

## 高雷诺数圆盘绕流尾迹特性的大涡模拟研究

谢忱, 朱旻明, 陈义良

(中国科学技术大学热科学和能源工程系, 安徽合肥 230027)

**摘要:** 采用大涡模拟方法对垂直于来流的圆盘(直径为 40 mm, 厚度为 8 mm)后尾迹中的湍流特性进行了研究. 流动雷诺数分别是  $1 \times 10^4$ 、 $1 \times 10^5$  和  $2.5 \times 10^5$ . 发现当  $Re > 1 \times 10^4$  时流场的平均速度、雷诺应力和阻力系数等的分布受雷诺数影响较小, 圆盘绕流产生的阻力主要取决于圆盘前后的压力差. 通过分析流场的频谱特性, 研究高雷诺数条件下圆盘尾迹中的湍流结构及不稳定机制, 发现 3 个无量纲特征频率  $St \approx 0.028$ ,  $St \approx 0.138 \sim 0.146$  和  $St \approx 1.437$ , 分别对应于近尾迹中的回流区沿轴向脉动、驻定涡旋脱落和 Kelvin-Helmholtz 不稳定这 3 种不稳定性机制.

**关键词:** 大涡模拟; 圆盘; 近尾迹

**中图分类号:** TK121      **文献标识码:** A      doi: 10.3969/j.issn.0253-2778.2019.11.009

**引用格式:** 谢忱, 朱旻明, 陈义良. 高雷诺数圆盘绕流尾迹特性的大涡模拟研究[J]. 中国科学技术大学学报, 2019, 49(11): 930-939.

XIE Chen, ZHU Minming, CHEN Yiliang. Large eddy simulation on the wake of the circular disk at a high Reynolds number[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2019, 49(11): 930-939.

## Large eddy simulation on the wake of a circular disk at a high Reynolds number

XIE Chen, ZHU Minming, CHEN Yiliang

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

**Abstract:** Large eddy simulations (LES) were performed to study the turbulent characteristics in the wake of a circular disk normal to the free air stream (the diameter of the disk is 40 mm, thickness is 8 mm). The Reynolds numbers are  $1 \times 10^4$ ,  $1 \times 10^5$  and  $2.5 \times 10^5$  respectively. It was found that when  $Re > 1 \times 10^4$ , the distributions of mean velocity and Reynolds stress as well as drag coefficient vary little with  $Re$ . Drag coefficient is mainly contributed by the pressure difference between the front and rear of the disk. By means of power spectral density analysis, three most influential instability mechanisms are disclosed in the large scale structure of a disk's near wake: a very low frequency ( $St \approx 0.028$ ) corresponding to the recirculation bubble pulsation along an axis of symmetry; a natural frequency ( $St \approx 0.138 \sim 0.146$ ) related to antisymmetric helical vortex shedding; and a high frequency ( $St \approx 1.437$ ) associated with Kelvin-Helmholtz instability of the separated shear layer.

**Key words:** large eddy simulation; circular disk; near wake

收稿日期: 2018-12-03; 修回日期: 2019-05-06

基金项目: 国家自然科学基金(51576182)资助.

作者简介: 谢忱, 男, 1981年生, 博士生. 研究方向: 湍流数值模拟. E-mail: xiechen@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 朱旻明, 博士/副教授. E-mail: zhmm@ustc.edu.cn

