

## 多尺度湍流模型在圆柱绕流中的应用

许欢, 李志强, 董鹤, 唐杨杨, 邸亚超

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院

航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191)

**摘 要:** 使用基于可变时间间隔平均方法的多尺度湍流模型, 对高超临界区雷诺数下非定常圆柱绕流进行了数值模拟。结果表明: 多尺度湍流模型在升阻力系数预测上与实验值一致, 而标准  $k-\epsilon$  模型和 SST ( $\text{shear stress transport}$ )  $k-\omega$  模型却只能兼顾其一; 在旋涡脱落特性预测上与实验值相一致, 其误差小于 SST  $k-\omega$  模型的 5.8% 和标准  $k-\epsilon$  模型的 37.6%; 在表面平均压力系数分布预测上其误差仅为 3.6%, 明显优于 SST  $k-\omega$  模型的 13% 和标准  $k-\epsilon$  模型的 53.7%; 在表面摩擦因数分布及分离角度方面与实验结果相吻合, 且分离角度误差仅为 0.78%, 结果优于标准  $k-\epsilon$  模型的 1.04% 和 SST  $k-\omega$  模型的 1.83%, 充分验证了该湍流模型应用于复杂湍流模拟预报的潜力。

**关 键 词:** 圆柱绕流; 湍流模型; 多尺度; 非稳态; 高超临界区

中图分类号: V211.1

文献标志码: A

## Application of multiscale turbulent model in cylinder flow

XU Huan, LI Zhi-qiang, DONG He, TANG Yang-yang, DI Ya-chao

(National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine Aero-thermodynamics,  
School of Energy and Power Engineering,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

**Abstract:** The unsteady flow around a smooth cylinder under the super-transition flow region Reynolds number was simulated using the multiscale turbulent model based on the variable interval time average method. The computational results show that the multiscale turbulent model can successfully simulate the lift and drag coefficients, however, standard  $k-\epsilon$  model and SST  $k-\omega$  model can only accurately simulate one of them. This model can also accurately predict vortex shedding characteristics, and its error is smaller than 5.8% of SST  $k-\omega$  model and 37.6% of standard  $k-\epsilon$  model. Also, for the prediction of surface mean pressure coefficient distribution, the error of multiscale turbulent model is only 3.6%, however, the predicted errors using SST  $k-\omega$  model and standard  $k-\epsilon$  model increase to 13% and 53.7%. For the prediction of surface friction factor distribution and the separation angle, the error of separation angle of multiscale turbulent model is only 0.78%. Correspondingly, the predicted errors of standard  $k-\epsilon$  model and SST  $k-\omega$  model are 1.04% and 1.83%. Compared with the experimental results, the results of the multiscale turbulent model are better than those of standard  $k-\epsilon$  model and SST  $k-\omega$  model. So, the study verifies further that this model can be used in simulation of complex turbulence.

**Key words:** cylinder flow; turbulent model; multiscale; unsteady;  
super-transition region

作为一个关键绕流问题,圆柱绕流备受国内外研究人员的关注,因为它不仅为传统分离流、旋涡流以及有关涡脱落机理的研究奠定基础,而且也在现代海洋工程、水利工程、航空工程等应用领域得到重要应用<sup>[1]</sup>. 为此,应不断对其进行实验观察和数值模拟,以便弄清柱后复杂的流动机理. 随着计算机容量的不断扩大和计算速度的迅速提高,基于 Navier-Stokes (N-S) 方程的数学模型在研究低雷诺数(如  $Re < 200$ ) 绕流的有关特性和机理探讨上取得了很大进展<sup>[2-4]</sup>. 迄今,大多数计算均限于研究中、低雷诺数的定常流及非定常流,主要目的是预测绕流分离点的位置、涡的形成及随时间推移的脱落过程<sup>[5]</sup>. 绕圆柱流动是典型的绕钝体流动,随着特征雷诺数( $Re = U_\infty D/\nu$ , 其中  $U_\infty$  为来流速度,  $D$  为圆柱直径,  $\nu$  为流体的运动黏度)的增加,尾流流态与脱体涡的形态都有很大的变化.

