文章编号：1007−7294(2026)09−1424−11

基于壁面模化 RANS/LES 混合方法下槽道湍流数值模拟研究

张利楷[1]，蓝林欣[1]，韩盼盼[1]，尤云祥[1,2]，邱小平[3]，马　乔[3]，吴凯健[3]
（1. 上海交通大学 海洋工程国家重点实验室，上海 200240；2. 上海交通大学 三亚崖州湾深海科技研究院，海南 三亚 572000；3. 上海君昱信息科技有限公司，上海 200240）

摘要：在槽道湍流流动中，传统的脱体涡模拟方法（DES）由于建模尺度分配不合理，对湍流结构细节的捕捉能力存在显著不足。DDES 模型在预测流向平均速度时精度有限，容易出现对数律层不匹配的问题；尽管 IDDES 模型能够有效避免这些问题，但在近壁区域对二阶统计量的预测仍然存在较大误差。WM-HRL（Wall-Modelled Hybrid RANS-LES）作为一种改进的混合方法，通过预先划分 RANS 与 LES 区域，可更合理地分配建模尺度。本文基于 WM-HRL 模型，系统研究了其在$Re_\tau = 395$湍流槽道流中的表现，并与 DDES、IDDES 及直接数值模拟（DNS）数据进行了对比。研究结果表明，WM-HRL 模型能够更准确地预测近壁湍流结构和雷诺应力分布，克服了传统 DES 方法在近壁区域的局限性。

关键词：槽道湍流；壁面流动；RANS/LES 混合模型
中图分类号：O357.5　　**文献标识码：**A　　**doi:** 10.3969/j.issn.1007−7294.2026.09.003

Numerical simulation of turbulent channel flow based on the Wall-Modeled Hybrid RANS/LES approach

ZHANG Li−kai[1], *LAN Lin−xin*[1], *HAN Pan−pan*[1], *YOU Yun−xiang*[1,2],
QIU Xiao−ping[3], *MA Qiao*[3], *WU Kai−jian*[3]
(1. State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China; 2. Yazhou Bay Institute of Deepsea Sci-tech, Shanghai Jiao Tong University, Sanya 572000, China; 3. Shanghai Junyu Information Technology Co. Ltd., Shanghai 200240, China)

Abstract: In turbulent channel flows, traditional Detached Eddy Simulation (DES) methods suffer from significant deficiencies in capturing detailed turbulent structures due to the improper allocation of modeling scales. DDES models fail to accurately predict the streamwise mean velocity and are prone to the problem of logarithmic layer mismatch. Although IDDES provides some improvements, it still shows considerable discrepancies in the prediction of second-order statistical quantities. As an improved hybrid approach, the Wall-Modelled Hybrid RANS-LES (WM-HRL) framework addresses this limitation by employing a predefined partitioning strategy to rationally allocate modeling scales between RANS and LES regions. This study systematically investigates the performance of the WM-HRL model in turbulent channel flow and compares its results with those obtained from DDES, IDDES, and direct numerical simulation (DNS) data.

收稿日期：2026−03−16
基金项目：科技部长三角科技创新共同体联合攻关项目（2024CSJGG01200）
作者简介：张利楷（2001–），男，硕士研究生；
韩盼盼（1990–），男，博士，助理研究员，通讯作者，E-mail: hanpanpan@sjtu.edu.cn。

The findings demonstrate that the WM-HRL model can more accurately predict near-wall turbulent structures and Reynolds stress distributions, effectively overcoming the limitations of traditional DES methods in the near-wall region.

Key words: turbulent channel flow; wall-bounded flow; hybrid RANS/LES model

0 引　言

湍流数值模拟方法体系主要由三类核心方法构成[1−3]: 直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, 简称 DNS)、大涡模拟(Large Eddy Simulation, 简称 LES)和雷诺平均方法(Reynolds-Averaged Navier-Stokes, 简称 RANS)。DNS 通过直接求解全尺度 Navier-Stokes 方程实现精确模拟, 但其计算复杂度随雷诺数呈超线性增长, 难以应用于工程实际。LES 通过尺度分离策略平衡精度与效率, 但在近壁区仍需 DNS 级别的网格分辨率。RANS 方法通过引入雷诺平均将湍流脉动量统计模化, 显著降低了计算成本, 但其时均化处理本质上抹除了湍流拟序结构等瞬态特征。

为兼顾效率与精度, 混合 RANS/LES 模型(Hybrid RANS/LES, 简称 HRL)应运而生。Spalart 等[4]提出了分离涡模型(Detached Eddy Simulation, 简称 DES), 在边界层区域运用 RANS 模型, 在主流区采用 LES 亚格子模型。然而, DES 模型缺乏明确的 RANS 与 LES 之间的混合转换界面, 这可能导致边界层内模化雷诺应力不足(Modeled Stress Depletion, 简称 MSD)、网格诱导非物理分离(Grid Induce Separation, 简称 GIS)以及对数律层不匹配(Log-Layer Mismatch, 简称 LLM)等问题, 从而影响流动特性的准确预测。随后, Spalart 等[5] 又提出了延迟分离涡模型(Delayed Detached Eddy Simulation, 简称 DDES), 通过引入过渡函数缓解了部分问题, 但仍未彻底解决对数律层不匹配现象。Shur 等[6] 进一步提出了改进的延迟分离涡模型(Improved Delayed Detached Eddy Simulation, 简称 IDDES), 引入具有壁面模化能力的过渡函数, 显著缓解了对数律层不匹配问题, 提升了模型在复杂流动中的适用性和预测精度。

尽管 IDDES 模型取得了重要进展, 但其 RANS/LES 转换过程紧密依赖于流场特性, 无法根据具体工况自由设定相适应的转换边界位置, 导致难以精确捕捉小尺度流动的瞬态演化特征和频谱特性。以亚临界雷诺数圆柱绕流为例, 剪切层中的小尺度 K-H 不稳定性通常发生在对数律层区域, 而 IDDES 一般在该区域采用 RANS 模式, 因此, 难以准确再现这类三维时空瞬态发展的精细流动结构。鉴于此, 季梦等[7] 发展了一种壁面模化混合 RANS/LES(Wall-Modeled Hybrid RANS-LES, 简称 WM-HRL)模型。该模型基于特定准则预先设定 RANS/LES 混合转换区的边界位置及其分区对湍动能的解析能力, 能够在小尺度 K-H 不稳定性结构发生区域实现至少 80% 湍动能解析能力的完全 LES 计算, 从而精确捕捉频谱结构及特征频率等信息。这种预先设定边界位置的方法赋予了模型高度的灵活性和适应性, 使其能够根据具体的流动条件和网格布局自适应地调整计算策略。

