

隐式紧耦合 SST 和 TNT 湍流模型的高速流动数值模拟

夏陈超, 陈伟芳, 郭中州, 聂亮
(浙江大学 航空航天学院, 杭州 310027)

摘 要: 将 SST(shear stress transport)和 TNT(turbulent/non-turbulent)湍流模型输运方程与平均流场控制方程进行隐式紧耦合求解,结合当地时间步长方法和湍流源项隐式处理确保求解过程的快速和稳定.采用 AUSMPW⁺(AUSM by pressure-based weight functions)格式和 LU-SGS(lower-upper symmetric Gauss-Seidel)隐式紧耦合方法对高超声速压缩拐角流动、锥柱裙流动和超声速非对称激波/边界层干扰问题进行了数值模拟.计算结果与实验值的对比表明:SST 模型和 TNT 湍流模型可以很好地预测 15°压缩拐角流动的壁面压力和热流密度;随着压缩拐角的增大,计算结果与实验值偏差增大;可压缩性修正对压缩拐角流动的压力和热流密度分布有很大影响,对超声速非对称激波/边界层干扰流动影响很小;隐式紧耦合方法比显式紧耦合方法具有更好的收敛特性.

关 键 词: 高速流动; 湍流模型; 隐式紧耦合; 激波; 边界层

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Numerical simulation of implicit fully coupled SST and TNT turbulence models for high speed flows

XIA Chen-chao, CHEN Wei-fang, GUO Zhong-zhou, NIE Liang

(School of Aeronautics and Astronautics,
Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: SST (shear stress transport) and TNT (turbulent/non-turbulent) turbulence models were solved by implicit fully coupled with the transport and mean flow control equations. Techniques of local time step and implicit treatment of turbulence source term were used to accelerate and stabilize the calculation. Test cases of hypersonic compression corner flow, conical cylinder flare flow and supersonic asymmetric shock wave/boundary layer interaction were simulated by the AUSMPW⁺ (AUSM by pressure-based weight functions) scheme and LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) implicit fully coupled method. The results show that: SST and TNT turbulence models used can predict the wall pressure and heat flux of the wall at the 15 degree compression corner flows well. Discrepancies between calculated and experimental results increase with the increase of compression corner. Compressibility correction has a great effect on the pressure and heat flux of compression corner flows and has little effect on supersonic asymmetric shock wave/boundary layer interaction. The implicit fully coupled method shows better convergence characteristic than explicit coupled method.

Key words: high speed flow; turbulence model; implicit fully coupled; shock wave; boundary layer

收稿日期: 2013-11-07

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(2014CB340201)

作者简介: 夏陈超(1989-),男,福建宁德人,博士生,主要从事湍流与转捩研究. E-mail: aeroxia@zju.edu.cn

湍流是至今仍未完全解决的流体力学难题之一,飞行器在超声速、高超声速条件下往往会遇到激波/边界层干扰以及流动转捩等湍流问题.除了风洞实验,CFD(计算流体动力学)是目前研究湍流的得力手段.在数值模拟方法中,DNS(直接数值模拟)和LES(大涡模拟)由于计算量巨大,在高雷诺数的工程实际问题中尚无法广泛使用,而RANS(雷诺平均方法)由于其较高的计算精度和效率,成为目前工程问题的首选方法.

就湍流模型而言,Wilcox^[1]认为两方程湍流模型是完备的,能够在未事先知道湍流结构的情况下用于预测给定湍流流动的特性.Menter等^[2-3]基于 $k-\omega$ 和 $k-\epsilon$ 模型发展的SST湍流模型是两方程湍流模型的代表,它结合了 $k-\omega$ 模型在近壁面和 $k-\epsilon$ 模型在自由剪切层的优势,对具有强逆压梯度的流动和分离流具有较强的预测能力.TNT湍流模型是Kok^[4]基于 $k-\omega$ 模型发展的两方程湍流模型,由于添加了交叉耗散项,该模型较好地解决了 $k-\omega$ 模型对初值条件依赖性强的问题.鉴于高速流动中湍流模型的选取仍具有较大的不确定性,评估湍流模型在超声速、高超声速流动中的预测能力具有重要意义.

目前湍流模型方程的求解方法主要有两种:松耦合和紧耦合.松耦合是在迭代过程中先求解N-S(Navier-Stokes)方程,再求解湍流输运方程更新湍流量;紧耦合是N-S方程和湍流输运方程在同一迭代步中同时求解.松耦合方法使得在原有求解器基础上增加各种湍流模型十分便利,因而是大多数研究者采用的方法^[5-6].紧耦合方法的应用相对较少,尤其是针对高超声速流动问题.国外Liu和Zheng^[7]通过计算比较表明,紧耦合方法的收敛性明显优于松耦合方法;Barakos和Drikakis^[8]的研究也发现隐式紧耦合相比于显式和隐式松耦合更高效.国内成水燕^[9]、杨金广等^[10]研究了两方程湍流模型的紧耦合求解方法;杨小权等^[11]研究了单方程湍流模型的隐式紧耦合计算方法,这些工作表明紧耦合方法同样具有较高的准确性和稳定性.

