

基于变形镜本征模式法校正大气热晕的数值模拟

闫 伟 陈志华 杜大焦 关 奇

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要 由于相位补偿不稳定性的存在,大气热晕效应的相位校正一直是研究人员十分关心的问题。对变形镜驱动器影响函数耦合矩阵进行正交化获得了按照空间频率划分的变形镜本征模式,建立了采用变形镜本征模式进行波前重构的数值模型,对基于该波前重构方法的自适应光学系统校正大气热晕进行了数值模拟。数值模拟结果表明,与直接斜率法相比,变形镜本征模式法可以通过本征模式的选择,改变校正相位的空间频率成分,消除空间高频成分对热晕校正的影响,从而抑制相位补偿不稳定性的发生,提高自适应光学系统闭环控制的稳定性和对大气热晕的校正效果。

关键词 大气光学;自适应光学;变形镜本征模式;波前重构;热晕效应;相位补偿不稳定性;数值模拟

中图分类号 TN012; O043 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.1101001

Numerical Simulation of Correction Thermal Blooming Based on Deformable Mirror Eigen Mode

Yan Wei Chen Zhihua Du Taijiao Guan Qi

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, Shaanxi 710024, China)

Abstract Because of phase compensation instability (PCI), the thermal blooming phase compensation issue is more and more concerned. The frequency-weighted deformable mirror (DM) eigen modes are generated by orthogonalizing the coupling matrix between DM actuator influence functions. The numerical model of wave-front reconstruction algorithm based on DM eigen mode is established, and the adaptive optical (AO) system based on this wave-front reconstruction algorithm for correcting thermal bloomed wave-front is numerically simulated. Results show that compared to the direct slope method, the DM eigen mode reconstruction method can change the spatial frequency of correction phase through eigen mode chosen, eliminate the effect of high spatial frequency on thermal blooming correction, stabilize the AO system close loop control, and improve the system correction thermal blooming performance.

Key words atmospheric optics; adaptive optics; deformable mirror eigen mode; wave-front reconstruction; thermal blooming; phase compensation instability; numerical simulation

OCIS codes 010.1330; 010.1080; 010.7350

1 引 言

高能激光在大气中传输时,由于热晕效应的影响,会导致发射光束扭曲变形,甚至破碎,严重影响了光束远场的光束质量以及到靶功率密度^[1]。自适应光学技术可以部分校正热晕效应引起的相位畸变,改善高能激光的远场光束质量,但是在某些条件下,相位校正与热晕效应之间的正反馈效应会导致闭环控制不稳定性,即相位补偿不稳定性(PCI)的

发生,严重制约了自适应光学(AO)系统的相位校正能力^[2-5]。如何抑制 PCI 一直是人们比较关心的问题,有研究表明非均匀的大气风速可以抑制 PCI^[6],但对通过改进 AO 系统的波前重构算法是否可以抑制 PCI 的相关研究成果并不多。

在 AO 系统中,通过波前探测器的斜率信号得到倾斜镜和变形镜(DM)控制信号的过程称为波前重构^[7-13]。常见的波前重构算法有直接斜率法和

收稿日期: 2014-05-05; 收到修改稿日期: 2014-06-08

基金项目: 激光与物质相互作用国家重点实验室基金(SKLLIM1102)

作者简介: 闫 伟(1981—),男,硕士,助理研究员,主要从事激光大气传输方面的研究。E-mail: kewin_y1119@163.com

模式法等。模式法通过选择不同的模式基底函数,实现灵活的波前校正,可以提高系统在各种复杂环境下的校正效果。常见的模式基底函数包括泽尼克多项式和变形镜本征模式等,以泽尼克多项式为基底函数的模式法称为泽尼克模式法^[14],以变形镜本征模式为基底函数的模式法称为变形镜本征模式法(以下简称本征模式法)^[15-16]。本征模式法,一方面具有直接斜率法算法简单,易于实现的优点;另一方面,又比直接斜率法更加灵活,可以通过选择不同的本征模式,提高系统闭环控制的稳定性。但是,对于本征模式法相关研究成果的报道较少,文献[17]对基于本征模式法的 AO 系统对大气湍流畸变波前的校正效果进行了分析,结果表明其校正效果要优于直接斜率法。对于大气热晕畸变波前的校正效果到底如何,目前尚未有报道。

本文建立了本征模式相位重构方法的数值模型,对基于该波前重构算法的 AO 系统校正大气热晕进行了数值模拟,分析了不同的热晕强度下,不同阶重构本征模式对系统闭环控制的稳定性以及校正效果的影响,并与直接斜率法进行了比较。

2 瞬态热晕效应的数值模拟方法

激光在大气中传输时满足所谓的旁轴近似波动方程,若以 z 为激光传输的正方向,其表达式为^[18]

$$2i \frac{\partial U}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 U + 2k^2 \delta n_b = 0, \quad (1)$$

