

基于稀疏阵赝热光系统的强度关联成像研究

陈明亮 李恩荣 王 慧 沈 夏 龚文林 韩申生

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800)

摘要 强度关联成像在近几年取得很大的突破,其应用价值越来越明显。以随机涨落的热光作为光源是强度关联成像的前提。目前常使用激光穿过旋转的毛玻璃产生赝热光。鉴于使用毛玻璃产生赝热光的局限性,提出了使用稀疏阵独立光源产生赝热光,并在这种光源结构下讨论了基于线性关联算法的强度关联成像和基于稀疏约束非线性算法的强度关联成像的异同。

关键词 相干光学;强度关联成像;稀疏约束;稀疏阵

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201232.0503001

Ghost Imaging Based on Sparse Array Pseudothermal Light System

Chen Mingliang Li Enrong Wang Hui Shen Xia Gong Wenlin Han Shensheng

(Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract Great breakthroughs have been made in research of ghost imaging in recent years. The application value of ghost imaging is increasingly obvious. The precondition of ghost imaging is that its light source should be random fluctuating thermal light. Presently, pseudothermal light is usually generated by passing a laser beam through a revolving ground glass. In view of the limitations of such a method, this paper proposes to generate pseudothermal light via sparse array independent source combining system, and discusses the differences between two algorithms, i. e., linear correlation algorithm and sparsity constraint nonlinear algorithm, in ghost imaging.

Key words coherence optics; ghost imaging; sparsity constraint; sparse array

OCIS codes 030.6600; 110.1758; 100.3020; 050.1960

1 引 言

强度关联成像(GI)^[1~3]在近年取得很大突破。自从利用经典的电磁场相干性理论^[4,5]证明可以使用热光场实现 GI^[6]以来,GI 具有了更加广阔的应用空间。最近的研究还表明 GI 可以方便地应用在夫琅禾费区^[7],从而为其在遥感领域中的应用增加了新的可能性。GI 和传统成像相比有两个大的区别:1) GI 的光源参与成像过程,并且需要光源具有热光的统计特性,即要求光场具有空间和时间的随机涨落特性,光场强度二阶关联函数的最大值接近 2^[8];2) GI 的单次采样要求在一个相干时间内完

成。目前实验上多采用赝热光代替真实热光开展 GI 的理论与应用研究,产生赝热光最常用的方法是由 Martienssen 等^[9]提出的,使用激光穿越旋转毛玻璃的方法,赝热光由毛玻璃中百万量级的无规分布的细小颗粒调制激光场产生。我们把赝热光光场强度涨落的特征时间定义为赝热相干时间,此赝热相干时间可由毛玻璃的转速来控制。当探测时间远小于赝热相干时间时,该光场的统计特性满足热光的要求^[10]。在实际应用中这种方法带来的问题是:1) 毛玻璃无规分布的细小颗粒调制激光场使得其所产生的散斑场不可控制,无法预置散斑场实现单

收稿日期: 2011-10-20; **收到修改稿日期:** 2012-01-08

基金项目: 国家 863 计划(2011AA120102)、国家自然科学基金(6087709)和上海市自然科学基金重点项目(09JC141500)资助课题。

作者简介: 陈明亮(1982—),男,博士研究生,主要从事强度关联成像方面的研究。E-mail: cml2007@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 韩申生(1960—),男,博士生导师,主要从事强度关联成像方面的研究。E-mail: sshan@mail.shcnc.ac.cn (通信联系人)

臂 GI^[11,12]; 2) 毛玻璃的有限面积使得该方法产生的独立散斑图样数目也受到限制,在大数据量采样时需要更换不同的毛玻璃,增加了使用时的复杂度; 3) 产生的赝热光能量受到毛玻璃损伤阈值的限制,从而限制了 GI 技术在遥感领域的应用。根据 J. W. Goodman 的理论^[8],大于等于 5 个以上独立子光源合成的光场已经接近热光场的统计分布特性,其理论上的二阶关联系数可以接近 1.8 左右,独立子光源个数越多其统计特性越接近真实热光。本文采用光源相位随机调制的少量独立子光源合束产生可应用于 GI 的赝热光源,并在这种光源结构下讨论基于线性关联算法的 GI^[1~6]和基于稀疏约束非线性算法的 GI^[13,14](GISC)的差别。

基于稀疏约束和冗余表象的数据采集和信号重构理论是近 30 年发展起来的不同于经典香农信息论的全新信息理论,已经在压缩感知等领域内显示出了巨大的应用潜力。Candes 等^[15~17]、Donoho^[18]和 Baraniuk 等^[19]的大量工作已经从数学上严格证明了在远低于奈奎斯特采样极限的情况下使用压缩感知采样可以高概率重构目标信息。压缩感知采样要求目标具有稀疏特性或者目标在某些表象下具有稀疏特性,若目标信号长度为 N ,不为零的系数个数为 S ,利用随机探测模式,在采样数 M 远小于奈奎斯特采样极限时就可以高概率的重构目标信息^[20]。2009 年以色列的 Ori 等^[13]的实验证明,应用压缩感知采样算法可以显著地降低 GI 所需的采样样本数。同年本小组在实验中发现,利用自适应稀疏结构表象的 GISC 在超完备基的情况下具有超分辨的能力^[14]。

