

气动光学自适应校正研究进展

谢文科 马浩统 高穹 江文杰

国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南长沙 410073

摘要 自1982年Gilbert明确提出气动光学问题以来的理论和实践研究表明:气动光学畸变已严重影响机载/弹载激光能量系统及激光信息系统的性能。但是,由于气动光学畸变的高时间、高空间频率特征,现有的反馈控制自适应光学系统控制带宽尚不能满足高频气动光学波前畸变实时校正对系统带宽的需求。通过梳理近30多年来人们致力于气动光学自适应校正所做的机理、测量、校正等方面的标志性研究工作,以明确气动光学研究的问题、现状及未来的研究思路,从而为广大气动光学研究者提供理论和技术参考。

关键词 气动光学; 自适应校正; 高频; 流场控制

中图分类号 O354 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP51.090001

Research Advances in Aero-Optics Adaptive Correction

Xie Wenke Ma Haotong Gao Qiong Jiang Wenjie

*College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology,
Changsha, Hunan 410073, China*

Abstract Since the problem of aero-optics is raised by Gilbert in 1982, the studies of theoretical and experimental indicate: the performance of airborne/missileborne laser energy system and laser information system is seriously reduced by aero-optical aberration. However, the limited bandwidth of feedback control adaptive optics system is not satisfied with the requirement of the high frequency aero-optical aberration real-time correction. Milestone works such as aero-optical mechanism, measurement and correction are reviewed. The objective of the paper is providing the theoretical and technical references for the aero-optical researchers.

Key words aero-optics; adaptive correction; high frequency; flow control

OCIS codes 010.1290; 010.1300; 010.1330; 010.7350

1 引言

气动光学贯穿从激光的产生、传输以及到达目标的全过程。例如,气体激光器内流场、气动窗口气动光学,机载平台光学接收/发射窗口附近边界层/剪切层、尾流与光束的相互作用,剪切风对大口径地基天文系统成像的影响等^[1-5]。只是在机载/弹载光学系统广泛应用的今天,探讨飞行器高速飞行时光束穿过接收/发射窗口附近流场发生畸变的机理、精确测量光束通过流场后的变化量及研究其自适应校正方法才显得尤为重要。

例如,当导弹在大气层内高速飞行时,其光学头罩与大气之间产生剧烈的相互作用,由于气动力、气动热等原因使头罩周围的气体密度发生剧烈变化,导致在光束的传输通道上产生严重的折射率非均匀分布。目标发出的光束经大气传输后依次穿过激波、边界层/剪切层以及探测窗口制冷剂流动层,最后聚焦在光学寻的器光敏阵列焦平面上,形成目标图像。边界层、制冷剂流动层与周围高速流场形成的非均匀剪切层使得寻的器光学成像系统中目标像的像差急剧增加,从而降低目标图像的清晰度和位置探测的准确度。因此,以弹载光学寻的器为核心的导弹防御体系中,气动光学已成为该类技术应用的关键。美国“战区高空区

收稿日期: 2013-12-19; 收到修改稿日期: 2014-02-17; 网络出版日期: 2014-08-14

基金项目: 国家自然科学基金(61008037, 61205144)

作者简介: 谢文科(1977—),男,博士,副教授,主要从事气动光学及光束传输控制方面的研究。

E-mail: wenkexiedan@163.com

域防御系统(THAAD)”的拦截弹,我国的新型高精度HQ导弹等都不可避免地遇到了气动光学问题^[6]。

在机载激光的传输过程中,光束不可避免地通过发射窗口附近的边界层/剪切层、尾流等复杂流动,导致光束在远场的能量减弱,甚至消失。对于短波长($\lambda \leq 2 \mu\text{m}$)系统,飞行器表面的边界层/剪切层均会带来严重的气动光学效应^[7-8],例如,美国空军的KC-135机载激光飞行实验表明,边界层导致He-Ne激光在远场的斯特雷尔比 R_s 降低至0.27^[1];2010年,美国导弹防御局的机载激光(ABL)武器密集地进行了多次打靶试验,但按照战场要求,ABL仍有许多关键问题需要解决,美军“机载激光武器”项目现已改为“机载激光试验台”(ALTB)项目。2013年美国国防高级研究计划局应用研究领域的先进战术技术专题依然将“提高战术飞机上高能激光器的性能,以更好地对付机尾方向的目标^[9]”列入资助范围,这里特别提到“机尾方向的目标”就是因为上游的边界层发生分离后形成流动状况更为复杂的剪切层或尾流,对光束传输的影响也更大;此外,2011~2013年期间,美国空军的有关气动光学问题的理论及实验研究文献更是高密度地见诸报道^[10-15]。可见,气动光学问题确实是影响机载激光实际应用的原因之一。

气动光学是流体-光学相互作用问题,本文从流体力学与光学工程学科交叉的视角对气动光学问题产生、工程技术问题、解决方案及发展趋势进行阐述,以为不同学科背景的气动光学研究人员提供跨学科研究思路和方案,进而共同推动气动光学自适应校正问题的解决。文章首先阐述了气动光学问题的研究背景和意义;继而介绍了气动光学问题产生、特征及关键问题;接着对气动光学畸变统计测量方法、动态测量方法、流场光学特性与相干结构的关联研究进行了回顾;介绍了近年来基于流场控制、流场控制与光电校正结合的气动光学解决方案;最后对全文进行了总结并对气动光学问题的研究发展趋势进行了展望。

2 气动光学问题概述

2.1 气动光学问题提出

单色平面波通过折射率非均匀流场后,流场会对入射波前附加一个空间相位分布,进而出射波前会发生超前或者滞后平均相位的现象,即波前发生了相对扭曲,将这种扭曲称之为波前畸变,如图1所示^[16]。波前畸变意味着光束质量的退化,进而降低光学系统的性能、影响光学系统的实际应用效果。

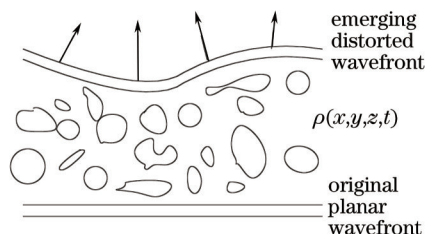


图1 平面波通过非均匀流场后波前发生畸变

Fig.1 Aberration of planar wavefront passing through inhomogeneous flowfield

流场对光束相位的畸变作用可发生在“近场”较短的光路上,这里的“近场”是指产生光学畸变的流场在发射/接收窗口附近,因此它有别于物理光学中的“近场”概念,物理光学中的“近场”是指满足菲涅耳衍射近似条件的区域;也可以发生在远场较长的光路上,例如激光在自由大气中的传输。按照光束尺寸 d ,湍流尺度 Λ 以及流场厚度 l 三者间的相对关系,流体与光束的相互作用问题可分为两类,即当

$$d \ll \Lambda \leq l \quad (1)$$

时,即流场厚度远大于光束口径时,长光路累积的光学畸变称之为“大气光学(Atmospheric Optics)”或者“大气传输(Atmospheric Propagation)”,当

$$\Lambda \leq l \leq d \quad (2)$$

时,即光束口径大于流场尺寸时,短光路累积的光学畸变则称之为“气动光学(Aero-Optics)”^[14,17]。

气动光学畸变的大小通常用光程(OPL, L_{OP})来定量描述,一维光程定义为

$$L_{OP}(t, x) = \int_{y_1}^{y_2} n(t, x, y) dy, \quad (3)$$

式中 $n(t, x, y)$ 是 t 时刻光束传输路径上的折射率分布。实际应用当中,通常更关心光束口径范围内OPL的空

间相对分布,即光程差(OPD, D_{OP}),光程差定义为

$$D_{OP}(t, x) = L_{OP}(t, x) - \bar{L}_{OP}(t), \quad (4)$$

式中 $\bar{L}_{OP}(t)$ 表示 t 时刻光束口径内 OPL 的空间平均,即 D_{OP} 为去掉空间平均的 OPL 分布。波前相位 ϕ 与 D_{OP} 存在以下关系:

$$\phi(t, x) = \frac{2\pi}{\lambda} D_{OP}(t, x), \quad (5)$$

式中 λ 为传输光束的波长。

气动光学研究中,通常应用斯特雷尔比来定量描述气动光学效应,其定义为

$$R_s(t) = \frac{I(t)}{I_0(t)}, \quad (6)$$

即,有气动光学畸变时系统的远场光强最大值与无气动光学畸变时理想系统的远场光强最大值之比。根据所谓的大孔径近似(Large-aperture Approximation)原理^[1],远场时间平均 \bar{R}_s 与近场波前相位的均方值 σ_ϕ^2 存在如下关系式

$$\bar{R}_s(t) = \exp(-\sigma_\phi^2), \quad (7)$$

相位均方值本质上是归一化的 OPD 均方根值,即

$$\sigma_\phi^2 = \left(\frac{2\pi D_{OP,RMS}}{\lambda} \right)^2. \quad (8)$$

因此,对于激光能量系统来讲,通过测量近场的 σ_ϕ^2 即可估算系统远场的光强平均值,进而可进行效果评估。

2.2 气动光学与大气光学的区别

气动光学与大气光学畸变都是由于流场折射率分布的非均匀性所致,但导致流场折射率场非均匀分布的原因却各不相同,局部大气受热不均所致的大尺度温度梯度是折射率分布不均的根本原因,气动流场的折射率场非均匀分布则是由于高速气体的可压性、气动热等。由于二者产生的原因不同,使得二者的特征、测量及校正策略也完全不同。此外,流场的横向尺寸是区别气动光学与大气光学问题的一个重要判据。显然,大气光学畸变是长程大气对光束畸变累积的结果,例如激光大气传输;气动光学畸变则是由“近场”尺寸受限流场对光束畸变的累积结果,例如光学窗口附近的湍流边界层/剪切层、尾流等^[17-18]。

