

一种对分离星点目标清晰成像的方法*

焦林鑫^{1,2,3} 李常伟^{1,2} 李邦明^{1,2†} 张思炯^{1,2}

(1 中国科学院国家天文台南京天文光学技术研究所 南京 210042)

(2 中国科学院天文光学技术重点实验室 南京 210042)

(3 中国科学院大学 北京 100049)

摘要 提出了一种能克服大气湍流影响、对点目标清晰成像的方法,并将该方法成功应用到对分离星点组成的天文目标的模拟成像实验中.首先,在望远镜像面利用视场光阑选中单个星点目标,利用类Ptychography方法恢复出星点像场的频谱信息;其次,由于大气湍流的高斯随机特性,所选单星目标的频谱估计值可以通过叠加一系列在不同大气湍流下所恢复的频谱场而得到;然后,通过对单星目标的频谱估计做逆傅里叶变换得到该星点目标的清晰图像;最后,通过拼接每个单星目标的清晰成像得到分离星点组成的天文目标的清晰成像.模拟实验结果表明,该方法简单、高效、抗噪声能力强.

关键词 大气效应, 方法: 数值, 技术: 图像处理, 恒星: 成像

中图分类号: P111; **文献标识码:** A

1 引言

光在大气中传播时,受大气湍流影响,其波前会因大气折射率的变化而发生畸变,波前畸变限制了望远镜光学系统的分辨能力,严重降低了光学系统的成像质量.为了解决这个问题,近年来众多学者提出了诸多克服大气湍流扰动影响的方法,主要有自适应光学^[1]、散斑成像^[2]、相位恢复和相位差法^[3-5],以及点扩散函数重构^[6]等等,其中,自适应光学方法能够实时校正大气湍流所引起的像差,但需要一系列价格昂贵的精密光学元器件,比如波前传感器、波前校正器等.散斑成像方法可以从一系列目标物体的短曝光图像中得到目标物体的频谱幅值,目标物体频谱的相位信息则可以经多种方法获取,相位恢复法便是其中之一.除散斑成像方法外,众多干涉技术比如散斑干涉仪、强度干涉仪,虽然可以在大气扰动条件下获得目标物体频谱的模值信息,但却不能测量频谱的相位信息.相位恢复方法可以利用干涉仪等测得的频谱模值信息,经相应的迭代算法,准确地恢复目标物体频谱的相位信息,在目标物体频谱的幅值和相位均得到的前提下重构目标物体.相位差法可以从一系列某种已知信息(如焦面图像、离焦图像,或者是在不同波长下的成像信息)中恢复出目标物体;并且还可以用于波前传感,其在恢复目标物体的

2017-01-16收到原稿, 2017-02-24收到修改稿

*国家自然科学基金项目(11373048、11573047),中国科学院国家天文台南京天文光学技术研究所优秀青年人才领域前沿项目(Y4Y0071000)资助

†bmli@niaot.ac.cn

同时, 估计出成像系统光瞳面的像差信息. 点扩散函数重构方法是利用经自适应光学系统得到的波前相关数据去估计成像系统的点扩散函数, 再利用图像重建技术去进一步改善自适应光学系统所得图像的质量. 由于仍需要波前传感器测得的波前数据作为输入, 点扩散函数重构可以视作对自适应光学技术的补充. 与自适应光学技术利用硬件实现实时校正大气的功能不同, 散斑成像、相位恢复、相位差法和点扩散函数重构等方法更偏向于基于某些光学原理的图像处理技术, 都是利用算法重建目标物体清晰图像的方法.

本文提出了一种利用多幅短曝光图像恢复点目标清晰像的方法, 并将该方法成功应用到对分离星点组成的天文目标的模拟成像实验中. 该方法实施的具体步骤可归纳为:

- (1) 利用可移动视场光阑在望远镜的像面选择目标星点;
- (2) 利用类Ptychography方法恢复多幅不同大气扰动条件下目标星点像场的频谱;
- (3) 将一系列在不同大气湍流影响下恢复的频谱场相加得到目标星点的频谱估计值;
- (4) 通过对目标星点的频谱估计值做逆傅里叶变换, 从而重建目标星点的清晰图像.

