

# 基于逐点补偿方法的动态散射成像

胡洋颀\*, 程正东, 梁振宇, 翟翔

国防科技大学电子对抗学院脉冲激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037

**摘要** 计算关联成像(CGI)技术能够穿透静态散射介质成像,但是当散射介质发生缓慢变化时,由于光强受到非线性影响而衰减,每次测量的光强值会发生不同程度的漂移,导致重构图像受到大量噪声的干扰。针对上述情况,提出一种逐点校正测量值的方法,该方法在测量矩阵中加入反射率为 1 的图案,通过记录使用该图案照明后获得的光强变化得到各时刻的衰减因子,并计算中间时刻的补偿系数,根据补偿系数逐点校正衰减因子变化导致的光强畸变,最后对变换的测量值进行还原计算,重建结果说明该方法能够有效地应对计算关联成像技术穿透动态散射介质的成像问题。

**关键词** 成像系统; 关联成像; 散射

**中图分类号** O438      **文献标志码** A

**doi:** 10.3788/LOP57.201106

## Computational Ghost Imaging Using a Dynamic Scattering Medium by the Point-by-Point Compensation Method

Hu Yangdi\*, Cheng Zhengdong, Liang Zhenyu, Zhai Xiang

Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, College of Electronic Engineering,  
National University of Defense Technology, Hefei, Anhui 230037, China

**Abstract** Computational ghost imaging (CGI) can easily penetrate a static scattering medium. However, when the scattering medium changes dynamically, the measured light intensity is subject to nonlinear changes caused by the medium; as a result, the light intensity of each measurement exhibits a drift, and the reconstructed image contains lot of noise due to the interference. To improve imaging results penetrating a dynamic scattering medium, this study proposes a method to correct the measured value of each point. In this method, patterns with the reflectivity of 1 are added to a measurement matrix. The attenuation factor is obtained at each time by recording the change of light intensity after projecting the pattern, and the compensation coefficient at the middle time is calculated. According to the compensation coefficient, the light intensity distortion caused by the change of the medium's attenuation factor is corrected for each point, and finally, the transformed values are restored and calculated. The reconstruction results show that the proposed method can effectively deal with the aforementioned noise problem of the CGI technology encountered while penetrating a dynamic scattering medium.

**Key words** imaging systems; computational ghost imaging; scattering

**OCIS codes** 110. 0113; 110. 1758; 110. 4850

## 1 引言

散射成像在科学研究、医学诊断、社会生活等各个领域有着广泛的应用,诸如海底探测、天文遥感、火灾救援等实际应用场合。在这些应用中,穿透散射介质获取目标信息具有重大意义与应用前景,一

直以来是研究的热点问题。由于光在散射介质中传播受到散射介质粒子的多次散射和吸收,光波会发生方向改变、能量衰减、相位波动,从而造成成像平面像点的像素漂移、峰值降低、能量扩散,导致图像降质与模糊。为获得通过散射介质后的清晰成像,人们提出了许多实现散射成像的技术,如傅里叶滤

收稿日期: 2020-02-14; 修回日期: 2020-02-27; 录用日期: 2020-03-20

基金项目: 国家自然科学基金(61271376)、安徽省自然科学基金(1208085MF114)

\* E-mail: huyangdi2014@163.com

波技术<sup>[1]</sup>、偏振门控滤波技术<sup>[2]</sup>、时间选通技术<sup>[3-4]</sup>, 尽管这些技术能够在一定程度上提高成像对比度, 但仍然存在一些问题, 如光路调控难度较大、设备复杂且成本较高、难以透过强散射介质等。与这种穿透式成像光路相同, 计算关联成像(CGI)同样能够穿透散射介质成像, 且这种技术具有鲁棒性强、光路简单、能够使用弱光成像、成本较低的特点, 近年来, 吸引了越来越多的关注。国内外众多学者对 CGI 技术穿透散射介质成像的能力展开了研究。人们对乳浊液<sup>[5]</sup>、鸡肉组织<sup>[6]</sup>、毛玻璃<sup>[7]</sup>、水<sup>[8-10]</sup>、CS<sub>2</sub> 和 CO<sub>2</sub> 等散射介质进行了实验, 均验证了 CGI 技术具有穿透散射介质成像的性能, 但以上的散射介质均处于静态, 实际上, 许多应用场景中的散射介质并不能视为静态, 如大气湍流、烟幕、水流等, CGI 技术穿透诸如上述的动态散射介质时的成像结果不尽人意。国外 Tajahuerce 等<sup>[11]</sup> 提出当动态散射介质的统计性质稳定时, CGI 可以不受散射介质粒子运动的影响重建图像, 该团队通过橘皮纹理的聚丙烯覆盖物模拟了这种宏观稳定的混沌运动, 并利用 CGI 技术得到了重构图像, 但这种宏观稳定的散射介质与实际变化的湍流、烟幕、水流等场景仍有一定差