然而,高雷诺数( $Re = O(10^6) \sim O(10^7)$ ), 其中  $O(x)$  为  $x$  的同阶无穷小,即  $Re$  的量级在  $10^6 \sim 10^7$  下钝体绕流在实际工程问题中更为常见,由于高雷诺数下钝体绕流的复杂性、不可预测性及对实验条件的敏感性使得实验研究变得更加艰难.

目前,对于高雷诺数( $Re > 10^6$ )下圆柱绕流准确预测数值研究的文献并不多见. 直接数值模拟(DNS)和大涡模拟(LES)在如此高雷诺数条件下,由于消耗巨大的计算机资源并不现实,工程中广泛应用的仍是基于雷诺时均的双方程湍流模型. 双方程湍流模型在雷诺应力项的处理上,多采用 Boussinesq 提出的涡黏性假设. 涡黏性假设将分子黏性与湍流黏性类比,采用定常时间平均量来标定模型常数,使用单一的湍流速度尺度和长度尺度来构造涡黏系数. 这种假设忽略了湍流脉动的多尺度特性,而且采用时间平均取代系综平均来标定模型常数,导致其对于非定常湍流预测结果的可信性大大降低. 为此,本文提出了基于可变时间间隔平均方法的多尺度湍流模型,其思路是采用与时间相关的平均量来标定模型常数,保留了湍流的多尺度特性,其模拟预报能力已经在定常湍流的研究中得到了体现<sup>[6]</sup>,但在非定常湍流中应用及预测能力鲜有进行验证研究.

为了验证本文所提出的多尺度湍流模型在非定常湍流研究中的模拟能力,本文选择高超临界区雷诺数( $Re = 3.6 \times 10^6$ )非定常圆柱绕流为研究对象,并将模拟结果与实验结果、标准  $k-\epsilon$  模型及

SST  $k-\omega$  模型进行对比,从而探讨多尺度湍流模型在非定常钝体绕流中的适用性.

## 1 控制方程

对于非稳态不可压缩流动,雷诺平均控制方程和零阶平均 Navier-Stokes 方程具有类似的形式.

### 1.1 雷诺平均控制方程

连续方程

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

动量方程

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) \quad (2)$$

其中

$$\overline{u'_i u'_j} = \nu \left[ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3)$$

标准  $k-\epsilon$  模型方程<sup>[7]</sup>

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

其中模型常数、各物理量含义及推导见文献[7].

SST  $k-\omega$  模型方程<sup>[8]</sup>

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{\hat{G}_k - Y_k + S_k}{\rho} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega}{\rho} \quad (7)$$

其中模型常数、各物理量含义及推导见文献[8].

### 1.2 多尺度平均控制方程

其具体推导过程见文献[6],采用零阶平均 Navier-Stokes 方程,可得多尺度平均控制方程组.

连续方程

$$\frac{\partial [\mathbf{u}_i]_0}{\partial x_i} = 0 \quad (8)$$

动量方程

$$\frac{\partial [\mathbf{u}_i]_0}{\partial t} + [\mathbf{u}_j]_0 \frac{\partial [\mathbf{u}_i]_0}{\partial \mathbf{x}_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial [p]_0}{\partial \mathbf{x}_i} + \nu \frac{\partial^2 [\mathbf{u}_i]_0}{\partial \mathbf{x}_j \partial \mathbf{x}_j} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \sum_{l=1}^{\infty} [\mathbf{u}_i^{(D)} \mathbf{u}_j^{(D)}]_0 \quad (9)$$

关联项可模化为

$$-\sum_{l=1}^{\infty} [\mathbf{u}_i^{(D)} \mathbf{u}_j^{(D)}]_0 = 2 \sum_{l=1}^{\infty} \nu_l^{(D)} [\mathbf{S}_{ij}]_0 - \frac{2}{3} \sum_{l=1}^{\infty} k^{(D)} \delta_{ij} \quad (10)$$

