

烟幕环境下计算关联成像

胡洋颀^{1*}, 程正东¹, 曾波², 杨勇²

¹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;

²中国人民解放军 32256 部队, 广西 桂林 541000

摘要 理论证明探测光路径散射介质的散射与吸收对计算关联成像造成的影响可以近似等效为乘性噪声而被消除, 使用蒙特卡罗方法建立烟幕介质的点光源脉冲响应函数模型, 分析了不同状态的烟幕对成像的影响, 讨论了穿透烟幕成像的可行性。结果表明, 当固有噪声 $N_i = \mathbf{0}$ 时, 可忽略散射介质对成像结果的影响。最后, 总结了计算关联成像技术穿透烟幕成像性能的适用范围, 这为计算关联成像应用提供了一定的参考。

关键词 成像系统; 计算关联成像; 烟幕; 散射; 蒙特卡罗; 脉冲响应

中图分类号 O438

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1011029

Computational Ghost Imaging in Smoke Media

Hu Yangdi^{1*}, Cheng Zhengdong¹, Zeng Bo², Yang Yong²

¹Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei, Anhui 230037, China;

²Troops 32256, Chinese People's Liberation Army, Guilin, Guangxi 541000, China

Abstract Theoretically, the effect of scattering and absorption in the detected light path on the computational ghost imaging can approximately equal the multiplicative noise, and it can be eliminated. The impulse response function model of the point light source in a smoke screen was established using the Monte Carlo method. The influence of the smoke screen in different states on imaging was analyzed, and the feasibility of penetrating smoke imaging was discussed. Results show that when the intrinsic noise $N_i = \mathbf{0}$, the effect of the scattering medium on the resulting imaging can be deemed negligible. Moreover, the applicable scene of the computational ghost imaging technology in a smoke medium was summarized. The research has important reference significance for computational correlation imaging applications.

Key words imaging system; computational ghost imaging; smoke; scattering; Monte Carlo method; impulse response

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

1 引言

穿透散射介质成像一直以来是光学成像领域的重大挑战, 散射效应对图像质量和信息传输有很大影响。对此, 人们提出了许多解决方案: 自适应补偿技术^[1]、光学相干断层扫描技术^[2]、偏振成像技术^[3]、光相位共轭技术^[4]等。这些技术为解决穿透

散射介质成像问题提供了许多有益思路, 但这些方案均存在一些不足, 有待克服或完善: 如依赖于复杂耗时的恢复算法, 成本昂贵; 如需要有目标的先验知识, 普适性较差。

计算关联成像 (CGI) 技术作为一种新型成像技术, 近年来吸引了许多人的关注。该技术不断地投射特定的散斑场于待测目标上, 由一个无空

收稿日期: 2020-11-24; 修回日期: 2020-12-03; 录用日期: 2020-12-10

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

间分辨能力的单像素探测器收集并记录探测目标的反射信号,通过对已经调制的特定散斑场与被记录的强度信号进行关联运算,可以获取目标信息。相比采用面阵列像素探测器的传统相机成像,尽管 CGI 技术在常规的可见光成像中不如传统成像,但 CGI 具有高灵敏度、超分辨率成像、抗散射等优点,故在遥感^[5-6]、多光谱成像^[7-8]、三维成像^[9]等领域得到了广泛的研究,且由于 CGI 不需要目标的任何先验知识即可对散射体前或后的目标进行清晰成像,无损伤,方法简单,因此更接近实际应用。CGI 或许能弥补上述技术的不足而在特定场景中发挥重要作用。特别地,鉴于 CGI 具有穿透散射介质的性能,人们将该技术转向激光半主动制导中的应用。该技术与传统制导技术有类似的光路结构,且具有适应多波段、成像的特点,这种结合 CGI 技术的制导方式有望给传统的四象限探测制导方式提供补充或完善,因而具有一定的研究价值与发展潜力。

为论证与完善 CGI 的穿透散射介质成像性能,人们对存在散射介质情况下的 CGI 进行了许多探索,通过众多实验证明了 CGI 穿透散射介质成像的性能,但对该性能成因的研究较少。在以往的理论

研究中,人们多将散射介质的点光源脉冲响应函数 (PSF) 模拟为高斯函数分布进行理论推导^[10],但光在散射介质内部传输的过程是一个非常复杂的过程,其中涉及到多重散射与吸收情况,有时并非严格按照高斯分布进行,因此适用范围有限,有必要对具体的散射介质重新建立模型并予以分析。烟幕是一种具有大量随机散射体的介质,其状态有稳定与不稳定之分,稳定状态下又有浓度均匀与非均匀之分,其中涉及到多重散射与吸收的复杂过程,因此烟幕介质的复杂情况基本囊括了散射介质的各种形式,具有一定代表性。

本文通过矩阵理论较好地解释了前人的实验,之后基于蒙特卡罗方法,全面分析了各状态烟幕,仿真比较了典型的烟幕状态对成像的影响。

2 穿透散射介质的 CGI 理论分析及实验对照

CGI 示意图如图 1,数字微镜装置 (DMD) 投影测量图案至物体,经物体反射后,光线经过烟幕时受到介质粒子的散射作用形成散射光,后会由会聚透镜收集散射光光强并被桶探测器探测,最后在计算机端进行还原成像。

