

综 述

超振荡及其远场聚焦成像研究进展*

蒋忠君¹⁾ 刘建军^{1)2)†}

1)(湖南大学物理与微电子科学学院, 微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 长沙 410082)

2)(纽约州立大学布法罗分校, 激光、光子学及生物光子学研究所, 布法罗 14260, 美国)

(2016年5月23日收到; 2016年9月4日收到修改稿)

带限函数在某区间内的振荡速度超过其最高傅里叶分量的特殊性质被称为超振荡. 基于超振荡原理的微纳光子学器件可在不依赖倏逝波条件下于远场处突破衍射极限, 因此在超分辨成像、纳米光刻及高密度光存储等领域具有重要应用. 简要介绍了超振荡原理, 重点归纳了几种超振荡微结构器件的设计及其聚焦成像性能, 并指出了这些器件的不足及未来的研究重点.

关键词: 超振荡, 亚波长, 聚焦, 超分辨

PACS: 42.40.My, 42.79.-e, 42.30.Kq, 42.30.-d

DOI: 10.7498/aps.65.234203

1 引 言

衍射极限^[1,2]的存在使传统光学成像系统的分辨率很难突破 0.5λ , 这是由于携带样本细节信息的倏逝场在垂直分界面方向上指数衰减而在远场无法被探测到所致. 为突破衍射极限, 基于倏逝场的近场超分辨技术已被广泛研究. 近场扫描显微镜 (near-field scanning optical microscope, NSOM)^[3,4]利用探针对样品邻近区域的倏逝场进行扫描, 可获得极佳的分辨率, 但扫描效率受探针孔径大小、探针扫描位移精度和工作距离制约. 超透镜 (superlens)^[5-7]一般采用含金属介质的负折射率材料, 这在一定程度上弥补了倏逝场的衰减, 扩大了工作距离. 然而, 在光波段的能量损失和严苛的工艺条件仍是负折射率透镜尚需解决的难题. 双曲超透镜 (hyperlens)^[8]可在远场获得衍射极限下的焦点, 但在原理上依旧利用了倏逝波.

倏逝波的指数衰减在根本上限制了以上技术的工作距离, 因而不依赖倏逝波的远场亚波长聚焦和超分辨成像引起了科研工作者的研究兴趣. 诸如荧光标记技术^[9-11]、非线性光学效应^[12-14]在某

些特定领域已得到重要应用, 如成为生物医学光子学学科分支中医学光子学成像诊断技术的研究内容^[11,12]. 作为带限函数在有限区间内的振荡速度超过其最高傅里叶分量的特殊性质, 超振荡^[15]近年来受到广泛关注和大量研究. 无需荧光标记, 基于传播波叠加原理的超振荡可在远场获得亚波长聚焦光斑, 这使其在超分辨光刻、高密度光存储和生物医学成像等领域均有重大潜力.

本文将对超振荡现象进行简要介绍, 并归纳其在远场聚焦成像中的应用. 文章第二部分介绍超振荡原理, 第三部分回顾超振荡在远场光学中的重要应用, 第四部分指出利用超振荡实现远场聚焦成像的一些不足, 第五部分总结. 需要说明的是, 本文所指的“远场”均是较近场成像技术工作距离而言, 一般远大于波长.

2 超振荡原理

2.1 背 景

超振荡在量子力学^[16-20]、信号处理^[21-23]和光学^[24,25]领域中均有广泛研究. 1943年,

* 国家自然科学基金 (批准号: 61405058) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jianjun.liu@hnu.edu.cn

Schellkunoff^[26]提出一种超方向阵列天线的设计方法. 20世纪50年代, di Francia^[27,28]从天线理论过渡到光学, 认为特殊设计的光瞳滤波器可以突破衍射极限. 实际上, 该光瞳滤波器与后来报道的超振荡透镜^[29]在思路和形式上都非常相似. 1985年, Bucklew和Saleh^[30]构造出一个具有超振荡特征的理想带限函数, 指出在只考虑有限区间的情况下光学分辨率在理论上并无限制. 因Aharonov等^[16,17]在量子力学方面工作的启发, Berry等^[31,32]明确提出超振荡的概念并将超振荡与光学聚焦相联系, 从理论上证明特殊设计的光栅结构可在远场实现亚波长聚焦^[15]. 之后, 关于超振荡应用的研究工作不断出现. 在光学分辨方面, 基于超振荡的共焦显微系统已能实现 $\lambda/6$ 的空间分辨率^[29]. 这极大地突破了衍射极限, 超振荡因此成为极具潜力的远场聚焦成像手段.

2.2 原 理

频谱在某一频率分量截止的函数可称为带限函数. 传统上认为, 带限函数的振荡速度是不可能超过其最高傅里叶分量的. 然而, 超振荡的发现驳斥了这一观点. 一维带限函数的超振荡现象, 见图1.

图1右图中可明显看到带限函数(蓝色实线)在原点附近的振荡速度超过了频谱的最高分量(绿色虚线), 即发生了所谓的超振荡现象. 然而此时的函数值却非常小(尖峰峰值在 10^{-6} 量级), 不易发现. 超振荡的这种反常特征来源于不同幅值频谱分

量的精确叠加. 考虑如下的周期函数^[15,33,34],

$$f(x) = (\cos x + ia \sin x)^N \quad (a > 1, N \gg 1). \quad (1)$$

在 $x = 0$ 附近 $f(x)$ 振荡速度很快,

$$f(x) \approx \exp[N \log(1 + ia x)] \approx \exp(iN a x). \quad (2)$$

将 $f(x)$ 展开为傅里叶级数:

$$f(x) = \sum_{n=0}^N c_n \exp(iN k_n x), \quad (3)$$

其中

$$k_n = 1 - 2n/N, \quad c_n = \frac{N!}{2^N} (-1)^n \frac{(a^2 - 1)^{N/2} [(a-1)/(a+1)]^{N k_n/2}}{[N(1+k_n)/2]! [N(1-k_n)/2]!}, \quad (4)$$

由于 $|k_n| \leq 1$, 对照(2)式和(3)式可发现(2)式描述的正是函数在原点附近的超振荡特征(决定于 a).

从波的角度, 超振荡可视作不同波矢分量叠加而成的波函数 $\psi(r) = \rho(r) \exp[i\chi(r)]$, 其局部相位梯度(振荡速度)大于分量中最大波数^[35,36], 即 $|\nabla\chi| > k_{\max}$. 由 $\lambda = 2\pi/k$ 知, 超振荡反映的恰好是波形在某区间内的亚波长特征. 文献^[15]证明对光栅结构进行特殊设计后, 表征亚波长细节的超振荡现象的传播能力远大于倏逝波. 因此不依赖倏逝波贡献的远场超分辨聚焦成像在理论上是可行的^[24,25].

