

DOI:10.16356/j.1005-2615.2025.04.016

## 旋翼翼型激波/边界层干扰特性分析

杨柳青<sup>1</sup>, 赵国庆<sup>1</sup>, 王清<sup>2</sup>, 井思梦<sup>1</sup>, 马砾<sup>1</sup>, 招启军<sup>1</sup>

(1. 南京航空航天大学直升机动力学全国重点实验室/直升机研究院, 南京 210016;

2. 兰州理工大学能源与动力工程学院, 兰州 730050)

**摘要:** 采用雷诺平均 Navier-Stokes (Reynolds-averaged Navier-Stokes, RANS) 方法结合基于当地变量的  $\gamma\widetilde{Re}_{\theta t}$  转捩模型, 开展了旋翼翼型的激波/边界层干扰 (Shock wave/boundary layer interaction, SWBLI) 特性研究。重点关注了旋翼桨尖附近可能出现的 SWBLI 及其对气动特性和转捩特性的影响, 并研究了气流参数对 SWBLI 的影响规律。结果表明: 激波以及 SWBLI 引发的流动现象 (例如激波后减速和流动分离) 在一定程度上可以减小翼型的摩擦阻, 但同时其自身会导致总阻力和升力特性的急剧恶化, 力矩特性也会出现剧烈的变化。在本文的计算工况范围内, 迎角、马赫数对 SWBLI 的影响较为显著, 湍流度会对 SWBLI 造成一定程度的影响, 而雷诺数对 SWBLI 的影响相对较小, 各参数的影响机制及规律差别较大。

**关键词:** 旋翼翼型; 跨声速流动; 激波/边界层干扰; 转捩; 气流分离

中图分类号: V211

文献标志码: A

文章编号: 1005-2615(2025)04-0739-10

## Characteristics of Shock Wave/Boundary Layer Interactions on Rotor Airfoils

YANG Liuqing<sup>1</sup>, ZHAO Guoqing<sup>1</sup>, WANG Qing<sup>2</sup>, JING Simeng<sup>1</sup>, MA Li<sup>1</sup>, ZHAO Qijun<sup>1</sup>

(1. National Key Laboratory of Helicopter Aeromechanics/Helicopter Research Institute, Nanjing University of Aeronautics &

Astronautics, Nanjing 210016, China; 2. College of Energy and Power Engineering, Lanzhou University of Technology,

Lanzhou 730050, China)

**Abstract:** Utilizing the Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) method in conjunction with a locally variable  $\gamma\widetilde{Re}_{\theta t}$  transition model, an in-depth investigation is conducted on the characteristics of shock wave/boundary layer interaction (SWBLI) for the rotor airfoil. This comprehensive study aims to unravel the intricate features of SWBLI in the vicinity of the rotor blade tip and decipher its implications on both aerodynamic and transition characteristics of rotor airfoils. Furthermore, a detailed exploration into the repercussions of flow parameters on the characteristics of SWBLI is undertaken. The findings reveal that the flow phenomena induced by shock waves and SWBLI, such as deceleration behind the shock wave and flow separation, can reduce the friction drag of airfoils to some extent. However, shock waves and SWBLI themselves can lead to a sharp deterioration in overall drag and lift characteristics, and also cause drastic changes in the moment characteristics. Within the confines of the computational conditions considered in this study, the angle of attack and Mach number have a significant impact on SWBLI. Turbulence intensity also has a certain degree of influence on SWBLI, whereas the Reynolds number has a relatively minor effect. The mechanisms and patterns of influence for each parameter vary considerably.

**Key words:** rotor airfoils; transonic flow; shock wave/boundary layer interactions; transition; flow separation

**基金项目:** 国家自然科学基金(12032012); 江苏高校优势学科建设工程资助项目。

**收稿日期:** 2024-09-27; **修订日期:** 2025-01-03

**通信作者:** 招启军, 男, 教授, 博士生导师, E-mail: zhaqijun@nuaa.edu.cn。

**引用格式:** 杨柳青, 赵国庆, 王清, 等. 旋翼翼型激波/边界层干扰特性分析[J]. 南京航空航天大学学报(自然科学版), 2025, 57(4): 739-748. YANG Liuqing, ZHAO Guoqing, WANG Qing, et al. Characteristics of shock wave/boundary layer interactions on rotor airfoils[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics (Natural Science Edition), 2025, 57(4): 739-748.

当直升机悬停或前飞时,旋翼桨尖附近的来流马赫数可能会达到可压缩性效应的临界值,从而形成跨声速区域和激波。激波会与翼面边界层发生相互干扰,使得边界层增厚,并可能引起流动分离,增大黏性损失;当激波强度较大时,还会影响旋翼运动的稳定性,例如导致旋翼发生颤振等,降低旋翼的气动性能,上述现象被称为激波/边界层干扰(Shock wave/boundary layer interaction, SWBLI)。SWBLI最早于1939年被发现,Ferri<sup>[1]</sup>在超声速风洞实验中观察到了机翼尾缘附近激波与边界层发生相互干扰后引起的流动分离现象。在Ferri实验发现的基础上,经过八十多年的探索,研究人员通过大量的地面风洞试验、飞行试验、理论分析和计算研究,对SWBLI的基本流动结构、非定常特性等方面已经有了比较系统的认识和理解<sup>[2-4]</sup>。El-sayed和Essadiqi<sup>[5]</sup>对高亚音速和超临界翼型的跨声速流动进行了数值模拟,并评估了翼型外形修正作为激波减阻方法的有效性。Zulkarna-En等<sup>[6]</sup>对双凸翼型和双楔翼型在超音速流动下的气动特性进行了数值模拟研究,结果表明双凸翼型的最大升阻比要优于双楔翼型。Seelam等<sup>[7]</sup>通过数值模拟研究了二维自然层流翼型SHM-1和改进型SHM-1翼型上的跨声速激波/边界层干扰特性,发现通过改变激波形成位置的几何外形,可以改善翼型的气动性能。Paciorri等<sup>[8]</sup>结合数值模拟和理论分析,研究了零攻角、跨声速状态下NACA0012翼型在其后缘形成的“鱼尾”激波结构,证明了三激波理论不能用于鱼尾分支点的局部流场建模。Oye-niran等<sup>[9]</sup>对跨声速流动状态下振荡翼型的非定常气动特性进行了计算研究,特别关注了激波和激波诱导边界层分离的作用,结果表明跨声速振荡翼型的非定常气动特性(尤其是非定常升力)在平均迎角变化时呈现显著的变化趋势,同时在翼型俯仰过程中由激波引起的边界层分离和再附对非定常气动力的变化趋势起着至关重要的作用。Nagara-jaijah等<sup>[10]</sup>通过数值模拟研究了跨声速状态、不同攻角下湍流度对翼型气动特性的影响,结果表明湍流度增大会导致翼型升力系数减小并使激波位置发生变化。Sengupta等<sup>[11]</sup>通过隐式大涡模拟方法,探讨了壁面加热和冷却对翼型SWBLI的影响,同时还研究了基于两者的非定常传热流动控制方法,发现壁面加热会导致激波强度增大并使翼型升力出现更大的波动,而壁面冷却则会使翼型的气动特性(如升阻比)得到一定程度的提高。

