第 7 卷　第 1 期
2014 年 2 月

中国光学
Chinese Optics

Vol. 7　No. 1
Feb. 2014

文章编号　2095-1531(2014)01-0001-25

散射介质超衍射极限技术研究进展

杨　虹,黄远辉,龚昌妹,吴腾飞,邵晓鹏*
(西安电子科技大学 技术物理学院,陕西 西安 710071)

摘要:综述了已有散射介质超衍射极限聚焦和成像技术的研究现状及进展。首先介绍了这一领域的研究背景及意义,以及已有超衍射极限成像技术的发展现状;然后给出了应用于超衍射极限成像的散射介质定义;其次分析了时间反演技术在声学、微波领域聚焦上的应用,介绍了时间反演法在光学领域超衍射极限聚焦应用中的实现方法,总结了散射介质加入到光学系统中的作用,分析了利用反馈控制调节和光学相位共轭方法进行散射介质超衍射极限聚焦方法的特点;讨论了基于空域和空频域传输矩阵测量的散射介质宽场成像方法及在该目的下的散射介质制备方法;最后给出了散射介质光学超衍射极限成像技术研究前景及展望。

关　键　词:散射介质;超衍射极限;时间反演;光学相位共轭;显微成像

中图分类号:O436.1　　**文献标识码**:A　　doi:10.3788/CO.20140701.0001

Advances on techniques of breaking diffraction limitation using scattering medium

YANG Hong, HUANG Yuan-hui, GONG Chang-mei, WU Teng-fei, SHAO Xiao-peng*
(*School of Technical Physics*, *Xidian University*, *Xi'an* 710071, *China*)
* *Corresponding author*, *E-mail*: *xpshao@xidian.edu.cn*

Abstract: This paper provides the state-of-art review to the research works in diffraction-limit breaking focusing and imaging. Firstly, the research background and significance of the research in this field are given, and the well-developed super-resolution methods and the definition of scattering media towards diffraction-limit breaking imaging are also introduced. Secondly, the time reversal technique utilizing the scattering property in acoustics and electromagnetics for signal compressing and focusing are specified. The realization method of time reversal in domain of optics is presented. As a foundation for better understanding, the advantages brought about by inserting a plate of scattering media into certain optical imaging system are further elaborated. Thirdly, this review analyzes the serial feedback controlling method, optical phase conjugation and the transmission measurement based on phase conjugation for finest focusing. The groundbreaking transmission matrix measurement in both spatial and spatial frequent domain is introduced, which is followed by the preparation of scattering media aiming at the far-field and wide-field diffraction-limit breaking imaging using trans-

收稿日期:2013-10-21;**修订日期**:2013-12-17
基金项目:陕西省留学人员科技活动项目择优资助项目(No. 68DP1204);优秀留学归国人员创新基金资助项目(No. 6450051101)

mission matrix method. Finally, the advances and prospect on techniques of breaking diffraction limication using scattering medium are preposed.

Key words: scattering medium; diffraction-limit breaking; time reversal; phase conjugation; microscope image

1 引 言

人类对宏观和微观世界的探索和好奇从未停止,而在极大、极小两个维度的认识也随着光学观测手段的进步而进步,每次量级上的提升都伴随着后期科学技术的进步和革命。

在宏观维度上,天文望远镜的出现使人类对太空的认识更为接近真实自然,哈勃太空望远镜又使我们更加清晰地看到了浩渺太空的细节,对地卫星观测使我们得到了对人类所生活的世界更为宏观的认识;在微观维度上,从最早的跳蚤镜里人类进入了昆虫世界,从列文虎克的显微镜里人类开创了细菌微生物学。直到18世纪70年代,德国物理学家Ernst Abbe发现由于光线具有波动性,经过任何光学系统均会发生衍射现象,因此光线不能聚焦得到无限小的焦点,并定义了这一物理极限[1]。此时由于受到光学衍射极限的物理限制,光学显微镜的放大倍率虽然在理论上可达到2 000倍,但是想看到生物细胞内部,必须克服光学衍射极限的限制,使显微镜的观测分辨率有质的飞跃。为提升可见光学显微镜的分辨率,科学家们尝试了改进透镜材料的折射率、缩短光波的波长,从可见光到紫外,再到X光等,来提升显微镜的成像分辨率。但是这种提升成像分辨率的方法仍然不能使人类的视野中出现细胞内部的结构,无法进入细胞生物学的领域,以更好地研究生命现象。

直到1924年德布罗意博士论文的发表,人们才意识到突破光学衍射极限在理论上是可行,因为可以利用电子束物质波波长远远小于光波波长(只有光波长的十万分之一)的特点进行超衍射极限显微成像,这一理论直接促成了1931年电子显微镜的出现。1945年生物学家第一次在电子显微镜下看到了细胞内部的结构,细胞学得以诞生。电子显微镜从此被广泛应用于医学、材料等领域的研究。而后扫描电子显微镜使人们可以观测到细胞表面的几何形状,最新的扫描隧道显微镜(或称扫描探针显微镜)和原子力显微镜等更是达到了原子级别的观测和操控,更甚者,比如最新利用原子力显微镜对吸附在石墨烯或金属表面分子的观察,使分子化学键[2-3]不再是只存在于教科书的原理,而是在图片中可以看得见的物理存在。

随着纳米技术和生物医学技术的发展,人们迫切地希望能从分子甚至原子的尺度了解材料和生命过程的微观结构,因此对成像系统分辨率的要求也越来越高。由于受光学衍射极限的限制,普通光学显微镜的分辨率无法突破200 nm的衍射极限,无法满足日益迫切的生物亚细胞结构和材料分子结构的观测需求。另一方面,尽管电子显微镜获得了纳米级的分辨率,但电子显微镜在观测时,需要在样本表面镀导电膜以增加导电性,并在上千伏的高压下经过电子束的轰击后成像,想实现活体样本观察并不现实。因此,虽然电子显微镜等可以达到亚纳米的分辨率,但是其仍旧无法实现无损伤观测和对活细胞生命活动进行观测,限制了其在生物领域的应用。而在这一方面,光学手段在活体观测上就具有天生的优势,因此如何利用远场光学方法突破传统光学显微镜的分辨率极限,实现亚波长显微成像,成为光学显微成像技术的一个重要挑战,并具有重要的意义。

中国科学院上海光学精密机械研究所于2011年10月19日至20日承办的第188次东方科技论坛——“突破光学衍射极限的机制及应用”学术研讨会上,中国科学院院士干福熹在题为《突破光学衍射极限,发展纳米光学和光子学》的主题报告中讲到:“纳米光学和光子学器件的最小特征尺寸和加工分辨率,都受限于光的衍射极限。因此,只有突破光的衍射极限,才能进一步发展纳米光学和光子学。”而2009年,美国光学学会也提出,超分辨技术将是21世纪光学发展的重大突破点,需要发展分辨率达1/10~1/20波长的新方法、新原理和新技术。

基于以上考虑,本文将探讨利用随机散射介质对入射光波的散射作用进行光学超衍射极限成像的机理及目前发展概况。理论上,该成像技术不仅可以用于生物医学成像,也可用于对分辨率要求严格的微加工(如光刻)、纳米材料表面性状分析等。同时,利用入射光相位波前编码进行调焦,可穿透样本组织观测样品内部,即可实现样本非侵入式活体实时观测,这对活体生物细胞内部分子运动观察具有重要意义。

2　超衍射极限显微成像研究现状

超衍射极限成像技术在本文中与超分辨率成像技术具有相同意义,均指物理学上提升光学系统成像最小可分辨能力至阿贝极限以下的技术方法。目前,在这一问题上,国内外科研人员已经开发出多种超分辨技术,各项技术在不同程度上满足了现有微观观测应用的需要,但却都存在不同程度的局限性,因此突破衍射极限的光学机制及超分辨应用的拓展尚需进一步深入研究。基于已发表的文献分析,近年来对超越衍射极限的光学成像方法的探索主要围绕近场和远场超衍射极限成像方法展开。

近场显微成像方法主要研究物体表面数个波长范围内的倏逝波光场和物体表面等离子体的分布,利用倏逝波和表面等离子体携带有物体表面最精细结构信息的原理,通过对表面倏逝波和等离子体的探测,实现样品表面结构的超衍射极限成像。目前近场显微成像技术主要包括采用纳米探针(原子力显微镜)[4]、表面等离子激发[5]以及负折射率材料制备的完美透镜[6-7]等对倏逝波进行探测。最为典型的近场光学扫描显微成像(Near-Field Scanning Optics Microscopy, NSOM)方法的分辨率不受瑞利判据的限制,对于芯片制造、光刻、大容量光存储等需要获得物体表面形状信息的应用具有非常重要的意义。但是以近场光学扫描显微成像系统为例,其中的扫描探针易损坏,且扫描过程的控制较复杂;表面等离子体、负折射率等超级材料和远场完美透镜的制备条件亦很难满足应用需求,制备工艺极其复杂。最重要的,在近场获得待测物品的表面信息类似于管中窥豹,扫描方法也非常地耗时,因此要实现宽场显微成像还需要走很长的路。

基于上述近场显微成像原理及其适用范围的考虑,远场显微成像方法被许多科研工作者认为是满足宽场成像需求最直观的解决方案。自从远场方法被证明也可以得到样品,尤其是存在散射情况下的样品内部信息后,远场超衍射极限显微成像技术更是被赋予了新的生命。该远场超衍射极限显微成像技术大多利用蛋白质荧光分子作为探针标记所感兴趣的生物组织,通过探测蛋白质荧光分子受入射激光激发后发出的荧光信号分布获取待测样品的空间位置信息,从而达到超衍射极限的目的,具有非接触、可探测样品内部荧光分子分布的优点。目前主要实现方式包括受激发射损耗显微技术(Stimulated Emission Depletion, STED)[8-10]、随机光学重建显微技术(Stochastic Optical Reconstruction Microscopy, STORM)[11-12]、光敏定位显微技术(Photoactivated Localization Microscopy, PALM)[13-14]和饱和结构光照明显微技术(Saturated Structured Illumination Microscopy, SSIM)[15]等,他们的成像分辨率目前可达 20 ~ 50 nm,极限条件下甚至可达 5.8 nm。

STED 超分辨率显微成像技术的成像分辨率目前可达到 30 nm,由德国 Max-Planck Group 的研究生 Stefan Hell 在 1994 发明。该成像方法使用高能脉冲激光激发荧光分子团,使用 STED 环形

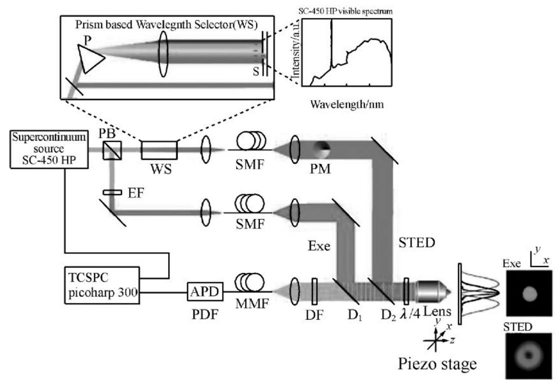


图 1　扫描 STED 超分辨率显微成像系统结构及原理图[9]

Fig. 1　Structural and principle diagram of STED super-resolution imaging system

光束抑制受激发光到一个比衍射极限小的范围内,最后经过分光棱镜对受激发光成像,以此得到扫描超衍射极限成像结果,其系统结构如图1所示。Stefan Hell 教授也凭借这一突破性成果得到了众多奖项并且成为 Max-Planck Group 生物物理化学研究所的所长。但是 STED 光路复杂,设备昂贵,对系统的稳定性要求很高。

美国哈佛大学的 Xiaowei Zhuang 教授于2006年研制的 STORM 显微成像技术采用光子可控开关荧光探针对密集染色的荧光分子进行定位,目前其分辨率可达20 nm,但还不能满足活体无损实时成像的需要。成像过程包括荧光分子激发、成像、去激发等步骤组成的多个周期,每一个周期内只激发一部分荧光分子探针,以求得到不受当前激发荧光分子周围分子的影响,使每一次激发的荧光分子在光学上是可分辨的。最后将多个周期得到的荧光分子位置信息进行图像重建,得到高分辨率的显微成像结果[11-12,16-18],如图2所示。

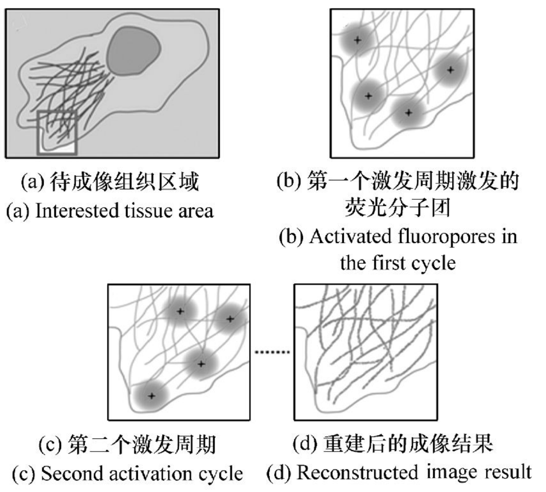


图2 STORM 光学显微系统的原理[16]

Fig. 2 Principle diagram of STORM optical microscopy[16]

PALM 技术同样利用光子可控开光荧光探针进行成像,其成像分辨率仅受限于单分子成像的定位精度,其分辨率可达25 nm,但单分子荧光信号十分微弱,需要高灵敏的探测器,且成像时间较长。

