

文章编号: 0258-1825(2023)04-0073-11

粗糙元取向对湍流统计量影响的数值研究

李世隆^{1,2}, 杨晓雷^{1,2,*}, 袁先旭^{3,4}, 郭启龙^{3,4}

1. 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100190;
2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049;
3. 中国空气动力研究与发展中心计算空气动力研究所, 绵阳 621000;
4. 空气动力学国家重点实验室, 绵阳 621000)

摘要:采用直接数值模拟方法研究了椭球体粗糙元取向对粗糙壁槽道湍流统计量的影响, 其中, 粗糙元几何采用清晰界面浸没边界方法直接解析。考虑了四种不同粗糙元取向的粗糙壁, 包括随机取向、垂直放置、朝下游倾斜45°、朝上游倾斜45°, 对于每种取向选取三种不同粗糙元间距。模拟结果显示: 粗糙元取向对湍流统计量有显著影响; 对于小粗糙元间距($l = 2.0r$, 其中 r 为椭球体的最短半轴长), “随机取向”粗糙壁的砂粒粗糙度长度(k_s)大于其他粗糙壁; 对于大粗糙元间距($l = 2.8r, 3.5r$), “垂直放置”粗糙壁的 k_s 最大; “朝下游倾斜45°”和“朝上游倾斜45°”粗糙壁的 k_s 值和雷诺正应力(以壁面摩擦速度无量纲化)基本相同, 并且其流向雷诺正应力远高于其他粗糙壁。另一方面, “朝下游倾斜45°”粗糙壁的流向分散应力高于“朝上游倾斜45°”粗糙壁; 垂向和横向分散应力远小于流向分散应力, 其中“随机取向”粗糙壁的垂向和横向分散应力幅值最高。

关键词: 椭球粗糙元; 粗糙元取向; 直接数值模拟; 浸没边界方法; 粗糙壁湍流

中图分类号: O359 文献标识码: A doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0108

Numerical study on the orientation effects of roughness elements on turbulence statistics

LI Shilong^{1,2}, YANG Xiaolei^{1,2,*}, YUAN Xianxu^{3,4}, GUO Qilong^{3,4}

1. The State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. School of Engineering Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. Computational Aerodynamics Institute of China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;
4. State Key Laboratory of Aerodynamics, Mianyang 621000, China)

Abstract: This paper employs Direct Numerical Simulation to study the orientation effects of ellipsoid roughness elements on the statistics of rough-wall turbulent channel flows. Roughness elements are directly resolved using a sharp-interface immersed boundary method. The simulations consider roughness elements with four different orientations, namely random orientation, vertical placement, inclined 45° downstream, and inclined 45° upstream. For each orientation, three different roughness element spacings are considered. Numerical results show that the roughness elements' orientation significantly affects turbulence statistics. For a small roughness element spacing (i.e. $l = 2.0r$, where r is the minor semi-axis length of the ellipsoid), the randomly oriented roughness elements result in the largest sandgrain roughness length (k_s); for large roughness elements spacing (i.e. $l = 2.8r$ and $3.5r$), k_s of the vertically placed roughness elements is the largest. The value of k_s and the

收稿日期: 2022-06-17; 修订日期: 2022-07-29; 录用日期: 2022-09-03; 网络出版时间: 2022-10-14

基金项目: 国家数值风洞工程(NNW2021ZT1-B34)

作者简介: 李世隆(1996-), 男, 河南郑州人, 博士研究生, 研究方向: 粗糙壁湍流模拟. E-mail: lishilong@imech.ac.cn

通信作者: 杨晓雷*, 研究员, 研究方向: 工程湍流模型与计算方法, 风能中的湍流问题, 健康领域的流体力学问题. E-mail: xyang@imech.ac.cn

引用格式: 李世隆, 杨晓雷, 袁先旭, 等. 粗糙元取向对湍流统计量影响的数值研究[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(4): 73-83.

LI S L, YANG X L, YUAN X X, et al. Numerical study on the orientation effects of roughness elements on turbulence statistics[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(4): 73-83(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0108

Reynolds normal stresses in viscous units of the roughness elements inclined 45° downstream or upstream are nearly the same; the streamwise Reynolds normal stress is much higher than those of other rough walls. On the other hand, the streamwise dispersive stress of roughness elements inclined 45° downstream is higher than that of the opposite orientation. The vertical and spanwise dispersive stresses are much smaller than the streamwise one. Randomly oriented roughness elements yield the strongest vertical and spanwise dispersive stresses.

Keywords: ellipsoidal roughness element; roughness element orientation; direct numerical simulation; immersed boundary method; turbulent flows over rough wall

0 引言

工程应用中的壁湍流通常发生在具有一定粗糙度的表面^[1-4],例如大气边界层^[5-6]、河流^[7]、被侵蚀的螺旋桨叶绕流^[8]。壁湍流对近壁区的动量和能量输运起着至关重要的作用,相关研究可以追溯到 Colebrook^[9]、Nikuradse^[10] 和 Moody^[11] 等学者的经典工作。近期的数值模拟研究采用随机旋转的椭球体作为粗糙元生成粗糙壁表面^[12-13]。在本研究中,我们尝试关注椭球体的取向,即椭球粗糙元随机旋转与椭球粗糙元取向一致,如何影响粗糙壁湍流的统计特征。

相比于正弦状^[14]和立方体粗糙元^[15]生成的粗糙壁,以椭球体作为粗糙元的粗糙壁湍流研究相对较少。本文所采用的椭球体粗糙元最早见于 Scotti 在 2006 年发表的文章^[16]。该椭球体的三个半轴长分别为 r 、 $1.4r$ 和 $2r$ (r 为椭球体的最小半轴长)。粗糙壁表面通过将椭球体放置在 $2r \times 2r$ 的方格中,并进行随机旋转获得^[16]。Scotti^[16] 的研究结果显示,在过渡粗糙区,该粗糙壁对应的等效砂粒粗糙度长度 $k_s \approx r$ 。针对椭球粗糙壁槽道湍流, Yuan 等^[17] 系统研究了椭球粗糙度对雷诺应力输运特性的影响。Yuan 等^[12] 着重研究了椭球粗糙壁湍流在粗糙子层中的统计特性。Hantsis 和 Piomelli 研究了椭球粗糙度对被动标量输运的影响^[18]。针对其他椭球粗糙壁湍流, Yuan 和 Piomelli 研究了该粗糙壁对汇流边界层的积分量、湍动能输运特性、湍流结构的影响^[19],开展了椭球粗糙壁的加速边界层直接数值模拟,发现粗糙壁可以避免加速导致的湍流层流化^[20]。Wu 等^[21] 研究了椭球粗糙壁冲击射流的流动特性,并与光滑壁的结果进行了对比。研究者也对比了椭球粗糙壁和其他类型粗糙壁的湍流特性。Jouybari 等^[22] 将椭球粗糙壁的湍流结构与立方体粗糙壁及真实叶片表面粗糙壁的湍流结构进行了对比。Mangavelli 等^[23] 研究了槽道湍流中椭球粗糙度与真实叶片表面粗糙度在脉冲式突然加速情况下的作用。椭球粗糙壁的结果也被用于发展粗糙壁湍流的模型^[24-25] 及数据驱动的粗糙度长度

模型^[13]。

为了能够节省计算量, Chung 等^[26] 根据 Jiménez 和 Moin 关于光滑壁槽道流的最小槽道的研究^[27], 提出了粗糙壁湍流的最小槽道理论。在外层相似性理论的支持下,最小槽道可以较为准确地预测粗糙壁湍流的速度亏损,并发现槽道的展向尺寸为 $L_z^+ \approx 350$ 、流向尺寸 $L_x^+ \approx 930$ 时,就可以较为准确地预测平均流向速度廓线及流场结构^[28]。

椭球粗糙元的取向影响壁面的阻力分布特征和粗糙子层的流动特征。然而,以上使用椭球体作为粗糙元的文献均采用随机旋转的方式生成粗糙壁表面,难以用于研究椭球粗糙元取向的影响。本工作计划采用三种具有一致取向的椭球体生成粗糙表面,开展粗糙壁湍流直接数值模拟,将其统计量与随机旋转椭球体粗糙壁的结果进行对比,研究粗糙元取向对粗糙壁湍流统计特性的影响。