## 0 引言

圆盘绕流广泛存在于实际工程和自然界当中,其中存在边界层分离、尾迹演变、涡旋脱落等复杂的三维流动现象.很多学者对圆盘绕流进行了实验研究.Kuo 等<sup>[1]</sup>测量了圆盘远尾迹中(圆盘后  $16D$ 、 $32D$ 、 $90D$ ) 平均速度和湍流强度的分布( $Re = 7.1 \times 10^4$ ).Roos 等<sup>[2]</sup>测量了油水混合物中圆盘的阻力系数( $5 \leq Re \leq 6 \times 10^4$ ),发现当  $Re > 10^3$  时阻力系数随雷诺数变化很小.Roberts<sup>[3]</sup>测量了圆盘尾迹中速度的分布( $Re = 7.8 \times 10^4$ ),并用谱方法研究了测量信号间的关联系数和相位关系.Berger<sup>[4]</sup>研究了圆盘近尾迹流场( $1.5 \times 10^4 \leq Re \leq 3 \times 10^5$ ),发现尾迹中存在三种主要的不稳定机制:回流区沿轴向以一个非常低的频率  $St_1 \approx 0.05$  振动;螺旋涡旋的非轴对称波动,无量纲频率为  $St_2 \approx 0.135$ ;剪切层 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的频率为  $St_3 \approx 1.62$ (其中无量纲频率定义为 Strouhal 数  $St = fD/U_0$ ,  $f$  是频率,  $D$  是圆盘直径,  $U_0$  是远处来流速度).Willmarth 等<sup>[5]</sup>对位于液体中自由下落的圆盘进行了实验研究( $1.58 \leq Re \leq 1.9 \times 10^4$ ),发现雷诺数和无量纲惯性矩决定了圆盘不同的运动形态.Liu 等<sup>[6]</sup>运用颗粒成像测速技术对实心圆盘和多孔圆盘的尾迹进行了二维测量( $Re = 1 \times 10^4$ ),比较两种结构的统计特性,使用线积分卷积和本征正交分解方法分析流场结构,发现多孔圆盘回流区变小,剪切层卷吸变弱.

也有一些学者对圆盘绕流进行了数值模拟研究.Rodriguez 等<sup>[7]</sup>用直接数值模拟方法研究了圆球绕流( $Re = 3\ 700$  和  $Re = 1 \times 10^4$ )中剪切层不稳定性及其对涡旋结构的影响,分析了尾迹中涡旋脱落过程.Shenoy<sup>[8]</sup>研究了  $Re = 240$  时厚径比为 2 和 4 的固定圆盘和自由下落圆盘附近的流场结构,揭示了不同厚径比对涡旋脱落过程和无量纲特征频率(Strouhal 数)的影响.Yang 等<sup>[9]</sup>用大涡模拟研究了低雷诺数下层流向湍流转捩的过程以及不同雷诺数下不同的流场结构,发现圆盘尾迹不稳定现象中的两个极低特征频率.Tian 等<sup>[10]</sup>用直接数值模拟研究了沿轴向脉动圆盘后的流场结构,发现随着 Keulegan-Carpenter 数( $KC = U_{\max} T/D = 2\pi a/D$ , 其中  $U_{\max}$  是圆盘最大脉动速度,  $T$  是脉动周期,  $a$  是脉动振幅)的变化,存在 5 种对称和非对称的流场结构.Gu 等<sup>[11]</sup>在数值分析中,发现在低雷诺数壁面分

离流动中存在涡配对现象,并用频谱分析了 Kelvin-Helmholtz 不稳定性.Tian 等<sup>[12]</sup>用大涡模拟方法研究了在高雷诺数条件下薄圆盘后的瞬时涡旋结构,通过频谱分析揭示其尾迹流动不稳定机制.Zhong 等<sup>[13]</sup>用大涡模拟和本征正交分解方法提取和识别了圆盘尾迹( $Re = 2.2 \times 10^4$ )附近的大尺寸涡结构,并发现其中两个能量最大的模态.Yang 等<sup>[14]</sup>用大涡模拟方法研究了低雷诺数下圆盘尾迹中的双分叉结构,发现尾迹流动不稳定性与径厚比和雷诺数有关.

综上所述,对圆盘绕流的数值研究雷诺数一般小于  $10^4$ ,而实验研究雷诺数在  $1 \times 10^4 \sim 1 \times 10^5$ .本文用大涡模拟方法研究了雷诺数分别为  $1 \times 10^4$ 、 $1 \times 10^5$  和  $2.5 \times 10^5$  时圆盘绕流的流场并和实验结果进行比较,揭示高雷诺数下圆盘后流场的平均流场特征,并在此基础上研究尾迹中的湍流结构和不稳定性机制.