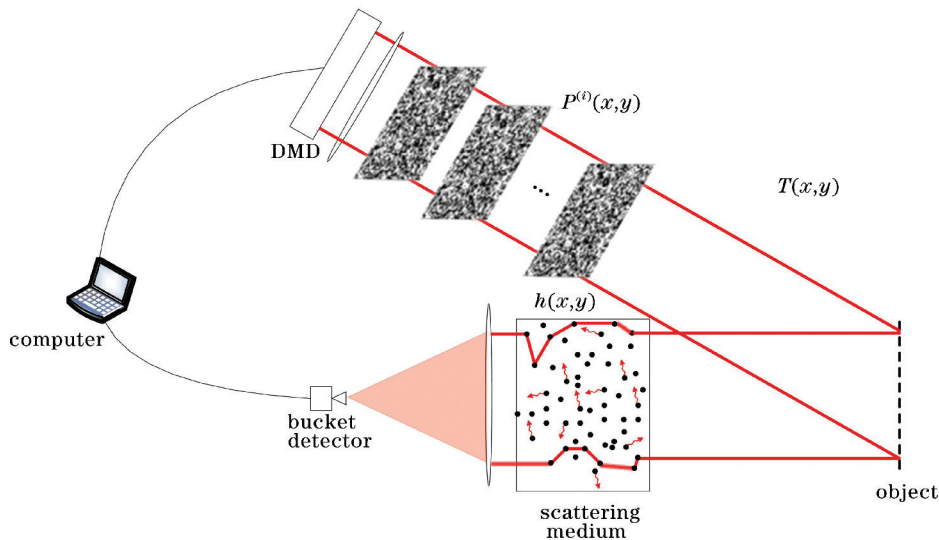


图 1 穿透散射介质的 CGI 系统

Fig. 1 CGI system for penetrating scattering media

当光路中不存在散射介质时,测量过程可描述为

$$\mathbf{I}^{(i)} = \mathbf{P}_{K \times K}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{K \times K} + \mathbf{N}_i = \begin{pmatrix} p_{11}^{(i)} & \cdots & p_{1N}^{(i)} \\ \vdots & & \vdots \\ p_{K1}^{(i)} & \cdots & p_{KK}^{(i)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} t_{11} & \cdots & t_{1K} \\ \vdots & & \vdots \\ t_{K1} & \cdots & t_{KK} \end{pmatrix} + \mathbf{N}_i, \quad (1)$$

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 幅测量图案; \mathbf{T} 为成像物体; K 为二维平面坐标 x 与 y 轴上像素点的个数; \mathbf{N}_i 为测量过程中的固有噪声,如探测器暗噪声、环境光噪声;“ \cdot ”为矩阵点乘。

通过二阶关联函数重建图像,其表达式为^[11]

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

式中，“ $\langle \cdot \rangle$ ”为系综平均， $G(x, y)$ 为重建图像。当 CGI 加入乘性噪声 α 时，(2) 式更新为

$$G(x, y) = \frac{\langle \alpha \mathbf{I} \cdot \mathbf{P} \rangle}{\langle \alpha \mathbf{I} \rangle \cdot \langle \mathbf{P} \rangle}, \quad (3)$$

α 可以消去，当光路中出现散射介质，桶探测器 (Bucket Detector, BD) 探测值 \mathbf{I} 被修改为

$$\mathbf{I}'_i = \left(\sum \sum \mathbf{P}_{K \times K}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{K \times K} \otimes \mathbf{H} \right) + \mathbf{N}_i, \quad (4)$$

式中， \mathbf{H} 为 PSF，“ \otimes ”为卷积符号。

为说明散射介质对于 CGI 成像的影响为乘性噪声，对一维卷积公式进行分析，根据卷积的积分性质，可知

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \otimes h(x) dx &= \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) h(x - \tau) d\tau dx &= \\ \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) \int_{-\infty}^{+\infty} h(x - \tau) dx d\tau &= \\ \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) dx. \end{aligned} \quad (5)$$

据此推导二维离散卷积的积分公式

$$\begin{aligned} \sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sum_{y=-\infty}^{+\infty} F(x, y) \otimes H(x, y) &= \\ \sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sum_{y=-\infty}^{+\infty} F(x, y) \cdot \sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sum_{y=-\infty}^{+\infty} H(x, y), \end{aligned} \quad (6)$$

可得

$$\begin{aligned} \mathbf{I}'_i &= \sum \sum \mathbf{P}_{K \times K}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{K \times K} \otimes \mathbf{H} = \\ &= \sum \sum \mathbf{P}_{K \times K}^{(i)} \cdot \mathbf{T}_{K \times K} \cdot \sum \sum \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (7)$$

当 $\mathbf{N}_i = \mathbf{0}$ 时，PSF 对图像的影响相当于对探测值 \mathbf{I} 附加乘性因子 $\sum \sum \mathbf{H}$ ，对应(3)式中 α ，此因子可以消去，在关联成像的还原计算中几乎不受影响，这解释了文献[12]的实验结果及其结论，文中提到“在光信号能量相对较大的情况下，散射介质的存在对成像质量的影响很小”，文中“光信号能量相对较大”对于单像素探测器而言可以视为 $\mathbf{N}_i \approx \mathbf{0}$ ，如图 2(a)所示，以脂肪乳溶液为散射介质，在其质量分数 w 分别为 0%、2%、4%、6% 情况下关联成像的重建图像质量几乎不变。

当 $\mathbf{N}_i \neq \mathbf{0}$ 时，经介质散射后，(3)式修正为

$$G(x, y) = \frac{\langle (\alpha \mathbf{I} + \mathbf{N}_i) \cdot \mathbf{P} \rangle}{\langle \alpha \mathbf{I} + \mathbf{N}_i \rangle \cdot \langle \mathbf{P} \rangle} = \frac{\left\langle \left(\mathbf{I} + \frac{\mathbf{N}_i}{\alpha} \right) \cdot \mathbf{P} \right\rangle}{\left\langle \mathbf{I} + \frac{\mathbf{N}_i}{\alpha} \right\rangle \cdot \langle \mathbf{P} \rangle}. \quad (8)$$

散射介质对光强的削弱程度越强，固有噪声 \mathbf{N}_i 对原光强 \mathbf{I} 涨落的影响越显著，因此，重建图像质量

会随介质浓度的加大而降低，这解释了图 2(b)所示当光信号较弱时，固有噪声 \mathbf{N}_i 的存在使得成像质量随浓度增加而降低的实验结果。

当散射介质置于 DMD 与目标物体之间时，(1)式改为

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{P}_{K \times K}^{(i)} \otimes \mathbf{H} \cdot \mathbf{T}_{K \times K} + \mathbf{N}_i. \quad (9)$$

