 时 $P(\rho) = 1$, 在光瞳外 ($\rho > R$) 时 $P(\rho) = 0$ 。根据式(49)~(51), 对应目标聚焦光场的入射场分布表示为

$$E_i = A^{-1}(\theta) M^{-1} E_f = \left[P(\rho) A(\theta) \right]^{-1} M^{-1} e^{-ik_z z} \cos\theta \text{IFFT} \{ E_f \} \quad (52)$$

其中 IFFT 表示傅里叶逆变换, 逆偏振转换矩阵为

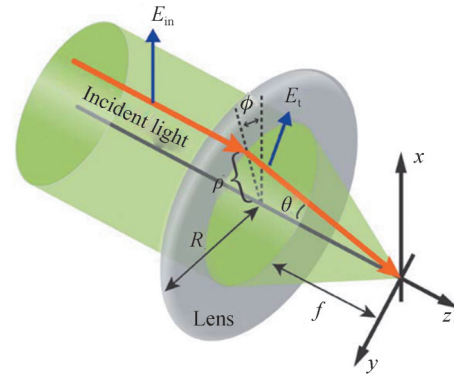


图 20 焦场整形问题所涉及参数示意图^[131]

Fig. 20 Schematic diagram of parameters involved in the focal field shaping problem^[131]

$$M^{-1}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \phi \cos \theta + \sin^2 \phi & (\cos \theta - 1) \sin \phi \cos \phi & \sin \theta \cos \phi \\ (\cos \theta - 1) \sin \phi \cos \phi & \cos^2 \phi + \sin^2 \phi \cos \theta & \sin \theta \sin \phi \\ -\sin \theta \cos \phi & -\sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (53)$$

从式(52)中可以看到,对于给定的目标聚焦光场,使用这种方法总是可以计算出相应的入射光场,因此可以实现对聚焦光场的多参量联合调控。

上述的直接方法和逆向设计方法均为非迭代算法,通过改进GS算法,丁剑平课题组^[134-135]实现了对聚焦光场多参量联合调控的迭代算法。算法流程如图21,这里使用 e_+ 和 e_- 来表示左旋圆偏振基矢和右旋圆偏振基矢,在笛卡尔坐标系中的分解如式(40)。

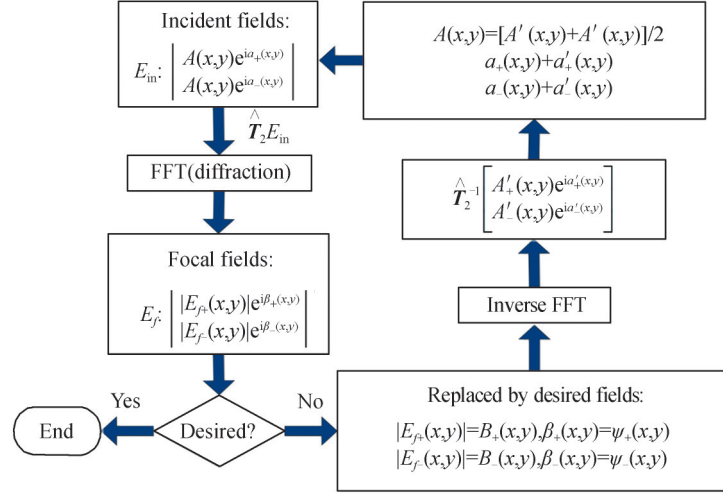


图21 搜索入射光束的最优振幅、相位和偏振分布的迭代算法流程图^[134]

Fig. 21 Flow chart for iteratively searching for the optimal amplitude, phase, and polarization distribution of incident beam^[134]

首先假设入射光束具有随机的振幅、相位和偏振分布

$$E_{in}(x, y) = A e^{i\phi} (\cos \phi e_x + \sin \phi e_y) \quad (54)$$

式中, A 、 ϕ 和 φ 分别表示入射光束 E_{in} 的振幅、相位和偏振分布。在圆偏振基矢下,式(54)可表示为

$$E_{in}(x, y) = \frac{A}{\sqrt{2}} (e^{i\alpha_+} e_+ + e^{i\alpha_-} e_-) = \frac{A}{\sqrt{2}} (e^{i\alpha_+}, e^{i\alpha_-}, 0)^T \quad (55)$$

式中, $\alpha_+ = \phi + \varphi$, $\alpha_- = \phi - \varphi$ 。为了计算聚焦光场 E_f ,需要得到在圆偏振基矢下的偏振转换矩阵^[134]

$$T(\theta, \phi) = \sqrt{\cos \theta} \cdot \begin{pmatrix} a_1 & -a_2 e^{-2i\phi} & \sqrt{2a_1 a_2} e^{-i\phi} \\ -a_2 e^{2i\phi} & a_1 & \sqrt{2a_1 a_2} e^{i\phi} \\ -\sqrt{2a_1 a_2} e^{i\phi} & -\sqrt{2a_1 a_2} e^{-i\phi} & a_1 - a_2 \end{pmatrix} \quad (56)$$

式中, $a_1 = \cos^2(\theta/2)$, $a_2 = \sin^2(\theta/2)$ 。则聚焦光场的矢量衍射积分表达式为

$$E_f(x, y, z) = \begin{pmatrix} E_{f+}(x, y, z) \\ E_{f-}(x, y, z) \end{pmatrix} = \iint_s T_2 E_{in}(x_0, y_0) \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_0 + yy_0) \right] dx_0 dy_0 \quad (57)$$

式(57)可使用FFT算法实现快速计算,其中 (x_0, y_0) 为透镜出射光瞳上的坐标, T_2 表示关于变换矩阵 T 的 2×2 矩阵

$$T_2(\theta, \phi) = \sqrt{\cos \theta} \cdot \begin{pmatrix} a_1 & -a_2 e^{-2i\phi} \\ -a_2 e^{2i\phi} & a_1 \end{pmatrix} \quad (58)$$

在紧聚焦条件下计算聚焦光场时,除了左旋圆偏振和右旋圆偏振分量,还需要计算轴向分量。得到聚焦光场后判断是否满足需要,若不满足,则使用目标光场的左旋和右旋圆偏振分量的振幅分布和相位分布 $(B_+ \exp(i\psi_+), B_- \exp(i\psi_-))^T$ 替换计算聚焦光场的左旋和右旋圆偏振分量的振幅和相位分布。再通过逆

FFT算法得到更新的入射光场,图21中 T_2^{-1} 为 T_2 的逆矩阵。随后使用新的入射光场开始下一次迭代,直至得到符合要求的聚焦光场分布。

迭代算法的灵活性较好,但迭代搜索的耗时较长,不适合实时应用。此外,迭代算法往往只能得到目标光场分布的近似解,且设置的约束条件不同,收敛性能也不同。与迭代方法的正向设计流程不同,逆向设计方法首先设定所需的聚焦光场,再通过聚焦光场的逆向传播计算得到所需的入射光场。逆向设计方法的计算流程快速、简单、直接,可以根据需要选择合适的算法。必要时,也可使用逆向设计方法得到的入射场作为迭代算法的初始场分布,从而进一步优化聚焦光场的质量,减少迭代搜索的时间。

