

重气体介质中超临界翼型跨声速 流动特性

查俊¹, 曾开春¹, 寇西平^{1,2}, 杨兴华¹, 张汇卓¹

(1. 中国空气动力研究与发展中心 高速空气动力研究所, 四川 绵阳 621000;
2. 西北工业大学 航空学院, 西安 710072)

摘 要: 采用 Peng-Robinson 非理想气体状态方程模拟重气体介质的热力学特性, 并与雷诺平均 Navier-Stokes 方程结合, 形成封闭的重气体介质流动模型。针对超临界翼型流动问题, 利用 LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) 隐式时间推进格式和有限体积法, 分别求解空气介质和重气体介质下的流动特性。数值模拟结果表明: 在跨声速条件下重气体介质中超临界翼型的升阻力增大、超声速区域表面负压增加、边界层位移厚度减小、激波后移、表面摩擦阻力明显增大、后缘流动分离推迟。该研究为后续重气体介质中飞行器颤振特性研究及修正方法的发展提供了基础支持。

关 键 词: 重气体介质; 非理想气体; 超临界翼型; 跨声速流动; 气动特性

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Transonic flow characteristics of supercritical airfoil in heavy gas medium

ZHA Jun¹, ZENG Kaichun¹, KOU Xiping^{1,2},
YANG Xinghua¹, ZHANG Huizhuo¹

(1. High Speed Aerodynamics Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China;
2. School of Aeronautics,
Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: The Peng-Robinson non-ideal gas state equation was used to simulate the thermodynamic characteristics of the heavy gas medium, and to form a closed flow model for heavy gas medium by combining with the Reynolds average Navier-Stokes equations. The LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) implicit time-marching scheme and the finite volume method were used to simulate the flow over a supercritical airfoil in air and heavy gas medium respectively. Numerical results showed that the lift and drag of supercritical airfoil increased, the surface negative pressure in supersonic region increased, the displacement thickness of boundary layer decreased, the shock wave moved backward, the skin friction increased significantly, and the trailing edge flow separation delayed under transonic conditions. This study provides a basic

收稿日期: 2020-11-17

作者简介: 查俊(1984—), 男, 工程师, 硕士, 主要从事飞行器气动弹性力学研究。

通信作者: 寇西平(1987—), 男, 工程师, 博士, 主要从事飞行器气动弹性力学研究。E-mail: kouxiping@cardc.cc

引用格式: 查俊, 曾开春, 寇西平, 等. 重气体介质中超临界翼型跨声速流动特性[J]. 航空动力学报, 2021, 36(9): 1894-1905. ZHA Jun, ZENG Kaichun, KOU Xiping, et al. Transonic flow characteristics of supercritical airfoil in heavy gas medium[J]. Journal of Aerospace Power, 2021, 36(9): 1894-1905.

support for the subsequent research on flutter characteristics of aircrafts in heavy gas medium and the development of correction methods.

Key words: heavy gas medium; non-ideal gas; supercritical airfoil; transonic flow; aerodynamic characteristics

以空气为介质的跨声速风洞中进行飞行器缩比模型颤振试验,通常会因可选材料的密度远达不到相似准则要求^[1-3],试验模型存在严重的结构超重问题,进而引起风洞试验所获得的颤振临界存在偏差^[3-4]。这种情况下,采用重气体^[5]作为风洞试验介质来进行颤振试验可以大幅度提高流动介质的密度,从而使试验模型满足颤振试验所要求的关键相似准则,获得更加准确的试验结果。

重气体(heavy gas)是指高相对分子质量的气体,一般情况下其相对分子质量在空气相对分子质量的3倍以上,如六氟化硫(SF_6)的相对分子质量为146.06,其在常温常压下密度约为空气的5.1倍,而声速仅为空气的39%。根据跨声速风洞颤振模型设计的质量和频率相似律可以得出如采用重气体作为风洞试验介质,由于重气体介质的密度明显增大,颤振模型的质量也可随之增加,并且由于重气体介质声速的降低,颤振模型的振动频率也随之明显减小。

鉴于重气体介质在气动弹性试验方面的巨大优势,美国从20世纪50年代就开始进行了相关的研究^[6-7],最终,将NASA兰利研究中心19英尺(5.79 m)亚声速增压风洞改造成了以重气体四氟乙烷(CH_2FCF_3 , R134a)为运行介质的TDT(transonic dynamics tunnel)^[8-9]。该风洞对美国各类航空航天飞行器气动弹性评估以及学科发展做出了重要贡献^[10-12]。

然而,由于重气体为非理想气体,其热力学特性与空气介质存在差异,尤其是比热比的不相似,带来了流动特性的差异。在低速流动时,由于压缩性不强,该差异一般较小,试验结果可以直接使用。但对于高速流动,特别是跨声速复杂流动,压缩性、激波特性、分离与再附等多种流动现象相互影响^[13-15],加剧了跨声速流动的非线性特征,对飞行器的气动弹性特性和响应有明显的影

响,为后续重气体介质中颤振特性研究及修正方法的发展提供基础。

NASA 兰利研究中心的 Anderson^[16]通过模拟方法针对较低来流马赫数时NACA0012、RAE2822等翼型在不同介质中的气动特性差异进行了对比分析,结果表明除在翼型前缘流速较快处有一定影响外,气体介质对表面压力分布和摩擦阻力的影响较小。Bonhaus等^[17]对来流马赫数 $Ma_\infty=0.2$ 时二维多段翼型进行了数值模拟分析,结果表明在低来流马赫数下,除翼面上流速较高的小部分区域压力分布有一定差异之外,其他区域重气体与空气介质基本相同,并且翼型表面摩擦力分布和边界层内速度剖面也基本相同。Anders等^[18]通过 N_2 和 SF_6 两种介质中翼型的风洞试验对比,证实了两种气体介质在来流马赫数为0.7时,翼型表面激波位置存在一定的差异,但其选取迎角范围较小($-0.5^\circ\sim 1^\circ$),翼型表面的激波较弱,介质对表面压力分布和激波位置的影响并未完全展现出来。

国外公开发表的文献中,对重气体风洞介质的影响研究主要集中在低来流马赫数到高亚声速范围,激波较弱的情况,而对其在具有较强激波的跨声速绕流下的研究成果却极少公开报道。

我国前期跨声速风洞以暂冲式为主,不具备开展重气体介质风洞试验的条件。近年来,中国空气动力研究与发展中心、空气动力研究院等相继开始建设连续式跨声速风洞,重气体介质风洞试验能力建设也提上日程。然而,由于国内前期对重气体介质风洞试验技术相关研究少,即使试验能力建成,其试验数据应用也将大大受限。因此,开展重气体介质与空气介质的试验数据的对比评估,完善重气体介质试验数据应用及修正规范,成为推动重气体介质风洞工程应用的重要任务。

本项研究利用数值模拟方法对超临界翼型在跨声速时不同介质(空气、R134a、 SF_6)中的气动特性进行了模拟,研究了相同雷诺数下不同气体介质对超临界翼型气动特性影响,分析了重气体介质在不同来流条件下的流动特性,为重气体介质风洞试验数据修正提供了基础。