1 数值模拟方法与算例设置

1.1 数值模拟方法

采用计算流体力学程序 VFS-Wind 开展本研究相关的模拟。该程序已成功应用于模拟具有复杂几何边界的湍流^[29-32]。近期工作中,我们进一步发展了结合清晰界面浸没边界方法和光滑界面浸没边界方法的混合方法,使得 VFS-Wind 程序可开展复杂边界下颗粒湍流的颗粒解析模拟^[33]。需要指出的是,当前工作的模拟只采用了清晰界面浸没边界方法,没有采用上面提及的混合方法。流动的控制方程为不可压 Navier-Stokes 方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

其中: $i, j = 1, 2, 3$; x_j 和 u_j 代表三个方向的坐标和速度分量; p 为压强; ν 为运动黏性系数。

曲线浸没边界方法 (curvilinear immersed boundary method, CURVIB)^[34] 用于模拟粗糙壁表面的复杂几

何。该方法基于曲线(或笛卡尔)网格模拟流动,采用三角形网格离散复杂几何边界。为了在流动模拟中施加边界条件,将背景网格点标记为流体点和固体点,将至少有一个固体点邻居的流体点进一步标记为浸没边界(immersed boundary, IB)点(如图 1 黑实点)。进而,在壁法向通过壁面边界条件(如图 1 中 a 点)和流体点速度(如图 1 中 c 点)构建 IB 点速度(如图 1 中 b 点) $u_b = u_a + u_c h_b / h_c$,作为边界条件施加给外流, c 点的速度由周围的流体点插值得到,其中 u_a 、 u_b 、 u_c 分别是点 a、b、c 处的速度。

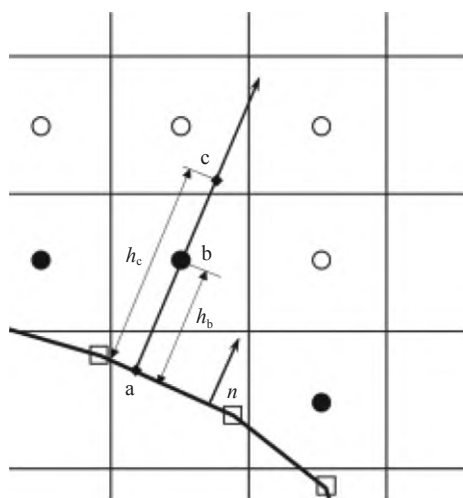


图 1 曲线浸没边界方法处理粗糙壁面边界的二维示意图 (修改自文献 [32])

Fig. 1 Treatment of rough surfaces for the CURVIB method (adapted from [32])

1.2 算例设置

以椭球作为粗糙元生成粗糙壁的表面几何,共考虑 12 种粗糙壁表面。其中包括四种不同的粗糙元取向(随机取向、垂直放置、朝下游倾斜 45°、朝上游倾斜 45°)。对应每种取向,选取三种不同的流向和展向粗糙元间距(l)。

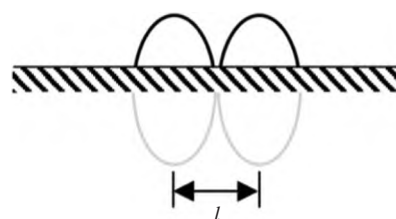
表 1 中列出了所有的模拟算例。表中, θ_z 为沿椭球第二长轴(展向方向)旋转的方向,其取值为 0° 和 45° 时分别对应图 2(a) 和图 2(b) 所示的粗糙元取向,其没有取值时对应图 2(c) 所示的随机取向。表中, Re_τ 为基于摩擦速度、槽道高度 h 和黏性系数的雷诺数。在模拟中,采用定流量的方式驱动槽道湍流,所得雷诺数不完全相同,但基本在 1000 附近。

以下简要说明算例的命名规则。每个算例名称的第一个字母代表粗糙元的形状,即字母“E”代表椭球体。该椭球体半轴分别为 r 、 $1.4r$ 、 $2r$ (对于所有模拟算例, $r/h = 0.07$), 其中心位于壁面下方 $z = -0.5r$ 处。第一个字母后面的数字表示粗糙元的间距,例如,

表 1 粗糙壁湍流模拟的算例设置

Table 1 Numerical setups for simulations of rough-wall turbulence

Case	d	θ_z	Re_τ
E20D0Ry	$2r$		1049
E20D0Rn	$2r$	0°	1055
E20Dp45Rn	$2r$	45°	884
E20Dn45Rn	$2r$	-45°	937
E28D0Ry	$2.8r$		1114
E28D0Rn	$2.8r$	0°	1217
E28Dp45Rn	$2.8r$	45°	1040
E28Dn45Rn	$2.8r$	-45°	1120
E35D0Ry	$3.5r$		1164
E35D0Rn	$3.5r$	0°	1380
E35Dp45Rn	$3.5r$	45°	1115
E35Dn45Rn	$3.5r$	-45°	1102



(a) 椭球长轴沿壁法向, 椭球短轴沿流向



(b) 在 (a) 的基础上沿椭球第二长轴旋转 45°



(c) 随机旋转

图 2 椭球粗糙元取向的示意图

Fig. 2 Sketch of ellipsoid orientation

E20D0Ry 中的 20 表示 $l = 2.0r$ 。字母“D”表示粗糙元的取向。字母组合“Rn”(0°)代表粗糙元的初始取向,如图 2(a)长轴和短轴分别沿着壁法向方向和流向方向。字母数字组合“p45”和“n45”分别代表椭球粗糙元沿第二长轴(沿展向方向)正向和负向旋转 45°,如图 2(b)所示。字母组合“Ry”代表椭球的随机旋转,如图 2(c)所示。如果椭球较近,则相邻椭球之间允许重合。图 3 显示了所有模拟粗糙壁表面几何的局部示意图。

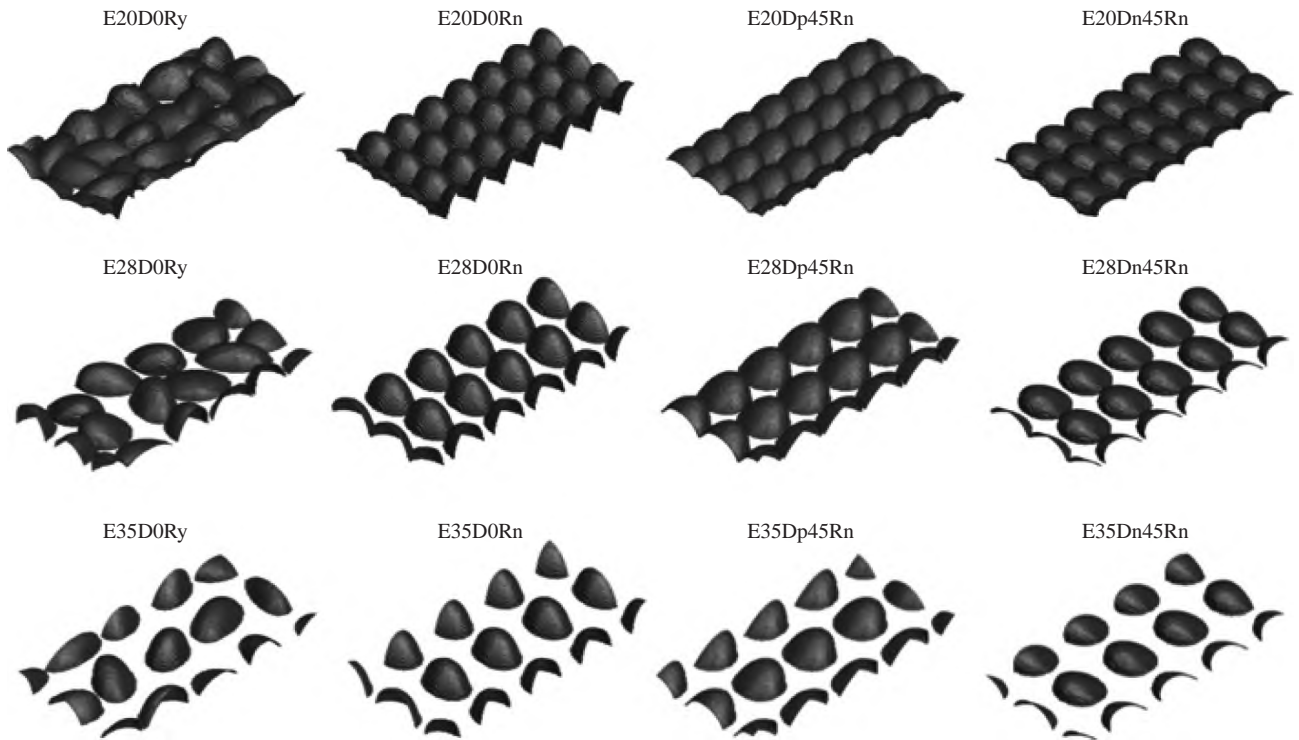


图3 粗糙壁几何的局部示意图(所显示区域在流向和展向的尺寸分别为 h 和 $0.5h$)

