



透过散射介质的光阑识别及其分辨率研究

李乐¹, 罗松杰^{1*}, 黄成², 何志民², 林惠川^{2*}, 陈子阳¹, 蒲继雄¹

1. 华侨大学信息科学与工程学院, 福建省光传输与变换重点实验室, 厦门 361021;

2. 闽南师范大学物理与信息工程学院, 漳州 363000

*联系人, 罗松杰, E-mail: songjie@hqu.edu.cn; 林惠川, E-mail: lhc1810@mnnu.edu.cn

收稿日期: 2021-05-11; 接受日期: 2021-07-05; 网络出版日期: 2021-10-20

国家自然科学基金(编号: 62005086)资助项目

摘要 光束经过光阑后产生衍射图样, 通过分析衍射图样可得到光阑的形状和尺寸等信息. 当光束的传输路径中存在散射介质, 散射介质的随机散射效应将导致光场变为随机的散斑场, 无法直接从中获取光阑的信息. 本文基于强度相关理论, 实现了通过散斑场对光阑进行检测. 实验结果表明, 该方法可以有效地获得光阑轮廓信息. 散斑重构的光强分布图的像素间距与实际物体的物理间距之间存在线性关系, 能够利用重构图像对目标光阑进行定量测量, 本实验散斑重构图像的最高分辨率为 $396.8 \mu\text{m}/\text{lp}$.

关键词 散斑成像, 散斑场, 光强相关

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Dd, 42.25.Bs

1 引言

在光传输的过程中, 经常会遇到各种不同形状的光阑, 对于未知的光阑, 可以通过分析光束的衍射图样识别光阑. 然而, 当光的传输路径中存在烟雾、毛玻璃等散射介质时, 会发生随机散射现象, 导致出射光场的光强将变为无序分布的散斑, 从而无法直接识别光阑. 从散斑中解译入射光束的信息曾经被认为是难以实现的, 自从2007年Vellekoop和Mosk实现了散斑场的聚焦之后, 研究人员针对散斑场的调控和成像做了大量的研究工作, 并取得了不少突破性的成果. 近年来发展出若干透过散射介质成像的技术, 如光学相干层析成像技术^[1]、传输矩阵技术^[2,3]、波前整形技

术^[4,5]、散斑聚焦技术^[6,7]、鬼成像技术^[8,9]等. 这些技术的发展, 使得透过散射介质成像得以实现, 并成为具有重要应用意义的研究方向.

如何将经过散射介质后携带物体信息的光束利用起来, 进而还原物体信息, 是解决散射成像问题的关键. Bertolotti团队^[10]在2012年首次提出利用散斑进行透过散射介质成像, 基于散射介质的记忆效应进行光强相关计算得到目标的重构信息. 马里兰大学的Scarcelli团队^[11]在2016年提出了基于浴帘效应的散射成像方法. Takeda等人^[12]提出相关全息的概念, 从光场的相干性角度给出解决散射成像的方案. 在记录物体信息的过程中, 相关全息技术和传统全息技术一样, 都需要物光与参考光结合构成全息图. 但是, 相关全息技

引用格式: 李乐, 罗松杰, 黄成, 等. 透过散射介质的光阑识别及其分辨率研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 224211

Li L, Luo S J, Huang C, et al. Study on the recognition of aperture hidden behind a scattering medium and the resolution (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 224211, doi: [10.1360/SSPMA-2021-0140](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0140)

术和传统全息技术最大的区别在于, 传统全息技术得到的是由光场本身的分布表示的重建物体振幅分布, 而相干全息技术则是将物体重建为光场的空间相干函数^[13]. 相关全息理论最初的灵感来源于范西特-泽尼克定理(van-Cittert Zernike Theorem)与衍射积分公式形式上的类比, 因为二者具有类似的表达形式, 并且都遵循光场的波动方程^[12]. 实际上, 相关全息本质上是将物体的信息编码到相干函数中, 通过光的干涉来还原被散射的物体信息. 相关全息技术可以结合偏振理论以及全息技术中已有的方法^[14-16], 因而能够有效重建复杂场的三维图像^[12,17].

本文将傅里叶变换全息术和强度相关计算相结合, 研究了利用无透镜傅里叶变换全息术实现透过散射介质的光阑识别. 实验上设计了无需复杂的干涉系统即可完成无透镜傅里叶变换全息术的光路结构, 为该技术的小型化应用提供了思路.

