

基于雷诺平均 Navier-Stokes 方程的 表面传热系数计算

侯 硕, 曹义华

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 采用有限体积法数值求解控制二维绕流的雷诺平均 Navier-Stokes(RANS)方程组, 计算了光滑和粗糙 NACA0012 翼型以及圆柱表面的局部表面传热系数. 分析了近壁面首层网格间距、湍流模式和表面粗糙度模型对数值计算结果的影响. 结果表明: 剪切应力输运(SST)湍流模型能够准确区分层流和湍流边界层的对流传热特性, 并能在一定程度上预测转捩的发生; 采用 Spalart-Allmaras(S-A) 扩展模型计算粗糙壁面的对流传热有良好效果, 但采用忽略转捩函数的 S-A 模型不能有效计算层流边界层的传热系数. 当无量纲首层网格间距接近 10^{-5} 量级的黏性子层时, 在光滑和粗糙壁面都能得到准确的传热系数分布. 结合合适的近壁面网格间距, 湍流模式和表面粗糙度模型可以得到与实验数据十分接近的表面传热系数曲线. 通过与求解不可压缩 RANS 方程得到的结果比较后发现, 不可压缩方程主要忽略了压缩和黏性耗散附加的升温效应, 这种效应可以通过绝热升温项的形式并入总体热分析.

关 键 词: 对流传热; 雷诺平均; 湍流模型; 翼型; 圆柱; 表面粗糙度

中图分类号: V244.1 **文献标志码:** A

Calculation of surface heat transfer coefficient based on Reynolds-averaged Navier-Stokes equations

HOU Shuo, CAO Yi-hua

(School of Aeronautic Science and Technology,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations governing two-dimensional external flow were numerically solved using finite volume method. Local surface heat transfer coefficients on smooth and rough NACA0012 airfoil and circle cylinder were calculated. The effects of near wall mesh spacing, turbulent model and surface roughness on the numerical results were discussed. The features of convection heat transfer in laminar and turbulent boundary layers can be distinguished by shear stress transport (SST) turbulent model, moreover, the transition can be predicted using SST model. The reasonable heat transfer coefficients on rough walls were calculated using Spalart-Allmaras (S-A) external model, but the convection heat transfer in laminar boundary layer can not be predicted effectively by S-A model neglecting transition function. The dimensionless near wall mesh spacing should approach $O(10^{-5})$ in viscous sublayer for obtaining accurate heat transfer coefficients on both smooth and rough walls. The curves of surface heat transfer coefficients were close to experimental results if appropriate near wall mesh spacing, turbulent and roughness models were used. The effect of compressibility and viscous dissipation was neglected by incom-

pressible RANS equations, but can be incorporated into overall thermal analysis in the form of adiabatic heating term.

Key words: convection heat transfer; Reynolds-averaged Navier-Stokes(RANS); turbulent model; airfoil; cylinder; surface roughness

飞行器在飞行状态下除受到空气绕流提供的升力、阻力等气动力作用外,由于内外部温度的差异,其表面不可避免地也将和空气发生一定程度的热量甚至质量的传递.热对流的效应超过热传导和热辐射,成为高速运动物体表面传热的主要形式.表面传热系数是表征壁面与空气之间热流量与温度差之比的传热参量,最早的传热系数的概念来自于牛顿冷却定律^[1].在获得表面传热系数在壁面的分布后,由壁面与环境之间的温差可以计算壁面上任意一点与空气交换的热流量,同时可以根据雷诺比拟的方法估计壁面化学组分与空气之间质量传递的情况^[2].因此表面传热系数是描述壁面传热传质的重要参量,在飞行器温控和热防护系统的设计,飞机积冰和防/除冰计算中有十分广泛的应用^[3].

传统的计算翼型或圆柱等简单二维几何体表面传热系数的方法是边界层积分方法^[4],即采用面元法求解势流或直接求解欧拉方程得到无黏绕流,将壁面附近的无黏速度作为边界层边缘速度,通过动量积分法求解热边界层问题从而得到表面传热系数的大小.这种方法物理概念明确,计算量较小,而且对含压强梯度和表面粗糙度的层流、湍流问题都能适用,因此在工程计算中得到了普及应用^[5-6].但边界层积分方法无法计算边界层发生分离的分离流问题,而且由于方法是特别为二维表面设计的,因此难以推广到三维情况.近年来,随着计算流体动力学(CFD)和计算机计算能力的发展,直接求解雷诺平均 Navier-Stokes(RANS)方程的方法和实现已经十分成熟.求解完整的RANS方程可以使远场绕流和边界层流动在同一个计算流程中解决,简化了计算步骤.由于计算方法的通用性和对复杂三维几何体的适应性,基于网格的CFD方法已被广泛应用到流动与传热相关的工程计算中去,将传热问题并入流动能量方程的处理使得发展一种通用的计算表面传热系数的数值方法成为可能.采用求解RANS方程的方法得到表面传热系数只需要对温度场数值解进行后处理,Fluent和CFX等商业软件都在后处理模块加入了表面传热系数的计算^[7].近年来国内

外采用CFD方法计算表面传热系数越来越普遍^[8];由于CFD方法中湍流模型的丰富性以及网格配置的随意性,湍流模式、表面粗糙度模型、可压缩效应以及网格配置对最终得到的表面传热系数存在明显的影响,但是这方面的报道却比较少见.CFD方法选择不合理会导致壁面对流传热的计算结果与实际数值偏差很大.