与自适应光学相比, 本文所提出的方法光学结构简单, 易于实现; 与散斑成像相比, 该方法能直接获得目标物体频谱估计, 而不需要额外相位恢复技术恢复丢失的频谱相位信息; 与相位差法相比, 该方法不存在双光路光轴校准的问题, 算法的时间消耗也降低很多. 但该方法目前只能针对以点源目标为基础的天文目标, 存在一定的局限性.

2 基本原理及数学模型

2.1 光路结构

图1为成像系统的光路结构. 在望远镜的像面位置后方连接了一套4f系统. 为保证准单色光成像, 在透镜L1后放置了一块窄带滤波片. 在紧靠频谱面位置, 设置了一个高速电子光圈用于形成两种不同孔径的光阑. 光圈在状态1下的孔径大小与透镜L1的全孔径大小一致. 当光圈经控制驱动时, 快速切换到状态2, 此时光圈孔径大小为透镜L1全孔径大小的80%. 光圈两种状态的示意图见图1右侧. 经电子光圈调制的强度图样被一台高速高灵敏度的探测器记录, 光圈在两种状态下所记录的强度图样将用于恢复频谱面处的光场信息. 除此之外, 在望远镜的像面处放置了一个可移动的视场光阑, 用于保证只有单个星点被选择进入后续4f系统成像. 选择单个星点是为了满足光场恢复所需要的空间相干条件.

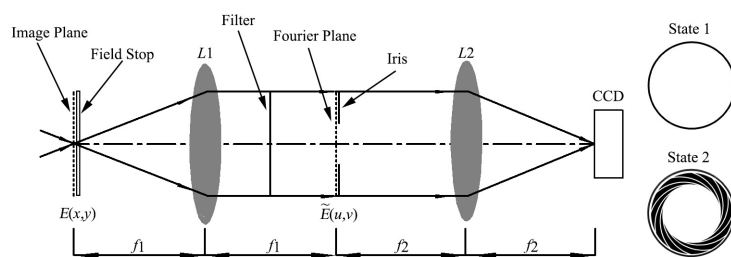


图1 系统光路结构图. 图片右侧为光圈两个状态的示意图. $L1$, $L2$ 为透镜; $f1$, $f2$ 为焦距. 其他变量定义见2.2节.

Fig.1 Schematic of the optical layout of the proposed method. On the right side there are the diagrams of the two aperture setups of the iris. $L1$ and $L2$ are lenses; $f1$ and $f2$ are focal lengths. Other variables in the figure are defined in section 2.2.

2.2 基本原理

根据相干成像理论^[7], 像面处的光场 $E(x, y)$ 如图1所示, 可以表示为:

$$E(x, y) = E_o(x_o, y_o) \otimes h(x, y), \quad (1)$$

其中 $E_o(x_o, y_o)$ 为物面光场分布, $h(x, y)$ 为受大气湍流影响下望远镜的相干脉冲响应, (x, y) 为望远镜像面坐标, (x_o, y_o) 为物面坐标, $\otimes$ 表示卷积运算. 考虑到透镜的傅里叶变换性质, 频谱面处的光场 $\tilde{E}(u, v)$ 可表示为:

$$\tilde{E}(u, v) = \tilde{E}_o(u, v) \tilde{P}(u, v), \quad (2)$$

其中 $\tilde{E}_o(u, v)$ 为物场的傅里叶变换, $\tilde{P}(u, v)$ 为广义光瞳函数, (u, v) 为频谱面坐标. $\tilde{E}(u, v)$ 可经类Ptychography方法恢复得到(见2.3节). 下文将首先讨论本文提出的克服大气湍流影响, 并从一系列恢复频谱场中获得目标物体频谱估计的原理.

将复数场 $\tilde{E}_o(u, v)$ 、 $\tilde{P}(u, v)$ 写成复指数形式, 即表示为 $A(u, v) \exp[i\varphi_A(u, v)]$ 和 $B(u, v) \exp[i\varphi_B(u, v)]$. 需要说明的是, $A(u, v)$ 和 $\varphi_A(u, v)$ 分别为目标物体频谱 $\tilde{E}_o(u, v)$ 的振幅和相位; $B(u, v)$ 即为望远镜的广义光瞳函数, $\varphi_B(u, v)$ 即为大气湍流在望远镜瞳面处引入的像差. 因此, (2)式可以写为:

$$\tilde{E}(u, v) = A(u, v) \exp[i\varphi_A(u, v)] B(u, v) \exp[i\varphi_B(u, v)], \quad (3)$$

上式表明: 在成像过程中, 目标物体的频谱总是受到大气湍流的影响, 最终导致成像质量的严重下降.