旋翼系统是直升机的关键部件,会直接影响直升机的飞行性能,而旋翼翼型是旋翼桨叶的基本气动单元,翼型的选择对旋翼气动性能和直升机总体

性能起着关键性的影响<sup>[12]</sup>。从旋翼的研制流程来看,翼型选择是旋翼设计的第一步,对应用在旋翼上的翼型进行针对性设计,能够使旋翼气动性能得到提升<sup>[13]</sup>。然而,多种因素都会对旋翼桨尖处可能出现的SWBLI产生影响,为了保证桨尖翼型的设计满足旋翼需求,需要深入研究分析各种因素对SWBLI的具体影响。目前针对旋翼翼型的SWBLI及其参数影响研究相对较少。

本文采用RANS方程并结合基于当地变量的 $\gamma\tilde{R}e_{\theta}$ 转捩模型,针对OA407翼型<sup>[14]</sup>开展了激波/边界层干扰特性以及气流参数对其影响的研究,所研究的参数包括翼型迎角 $\alpha$ 、来流马赫数 $Ma$ 、来流雷诺数 $Re$ 和来流湍流度 $Tu$ 。

## 1 数值方法与研究对象

### 1.1 数值方法及验证

本文数值模拟使用课题组自研的CLORNS求解器,该求解器采用有限体积法对控制方程进行离散。控制方程为RANS方程,其积分形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = \int_{\Omega} \mathbf{Q} d\Omega \quad (1)$$

式中: $t$ 表示时间, $\Omega$ 为控制单元的体积, $d\Omega$ 表示控制单元的微元体积, $\partial\Omega$ 表示控制体表面, $dS$ 表示控制单元表面的微元面积, $\mathbf{W}$ 为守恒变量, $\mathbf{F}_c$ 为对流通量, $\mathbf{F}_v$ 为黏性项, $\mathbf{Q}$ 为源项。

对于空间离散,交界面上的对流通量采用Roe格式<sup>[15]</sup>计算无黏通量;网格面两侧的流动状态量则使用三阶MUSCL格式获得。为避免Roe格式近似黎曼求解中可能出现的非物理解,采用Harten和Hyman<sup>[16]</sup>提出的熵修正方法。此外,由于MUSCL格式仍然属于线性插值,在非线性区域的插值可能会导致数值解的振荡,因此在Roe-MUSCL格式中采用了Van Albada限制器来抑制数值振荡。为了提高流场的求解效率,使用隐式LU-SGS方法<sup>[17]</sup>进行时间推进。

计算采用的转捩模型为四方程 $\gamma\tilde{R}e_{\theta}$ 转捩模型<sup>[18]</sup>,该模型在两方程 $k-\omega$ SST湍流模型<sup>[19]</sup>的基础上,通过添加间歇因子输运方程和动量厚度雷诺数输运方程,并利用作用于湍动能方程的生成项与破坏项上的间歇因子 $\gamma$ 实现模型结合。修改后的湍动能 $k$ 方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \tilde{P}_k - \tilde{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

$$\tilde{P}_k = \gamma_{\text{eff}} P_k; \tilde{D}_k = \min(\max(\gamma_{\text{eff}}, 0.1), 1.0) D_k \quad (3)$$

$$R_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu}; F_3 = e^{-\left(\frac{R_y}{120}\right)^8}; F_1 = \max(F_{1\_orig}, F_3) \quad (4)$$

式中:  $P_k$  和  $D_k$  为标准  $k-\omega$  SST 模型的原始生成项和破坏项,  $F_{1\_orig}$  为  $k-\omega$  SST 模型的原始混合函数。 $\gamma_{eff}$  通过间歇因子  $\gamma$  计算得到, 间歇因子  $\gamma$  的输运方程为

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

式中:  $P_\gamma$  为生成项,  $E_\gamma$  为破坏项, 两者的计算公式分别为

$$P_\gamma = F_{length} c_{a1} \rho \epsilon [\gamma F_{onset}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \quad (6)$$

$$E_\gamma = c_{a2} \rho \omega \gamma F_{turb} (c_{e2} \gamma - 1) \quad (7)$$

式中:  $\epsilon$  为应变率大小;  $F_{length}$  为控制转捩区域长度的经验关系式;  $F_{onset}$  用于控制转捩起始位置;  $\omega$  为涡量大小;  $F_{turb}$  为一种转捩控制函数, 该项确保了层流边界层中的间歇因子保持为 0 (在自由流中则为 1), 也使得模型能够预测再层流化现象;  $c_{a1}$ 、 $c_{a2}$ 、 $c_{e1}$ 、 $c_{e2}$  为间歇方程常数。

转捩动量厚度雷诺数  $\widetilde{Re}_{\theta_t}$  的输运方程为

$$\frac{\partial(\rho \widetilde{Re}_{\theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \widetilde{Re}_{\theta_t})}{\partial x_j} = P_{\theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta_t}}{\partial x_j} \right] \quad (8)$$

式中  $P_{\theta_t}$  为源项, 用于控制输运方程的动量厚度  $\widetilde{Re}_{\theta_t}$  与通过经验关系式计算得到的当地  $Re_{\theta_t}$  值相匹配, 其表达式为

$$P_{\theta_t} = c_{\theta_t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta_t} - \widetilde{Re}_{\theta_t}) (1.0 - F_{\theta_t}) \quad (9)$$

式中:  $F_{\theta_t}$  为混合函数, 用于关闭边界层中的源项, 并允许输运标量  $\widetilde{Re}_{\theta_t}$  从自由流扩散进来, 其值在自由流中等于 0, 在边界层中等于 1;  $t$  为时间尺度, 出于量纲的考虑而存在;  $\sigma_{\theta_t}$  和  $c_{\theta_t}$  均为  $\widetilde{Re}_{\theta_t}$  方程的模型常数。

式(2~9)中各经验关系式和函数的具体表达式以及模型常数详见文献[18]。

使用 NACA0012 和 NLR 7301 翼型对四方程  $\gamma-\widetilde{Re}_{\theta_t}$  转捩模型的翼型抗流数值模拟和转捩预测能力进行检验。两种翼型的计算网格在翼型表面有 484 个网格点, 第一层网格高度为弦长的  $2 \times 10^{-7}$ , 边界层内的网格增长率为 1.25。

对于跨声速状态下的翼面激波模拟能力, 使用 NACA0012 翼型算例进行检验, 计算工况为:  $Ma=0.8$ ,  $\alpha=2.86^\circ$ ,  $Re=9.0 \times 10^6$ ,  $Tu=0.1\%$ 。将计算结果与文献[20]中提供的试验值进行了对

比, 图 1 给出了 NACA0012 翼型表面压力系数  $C_p$  的分布情况, 可以看到图中计算结果与试验测量值吻合较好, 计算预测到的上翼面激波位置与试验结果反映出的激波位置较为接近。

