

文章编号: 1000-8055(2007)04-0583-05

大涡模拟中亚格子模型的改进及其在槽道湍流中的应用

肖红林, 罗纪生

(天津大学 力学系, 天津 300072)

摘 要: 在用大涡模拟的方法计算具有强剪切的槽道湍流时, 常用的亚格子应力模型, 包括考虑壁面修正的模型, 都会出现平均流剖面偏高的现象. 这表明在壁面附近亚格子应力模型还不能描述实际情况. 针对这一问题, 修正了亚格子雷诺应力模型的壁面函数, 得到了较好的计算结果. 用修正后的模型计算出的平均速度分布、均方根速度的分布以及雷诺应力的分布, 均与直接数值模拟(DNS)的结果吻合较好.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 槽道湍流; 大涡模拟; 亚格子雷诺应力; 涡粘系数; 壁面函数
中图分类号: O357.5 **文献标识码:** A

Improvement of sub-grid model in large eddy simulation and applications in turbulent channel flow

XIAO Hong-lin, LUO Ji-sheng

(The Department of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: If large eddy simulation method is used to calculate the turbulent channel flow with strong shear, the commonly used sub-grid stress models, including wall modification model, will generate excessively high mean velocity profiles. It indicates that sub-grid stress model cannot describe the situation nearby the wall. To this end, the wall function of the sub-grid Reynolds stress model was modified to obtain a better result. The mean velocity profiles, the RMS(root-mean-square) velocity profiles and Reynolds stress profiles calculated by the modified model are consistent with the results of DNS.

Key words: aerospace propulsion system; turbulent channel flow; large eddy simulation; sub-grid Reynolds stress; eddy viscosity; wall function

大涡模拟(LES)方法目前是数值研究湍流运动的有效工具之一, 它兼顾了直接数值模拟(DNS)和模式理论(MT)的优点. 大涡模拟方法在气象、燃烧等领域的广泛应用, 说明该方法有很好的工程应用前景. 在大涡模拟中, 流动的大尺度涡运动进行直接求解, 小尺度涡通过亚格子模式进行模拟. 采用适当的亚格子模式, 大涡模拟结果的准确性较高. 对于较高雷诺数的湍流流动, 大涡模拟计算量比直接数值模拟小很多, 而且可以得

到所需流场, 有利于湍流问题的研究.

亚格子模型是大涡模拟的关键所在, 众多研究者一直在致力于亚格子模式的发展. 希望所构造的模型能尽量精确模拟大涡、真实的给出所需要的流场; 同时能使模型尽量简单, 能在工程中广泛应用. 目前, 在大涡模拟中经常广泛采用的亚格子模型有标准的 Smagorinsky 模型、动态涡粘性模型、动态混合模型、尺度相似模型、梯度模型、选择函数模型等.

收稿日期: 2006-04-25; 修订日期: 2006-10-16

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(10232020)

作者简介: 肖红林(1978-), 男, 辽宁沈阳人, 天津大学流体力学系博士生, 研究方向: 流动稳定性和湍流. E-mail: xhawk@eyou.com.

从目前的计算结果来看,在用标准的 Smagorinsky 模型模拟槽道湍流时,由于壁面附近强剪切的存在,使得计算得到的平均流剖面偏高,结果欠佳.如图 1(a)所示,在 Horiuti K^[1]的大涡模拟计算中,使用过动态涡粘性模型(dynamic Smagorinsky model)和动态混合模型(dynamic mixed model),计算得到的平均流剖面明显偏高.如图 1(b)所示, Gullbrand J^[2]在用动态涡粘性模型(DSM)和动态混合模型(DMM)进行大涡模拟槽道湍流时,计算得到的平均流剖面也明显偏高.本文也用动态涡粘性模型进行了计算,得到的结果也有明显偏高的问题,如图 1 所示.

