

基于数字微镜器件超像素法实现散射介质传输矩阵的自参考干涉测量*

廖涌泉 张晓雪 刘卉 朱香渝 陈旭东[†] 林志立[‡]

(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)

(2023年4月24日收到; 2023年9月21日收到修改稿)

散射介质的传输矩阵系统描述了散射介质对输入与输出光场之间的变换关系, 是研究与控制光在无序介质中传输特性的重要工具. 本文使用数字微镜器件实现散射介质传输矩阵的自参考干涉测量, 首先利用超像素法实现对入射光的复振幅调制获得同时包含参考光和信号光的复合场, 进而基于四步相移法分别测量了散射介质在 Hadamard 基和轨道角动量 (OAM) 基下的传输矩阵. 进一步, 根据相位共轭原理实现了光透过散射介质后的单点聚焦、多点聚焦以及涡旋聚焦, 验证了传输矩阵测量的准确性. 该方法能够有效提高光场调制的自由度, 实现散射介质传输矩阵的测量, 对散射环境下的光学成像和光通信等具有潜在应用价值.

关键词: 自参考干涉, 传输矩阵, 数字微镜器件, 散射介质

PACS: 42.25.Dd, 42.30.Ms, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.72.20230660

1 引言

在浓雾、浑浊液体、生物组织等无序介质中, 微观尺度的折射率不均匀会导致光的散射现象, 从而扰乱入射光的波前分布, 严重限制了遥感、激光雷达、生物成像等光学技术的发展及应用. 克服多重散射是光学领域一直亟待解决的热点和难点问题. 研究发现看似复杂的、随机的多重散射过程实际上具有确定性^[1,2]. Vellekoop 和 Mosk^[3] 提出基于液晶空间光调制器 (liquid crystal-spatial light modulation, LC-SLM) 的波前整形技术, 通过迭代优化入射波前来预补偿光学散射引起的畸变, 从而抑制散射实现光透过散射介质的重新聚焦, 为克服多重散射问题开辟了新的方向. 近年来波前整形已

在多个学科领域中获得了广泛的应用, 如光镊^[4]、光动力治疗^[5]和生物医学成像^[6]等. 波前整形技术主要包括基于反馈的迭代优化^[7-10]、光学相位共轭^[11-13]、传输矩阵测量^[14-17]等方法. 由于反馈优化算法迭代时间长, 且当目标或介质发生变化时, 则需重新进行优化. 光学相位共轭法要求器件精确校准、装置较为复杂, 而光学传输矩阵直接建立散射介质的入射光场和出射光场之间的联系, 一旦测得散射介质的传输矩阵, 即获得了散射系统的完备信息. 理论上, 根据已知的传输矩阵能够利用 SLM 调制出光透过散射介质后任意的期望输出波前, 且无需再次测量, 因而传输矩阵测量法具备更加简便灵活的独特优势.

2010年, Popoff 等^[14,15]首次使用物参共传播干涉法测得散射介质的传输矩阵, 并实现了透过散

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61605049)、厦门市青年创新基金项目 (批准号: 3502Z20206013) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: ZQN-707) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: chenxd@hqu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: zllin@hqu.edu.cn

射介质的光学聚焦和成像. 相比于离轴干涉法^[18,19], 物参共传播干涉法无需额外引入参考臂, 具有更好的抗噪性, 且更易于实现. 但在该方法中参考光占用了部分 SLM 像素, 牺牲了 SLM 的可调制自由度, 从而降低了调制效率. 此外, 物参共传播干涉法也不适用于一些基于边界不确定的广义正交基的传输矩阵的测量, 如轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 基的传输矩阵^[20]. 近年来无需参考光的非全息测量方法^[21-24]被陆续提出, 然而其测量和计算过程一般较为复杂, 耗时较长, 不利于实际场景中的应用.

本文提出了一种基于数字微镜器件 (digital micromirror device, DMD) 超像素法和自参考干涉实现散射介质传输矩阵测量的方法, 选用 DMD 作为空间光调制器, 结合超像素法^[25]编码和自参考干涉的原理^[26], 对入射光进行复振幅调制, 获得参考光和信号光线性叠加的复合光场; 并根据四步相移原理^[27]测得了不同输入基下的散射介质传输矩阵. 进而利用时间反转算子^[28]实现了透过散射介质的单点、多点聚焦以及涡旋聚焦, 验证了该方法的可行性. 相比传统的物参共传播干涉法, 该方法能够充分利用 DMD 像素, 提高光场调制自由度, 同时对于广义正交基, 例如 OAM 基传输矩阵的测量也具有较好的适应性, 并且能够利用 DMD 的超高调制帧率实现散射介质传输矩阵的快速测量, 在散射成像和光通信领域具有一定的应用价值.

2 原理与方法

光经过散射介质的传输过程可用传输矩阵的理论模型表示:

$$E_m^{\text{out}} = \sum_{n=1}^N t_{mn} E_n^{\text{in}}, \quad (1)$$

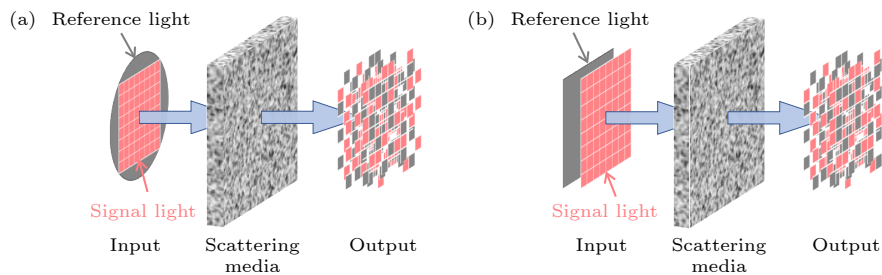


图 1 (a) 传统物参共传播干涉法原理示意图; (b) 自参考干涉法原理示意图

Fig. 1. (a) Principle of common-path interference method; (b) principle of self-reference interference method.