## 1 数值模型和方法

### 1.1 求解的方程和模型

本文使用大涡模拟方法,对流场中的大尺度速度场进行直接计算,小尺度的流场用亚网格尺度模型模拟.流场中的某一变量  $\varphi$  被分解为过滤分量  $\bar{\varphi}$  和亚网格尺度分量  $\varphi'$  之和,  $\varphi = \bar{\varphi} + \varphi'$ .对不可压缩的 Navier-Stokes 方程进行过滤运算,可以得到过滤后的 Navier-Stokes 方程,

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中,  $\bar{U}$  和  $\bar{p}$  是求解的过滤速度和压力;  $t$  是时间,  $\tau_{ij}$  是亚网格尺度应力,可以写为

$$\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (3)$$

要使方程(1),(2)封闭,必须对亚网格尺度应力进行模化,  $\tau_{ij}$  可以表示为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2 \nu_t \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

式中,  $\nu_t$  是亚网格涡旋黏性系数;  $\bar{S}_{ij} = (\partial \bar{U}_i / \partial x_j + \partial \bar{U}_j / \partial x_i) / 2$  是过滤后速度场的应变率张量.涡旋黏性系数  $\nu_t$  用下式计算,

$$\nu_t = (c_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (5)$$

式中,  $|\overline{S}| = (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}$ ;  $\Delta$  是过滤函数的宽度;  $c_s$  是 Smagorinsky 系数. 本文采用 Lagrangian 动力学模型<sup>[15]</sup>, 其中  $c_s$  的公式为

$$(c_s)^2 = \frac{J_{LM}}{J_{MM}} \quad (6)$$

求解  $J_{LM}$  和  $J_{MM}$  的方程分别为

$$\begin{aligned} \frac{D J_{LM}}{Dt} &\equiv \frac{\partial J_{LM}}{\partial t} + \overline{U} \cdot \nabla J_{LM} = \\ &\frac{1}{T} (L_{ij} M_{ij} - J_{LM}) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{D J_{MM}}{Dt} &\equiv \frac{\partial J_{MM}}{\partial t} + \overline{U} \cdot \nabla J_{MM} = \\ &\frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - J_{MM}) \end{aligned} \quad (8)$$

根据 Germano 等<sup>[16]</sup> 提出的动力学模型, 上述方程中的系数可写为

$$L_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (9)$$

$$M_{ij} = 2 \Delta^2 [|\overline{S}| \overline{S}_{ij} - 4 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}] \quad (10)$$

式中,  $\overline{(\cdot)}$  代表尺度为  $\Delta$  的过滤量,  $\overline{\overline{(\cdot)}}$  代表尺度为  $2\Delta$  的过滤量.

## 1.2 数值方法

大涡模拟计算采用我们研究组开发的程序, 采用有限差分法对控制方程进行离散, 为提高计算精度和格式稳定性, 将控制方程在交错网格上离散. 动量方程的对流项采用动能守恒的二阶中心差分格式, 扩散项采用二阶中心差分格式, 时间导数项采用二阶 Crank-Nicolson 半隐式格式, 压力和速度耦合采用非定常 SIMPLE 算法求解.

已有若干研究者将此大涡模拟程序成功应用于高雷诺数流场的计算中. Zhang 等<sup>[17]</sup> 研究了钝体燃烧器后方流场的相干结构 ( $Re = 1.5 \times 10^4$ ), Zhong 等<sup>[13]</sup> 研究如何提取圆盘尾迹大尺度涡旋结构 ( $Re = 2.2 \times 10^4$ ). Zhang 等<sup>[18]</sup> 研究了射流预混燃烧器中的详细化学反应建表和概率密度函数方法 ( $Re = 1.25 \times 10^4, 2.5 \times 10^4$ ).

## 2 计算的物理模型

我们设计的实验<sup>[6]</sup> 装置中, 圆盘放置在一个横截面为正方形 ( $1.0 \text{ m} \times 1.0 \text{ m}$ )、长为  $2.5 \text{ m}$  的风洞中, 圆盘表面和气流流动方向垂直, 圆盘的直径  $D$  为  $40 \text{ mm}$ , 圆盘的厚度为  $8 \text{ mm}$ , 流动雷诺数  $Re = 1 \times 10^4$ . 激光面光源照亮圆盘后水平平面上的示踪颗粒, 用 CCD 相机拍摄测量平面, 再进行图像处理得到瞬时速度场.

