

文章编号: 1001-4322(2001)05-0549-06

实际大气湍流下弱光信标 Shack- Hartmann 波前传感器的波前斜率探测误差*

沈 锋, 姜文汉

(中国科学院 光电技术研究所, 四川 成都 610209)

摘 要: 深入分析了 Shack- Hartmann 波前传感器(S- H WFS)在实际大气湍流条件下弱光信标波前斜率的探测误差, 导出了定量分析的数学模型. 分析结果表明, 当 S- H WFS 用于弱光信标(光子受限)湍流波前斜率的探测时, 除了信标光起伏和探测器噪声外, 大气强度闪烁、天空背景光等因素会增加探测误差, 并且随着探测信标与天空背景光的对比度的下降, 质心探测误差会随着孔径到达角起伏的增加而增加.

关键词: 自适应光学; 波前传感器; 探测误差; 大气闪烁

中图分类号: TN 247 **文献标识码:** A

Shack-Hartmann 波前传感器(S-H WFS)由于其光能利用率高、结构简单等优点, 在大气湍流波前相位测量和自适应光学系统中得到广泛的应用^[1,2]. 对 S-H WFS 的噪声分析仅局限于探测器器件本身^[3-5], 并没有考虑探测对象的特性. 由于 S-H WFS 是通过探测子孔径的会聚光斑的强度分布来计算质心位置的, 因此凡是影响子孔径的光斑强度分布的随机因素(如大气强度闪烁、湍流扰动强弱和天空背景光等)将最终影响其质心位置的探测精度. 当信标光比较强时, 可以通过采取阈值的方法消除背景光信号的影响^[3], 但是在弱光信标的探测时(光子受限水平), 例如对天文目标进行探测, 需要采用光学像增强的方法, 这样背景光和信标光的光子起伏一同受到像增强器的增益放大, 如果采用阈值的方法减去背景, 会在某一瞬时将信标光信号也一起减掉, 从而影响对信标光的探测. 本文从理论上分析了在这种情况下, S-H WFS 对实际的大气湍流进行探测时, 大气强度的闪烁、孔径到达角的起伏和天空背景光等因素对 WFS 的子孔径质心位置的探测精度的影响, 并给出了定量分析的数学模型.

1 Shack-Hartmann 波前传感器的子孔径质心误差分析

分析表明 S-H WFS 的主要误差源为: (1) CCD 相机的读出噪声, 包括前放和 A/D 采样噪声; (2) 信标光的光子噪声以及 (3) 背景光信号噪声. 由于对弱光信标光进行探测时, 需要用光学像增强器进行信号放大, 因而 CCD 的读出噪声被抑制, 本文不考虑 CCD 读出噪声的误差影响. 子孔径光斑探测信号的质心位置是信标光探测信号的质心位置和背景光探测信号的质心位置的加权和^[3]

$$x_c = \frac{S}{1+S}x_p + \frac{1}{1+S}x_g \quad (1)$$

式中: S 为信标的对比度, 定义为子孔径上的信标光强度与天空背景光强度的比值(见公式 2); x_p 和 x_g 分别为信标光探测信号和背景光探测信号的质心位置, 它们都将受到探测信号起伏的影响. 设 p_{ij} 和 g_{ij} 分别为每个像素的信标光电子数和背景光电子数, 则有

$$S = \frac{\sum_{i,j} p_{ij}}{\sum_{i,j} g_{ij}}, \quad x_p = \frac{\sum_{i,j} x_i p_{ij}}{\sum_{i,j} p_{ij}}, \quad x_g = \frac{\sum_{i,j} x_i g_{ij}}{\sum_{i,j} g_{ij}} \quad (2)$$

S-H WFS 的质心探测误差应该是探测得到的质心位置与信标光斑真正的质心位置的偏差. 对于探测器上真正的光斑质心位置, 同样有如公式(1)所示的加权和

* 收稿日期: 2001-03-20; 修订日期: 2001-06-11

基金项目: 国家 863 信息获取与处理技术领域资助课题

作者简介: 沈 锋(1969-), 男, 副研究员, 主要从事自适应光学技术以及微光波前探测技术等研究工作; 成都双流 350 信箱.