同为流体-光学相互作用问题,许多描述光束传输的表达式对大气光学和气动光学均适用,但对于二者的定量分析结果和解析表达式却存在很大差别^[19];例如,大气光学相位畸变的尺度因子为 $\Delta n/\Lambda^{1/3}$,而气动光学相位畸变的尺度因子为 $\Delta n\Lambda^{1/2}$,这里 Δn 为折射率脉动幅值, Λ 为积分尺度大小,也正是由于产生光学畸变的流场机制不同,使得后者的波前畸变频率远大于前者。通常大气光学畸变的时间频率在 300 Hz 以下,而与机载光学系统相关的气动光学畸变频率为 30 ~ 100 kHz,即使是实验室低速(小于 10 m/s)热射流所致的波前畸变频率也在 2 kHz 左右^[20]。

长距离大气波前相位畸变导致地基望远镜看到星星的闪烁,其时间尺度一般为毫秒量级,基于反馈控制的自适应光学(FBAO)系统能够对其进行实时校正;而机载光学平台附近的边界层/剪切层、尾流所致气动光学畸变的时间频率远超过现有的 FBAO 校正带宽^[21]。

2.3 气动光学自适应校正关键问题

自适应光学技术是国际上近 30 年来发展起来的光学新技术。它通过实时测量-控制-校正,连续不断地补偿测得的波前和参考波前之间的失配从而消除波前动态误差,使光学系统具有自动校正环境干扰、保持接近衍射极限分辨力的能力。此即基于波前信息直接测量的相位共轭法,或者称为反馈控制自适应光学控制。

Tyson 等^[22]的研究表明:在保证系统稳定的前提下,反馈控制自适应光学系统对波前扰动的抑制带宽约为 $1/(10\tau_s)$ (τ_s 为波前传感器的采样频率),即哈特曼(Hartmann)波前传感器采样频率的 1/10。Cicchiello 和 Hugo 对基频为 240 Hz 热射流所致气动光学畸变的自适应校正研究发现:为维持反馈控制自适应光学系统的稳定、同时将远场的 \bar{R}_s 值提高到 0.8,则每次变形镜形变量仅为测量误差的 1/10、并且须在 1/240 s 内进行

10次精确的空间校正^[23],因此,波前传感器的帧频应为100倍波前畸变频率,即波前传感器帧频应在24 kHz以上,如图2所示^[23]。对于扰动频率则在1 kHz以上的高亚声速剪切层气动光学畸变,相应波前传感器的采样频率应在100 kHz以上,然而现有基于CCD技术的波前传感器的帧频通常在千赫兹量级。因此,气动光学自适应校正系统波前传感器的帧频要求远超过现在基于CCD探测器的波前传感器的帧频^[24]。可见,波前传感器的帧频是反馈控制自适应光学系统应用于气动光学实时校正的瓶颈。

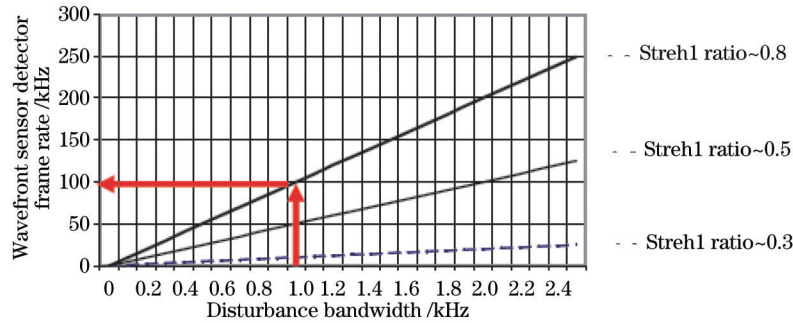


图2 反馈控制自适应光学系统的波前传感器频率需求

Fig.2 Wavefront sensor bandwidth requirement of traditional feedback control AO system

3 气动光学研究回顾

根据气动光学问题的产生到实时自适应校正间的逻辑关系,美国圣母大学(University of Notre Dame)气动光学研究团队(Aero-optics Group)的Jumper教授建议将气动光学研究分为四个层次,分别为:层次1,测量光束通过特定气动流场后波前畸变的统计值,即出射相位 ϕ 的均方值 σ_ϕ^2 ;层次2,不仅能够测量 σ_ϕ^2 值,还能够测量 $\phi(t,x,y)$ 分布,即出射波前的时间、空间分布;层次3,认识并理解 $\phi(t,x,y)$ 与流场力学参量之间的相互关系,即光束与流场相互作用机理的研究;层次4,能够对畸变波前 $\phi(t,x,y)$ 进行实时测量和校正,并最终提升系统的光学性能^[1]。事实上,层次2与层次3的研究是相互融合、相互支撑的关系,并不能严格分开;层次3的研究对层次4研究的开展也非必须,但层次3的工作能为层次4研究的开展提供新的思路和技术途径。例如,一旦确定流场参量与光学参量之间的关系,则可通过控制流场参数以便于光学测量与校正等。

鉴于Jumper教授对气动光学问题描述的科学与完整性,下面仍然按照他的建议的研究思路、以学科交叉的视角以气动光学畸变统计测量-高时间、空间分辨率波前测量-实时自适应校正所做的努力这一思路来梳理和回顾气动光学的研究发展历史。

3.1 气动光学统计测量方法

3.1.1 关联方程

1952年,Liepmann在研究高速流场对纹影仪对比度影响的过程中,计算了小口径光束(Small Aperture Beam)通过厚度为 δ 的边界层后光束抖动角 $\theta(t,x)$ 的均方值 $\langle\theta^2\rangle$ 为^[25]

$$\langle\theta^2\rangle = \frac{1}{n_0(\delta)^2} \int_0^\delta \int_0^\delta n_0(y)n_0(\xi) \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\rangle R_r(|y-\xi|) dy d\xi, \quad (9)$$

式中 v 是折射率变量, $n = n_0(y)(1+v)$, $R_r(|y-\xi|)$ 是折射率相关函数。1956年,Stine与Winovich用直径在19.05~838.2 μm 间的针孔产生不同口径的光束,用光电探测器接收光束在望远镜焦平面上的光斑分布,实验测量了小孔径光束穿过超声速湍流边界层后的抖动角 $\theta(t,x)$ 的统计值 $\langle\theta^2\rangle$,测量值与(9)式分析值相吻合,证实“近场”流场对光束传输的畸变效应^[26]。(9)式将光束穿过流场后的光学参数与流场的折射率、边界层厚度等力学参量关联了起来,因此Liepmann的研究被认为是对气动光学畸变统计量的最早测量。

1969年,Sutton首次关注了单色平面波通过尺寸受限、折射率非均匀流场的“近场”相位畸变效应,并通过关联方程(Linking Equation)将光束相位 ϕ 的均方值 σ_ϕ^2 与流场力学参量联系起来,关联方程的形式为^[27]

$$\sigma_\phi^2 = 2K_{\text{cd}}^2 k^2 \int_0^L \sigma_p^2 A(y) dy, \quad (10)$$

式中 K_{cd} 为联系湍流密度与折射率的 Gladstone-Dale 常量, ρ' 为密度脉动量, $\Lambda(y)$ 为密度脉动相关长度。由(10)式可知,通过间接测量流场参量 σ_{ρ}^2 和 $\Lambda(y)$ 可计算得到出射光束的波前畸变统计量 σ_{ϕ}^2 。实验中,通常应用热线风速仪间接测量光束传输路径上多点的 ρ' 时间序列,进而获得 σ_{ρ}^2 和 $\Lambda(y)$ 值。显然,基于关联方程的气动光学测量方法需要对光路上多点的 ρ' 进行长时间的测量并计算出相关的统计量,因此该 σ_{ϕ}^2 计算方法费时、且不能获得波前畸变的任何时间变化信息。

此外,可以利用脉冲干涉仪、剪切干涉仪等测量多帧、互不相关的波前相位图,从而得到多个波前相位分布样本,进而计算得到系统的 σ_{ϕ}^2 值,此即直接光学测量方法^[28-29]。直接光学测量具有测量精度高的优点,但是,由于干涉图互不相关,直接光学方法得到的相位分布亦不能提供任何关于波前畸变的时间变化信息。

已有实验研究结果表明:基于热线风速仪和关联方程测量的 σ_{ϕ}^2 值小于干涉法测量结果。进一步的误差研究表明,关联方程本身并不是误差的来源,测量结果偏小是由于热线风速仪在测量流场参数时的振幅衰减及相位延迟效应所致^[30]。

1982年, Gilbert 等^[31]总结了此前所有关于 σ_{ϕ}^2 的直接或间接测量方法,该结果标志着气动光学问题已被明确提出,自此以后,气动光学学科的研究对象以及研究内容逐步清晰,成为广泛开展气动光学研究的开端。

3.1.2 Malley 方法

1989年, Malley 提出了一种相对经济、快捷的 σ_{ϕ}^2 直接光学测量方法,其测量装置如图3所示^[32], x 为流向。自准直仪 E.C. 发出的小口径光束沿 y 方向通过流场后经反射镜反射后再次进入自准直仪,自准直仪输出电压值即反映了光束入射点相对于出射点的偏移量 ε , 根据流向和横向偏移量 ε_x 和 ε_z 进而可计算出光束的抖动角 θ_x 和 θ_z 。根据惠更斯原理有

$$\theta_x(x, y, t) = \frac{\partial}{\partial x} D_{op}(x, y, t) = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^L \Delta n(x, y, z, t) dy, \quad (11)$$

式中 L 为流场厚度, Δn 为折射率起伏。

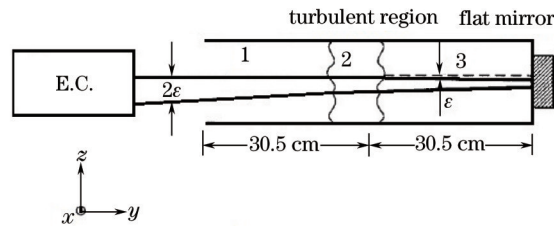


图3 Malley波前测量光路图

Fig.3 Optical layout of Malley wavefront measurement

根据傅里叶理论,任何随机量均可表示为其傅里叶变换的形式。因此,任意 (x, z) 点处的 $D_{op}(t)$ 可表示为其傅里叶变换形式

$$D_{op}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \exp(i\omega x) d\omega, \quad (12)$$

式中 $A(\omega)$ 是 $D_{op}(t)$ 的傅里叶变换, ω 为角频率,进而有

$$\theta_x(t) = \frac{\partial}{\partial x} D_{op}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i\omega A(\omega) \exp(i\omega x) d\omega, \quad (13)$$

