

基于散斑照明和全息穿透散射介质成像

梁 子^{1,2}, 安晓英^{1,2}, 张 茹^{1,2}, 宋丽培^{1,2*}, 朱松河^{1,2}, 武鹏飞^{1,2}

¹南开大学现代光学研究所, 天津 300350;

²南开大学光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300350

摘要 目前, 穿透散射介质的成像技术因其在生物医学成像和安防领域的巨大应用价值而受到广泛关注。虽然存在不同穿透散射介质的成像技术, 但实现实时成像依然存在问题。提出了一种结合散斑照明、傅里叶全息成像和帘幕效应的快速穿透散射介质成像方法。该方法对单幅原始散斑图像进行一次傅里叶变换运算就可以恢复隐藏物体的信息, 简单的图像处理过程使得系统具备实时成像的能力。从理论和实验上, 对该方法的非侵入、实时成像能力进行了验证, 成功地对隐藏在散射体之间的物体进行了探测, 并实现了实时成像。另外, 也给出了物体尺寸的计算公式。该方法有利于推动对抗散射成像技术的实用化。

关键词 成像系统; 穿透散射介质成像; 散斑成像; 数字全息

中图分类号 O438 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201737.0811002

Imaging Through Turbid Media Based on Speckled Illumination and Holography

Liang Zi^{1,2}, An Xiaoying^{1,2}, Zhang Ru^{1,2}, Song Lipei^{1,2}, Zhu Songhe^{1,2}, Wu Pengfei^{1,2}

¹Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin, 300071 China;

²Key Laboratory of Optical Information Science and Technology of Ministry of Education, Nankai University, Tianjin, 300071 China

Abstract Imaging technology through scattering materials has been attracting a wide research interest because of its application values in medical imaging and security. Although different technologies have been proposed to conquer the scattering disturbance, it is still a challenge to achieve real-time imaging. A method for fast imaging through scattering medium is presented based on the speckle illumination, Fourier holography and curtain effect. The information of the hidden object can be recovered by a Fourier transform to a single original speckle image. The simple image processing makes the system has the capability of real-time imaging. The non-invasive real-time imaging ability of the proposed method is verified both theoretically and experimentally. The object hidden between scatters is reconstructed successfully and real-time imaging is realized. In addition, a formula for calculating the size of the object is provided. The proposed method can promote the practical application of imaging through turbid media.

Key words imaging systems; imaging through turbid media; speckle imaging; digital holography

OCIS codes 110.0113; 030.6140; 120.6150; 090.1995

1 引 言

穿透散射介质成像一直是成像领域的一个挑战, 同时又在生物医学、遥感和安防等领域有着巨大的应用价值。因此提出了不同的成像技术以及图像处理算法以用于解决穿透散射介质成像问题。鬼成像^[1-5]可以

收稿日期: 2017-01-16; 收到修改稿日期: 2017-03-30

基金项目: 国家自然科学基金(61605092, 6157509, 11474169)、天津市自然科学基金(15JCYBJC16900)、山西大学量子光学与光量子器件国家重点实验室开放课题(KF201605)

作者简介: 梁 子(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事光学成像方面的研究。E-mail: 2120140200@mail.nankai.edu.cn

导师简介: 武鹏飞(1968—), 男, 博士, 教授, 主要从事光学成像方面的研究。E-mail: pwu@nankai.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: gm_imo@nankai.edu.cn

探测隐藏在散射介质后的物体,但其数据获取的过程十分耗时,且要求光源为具备量子纠缠态的光源或者是具有统计特性的热光源。光谱分析^[6-7]或者相位共轭^[8]可以去除或补偿散射,但是需要定标和扫描以确定散射体的性质再进行解析。波前整形技术^[9-11]本质上是控制光场的空间相位以实现逆散射,涉及波前测量及使用空间光调制器(SLM)进行相位补偿,该技术需要对空间上千个自由点进行标定测量或利用遗传算法计算获得需要补偿的空间相位分布,运算量和数据量庞大,且 SLM 价格不菲。全息技术需要定标^[12],在物体同侧置入参考光^[13-14],通过调整光路选择干涉长度来去除散射光,并对多个图像求平均^[15],这些局限性阻碍了其实现快速非侵入成像。同轴全息^[16-17]可以避免额外的参考光,然而该方法受限于目标物体的尺寸和强度^[18]。另外偏振差异成像则利用散射介质和物体引起的偏振态的不同改变,通过探测不同偏振方向的信号^[19-21]实现透过散射介质成像,复杂的测量过程限制其进一步应用。在众多方法中,基于散斑相关成像的穿透散射介质的成像方法被提出并受到广泛关注^[22-24]。该方法通过计算散斑图像的相关性获得物体的傅里叶强度谱,再通过相位恢复算法^[25-26]进行物体图像重构,这样可以简单有效地实现非侵入成像。然而相位恢复算法是一个反复在空域和频域运算,在非负性条件约束下误差逐渐收敛的过程。对图像进行上百次的傅里叶变换运算是一个十分耗时的过程,并且算法收敛不准确或是在局部最优解停滞不前,都会产生失败的结果。对算法的依赖使基于散斑相关成像的穿透散射介质成像难以实现快速实时成像。对于穿透散射介质成像来说,一种能够实时、不依赖复杂成像系统的技术具有更广泛的应用价值。