根据Komogrove的局部各向同性理论, 当平面光波通过高度为 h 处的一薄层大气湍流层后, 大气湍流引起的相位变化与大气折射率分布之间的关系可以表示为:

$$\phi_h(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_h^{h+\delta h} n(\mathbf{r}, z) dz, \quad (4)$$

其中 δh 是大气湍流层厚度, $\mathbf{r} = (x, y)$ 表示水平坐标向量. 由于相位 $\phi_h(\mathbf{r})$ 是折射率 $n(\mathbf{r}, z)$ 随传播路径的积分与波矢的乘积, 根据中心极限定律, 从而有 $\phi_h(\mathbf{r})$ 的统计特性是近似服从高斯分布的^[8-9]. 根据(3)式, 一系列不同大气扰动条件下频谱场的 $E_{\text{sum}}(u, v)$ 可以表示为:

$$E_{\text{sum}}(u, v) = A(u, v) \exp[i\varphi_A(u, v)] B(u, v) \sum_{k=1}^n \exp[i\varphi_B^k(u, v)], \quad (5)$$

其中 k 表示第 k 幅频谱场的序号, n 为叠加频谱场的数量. 假设 $\sum_{k=1}^n \exp[i\varphi_B^k(u, v)] = M(u, v) \exp[i\varphi_M(u, v)]$, 其中 $M(u, v)$ 和 $\varphi_M(u, v)$ 分别表示 $\sum_{k=1}^n \exp[i\varphi_B^k(u, v)]$ 的振幅和相位. 当 $n \rightarrow \infty$, 考虑到 $\varphi_B(u, v)$ 的高斯分布特性, 可以得出 $\varphi_M(u, v) \approx 0$, 而 $M(u, v) \neq 0$. 考察 $M(u, v)$ 值分布的变化情况, 即变异系数 cv_M , 可表示为^[10]:

$$cv_M = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}[\exp(\sigma_{\varphi_B}^2) + \exp(-\sigma_{\varphi_B}^2)] - 1}{n}}, \quad (6)$$

其中 $\sigma_{\varphi_B}^2$ 是 $\varphi_B(u, v)$ 的方差. 一般情况下, σ_{φ_B} 是有限大小的, 所以当 $n \rightarrow \infty$ 时, 有 $cv_M \rightarrow 0$, 即 $M(u, v)$ 的值分布变化很小. 从而当叠加的频谱场数量较大时, $M(u, v)$ 可以视作一个常数, 将其表示为 $\bar{M}$. 因此, (5)式可近似表达为:

$$E_{\text{sum}}(u, v) \approx \bar{M}B(u, v)A(u, v)\exp[i\varphi_A(u, v)]. \quad (7)$$

(7)式即为目标物体频谱与一个常数的乘积. 最后目标物体的恢复像 $I_o(x, y)$ 可以表示为:

$$I_o(x, y) = |\mathcal{F}^{-1}\{E_{\text{sum}}(u, v)\}|^2, \quad (8)$$

其中 $\mathcal{F}^{-1}$ 表示逆傅里叶变换.

2.3 频谱面光场的恢复

如上所述, 大气湍流对目标物体成像的影响可以通过叠加一系列在不同大气湍流扰动下恢复的频谱场而有效克服. 但频谱面处的光场分布或者光场的相位是不能直接测量的, 本节将讨论频谱场 $\tilde{E}(u, v)$ 的恢复方法.

Ptychography法^[11-12]是相干衍射成像领域一种非常有效的光场恢复方法, 它利用经特定方法记录的强度图样去恢复目标光场的相位信息. 然而, 这种方法是十分耗时的. 考虑到大气湍流的快速变化, 这种方法并不能直接应用于天文领域. 为此, 本文提出了一种Ptychography方法用于恢复频谱面处的光场分布. 紧靠频谱面后方设置的高速电子光圈(如图1)替代了传统Ptychography中使用的交叠孔径. 光圈在两种工作状态下, 探测器各记录一幅强度图样. 另外, 为了保证两幅图样记录时所对应的近似为同一大气湍流, 即两幅图样的采集时间间隔应在大气相干时间之内, 根据大气湍流的强度不同, 大气相干时间通常在0.001-0.01 s之间, 因而系统所采用的电子光圈的响应时间需足够短.

