

# 用解卷积方法做波前修正的研究

测试计量技术及仪器专业

研究生：周国斌 指导老师：周肇飞

光波在大气中传播，会受到大气湍流扰动、密度不均等因素的影响，大气湍流造成空气折射率的随机变化而导致光波的强度和相位的随机起伏，结果出现光前闪烁、波前畸变等现象，从而降低了被测目标的精度。

经过长期的研究，发现大气扰动是影响大尺寸光电测量精度的主要因素之一。本课题（属国家自然科学基金项目）将自适应光学技术引入大尺寸测量领域，利用该系统可以减小和消除大气扰动对大尺寸测量的影响，提高测量精度。

本系统是采用解卷积式自适应光学原理。结合了波前探测技术和解卷积图像复原技术。在结构上，该系统主要分为三个组成部分：成像系统、波前传感器和数字图像处理系统。高速 CCD 器件和光学镜头组成了成像系统，用来采集原始图像；波前传感器用来探测光波波前畸变，系统中采用的是自适应光学中常用的哈特曼—夏克波前传感器；数字图像处理用来进行解卷积图像复原运算，其工作原理如下：首先，系统采用哈特曼—夏克波前传感器对测量光束进行探测，测量光束受到空气扰动，其畸变会反映到波前传感器探测到的波前信息上。运用 Zernike 模式波前复原算法来重构波前相位，最终得到系统的瞬时光学传递函数。最后运用 Matlab 7.0 来编程实现一幅具体的畸变图像的解卷积恢复。通过处理结果可知，基于波前探测的图像解卷积事后处理能够有效地对畸变目标图像进行恢复。

本文首先分析了光波在大气中的传输理论和大气成像的数学模型以及 Zernike 多项式模式波前重构算法的实现过程，从理论上论证了解卷积式自适应光学的工作原理，然后介绍了本系统的硬件和软件设计，最后介绍了实验结果，

并且对实验结果作了分析。

在点光源的条件下，对本自适应光学系统进行实验，其结果表明本系统对大气扰动后的目标图像有较好的复原效果。

与传统自适应光学系统（校正式自适应光学系统）相比较，这种解卷积式自适应光学系统省去了波前校正环节，以软件替代了价格昂贵的倾斜镜、变形镜和复杂的控制电路。因此，它具有体积小、结构简单、制造成本低廉、易于升级等优点。

**关键词：**自适应光学    Zernike 多项式    解卷积图像复原    哈特曼—夏克波前传感器

# Research of deconvolution for Wavefront Correction System

**Major: Measuring Technique and Instrument**

**Postgraduate: Zhou Guo-Bin**

**Supervisor: Zhou Zhao-Fei**

When the lightwave propagates through the atmosphere, it is going to be affected because of such factors: atmospheric turbulence, the non-uniform distribution of atmospheric density. And the fact is that atmospheric turbulence causes some random changes to the air refraction index as well as to the lightwave's intensity and phase, with the result of such phenomena as the wavefront's twinkling and the phase distortion.

Constant study indicates that atmosphere turbulence is one of the primary factors that affect the precision of measurement in photoelectricity large-scale measurement instrument. So how to eliminate the affect of atmosphere turbulence is the key to improve the large-scale measurement precision.

This Adaptive Optics system is based on deconvolution Adaptive Optics theory, which has used the wavefront detecting and image deconvolution restoration technology. The Adaptive Optics system is constituted of three parts, which are an image device, a wavefront sensor and a digital image processing system. The image device is used to capture the image, which is composed of a high-speed CCD and a camera lens. The wavefront sensor is used to detect the light wavefront aberrance, and a Hartmann-Shack wavefront sensor is adopted in this system. The digital image processing system is used to process the wavefront data and image, which is

composed of computer software and hardware. The work principle of The Adaptive Optics system is as follows: first, The Hartmann-Shack wavefront sensor detects light wavefront, and if the light-wave is disturbed by atmosphere turbulence, the wavefront error will react on the wavefront data, which is detected by Hartmann-Shack wavefront sensor. Secondly, Zernike-polynomials-based model wave-front reconstruction theory are used to reconstruct the wavefront phase, and the Optical Transfer Function can be obtained; At last, the aberration of the image will be corrected by using MATLAB7.0 through processing of image deconvolution from wavefront detecting.

In this paper, the mathematic model of light-wave transfers and image in atmosphere is analyzed and how to reconstruct the wavefront phase by way of using the Zernike model wavefront reconstruction theory firstly, and the theory of deconvolution Adaptive Optics is demonstrated then, whereafter the design of hardware and software of the system is introduced, the experiment and result are presented and analyzed at last.

The experiments with point sources is performed respectively. The results show that the Adaptive Optics system can be used to restore the image that is disturbed by atmosphere efficiently.

Compared with traditional Adaptive Optics system, the deconvolution Adaptive Optics system has the advantages of lower costs and simpler construction and easy upgrade, because software is used to substitute the expensive optic components and controller. So the Adaptive Optics system is suitable for the large-scale measurement instrument.

**Keywords:** Adaptive Optics ,Zernike polynomials, image deconvolution restoration, Hartmann-Shack wavefront sensor

## 声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得四川大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

本学位论文成果是本人在四川大学读书期间在导师指导下取得的，论文成果归四川大学所有，特此声明。

指导教师 周 琴

时 间 07.5.31

研 究 生 周 国 斌

时 间 07.5.31

## 1. 绪论

### 1.1 大尺寸测量的现状

大尺寸测量,是指对 3m—200m 范围内工件的高精度实用化测量。随着大型机械、设备向着复杂化、精密化方向发展,在现代工业生产中有越来越多的场合对长度测量提出了高精度、大尺寸的实用测量要求。如飞机型架的安装和测量,大型水轮发电机及火力发电机定子和转子的内、外轴径及端面距的测量,大型汽轮机转子叶片极间距的测量,大型通讯无线型面定位,大型高精度精密机床的安装,大型轴承的内、外径测量等,都在该尺寸范围内的测量<sup>[1]</sup>。

大尺寸测量一直以来是测量领域的薄弱环节。测量仪器落后,实用化测量精度不高,是大尺寸测量的现状。传统的大尺寸测量是借助用于大地测量的基线尺,经纬仪系统来测量。

80 年代出现了由多台光电经纬仪和双频激光干涉仪组成的“大尺寸三坐标测量机”,这种测量机应用了光电技术,其自动化程度有很大提高,但是其精度只能达到毫米级。

90 年代国外出现了一种用于大尺寸测量的光电跟踪仪,这种仪器采用光电跟踪技术,跟踪由人手持的移动靶镜,用激光干涉仪测量靶镜移动长度,由两个正交的高精度码盘测出角度变化,再通过计算机消去靶镜曲折运动多走的行程得到被测长度和角度。这种仪器有两个缺点:其一,测量过程中,容易出现“脱靶”现象,一旦出现“脱靶”测量必须重新开始,严重影响了测量效率;其二,角度测量精度不高。

四川大学激光应用技术研究所研制的大尺寸无导轨激光精密测仪以双纵模热稳频 He-Ne 激光器作为光源,采用拍波对零确定节点,以光路组合形成的双纵模双频激光干涉测量。比较好地满足了大尺寸现场测的环境适用性及精度适用<sup>[2]</sup>。

经过长期的研究表明在大尺寸光电测量系统中,大气扰动是造成测量精度下降的主要原因。在大尺寸测量系统中,由于被测距离长,作为探针和基准使用的激光束会在大气中传播一段相当长的距离,在传输过程中,大气湍流等动

态干扰将随机地改变其波束特性，如光波强度、相位和频率等。在现象上，表现为激光束截面内的强度闪烁，激光束的扩展、畸变及空间相干性退化。在非实验室环境下，这种现象更加明显。许多大尺寸光电测量仪器，如光电准直仪，干涉仪等，都是因为大气扰动致使其实用化测量精度不能再提高。上文所提到的光电跟踪仪也是由于大气扰动，致使其出现“脱靶”以及角度测量精度不高的缺点。

## 1.2 自适应光学的发展现状

光学给人类的文明产生过巨大的影响。从几百年前望远镜和显微镜的发明，促进了人类对宏观和微观世界的认识，到近代激光的出现和如今的光讯、激光加工、激光武器、激光检测等技术的兴起，光学这一古老的学科又焕发出了年轻的朝气。在光学成像方面人们追求的目标是要提高成像分辨率到接近衍射极限的水平<sup>[3]</sup>。

然而，地球表面的大气层却给光学成像系统带来了麻烦。不同高度、不同地点大气的温度和风速的变化造成了大气的湍流。这种随机、无序的湍流给光的传播和光学系统的成像产生巨大的影响，使系统的成像变得抖动和模糊，降低了成像分辨率。这种湍流效应严重阻碍了光学系统正常设计性能的发挥。对于一个理想的光学成像系统，其分辨率与系统通光口径的倒数成正比，成像系统的分辨率只受到衍射极限的限制。若按理想情况计算，已经建造的美国 Keck 望远镜其孔径为 10m，理论上其极限分辨能力应当可以达到 0.01 角秒。但是，实际上在直接观测情况下其分辨能力即使在最好观测条件下也只能在 1 角秒左右，并不比 0.1m 口径的望远镜好<sup>[4]</sup>。

尽管大家公认大气扰动所造成的影响无可避免，人们做了最大的机械上的改进去修正望远镜本身的错误：光学玻璃的冷加工以及磨光技术均有了改进；坚实的结构和玻璃被用来消除由于重力造成的透镜变形；人们采用了低膨胀系数的玻璃来消除温度所造成的影响；为了消除当地温度的影响，发动机和电子器件的热耗散在夜晚被减到最小；同时用来保护望远镜免受风吹造成震动的圆顶在白天得到冷却。对于这样合理设计并被谨慎使用的中小型望远镜来说，像

质仍然会受到大气湍流的影响。

1953年,美国天文学家巴布科克(H. W. Babcock)提出用实时测量波面误差并实时加以校正的方法来解决大气湍流等动态干扰的设想,如果这一过程足够快,就可以克服动态干扰的影响使光学系统能够自动适应环境变化,保持理想性能。这就是自适应光学(Adaptive Optics AO)思想的形成<sup>[5]</sup>。

70年代后,随着光电子技术、计算机技术、微电子技术等相关领域取得进展,以及将它们综合运用到自适应光学系统器件并获得成功后,自适应光学系统的研究才得到了迅猛的发展。

现在,许多大中型望远镜都采用自适应光学系统,举例来说:第一个自适应光学系统——ADONIS,应用于欧洲南方天文台(ESO)的3.6米望远镜;安装于8米北半球双子座(Gemini)望远镜的Hokupa'a自适应光学系统;应用于3.6米加拿大-法国-夏威夷望远镜(CFHT)的PUEO自适应光学系统;第一次实现激光引导星,安装于西班牙卡拉阿托(CalarAlto)天文台3.5米望远镜的ALFA自适应光学系统;虽然曾经只利用自然引导星做自适应光学改正,但是很快开始使用激光引导星,应用于里克天文台的(Lick)3.5米沙因(Shane)望远镜的LLNL自适应光学系统;还有第一次应用于超大型望远镜凯克2号(Keck II)的Keck II的自适应光学设备(AO facility)。另外有不少望远镜正在建设自适应光学系统,包括应用于甚大望远镜(VLT)的NAOS和SINFONI自适应光学系统<sup>[6]</sup>。

我国自适应光学系统的研究也取得了显著的进展,并取得了一系列具有世界先进水平的成果,使我国自适应光学技术处于世界前列。1986年,中国科学院成都光电技术研究所姜文汉等人建立了一套激光波面校正系统,用于中国科学院上海光学精密机械研究所的激光核聚变装置。1992年研制成功了21单元自适应光学系统,并在云南天文台成功地完成了观测试验。这个系统的研制成功使我国继美国和欧洲南方天文台之后,成为世界上第三个实现天文目标实时成像补偿的国家。这一系统后来又改造成为“2.16m望远镜红外自适应光学系统”,在北京天文台2.16m望远镜上用于红外波段的天文目标成像观测,为我国天文界提供实用的高分辨率观测系统<sup>[7]</sup>。2000年中国科学院成都光电技术研究所研制的“人眼视网膜成像自适应光学系统”通过了专家组验收,使我国成为继美国之后,第二个使用自适应光学技术实现高分辨率视网膜成像的国家。该系统

对眼科及其它相关疾病(高血压、动脉硬化、糖尿病等)的快速准确诊断有着重大的意义。目前,成都光电所正在研制更高分辨率的小型化视网膜成像自适应光学系统<sup>[8]</sup>。

### 1.2.1 校正式自适应光学系统

校正式自适应光学系统是最早出现的自适应光学系统,被称之为传统自适应光学系统。此类系统是建立在相位共轭(Phase Conjugation)原理和波前补偿(Wave-front Compensation)原理。一个典型的校正式自适应光学系统主要由波前传感器、波前校正器和波前控制器组成。

校正式自适应光学系统带有伺服机构,形成闭环系统校正波前误差。如图 1.1 是一个基于波前补偿原理的典型校正式自适应光学系统。

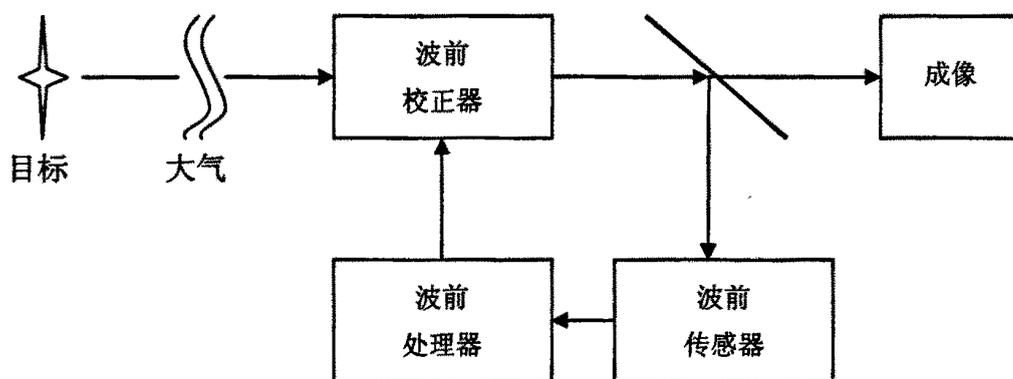


图 1.1 基于波前补偿原理的自适应光学系统原理图

从信标光(观察目标本身或激光导星)发出的光经过湍流大气后,波前发生畸变,畸变光波首先经过变形镜或倾斜镜到达分束镜,一部分光波继续传播,在成像系统的像面上得到目标像;另一部分光波进入波前传感器,波前传感器探测出波前的畸变,并将结果送入波前控制器(信息处理计算机)中,计算机经过波前重构算法重构出畸变波前,通过变形镜控制算法得出变形镜的控制信号,变形镜或倾斜镜在控制信号的驱动下发生与畸变波前相共轭的变形,对入射的畸变波前进行校正,如此组成一个闭环系统,最终波前畸变得得到较好的校正,成像系统得到清晰而稳定的目标像。其中变形镜和倾斜镜通常被称为波前校正器。