以往研究表明散斑照明具有远场距离远小于 $2D^2/\lambda$ 的特点^[24,27-28]。因此当相干光经过散射介质后形成散斑照明,再通过物体透射或反射,在短距离内就形成了观测物散斑(即随机位相的傅里叶变换)。此时,如果有一个参考点光源同样照射散射介质,同理也可以形成点光源散射场的傅里叶变换。两个散斑场相干叠加,就可以在短距离内实现全息。对于物体夹在散射体之间的情况(图 1),全息光场投射到散射体 2 前表面上就相当于物体贴合到其表面,利用浴帘效应^[24,29]就可以透过散射体 2 对其前表面的散斑干涉场进行探测。然后对采集到的原始散斑图像进行一次傅里叶变换运算便可以获取物体的形状信息。基于上述原理,本文提出了一种基于散斑照明,傅里叶变换全息和浴帘效应的穿透散射介质的实时成像方法。仅采用单幅图像数据就可以重构隐藏物体,去除了对迭代算法的依赖性,可以非侵入、实时地对位于散射介质内部的物体及运动状况成像。本文通过仿真模拟和实验分析证明了该方法的可行性,并提出了基于该方法的计算观测物尺寸的公式。简单的系统及快速准确的图像重建过程,为基于散斑的穿透散射介质成像技术的进一步应用提供了可能。

2 基本原理

2.1 理论基础

根据 Goodman 理论^[30]以及激光散斑照明具有远场距离小的特点^[24,27-28],图 1(a)中,当激光通过散射介质 1 后形成散斑照明,照明场经物体调制,则散射介质 2 的入射表面的物光场可以描述为

$$A = \mathcal{F}\{o(x, y) \cdot \exp[-is(x, y)]\}, \quad (1)$$

式中 A 为光场的振幅, \mathcal{F} 表示傅里叶变换, $o(x, y)$ 为物体(强度分部), $s(x, y)$ 为散射介质 1 引起的随机相位分布, i 为虚部。图 1(a)中粉色光线部分为物光,图 1(b)为散射介质 2 入射表面物光的强度图像,由(1)式可知,该图像为携带物体信息的散斑图。

引入一个点光源(狭义上的点源,具有一定的面积)。点光源经过散射介质 1 后形成参考散射场,如图 1 中灰色部分所示,其在散射介质 2 的入射表面形成的光场为

$$A' = \mathcal{F}\{p(x, y) \cdot \exp[-is'(x, y)]\}, \quad (2)$$

式中 $p(x, y)$ 为点光源, $s'(x, y)$ 为散射介质 1 引起的随机相位分布。需要注意的是,点光源和照明物体的光束经过散射介质 1 的不同部分,加在两个光束上的随机相位不相同,但是其相位差是稳定的,所以可以产生干涉。图 1(c)为点源在散射介质 2 的入射表面形成的散斑图像。点源的散射场与物体的散射场在重叠的部分干涉,形成新的散斑模式,如图 1(d)所示。此处, $\exp[-is(x, y)]$ 与 $\exp[-is'(x, y)]$ 中的 $s(x, y)$ 和 $s'(x, y)$ 都是随机项,因此,可以认为 $\exp[-is(x, y)] \Leftrightarrow \exp[-is'(x, y)]$, 记为 $\varphi(x, y)$, 则该干涉场可等价表示为