其中, E_m^{out} 表示 M 维输出光场中第 m 个通道, E_n^{in} 表示 N 维输入光场中第 n 个通道, t_{mn} 为 $M \times N$ 大小的传输矩阵 \mathbf{T} 中的元素, 遵循圆对称复高斯分布, 表征第 n 个通道的输入光场的复振幅对第 m 个通道输出光场复振幅的影响. 可见, 传输矩阵的实际物理意义即出射场中任意通道的光场是所有通道的入射光场经传输矩阵作用后的线性叠加而成的. 那么, 利用 SLM 调制得到一组已知的线性无关的输入光场并测得其透过散射介质后的输出光场的复振幅, 便可求解线性方程组计算出传输矩阵中的复元素.

由于现有的探测器无法直接获取光场的相位信息, 需借助全场相移干涉法测量输出光场的复振幅. 传统的物参共传播干涉法将入射光场在空间上分成参考光和信号光两部分 (图 1(a)), 参考光保持不变, 信号光相对参考光进行四步相移或三步相移. 这种方法占用 SLM 的部分像素作为参考光, 降低了 SLM 像素的利用率及空间光调制的自由度. 相较于物参共传播干涉, 自参考干涉法无需在空间上分割入射波前 (图 1(b)), 而是直接将参考光与信号光线性叠加, 产生同时包含参考光和信号光的复合输入光场, 即

$$E^{\text{in}} = E^{\text{R}} + E^{\text{S}} e^{i\alpha}, \quad (2)$$

其中, E^{R} 和 E^{S} 分别表示参考光和信号光, α 表示信号光和参考光之间的相对相移. 由于光在散射介质中的传播和散射是线性过程, 参考光的加入对信号光的空间分布和传播没有任何影响, 总的输出光场是信号光和参考光经过散射介质传输后形成的两个独立输出光场的线性叠加. 因此, 结合自参考干涉和四步相移的方法也能实现散射介质传输矩阵的测量. 并且, 自参考干涉法无需额外设置参考光区域, 可以充分利用 SLM 的像素, 从而提高入射波前的调制自由度.

根据干涉叠加原理, 信号光相对参考光相移 α 时, 在散射介质后第 m 个输出通道的光强为

$$I_m^\alpha = |E_m^{\text{out}}|^2 = \left| s_m + \sum_{n=1}^N e^{i\alpha} t_{mn} E_n^S \right|^2$$

$$= |s_m|^2 + \left| \sum_{n=1}^N e^{i\alpha} t_{mn} E_n^S \right|^2$$

$$+ 2\text{Re} \left(e^{i\alpha} \bar{s}_m \sum_{n=1}^N e^{i\alpha} t_{mn} E_n^S \right), \quad (3)$$

式中, I_m^α 表示信号光相对参考光相移 α 后第 m 个输出通道的光强, E_m^{out} 表示第 m 个输出通道的复振幅, s_m 表示参考光透过散射介质后在第 m 个输出通道的复振幅, E_n^S 表示第 n 个输入通道信号光的复振幅, \bar{s}_m 表示 s_m 的复共轭. 依次令相移量 $\alpha = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$, 测得不同相移时的输出光强 I_m^α , 根据四步相移原理计算可得

$$\frac{I_m^0 - I_m^\pi}{4} + i \frac{I_m^{3\pi/2} - I_m^{\pi/2}}{4} = \bar{s}_m \sum_{n=1}^N e^{i\alpha} t_{mn} E_n^S. \quad (4)$$

根据 (4) 式, 输入 N 个已知的线性无关的向量基, 共采集 $4N$ 次经四步相移后的输入光场透过散射介质的输出光强, 并求解线性方程组便可计算出与参考光输出复振幅 \bar{s}_m 相关的观测传输矩阵. 在均匀照明条件下, 测量过程中参考光产生的影响是静态不变的, 并不会损害利用传输矩阵聚焦或成像的能力^[16], 也就是说, 只要计算出传输矩阵就能实现透过散射介质的聚焦与成像.

本文拟采用 DMD 对入射光进行调控, DMD

是一种二值振幅型调制器件, 相较相位型空间光调制器而言, 具有超快的调制速率. 使用超像素法实现了 DMD 对入射光场的复振幅调控^[25]. 如图 2(a) 所示, $n \times n$ 个 DMD 像素的方形区域组合成一个超像素, 相对离轴放置的 $4f$ 透镜系统使位于目标平面的超像素中的子像素具有均匀地分布 $0-2\pi$ 之间的不同相位前置因子; 空间低通滤波模糊了单个像素的图像, 并使相邻 DMD 像素的幅度和相位值被平均的叠加. 对于尺寸大小为 $n \times n$ 的超像素, 以第 0 衍射级为原点, 空间滤波器的中心位置位于 $(x, y) = (-a, na)$ 处, 其中 $a = \frac{-\lambda f}{n^2 d}$, λ 为光波波长, f 为第一个透镜的焦距, d 为 DMD 相邻微镜之间的距离, 如图 2(b) 所示 (图 2(b)—(d) 均以 $n = 4$ 的超像素为例). 在该位置空间滤波使得超像素内部相邻子像素在目标平面内的相位在 x 方向相差 $2\pi/n^2$, 在 y 方向相差 $2\pi/n$, 如图 2(c) 所示, 子像素不同的开态叠加可以组合调制成各种不同的复振幅光场, 图中红色为开态. 图 2(d) 中的超像素深红色圆点是由所有红色圆点的矢量和产生的, 表示在复平面上合成的复振幅光场.

以 Hadamard 矩阵为输入基, 相位为零、振幅均匀分布的平面波作为参考光, 根据自参考干涉和超像素法编码生成 DMD 掩模. 以 32×32 阶 Hadamard 矩阵的第 10 列向量基为例, 图 3(a), (b) 分别为信号光和参考光的相位分布, 信号光经 4 次相移后与参考光叠加由超像素法编码产生的输入掩模如图 3(c)—(f) 所示.

