

# 吊窗尾迹流动非稳态气动光学效应研究

陈勇<sup>1\*</sup>, 谢伟明<sup>1</sup>, 路大举<sup>2</sup>, 李玉栋<sup>1</sup>, 吴运刚<sup>1</sup>, 袁强<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国空气动力研究与发展中心设备设计及测试技术研究所, 四川 绵阳 621000;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院应用电子学研究所, 四川 绵阳 621900

**摘要** 采用改进的延迟脱体涡仿真(IDDES)方法、双时间步 LU-SGS 方法、本征正交分解(POD)方法开展数值仿真,并分析吊窗的尾迹流动气动光学效应的非稳态特性。仿真流线与油流实验在总体上可比性较好,但二者的吊窗尾迹区流场结构存在一定差异。吊窗流动易分离,K-H 不稳定波会使分离剪切层失稳并产生脱落涡街,涡街与颈项涡相互作用,在吊窗尾迹区产生复杂的非稳态流动。吊窗尾迹流动气动光学效应以稳态相差为主,占比达 70%,稳态相差会弱化气动光学效应的非稳态特性;波前以低阶模态为主,阶数越高,模态包含越多小尺度结构。根据标度律,在海拔为 10 km 与吊窗直径为 2 m 条件下,方均根光程差的时均值约为  $0.48\lambda$ ,气动光学效应将得到进一步加强,这会对高能激光武器(ABL)性能带来不利影响。

**关键词** 大气光学; 气动光学效应; 吊窗; 改进的延迟脱体涡仿真; 本征正交分解; 非稳态特性

**中图分类号** O436; O355

**文献标志码** A

**doi:** 10.3788/AOS202040.1601001

## Study on Unsteady Aero-Optical Effect of Turret Wake

Chen Yong<sup>1\*</sup>, Xie Weiming<sup>1</sup>, Lu Daju<sup>2</sup>, Li Yudong<sup>1</sup>, Wu Yungang<sup>1</sup>, Yuan Qiang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Facility Design and Instrumentation Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang, Sichuan 621000, China;

<sup>2</sup>Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

**Abstract** In this study, a numerical simulation is conducted using the improved delayed detached eddy simulation (IDDES) method, the dual time-stepping LU-SGS method, and the proper orthogonal decomposition (POD) method, and the unsteady characteristics of aero-optical effects of the turret wake are analyzed. Although the simulated streamlines generally agree with oil flow test, some differences can be observed with respect to the flowfield structure of the turret wake. The flow around a turret can be easily separated. Further, the instability of the separated shear layer can be attributed to the K-H instability wave, resulting in the emergence of the shedding vortex streets. The unsteady complex flow in the turret wake area can be attributed to the interaction between the vortex streets and neck vortexes. The aero-optical effects of the turret wake are dominated by the steady-state aberration that accounts for 70% and can weaken the unsteady characteristics of the aero-optical effects. The wavefront is dominated by low-order modals, and the number of small-scale structures included in the modals will increase with the increasing order. According to the scaling law, the time mean value of the root-mean-square optical path difference is approximately  $0.48\lambda$  under an altitude of 10 km and a turret diameter of 2 m; thus, the aero-optical effect will be further intensified, which can negatively affect the ABL performance.

**Key words** atmospheric optics; aero-optical effect; turret; improved delayed detached eddy simulation; proper orthogonal decomposition; unsteady characteristic

**OCIS codes** 010.3310; 010.1080; 080.2710; 030.7060

## 1 引 言

高能激光武器(ABL)是一种以飞机作为移动作战平台的定向能武器,它通常将吊窗作为激光输出与光电信号收发的主要窗口形式。吊窗能够进行

俯仰与周向旋转,具备  $360^\circ$  无死角的广域视场,但吊窗流动易分离,形成分离剪切层。Kelvin-Helmholtz(K-H)不稳定波使剪切层失稳而形成脱落涡街,从而产生高度非稳态的流场结构与非稳态的气动光学效应。气动光学效应能使光束偏折、波

收稿日期: 2020-04-07; 修回日期: 2020-04-15; 录用日期: 2020-05-06

\* E-mail: cardcchy@sina.com

前畸变、图像模糊、到靶激光能量衰减,大幅降低ABL的作战性能,因此,研制ABL时,需要明确气动光学效应的特性和影响程度、自适应光学(AO)矫正的可行性等<sup>[1]</sup>。

国内外研究学者对吊窗流动气动光学效应的研究较多,采用RANS(Reynolds averaged numerical simulation)方法、DES(detached eddy simulation)方法及LES(large eddy simulation)方法等对湍流数值进行仿真,并分析气动光学效应的影响<sup>[2-7]</sup>;在风洞试验中,采用Malley探针、Shack-Hartmann波前传感器等对气动光学效应进行测量与研究<sup>[2-3,8-11]</sup>;在真实飞行条件下,开展长机与僚机并排的双飞试验对跟瞄、减振及气动光学效应进行研究<sup>[3,12-14]</sup>;在流动控制中,采用气动外形优化、喷流与抽吸缝、谐振片等流动主/被动控制技术抑制或部分抑制气动光学效应影响<sup>[2,9-11]</sup>。上述研究加深了对吊窗流动气动光学效应特性的认识,并为如何抑制气动光学效应影响提供了可选的手段。不过,气动光学效应的内在机理复杂,如何抑制仍然是当今的难题,数值仿真、风洞与飞行试验等普遍存在湍流脉动效应预估精度低等问题,因此,对气动光学效应的研究亟需进一步加强,在准确量化气动光学效应条件下,进行效应特性分析与抑制方法研究。

