

基于平场光栅的稀疏约束鬼成像高光谱相机

刘盛盈^{1,2}, 刘震涛^{1,2}, 吴建荣¹, 李恩荣¹, 谭诗语¹, 沈 夏¹, 韩申生¹

¹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;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 基于稀疏约束的鬼成像光谱相机,能够通过单次曝光获得目标场景的三维空间光谱数据立方体。但是由于不同波长的散斑场在探测器的同一位置处,使得仪器的光谱分辨率和信噪比受到限制。为了解决上述问题,提出了利用平场光栅分光将不同波长的光场在探测面上错开一定距离的系统,实现了基于平场光栅的稀疏约束鬼成像高光谱相机。通过对系统成像过程的理论推导,得到了系统的关联函数,并通过实验和数值模拟验证了理论推导结果。在保证原先光谱相机优点的同时,基于稀疏约束的鬼成像高光谱相机可以分别调控光谱分辨率和空间分辨率,实现可控的信噪比。此外,还能够根据不同波长的光场特性来优化测量矩阵,从而提高图像恢复质量。

关键词 成像系统; 关联成像; 高光谱相机; 平场光栅; 分辨率

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201737.0511004

Hyperspectral Camera Based on Ghost Imaging via Sparsity Constraints with Application of Flat-Field Grating

Liu Shengying^{1,2}, Liu Zhentao^{1,2}, Wu Jianrong¹, Li Enrong¹, Tan Shiyu¹,
Shen Xia¹, Han Shensheng¹

¹Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract A spectral camera based on the ghost imaging via sparsity constraints acquires a three-dimensional spatial-spectral data cube of information about a target in a single exposure. However, the spectral resolution and signal-to-noise ratio are limited, since the speckle field with different wavelengths are at the same location in the detector. To deal with these issues, a system which utilizes a flat-field grating to disperse the optical fields with different wavelengths in the detector to realize hyperspectral camera based on the ghost imaging via sparsity constraints is demonstrated. Through theoretical derivation of the imaging process, the correlation function of the system is obtained, and the derived result is verified by the experiments and numerical simulations. Under guaranteeing the advantages of previous ghost imaging spectral camera, the proposed system can modulate the spatial and spectral resolution separately, meanwhile, the signal-to-noise ratio becomes controllable. Additionally, the measurement matrix will be better optimized according to the characteristics of optical fields with different wavelengths to improve the quality of imaging in the future.

Key words imaging systems; ghost imaging; hyperspectral camera; flat-field grating; resolution

OCIS codes 110.1758; 110.4234; 050.1950; 030.6600

1 引 言

光谱成像技术可以获取包含成像目标空间信息和光谱信息的三维数据立方体 (x, y, λ) ,是一种将光谱探测和成像分析合二为一的多维数据获取技术。因为具有空间和光谱的分辨能力,光谱成像技术在地表监

收稿日期: 2016-12-20; 收到修改稿日期: 2017-01-23

基金项目: 国家 863 计划(2013AA122902)

作者简介: 刘盛盈(1991—),女,硕士研究生,主要从事量子成像方面的研究。E-mail: shengyl@siom.ac.cn

导师简介: 韩申生(1960—),男,博士,研究员,主要从事量子成像及强耦合等离子体方面的研究。

E-mail: sshan@mail.shcnc.ac.cn(通信联系人)

测、大气监测、神经科学、食品安全等领域具有重要的应用。

由于大部分传统的光谱成像技术在获取图像信息时需要在空间维或者光谱维进行扫描^[1-2],使得相对运动目标成像时可利用的曝光时间缩短,影响系统的探测灵敏度,因此不利于相对运动的目标探测。2008年,Rice 大学根据压缩感知(CS)理论,利用数字微镜器件(DMD)实现了压缩感知单像素相机成像。随后,陆明海等^[3]在此方案的基础上,提出了基于 DMD 的压缩感知光谱成像。但是,该方案需要大量的测量次数,在对运动目标成像时,单次曝光时间有限,同时幅度调制的方式损失了一半的光能,导致信噪比降低。为了更好地对运动目标进行成像分析,美国 Duke 大学的 Wagadarikar 等^[4]提出了编码孔径单次曝光光谱成像仪(CASSI),该方案利用编码孔径和等边棱镜来调制目标光场的空间信息和光谱信息。但是,该方案单次曝光的空间分辨率较低,需要通过移动编码孔径来提高空间分辨率,同时幅度调制的方式使得仪器损失近一半的光能,导致信噪比降低。

为了弥补现有光谱成像系统的不足,中国科学院上海光学精密机械研究所韩申生课题组 Liu 等^[5]提出了基于稀疏约束的鬼成像光谱相机(GISC)。鬼成像(GI)是一类计算成像,它通过计算参考臂和探测臂之间光强涨落的二阶关联函数^[6-7]来获得未知场景的信息。GISC 预先标定参考臂的光场涨落以此实现单臂的鬼成像^[8-10],同时通过空间随机相位调制器调制全谱段的图像信息,将三维光谱图像数据立方体调制成二维数据平面,因此能够通过单次曝光获取三维光谱数据,大大简化了光谱成像过程。此外,结合压缩感知理论^[11-14],GISC 能够同时进行数据的压缩和采集,从而提高系统的信息利用率。但是,不同波长的散斑场在探测面的同一位置,因此影响了系统的光谱分辨率和信噪比。

本文在原 GISC 的基础上,提出了基于平场光栅的 GISC。利用平场光栅的色散作用使不同波长的光场在空间上分离,经过空间随机相位调制器^[15-18]调制产生散斑场,将三维光谱图像数据立方体调制成沿光谱维展开的二维数据平面,从而可以通过二维探测器记录光谱分辨率和空间分辨率独立可调的全谱段光谱图像信息。

基于鬼成像^[6]理论,推导出系统的二阶关联函数,进而得到系统的光谱分辨率和空间分辨率,并与未加入色散元件的系统参数进行对比分析。同时进行实验和数值模拟,从实验结果和重构图像来验证理论推导的准确性。GISC 使得不同波长的光场产生的散斑场在探测平面上错开一定距离,从而降低了相应散斑场在探测面上的二阶空间相干性,大大提高了系统的光谱分辨率。

2 理论模型

图 1 为基于平场光栅的稀疏约束 GISC 系统原理示意图,其中 a 为物面, b 为第一成像面, c 为衍射和成像面, d 为散斑面,1 为前置成像透镜,2 为平场光栅,3 为空间随机相位调制器,4 为显微物镜,5 为 CCD。GISC 包含四个模块,分别为前置成像模块、色散模块、调制模块和解调模块。前置成像透镜 1 将目标物体成像到第一成像面 b 上。成像面上每一点发出的光场经过自由传输后到达光栅面,由平场光栅 2^[19-21]将不同

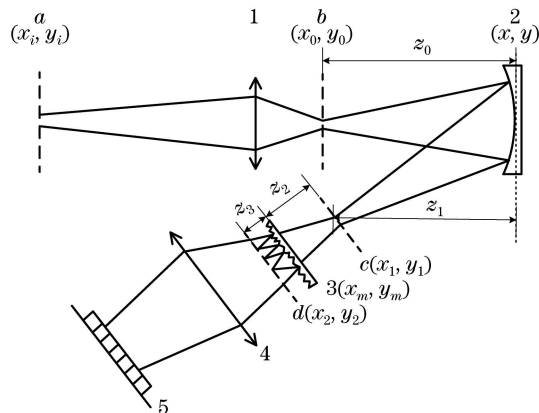


图 1 系统原理图

Fig. 1 Schematic of system

波长的光场在空间上分离并成像到平面 c 上,接着被空间随机相位调制器 3 调制后在探测面 d 上形成散斑场,并通过显微镜 4 放大后被 CCD 接收。数据采集完毕后,通过重构算法^[22]恢复原始目标的图像。