照明图案退化为 $\mathbf{P}_{N \times N}^{(i)} \otimes \mathbf{H}$ ，对 \mathbf{I}_i 测量造成了不可逆的影响，因此难以恢复图像。西安交通大学 Le 等^[10]在浑浊的水下环境中进行了 CGI 实验，令投影图案帧数 K 分别为 500、1000、2000、3000，如图 2(c)所示，退化后的照明图案难以重建图像；与之相比，照明图案未退化时，重建图像具有较高的可读性，如图 2(d)所示。

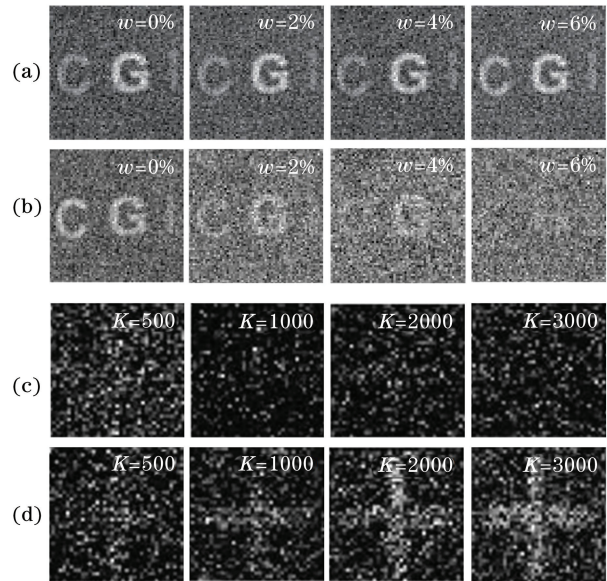


图 2 穿透散射介质的实验结果^[10,12]。(a)固有噪声 $\mathbf{N}_i \approx \mathbf{0}$ ；(b)固有噪声 $\mathbf{N}_i \neq \mathbf{0}$ ；(c)照明图案退化；(d)照明图案未退化

Fig. 2 Experimental results of CGI penetrating scattering medium^[10,12]. (a) $\mathbf{N}_i \approx \mathbf{0}$; (b) $\mathbf{N}_i \neq \mathbf{0}$; (c) degraded patterns; (d) undegraded patterns

除上述实验外，文献[13]中的实验也能使用文中所提出的矩阵理论来解释，由于在照明部分存在散射介质的情况下，照明图案退化会导致恢复图像困难，因此，文章重点对探测环境存在烟幕的情况进行论证。下面对烟幕进行建模。

3 基于蒙特卡罗方法求解烟幕介质的 PSF

蒙特卡罗方法是一种通用性强、灵活的随机统计方法，被广泛应用于各研究领域^[14-15]，用于光子

辐射传输时,可以很好地模拟光子在烟幕中的传输过程。蒙特卡罗方法将光看作许多光子和光子束组成的集合体。为精确获得 PSF 的解,将此集合体模拟为无限窄的光子束,光子与散射介质中粒子的相互作用为弹性碰撞,具有随机性质,可以用如图 3 所示的传输过程表征。光子与烟幕粒子进行随机碰撞,获得下一步的行进步长、散射角度,随后“跟踪”光子到达新的坐标点,此过程反复迭代进行,光子能量不断衰减,直到光子能量衰减至阈值或逸出边界或到达探测器。这种对光子行为的模拟方法的精度取决于光子总量,因此对大量光子进行模拟可以得到精确的结果。

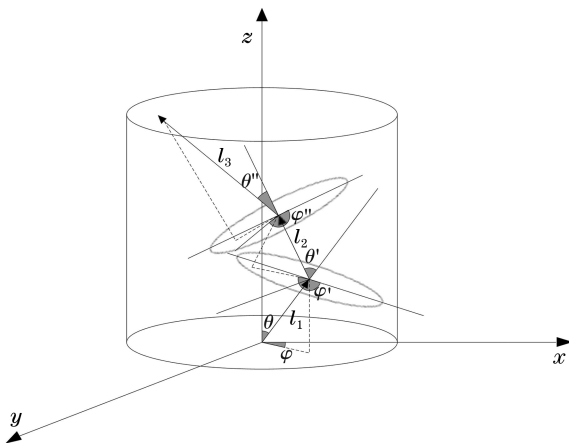


图 3 光子在圆柱形散射介质中传输路径
Fig. 3 Transmission path of photon in cylindrical scattering medium

设烟幕粒子为球形,烟幕介质可看作是一个厚度有限的无限宽圆柱,如图 3 所示,光子以原点为起点,沿 z 轴向上连续发射,接收平面 $z = h$, 初始权重值

χ 设为 1, 收集接收平面上的散斑分布以求解 PSF。

下面用以下 4 个步骤来描述光子的输运过程。

3.1 自由移动步长 l

自由移动步长 l 可以看作是光子在连续两次碰撞期间走过的路程,对于一次随机的碰撞概率,使用 $(0, 1)$ 之间的随机数 ξ_1 表征 l , 表达式为

$$l = -\frac{\ln \xi_1}{\sigma_s + \sigma_a}, \quad (10)$$

式中: σ_s 与 σ_a 之和称为烟幕粒子的线性消光系数, 该系数与烟幕浓度 c 有关, $\sigma_s = u_s \cdot c, \sigma_a = u_a \cdot c$, u_s 与 u_a 分别为散射系数与吸收系数(单位为 $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$), 由烟幕粒子本身特性决定。不难看出, 尽管自由步长是随机的, 但是与浓度呈负相关关系, 粒子浓度越高, 光子就越容易与介质粒子发生碰撞, 故自由步长越短。

