

可压缩混合层光学传输效应理论分析与实验研究*

甘才俊† 李焱 马汉东 熊红亮

(中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

(2013年10月18日收到; 2013年11月11日收到修改稿)

利用量级分析和风洞实验研究了可压缩混合层流动第二发展阶段气动光学效应的规律性. 理论分析主要针对二维大尺度结构存在时视线误差 (boresight error, BSE) 与混合层流场及其特征参数之间的关系进行了讨论. 研究表明: 在混合层发展的第二阶段, 时均 BSE 与对流马赫数呈现出复杂的非线性关系; 同时还发现流场中的湍动能和混合层界面处的雷诺应力分布也是影响时均 BSE 的重要因素; 采用细光束穿越混合层流场的风洞试验结果主要证实了时均 BSE 与对流马赫数之间的非线性关系.

关键词: 气动光学效应, 可压缩混合层, 对流马赫数, 二维大尺度结构

PACS: 47.27.Wj, 42.15.Dp, 47.10.ad, 47.40.Ki

DOI: 10.7498/aps.63.054703

1 引言

国内外高/超高速飞行器中采用的红外成像或非成像末制导系统中面临的一个主要问题是由于气动光学效应存在而导致的图像模糊, 这限制了对目标的识别和追踪能力. 可压缩混合层流动是高速飞行器导引头常见的外冷方式之一^[1], 这一流动形式的存在虽然部分解决了气动热效应^[2], 但新引入的剪切流动却会引起光学成像模糊和视线误差.

可压缩混合层气动光学效应的研究始于美国 1991 年启动的 Endo-Interceptor 计划, 目前依然是美国空军基础科研办公室 (AFSOR)、NASA 和美国国防部重点资助项目, 这意味着对这一问题的研究远未结束.

由于国外关于可压缩混合层引起的气动光学效应方面的研究结果还没有解密, 这方面的文献很少, 只有 Truman 和 Lee 利用数值模拟讨论了大口径光束穿越平面剪切层中相干结构时引起的相位畸变, 研究表明: 发卡涡引起最强的折射率脉动^[3]; Chew 等^[4]的实验结果、Tsai 等^[5]的数值模拟结果均表明混合转换会导致 SR 比 (Strehl 比) 严

重下降; 后来 Zubair 等利用 PLIF 技术研究了对流马赫数 ($Mc = 0.4$) 时可压缩混合层的波阵面畸变特性^[6]; 最近 Visbal 等采用大涡模拟对 $M_1 = 0.8$, $M_2 = 0.1$ 混合层流动的气动光学效应进行了模拟, 研究表明: 可以通过激励使光学畸变变得有序化^[7]; 朱杨柱, 易仕和等对光学头罩附近混合层中的流场结构进行了精细刻画, 为气动光学畸变效应的计算打下了较好基础^[8].

气动光学是一门交叉学科, 理论分析难度较大. 早期光学畸变量的理论分析, 如最有名的 Sutton 方程^[9]就是从 Maxwell 方程出发, 利用光学传递函数推导出光学畸变量, 涉及到密度脉动量时往往通过相关函数或流场的空间积分尺度来处理; 其后的研究者基本是沿着如何准确或精细地刻画积分尺度来开展气动光学效应理论分析的, 如 Sutton 等^[10]、Banish^[11]和 Clark 等^[12]关于密度脉动空间或时间相关尺度提出了各种模型, 如 Von-Karman 模型、指数模型、高斯模型和随机相位屏模型, 但这些模型基本上是在各向同性湍流统计理论基础上, 模型涉及到的特征尺度或经验参数需要由实验来确定, 而目前工程上遇到的固壁或是自由剪切流动都属于真实湍流, 基本上属于各向异性

* 国家重点基础研究计划 (973 计划) (批准号: 2009CB724105) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: gcj00@mails.tsinghua.edu.cn