在壁湍流研究中, 槽道流因其几何结构简单且包含典型壁面湍流特征, 成为验证湍流模型的经典算例。通过实验测量与 DNS 计算, 学者们已积累了丰富的槽道流基准数据: Kim 等[8] 采用谱方法对不可压缩槽道流进行了 DNS 模拟, 为低雷诺数($Re_\tau = 180$)研究提供了重要的基础数据。Moser 等[9] 进一步将雷诺数扩展至$Re_\tau = 395$和 590。但是随着雷诺数的增大, DNS 所需要的高昂计算成本变得难以承受。以 Yamamoto 和 Tsuji[10] 的湍流槽道流 DNS 模拟为例, 其在$Re_\tau = 1000$工况下, 网格量达到了 5.66 亿。Mallik 等[11−14] 对湍流槽道流进行了 LES 模拟, 尽管其在有限分辨率下可逼近 DNS 精度, 但对近壁区网格密度的严苛要求仍构成瓶颈。混合 RANS/LES 模型及桥接模型(Bridging Models)逐渐成为研究热点。Klapwijk 等[15] 系统评估了混合 RANS/LES 模型、桥接模型 PANS 和 LES 模型在$Re_\tau = 395$的湍流槽道流中的表现, 发现混合 RANS/LES 模型结果强烈依赖于 RANS 和 LES 区域之间的转换公式, DDES 对壁面附近的雷诺应力预测不够准确, IDDES 通过改进过渡函数提升了近壁解析能力, 但仍显不足。

在此背景下,本文将 WM-HRL 模型应用于槽道流的数值计算,通过合理设置混合转换区边界位置及分区湍动能解析能力,有效捕捉到近壁面区域的详细流动结构,研究重点在于评估其在槽道流模拟中的适用性和准确性。

1 湍流模型

本文的混合 RANS/LES 模型基于 SST k-ω模型[16] 建立,具体方程如下

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\overline{u}_i\frac{\partial k}{\partial x_i}=P_k-\frac{k^{3/2}}{\tilde{l}_{\rm hyb}}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu+\sigma_k\nu_{\rm t})\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{1}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t}+\overline{u}_i\frac{\partial \omega}{\partial x_i}=\frac{\tilde{\gamma}}{\nu_{\rm t}}P_k-\beta\omega^2+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu+\sigma_\omega\nu_{\rm t})\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right]+2(1-F_1)\frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{2}$$

式中: $k=\varepsilon/\omega$为湍动能, ω为比耗率, ε为耗散率, $\nu_{\rm t}$为湍流涡粘系数。F_1 为 SST 模型的第一混合函数,用于实现近壁 k-ω模式与远场 k-ε模式的平滑过渡; $\sigma_{\omega 2}$为交叉扩散项对应的模型系数,其它系数见文献[6]。$\tilde{l}_{\rm hyb}$为混合长度,对于不同的 RANS/LES 混合模型,其表达式有所不同。对于 DDES,其表达式为

$$\tilde{l}_{\rm hyb}=l_{\rm RANS}-f_{\rm d}\max(0,l_{\rm RANS}-l_{\rm LES}) \tag{3}$$

式中: $f_{\rm d}$为 DDES 的过渡函数。DDES 在边界层完全采用 RANS 模型,导致其对速度剖面的对数律层区域预测不够准确。为此, Shur 等[6] 提出了 IDDES 模型,表达式如下

$$\tilde{l}_{\rm hyb}=\tilde{f}_{\rm d}l_{\rm RANS}+\left(1-\tilde{f}_{\rm d}\right)l_{\rm LES} \tag{4}$$

式中: $\tilde{f}_{\rm d}$为 IDDES 的过渡函数。在近壁面, $\tilde{f}_{\rm d}=1$, 此时$\tilde{l}_{\rm hyb}=l_{\rm RANS}$, 式(1)等效为传统 RANS 模型; 在远离壁面处, $\tilde{f}_{\rm d}=0$, 此时$\tilde{l}_{\rm hyb}=l_{\rm LES}$, 式(1)等效为 LES 模型。$\tilde{f}_{\rm d}$的具体表达式如下

$$\tilde{f}_{\rm d}=\max\{f_{\rm B},(1-f_{\rm dt})\} \tag{5}$$

$$f_{\rm dt}=1-\tanh\left[(8r_{\rm dt})^3\right],\ \ f_{\rm B}=\min\left\{2\exp\left(-9\alpha^2\right),1.0\right\} \tag{6}$$

$$r_{\rm dt}=\frac{\nu_{\rm t}}{\kappa^2 d_{\rm w}^2\cdot\max\left\{\left[\sum_{i,j}(\partial u_i/\partial x_j)^2\right]^{1/2},10^{-10}\right\}} \tag{7}$$

式中: $\alpha=0.25-d_{\rm w}/h_{\max}$, $h_{\max}=\max(\Delta x_1,\Delta x_2,\Delta x_3)$。IDDES 在边界层采用混合 RANS/LES 策略,而非仅 RANS,显著改善了对数律层不匹配现象。然而,根据式(5)~(7)可以看出, IDDES 模型的 RANS/LES 转换过程对流场特性具有较强的依赖性,转换边界位置在计算前无法预先设定,这导致其在湍流结构的精准预测方面存在较大不足。

有鉴于此,本文引入 WM-HRL 模型,其过渡函数采用了一种新型的表达式$f_{\rm nd}$,能够自由控制 RANS 和 LES 区域的分布,该表达式如下

$$\tilde{l}_{\rm hyb}=f_{\rm nd}l_{\rm RANS}+(1-f_{\rm nd})l_{\rm LES} \tag{8}$$

$$f_{\rm nd}=1-\mathrm{sign}[r_{k1}-m_k]f_{\rm s},\ m_k=\min[r_{k1},r_k] \tag{9}$$

$$f_{\rm s}(m_k)=\min\left[2\exp\left(-11\alpha^2\right),1.0\right] \tag{10}$$

$$\alpha=\min\left(-0.25,\frac{1}{2(r_{k2}-r_{k1})}m_k+\frac{r_{k1}-3r_{k2}}{4(r_{k2}-r_{k1})}\right) \tag{11}$$

式中: $r_k=\min\left[1.0,\ (h_{\max}/2.5d_{\rm w})^{2/3}\right]$为局部网格湍动能解析度指标,表征当前网格对湍动能的解析能力(当$r_k=1$时湍动能完全被模化; 当$r_k=0$时湍动能被完全解析)。r_{k1}和r_{k2}分别为完全 RANS 模式结束边界的解析度指标和完全 LES 模式开启边界的解析度指标,控制着 RANS-LES 模式切换的起止边界。过渡函数$f_{\rm nd}$基于局部网格湍动能解析度指标r_k,实现对不同建模区域的自适应识别: 当$r_k\geqslant r_{k1}$时, $f_{\rm nd}=1$, $\tilde{l}_{\rm hyb}=l_{\rm RANS}$, WM-HRL 模型为完全 RANS 模式; 当$r_{k2}<r_k<r_{k1}$时, $0<f_{\rm nd}<1$, WM-HRL 模型为 RANS/LES