根据采集到的两幅强度图样, 利用Ptychography迭代算法(PIE)^[13]就可以恢复出频谱面处的光场分布. 算法的流程图如图2所示, 在第 k 次迭代, 设频谱场 $\tilde{E}(u, v)$ 的估计值为 $g_k(u, v)$, 电子光圈在两种状态下所对应的光瞳函数分别为 $P_1(u, v)$ 和 $P_2(u, v)$, 探测器所记录的两幅图样分别为 $I_1(x', y')$ 和 $I_2(x', y')$, 其中 (x', y') 为探测器平面的坐标. PIE算法的数学表达式为:

$$h_n(u, v) = g_k(u, v)P_n(u, v), \quad (9a)$$

$$H_n(x', y') = |H_n(x', y')| \exp[i\phi_n(x', y')] = \mathcal{F}\{h_n(u, v)\}, \quad (9b)$$

$$H'_n(x', y') = \sqrt{I_n(x', y')} \exp[i\phi_n(x', y')], \quad (9c)$$

$$h'_n(u, v) = \mathcal{F}^{-1}\{H'_n(x', y')\}, \quad (9d)$$

$$g_{k+1}(u, v) = g_k(u, v) + \frac{P_n(u, v)}{\max|P_n(u, v)|} \times \frac{P_n^*(u, v)}{|P_n^*(u, v)|^2 + \alpha} \beta [h'_n(u, v) - h_n(u, v)], \quad (9e)$$

其中 $n=1$ 或 2 , $h_n(u, v)$ 为透过光圈后的光场分布, $H_n(x', y')$ 为 $h_n(u, v)$ 的傅里叶变换, $H'_n(x', y')$ 为经测量数据更新后的频谱值, $h'_n(u, v)$ 为 $H'_n(x', y')$ 的逆傅里叶变换, $g_{k+1}(u, v)$ 为经迭代算法更新后的光场估计值. α 、 β 都是在0到1之间的常数, α 用于

防止当分母为零时造成运算错误, β 是与算法收敛速度相关的参数, *表示复共轭. 在本文选取的迭代终止条件是迭代满足一定次数.

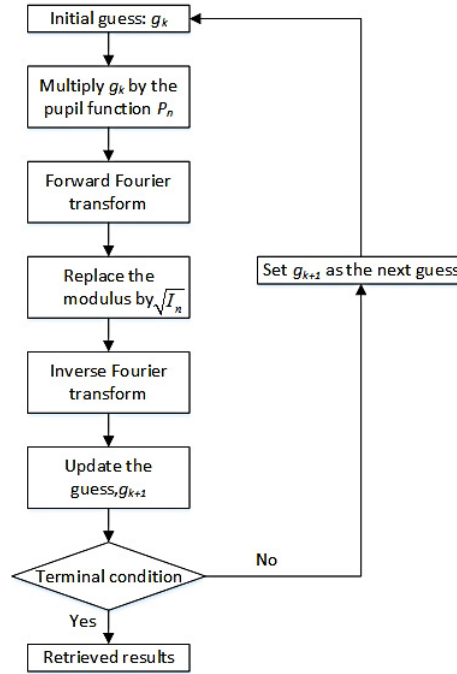


图2 基于PIE的光场恢复算法流程图

Fig. 2 Flow chart of the field retrieve algorithm based on PIE

3 单星成像实验结果及分析

本节利用模拟实验验证算法对单星目标成像的有效性. 在模拟实验中, 望远镜的出瞳直径为2 m, 望远镜的出瞳到像面之间的距离为16 m, 探测器相机的CCD尺寸为1 mm×1 mm, 分辨率为250 × 250 pixels. 窄带滤光片的中心波长为520 nm. 实验时, 模拟生成了100幅服从高斯分布的大气相位屏用于扰动光场分布, 大气相位屏的相干长度~100 mm.