2 光场调控技术的应用

2.1 全息光镊

1998年GRIER D G课题组^[136]使用固定衍射元件实现了阵列光点阵的再现和对微粒的捕获,这标志着全息光镊技术的诞生。随后,REICHERTER M等^[137]首次将SLM与光镊系统结合,奠定了现代全息光镊系统的雏形。由于SLM的灵活性,可以方便地连续加载全息图,从而实现了对微粒的动态操控^[60]。例如对微粒的阵列捕获、分选,驱动微粒沿特定轨迹的输运、旋转等。GRIER D G课题组^[15, 60]基于全息光镊实现了对微粒的三维动态捕获。由于连续的相位梯度分布可以驱动微粒运动^[138-140],COJOC D等^[141]使用涡旋光束实现了微粒的轨道运动,RODRIGO J A等^[82, 142-145]提出了聚焦光场复振幅调控算法,实现了沿任意三维曲线分布的光强和相位分布的控制,从而实现了驱动不同微粒沿三维轨迹运动的技术(如图22)。姚保利课题组设计了结合轴平面光场调控和成像技术,实现了轴平面微粒的捕获和动态操控^[17, 64],并结合贝塞尔光束和艾里光束的特性,实现了微粒沿轴向的输运和观察^[17, 148]。目前也有理论和实验工作证明,通过调节入射光束的偏振分布,同样可以驱动微粒做轨道运动^[149-151]。DIEKMANN R等^[152]将全息光镊与超分辨显微技术相结合,实现了对单个非贴壁细胞的多角度超分辨成像。由于光镊技术能够实现微小力的测量,因此还可以对细胞的力学特性^[153]和细胞内的生物过程进行研究^[154]。

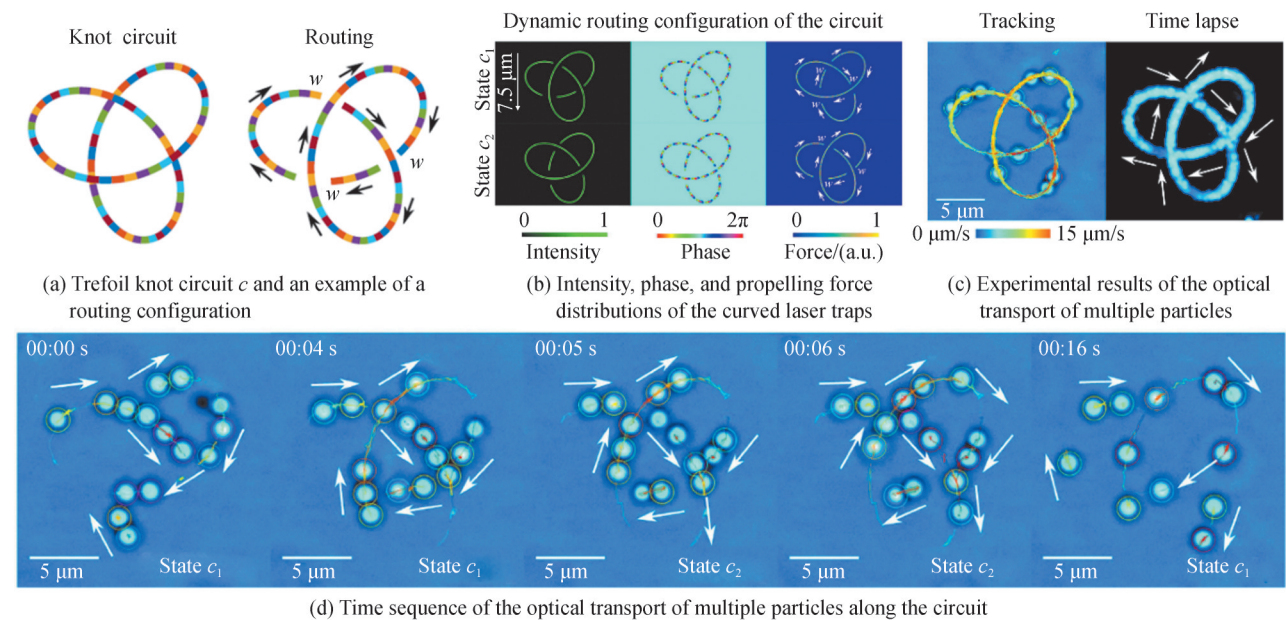


图22 驱动微粒在三叶草结环路中进行光学输运^[143]
Fig. 22 Optical transport of multiple particles along the trefoil knot circuit^[143]

2.2 光学显微

在光学显微领域中,可以通过光场调控技术调节照明光束的分布,从而实现更大的景深或更高的分辨率。光片荧光显微镜将激发光路与探测光路分离,采用逐面成像的方式,可实现三维成像,具有成像速度快、对比度高、光毒性小、可长时间连续观察等特点^[12, 155]。陈壁彰等^[146]使用晶格光片显微镜实现了对生物细

胞的高分辨、三维动态观察(如图 23)。KELLER P J等^[156-157]使用光片荧光显微镜对生物胚胎的发育过程进行了连续观察。VETTENBURG T等^[158]首次将艾里光束应用到光片荧光显微镜中,在保证分辨率的前提下,与传统的高斯光片和贝塞尔光片荧光显微镜相比,显著增大了视场和对比度,但是由于旁瓣的影响,艾里光片荧光显微镜得到的荧光图像必须经过去卷积处理才能得到真实的样品信息^[159]。研究人员运用光场调控技术,实现了三维 STED 显微技术,有效改善了轴向分辨率,增大了视场^[160-163]。由于超震荡光束可以构成远小于衍射极限的光斑,因此很适合应用于显微成像领域^[164-166],KOZAWA Y等^[13]将超震荡光束与激光共聚焦扫描显微镜结合,实现了 100 nm 的横向分辨率。上述调制照明光的方式属于对照明点扩散函数的调制,实际上还可以调制探测点扩散函数,从而增加轴向分辨率或景深。姚保利课题组基于双螺旋点扩散函数实现了快速三维大景深荧光显微镜的开发,并实现了 23.4 nm 的轴向定位精度^[167]。此外,使用艾里点扩散函数同样能够实现快速三维大景深成像,并具有很高的轴向定位精度^[168-169]。