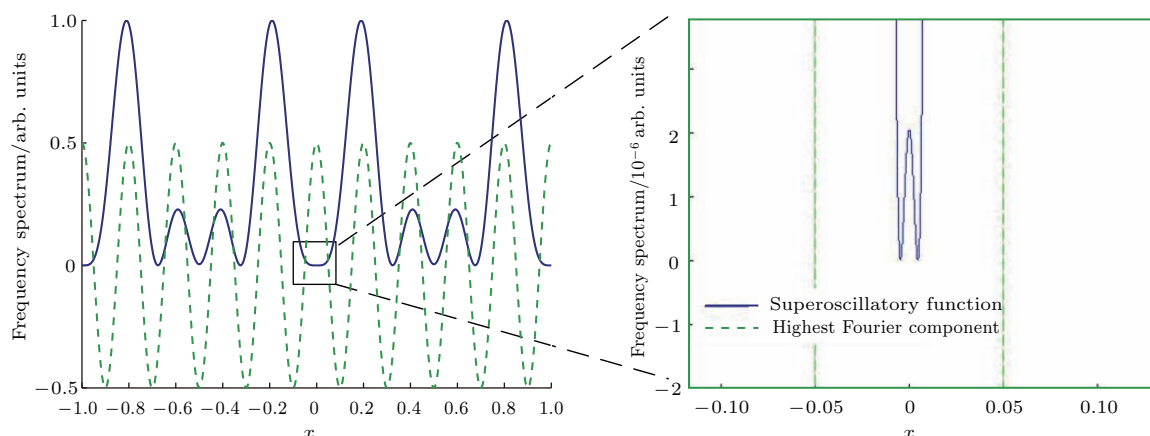


图1 (网刊彩色) 一维超振荡. 蓝色实线为超振荡函数, 绿色虚线为其最高的傅里叶分量. 右图中可见在 $x = 0$ 附近函数的振荡速度超过了其频谱最高分量

Fig. 1. (color online) One-dimensional super-oscillation. A superoscillation function plotted with blue solid line, and its fastest Fourier component plotted with green dashed line are shown in the figure. Note that the function oscillates faster than its highest Fourier component in the vicinity of $x = 0$.

那么该如何获得超振荡函数? Qiao^[37] 给出一个构造超振荡函数的简单模型, 即在保证函数带限性质的情况下, 将函数的零点向原点进行压缩使中心处的尖峰尺度缩小. 如考虑振荡行为类似于 $\cos(\pi x)$ 的带限函数,

$$f(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x} = \prod_{n=1}^{\infty} \left(1 - \frac{x^2}{n^2}\right), \quad (5)$$

显然其零点为任意非零整数 x . 通过构造函数

$$g(x) = \prod_{n=1}^N \left(1 - \frac{k^2 x^2}{n^2}\right) \prod_{n=N+1}^{\infty} \left(1 - \frac{x^2}{n^2}\right) \quad (k > 1) \quad (6)$$

使函数的一部分零点向原点移动, 此时函数在 $[-N/k, N/k]$ 内的振荡行为类似 $\cos(k\pi x)$ 但整体上依旧表现为类似 $\cos(\pi x)$ 的振荡特点. 在信号处理领域中, 利用插值^[21,38] 可使带宽为 B 的函数在指定区间内的振荡频率达到任意值, 且该区间可以是一个 $1/B$ 的时间间隔. 这样做付出的代价是, 构造这个带限信号所需的能量随该区间的振荡次数增大呈指数增长^[21]. 同样地, 也可以通过插值使频谱最大分量为 k_{\max} 的波函数在某个区间内的振荡尺度小于 λ_{\min} . 类似地, 实现超振荡付出的代价是函数的幅值随该区间内振荡尺度的减小呈指数衰减趋势^[19]. 在光学聚焦中则表现为聚焦光斑的能量很小, 且大部分能量都集中在边带 (sidebands) 中. 超振荡聚焦焦面场强分布示意图, 见图 2.

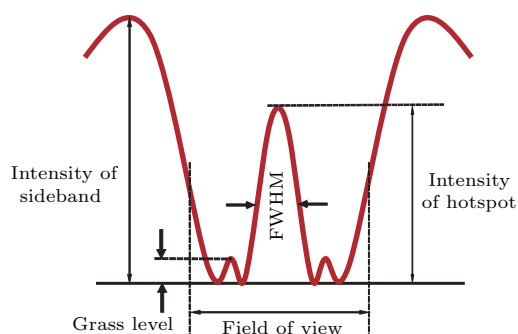


图2 超振荡聚焦焦面场强分布示意图. 图中可以看到中心光斑周围有较大强度的边带

Fig. 2. Sketch of field intensity distribution in focusing plane of super-oscillation focusing. One can see that central spot is always surrounded with high intensity sidebands.

亮斑半峰全宽 (full width at half maximum, FWHM) 是衡量器件聚焦性能的指标之一, 常用于判断器件是否能突破衍射极限. 视场 (field of view)

通常表示中心亮斑附近能量较低的区间 (中心光斑与边带之间的暗场). 无法形成有效视场, 如较高强度的边带在聚焦成像中对感兴趣的区域产生干扰时, 器件的适用性会非常受限. 毛刺程度 (grass level) 与中心亮斑强度的比值体现了器件的制造精度以及噪声情况^[39]. 由图 2 知超振荡聚焦中, 中心光斑附近总是伴随较大边带的产生. 因此在实际应用中边带的处理显得尤为重要.

为方便阐述超振荡现象应用于各种微结构器件的研究进展, 在此定义亮斑 FWHM 与衍射极限 0.5λ [或 $\lambda/(2NA)$, 其中 NA 为透镜数值孔径] 的比值 η (即 $\eta = \lambda_{\text{FWHM}}/(0.5\lambda)$, 或 $\eta = \lambda_{\text{FWHM}} \cdot NA/(0.5\lambda)$) 作为器件聚焦成像质量参数, 且该比值 η 与聚焦成像质量 Q 成反比, 即 $Q = 1/\eta$. η 值越小, 器件聚焦成像性能越好. 对于存在数值孔径 NA 的微结构器件, 以 $\lambda/(2NA)$ 作为衍射极限判据, 否则以 0.5λ 作为衍射极限判据. 在相同亮斑 FWHM 情况下, 数值孔径越小, 器件聚焦成像性能越好; 在相同数值孔径情况下, 亮斑 FWHM 越小, 器件聚焦成像性能越好; 亮斑 FWHM 与数值孔径乘积越小, 器件聚焦成像性能越好.

