

文章编号:1005-9865(2021)05-0119-16

悬链线管体三维流场数值模拟研究

何建勇¹, 高洋洋¹, 王立忠¹, 沃恩海², 张卓先²

(1. 浙江大学 海洋学院, 浙江 舟山 316021; 2. 浙江省海港投资运营集团有限公司, 浙江 宁波 315040)

摘 要:基于计算流体力学开源代码 OpenFOAM 开展不同雷诺数 ($100 \leq Re \leq 3\,900$) 下弯曲管体绕流流场三维数值模拟研究。对比分析不同雷诺数条件下弯曲管体的瞬时和时均流场特征, 研究了弯曲管体不同位置处的时均压力系数和旋涡脱落频率。结果表明: 当 $Re=100$ 时, 尾流中仅有展向涡存在; 当 $300 \leq Re \leq 3\,900$ 时, 流向涡出现且强度逐渐增加, 展向涡减弱, 随着局部曲率增大, 沿弯管展向涡脱强度减小。随着雷诺数的增大, 回流区沿流向的延伸尺度减小, 但其沿展向的分布范围增大。沿弯管展向随着深度减小, 前后驻点时均压力系数的绝对值递减, 圆周时均压力系数变化幅度减小。在 $300 \leq Re \leq 3\,900$ 范围内, 管体曲率会对展向涡脱频率产生一定影响。

关键词: 弯管绕流; 瞬时尾流; 时均流场; 时均压力系数; 涡脱频率

中图分类号: P751 **文献标志码:** A **DOI:** 10.16483/j.issn.1005-9865.2021.05.013

Three-dimensional numerical simulation of flow past a catenary riser

HE Jianyong¹, GAO Yangyang¹, WANG Lizhong¹, WO Enhai², ZHANG Zhuoxian²

(1. Ocean College, Zhejiang University, Zhoushan 316021, China; 2. Zhejiang Provincial Seaport Investment and Operation Group Corporation Limited, Ningbo 315040, China)

Abstract: A series of three-dimensional numerical simulations are performed to investigate flow past a curved cylinder at different Reynolds numbers ($100 \leq Re \leq 3\,900$) based on the computational fluid dynamics open source code OpenFOAM. The effects of Reynolds number on the instantaneous and time-averaged wake flow characteristics, the mean pressure coefficients and vortex shedding frequencies are investigated. The results show that only spanwise vortices exist in the wake at $Re=100$, the streamwise vortices appear and the vorticity intensity gradually increases, while the spanwise vortices become weakened at $300 \leq Re \leq 3\,900$. The intensity of vortex shedding decreases along the spanwise due to the increasing of local curvature. The scale of recirculation zone decreases with the increase of Reynolds number in the flow direction, but increases along the spanwise of curved cylinder. The absolute values of the front and rear stagnation pressure coefficients decrease along the spanwise as the depth lowers, and the discrepancy of the time-averaged pressure coefficients on the cylinder surface decreases. The axial curvature has an effect on the vortex shedding frequency at $300 \leq Re \leq 3\,900$.

Keywords: flow past a curved cylinder; instantaneous wake pattern; time-averaged flow field; time-averaged pressure coefficients; vortex shedding frequency

悬链线式细长结构在深海油气悬链线立管、锚泊系统及海上风电管缆等海洋工程中广泛应用。超细长悬链线管体结构由于自重和环境荷载作用, 展向曲率沿程变化, 相比于竖直接管体, 循环往复的海流诱发变曲率管体产生涡激振动的过程更为复杂。上部平台大幅运动下会引起悬链线管体结构触底点位置不断变化, 导致管体倾斜角度和曲率剧烈变化。在涡激振动与平台运动作用下极易引起悬链线管体产生疲劳破坏, 导

收稿日期: 2020-11-17

基金项目: 国家自然科学基金项目 (51939010); 浙江省自然科学基金资助项目 (LHZ19E090004)

作者简介: 何建勇 (1996-), 男, 甘肃人, 硕士研究生, 主要从事计算流体力学研究。E-mail: 21834067@zju.edu.cn

通信作者: 高洋洋 (1984-), 女, 山东人, 副教授, 从事海洋工程水动力特性方面的研究。E-mail: yygao@zju.edu.cn

致立管油气泄漏、锚链走锚等事故发生。

目前关于管体绕流场特性研究主要针对竖直圆柱和倾斜圆柱,开展了大量试验研究和数值模拟。研究表明圆柱流场特性主要和雷诺数密切相关,随着雷诺数的增大,圆柱尾流会从层流转变为湍流,转变过程中伴随着尾流过渡、剪切层过渡和边界层过渡,最明显的特征是不稳定性。Williamson^[1-2]研究发现圆柱尾流旋涡形成区域的不稳定性导致了尾流的紊乱。该不稳定性包括小规模流向涡的形成,大规模的旋涡变形以及剪切层的不稳定。随着雷诺数的增大,旋涡脱落会呈现不连续性、斑状大尺度结构等特征,后驻点压力对尾流的不稳定性特征更为敏感^[3]。Karniadakis 和 Triantafyllou^[4]研究发现在雷诺数 $Re = 200$ 附近尾流特征由二维过渡为三维,随着雷诺数增大,靠近圆柱展向涡呈波浪状,下游涡结构则呈肋条状。Mittal 和 Balachandar^[5]研究表明二次涡的存在对圆柱表面压力分布没有显著的影响。Behara 和 Mittal^[6]研究在 $150 \leq Re \leq 350$ 区间内圆柱尾流的转换特性时发现,波浪状的展向涡充分发展必然引起旋涡错位,导致涡脱频率随时间变化,升阻力系数均值相应减小。Shlrakashi 等^[7]试验研究了倾斜角度变化对圆柱尾流中卡门涡街的干扰作用,当倾角增大时,圆柱轴向出现的二次流会导致涡脱频率减小,旋涡的规则性降低。Matsuzaki 等^[8]通过风洞试验发现减小长径比或增大倾斜角度,圆柱底端脱落的旋涡对整体展向涡的干扰作用增强,沿圆柱轴向涡脱强度增大。Razali 等^[9]试验研究了倾斜角度对圆柱尾流速度和涡量三维特征的影响,当倾斜角度为 45° 时,圆柱展向出现轴向流,尾流中存在大量流向涡,轴向流干扰卡门涡街的形成,导致涡脱变形,尾流的三维特性增强。Zhou 等^[10]研究发现当圆柱的倾斜角度大于 15° 时,尾流中出现二次轴向涡,当倾斜角度增大到 45° 时,速度频谱图中峰值减小,谱峰值区域变宽。Zhao 等^[11]通过三维数值模拟发现随着倾斜角度的增大,展向涡形状和圆柱轴线保持平行,圆周时均压力系数和无量纲旋涡脱落频率减小。Wang 等^[12]研究发现随着倾斜角度增大,展向涡的一致性明显降低而流向涡一致性增加,在向下游发展的过程中展向涡之间的距离增大,导致涡脱之间相互作用减弱。

对于悬链线管体,沿展向曲率变化较大,其尾流特征比竖直和倾斜管体更为复杂。Miliou 等^[13]数值研究了雷诺数 Re 为 100 和 500 条件下弯管尾流中涡形成及脱落特征,结果表明,弯管凹形布置时,由于弯管展向强烈的轴向流存在,导致尾流中涡脱被完全抑制。Gallardo 等^[14]采用直接数值模拟方法研究了 $Re = 3\,900$ 下弯管凸形布置时曲率对弯管尾流的影响,结果表明弯管竖直段的涡管形态与弯管轴线保持平行,而靠近水平段由于局部倾角较大,导致涡脱强度减弱,尾流的三维特性增强。Assi 等^[15]通过粒子图像测速技术研究了 $Re = 1\,000$ 条件下弯曲管体的尾流形态,研究表明凹形布置时水平段的存在会使来流出现分离,同时产生的旋涡冲击弯曲段,造成管体整体尾流湍动性增强,而凸形弯曲管体展向涡脱相关性强,整体涡脱更加规律。

综上所述,已有研究主要集中于雷诺数变化对竖直和倾斜圆柱流场形态及受力特性的影响研究,对于悬链线管体弯曲段尾流流场特征及受力特性研究较少。由于局部倾角沿弯管展向变化,产生的轴向流不仅使尾流中展向涡发生倾斜,同时会对涡脱起到抑制作用,引起时均压力系数和回流区的变化。采用计算流体力学开源代码 OpenFOAM 开展了不同雷诺数条件下悬链线弯曲管体绕流三维流场特性研究,主要分析了雷诺数对凸形布置弯管瞬时、时均流场特征,表面压力分布和涡脱频率变化特性的影响规律。

1 数学方法

1.1 计算模型

对于不可压缩黏性流体,在笛卡尔坐标系中,三维 Navier-Stokes (N-S) 方程和连续性方程为:

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{2}$$

式中: x_i 为 x, y, z 三个方向上的坐标; u_i 为 x_i 方向的速度; t, ρ, p 和 ν 分别表示时间、流体密度、压力和流体运动黏度。

大涡模拟采用滤波函数将流场中的旋涡分解为大小尺度两部分。大尺度结构可以通过直接求解 N-S 方程得到,小尺度结构用亚格子模型求解。经过滤波处理的 N-S 方程和连续性方程为:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \tag{3}$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{4}$$

式中： $\overline{u_i}$ 为 x_i 方向的滤波速度； $\overline{p}$ 为滤波压力； τ_{ij} 为亚格子尺度应力，其定义为 $\tau_{ij} = \rho(\overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j})$ ； t 表示时间； ρ 表示流体密度； ν 表示流体运动黏度。采用 Smagorinsky-Lilly 亚格子尺度模型，定义亚格子应力： $\tau_{ij} = \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} - 2\mu_t \overline{S_{ij}}$ ，其中 τ_{kk} 为各项性部分的 SGS 应力， δ_{ij} 为 Kronecker 常数。 $\mu_t = C_s \Delta |\overline{S}|$ 为湍流黏度， C_s 为 Smagorinsky 常数，一般取 0.2， Δ 为滤波尺寸， $|\overline{S}| = \sqrt{2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}}}$ ，其中 $\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)$ 为应变速率张量。