1 重气体介质热力学特性

重气体介质的热力学特性较空气介质有较大差异,表1给出了三种介质在静压 $p=101\,325\text{ Pa}$ 、静温 $T=300\text{ K}$ 时的气体特性,其中 M 为气体介质的摩尔质量, γ 为比热比, ρ 为密度, μ 为黏度, a 为声速。从表中可以看出重气体介质与空气介质的气体特性差异明显,摩尔质量及密度增大,比热比、动力黏性及声速明显减小。

表1 气体特性对比

Table 1 Comparison of gas characteristics

气体	$M/$ (g/mol)	γ	$\rho/$ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	$\mu/10^{-5}$ ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)	$a/$ (m/s)
空气	28.965	1.402	1.177	1.854	347.32
R134a	102.032	1.119	4.23	1.189	162.03
SF ₆	146.055	1.098	6.0	1.530	135.40

图1还给出了R134a、SF₆和空气介质不同静压 p 时比热比 γ 随静温 T 的变化曲线。从图中可以看出在相同静压条件下,R134a、SF₆的比热比随静温有较大变化,静压越大,变化越大,而空气介质的比热比随静温的变化不明显;相同静温条件下,R134a、SF₆的比热比随静压有较大变化,静温越低,变化越大,而空气介质的变化相对较小;且重气体介质的比热比随静温变化呈现出明显的非线性。

重气体介质(如R134a和SF₆)状态方程不满足克拉伯龙方程,是典型的非理想气体。目前,通常采用Peng-Robinson气体状态方程^[19]来描述其热力学过程。Peng-Robinson方程可表述为

$$p = \frac{RT}{\tilde{v} - b} - \frac{\zeta(T)}{\tilde{v}(\tilde{v} + b) + b(\tilde{v} - b)} \quad (1)$$

其中

$$b = \frac{0.0778RT_c}{p_c}$$

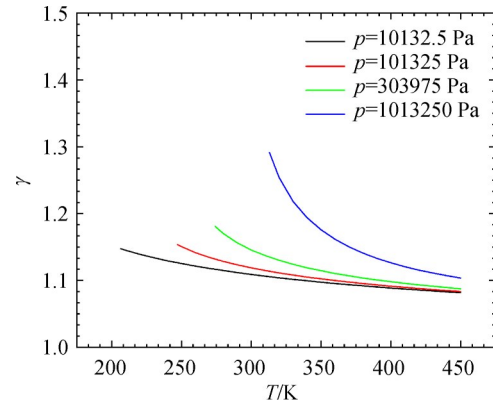
$$\zeta(T) = 0.45724 \frac{(RT_c)^2}{p_c} \left[1 + f_w(1 - \sqrt{T_r}) \right]^2$$

$$f_w = 0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2$$

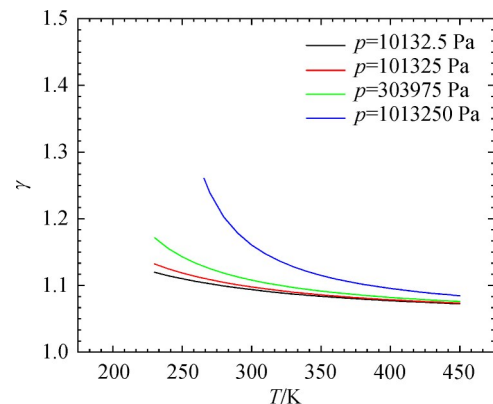
式中 R 为气体常数, $\tilde{v}$ 为比容, p_c 、 T_c 为气体的临界压力和临界温度, $T_r = T/T_c$ 为相对温度, ω 为气体分子的偏心因子。

重气体介质的热力学特性参数根据以下方程获得^[20]:

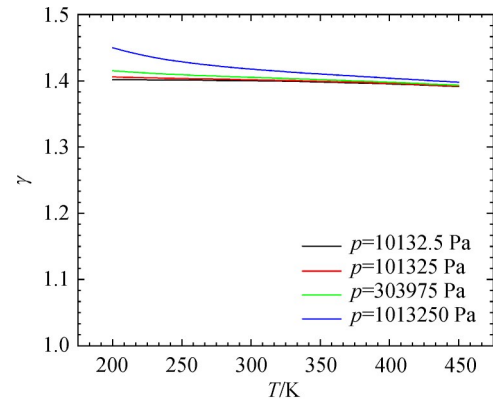
$$\frac{c_p}{R} = m_1 + m_2 T + m_3 T^2 + m_4 T^3 + m_5 T^4 \quad (2)$$



(a) R134a



(b) SF₆



(c) 空气

图1 $\gamma \sim T$ 曲线图

Fig.1 Curves of $\gamma - T$

$$h =$$

$$R \left(m_1 + \frac{m_2}{2} T + \frac{m_3}{3} T^2 + \frac{m_4}{4} T^3 + \frac{m_5}{5} T^4 \right) T + \Delta H \quad (3)$$

$$\frac{G}{R} = m_1 (T - \ln T) - \frac{m_2}{2} T^2 - \frac{m_3}{6} T^3 - \frac{m_4}{12} T^4 - \frac{m_5}{20} T^5 + \frac{\Delta H}{R} - gT \quad (4)$$

式中 c_p 为比定压热容; h 为比焓,由 c_p 对 T 积分所得; g 为Gibbs自由能; m_1 、 m_2 、 m_3 、 m_4 、 m_5 、 ΔH 、 G 等

参数在不同来流压力条件下根据已有的气体特性参数表拟合得到。

2 数值方法

2.1 计算模型

本项研究采用图2中所示的某宽体标准模型机翼所用超临界翼型,计算中采用翼型流场的O型结构化网格,并对翼型表面网格进行加密处理,参考长度 c 取1 m,第一层网格高度不大于 2×10^{-6} ,物面网格点数为401。生成的翼面附近的网格如图2所示。此网格采用空气介质时 $y^+ \approx 0.9$,采用重气体介质时 $y^+ \approx 1.0$,并进行了网格无关性验证,与加密后网格的表面压力分布基本相同。

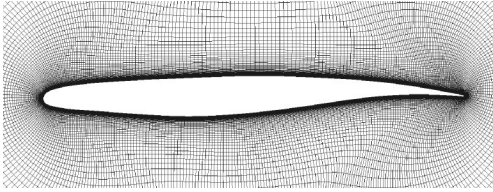


图2 超临界翼型网格示意图

Fig.2 Mesh of supercritical airfoil

2.2 计算方法

采用可压缩RANS(雷诺平均Navier-Stokes)方程作为翼型流动特性分析的控制方程,其积分守恒方程形式^[21]如下:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = \int_{\Omega} \mathbf{Q} d\Omega \quad (5)$$

式中 $\mathbf{W}$ 为守恒变量, $\mathbf{F}_c$ 为无黏矢通量, $\mathbf{F}_v$ 为黏性矢通量, $\mathbf{Q}$ 为源项, t 为时间, S 为控制体表面积, Ω 为控制体, $\partial\Omega$ 为控制体的边界,其具体表达式如下:

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix} \quad \mathbf{F}_c = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho w V + n_z p \\ \rho H_t V \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{yx} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{zx} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x \Theta_x + n_y \Theta_y + n_z \Theta_z \end{bmatrix} \quad \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho f_{e,x} \\ \rho f_{e,y} \\ \rho f_{e,z} \\ \rho f_e \cdot \mathbf{v} + \dot{q}_h \end{bmatrix}$$