距。为此, 庄佳衍等<sup>[12]</sup> 提出了测量值线性拉伸(LTMD)算法, 利用散射介质宏观运动状态明显改变时的光强跃变, 找出明显变化的数据进行拉伸校正, 并最终还原图像, 取得了很好的效果。但 LTMD 方法仅适用于动态散射介质变化明显、变化次数较少的场合, 自然界中, 散射介质的运动状态变化有可能是剧烈的也可能是缓慢进行的, 且变化伴随测量的全过程, 如缓慢的气溶胶扩散与烟幕粒子的沉降过程, 此时难以通过观察光强跃变找出畸变的光强值。为此, 本文提出逐点补偿(PPC)算法, 该算法能够利用特定帧的光强值变化关系校正非线性衰减的光强, 使得畸变的光强尽可能还原。本文在仿真动态散射介质的环境下讨论了这种方法的可行性并分析了其误差来源。

## 2 穿透散射介质的计算关联成像

图 1 为穿透散射介质的 CGI 系统, 使用数字微镜装置(DMD)投影测量图案至目标物体, 经物体反射并透过散射介质后, 其空间分布被破坏, 使用一个无空间分辨能力的桶探测器收集光强。穿透散射介质的 CGI 系统可以表示为<sup>[9,12]</sup>

$$\mathbf{I}^{(i)} = \mathbf{P}_{N \times N}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{N \times N} + \mathbf{N}_i = \begin{pmatrix} p_{11}^{(i)} & \cdots & p_{1N}^{(i)} \\ \vdots & & \vdots \\ p_{N1}^{(i)} & \cdots & p_{NN}^{(i)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} t_{11} & \cdots & t_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ t_{N1} & \cdots & t_{NN} \end{pmatrix} + \mathbf{N}_i, \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{I}^{(i)}$  为桶探测器收集的第  $i$  个光强值,  $\mathbf{P}^{(i)}$  为 DMD 预制的第  $i$  副测量图案,  $\mathbf{T}$  为目标物体,  $\mathbf{N}_i$  为第  $i$  次测量过程中出现的噪声, “ $\cdot$ ” 为矩阵点乘。

将  $\mathbf{I}$  与  $\mathbf{P}$  代入关联函数<sup>[13-14]</sup> 可以重构图像, 即

$$\mathbf{G}(x, y) = \frac{\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{P} \rangle}{\langle \mathbf{I} \rangle \cdot \langle \mathbf{P} \rangle}, \quad (2)$$

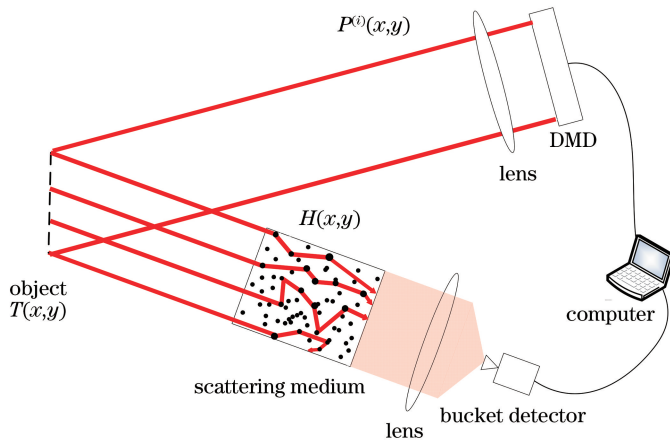


图 1 穿透散射介质的 CGI 系统

Fig. 1 CGI system for penetrating scattering media

式中“ $\langle \cdot \rangle$ ”为系综平均:

光子在介质中传播时会受到散射介质粒子散射与吸收的影响,出射后的光斑光强削弱,空间分布弥散,故可将(1)式修正为

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{P}_{N \times N}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{N \times N} \otimes \mathbf{H} + \mathbf{N}_i, \quad (3)$$

式中, $\mathbf{H}$ 为散射介质的点扩展函数(PSF),“ $\otimes$ ”为卷积符号。

一维卷积积分公式为

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \otimes h(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) h(x - \tau) d\tau dx = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) dx, \quad (4)$$

式中, $f(x)$ 为目标图像, $h(x)$ 为PSF。根据(4)式,可得二维卷积积分公式为

$$\sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sum_{y=-\infty}^{+\infty} F(x, y) \otimes H(x, y) = \sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sum_{y=-\infty}^{+\infty} F(x, y) \cdot \sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sum_{y=-\infty}^{+\infty} H(x, y), \quad (5)$$

代入(3)式可得

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{P}_{N \times N}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{N \times N} \cdot \alpha + \mathbf{N}_i, \quad (6)$$

式中 $\alpha$ 为散射介质的衰减因子。光强 $\mathbf{I}$ 经过了散射介质的散射作用后,光强值减小,故 $\alpha < 1$ ,且与散射介质的PSF有关。(2)式修正为

$$\mathbf{G}(x, y) = \frac{\langle (\alpha \mathbf{I} + \mathbf{N}) \cdot \mathbf{P} \rangle}{\langle \alpha \mathbf{I} + \mathbf{N} \rangle \cdot \langle \mathbf{P} \rangle} = \frac{\langle \left( \mathbf{I} + \frac{\mathbf{N}}{\alpha} \right) \cdot \mathbf{P} \rangle}{\langle \mathbf{I} + \frac{\mathbf{N}}{\alpha} \rangle \cdot \langle \mathbf{P} \rangle}. \quad (7)$$