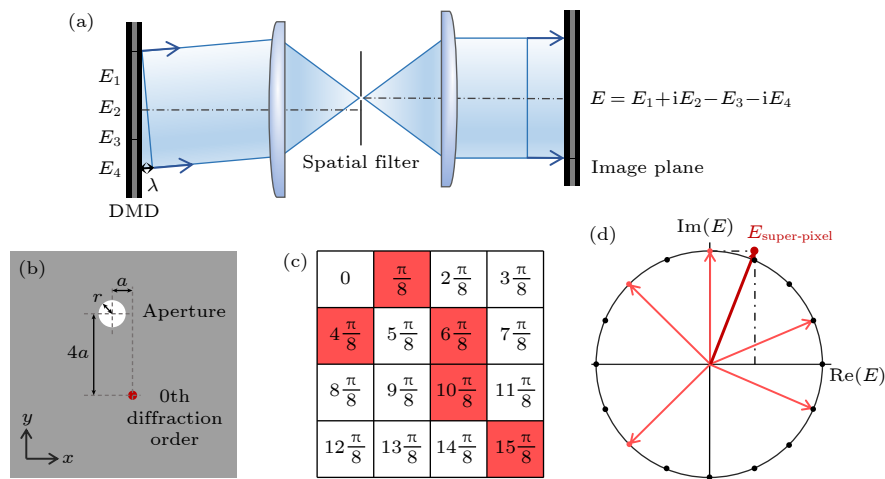


图 2 (a) 超像素法原理图; (b) 空间滤波器的孔径中心位置; (c) 一个超像素的 4×4 相位掩模; (d) 一个超像素的复振幅为开态子像素的复振幅叠加

Fig. 2. (a) Principle of superpixel method; (b) position of the spatial filter in the Fourier plane; (c) 4×4 phase mask for one superpixel; (d) a complex-amplitude superpixel value as the superposition of complex-amplitude of all open-state subpixel.

3 实验光路与实验结果

基于 DMD 的自参考干涉测量散射介质传输矩阵的系统装置如图 4 所示. 氦氖激光器发出波长为 633 nm 的激光, 经过第一组 4f 滤波系统 (L1: $f = 50$ mm, L2: $f = 250$ mm) 准直扩束, 再由平面反射镜反射到 DMD (DLP9500, 德州仪器 TI 公司, 数字微镜尺寸: $10.8 \mu\text{m} \times 10.8 \mu\text{m}$) 表面. 由图 4(a) 所示的超像素掩模调制后的光束经第 2 组离轴

4f 系统 (L3: $f = 200$ mm, L4: $f = 100$ mm) 和特定位置的小孔空间滤波后, 在第一个显微物镜 (OL1: $10\times$, $NA = 0.25$) 入瞳处形成图 4(b) 所示的光强分布, 经显微物镜聚焦透过散射介质的散射光被第 2 个显微物镜 (OL2: $10\times$, $NA = 0.25$) 收集到 CMOS 相机 (CS2100M, Thorlabs 公司, 像素尺寸: $5.04 \mu\text{m} \times 5.04 \mu\text{m}$) 的感光面. 相机记录到的散斑光强分布如图 4(c) 所示. 实验中使用毛玻璃 (DG10-120, Thorlabs 公司) 作为散射介质.

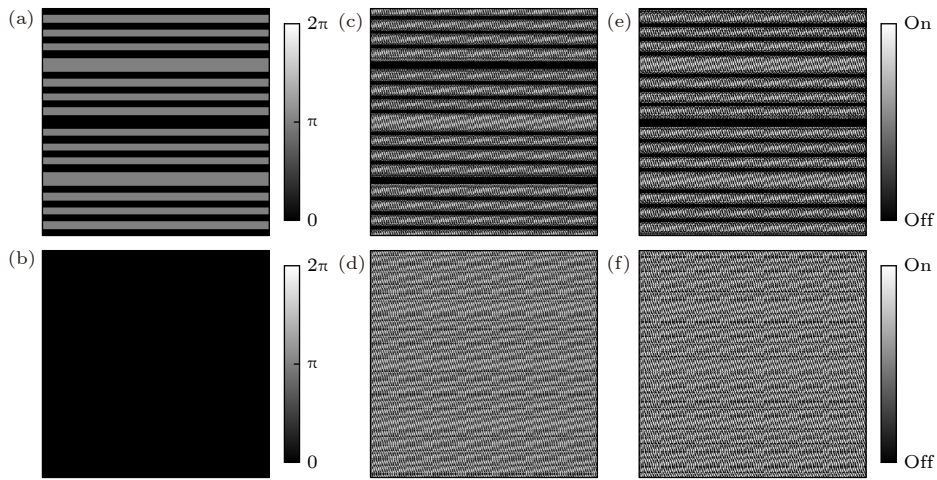


图 3 (a) Hadamard 基信号光相位分布; (b) 参考光相位分布; (c)–(f) 产生不同相移时信号光与参考光复合场的 DMD 超像素掩膜, 其中 (c) $\alpha = 0$; (d) $\alpha = \pi/2$; (e) $\alpha = \pi$; (f) $\alpha = 3\pi/2$

Fig. 3. (a) Phase profile of the Hadamard-based signal light; (b) phase profile of the reference light; (c)–(f) DMD superpixel masks for generating the superposed fields of the signal and reference light with four-step phase shifting, where (c) $\alpha = 0$; (d) $\alpha = \pi/2$; (e) $\alpha = \pi$; (f) $\alpha = 3\pi/2$.