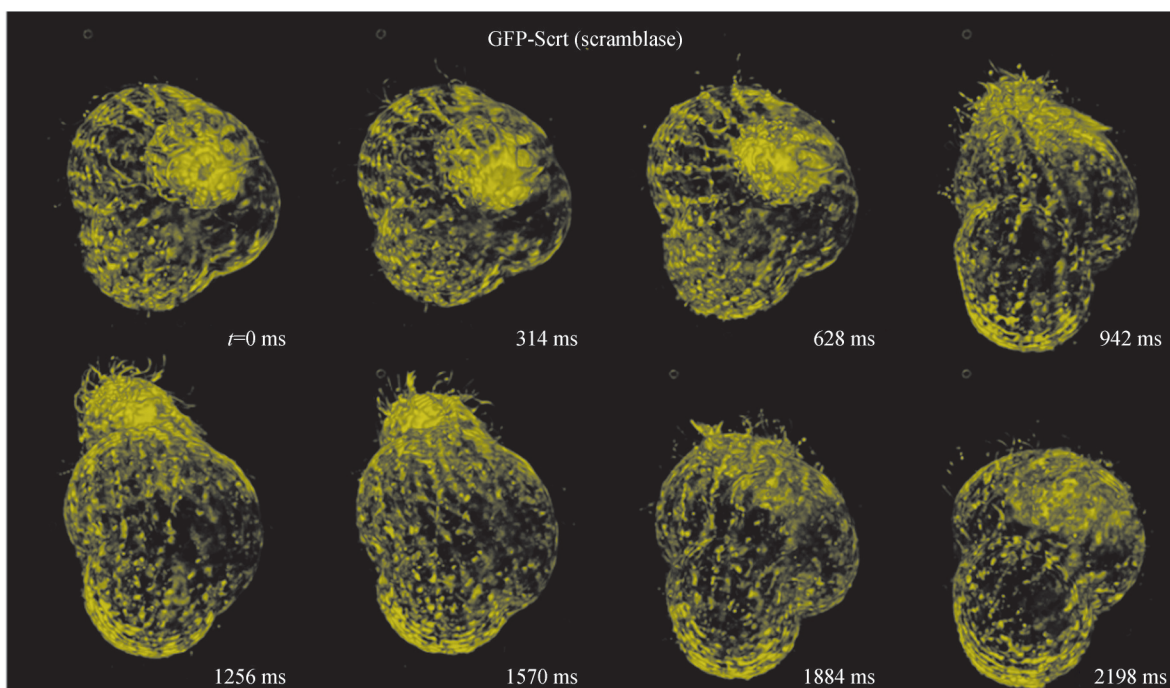


图 23 使用晶格光片显微镜观察嗜热链球菌的运动过程^[146]

Fig. 23 Observe the motion of the thermophila by using the lattices light-sheet microscopy^[146]

2.3 光信息存储与光学微加工

光信息存储是指利用聚焦的高强度激光与存储介质发生相互作用,改变材料的光学特性,从而实现信息的存储。光信息存储技术具有能耗低、可靠性高、寿命长等优点^[147]。光信息存储密度受到聚焦光斑的尺寸,因此为了提高光信息存储密度,在不改变聚焦透镜的数值孔径和激光波长的情况下,可以通过聚焦径向偏振光或者利用空间光场调控技术得到小于衍射极限的光斑,从而实现超分辨存储^[170-172]。由于光场和材料的物理性质,应用偏振复用^[173-174]、光谱复用技术^[175]和全息体存储技术^[44, 176],可以极大地增加数据存储密度(如图 24)。2009年,ZIJLSTRA P和顾敏等^[175]结合三维体存储技术、偏振复用技术和光谱复用技术实现了金纳米棒介质中的五维数据存储,从而将数据存储密度提高到了 1 TB/cm³。

与光信息存储技术类似,光学微加工同样也是使用聚焦光斑使材料改性的过程。当在材料内部进行微加工或存储时,由于折射率不匹配的原因,会产生较大的像差,而使用 SLM 调控光场可以很好地消除这种像差,从而实现在材料内部的完美聚焦^[44, 177]。空间调控光场经过聚焦后可以形成二维或三维的光点阵,实现多焦点并行加工或者通过调节聚焦光场的分布实现二维、三维结构的快速加工^[18, 178-180]。姚保利课题组在光信息存储和光学微加工领域进行了探索,实现了基于菌紫质的光信息存储^[181]、基于塑料偏振片的光信息存储^[182]和偏振敏感微结构的制备^[183]。

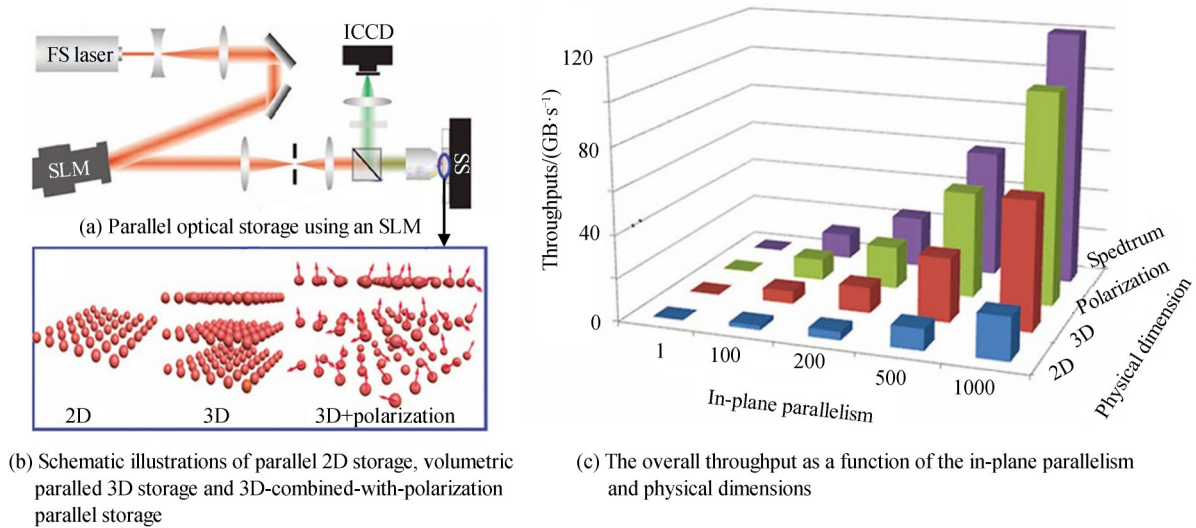


图 24 多维并行光存储示意图^[147]
Fig. 24 Scheme for multi-dimension parallel optical storage^[147]

2.4 其他应用

除上述介绍的应用领域外,光场调控技术在其他领域也得到了广泛的应用。例如经过散射体介质后的光场调控^[184]、成像^[185-186]和光学微操纵^[187]。在激光通信领域,通过特殊模式光束的复用和解复用增加信息容量^[188]、使用特殊空间关联结构部分相干光束降低大气湍流的影响^[110-111]。在全息显示领域,光场调控技术更是得到了广泛的应用^[21, 189-190]。这里不再详细介绍。