本文采用有限体积法数值求解RANS方程,采用涡黏假设计算雷诺应力.Spallart-Allmaras(S-A)一方程模型^[9]以及shear stress transport(SST) $k-\omega$ 两方程模型^[10]被用来模拟湍流黏度.这两种湍流模式都属于低雷诺数模型,适合各种近壁面网格配置;而且模型中都引入了合理的表面粗糙度模型模拟粗糙颗粒对对流传热的增强作用,这对计算实际粗糙壁面的对流传热十分重要.针对不同的自由流条件,计算了不同首层网格间距下光滑和粗糙NACA0012翼型的表面传热系数,研究了雷诺数和攻角对光滑翼型对流传热的影响.通过与文献公布的模拟结果以及实验结果的对比,得到不同湍流模式下计算表面传热系数的合适的首层网格间距范围.通过计算圆柱表面的对流传热考察了方法对于钝头体的适应性.最后,分析比较了在能量方程中忽略可压缩效应给表面传热系数带来的变化.

1 控制方程和湍流模型

1.1 雷诺平均 N-S 方程

空气的可压缩RANS方程可以写成采用求和约定的笛卡儿张量形式.

连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \tag{1}$$

动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = \\ - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \end{aligned} \tag{2}$$

其中 u_i 表示略去平均符号的雷诺平均速度分量, ρ 为密度, p 为压强, u'_i 为脉动速度, σ_{ij} 为应力张

量分量.采用牛顿黏性定律表示应力与应变率的本构关系

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \tag{3}$$

式中 μ 为动力黏度, δ_{ij} 为克罗内克张量分量. 动量方程(2)右侧的最后一项代表雷诺应力的梯度,采用 Boussinesq 涡黏性假设计算雷诺应力

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \tag{4}$$

其中 μ_t 为湍流黏度, k 为湍动能.

壁面与空气的传热问题归结为求解空气的能量方程

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j H) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k_a + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] - \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} (\tau_{ij})_{\text{eff}} \tag{5}$$

其中 H 为空气的焓, T 为温度, k_a 为空气热导率, c_p 为空气比定压热容. 对于理想气体

$$H = c_p T \tag{6}$$

式中 Pr_t 为湍流普朗特数, 包含 Pr_t 的项可以视为湍流热导率, $(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ 为有效应力张量分量.

$$(\tau_{ij})_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \tag{7}$$

式中 μ_{eff} 为有效黏度, 是动力黏度与湍流黏度之和. 壁面与空气交换的热流量 Q_h 定义为

$$Q_h = k_{\text{eff}} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w \tag{8}$$

式中 k_{eff} 为有效热导率, 是分子热导率与湍流热导率之和; n 为壁面法线方向. 根据牛顿冷却定律, 表面传热系数 h_{cv} 定义为

$$h_{\text{cv}} = \frac{Q_h}{T_a - T_w} \tag{9}$$

式中 T_a 为自由流温度, T_w 为壁面温度.

1.2 湍流模式

Spalart-Allmaras 湍流模型最初是为有壁面限制的空气动力学问题而设计的, 在具有逆压梯度的边界层预测中取得了较好的结果. S-A 模型不需要计算与长度尺度相关的剪切层厚度, 只给出了修正湍动黏度 $\tilde{\nu}$ 的输运方程, 因此属于基于雷诺平均的一方程模型. 输运方程的具体形式和各模型常数的数值参见文献[9].

SST k - ω 湍流模型是由 Menter 在 k - ϵ 模型和 k - ω 模型的基础上发展的雷诺平均两方程模型. SST 模型采用掺混函数将壁面附近区域的 k - ω 模型和远场区域的 k - ϵ 模型混合起来, 既保留了 k - ω

模型在近壁面区域的鲁棒性和精确性, 又加入了 k - ϵ 模型与自由流条件无关的特性. SST 模型在湍流黏度的定义中计入了湍流剪切力的输运作用, 适合于各种逆压梯度流, 跨声速流以及机翼绕流的计算. 湍动能 k 和特定湍流耗散率 ω 的输运方程的形式和各模型常数的值参见文献[10].

1.3 粗糙度模型

表面含有粗糙元素的翼型对流传热是飞机积冰和防/除冰领域最关心的问题之一. 由于粗糙元素形成机理的复杂性, 表面粗糙度在壁面的分布具有一定的随机性, 采用离散粗糙度的方法计算对流传热量是十分困难的. 工程中经常采用的是等效沙粒粗糙度的模拟方法, 采用这种等效的表面粗糙度计算的整体传热量与摩擦阻力的增加与实际离散粗糙元素造成的效果相同. 本文采用 S-A 模型在粗糙壁面的扩展^[11] 和增强壁面函数法^[12-13] 计入粗糙元素对壁面对流传热的影响. 传统的 k - ϵ 两方程模型将表面粗糙度函数 ΔB 并入壁面函数之中, 由于标准 k - ϵ 模型不是低雷诺数湍流模型, 这种处理方法只能在首层网格点位于对数律层时才能取得较好效果. 如果首层网格距离壁面过近, 表面粗糙度函数法将会得到失真的近壁面数值解. S-A 扩展模型将表面粗糙度模型直接引入输运方程, 不再需要壁面函数, 克服了标准 k - ϵ 模型精度不高的缺点. 这种处理一般要求首层网格点位于黏性子层, 通过求解输运方程直接获得黏性子层和对数律层的速度分布, 相当于标准 k - ϵ 模型配合低雷诺数模型求解近壁面流动的传统方法. 但 S-A 模型对粗糙壁面对流传热做了针对性的优化, 因此一般具有更好的效果.

