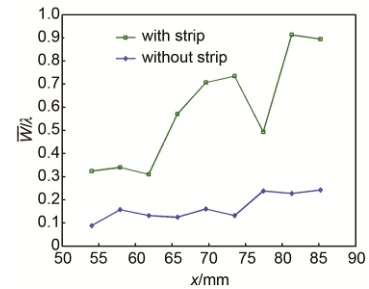




二维粗糙带作用下的高超声速平板流场波前畸变

石伟龙*, 魏连风, 甘才俊, 熊红亮

中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074



摘要: 二维粗糙带是常用的加速流场转捩的流动控制方式, 理论分析并用风洞实验研究二维粗糙带作用下的高超声速平板边界层引起的波前畸变特性。采用波前检测系统测量高超声速边界层流场的波前畸变, 对比有无粗糙带情况下的流场波前分布。研究结果表明, 在高超声速平板边界层发生转捩以前, 高精度波前测量系统不仅可以给出高速流场的波前分布, 同时还可以计算对应的密度场。实验结果还表明, 马赫数为 5 的边界层流场明显失稳时波前畸变有大幅度提高; 同时通过对比有无粗糙带时波前畸变特点发现, 平板壁面加粗糙带后尽管边界层的流态未发生变化, 但相同位置的平均波前、波前均方根和峰谷值明显增大。

关键词: 波前; 粗糙带; 高超声速; 平板边界层

中图分类号: TJ765.3

文献标志码: A

Wavefront distortion of hypersonic plate boundary layer under two-dimensional strip

Weilong Shi*, Lianfeng Wei, Caijun Gan and Hongliang Xiong

China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China

Abstract: Two-dimensional strip is a common flow control method to accelerate flow transition. The wavefront distortion resulting from hypersonic boundary layer has been investigated in virtue of theoretical analysis and wind tunnel experiments. Wavefront measurement system is used to measure the wavefront distortion of hypersonic boundary flow, and compare the distribution of flow wavefront with and without strip. The results prove that high-precision wavefront measurement system can present not only wavefront but also density distribution before the flow transition of boundary layer. In addition, the experimental results show that the wavefront distortion increases quickly when the flow is obviously unstable. Finally, comparing the distribution of wavefront induced by strip with the corresponding data without strip, we find that the mean wavefront, root mean square and peak-valley value of wavefront with strip are much larger than that without strip.

Keywords: wavefront; strip; hypersonic speed; plate boundary layer

DOI: 10.3969/j.issn.1003-501X.2017.10.007

Citation: *Opto-Elec Eng*, 2017, 44(10): 990–996

1 引言

高超声速边界层转捩引起的气动光学效应一直困

扰定向能武器系统实现高精度目标识别与追踪的难题。为了避免高超声速边界层在光学探测窗口区域内发生转捩, 产生复杂的大尺度结构(这是导致光波畸变和光学成像不稳定性的最重要因素), 国内外学者开展了各种各样的流动控制方式促进流场提前或延迟转捩^[1], 二

收稿日期: 2017-05-23; 收到修改稿日期: 2017-07-23

*E-mail: 865784042@qq.com

元粗糙带就是其中加速流场转捩的一种被动控制方式。关于粗糙带对转捩影响的研究有很多, Schneider^[2]总结了前人关于粗糙带效应的研究, 并提出粗糙带影响转捩的三种方式: 1) 粗糙带会产生伴有流向涡的尾流, 可能产生不稳定剪切层; 2) 粗糙带后的流向涡由于不稳定机理发展为横向驻波、Görtler 涡; 3) 粗糙带与声波或其他自由来流扰动通过感受性过程相互作用产生不稳定波。由于高超声速条件下粗糙带诱导流场与边界层流场相互作用非常复杂, Schneider 也未能明确粗糙带与不稳定剪切层的强度、失稳特性以及剪切层产生机制等问题。后来 Danehy 等^[3]将问题简化, 仅考虑平板表面孤立粗糙元对转捩的影响。他们用平面激光诱导荧光(PLIF)技术获得了平板表面孤立粗糙元后流场的结构, 但同样未能讨论流场失稳特性及其对光波畸变的影响; 最近 Avallone 等^[4,5]利用红外成像法和我们一般叫粒子图像测速技术(PIV)技术进一步研究了马赫数为 7.5 时, 不同外形的孤立粗糙元对平板流动的影响, 发现粗糙元能有效促进流场转捩, 他们的结果同样只关注气动场特性, 而对粗糙带诱导流场的气动光学特性并没有进行讨论, 从而也错过了对流场失稳过程的研究。实际上, 利用高灵敏度的气动光学测量技术获得的气动光学特性反过来用于研究流场的失稳与转捩, 反而更容易发现流场的失稳过程, 而不会只关注流场转捩时的拟序结构, 本文就采用了这样的研究思路。这一研究方法的好处是不仅可以获得流场气动特性变化对光学成像畸变效应的影响, 解决未制导探测器识别与追踪精度问题, 还可以为转捩与湍流研究提供新的测试方案。其实, 按照 Wang 的