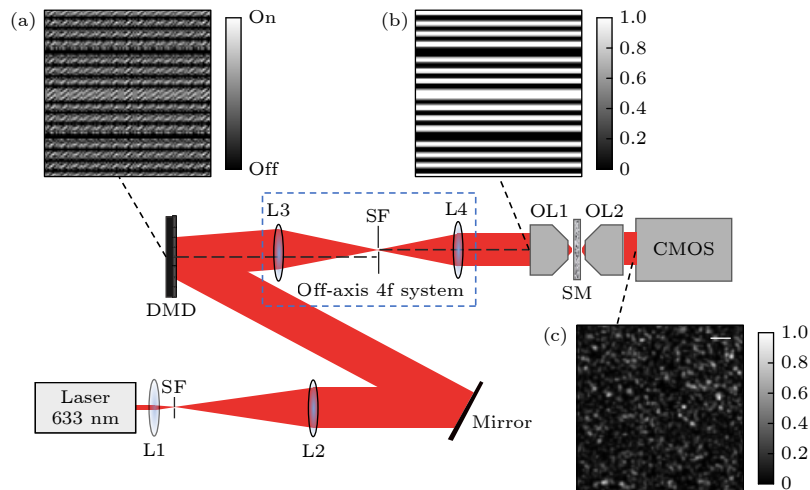


图 4 传输矩阵测量实验装置图, L 为透镜, DMD 为数字微镜器件, SF 为空间滤波器, SM 为散射介质, OL 为显微物镜 (a) 32×32 阶 Hadamard 基 (第 10 列) 对应的超像素掩模; (b) 显微物镜入瞳处的输入光强分布; (c) CMOS 相机采集的散斑图. 图中比例尺: $100 \mu\text{m}$

Fig. 4. Optical system setup for measuring the TM, L is focusing lens, DMD is digital micromirror device, SF is spatial filter, SM is scattering medium, OL is objective lens: (a) Superpixel mask for 32×32 Hadamard-basis (the 10th column); (b) intensity profile at the entrance pupil of the objective lens; (c) speckle pattern captured by the CMOS camera. Scale bar: $100 \mu\text{m}$.

首先利用上述方法和装置测量了 Hadamard 基散射介质传输矩阵. 以 32×32 阶 Hadamard 矩阵中所有的列向量作为正交输入基 (即 $N = 1024$), 结合自参考干涉和超像素法编码产生不同相移下 512×512 像素的 DMD 掩模 (其中 4×4 个子像素组成一个超像素, 16×16 个 DMD 像素区域作为一个输入模式). 然后, 将其依次加载到 DMD 上调制输入光波的复振幅, 随即利用相机采集不同输入模式下 160×160 个 CMOS 相机像素区域的输出散斑光强, 一共测量 $4N$ 次. 选择相机采集区域中 32×32 个像素的散斑光强值作为输出模式 (即 $M = 1024$), 相邻输出模式的空间间隔被设置远大于散斑颗粒尺寸 (计算散斑的自相关得散斑颗粒的平均直径约为 4 个相机像素), 以确保它们之间没有相关性^[20]. 在我们目前的系统中, 主要受限于相机的采集帧率 (320 Hz), 共计可以在 13 s 内完成 1024×1024 维度的 Hadamard 基传输矩阵的测量. 当充分利用 DMD 的刷新率 (17.86 kHz) 并采用帧率更高的相机时, 有望在 0.23 s 以内完成散射介质传输矩阵的快速测量^[17,29].

通过利用传输矩阵实现光透过散射介质后聚焦的实验来验证该方法测得的传输矩阵的准确性. 基于相位共轭原理, 一旦测出传输矩阵, 便可根据期望输出光场 E^{target} 计算出输入光场 E^{in} 为

$$E^{\text{in}} = T^* \cdot E^{\text{target}}, \quad (5)$$

其中, T 表示测量传输矩阵, T^* 为传输矩阵 T 的转置共轭. DMD 显示由 E^{in} 编码的超像素掩模, 经复振幅调制的输入光场透过散射介质后, 得到系统的输出光场 E^{out} 为

$$E^{\text{out}} = T \cdot E^{\text{in}} = T \cdot T^* \cdot E^{\text{target}} \approx E^{\text{target}}. \quad (6)$$

根据测得的传输矩阵, 由 (5) 式计算实现单点聚焦的输入光场的相位和归一化振幅分布如图 5(a), (b) 所示 ($32 \times 32 = 1024$ 个模式), 相应的超像素掩模 (512×512 DMD 像素) 如图 5(c) 所示. 经 DMD 超像素法调制的输入光场透过散射介质后在目标位置处成功实现了单点聚焦, 相机采集到的输出光强分布如图 5(d) 所示 (160×160 CMOS 相机像素), 其中, 插图绘制了聚焦点沿两个正交方向上的归一化光强曲线, 测量聚焦点的峰值半高宽度 (FWHM) 约为 $10 \mu\text{m}$.

本文采用焦点的峰值光强和焦点外其余散斑的平均光强之比, 即对比度 $\eta = I_{\text{opt}}/I_{\text{back}}$, 作为衡量聚焦点强度增长的评价指标^[30], 计算单点聚焦的增强因子为 121, 这与使用纯相位液晶空间光调制器获得的增强因子数值相当^[14]. 值得注意的是, 该数值并未达到复振幅调制的理论增强值, 这可能是由于 DMD 的衍射效应及超像素法数字全息图保真度有限等因素的影响^[25].

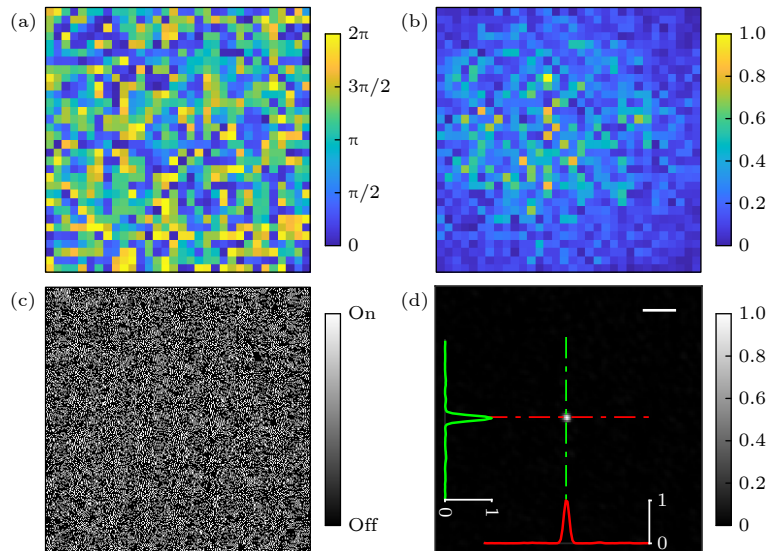


图 5 Hadamard 基传输矩阵单点聚焦结果 (a) 输入光场相位分布; (b) 输入光场振幅分布; (c) DMD 超像素掩模; (d) 输出光强分布. 图中比例尺: $100 \mu\text{m}$ (插图为重点沿水平和垂直方向的归一化光强曲线图)

Fig. 5. Single-spot focusing achieved with Hadamard-basis transmission matrix: (a) Phase profile of input light; (b) amplitude profile of input light; (c) DMD superpixel mask; (d) intensity profile of output light. Scale bar: $100 \mu\text{m}$ (Inset shows normalized intensity profile of focus point along horizontal and vertical directions).