本文结合工程上常用的SST和TNT两方程湍流模型,发展了基于LU-SGS的隐式紧耦合求解方法,并将该方法应用于超声速、高超声速典型流动问题.通过与实验结果的比较验证了计算方法的正确性并评估了所采用的湍流模型对高速流动问题的预测能力.

1 两方程湍流模型

1.1 SST湍流模型

SST湍流模型关于湍动能和湍流比耗散率的两个输运方程^[3]分别为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j k - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P - \beta^* \rho \omega k \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \omega - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = \frac{\gamma}{\nu_t} P - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_\omega}{\omega} \cdot \frac{\partial k \partial \omega}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

其中 u_j 为速度; ρ 为密度; t 为时间; k 为湍动能; ω 为比耗散率; μ 为层流黏度; μ_t 为湍流黏度; ν_t 为涡黏度; $\gamma, \beta^*, \beta, \sigma_k, \sigma_\omega$ 和 σ_ω 为模式参数; F_1 为混合函数,生成项为

$$P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3)$$

式中 τ_{ij} 为切应力.

实际编程中常采用基于涡量形式的生成项近似并加以限制

$$P = \mu_t \Omega^2 - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$P = \min(P, 10 \beta^* \rho \omega k) \quad (5)$$

其中涡量 $\Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}$, $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, 雷诺应力为

$$\tau_{ij} = 2 \mu_t \left(\epsilon_{ij} - \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (6)$$

式中 δ_{ij} 为克罗内克算子.

涡黏度定义为

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \epsilon F_2)} \quad (7)$$

其中常数 $a_1 = 0.31$, F_2 为混合函数,应变率 $\epsilon = \sqrt{2 \epsilon_{ij} \epsilon_{ij}}$, $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, 混合函数表达式为

$$F_2 = \tanh \left[\max \left[\frac{2 \sqrt{k}}{0.09 \omega Y}, \frac{500 \mu}{\rho \omega Y^2} \right] \right]^2 \quad (8)$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left[\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega Y}, \frac{500 \mu}{\rho \omega Y^2} \right], \frac{4 \rho \sigma_\omega k}{N Y^2} \right] \right\}^4 \quad (9)$$

$$N = \max \left[\frac{2 \rho \sigma_\omega}{\omega} \cdot \frac{\partial k \partial \omega}{\partial x_j \partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (10)$$

其中 Y 为网格单元到最近物面的距离,对于模型中的一些参数采用内外层系数加权得到

$$\theta = F_1 \theta_1 + (1 - F_1) \theta_2 \quad (\theta = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \gamma\}) \quad (11)$$

内层系数: $\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, \gamma_1 = 5/9$; 外层系数: $\sigma_{k2} = 1.0, \sigma_{\omega2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, \gamma_2 = 0.44$.

1.2 TNT 湍流模型

TNT 湍流模型的输运方程^[4]为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j k - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P - \beta^* \rho \omega k \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \omega - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = \alpha \frac{\omega}{k} P - \beta \rho \omega^2 + \alpha_d \frac{\rho}{\omega} \max(\nabla k \cdot \nabla \omega, 0) \quad (13)$$

其中涡黏度为

$$\mu_t = \frac{k}{\omega} \quad (14)$$

生成项 P 采用式(4)的形式, 相关参数 $\sigma_k = 2/3, \sigma_\omega = 0.5, \alpha_d = 0.5, \alpha = 0.5532, \beta^* = 0.09, \beta = 0.072$. 相比于 $k-\omega$ 模型, TNT 湍流模型主要是增加了交叉耗散项, 且不需要计算到壁面最近距离, 计算量较小.

在高速流动条件下, 压缩性会对湍流流场结构产生重要影响, 因此往往需要对湍流模型进行适当的可压缩性修正, 本文采用 Wilcox^[1] 提出的基于湍流马赫数的可压缩性修正方法

$$\bar{\beta}^* = \beta^* [1 + \xi^* \eta(Ma_t)] \quad (15)$$

$$\bar{\beta} = \beta - \beta^* \xi^* \eta(Ma_t) \quad (16)$$

即采用 $\bar{\beta}^*$ 和 $\bar{\beta}$ 修正原模型中的 β^* 和 β , 通过修改原输运方程的耗散项来进行压缩性修正, 其中

$$\eta(Ma_t) = (Ma_t^2 - 0.0625) h(x) (Ma_t - 0.25) \quad (17)$$

$$Ma_t = \frac{\sqrt{2k}}{c} \quad (18)$$

式中 $h(x)$ 为单位阶跃函数, Ma_t 为湍流马赫数, c 为声速, $\xi^* = 2$.