校正式自适应光学系统已趋成熟，得到了实际应用。但是这种系统结构复杂，体积庞大，价格非常昂贵。目前只应用于一些贵重的光学仪器，例如天文望远镜、激光武器等<sup>[3][9]</sup>。

### 1.2.2 非线性光学式自适应光学系统

非线性光学式自适应系统是利用一些光学材料的特有性能，即非线性光学相位共轭(NOPC)来改变光束波前，来校正波前误差。

目前这种系统只适用于发射激光，而且当前实用的非线性介质时间参数较大，限制了它的应用范围<sup>[10]</sup>。

### 1.2.3 解卷积式自适应光学系统

1990年，J. Prinmot等吸收了前两种自适应光学系统的优点提出了解卷积式自适应光学原理。这种原理利用解卷积的方法恢复目标像，具有非常好的实时性和自适应性。

在一般的成象光学系统中，只要已知成象过程中的点扩散函数或光学传递函数，便有可能用解卷积(或逆滤波)的“事后”处理方法。使降质图象得到一定程度的恢复。所以类似地，对于自适应成象系统也应该存在图象恢复的可能性。只是其中的点扩散函数和传递函数是随各种扰动(如机械振动、元器件变形或大气扰动等)的变化而随时间变化的，所以必须“实时地”测出这些变化，或者至少需要已知扰动的统计性质，才能进行恢复处理。当然，整个处理过程需要较大量的计算。不过在计算机技术高度发展的今天，由于计算时间而造成的延时很短，可以认为是准实时的，在许多实际情形(例如天文观察和遥感摄影)中是可以接受的。

这种系统没有校正回路，结构较为简单，而且成本低廉，具有很好的自适应性。随着计算机技术的发展，这种系统的实时性将进一步提高。它将成为最有发展潜力的一种自适应系统<sup>[11]</sup>。

## 1.3 本课题的来源、目的和意义

### 1.3.1 课题来源

为了解决大尺寸光电测量系统中所出现的问题，即上文所述的大气扰动对测量的影响问题，进一步提高大尺寸光电测量的实用性精度，改善大尺寸测量的现状，更好地满足科学研究、工业生产的需求，本课题将把自适应光学技术引入到大尺寸测量系统中去，研究一种经济、实用的波前修正系统（自适应光学系统），满足大尺寸测量中波前校正的需求。

本课题是国家自然科学基金资助项目，属于应用基础研究。

### 1.3.2 课题目的

本课题的目的是研究一种可以在大尺寸光电测量系统中广泛应用的自适应光学系统。这种自适应光学系统要具有以下特点。

1. 结构简单，便于大量生产。
2. 制造成本低廉，可以广泛应用。
3. 体积小，方便安装到大尺寸光电测量系统中。
4. 维修简单，易于升级维护。

前面提到的校正式自适应光学系统是目前最成熟的自适应光学系统。但是由于技术复杂、体积庞大、价格昂贵，如果本课题采用这种类型的系统将不具有实用意义。而非线性光学式自适应光学系统只适用于发射激光。也不适用于本系统。

目前解卷积式自适应光学系统的技术还不完善，但是随着图像处理技术和计算机技术的发展，这种系统的应用将越来越广泛。通过比较几种系统的优缺点，本课题是采用解卷积式自适应光学系统。

图 1.2 是校正式自适应光学系统和解卷积式自适应光学系统的简要结构图。

(a)所示是典型的校正式自适应光学系统。具有理想平面波前的入射光经大气扰动的影响后波前出现畸变，导致图像模糊、扩散和抖动，波前畸变由波前传感器探测；经控制电路产生控制信号，导致镜面变形或倾斜，以此来校正入射光的波前畸变。

(b)是本课题拟用的解卷积式自适应光学系统。波前传感器将探测到的波前

畸变信号直接传递给计算机，计算机同时接收 CCD 摄像头采集的图像信息，通过波前重构、解卷积等计算对图像进行恢复，达到校正波前畸变的目的。

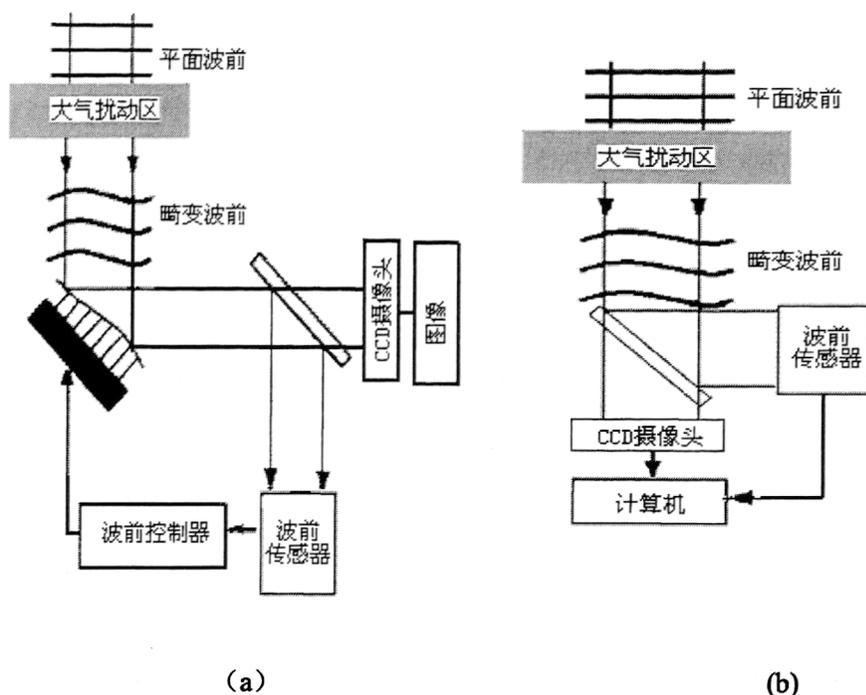


图 1.2 校正式自适应光学系统 (a) 和解卷积式自适应光学系统 (b)

对比这两种系统，不难发现：解卷积式自适应光学系统具有结构简单的优点，它免去了价格昂贵的倾斜镜和变形镜，以及复杂的控制电路，以软件替代了硬件，降低了成本。因此，解卷积式自适应光学系统是本课题的最佳选择。

### 1.3.3 课题意义

该课题的研究有望解决大尺寸测量中长期遇到的一个主要问题。使大尺寸光电测量技术得到进一步发展，测量精度进一步提高，满足现代化建设的需求。

课题的研究还可以促进自适应光学技术与计算机技术的融合，为自适应光学系统的计算机仿真研究提供经验借鉴。

## 2. 大气湍流特性及波前扰动理论

光波在大气中传播时,会受到分子吸收、大气气体和气溶胶散射、合并散射、共振散射、湍流扰动等影响,而激光,特别是高能激光在大气中传播时,更会伴随有大量的线性相互作用和非线性相互作用发生。

在上述作用中,吸收和散射主要使光信号能量衰减,并引起光波消偏振,湍流造成空气折射率的随机变化而导致波的振幅和相位的随机起伏,结果出现光强闪烁、波面畸变、到达角起伏、光束漂移等现象,而强光与大气的非线性相互作用则引起光束的扩展和畸变,严重时尽管增加发射功率,目标上的平均光强却得不到相应提高,甚至还会下降<sup>[12]</sup>。

### 2.1 大气湍流统计理论

由于大气湍流的这种随机性与无序性,所以很难采用某种方法精确地描述大气湍流的特性,故大气湍流特性的研究都是采用统计理论。这其中柯尔莫哥洛夫(Kolnaogorov)理论是湍流统计理论中极具代表性的理论之一,在湍流大气的研究中取得了极大的成功,并迄今仍被广泛应用<sup>[13]</sup>。

在介绍柯尔莫哥洛夫湍流理论之前先介绍湍流理论经常用的一些基本概念,雷诺数。雷诺在研究湍流时,引进了一个无量纲数:

$$R_e = ul / \nu l_0 \quad (2-1)$$

其中 $u$ 和 $l$ 分别是流体的特征速度和特征尺度,而 $\nu$ 是流体的运动粘滞系数, $R_e$ 就被称为雷诺数。

对于给定的流体,存在某一临界值 $R_{e0}$ ,当 $R_e$ 小于 $R_{e0}$ 时流体具有光滑而清晰的流线,被称为层流;当 $R_e$ 大于 $R_{e0}$ 时,流体作不规则的随机运动,被称为湍流以大气为例,典型情况下 $\nu \approx 1.5 \times 10^{-5} m^2/s$ ,取 $u = 1.5 m/s$ , $l = 10 m$ ,得到 $R_e = 10^6$ ,这相应于充分发展了的湍流,因此大气的流动通常表现为湍流。

流体在大雷诺数情况下,即使对于很小的干扰也是非稳的。一旦出现扰动,就会产生一组漩涡。柯尔莫哥洛夫假设大气为局地均匀各项同性的流体,并把

湍流分为不同尺寸漩涡的运动，并假设外界扰动能量只传递到具有最大尺寸的涡流，这个最大涡流尺寸称为湍流外尺寸  $L_0$ ，大尺寸漩涡具有大的雷诺数，它的运动仅依赖于其速度和特征尺寸，而与流体粘滞性无关。在能量的传输中，大尺寸漩涡的能量大部分传到较小尺寸的漩涡，只有很小一部分能量弥散到周围。较小尺寸的漩涡又把能量传给更小尺寸的漩涡，并伴随一定的能量弥散，如此直至漩涡的尺寸不能再小，此时的湍流尺寸称为湍流内尺寸  $l_0$ 。对于最小尺寸的漩涡，雷诺数较低，这意味着粘滞力较大，此时能量全部因粘滞作用而弥散到周围。这就是柯尔莫哥洛夫湍流理论的基本假设。

一般情况下  $l_0$  的尺寸是几个毫米，而  $L_0$  的大小一般可以从 10m 到 100m 之间。且它们之间的相互关系是

$$l_0 \approx L_0 (R_e)^{-3/4}$$

折射率结构函数满足 2/3 定律：

$$D_N(r) = C_N^2 r^{2/3}, l_0 \ll r \ll L_0 \quad (2-2)$$

这里  $l_0$  和  $L_0$  分别为涡旋的内外尺寸， $r = |\bar{r}_1 - \bar{r}_2|$ ， $\bar{r}_1$  和  $\bar{r}_2$  是空间上的两点，假定惯性子区（即  $l_0 \ll r \ll L_0$  的区域）内湍流是广义平稳、均匀、各向同性的。通常状况下，湍流外尺度在十米到数十米之间。 $C_N^2$  为折射率结构常数，并且，

$$C_N^2 = (77.6P/T^2)^2 C_T^2 \quad (2-3)$$

$C_T^2$  为温度结构常数，P 为大气压，T 为温度。

$C_N^2$  是大气光学中极为重要的参数，在实际测量中只需在间隔一定距离的一些点上布置温度传感器即可由测量的数据计算出  $C_T^2$ ，由以上关系式即可得出折射率结构函数。这就是柯尔莫哥洛夫著名的“2/3 次方定律”。上述理论所描述的湍流则称为柯尔莫哥洛夫湍流。基于柯尔莫哥洛夫的假设，柯尔莫哥洛夫湍流理论的适用范围为：

$$l_0 \ll r \ll L_0$$

虽然理论表明大气满足局部均匀各项同性的区域是如此的小，以至于不能包含任何涡流，但是柯尔莫哥洛夫湍流理论却能与实际测量结果惊人地吻合，所以柯尔莫哥洛夫湍流理论是至今应用较多的理论。

## 2.2 光波在湍流大气中的传播理论

在描述了大气中折射率不均匀的统计性质的特征之后，下面将研究其对光传播的影响。

### 2.2.1 光波通过单薄层湍流大气中的传播理论

设单色平面波由  $h_0 + \delta h$  处进入湍流层，从  $h_0$  处离开(如图 2.1)。湍流层的厚度  $\delta h$  远大于湍流内尺寸  $l_0$ 。

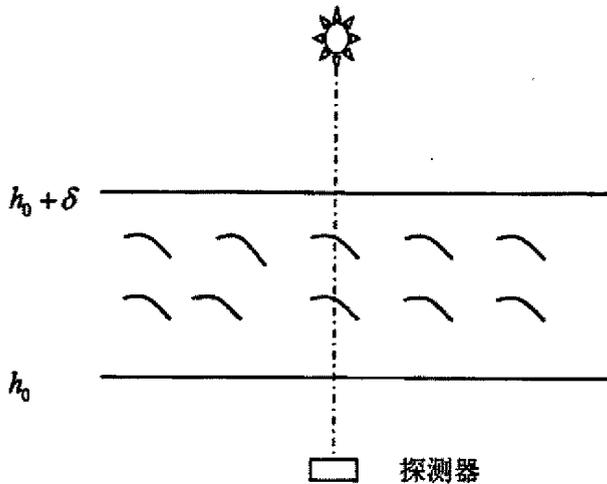


图 2.1 光波通过单层湍流层

为方便研究，设光波在湍流层输入处的复振幅为 1，即

$$\psi_{h_0+\delta h} = 1$$

则有  $|\psi_{h_0+\delta h}(\rho)| = 1$ ， $\phi_{h_0+\delta h}(\rho) = 0$

湍流层对光波产生的效应是由折射率  $n$  的起伏而在光波波前上产生附加相位，附加的相位为：

$$\phi(\rho) = k \int_{h_0}^{h_0+\delta h} n(\rho, h) dh \quad (2-4)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  是波数。于是，湍流层输出处的复振幅为：

$$\psi_{h_0}(\rho) = \psi_{h_0+\delta h}(\rho) \exp[j\phi(\rho)] = \exp[j\phi(\rho)] \quad (2-5)$$

采用小扰动近似研究单色平面波，我们假定湍流层引起的相移满足

$$\phi(\rho) \ll 1 \quad (2-6)$$

代入式(2-5)可得薄湍流层输出的复场为

$$\psi_{h_0}(\rho) \approx 1 + j\phi(\rho) \quad (2-7)$$

而地面处的复场则为

$$\psi_0(\rho) = [1 + j\phi(\rho)] * \frac{1}{j\lambda h_0} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_0}) \quad (2-8)$$

由于  $1 * \frac{1}{j\lambda h_0} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_0}) = 1$

所以公式(2-8)又可以表示为

$$\psi_0(\rho) = 1 + \varepsilon(\rho)$$

其中

$$\varepsilon(\rho) = \phi(\rho) * \frac{1}{\lambda h_0} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_0}) \quad (2-9)$$

是描述地面复振幅的相对起伏，而  $\varepsilon(\rho)$  的实部

$$x(\rho) = \phi(\rho) * \frac{1}{\lambda h_0} \cos(\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_0}) \quad (2-10)$$

和虚部

$$\varphi(\rho) = \phi(\rho) * \frac{1}{\lambda h_0} \sin(\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_0}) \quad (2-11)$$