3.2 确定散射后的方向角 φ 与方位角 θ

光子与烟幕粒子光子在经过自由步长后与烟幕粒子发生碰撞, 由于假设烟幕粒子为球状, 光子与烟幕粒子碰撞后的方向角 φ 在垂直于传输路径的平面上具有相同的概率。偏离原传输路径的方位角 θ 根据 Mie 散射理论, 可由 Henyey-Greenstein 相函数得到。两者的表达式为

$$\varphi = 2\pi \cdot \xi_2, \quad (11)$$

$$\theta = \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[(1 + g^2) - \frac{(1 - g^2)^2}{(1 + g - 2g\xi_3)^2} \right] \right\}, \quad (12)$$

式中, ξ_2, ξ_3 为 $(0, 1)$ 之间的随机数, g 为各向异性因子。

光子在全局坐标系的方向矢量更新为

$$\begin{cases} u_{x_{n+1}} = \frac{\sin \theta_n}{\sqrt{1 - u_{z_n}^2}} (u_{x_n} u_{z_n} \cos \varphi_n - u_{y_n} \sin \varphi_n) + u_{x_n} \cos \theta_n \\ u_{y_{n+1}} = \frac{\sin \theta_n}{\sqrt{1 - u_{z_n}^2}} (u_{x_n} u_{z_n} \cos \varphi_n + u_{x_n} \sin \varphi_n) + u_{y_n} \cos \theta_n \\ u_{z_{n+1}} = -\sin \theta_n \cos \varphi_n \sqrt{1 - u_{z_n}^2} + u_{z_n} \cos \theta_n \end{cases} \quad (13)$$

若光子沿接近 z 轴的方向运动, 新的全局坐标系的方向矢量的大小为

$$\begin{cases} u_{x_{n+1}} = \sin \theta_n \cos \varphi_n \\ u_{y_{n+1}} = \sin \theta_n \sin \varphi_n \\ u_{z_{n+1}} = \text{sgn } u_{z_n} \cos \theta_n \end{cases}, \quad (14)$$

光子的坐标矢量被更新为

$$\begin{cases} \mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \mathbf{u}_{x_{n+1}} \cdot l_{n+1} \\ \mathbf{y}_{n+1} = \mathbf{y}_n + \mathbf{u}_{y_{n+1}} \cdot l_{n+1} \\ \mathbf{z}_{n+1} = \mathbf{z}_n + \mathbf{u}_{z_{n+1}} \cdot l_{n+1} \end{cases} \quad (15)$$

3.3 碰撞后权重值 χ 的改变

一次碰撞后, 光子能量衰减公式为

$$\chi_{n+1} = \chi_n \cdot \frac{u_s}{u_s + u_a} \quad (16)$$

经历多次碰撞后,光子的权重 χ_{n+1} 有可能小于阈值,若此时直接停止对光子的追踪,则会由能量不连续带来误差,因此,当光子权重低于阈值时,使用俄罗斯轮盘赌方式决定是否继续跟踪光子,产生随机数 ξ_4 ,若 $\xi_4 < 0.1$,则权重相应增大 10 倍,否则停止对该光子的跟踪。

3.4 判断光子是否到达目标平面

每次进行光子步长及方位角的迭代计算之前,比较新坐标 z_{n+1} 与目标平面 $z = h$,以检验光子是否已经到达或超出探测平面。

以上 4 个步骤通过 4 个随机数模拟了光子在烟幕介质中运动的随机性,这一过程反复进行直至光子到达目标平面,然后再开始下一光子的跟踪。在目标平面不断收集光子的权重值及落点,通过对大量光子的统计,模拟 PSF,这种用蒙特卡罗方法描述的烟幕介质中的光子传输,以极大的逼真度还原了光子的运动过程,通过改变参数可以获得不同状态烟幕介质的 PSF。

4 结合蒙特卡罗模型的 CGI

投影图案照射目标物体后,在目标物体的后界面将出现投影图案与目标物体两者的叠加图像 $f(x, y)$,如图 4 所示,以 PSF 作模糊函数 $h(x, y)$

使叠加图案退化,之后加入随机噪声 \mathbf{N} ,最后由 BD 接收 $g(x, y)$ 的光强值进行还原。由于蒙特卡罗方法不仅能够得到散斑的空间分布,而且可将这种散斑的光强分布以光子到达各点的最终权重记录下来,因此,利用蒙特卡罗方法得到的 PSF 既忠实地描述了光波的空间发散过程,同时描述了光强的衰减过程,非常适用于研究散射介质条件下的 CGI 成像。

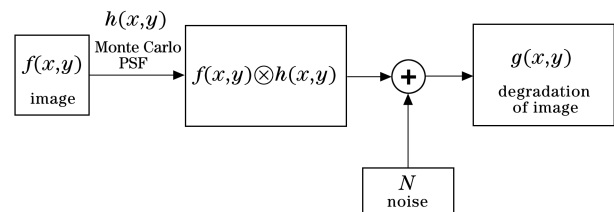


图 4 结合蒙特卡罗模型的 CGI 示意图
Fig. 4 Schematic diagram of CGI combined with Monte Carlo model

5 数值仿真分析与讨论

仿真平台采用 MATLAB R2017b;计算关联成像算法采用傅里叶单像素成像算法^[16]。

5.1 烟幕参数描述

假设烟幕本身是无沉降的被动成分,粒子均为球形,部分参数如表 1。

表 1 仿真中的部分参数

Table 1 Some parameters used in simulation

Parameter	Value	Parameter	Value
Target plane z / m	20	Particle radius $r / \mu\text{m}$	0.4
Anisotropic factor g	0.8	Scattering coefficient $u_s / (\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$	1.2
Wavelength λ / m	532	Absorption coefficient $u_a / (\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$	0.25
Tracking photon number N	10^7	Energy decay threshold T	10^{-5}

