

## 面向光信息存储的小尺寸光场研究进展

郑鹏程<sup>1</sup>, 谢向生<sup>2\*</sup>, 梁浩文<sup>1\*\*</sup>, 周建英<sup>1</sup>

<sup>1</sup>光电材料与技术国家重点实验室, 中山大学物理与天文学院, 中山大学物理学院, 广东 广州 510275;

<sup>2</sup>汕头大学理学院物理系, 广东 汕头 515063

**摘要** 人类社会正处于信息爆炸的大数据时代, 迅速膨胀的数据在持续高速增加, 需要越来越大的存储容量来承载。高密度光存储技术具有非接触、抗电磁干扰、存储密度高等优点, 为更好地存储、处理、分析每天产生的海量数据提供了优质方案。然而, 光存储记录点的尺寸受到衍射极限的限制, 传统光存储技术的存储密度难以大幅提升。近年来, 随着多参量光场调控技术的发展, 高数值孔径物镜聚焦下的结构化光场有了更新颖的结构、更丰富的维度和更小的尺寸, 为高密度光存储提供了更多选择。本文将综述光场调控技术在紧聚焦焦场上的最新成果, 介绍实现空间紧聚焦焦场的理论设计、模拟、实验、高效生成器件和应用。这些成果将会更好地服务于高密度光存储技术的研究与应用。

**关键词** 光数据存储; 衍射极限; 光场调控; 紧聚焦; 光学超振荡; 超构透镜

中图分类号 TQ591 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL230919

### 1 引言

近年来, 全固态硬盘(SSD)、硬盘(HDD)等存储技术的快速发展使得光盘市场不断萎缩。然而, 随着云计算、物联网、人工智能、大数据云存储时代的到来, 这些硬盘存储技术因其自身缺点而难以满足大数据存储的需求, 如 SSD 造价高昂而 HDD 读写速度相对较慢。为了适应大数据时代长寿命、低损耗、高可靠的存储要求, 光存储技术再次得到重视和发展<sup>[1-2]</sup>。

20 世纪以来, 光存储技术经历了 CD、DVD 和 BD 三代产品的更新迭代。这些光盘存储技术都是通过物镜将信息载波聚焦于存储介质上进行记录的, 属于远场光记录。面存储密度取决于记录点的尺寸, 而记录点的写入受衍射极限的制约, 因此面存储密度正比于  $(\lambda/NA)^2$  ( $\lambda$  为波长,  $NA$  为系统的数值孔径)。提高面存储密度的传统方法通常都是通过缩短激光波长  $\lambda$  和增大物镜的数值孔径实现的。例如: 对于一般的 CD 系统, 其典型值为  $\lambda=780\text{ nm}$  和  $NA=0.45$ , 而对于一般的 DVD 系统, 其典型值为  $\lambda=650\text{ nm}$  和  $NA=0.65$ , 因而 DVD 系统有 6.5 倍于 CD 系统的存储密度; 对于 BD 系统, 其采用  $\lambda=405\text{ nm}$  的激光以及  $NA=0.85$  的物镜, 聚焦光斑尺寸约为  $240\text{ nm}$ , 存储密度较 DVD 系统有 5 倍的提升。利用传统方法进一步提高记录密度已变得异常困难, 存在的问题主要有: 1) 短波长激光器

件的研制比较困难; 2) 塑料盘基会降低紫外光的传输性能; 3) 大数值孔径非球面透镜的制作工艺复杂; 4) 大数值孔径物镜产生的像差使读写信号的质量下降; 5) 大数值孔径聚焦的实际操作难度较高; 等等。因此, 突破衍射极限从本质上提高光存储密度和容量成为新的研究热点<sup>[3]</sup>。

一方面, 近场光学显微术可以通过收集倏逝波(高频信息)来拓展传输光场的频谱范围, 进而实现超分辨率。基于该原理开发的近场光存储技术通过将倏逝波所包含的高频信息一并写入存储介质中来生成超衍射记录点, 以此突破原有的存储密度极限。目前报道的研究成果主要有孔径探针型近场光存储技术、固体浸没透镜近场光存储技术以及超分辨率近场结构光存储技术等。近场光存储具有密度大、速度快、集成度高等优点<sup>[4]</sup>, 但近场光存储光盘较难形成多层存储结构, 因此对存储容量的提升效果仍有限。此外, 读取头与介质的间隔需要小于波长, 因而难以在运动中加以控制。

另一方面, 光场调控技术的发展为产生超衍射的记录点提供了新的可能。Wang 等<sup>[5]</sup>将矢量光场调控与 GdFeCo 材料结合实现了全光依赖螺旋度磁开关。Wang 等<sup>[6]</sup>利用时间分辨成像技术揭示了亚铁磁材料飞秒光磁写入的时空极限, 并实现了超衍射光磁写入。此外, 随着对光的多参量信息的挖掘, 目前已经可以实

收稿日期: 2023-06-13; 修回日期: 2023-07-19; 录用日期: 2023-07-27; 网络首发日期: 2023-08-15

基金项目: 广东省基础与应用基础重大项目(2020B0301030009)、广东省基础与应用基础研究基金(2021A1515012050)、国家自然科学基金(12074444)

通信作者: \*xzs@stu.edu.cn; \*\*lianghw@mail.sysu.edu.cn

现不同维度光参量的多路复用,即通过在同一记录卷内存存储多个可单独寻址的维度信息来大幅增加信息密度,这使得二维光存储到多维光存储成为重要的发展趋势<sup>[7]</sup>。目前,可复用维度已涵盖波长<sup>[8-9]</sup>、极化<sup>[10-14]</sup>和空间<sup>[15-19]</sup>维度。

近年来,光场调控技术不断发展,光场的空域调控也在振幅、相位调控的基础上发展为振幅、偏振、相位、相干结构等多参量调控,从而产生了具有特殊空间分布和各种应用潜力的新型光场。各种新的理论和算法不断涌现,它们能更精确地描述多参量调控下新型光束的紧聚焦行为,为激光焦场强度分布、偏振指向及自旋指向的定制提供了更好的设计工具。新型焦场调控也呈现出更丰富的自由度,焦斑尺寸的压缩也变得更加可行。因此,基于新型光场调控的紧聚焦光斑压缩技术将有利于推动光存储的记录点尺寸突破衍射限制,为打破传统光存储介质的存储密度极限提供可行途径。本文将综述光场调控技术在紧聚焦焦场上的最新研究成果,介绍实现空间紧聚焦焦场的理论设计、模拟、实验、高效生成器件和应用。

$$\mathbf{E}_2(x_1, y_1, z) = -\frac{i}{\lambda B} \exp(ikz) \iint_S dx dy \mathbf{E}_1(x, y, 0) \exp\left\{\frac{ik}{2B} [A(x^2 + y^2) + A(x_1^2 + y_1^2) - 2(xx_1 + yy_1)]\right\}, \quad (1)$$

式中: $\mathbf{E}_1(x, y, 0)$ 为场源的场强; $\mathbf{E}_2(x_1, y_1, z)$ 为空间点 $P(x_1, y_1, z_1)$ 处的场强; $A$ 、 $B$ 为光学系统变换矩阵的矩阵元; $k=2\pi/\lambda$ 为波矢的大小, $\lambda$ 为波长。

菲涅耳衍射积分公式<sup>[23-25]</sup>与柯林斯公式<sup>[26-27]</sup>为人们设计大特征尺寸衍射器件以及标量光场仿真提供了有效方法。当研究空间均匀偏振态(SOP)的光场传输问题且衍射元件的特征尺寸较大时,标量衍射理论具有足够的精度,而且计算形式简单。然而,由于光的电场和磁场的各个分量是通过麦克斯韦方程组耦合起来的,把光作为标量来处理是不严格的。一方面,随着光场的空间多参量(包括相位、振幅、偏振等)调控技术的发展,新型光场具有复杂的空间结构、新颖的物理特性和更丰富的信息自由度。另一方面,在非傍轴条件下(紧聚焦或在微纳体系中传输),光的非均匀偏振态分布对光场的时空演化及光与物质的相互作用有着重要影响,导致了許多新颖的特性。当光场横截面内具有空间不均匀SOP时,标量衍射理论无法描述紧聚焦情况下光场空间偏振态的变化,需要重新考虑光场的矢量特性,利用矢量衍射理论对光场进行偏振态分解和坐标变换。空间偏振态非均匀分布的光场也被称为“矢量光场”。更准确地说,矢量光场通常具有非均匀的相位、振幅及偏振态分布,如柱对称矢量光(CVB)<sup>[28]</sup>。广义的CVB是径向偏振光(RPB)和角向偏振光(APB)两部分的线性叠加,如图1(a)所示。不同于线偏振光(LPB)聚焦,RPB在聚焦时会产生较强的纵向分量,如图1(b)、(c)所示,这使得RPB具有更

## 2 光场聚焦理论

### 2.1 光学衍射的数学描述

光是一种电磁波,麦克斯韦方程组与亥姆霍兹方程以数学的方式描述了光场的状态。根据光场的电磁波特性,光场会在光学元件孔径以及特征尺寸的影响下产生衍射效应。1818年,菲涅耳用“子波相干叠加”的思想对惠更斯原理进行了补充,提出了惠更斯-菲涅耳原理,并概括出了其数学表达式——菲涅耳衍射积分公式<sup>[20]</sup>,从而成为历史上最早成功运用波动光学原理解释光衍射的科学家。早期理论描述的光场是波阵面在空间上具有相同偏振态的光场,如线偏振光场、椭圆偏振光场和圆偏振光场,这些光场被称为“标量光场”。标量光场是傍轴近似下传输光场的有效简化,是经典信息光学理论体系的基础,能够很好地描述光场的一般衍射、光学成像和时空相干性等问题。柯林斯基于矩阵光学及程函方程,将描述光学系统的四矩阵元素与衍射积分理论相结合,得到了傍轴近似条件下的衍射积分公式——柯林斯公式<sup>[21-22]</sup>,即

好的紧聚焦特性<sup>[29]</sup>。由于CVB独特的偏振态结构,RPB聚焦为实心光斑,聚焦光场包括纵向分量与径向分量,而APB聚焦为甜甜圈结构的空心光斑,仅包括角向分量。广义CVB的聚焦场是二者的线性叠加<sup>[30-31]</sup>,如图2所示。

RPB的聚焦过程可以类比于大数值孔径物镜焦点处电偶极子的传播模式<sup>[28]</sup>。如图3所示,如果在垂直于偶极子振荡方向的平面上引入一个消球差物镜,就可以将球面波前上轴对称(以偶极振荡方向为轴)的辐射场分布转换到平面上,恰好构成RPB的波前;如果光路反转,输入RPB就可以恢复垂直偶极辐射的传播分量,并产生非常紧密的焦点。该过程定性地阐述了RPB能提供的最佳的紧聚焦效果。

以上研究指出,对于矢量光束(如CVB),其紧聚焦场具有空间偏振态分布,标量衍射理论在传输过程中无法表示纵向场分量的影响,需要借助矢量衍射理论来描述。此外,当衍射光学元件的特征尺寸逐渐减小到波长或亚波长量级时,采用标量理论分析、设计衍射光学元件已经不能达到足够的精度要求,必须采用矢量衍射理论来计算光传输问题。

常见的矢量衍射理论包括矢量角谱衍射积分公式(VAS)<sup>[32-37]</sup>和矢量瑞利-索末菲衍射积分公式(VRS)<sup>[38-40]</sup>等。

以RPB为例,在空间柱坐标系 $(r, \phi, z)$ 中,角谱衍射积分公式的数学表达式为

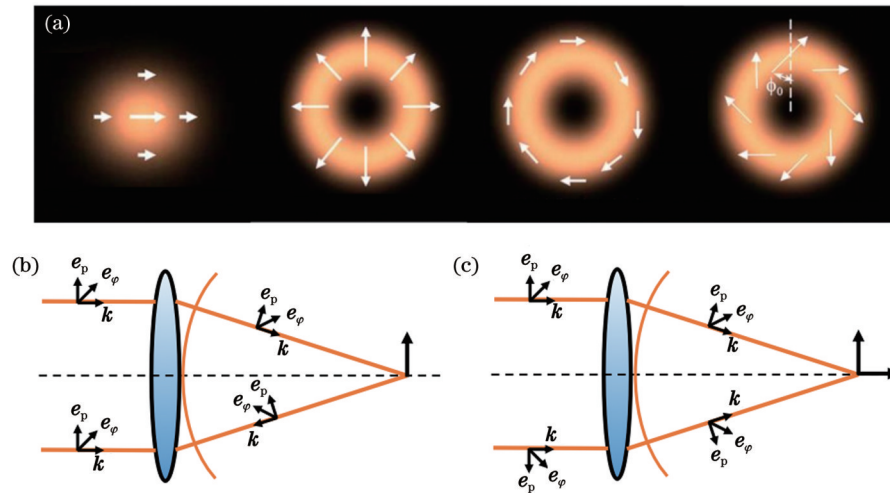


图 1 偏振光的偏振结构及聚焦示意图。(a)从左到右依次是LPB、RPB、APB以及广义CVB的偏振结构<sup>[28]</sup>；(b)LPB聚焦示意图<sup>[29]</sup>；(c)RPB聚焦示意图<sup>[29]</sup>

Fig. 1 Polarization patterns of polarized beams and focusing diagrams. (a) Illustrations of the polarization patterns for LPB, RPB, APB and generalized CVB<sup>[28]</sup>; (b) focusing diagram of LPB<sup>[29]</sup>; (c) focusing diagram of RPB<sup>[29]</sup>

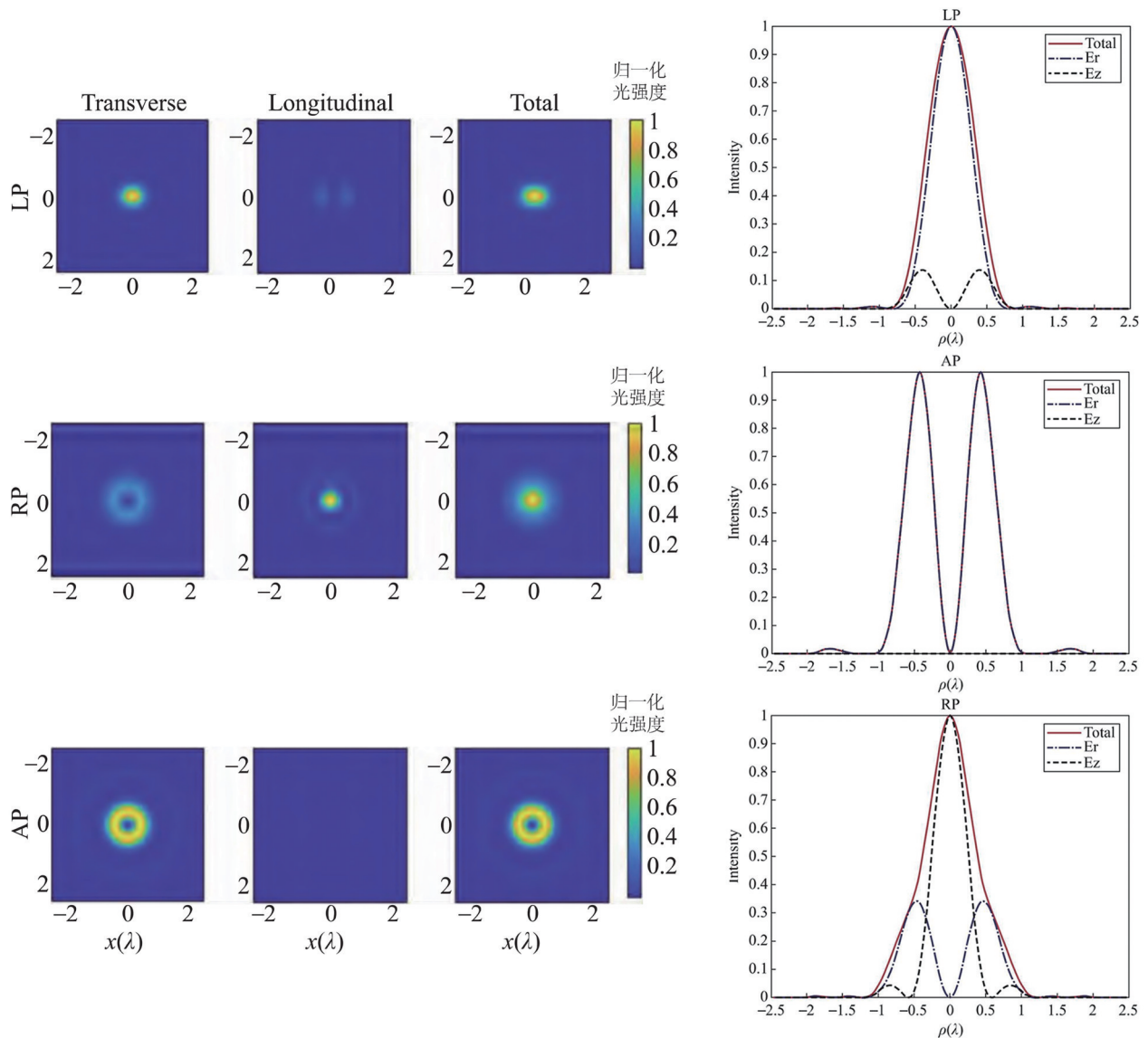


图 2 LPB、RPB、APB 聚焦光场分布<sup>[31]</sup>

Fig. 2 Focal field distribution examples for LPB, RPB and APB<sup>[31]</sup>

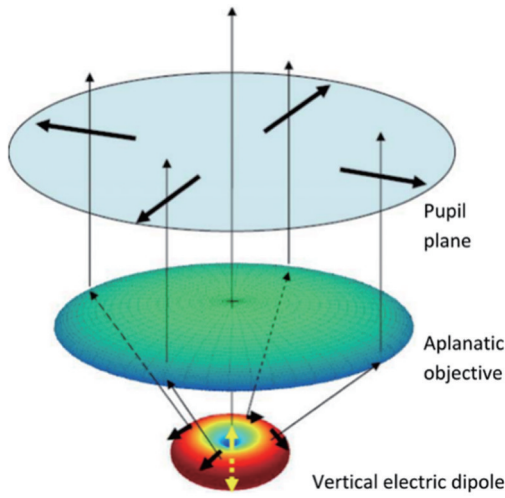


图 3 大数值孔径物镜收集电偶极辐射的偏振关系图解<sup>[28]</sup>  
Fig. 3 Illustration of the polarization pattern at the pupil plane for the radiation from a vertical electric dipole collected by a high-NA objective<sup>[28]</sup>