则分别表示模  $|\varphi_0(\rho)|$  和相位  $\phi(\rho)$  通过湍流层的扰动量。

### 2.2.2 光波通过多薄层湍流大气中的传播理论

在实际大气中可能存在若干离散分布的湍流层或连续分布的厚湍流层，因此有必要研究光波通过多层大气湍流层的统计特性。

仍然假设波长为  $\lambda$  的单色平面波从天顶垂直向下传播到达地面的探测器，

且在高度为  $h_1$  和  $h_2$  处各有一层柯尔莫哥洛夫湍流层。其光路传播如图 2.2 所示。

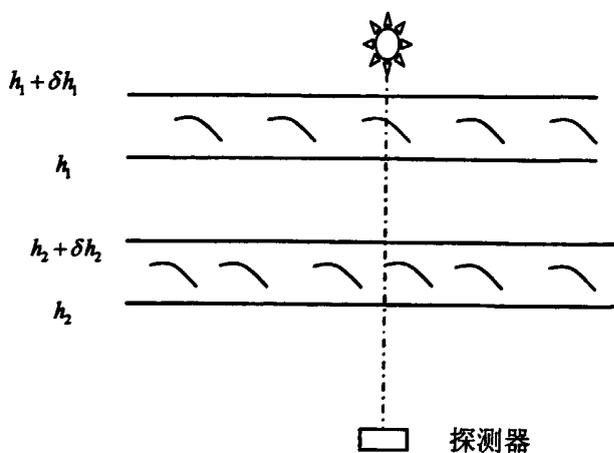


图 2.2 光波通过多层湍流层

这里将首先考虑只有两层湍流的情况，然后将结果推广到普遍情形。

设两薄层湍流分别处于  $h_1$  到  $h_1 + \delta h_1$  和  $h_2$  到  $h_2 + \delta h_2$  之间，且  $h_1 > h_2$ ，再假设第一层输入处复振幅为  $\psi_{h_1 + \delta h_1} = 1$ ，则该层输出处复振幅为

$$\psi_{h_1}(\rho) = \exp[j\phi_1(\rho)] \quad (2-12)$$

在小扰动的近似下

$$\psi_{h_1} \approx 1 + j\phi_1(\rho)$$

第二层输入处场的复振幅  $\psi_{h_1 + \delta h_2}$  是  $\psi_{h_1}$  经菲涅耳衍射的结果，即

$$\psi_{h_1 + \delta h_2}(\rho) = [1 + j\phi_1(\rho)] * \frac{1}{j\lambda(h_1 - h_2)} \exp\left[j\pi \frac{\rho^2}{\lambda(h_1 - h_2)}\right] = 1 + \varepsilon(\rho, h_2 + \delta h_2)$$

$$\text{其中 } \varepsilon(\rho, h_2 + \delta h_2) = \phi_1(\rho) * \frac{1}{j\lambda(h_1 - h_2)} \exp\left[j\pi \frac{\rho^2}{\lambda(h_1 - h_2)}\right]$$

而第二层输出处的复场为

$$\psi_{h_2}(\rho) = \psi_{h_2 + \delta h_2}(\rho) \exp[j\phi_2(\rho)]$$

$$= 1 + \varepsilon(\rho, h_2 + \delta h_2) + j\phi_2(\rho) + j\varepsilon(\rho, h_2 + \delta h_2)\phi_2(\rho)$$

略去含二阶小量的最后一项  $j\varepsilon(\rho, h_2 + \delta h_2)\phi_2(\rho)$ ，上式就可以写成

$$\psi_{h_2}(\rho) \approx 1 + \varepsilon(\rho, h_2)$$

其中  $\varepsilon(\rho, h_2) = \varepsilon(\rho, h_2 + \delta h_2) + j\phi_2(\rho)$

地面场的复振幅  $\psi_0(\rho)$  是  $\psi_{h_2}(\rho)$  菲涅耳衍射的结果，即

$$\psi_0(\rho) = \psi_{h_2}(\rho) * \frac{1}{j\lambda h_2} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_2}) = 1 + \varepsilon(\rho) \quad (2-13)$$

其中

$$\varepsilon(\rho) = \{\phi_1(\rho) * \frac{1}{j\lambda(h_1 - h_2)} \exp[j\pi \frac{\rho^2}{\lambda(h_1 - h_2)}] + j\phi_2(\rho)\} * \frac{1}{j\lambda h_2} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_2})$$

通过去傅立叶变换可以证明

$$\frac{1}{j\lambda(h_1 - h_2)} \exp[j\pi \frac{\rho^2}{\lambda(h_1 - h_2)}] * \frac{1}{j\lambda h_2} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_2}) = \frac{1}{j\lambda h_1} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_1})$$

于是

$$\varepsilon(\rho) = \phi_1(\rho) * \frac{1}{\lambda h_1} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_1}) + \phi_2(\rho) * \frac{1}{\lambda h_2} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_2})$$

也就是说，在小扰动近似下，两层湍流在地面产生的光场复振幅起伏等于每层湍流单独引起的复振幅起伏的线性叠加。对于  $n$  层湍流有

$$\varepsilon(\rho) = \sum_{i=1}^n \{\phi_i(\rho) * \frac{1}{\lambda h_i} \exp(j\pi \frac{\rho^2}{\lambda h_i})\}$$

来表示通过湍流的扰动量。

## 2.3 大气成像模型

### 2.3.1 大气成像过程

图 2.3 为光学系统成像过程示意图。被观察对象通过成像系统后被转化为可以供人眼目测的观察对象。成像系统是成像过程中最重要的环节，系统中常常不仅包含着成像的物理系统，而且包含了信息的传输、记录、处理、图像的显示等系统。正如在电讯技术中一样，不管成像系统中包含着什么具体内容，只要用系统的输出和输入的关系即可描述该系统的特性。图示成像系统的输入为被观察对象，输出则为可供人眼目测的观察对象。在研究一个成像系统时，可以不考虑它的具体构成，只把它看成是一个黑盒子。它的输入和输出的关系完全表征这个系统的特性。



图 2.2 成像过程

在实际中最简单、最有用的系统是线性系统。很多实际的物理系统，用线性系统描述已是相当好的近似，或是已能描述系统的一些主要特征。对于光学成像系统也是一样。线性系统的基本含义是：多个信号的和的输入，其输出也将是这些信号的输出之和<sup>[14]</sup>。

### 2.3.2 线性系统

在研究一个成像系统时，可以不考虑它的具体构成，只把它看成是一个黑盒子。它的输入和输出的关系完全表征这个系统的特性。若对系统的输入是  $f(r)$ ，它可以是一维、二维或三维分布函数，它代表了被观察的物体。系统的输出是  $g(r)$ ，它代表最后得到的可观察的图像。

在实际中最简单、最有用的系统是线性系统。很多实际的物理系统，用线性系统描述已是相当好的近似，或是已能描述系统的一些主要特征。对于光学

成像系统也是一样。线性系统的基本含义是：多个信号的和的输入，其输出也将是这些信号的输出之和。若  $f_1(r)$  的输入信号产生  $g_1(r)$  的输出信号， $f_2(r)$  的输入信号产生  $g_2(r)$  的输出信号；则以  $f_1(r) + f_2(r)$  作为输入信号时，输出信号为  $g_1(r) + g_2(r)$ 。这也叫线性叠加原理<sup>[15]</sup>。

虽然在实际光学成像系统中，很多情况都不是严格线性的，例如光电接收器件的光电特性并不严格线性，但是线性系统理论是非常强有力的工具。有时即使有些非线性，仍然可以把问题分别考虑或加以修正，可以把一些非线性情况作一些近似的线性化处理。

### 2.3.3 点扩展函数

系统的任何输入函数  $f(r)$  都可以看成单位冲击函数  $\delta$  的叠加，即有：

$$f(r) = \int f(r') \delta(r-r') dr' \quad (2-14)$$

对于二维图像， $r$ 、 $r'$  是二维坐标矢量。 $f(r)$  作为叠加的  $\delta$  函数  $\delta(r-r')$  的权重因子。按照线性系统的叠加原理，为了得到系统对  $f(r)$  的输出，只要知道系统对所有的  $\delta(r-r')$  的输入即可。假设系统  $\delta(r-r')$  的输出可以表示为  $h(r,r')$  带权重  $f(r)$  的叠加，即为：

$$g(r) = \int f(r') h(r,r') dr' \quad (2-15)$$

如果系统同时又是平移不变的，情况就简单得多。这时  $h$  应有形式  $h(r,r')$ ，它不再依赖于  $r'$ ，因此上式可以简化为卷积形式：

$$g(r) = \int f(r') h(r,r') dr' = f(r) * h(r) \quad (2-16)$$

可见对线性平移不变系统，输出与输入间的关系就是与函数  $h(r)$  的卷积。也就是说函数  $h(r)$  完全表征了系统的行为。 $h(r)$  的物理意义是点物体的像，也称为系统的点扩散函数，记为 PSF(Point Spread Function)<sup>[16]</sup>。

一般而言点扩散函数扩散到一定范围。尽管物体是一点，其像却是一定范围的焦斑。反之，像面上一点的强度是来自输入信号一定范围内的点的贡献叠加，贡献的权重分布与点扩散函数分布一样。这就是说成像系统的行为一般说来是非局部性的，一点的像强度并非只取决于一物点的强度，显然，理想成像系统的点扩散函数的范围应很窄，趋近于  $\delta$  函数。点扩散函数的扩散范围表征了该成像系统的分辨本领。若两物点距离小于点扩散函数的范围，它们的像互相重叠，以至分辨不出两个像点。如图 2.4 所示。

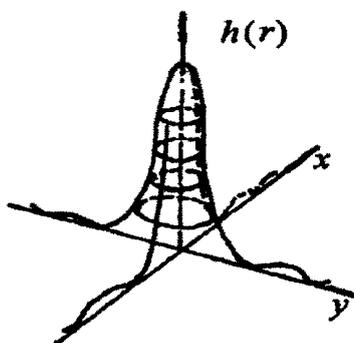


图 2.4 成像系统的点扩散函数示意图

对于任何一个成像系统，只要确定了其点扩散函数，就可以根据方程(2-16)确定对于任意输入信号的输出。为了测定点扩散函数，需要一点物体，然而实际上不可能有无限小的点物体，但是另一方面任何实际成像系统的点扩散函数总是有一定范围。因此只要点物体的尺寸远小于被测成像系统的分辨率，换言之，它不能被该系统分辨，就可以认为是一理想的点物体。实际上点扩散函数只能在有限物空间等晕区内保持平移不变。

### 2.3.4 光学传递函数

上一节介绍了点扩散函数，并提出系统对空间点的响应并非是局部的，也就是说一点上的信号引起像面上一个区域的点的响应。这使得我们需要双重积分式来计算对任意信号的响应。这给实际应用带来了很大的不便。

由上式(2-16)可知，一个线性平移不变的系统的输出等于其输入信号与点扩散函数的卷积。对式(2-16)做傅立叶变换得：

$$H(v) = \int h(r) \exp(-j2\pi v \cdot r) dr \quad (2-17)$$

$H(v)$ 也完全表征了成像系统的行为，然而用它来分析系统的响应比用  $h(r)$  简单得多了。这就是在频域中分析的优点。通常称  $|H(v)|$  为调制传递函数，用 MTF 表示。  $\text{arc}[H(v)]$  称为相位传递函数，用 PTF 表示<sup>[17]</sup>。

### 2.3.5 大气成像数学模型

物体在大气中成像通常受到大气湍流的影响。光学系统的角分辨率由其入瞳的衍射限制，大气成像光学系统的角分辨率主要由通常小于光学系统入瞳的湍流相干长度决定。此外，湍流造成的光闪烁严重限制了系统成像的信噪比。研究光学系统在湍流中的成像规律是研究畸变图像校正的基本问题。

物体在大气中的成像分为两类：长曝光像和短曝光像。上文提过大气中的湍流时时刻刻处于变化的状态中，因此光学系统的曝光时间对成像有很大影响。为了研究方便，往往将成像所用曝光积分时间比大气引起波前畸变的特征起伏时间长得多的成像称为长曝光像，而积分时间短于大气特征起伏时间的称短曝光像。这里由于课题的目的是复员受大气湍流影响的瞬时波前畸变，所以此处主要介绍短曝光成像。

上面提到像  $g(x)$  与物  $f(x)$  满足卷积关系式(2-16)，在任一给定时刻，像面上各点的点扩散函数是相同的，即对各个波阵面方向上波阵面的形变是相同的。这个假设仅在等晕斑内成立。如图 2.5 所示。

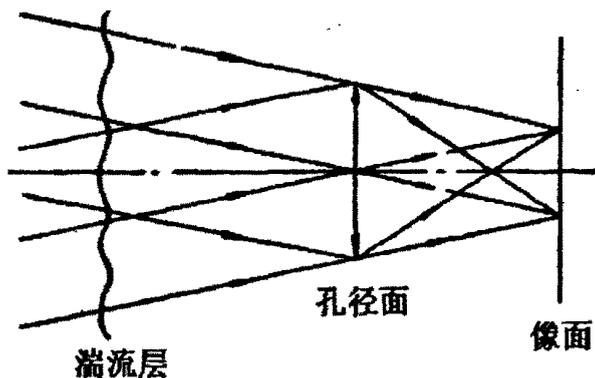


图 2.5 等晕成像 ( $\theta$  足够小)

对于近似平行的光成像，可认为  $\theta$  足够小。在大气湍流的环境下，光学成像系统的瞬时光学传递函数可以表示为：

$$\tilde{H}(v) = \frac{\int dx W(x) W(x - \lambda d_i v) \exp\{j[\tilde{\varphi}(x) - \tilde{\varphi}(x - \lambda d_i v)]\}}{\int dx |W(x)|^2} \quad (2-18)$$

式中  $\lambda$  为成像光波长， $d_i$  为成像系统焦距， $v$  为空间频率， $\tilde{\varphi}(x)$  是波前相

位,  $W(x)$  是瞳函数<sup>[18]</sup>。

$$W(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq D/2 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2-19)$$

其中  $D$  为观测系统口径。

$\tilde{H}(v)$  在大气湍流扰动引起波前畸变的情况下的瞬时光学传递函数, 也是点扩散函数  $h(r)$  的傅立叶变换形式。这里的  $r$  是二维坐标矢量,  $h(r)$  也可以表示为坐标形式  $h(x, y)$ 。因此大气成像数学模型可以用图 2.6 表示:

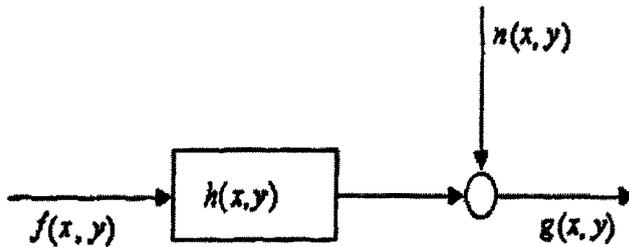


图 2.6 大气成像数学模型

图中  $f(x, y)$ 、 $g(x, y)$  是输入输出函数的坐标形式,  $n(x, y)$  是干扰噪声。则上图模型可以用数学公式表示为:

$$g(x, y) = f(x, y) * h(x, y) + n(x, y) \quad (2-20)$$

也可以表示为:

$$g(x, y) = H[f(x, y)] + n(x, y) \quad (2-21)$$

### 3. 解卷积波前修正及图象处理的系统原理

光学波前扰动问题是各种自适应光学系统的共同问题，也是解卷积波前修正的研究对象。本章将研究自适应光学系统波前传感及波前重构技术，建立系统理论原理。

#### 3.1 光波波前传感技术概述

波前传感器<sup>[19]</sup>在自适应光学系统中担当探测波前畸变量的作用，它通过实时检测光学系统入瞳面上波面的动态相位扰动，为波前控制器提供波前畸变信息。