2 数值方法

流动控制方程为雷诺平均的三维 N-S 方程和两方程湍流模型方程

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial z} + \mathbf{S} \quad (19)$$

其中 $\mathbf{Q} = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho e \quad \rho k \quad \rho \omega]^T$ 为守

恒变量; u, v, w 为速度分量; e 为单位质量气体总能量; $\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$ 为无黏通量; $\mathbf{E}_v, \mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v$ 为黏性通量; $\mathbf{S}$ 为湍流源项. 此外, 层流黏度由 Sutherland 公式求得, 湍流黏度由湍流模型计算得到.

2.1 空间离散

控制方程的离散采用格心格式的有限体积法. 无黏通量计算采用 AUSMPW+ 格式^[12], 该格式计算效率较高, 在边界层内耗散小, 且激波分辨率较高, 在高速流动中得到了广泛应用. AUSMPW+ 格式无黏通量的表达式为

$$\mathbf{F}' = \overline{Ma}_l^+ c \boldsymbol{\Phi}_l + \overline{Ma}_r^- c \boldsymbol{\Phi}_r + (p_l^+ \mathbf{p}_l + p_r^- \mathbf{p}_r) \quad (20)$$

式中 $\mathbf{F}'$ 为界面通量; Ma 和 $\mathbf{p}$ 分别为马赫数和压力分裂函数; $\boldsymbol{\Phi} = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho H]^T$, H 为总焓; 下标 l 和 r 分别表示左右界面, 具体含义和表达式参见文献[12]. 为提高格式精度, N-S 方程采用了 3 阶 MUSCL (monotone upstream-centered schemes for conservation laws) 插值方法, 同时采用 Minmod 限制器抑制非物理振荡, 湍流方程对流项为 1 阶精度. 黏性通量均采用中心差分离散.

2.2 LU-SGS 隐式紧耦合方法

Yoon 和 Jameson 提出的 LU-SGS 方法^[13] 由于在计算过程中无需进行矩阵求逆, 计算效率较高, 同时该方法稳定性好, 因而在 CFD 数值模拟中得到了广泛应用. 对控制方程(式(18))进行时间 1 阶隐式离散后可得到

$$\left[\frac{\mathbf{I}}{\Delta t} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial \zeta} - \mathbf{T} \right] \Delta \mathbf{Q} = -\mathbf{R} \quad (21)$$

其中 $\mathbf{R}$ 是为包含湍流源项的残差; $\mathbf{I}$ 为单位矩阵, $\mathbf{A}, \mathbf{B}$ 和 $\mathbf{C}$ 为无黏雅可比矩阵; $\mathbf{T}$ 为湍流源项雅可比矩阵. 通过矩阵分裂和 LU 分解得到 LU-SGS 方法的表达式

$$\mathbf{L} \mathbf{D}^{-1} \mathbf{U} \Delta \mathbf{Q} = -\mathbf{R} \quad (22)$$

其中 $\mathbf{D}$ 为对角矩阵, $\mathbf{L}$ 和 $\mathbf{U}$ 分别为下三角和上三角矩阵.

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \frac{\mathbf{I}}{\Delta t} + [\rho(\mathbf{A}) \mathbf{I} + \rho(\mathbf{B}) \mathbf{I} + \rho(\mathbf{C}) \mathbf{I}] - \mathbf{T} \\ \mathbf{L} &= \mathbf{D} - \mathbf{A}_{j-1}^+ - \mathbf{B}_{j-1}^+ - \mathbf{C}_{j-1}^+ \\ \mathbf{U} &= \mathbf{D} + \mathbf{A}_{j+1}^- + \mathbf{B}_{j+1}^- + \mathbf{C}_{j+1}^- \end{aligned} \quad (23)$$

$\mathbf{A}^\pm, \mathbf{B}^\pm$ 和 $\mathbf{C}^\pm$ 为近似雅可比矩阵, $\rho(\mathbf{A}), \rho(\mathbf{B})$ 和 $\rho(\mathbf{C})$ 分别为雅可比矩阵的谱半径. 式(22)可通过向前扫描、向后扫描和更新 3 个步骤进行求解. 为加速收敛, 本文在 LU-SGS 隐式紧耦合方法求解过程中采用了当地时间步长方法.

为保证计算的稳定性, 本文通过修改近似雅

可比矩阵,对黏性项进行了隐式处理^[14],以 ξ 方向为例

$$\overline{\mathbf{A}^\pm} = \mathbf{A}^\pm + \chi \mathbf{I} \quad (24)$$

其中 $\chi = \frac{2Ma_\infty \mu}{Re\rho} |\nabla \xi|^2$, Ma_∞ 为来流马赫数.