SSIM 技术则首次将非线性结构光学照明技术引入到传统荧光探针显微镜中,其基态被通过逆 RESOLFT 原理饱和激发而耗尽,这一跃迁过程所产生的荧光被面阵列探测器所捕获,得到的成像分辨率可达50 nm。但是,饱和激发会加剧荧光分子的光漂白,且高阶结构光的出现会增加计算的复杂性和所需的时间,难以对细胞组织内的快速生命活动进行成像。同样地,用荧光标记测试样本会对原有细胞组织结构有一定的损伤,且需精准控制激光光源的扫描、激光开关等,设备昂贵、维护成本高,成像过程耗时很长,无法实现实时成像,不利于活体拍摄。

综上,近场和远场显微成像方法需采用荧光分子标记或表面处理等技术处理待成像样本,对原有细胞组织结构有一定的损伤,且需精准控制激光光源的扫描、激光开关等,设备昂贵、维护成本高,有些方法成像过程耗时很长,不能获得表面形状信息只能得到荧光探针的位置信息。鉴于此,有必要实现一种结构相对简单的、对样品没有损伤即可达到亚波长尺度成像的宽场显微成像系统,在本文中称其为光学随机散射介质超衍射极限成像技术。

3 利用随机散射介质实现超衍射极限聚焦

3.1 散射现象概述与随机散射介质的定义

除吸收和色散以外,散射作为光波与物质相互作用的现象之一无处不在,根据散射后光波长变化与否分为弹性散射和非弹性散射[19]。其中非弹性散射只占总散射光强极小的一部分,主要包括康普顿散射、喇曼散射和布里渊散射等,占总散射光强绝大部分的是弹性散射,而根据散射微粒粒径与入射光波波长比值的大小,弹性散射又可以分为粒径远小于波长时(比如只有几分之一波长大小)发生的瑞利散射,微粒线度与入射光波波长相当或甚至大于入射光波波长时候的米氏散射。最后,还有一种因为分子热运动产生的粒子密度起伏而导致介质折射率非均匀性变化进而引起的分子散射,不在本文讨论范围内,故不作进一步讨论。

在成像光学技术发展的历史中,对光波传播的研究囿于几何光学中光线追击方法的局限

性[20],一直局限于在各向同性、均匀介质或弱散射介质中光波传播的研究,对强散射随机介质中光波传播的研究一直无法直接深入。因为在自由空间中,平面波可以自由地传播而不会引起其等相位面和光强的改变,也就是说,该平面波在自由空间中传播时其波矢的幅值(波数)与方向不发生改变,原因是自由空间中光波传播的特征模式就是平面波。而这一模型并不能解决实际成像应用中的一些关键问题,其中受影响最大的领域当属生物医疗成像及卫星遥感成像领域,它们均要求在存在强烈散射的情况下,进行穿透式非接触成像。比如卫星遥感成像需要采集从地面目标反射并经过大气层的光线,在大气层中由于大颗粒分子、尘埃等的存在,光线会发生散射;而在生物医疗成像领域,由于穿透式成像的需要,比如在非侵入式、非伤害检测时,需要对生物组织进行深度成像。但由于生物组织内部粒子的影响,如图 3 所示,散射导致成像质量随生物组织的厚度增加

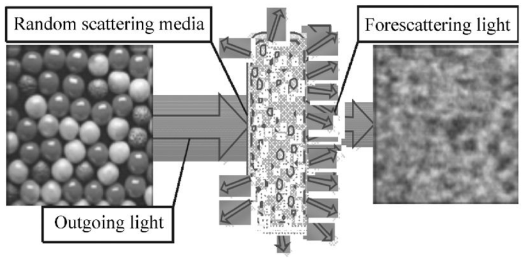


图 3　强散射对成像效果的影响

Fig. 3　Influence of strong scattering on imaging principle of STORM optical microscopy

而剧烈下降。这是因为当一平面波入射到一个强散射介质中,其输出的光场会因为多重散射而使随机性增强,如图 3 所示。可以看到,强散射介质中粒子对光波的传播产生的作用可以使其传播方向向任何可能的方向改变,对于可能在强散射情况下随机散射介质内部中出现的 Anderson 定域化现象[21-22],由于不在本文讨论范围内故不予讨论。当然,不同的入射光场经过同一随机散射介质后,其出射光场也会显示出不同的随机光斑样式,而且对于有损、折射率分布不均匀的介质出射光波矢的方向也会改变,即不仅出射光波光强会发生变化,其相位也会发生变化。这是因为光波传播通过某一介质时,该介质中的粒子构造的无序性会阻碍光波的传输,并改变光波的传播方向。在此,我们称在这样的介质中所发生的波的传播状态的改变为波的散射,具有上述无序粒子的介质即本文中所述的随机散射介质,不失一般性地,我们将散射粒子具体化为 ZnO 粒子,该粒子是白色的粉末,粒径一般在 20 ~ 100 nm。

在强散射随机介质中所伴随着的多重散射,且介质内部光线传播的平均自由程极短,导致入射到强散射随机介质中的光线在出射时失去了原有入射光场空间相对位置关系的特点,比如稳定相干光会被散射为随机化的相干光、偏振光被去偏为自然光、有序可理解的图像变得无序而不可理解,出射的图像因此变得紊乱随机。然而,虽然光波在强散射随机介质中的传播模型非常复杂,出射光场似乎不可理解,但其实该出射光场却并不是真正随机的,其空间散射粒子分布虽然是随机的,但却属于线性时不变系统。也就是说,一旦给定了随机散射介质,相同的输入光场总是可以得到相同的输出光场,而且入射光中携带的信息也不会因为散射的发生而丢失,只是变的杂乱了[23]。换句话说,强散射随机介质只是对弹道光携带的信息被介质内的散射体通过随机散射的办法进行了“编码”处理,如果能够得到散射介质的光学传播特性,那么散射后的光场能够得到正确的解码恢复,其中携带的信息也仍然能够重新获得。那么,理论上可以将强散射随机介质当成一个光学系统,如果已知其光学传播特性,完全可以将其当成一个“透镜”来使用,消除其对图像传输的影响,提高生物组织穿透性、光学层析显微成像的质量和遥感观测的图像质量。

但是,如果想要将随机散射介质当成一个光学元件来使用,则必须研究清楚其入射自由模和出射自由模之间的关系,即本文中所说的光学传输矩阵。本文的目标即是对于某一给定波长的入射光,模型化随机散射介质对波长光波的光学传输矩阵,验证其有效性并研究该模型的特点。

另一方面,在传统光学显微成像系统中,为了保证系统的成像质量和成像分辨率,还必须保持光学系统的清洁,任何由杂质引起的散射都会使显微成像的质量受到影响。在生物成像中,所用于成像的光学被称为弹道光,而不利于成像、会降

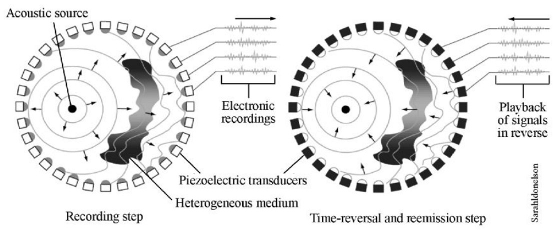
低图像质量的光线被称为散射光,光学系统的清洁实际上就是最大限度地限制散射光的存在;同时,在光学透镜的加工过程中,为了避免分辨率的降低或镜面变形引入的像差对图像质量的负面影响,也需要尽量减小透镜的加工误差。这些都是传统光学系统对光学器件的一般要求,这些要求也成就了像德国 Leika、Zeiss 等光学镜头制造厂商在商业领域的成功。

然而,这一直观并统治光学成像领域数百年的认识正被近几年所发表的研究成果所颠覆。这种对成像质量产生不利影响的光学散射现象却在超衍射极限成像的应用中起到了极大的作用,研究者将其当成一个光学器件,比如可以利用空间光调制器进行波前编码以得到任意偏振态的输出光[24-25];基于测得的随机散射介质向量化传输矩阵,也可以得到偏振态可调的输出[25],这是比波前编码更为简单的方法。如果将随机散射介质当做聚焦透镜,那么可以得到比传统光学透镜更好的聚焦效果,目前已经将这项技术扩展到了对复色入射光的聚焦应用中[26],下一步也许会往自然光调制聚焦方向发展。更为激动人心的是,ZnO 随机散射介质已被证明可以将物质表面的倏逝波散射为行波在远场中传播[27]。

因此,作为一门新兴的交叉学科,由于随机散射介质在物理世界中的普遍存在性,对复杂、强散射随机介质的研究在过去的几十年间成为学术界重点研究的领域,来自许多不同领域的研究人员和专家对其进行诸多研究,主要集中在固态物理、光学、声学、电磁学、电子通信和测震学等领域[28-32],这对于在复杂情况下的电磁波、声波传播研究,现有成像、无线电技术的进步都具有重要意义。于本文而言,随机散射介质将被应用于制作远场超衍射极限显微成像光学系统。

3.2 声波散射与时间反演

人们从来没有停止对散射现象的研究,而利用散射进行超衍射极限成像则首先起源于 20 世纪 90 年代。法国 ESPCI Paris Tech 工程师学校 Mathias Fink 教授所在研究小组发现,脉冲声波经过随机介质散射后经传感器接收,并将接收到的声波信号在时间上反演后,就地重新往回发射,该散射波可重新聚焦于波源,且信号在时间上得到将近 200 倍的压缩率、聚焦声波的强度亦得到了极大的增强,即此时声源处接收到的声波信号超越了声波的衍射极限[34-37],得到了前所未有的声波聚焦效果($\lambda/40$),其成像原理如图 4 所示。



(a) 声波通过非均匀介质并探测
(a) Acoustic wave transmitted through inhomogeneous media and detected

(b) 反演声波经过介质后聚焦于声源
(b) Time reversed acoustic wave and the resulting focal spot

图 4 声波时间反演原理示意图[33]

Fig. 4 Diagram of acoustic time reversal technique[33]

这种对声波进行聚焦传输的方法被 Mathias Fink 教授称为时间反演法,所采用的用以反演散射波信号的传感器被称为时间反演镜,最早被应用在声学信号传输、压缩与成像,之后被推广于电磁波领域。其理论依据如式(1)所示。对于式中波动方程的解来说,如果 $E(t)$ 是其中一个解,那么 $E(-t)$ 则是其另一个解。这就在理论上证明了时间反演技术的可行性。

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = 0 . \tag{1}$$

目前超声波时间反演技术已经被应用于临床肾结石检测[33],同时也被应用于与 PET、CT 等一起构成多模成像器械[38],以提升医学影像检测的成像分辨率和对比度。

时间反演使人们在研究随机介质特性时,在寻求随机介质传输函数、折射率分布、粒子分布密度等方法之外找到了一个规避这一难题的方法,将声波信号的传播和成像质量提高到了亚波长级别,使传输效率、能量利用率大大提高。它在超声波领域的应用成功,首先应该感谢声学传感技术的发展,因为压电材料能够同时直接接收到声波信号的强度和相位信息,不需要在时间上积分,才得以在时间上对接收到的声波信号取逆再利用发声装置在接收位置上发声出去。实质上,传输介

质的声波传输特性已经被时间反演这一过程隐式地表达了。类似地,科研人员也已经在声学[39]、地震学[40]、电磁学与无线通信[41]等领域实现了信息在随机散射介质系统中的发送接收[34,42]。

而在光学领域上要直接实现这一技术就显得没那么容易,这是因为已有的波前传感器、数字全息技术等还未被开发应用于光波时间反演聚焦,因此首要的问题就是缺乏可以实现实时高频率采样获得光波信号强度与相位的探测器,即使上文中提及的参考文献[43]也没能实现直接进行光波时间反演的时间反演镜在光学上的类比——相位共轭镜。

为了利用随机散射介质的性质进行聚焦和成像实验,世界各国研究人员尝试了利用随机散射介质空间域的特征通道(反馈控制调节聚焦方法,3.3.1节)、全息光学相位共轭技术(3.3.2节)、基于空间频率域的并行优化方法(3.3.2节)、基于空间传输矩阵测量的方法(4.3.1节)和4.3.2节中的空间频率域传输矩阵测量的方法。

3.3　光波时间反演

在本小节中,主要讨论除空域反馈控制调节聚焦方法外,利用光学相位共轭、基于COAT的空间频率域并行优化方法实现光学超衍射极限聚焦的技术现状。而利用散射介质进行宽场成像的研究工作述评将在第4部分中进行。

3.3.1　*光波时间反演—反馈控制调节聚焦*

虽然时间反演技术在光学领域因为技术原因无法直接实现,但是从光学领域近年来已发表的工作看来,克服复杂随机散射介质内光波的多重散射也已经成为可能[44-45]。

光波的波长比超声波波长要短得多,因此光波的时间反演也不具有实际的器械可以实现,但荷兰University of Twente纳米技术研究所的科学家们现在已经可以通过逐个像素地调整空间光调制器(Spatial Light Modulator,SLM)对入射到随机散射介质中的光波进行波前相位调制(整形),从而利用随机散射介质的随机散射特性,提升该聚焦光学系统的分辨率并实现超衍射极限聚焦[46]。该研究所的A. P. Mosk教授发现,线性随机散射系统对入射光波的作用可以用输入输出光波信号之间的幅值、偏振态和相位等特征的改变来描述。2007年,该研究所的博士研究生I. M. Vellekoop利用空间调制器对进入随机介质的入射光进行波前相位调制,可产生远优于光学透镜的聚焦效果[44];2010年他们采用这种方法得到了直径仅为传统光学系统直径十分之一的聚焦光斑[46],突破了阿贝分辨率极限,如图5所示。其主要理论依据为随机介质对光的散射作用可以消除入射光线的相干性,增加原有光学系统的数值孔径,即增大透镜传输的空间带宽积,从而所获得的焦斑尺寸能超越传统透镜的光学衍射极限。因此,反馈控制调节的方法也为远场控制近场倏逝波在散射介质中的传播提供了另一种方法,具有划时代的意义。