$$x'_c = \frac{S}{1+S}x'_p + \frac{1}{1+S}x'_g \quad (3)$$

式中: x'_c , x'_p 和 x'_g 分别为不考虑信号起伏噪声时的加权后的质心、信标光斑真正的质心和背景光真正的质心位置, x'_p 等于信标光斑平均质心位置 \bar{x}_p 加上光斑质心的到达角起伏量 $\Delta x'_p$ 。公式(1)中的探测值 x_p 和 x_g 是真正的质心位置加上光子起伏噪声误差, 即

$$x_p = x'_p + n_{xp}, \quad x_g = x'_g + n_{xg} \quad (4)$$

式中: n_{xp} 和 n_{xg} 分别为光子起伏噪声引起的质心位置误差。综合公式(1), (3)和(4), S-H WFS 的质心探测误差为

$$\sigma_x^2 = \overline{(x_c - x'_p)^2} = \left(\frac{S}{1+S}\right)^2 \overline{n_{xp}^2} + \left(\frac{1}{1+S}\right)^2 \overline{[(x'_g - \bar{x}_p) + n_{xg} - \Delta x'_p]^2} + \frac{2S}{(1+S)^2} \overline{n_{xp}[(x'_g - \bar{x}_p) + n_{xg} - \Delta x'_p]} \quad (5)$$

由于背景光、信标光以及光子起伏噪声过程分别是不相关的, 因此公式(5)中的第二项和第三项展开后, 其中的相关项可以认为等于零。这样公式(5)简化为

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{S}{1+S}\right)^2 \overline{n_{xp}^2} + \left(\frac{1}{1+S}\right)^2 \overline{[(x'_g - \bar{x}_p)^2 + \overline{\Delta x_p'^2} + \overline{n_{xg}^2}]} \quad (6)$$

公式(6)中的 $\overline{n_{xp}^2}$ 和 $\overline{n_{xg}^2}$ 就是光子起伏噪声方差, 而 $\overline{\Delta x_p'^2}$ 就是子孔径波前的到达角方差 σ_a^2 , 则公式(6)可表示为

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{S}{1+S}\right)^2 \sigma_{xp}^2 + \left(\frac{1}{1+S}\right)^2 \left[(x'_g - \bar{x}_p)^2 + \left(\frac{\sigma_a f}{a}\right)^2 + \sigma_{xg}^2 \right] \quad (\text{pixel}^2) \quad (7)$$

式中: f 为子孔径焦距; a 为探测器每个像素的大小; d 为子孔径大小。到达角方差 σ_a^2 表示为

$$\sigma_a^2 = 0.182(d/r_0)^{5/3}(\lambda/d)^2 \quad (\text{rad}^2) \quad (8)$$

2 大气强度闪烁对探测器探测信号的影响

光电子统计理论表明^[6], 光子所激发的光电子正比于入射到探测器上的光子数。当光强度固定的光照射到光电材料上时, 激发出的光电子遵循泊松过程的规律, 称为单重随机的 Poisson 点过程, 其随机变量的方差等于均值。但是如果入射到探测器上的光子数是随机起伏的, 即光强不再是固定不变的, 那么所激发的光电子统计过程称为双重随机的 Poisson 点过程。双重随机的 Poisson 点过程的概率分布是人射光辐射起伏概率的 Poisson 变换^[6]

$$p(n) = \int_0^\infty dI p(I) \frac{(\eta I)^n}{n!} e^{-\eta I} \quad (9)$$

式中: η 为探测器的量子效率; $p(I)$ 为照射到探测器上的光强度的随机起伏概率密度。那么光电子的统计特征为

$$\langle n \rangle = \sum_n n p(n) = \eta \langle I \rangle, \quad \langle n^2 \rangle = \sum_n n^2 p(n) = \eta^2 \langle I^2 \rangle + \eta \langle I \rangle \quad (10)$$

