

带喷流超声速光学头罩流场气动光学畸变试验研究*

朱杨柱 易仕和 陈植[†] 葛勇 王小虎 付佳

(国防科技大学航天科学与工程学院, 长沙 410073)

(2012年11月9日收到; 2012年12月7日收到修改稿)

超声速光学头罩在大气层内飞行时, 需要在光学窗口表面顺来流方向进行喷流冷却, 致使窗口上方流场更为复杂. 目标光线穿过窗口上方流场, 受到激波、膨胀波、混合层、湍流边界层等流场结构引起的变密度场影响而产生波前畸变, 导致成像出现偏移、抖动、模糊等气动光学效应. 本文对马赫数 3.8 来流条件下有无喷流时超声速光学头罩流场引起的气动光学波前畸变进行了试验研究. 基于纳米示踪的平面激光散射技术, 首先对流场图像进行密度校准获得高时空分辨率密度场, 然后采用光线追迹法计算得到波长 532 nm 平面光波垂直于光学窗口穿过流场后的光程差 (optical path difference, OPD) 分布, 并对窗口上方近壁区有无喷流状态的流场结构引起的 OPD 分布进行了研究. 发现无喷流时, 流场结构相对较为简单, 窗口上方有较长的回流区和层流区, 而有喷流时窗口上方出现复杂的剪切层、混合层及湍流边界层, 流动很快就转捩为湍流结构, 其引起的气动光学畸变要明显高于无喷流状态. 无喷流状态相隔 5 μs 的流场引起的光程差均方根值分别为 0.0348 和 0.0356 μm , 有喷流状态的光程差均方根值分别为 0.0462 和 0.0485 μm .

关键词: 超声速, 喷流, 气动光学, 光程差

PACS: 42.25.Dd, 42.15.Fr, 47.40.Ki, 47.27.Wj

DOI: 10.7498/aps.62.084219

1 引言

超声速光学头罩在大气中做高速飞行时, 其头部产生弓形激波, 并且光学窗口表面温度急剧升高, 对光学窗口材料提出更高要求, 同时气动热效应增加^[1], 引发强烈的光学畸变. 为此, 光学窗口需要冷却, 喷流气膜冷却是行之有效的冷却方式之一. 加喷流之后, 流场结构将变得更为复杂, 出现诸如剪切层、混合层、再附激波、湍流边界层等结构, 使得目标图像发生偏移、抖动、模糊等气动光学效应^[2], 这与光波通过大气湍流长距离传输的大气光学^[3-7]有所不同. 因此研究带喷流结构的头罩气动光学畸变对提高目标瞄准精度及校正精度具有重要的意义^[8].

气动光学畸变可由光波通过流场的光程 (optical path length, OPL) 来描述, 光波于 t 时刻在 x 处

沿 y 方向自 y_1 到 y_2 的一维光程表达式为^[9]

$$L_{\text{OP}}(t, x) = \int_{y_1}^{y_2} n(t, x, y) dy, \quad (1)$$

其中, $n(t, x, y)$ 为 t 时刻 (x, y) 处的折射率.

实际上, 相对于光学孔径上平均光程的光程差 (optical path difference, OPD) 是更为重要的参数^[10], 即

$$D_{\text{OP}}(t, x) = L_{\text{OP}}(t, x) - \bar{L}_{\text{OP}}(t), \quad (2)$$

衡量气动光学效应的另一个重要参数 Strehl 比 (SR), 其定义为

$$\text{SR} = I(t)/I_0, \quad (3)$$

其中 I_0 为没有光学畸变的最大光强, $I(t)$ 为有畸变后的最大光强. 基于大孔径近似条件, SR 可以由下式给出

$$\overline{\text{SR}} = \exp(-\sigma_\phi^2), \quad (4)$$

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2009CB724100)、国家自然科学基金 (批准号: 11172326) 和国防科学技术大学科研计划 (批准号: 0100010112001) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zyzhb123@139.com

其中 σ_ϕ 为光波的相位畸变,

$$\sigma_\phi^2 \equiv (2\pi D_{OP_{rms}}/\lambda)^2. \quad (5)$$

Sutton^[11] 对湍流结构引起的气动光学畸变进行了系统研究, 提出波前畸变与湍流尺度之间的关系

$$\sigma_\phi^2 = 2K_{GD}^2 k^2 \int_0^L \sigma_{\rho'}^2 \Lambda(y) dy, \quad (6)$$

这里 K_{GD} 为 Gladstone-Dale 常数, $k = 2\pi/\lambda$, L 为光波穿过的流场长度, $\sigma_{\rho'}$ 为流场密度变化, Λ 为湍流特征积分尺度.

