http://bhxb.buaa.edu.cn jbuaa@buaa.edu.cn
DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2022.0032

局部振动对火星环境下薄翼型气动性能的影响

陈肇麟，陆政旭，肖天航*，邓双厚

(南京航空航天大学 航空学院 飞行器先进设计技术国防重点学科实验室，南京 210016)

摘 要：火星的稀薄大气环境迫使无人机在亚临界雷诺数范围工作，低雷诺数层流分离问题给无人机气动性能带来极其不利的影响。同时，火星大气的声速较低，使无人机运行的马赫数更高，压缩效应增强并可能产生激波。为研究火星环境下翼型局部振动的流动控制作用，采用基于动网格的数值方法对非定常流场进行模拟。选取NACA5605低雷诺数薄翼型，雷诺数为1.5×10^4，马赫数为0.43和0.63。时均流场和时均气动力系数结果显示：翼型局部振动能够明显减少时均分离区的大小，起到增升减阻的作用。非定常流场表明流动控制机理在于振动产生的涡流运动抑制了翼型尾缘附近的层流分离。研究了不同振幅、频率和振动位置下的流动控制效果。最佳参数下，马赫数为0.43时升阻比最多提高24.7%，马赫数为0.63时升阻比最多提高52%。

关 键 词：火星环境；低雷诺数；层流分离；局部振动；流动控制

中图分类号：V211.3

文献标志码：A **文章编号**：1001-5965(2023)11-2938-13

火星探测是目前国际深空探测的热点，对人类认识地球演变过程、探索生命起源有重要意义[1]。2020年7月下旬，阿联酋、中国、美国先后实施了火星探测器发射任务。美国发射的“毅力号”火星车携带了“机智号”火星旋翼无人机并实现了火星首飞。火星无人机作为火星探测的新方式，能够弥补传统探测方式的不足，具有良好的应用前景[2]。火星的恶劣环境给无人机的设计带来了许多限制[3]：复杂的地表环境不利于起降，使具有垂直起降能力的旋翼无人机成为研究热点；低密度的大气降低了升力，并产生低雷诺数问题降低了升力效率；较低的大气温度和以CO_2为主的大气成分降低了声速，使无人机运行的马赫数更高，增强了压缩效应并可能产生激波；相对低的重力加速度降低了克服重力所需的升力，略微带来了有利影响。“机智号”火星无人机由美国宇航局喷气推进实验室与美国航空环境公司、艾姆斯研究中心、兰利研究中心合作设计，仅作为验证机型验证了重于空气飞行器在火星上的可行性。未来的目标是开发用于科学探测的机型[4]，探测任务要求无人机具有更大的尺寸、更远的航程、一定的带载量，跨越地形和悬停探测时的高性能，综合体现为对无人机的气动性能的更高要求。

提高火星无人机的气动性能可以从提高翼型的气动性能入手。火星无人机工作在极低密度、较低声速的火星大气中，旋翼需要相对较高的转速来获得足够的升力，但又要尽量避免转速过高时产生激波，导致阻力和流场复杂性的增加。因此，火星无人机翼型的雷诺数被限制在了一个较低的范围内，约为10^4左右[3]。研究表明，当雷诺数从10^5开始下降，翼型的升阻比会迅速降低[5]。原因是层流边界层抵抗逆压梯度的能力差，容易发生流动分离使压差阻力大增，以及较厚的边界层降低了等效弯度从而使升力降低。

在低雷诺数范围($1\times10^4<Re<3\times10^5$)，分离、转捩、再附是否发生和发生位置的不同使翼型表现出

收稿日期：2022-01-19；**录用日期**：2022-03-11；**网络出版时间**：2022-03-18 16:27
网络出版地址：kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20220317.1738.003.html
基金项目：国家自然科学基金(11672133,12002161)；江苏高校优势学科建设工程
* **通信作者**. E-mail：xthang@nuaa.edu.cn

引用格式：*陈肇麟，陆政旭，肖天航，等. 局部振动对火星环境下薄翼型气动性能的影响[J]. 北京航空航天大学学报，2023，49(11)：2938-2950. CHEN Z L，LU Z X，XIAO T H，et al. Effect of local oscillation on aerodynamics of thin airfoil in Mars environment[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics，2023，49(11)：2938-2950 (in Chinese).*

多种不同于高雷诺数的流场结构[6]。流场结构随攻角、雷诺数和翼型形状等因素发生变化, 对气动特性造成复杂的影响。研究表明, 在雷诺数约 5×10^4 以下, 翼型上的流动在分离后无法再附[7], 为亚临界雷诺数范围。火星无人机在亚临界雷诺数下工作, 翼型上极可能发生分离且难以再附, 对气动性能极为不利。此外, 气体可压缩性具有稳定剪切层、延迟转捩和再附的作用[8], 使火星环境下翼型的流场结构更为复杂。

在火星无人机运行的低雷诺数范围, 传统的厚翼型分离区较大, 气动性能恶化明显; 具有极薄相对厚度、较大相对弯度且最大弯度位置靠后的翼型气动性能相对较好。极薄的厚度可以保持更长的层流延伸, 较大且靠后的弯度可以延迟吸力峰值, 使逆压梯度更靠近翼型尾缘。其中, 具有代表的是美国航空环境公司设计的用于火星旋翼无人机的 clf5605 翼型[9]。因此, 针对火星无人机气动性能进行研究, 应关注具有上述特征的薄翼型而非较厚翼型。

对于流动处于亚临界雷诺数的火星无人机, 仅靠翼型设计和优化对气动性能的提升比较有限, 可以采用流动控制手段来改善流场。对于分离流动, 抽吸装置[10]、合成射流[11]、等离子体射流[12] 等方式能够实现较好的控制效果, 但这些方式结构复杂且消耗能量大, 不适用于小尺寸的无人机。

随柔性结构和智能材料应用于飞行器, 局部壁面振动的流动控制方法结构简单, 耗能小, 对小尺寸无人机更有可行性。该方法将一部分翼面用柔性材料替代或在翼面上布置柔性薄膜, 通过主动施加激励或被动受流场激励的方式产生振动, 实现对流场的控制。文献 [13-14] 先后设计了由柔性薄膜、金属支撑结构和电源组成的主动控制装置, 以及去掉电源后的被动控制装置。文献 [15-17] 采用电活性聚合材料作为驱动介质实现局部壁面振动, 最多可实现 10% 柔性部分的变形量和千赫兹的响应频率。共轴双旋翼无人机桨叶旋转产生非定常流场, 上下桨叶相遇时产生升力波动,且波动幅度随马赫数增加而增加[18]。火星环境下气体压缩效应强, 无人机旋翼流场可以对柔性薄膜产生周期性激励, 也有利于局部柔性翼型被动控制的实现。

近年来, 国内外学者采用数值模拟对二维翼型局部振动展开了研究。文献 [19] 研究了局部振动对 NACA0012 翼型增升效果, 发现在一定频率范围内, 发生的流场频率与振动频率相同的锁频现象有利于升力提高。文献 [20] 研究了局部振动对 NACA0012 翼型大攻角分离的抑制作用。文献 [21] 采用大涡模拟和实验研究了局部振动各参数对 NACA0012 翼型减阻效果的影响规律。文献 [22] 研究了局部振动对 NACA4415 翼型流场结构的影响, 发现局部振动改变了层流分离泡的结构。文献 [23] 研究了局部振动对 SFYT7315 高空无人机翼型气动特性的影响, 认为振动位置在翼型前缘或分离泡中心时可有效控制分离。文献 [24] 等研究了振动凸包对高载荷低压涡轮 PAKB 叶型层流分离的流动控制效果。文献 [25] 研究了局部振动对 E387 翼型的流动控制作用, 发现当振动频率等于分离涡脱落的频率时控制效果最好。

目前翼型局部振动相关研究大多基于微型飞行器或临近空间飞行器的背景, 选取的翼型相对厚度较大 (>9%), 未涉及适合火星无人机的极薄厚度翼型 (<6%) 及火星环境下高亚音速低雷诺数的情况。在前人研究基础上, 考虑气体可压缩性的影响, 本文构建了火星环境下翼型局部振动的数值模型, 研究不同振动幅值、振动频率和振动位置对 NACA5605 薄翼型流动控制效果的影响规律, 以升阻比为指标寻找最佳参数组合, 从非定常流场结构深入探究流动控制机理, 有利于提高火星无人机翼型的气动性能。

1　计算模型

1.1　翼型局部振动定义

采用数值模拟方法研究火星大气环境下翼型局部振动的流动控制效果和流场结构。研究对象为 NACA5605 翼型, 该翼型和“机智号”火星无人机的 clf5605 翼型具有很高相似度。以振动部分在翼型上表面弦向 0～0.1c 位置为例, c 为翼型弦长。振动部分一个周期内的变形情况如图 1 所示。