局部坐标到壁面的最短距离 d_0 作如下修正:

$$d = d_0 + 0.03 K_s \tag{10}$$

其中 K_s 为等效沙粒粗糙度, 计算湍流黏度的 χ 函数作如下改变:

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} + C_{r1} \frac{K_s}{d} \tag{11}$$

式中 $\nu = \mu/\rho$ 为运动黏度, C_{r1} 为粗糙度常数, 一般取 0.5. 计算修正涡度的函数 f_{v2} 调整为

$$f_{v2} = 1 - \frac{\tilde{\nu}}{\nu + \tilde{\nu} f_{v1}} \tag{12}$$

最后, 壁面上的边界条件由 $\tilde{\nu}=0$ 改变为第 3 类边界条件

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial n} = \frac{\tilde{\nu}}{d} \tag{13}$$

SST 模型采用增强壁面函数来计入表面粗

糙度的影响. 增强壁面函数在首层网格点位于对数律层时退化为传统的壁面函数, 在首层网格点位于黏性子层时等同于模型中固有的低雷诺数形式, 因此黏性子层既可以被精确求解也可以被完全忽略, 提高了模型对网格配置的适应性.

增强壁面函数的一般形式为

$$\Phi^+ = e^{\Gamma} \Phi_{\text{lam}}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} \Phi_{\text{turb}}^+ \tag{14}$$

其中 Φ^+ 代表壁面附近的无量纲标量, 既可以是无量纲速度、温度, 也可以表示壁面附近的无量纲湍流耗散函数 ω^+ . 掺混函数 Γ 的形式为

$$\Gamma = -\frac{0.01(y^+)^4}{1 + 5y^+} \tag{15}$$

式中 y^+ 为首层网格距离壁面的无量纲距离, 具体的量纲尺度与传统壁面函数法相同.

表面粗糙度除了采用传统的粗糙度函数的形式引入对数律层的壁面函数以外, 当首层网格点位于黏性子层时, 还可以通过近壁面的湍流耗散函数 ω 计入表面粗糙度的影响

$$\omega^+ = \min\left(\omega_w^+, \frac{6}{\beta_s (y^+)^2}\right) \tag{16}$$

其中无量纲湍流耗散函数 ω^+ 采用如下表示无量纲化

$$\omega = \frac{u_\tau^2}{\nu} \omega^+ \tag{17}$$

式中 u_τ 为摩擦速度. 式(16)中

$$\omega_w^+ = \begin{cases} \left(\frac{5}{K_s^+}\right) 2K_s^+ < 25 \\ \frac{100}{K_s^+} K_s^+ \geq 25 \\ K_s^+ = \max\left(1.0, \frac{K_s u_\tau}{\nu}\right) \end{cases} \tag{18}$$

参照 $k-\epsilon$ 模型对近壁面 ϵ 函数的处理方法, 当首层网格点位于对数律层时, 近壁面耗散函数为

$$\omega = \frac{u_\tau}{\sqrt{\beta_\infty^*} \kappa y} \tag{19}$$

式中 κ 为卡门常数, 可取 0.41, y 为首层网格间距, β_∞^* 为模型常数.

2 数值求解方法

2.1 计算流程

本文主要计算低速和亚声速条件下二维翼型和圆柱表面的对流传热情况, 采用有限体积法离散各输运方程, 计算节点位于网格单元中心. 求解流程属于基于压力的分离式求解方法, 即首先求解动量方程, 然后求解耦合速度与压力的压力修

正方程, 接着求解能量方程, 最后求解湍流输运方程, 尽量采用上一个方程的结果更新下一个方程的系数与源项, 从而增加非线性方程的收敛速度.

由于本文的对流传热计算都是在定常状态下完成的, RANS 方程和湍流输运方程中所有的时间偏导项都为 0, 这些方程可以得到进一步简化. 定常方程的离散形式均为隐式格式, 不必受显式格式稳定性条件的限制, 一般只需较少的迭代步数即可收敛, 但每一个迭代步均需求解代数方程组则显著增加了计算量. 采用协调的动量压力耦合半隐式算法 (SIMPLE-Consistent, SIMPLEC) 实现速度与压力的耦合, 即在每一迭代步求解压力修正方程并同时修正速度与压力. 得到收敛的温度场数值解后, 采用式(8)和式(9)的离散形式计算表面传热系数.

2.2 网格配置

控制方程在单块的二维结构网格上离散, 单块结构网格的数据结构最为简单, 而且一般可以保持高于非结构网格的数值精度. 网格拓扑采用标准配置: 对于翼型采用 C 型网格, 对于圆柱截面采用 O 型网格.

由于结构网格的特性, 在迭代进行之前将控制方程由物理空间变换到计算空间, 并计算出各变换系数以便迭代过程中各方程系数的计算. 采用同位网格配置各变量存储位置, 所有的流场变量(速度、压强、温度及各湍流参量)都被存储在网格单元中心. 在计算同位网格单元界面流量时如果直接采用线性插值(中心差分)的方法经常会导致非物理的震荡压力场, 引入相邻点的压强差则可以避免这种现象. 采用 Rhie-Chow 动量插值法克服同位网格上的动量-压力失耦.

2.3 物性参数与空间格式

对于密度为常数的不可压缩流动, 不需要补充热力学关系式, 由于温度变化只集中在热边界层覆盖的极小范围内, 动力黏度 μ 也假定为常数. 能量方程(5)右侧包含压强 p 的压缩项以及包含有效应力张量分量 $(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ 的黏性耗散项可以被省略, 因为这些效应在不可压缩流的速度范围内都很微弱. 对于密度变化不可忽略的亚声速流动, 通过理想气体定律计入密度的变化

$$p = \rho R T \tag{20}$$

式中 R 为普适气体常数.