混合模式；当 $r_k \leqslant r_{k2}$ 时，$f_{\mathrm{nd}}=0$，$\tilde{l}_{\mathrm{hyb}}=l_{\mathrm{LES}}$，WM-HRL 模型为完全 LES 模式。这一设计显著增强了 RANS 与 LES 区域的区分清晰度，有效避免了传统 DES 类方法中由于依赖网格尺度而导致的过渡区不确定性问题，通过调整 r_{k1} 和 r_{k2} 的取值，可根据不同算例的解析需求，灵活调节 RANS 与 LES 区域边界的位置，而通过湍动能解析度 r_k 的空间分布，还可以评估不同区域对湍动能的解析能力。

在此基础上，本文利用作者团队自研 CFD 软件 NUWA:FLOW$_{\mathrm{UV}}$ 中对应的 WM-HRL 模型对槽道湍流进行系列仿真计算。该自研 CFD 软件系统，采用有限体积法(FVM)求解控制方程，压力速度求解采用 PISO 算法，对流项及扩散项的空间离散采用二阶中心差分格式，时间离散格式为二阶隐式格式。

2 计算设置

$Re_\tau=395$ 是湍流槽道流研究中最经典的工况之一，该雷诺数下已有大量 LES、DES 和 DNS 的研究结果，便于横向对比不同模型的性能，为模型验证提供了可靠的参考。且该雷诺数下流动已充分发展，适合评估模型对涡结构的捕捉能力。因此，本文以 $Re_\tau=395$ 工况下的槽道流为研究对象，采用 WM-HRL 模型对其湍流流动特性进行数值模拟与分析研究。槽道流是指两块相互平行的平板之间的壁面边界层运动，将这两块平板之间的距离 L_y 定义为槽道高度，$L_y=2\delta$（δ 为边界层厚度）。参考 Moser 等[9]与 Klapwijk 等[15]在经典槽道研究中的经验，本文的槽道流向长度取 $L_x=8\delta$。为了确保计算域在展向长度上能够支撑三维湍流结构的充分发展，本文设计了三种展向长度（$L_z=0.5\delta$，$L_z=\delta$，$L_z=1.5\delta$）的对比模拟。结果如图 1 所示，当展向长度仅为 0.5δ 时，流场中大尺度湍流结构发展受到限制，导致流动趋于规则，表现出层流状态。相比之下，$L_z=\delta$ 和 $L_z=1.5\delta$ 的模拟结果在一阶和二阶统计量上基本一致，说明湍流结构已充分展开，统计结果具备收敛性。考虑到网格规模与计算成本之间的平衡，本文最终选取的计算域尺寸为 $L_x=8\delta$，$L_y=2\delta$，$L_z=\delta$，如图 2 所示。

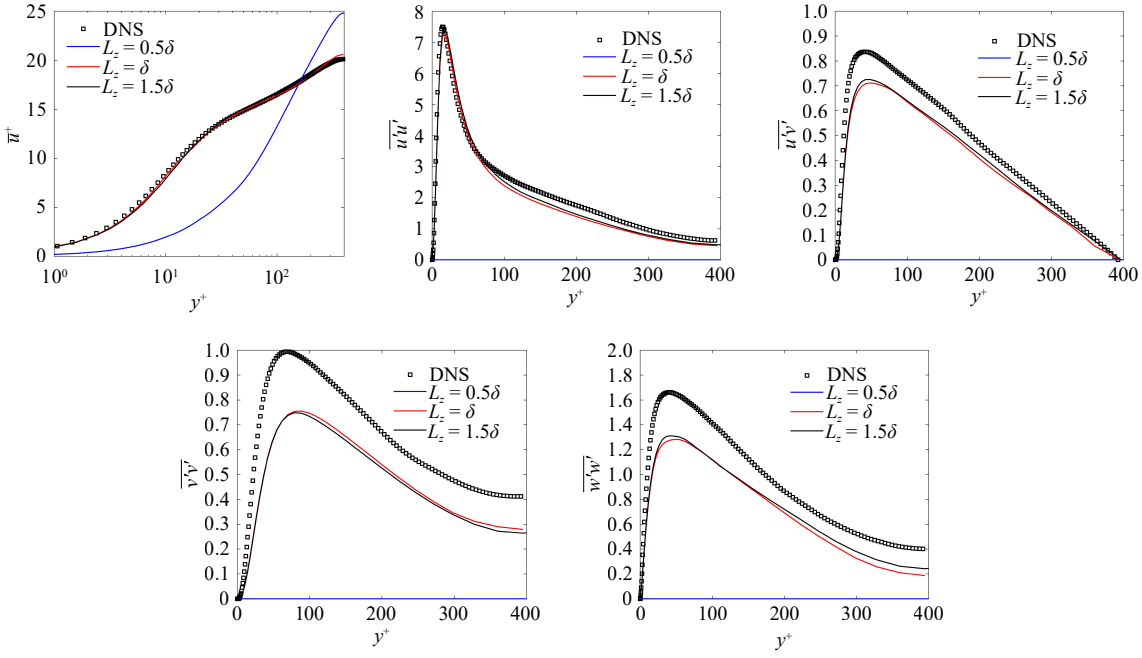


图 1　不同展向长度下 WM-HRL 模拟的流向平均速度和雷诺应力结果

Fig.1　WM-HRL simulation results of streamwise mean velocity and Reynolds stress for different spanwise lengths

初始流场的湍动能 k 按湍流强度 $I=5\%$ 设定，即 $k=3(U_\infty I)^2/2$。比耗率 ω 由公式 $\omega=\rho k/\nu_{\mathrm{t}}$ 确定，其中 $\nu_{\mathrm{t}}/\nu=14.5$。出口和入口边界采用周期性边界条件连接，两个垂直侧面设置为对称边界条件。顶部和底部边界均设置为无滑移条件，即 $\overline{u}_x=\overline{u}_y=\overline{u}_z=0$，湍动能设置为 $k=0$，比耗率 ω 设置为 $\omega=6\nu/\beta^* {d_{\mathrm{w}}}^2$[17]。