2 原理

单色源平面上的点 r' 发出的光波 $U(r')$ 经过光学系统后在观察面上产生光场 $U(r)$

$$U(r) = \int U(r')G(r, r')dr', \quad (1)$$

其中 $G(r, r')$ 是光学系统的脉冲响应. 当满足菲涅尔近似条件, 脉冲响应函数可写为

$$G(r, r') = \frac{1}{i\lambda} \cdot \frac{\exp(ik|z+r-r'|)}{|z+r-r'|} \\ \approx \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[ik \frac{|r|^2 - 2r \cdot r' + |r'|^2}{2z}\right], \quad (2)$$

其中 λ 和 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 分别为光波长和波数. 现在考虑固定时间 t 时刻, 从同一源平面发出的两个独立的光波(物光 U_O 和参考光 U_R), 在观测平面上产生两个统计上独立的随机场并相干叠加^[12]. 观测平面的复场表示为

$$U(r) = U_O(r) + U_R(r) \\ = \int U_O(r')G(r, r')dr' + \int U_R(r')G(r, r')dr'. \quad (3)$$

观测平面上的场是来自物光和参考光所产生散斑场的相干叠加^[18], 为了计算相干光场的光强互协方差, 首先定义光场的四阶相关 $\langle I(r)I(r+\Delta r) \rangle$,

$$\langle I(r)I(r+\Delta r) \rangle = \langle U^*(r)U(r)U^*(r+\Delta r)U(r+\Delta r) \rangle, \quad (4)$$

相关计算在数学上表示为系综平均, 即符号 $\langle \cdot \rangle$.

我们假设复振幅场是一个空间平稳的随机场, 并且, 连续时间的实稳态随机过程服从正态或高斯分布^[19,20]. 因此, 光强互相关函数只与其空间坐标差有关, 定义光强互协方差 $C(\Delta r)$ 为

$$C(\Delta r) = \langle \Delta I(r)\Delta I(r+\Delta r) \rangle \\ = \langle I(r)I(r+\Delta r) \rangle - \langle I(r) \rangle^2, \quad (5)$$

其中 $\Delta I(r) = I(r) - \langle I(r) \rangle$ 为光强相对于其均值的涨落. 假设随机场在空间坐标上是遍历的, 这样可以通过对不同空间位置的散斑进行空间平均, 从而代替系综平均^[21,22]. 空间平均后的光强互协方差为

$$C(\Delta r) = |W(\Delta r)|^2, \quad (6)$$

其中 $W(\Delta r)$ 为交叉谱密度, 由范西特-泽尼克定理可知

$$W(\Delta r) = \int I(r') e^{-ik\Delta r \cdot r'} dr', \quad (7)$$

其中 $I(r')$ 为散射介质前的光强分布. (6)和(7)式表明, 通过计算散斑场的光强互协方差, 可以获得散射介质前的光强信息.

本实验采用无透镜傅里叶变换全息术实现透过散射介质识别光阑形状. 在光路中, 两束相干波分别为物光波和参考光波, 即 $W(\Delta r) = W_O(\Delta r) + W_R(\Delta r)$. 引入的倾斜参考光使得物光携带的光阑信息在频谱中得到相应的频移. 因此光强互协方差改写为

$$C(\Delta r) = |W_O(\Delta r) + W_R(\Delta r)|^2. \quad (8)$$

引入参考光的光强互协方差函数 $C(\Delta r)$ 经过傅里叶变换后有四项, 如式(9)所示. 前两项表示物光和参考光相干函数傅里叶变换的自相关, 相当于频谱中的直流信息; 第三项表示物光与离轴参考光相干函数共轭傅里叶变换的卷积; 第四项为第三项的共轭项:

$$\mathcal{F}\{C(\Delta r)\} = \mathcal{F}\{W_O(r')\} \otimes \mathcal{F}\{W_O^*(r')\} \\ + \mathcal{F}\{W_R(r')\} \otimes \mathcal{F}\{W_R^*(r')\} \\ + \mathcal{F}\{W_O(r')\} \otimes \mathcal{F}\{W_R^*(r')\} \\ + \mathcal{F}\{W_O^*(r')\} \otimes \mathcal{F}\{W_R(r')\}, \quad (9)$$

式中 \otimes 表示二维卷积, $\mathcal{F}\{\cdot\}$ 表示二维傅里叶变换, $*$ 为

共轭符号.