近年来, 田立丰等^[12,13] 开发出基于纳米示踪的平面激光散射的波前测量技术 (nano-tracer planar laser scattering wavefront technique, NPLS-WT) 和基于背景纹影的波前测量技术 (background oriented schlieren wavefront technique, BOS-WT) 等气动光学新型测试方法, 对不带喷流的光学头罩气动光学效应进行了系统研究, 发现激波、膨胀波、湍流边界层对气动光学畸变有着不同程度的影响, 分析了不同流场分辨率情况下的光程差分布曲线并发现波前畸变对流场分辨率并不敏感, 得出大尺度结构对近场波前畸变影响较大的结论. 赵玉新等^[14], 高穹等^[15,16] 研究了超声速混合层气动光学问题, 得出平面光波穿过混合层流场后的畸变与抖动, 分析了混合层 K-H (Kelvin-Helmholtz) 不稳定涡结构对光学畸变的影响. 1993 年, Sutton 等^[17] 研究

了入射光波长 690 nm 穿过有无氮气和氦气冷却的二维钝头体流场的气动光学效应, 并与计算结果进行了比较, 但是存在数据点少、空间分辨率不高等不足之处. 本文采用基于 NPLS 的气动光学波前测量方法 (NPLS-WT)^[12] 对马赫数 3.8 来流中有无喷流结构的超声速光学头罩气动光学效应进行了试验研究, 获得了 532 nm 波长的平面光波穿过两种状态流场后的 OPD 分布, 并对窗口近壁区流场结构对 OPD 的影响进行了相关研究.

2 试验装置及测试系统

2.1 超声速风洞与试验模型

试验在 KD-02 超声速风洞^[18] 中完成, 该风洞是一座小型吸气式、低噪声风洞, 能够提供均匀稳定的超声速气流, 风洞采用二维喷管并可更换. 风洞具体参数如表 1 所示.

试验模型为球头双锥体, 模型总长 160 mm, 球头半径为 4.5 mm, 在距离模型头部 48 mm 处设有出口缝高 3 mm, 宽度 20 mm 的小喷管, 紧贴并平行于光学窗口表面向下游喷出超声速气膜, 小喷管采用 B 样条曲线型面设计, 能够提供均匀稳定的超声速气流, 设计马赫数为 2.5. 喷流气源为风洞稳定段来流, 经过模型头部驻室进行稳压后喷出. 模型如图 1 所示.

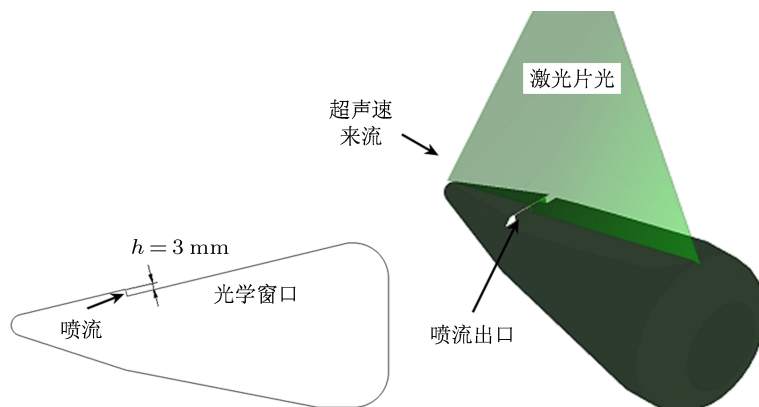


图 1 试验模型示意图

表 1 KD-02 风洞试验参数

M_∞	P_0/Pa	T_0/K	Re_∞/m^{-1}	$V_\infty/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$\rho_\infty/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	截面尺寸/mm × mm
3.8	1.01×10^5	300	5.96×10^6	669	0.039	100 × 120

2.2 NPLS 系统

NPLS 技术是近年来新开发的一种新型流动显示技术, 空间分辨率达微米量级, 时间分辨率为 6 ns. 该技术采用纳米粒子作为示踪粒子, 纳米粒子具有很好的流动跟随性, 能够跟随梯度变化大的超声速流动 [19]. 早期的工作已经对诸如激波、湍流边界层、混合层、马赫盘、滑移线等超声速流场结构进行了精细显示 [20–24].