为获取吊窗复杂湍流高保真结果,本文采用双时间步LU-SGS(lower-upper symmetric Gauss-Seidel)方法<sup>[15]</sup>、基于 $k-\omega$ SST分区模型<sup>[16]</sup>的改进延迟脱体涡仿真(IDDES)方法<sup>[17]</sup>对湍流数值进行仿真。双时间步LU-SGS方法是无矩阵隐式迭代求解方法,具备显式迭代精度高、隐式迭代鲁棒性强、收敛速度快等优点<sup>[15]</sup>。 $k-\omega$ SST分区模型<sup>[16]</sup>是RANS类模型,在近壁区为 $k-\epsilon$ 模型,在外流区为 $k-\omega$ 模型。DES模型<sup>[18]</sup>是在RANS模型与LES模型基础上发展的,它在近壁区采用RANS模型,在外流区DES模型转化为LES模型,具有RANS模型的鲁棒性强、网格量小和LES模型的精度高等优点。DES模型会因近壁区网格布置不当而发生模型应力耗散现象,从而产生网格诱导分离与对数律层不匹配问题<sup>[17,19-20]</sup>。延迟脱体涡仿真(DDES)模型<sup>[19]</sup>、IDDES模型<sup>[20]</sup>等修正了DES模型的涡尺度定义,消除了DES模型出现的问题。在本文, IDDES模型还与J-B(Jin G & Braza M)模型<sup>[21]</sup>耦合使用,用平均流场涡量预估湍动能生成项。

## 2 双时间步LU-SGS方法

双时间步LU-SGS方法<sup>[15]</sup>用于时间推进隐式

迭代求解非定常流动,具有稳定性好、收敛速度快、时间精度高等优点。在一般曲线坐标系下,加入伪时间项的Navier-Stokes方程为

$$\frac{\partial(\mathbf{J}^{-1}\mathbf{Q})}{\partial\tau} + \frac{\partial(\mathbf{J}^{-1}\mathbf{Q})}{\partial t} + \left(\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial\xi} + \frac{\partial\mathbf{F}}{\partial\eta} + \frac{\partial\mathbf{G}}{\partial\zeta}\right) = \left(\frac{\partial\mathbf{E}_v}{\partial\xi} + \frac{\partial\mathbf{F}_v}{\partial\eta} + \frac{\partial\mathbf{G}_v}{\partial\zeta}\right) + \mathbf{R}, \quad (1)$$

式中:等号左边第一项是伪时间项,第二项是物理时间项,第三项为对流项;等号右边第一项为粘性项; $\mathbf{R}$ 为源项; $\mathbf{Q}$ 为含湍流变量的7个守恒型变量; $\mathbf{J}$ 为Jacobi矩阵; $\tau$ 和 $t$ 分别为虚拟时间和物理时间; $\xi$ 、 $\eta$ 和 $\zeta$ 是三个曲线坐标; $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{F}$ 和 $\mathbf{G}$ 是在三个曲线坐标方向上的对流通量; $\mathbf{E}_v$ 、 $\mathbf{F}_v$ 和 $\mathbf{G}_v$ 是在三个曲线坐标方向上的粘性通量。

流动控制方程采用双时间步LU-SGS的无矩阵隐式迭代方法进行时间推进求解,下三角迭代形式为

$$\begin{aligned} \mathbf{D}\Delta\bar{\mathbf{Q}}^m &= -\mathbf{R}_{\text{HS}} + \\ &\frac{1}{2}\bar{\omega}\{[\mathbf{E}(\bar{\mathbf{Q}}^m) - \mathbf{E}(\mathbf{Q}^m)] + \beta\lambda_A\Delta\bar{\mathbf{Q}}^m\}_{i_1-1} + \\ &\frac{1}{2}\bar{\omega}\{[\mathbf{F}(\bar{\mathbf{Q}}^m) - \mathbf{F}(\mathbf{Q}^m)] + \beta\lambda_B\Delta\bar{\mathbf{Q}}^m\}_{j_1-1} + \\ &\frac{1}{2}\bar{\omega}\{[\mathbf{G}(\bar{\mathbf{Q}}^m) - \mathbf{G}(\mathbf{Q}^m)] + \beta\lambda_C\Delta\bar{\mathbf{Q}}^m\}_{k_1-1}, \quad (2) \end{aligned}$$

式中:对角正定矩阵 $\mathbf{D} = \frac{\mathbf{I}}{\Delta\tau} + \beta\bar{\omega}(\lambda_A + \lambda_B + \lambda_C)\mathbf{I} + \frac{3}{2}\frac{1}{\mathbf{J}\Delta t}$ , $\mathbf{I}$ 为单位矩阵; $\mathbf{R}_{\text{HS}}$ 为残差; $\Delta\tau$ 和 $\Delta t$ 分别为虚拟时间和物理时间步长; $\lambda_A$ 、 $\lambda_B$ 和 $\lambda_C$ 为对流通量系数矩阵的最大特征值; $\bar{\omega}$ 和 $\beta$ 为松弛参数; $i_1$ 、 $j_1$ 和 $k_1$ 分别为三个曲线坐标系上的空间离散点的编号; $\Delta\mathbf{Q}^m$ 为守恒型变量差值。在物理时刻 $t_n$ 进行 $m$ 次迭代,直至(1)式的伪时间项趋于0,由此得到物理时刻 $t_n$ 的解 $\mathbf{Q}^n$ ,其中, $n$ 为时间上的采样点数, $n=1,2,3,\dots,N$ 。

## 3 湍流IDDES模型

湍流IDDES模型采用两方程 $k-\omega$ SST模型的形式<sup>[16-20]</sup>,并与J-B模型<sup>[21]</sup>结合。在DES模型、DDES模型基础上,IDDES模型根据网格单元尺度与网格单元中心到壁面的最近距离,利用阻滞函数定义湍流混合长度 $\tilde{l}$ ,并对RANS区和LES区进行合理分区,让两区之间的过渡更为光滑,从而消除模型应力耗散现象。湍流混合长度 $\tilde{l}$ 的表达式为

$$\tilde{l} = \tilde{f}_d(1 + f_e)l_{k-\omega\text{SST}} + (1 - \tilde{f}_d)C_{\text{DES}}\Delta, \quad (3)$$