Fig. 3 Sketch of rough surfaces in an area with size $h \times 0.5h$

采用流向(x)、壁法向(y)和展向(z)尺寸为 $3h$ 、 h 、 h 的全尺寸槽道,该槽道尺寸小于通常采用的槽道尺寸。但计算域大小仍约为 Chung 等测试的最小槽道的9倍,在保证解析近壁流场结构和容纳足够多粗糙元的同时,降低了计算量,使得大量不同粗糙壁湍流的直接数值模拟成为可能。小槽道与全尺寸槽道结果的对比见附录。所模拟算例的计算域在流向(x)、壁法向(y)和展向(z)对应的网格节点数分别为513、300和172。离开壁面第一个网格的宽度为 $\Delta y_1^+ = \frac{\Delta y_1 u_{\tau}}{\nu} \approx 0.7$,其中 u_{τ} 为摩擦速度。在其他两个方向上,无量纲的网格宽度约为 $\Delta x^+ = \Delta z^+ = 6$ 。时间步长为 $2 \times 10^{-3} h/U_b$,其中 U_b 为流向截面的平均速度。在粗糙壁表面,通过 CURVIB 方法施加无滑移边界条件,在上边界施加自由滑移边界条件,在水平方向施加周期边界条件。通过在流向施加保证定流量的平均压力梯度驱动流动。在所有模拟中,首先将流场发展至充分发展状态,再求解 $60 h/U_b$ 平均值,计算湍流统计量。

2 模拟结果

本节介绍不同粗糙壁模拟结果,包括粗糙壁附近的流场结构、平均速度、雷诺应力、分散应力、零平面位移、等效砂粒粗糙度长度等。分散应力描述了时

间平均流场在空间上的非均匀程度,通过将瞬时速度 u_i 进行如下分解得到: $u_i(x, y, z, t) = \langle \bar{u}_i \rangle_s(y) + \bar{u}'_i(x, y, z) + u'_i(x, y, z, t)$,其中上加横线 $\bar{\cdot}$ 表示时间平均, $\langle \cdot \rangle_s$ 表示水平方向的空间平均。近壁处的空间平均包括固体和流体。

图4显示了不同粗糙壁附近的瞬时流动结构。可以看到,流动结构的复杂性与椭球体取向的随机性密切相关。对于具有相同取向的粗糙元生成的粗糙表面,通常可以观察更为规则的流动结构,例如 E20D0Rn、E20Dp45Rn。而对于随机取向椭球体生成的粗糙壁表面,即 E20D0Ry、E28D0Ry 和 E35D0Ry,由于粗糙元周围流动的差异以及相邻粗糙元间的相互作用,可以观察到更为复杂的流动结构。如图4所示,粗糙元周围流动的一个重要特征是流动沿粗糙元迎风面的向上运动。一个有趣的现象是,当椭球体朝上游或朝下游倾斜时,其上方的流动结构具有一定的相似性。当间距较大($l = 2.8r, 3.5r$),椭球体朝下游旋转时(E28Dp45Rn、E35Dp45Rn)的流动结构相较于朝上游旋转时(E28Dn45Rn、E35Dn45Rn)的具有更高幅值的流向速度。

为了展示粗糙元尾迹的三维几何特征,图5显示了时间平均流向速度 $u = 0$ 的等值面。可以看到,随机旋转椭球元素尾迹的形状与相同取向椭球体的尾迹

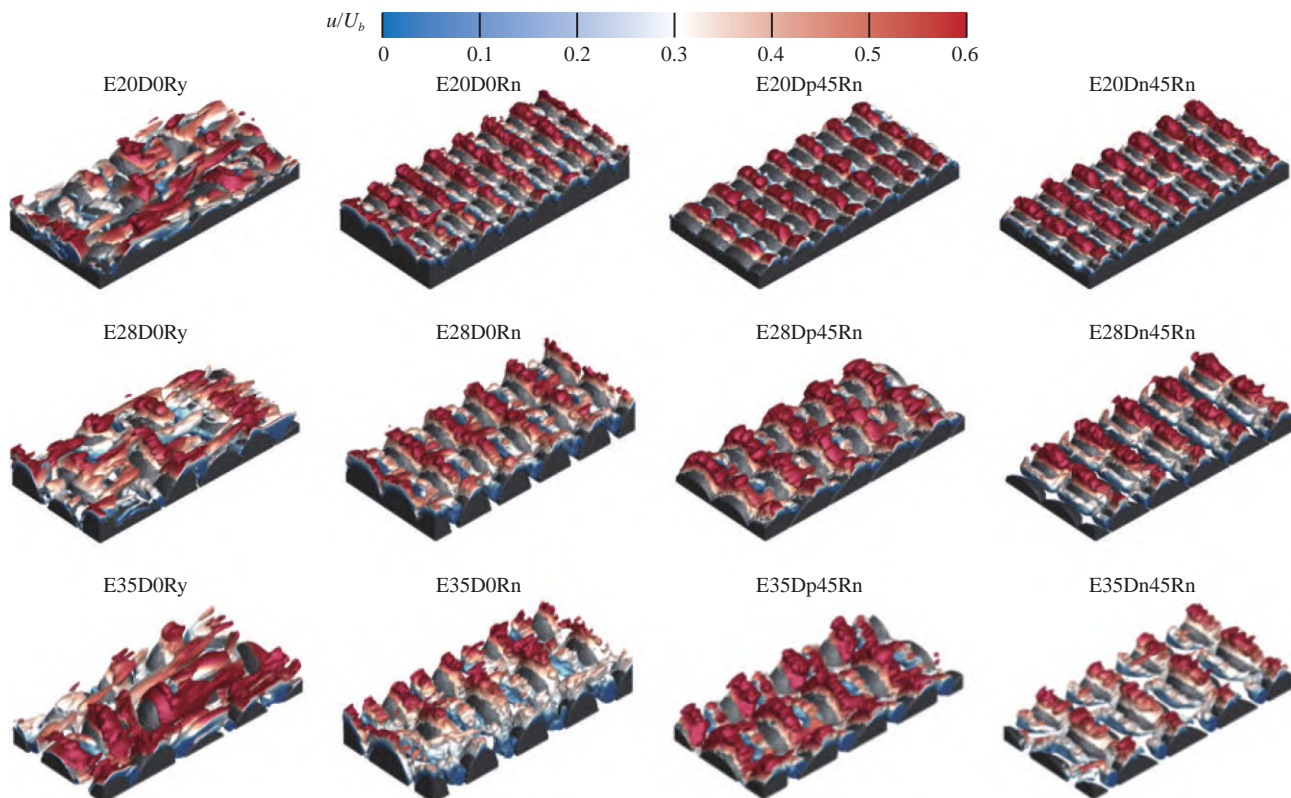


图 4 使用 λ_2 准则 ($\lambda_2 = -0.5$) 可视化的近壁流动结构 (等值面使用时间平均的流向速度着色, 图像中仅显示了一部分区域)

Fig. 4 Near-wall flow structures visualized by the λ_2 -criteria ($\lambda_2 = -0.5$). Iso-surfaces are colored by the time-averaged streamwise velocity. Only part of the flow field is shown