通过 Sutherland 定律计入动力黏度随温度的变化. 在压力修正方程中引入密度修正项, 求解

完成后同时修正压强和密度. 可压缩流的能量方程包含完整的压缩项和黏性耗散项, 这些效应将对最终得到的表面传热系数产生显著影响.

各输运方程的对流项采用一阶迎风和二阶迎风两种空间离散格式, 其中一阶迎风格式可得到初步的收敛解, 二阶迎风格式则能显著改善一阶格式的数值耗散特性, 并在大部分流场区域具有二阶空间精度. 为保证离散得到的线性方程组的稳定性, 高阶格式采用了延迟修正的方法并入离散方程的源项. 界面压力采用中心差分格式, 界面密度采用中心差分和一阶迎风的混合格式

$$\rho_{\text{int}} = \alpha \rho_{\text{cd}} + (1 - \alpha) \rho_{\text{up}} \tag{21}$$

式中 ρ_{cd} 为中心差分格式, ρ_{up} 为一阶迎风格式, α 为混合因子.

2.4 代数方程求解方法

采用迭代法求解离散后得到的线性方程组, 因为偏微分方程一般会离散为大型稀疏矩阵系统, 迭代法要比消去法更节省计算量. 由于绝大多数计算时间花费在压力修正方程的求解上, 采用点迭代的超松弛 Guass-Seider 方法计算压力修正方程的解. 超松弛 Guass-Seider 迭代法计算压力修正方程具有较短的收敛时间, 并且极容易编程实现. 其余离散方程采用标准点迭代法求解. 线性方程组的迭代理论证明 $0 < \omega < 2$ 是超松弛 Guass-Seider 迭代法收敛的必要条件. 数值实验表明当超松弛因子 ω 取 1.95 时, 压力修正方程收敛需要的迭代步数较少.

3 计算结果与分析

3.1 光滑翼型

以 NACA0012 翼型为例计算翼型对流传热的情况, 翼型表面假设为充分光滑的, 不考虑表面粗糙度对传热的影响. 翼型弦长 $c = 0.5334\text{ m}$, 自由流雷诺数 $Re = 1291850$, 自由流速度约在 $40 \sim 50\text{ m/s}$ (由运动黏度 ν 决定), 翼型前缘的边界层可以认为保持层流的状态, 由层流向湍流的转捩不会发生 (在距离前缘的无量纲长度 $s/c < 0.1$ 的范围内, c 为弦长, s 为距离前缘点弧长). 在这种条件下采用湍流模型计算对流传热尤其要注意首层网格与壁面的距离, 如果首层网格点落入对数律层, 模型可能会默认湍流已充分发展而使翼型前缘的对流传热计算失真. 因此, 首先在 S-A 和 SST 两种湍流模式下针对不同的壁面首层网格间距 (L_{fd}) 计算了翼型表面的表面传热系数, 并将

结果与文献[14]给出的飞行实验和冰风洞实验数据进行对比.

图 1(a) 为采用 S-A 模型在首层网格间距由 $10^{-5}c$ 变化到 $2.5 \times 10^{-4}c$ 时计算的 Frossling 数与无量纲长度 s/c 之间的关系. 图中同时给出了相同雷诺数下文献[14]中 NACA0012 翼型在 0° 攻角下的飞行实验数据, 数值计算的自由流条件与飞行参数相同. Frossling 数是 Nusselt 数与雷诺数的组合

$$Fro = Nu/Re^{0.5} \tag{22}$$

Nusselt 数与表面传热系数的关系为

$$Nu = h_{\text{cv}}c/k_a \tag{23}$$

当首层网格间距在 $10^{-5}c$ 的量级时, 前缘点附近的 Frossling 数还能保持与实验数据相同的变化趋势, 即最大传热量位于前缘点, 随着前缘距离的增加传热量单调下降; 当 $s/c > 0.02$ 时数值计算的 Frossling 数反而有一定程度的上升, 这与实验数据单调下降的趋势不符. 由于本文采用的 S-A 模型的输运方程中没有引入转捩函数, 远离前缘时传热量的上升可能是由于湍流模型过早地预测了转捩的发生, 而且如图所示减小首层网格间距并不能改变这种上升趋势. 当首层网格间距达到 $10^{-4}c$ 的量级时数值计算得到的边界层完全是湍流的, 传热量刚一离开前缘点就显著增加; 表明首层网格点可能处于对数律层, 这对计算层流边界层的对流传热极为不利. 总体来说, 采用忽略转捩函数的 S-A 湍流模型计算光滑翼型尤其是前缘层流边界层对流传热的效果并不理想.

图 1(b) 为采用 SST 模型在首层网格间距由 $10^{-5}c$ 变化到 $5 \times 10^{-4}c$ 时的 Frossling 数与无量纲长度 s/c 之间的关系, 图中同样给出了与图 1(a) 相同的实验数据作为参考. 与 S-A 模型不同, 当首层网格间距在 $10^{-5}c$ 的量级时, 采用 SST 模型计算的 Frossling 数的变化趋势与实验数据的变化相符, 当首层网格间距为 $2.5 \times 10^{-5}c$ 时 Frossling 数的具体数值也与实验数据相当接近. 当首层网格间距为 $5 \times 10^{-4}c$ 时 SST 模型同样得到了湍流充分发展的边界层, 与 S-A 模型的结果类似, 表明典型飞行条件下小于 $10^{-5}c$ 量级的首层网格间距是计算层流边界层对流传热的理想网格配置. 由于转捩预测和近壁面模型的准确性, SST 模型计算光滑翼型的对流传热得到了更好的结果. 如果没有其他声明, 本文中第 2.4 节以下的计算均采用 SST 模型模拟湍流, 首层网格间距为 $2.5 \times 10^{-5}c$.