可见 $\theta_x(t)$ 与 $i\omega A(\omega)$ 互为傅里叶变换对。从(13)式可以看出,一旦测量得到任意 (x, z) 点处的抖动角 $\theta_x(x, y, t)$, 则利用傅里叶分析得到抖动角的功率谱密度 $i\omega A(\omega)$, 进而得到 (x, y) 点处 OPD 功率谱密度 $A(\omega)$, 对 $A(\omega)$ 作逆傅里叶变换从而获得 OPD 的时间频谱信息。考虑到泰勒“冻流”(Frozen Flow)假设,即在一定的时间尺度内,流场结构以对流速度 U_c 向下游运动而结构本身不发生变化。因此同样的时间尺度内,流场所导致 $D_{op}(x, z)$ 也是向下游运动而自身也不发生变化。所以,流向的空间频率 k 与 (x, z) 点处的时间频率 ω 存在关系式 $k = \omega/U_c$ 。可见, Malley 方法不但能获得 OPD 的时间频谱信息同时还能够获得其空间频谱信息,进而将气动光学研究推进到 Jumper 教授建议的层次 2 的水平,而之前的干涉测量方法、关联方程方法均

不能获得气动光学畸变的任何时、空频率信息。

根据功率谱的定义, $\Phi_{\text{OPD}} = \langle AA^* \rangle$, $\Phi_{\varepsilon_x} = \langle i\omega A \cdot (i\omega A)^* \rangle = \omega^2 \langle AA^* \rangle$, 所以, $\Phi_{\varepsilon_x} = \omega^2 \Phi_{\text{OPD}}$ 。可见, Malley 方法同样还能获得 OPD 的均方值。

3.2 气动光学动态波前测量方法

3.2.1 哈特曼-夏克波前传感器

哈特曼-夏克(HS)波前传感器由作为孔径分割部件的微透镜阵列和作为光电转换器件的 CCD 阵列组成,它是一种以波前斜率测量为基础的波前测量仪器。微透镜阵列将被检测波面分成若干个采样单元,这些采样单元分别由高质量透镜会聚在分立的焦点上,然后用 CCD 接收,原理如图 4 所示^[22]。每个子孔径范围内的波前倾斜将造成其光斑的横向位移,光斑的质心在 x 和 y 方向上的偏离程度反映了对应采样单元波面在两个方向上的平均倾斜。可以表示为

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial x} = \frac{\Delta x}{f}, \quad \frac{\partial \bar{W}}{\partial y} = \frac{\Delta y}{f}, \quad (14)$$

式中 $\frac{\partial \bar{W}}{\partial x}$, $\frac{\partial \bar{W}}{\partial y}$ 是子孔径内波前平均斜率, f 是微透镜阵列的焦距。

CCD 靶面探测光斑质心位置的原理如图 5 所示^[22], 由于光学系统参数在 x 、 y 两个方向上对称, 所以这里只讨论在 x 方向的情况, y 方向与此相似。

光斑质心 x_c 的计算公式为

$$x_c = \left(\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N x_{mn} I_{mn} \right) / \left(\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_{mn} \right), \quad (15)$$

式中 M, N 是 CCD 上对应的子孔径区域包含的 x 和 y 方向的像素数, I_{mn} 是 CCD 光敏面上第 (m, n) 个像素接收到的信号, x_{mn} 为第 (m, n) 个像素的 x 坐标。

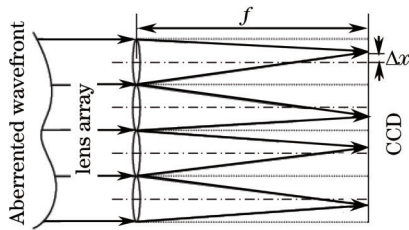


图4 HS波前传感器原理图

Fig.4 Principle of HS wavefront sensor

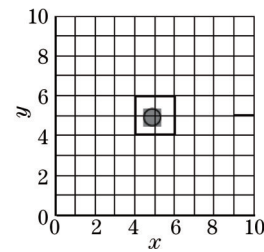


图5 光斑质心测量

Fig.5 Measurement of spot position

HS 波前传感器具有结构简单、灵活性好, 测量动态范围大、光学效率高、具有白光探测能力、对连续或脉冲光均可进行波前探测等优点, 特别是它对环境条件要求低, 工作时无需参考光, 能动态记录光束变化过程, 适应能力强。随着 HS 波前传感器所包含的两个核心器件——分光阵列和光电探测器阵列种类的增多, 其性能也得到了极大的改进, 所以这种传感器的综合性能也不断得到提升, 应用越来越广泛。世界上多个大型望远镜系统中的自适应光学系统中均使用 HS 波前传感器^[33-34]。

目前, 商业成熟 HS 波前传感器通常采用 CCD 阵列作为光电转换器件。CCD 传感器能够满足甚至超过气动光学对波前测量空间分辨率的要求, 但是, 由于 CCD 采用串行的方式读取输出数据, 输出数据量大且速度较慢, 所以一般 CCD 的采样帧频不可能做得很高, 典型的基于 CCD 的 HS 传感器的采样帧频多为几百赫兹, 此前报道的基于 CCD 的 HS 波前传感器的带宽可达到 7 kHz, 即使如此也难以满足机载系统高频气动光学对波前测量带宽的要求^[35]。

3.2.2 小孔径光束技术

小孔径光束技术(SABT)是基于空间稀疏测点信息、“冻流”假设进行空间插值进而获得一定口径光束的高空间、高时间分辨率波前相位的波前测量方法。

如图 6 所示^[36], 以上游某 x_0 点为参考, 假设 t_0 时刻、任意 x 点处的光束抖动角为 $\theta(t_0, x)$, 则 x 点处的 L_{OP}

可表示为^[37]

$$L_{OP}(t_0, x) = \int_{x_0}^x -\theta(t_0, x_c) dx_c + L_{OP}(t_0, x_0). \quad (16)$$

根据“冻流”假设,任意 x_c 处的光束抖动角可以认为是 x_0 处、 t_0 时刻抖动角的时间延迟,延迟时间 $\tau_c = \frac{x_c - x_0}{U_c}$, 这里 U_c 为湍流对流速度,且 $x_0 < x_c < x$ 。假设 $L_{OP}(t_0, x_0) = 0$, 所以(16)式可写为

$$L_{OP}(t_0, x) = \int_{x_0}^x -\theta(t_0 - \tau_c, x_0) dx_c, \quad (17)$$

由(16)、(17)式可见,在一定流向范围内光程值 $L_{OP}(t_0, x)$ 的重构可转化为对单点 x_0 处抖动角的积分。当然,由于流场结构在向下游对流传输的同时自身结构也在不断发生变化,因此,“冻流”假设会带来一定的波前插值误差;此外,由于湍流的多尺度结构本质,对流速度 U_c 是关于结构尺度的函数,因此采用单一的对流速度 U_c 也会给波前重构带来误差,改进的办法是对 U_c 、 θ 进行多尺度分析^[38]。

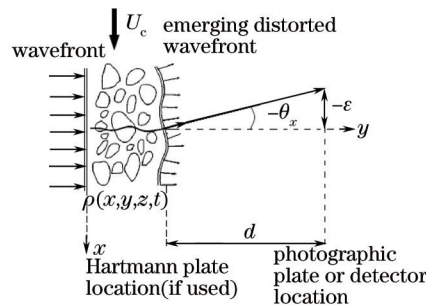


图6 平面波、小孔径光束通过非均匀流场后的畸变

Fig.6 Aberration of planar wavefront and small aperture beam

由于SABT只需测量空间稀疏测点的光束抖动角,而通过插值获得稀疏测点之间空间点的波前数据。因此,获得同样空间分辨率时,SABT所需要的探测器单元数较HS波前传感器少1~2个数量级,同时获得较高的时间分辨率。研究表明:SABT可达到200 kHz的波前测量帧频,如此高的帧频是其他波前传感器所无法比拟的。因此,其对于高频气动光学畸变的高分辨率再现有着非常重要的意义^[39-43]。

此外,由于SABT波前测量方法利用了流向对流速度 U_c ,本质上它只能对流向的光程分布进行重构。但是,加上光束扫描机构后使得探测光束能够以速度 V_c ($U_c \gg V_c$)^[44]沿 z 方向进行扫描,则 z 方向的光程分布可表示为

$$L_{OP}(t, z_i) = \sum_{i=1}^N -\theta_y(t_j) V_c \Delta t', \quad (18)$$

通过对流向 $L_{OP}(t, x_j)$ 和横向 $L_{OP}(t, z_i)$ 进行二维插值即可获得二维波前分布 $L_{OP}(t, x_j, z_i)$ 。

SABT需要测量空间点处的光束抖动角时间序列,然后对抖动角进行积分从而获得全孔径内的光波前,显然它是一种事后波前重构方法,因而不能实现对波前的实时测量。

3.3 基于涡结构的气动光学研究

3.3.1 湍流多尺度结构本质

从完全随机到多尺度再到相干结构的主线基本上囊括了百年来对湍流问题的研究,相干结构的提出大大推动和加深了研究者们对湍流本质的认识。研究表明,无论是简单还是复杂湍流,都存在一定的涡结构^[45]。

1974年,Brown和Roshko在剪切层的显示实验中发现了大涡结构,他们称之为相干结构,如图7所示^[46]。湍流中的相干结构起始时刻和位置不确定,但一经触发,就以某种确定的次序发展为特定的运动状态^[47]。相干结构表明湍流并非为完全不规则运动,而是在表面看来不规则的运动中具有可检测的有序运动,这种有序结构在湍流的脉动生成和发展中起着主宰作用。相干结构对流动噪声的产生、流动的扩散、流场的混合和燃烧、边界层减阻等均起着重要的作用,研究流场中相干结构的运动学和动力学特性并进行控制,具有重要的理论价值和实际意义^[48-49]。