根据非相干成像理论,假设光谱目标物体的光强分布为 $I_b(x_0, y_0, \lambda)$,同理,探测平面 d 上的全谱段光强分布为 $I_d(x_2, y_2)$,那么可得^[23]

$$I_d(x_2, y_2) = \iiint I_b(x_0, y_0, \lambda) h_1(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) dx_0 dy_0 d\lambda, \quad (1)$$

式中 $h_1(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda)$ 为系统的强度脉冲响应函数, (x_0, y_0) 和 (x_2, y_2) 分别为第一成像面 b 和探测面 d 上的坐标, λ 为第一成像面 b 上的波长。

为了预先标定不包含成像物体时 GISC 的参考臂,首先在第一成像面 $b(x'_0, y'_0)$ 位置处放置波长为 λ' 的单色点光源,可以表示为 $I_{b_r}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') = \delta(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 。从而得到平面 d 上的光强分布为

$$\begin{aligned} I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') &= \iiint I_{b_r}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') h_1(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) dx_0 dy_0 d\lambda = \\ &= \iiint \delta(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') h_1(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) dx_0 dy_0 d\lambda = \\ &= h_1(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda'). \end{aligned} \quad (2)$$

在成像过程中,待测目标的辐射能为 $T_i(x_i, y_i, \lambda)$,通过前置镜 1 成像到第一成像面 b 上,因此面 b 上的光强分布可以表示为 $T_0(x_0, y_0, \lambda)$,从而得到有物体时探测面 d 上物臂的光强分布为

$$I_{d_i}(x_2, y_2) = \iiint T_0(x_0, y_0, \lambda) h_1(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) dx_0 dy_0 d\lambda. \quad (3)$$

此外,预置参考臂和探测物臂之间光强涨落的二阶关联函数^[5]可以表示为

$$G^{(2)}[(x_2, y_2)_{d_r}, (x_2, y_2)_{d_i}] = \langle E_{d_r}^*(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') E_{d_i}^*(x_2, y_2) E_{d_i}(x_2, y_2) E_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') \rangle_{(x_2, y_2)}, \quad (4)$$

式中 $\langle \dots \rangle_{(x_2, y_2)}$ 表示光强分布关于坐标 (x_2, y_2) 的系综平均。

将(2)、(3)式代入(4)式,得到

$$\begin{aligned} G^{(2)}[(x_2, y_2)_{d_r}, (x_2, y_2)_{d_i}] &= \langle I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') \iiint T(x_0, y_0, \lambda) I_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) dx_0 dy_0 d\lambda \rangle = \\ &= \iiint T(x_0, y_0, \lambda) G_{d_r}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda'; x_0, y_0, \lambda) dx_0 dy_0 d\lambda, \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} G_{d_r}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda'; x_0, y_0, \lambda) &= \langle E_{d_r}^*(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') E_{d_r}^*(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) \times \\ &= E_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) E_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') \rangle_{(x_2, y_2)}. \end{aligned} \quad (6)$$

(6)式表示第一成像面 b 上不同位置和波长处的光场传播至探测面上的光强涨落的二阶关联函数。假设探测面 d 上的光场满足复值圆形高斯随机分布,则根据高斯矩定理,(6)式可以等价于

$$\begin{aligned} G_{d_r}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda'; x_0, y_0, \lambda) &= [\langle I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') \rangle_{(x_2, y_2)} \langle I_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) \rangle_{(x_2, y_2)}] \times \\ &= [1 + g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')], \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 定义为表示第一成像面 b 上不同位置和波长处的光场传播至探测面上的光强涨落的归一化二阶关联函数,具有如下形式:

$$g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') = \frac{|J(x'_0, y'_0, \lambda'; x_0, y_0, \lambda)|^2}{\langle I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') \rangle_{(x_2, y_2)} \langle I_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) \rangle_{(x_2, y_2)}}, \quad (8)$$

其中

$$J_{d_r}(x'_0, y'_0, \lambda'; x_0, y_0, \lambda) = \langle E_{d_r}^*(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') E_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) \rangle_{(x_2, y_2)}. \quad (9)$$

为了计算归一化的二阶关联函数 $g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$,假设平场光栅足够大并且其槽型为矩形,那么光栅的传递函数可以表示为^[24]

$$t_g(x, y) = \left[\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \exp(j\phi) \right] \otimes \frac{1}{d_{\text{eff}}} \text{comb}\left(\frac{x}{d_{\text{eff}}}\right), \quad (10)$$

式中 a 和 d_{eff} 分别为光栅的缝宽和有效光栅常数。同时,空间随机相位调制器的透过率函数和高度自相关函数^[25]为

$$t(x_m, y_m, \lambda) = \exp\left[j2\pi(n-1)\frac{h(x_m, y_m)}{\lambda}\right], \quad (11)$$

$$R_h(x_m, y_m; x'_m, y'_m) = \langle h(x_m, y_m)h(x'_m, y'_m) \rangle = \omega^2 \exp\left[-\frac{(x_m - x'_m)^2 + (y_m - y'_m)^2}{\zeta^2}\right] = R_h(\Delta r_m), \quad (12)$$

式中 $\Delta r_m = \sqrt{(x_m - x'_m)^2 + (y_m - y'_m)^2}$, $h(x_m, y_m)$ 和 $h(x'_m, y'_m)$ 为空间随机相位调制器上不同坐标处的高度函数, ω 为调制器表面的均方根粗糙度, ζ 为调制器的横向相关长度, 表征散射颗粒的大小。

平场光栅结合了凹面反射镜的成像特性和平面光栅的衍射特性, 它与传统的成像面位于罗兰圆的凹面光栅不同^[26], 其光谱成像面是一个平面, 从而可以通过 CCD 等平面光电探测器对光谱信号进行采集和存储^[27-28]。根据平场光栅的衍射理论以及惠更斯-菲涅耳原理, 计算得到从第一成像面的位置 x'_0, y'_0 , 波长为 λ' 的点光源传播到达衍射面 c 上的光场分布为

$$E_{c_r}(x'_0, y'_0, \lambda') = \frac{\exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda'}(z_0 + z_1)\right]}{j\lambda'z_1z_0} \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda'}\frac{x_0^2 + y_0^2}{2z_0}\right] \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda'}\frac{x_1^2 + y_1^2}{2z_1}\right] \times \iint t_g(x, y) \times \\ \exp\left\{j\frac{\pi}{\lambda'}\left(\frac{1}{z_0} + \frac{1}{z_1} - \frac{1}{f}\right)(x^2 + y^2) - j\frac{2\pi}{\lambda'}\left[\left(\frac{x_0}{z_0} + \frac{x_1}{z_1}\right)x + \left(\frac{y_0}{z_0} + \frac{y_1}{z_1}\right)y\right]\right\} dx dy. \quad (13)$$

假定物点和像点满足高斯公式^[24] $1/z_0 + 1/z_1 = 1/f$, 其中 f 为前置成像透镜 1 的焦距, (13) 式可以改写为

$$E_{c_r}(x'_0, y'_0, \lambda') = \frac{\lambda'z_1}{jz_0} \exp\left\{j\frac{2\pi}{\lambda'}\left[(z_0 + z_1) + \frac{x_0'^2 + y_0'^2}{2z_0} + \frac{x_1^2 + y_1^2}{2z_1}\right]\right\} \mathcal{F}[t_g(\lambda'z_1\tilde{x}, \lambda'z_1\tilde{y})], \quad (14)$$