基于稀疏约束的非线性算法要求探测矩阵 Φ

具有某些特殊的性质,Candes 等^[15,16]早期的工作证明,好的探测矩阵需要满足受限等距特性(RIP)。目前高斯随机矩阵和伯努利随机矩阵被证明满足 RIP 条件。2007 年,Bajwa 等^[21]首次将托普利兹随机矩阵作为压缩感知的探测矩阵,并在数学上严格求解了信号重构的概率。同年 DeVore^[22]将循环结构随机矩阵作为探测矩阵。2008 年,Seibert 等^[23]将分块托普利兹矩阵作为压缩感知的探测矩阵。托普利兹矩阵和循环矩阵大大降低了矩阵元变量的个数,提高了计算速度并降低硬件实现的复杂度。以上两种结构矩阵的行与行之间存在相同变量,但是采样过程中矩阵的列向量相互独立。

本论文采用稀疏阵独立子光源合束产生赝热光的方法实现 GI。该方法产生赝热光的光场强度的统计特性在空间分布具有周期性,该探测矩阵不同于以往所有的随机探测矩阵:该矩阵的行向量具有周期涨落特性,不同周期之间对应位置列向量具有高度的关联性,将这种矩阵命名为关联结构随机矩阵(CSRM)。

2 理论分析

当光源到目标的距离 z_t 和到参考臂探测器的距离 z_r 相等时 GI 成实像^[24],可以直接计算出 GI 结果。

为简便起见,以下理论表述采用一维形式。设参考面光场坐标为 u ,参考面光场分布函数为 $U(u)$,物面光场分布函数和参考面光场函数相同,目标面坐标为 u' ,目标透过率函数为 $t(u')$,物臂探测面坐标 x_t ,物臂探测面的光场为 $U_t(x_t)$,物体到物臂探测器距离为 z_1 ,关联像^[6]应该为

$$G^{(2,2)}(u) = \langle |U(u)|^2 \int dx_t |U_t(x_t)|^2 \rangle = \langle |U(u)|^2 \int dx_t \left| \int U(u') t(u') h(u', x_t; z_1) du' \right|^2 \rangle = \int dx_t \langle \left| \int U(u) U(u') t(u') h(u', x_t; z_1) du' \right|^2 \rangle = \int dx_t \int \langle U(u) U^*(u) U(u') U^*(u'') \rangle \times t(u') h(u', x_t; z_1) t(u'') h^*(u'', x_t; z_1) du' du'' \quad (1)$$

式中 $h(u', x_t, z_1) = \frac{\exp(jkz_1)}{j\lambda z_1} \exp\left[\frac{jk}{2z_1}(u' - x_t)^2\right]$ 为物体到物臂探测器的光学传递函数。

根据 Goodman 的理论^[8],大于等于 5 个以上独立子光源合成的光场已经接近热光场的统计分布特性,当物面距离子光源面足够远且子光源数目足够多时, $U(u)$ 近似为圆对称高斯随机变量,满足

$$\langle U(u) U^*(u) U(u') U^*(u'') \rangle \approx [\langle U(u) U^*(u) \rangle \langle U(u') U^*(u'') \rangle + \langle U(u) U^*(u'') \rangle \langle U(u') U^*(u) \rangle], \quad (2)$$

和论文^[6]的推导相同,从上述两式可以得到

$$G^{(2,2)}(u) \approx \langle U(u)^* U(u) \rangle \int \langle U_t^*(x_t) U_t(x_t) \rangle dx_t + \int \langle U^*(u) U_t(x_t) \rangle | \langle U^*(u) U_t(x_t) \rangle |^2 dx_t, \quad (3)$$

(3)式中,第一项为均匀本底,物体细节信息包含在第二项当中:

$$|\langle U^*(u)U_t(x_t) \rangle|^2 = \left| \langle \int U^*(u)U(u')t(u')h(u',x_t,z_1)du' \rangle \right|^2. \quad (4)$$

假设稀疏阵独立子光源是具有相同波长的高斯光束,那么利用激光光场传递标准模型^[25],可得发射源上 m 位置的独立子光源在距离 z 位置的光场分布函数为

$$U_m(u) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{(u-s_m)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{-j\left[kz - \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]\right\} \exp\left[-jk\frac{(u-s_m)^2}{2R(z)}\right], \quad (5)$$

(5)式中 ω_0 为高斯光束束腰半径, z 为光场传播距离, s_m 为光源面上独立子光束中心坐标, $k = 2\pi/\lambda$ 为波矢值, λ 为波长, $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为高斯光束瑞利长度, $\omega(z) = \omega_0[1 + (z/z_0)^2]^{1/2}$ 为高斯光束沿传播方向的横向尺度函数, $R(z) = z[1 + (z_0/z)^2]$ 为高斯光束等相面曲率半径。