波前传感器根据探测原理可分为斜率式和曲率式，交流横向剪切干涉仪和H-S波前传感器为斜率式，测量波前畸变的斜率分布，而曲率传感器测量波前的曲率分布。

一般来说波前传感器的测量方法有两种。一种是剪切干涉法，即将误差光本身作一个简单的变换后（如平移、放大收缩、旋转或翻转等）与误差光本身干涉，这样就可以避开标准平面波而定量的算出波前相位。用剪切干涉法测量波面误差变化的斜率，比较常用的是横向剪切干涉仪，如用剪切板或旋转光栅，但是这种方法存在的主要问题是需要在两套系统在正交方向上分别测量斜率，光能利用率低和测量噪声比较大，而且这种方法只能探测连续光波的波前，因此这种方法也不太令人满意。

另一种方法就是动态 Hartmann-Shack 法，这种方法既避开了测量时的标准光，一套系统可以同时测量两个正交方向上的斜率，也充分利用了光能，同时还可以在连续光和重复脉冲光两种机制下工作。而根据上面的要求，由于 Hartmann 法有结构紧凑、简单、固定，不需精确调整，其测量结果可与光线追迹结果相比较等优点，因此将它应用于主动光学和自适应光学的波前测量系统之中，由于它能追迹光线结果，测出系统的球差、像散和慧差等，可找出光学零件离焦、倾斜和偏移量等，因而又是空间望远系统波前校正和补偿以及校验

的重要方法，可以提高整个系统的像质。可以说该方法已经成为了目前波前探测的主流<sup>[20]</sup>。

波前传感器就具体形式而言是千差万别，但目前得到广泛应用的主要是H-S波前传感器、交流横向剪切干涉仪和波前曲率传感器三种。随着相关光电技术、计算机技术的推动，在这三种传感技术基础上又出现了一些极具特色的新发展。例如：

(1) 将人工神经网络用于H-S波前传感器波前重构计算，其训练过程是将已知波前扰动的一阶导数作为网络的输入，通过调整互联系数使输出的Zernike系数误差最小。

(2) 相位可视化(PV)传感器。它由两个相互垂直的“分波器”(如双棱镜)将入射波束分成四部分，四束光分别形成的入瞳像的强度分布之差与入射波前的斜率呈线性关系。这种传感器可视为H-S波前传感器与剪切干涉仪的混合类型，它可以采用标准的波前重构算法恢复波前相位。

(3) 还有能同时提供波前斜率和曲率的波前传感器，它在结构上更接近于H-S波前传感器，不过子透镜改为象散透镜并采用四象限探测器。它的最大优点在于可以同时将斜率和曲率信号分别直接送给倾斜镜和变形镜，实用性强。

## 3.2 哈特曼—夏克(Hartmann-Shack)波前传感技术

### 3.2.1 H-S波前传感器原理

Hartmann波前传感器的原理基于经典的Hartmann光学校验，通过在阵列透镜的焦面上测出畸变波前所成的像斑的质心坐标与参考波前质心坐标之差，根据简单的几何关系就可以求出畸变波前上被各阵列透镜分割的子孔径范围内波前的平均斜率，继而可以求得全孔径波前的光程差或者相位分布<sup>[21]</sup>。H-S波前传感器的关键问题是如何准确快速的测量阵列透镜焦面上光斑的质心坐标。早期通常采用四象限光点探测器或章动四象限探测器来组建波前传感器。在天文观测和航天目标侦察领域，可用的参考星和激光导星的光强很弱，如果仍然采用这种元器件，则系统的复杂度很高，而且灵敏度很难满足要求。近年来，随着电子技术的不断发展，基于像增强型CCD探测器的H-S传感器日益成为主流。

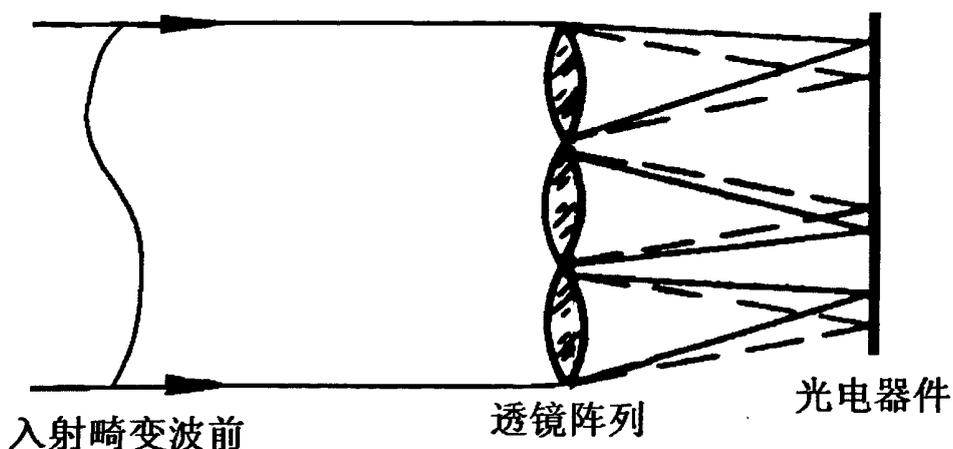


图 3.1 Hartmann 波前探测器原理图

Hartmann 波前探测器由微透镜阵列和光电器件 CCD 两部分组成,入射光瞳被微透镜阵列分割成许多子孔径,每个微透镜把入射到它上面的平行光聚焦到 CCD 探测平面上,如果入射波前为理想平面波前,则每个微透镜所形成的光斑将准确落在其焦点上,如果入射波前受到大气湍流的干扰,则每个微透镜所形成的光斑将在其焦平面上偏离其焦点。光斑的偏移量包含了受大气湍流干扰的入射波前的信息。测出每个光斑的偏移量,就可以通过专用算法重构出入射波前<sup>[22]</sup>。图 3.1 是该波前探测器阵列的原理图。图中畸变波前由一个位于光学系统光瞳共轭位置的子透镜阵列采样,每个子透镜在波前上截出一个子波前,相应地定义一个子孔径。在子透镜的焦平面上像点相对于理想像点位置发生位移,位移量与子孔径内波前的平均波前斜率成正比。图 3.1 中,虚、实线会聚点分别表示有波前畸变和没有波前畸变时的像位置,这些移位了的点阵列由电荷耦合器件 CCD 接收。

下图 3.2(a)表示在点光源情况下的理想波前入射时,CCD 靶面上所形成的规则排列的点阵。图 3.2(b)表示在点光源照射下且存在大气湍流扰动时,CCD 靶面上所形成的不规则排列的点阵。虽然点阵排列不规则,但是畸变波前形成的各焦点与理想波前形成的各焦点具有一一对应关系。Hartmann-Shack 波前传感器正是通过测量畸变波前形成的各焦点相对于理想波前形成的对应焦点的质心位置的偏移量来获得出畸变波前的信息。

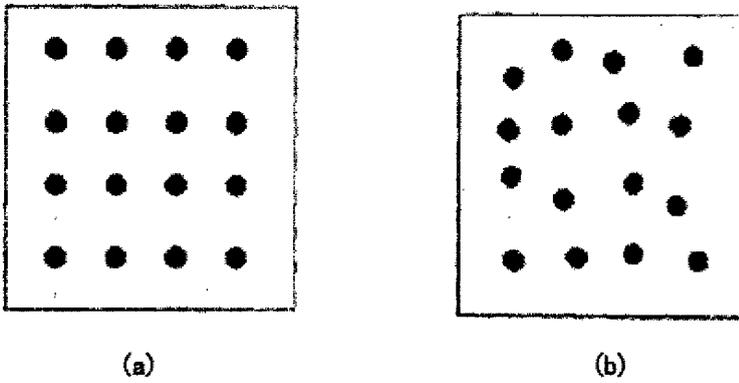


图 3.2 (a)理想波前点阵图 (b)畸变波前点阵图

### 3.2.2 CCD 成像光斑质心分析

如何快速准确地测量微透镜阵列焦面上的光斑质心坐标是 Hartmann-Shack 波前传感器的最基本也是最核心问题，其测量速度和精度将直接影响波前传感器的传感速度和精度。在 Hartmann-Shack 波前传感器的透镜阵列焦面上通常利用面阵 CCD 作为光电探测器，CCD 的感光面是由许多感光单元(像素)组成的阵列构成。如图 3.3 所示，子孔径的聚焦光斑尺寸通常大于 CCD 感光单元，因而成像在多个 CCD 感光单元上<sup>[23]</sup>。

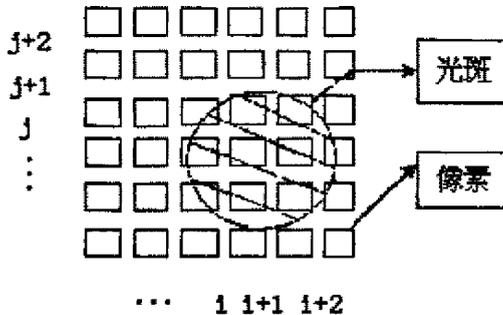


图 3.3 CCD 光敏面上子孔径窗口中光斑的位置

取 Hartmann-Shack 波前传感器微透镜阵列的一个子孔径  $L$  为对象， $f$  为该子孔径焦距。假设光源射到子透镜  $L$  上的光波复振幅为<sup>[24]</sup>：

$$E(x_f, y_f) = \frac{\exp[i\frac{k}{2f}(x_f^2 + y_f^2)]}{i\lambda} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) P(x, y) \times \exp[-i\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_f + yy_f)] dx dy \quad (3-1)$$

式中  $k$  是波数,  $x_f$  和  $y_f$  是焦面上的坐标,  $P$  是光瞳函数, 在各子孔径内为 1, 在孔径外为 0。令  $U(x, y) = E(x, y)P(x, y)$ , 则由式 (3-1) 得透镜后焦面上的光强度分布为:

$$I(x_f, y_f) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp[-i\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_f + yy_f)] dx dy \right|^2 = \frac{1}{(\lambda f)^2} \left| \tilde{U}\left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f}\right) \right|^2 \quad (3-2)$$

式中:

$$\tilde{U}(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp[-i2\pi(xu + yv)] dx dy \quad (3-3)$$

是函数  $U(x, y)$  的 Fourier 变换,  $u = x_f / \lambda f$ ,  $v = y_f / \lambda f$ 。

子透镜后焦面上光强度的质心定义为:

$$(x_f)_c = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x_f I(x_f, y_f) dx_f dy_f}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x_f, y_f) dx_f dy_f} \quad (3-4)$$

把式 (3-2) 代入式 (3-4) 得:

$$(x_f)_c = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u |\tilde{U}(u, v)|^2 du dv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{U}(u, v)|^2 du dv} \quad (3-5)$$

式中分子表示子透镜的光强和位置坐标的乘积, 分母表示子透镜上的光强。利用傅立叶变换的微分性质和帕萨阔 (Parseval) 定理, 立即可得:

$$(X_f)_c = \frac{\lambda f \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial U(x, y)}{\partial x} \overline{U(x, y)} dx dy}{i2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |U(x, y)|^2 dx dy} = \frac{\lambda f \int_{S_A} \frac{\partial E(x, y)}{\partial x} \overline{E(x, y)} dx dy}{i2\pi \int_{S_A} |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (3-6)$$

忽略孔径上入射光束的振幅变化, 可假设入射波复振幅具有下述形式:

$$E(x, y) = E_0 \exp[i\phi(x, y)] \quad (3-7)$$

代入式 (3-6) 得光强质心表达式为:

$$(X_f)_c = \frac{\lambda f}{2\pi A_{sA}} \iint_{sA} \frac{\partial \phi}{\partial x} dx dy \quad (3-8)$$

$$\text{式中 } A_{sA} = \iint_{sA} dx dy$$

表示子孔径的面积。该式表明，Hartmann 波前探测器阵列子透镜后焦面上光波强度分布的质心与相应子孔径上波前的平均斜率成正比。把式(3-4)写成离散形式，即得 Hartmann 波前探测器阵列质心算法表达式(忽略下标  $f$ )：

$$X_c = \sum_{i=1}^N x_i I_i / \sum_{i=1}^N I_i \quad (3-9)$$

$Y_c$ 具有完全类似的表达式。式(3-9)中  $x_i$ 是微透镜阵列第  $i$ 个像素相对于子孔径中心的位置， $I_i$ 是第  $i$ 个像素上光强度的大小。当像素密度(即  $N$ )足够大时，离散求和是连续积分的良好近似。所以说，Hartmann 波前探测器阵列所实际测得的是每个子孔径上子波前的平均斜率。这些孔径的平均波前倾斜测量值构成波前倾斜测量矩阵，由该矩阵按照一定的算法即可重构原始波前。因此，Hartmann 波前探测器适合于测量含高阶像差的波前误差<sup>[25-26]</sup>。

### 3.2.3 光斑质心误差分析

H-S波前传感器质心探测误差是自适应光学系统的一个主要误差源，其误差包括：

A) CDD相机的读出噪声：包括前放和A/D转换噪声，它基本上是一种高斯分布的随分机噪声，由其引起的质心探测误差可以由下式表示：

$$\sigma_{x_c} = \frac{\sigma_r}{V^2} LM \left( \frac{M^2 - 1}{12} + X_c^2 \right) \quad (3-10)$$

式中 $L$ 和 $M$ 是子孔径窗口 $X$ 、 $Y$ 方向上的像素数， $\sigma_r$ 为单个CDD像素读出噪声的方差， $V$ 是CCD像面单个子孔径内所有像素接受到的光子数， $X_c$ 为 $X$ 方向光斑质心坐标的测量平均值。由式(3-10)可以看出，随着子孔径窗口像素数增多，CCD读出噪声误差将迅速增大。

B) 光子噪声：它是一种泊松分布的随机噪声，由其引起的质心探测误差可以由下式表示：

$$\sigma_{x_c}^2 = \frac{\sigma_A^2}{V} \quad (3-11)$$

式中 $\sigma_A$ 是光斑的等效高斯宽度,  $V$ 是CCD像面单个子孔径内所有像素接受到的光子数。

C) 背景暗电平:可简单地当作常数。

D) CCD的离散采样误差:当光斑尺寸 $\sigma_A$ 大于 $0.5a$  ( $a$ 为像素尺寸)时, 质心探测误差均方根值小于 $0.02\sigma_A$ , 因此可以忽略离散采样误差。

E) 散弹噪声:在实际观测中, 由于像增强器光电阴极发射噪声、宇宙射线、背景杂散光等原因, 在某些次观测中, 某像素或几个像素可能接受到与光信号无关的信号, 通常其强度较大。

背景电平和读出噪声都极大的影响了探测精度, 因为决定波前传感器测量动态范围的像素数远大于信号光斑大小。如果将这一影响因素减小, 则波前传感器的质心探测精度将大为提高。可以通过设置一个阈值来减小它的影响。理论分析发现, 设置阈值将减少上述的子孔径内暗背景的总和及信噪比、每个像素读出噪声方差、每个子孔径在CCD上的探测窗口大小、暗背景的质心位置、实际信号光斑质心与暗背景质心位置的距离等几个因素的影响, 且存在一个最佳阈值。这个阈值大约在 CCD 背景电平加上噪声的 3 倍标准偏差处, 阈值再大对质心探测精度提高不大, 却会砍掉一部分有效信号。最佳阈值很容易通过设置CCD输出信号的偏值或处理算法来设定。