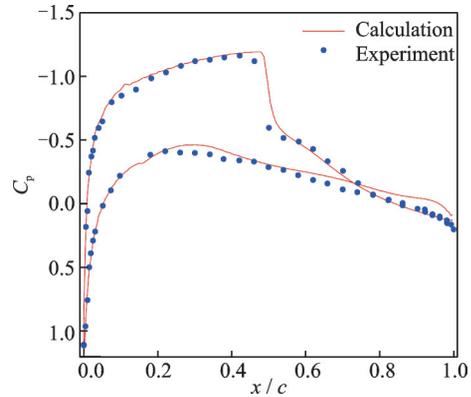


图 1 NACA0012 翼型表面压力系数分布情况

Fig.1 Pressure coefficient distribution on the surface of NACA0012 airfoil

使用 NLR 7301 翼型算例考察转捩预测能力, 将计算结果与 NLR Pilot 风洞的试验结果进行对比, 参考文献[21]中给出的试验状态, 选择的计算工况为:  $Ma=0.6$ ,  $\alpha=0.85^\circ$ ,  $Re=2.2 \times 10^6$ ,  $Tu=0.3\%$ 。图 2 给出了 NLR 7301 翼型表面摩擦系数  $C_f$  的分布情况, 图中黑色虚线表示层流区/转捩区  $C_f$  的切线。本文基于翼面上  $C_f$  的分布情况判断转捩位置, 具体判断方法为: 将层流区和转捩区  $C_f$  的切线交点视为转捩位置。通过图 2 可知该计算工况下, NLR 7301 翼型上表面的转捩位置为  $0.08079c$ , 下表面的转捩位置为  $0.53298c$ , 而上表面对应的试验值为  $0.1176c$ , 下表面对应的试验值为  $0.57308c$ , 可见计算值与试验值的相对误差仅有 4%, 这说明  $\gamma-\widetilde{Re}_{\theta_t}$  模型具有较好的转捩预测能力。

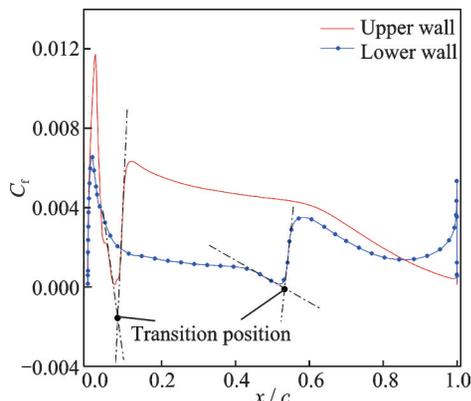


图 2 NLR 7301 翼型表面摩擦系数分布情况

Fig.2 Skin friction coefficient distribution on the surface of NLR 7301 airfoil

## 1.2 研究对象及网格收敛性验证

以 OA407 翼型作为研究对象,根据该翼型生成的 C 形结构网格如图 3 所示,网格数(横向×纵向)为  $461 \times 111$ ,第一层网格的高度为  $3 \times 10^{-6}c$  (弦长)。

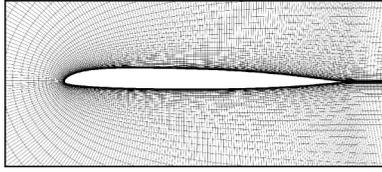


图 3 OA407 翼型网格

Fig.3 Grid for OA407

对后续计算使用的 OA407 翼型网格进行网格收敛性分析,计算工况为:  $Ma=0.7$ ,  $\alpha=0^\circ$ ,  $Re=6.1 \times 10^6$ ,  $Tu=0.1\%$ 。参与比较的计算网格(流向网格数×纵向网格数)如表 1 所示。

表 1 计算网格

Table 1 Computational grid

Grid 1	Grid 2	Grid 3
271×51	461×111	541×131

图 4 给出了 3 种网格下的翼面压力系数分布和摩阻系数分布,可以看到网格 2 和网格 3 计算得到的结果基本重合,而网格 1 的结果与两者存在一些

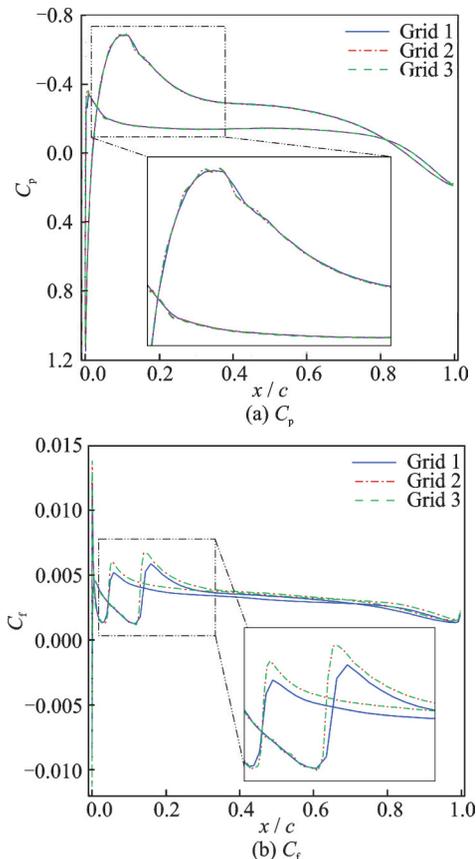


图 4 网格收敛性分析

Fig.4 Analysis of mesh convergence

差距。根据网格收敛性分析,可以认为网格 2 和网格 3 的网格计算收敛,因此在后续计算中使用网格 2 作为计算网格。

## 2 结果与分析

### 2.1 翼型激波/边界层干扰的典型特征

本节以  $Ma=0.7$ ,  $\alpha=4^\circ$ ,  $Re=6.1 \times 10^6$ ,  $Tu=0.1\%$  的工况作为典型结果进行展示分析。图 5 综合展示了该工况下翼型周围的流场情况和流动特征。图 5(a)为压力和  $Ma$  分布云图,从图上可以看到上翼面出现了典型的激波结构,  $Ma$  云图上的蓝色虚线表示激波波面。上翼面出现激波是因为在该工况下上翼面前缘外形轮廓对来流起到了加速作用,造成了局部超音速区的出现。形成的激波对上翼面压力系数  $C_p$  和摩阻系数  $C_f$  的影响表现为  $C_p$  出现跃升以及  $C_f$  出现陡降,如图 5(b)绿色双点线框所示。  $C_p$  跃升是因为气流经过激波后发生了减速增压,并且  $C_p$  的跃升幅度在一定程度上可以反映激波强度,跃升幅度越大,激波越强;  $C_f$  出现陡降则是由于翼面边界层内的速度分布在经过激波后梯度减小,如图 6 所示,激波附近 ( $x/c=0.283$ ) 的速度梯度明显小于上游位置 ( $x/c=0.228$ )。此外,上翼面前缘附近有一段较为平坦的“屋顶状”  $C_p$  分布,其对应于激波前的局部低压区。