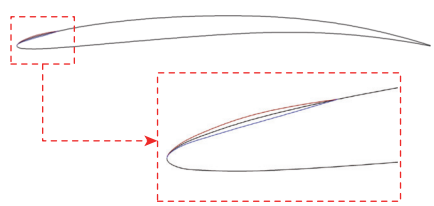


图 1　局部振动变形草图

Fig. 1　Sketch of deformation of local oscillation

振动部分位移量的表达式为

$$\Delta y = A_0 \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right)\sin(2\pi f_0 t_0) \tag{1}$$

式中: Δy 为垂直于弦向的位移量; x 为距振动起始点的弦向距离, 决定变形量的分布; A_0 为振动部分的实际最大振幅; l 为振动部分的弦向长度; f_0 为实际振动频率; t_0 为实际时间。

为方便后续研究, 定义无量纲振幅 A、无量纲频率 f 和无量纲时间步长 Δt, 表达式为

$$A=\frac{A_0}{c} \tag{2}$$

$$f=\frac{cf_0}{u_\infty} \tag{3}$$

$$\Delta t=\frac{u_\infty \Delta t_0}{c} \tag{4}$$

式中：c为翼型弦长；u_∞为无限远处来流速度；Δt_0为实际时间步长。

1.2 来流条件

由于火星大气与地球相比非常稀薄，数值计算首先需要选择合适的控制方程。用于判断流体是否满足连续性的克努森数Kn定义为

$$Kn=\frac{\lambda}{L} \tag{5}$$

$$\lambda=\frac{kT_{\text{air}}}{\sqrt{2}\pi d^2 P} \tag{6}$$

式中：λ为分子平均自由程；L为特征长度；k为玻尔兹曼常数，取值为1.380 649×10^{-23} J/K；T_{air}为气体温度；d为分子直径；P为气体压强。

火星和地球大气环境的主要参数如表1所示。由于CO_2是火星大气的主要成分，故计算式(6)采用CO_2的分子直径d=0.33×10^{-9} m。

表1 火星和地球大气参数

Table 1 Atmospheric parameters of Mars and Earth

星球	平均大气压力/kPa	大气密度/(kg·m^{-3})	平均温度/K	大气成分	重力加速度/(m·s^{-2})	声速/(m·s^{-1})	动力黏度/(kg·m^{-1}·s^{-1}))	摩尔质量/(g·mol^{-1})
地球	101.3	1.225	288	N2(77%), O2(21%), Ar(0.9%), CO2(0.03%)	9.8	340	1.789×10^{-5}	28.966
火星	0.72	0.017	210	CO2(95.3%), N2(2.7%), Ar(1.6%), O2(0.13%), CO(0.07%)	3.7	227	1.130×10^{-5}	44.015

参考“机智号”火星无人机翼型典型的雷诺数、马赫数和弦长范围[9]，选取Ma=0.43和Ma=0.63这2个马赫数对气体可压缩性的影响进行研究，流场参数的具体取值如表2所示。

将相关参数的取值代入式(5)，可得克努森数Kn=1.22×10^{-4}<10^{-3}，来流气体属于连续介质，适用连续性假设；考虑马赫数Ma>0.3，计算中不可忽略气体的可压缩性。故数值计算的控制方程采用可压缩Navier-Stokes方程。

表2 流场参数

Table 2 Parameters of flow field

工况	翼型弦长/m	来流速度/(m·s^{-1})	来流攻角/(°)	雷诺数Re/10^4	马赫数Ma	湍流强度/%
工况1	0.1	99.3	6	1.5	0.43	0.082
工况2	0.068	146.9	6	1.5	0.63	0.082

2 数值计算方法

2.1 湍流和转捩模型

采用ANSYS Fluent软件进行数值模拟，控制方程为非定常可压缩雷诺平均Navier-Stokes方程，其积分形式表达式为

$$\frac{\partial}{\partial \tau}\int \boldsymbol{W}\mathrm{d}V+\frac{\partial}{\partial t}\int \boldsymbol{W}\mathrm{d}V-\oint(\boldsymbol{F}_{\text{c}}-\boldsymbol{F}_{\text{v}})\mathrm{d}S=\boldsymbol{0} \tag{7}$$

式中：$\boldsymbol{W}$为守恒变量；$\boldsymbol{F}_{\text{c}}$和$\boldsymbol{F}_{\text{v}}$分别为对流项通量和黏性项通量；$\tau$和$t$分别为虚拟时间步长和物理时间步长；$V$为控制体体积；$S$为控制体表面。

控制方程的离散采用有限体积法，对流项和黏性项均采用二阶迎风格式，时间推进采用二阶隐式格式。采用全隐式密度基求解控制方程，有利于加速收敛。采用SST-γ-$Re_{\theta t}$模型，该模型由k-ω剪切应力传输(shear stress transfer, SST)湍流模型和由文献[26]提出的γ-$Re_{\theta t}$转捩模型耦合而来，是目前研究低雷诺数流动广泛使用的湍流模型。

γ-$Re_{\theta t}$转捩模型由2个输运方程构成，用于模拟转捩区域流动的间歇因子γ的输运方程守恒形式为

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho U_j\gamma)}{\partial x_j}=P_\gamma-E_\gamma+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_{\text{t}}}{\sigma_\gamma}\right)\frac{\partial\gamma}{\partial x_j}\right] \tag{8}$$

式中：ρ为密度；t为时间；U_j为速度；x_j为坐标；μ为层流黏性系数；μ_{t}为湍流黏性系数；σ_γ为常数；P_γ为间歇因子生成项；E_γ为间歇因子耗散项。P_γ和E_γ定义分别为

$$\begin{cases}P_\gamma=F_{\text{length}}c_{\text{a1}}\rho S_{\text{s}}(\gamma F_{\text{onset}})^{c_\alpha}(1-c_{\text{e1}}\gamma)\\ E_\gamma=c_{\text{a2}}\rho\Omega\gamma F_{\text{turb}}(c_{\text{e2}}\gamma-1)\end{cases} \tag{9}$$

式中：S_{s}为应变率的模；Ω为涡量的模；F_{length}用于控制转捩区长度的经验关联函数；F_{onset}用于控制转捩起始位置；F_{turb}用于使用间歇因子耗散项在层流边界处或黏性底层内不起作用；c_{e1}、c_{a1}、c_{e2}、c_{a2}、c_α为常数项。

间歇因子γ代表流动处于湍流和层流的时间比例，γ=0代表层流，γ=1代表湍流，边界条件为：在壁面处为0，在来流入口处为1。

预测转捩起始位置的动量厚度雷诺数$Re_{\theta t}$的输

运方程守恒形式为

$$\frac{\partial\left(\rho\widetilde{Re}_{\theta t}\right)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho U_j\widetilde{Re}_{\theta t}\right)}{\partial x_j}=$$
$$P_{\theta t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\sigma_{\theta t}(\mu+\mu_t)\frac{\partial\widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j}\right] \tag{10}$$

式中: $\sigma_{\theta t}$ 为扩散项系数; 生成项 $P_{\theta t}$ 的定义为

$$P_{\theta t}=c_{\theta t}\frac{\rho}{t}\left(Re_{\theta t}-\widetilde{Re}_{\theta t}\right)(1.0-F_{\theta t}) \tag{11}$$

其中: $c_{\theta t}$ 为生成项系数; $Re_{\theta t}$ 为转捩动量厚度雷诺数; $P_{\theta t}$ 的作用是使边界层以外的 $\widetilde{Re}_{\theta t}$ 通过经验关联 $Re_{\theta t}$ 得到; F_θ 用于消除边界层内的 $P_{\theta t}$, 使得边界层内的 $Re_{\theta t}$ 由边界层外扩散得到。

动量厚度雷诺数 $\widetilde{Re}_{\theta t}$ 的边界条件为: 在壁面处为 0, 在来流入口处由基于湍流强度的经验公式计算得到。

以上公式和参数的详细解释见文献 [26]。

2.2　动网格方法

采用弹簧光顺的动网格方法实现翼型局部振动的网格变形。其基本思想是将网格看作由节点之间用弹簧相互连接的系统, 初始网格是系统保持平衡时的状态。当边界的网格点位移时, 与之相连的弹簧产生弹性力, 由此波及到所有网格点, 反复迭代使系统达到新的平衡, 从而得到变形后的网格。

网格变形时假设网格点在初始状态所受合力为 0, 节点 i 所受合力为

$$\boldsymbol{F}_i=\sum_{j=1}^{N}K_{ij}\left(\boldsymbol{d}_j-\boldsymbol{d}_i\right) \tag{12}$$

式中: $\boldsymbol{d}_i$ 和 $\boldsymbol{d}_j$ 分别为节点 i 和 j 的位移; K_{ij} 为节点 i 和 j 组成的弹簧刚度系数; N 为总节点数。平衡状态时满足受力平衡条件, 故求解网格点位移的 Jacobi 迭代格式为

$$\boldsymbol{d}_i^{k+i}=\frac{\sum_{j=1}^{N}K_{ij}\boldsymbol{d}_i^k}{\sum_{j=1}^{N}K_{ij}} \tag{13}$$