如图 2 所示, NPLS 系统主要包括计算机、线间传输型双曝光 CCD 相机、纳米粒子发生器、同步控制器及双腔 Nd: YAG 激光器. 流动中撒播的纳米粒子为 TiO_2 , 其名义平均粒径为 50 nm, 流场由波长为 532 nm 的激光照明, 其单脉冲时间 6 ns, 脉冲能量为 350 mJ. 激光出射方向通过导光臂自由调整, 导光臂出口处设透镜组使激光形成片光, 片光厚度最薄可达 0.5 mm. CCD 阵列为 2048×2048 , 灰度级达 4096, 采用跨帧技术记录超声速流动的两帧图像 [25], 跨帧时间可达 200 ns.

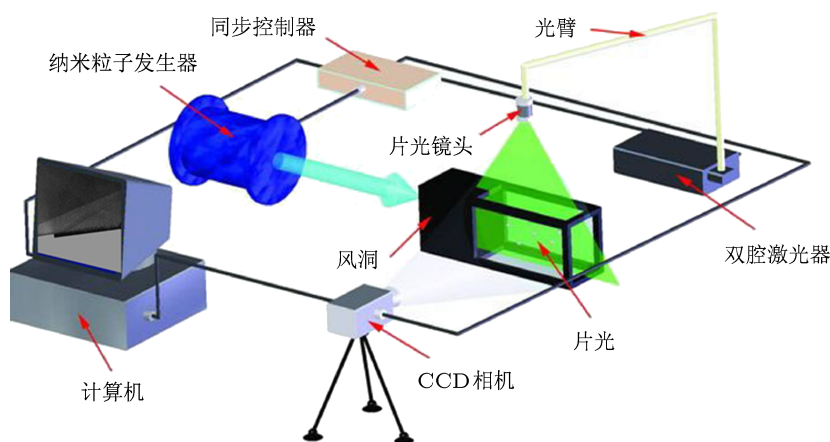


图 2 NPLS 系统示意图

2.3 基于 NPLS 的密度场测量方法

NPLS 技术具有高时空分辨率的特点, 纳米示踪粒子在超声速流场中具有良好的跟随性, 且粒子散射光强和系统信噪比高 [19]. 在 CCD 正常工作范围内, NPLS 图像的灰度变化与当地流场密度变化具有一定的对应关系, 通过特定的图像校准去除实验过程中的背景、暗信号和片光分布不均匀等因素的影响, 再借助合理的校准方法将图像灰度和流场密度的关系定量化, 从而得到 NPLS 图像对应流场区域的密度场. 具体方法已在文献 [26] 中备述.

2.4 NPLS-WT 方法简介

依据文献 [12], 基于 NPLS 图像校准得到的密度场, 采用光线追迹理论得出 OPD. 光线通过连续折射率场, 满足以下方程

$$\frac{d}{ds} \left(n \cdot \frac{dr}{ds} \right) = \nabla n, \quad (7)$$

其中 r 为光线路径矢量, s 为光线传播路程. 当光线沿 y 方向传播时, 其偏角由下式给出

$$\begin{cases} \theta_x = - \int_0^y \frac{\partial n}{\partial x} dy \\ \theta_y = - \int_0^y \frac{\partial n}{\partial z} dy \end{cases} \quad (8)$$

由 (1) 和 (2) 式分别得到 OPL 和 OPD, 由 (4) 和 (5) 式得到 SR.

3 有无喷流的超声速光学头罩流场气动光学畸变

采用基于 NPLS 的密度场测量技术, 对有无喷流的超声速光学头罩对称面内流场 NPLS 图像进行校准, 得到高时空分辨率密度场, 进而运用光线追迹法获得垂直于光学窗口表面入射的平面光波透过窗口上方流场后的 OPD 分布. 如图 3 所示, 局部坐标轴 S 和 W 分别平行和垂直于光学窗口, S, W 与 X, Y 均以 pixel 为单位, 入射光为平面光波, 波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$, 入射方向垂直于光学窗口, 光波起始位

置为均匀来流区域, W 方向上平面光波穿过的流场区域记为 Z , 区域大小为 $1600 \text{ pixel} \times 560 \text{ pixel}$, 实际流场范围为 $89.6 \text{ mm} \times 31.4 \text{ mm}$.