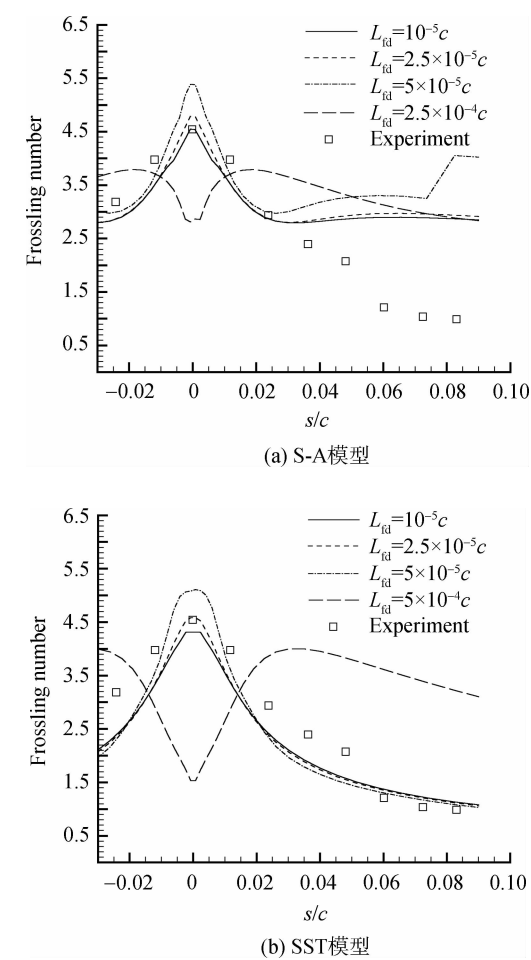


图 1 实验和数值计算的不同首层网格间距下 Frossling 数沿翼型表面的分布 ($Re=129\,1850$)

Fig. 1 Frossling number vs dimensionless surface distance; simulation results of different first grid distance with experiment ($Re=129\,1850$)

图 2 为不同雷诺数下的 Frossling 数与无量纲长度 s/c 之间的关系。从图中可以看出 Nusselt 数与雷诺数的平方根存在近似但不严格的正比关系,比例系数即为 Frossling 数。尤其在距离前缘较近的区域,不同雷诺数下 Frossling 数的差异还是比较明显的,符合文献[14]的实验结果。图 3 为不同攻角下的 Frossling 数与无量纲长度 s/c 之间的关系,自由流雷诺数约为 1.2×10^6 ,离散数据点代表文献[14]中的冰风洞实验数据。当攻角由 0° 变化到 4° 时,壁面传热量的整体变化趋势没有太大改变,前缘边界层仍可认为是层流的。由于空气动力学驻点向下翼面转移,前缘点的 Frossling 数随着攻角的增加而上升。当攻角为 6° 时实验数据指出在 $s/c > 0.06$ 的上翼面存在 Frossling 数的显著增加,这可以解释为边界层转捩的发生。图 3 中攻角为 6° 的数值结果是在首层

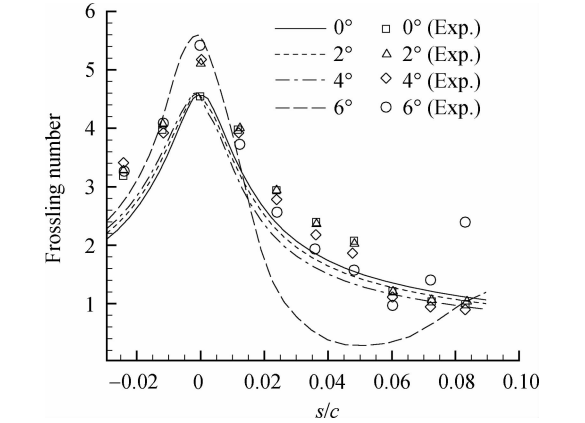
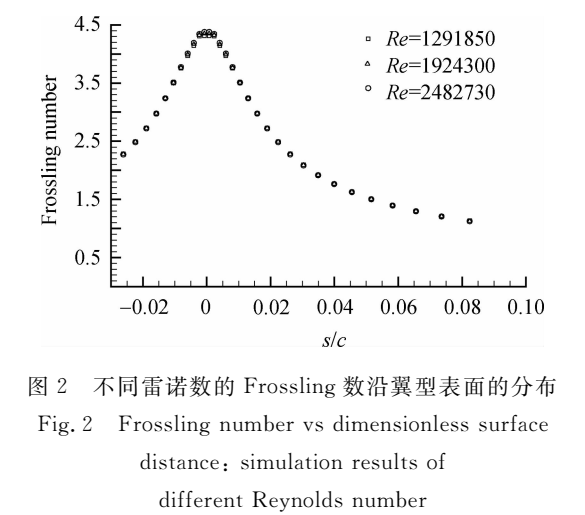


图 2 不同雷诺数的 Frossling 数沿翼型表面的分布

Fig. 2 Frossling number vs dimensionless surface distance; simulation results of different Reynolds number

图 3 实验和数值计算的不同攻角下 Frossling 数沿翼型表面的分布 ($Re=1.2 \times 10^6$)