其中,

$$l_{k-\omega\text{SST}} = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega [1 + \alpha_1 M_{\text{at}}^2 (1 - F_1)]}, \quad (4)$$

$$\Delta = \min[C_w \max(d, \Delta_{\text{max}}), \Delta_{\text{max}}], \quad (5)$$

式中:  $\Delta_{\text{max}}$  为网格单元的最大尺度;  $d$  为网格单元中心到固壁的最短距离;  $k$  为湍动能;  $\omega$  为湍流涡频率;  $M_{\text{at}}$  为当地湍流马赫数;  $\tilde{f}_d, f_e, F_1$  及  $C_{\text{DES}}$  均为模型函数, 随求解变量  $k$  和  $\omega$  变化; 常数  $\beta^* = 0.09$ ,  $\alpha_1 = 0.31$ ,  $C_w = 0.15$ 。基于 J-B 模型<sup>[21]</sup> 思想, IDDES 模型的湍动能生成项  $P_k$  采用平均流场涡量  $\Omega$  或旋转张量  $\Omega_{rs}$  计算:

$$P_k = \mu_t \Omega^2 = 2\mu_t \Omega_{rs} \Omega_{rs} \\ \Omega = \sqrt{\Omega_{rs} \Omega_{rs}}, \Omega_{rs} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_r}{\partial x_s} - \frac{\partial U_s}{\partial x_r} \right), \quad (6)$$

式中:  $\mu_t$  为湍流涡粘性系数;  $r = 1 \sim 3$ ,  $x_r$  和  $U_r$  分别为三个直角坐标和在三个直角坐标上的速度; 而  $x_s$  和  $U_s$  在  $s = 1 \sim 3$  时代表类似的物理含义。

#### 4 气动光学效应分析方法

仿真流场数值得出密度分布, 由密度得到折射率, 据此利用几何光学光线追迹方法与物理光学方法等计算光程差、偏角与远场光斑等。设光线沿  $y$  轴传输, 在时刻  $t$  沿光线路径进行空间累积积分得到光程差 (OPD), 表达式为

$$D_{\text{OPD}}(x, z, t) = \int_0^L [n(x, y, z, t) - n_0] dy, \quad (7)$$

式中:  $L$  为光线的传输距离;  $n(x, y, z, t)$  为有流动干扰下的流场折射率;  $n_0$  为无流动干扰下的流场折射率。去除空间倾斜因子  $ax + bz$ , 系数  $a$  和  $b$  由最小二乘法得到。以下分析均扣除波前倾斜, 光程差的峰值  $P_V(t)$  与方均根  $R_{\text{MS,OPD}}(t)$  分别定义为

$$P_V(t) = \max[D_{\text{OPD}}(x_i, z_j, t)]_{i=1 \sim I, j=1 \sim J} - \\ \min[D_{\text{OPD}}(x_i, z_j, t)]_{i=1 \sim I, j=1 \sim J}, \quad (8) \\ R_{\text{MS,OPD}}(t) =$$

$$\sqrt{\frac{1}{I \times J} \sum_{i=1, j=1}^{i=I, j=J} [D_{\text{OPD}}(x_i, z_j, t) - \overline{D_{\text{OPD}}(x, z, t)}]^2}, \quad (9)$$

$$\overline{D_{\text{OPD}}(x, z, t)} = \frac{1}{I \times J} \sum_{i=1, j=1}^{i=I, j=J} D_{\text{OPD}}(x_i, z_j, t), \quad (10)$$

式中: 空间上的分布点  $i = 1, 2, 3, \dots, I$  和  $j = 1, 2, 3, \dots, J$ ;  $\overline{D_{\text{OPD}}(x, z, t)}$  为光程差的空间平均值。

$R_{\text{MS,OPD}}(t)$  的时均值最终定义为方均根光程差  $R_{\text{MS,OPD}}$ , 表达式为

$$R_{\text{MS,OPD}} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N R_{\text{MS,OPD}}(t_n). \quad (11)$$

同时定义 Strehl 比 (SR) 为流场扰动情况下远场光斑峰值强度  $I(t)$  与衍射极限强度  $I_0$  的比值, 表达式为

$$R_S(t) = \frac{I(t)}{I_0}. \quad (12)$$

根据波前畸变  $D_{\text{OPD}}(x, z, t)$  分布, 把  $D_{\text{OPD}}(x, z, t)$  作为近场波前相位差叠加在光场复振幅上, 利用物理光学的夫琅禾费衍射积分公式计算远场光斑的复振幅分布, 据此获得峰值强度  $I(t)$ 。

流场气动光学效应能够使光线偏折, 利用几何光学追迹法, 沿着光线传输路径累积积分得到总的偏折角度为

$$\begin{cases} \tan \varepsilon_x(t) \simeq \int_0^L \frac{1}{n(x, y, z, t)} \frac{\partial n(x, y, z, t)}{\partial x} dy \\ \tan \varepsilon_z(t) \simeq \int_0^L \frac{1}{n(x, y, z, t)} \frac{\partial n(x, y, z, t)}{\partial z} dy \end{cases}, \quad (13)$$

式中:  $\varepsilon_x(t), \varepsilon_z(t)$  分别为光线偏角在  $x, z$  轴方向上的分量。

本征正交分解 (POD) 方法用于光程差  $D_{\text{OPD}}(x, z, t)$  的模式分析, 它利用一簇单位正交基函数  $\varphi_p(x, z)$  对  $D_{\text{OPD}}(x, z, t)$  进行重构, 基函数  $\varphi_p(x, z)$  之间相互正交, 模式与模式互不关联, 模式能量占比呈递减关系, 用前少数几阶模式就能够近似重构波前  $D_{\text{OPD}}(x, z, t)$ 。

$$D_{\text{OPD}}(x, z, t) = \sum_{p=1}^{N_p} a_p(t) \varphi_p(x, z), \quad (14)$$

$$\|\varphi_p\| = 1, [\varphi_p, \varphi_q] = 0 \quad (p \neq q), \quad (15)$$

式中:  $N_p$  为用于波前重构的模式总数;  $[\varphi_p, \varphi_q]$  为两个单位正交基的内乘积;  $\varphi_p$  为  $\varphi_p(x, z)$  所组成的矩阵;  $a_p(t)$  为第  $p$  模式的系数, 其平方是该模式的能量值。用 200 阶模式对波前进行 POD 重构, 如图 1 所示, 前 10 阶模式能够重构获取波前的基本轮廓, 而前 148 阶模式与 200 阶模式重构的波前不存在本质上的差异。