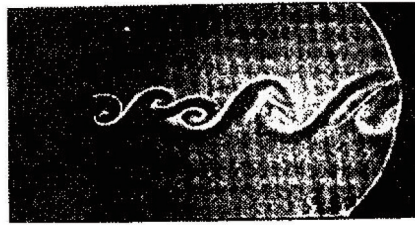


图7 剪切层中的相干结构

Fig.7 Coherent structure in shear layer

通过流体力学实验测量来检测湍流相干结构是了解其运动状态和动力学特性的关键。现有的相干结构实验测量方法有流动显示、热线(热膜)、激光多普勒测速仪(LDV)和粒子图像速度场测量(PIV)法等^[50-51],应用阴影法显示^[52]和数值模拟^[53]得到的剪切层中的相干结构如图8^[52]和图9^[53]所示。

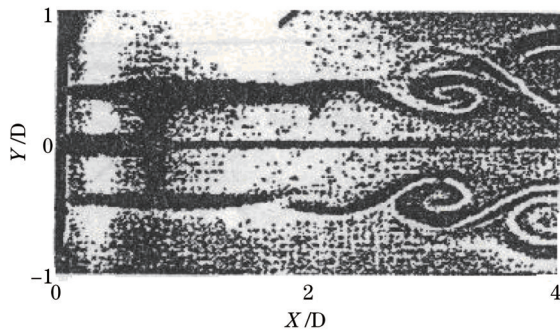


图8 流场纹影图

Fig.8 Schlieren picture of flowfield

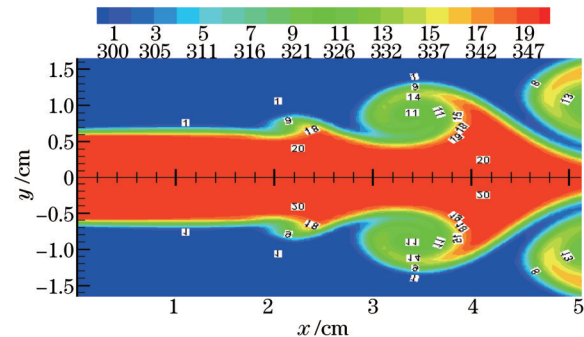


图9 温度等值线图

Fig.9 Contour line of temperature

如何从实验和计算的结果中辨别和提取相干结构是相干结构研究中的中心问题。目前相干结构的分析方法主要有相关分析^[54]、频谱分析和小波分析^[55-56]以及本征正交分解(Proper Orthogonal Decomposition)方法等^[57-59]。

3.3.2 相干结构的非均匀特性研究

1969年, Sutton在研究光束通过湍流后的抖动角均方值 $\langle \theta^2 \rangle$ 时假设湍流为均匀、各向同性^[60], 众多学者在预测剪切层的光学性质时也对流场作了均匀各向同性假设^[61]。然而, 相干结构的发现表明基于均匀、各向同性假设的流场光学性质建模已不再适应。因此有必要研究大尺度相干结构的光学性质及其在全流场光学性质中所占的比重等问题。

1990年, Larry实验记录了光束通过剪切层后的长、短曝光远场光斑分布, 并对剪切层进行了同步显示, 研究了剪切层中相干结构对光束传输的影响。结果表明: 光束通过相干结构后的远场光斑呈现为“主瓣+大旁瓣”的结构分布, 并明显区别于均匀流场时的艾里光斑分布, 进而证实了相干结构的非均匀性^[62]。

Dimotaksi等应用流场界面厚度(IFT)方法来研究强压缩流大尺度结构的光学畸变^[63], IFT方法首先计算了流场的折射率梯度值, 然后设定一个全局折射率梯度门限, 忽略门限以下的低折射率梯度, 只使用高折射率梯度界面的数据计算光线通过强压缩流的光程差, 其研究发现, 仅高折射率梯度区域得到的大尺度结构气动光学畸变就能近似全流场的气动光学传输效应, 结果如图10所示^[63]。由于相干结构运动是产生流场高折射率梯度的主要原因, 因此光束通过该类流场后的近场相位畸变情况强烈依赖于相干结构的动力学特征, 相干结构是产生气动光学畸变的主要原因。

1991年 Wissler利用小口径光束对剪切层中相干结构的非均匀特性进行进一步的实验研究^[64]。结果表明: 对单个相干结构来讲, 相干结构边缘位置处产生的光学畸变最大, 涡核、涡瓣处产生的光学畸变次之, 再次验证了相干结构的非均匀性; 结构空间尺寸越大, 所导致的光学畸变幅值也越大; 建立了大口径光束通过相干结构后产生散焦的物理模型。谢文科等数值模拟了低速热射流($V=7 \text{ m/s}$, $\Delta T \approx 50 \text{ }^\circ\text{C}$)中相干结构的产生、发展的过程。伴随着流场厚度的线性增长, 剪切层表现出的光学特性为: 随着流向位置的增加, 流向光程分布曲线的振幅越来越大, 并且流向光程分布呈现出与涡结构尺寸相关的准空间周期关

系,相干结构与光束相互作用模型可以表示为如图 11 所示的简化模型^[53]。

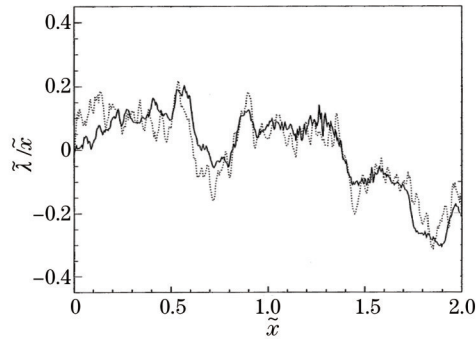


图 10 忽略部分流场折射率梯度后积分的光程差与全流场积分的光程差

Fig.10 OPL of part index of refraction gradient ignored flowfield and full flowfield

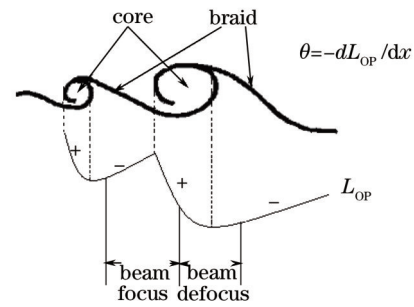


图 11 相干结构与光束的相互作用模型

Fig.11 Interaction model of coherent structure and beam

1982年, Oster 和 Wygnanski 研究表明^[65]: 外部扰动能够影响剪切层的力学特性, 特别是影响剪切层相干结构的动力学特征。同时, 考虑到相干结构在全流场所产生的气动光学畸变中的主体地位, 因此可利用外部扰动的方法来改变流场的光学特性。例如, 通过周期激励抑制剪切层厚度的增长、增加相邻涡核间的间距能减小剪切层所致的光束畸变等。Chew 和 Christiansen 的实验研究^[62]以及 Tsai 和 Christiansen 相关的数值研究^[66]表明: 通过一定周期激励改变相干结构的力学参量会伴随着 \overline{R}_s 值的提高; 此外, 流场的混合过渡 (Mixing Transition) 区域会伴随着 \overline{R}_s 值的大幅降低。因此, 基于外部扰动的流场控制方法为流场气动光学性质的控制开辟了新的思路和技术途径。

总之, 空间非均匀相干结构导致流场光学性质的非均匀性, 大尺度相干结构是影响流场光学性质的主要因素, 基于外部扰动的流场控制为流场光学性能的控制开辟新技术途径。

4 气动光学控制及校正方案

气动光学研究的最终目的是减小或消除流场产生的气动光学畸变。气动光学校正方法可分为基于流场控制的方法和基于光电校正的自适应校正方法^[41]。

4.1 流场控制方法

层流对传输光束仅产生倾斜像差, 仅表现为远场光斑产生偏移, 容易用光学方法进行校正; 由于湍流运动规律的复杂性, 其对传输光束还产生各种高阶像差, 不仅表现为远场光斑产生偏移, 而且还有扩散和斯特雷尔比降低等。因此, 流场控制的原则是尽量使光学窗口附近流场处于层流状态, 或者即使处于湍流状态也要通过流场控制尽量阻止结构的剧烈运动, 降低湍流强度^[6]。基于上述思想, 根据是否向流场注入能量来分类, 湍流的控制方法分为被动流场控制方法和主动流场控制方法, 对于主动流动控制又分为开环和闭环控制两种方式^[67-68]。

4.1.1 被动流场控制方法

被动方法有壁面形状优化、壁面冷却、加入扰流器等, 由于壁面形状的优化、壁面冷却方法国内已有其他的专著进行专门的论述^[6], 这里仅对扰流器方法进行专门介绍。

Gordeyev 等研究了大涡发生器 (Big Vortex Generators) 对气动光学畸变的抑制效应, 这里大涡发生器是斜边为 1 inch (1 inch = 2.54 cm)、底角为 45° 的等腰直角三角形, 大涡发生器的攻角可调; 流场自左向右流过涡发生器后在台阶处与底板分离形成自由剪切层; 传输光束垂直凹腔底板穿过剪切层, 大涡发生器布局及实验光路如图 12 所示^[69]。

实验测量了流速为 0.5 Ma, 大涡发生器攻角为 20°, 波长为 1 μm、口径为 5 cm 的光束通过剪切层后 300 个不相关的近场波前相位分布及远场 \overline{R}_s 值, 实验结果表明: 没有大涡发生器时, 对 300 个独立样本求得的 $D_{OP,rms} = 0.075 \mu\text{m}$, 远场 $\overline{R}_s = 0.80903$; 有大涡发生器时, $D_{OP,rms}$ 值减小, 远场 $\overline{R}_s = 0.94102$, 去掉倾斜像差后 $\overline{R}_s = 0.97923$, 接近衍射极限水平。可见, 加入流动扰动装置后剪切层的光学性能提升了 16.3%。

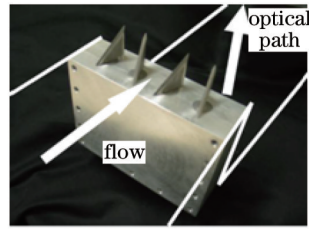


图12 大涡发生器布局与光束-剪切层相互作用示意图

Fig.12 Layout of big vortex generators and interaction of beam and shearlayer

相对于附着边界层,分离后的边界层导致更大的光学畸变。不同的被动装置安装于空腔入口上游处,其目的是影响分离边界层的力学参数,进而影响流场的光学特性。结果表明:无论是针状、还是等腰直角三角形等流动扰动装置均能不同程度地降低空腔剪切层所致的光学畸变,其中针状扰流装置对空腔剪切层光学性能的提升达到50%^[70]。