式中 $\tilde{x} = \frac{x}{\lambda z_1}$, $\tilde{y} = \frac{y}{\lambda z_1}$, $\mathcal{F}[t_g(\lambda'z_1\tilde{x}, \lambda'z_1\tilde{y})]$ 为平场光栅传递函数的傅里叶变换。

将(10)式代入(14)式, 则有

$$E_{c_r}(x'_0, y'_0, \lambda') = \frac{a \exp(j\phi)}{jz_0} \exp\left\{j\frac{2\pi}{\lambda'}\left[(z_0 + z_1) + \frac{x_0'^2 + y_0'^2}{2z_0} + \frac{x_1^2 + y_1^2}{2z_1}\right]\right\} \times \\ \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda'z_1}\left(x_1 + \frac{z_1}{z_0}x'_0\right)\right] \frac{1}{d_{\text{eff}}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left[\left(x_1 + \frac{z_1}{z_0}x'_0\right) - \frac{\lambda z_1}{d_{\text{eff}}}n\right]. \quad (15)$$

接着根据惠更斯-菲涅耳定理, 得到探测面 d 的光场为

$$E_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') = a\lambda z_1 \exp(j\phi) \frac{1}{-\lambda'^2 z_2 z_3} \frac{\exp[jk(z_0 + z_1)]}{j\lambda'z_0z_1} \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda'}\frac{x_0^2 + y_0^2}{2z_0}\right) \times \\ \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda'}\frac{x_1^2 + y_1^2}{2z_1}\right) \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda'z_1}f_x\right) \frac{1}{d_{\text{eff}}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(f_x - \frac{\lambda'z_1}{d_{\text{eff}}}n\right) \times \\ \exp\left\{j\frac{2\pi}{\lambda'}\left[(z_2 + z_3) + \frac{(X_2 - X_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}{2(z_2 + z_3)}\right]\right\} \iint t(X_m, y_m, \lambda') \times \\ \exp\left\{j\frac{\pi}{\lambda'}\frac{z_2 + z_3}{z_2 z_3}\left[\left(X_m - \frac{z_3 X_1 + z_2 X_2}{z_2 + z_3}\right)^2 + \left(y_m - \frac{z_3 y_1 + z_2 y_2}{z_2 + z_3}\right)^2\right]\right\} dX_m dy_m, \quad (16)$$

其中

$$X_n = (r_H \sin \beta_H + x_n) \sec \beta_H, \quad n = 1, 2, m, \quad (17)$$

描述 x 轴从光栅横截面变换到衍射面 c 的坐标转换关系, 如图 2 所示, r_H 为衍射面到光栅中心的距离, β_H 为衍射面和光栅横截面的夹角。

根据平场光栅的色散和成像性质^[29-31], 得到 $|z_1 - z'_1|/z_1 \ll 1$, 其中 z_1, z'_1 分别为第一成像面 (x_0, y_0, λ) 和 (x'_0, y'_0, λ') 处的点光源成像到衍射面 p' 和 q' 处时与光栅横截面的距离, 如图 2 所示。因此第一成像面上不同位置和波长处的点光源被成像在衍射面时具有近似相同的 z_1 , 那么根据(9)式和(16)式, 经过化简计算得到

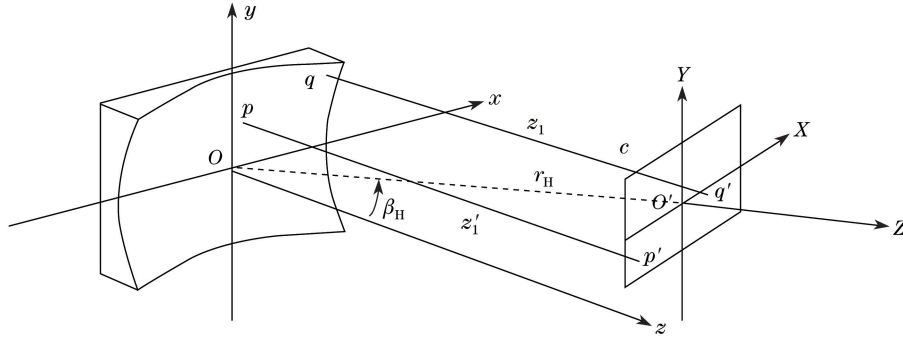


图2 平场光栅面到衍射面的坐标转换

Fig. 2 Coordinate transformation between the flat-field plane to the diffraction plane

$$J_{d_r}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') = B \iiint \exp\left\{-\frac{1}{2} [2\pi(n-1)]^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda'^2}\right) \omega^2 - \frac{2R_h(\alpha, \beta, \alpha', \beta')}{\lambda\lambda'}\right]\right\} \times \exp\left\{\frac{j\pi(z_2 + z_3)}{z_2 z_3} \left[\frac{1}{\lambda}(\alpha^2 + \alpha'^2) - \frac{1}{\lambda'}(\beta^2 + \beta'^2)\right]\right\} d\alpha d\alpha' d\beta d\beta', \quad (18)$$

式中

$$B = \frac{a^2}{\lambda^2 \lambda'^2 z_0^2 z_2^2 z_3^2} \exp\left\{j2\pi \left[\frac{1}{\lambda}(z_0 + z_1) - \frac{1}{\lambda'}(z_0 + z_1)\right]\right\} \exp\left[j\frac{\pi}{z_0} \left(\frac{x_0^2 + y_0^2}{\lambda} - \frac{x_0'^2 + y_0'^2}{\lambda'}\right)\right] \times \exp\left[j\frac{\pi}{z_1} \left(\frac{x_1^2 + y_1^2}{\lambda} - \frac{x_1'^2 + y_1'^2}{\lambda'}\right)\right] \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda z_1} \left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0\right)\right] \frac{1}{d_{\text{eff}n=-\infty}} \sum \delta\left[\left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0\right) - \frac{\lambda z_1}{d_{\text{eff}}} n\right] \times \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda' z_1} \left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0'\right)\right] \frac{1}{d_{\text{eff}n=-\infty}} \sum \delta\left[\left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0'\right) - \frac{\lambda' z_1}{d_{\text{eff}}} n\right] \times \exp\left\{j2\pi \left[\frac{1}{\lambda} \left[(z_2 + z_3) + \frac{(X_2 - X_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}{2(z_2 + z_3)}\right] - \frac{1}{\lambda'} \left[(z_2 + z_3) + \frac{(X_2 - X_1')^2 + (y_2 - y_1')^2}{2(z_2 + z_3)}\right]\right]\right\}, \quad (19)$$

$$\alpha = X_m - \frac{z_3 X_1 + z_2 X_2}{z_2 + z_3}, \quad \alpha' = y_m - \frac{z_3 y_1 + z_2 y_2}{z_2 + z_3}, \quad (20)$$

$$\beta = X'_m - \frac{z_3 X'_1 + z_2 X_2}{z_2 + z_3}, \quad \beta' = y'_m - \frac{z_3 y'_1 + z_2 y_2}{z_2 + z_3}, \quad (21)$$

$$R_h(\alpha, \beta) = \omega^2 \exp\left\{-\left\{\left[(\alpha - \beta) + \frac{z_3 \Delta X_1}{z_2 + z_3}\right]^2 + \left[(\alpha' - \beta') + \frac{z_3 \Delta y_1}{z_2 + z_3}\right]^2\right\} / \zeta^2\right\}, \quad (22)$$

$$\Delta X_1 = X_1 - X'_1, \Delta y_1 = y_1 - y'_1. \quad (23)$$

假设 $\frac{|\lambda - \lambda'|}{\lambda} \ll 1, \frac{z_3}{z_2} \ll 1$, 空间随机相位调制器上被单色点光源照明区域的直径 η 满足 $(\pi\eta^2/\lambda z_3) < 1$.