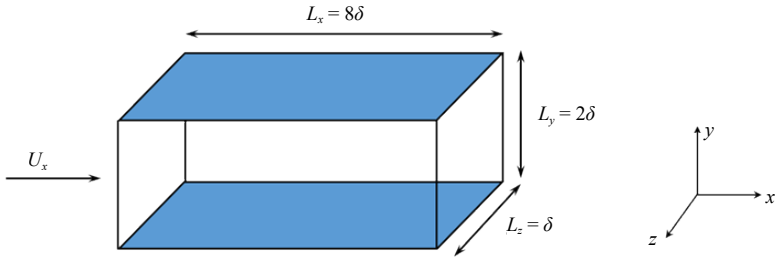


图 2 槽道流计算域

Fig.2 Computational domain of channel flow

在利用 WM-HRL 模型进行数值模拟时，影响槽道流计算置信度的主要因素包括两个边界位置和三个区域的湍动能解析度。其中，两个边界分别对应完全 RANS 模式结束边界和完全 LES 模式启动边界，三个区域分别为完全 RANS 区、RANS/LES 混合转换区和完全 LES 区，具体如图 3 所示。这些因素可通过四个关键参数进行调控：完全 RANS 模式结束边界的位置（记为y^+_{RANS}）及其对应的解析度指标r_{k1}，和完全 LES 模式启动边界的位置（记为y^+_{LES}）及其对应的解析度指标r_{k2}。合理设置这四个参数对于准确解析槽道湍流至关重要。

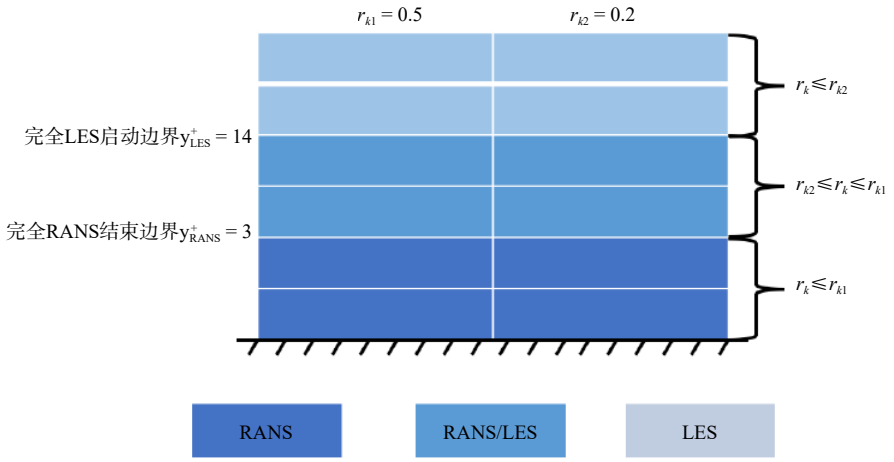


图 3 WM-HRL 模型的区域划分

Fig.3 Regional partitioning for the WM-HRL model

首先考虑完全 LES 模式启动边界的位置y^+_{LES}。鉴于槽道湍流在近壁处呈现显著的各向异性特征，其中，流向正应力Re_{uu}的峰值对应的无量纲壁面距离$y^+_{\mathrm{peak},u'u'} = 14.6$。因此，为确保 LES 模式能够有效覆盖湍流结构的主要分布区域，可将完全 LES 模式的启动边界y^+_{LES}置于$y^+_{\mathrm{peak},u'u'}$之前，即令$y^+_{\mathrm{LES}} \leqslant 14.6$。

对于完全 LES 模式开启边界的解析度指标r_{k2}，Klapwijk 等[15] 在 PANS 模型的应用研究中发现，当模化湍流动能与总湍流动能的比率参数$f_k \leqslant 0.2$时，即湍动能解析度大于 80% 时，得到的湍流解与 LES 的结果高度一致。鉴于此，r_{k2}的取值应满足$r_{k2} \leqslant 0.2$，以确保完全 LES 区域的网格具备充分的解析能力。

进一步考虑完全 RANS 模式结束边界的解析度指标r_{k1}，参考 Han 等[18] 在$Re_\tau = 228$下的平板湍流问题研究，RANS 结束边界位置应满足$d_{\mathrm{w}}/h_{\max} \geqslant 1.18$，对应$r_{k1}$的设置为$r_{k1} \leqslant 0.5$，即要求该位置的湍动能解析度应大于等于 50%。这一设置与季梦等[7] 在$Re = 3900$圆柱绕流问题中得到的，RANS 结束边界湍动能解析度应大于 50% 的结论具有高度一致性。

需要指出的是，这四个关键参数之间存在内在关联性，通过确定以上三个参数，完全 RANS 模式结束边界的位置y^+_{RANS}即可唯一确定。

此外，由于 WM-HRL 模型是基于 SST k-ω模型构建的，根据模型要求，边界层内第一层网格的无量纲壁面距离y^+（$y^+ = y\sqrt{\tau_{\mathrm{w}}}/\left(\nu\sqrt{\rho}\right)$，$y$为网格中心与壁面的距离，$\tau_{\mathrm{w}}$为壁面切应力）应满足$y^+ \leqslant 1$。

基于上述要求，本文预设的 WM-HRL 模型参数为：$r_{k1}=0.5$，$y^+_{\mathrm{RANS}}=3$，$r_{k2}=0.2$，$y^+_{\mathrm{LES}}=14$。根据以上参数进行网格划分，确保湍流结构的充分解析。边界层内第一层网格的无量纲壁面距离y^+取为 0.4，壁面法向网格增长率取为 1.14，流向和展向采用均匀网格，各方向网格数量为 400(x)×64(y)×50(z)。采用 ANSYS ICEM 软件对槽道进行网格划分，生成六面体计算网格，网格划分如图 4 所示。