参考光记录下了物光携带的待识别光阑信息的全息图, 同时我们通过散斑光强得到了光强互协方差 $C(\Delta r)$, 进而利用傅里叶分析的方法可以重构散射介质前的光强分布信息.

3 实验

实验装置图如图1所示. 氦氖激光器发出的光束经过由物镜和小孔组成的空间滤波系统S后, 再由准直透镜L1得到准直光束, 然后利用一组透镜L2, L3进行扩束. 出射光束均匀地照射到振幅型物体O和透镜L4组成的平面上. 装置中透镜L4提供了无透镜傅里叶全息中的参考光部分, 构成一个离轴的点光源, 在频域中将重构的物体信息从0级分离出来, 其中透镜L4到毛玻璃GG之间的距离为透镜L4的焦距 $f=100$ mm. 另一部分透过目标物体的光携带了物体的信息, 与参考光叠加形成全息干涉条纹. 在透镜焦点附近的位置上放置散射介质, 此处采用毛玻璃GG (DG10-220, Thorlabs)作为实验用的散射介质, 毛玻璃的厚度为2 mm, 口径25.4 mm, 粗糙度220目. 由于毛玻璃为单表面抛光结构, 粗糙面仅为毛玻璃表面, 因此毛玻璃的厚度对实验结果不造成影响. 经过毛玻璃的光束被散射成光强随机分布的散斑. 物光和参考光两个独立的散斑经传输后干涉叠加, 其中毛玻璃GG与CCD之间的传输距离为20 cm, 满足散斑远场衍射条件, 最终由CCD采集干涉散斑场.

3.1 透过散射介质的光阑识别

实验中, 我们采用直径为3 mm的圆形和边长为3 mm的三角形两种形状的光阑. 光束透过光阑会在毛

玻璃上投射出相应的形状, 然而当经过毛玻璃后, 由于散射效应, 在毛玻璃后将形成散斑状的无序光强分布, CCD采集的对应散斑如图2(a)和(b)所示. 从散斑图上看似没有任何有效信息, 光阑的形状信息完全隐含在了随机分布的散斑光强中. 图2(c)和(d)展示了两个散斑图经计算得到的光强互协方差, 其计算原理可以由上面的式(8)解释.

利用傅里叶频谱分析的方法, 通过在相干函数中引入一个空间频率足够大的倾斜参考光, 可以实现将干涉项在频域中分离出来, 从而得到所需的有效信息. 两个不同形状光阑的光强互协方差的傅里叶谱如图3(a)和(b)所示. 这里我们把中心0级部分的频谱加以抑制, 以凸显频谱中被分离的光阑信息部分. 从频谱图中可以清晰地看到不同形状光阑的重构结果, 其中实验中三角形光阑的边长为3 mm、圆形光阑的直径为3 mm. 重构的光阑图案与预先设定的光阑图案的相似度指标由表1给出. 重构图像的峰值信噪比(PSNR)均在10以上, 表明重构图像质量较好; 结构相似性(SSIM)均在0.8以上, 重构图像与原图存在较高的相似性; 皮尔逊相关系数(PCC)均接近0.9, 表明重构图像与原图之间具有较强的相关性. 以上数据说明采用本文提到的算法能够实现透过散射介质的光阑识别, 并且得到高质量的重建图像.

3.2 光阑尺寸的定量测量

目标物体的实际物理尺寸与经过计算重建后得到的目标物体图像尺寸之间存在一定比例关系, 因此可以通过重构的图像来识别目标物体的固有尺寸或形状特征. 本实验选择一系列双缝作为待测光阑, 透过双缝的光束被散射介质散射后, 由散斑图案重建双缝结构, 并定量测量双缝的间距. 实验所使用的双缝间距分别

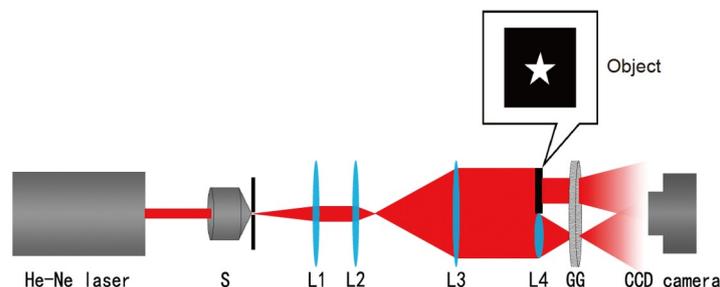


图1 (网络版彩图)透过散射介质成像实验装置图

Figure 1 (Color online) Experimental configuration for imaging through scattering medium.