4.1.2 主动流场控制方法

(1) 低频流控制

所谓的“低频”激励是指激励器的扰动频率与流场的特征频率相当,例如凹腔流的一阶 Rossiter 频率、由斯特劳哈尔数(Strouhal number)计算的剪切层基波频率等^[71]。Rossiter 给出了基于凹腔长度(L)、自由来流速度(U_∞)预测凹腔流的 m 阶共振频率 f_m 的 Rossiter 公式^[72],即

$$f_m = \frac{(m - \alpha)U_\infty}{(1/k_c + M_\infty)L}, \quad (19)$$

式中经验常数 α 、 k_c 通常取值为 0.25、0.57, M_∞ 为自由来流马赫数。根据线性不稳定理论,根据斯特劳哈尔数计算基波频率的公式为

$$f\theta/\bar{U} = 0.032, \quad (20)$$

式中 f 为基波频率, θ 为剪切层的初始动量厚度, \bar{U} 为剪切层平均对流速度。

1985年,Roberts等发现:相对于无扰动流场,加入剪切层 280 Hz 基波扰动后,在频率锁定区域(即剪切层的生长率为 0 的区域), \bar{R}_s 值从 0.66 增加到 0.91^[73]。1989年,Tsai 和 Christiansen 基于欧拉方程数值计算速度分别为 70.4 m/s 和 35.2 m/s 的二维非定常可压缩剪切层流场的流场参数分布、基于光线追迹计算了“近场”的相位分布、基于物理光学方法计算口径为 2.56 cm 的 He-Ne 激光的远场分布^[66]。试验分别计算了稳定、1/3 谐波扰动入口条件时的远场光斑分布,试验的结果表明:低频周期扰动抑制了相干结构的线性增长和合并,剪切层存在“非增长”区域,“非增长”区域具有优良的光学性质,例如在流向 $x_c=12$ cm 处,口径为 $\Phi=2.5$ cm 光束,稳定入口条件时的远场 $\bar{R}_s=0.6$;1/3 谐波扰动时,相同条件下的远场 $\bar{R}_s=0.9$,流场控制的光学意义显而易见。1989年,Chew 和 Christiansen 对低速(3 m/s 和 1.8 m/s)剪切层控制的光学意义进行了实验研究,扰动振动片安装在分离板的边沿,振动频率等于剪切层的 Kelvin-Helmholtz 频率(约 280 Hz)。结果表明,相对于自然剪切层,低频扰动剪切层“非增长”区域的光学质量显著提高,进一步说明,改变流体力学参量确实能够改善流场的光学特性^[62]。可见,低频周期扰动能够改变流场的力学参数,进而改变流场的光学性质。流动控制为流场光学性质的控制开辟了一条新的、有趣的技术途径。

谢文科等^[74]对基于 1/2 谐波(180 Hz)扰动的低速热射流光学控制进行了实验研究^[75]。应用 Hartmann 波前传感器测量自然来流和 1/2 谐波扰动时,同流向位置 $x=2$ cm, 2.25 cm, 2.5 cm 和 4.25 cm 处的相位分布并计算其功率谱,图 13 中(a),(c),(e),(g)和(b),(d),(f),(h)分别为自然来流剪切层和 1/2 谐波激励扰动时剪切层不同流向位置处畸变波前的功率谱曲线。由图 13(a)和(b)可以看出,在剪切层发展的初始阶段,来流中不同频率的特征波在向下游传播的过程中均都得到了放大,但射流对频率为 367.2 Hz 的基频波放大率最大,继而成为优势模态,其对应的频率即为基波频率,流场 1/2 谐波激励时由于提供了接近 183.6 Hz 频率波一个初始值,因此该流向位置处的亚谐波幅值比自然条件下亚谐波幅值大;后面的发展过程受自由剪切流固有的不稳定性自发进行,各种频率的模式都得到放大,但 1/2 谐波激励条件时射流对基波和 1/2 谐波以外的模式有明显的抑制作用,流场能量集中到基波和亚谐波模式,如图 13(c)和(d)所示;在向下游传播过程中,基波

和 1/2 谐波继续被放大,流场能量进一步集中,如图 13(e)和(f)所示;随着流向距离增加,流场经过几次涡合并之后,进入了以小尺度湍流为主的区段,流场的能量分布在更多的模式,因此控制和整理它们的相位是相当困难的,因此对非定常流和涡控制不包含该区段。

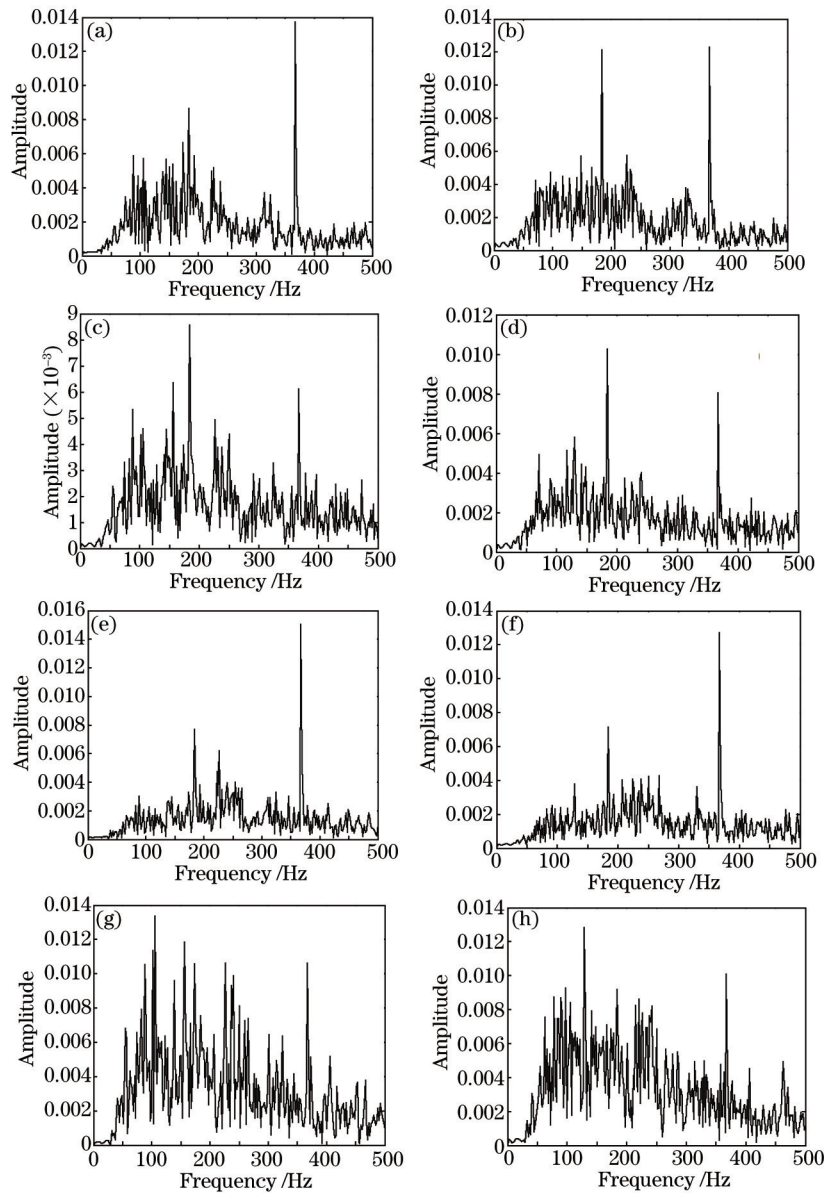


图 13 不同流向位置处相位时间序列功率谱

Fig.13 Power spectra of different streamwise positions

对不同流向位置波前数据进行频谱分析可知:射流初始段中存在精确倍频关系的基波和亚谐波,1/2 谐波激励能抑制流场中基频和亚谐波模式以外模式的发展,从而使得流场的能量更多地集中到基波和亚谐波模式,进而使得相干结构的时间和空间周期性更好^[75]。

典型的低频激励器有压电振动膜^[74]、吹/吸射流^[76]、合成射流^[77]等。Caraballo 等建立了基于低阶控制的流场反馈闭环模型为:本征正交分解(POD)获取流场的空间基函数;POD 方法与 Galerkin 投影结合建立时间系数所满足的线性方程组;基于随机估计方法实时获取流场控制所需的时间系数。基于该低阶控制模型的低频激励流场控制可获得稳健的、相位锁定的相干结构^[78-79]。也就是说在流向一定区域内,低频激励流动控制能对光学畸变的频率进行调制,其意义在于能为 4.2 节将要阐述的基于流场控制的光电校正方法提供一个先验的波前畸变频率信息。低频流场控制应用于相干结构相位调制之于气动光学畸变前馈自适应校正的意义将在下文中作进一步详细介绍^[80]。

(2) 高频流控制

所谓“高频”指的是激励频率远高于流场特征频率、深入到惯性子区范围的频率,激励器单元尺寸小于大涡结构(或流场特征尺寸)1~2个数量级。Michael^[21]对 $Ma=0.85$ 的圆形冲击射流(基波频率约为 2.5 kHz)进行流场控制,需要说明的是激励器尺寸约为喷嘴尺寸的 1/10,激励频率约为 25 kHz,因此满足高频、小尺度激励条件。实验过程中记录冲击平板上的压强,应用 PSD 测量了光束通过射流后的光斑质心坐标值,有/无激励器时光束抖动角频谱如图 14^[21]和图 15 所示。由图可见,高频小尺度扰动能够有效地抑制流场中 3 kHz 以下的大尺度压力脉动,同时有效地抑制射流产生的大尺度光束抖动,体现了高频流场控制的光学意义。

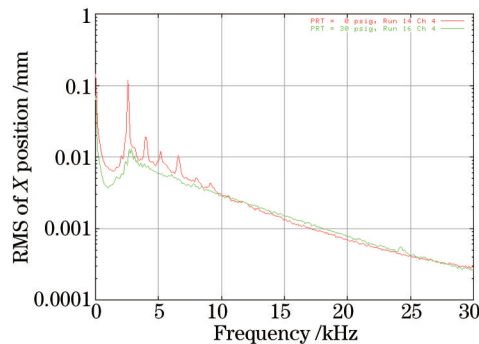


图 14 有/无激励器时冲击射流所致光束抖动谱

Fig.14 Spectra of jitter induced by impingement jet, with/without high frequency excitation