式中 U 为入射激光的复振幅, k 为激光的波矢, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长, δn_b 为热晕引起的折射率扰动。通常采用相位屏法求解(1)式^[18],图1给出了该方法的示意图。

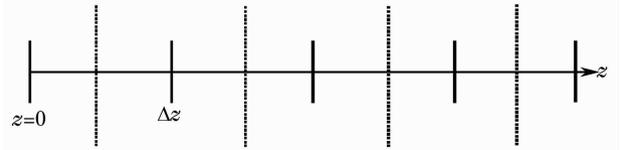


图1 相位屏法示意图

Fig.1 Sketch describing of phase screen method

相位屏法的核心思想是将光束传输路径分为长度均为 Δz 的小段,热晕效应引起的附加相位通过放置在每一段传输路径中央的相位屏来描述(图1中虚线所示),在每一段的前 $\Delta z/2$ 和后 $\Delta z/2$ 均为真空,写成表达式为^[18]

$$U(x, y, z_{j+1}, t) = U(x, y, z_j, t) \exp\left(\hat{D} \frac{\Delta z}{2}\right) \exp[i\phi_b(x, y, z_{j+1/2}, t)] \exp\left(\hat{D} \frac{\Delta z}{2}\right), \quad (2)$$

式中 $\hat{D} = i \nabla_{\perp}^2 / 2n_0 k$, n_0 为大气折射率常数, ϕ_b 表示热晕引起的附加相位,其表达式为

$$\phi_b(x, y, z_{1/2}, t) = \int_{z_j}^{z_{j+1}} k \cdot \delta n_b(x, y, z_{j+1/2}, t) dz. \quad (3)$$

首先通过求解流体力学方程组得到空气的密度扰动 ρ_1 ,然后根据 Dale-Gladstone 关系 $\delta n_b = \kappa \rho_1$ 求出 δn_b ,其中 κ 为 Dale-Gladstone 常数。对于连续激光,在等压近似下,不考虑空气的热传导时, t 时刻空气密度扰动 ρ_1 满足的流体力学方程组可以简化为^[1]

$$\rho_1(x, y, z_{j+1/2}, t + \Delta t) = \rho_1(x - v_x \cdot \Delta t, y - v_y \cdot \Delta t, z_{j+1/2}, t) - \frac{(\gamma - 1)\alpha(z_{j+1/2})\Delta t}{2C_s^2} [2I(x, y, z_{j+1/2}, t) - I(x, y, z_{j+1/2}, t - \Delta t) - I(x - v_x \cdot \Delta t, y - v_y \cdot \Delta t, z_{j+1/2}, t)], \quad (4)$$

式中 Δt 表示时间步长, v_x, v_y 分别表示 x 方向和 y 方向的风速, γ 表示绝热指数, $\alpha(z)$ 表示大气的吸收系数, C_s 表示声速, $I(x, y, z) = |U(x, y, z)|^2$, 表示入射激光的光强。联立求解(2)式、(3)式和(4)式就可以完整描述瞬态热晕效应对激光大气传输效应的影响。

3 本征模式波前重构方法

3.1 变形镜的本征模式

变形镜的面形函数与驱动器的影响函数以及驱动电压之间的关系可以表示为

$$\varphi(x, y, t) = \sum_{j=1}^n c_j(t) R_j(x, y), \quad (5)$$

式中 φ 为变形镜的面形函数, n 表示变形镜驱动器的数目, c_j 为第 j 个驱动器的驱动信号, R_j 为第 j 个驱动器的影响函数。将(1)式写成矩阵形式为

$$\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{C}, \quad (6)$$

式中 $\mathbf{N} = [R_1, R_2, \dots, R_n]$, 称为影响函数矩阵, $\mathbf{C} = [c_1, c_2, \dots, c_n]^T$, 称为驱动信号矩阵。

通过矩阵 \mathbf{N} 可以求得变形镜驱动器影响函数之间的耦合矩阵 $\boldsymbol{\Gamma}$, 其定义为

$$\boldsymbol{\Gamma} = \mathbf{N}^T \mathbf{N}. \quad (7)$$

由于矩阵 Γ 为厄米矩阵, 利用奇异值分解(SVD)方法可以将其分解为

$$\Gamma = U \cdot S \cdot U^T, \quad (8)$$

式中 U 为酉矩阵, U^T 为其转置矩阵, S 为对角阵, 其对角线元素 σ_i 为矩阵 Γ 的本征值。

利用酉矩阵的特点, 将(6)式改写为

$$\varphi = N \cdot U \cdot U^T \cdot C. \quad (9)$$

令 $M = N \cdot U$, $C_M = U^T \cdot C$, 则(9)式可以改写为

$$\varphi = M \cdot C_M. \quad (10)$$

这里称矩阵 M 为变形镜本征模式矩阵, 其每一列元素对应一个变形镜的本征模式, C_M 为本征模式的系数矩阵。可以看出, 变形镜的面形同样可以表示为其本征模式的线性组合。