其中

$$\nu_l^{(D)} = C_{\mu}^{(D)} \frac{[k^{(D)}]^2}{\epsilon^{(D)}} \quad (11)$$

湍流模型方程为

$$\frac{\partial k^{(J)}}{\partial t} + [\mathbf{u}_j]_0 \frac{\partial k^{(J)}}{\partial \mathbf{x}_j} = 2 \nu_l^{(J)} [\mathbf{S}_{ij}]_0 [\mathbf{S}_{ij}]_0 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_l^{(J)}}{\sigma_k^{(J)}} \right) \frac{\partial k^{(J)}}{\partial \mathbf{x}_j} \right] - \epsilon^{(J)} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial t} + [\mathbf{u}_j]_0 \frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial \mathbf{x}_j} =$$

$$C_{\epsilon 1}^{(J)} \frac{\epsilon^{(J)}}{k^{(J)}} 2 \nu_l^{(J)} [\mathbf{S}_{ij}]_0 [\mathbf{S}_{ij}]_0 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_l^{(J)}}{\sigma_{\epsilon}^{(J)}} \right) \frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial \mathbf{x}_j} \right] - C_{\epsilon 2}^{(J)} \frac{[\epsilon^{(J)}]^2}{k^{(J)}} \quad (13)$$

其中模型常数见表 1 所示。

表 1 多尺度湍流模型常数表  
Table 1 Constant table of multiscale turbulent model

| $C_{\mu}^{(1)}$ | $\sigma_k^{(1)}$ | $\sigma_{\epsilon}^{(1)}$ | $C_{\epsilon 1}^{(1)}$ | $C_{\epsilon 2}^{(1)}$ |
|-----------------|------------------|---------------------------|------------------------|------------------------|
| 0.09            | 0.9              | 1.2                       | 1.41                   | 1.85                   |
| $C_{\mu}^{(2)}$ | $\sigma_k^{(2)}$ | $\sigma_{\epsilon}^{(2)}$ | $C_{\epsilon 1}^{(2)}$ | $C_{\epsilon 2}^{(2)}$ |
| 0.09            | 1.2              | 1.5                       | 1.66                   | 1.97                   |

## 2 几何模型及边界条件

### 2.1 几何模型

图 1 所示为计算区域的尺寸,圆柱的直径为  $D$ 。其中,计算区域为  $27D \times 14D$ ,上游尺寸为  $7D$ ,以保证边界条件对圆柱绕流无影响。下游尺寸为  $20D$ ,以保证圆柱绕流上下游的远场效应。

### 2.2 边界条件

入口条件:给定速度入口  $u=U_{\infty}$ ,  $v=0$ ,湍流强度  $I_u=0.8\%$ ,无量纲的湍流长度尺度  $L/D=0.0045$ 。

出口条件:给定  $u, v, k$  及  $\epsilon$  均为自由出口边界条件。

在上下游边界:  $v=0$  而  $u, k$  和  $\epsilon$  都是自由边界条件,不做任何限制。

圆柱表面:采用无滑移边界条件,即  $u=v=0$ 。

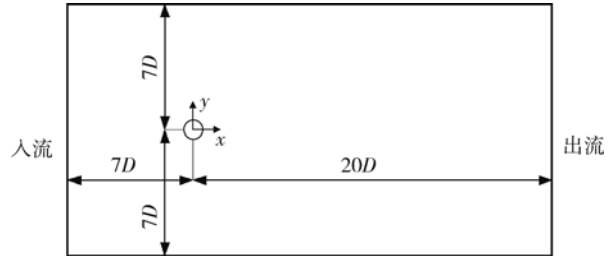


图 1 计算区域的尺寸

Fig. 1 Size of computational domain

## 3 计算网格划分与验证

采用粗细不同的 4 套网格(M1~M4)进行网格收敛性验证,结果如表 2 所示。可以看出,使用标准  $k-\epsilon$  模型的 M3 和 M4 的网格时间平均阻力系数  $C_{d,ave}$  和方均根脉动升力系数  $C_{l,rms}$  的误差分别为  $0.0337\%$  和  $0.146\%$ ,表中  $St = fD/U_{\infty}$  是斯特劳哈尔数,  $f$  为旋涡脱落频率。因此可以认为网格 M3 已经满足了收敛性要求。