湍流模型方程的源项由于刚性,往往会对计算稳定性产生较大影响,一般需要对其进行特殊处理.本文对 SST 湍流模型输运方程中的负值耗散项进行隐式处理并忽略矩阵非对角元素^[1],以增强矩阵对角占优,提高数值稳定性,对其他项则采用显式处理,即

$$\mathbf{S}^{n+1} = \mathbf{S}^n + f\left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial Q}\right) \Delta Q \quad (25)$$

其中

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} -\beta^* \rho \omega k \\ -\beta \rho \omega^2 \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$\mathbf{T} = \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial Q} = \begin{bmatrix} -2\beta^* \omega & 0 \\ 0 & -2\beta \omega \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$f(x) = \begin{cases} x & x < 0 \\ 0 & x \geq 0 \end{cases} \quad (28)$$

2.3 边界条件

对于超声速流动给定来流值^[15]: $\omega_\infty = c_1 \frac{u_\infty}{l}$,

$\mu_{t,\infty} = 10^{-c_2} \mu_{t,\infty}$, $k_\infty = \frac{\mu_{t,\infty}}{\rho_\infty} \omega_\infty$, 本文取常数 $c_1 = 10$,

$c_2 = 3$; 出口采用外推插值条件; 壁面为无滑移的等温壁面, 湍动能 k 在物面为 0, 比耗散率为 $\omega =$

$$\frac{60 \mu_t}{\rho \beta_1 Y^2}.$$

3 计算结果与分析

3.1 高超声速二维压缩拐角流动

压缩拐角流动是飞行器的典型流动问题,其实质是非对称激波/边界层干扰问题.高超声速二维压缩拐角算例取自 Settles 等^[16]的实验数据库,本文计算了 15° 和 30° 压缩拐角流动,实验表明压缩拐角大于 30° 时会发生流动分离.来流马赫数为 9.22,来流温度和壁面温度分别为 64.5 K 和 295 K,单位雷诺数为 4.7×10^7 . 计算网格为 149×105 (流向和法向),第 1 层网格间距取 $1 \mu\text{m}$,网格在靠近物面和拐角处进行了加密,图 1 给出了 30° 压缩拐角算例网格示意图.