求解后, 网格点的新位置为

$$\boldsymbol{r}_i^{n+1}=\boldsymbol{r}_i^n+\boldsymbol{d}_i \tag{14}$$

式中: $\boldsymbol{r}_i^{n+1}$ 和 $\boldsymbol{r}_i^n$ 分别为下个时间步和当前时间步的位置。

2.3　网格和时间无关性

数值计算采用的结构网格如图 2 所示。网格拓扑为 C-H 型, 网格外边界和翼型之间的距离为 20 倍的弦长, 翼型定义为壁面条件, 外边界定义为压力远场条件。为准确捕捉翼型表面层流到湍流的转捩, 保证网格 y^+<0.3。计算域内的初始条件设置为与外边界(即来流)的流场参数相同。

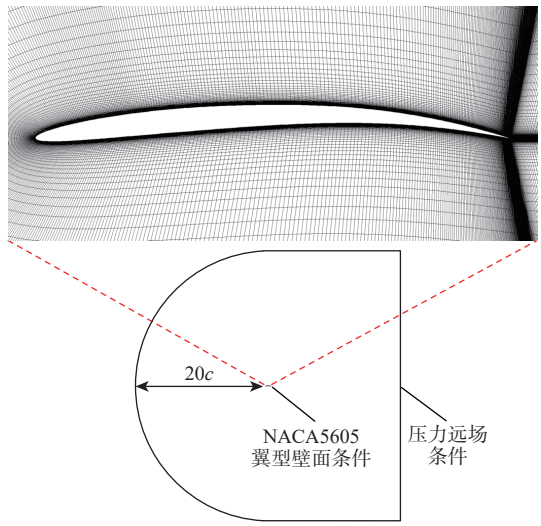


图 2　网格和边界条件

Fig. 2　Mesh and boundary condition

为验证不同网格对计算结果的影响, 生成了 3 套不同数量的网格, 具体参数如表 3 所示。采用无量纲时间步长 Δt=0.002, 3 套网格分别对工况 1 进行计算。在计算过程中, 当监视残差小于 10^{-6}, 且监视气动力不再变化或出现周期性规律时, 认为计算收敛。

表 3　网格参数

Table 3　Parameters of meshes

网格	总单元数	翼型表面节点数	翼型到远场节点数
网格A	85 000	601	101
网格B	131 000	801	126
网格C	195 000	1 001	151

3 套网格计算得到升力系数 C_L 如图 3 所示, 可见网格 B 和网格 C 吻合较好, 网格 A 与其他网格有较大差距。同时考虑计算精度和计算成本, 在之后的计算中均采用网格 B 的网格参数。

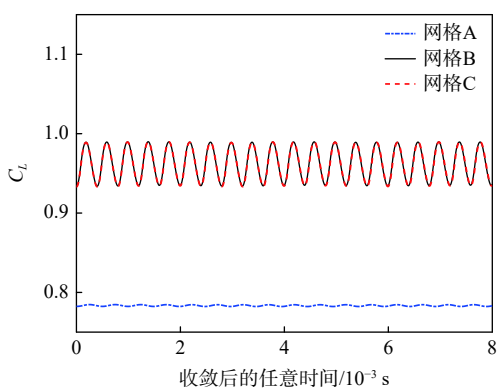


图 3　不同网格的非定常升力系数

Fig. 3　Unsteady lift coefficients of different meshes

为准确捕捉翼型表面的非定常流动, 选取了 3 个不同的无量纲时间步长 Δt=0.01, Δt=0.002, Δt=0.000 4, 分别对工况 1 进行计算, 以研究不同时间

步长对计算结果的影响。

不同时间步长计算结果如图 4 所示，可见无量纲时间步长 Δt=0.002 和 Δt=0.000 4 吻合较好，且气动力随时间出现周期性变化。Δt=0.01 则差距较大，且未能捕捉气动力的非定常变化。因此，在之后的计算中采用无量纲时间步长 Δt=0.002。

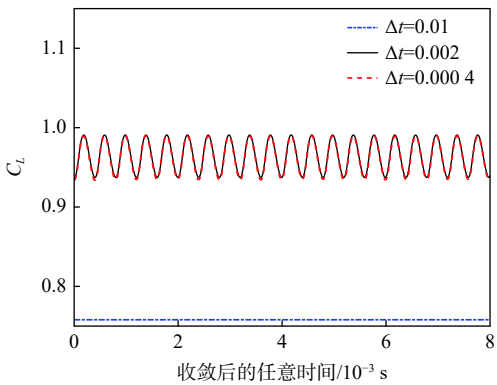


图 4 不同时间步长的非定常升力系数

Fig. 4 Unsteady lift coefficients of different time steps

2.4 算例验证

为验证采用的数值方法对低雷诺数、高亚音速流动计算的准确性，对图 5 所示的三角形翼型进行模拟并与实验数据进行对比。

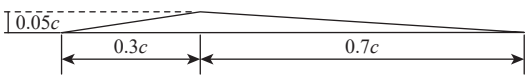


图 5 三角形翼型

Fig. 5 Triangular airfoil

在雷诺数为 1×10^4，马赫数为 0.5 的来流条件下对不同攻角下的气动力系数进行计算，计算结果与日本东北大学火星风洞(MWT)的实验数据[27]对比如图 6 所示，其中 C_D 为阻力系数，α 为攻角。可见计算结果与实验数据符合较好，说明采用的数值方法对于火星环境下低雷诺数且气体可压缩的问题具有足够的准确性。

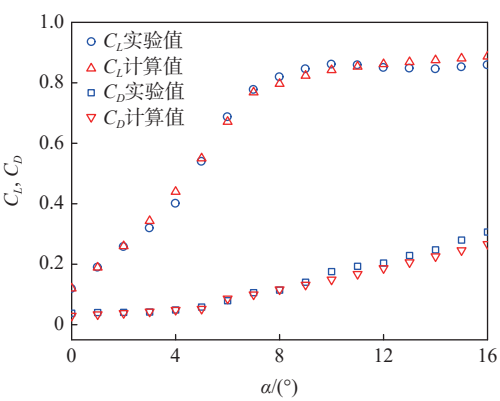


图 6 三角形翼型计算值和实验值的对比

Fig. 6 Comparison between calculated results and experimental results of triangular airfoil

3 计算结果

3.1 原始流场

对不施加局部振动的 NACA5605 翼型分别在工况 1 和工况 2 下进行数值模拟，得到时均流场的无量纲速度云图和流线图如图 7 所示。工况 1 和工况 2 下翼型均在上翼面发生流动分离，且未发生再附，使得翼型压差阻力增大，气动性能降低。工况 1 和工况 2 存在一定的差异性，翼型在不同马赫数下体现出不同的流场结构：工况 2 下翼型的分离点更靠前，分离区更大且在尾缘后延伸的更远，对气动性能更为不利。工况 1 和工况 2 下翼型的时均压力系数 C_P 分布如图 8 所示，可见工况 2 下翼型前缘吸力峰值比工况 1 低，压力系数曲线围成的面积也更小，导致升力系数更低。

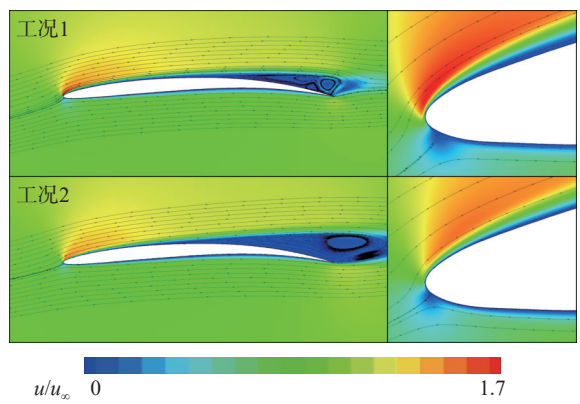


图 7 NACA5605 翼型时均流场

Fig. 7 Time-average flow fields of NACA5605 airfoil

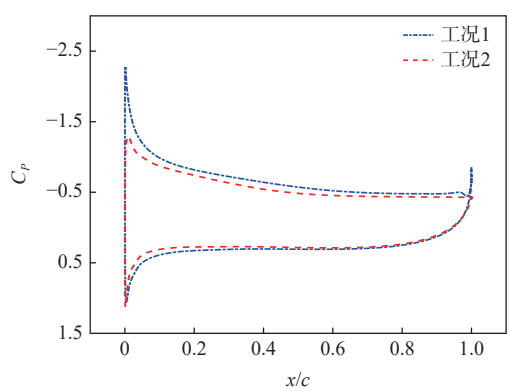


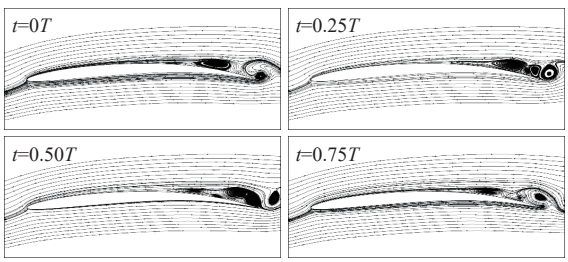
图 8 工况 1 和工况 2 时均压力系数分布对比

Fig. 8 Comparison of time-average pressure coefficient distribution between Case1 and Case 2