则二阶中心矩(即起伏的方差)为

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \eta^2 \langle \Delta I^2 \rangle + \eta \langle I \rangle \quad (11)$$

由(10), (11)两式可以看出, 当入射光的辐射强度有随机起伏变化时, 其对所激发的光电子的信号方差有较大的影响, 光电子信号的统计过程不再满足 Poisson 分布过程。对于大气强度闪烁的概率, 通常采用对数正态分布模型表示^[7]

$$p(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma I}} e^{-(\ln I - u)^2 / 2\sigma^2} \quad (12)$$

式中: u 为对数均值; σ^2 为大气强度起伏方差

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \sigma^2 = \langle I^2 \rangle \sigma_I^2 \quad (13)$$

σ_i^2 为强度起伏的相对方差,在不同强度起伏情况下,与闪烁指数 β_0^2 有不同的关系,如表 1 所示。

表 1 不同涨落条件下,大气强度起伏相对方差与闪烁指数的关系
Table 1 Relationship between atmospheric intensity relative variance and scintillation index under various circumstances of fluctuations

σ_i^2	strong fluctuation $\beta_0^2 > 1$	weak fluctuation $\beta_0^2 < 1$
plane wave	$1 + 0.85 \beta_0^{-4/5}$	β_0^2
spherical wave	$1 + 2.8 \beta_0^{-4/5}$	$0.63 \beta_0^2$

闪烁指数为
$$\beta_0^2 = 1.23k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \tag{14}$$

将公式(13)代入到公式(11),就可以得到从探测器上得到的光电子信号起伏方差与其均值的关系

$$\sigma_n^2 = \langle \Delta n^2 \rangle = \sigma_i^2 \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle \tag{15}$$

探测器光电子信号的信噪比为

$$SNR = \frac{\langle n \rangle}{\sigma_n} = \sqrt{n} \frac{1}{\sqrt{1 + \sigma_i^2 \langle n \rangle}} \tag{16}$$

与 Poisson 随机噪声不同的是,上式中还包含了由大气强度闪烁引起的信噪比的变化。图 1 表示了平面波在弱涨落区情况下,探测器上光电子信号的信噪比受大气强度闪烁的影响。从图 1(a)可以看出当大气强度闪烁指数增加时,探测器光电子信号的信噪比偏离 Poisson 随机噪声的程度也增大,并且随着入射平均光电子数的增加而增大。而图 1(b)则显示当大气强度闪烁指数较大时,信噪比并不随着入射光电子数的增加而呈平方根关系的增大,而是渐近趋向于一个常数,说明此时大气强度闪烁对探测信号的影响占主导地位。

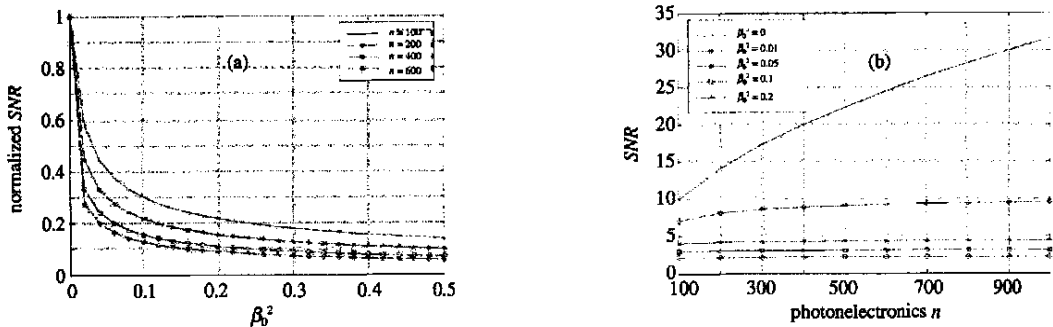


Fig. 1 Effects of atmospheric scintillation on signal-noise-ratio of measurement under weak fluctuations of plane wave, (a) is normalized signal-noise-ratio versus atmospheric scintillation index about different photon-electronics. (b) is the signal-noise-ratio SNR versus incidental photon-electronics under different scintillation indices