由于该工况下产生的激波强度足够大,形成的

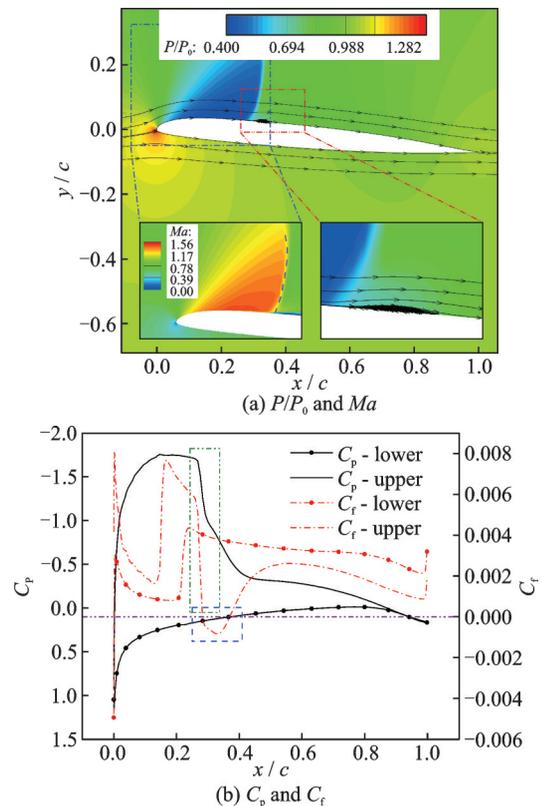


图 5  $\alpha = 4^\circ$  时翼型周围流场与  $C_p$ 、 $C_f$  分布

Fig.5 Flowfield,  $C_p$  and  $C_f$  around the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$

激波与上翼面边界层发生了典型的强相互干扰,引起了激波诱导边界层分离,出现的分离涡又显著改变了干扰区周围的流场结构(包括近壁面的激波结构),如图 5(a)所示。在图 5(b)中,受分离涡的影响, $C_f$ 出现了负值区(图中蓝色虚线框所示位置, $C_f$ 值由正到负的位置为分离起始点, $C_f$ 值由负到正的位置为分离再附点),该区域的长度可以反映分离涡的弦向尺寸。另外,还可以注意到分离涡的出现使得经过激波时的 $C_p$ 跃升过程被放缓。当上翼面边界层发生再附后,其上的 $C_f$ 又重新增大,这是因为边界层内的速度梯度逐渐恢复,如图 6 所示, $U$ 表示翼型上取值点的当地速度, $U_{inf}$ 表示远场来流速度。上翼面下游位置( $x/c = 0.497$ )的速度梯度比再附点附近( $x/c = 0.381$ )的速度梯度要大得多。

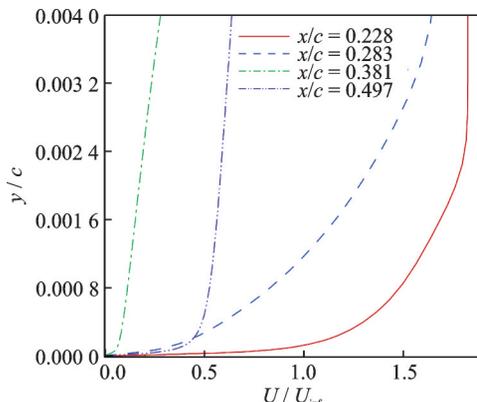


图 6  $\alpha = 4^\circ$ 时上翼面不同站点的速度型分布

Fig.6 Velocity distribution of different stations on the upper surface of the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$

图 7 为  $\alpha = 4^\circ$ 时翼型周围的间歇因子  $\gamma$  分布云图。 $\gamma$  的分布体现了流动的状态,在边界层外  $\gamma$  为 1,在边界层内的层流区域  $\gamma$  为 0,在转捩区  $\gamma$  介于 0~1。结合图 5(b)的  $C_f$  分布情况,可知上翼面边界层在激波前的低压区内就已开始转捩,比下翼面的转捩起始位置要提前不少,这是因为下翼面既没

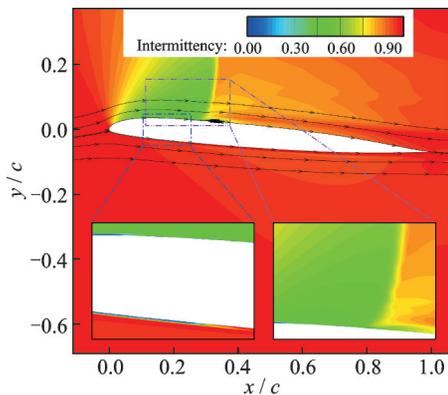


图 7  $\alpha = 4^\circ$ 时的间歇因子分布

Fig.7 Distribution of the intermittency at  $\alpha = 4^\circ$

有激波/边界层干扰,同时也在较大范围内保持了顺压梯度(对于一般的自然转捩,T-S波的放大、失稳是转捩发生的主因,而压力梯度是影响该过程的重要因素,顺压梯度可以抑制 T-S 波的增长,逆压梯度则会使扰动放大)。此外,还可以发现上翼面边界层的转捩区要明显大于下翼面边界层,前者基本要在经过激波后才会完全转捩成湍流边界层。

图 8 展示了  $\alpha = 4^\circ$ 时翼型周围的涡量分布云图,可以观察到,在未受激波/边界层干扰影响的区域,高涡量区域主要集中在翼面边界层内;而上翼面在经过激波后,其高涡量区域厚度显著增大。此外,激波波面附近也存在比较明显的高涡量区域。

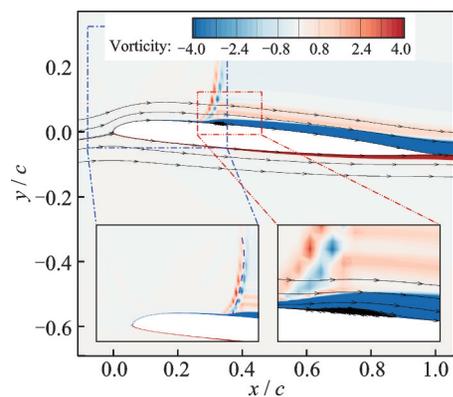


图 8  $\alpha = 4^\circ$ 时的涡量云图

Fig.8 Vorticity contour at  $\alpha = 4^\circ$

## 2.2 翼型迎角的影响

本节的计算工况为: $Ma=0.7, \alpha=-2^\circ \sim 6^\circ, Re=6.1 \times 10^6, Tu=0.1\%$ 。图 9 展示了  $\alpha$  从  $0^\circ$  增大到  $6^\circ$  过程中翼型周围流场的变化情况。随着  $\alpha$  的增大,激波波面后移,激波强度也逐渐提升。激波较弱时只能发生弱干扰(图 9(b)),边界层从波面位置附近开始加厚,但未发生流动分离,图 9(b)的局部放大图(涡量分布)展示了这种边界层增厚现象;激波较强时就会发生强干扰,引起激波诱导边界层分离。 $\alpha$  继续增大,干扰加剧,分离涡扩大(图 9(c,d))。