#### 5 分析与讨论

光学吊窗由半球体和圆柱组成, 圆柱与球体直径相同, 高度等于球体半径, 如图 2 所示。取  $x$  方向为来流方向,  $y$  轴为吊窗中轴线,  $z$  轴为横向并垂直纸面向外, 原点  $o$  位于球心。网格总量为  $1175 \times 10^4$ , 时间步长  $\Delta t = 8.4 \mu\text{s}$ , 先进行  $2 \times 10^4$  步流场

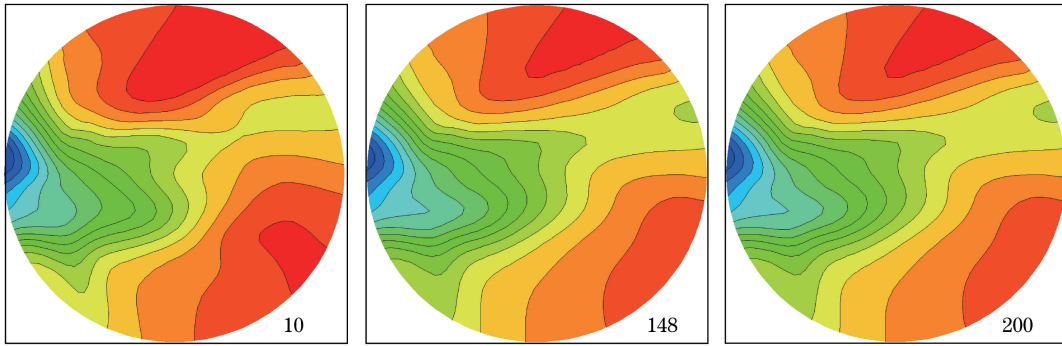


图 1 波前的 POD 重构

Fig. 1 POD reconstruction of wavefront

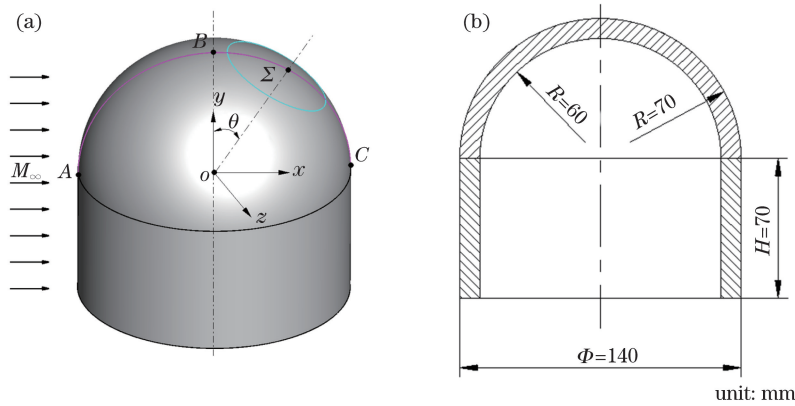


图 2 吊窗模型。(a)模型;(b)尺寸

Fig. 2 Turret model. (a) Model; (b) size

迭代,在此基础上对流场与光场进行耦合迭代求解,获取  $2 \times 10^4$  个瞬态波前值用于统计分析。数值仿真条件与风洞试验条件一致,来流沿  $x$  轴正向流动、零度攻角、观察窗位于尾迹流动中、来流马赫数  $M_\infty = 0.65$ 、密度  $\rho_\infty = 1.71 \text{ kg/m}^3$ 、雷诺数  $Re$ (参考长度  $D$ )  $= 3.0 \times 10^6$ 、吊窗直径  $D = 140 \text{ mm}$ 、圆柱高度  $H = 70 \text{ mm}$ 、光束孔径  $\Sigma = 58 \text{ mm}$ 、波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 、天顶角  $\theta = 30^\circ$ 。

Gordeyev 等<sup>[1,13]</sup>基于无粘流位势理论,推导出光学吊窗气动光学效应的方均根光程差  $R_{\text{MS,OPD}}$  与  $\rho_\infty$ 、 $M_\infty$ 、 $D$ 、 $H$  与  $\Sigma$  等满足标度律:

$$\frac{R_{\text{MS,OPD}}}{(\rho_\infty/\rho_{\text{SL}})M_\infty^2 D} = A\left(\frac{H}{D}, \frac{\Sigma}{D}, g\right) \times B(\theta, \gamma), \quad (16)$$

式中: $A$  为光学吊窗的形状因子, $g$  为模型的形状; $B$  为方位角因子; $\gamma$  为观察方位的周向角;海平面大气密度  $\rho_{\text{SL}} = 1.225 \text{ kg/m}^3$ 。因此,基于标度律,在满足几何相似、流动相似等条件下,本文数据结果能够用于不同尺度、来流密度等条件下的  $R_{\text{MS,OPD}}$