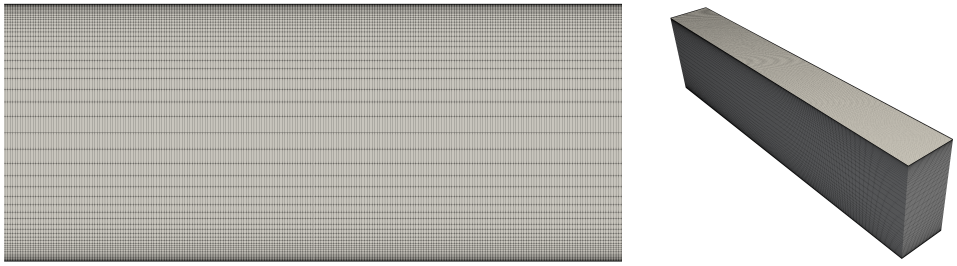


图 4　槽道流计算网格示意图

Fig.4　Schematic of the computational grid for channel flow

无量纲时间步长$\Delta t^*=\Delta t\cdot u_\tau/\delta$，取为 0.001，满足最大库朗数$Co_{\max}\leqslant 1$的要求。在湍流场的数值求解过程中，需要让流场发展一段时间，进入充分发展状态。张晓龙等[19]认为平板边界层在雷诺数$Re>3.0\times10^4$之后才发展为湍流状态，其中 Re 定义为$Re=UL/\nu$，考虑到本文采用周期性边界条件，流向雷诺数表达式可改写为$Re_x=U_x^2t/\nu$。基于此，本文统计平均开始时间设定为$t^+=40$（t^+为无量纲时间单位，$t^+=tu_\tau/\delta$），此时流向雷诺数$Re_2=4.87\times10^4$，表明流动已发展为完全湍流。为了确保统计结果的可靠性与代表性，本文对多组统计时间长度进行了对比分析，分别为 30 个、40 个、50 个和 60 个无量纲时间单位，结果如图 5 所示。当统计平均时间在 30~60 个无量纲时间单位范围内变化时，流向平均速度和雷诺应力的计算结果几乎重合，差异可忽略，表明当前统计区间足以满足结果的收敛性与稳定性要求。因此，综合模拟精度与计算成本的权衡，最终选取 40 个无量纲时间单位作为统计区间，并在$t^+=80$时结束计算，此时流向雷诺数$Re_x=9.74\times10^4$。

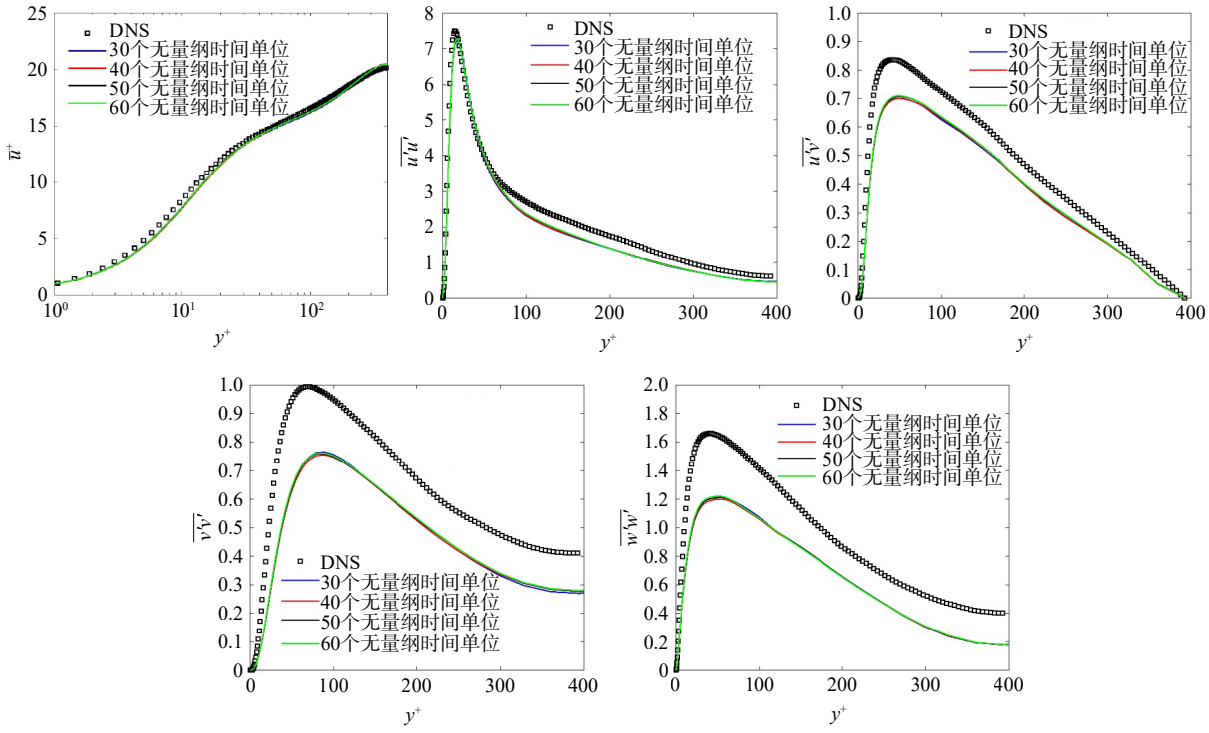


图 5　不同统计平均时间下 WM-HRL 模拟的流向平均速度和雷诺应力结果

Fig.5　WM-HRL simulation results of streamwise mean velocity and Reynolds stress for different statistical averaging times

3 数值结果与分析

本章讨论Re_τ = 395下槽道湍流的一阶与二阶统计量数值计算结果，并与 DDES、IDDES 及 DNS 模型进行对比分析，验证 WM-HRL 模型的准确性。表 1 为不同湍流模型的网格信息。DNS 因要精确捕捉流场细节所以网格量极大，本文采用的 WM-HRL 模型和 DES 类模型网格量相近，都远低于 DNS 模型。

表 1 Re_τ=395 湍流槽道流研究中计算模型的网格信息

Tab.1 Grid information of the computational model in Re_τ=395 turbulent channel flow

	模型	网格量（$\times10^6$）
Moser[9]	DNS	9.48
Klapwijk[15]	DDES，IDDES	1.14
本文	WM-HRL	1.28

图 6 展示了流向平均速度剖面，横轴为无量纲壁面距离y^+，纵轴为无量纲速度$\overline{u}^+$。图中，正方形为 Moser[9] 的 DNS 结果，黑色虚线为 Klapwijk[15] 的 DDES 计算结果，蓝色点划线为 Klapwijk[15] 的 IDDES 计算结果，红色实线为 WM-HRL 模型的计算结果。

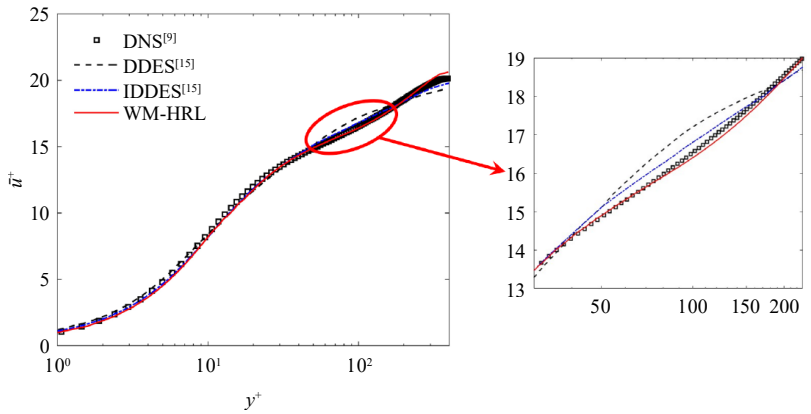


图 6 Re_τ = 395工况下的流向平均速度（$\overline{u}^+$）剖面

Fig.6 Streamwise mean velocity ($\overline{u}^+$) profiles at Re_τ = 395

由图 6 可见，在$40 < y^+ < 190$区域，DDES 出现明显的对数律层不匹配现象，相对于 DNS 的最大误差为 3.95%；IDDES 的表现较 DDES 有所改善，相对于 DNS 的最大误差为 1.90%；WM-HRL 模型的表现最接近 DNS，相对于 DNS 的最大误差为−0.85%。总体而言，WM-HRL 模型的结果与 DNS 高度吻合，特别是在对数律层区域，凸显了该模型的优势。