观点^[6], 目前的数值模拟技术无法对高速与粗糙带诱导剪切流条件下壁面边界层流场实现准确模拟, 因此风洞实验可能是目前解决流动控制下气动与气动光学问题最好的一种途径。本文采用高精度波前检测系统对粗糙带作用下的高超声速平板边界层的波前畸变进行了定量测量, 并利用空气动力学基本理论和量级分析手段^[7,8]研究了流场转捩前的气动特性。

2 实验系统

2.1 实验工况与模型

风洞实验在中国航空气动力技术研究院的 FD-03 下吹式高超声速风洞中进行。自由来流总压为 1.05 MPa, 总温度为 350 K, 自由来流马赫数 $M=5.01$, 雷诺数 $Re=2.45 \times 10^7$, 气动噪声大小为 0.3%。平板模型尺寸为 250 mm×120 mm(长×宽), 平板前缘厚度为 1 mm, 攻角为零。平板前缘和喷管出口在同一截断面上, 距离喷管出口底部边缘的高度为 30 mm, 壁面粗糙度为 $0.8 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$ 。粗糙带尺寸为 20 mm×120 mm×0.5 mm(长×宽×高), 距离平板前缘 35 mm。如图 1 所示。

2.2 波前检测系统

波前检测系统主要由光源系统(脉冲激光光源及准直镜组成)、剪切干涉成像系统、图像采集系统和图像数据处理系统等组成。波前检测系统的原理图如图 2 所示。实际测量的波面畸变起点距平板前缘为 22 mm。波前测量的空间分辨率不大于 1 mm, 不确定度均方根(RMS)值不大于 $(1/15)\lambda$, 峰谷(PV)值不大于 0.2λ , 探测器像素为 1280 pixel×1024 pixel, λ 为探测光波波长。

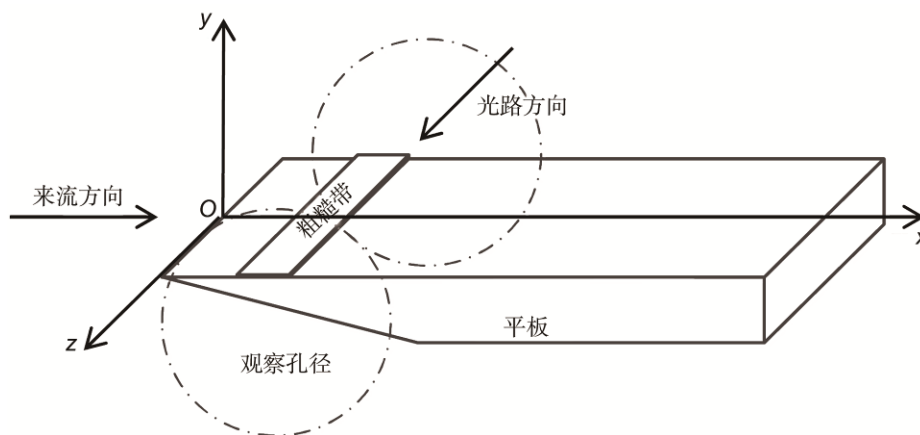


图 1 实验模型示意图。

Fig. 1 Sketch of experimental model.