表 2 所用网格具体尺寸及收敛性验证结果  
Table 2 Detail sizes of mesh used and results of grid convergence study

|             | M1     | M2     | M3     | M4     |
|-------------|--------|--------|--------|--------|
| 节点数         | 134904 | 163850 | 219904 | 289980 |
| 单元数         | 134050 | 163155 | 218800 | 289085 |
| $N_c$       | 600    | 700    | 800    | 1000   |
| $N_t$       | 200    | 220    | 250    | 300    |
| $C_{d,ave}$ | 0.2921 | 0.2971 | 0.2969 | 0.2968 |
| $C_{l,rms}$ | 0.0627 | 0.0702 | 0.0686 | 0.0685 |
| $St$        | 0.399  | 0.399  | 0.399  | 0.399  |

注:  $N_c$  为沿着圆周方向的节点个数,  $N_t$  为圆周法线方向的节点个数。

图 2 所示为圆柱局部加密的 O 型结构化网格划分,尾流区域采用四边形结构化网格。

图 3 则给出了标准  $k-\epsilon$  模型  $y^+$  随  $\alpha$  的变化,这里  $\alpha$  为从圆柱驻点沿顺时针测量的角度。

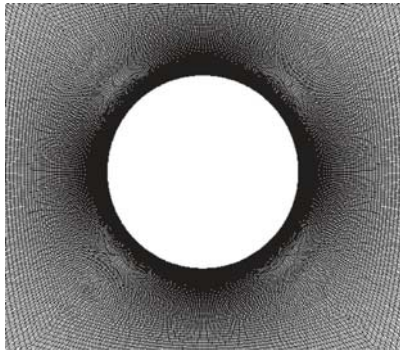
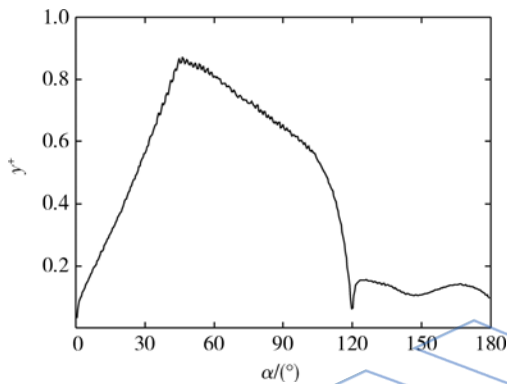


图2 O型结构化网格

Fig. 2 O type structured grid

图3 标准  $k-\epsilon$  模型中  $y^+$  随  $\alpha$  的变化Fig. 3 Variation of  $y^+$  with  $\alpha$  in standard  $k-\epsilon$  model

## 4 数值计算结果及分析

采用控制体积法对各控制方程进行计算,计算中采用具有2阶隐式时间格式的非定常流动.压力项离散采用具有2阶精度的格式离散,动量方程采用2阶迎风格式离散.压力与速度的耦合项的计算采用Coupled算法实现.

为了验证本文所提出的多尺度湍流模型在高超临界区雷诺数( $Re=3.6 \times 10^6$ )非定常圆柱绕流中的模拟能力,用基本的流体力学参数,如  $C_{d,ave}$ ,  $C_{l,rms}$  和  $St$  来和实验数据进行对比,对比结果如表3所示.

### 4.1 阻力系数和升力系数分析

由表3可知,多尺度湍流模型计算出的  $C_{d,ave}$ ,  $C_{l,rms}$  和  $St$  均在实验值范围之内,能够满足工程需要.