图 10(a,b)分别给出了上翼面  $C_f$  和  $C_p$  在不同  $\alpha$  下的对比,可以看到没有激波时( $\alpha=-2^\circ$ 和 $\alpha=0^\circ$ )转捩点基本位于吸力峰后的强逆压梯度区,此时翼面上的转捩都是自然转捩。 $\alpha$  从  $-2^\circ$  增大到  $0^\circ$ ,上翼面吸力峰前的顺压区范围基本不变,但是吸力峰后的逆压梯度大小显著提高,这导致转捩提前发生。 $\alpha$  增大至  $2^\circ$  后,上翼面前缘附近出现了(近)正激波,吸力峰显著提高,吸力峰前的顺压区明显扩大,使得转捩点向下游移动至激波波面附近,此时转捩由激波造成的强逆压梯度触发。 $\alpha$  进一步增大,激波强度和范围都有所提高, $\alpha=4^\circ$ 时,前缘的

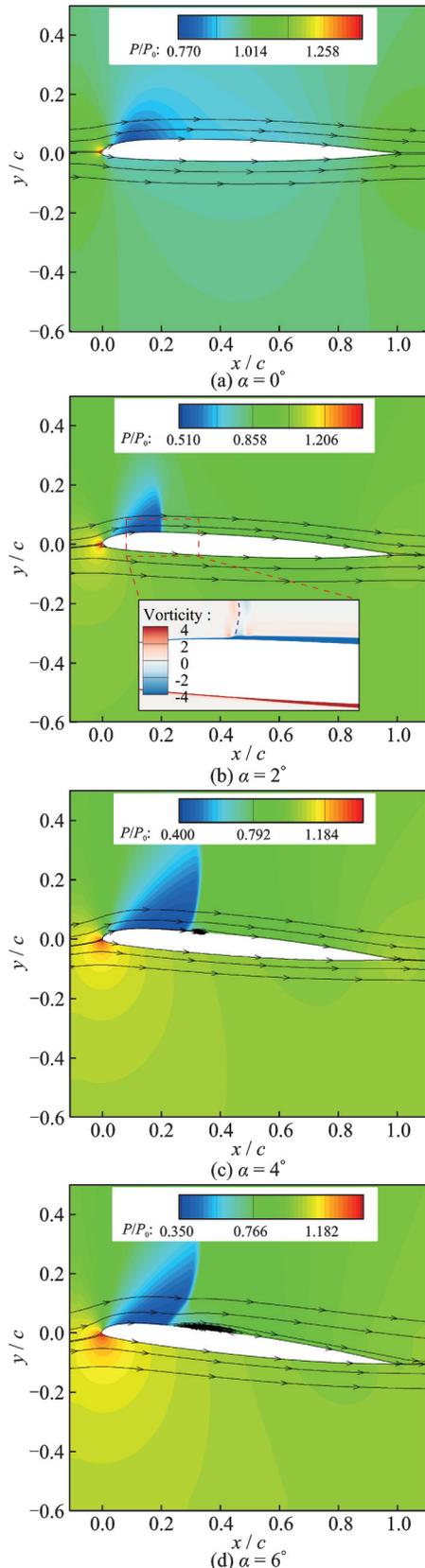


图 9  $\alpha$  变化时的翼型周围流场  
Fig.9 Flowfield around the airfoil with varying  $\alpha$

吸力峰被“屋顶状”压力分布所替代。但当  $\alpha$  增大至  $6^\circ$  时,前缘的“屋顶状”压力分布范围收缩了不少,这是因为出现了分离涡,并且随着  $\alpha$  的增大,分离涡尺寸逐步扩展。

图 11 给出了翼型气动力系数随  $\alpha$  的变化情

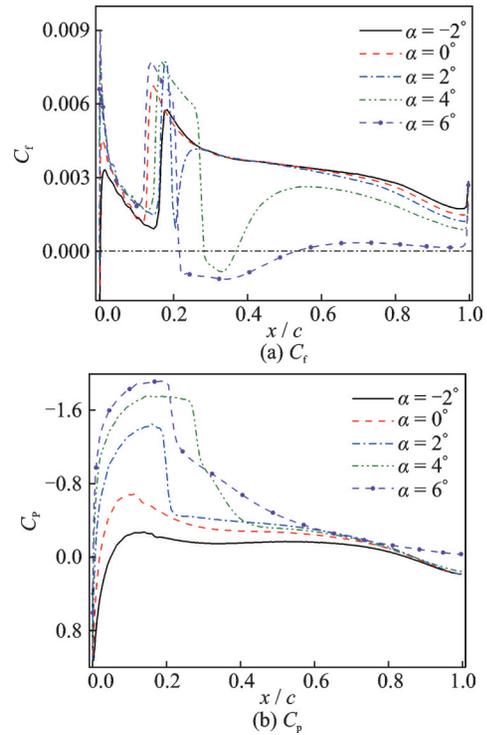


图 10 上翼面  $C_l$  和  $C_p$  在不同  $\alpha$  下的对比  
Fig.10 Comparison of  $C_l$  and  $C_p$  on upper surface of the airfoil at different  $\alpha$

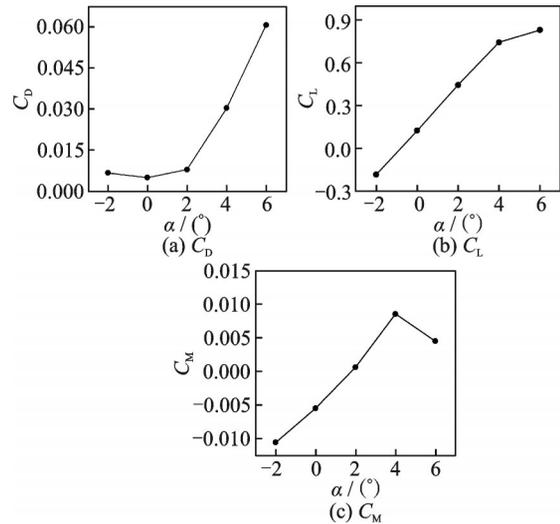


图 11 翼型气动力系数随  $\alpha$  的变化  
Fig.11 Variation of aerodynamic coefficients with  $\alpha$  for the airfoil

况。阻力系数  $C_D$  随  $\alpha$  增加而增大且当  $\alpha > 2^\circ$  后增长幅度明显提高,其原因有:翼型受到的压差阻力增大;激波会带来额外的波阻且波阻也会逐渐增大;发生激波诱导边界层分离时,流动分离现象会使得压差阻力进一步增大。

升力系数  $C_L$  整体上随  $\alpha$  增加而增大,但是当  $\alpha > 4^\circ$  后增长速率明显放缓,这是因为强干扰引起的流动分离加剧,导致升力损失越发严重。

受到上述相同原因的影响,力矩系数  $C_M$  的变化趋势表现为: $\alpha \leq 4^\circ$  时,  $C_M$  先减小(低头力矩)后增大(抬头力矩); $\alpha > 4^\circ$  后,  $C_M$  虽仍为抬头力矩,

但是其值的大小出现了下降。

### 2.3 马赫数的影响

本节的计算工况为： $Ma=0.6\sim 0.95$ ， $\alpha=4^\circ$ ， $Re=6.1\times 10^6$ ， $Tu=0.1\%$ 。图 12 展示了  $Ma$  从 0.6