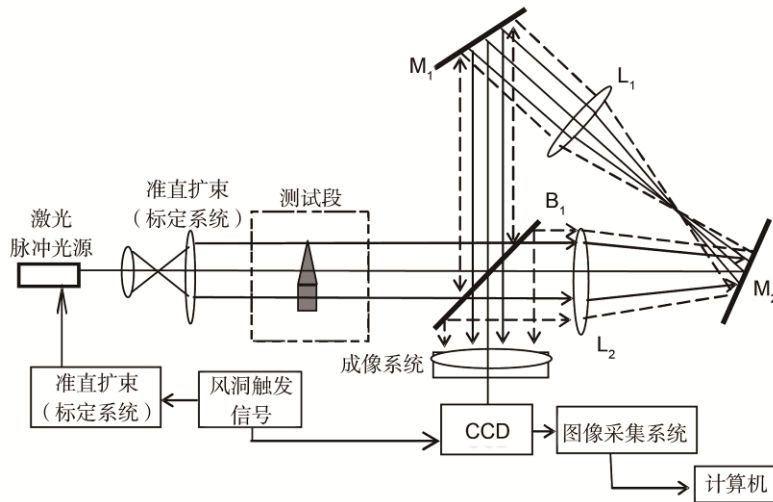


图2 波前干涉系统原理示意图.

Fig. 2 Sketch of wavefront interference system.

由脉冲激光器产生的脉冲光经过扩束系统后产生一平行光束(直径为 80 mm)通过高速流场,流场变化引起的失真波前进入径向剪切干涉系统。光束通过分光板 B_1 后分为两路,分别从相反的方向经过由透镜 L_1 、 L_2 组成的光学系统,由于两个透镜的焦距不同,两路光束的径向分别发生压缩和扩展,再次从分光板出射后形成径向剪切干涉图像。同时分光板略微倾斜的角度 α 决定了空间线性载波的大小,被测波前信息载于载频 f_0 上^[9]。

测量光束的光强为

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[2\pi f_0 x + \phi(x, y)], \quad (1)$$

式中: $a(x, y)$ 、 $b(x, y)$ 是与双光束光强有关的系数, $\phi(x, y)$ 为要求的波面畸变信息, 设

$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) \exp[i\phi(x, y)], \quad (2)$$

对式(1)进行 x 方向的一维离散傅里叶变换(discrete Fourier transform, DFT), 得:

$$G(f, y) = A(f, y) + C(f - f_0, y) + C^*(f + f_0, y), \quad (3)$$

式中: C^* 为 C 的复数共轭, 由此可得图 3 所示频谱, 有零级和正负一级频谱。可选择线性载波 f_0 使零级与一级谱分离, 利用带通滤波器滤去不需要的背景变化并将边谱移至中心, 经过离散傅里叶反变换(inverse discrete Fourier transform, IDFT)就可以得到被测波面的相位分布为

$$\phi(x, y) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[c(x, y)]}{\text{Re}[c(x, y)]} \right\}. \quad (4)$$

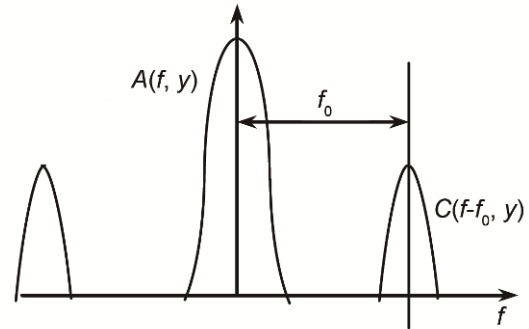


图3 空间相位调制频谱图.

Fig. 3 Spatial phase modulation spectrum.

2.3 流场畸变波前与密度场同步测量原理

波前检测系统用来测量因流场密度场变化而引起的波前分布。一般情况下, 复杂流场引起的波前分布和密度场具有强烈的非线性关系, 很难通过波前分布来反推密度场分布。但在高超声速平板边界层这一特殊条件下, 波前和密度场具有相同的变化趋势, 这就为同时研究粗糙带对流场转捩与光学成像畸变效应影响提供了一条途径。分析过程如下。

高超声速层流流动的控制方程为 N-S 方程, 如式(5)、式(6)所示:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} \end{cases}, \quad (5)$$