湍流, 因此这些模型找到的刻画光学畸变相关量的特征尺度在工程应用时存在很多限制条件; 此外这些理论分析结果还没有将光学畸变量和流场特征参数(如 Ma , Re 数等)或动力学变量(如雷诺应力)联系起来, 未能为将来气动光学效应的控制和补偿指明方向; 最近甘才俊等^[13,14]从雷诺平均 Navier-Stokes(RANS)方程出发, 初步讨论了混合层层流流场畸变量与流场相似参数之间的关系, 但这些研究仅限于讨论混合层初始发展阶段的光学传输效应, 对混合层转捩以后光学传输效应还未能进行讨论. 本研究将主要探讨混合层转捩以后, 流场中出现了二维大尺度结构而三维拟序结构还没有形成以前, 可压缩混合层流场的光学传输效应, 并利用风洞试验结果对理论分析得到的部分结果进行验证.

2 可压缩混合层流场简介

一般认为, 两股不同速度的气流, 同向运动时形成的混合层会经历线性发展阶段、转捩、最后发展成充分发展湍流. 为了本研究的需要, 我们将混合层的发展分为以下几个阶段. 第一阶段: 混合层的初始发展阶段. 该阶段包括一个小扰动的线性发展阶段和一个短暂的非线性发展阶段; 在这一阶段, 流场中还没有出现明显的大尺度结构. 第二阶段: 混合层在非线性的作用下出现了展向涡结构; 其后的发展阶段是: 展向涡结构在自诱导作用下发展出“A”涡结构, 进而可能会发生二次失稳, 失稳后的大尺度结构破碎成小尺度结构, 最终发展成充分发展湍流.

本文仅限于讨论混合层发展第二阶段出现的二维展向涡结构对光学传输效应的影响.

3 实验系统

本实验在航天11院FD-03预研风洞中进行. 混合层光学传输实验的仪器和设备主要包括: 长 \times 宽 \times 高 = 240 mm \times 35 mm \times 35 mm 的实验段; 细光束抖动实验需要的光源、光阑、分光和反射、光学成像的仪器和设备都放置在气浮光学平台或减振橡胶垫上, 以防止风洞低频振动对测试结果的影响; 此外除混合层流场外, 细光束光路系统经过的混合层流场外空间都进行了隔断处理, 保证了影响光束畸变因素的单调性. 气动和光学传输实验所

用设备及其设计、安装以及为保证实验结果高精度和准度而采取的各种处理措施的具体情况参见文献^[13, 14].

4 气动物理模型与分析

4.1 可压缩混合层流动控制方程

根据可压缩RANS方程密度平均变量表达式, 可压缩混合层流动的控制方程(系综平均)可以写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_j u_i + p \delta_{ij} - \tau_{ij}] = 0,$$

$$\tau_{ij} = 2(\mu + \mu_t)(S_{ij} - S_{nn}\delta_{ij}/3) - 2\rho k \delta_{ij}/3,$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

其中, u_i 为平均速度分量, μ_t 是湍流涡黏系数, k 为湍动能.