3 总结与展望

经过数十年的发展,基于SLM的光场调控技术已经实现了对光场振幅、相位、偏振、空间关联结构等参量的灵活调控,使得对光场的灵活调控和应用成为可能。如今,基于SLM的光场调控技术在光学显微、光学微操纵、光信息存储、光学微加工、激光通信、全息显示等领域得到了广泛的应用,极大地促进了这些领域的发展,取得了一系列的重要成果。然而该技术在以下方面还有待进一步的发展:1)SLM的硬件还需要改进,例如SLM的损伤阈值、刷新速度、相位波动、填充因子、像素大小、调制效率等参数还可以进一步优化,从而拓展SLM的应用范围;2)新的全息图算法。在全息光镊、全息显示、光学显微等领域往往需要全息图实时刷新,但是全息图的刷新速度除了受到硬件的限制外,更多的受到全息图计算速度的限制,尤其是用于再现三维光场分布的全息图。因此,开发实时输出高质量全息图的算法具有重要的实际意义。为了实现该目标,研究人员从算法和硬件两个方面进行了尝试,如使用机器学习加快全息图计算速度,使用GPU计算全息图等。机器学习能够在保证再现光场准确性的前提下极大地提高全息图的计算速度^[42, 69-70, 130, 189, 191],但是前期需要大量的数据训练神经网络,适用范围和效果受到前期训练数据的限制;3)实现光场的准确、高效的多参量联合调控。在一些特殊条件下的光场调控仍面临很多挑战,如在紧聚焦条件下,光场会出现很多特殊的性质,需要开发针对性的算法来实现紧聚焦光场的多参量联合调控;4)进一步拓展光场调控技术的应用范围,推进各领域的不断发展。

参考文献

- [1] RUBINSZTEIN-DUNLOP H, FORBES A, BERRY M V, et al. Roadmap on structured light[J]. Journal of Optics, 2017, 19(1): 013001.
- [2] MCGLOIN D, DHOLAKIA K. Bessel beams: Diffraction in a new light [J]. Contemporary Physics, 2005, 46(1): 15-28.
- [3] GORIF, GUATTARI G, PADOVANI C. Bessel-Gauss beams[J]. Optics Communications, 1987, 64(6): 491-495.
- [4] SIVILOGLOU G A, BROKY J, DOGARIU A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- [5] SINGH B K, REMEZ R, TSUR Y, et al. Super-Airy beam: self-accelerating beam with intensified main lobe [J]. Optics Letters, 2015, 40(20): 4703-4706.

- [6] EFREMIDIS N K, CHEN Z, SEGEV M, et al. Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances[J]. *Optica*, 2019, 6(5): 686-701.
- [7] LIU Sheng, QI Shuxia, ZHANG Yi, et al. Highly efficient generation of arbitrary vector beams with tunable polarization, phase, and amplitude[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(4): 228-233.
- [8] 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): 145-147.
- [9] ZHOU Kangzhu, HE Shangling, HONG Shihan, et al. Spontaneous-focusing and self-healing of Airy-like beams[J]. *Results in Physics*, 2020, 19: 103526.
- [10] DORN R, QUABIS S, LEUCHS G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(23): 233901.
- [11] FU Shenhe, GUO Chaoheng, LIU Guohua, et al. Spin-orbit optical hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(24): 243904.
- [12] YU Xianghua, LIU Chao, BAI Chen, et al. Progress in light-sheet fluorescence microscopy and application[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(10): 9-23.
于湘华, 刘超, 柏晨, 等. 光片荧光显微成像技术及应用进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(10): 9-23.
- [13] KOZAWA Y, MATSUNAGA D, SATO S. Superresolution imaging via superoscillation focusing of a radially polarized beam[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 86-92.
- [14] MAURER C, JESACHER A, BERNET S, et al. What spatial light modulators can do for optical microscopy[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, 5(1): 81-101.
- [15] GRIER D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810-816.
- [16] WOERDEMANN M, ALPMANN C, ESSELING M, et al. Advanced optical trapping by complex beam shaping[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2013, 7(6): 839-854.
- [17] LIANG Yansheng, YAN Shaohui, WANG Zhaojun, et al. Simultaneous optical trapping and imaging in the axial plane: a review of current progress[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2020, 83(3): 032401.
- [18] CAI Mengqiang, LI Pingping, FENG Dan, et al. Microstructures fabricated by dynamically controlled femtosecond patterned vector optical fields[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1474-1477.
- [19] XIAN Mingcong, XU Yi, OUYANG Xu, et al. Segmented cylindrical vector beams for massively-encoded optical data storage[J]. *Science Bulletin*, 2020, 65(24): 2072-2079.
- [20] ZHAO Yifan, WANG Jian. High-base vector beam encoding/decoding for visible-light communications[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 4843-4846.
- [21] PAN Yijie, LIU Juan, LI Xin, et al. A review of dynamic holographic three-dimensional display: algorithms, devices, and systems[J]. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 2016, 12(4): 1599-1610.
- [22] JIANG Qiang, JIN Guofan, CAO Liangcai. When metasurface meets hologram: principle and advances[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2019, 11(3): 518-576.
- [23] FORBES A, DUDLEY A, MCLAREN M. Creation and detection of optical modes with spatial light modulators[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2016, 8(2): 200-227.
- [24] DAVIS J A, COTTRELL D M, CAMPOS J, et al. Encoding amplitude information onto phase-only filters[J]. *Applied Optics*, 1999, 38(23): 5004-5013.
- [25] DAVIS J A, VALADEZ K O, COTTRELL D M. Encoding amplitude and phase information onto a binary phase-only spatial light modulator[J]. *Applied Optics*, 2003, 42(11): 2003-2008.
- [26] CHEN Hao, HAO Jingjing, ZHANG Baifu, et al. Generation of vector beam with space-variant distribution of both polarization and phase[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(16): 3179-3181.
- [27] LIU Sheng, LI Peng, PENG Tao, et al. Generation of arbitrary spatially variant polarization beams with a trapezoid Sagnac interferometer[J]. *Optics Express*, 2012, 20(19): 21715-21721.
- [28] HYDE M W. Phase-only implementation of the complex screen technique for generating schell-model sources[C]. *IEEE Aerospace Conference*, 2016: 1-6.
- [29] HYDE M W, BOSE-PILLAI S, VOELZ D G, et al. Generation of vector partially coherent optical sources using phase-only spatial light modulators[J]. *Physical Review Applied*, 2016, 6(6): 064030.
- [30] GABOR D. A new microscopic principle[J]. *Nature*, 1948, 161(4098): 777-778.
- [31] LEITH E N, UPATNIEKS J. Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects*[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1964, 54(11): 1295-1301.
- [32] KOZMA A, KELLY D L. Spatial filtering for detection of signals submerged in noise[J]. *Applied Optics*, 1965, 4(4):