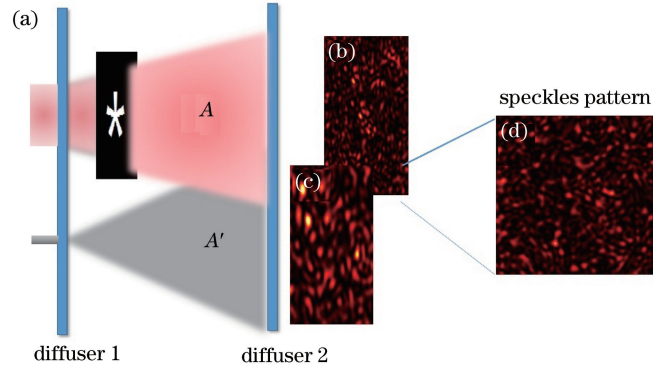


图 1 散斑照明原理示意图

Fig. 1 Schematic of speckle illumination

$$A = \mathcal{F}\{o(x, y) \cdot \exp[-is(x, y)]\} + \mathcal{F}\{p(x, y) \cdot \exp[-is'(x, y)]\} = \mathcal{F}\{(o(x, y) + p(x, y)) \cdot \varphi(x, y)\}, \quad (3)$$

由于相机仅对强度敏感,因此相机接收到的图像为

$$I = |\mathcal{F}\{(o(x, y) + p(x, y)) \cdot \varphi(x, y)\}|^2, \quad (4)$$

(4)式即为相机采集到的图像,如图 1(d)所示,肉眼不能直接观察到物体信息。基于维纳-辛钦定理,对(4)式作傅里叶变换,则得到:

$$F\{I\} = \{o \star o + p \star p + o \star p + p \star o\} \cdot \xi, \quad (5)$$

式中 \star 表示相关运算, $\xi \propto \varphi(x, y) \star \varphi(x, y)$,是一个有随机背景的 δ 函数。因为 p 是点源,所以 $o \star p$ 和 $p \star o$ 以共轭的形式显示物体的信息。(5)式也体现了散斑干涉与以往应用傅里叶变换全息技术^[13]的区别,即傅里叶变换后的 0 级图像为物体的自相关($o \star o + p \star p$)与 ξ 的乘积,而以往全息技术的 0 级为一个物体的自相关光晕($o \star o + p \star p$)。这也就意味着,散斑干涉无法获得物体自身的相位信息,而只能得到物体的轮廓。

如图 1 所示,物光与参考光在散射介质 2 的入射表面形成干涉散斑场,但散射体 2 会对出射光场再一次散射,扰乱其入射表面的干涉场。为了应对该种情况,此处需要利用散射体的浴帘效应^[24,29],即随着物体距离散射体越来越近,物体的信息越来越清晰,如图 2 所示。图 2 为物体距离散射体前表面不同距离时,通过相机拍摄的散射体出射面的图像。散射体为毛玻璃。可见,当物体贴合散射体时,可以较为清晰地分辨散射体前表面的图像。然而在激光照明下,散射体本身的组织结构也会被成像,从而影响散射体前表面的散斑图像成像,相当于在散斑图像中添加了噪声,因此需要消除散射体本身的影响。一般情况下,通过微小振动、旋转或者平移散射体,便可以对散射体产生的噪声进行时间平均,达到去除该噪声的目的^[24]。因此,平移或者旋转(本文采用平移)散射体 2 的同时通过物镜聚焦图 1 中散射体 2 的出射平面,再对获取图像进行(5)式运算就可以获得图像信息。

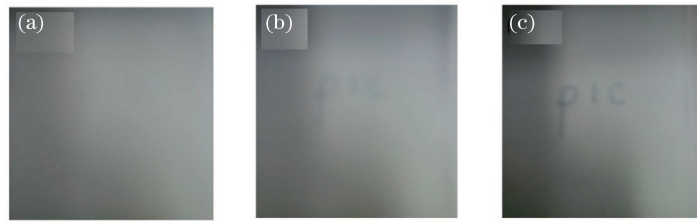


图 2 物体距离散射体前表面不同距离时,散射体出射表面的成像。(a) 10 mm;(b) 2 mm;(c) 0 mm

Fig. 2 Images of the exit-surface of the diffuser with different distances between the object and the front surface of the diffuser. (a) 10 mm;(b) 2 mm;(c) 0 mm

2.2 数值模拟

图 3 为基于本文散斑干涉傅里叶全息方法成像过程的数值模拟。图 3(a)中蓝色方框部分为物体(一个星形物),红色方框内的点为参考点源(直径为 23 pixel);图 3(b)为只有物体的散斑图;图 3(c)为只有点源的