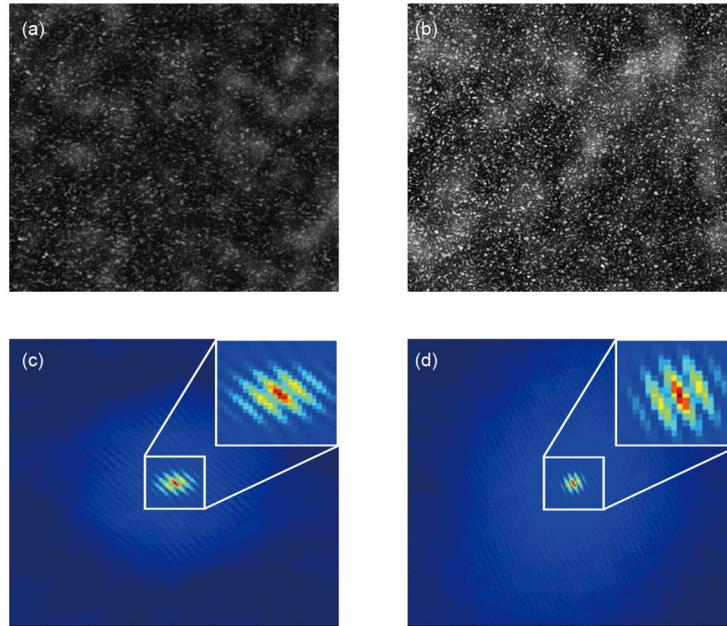


图 2 (网络版彩图)振幅型光阑的散斑光强图及其对应的光强互协方差. (a), (b) 三角形、圆形光阑对应的散斑光强; (c), (d) 三角形、圆形光阑光强互协方差结果

Figure 2 (Color online) Speckle intensity distribution of amplitude aperture and its corresponding cross-covariance. (a), (b) Speckle intensity distribution of triangular and circular aperture; (c), (d) the corresponding cross-covariance of triangular and circular aperture.

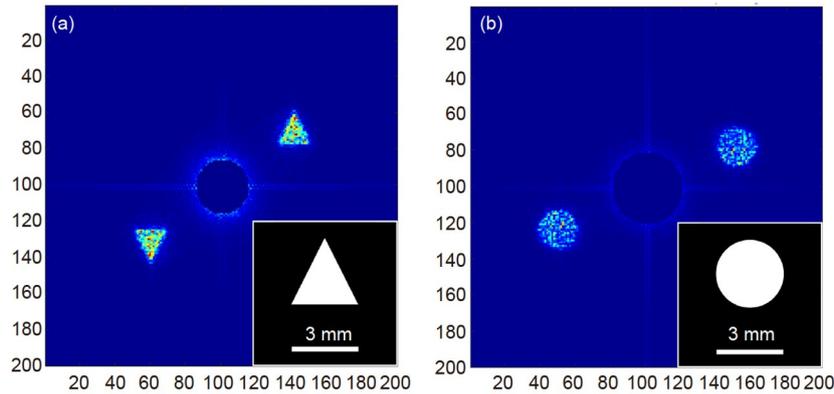


图 3 (网络版彩图)光强相关算法所重构的三角形(a)和圆形(b)光阑, 右下方为光阑原始图样

Figure 3 (Color online) The reconstruction of triangular (a) and circular aperture (b) by intensity-correlation-based method, the inset shows the original apertures.

为0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0 mm.

与前述实验采用相同的数据处理方法, 经过计算可得到重建的不同间距双缝图案, 如图4所示. 为了研究重建图案与原始物体之间的比例关系, 把重建图案进行二值化处理, 以便于后面定量计算重建图案的缝间距. 经过二值化处理的双缝图案, 在其横截面图中以像素为单位计量重构图案的双缝间距, 计算定量结果并得到拟合曲线, 如图5所示. 双缝的实际间距和计

算机重构的双缝图案像素间距之间存在线性关系, 可见通过标定像素间隔可以计算实际物体尺寸.