假设单次测量中独立子光源预置相位为 ϕ_m ,其中 m 代表子光源的位置,则 N_s 个子光源合束传输后光场分布函数如下:

$$U(u) = \sum_m^{N_s} U_m(u) \exp(j\phi_m), \quad (6)$$

(4)式可写成

$$\begin{aligned} |\langle U^*(u)U_t(x_t) \rangle|^2 &= \left| \langle \sum_{m=1}^{N_s} U_m^*(u) \exp(-j\phi_m) \int \sum_{m'=1}^{N_s} U_{m'}(u') \exp(j\phi_{m'}) t(u') h(u',x_t,z_1) du' \rangle \right|^2 = \\ &= \left| \int du' t(u') h(u',x_t,z_1) \sum_{m,m'=1}^{N_s} U_m^*(u) U_{m'}(u') \langle \exp(-j\phi_m) \exp(j\phi_{m'}) \rangle \right|^2 = \\ &= \left| \int du' t(u') h(u',x_t,z_1) \sum_{m,m'=1}^{N_s} U_m^*(u) U_{m'}(u') \delta_{mm'} \right|^2 = \\ &= \left| \int du' t(u') h(u',x_t,z_1) \sum_{m=1}^{N_s} U_m^*(u) U_m(u') \right|^2. \end{aligned} \quad (7)$$

当 $z \gg z_0$ 时,各独立子光源的光场充分叠加,单个独立子光源传播视场 $L = 2\lambda z/\pi\omega_0$ 远大于光源尺寸 D ,且 $\omega(z) \approx \omega_0 z/z_0$, $R(z) \approx z$.这时(5)式可简化为

$$U_m(u) = C_0 \exp\left(-\frac{k^2\omega_0^2 u^2}{4z^2}\right) \exp\left(-\frac{jk}{2z}u^2\right) \exp\left(\frac{jk}{z}ux_m\right), \quad (8)$$

式中 $C_0 = z_0/z \cdot \exp\{-j[kz - \arctan(z/z_0)]\}$ 为关于传播距离 z 的系数.设发射面独立子光源中心间距为 d .则根据光栅方程相关理论^[26]可得

$$\sum_{mm=1}^{N_s} U_m^*(u)U_m(u') = |C_0|^2 \exp\left[-\frac{k^2\omega_0^2(u^2 + u'^2)}{4z^2}\right] \exp\left[\frac{jk}{2z}(u^2 - u'^2)\right] g(u' - u), \quad (9)$$

(9)式中 $g(u) = \exp\left[\frac{jkud}{2z}(N_s - 1)\right] \frac{\sin(N_s kud/2z)}{\sin(kud/2z)}$. $|g(u)|$ 是关于 u 周期为 $L_p = \lambda/d$ 的函数.当 N_s 足够大时, $|g(u)|$ 在 $u = m_0 L_p$ 位置附近的取值会远大于其余位置的取值, m_0 为整数,如图 1 所示.当 $u' = u + m_0 L_p$ 时, $|g(u' - u)| = N_s$.根据上述结果,结合(7)、(9)两式可得

$$|\langle U^*(u)U_t(x_t) \rangle|^2 \approx |C'|^2 \left| \sum_{m_0} t(u + m_0 L_p) h(u + m_0 L_p, x_t, z_1) \exp\left\{-\frac{k^2\omega_0^2}{4z^2}[u^2 + (u + m_0 L_p)^2]\right\} \right|^2. \quad (10)$$

(10)式中 C' 为常数.如果目标尺度 $\delta_0 > L_p$,那么(10)式中的求和对每一个给定的 u 会有多个 m_0 ,上式对 x_t 积分后一般不给出 $t(u)$ 的简单关系式,此时由关联计算得到的结果无法分辨目标.因此利用稀疏阵赝热光源的 GI 要求目标尺度小于一个 L_p .

如果目标尺度 $\delta_0 < L_p$, (10)式中的求和对每一个给定的 u 会有唯一一个 m_0 与之对应,则(10)式可化简为

$$\begin{aligned} |\langle U^*(u)U_t(x_t) \rangle|^2 &\approx |C'|^2 \exp\left\{-\frac{k^2\omega_0^2}{2z^2}[u^2 + (u + m_0 L_p)^2]\right\} |t(u + m_0 L_p) h(u + m_0 L_p, x_t, z_1)|^2 = \\ &= |C'|^2 \exp\left\{-\frac{k^2\omega_0^2}{2z^2}[u^2 + (u + m_0 L_p)^2]\right\} |t(u + m_0 L_p)|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

可见, $|\langle U^*(u)U_t(x_t) \rangle|^2$ 近似不依赖于 x_t , 对 x_t 积分后给出

$$\int dx_t |\langle U^*(u)U_t(x_t) \rangle|^2 \approx |C'|^2 \exp\left\{-\frac{k^2 \omega_0^2}{2z^2} [u^2 + (u + m_0 L_p)^2]\right\} |t(u + m_0 L_p)|^2. \quad (12)$$

(12)式中 C' 为常数, 对于每个设定的 m_0, u 的取值依赖于: $|u + m_0 L_p - u'_0| < L_p/2$, 式中 u'_0 为目标的中心点坐标。当 $m_0 = 0$ 时关联计算得到 0 级 GI 像, $|m_0| \geq 1$ 的像为高级次 GI 像。从(12)式可看出, 0 级 GI 像的能量要远大于高级次 GI 像。

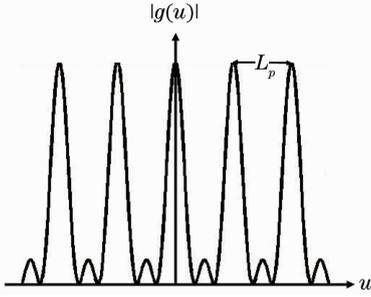
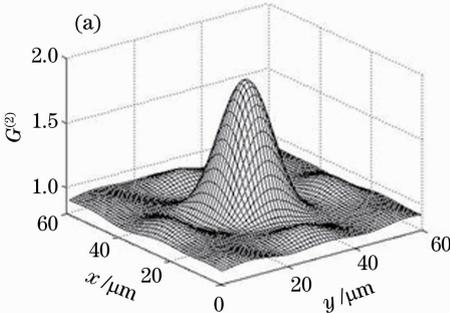