Fig. 3 Frossling number vs dimensionless surface distance; simulation and experimental results of different angle of attack ($Re=1.2 \times 10^6$)

网格间距为 $5 \times 10^{-5}c$ 时计算出的。由于默认的 $2.5 \times 10^{-5}c$ 的首层网格间距并没有预测出转捩的存在,当首层网格间距增加到两倍距离才给出了相似的变化趋势。因此即使采用 SST 模型模拟湍流,要预测准确的转捩位置也是十分困难的。

3.2 粗糙翼型

粗糙翼型的自由流条件为文献[15]中给出的 R403 算例的相关参数,如表 1 所示,翼型为 NA-CA0012。表中的等效沙粒粗糙度 K_s 。假设为均匀地分布在翼型表面。

表 1 自由流条件		
Table 1 Free stream conditions		
$V_\infty/(m/s)$	攻角/ $(^\circ)$	K_s/mm
102.8	4	0.5

图 4 给出了采用 S-A 粗糙壁面扩展模型以及 SST 模型在合适的首层网格间距下计算的局部表面传热系数,文献[15]中 FENSAP-ICE 软件的模拟结果作为参考曲线以便比较.由于粗糙元素的存在,边界层在距离前缘点极近的位置就发生转捩,远短于在光滑翼面历经的距离.上下翼面的两个峰值都是在充分发展的湍流边界层中得到的,峰值的不同是由于攻角的存在造成空气动力学驻点位于下翼面,下翼面峰值与驻点的距离较短. L_{fd} 小于 $5\times 10^{-5}c$ 的 S-A 扩展模型和首层网格间距在 $5\times 10^{-5}c\sim 10^{-4}c$ 范围的 SST 模型都能够很好地预测这种变化趋势.FENSAP-ICE 软件正是采用 S-A 扩展模型计算表面传热系数的,在合适的网格配置下采用 SST 模型同样可以获得与 S-A 扩展模型相当的结果.

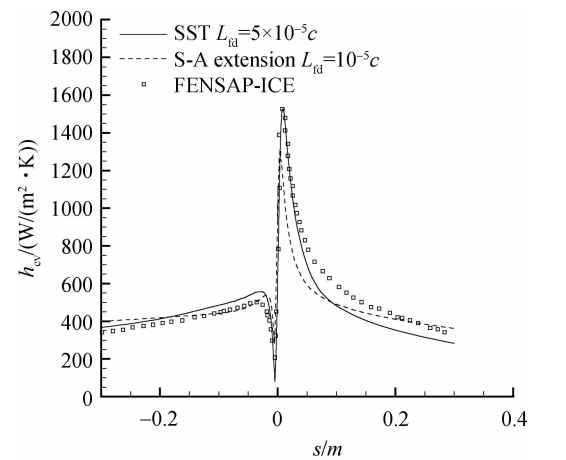


图 4 S-A 扩展模型与 SST 模型计算的表面传热系数沿粗糙翼型表面的分布

Fig. 4 Convective heat transfer coefficient vs surface distance: simulation results of S-A extensional model and SST model on rough airfoil

图 5 为采用 SST 模型在首层网格间距由 $5\times 10^{-5}c$ 变化到 $10^{-3}c$ 时的表面传热系数分布,自由流条件和参考曲线与图 4 相同.首层网格为 $5\times 10^{-5}c$ 时的局部表面传热系数曲线与参考曲线最为接近,首层网格间距为 $2.5\times 10^{-4}c$ 时上翼面最大传热系数比参考曲线的峰值偏高.当首层网格间距增大到 $1.5\times 10^{-3}c$ 时,可以认为首层网格点已落入对数律层.由于增强壁面函数适用于对数律层,首层网格间距为 $1.5\times 10^{-3}c$ 的表面传热系数曲线同样计算出上下翼面由转捩引起的两个传热峰值,但传热峰的位置和数值都与参考曲线有一定偏差.数值实验表明首层网格间距大于

$2.5\times 10^{-4}c$ 的网格配置都得不到与参考曲线相符的理想结果,因此 $5\times 10^{-5}c$ 可以作为得到准确表面传热系数的合理网格方案.

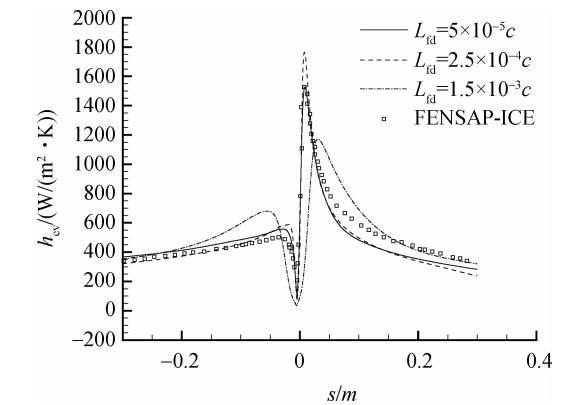


图 5 不同首层网格间距下表面传热系数沿粗糙翼型表面的分布

Fig. 5 Convective heat transfer coefficient vs surface distance: simulation results of different first grid distances