根据积分公式, 计算化简得到

$$J_{d_r}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') = B \cdot \frac{z_2^2 z_3^2 \lambda^2}{(z_2 + z_3)^2} \exp\left\{-\frac{1}{2} [2\pi\omega(n-1)]^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda'^2}\right)\right\} \times \exp\left\{[2\pi(n-1)]^2 \frac{1}{\lambda\lambda'} \exp\left\{-\left\{\left[\frac{z_3 \Delta X_1}{(z_2 + z_3)\zeta}\right]^2 + \left[\frac{z_3 \Delta y_1}{(z_2 + z_3)\zeta}\right]^2\right\}\right\}\right\}, \quad (24)$$

此外, 在成像过程中选择光栅的一阶衍射, 因此(19)式中 $n=1$ 。根据(19)式和(24)式的结果, (8)式中的 $I_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda)$ 和 $I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda')$ 可以表示为

$$I_{d_r}(x_2, y_2; x_0, y_0, \lambda) = \frac{a^2}{\lambda^2 (z_2 + z_3)^2 z_0^2 d_{\text{eff}}^2} \left\{ \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda z_1} \left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0\right)\right] \delta\left[\left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0\right) - \frac{\lambda z_1}{d_{\text{eff}}}\right] \right\}^2, \quad (25)$$

$$I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') = \frac{a^2 \lambda^2}{\lambda'^4 (z_2 + z_3)^2 z_0^2 d_{\text{eff}}^2} \left\{ \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda' z_1} \left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0'\right)\right] \delta\left[\left(x_1 + \frac{z_1}{z_0} x_0'\right) - \frac{\lambda' z_1}{d_{\text{eff}}}\right] \right\}^2. \quad (26)$$

将(24)~(26)式代入(8)式, 经过计算, 得到

$$g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') = \exp\left\{-[2\pi\omega(n-1)]^2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)^2\right\} \exp\left\{\frac{2[2\pi\omega(n-1)]^2}{\lambda\lambda'} \times \left\{\exp\left\{-\left[\frac{z_3(X_1 - X'_1)}{(z_2 + z_3)\zeta}\right]^2 + \left[\frac{z_3(y_1 - y'_1)}{(z_2 + z_3)\zeta}\right]^2\right\} - 1\right\}\right\}, \quad (27)$$

为了使得(18)式有意义,则系数 B 不能恒等于零,根据狄拉克函数的性质,可以得到表达式

$$x_1 + \frac{z_1}{z_0}x_0 = \frac{\lambda z_1}{d_{\text{eff}}} \text{ 和 } x'_1 + \frac{z_1}{z_0}x'_0 = \frac{\lambda' z_1}{d_{\text{eff}}}. \text{ 结合(17)式以及平场光栅的成像性质,则有}$$

$$X_1 - X'_1 = \sec\beta_H \left[\frac{z_1}{d_{\text{eff}}}(\lambda - \lambda') - \frac{z_1}{z_0}(x_0 - x'_0) \right], \quad (28)$$

$$y_1 - y'_1 \approx y_0 - y'_0. \quad (29)$$

进一步将(28)、(29)式代入(27)式,得到

$$g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') \approx \exp\left\{-[2\pi\omega(n-1)]^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)^2 + \frac{2}{\lambda\lambda'}\right]\right\} \exp\left\{\frac{2[2\pi\omega(n-1)]^2}{\lambda\lambda'} \times \exp\left\{\frac{-z_3^2 z_1^2 [\sec(\beta_H)]^2 \left[\frac{(\lambda - \lambda')}{d_{\text{eff}}} - \frac{(x_0 - x'_0)}{z_0}\right]^2 - z_3^2 [y_0 - y'_0]^2}{(z_2 + z_3)^2 \zeta^2}\right\}\right\}. \quad (30)$$

将(25)、(26)和(30)式代入(5)式,经过计算化简,最终得到光强涨落的关联函数^[7]

$$\begin{aligned} \Delta G^{(2)}[(x_2, y_2)_{d_r}, (x_2, y_2)_{d_r}] &= G^{(2)}[(x_2, y_2)_{d_r}, (x_2, y_2)_{d_r}] - \langle I_{d_r}(x_2, y_2; x'_0, y'_0, \lambda') \rangle \langle I_{d_r}(x_2, y_2) \rangle \approx \\ & \frac{k'^2 a^4}{(z_2 + z_3)^4 z_0^4 d_{\text{eff}}^4} \left[\text{sinc}\left(\frac{a}{d_{\text{eff}}}\right) \right]^4 T(x'_0, y'_0, k') \otimes \exp\left\{2[2\pi\omega(n-1)]^2 \times \right. \\ & \left. \exp\left\{-\frac{z_3^2 z_1^2 [\sec(\beta_H)]^2}{(z_2 + z_3)^2 \zeta^2 z_0^2} x_0'^2 - \frac{z_3^2 y_0'^2}{(z_2 + z_3)^2 \zeta^2}\right\} \times \right. \\ & \left. \left\{k'^2 - \frac{2z_3^2 z_1^2 [\sec(\beta_H)]^2}{(z_2 + z_3)^2 \zeta^2 d_{\text{eff}} z_0} k' x'_0\right\} - 3[2\pi\omega(n-1)]^2 k'^2\right\}, \quad (31) \end{aligned}$$

式中 $k = \frac{1}{\lambda}, k' = \frac{1}{\lambda'}$, \otimes 为卷积运算。根据(31)式,目标 $T(x'_0, y'_0, k')$ 的图像可以从预置参考臂和探测物臂之间强度涨落的关联函数 $\Delta G^{(2)}[(x_2, y_2)_{d_r}, (x_2, y_2)_{d_r}]$ 中分离出来,同时预置参考臂时第一成像面 b 上不同位置和波长处的光场传播至探测面时的归一化二阶关联函数 $g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 随位置差 $(\Delta x'_0, \Delta y'_0)$ 和波长差 $\Delta\lambda'$ 的变化情况决定了系统的空间分辨率和光谱分辨率。因此在实验中,可以通过计算关联函数来重建目标物体。

同时,未加入色散模块的系统的归一化二阶关联函数可以表示为^[5]

$$g_{d_r}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda') \approx \exp\left\{-[2\pi\omega(n-1)]^2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)^2\right\} \times \exp\left\{\frac{2[2\pi\omega(n-1)]^2}{\lambda\lambda'} \times \left\{\exp\left\{\frac{-z_3[(x_0 - x'_0)^2 + (y_0 - y'_0)^2]}{(z_2 + z_3)^2 \zeta^2}\right\} - 1\right\}\right\}. \quad (32)$$