采用有限体积法进行离散。在 $100 \leq Re \leq 500$ 和 $1\,000 \leq Re \leq 3\,900$ 范围内分别采用直接数值模拟和大涡模拟方法开展弯管绕流流场三维数值模拟。在低雷诺数 $100 \leq Re \leq 500$ 范围内，时间项采用二阶 Crank-Nicolson 隐式离散，对流项、压力项和拉普拉斯项均采用二阶高斯线性格式离散。在高雷诺数 $1\,000 \leq Re \leq 3\,900$ 区间，时间项离散采用 backward 二阶隐式，对流项采用高斯线性格式离散，压力项和拉普拉斯项采用高斯线性 limited 格式离散，且均为二阶精度。

1.2 边界条件

将悬链线管体简化成由长度 $6.0D$ 的竖直段，半径为 $12.5D$ 的四分之一圆环以及 $10.0D$ 的水平段构成的弯管模型，其中 $D=0.01\text{ m}$ 为弯管竖直段截面直径，单弯管绕流的计算域如图 1 所示，计算域尺寸为 $32.5D \times 20.0D \times 28.5D$ （长×宽×高）。入口边界至弯管竖直段轴线的距离为 $10.0D$ ，底部边界至水平段轴线的距离为 $10.0D$ ，两侧边界距离弯管竖直段轴线为 $10.0D$ ，弯管的曲率半径设置为 $R=12.5D$ ，与 Miliou 等^[13]、Gallardo 等^[14,16] 曲率保持一致，竖直段和水平段的长度分别为 $6.0D$ 和 $10.0D$ ，以消除顶部和出口边界对弯曲段的影响^[17-18]。 s 为弯曲段的弧长，即 $s=R\Phi$ ，其中 Φ 为从竖直段末端开始沿弯曲段逆时针方向的角度。定义竖直段与弯曲段交接处 $s/D=0$ ，水平段与弯曲段交接处 $s/D=19.6$ 。

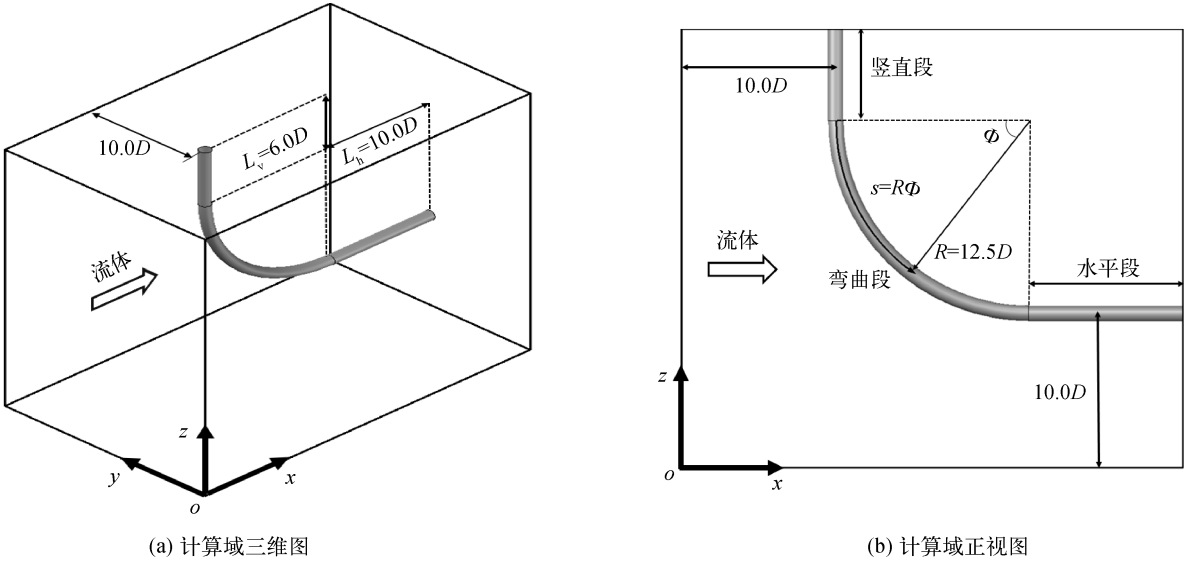


图 1 单弯管绕流计算域示意
Fig. 1 Computational domain of flow past single curved cylinder

入口边界采用狄利克雷边界条件，流向速度 u 分别设置为 0.01 m/s 、 0.03 m/s 、 0.05 m/s 、 0.10 m/s 、 0.15 m/s 和 0.39 m/s ，对应雷诺数 $Re=100$ 、 300 、 500 、 $1\,000$ 、 $1\,500$ 和 $3\,900$ ，横向速度与展向速度设置为 $v=w=0$ 。出口边界采用纽曼边界条件，流速沿出口方向梯度和压力均设置为 0 。弯管表面采用无滑移边界条

件。两侧边界和上下边界设置为自由滑移边界条件。当雷诺数处于 $100 \leq Re \leq 500$ 和 $1\,000 \leq Re \leq 3\,900$ 时,无量纲时间步长 $\Delta t U/D$ 分别取 0.01 和 0.001,计算过程中最大库朗数 CFL 维持在 0.55 左右,以保证数值模拟的稳定性和收敛性。

1.3 网格敏感性验证

首先在 $Re=500$ 和 3 900 条件下,采用三套不同密度的网格对竖直圆柱和弯管竖直段开展了网格敏感性研究,以确保后续模拟结果的准确性和可靠性。竖直圆柱展向高度与弯管竖直段保持一致,即 $z=6.0D$ 。计算域整体网格和弯管局部网格如图 2 所示。

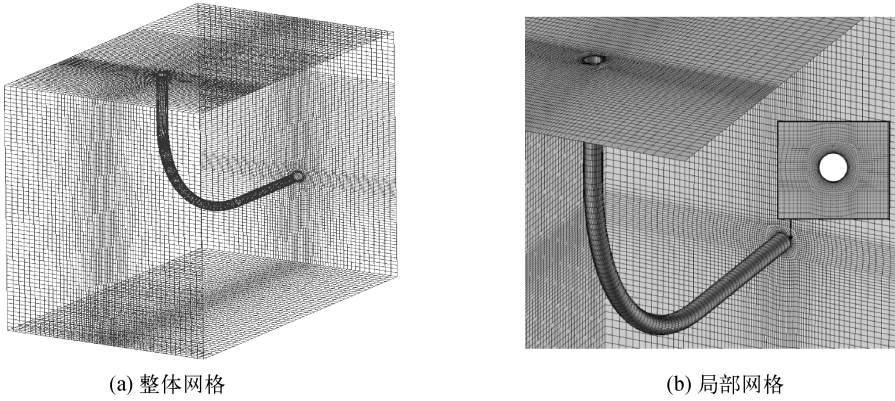


图 2 计算网格示意
Fig. 2 Schematic view of the computational mesh

圆柱表面第一层网格无量纲厚度根据 $y^+ = u_f \Delta / \nu$ 确定,式中 u_f 为摩擦速度, Δ 为第一层网格节点到圆柱表面的距离, ν 为运动黏度。雷诺数 $Re=500$ 和 3 900 时圆柱表面第一层网格厚度 Δ 分别不超过 0.01 和 0.003,以确保近壁处 y^+ 小于 1。表 1 给出了不同雷诺数下,由粗、中、细三套不同密度网格计算得到的阻力系数平均值 $\overline{C_D}$ 、升力系数均方根值 C'_L 和斯特劳哈尔数 St 。表 2 给出了中网格模拟的结果与文献结果的对比。

阻力系数 C_D 、升力系数 C_L 、压力系数 C_p 和斯特劳哈尔数 St 的定义分别为:

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho A U^2} \tag{5}$$

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho A U^2} \tag{6}$$

$$C_p = \frac{2(p - p_\infty)}{\rho U^2} \tag{7}$$

$$St = \frac{f_s D}{U} \tag{8}$$

式中: F_D 和 F_L 分别为圆柱受到的阻力和升力; U 为来流速度; A 为圆柱沿流向的投影面积,对于竖直圆柱而言, $A=LD$, L 为圆柱展向高度,对于弯管而言, $A=(R+D/2+L_v)D$, L_v 是弯管竖直段的长度; p_∞ 为入口处的压力大小; f_s 为旋涡脱落频率。

从表 1 可以看出,对于竖直圆柱而言,由中网格得到的 $\overline{C_D}$ 、 C'_L 和 St 与细网格得到结果非常接近,差值均小于 2%,已满足收敛性要求。对于弯管竖直段,中网格和细网格之间的结果差值全部小于 1.5%。通过表 2 可以发现,当 $Re=500$ 时,文献[5, 19-21]中 $\overline{C_D}$ 范围为 1.202~1.240, St 的范围为 0.200~0.211,由中网格得到的竖直圆柱 $\overline{C_D}$ 和 St 包含于该区间,而 C'_L 和 Tong 等^[19]、Thapa 等^[20]的结果相差仅 2.2 %。当 $Re=3\,900$

时,由中网格计算得到的竖直圆柱 $\overline{C_D}$ 与 Lysenko 等^[22]、Beck 等^[23]的结果接近, St 和 Ferre^[24]、Fröhlich 等^[25]的结果基本保持一致。弯管竖直段 $\overline{C_D}$ 和 C'_L 相比较竖直圆柱均有所增大,但 St 相比竖直圆柱结果变化较小,这可能由于弯曲段和水平段的存在影响了竖直段的受力。通过对竖直圆柱和弯管竖直段结果分析,中网格下得到的结果与文献结果基本吻合,表明中密度网格可满足数值模拟计算精度要求。

表 1 $Re=500$ 和 $3\,900$ 时网格敏感性研究结果
Tab. 1 Results of mesh independence test for $Re=500$ and $3\,900$

雷诺数	工况	网格	y^+	展向网格高度	单元总数	$\overline{C_D}$	C'_L	St
$Re=500$	竖直圆柱	粗网格	0.571	0.08	752 001	1.241	0.371	0.203
		中网格	0.457	0.08	906 453	1.235	0.364	0.201
		细网格	0.228	0.08	1 195 338	1.228	0.358	0.202
	弯管竖直段	粗网格	0.457	0.10	2 633 046	1.338	0.564	0.205
		中网格	0.457	0.08	4 209 072	1.317	0.556	0.204
		细网格	0.228	0.04	6 455 483	1.310	0.549	0.204
$Re=3\,900$	竖直圆柱	粗网格	0.515	0.08	942 216	1.203	0.325	0.218
		中网格	0.343	0.08	1 278 944	1.155	0.318	0.218
		细网格	0.121	0.08	1 562 311	1.150	0.312	0.217
	弯管竖直段	粗网格	0.343	0.10	8 154 435	1.229	0.397	0.218
		中网格	0.343	0.08	10 002 256	1.193	0.381	0.217
		细网格	0.121	0.04	10 913 523	1.191	0.377	0.216