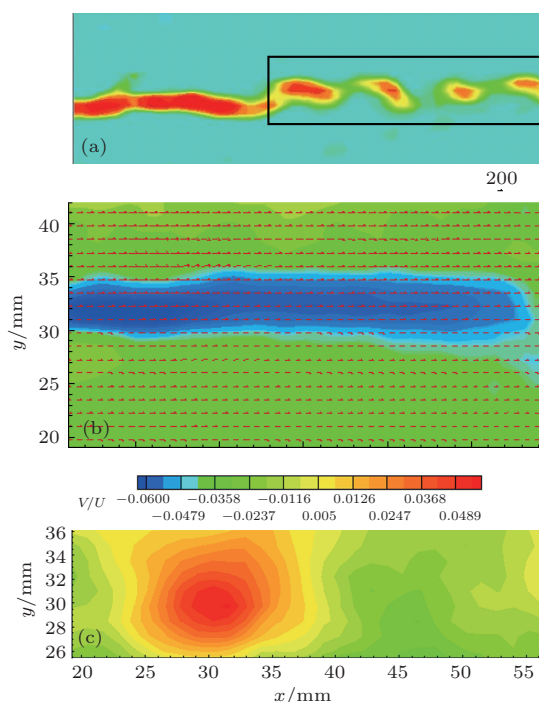


图1 (网刊彩色) $Mc = 0.17$ 时可压缩混合层流场 (a) 瞬态涡量场; (b) 时均涡量场与速度矢量迭加图; (c) 时均 V/U 分布

和混合层发展第一阶段相比, 混合层发展的第二阶段, 尽管出现了展向涡结构, 导致流场法向速度提高了一个数量级(由几 m/s 提高到几十 m/s), 但和流向速度相比, 仍然低一个数量级; 由于是两股平行气流形成的混合层, 展向速度(W)发展的更

慢, 在三维大尺度结构没有出现之前, 可以不考虑展向速度变化对混合层质量和动量方程的影响. 这样和混合层发展第一阶段相比^[13], 混合层发展的第二阶段(如图1(a)中方框所示区域), 其速度分布依然存在

$$v \ll u, w \ll u,$$

或

$$u \sim O(1), v \sim O(s), w \sim O(s), |s| \ll 1. \quad (3)$$

(3)式所示量级对比已经为我们的试验和大量的数值模拟结果所证实. 图1仅给出了 $Mc = 0.17$ 时瞬态、时均涡量场和速度比的二维等值线云图. 从图1(c)可以看出: 在二维大尺度结构出现以后, 最大的法向和流向速度比(V/U)也仅为0.054, (3)式假设得到了初步验证.

4.2 可压缩混合层特征尺度

尽管在混合层发展第二阶段, 速度对比分布特征没有发生质的变化, 但和混合层发展第一阶段不同的是: 流场的特征尺度发生了变化.

根据Sandham等和王强等^[15,16]对混合层流场进行线性稳定性分析结果, 在不同对流马赫数下, 最不稳定波长与 Mc 的对应关系如下表1所示. 其中对流马赫数可以写成^[17]

$$Mc = (U_h - U_l)/(a_h + a_l), \quad (4)$$

其中 U_h , U_l 分别为高速和低速自由流速度($\max(U_h) \approx 430$ m/s, $\max(U_l) \approx 280$ m/s); a_h , a_l 分别为高速和低速自由流声速. U_h , U_l 由PIV测速系统得到; 声速利用喷嘴进出口静压测量结果计算得到.

表1 最不稳定波长与 Mc 关系

Mc	最不稳定波数 α (以混合层涡量厚度进行无量纲化)
0.01	0.89
0.4	0.82
0.6	0.71
0.8	0.52
1.2	0.315
1.6	0.22

杨武兵等^[18]的研究结果表明: 展向涡结构的流向间距等于流动最不稳定波波长, 这样可以得到混合层发展第二阶段流向特征尺度 L_x 和法向特征

尺度 L_y 的数量级为

$$L_x \sim O(\eta), \quad \eta = 2\pi\delta_w/\alpha, \quad (5)$$

$$L_y \sim O(\delta), \quad (6)$$

这里 η 即为流向最不稳定性波长; δ_w 为混合层涡量厚度.

根据Mungal等的实验结果^[19]和大量数值模拟结果, 有

$$\delta_w = (0.6 \sim 0.8)\delta. \quad (7)$$

假定 $x \sim O(1)$, 根据表1, (5), (6)和(7)式, 在 $Mc \leq 0.6$ 时, 有

$$y \sim O(1), \quad (8)$$

这里“O”表示表达式左侧的变量具有右侧括号内的数量级.