3.2 模式选择与本征模式波前重构方法

本征模式法的一大优点在于可以进行模式选择, 定义模式滤波器 W 为

$$W = \text{diag}(\underbrace{1, 1, \dots, 1}_q, \underbrace{0, \dots, 0}_{n-q}), \quad (11)$$

式中 W 为对角阵, q 表示需要保留的模式阶数, $n-q$ 表示需要移除的本征模式阶数。由此, 完整的本征模式波前重构可以分为 3 步^[17]:

1) 确定各个本征模式的权重因子。结合直接斜率波前重构方法有

$$C_M = U^T \cdot D^+ \cdot G, \quad (12)$$

式中 D^+ 表示直接斜率法的波前重构矩阵, G 表示波前探测器测量的斜率矩阵。

2) 去除某些高阶模式。利用(11)式可以得到

$$C'_M = W \cdot C_M. \quad (13)$$

3) 将新的模式系数转化为变形镜驱动器的控制信号

$$C' = U \cdot W \cdot U^T \cdot D^+ \cdot G. \quad (14)$$

令 $H = U \cdot W \cdot U^T \cdot D^+$, H 即为本征模式法的波前重构矩阵, 可以看出, 当 $q = n$ 时, $H = D^+$ 。

3.3 AO 系统闭环控制模型

当 AO 系统采用比例加积分的闭环控制策略时, t 时刻变形镜的控制电压为

$$C'(t) = a \cdot C'(t-1) + b \cdot H \cdot G(t), \quad (15)$$

式中 a, b 为闭环控制因子。将(15)式代入(5)式就可以求出 t 时刻变形镜的校正面形 φ 。将 φ 代入(2)式可以得出相位校正的核心方程为

$$U(x, y, z_{j+1}, t) = U(x, y, z_j, t) \exp[-i \cdot k \cdot \varphi(x, y, t)] \exp\left(\hat{D} \frac{\Delta z}{2}\right) \exp[i\phi_b(x, y, z_{j+1/2}, t)] \exp\left(\hat{D} \frac{\Delta z}{2}\right). \quad (16)$$

4 数值模拟参数

主激光为理想截断高斯光束, 波长为 $1.3 \mu\text{m}$, 口径为 1 m , 准直上行传输, 大气吸收系数和散射系数随高度分布如图 2 所示, 传输高度大于 30 km 后不再考虑大气消光的影响, 热晕强度由热畸变参数 N_D 描述, 其表达为^[1]

$$N_D = \frac{4\sqrt{2}kP}{\rho_0 C_p D} \int_0^L \frac{dn}{dT} \frac{\alpha(z)}{V_w(z)} \times \exp\left\{-\int_0^z [\alpha(z') + \beta(z')] dz'\right\} dz, \quad (17)$$

式中 P 为发射激光的功率, D 为发射激光的直径, ρ_0 表示大气密度, C_p 为大气等压热容, L 表示激光的传输距离, $dn/dT = (n_0 - 1)/T$, T 为大气的温度, α 表示大气的吸收系数, β 表示大气的散射系数, V_w 表示大气风速, 为 5 m/s , 大小和方向均不随高度变化, 一个风渡越时间 $t_c = D/V_w = 200 \text{ ms}$ 。

大气湍流效应引起的附加相位采用湍流相位屏

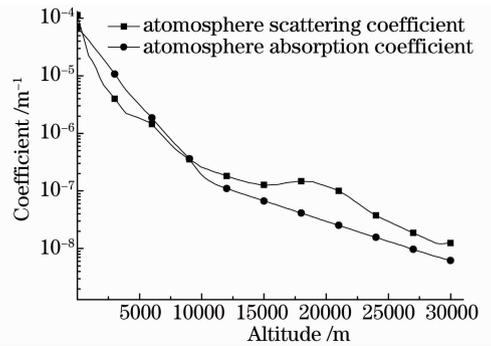


图 2 大气吸收系数和散射系数随高度的分布
Fig. 2 Altitude profiles of atmosphere absorption coefficient and scattering coefficient

描述, 通过 Monte-Carlo 方法生成^[18], 湍流强度由 Fried 常数 r_0 描述^[8]

$$r_0 = \left[0.423k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz\right]^{-3/5}, \quad (18)$$

式中 C_n^2 称为折射率结构常数, 这里计算中所采用的 C_n^2 随高度分布由 HV-5/7 模型给出^[8]。

信标光为点光源,波长与主激光相同,并且与主激光严格同路。自适应光学系统为 69 单元系统,由夏克-哈特曼(SH)探测器、倾斜镜、变形镜和波前控制单元组成,其中,SH 探测器的子孔径与变形镜的驱动器的相对布局如图 3 所示。图中虚线所示的大圆圈为 AO 系统的口径,方形区域为子孔径,子孔径布局为 8×8 ,共有 52 个有效子孔径,黑色小圆圈所示变形镜的驱动器,共有 69 个有效驱动器,相邻驱动器的等效间距(投影到激光发射口径上的间距) r_d 为 12.5 cm,耦合值为 0.3,驱动器的影响函数为高斯型,如图 4 所示,图中实线和虚线表示两个相邻驱动器的影响函数在 x 方向的剖面图。采用比例加积分的闭环控制策略,控制模式为 ab initio 模式,闭环控制因子 a 、 b 分别为 1.0 和 0.5。