$C_{d,ave}$  随雷诺数的变化情况如图4所示,可以看出多尺度湍流模型计算值为0.5687,位于Schewe<sup>[9]</sup>和Roshko<sup>[10]</sup>所给出的实验数据之间;

表3  $Re=3.6 \times 10^6$  数值模拟及实验结果

Table 3 Numerical and experimental results

at  $Re=3.6 \times 10^6$ 

|                    | $C_{d,ave}$ | $C_{l,rms}$ | $St$      |
|--------------------|-------------|-------------|-----------|
| 标准 $k-\epsilon$ 模型 | 0.2969      | 0.0686      | 0.3990    |
| SST $k-\omega$ 模型  | 0.6347      | 0.6457      | 0.3069    |
| 多尺度湍流模型            | 0.5687      | 0.0904      | 0.2802    |
| 实验数据               | 0.36~0.75   | 0.06~0.14   | 0.17~0.29 |

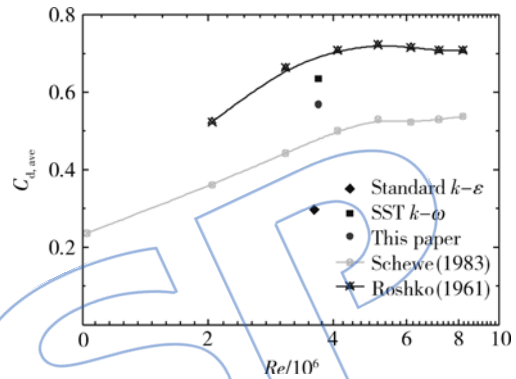
图4 时间平均阻力系数随  $Re$  的变化

Fig. 4 Time-averaged drag coefficient as function of Reynolds number

SST  $k-\omega$  模型所计算的  $C_{d,ave}$  也处于实验数据范围内;然而标准  $k-\epsilon$  模型所计算的  $C_{d,ave}$  不在这两组实验数据范围之内,比实验结果偏小,不能满足工程需要.

另外由表3也可以看出,多尺度湍流模型与标准  $k-\epsilon$  模型计算的方均根脉动升力系数  $C_{l,rms}$  与实验数据相符合,而 SST  $k-\omega$  模型计算的方均根脉动升力系数  $C_{l,rms}$  则明显偏大,且最小误差为361.2%,模拟不准确.

综上所述,多尺度湍流模型能够同时合理预测圆柱绕流的方均根脉动升力系数和时间平均阻力系数,而标准  $k-\epsilon$  模型和 SST  $k-\omega$  模型却只能兼顾其一.

图5所示为多尺度湍流模型的阻力系数  $C_d$  与升力系数  $C_l$  时程曲线(此处均为未经过时间平均处理和方均根脉动处理的阻力系数和升力系数),可以看出:该模型能够正确模拟出阻力系数的主频为升力系数主频的2倍,与理论相符.

### 4.2 旋涡脱落规律

Relf<sup>[11]</sup>指出当分离点前的流动变为湍流时,由于自由剪切层的混沌现象使得周期性的旋涡脱

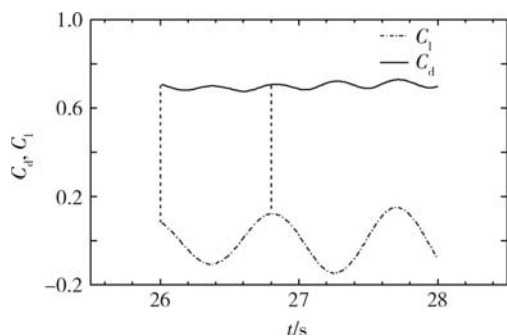


图 5 多尺度湍流模型升力系数与阻力系数时程曲线  
Fig. 5 Curves of drag coefficient and lift coefficient with time of multiscale turbulent model

落规律消失. Cincotta 等<sup>[12-13]</sup>, Schewe<sup>[9]</sup>在超临界区的实验研究中观察到了这一现象. 随之 Roshko<sup>[10]</sup>在雷诺数大于超临界区的实验研究中, 例如  $Re=3.5 \times 10^6 \sim 6 \times 10^6$ , 重新检测到了旋涡脱落频率, 且发现了旋涡脱落频率具有窄带光谱峰值, 证实在此雷诺数范围内周期性的旋涡脱落再次形成. 图 6 给出了多尺度湍流模型计算所得的涡街脱落频率功率谱密度(PSD, 量符号记为  $D_{ps}$ ), 由图可见, 多尺度湍流模型成功模拟出  $Re=3.6 \times 10^6$  的窄旋涡脱落光谱图, 与实验观测到的结果相符.