$$\begin{cases} E_r(r, z) = \int_0^\infty A_{r,l}(l) \exp[j2\pi q(l)z] J_1(2\pi lr) 2\pi l dl \\ E_\varphi(r, z) = 0 \\ E_z(r, z) = j \int_0^\infty \frac{l}{q(l)} A_{r,l}(l) \exp[j2\pi q(l)z] \times \\ \quad J_0(2\pi lr) 2\pi l dl \end{cases}, \quad (2)$$

式中:  $A_{r,l}(l) = \int_0^\infty t(r)g(r)J_1(2\pi lr)2\pi r dr$ ;  $l$  与  $q$  分别是空间频率在径向与轴向上的分量;  $t(r)$  与  $g(r)$  分别表示透过率分布与入射光场分布;  $J_0$  和  $J_1$  分别表示零阶与一阶贝塞尔函数。  $|E_r(r, z)|^2$  与  $|E_z(r, z)|^2$  分别表示径向与轴向的光场强度,  $|E(r, z)|^2 = |E_r(r, z)|^2 + |E_z(r, z)|^2$  表示总的光强。

在 RPB 入射条件下, 瑞利-索末菲衍射积分公式的数学表达式为

$$\begin{bmatrix} E_r(\rho, \theta, z) \\ E_\varphi(\rho, \theta, z) \\ E_z(\rho, \theta, z) \end{bmatrix} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} t(\rho)g(\rho) \begin{bmatrix} -z \\ 0 \\ \cos(\psi\Delta x) + \sin(\psi\Delta y) \end{bmatrix} \left[ \left( ik - \frac{1}{u} \right) \frac{\exp(iku)}{u^2} \right] \rho d\rho d\psi, \quad (3)$$

式中:  $\Delta x = r\cos(\varphi) - \rho\cos(\psi)$ ;  $\Delta y = r\sin(\varphi) - \rho\sin(\psi)$ ;  $u = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$ ;  $\rho$  为径向坐标;  $\psi$  为角向坐标;  $g(\rho)$  表示 RPB 的振幅分布;  $t(\rho)$  表示径向透射函数分布;  $E_r$ 、 $E_\varphi$ 、 $E_z$  分别表示光场的径向、角向与轴向分量。

瑞利-索末菲衍射积分公式与角谱衍射积分公式的边界条件相同, 在数值精度内能得到几乎相同的结果, 如图 4 所示。这两种算法的不同之处在于: 前者将光场按球面波展开, 用 Green 函数的形式表示光的传播; 后者将光场按平面波展开, 用指数因子表示光的传播。但是, 矢量角谱理论所给出的衍射积分均可以通

过快速汉克尔变换来加速计算, 因而在设计大面积、结构复杂、参数众多的光学器件时更具优势<sup>[32-37]</sup>。图 5 展示了用矢量衍射的角谱理论所设计的超振荡透镜的聚焦光场分布, 实验结果与模拟结果符合得很好<sup>[33]</sup>。

此外, 对于共焦像场这一特定问题的计算, Yang 等<sup>[41]</sup>提出了严格矢量波理论。重新整理的矢量共聚焦的线性和非线性激发理论, 使得原本复杂繁多的公式可以用统一的形式表达。

然而, 在更复杂的情形下, 利用上述理论求解光传输问题时无法得到完备的解析解, 此时需要采用数值方法进行分析。目前常用的数值方法有时域有限差分法 (FDTD)<sup>[42-45]</sup> 与有限元法 (FEM)<sup>[46-49]</sup> 等。这些工具在光学元件设计以及光场模拟中有着广泛的应用。图 6 展示了利用 COMSOL (基于 FEM) 仿真超振荡透镜聚焦光场的案例<sup>[46]</sup>, 将仿真结果与实验结果进行对比可知两者表现出良好的一致性。

## 2.2 衍射极限与光学超振荡

对于聚焦光学来说, 通过合理地调控入射光场的结构可以在一定程度上定制焦场的特性。Rayleigh 等认为传统光学器件聚焦的分辨率极限为  $0.61\lambda/NA$ 。除此之外, 光学超振荡的提出与发展为超分辨区提供了一个更加细致的划分标准——超振荡判据, 其定义为  $0.38\lambda/NA$ <sup>[40]</sup>。

光学超振荡<sup>[50]</sup>是指由空间频率较低的光场相干叠加, 在空间形成局域快速振荡光场的现象。该局域振荡频率可以远大于光场的最高空间频率, 并在局域空间形成特征尺寸远小于衍射极限的光场分布<sup>[51-52]</sup>, 因

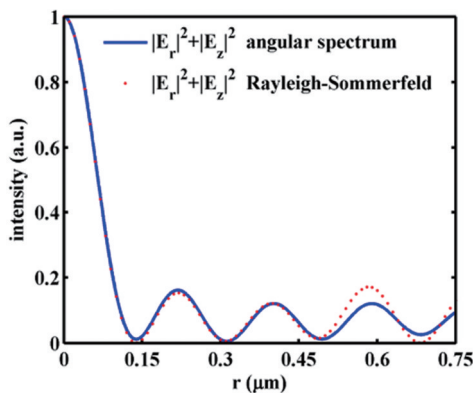


图 4 角谱衍射积分公式与瑞利-索末菲衍射积分公式的对比<sup>[32]</sup>  
Fig. 4 Comparison of angular spectrum diffraction integral formula and Rayleigh-Sommerfeld diffraction integral formula<sup>[32]</sup>

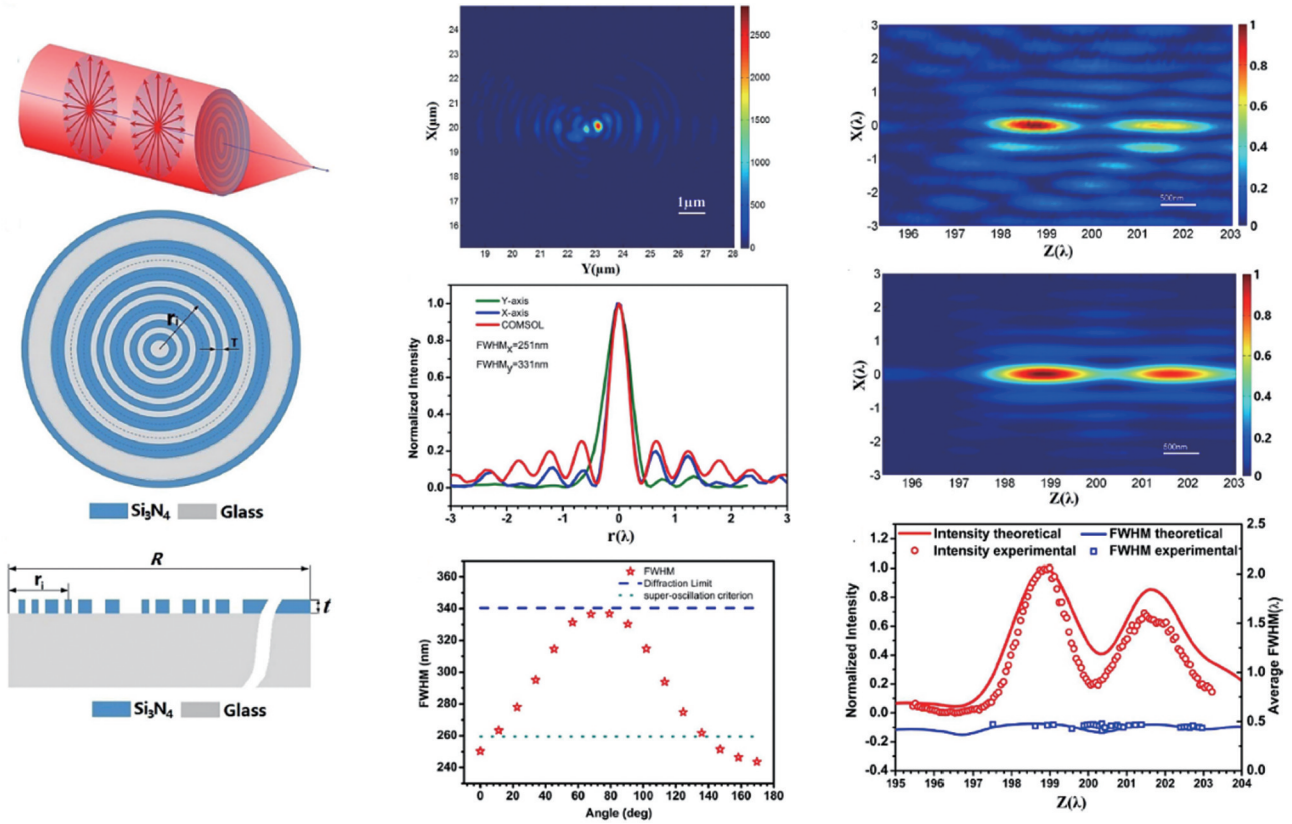


图 5 使用矢量角谱衍射积分公式设计 RPB 入射情形下的超振荡透镜,并将理论与实验结果进行比较<sup>[33]</sup>  
 Fig. 5 Example of the VAS design of RPB incident SOL, and comparison of theoretical with experimental results<sup>[33]</sup>

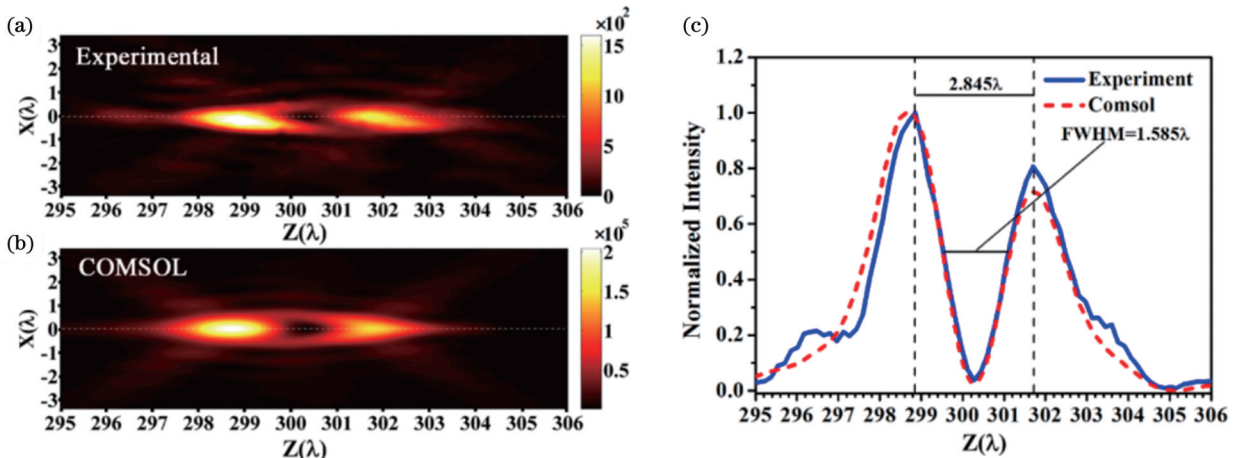


图 6 超透镜聚焦光场的 COMSOL 仿真结果与实验结果对比<sup>[46]</sup>  
 Fig. 6 Comparison of COMSOL simulation results and experimental results with SOL focusing<sup>[46]</sup>

而有望被用于超分辨聚焦和成像。超振荡的概念最初是根据量子弱测量原理定义的,后来由 Berry 等<sup>[53-61]</sup>发展并扩展到光学领域。Berry<sup>[63]</sup>提出了在不借助倏逝波的情形下通过亚波长光栅衍射实现光学超振荡的可能性。Liu 等<sup>[62]</sup>揭示了光学超振荡与衍射理论中的 Talbot 效应的直接联系。2007 年, Huang 等<sup>[63]</sup>利用准周期纳米金属孔阵列在  $7.5\lambda$  的远场距离(无倏逝波)下,产生了尺寸为  $0.36\lambda$  的超振荡焦斑,如图 7 所示。超振荡光场的典型特征之一是在振幅极小值处会发生相位跳变<sup>[63]</sup>,导致局域空间频率快速振荡。超振荡对

应于远超过空间截止频率(波数)的局域空间频率(相位分布的梯度)<sup>[64,55]</sup>,这表明相位分布对于构建超振荡光场具有重要作用<sup>[51,64]</sup>。超振荡光场的另一个特征是主瓣周围往往伴随着高能旁瓣与边带,这些副瓣(旁瓣与边带)的存在极大地限制了超振荡的信噪比与视场<sup>[65]</sup>。研究表明,通过合理地设计调制结构可以有效解决这个问题。Hu 等<sup>[66]</sup>提出了弯月形锐边衍射方案,并在实验中演示了横向尺寸低至  $214 \text{ nm} (\approx \lambda/3)$  的超振荡点。该方案可以完全消除特定维度上的旁瓣,如图 8 所示。

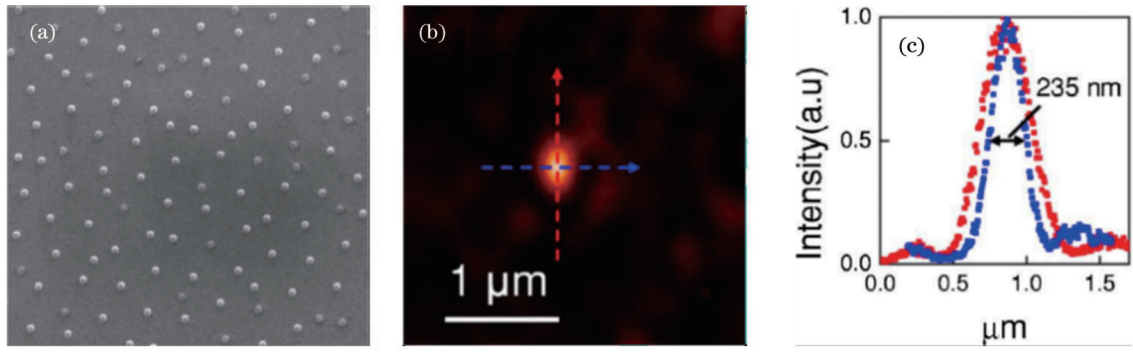


图 7 光学超振荡的实验观测<sup>[63]</sup>。(a)准周期金属纳米孔阵列的扫描电镜图像；(b)距离阵列  $7.5\lambda$  处对应的超振荡光斑；(c)超振荡光斑沿垂直(红色)和水平(蓝色)方向的光强分布