图 2~图 3 给出了 15° 压缩拐角壁面压力和热流密度计算结果与实验值的比较.图中横坐标 x 为流向,纵坐标 y 垂直于流向.其中压力由来流

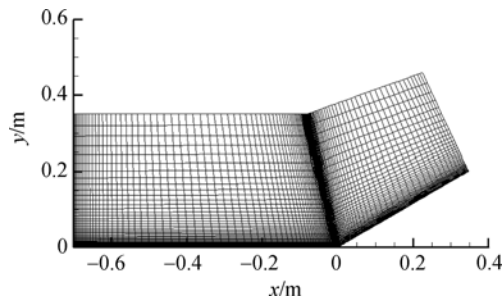


图 1 30° 压缩拐角网格

Fig. 1 Grid of 30 degree compression corner

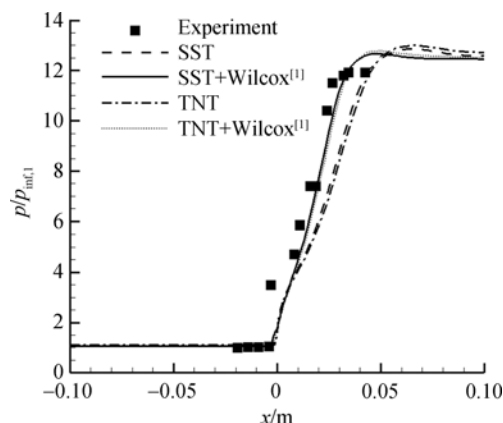


图 2 15° 压缩拐角壁面压力

Fig. 2 Wall pressure of 15 degree compression corner

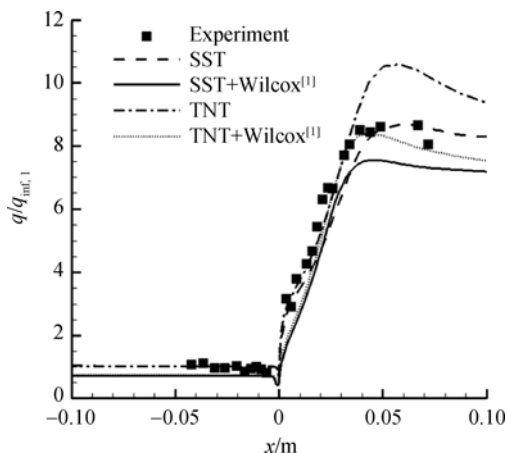


图 3 15° 压缩拐角壁面热流密度

Fig. 3 Wall heat flux of 15 degree compression corner

压力 $p_{\text{inf},1} = 2447.423 \text{ Pa}$ 量纲归一化,热流密度由参考值 $q_{\text{inf},1} = 60700 \text{ W/m}^2$ 进行量纲归一化.由于压缩拐角较小,此时未发生流动分离, SST 和 TNT 湍流模型的压力和热流密度计算结果整体上与实验值吻合较好. TNT 湍流模型在压缩拐角后的热流密度平台较实验值偏高. Wilcox 可压缩性修正对壁面压力分布影响不大,但使得压缩拐

角后的压力恢复与实验值更加接近, 压缩性修正较大程度地降低了压缩拐角后的热流密度平台值, 使得 TNT 湍流模型接近实验结果而 SST 湍流模型偏离了实验结果。

图4~图5给出了30°压缩拐角壁面压力和热流密度计算结果与实验值的比较, 其中压力由来流压力 $p_{\text{inf},1}$ 量纲归一化, 热流密度由参考值 $q_{\text{inf},2} = 61700 \text{ W/m}^2$ 进行量纲归一化。数值计算的壁面压力和热流密度过冲现象表明在拐角附近出现了边界层分离, 而从实验值看出此时仍未出现明显的流动分离。相比于15°压缩拐角, 30°压缩拐角流动的逆压梯度要大得多, 此时湍流模型及可压缩性修正后模型作用下的流动未能抵挡住强逆压梯度而发生分离。从拐角后的压力恢复、热流密度恢复、压力平台值以及热流密度平台值来看,

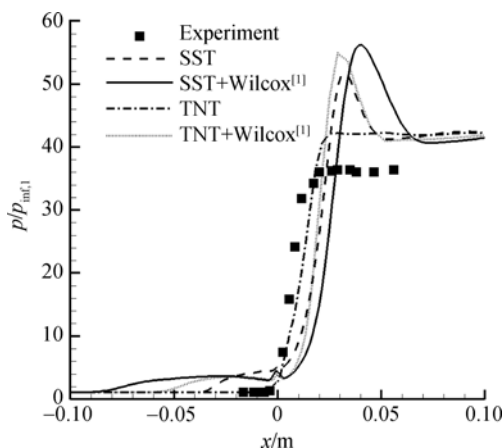


图4 30°压缩拐角壁面压力

Fig. 4 Wall pressure of 30 degree compression corner

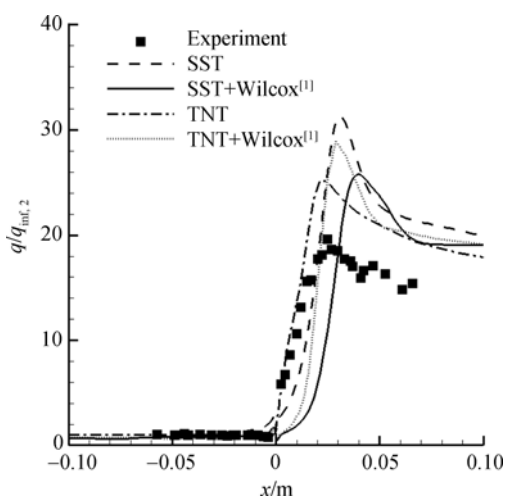


图5 30°压缩拐角壁面热流密度

Fig. 5 Wall heat flux of 30 degree compression corner

TNT 湍流模型的表现较好。Wilcox 压缩性修正对压力和热流密度分布影响较大, 主要体现在增大了分离区大小, 延迟了拐角后的压力和热流密度恢复, 改变了热流密度峰值大小。

3.2 高超声速锥柱裙流动

三维轴对称的锥柱裙流动取自 Kussoy 和 Horstman^[17] 的实验, 锥柱裙的拐角为 35°, 高速气流在拐角处由于强逆压梯度而发生分离, 是典型的非对称激波/边界层干扰问题。计算来流马赫数为 7.05, 来流温度和壁面温度分别为 81.2 K 和 311 K, 来流压力 $p_{\text{inf},2} = 576 \text{ Pa}$, 参考热流密度 $q_{\text{inf},3} = 9300 \text{ W/m}^2$, 计算网格为 169×110 (流向和法向), 第 1 层网格间距取 $1 \mu\text{m}$ 。

图6~图7给出了锥柱裙壁面压力和热流密度计算结果与实验值的比较。可以看出: SST 和 TNT 湍流模型在分离区的热流密度存在过冲现象, 远高于实验值; 拐角后的压力值和热流密度恢复过快, 尤其是压力值, 而压力和热流密度平台与实验值基本一致。考虑 Wilcox 压缩性效应后的模型预测的拐角后压力和热流密度恢复以及热流密度峰值与实验结果相比都更为接近, 但热流密度峰值仍高于实验值。SST 湍流模型在拐角后的壁面压力和热流密度恢复比 TNT 湍流模型稍慢, 其他趋势基本一致。