表 1 重构图案的相似度指标

Table 1 Similarity index of reconstructed pattern

相似度指标	三角形	圆形
PSNR	14.01	12.84
SSIM	0.89	0.83
PCC	0.88	0.88

3.3 透过散射介质成像分辨率研究

光阑经过散射介质后的散斑图案包含了物体的形貌信息, 通过散斑图案重构的图形的分辨率是评估本方法检测能力的重要参数. 光强相关技术能够实现透过散射介质对光阑的识别, 对于该方法得到的重建图案的细节特征, 本文结合实验对重建图案分辨率进行

了研究. 实验中使用分辨率靶(Thorlabs-1951USAF-R3L3S1N)作为分辨率检测物体, 图6展示了分辨率靶0组的6个元素实验重构图像, 图中6个元素条纹均清晰可分辨, 图中标度尺表示相邻线对间距为1 mm, 对应的分辨率从左到右依次为1.00, 1.12, 1.26, 1.41, 1.59, 1.78 lp/mm.

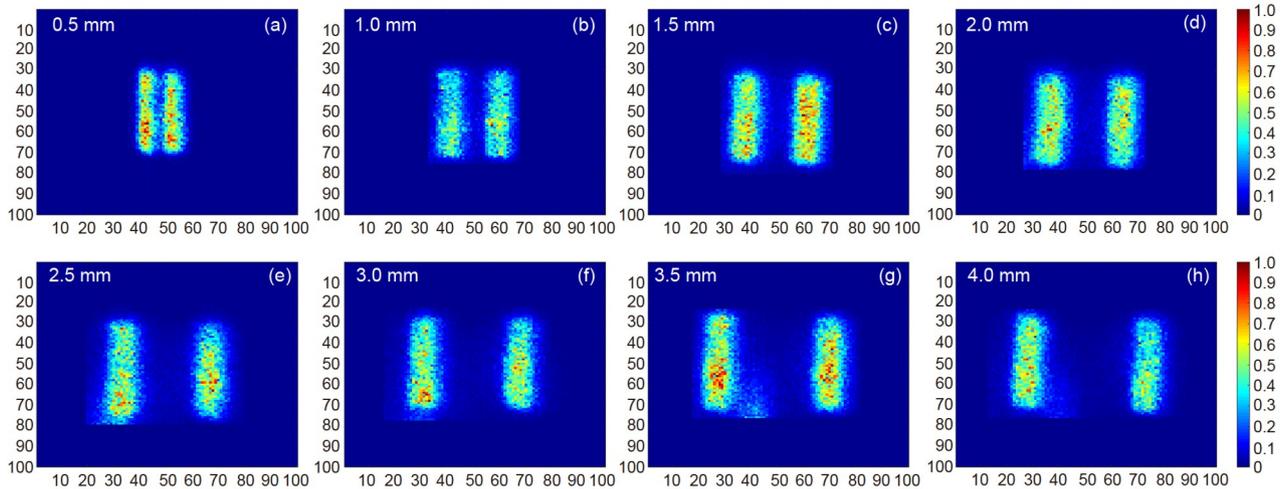


图 4 (网络版彩图)双缝光阑重构图样. (a)–(h) 双缝间距分别为0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0 mm

Figure 4 (Color online) The reconstruction of double slit. (a)–(h) Double slit spacing is 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0 mm, respectively.

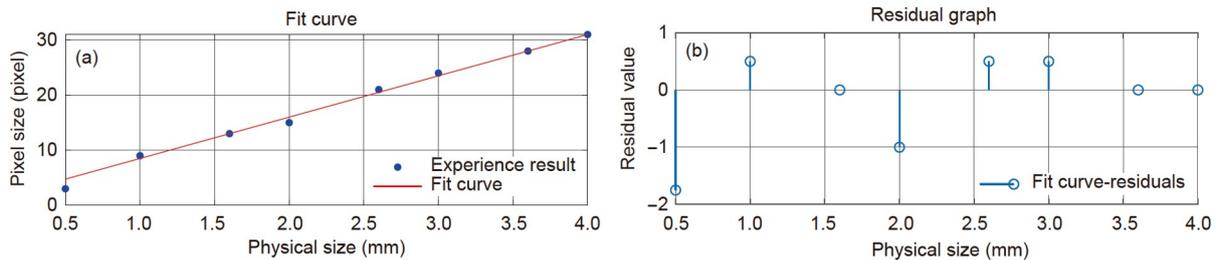


图 5 (网络版彩图) (a) 实际双缝物理间距与重构双缝图案像素间距拟合曲线图; (b) 拟合曲线残差数值

Figure 5 (Color online) (a) Fitting curve of double-slit physical spacing and pixel spacing of reconstructed double-slit pattern; (b) residual of fitting curve.