预估。

用风洞油流实验对数值仿真方法进行可靠性验证。风洞油流实验在 CARD C(China aerodynamics research and development center)开展,用于获取近壁流场拓扑结构特征。图 3 为油流实验与数值仿真的近壁流线,后者由对  $2 \times 10^4$  帧数据取时间平均得到。在前视中,驻点属于源,流动由驻点向外扩散,油流给出的驻点是一个区,流线给出的是一条滞止线,一直延伸到地基;在侧视中,油流与流线给出的分离位置、分离线的形状、分离线与地基交接处的二次分离涡大体一致,二者在天顶的分离角约  $91^\circ$ ;在俯视图中,吊窗绕流形成马蹄涡,在尾迹区还会发生回流、再附、二次分离等复杂过程,油流与流线产生的马蹄涡结构比较接近,但二者尾迹区流场结构有差异,流线给出更细微的尾迹区流场结构。数值仿真与油流实验在总体上可比性较好,但数值仿真存在数值耗散误差与模型可靠性问题,而油流实验在快变流场与流场微细结构等可视化方面欠佳,因此,二者的吊窗尾迹区流场结构不具备很好的一致性。

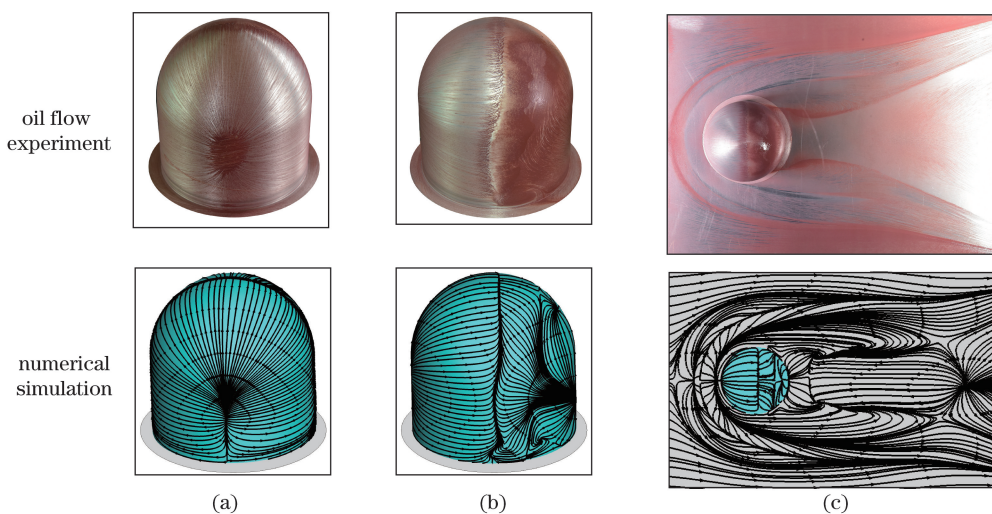


图 3 油流与流线。(a)前视;(b)侧视;(c)俯视

Fig. 3 Oil flow and streamlines. (a) Front view; (b) side view; (c) top view

图 4 给出绕吊窗流动的马赫数与  $Q$  值等值面 ( $Q=0.01$ ),  $Q$  值等值面用  $x$  轴方向的速度分量着色, 其中  $M$  为当地马赫数。流动在绕吊窗后分离, 分离形成分离剪切层, 剪切层的 K-H 不稳定波会使

剪切层失稳并产生脱落涡街, 脱落涡之间、脱落涡与颈项涡之间相互掺混、裹夹、交织, 在吊窗尾迹区形成复杂的非稳态流场结构, 这些结构随时间变化向下游扩散。

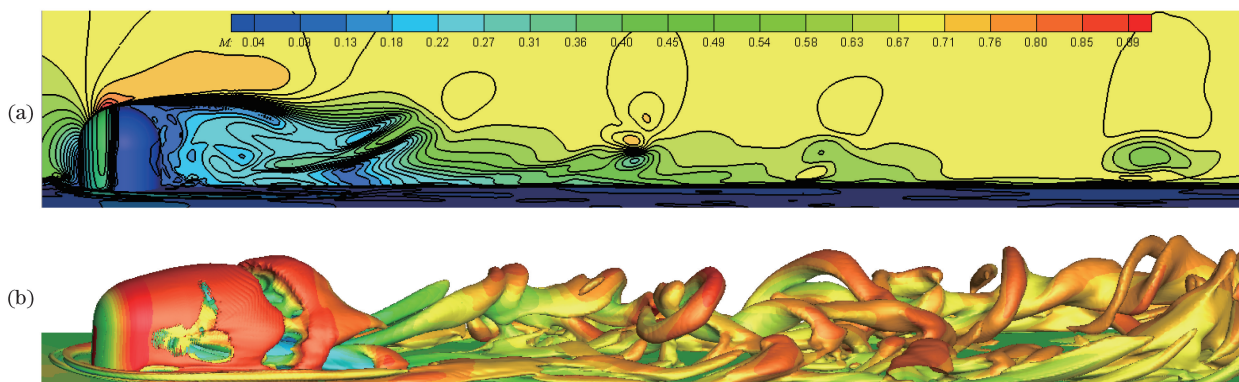


图 4 马赫数与  $Q$  值等值面。(a)马赫数;(b)  $Q$  值面

Fig. 4 Mach number and iso-surface of  $Q$  value. (a) Mach number; (b) surface of  $Q$  value

采用  $2 \times 10^4$  帧数据对波前 OPD(用  $\lambda$  无量纲化)进行统计分析, 如图 5 所示。可知, 波前畸变在时间上的时均值、峰谷值、方均根关于  $x$  轴近似对

称, 原因在于流动近似关于  $x$  轴对称; 波前畸变在前缘、后缘处随时间的变化起伏更为剧烈, 峰谷值接近  $0.8\lambda$ , 光程差的方均根接近  $0.1\lambda$ 。