Fig. 7 Experimental observation of optical superoscillation<sup>[63]</sup>. (a) An SEM image of a quasiperiodic metallic nanohole array; (b) corresponding superoscillatory spot at  $7.5\lambda$ ; (c) optical intensity distribution of the superoscillatory spot (marked by the square) along vertical (red) and horizontal (blue) directions in Fig. 7(b)

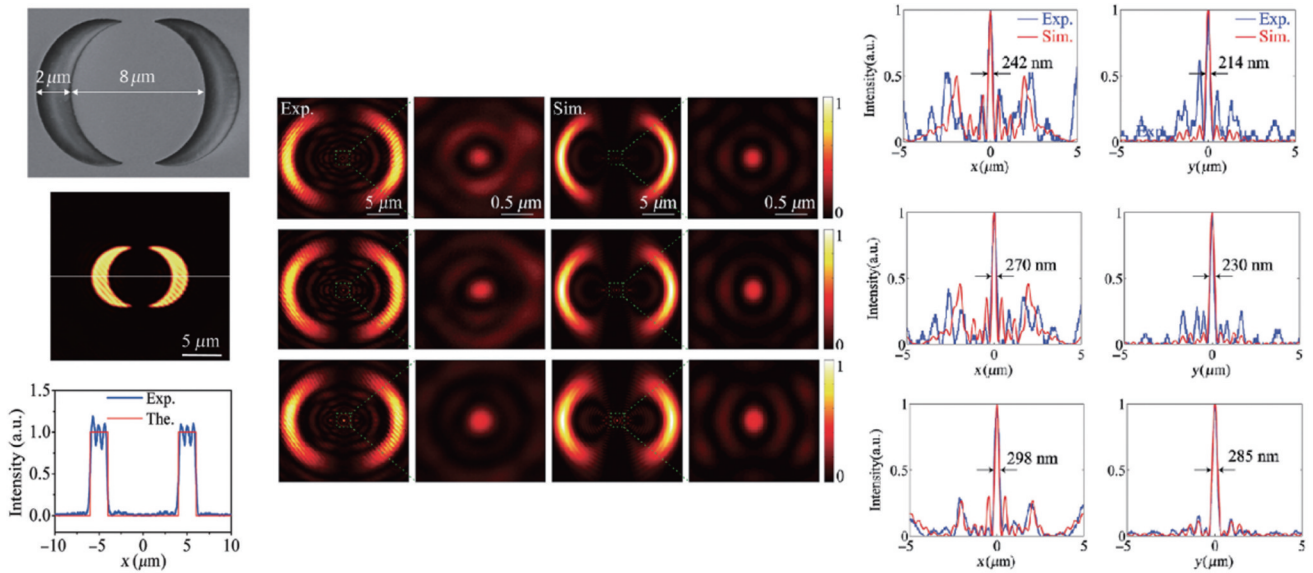


图 8 月牙形锐边衍射生成超振荡点<sup>[66]</sup>

Fig. 8 Crescent-shaped sharp edge aperture generating superoscillating spot<sup>[66]</sup>

根据瑞利判据以及超振荡判据,可以将分辨率区域一分为三,分别为衍射受限区、亚衍射区与超振荡区,如图 9(b)所示。如图 9(a)所示,随着主光斑横向

尺寸减小,焦点光斑的旁瓣平滑地增大<sup>[64]</sup>。焦斑尺寸为  $0.61\lambda/NA$  的艾里斑的旁瓣强度仅占主瓣峰值强度的 1.75%,然而其较大的主光斑使其通常不是纳米成

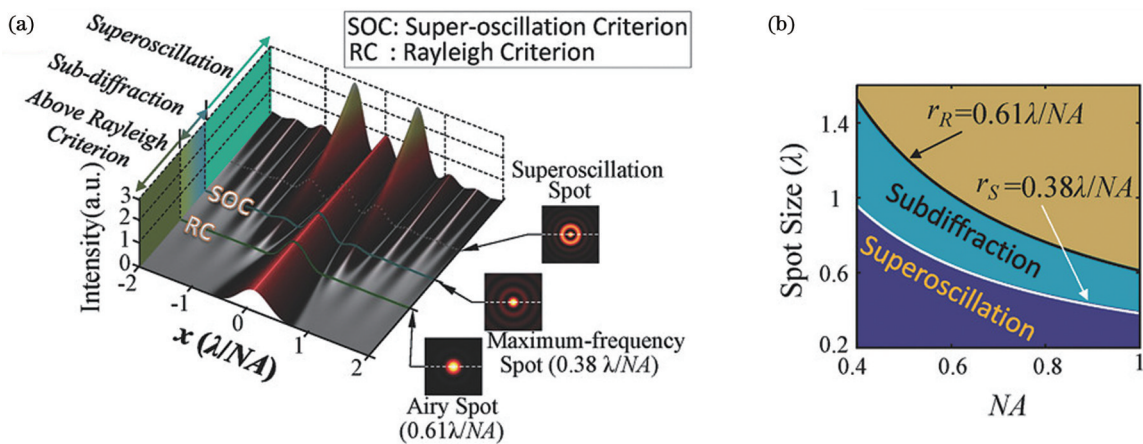


图 9 分辨率判据定义<sup>[64]</sup>。(a)焦斑尺寸变化及其演化规律；(b)分辨率区域的划分

Fig. 9 Definition of resolution criterion<sup>[64]</sup>. (a) Variation of focal spot size and its evolution; (b) division of resolution region

像、光刻的首选。焦斑尺寸为  $0.38\lambda/NA$  的超振荡光斑的旁瓣占比为 16.2%，该水平的旁瓣强度与主斑尺寸能保持良好的平衡，对聚焦光斑造成的实际影响不大，在应用中可以接受<sup>[64]</sup>。

### 3 新型光场调控技术实现小尺寸焦斑

标量光场理论是矢量光场在特定条件下的有效简化，能够很好地描述傍轴近似下传统光场的衍射、光学成像和时空相干性等问题，已被广泛应用到光学全息技术和光学信息处理技术中。早期的光场调控技术的调制自由度较低（仅涉及振幅和相位）并且调制精度不足，因而无法挖掘光场的多参量信息，也无法满足高精度的调制需求。随着人们对信息容量、速度和质量需求的日益提升，标量光场的局限性日益凸显。

近年来，新型光场调控技术的发展为具有特殊空间分布的新型光场结构的产生提供了基础。随着新理论和算法的不断涌现，各种新颖的空间结构光场被生成。

柱对称矢量光是一类特殊的矢量光场。自 1972 年以来，Pohl<sup>[67]</sup>和 Mushiaki 等<sup>[68]</sup>就已经开发了各种主动和被动方法来生成 CVB。2000 年，Youngworth 等<sup>[69]</sup>通过数值模拟的方法研究了 CVB 在聚焦时的偏振结构。2003 年，Dorn 等<sup>[70]</sup>通过实验验证了 CVB 聚焦时纵向光场结构对焦斑尺寸的影响，同时实验结果显示 RPB 相较于其他偏振光具有更强的紧聚焦性能，如图 10(a) 所示。之后，人们对 CVB 的紧聚焦特性展开了大量研究。Yang 等<sup>[71]</sup>使用内外环半径比为 0.91 的光阑聚焦 RPB 的外围得到了面积仅为  $0.0711\lambda^2$ （横向尺寸约为  $0.421\lambda/NA$ ）的焦斑。Wang 等<sup>[30]</sup>指出，对 RPB 先进行二元相位调制再进行聚焦，可得到直径为  $0.43\lambda$  ( $0.409\lambda/NA$ ) 且长度接近  $4\lambda$  的光针结构。Xie 等<sup>[72]</sup>将矢量光场紧聚焦理论应用于共聚焦激光扫描显微镜 (CLSM)，利用高度对称的 RPB 同时对激发点扩展函数和探测点扩展函数进行双重光场调控压缩，实现了横向尺寸为  $\lambda/5$  ( $0.28\lambda/NA$ ) 的共聚焦总点扩展函数，如图 10(b) 所示。随后，Guan 等<sup>[73]</sup>进一步将 405 nm 波长的 RPB 用于 CLSM，产生了半峰全宽 (FWHM) 仅为 74 nm ( $0.259\lambda/NA$ ) 的总点扩展函数。他们在实验中利用 CLSM 对目标进行了远场映射，结果表明，CLSM 不仅可以对单个纳米球（直径约为 80 nm）直接成像，还可以分辨间隙 (33 nm) 小于光学分辨率的双纳米球，但难以分辨团簇系统中的某些纳米球，如图 10(c) 所示。根据理论和模拟分析，纳米光学成像映射出的是物空间目标的局域态密度 (LDOS) 信息，仅当 LDOS 与目标的形貌信息相对应时，成像结果才能反映目标的形貌信息。该研究对于光学存储具有一定的指导意义，对于某些高密度存储结构，LDOS 可能会限制光场进入精细的纳米结构内部，即使光场再小

也无法从中读取或写入高密度信息。

贝塞尔光束 (BB)<sup>[74-76]</sup> 作为一类经典的无衍射光束，具有无衍射性以及自恢复性，这些特性使得它在产生生长焦深的小尺寸光斑方面具有很高的应用价值。常见的产生贝塞尔光束的方法是轴棱锥法。Xiao 等<sup>[26]</sup> 在该方法的基础上提出了一种利用单个 LED 光源生成任意 (准) 贝塞尔光斑阵列的方法，如图 11(a) 所示。朱晓彤等<sup>[27]</sup> 利用环形孔径调控贝塞尔光束，在实验中成功实现了亚衍射焦斑，焦斑尺寸为  $0.35\lambda/NA$ ，如图 11(b) 所示。Greenfield 等<sup>[77]</sup> 通过不同阶数的贝塞尔光束叠加，在空间中生成了任意小的光场结构，而且光场分布可在相当长的传播距离上保持不变。

突然自聚焦光束 (AAB) 能在传输过程中保持低强度分布，并将能量突然集中到更短的距离上产生光斑。Penciu 等<sup>[78]</sup> 指出，相较于傍轴突然自聚焦光束 (PAAB)，非傍轴突然自聚焦光束 (NAAB) 可以在更短的距离上集中更多的能量，实现更小的焦斑尺寸，如图 12(a) 所示。Zhang 等<sup>[79]</sup> 研究了具有复杂偏振态的 NAAB 的特性，他们认为：由于偏振态的不同，自聚焦焦斑具有不同的形状，而且当数值孔径较大时，焦斑尺寸小于一个波长，如图 12(b) 所示。Sun 等<sup>[80]</sup> 首次引入 RPCPVB (radially polarized circle Pearcey vortex beams)，并通过数值模拟研究了其突然自聚焦特性。数值模拟结果表明，通过调控拓扑数等参数可以灵活调节焦斑的形状、位置和光强，如图 12(c) 所示。

## 4 基于新型光场调控技术的聚焦元件

随着对光场调制技术研究的深入，光场调制器件的特征尺寸呈现出向精细化发展的趋势。从常规的衍射光栅、涡旋相位板到微米尺度的二元透镜、光子筛，再到纳米尺度的超构透镜，光场调制的精度从宏观尺度发展到了微纳尺度。更高的调制精度为产生极小尺寸焦斑提供了更加可靠的方案。本节将综述基于新型微纳光学调制技术的聚焦元件，包括二元透镜、光子筛以及超构透镜。得益于优越的聚焦性能，这些新型聚焦元件在产生小尺寸写入光场、提高光信息存储密度等方面具有潜在的应用价值。

### 4.1 二元光学元件

二元光学元件 (BOE) 是一种衍射光学元件 (DOE)，这一概念是由美国 MIT 林肯实验室的 Veldkamp 提出的。光学元件的制备使用的是制作集成电路的方法，所用掩膜是二元的，而且掩膜用二元编码的形式进行分层，故采用二元光学的概念。二元光学元件具有体积小、重量轻、易复制、造价低、衍射效率高、设计自由度多、材料可选性宽、色散性能独特等特点，并能实现传统光学器件难以完成的阵列化、集成化及任意波面变换的功能，对以光学元件为基础的信息

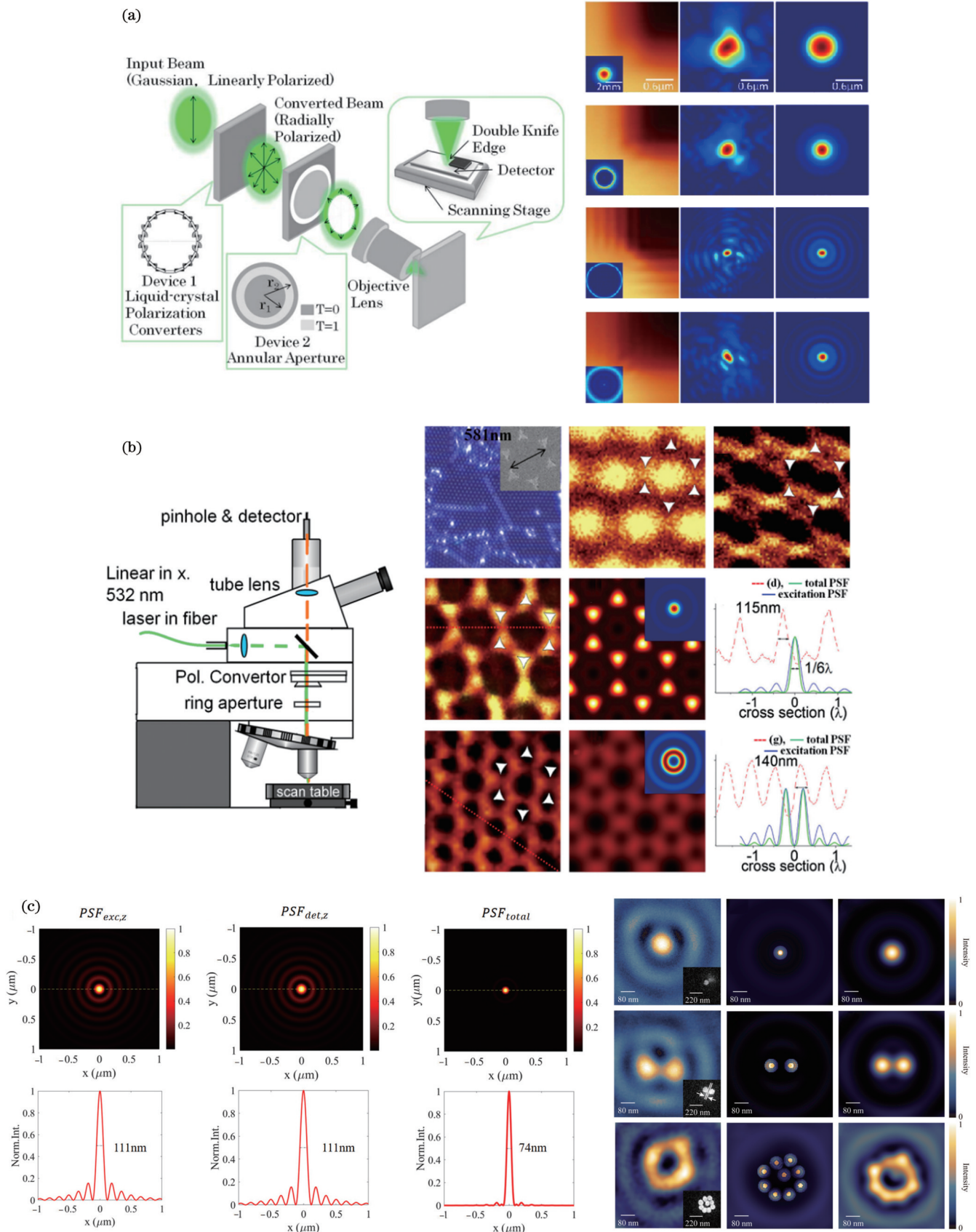


图 10 径向光场的聚焦与成像实验。(a)RPB 聚焦的测量装置与测量结果<sup>[70]</sup>；(b)改进的 CLSM 装置图及其与常规 CLSM 成像结果对比<sup>[72]</sup>；(c)CLSM 的点扩展函数分布以及 LDOS 映射的实验及仿真结果<sup>[73]</sup>

Fig. 10 Experiment of focusing and imaging with RPB. (a) Experimental setup and result of RPB focusing measurement<sup>[70]</sup>; (b) setup of improved CLSM and imaging comparison of improved and conventional CLSM<sup>[72]</sup>; (c) PSFs distribution of CLSM, experimental and simulated results of LDOS mapping<sup>[73]</sup>