表 2 数值计算结果与文献结果对比
Tab. 2 Comparisons between the numerical results and previous literature

雷诺数	数据来源	$\overline{C_D}$	C'_L	St
$Re=500$	竖直圆柱 (中网格)	1.235	0.364	0.201
	弯管竖直段 (中网格)	1.317	0.556	0.204
	Tong 等 ^[19]	1.224	0.356	0.211
	Thapa 等 ^[20]	1.202	0.356	0.203
	Mittal 等 ^[5]	1.240	—	—
	Batcho 和 Karniadakis ^[21]	1.160	—	0.200
$Re=3\,900$	竖直圆柱 (中网格)	1.155	0.318	0.218
	弯管竖直段 (中网格)	1.193	0.381	0.217
	Lysenko 等 ^[22]	1.17	0.444	0.19
	Beck 等 ^[23]	1.10	—	0.206
	Ferre ^[24]	1.098	—	0.219
	Fröhlich 等 ^[25]	1.08	—	0.216
	Alessandro 等 ^[26]	1.203	0.425	0.215
	Franzini 等 ^[27]	1.05	0.23	0.20

文中弯管的几何尺寸与 Miliou 等^[13]一致,将模拟得到的瞬时涡量图、时均流线和时均压力系数与文献[13,29]结果(如图 3~4 所示)对比,进一步验证文中数值模型的可靠性。如图 3 所示,当 $Re=100$ 时,靠近弯管的涡管轴线垂直,向下游发展的过程中,涡管发生弯曲变形,文中模拟结果和 Miliou 等^[13]结果非常吻合。时均流线和 Canabes^[28]的结果基本一致,从图 3(b)中可以发现 $Re=100$ 时的回流区主要集中在弯管轴线后方 $2D$ 左右的范围内,沿展向回流区面积逐渐减小。如图 4 所示,文中得到的前后驻点线时均压力系数变化趋势和文献结果一致,即时均压力系数绝对值沿展向逐渐减小,该值在弯曲段末端约为 -0.1 ,且 $Re=500$ 时后驻点线时均压力系数绝对值大于 $Re=100$ 的时均压力系数。

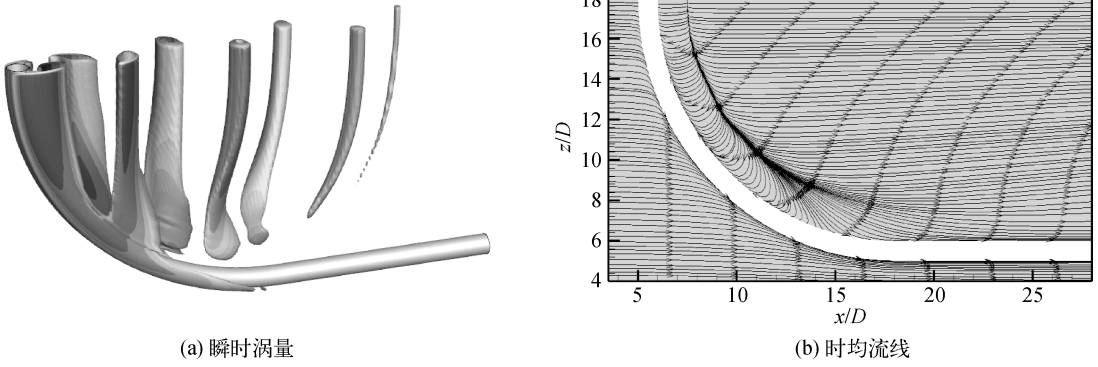


图 3 $Re=100$ 时弯管尾流特征
Fig. 3 Wake flow for a curved cylinder at $Re=100$

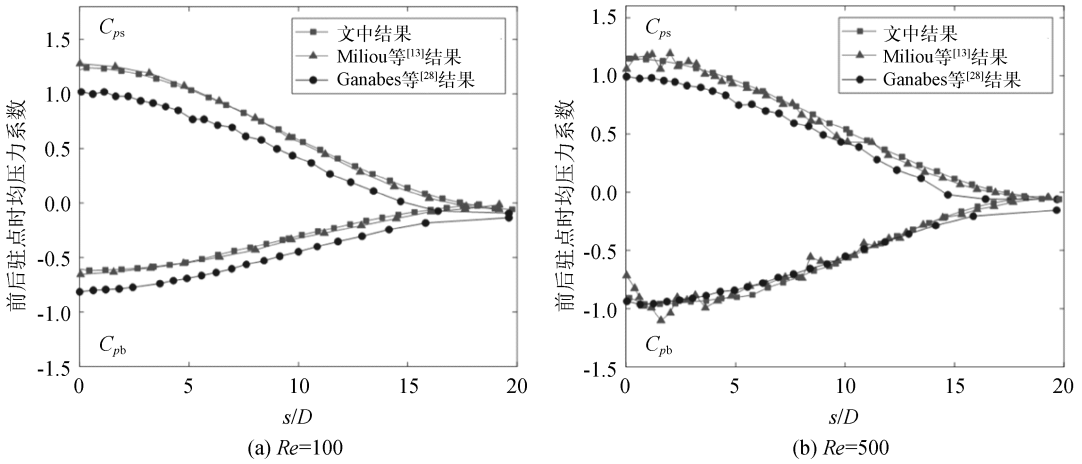


图 4 展向时均压力系数
Fig. 4 Comparisons of the time averaged pressure coefficients along the spanwise

2 结果与讨论

2.1 瞬时流场特征

图 5 表示不同雷诺数下弯曲管体三维瞬时涡量, 涡核识别方法采用 Hunt 等^[29]提出的 Q 准则, 其定义为 $Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2)$, 式中 S 和 Ω 分别为速度梯度张量的对称和反对称部分, 对 Q 进行无量纲处理, 即 $Q^* = QD^2/U^2$ 。为了对比分析弯曲曲率的影响, 图 6 给出了展向长度 $6D$ 的竖管体瞬时涡量。如图 6 所示, 竖管体的涡管形态和图 5 中弯管竖直段后方尾流特征相似, 当 $Re=100$ 时, 弯管竖直段仅有展向涡存在, 涡管规则均匀脱落, 当 Re 增大至 500 和 3 900 时, 流向涡出现, 涡管呈现波浪状, 尾流三维特性增强。弯曲段尾流形态与竖管体相比存在显著差异。当 $Re=100$ 时, 弯管后方涡管交替排列, 靠近弯管竖直段的涡管轴线与弯管保持平行。涡管在向下游传播的过程中, 管径变小且形状弯曲, 涡管与弯管之间的距离沿展向逐渐减小, 表明展向涡脱并非同相。在距水平段轴线 $2D$ 位置涡脱完全消失。随着雷诺数的增大, 当 $Re=300$ 时涡管沿展向分布不均匀, 同时其完整性削弱, 水平段有剪切层附着, 并且有流向涡出现, 说明在该雷诺数下尾流开始呈现三维效应。肋条状的流向涡数量在 $Re=500$ 时进一步增加, 局部涡管呈波浪状。沿展向分布的涡管开始倾斜, 且竖直段后方的涡管和弯曲段后方涡管的倾斜方向相反。水平段管体的剪切层开始分离出少量旋涡。当 $Re=1\ 000$ 、 $1\ 500$ 和 $3\ 900$ 时, 相较于低雷诺数, 弯管附近的流向涡数量明显增多, 且展向涡管和弯管的轴线趋于平行, 说明高雷诺数下展向涡脱呈现同相规律。在向下游发展的过程中, 尾流中流向涡占据优势, 而展向涡基本消失。因此, 随着雷诺数的增大, 弯管后方开始出现流向涡, 尾流的紊乱性和三维特征随之增强, 沿展向涡脱同相, 水平段附近旋涡强度增大。针对高雷诺数下展向涡脱出现的同相现象,

Gallardo 等^[30]认为剪切层沿展向特定位置出现同相分离,导致脱落的旋涡形状和弯管保持一致,即出现同相涡脱。

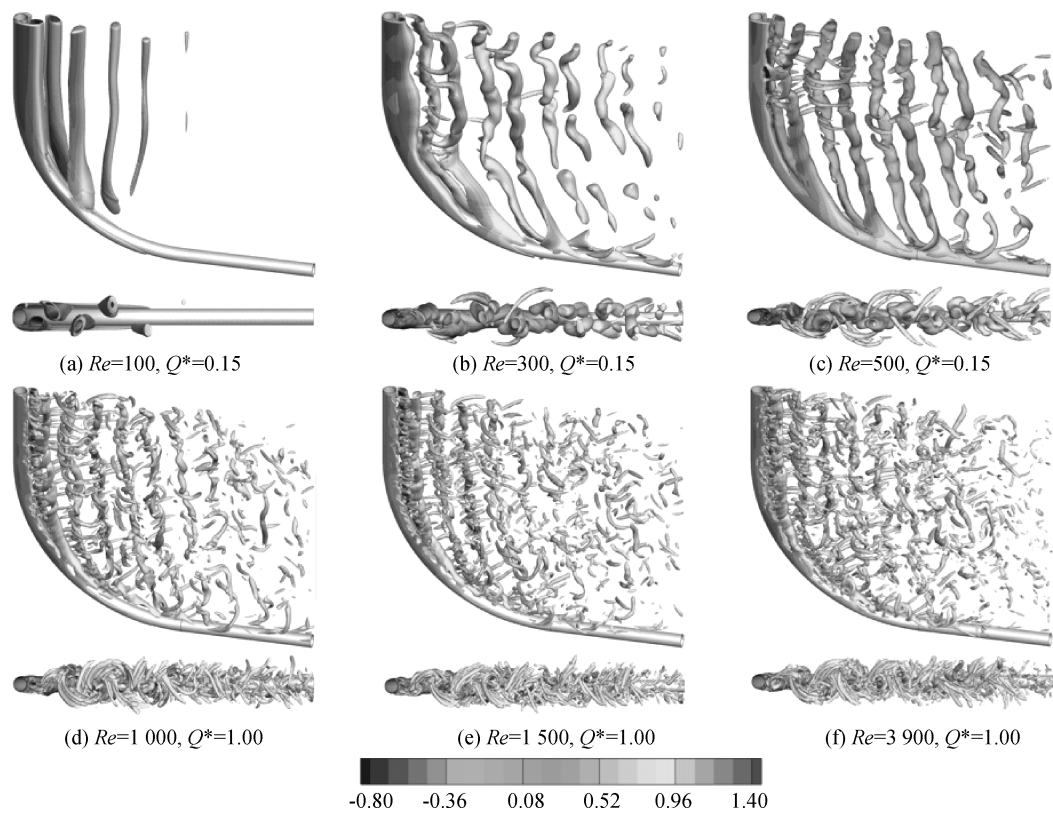


图 5 不同雷诺数下弯管的涡量等值面三维图和俯视图
Fig. 5 Instantaneous iso-surface of vorticity contours of curved cylinder at different Reynolds numbers