本文对以上的实验进行了数值模拟, 计算区域为  $-5 \leq x/D \leq 10, 0 \leq r/D \leq 5, 0 \leq \theta \leq 2\pi$ . 三维网格是将二维平面网格绕中心轴旋转一周形成的. 整个计算网格在周向均匀划分, 在轴向和径向上, 圆盘表面附近以及圆盘后的剪切层周围进行加密, 如图 1 所示. 三个方向网格数  $N_x \times N_r \times N_\varphi = 440 \times 120 \times 32$ , 整体网格数为  $1\,664\,000$ . 最小网格尺寸在圆盘表面, 略小于  $0.006D$ . 进口气流的平均速度  $U_0 = 3.92 \text{ m/s}$ , 湍流强度为  $0.5\%$ , 出口和周向边界都为对流边界条件, 圆盘表面为无滑移边界条件. 时间步长为  $0.000\,98D/U_0$ . 计算中 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 数设置为  $0.3$ .

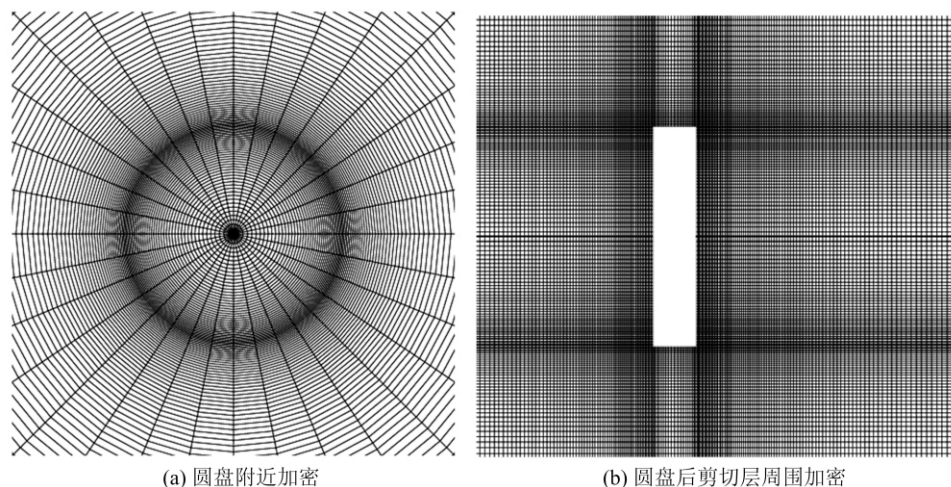


图 1 局部加密的计算区域和网格

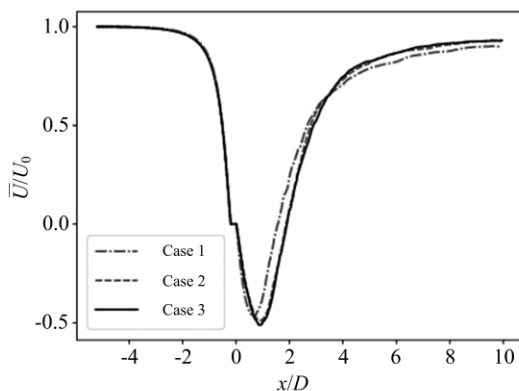
Fig.1 The locally refined computational regions and grids

表 1 三种计算网格参数差别

Tab.1 Differences between the grid resolutions and time steps

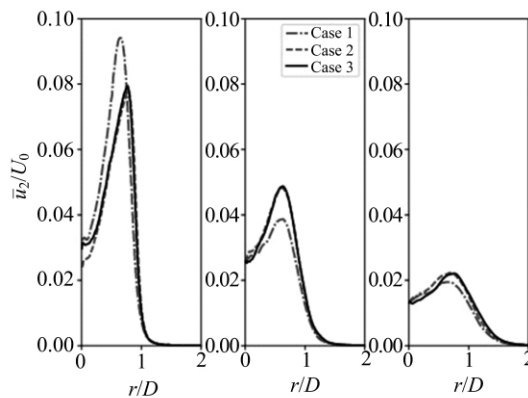
算例	网格参数 $N_x \times N_r \times N_\varphi$	网格总数	$\Delta t U_0 / D$
1	$272 \times 88 \times 32$	755 200	0.001 96
2	$440 \times 120 \times 32$	1 664 000	0.000 98
3	$680 \times 180 \times 32$	3 859 200	0.000 784