- 387-392.
- [33] DORSCH R G, LOHMANN A W, SINZINGER S. Fresnel ping-pong algorithm for two-plane computer-generated hologram display[J]. *Applied Optics*, 1994, 33(5): 869-875.
- [34] NISHITSUJI T, SHIMOBABA T, KAKUE T, et al. Review of fast calculation techniques for computer-generated holograms with the point-light-source-based model[J]. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 2017, 13(5): 2447-2454.
- [35] JIN Xiaoyu, GUI Jinbin, LIU Chao, et al. Progress of fast generation algorithm of computer-generated hologram based on point source model[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(10): 100005.
金晓宇, 桂近斌, 刘超, 等. 基于点源模型计算全息图快速生成算法的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(10): 100005.
- [36] MATSUSHIMA K, NISHI H, NAKAHARA S. Simple wave-field rendering for photorealistic reconstruction in polygon-based high-definition computer holography[J]. *Journal of Electron Imaging*, 2012, 21(2): 023002.
- [37] BAYRAKTAR M, OZCAN M. Method to calculate the far field of three-dimensional objects for computer-generated holography[J]. *Applied Optics*, 2010, 49(24): 4647-4654.
- [38] DI LEONARDO R, IANNI F, RUOCCO G. Computer generation of optimal holograms for optical trap arrays [J]. *Optics Express*, 2007, 15(4): 1913-1922.
- [39] GERCHBERG R W, SAXTON W O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures[J]. *Optik*, 1972, 35: 237-246.
- [40] ARRIZON V, RUIZ U, CARRADA R, et al. Pixelated phase computer holograms for the accurate encoding of scalar complex fields[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2007, 24(11): 3500-3507.
- [41] JABBOUR T G, KUEBLER S M. Vectorial beam shaping[J]. *Optics Express*, 2008, 16(10): 7203-7213.
- [42] HOSSEIN EYBPOSH M, CAIRA N W, ATISA M, et al. DeepCGH: 3D computer-generated holography using deep learning[J]. *Optics Express*, 2020, 28(18): 26636-26650.
- [43] LIN Han, JIA Baohua, GU Min. Dynamic generation of Debye diffraction-limited multifocal arrays for direct laser printing nanofabrication[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(3): 406-408.
- [44] REN Haoran, LIN Han, LI Xiangping, et al. Three-dimensional parallel recording with a Debye diffraction-limited and aberration-free volumetric multifocal array[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(6): 1621-1624.
- [45] LIESENER J, REICHERTER M, HAIST T, et al. Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms[J]. *Optics Communications*, 2000, 185: 77-82.
- [46] DAVIS J A, COTTRELL D M. Random mask encoding of multiplexed phase-only and binary phase-only filters [J]. *Optics Letters*, 1994, 19(7): 496-498.
- [47] MONTES-USATEGUI M, PLEGUEZUELOS E, ANDILLA J, et al. Fast generation of holographic optical tweezers by random mask encoding of Fourier components[J]. *Optics Express*, 2006, 14(6): 2101-2107.
- [48] XU Tan, WU Shangquan, JIANG Zhaoxiang, et al. Regulating trapping energy for multi-object manipulation by random phase encoding[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(7): 2002-2005.
- [49] LESEM L B, HIRSCH P M, JORDAN J A. The kinoform: A new wavefront reconstruction device[J]. *IBM Journal of Research and Development*, 1969, 13(2): 150-155.
- [50] CURTIS J E, SCHMITZ C H, SPATZ J P. Symmetry dependence of holograms for optical trapping[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(16): 2086-2088.
- [51] DAMMANN H, KLOTZ E. Coherent optical generation and inspection of two-dimensional periodic structures[J]. *Optica Acta*, 1977, 24(4): 505-515.
- [52] ZHOU Changhe, LIU Liren. Numerical study of Dammann array illuminators[J]. *Applied Optics*, 1995, 34(26): 5961-5969.
- [53] MORENO I, DAVIS J A, COTTRELL D M, et al. Encoding generalized phase functions on Dammann gratings[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(10): 1536-1538.
- [54] YU Junjie, ZHOU Changhe, JIA Wei, et al. Three-dimensional Dammann array[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(10): 1619-1630.
- [55] GHEBJAGH S G, FISCHER D, SINZINGER S. Multifocal multi-value phase zone plate for 3D focusing[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(32): 8943-8949.
- [56] ERIKSEN R L, MOGENSEN P C, GLUCKSTAD J. Multiple-beam optical tweezers generated by the generalized phase-contrast method[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(4): 267-269.
- [57] ZHU Linwei, YU Junjie, ZHANG Dawei, et al. Multifocal spot array generated by fractional Talbot effect phase-only

- modulation[J]. *Optics Express*, 2014, 22(8): 9798-9808.
- [58] ZHU Linwei, YANG Rui, ZHANG Dawei, et al. Dynamic three-dimensional multifocal spots in high numerical-aperture objectives[J]. *Optics Express*, 2017, 25(20): 24756-24766.
- [59] HAIST T, SCHONLEBER M, TIZIANI H J. Computer-generated holograms from 3D-objects written on twisted-nematic liquid crystal displays[J]. *Optics Communications*, 1997, 140: 299-308.
- [60] CURTIS J E, KOSS B A, GRIER D G. Dynamic holographic optical tweezers[J]. *Optics Communications*, 2002, 207: 169-175.
- [61] SHABTAY G. Three-dimensional beam forming and Ewald's surfaces[J]. *Optics Communications*, 2003, 226: 33-37.
- [62] MA Baiheng, YAO Baoli, LI Ze, et al. Generation of three-dimensional optical structures by dynamic holograms displayed on a twisted nematic liquid crystal display[J]. *Applied Physics B*, 2012, 110(4): 531-537.
- [63] DUFRESNE E R, SPALDING G C, DEARING M T, et al. Computer-generated holographic optical tweezer arrays[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2001, 72(3): 1810-1816.
- [64] WANG Yue, LIANG Yansheng, YAN Shaohui, et al. Axial multi-particle trapping and real-time direct observation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(13): 138701.
王玥, 梁言生, 严绍辉, 等. 轴向多光阱微粒捕获与实时直接观测技术[J]. *物理学报*, 2018, 67(13): 138701.
- [65] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences*, 1959, 253(1274): 358-379.
- [66] CAI Yanan, YAN Shaohui, WANG Zhaojun, et al. Rapid tilted-plane Gerchberg-Saxton algorithm for holographic optical tweezers[J]. *Optics Express*, 2020, 28(9): 12729-12739.
- [67] WALLER E H, FREYMAN G VON. Multi foci with diffraction limited resolution[J]. *Optics Express*, 2013, 21(18): 21708-21713.
- [68] KIM D, KEESLING A, OMRAN A, et al. Large-scale uniform optical focus array generation with a phase spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(12): 3178-3181.
- [69] POZZI P, MADDALENA L, CEFFA N, et al. Fast calculation of computer generated holograms for 3D photostimulation through Compressive-Sensing Gerchberg-Saxton algorithm[J]. *Methods and Protocols*, 2019, 2(1): 2.
- [70] CHEN Zeyang, WEI Zhun, CHEN Rui, et al. Focus shaping of high numerical aperture lens using physics-assisted artificial neural networks[J]. *Optics Express*, 2021, 29(9): 13011-13024.
- [71] ZHU Long, WANG Jian. Arbitrary manipulation of spatial amplitude and phase using phase-only spatial light modulators[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 7441.
- [72] KIRK J P, JONES A L. Phase-only complex-valued spatial filter*[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1971, 61(8): 1023-1028.
- [73] COHN R W, LIANG M. Approximating fully complex spatial modulation with pseudorandom phase-only modulation[J]. *Applied Optics*, 1994, 33(20): 4406-4415.
- [74] ANDO T, OHTAKE Y, MATSUMOTO N, et al. Mode purities of Laguerre-Gaussian beams generated via complex-amplitude modulation using phase-only spatial light modulators[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(1): 34-36.
- [75] 于湘华. 显微系统中的空间光场调控技术与应用研究[D]. 北京: 中国科学院大学, 2016.
- [76] ALEAHMAD P, MIRI M A, MILLS M S, et al. Fully vectorial accelerating diffraction-free Helmholtz beams[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(20): 203902.
- [77] YU Xianghua, LI Runze, YAN Shaohui, et al. Experimental demonstration of 3D accelerating beam arrays[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(11): 3090-3095.
- [78] JESACHER A, MAURER C, SCHWAIGHOFER A, et al. Full phase and amplitude control of holographic optical tweezers with high efficiency[J]. *Optics Express*, 2008, 16(7): 4479-4486.
- [79] ANDREWS D L, ROICHMAN Y, GALVEZ E J, et al. Three-dimensional holographic ring traps[M]. *Complex Light and Optical Forces*, 2007.
- [80] LEE S H, ROICHMAN Y, GRIER D G. Optical solenoid beams[J]. *Optics Express*, 2010, 18(7): 6988-6993.
- [81] SHANBLATT E R, GRIER D G. Extended and knotted optical traps in three dimensions[J]. *Optics Express*, 2011, 19(7): 5833-5838.
- [82] RODRIGO J A, ALIEVA T, ABRAMOCHKIN E, et al. Shaping of light beams along curves in three dimensions[J]. *Optics Express*, 2013, 21(18): 20544-20555.
- [83] TANG Xionggu, NAN Fan, YAN Zijie. Rapidly and accurately shaping the intensity and phase of light for optical nano-manipulation[J]. *Nanoscale Advances*, 2020, 2(6): 2540-2547.