由(7)式可知,当加性噪声项 $\mathbf{N}$ 得到有效控制,即 $\mathbf{N}$ 趋于 $\mathbf{0}$ 时, $\alpha$ 的大小对成像结果的影响可以忽略不计, $\alpha$ 可作为常数项从式中约去,但是当散射介质粒子运动导致浓度发生变化,即对应 $\alpha$ 因子变化时,乘性噪声作为变量无法从系综平均项中约去,关联函数无法用于重构图像,如

$$\mathbf{G}(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i \mathbf{I}_i \cdot \mathbf{P}_i}{n} \cdot \frac{\mathbf{N}}{\alpha}. \quad (8)$$

(8)式描述了CGI穿透动态散射介质的成像过程, $\alpha$ 因子变化相当于散射介质动态变化导致PSF改变,此时成像结果受到影响,因而无法得到清晰的成像。为修正由 $\alpha$ 因子变化导致的光强值非线性畸变,提出逐点补偿算法来追踪 $\alpha$ 因子的变化。

### 3 逐点补偿算法

光通过宏观稳定或静态的散射介质时,如空气中悬浮的烟幕或毛玻璃,其光强值通常稳定在一定的范围内,但当散射介质发生较大变化时,如烟团爆炸或增减毛玻璃数量,由于散射介质的浓度变化,穿透后的光强值会发生明显变化,人们可以采用LTMD方法对光强值发生明显突变的区域进行校正,但如果散射介质的动态变化是平缓的,如向空气中持续释放烟幕或者旋转毛玻璃时,人们无法通过LTMD方法拉伸校正某段或某几段光强。由于散射介质连续变化,故必须逐点校正变化的光强值。

为消除散射介质带来的乘性误差因子 $\alpha$ ,需要将发生变化的光强值乘以校正因子 $1/\alpha$ ,即

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_L \\ i_{L+1} \\ \vdots \\ i_{n-1} \\ i_n \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{after scattering}} \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ \alpha_2 i_2 \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ \alpha_{L+1} i_{L+1} \\ \vdots \\ \alpha_{n-1} i_{n-1} \\ \alpha_n i_n \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{correct}} \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ \alpha_2 i_2 \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ \alpha_{L+1} i_{L+1} \\ \vdots \\ \alpha_{n-1} i_{n-1} \\ \alpha_n i_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\alpha_1} \\ \vdots \\ \frac{1}{\alpha_L} \\ \vdots \\ \frac{1}{\alpha_n} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

该式表示穿透散射介质后光强值发生了非线性衰减,再使用校正因子 $1/\alpha$ 对变化后的光强值进行

校正的过程。

在实际过程中,我们无法知道每次变化的 $\alpha$ ,因

此无法进行精准的校正还原,但是对于散射介质粒子的扩散运动,其浓度变化应是自然、连续进行的。

比尔定律为

$$I(\lambda) = I_0 \exp[-\epsilon(\lambda) \cdot c \cdot L], \quad (10)$$

式中: $\epsilon$  是消光系数,与散射介质粒子和入射光波长有关; $L$  是光在散射介质内传播时的光程; $c$  表征粒子浓度。根据比尔定律,对于特定的入射光与散射介质,透过率仅受粒子浓度  $c$  的影响。测量粒子浓度  $c$  的时变特性,在散射介质粒子的自然扩散或沉降的过程中,极短时间内(普通 DMD 的翻转速率达到 22 kHz)其前后测量值一般不会发生大范围的上下抖动,前一刻与后一刻的透过率应是相近的。因此, $\alpha$  因子随时间变化的曲线图应是一条振荡但近似光滑的曲线。

DMD 通过旋转众多反射微镜实现光开关的开关,微镜处于“开”或“关”的状态对应测量矩阵的“0”或“1”状态,投射反射率全为 1 的图案照射目标并透过散射介质,此反射率全为 1 的图案称为“标记帧”(RF),使用 RF 投影时的测量矩阵如图 2 所示,图中 P 代表原测量矩阵图案。

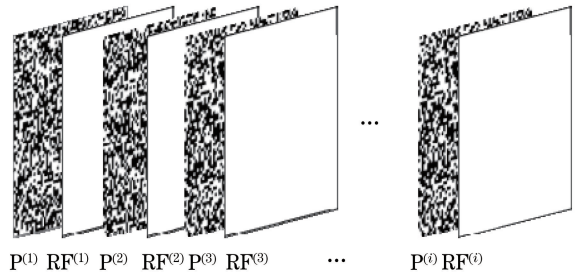


图 2 使用 PPC 方法投影的测量矩阵

Fig. 2 Measurement matrix projected in PPC method

当散射介质呈静态且透过率不变时,所有 RF 得到的光强值( $R$  值)应该是相同的,透过率随着散射介质的变化不断改变,使用 RF 投影时得到的光强值也不断改变,散射介质的浓度高时,透过率低,光强的测量值低,反之测量值高。因此,使用 RF 投影时的测量值标记了  $\alpha$  因子的变化过程。