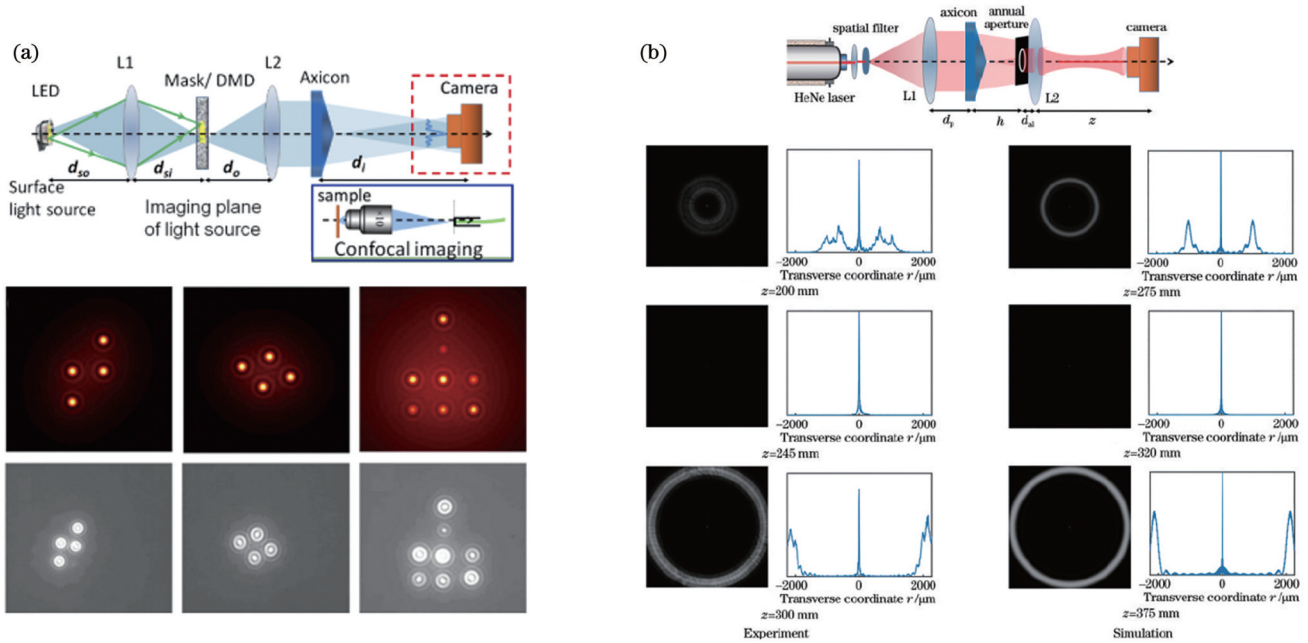


图 11 贝塞尔光斑阵列和超振荡聚焦。(a)贝塞尔光斑阵列的生成装置及实验结果<sup>[26]</sup>；(b)贝塞尔光束生成超振荡光斑的装置及实验结果<sup>[27]</sup>

Fig. 11 Focusing of Bessel spot array and superoscillating. (a) Bessel spot array generating device and experimental results<sup>[26]</sup>; (b) device and experimental results for generating superoscillating optical spots by Bessel beam<sup>[27]</sup>

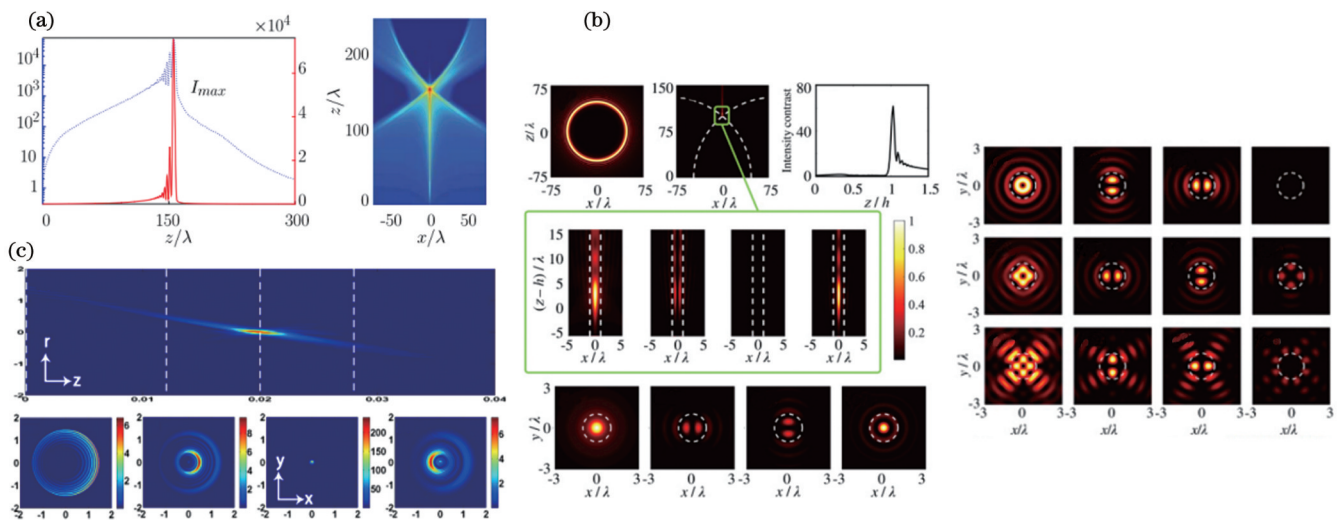


图 12 突然自聚焦光束的传输特性。(a)NAAB的传输示意图<sup>[78]</sup>；(b)AAB的光强分布以及矢量AAB的横向光场分布<sup>[79]</sup>；(c)RPCPVB在不同传输距离处的传输光强分布<sup>[80]</sup>

Fig. 12 Propagation of abruptly autofocusing beams. (a) Transmission diagram of NAAB<sup>[78]</sup>; (b) intensity distribution of AAB and transverse intensity patterns of vectorial structured AABs<sup>[79]</sup>; (c) intensity profiles of RPCPVB propagating at different propagation distances<sup>[80]</sup>

捕获、抽取、测量及控制等产生了极大影响。

二元光学元件中用于聚焦的一类元件又被称为二元透镜,其类似于菲涅耳波带片。二元透镜为同心环带结构,根据基质材料的不同,可以实现二元振幅或相位调制。二元透镜大多是通过同心金属圆环来实现二元振幅(BA)调制的,每个环的宽度取决于振幅调制函数,通过合理设计透射参数可以构造超分辨焦斑。由于其结构坚固、易于制造,常被用于聚焦元件的设计。2010年,Wang等<sup>[81]</sup>设计了一种BA结构的二元透镜,

其焦距为  $5.26\lambda$ ,半径为  $4.23\lambda$ ,数值孔径为 0.79;他们在实验中观测到了FWHM为  $0.602\lambda$  ( $0.476\lambda/NA$ )的紧聚焦超衍射焦斑,其最大旁瓣强度大于焦斑峰值强度的40%。2012年,Rogers等<sup>[82]</sup>设计了一种基于BA的二元透镜,该透镜的半径为  $10\mu\text{m}$ ,焦距为  $10.3\mu\text{m}$ ,数值孔径为 0.7。实验证明该二元透镜能够产生直径为  $0.286\lambda$  ( $0.2\lambda/NA$ )的超振荡紧聚焦光斑,然而由于高能旁瓣的存在,其视场被限制在  $0.6\lambda$  以内,如图 13(c)所示。除了简单的BA调控以外,还有相位调

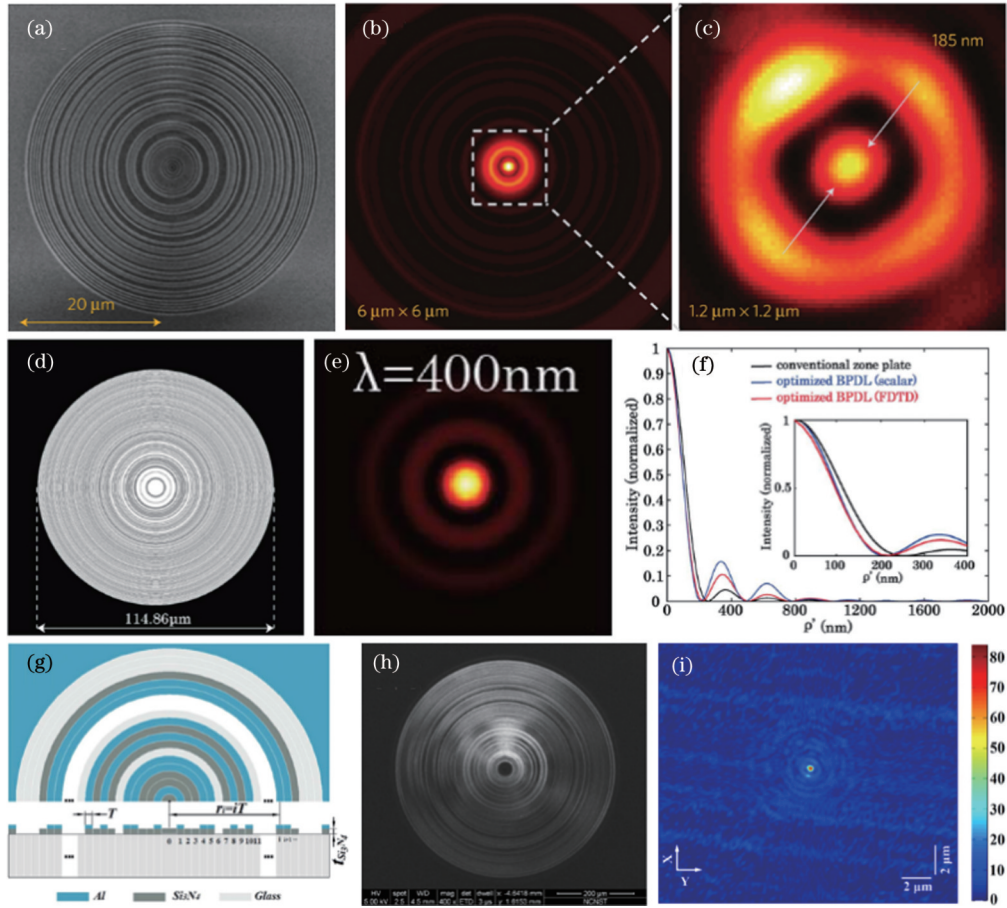


图 13 环形结构二元透镜产生亚衍射焦斑。(a)~(c) BA 型二元透镜的 SEM 图及其焦场分布<sup>[82]</sup>; (d)~(f) BP 型二元透镜的 SEM 图及其焦场分布<sup>[24]</sup>; (g)~(i) BAP 型二元透镜的示意图、SEM 图及其焦场分布<sup>[35]</sup>

Fig. 13 Binary optical lens of ring structure generates sub-diffraction focal spot. (a)~(c) SEM diagram of BA binary optical lens and its focal field distribution<sup>[82]</sup>; (d)~(f) SEM diagram of BP binary optical lens and its focal field distribution<sup>[24]</sup>; (g)~(i) schematic diagram, SEM image and focal field distribution of BAP binary optical lens<sup>[35]</sup>

控,相位调控有利于进一步提高效率、减小旁瓣、扩展视场。理论上,在相位调控中,采用的相位值越多,越有利于器件性能的提高。然而,受加工条件的制约,在光学波段实现基于环形栅结构的大面积多值相位调控二元透镜仍然具有较大难度。目前最常用的仍然是二元(0和 $\pi$ )相位(BP)调制的二元透镜。2014年,Wan等<sup>[24]</sup>设计了一款基于BP调制的二元透镜,其数值孔径为0.8207(直径为114.86 $\mu\text{m}$ ,焦距为40 $\mu\text{m}$ ),该器件可以产生FWHM为0.487 $\lambda$ (0.4 $\lambda$ /NA)的超衍射焦斑,如图13(e)所示。在BA和BP调制的基础上,Chen等<sup>[35]</sup>提出了一种双相幅(BAP)混合调制方法,基于该方法设计的二元透镜能够在距离为400 $\lambda$ 的焦平面上产生FWHM为0.506 $\lambda$ (0.354 $\lambda$ /NA)的超振荡焦斑,如图13(i)所示。

亚衍射光针是沿光轴延伸的焦点,其横向尺寸小于阿贝衍射极限。这种光学针是粒子加速、超分辨率成像、高密度数据存储和平面结构制造的理想选择。2013年,Rogers等<sup>[83]</sup>对传统的点聚焦BA型二元透镜进行改进设计出了ONSOL(optical needle superoscillating lens),并首次在640 nm波长上演示了

线性偏振超振荡光学针。实验结果显示,ONSOL可以产生横向尺寸为0.42 $\lambda$ (0.403 $\lambda$ /NA)、轴向长度为11 $\lambda$ 的亚衍射光针,如图14(c)所示。次年,Roy等<sup>[84]</sup>通过实验演示了工作在紫外波段(405 nm)的CPB入射的ONSOL,它的典型工作距离可达到10 $\mu\text{m}$ ,并且在15 $\lambda$ 的轴向长度内实现了横向尺寸为0.45 $\lambda$ (0.493 $\lambda$ /NA)的线聚焦光针。2017年,Zhang等<sup>[85]</sup>提出了归一化角谱压缩法(NASC),并用该方法生成了超长亚衍射光学针。基于该方法设计的二元透镜可以在实验中产生无衍射距离为94 $\lambda$ 的空心光学针,传播距离约为102 $\lambda$ 。数值模拟表明,当将该光学针浸泡在水中时,光束的传播距离可进一步扩大到180 $\lambda$ ,而光束的横向尺寸约为0.35 $\lambda$ ~0.4 $\lambda$ (0.330 $\lambda$ /NA~0.377 $\lambda$ /NA),如图14(f)所示。实验结果表明,超振荡空心针具有良好的穿透能力,这对于它的实际应用具有重要意义。同年,为了抑制光斑的旁瓣,Qin等<sup>[86]</sup>提出了一种超临界透镜(SCL)的设计方案,该SCL的横向光斑尺寸位于超临界区。实验中,SCL在135 $\lambda$ 的工作距离处生成了一根12 $\lambda$ 长的光针,其横向尺寸为0.407 $\lambda$ (0.4 $\lambda$ /NA),旁瓣强度仅为为中心峰值强度的16.2%,如图14(i)所示。此

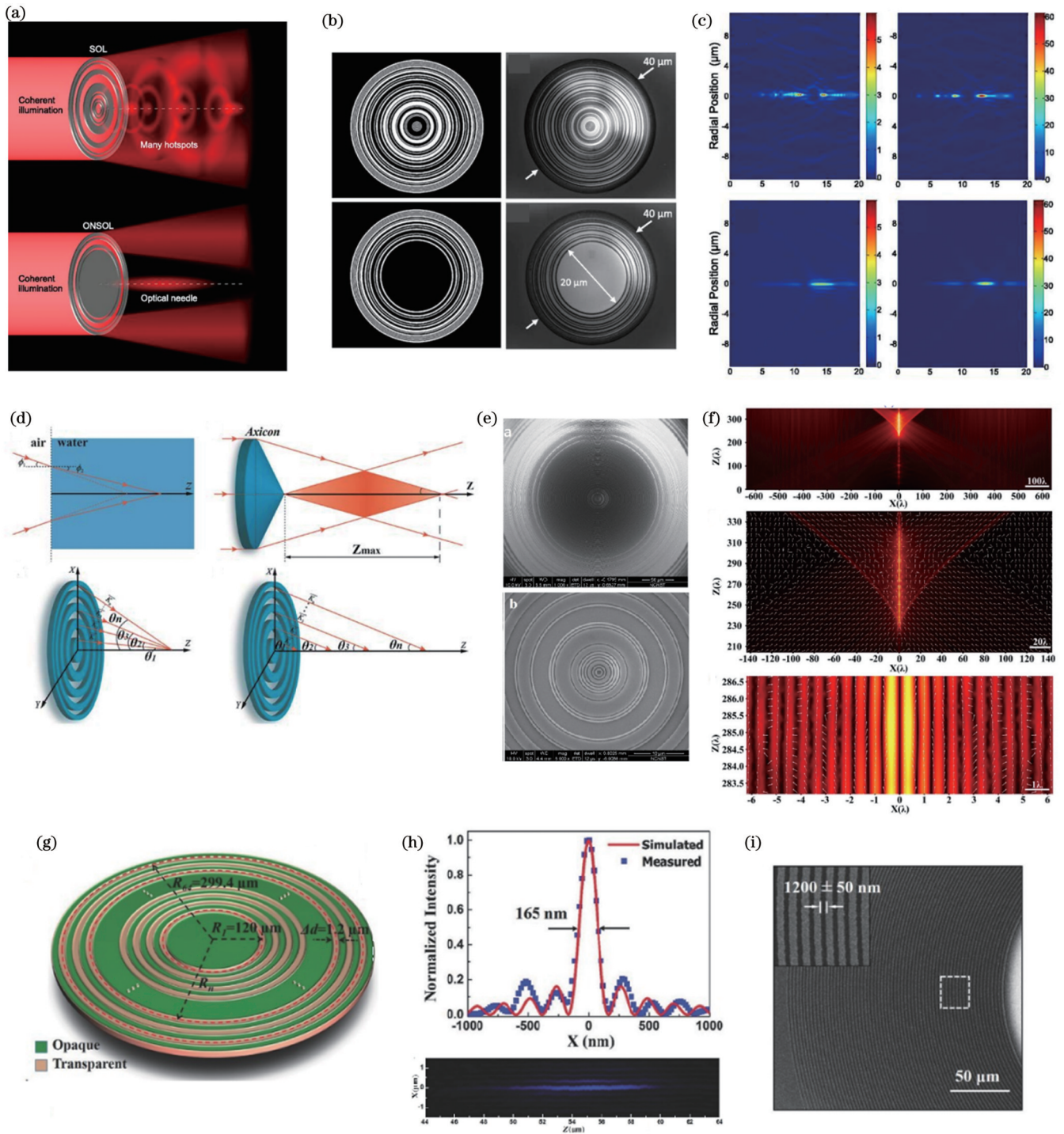


图 14 二元透镜产生超衍射光针。(a)~(c) ONSOL 的示意图、SEM 图以及产生的超衍射实心光针<sup>[83]</sup>；(d)~(f) 基于归一化角谱压缩法的 SOL 的原理图、SEM 图以及产生的超衍射空心光针<sup>[85]</sup>；(g)~(i) SCL 的示意图、SEM 图以及产生的超衍射空心光针<sup>[86]</sup>