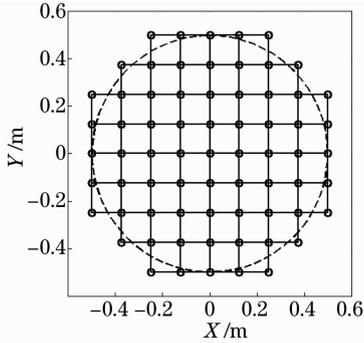


图 3 SH 探测器子孔径与变形镜驱动器的布局
Fig. 3 Layout of subapertures and DM actuators

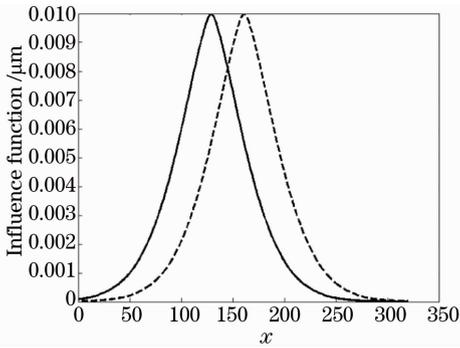


图 4 变形镜相邻驱动器影响函数 x 方向的剖面图
Fig. 4 Influence function profiles in x direction of DM adjacent actuators

自适应光学系统的校正效果采用 Strehl 比(记为 S_R)来衡量,其定义为激光远场峰值功率密度与真空传输时峰值功率密度之比。

5 数值模拟结果

本课题组自主开发了高能激光大气传输四维数值模拟程序,程序可以模拟大气消光、大气湍流、大气热晕以及 AO 校正等对高能激光大气传输的影

响。图 5 给出了当广义热晕畸变参数 $N=16$ 时,数值模拟得到的聚焦高斯光束远场光斑随时间的变化,其中横向风速方向为自左向右。从图中可以看出随着时间的推移,在热晕效应的作用下,远场光斑不断发生扩展、扭曲并偏向横向风里,但最终趋于稳态。

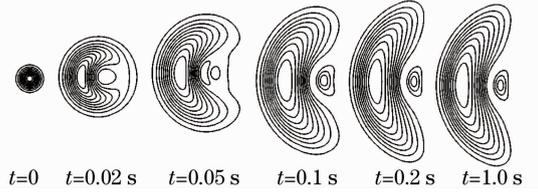


图 5 当广义热晕畸变参数 $N=16$ 时,高斯光束远场热晕畸变光斑随时间的变化

Fig. 5 Time-dependence far-field irradiance patterns of thermal-bloomed Gaussian beam with generalized thermal blooming distortion number $N=16$

Gebhardt 等^[1]根据实验和数值模拟结果得到了准均匀光束上行传输时,远场热晕光斑峰值功率密度随热晕强度变化的经验模型,其表达式为

$$S_R = \frac{1}{\sqrt{1 + N_D^2/8\pi^4}} \quad (19)$$

图 6 给出了这里的计算结果、经验模型以及 Gebhardt 等^[1]的数值模拟结果的比较。从图中可以看出,当 N_D 比较小时,这里的模拟结果与经验模型以及 Gebhardt 等的模拟结果均符合得比较好;当 N_D 比较大时,这里的模拟结果与经验模型结果略有差异,但是与 Gebhardt 的模拟结果完全一致。图 5 和图 6 表明这里对大气热晕效应的模拟是准确的。

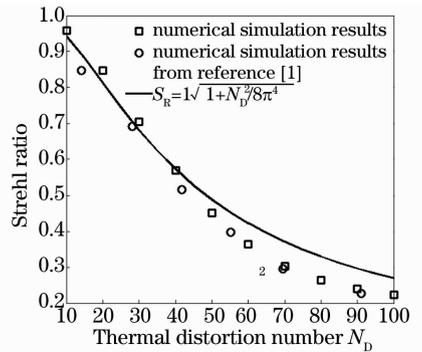


图 6 数值模拟结果和经验模型结果与文献[1]数值模拟结果的比较

Fig. 6 Comparison among the present numerical simulation results, empirical model results and numerical simulation results from reference [1]

通过求解(7)、(8)、(9)式可以得到变形镜的本征模式,69 单元的变形镜共有 69 阶本征模式,与变形镜驱动器的数目一致。图 7 给出了其中的前 6 阶本征模式,图中从左到右,从上到下依次为第 1 阶至