3.1 频谱场的恢复

这里采用高斯光斑模拟单星目标, 如图3 (a)所示. 模拟星点受大气湍流影响的成像结果见图3 (b). 假定理论上频谱面处的光场为 $E_{th}(u, v) = |E_{th}(u, v)| \exp[i\phi_{th}(u, v)]$, 而实际经算法恢复的频谱场为 $E_{re}(u, v) = |E_{re}(u, v)| \exp[i\phi_{re}(u, v)]$. 一般而言, 算法的性能是通过比较光场幅值 $|E_{th}(u, v)|$ 和 $|E_{re}(u, v)|$ 、光场相位 $\phi_{th}(u, v)$ 和 $\phi_{re}(u, v)$ 之间的差异来评价. 然而, 由于相位恢复中的 2π 不确定性, 直接比较光场相位的理论值和恢复值是比较困难的. 考虑到频谱光场的逆傅里叶变换即为像面处的光场分布, 因此本文所采用评价方式是比较理论像面的图样分布 $|\mathcal{F}^{-1}\{E_{th}(u, v)\}|^2$ 与恢复像面的图样分布 $|\mathcal{F}^{-1}\{E_{re}(u, v)\}|^2$ 之间的差异, 如图3 (b)、(c)所示. 在图3 (d)中显示了归一化 $|\mathcal{F}^{-1}\{E_{th}(u, v)\}|^2$ 和 $|\mathcal{F}^{-1}\{E_{re}(u, v)\}|^2$ 的差异分布, 可以看到二者之间的差异很小, 表

明了频谱场恢复算法的有效性. 在恢复算法中使用的两个参数的值分别为 $\alpha = 0.001$ 、 $\beta = 0.2$, 迭代次数为10, 算法时间消耗非常低.

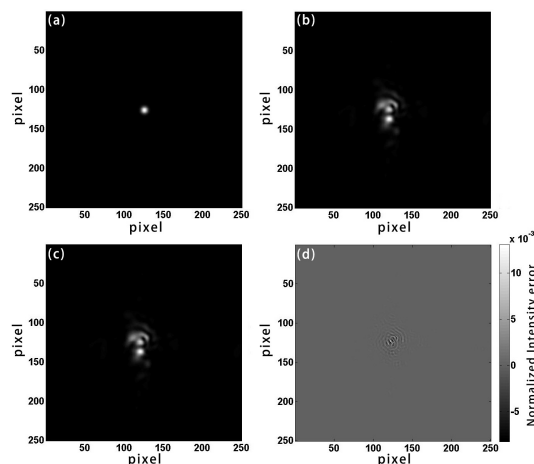


图3 频谱场恢复结果图. (a)模拟单星目标; (b)理论像; (c)恢复像; (d)归一化模拟像和恢复像之间差异分布

Fig.3 Results of the retrieval of the Fourier field. (a) Simulated star; (b) Theoretical image; (c) Retrieved image; (d) The difference between the normalized simulated and the retrieved images

3.2 单星的成像及结果分析

在模拟实验中, 生成了100幅近似服从高斯分布的大气相位屏用于模拟望远镜对单星的成像结果, 相应地, 也将得到100幅不同的频谱场用于叠加. 理论上, 如2.2节所述, 叠加的频谱场的数量越多, 则克服大气湍流造成影响的效果越好. 为此比较了叠加不同数量的频谱场后目标物体的恢复结果, 图4中的4幅图像分别对应叠加10、50、100、200幅频谱场后, 对目标星点的恢复图像. 当叠加数量较少时, 恢复图像中仍包含较为明显的扰动信息; 叠加数量为50幅时, 恢复结果明显改善; 叠加数量为100幅时, 星点周围的光晕更为均匀, 尺寸进一步减小; 叠加数量达到200幅时, 虽然光晕尺寸仍有减小, 但已不明显. 这一现象应与大气近似服从高斯分布而非严格服从有关. 而在恢复星点位置精度方面, 除图4 (a)外, 其余3幅星点的最大值位置均与原图一致. 基于此, 在下文叙述的模拟实验中, 均采用叠加100幅频谱场.