图 7 展示了雷诺应力剖面，横轴为无量纲壁面距离y^+，纵轴为壁面剪切速度u_τ处理后的无量纲雷诺应力。

在Re_{uu}剖面中，DDES 模型的峰值大小和位置都与 DNS 存在显著偏差，峰值大小相对 DNS 误差达−46.27%，峰值位置相对 DNS 误差高达 345.77%；IDDES 模型的峰值大小也与 DNS 存在一定的差距，峰值大小相对 DNS 误差为−22.93%；而 WM-HRL 模型的峰值大小最为贴近 DNS 的精确值，相对误差仅为−2.90%，峰值位置也与 DNS 高度吻合。

在Re_{uv}剖面中，DDES 模型在低y^+区域上升缓慢，与 DNS 偏离程度随y^+增加而逐步扩大，其峰值位置相较于 DNS 出现滞后，相对误差高达 209.52%，峰值大小也远低于 DNS，相对误差为−43.01%。IDDES 模型所得结果在低y^+区域呈现出明显的波动，其峰值大小显著低于 DNS，相对误差为−35.84%；进入中高y^+区域后，IDDES 模型无法与 DNS 的下降趋势相契合。相比之下，WM-HRL 模型所得结果

与 DNS 吻合良好，在低y^+区域，上升趋势紧密贴合 DNS，峰值位置与 DNS 接近，峰值大小相对误差仅为−15.44%；在中高y^+区域，下降趋势也能较好跟随 DNS，且其截止点位于$y^+ = 395$的合理位置。总体而言，在模拟流向和法向速度脉动关联方面，相较于 DDES 和 IDDES，WM-HRL 能更准确地模拟槽道湍流速度脉动特征。

在Re_{vv}和Re_{ww}剖面中，DDES 模型明显低估了法向和展向雷诺应力在整个y^+区域的大小，且无法捕捉到应力峰值；IDDES 模型比 DDES 模型有所改善，能够较好地预测峰值位置，但峰值大小远低于 DNS，且在部分y^+区域，IDDES 模型出现了明显波动；WM-HRL 模型虽然与 DNS 精确解也存在一定偏差，但仍能较准确地预测出应力峰值位置和大小，从靠近壁面到远离壁面，曲线趋势都基本与 DNS 一致，说明其对法向和展向雷诺应力的模拟精度显著优于 DDES 和 IDDES 模型。