其中

$$\mathbf{V} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = n_x u + n_y v + n_z w$$

$$\Theta_x = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\Theta_y = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\Theta_z = u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial z}$$

式中 u, v, w 为速度 $\mathbf{v}$ 在 x, y, z 三个方向上的速度分量; ρ 为当地密度; V 为面法向速度,其中 n_x, n_y, n_z 为面法向向量 $\mathbf{n}$ 分量; τ_{ij} 为应力张量分量; E 为单位质量的总能量, H_t 为总焓, f_e 为体积力, $f_{e,x}, f_{e,y}, f_{e,z}$ 为 f_e 在 x, y, z 三个方向上的分量, $\dot{q}_h$ 为单位质量的热传导速率, κ 为热导率。

求解RANS方程空间离散采用基于格点格式的有限体积法,时间推进采用LU-SGS(lower-upper Symmetric Gauss-Seidel)隐式方法;湍流模型采用realizable- $k\epsilon$ 模型^[22];计算时模型物面采用无滑移边界条件,远场采用基于当地一维欧拉方程黎曼解的特征边界条件^[23];计算时空气介质采用理想气体状态方程,R134a、SF₆采用文中第1节所述的Peng-Robinson气体状态方程。

3 算例验证

采用文献[16]中关于RAE2822翼型SF₆介质跨声速计算数据作为本项研究所用计算方法的验证算例。文献中采用的计算条件为:来流马赫数 $Ma_\infty = 0.7444$,来流静压 $p_\infty = 101325$ Pa,来流静温 $T_\infty = 294.261$ K。图3给出了文献[16]和本项研究所采用计算方法的压力系数 C_p 计算结果对比图,从图中可以看出,计算结果与参考文献中的结果吻合较好,说明该计算方法适用于重气体介质流动计算。

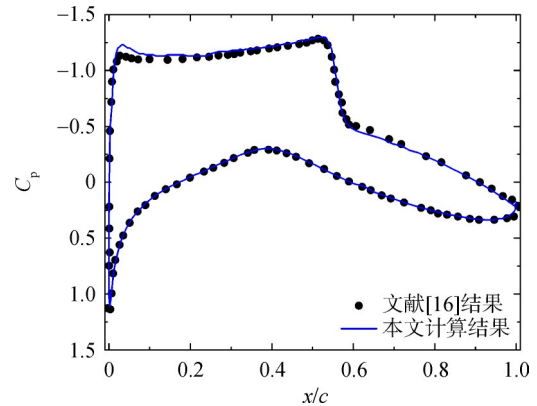


图3 RAE2822翼型表面压力系数分布

Fig.3 Pressure coefficient distribution of airfoil RAE2822

4 数值计算结果分析

4.1 相同雷诺数下的气动特性

跨声速风洞试验时雷诺数是重要的相似参数之一,根据现有文献调研,目前重气体风洞运行时主要保证来流马赫数和雷诺数相似,因此本小节针对相同雷诺数条件下不同介质对超临界翼型气动特性的影响进行了对比研究,来流马赫数 $Ma_\infty=0.8$,计算迎角 $\alpha=-2^\circ\sim 8^\circ$,具体来流参数见表 2,其中 ρ_∞ 为来流密度, q_∞ 为来流速压,雷诺数参考长度为 1 m。从表 2 可以看出在相同雷诺数时重气体介质的来流速压较空气介质明显降低, R134a 与 SF_6 的来流速压分别为空气介质的 30.38% 和 32.78%。

表 2 相同雷诺数条件下的计算工况
Table 2 Calculation conditions at the same Reynolds number

气体	p_∞/Pa	T_∞/K	$\rho_\infty/(\text{kg}/\text{m}^3)$	q_∞/Pa	$Re/10^{-6}$
空气	101 325		1.176 1	45 395	
R134a	39 100	300	1.609 1	13 793	17.71
SF_6	42 275		2.486 8	14 881	

图 4 和图 5 分别给出了相同雷诺数条件下超临界翼型的升力系数 (C_l) 和阻力曲线系数 (C_d)。由图可以看出:重气体介质中的升力曲线斜率在小迎角 (α) 时稍有增大,重气体介质中的升力曲线拐点较空气介质推迟,在较大迎角时重气体介质中升力系数明显增大;三种介质中的阻力在小迎角时差异较小,随着迎角增大,重气体介质较空气介质增大。

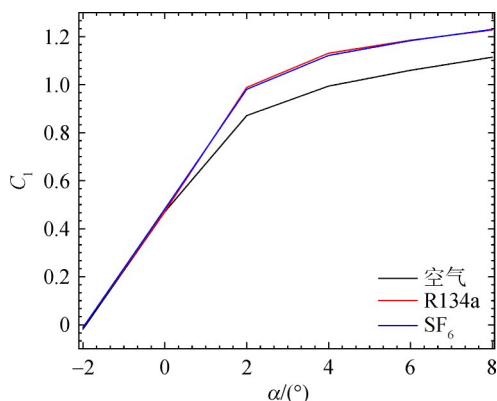


图 4 相同雷诺数条件下 $C_l-\alpha$ 曲线

Fig.4 Curves of $C_l-\alpha$ at the same Reynolds number

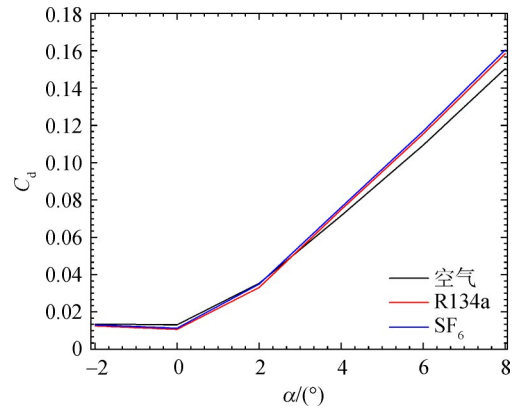
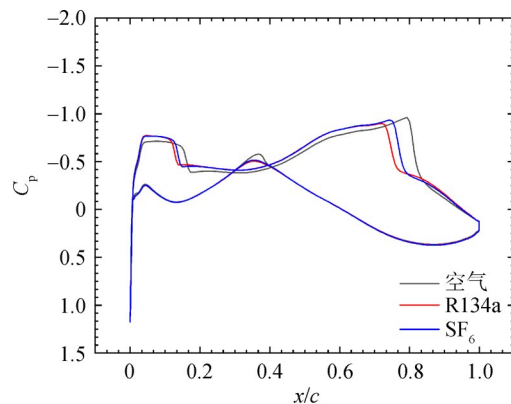