每两张测量矩阵图片间插入了一张 RF,将这样的一对 P 与 RF 称为“测量对”,“测量对”的数量与 P 的数量相等,因此使用 RF 投影的 CGI 需要多投射一倍的照明图案,故需额外增加一倍的测量时间。PPC 方法校正过程可表示为

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ R \\ i_2 \\ R \\ \vdots \\ i_L \\ R \\ \vdots \\ i_n \\ R \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{after scattering}} \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ \alpha_1 R \\ \alpha_2 i_2 \\ \alpha_2 R \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ \alpha_L R \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \\ \alpha_n R \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ 0 \\ \alpha_2 i_2 \\ 0 \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ 0 \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 R \\ 0 \\ \alpha_2 R \\ \vdots \\ 0 \\ \alpha_L R \\ \vdots \\ 0 \\ \alpha_n R \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{correct}} \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ \alpha_2 i_2 \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\alpha_1 R}{\alpha_2 R} \\ \vdots \\ \frac{\alpha_1 R}{\alpha_L R} \\ \vdots \\ \frac{\alpha_1 R}{\alpha_n R} \end{pmatrix} = \alpha_1 \cdot \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_L \\ i_{L+1} \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \end{pmatrix}, \quad (11)$$

即将桶探测器收集的光强值以奇偶序列区分为  $i$  系列与  $R$  系列, $i$  系列为测量矩阵图案 P 得到的光强值, $R$  系列为使用 RF 投影时测量得到的光强值。以第一张使用 RF 投影时得到的光强值  $\alpha_1 R$  为参照,通过计算某帧 RF 的光强值与第一帧 RF 的光强值之比,可以得到相对的补偿系数  $\frac{\alpha_L R}{\alpha_1 R}$ ,再依据此相对补偿系数,校正“测量对”内 P 的测量值  $\alpha_L i_L$ ,将校正后的光强值代入关联函数恢复成像,其成像结果相当于 CGI 受静态散射介质的影响,即受线性衰减的影响。

在(11)式的方法中,假设了“测量对”内的 P 与 RF 的  $\alpha$  因子相同。实际上,在散射介质粒子的随机运动过程中,即使在很短的时间内  $\alpha$  因子也会有一定范围的变化。因此,根据“测量对”内的 RF 计算的  $\alpha$  因子实际上与 P 的  $\alpha$  因子存在误差。

在对光强值进行区分后,将照射相邻 RF 图案后测得的光强值  $\beta R$  进行拟合,得到  $\alpha'_2 = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}$ ,  $\alpha'_3 = \frac{\beta_2 + \beta_3}{2}$ ,  $\alpha'_4 = \frac{\beta_3 + \beta_4}{2}$ , ..., 由于散射介质浓度的变化具有一定连续性,因此,这些拟合后的  $\alpha'$  因子

近似等于  $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \dots$ 。通过拟合后的  $\alpha$  因子计算补偿系数  $\frac{2\beta_1 R}{\beta_1 R + \beta_2 R}, \frac{2\beta_1 R}{\beta_2 R + \beta_3 R}, \frac{2\beta_1 R}{\beta_3 R + \beta_4 R}, \dots$ ,

将校正后的测量值代入关联函数还原。校正过程可表示为

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ R \\ i_2 \\ R \\ \vdots \\ i_L \\ R \\ \vdots \\ i_n \\ R \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{through scattering}} \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ \beta_1 R \\ \alpha_2 i_2 \\ \beta_2 R \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ \beta_L R \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \\ \beta_n R \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ 0 \\ \alpha_2 i_2 \\ 0 \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ 0 \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \beta_1 R \\ 0 \\ \beta_2 R \\ \vdots \\ 0 \\ \beta_L R \\ \vdots \\ 0 \\ \beta_n R \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{correct}} \begin{pmatrix} \alpha_1 i_1 \\ \alpha_2 i_2 \\ \vdots \\ \alpha_L i_L \\ \vdots \\ \alpha_n i_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{2\beta_1 R}{\beta_1 R + \beta_2 R} \\ \vdots \\ \frac{2\beta_1 R}{\beta_{L-1} R + \beta_L R} \\ \vdots \\ \frac{2\beta_1 R}{\beta_{n-1} R + \beta_n R} \end{pmatrix} \approx \alpha_1 \cdot \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_L \\ i_{L+1} \\ \vdots \\ i_n \end{pmatrix} \quad (12)$$

对采集到的前 20 个光强值进行拟合,如图 3 所示,图 3(a)、(b)分别表示了散射介质浓度缓变和陡变两种情况的拟合情况,从图中可以看出,当散射介质浓度缓变时,使用 PPC 拟合方法获得的  $\alpha$  因子可

以较准确地还原测量对内 P 的  $\alpha$  因子,此外,在散射介质浓度陡变的情况下,拟合方法获得的  $\alpha$  因子在陡变时刻存在较大误差,如图 3(b)中  $\alpha'_3, \alpha'_6, \alpha'_8$  与实际的  $\alpha_3, \alpha_6, \alpha_8$  因子有较大出入。