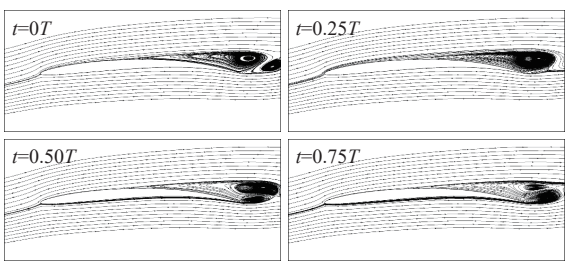
造成这种差异的原因在于：①如图 7 中右侧翼型前缘局部放大图所示，当马赫数从 0.43 增加到 0.63，翼型前缘附近的驻点上移，使得有效攻角降低，从而降低了前缘吸力峰值和升力系数；②前缘吸力峰值的降低导致图 7 中工况 2 上翼面前缘附

近的气流得到更少的加速, 同时压缩效应的增强使得加速区的气流密度更低, 获得的动能相对较少, 抵抗逆压梯度的能力变差, 最终导致分离点的前移。③压缩效应的增强对分离剪切层具有更强的稳定作用, 使得工况 2 翼型尾缘的分离区在下游延伸得更远。

不施加局部振动的翼型流场存在非定常特性, 表现为周期性的分离涡脱落, 对应图 3 中升力系数的周期性变化。工况 1 和工况 2 一个周期 T 内不同时刻的流场分别如图 9 所示。对于工况 1, 流动分离的位置基本固定, 分离点后存在一段较为稳定的分离区, 之后不断有涡流产生和脱落, 使得时均流场的分离区减小; 对于工况 2, 翼型上的分离区几乎完全稳定, 在翼型下游有涡量从分离区脱落, 整体和时均流场差别不大。上述现象仍体现了随马赫数提高, 气体压缩效应更强, 对分离剪切层的稳定作用更强, 使分离区范围更大。



(a) 工况1



(b) 工况2

图 9　工况 1 和工况 2 的非定常流场

Fig. 9　Unsteady flow field of Case 1 and Case 2

后文将研究翼型局部振动在工况 1 和工况 2 下的作用, 研究不同振幅、频率和振动位置对翼型气动性能的影响规律。为直观反应翼型局部振动的流动控制效果, 定义升力系数、阻力系数、升阻比的相对变化比例分别为 C_L^*、C_D^*、$(L/D)^*$, 表达式为

$$C_L^* = \Delta C_L / C_L \tag{15}$$

$$C_D^* = \Delta C_D / C_D \tag{16}$$

$$(L/D)^* = \Delta(L/D)/(L/D) \tag{17}$$

式中: C_L、C_D、(L/D) 分别为原翼型的升力系数、阻力系数、升阻比; ΔC_L、ΔC_D、$\Delta(L/D)$ 分别为局部振动下翼型升力系数、阻力系数、升阻比相对原翼型的变化量。

3.2　振动幅值对气动性能的影响

为研究局部振动振幅的影响, 选取了 5 个无量纲振幅, 无量纲频率均为 f=1.00, 振动位置均为 0～0.1c。气动力系数取计算收敛后一个振动周期内的平均值, 工况 1 和工况 2 的计算结果如表 4 和表 5 所示。工况 1 下翼型的升阻比整体高于工况 2, 与原始流场符合。

表 4　工况 1 不同振幅下的气动力系数

Table 4　Aerodynamic force coefficients at different amplitudes of Case 1

无量纲振幅A	升力系数C_L	阻力系数C_D	升阻比L/D
0	0.966 6	0.066 08	14.627
0.001 0	0.999 9	0.070 51	14.181
0.002 5	1.077 5	0.059 74	18.036
0.005 0	1.110 7	0.061 00	18.209
0.007 5	1.102 9	0.063 40	17.395
0.010 0	1.077 2	0.065 72	16.391

表 5　工况 2 不同振幅下的气动力系数

Table 5　Aerodynamic force coefficients at different amplitudes of Case 2

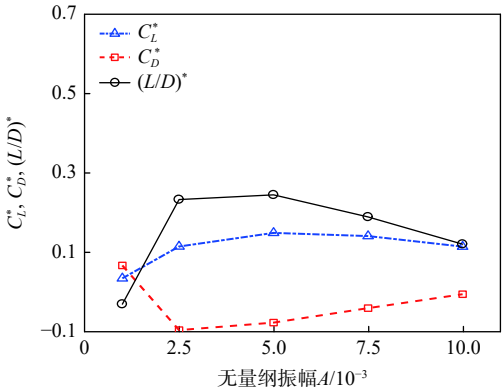
无量纲振幅A	升力系数C_L	阻力系数C_D	升阻比L/D
0	0.834 9	0.072 66	11.491
0.001 0	1.016 0	0.083 80	12.124
0.002 5	1.245 5	0.087 94	14.164
0.005 0	1.278 9	0.076 64	16.686
0.007 5	1.260 4	0.075 68	16.655
0.010 0	1.228 4	0.077 54	15.843

工况 1 和工况 2 不同振幅下的气动力系数相对变化比例分别如图 10 所示。

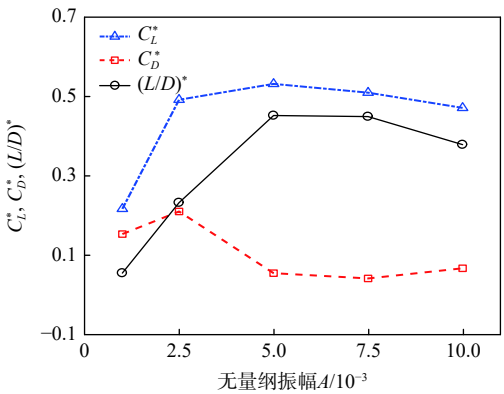
对于工况 1, 除 A=0.001 0 时升阻比略微降低, 其他无量纲振幅下局部振动均起到增升减阻的效果。当振幅增加到 A=0.005 0 时翼型升阻比相对变化比例达到最大值 24.5%, 继续增加振幅会使升阻比逐渐减小。

对于工况 2, 局部振动的增升减阻效果更为明显。在 A=0.002 5 时升阻比便提高了 23.3%, 并在 A=0.005 0 时最大提升了 45.2%, 继续增加振幅同样无法进一步提高升阻比。

工况 1 和工况 2 不同振幅下的时均流场分别如图 11 所示。可知 A=0.001 0 时, 工况 1 和工况 2 的流场结构均未有明显改变; 随振幅进一步增加, 分离区逐渐变薄, 并在 A=0.005 0 后不再明显变化; 工况 2 下翼型的分离点依然比工况 1 下更靠前。流场结构变化体现了与气动性能的对应关系。工况 2 下原分离区更大, 故局部振动可以取得更好的效



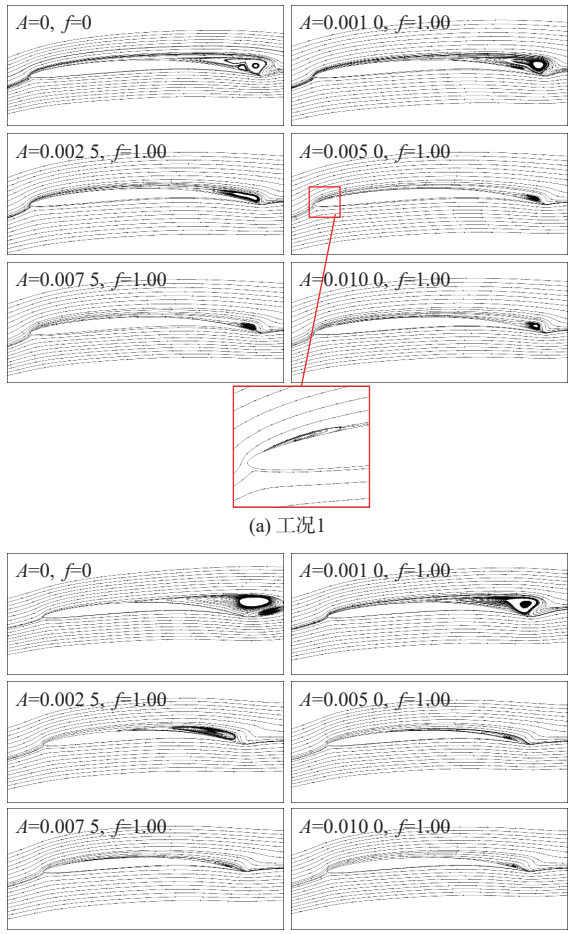
(a) 工况1



(b) 工况2

图 10 不同振幅下气动力的相对变化比例

Fig. 10 Relative change ratio of aerodynamic force at different amplitudes



(a) 工况1

(b) 工况2

图 11 不同振幅下的时均流场

Fig. 11 Time-average flow field at different amplitudes

果。此外，如图 11 中局部放大所示，局部振动会使翼型前缘出现小的时均分离泡，但对气动性能影响不大。

3.3 振动频率对气动性能的影响

为研究局部振动频率的影响，选取了 5 个振动频率进行研究，无量纲振幅均为 A=0.005 0，振动位置均为 0～0.1c。工况 1 和工况 2 的计算结果如表 6 和表 7 所示。