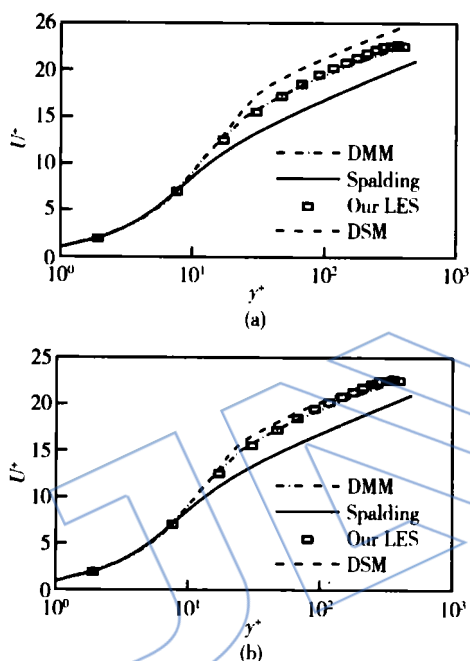


图1 平均流剖面

图中,方框为本文大涡模拟的结果,实线为标准的 Spalding 对数律,(a)中虚线和点划线为 Kiyoshi Horiuti(1997)的大涡模拟结果;(b)中虚线和点划线为 Jessica Gullbrand(2003)的大涡模拟结果.

Fig.1 Mean velocity profile

Piomelli U, Balaras E^[3]曾用修正函数 D 来修正壁面附近的涡粘系数 ν_t , D 的形式为: $D(y) = 1 - \exp[-(y^+/25)^3]$. Fureby C 等^[4]的文章中也给出过修正函数 D 的形式为 $D(y) = \{1 - \exp[-(\beta y^+)^3]\}^{\frac{1}{2}}$. 本文采用这两种 D 的修正形式,但计算结果仍然欠佳.为改善亚格子雷诺应力模型,本文基于以上的经验,通过进一步修正涡粘系数 ν_t ,加大涡粘系数 ν_t 在壁面附近过渡层的值,使得平均流剖面符合湍流的平均速度分布,得到了较为令人满意的结果.

1 控制方程与计算方法

考虑平面槽道流,设流动的几何条件和坐标系如图 2 所示.

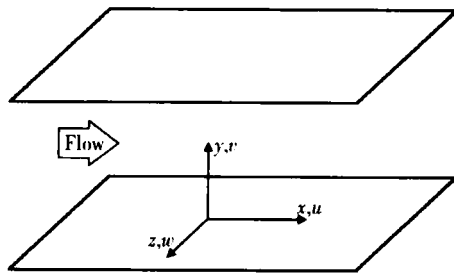


图2 平面槽道流的示意图

Fig.2 Sketch of the channel flow

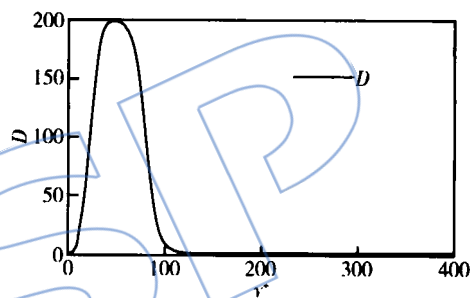


图3 修正函数 D

Fig.3 Adjusting function D

对不可压缩流动的连续方程和 Navier-Stokes 方程进行滤波,采用涡粘性假设,得到大涡模拟的控制方程:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]$$

其中, $Re = \frac{U_m h}{\nu}$, U_m 是最大平均速度, h 为半槽宽度, ν 为运动学粘性系数, ν_t 为涡粘系数.

计算在空间采用伪谱方法,即在流向和展向做傅立叶展开,在法向用切比雪夫多项式展开.对时间离散时,线性项采用二阶精度的隐格式,非线性项采用二阶精度的显格式.

2 涡粘系数的修正

大涡模拟最基本的问题就是要给出合适的亚格子模型.标准的模型是 Smagorinsky 模型,其形式为:

$$\nu_t = (c\Delta)^2 |\bar{S}|$$

其中, c 是一常数, 一般取为 0.1 , $\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$, 其中 Δ_x, Δ_y 和 Δ_z 分别是在 x, y 和 z 方向上的网格宽度, 局部应变率定义为 $\bar{S} = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$, 其中 $S_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$.