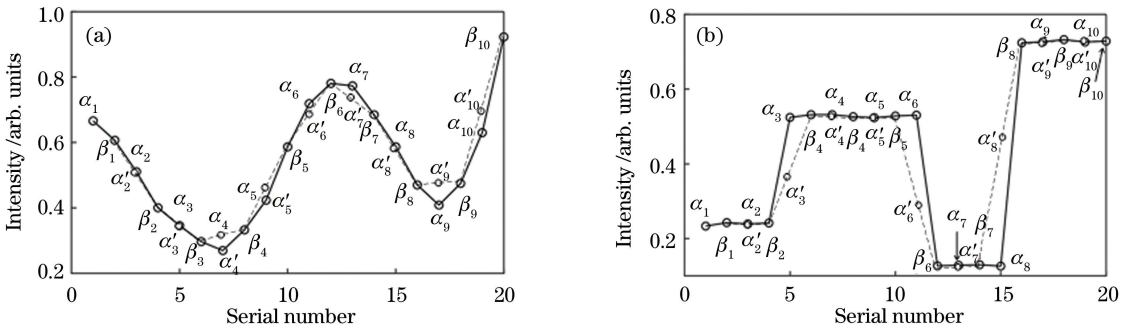


图 3 使用 PPC 方法对前 20 个光强值进行拟合。(a) 散射介质浓度缓变情况下的光强拟合; (b) 散射介质浓度陡变情况下的光强拟合

Fig. 3 Fitting of the first 20 light intensity values with PPC method. (a) Light intensity with slow change of concentration of scattering media; (b) light intensity with steep change of concentration of scattering media

## 4 仿真实验分析

使用 PPC 方法进行计算机仿真验证,仿真平台为 MATLAB R2017b,采用的算法是傅里叶单像素成像算法<sup>[15]</sup>,目标是由“CGI”三个字母组成的图像,大小为 128 pixel×128 pixel。

### 4.1 模拟动态散射介质的 $\alpha$ 因子

对于一个非线性过程,可以使用多个线性过程描述,对于动态散射介质的  $\alpha$  因子变化,同样可以由多个线性过程描述,如图 4 所示。

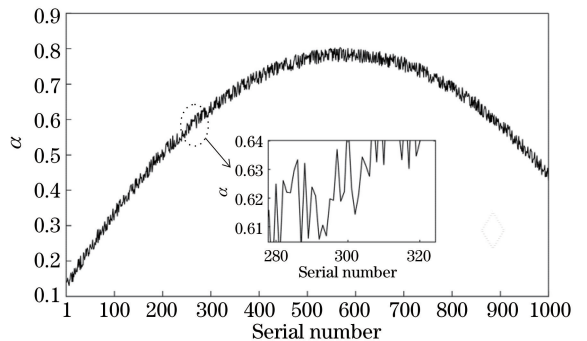


图 4 模拟动态散射介质的  $\alpha$  因子变化

Fig. 4 Change of factor  $\alpha$  in the dynamic scattering media

### 4.2 穿透动态散射介质的 CGI 实验仿真

图 5(a)、(b)分别是通过静态散射介质与动态散射介质后的测量值,测量总次数为 5000 次,从图中可以看出,在散射介质呈静态状态时,测量值的分布较为平稳,在动态散射介质情况下,其强度随着  $\alpha$  因子发生随机变化,难以观察到明显的跃变边界,因此无法通过 LTMD 方法校正。

使用傅里叶单像素成像算法对图 5(a)、(b)的强度测量值进行还原,得到重建图像如图 6(a)、(b),在散射介质为静态时,目标图像成像质量较好,表现出 CGI 较强的抗介质干扰能力。在散射介质为动态时,随着采样的进行,散射介质的变化严重扰乱了强度测量,重建图像无法辨认。

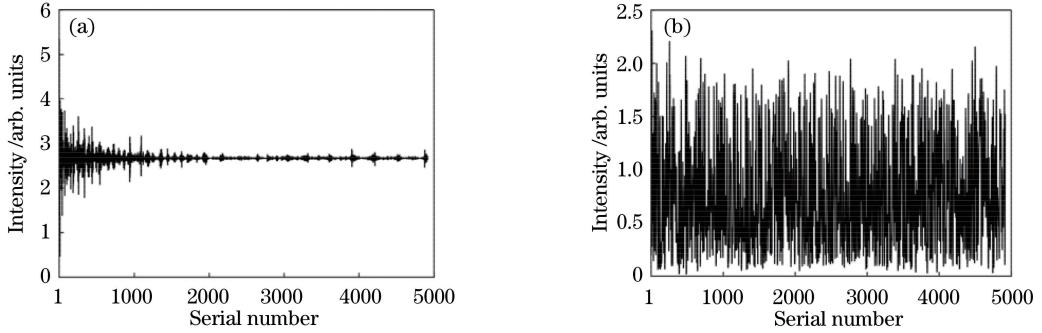


图 5 通过不同状态散射介质后的强度测量值。(a)通过静态散射介质;(b)通过动态散射介质

Fig. 5 Intensity measurements after scattering media in different states. (a) Through static scattering media; (b) through dynamic scattering media