Vukasinovic 等应用“高频激励”的流场控制方法对气动光学畸变的影响进行了风洞实验研究。激光发射塔采用圆柱底座加半球的几何外形,该发射塔具有视场角大、不改变空气动力学外形的优点,光学窗口采用共形设计。如图 15 所示^[81],受控流场导致的光波前畸变展示出良好的流向均匀性,这是因为流场控制推迟了流场分离,光束孔径内归一化的光程差均方根值 $\bar{D}_{OP,rms}^*$ 减少了约 32%。

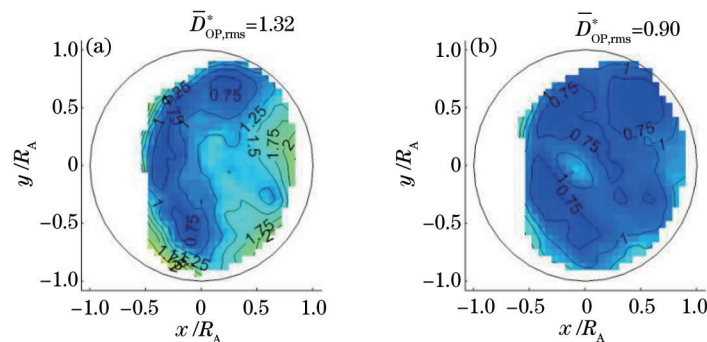


图 15 归一化的 $D_{OP,rms}$ 空间分布(流向:自左向右)。(a)自然流场;(b)受控流场

Fig.15 Spatial distribution of normalized $D_{OP,rms}$ (flow goes from left to right). (a) Baseline flow; (b) controlled flow

学者对高频、小尺度流场控制的机理有两种截然不同的解释,Wiltse 等认为:直接高频小尺度激励加速能量从大尺度向小尺度的传递,进而增加扩散和湍动能耗散,即能量“级串加速”的观点^[82];而 Michael 认为:直接高频小尺度激励增加了小尺度的产生率、同时阻止了大尺度结构的形成,即能量“级串减速”观点,进而认为高频小尺度激励使剪切层变得稳定,从属于“剪切层稳定控制”领域,而大尺度低频激励属于“剪切层扰动”领域^[21]。

不管上述哪种观点更为合理,气动光学研究的最终目的是消除或减小流场产生的光学畸变,高频、小尺度流场控制能减小光束的抖动角是客观事实,达到了减小流场所致的光束抖动的目的,体现了高频流场控制的光学价值。

典型的高频激励器有共振管(Powered Resonance Tube)、合成射流激励器以及等离子激励器等^[83-84]。

4.2 基于流场控制的光电校正方法

传统反馈控制的自适应光学系统主要由三部分组成^[85]:1)波前传感器(WFS)测量波前误差;2)波前处理机,其任务是实时采集 CCD 相机输出的图像信号,完成波前斜率的计算、波前复原运算和控制运算;3)控

制信号输入到校正镜,驱动校正镜动作,其工作原理框图如图 16 所示^[85]。

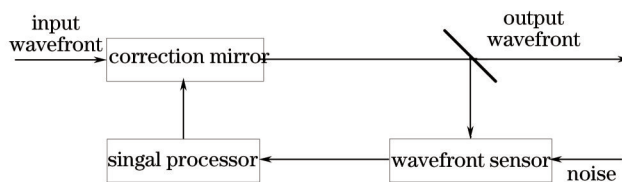


图 16 自适应光学系统的框图

Fig.16 Block diagram of adaptive optics

由自动控制原理可知,反馈控制自适应光学系统的闭环控制带宽以及稳定性主要由反馈回路中波前传感器的采样频率和信号处理机处理速度决定^[86]。由于 Hartmann 波前传感器采用 CCD 探测器,因此要减小系统的延时,就必须从根本上进一步提高 CCD 的采样频率。但是,随着 CCD 采样帧频的增加,波前处理机的计算速度也应尽可能地快,相应处理机的研制难度又将大大增加^[87]。

由于气动光学问题的高频特性,目前反馈控制自适应光学系统不能满足气动光学问题对系统带宽的需要^[88-89]。但是,根据所谓的可预测自适应光学(Predictive Adaptive Optics)校正方法^[90],如果波前畸变可以预测,则系统无需对畸变波前进行实时测量和共轭波前的复原而直接对预测的畸变波前进行同步校正,进而有效地减小系统的延时、提高系统的控制带宽,并最终实现对高频气动光学畸变的自适应校正。

根据前文所述:低频激励对自由剪切层中相干结构的发展有相位调制的作用。即流场中相干结构的产生和发展具有更好的周期性和可预测性,又由于相干结构是流场产生光学畸变的主要原因。因此,可预见流场产生的光波前畸变也具有更好的周期性和可预测性,这时可利用畸变波前的“周期性”来实现对畸变波前的可预测(或前馈控制)自适应光学校正。

谢文科等^[74]模拟了在低速热射流出口处低频激励条件时,流向 $x=2\text{ cm}$ 和 $x=4\text{ cm}$ 处的光程时间序列,可以看出畸变波前呈现出明显的时间周期性,如图 17 所示。进一步分析发现:相干结构的脱落频率等于外激励的频率,通过改变激励信号的幅值可控制射流中大涡卷起的流向位置以及第一次涡结构合并的时间和空间周期稳健性。

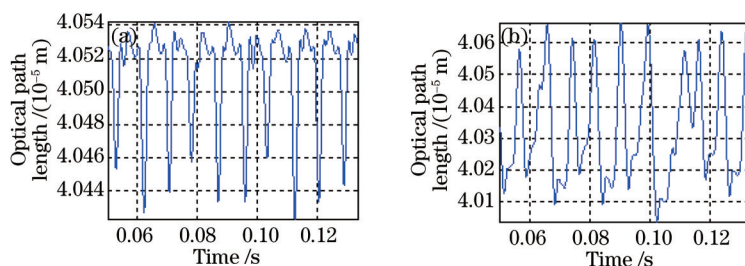


图 17 不同流向位置的光程时间序列。(a) $x=2\text{ cm}$; (b) $x=4\text{ cm}$

Fig.17 OPL of different streamwise positions. (a) $x=2\text{ cm}$; (b) $x=4\text{ cm}$

光束中心位于流向 $x=3\text{ cm}$ 处,半径 $r=1\text{ cm}$ 的圆形光束垂直入射流场,计算连续 10 个周期、相位角分别为 $0, 2\pi/5, 4\pi/5, 6\pi/5, 8\pi/5$ 时的波前平均值,并以各相位角时的平均波前作为相应的共轭校正信号。在某个校正周期内,校正前、后各相位角的光束远场分布如图 18 和图 19 所示。可见,低频激励条件下,预测的校正信号能有效消除“近场”的大振幅波前相位起伏,进而获得接近衍射极限的远场光斑分布;假设一个激励周期内进行 50 次校正,计算得到校正前、后 10T 周期内的 \bar{R}_s 为 0.512 和 0.695、20T 周期内的 \bar{R}_s 为 0.516 和 0.693, \bar{R}_s 分别提高了 35% 和 34%,校正前后的斯特雷尔比时间序列如图 20 所示。

5 总结与展望

围绕气动光学问题的流体力学与光学工程学科交叉本质,以气动光学效应的自适应校正为主线,对气动光学问题的产生、关键技术问题、最新的解决方案等进行了全面回顾。

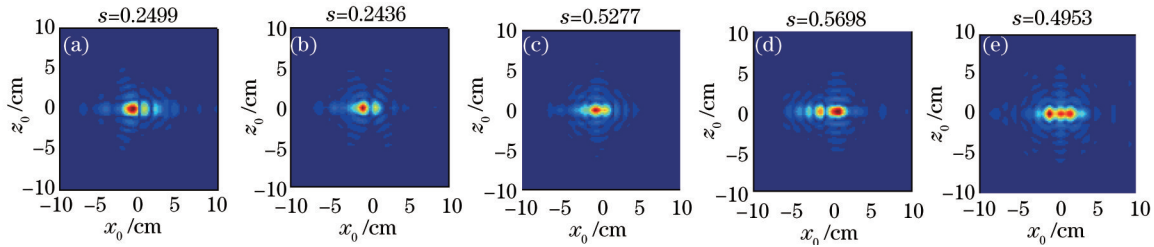


图 18 不同相位角、无校正时远场光强分布。(a) 0; (b) $2\pi/5$; (c) $4\pi/5$; (d) $6\pi/5$; (e) $8\pi/5$

Fig.18 Far field intensity distribution of difference phases without correction. (a) 0; (b) $2\pi/5$; (c) $4\pi/5$; (d) $6\pi/5$; (e) $8\pi/5$

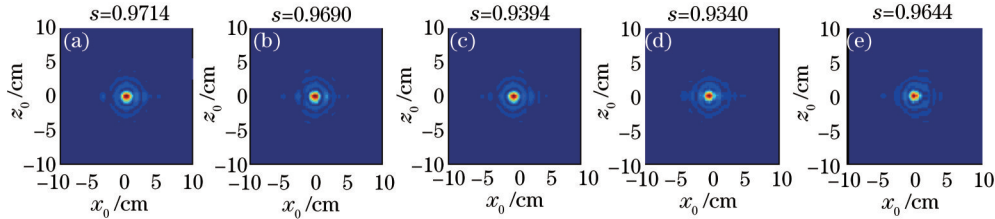


图 19 不同相位角、校正后远场光强分布。(a) 0; (b) $2\pi/5$; (c) $4\pi/5$; (d) $6\pi/5$; (e) $8\pi/5$

Fig.19 Far field intensity distribution of difference phases with correction. (a) 0; (b) $2\pi/5$; (c) $4\pi/5$; (d) $6\pi/5$; (e) $8\pi/5$