槽道湍流在壁面附近存在强剪切, 小尺度涡的强度明显加强. 在用 Smagorinsky 模型模拟时, 平均流速比较大, 表明在壁面附近小尺度涡的耗散比模型给出的要强, 模型的耗散还不足以使之平衡. 为此, 在前人及本文计算的基础上, 本文对修正函数 D 进行了修正, 采用的修正形式如下

$$D_1 = 1 - \exp[-(y^+ / A^+)^3]$$
$$D_2 = c_2 \{1 - \tanh[c_1 (y^+ - y_0^+)]\} / 2 + 1,$$
$$D = D_1 \cdot D_2$$

其中, $A^+ = 25, y_0^+ = 80, c_1 = 32, c_2 = 200$. 图 3 给出了 D 的分布, 从图中可以看出, 涡粘系数在速度剖面的过渡层附近得到了加强. 修正后, 涡粘系数的形式如下

$$u_t = (cD\Delta)^2 |S|$$

3 计算结果与讨论

定义湍流雷诺数为 $Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu}$, 其中 u_τ 为壁面摩擦速度, h 为半槽宽度, ν 为运动学粘性系数.

计算域在 x, y, z 方向的长度分别为 $6.7\pi, 2, 5\pi$, 计算网格数为 $32 \times 33 \times 32$, 其中 x, z 方向为均匀网格, y 方向按切比雪夫配置点分布.

图 4 给出了改进前后的平均流速剖面与 DNS 结果的对比. 横坐标为用壁面参数无量纲化的法向坐标, 圆圈为本文改进前的结果, 方框为改进后的结果, 其中 $Re_\tau = 387$, 实线为 Moser R D^[5] DNS 的结果, $Re_\tau = 395$. 从图中可以看到, 改进前平均流速剖面偏高, 改进后平均流速剖面与 DNS 的结果符合的较好. 图 5 是改进前后速度剖面与 Spalding 剖面的对比, 它们在定性上都符合对

数律, 但改进前的平均流剖面与标准的 Spalding 剖面 ($k = 0.4, B = 5.5$) 符合的不好, 只有将 Spalding 剖面的参数调为 $k = 0.4, B = 8.7$, 计算结果才能与 Spalding 剖面重合, 改进后的平均流剖面与标准的 Spalding 剖面 ($k = 0.4, B = 5.5$) 符合的较好.

图 6(a) 为改进前的雷诺应力的分布曲线, 图

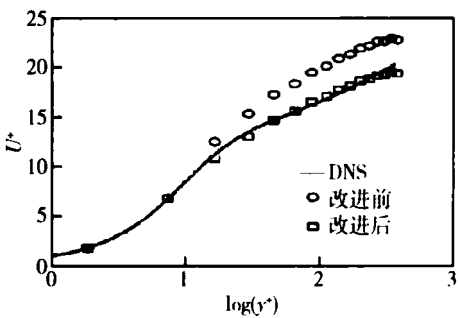


图 4 平均速度与 DNS 结果的对比
图中圆圈为本文改进前的速度剖面(雷诺数为 387), 方框为改进后的速度剖面(雷诺数为 387), 实线为 Robert D. Moser DNS 的结果(雷诺数为 395).
Fig. 4 Comparison of the mean velocity with DNS

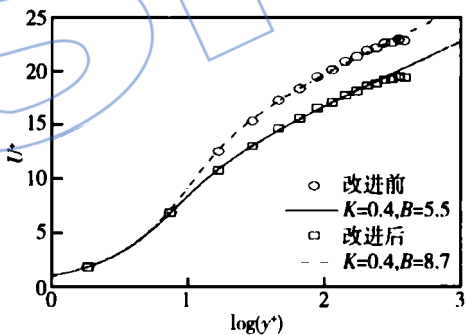


图 5 平均速度与 Spalding 剖面的对比
图中, 实线和点画线为 Spalding 剖面, 圆圈为改进前的速度剖面, 方框为改进后的速度剖面.
Fig. 5 Comparison of the mean velocity with Spalding profile