3 远场聚焦成像应用

基于超振荡原理的光学聚焦微结构器件已被广泛提出, 如准周期阵列结构、环状掩模板、超振荡阵列天线等. 它们均能获得衍射极限下的聚焦光斑, 并且工作距离与近场成像技术相比有大幅提升. 因此, 超振荡为远场亚波长聚焦、超分辨成像及其相关应用提供了新的理论指导.

3.1 准周期结构

准晶体^[40] 是指具有准周期结构特性即长程取向有序, 但无平移对称性且介于晶体和非晶体之间的固体. 介质柱以准周期结构排列时, 可在一定波段内实现透镜的完美成像^[5]. 目前研究较多的二维准周期结构, 其形成过程均基于旋转对称性和自相似性, 如图 3(a) 所示. 正是这种旋转对称性, 在对横电 (TE) 波和横磁 (TM) 波的聚焦中发挥了重要作用^[41,42]. 常见的二维光子准晶平板透镜一般应用于点光源或线光源聚焦成像, 且光波垂直介质柱入射, 其模型如图 3(b) 所示. 以往研究表明, 点源位置^[43]、表面截面^[42,44]、散射子位置无序度及半径

无序度^[45]、散射子数目^[46]、透镜厚度^[41–43,45,47,48]及宽度^[43,49,50]、入射光波长^[51]、物距^[52]、介质柱半径^[53]及折射率^[54]等因素均会对二维光子准晶平板透镜聚焦能力和成像质量造成影响,这也反映了准晶结构在聚焦成像研究中的复杂性.同时,光子

准晶结构的旋转对称性及非平移对称性使其折射特性存在非规律性,光子准晶透镜须对称地取光子准晶结构的旋转对称中心方可使其聚焦成像特性达到最佳^[55].目前,二维光子准晶透镜的聚焦成像机理尚存争议^[41,49],有待进一步研究.

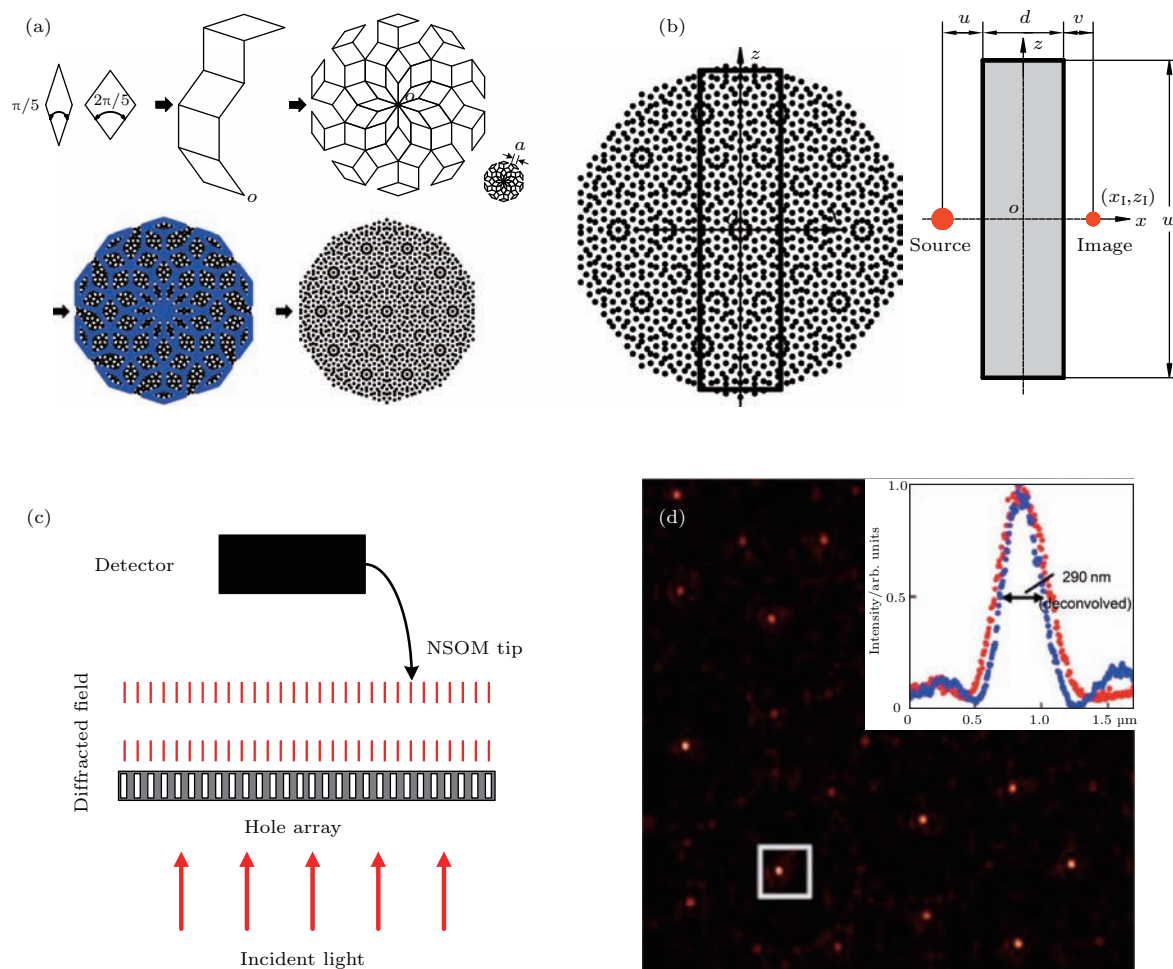


图3 (网刊彩色) 准周期结构及其聚焦 (a) 十重光子准晶结构的形成; (b) 二维光子准晶平板透镜模型; (c) 准周期孔阵列聚焦示意图, 平面波垂直穿过孔阵列后形成亚波长聚焦光斑; (d) 由纳米孔阵列聚焦产生的光斑及某光斑的场分布图
Fig. 3. (color online) Quasi-periodic structure and its focusing: (a) Formation of decagonal photonic quasicrystal (PQC) structure; (b) a model of 2D PQC flat lens; (c) diagram of focusing by quasi-periodic hole array. Subwavelength focusing spots are generated after plane waves pass through the array; (d) hotspots focused by nanohole array and the corresponding profiles of one hotspot.