图 1 平面波在弱涨落区下大气强度闪烁对探测器信号的信噪比的影响。(a)相对于 Poisson 随机噪声归一化的信噪比 SNR/\sqrt{n} 在不同的光电子数下与大气闪烁指数 β_0^2 的关系,(b)在不同的大气闪烁指数下,信噪比 SNR 与入射光电子数 n 的关系

3 大气强度闪烁对 Shack-Hartmann 波前传感器子孔径质心探测精度的影响

由公式(3),Shack-Hartmann 波前传感器子孔径质心的探测误差将包括信标光起伏引起的探测误差和背景天空光起伏引起的探测误差两部分。对于信标光斑质心位置的计算,根据误差传递公式,质心探测误差公式为^[5]

$$\sigma_{xp}^2 = \frac{\sum_{i,j} x_i^2 \sigma_{i,j}^2}{V_p^2} + \frac{U_p^2 \sum_{i,j} \sigma_{i,j}^2}{V^4} - \frac{2U_p \sum_{i,j} x_i \sigma_{i,j}^2}{V_p^3} \tag{17}$$

式中: $U_p = \sum_{i,j} x_i p_{i,j}$; $V_p = \sum_{i,j} p_{i,j}$ 为入射到子孔径上的信标光电子数; $\sigma_{i,j}^2$ 为第 i, j 个像素信号强度的起伏方差。

根据上一节的分析结果,由于大气强度闪烁的影响,探测器每一个像素探测到的信标光电子的起伏方差应为

$$\sigma_{i,j}^2 = \langle p_{i,j} \rangle^2 + \langle p_{i,j} \rangle \quad (18)$$

将(18)式代入到(17)式中,最后得到质心位置探测误差公式

$$\sigma_{xp}^2 = \left[\frac{\sum_{i,j}^{L,M} x_i^2 p_{i,j}}{V_p^2} + \frac{U_p^2 \sum_{i,j}^{L,M} p_{i,j}}{V_p^4} - \frac{2U_p \sum_{i,j}^{L,M} x_i p_{i,j}}{V_p^3} \right] + \sigma_i^2 \left[\frac{\sum_{i,j}^{L,M} x_i^2 p_{i,j}^2}{V_p^2} + \frac{U_p^2 \sum_{i,j}^{L,M} p_{i,j}^2}{V_p^4} - \frac{2U_p \sum_{i,j}^{L,M} x_i p_{i,j}^2}{V_p^3} \right] \quad (19)$$

从(19)式可以看出,由于强度闪烁起伏,信标光质心探测噪声除了第一项为 σ_A^2/V_p 以外^[5](σ_A^2 为光斑的等效高斯宽度),还存在第二项,这使探测误差增大,与信标光无关,仅仅与大气强度闪烁有关,大小为 $\sigma_i^2/8\pi(\text{pixel}^2)$ (附录 A)。由信标光探测到的子孔径质心位置探测误差公式为

$$\sigma_{xp}^2 = \frac{\sigma_A^2}{V_p} + \frac{\sigma_i^2}{8\pi} \quad (\text{pixel}^2) \quad (20)$$

同样地,天空背景光引起的波前传感器质心位置探测误差为(假设子孔径像素较多,且长宽一般相等)

$$\sigma_{xg}^2 = \frac{1}{V_g} \left(\frac{L^2 - 1}{12} + x_g'^2 \right) + \frac{\sigma_i^2}{LM} \left(\frac{L^2 - 1}{12} + x_g'^2 \right) = \left(\frac{1}{V_g} + \frac{\sigma_i^2}{L^2} \right) \left(\frac{L^2}{12} + x_g'^2 \right) \quad (\text{pixel}^2) \quad (21)$$

综合公式(7),(20)和(21),受大气强度闪烁影响的信标光和天空背景光引起的波前传感器子孔径光斑质心位置探测误差表示为

$$\sigma_{xp}^2 = \left(\frac{S}{1+S} \right)^2 \left[\frac{\sigma_A^2}{V_p} + \frac{\sigma_i^2}{8\pi} \right] + \left(\frac{1}{1+S} \right)^2 \left[\left(\frac{1}{V_g} + \frac{\sigma_i^2}{L^2} \right) \left(\frac{L^2}{12} + x_g'^2 \right) + \left(\frac{\sigma_a f}{a} \right)^2 + (x_g' - \bar{x}_p)^2 \right] \quad (22)$$