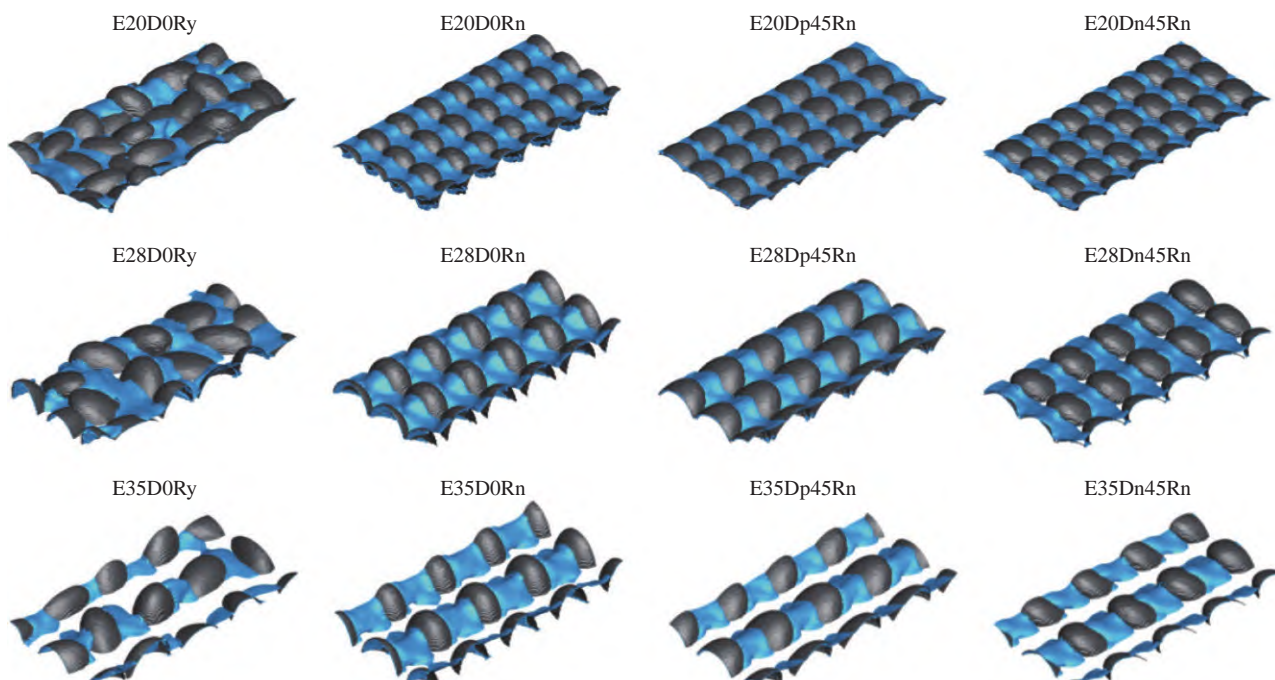


图 5 使用流向速度 $u = 0$ 等值面标记的尾迹形状 (为清晰起见, 未显示粗糙度单元表面的等值面)

Fig. 5 Wake shapes illustrated by $u = 0$. The iso-surface $u = 0$ at the surface of the roughness element is not shown for clarity

形状有显著不同。另一方面, 粗糙元间距是影响尾迹形状的关键因素。对于本文所考虑的粗糙元间距, 流向速度小于 0 的尾迹区域都直接作用于下游粗糙单

元。在粗糙元间距较小时 ($l = 2.0r, 2.8r$), 相邻行的尾迹区域相互连接; 在粗糙元间距较大时 ($l = 3.5r$), 相邻行的尾迹各自独立。

图 6 显示了不同粗糙壁算例的平均流向速度廓线。可以看到，所有算例都具有一个清晰的对数区域。在该区域，粗糙壁的流向速度低于光滑壁，该速度差被称为粗糙度函数 ΔU 。图 6 显示，当粗糙度单元间距为 $2.0r$ 时，随机旋转椭球粗糙壁 (E20D0Ry) 的 ΔU 高于其他算例；而对于高一些的粗糙元间距 ($l = 2.8r, 3.5r$)，垂直放置椭球粗糙壁 (E28D0Rn、

E35D0Rn) 的 ΔU 高于其他算例。当以相同的方式朝上游或下游倾斜椭球体时，粗糙度函数比垂直放置的有所降低 (例如，E20Dp45Rn 或 E20Dn45Rn 与 E20D0Rn 相比)。一个有趣的现象是，椭球朝上游倾斜 (E20Dn45Rn) 时的 ΔU 与朝下游倾斜 (E20Dp45Rn) 时的 ΔU 基本相同。对于所有粗糙元取向， ΔU 均随粗糙元间距增加而增加。

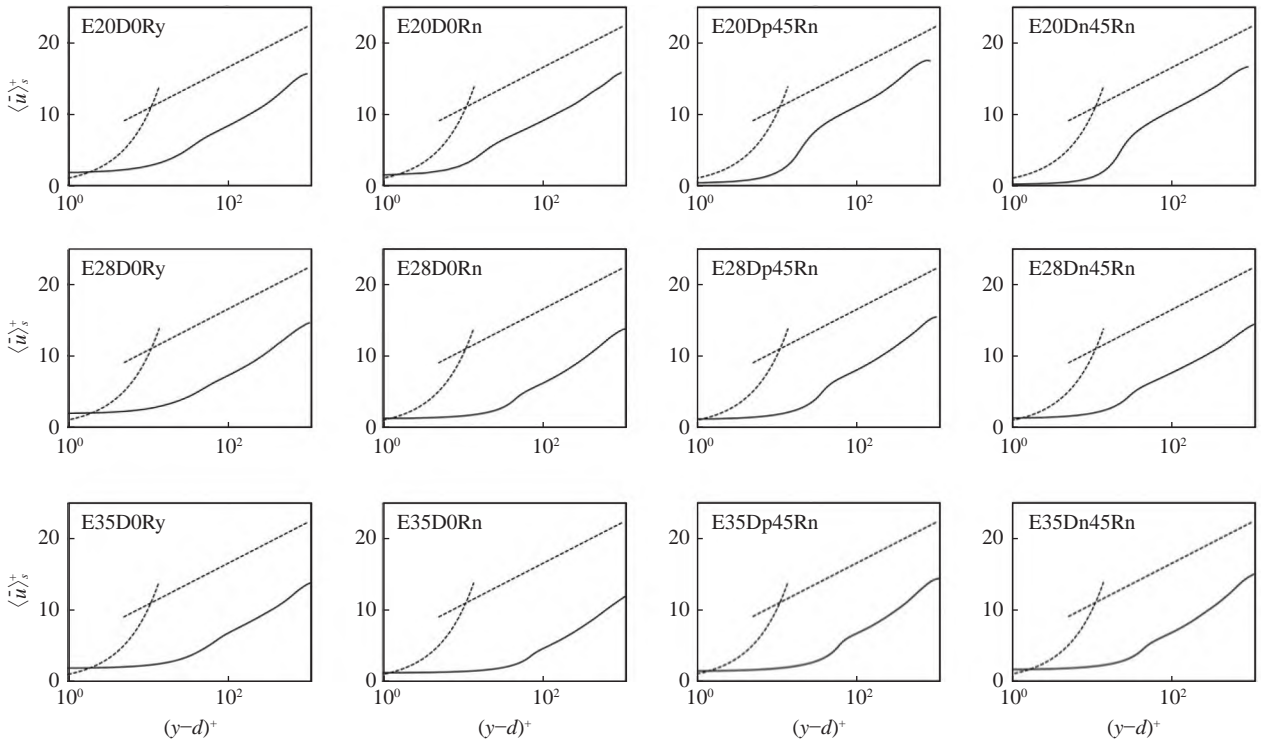


图 6 不同粗糙表面的平均流向速度廓线 (虚线为光滑壁线性律和对数律, 不同粗糙壁参数见表 1)

Fig. 6 Vertical profiles of the mean streamwise velocity computed from cases with different rough surfaces. The dashed lines show the linear profile and the logarithmic law for smooth walls. Parameters of rough walls are shown in Table 1

图 7 和图 8 定量考察了砂粒粗糙度 k_s 和零平面位移 d 随粗糙元间距 l 的变化规律。零平面位移是指平均流向速度为零的位置，代表粗糙壁面对边界层的抬

升作用，实际中可能并不准确是速度为零的位置^[6]。这里，基于对数律计算 d 和 k_s 的值，即， $U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y-d}{k_s}\right) + 8.5$ ，其中 U^+ 为通过壁面摩擦速度无量纲化的平均流