第 6 阶。图 8 给出了其中的后 6 阶本征模式, 同样地, 从左到右, 从上到下依次为第 64 阶至第 69 阶。对比图 7、图 8 可以清楚地看出, 通过对驱动器影响函数耦合矩阵进行正交化可以获得按照空间频率成

分划分的本征模式, 模式阶数越高, 其包含的空间高频成分越丰富, 因此可以通过本征模式的选择改变校正相位中的空间频率成分。

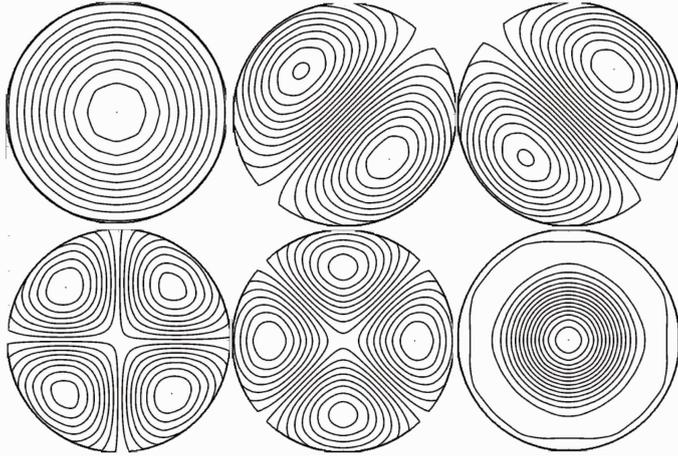


图 7 69 单元变形镜的前 6 阶本征模式

Fig. 7 Representation of the first six eigen modes of 69 element DM

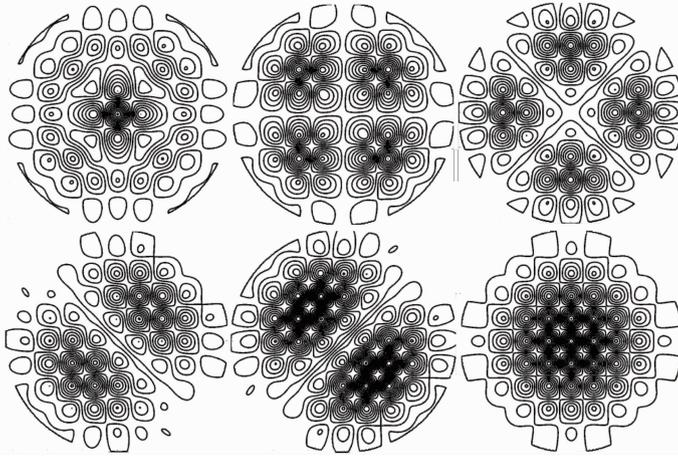


图 8 变形镜的后 6 阶本征模式

Fig. 8 Representation of the last six eigen modes of DM

图 9 给出了各阶本征模式对应的归一化本征值。从图中可以看出, 模式阶数越高, 对应的本征值越小, 特别是 60 阶以后的高阶模式, 理论上, 移除这些高阶模式应该对波前校正效果影响不大, 而且还可以降低校正相位中的空间高频成分, 对于系统的闭环控制稳定性是有利的, 结果是否是这样可以通过数值模拟进行验证。

图 10 给出了 $N_D = 50$ 时, 依次选取前 20、40、50、60、69 阶本征模式, 即(8)式中 q 分别取 20、40、50、60、69 时, 在一个风渡越时间 t_c 内, 校正后的光束远场 Strehl 比随时间的变化。由前文的分析可知, 当 $q=69$ 时, 本征模式法与直接斜率法完全相同。从图中可以看出, 当热晕比较弱时, 随着模式阶

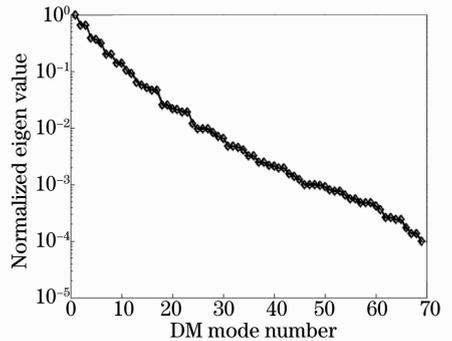


图 9 变形镜 69 阶本征模式对应的归一化本征值

Fig. 9 Normalized eigen values associated with DM 69 eigen modes

数的增加, 校正效果不断提高, q 大于等于 50 时, 校正后的 Strehl 比与 $q=69$ 时几乎完全相同, 表明移

除某些高阶本征模式确实对于校正效果影响不大。图 11 给出了 q 分别取 20、40、50、60、69 时,变形镜控制信号的方差随时间的变化,控制信号方差的斜率反映了小尺度扰动的增长速率,斜率越大,小尺度扰动增长得越快。所谓的 PCI 实际上是由于系统闭环校正过程中,小尺度扰动随时间不断增长,最终导致系统无法形成稳定闭环。从图中可以看出,当 q 取 69 即采用直接斜率法时,变形镜控制信号方差的斜率明显的大于 q 取 20、40、50 及 60,表明采用本征模式法时,移除某些高阶模式对系统闭环控制的稳定性是有利的,其闭环控制的稳定性要优于直接斜率法。