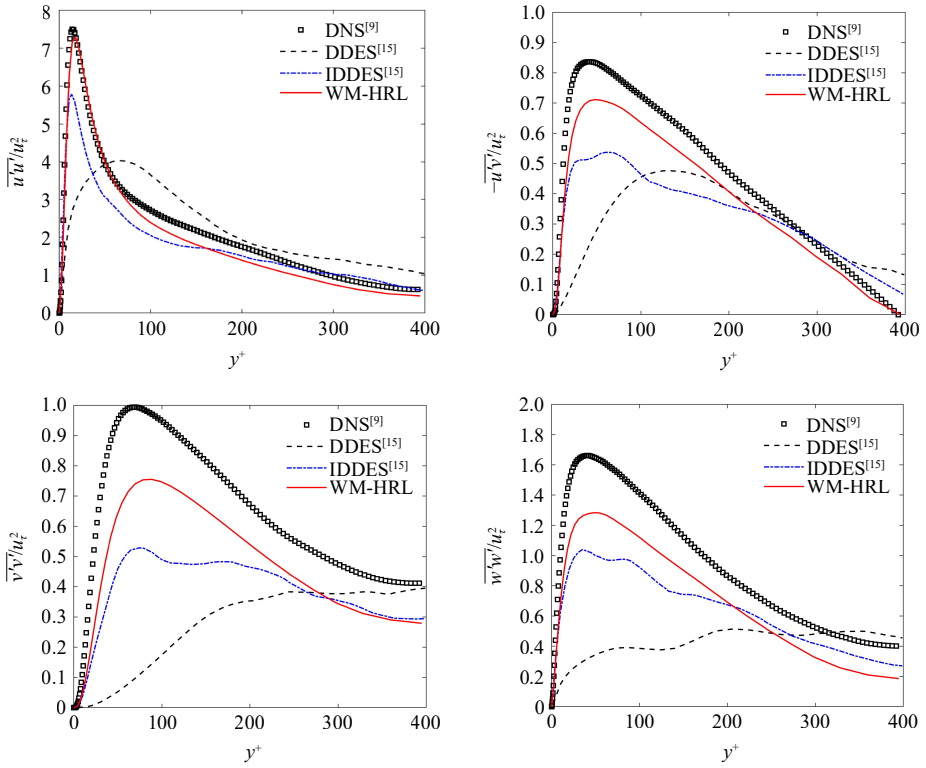


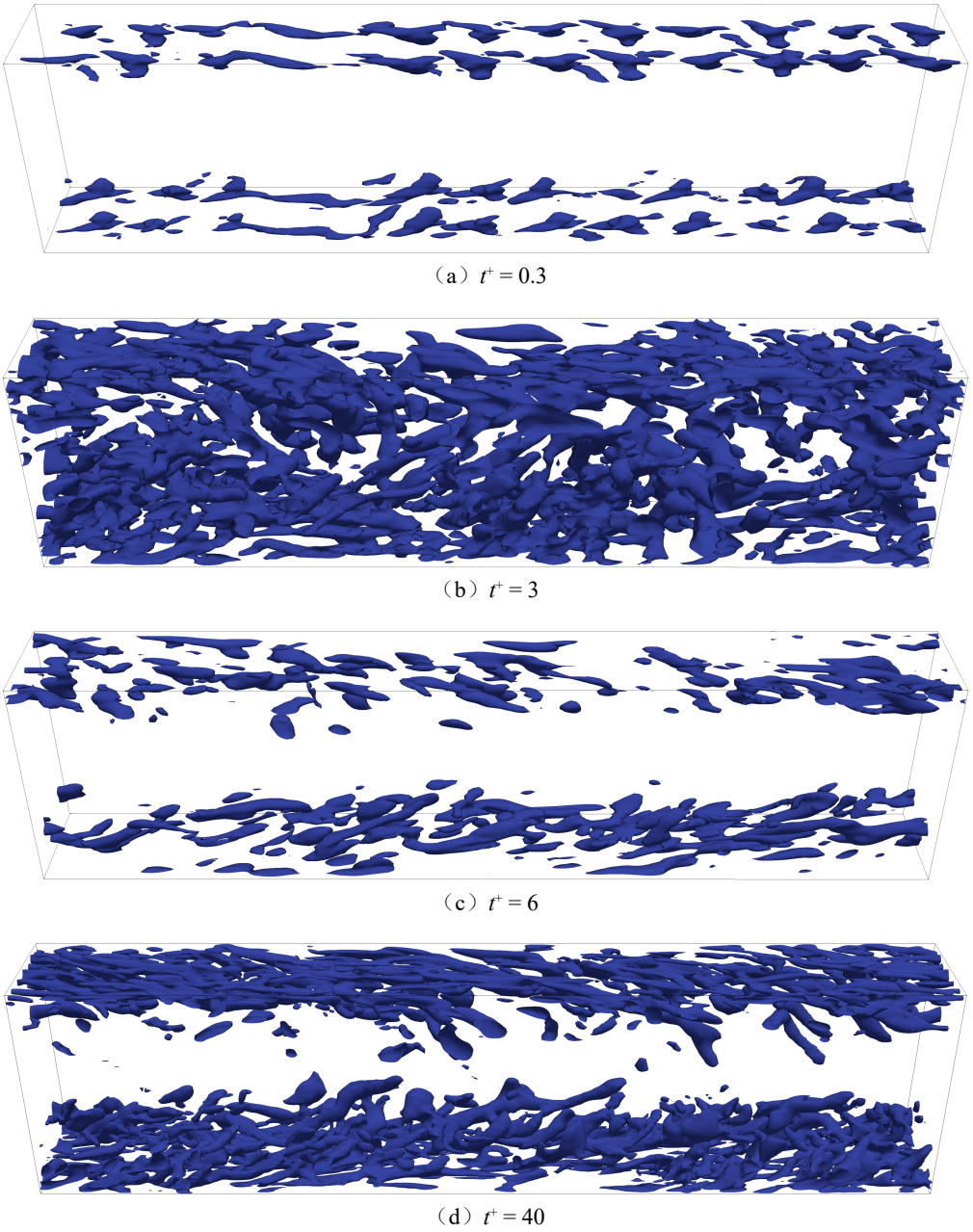
图 7　$Re_\tau = 395$下的雷诺应力（Re_{uu}、Re_{uv}、Re_{vv}、Re_{ww}）剖面

Fig.7　Reynolds stress (Re_{uu}、Re_{uv}、Re_{vv}、Re_{ww}) profiles at $Re_\tau = 395$

上述表现差异可归因于不同模型在 RANS/LES 切换策略上的差异。DDES 模型在壁面大部分区域使用 RANS 模型，难以解析湍流结构，导致对雷诺应力峰值的预测精度偏低；IDDES 模型通过延迟切换减少了 RANS 区域，峰值位置有所改善，但仍存在精度不足与波动问题；相比之下，WM-HRL 模型通过引入湍动能解析度指标与网格尺度相结合的自适应过渡函数，精准控制 RANS 与 LES 区域的边界，仅在$y^+ \leqslant 3$区域采用 RANS 模型，成功捕捉雷诺应力的分布特征，实现了与 DNS 最为接近的模拟结果。

此外，为验证模拟过程中湍流结构的演化过程，本文通过瞬时 Q 等值面对槽道流场中的湍流结构进行了可视化呈现，并给出了计算过程中 4 个典型时刻的湍流结构分布，以此说明流动的演化过程，如图 8 所示。

由图可见，在$t^+ = 0.3$初始时刻，仅在壁面附近存在少量的小尺度湍流结构；至$t^+ = 3$时刻，流场变得紊乱，形成大量的小尺度湍流结构；在$t^+ = 6$时刻，流场中开始出现倾斜排列、方向略偏离主流方向的大尺度湍流结构；至$t^+ = 40$统计平均开启时刻，流场呈现复杂的多尺度湍流结构，表明流动已发展为完全湍流状态。



（a）$t^+=0.3$

（b）$t^+=3$

（c）$t^+=6$

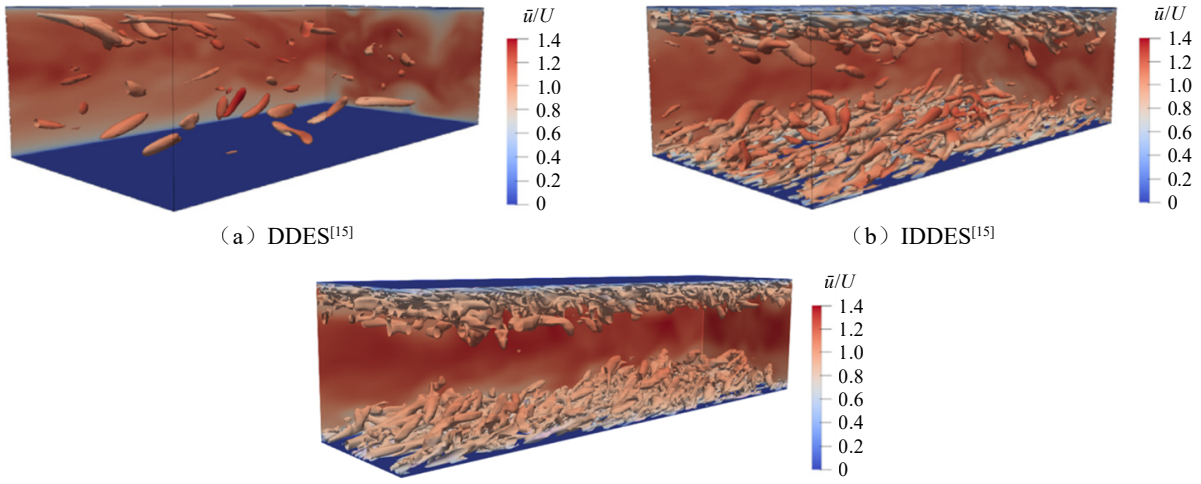
（d）$t^+=40$

图 8 不同时刻的 Q 准则等值面图（Q=185）

Fig.8 Iso-surfaces of the Q criterion at different times (Q=185)

为进一步比较不同模型对湍流结构的解析能力，将 WM-HRL 湍流结构结果同 Klapwijk 等[15] 的 DDES 和 IDDES 结果对比，采用流向速度 U 着色 Q 准则等值面，如图 9 所示。