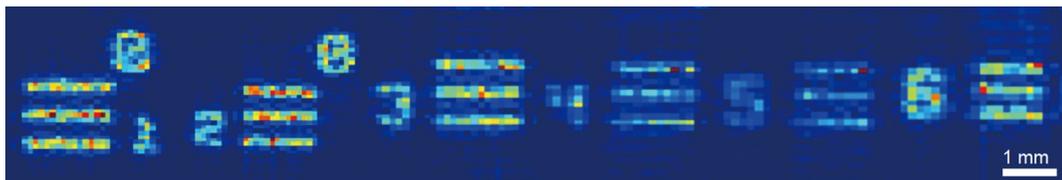


图 6 (网络版彩图)分辨率靶重构光强分布结果(图中自左向右依次为分辨率靶0组1–6号元素水平条纹)

Figure 6 (Color online) Reconstructed intensity distribution of resolution target (From left to right are the horizontal stripes of resolution target group 0 elements 1–6).

为了探究本实验重构目标物体的最大分辨率, 实验采集了分辨率靶1组的6个元素进行计算, 结果如图7所示, 图中标度尺为1 mm. 重构图像中刚刚能够被分辨的条纹为靶1组3号元素(图7右上角), 相应的分辨率为2.52 lp/mm, 约为396.8 $\mu\text{m}/\text{lp}$. 因此本实验得到透过散射介质成像的最大分辨率可以达到396.8 $\mu\text{m}/\text{lp}$.

4 结论

本文基于光强相关法实现了透过散射介质对光阑的识别, 解释了光强相关法通过引入参考光, 利用无透镜傅里叶变换全息, 得到重构光阑形状图像的原理. 首先研究透过散射介质重构光阑形状, 实现了利用散斑光强对散射介质前光阑形状的识别, 重构出相似度较高、还原度较好的图案; 接着以双缝为例, 研究了重构图案的像素间距与实际物体的物理尺寸之间的关系, 验证了通过光强相关算法可以定量测量光阑的尺

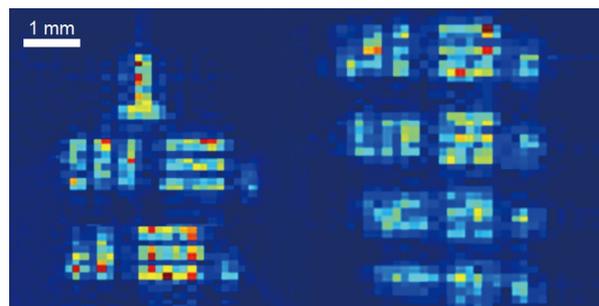


图7 (网络版彩图)分辨率靶重构光强分布结果(图中左起自上向下依次为分辨率靶1组1-6号元素水平及竖直条纹)

Figure 7 (Color online) Reconstructed intensity distribution of resolution target (From left to bottom are the horizontal and vertical stripes of resolution target group 1 elements 1-6).

寸; 最后研究了本实验透过散射介质重构物体的最大分辨率, 实验结果表明该方法能够获得的最大分辨率为2.52 lp/mm, 约为397 $\mu\text{m}/\text{lp}$.