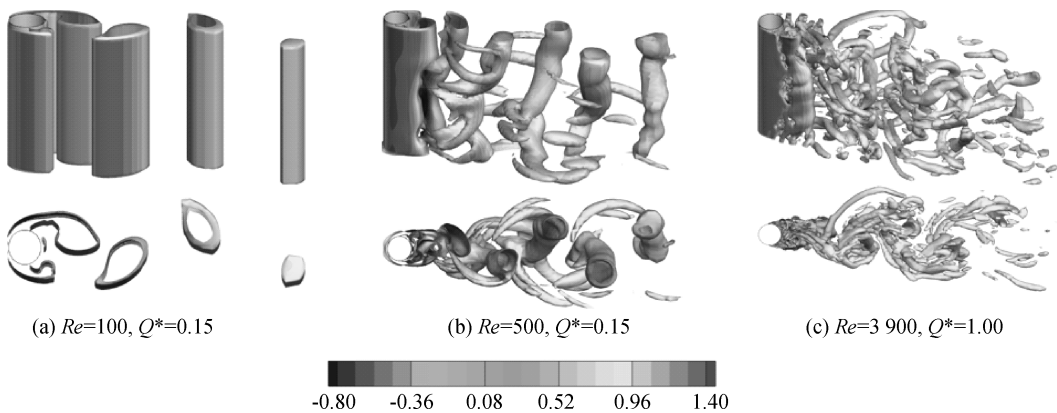


图 6 不同雷诺数下竖直圆柱的涡量等值面三维图和俯视图
Fig. 6 Instantaneous iso-surface of vorticity contours of straight cylinder at different Reynolds numbers

图 7 和 8 表示 $Re=100$ 和 3900 时弯管在一个涡脱周期内不同展向位置处的瞬时涡量。展向涡量 ω_z 定义为: $\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, 无量纲涡量表述为 $\omega_z^* = \omega_z D/U$ 。为了方便对比,图 9 给出了展向长度 $6D$ 的竖直接体不同展向位置处的瞬时涡。如图 7 所示,当 $Re=100$ 时,弯管后方存在较长的剪切层,在 $17.0 \leq z/D \leq 27.5$ 位置处,弯管下游旋涡交替脱落。在 $z/D=11.0$ 处由于倾角大导致局部雷诺数过小,下游区域剪切层不会发生分离,没有涡脱出现。随着雷诺数进一步增大,当 $Re=3900$ 时,弯管表面附着的剪切层长度变短,下游旋涡变得不规则且有破碎现象发生,尾流开始出现强烈的紊乱特征和明显的三维特性。弯管后方正负涡之间相互掺杂融合,波浪状的涡脱轨迹一直传播到下游。在 $z/D=11.0$ 处尾流中出现交替脱落的旋涡,但涡脱强度

依然低于其他展向位置。对比不同时刻旋涡脱落过程,可以发现竖直段 $z/D=27.5$ 和 22.5 的旋涡同步脱落,与竖直接管类似,竖直段后方涡管和管轴线基本保持平行,而弯曲段不同位置处涡脱表现出了滞后现象。当 $Re=100$ 时,在 $t=3T/4$ 时刻, $z/D=17.0$ 断面位置出现负涡脱落,而 $z/D=14.0$ 断面正涡仍在发展中,尚未出现负涡脱落现象。当 $Re=3\,900$ 时,在 $t=T/2$ 时刻, $z/D=17.0$ 断面位置出现正涡脱落,而 $z/D=14.0$ 断面位置负涡开始脱落。展向各断面之间旋涡脱落存在相位差异,导致涡管发生倾斜。此外,可以观察到管体后方剪切层末端发生弯曲,出现旋涡脱落。沿展向倾角增大,剪切层末端曲率减小,表明剪切层变得更加稳定,同一时刻相比其他位置,在 $Re=100$, $z/D=11.0$ 断面处尾流旋涡脱落被抑制,这和图 5(a) 中三维涡管展向变化趋势一致。

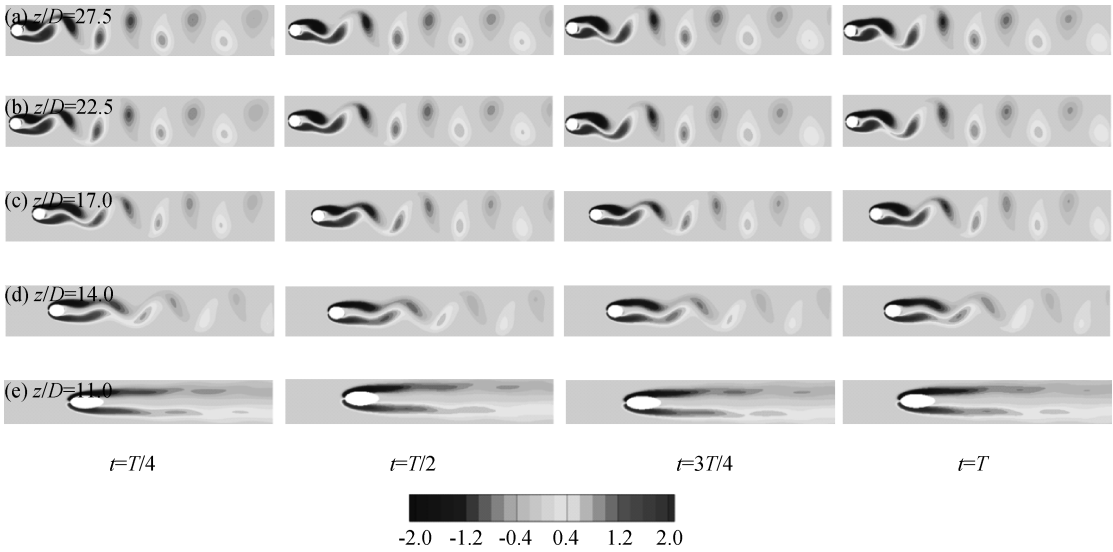


图 7 $Re=100$ 时的瞬时涡量
Fig. 7 Instantaneous spanwise vorticity along the span at $Re=100$

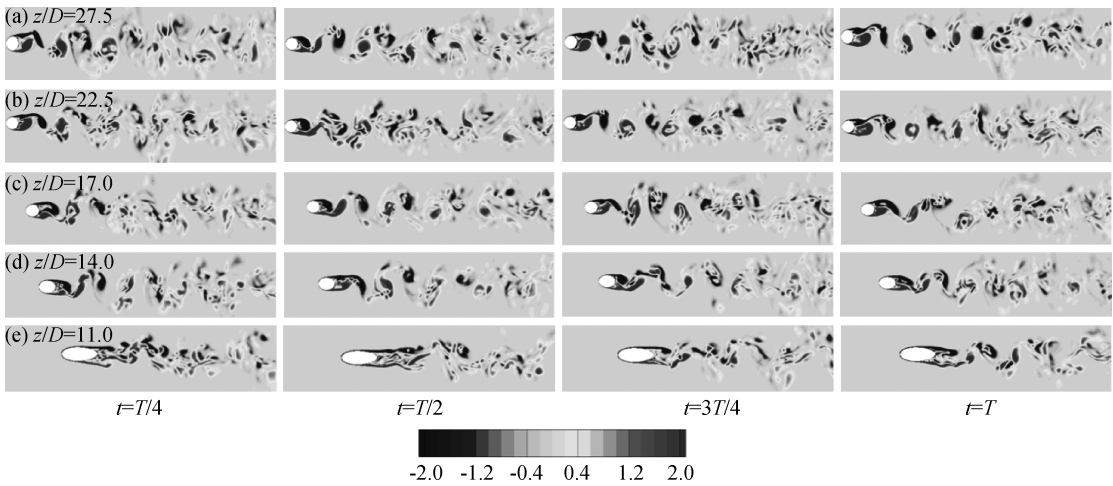


图 8 $Re=3\,900$ 时的瞬时涡量
Fig. 8 Instantaneous spanwise vorticity along the span at $Re=3\,900$

图 10 为弯管在 yoz 平面不同水平位置处的瞬时流向涡量,无量纲流向涡量 $\omega_x^* = \omega_x D/U$, 其中 $\omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$ 。当 $Re=100$ 时,流向涡和其他雷诺数时存在明显不同,在 $x/D=12.0$ 处弯管表面附着的剪切层长而细,没有涡脱出现。在 $17.0 \leq x/D \leq 28.0$ 水平位置处,剪切层开始分离旋涡出现,无碎涡和小涡存在且正涡明显占优。当 $300 \leq Re \leq 3\,900$ 时,不同水平位置处出现了非对称的螺旋涡^[31],随着雷诺数的增大,涡强度随之增加,靠近水平段的过程中,旋涡脱落的范围逐渐变宽,弯管附近小涡较少,沿 z 方向旋涡数量逐渐增多。