根据(30)和(32)式,图3给出了在 $\omega = 2.1 \mu\text{m}, \zeta = 16.75 \mu\text{m}, n = 1.5, d_{\text{eff}} = 4.35 \mu\text{m}, \beta_H = 28.84^\circ, z_0 = 136.67 \text{ mm}, z_1 = 135.27 \text{ mm}, z_2 = 22 \text{ mm}, z_3 = 0.7 \text{ mm}$ 的参数条件下,加入平场光栅后系统的归一化二阶关联函数与未加入色散模块的系统的归一化二阶关联函数之间的对比曲线图。其中图3(a)是新系统的第一成像面 b 上同一波长处的光场传播至探测面时的归一化二阶关联函数随空间位置差 $(\Delta x'_0, \Delta y'_0)$ 的三维变化图,图3(b)是第一成像面 b 上同一位置处的光场传播至探测面时的归一化二阶关联函数随波长差 $\Delta\lambda'$ 的变化曲线,图3(c)和图3(d)分别是第一成像面 b 上同一波长处的光场传播至探测面时的归一化二阶关联函数随着空间位置差 $\Delta x'_0$ 和 $\Delta y'_0$ 的变化曲线图。

根据关联成像中有关分辨率的定义,从图3中可以发现,在相同参数下,加入平场光栅后系统的空间分辨率与原系统相比基本未受影响,而光谱分辨率则大大提高。

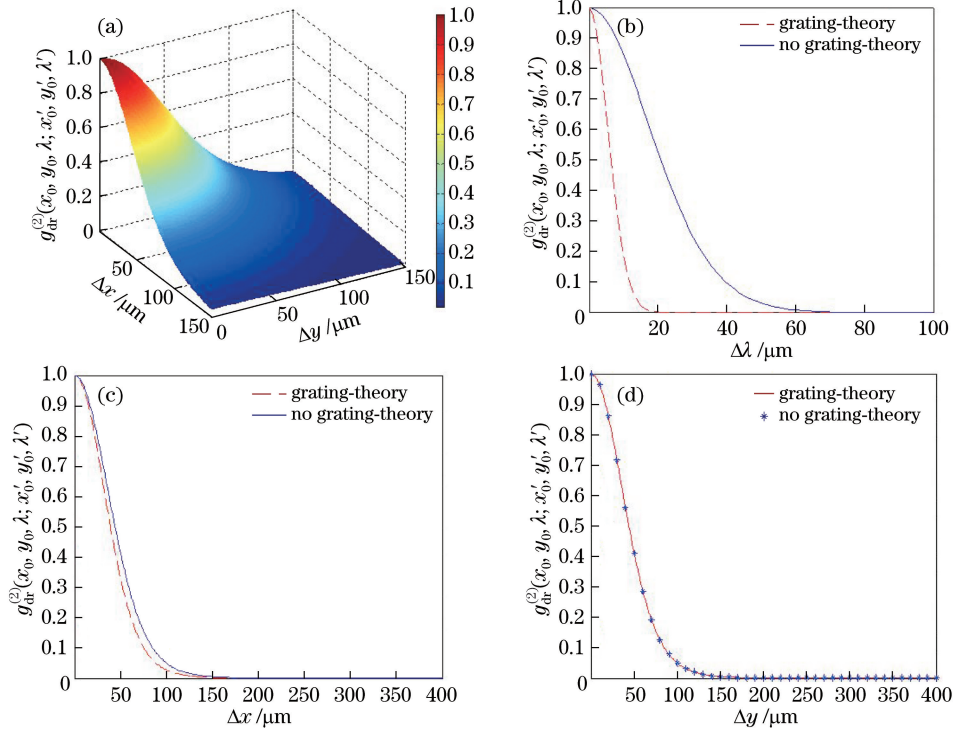


图 3 归一化二阶关联函数和第一成像面上的像元位置以及波长的关系。(a) 不同空间位置处的 $g_{dr}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda'; x'_0, y'_0, \lambda')$ 的三维示意图; (b) 不同波长处的 $g_{dr}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 值; (c) 不同 x_0 处的 $g_{dr}^{(2)}(x_0, y'_0, \lambda'; x'_0, y'_0, \lambda')$ 值; (d) 不同 y_0 处的 $g_{dr}^{(2)}(x'_0, y_0, \lambda'; x'_0, y'_0, \lambda')$ 值

Fig. 3 Relationship between the normalized second-order correlation function and pixels, wavelengths in the first imaging plane.

(a) Three-dimensional stereogram of $g_{dr}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda'; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different spatial positions;

(b) $g_{dr}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different wavelengths; (c) $g_{dr}^{(2)}(x_0, y'_0, \lambda'; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different x_0 values;

(d) $g_{dr}^{(2)}(x'_0, y_0, \lambda'; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different y_0 values

同时,根据系统信噪比的相关定义^[32],即

$$R_{SN} = \frac{\sigma_y}{\sqrt{\bar{y}/G}}, \quad (33)$$

式中 \bar{y} 表示信号的均值, G 为探测器的增益值, σ_y 为信号的涨落, 可以表示为

$$\sigma_y = \sqrt{N \cdot M} \cdot C \cdot \bar{W} = \sqrt{N \cdot M} \cdot C \cdot \frac{\bar{y}}{N \cdot M} = \frac{C \cdot \bar{y}}{\sqrt{N \cdot M}}, \quad (34)$$

式中 N, M 分别为第一成像面的像元数和谱段数, C 为散斑的对比度, \bar{W} 为单个散斑内能量的均方根。将(34)式代入(33)式, 则(33)式可以等价于

$$R_{SN} = \frac{C \cdot \sqrt{\bar{y}G}}{\sqrt{N \cdot M}}. \quad (35)$$

假设探测器像元的饱和能量固定不变, 在探测过程中保证探测器每次都接近饱和能量值, 即保持 \bar{y} 值不变, 同时假设散斑的对比度 C 基本保持不变。若未加入色散模块, 那么由不同谱段形成的散斑场将在探测器面上的同一位置处。从(35)式可以发现, 若探测器上同一位置处的散斑场的谱段数量 M 越多, 则信噪比越低。加入平场光栅后的系统使不同波长的单色点光源产生的散斑场在探测器面上错开一定的距离, 那么(35)式中的 M 减小, 从而提高系统的信噪比。从上述分析可知, 系统的信噪比可以通过决定 M 值的光栅色散系数来实现调控。

3 结果及分析

3.1 实验结果及分析

为了验证理论推导的结果,可以通过实验得到随机测量矩阵 \mathbf{A} , 计算测量矩阵 \mathbf{A} 中不同列之间的关联来得到归一化二阶关联函数 $g_{d_r}^{(2)}$ 随第一成像面上的位置差和波长差的变化情况, 并与理论进行对比。实验光路如图 4 所示, 氙灯光源经过单色仪后产生准单色光, 其波长范围 541~559 nm, 波长间隔 3 nm, 然后通过孔径为 20 μm 的单模光纤的耦合, 在等效物面上形成准单色点光源。选用合肥赛洛测控科技有限公司生产的型号为 GF106 的平场光栅作为色散原件, 其衍射面与平场光栅横截面的夹角 $\beta_H = 28.84^\circ$, 曲率半径 $R = 139.16$ mm, 焦距 $f = 70.00$ mm, 色散系数 $D(\lambda) = 30.03$ nm/mm, 毛玻璃作为空间随机相位调制器, 像素大小为 13 $\mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$ 的 CCD 作为光电探测阵列。第一成像面到光栅横截面的距离 $z_0 = 137.36$ mm, 衍射面上各点到光栅横截面的距离 $z_1 \in (134.03, 136.90)$ mm, 衍射面到空间随机相位调制器的距离 $z_2 = 22$ mm, 空间随机相位调制器到探测面的距离 $z_3 = 0.7$ mm, 其中 $|\lambda - \lambda'| / \lambda \approx 3/550 \ll 1$, $z_3/z_2 \approx 0.7/22 \ll 1$, $(|z_1 - z_1'|/z_1)_{\max} = (|134.03 - 136.90|/134.03) \ll 1$, 满足理论推导的近似条件。通过对等效物面的标定来获得测量矩阵 \mathbf{A} , 如图 5 所示, 将等效物面的视场区域划分成 53×53 个小面元, 按照先横向后纵向的次序依次在每个小面元上放置准单色点光源, 同时探测面的视场区域也划分成多个小面元, 并随机选取其中的 M 个小面元上所探测到的光强值。等效物面上的第 m 个面元出射波长为 λ^k 的准单色点光源, 经过一段距离的传播, 最终在探测面上形成散斑场, 然后经中继镜放大后被探测面上的 M 个探测器所记录。此时, 由 M 个探测器探测到的光强值构成了测量矩阵 \mathbf{A} 的第 m 列元素 $A_m^{\lambda^k} = (A_{1,m}^{\lambda^k}, A_{2,m}^{\lambda^k}, \dots, A_{M,m}^{\lambda^k})^T$ 。按照上述的步骤依次标定不同的谱段, 最终得到测量矩阵