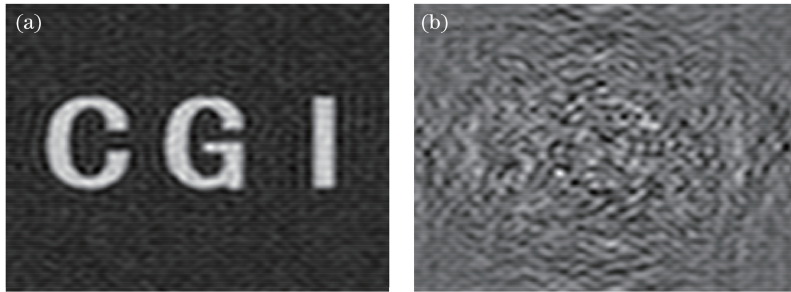


图 6 通过不同状态散射介质后的重建图像。(a)通过静态散射介质;(b)通过动态散射介质

Fig. 6 Reconstructed images through different scattering media. (a) Through static scattering media; (b) through dynamic scattering media

如果将所得测量值使用 PPC 方法进行校正还原,其光强校正结果如图 7(a)所示,尽管无法将测量值变化完全还原至图 5(a),有一些冗余的凸起明

显与原测量值不同,这是由拟合散射介质浓度陡变时刻的误差造成的,但是相较于图 5(b)的无序测量值,校正后的测量值在宏观变化趋势上与原测量值

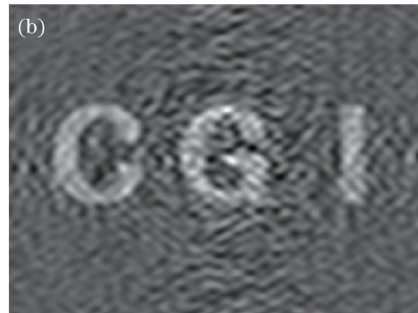
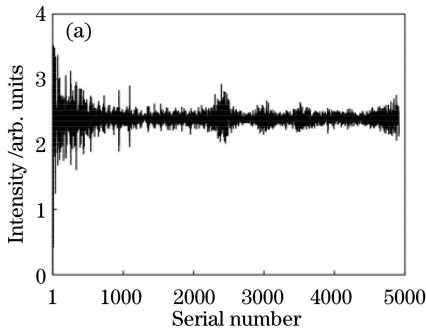


图 7 使用 PPC 方法进行还原。(a)使用 PPC 方法校正后的测量值;(b)使用 PPC 方法还原的图像

Fig. 7 Image restoration based on the PPC method. (a) Corrected measurements using PPC method; (b) reconstructed image using PPC method

更为接近。再将校正后的强度值进行还原成像,则可以得到图 7 (b)所示的图像,很明显,图像的可读性大大增加。

### 4.3 与压缩感知方法对比

压缩感知算法同样可用于求解动态散射问题,为验证 PPC 方法的性能,在动态散射的条件下,采用基于全变分正则化的重建算法<sup>[16]</sup>(TVAL3 算

法),与所提方法进行对比。由于逐点补偿方法会耗费额外的测量时间,因此,以相同的测量次数衡量成像质量更合适。使用 4 幅标准图像作为目标在相同测量次数下进行还原并对比,如图 8,尽管 PPC 方法需要消耗额外的测量资源,在相同的测量次数下,PPC 方法仍然较 TVAL3 方法重建的图像质量更高。

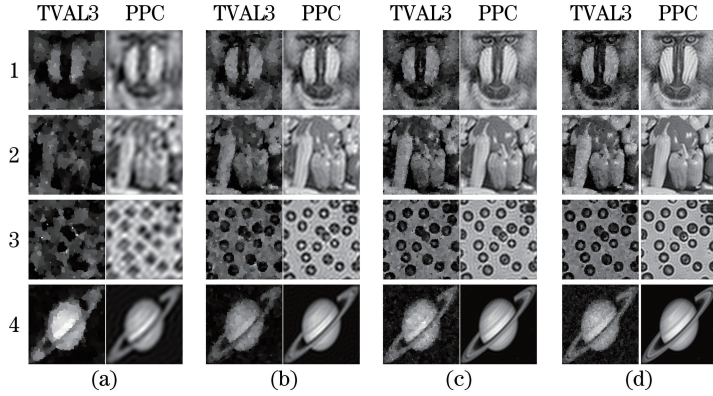


图 8 测量次数不同时的重建图像对比。(a) 1000;(b) 3000;(c) 5000;(d) 8000

Fig. 8 Comparison of reconstructed images with different measurement times. (a) 1000; (b) 3000; (c) 5000; (d) 8000

以峰值信噪比(PSNR)衡量成像质量,PSNR 定义为

$$R_{\text{PSN}} = 10 \times \lg\left(\frac{255^2}{E_{\text{MS}}}\right), \quad (13)$$