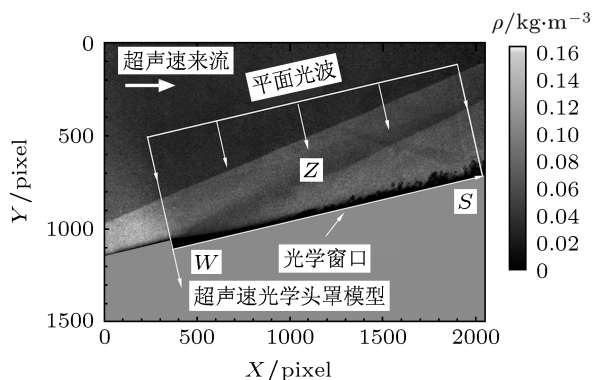


图3 超声速光学头罩光波传输区域

3.1 无喷流状态的气动光学畸变

图 4 (a) 和 (b) 所示为无喷流状态下超声速光学头罩流场 Z 区域的瞬态密度场, 空间分辨率为 $56 \mu\text{m}/\text{pixel}$, 光线穿过流场后的最大偏移量为 $2.15 \mu\text{m}$, 远小于一个像素的大小, 最大折转角为 $115 \mu\text{rad}$. 湍流边界层中 $t = 0$ 时刻的涡结构 A , 经过 $5 \mu\text{s}$ 发展成 A' , 整体运动表现为向下游的平移而自身变形较小. 平面光波通过图 3 所示的流场区域后的光程差 OPD 曲线如图 4(c),(d) 所示, 对应的 SR 分别为 0.8449 和 0.8382 , OPD 的均方根值分别为 0.0348 和 $0.0356 \mu\text{m}$. 由于没有喷流, $S = 0$ — 400 pixel 这段区域包含了喷管出口下游的回流区

及再附区流动, 同时光线要穿过膨胀波, 光线通过的这段区域低密度占据了大部, 而之后激波后高密度区域逐渐增加, 故 OPD 曲线整体趋势为先降低后增加; 在 $S \approx 800 \text{ pixel}$ 处, 层流边界层开始转换, 对应于 OPD 曲线则出现相对降低的趋势; 在 $S > 800 \text{ pixel}$ 之后, 由于边界层转换大尺度结构逐渐增加, 对应的 OPD 曲线则出现波动较大的趋势, 图 4(a), (b) 中的大尺度涡结构 A 和 A' 分别对应于 OPD 曲线中的 a 和 a' 区域. 总的来说, 下游的激波层厚度较大, 高密度区占优, 这使得 OPD 的分布整体上呈现递增趋势; 在靠近上游流场中, 低密度区占优, 且流场中不存在湍流结构, OPD 整体偏低且较为平缓. 比较不同时刻的 OPD 分布曲线发现, OPD 分布趋势类似.

将平面光波起始位置定于 $W = 460 \text{ pixel}$, 如图 5(a) 所示, 实测范围为 $89.6 \text{ mm} \times 5.6 \text{ mm}$. 该区域包含了窗口上方大量湍流大尺度结构, 通过该区域的 OPD 分布如图 5(b) 所示. 在 $S = 400 \text{ pixel}$ 之前, 该区域流场中尚没有大尺度结构出现, 故反映在 OPD 曲线上为 OPD 整体分布较为平缓, 呈整体上升趋势, 只有高频的低振幅波动, 这主要造成目标图像的模糊现象 [27]; 而在 $S = 800 \text{ pixel}$ 以后, 流场中开始有大尺度结构出现, OPD 则开始出现较大的起伏, 随着大尺度结构的逐渐发展增强, 对 OPD 的影响也愈来愈明显, $S = 1400$ — 1600 pixel 这段区间内有最大的涡结构存在, 则 OPD 表现为很大幅度的下降, 这些低频的高振幅波动, 主要造成目标图像