图 5 相同雷诺数条件下 $C_d-\alpha$ 曲线

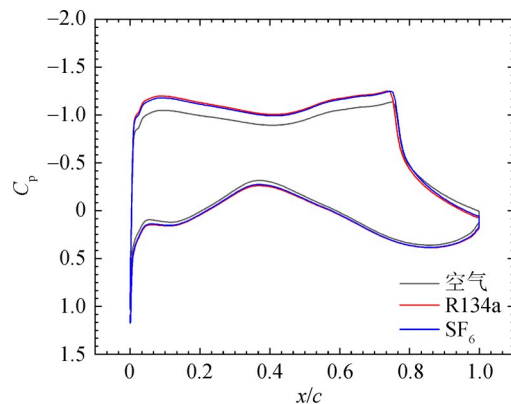
Fig.5 Curves of $C_d-\alpha$ at the same Reynolds number

根据图 4 和图 5 给出的升力系数及阻力系数曲线变化趋势,本节选取 $\alpha=0^\circ, 2^\circ, 4^\circ$ 迎角条件进行详细分析。

图 6 给出了典型状态翼型表面压力系数 (C_p) 分布,从图中可以看出:①激波特性的差异,在 $\alpha=0^\circ$ 时, R134a 的激波位置最靠前, SF_6 的激波位置较 R134a 靠后约 3% 弦长,空气介质的激波位置最靠后,空气介质与 R134a 的后缘激波位置相差约有 9% 弦长,此时空气介质中的激波强度较重气体介质稍大;空气介质中下翼面约 37% 弦长处



(a) $\alpha=0^\circ$



(b) $\alpha=2^\circ$

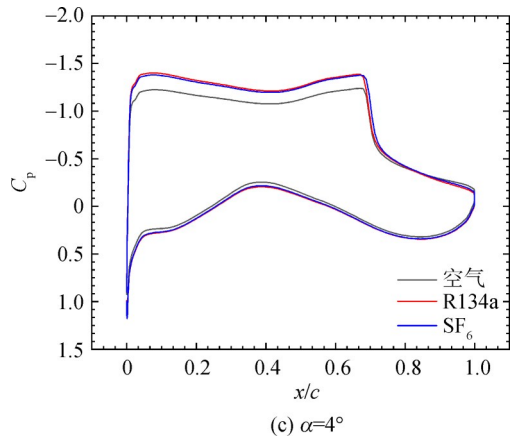


图 6 相同雷诺数条件下表面压力分布
Fig.6 Comparison of pressure coefficient distribution
at the same Reynolds number

出现一弱激波,但重气体介质中未出现;随着迎角增大,三种介质中的激波位置前移且逐渐接近,在 $\alpha=2^\circ$ 时激波位置基本相同, $\alpha=4^\circ$ 时空气介质中激波位置较重气体介质中稍靠前,说明重气体介质中激波前移距离较空气介质小,这可能与后缘的激波边界层相互作用特性有关,且此时重气体介质中激波强度明显增大;②重气体介质中

$$C_p = \frac{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_\infty^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_{local}^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1}{\frac{1}{2} \gamma Ma_\infty^2}$$

(8)

根据以上公式在表 3 中给出了来流马赫数为 0.8 时不同当地马赫数条件下的压力系数,计算时比热比 γ 取来流条件下的值。

从表 3 可以看出当地翼型表面当地马赫数相同时重气体介质中的压力系数绝对值较空气介质增大,并且超声速较亚声速时差异更大;两种重气体介质中的压力系数差异很小。从以上定性分析可以看出压力系数的差异的主要原因是由气体介质比热比的不同引起的。

图 7 给出了典型状态下上翼面边界层位移厚

超声速区域表面压力系数较空气介质有明显的增加,其他区域差异较小;而两种重气体介质中的压力系数差异较小。

小迎角时激波位置的差异与不同介质时的来流速压相关,R134a 的来流速压最低,此时翼型上表面激波位置最靠前,而空气的来流速压最高,翼型上表面激波位置最靠后。

对于翼型表面压力分布的差异可以通过如下方法进行定性分析:

假定三种气体介质的状态方程均可用理想气体状态方程描述,且比热比 γ 为固定值。根据来流静压和来流马赫数,可根据如下公式获取来流总压 p_t :

$$p_t = p_\infty \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_\infty^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

(6)

根据等熵流动总压不变的原理,给定翼型表面激波前的当地马赫数 Ma_{local} 可以得到当地的静压

$$p_{local} = p_t \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_{local}^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

(7)

转换成当地的压力系数

度 δ^* 的增长曲线,边界层位移厚度 δ^* 按照下式对计算结果进行积分所得

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_\infty u_\infty}\right) dy$$

(9)

积分过程中定义当地速度等于外流速度 99% 处的厚度即为边界层名义厚度 δ 。

由图 7 可以看出,重气体介质中上翼面的边界层位移厚度增长明显小于空气介质,这主要是由气体介质的黏性差异引起的,结合表 1 可知重气体介质黏度明显小于空气介质,因而造成重气

表 3 相同雷诺数时不同当地马赫数的压力系数

Table 3 Pressure coefficients of different local Mach numbers at the same Reynolds number

气体	γ	C_p				
		$Ma_{local}=0.4$	$Ma_{local}=0.6$	$Ma_{local}=0.8$	$Ma_{local}=0.9$	$Ma_{local}=1.2$
空气	1.400 0	0.815 2	0.435 5	0	−0.220 4	−0.829 0
R134a	1.111 9	0.838 3	0.459 5	0	−0.244 0	−0.964 5
SF ₆	1.095 1	0.839 7	0.461 0	0	0.245 6	−0.973 9

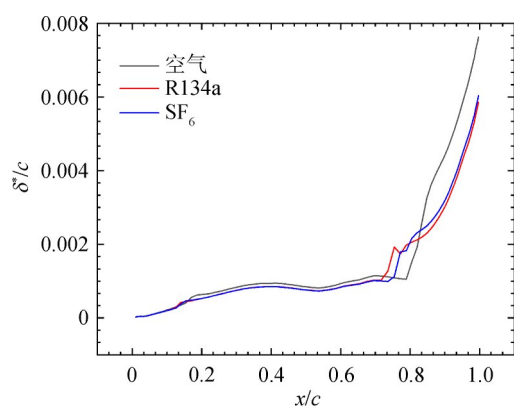
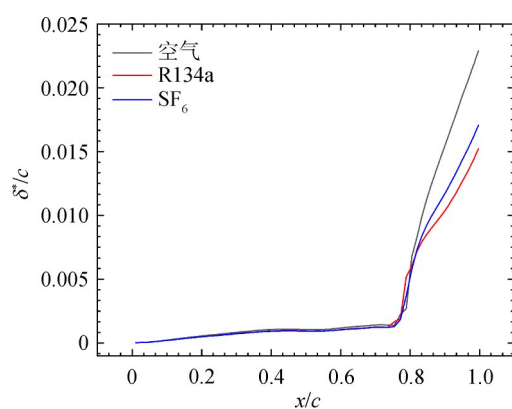
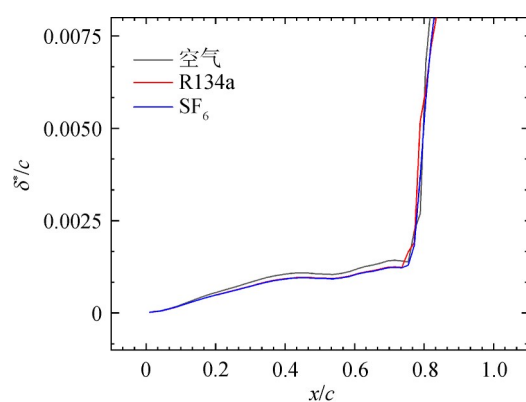
(a) $\alpha=0^\circ$ (b) $\alpha=2^\circ$ (c) $\alpha=2^\circ$, 纵坐标放大