3.3 圆柱截面

长直圆柱表面的对流传热可以作为二维问题求解,得到的结果是估计飞行器圆柱型部件传热量的参考.早期对翼型前缘对流传热的研究也采用圆柱迎风面作为翼型前缘的近似曲面.本文计算的圆柱直径为 0.0349m,自由流雷诺数为 2.2×10^4 .圆柱表面充分光滑,等效沙粒粗糙高度设置为 0.图 6 为采用 S-A 和 SST 湍流模型计算的局部 Frossling 数沿圆柱角位置的分布,角位置原点位于圆柱前缘端点,图中同时给出了文献[16]中的实验数据作为参考;首层网格间距均为 $5\times 10^{-4}D$, D 为圆柱直径.在 $Re=2.2\times 10^4$ 的低速条件下圆柱迎风面边界层是层流的,圆柱前缘附近的传热量分布与光滑翼型前缘分布类似,即最大 Frossling 数位于前缘点,远离前缘点 Frossling 数单调下降;S-A 和 SST 模型都能很好地计算出前缘附近的这种变化趋势.当距前缘点角位置略大于 80° 时 Frossling 数明显上升,代表边界层发生了分离,这是圆柱表面对流传热的特有现象.如图 6 所示,SST 模型能够计算出分离点的大概位置,因此分离点附近的 Frossling 数更接近实验数据,而 S-A 模型预测的分离点位置接近 90° ,与实验数据存在一定的偏差.SST 模型对于分离流的模拟效果略好于忽略转捩函数的 S-A 模型.

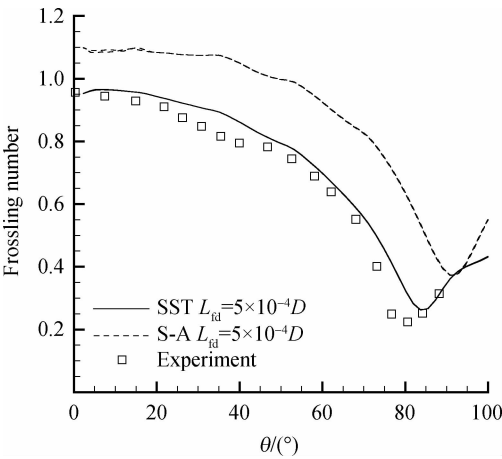


图 6 S-A 模型与 SST 模型计算的 Frossling 数沿圆柱角位置的分布

Fig. 6 Frossling number vs angle position of cylinder: simulation and experimental results of S-A model and SST model

图 7 为不同雷诺数下的局部 Frossling 数沿圆柱表面的分布. 当自由流雷诺数增加到 1.4×10^5 时, Frossling 数曲线整体上移, 与文献[16]中的实验数据相符; 但曲线的变化趋势没发生改变, 表明圆柱表面的边界层仍保持在层流状态. 当自由流雷诺数增加到 3×10^5 时, Frossling 数的最大值已经不再位于前缘端点, 而是从前缘点单调上升到一定位置达到最大. $Re=3 \times 10^5$ 的自由流条件已经大于圆柱绕流的临界雷诺数为 2.5×10^5 , 圆柱边界层在大于临界雷诺数后会发生转捩^[17], 演变成充分发展的湍流边界层, Frossling 数在前缘点附近的显著上升可以用边界层向湍流的转化来解释. SST 模型在一定程度上能够捕捉

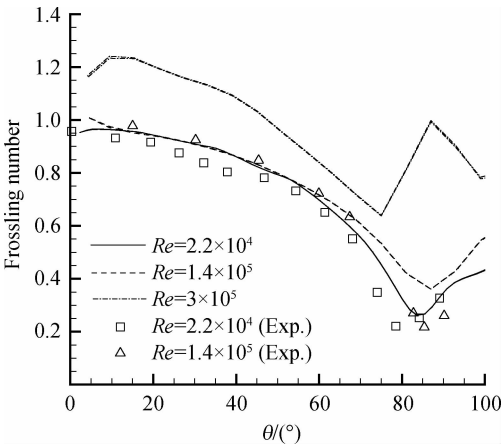


图 7 不同雷诺数的 Frossling 数沿圆柱表面的分布

Fig. 7 Frossling number vs angle position of cylinder: simulation and experimental results of different Reynolds number

到这种由雷诺数增加引起的边界层转捩效应.

3.4 可压缩效应

前述的算例都是通过求解可压缩 RANS 方程(1)~方程(7)来计算表面传热系数曲线, 尽管有些低雷诺数算例的密度变化会很微弱. 将可压缩 RANS 方程组中的气体密度 ρ 设为常数, 并且忽略能量方程(5)的压缩项和黏性耗散项, 可以得到不可压缩的 RANS 方程. 图 8 为采用可压缩与不可压缩 RANS 方程计算的 NACA0012 翼型表面传热系数之间的比较; 基于边界层积分方法的计算结果和文献[15]中 FENSAP-ICE 软件的模拟结果作为参照, 自由流条件和表面粗糙度设置与第 3.2 节相同. 由于边界层积分法默认边界层流动是不可压缩的, 因此得到的表面传热系数分布与不可压缩 RANS 方程的计算结果很接近; FENSAP-ICE 软件默认采用可压缩的 S-A 湍流模型计算对流传热^[15], 采用可压缩方程得到的结果接近于 FENSAP-ICE 模拟的结果. 可压缩效应造成的最明显影响是下翼面驻点附近对流传热量的降低, 从图 8 中负 x 轴区域的曲线可以清楚地看到这种效应. 对于传热问题, 可压缩效应主要表现在能量方程中包含了压缩和黏性耗散附加的热效应, 这种效应一般使壁面温度升高, 从而降低由对流带走的壁面传热量. 压缩和黏性热不计入不可压缩流的对流传热量之中, 而是以绝热升温项^[18]的形式附加在对流传热量之外

