

合成进口湍流方法在大涡模拟中的应用

刘俊杰,仲冬冬,葛宁

(南京航空航天大学 能源与动力学院,江苏 南京 210016)

摘要:进口瞬态湍流波动条件直接影响大涡模拟的精度。在亚音速平板湍流边界层上研究并验证更适合工程应用的进气道湍流产生技术。采用涡旋识别方法和数值纹影图研究边界层相关结构的变化特征,发现相干涡旋整体结构基本较短,呈现出马蹄形涡旋或涡旋环,平均速度分布遵循线性律、对数律和尾迹律等经典壁面律。

关键词:进口瞬态湍流;大涡模拟;涡旋识别方法

中图分类号:TP391.4 **文献标志码:**B **文章编号:**1671-5276(2021)06-0155-03

Application of Synthetic Inlet Turbulence Method in Large Eddy Simulation

LIU Junjie, ZHONG Dongdong, GE Ning

(College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: As inlet transient turbulence fluctuation conditions directly affect the accuracy of large eddy simulation, the inlet turbulence generation technology more suitable for engineering application is studied and verified on the subsonic flat plate turbulent boundary layer. Vortex recognition method and numerical schlieren graph are used to study the variation characteristics of related structures in boundary layer. The overall structure of the coherent vortex, found to be basically short, presents a horseshoe-shaped vortex or vortex ring with average velocity distribution in line with classic wall laws such as linear rate, logarithmic law, and wake rate.

Keywords: inlet transient turbulence; large eddy simulation; vortex identification method

0 引言

与工程中常用的雷诺平均 N-S 方程相比,大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 在理论上可以更准确地捕捉流场细节,对于分离和其他流动的模拟具有明显的优势。随着计算机软硬件水平的提高,工程领域逐渐采用大涡模拟。与雷诺平均方法不同,对于湍流的大涡模拟,有必要在计算域的入口处提供最接近真实的瞬时湍流速度。研究表明,湍流的入口条件对平面射流、空间扩展的边界层流和后台阶流动有重要影响^[1]。为了了解进口瞬时扰动速度设定方法的特点,研究大涡模拟对促进大涡模拟的工程应用具有重要意义。

为解决真实模拟的问题,KEATING A^[1]、SAGAUT P 等^[2]发表的文献提出了许多解决办法。大部分都使用平均速度分解,指定了平均速度剖面,然后试图在平均速度上叠加真实的湍流脉动,这些方法叫做合成涡方法 (synthesis eddy method)。这一系列方法的期望输出是一个非定常湍流流场,所呈现的流场信息为低阶统计量均值和均方根速度以及与之理想的两点时空相关性。低阶统计量均值较易匹配,而均方根速度以及与之理想的两点时空相关性相比较而言可能更难重建,因为它包括尺度和结构方面的信息。然而,这些重构是必要的,用以模仿真实物理机理存在于实际的壁面约束流动。通常来说,入流数据不具有这种性质,流动必须沿一定距离进行重构调整,

通常用初始边界层厚度 δ_0 来无量纲化。在 δ_0 以下称为“自适应距离”,该距离决定了方法的性能,因为它确定了用于生成真实湍流计算域的流向长度^[3]。

根据参考文献[1],入流方法可分为3类:回收调节法、前体数据库法和合成湍流法。基本上,回收调节法使用周期边界条件的变形,考虑到流体各向异性。在平板边界层的情况下,回收调节法的核心思想是根据湍流边界层的相似理论,将边界层下游回收平面的时均参数和脉动参数提取出来,根据边界层相似理论对参数进行调整,然后叠加到入口平面上,使入口湍流边界层保持合理的湍流脉动信息。这种方法的特别之处在于通过回收过程实现湍流脉动场建立在计算域的内部,从而避免了高额的计算负担。

前体数据库这种技术已被广泛应用,并在参考文献[3-4]中进行了修正,用以模拟大范围的流动。生成流入数据的更通用的方法是从单独的前体数据库中提取数据。通过提供适当的速度波动比例,数据库可以为各种配置和雷诺数提供数据。尽管如此,这些方法仍需要很大的存储容量。合成湍流法是收集所有合成湍流波动的方法,大多数情况下是通过随机序列进行的。然后,目标是修改这些序列,以使它们在数值或黏性耗散下不消失,并且其统计属性与实际流程的统计属性接近。LUND 等使用一种基本的随机波动方法,根据该方法将目标雷诺应力分配给白噪声并引入作为入口。但该方法生成的数据既缺乏湍流结构又缺乏非线性能量传递。