散斑图;图 3(d)为干涉散斑图,即图 3(b)和图 3(c)相干叠加之后的散斑光场;图 3(e)为对图 3(d)进行傅里叶变换后的强度谱。如(5)式所示,物体以共轭的形式显示,中央是物体的自相关,整体图像是共轭项和自相关项与 1 个具有低噪声背景的 δ 函数[即(5)式中的 ξ]的乘积。图 3(e)中蓝色虚线部分的剖面图如图 3(g)所示,可以看出(5)式中 ξ 的成分,并且 ξ 的峰值远高于自相关项,这也是 δ 函数的特点。图 3(g)内插图为纵坐标局限到 0~4 的结果。值得注意的是,该方法虽然利用的是全息技术,但却只能恢复物体的强度信息,而对于深度上的相位无法获得。这是因为普通全息技术的参考光是点源形成的球面波,而此处利用的是点源形成的散斑场(即点光源透过散射体后被散射的光场),相位是随机的。然而,采用散斑场干涉可以将该引导星置于散射介质之外,从而实现真正的非侵入。这也是与以往全息技术^[12-13]的差别。图 3(f)为图 3(e)中的右下部分经过高斯滤波的物体的像,对比图 3(a)可以认为物体被有效地重建了。

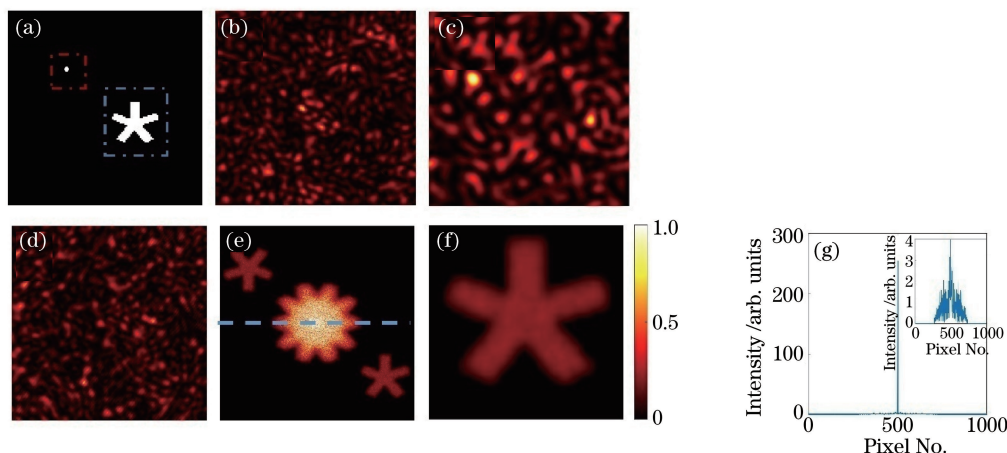


图 3 成像过程的数值模拟。(a)物体和参考点源样本;(b)物体的散斑场;(c)点源的散斑场;
(d)两散斑场干涉图;(e)对图(d)的傅里叶变换;(f)图(e)截取的重构物体;(g)图(e)中蓝色虚线对应的剖面图
Fig. 3 Numerical simulation of the imaging process. (a) The object and the point source; (b) speckle field of the object;
(c) speckle field of the point source; (d)interference pattern of the two speckle field; (e) result of Fourier
transform based on Fig. (d);(f)object extracted from Fig. (e);(g) intensity profile along the blue dashed line in Fig. (e)

3 实验结果

本文进行了 3 组实验来验证该方法具备实时的非侵入成像能力,并提出了物体尺寸计算公式。实验中照明激光光源波长为 532 nm,散射体使用普通打印纸^[11],如图 4(b)所示,相干图像通过一个显微物镜($\times 10, 0.25NA$)成像,并被相机(PixelflyUSB, 分辨率 1040×1392 , PCO, 德国)采集。实验中原始图像为 16 位,处理后的图像为归一化图像。

3.1 透射式物体成像

第一组实验采用透射式物体作为成像目标。实验装置如图 4(a)所示。入射激光被分为两束,一束被扩展成为直径 1.5 cm 的光束,用于照明观测物;另外一束被一个直径为 1 mm 的孔径光阑滤波作为参考点光源,并通过强度衰减器调整光强以获取最佳干涉图像对比度。在两束激光通过散射体 1 后,直径为 1.5 cm 的激光束散射成照明散斑场,通过物体后变为包含物体信息的物光散斑场;参考点光源的激光束通过散射体 1 后成为参考光散斑场,两个散斑场在散射体 2 的入射面相干叠加,形成相干散斑图像。通过电动平台使散射体 2 在垂直于光轴方向的平面内匀速移动,利用浴帘效应,再通过透镜对在散射体 2 的入射表面形成的相干散斑图像成像。对原始散斑图像采用(5)式运算便可以获取物体的轮廓信息。图 4(b)即为直接观测(手机拍摄)到的图像。可见直接观测不能显示物体。