5.2 稳定状态下,浓度呈均匀分布时烟幕 PSF 对成像的影响

图 5 是质量浓度 c 分别为 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ 时 Lena 图像仿真结果。图 5 (a) 为不同烟幕浓度下的归一化 PSF,其中 xy 平面的光斑大小代表 PSF 的扩散程度, z 坐标代表 PSF 的强度。当 $c = 0$ 时,PSF 应该为一个类似冲激函数 δ 的图像,在 δ 的抽样下,原图像的卷积结果应该与原图像相同,但在实际烟幕的干扰情况下,PSF 必定会有一定程度的弥散,此时 PSF 具有高度对称性,可以认为类似高斯分布,当跟踪的光子量足够大时,PSF

为高度对称的高斯分布。随着烟幕浓度增加,PSF 的宽度不断增加,散斑的弥散程度会加大,光场畸变的情况会更加严重。考虑(1)式中 $\mathbf{N}_i \neq 0$ 的情况,在传统成像(TI)与 CGI 下施加了等量的加性噪声,如图 5(b)所示,可以看到,在 TI 中,烟幕的干扰使得得到的图像更加模糊,当 $c = 0.3 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ 时已经基本不能辨认人脸。在无其他噪声引入(仅为 PSF 卷积噪声)的情况下,设置 CGI 采样率为 0.5,如图 5(c)所示,可以看出,随烟幕浓度的增加,重建图像的成像质量有一定程度的下降,但仍然保持了相对于传统成像更高的清晰度与分辨率,故可得 CGI

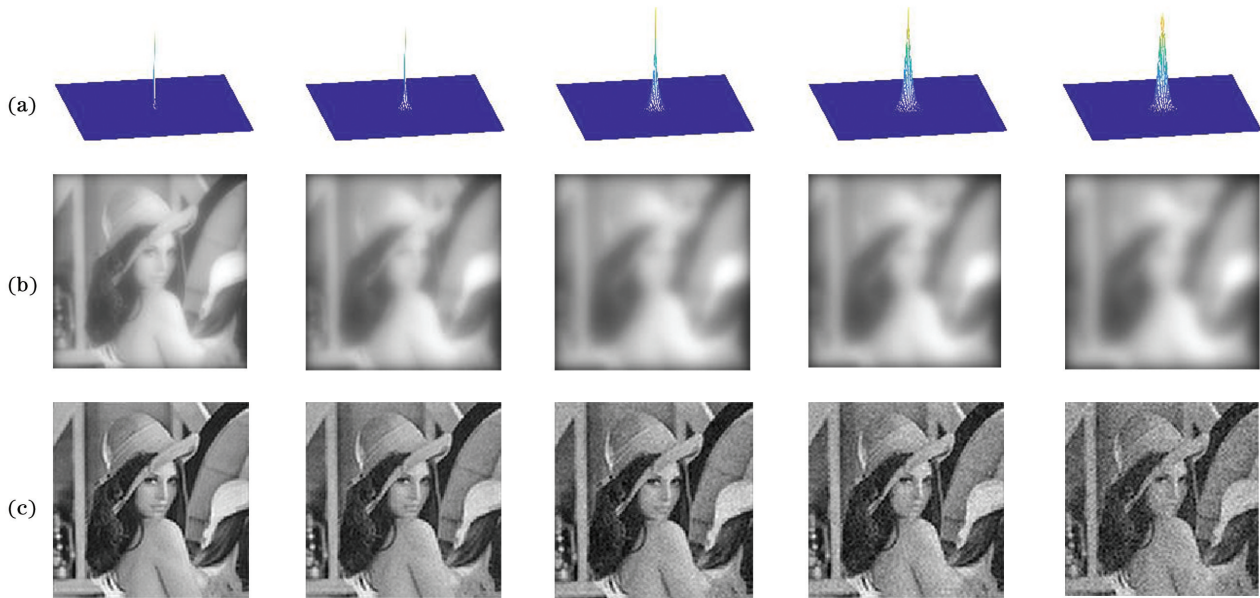


图 5 不同均匀烟幕质量浓度 $c=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ 下 Lena 图的仿真结果。

(a) 不同浓度下的烟幕 PSF; (b) TI 的重建图像; (c) CGI 的重建图像

Fig. 5 Lena simulation results at different uniform mass concentrations of smoke ($0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$).

(a) PSF of smoke at different concentrations; (b) results of TI; (c) reconstruction images of CGI

具有较强的鲁棒性。

为研究固有噪声对 CGI 的影响,绘制重建图像质量与烟幕质量浓度的关系,如图 6 所示,以结构相似度(SSIM)指标衡量重建图像质量。从图 6 可以看出:随着烟幕质量浓度的增大,TI 的 SSIM 迅速降低;对于 CGI,当 $N_i=0$ 时,SSIM 保持较高水平不变;当 CGI 成像中加入固有噪声时,在一定浓度范围内重建图像的 SSIM 保持较高的水平,浓度继续增大时,SSIM 下降,但仍远远高于传统成像的质量,当烟幕质量浓度为 $0.35 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ 时,这一结果中的 SSIM 与 TI 结果中的 SSIM 相差达 67%。在有噪声两种情况下,CGI 均表现出较强的鲁棒性,固有噪声的存在使得 CGI 对烟幕介质的浓度敏感。

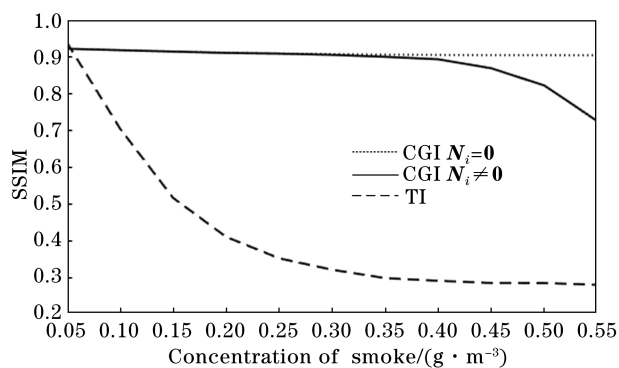


图 6 三种情况下的重建图像质量与烟幕浓度关系图

Fig. 6 Relationship between reconstruction image quality and smoke mass concentration in three cases