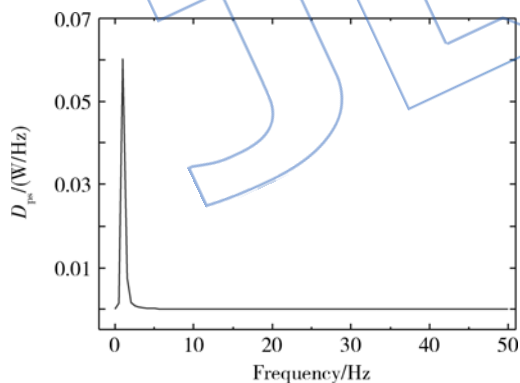


图 6 多尺度湍流模型涡街脱落频率的功率谱密度图  
Fig. 6 Power spectral density of vortex-shedding frequency using multiscale turbulent model

多尺度湍流模型斯特劳哈尔数  $St$  的功率谱密度如图 7 所示, 由图可以得出多尺度湍流模型的  $St$  为 0.2802, 与实验结果(0.17~0.29)相吻合. 标准  $k-\epsilon$  模型计算出的  $St$  为 0.3990, 高于实验结果, 最小误差为 37.6%; 而 SST  $k-\omega$  模型的计算结果优于标准  $k-\epsilon$  模型, 0.3069 的计算值略高于实验值, 最小误差为 5.8%.

综上所述, 多尺度湍流模型在计算描述旋涡

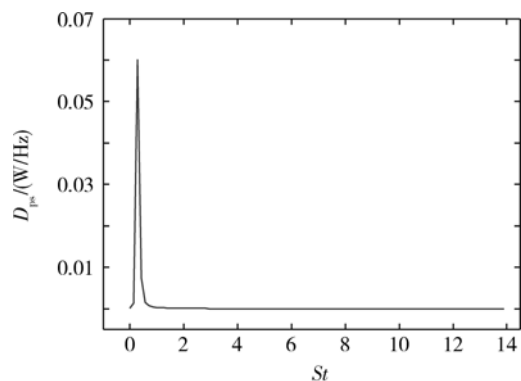


图 7 多尺度湍流模型  $St$  的功率谱密度图  
Fig. 7 Power spectral density of  $St$  using multiscale turbulent model

脱落的特征数  $St$  方面明显优于标准  $k-\epsilon$  模型和 SST  $k-\omega$  模型, 且与实验值相一致, 这充分证明了基于可变时间间隔平均方法的多尺度湍流模型在模拟非定常旋涡脱落方面的优越性.

图 8 所示为多尺度湍流模型计算出的无量纲涡量( $\omega D/U_\infty = -100 \sim 100$ , 其中  $\omega$  为涡的旋转角速度)等值线图, 与文献[14]给出的 2-D unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes (URANS) 的计算结果相一致, 进一步定性地证实了多尺度湍流模型描述周期性涡街脱落情况的优越性.



图 8 多尺度湍流模型瞬时无量纲涡量等值线图  
Fig. 8 Instantaneous non-dimensional vorticity contours of multiscale turbulent model

### 4.3 表面平均压力系数分析

图 9 给出了 3 种湍流模型计算的圆柱表面平均压力系数分布, 表面平均压力系数  $C_p = (p_c - p_{c,\infty}) / (0.5 \rho U_\infty^2)$ , 并与 Achenbach<sup>[14]</sup> 的实验数据进行了对比. 其中  $p_c$  为圆柱表面的静压,  $p_{c,\infty}$  为无穷远处来流的静压.