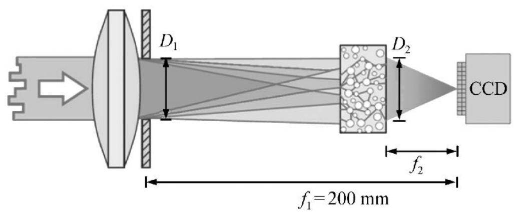


图5　波前相位调制后的聚焦效果示意图[46]

Fig. 5　Diagram of focusing by wavefront phase modulation[46]

该项工作所采用的方法被称作反馈控制调节聚焦,实际上是时间反演技术在光学上的一种应用,只不过采用的是反馈控制调节的方法将时间反演后的波形通过SLM逐点试验得出,并重新入射到随机介质中,且仅对单色入射光的相位进行调制。因此,基于时间反演法[33]的原理,将其应用到光学领域,就是该反馈控制调节聚焦方法[42]。其实早在2005年,中国科学院上海光学精密机械研究所的滕树云、刘立人等学者即提出过类似的用相位补偿技术对激光光束聚焦可使激光聚焦光斑尺寸突破衍射极限[47]的方法。

2011年,A. P. Mosk教授所在的研究所利用这一性质进行光学显微成像尝试,他们利用磷化镓(GaP)材料高折射率、对可见光谱段吸收率极低的性质制备了随机散射透镜,并与空间光调制器及光学显微镜相结合,提出了一种超衍射极限扫描显微成像的方法,称为扫描固镜显微镜。他们利用反馈控制调节聚焦方法通过空间光调制器

与随机散射介质对光波的调制作用将光源聚焦到显微镜的物平面上，调节空间光调制器，并利用随机散射介质的记忆效应(Memory Effect)[48-49]，使焦点扫描整个物平面，实现了对金纳米粒子的观测，获得的成像分辨率为97 nm[50]。与其它远场方法相比，该方法不需使用荧光分子对样本进行标记，可实现对样本的无损观测。A. P. Mosk 教授在该基础上加入二值幅值调制[51]，关闭对于最终聚焦结果不利的输入通道，得到了更高分辨率的聚焦光斑，但是相应地，聚焦光斑强度下降为原强度的五分之一。

但该实验有一个前提，样品的金纳米粒子分布是平面的，而且是在随机散射介质的表面上。这一假设使得这一方法直接应用在生物分子成像上具有一定难度，除非采用荧光成像办法，因为荧光成像有其天生的优势(可选择性地观测并且增加光波的穿透深度，虽然这并不意味着激发光的穿透深度能达到要求，反馈控制调节聚焦方法因此可应用于扫描荧光显微镜的制作，增加探测的深度和精度[52-53])，由于无法在生物组织内部探测到所需要的聚焦光斑强度，因此就无法实现波前相位优化。可以利用光声效应实现生物组织内部的反馈控制调节聚焦，克服上述金纳米粒子扫描成像技术的局限性，相关研究成果发表在2013年 Nature Photonics 上[54-55]。

另外，扫描成像的方式也导致成像速度不能适用于光学特性缓慢变化的生物组织；同时这种基于 SLM 的随机散射透镜超衍射极限显微成像方法需要利用优化算法通过空间光调制器对随机散射透镜的入射光进行波前相位调制，要得到最优的波前调制模式需要较长的时间，即使是最新的并行优化方法[56]，因为若想将该技术应用于生物成像领域，成像过程应控制在毫秒级别(ms)[56-57]，才能保证生物组织的时变性在成像过程中可被忽略；同时，该方法需通过调整空间光调制器以使焦点扫描整个物平面，因此，实时性目前还无法保证；该反馈控制调节聚焦方法对系统稳定性要求特别高，须借助扫描振镜(Steering Mirror)来维持系统的稳定，否则，由于实验环境的温度和湿度无法控制，热漂移和吸湿性膨胀等微小的形变都会对系统的稳定性产生很大影响，在进行实验前，通常需要几个小时使成像系统完全稳定，而空气扰动会使反馈信号产生起伏，因此需在实验平台周围搭建一个隔离罩以减少空气扰动；最重要的是需要使用磷化镓材料制备包含材料的显微固镜，实现高折射率高数值孔径的光学系统，对样品的制备要求很高，同时制作固镜也同样意味着对待观测样品的破坏。

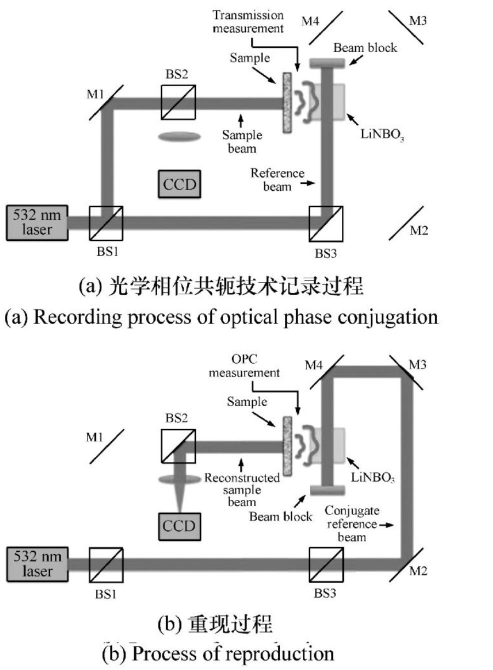
因此，反馈控制调节聚焦方法在扫描显微成像中的应用需要解决其成像速度方面的限制问题。为提高反馈控制调节聚焦方法的聚焦效率，首先当然可以提升反馈控制调节聚焦方法的相位优化算法性能；其次可以利用 Meng Cui 提出的一种空间频率域并行波前相位优化方法[56-57]，该方法实际上基于自适应相干光学(Coherent Optical Adaptive Technology，COAT)的多重抖动原理，将空间抖动点相位变化的频率在时域内探测后做傅里叶变换从而得到最优相位编码，聚焦时间仅为原始方法的 $1/n$，n 为参与相位调制的 SLM 上的元素个数，在实验中聚焦时间在400 ms 左右。如果说反馈控制调节聚焦方法是空域调制方法，那么 Meng Cui 的方法就是典型空间频率域的调制方法。

其次，液晶空间光调制器进行相位调制会因为液晶分子弛豫时间的存在而不能实现足够快的相位编码速率，可以寻求其他编码装置实现快速的编码实现。Meng Cui 的方法仍然是基于液晶空间光调制器进行纯相位调制的技术，而 Donald B. Conkey 在文献[58]中 Popoff 随机矩阵测量的研究工作基础上，利用基于 Micro Electro Mechanical (MEM) 技术的 Deformable Mirror Device (DMD)微镜转换效率更高(帧率22.7 kHz，而液晶空间光调制器的帧率一般不超过72 Hz)的特点开展更高编码速度的聚焦研究，基于 COAT，采用三步相移法，测量随机散射介质的传输矩阵(Popoff 方法)后进行相位共轭，得到了256个编码元素情况下33.8 ms 的编码速度，使该技术能应用于变化的生物组织中的聚焦，这是迄今为止能获得的最快的随机散射介质聚焦速度。这些就是基于空频域的随机散射介质反馈控制调节聚焦

方法。

3.3.2　光波时间反演—相位共轭

得益于光学全息术和数字全息术的发展,光折变晶体在时间反演聚焦成像技术的实现上起到了重要的作用[59-61]。如图 6(a)所示,即为利用铌酸锂全息板记录随机散射介质散射相位的过程;图 6(b)为该技术的重现过程,其中相位共轭参考光充当读出光的作用。在强散射随机介质作用下,这一方法能最快地获得时间反演聚焦效果。这也是目前利用随机散射介质进行聚焦的最快的方法。但是基于全息术的光学相位共轭的光路系统不能说不复杂,而且与反馈控制调节聚焦方法一样,若要进行实际成像还必须进行扫描操作;更难以克服的是光学相位共轭技术需要来自于成像目标的相干光,这对于荧光成像来说并不具有适用性。



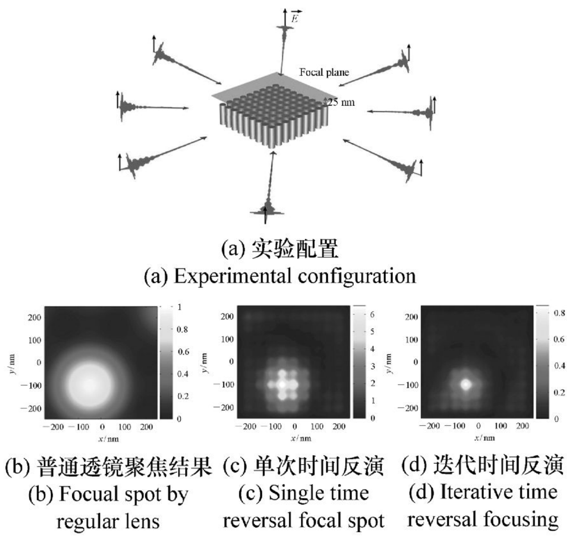
(a) 光学相位共轭技术记录过程
(a) Recording process of optical phase conjugation

(b) 重现过程
(b) Process of reproduction

图 6　光学相位共轭技术成像系统原理图[59]

Fig. 6　Principle diagram of optical phase conjugation imaging system[59]

与反馈控制调节聚焦方法一样,基于声波中时间反演技术的思路,2012 年 Mathias Fink 教授研究团队将其首创的在声波上的时间反演法应用到了光学领域,采用等离子体超级透镜,将整形好的复色光波入射到等离子体超级透镜中,并在如图 7(a)中的焦平面上通过多次迭代的方法得到图 7(d)所示的聚焦光斑,其直径仅为 $\lambda/23$;图 7(b)为不存在等离子体超级透镜时的聚焦光斑;图 7(c)为使用单次时间反演技术得到的聚焦光斑,其直径为 $\lambda/5$[43]。这说明时间反演法对复色光也是有效的。然而遗憾的是,由于传感器方面技术的局限,该光波时间反演方法目前还仅存在于仿真阶段。



(a) 实验配置
(a) Experimental configuration

(b) 普通透镜聚焦结果
(b) Focal spot by regular lens

(c) 单次时间反演
(c) Single time reversal focal spot

(d) 迭代时间反演
(d) Iterative time reversal focusing

图 7　利用散射超级透镜实现复色光亚波长聚焦[43]

Fig. 7　Polychromatic sub-wavelength focusing using super scattering lens[43]

另一方面,在 A. P. Mosk 教授、van Putten 和 I. M. Vellekoop 博士工作基础上,Mathias Fink 教授带领其团队通过已知随机散射介质单色光标量光学传输矩阵(Optical Transmission Matrix,Optical TM)的测量实现了控制光波在随机介质中的传播,并进而实现了相位共轭法超衍射极限聚焦和成像[42,49,62]。Sebastien M. Popoff 博士[42]提出用随机矩阵理论描述随机散射介质光学系统的方法,尤其是强散射随机介质光学系统的理论方法,并设计相应的实验测量方法,成功建立了针对随机散射介质对光波相位调制作用的标量光学传输矩阵模型,并在实际实验中实现了对其随机散射介质传输矩阵的测量,并且利用所测得的随机散射介质单色传输矩阵进行相位共轭聚焦和成像实验,得到了较好的实验结果,本文后续内容中将对此给予详细介绍。

实质上该基于空域传输矩阵测量的方法与反馈控制调节聚焦方法在聚焦实验中有异曲同工之妙,因为两者都是依靠随机散射介质对入射光波相位调制作用进行的聚焦;相位共轭方法把随机散射介质的标量传输矩阵显性地测量后再进行相位共轭操作,而反馈控制调节聚焦方法则把随机散射介质的标量传输矩阵测量隐含在了最优相位编码模式的优化过程中。

理论上,利用随机散射介质的传输矩阵可以严格地描述其对入射光波的作用与影响,这样的传输矩阵具有广泛的应用价值。直观上,就可据此方法利用在诸多领域已完善的逆问题求解方法进行聚焦和成像,比如电子通信领域[41]、测震学领域[40]、光学断层扫描成像领域[63-64]、声学领域[62,65-66]和电磁学领域[35]等都提供了可直接面向其应用的高效重建算法。但是,以上介绍的基于传输矩阵测量的聚焦和成像方法的主要目的是为了增大随机散射介质时间反演聚焦的亮度,而不是为了对实际物体进行成像,因此所设计的测量及聚焦成像光学系统以及所测得的传输矩阵并不能直接应用于实际物体的成像,只能对 SLM 生成的多幅相位图像分别成像后得到亮度图像的成像结果。这一结果主要是由其参考光提供方式以及随机散射介质传输矩阵的测量模型所导致的。

4 利用随机散射介质实现超衍射极限成像

4.1 随机散射介质在超衍射极限成像中的应用

从前文中描述可以看出,目前利用随机散射介质超衍射极限聚焦的研究成果可以被应用于扫描显微成像,而尚未开发出可应用于宽场显微成像的方法。利用随机散射介质进行宽场成像是否可能呢? 有什么优势呢?