5.3 稳定状态下,浓度呈非均匀分布时的烟幕 PSF 对成像影响

浓度非均匀分布时,空间各处 c 不等,在蒙特卡罗模型中,由 c 不断修正自由步长。假设地面无吸收与吸附作用,烟幕扩散时风向为沿 x 轴正向,根据“统计理论”及“梯度传送理论”,导出全反射烟流浓度的分布模式^[17],为

$$c(x, y, z, H) = \frac{Q}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\}, \quad (17)$$

式中: Q 为源强($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$),代表连续点源的发烟速率; u 为释放期间的平均风速($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); H 为烟源的有效高度; σ_y, σ_z 为 y 方向与 z 方向的大气扩散方差。采用 Pasquill 分类法对大气稳定度分级,取稳定度为 A 时, $\sigma_y = 0.22x(1+0.0001x)^{-1/2}$, $\sigma_z = 0.2x$,风速 $u = 1.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

当释放源设置于地面时,各平面的浓度归一化分布如图 7 所示,颜色亮的地方表示烟幕浓度高。

为不失一般性,选择非对称轴上的点,将无限窄光束置于(100,15,0)点,方向沿 z 轴向上。在相同加性噪声的影响下,取源强 Q 为 20, 30, 50, $100 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 对 TI 与 CGI 进行仿真比较。

为更直观地观察 PSF 图像的不对称程度,如

图 8(a)所示,将 PSF 图作对数变换。由于逼近 x 轴上风向的烟幕浓度呈增高趋势,光子难以从上风向到达目标平面,散斑靠近 x 轴上风向的光通量低,下风向的光通量高,因此 PSF 呈非对称形式。如图 8(b)所示,在烟幕源释放浓度较低 ($Q=20 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$) 时 TI 仍有较好的清晰度,PSF 仍然可以看作是近似冲激函数的高斯形式。逐渐增加烟幕释放的速率, $Q=30 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 时的 PSF 逐渐呈不对称形式,图像已有模糊, $Q=50 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,图像几乎难

以分辨,当 $Q=100 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,PSF 的中心极亮点被噪声淹没,图像已经完全不能分辨。可见非对称的 PSF 对 TI 影响较大。考虑 $N_i \neq 0$ 的情况,当有其他噪声加入时,CGI 采样率为 0.5,成像结果如图 8(c)所示,随 Q 加大,空间各处的烟幕浓度均在增大,随着 PSF 畸变的出现,成像结果表现出了一定程度的下降,但这种质量下降的程度同样远小于传统成像,在 $Q=50 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,传统成像已经难以分辨,而 CGI 的成像结果仍令人满意。

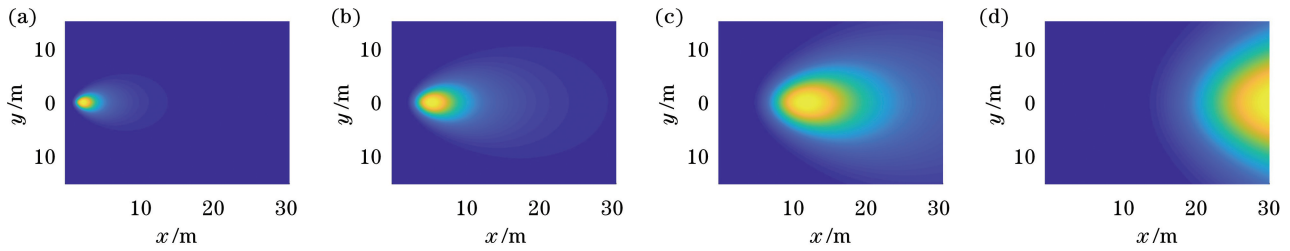


图 7 各高度处浓度非均匀分布的烟幕。(a) $z=2.5 \text{ m}$; (b) $z=5 \text{ m}$; (c) $z=10 \text{ m}$; (d) $z=20 \text{ m}$

Fig. 7 Smoke with uneven concentration distribution at some heights. (a) $z=2.5 \text{ m}$; (b) $z=5 \text{ m}$; (c) $z=10 \text{ m}$; (d) $z=20 \text{ m}$