从图 9 中可以看出, 3 种湍流模型给出的表面平均压力系数的趋势与实验数据相一致. 当  $Re=3.6 \times 10^6$  时, 由于分离点前的边界层已完全转捩为湍流边界层, 使得前半圆柱表面上 3 种湍流模型与实验数据十分一致, 这可能是在前半圆柱表面, 边界层尚未分离, 流动本身就接近于湍流能量的谱分布, 处于平衡状态的情形, 使得

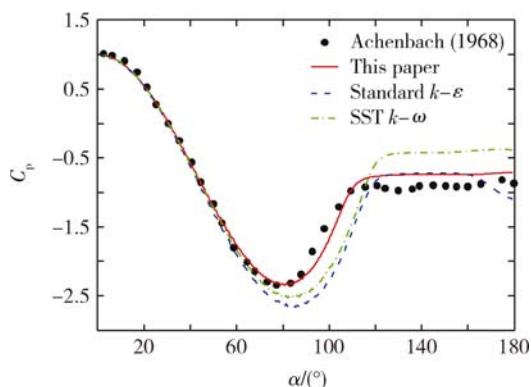


图9 圆柱表面平均压力系数分布

Fig. 9 Mean pressure coefficient distribution on cylinder surface

单尺度模型能获得比较好的预测结果<sup>[15]</sup>.

文献[16]指出,由于分离点区域的流动具有很高的压力梯度,使得模拟准确变得异常困难,从而导致图9中在后半个圆柱表面3种湍流模型给出了不一致的结果.

当 $\alpha > 80^\circ$ 时,标准 $k-\epsilon$ 模型的计算值与实验值相差较大,误差达53.7%,这可能是由于在后半个圆柱表面,边界层发生分离及旋涡脱落,湍流具有明显的多尺度效应,使得单尺度模型预测不准确.但SST $k-\omega$ 模型,由于综合了标准 $k-\epsilon$ 模型和 $k-\omega$ 模型各自的优势,湍流黏度考虑了湍流切应力的传播,使得计算误差减小至13%,由此可见基于单一湍流速度尺度和长度尺度来构造涡黏系数的单尺度湍流模型在预测高压梯度下的局限性.然而基于可变时间间隔平均方法的多尺度湍流模型,由于保留了湍流的多尺度特性,在后半个圆柱表面平均压力系数预测方面与实验结果保持了高度的一致性,尤其是在分离点区域预测的精确性明显优于标准 $k-\epsilon$ 模型和SST $k-\omega$ 模型,且其在圆柱后表面的误差仅为3.6%,可见该模型适用于典型的分离流动,在湍流流场的预测中表现优异,能够满足工程指导的需要.

#### 4.4 表面摩擦因数与分离角度

圆柱表面摩擦因数 $C_f = \tau / (0.5\rho U_\infty^2)$ 的分布如图10所示,其中 $\tau$ 为切向壁面切应力.为了更清楚显示出3种湍流模型所计算的分离角度,图中只显示了 $\alpha = 110^\circ \sim 145^\circ$ 的表面摩擦因数,并对横坐标进行了细化.

从图10中可知,3个湍流模型的计算结果基本相同,且均和Achenbach<sup>[14]</sup>的实验结果基本吻合.标准 $k-\epsilon$ 模型、SST $k-\omega$ 模型和多尺度湍流模

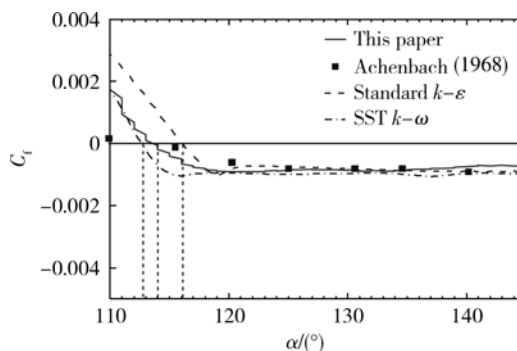


图10 圆柱表面摩擦因数分布

Fig. 10 Distribution of friction factor on cylinder surface

型计算出的分离角度分别为 $116.2^\circ$ 、 $112.9^\circ$ 和 $114.1^\circ$ ,而Achenbach<sup>[14]</sup>给出的实验结果为 $115^\circ$ .在预测分离角度方面,多尺度湍流模型与SST $k-\omega$ 模型预测的分离角度均提前,且误差分别为0.78%和1.83%,均满足工程需要,但多尺度湍流模型预测精度要优于SST $k-\omega$ 模型;标准 $k-\epsilon$ 模型预测的分离角度滞后,且误差为1.04%,精度稍微落后于多尺度湍流模型.