4.3 可压缩混合层发展第二阶段的控制方程

根据(3), (5), (6)式和(8)式, 对(2)式进行数量级分析, 可以得到

$$\underbrace{\rho \frac{Du}{Dt}}_{O\left(\frac{1}{1}\right)} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x}}_{O\left(\frac{1}{1}\right)} - \underbrace{\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \{(\mu + \mu_t) \nabla \cdot \mathbf{V}\}}_{O\left((s^2+1)\left(\frac{1}{1} + \frac{s}{1}\right)\right)} - \underbrace{\frac{2}{3} \frac{\partial(\rho k)}{\partial x}}_{O\left(\frac{s^2}{1}\right)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(2(\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{O\left((s^2+1)\frac{1}{1}\right)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right)}_{O\left((s^2+1)\left(\frac{1}{1} + \frac{s}{1}\right)\right)}. \quad (9)$$

考虑到混合层中大尺度结构是在宏观粘性剪切力作用下形成的, (9)式中的雷诺应力与压力梯度应该有相同的数量级, 因此可得湍流涡粘系数的数量级: $\mu_t \sim O(1)$, 这样方程(9)可以写成

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \rho \frac{Du}{Dt} + O(s^2),$$

或

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu}_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu}_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) - \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + O(s^2). \quad (10)$$

(10) 式中的上标“—”表示对流场参变量进行时间平均, 实际上(1)式和(2)式表达的也是系统统计量的控制方程, 这里加上上标“—”特指时间平均。

对(10)式采用如下参数进行无量纲化:

$$u_j = U_C u_j^*; \quad x_j = \delta_0 x_j^*; \quad t = \frac{\delta_0}{U_C} t^*; \quad \rho = \rho_h \rho^*;$$

$$p = p_h p^*, \quad \mu_t = \mu_h \mu_t^*, \quad U_C = \frac{1}{2}(U_h - U_l),$$

这样(10)式可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x^*} &= A_1 M c^2 \bar{\rho}^* \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} + A_2 \frac{M c}{\delta} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x^*} \right. \\ &\quad \times \left(\bar{\mu}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\bar{\mu}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial y^*} \right) \left. \right] + O(s^2), \\ A_1 &= -\frac{\gamma}{4} \left(1 + \sqrt{\frac{T_l}{T_h}} \right)^2, \quad A_2 = \frac{2\nu_h \sqrt{\gamma}}{\sqrt{R T_h}}. \end{aligned} \quad (11)$$

4.4 视线误差统计量方程

根据光线追迹方程, 瞬态细光束视线误差的表达式可以写成

$$\varepsilon_x = \int_{Y_0}^{Y_0+\delta(x)} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dy. \quad (12)$$

根据折射率与密度场的基本关系式 $n = 1 + K\rho$, 其中 K 为 G-D 系数, 其表达式可以写成

$$K = 2.2244 \times 10^{-4} \left[1 + \left(\frac{6.7132 \times 10^{-8}}{\lambda} \right)^2 \right],$$

λ 是入射光波波长。

这样可以将(12)式近似写为

$$\varepsilon_x \approx \frac{1}{n_h} \int_{Y_0}^{Y_0+\delta(x)} \frac{\partial n}{\partial x} dy. \quad (13)$$

这里 Y_0 表示低速自由流速度刚好为 U_l 时 y 方向的坐标, 其可以近似表达为^[19,20]

$$\begin{aligned} Y_0 &= Y_0(x=0) - \frac{d\delta}{dx} x = Y_0(x=0) - 0.83 \\ &\quad \times \left(0.8 e^{-3Mc^2} + 0.2 \right) \frac{(1-r)(1+\sqrt{e})}{(1+r\sqrt{e})} x, \\ e &= \rho_l/\rho_h; \quad r = U_l/U_h. \end{aligned} \quad (14)$$

对(13)式无量纲化和进行时间平均以后可以得到

$$\bar{\varepsilon}_x \approx \frac{K \rho_h}{1 + K \rho_h} \int_{Y_0^*}^{Y_0^*+\delta^*} \frac{\partial \bar{\rho}^*}{\partial x^*} dy^*. \quad (15)$$