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_{1,1}^{\lambda_1} & \dots & A_{1,53}^{\lambda_1} & A_{1,1}^{\lambda_2} & \dots & A_{1,53}^{\lambda_2} & \dots & \dots & A_{1,1}^{\lambda_k} & \dots & A_{1,53}^{\lambda_k} \\ A_{2,1}^{\lambda_1} & \dots & A_{2,53}^{\lambda_1} & A_{2,1}^{\lambda_2} & \dots & A_{2,53}^{\lambda_2} & \dots & \dots & A_{2,1}^{\lambda_k} & \dots & A_{2,53}^{\lambda_k} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & & & \vdots & & \vdots \\ A_{M,1}^{\lambda_1} & \dots & A_{M,53}^{\lambda_1} & A_{M,1}^{\lambda_2} & \dots & A_{M,53}^{\lambda_2} & \dots & \dots & A_{M,1}^{\lambda_k} & \dots & A_{M,53}^{\lambda_k} \end{pmatrix}, M = 371, k = 7. \quad (36)$$

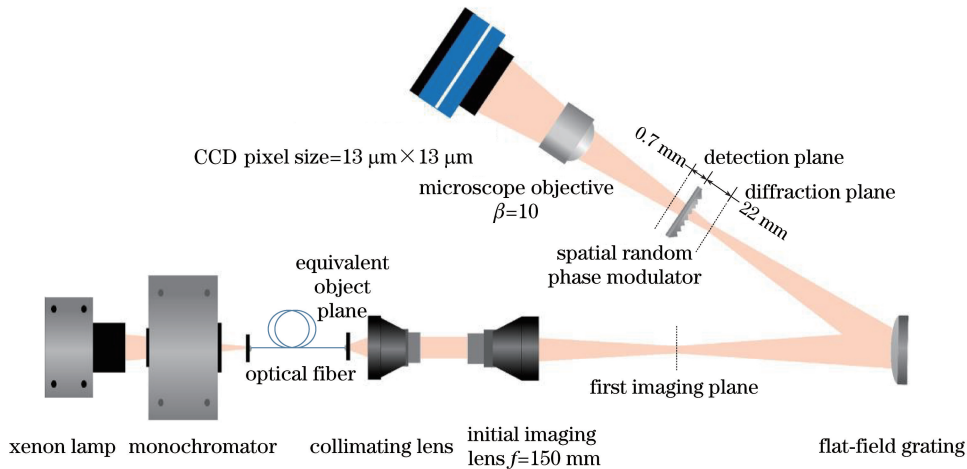


图 4 实验装置图

Fig. 4 Setup of the experiment

根据(30)式可以得到此时系统的归一化二阶关联函数 $g_{d_r}^{(2)}$ 随第一成像面上的不同位置差 $(\Delta x'_0, \Delta y'_0)$ 和波长差 $\Delta \lambda'$ 的变化情况。图 6 给出了理论推导得到的 $g_{d_r}^{(2)}$ 与实验得到的 $g_{d_r}^{(2)}$ 之间的对比曲线图, 其中图 6(a)是第一成像面上同一波长处的光场传播至探测面时的二阶关联函数随空间位置差 $(\Delta x'_0, \Delta y'_0)$ 的三维变化图, 图 6(b)是第一成像面上同一位置处的光场传播至探测面时的归一化二阶关联函数随波长差 $\Delta \lambda'$ 的变化曲线, 图 6(c)和图 6(d)分别是第一成像面上同一波长处的光场传播至探测面时的归一化二阶关联函数随着空间位置差 $\Delta x'_0$ 和 $\Delta y'_0$ 的变化曲线图。从图 6 可以发现, 在误差范围内, 实验结果与理论推导得到的结果基本吻合。

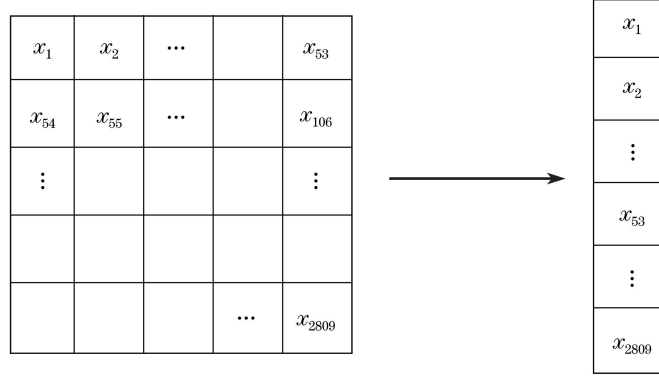


图 5 等效物面的像元

Fig. 5 Pixels in equivalent object plane

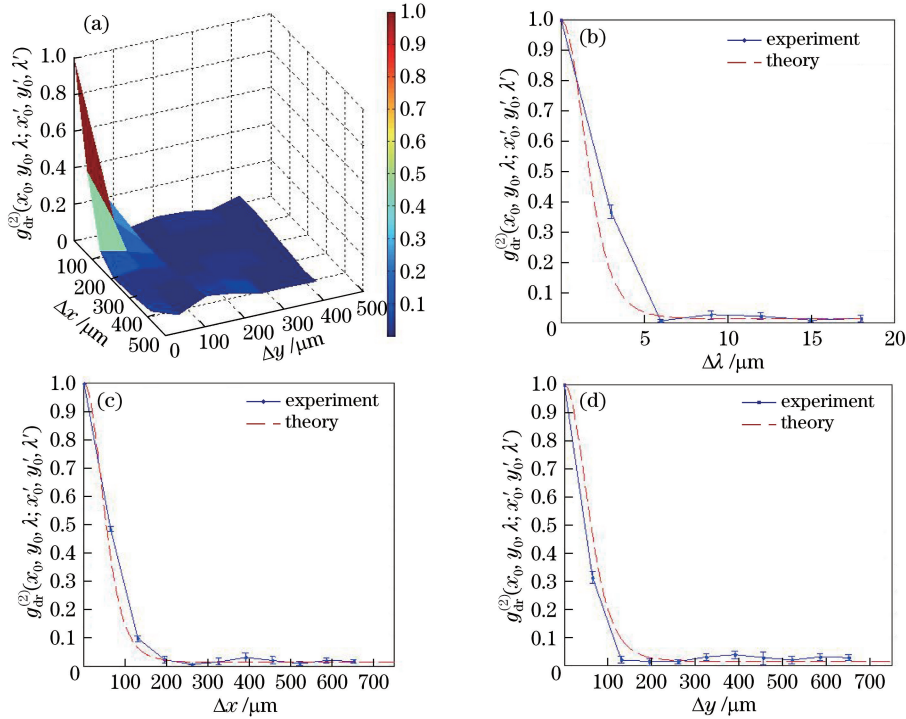


图 6 归一化二阶关联函数和第一成像面上的像元位置以及波长的关系。(a)不同空间位置处的 $g_{dr}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 的三维示意图；(b)不同波长处的 $g_{dr}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 值；(c)不同 x_0 处的 $g_{dr}^{(2)}(x_0, y'_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 值；(d)不同 y_0 处的 $g_{dr}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ 值

Fig. 6 Relationship between the normalized second-order correlation function and pixels, wavelengths in the first imaging plane.