工况 1 和工况 2 不同频率下的气动力系数相对变化比例如图 12 所示。对于工况 1，翼型升阻比变化比例在选取的无量纲频率范围内变化不大，在 f=0.75 达到最大值 24.7%。对于工况 2，翼型升阻比变化比例随频率增加先是有明显提高，在 f=1.00 时达到 45.2% 后趋于稳定，在 f=1.50 时达到最大值 52%。

工况 1 和工况 2 不同频率下翼型的时均流场分别如图 13 所示，同样体现了流场结构和气动性能变化的对应关系。由于工况 2 的原分离区更稳定，故增加振动频率可以取得更多的升阻比提升，且在较低频率也有足够的流动控制效果。

3.4 振动位置对气动性能的影响

选取了 5 个振动位置进行研究，振动部分弦向

表 6 工况 1 不同频率下的气动力系数

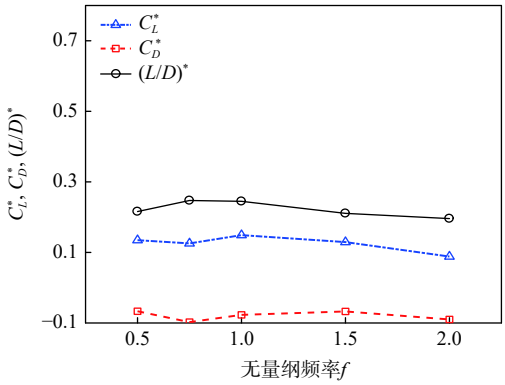
Table 6 Aerodynamic force coefficients at different frequencies of Case 1

无量纲频率f	升力系数C_L	阻力系数C_D	升阻比L/D
0	0.966 6	0.066 08	14.627
0.50	1.096 8	0.061 67	17.785
0.75	1.088 0	0.059 64	18.243
1.00	1.110 7	0.061 00	18.209
1.50	1.091 6	0.061 64	17.710
2.00	1.052 0	0.060 14	17.493

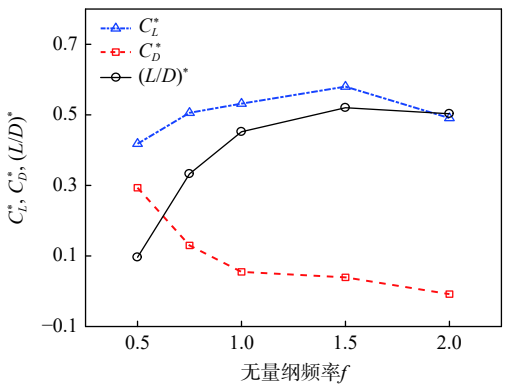
表 7 工况 2 不同频率下的气动力系数

Table 7 Aerodynamic force coefficients at different frequencies of Case 2

无量纲振幅A	升力系数C_L	阻力系数C_D	升阻比L/D
0	0.834 9	0.072 66	11.491
0.50	1.183 9	0.093 97	12.598
0.75	1.257 2	0.082 09	15.314
1.00	1.278 9	0.076 64	16.686
1.50	1.319 2	0.075 52	17.469
2.00	1.244 7	0.072 06	17.272



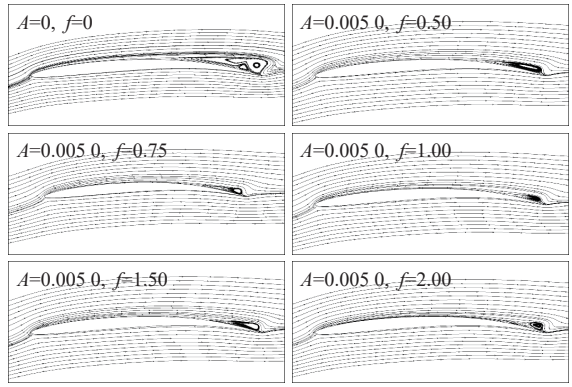
(a) 工况1



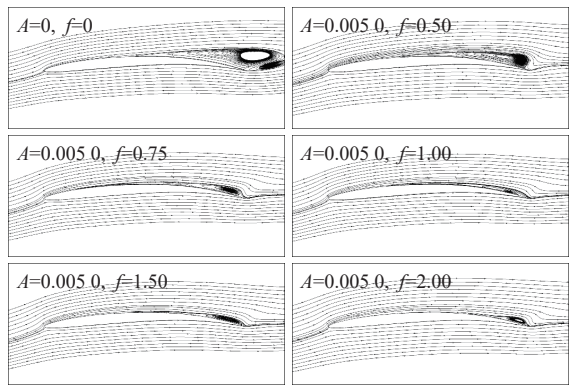
(b) 工况2

图 12　不同频率下气动力的相对变化比例

Fig. 12　Relative change ratio of aerodynamic force at different frequencies



(a) 工况1



(b) 工况2

图 13　不同频率下的时均流场

Fig. 13　Time-average flow field at different frequencies

长度为 0.1c, 无量纲振幅均为 A=0.005 0, 无量纲频率均为 f=1.00。工况 1 和工况 2 的计算结果如表 8 和表 9 所示。

工况 1 和工况 2 不同振动位置下的气动力系数相对变化比例分别如图 14 所示。工况 1 和工况 2 不同振动位置下翼型的时均流场分别如图 15 所示。随振动位置向后移动, 时均流场分离区范围逐渐增大, 翼型的升阻比逐渐降低。从 0.2c～0.3c 位置开始, 局部振动对升阻比的提高愈发不明显甚至起反作用, 流场结构逐渐接近未施加振动的情况, 说明将局部振动的位置设置在前缘附近最有利于抑制分离, 提高翼型气动性能, 靠后位置的振动则无法取得理想的效果。

文献 [13-14] 中通过对动量方程分析得出了在原流场 dp/dx=0 处, 即流动从顺压梯度变为逆压梯度的位置扰动对流场的作用最明显, 壁面振动可以取得最佳效果。工况 1 和工况 2 下均为翼型前缘出现压力峰值, 振动位置靠近前缘时流动控制效果最佳是与理论分析相符的现象。

3.5　时均气动性能分析

对于稳定的分离泡结构, 分离区内流速缓慢, 可以看作不流动的死水区。通过对流场进行时均化处理使分离区稳定, 将翼型和分离区整体轮廓视为等效翼型进行分析。以无量纲振幅 A=0.005 0, 无量纲频率 f=1.00, 振动位置 0～0.1c 为例, 未施加振动和施加振动下的等效翼型如图 16 所示。施加振动时等效翼型的厚度明显减小, 减小了压差阻力; 同时等效翼型弯度增加, 提升了升力。

表 8　工况 1 不同振动位置下的气动力系数

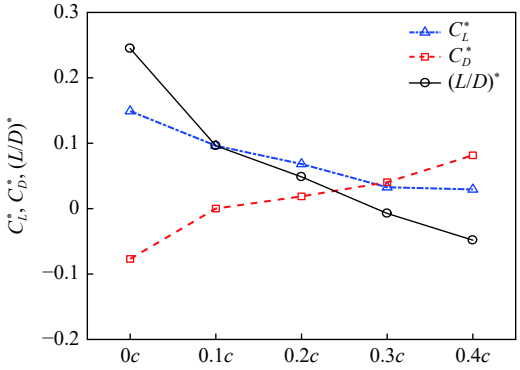
Table 8　Aerodynamic force coefficients at different oscillation locations of Case 1

振动位置起始点	升力系数C_L	阻力系数C_D	升阻比L/D
0c	1.110 7	0.061 00	18.209 2
0.1c	1.059 6	0.066 09	16.033 8
0.2c	1.032 6	0.067 32	15.337 3
0.3c	0.998 2	0.068 75	14.519 9
0.4c	0.995 0	0.071 47	13.921 7

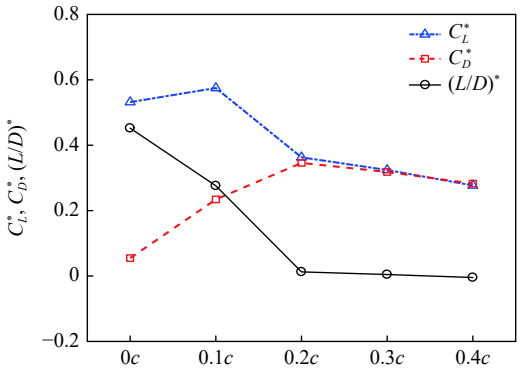
表 9　工况 2 不同振动位置下的气动力系数

Table 9　Aerodynamic force coefficients at different oscillation locations of Case 2

振动位置起始点	升力系数C_L	阻力系数C_D	升阻比L/D
0c	1.278 9	0.076 64	16.686 1
0.1c	1.314 9	0.089 68	14.662 1
0.2c	1.137 9	0.097 79	11.636 5
0.3c	1.105 6	0.095 78	11.543 6
0.4c	1.066 1	0.093 20	11.439 4