利用完全气体表达式 $p = \rho RT$, 可以得到

$$\frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x^*} = T^* \frac{\partial \bar{\rho}^*}{\partial x^*} + \frac{\bar{\rho}^*}{R} \frac{\partial T^*}{\partial x^*}. \quad (16)$$

不妨将混合层温度 T^* 展开成渐近级数的形式:

$$\begin{aligned} T^* &= T_l^* + C_0 (T_h^* - T_l^*) + C_1 (T_h^* - T_l^*) s \\ &\quad + C_2 (T_h^* - T_l^*) s^2 + \dots \end{aligned} \quad (17)$$

目前仅考虑高低速自由流温度一致的情况(这也是我们的实验条件和大部分数值模拟采用的条件), 这样将(17)式代入(16)式, 可以得到

$$\frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x^*} \approx \frac{\partial \bar{\rho}^*}{\partial x^*}. \quad (18)$$

结合(11)式, (15)式和(18)式可以得到

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_x &\approx \frac{A_1 K \rho_h}{1 + K \rho_h} M c^2 \int_{Y_0^*}^{1+Y_0^*} \bar{\rho}^* \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} dy^* \\ &\quad + \frac{A_2 K \rho_h}{\delta (1 + K \rho_h)} M c \int_{Y_0^*}^{1+Y_0^*} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\bar{\mu}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\bar{\mu}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial y^*} \right) \right] dy^*, \end{aligned} \quad (19)$$

或

$$\bar{\varepsilon}_x \approx C_1 M c^2 + (C_2 + C_3) M c,$$

$$C_1(x) = \frac{A_1 K \rho_h}{1 + K \rho_h} \int_{Y_0^*}^{1+Y_0^*} \bar{\rho}^* \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} dy^*,$$

$$C_2(x) = \frac{4}{3} \frac{A_2 K \rho_h}{\delta (1 + K \rho_h)} \frac{d}{dx} \left[\int_{Y_0^*}^{1+Y_0^*} \left(\bar{\mu}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} \right) dy^* \right],$$

$$C_3(x) = \frac{A_2 K \rho_h}{\delta (1 + K \rho_h)} \left(\bar{\mu}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial y^*} \right) \Big|_{y^*=Y_0^*}^{y^*=1+Y_0^*},$$

$$A_1 = -\frac{\gamma}{4} \left(1 + \sqrt{\frac{T_l}{T_h}} \right)^2, \quad A_2 = \frac{2\nu_h \sqrt{\gamma}}{\sqrt{R T_h}}, \quad (20)$$

或

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_x &\approx \underbrace{C_1 M c^2 \int_{Y_0^*}^{1+Y_0^*} \bar{\rho}^* \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x^*} dy^*}_1 \\ &\quad + \underbrace{C_2 M c \frac{d}{dx} \left[\int_{Y_0^*}^{1+Y_0^*} \left(-\bar{\rho}^* \bar{u}'^2 \right) dy^* \right]}_2 \\ &\quad + \underbrace{C_3 M c \left(-\bar{\rho}^* \bar{u}' v' \right) \Big|_{y^*=Y_0^*}^{y^*=1+Y_0^*}}_3. \end{aligned} \quad (21)$$

在(19), (20)式中出现了湍流涡粘系数。在对自由剪切流动(如目前的混合层流动)光学传输效应利用数值模拟方法进行湍流模式评估时, 发现比较好的模拟方法是 SST 模型, 该模型给出的混合层

中湍流涡粘系数的表达式为

$$\mu_t = \frac{\rho k / \omega}{\max[1; \Omega F_2 / (a_1 \omega)]}, \quad a_1 = 0.31, \quad (22)$$

(22) 式中 ω 是一个湍流频率, 或者认为是一个耗散比率, 由相应的标量输运方程确定; Ω 是平均流涡量; F_2 是和空间位置有关的一个参数.