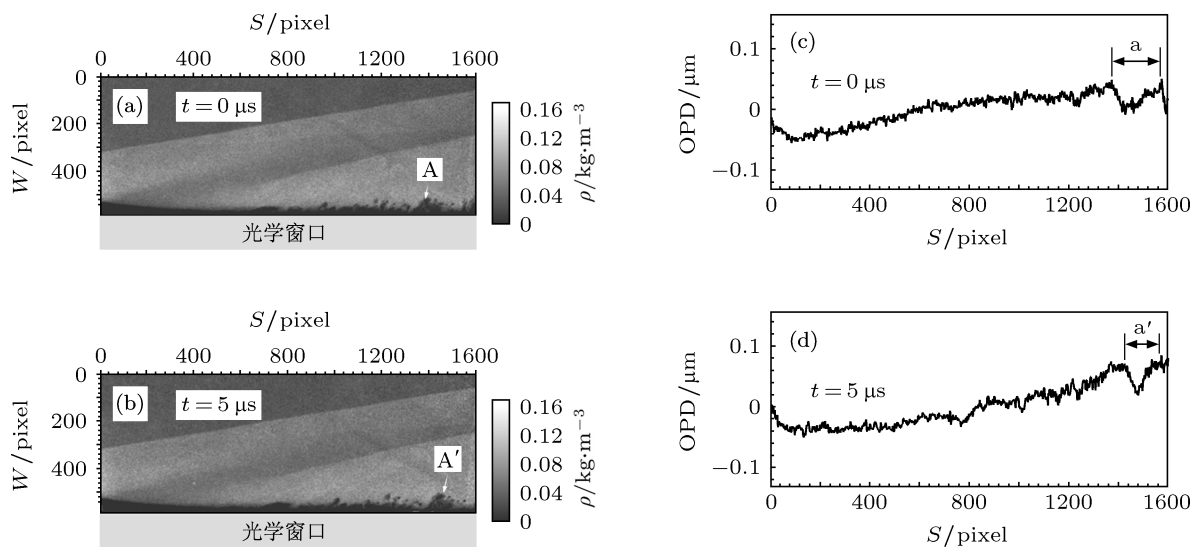


图4 无喷流超声速光学头罩 Z 区域瞬态密度场及其 OPD 分布

的抖动 [27], 因此要降低目标图像的抖动效应, 则应设法减小大尺度结构的出现, 使大尺度被破坏. 从 OPD 的分布与流场结构图像对应起来研究发现,

OPD 的下降处即对应存在涡结构. 经过 $5 \mu\text{s}$, OPD 曲线表现为整体向下游平移, 而自身变化趋势并未发生太大变化.

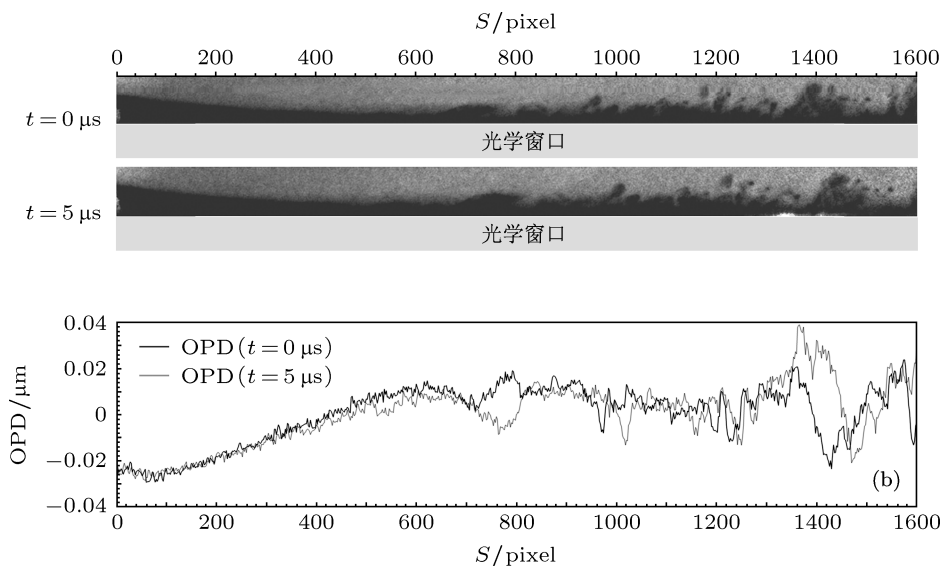


图 5 无喷流状态窗口表面密度场分布 (a) 及其 OPD 曲线分布 (b)