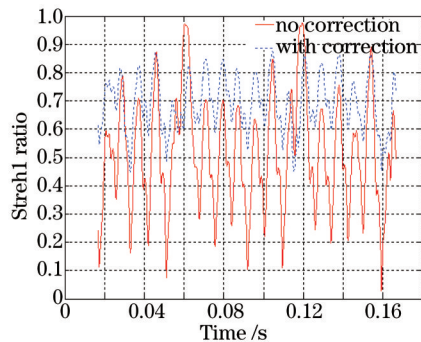


图 20 校正前后的斯特雷尔比时间序列

Fig.20 Strehl ratio with/no correction

在光学工程领域,目前的反馈控制自适应光学系统应用于气动光学问题时存在闭环控制带宽不能满足高频气动光学畸变自适应校正对系统控制带宽需求的问题。其解决的办法是提高系统波前传感器的采样频率、变形镜的时间响应频率、减小反馈控制系统的时间延时等,这三个问题必将是未来气动光学自适应研究领域的重点与热点问题。

在流体力学领域,流场控制技术是一个主动的气动光学解决方案,无论是基于“高频流控制”还是基于“低频流控制”的气动光学解决方案均只能部分缓解特定区域流场的气动光学畸变,且不能完全消除气动光学畸变;但是,基于“低频流控制”方案对于气动光学自适应校正的意义在于能够得到“前馈自适应校正”所需要的波前“先验”知识,避免了反馈控制系统必需的波前测量及控制信号计算环节,进而减小了系统的时延、提高了控制带宽,开辟一条当前技术条件下流场控制与光电校正相结合、可望实现高频气动光学自适应校正的新路径。

此外,气动光学的自适应校正研究还涉及到自动控制、信息科学、材料科学等诸多学科领域。

国外机载气动光学研究已经开展模型试验研究,标志着气动光学自适应校正研究的基础理论已经成熟,并将进入工程应用研究阶段。期待国内相关学科领域的学者关注与参与并推动我国气动光学基础理论和工程应用研究的发展。

参考文献

- 1 Jumper E J, Fitzgerald E J. Recent advances in aero-optics[C]. Progress in Aerospace Sciences, Pergamon: 2001, 37(3): 299-339.
- 2 Jumper E J. Recent advances in the measurement and analysis of dynamic aero-optic interactions (Review Paper)[R].

- 28th Plasmadynamics and Lasers Conference, 1997, 2350: 1–25.
- 3 Goorskey D J, Whiteley M R, Gordeyev S, *et al.*. Recent AAOL in-flight wavefront measurements of aero-optics and implications for aero-optics beam control in tactical laser weapon systems[C]. 42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2011, 3282: 1–27.
- 4 Gordeyev S, Jumper E, Hayden T. Aero-optics of supersonic boundary layer[C]. 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2011, 1325: 1–13.
- 5 Bury M, Doyle K, Sebastian T, *et al.*. An integrated method for aero-optical analysis[C]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013, 286: 1–15.
- 6 Yin Xingliang. Principle of Aero Optics[M]. Beijing: China Astronautic Publishing House, 2003. 301.
殷兴良. 气动光学原理[M]. 北京: 中国宇航出版社, 2003. 301.
- 7 Gilbert K G. KC-135 aero-optical turbulent boundary/shear-layer experiments[C]. Aero-Optical Phenomenon, 1982. 312.
- 8 Hugo E J, Jumper E J. Applicability of aero-optic linking equation to a highly coherent, transitional shear layer[J]. Appl Opt, 2000, 39(24): 4392–4401.
- 9 America Defense Advanced Research Agency. Fiscal year 2013 project arrangement, 2013.
- 10 Rennie R M, Goorskey D, Whiteley M R, *et al.*. Wavefront measurements of a laser-induced breakdown spark in still air [J]. Appl Opt, 2012, 51(13): 2306–2314.
- 11 Morgan P E, Visbal M R. Effectiveness of flow control for a submerged hemispherical flat-window turret[R]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013, 1015: 1–25.
- 12 Adam E Smith A E, Gordeyev S. Evaluation of passive boundary layer flow control methods for aero-optic mitigation [R]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013, 718: 1–13.
- 13 Porter C, Gordeyev S, Zenk M, *et al.*. Flight measurements of the aero-optical environment around a flat-windowed turret[J]. AIAA Journal, 2013, 51(6): 1394–1403.
- 14 Lucca N D, Gordeyev S, Jumper E. The improvement of the aero-optical environment of a hemisphere-on-cylinder turret using vortex generators[R]. 44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2013, 3132: 1–16.
- 15 White M D, Visbal M R. Computational investigation of wall cooling and suction on the aberrating structures in a transonic boundary layer[R]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013, 720: 1–29.
- 16 Duffin D, Gordeyev S, Jumper E. Visualizing index-of-refraction variations in optically active flow fields[C]. 11th international symposium of flow visualization, University of N.D. Indiana, USA, 2004. 1–11.
- 17 Siegenthaler J P, Jumper E J, Gordeyev S. Atmospheric propagation vs. aero-optics[R]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2008, 1076: 1–6.
- 18 Dimotakis P E, Catrakis H J, Fourchette D C. Flow structure and optical beam propagation in high-reynolds-number gas-phase shear layers and jet[J]. J Fluid Mech, 2001, 433: 105–134.
- 19 Gebhardt F G. Twenty-five years of thermal blooming: an overview[C]. SPIE, 1990, 1221: 2–25.
- 20 Yu M H, Monkewitz P A. Oscillations in the near field of a heated two-dimensional jet[J]. J Fluid Mech, 1993, 225: 323–347.
- 21 Michnael J S, Neeraj S, John M S, *et al.*. High frequency flow control-suppression of aero-optics in tactical directed energy beam propagation and the birth of a new model(part I)[C]. 33rd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2002, 2272: 2–3.
- 22 Tyson R K. Principles of Adaptive Optics[M]. Academic Press. New York, 1998. 72.
- 23 Duffin D A, Jumper E J. Feed-forward adaptive-optic correction of aero-optical aberrations caused by a two-dimensional heated jet[C]. 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2005, 4776: 11.
- 24 Abado S, Gordeyev S, Jumper E J. Two-dimensional high-bandwidth shack-hartmann wavefront sensor: design guidelines and evaluation testing[J]. Opt Engng, 2010, 49(6): 064403.
- 25 Liepmann H W. Deflection and diffusion of a light ray passing through a boundary layer [C]. Douglas aircraft company, Santa Monica Division. Santa Monica, California, 1952.
- 26 Stine H A, Winovich W. Light diffusion through high-speed turbulent boundary layer[C]. research memorandum

- A56B21. Narronal Advisory Committe for Aeronautics, Washington, 1952.
- 27 Sutton G W. Effects of turbulent fluctuations in an optically active fluid medium[J]. AIAA Journal, 1969, 7(9): 1737-1743.
- 28 Trollinger J D. Aero-optical characterization of aircraft optical turrets by holography interferometry and shadowgraph [C]. Aero-Optical Phenomena, 1982, 80: 2-6.
- 29 Kelsall D. Rapid interferometric technique for MTF measurements in visible or infrared region[J]. Appl Opt, 1973, 12 (7): 1398-1399.
- 30 Hugo E J, Jumper E J. Applicability of the aero-optic linking equation to a highly coherent, transitional shear layer[J]. Appl Opt, 2000, 39(24): 4392-4401.
- 31 Gilbert K G, Otten L J. Aero-optical phenomena[C]. Progress in Astronautics and Aeronautics series, New York: American Institute of and Aeronautics Astronautics, 1982. 3-17.
- 32 Mallry M M, Sutton G W, Kincheloe N. Beam-jitter measurements of turbulent aero-optical path differences[J]. Appl Opt, 1992, 31(32): 4440-4443.
- 33 Neichel B, Conan J M, Fusco T, *et al.*. ELTs Adaptive optics for multi-objects 3D spectroscopy: key parameters and design rules[C]. SPIE, 2006, 6272: 62721X.
- 34 Cuby J G, Morrisb S, Philip P B, *et al.*. EAGLE: an MOAO fed multi-IFU working in the NIR on the E-ELT[C]. SPIE, 2009. 7439: 74390J.
- 35 Gordeyev S, Duffin D, Jumper E. Aero-optical measurements using malley probe and high-bandwidth 2-D wavefront sensors[C]. International conference on advanced optical diagnostics in fluid, solid and combustion. Tokyo, Japan, 2004. 2.
- 36 Jumper E J, Hugo R J. Optical phase distortion due to turbulent-fluid density field: quantification using the small-aperture beam technique[C]. 23rd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 1992, 3020: 2-5.
- 37 Hugo R J, Jumper E J. Experimental measurement of a time-varying optical path difference by the small-aperture beam technique[J]. Appl Opt, 1996, 35(22): 4439-4440
- 38 Xie Wenke, Jiang Zongfu. Wavefront reconstruction arithmetic based on multi-convection velocity[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(1): 989-992.
谢文科, 姜宗福. 基于多对流速度的波前重构算法研究[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(1): 989-992.
- 39 Hugo R J, Jumper E J. Time-resolved wave front measurements through a compressible free shear layer[J]. AIAA Journal, 1997, 35(4): 672-673.
- 40 Neal D R, O'Hern T J, Torczynski J R, *et al.*. Wavefront sensors for optical diagnostics in fluid mechanics: application to heated flow, turbulence and droplet evaporation[C]. SPIE, 1993, 2005, 2005: 194-203.
- 41 Brian Thurow, Mo Samimy, Walter Lepert. Simultaneous high-resolution optical wavefront and flow diagnostics for high-speed flow[C]. 34th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2003, 3613: 1-3.
- 42 Thurow B, Samimy M, Lempert W. Simultaneous MHz rate visualization and wavefront sensing for aero-optics[R]. 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2003, 684: 1-2.
- 43 Gordeyev S, Duffin D, Jumper E. Aero-optical measurements using malley probe and high-bandwidth 2-D wavefront sensors[C]. International conference on advanced optical diagnostics in fluid, solid and combustion, Toyota, Japan: 2004. 1-5.
- 44 Fitzgerald E J, Jumper E J. Two dimensional optical wavefront measurements using a small-aperture beam technique derivative instrument[C]. Opt Engng, 2000, 39(12): 3285-3293.
- 45 Qiu Xiang, Liu Yulu. Turbulent coherent structure[J]. Chinese Journal of Nature, 2004, 26(4): 187-188.
邱翔, 刘宇陆. 湍流的相干结构[J]. 自然杂志, 2004, 26(4): 187-188.
- 46 Brown G L, Roshko A. On density effects and large structure in turbulent mixing layer[J]. J Fluid Mechanics, 1974, 64 (4): 775-816.
- 47 Lin Jianzhong. Coherent Structure of Turbulence[M]. Beijing: China Machine Press, 1995. 1-10.
林建忠. 湍流的拟序结构[M]. 北京: 机械工业出版社, 1995. 1-10.
- 48 Feng Bingchun, Cui Guixiang, Zhang Zhaoshun. Eeperimental study of fully developed turbulent pipe flow[J]. Acta Mechanica Scinca, 2002, 32(2): 156-166.
冯宾春, 崔桂香, 张兆顺. 充分发展圆管湍流的实验研究[J]. 力学学报, 2002, 32(2): 156-166.