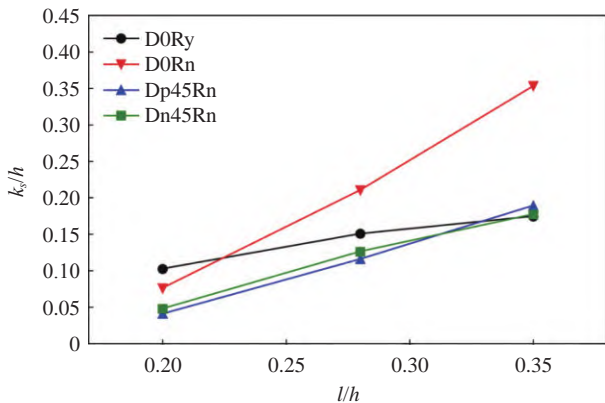


图 7 砂粒粗糙度 k_s 随粗糙元间距的变化

Fig. 7 Variations of sandgrain roughness k_s with roughness element spacing

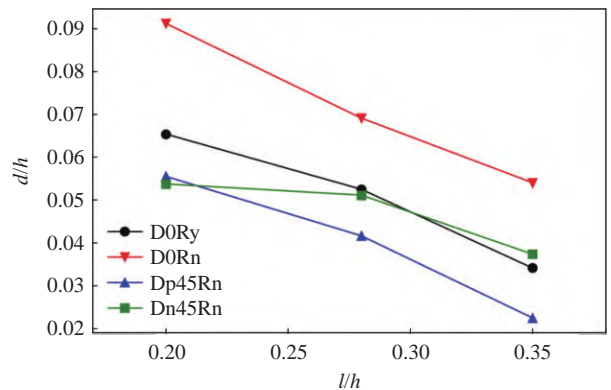


图 8 零平面位移 d 随粗糙元间距的变化

Fig. 8 Variations of zero-plane displacement d with element spacing

向速度， $\kappa=0.4$ 为卡门常数。可将对数率化为 $y = k_s e^{\kappa(U^+-8.5)} + d$ ，这是关于 k_s 和 d 的线性式。将 $0.15 < y < 0.3$ 之间约 20 个数据点的 y 与 U^+ 作为观测数据，将 k_s 与 d 作为优化参数，可以得到与对数率较为符合的 k_s 与 d 。壁面摩擦速度通过驱动流动的流向平均压力梯度计算获得。在图 7 中可以看到，由于椭球粗糙表面迎着正流向速度的面积增加， k_s 随着单元间距的增加而增加。椭球垂直放置粗糙壁的增长率最高，而椭球随机取向壁面的增长率最低。另一方面，朝上游和朝下游倾斜椭球壁面的 k_s 和增长率大致相同。间距为 $2.8r$ 或 $3.5r$ 时，椭球垂直放置粗糙壁的 k_s 值高于其他椭球取向粗糙壁。

不同椭球粗糙壁为零平面位移 d 随粗糙元间距 l 的变化如图 8 所示。可以看到， d 值随 l 的增加而减小。在所有椭球粗糙壁中，垂直取向椭球粗糙壁的 d 值最大。一个有趣的现象是，当粗糙度间距为 $2.8r$ 或 $3.5r$ 时，椭球朝上游倾斜粗糙壁的 d 值高于椭球朝下游倾斜粗糙壁，而 k_s 值基本相同。

图 9 比较了不同椭球粗糙壁的雷诺正应力，不同粗糙壁参数见表 1。可以看到，雷诺正应力的三个分量按大小从高到低依次为 $\langle u'^2 \rangle_s^+$ 、 $\langle w'^2 \rangle_s^+$ 和 $\langle v'^2 \rangle_s^+$ 。 $\langle u'^2 \rangle_s^+$ 和 $\langle w'^2 \rangle_s^+$ 的最大值位于靠近粗糙壁的位置，而 $\langle v'^2 \rangle_s^+$ 的最大值位置离粗糙壁稍远。对于不同粗糙元

间距，不同粗糙壁的 $\langle v'^2 \rangle_s^+$ 和 $\langle w'^2 \rangle_s^+$ 的最大值相近，而 $\langle u'^2 \rangle_s^+$ 的最大值随粗糙元间距增加而减小。与随机取向椭球粗糙壁相比，相同取向椭球粗糙壁的雷诺正应力的峰值更高。朝上游和下游倾斜椭球粗糙壁的峰值基本相同，且高于其他粗糙壁的。图 10 显示了不同粗糙壁面的流向分散应力 $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 。流向分散应力 $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 的峰值幅值比其他两个分量高约一个数量级。分散应力衡量了时间平均速度场的空间不均匀程度。可以看到，不同粗糙壁的分散应力有显著差异。在粗糙元间距为 $2.0r$ 、 $3.5r$ 时，与椭球体垂直放置的粗糙壁相比 (E20D0Ry、E20D0Rn)，随机旋转椭球体粗糙壁 $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 的最大值更高；在粗糙度单元间距为 $2.8r$ 时，其最大值基本相同。由图 9 可见，椭球体朝上游和下游倾斜 45° 粗糙壁的雷诺应力大致相同 (例如 E20Dp45Rn 与 E20Dn45Rn)。另一方面，图 10 显示，其对分散应力的影响是不同的：当朝下游倾斜 45° 时， $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 的最大值增加 (E20Dp45Rn)；而在朝上游倾斜 45° 时， $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 的最大值降低 (E20Dn45Rn)。在增加粗糙元间距时，朝上游倾斜 45° 时的 $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 的最大值幅值逐步增大，而对于其他椭球取向粗糙壁， $\langle \tilde{u}^2 \rangle_s^+$ 的最大值幅值增大或减小的趋势并不一致。其原因可能在于，朝上游或朝下游倾斜 45° 的影响主要局限于

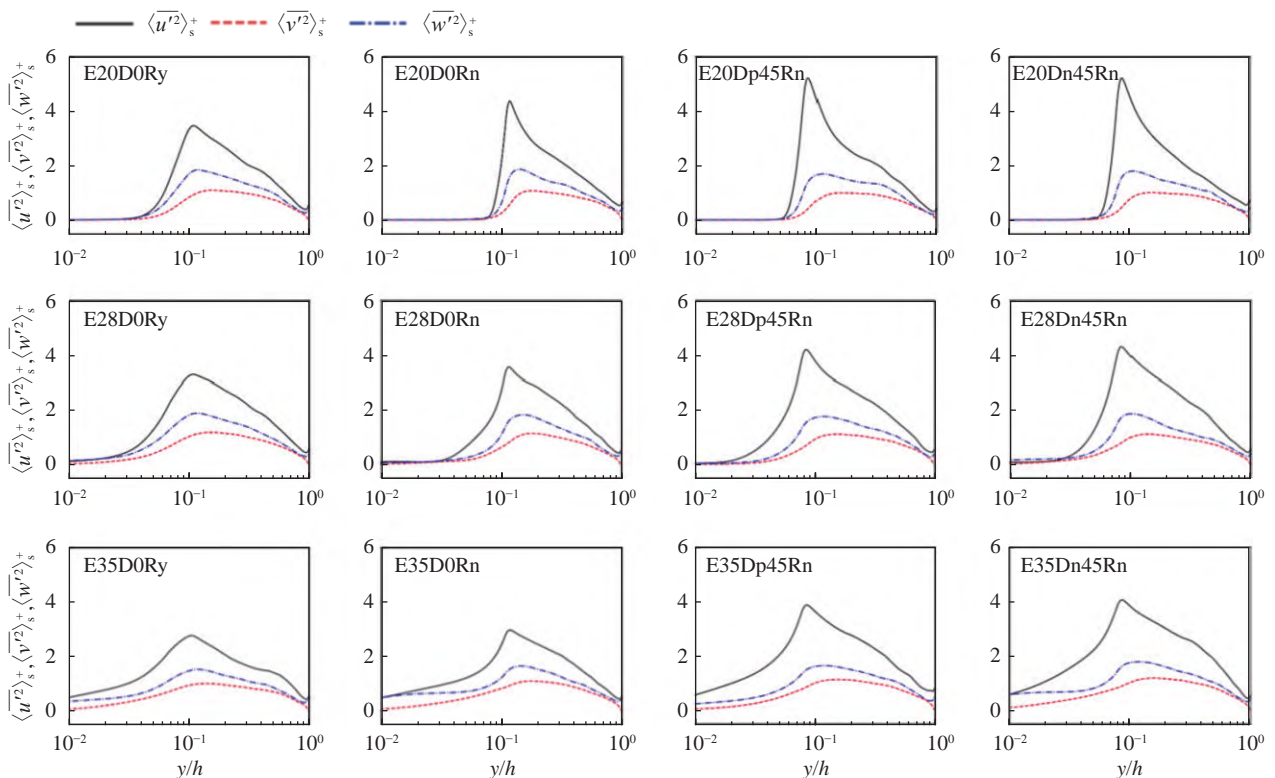


图 9 不同粗糙表面的雷诺正应力的垂向分布

Fig. 9 Vertical profiles of the normal Reynolds stresses computed from cases with different rough surfaces

粗糙子区,使得分散应力有较大不同。而对于外区流动,两种粗糙壁的平均高度相同,正面密实度和水平密实度也相同,使得水平方向平均的湍流统计量较为接近。另一方面,对于所有椭球粗糙壁,具有较大幅