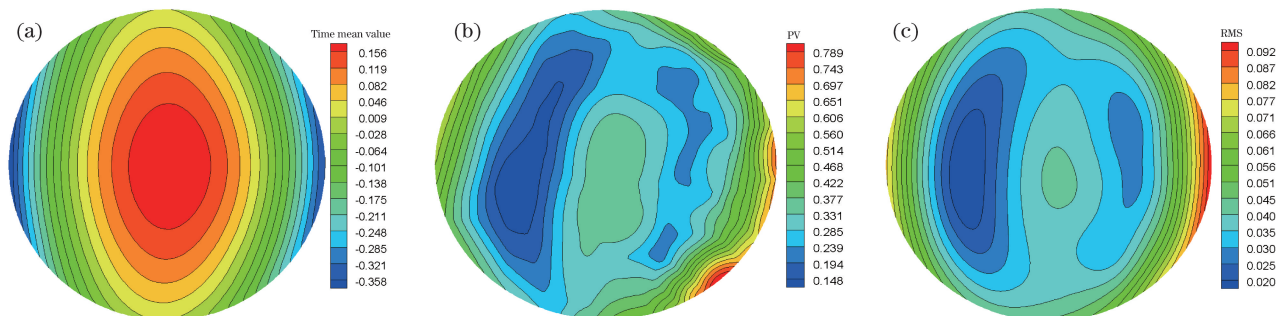


图 5 波前变化的统计分析。(a)时均值;(b)峰谷值;(c)方均根

Fig. 5 Statistical analysis of wavefront variation. (a) Time mean value; (b) PV value; (c) RMS

图 6 给出波前在 5 个不同时刻、无稳态像差情况下的分布。稳态相差不随时间发展变化,相对固定,对自适应矫正带宽没有特别要求,采用图 5 中的波前畸变的时均值近似预估。在扣除稳态相差后,波

前随时间变化的非稳态特性更为明显,说明稳态相差占比大,部分掩盖了波前的非稳态特性;在包含稳态相差时,波前分布与图 5 的时均波前分布接近,在扣除稳态相差后,波前分布包含更多的小尺度空间结构。

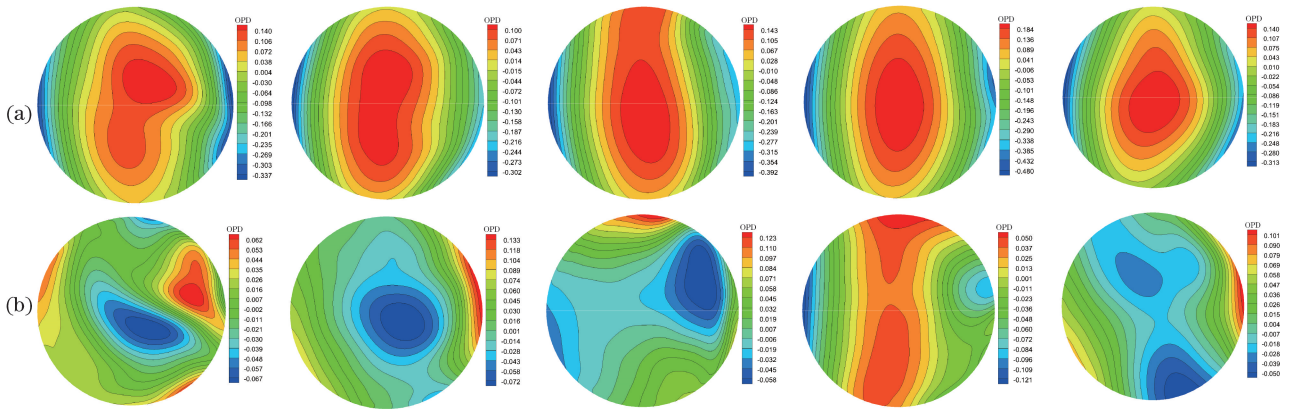


图 6 波前变化。(a)含稳态像差;(b)不含稳态像差

Fig. 6 Variation of wavefront. (a) With steady aberrations; (b) without steady aberrations

图 7 为采用 POD 方法得到波前的前 10 阶模态,对连续 200 帧瞬态结果开展模态分析。第 1 阶模态似柱面镜相差,主要反映波前的稳态相差;第 2

阶模态与扣除稳态相差的波前分布相似,包含更多的小尺度结构;波前模态阶数越高,模态包含的小尺度结构越多。

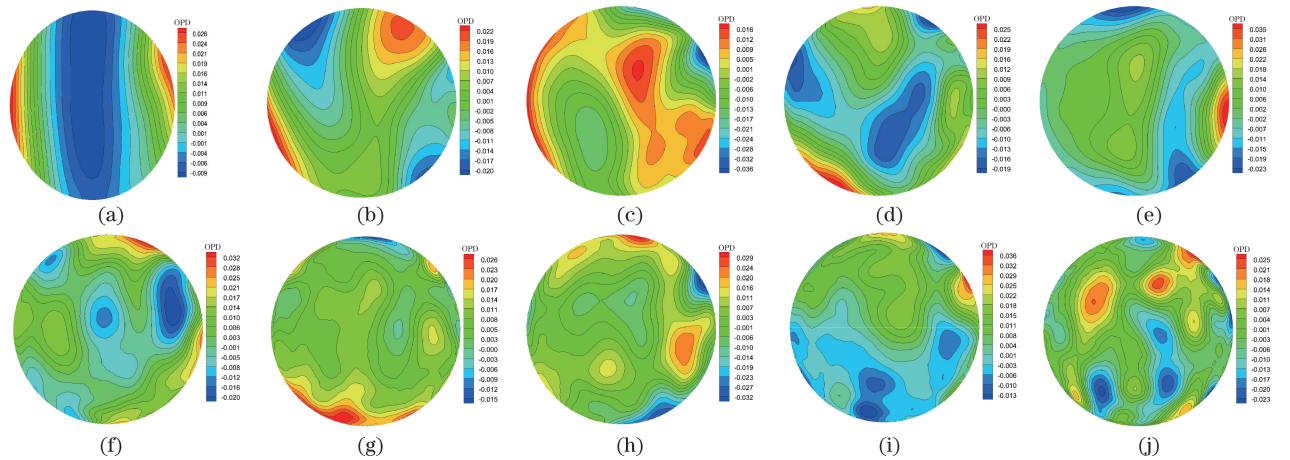


图 7 波前的前 10 阶模态

Fig. 7 Former 10 order modals of wavefront

图 8 为波前在空间上的  $P_V$  与  $R_{MS,OPD}$  随时间的变化曲线,1-包含稳态相差;2-扣除稳态相差。波前的  $P_V$  与  $R_{MS,OPD}$  的时均值约为  $0.62\lambda$  和  $0.14\lambda$ ,变化幅值为  $0.96\lambda$  和  $0.24\lambda$ ,最大值为  $1.26\lambda$  和  $0.30\lambda$ ;在扣除稳态相差后,波前的  $P_V$  与  $R_{MS,OPD}$  的时均值分别下降至  $0.20\lambda$  和  $0.04\lambda$ ,下降了 67.7% 和 71.4%,变化幅值也有相应下降。这进一步证明气动光学效应所含稳态相差占比大。