- [84] YUAN Zhangzhong, TAO Shaohua. Generation of phase-gradient optical beams with an iterative algorithm[J]. *Journal of Optics*, 2014, 16(10): 105701.
- [85] TAO Shaohua, YU Weixing. Beam shaping of complex amplitude with separate constraints on the output beam[J]. *Optics Express*, 2015, 23(2): 1052-1062.
- [86] WU Liang, CHENG Shubo, TAO Shaohua. Simultaneous shaping of amplitude and phase of light in the entire output plane with a phase-only hologram[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 15426.
- [87] WU Liang, CHENG Shubo, TAO Shaohua. Complex amplitudes reconstructed in multiple output planes with a phase-only hologram[J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(12): 125603.
- [88] RODRIGO J A, ALIEVA T. Polymorphic beams and Nature inspired circuits for optical current[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 35341.
- [89] WANG Jinwen, CASTELLUCCI F, FRANKE-ARNOLD S. Vectorial light-matter interaction: Exploring spatially structured complex light fields [J]. *AVS Quantum Science*, 2020, 2(3): 031702.
- [90] ZHAN Qiwen. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.
- [91] SHEN Yijie, YANG Xilin, NAIDOO D, et al. Structured ray-wave vector vortex beams in multiple degrees of freedom from a laser [J]. *Optica*, 2020, 7(7): 820-831.
- [92] WANG Xilin, DING Jianping, NI Weijiang, et al. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(24): 3549-3551.
- [93] ZHOU Yuan, LI Xing, CAI Yanan, et al. Compact optical module to generate arbitrary vector vortex beams[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(28): 8932-8938.
- [94] LÜ Jiaqi, WANG Xiaolei, ZHANG Guanlin, et al. Bessel-like beams with controllable rotating local linear polarization during propagation[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(7): 1738-1741.
- [95] CHEN Zhaozhong, ZENG Tingting, QIAN Binjie, et al. Complete shaping of optical vector beams[J]. *Optics Express*, 2015, 23(14): 17701-17710.
- [96] LI Peng, ZHANG Yi, LIU Sheng, et al. Generation of perfect vectorial vortex beams[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(10): 2205-2208.
- [97] MAURER C, JESACHER A, FÜRHAPTER S, et al. Tailoring of arbitrary optical vector beams[J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(3): 78-78.
- [98] GAO Yuan, CHEN Zhaozhong, DING Jianping, et al. Single ultra-high-definition spatial light modulator enabling highly efficient generation of fully structured vector beams[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(24):
- [99] CHEN Shizhen, ZHOU Xinxing, LIU Yachao, et al. Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher order Poincaré sphere[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(18): 5274-5276.
- [100] ROSALES-GUZMAN C, BHEBHE N, FORBES A. Simultaneous generation of multiple vector beams on a single SLM[J]. *Optics Express*, 2017, 25(21): 25697-25706.
- [101] FU Shiyao, GAO Chunqing, WANG Tonglu, et al. Simultaneous generation of multiple perfect polarization vortices with selective spatial states in various diffraction orders[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(23): 5454-5457.
- [102] FU Shiyao, WANG Tonglu, GAO Chunqing. Generating perfect polarization vortices through encoding liquid-crystal display devices[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(23): 6501-6505.
- [103] HAN Wei, YANG Yanfang, CHENG Wen, et al. Vectorial optical field generator for the creation of arbitrarily complex fields[J]. *Optics Express*, 2013, 21(18): 20692-20706.
- [104] GALVEZ E J, GLÜCKSTAD J, ANDREWS D L, et al. Complex light fields enter a new dimension: holographic modulation of polarization in addition to amplitude and phase[J]. *SPIE*, 2015, 9379(1): 937908.
- [105] DAVIS J A, MORENO I, BADHAM K, et al. Nondiffracting vector beams where the charge and the polarization state vary with propagation distance [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(10): 2270-2273.
- [106] DAVIS J A, MCNAMARA D E, COTTRELL D M, et al. Two-dimensional polarization encoding with a phase-only liquid-crystal spatial light modulator[J]. *Applied Optics*, 2000, 39(10): 1549-1554.
- [107] RICKLIN J C, DAVIDSON F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam; implications for free-space laser communication[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(9): 1794-1802.
- [108] DUBOIS F, REQUENA M L, MINETTI C, et al. Partial spatial coherence effects in digital holographic microscopy with a laser source[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(5): 1131-1139.
- [109] DUBOIS F, JOANNES L, LEGROS J C. Improved three-dimensional imaging with a digital holography microscope with a source of partial spatial coherence[J]. *Applied Optics*, 1999, 38(34): 7085-7094.