由图可知，不同湍流模型对多尺度涡结构的捕捉能力存在明显差异：DDES 模型仅能捕捉槽道中心区域较大尺度的湍流结构，而对近壁区的小尺度湍流结构几乎无法有效捕捉；相比之下，IDDES 模型能够准确再现从壁面到槽道中心的多尺度湍流结构，清晰展示了涡旋的形态与分布特征；WM-HRL 模型的表现与 IDDES 模型相似，具备精准捕捉从壁面到槽道中心多尺度湍流结构的能力，展现出较高的物理合理性和数值模拟精度。



（a）DDES[15]　　（b）IDDES[15]

（c）WM-HRL

图 9　以流向速度 U 着色的 Q 准则等值面图

Fig.9　Iso-surfaces of the Q criterion colored by streamwise velocity

4 结　论

基于 WM-HRL 模型，对 $Re_\tau = 395$ 工况下的湍流槽道流进行了系统数值模拟研究，并与 DDES、IDDES 及 DNS 的计算结果进行了详细对比分析，得出以下主要结论：

（1）在计算方法层面，WM-HRL 模型通过引入具有可调性的过渡函数，实现了对 RANS 与 LES 区域的预设划分。相较于传统 DES 类方法对过渡区域依赖流场自适应的处理方式，WM-HRL 模型具备更高的控制精度和适应性，显著改善了对数律层不匹配问题。

（2）在数值结果层面，WM-HRL 模型在流向平均速度和雷诺应力的模拟中表现出优异的准确性。相近网格规模条件下，相较于 DDES 与 IDDES，WM-HRL 模型对雷诺应力峰值大小及位置预测更为精确，整体结果与高分辨率 DNS 数据呈较好一致性，充分体现出该模型在预测精度与计算效率之间的良好平衡。

（3）在流动机理层面，WM-HRL 模型能够清晰展现出流动发展过程中的涡结构特征及其演化规律，清晰捕捉到从近壁面到槽道核心区的大量多尺度湍流结构，体现出其在复杂湍流结构还原方面的可靠性。

尽管本文通过合理设置模型参数，在 $Re_\tau = 395$ 槽道湍流问题中，获得了较高置信度的模拟结果，但相关结论主要建立于低雷诺数工况之上，对于高雷诺数情形下模型参数的适用性仍有待进一步研究。在 WM-HRL 模型中，为更准确地捕捉壁面附近的湍流脉动特征，往往需将完全 LES 区域尽可能向壁面推进，从而提升模拟精度。但与此同时，LES 模式对近壁解析度的高要求将导致网格数量大幅增加，计算成本随之上升。在低雷诺数条件下尚可接受，但在高雷诺数工况下将面临较大计算资源压力，需考虑壁面函数等简化策略。此外，r_{k1} 和 r_{k2} 也缺乏通用准则，需在更广泛工况中加以推广验证与优化。

参　考　文　献：

[1] Michelassi V, Wissink J G, Rodi W. Direct numerical simulation, large eddy simulation and unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes simulations of periodic unsteady flow in a low-pressure turbine cascade: A comparison[J]. Proceedings of the IMechE Part A: Journal of Power & Energy, 2003, 217(4): 403–411.

[2] Sagaut P. Large eddy simulation for incompressible flows: An introduction. Scientific computation series[J]. ASME Applied

Mechanics Reviews, 2002, 55(6): B115–B116.

[3] Alfonsi G. Reynolds-averaged Navier–Stokes equations for turbulence modeling[J]. ASME Applied Mechanics Reviews, 2009, 62(4): 040802.

[4] Spalart P R, Jou W H, Strelets M, et al. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach[C]//Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES. Ruston: Louisiana Tech University, 1997: 137−147.

[5] Spalart P R, Deck S, Shur M L, et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2006, 20(3): 181–195.

[6] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638–1649.

[7] 季 梦, 尤云祥, 韩盼盼, 等. 亚临界区圆柱绕流相干结构壁面模化混合 RANS/LES 模型[J]. 物理学报, 2024, 73(5): 155–181.
Ji M, You Y X, Han P P, et al. A hybrid RANS/LES model with coherent structures in subcritical cylinder flow and wall-modeled LES[J]. Acta Physica Sinica, 2024, 73(5): 155–181. (in Chinese)

[8] Kim J, Moin P, Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 177: 133–166.

[9] Moser R D, Kim J, Mansour N N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to Re_τ=590[J]. Physics of Fluids, 1999, 11(4): 943–945.

[10] Yamamoto Y, Tsuji Y. Numerical evidence of logarithmic regions in channel flow at Re_τ=8000[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3: 012602.

[11] Mallik M S I, Hoque M A, Uddin M A. Comparative study of standard Smagorinsky model and dynamic Smagorinsky model in large eddy simulation of turbulent channel flow[J]. Journal of Scientific Research, 2020, 12(1): 39–53.

[12] Mallik M S I, Hoque M A, Uddin M A. Comparative study of algebraic wall model and differential equation wall model in large eddy simulation of turbulent channel flow[J]. Turkish Journal of Mathematics and Computer Science, 2018, 9: 80–90.

[13] Mallik M S I, Uddin M A. Large eddy simulation of turbulent channel flow at Re_τ= 590[J]. IOSR Journal of Mathematics, 2014, 10: 41–50.

[14] Mallik M S I, Uddin M A. Large eddy simulation of turbulent channel flow using algebraic wall model[J]. Journal of the Korean Society for Industrial and Applied Mathematics, 2016, 20(1): 37–50.

[15] Klapwijk M, Lloyd T, Vaz G, et al. Evaluation of scale-resolving simulations for a turbulent channel flow[J]. Computers & Fluids, 2020, 209: 104636.

[16] Menter F R, Kuntz M, Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model[J]. Turbulence, Heat and Mass Transfer, 2003, 4(1): 625–632.

[17] Wilcox D C, et al. Turbulence modeling for CFD[M]. 3rd ed. Los Angeles: DCW Industries, 1998.

[18] Han Y, He Y, Le J. Modification to improved delayed detached-eddy simulation regarding the log-layer mismatch[J]. AIAA Journal, 2020, 58: 712–721.

[19] 张晓龙, 张 楠, 吴宝山. 平板壁面湍流脉动压力及其波数−频率谱的大涡模拟计算分析研究[J]. 船舶力学, 2014, 18(10): 1151–1164.
Zhang X L, Zhang N, Wu B S. Large eddy simulation analysis of turbulent fluctuating pressure on flat plate wall and its wavenumber-frequency spectrum[J]. Journal of Ship Mechanics, 2014, 18(10): 1151–1164. (in Chinese)