值 $\langle \bar{u}^2 \rangle_s^+$ 的范围均随粗糙元间距的增大而逐步增大。

图 11 显示了分散应力的另外两个分量,即垂向分量 $\langle \bar{v}^2 \rangle_s^+$ 和展向分量 $\langle \bar{w}^2 \rangle_s^+$ 。可以看到, $\langle \bar{v}^2 \rangle_s^+$ 和 $\langle \bar{w}^2 \rangle_s^+$ 的幅值与 $\langle \bar{u}^2 \rangle_s^+$ 相比非常小,并且垂向分量高于展向

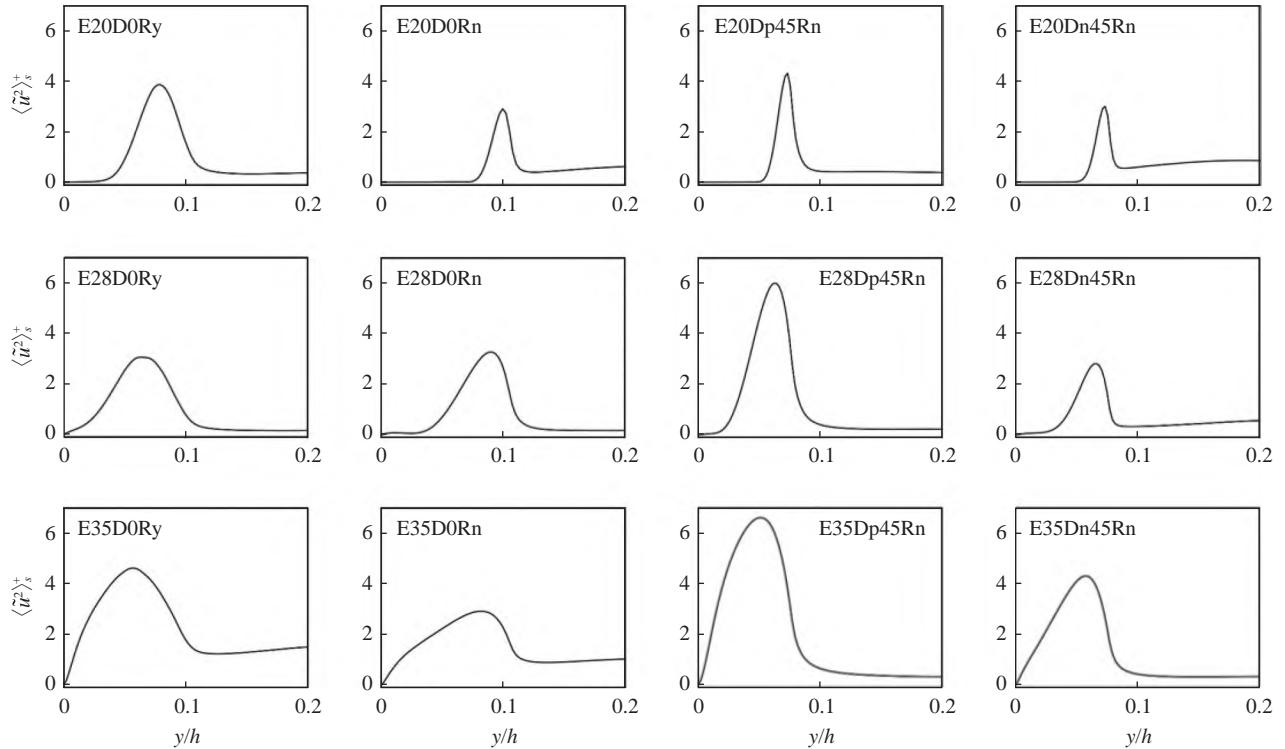


图 10 不同粗糙表面的流向分散应力的垂向分布

Fig. 10 Vertical profiles of the streamwise dispersive stress computed from cases with different rough surfaces

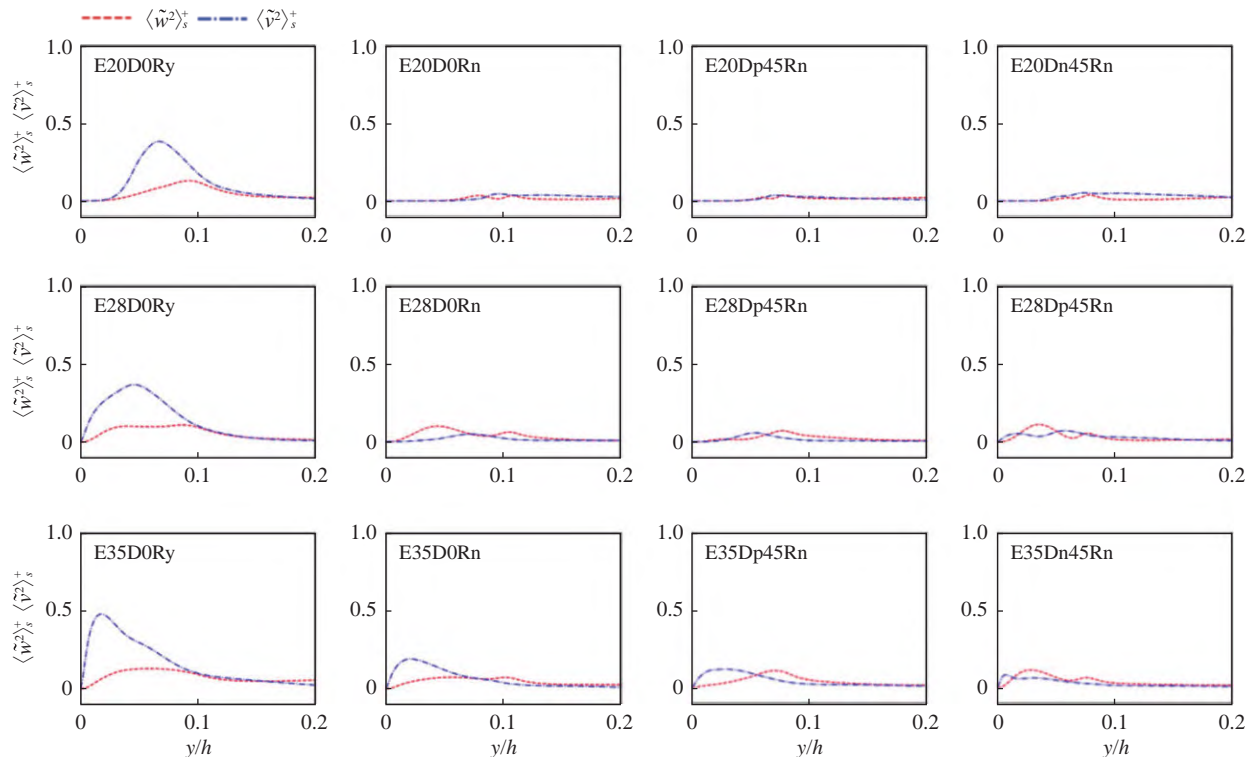


图 11 不同粗糙表面的垂向和横向分散应力的垂向分布

Fig. 11 Vertical profiles of the vertical and spanwise dispersive stresses computed from the cases with different rough surfaces

分量。一个很重要的结果是,随机旋转椭球粗糙壁的 $\langle \hat{v}^2 \rangle_s^+$ 和 $\langle \hat{w}^2 \rangle_s^+$ 的幅值远高于相同取向椭球的粗糙壁。对于具有相同取向的椭球粗糙壁,当增加粗糙元间距时, $\langle \hat{v}^2 \rangle_s^+$ 和 $\langle \hat{w}^2 \rangle_s^+$ 的幅值均会增加。

3 结 论

开展了以椭球体作为粗糙元的粗糙壁槽道湍流直接数值模拟,研究了椭球体取向对粗糙壁槽道湍流统计特性的影响。研究得到以下结论:

1)直接模拟结果显示粗糙元取向对湍流统计量有显著影响。对于小粗糙元间距($l = 2.0r$, r 为椭球体的最小半轴长),随机取向粗糙壁的砂粒粗糙度长度 k_s 高于其他相同取向的粗糙壁;对于大粗糙元间距($l = 2.8r, 3.5r$),垂直放置粗糙壁的 k_s 高于其他粗糙壁。