- [110] CHEN Yahong, CAI Yangjian. Laser coherence modulation and its applications[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026002.
陈亚红, 蔡阳健. 激光相干性调控及应用 [J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026002.
- [111] CAI Yangjian, CHEN Yahong, WANG Fei. Generation and propagation of partially coherent beams with nonconventional correlation functions: a review [invited][J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(9): 2083-2096.
- [112] WANG Fei, LIU Xianlong, YUAN Yangsheng, et al. Experimental generation of partially coherent beams with different complex degrees of coherence[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(11): 1814-1816.
- [113] CHEN Yahong, WANG Fei, LIU Lin, et al. Generation and propagation of a partially coherent vector beam with special correlation functions[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(1): 013801.
- [114] HYDE IV M W, BASU S, XIAO X, et al. Producing any desired far-field mean irradiance pattern using a partially-coherent Schell-model source[J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(5): 055607.
- [115] HYDE M W, BASU S, VOELZ D G, et al. Experimentally generating any desired partially coherent Schell-model source using phase-only control[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 118(9): 093102.
- [116] CHEN Xi, LI Jia, RAFSANJANI S M H, et al. Synthesis of Im-Bessel correlated beams via coherent modes [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(15): 3590-3593.
- [117] PEREZ-GARCIA B, YEPIZ A, HERNANDEZ-ARANDA R I, et al. Digital generation of partially coherent vortex beams[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3471-3474.
- [118] LIANG Chunhao, WU Gaofeng, WANG Fei, et al. Overcoming the classical Rayleigh diffraction limit by controlling two-point correlations of partially coherent light sources[J]. *Optics Express*, 2017, 25(23): 28352-28362.
- [119] CHEN Yahong, WANG Fei, ZHAO Chengliang, et al. Experimental demonstration of a Laguerre-Gaussian correlated Schell-model vortex beam[J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 5826-5838.
- [120] ZHU Shijun, CHEN Yahong, WANG Jing, et al. Generation and propagation of a vector cosine-Gaussian correlated beam with radial polarization[J]. *Optics Express*, 2015, 23(26): 33099-33115.
- [121] VOELZ D, XIAO X, KOROTKOVA O. Numerical modeling of Schell-model beams with arbitrary far-field patterns [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(3): 352-355.
- [122] HYDE M W, BOSE-PILLAI S R, WOOD R A. Synthesis of non-uniformly correlated partially coherent sources using a deformable mirror[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 111(10): 101106.
- [123] HYDE M W. Partially coherent sources generated from the incoherent sum of fields containing random-width Bessel functions [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(7): 1603-1606.
- [124] ZHOU Zhenglan, ZHOU Yuan, XU Huafeng, et al. Research progress of partially coherent beam with special correlation functions[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2020, 37(5): 615-632.
周正兰, 周源, 徐华锋, 等. 特殊关联部分相干光研究进展 [J]. *量子电子学报*, 2020, 37(5): 615-632.
- [125] RODRIGO J A, ALIEVA T. Vector polymorphic beam[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 7698.
- [126] ZHANG Yanran, CHANG Chenliang, YUAN Caojin, et al. Composite generation of independently controllable multiple three-dimensional vector focal curve beams[J]. *Optics Communications*, 2019, 450: 296-303.
- [127] LI Peng, GUO Xuyue, QI Shuxia, et al. Creation of independently controllable multiple focal spots from segmented Pancharatnam-Berry phases[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 9831.
- [128] WANG Jiming, CHEN Weibin, ZHAN Qiwen. Engineering of high purity ultra-long optical needle field through reversing the electric dipole array radiation[J]. *Optics Express*, 2010, 18(21): 21965-21972.
- [129] CHEN Jian, WAN Chenhao, KONG Lingjian, et al. Tightly focused optical field with controllable photonic spin orientation[J]. *Optics Express*, 2017, 25(16): 19517-19528.
- [130] XIN Wei, ZHANG Qiming, GU Min. Inverse design of optical needles with central zero-intensity points by artificial neural networks[J]. *Optics Express*, 2020, 28(26): 38718-38732.
- [131] CHEN Zhaozhong, ZENG Tingting, DING Jianping. Reverse engineering approach to focus shaping[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(9): 1929-1932.
- [132] LUO Jianjun, ZHANG Henwen, WANG Sicong, et al. Three-dimensional magnetization needle arrays with controllable orientation [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(4): 727-730.
- [133] LEUTENEGGER M, RAO R, LEITGEB R A, et al. Fast focus field calculations[J]. *Optics Express*, 2006, 14(23): 11277-11291.
- [134] HAO Jingjing, YU Zhongliang, CHEN Zhaozhong, et al. Shaping of focal field with controllable amplitude, phase, and polarization[J]. *Chinese Optics Letters*, 2014, 12(9): 090501-090505.

- [135] HAO Jingjing, YU Zhongliang, CHEN Hao, et al. Light field shaping by tailoring both phase and polarization [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(4): 785-791.
- [136] DUFRESNE E R, GRIER D G. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1998, 69(5): 1974-1977.
- [137] REICHERTER M, HAIST T, WAGEMANN E U, et al. Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(9): 608-610.
- [138] ROICHMAN Y, SUN B, ROICHMAN Y, et al. Optical forces arising from phase gradients [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013602.
- [139] PADGETT M, BOWMAN R. Tweezers with a twist[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 343-348.
- [140] NG J, LIN Z, CHAN C T. Theory of optical trapping by an optical vortex beam[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(10): 103601.
- [141] COJOC D, GARBIN V, FERRARI E, et al. Laser trapping and micro-manipulation using optical vortices [J]. *Microelectronic Engineering*, 2005, 78-79: 125-131.
- [142] RODRIGO J A, ALIEVA T. Freestyle 3D laser traps: tools for studying light-driven particle dynamics and beyond[J]. *Optica*, 2015, 2(9): 812-815.
- [143] RODRIGO J A, ANGULO M, ALIEVA T. Programmable optical transport of particles in knot circuits and networks [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(17): 4244-4247.
- [144] RODRIGO J A, ANGULO M, ALIEVA T. All-optical motion control of metal nanoparticles powered by propulsion forces tailored in 3D trajectories[J]. *Photonics Research*, 2020, 9(1): 1-12.
- [145] RODRIGO J A, ANGULO M, ALIEVA T. Tailored optical propulsion forces for controlled transport of resonant gold nanoparticles and associated thermal convective fluid flows [J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 181.
- [146] CHEN Bichang, LEGANT W R, WANG Kai, et al. Lattice light-sheet microscopy: imaging molecules to embryos at high spatiotemporal resolution[J]. *Science*, 2014, 346(6208): 1257998.
- [147] GU Min, LI Xiangping, CAO Yaoyu. Optical storage arrays: a perspective for future big data storage[J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3: e177.
- [148] LIANG Yansheng, YAN Shaohui, YAO Baoli, et al. Direct observation and characterization of optical guiding of microparticles by tightly focused non-diffracting beams[J]. *Optics Express*, 2019, 27(26): 37975-37985.
- [149] XU Xiaohao, NIETO-VESPERINAS M. Azimuthal imaginary poynting momentum density [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(23): 233902.
- [150] YAN Shaohui, LI Manman, LIANG Yansheng, et al. Spin momentum-dependent orbital motion[J]. *New Journal of Physics*, 2020, 22: 053009.
- [151] WANG Xilin, CHEN Jing, LI Yongnan, et al. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 253602.
- [152] DIEKMANN R, WOLFSON D L, SPAHN C, et al. Nanoscopy of bacterial cells immobilized by holographic optical tweezers[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13711.
- [153] ZHU Ruixue, AVSIEVICH T, POPOV A, et al. Optical tweezers in studies of red blood cells[J]. *Cells*, 2020, 9(3): 545.
- [154] MILIC B, ANDREASSON J O, HANCOCK W O, et al. Kinesin processivity is gated by phosphate release [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2014, 111(39): 14136-14140.
- [155] LIU Chao, BAI Chen, YU Xianghua, et al. Extended field of view of light-sheet fluorescence microscopy by scanning multiple focus-shifted Gaussian beam arrays[J]. *Optics Express*, 2021, 29(4): 6158-6168.
- [156] KELLER P J, SCHMIDT A D, SANTELLA A, et al. Fast, high-contrast imaging of animal development with scanned light sheet-based structured-illumination microscopy[J]. *Nature Methods*, 2010, 7(8): 637-642.
- [157] KELLER P J, SCHMIDT A D, WITTBRODT J, et al. Reconstruction of zebrafish early embryonic development by scanned light sheet microscopy[J]. *Science*, 2008, 322(5904): 1065-1069.
- [158] VETTENBURG T, DALGARNO H I, NYLK J, et al. Light-sheet microscopy using an Airy beam [J]. *Nature Methods*, 2014, 11(5): 541-544.
- [159] QIN Shun. Image reconstruction for large FOV Airy beam light-sheet microscopy by a 3D deconvolution approach[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(10): 2804-2807.
- [160] HARKE B, ULLAL C K, KELLER J, et al. Three-dimensional nanoscopy of colloidal crystals[J]. *Nano Letters*, 2008, 8(5): 1309-1313.
- [161] WILDANGER D, MEDDA R, KASTRUP L, et al. A compact STED microscope providing 3D nanoscale resolution