Fig. 14 Binary optical lens produces super-diffraction needle. (a)–(c) Schematic diagram, SEM diagram and the generated super-diffraction solid needle of ONSOL<sup>[83]</sup>; (d)–(f) schematic diagram, SEM image and the generated hollow super-diffraction needle of binary optical lens based on NASC<sup>[85]</sup>; (g)–(i) schematic diagram, SEM image of SCL and the resulting hollow super-diffraction needle<sup>[86]</sup>

外, 研究人员还报道了利用锐边衍射生成亚衍射光学针的方案。

二元光学元件结合矢量光场可以进一步压缩焦斑尺寸, 实现更优的紧聚焦。2008 年, Wang 等<sup>[30]</sup>利用二元光学元件与高数值孔径透镜组合聚焦径向偏振贝塞

尔-高斯光束, 成功实现了空间亚衍射超分辨光针。光束尺寸为  $0.43\lambda$  ( $0.409\lambda/NA$ ), 如图 15(a) 所示, 自由空间无衍射传输距离为  $4\lambda$ 。2010 年, Hao 等<sup>[87]</sup>使用二元涡旋相位板对角向偏振光进行相位编码, 实现了面积为  $0.147\lambda^2$  (横向尺寸约为  $0.355\lambda/NA$ ) 的空间紧聚焦

焦斑, 并且证明了该方法所实现的焦斑尺寸相较于径向偏振光束 ( $0.17\lambda^2, 0.381\lambda/NA$ ) 或线性偏振光束

( $0.26\lambda^2, 0.472\lambda/NA$ ) 更有优势, 如图 15(b) 所示。2012 年, Khonina 等<sup>[88]</sup> 用二元光学元件分别聚焦角向偏振

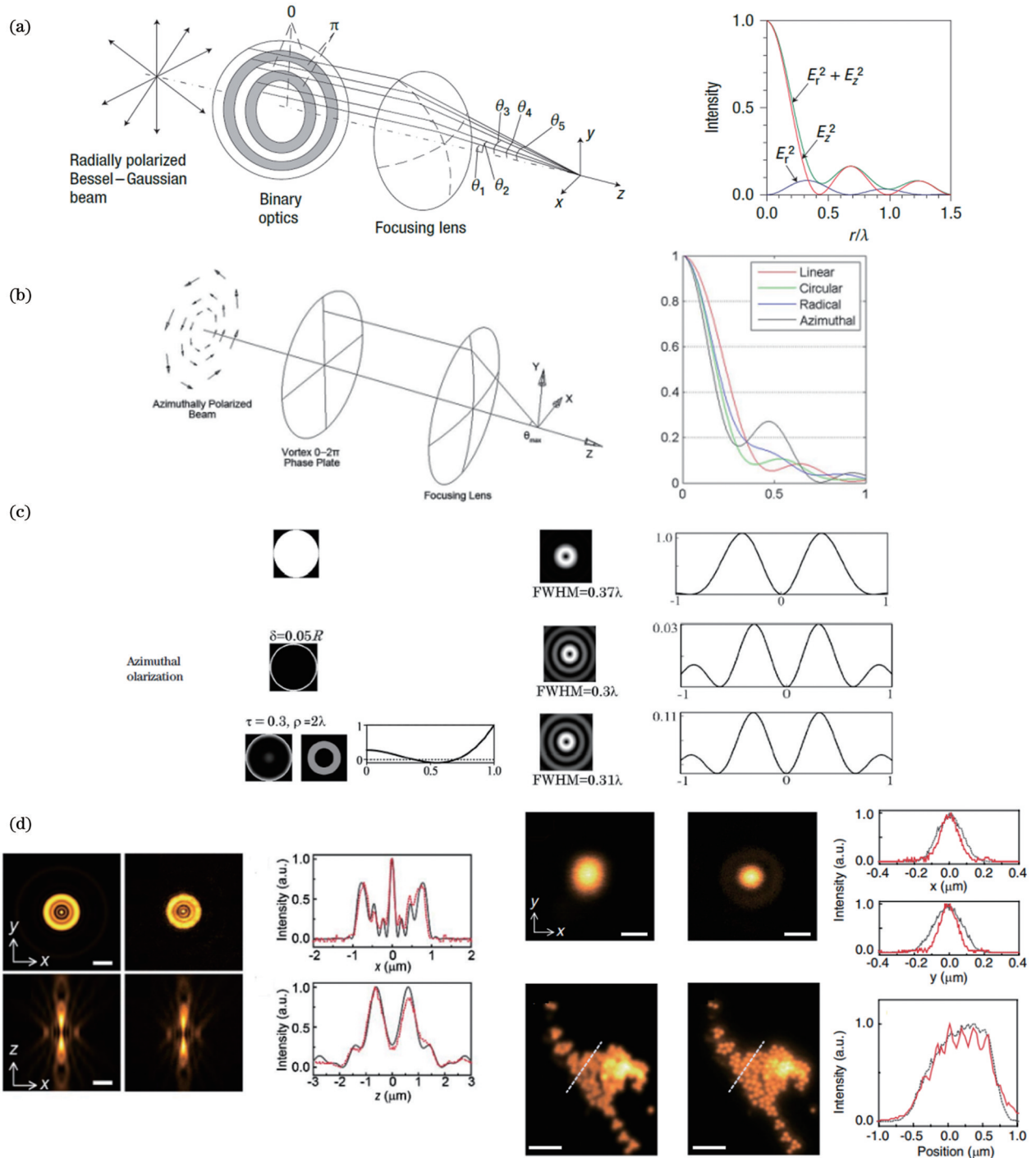


图 15 二元光学元件结合矢量光束产生紧聚焦。(a)二元光学元件调控径向偏振贝塞尔-高斯光束产生紧聚焦的示意图以及聚焦光场分布<sup>[30]</sup>;(b)二元涡旋相位板调控角向偏振光的示意图以及不同偏振光的聚焦光斑分布<sup>[87]</sup>;(c)二元光学元件调控角向偏振光聚焦的光场传递函数以及聚焦光斑分布<sup>[88]</sup>;(d)二元光学元件调控径向偏振拉盖尔-高斯光束产生的超振荡光斑以及调控线偏振光和径向偏振拉盖尔-高斯光产生的共聚焦焦斑及成像结果<sup>[89]</sup>

Fig. 15 Binary optical elements combined with vector beams produce tight focusing. (a) Schematic diagram of tightly focused radially polarized Bessel-Gaussian beam regulated by binary optical elements and focal spot distribution<sup>[30]</sup>; (b) schematic diagram of azimuthally polarized beam regulated by a binary vortex phase plate and focal spot distribution of different polarized beams<sup>[87]</sup>; (c) the binary optical element regulates the field transmission function of azimuthally polarized beam focusing and focal spot distribution<sup>[88]</sup>; (d) the superoscillatory spot generated by radially regulated polarized Laguerre-Gaussian beams with binary optical elements, the confocal spots generated by linearly polarized beam and radially polarized Laguerre-Gaussian beam and the imaging results<sup>[89]</sup>

涡旋光束、径向偏振涡旋光束以及圆偏振涡旋光束产生了空心光斑,并通过比较证明了角向偏振光是最适合的偏振状态,通过优化相幅传递参数可以实现 FWHM 为  $0.31\lambda$  ( $0.307\lambda/NA$ ) 的空心光斑,如图 15(c) 所示。2018 年, Kozawa 等<sup>[89]</sup> 使用二元相位元件生成了径向偏振拉盖尔-高斯光束,通过控制入射光束尺寸成功构造出了 FWHM 仅为 138 nm ( $0.364\lambda/NA$ ) 的超振荡光斑,并指出这种小尺寸光斑有助于提升共聚焦显微成像的分辨率,如图 15(d) 所示。该实验证明了采用该方案可以将 CLSM 的横向分辨率提升至 100 nm ( $0.266\lambda/NA$ )。该方法可以引申到光存储领域,对光存储压缩光斑的实现具有启发意义。

## 4.2 光子筛

光子筛是一种新型衍射光学元件,其概念于 2001 年由德国 Kiel 大学的 Kipp 等首次提出。光子筛是在菲涅耳波带片的基础上发展起来的一种新型成像光学器件,可应用于多种光学仪器。其成像特性类似于传统的折射透镜,但比折射透镜的分辨率更高、聚焦性能更优越。光子筛通常由不透明材料上的一系列针孔组

成,不透明材料大多为金属薄片(如金薄片)。

类似于二元透镜,光子筛也分为振幅型与相位型。振幅型光子筛<sup>[90]</sup>用一系列小孔代替菲涅耳波带片的环带,小孔中心位于环带中心且直径等于环带宽度,如图 16(b) 所示。小孔中心到焦点与通过光轴到焦点的光程差须满足干涉相长条件,这使得焦点处的光强振幅会大幅增强。振幅型光子筛的缺点是衍射效率很低,仅为 10% 左右。相位型光子筛<sup>[91-92]</sup>与振幅型光子筛有一定的区别,它将振幅型光子筛中的不透明材料基底替换为吸收较小的相位型材料,利用圆槽或者圆柱形结构在相邻的透光环带和不透光环带之间引入相位差  $\pi$ ,如图 16(c) 所示。这样,经过小孔的光和透过材料的光对焦面处光场的贡献均为正,达到了提高光子筛光能利用率的目的。此外, Hou<sup>[93]</sup> 提出了一种二元光子筛结构,如图 16(d) 所示,在对应透光环带及不透光环带上均分布有大量的透光小孔,两种环带上的小孔存在相位差  $\pi$ 。对聚焦能量、透射波前等进行测量后发现,与振幅型光子筛相比,二元光子筛的透射能量和聚焦光点的能量占总入射能量的比例有较大提高。

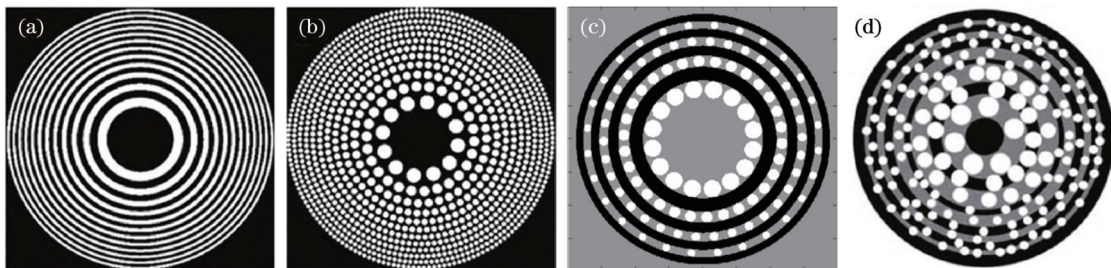


图 16 波带片和光子筛示意图。(a)菲涅耳波带片;(b)振幅型光子筛<sup>[90]</sup>;(c)相位型光子筛<sup>[91]</sup>;(d)二元光子筛<sup>[93]</sup>

Fig. 16 Schematic diagrams of band plate and photon sieves. (a) Fresnel band plate; (b) amplitude zone photon sieve<sup>[90]</sup>; (c) phase zone photon sieve<sup>[91]</sup>; (d) binary photon sieve<sup>[93]</sup>

对于传统的菲涅耳波带片而言,它的分辨率受限于波带片的最小特征尺寸,为了达到更高的分辨率,就需要加工更小的最外环宽度<sup>[94]</sup>。在结构上,光子筛采用大量的微孔代替菲涅耳波带片的环带结构,其相对于波带片具有以下优点:1)光子筛透光微孔的随机分布有效地克服了高阶衍射及旁瓣效应,提高了成像系统的信噪比;2)光子筛通过透光微孔而非透光环带衍射成像,从而在很大程度上提高了光子筛聚焦光束的尖锐性,改善了成像质量;3)光子筛的分辨率可以达到比其特征尺寸更小的超分辨率水平,即它的分辨率不受其最小特征尺寸的限制;4)光子筛对可见光、红外、极紫外、软 X 射线和硬 X 射线等波段的光束均能聚焦成像,相比于传统的折/反射光学器件具有较宽的光谱范围。

基于上述优点,光子筛的聚焦性能研究成为了重要的课题。2011 年, Sabatyan 等<sup>[94]</sup> 设计了一种 DGPS (dense Gaussian photon sieve),通过对切趾窗函数的参数进行调整,在传统光子筛的基础上进一步压缩了焦斑尺寸、降低了旁瓣强度、提高了衍射效率,如

图 17(a) 所示。2012 年,唐燕等<sup>[95]</sup> 提出了准相位光子筛。该方案通过改变微孔直径和波带片带宽的比例使暗环和亮环上都分布小孔并且使通过亮环和暗环上小孔的光波在焦点处发生相干相长,不仅降低了聚焦光斑的直径,还有效地抑制了旁瓣效应,如图 17(b) 所示。2014 年, Liu 等<sup>[96]</sup> 报道了一种分形光子筛结构,该结构是在金层上进行电子束刻蚀制备而成的,该结构可在  $1.55 \mu\text{m}$  处实现 FWHM 为  $0.49\lambda/NA$  的焦斑,如图 17(c) 所示。

## 4.3 超构透镜

20 世纪末,二元光学元件的发展在一定程度上提高了系统集成度,但这些二元光学元件在波前调制过程中只能提供有限的设计自由度,而且存在色差大、调制精度低等诸多限制。近年来,超构表面的快速发展使得在亚波长尺度上灵活地控制振幅<sup>[97]</sup>、相位<sup>[98-101]</sup>和偏振<sup>[102-103]</sup>成为可能。2012 年, Yu 等<sup>[103]</sup> 提出了用广义斯涅尔定理来描述光在相位不连续的两种介质界面处的传播规律。该定理揭示了相位型超构表面改变光束传播方向的关键是通过改变亚波长结构的几何形貌