式中: V_g 为子孔径视场内接收到的天空背景光电子数。

当信标光比较弱,被淹没在天空背景中时,即公式(22)中的 S 变得很小,此时探测得到的质心位置主要由天空背景光质心位置决定。由于背景光在探测器面上是空间均匀分布的,它的质心位置就是子孔径的几何中心位置,不能反映大气波前扰动。极限情况下当信标光被完全淹没在天空背景中时,波前传感器就不能探测到信标的波前扰动,此时的探测误差就是实际大气湍流的波前扰动,即到达角方差。从公式(22)也可以得到这一结论。对于大气湍流波前相位影响下的孔径光斑,H. T. Yura 曾给出一个光斑高斯宽度的普遍表达式^[8]

$$\sigma_A = \frac{\lambda f}{da} \{ 1 + (d/r_0)^2 [1 - 0.37(r_0/d)^{1/3}] \}^{1/2} \quad (23)$$

综合公式(8),(22)和(23),就可以分析在实际大气湍流下(由大气强度闪烁指数和大气相干长度描述) Shack-Hartmann 波前传感器的子孔径光斑质心位置的探测误差。

4 计算实例和分析结果

大气强度闪烁的强弱由闪烁指数表示,由公式(14),不同的大气湍流折射率指数分布模型,闪烁指数的大小是不同的。国际上有许多不同的大气湍流折射率指数分布模型,如 SLC-Day、HV-21、HV-54 等,也有满足各个地区不同大气条件的模型,如满足美国夏威夷毛依岛(Maui)上的夜间天文观测条件下的修改的 HV 模型^[9],满足我国云南昆明地区夜间天文观测条件的修改的 HV 模型等。表 2 所示为不同的大气折射率指数模型下的大气强度闪烁指数大小。

表 2 在天顶方向,可见光($\lambda=0.55\mu\text{m}$)探测条件下各种模型的大气强度闪烁指数

Table 2 Atmospheric intensity scintillation indices about various refraction index modals under visible wavelength ($\lambda=0.55\mu\text{m}$) at zenith

	SLC-Day	HV-21	HV-54	modified HV model for AMOS	modified HV model for Kunming
r_0/cm	5.7	5.6	4.7	20.0	12.0
$\theta_0/\mu\text{rad}$	13.8	7.8	2.7	20.0	6.34
β_0^2	0.188	0.21	0.87	0.037	0.241

由公式(23), $\lambda f/da$ 为子孔径衍射极限的宽度, 此值太小, 则探测离散采样误差很大, 太大则影响探测误差, 一般最佳取值为 2~3 个探测器像素。图 2 就是在子孔径衍射极限宽度为 2 个像素, 信标光电子数 $V_p=200$, 子孔径探测器视场内的背景光电子数为 200, 子孔径像素数为 16×16 , 则每个像素的背景光电子数为 0.78, 背景光斑质心位置是 1 个像素, 信标光斑平均质心位置为 2.5 个像素, 大气强度闪烁指数分别为 0, 0.1, 0.2 和 0.3 时, Shack-Hartmann WFS 子孔径光斑质心位置探测误差(以像素的平方为单位)与 d/r_0 的关系。图 3 是当 d/r_0 分别为 0.1, 0.5, 1 和 2 时, 子孔径光斑质心位置探测误差与大气强度闪烁指数的关系。图 4 是当在子孔径探测器视场内的背景光电子数为 200, 大气强度闪烁指数为 0.2, 在不同的 d/r_0 下, 子孔径光斑质心位置探测误差与信噪比的关系。