2)将粗糙元朝上游/下游倾斜 45° 时的 k_s 基本相同,并且这两种粗糙壁的雷诺正应力(以壁面摩擦速度无量纲化)也基本相同,且高于其他粗糙壁。

3)粗糙元朝上游/下游倾斜 45° 时的粗糙壁的流向分散应力显著不同,其中,粗糙元朝下游倾斜 45° 时的流向分散应力更高,且远高于其他粗糙壁。

4)对于零平面位移,垂直放置椭球粗糙壁的湍流强度高于其他粗糙壁。增加粗糙元间距,粗糙壁的流向雷诺正应力的最大值逐步降低,而其他方向的雷诺正应力没有明显的一致性趋势。

5)对于垂直取向粗糙壁,流向分散应力随着粗糙元的间距增加而增加;对于其他粗糙壁,没有发现随粗糙元间距变化的单调变化趋势。

6)垂向和横向分散应力小于流向分散应力近一个数量级。随机取向椭球粗糙壁的垂向和横向分散应力显著高于其他由相同取向椭球体形成的粗糙壁。

本文研究了粗糙元取向对粗糙壁槽道湍流统计量的影响。更为深入的机理研究及基于这些机理研究发展粗糙壁湍流的工程模型将在未来工作中开展,并将进一步探索不同粗糙壁是否存在统一的标度形式。

参 考 文 献:

[1] JIMÉNEZ J. Turbulent flows over rough walls[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2004, 36: 173–196.
doi: 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103

[2] MEJIA-ALVAREZ R, CHRISTENSEN K T. Low-order representations of irregular surface roughness and their impact on a turbulent boundary layer[J]. Physics of Fluids, 2010, 22(1): 015106.
doi: 10.1063/1.3291076

[3] CHUNG D, HUTCHINS N, SCHULTZ M P, et al. Predicting the drag of rough surfaces[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2021, 53:

439–471.

doi: 10.1146/annurev-fluid-062520-115127

- [4] 王建杰, 易海明, 潘翀, 等. 粗糙壁湍流研究现状综述[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(5): 611–619.
WANG J J, YI H M, PAN C, et al. Progress in rough-wall turbulence[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(5): 611–619 (in Chinese).
- [5] 刘震卿, 张冲, 吴晓波, 李秋明. 考虑粗糙地表的近地层风场仿真模拟研究及误差分析[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(4): 425–452.
LIU Z Q, ZHANG C, WU X B, et al. Simulation and error analysis of wind field considering surface roughness[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(4): 425–452 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxb-2018.0172
- [6] GIOMETTO M G, CHRISTEN A, MENEVEAU C, et al. Spatial characteristics of roughness sublayer Mean flow and turbulence over a realistic urban surface[J]. Boundary-Layer Meteorology, 2016, 160(3): 425–452.
doi: 10.1007/s10546-016-0157-6
- [7] MIGNOT E, BARTHELEMY E, HURTHUR D. Double-averaging analysis and local flow characterization of near-bed turbulence in gravel-bed channel flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 618: 279–303.
doi: 10.1017/s0022112008004643
- [8] SEZEN S, UZUN D, TURAN O, et al. Influence of roughness on propeller performance with a view to mitigating tip vortex cavitation[J]. Ocean Engineering, 2021, 239: 109703.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2021.109703
- [9] COLEBROOK C F, BLENCH T, CHATLEY H, et al. Correspondence turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. (includes plates)[J]. Journal of the Institution of Civil Engineers, 1939, 12(8): 393–422.
doi: 10.1680/ijoti.1939.14509
- [10] NIKURADSE J. Laws of flow in rough pipes[R]. NACA-TM-1292, 1950.
<https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19930093938/downloads/19930093938.pdf>
- [11] MOODY L F, PRINCETON N J. Friction factors for pipe flow[J]. Transaction of the ASME, 1644: 671–684.
- [12] YUAN J L, JOUYBARI M A. Topographical effects of roughness on turbulence statistics in roughness sublayer[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3(11): 114603.
doi: 10.1103/PhysRevFluids.3.114603
- [13] JOUYBARI M A, YUAN J, BRERETON G J, et al. Data-driven prediction of the equivalent sand-grain height in rough-wall turbulent flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 912: A8.
doi: 10.1017/jfm.2020.1085
- [14] MA G. Z, XU C. X, SUNG H J, et al. Scaling of rough-wall turbulence by the roughness height and steepness[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 900: R7.
doi: 10.1017/jfm.2020.542
- [15] XU H H A, ALTLAND S J, YANG X I A, et al. Flow over closely packed cubical roughness[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 920: A37.
doi: 10.1017/jfm.2021.456
- [16] SCOTTI A. Direct numerical simulation of turbulent channel flows with boundary roughened with virtual sandpaper[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(3): 1–5.
doi: 10.1063/1.2183806

- [17] YUAN J, PIOMELLI U. Roughness effects on the Reynolds stress budgets in near-wall turbulence[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 760: R1.
doi: 10.1017/jfm.2014.608
- [18] HANTSIS Z, PIOMELLI U. Roughness effects on scalar transport[J]. *Physical Review Fluids*, 2020, 5(11): 114607.
doi: 10.1103/physrevfluids.5.114607
- [19] YUAN J, PIOMELLI U. Numerical simulations of sink-flow boundary layers over rough surfaces[J]. *Physics of Fluids*, 2014, 26(1): 015113.
doi: 10.1063/1.4862672
- [20] YUAN J, PIOMELLI U. Numerical simulation of a spatially developing accelerating boundary layer over roughness[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 780: 192–214.
doi: 10.1017/jfm.2015.437
- [21] WU W, BANYASSADY R, PIOMELLI U. Large-eddy simulation of impinging jets on smooth and rough surfaces[J]. *Journal of Turbulence*, 2016, 17(9): 847–869.
doi: 10.1080/14685248.2016.1181761
- [22] JOUYBARI M A, BRERETON G, YUAN J. Turbulence structures over realistic and synthetic wall roughness in open channel flow at $Re_\tau = 1000$ [J]. *Journal of Turbulence*, 2019, 20(11-12): 723–749.
doi: 10.1080/14685248.2019.1706741
- [23] MANGAVELLI S C, YUAN J L, BRERETON G J. Effects of surface roughness topography in transient channel flows[J]. *Journal of Turbulence*, 2021, 22(7): 434–460.
doi: 10.1080/14685248.2021.1927057
- [24] BRERETON G J, YUAN J. Wall-roughness eddy viscosity for Reynolds-averaged closures[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2018, 73: 74–81.
doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.07.009
- [25] BRERETON G J, JOUYBARI M A, YUAN J. Toward modeling of turbulent flow over surfaces of arbitrary roughness[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33: 065121.
doi: 10.1063/5.0051097
- [26] CHUNG D, CHAN L, MACDONALD M, et al. A fast direct numerical simulation method for characterising hydraulic roughness[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 773: 418–431.
doi: 10.1017/jfm.2015.230
- [27] JIMÉNEZ J, MOIN P. The minimal flow unit in near-wall turbulence[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 225: 213–240.
doi: 10.1017/s0022112091002033
- [28] MACDONALD M, CHUNG D, HUTCHINS N, et al. The minimal-span channel for rough-wall turbulent flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, 816: 5–42.
doi: 10.1017/jfm.2017.69
- [29] YANG X L, SOTIROPOULOS F, CONZEMIUS R J, et al. Large-eddy simulation of turbulent flow past wind turbines/farms: the Virtual Wind Simulator (VWiS)[J]. *Wind Energy*, 2015, 18(12): 2025–2045.
doi: 10.1002/we.1802
- [30] CALDERER A, YANG X, ANGELIDIS D, et al. Virtual flow simulator[R]. University of Minnesota, VFS-Wind;004806MLTPL00, 2015. <https://doi.org/10.11578/dc.20171025.1758>
- [31] CALDERER A, YANG X, ANGELIDIS D, et al. Virtual flow simulator[DB/OL]. Computer Software. University of Minnesota, 2015. <https://codeand.github.com/SAFL-CFD-Lab/VFS-Wind/legacy.zip/refs/heads/master>
- [32] LI S L, YANG X L, JIN G D, et al. Wall-resolved large-eddy simulation of turbulent channel flows with rough walls[J]. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 2021, 11(1): 100228.
doi: 10.1016/j.taml.2021.100228
- [33] QIN J, YANG X, LI Z. Hybrid diffuse and sharp interface immersed boundary methods for particulate flows in the presence of complex boundaries[J]. *Communications in Computational Physics*, 2022, 31(4): 1242–1271.
doi: 10.4208/cicp.OA-2021-0166
- [34] GE L, SOTIROPOULOS F. A numerical method for solving the 3D unsteady incompressible Navier-Stokes equations in curvilinear domains with complex immersed boundaries[J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, 225(2): 1782–1809.
doi: 10.1016/j.jcp.2007.02.017