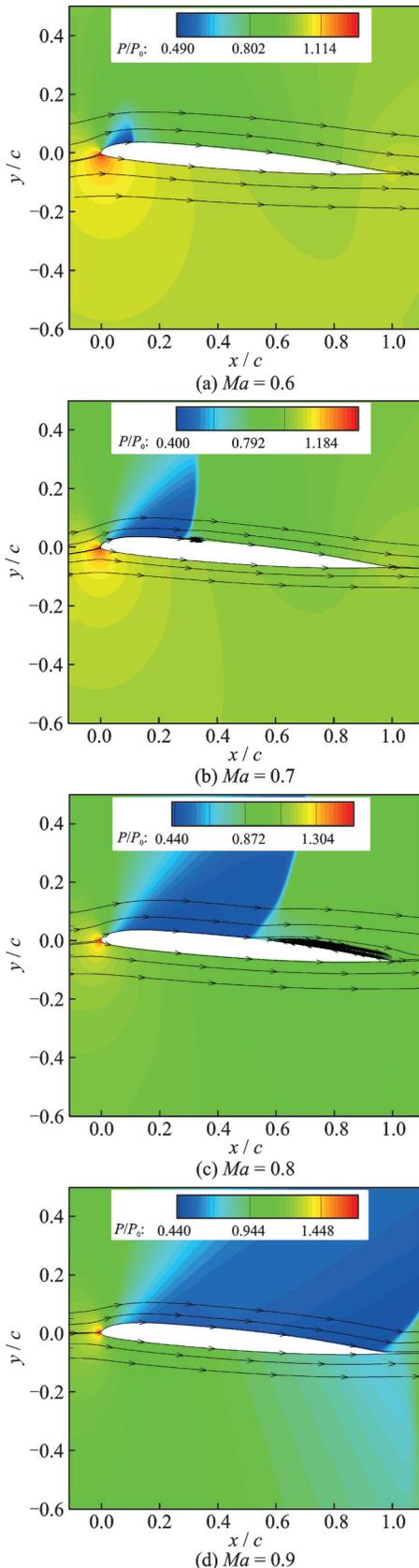


图 12  $Ma$  变化时的  $4^\circ$  迎角翼型周围流场

Fig.12 Flowfield around the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$  with the varying  $Ma$

增大到 0.9 的过程中  $4^\circ$  迎角翼型周围流场的变化情况,可以看到所有工况下都出现了激波。随着  $Ma$  的增大,激波波面位置后移,激波强度提高,干扰加剧,出现了激波诱导边界层分离;分离涡尺寸也在逐渐扩大, $Ma=0.8$  时,分离涡扩展到了翼型尾缘。 $Ma$  增大至 0.9 时,上翼面的激波结构从(近)正激波变为斜激波,波面迅速移动至尾缘附近;激波强度有所降低,干扰减弱;下翼面也出现了类似斜激波的激波结构。

图 13(a, b) 分别给出了  $4^\circ$  迎角上翼面  $C_f$  和  $C_p$  在不同  $Ma$  下的对比,可以看到 5 个不同  $Ma$  下的结果都出现了压力跃升。随着  $Ma$  的增大,跃升位置后移,“屋顶状”压力分布区域扩大;干扰加剧,发生了激波诱导边界层分离,到  $Ma=0.8$  时,  $C_f$  负值区一度扩展到了翼型尾缘。而当  $Ma$  继续增大到 0.9~0.95 时,压力跃升位置迅速移动至翼型尾缘附近,“屋顶状”压力分布区域几乎覆盖整个上翼面;激波强度降低,干扰减弱,  $C_f$  负值区缩小乃至完全消失。上翼面的  $C_f$  整体上表现为振荡变化,缺少规律性。

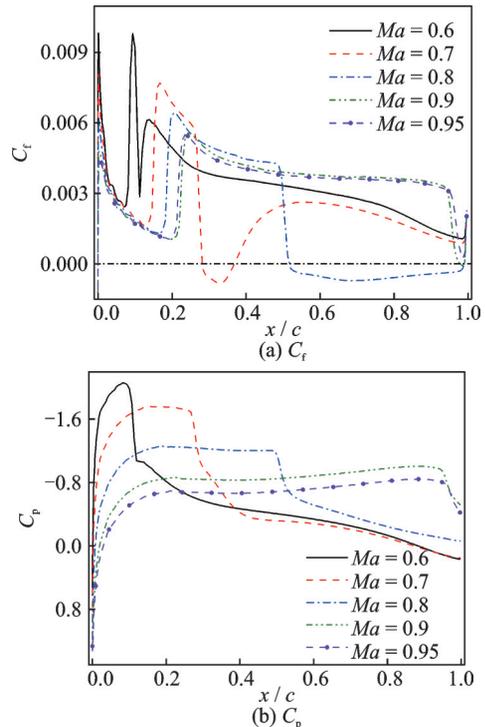


图 13  $4^\circ$  迎角上翼面  $C_f$  和  $C_p$  在不同  $Ma$  下的对比

Fig.13 Comparison of  $C_f$  and  $C_p$  on upper surface of the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$  under different  $Ma$

图 14 给出了  $\alpha = 4^\circ$  时翼型的气动力系数随  $Ma$  的变化情况。 $C_D$  在  $Ma \leq 0.9$  的范围内持续增加,但当  $Ma = 0.95$  时,  $C_D$  出现了下降,这是因为此时的激波结构类似斜激波,波阻减小;同时,由于没有出现分离涡从而减小了部分压差阻力。

$C_L$ 也是先增大后减小,在 $Ma \leq 0.8$ 的范围内, $C_L$ 单调递增,但是在 $Ma$ 由0.7提高到0.8的过程中, $C_L$ 的增长幅度明显减小,这与激波诱导边界层分离加剧有直接关系; $Ma$ 继续增大,虽然分离涡明显减小乃至完全消失,但是 $C_L$ 依然快速下降,这是因为下翼面后缘形成了新的激波,其波前低压区导致上下翼面压力差减小。

$C_M$ 的变化情况更为复杂,在 $Ma$ 由0.6提高到0.7的过程中 $C_M$ 略微增加且为抬头力矩,这主要由气动中心前上翼面吸力增大而导致;而在 $0.7 < Ma \leq 0.9$ 的范围内, $C_M$ 迅速减小并转变为低头力矩,这是因为上翼面的低压区迅速扩展,越过气动中心向后缘大幅移动,同时下翼面中后段始终保持相对较大的正压力分布; $Ma$ 继续增大,上翼面低压区的吸力降低,使得低头力矩有所减弱。

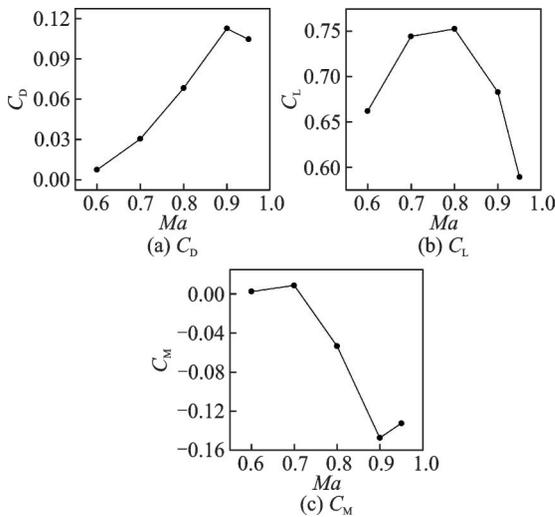


图 14 翼型气动系数随 $Ma$ 的变化( $\alpha = 4^\circ$ )