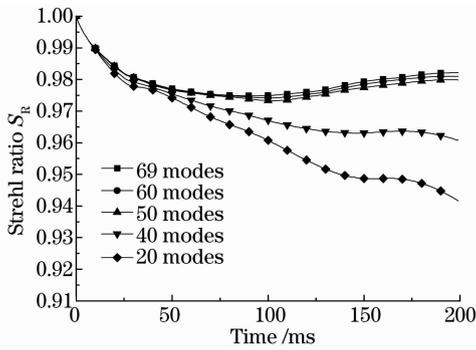


图 10 $N_D=50$ 选择不同阶变形镜本征模式时,Strehl 比随时间的变化

Fig. 10 Strehl ratio versus time for different DM eigen modes with $N_D=50$

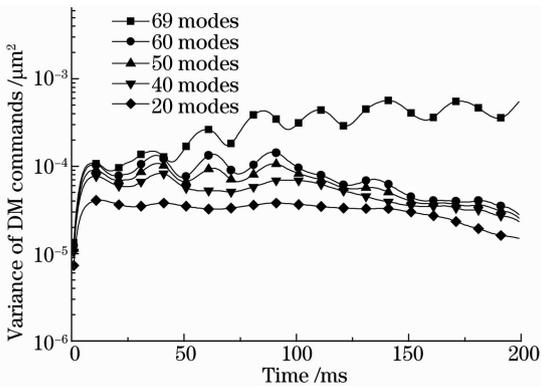


图 11 $N_D=50$ 时,变形镜控制信号方差随时间的变化
Fig. 11 Variance of DM commands versus time with $N_D=50$

以上的分析主要是在热晕比较弱的条件下展开的,图 12 给出了 $N_D=120$ 时,即热晕较强时, q 分别取 20、40、50、60、67、68 以及 69 时,校正后的光束远场 Strehl 比随时间的变化。从图中可以看出,随着热晕强度的增加,选取不同阶本征模式时,校正后的 Strehl 比呈现了不同的变化趋势:1) q 分别取 20、40、50 及 60 时,总体而言, q 越大,校正效果越好,但

是 150 ms 以后, $q=50$ 的校正效果要优于 $q=60$;2) q 分别取 67、68 以及 69 时,校正后的 Strehl 比随时间的增加呈现不断下降的趋势, q 越大,出现下降的时刻越早,特别是当 $q=69$ 时,150 ms 以后的校正效果比不校正还要差。图 13 给出了 q 分别取 20、40、50、60、67、68、69 时变形镜控制信号的方差随时间的变化。从图中可以看出, q 分别取 20、40、50、60 时,变形镜控制信号的方差随时间增长趋于稳定, q 分别取 67、68 以及 69 时,变形镜控制信号的方差随时间增长呈现了明显的指数增长趋势, q 越大,控制信号方差的斜率越大,小尺度扰动增长的速度越快,按照线性理论^[13-14],当出现相位补偿不稳定性时,变形镜控制信号的方差会呈现类似指数增长的趋势,与这里的数值模拟结果完全吻合。

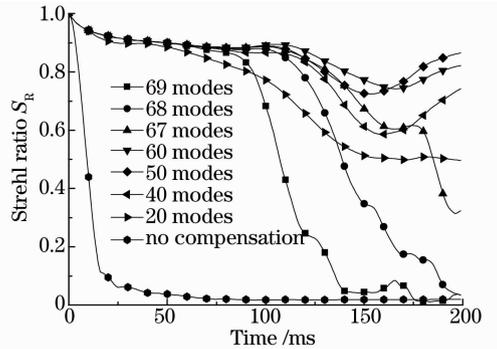


图 12 $N_D=120$ 选择不同阶变形镜本征模式时,Strehl 比随时间的变化

Fig. 12 Strehl ratio versus time for different DM eigen modes with $N_D=120$

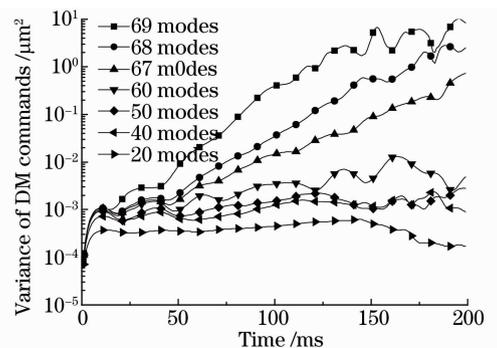


图 13 当 $N_D=120$ 时,变形镜控制信号方差随时间的变化

Fig. 13 Variance of DM commands versus time with $N_D=120$

此外,图 14 给出了在 $t=200$ ms 时刻到达 AO 系统入口处的信标光强分布,其中横向风速方向为自左向右,图 14(a)中 $q=69$,图 14(b)中 $q=50$ 。图 15 给出了在 $t=200$ ms 时刻到达 AO 系统入口处的信标光相位分布,同样的,图 15(a)中 $q=69$,