以往的文献曾详细分析了CCD读出噪声、光子噪声、背景暗电平以及CCD离散采样误差等对质心探测精度的影响。针对CCD读出噪声和背景暗电平提出了在计算H-S波前传感器子孔径光斑质心时设定一个阈值, 合理地选择阈值可以大大降低以上几种误差的影响<sup>[27]</sup>。

#### 3.4.4 波前斜率探测原理

图 3.4 为 Hartmann-Shack 波前传感器单个子孔径(单个透镜)的波前斜率探测原理图。

设入射畸变波前的相差为  $W(x, y)$ ,  $(x, y)$ 为某点在光学系统全孔径上的坐标, 微透镜的焦距为  $f$ , 理想波前通过透镜聚焦的光斑质心点为焦点  $F$ , 畸变波

前形成的光斑质心点为 A 点，A 点相对于 F 点在 y 方向上的偏移量为  $\Delta y$ ，由图中几何关系可得：

$$\frac{\partial W}{\partial y} = g_y = -\frac{\Delta y}{f} \quad (3-12)$$

其中  $\frac{\partial W}{\partial y}$  为畸变波前在该子孔径 Y 方向的平均斜率，通常用  $g_y$  表示。同理

可得，在 X 方向上有：

$$\frac{\partial W}{\partial x} = g_x = -\frac{\Delta x}{f} \quad (3-13)$$

式中  $\Delta x$  为质心位置在 x 方向上的偏移量。

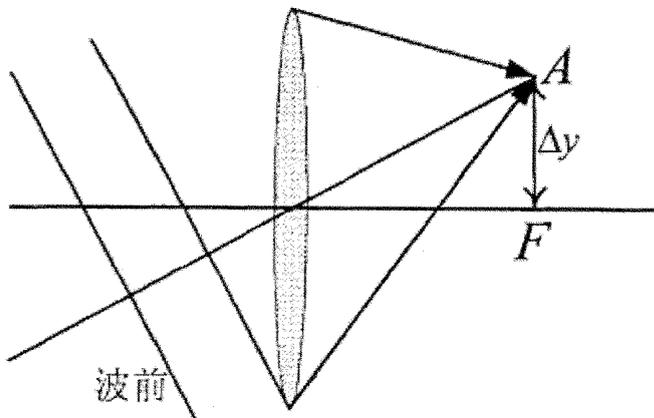


图 3.4 单个子孔径波前斜率探测原理

因此只要求出透镜阵列中各子孔径上光斑的质心相对偏移量  $\Delta x$ 、 $\Delta y$  即可得到畸变波前在各子孔径 x、y 方向上的平均斜率，然后根据波前重构方法即可求出入射波前的相位分布<sup>[28]</sup>。

### 3.3 波前重构方法

利用各种波前传感器可以得到入射畸变波前的斜率或曲率等信息，然而仅

有这些信息并不能知道畸变波前的相位分布情况，也就不能够直接用于波前校正控制。为得到畸变波前的相位分布还需利用波前传感器得到的波前信息恢复出入射波前的形状，这就是波前的重构过程。随着自适应光学技术的发展，产生了多种波前重构算法，如：区域法、模式法、由波前光强分布恢复相位分布的 GS(Gerchberg-Saxton)算法以及利用神经网络实现波前重构的算法。这其中应用最普遍的方法是区域法和模式法常用的波前重构方法有两种：区域法和模型法<sup>[29]</sup>。

### 3.3.1 区域法波前重构

波前上任意两点间的相位存在下面的关系

$$\varphi(\rho) = \int_c \nabla \varphi ds + \varphi(\rho_0) \quad (3-14)$$

其中  $\nabla$  是哈密顿算子； $c$  是积分路径，在不考虑噪声的情况下此积分与路径无关<sup>[9]</sup>。

式(3-14)可以离散化，可以用  $N$  个点取代连续面问题。这样，一个完整的波前的波前被细分成  $(N-1)^2$  子区间（子孔径）。可以利用子孔径边界上测量的波前梯度或相位差数据，来重构这个波前相位，这种方法称为区域法估计波前相位。

### 3.3.2 模型法波前重构

与区域法不同的是，模式法将全孔径上的畸变波前展开成不同的相差模式的叠加，如平移、倾斜、离焦、像散、慧差等，然后利用全孔径内测量的波前斜率数据求解各阶模式的系数，从而重构出畸变波前<sup>[30]</sup>。

一个完整的波前  $\varphi(x, y)$  可以用多项式  $F(x, y)$  展开成

$$\varphi(x, y) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k n_k F_k(x, y) \quad (3-15)$$

其中  $n_k$  为归一化常数， $a_k$  是待定系数。

常用的多项式是泽尼克正交多项式  $Z(x, y)$ ，波前展开式为

$$\varphi(x, y) = \sum_{k=0}^N a_k Z_k(x, y) \quad (3-16)$$

上式是波前相位展开式的连续形式。在应用中，常用的是离散形式

$$\varphi_j = \varphi(x_j, y_j) = \sum_{k=0}^M a_k Z_k(x_j, y_j) \quad (3-17)$$

Zernike 模式法波前重构的实质是建立各 Zernike 项的斜率矩阵，求解多项式展开系数  $a_i$ 。由上式，波前斜率为：

$$g_x(x, y) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \frac{\partial}{\partial x} Z_i(x, y) \quad , \quad g_y(x, y) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \frac{\partial}{\partial y} Z_i(x, y) \quad (3-18)$$

第  $k$  个子孔径内的平均斜率可以写为：

$$\begin{aligned} g_{xk}(x, y) &= \sum_{i=0}^{\infty} \frac{a_i}{s_k} \iint_{s_k} \frac{\partial}{\partial x} Z_i(x, y) dx dy = \sum_{i=0}^{\infty} a_i Z_{xi}(k) \\ g_{yk}(x, y) &= \sum_{i=0}^{\infty} \frac{a_i}{s_k} \iint_{s_k} \frac{\partial}{\partial y} Z_i(x, y) dx dy = \sum_{i=0}^{\infty} a_i Z_{yi}(k) \end{aligned} \quad (3-19)$$

这里  $s_k$  是子孔径的面积。为了方便计算机数值化处理，常常取前  $M$  项 Zernike 多项式。考虑到实际测量噪声的影响，波前斜率与模式系数的关系可以用矩阵表示如下：

$$\begin{bmatrix} g_x(0) \\ g_y(0) \\ \vdots \\ g_x(M) \\ g_y(M) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{x0}(1) \cdots Z_{xM}(1) \\ Z_{y0}(1) \cdots Z_{yM}(1) \\ \vdots \\ Z_{x0}(m) \cdots Z_{xM}(m) \\ Z_{y0}(m) \cdots Z_{yM}(m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ \vdots \\ \vdots \\ a_M \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon_0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \varepsilon_M \end{bmatrix} \quad (3-20)$$

或者简记为：

$$g = Da + \varepsilon \quad (3-21)$$

其中  $m$  为 H-S 传感器的子孔径的数目， $g$  为畸变的位相波前所对应的斜率矩阵， $a$  为其 Zernike 多项式展开系数矩阵， $\varepsilon$  是零均值高斯白噪声； $g$  是  $2m$  维矢量， $D$  是  $2m * M$  维矩阵， $a$  是  $2m$  维矢量， $\varepsilon$  是  $2m$  维矢量。变换矩阵  $D$  的元素为：

$$\begin{aligned} Z_{x_i}(k) &= \frac{1}{S_k} \iint_{S_k} \frac{\partial}{\partial x} Z_i(x, y) dx dy \\ Z_{y_i}(k) &= \frac{1}{S_k} \iint_{S_k} \frac{\partial}{\partial y} Z_i(x, y) dx dy \end{aligned} \quad (3-22)$$

其中  $S_k$  为第  $k$  个子孔径的面积。

由此可见，模式法波前重构也可以归结为线性方程组的解。上述的矩阵方程是一个过约束，通常  $D$  矩阵的行数  $2m$  大于列数  $M$ 。尽管系数矩阵元素的排列没有很大的规律性，但是考虑到相距较远各个子孔径之间可以认为是独立不相关，系数矩阵也可以看作是稀疏的。求解这一类方程常常采用奇异值分解法 (strange value Decompose, SVD)，可以得到广义逆矩阵  $D^+$  进而可求得 Zernike 系数的最小二乘解，令  $a_0 = 0$  就可计算出波前位相<sup>[31]</sup>。模式法波前重构得到的相位波前为：

$$\hat{\Phi}(x, y) = \sum_{i=0}^M a_i Z_i(x, y) \quad (3-23)$$

### 3.4 Zernike 多项式

#### 3.4.1 Zernike 多项式的定义

Zernike 多项式被广泛用于光学镜面及光学成像系统的设计。Noll 把 Zernike 多项式用于描述柯尔莫哥洛夫湍流大气对波前造成的相差后，Zernike 多项式被广泛用于自适应光学系统中。Noll 对 Zernike 多项式的定义形式进行了修改，使各项 Zernike 多项式在单位圆内的均方根值都为 1。其定义的 Zernike 多项式<sup>[32]</sup>如式 (3-24)。

$$\begin{aligned} z_{\text{evenk}} &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \cos(m\theta) & m \neq 0 \\ z_{\text{oddk}} &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \sin(m\theta) & m \neq 0 \\ z_k &= \sqrt{(n+1)} R_n^0(r) & m = 0 \end{aligned} \quad (3-24)$$

其中：

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s \sqrt{n+1}(n-s)! r^{n-2s}}{s![(n+m)/2-s]![(n-m)/2-s]!} \quad (3-25)$$

$(r, \theta)$ 为圆域内的极坐标。每个多项式  $z_k(r, \theta)$  的序号  $k$  按行增长，对一给定的径向级次  $n$  而言，模式具有较低角频率  $m$  者在前，对于两个具有同样  $n$  和  $m$  的多项式，偶数  $k$  对应于含  $\cos(m\theta)$  的模式，而奇数  $k$  对应于含  $\sin(m\theta)$  的模式。Zernike 多项式在圆域内是正交的，而且低阶模式可以与低阶象差相对应。

表 3.1 为计算出的在直角坐标下 Zernike 多项式的部分项的显式及所代表的像差意义。对比上文中光束在大气湍流中传播时的像差分析可以知道，Zernike 多项式的像差意义明显。

表 3.1 Zernike 多项式部分项所对应的像差

$Z_1 = 1$	常数
$Z_2 = 2x$ $Z_3 = 3x$	倾斜（横向）
$Z_4 = \sqrt{3}[2(x^2 + y^2) - 1]$	离焦（纵向）
$Z_5 = 2\sqrt{6}xy$ $Z_6 = \sqrt{6}xy$	像散（三阶）
$Z_7 = \sqrt{8}[3(x^2 + y^2) - 2]y$ $Z_8 = \sqrt{8}[3(x^2 + y^2) - 2]x$	彗差（三阶）
$Z_9 = \sqrt{8}(3x^2 - y^2)y$ $Z_{10} = \sqrt{8}(x^2 - 3y^2)x$	
$Z_{11} = 6\sqrt{5}[(x^2 + y^2)^2 - x^2 - y^2 + 1]$	三阶球差

Zernike 多项式具有如下主要特点<sup>[33]</sup>：

- A) Zernike 多项式很容易同各种经典的象差联系起来。
- B) Zernike 多项式在单位圆上是正交的，所以任意一项也表示与数据点的最

小二乘拟和。于是，要去除波面倾斜或离焦，只需令某个适当的系数为零即可。

C) 使不同级次的像差彼此平衡，以得到最大的“斯特列里数”。

### 3.5 解卷积图像复原算法

图像复原，也称为图像恢复，是图像处理技术中的一个重要分支。其目的就是尽可能地减少或去除在获取数字图像过程中发生地图像质量下降（退化），恢复被退化图像的本来面目。因此，要弄清楚退化的原因，分析引起退化的环境因素，建立相应的数学模型，并沿着使图像降质的逆过程恢复图像。与图像增强相似，图像复原的目的也是改善图像质量。但是图像复原是试图利用退化过程的先验知识使已退化的图像恢复本来面目，从图像质量评价的角度，是提高图像的清晰度<sup>[34]</sup>。

在本课题中（用解卷积做波前修正及图像处理），主要针对的问题是光束在大气中传输时受到大气湍流扰动，引起图像模糊。本课题采用波前探测技术获取关于光波传输的函数关系，即瞬时光学传递函数  $H$ ，然后根据成像的数学模型，采用图像复原算法对图像进行恢复，解决大气湍流扰动的问题<sup>[35]</sup>。

假定在望远系统光轴附近无限远处有一个准单色的非相干扩展物体，其表面的光强分布为  $i_0(u)$ ，其中  $u$  为物体上各点对系统入射光瞳中心的二维空间角坐标。如果  $i_0(u)$  不为零的角域比较小，即位于大气扰动的同一个“等晕区”内，也即该区域内位在  $u_0$  处的发光点所成的像可以用  $h_A(u-u_0)$  表示，则  $i_0(u)$  的像  $i_A(u)$  为：

$$i_A(u) = i_0(u) * h_A(u) \quad (3-26)$$

在空间角频率内有：

$$I_A(f_u) = I_0(f_u)H_A(f_u) \quad (3-27)$$

式中  $I_0$ 、 $I_A$ 、 $H_A$  分别是  $i_0$ 、 $i_A$ 、 $h_A$  的二维傅立叶变换； $f_u$  是与  $u$  对应的空间频率。 $H_A(f_u)$  称为是存在大气扰动时的瞬时传递函数（未归一化）。

式(3-27)表明，如果已知  $I_A(f_u)$  和  $H_A(f_u)$ ，那么对于所有的  $H_A(f_u) \neq 0$  的空间频率，原则上都可以求出  $I_0(f_u)$ ，进而可以获得  $i_0(u)$ 。这就是解卷积（实际

上是式(3-26)的逆过程)或逆滤波(式(3-27)的逆过程)处理的基本原理<sup>[18]</sup>。

将  $H_A(f_u)$  归一化处理可以得到瞬时光学传递函数  $H(f_u)$ ；由于两者只是相差一个归一化系数，而比例系数不会影响图像强度的分布规律，所以由式(3-27)可以得到：

$$I_0(f_u) = \frac{I_A(f_u)}{H(f_u)} \quad (3-28)$$

显然，分别求出  $I_A$  和  $H$  便可以求出  $I_A(f_u)$ ，进而经过逆傅立叶变换得到恢复图像  $i_0(u)$ 。不过，实际情形并不这么简单，因为任意一个瞬时的传递函数样本  $H(f_u)$  一般在截止频率范围内总会有若干个零值和许多接近于零值的点。在这些频率点上无法用式(3-27)进行计算。为了克服这一困难，对式(3-28)进行演变可以得到：

$$I_0(f_u) = \frac{\langle I_A(f_u)H^2(f_u) \rangle}{\langle |H(f_u)|^2 \rangle} \quad (3-29)$$