Fig.14 Variation of aerodynamic coefficients with  $Ma$  at  $\alpha = 4^\circ$

## 2.4 雷诺数的影响

本节的计算工况为: $Ma = 0.7, \alpha = 4^\circ, Re = 5 \times 10^6 \sim 9 \times 10^6, Tu = 0.1\%$ 。图 15(a,b)分别给出了 $4^\circ$ 迎角上翼面 $C_f$ 和 $C_p$ 在不同 $Re$ 下的对比,可以看到5个不同 $Re$ 下的结果都出现了激波,并且还都因为激波诱导边界层分离而出现了分离涡。另外, $C_p$ 曲线的变化情况表明 $Re$ 增大对压力分布的影响并不大,激波强度基本保持一致。

观察图 15(a)中的 $C_f$ 负值区,可以看到各 $Re$ 下的分离起始点和再附点位置都十分接近,这说明分离涡的流向尺寸基本保持稳定。但是随着 $Re$ 的增大, $C_f$ 负值区的最小值逐渐提高,这表示分离区的回流速度逐渐降低,边界层抵抗逆压梯度的能力逐渐增强;同时由于边界层变薄,流动稳定性降低,激波前的转捩点前移,因此上翼面的 $C_f$ 有增加的趋势。

$Re$ 在 $5 \times 10^6 \sim 9 \times 10^6$ 的范围内变化时,其对翼型气动力的影响很小。尽管翼型的总摩阻随 $Re$ 的增加而逐渐增大,但翼型的总阻力没有发生明显变化。

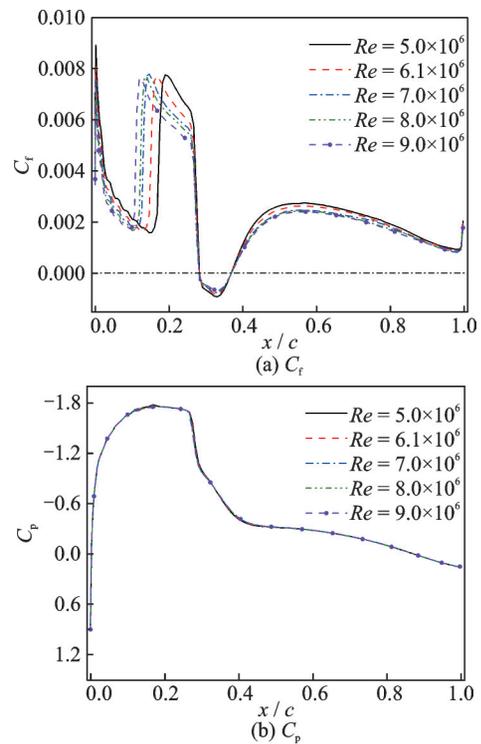


图 15  $4^\circ$ 迎角上翼面 $C_f$ 和 $C_p$ 在不同 $Re$ 下的对比

Fig.15 Comparison of  $C_f$  and  $C_p$  on upper surface of the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$  under different  $Re$

## 2.5 湍流度的影响

本节的计算工况为: $Ma = 0.7, \alpha = 4^\circ, Re = 6.1 \times 10^6, Tu = 0.1\% \sim 5.0\%$ 。图 16(a,b)分别给出了 $4^\circ$ 迎角上翼面 $C_f$ 和 $C_p$ 在不同 $Tu$ 下的对比,可以看到3个不同 $Tu$ 下的结果都出现了激波和激波诱导的分离涡。

$C_p$ 曲线表明 $Tu$ 增大对激波前的压力分布影响不大(图 16(b)中蓝色虚线框),同时各 $Tu$ 下激波位置处的 $C_p$ 跃升幅值都比较接近,说明 $Tu$ 对激波强度的影响并不明显,只会对激波结构造成些许影响,如图 17 所示。激波波足(图 16(b)中红色点线框)发生了前移,结合 $C_f$ 曲线可知这是受到分离涡尺寸扩大的影响。

激波前的 $C_f$ 分布曲线出现了显著变化,其原因是 $Tu$ 增大导致T-S波加快失稳,转捩提前,上翼面的 $C_f$ 增大; $C_D$ 、 $C_M$ 受 $Tu$ 的影响很小,仅 $C_L$ 表现出了比较明显的减小趋势。

分离涡增大表明SWBLI加剧。上文已经指出 $Tu$ 对激波强度的影响并不明显,而同时在通常情况下, $Tu$ 增大会使得翼型边界层的抗逆压梯度能力增强,因此这种情况下致使干扰加剧的原因可能是 $Tu$ 的增加引入了更多的不规则性和扰动。

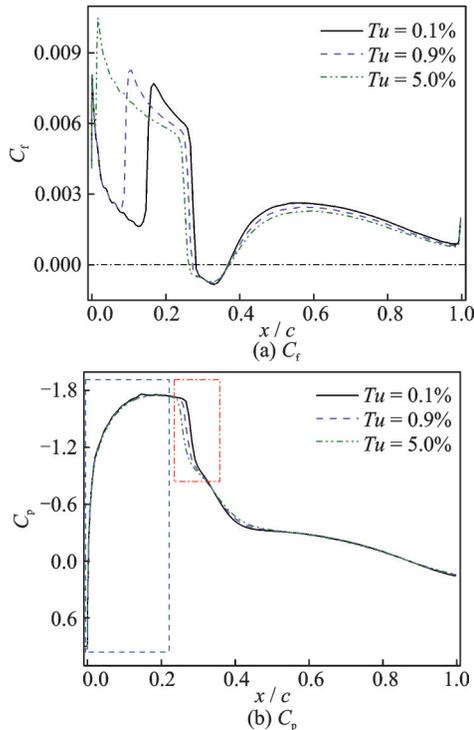


图 16  $4^\circ$ 迎角上翼面  $C_l$ 和  $C_p$ 在不同  $Tu$ 下的对比

Fig.16 Comparison of  $C_l$  and  $C_p$  on upper surface of the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$  under different  $Tu$

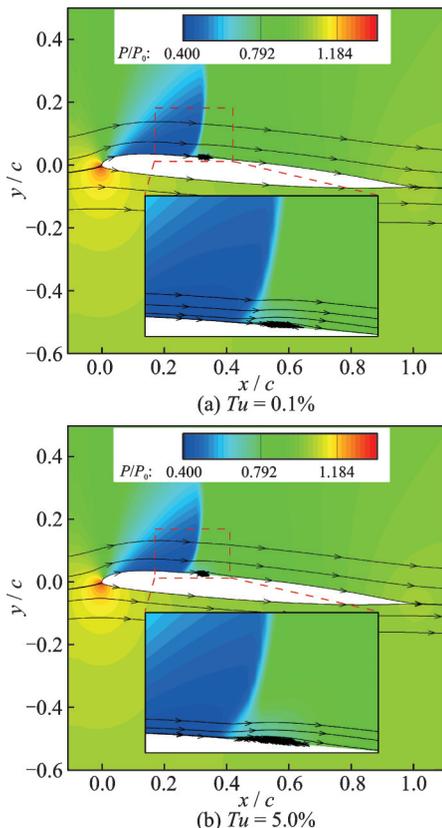


图 17 两种  $Tu$ 下的  $4^\circ$ 迎角翼型周围流场

Fig.17 Flowfield around the airfoil at  $\alpha = 4^\circ$  under two different  $Tu$