式中: $E_{\text{MS}}$  为均方差,表达式为

$$E_{\text{MS}} = \frac{1}{mn} \sum_{r,c} \|U_0(r,c) - U(r,c)\|^2, \quad (14)$$

其中图像大小为  $m \times n$ ,  $U_0(r,c)$  与  $U(r,c)$  为原始图像与重建图像, $r$  和  $c$  为图像的二维坐标。绘制测量次数与 PSNR 关系如图 9 所示,目标图像为 BABOO,这两种方法的重建图像质量随着测量次数的增加而提高,在较高的水平上趋于饱和,两种方法的  $R_{\text{PSN}}$  最大相差 18.83 dB,显然,在相同的采样次数下,PPC 方法重建图像的质量较传统的 TVAL3 方法重建图像质量高几个数量级。

### 4.4 误差分析

由上述仿真可知,PPC 方法能较好地应对动态散射介质对 CGI 系统的扰动,但在实际测量过程中,噪声是造成误差出现的主要原因,如光源功率波动、背景光噪声、探测器光电转化噪声、采信卡的量化噪声等诸多因素均会影响成像结果。为进行系统分析,可将上述噪声分类为乘性噪声与加性噪声,其中光源功率波动为乘性噪声,后三类为加性噪声。

#### 4.4.1 乘性噪声对 PPC 方法的影响

在解决动态散射问题中,PPC 方法依赖于 RF

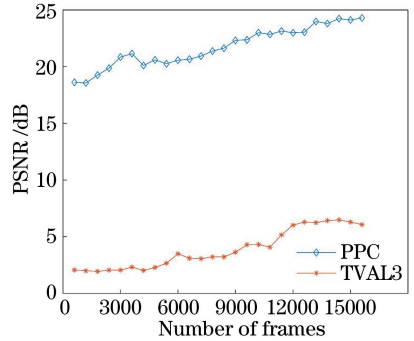


图 9 PPC 方法与 TVAL3 方法重建图像 PSNR 与测量次数的关系

Fig. 9 PSNR values under PPC and TVAL3 versus the total measurement times

投影时散射介质的动态变化,当光源功率存在波动时,相当于此时通过 RF 测量得到的光强值同时受到散射介质衰减与功率波动的影响,将  $\alpha$  因子后增加随机项  $\beta$  来修正,表达式为

$$I_i = P_{N \times N}^{(i)} \cdot T_{N \times N} \cdot \alpha \cdot \beta + N_i. \quad (15)$$

可以知道, $\beta$  的变化范围越大,还原结果越差,以  $\beta$  的方差衡量变化范围,光源功率通常在其设定的工作功率上下波动,因此,设定随机数  $\beta$  均值为 1,方差范围 0.1%~1.0%,测量次数为 10000 次,成像结果对比如图 10 所示,由图可知,传统压缩感知算法 TVAL3 的重建图像质量一直维持在较低水平,而 PPC 方法的重建图像质量随着方差增大下降明

显,在低水平的波动下,PPC方法相比TVAL3算法具有更高的成像质量,当波动范围增大,PPC方法重建图像质量迅速下降,在方差为1.0%时,PPC方

法重建图像已不能辨认,而TVAL3方法重建的图像还具有一定辨识度,说明PPC方法更加依赖于光源的稳定性,对乘性噪声的鲁棒性较差。

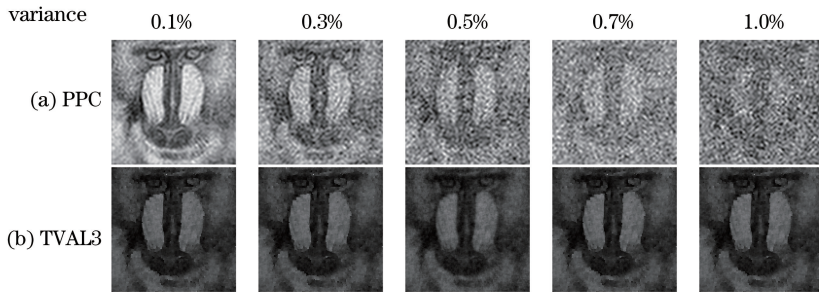


图10 不同方差的乘性噪声下重建图像。(a) PPC方法重建图像;(b) TVAL3方法重建图像

Fig. 10 Reconstructed images under multiplexing noise with different variances. (a) Reconstructed images by PPC method; (b) reconstructed images by TVAL3 method

#### 4.4.2 加性噪声对PPC方法的影响

将加性噪声改变量设为测量平均值的0.1%~1.0%,测量次数为10000次,从图11中可以得到与4.4.1类似的结论,加性噪声在低水平内的波动下,

PPC方法获得的重建图像质量较TVAL3方法的重建图像质量更高,但当噪声波动范围增大,其成像质量迅速下降,在改变量为1.0%时,与TVAL3方式相比,无明显优势。