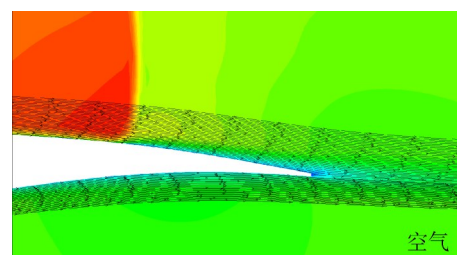
图7 相同雷诺数条件下边界层位移厚度

Fig.7 Displacement thickness of the boundary layer at the same Reynolds number

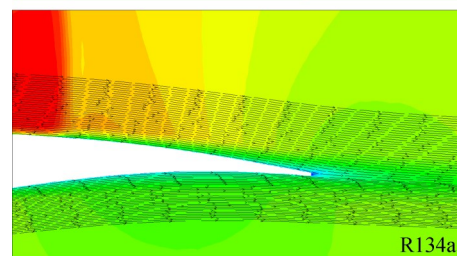
体介质中边界层位移厚度明显小于空气介质。

图8进一步给出了三种介质中翼型后缘附近的流线图。从图中可以看出,在 0° 迎角时三种介质中的翼型表面均为附着流;随着迎角增大,在 2° 迎角时空气介质中翼型后缘出现了小范围的流动分离, SF_6 介质中此时也出现了极小范围的分离,而R134a此时未出现分离,仍为附着流动,表明重气体介质中翼型后缘的流动分离较空气有一定的

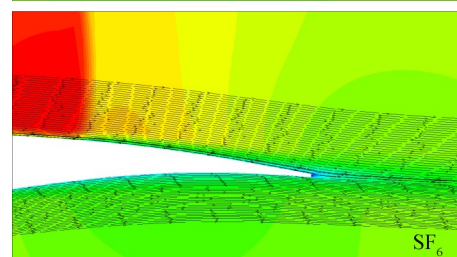
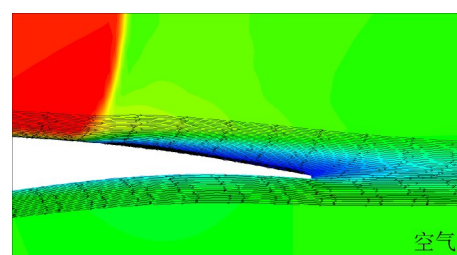
推迟;随着迎角的进一步增大,三种介质中翼型后缘均出现了明显的分离,从图中可以看出空气介质中后缘分离涡的范围最大, SF_6 次之, R134a最



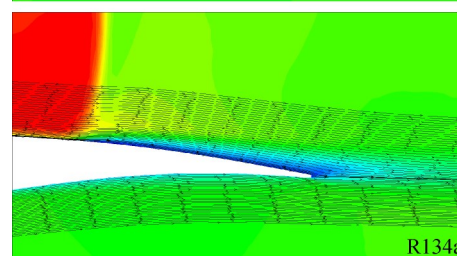
空气



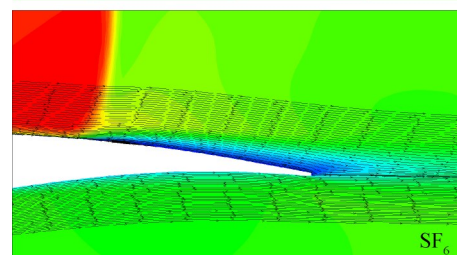
R134a

 SF_6 (a) $\alpha=0^\circ$ 

空气



R134a

 SF_6 (b) $\alpha=2^\circ$

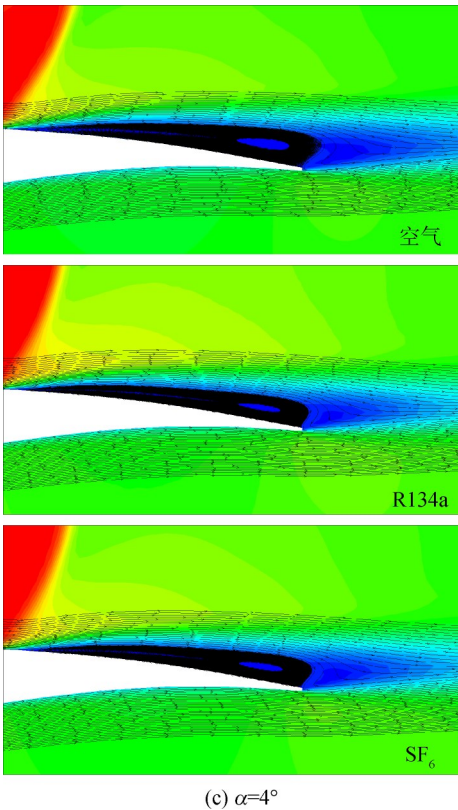


图 8 相同雷诺数条件下翼型后缘流线图
Fig.8 Streamlines of trailing edge of airfoil
at the same Reynolds number

小。因此后缘流动分离状态的不同是激波随迎角增大前移距离差异的主要原因。

图 9 还给出了翼型表面的摩擦阻力系数(C_f)分布比较图。从图中可以看出重气体介质中翼型表面的摩擦阻力较空气介质有一定的增大,尤其在激波前的超声速区域,重气体介质的摩擦阻力较空气介质明显增大,而激波后的当地马赫数较低,重气体介质中摩擦阻力增加较小;而两种重气

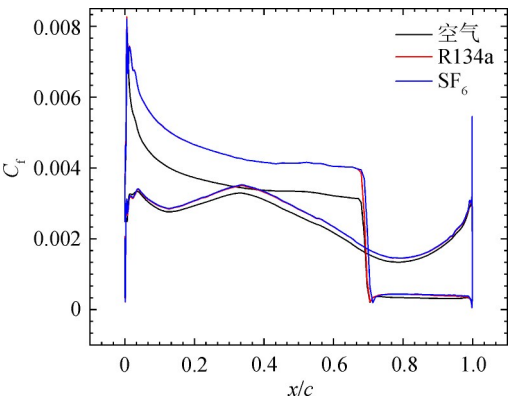


图 9 相同雷诺数条件下表面摩擦阻力分布($\alpha=2^\circ$)
Fig.9 Comparison of skin friction distribution at the same
Reynolds number ($\alpha=2^\circ$)

体介质之间的摩擦阻力差异较小。

4.2 相同介质不同来流静压条件下的气动特性

由于来流静压对重气体介质的热力学特性有明显影响,在本小节中选取 SF_6 介质进行了不同来流静压对超临界翼型气动特性影响的研究,具体计算来流条件见表 4。

表 4 相同介质不同来流静压条件下的计算工况
Table 4 Calculation conditions of the same medium
with different incoming static pressures

气体	p_∞/Pa	T_∞/K	$\rho_\infty/(\text{kg}/\text{m}^3)$	q_∞/Pa
SF_6	101 325	300	5.999 7	42 750
	303 975		18.424	129 500
	1 013 250		67.54	446 500