为验证计算网格的有效性,本文比较了三种不同疏密网格的结果,计算条件如表 1 所示.图 2(a)



(a)中心线上的平均轴向速度

给出三个网格得到的中心线上的无量纲轴向平均速度分布的比较,图 2(b) 是沿轴向位置  $x/D=1, 3, 5$  上,经过时间平均和周向平均的无量纲雷诺正应力  $u^2$  的比较,因为计算程序在中心线上差分格式精度只有一阶,所以  $x/D=1$  上中心线附近有一定计算误差.可以看出,采用最稀疏网格的算例 1 和其他两个算例差别较大,而算例 2 和算例 3 的结果差别已不太明显,因为算例 2 和实验值符合得很好,所以本文采用算例 2 的结果进行分析.



(b)在  $x/D=1, 3, 5$  处的雷诺应力  $u^2$

图 2 三种计算网格结果比较

Fig.2 Comparison of the results on three grids

## 2 数值计算结果的分析

### 1.3 圆盘后平均流场的基本结构及和实验数据的比较

过滤后轴向和径向的脉动速度分别为  $u=U-\bar{U}$  和  $v=V-\bar{V}$ , 其中  $\bar{U}$  和  $\bar{V}$  分别是轴向和径向过滤速度的平均值.图 3 给出雷诺数  $Re=1 \times 10^4$  时圆盘前后的平均流线图.流动自圆盘前缘拐角处开始分离,在圆盘后形成一个很大的环形分离泡,分离泡的中心大约在  $x/D=0.8, r/D=0.5$  的位置.虚线示出轴向速度为负值的区域也即回流区的轮廓线(以下皆同).回流区长度和圆盘直径的比值  $L_r/D \approx 1.93$ .在分离泡的外侧流线很密,说明此处速度梯度较大.

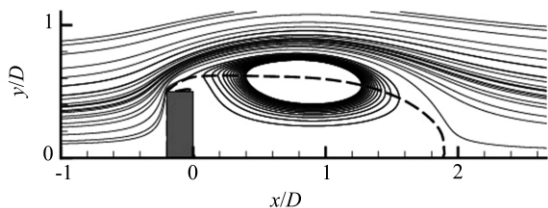


图 3 雷诺数  $Re=1 \times 10^4$  时平均流场流线图和回流区

Fig.3 Streamline and recirculation zone of mean flow field at  $Re=1 \times 10^4$

图 4 给出了轴向位置分别位于  $x/D=1, 2, 3, 4, 5$  处时(坐标原点定义在圆盘后缘的中心),轴向和径向平均速度  $\bar{U}$  和  $\bar{V}$  在横截面上的分布及实验数据的比较.从图中可以看出,在分离泡的边缘,轴向平均速度的梯度很大,是一个很强的剪切层.在分离泡的边缘,径向平均速度是负的极大值,且径向梯度也最大,中心线附近和远离中心线时,径向平均速度趋于零.在分离泡的下游,轴向和径向平均速度都逐渐趋于均匀.

图 5(a) 给出在圆盘后的中心线上,轴向平均速度沿轴向的分布及与实验结果的比较.考虑到测量上存在误差,我们认为计算结果和实验数据是基本吻合的.图 5(b) 给出在轴向位置  $x/D=1, 2, 3, 4, 5$  处,无量纲的雷诺切应力  $\overline{uv}/U_0^2$  在径向方向的分布.从图中可以看出,在分离泡的边缘上,雷诺切应力的绝对值取最大值.雷诺应力的产生项可以写为

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \quad (11)$$

若不考虑黏性力的影响,雷诺切应力  $\overline{uv}$  的产生率近似与流向和径向平均速度在半径方向的梯度成比例,在分离泡的边缘,这两个平均速度的梯度都较

大,因此雷诺切应力 $\overline{uv}$ 的数值取极大值.