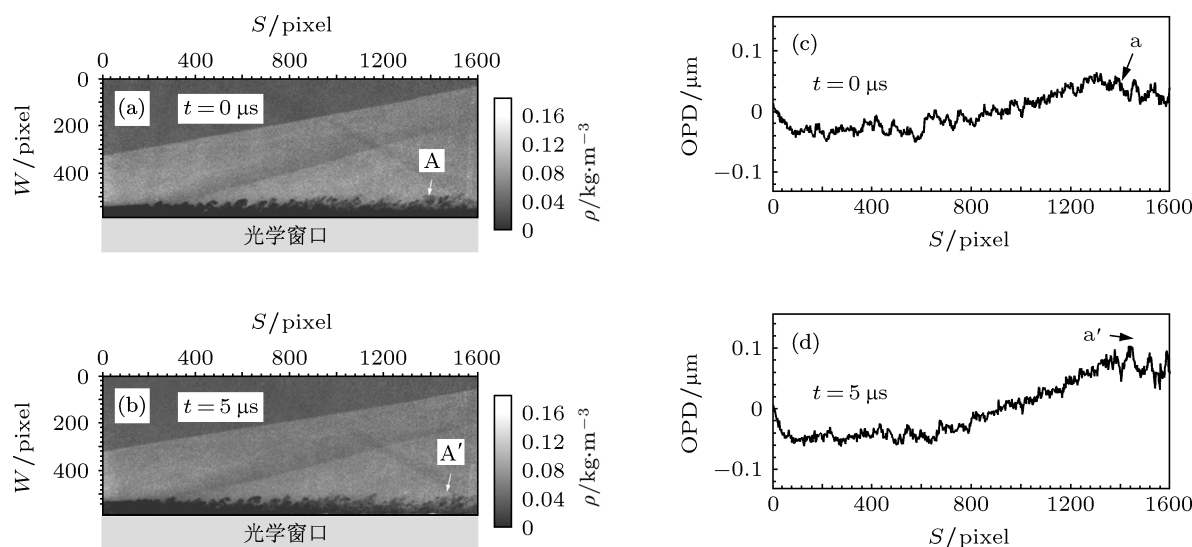


图 6 有喷流超声速光学头罩 Z 区域瞬态密度场及其 OPD 分布

3.2 有喷流状态的气动光学畸变

图 6(a), (b) 所示为有喷流状态下 Z 区域的瞬态密度场, 喷流出口压力与外部绕流压力匹配, 空间分辨率为 $56 \mu\text{m}/\text{pixel}$, 图 6(a) 中某大尺度结构 A 经过 $5 \mu\text{s}$ 运动到图 6(b) 图中的 A' 处, 其自身的变形较小. 有喷流时光学窗口上方不仅存在激波、膨胀波等波系结构, 而且很长距离内均有大量的大尺

度涡结构, 且喷流与外流混合作用过程中密度会很 不均匀, 喷流与外流之间的密度梯度大, 气动光学 效应将更强烈. 光线通过该流场后的最大偏移量为 $2.76 \mu\text{m}$, 远小于一个像素的大小, 最大折转角为 $144 \mu\text{rad}$, 比较而言, 有喷流情况下光线的偏移量大 于无喷流情况. 垂直于光学窗口入射的平面光波通 过该瞬态流场后的 OPD 分布曲线如图 6(c), (d) 所

示, 对应的 SR 分别为 0.7425 和 0.7200, OPD 的均方根值分别为 0.0462 和 0.0485 μm . 整体上 OPD 分布较无喷流情况变得更为复杂, 由于大尺度结构的增加致使密度梯度增大, 从而加剧了 OPD 分布的二阶梯度增大. 在 $S < 800$ pixel 的区域内 OPD 整体呈现为负值, 且曲线波动范围较小, 波动的中心线大致平行于 S 轴, 是由于在这段区域主要流动行为为喷流与外流剪切混合, 且该段激波后区域厚度较

小, 曲线波动较大处对应喷流与外流混合层中的大尺度结构. 自 $S > 800$ pixel, 波后区域增加, 高密度区比例增大, 喷流的影响基本消失, 混合层与光学窗口壁面的边界层充分发展, 到下游完全发展为湍流边界层, 其中小尺度涡结构迅速增加且外形更为复杂, 并在下游有大尺度涡结构出现, 这在 OPD 曲线上的表现为 OPD 呈上升趋势, 且局部波动频率增大, 下游波动幅度增大.