一般说来,随机散射介质加入到光路中会对入射光产生如图3的影响。如果随机散射介质足够薄,那么侧向的出射光在成像中或者在只在乎前向光场的应用中可以不需要考虑。而根据散射理论,随机散射介质对入射光子的作用在前向表现为:弹道光子、蛇形光子和漫射光子;在背向表现为单次背向散射光,多次背向散射光以及背向漫射光。同理,对于向后出射的光线由于其不参与成像或聚焦的最终结果记录,自然也可以忽略。实质上,对于弱散射介质或自由空间,前向传播的光主要为弹道光和蛇形光子;但对于如本文中讨论的强散射介质则主要为漫射光。漫射光在出射端已不能被直接读出其入射光所携带的原有空间信息。

但是,从前文中可知,如果对入射光的相位用空间光调制器进行调制,那么仍然可以得到如图5中的聚焦效果。采用空间光调制器对入射光进行波前相位调制所能得到的聚焦光斑尺寸仍然可以由艾里斑的计算方法给出,如下式:

$$w = 1.22\lambda f_2/D. \tag{2}$$

实际上,决定整个聚焦实验光学系统分辨率极限的是式(2)中的 f_2 和 D_2。在具体实验中,反馈控制调节算法、时间反演法(光学中即相位共轭法)都可以实现如图5中的聚焦效果,而不论什么方法得到的聚焦光斑尺寸都可以由式(2)所确定。同时,利用这些聚焦方法得到的焦斑形状可以由下式精确地预测[49]:

$$I(r,r') = S_1 \mid F\{I_0(r_k)\} \mid^2 , \tag{3}$$

式中,$F\{\cdot\}$表示对花括号中式子作傅里叶变换,S_1为一正则化常量。该式与 van Citter-Zernike 理论预测的式子具有相同的形式,表明聚焦光斑的相关函数与 $F\{I_0(r_k)\}$ 成正比[46]。也就是说,式(3)预测的在空间光调制器调制下可得到的聚焦光斑形状,正好和 van Citter-Zernike 理论预测的形状一致,如图8所示。

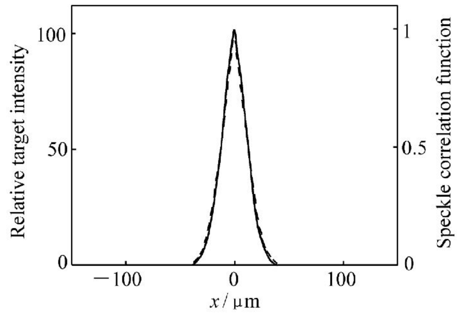


图8 焦斑形状(实线)与光斑相关函数(虚线)[46]

Fig.8 Shape of focal spot (solid) and the correlation function of it[46]

因此研究者认为,随机散射介质对入射光波

的散射行为主要是随机化入射光波的相干性,但光场的相干性得到了保持,使输出光场不存在发生原有经过透镜后发生稳定干涉和衍射的条件。因此输入光波相位整形之后,只在期望的焦点上发生稳定的相长干涉,而在焦点以为的区域要么没有光线到达,要么发生相消干涉,于是得到了形如图 8 的聚焦光斑;另外,这也是利用随机散射介质实现远场控制光波倏逝波传播的经典方法[67]。

该利用反馈控制调节方法的聚焦技术,现已被应用到了 100 nm 以下的金分子实际观测中[50],其成像分辨率超越了原显微镜光学系统的衍射极限,证明了该技术的有效性。利用这一技术可以对生物软组织等散射严重但仍然可以传播部分光能的介质进行穿透性聚焦,可用以激发蛋白质荧光分子、特定组织的光声成像等,具有非侵入探测的潜力。同时,这也使我们开始思考如何才能将随机散射介质应用到直接宽场成像应用中。

据 Youngwoon Choi[68]教授的分析,随机散射介质的加入对于光学成像会带来如下优势:第一,它可以增加实际成像系统的数值孔径;第二,它可以增大成像系统的视场角;第三,它可以接收来自物体表面的倏逝波并将其散射为行波在远场传播。

当单束入射光在经过随机散射介质时,在随机散射介质内部发生了无规则的强散射,假设所使用的随机散射介质对入射光不吸收或吸收非常弱,使得入射光在透过随机散射介质后,能够产生许多不同方向的出射光,为随机散射介质对于增大显微物镜数值孔径以及光学系统视场角奠定了基础。

一般来说,光学透镜的衍射极限可表示为式(2)的形式,其中 λ 为入射光波波长,D_2在图 5 中是随机散射介质出射孔径的直径,但在一般成像光学系统中,D_2为物镜的孔径,而f_2在图 5 中是随机散射介质到焦平面的距离,而在一般成像光学系统中是透镜的焦距。由于光波波长在一定范围内是确定的,因此如果要使光学衍射极限降低,需要采取一定的办法增大物镜孔径直径 D_2,但是不能无限制的增大 D 的大小,因为随着物镜孔径的增大,其制造工艺、制造成本都在急剧地攀升。而加入随机散射介质到成像光学系统则可以在一定程度下增大孔径直径 D_2,如图 9 所示。

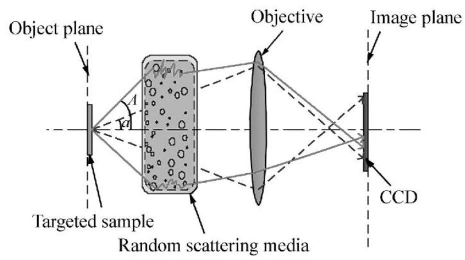


图 9　随机散射介质增大光学系统数值孔径的示意图
Fig. 9　Schematic diagram of scattering media enlarging the NA of an objective

另一方面,显微物镜的数值孔径(NA)与物方折射率和物方孔径角有关,用公式表达出来可记为:$NA = n \cdot \sin\theta$。假设此时的物方折射率为空气的折射率,即:$n = 1$,未加入随机散射介质前,显微物镜的最大物方半孔径角为 a,根据显微物镜数值孔径的计算公式可得,此时 $NA_1 = \sin a$。然而加入随机散射介质后,一方面在随机散射介质对入射光强散射的影响下,物方半孔径角增大为 A,另一方面由于随机散射介质的厚度与被观测物体和显微物镜之间的距离相比几乎可以忽略,因此可以认为加入随机散射介质对物方折射率几乎没有影响,此时显微物镜的数值孔径 $NA_2 = \sin A$。从以上分析可以看出,加入随机散射介质使得显微物镜的数值孔径得到了提升,如图 9 所示。

另外,一般的显微光学系统,有特定大小的视场角,然而在被观测物体与显微物镜之间加入随机散射介质后,由于随机散射介质对入射光的强散射特性,使得原本显微光学系统视场角范围外的入射光经过随机散射介质后可以透过显微物镜到达 CCD 探测器的检测面上,因此整个显微光学系统的视场角在随机散射介质的作用下得到提升,如图 10 所示。

最为重要的是,随机散射介质可以接收样品表面倏逝波,并将其散射为行波在远场中传播。对于这一点,阿贝分辨率极限定义的原因是传统光学系统无法接收平行于物体表面、垂直于光轴的倏逝波,而倏逝波恰恰是携带物体表面最精细形状信息的载体。

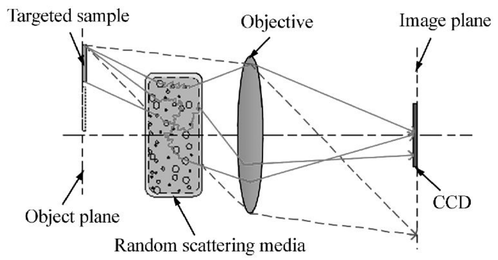


图10 随机散射介质提高光学系统视场角的示意图

Fig. 10 Schematic diagram of scattering media enlarging the FOV of an objective

Youngwoon Choi 教授[68]明确指出 ZnO 散射体构成的随机散射介质可以接收倏逝波,以此可以提升光学系统的成像分辨率。实际上,在微波领域,Mathias Fink 教授已经利用时间反演聚焦方法证明随机散射介质可以接收与产生微波段的倏逝波[36]。而在光学领域,韩国 Wonshik Choi 教授[27]则在实验上首次证明了由氧化锌(ZnO)粒子构成的随机散射介质可以接收由全内反射原理产生的平行于物体表面的倏逝波,并且可以被散射出去为随机散射介质后方的成像 CCD 所接收。他们利用 ZnO 纳米棒在三维空间中进行倏逝波探测实验。在实验中,利用高折射率材料制成的半个球形透镜实现全内反射,并将紧贴于平面的 ZnO 纳米棒散射出来的倏逝波用聚光透镜投射到成像 CCD 上进行分析,如图11(a)所示。实验结果表明,ZnO 颗粒可以将倏逝波散射成行波并发射出去[27]。

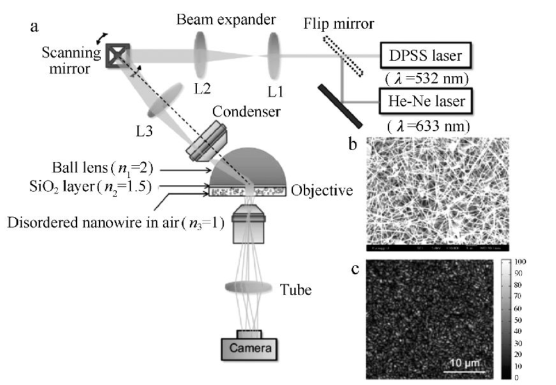


图11 ZnO 散射纳米棒探测倏逝波实验系统[27]

Fig. 11 Setup diagram of evanescent wave detection with ZnO scattering rods[27]

这一实验,从光学上给随机散射介质提升成像系统分辨率提供了重大理论依据,从另一个侧面解释了反馈控制调节聚焦方法能获得远小于原光学系统分辨率极限的聚焦光斑的原因。

其实这一现象是可以直接从 NSOM 原理中得到另一实证的。NSOM 依靠纳米探针发出的倏逝波扫描物体表面,物体表面将倏逝波散射后转换到远场以行波的形式传播,才得以在像面上出现半个波长以内的结构信息[19]。同理,ZnO 随机散射介质也是通过这样的办法将倏逝波传播到远场区。

2011年,Youngwoon Choi 教授[68]的研究小组利用随机散射介质进行远场光学显微成像实验,利用在 NA 为0.15的显微物镜下测得的随机散射介质传输矩阵重建出5倍分辨率提升的显微图像;并用于生物组织的成像,采用 NA 为0.15的显微物镜得到 NA 为0.85的显微物镜的成像分辨率效果,是第一次利用随机散射介质进行宽场超衍射极限成像的尝试,并获得成功。其具体理论方法将于本文后面章节中进行阐释。这就是基于空间频率域传输矩阵测量的随机散射介质成像方法。

以上就是随机散射介质加入到光学系统中后,为光学系统分辨率提升带来的实质性影响。实际上,加入随机散射介质到光学系统中不难,难点在于如何确定随机散射介质对入射光场中携带的信息的散射情况,从而还原出这部分信息,使得成像后的结果是可理解的超衍射极限成像图像。

4.2 散射介质的矩阵化模型

虽然以上基于瑞利散射理论和米氏散射理论的散射现象分析能让我们得到粒子散射的一些定量认识,但是由于瑞利散射理论针对单个散射粒子的散射光场进行讨论,并不能直接获得本文中所需要的出射光场叠加的分布,因此有必要做电磁波传播过程方面的讨论,得到多重散射介质中光波传播及出射电磁场分布的描述[69]。

对于给定的随机散射介质来说,出射光波光强会随光波频率、出射角度和时间变化形成所谓的散射斑,简称散斑图样,形成原因大多由于散射光波相互之间的干涉效应。具体到空间散斑图样

的成因,则是因为空间上传播的光波在随机散射介质内部经由不同传播路径后被散射,形成紊乱的相位,于是在出射后在探测平面的二维空间坐标上形成随机分布的相长干涉和相消干涉,每个散射斑都是由于传播到该位置极其周围的光波之间的相关而干涉形成的,这样散射斑就形成了具有一定粒度的颗粒状图像,即使是经过强散射随机介质的散射,也并不是完全均匀分布的[70]。这些颗粒的尺寸被称为相干长度,对于解析随机散射介质的光波传播通道具有重要意义,同时也为我们选取适当像元尺寸的 CCD、入射光波空间光调制器以及配置光学系统提供了重要依据。

此时,若设从随机散射介质入射端一侧的各个不同位置 r_a 入射到其中的光波的电场强度为 $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}_a)$,而在出射端得到的出射光波电场强度 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_b)$ 则为:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_b) = \int \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_b,\boldsymbol{r}_a)\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}_a)\mathrm{d}\boldsymbol{r}_a. \tag{4}$$

式中,$\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_b,\boldsymbol{r}_a)$ 为描述光波从光源 $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}_a)$ 传播到 $\boldsymbol{r}_b$ 位置的传播过程的满格林函数。这一描述符合随机散射介质线性的性质。

4.2.1　空间域的通道离散化

在空间散射斑图样中,由于空间长度的影响,散射的平均尺寸约为 1/4 个波长平方[70-71],借此可以将式(4)改写为离散化的形式,相应的,所选取的探测器件的像元尺寸也应匹配上散斑的尺寸大小,并作相应的配准处理。在此定义随机散射介质的输入通道数量为 N,那么式(4)离散化后的形式为:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_b) = \boldsymbol{E}_b = \sum_{a=1}^{N}\int_{S_a}\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_b,\boldsymbol{r}_a)\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}_a)\mathrm{d}\boldsymbol{r}_a\,|\,\boldsymbol{E}_a\,|\,\mathrm{e}^{i\phi_a} = \sum_{a=1}^{N}\boldsymbol{G}_{ba}\,|\,\boldsymbol{E}_a\,|\,\mathrm{e}^{i\phi_a}\quad, \tag{5}$$

式中,$|\boldsymbol{E}_a|$ 为入射通道光波的电场幅值,ϕ_a 为入射通道光波的相位,复系数 $\boldsymbol{G}_{ba}$ 描述的是从通道 α 到位置 r_b 的光波传播过程。