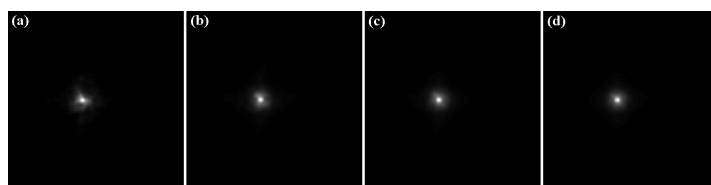


图4 叠加不同数量频谱场, 目标物体恢复结果比较. (a)叠加10幅; (b)叠加50幅; (c)叠加100幅; (d)叠加200幅

Fig.4 The comparison of the retrieved results with adding different quantities of the Fourier fields. (a) 10 frames added; (b) 50 frames added; (c) 100 frames added; (d) 200 frames added

此外, 为了测试本文提出方法的抗噪性能, 在探测器所采集的强度图样中还加入了不同强度的高斯噪声和泊松噪声, 其中高斯噪声的强度定义与文献[14]一致, 即高斯噪声

的标准差等于强度图样最大值的某一百分比. 图5显示了加入噪声后的强度图样和与之对应的点目标恢复图像. 在图5 (a)和(b)中, 高斯噪声的标准差所占强度图样最大值的百分比分别为10%和5%. 在图5 (c)中, 除了加入标准差所占百分比为5%的高斯噪声, 还添加了泊松噪声以更好地检验算法的有效性. 图5 (d)是无噪声情形. 可以看到, 在图5下半部分, 大气湍流对点目标的成像影响基本被消除. 与图5 (h)中无噪声条件下的恢复结果相比, 在不同噪声条件下的恢复结果基本与之相同. 除此之外, 随着噪声标准差的逐渐降低, 图5 (e)中点目标恢复像中心所呈现的干扰条纹也逐渐消失. 模拟实验结果表明了本文所提出方法的有效性以及良好的抗噪性能.

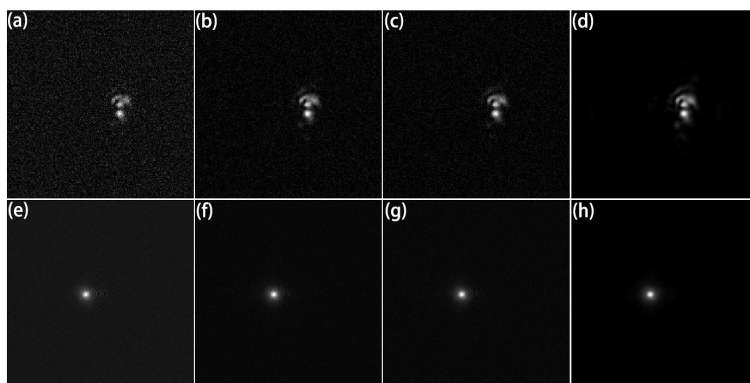


图5 单星目标在不同噪声条件下的恢复结果. (a)–(d)模拟噪声图像: 高斯噪声的标准差分别为强度图样最大值10%、5%、5%和0, 并在(c)中加入了泊松噪声; (e)–(h)对应重建图像

Fig. 5 Recovered results of a single star under different strengths of noise. (a)–(d) Simulated noisy images: the standard deviations of Gaussian noise are 10%, 5%, 5%, and 0 of the maximum intensity of the recorded distribution, respectively, and the Poisson noise is added in panel (c); (e)–(h) Corresponding recovered images

4 分离星点目标的成像

本节介绍应用本文所提出的方法对分离星点目标的成像过程及结果分析, 图6为对模拟天文目标成像的流程图. 模拟天文目标包含3个分离星点, 分别标记为Star 1、Star 2和Star 3, 见图6 (a). 这里“分离”是指相邻两个星点的像在望远镜像面不交叠. 对模拟目标的成像过程可概括为: 首先利用可动视场光阑选定Star 1, 然后利用本文提出的方法获得Star 1的清晰像; 再选择Star 2, 获得Star 2的清晰像; 重复这一过程, 直至获得所有星点的清晰像; 最后, 将所有星点的恢复图像合成在一起, 从而得到分离星点目标的清晰图像.

图7分别列出了原目标物体、模拟像面图像和利用上述方法获得的目标恢复图像. 相比于图7 (b)中受到大气湍流影响的模拟像面图像, 图7 (c)的成像质量明显改善, 恢复像的星点与原目标星点非常接近. 图8绘制了Star 1的纵向轮廓曲线和Star 2的横向轮廓曲线. 对于Star 1, 其像面上的轮廓曲线的半高宽为26像素, 而在图8 (a)中恢复像上的轮廓曲线的半高宽只有8像素. 在图8 (b)中可以看到, 恢复像和原目标物体的半高宽基本一致. 类似地, 对于Star 2, 像面图像和恢复像的半高宽分别为10像素和5像素. 并且, 恢

复星点像的中心位置与原始目标的中心位置基本一致, 恢复图像有着较好的准确性.