根据 (19) 式和 (22) 式可以发现: 流场中影响时均视线误差的动力学因素主要是: 流向惯性力、流场中湍动能与流体微元流向线变形之间的相互作用、混合层界面处湍动能与法向剪切应变之间的相互作用.

(21) 式积分表达式中的第 1 项指出: 在两股高速气流进行混合时, 尽管由于大尺度结构存在使流场速度发生改变, 但惯性仍然是影响视线误差的重要因素; (21) 式积分表达式中的第 2 项则指出: 混合层界面处湍动能沿流向的增减, 而不是湍动能本身沿空间的分布会影响时均视线误差的分布特性; (21) 式积分表达式中的第 3 项则指出了混合层界面处雷诺应力分布会对时均视线误差的分布产生影响.

在混合层发展第一阶段, 时均视线误差会随着对流马赫数的增加呈线性增加态势, 而 (20) 式表明: 在混合层发展第二阶段 $x = x_i$ 处, 时均视线误差是对流马赫数的二次多项式. (20) 式还表明: 时均视线误差未必会随着 Mc 的增大而增大, 这取决于系数 C_1 和 C_2 的取值情况, 即可能出现: 随着对流马赫数增大而时均视线误差会减小的情况. 风洞实验结果证实了这两种可能性, 即时均视线误差与对流马赫数的二次多项式关系以及在不同流向位置, 时均视线误差会随着 Mc 的增大而减小.

5 实验结果与分析

5.1 细光束光心分布

为了研究细光束视线误差的时均统计量, 需要先定义细光束投影图像质心位置. 其定义如下式所示 [21]:

$$X = \left(\sum X_i G_i \right) / \left(\sum G_i \right), \quad (23)$$

其中, x_i 为图像像素点坐标, G_i 为该图像像素点灰度值.

细光束偏移量的定义为

$$x(t) = X|_{Mc \neq 0} - X|_{Mc=0}. \quad (24)$$

这样可以得到细光束流向时均偏折角也即视线误差, 如下式所示:

$$|\bar{\varepsilon}_x| = \left| \frac{1}{T - T_0} \sum_{t=T_0}^{t=T} \arctan(x(t_i)/L) \Delta t \right|. \quad (25)$$

利用 (25) 式, 可以得到不同对流马赫数下细光束时均偏折角的分布 (如图 2 所示). 图 2 中的红色虚线所示是将来进行细光束实验时, 细光束穿越混合层时的流向位置.

从图 2 可以看出: 在混合层发展的第二阶段, 即在 $x = 75, 85, 105$ mm 处, 随着对流马赫数的提高, 细光束视线误差的统计量随之增大; 但在 $x = 95$ mm 处, 细光束视线误差的统计量随着对流马赫数的提高而减小. 这和 (20) 式中预言的 BSE 时均量与 Mc 之间的对应关系一致.

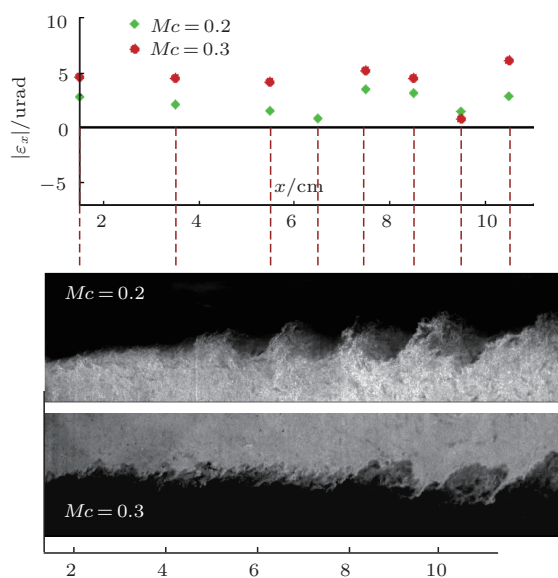


图 2 细光束时均偏移统计量及其与流场的对应关系

为了更清楚地证明 (20) 式给出的 BSE 时均量与 Mc 之间的关系式, 图 3 给出了 $x = 85$ mm 处, 细光束流向时均偏折角与 Mc 之间关系的分布图. 选择 $x = 85$ mm 这一位置主要是考虑到: 在这一位置不同对流马赫数下的可压缩混合层中都存在明显的二维大尺度结构, 而这些二维大尺度结构还没有发生二次失稳, 即还没有发展成三维大尺度结构.