本文提出了一种应用在大涡模拟计算中产生入流湍流条件的方法。这是 JARRIN 等人合成涡一种变形,是使用由雷诺应力张量的 Cholesky 分解的 2 阶矩阵来添加随机速度信号,信号由具有规定几何形状、随机符号和位置的湍流结构叠加而成。该方法对随机信号的定义进行了修正,使其可以分为几种模式,具有不同的时间、长度和速度尺度,也具有不同的涡度,中心思想是更真实地再现在湍流边界层流动壁面法线方向上的尺度分布。本文采用基于 $k-\omega$ SST 湍流模型,结合 WENO_ZQ 高精度格式对平板同时模拟真实进口条件,获得了精细的流场结构,并利用涡识别方法和数值纹影图等流动显示方法识别流场。

1 数值方法

1.1 方法介绍

本文采用 SANDBERG R D^[5] 提出的方法。这个便捷的方法是几个离散波数的叠加。在入口的 3 个速度分量中引入扰动,采用多个离散波之和。

$$\begin{aligned} u'(n,t,y,z) &= I_1(n) \sin[f(n,t)] \cos[g(t,z,n)] \cos[h(t,y,n)] \\ v'(n,t,y,z) &= I_2(n) \cos[f(n,t)] \sin[g(t,z,n)] \cos[h(t,y,n)] \\ w'(n,t,y,z) &= I_3(n) \cos[f(n,t)] \cos[g(t,z,n)] \sin[h(t,y,n)] \end{aligned} \quad (1)$$

谐波函数在时间 t 以及通过沿流向 x 的对流,俯仰方向 z 和跨度 y 方向的变量由下式给出:

$$\begin{aligned} f(t,n) &= \beta_1(n)t + \varphi_1(n) \\ g(t,z,n) &= \beta_2(n)(z - \varphi_2(n)t) + \varphi_2(n) \\ h(t,y,n) &= \beta_3(n)(y - \varphi_3(n)t) + \varphi_3(n) \end{aligned} \quad (2)$$

上述公式的每个参数都允许对入口扰动进行微调以获得湍流目标状态。可以使用频率 $\beta_1(n)$ 以及波数 $\beta_2(n)$ 和 $\beta_3(n)$ 来调整时间和长度刻度。计算域在螺距方向和跨度方向上是周期性的,这要求必须选择波数以使扰动满足相同的约束。 $\beta_2(n)$ 和 $\beta_3(n)$ 由下式给出:

$$\beta_{2,3}(n) = 2\pi k_{2,3}(n) / p_{2,3} \quad (3)$$

其中 p_2 和 p_3 分别是俯仰方向和翼展方向的长度; $k_{2,3}$ 是整数。翼展方向和俯仰方向的波数通常不一样。此限制不适用于 $\beta_1(n)$ 。可通过调整不同结构的入口方向来实现,最后可以使用 $\psi_i(n)$ 指定相移。在每个方向上,使用系数 I_i 独立地调整湍流强度。在详尽的初步研究中发现,基于 4 种不同的波数组合 j , 总共使用 16 个波获得了良好的结果。表 1 中 n, ϕ_2, ϕ_3 给出了每个 j 的波数。每个波数组合 j 中的每一个波移动四分之一周期,相应的 ψ_i 由表 1 的其他参数给出。

表 1 湍流生成参数

n	ϕ_2	ϕ_3	j	β_1	k_2	k_3
1	0	u	1	10.90	4	1
2	$2v$	$-u$	2	17.35	7	3
3	0	u	3	27.03	13	5
4	$2v$	$-u$	4	41.54	17	7

1.2 求解器介绍

本研究内容是基于课题组自主开发的 CFD 求解器 NUAA-Turbo2.0 进行的,控制方程与数值解法详见参考文献[6]。求解器采用有限体积结构化网格、显式 3 阶龙格库塔(Runge-Kutta methods)和全隐式双时间步 LU-SGS 时间推进方法,同时发展了 Roe 和 AUSM-up 通量分裂方法、MUSCL、WENO_JS 和 WENO_ZQ 等高精度方法重构界面量。