- [J]. *Journal of Microscopy*, 2009, 236(1): 35-43.
- [162] DANZL J G, SIDENSTEIN S C, GREGOR C, et al. Coordinate-targeted fluorescence nanoscopy with multiple off states[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(2): 122-128.
- [163] GORLITZ F, GULDBRAND S, RUNCORN T H, et al. easySLM-STED: Stimulated emission depletion microscopy with aberration correction, extended field of view and multiple beam scanning[J]. *Journal of Biophotonics*, 2018, 11(11): e201800087.
- [164] CHEN Gang, WEN Zhongquan, QIU Chengwei. Superoscillation: from physics to optical applications [J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 56.
- [165] ROGERS E T, LINDBERG J, ROY T, et al. A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging [J]. *Nature Materials*, 2012, 11(5): 432-435.
- [166] DONG X H, WONG A M H, KIM M, et al. Superresolution far-field imaging of complex objects using reduced superoscillating ripples[J]. *Optica*, 2017, 4(9): 1126-1133.
- [167] WANG Zhaojun, CAI Yanan, LIANG Yansheng, et al. Single shot, three-dimensional fluorescence microscopy with a spatially rotating point spread function[J]. *Biomedical Optics Express*, 2017, 8(12): 5493-5506.
- [168] ZHOU Yongzhuang, ZAMMIT P, ZICKUS V, et al. Twin-Airy point-spread function for extended-volume particle localization[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(19): 198104.
- [169] WANG Jian, HUA Xuanwen, GUO Changliang, et al. Airy-beam tomographic microscopy[J]. *Optica*, 2020, 7(7): 790-793.
- [170] LI Linjie, GATTASS R R, GERSHGORIN E, et al. Achieving $\lambda/20$ resolution by one-color initiation and deactivation of polymerization[J]. *Science*, 2009, 324(5929): 910-913.
- [171] LI Xiangping, CAO Yaoyu, GU Min. Superresolution-focal-volume induced 3.0 Tbytes/disk capacity by focusing a radially polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(13): 2510-2512.
- [172] GAN Zongsong, CAO Yaoyu, EVANS R A, et al. Three-dimensional deep sub-diffraction optical beam lithography with 9 nm feature size[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2061.
- [173] YAO Baoli, LEI Ming, REN Liyong, et al. Polarization multiplexed write-once-read-many optical data storage in bacteriorhodopsin films[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(22): 3060-3062.
- [174] LI Xiangping, LAN Tzuhsiang, TIEN Chunghao, et al. Three-dimensional orientation-unlimited polarization encryption by a single optically configured vectorial beam[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 998.
- [175] ZIJLSTRA P, CHON J W, GU Min. Five-dimensional optical recording mediated by surface plasmons in gold nanorods [J]. *Nature*, 2009, 459(7245): 410-413.
- [176] HEANUE J F, BASHAW M C, HESSELINK L. Volume holographic storage and retrieval of digital data[J]. *Science*, 1994, 265(5173): 749-752.
- [177] SALTER P S, WOOLLEY M J, MORRIS S M, et al. Femtosecond fiber Bragg grating fabrication with adaptive optics aberration compensation[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(24): 5993-5996.
- [178] ZANDRINI T, SHAN O, PARODI V, et al. Multi-foci laser microfabrication of 3D polymeric scaffolds for stem cell expansion in regenerative medicine[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 11761.
- [179] HAYASAKI Y, SUGIMOTO T, TAKITA A, et al. Variable holographic femtosecond laser processing by use of a spatial light modulator[J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 87(3): 031101.
- [180] LIU Lipu, YANG Dong, WAN Weiping, et al. Fast fabrication of silver helical metamaterial with single-exposure femtosecond laser photoreduction[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(6): 1087-1093.
- [181] YU Xianghua, YAO Baoli, LEI Ming, et al. Femtosecond laser-induced permanent anisotropy in bacteriorhodopsin films and applications in optical data storage[J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(4): 309-314.
- [182] YU Xianghua, LIU Chao, LEI Ming, et al. Polarization-dependent micro-structure fabrication with direct femtosecond laser writing on plastic polarizer films[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(9): 2588-2591.
- [183] YU Xianghua, YAO Baoli, LEI Ming, et al. Polarization-sensitive diffractive optical elements fabricated in BR films with femtosecond laser[J]. *Applied Physics B*, 2013, 115(3): 365-369.
- [184] LI Runze, PENG Tong, LIANG Yansheng, 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): 105602.
- [185] LI Runze, PENG Tong, ZHOU Meiling, et al. Rapid wide-field imaging through scattering media by digital holographic wavefront correction[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(11): 2845-2853.
- [186] LI Runze, PENG Tong, ZHOU Meiling, et al. Full-polarization wavefront shaping for imaging through scattering media

- [J]. Applied Optics, 2020, 59(17): 5131-5135.
- [187] PENG Tong, LI Runze, AN Sha, et al. Real-time optical manipulation of particles through turbid media[J]. Optics Express, 2019, 27(4): 4858-4866.
- [188] LEI Ting, ZHANG Meng, LI Yuru, et al. Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by Dammann gratings[J]. Light: Science & Applications, 2015, 4: e257.
- [189] REN Haoran, SHAO Wei, LI Yi, et al. Three-dimensional vectorial holography based on machine learning inverse design[J]. Science Advances, 2020, 6(16): eaaz4261.
- [190] TSANG P W M, POON T C, WU Y M. Review of fast methods for point-based computer-generated holography Invited[J]. Photonics Research, 2018, 6(9): 837-846.
- [191] LEE J, JEONG J, CHO J, et al. Deep neural network for multi-depth hologram generation and its training strategy[J]. Optics Express, 2020, 28(18): 27137-27154.