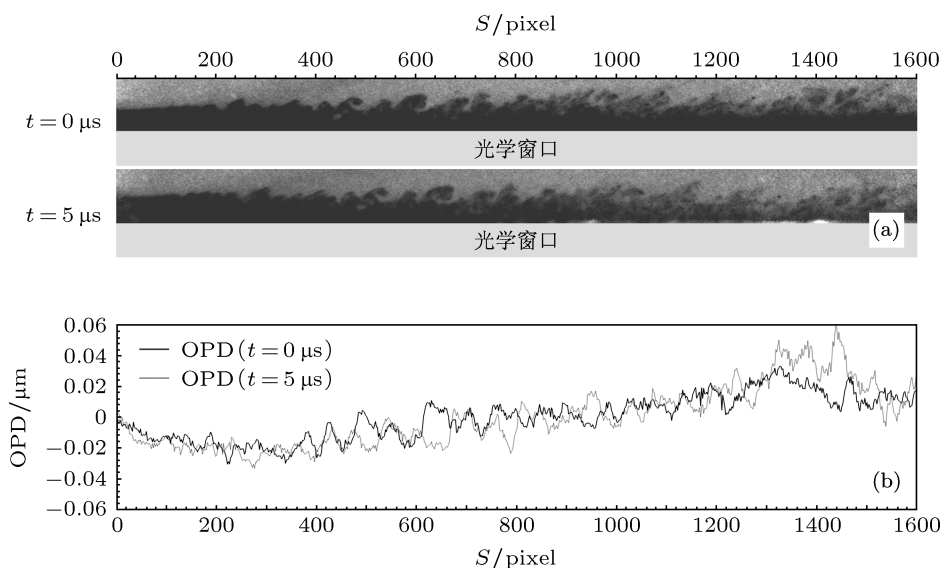


图 7 有喷流状态窗口表面密度场分布 (a) 及其 OPD 曲线分布 (b)

将平面光波起始位置设为 $W = 460$ pixel, 实测范围为 $89.6 \text{ mm} \times 5.6 \text{ mm}$ (图 7(a)), 该区域主要为喷流与外流的混合层及边界层发展结构, 得到 OPD 分布曲线 (图 7(b)). 从图中可以看出, 相比无喷流状态边界层引起的 OPD 变化, 有喷流时 OPD 曲线更为复杂, 由于喷流与外部绕流之间形成混合层, 其中的涡结构导致出现强密度梯度, OPD 曲线振荡剧烈. 比较两个不同时刻的 OPD 曲线, $5 \mu\text{s}$ 后 OPD 表现为整体向下游平移, 而整体趋势大体不变.

4 结论

本文对有无喷流结构的超声速光学头罩流场

气动光学效应进行了研究, 采用 NPLS-WT 得到了平面光波垂直光学窗口穿过流场后的 OPD 分布, 给出无喷流时的最大像偏移量为 $115 \mu\text{rad}$, 有喷流时的最大像偏移量为 $144 \mu\text{rad}$, 并研究了光学窗口上方边界层及混合层对 OPD 的影响. 发现无喷流时, 流场结构相对较为简单, 窗口上方有较长的回流区和层流区, 而有喷流时窗口上方出现复杂的剪切层、混合层及湍流边界层, 流动很快就转捩为湍流结构, 其引起的气动光学畸变要明显高于无喷流流场的状态. 无喷流状态相隔 $5 \mu\text{s}$ 的流场引起的 d_{OPRms} 分别为 0.0348 和 $0.0356 \mu\text{m}$, 有喷流状态的 d_{OPRms} 分别为 0.0462 和 $0.0485 \mu\text{m}$.

- [1] Sun J, Liu W Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124401 (in Chinese) [孙建, 刘伟强 2012 物理学报 **61** 124401]
 [2] Jumper E J, Fitzgerald E J 2001 *Prog. Aerospace Sci.* **37** 299
 [3] 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]
 [4] Ji X L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 692 (in Chinese) [季小玲 2010 物理学报 **59** 692]
 [5] He X M, Lü B D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054201 (in Chinese) [何雪