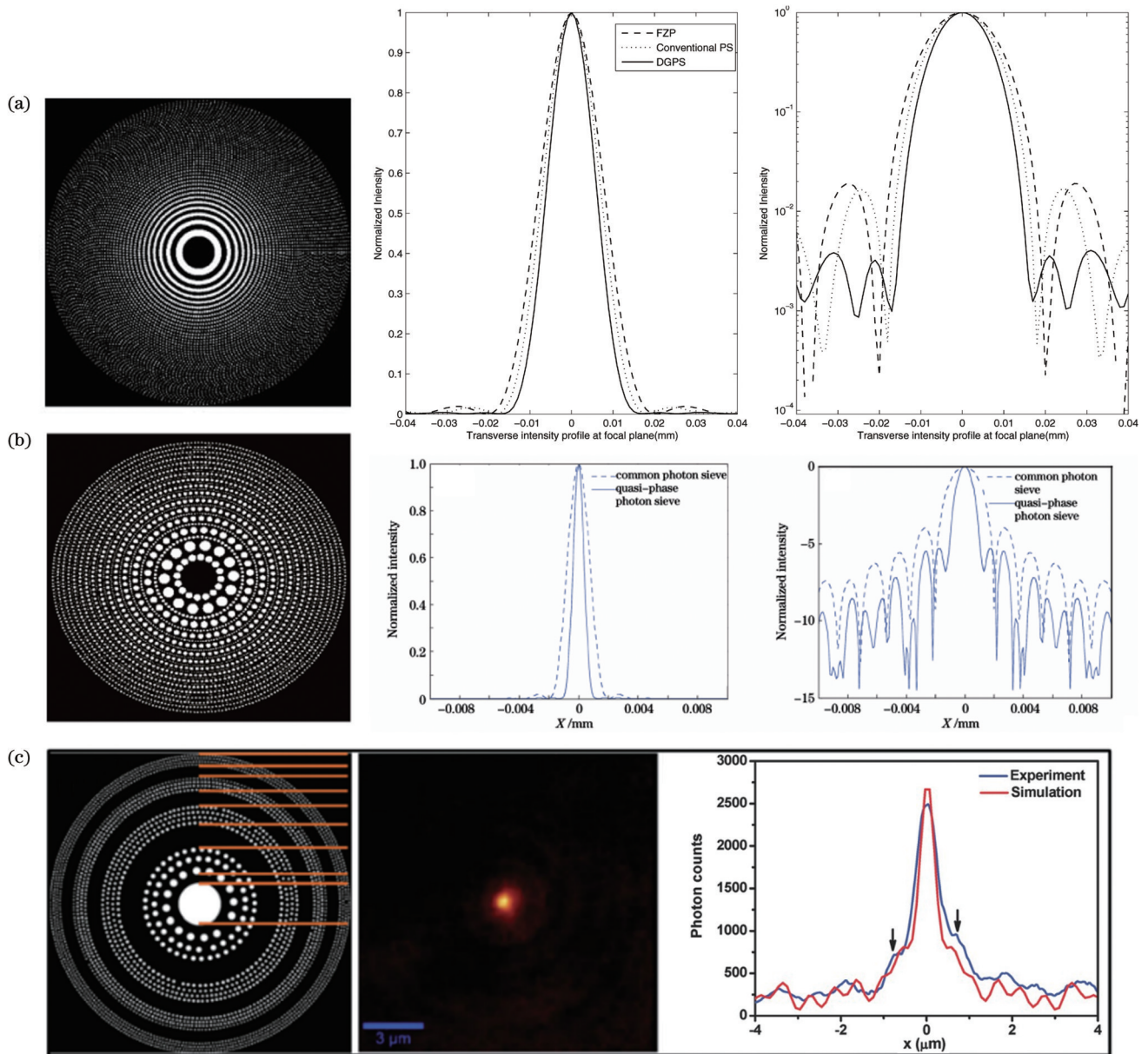


图 17 不同光子筛及其聚焦性能。(a) DGPS<sup>[94]</sup>; (b) 准相位光子筛<sup>[95]</sup>; (c) 分型光子筛<sup>[96]</sup>

Fig. 17 Different photon sieves and their focusing performance. (a) DGPS<sup>[94]</sup>; (b) quasi-phase photon sieves<sup>[95]</sup>; (c) fractals photon sieves<sup>[96]</sup>

和排列方式引入相位梯度。如图 18 所示, 根据调控方式的不同, 相位型超构表面主要可分为传输相位型、几何相位型和共振相位型<sup>[104]</sup>, 这些超构表面已经在平面

透镜<sup>[105]</sup>、全息显示<sup>[106]</sup>、偏振转换<sup>[107]</sup>、虚拟赋形<sup>[108]</sup>等领域被广泛应用。其中, 利用超构表面实现的平面透镜又被称为超构透镜。

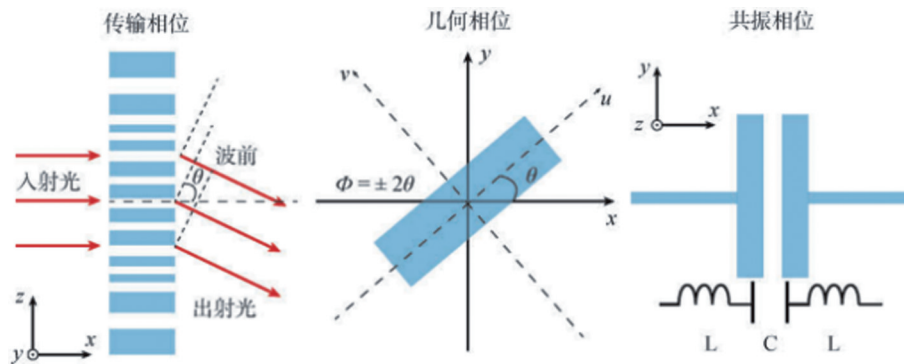


图 18 传输相位、几何相位和共振相位示意图<sup>[104]</sup>

Fig. 18 Schematic diagrams of transmission phase, geometric phase and resonance phase<sup>[104]</sup>

超构透镜可以灵活地调控相位和偏振,从而实现精细的超衍射光场结构<sup>[109]</sup>。近年来,有学者提出了通过增大超构透镜的数值孔径来压缩焦斑尺寸的方案。2018年,Liang等<sup>[110]</sup>介绍并演示了一种基于晶体硅(c-Si)的具有大数值孔径和高透射效率的超构透镜。实验结果表明,在空气中,其数值孔径为0.98,焦斑尺寸为274 nm(0.505λ/NA),在532 nm波长处的聚焦效率为67%。当使用前浸的方式对该透镜进行浸油处理时,可在实验中获得1.48的超高数值孔径,理论上则能达到1.73的数值孔径,如图19(c)所示。2019年,Yuan等<sup>[111]</sup>提出、制造并表征了一种超构透镜,它利用V形天线结构来调控入射光的相位与振幅,并在此基础上使用

逆衍射的方法来确定透过率分布。所设计的超构透镜的有效数值孔径高达1.52,其焦斑尺寸可达0.33λ(0.502λ/NA),如图19(f)所示。2020年,Zhang等<sup>[112]</sup>展示了一个具有高数值孔径的超分辨超透镜,它可以将斜入射光聚焦到一个尺寸小于可见光衍射极限的热点上。该超分辨超透镜的数值孔径为0.97,焦距为38.0 μm,半径为151.9 μm,视场为4°,可在波长为λ=632.8 nm的焦平面上实现超分辨聚焦。在焦平面上的5.6λ×5.6λ视场中,焦斑的尺寸低至0.874倍阿贝判据(0.446λ/NA),如图19(h)所示。2022年,Sang等<sup>[113]</sup>研究了基于拓扑优化的高效率大数值孔径自由曲面超构透镜,为高效率超大数值孔径超构透镜的设计提供了新思路。

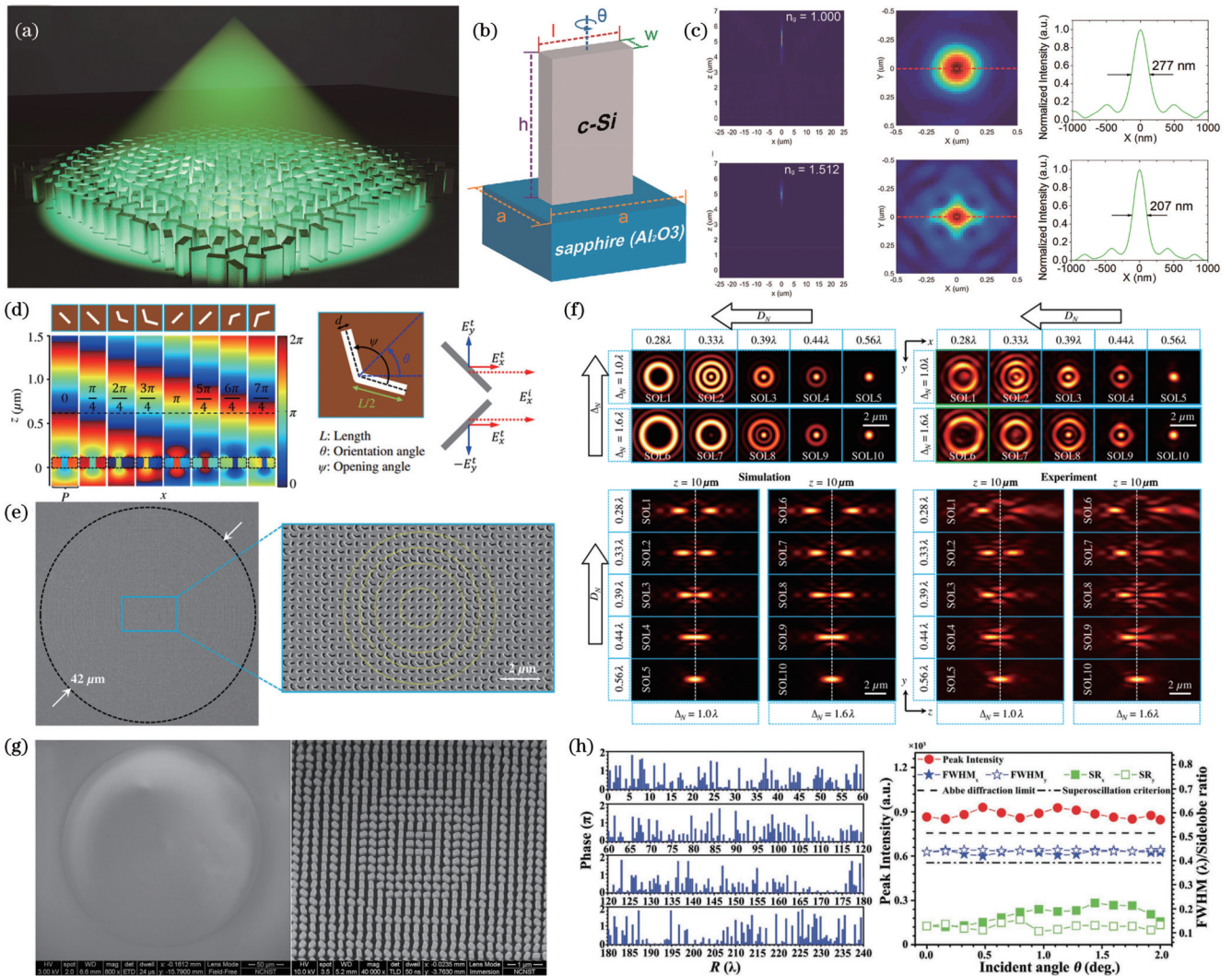


图 19 大数值孔径超构透镜实现极小焦斑。(a)~(c)纳米砖结构超构透镜示意图以及聚焦光场分布<sup>[110]</sup>; (d)~(f) V形天线结构超构透镜的工作原理图、SEM图及聚焦光场分布<sup>[111]</sup>; (g)~(h)纳米砖结构超构透镜的SEM图及聚焦性能<sup>[112]</sup>

Fig. 19 Large numerical aperture metalens achieves minimal focal spot. (a)–(c) Schematic diagrams and the focused light field distribution of the nano-brick structure metalens<sup>[110]</sup>; (d)–(f) working principle diagram, SEM image and focusing field distribution of V-shaped antenna structure metalens<sup>[111]</sup>; (g)–(h) SEM images and focusing properties of nano-brick structure metalens<sup>[112]</sup>

利用超构透镜可以实现集偏振转换与亚衍射聚焦功能于一体。2015年,Luo等<sup>[114]</sup>设计了一种集偏振转换和聚焦功能于一体的超构透镜,该超构透镜用一组

8个金属天线实现对入射光的相位调制(0~2π),在APB(RPB)照明条件下会产生实心(空心)亚衍射光斑。数值模拟结果表明,所产生的实心紧聚焦焦斑的

尺寸为  $0.47\lambda$  ( $0.381\lambda/NA$ ), 而空心焦斑的尺寸为  $0.43\lambda$  ( $0.348\lambda/NA$ ), 如图 20(c) 所示。2018 年, Li 等<sup>[115]</sup> 提出了具有 32 个等分离相位值的十字形反射型超表面, 以调控反射波的偏振和相位。在该超表面的基础上, 他们设计了两个具有偏振转换和聚焦功能的

反射镜。数值模拟结果表明, 在 1550 nm 波长下, 该反射镜可以将 CPB 转换为 RPB 和 APB, 并可分别聚焦成实心光斑和二维空心光斑, 光斑的 FWHM 分别为  $0.41$  ( $0.394\lambda/NA$ ) 和  $0.34$  ( $0.327\lambda/NA$ ), 如图 20(e) 所示。

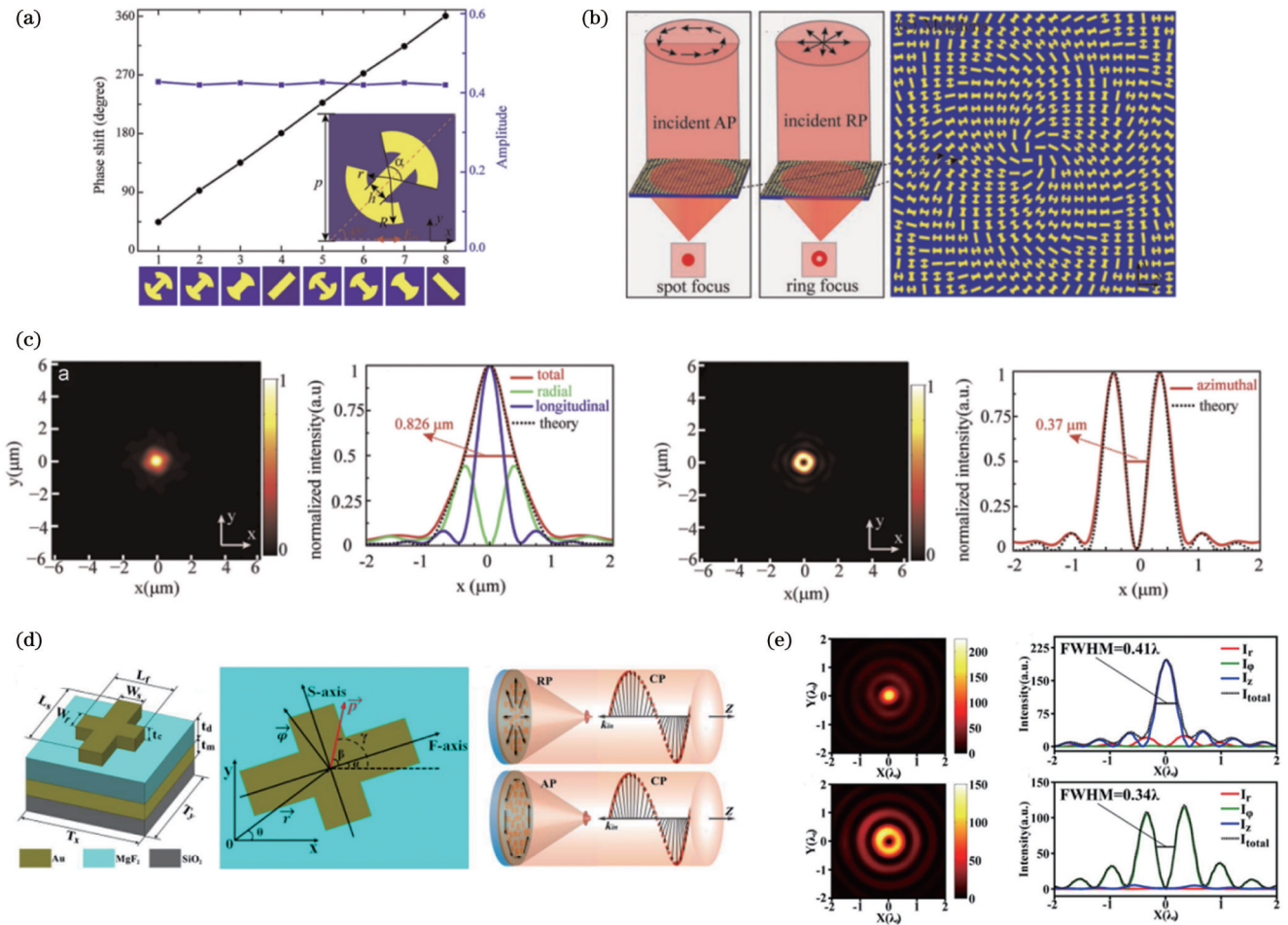


图 20 集偏振转换与亚衍射聚焦功能于一体的超构透镜。(a)~(c)透射式超构透镜的相位调制原理、工作原理以及聚焦效果图<sup>[114]</sup>; (d)~(e)反射式超构透镜的工作原理以及聚焦效果图<sup>[115]</sup>  
 Fig. 20 A metalens integrating polarization conversion and subdiffraction focusing. (a)–(c) Phase modulation principle, working principle and focusing effect diagrams of the transmission metalens<sup>[114]</sup>; (d)–(e) working principle and focusing effect diagrams of reflective metalens<sup>[115]</sup>