其中,

$$\pi_{ij} = \begin{cases} \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), & i \neq j \\ 2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \mathbf{u}, & i = j \end{cases}. \quad (6)$$

定义自由来流流动方向为 x 轴正方向, 垂直向上为 y 轴正方向, z 为展向坐标。将式(5)、式(6)用无量纲量表示, 引入无量纲量

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad \bar{u} = \frac{u}{V_\infty}, \\ \bar{v} &= \frac{v}{V_\infty}, \quad \bar{w} = \frac{w}{V_\infty}, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_\infty}, \\ \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_\infty}, \quad \bar{x} = \frac{x}{c}, \quad \bar{y} = \frac{y}{c}, \quad \bar{z} = \frac{z}{c}. \end{aligned} \quad (7)$$

由于这里主要考虑高超声速平板边界层从层流到刚开始转捩这一阶段的流动, 则可以得到无量纲的控制方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u})}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{v})}{\partial\bar{y}} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{w})}{\partial\bar{z}} &= 0, \quad (8) \\ \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}} + \bar{\rho}\bar{w}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{z}} &= -\frac{1}{\gamma M_\infty^2} \frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}} + \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{x}} \left[2\bar{\mu}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} - \frac{2}{3}\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{y}} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{z}} \right) \right] &+ \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{y}} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}} \right) \right] &+ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{z}} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{z}} \right) \right], \quad (9) \\ \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{y}} + \bar{\rho}\bar{w}\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{z}} &= -\frac{1}{\gamma M_\infty^2} \frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{y}} + \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{y}} \left[2\bar{\mu}\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{y}} - \frac{2}{3}\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{y}} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{z}} \right) \right] &+ \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{x}} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}} \right) \right] &+ \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{z}} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{y}} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{z}} \right) \right] &, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{y}} + \bar{\rho}\bar{w}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{z}} &= -\frac{1}{\gamma M_\infty^2} \frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}} + \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{z}} \left[2\bar{\mu}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{z}} - \frac{2}{3}\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{y}} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{z}} \right) \right] &+ \\ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{x}} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{z}} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{x}} \right) \right] &+ \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial\bar{y}} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{y}} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{z}} \right) \right]. \quad (11) \end{aligned}$$

接下来分析各项的量级。

从纹影图 4 和以前大量的数值模拟结果中看出, 边界层法向尺度 \bar{y} 远小于流向尺度 \bar{x} 和展向尺度 \bar{z} 。假定 $\bar{x} = O(1)$, \bar{z} 与 \bar{x} 量级相当, 则 $\bar{z} = O(1)$; \bar{y} 由 0 变至 δ , 其中 $\delta \ll c$, 那么 \bar{y} 的量级较小, 用 $\bar{y} = O(\delta/c)$ 表示。不影响普遍性, 假设 c 为单位长度, 因而 $\bar{y} = O(\delta)$ 。在边界层发展前期, 流动处于层流状态, 切向速度 v 和展向速度 w 远小于流向速度 u , 同时根据式(8), 可以得到, $\bar{u} = O(1)$, $\bar{v} = O(\delta)$, $\bar{w} = O(\delta)$; 由于 ρ 与 ρ_∞ 同一量级, 取 $\bar{\rho} = O(1)$; 边界层雷诺数很大, $1/Re_\infty$ 与 $(\delta/c)^2$ 为同一量级, 取 $1/Re_\infty \approx O[(\delta/c)^2] = O(\delta^2)$ 。采用这些量级表示后, 代入式(9)、式(10)、式(11), 略去式中的小量, 可以得到在完全气体假设下, 边界层层流的动力学守恒方程

$$\begin{cases} \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}} = -\frac{dp_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial\bar{y}} \left(\bar{\mu}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}} \right) \\ \frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{y}} = 0 \\ \frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}} = 0 \end{cases}. \quad (12)$$