图 1 $|g(u)|$ 函数的周期结构 ($N_s = 3$)

Fig. 1 Periodic structure of $|g(u)|$ function ($N_s = 3$)

3 模拟和实验结果

实验排布如图 2 所示, 激光经光阑选模后通过透镜 L_1 穿越旋转的毛玻璃产生赝热散斑场^[10]。毛玻璃上的激光光斑大小 D 由透镜 L_1 摆放位置来控制, 该散斑场传播一段距离 f_2 后的横向相干尺度 δx_0 为 $f_2 \lambda / D$, 在此处放置焦距为 f_2 的透镜 L_2 准直散斑, 其后紧贴稀疏阵列模板, 模板上稀疏阵小孔直径为 a , 小孔中心最小间距为 d , 且满足关系 $a < \delta x_0 < d$, 因此单个小孔内最多包含一个独立的散斑。此时从稀疏阵模板出射的光场为光源分布由稀疏阵列模板确定的独立子光源相干合束的光场。本文中毛玻璃只提供相位随机变化的独立子光源, 这和以往使用光栅直接调制赝热光场的方法有很大的



区别^[27~29]。实验中稀疏阵采用周期排布的 5×5 模板。光源波长为 $0.650 \mu\text{m}$, 小孔直径为 $300 \mu\text{m}$, 子光源中心间距为 $600 \mu\text{m}$; 传播距离 $z_r = z_t = 1.0 \text{ m}$, 物臂接收光透镜 L_3 的焦距 f_3 为 50 mm ; 参考臂探测器选用阵列探测器, 像元大小为 $4.65 \mu\text{m}$; 物臂探测器为无空间分辨能力的桶探测器。

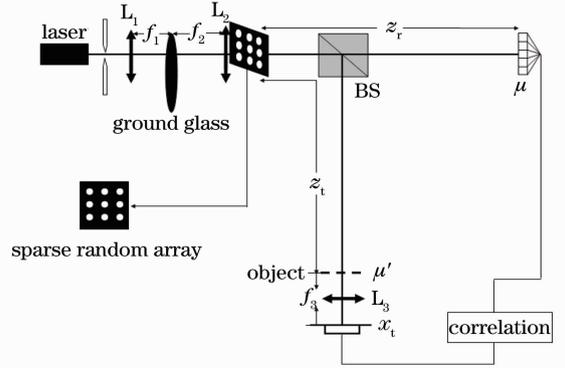


图 2 稀疏阵赝光源 GI 系统

Fig. 2 Experimental setup of sparse array pseudothermal light GI system

模拟过程中, GI 采用的数值模型为经典的统计光学 GI 模型^[30, 31], GISC 则把单次采样的参考臂二维光场作为随机探测矩阵 Φ 的行向量^[14], M 次测量构成 $M \times N$ 阶矩阵, 物臂桶探测器接收的信号为 Y , 待测目标为 X , 利用稀疏约束的非线性图像复原算法求解欠定方程:

$$Y = \Phi X + \varepsilon,$$

式中 ε 是噪声。实验光路结构如图 2 所示。模拟中采用 5×5 独立子光源相干合成产生赝热光。

图(3)中 $G^{(2)}$ 为光场中心点和整个光场面的二

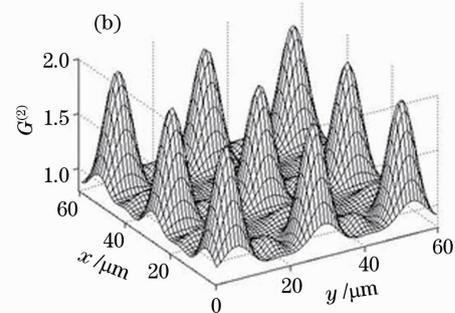


图 3 模拟结果。(a) 光场 $L_p \times L_p$ 区域的二阶关联函数 $G^{(2)}$; (b) 光场 $3L_p \times 3L_p$ 区域的二阶关联函数 $G^{(2)}$

Fig. 3 Simulation results. (a) The second-order-correlation function $G^{(2)}$ of optical field area $L_p \times L_p$; (b) the second-order-correlation function $G^{(2)}$ of optical field area $3L_p \times 3L_p$

阶关联函数。如图 3(a) 可见, 5×5 独立子光源阵列产生的赝热光二阶关联系数最大值在 1.9 附近, 该结论证明利用少量独立子光源合成的赝热光源满足 GI 的要求。模拟还得到光场二阶关联函数 $G^{(2)}$ 的半峰全宽和经典热光场散斑横向相干理论尺寸十分接近^[32], 在本系统中散斑横向相干尺寸和成像分辨率等价^[33]。图 3(b) 为光场二阶关联函数在 $3L_p \times 3L_p$ 光场区域的分布, 其结构具有明显的周期性, 周期场之间具有高度关联性。实验得到结果与模拟结果图 3(a)、(b) 完全一致。从图(3) 看出, 探测光场强度的统计特性在空间具有明显的周期性, GISC 信号获取过程如图 4 所示, Φ 为 CSRM, Y 为探测信号, M 为采样次数, N 为目标信号 X 的长度, S 为目标稀疏度。为方便讨论, 本文把 L_p 称为有效关联成像周期长度。