如果入射光波 A 的电场幅值服从常数分布,处处相同,并且是平面波,式(5)可被进一步简化为如下形式:

$$\boldsymbol{E}_b = A\sum_{a=1}^{N}\boldsymbol{G}_{ba}. \tag{6}$$

相同地,在 $\boldsymbol{r}_b$ 处的光场是 N 个复场传播系数 $\boldsymbol{G}_{ba}$ 的加和,该复矩阵 $\boldsymbol{G}_{ba}$ 在本文讨论范围内一般以服从圆形高斯分布(Circular Gaussian Distribution)的形式出现,其实部和虚部具有相同的方差。在后文中,本文将光亮度值描述为[0,1]之间的数值,此时入射光波场的亮度值一般被取为 1,那么圆形高斯分布进而变为圆形标准正态分布[72-73],此时式(6)将变成:

$$\boldsymbol{E}_b = \sum_{a=1}^{N}\boldsymbol{G}_{ba}. \tag{7}$$

根据式(5)、式(6)和式(7),就可以利用一些数字器件控制光波在随机散射介质中的传播,比如反馈控制调节聚焦方法[46,51,70]和 Sebastien Popoff 的传输矩阵测量方法[49]就是根据式(6)做出一步简化后的进一步研究,Mathias Fink 教授在时间反演上的研究工作也都是基于对式(5)做出的深入理解与利用。

4.2.2　空间频率域的通道离散化

以上是对随机散射介质空间域的通道的离散化,其实,还可以转换到空间频率域,对波矢空间的光波通道进行处理。如果仍将随机散射介质视作线性时不变系统,不难理解,对式(4)作傅里叶变换,变换到波矢空间,也可以直接对上述推导得到的随机散射介质传输通道离散化的结果式(5)进行傅里叶变化即可得到在傅里叶光学领域内的波矢空间通道离散化的结果[74]。

接下来从式(4)开始讨论,进行空间频率域的通道离散化问题研究。

首先将从随机散射介质入射端一侧的各个不同位置 $\boldsymbol{r}_a$ 入射到其中的光波的电场强度为 $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}_a)$ 表示成波矢空间的形式,如下:

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}_a) = \int A_s(\boldsymbol{k})\mathrm{e}^{j\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_a}\mathrm{d}\boldsymbol{k}\ , \tag{8}$$

将式(8)代入式(4),得到:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_b) = \int \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_b,\boldsymbol{r}_a)\int A_s(\boldsymbol{k})\mathrm{e}^{j\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_a}\mathrm{d}\boldsymbol{k}\mathrm{d}\boldsymbol{r}_a, \tag{9}$$

式中,$\boldsymbol{k}$ 为波矢,若忽略折射率对光波传播的影响,由 $\boldsymbol{k} = n\omega/c$,可得 $\boldsymbol{k}$ 的表达式:

$$\boldsymbol{k} = 2\pi\sin\theta/\lambda\ . \tag{10}$$

式(9)可被进一步表示为:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_b) = \iint A_s(\boldsymbol{k})\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_b,\boldsymbol{r}_a)\mathrm{e}^{j\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_a}\mathrm{d}\boldsymbol{r}_a\mathrm{d}\boldsymbol{k}\ , \tag{11}$$

观察可知，式(11)实质上就是在 $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{a}})$ 中对自变量 $\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}$ 作傅里叶变换的表达式，如果设其傅里叶变换的符号为：

$$\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\boldsymbol{k}) = F[\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{a}})] , \tag{12}$$

那么式(9)就可被表示为：

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}) = \int \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\boldsymbol{k}) A_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{k})\mathrm{d}\boldsymbol{k} , \tag{13}$$

式(13)表示从随机散射介质入射端一侧的以 $\boldsymbol{k}$ 波矢方向为入射方向、强度为 $A_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{k})$ 的平面波经过随机散射介质的空间频率域传输矩阵 $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\boldsymbol{k})$ 的调制后在随机散射介质出射端一侧位置 $\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}$ 的光场。

与空域中利用空间相干长度导致的散射斑颗粒尺寸为依据离散化空域光场的方法相同，利用随机散射介质对入射光波角度的记忆效应(Memory Effect)[48-49]可以将入射光波空间角度划分为 N 个角度，并记为 $\{\boldsymbol{\theta}_1,\boldsymbol{\theta}_2,\boldsymbol{\theta}_3,\cdots,\boldsymbol{\theta}_N\} \in [-90°, +90°]$，根据式(10)对应的波矢则为 $\{\boldsymbol{k}_1,\boldsymbol{k}_2,\boldsymbol{k}_3,\cdots\cdots,\boldsymbol{k}_N\}$，那么式(13)可被离散化为如下形式[75]：

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}} = \sum_{\boldsymbol{k}=\boldsymbol{k}_1}^{\boldsymbol{k}_1} \boldsymbol{G}_{\mathrm{bk}} A_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{k}) . \tag{14}$$

由以上可以看出，$\boldsymbol{G}_{\mathrm{bk}}$ 就是在空间频率域内随机散射介质传输通道离散化后的表示。利用式(10)和式(14)，Youngwoon Choi 教授[68,75]将式中自变量进一步表示成入射的角度 $\boldsymbol{\theta}$，将待成像物体的光波电场分量表示成角谱的形式，成功测得了空间频率域下的随机散射介质传输矩阵，并得到了非常好的超衍射极限成像效果。而上述空间频率域随机散射介质传输矩阵 $\boldsymbol{G}_{\mathrm{bk}}$ 就是4.2.1中式(5)空域点光源模型下的 $\boldsymbol{G}_{\mathrm{ba}}$ 进行傅里叶变换的结果。

所以不论空域还是空间频率域下的讨论，随机散射介质对光波的调制作用并未改变，这对构造随机散射介质及其传输矩阵的测量具有重要的意义。

4.2.3 散射介质传输矩阵离散化

利用格林函数能够完整地描述随机散射介质中光波的传播特性，但是这样一个完备的模型对于开展测量实验来说却会造成过大的数据容量负担，而且也会导致实验的耗时较长。因此本节就在这个前提下基于4.2.1和4.2.2的讨论，首先在空域中，研究矩阵形式下的随机散射介质传输函数，然后到空间频率域寻求矩阵形式表达的随机介质传输矩阵，以求得到一种最优的随机散射介质传输矩阵的表达。

需要注意的是，由于本文只讨论随机散射介质的成像效果，故不对随机散射介质于入射光偏振态的调制作用做详细深入的讨论，因此本文后续章节中所述的传输矩阵均为标量随机散射介质传输矩阵。

首先将输入光源和输出探测器作离散化表示。在实际随机散射介质传输矩阵测量实验和聚焦、成像实验中，入射到随机散射介质中的光场是空间光调制器调制后的光场，入射光场是被人为划分的栅格化光场，出射的光场是被CCD相机记录成离散化数据的光场。所以实际入射光场和出射光场在格林函数中体现为有限个数量的光源和探测点(如焦平面阵列上的一个像素或空间光调制器上的一个像素)。而在实际物理成像实验中，光源为物理待成像场景中认为划分的一个像素，这是因为矩阵模型描述下的传输矩阵其测量值是矩阵栅格化的，并不具备空间连续的观测能力，所以在实际成像实验中光源对应的是物理待成像场景二维投影中的一个栅格化后的区域。

因此，为了描述源曲面 S_{src} 和观测曲面 S_{obs} 之间光场的传播模型，我们记下式($S_m^{\mathrm{out}} \subset S_{\mathrm{obs}}$)为观测曲面上的第 m 个探测点上采集到的平均光场[76-77]，对应于焦平面上离散化数据采集的一个像素区域：

$$E_m^{\mathrm{out}} = \int_{S_m^{\mathrm{out}}} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\mathrm{d}\boldsymbol{r} , \tag{15}$$

同样地，可以定义下式为源曲面 $S_{\mathrm{n}}^{\mathrm{in}} \subset S_{\mathrm{src}}$ 上的第 n 个区域上的平均光场(在实验中对应空间光调制器的一个像素区域)，对应于空间栅格化后的像平面上的一个像素区域：

$$E_n^{\mathrm{in}} = \int_{S_n^{\mathrm{in}}} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\mathrm{d}\boldsymbol{r} , \tag{16}$$

另外，如果设点光源(测量时即为空间光调制器上参与相位调制的像素，一般都是多个像素组成一个源点，本文为方便描述普遍化为“像素”)的数量为 N 个，探测点(焦平面阵列上的像素)的数量为 M 个，就可以得到在空间域上联系第 m 个输出单元和第 n 个输入单元之间光场幅

值和相位的复系数 $\boldsymbol{k}_{mn}$(等效于 4.2.1 中描述的 $\boldsymbol{G}_{\mathrm{ba}}$),而该系数组成了用以描述一个给定波长输入下的光学系统传输矩阵 $\boldsymbol{K}$(此时 $\boldsymbol{K}$ 不代表波矢)。如下式所示[42]:

$$E_m^{\mathrm{out}} = \sum_n^N \boldsymbol{k}_{mn} E_n^{in}. \tag{17}$$

同样地,利用式(17)傅里叶变换的结果,将讨论范畴转换到空间频率域后,得到空间频率域下用波矢 $\boldsymbol{k}$ 表征的随机散射介质空间频率域的传输矩阵形式[74]:

$$E_m^{\mathrm{out}} = \sum_{\boldsymbol{k}_1}^{\boldsymbol{k}_N} \boldsymbol{t}_{mn} A_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{k}) . \tag{18}$$

式中,$\boldsymbol{t}_{mn}$对应于式(14)中的 $\boldsymbol{G}_{\mathrm{ba}}$,$E_m^{\mathrm{out}}$ 是第 m 个输出通道的光场,$A_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{k})$ 是第 $\boldsymbol{k}$ 个波矢方向入射平面波的强度。

从本质上来说,尽管光波在像随机散射介质这样的线性时不变系统中的传播情况异常复杂,但是传输矩阵却仍然可以确定地给出在给定入射光波频率下的入射像素和出射像素之间光场的关系。式(17)的本质在于,只要给定成像光学系统,那么输入端空间光调制器上的每一个像素就对应一个由随机散射介质决定的二维传输矩阵 $\boldsymbol{k}_{mn}$,所有的输入像素对应的二维传输矩阵拉直后成一维向量后的组合就是本文中所讨论的传输矩阵 $\boldsymbol{K}$。同样的道理,每一个入射角度的平面波就对应一个随机散射介质决定的二维传输矩阵 $\boldsymbol{t}_{mn}$,由所有 $\boldsymbol{t}_{mn}$组成的矩阵即为波矢空间的随机散射介质传输矩阵 $\boldsymbol{T}$。

引入传输矩阵 $\boldsymbol{K}$ 和 $\boldsymbol{T}$ 可以简化随机散射介质的光波传播模型。以空域传输矩阵为例,把随机散射介质划分为确定个数量的小区域,并在这样的区域栅格化基础上测量其传输矩阵 $\boldsymbol{K}$。但是测量过程会引入测量噪声导致所测得的传输矩阵并不是真实的随机散射介质传输矩阵,同时栅格化的测量方法也会限制其成像和聚焦分辨率极限。这是因为传输矩阵的测量分辨率极限决定了图像重建或者聚焦焦点的分辨率极限。

如果随机散射介质内部的粒子分布是随机、且该随机散射介质是无损介质的话,那么其上述传输矩阵 $\boldsymbol{K}$ 实际上就是一个服从独立同分布的高斯随机复矩阵[78],特殊情况下,比如如果入射光波的电场幅值服从常数分布,处处相同,并且是平面波,那么可以用服从圆形高斯分布的复数矩阵来描述 $\boldsymbol{K}$ 的统计行为。

针对这一点,在 Sebastien Popoff 博士的论文中给出过这个结论[42,49,62],并且利用随机矩阵理论分析了不同性质的随机散射介质的统计性质。他对其实验中所测得的随机散射介质传输矩阵进行奇异值分解(Single Value Decomposition,SVD),研究了随机散射介质在不同通道之间的光强分布。如式(19)所示,对 $\boldsymbol{K}$ 进行 SVD 分解,从而得到将输入通道 K_n 映射到随机散射介质特征通道的酉矩阵 $\boldsymbol{V}$、将随机散射介质特征通道映射到输出通道 K_m 上的酉矩阵 $\boldsymbol{U}$,和对角线上元素为非负实数 λ 的奇异值对角矩阵 $\boldsymbol{\Lambda}$:

$$\mathrm{SVD}(K) = \boldsymbol{U\Lambda V} . \tag{19}$$

在随机矩阵理论(Random Matrix Theory,RMT)框架下,Popoff 博士对一种自参考方法测得的随机散射介质传输矩阵特征值的研究表明,当随机散射介质输入端空间光调制器参与相位调制的像素数与输出端 CCD 像素不等时,传输矩阵奇异值的分布 $\rho(\lambda)$ 服从 Marcenko-Pastur Law[79]。即 $\gamma = M/N \neq 1$ 时,即输入通道数量不等于输出通道的数量时,$\rho(\lambda)$ 的统计分布由下式确定:

$$\rho(\lambda) = \frac{\gamma}{2\pi\lambda} \sqrt{(\lambda^2 - \lambda_{\min}^2)(\lambda_{\max}^2 - \lambda^2)},$$
$$\forall \lambda \in [\lambda_{\min}^2, \lambda_{\max}^2] , \tag{20}$$

式中,$\lambda_{\min} = (1 - \sqrt{1/\gamma})$ 是奇异值矩阵中最小的奇异值,$\lambda_{\max} = (1 + \sqrt{1/\gamma})$ 是奇异值矩阵中最大的奇异值。