当光以垂直衍射屏的方向入射时, 如图3(c)所示, 屏上准周期排列的纳米孔结构呈现出有趣的光学性质. 2007年, Huang等^[56,57]首次在实验中观察到光学领域中的超振荡现象. 他们发现, 波长660 nm的入射光穿过以Penrose结构排列的纳米孔结构(孔径200 nm, 包含14000个微孔)后, 在距离准周期孔阵列衍射屏12.5 μm (19 λ)处的另一侧产生了290 nm (0.44 λ , $\eta = 0.88$)的聚焦光斑, 如

图3(d)所示. 观察距离变化时, 衍射图案规律类似于周期结构中的塔尔博特(Talbot)效应^[58]. 随后, 该研究组发文进一步指出准周期结构可用于对距离孔阵列衍射屏数十个波长之外的点光源成像^[59]. 当点光源移动时, 孔阵列衍射屏另一侧的像点向相反的方向移动, 说明准周期孔阵列衍射屏具有类似于传统透镜的点对点成像能力. 由于准周期孔阵列结构可在远场产生亚波长聚焦光斑, 这为高分辨

光刻技术^[60]、高密度光存储等^[61]实际应用提供了可能.

实际上, 这种金属屏上的准周期孔阵列结构也是一种振幅型掩模板, 其中金属膜层起到了振幅调控的作用. 有报道^[62,63]发现光波在穿过金属屏上的亚波长结构时, 会有透射增强效应 (extraordinary optical transmission, EOT) 产生. 但由于金属吸收光波的固有性质, 采用金属膜层时会产生较大的能量损失, 最亮的聚焦光斑能量密度仅有孔阵列衍射屏处的 $1/40$ ^[56]. 同时, 在金属膜上刻蚀出所需图样 (大量的纳米孔结构) 耗费的时间也较长. 尽管光学超振荡现象是在准晶结构中发现的, 但由于准周期结构的复杂性, 这种聚焦成像能力是不可控的, 或者说无法根据所需的超振荡聚焦光斑进行结构设计. 此外, 一旦聚焦光斑过于密集, 无法形成有效视场, 这种聚焦能力的实用性也是相当有限的. 2009年, Liu等^[64]通过数值模拟发现, 准周期排列的微纳光纤阵列可在远场获得 0.43λ

($\eta = 0.86$) 的单个聚焦光斑. 虽然获得了很好的模拟结果, 但微纳光纤阵列的精确旋转对称排列在实验上还难以实现.

3.2 二元环状掩模板

由于相位调控的实现往往需要制备较大深宽比的微结构, 这对相位型掩模板的制作提出了较高的要求. 而振幅调控的实现相对容易, 即在金属屏上引入透光和不透光图形分布样式即能达到振幅二值调控的目的. 因此振幅型掩模板在超振荡聚焦中应用更为广泛. 2010年, Kuang等^[65]利用同心圆环结构在距透镜 $2.8\text{ }\mu\text{m}$ (5.3λ) 处获得了约 320 nm (0.6λ) 的聚焦光斑. 光源从衬底方向射入, 所以不同于等离激元透镜^[66], 其亚波长聚焦能力仅源于衍射光束的相干叠加. 该工作在实验上证实了同心圆环结构的远场亚波长聚焦能力. 尽管该结构仅包含三个圆环, 易于加工, 但在聚焦方面并不占优势.

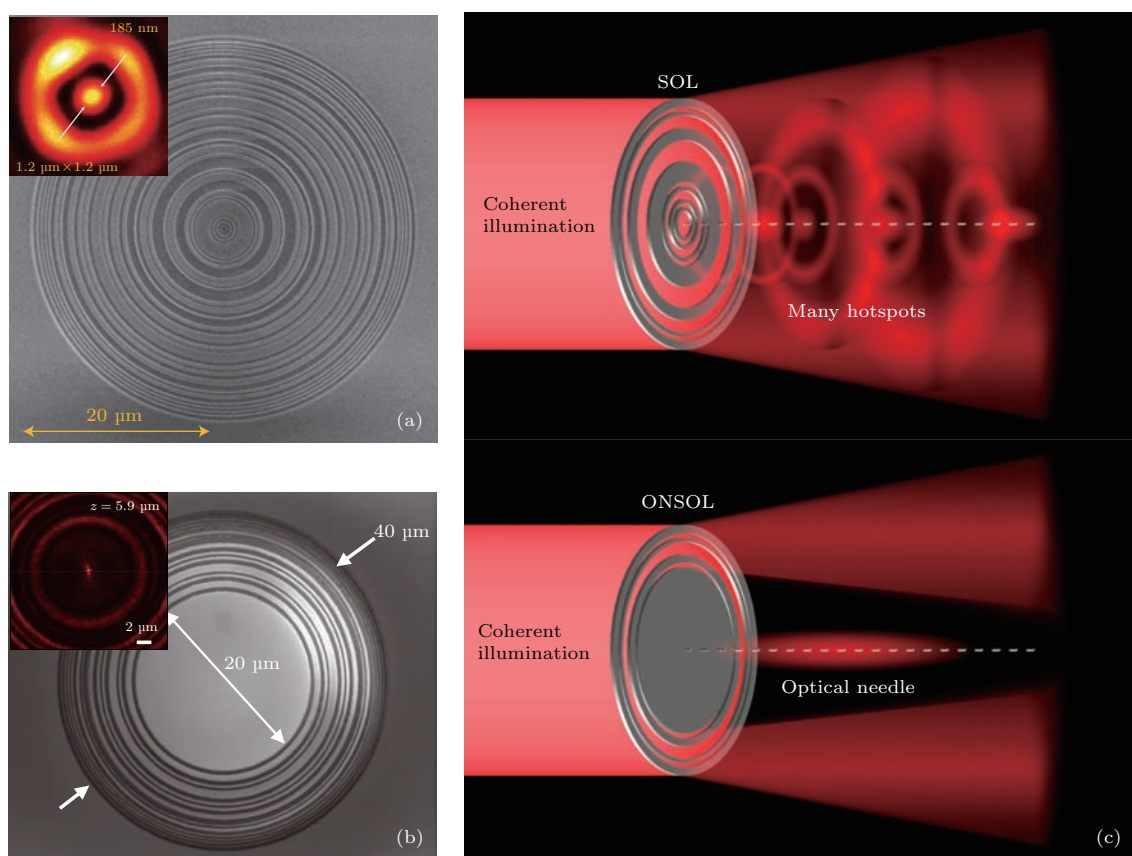


图4 (网刊彩色) 环形结构与超振荡聚焦 (a) SOL结构及其聚焦结果; (b) ONSOL结构及其聚焦结果; (c) SOL和ONSOL不同的聚焦结果

Fig. 4. (color online) Annular structure and super-oscillation focusing: (a) The structure of SOL and the result of focusing; (b) the structure of ONSOL and the result of focusing; (c) different results of focusing between SOL and ONSOL.