从图 5(a) 可以看出当光离开小孔传播一小段距离时, 光场二阶关联函数最大值接近 1, 说明光场几乎没有涨落, 此时独立子光源的光场之间还没来得及互相叠加, 实验测到的只是单个小孔光场的二阶关联函数, 这一点也恰好说明单个小孔的光场为

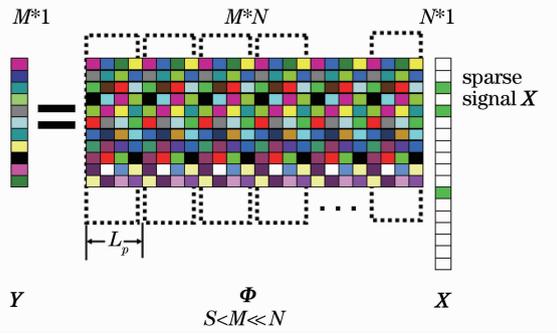


图 4 关联结构随机探测矩阵的 GISC 测量过程
Fig. 4 GISC measurement process with CSRM

完全独立的相干光。随着独立子光源的光场传播距离增加, 二阶关联系数逐渐升高, 当独立子光源光场之间完全叠加时二阶关联系数达 1.9 左右。光场二阶关联函数最大值接近 2, 说明了光场具有理想热光的统计特性, 满足 GI 的需求。从图 5(b) 可以看出稀疏阵赝热光源散斑横向相干尺寸的理论值^[32,33] 和实验值随距离的变化曲线十分接近。图 5(c) 为光场周期长度 L_p 的理论^[26] 计算值和实验值的对比图, 结果几乎完全吻合。

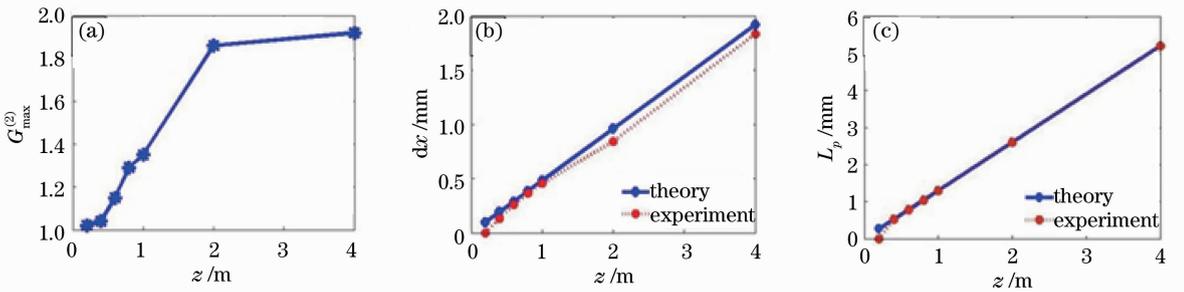


图 5 实验结果。(a) 光场二阶关联函数最大值 $G^{(2)}$ 和传播距离的函数关系; (b) 随传播距离变化的散斑横向相干尺度的理论值和实验值的对比图; (c) L_p 随传播距离变化的理论值和实验值对比

Fig. 5 Experimental results. (a) Functional relation between the maximum value of the second-correlation function and propagation distance; (b) comparison between the theoretical value and the experimental one of the transverse coherent length with varying speckle with propagation distances; (c) comparison between the theoretical value and experimental one of the varying L_p with propagation distances

图 6 为物体大小小于一个周期, 参考臂光场取一个有效关联成像区域的关联成像模拟计算和平台实验结果。图 6(a1) 是大小为 $0.9L_p \times 0.9L_p$ 的物体 GI 模拟计算结果, 图 6(a2) 是大小为 $0.9L_p \times 0.9L_p$ 的物体 GISC 模拟计算结果; 图 6(b1) 是大小为 $0.8L_p \times 0.8L_p$ 的物体 GI 平台实验结果, 图 6(b2) 是大小为 $0.8L_p \times 0.8L_p$ 的物体 GISC 平台实验结果。结果显示当目标尺度小于一个有效关联成像周期长度 L_p 时可以实现 GI。该模拟和平台实验结果证明利用少量独立子光源合束产生赝热光

可以实现 GI。

图 7 为物体大小小于一个周期, 参考臂光场取 $3L_p \times 3L_p$ 有效关联成像区域的关联成像模拟计算和平台实验结果。图 7(a1) 是大小为 $0.6L_p \times 0.6L_p$ 的物体 GI 模拟计算结果, 图 7(a2) 是大小为 $0.6L_p \times 0.6L_p$ 的物体 GISC 模拟计算结果; 图 7(b1) 是大小为 $0.8L_p \times 0.8L_p$ 的物体 GI 平台实验结果, 图 7(b2) 是大小为 $0.8L_p \times 0.8L_p$ 的物体 GISC 平台实验结果。结果显示: 当目标尺度小于一个有效关联成像周期长度 L_p , 参考臂光场取多个