式中的分母满足在截止频率范围内无零点的要求。 $\langle \rangle$ 表示求数学期望，也即求系统平均。 $I_A(f_u)$ 和  $H(f_u)$ 分别由测量瞬时图像分布和瞬时波前来获取。系统平均由连续多次测量来估算。整个过程如图 3.5 所示。

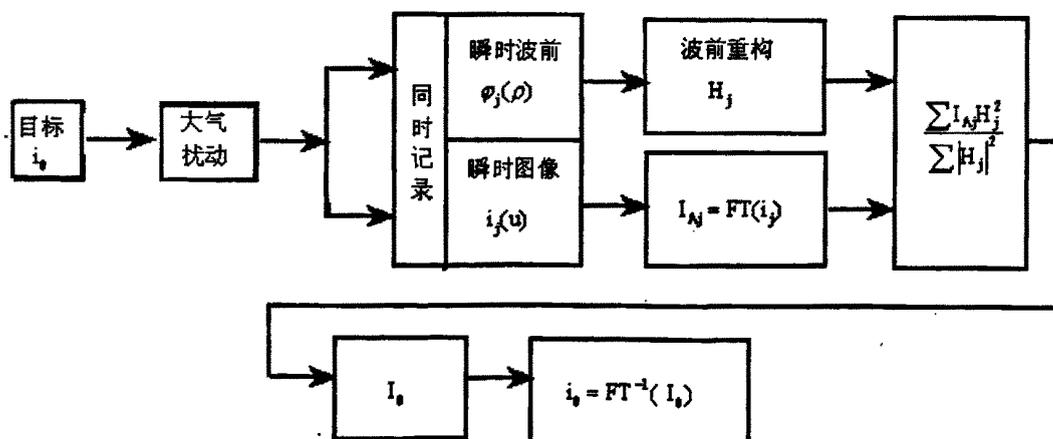


图 3.5 基于波前探测的解卷积原理

### 3.6 畸变图像解卷积复原的完整过程

完整的实验过程如下:

1) 在无相差的情况下,用点源信标(氦氖激光器)作为系统标定光,此时的成像光束波前为参考光束波前。采集哈特曼—夏克波前传感器(应用高帧频 CCD 图像采集卡)图像数据作为基点图像数据,计算各子孔径基点光斑的质心位置。

2) 在系统中加入相差板,应用扩展源目标作为信标,采集哈特曼—夏克波前传感器的图像和成像数据。根据采集的波前传感器图像数据计算各子孔径光斑相对于基点光斑位置的质心偏移量,进而可以求得各子孔径波前斜率(此质心偏移量与波前斜率成正比)。

3) 选定合理的 Zernike 模式数,根据波前斜率应用 Zernike 模式波前相位复原法得到波前相位  $\phi(x)$ , 并可以得到规格化瞳函数  $P(x) = W(x)\exp[j\phi(x)]$ ; 对于非相干光,点扩展函数 (PSF) 为  $F(u) = |\text{FT}^{-1}(P(x))|$ , 其中  $\text{FT}^{-1}(\bullet)$  表示傅立叶变换。再根据系统光学传递函数 (OTF) 是点扩展函数的傅立叶变换的关系,可以计算得到系统光学传递函数  $H(f_u)$ 。

4) 根据式 (3-29) 计算目标谱  $I_0(f_u)$ , 进而可以得到被恢复的目标光斑图像  $i_0(u)$ 。

## 4. 解卷积式自适应光学的硬件设计

上文叙述了解卷积式自适应光学系统的原理，根据原理可以将一个解卷积式自适应光学系统的硬件结构分成三个主要组成部分：成像系统、波前探测和运算部分。但是，实际的系统要复杂得多。它还包括一些辅助的器件，例如前置光学系统、分光器和信号采集电路等组成部分。图 4.1 是本课题所研究的自适应光学系统的结构示意图。图 4.2 是系统外观图。

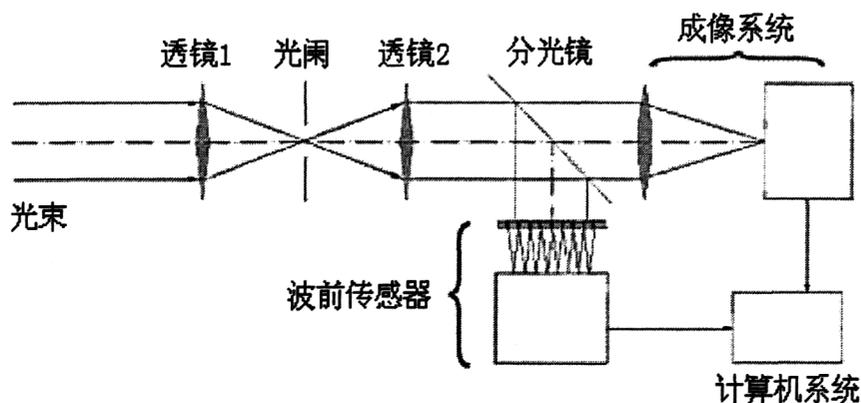


图 4.1 系统结构示意图

从结构图中可以清楚地看到各个组成部分的相互关系。前置光学系统主要由透镜和光阑组成，起着滤光作用。分光镜将入射光分为两束，一束进入成像

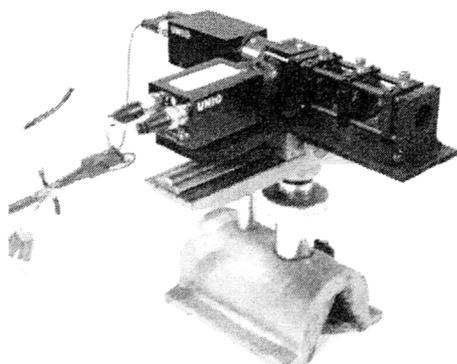


图 4.2 系统外观图

系统，另一束进入波前传感器。成像系统和波前传感器通过信号采集电路分别把图像信号和波前信号传入计算机系统进行处理。

## 4.1 前置光学系统

在通常情况下，在光学系统中探测系统中，例如周围存在自然光或者存在照明光时，一些不期望的光线（简称杂光）会进入系统，从而对波前探测和成像产生影响<sup>[36]</sup>。为了防止杂光的干扰，本系统在波前探测和成像环节前加一套前置光学系统，用以最大限度地滤除杂光，减少干扰。

本系统是采用的是光透镜组和光阑组成了过滤光学系统（如图 4.3）。

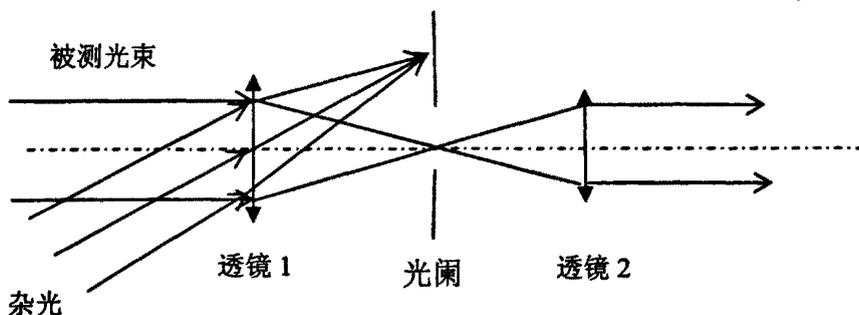


图 4.3 滤光原理图

被测平行光束凸透镜 1 会聚，再通过光阑孔，变成发散光。在光阑后面再加凸透镜 2，使光束再次变成平行光。这里透镜 1 和透镜 2 是共焦的。

其实这是个望远系统，透镜 2 外径比较小，本系统选用的透镜 1 焦距 40mm，透镜 2 的焦距是 25mm。

## 4.2 成像系统

成像系统是本系统中的重要组成部分，它主要是用来采集原始图像，然后将原始图形信号以一定数据格式传递给计算机。

成像系统由三部分组成，即光学镜头、光电成像器件和控制/转化电路。这

部分主要采用型号合适的 CCD 相机。

#### 4.2.1 光电成像器件

光电成像器件是一种利用其光电特性将光信号转换成电信号的器件，在成像系统中用作接收器。当前最常用的光电成像器件是电荷耦合器件，即 CCD (Charge-Coupled Device)。它是一种大规模集成的光电二极管阵列成像器件，集光电转换及电荷存贮、电荷传输和电荷（信号）拾取等摄像三功能于一体，属于全固态的光电子成像器件<sup>[37]</sup>。

CCD 的性能决定于其特性参数，例如光电转换特性和响应度。输入曝光量  $H(lx \cdot s)$  与输出电压信号的关系称为 CCD 的光电转换特性，如图 4.4 所示，图中  $V_s$  是饱和电压， $V_d$  是暗电压。它可用下列方程表示

$$y = ax^\gamma + b \quad (4-6)$$

式中， $x$  为曝光量 ( $lx \cdot s$ )； $y$  为输出信号电压 ( $V$ )； $b$  为当曝光量  $x=0$  时 CCD 的输出暗电压 ( $V_d$ )； $a$  为 CCD 的光响应度 ( $V/lx \cdot s$ )； $\gamma$  为光电转换系数，或伽玛系数。

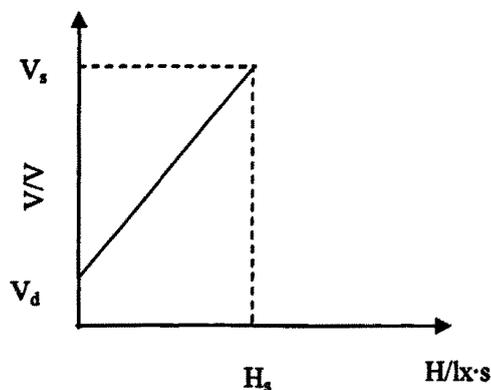


图 4.4 CCD 光电转换特性

一个好的 CCD 应具有高的光响应度和低的输出暗电压。

CCD 器件成像实质是由空间上分立的光敏单元对入射光学图像进行离散采样的结果。光敏单元一般呈周期性排列，采样频率可用每毫米中的单元数（空

间频率)来表示。根据奈奎斯特定理,摄像器件能分辨的最高频率(分辨率)等于其空间采样频率 $f_0$ 的一半,称为奈奎斯特极限频率 $f_N$ 。

与其他成像器件一样,CCD对不同空间频率的正弦波输入图像,具有不同的调制度传递性,空间频率越高,传递能力越差。经零频归一化后,测得的调制度 $M(N)$ 曲线即为该器件的 $MTF$ 。

影响 CCD 成像器件高频  $MTF$  下降的原因有三项<sup>[38]</sup>:

- (1) 像元几何尺寸限制。
- (2) 载流子横向扩散产生的串扰。因 CCD 势阱间并非完全隔离,像元光生电荷可能扩散到临近像元中去,随输入波长增大,这种串扰现象愈加严重。
- (3) 载流子转移损失,频率越高,损失越大。

在实际 CCD 成像系统中,由于光学透镜和杂光的影响,通常在奈奎斯特频率处的  $MTF$  值为 0.5~0.7。

在本系统中,为了获取目标物体短时间曝光图像,要求 CCD 具有较高的光响应度。同时,作为大尺寸测量系统中的图像传感器,要求 CCD 具有良好的光电转换特性和较高的空间分辨率。

通过比较,本系统选用 UNIQ 公司的 UP600 型 CCD 图像传感器作为成像系统的接收器。该 CCD 图像传感器采用 1/3" 逐行扫描,有效像素为 659×494,信噪比优于 58dB,扫描速度为 60 帧每秒,尺寸大小为 6.59mm\*4.94mm。它还具有外部异步采集功能,能很容易抓拍高速运动物体的图像,这一特点正是本系统所需要的,即抓拍目标源在湍流中的瞬时图像。

### 4.3 波前传感器设计

选择波前传感器是本系统的关键部分,它是用来探测波前误差的。它性能的好坏直接影响到图像恢复的效果。

本系统采用的波前传感器是目前自适应光学中常用的哈特曼—夏克波前传感器。其主要由两部分组成:微透镜阵列和 CCD 器件。在前文中已经叙述过它的工作原理。如图 4.5 是本系统中的波前传感器照片。

CCD 器件要求具有高的响应度和高分辨率,以及良好的光电转换特性。其

型号和特性参数在前面已经详细叙述，这里不再重复。

微透镜阵列本系统是采用中国科学院成都光电技术研究所的产品。在前面已经介绍过，它是在一块基片上集成一系列微小透镜组成的阵列。如图 4.6 所示是用电子扫描显微镜得到的微透镜表面轮廓 SEM 照片。



图 4.5 本系统中的哈特曼—夏克波前传感器

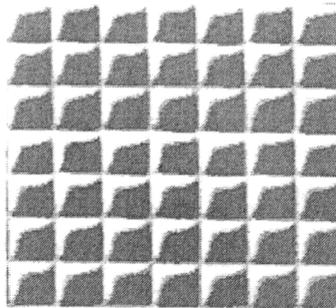


图 4.6 微透镜表面轮廓 SEM 照片

从图中可以看出，微透镜阵列由每个小单元组成，每一个独立的单元都是一个透镜，微透镜之间是连续的。

微透镜阵列的参数直接影响着波前传感器的精度，表 4.1 是本系统所采用的微透镜阵列的参数。

表 4.1 微透镜阵列的参数

中心波长: 0.6328 $\mu\text{m}$	子孔径尺寸: 200 $\mu\text{m}$ $\times$ $\mu\text{m}$
焦距: 6.7mm	基片: $\Phi$ 20mm $\times$ 3mm
阵列数: 75 $\times$ 75	填充因子: 99%
不均匀度: $\leq$ 3%	元件表面粗糙: $\leq$ 5nm

#### 4.4 光源设计

在前面已经介绍过了, 本系统在做实验时, 先用点源信标作为系统标定光, 来确定各子孔径基点光斑的质心位置。然后才能对被测图像恢复。

在实验装置中, 本系统是采用氦氖激光器加准直光路作为光源。如图 4.7 所示。

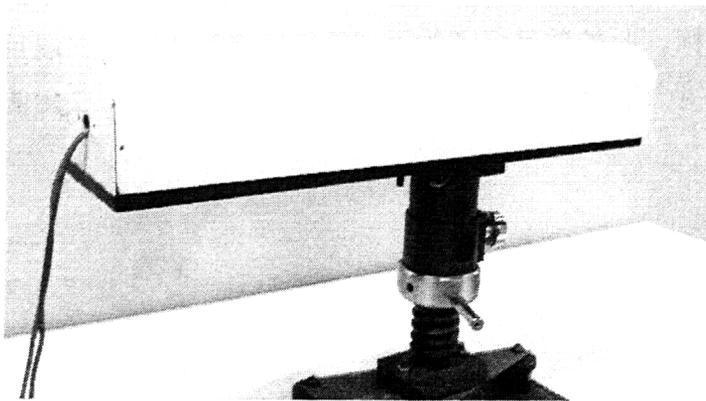


图 4.7 氦氖激光光源

另外, 由于氦氖激光器光源点小, 为此, 本系统还需要扩展目标源。图 4.8 是该扩展目标源的原理图。

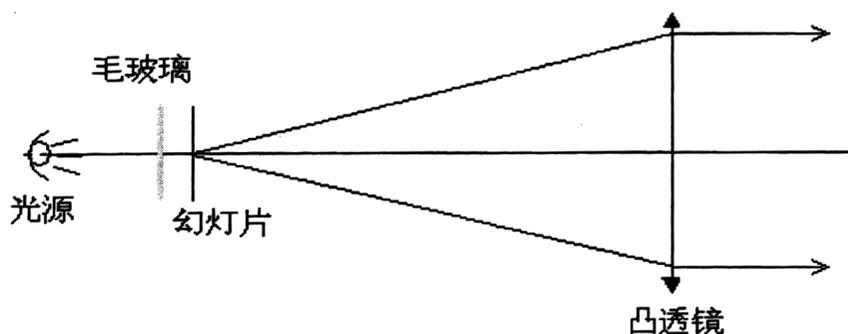


图 4.8 扩展目标源原理图

在凸透镜的焦平面上放置一幻灯片，在幻灯片后面加一照明光源，光源与幻灯片之间用毛玻璃隔开。这里毛玻璃的作用是使光线均匀分布。幻灯片上的图形就是扩展目标。此扩散目标源的原理跟平行光管相同，扩展目标上每点发出的光经过凸透镜会聚后变成近似平行光。图 4.9 是本系统所采用的平行光管实物图。