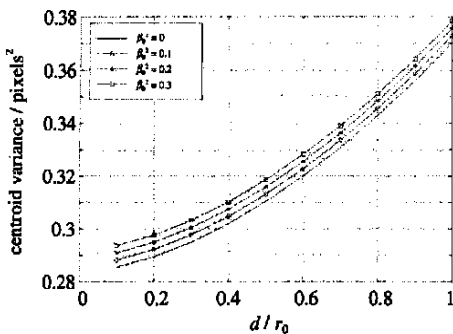


Fig. 2 Centroid accuracy of S-H WFS is decreased with coherent length at a certain scintillation index and signal-noise-ratio

图 2 在一定的大气强度闪烁和探测器的信号信噪比下, S-H 波前传感器的质心位置探测精度随着大气相干长度的增加而降低

从表 2 中的数据可以看出, 天文观测条件下的大气强度闪烁都比较小, 处于弱涨落区, 它对 S-H WFS 质心位置探测的影响比较小(如图 3 所示)。但是随着大气强度闪烁的增强, 而处于强涨落区时, 例如激光近地远距水平传输时, 则它的影响不可小视, 甚至可以使自适应光学系统不能正常工作。从公式(22)中可以看出, 影响 S-H WFS 质心位置探测精度的因素主要是子孔径大小与大气相干长度的相对比值以及信标的对比度。从图 2 和图 4 可以看出, 当 d/r_0 增大和信标对比度减小时, 质心探测误差迅速增大。子孔径质心探测精度同时受这两者的影响, 当 d/r_0 增大时, 要求信标对比度大才能减小探测误差, 这说明大气湍流波前相位扰动的强弱(由相干长度描述)和探测信标的亮度(由信标对比度描述)对于 S-H WFS 的探测精度来说是相互联系的。

5 结 论

本文对实际大气湍流下的 S-H 波前传感器的子孔径质心探测误差进行详细的分析, 并导出了可以定量分析的数学模型。分析结果表明, 在天文观测条件下, 大气强度闪烁处于弱涨落区, 对探测精度的影响较小。而当信标光非常弱时, 由于不能采取阈值的方法将背景去除, 信标的对比度以及大气湍流的波前相位起伏的强弱对子孔径质心探测的误差影响很大。在探测弱信标的波前扰动时, 天空背景光对 S-H WFS 的探测精度是极为不利的。

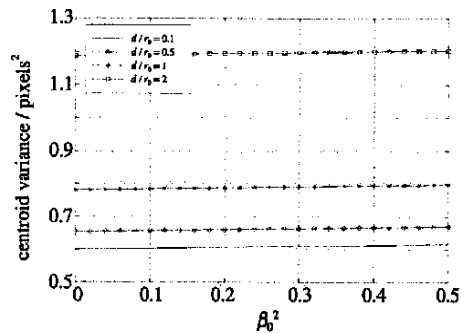


Fig. 3 Effects of atmospheric intensity scintillation on centroid accuracy under weak fluctuation

图 3 在弱涨落区, 大气强度闪烁对探测精度的影响较小

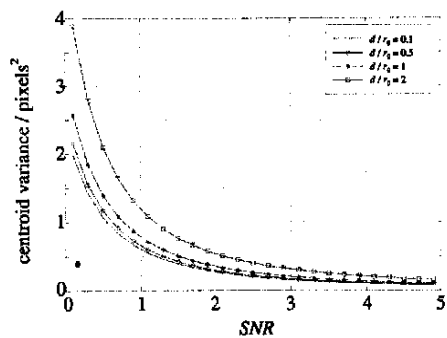


Fig. 4 Centroid accuracy is affected largely by d/r_0 , at same signal-noise-ratio

图 4 在同样的探测器信号的信噪比下, 质心位置探测精度受 d/r_0 的影响很大

附录 A: 大气强度闪烁引起的信标光斑质心探测误差

大气强度闪烁引起的信标光斑质心探测误差为公式(22)中的第二项

$$\sigma_{\text{at}}^2 = \sigma_i^2 \left[\frac{\sum_{i,j}^{L,M} x_i^2 p_{i,j}^2}{V_p^2} + \frac{U_p^2 \sum_{i,j}^{L,M} p_{i,j}^2}{V_p^4} - \frac{2U_p \sum_{i,j}^{L,M} x_i p_{i,j}^2}{V_p^3} \right] \quad (\text{A1})$$