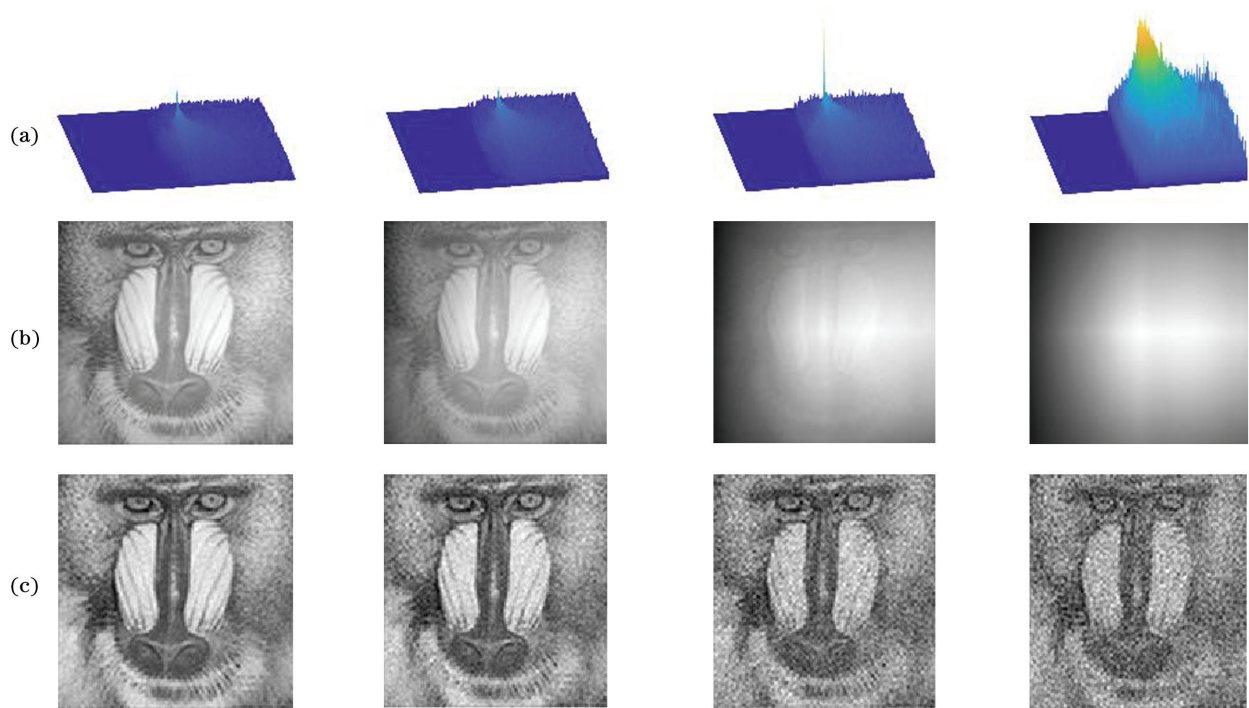


图 8 不同非均匀烟幕浓度 ($20, 30, 50, 100 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$) 下 Lena 图像的仿真结果。(a) 烟幕 PSF; (b) TI 结果; (c) CGI 结果

Fig. 8 Lena simulation results at different uneven mass concentrations of smoke ($20, 30, 50, 100 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$).

(a) PSF of smoke; (b) TI results; (c) CGI results

5.4 不稳定状态烟幕对成像影响

实际上,通常烟幕的浓度分布大多呈非均匀空间分布,且会随时间的变化而变化,如爆炸烟团、气流扰动,其 PSF 未必时刻保持不变,PSF 的时变特性也有所不同。爆炸烟团,其浓度剧烈变化所导致

的 PSF 变化较为剧烈;气流微拂,其浓度变化所导致的 PSF 变化较为平缓。5.2 与 5.3 节均已证明 CGI 技术有较强的穿透稳定状态下烟幕成像的能力,且 PSF 的卷积作用可以近似等效为乘性噪声。为模拟时变的烟幕浓度给 CGI 强度造成的随机衰

减,使用随机变化的乘性因子 α 代替卷积核 H ,将 α 变化范围分为 a、b、c、d 级,对应(0.9,1)、(0.99,1)、

(0.999,1)、(0.9999,1),使用标准图 Man 作为目标图像,得到如图 9 所示的成像结果。

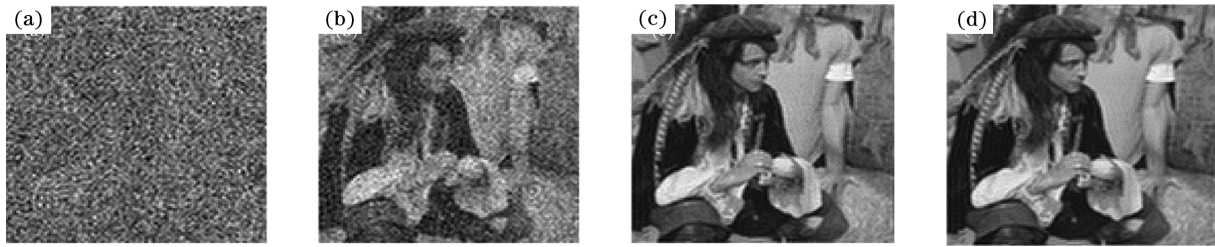


图 9 时变浓度下的 CGI 结果。(a)随机变化范围(0.9,1);(b) 随机变化范围(0.99,1);
(c) 随机变化范围(0.999,1);(d) 随机变化范围(0.9999,1)

Fig. 9 Results of CGI at time-varying concentrations. (a) Random variation range (0.9, 1); (b) random variation range (0.99, 1); (c) random variation range (0.999, 1); (d) random variation range (0.9999, 1)

浓度变化为 a 级时,CGI 无能为力,随着因子变化幅值减小,光强涨落的幅值逐渐没过噪声,在 $\Delta\alpha=0.01$ 时能够分辨图像,当浓度变化幅值继续减小时,目标图像逐渐清晰。

上述过程可以解释为

$$G(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i I_i \cdot P_i}{\sum_{i=1}^n \alpha_i I_i \cdot \sum_{i=1}^n P_i}, \quad (18)$$

式中: α 为时变的乘性因子,系综平均符号内的 α 无法约去,其变化一直体现在(18)式的关联函数内,且变化幅值越大,对成像结果的影响越大。当 α 的变化程度接近稳定时, α 可近似为常数项消去。

6 结 论

散射介质对成像的影响是不可忽略的重大问题,随着光学探测能力的增强,人们对极端环境下的成像要求愈加迫切。本研究使用蒙特卡罗方法求解了具体烟幕的 PSF,比较系统地考察了蒙特卡罗方法仿真烟幕在浓度分布均匀和非均匀状态下 PSF 的求解过程,这些随机过程构成了求解 PSF 的基本步骤。研究选取烟幕作为代表性散射介质,通过矩阵理论推导了烟幕环境下 CGI 的可行性,该理论能够成功解释前人的实验结果,利用蒙特卡罗方法建立具体的烟幕模型,对烟幕条件下 CGI 的成像情况进行了系统的分析,分析这些结果可知:CGI 对烟幕浓度具有一定的敏感性,但这种敏感性不是源于散斑弥散程度增大而导致的图像失真,而是因浓度增大削弱了光强,使得光强涨落逐渐被其他噪声涨落而淹没;异于传统成像,散射介质环境下 CGI 的关键在于控制固有噪声,当固有噪声 $\mathbf{N}=\mathbf{0}$ 时,CGI 对于稳定状态下的 PSF 带来的噪声可以近似等效为