- 49 Kurimoto N, Suzuki Y, Kasagi N. Active control of coaxial jet mixing and combustion with arrayed micro actuators[J]. *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*, 2001. 511–516.
- 50 Yi Shihe, He Lin, Zhao Yuxin, *et al.*. A flow control study of a supersonic mixing layer via NPLS[J]. *Sci China Ser G*, 2009, 39(11): 1640–1645.
易仕和, 何霖, 赵玉新, 等. 基于NPLS技术的超声速混合层流动控制实验研究[J]. *中国科学 G 辑*, 2009, 39(11): 1640–1645.
- 51 Lumley J L. *The Coherent Structure in Turbulence in Transition and Turbulence*[M]. Meyer R E, Academic Press, 215–242.
- 52 Yu M H, Monkewitz P A. Oscillations in the near field of a heated two-dimensional jet[J]. *J Fluid Mechanics*, 1993, 255: 323–347.
- 53 Xie Wenke, Jiang Zongfu, Xu Xiaojun, *et al.*. Numerical study of the optical inhomogeneity of free heated jet flowfield [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, 16(8): 989–992.
谢文科, 姜宗福, 许晓军, 等. 自由热射流流场的光学不均匀性数值研究[J]. *强激光与粒子束*, 2004, 16(8): 989–992.
- 54 Wang Jiansheng, Wang Chenjian, Li Xun. The velocity and temperature properties of coherent structure in turbulence [J]. *Journal of Experimental Mechanics*, 2002, 17(2): 242–244.
汪健生, 王晨健, 李汛. 湍流相干结构的速度和温度特性[J]. *实验力学*, 2002, 17(2): 242–244.
- 55 Li Wanping, Xu Zheng, Zhao Wei. PIV experimental investigation of multi-scale coherent structure intermittency in turbulent flow[J]. *J Huazhong University of Sci & Tech (Nature Science Edition)*, 2007, 35(12): 76–78.
李万平, 许正, 赵伟. 湍流多尺度相干结构间歇性的PIV实验研究[J]. *华中科技大学学报*, 2007, 35(12): 76–78.
- 56 Lin Jianzhong, Wu Fali, Ni Limin. Three-dimensional wavelet analysis for coherent structures in flow field[J]. *Journal of Zhenjiang university (Engineering Science)*, 2006, 36(2): 156–158.
林建忠, 吴法理, 倪利明. 流场拟序结构的三维小波分析算法[J]. *浙江大学学报*, 2006, 36(2): 156–158.
- 57 Holmes P, Lumley J L, Berkooz G. *Turbulence Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1996. 253.
- 58 Xie Wenke, Jiang Zongfu. Proper orthogonal decomposition and low dimensional approximation of aero-optical aberration wavefronts[J]. *Chineses J Laser*, 2007, 34(4): 491–495.
谢文科, 姜宗福. 气动光学畸变波前的本征正交分解及低阶近似[J]. *中国激光*, 2007, 34(4): 491–495.
- 59 Gordeyev S V, Thomas F O. A temporal proper orthogonal decomposition (TPOD) method for closed-loop flow control [C]. 48th AIAA Aerospace sciences meeting and exhibit, Orlando FL, 2010, 359: 1–3.
- 60 Sutton G W. Effect of turbulent fluctuation in an optically active fluid medium[J]. *AIAA Journal*, 1969, 7(9): 1737–1743.
- 61 Vu, B T, Sutton G W Theophanis G, *et al.*. Laser-beam degradation through optically turbulent mixing layers[C]. 13th Fluid and PlasmaDynamics Conference, 1980. 1414.
- 62 Chew L, Christiansen W. Coherent structure effects on the optical performance of plane shear layer[J]. *AIAA Journal*, 1991, 29(1): 76–80.
- 63 Dimotaksi P, Catrakis H, Fourquette D. Flow structure and optical beam propagation in high-reynolds-number gas-phase shear layers and jets[J]. *J Fluid Mech*, 2001, 433: 105–143.
- 64 Wissler J B, Roshko A. Transmission of thin light beams through turbulent mixing layers[C]. 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1992, 658: 1–26.
- 65 Garry L Broun, Anatol Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers[J]. *J Fluid Mech*, 1974, 64(4): 775–816.
- 66 Tsai Y P, Christiansen W H. Two-dimensional numerical simulation of shear-layer optics[J]. *AIAA Journal*, 1990, 28(12): 2092–2097.
- 67 Debiasi M, Samimy M. An experimental study of the cavity for closed flow control[C]. 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2003, 4003: 1–2.
- 68 Cattafesta L N, Williams D R, Rowley C W, *et al.*. Active control of flow-induced cavity resonance[C]. 28th Fluid Dynamics Conference, 2003, 3567: 1–3.
- 69 Gordeyev S, Jumper E J. The optical environment of a cylindrical turret with a flat window and the impact of passive control devices[C]. 36th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, Toronto, Canada, 2005, 4657: 3–10.
- 70 Gordeyev S, Jumper E, Ng T, *et al.*. Optical disturbances caused by transonic separated boundary layer behind a 20-

- degree ramp: physics and control[R]. 42nd AIAA Aeroscience Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2004: 2-5.
- 71 Schaeffler N W, Hepner T E, Jone G S, *et al.*. Overview of active flow control actuator development at NASA langley research center[R]. 1st Flow Control Conference, 2002. 3159.
- 72 Meganathan A J, Vakili A D. An experimental study of open cavity flows at low subsonic speeds[R]. 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 2002, 280: 1-2.
- 73 Roberts F A, Roshko A. Effects of periodic forcing on mixing in turbulent shear layer and wake[R]. Shear Flow Control Conference, 1985, 570: 2-7.
- 74 Xie Wenke. Aero Optical Aberration Wavefront Measurement and Control Methods[D]. Changsha: Graduate School of National University of Defense Technology, 2007. 87-89.
谢文科. 气动光学畸变波前测量及控制方法[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2007. 87-89.
- 75 Kegerise M A, Cattafesta L N, Ha C. Adaptive identification and control of flow induced cavity oscillation[R]. 1st Flow Control Conference, 2000, 3158: 1-5.
- 76 Cain A B, Rubio A D, Borta D M, *et al.*. Optimizing control of open bay acoustics[R]. 6th Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2000-1928: 2.
- 77 Williams D R, Fabris D, Iwanski K, *et al.*. Closed-loop control in cavities with unsteady bleed forcing[R]. 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2000, 470: 1.
- 78 Seidel J, Siegel S, McLaughlin T. Feedback flow control of a shear layer for aero-optic applications[R]. 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2010, 356: 1-3.
- 79 Caraballo E, Yuan X, Little J, *et al.*. Feedback control of cavity flow using experimental based reduced order model[R]. 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2005, 5269: 1-9.
- 80 Nightingale A M, Goodwine B, Lemmon M, *et al.*. "Feedforward" adaptive-optic system identification analysis for mitigating aero-optic disturbances[R]. 38th Plasmadynamics and Lasers Conference, 2007, 4013: 2-9.
- 81 Vukasinovic B, Glezer A. Flow control for turret aero-optics applications[R]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013, 1014: 2-6.
- 82 Wiltse J M, Glezer A. Direct excitation of small-scale motions in free shear flows[J]. Phys Fluids, 1998, 10(8): 2026-2036.
- 83 Thomas F O, Corke T C, Iqbal M, *et al.*. Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators for active aerodynamic flow control[J]. AIAA Journal, 2009, 47(9): 2169-2178.
- 84 Stanek M J, Raman G, Kibens V, *et al.*. Suppression of cavity resonance using high frequency forcing-the characteristic of effective devices[J]. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2001, 2128: 1-9.
- 85 Meng Lei, Li Xinyang, Jiang Wenhan. Simulation research on real-time adaptive control of an adaptive optical system [J]. Opto-Electronic Engineering, 2001, 28(6): 1-6.
孟磊, 李新阳, 姜文汉. 自适应光学系统中实时自适应控制的仿真研究[J]. 光电工程, 2001, 28(6): 1-6.
- 86 Li Xinyang, Ling Ning, Chen Donghong, *et al.*. Stable control of the fast steering mirror in adaptive optical system[J]. High Power Laser and Particle Beams, 1999, 11(1): 31-36.
李新阳, 凌宁, 陈东红, 等. 自适应光学系统中高速倾斜反射镜的稳定控制[J]. 强激光与粒子束, 1999, 11(1): 31-36.
- 87 Wang Shen, Cao Genrui. Time domain characteristics analysis of adaptive optics system[J]. Optical Technique, 2001, 27(1): 19-20.
王慎, 曹根瑞. 自适应光学系统时域特性分析[J]. 光学技术, 2001, 27(1): 19-20.
- 88 Hugo R J, Jumper E J. Applicability of aero-optic linking equation to a highly coherent, transitional shear layer[J]. Appl Opt, 2000, 24(20): 4392-4401.
- 89 Cicchiello J M, Fitzgerald E J, Jumper E J. Far-field implication of laser transmission through a compressible shear layer[J]. Appl Opt, 1997, 36(25): 6447-6448.
- 90 Ravindraan S S. Reduced-order adaptive controllers for fluids using proper orthogonal decomposition[C]. 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2001, 925: 2-8.