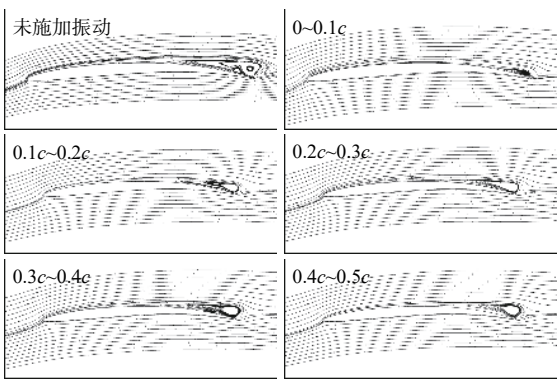
(a) 工况1



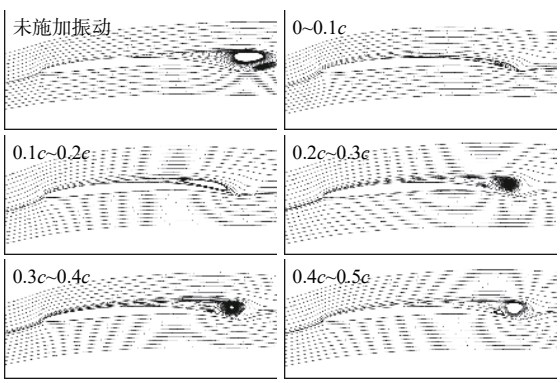
(b) 工况2

图 14 不同振动位置下气动力的相对变化比例

Fig. 14 Relative change ratio of aerodynamic force at different oscillation locations



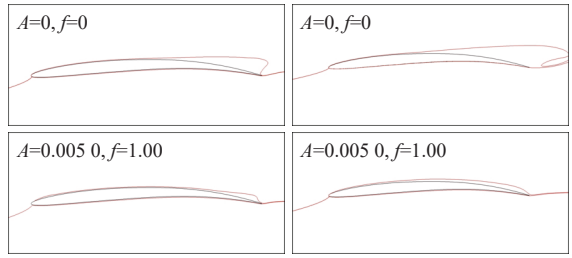
(a) 工况1



(b) 工况2

图 15 不同振动位置下的时均流场

Fig. 15 Time-average flow field at different oscillation locations

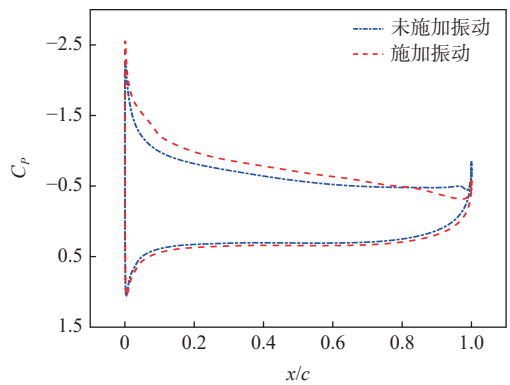


(a) 工况1 (b) 工况2

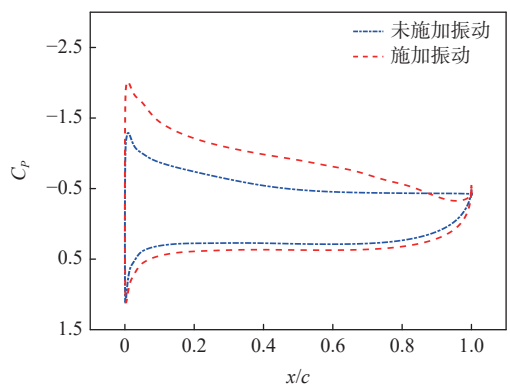
图 16 未施加振动和施加振动的等效翼型

Fig. 16 Equivalent airfoil with and without local oscillation

工况 1 和工况 2 下未施加振动和施加振动的翼型时均压力系数分布分别如图 17 所示。未施加振动时，翼型上表面压力系数均在分离点后几乎不变，代表分离区的存在；施加振动时，翼型尾缘附近的压力系数增加代表分离区被抑制，前缘吸力峰值和压力系数曲线围成的面积更大，使升力增加，且在工况 2 下上述现象更加明显。



(a) 工况1



(b) 工况2

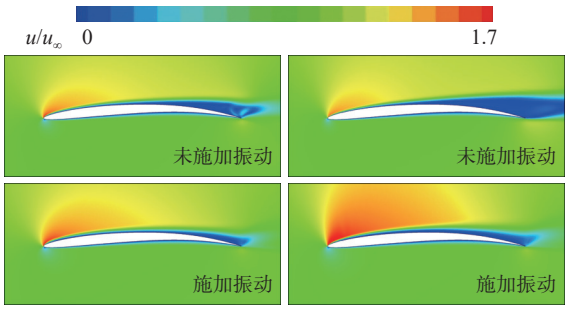
图 17 时均压力系数分布的对比

Fig. 17 Comparison of time-average pressure coefficient distribution

未施加振动和施加振动翼型的无量纲速度场如图 18 所示，可见局部振动使翼型上表面气流加速区范围更大，时均速度值提高，且在工况 2 下更明显，与压力系数分布的变化对应。

3.6 流动控制机理分析

3.1 节～3.5 节对流场和气动力做时均处理，以



(a) 工况1　　(b) 工况2

图 18　未施加振动和施加振动下的时均无量纲速度场

Fig. 18　Time-average non-dimensional velocity field with and without local oscillation

直观体现流动控制的效果。翼型局部振动实际上产生非定常的流场和气动力, 以无量纲振幅 A=0.005 0, 无量纲频率 f=1.00, 振动位置 0～0.1c 为例, 工况 1 和工况 2 下翼型 2 个振动周期内的升力系数如图 19 所示, 可见升力系数变化周期和振动周期一致。

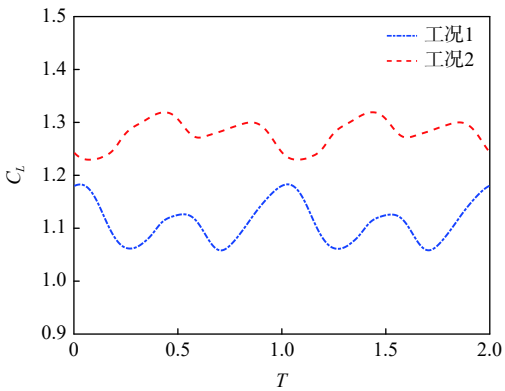
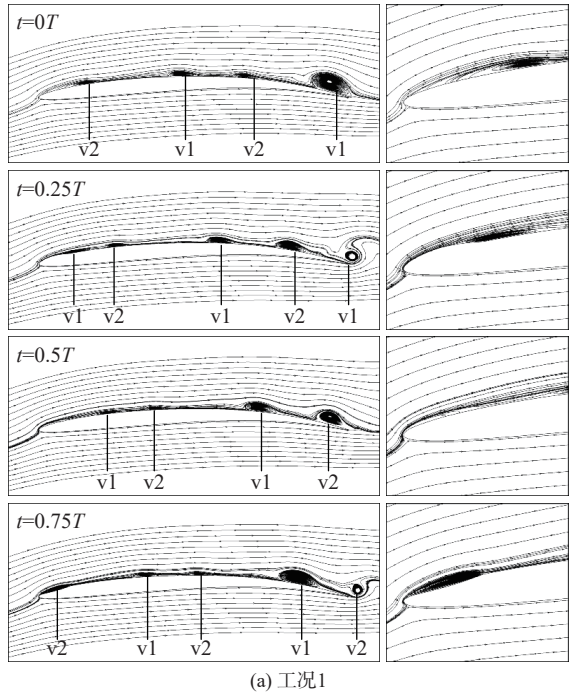


图 19　翼型局部振动非定常升力系数

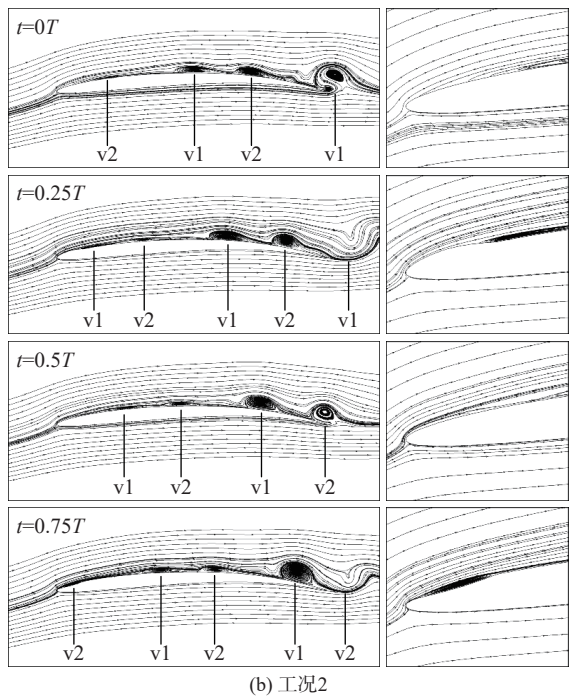
Fig. 19　Unsteady lift coefficients of airfoil with local oscillation