51  $\mu\text{rad}$ ,变化幅值为 41  $\mu\text{rad}$ ,最大偏折角度为 75  $\mu\text{rad}$ ,整体为负值,代表逆流动方向偏折;横向偏角  $\epsilon_z$  在 0  $\mu\text{rad}$  附近摆动,变化幅值为 30  $\mu\text{rad}$ ,最大偏折角度为 15  $\mu\text{rad}$ 。在利用夫琅禾费衍射积分公式计算远场光斑时计算量大、耗时多,为此,用(12)式计算 200 个瞬态的 SR 数据,时间步长  $\Delta t = 84.0 \mu\text{s}$ 。气动光学效应使远场光斑峰值强度大幅度变化,SR 在 0.22 ~ 0.82 之间,平均值约为 0.484,因此,气动光学效应使远场光斑峰值强度降低最高达 78%、最低 18%、平均 52%。

图 9 是气动光学效应引起的远场光斑的偏角与 SR 随时间的变化。流向偏角  $\epsilon_x$  的平均值约为

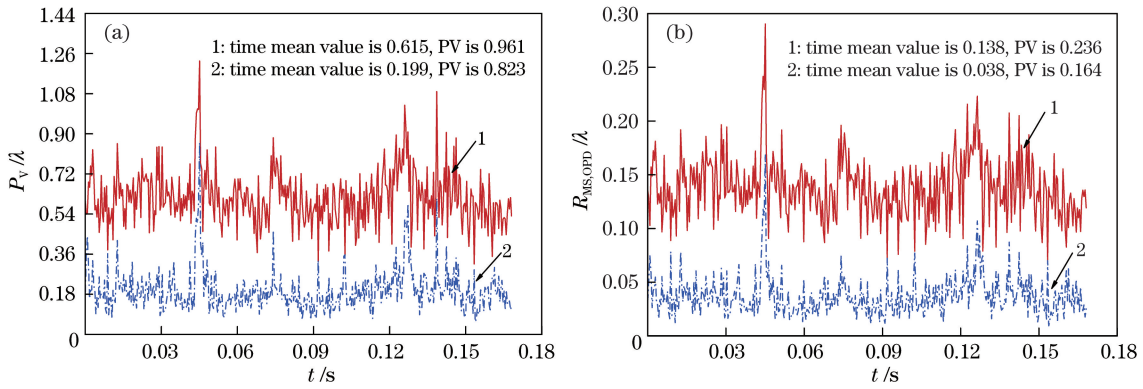
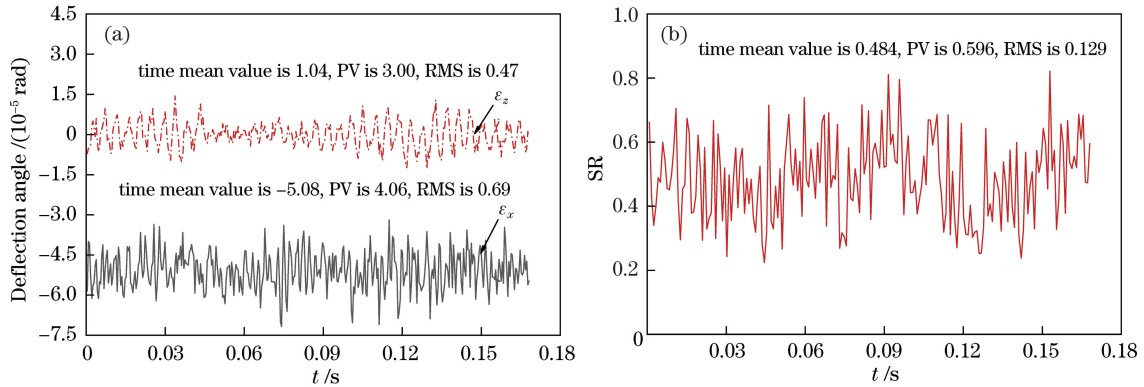
图 8 波前参数随时间的变化。(a)  $P_V$ ; (b)  $R_{MS,OPD}$ Fig. 8 Variation of wavefront parameters with time. (a)  $P_V$ ; (b)  $R_{MS,OPD}$ 

图 9 远场光斑参数随时间的变化。(a) 偏角; (b) SR

Fig. 9 Variation of far field spot parameters with time. (a) Deflection angle; (b) SR

## 6 结 论

开展光学吊窗尾迹流动非稳态气动光学效应研究。采用 IDDES 方法、J-B 模型与双时间步 LU-SGS 方法等对吊窗复杂湍流进行数值仿真。基于流场结果,用光线追迹方法、物理光学方法、POD 方法、统计分析方法等对气动光学效应进行计算与分析。数值仿真与油流实验总体上可比性较好,但二者给出的吊窗尾迹区流场结构存在一定差异。光学吊窗流动易分离,K-H 不稳定波会使剪切层失稳并产生脱落涡街,涡街与颈项涡相互作用,在吊窗尾迹区产生复杂的非稳态流场结构;波前随时间变化,时间统计平均结果近似关于  $x$  轴对称分布;波前中稳态相差占比较大,在扣除稳态相差后,波前非稳态特性更为明显。波前模态阶数越高,模态包含的小尺度结构越多,第 1 阶模态近似反映稳态相差分布,似柱面镜像差,第 2 阶模态与扣除稳态相差的波前分布相类似。波前  $P_V$  与  $R_{MS,OPD}$  的时均值约为  $0.62\lambda$  和  $0.14\lambda$ ,变化幅值为  $0.96\lambda$  和  $0.24\lambda$ ,最大值为  $1.26\lambda$  和  $0.30\lambda$ ,稳态相差占比约 70%;光线主要在