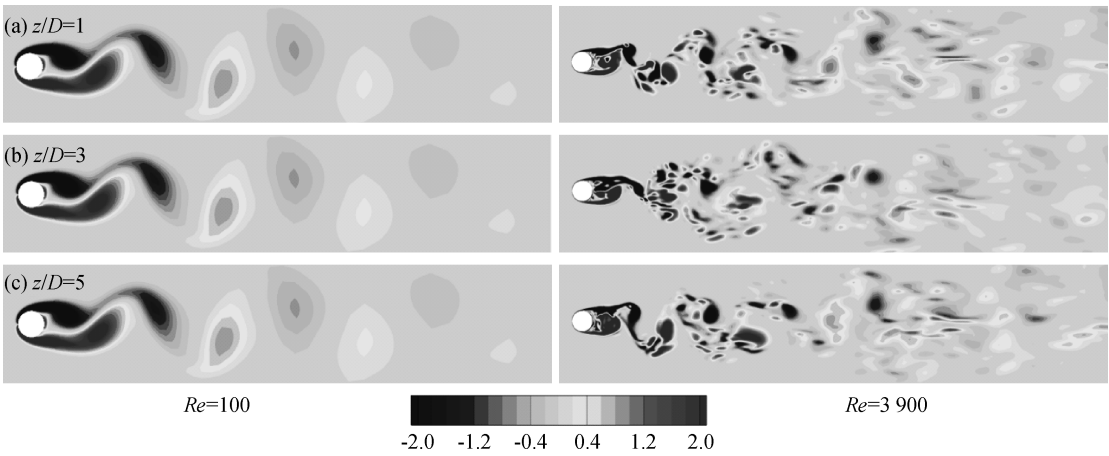


图 9 竖直圆柱瞬时涡量
Fig. 9 Instantaneous spanwise vorticity along the span

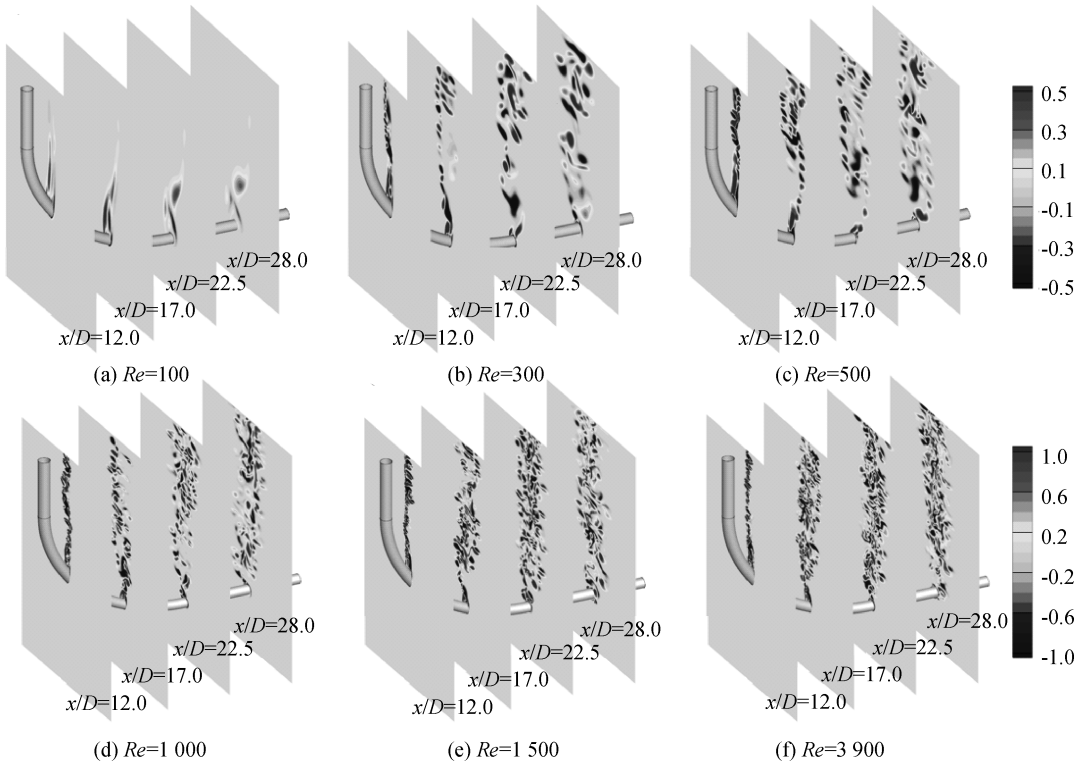


图 10 不同雷诺数下不同水平位置处的流向瞬时涡量
Fig. 10 Instantaneous streamwise vorticity along the x-direction at different Reynolds numbers

2.2 时均流场特征

图 11 为 $Re=100$ 、 500 和 $3\,900$ 时沿展向不同位置处的时均流线拓扑,如图所示,尾流中形成的回流区关于弯管中轴线对称,随着雷诺数的增大,同一展向位置处的回流区逐渐减小。当 $Re=100$ 时,在 $z/D=27.5$ 、 22.5 和 17.5 处的回流区距弯管圆心 $2D$ 左右,而 $Re=500$ 和 $3\,900$ 时,相同位置处的回流区向下游分别发展了 $1.5D$ 和 $1.0D$ 。由于 $z/D=12.0$ 位置处局部倾角 ($\Phi=56.44^\circ$) 较大,回流区消失。对于弯管而言,沿展向局部倾角增大,靠近弯曲段末端的过程中回流区逐渐消失。

如图 12 所示为不同雷诺数下弯管中心剖面位置处 ($y/D=10$) 的时均流线拓扑。在不同雷诺数条件下,上游区域的时均流线变化较为一致,即流线基本平行分布,方向和来流保持一致,流线形状在接近弯曲段的过程中发生变化,逐渐与弯管凸面相切。上述变化说明在弯管前驻点线附近产生了轴向流。竖直段后方流线仍然保持水平,但是方向却与来流相反,表明该范围内出现了回流区,竖直段附近的回流区大

小随着雷诺数的增大逐渐减小。弯曲段流线与来流方向之间存在一定夹角,当 $100 \leq Re \leq 500$ 时,在 $0^\circ < \Phi < 42.5^\circ$ 范围内流线与 x 轴的正方向夹角大于 90° ,流线存在沿 x 轴负方向和 z 轴负方向的分量,说明既有回流现象又有轴向流。当 $42.5^\circ < \Phi < 90^\circ$ 时,流线与 x 轴的正方向夹角小于 90° ,该区间只有轴向流,不会出现回流区。当 $1\,000 \leq Re \leq 3\,900$ 时,回流区出现的范围为 $0^\circ < \Phi < 44.5^\circ$,相比低雷诺数有所增大。高洋洋等^[32]通过数值模拟研究了倾斜角度变化对圆柱流场特征的影响,结果表明雷诺数较小时,若倾斜角度大于 15° ,圆柱尾流中不会出现回流区,而在高雷诺数下,倾斜角度超过 30° 时回流区消失。Gallardo 等^[30]在 $Re = 3\,900$ 时观察到回流区在 $\Phi \geq 45^\circ$ 后基本不会出现。这和文中得到的高雷诺数下弯管尾流中回流区的分布规律相似。

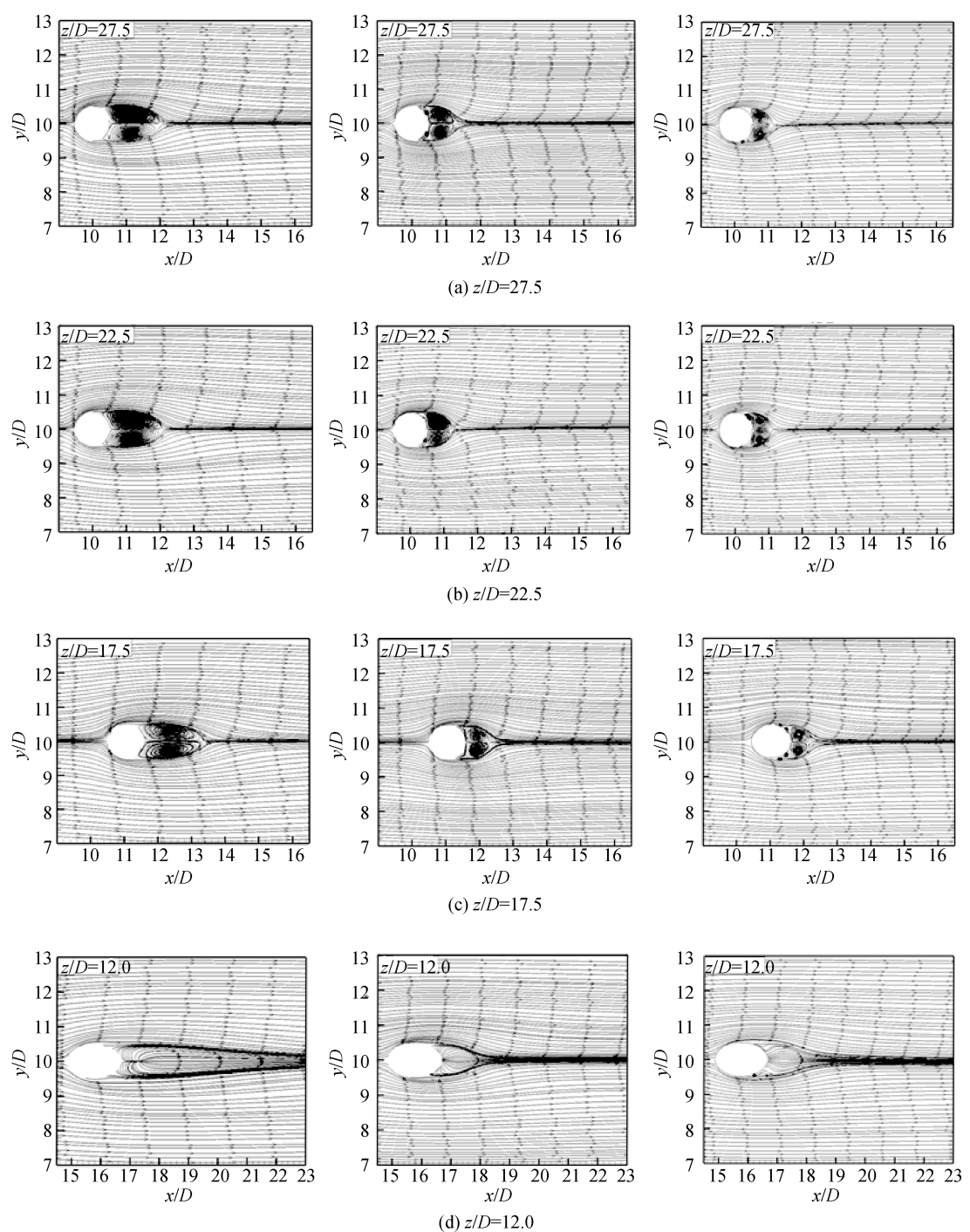


图 11 弯管展向不同位置处时均流线拓扑
Fig. 11 Time-averaged streamline topology at different depths