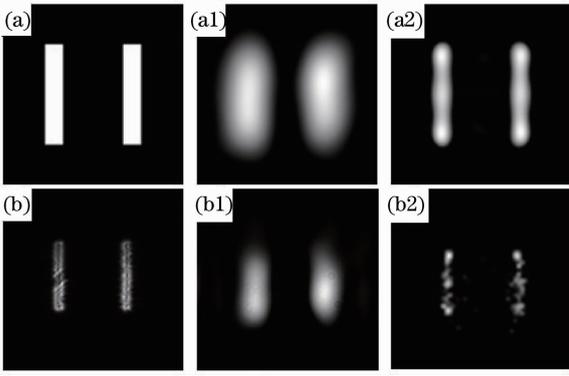


图 6 成像物体 (a)、(b) 的大小分别为 $0.9L_p \times 0.9L_p$, $0.8L_p \times 0.8L_p$ 。当参考臂光场取 $L_p \times L_p$ 区域, (a1) 是目标 (a) 的 GI 模拟结果, (a2) 是目标 (a) 的 GISC 模拟结果, (b1) 是目标 (b) 的 GI 实验结果, (b2) 是目标 (b) 的 GISC 实验结果

Fig. 6 Test objects in sizes of (a) $0.9L_p \times 0.9L_p$, (b) $0.8L_p \times 0.8L_p$. When the reference arm gets $L_p \times L_p$ optical field area, (a1) is GI simulation results of (a), (a2) is GISC simulation results of (a), (b1) is GI experimental results of (b), (b2) is GISC experimental results of (b)

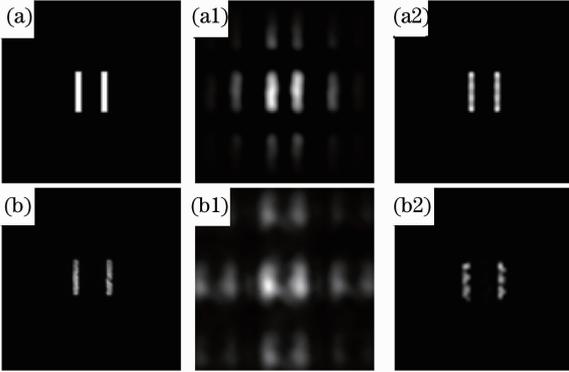


图 7 成像物体 (a)、(b) 的大小分别为 $0.6L_p \times 0.6L_p$, $0.8L_p \times 0.8L_p$ 。当参考臂光场取 $3L_p \times 3L_p$ 区域, (a1) 是目标 (a) 的 GI 模拟结果, (a2) 是目标 (a) 的 GISC 模拟结果, (b1) 是目标 (b) 的 GI 实验结果, (b2) 是目标 (b) 的 GISC 实验结果

Fig. 7 Test objects in sizes of (a) $0.6L_p \times 0.6L_p$, (b) $0.8L_p \times 0.8L_p$. When the reference arm gets $3L_p \times 3L_p$ optical field area, (a1) is GI simulation results of (a), (a2) is GISC simulation results of (a), (b1) is GI experimental results of (b), (b2) is GISC experimental results of (b)

周期区域时, GI 成像的目标图像在空间呈明显的周期性结构分布, 这是因为此时探测矩阵为 CSRM, 其不同周期对应位置列向量之间具有高度的关联性, 以图 7(a1) 为例单个矩阵元可以在对应行向量

中找到另外 8 个与之同涨落的矩阵元。GI 模拟计算和平台实验结果是单个物体在 $3L_p \times 3L_p$ 空间形成 3×3 结构图像, 图像的亮度和空间光场的能量分布有关。图 7(a2)、(b2) 为对应实验数据的 GISC 结果, 可以看出 GISC 完全不受探测矩阵的周期性涨落的干扰, 准确重构目标图像。

图 8 为物体大小大于一个有效关联成像周期长度 L_p , 参考臂光场取 $3L_p \times 3L_p$ 有效关联成像区域的平台实验结果。图 8(a1) 是大小为 $2.9L_p \times 2.9L_p$ 的物体 GI 平台实验结果, 图 8(a2) 是大小为 $2.9L_p \times 2.9L_p$ 的物体 GISC 平台实验结果。平台实验显示: 当目标尺度超过一个有效关联成像周期区域时, GI 无法获取图像信息, 因为关联成像会把空间不同周期位置的物体信息叠加到一起, 以致无法获取图像。而应用 GISC 则无视探测矩阵列向量的关联性准确重构图像。这一实验发现扩大了基于稀疏约束的探测矩阵的范围, 突破了稀疏阵独立子光源合束产生赝热光在 GI 成像中物体大小不能超过一个有效关联成像周期长度 L_p 的局限性, 扩大了有效成像视场。

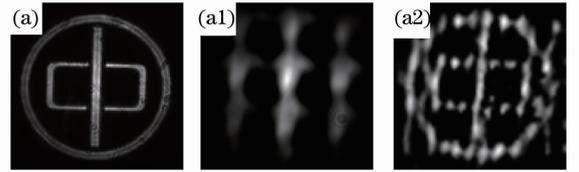


图 8 成像物体 (a) 大小为 $2.9L_p \times 2.9L_p$ 。当参考臂光场取 $3L_p \times 3L_p$ 区域, (a1) 是目标 (a) 的 GI 实验结果, (a2) 是目标 (a) 的 GISC 实验结果