参考文献

- Huang D, Swanson E A, Lin C P, et al. Optical coherence tomography. *Science*, 1991, 254: 1178-1181
- 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. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 100601, arXiv: 0910.5436
- Popoff S M, Lerosey G, Fink M, et al. Controlling light through optical disordered media: Transmission matrix approach. *New J Phys*, 2011, 13: 123021, arXiv: 1107.5285
- Hong P, Ojambati O S, Legendijk A, et al. Three-dimensional spatially resolved optical energy density enhanced by wavefront shaping. *Optica*, 2018, 5: 844-849, arXiv: 1703.08230
- He H, Wong K S. An improved wavefront determination method based on phase conjugation for imaging through thin scattering medium. *J Opt*, 2016, 18: 085604
- Yang Q, Cao L C, Jin G F. Progress in optical focusing techniques aiming to suppress scattering effect in biomedical tissues (in Chinese). *Chin J Lasers*, 2015, 42: 9-21 [杨强, 曹良才, 金国藩. 可抑制生物组织散射效应的光学聚焦技术研究进展. *中国激光*, 2015, 42: 9-21]
- He H X, Zhou J Y. Optical imaging beyond conventional limits—An introduction to scattering light imaging techniques (in Chinese). *Physics*, 2016, 45: 660-666 [和河向, 周建英. 超常规光学透视成像研究进展——散射光成像技术介绍. *物理*, 2016, 45: 660-666]
- D'Angelo M, Kim Y H, Kulik S P, et al. Identifying entanglement using quantum ghost interference and imaging. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 233601, arXiv: quant-ph/0401007
- Ferri F, Magatti D, Gatti A, et al. High-resolution ghost image and ghost diffraction experiments with thermal light. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 183602, arXiv: quant-ph/0408021
- Katz O, Heidmann P, Fink M, et al. Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations. *Nat Photon*, 2014, 8: 784-790, arXiv: 1403.3316
- Edrei E, Scarcelli G. Optical imaging through dynamic turbid media using the Fourier-domain shower-curtain effect. *Optica*, 2016, 3: 71-74
- Takeda M, Wang W, Naik D N, et al. Spatial statistical optics and spatial correlation holography: A review. *Opt Rev*, 2014, 21: 849-861
- Chen Z Y, Chen L, Fan W R, et al. Progress on scattering imaging technologies based on correlation holography (in Chinese). *Laser Optoelectron Prog*, 2021, 58: 200001 [陈子阳, 陈丽, 范伟如, 等. 基于相关全息原理的散射成像技术及其进展. *激光与光电子学进展*, 2021, 58: 200001]
- Chen L, Singh R K, Chen Z, et al. Phase shifting digital holography with the Hanbury Brown-Twiss approach. *Opt Lett*, 2020, 45: 212-215

- 15 Chen L, Chen Z, Singh R K, et al. Imaging of polarimetric-phase object through scattering medium by phase shifting. *Opt Express*, 2020, 28: 8145–8155
- 16 Fan W, Chen Z, Yakovlev V V, et al. High-fidelity image reconstruction through multimode fiber via polarization-enhanced parametric speckle imaging. *Laser Photon Rev*, 2021, 15: 2000376
- 17 Naik D N, Singh R K, Ezawa T, et al. Photon correlation holography. *Opt Express*, 2011, 19: 1408–1421
- 18 Kumar Singh R, Vinu R P V K, Sharma M S A. Recovery of complex valued objects from two-point intensity correlation measurement. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 111108
- 19 Picinbono B. Ergodicity and fourth-order spectral moments. *IEEE Trans Inform Theor*, 1997, 43: 1273–1276
- 20 Dalle Molle J W, Hinich M J. Trispectral analysis of stationary random time series. *J Acoust Soc Am*, 1995, 97: 2963–2978
- 21 Singh R K, Vinu R P V K, Sharma M S A. Retrieving complex coherence from two-point intensity correlation using holographic principle. *Opt Eng*, 2014, 53: 104102
- 22 Singh R K, Vyas S, Miyamoto Y. Lensless Fourier transform holography for coherence waves. *J Opt*, 2017, 19: 115705

Study on the recognition of aperture hidden behind a scattering medium and the resolution

LI Le¹, LUO SongJie^{1*}, HUANG Cheng², HE ZhiMin², LIN HuiChuan^{2*},
CHEN ZiYang¹ & PU JiXiong¹

¹ Fujian Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, College of Information Science and Engineering,
Huaqiao University, Xiamen 361021, China;

² College of Physics and Information Engineering, Minnan Normal University, Zhangzhou 363000, China

Diffraction pattern is generated by the light transmitting through an aperture. The shape and size of aperture can be acquired by the analysis of the diffraction pattern. When a scattering medium is located in the optical path, the random scattering effect produces the speckle field, from which the information of the aperture cannot be recovered directly. A method is provided in this paper to measure the aperture by the speckle field based on the intensity correlation theory. The experimental result proves that our method is effective for acquiring the profile of the aperture. According to the linear relationship between the pixel pitch of the light intensity distribution reconstructed by speckle and the physical pitch of the aperture, the size of the aperture can be quantitatively measured with the maximum resolution of 396.8 $\mu\text{m}/\text{lp}$.

speckle imaging, speckle field, intensity correlation

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Dd, 42.25.Bs

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0140](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0140)