近年来, 国内外进一步开展了超构透镜的相关研究。2020 年, Wu 等<sup>[116]</sup> 利用超构透镜来调控螺旋相位的入射光束, 该超构透镜可在不同的轨道角动量 (1, 2, 3) 下产生超分辨光斑, 对应的 FWHM 分别为  $0.469\lambda$  ( $0.442\lambda/NA$ )、 $0.352\lambda$  ( $0.332\lambda/NA$ )、 $0.737\lambda$  ( $0.695\lambda/NA$ ), 如图 21(e) 所示。2022 年, Zhou 等<sup>[117]</sup> 设计了一种可同时对 LCP 与 RCP 聚焦的方形柱超构透镜, 全波模拟结果显示该超构透镜的焦斑尺寸为  $0.84$  倍衍射极限 ( $0.428\lambda/NA$ ), 如图 21(e) 所示。

## 5 结束语

大数据时代的高密度信息存储需求随着数据量的爆发式增长而日益增加, 传统光存储技术的存储密度

因受限于衍射极限而无法大幅提升。因此, 突破衍射极限生成超分辨聚焦记录点是实现高密度光存储的重要研究方向。

本文立足理论, 结合相关研究成果, 详细论述了新型光场的聚焦特点以及基于新型光场调制技术衍生出的聚焦元件的性能。表 1 总结了公开报道的二元透镜、光子筛以及超构透镜的紧聚焦参数, 这三种元件都能在实验中实现突破衍射极限的聚焦光斑, 并且通过结构设计或与新型光场结合, 可以在保持横向尺寸超分辨的情形下拉长焦深。这表明, 上述研究成果可以为传统光存储记录点尺寸突破衍射极提供行之有效的方案。并且, 它们又各自具备不同的特点, 如: 二元透镜具有轻量化、易加工等优点, 可以二值化调控入射光



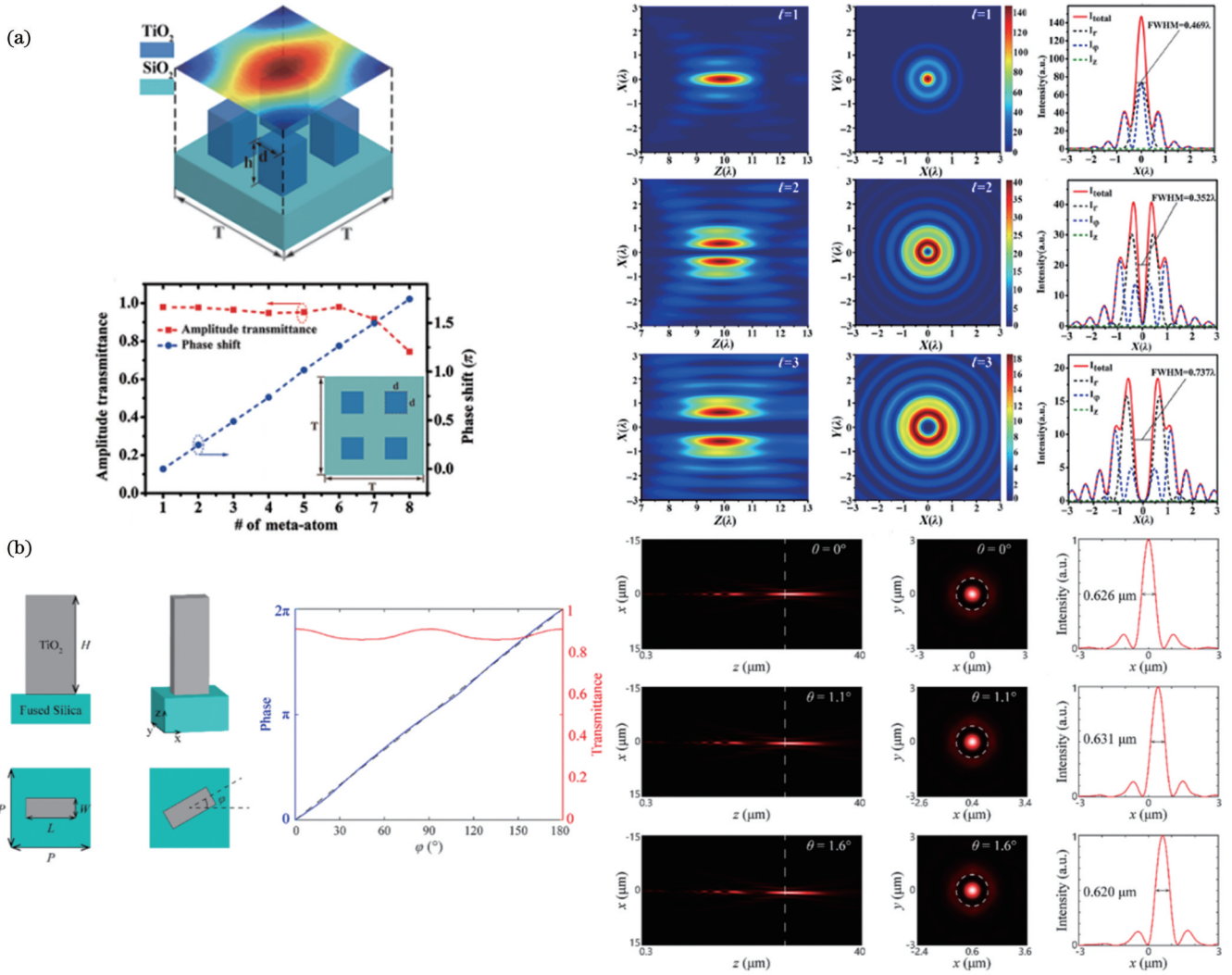


图 21 超构透镜的聚焦性能。(a) 涡旋光束入射的超构透镜的示意图及焦斑<sup>[116]</sup>; (b) 圆偏振光束入射的超构透镜的示意图以及焦斑<sup>[117]</sup>  
 Fig. 21 Focusing properties of metalens. (a) Schematic diagram of metalens incident by vortex beam and focal spot<sup>[116]</sup>; (b) schematic diagram of metalens incident by polarized beam and focal spots<sup>[117]</sup>

表 1 先前报道的二元透镜、光子筛以及超构透镜的聚焦性能总结  
 Table 1 A summary of previously reported focusability of BOE, photon sieves, and metalens

Device	FWHM	DOF	Reference
BOE(BA)	0.476λ/NA		[81]
BOE(BA)	0.2λ/NA		[82]
BOE(BA)	0.4λ/NA		[24]
BOE(BAP)	0.354λ/NA		[35]
BOE(ONSOL)	0.403λ/NA	11λ	[83]
BOE(ONSOL)	0.493λ/NA	15λ	[84]
BOE(NASC)	(0.330–0.377)λ/NA	94λ	[85]
BOE(SCL)	0.4λ/NA	12λ	[86]
BOE	0.409λ/NA	4λ	[30]
BOE	0.355λ/NA		[87]
BOE	0.307λ/NA		[88]
BOE	0.364λ/NA		[89]

续表

Device	FWHM	DOF	Reference
Photon Sieve	0.49λ/NA		[97]
Metalens	0.505λ/NA		[110]
Metalens	0.502λ/NA		[111]
Metalens	0.446λ/NA		[112]
Metalens	0.381λ/NA		[114]
Metalens	0.394λ/NA		[115]
Metalens	0.332λ/NA		[116]
Metalens	0.428λ/NA		[117]

场的振幅与相位;光子筛可以有效压制旁瓣水平,并且具备较宽的光谱响应范围;超构透镜同时具备微型化、轻量化、调制范围广(振幅、相位、偏振)以及调制精度高等优点,但加工难度相较于二元透镜有所提高。这些特点使得它们在服务于高密度光存储的同时能够满足不同的性能及加工需求、适应不同的应用场景,从而

推动现有光存储技术的存储密度突破衍射极限的制约,为新型高密度光存储技术的发展与应用提供更加丰富的选择。

### 参 考 文 献

- [1] 丁冬艳, 顾敏芬, 梁忠诚. 光存储技术的进展[J]. 金陵科技学院学报, 2004, 20(4): 17-21.  
Ding D Y, Gu M F, Liang Z C. The progress of optical storage[J]. Journal of Jinling Institute of Technology, 2004, 20(4): 17-21.
- [2] Zheng C X. Research progress of optical storage technology[J]. CC News, 2009(9): 20-23.
- [3] Zhang D L, Tang Q B, Shi D H. Technology development of high density optical data storage[J]. Laser Journal, 2006, 27(4): 4-7.
- [4] 洪涛, 王佳, 李达成. 近场光学在光存储中的应用[J]. 光学技术, 2001, 27(3): 255-259.  
Hong T, Wang J, Li D C. The application of near-field optics in high density data storage[J]. Optical Technology, 2001, 27(3): 255-259.
- [5] Wang S C, Wei C, Feng Y H, et al. All-optical helicity-dependent magnetic switching by first-order azimuthally polarized vortex beams[J]. Applied Physics Letters, 2018, 113(17): 171108.
- [6] Wang S C, Wei C, Feng Y H, et al. Dual-shot dynamics and ultimate frequency of all-optical magnetic recording on GdFeCo[J]. Light: Science & Applications, 2021, 10: 8.
- [7] Xu D Y. Progress in basic research on optical storage technology in China[J]. China Mediatech, 2006, 4: 22-24.
- [8] Ditlbacher H, Krenn J R, Lamprecht B, et al. Spectrally coded optical data storage by metal nanoparticles[J]. Optics Letters, 2000, 25(8): 563-565.
- [9] Pham H H, Gourevich I, Oh J K, et al. A multidye nanostructured material for optical data storage and security data encryption[J]. Advanced Materials, 2004, 16(6): 516-520.
- [10] Alasfar S, Ishikawa M, Kawata Y, et al. Polarization-multiplexed optical memory with urethane-urea copolymers[J]. Applied Optics, 1999, 38(29): 6201-6204.
- [11] Niidome Y, Urakawa S, Kawahara M, et al. Dichroism of poly(vinylalcohol) films containing gold nanorods induced by polarized pulsed-laser irradiation[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2003, 42(4A): 1749-1750.
- [12] Wilson O, Wilson G J, Mulvaney P. Laser writing in polarized silver nanorod films[J]. Advanced Materials, 2002, 14(13/14): 1000-1004.
- [13] Pérez-Juste J, Rodríguez-González B, Mulvaney P, et al. Optical control and patterning of gold-nanorod-poly(vinyl alcohol) nanocomposite films[J]. Advanced Functional Materials, 2005, 15(7): 1065-1071.
- [14] Li X P, Chon J W M, Wu S H, et al. Rewritable polarization-encoded multilayer data storage in 2, 5-dimethyl-4- (p-nitrophenylazo) anisole doped polymer[J]. Optics Letters, 2007, 32(3): 277-279.
- [15] Strickler J H, Webb W W. Three-dimensional optical data storage in refractive media by two-photon point excitation[J]. Optics Letters, 1991, 16(22): 1780-1782.
- [16] Heanue J F, Bashaw M C, Hesselink L. Volume holographic storage and retrieval of digital data[J]. Science, 1994, 265(5173): 749-752.
- [17] Cumpston B H, Ananthavel S P, Barlow S, et al. Two-photon polymerization initiators for three-dimensional optical data storage and microfabrication[J]. Nature, 1999, 398(6722): 51-54.
- [18] Kawata S, Kawata Y. Three-dimensional optical data storage using photochromic materials[J]. Chemical Reviews, 2000, 100(5): 1777-1788.
- [19] Day D, Gu M, Smallridge A. Rewritable 3D bit optical data storage in a PMMA-based photorefractive polymer[J]. Advanced Materials, 2001, 13(12/13): 1005-1007.
- [20] Kelley J D, Stuff M I, Hovis F E, et al. Removal of small particles from surfaces by pulsed laser irradiation: observations and a mechanism[J]. Proceedings of SPIE, 1991, 1415: 211-219.
- [21] Southwell W H. Validity of the Fresnel approximation in the near field[J]. Journal of the Optical Society of America, 1981, 71(1): 7-14.
- [22] 凌铭, 董渊, 陈良, 等. 空心锥状双高斯光束传输特性研究[J]. 光学学报, 2009, 29(10): 2920-2923.  
Ling M, Dong Y, Cheng L, et al. Propagation properties of hollow cone double Gaussian beams[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(10): 2920-2923.
- [23] Tang D L, Wang C T, Zhao Z Y, et al. Ultrabroadband superoscillatory lens composed by plasmonic metasurfaces for subdiffraction light focusing[J]. Laser & Photonics Reviews, 2015, 9(6): 713-719.
- [24] Wan X W, Shen B, Menon R. Diffractive lens design for optimized focusing[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2014, 31(12): B27-B33.
- [25] Dong Y A, Zhang X H, Ning G B, et al. Propagation properties of hollow conical double half-Gaussian beams[J]. Optik, 2010, 121(6): 559-562.
- [26] Xiao C, Zeng P C, Hu L X, et al. Generation of arbitrary partially coherent Bessel beam array with a LED for confocal imaging[J]. Optics Express, 2019, 27(21): 29510-29520.
- [27] 朱晓彤, 郑鹏程, 谢向生. 基于贝塞尔光束的复合光场调控超衍射聚焦[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(21): 2105001.  
Zhu X T, Zheng P C, Xie X S. Super-diffraction focusing based on Bessel beam controlled by composited light field[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(21): 2105001.
- [28] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2009, 1(1): 1-57.
- [29] Quabis S, Dorn R, Eberler M, et al. Focusing light to a tighter spot[J]. Optics Communications, 2000, 179(1/2/3/4/5/6): 1-7.
- [30] Wang H F, Shi L P, Lukyanchuk B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics[J]. Nature Photonics, 2008, 2(8): 501-505.
- [31] Chen R, Yuan X J, Pang X N. Focal field simulation of vectorial beam based on Matlab[J]. Physics and Engineering, 2022, 32(1): 13-17.
- [32] Liu T, Tan J B, Liu J A, et al. Vectorial design of superoscillatory lens[J]. Optics Express, 2013, 21(13): 15090-15101.
- [33] Yu A P, Chen G, Zhang Z H, et al. Creation of sub-diffraction longitudinally polarized spot by focusing radially polarized light with binary phase lens[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 38859.
- [34] Chen G, Wu Z X, Yu A P, et al. Generation of a sub-diffraction hollow ring by shaping an azimuthally polarized wave[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 37776.
- [35] Chen G, Li Y Y, Yu A P, et al. Super-oscillatory focusing of circularly polarized light by ultra-long focal length planar lens based on binary amplitude-phase modulation[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 29068.
- [36] Diao J S, Yuan W Z, Yu Y T, et al. Controllable design of superoscillatory planar lenses for sub-diffraction-limit optical needles[J]. Optics Express, 2016, 24(3): 1924-1933.
- [37] Chen Z H, Zhang Y, Xiao M. Design of a superoscillatory lens for a polarized beam[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2015, 32(8): 1731-1735.
- [38] Ye H P, Qiu C W, Huang K, et al. Creation of a longitudinally polarized subwavelength hotspot with an ultra-thin planar lens: vectorial Rayleigh-Sommerfeld method[J]. Laser Physics Letters, 2013, 10(6): 065004.
- [39] Deng D M, Guo Q. Analytical vectorial structure of radially polarized light beams[J]. Optics Letters, 2007, 32(18): 2711-2713.
- [40] Huang K, Ye H P, Teng J H, et al. Optimization-free superoscillatory lens using phase and amplitude masks[J]. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8(1): 152-157.