逆流动方向偏折,其偏角约为  $51 \mu\text{rad}$ ,变化幅值为  $41 \mu\text{rad}$ ,最大偏折角度为  $75 \mu\text{rad}$ ,而横向偏角的均值近似为 0,变化幅值为  $30 \mu\text{rad}$ ,最大偏折角度为  $15 \mu\text{rad}$ ;气动光学效应使远场光斑峰值强度大幅度变化,SR 在  $0.22 \sim 0.82$  之间,平均值为 0.484,峰值强度降低最高约 78%、平均 52%。在海拔为 10 km 与  $D=2$  m 条件下,波前的  $R_{MS,OPD}$  时均值约为 0.48 $\lambda$ ,气动光学效应将进一步加剧。因此,气动光学效应对 ABL 性能造成非常不利的影响,研制 ABL 时需要找到抑制气动光学效应的有效手段。

## 参 考 文 献

- [1] Gordeyev S, Jumper E. Fluid dynamics and aeroptics of turrets[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2010, 46(8): 388-400.
- [2] de Lucca N, Gordeyev S, Jumper E J. The improvement of the aero-optical environment of a hemisphere-on-cylinder turret using vortex generators [C]//44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, June 24-27, 2013, San Diego, CA, Virginia: AIAA, 2013: 3132.
- [3] Mathews E R, Wang K, Wang M, et al. LES

- analysis of hemisphere-on-cylinder turret aero-optics [C]//52nd Aerospace Sciences Meeting, January 13-17, 2014, National Harbor, Maryland. Virginia: AIAA, 2014: 0323.
- [4] Zheng Y H, Sun H Y, Zhao Y Z, et al. Aerodynamic distortion propagation calculation in application of high-speed target detection by laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(8): 0814004. 郑勇辉, 孙华燕, 赵延仲, 等. 高速目标激光探测气动光畸变传输计算[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0814004.
- [5] Arad E, Weidenfeld M. Aero-optic calculations of a spherical turret at transonic flow [C]//55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, January 9-13, 2017, Grapevine, Texas. Virginia: AIAA, 2017: 0537.
- [6] Guan Q, Du T J, Chen Z H, et al. Numerical simulation of laser propagation effects through subsonic hemispherical/cylindrical wake[J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(9): 0906005. 关奇, 杜太焦, 陈志华, 等. 亚声速球/柱尾流对激光传输影响的数值模拟[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(9): 0906005.
- [7] Dong H, Xu M. Space-time characteristics of the aero-optical effect around turrets [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(10): 1001002. 董航, 徐明. 转塔气动光学效应时空特性[J]. 光学学报, 2018, 38(10): 1001002.
- [8] Gordeyev S, Jumper E, Hayden T. Aero-optical and hot-wire measurements of the flow around the hemispherical turret with a flat window [C]//35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, June 28-July 1, 2004, Portland, Oregon. Virginia: AIAA, 2004: 2450.
- [9] Gordeyev S, Jumper E, Vukasinovic B, et al. Hybrid flow control of a turret wake, part II: aero-optical effects [C]//48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, January 4-7, 2010, Orlando, Florida. Virginia: AIAA, 2010: 438.
- [10] Shea P, Glauser M. Closed-loop active flow control of a three-dimensional turret wake [C]//51st AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, January 07-10, 2013, Grapevine, Texas. Virginia: AIAA, 2013: 394.
- [11] Reynolds T, Saunders D, Presoorf T, et al. Effect of geometric modifications on the flow field of a turret [C]//50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, January 09-12, 2012, Nashville, Tennessee. Virginia: AIAA, 2012: 0869.
- [12] Porter C, Gordeyev S, Zenk M, et al. Flight measurements of aero-optical distortions from a flat-windowed turret on the airborne aero-optics laboratory (AAOL) [C]//42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, June 27-30, 2011, Honolulu, Hawaii. Virginia: AIAA, 2011: 3280.
- [13] Jumper E J, Gordeyev S, Cavalieri D, et al. Airborne aero-optics laboratory-transonic (AAOL-T) [C]//53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, January 5-9, 2015, Kissimmee, Florida. Virginia: AIAA, 2015: 0675.
- [14] de Lucca N G, Gordeyev S, Jumper E J, et al. Effects of acoustic waves on optical wavefronts in flight on AAOL-T [C]//48th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, June 5-9, 2017, Denver, Colorado. Virginia: AIAA, 2017: 3832.
- [15] Jameson A, Yoon S. Lower-upper implicit schemes with multiple grids for the Euler equations [J]. AIAA Journal, 1987, 25(7): 929-935.
- [16] Menter F. Zonal two equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows [C]//23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conference, July 6-9, 1993, Orlando, FL, USA. Virginia: AIAA, 1993: 2906.
- [17] Hu J, Xuan H B, Kwok K C S, et al. Study of wind flow over a 6 m cube using improved delayed detached Eddy simulation [J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2018, 179: 463-474.
- [18] Spalart P R, Jou W H, Strelets M, et al. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach [C]//1st AFOSR International Conference on DNS/LES, August 4-8, 1997, Ruston, LA, USA. Columbus: Greyden Press, 1997.
- [19] Spalart P R, Deck S, Shur M L, et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities [J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2006, 20(3): 181-195.
- [20] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638-1649.
- [21] Jin G, Braza M. Two-equation turbulence model for unsteady separated flows around airfoils [J]. AIAA Journal, 1994, 32(11): 2316-2320.