从图 3 可以看出, 较大的 Mc 未必对应较大的时均视线误差, 这和 (20) 理论分析的结果一致. 这主要是因为: 尽管对流马赫数有所不同, 但细光束穿越的二维大尺度结构, 其在流向不同位置密度变

化的剧烈程度并不相同, 因此出现了图3所示的实验结果.

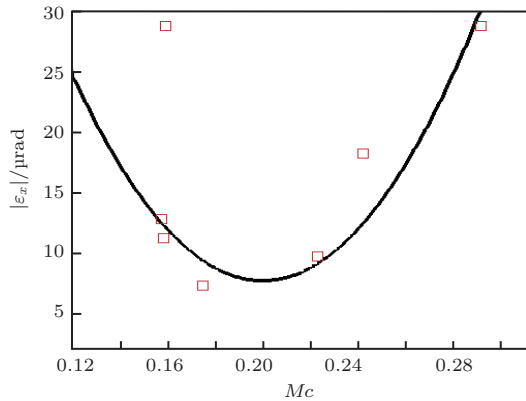


图3 细光束时均偏移统计量与 Mc 的对应关系

从图3还可以看出, 在 $x = 85$ mm 处, BSE 时均量与 Mc 之间具有如下拟合关系式:

$$|\overline{\varepsilon_x}| = 2723Mc^2 - 1103Mc + 119. \quad (26)$$

实际上, 可以较好拟合图3实验点的曲线只有两条: 一是三次多项式, 二是二次多项式. 但三次多项式只能较好的拟合图3所示的实验点, 在这些点外时均BSE都是急剧下降, 有些不合理, 因此这里只能选取二次多项式进行拟合. 实际上(26)式给出的拟合关系式和(20)式相比有所不同, (26)式在 $Mc = 0$ 时, BSE 时均量并不为0, 这是不合理的. 当然这是由于曲线拟合时, 并不存在 $Mc \rightarrow 0$ 的试验点所致. 不过总的来说: 理论分析和实验研究结果还是指出了时均BSE与 Mc 之间可能存在的几种变化.

6 结论与讨论

和以往理论分析从波动光学方程出发来研究气动光学效应不同, 本研究从流体力学的可压缩RANS方程出发, 利用量级分析等手段讨论了气动光学效应的一个重要特征: 细光束视线误差统计量与流场特征参数之间的关系; 并利用双曝光CCD相机成像技术研究了细光束视线误差统计量与对流马赫数之间的关系.

无论是理论分析还是细光束传输试验结果都表明: 在混合层发展第二阶段: 二维大尺度结构的存在使视线误差的时均统计量与对流马赫数之间的关系发生了变化, 两者之间已经不再是单纯的线性比例关系(这是混合层发展第一阶段的关系), 两

者之间呈现出复杂的非线性, 即随着对流马赫数的增加, BSE 时均量可能增加, 也可能减小, 这就为目标识别与跟踪带来了难度.

此外, 理论分析还指出: BSE 时均量还与混合层中湍动能的分布, 混合层界面附近雷诺应力的分布关系密切.

当然理论分析给出了 $Mc = 0$ 时, 视线误差的时均统计量为; 而试验结果则指出: $Mc = 0$ 时, 视线误差的时均统计量不为0, 这是不合理的. 出现这一问题的原因主要是在曲线拟合时, 并不存在 $Mc \rightarrow 0$ 的试验点以及实验拟合点较少所致.