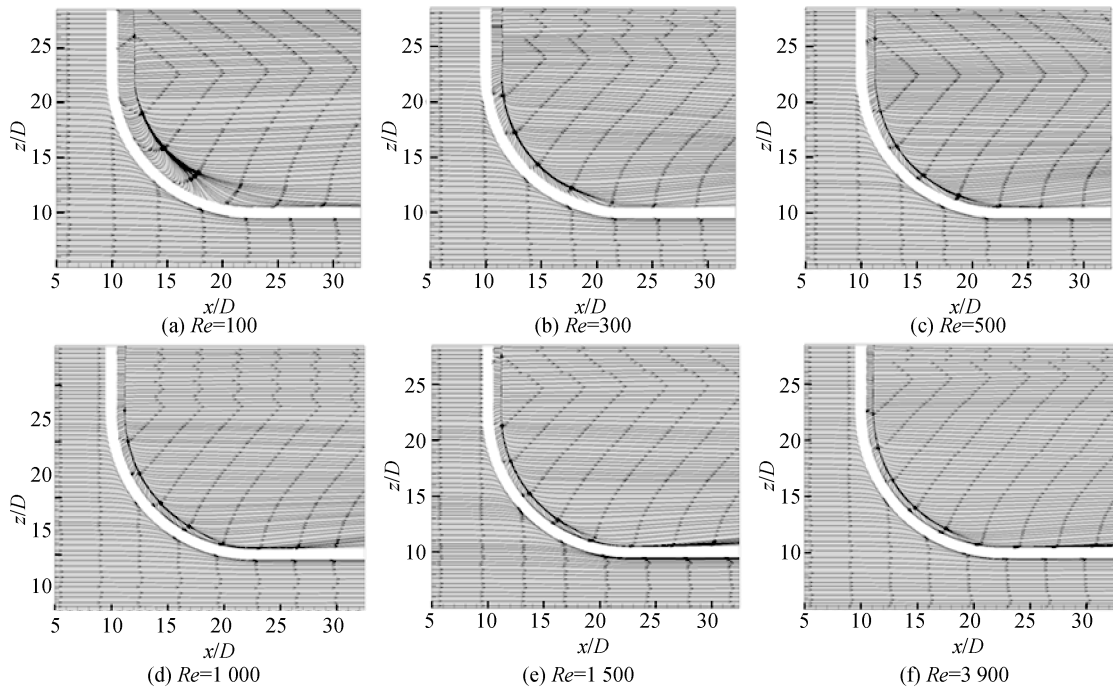
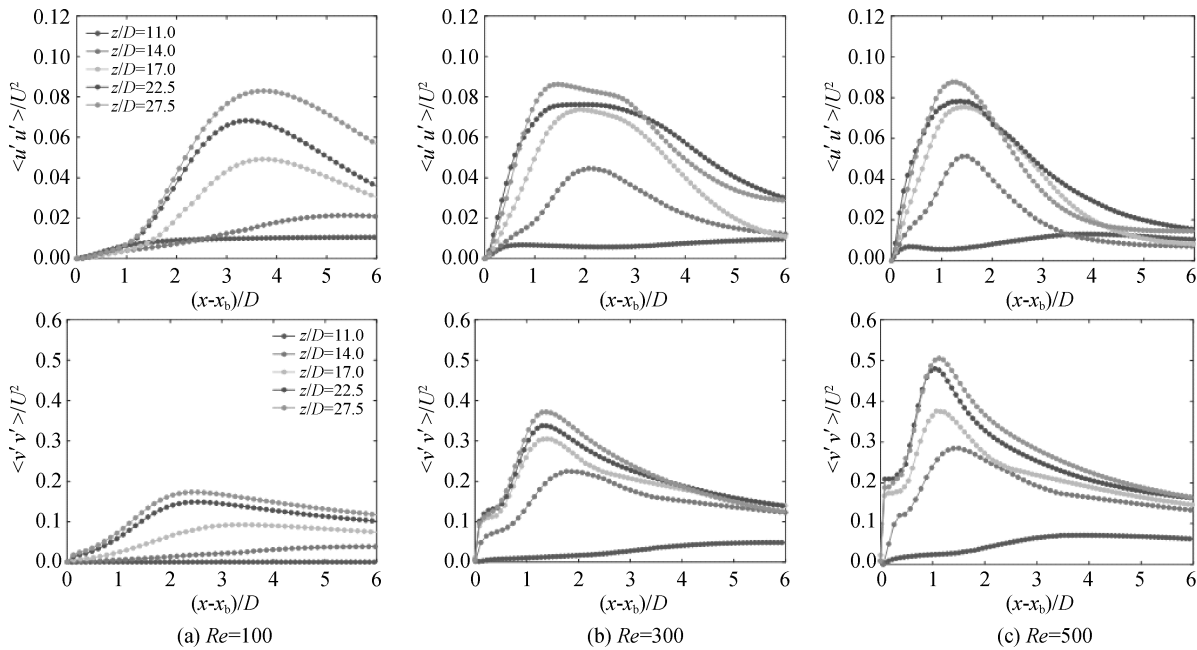


图 12 不同雷诺数下在 xoz 平面时均流线拓扑
Fig. 12 Time-averaged streamline topology at xoz plane for different Reynolds numbers

为了深入探究尾流的展向分布特征,图 13 给出了不同 z/D 处 $\langle u'u' \rangle/U^2$ 和 $\langle v'v' \rangle/U^2$ 沿管体中心剖面位置($y/D=10$)的分布。坐标轴中 x_b 定义为 $22.5 - (R - D/2)\cos\Phi$, 即对应 z 在基点线上的横坐标。从基点到 $\langle u'u' \rangle/U^2$ 最大值位置之间的流向距离即为旋涡形成长度,随着 z/D 减小, $\langle u'u' \rangle/U^2$ 和 $\langle v'v' \rangle/U^2$ 峰值减小,即展向涡脱强度降低,同时向下游移动,表明剪切层的发展更加稳定,旋涡形成长度变大,图 7 和 8 的瞬时展向涡量反映了相同的变化规律。当 $Re = 100$ 时,在 $z/D = 11.0$ 位置处没有出现 $\langle u'u' \rangle/U^2$ 峰值,且 $\langle v'v' \rangle/U^2$ 基本为 0,由图 7(e) 可知管体两侧仅有剪切层存在,无旋涡脱落现象。如图 8(e) 所示,当 $Re = 3\,900$ 时,在 $z/D = 11.0$ 位置处剪切层卷起产生旋涡脱落, $\langle u'u' \rangle/U^2$ 出现峰值, $\langle v'v' \rangle/U^2$ 大于 0 并出现峰值,但峰值范围相比于其他位置扩大,能量耗散严重,即使旋涡脱落,但涡脱强度仍然较低。随着雷诺数的增大,可以发现相同 z/D 位置处的 $\langle v'v' \rangle/U^2$ 值增大,即雷诺数增大,涡脱强度相应增大,和图 5 中瞬时三维涡量的变化趋势相似。



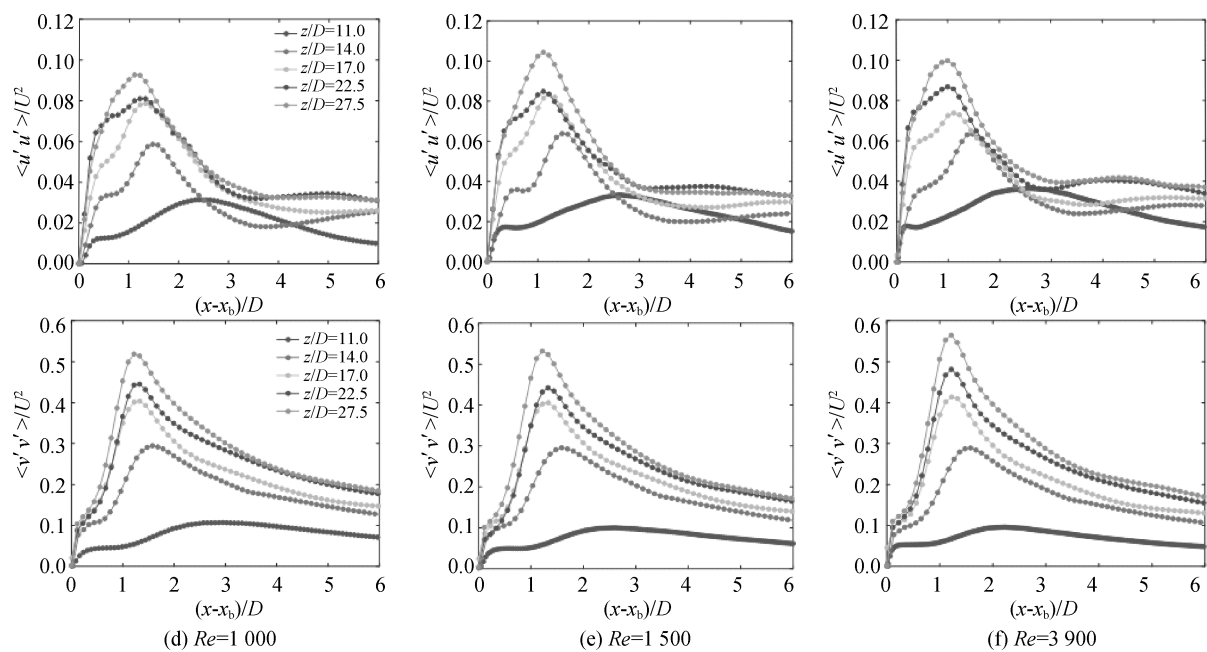


图 13 不同雷诺数下不同展向位置处的雷诺正应力

Fig. 13 The normal Reynolds stress of the streamwise along the centreline of the wake at different depths