令 $\hat{U}_p = \sum_{i,j}^{L,M} x_i p_{i,j}^2, \hat{V}_p = \sum_{i,j}^{L,M} p_{i,j}^2$, 则公式(A1)化简为

$$\sigma_{\text{at}}^2 = \frac{\hat{V}_p}{V_p^2} \left[\frac{\sum_{i,j}^{L,M} x_i^2 p_{i,j}^2}{V_p} - \frac{\hat{U}_p^2}{\hat{V}_p^2} + \frac{U_p^2}{V_p^2} - \frac{2U_p \hat{U}_p}{V_p \hat{V}_p} + \frac{\hat{U}_p^2}{\hat{V}_p^2} \right] \sigma_i^2 = \frac{\hat{V}_p}{V_p^2} [\hat{\sigma}_A^2 + (\hat{x}_p - x_p)^2] \sigma_i^2 \quad (\text{A2})$$

公式(A2)中: $\hat{\sigma}_A$ 为子孔径光斑信号平方图象的高斯宽度; \hat{x}_p 为其质心。有以下的关系

$$\hat{V}_p = \frac{V_p^2}{4\pi\sigma_A^2}, \quad \hat{\sigma}_A^2 = \frac{1}{2}\sigma_A^2, \quad \hat{x}_p = x_p \quad (\text{A3})$$

将公式(A3)代入到(A2), 就得到大气强度闪烁引起的信标光斑质心探测误差为 $\sigma_i^2/8\pi(\text{pixel}^2)$ 。

参考文献:

- [1] Jiang W H, Li H G, Huang S F, et al. Hartmann-Shack wavefront sensing and wavefront control algorithm[J]. *Proc SPIE*, 1990, 1271:82—93.
- [2] Jiang W H, Xian H, et al. Applications of Shack-Hartmann wavefront sensor[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 1998, 15(2):228—235.
- [3] Shen F, Jiang W H. Thresholding method for improving accuracy of Hartmann wavefront sensor[J]. *Opto-Electronic Eng*, 1997, 6(3):1—8.
- [4] Jiang W H, Xian H, Shen F. Detecting error of Shack-Hartmann wavefront sensor[J]. *Proc SPIE*, 1997, 3126:534—544.
- [5] Cao G R, Yu X, et al. Accuracy analysis of a Hartmann-Shack wavefront sensor operated with a faint object[J]. *Opt Eng*, 1994, 33(7):2331—2335.
- [6] Saleh B. *Photoelectron statistics with application to spectroscopy and optical communication*[M]. New York:Springer-Verlag, 1978. 71—83.
- [7] 祖也夫 伏耶, 巴纳赫 伏阿, 波卡索夫 伏伏. 湍流大气光学[M]. 中国工程物理研究院, 1993. 91—163.
- [8] Yura H T. Short-term average optical-beam spread in a turbulent medium[J]. *JOSA*, 1973, 63:567—572.
- [9] Parenti R R, Sasiela R J. Laser-guide-star system for astronomical application[J]. *JOSA*, 1994, A11(1):288—309.

Slope measurement error of Shack- Hartmann wavefront sensor under realistic atmospheric turbulence with low-level light beacon

SHEN Feng, J N A G W en- han

(Institute of optics and electronics, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 350, Chengdu Shuangliu 610209, China)

Abstract In this paper, a mathematical model for quantitatively analyzing Shack- Hartmann wavefront sensor (S-HWFS)'s detecting error under realistic atmospheric turbulence is presented, and the transfer characteristics of a variety of detecting error are researched. Results show that the S-HWFS's detecting errors will increase due to the atmospheric scintillation, sky background radiation and so on when Shack- Hartmann wavefront sensor is used in probing very low light level beacon, and along with the decrease of the contrast between the beacon and the sky background, the centroid detecting error goes up while the aperture input fluctuates more strongly.

Key words adaptive optics; wavefront sensor; detecting error; atmospheric scintillation