乘性噪声而被消除;CGI 不适用于浓度变化的烟幕,随着浓度变化幅度的加大,质量劣化加剧,仅在变化幅度 $\Delta\alpha=0.01$ 时能够分辨图像。对上述实验采用差分关联成像^[18]算法进行验证,也得到了类似的结论。虽然对在探测光路存在烟幕介质的 CGI 进行了可行性分析,但是实际环境下烟幕介质通常同时存在照明光路与探测光路,如何消除照明光路中存在的烟幕介质对 CGI 的影响将是下一步的研究重点,文章的研究结果为 CGI 在散射介质中的应用提供了重要的参考。

参 考 文 献

- [1] Yang Y, Zhang G Q, Jiang P P. Gaussian decay and adaptive compensation dehazing algorithm combined with scene depth estimation[J]. Optics and Precision Engineering, 2019, 27(11): 2439-2449.
杨燕, 张国强, 姜沛沛. 结合景深估计的高斯衰减与自适应补偿去雾[J]. 光学 精密工程, 2019, 27(11): 2439-2449.
- [2] Gao Y Z, Yuan Y, Ma Z H. High-resolution cortical blood flow imaging based on optical coherence tomography[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(11): 111101.
高英哲, 袁毅, 马振鹤. 基于光学相干层析成像的皮层血流高分辨率成像[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(11): 111101.
- [3] Wang H, Wang J, Li X B, et al. Optimization for a polarimetric dehazing method based on the circularly polarized light[J]. Infrared and Laser Engineering, 2019, 48(11): 274-278.
王辉, 王进, 李校博, 等. 一种基于圆偏光的偏振去雾成像优化方法[J]. 红外与激光工程, 2019, 48(11): 274-278.
- [4] Li C. Optical phase conjugation(OPC) for focusing light through/inside biological tissue[J]. Infrared and

- Laser Engineering, 2019, 48(7): 9-17.
- [5] Lin J X, Hu C Y, Wang P W, et al. Improvement of photon-counting correlated imaging quality by multi-channel parallel detection [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(5): 0511001.
林俊秀, 胡晨昱, 王鹏威, 等. 多路并行探测提高光子计数关联成像质量研究 [J]. 光学学报, 2019, 39(5): 0511001.
- [6] Wang C L, Gong W L, Shao X H, et al. Influence of receiving numerical aperture and rough target size on ghost imaging via sparsity constraint [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(8): 0810002.
王成龙, 龚文林, 邵学辉, 等. 接收数值孔径和粗糙目标尺寸对稀疏限制的鬼成像影响研究 [J]. 中国激光, 2019, 46(8): 0810002.
- [7] Yan Y Q, Zhao C Q, Xu W D, et al. Research on the terahertz active ghost imaging technology [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(8): 0814001.
闫昱琪, 赵成强, 徐文东, 等. 太赫兹主动关联成像技术研究 [J]. 中国激光, 2018, 45(8): 0814001.
- [8] Yan H Y, Zhao C Q, Xu W D, et al. Terahertz ghost imaging based on imaging-transformation measurement matrices [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(12): 1214001.
严海月, 赵成强, 徐文东, 等. 基于成像变换测量矩阵的太赫兹关联成像 [J]. 中国激光, 2019, 46(12): 1214001.
- [9] Sun M J, Zhang J M. Single-pixel imaging and its application in three-dimensional reconstruction: a brief review [J]. Sensors, 2019, 19(3): 732.
- [10] Le M N, Wang G, Zheng H B, et al. Underwater computational ghost imaging [J]. Optics Express, 2017, 25(19): 22859-22868.
- [11] 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.
- [12] Zhou C, Liu B, Huang H Y, et al. Effect of scattering medium on multi-wavelength color object correlated imaging [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(10): 101102.
周成, 刘兵, 黄贺艳, 等. 散射介质对多波长彩色物体关联成像的影响 [J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(10): 101102.
- [13] Liu B L, Yang Z H, Qu S F, et al. Influence of turbid media at different locations in computational ghost imaging [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026017.
刘保磊, 杨照华, 曲少凡, 等. 不同路径下散射介质对计算关联成像的影响 [J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026017.
- [14] Wang W R, Liu K J, Gu J L, et al. Gain-optimization trajectory planning method for hyper-redundant manipulator with joint constraints [J]. Optics and Precision Engineering, 2019, 27(5): 1075-1086.
王文瑞, 刘克俭, 顾金麟, 等. 有关约束超冗余机械臂的增益优化轨迹规划 [J]. 光学精密工程, 2019, 27(5): 1075-1086.
- [15] Cai M B, Liu J H, Xu F. Multi-targets real-time location technology for UAV reconnaissance [J]. Chinese Optics, 2018, 11(5): 812-821.
蔡明兵, 刘晶红, 徐芳. 无人机侦察多目标实时定位技术研究 [J]. 中国光学, 2018, 11(5): 812-821.
- [16] Zhang Z, Ma X, Zhong J. Single-pixel imaging by means of Fourier spectrum acquisition [J]. Nature Communications, 2014, 6: 6225.
- [17] Jiang Z J, Song C T. The simulation of FMCW laser transmission in smoke environment [C] // 2019 4th International Conference on Control and Robotics Engineering (ICCRE), April 20-23, 2019, Nanjing, China. New York: IEEE Press, 2019: 175-178.
- [18] Ferri F, Magatti D, Lugiato L A, et al. Differential ghost imaging [J]. Physical Review Letters, 2010, 104(25): 253603.