图 10 和图 11 分别给出了相同介质不同来流静压条件下超临界翼型的升力系数和阻力系数曲线图。由图中可以看出,在小迎角时升力系数随来流静压的增加变化较小,随着迎角增大,在 2° 附近开始出现了明显的差异, $2^\circ\sim4^\circ$ 迎角区间时升力系数随来流静压的增加而减小,迎角进一步增大时升力系数随来流静压的增加而增大;阻力系数随来流静压的增加而增大。

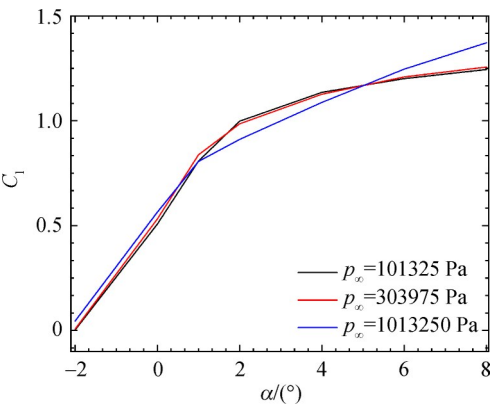


图 10 相同介质不同来流静压条件下 $C_l\sim\alpha$ 曲线
Fig.10 Curves of $C_l\sim\alpha$ of the same medium with different
incoming static pressures

根据图 10 和图 11 给出的升力系数及阻力系数曲线变化趋势,本节选取 $\alpha=0^\circ, 2^\circ, 4^\circ$ 迎角条件进行详细分析。

图 12 给出了典型状态下翼型表面压力系数分布。从图中可以看出,翼型表面压力系数分布随来流静压的增加有较大的差异:①随着来流静压增加激波位置后移,如在迎角 0° ,上翼面后缘

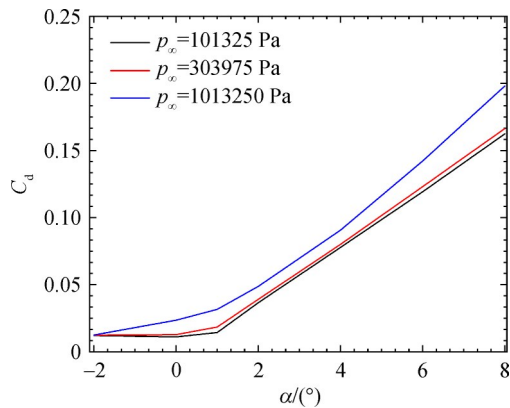


图 11 相同介质不同来流静压条件下 $C_d \sim \alpha$ 曲线
Fig.11 Curves of $C_d \sim \alpha$ of the same medium with different incoming static pressures

激波 $p_\infty=1013\ 250\ \text{Pa}$ 时较 $p_\infty=101\ 325\ \text{Pa}$ 后移距离约为 12% 弦长,并且在下翼面也出现了激波;②激波强度随来流静压增加而增强,此时波阻是翼型阻力的主要来源,因此造成翼型的阻力随来流静压的增加而增大;③翼型表面压力系数随来流静压的增加而减小。

根据式(8)对相同介质不同来流静压时翼型的表面压力系数进行定性分析,表 5 给出了来流马赫数为 0.8 时不同当地马赫数条件下的压力系数,计算时比热比 γ 取来流条件下的值。从表中可以看出,重气体介质的比热比随来流静压的增加逐渐增大;当地马赫数偏离来流马赫数时,当地的压力系数绝对值随来流静压的增加而减小,其中在亚声速时压力系数值变化较小,在超声速时变化较大。因此相同介质不同来流静压时压力系数的差异主要是由来流静压不同时重气体介质的比热比变化引起的。

图 13 给出了迎角为 0° 和 2° 时,上翼面边界层位移厚度的增长曲线,位移厚度按式(9)给出的公式计算。从图中可以看出,边界层位移厚度随来流静压的增加而减小,因此上翼面在出现激波时,其位置随来流静压的增加而后移;上翼面激波之

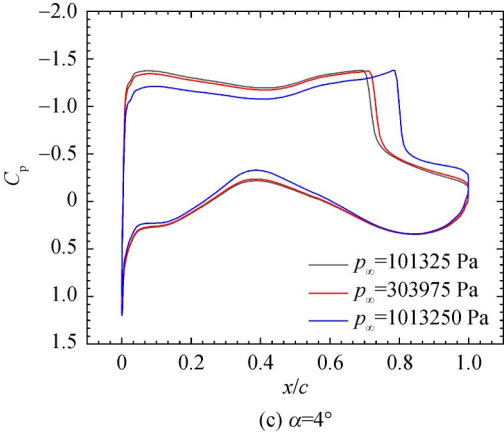
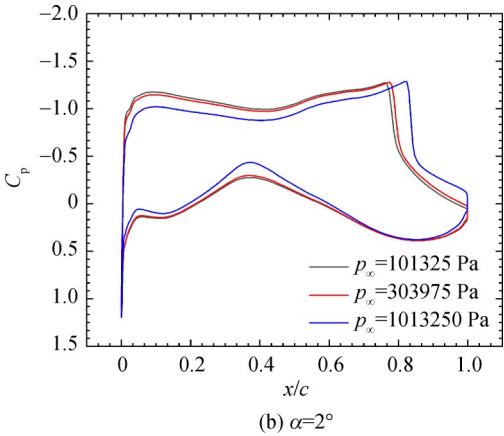
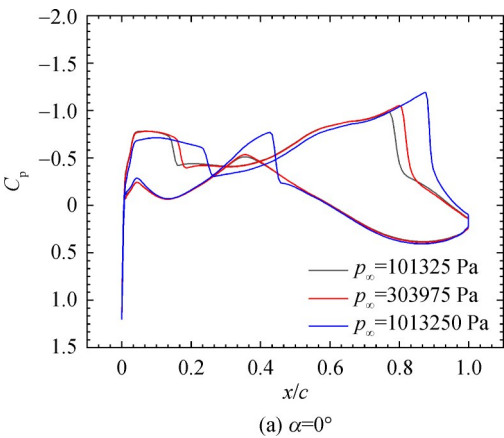


图 12 相同介质不同来流静压条件下表面压力分布
Fig.12 Pressure coefficient distribution for the same medium with different incoming static pressures

表 5 相同介质时不同当地马赫数的压力系数

Table 5 Pressure coefficients of different local Mach numbers for the same medium

p_∞/Pa	γ	C_p				
		$Ma_{\text{local}}=0.4$	$Ma_{\text{local}}=0.6$	$Ma_{\text{local}}=0.8$	$Ma_{\text{local}}=0.9$	$Ma_{\text{local}}=1.2$
101 325	1.097 8	0.839 4	0.460 8	0	-0.245 3	-0.972 4
303 975	1.108 0	0.838 6	0.459 9	0	-0.244 4	-0.966 7
1 013 250	1.160 7	0.834 3	0.455 3	0	-0.239 7	-0.938 5