图 6 给出了轴向位置分别在  $x/D=1,2,3,4,5$  时,无量纲的湍流动能分量 $\overline{u^2}/U_0^2$ 和 $\overline{v^2}/U_0^2$ 在半径方向的分布.根据方程(11),湍流动能分量 $\overline{u^2}$ 和 $\overline{v^2}$ 的产生率分别与 $-\overline{uv}(\partial\overline{U}/\partial r)$ 和 $-\overline{v^2}(\partial\overline{V}/\partial r)$ 成比例,

在分离泡的边缘,轴向和径向平均速度在半径方向的梯度都很大,因此 $\overline{u^2}$ 和 $\overline{v^2}$ 的增加速率都很大.将图 6 (a)和图 6 (b)与图 5(b)相比较,可以发现,在中心线上,雷诺切应力等于零,但雷诺应力分量 $\overline{u^2}$ 和 $\overline{v^2}$ 不等于零,这是由湍流传递造成的.

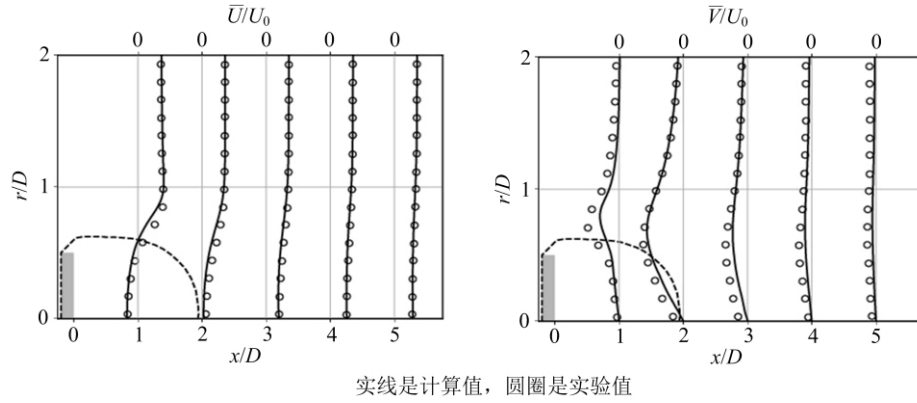


图 4 不同轴向位置处(a)轴向平均速度 $\overline{U}$ 和(b)径向平均速度 $\overline{V}$ 沿径向的分布

Fig.4 The radial distributions of (a)the mean streamwise velocity  $\overline{U}$  and (b)the mean transverse velocity  $\overline{V}$  at different axial locations

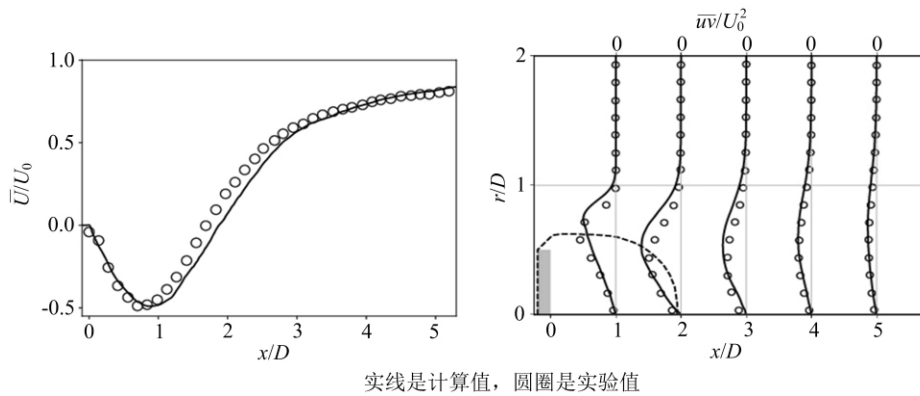


图 5 (a) 中心线上轴向平均速度 $\overline{U}$ 的分布,不同轴向位置处雷诺切应力 $\overline{uv}/U_0^2$ 在径向方向的分布

Fig.5 (a) the mean streamwise velocity along axis and (b) the radial distributions of mean Reynolds shear stress  $\overline{uv}/U_0^2$  at different axial locations