工况 1 和工况 2 下翼型局部振动一个周期 T 内的非定常流场分别如图 20 所示, 右侧为翼型前缘局部放大图。在 0.25T 和 0.75T 时, 振动部分的凸起和凹陷分别在翼型前缘产生了不同的顺时针涡流, 并随来流向尾缘移动, 在逆压梯度的作用下逐渐增大, 最终在尾缘处脱落。图中 v1 和 v2 分别代表由凸起和凹陷产生的涡流。涡流的产生和发展增加了上表面负压, 使升力逐渐上升, 涡流的脱落过程使升力逐渐下降。工况 1 一个周期内的无量纲涡量云图如图 21 所示, 右侧为翼型尾缘局部放大图, 可以明显看到 v1 在脱落前的强度大于 v2, 对应升力系数在一个周期内的 2 个不同峰值。涡流运动也是上文所述时均速度值提高的原因。

工况 1 和工况 2 下涡流周期运动和脱落的时间略有不同, 但整体流场结构差异不大。局部振动产生的涡流运动将动量输入到原本流速缓慢的分离区内, 使原分离区被抑制, 同时增强了与外界流体



(a) 工况1



(b) 工况2

图 20　局部振动非定常流场

Fig. 20　Unsteady flow field of local oscillation

的动量交换, 更不易发生分离。工况 2 下压缩效应更强, 分离区更稳定, 因此通过局部振动输入动量作用更明显。从另一个角度讲, 连续的小尺寸的涡流运动取代了原来易发生层流分离的流场结构。这一点类似于文献 [28-29] 中基于柔性行波壁提出的“滚动轴承”效应, 即用一系列小尺度涡代替常规边界层, 达到抑制大尺度分离和转捩, 从而减小阻力的效果。对于处于低雷诺数、高亚音速, 流场结构易发生改变的火星翼型, 这样的控制效果有利于降低对来流参数的敏感性。

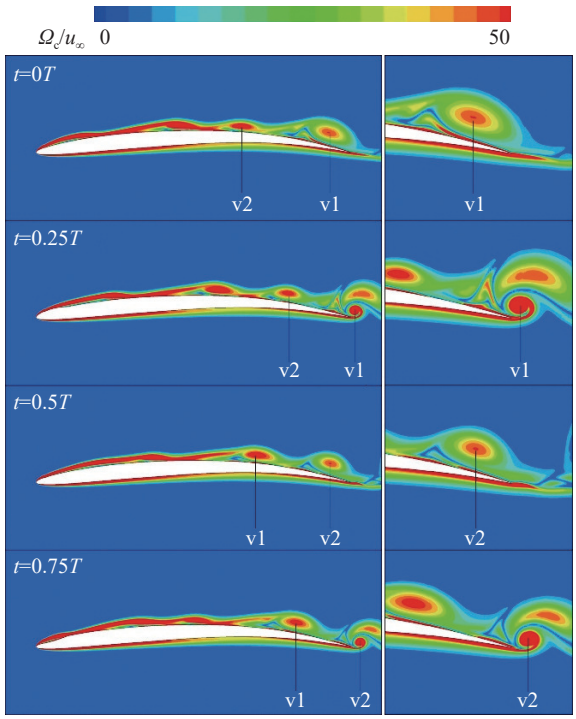
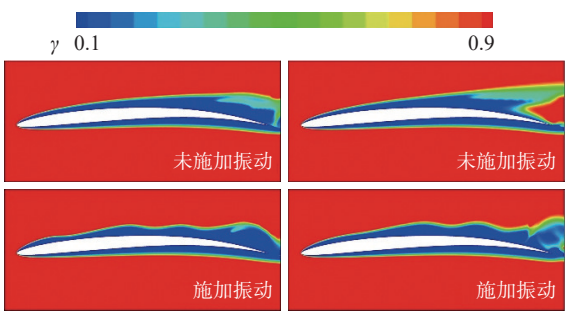


图 21 工况 1 局部振动无量纲涡量云图

Fig. 21 Non-dimensional vorticity contours of Case 1 with local oscillation

未施加振动和施加振动下瞬时流场的间歇因子分布如图 22 所示。对于未施加振动的情况，工况 1 和工况 2 翼型上方的流动均因大尺度流动分离在靠近尾缘处开始转捩，工况 2 更为明显。对于施加振动的情况，工况 1 和工况 2 翼型上方大部分流动近似为层流，这是由于吸力面相邻的小尺寸附着涡的承接使转捩过程不完全，只有在尾缘附近发展为较大尺度的涡后才开始较为明显的转捩。



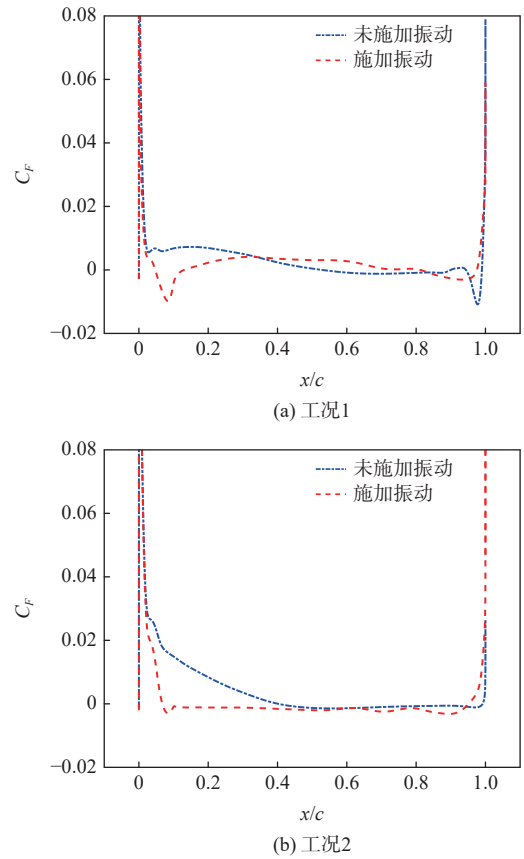
(a) 工况1 (b) 工况2

图 22 未施加振动和施加振动下的间歇因子分布

Fig. 22 γ distributions with and without local oscillation

上述现象与文献 [14] 实验中柔性壁面振动下的边界层具有层流特性，以及文献 [24] 中局部振动抑制转捩发生的情况相符；与文献 [23,25] 中局部振动使转捩提前的情况不同。说明局部振动在不同工况下可能存在不同的流动控制机理。

工况 1 和工况 2 翼型上表面的时均表面摩擦系数 C_F 分别如图 23 所示。施加振动翼型的表面摩擦系数与未施加振动翼型相比未有明显增加，这正是由于在翼型上表面较大范围内，连续的小尺度层流涡代替了原边界层，防止了摩擦阻力增加。图中表面摩擦系数出现负值代表存在时均分离泡结构。



(a) 工况1

(b) 工况2

图 23 上表面的时均表面摩擦系数的对比

Fig. 23 Comparison of time-average skin friction coefficient of upper surface

4 结 论

1）局部振动的流动控制方法可以改善火星环境下出现层流分离的薄翼型的气动性能，使翼型时均分离区被抑制。等效翼型厚度的减小降低了压差阻力，等效翼型弯度的增加提高了升力。

2）在 Ma=0.43 的工况下，无量纲振幅 A=0.005 0 和无量纲频率 f=0.75 下最多使升阻比提升 24.7%；在 Ma=0.63 的工况下，无量纲振幅 A=0.005 0 和无量纲频率 f=1.50 最多使升阻比提升 52%，且在较低的振幅和频率下也有较好的效果。Ma=0.63 时翼型的分离点靠前且气体压缩性对分离剪切层的稳定作用更强导致原翼型气动性能更差，因此进一步增加振幅和频率可以取得更好的效果。

3）随振动位置向后移动，翼型升阻比逐渐降低，分离区逐渐增大到与原流场接近。局部振动位于前缘附近时流动控制效果最佳，与前人的理论分析相符，即在逆压梯度开始的位置扰动对流场的作

用最明显。

4）局部振动的流动控制机理在于振动部分的变形产生了顺时针的涡，涡随来流向下游移动并在尾缘脱落，与外界流体动量交换更强，更不易分离，从而取代了原层流分离的流场结构。此外，连续的小尺度涡的相互承接使得转捩不明显，翼型表面大部分保持层流，防止了摩擦阻力增加。

参考文献（References）

[1] 赵宇鹍, 周迪圣, 李雄耀, 等. 国际火星探测科学目标演变与未来展望[J]. 科学通报, 2020, 65(23): 2439-2453.
ZHAO Y A, ZHOU D S, LI X Y, et al. The evolution of scientific goals for Mars exploration and future prospects[J]. Chinese Science Bulletin, 2020, 65(23): 2439-2453(in Chinese).