由式(12)可以看出高超声速层流边界层可以视为二维流动, 其流场密度变化与 z 方向无关, 即可以认为流场密度沿展向不变。

根据 Gladstone-Dale 公式, 折射率与流场密度的线性关系为

$$n(x, y) = K_{GD}\rho(x, y) + 1. \quad (13)$$

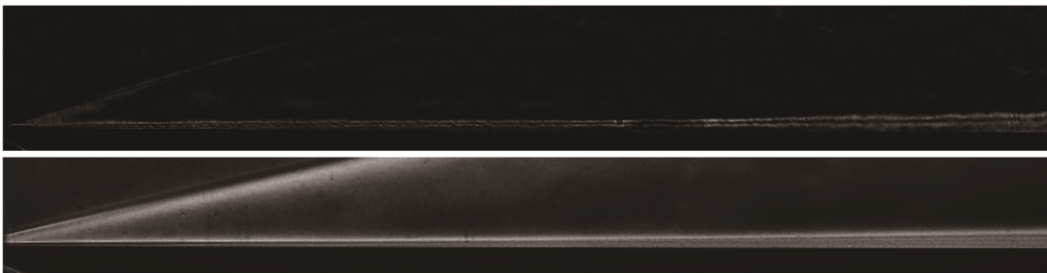


图 4 $M=5$ 时平板边界层纹影图像。

Fig. 4 Schlieren images of flat boundary layer at $M=5$.

则折射率场沿 z 方向不变,当光线沿 z 方向传播,折射率为 $n(x, y)$, 光路长度为 L , 光程差(optical path difference, OPD)的计算公式可以变为

$$D_{\text{Op}} = \int_0^L [n(x, y) - n_0] dz = [n(x, y) - n_0]L. \quad (14)$$

本文采用的波前检测系统中,两路光的光程差为

$$D_{\text{Op}}(r, \theta) = W(r, \theta) - W(\beta r, \theta), \quad (15)$$

或

$$W(r, \theta) - W(\beta r, \theta) = K_{\text{GD}}[\rho(x, y) - \rho_0]L, \quad (16)$$

$$\rho(x, y) = \rho_0 + \frac{1}{K_{\text{GD}}L} [W(r, \theta) - W(\beta r, \theta)], \quad (17)$$

式中: $W(r, \theta)$ 为原始波面相位, $W(\beta r, \theta)$ 为扩展波面相位, $D_{\text{Op}}(r, \theta)$ 为剪切波面相位,即原始波面和扩展波面的光程差。 r 和 θ 为极坐标中的半径和角度, β 为径向剪切率。

利用式(17)可以讨论密度场的分布情况,也即首先利用波前测量系统获得流场的波前分布,再利用式(17)就可以得到密度场的分布特性。而密度场的分布特性与流场转捩特性密切相关,因此通过这一测试技术可以同时研究流场的转捩和波前畸变特性。

考虑到密度场与波前分布线性相关,具有相同的分布曲线,唯一不同的是坐标原点与曲线斜率不同。由于本研究中的光线积分路程、初始密度分布不具有普适性,因此不再给出与波前对应的密度分布曲线。

反映波前畸变程度的主要指标有平均波前 \bar{W} 、波前 PV 值和波前 RMS 值,其计算方法如下。

假定孔径中各个点的波前为 $W(x_i, y_j)$, 则平均波前为

$$\bar{W} = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N W(x_i, y_j). \quad (18)$$

PV 值为波面位相中最高点与最低点的差,表

示为

$$PV = \max_{1 \leq i, j \leq N} [W(x_i, y_j)] - \min_{1 \leq i, j \leq N} [W(x_i, y_j)]. \quad (19)$$

RMS 值为每一点的波前与平均波前之差的均方根,表示为

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N [W(x_i, y_j) - \bar{W}(x_i, y_j)]^2}. \quad (20)$$

根据式(17)~(20)可以得到,波前相位值的大小基本反映了密度值的相对大小,即平均波前 \bar{W} 近似反映了流场密度的相对大小,PV 值近似反映了流场密度的不均匀性,RMS 值近似反映了密度脉动的大小。若孔径内有效点的 \bar{W} 值、PV 值和 RMS 值越大,表示波前畸变越严重,流场密度的不均匀性和脉动越大,即流场开始失稳或发生了转捩。

3 实验结果分析

图 5(a)、5(b)分别为有无粗糙带时平板边界层流场的干涉图像。沿平板表面等间距选取圆形孔径,孔径圆心间距约为 3.9 mm,孔径直径约为 0.9 mm。对干涉图像进行数据处理,采用式(18)计算 \bar{W} 值,式(19)计算 PV 值,式(20)计算 RMS 值,取风洞实验工况下 450 幅干涉图像进行统计平均,可以分析波前畸变的变化规律。