附录 A 槽道尺寸验证

本附录给出 E20D0Ry 小槽道模拟结果与全尺寸槽道结果的对比。图 A1 为小槽道和全尺寸槽道的粗糙壁表面示意图。全尺寸槽道的流向、壁法向、展向尺寸分别为 $6h$ 、 h 、 $3h$ ，对应的网格数分别为 1025、300、513。

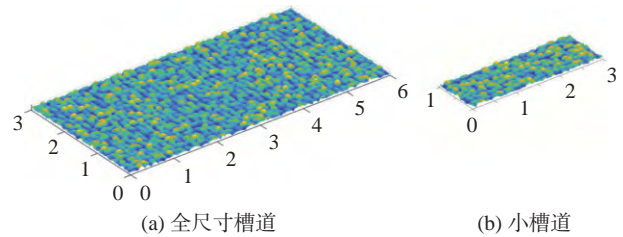


图 A1 全尺寸槽道与小槽道的粗糙壁表面示意图
(使用粗糙壁面的高度染色)

Fig. A1 Sketch of the rough surfaces (colored by height) for the full-size channel and minimal channel

图 A2 对比了得到的平均速度廓线、雷诺应力和分散应力。可以看到，平均速度廓线在对数区吻合较好，而在接近槽道中心处，小槽道预测平均速度廓线略高。在近壁面，平均流向速度廓线、雷诺应力和分散应力有一定的差别。

以下，尝试分析产生上述差别的原因。对于槽道中心处平均速度廓线的差别，小槽道在水平方向的尺寸有较大影响。对于近壁面的平均速度和湍流统计量差别，粗糙壁面统计量的差别可能是主要原因。E20D0Ry 粗糙壁面由随机旋转椭球组成，而小槽道中包含的粗糙元个数较少，使得其统计量难以与全尺寸槽道粗糙表面一致。以粗糙壁面平均高度 \bar{k} 为例，全尺寸槽道 $\bar{k} = 0.047h$ ，而小槽道 $\bar{k} = 0.052h$ 。为了定量评估 \bar{k} 的差别的影响，检查了等效砂粒粗糙度长度和最大流向雷诺正应力随 \bar{k} 的变化。其中，所采用的

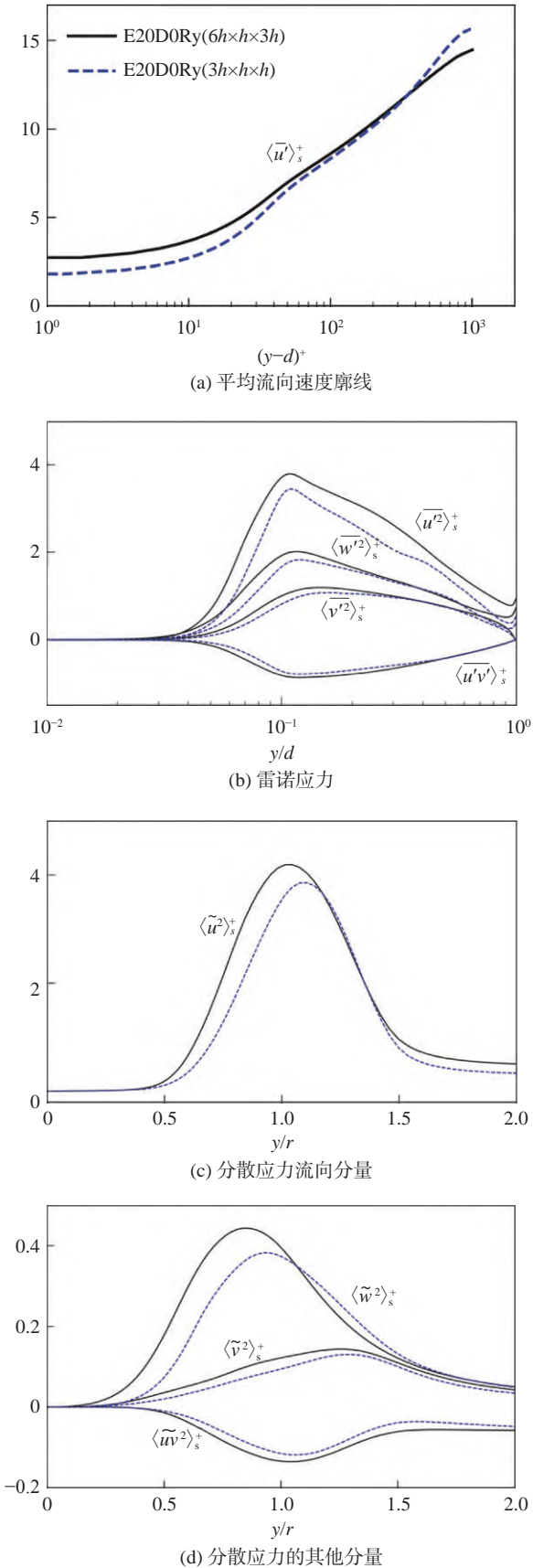


图 A2 小槽道与全尺寸槽道湍流的结果对比

Fig. A2 Comparisons between minimal and full-size channels

Yuan 和 Piomelli^[17] 的结果来自于以同样方式生成的粗糙壁表面的槽道湍流直接数值模拟。在他们的工作中，壁面的复杂几何形状采用 VOF (volume of fluid) 方法处理。从图 A3 可以看到，等效沙粒粗糙度长度 k_s 和最大流向雷诺正应力基本符合全尺寸槽道结果的变化趋势。从而证明， \bar{k} 是造成上述差别的主要原因。对于其他两个方向的雷诺正应力和雷诺剪切应力，小尺寸槽道和全尺寸槽道结果的差别相对较小。对于分散正应力，流向和展向分量的差异相对较大。差异主要体现在小槽道的峰值较小，位置离壁面较远，这与小槽道 \bar{k} 较大是一致的。综上，小尺寸槽道可以较准确地预测近壁面对数区的流动，可以用于本文的相关研究。

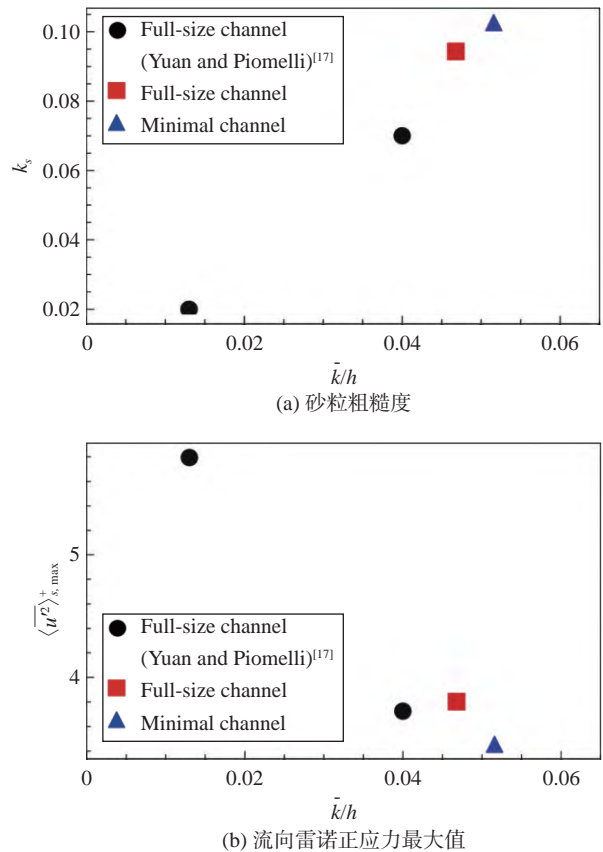


图 A3 砂粒粗糙度和流向雷诺正应力最大值随粗糙壁面平均高度的变化 (黑色圆点为 Yuan 和 Piomelli^[17] 不同椭圆半径的结果, 红色方块为全尺寸槽道的结果, 蓝色三角为小槽道的结果)

Fig. A3 Variations of equivalent sandgrain roughness length and the maximum value of the streamwise Reynolds normal stress with the average height of rough surfaces. Black circles are the results from Yuan and Piomelli^[17] of different semi-axis lengths, red squares and blue triangles are respectively the results from full-size and minimal channels

(本文责编: 王颖)