图 4(c)~(e)为对三个目标物体采集到的原始图像,对于不同的物体散斑颗粒的形态有所不同,如(4)式所述为物体和点源形成的散斑场相干叠加的结果。可以看出,无论是从宏观或者是从显微物镜下,物体的信息都无法直接获取。图 4(f)~(h)即为图像重构[(5)式]获得的结果,完整的图像类似于图 3(e)以共轭的形式出现,取 +1 或 -1 级图像即可。图 4(f)~(h)中的重构图像清晰可见。

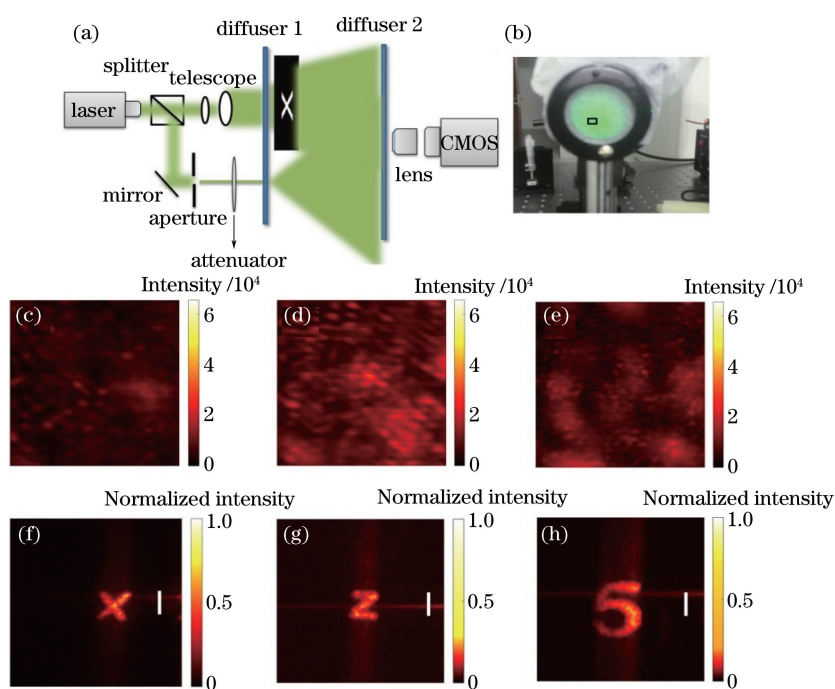


图 4 对隐藏在两个散射介质之间的物体成像。(a)实验装置示意图；(b)直接观测所见图像；(c)~(e)实验采集的散斑图像；(f)~(h)傅里叶变换后得到的重构图像

Fig. 4 Imaging the object hidden between two diffusers. (a) Experimental setup; (b) the output image as seen by naked eyes; (c)-(e) speckle images captured by the camera; (f)-(h) reconstructed images by Fourier transform

3.2 运动物体实时成像

为了证明该方法具有实时成像的能力,对隐藏在散射体之间的移动物体进行成像。目标物体是一个 $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ 的 X 形通孔,以 $v = 2.5\text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 的速度在平行于散射体的平面内移动。图 5 展示了物体与散射体的位置关系[图 5(a)]以及成像结果[图 5(b)]。三幅图分别对应运动的三个时刻。实验装置和探测过程与图 4 所示的实验一样,但是物体通过平移台来控制移动速度和方向。从实验结果来看,随着物体的移动,重建出的物体会出现在重构图像的不同位置,所以该方法可以对隐藏物体实时成像及跟踪。值得注意的是,移动的目标物体会使得静态的干涉场变为动态,即散斑开始解相关,在散斑图像中的表现即为散斑颗粒的模糊。然而这个问题可以依靠加快曝光时间来解决,采集散斑场的瞬态图像用以抵抗动态散斑造成的图像模糊。在该实验中,10 ms 的曝光时间足以应对 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 级别的移动速度。