3.1 平板表面波前畸变分布

该节讨论平板边界层流动失稳特性及其引起的气动光学效应。根据小扰动假设,流场在外部扰动作用下激发出两种扰动:稳定扰动和不稳定扰动。其中稳定扰动逐渐被耗散掉,而不稳定扰动则随流向线性增长,随着不稳定扰动的增长,流动发生失稳,流场性质开始转变。本文通过计算边界层内孔径的波前畸变,研究了无粗糙带时平板边界层及其波前畸变的发展规律,计算结果如图 6 所示。

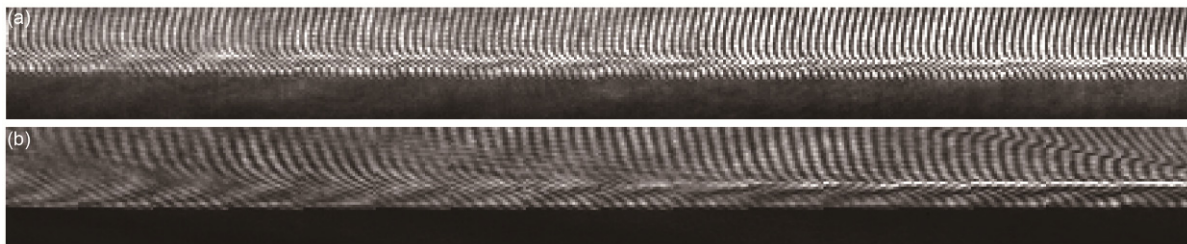


图 5 平板边界层流场干涉图像。(a) 无粗糙带。(b) 有粗糙带。

Fig. 5 Interference image of plate boundary flow. (a) Without strip. (b) With strip.

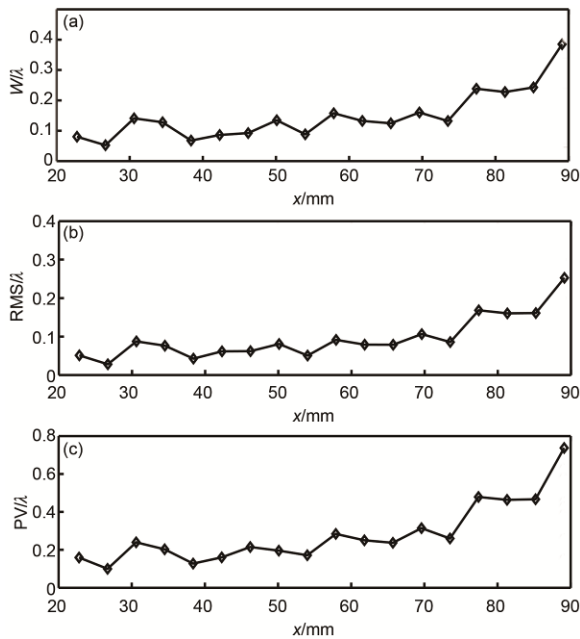


图 6 平板表面的波前畸变分布情况。(a) \bar{W} 值。(b) RMS 值。(c) PV 值。

Fig. 6 Wavefront distortion distribution of flat surface. (a) \bar{W} value. (b) RMS value. (c) PV value.

从图 6 可以看出在平板的前半部分($x < 73$ mm), 波前变化范围小, 波前畸变程度较低。在 $x > 73$ mm 之后, 波前畸变显著增大, 畸变和脉动程度明显加深。这是因为在 $x < 73$ mm 时, 流动处于层流状态, 不稳定扰动波还未充分发展起来, 流场的密度分布相对较均匀, 密度脉动量也较小, 因此在平板前半段波前畸变程度较低; 由于流场不稳定扰动波的进一步发展, 并根据式(17)可以判断, 在 $x > 73$ mm 后, 流动开始失稳, 密度脉动加剧, 同时对应的波前畸变及其脉动程