参考文献

- [1] YIN X L 2003 *Principle of Aero-Optics* (in Chinese) p2 [殷兴良 2003 气动光学原理 (北京: 中国宇航出版社) 第2页]
- [2] Liu Y Y, Lü Q B, Zhang W X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124201 (in Chinese)[刘扬阳, 吕群波, 张文喜 2012 物理学报 **61** 124201]
- [3] Truman C R, Lee M J 1990 *Phys. Fluids A* **2** 851
- [4] Chew L, Christiansen W H 1990 *AIAA J.* **29** 76
- [5] Tsai Y, Christiansen W 1990 *AIAA J.* **28** 2092
- [6] Zubair F R, Philip J, Garcia P J, Catrakis H J 2006 *AIAA* 2006
- [7] Visbal M R, Rizzetta D P 2008 *AIAA* 2008
- [8] Zhu Y Z, Yi S H, Chen Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084219 (in Chinese)[朱杨柱, 易仕和, 陈植 2013 物理学报 **62** 084219]
- [9] Sutton G W 1985 *AIAA J.* **23** 1525
- [10] Sutton G W, Pond J E, Snow R 1993 *AIAA* 93-2675
- [11] Banish M, Clark R, Kathman A 1992 *AIAA* 92-2792
- [12] Clark R, Banish M 1994 *AIAA* 93-2545
- [13] Gan C J, Li L, Ma H D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184701 (in Chinese)[甘才俊, 李焱, 马汉东 2013 物理学报 **62** 184701]
- [14] Gan C J, Li L, Ma H D 2013 *Scientia Sinica Phys. Mech. & Astron.* **43** 890 (in Chinese) [甘才俊, 李焱, 马汉东 2013 中国科学: 物理学力学天文学 **43** 890]
- [15] Sandham N D, Reynolds W C 1990 *AIAA J.* **28** 618
- [16] Wang Q, Fu D X, Ma Y W 1997 *Chinese J. Comput. Phys.* **14** 413 (in Chinese) [王强, 傅德薰, 马延文 1997 计算物理 **14** 413]
- [17] Papamoschou D, Roshko A 1988 *J. Fluid Mech.* **197** 453
- [18] Yang W B, Zhuang F G, Shen Q 2009 *Scientia Sinica Phys. Mech. & Astron.* **39** 1126 (in Chinese) [杨武兵, 庄逢甘, 沈清 2009 中国科学: 物理学力学天文学 **39** 1126]
- [19] Clemens N T, Mungal M G 1995 *J. Fluid Mech.* **284** 171
- [20] Vreman A W, Sandham N D, Luo K H 1996 *J. Fluid Mech.* **320** 235
- [21] Wissler J B 1991 *Ph. D. Thesis* (California Institute of Technology)

Theoretical and experimental investigations on aero-optical effect at the second stage of the compressible mixing layer^{*}

Gan Cai-Jun[†] Li Lang Ma Han-Dong Xiong Hong-Liang

(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

(Received 18 October 2013; revised manuscript received 11 November 2013)

Abstract

Using dimensional analysis and experimental technique, the aero-optical effect at the second stage of a compressible mixing layer has been investigated. The theoretical analysis focuses on the relation between two-dimensional large-scale structure of a mixing layer and its corresponding aero-optical effects. Results show that the time-averaged bore-sight error (BSE) has nonlinear variability with the convective Mach number (Mc). Moreover, we also present the relation among time-averaged BSE and turbulent kinetic energy, Reynolds shear stress at the interface between the mixing layer and free stream. Experimental results from a thin beam light passing through the compressible mixing layer verify the theoretical result between time-averaged BSE and Mc .

Keywords: aero-optical effect, compressible mixing layer, convective Mach number, two-dimensional large-scale structure

PACS: 47.27.Wj, 42.15.Dp, 47.10.ad, 47.40.Ki

DOI: 10.7498/aps.63.054703

^{*} Project supported by the National Key Basic Research Program of China (Grant No. 2009CB724105).

[†] Corresponding author. E-mail: gcj00@mails.tsinghua.edu.cn