- [41] Yang K, Xie X S, Zhou J Y. Generalized vector wave theory for ultrahigh resolution confocal optical microscopy[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2016, 34(1): 61-67.
- [42] 刘康, 何韬, 刘涛, 等. 激光照明条件对超振荡平面透镜聚焦性能的影响[J]. 物理学报, 2020, 69(18): 184215.  
Liu K, He T, Liu T, et al. Effect of laser illumination conditions on focusing performance of super-oscillatory lens[J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(18): 184215.
- [43] El Maklizi M, Hendawy M, Swillam M A. Super-focusing of visible and UV light using a meta surface[J]. Journal of Optics, 2014, 16(10): 105007.
- [44] Liu T, Liu Q A, Yang S M, et al. Investigation of axial and transverse focal spot sizes of Fresnel zone plates[J]. Applied Optics, 2017, 56(13): 3725-3729.
- [45] Liu T, Wang T, Yang S M, et al. Rigorous electromagnetic test of super-oscillatory lens[J]. Optics Express, 2015, 23(25): 32139-32148.
- [46] Wu Z X, Jin Q J, Zhang S, et al. Generating a three-dimensional hollow spot with sub-diffraction transverse size by a focused cylindrical vector wave[J]. Optics Express, 2018, 26(7): 7866-7875.
- [47] Chen G, Li Y Y, Wang X Y, et al. Super-oscillation far-field focusing lens based on ultra-thin width-varied metallic slit array[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(3): 335-338.
- [48] Chen G, Zhang K, Yu A P, et al. Far-field sub-diffraction focusing lens based on binary amplitude-phase mask for linearly polarized light[J]. Optics Express, 2016, 24(10): 11002-11008.
- [49] Wen Z Q, He Y H, Li Y Y, et al. Super-oscillation focusing lens based on continuous amplitude and binary phase modulation[J]. Optics Express, 2014, 22(18): 22163-22171.
- [50] Chen G, Wen Z Q, Qiu C W. Superoscillation: from physics to optical applications[J]. Light: Science & Applications, 2019, 8: 56.
- [51] Huang F M, Chen Y F, Garcia de Abajo F J, et al. Optical super-resolution through super-oscillations[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2007, 9(9): S285-S288.
- [52] Rogers E T F, Zheludev N I. Optical super-oscillations: sub-wavelength light focusing and super-resolution imaging[J]. Journal of Optics, 2013, 15(9): 094008.
- [53] Berry M V. Evanescent and real waves in quantum billiards and Gaussian beams[J]. Journal of Physics A: Mathematical and General, 1994, 27(11): L391-L398.
- [54] Berry M V, Popescu S. Evolution of quantum superoscillations and optical superresolution without evanescent waves[J]. Journal of Physics A: Mathematical and General, 2006, 39(22): 6965-6977.
- [55] Berry M V, Dennis M R. Natural superoscillations in monochromatic waves in  $D$  dimensions[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2009, 42(2): 022003.
- [56] Berry M V, Shukla P. Pointer supershifts and superoscillations in weak measurements[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2012, 45(1): 015301.
- [57] Berry M V. A note on superoscillations associated with Bessel beams[J]. Journal of Optics, 2013, 15(4): 044006.
- [58] Berry M V. Exact nonparaxial transmission of subwavelength detail using superoscillations[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2013, 46(20): 205203.
- [59] Berry M V, Moiseyev N. Superoscillations and supershifts in phase space: Wigner and Husimi function interpretations[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2014, 47(31): 315203.
- [60] Berry M V, Morley-Short S. Representing fractals by superoscillations[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2017, 50(22): 22LT01.
- [61] Berry M V. Suppression of superoscillations by noise[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2017, 50(2): 025003.
- [62] Liu D M, Zhang Y, Wen J M, et al. Diffraction interference induced superfocusing in nonlinear Talbot effect[J]. Scientific Reports, 2014, 4: 6134.
- [63] Huang F M, Zheludev N, Chen Y F, et al. Focusing of light by a nanohole array[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(9): 091119.
- [64] Huang K, Qin F, Liu H, et al. Planar diffractive lenses: fundamentals, functionalities, and applications[J]. Advanced Materials, 2018, 30(26): 1704556.
- [65] Wu Z X, Jin Q J, Chen G. Binary-amplitude modulation based super-oscillatory focusing planar lens for azimuthally polarized wave [J]. Opto-Electronic Engineering, 2018, 45(17): 170660.
- [66] Hu Y W, Wang S W, Jia J H, et al. Optical superoscillatory waves without side lobes along a symmetric cut[J]. Advanced Photonics, 2021, 3(4): 045002.
- [67] Pohl D. Operation of a ruby laser in the purely transverse electric mode TE<sub>01</sub>[J]. Applied Physics Letters, 1972, 20(7): 266-267.
- [68] Mushiaki Y, Matsumura K, Nakajima N. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation[J]. Proceedings of the IEEE, 1972, 60(9): 1107-1109.
- [69] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. Optics Express, 2000, 7(2): 77-87.
- [70] Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(23): 233901.
- [71] Yang L X, Xie X S, Wang S C, et al. Minimized spot of annular radially polarized focusing beam[J]. Optics Letters, 2013, 38(8): 1331-1333.
- [72] Xie X S, Chen Y Z, Yang K, et al. Harnessing the point-spread function for high-resolution far-field optical microscopy[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(26): 263901.
- [73] Guan G R, Zhang A Q, Xie X S, et al. Far-field and non-intrusive optical mapping of nanoscale structures[J]. Nanomaterials, 2022, 12(13): 2274.
- [74] Vicente O C, Caloz C. Bessel beams: a unified and extended perspective[J]. Optica, 2021, 8(4): 451-457.
- [75] Fahrbach F O, Simon P, Rohrbach A. Microscopy with self-reconstructing beams[J]. Nature Photonics, 2010, 4(11): 780-785.
- [76] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. Optics Express, 2008, 16(17): 12880-12891.
- [77] Greenfield E, Schley R, Hurwitz I, et al. Experimental generation of arbitrarily shaped diffractionless superoscillatory optical beams [J]. Optics Express, 2013, 21(11): 13425-13435.
- [78] Penciu R S, Makris K G, Efremidis N K. Nonparaxial abruptly autofocusing beams[J]. Optics Letters, 2016, 41(5): 1042-1045.
- [79] Zhang S H, Zhou J H, Zhong M C, et al. Nonparaxial structured vectorial abruptly autofocusing beam[J]. Optics Letters, 2019, 44(11): 2843-2846.
- [80] Sun C, Deng D M, Wang G H, et al. Abruptly autofocusing properties of radially polarized circle Pearcey vortex beams[J]. Optics Communications, 2020, 457: 124690.
- [81] Wang T T, Wang X A, Kuang C F, et al. Experimental verification of the far-field subwavelength focusing with multiple concentric nanorings[J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(23): 231105.
- [82] Rogers E T F, Lindberg J, Roy T, et al. A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging[J]. Nature Materials, 2012, 11(5): 432-435.
- [83] Rogers E T F, Savo S, Lindberg J, et al. Super-oscillatory optical needle[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(3): 181109.
- [84] Roy T, Rogers E T F, Yuan G H, et al. Point spread function of the optical needle super-oscillatory lens[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(23): 231109.
- [85] Zhang S, Chen H, Wu Z X, et al. Synthesis of sub-diffraction quasi-non-diffracting beams by angular spectrum compression[J]. Optics Express, 2017, 25(22): 27104-27118.
- [86] Qin F, Huang K, Wu J F, et al. A supercritical lens optical label-

- free microscopy: sub-diffraction resolution and ultra-long working distance[J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(8): 1602721.
- [87] Hao X, Kuang C F, Wang T T, et al. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 3928-3930.
- [88] Khonina S N, Golub I. Enlightening darkness to diffraction limit and beyond: comparison and optimization of different polarizations for dark spot generation[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2012, 29(7): 1470-1474.
- [89] Kozawa Y, Matsunaga D, Sato S. Superresolution imaging via superoscillation focusing of a radially polarized beam[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 86-92.
- [90] Xiong Y Q, Li, K, Wang R, et al. Photon sieve: research progress and applications prospects in space[J]. *Vacuum and Cryogenics*, 2011, 28(6): 623-631.
- [91] Jia J, Xie C Q. Phase zone photon sieve[J]. *Chinese Physics B*, 2009, 18(1): 183-188.
- [92] Jiang W B, Hu S, Zhao L X, et al. Design and application of phase photon sieve[J]. *Optik*, 2010, 121(7): 637-640.
- [93] Hou C L. Novel diffractive optical element: binary photon sieve[J]. *Optical Engineering*, 2011, 50(6): 068001.
- [94] Sabatyan A, Mirzaie S. Efficiency-enhanced photon sieve using Gaussian/overlapping distribution of pinholes[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(11): 1517-1522.
- [95] 唐燕, 胡松, 朱江平, 等. 准相位型光子筛设计[J]. *光学学报*, 2012, 32(10): 1022007.  
Tang Y, Hu S, Zhu J P, et al. Design of quasi-phase photon sieve [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(10): 1022007.
- [96] Liu Y J, Liu H, Leong E S P, et al. Fractal holey metal microlenses with significantly suppressed side lobes and high-order diffractions in focusing[J]. *Advanced Optical Materials*, 2014, 2(5): 487-492.
- [97] 付尧, 李子乐, 郑国兴. 超构表面的振幅调控及其功能器件研究进展[J]. *中国光学*, 2021, 14(4): 886-899.  
Fu R, Li Z L, Zheng G X. Research development of amplitude-modulated metasurfaces and their functional devices[J]. *Chinese Optics*, 2021, 14(4): 886-899.
- [98] Li Z Y, Yu N F. Modulation of mid-infrared light using graphene-metal plasmonic antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(13): 131108.
- [99] Yu N F, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction [J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [100] Huang L L, Chen X Z, Mühlenbernd H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750-5755.
- [101] Sun S L, Yang K Y, Wang C M, et al. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6223-6229.
- [102] Li X, Pu M B, Zhao Z Y, et al. Catenary nanostructures as compact Bessel beam generators[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 20524.
- [103] Yu N F, Aieta F, Genevet P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6328-6333.
- [104] 张飞, 蔡吉祥, 蒲明博, 等. 光学超构表面中的复合相位调控[J]. *物理*, 2021, 50(5): 300-307.  
Zhang F, Cai J X, Pu M B, et al. Composite-phase manipulation in optical metasurfaces[J]. *Physics*, 2021, 50(5): 300-307.
- [105] Shaltout A M, Shalae V M, Brongersma M L. Spatiotemporal light control with active metasurfaces[J]. *Science*, 2019, 364(6441): eaat3100.
- [106] Zhang L, Chen X Q, Liu S, et al. Space-time-coding digital metasurfaces[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 4334.
- [107] Chen S Q, Li Z C, Liu W W, et al. From single-dimensional to multidimensional manipulation of optical waves with metasurfaces [J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(16): 1802458.
- [108] Li Y, Li X, Chen L W, et al. Orbital angular momentum multiplexing and demultiplexing by a single metasurface[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(2): 1600502.
- [109] Remnev M A, Klimov V V. Metasurfaces: a new look at Maxwell's equations and new ways to control light[J]. *Physics-Uspekhi*, 2018, 61(2): 157-190.
- [110] Liang H W, Lin Q L, Xie X S, et al. Ultrahigh numerical aperture metalens at visible wavelengths[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(7): 4460-4466.
- [111] Yuan G H, Rogers K S, Rogers E T F, et al. Far-field superoscillatory metamaterial superlens[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(6): 064016.
- [112] Zhang Q, Dong F L, Li H X, et al. High-numerical-aperture dielectric metalens for super-resolution focusing of oblique incident light[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(9): 1901885.
- [113] Sang D, Xu M F, Pu M B, et al. Toward high-efficiency ultrahigh numerical aperture freeform metalens: from vector diffraction theory to topology optimization[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(10): 2200265.
- [114] Luo J, Zhao Z Y, Pu M B, et al. Tight focusing of radially and azimuthally polarized light with plasmonic metalens[J]. *Optics Communications*, 2015, 356: 445-450.
- [115] Li Y Y, Cao L Y, Wen Z Q, et al. Broadband quarter-wave birefringent meta-mirrors for generating sub-diffraction vector fields [J]. *Optics Letters*, 2018, 44(1): 110-113.
- [116] Wu Z X, Deng H, Li X X, et al. Superoscillatory metalens for an azimuthally polarized wave with different orbital angular momentum [J]. *Optical Engineering*, 2020, 59(9): 090501.
- [117] Zhou Y, Yan C, Tian P, et al. A super-oscillatory step-zoom metalens for visible light[J]. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2022, 13: 1220-1227.

## Small Size Optical Field Advancements for Optical Information Storage

Zheng Pengcheng<sup>1</sup>, Xie Xiangsheng<sup>2\*</sup>, Liang Haowen<sup>1\*\*</sup>, Zhou Jianying<sup>1</sup>

<sup>1</sup>State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, School of Physics and Astronomy, School of Physics, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, Guangdong, China;

<sup>2</sup>Department of Physics, College of Science, Shantou University, Shantou 515063, Guangdong, China

### Abstract

**Significance** The big data era has witnessed a significant increase in data volume, necessitating additional storage devices to handle the continuous growth in information. High-density optical storage technology offers advantages such as non-contact operation, resistance to electromagnetic interference, and high storage density, suggesting an excellent solution for storing, processing, and analyzing big data. However, traditional optical storage technologies encounter limitations regarding storage density improvement

owing to the diffraction limit, which restricts the size of recording points.

**Progress** Advancements on the diffraction limit to improve optical storage density represent an important research topic. However, the reported near-field optical storage techniques require evanescent wave detection, which requires precise motion control during optical writing. Additionally, it is difficult to form multi-layer structures, which limits the increase in storage capacity. Recently, the development of multi-parameter optical field modulation technology has enabled the creation of novel small light field structures under the tightly focusing of high numerical aperture objectives. This advancement can be used to generate small sized recording points, which provides new possibilities for achieving high-density optical storage. This study focuses on the latest advancements in optical field modulation technology, particularly in tight focusing. It includes theoretical designs, simulations, experiments, efficient generation devices, and spatial tighter focal field applications.

The study highlights the significance of small-sized sub-diffraction focal spots for improving optical storage density. It discusses light field modulation theory, including mathematical descriptions of optical diffraction and the focal spot size limit. Diffraction depictions such as scalar and vectorial diffraction theories, along with the concept of optical super-oscillation, are explored to address the diffraction limit and achieve super-resolution focal spots. Scalar diffraction theory is a simplified form of vectorial diffraction theory. The latter has further applicability and provides higher precision in optical calculations. In contrast to scalar beams, vector beams consist of more complex light field distributions and are better suited to address the diffraction limit to generate smaller focal spots. This study also examines the sidelobe size variation concerning the main lobe size. Generally, as the main lobe size decreases, the strength of the sidelobe increases. When the size of the main lobe meets the super-oscillation criterion ( $0.38 \lambda/NA$ ), the sidelobe ratio is 16.2%. At this point, the intensity of the sidelobe maintains a good balance with the main lobe size, and its effect on the actual focused spot is negligible, which is acceptable for practical application.

Furthermore, new optical field structures and modulation technologies are introduced, featuring the excellent focusing performance of cylindrical vector, non-diffraction (Bessel beams), and nonparaxial abruptly autofocusing beams. Moreover, the distinct optical field distributions produce unique characteristics for tight focusing. Cylindrical vector beams featuring radially polarized components, particularly radially polarized light, generate smaller focal spots owing to their stronger longitudinal component during focusing. Non-diffracting beams (Bessel) are capable of elongating focal spots and enhancing the focus depth. Nonparaxial abruptly autofocusing beams concentrate more energy within a shorter distance to produce a tightly focused spot. These advancements enable greater freedom for customizing the structural light field in the focal plane and are compatible for additional application scenarios.

A discussion is presented on focusing devices based on new optical field modulation technology, such as binary lenses, photon sieves, and metalenses. This research highlights that super resolution focusing can be achieved and additional functions can be realized by combining new light fields, such as modulating Bessel beams to achieve a super resolution optical needle. Furthermore, each method has distinct advantages. For instance, binary lenses have a simple structure with straightforward processing, photon sieves effectively suppress high-order diffraction and the sidelobe effect with a wide range of spectral responses. Metalenses, with subwavelength characteristic sizes, demonstrate significant potential in light field modulations owing to their high accuracy and multiple dimensions.

**Conclusions and Prospects** In summary, this study emphasizes the importance of super-resolution focal spots in achieving high-density optical storage that surpasses the shortcomings imposed by the diffraction limit. The results provide effective solutions for reducing recording point size and improving storage density. Different focusing devices are evaluated for their unique characteristics, and their application in high-density optical storage is discussed. These advancements address the diffraction limit restriction and offer a variety of options for the development and application of new high-density optical storage technologies.

**Key words** optical data storage; diffraction limit; optical field regulation; tighter focusing; optical super-oscillation; metalens