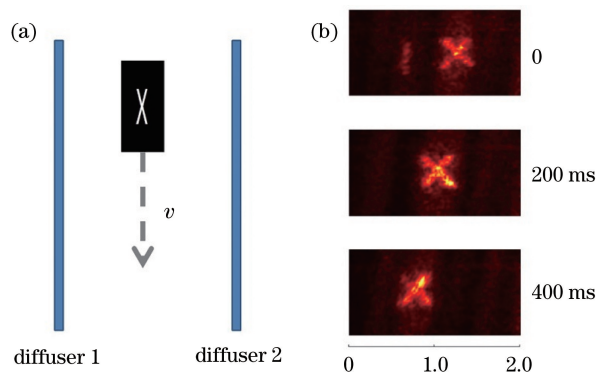


图 5 对移动的物体实时成像。(a)物体运动示意图；(b)三个时刻的物体重构图像

Fig. 5 Real-time imaging of a moving object. (a) Sketch of the moving object; (b) reconstructed images of the object at three time points

3.3 反射式物体成像

在很多情况下,包括生物成像、遥感或安全方面的成像,物体成像有可能是反射式的。因此,进一步进行

了反射式物体成像实验。实验中以一个隐藏在散射体之间的金属钥匙的尖端为目标物体,如图 6(b)所示。激光光束分成两束,一束经过扩束后透过散射体 1 形成随机光场照射到物体表面,然后反射的光场携带着物体信息照射到散射体 1 的后表面。另外一束被孔径光阑滤波后作为点光源,照射到散射体 2 上,形成的散射场同样照射到散射体 1 的后表面。两个随机场发生干涉。图像采集过程中,需要对成像部分的散射体施加平移,以利用浴帘效应对抗第二次散射,但是光源部分对应的散射体需要固定以实现静态散斑照明,因为动态散斑照明会造成两个光场失去相干性,获取不到足够信息以恢复物体。图 6(c)为相机直接记录的原始图像,图 6(d)为重构的图像。由于反射光强较弱、信噪比低,因此重构得到的物体信息相对较差。对 3 张原始数据得到的重构图像平均后滤波,可以提高重构图像质量,如图 6(e)所示。可以看出,不仅钥匙的轮廓被重构,钥匙表面的一些结构也被重构。但考虑到此处恢复的物体为物体和点源的卷积,此处点源的尺寸为 1 mm,这就意味着只能获得 1 mm 的分辨率。通过进一步缩小点源的尺寸,可以进一步增加物体细节的分辨,但是较小的点源就需要更大的光强以获得足够强度的散射场,因此实验过程中对点源的强度和尺寸进行了一定的折中,限制了分辨率。

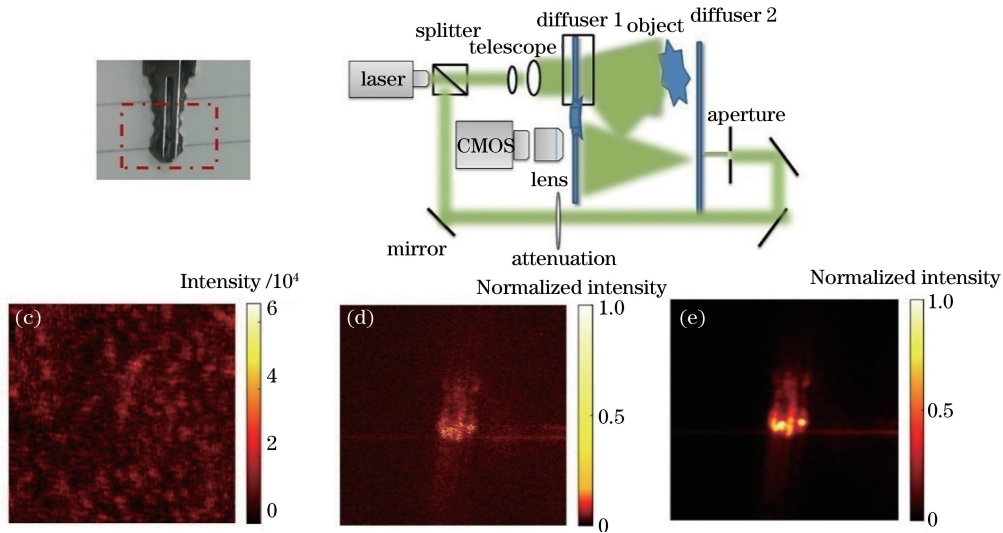


图 6 对反射式物体的非侵入成像。(a)目标物体;(b)实验装置示意图;
(c)相机获取的原始图像;(d)单幅图像重构结果;(e)平均并滤波的结果

Fig. 6 Noninvasive imaging for a reflective object. (a) Target object; (b) experimental setup; (c) raw image captured by the camera; (d) reconstructed image from a single image; (e) result after the average and filter