此外, 根据测量的传输矩阵还可以实现光经过散射介质的多点聚焦. 多点聚焦的输入模式为单点聚焦的输入模式的线性求和^[21]. 实验结果如图 6 所示, 实现两点聚焦的输出光强分布如图 6(a) 所示, 计算聚焦点的平均增强因子为 83. 三点聚焦的输出光强分布如图 6(b) 所示, 平均增强因子为 79. 可以看出, 虽然多个聚焦点比单一焦点的亮度降低, 但仍能实现较高对比度的聚焦效果, 多个聚焦点的光强之和与单点聚焦的光强相当, 即能量被分散.

OAM 基传输矩阵是以 OAM 的本征态——拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 模式作为输入基的广义 TM^[20]. OAM 基是一种边界不确定的输入基. 传统的物参共传播干涉装置无法在空间上为不同模式的 LG 光束分配相同的参考光而无法

应用, 而自参考干涉法可以有效地应用于 OAM 基传输矩阵的测量. 实验中, 以 1000 个不同的 LG 模式 ψ_n 作为输入基 ($n = 50p + l + 1$, 径向指数 $p = 0 : 19$, 方位指数 $l = 0 : 49$), 测量 OAM 基的传输矩阵. 以第 210 个 LG 输入基 ($p = 4, l = 9$) 为例, 其振幅和相位分布如图 7(a), (b) 所示, LG 光束经四步相移并叠加参考光后的超像素掩模如图 7(c)—(f) 所示.

基于相同的实验装置和方法, 测量了 $N = 1000$, $M = 900$ 的 OAM 基传输矩阵. 利用 OAM 基的传输矩阵仍然可以实现聚焦. 由 (5) 式计算实现单点聚焦的输入光场的相位和振幅分布如图 8(a), (b) 所示, 其对应的超像素掩模如图 8(c) 所示, 光束经 DMD 调制并透过散射介质后形成的焦点的光强分布如图 8(d) 所示, 测量焦点的 FWHM 约 $10 \mu\text{m}$,

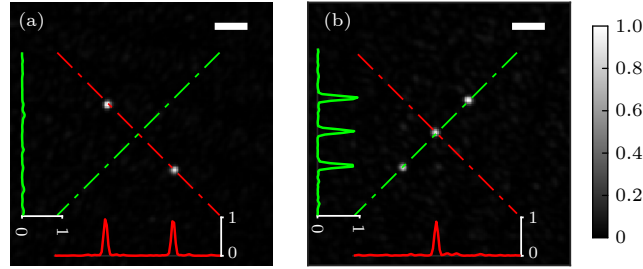


图 6 Hadamard 基传输矩阵多点聚焦结果 (a) 两点聚焦输出光强分布; (b) 三点聚焦输出光强分布. 图中比例尺: $100 \mu\text{m}$ (插图为聚焦点沿两个正交方向的归一化光强曲线图)

Fig. 6. Multiple-spot focusing achieved with Hadamard-basis transmission matrix: (a) Intensity profile of 2-spot focusing output light; (b) intensity profile of 3-spot focusing output light. Scale bar: $100 \mu\text{m}$ (Insets show normalized intensity profile of focus points along two orthogonal directions).

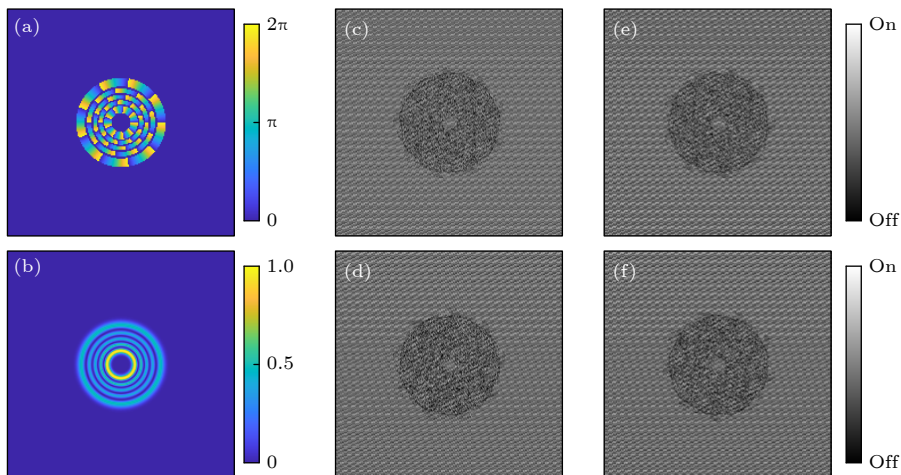


图 7 (a) OAM 基信号光相位分布; (b) OAM 基信号光振幅分布; (c)—(f) 信号光四步相移后与参考光的叠加场的 DMD 超像素掩膜, 其中 (c) $\alpha = 0$; (d) $\alpha = \pi/2$; (e) $\alpha = \pi$; (f) $\alpha = 3\pi/2$

Fig. 7. (a) Phase profile of the OAM-basis signal light; (b) amplitude profile of the OAM-basis signal light; (c)–(f) DMD superpixel masks for generating the superposed fields of the signal light with four-step phase shifting and the reference light, where (c) $\alpha = 0$; (d) $\alpha = \pi/2$; (e) $\alpha = \pi$; (f) $\alpha = 3\pi/2$.