- 梅, 吕百达 2012 物理学报 **61** 054201]
- [6] Chen X W, Ji X L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2435 (in Chinese) [陈晓文, 季小玲 2009 物理学报 **58** 2435]
- [7] Wei H Y, Wu Z S, Peng H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6666 (in Chinese) [韦宏艳, 吴振森, 彭辉 2008 物理学报 **57** 6666]
- [8] Li G C 2006 *Aero-Optics* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [李桂春 2006 气动光学 (北京: 国防工业出版社)]
- [9] Klein M V 1970 *Optics* (New York: John Wiley and Sons)
- [10] Jumper E J 1997 *AIAA Paper* 1997-2350
- [11] Sutton G W 1985 *AIAA J.* **23** 1525
- [12] Yi S H, Tian L F, Zhao Y X, He L, Chen Z 2010 *Chin. Sci. Bull.* **55** 3545
- [13] Tian L F, Zhao Y X, He L, Chen Z 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 2320
- [14] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2010 *Sci. China G* **53** 81
- [15] Gao Q, Jiang Z F, Yi S H, Zhao Y X 2010 *Appl. Opt.* **49** 3786
- [16] Gao Q, Yi S H, Jiang Z F, Zhao Y X, Xie W K 2012 *Chin. Phys. B* **21** 064701
- [17] Sutton G W, Pond J E, Snow R, Hwang Y 1993 *AIAA Paper* 93-2675
- [18] Tian L F, Yi S H, Zhao Y X, He L, Cheng Z Y 2009 *J. Experim. Fluids Mech.* **23** 15 (in Chinese) [田立丰, 易仕和, 赵玉新, 何霖, 程忠宇 2009 实验流体力学 **23** 15]
- [19] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China E* **52** 3640
- [20] Zhao Y X, Yi S H, He L, Cheng Z Y, Tian L F 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 1297
- [21] Zhao Y X, Yi S H, He L, Cheng Z Y, Tian L F 2007 *J. National Univ. Technol.* **29** 12 (in Chinese) [赵玉新, 易仕和, 何霖, 程忠宇, 田立丰 2007 国防科技大学学报 **29** 12]
- [22] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2008 *Sci. China G* **51** 1134
- [23] Yi S H, He L, Zhao Y X, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China G* **52** 2001
- [24] He L, Yi S H, Zhao Y X, Tian L F, Chen Z 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 489
- [25] Hornak J P 2002 *Encyclopedia of Imaging Science and Technology* (New York: John Wiley and Sons) pp390-420
- [26] Tian L F, Yi S H, Zhao Y X, He L, Cheng Z Y 2009 *Sci. China G* **52** 1357
- [27] Yin X L 2003 *Aero-optical Mechanism* (Beijing: China Astronautics Press) p186 (in Chinese) [殷兴良 2003 气动光学原理 (北京: 中国宇航出版社) p186]

Experimental investigation on aero-optical aberration of the supersonic flow passing through an optical dome with gas injection*

Zhu Yang-Zhu Yi Shi-He Chen Zhi[†] Ge Yong Wang Xiao-Hu Fu Jia

(College of Aerospace Science and Material Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 9 November 2012; revised manuscript received 7 December 2012)

Abstract

During the flight in the atmosphere, the optical window of an optical dome needs to be cooled, and supersonic film cooling is one of the economic ways. After traversing through the complex flow field above the window, the optical wave would be distorted by fluctuations in the density field due to the expansion wave, shockwave, mixing layer, turbulent boundary layer, etc. The aero-optical aberrations induced by the flow field of an optical dome in the presence and in the absence of the gas injection at Mach 3.8 are investigated experimentally. Based on the nano-tracer planar laser scattering (NPLS) technique, the density field with high spatial-temporal resolution is first obtained by the flow image calibration, and then the optical path difference (OPD) fluctuations of the original 532 nm planar wavefront perpendicular to the window are calculated using Ray-tracing theory. Also the OPD fluctuations caused by the near-wall region flow structures are presented. In the absence of the gas injection, the flow structure is relatively simple with a long recirculation and laminar region, while in the presence of the gas injection, there appear more complex structures such as shear layer, mixing layer and turbulent boundary layer and the flow is converted into turbulence quickly. Clearly, the optical aberration in the presence of the gas injection is degraded more. For example, the values of root-mean-square OPD (OPD_{rms}) in the absence of the gas injection are 0.038 μm and 0.0356 μm , and they are 0.0462 μm , and 0.0485 μm in the presence of the gas injection during the interval 5 μs .

Keywords: supersonic, injection, aero-optics, optical path difference

PACS: 42.25.Dd, 42.15.Fr, 47.40.Ki, 47.27.Wj

DOI: 10.7498/aps.62.084219

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2009CB724100), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11172326), and the Science Research Program of National University of Defense Technology, China (Grant No. 0100010112001).

[†] Corresponding author. E-mail: zyzhb123@139.com