而如果 $\gamma = M/N = 1$ 时,即输入通道的数量与输出通道的数量相等,Marcenko-Pastur Law 退化为服从 Quarter Circle Law[80]的分布:

$$\rho(\lambda) = \frac{1}{\pi} \sqrt{4 - \lambda^2} . \tag{21}$$

对于式(21),可对 λ 做不定积分,即可得到奇异值的累积分布:

$$F(\lambda) = \frac{40\arcsin(\lambda/2) + \lambda \times (4 - \lambda^2)^{1/2}}{2\pi} . \tag{22}$$

注意,此时 $\lambda \in [0,2]$。为什么物理上表示随机散射介质光强传输特征通道的奇异值会出现大于 1 的情况呢？这一问题将留待 4.3.1 小节中系

统地解释。

同样,由于空间域和波矢空间之间的转换是线性变换,待研究函数或矩阵的性质保持不变,因此如果也对 T 进行 SVD 分解,得到映射输入通道 T_n 到特征通道的酉矩阵 $\boldsymbol{V}$、映射特征通道到输出通道 T_m 上的酉矩阵 $\boldsymbol{U}$,和对角线上元素为 τ 奇异值对角矩阵 $\boldsymbol{\Gamma}$,也可以得到 T 的特征值分布 $\rho(\tau)$。此空间频率域随机散射介质传输矩阵的特征值在 RMT 理论预测下的 $\rho(\tau)$ 也具有确定的规律[81-82]。

实质上,由于传输矩阵奇异值的数值取值范围在[0,1]之间,虽然不能用以计算实际传播透过随机散射介质的光强,但是却可以用以计算随机散射介质的光强透过率[81]。另外,对传输矩阵的奇异值分布进行研究的重要性还表现在可以知道随机散射介质的开通道与闭通道的分布[67,81],进而利用开通道有助于光强传播的特性,利用 DMD 等空间光调制器二值化幅值调制作用,最大化开通道上传播的光强,最小化甚至关闭闭通道的传播,以达到最大的光强透过率,实现最高的能量利用效率[82]。

因此,另一方面,传输矩阵 SVD 分解后的奇异值矩阵及其奇异值概率密度分布的研究意义还体现在提供了一种手段,依据其奇异值概率密度分布即可确定当前构造的散射介质是属于强散射随机介质还是弱散射随机介质,研究使超衍射极限成像质量达到最优随机散射介质的制备参数,为更准确地在计算机上用传输矩阵描述随机散射介质的光学行为奠定了重要基础。

最后需要指出的是,根据 S. M. Popoff[42] 和 I. M. Vellekoop[46] 博士的研究结论,随机散射介质输入输出通道的离散化会导致聚焦光斑或成像结果的亮度值与离散化后的输入输出通道空间自由度相依赖。总的来说,输入通道上的空间自由度越大,实际聚焦出来的光斑亮度就越大,其半高宽值就越小,成像分辨率也就越高。

4.3 基于传输矩阵测量的散射介质宽场成像方法

光学系统元件经常被用以控制光波的传播过程,被控制的波前等相位面也常用传输矩阵的办法进行描述。在微观尺度上,随机散射介质的传输矩阵从理论上也可以被精确地描述。但首先应该注意的是,随机散射介质对入射光波的散射作用不能通过先验信息计算得到,其传递函数也不能由先验知识明确地确定,只能通过具体的测量实验才能知道给定的随机散射介质的传递函数、传输矩阵、散射特性、透过率和散射系数、吸收系数等参数。而由于传输矩阵能完美地描述散射介质的光学特性[83],本文只讨论其光学传输矩阵,其他内容由于不在本文讨论范围之内,故不予细说。同时由于技术水平的限制,无法测得随机散射介质微观尺度下的传输矩阵,研究微观尺度的随机散射介质光波传播特性,因此本文将所讨论的传输矩阵的尺度限定于目前技术水平能实际测量得到的介观尺度开展研究。

根据 4.2 节的分析可知,空域传输矩阵和空间频率域传输矩阵是对随机散射介质等效的两种描述办法,所以目前实验上测量 4.2.3 节中光学随机散射介质传输矩阵方法主要有两种[49,67,68,75]:一种是直接在空域上对所研究的随机散射介质进行定量测量,实际上是一种全息光学测量方法,得到的传输矩阵在本文中被称为随机散射介质空域传输矩阵[49];另一种则是在空间频率域,即波矢空间,通过对随机散射介质的光场的角谱进行测量的方法,得到的传输矩阵在本文中被称为随机散射介质空间频率域传输矩阵,即韩国科学家 Youngwoon Choi 研究团队于 2011 年提出了测量的方法[68]。Youngwoon Choi 教授研究团队利用断层相位显微镜[79] 直接测量不同入射角度的平面波经过随机散射介质散射后的散斑光场,以此组成随机散射介质的空间频率域传输矩阵 $\boldsymbol{T}$。

虽然传输矩阵在微观尺度下完全可以被测量出来,用以表征随机散射介质的光学传播特性,但是这样的传输矩阵元素数量将是不可想象地大,比如对于一个具有 N 个特征输入模式的随机散射介质来说,其传输矩阵将是 $N \times N$ 维的矩阵,假设此 N 个特征输入模式为离散的 N 个入射角度(空间频率域)或空间点光源的位置(空间域),那么随机散射介质理论上能够解析的特征输入模式则为 N 个,且 $N = 2\pi A/\lambda^2$,此处 A 表示波长为 λ 的入射光照射在随机散射介质上的面积,2 表示两个正交的偏振态,因此不难知道对于 1 mm^2 的

随机散射介质来说，其特征输入模式都将在百万量级以上。所以如何测量以及测量的离散化处理成为一个难题。

4.3.1　空域光学传输矩阵测量方法

世界上第一个成型的空域随机散射介质光学传输矩阵测量方法是由 Mathias Fink 教授团队的 S. M. Popoff 博士首次提出的[42]，他们通过使用空间光调制器以及全场四步相移干涉测量的方法，对随机散射介质散射后的光场做干涉全息测量，求取随机散射介质的空域光学传输矩阵，并进而通过聚焦和宽场成像实验验证了该方法的可行性。

图 12 为法国 Mathias Fink 团队的 Sebastien Popoff 设计的用于测量随机散射介质空域传输矩阵的光学系统，同时也是用于相位共轭法聚焦和计算成像的光学系统。该方法采用 532 nm 的激光光源，光束扩束后进入液晶空间光调制器进行相位调制，调制后的光线被放大倍率为 10 倍的聚光透镜会聚到随机散射介质的入射表面，另一 40 倍放大倍率的会聚透镜收集从随机散射介质出射的光线，最后采用 CCD 收集参考光和成像光在探测平面产生的干涉图样。

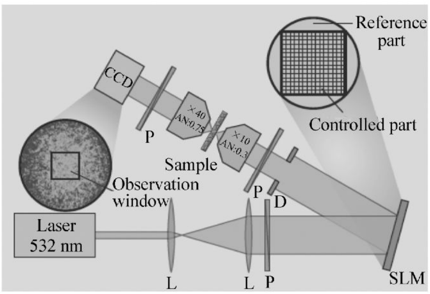


图 12　单臂散射介质传输矩阵测量和成像光路图[42]

Fig. 12　Self-referred optical system diagram for scattering media transmission matrix measuring and imaging[42]

Sebastien M. Popoff 博士的文章中[42]描述了该光学系统在空间光调制器上仅调制了进入随机散射介质的 65% 的光束进行全场四步相移干涉法测量传输矩阵，也就是说，进入空间光调制器的光线中，只有 65% 得到调制并实际参与测量、聚焦和成像，其余 35% 的光束用于提供穿透随机散射介质后的静态参考光；而在进行聚焦和成像实验时，这 35% 的光线由于在随机散射介质中没有相应的测量结果，不参与实际聚焦和成像，其实际分布如图 12 所示。因此在他们的传输矩阵求取过程中有一步计算用以消除参考光强对测量结果的影响，以得到准确的相位共轭聚焦输入相位和真实的成像结果。

利用这种方法提供全场四步相移干涉法需要的静态参考光的优势在于，这样一个实验系统测量随机散射介质传输矩阵的典型时长仅为几分钟，比对随机散射介质进行去相关操作超过一小时的典型时长短得多，因为 16×16 个像素阵列的 CCD 不仅可以测量 16^4 个元素的传输矩阵而且仅需要 16^2 步测量[85]，同时简化了随机散射介质光学系统的结构和稳定性要求。

除此之外，随机散射介质传输矩阵的获得也标志着光学分析进入另一个阶段，此时可以利用其传输矩阵精确地分析随机散射介质安德森定域化现象发生的条件和结果、传输通道的定位等。

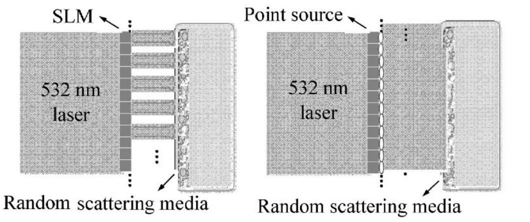
但是这样的光路设计虽然可以简化系统，降低保持系统稳定性的难度，但是不难想象，为了使参考光与成像光在成像平面上干涉，参考光需与成像光一同经过随机散射介质的散射，而经过随机散射介质散射后的 35% 参考光因此变成了紊乱光场，而且由于参考光经过了随机散射介质的散射，使得参与干涉的参考光复振幅也变得不可预测。对于 S_{ref} 来说，其对角线上的元素也不再相同，其结果就是参考光实际参与干涉的光波的复振幅，只能依靠于离散化的测量值。这就导致测量结果容易引入测量误差，包括数据的截断、近似等，同时无法消除参考光对随机散射介质传输矩阵测量值的影响。

更进一步地，这样的配置会使成像光学系统的配准成为一个必须解决的问题。这种将参考光与实际测量、成像光束一同提供的方式，实际上对参考光和测量光线都有稳定性的保持要求，如果随机散射介质由于平台震动或随机散射介质夹具松动，造成随机散射介质与原来光轴间出现位移，那么不仅测量光束会因此改变其出射的状态，此时参考光束也不再静态，而是随散射介质位置的改变而改变，而且这种改变由于散射作用会变得

不可预测,系统稳定性反而更加难控制。

从本质上来说,该空域传输矩阵测量方法与反馈控制聚焦调节算法的目的都是为了获得最大的聚焦光强,只是基于空域传输矩阵测量的相位共轭聚焦方法是把随机散射介质对入射光波的调制作用显性地表达出来,并通过对传输矩阵求逆得到符合聚焦目的的输入相位;而反馈控制调节聚焦算法则是通过多次的反馈控制一步步优化出符合聚焦目标的输入相位,将传输矩阵测量和求逆的过程隐含在优化过程里,因此相比于传输矩阵测量方法,反馈控制调节聚焦方法就需要对每一次不同的聚焦目标重复一次优化的过程,而基于传输矩阵测量方法的聚焦则只须测量传输矩阵一次。但是对于无法测量随机散射介质传输矩阵的应用中,比如用于荧光和光声成像的生物组织穿透性聚焦,传输矩阵方法在目前技术条件下就无用武之地了。

但是,基于传输矩阵测量的方法,还可以用以宽场成像,具有反馈控制优化方法扫描成像无法比拟的成像速度。然而,Popoff 在其论文[49]中也坦言,其成像系统无法对实际物体进行成像,只能对空间光调制器多次生成的相位图像所模拟的亮度图像进行成像。因此,纵使基于空域传输矩阵测量方法的随机散射介质光学系统能用于超衍射极限聚焦,但是这一系统目前尚未实现实物超衍射极限成像。



(a) SLM像元对应通道
(a) SLM pixel channels
(b) 点光源对应通道
(b) Point source channels

图 13 不同通道概念下的传输矩阵建模方法

Fig. 13 Modeling of spatial transmission matrix under SLM pixel and point source channels, respectively

其具体原因是,该方法与反馈控制调节聚焦方法均基于同一简化方法对式(6)进行简化处理,使入射光光源为经液晶空间光调制器像元调制后沿直线传播的一束光线,并在与空间光调制器像元对应的随机散射介质入射表面上位置入射,也就是说只利用了随机散射介质上对应于像元位置上的一个通道进行成像,如图 13(a)所示;而实际对场景或物体的成像过程,随机散射介质接收的是物体或场景每一个可分辨点所发出来的光,如图 13(b)所示,每一个点源都可利用随机散射介质整个入射面上的所有可入射的位置,对应的传输矩阵不与前者相同,前者是后者传输矩阵的一个子集,无法利用其完整地重建出实际物体或场景的图像。

另一个原因是其自参考的参考光提供方式导致的。这也就是本文 4.2.3 节中所述的,当对所测得的传输矩阵进行 SVD 分解时,在物理上表征光强度传输特征通道光线透过率的奇异值矩阵中还存在大于 2 的数值的原因,参考光对所测得的传输矩阵的影响无法消除,而实际成像应用中恰恰需要利用的是物体或场景的强度信息,因此纵然可以通过将测得的传输矩阵除以其自身的模值使得处理后的传输矩阵只包含随机散射介质对相位的调制作用信息,而且这些信息对于分析随机散射介质传输通道、特征通道的统计规律具有不可替代的作用,但是无法提供光强度传输特性的表征就无法从散斑图像中恢复出强度图像。

综合以上分析,有必要实现一种采用一条单独的参考光臂提供参考光的光学系统,以保证参考光的质量和传输矩阵的精确测量;同时,基于基尔霍夫理论在空域中讨论对应于物方点光源集合形成的入射光经过随机散射介质后的散射情况,并测量其空域传输矩阵,使随机散射介质不仅可以应用于时间反演、相位共轭聚焦,还可以应用于实物超衍射极限宽场成像。