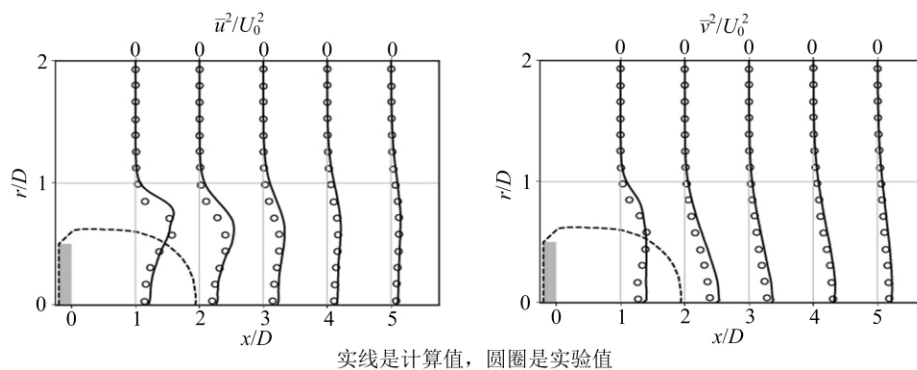


图 6 不同轴向位置处(a)雷诺正应力 $\overline{u^2}/U_0^2$ , (b)雷诺正应力 $\overline{v^2}/U_0^2$ 在径向方向的分布

Fig.6 The radial distributions of (a)the mean Reynolds normal stress  $\overline{u^2}/U_0^2$  and (b)the mean Reynolds normal stress  $\overline{v^2}/U_0^2$  at different axial locations

我们对同一物理模型,雷诺数分别为  $1 \times 10^5$  和  $2.5 \times 10^5$  时的流场也进行了计算,并将它们给出的平均流场和  $Re = 1 \times 10^4$  时的平均流场进行了比较,发现尾流中平均速度和雷诺应力的分布、分离泡和回流区的结构等都变化不大.为了简单起见,我们在图 7 中只给出不同雷诺数时轴向平均速度沿中心线和在  $x/D = 1, 3, 5$  处沿径向方向的

分布,由于中心线上差分格式精度只有一阶,在  $x/D = 3$  和  $x/D = 5$  处的中心线附近仍有一定计算误差.在不同雷诺数下径向平均速度和雷诺应力随轴向位置和径向的分布也都类似.图 8 给出了两种雷诺数时圆盘附近的平均流线图,在高雷诺数时,圆盘侧面的涡结构更加复杂,有数量更多的涡旋附着在圆盘侧面.