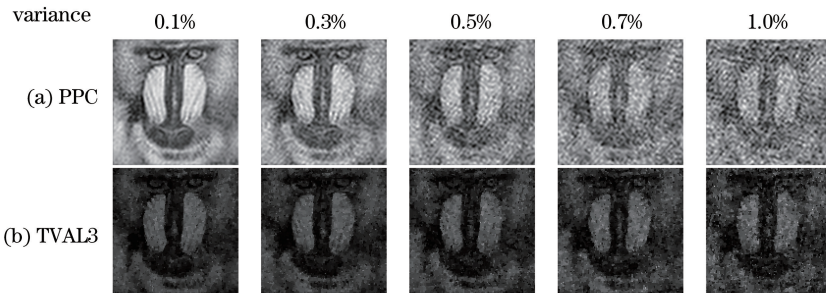


图11 不同波动程度的加性噪声下重建图像。(a) PPC方法重建图像;(b) TVAL3方法重建图像

Fig. 11 Reconstructed images under additive noise with different fluctuation levels. (a) Reconstructed images by PPC method; (b) reconstructed images by TVAL3 method

## 5 结 论

从理论角度提出了一种基于逐点补偿重构图像的算法,与传统的CGI相比,该方法不需要额外设备,不仅可以实现对动态散射介质前的物体成像,也可以在动态散射介质突变情况下实现文献[12]中利用LTMD方法对突变光强的校正效果,所付出的代价仅是多花费一倍的测量时间。该方法通过追踪采样点前后的非线性衰减因子,实现了采样点的非线性衰减因子的采样,将原本受非线性影响而衰减的测量值校正,大大减小了散射介质动态变化造成的误差,仿真分析说明了PPC方法的可行性,并与传统压缩感知方法TVAL3进行了比较。另外,分析了不同噪声对使用PPC方法的CGI系统的影响,较大的乘性噪声与加性噪声给PPC方法的拟合校正带来了不确定因素,成像质量受到较大影响,因此使

用PPC方法解决动态散射问题需要更为严格地控制乘性噪声与加性噪声。结合PPC方法的CGI技术有望适应于动态散射介质并可更好地应用于天文学、医学领域。

## 参 考 文 献

- [1] Wang Q Z, Liang X, Wang L, et al. Fourier spatial filter acts as a temporal gate for light propagating through a turbid medium[J]. Optics Letters, 1995, 20(13): 1498-1500.
- [2] Mujumdar S, Ramachandran H. Imaging through turbid media using polarization modulation: dependence on scattering anisotropy [J]. Optics Communications, 2004, 241(1/2/3): 1-9.
- [3] Wang L, Ho P P, Liang X, et al. Kerr-Fourier imaging of hidden objects in thick turbid media[J]. Optics Letters, 1993, 18(3): 241-243.



- [4] Busck J. Underwater 3-D optical imaging with a gated viewing laser radar [J]. *Optical Engineering*, 2005, 44(11): 116001.
- [5] Gong W L, Han S S. Correlated imaging in scattering media [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(3): 394-396.
- [6] Durán V, Soldevila F, Irlés E, et al. Imaging at depth in tissue with a single-pixel camera [EB/OL]. (2014-11-11) [2020-02-02]. <https://arxiv.org/abs/1411.2731>.
- [7] Jin H Q, Shi J H, Peng J Y, et al. "Street corner imaging" and through scattering medium imaging based on projectors [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(5): 0511006.  
金浩强, 石剑虹, 彭进业, 等. 基于投影仪的“街角成像”和穿透散射介质成像 [J]. *光学学报*, 2014, 34(5): 0511006.
- [8] Xiang Q. Simulation and experimental research on ghost imaging of reflection underwater computing with pseudo thermal light source [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2015: 29-30.  
项青. 赝热光源反射式水下计算“鬼”成像的仿真与实验研究 [D]. 武汉: 华中科技大学, 2015: 29-30.
- [9] Le M N, Wang G, Zheng H B, et al. Underwater computational ghost imaging [J]. *Optics Express*, 2017, 25(19): 22859-22868.
- [10] Qu L J. Research on ghost imaging quality in homogeneous media [D]. Changsha: Hunan University, 2018: 41-44.  
屈利杰. 均匀介质中鬼成像质量研究 [D]. 长沙: 湖南大学, 2018: 41-44.
- [11] Tajahuerce E, Durán V, Clemente P, et al. Image transmission through dynamic scattering media by single-pixel photodetection [J]. *Optics Express*, 2014, 22(14): 16945-16955.
- [12] Zhuang J Y, Chen Q, He W J, et al. Dynamic scattering imaging based on compressed sensing [J]. *Journal of Physics*, 2016, 65(4): 040501.  
庄佳衍, 陈钱, 何伟基, 等. 基于压缩感知的动态散射成像 [J]. *物理学报*, 2016, 65(4): 040501.
- [13] Yang Z, Zhao L J, Zhao X L, et al. Lensless ghost imaging through the strongly scattering medium [J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(2): 024202.
- [14] Ferri F, Magatti D, Sala V G, et al. Longitudinal coherence in thermal ghost imaging [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(26): 261109.
- [15] Zhang Z B, Ma X, Zhong J G. Single-pixel imaging by means of Fourier spectrum acquisition [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6225.
- [16] Bian L H, Suo J L, Dai Q H, et al. Experimental comparison of single-pixel imaging algorithms [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2018, 35(1): 78-87.