2012年, Zheludev 研究组^[29]利用超振荡原理及算法优化获得结构参数, 在100 nm厚的铝膜上加工出若干同心圆环. 实验发现在640 nm波长光源照射下, 该二元振幅掩模板, 即超振荡透镜(super-oscillatory lens, SOL), 在距其10.3 μm (16.1 λ)处产生了185 nm (0.29 λ)的焦点, 如图4(a)所示. 能够区分两个相距仅105 nm的微孔表明基于SOL的显微系统的分辨率达到了 $\lambda/6$. 文献^[29]指出, 以中心光斑强度的减小为代价, 该结构的亚波长聚焦能力在理论上并无限制. 在对中心亮斑强度要求不高的场合, 这种代价是可以接受的. 但超振荡原理决定了中心亮斑周围不可避免地会有较大强度的边带^[21]. 若边带的存在使得视场变窄, 聚焦成像质量会受到严重影响. 因此在实际应用中, 一般希望边带尽可能被消除或是远离中心亮斑.

随后出现的与SOL类似的结构ONSOL (optical needle SOL)^[67,68]在光源照射下, 透镜另一侧能产生针状纵向聚焦带, 并且附近无明显的边带存在, 如图4(b)及图4(c)所示. SOL和ONSOL在结构与聚焦上的区别, 见图4.

从图4(a)中可明显看出, SOL结构聚焦时中心亮斑附近存在较大强度的边带. 对比图4(a)

和图4(b)可知, ONSOL与SOL在结构上的不同在于前者中心较大半径内均为不透光区域. 而由ONSOL聚焦形成的中心光斑周围并无明显边带. 由图4(c)可以看出, ONSOL形成了光针状聚焦带. 文献^[69]介绍了ONSOL在热辅助磁写入(heat-assisted magnetic recording, HAMR)技术上的应用.

Huang等^[70]将边带外推使其对中心亮斑的影响减小. 经改进的超透镜在远场获得0.34 λ 聚焦光斑的同时, 视场达到了 $(-15\lambda, +15\lambda)$. 该设计方法在理论上可对中心亮斑半峰全宽和视场宽度进行预设, 并使获得合适透镜结构参数的过程转化为矩阵的运算而省去了复杂的算法优化.

在对透镜聚焦成像的理论分析中, 一般情况下标量衍射积分能够计算出较为精确的结果. 但如果考虑更为特殊的偏振光入射如径向偏振光, 且透镜数值孔径较大时, 采用标量近似则会产生较大的误差^[71,72,74]. 目前已有矢量衍射积分理论在各偏振光束的处理上获得较好结果^[71-74].

目前报道的几种环状掩模板聚焦性能, 可归纳见表1.

表1 基于超振荡原理的环状结构透镜的聚焦性能
Table 1. Focusing ability of lens with annular structure based on super-oscillation.

| 光源波长/nm | 结构 | 半径/ μm | 聚焦长度/ μm | 数值孔径 (NA) | 衍射极限/nm | FWHM | η | DOF |
|-------------|--------------------------|-----------------------|--------------------------|-----------|----------------------|----------------|--------|--------------|
| 640(线偏振) | SOL ^[29] | 20(31 λ) | 10.3(16.1 λ) | 1.24(油浸) | 258(0.40 λ) | 0.29 λ | 0.72 | / |
| 640(线偏振) | ONSOL ^[67] | 20(31 λ) | 5.9(9.2 λ) | 0.96 | 333(0.52 λ) | 0.42 λ | 0.81 | 11 λ |
| /(非偏振光) | SOL(相位型) ^[70] | /(61 λ) | /(20 λ) | 0.95 | /(0.53 λ) | 0.34 λ | 0.64 | / |
| 632.8(径向偏振) | SOL ^[71] | 29.7(47 λ) | 10.32(16.3 λ) | 0.94 | 337(0.54 λ) | 0.39 λ | 0.73 | / |
| 532(径向偏振) | SOL ^[72] | 500(940 λ) | 184.86(347.5 λ) | 1.42(油浸) | 187(0.35 λ) | 0.25 λ | 0.71 | / |
| 405(圆偏振) | ONSOL ^[75] | 20(49 λ) | 10(24.7 λ) | 0.89 | 228(0.56 λ) | 0.45 λ | 0.80 | 15 λ |
| 633(方位偏振) | ONSOL ^[76] | 488.6(772 λ) | 150(237 λ) | 0.96 | 330(0.52 λ) | 0.42 λ | 0.81 | 12 λ |

注: DOF: depth of focus, 聚焦深度, 也即光针长度. “/”代表文献中未提及.

从表1可以看出, 基于超振荡原理的透镜较易解决传统透镜难以克服的衍射极限问题. 另一方面, 与近场成像技术相比, 其工作距离有很大提升. 此外, 超振荡透镜对各偏振光束的入射也具有适用性. 文献^[74]在理论上计算了SOL对径向偏振光束和圆偏振光束的聚焦能力, 结果显示径向偏振较圆偏振能形成更小的聚焦光斑. 这种差

异也能从透镜^[71,72,75]的比较中看出. 与SOL相比, ONSOL较好地解决了边带的问题. 但由于不透明区域增大, 其产生的聚焦光斑强度会有所下降. 另外, ONSOL结构的聚焦质量在同等情况下较SOL也有所下降^[29,67]. 油浸微结构透镜数值孔径较大, 但其聚焦成像性能不一定占优势^[29,72]. 由表1中文献^[29, 72]与^[70]参数对比可知, 油浸微结构透

镜数值孔径 NA 较大, 虽使亮斑 FWHM 减小, 但二者的乘积较大, 从而使 $\eta = \lambda_{\text{FWHM}} \cdot NA / 0.5\lambda$ 较大, 最终导致其聚焦成像性能降低.

在光学聚焦中, 更大的透镜尺寸(如文献[72, 76]中透镜直径约 1 mm)虽意味着更远的工作距离和更小的聚焦光斑, 但不利于制造与集成. 另外, 类似 SOL 这种设计的掩模板对制造工艺要求极高. 由于超振荡是光束间的精妙叠加, 因此加工上的少许偏差就可能对器件质量造成严重影响.