计算增强因子约为 132. 同样, 根据 OAM 基的传输矩阵实现多点聚焦的实验结果如图 9 所示. 三点和五点聚焦的平均增强因子分别约为 83 和 75. 值得注意的是, 多点聚焦存在各焦点能量分布不均的现象, 这是因为受激光器的涨落噪声、散粒噪声、相机读出噪声及参考散斑等影响, 测量传输矩阵与真实传输矩阵存在一定误差, 时间反转算子未能计算出理想输入光场, 导致多个焦点的光强值存在差异.

特别地, 根据 OAM 基传输矩阵可以在输出光场的目标位置产生涡旋聚焦^[20]:

$$E_m^{\text{in}}(x, y) = \sum_{n=1}^{N-1} t_{mn}^* \Psi_{n+1}^{\text{in}}(x, y), \quad (7)$$

式中, $E_m^{\text{in}}(x, y)$ 为以第 m 个输出通道为目标位置求出的输入模式, t_{mn}^* 为 OAM 基传输矩阵中复元素的转置共轭, $\Psi_{n+1}^{\text{in}}(x, y)$ 为第 $n+1$ 个 OAM 向量基. 由 (7) 式计算得到在输出光场中心区域实现拓扑荷数 $TC = 1$ 的涡旋聚焦所需的输入光场, 对应的超像素掩模如图 10(a) 所示. 经过 DMD 调制的光束透过散射介质后得到一个圆环状轮廓的光斑, 光强分布如图 10(b) 所示. 为进一步验证该光场是否为携带轨道角动量的涡旋光束, 令输出光经反射镜反射到柱面透镜和透镜构成的 $4f$ 系统, 测量光束经像散变换^[31]后的光强分布. 如图 10(c) 所示, 图中像散光斑中有一暗纹, 表明聚焦光束为 $TC = 1$ 的涡旋光.

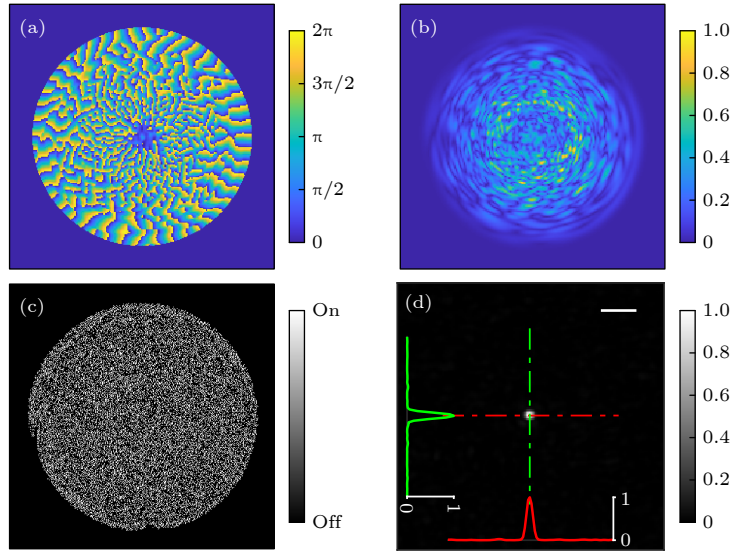


图 8 OAM 基传输矩阵单点聚焦结果 (a) 输入光场相位分布; (b) 输入光场振幅分布; (c) DMD 超像素掩模; (d) 输出光强分布. 图中比例尺: $100 \mu\text{m}$ (插图为聚焦点沿两正交方向的归一化光强曲线图)

Fig. 8. Single-spot focusing achieved with OAM-basis transmission matrix: (a) Phase profile of input light; (b) amplitude profile of input light; (c) DMD superpixel mask; (d) intensity profile of output light. Scale bar: $100 \mu\text{m}$ (Inset shows normalized intensity profile of focus point along two orthogonal directions).

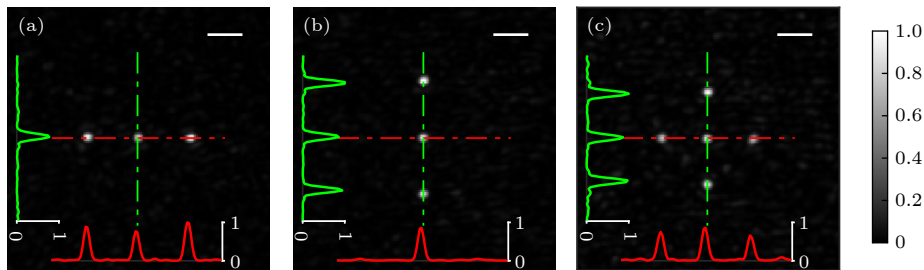


图 9 OAM 基传输矩阵多点聚焦结果 (a) 水平三点聚焦光强分布; (b) 垂直三点聚焦光强分布; (c) 五点聚焦光强分布. 图中比例尺: $100 \mu\text{m}$ (插图为聚焦点沿两正交方向的归一化光强曲线图)

Fig. 9. Multiple-spot focusing achieved with OAM-basis transmission matrix: (a) Intensity profile of horizontal 3-spot focusing output light; (b) intensity profile of vertical 3-spot focusing output light; (c) intensity profile of 5-spot focusing output light. Scale bar: $100 \mu\text{m}$ (Insets show normalized intensity profile of focus points along two orthogonal directions).