Fig. 8 Test objects in sizes of (a) $2.9L_p \times 2.9L_p$. When the reference arm gets $3L_p \times 3L_p$ optical field area, (a1) is GI experimental results of (a), (a2) is GISC experimental results of (a)

实验通过调节稀疏阵小孔阵列之间的间距使得照射到目标上光场的空间有效关联成像周期长度 L_p 发生改变。图 9(a1)、(b1)、(c1)、(d1) 为同一目标分别跨越 $1.6L_p$ 、 $2.9L_p$ 、 $5.7L_p$ 、 $15L_p$ 个有效关联成像周期长度的 GI 成像结果, 可以发现 GI 无法获取目标图像, 该实验结论和理论分析、模拟计算都相符合。GISC 则无视探测矩阵元之间的关联性重构图像, 如图 9(a2)、(b2)、(c2)、(d2) 所示。当目标维度、目标稀疏度和采样次数都确定时, 随着探测光场的 L_p 相对于目标特征尺度的比值不断减少, 在相同的算法下对应重构图像的概率越来越低, 图像质量也越来越差。根据 Donoho 和 Michael Elad 关

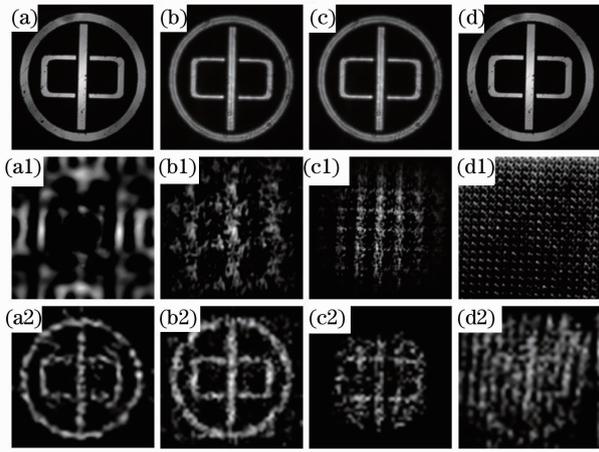


图9 实验结果。(a)~(d)为同一成像目标,参考臂依次取:1. $6L_p \times 1.6L_p$, 2. $9L_p \times 2.9L_p$, 5. $7L_p \times 5.7L_p$, $15L_p \times 15L_p$ 光场区域。(a1)、(b1)、(c1)、(d1)为目标的GI成像实验结果,(a2)、(b2)、(c2)、(d2)为对应目标的GISC成像实验结果

Fig. 9 Experimental results. Test object in the same size when the reference arm gets (a) $1.6L_p \times 1.6L_p$, (b) $2.9L_p \times 2.9L_p$, (c) $5.7L_p \times 5.7L_p$, (d) $15L_p \times 15L_p$ optical field area. (a1), (b1), (c1), (d1) are respectively corresponded GI experimental results of (a), (b), (c), (d). (a2), (b2), (c2), (d2) are (a), (b), (c), (d) respectively corresponded GISC experimental results

于测量矩阵 Φ 的 spark 理论^[34](矩阵的 spark 值描述测量矩阵列向量之间最小线性相关度),当 spark 值的一半大于目标稀疏度时最稀疏的解存在且唯一。从实验结果来看,相同区域内光场所包含的有效关联成像周期越多则测量矩阵的列向量之间的相关度越高,测量矩阵 spark 值越小,图像恢复精度也就越低。

4 结 论

从理论、模拟计算和平台实验三方面验证了利用少数独立子光源合束产生赝热光用于GI的可行性,对GI成像结构,实验得到的成像结果、成像分辨率以及有效关联成像长度 L_p 和理论完全吻合。利用少数独立子光源合束产生赝热光是一种全新的方法,该方法在GI的实际应用中具有重要的意义。

通过GI与GISC的模拟计算和平台实验对比,发现当目标尺度小于一个有效成像周期长度 L_p ,同时参考臂取样范围覆盖多个周期场时,GI在空间呈周期结构分布,GISC则无视探测矩阵的周期性关联性质准确重构图像;而当目标尺度大于一个有效

成像周期长度 L_p 时,GI无法获取目标图像,但GISC仍然可以重构图像。采样探测矩阵为CSR时GISC仍然可以重构图像,这一发现扩大了基于稀疏约束的探测矩阵的范围,突破了稀疏阵独立子光源合束产生赝热光在GI成像中目标尺度不能超过 L_p 的局限性,扩大了有效成像探测视场,在实际应用具有重要的价值。该方法同样可以推广到电磁波其他波段实现利用基于稀疏约束非线性图像复原算法的GI。