3.3 超振荡阵列天线

超方向天线是指方向性系数远大于相同尺寸参考天线的天线. 超方向可在不改变天线尺寸情况下实现天线主瓣的任意压缩, 即突破角衍射极限[26, 77, 78]. 一个很自然的问题是, 超方向能突破空间衍射极限吗? 答案是否定的. 虽然超方向天线频谱中包含倏逝波频率, 但对远场聚焦成像并无影响, 可看成是超方向天线设计过程中的“副产物”[78]. 由于超方向和超振荡是发生在空间频率域和空间域中的对称现象[79], 如图 5 所示, 因此可从超方向过渡到超振荡以解决光学亚波长聚焦问题. 超方向天线中, 关键是确定适当的阵列因子以获得超振荡频谱, 但常会有不可控的、高幅值的倏逝波

频率产生, 如图 5(b) 所示. 而在超振荡中则需确定对应的频谱以产生恰当的波形, 但伴随有较大幅值边带的产生, 如图 5(a) 所示. 由图 5 超方向和超振荡的比较, 可明显看出两种现象存在对称性.

2010 年, Alex 等[77]将超方向和超振荡相联系, 给出了产生超振荡聚焦光斑的理论方法. 该方法基于 Schelkunoff[26]提出的阵列天线理论, 并最终确定满足条件的激励源. 他们设计的超振荡阵列天线可在 5λ 之外产生 0.37λ 的聚焦光斑. 2011 年, Alex[78]在该基础上进行的实验表明, 该设计在波导环境下可产生 0.45λ 的光斑. 不可避免地, 光斑附近出现了较大强度的边带. 已有基于线激励源的闭合腔设计[80], 在一定程度上解决了边带问题, 获得较好的数值模拟结果. 上述结果[77, 78]均是在微波段(3 GHz)实现的, 目前还未见超振荡阵列天线在光波段实现亚波长量级聚焦成像的实验报道. 以超振荡阵列天线理论[77, 78]为基础, 又有通过构造具有超振荡特征的点扩展函数并利用空间光调制器(spatial light modulator, SLM)滤波实现超分辨的光超显微镜(optical super-microscope, OSM)[81], 以及通过图像重构来提高分辨率的超振荡滤波器(super-oscillatory filter, SOF)等[82]设计出现.

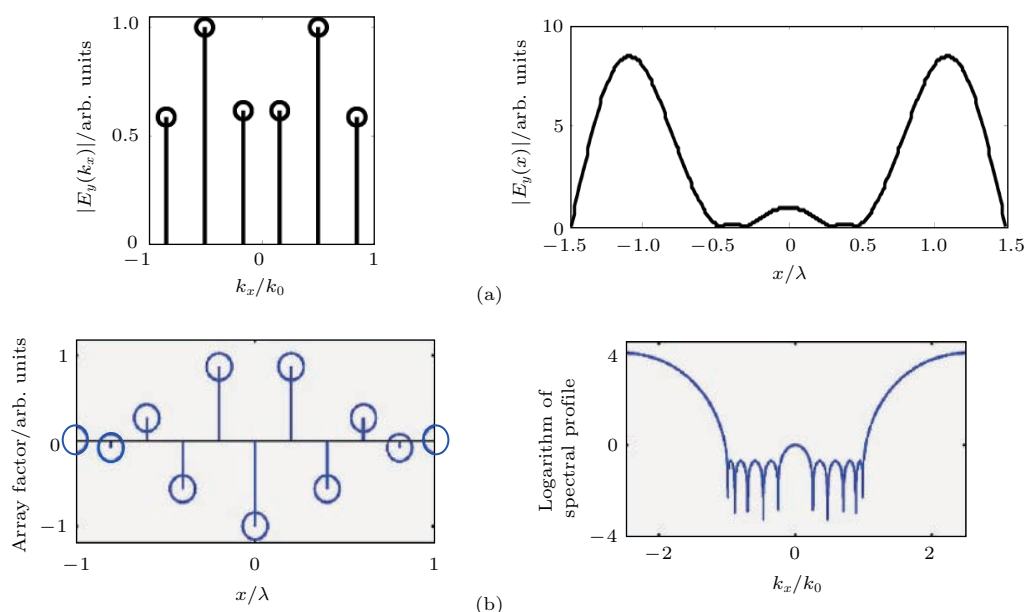


图 5 超振荡与超方向 (a) 超振荡. 左为空间频谱, 右为其对应的超振荡波形(空间域); (b) 超方向. 左为阵列因子, 右为其对应的超振荡频谱(空间频域)

Fig. 5. Superoscillation and superdirection: (a) Superoscillation. Left: spectral profile. Right: corresponding superoscillatory waveform (spatial domain); (b) superdirection. Left: array factors for the antenna arrays. Right: corresponding superoscillatory spectral profile (spatial frequency domain).

3.4 其 他

由SLM精确控制空间中电场的振幅或相位分布来控制光束传播,任意压缩的聚焦光斑则可简单地通过对SLM进行编码来实现.上述OSM^[81]也是利用这种思路,而光学系统本征函数^[83–86]恰好可解决如何获取合适的光场分布的问题,这种方法不仅可实现亚波长聚焦,更为重要的是,传统物镜的采用使得工作距离不再像SOL等器件那样受到限制.但光学系统复杂性的提高使得系统偏差难以完全消除,亦不利于集成.

Roy等^[87]利用平面超材料在远场产生了 0.2λ 的聚焦光斑,其原理是利用超原子(meta-atoms)构成的谐振环对振幅和相位进行调控.实现连续振幅或相位调制的双层金属孔阵列^[88]、狭缝阵列^[89]在远场获得亚波长聚焦光斑的同时,其边带强度也很好地被抑制,视场宽度得以提高.但连续调控增加了额外的自由度数目,因此在器件制造加工方面仍有不小挑战.最近出现了结合二元振幅和相位调控的掩模板^[90]实现远场超分辨聚焦的报道,但其结构复杂性增加.

理论和实验证明无衍射光束的利用可使超振荡特征不受衍射效应的影响而延伸至更远的距离^[91,92].

4 不 足

尽管利用超振荡原理能够获得衍射极限下的聚焦光斑和分辨率,但依然存在着一些问题需要解决.

1) 利用超振荡聚焦时,总是需要在聚焦光斑大小及其强度、边带强度和视场大小间作出权衡.由于超振荡原理的限制,获得较小光斑的同时总是伴随着边带强度的增加.模拟结果^[39]表明在考虑边带影响和视场大小的情况下,SOL的最佳分辨率仅能达到 0.15λ .虽然已有实验报道^[67,68]在一定程度上减小或消除了边带的影响,但能量损失又是一项难题.所以边带问题的彻底解决尚需进一步研究.