4.3.2 空间频率域光学传输矩阵测量方法

另一方面,韩国高丽大学 Youngwoon Choi 教授的课题组将随机散射介质的入射通道划分为各个入射平面波的角度,也即本文 4.2 节中介绍的空间频率域的入射光波形式,因此提出了空间频率域下的传输矩阵测量方法。他们的研究小组利用随机散射介质进行远场光学显微成像实验,利用在 *NA* 为 0.15 的显微物镜下测得的随机散射介质传输矩阵重建出 5 倍分辨率提升的显微图像

来;并用于生物组织的成像,采用 NA 为 0.15 的显微物镜得到 NA 为 0.85 的显微物镜的成像分辨率效果,是第一次利用随机散射介质进行宽场超衍射极限成像的尝试,并增大了成像系统的视场角。

在他们的传输矩阵测量实验中,He-Ne 激光器产生的 633 nm 的平面激光光波被挂载在灵敏电流计上的双轴反射镜以特定的入射角反射到整个随机散射介质的入射面上,然后用一台高速 CCD 记录出射图样,记为 $E_{\mathrm{trans}}(x,y,\theta_x,\theta_y$,然后在 $[-53°, +53°]$ 的角度范围内重复上述过程,进行扫描式的照射,分别记录各自的出射图样(实验系统设计中采用的 RedLake M3 CCD 可在 40 s 内可以记录20 000幅图样,帧速为 5 000 frame/s),然后将所有扫描出的出射图样通过一定的算法进行整合,就可以得到所需要的空频域随机散射介质传输矩阵,如图 14 所示,一旦传输矩阵能够确定,就可以透过该随机散射介质对物体进行成像,整个记录出射图样的过程可用图 14 来表示。所

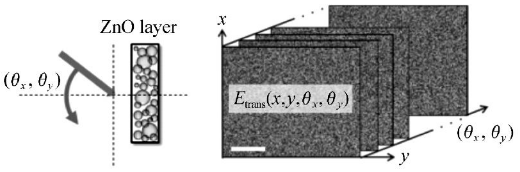


图 14　空间频域传输矩阵测量方法[68]

Fig. 14　Schematic diagram of spatial frequent transmission matrix measurement[68]

采用的光学系统如图 15 所示。显然这是干涉测量方法,而且实现了快速的干涉测量,测量方法仍然是四步相移法[75],CCD 探测面上的电场干涉被直接记录下来,很好地保证了测量和成像阶段随机散射介质的时不变特性,又获得了描述随机散射介质散射特性所需的幅值和相位信息。

出于对随机散射介质散射光收集的原因,在该实验中,Choi 用油浸显微物镜(图 15 中的 Objective)提高从随机散射介质出射光线的收集效率;另外图中的空间光调制器 SLM 的存在实际上是被测物品所放置的位置,SLM 只在分析系统光学性能时候发挥作用,在进行实际生物细胞成像时,其位置是样品的放置位置。

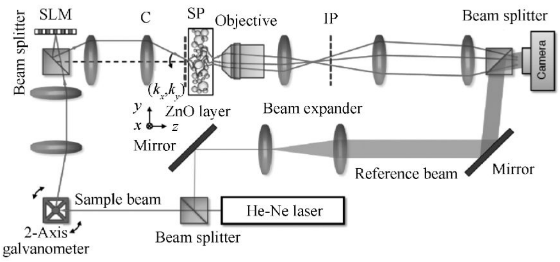


图 15　空间频域传输矩阵测量与成像系统[68,76]

Fig. 15　Spatial frequent transmission matrix measuring and imaging optical system[68,76]

利用这一实验系统和所测得的空间频率域随机散射介质传输矩阵,Choi 教授成功通过改变随机散射介质通过率(即散射强度),并从混乱的散斑图像中恢复出物方样品的图像,验证了本文第 4.1 节关于随机散射介质超衍射极限宽场成像的讨论,随机散射介质散射特性有助于提升成像系统数值孔径;并通过改变 SLM 上所显示的靶标图像的条纹位置及精细程度的观测试验,验证了随机散射介质可增大光学系统视场角的预测,因为随机散射介质使原本不能进入光学系统光瞳的光线能进入到探测系统的可视范围内。还证明了强散射随机散射介质有助于高频信息(空间频率域下高入射角度的光线)进入光学系统,并且不随角度的改变而发生剧烈的高频信息强度衰减,反而是散射强度的下降会导致随机散射介质高频信息传输能力的剧烈下降。

该实验是世界上第一次利用随机散射介质进行实物超衍射极限宽场成像的尝试,提出了一种可以测量随机散射介质并重建散射图像的方法,具有非常重要的意义。唯一美中不足的是论文作者 Choi 提出随机散射介质能接受倏逝波却无法实现倏逝波传输矩阵的测量和探测,因为倏逝波传输矩阵的测量需要实现平行于随机散射介质表面的照明。这一点与 4.3.1 小节中介绍的空域传输矩阵测量方法具有一样的问题,因为按照4.2.3 节中式(13)的积分要求,需要在空间域内从负无穷到正无穷对所有点光源进行积分,才能得到空间频率域内从 $-90°$ 到 $90°$ 的平面波入射角度变化。

另一方面,这一方法的立足点也决定了该方法无法进行时间反演或相位共轭聚焦,对于一些

需要穿透生物组织且其传输矩阵无法利用光学手段直接测量的成像应用，比如光声显微成像、荧光成像的应用，就无法满足需求。

4.4 超衍射极限成像中的散射介质制备要求

为使测得的空域传输矩阵能应用于实际物体的成像，甚至接收到物体表面的倏逝波，散射介质的制备上应该满足以下要求，以保证倏逝波能进入散射介质中，使介质满足测量和成像过程中的时不变性质，并对进入介质的光波进行充分散射[75]。

对于随机散射介质的制备，通常选用常用作工业涂料的白色氧化锌 ZnO 粉末作为制作随机散射介质的基本原料。通常的随机散射介质制作方法是将粒径大小为 100 nm 以下的氧化锌粒子均匀地用清漆混合后涂在一片标准显微镜盖玻片上的清漆中，形成一个厚度为 80 μm 左右的不透明氧化锌涂层，使平均自由程约为 6 ~ 8 μm。这是为了使随机散射介质的厚度大于其平均自由程一个数量级，保证光在随机散射介质内经历多重散射才从另一侧出射，以充分利用随机散射介质的散射作用，提高成像图像和聚焦光斑的质量。

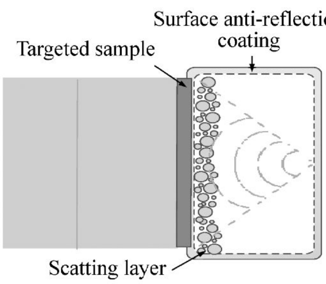


图 16 成像时随机散射介质与待观测样品的位置系

Fig. 16 Placement requirement between sample and scattering media

但是这样制备的随机散射介质其氧化锌分子在清漆内部会发生不可避免的微小移动，造成前一刻测定的传输矩阵与 1 h 后的传输矩阵有较大的改变，所以在较短的时间内当然可以忽略任何随机介质内部的时变特性。但是事实上，如果不忽略或者不能较快地完成传输矩阵测量，后续进行聚焦和成像实验室时，随机散射介质就已经发生较大的改变，造成所测定的传输矩阵失效。

因此，对于超衍射极限成像目的来说，建议采用化学气相沉淀法将 ZnO 生长在一片薄透明基片上，基片材料可选择二氧化硅（SiO_2），将随机散射介质制作成时不变性质的随机散射透镜来使用，达到一次测量多次使用的效果。或者对已有的显微物镜进行改造，直接将 ZnO 散射层生长在物镜表面，得到名副其实的随机散射介质显微物镜，如果材料折射率匹配，还可以达到最高的光线收集效率。

另外，为达到最优的成像效果，随机介质至少应满足如下 3 个要求：(1) 出于接收倏逝波的目的，入射光波长应该尽可能短，同时为使散射落入瑞利散射的范畴，应该保持不大于 1/10 的波长散射粒径比，因此散射粒子的粒径应该 50 nm 以下；(2) 为增大出射光能量，应选用吸收小或无吸收的材料制作随机散射介质；(3) 散射强度如果由平均自由程定义，那么应该保证随机介质宽度在 5 ~ 10 个平均自由程以上，以保证足够强的散射；如果由透过率进行定义，那么一般要求随机散射介质的透过率小于 20%；如果由介质内粒子分布作为散射强度的表征，那么一般粒子的填充因子为 50%，注意不能有太强的散射，以避免安德森定域化现象的发生。

由于随机散射介质成像系统的分辨率还与输入输出端空间自由度有密切关系，因此与随机介质格林函数的离散化过程有关。根据阿贝极限定理，提高该随机介质成像系统分辨率的方法主要有减小 CCD 与随机介质之间距离，减小待观测样品与随机介质之间的距离（如图 16 所示），增大随机介质的尺寸等。而由于成像分辨率与输入输出通道的空间自由度有关，因此还可以通过增大输入输出端 SLM 和 CCD 的通道数量来提升该成像方法的分辨率。

5 结束语

本文介绍了超衍射极限显微成像应用价值和现有光学超分辨率显微成像技术的特点与适用范围，给出了散射现象在超衍射极限成像中的作用，以及利用这一作用进行高分辨率聚焦的声波时间反演法、光学相位共轭技术和反馈控制调节聚焦

技术的详细分析,进而引出散射现象对传统宽场成像光学系统的分辨率提升原理,分析了不同模型下的随机散射介质传输矩阵形式及其测量方法,指出了该领域现有研究的近况。

从文中分析可知,现有散射介质的空域传输矩阵模型不是点光源模型,而且测量光学系统是自参考的参考光提供方式,虽然其设计目的在于相位共轭聚焦,甚至还可对相位图像进行宽场成像,但是却还不能实现实际物体的宽场成像。因此,作为下一步的研究方向,可以实现利用随机散射介质实现非扫描远场超衍射极限显微成像。

另一方面,现有的散射介质超分辨率成像方法还无法测得其倏逝波传输矩阵,虽然散射介质已被证明能将倏逝波散射成行波出射。因此另一研究的方向应该是利用散射介质这一特性,设计倏逝波传输矩阵测量方法与成像光学系统,实现真正意义上的超衍射极限成像,而不是仅仅提升原有光学系统的成像分辨率。

值得一提的是,如果利用传输矩阵测量法进行生物医学超衍射极限成像尝试,那么需要采用快速准确的矩阵测量方法,以保证测量阶段和成像阶段的生物软组织可被当成线性时不变系统;同时可与光声成像、荧光成像结合,实现生物组织内部的聚焦和断层扫描成像。

最后,随机散射介质具备制作成超级透镜的形式,因此,如何将随机散射透镜设计得与原有光学显微系统更加兼容,使成像方式更加方便、成像系统结构更简单,保证随机散射透镜稳定的成像性能,成为今后的研究重点。

参考文献:

[1] ABBE E. Beiträge zur theorie des mikroskops und der mikroskopischen wahrnehmung[J]. *Archiv für mikroskopische Anatomie*,1873,9(1):413-418.

[2] STODOLNA A,ROUZ E A,L PINE F,*et al*.. Hydrogen atoms under magnification:direct observation of the nodal structure of stark states[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2013,110(21):213001-5.

[3] HANSSEN K Ø,SCHULER B,WILLIAMS A J,*et al*.. A combined atomic force microscopy and computational approach for the structural elucidation of breitfussin a and b: Highly modified halogenated dipeptides from thuiaria breitfussi[J]. *Angewandte Chemie*,2012,124(49):12404-12407.

[4] BETZIG E,TRAUTMAN J K. Near-field optics: Microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit[J]. *Science*,1992,257(5067):189-195.

[5] BOLTASSEVA A,ATWATER H A. Low-loss plasmonic metamaterials[J]. *Science*,2011,331(6015):290-291.

[6] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2000,85(18):3966-3969.

[7] ZHANG X,LIU Z. Superlenses to overcome the diffraction limit[J]. *Nature Materials*,2008,7(6):435-441.

[8] HELL S W,WICHMANN J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission:stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy[J]. *Optics Lett.*,1994,19(11):780-782.

[9] BERNING S,WILLIG K I,STEFFENS H,*et al*.. Nanoscopy in a living mouse brain[J]. *Science*,2012,335(6068):551.

[10] RITTWEGER E,HAN K Y,IRVINE S E,*et al*.. Sted microscopy reveals crystal colour centres with nanometric resolution[J]. *Nat. Photon.*,2009,3(3):144-147.

[11] JONES S A,SHIM S H,HE J,*et al*.. Fast, three-dimensional super-resolution imaging of live cells[J]. *Nature Methods*,2011,8(6):499-505.

[12] RUST M J,BATES M,ZHUANG X. Sub-diffraction-limit imaging by stochastic optical reconstruction microscopy(storm)[J]. *Nature Methods*,2006,3(10):793-796.

[13] SUBACH F V,PATTERSON G H,MANLEY S,*et al*.. Photoactivatable mcherry for high-resolution two-color fluorescence microscopy[J]. *Nat. Meth.*,2009,6(2):153-159.

[14] BETZIG E,PATTERSON G H,SOUGRAT R,*et al*.. Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution[J]. *Science*,2006,313(5793):1642-1645.

[15] GUSTAFSSON M G L. Nonlinear structured-illumination microscopy:wide-field fluorescence imaging with theoretically

unlimited resolution[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*,2005,102(37):13081-13086.

[16] BATES M,HUANG B,DEMPSEY G T,*et al.*. Multicolor super-resolution imaging with photo-switchable fluorescent probes[J]. *Science*,2007,317(5845):1749.