- (a) Three-dimensional stereogram of $g_{dr}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different spatial positions;
- (b) $g_{dr}^{(2)}(x'_0, y'_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different wavelengths; (c) $g_{dr}^{(2)}(x_0, y'_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different pixels x_0 values;
- (d) $g_{dr}^{(2)}(x_0, y_0, \lambda; x'_0, y'_0, \lambda')$ at different pixels y_0 values

3.2 数值模拟结果及分析

通过理论与实验分析,如图 6(b)所示,得出系统的光谱分辨率约为 3 nm。为了验证系统的光谱分辨率以及图像重构效果,数值模拟中采用与实验中实测标定测量矩阵参数范围相同的 541~559 nm 波长范围的谱段,波长间隔为 3 nm,像素大小 53 pixel×53 pixel 的 SIOM 图像作为原始图像 x ,如图 7(a)所示,并且使得 SIOM 四个字母分别透过 541~559 nm 的 7 个谱段,如图 7(b)所示。测量矩阵 A 采用实验标定参考臂得到的真实随机矩阵。在鬼成像中,可以利用光场的关联性并通过相应的关联算法计算得到目标物体,同时鬼成像的信号采样模式与 CS 理论^[12-13]相吻合,因此也可以通过 CS 算法恢复得到目标物体^[33-34],其中参考

臂记录的光强分布作为测量矩阵 \mathbf{A} , 待测目标为 x , 探测臂记录的光强分布作为测量值 y 。于是根据 CS 理论, 可以由 $y = \mathbf{A}x + n$ 模拟得到测量值 y , 其中 n 为均值为 0 的高斯噪声。将信噪比定义为 $R_{SN} = \sigma_y / \sigma_n$, σ_y, σ_n 分别表示信号的标准差和噪声的标准差, 此次数值模拟中选取的信噪比为 10。图 8 给出了在 100% 采样率和 30% 采样率条件下 SIOM 的重构结果, 其中采样率 R_{CR} 定义为测量值的数量与多光谱图像的总像素之间的比值^[22], 与理论推导和实验结果相吻合。而未加入色散模块时系统的光谱分辨率约为 15 nm, 图 9 给出了其在 100% 采样率和 30% 采样率条件下 SIOM 的重构结果。从图 9 中可以发现, 相较于加入色散模块的重构结果, 如图 8 所示, 未加入色散元件时, 15 nm 的波长范围内各个谱段的图像无法分开, 进一步说明加入色散元件后系统的光谱分辨率得到了改善。

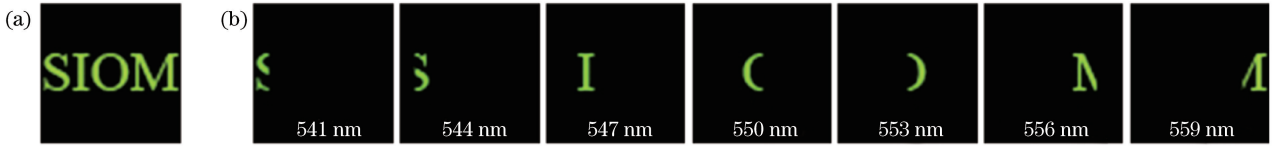


图 7 原始图像。(a) 目标图像; (b) 541~559 nm 的谱段图像

Fig. 7 Original image. (a) Target image; (b) multispectral images of 541-559 nm

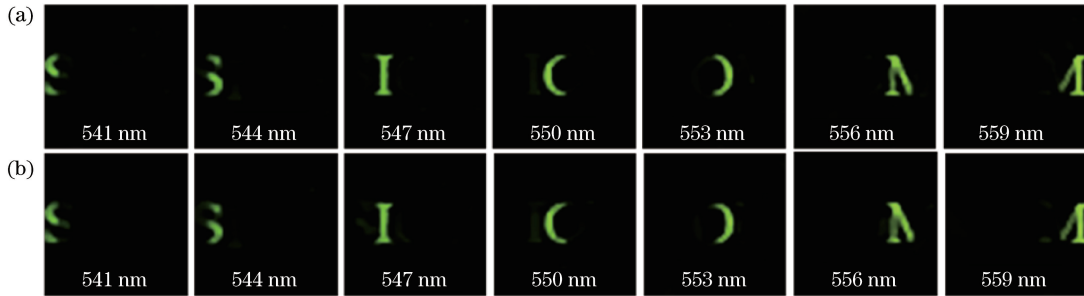


图 8 多谱段的重构结果。(a) $R_{CR} = 100\%$, $R_{SN} = 10$; (b) $R_{CR} = 30\%$, $R_{SN} = 10$

Fig. 8 Multispectral reconstructed results. (a) $R_{CR} = 100\%$, $R_{SN} = 10$; (b) $R_{CR} = 30\%$, $R_{SN} = 10$

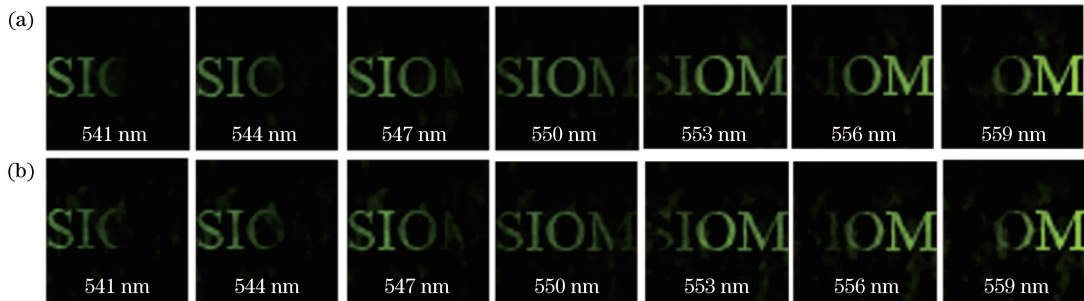


图 9 未加入光栅的系统的多谱段重构结果。(a) $R_{CR} = 100\%$, $R_{SN} = 10$; (b) $R_{CR} = 30\%$, $R_{SN} = 10$

Fig. 9 Multispectral reconstructed results with no grating. (a) $R_{CR} = 100\%$, $R_{SN} = 10$; (b) $R_{CR} = 30\%$, $R_{SN} = 10$

分析上述实验结果可以发现, 与未加入色散模块的系统相比较, 本文系统利用平场光栅来调控光谱信息, 使得系统的光谱分辨率得到了较大的提高, 并且与理论推导的结果吻合。通过数值模拟, 不仅验证了理论推导得到的光谱分辨率值, 而且也说明可以通过实验标定得到的测量矩阵 \mathbf{A} 重构出目标物体, 进一步验证了关于基于平场光栅的 GISC 的方案的可性。