1.3 研究对象

选取一个经典的平板算例进行验证,参考 Naguib 实验数据^[7]。出口为静压,绝热壁面为非滑移边界,周向为远场边界,跨度方向为周期边界条件。计算域和网格分布如图 1 所示。网格总量为 420 万。满足网格无关性要求。以进口边界层厚度 δ 作为计算参考长度。计算域为 $8.62\delta \times 2.15\delta \times 5.23\delta$ ^[8],与实验模型一致,对应流动方向、展向方向和法向分别是网格在流向 x 和展向方向 y 上均匀分布;沿法线方向 z 在靠近壁面处进行加密处理,保证靠近墙的第一层高度 $z^+ \leq 1$ 。频率值^[9]模拟采用 MPI 技术,沿流向分成 10 个块进行并行计算。

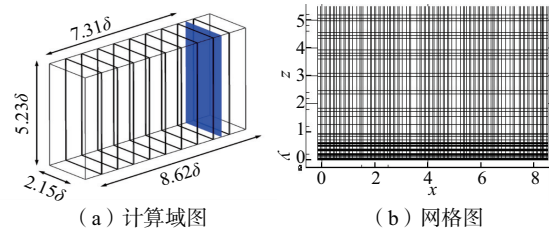


图 1 平板算例图

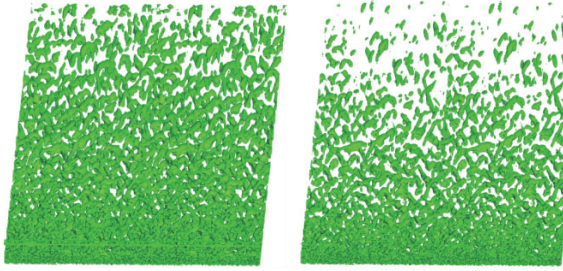
1.4 计算设置

计算采用基于 SST 湍流模型的 RANS 方法进行模拟,然后在定常条件收敛下换用 LES 方法模拟进行非定常计算。同一研究对象采用同一套结构化网格,采用 6 阶中心差分格式处理黏性项,除 RANS 采用 WENO 3 阶格式外,其余都采用具有 5 阶精度的 WENO_ZQ 格式重构界面量。选取的物理时间步长可保证尾迹区 CFL 数 ≤ 1 。

2 结果分析和讨论

湍流边界层(TBL)是自然界中广泛存在的一种复杂的流动结构。现有的湍流模型和流动机理主要基于不可压缩的湍流边界层,例如边界层分层理论,发夹涡理论和高低速条状结构。在湍流边界层中,发现湍流边界层没有呈现无序状态,但是相干涡结构维持了边界层的内部运动。根据经典的发夹式涡旋理论,当两个相邻的反向旋涡在下游发展时,将在旋涡头之间形成沿展向连接的涡旋结构,并最终发展成完整的发夹式涡旋结构。WU X H^[10]在零压力梯度下对不可压缩湍流边界层进行了直接数值模拟,结果证实了发夹涡旋的存在,并且湍流边界层中的大多数发夹旋涡几乎是对称的发夹结构。

为了便于观察,用图 2 显示了通过 Q 准则识别的 3D 相干结构。不难发现,在湍流边界层的外层有许多发夹状涡流,并且大多数以不对称结构的形式存在。ROBINSON S K^[11]指出,雷诺数对湍流边界层中涡旋的结构和状态有很大的影响。HEAD M R 和 BANDYOPADHYAY P^[12]观察并总结了不同雷诺数下零压力梯度湍流边界层的相干涡结构:当动量厚度雷诺数(基于边界层动量厚度的雷诺数) <500 时,总体涡旋结构较短,呈马蹄形涡旋或涡旋环。当动量厚度雷诺数 $>2\ 000$ 时,涡旋结构呈现细长的发夹涡。结果表明,随着雷诺数的增加,发夹涡破裂并呈现出不对称的藤条结构。



(a) 无量纲 $Q=0.25$ (b) 无量纲 $Q=0.5$

图 2 Q 准则识别的三维拟序结构

图 3 显示了不同的雷诺数对发夹状涡旋拓扑的影响^[13]。本文中,湍流边界层入口动量厚度雷诺数为 400,属于低雷诺数。从图 3 可以看出,相干涡旋整体结构基本较短,呈现出马蹄形涡旋或涡旋环,与已有结论相符。

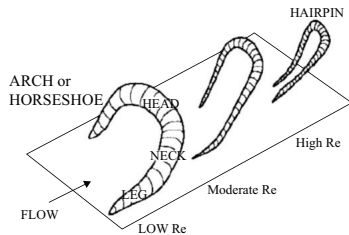


图 3 雷诺数对相干涡旋结构的影响

图 4 为湍流边界层底部 $x^+ \approx 15$ 处的流场云图。从图中可以清楚地看到沿翼展方向有高、低速交替带。这种结构被认为与湍流边界层的维持和发展密切相关。近年来,大量的数值研究证实了这种结构不仅存在于不可压缩流动中,而且存在于可压缩湍流边界层中。