图 15(b)中 $q=50$ 。从图 14 和图 15 可以看出:1)当 $q=69$ 时,信标光的光强以及相位均产生了大量的空间小尺度的分布,特别是信标光的光强分布与 MOLLY 数值模拟程序的模拟结果完全吻合,该标志被认为是 PCI 发生的重要标志^[2-3],也是小尺度热晕的典型特征;2)当 $q=50$ 时,信标光的相位特别是光强分布并未产生如图 14(a)以及图 15(a)所示的小尺度分布。图 13~15 清楚地表明当 $q=69$ 时发生了 PCI,而通过移除某些高阶模式,降低校正相位中的空间高频成分可以抑制小尺度扰动的增长,从而抑制 PCI 的发生。

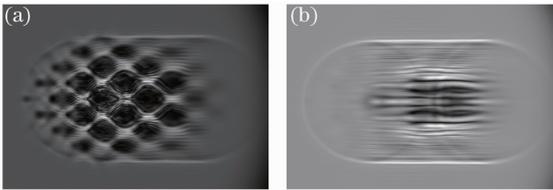


图 14 $N_D=120$,在 $t=200$ ms 时,到达 AO 系统入口处的信标光强分布。(a) $q=69$; (b) $q=50$

Fig. 14 Irradiance distribution of beacon entering AO system at $t=200$ ms with $N_D=120$. (a) $q=69$; (b) $q=50$

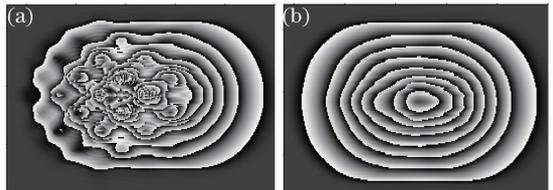


图 15 $N_D=120$,在 $t=200$ ms 时,到达 AO 系统入口处的信标相位分布。(a) $q=69$; (b) $q=50$

Fig. 15 Phase distribution of beacon entering AO system at $t=200$ ms with $N_D=120$. (a) $q=69$; (b) $q=50$

以上讨论均未考虑大气湍流的影响,大气湍流会使得小尺度热晕效应的影响更加严重。图 16 给出了 $N_D=50, r_0=5$ cm ($l=0.5$ mm)时,校正前后的 S_R 随时间的变化。从图中可以看出,除了 $q=20$,当 q 取 40、50、60, $t>100$ ms 时,本征模式法的校正效果均优于直接斜率法。图 17 给出了 q 分别取 20、40、50、60、69 时,变形镜控制信号的方差随时间的变化。从图中可以看出,当 $q=69$ 即采用直接斜率法时,即使热晕较弱,变形镜控制信号的方差随时间增长仍然呈现了明显的指数增长趋势,采用本征模式法时,变形镜控制信号的方差随时间增长则仍然趋于平稳。从初步结果来看,即使存在大气湍流,本征模式法同样可以抑制小尺度扰动的增长,提

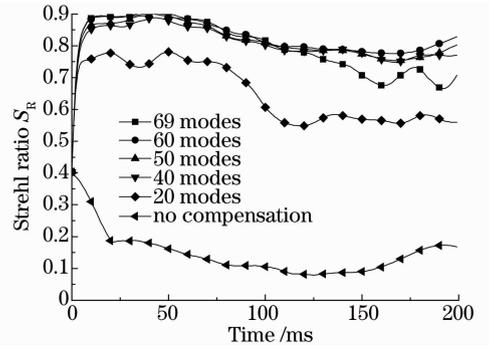


图 16 当 $N_D=50, r_0=5$ cm 时,Strehl 比随时间的变化
Fig. 16 Strehl ratio versus time with $N_D=50, r_0=5$ cm