[17] HUANG B,BABCOCK H,ZHUANG X. Breaking the diffraction barrier:super-resolution imaging of cells[J]. *Cell*,2010,143(7):1047-1058.

[18] ZHUANG X. Nano-imaging with storm[J]. *Nature Photonics*,2009,3(7):365.

[19] 石顺祥,王学恩,刘劲松.物理光学与应用光学[M].西安:西安电子科技大学出版社,2008.
SHI SH X,WANG X E,LIU J S. *Physical Optics and Applied Optics*[M]. Xi'an:Xidian University Press,2008.(in Chinese)

[20] GOODMAN J W. *Introduction to Fourier Optics*[M]. New York:McGRAW-HILL,1996.

[21] LAGENDIJK A,VAN TIGGELEN B,WIERSMA D S. Fifty years of anderson localization[J]. *Phys. Today*,2009,62(8):24-29.

[22] WIERSMA D S,BARTOLINI P,LAGENDIJK A,*et al.*. Localization of light in a disordered medium[J]. *Nature*,1997,390(6661):671-673.

[23] SKIPETROV S E. Langevin description of speckle dynamics in nonlinear disordered media[J]. *Physical Review E*,2003,67(1):016601.

[24] GUAN Y,KATZ O,SMALL E,*et al.*. Polarization control of multiply scattered light through random media by wavefront shaping[J]. *Optics Letters*,2012,37(22):4663-4665.

[25] TRIPATHI S,PAXMAN R,BIFANO T,*et al.* Vector transmission matrix for the polarization behavior of light propagation in highly scattering media[J]. *Optics Express*,2012,20(14):16067-16076.

[26] PAUDEL H P,STOCKBRIDGE C,MERTZ J,*et al.*. Focusing polychromatic light through strongly scattering media[J]. *Opt. Express*,2013,21(14):17299-17308.

[27] KIM D,SEO K,CHOI W,*et al.*. Detection of evanescent waves using disordered nanowires[J]. *Optics Communications*,2013,297:1-6.

[28] ISHIMARU A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*[M]. New York:John Wiley & Sons,1999.

[29] SHENG P. *Introduction to Wave Scattering, Localization, and Mesoscopic Phenomena*[M]. Berlin Heidelberg:Springer,2006.

[30] TOURIN A,FINK M,DERODE A. Multiple scattering of sound[J]. *Waves in Random Media*,2000,10(4):R31-R60.

[31] LEE P A,RAMAKRISHNAN T V. Disordered electronic systems[J]. *Rev. Modern Physics*,1985,57(2):287.

[32] MARGERIN L,CAMPILLO M,VAN TIGGELEN B. Radiative transfer and diffusion of waves in a layered medium:new insight into coda q[J]. *Geophysical J. International*,1998,134(2):596-612.

[33] FINK M. Acoustic time-reversal mirrors[C]. Imaging of Complex Media with Acoustic and Seismic Waves. Imaging of Complex Media with Acoustic and Seismic Waves,Berlin, Germany,26 April-8 May,1999,2002:17-42.

[34] FINK M. Time-reversed acoustics[J]. *Sci. Am.*,1999,281(5):91-97.

[35] LEROSEY G,DE ROSNY J,TOURIN A,*et al.*. Time reversal of electromagnetic waves[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2004,92(19):193904.

[36] LEROSEY G,DE ROSNY J,TOURIN A,*et al.*. Focusing beyond the diffraction limit with far-field time reversal[J]. *Science*,2007,315(5815):1120-1122.

[37] DE ROSNY J,FINK M. Overcoming the diffraction limit in wave physics using a time-reversal mirror and a novel acoustic sink[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2002,89(12):124301.

[38] FINK M,TANTER M. Multiwave imaging and super resolution[J]. *Phys. Today*,2010,63:28.

[39] PRADA C,FINK M. Eigenmodes of the time reversal operator:a solution to selective focusing in multiple-target media[J]. *Wave Motion*,1994,20(2):151-163.

[40] GOUPILLAUD P L. An approach to inverse filtering of near-surface layer effects from seismic records[J]. *Geophysics*, 1961,26(6): 54-760.

[41] PAULRAJ A,NABAR R,GORE D. *Introduction to Space-time WIRELESS COMmunications*[M]. Cambridge,UK:Cambridge University Press,2003.

[42] POPOFF S M,LEROSEY G,FINK M,*et al.*. Controlling light through optical disordered media:transmission matrix approach[J]. *New J. Phys.*,2011,13:123021.

[43] LEMOULT F,FINK M,LEROSEY G. A polychromatic approach to far-field superlensing at visible wavelengths[J]. *Nat. Commun.*,2012,3:889.

[44] VELLEKOOP I M,MOSK A P. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media[J]. *Optics Letters*, 2007,32(16):2309-2311.

[45] YAQOOB Z,PSALTIS D,FELD M S,*et al*. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples[J]. *Nat. Photon.*,2008,2(2):110-115.

[46] VELLEKOOP I M,LAGENDIJK A,MOSK A P. Exploiting disorder for perfect focusing[J]. *Nature Photonics*,2010,4(5):320-322.

[47] 滕树云,刘立人,云茂金,等.提高能量密度的超衍射极限激光光束相位补偿技术[J].光学学报,2005,25(4):439-442.

TENG SH Y,LIU L R,YUN M J,*et al.*. Phase compensative technology for the beam beyond the diffraction limits with high power[J]. *Acta Optica Sinica*,2005,25(4):439-442.(in Chinese)

[48] FREUND I,ROSENBLUH M,FENG S. Memory effects in propagation of optical waves through disordered media[J]. *Phys. Rev. Lett.*,1988,61(20):2328-2331.

[49] POPOFF S M,LEROSEY G,CARMINATI R,*et al*. Measuring the transmission matrix in optics:an approach to the study and control of light propagation in disordered media[J]. *Physical Review Lett.*,2010,104(10):100601-4:

[50] VAN PUTTEN E,AKBULUT D,BERTOLOTTI J,*et al.*. Scattering lens resolves sub-100 nm structures with visible light [J]. *Physical Review Letters*,2011,106(19):193905.

[51] AKBULUT D,HUISMAN T J,VAN PUTTEN E G,*et al.*. Focusing light through random photonic media by binary amplitude modulation[J]. *Opt. Express*,2011,19(5):4017-4029.

[52] VELLEKOOP I M,AEGERTER C M. Scattered light fluorescence microscopy: Imaging through turbid layers[J]. *Optics Letters*,2010,35(8):1245-1247.

[53] MOSK A. Imaging and focusing through turbid media[C]. OSA Technical Digest(online). 2013:JW1A. 1.

[54] LEROSEY G,FINK M. Acousto-optic imaging:merging the best of two worlds[J]. *Nature Photonics*,2013,7(4):265-267.

[55] JUDKEWITZ B,WANG Y M,HORSTMEYER R,*et al.*. Speckle-scale focusing in the diffusive regime with time reversal of variance-encoded light(trove)[J]. *Nature Photonics*,2013,7(4):300-305.

[56] CUI M. Parallel wavefront optimization method for focusing light through random scattering media[J]. *Optics Letters*, 2011,36(6):870-872.

[57] CUI M. A high speed wavefront determination method based on spatial frequency modulations for focusing light through random scattering media[J]. *Optics Express*,2011,19(4):2989-2995.

[58] CONKEY D B,CARAVACA-AGUIRRE A M,NIV E,*et al.*. High-speed phase-control of wavefronts with binary amplitude dmd for light control through dynamic turbid media[C]. SPIE MOEMS-MEMS,2013:861701-6.

[59] MCDOWELL E J,CUI M,VELLEKOOP I M,*et al.*. Turbidity suppression from the ballistic to the diffusive regime in biological tissues using optical phase conjugation[J]. *J. Biomedical Optics*,2010,15(2):025004.

[60] YAQOOB Z,PSALTIS D,FELD M S,*et al.*. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples [J]. *Nature Photonics*,2008,2(2):110-115.

[61] JANG M,SENTENAC A,YANG C. Optical phase conjugation(opc)-assisted isotropic focusing[J]. *Optics Express*,

2013,21(7):8781-8792.

[62] POPOFF S M,LEROSEY G,FINK M,*et al.*. Image transmission through an opaque material[J]. *Nature Communications*,2010,1(1):81.

[63] MAIRE G,DRSEK F,GIRARD J,*et al.* Experimental demonstration of quantitative imaging beyond abbe's limit with optical diffraction tomography[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2009,102(21):213905.

[64] MAIRE G,GIRARD J,DRSEK F,*et al.*. Experimental inversion of optical diffraction tomography data with a nonlinear algorithm in the multiple scattering regime[J]. *J. Modern Optics*,2010,57(9):746-755.

[65] MONTALDO G,TANTER M,FINK M. Real time inverse filter focusing through iterative time reversal[J]. *Acoustical Society of America*,2004,115(2):768-775.

[66] TANTER M,THOMAS J L,FINK M. Time reversal and the inverse filter[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*,2000,108:223-234.

[67] MOSK A P,LAGENDIJK A,LEROSEY G,*et al.*. Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media[J]. *Nature Photonics*,2012,6(5):283-292.

[68] CHOI Y,YANG T D,FANG-YEN C,*et al.*. Overcoming the diffraction limit using multiple light scattering in a highly disordered medium[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2011,107(2):023902.

[69] HULST H C,VAN DE HULST H. *Light Scattering:By Small Particles*[M]. Courier Dover Publications,1957.

[70] PUTTEN E G V. Focussing of light inside turbid media[D]. Enschede:University of Twente Master of Science,2007.

[71] VELLEKOOP I M,PUTTEN E G V,LAGENDIJK A,*et al.*. Demixing light paths inside disordered metamaterials[J]. *Optics Express*,2008,16(1):67-80.

[72] GOODMAN J W. *Statistical Optics*[M]. New York:Wiley-Interscience,1985.

[73] GUMBEL E,GREENWOOD J A,DURAND D. The circular normal distribution:theory and tables[J]. *J. American Statistical Association*,1953,48(261):131-152.

[74] 黄远辉. 光学超衍射极限成像中随机介质传输矩阵获取方法研究[D]. 西安:西安电子科技大学,2013.
HUANG Y H. Optical transmission matrix measurement of random scattering media for diffraction-limit breaking imaging [D]. Xi'an:Xidian University,2013. (in Chinese)

[75] CHOI W,FANG-YEN C,BADIZADEGAN K,*et al.*. Tomographic phase microscopy[J]. *Nature Methods*,2007,4(9): 717-719.

[76] TOURIN A,DERODE A,FINK M. Sensitivity to perturbations of a time-reversed acoustic wave in a multiple scattering medium[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2001,87(27):274301.

[77] LEMOULT F,LEROSEY G,DE ROSNY J,*et al.*. Manipulating spatiotemporal degrees of freedom of waves in random media[J]. *Phys. Rev. Lett.*,2009,103(17):173902.

[78] AUBRY A,DERODE A. Singular value distribution of the propagation matrix in random scattering media[J]. *Waves Random and Complex Media*,2010,20(3):333-363.

[79] MARCHENKO V A,PASTUR L A. Distribution of eigenvalues for some sets of random matrices[J]. *Sbornik:Mathematics*,1967,72(114):507-536.

[80] WIGNER E P. Random matrices in physics[J]. *Society Industrial and Appl. Mathematics Review*,1967,9(1):1-23.

[81] CHOI W,MOSK A P,PARK Q H,*et al.*. Transmission eigenchannels in a disordered medium[J]. *Phys. Rev. B*,2011, 83(13):134207.

[82] KIM M,CHOI Y,YOON C,*et al.*. Maximal energy transport through disordered media with the implementation of transmission eigenchannels[J]. *Nature Photonics*,2012,6(9):583-587.

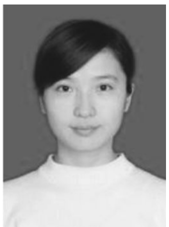
[83] KOHLGRAF-OWENS T,DOGARIU A. Finding the field transfer matrix of scattering media[J]. *Optics Express*,2008,16 (17):13225-13232.

[84] VAN PUTTEN E G,MOSK A P. Viewpoint:the information age in optics:measuring the transmission matrix[J]. *Physics*,2010,3:22.

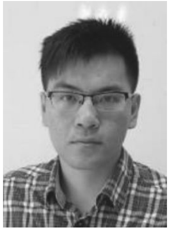
作者简介:

杨　虹(1989—),女,云南保山人,硕士研究生,2012 年于西安电子科技大学获得学士学位,主要从事超分辨率成像与计算成像技术方面的研究。E-mail:cindyyanghong@ gmail. com

黄远辉(1987—),男,广东惠州人,硕士,2010 年、2013 年于西安电子科技大学分别获得学士、硕士学位,主要从事新型显微成像技术方面的研究。E-mail:yhhuang1987@ gmail. com



龚昌妹(1983—),女,贵州安顺人,博士研究生,2007 年于西安电子科技大学获得学士学位,主要从事随机散射超衍射极限成像技术方面的研究。E-mail:cmgong@ mail. xidian. edu. cn



吴腾飞(1990—),男,陕西西安人,硕士研究生,2012 年于西安电子科技大学获得学士学位,主要从事新型超衍射极限成像技术方面的研究。E-mail:aviationlove@ 163. com

邵晓鹏(1973—),男,山东威海人,博士,教授,1997 年、2002 年、2005 年于西安电子科技大学分别获得学士、硕士、博士学位,主要从事新型光电成像技术、光电图像处理与模式识别(遥感高光谱图像等)和光电仪器研制与测试(CCD 内部性能测试平台和红外成像器件性能测试)等方面的研究。E-mail:xpshao@ xidian. edu. cn