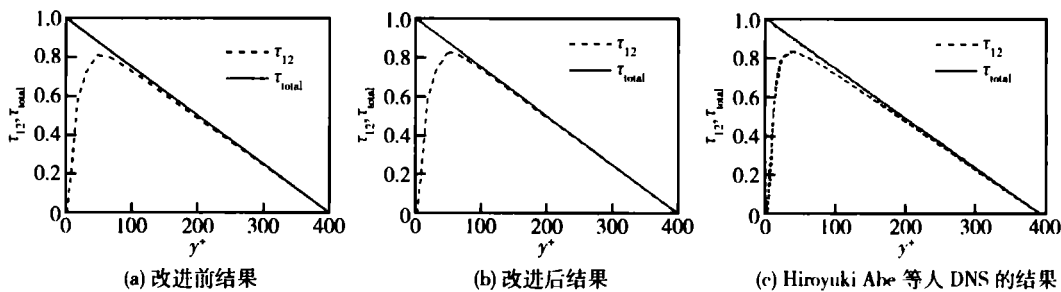


图 6 应力在流场中的分布曲线图
Fig. 6 Reynolds shear stress and total shear stress distributions

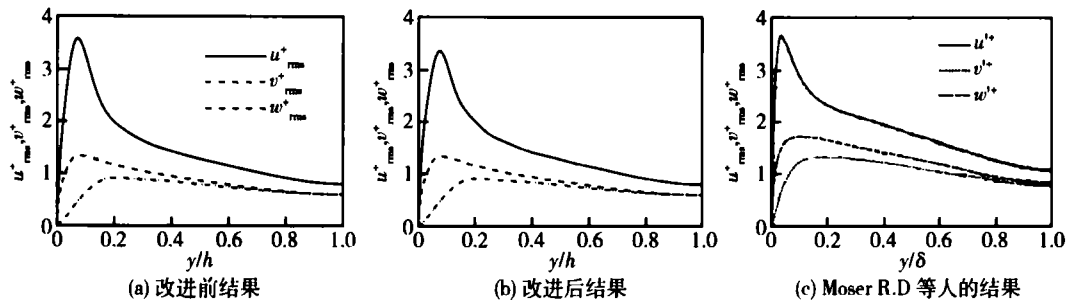


图 7 脉动速度均方根剖面图

Fig. 7 Rms velocity profiles in global coordinates

6(b)为改进后雷诺应力的分布曲线,其中 $Re_{\tau} = 387$,图 6(c)为 Abe H 等人^[6]的结果,其中 $Re_{\tau} = 395$.与图 6(c)的结果相比,改进后得到的雷诺应力是令人满意的.

图 7(a)为改进前的扰动速度均方根的分布曲线,图 7(b)为改进后的扰动速度均方根的分布曲线,其中 $Re_{\tau} = 387$,图 7(c)为 Moser R D 等人^[5]的结果,其中 $Re_{\tau} = 395$.通过比较,发现改进前后极值点均较 DNS 结果偏大,查阅资料发现这是很多大涡模拟都存在的问题,不能准确预报扰动速度的极值,但涡粘系数经改进后的结果有

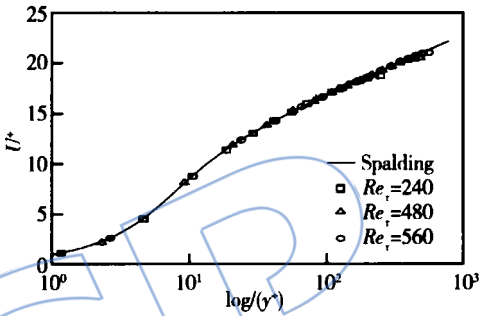


图 8 不同雷诺数下的速度剖面

Fig. 8 Mean velocity profile for different Reynolds number.