### 3 结 论

本文针对旋翼桨尖位置可能出现的激波/边界层干扰现象进行了数值模拟和参数影响分析,研究

内容总结如下:

(1) 经过激波后流动会减速并且速度梯度减小;激波强度大时会发生激波诱导边界层分离,以上现象都能减小翼型的  $C_l$ 。但出现 SWBLI 时,翼型总阻力还是会显著增大。

(2) 在  $\alpha = -2^\circ \sim 6^\circ$  的范围内,翼型迎角对 SWBLI 的影响很大。 $\alpha$  增大时,翼面上很容易形成激波且一般出现在翼型的背风面;激波强度也随之增强,致使干扰加剧;虽然翼型的  $C_l$  有所减小,但是  $C_D$  出现了激增, $C_L$  增幅放缓, $C_M$  也发生大幅变化。

(3) 来流马赫数也是影响 SWBLI 的重要因素。在  $Ma = 0.6 \sim 0.95$  的范围内, $Ma$  增大时,激波波面向后缘移动,激波强度增大,干扰加剧; $Ma$  增大到一定值后,激波会从(近)正激波变为斜激波,干扰减弱;激波前的转捩点与波面位置有关;翼型的  $C_l$  振荡变化, $C_D$  则持续增加;上下翼面同时出现激波会造成  $C_L$  大幅下降; $C_M$  的变化也十分剧烈。

(4) 在  $Re = 5 \times 10^6 \sim 9 \times 10^6$  的范围内,来流雷诺数对 SWBLI 的影响相对较小。 $Re$  增大时,边界层对逆压梯度阻滞的抵抗能力提高;但边界层的流动稳定性会降低,转捩提前,翼型的  $C_l$  有所增加; $C_D$ 、 $C_L$ 、 $C_M$  则基本保持稳定。

(5) 在  $Tu = 0.1\% \sim 5.0\%$  的范围内,来流湍流度会对激波结构造成一定影响。 $Tu$  增大会导致 SWBLI 加剧(但是影响程度有限);同时 T-S 波加快失稳,激波前的转捩点前移,翼型的  $C_l$  增加; $C_L$  表现出了比较明显的减小趋势; $C_D$  和  $C_M$  则没有发生显著变化。

### 参考文献:

- [1] FERRI A. Experimental results with airfoils tested in the high speed tunnel at Guidonia: Technical Memorandum No. 946: NACA-TM-946 [R]. [S. l.]: NACA, 1940.
- [2] DOLLING D S. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: What next?[J]. AIAA Journal, 2001, 39(8): 1517-1531.
- [3] KNIGHT D, YAN H, PANARAS A G, et al. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2003, 39(2): 121-184.
- [4] GAITONDE D V. Progress in shock wave/boundary layer interactions[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2015, 72: 80-99.
- [5] ELSAYED O, ESSADIQI E. Shock-wave-drag reduction using supercritical airfoil [C]//Proceedings of the BuiTrans—2018 Conference. Bulgaria, Sozopol:

- [s.n.], 2019.
- [6] ZULKARNA-EN M D, ISLAM MD A, AL-FARUK A, et al. Numerical analysis of aerodynamic and shock wave characteristics of biconvex and double-wedge shape airfoils for supersonic flow[J]. *International Journal of Automotive and Mechanical Engineering*, 2023, 20(4): 10821-10837.
- [7] SEELAM M, SACHDEVA A, SINGH S, et al. Transonic shock boundary layer interaction over SHM-1 and modified SHM-1 airfoil[C]//Proceedings of the 10th International and 50th (Golden Jubilee) National Conference. IIT Jodhpur, India: [s.n.], 2023.
- [8] PACIORRI R, BONFIGLIOLI A, ASSONITIS A. Features of “fishtail” shock interaction in transonic flows on a NACA0012 profile[J]. *AIAA Journal*, 2024, 62(6): 2051-2062.
- [9] OYENIRAN N D, MIYAKE T, TERASHIMA H, et al. Unsteady aerodynamics around a pitching airfoil with shock and shock-induced boundary-layer separation[J]. *AIAA Journal*, 2022, 60(12): 6557-6565.
- [10] NAGARAJAIAH V, BA P, UB K, et al. Study of supercritical airfoil aerodynamics at various turbulence intensities and mach numbers in transonic regime[J]. *High Technology Letters*, 2021, 27(8): 788-798.
- [11] SENGUPTA T K, CHAKRABORTY A, ROY A G, et al. Comparative study of transonic shock-boundary layer interactions due to surface heating and cooling on an airfoil[J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(4): 046110.
- [12] 王雪鹤, 张子瀚, 柴春硕, 等. 旋翼翼型流动分离特性分析及高升力设计[J]. *直升机技术*, 2023(3): 1-8, 15.  
WANG Xuehe, ZHANG Zihan, CHAI Chunshuo, et al. Analysis of rotor airfoil flow separation characteristics and high lift design[J]. *Helicopter Technique*, 2023(3): 1-8, 15.
- [13] 曾伟, 袁明川, 樊枫, 等. 直升机旋翼翼型需求分析及技术发展展望[J]. *空气动力学学报*, 2021, 39(6): 61-69.  
ZENG Wei, YUAN Mingchuan, FAN Feng, et al. Requirement analyses and technical prospects of helicopter rotor airfoils[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2021, 39(6): 61-69.
- [14] 赵欢, 高正红, 夏露. 基于新型多可信度代理模型的多目标优化方法[J]. *航空学报*, 2023, 44(6): 126962.  
ZHAO Huan, GAO Zhenghong, XIA Lu. Novel multi-fidelity surrogate model assisted many-objective optimization method[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2023, 44(6): 126962.
- [15] ROE P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 43(2): 357-372.
- [16] HARTEN A, HYMAN J M. Self-adjusting grid methods for one-dimensional hyperbolic conservation laws[J]. *Journal of Computational Physics*, 1983, 50(2): 235-269.
- [17] BLAZEK J. *Computational fluid dynamics: Principles and applications*[M]. Netherlands: Elsevier, 2001.
- [18] LANGTRY R B, MENTER F R. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes[J]. *AIAA Journal*, 2009, 47(12): 2894-2906.
- [19] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [20] LYNDELL K S. A comparison of turbulence closure models for transonic flows about airfoils[C]//Proceedings of the 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reno, NV, USA: AIAA, 1987.
- [21] COOK P, MCDONALD M, FIRMIN M. Experimental data base for computer program assessment: AGARD-AR-138[R]. [S.l.]: [s.n.], 1979.

(编辑:孙静)