3.3 非对称激波/边界层干扰流动

非对称激波/边界层干扰是高超声速进气道流动中的典型问题, 对进气道的流场品质甚至启动有重要影响。本文的非对称激波/边界层算例取自 Zheltovodov 等的实验^[18], 模型为 $7^\circ \times 11^\circ$ 的非对称鳍^[19] (如图8所示)。文献^[20]采用 5 种湍流模型对该模型的数值对比表明 SST 和 TNT 湍流

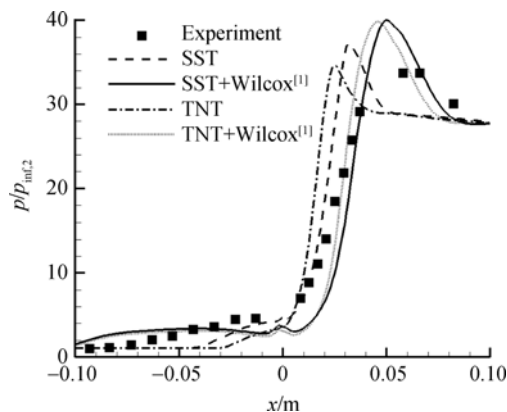


图6 35°锥柱裙壁面压力

Fig. 6 Wall pressure of 35 degree conical cylinder flare

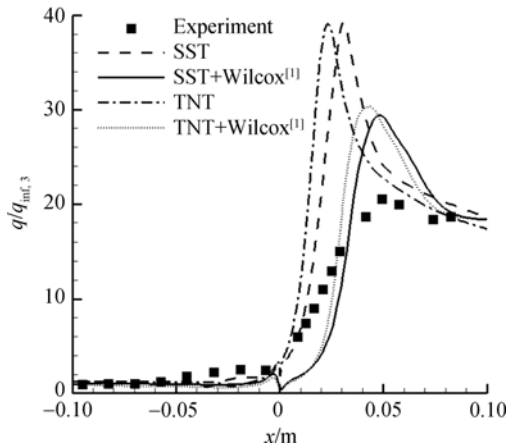


图7 35°锥柱裙壁面热流密度

Fig. 7 Wall heat flux of 35 degree conical cylinder flare

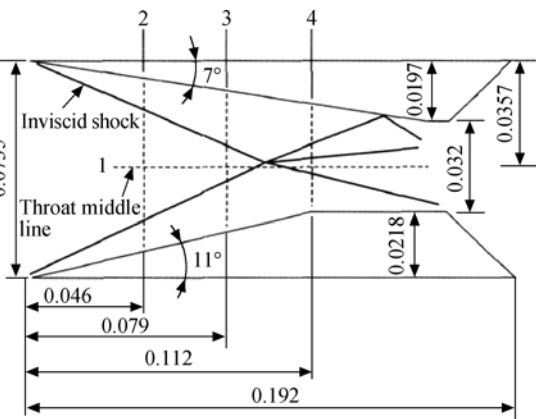
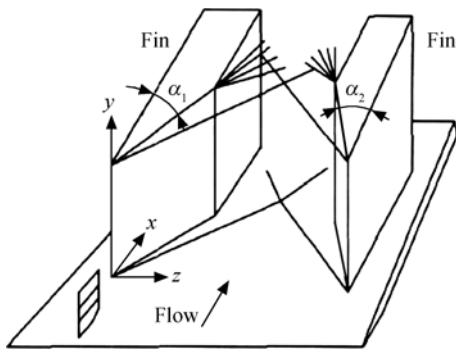


图8 非对称激波/边界层干扰双鳍模型(单位:m)

Fig. 8 Double-fin model of asymmetric shock wave/boundary layer interaction (unit:m)

模型的表现较好. 计算来流马赫数为 3.95, 来流温度和壁面温度分别为 63.1 K 和 270 K, 来流压力 $p_{\text{inf},3} = 10460$ Pa. 计算网格为 $177 \times 50 \times 80$ (流向、法向和侧向) 并在壁面附近进行了加密, 3 个方向的壁面第 1 层网格间距分别为 5, 1, 5 μm .

图 9 为文献[18]实验得到的下壁面油流图, 由于各个模型得到的下壁面流线分布几乎一致, 这里只给出未采用压缩性修正的 SST 湍流模型

的结果, 如图 10 所示. 可以看出, 计算得到的流场结构与实验结果吻合较好, 一次分离线(如 S_1 , S_2)、二次分离线(如 S_4)和再附线(如 L_2)基本都被清晰地描述出来并与实验相吻合.