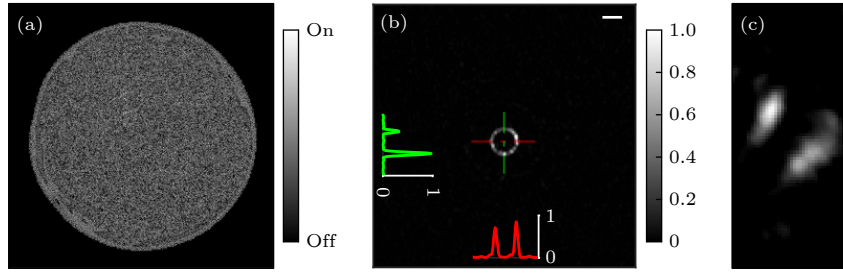


图 10 OAM 基传输矩阵涡旋聚焦结果 (a) DMD 超像素掩模; (b) $TC = 1$ 涡旋光束强度分布, 图中比例尺: $100 \mu\text{m}$ (插图为聚焦点沿某一方向的归一化光强曲线图); (c) 像散变换光强分布

Fig. 10. Vortex focusing achieved with OAM-basis transmission matrix: (a) DMD superpixel mask; (b) intensity profile of vortex beam with TCs of 1, scale bar: $100 \mu\text{m}$ (Insets show normalized intensity profile of focus points along two orthogonal directions); (c) astigmatic transformation patterns of the vortex beams.

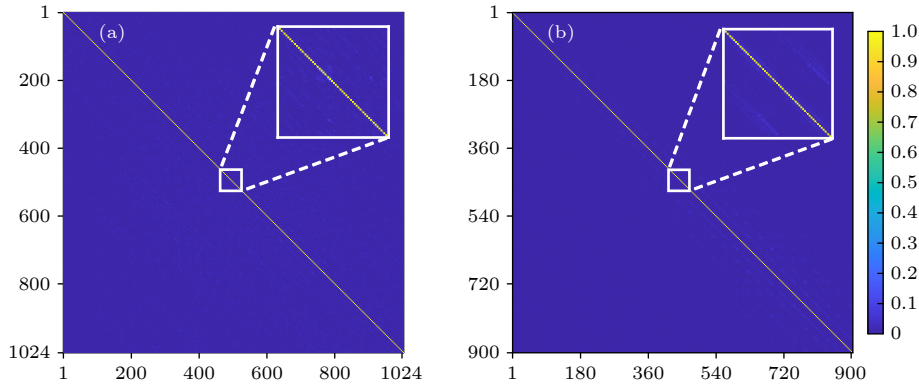


图 11 (a) Hadamard 基传输矩阵聚焦算符的归一化强度分布; (b) OAM 基传输矩阵聚焦算符归一化强度分布. 插图为局部放大视图

Fig. 11. (a) Normalized intensity profile of the Hadamard-basis transmission matrix time focusing operator; (b) normalized intensity profile of OAM-basis transmission matrix time focusing operator. The magnified view of the local part is displayed in upper inset.

为了进一步量化评估该方法测得散射介质传输矩阵的质量, 计算了传输矩阵的聚焦算符 $O_{\text{foc}} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{T}^*$, 该算符常用来表征利用传输矩阵将光聚焦到任意一点的能力^[14,20]. 不同输入基下的传输矩阵的聚焦算符归一化强度分布如图 11 所示, 聚焦算符的每一行对应于期望输出模式的强度图像, 白框内数据被局部放大. 可以看出, 两个矩阵的对角线元素 (黄线) 分布连续且对比度明显, 证明了测量的不同输入基下的传输矩阵均能在输出模式任意一点产生尖锐且明亮的焦点的能力.

4 结 论

本文在传统物参共传播干涉相移法的基础上, 提出了一种基于 DMD 自参考法测量散射介质传输矩阵的方法. 基于自参考干涉原理, 利用超像素法获得同时包含信号光和参考光的复合场, 通过四步相移干涉法分别测量得到散射介质在 Hadamard

基和 OAM 基下的传输矩阵; 并根据传输矩阵信息和相位共轭的思想, 实现了光透过散射介质后的单点聚焦、多点聚焦以及涡旋聚焦, 验证了测量方法的准确性和传输矩阵的实用价值. 该研究方法为传输矩阵测量提供了新的思路, 在散射光场调控及无序介质特性研究等领域具有一定实用价值.

参考文献

- [1] Feng S, Kane C, Lee P A, Stone A D 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 834
- [2] Freund I, Rosenbluh M, Feng S 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2328
- [3] Vellekoop I M, Mosk A P 2007 *Opt. Lett.* **32** 2309
- [4] Volpe G, Kurz L, Callegari A, Volpe G, Gigan S 2014 *Opt. Express* **22** 18159
- [5] Liu Y, Shen Y, Ruan H, Brodie F L, Wong T T W, Yang C, Wang L V 2018 *J. Biomed. Opt.* **23** 010501
- [6] Boniface A, Dong J, Gigan S 2020 *Nat. Commun.* **11** 6154
- [7] Vellekoop I M, Mosk A P 2008 *Opt. Commun.* **281** 3071
- [8] Conkey D B, Brown A N, Caravaca-Aguirre A M, Piestun R 2012 *Opt. Express* **20** 4840
- [9] Yang J, He Q, Liu L, Qu Y, Shao R, Song B, Zhao Y 2021