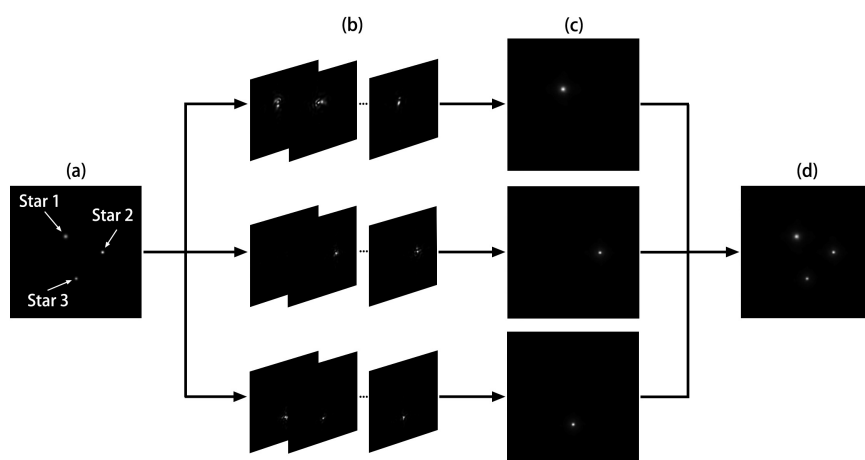


图 6 分离星点目标成像流程示意图. (a)模拟天文目标; (b)经视场光阑选中的每颗星的像面图像; (c)每颗星的恢复图像; (d)模拟目标的合成图像

Fig. 6 Flow chart of the imaging process of separated stars. (a) Simulated astronomical targets; (b) Images of each star selected by the field stop; (c) Recovered image of each star; (d) Synthesized image of the simulated targets

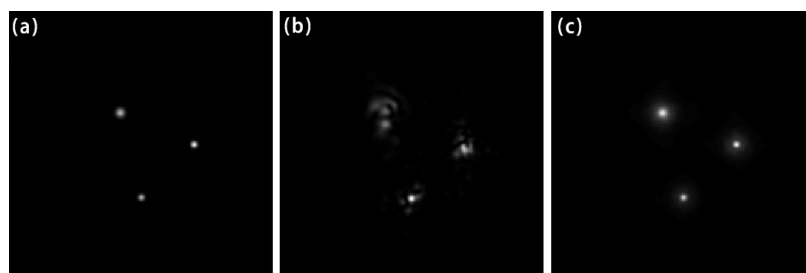


图 7 分离星点目标成像结果. (a)原目标物体; (b)受大气湍流影响像面图; (c)经本文方法重建的图像

Fig. 7 Imaging results of separated stars. (a) Original targets; (b) Image affected by atmospheric turbulence; (c) Image recovered by the proposed method

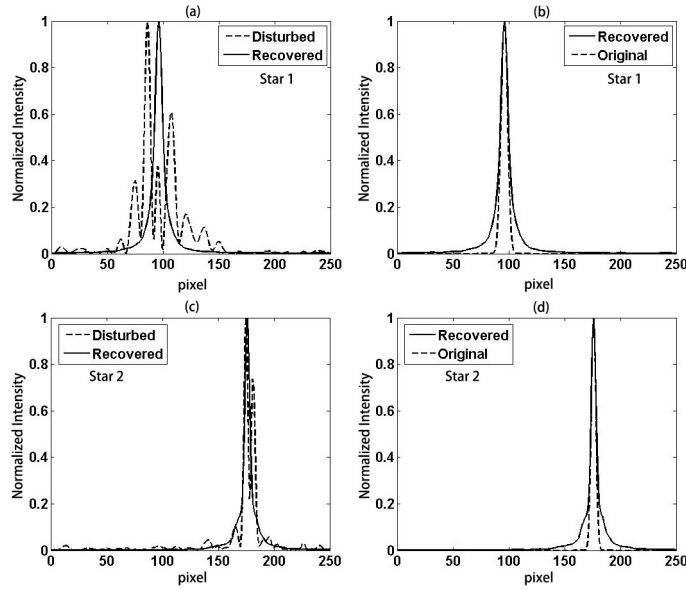


图8 Star 1和Star 2的轮廓曲线图. (a)–(b) Star 1的纵向轮廓曲线图; (c)–(d) Star 2的横向轮廓曲线图

Fig.8 Profiles of Star 1 and Star 2. (a)–(b) Longitudinal-axis profiles for Star 1; (c)–(d) Horizontal-axis profiles for Star 2