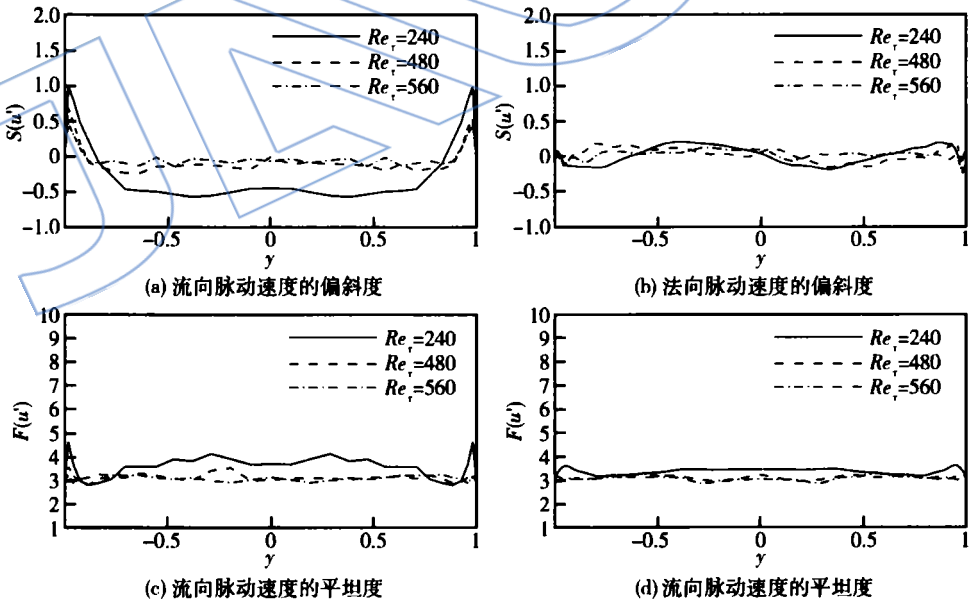


图 9 雷诺数对流向和法向脉动速度偏斜度、平坦度的影响

Fig. 9 Skewness and flatness

所好转,极值有所下降.

从图 7 中可以看到,扰动速度在槽道的中心处取极小值,流向扰动速度 u_{rms}^+ 约为 0.8;法向扰动速度 v_{rms}^+ 与展向扰动速度 w_{rms}^+ 在槽道中心基本取相同的值,约为 0.6.这些均与 Moser R D 等人 DNS 数值模拟的结果一致.

通过针对湍流雷诺数 $Re_{\tau} = 387$ 的计算可以看到,通过对涡粘系数的修正使平均流剖面得到很好的改善,与直接数值模拟的结果符合很好,而且对雷诺应力和均方根速度的结果也略有改善.

为了研究不同雷诺数下,涡粘系数修正的作用,针对本文的参数,对其他的雷诺数进行了计

算.图 8 给出了平均速度剖面与 Spalding 剖面的对比,其中雷诺数分别为 $Re\tau = 240$, $Re\tau = 480$, $Re\tau = 560$.从图中可以看出,对不同的湍流雷诺数都可以得到满意的结果,这表明该参数具有一定的普适性.

图 9 给出了流向、法向脉动速度的偏斜度、平坦度随雷诺数的变化.流向和法向脉动速度的偏斜度和平坦度随雷诺数变化的趋势较明显,即偏斜度随雷诺数的增大越来越接近于 0,以及平坦度随雷诺数增大愈来愈接近于 3.这表明在槽道中心附近,脉动速度随雷诺数的增大越来越趋近于正态分布.

4 结 论

本文通过改进涡粘系数中的修正函数 D ,使原来模拟得到的平均流剖面较大的问题得到了改善,对较小的湍流雷诺数结果与 DNS 的计算结果吻合较好,对较大的湍流雷诺数与经典的湍流速度平均流剖面吻合.而且得到的雷诺应力分布、均方根速度分布也均与 DNS 结果吻合较好.文中给出的参数具有一定的普适性,这也表明所作的修

正是合理的.这一改进将有助于将大涡模拟应用于工程实际和在高雷诺数下的理论研究.

参考文献:

[1] Horiuti K. A new dynamic two-parameter mixed model for large-eddy-simulation[J]. Physics of Fluids, 1997, 9 (11) : 3443-3464.

[2] Gullbrand J. Grid-independent large-eddy simulation in turbulent channel flow using three-dimensional explicit filtering[R]. Center for Turbulence Research, 2003, Annual Research Briefs :331-342.

[3] Piomelli U, Balaras E. Wall-layer models for large-eddy simulations[J]. Fluid Mech, 2002, 34 :349-374.

[4] Fureby C, Menon S, Svanstedt N, et al. Large-eddy simulation of high-reynolds-number wall-bounded flows[J]. AIAA Journal, 2004, 42 (3) :457-468.

[5] Moser R D, Kim J, Mansour N N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re\tau = 590$ [J]. Physics of Fluid, 1999, 11 (4) :943-945.

[6] Abe H, Kawamura H, Matsuo Y. Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow with respect to the reynolds number dependence [J]. Journal of Fluids Engineering, 1987, 123 (2) :382-393.