- Light Sci. Appl.* **10** 149
- [10] Woo C M, Zhao Q, Zhong T, Li H, Yu Z, Lai P 2022 *APL Photonics* **7** 046109
- [11] Yaqoob Z, Psaltis D, Feld M S, Yang C 2008 *Nat. Photonics* **2** 110
- [12] Vellekoop I M, Cui M, Yang C 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 081108
- [13] Liu L X, Liang W J, Qu Y, He Q Z, Shao R J, Ding C X, Yang J M 2022 *Opt. Express* **30** 31614
- [14] Popoff S M, Lerosey G, Carminati R, Fink M, Boccardi A C, Gigan S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 100601
- [15] Popoff S, Lerosey G, Fink M, Boccardi A C, Gigan S 2010 *Nat. Commun.* **1** 81
- [16] Popoff S M, Lerosey G, Fink M, Boccardi A C, Gigan S 2011 *New J. Phys.* **13** 123021
- [17] Conkey D B, Caravaca-Aguirre A M, Piestun R 2012 *Opt. Express* **20** 1733
- [18] Yu H, Hillman T R, Choi W, Lee J O, Feld M S, Dasari R R, Park Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 153902
- [19] Xu J, Ruan H W, Liu Y, Zhou H J, Yang C H 2017 *Opt. Express* **25** 27234
- [20] Zhang H K, Zhang B, Liu Q 2020 *Opt. Express* **28** 15006
- [21] Yoon J H, Lee K R, Park J C, Park Y K 2015 *Opt. Express* **23** 10158
- [22] Drémeau A, Liutkus A, Martina D, Katz O, Schülke C, Krzakala F, Gigan S, Daudet L 2015 *Opt. Express* **23** 11898
- [23] Huang G Q, Wu D X, Luo J W, Huang Y, Shen Y C 2020 *Opt. Express* **28** 9487
- [24] Huang G, Wu D, Luo J, Lu L, Li F, Shen Y, Li Z 2021 *Photonics Res.* **9** 34
- [25] Goorden S A, Bertolotti J, Mosk A P 2014 *Opt. Express* **22** 17999
- [26] Zhang H, Zhang B, Feng Q, Ding Y, Liu Q 2020 *Appl. Opt.* **59** 7547
- [27] Dubois A, Vabre L, Boccardi A C, Beaurepaire E 2002 *Appl. Opt.* **41** 805
- [28] Prada C, Fink M 1994 *Wave Motion* **20** 151
- [29] Gong L, Zhao Q, Zhang H, Hu X Y, Huang K, Yang J M, Li Y M 2019 *Light Sci. Appl.* **8** 27
- [30] Akbulut D, Huisman T J, Putten E G van, Vos W L, Mosk A P 2011 *Opt. Express* **19** 4017
- [31] Ma C, Di J, Zhang Y, Li P, Xiao F, Liu K, Bai X, Zhao J 2018 *Opt. Lett.* **43** 3333

Self-reference interferometric measurement of scattering medium transmission matrix based on digital micromirror device superpixel method*

Liao Yong-Quan Zhang Xiao-Xue Liu Hui
 Zhu Xiang-Yu Chen Xu-Dong[†] Lin Zhi-Li[‡]

(Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, College of Information Science and Engineering,
 Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 24 April 2023; revised manuscript received 21 September 2023)

Abstract

When light propagates through complex medium, such as biological tissue and multimode fiber, refractive index inhomogeneity causes multiple scattering and distortion. This phenomenon is usually seen as obstacles for biomedical imaging, telecommunications, photodynamic therapy and so on. Thus, manipulation of the incident wavefront to compensate for the wavefront distortion due to multiple scattering has been an interdisciplinary subject of interest. Fortunately, wavefront shaping technologies have emerged to provide versatile solutions to minimize the influence of light scattering. By modulating the incident light into a special wavefront with a spatial light modulator, focusing through scattering medium is obtained. To date, several wavefront shaping techniques have been proposed, mainly including transmission matrix inversion, feedback based iterative optimization, and digital optical phase conjugation. Unlike a planar wavefront, the modulated light with special wavefront is transformed into a bright optical focus spot or a desired focus pattern after the scattering medium. Among the proposed approaches, the transmission matrix is considered as a significant tool to characterize a multiple scattering medium with the purpose of manipulating light propagation through it, which contains all the information related to the input field and the scattered output field. In this work, we experimentally measure the transmission matrix of scattering media based on self-reference interference method with a digital micromirror device. Unlike the conventional setup, which divides the incident wavefront into a signal part and reference part, in the self-reference interference method, the reference light is superimposed directly on the signal light to form a new set of input light fields. This self-reference interference method effectively improves the degree of freedom of optical field modulation. Moreover, the intensity ratio between the signal light and the reference light can be adjusted conveniently. In our experiment, this superimposed field is generated by a digital micromirror device with superpixel method. We measure the Hadamard basis and the OAM-basis transmission matrices of scattering medium, respectively. With the measured transmission matrices, single-spot, multi-spot and vortex focusing are achieved after scattering medium, verifying the accuracy of the measured transmission matrices. The strong diagonal presented in the norm of focusing operator also proves the accuracy of the measured transmission matrices. The proposed method may have potential applications in optical imaging and optical communication under scattering environment.

Keywords: self-reference interference, transmission matrix, digital micromirror device, scattering media

PACS: 42.25.Dd, 42.30.Ms, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.72.20230660

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61605049), the Youth Innovation Foundation of Xiamen City, China (Grant No. 3502Z20206013), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. ZQN-707).

[†] Corresponding author. E-mail: chenxd@hqu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zllin@hqu.edu.cn



基于数字微镜器件超像素法实现散射介质传输矩阵的自参考干涉测量

廖涌泉 张晓雪 刘卉 朱香渝 陈旭东 林志立

Self-reference interferometric measurement of scattering medium transmission matrix based on digital micromirror device superpixel method

Liao Yong-Quan Zhang Xiao-Xue Liu Hui Zhu Xiang-Yu Chen Xu-Dong Lin Zhi-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 224201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230660

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230660>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强散射过程中基于奇异值分解的光学传输矩阵优化方法

Transmission matrix optimization based on singular value decomposition in strong scattering process

物理学报. 2018, 67(10): 104202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172688>

基于数字微镜器件的数字线扫描荧光显微成像技术

Digital line scanning fluorescence microscopy based on digital micromirror device

物理学报. 2020, 69(23): 238701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200908>

用于实现散射介质中时间反演的数字相位共轭的相干性

Coherence of digital phase conjugation for implementing time reversal in scattering media

物理学报. 2018, 67(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172308>

全偏振大气偏振模式成像系统的设计与优化分析

Design and optimization analysis of imaging system of polarized skylight pattern of full polarization

物理学报. 2021, 70(10): 104201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210104>

不同散射介质对飞秒脉冲激光传输特性影响研究

Influence of different scattering medium on propagation characteristics to femtosecond laser pulses

物理学报. 2019, 68(19): 194207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190430>

基于数字全息干涉术的云微物理参数同步测量方法

Simultaneous measurement of cloud microphysical parameters based on digital holographic interferometry

物理学报. 2021, 70(9): 099201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201779>