3.4 目标物体尺寸的计算

在验证了对隐藏物体的成像能力之后,对目标物体的尺寸计算进行了进一步的研究。计算散斑大小的公式^[31]为

$$X = \beta \cdot \frac{\lambda \cdot Z}{H}, \quad (4)$$

式中 λ 为光波波长, Z 为物体距离散射体的距离(靠近相机的散射体), H 为物体的尺寸, β 为物镜的放大率。在重构图像上,散斑的大小为^[31]

$$X = \frac{L \cdot A}{N}, \quad (5)$$

式中 L 是用于重构物体的散斑图像在某一方向上的像素数, A 为像素尺寸, N 为重构出的图像在某一方向所占据的像素数。此处,(4)式和(5)式相等,则可以推出

$$H = \frac{\beta \cdot \lambda \cdot Z \cdot N}{L \cdot A}, \quad (6)$$

根据(6)式可轻松计算出隐藏物体的尺寸。如图 4(c)所用物体,实验参数 $Z = 24$ cm, $N = 60$, $L = 1040$, $\lambda = 532$ nm, $A = 6.45$ μ m, $\beta = 10$,则计算出物体的尺寸为 1.142 cm。但是考虑到恢复的物体为点源和物体的卷

积,所以实际的物体尺寸需要减去点源的尺寸。由于点源直径约为 1 mm,所以物体的高度为 1.042 cm。计算值与实际值之间的差异是由距离测量和重构图像所占像素数等误差所引起的。

4 结 论

阐述了一种利用散斑照明、无透镜傅里叶全息以及浴帘效应实现对隐藏在散射介质之间的物体进行实时成像的方法。该方法避免了基于散斑相关成像对相位恢复算法的依赖,仅通过对单幅原始散斑图像进行一次傅里叶变换运算就可以恢复物体,实现了快速、准确地实时成像。并且光源在散射体外,因此是一种真正意义的非侵入成像。

从数值模拟和实验两方面对该方法的非侵入成像能力进行了验证。该方法可有效对隐藏在散射体之间的透射、反射物体进行成像,并具备实时成像跟踪的能力。最后根据采样定律和散斑衍射公式给出了成像公式,提供了从重构图像计算观测物体尺寸的方法。由于恢复的物体是物体和点源的互相关,可知该成像方法的分辨率由点源尺寸决定,而点源的尺寸由衍射极限限制,所以理论上该成像方法的分辨率可以达到衍射极限。同时本文方法具备对动态物体成像的能力,在对动态物体成像的过程中为了解决动态散斑的解相关问题,可以采取短曝光时间的办法。实验中采用的曝光时间为 10 ms 足以应对 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 级别的运动速度。该方法中利用了浴帘效应以消除第二次散射的影响。同时,值得注意的是,该方法虽然利用了全息,但由于是散斑场的干涉,意味着物光场和参考场的相位分布是随机的,所以并不能恢复物体的深度信息,只能得到物体在垂直于光轴平面内的分布,这也是该方法的一个局限性。

参 考 文 献

- [1] Gatti A, Brambilla E, Bache M, *et al.* Ghost imaging with thermal light: comparing entanglement and classical correlation[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(9): 093602.
- [2] Meyers R E, Deacon K S, Shih Y. Turbulence-free ghost imaging[J]. *Appl Phys Lett*, 2011, 98(11): 111115.
- [3] Chen X H, Liu Q, Luo K H, *et al.* Lensless ghost imaging with true thermal light[J]. *Opt Lett*, 2009, 34(5): 695-697.
- [4] Xu Y K, Liu W T, Zhang E F, *et al.* Is ghost imaging intrinsically more powerful against scattering? [J]. *Opt Express*, 2015, 23(26): 32993-33000.
- [5] Zhang Minghui, Wei Qing, Shen Xia, *et al.* Statistical optics based numerical modeling of ghost imaging and its experimental approval[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(10): 1858-1866.
张明辉, 魏 青, 沈 夏, 等. 基于统计光学的无透镜鬼成像数值模拟与实验验证[J]. *光学学报*, 2007, 27(10): 1858-1866.
- [6] Kolenderska S M, Katz O, Fink M, *et al.* Scanning-free imaging through a single fiber by random spatio-spectral encoding[J]. *Opt Lett*, 2014, 40(4): 534-537.
- [7] Gehm M E, John R, Brady D J, *et al.* Single-shot compressive spectral imaging with a dual-disperser architecture[J]. *Opt Express*, 2007, 15(21): 14013-14027.
- [8] Hsieh C L, Pu Y, Grange R, *et al.* Imaging through turbid layers by scanning the phase conjugated second harmonic radiation from a nanoparticle[J]. *Opt Express*, 2010, 18(20): 20723-20731.
- [9] Mosk A P, Lagendijk A, Leroose G, *et al.* Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media[J]. *Nat Photonics*, 2012, 6(5): 283-292.
- [10] Nixon M, Katz O, Small E, *et al.* Real-time wavefront-shaping through scattering media by all optical feedback[J]. *Nat Photonics*, 2013, 7(11): 919-924.
- [11] Katz O, Small E, Silberberg Y. Looking around corners and through thin turbid layers in real time with scattered incoherent light[J]. *Nat Photonics*, 2012, 6(8): 549-553.
- [12] Harm W, Roider C, Jesacher A, *et al.* Lensless imaging through thin diffusive media[J]. *Opt Express*, 2014, 22(18): 22146-22156.
- [13] Singh A K, Naik D N, Pedrini G, *et al.* Looking through a diffuser and around an opaque surface: a holographic approach[J]. *Opt Express*, 2014, 22(7): 7694-7701.
- [14] Purcell M J, Kumar M, Rand S C, *et al.* Holographic imaging through a scattering medium by diffuser-aided statistical averaging[J]. *J Opt Soc Am A*, 2016, 33(7): 1291-1297.