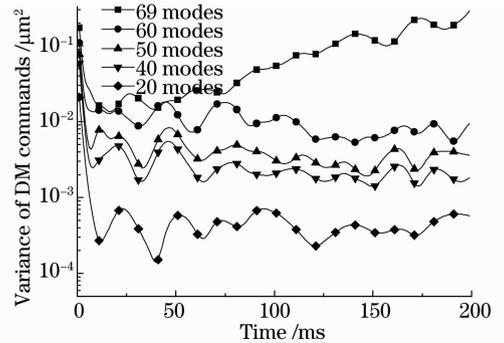


图 17 当 $N_D=50, r_0=5$ cm 时,变形镜控制信号方差随时间的变化

Fig. 17 Variance of DM commands versus time with $N_D=50, r_0=5$ cm

高系统闭环控制的稳定性。

6 结 论

通过对变形镜驱动器影响函数耦合矩阵进行正交化获得了按照空间频率划分的变形镜本征模式,建立了采用变形镜本征模式进行波前重构的数值模型,对基于该波前重构方法的自适应光学系统校正大气热晕进行了数值模拟,分析了不同热晕强度下,不同阶本征模式对系统校正效果以及闭环控制稳定性的影响。数值模拟结果表明,与直接斜率法相比,本征模式法更加灵活,可以通过模式选择改变校正相位的空间频率成分,消除某些空间高频成分对热晕校正的影响,提高 AO 系统闭环控制的稳定性,有效地抑制了相位补偿不稳定性的发生。此外,分析了大气湍流、热晕相互作用条件下,本征模式法和直接斜率法校正效果的差异。从初步的计算结果来看,大气湍流使得小尺度热晕效应的影响更加严重,本征模式法仍然可以抑制小尺度扰动的增长,其校正效果要优于直接斜率法,更加详细的分析结果有待于课题组进一步的工作。

参 考 文 献

- 1 F G Gebhardt. Twenty-five years of thermal blooming: an overview [C]. SPIE, 1990, 1221: 2–25.
- 2 T J Karr. Thermal blooming compensation instabilities [J]. J Opt Soc Am A, 1989, 6(7): 1038–1048.
- 3 J Barchers. Linear analysis of thermal blooming compensation instabilities in laser propagation [J]. J Opt Soc Am A, 2009, 26(7): 1638–1653.
- 4 J F Schonfeld. Theory of compensated laser propagation through strong thermal blooming [J]. The Lincoln Laboratory Journal, 1992, 5(1): 131–149.
- 5 B Johnson. Thermal-blooming laboratory experiments [J]. The Lincoln Laboratory Journal, 1992, 5(1): 151–169.
- 6 D L Fried, R K-H Szeto. Wind-shear induced stabilization of PCI [J]. J Opt Soc Am A, 1998, 15(5): 1212–1217.
- 7 R K Tyson. Principles of Adaptive Optics (2nd Edition) [M]. New York: Academic Press, 1997. 257–273.
- 8 M Bass. Handbook of Optics, Volum V: Atmospheric optics, Modulators, Fiber Optics, X-Ray and Neutron Optics (3rd Edition) [M]. New York: McGraw Hill Press, 2010. 174–220.
- 9 Zheng Zhaoying, Li Changwei, Li Bangming, *et al.*. Analysis and demonstration of PID algorithm based on arranging transient process for adaptive optics [J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(11): 110101.
- 10 Mu Jie, Zheng Wenjia, Li Me, *et al.*. Real-time measurement of atmospheric parameters for 127-element adaptive optics system of 1.8-m telescope [J]. Chin Opt Lett, 2012, 10(12): 120101.
- 11 Zhang Pengfei, Fan Chengyu, Qiao Chunhong, *et al.*. Analysis of scaling laws for phase compensation of focused beam under thermal blooming conditions [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(2): 0213002.
- 张鹏飞, 范承玉, 乔春红, 等. 聚焦光束热晕效应相位补偿定标规律研究[J]. 中国激光, 2012, 39(2): 0213002.
- 12 Yan Zhaojun, Li Xinyang, Rao Changhui. Multi-channel adaptive control algorithm for closed loop adaptive optics system [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(3): 0301002.
- 颜召军, 李新阳, 饶长辉. 自适应光学闭环系统实时多路自适应控制算法[J]. 光学学报, 2013, 33(3): 0301002.
- 13 Wang Xiaohua, Fu Qiang, Huang Linhai, *et al.*. Experimental research on application of Hartmann micro-lens array in coherent beam combination of two-dimensional laser array [J]. Chin Opt Lett, 2013, 10(8): 081402.
- 14 Yan Haixing, Chen She, Zhang Deliang, *et al.*. Numerical simulation of an adaptive optics system by means of modal wavefront reconstruction [J]. Acta Optica Sinica, 1998, 18(1): 103–108.
- 严海星, 陈 涉, 张德良, 等. 自适应光学系统的模式法数值模拟[J]. 光学学报, 1998, 18(1): 103–108.
- 15 J P Gaffard, C Boyer. Adaptive optics: a method for real-time optimization of the loop gains in AO system [C]. SPIE, 1994, 2201: 899–909.
- 16 E Gendron, P Lena. Astronomical adaptive optics I: modal control optimization [J]. Astron Astrophys, 1994, 291(1): 336–347.
- 17 Li Xinyang, Jiang Wenhan. Analysis of real-time modal reconstruction algorithms for adaptive optics system [C]. SPIE, 2002, 4493: 112–121.
- 18 J D Schmidt. Numerical Simulation of Optical Wave Propagation with Examples in Matlab [M]. Washington: SPIE Press, 2010. 149–183.

栏目编辑: 史 敏