度也逐渐加剧, 这是以往数值模拟和实验研究结果都不曾揭示的。

3.2 粗糙元对流场的影响

边界层流动的发展对于初始壁面粗糙度十分敏感, 在平板前段增加粗糙带会对流场产生影响。为了研究粗糙带对流场的影响, 在平板表面加粗糙带后进行对比实验, 在相同的位置计算波前数据, 对比粗糙带之后的波前相位, 分析流场性质的区别。图 7 为有无粗糙带的平板表面波前 \bar{W} 值、PV 值和 RMS 值的对比图。

从图 7 可以看出, 平板表面加粗糙带后, \bar{W} 值、RMS 值和 PV 值仍然具有相同的发展趋势, 及沿流向波前畸变逐渐增大。平板表面加粗糙带后, \bar{W} 值、RMS 值和 PV 值明显比无粗糙带时大, 数值增大了数倍, 这说明粗糙带加速了流场失稳的过程, 粗糙带后的流场扰动发展速度更快。

图 8 为相同实验条件下瞬态纹影图像^[10], 红色直线标注的区域为波前检测设备测量的区域, 红色椭圆内的流场正处于明显转捩状态(出现了大尺度结构), 其实该区域前的流场已经处于不显著的转捩状态(存在较小的拟序结构)。从图 8 可以看出, 粗糙带后的边界层厚度增加且增长速率较大, 粗糙带后的流场失稳更快, 这进一步验证了利用波前检测系统获得的实验结果。此外, 无粗糙带时平板表面各区域的畸变变化较平稳, 仅在流动严重失稳后才有剧烈升高; 而加粗糙带后波前畸变起伏较大, 说明粗糙带后的流场转捩影响因素更加复杂, 不能单纯用不稳定波的增长来解释, 也许 Schneider^[2]总结的多波相互作用机理能更好地解释这一现象。

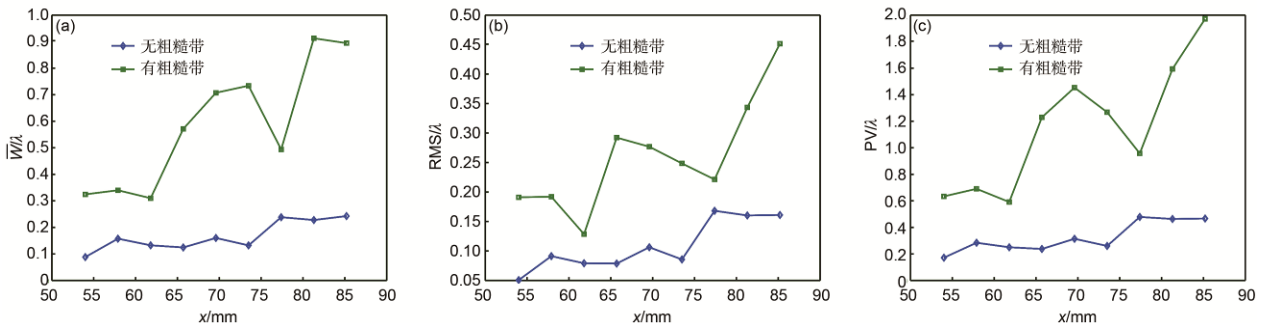


图 7 平板表面有无粗糙带的波前畸变对比图。(a) \bar{W} 值。(b) RMS 值。(c) PV 值。

Fig. 7 Comparison of wavefront distortion of plate surface with and without strip. (a) \bar{W} value. (b) RMS value. (c) PV value.

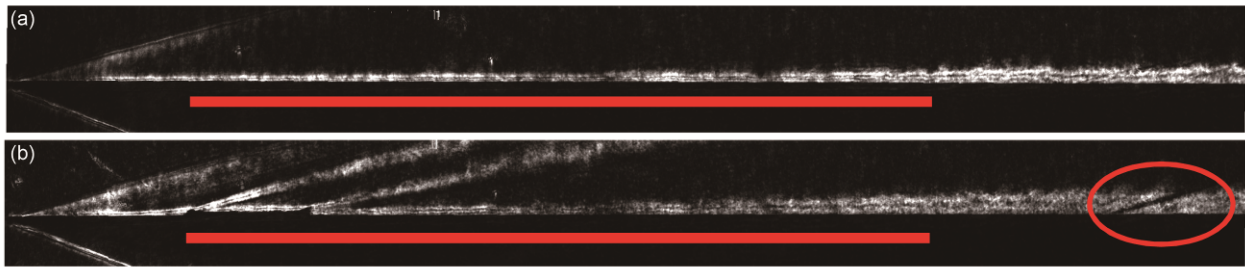


图8 平板表面有无粗糙带的瞬态纹影对比图。(a) 无粗糙带。(b) 有粗糙带。

Fig. 8 Comparison of instantaneous schlieren images of plate surface with and without strip. (a) Without strip. (b) With strip.