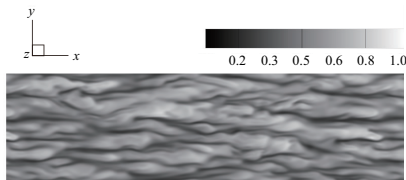


图 4 边界层底部的速度带结构

图 5 显示了流向方向在距进口截面约为 8δ 处沿法线方向的平均速度剖面。黑色实线表示此 LES 计算的结果。MORKOVIN M V^[14]提出可压缩流边界层中的参数分布可以通过数学关系转换与不可压缩流中的参数分布联

系起来。变换后的速度分布仍然满足经典的壁面定律分布,例如线性定律、对数定律和尾迹定律,这就是著名的 Morkovin 假设。

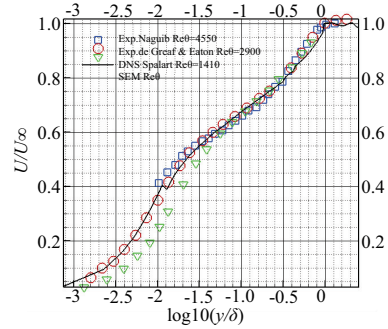


图 5 计算的结果与先前发表的结果之间的比较

可以看出,在黏性底层和对数区域,LES 得到的曲线与经典壁面律吻合较好。

线性律:

$$U_{vd}^+ = z^+ \quad (4)$$

对数律:

$$U_{vd}^+ = \frac{1}{k} \ln(z^+) + C \quad (5)$$

以上公式中的参数由下面公式给出:

$$U_{vd}^+ = \frac{U_{vd}}{u_\tau} \quad (6)$$

$$U_{vd} = \int_0^U \sqrt{\frac{\rho}{\rho_w}} dU \quad (7)$$

$$z^+ = \frac{\rho_w u_\tau z}{\mu_w} \quad (8)$$

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (9)$$

在经典的对数律中, k 为 Von Karman 常数^[15],其值为 0.4~0.41,这里取 0.41; C 取 5.25。动力黏度 μ_w 是温度的函数,可以通过 Sutherland 公式确定:

$$\frac{\mu_w}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.5} \left(\frac{T_0 + T_s}{T + T_s}\right) \quad (10)$$

3 结语

对于湍流边界层的数值模拟,主要结论如下:在低流速湍流边界层中,流场中的拟序涡总体上表现出较短的整体结构,表现为马蹄形涡或涡旋环,这种结构取决于传入流的动量厚度和雷诺数。密度加权转换后的平均速度分布仍遵循经典的壁面律,例如线性律、对数律和尾迹律。

参考文献:

- [1] KEATING A, PIOMELLI U, BALARAS E, et al. A priori and a posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation[J]. Physics of Fluids, 2004, 16(12):4696-4712.
- [2] SAGAUT P, DECK S, TERRACOL M. Multiscale and multiresolution approaches in turbulence[M]. Imperial College Press, 2006.

(下转第 185 页)

且还需额外承受一个弯矩作用,故对接触应力较小的一侧进行密封性能分析。从图 14 可知,当真空度为 10 kPa 时,因真空箱体提供的吸力不足,翻转作业时,密封条上有些部位的接触应力为 0,说明此时密封条与基地板不再接触,实际作业中不允许发生。