图 4.9 平行光管实物图

## 5. 波前畸变图像信号解卷积恢复的 MATLAB 实现

### 5.1 产生 Zernike 多项式的 MATLAB 程序

在程序中创建 R 为元胞数组，用于存放 66 阶 Zernike 多项式。Zernike 多项式的计算公式见上文中的式<324>和式<325>。程序如下：

```

%%%%%%%%求出 mn(3,0)=[ii;m;n]%%%%%%%%
m=0;n=0;ii=1;
mn=zeros(3,66);
for n=0:10
    for m=0:n
        if mod(n-m,2)==0
            if m~=0
                mn(1,ii)=ii;
                mn(2,ii)=-m;
                mn(3,ii)=n;
                ii=ii+1;
            end
            mn(1,ii)=ii;
            mn(2,ii)=m;
            mn(3,ii)=n;
            ii=ii+1;
        end
    end
end
end
end

```

这一段程序通过观察表 4.1 中的  $m$ 、 $n$ 、 $ii$  的对应关系，运用枚举的编程思想进行程序设计。该对应关系的本质是几个约束条件。即： $n$  为正整数， $m$  为绝对值不大于  $n$  的整数，并且  $n-m$  要为偶数。对于满足这样约束条件的  $m$ 、 $n$

值，则存在一个  $ii$  值（Zernike 多项式的阶数）与两者对应。也即可以求出各自的一组对应值；在对应值中， $m$  小的对应阶数  $ii$  也小。在程序中，对应值用  $mn(3,66)$  数组来存放。对于某一阶数值  $ii$ ， $ii$  值放在  $mn$  的第一行中，与之对应的  $m$ 、 $n$  分别放在第二行和第三行中。 $mn$  的每一列的三个值组成一组对应关系。

```

%%%%%%%%%%%%%求出前 66 阶 Zernike 多项式%%%%%%%%%%%%%
syms r theta x y ;
R=cell(1,66);
R{1,1}=sym(1);
A=sym('(-1)^s*sqrt(n+1)*factorial(n-s)/
      (factorial(s)*factorial((n+m)/2-s)*factorial((n-m)/2-s))*r^(n-2*s)');
for ii=2:66
    m=mn(2,ii);
    n=mn(3,ii);
    R{1,ii}=0;
    for s=0:(n-m)/2
        if ((n+m)/2-s)< 0
            continue
        end
        B=subs(A,['m,n,s'],['m,n,s]);
        R{1,ii}=R{1,ii}+B;
    end
    if m==0
        Theta=1;
    elseif ( m>0 & mod(m,2)==0 )|( m<0 & mod(m,2)~=0 )
        Theta=sqrt(2)*cos(m*theta);
        Theta=simple(subs(Theta,'m',m));
    elseif (m>0 & mod(m,2)~=0)|( m<0 & mod(m,2)==0 )
        Theta=sqrt(2)*sin(m*theta);
        Theta=simple(subs(Theta,'m',m));
    end
end

```

```

end
R{1,ii}=R{1,ii}*Theta;          %%%   R*Theta
R{1,ii}=expand(R{1,ii});
R{1,ii}=subs(R{1,ii},{r,theta],[sqrt(x^2+y^2),atan(y/x)]); %%% 用 x,y 替
                               换 r,Theta
R{1,ii}=simplify(R{1,ii}); %%%   化简
R{1,ii}=simple(R{1,ii});
end

```

这一段程序为求出 Zernike 多项式的各阶直角坐标表达式。r、theta 分别被定义为极坐标中的极半径和极角。编程的思想是先赋值求出符号表达式 A，得到极坐标半径 R 关于 r 的符号表达式。然后赋值求出符号表达式 Theta，得到极坐标中的极角 Theta 关于 theta 的符号表达式。最后将 R 与 Theta 求积，结果放在 R 中，即得到 Zernike 多项式的极坐标表达形式，经过直角坐标变换和化简后即得到 Zernike 多项式。

程序运行结果为：

表 6.1 程序运行生成的前 20 阶 Zernike 多项式

R(1, 1)	1	Z(1)
R(1, 2)	2*x	Z(2)
R(1, 3)	2*y	Z(3)
R(1, 4)	$3^{(1/2)}*(2*x^2+2*y^2-1)$	Z(4)
R(1, 5)	$-2*y*x*6^{(1/2)}$	Z(5)
R(1, 6)	$x^2*6^{(1/2)}-y^2*6^{(1/2)}$	Z(6)
R(1, 7)	$2*2^{(1/2)}*(3*x^2+3*y^2-2)*x$	Z(7)
R(1, 8)	$2*2^{(1/2)}*y*(3*x^2+3*y^2-2)$	Z(8)
R(1, 9)	$2*2^{(1/2)}*(x^2-3*y^2)*x$	Z(9)
R(1, 10)	$2*2^{(1/2)}*y*(3*x^2-y^2)$	Z(10)
R(1, 11)	$5^{(1/2)}*(6*x^4+12*x^2*y^2+6*y^4-6*x^2-6*y^2+1)$	Z(11)
R(1, 12)	$-2*10^{(1/2)}*(4*x^2+4*y^2-3)*x*y$	Z(12)
R(1, 13)	$10^{(1/2)}*(4*x^2+4*y^2-3)*(x-y)*(x+y)$	Z(13)

R(1, 14)	$-4*5^{(1/2)}*2^{(1/2)}*y*x*(x^2-y^2)$	Z(14)
R(1, 15)	$5^{(1/2)}*2^{(1/2)}*(x^4-6*x^2*y^2+y^4)$	Z(15)
R(1, 16)	$2*3^{(1/2)}*(10*x^4+20*x^2*y^2+10*y^4-12*x^2-12*y^2+3)*x$	Z(16)
R(1, 17)	$2*y*3^{(1/2)}*(10*x^4+20*x^2*y^2+10*y^4-12*x^2-12*y^2+3)$	Z(17)
R(1, 18)	$2*3^{(1/2)}*(5*x^4-10*x^2*y^2-15*y^4-4*x^2+12*y^2)*x$	Z(18)
R(1, 19)	$2*3^{(1/2)}*y*(15*x^4+10*x^2*y^2-5*y^4-12*x^2+4*y^2)$	Z(19)
R(1, 20)	$2*3^{(1/2)}*(x^4-10*x^2*y^2+5*y^4)*x$	Z(20)

通过与文献上的前 20 阶 Zernike 多项式对比可以知道，所求出的 Zernike 多项式是正确的。

## 5.2 求质心的 MATLAB 程序

先求出基点阵列图像的质心坐标，作为参考点。然后在各参考点上设置 20\*20 大小的像素窗口，在各窗口内循环求取目标畸变图像的质心坐标。用三维矩阵 CC 存放基点质心坐标，用 DD 存放畸变图像质心坐标，CD 存放基点质心坐标与畸变图像质心坐标 X、Y 方向上的偏差，为后续求取波前平均斜率做准备。

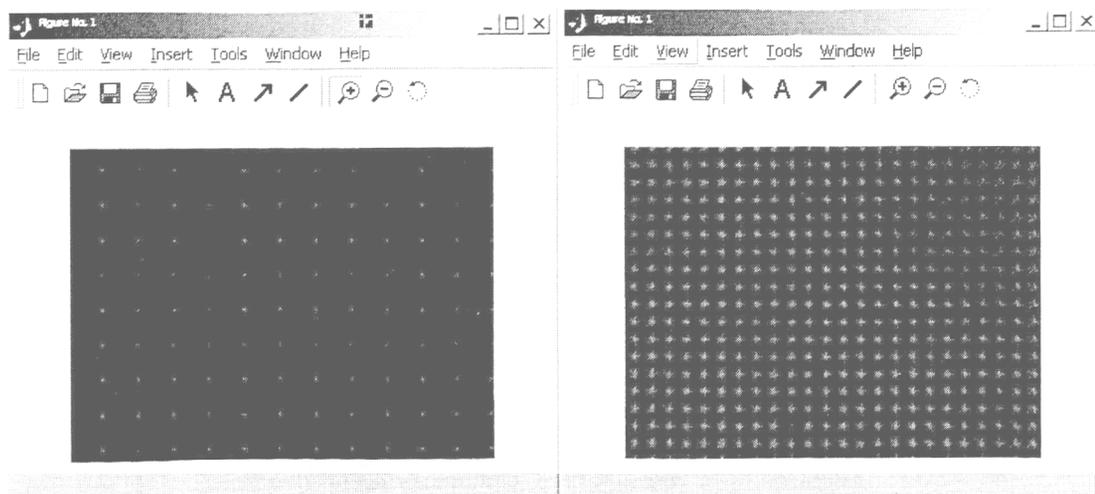


图 5.1 (左) 基点图像点阵图 (放大后的局部图)  
(右) 扩展源受到扰动后的畸变阵列图

```

%%%%%%%%%%%%%%求基点质心%%%%%%%%%%%%%%
I=imread('0515jd.bmp');      %读基点图像并存在 I 中
BW=im2bw(I,46/255);          %将图像 I 二值化
I=double(I);                  %%%%%%%%%数值类型转换
C=ones(17,23,2);             %创建用三维矩阵 C 存放基点质心
CC=cell(17,23);
dy0=(494/17+494/18)/2;
dx0=(685/24+685/23)/2;      %估算相邻质心点间 x, y 方向上的步长
dx=17;dy=30;                 % BW(dy, dx)=1, 估计出起始点的大致方位坐标
for i=1:17                     %行循环%%%%%%%%按行扫描
    dy=round(dy+(i~1)*dy0);%给出参考点 BW(dy, dx) 到 x 轴的距离
    for j=1:23                 %列循环
        dx=round(dx+(j~1)*dx0);%给出参考点 BW(dy, dx) 到 y 轴的距离
        xc1=0;yc1=0;xc2=0;yc2=0;
        for y=-5:5
            for x=-5:5
                if ~BW(round(dy+y),round(dx+x))%%%%%%%%判断循环点是否%%
                    是属于本子孔径
                        continue;
                    else
                        xc1=xc1+(dx+x)*I(round(dy+y),round(dx+x));
                        xc2=xc2+I(round(dy+y),round(dx+x));
                        yc1=yc1+(dy+y)*I(round(dy+y),round(dx+x));
                        yc2=yc2+I(round(dy+y),round(dx+x));
                    end
                end
            end
        end
    end
end
xc=xc1/xc2;                    %(i, j) 子孔径内基点图像 x 方向上的质心
yc=yc1/yc2;                    %(i, j) 子孔径内基点图像 y 方向上的质心

```

```

dy=yc;
C(i,j,1)=yc;           %(i, j)内基点图像 y 方向上的质心坐标
C(i,j,2)=xc;           %(i, j)内基点图像 x 方向上的质心坐标
CC{ij}=[C(i,j,2);C(i,j,1)];
end
dx=17;
dy=C(i,1,1);
end

```

这一段程序目的是求基点图像质心。主要思想是：先对基点图像进行二值化（在二值化前先通过读图像的灰度直方图，运用阈值分割的技术确定二值化的阈值，这里取两峰值间的谷所在处的灰度值作为阈值，为 46。）然后由经验获得第一个基点光斑的大致质心位置。接下来以该质心位置为中心，通过取一个 5\*5 的窗口（窗口大小设置的依据是既要能把该基点光斑的有效像素点全部包括，有不能过大，以免包含了其他光斑的有效像素点。有效像素点即二值化图中的亮点，过程中还要用这些亮点来进行判断以舍去不属于光斑的像素灰度值）进行循环求取这一基点光斑的实际质心位置。同时，要先估计出相邻两像素间的步长；这里就可以用第一个光斑的实际质心电价上步长求得相邻光斑质心的大致位置。直到了大致位置后就可以用求第一个光斑质心的方法求出此光斑质心的位置。依次循环，直到所有基点光斑的质心全部求出。得到的图如 5.1 左所示。

%%%%%%%%%%求畸变图像质心坐标%%%%%%%%%%

```

II=imread('0515bd2.bmp');
[a,b]=imhist(II);
AB=[a';b'];
B2W=im2bw(II,45/255);           %%%阈值确定为 45
II=double(II);
D=ones(17,23,2)%%创建矩阵 D，大小与 C 相同，用来存放畸变图像的质心坐标
DD=cell(17,23);
for i=1:17
    for j=1:23

```

```

dx=round(C(i,j,2));
dy=round(C(i,j,1));%%%以基点质心坐标作为参考点
xc1=0;yc1=0;xc2=0;yc2=0;
for y=-10:10
    for x=-10:10%窗口大小增加为 20*20 个像素
        if ~B2W(round(dy+y),round(dx+x))
            continue;
        else
            xc1=xc1+(dx+x)*II(round(dy+y),round(dx+x));
            xc2=xc2+II(round(dy+y),round(dx+x));
            yc1=yc1+(dy+y)*II(round(dy+y),round(dx+x));
            yc2=yc2+II(round(dy+y),round(dx+x));
        end
    end
end
xc=xc1/xc2;
yc=yc1/yc2;
D(i,j,1)=yc;%畸变图像质心行(x)坐标——y 方向上的坐标
D(i,j,2)=xc;%畸变图像质心列(y)坐标——x 方向上的坐标
DD{i,j}=[D(i,j,2);D(i,j,1)];
end
end
这一段程序的目的是求出畸变图像的光斑质心位置。编程思想与求基点光斑质心坐标的思想是一样的。不同处在于参考点为上段程序求出的各对应的基点光斑质心坐标。如图 5.1 右所示。
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%求 xc, yc 的质心偏移量, %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
CD=cell(17,23);
for i=1:17
    for j=1:23
        CD{i,j}(1,1)=CC{i,j}(1,1)-DD{i,j}(1,1);%%%质心 x 方向的偏差
    end
end

```

```

CD{i,j}(2,1)=CC{i,j}(2,1)-DD{i,j}(2,1);%%%%质心 y 方向的偏差
end
end

```

### 5.3 实验结果分析

为了验证课题研究的解卷积式自适应光学系统的可行性，我们在室内条件下，以扩展源作为目标源，以像差板作为扰动源，对本系统的修正效果进行了一系列实验。在没有加入像差板的时候，成像系统和波前传感器采集的图像如图 5.2 所示。