2) 目前基于超振荡原理的透镜聚焦长度大多为 $5.9\text{--}12.5\ \mu\text{m}$ ^[29,56,67,71,75],对点光源成像时像距仅在 $10\ \mu\text{m}$ ^[59,68]左右.ONSOL可以产生纵向的聚焦光针,因此聚焦深度也成为衡量其聚焦性能的标准.目前报道的超振荡透镜最大聚焦深度为

15λ ^[75].如何获得更为优异的聚焦成像性能还需进一步研究.

3) 准周期孔阵列^[56,57,59]、环状掩模板^[29,67–69,73,75,76]、振幅/相位调控的孔阵列^[88]、狭缝阵列^[89,90]均采用了金属层,金属对光波固有的吸收作用限制了这些器件结构的广泛应用.因此,在器件材料的选择上仍需进一步探索.

5 结 论

超振荡作为一种远场聚焦成像技术理论,其亚波长聚焦能力仅源于传播波的精确叠加,因而该原理和相关应用受到了广泛关注和大量研究.利用超振荡目前已能实现 $\lambda/6$ 的空间分辨率.实际应用中,以下指标极为重要:1)中心亮斑FWHM及其与器件 NA 的乘积,乘积越小,突破衍射极限的能力越强;2)中心亮斑和边带的强度之比,高对比度能有效增大视场,体现其实用性;3)器件的聚焦长度和聚焦深度,体现器件聚焦性能的优越性(成像时还需考虑物距及像距).满足这三个条件的前提下提高聚焦能量,以适应某些对能量要求较高的场合.如何妥善解决这些问题还有待进一步研究.

参考文献

- [1] Abbe E 1873 *Archiv Für Mikroskopische Anatomie* **9** 413
- [2] Rayleigh L 1903 *Journal of the Royal Microscopical Society* **23** 447
- [3] Pohl D W, Denk W, Lanz M 1984 *Appl. Phys. Lett.* **44** 651
- [4] Betzig E, Lewis A, Harootunian A, Isaacson M, Kratschmer, E 1986 *Biophys. J.* **49** 269
- [5] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [6] Smolyaninov I I, Hung Y J, Davis C C 2007 *Science* **315** 1699
- [7] Grbic A, Eleftheriades G V 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 117403
- [8] Liu Z, Lee H, Xiong Y, Sun C, Zhang X 2007 *Science* **315** 1686
- [9] Rust M J, Bates M, Zhuang X 2006 *Nat. Methods* **3** 793
- [10] Hell S W, Wichmann J 1994 *Opt. Lett.* **19** 780
- [11] Betzig E, Patterson G H, Sougrat R, Lindwasser O W, Olenych S, Bonifacino J S, Davidson M W, Lippincott S J, Hess H F 2006 *Science* **313** 1642
- [12] Denk W, Strickler J H, Webb W W 1990 *Science* **248** 73
- [13] Stöckle R M, Suh Y D, Deckert V, Zenobi R 2000 *Chem. Phys. Lett.* **318** 131

- [14] Nie S, Emory S R 1997 *Science* **275** 1102
- [15] Berry M V, Popescu S 2006 *J. Phys. A-Math. Gen.* **39** 6965
- [16] Aharonov Y, Albert D Z, Vaidman L 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1351
- [17] Aharonov Y, Anandan J, Popescu S, Vaidman L 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2965
- [18] Kempf A 2000 *J. Math. Phys.* **41** 2360
- [19] Kempf A, Ferreira P J S G 2004 *J. Phys. A-Math. Gen.* **37** 12067
- [20] Calder M S, Kempf A 2005 *J. Math. Phys.* **46** 012101
- [21] Ferreira P J S G, Kempf A 2006 *IEEE Trans. Signal Process.* **54** 3732
- [22] Ferreira P J S G, Kempf A 2002 *11th European Signal Processing Conference Toulouse*, September 3–6, 2002 p1
- [23] Landau H J, Pollak H O 1961 *Bell System Technical Journal* **40** 65
- [24] Zheludev N I 2008 *Nat. Mater.* **7** 420
- [25] Huang F M, Zheludev N I 2009 *Nano Lett.* **9** 1249
- [26] Schelkunoff S A 1943 *Bell System Technical Journal* **22** 80
- [27] Di Francia G T 1952 *Il Nuovo Cimento* **9** 426
- [28] Di Francia G T 1956 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **4** 473
- [29] Rogers E T F, Lindberg J, Roy T, Savo S, Chad J E, Dennis M R, Zheludev N I 2012 *Nat. Mater.* **11** 432
- [30] Bucklew J A, Saleh B E A 1985 *J. Opt. Soc. Am. A* **2** 1233
- [31] Berry M V 1994 *Quantum Coherence and Reality in Celebration of the 60th Birthday of Yakir Aharonov* (Singapore: World Scientific) pp55–65
- [32] Berry M V 1994 *J. Phys. A-Math. Gen.* **27** L391
- [33] Lindberg J 2012 *J. Opt.* **14** 083001
- [34] Aharonov Y, Colombo F, Sabadini I, Struppa D C, Tolkaksen J 2011 *J. Phys. A-Math. Theor.* **44** 365304
- [35] Dennis M R, Hamilton A C, Courtial J 2008 *Opt. Lett.* **33** 2976
- [36] Berry M V, Dennis M R 2009 *J. Phys. A-Math. Theor.* **42** 022003
- [37] Qiao W 1996 *J. Phys. A-Math. Gen.* **29** 2257
- [38] Ferreira P J S G 2014 *New Perspectives on Approximation and Sampling Theory* (Berlin: Springer-Verlag) pp247–268
- [39] Rogers E T F, Zheludev N I 2013 *J. Opt.* **15** 094008
- [40] Shechtman D, Blech I, Gratias D, Cahn J W 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1951
- [41] Feng Z, Zhang X, Wang Y, Li Z Y, Cheng B, Zhang D Z 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 247402
- [42] Zhang X, Li Z Y, Cheng B, Zhang D Z 2007 *Opt. Express* **15** 1292
- [43] Gennaro E D, Morello D, Miletto C, Savo S, Andreone A, Castaldi G, Galdi V, Pierro V 2008 *Photonic. Nanos-struct. Fund. Appl.* **6** 60
- [44] Ren K, Ren X B 2009 *Acta Opt. Sin.* (in Chinese) **29** 2317 (in Chinese) [任坤, 任晓斌 2009 光学学报 **29** 2317]
- [45] Ren K, Ren X B 2011 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **54** 10501
- [46] Liu J J, Fan Z G 2014 *Opt. Eng.* **53** 077101
- [47] Ren K, Ren X B, Li Z Y, Zhang D Z 2008 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **42** 281
- [48] Liu J J, Liu E X, Zhang T H, Fang Z G 2015 *Solid State Commun.* **201** 68
- [49] Gennaro E D, Miletto C, Savo S, Andreone A, Morello D, Galdi V, Castaldi G, Pierro V 2008 *Phys. Rev. B* **77** 193104
- [50] Liu J J, Liu E X, Fan Z G 2015 *J. Mod. Opt.* **63** 692
- [51] Liu J J, Fan Z G, Hu H L, Yang M H, Guan C Y, Yuan L B, Guo H, Zhang X 2012 *Opt. Lett.* **37** 1730
- [52] Liu J J, Zuo B J, Chen S Q, Hu H L, Xiao H S, Zhang W, Fang Z G, Guo H, Zhang X 2012 *Opt. Eng.* **51** 074005
- [53] Liu J J, Hu H L, Zhang W, Fang Z G 2014 *Photonic. Nanostruct. Fun. Appl.* **12** 138
- [54] Liu J J, Liu E X, Fan Z G, Zhang X 2015 *Appl. Phys. Express* **8** 112003
- [55] Liu J J, Tan W, Liu E X, Hu H L, Fan Z G, Zhang T H, Zhang X 2016 *J. Opt. Soc. Am. A* **33** 978
- [56] Huang F M, Zheludev N I, Chen Y, de Abajo F J G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 091119
- [57] Huang F M, Chen Y, de Abajo F J G, Zheludev N I 2007 *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.* **9** S285
- [58] Paturski K 1989 *Prog. Opt.* **27** 1
- [59] Huang F M, Kao T S, Fedotov V A, Chen Y, Zheludev N I 2008 *Nano Lett.* **8** 2469
- [60] Schmid H, Biebuyck H, Michel B, Martin O J F 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 2379
- [61] Cox I J 1984 *Appl. Opt.* **23** 3260
- [62] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [63] Przybilla F, Genet C, Ebbesen T W 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 121115
- [64] Wang X, Fu J, Liu X, Tong L M 2009 *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 1827
- [65] Wang T T, Wang X, Kuang C F, Hao X, Liu X 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 231105
- [66] Liu Z, Steele J M, Srituravanich W, Pikus Y, Sun C, Zhang X 2005 *Nano Lett.* **5** 1726
- [67] Rogers E T F, Savo S, Lindberg J, Roy T, Dennis M R, Zheludev N I 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 031108
- [68] Roy T, Rogers E T F, Yuan G, Zheludev N I 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231109
- [69] Yuan G, Rogers E T F, Roy T, Shen Z, Zheludev N I 2014 *Opt. Express* **22** 6428
- [70] Huang K, Ye H, Teng J, Yeo S P, Luk'Yanchuk B 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 152
- [71] Ye H, Qiu C W, Huang K, Teng J, Luk'Yanchuk B 2013 *Laser Phys. Lett.* **10** 065004
- [72] Liu T, Tan J, Liu J, Wang H T 2013 *Opt. Express* **21** 15090
- [73] Liu T, Shen T, Yang S M, Jiang Z D 2015 *J. Opt.* **17** 035610
- [74] Chen Z, Zhang Y, Xiao M 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 1731
- [75] Yuan G, Rogers E T F, Roy T, Adamo G, Shen Z, Zheludev N I 2014 *Sci. Rep.* **4** 6333