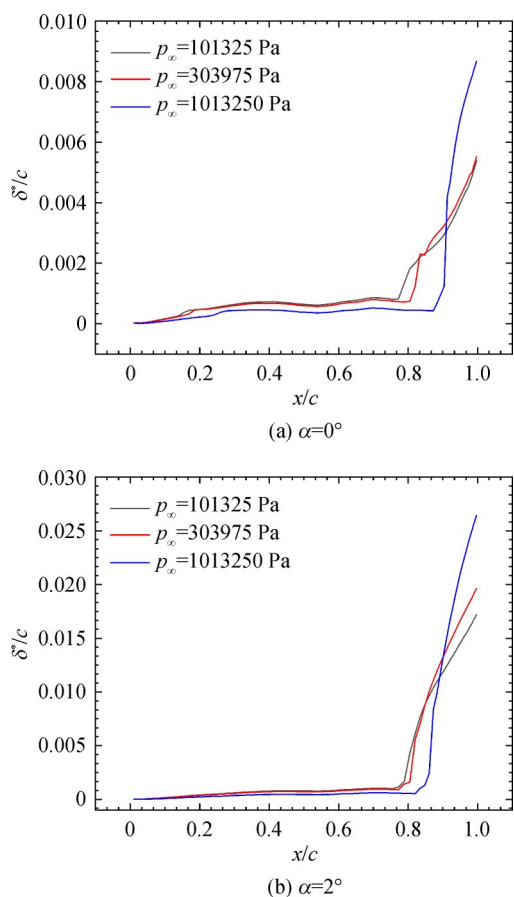
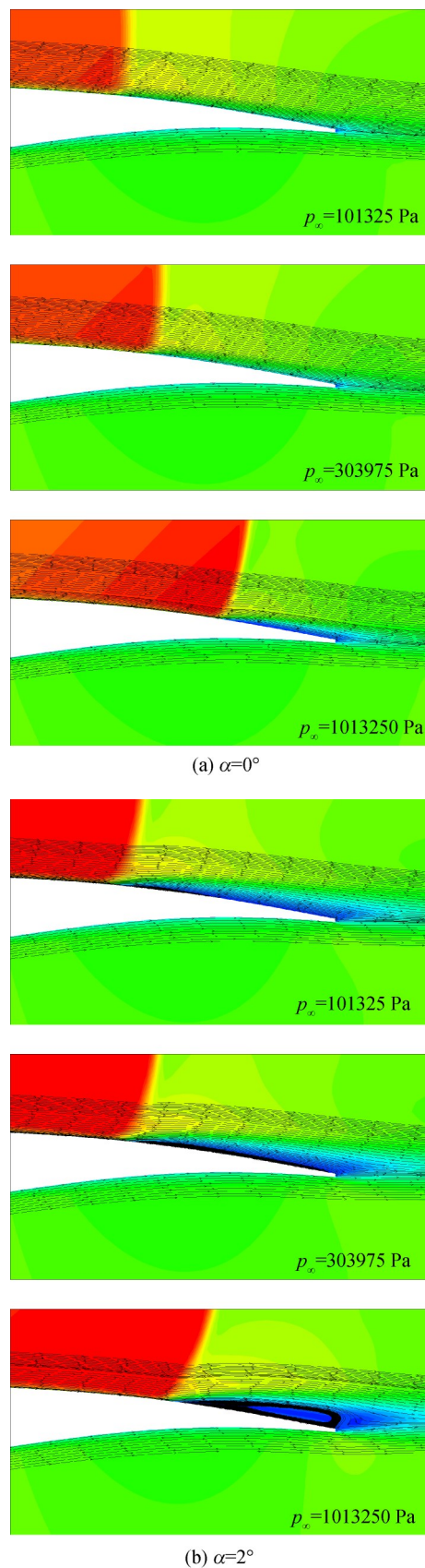


图13 相同介质不同来流静压条件下边界层位移厚度
Fig.13 Displacement thickness of the boundary layer for the same medium with different incoming static pressures

后的边界层位移厚度增长速度随来流静压的增加迅速增大,在后缘时边界层位移厚度随来流静压增加而增加, $p_{\infty}=1013\ 250\text{ Pa}$ 时的边界层位移厚度明显大于 $p_{\infty}=101\ 325\text{ Pa}$ 和 $p_{\infty}=303\ 975\text{ Pa}$ 时,这应该与激波之后的流动特性有关。

图14进一步给出了不同来流静压时超临界翼型后缘附近的流线图。从图中可以看出来流静压的变化对翼型后缘的流动状态有较大影响:①在 0° 迎角时,在来流静压较低时翼型后缘为附着流,随着来流静压增加至 $1\ 013\ 250\text{ Pa}$,翼型后缘出现了很小范围的分离流动;②在 2° 迎角时,来流静压 $p_{\infty}=101\ 325\text{ Pa}$ 时翼型表面依然为附着流,在 $p_{\infty}=303\ 975\text{ Pa}$ 时翼型后缘出现了较小范围的分离流动,随着来流静压进一步增加,在 $p_{\infty}=1\ 013\ 250\text{ Pa}$ 时后缘出现了较明显的分离流动;③迎角进一步增大,翼型后缘均出现了较大范围的流动分离,并且由于激波位置的不同,来流静压 $p_{\infty}=1\ 013\ 250\text{ Pa}$ 时流动分离区域最小,因此造成在较大迎角时升力随迎角增大而增大。

图15还给出了相同介质不同来流静压条件时翼型表面的摩擦阻力系数分布比较图。从图中可以看出,表面摩擦阻力系数随来流静压增加而



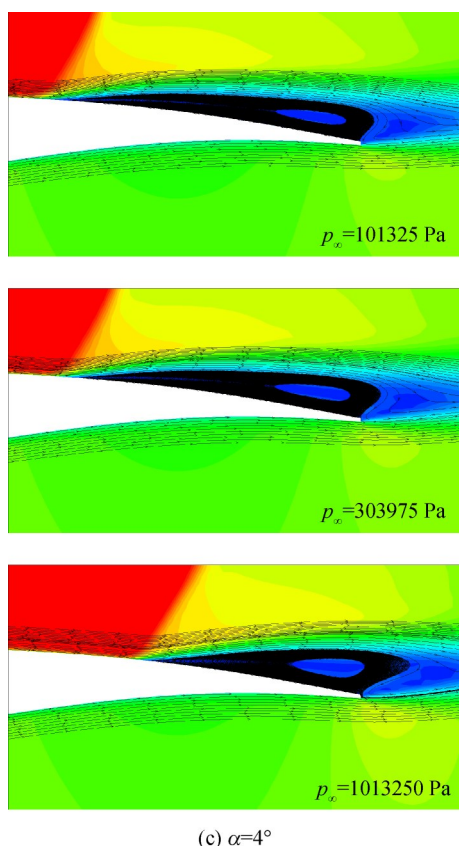


图14 相同介质不同来流静压条件下翼型后缘流线图
Fig.14 Streamlines of trailing edge of airfoil for the same medium with different incoming static pressures