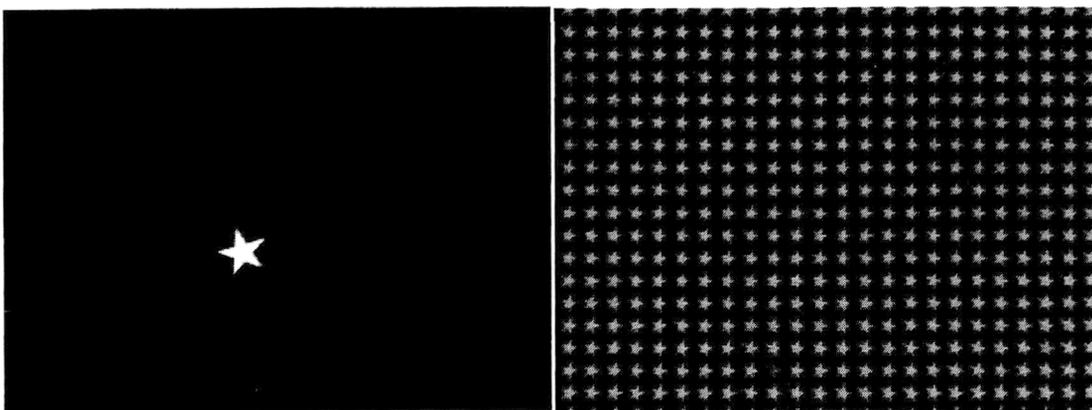


图 5.2 未受扰动的扩展源图像(左)和点阵图(右)

其波前相位模拟图像如图 5.3:

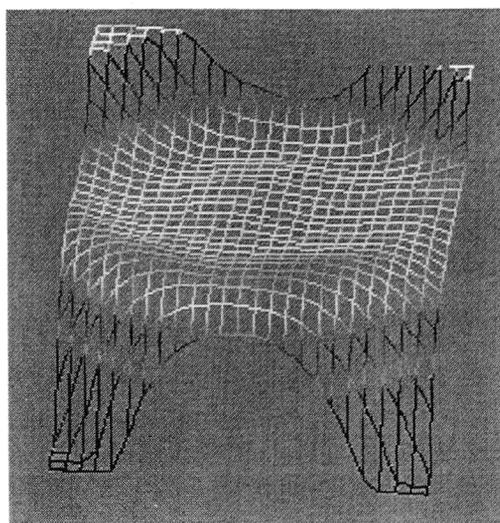


图 5.3 未受扰动的波前相位模拟图

当在光源和本系统之间插入相差板后，波前受到扰动，扩展源所成的像产生畸变。如图 5.4 所示。

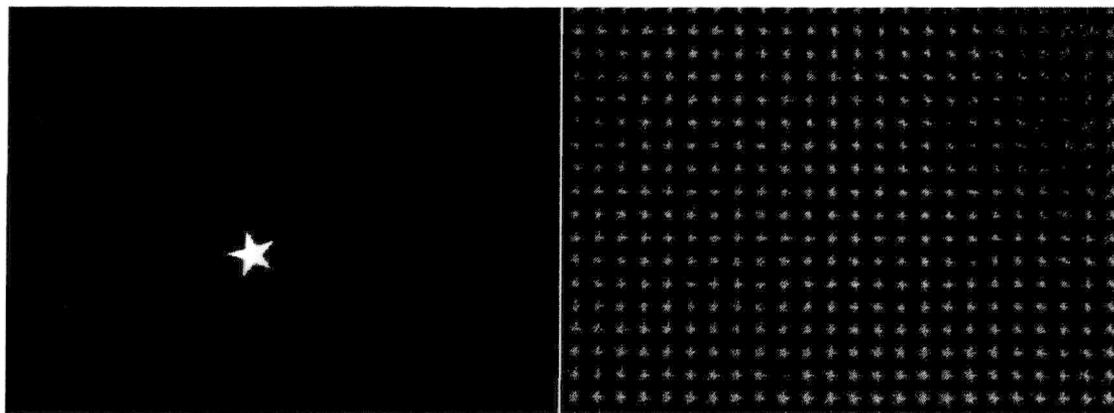


图 5.4 受到扰动后的扩展源图像(左)和点阵图(右)

其波前相位模拟图像如图 5.5:

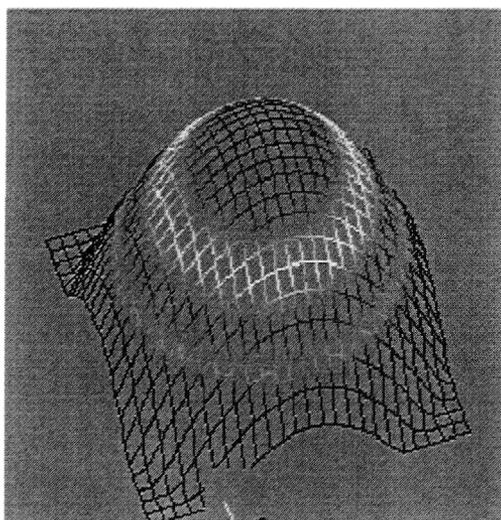


图 5.5 受到扰动后的波前相位模拟图

通过解卷积图像复原算法对受到扰动后的扩展源图像进行处理后，可以得到校正后的波前相位模拟图为：

由于 Zernike 只在圆域内有效，所以图 5.3、5.5、5.6 中四个角的图像是没有实际意义的。通过对比分析上述三幅图像的波前相位图可以知道，图 5.6 与图 5.3 圆域部分的相位吻合，说明通过波前校正处理后，图像的波前相位得到

了很好的恢复

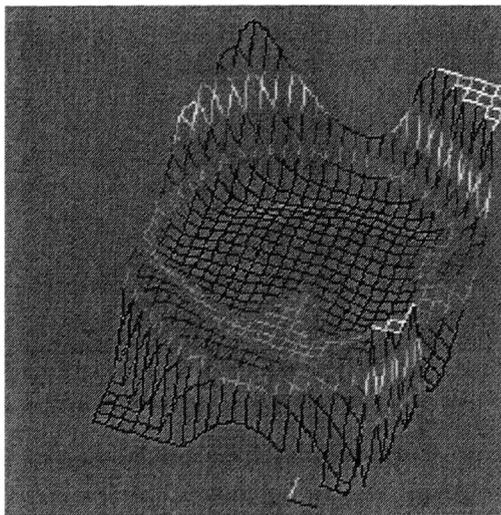


图 5.6 校正后的波前模拟图像

通过一系列的多次实验，发现该系统都能够对受扰动的畸变图像进行很好的复原作用。由于图像探测非常准确，图像的大部分频率成分都能得到很好的恢复。不过相对于图像低频成分而言，系统所探测到的高频成分准确度下降，实际图像的高频成分没有得到有效恢复，导致对于复杂结构的物体的畸变图像的改善程度不是非常明显。而且，相差越大时，改善程度越小。

## 6 总结

随着航天、航空等高科技产业的发展，大尺寸光电测量对精度的要求也越来越高。本课题针对大尺寸光电测量系统中的大气湍流扰动问题，引进了自适应光学技术，提出了一种波前探测结合解卷积图像复原处理的解决方案，并且在理论和实验中都证明该方案对消除大气湍流扰动具有良好效果。

本自适应光学系统采用基于哈特曼—夏克波前传感器的波前传感技术，探测光波的波前畸变，在研究波前畸变对成像的影响的基础上建立大气成像的数学模型，使用解卷积图像复原算法对畸变图像进行复原。

本系统具有如下特点：

- 1、体积小，结构简单；
- 2、防振动，适应性强；
- 3、价格低廉，应用范围广；
- 4、易于升级。

本系统在大尺寸光电测量装置中的应用，有望解决大尺寸测量中长期遇到的一个主要问题，使大尺寸光电测量技术得到进一步发展，测量精度进一步提高，满足现代化建设的需求。

本系统为达到更好的效果，可在以下方面做进一步研究：

- 1、由于系统实时性要求很高，可以采用数字信号处理(DSP)和帧频更快的CCD相机来提高处理速度，完善实时性方面的要求。
- 2、波前重构算法的改进。当前使用的波前重构算法是非常有效的，也是目前应用最广的算法。但计算量仍然很大，而且会随着微透镜整列的增加而成倍增加。所以我们需要新的计算量更小的波前重构算法，这也是一个研究难点。

## 参考文献

- [1] 陈艳, 赵洋. 绝对距离测量技术综述[J]. 现代测试技术, 1997, 5(2):3~9, 51.
- [2] 周肇飞, 吴斌, 张涛. 双纵模激光做无导轨大尺寸精密测量[J]. 光电工程, 1996, .23(4):50~55.
- [3] <http://www.qiji.cn/eprint/abs/2072.html>.
- [4] 姜文汉. 自适应光学与能动光学[M]. 物理, 1997.
- [5] BABCOCK. H. W. The possibility of compensating astronomical seeing. publications of the Astronomical Society of the Pacific[J]. 1953, 65:229~236
- [6] <http://www.ucolick.org/%7Emax/289C/>.
- [7] 姜文汉. 光电技术研究所的自适应光学技术[J]. 光电工程, 1995, 22(1):1~13.
- [8] 姜文汉. 自适应光学技术[J]. 自然杂志, 28(1):7~13.
- [9] 周仁忠. 自适应光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 1996.
- [10] 周仁忠. 阎吉祥[M]. 自适应光学理论. 北京: 北京理工大学出版社, 1996.
- [11] 陈朝阳, 张桂林, 张天序. 图像模糊点扩散函数的求解[J]. 中国图像图形学报, 1999, 4A(2):120~123.
- [12] 张逸新, 迟泽英[J]. 光波在大气中的传输与成像. 北京: 国防工业出版社, 1996.
- [13] 戚康男, 秦克诚, 程路. 统计光学导论[M]. 天津: 南开大学出版社, 1987.
- [14] 王之江, 伍树东. 成像光学[M]. 科学出版社. 1991.
- [15] 饶长辉, 张学军, 姜文汉. 基于哈特曼—夏克波前传感器的图像解卷积: 室内结果. 光学学报[J]. 2002, 22(7):789~793.
- [16] 曹根瑞, 胡新奇. 自适应光学系统中的实时图像处理系统[J]. 数据采集与处理. Vol.10, No.5 Jul. 1995.
- [17] Geunyoung Yoon. Aberration Theory . Department of Ophthalmology Center for Visual[M]. Science University of Rochester, 2004.
- [18] 王之江, 伍树东. 成像光学[M]. 科学出版社. 1991.
- [19] 王春鸿, 李梅, 李安娜. 高帧频 Shack—Hartmann 探测的波前处理技术研究. 强激光与粒子束[J]. 1999, 11(5):579~582.

- [20] 饶长辉, 姜文汉, 凌宁. 应用哈特曼—夏克波前传感器测量大气湍流参数. 光学学报[J]. Vol. 20, No. 9 September 2003.
- [21] 李新阳, 姜文汉. 哈特曼—夏克波前传感器的泽尼克模式波前复原误差[J]. 光学学报, 22(10):1236~1240.
- [22] 杜春雷, 林大健, 周明宝. 衍射微透镜阵列在 Shack—Hartmann 波前传感器中的应用[J]. 光子学报, 1996, 1(25): 732~736.
- [23] 沈锋, 张学军, 饶长辉, 姜文汉. 像增强型 CCD 探测器的光学特性[J]. 光学工程, 2002, 22(5):601~606.
- [24] 姜文汉, 鲜浩, 杨泽平, 姜凌涛, 饶学军, 许冰. 哈特曼波前传感器的应用[J]. 量子电子学报. 1998, 15 (2): 228~235.
- [25] 姜文汉, 鲜浩, 沈锋. 哈特曼—夏克波前传感器的探测误差[J]. 量子电子学报, 1998, 15 (2): 218~227.
- [26] 鲜浩, 李华贵, 姜文汉, 吴旭斌. 用 Hartmann—Shack 传感器测量激光束的波前相位[J]. 光电工程, 1995, 22(2):38~45.
- [27] 沈锋, 姜文汉. 提高 Hartmann 波前传感器质心探测精度的阈值方法[J]. 光电工程, 1997, 1(24): 1~8.
- [28] 江月松, 王森, 赵达遵, 曹根瑞, 余信. 微型自适应光学系统的波面重构算法[J]. 光电工程, 2001, 27(3):220~222.
- [29] Richard H Hudgin . wavefront reconstruction for compensated imaging [J]. JOSA. A. Vol.67(3): 375~378.
- [30] 李新阳, 王春红, 鲜浩, 姜文汉. 直接斜率波前复原算法的控制效果分析[J]. 光电工程. Vol.25, No.6 Dec. 1998.
- [31] 利用 Zernike 多项式对湍流波前进行波前重构[J]. 光电工程, 1998, 25(6):15~19.
- [32] Virendra N. Mahajan. Zernike Circle Polynomials and Optical Aberrations of Systems with Circular Pupils. Engineering & Laboratory Notes.1994.
- [33] 一种基于 Zernike 多项式的波前探测和重构方法[J]. 光学学报, 1994, 14(7): 718~723.
- [34] 阮秋琦. 数字图像处理学[M]. 电子工业出版社. 2001.
- [35] 张远鹏, 董海, 周文灵. 计算机图像处理技术基础[M]. 北京大学出版社.1996.
- [36] 郁道银, 谈恒英. 工程光学[M]. 机械工业出版社. 1994. 4.

[37] 王庆有. CCD 应用技术[M]. 天津大学出版社. 2000.

[38] 向世明, 倪国强. 光电子成像器件原理[M]. 国防工业出版社. 1999.

## 作者在读期间科研成果简介

- [1] 周国斌, 周肇飞, 尹博彪. H-S 波前传感器在大尺寸测量中的应用研究. 机械 2006
- [2] 唐娟, 徐晓秋, 周国斌. 机器视觉曲面孔系坐标测量方法综述. 机械, 2006
- [3] 作为主研人员, 参与了国家自然科学基金项目: 用解卷积做波前修正及图像处理。

## 致 谢

本论文是在导师周肇飞教授的悉心指导下完成的。从论文的选题，技术路线及设计方案的制定，到论文的形成、审定，以及论文工作中的每一个环节都得到了周老师的精心指导，并提出了许多宝贵意见。周老师为本论文倾注了大量的心血和精力。他严谨求实的学风，渊博的学识，诲人不倦的师长风范，忘我的敬业精神，给作者留下了深刻印象，使作者开阔了视野，培养了从事研究工作的能力。在此，谨向周肇飞教授致以由衷的感谢和真挚的敬意！

特别感谢尹博彪和张涛老师，他们在课题研制方面对笔者的帮助从未间断过，在资料收集、理论研究、软硬件设计、系统集成和调试等方面给了我巨大支持和帮助。

同时，由衷地感谢在科研工作期间帮助过我的激光应用技术研究所的程玉华师兄、唐娟、邹炳昂、钟亮、秦玉芳、翟佳等同学；感谢我的家人多年来的理解和支持。

最后，感谢评论本论文的专家和学者。

周国斌

2007年5月