- [76] Qin F, Huang K, Wu J, Jiao J, Luo X, Qiu C, Hong M 2015 *Sci. Rep.* **5** 9977
- [77] Wong A M H, Eleftheriades G V 2010 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **9** 315
- [78] Wong A M H, Eleftheriades G V 2011 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **59** 4766
- [79] Wong A M H, Eleftheriades G V 2014 *The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014)* The Hague, April 6-11, 2014 p1340
- [80] Wong A M H, Eleftheriades G V 2015 *Sci. Rep.* **5** 8449
- [81] Wong A M H, Eleftheriades G V 2013 *Sci. Rep.* **3** 1715
- [82] Amineh R K, Eleftheriades G V 2013 *Opt. Express* **21** 8142
- [83] Mazilu M, Baumgartl J, Kosmeier S, Dholakia K 2011 *Opt. Express* **19** 933
- [84] Baumgartl J, Kosmeier S, Mazilu M, Rogers E T F, Zheludev N I, Dholakia K 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 181109
- [85] Kosmeier S, Mazilu M, Baumgartl J, Dholakia K 2011 *J. Opt.* **13** 105707
- [86] Piché K, Leach J, Johnson A S, Salvail J Z, Kolobov M I, Boyd R W 2012 *Opt. Express* **20** 26424
- [87] Roy T, Rogers E T F, Zheludev N I 2013 *Opt. Express* **21** 7577
- [88] He Y, Wen Z, Chen L, Li Y, Ning Y, Chen G 2014 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **26** 1801
- [89] Chen G, Li Y, Wang X, Wen Z, Lin F, Dai L, Chen L, He Y, Liu S 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 335
- [90] Chen G, Zhang K, Yu A, Wang X, Zhang Z, Li Y, Wen Z, Li C, Dai L, Jiang S, Lin F 2016 *Opt. Express* **24** 11002
- [91] Makris K G, Psaltis D 2011 *Opt. Lett.* **36** 4335
- [92] Greenfield E, Schley R, Hurwitz I, Nemirovsky J, Makris K G, Segev M 2013 *Opt. Express* **21** 13425

REVIEW

Progress in far-field focusing and imaging with super-oscillation^{*}

Jiang Zhong-Jun¹⁾ Liu Jian-Jun^{1)2)†}

1) (*Laboratory for Micro-/Nano- Optoelectronic Devices of the Ministry of Education, School of Physics and Electronics, Hunan University, Changsha 410082, China*)

2) (*Institute for Lasers, Photonics and Biophotonics, State University of New York at Buffalo, Buffalo, New York 14260, USA*)

(Received 23 May 2016; revised manuscript received 4 September 2016)

Abstract

Superoscillation is known as a counter-intuitive property of a band-limited function that oscillates faster than its highest Fourier component in a prescribed interval. Based on superoscillation, micro/nano optical devices, breaking through the diffraction limit in the far-field independent of evanescent waves, have potential applications, including super-resolution, nano-photolithography, high-density optical storage, etc. In this paper, superoscillation is introduced simply, and several optical superoscillatory designs with focusing and imaging abilities are summarized primarily, and some defects and future research emphases in these designs are pointed out.

Keywords: super-oscillation, subwavelength, focusing, super-resolution

PACS: 42.40.My, 42.79.-e, 42.30.Kq, 42.30.-d

DOI: 10.7498/aps.65.234203

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61405058).

[†] Corresponding author. E-mail: jianjun.liu@hnu.edu.cn