## 5 结论

本文使用高超临界区雷诺数非定常圆柱绕流验证了所提出的多尺度湍流模型在非定常湍流研究中的模拟能力,通过将模拟结果与实验结果、标准 $k-\epsilon$ 模型及SST $k-\omega$ 模型进行对比,有效验证了该湍流模型在复杂湍流模拟中的潜力.模拟结果表明:

- 1) 基于可变时间间隔平均方法不可压缩湍流的多尺度湍流模型,通过采用与时间相关的平均量来标定模型参数,一定程度上保留了湍流的多尺度特性,结合平均流动方程,可以更好地预测湍流流场特征.
- 2) 该模型对 $Re = 3.6 \times 10^6$ 高超临界区非定常圆柱绕流经典参数和涡街脱落方面的模拟预报明显优于标准 $k-\epsilon$ 模型和SST $k-\omega$ 模型,充分证实了其在分离流中湍流特性捕捉能力以及在非定常湍流中的适用能力,具有一定的工程应用价值.

## 参考文献:

- [1] 苑明顺. 高雷诺数圆柱绕流的二维大涡模拟[J]. 水动力学研究与进展: A辑, 1992, 7(增刊): 614-622.  
YUAN Mingshun. Two-dimensional large eddy simulation of flow past a circular at high Reynolds number [J]. Journal of Hydrodynamics, Series A, 1992, 7 (suppl.): 614-622. (in Chinese)
- [2] Clark R A, Ferziger J H, Reynolds W C. Evaluation of sub-

- grid-scale models using an accurately simulated turbulent flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1980, 99 (2): 225-245.
- [3] Braza M, Chassaing P, Ha M H. Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 165: 79-130.
- [4] 王汝权, 陈彬. 高雷诺数圆柱绕流的数值模拟[J]. *水动力学研究与进展: A 辑*, 1990, 5(4): 89-98.  
WANG Ruquan, CHEN Bin. Unsteady flow around a cylinder at high Reynolds numbers [J]. *Journal of Hydrodynamics: Series A*, 1990, 5(4): 89-98. (in Chinese)
- [5] Hanjalic K, Launder B E, Schiestel R. Multiple-time-concepts in turbulence transport modeling[R]. NASA NSG-2256, 1980.
- [6] 董鹤, 高歌, 李志强, 等. 不可压缩湍流的多尺度模型[J]. *航空动力学报*, 2013, 28(12): 2685-2690.  
DONG He, GAO Ge, LI Zhiqiang, et al. A multiscale model for incompressible turbulent flows[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2013, 28(12): 2685-2690. (in Chinese)
- [7] Wilcox D C. *Turbulence modeling for CFD*[M]. La Canada, California: DCW Industries Inc, 2006.
- [8] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [9] Schewe G. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 133: 265-285.
- [10] Roshko A. Experiments of the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1961, 10(3): 345-356.
- [11] Relf E F. On the sound emitted by wires of circular cross section when exposed to an air current[J]. *Philosophical Magazine*, 1921, 42: 173-176.
- [12] Cincotta T T, Jones G W, Walker W W. Experimental investigation of wind induced oscillation effects on cylinders in two dimensional flow at high Reynolds numbers[R]. NASA TMX 57779, 1966.
- [13] Loiseau H, Szechenyi E. Experimental analysis of lift on a fixed cylinder subjected to cross flow at high Reynolds numbers [R]. *La Recherche Aerospaciale*, Paper-279-291, 1972.
- [14] Achenbach E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re=5 \times 10^6$  [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1968, 34(4): 625-639.
- [15] 陶文铨. *数值传热学* [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.
- [16] Muk C O, Torbjorn U, Lars E H, et al. Numerical simulation of flow around a smooth circular cylinder at very high Reynolds numbers[J]. *Marine Structures*, 2009, 22(2): 142-153.