- [15] Zhang Y, Situ G, Pedrini G, *et al.* Application of short-coherence lensless Fourier-transform digital holography in imaging through diffusive medium[J]. *Opt Commun*, 2013, 286(1): 56-59.
- [16] Xu W, Jericho M H, Meinertzhagen I A, *et al.* Digital in-line holography of microspheres. [J]. *Appl Opt*, 2002, 41(25): 5367-5375.
- [17] Verrier N, Coëtmelec S, Brunel M, *et al.* Digital in-line holography in thick optical systems: application to visualization in pipes[J]. *Appl Opt*, 2008, 47(22): 4147-4157.
- [18] Graulig C, Kanka M, Riesenberger R. Phase shifting technique for extended inline holographic microscopy with a pinhole array[J]. *Opt Express*, 2012, 20(20): 22383-22390.
- [19] Tyo J S. Enhancement of the point-spread function for imaging in scattering media by use of polarization-difference imaging[J]. *J Opt Soc Am A*, 2000, 17(1): 1-10.
- [20] Tyo J S, Rowe M P, Jr P E, *et al.* Target detection in optically scattering media by polarization-difference imaging[J]. *Appl Opt*, 1996, 35(11): 1855-1870.
- [21] Morgan S P, Khong M P, Somekh M G. Effects of polarization state and scatterer concentration on optical imaging through scattering media[J]. *Appl Opt*, 1997, 36(7): 1560-1565.
- [22] Bertolotti J, Putten E G V, Blum C, *et al.* Non-invasive imaging through opaque scattering layers[J]. *Nature*, 2012, 491(7423): 232-234.
- [23] Katz O, Heidmann P, Fink M, *et al.* Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations[J]. *Nat Photonics*, 2014, 8(10): 784-790.
- [24] Edrei E, Scarcelli G. Optical imaging through dynamic turbid media using the Fourier-domain shower-curtain effect[J]. *Optica*, 2016, 3(1): 71-74.
- [25] Fienup J R. Phase retrieval algorithms: a comparison[J]. *Appl Opt*, 1982, 21(15): 2758-2769.
- [26] Ji Jin, Huang Fei, Wang Liang, *et al.* Information encryption based on digital holography and phase retrieve algorithm [J]. *Chinese J Lasers*. 2007, 34(10): 1408-1412.
季 瑾, 黄 飞, 王 亮, 等. 利用数字全息和相位恢复算法实现信息加密[J]. *中国激光*, 2007, 34(10): 1408-1412.
- [27] Apostol A, Dogariu A. Spatial correlations in the near field of random media[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(9): 9105-9117.
- [28] Carminati R. Subwavelength spatial correlations in near-field speckle patterns[J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(5): 1532-1532.
- [29] Dror I, Sandrov A, Kopeika N S. Experimental investigation of the influence of the relative position of the scattering layer on image quality: the shower curtain effect[J]. *Appl Opt*, 1998, 37(27): 6495-6499.
- [30] Goodman J W. *Statistical properties of laser speckle patterns*[M]. Heidelberg: Springer, 1975.
- [31] Kirkpatrick S J, Duncan D D, Wells-Gray E M. Detrimental effects of speckle-pixel size matching in laser speckle contrast imaging[J]. *Opt Lett*, 2009, 33(24): 2886-2888.