2.3 时均压力系数

图 14~15 为时均压力系数沿圆周和展向的分布情况,其中定义前驻点所在的位置处 $\theta=0^\circ$,沿圆周顺时针方向为正。

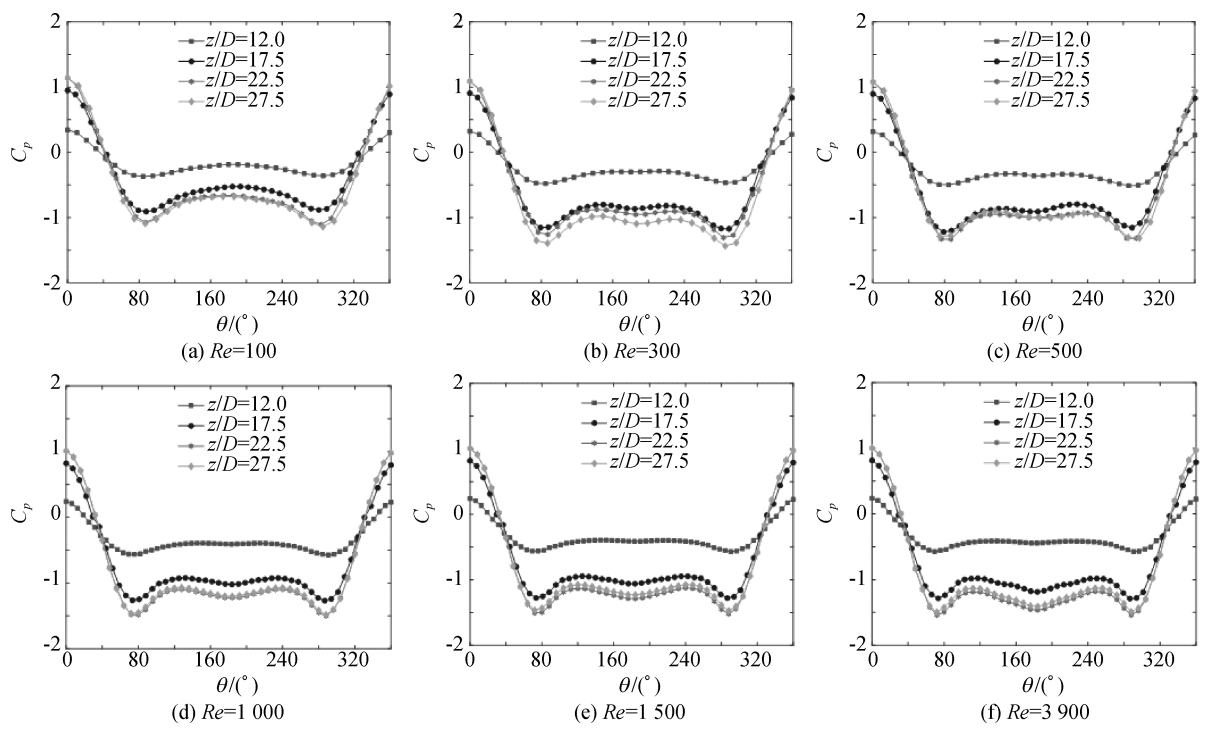


图 14 不同雷诺数下的圆周时均压力系数

Fig. 14 Time-averaged pressure coefficients along cylinder surface for different Reynolds numbers

如图 14 所示,不同展向位置的 C_p 分布关于 $\theta=180^\circ$ (后驻点) 对称。在 $z/D=27.5$ 和 22.5 位置处的 C_p 值大小非常接近。在弯曲段上端 $z/D=17.5$ 处, C_p 值相比竖直线有所减小,但变化趋势仍与竖直线保持一致。在 $z/D=12.0$ 处局部曲率较大,该处的 C_p 在 $\theta=0^\circ$ 时明显小于其他展向位置的值,沿圆周的变化幅值也

相应减小。Zhao 等^[11]对倾斜圆柱时均压力系数的研究表明,圆周 C_p 会随倾斜角度的增大而减小。研究发现分离点对雷诺数的变化较为敏感,当 $100 \leq Re \leq 500$ 时,分离点 $\theta \approx 85^\circ$,当 $1\,000 \leq Re \leq 3\,900$ 时,分离点减小为 $\theta \approx 75^\circ$ 。

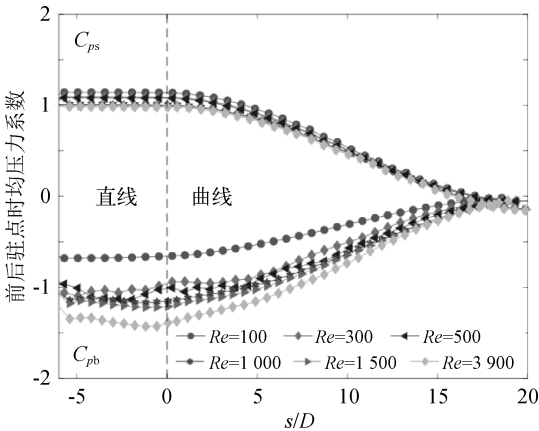


图 15 不同雷诺数下时均压力系数沿展向分布情况

Fig. 15 Variation of time-averaged pressure coefficients along the span of the curved cylinder for different Reynolds numbers

从图 15 中可以看到,在不同雷诺数下,竖直段的前驻点时均压力系数 C_{ps} 基本不会随展向位置而改变。 C_{ps} 沿弯曲线逐渐减小,产生的压力差导致流向发生变化,因此时均流线在上游区域靠近弯管时形状发生弯曲。相比较前驻点时均压力系数,雷诺数变化对后驻点时均压力系数 C_{pb} 的影响更为明显, C_{pb} 的绝对值随着雷诺数的增大而增加。另外,弯曲线段上部($0^\circ < \Phi < 45^\circ$)的 C_{pb} 小于下部($45^\circ < \Phi < 90^\circ$),因此沿弯管展向回流区内外的压力差减小,时均流线逆时针方向旋转,最终与来流方向基本平行。前后驻点时均压力系数在弯曲线段和水平段交接处($s/D = 19.6$)二者相等,该位置处时均压力系数值约为 -0.1 ,与 Miliou 等^[13]、Gallardo 等^[30]的研究结果基本一致。

2.4 旋涡脱落频率

为获得弯管在不同展向位置处的旋涡脱落频率,对距离弯管轴线后方 $5D$ 位置处的瞬时横流向速度进行快速傅里叶变换,开展频谱分析。图 16 表示 $100 \leq Re \leq 3\,900$ 的速度频谱,横坐标为无量纲的涡脱频率,纵坐标根据相应的最大谱峰值进行无因次处理。尽管在不同展向位置处都会出现明显的频谱峰值,但是随着 z/D 的减小,对应的峰值能量逐渐降低。当 $Re = 300, 500$ 和 $1\,000$ 时,频谱峰值频率带随 z/D 的减小而变宽,这表明沿展向局部倾角增大导致涡脱强度衰减,影响了脱落旋涡的完整性,能量出现耗散,旋涡的紊乱无序导致谱峰频率范围扩大。当 $Re = 1\,500$ 和 $3\,900$ 时由于尾流三维特性,频谱图中存在较多的谐波。

图 17 对比了不同雷诺数条件下弯管在不同展向位置处的无量纲涡脱频率 St , 可以看到弯管沿展向的 St 并非保持一致。当 $Re = 100$ 时,在 $z/D = 27.5, 22.5$ 和 17.5 处的 St 相等,均为 0.167 ,在 $z/D = 12.0$ 处 St 略有减小。Miliou^[13]在该雷诺数下观察到了类似现象,即频谱能量沿展向衰减,但涡脱频率保持不变。当 $300 \leq Re \leq 3\,900$ 时,展向 St 的变化规律较为相似,即从 $z/D = 12.0$ 到 17.5 变化逐渐增大,从 $z/D = 17.5$ 到 27.5 位置处 St 逐渐减小,在 $z/D = 27.5$ 处的 St 和竖直线管体 St 值基本保持一致,弯曲线段和水平段的存在对竖直线管体涡脱频率的影响较小^[30-31]。Norberg^[33]通过总结竖直线管体 St 与 Re 的关系发现,当 $Re \leq 300$ 时, Re 的变化对 St 的影响较大,而当 $Re > 300$ 时,在亚临界范围内, Re 对 St 的影响减弱。如图 17 所示,当 $100 \leq Re \leq 300$ 时,弯管 St 的范围为 $0.166 \sim 0.203$,当 $1\,000 \leq Re \leq 3\,900$ 时,弯管的 St 基本在 0.21 左右,说明在高雷诺数范围内, St 对 Re 的变化并不敏感。由于 $Re = 300$ 正好处在 St 和 Re 关系的临界点,其展向 St 的变化相对其他雷诺数变化波动更大。

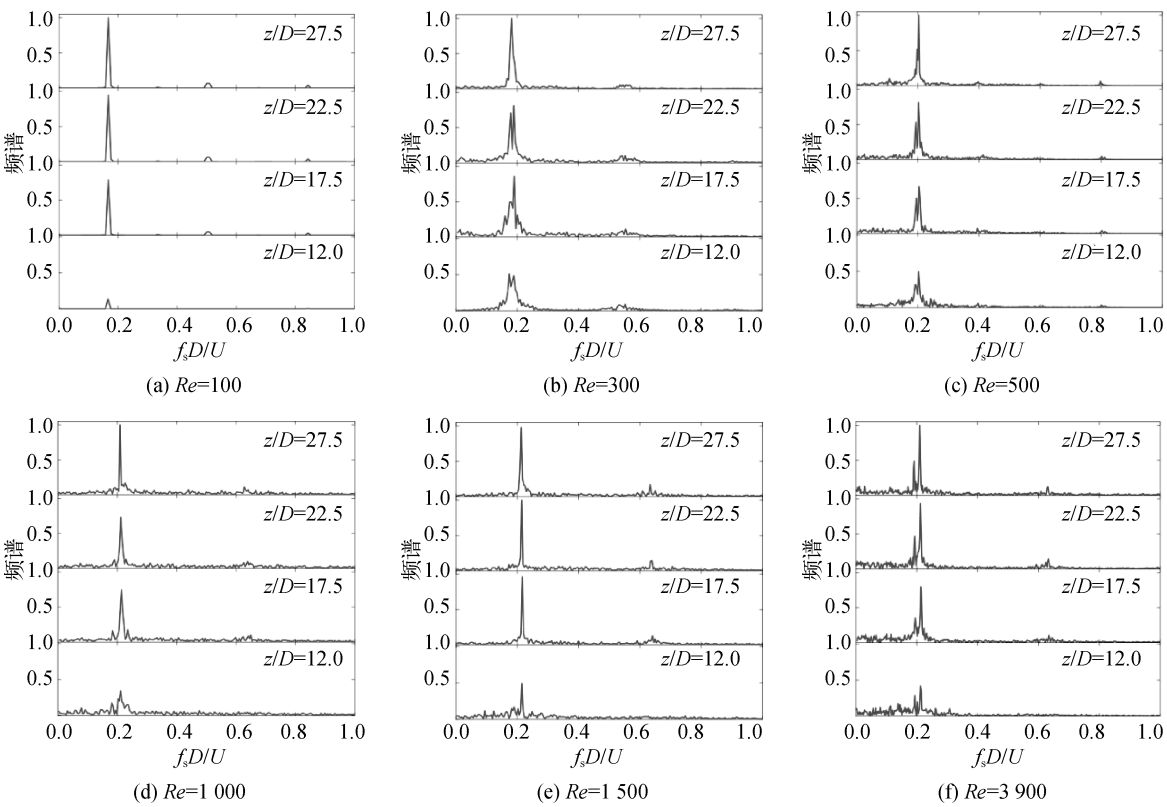


图 16 不同雷诺数下不同展向位置处的速度频谱

Fig. 16 Power spectrum of velocity at different depths for different Reynolds numbers