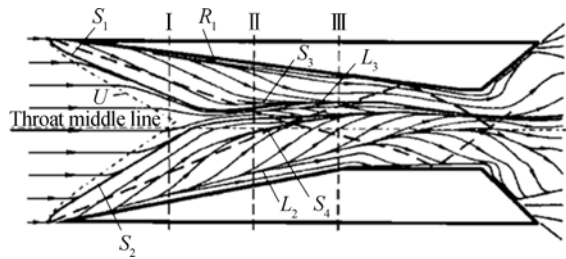


图9 下壁面实验油流图

Fig. 9 Experimental result of flow visualization on the bottom wall

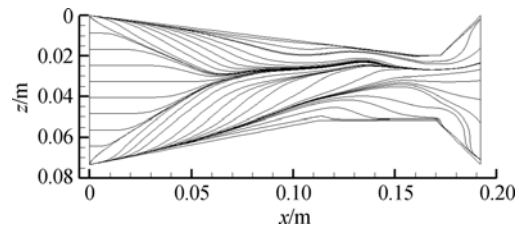


图10 数值计算下壁面流线图

Fig. 10 Simulation result of streamlines on the bottom wall

图 11 为沿流向 0.046, 0.079, 0.112 m 处横截面的下壁面压力分布与实验值的比较, 采用标准大气压 p_0 (101325 Pa) 量纲归一化. 由于采用压缩性修正后的压力值与未采用压缩性修正的结果几乎一致, 这里只给出未采用压缩性修正的 SST 和 TNT 湍流模型的对比. 可以看出, 压力分布随着激波位置的变化呈现不同的变化趋势, 计算结果与实验值整体上较为吻合. 流向 0.112 m 位置

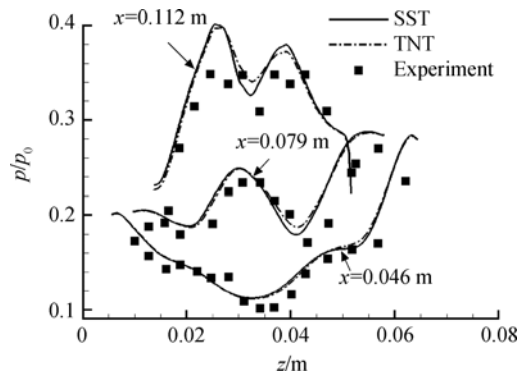


图11 横截面壁面压力分布

Fig. 11 Wall pressure distribution of cross sections

处于两道斜激波交汇之后,出现了两个压力峰值,计算结果与实验值偏差较大。

图12给出了非对称激波/边界层干扰算例无压缩性修正时 SST 和 TNT 湍流模型的隐式紧耦合全流场量纲一密度 ρ_{nd} ($\rho_{nd} = \lg \sqrt{(\sum_{i=1}^n \rho_i^2)/n}$, ρ_i

为每个网格单元中量纲一流场密度, n 为总网格量) 残差收敛曲线图,可以看到残差下降较快。在实际计算中,相比于 SST 湍流模型, TNT 湍流模型较为简单,且不需计算距物面最小距离,因而计算量较小,其收敛性一般略好于 SST 湍流模型。为便于对比,同时给出了未进行湍流源项隐式处理的显式紧耦合 SST 和 TNT 湍流模型计算得到的收敛曲线图。可以看出,显式方法的残差在 8000 步左右时便不再下降而隐式方法的残差继续快速下降,隐式紧耦合方法的收敛特性优于显式紧耦合方法。

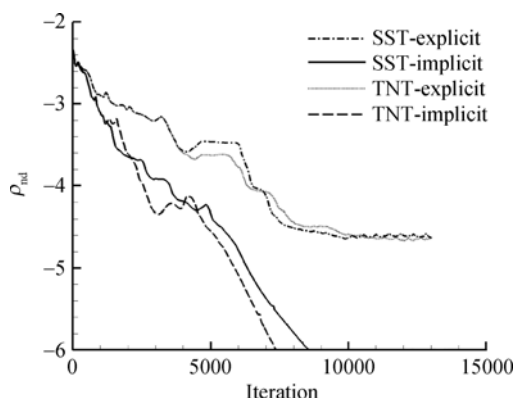


图12 密度收敛曲线图

Fig. 12 Convergence history of density

4 结 论

两方程湍流模型是工程上广泛使用的湍流模型,本文基于 LU-SGS 隐式紧耦合方法,将 SST 和 TNT 湍流模型的输运方程与平均流场方程进行隐式紧耦合求解,并对湍流源项进行隐式处理以克服刚性问题。采用本文发展的数值方法进行了超声速、高超声速复杂流动问题的数值计算并与实验结果进行了比较,结果表明:

1) SST 和 TNT 湍流模型具有较强的超声速、高超声速流动预测能力,对 15° 压缩拐角流动的预测精度较高,随着流动分离强度的增大,计算结果与实验值偏差增大。相比于 SST 湍流模型, TNT 湍流模型计算量较小,效率更高一些。

2) 在来流马赫数较高的压缩拐角和锥柱裙

算例中, Wilcox 可压缩性修正对压力和热流密度影响很大,在来流马赫数较低的非对称激波/边界层干扰算例中, Wilcox 可压缩性修正的影响很小。下一步的研究将考虑不同压缩性修正方法的影响。

3) 相比于显式紧耦合方法,本文发展的基于 LU-SGS 的隐式紧耦合方法具有更好的计算稳定性和收敛特性,适用于高速复杂流动问题。

参考文献:

- [1] Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD[M]. California, US: DCW Industries Incorporation, 2006.
- [2] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [3] Menter F R, Kuntz M, Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model[C]// Proceedings of Turbulence, Heat and Mass Transfer. New York: Begell House Inc, 2003: 625-632.
- [4] Kok J C. Resolving the dependence on freestream values for the $k-\omega$ turbulence model[J]. AIAA Journal, 2000, 38(7): 1292-1295.
- [5] Huang P G, Coakley T J. An implicit Navier-Stokes code for turbulent flow modeling[C]// Proceedings of AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Washington: AIAA, 1992: 10-11.
- [6] Choi S W, Chang K S, Ok H. Parametric study of transient spoiler aerodynamics with two-equation turbulence models[J]. Journal of Aircraft, 2001, 38(5): 888-894.
- [7] Liu F, Zheng X. A strongly coupled time-marching method for solving the Navier-Stokes and $k-\omega$ turbulence model equations with multigrid[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 128(2): 289-300.
- [8] Barakos G, Drikakis D. Implicit unfactored implementation of two-equation turbulence models in compressible Navier-Stokes methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1998, 28(1): 73-94.
- [9] 成水燕. 二维非定常 N-S 方程及两方程湍流模型耦合求解技术研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2006.
- [10] 杨金广, 吴虎. 双方程 $k-\omega$ SST 湍流模型的显式耦合求解及其在叶轮机械中的应用[J]. 航空学报, 2014, 35(1): 116-124.
YANG Jinguang, WU Hu. Explicit coupled solution of two-equation $k-\omega$ SST turbulence model and its application in turbomachinery flow simulation[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2014, 35(1): 116-124. (in Chinese)
- [11] 杨小权, 杨爱明, 孙刚. 一种强耦合 Spalart-Allmaras 湍流模型的 RANS 方程的高效数值计算方法[J]. 航空学报, 2013, 34(9): 2007-2018.
YANG Xiaoquan, YANG Aiming, SUN Gang. An efficient numerical method for coupling the RANS equations with

- Spalart-Allmaras turbulence model equation [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2013, 34(9): 2007-2018. (in Chinese)
- [12] Kim K H, Kim C, Rho O. Methods for the accurate computations of hypersonic flows I: AUSMPW+ scheme[J]. *Journal of Computational Physics*, 2001, 174(1): 38-80.
- [13] Yoon S, Jameson A. Lower-upper symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations[J]. *AIAA Journal*, 1988, 26(9): 1025-1026.
- [14] 阎超. 计算流体力学方法及应用[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006.
- [15] Blazek J. *Computational fluid dynamics: principles and applications*[M]. Oxford: Elsevier Science, 2001.
- [16] Settles G S, Dodson L J. Hypersonic shock/boundary-layer interaction database[R]. NASA CR-177577, 1991.
- [17] Kussoy M, Horstman C. Documentation of two-and three-dimensional hypersonic shock wave/turbulent boundary layer interaction flows[R]. NASA TM-101075, 1989.
- [18] Zheltovodov A A, Maksimov A I, Schulein E, et al. Experimental and computational studies of crossing-shock-wave/turbulent-boundary-layer interactions[C]// *Proceedings of the International Conference RDAMM-2001*. Akademgorodok, Russia: Publishing House of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 2001: 163-162.
- [19] Knight D, Gnedin M, Becht R, et al. Numerical simulation of crossing-shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction using a two-equation model of turbulence[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 409: 121-147.
- [20] 赵慧勇, 雷波, 乐嘉陵. 非对称交叉激波和湍流边界层相互作用的数值研究[J]. *航空动力学报*, 2009, 24(10): 2183-2188.
- ZHAO Huiyong, LEI Bo, LE Jialing. Numerical investigation of interaction between asymmetric crossing shock waves/turbulence boundary layer[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2009, 24(10): 2183-2188. (in Chinese)