$$Q_a = h_{cv} r \frac{u_e^2}{2c_p} \tag{24}$$

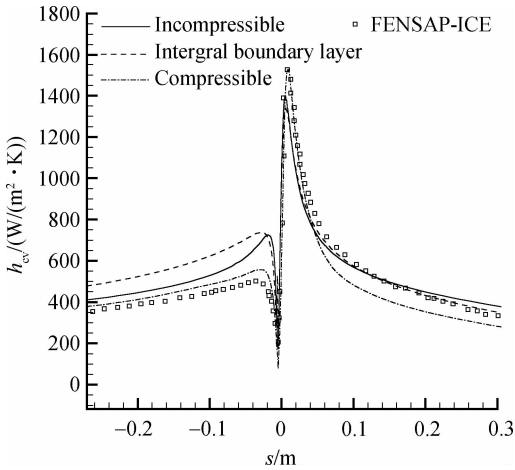


图 8 可压缩与不可压缩控制方程计算的表面传热系数沿粗糙翼型表面的分布

Fig. 8 Convective heat transfer coefficient vs surface distance: simulation results of compressible and incompressible model on rough airfoil

其中 Q_a 为绝热升温热流量, r 为复温因子, u_e 为边界层外缘的速度. 对流传热量附加了绝热升温项之后计算的总体表面传热系数应该与采用可压缩控制方程得到的表面传热系数相当.

4 结 论

本文采用基于压力的分离式有限体积法数值求解了控制二维翼型和圆柱表面绕流的 RANS 方程,通过对 NACA0012 翼型和圆柱表面传热系数的计算,主要得出以下结论:

1) SST 湍流模型在光滑和粗糙壁面的对流传热计算中都取得了较好的结果, SST 模型能够准确区分层流和湍流边界层的对流传热特性,并能在一定程度上预测由层流向湍流的转捩;采用 S-A 模型在粗糙壁面的扩展计算粗糙翼型的对流传热有良好效果,而忽略了转捩函数的 S-A 模型计算层流边界层对流传热的效果并不理想.

2) 对于 S-A 模型合适的首层网格点一般需位于黏性子层,典型条件下无量纲首层网格间距需小于 10^{-5} 量级;当无量纲首层网格间距在 $5 \times 10^{-5} \sim 10^{-4}$ 的范围时, SST 模型在光滑和粗糙壁面的对流传热计算都能取得较好效果.

3) 结合合适的首层网格间距、湍流模式和表面粗糙度模型,本文发展的基于 RANS 方程的 CFD 方法能够得到与实验数据相当接近的局部表面传热系数,有助于方法向分离流以及三维复杂几何体的推广.

4) 采用不可压缩控制方程计算的局部对流传热与完整的可压缩控制方程相比,不可压缩流忽略了压缩和黏性耗散附加的绝热升温效应,这种效应可以通过绝热升温项的形式并入总体热分析.

参考文献:

[1] 杨世铭,陶文铨. 传热学[M]. 4 版. 北京:高等教育出版社, 2006.

[2] Hines A L. Mass transfer and applications[M]. Englewood Clifs;Prentic-Hall Inc,1985.

[3] Hedde T, Guffond D. ONERA three-dimensional icing model[J]. AIAA Journal,1995.33(6):1038-1045.

[4] Schlichting H. Boundary layer theory[M]. 7th ed. New York;McGraw-Hill Book Company,1979.

[5] 张强,曹义华,胡利. 翼型表面明冰的数值模拟[J]. 航空动

力学报,2009,24(1):91-97.

ZHANG Qiang,CAO Yihua,HU Li. Numerical simulation of glaze ice accretions on an airfoil[J]. Journal of Aerospace Power,2009,24(1):91-97. (in Chinese)

[6] 卜雪琴,林贵平,郁嘉. 三维内外热耦合计算热气防冰系统表面温度[J]. 航空动力学报,2009,24(11):2495-2500.

BU Xueqin,LIN Guiping,YU Jia. Three-dimensional conjugate heat transfer simulation for the surface temperature of wing hot-air anti-icing system[J]. Journal of Aerospace Power,2009,24(11):2495-2500. (in Chinese)

[7] Fluent Inc. FLUENT 6. 3 user's guide[M]. Penn, USA: Fluent Inc,2006.

[8] Beaugendre H,Morency F,Habashi W G. Development of a second generation in-flight icing simulation code[J]. Journal of Fluids Engineering,2006,128(1):378-387.

[9] Spalart P R, Allmaras S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA 92-0439,1992.

[10] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal,1994, 32(8):1598-1605.

[11] Aupoix B,Spalart P R. Extensions of the Spalart-Allmaras turbulence model to account for wall roughness[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow,2003,24(4):454-462.

[12] Kader B. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,1981,24(9):1541-1544.

[13] Lechner R,Menter F. Development of a rough wall boundary condition for ω -based turbulence models[R]. Pennsylvania;ANSYS Inc, Technical Report ANSYS/TR-O4-04, 2004.

[14] Poinsatte P E, Van Fossen G J, Newton J E, et al. Heat transfer measurements from a smooth NACA00-12 airfoil[J]. Journal of Aircraft,1991,28(12):892-898.

[15] Beaugendre H,Morency F,Habashi W G, et al. Roughness implementation in FENSAP-ICE: model calibration and influence on ice shapes[J]. Journal of Aircraft, 2003, 40 (6):1212-1215.

[16] Achenbach E. Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in a cross-flow at high Reynolds number[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1975,18(1):1387-1396.

[17] 庄礼贤,尹协远,马晖扬. 流体力学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社,1991.

[18] Fortin G,Laforte J,Ilinca A. Heat and mass transfer during ice accretion on aircraft wings with an improved roughness model[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2006,45(1):595-606.