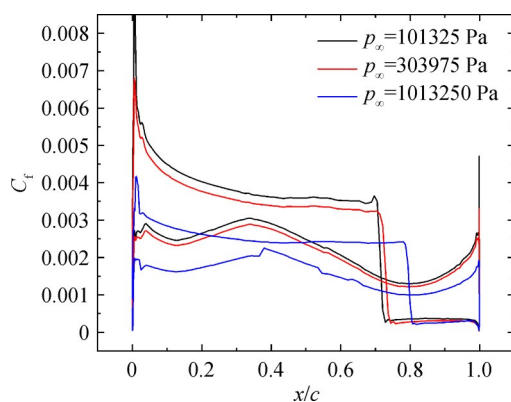


图15 相同介质不同来流静压条件下表面摩擦阻力系数分布 (\$\alpha=2.0^\circ\$)
Fig.15 Skin friction coefficient distribution for the same medium with different incoming static pressures (\$\alpha=2.0^\circ\$)

减小,尤其在来流静压 $p_\infty=1\ 013\ 250\text{ Pa}$ 时,表面摩擦阻力较低来流静压时有较明显的减小。

5 结 论

通过对超临界翼型计算结果的对比分析,在

数值模拟范围内可以得到以下结论:

1) 在跨声速时超临界翼型表面出现有较强激波,气体介质对翼型的气动力、表面压力、激波位置和强度等有明显影响;

2) 气体介质比热比的不相似是翼型表面压力分布差异的主要原因;

3) 相同雷诺数时,重气体介质中超临界翼型的边界层位移厚度明显减小,激波位置后移,且后缘流动分离推迟,激波位置随迎角的变动范围较小;

4) 相同介质情况下随着来流静压的增大,翼型表面压力系数减小,激波位置后移,后缘流动分离提前,但在完全分离时分离区域随来流静压增大而减小;

5) 重气体介质中超临界翼型的表面摩擦阻力增大,但随着来流静压的增加逐渐减小。

由以上几点可以看出,采用重气体作为风洞试验介质,与空气介质相比,在流场中有激波出现时对飞行器的气动特性影响较大,因此需要发展合适的修正方法^[6-7,16-17,24]以使重气体介质中的数据转换成相应条件下空气介质中的气动数据。

参考文献:

- [1] 杨超,黄超,吴志刚,等.气动伺服弹性研究的进展与挑战[J].航空学报,2015,36(4):1011-1033.
YANG Chao, HUANG Chao, WU Zhigang, et al. Progress and challenges for aeroservoelasticity research[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(4): 1011-1033. (in Chinese)
- [2] 杨兴华,寇西平,余立,等.重气体介质在气动弹性风洞试验中的作用[R].呼和浩特:第十六届全国空气弹性学术交流会,2019.
- [3] 罗务揆,谭申刚,谢怀强,等.确定颤振模型设计参数的方法研究[J].航空学报,2013,34(10):2383-2390.
LUO Wukui, TAN Shengang, XIE Huaiqiang, et al. Research on methods used to determine flutter model design factors[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2013, 34(10): 2383-2390. (in Chinese)
- [4] 钱卫,张桂江,刘钟坤.飞机全动平尾颤振特性风洞试验研究[J].航空学报,2015,36(4):1093-1102.
QIAN Wei, ZHANG Guijiang, LIU Zhongkun. Flutter characteristics for aircraft all-movable horizontal tail through wind tunnel tests[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(4): 1093-1102. (in Chinese)
- [5] COLE S R, GARCIA J L. Past, present and future capabilities of the Langley Transonic Dynamics Tunnel from an aeroelasticity perspective[R]. AIAA-2000-1767, 2000.
- [6] VON DOENHOFF A E, BRASLOW A L, SCHWARTZ-

- BERG M A. Studies of the use of Freon-12 as a wind-tunnel testing medium[R]. NACA TN-3000, 1953.
- [7] POZNIAK O M. Investigation in to the use of Freon-12 as a working medium in a high-speed wind-tunnel[R]. Cranfield: Cranfield College of Aeronautics, Note No.72, 1957.
- [8] CORLISS J M, COLE S R. Heavy gas conversion of the NASA Langley Transonic Dynamics Tunnel[R]. AIAA - 1998-2710, 1998.
- [9] COLE S R, RIVERA J A. The new heavy gas testing capability in the NASA Langley Transonic Dynamics Tunnel[R]. Cambridge, US: Royal Aeronautical Society Forum Paper No.4, 1997.
- [10] YEAGER W T, KVATERNIK R G. Contributions of the Langley Transonic Dynamics Tunnel to rotorcraft technology and development[R]. AIAA-2000-1771, 2000.
- [11] COLE S R, KELLER D F, PIATK D J. Contributions of the Transonic Dynamics Tunnel to launch vehicle and spacecraft development[R]. AIAA-2000-1772, 2000.
- [12] PERRY B, NOLL T, SCOTT R. Contributions of the transonic dynamics tunnel to the testing of active control of aeroelastic response[R]. AIAA-2000-1769, 2000.
- [13] RUDNIK R, GERMAIN E. Reynolds number scaling effects on the European high-lift project configurations[J]. Journal of Aircraft, 2009, 46(4):1140-1152.
- [14] PETERSSON K, RIZZI A. Aerodynamic scaling to free flight conditions: past and present[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2008, 44(2):295-313.
- [15] 魏志, 陶洋, 王洪彪. 超临界翼型跨声速激波振荡数值模拟[J]. 航空动力学报, 2011, 26(7):1615-1620.
- WEI Zhi, TAO Yang, WANG Hongbiao. Numerical simulation of transonic shock oscillations on a supercritical airfoil[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(7):1615-1620. (in Chinese)
- [16] ANDERSON W K. A numerical study on the use of sulfur hexafluoride as a test gas for wind tunnels[R]. AIAA-1990-1421, 1990.
- [17] BONHAUS D L, ANDERSON W L, MAVRIPLIS D J. Numerical study to assess sulfur hexafluoride as a medium for testing multielement airfoils[R]. NASA TP-3496, 1995.
- [18] ANDERS J B, ANDERSON W K, MURTH A V. The use of heavy gas for increased Reynolds numbers in transonic wind tunnels[R]. AIAA-1998-2882, 1998.
- [19] POLING B E, PRAUSNITZ J M, O'CONNELL J P. The properties of gases and liquids[M]. New York: McGRAW-Hill, 2000.
- [20] MCBRIDE B J, HEIMEL S, EHLERS J G, et al. Thermodynamic properties to 6 000 K for 210 substances involving the first 18 elements[R]. NASA SP-3001, 1963.
- [21] BLAZEK J. Computational fluid dynamics: principles and applications[M]. London: Elsevier, 2001:8-18.
- [22] GOLDBERG U, PEROOMIAN O, CHAKRAVARTHY S. A wall-distance-free $k-\epsilon$ model with enhanced near-wall treatment[J]. Journal of Fluids Engineering, 1998, 120(3):457-462.
- [23] LI Huaguang, ZONG Nan, LU Xiyun, et al. A consistent characteristic boundary condition for general fluid mixture and its implementation in a preconditioning scheme[J]. Advances in Applied Mathematics and Mechanics, 2012, 4(1):72-92.
- [24] ANDERS J B, ANDERSON W K, MURTHY A V. Transonic similarity theory applied to a supercritical airfoil in heavy gas[J]. Journal of Aircraft, 1999, 36(6):957-964.

(编辑:陈越)