[2] 赵鹏越, 全齐全, 邓宗全, 等. 旋翼式火星无人机技术发展综述[J]. 宇航学报, 2018, 39(2): 121-130.
ZHAO P Y, QUAN Q Q, DENG Z Q, et al. Overview of research on rotary-wing Mars unmanned aerial vehicles[J]. Journal of Astronautics, 2018, 39(2): 121-130(in Chinese).

[3] KONING W J F, JOHNSON W, GRIP H F. Improved Mars helicopter aerodynamic rotor model for comprehensive analyses[J]. AIAA Journal, 2019, 57(9): 3969-3979.

[4] BALARAM J, DAUBAR I J, BAPST J, et al. Helicopters on Mars: Compelling science of extreme terrains enabled by an aerial platform[C]//9th International Conference on Mars, 2019.

[5] MCMASTERS J, HENDERSON M L. Low-speed single-element airfoil synthesis[J]. Technical Soaring, 1979, 6: 1-21.

[6] WANG S, ZHOU Y, ALAM M M, et al. Turbulent intensity and Reynolds number effects on an airfoil at low Reynolds numbers[J]. Physics of Fluids, 2014, 26(11): 115107.

[7] GAD-EL-HAK M. Micro-air-vehicles: Can they be controlled better?[J]. Journal of Aircraft, 2001, 38(3): 419-429.

[8] ANYOJI M, NUMATA D, NAGAI H, et al. Effects of Mach number and specific heat ratio on low-Reynolds-number airfoil flows[J]. AIAA Journal, 2015, 53(6): 1640-1654.

[9] KONING W J F, JOHNSON W, ALLAN B G. Generation of Mars helicopter rotor model for comprehensive analyses[C]//Proceedings of the AHS International Technical Meeting on Aeromechanics Design for Transformative Vertical Flight, 2018.

[10] 张旺龙, 谭俊杰, 陈志华, 等. 抽吸控制对低雷诺数下翼型分离流动的影响[J]. 航空学报, 2014, 35(1): 141-150.
ZHANG W L, TAN J J, CHEN Z H, et al. Effect of suction control on separation flow around an airfoil at low Reynolds numbers[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2014, 35(1): 141-150(in Chinese).

[11] 左伟, 顾蕴松, 王奇特, 等. 低雷诺数下机翼气动特性研究及控制[J]. 航空学报, 2016, 37(4): 1139-1147.
ZUO W, GU Y S, WANG Q T, et al. Aerodynamic characteristics and flow control on a rectangular wing at low Reynolds number[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(4): 1139-1147(in Chinese).

[12] 孟宣市, 杨泽人, 陈琦, 等. 低雷诺数下层流分离的等离子体控制[J]. 航空学报, 2016, 37(7): 2112-2122.
MENG X S, YANG Z R, CHEN Q, et al. Laminar separation control at low Reynolds numbers using plasma actuation[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(7): 2112-2122(in Chinese).

[13] SINHA S K. Flow separation control with microflexural wall vibrations[J]. Journal of Aircraft, 2001, 38(3): 496-503.

[14] SINHA S. Aircraft drag reduction with flexible composite surface boundary layer control[C]// Proceedings of the 2nd AIAA Flow Control Conference. Reston: AIAA, 2004.

[15] ARTHUR G G, MCKEON B J, DEARING S S, et al. Manufacture of micro-sensors and actuators for flow control[J]. Microelectronic Engineering, 2006, 83(4-9): 1205-1208.

[16] WEDDLE A, ZAREMSKI S, ZHANG L, et al. Control of laminar separation bubble using electro-active polymers[C]// Proceedings of the 6th AIAA Flow Control Conference. Reston: AIAA, 2012.

[17] DEMAURO E P, DELL'ORSO H, ZAREMSKI S, et al. Control of laminar separation bubble on NACA 0009 airfoil using electroactive polymers[J]. AIAA Journal, 2015, 53(8): 2270-2279.

[18] 卢丛玲, 祁浩天, 徐国华. 共轴双旋翼非定常流场干扰特性[J]. 航空动力学报, 2019, 34(7): 1459-1470.
LU C L, QI H T, XU G H. Unsteady flow field interaction of coaxial rotor[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(7): 1459-1470(in Chinese).

[19] KANG W, LEI P F, ZHANG J Z, et al. Effects of local oscillation of airfoil surface on lift enhancement at low Reynolds number[J]. Journal of Fluids and Structures, 2015, 57: 49-65.

[20] DI G Q, WU Z C, HUANG D G. The research on active flow control method with vibration diaphragm on a NACA0012 airfoil at different stalled angles of attack[J]. Aerospace Science and Technology, 2017, 69: 76-86.

[21] LOU B, YE S J, WANG G F, et al. Numerical and experimental research of flow control on an NACA 0012 airfoil by local vibration[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2019, 40(1): 1-12.

[22] 刘强, 刘周, 白鹏, 等. 低雷诺数翼型蒙皮主动振动气动特性及流场结构数值研究[J]. 力学学报, 2016, 48(2): 269-277.
LIU Q, LIU Z, BAI P, et al. Numerical study about aerodynamic characteristics and flow field structures for a skin of airfoil with active oscillation at low Reynolds number[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2016, 48(2): 269-277(in Chinese).

[23] 李冠雄, 马东立, 杨穆清, 等. 低雷诺数翼型局部振动非定常气动特性[J]. 航空学报, 2018, 39(1): 121427.
LI G X, MA D L, YANG M Q, et al. Unsteady aerodynamic characteristics of airfoil with local oscillation at low Reynolds number[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(1): 121427(in Chinese).

[24] 杨荣菲, 徐堃, 仲冬冬, 等. 振动凸包控制低雷诺数高负荷低压涡轮叶栅层流分离的数值研究[J]. 推进技术, 2019, 40(2): 267-275.
YANG R F, XU K, ZHONG D D, et al. Numerical study on laminar separation control using dynamic hump in high-loaded low pressure turbine cascade at low-Reynolds number[J]. Journal of Propulsion Technology, 2019, 40(2): 267-275(in Chinese).

[25] LEI J M, ZHANG J W, NIU J P. Effect of active oscillation of local surface on the performance of low Reynolds number airfoil[J]. Aerospace Science and Technology, 2020, 99: 105774.

[26] MENTER F R, LANGTRY R B, LIKKI S R, et al. A correlation-based transition model using local variables—Part I: Model formulation[J]. Journal of Turbomachinery, 2006, 128(3): 413.

[27] SUWA T, NOSE K, NUMATA D, et al. Compressibility effects on airfoil aerodynamics at low Reynolds number[C]// Proceedings of the 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference. Reston: AIAA, 2012.

[28] 吴锤结, 解妍琼, 吴介之. "流体滚动轴承"效应及其在流动控制中的应用[C]//全国第九届分离流、旋涡和流动控制会议. 北京: 中国空气动力学会, 2002: 281-290

WU C J, XIE Y Q, WU J Z. Effect and application of flow control of fluid ball bearing[C]//The Ninth National Conference on Flow Separation, Vortex and Flow Control Conference. Beijing: CARS, 2002: 281-290 (in Chinese).

[29] 吴锤结, 王亮. 运动物面流动控制[J]. 固体力学学报, 2005, 26: 10-21.

WU C J, WANG L. Control flow of moving interface[J]. Acta Mechanica Solida Sinica, 2005, 26: 10-21(in Chinese).

Effect of local oscillation on aerodynamics of thin airfoil in Mars environment

CHEN Zhaolin, LU Zhengxu, XIAO Tianhang*, DENG Shuanghou

(National Defense Key Laboratory of Aircraft Advanced Design Technology, College of Aerospace Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The thin atmosphere of Mars constrains the MAV in the subcritical Reynolds number regime, where the laminar boundary layer separation extremely adversely affects the aerodynamic performance of UAVs. Meanwhile, the low sound velocity of the Martian atmosphere results in a higher Mach number of UAVs, which enhances the compression effect and may generate shock waves. The numerical approach based on the dynamic mesh is used to model the unsteady flow field and examine the flow control effect of the airfoil local oscillation with the atmospheric characteristics of Mars. The NACA5605 thin airfoil is selected, the Reynolds number is 1.5×10^4, and the Mach number is 0.43 and 0.63. The airfoil local oscillation can greatly reduce the size of the separation zone, increasing lift and decreasing drag, according to the results of the time-averaged flow field and time-averaged aerodynamic coefficient. The unsteady flow field shows that the flow control mechanism is that the vortex motion generated by oscillation restrains the laminar flow separation near the trailing edge of the airfoil. The flow control efficiency under different amplitudes, frequencies, and oscillation locations is studied. Under the optimal parameters, the lift-to-drag ratio is improved up to 24.7% at 0.43 Mach number while 52% at 0.63 Mach number.

Keywords: Mars environment; low Reynolds number airfoil; laminar separation; local oscillation; flow control

Received: 2022-01-19; **Accepted**: 2022-03-11; **Published Online**: 2022-03-18 16:27

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20220317.1738.003.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11672133,12002161); Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions

* **Corresponding author**. E-mail: xthang@nuaa.edu.cn