参 考 文 献

- 1 T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov *et al.*. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement [J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(5): R3429~R3432
- 2 L. A. Lugiato, A. Gatti, E. Brambilla. Quantum imaging[J]. *J. Opt. B*, 2002, **4**: S176~S183
- 3 Wang Kaige, Cao Dezhong, Xiong Jun. Progress in correlated optics[J]. *Physcis*, 2008, **37**(4): 249~258
汪凯戈, 曹德忠, 熊俊. 关联光学新进展[J]. 物理, 2008, **37**(4): 249~258
- 4 Dezhong Cao, Jun Xiong, Kaige Wang. Geometrical optics in correlated imaging systems[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(1): 013801
- 5 L. Mandel, E. Wolf. Coherence properties of optical fields[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1965, **37**(2): 231~287
- 6 Jing Cheng, Shensheng Han. Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray diffraction[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(9): 093903
- 7 Wenlin Gong, Pengli Zhang, Shensheng Han. Ghost "pinhole" imaging in Fraunhofer region[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**(7): 071110
- 8 J. W. Goodman. *Statistical Optics* [M]. New York: Wiley, 1985. 397~407, 410~413
- 9 W. Martienssen, E. Spiller. Coherence and fluctuations in light beam[J]. *Am. J. Phys.*, 1964, **32**(12): 919~926
- 10 Honglin Liu, Jing Cheng, Shensheng Han. Cross spectral purity and its influence on ghost imaging experiment [J]. *Opt. Comm.*, 2007, **273**(1): 50~53
- 11 Lu Minghai, Shen Xia, Han Shensheng. Ghost imaging via compressive sampling base on digital micromirror device[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(7): 0711002
陆明海, 沈夏, 韩申生. 基于数字微镜器件的压缩感知关联成像研究[J]. 光学学报, 2011, **31**(7): 0711002
- 12 Qin Jiexin, Liu Shichao, Huang Genghua *et al.*. Research on the pseudo-thermal light made by liquid crystal spatial light modulation[J]. *Chinese J. Lasers*, 2012, **39**(1): 0102008
秦洁心, 刘世超, 黄庚华等. 基于液晶光阀调制的赝热光源制备技术研究[J]. 中国激光, 2012, **39**(1): 0102008
- 13 O. Katz, B. Yaron, S. Yaron. Compressive ghost imaging[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**(13): 131110
- 14 Wenlin Gong, Shensheng Han. Super-resolution ghost imaging via compressive sampling reconstruction[J]. arXiv:0910.4823v1
- 15 E. Candes, J. Romberg, T. Tao. Robust uncertainty principles: exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information[J]. *IEEE Trans. Inform. Theory*, 2006, **52**(2): 489~509
- 16 E. Candes, T. Tao. Near optical signal recovery from random projections: universal encoding strategies [J]. *IEEE Trans. Inform. Theory*, 2006, **52**(12): 5406~5425
- 17 E. Candes, M. Wakin. An introduction to compressive sampling

- [J]. *IEEE Signal Processing Magazine*, 2008, **25**(2): 21~30
- 18 D. Donoho. Compressed sensing[J]. *IEEE Trans. Inform. Theory*, 2006, **52**(4): 1289~1306
- 19 G. Baraniuk. Compressive sensing[J]. *IEEE Signal Processing Magazine*, 2007, **24**(4): 118~121
- 20 E. Candès. Compressive sampling[C]. Proc. the International Congress of Mathematicians, Madrid, 2006
- 21 W. U. Bajwa, J. D. Haupt, G. M. Raz *et al.*. Toeplitz-structured compressed sensing matrices [C]. IEEE/SP 14th Workshop Statist. Signal Process., Madison, WI, Aug. 2007: 294~298
- 22 R. A. DeVore. Deterministic constructions of compressed sensing matrices[J]. *J. Complexity*, 2007, **23**(4-6): 918~925
- 23 F. Seibert, Y. Zou, L. Ying. Toeplitz block matrices in compressed sensing and their applications in imaging[C]. ITAB, May 30-31, 2008: 47~50
- 24 R. Meyers, K. Deacon, Y. Shih. A new two-photon ghost imaging experiment with distortion study[J]. *J. Mod. Opt.*, 2007, **54**(16-17): 2381~2392
- 25 Chen Yuqing, Wang Jinghuan. Principle of Laser [M]. Hangzhou: Press of Zhejiang University, 1992. 180~186
陈钰清, 王静环. 激光原理[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 1992. 180~186
- 26 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M]. Yang Jiasun Transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005. 371~374
M. Born, E. Wolf. 光学原理[M]. 杨葭菽译. 北京: 电子工业出版社, 2005. 371~374
- 27 Honglin Liu, Xia Shen, Daming Zhu *et al.*. Fourier-transform ghost imaging with pure far-field correlated thermal light[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(5): 053808
- 28 Shu Gan, Suheng Zhang, Ting Zhao *et al.*. Cloaking of a phase object in ghost imaging[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, **98**(11): 111102
- 29 Xinbing Song, Jun Xiong, Xiangdong Zhang *et al.*. Second-order Talbot self-imaging with pseudothermal light[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **82**(3): 033823
- 30 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的数值模拟和实验验证[J]. 光学学报, 2007, **27**(10): 1858~1866
- 31 Shen Xia, Zhang Minghui, Liu Hongling. Research on the pulsed pseudo-thermal light [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2893~2898
沈夏, 张明辉, 刘红林. 脉冲式赝热光源的实验研究[J]. 中国激光, 2009, **36**(11): 2893~2898
- 32 J. C. Dainty. Laser Speckle and Related Phenomena [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1975
- 33 Pengli Zhang, Wenlin Gong, Xia Shen *et al.*. Improving resolution by the second-order correlation of light fields[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(8): 1222~1224
- 34 D. L. Donoho, M. Elad. Optimally sparse representation in general (nonorthogonal) dictionaries via ℓ_1 minimization [J]. *PNAS*, 2003, **100**(5): 2197~2202

栏目编辑: 李文喆