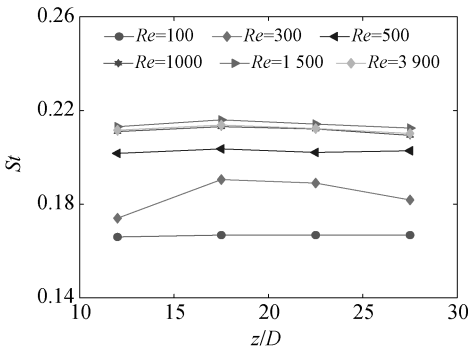


图 17 不同雷诺数下不同展向位置处的 St

Fig.17 Variation of St at different depths for different Reynolds numbers

3 结 语

基于计算流体力学开源代码 OpenFOAM 开展了不同雷诺数 ($100 \leq Re \leq 3\,900$) 下,凸形布置弯管绕流三维流场特性研究,分析了弯管瞬时和时均流场特征、时均压力系数和旋涡脱落频率沿弯管展向的变化情况,得到如下结论:

1) 竖直段后方涡管形状与弯管轴线基本保持平行,涡脱频率、时均压力系数和回流区范围不会沿展向变化。由于旋涡脱落的滞后现象,弯曲段涡管开始倾斜,涡脱强度降低,沿展向回流区范围减少,时均压力系数绝对值降低。

2) 当 $Re = 100$ 时,尾流形态呈现二维状态,水平段不存在剪切层分离和涡脱现象。随着雷诺数增加至 $300 \leq Re \leq 500$ 时,流向涡出现,展向涡管呈波浪状,水平段出现剪切层附着和碎涡。当 $Re \geq 1\,000$ 时,涡管形状与弯管轴线基本保持平行,表明展向涡脱同相,水平段附近涡脱无序紊乱,三维特征更为明显。

3) 随着雷诺数的增大,弯管后方回流区减小。前后驻点时均压力系数的绝对值沿弯曲段递减,导致靠

近弯管的流线形状发生变化。圆周时均压力系数的变化幅度沿展向逐渐减小。相比于前驻点时均压力系数,后驻点时均压力系数对雷诺数的变化更为敏感。

4) 低雷诺数 $Re=100$ 时弯曲段涡脱频率和竖直段、水平段基本一致,当 $300 \leq Re \leq 3\,900$ 时,弯管展向涡脱频率存在一定差异,沿弯曲段呈现递增的趋势。整体而言,弯管竖直段的涡脱频率和相同雷诺数下竖直圆柱的值非常接近。

参考文献:

- [1] WILLIAMSON C H K. The existence of two stages in the transition to three-dimensionality of a cylinder wake[J]. *Physics of Fluids*, 1988, 31: 3165-3168.
- [2] WILLIAMSON C H K. The natural and forced formation of spot-like ‘vortex dislocations’ in the transition of a wake[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 243(1): 393-441.
- [3] WILLIAMSON C H K. Vortex dynamics in the cylinder wake[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1996, 28(1): 477-539.
- [4] KARNIADAKIS G E, TRIANTAFYLLOU G S. Three-dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 238(238): 1-30.
- [5] MITTAL R, BALACHANDAR S. Effect of three-dimensionality on the lift and drag of nominally two-dimensional cylinders[J]. *Physics of Fluids*, 1995, 7(8): 1841-1865.
- [6] BEHARA S, MITTAL S. Wake transition in flow past a circular cylinder[J]. *Physics of Fluids*, 2010, 22(11): 114104.
- [7] SHLRAKASHI M, HASEGAWA A, WAKIYA S, et al. Effect of the secondary flow on karman vortex shedding from a yawed cylinder[J]. *JSME International Journal Series B-fluids and Thermal Engineering*, 1986, 29(250): 1124-1128.
- [8] MATSUZAKI K, SHINGAI M, HARAMOTO Y, et al. Visualization of three-dimensional flow structures in the wake of an inclined circular cylinder[J]. *Journal of Visualization*, 2004, 7(4): 309-316.
- [9] RAZALI S F M, ZHOU T, RINOSHIKA A, et al. Wavelet analysis of the turbulent wake generated by an inclined circular cylinder[J]. *Journal of Turbulence*, 2010, 11: 1-25.
- [10] ZHOU T, WANG H, RAZALI S F, et al. Three-dimensional vorticity measurements in the wake of a yawed circular cylinder[J]. *Physics of Fluids*, 2010, 22(1): 015108.
- [11] ZHAO M, CHENG L, ZHOU T. Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2009, 25(5): 831-847.
- [12] WANG H F, RAZALI S F M, ZHOU T, et al. Streamwise evolution of an inclined cylinder wake[J]. *Experiments in Fluids*, 2011, 51: 553-570.
- [13] MILIOU A, DE VECCHI A, SHERWIN S J, et al. Wake dynamics of external flow past a curved circular cylinder with the free stream aligned with the plane of curvature[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 592: 89-115.
- [14] GALLARDO J P, PETTERSEN B, ANDERSSON H I. Dynamics in the turbulent wake of a curved circular cylinder[J]. *Journal of Physics Conference*, 2011, 318(6): 062008.
- [15] ASSI G R, SRINIL N, FREIRE C M, et al. Experimental investigation of the flow-induced vibration of a curved cylinder in convex and concave configurations[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2014: 52-66.
- [16] GALLARDO J P, PETTERSEN B, ANDERSSON H I. Coherence and Reynolds stresses in the turbulent wake behind a curved circular cylinder[J]. *Journal of Turbulence*, 2014, 15(12): 883-904.
- [17] GALLARDO J P, PETTERSEN B, ANDERSSON H I. Effects of free-slip boundary conditions on the flow around a curved circular cylinder[J]. *Computers & Fluids*, 2013, 86: 389-394.
- [18] JIANG F J, PETTERSEN B, ANDERSSON H I, et al. Wake behind a concave curved cylinder[J]. *Physical Review Fluids*, 2018, 3(9): 094804.
- [19] TONG F F, CHENG L, ZHAO M, et al. The vortex shedding around four circular cylinders in an in-line square configuration[J]. *Physics of Fluids*, 2014, 26(2): 024112.
- [20] THAPA J, ZHAO M, CHENG L, et al. Three-dimensional simulations of flow past two circular cylinders in side-by-side arrangements at right and oblique attacks[J]. *Journal of Fluids Structure*, 2015, 55: 64-83.
- [21] BATCHO P, KARNIADAKIS G E. Chaotic transport in two- and three-dimensional flow past a cylinder[J]. *Physics of Fluids A*, 1991: 1051-1062.
- [22] LYSENKO D A, ERTESVAG I S, RIAN K E. Large-eddy simulation of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3 900 using the OpenFOAM toolbox[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 89(4): 491-518.

- [23] BECK A D, BOLEMAN T, FLAD D, et al. High-order discontinuous Galerkin spectral element methods for transitional and turbulent flow simulations[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2014, 76(8): 522-548.
- [24] FERRER E. An interior penalty stabilised incompressible discontinuous Galerkin-Fourier solver for implicit large eddy simulations[J]. Journal of Computational Physics, 2017, 348: 754-775.
- [25] FRÖHLICH J, RODI W, KESSLER P H, et al. Large Eddy Simulation of flow around circular cylinders on structured and unstructured grids[J]. Notes on Numerical Fluid Mechanics, 1998, 66: 319-338.
- [26] ALESSANDRO V D, MONTELPARE S, RICCI R. Detached-eddy simulations of the flow over a cylinder at $Re = 3\ 900$ using OpenFOAM[J]. Computers and Fluids, 2016, 136: 152-169.
- [27] FRANZINI G R, GONCALVES R T, MENEHINI J R, et al. Experimental investigation into the flow around a stationary and yawed cylinder under asymmetrical end conditions[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2014, 24(2): 90-97.
- [28] CANABES P G. Direct numerical simulation of the flow past a curved circular cylinder[D]. Norwegian: Norwegian University of Science and Technology, 2010.
- [29] HUNT J C R, WRAY A A, MOIN P. Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows[R]. Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 1988.
- [30] GALLARDO J P, ANDERSSON H I, PETTERSEN B. Turbulent wake behind a curved circular cylinder[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 742:192-229.
- [31] JIANG F, PETTERSEN B, ANDERSSON H I, et al. Turbulent wake behind a concave curved cylinder[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019, 878: 663-699.
- [32] 高洋洋, 张演明, 刘彩, 等. 不同雷诺数下倾斜圆柱绕流三维数值模拟研究[J]. 海洋工程, 2020, 38(1): 86-100. (GAO Yangyang, ZHANG Yanming, LIU Cai, et al. Three-dimensional numerical simulation on flow past an inclined circular cylinder at different Reynolds numbers[J]. The Ocean Engineering, 2020, 38(1): 86-100.(in Chinese))
- [33] NORBERG C. Fluctuating lift on a circular cylinder: Review and new measurements[J]. Journal of Fluids and Structures, 2003, 17(1): 57-96.