5 总结

本文提出了一种能克服大气湍流扰动、对点目标清晰成像的方法,并将该方法成功应用到对分离星点组成的天文目标的模拟成像实验中.一方面,本文提出了适用于大气湍流快速变化情况下的光场恢复方法,并将其应用于频谱光场信息的恢复;另一方面,考虑到大气的高斯分布特性,提出了通过叠加多幅不同大气湍流条件下恢复的频谱场获得目标频谱估计的方法.模拟实验测试了该方法的有效性、抗噪性能及时间消耗,并且模拟了该方法对包含3个分离星点的目标的成像.实验结果表明:光场恢复算法有着较好的恢复效果;相比于受大气扰动的像面图像,恢复图像的质量有着较大的改善,对星点位置的还原也有着较好的准确性;噪声测试表明该方法具有较好的抗噪性能.与其他基于图像处理的重建算法相比,该方法具有光学结构简单、算法处理速度快、重建图像像质改善明显的特点.然而,受限于光场恢复算法是在相干条件下得到的,目前方法仅能用于以点目标为基本单元的天文目标的清晰成像,后续研究将针对这一不足进行,以扩大算法的使用范围.

参 考 文 献

- [1] Tyson R K. Introduction to Adaptive Optics. Bellingham: SPIE press, 2000: 1-109
- [2] Bates R H T. PhR, 1982, 90: 203
- [3] Gonsalves R A. OptEn, 1982, 21: 829
- [4] Fienup J R. OptEn, 1979, 18: 529
- [5] Löfdahl M G, Scharmer G B. A&AS, 1994, 107: 243
- [6] Véran J P, Rigaut F, Maître H, et al. JOSAA, 1997, 14: 3057
- [7] Goodman J W. Introduction to Fourier Optics. Greenwood Village: Roberts and Company Publishers, 2005: 128-144
- [8] Charnotskii M. JOSAA, 2013, 30: 479
- [9] Glindemann A, Hippler S, Berkefeld T, et al. ExA, 2000, 10: 5
- [10] Goodman J W. Speckle Phenomena in Optics. Greenwood Village: Roberts and Company Publishers, 2007: 7-17
- [11] Rodenburg J M. Advances in Imaging and Electron Physics, 2008, 150: 87
- [12] Rodenburg J M, Faulkner H M L. ApPhL, 2004, 85: 4795
- [13] Faulkner H M L, Rodenburg J M. PhRvL, 2004, 93: 023903
- [14] Zhang Z, Chen Z, Rehman S, et al. OExpr, 2013, 21: 5759

A Method of Sharp Imaging for Separated Stars

JIAO Lin-xin^{1,2,3} LI Chang-wei^{1,2} LI Bang-ming^{1,2} ZHANG Si-jiong^{1,2}

(1 *Nanjing Institute of Astronomical Optics & Technology, National Astronomical Observatories,
Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210042*)

(2 *Key Laboratory of Astronomical Optics & Technology, Nanjing Institute of Astronomical Optics &
Technology, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210042*)

(3 *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)

ABSTRACT The image quality of the telescope deteriorates seriously owing to the existence of atmospheric turbulence. In this paper, a digital method for sharpening the imaging of a point target is proposed, and applied to image the astronomical targets comprised of separated stars. Firstly, when one star is selected by a moveable field stop in the image plane of the telescope, the Fourier field of its image is retrieved by a Ptychography-like method. Secondly, due to the Gaussian randomness of atmospheric turbulence, an estimate of the Fourier spectrum of the selected star is obtained by adding up a series of retrieved Fourier fields under different atmospheric turbulences. Then a sharp image of the star is got by taking the inverse Fourier transform of the estimated spectrum. Finally, through synthesizing all acquired images of these separated stars, a sharp image of the astronomical target is obtained. Numerical experiments show that the proposed method is simple, efficient, and noise resistant.

Key words atmospheric effects, methods: numerical, techniques: image processing, stars: imaging