4 结 论

基于平场光栅的稀疏约束 GISC, 提出了一种利用平场光栅的色散成像特性, 将不同波长的光场在空间上错开一定距离并成像在衍射面上的系统方案。相比于原先的 GISC, 新系统可以分别调控空间分辨率和光谱分辨率, 根据推导得到的归一化二阶关联函数以及模拟得到的重构图像表明, 系统的光谱分辨率得到了显著提高, 同时通过选择光栅的不同参数来调控探测器上同一位置处的散斑场的谱段数量 M , 进而实现可控

的信噪比。此外,由于不同波长的光场在空间随机相位调制器前错开一定的距离,为后续根据波长特性设计空间随机相位调制器,进而为优化测量矩阵提供了依据。

参 考 文 献

- [1] Green R O, Eastwood M L, Sarture C M, *et al.* Imaging spectroscopy and the airborne visible/infrared imaging spectrometer (aviris)[J]. *Remote Sensing of Environment*, 1998, 65(3): 227-248.
- [2] Morris H R, Hoyt C C, Treado P J. Imaging spectrometers for fluorescence and raman microscopy: Acousto-optic and liquid crystal tunable filters[J]. *Applied Spectroscopy*, 1994, 48(7): 857-866.
- [3] Lu Minghai, Shen Xia, Han Shensheng. Ghost imaging via compressive sampling based 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.
- [4] Wagadarikar A A, Pitsianis N P, Brady D J, *et al.* Spectral image estimation for coded aperture snapshot spectral imagers[C]. *SPIE*, 2008, 7076: 707602.
- [5] Liu Z T, Tan S Y, Wu J R, *et al.* Spectral camera based on ghost imaging via sparsity constraints[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25718.
- [6] Cheng J, Han S. Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(9): 093903.
- [7] Gatti A, Brambilla E, Bache M, *et al.* Ghost imaging with thermal light: Comparing entanglement and classical correlation[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(9): 093602.
- [8] Welsh S S, Edgar M P, Bowman R, *et al.* Fast full-color computational imaging with single-pixel detectors[J]. *Optics Express*, 2013, 21(20): 23068-23074.
- [9] Bromberg Y, Katz O, Silberberg Y. Ghost imaging with a single detector[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(5): 1744-1747.
- [10] Shapiro J H. Computational ghost imaging[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(6): 061802.
- [11] Jacobs E W, Fisher Y, Boss R D. Image compression: A study of the iterated transform method[J]. *Signal Processing*, 1992, 29(3): 251-263.
- [12] Donoho D L. Compressed sensing[J]. *IEEE Transactions on Information Theory*, 2006, 52(4): 1289-1306.
- [13] Candès E J, Romberg J, Tao T. Robust uncertainty principles: Exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information[J]. *IEEE Transactions on Information Theory*, 2006, 52(2): 489-509.
- [14] Eldar Y C, Kutyniok G. *Compressed sensing: Theory and applications*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2012: 53-56.
- [15] Stern A, Rivenson Y, Javidi B. Single-shot compressive imaging[C]. *SPIE*, 2007, 6778:67780J.
- [16] Fergus R, Torralba A, Freeman W T. Random lens imaging[R]. MIT CSAIL Technical Report, 2006.
- [17] Giglio M, Carpineti M, Vailati A. Space intensity correlations in the near field of the scattered light: A direct measurement of the density correlation function $g(r)$ [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(7): 1416.
- [18] Cerbino R, Peverini L, Potenza M A C, *et al.* X-ray-scattering information obtained from near-field speckle[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(3): 238-243.
- [19] Wu J, Yang J M, Ding Y K, *et al.* Flat field grating spectrograph for soft X-ray laser research[J]. *High Power Laser & Particle Beams*, 2002, 14(4): 489-492.
- [20] Kulakova N K, Mirumyants S O, Bugaenko A G. Characteristics of a concave diffraction grating on which a spherical wave is incident[J]. *Journal of Optical Technology*, 2006, 73(10): 682-686.
- [21] Hayat G S, Flamand J, Lacroix M, *et al.* Designing a new generation of analytical instruments around the new types of holographic diffraction grating[J]. *Optical Engineering*, 1975, 14(5): 420-425.
- [22] Tan Shiyu, Liu Zhentao, Li Enrong, *et al.* Hyperspectral compressed sensing based on prior images constrained[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(8): 0811003.
谭诗语, 刘震涛, 李恩荣, 等. 基于先验图像约束的多光谱压缩感知[J]. *光学学报*, 2015, 35(8): 0811003.
- [23] Goodman J W. *Introduction to fourier optics*[M]. New York: Roberts and Company Publishers, 2005: 154-160.
- [24] Luo Biao, Wen Zhiyu, Wen Zhongquan, *et al.* Design of concave grating for ultraviolet-spectrum[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2012, 32(6): 1717-1721.
罗 彪, 温志渝, 温中泉, 等. 面向微小型紫外光谱仪的凹面光栅模拟与设计[J]. *光谱学与光谱分析*, 2012, 32(6):

- 1717-1721.
- [25] Cheng Chuanfu, Qi Dongping, Liu Deli, *et al.* The computational simulations of the Gaussian correlation random surface and its light-scattering speckle field and the analysis of the intensity probability density[J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, 48(9): 1635-1643.
程传福, 亓东平, 刘德丽, 等. 高斯相关随机表面及其光散射散斑场的模拟产生和光强概率分析[J]. *物理学报*, 1999, 48(9): 1635-1643.
- [26] Palmer C A, Loewen E G. *Diffraction grating handbook*[M]. Ohio: Newport Corporation, 2005: 67-90.
- [27] Lerner J M, Chambers R J, Passereau G. Flat field imaging spectroscopy using aberrati on corrected holographic gratings[C]. *Los Angeles Technical Symposium: International Society for Optics and Photonics*, 1981, 268(12): 122-128.
- [28] Sokolova E. Holographic diffraction gratings for flat-field spectrometers[J]. *Journal of Modern Optics*, 2000, 47(13): 2377-2389.
- [29] Zhou Qian, Zeng Lijiang, Li Lifeng. Numerical simulation and experimental demonstration of error compensation between recording structure and use structure of flat-field holographic concave gratings[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2008, 28(7): 1674-1678.
周 倩, 曾理江, 李立峰. 平场全息凹面光栅制作结构与使用结构之间误差补偿作用的数值模拟与实验验证[J]. *光谱学与光谱分析*, 2008, 28(7), 1674-1678.
- [30] Kong Peng, Tang Yuguo, Bayanheshig, *et al.* Optimization of broad-band flat-field holographic concave grating without astigmatism[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2012, 32(2): 565-569.
孔 鹏, 唐玉国, 巴音贺希格, 等. 零像散宽波段平场全息凹面光栅的优化设计[J]. *光谱学与光谱分析*, 2012, 32(2): 565-569.
- [31] Kong Peng. The research on design methods and key fabricating technologies of flat-field holographic concave grating[D]. Changchun: Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, 2011: 23-63.
孔 鹏. 平场全息凹面光栅设计方法及制作关键技术研究[D]. 长春: 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 2011: 23-63.
- [32] Wu Jianrong, Shen Xia, Yu Hong, *et al.* Snapshot compressive imaging by phase modulation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(10): 1011005.
吴建荣, 沈 夏, 喻 虹, 等. 基于相位调制的单次曝光压缩感知成像[J]. *光学学报*, 2014, 34(10): 1011005.
- [33] Katz O, Bromberg Y, Silberberg Y. Compressive ghost imaging[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(13): 131110.
- [34] Gong W L, Han S S. Super-resolution ghost imaging via compressive sampling reconstruction[J]. *Physics*, 2009.