4 结论

采用一种基于空间相位调制的波前检测系统,定量计算了马赫数为5的平板边界层的波前畸变,同时给出相应的边界层密度发展的特点。研究表明,无粗糙带时,平板表面流场开始为稳定的层流状态,随着不稳定扰动波逐渐增大,流动开始失稳,相应的波前畸变也由平稳变化变为剧烈升高,脉动特性也逐渐加剧。在流场中加入粗糙带后,平板表面的波前畸变程度明显加深,沿着流动方向逐渐增大,脉动程度加剧。实验结果证明,在高超声速情况下,粗糙带可以显著增加流场畸变程度,加快流场失稳速度,改变流场的特性。

实验研究结果还表明,波前检测系统对流场中的扰动敏感度较高,可以很好地识别流场失稳状态下的波前畸变特性。粗糙带加快流场失稳、促进流场转换的特点对避免高超声速边界层在光学探测窗口区域发生转换,提高高超声速飞行器末制导系统目标识别与追踪的性能具有一定的参考价值。由于受观察孔径的限制,本文的波前检测系统并未直接考察流场明显转换区内的波前畸变情况,今后在这方面继续开展相应的研究工作。

基金项目

国家973计划资助项目(2009CB724105)。

参考文献

1 Xie Shaofei, Yang Wubing, Shen Qing. Review of progresses in

hypersonic boundary layer transition mechanism and its applications[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2015, **36**(3): 714–723.

解少飞, 杨武兵, 沈清. 高超声速边界层转换机理及应用的若干进展回顾[J]. *航空学报*, 2015, **36**(3): 714–723.

2 Schneider S. Effects of roughness on hypersonic boundary-layer transition[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2008, **45**(2): 193–209.

3 Danehy P, Ivey C, Inman J, et al. High-speed PLIF imaging of hypersonic transition over discrete cylindrical roughness[C]// *Proceedings of the 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2010: 703.

4 Avallone F, Schrijer F F J, Cardone G. IR thermography investigation on induced transition by isolated roughness elements in high-speed flows[C]// *Proceedings of the 12th QIRT Conference*, 2014: 143.

5 Avallone F, Ye Q, Schrijer F F J, et al. Tomographic PIV investigation of roughness-induced transition in a hypersonic boundary layer[J]. *Experiments in Fluids*, 2014, **55**: 1852–14.

6 Wang M, Mani A, Gordeyev S. Physics and computation of aero-optics[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2012, **44**(1): 299–321.

7 Gan Caijun, Li Lang, Ma Handong, et al. Theoretical and experimental investigation on aero-optical effect for a compressible mixing layer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(18): 184701.

甘才俊, 李琅, 马汉东, 等. 可压缩混合层流场光学效应分析与实验研究[J]. *物理学报*, 2013, **62**(18): 184701.

8 Gan Caijun, Li Lang, Ma Handong, et al. Theoretical and experimental investigations on aero-optical effect at the second stage of the compressible mixing layer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, **63**(5): 054703.

甘才俊, 李琅, 马汉东, 等. 可压缩混合层光学传输效应理论分析与实验研究[J]. *物理学报*, 2014, **63**(5): 054703.

9 Yang Y Y, Lu Y B, Chen Y J, et al. A radial shearing interference system of testing laser pulse wavefront distortion and the original wavefront reconstructing[C]// *Proceedings of SPIE*, 2004, **5638**: 200–204.

10 甘才俊, 魏连风, 李琅, 等. 高超声速平板边界层转换的实验研究[C]// *第八届全国流体力学学术会议论文摘要集*. 2014: 13–13.