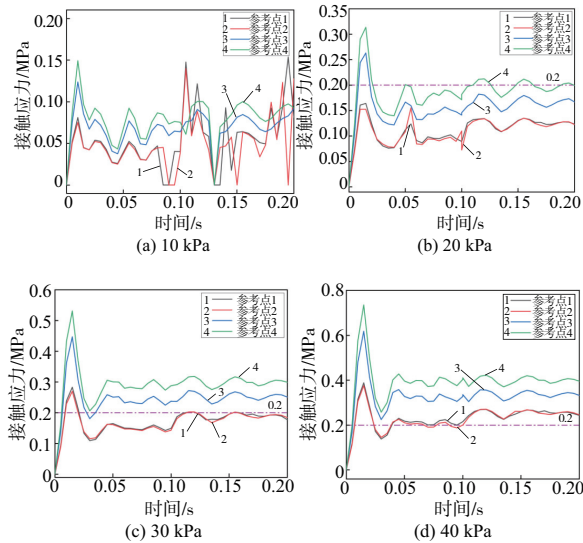


图 14 翻转时密封条在不同真空度的接触应力曲线

随着真空度的增大,当真空度超过 10 kPa 后密封条与基地板一直保持接触状态。但为了保证机器人工作时的可靠性,应该以密封条的接触应力大小来评判其接触性能。当真空度为 40 kPa 时,翻转作业过程,密封条的接触应力都>0.2 MPa,说明此时密封条的密封性能较好。最后计算得到当真空度为 35 kPa 时,密封条的接触应力就已经超过 0.2 MPa,故实际机器人在翻转作业过程中真空度的区间范围为 35~40 kPa。

4 结语

本文设计了一款可自动翻越式玻璃幕墙清洁机器人,可实现自动翻面和越障功能。对清洁机器人各状态进行了力学和运动学的相关计算分析,得出理论所需最小吸附力、实际转向的半径以及需要克服的阻力矩、关键部件的安全系数等,并对其最关键部位真空箱体进行可行性分析,利用静态力学分析与动态显示分析求解得到密封条在不同工况下的接触应力与 Mises 应力,得到以下结论:

- 1) 密封条的接触应力和 Mises 应力随着真空度的增大而增大,当真空度达到最大值时,密封条材料不会发生失效;
- 2) 在清洁作业过程中,真空箱体的真空度应超过 20 kPa;
- 3) 在翻转作业中,真空箱体的真空度区间应在 35~40 kPa 范围内选取。

参考文献:

[1] 闫久江,赵西振,左干,等. 爬壁机器人研究现状与技术应用分析[J]. 机械研究与应用,2015,28(3):52-54,58.

[2] NISHI A. Development of wall-climbing robots[J]. Computers & Electrical Engineering, 1996,22(2):123-149.

[3] 王尧,冯伟东. 清洗爬壁机器人国内外研究现状的综述[J]. 机械工程师,2015(3):144-146.

[4] 刘枫. 风力发电机塔身清洗机器人设计与研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学,2013.

[5] 张越. 国内外壁面移动式机器人发展概况[J]. 唐山工程技术学院学报,1994,16(1):27-31.

[6] 李宏宇. 智能擦窗爬壁机器人的设计与实现[D]. 天津:天津理工大学,2018.

[7] 李德威. 基于钢铁墙壁的永磁吸附爬壁机器人研究[D]. 太原:太原理工大学,2010.

[8] 王田苗,孟德,裴葆青,等. 仿壁虎机器人研究综述[J]. 机器人,2007,29(3):290-297.

收稿日期:2020-11-24

(上接第 157 页)

[3] SPALART P R. Numerical study of sink-flow boundary layers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986, 172:307.

[4] TABOR G R, BABA-AHMADI M H. Inlet conditions for large eddy simulation: a review [J]. Computers & Fluids, 2010, 39(4):553-567.

[5] SANDBERG R D, PICHLER R, CHEN L. Assessing the sensitivity of turbine cascade flow to inflow disturbances using direct numerical simulation[C]//13th International Symposium for Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity in Turbomachinery (ISUAAAT), 2012.

[6] WANG Xiao. A preconditioning algorithm for turbo machinery viscous flow simulation[D]. Mississippi:The Mississippi State University, 2005.

[7] NAGIB H, HITES M. High Reynolds number boundary-layer measurements in the NDF[C]//33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, NV, USA. Reston, Virginia:AIAA, 1995.

[8] SPALART P R. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R\theta=1410$ [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 187:61-98.

[9] DE GRAAFF D B, EATON J K. Reynolds-number scaling of the

flat-plate turbulent boundary layer [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 422:319-346.

[10] WU X H, MOIN P. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 630:5-41.

[11] ROBINSON S K. Coherent motions in the turbulent boundary layer[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1991, 23(1):601-639.

[12] HEAD M R, BANDYOPADHYAY P. New aspects of turbulent boundary-layer structure [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1981, 107:297.

[13] 史万里,葛宁,陈林,等. 可压缩湍流边界层近壁区马蹄涡的演化[J]. 空气动力学学报, 2011, 29(6):751-758.

[14] MORKOVIN M V. Effects of compressibility on turbulent flows[J]. Mécanique de la Turbulence, 1962, 367(1):367-380.

[15] VAN DRIEST E R. Turbulent boundary layer in compressible fluids[J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1951, 18(3):145-160.

收稿日期:2020-11-11