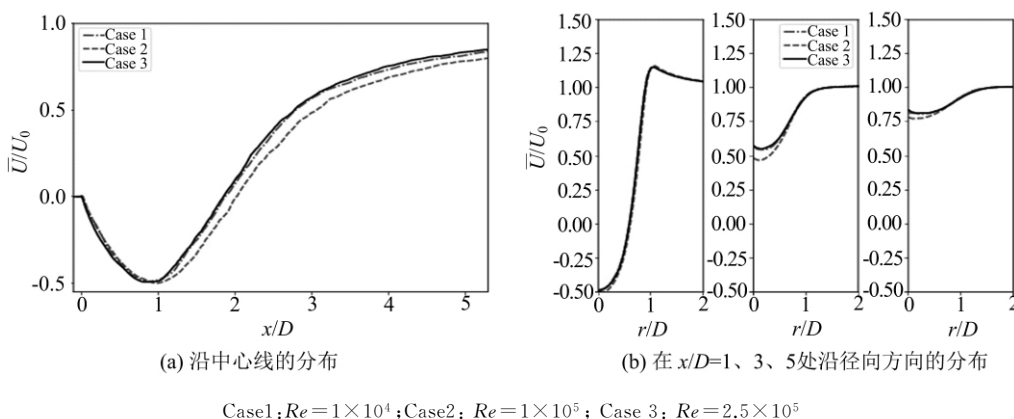


图 7 不同雷诺数时轴向平均速度的比较

Fig.7 Comparison of the mean streamwise velocity at different Reynolds numbers

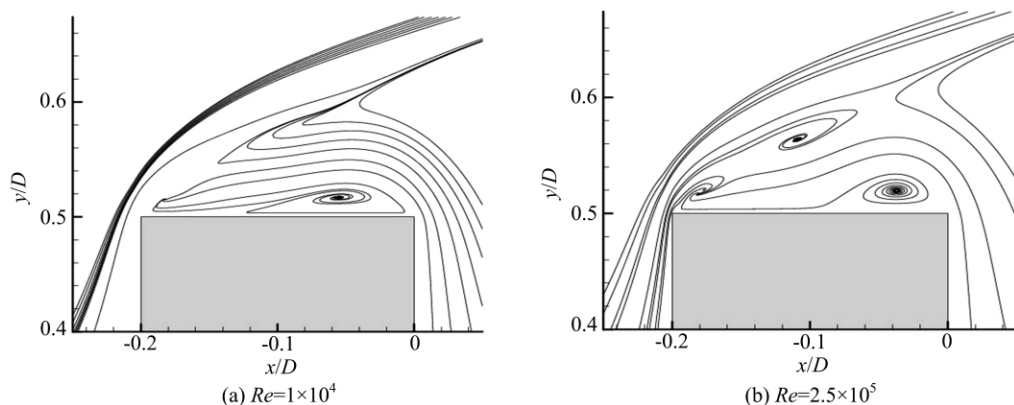


图 8 不同 Re 数下圆盘附近的平均流线图

Fig.8 Streamlines of mean flow fields near the disk at different Reynolds numbers

### 3.2 流场中压力系数分布和圆盘阻力系数

图 9 给出  $Re = 1 \times 10^4$  时瞬时压力系数  $C_p$  在  $x-y$  平面上的等值线图,压力系数定义为  $C_p = (p - p_0) / (0.5 \rho U_0^2)$ ,其中  $p$  是瞬时压力, $p_0$  是参考压力, $U_0$  是进口来流速度.圆盘前方存在高压区,圆盘前表面的压力系数是  $0.8 \sim 1.0$ .圆盘后存在负压区,位于分离泡的中心处压力系数最小,数值为  $0.6 \sim 0.8$ .

三种雷诺数下的阻力系数  $C_D$  ( $C_D = 2 F_D / (\rho U_0^2 A)$ ),其中  $F_D$  是阻力在流动方向的分量, $A$  是圆盘面积)平均值示于表 2.从计算数据可看出,高雷诺数情况下,雷诺数对平均阻力系数的影响很小.

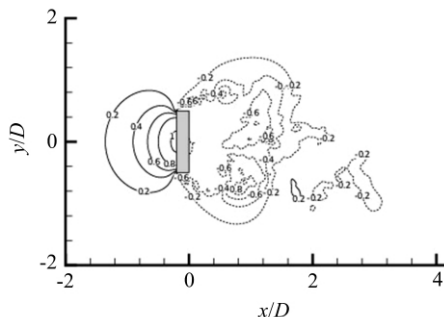


图 9  $Re = 1 \times 10^4$  时瞬时压力系数在  $x-y$  平面上的等值线图  
Fig.9 Contours of instantaneous pressure coefficient in the  $x-y$  plane at  $Re = 1 \times 10^4$

White<sup>[19]</sup>给出的三维钝体阻力系数实验值也表明当来流方向正对圆盘时,在  $Re = 1 \times 10^3$  至  $Re = 1 \times 10^6$  的区间,阻力系数  $C_D$  和雷诺数无关. Roos 等<sup>[2]</sup>给出的实验结果中,当  $Re = (1 \sim 6) \times 10^4$  时,  $\overline{C_D} = 1.20 \sim 1.28$ . 阻力系数的大小主要由圆盘前后表面的压力差决定,圆盘侧面的黏性应力对阻力系数的影响比圆盘前后压力差小一个数量级. 因此在圆盘面积相同时,不同雷诺数时的阻力系数变化不大.

### 3.3 涡旋的结构及雷诺数对涡旋结构的影响

流向涡定义为  $\omega_x = (\partial(rW)/\partial r - \partial V/\partial \varphi)/r$ . 图 10 给出了雷诺数  $Re = 1 \times 10^4$  时,流向涡量在通过中心线的纵剖面 and 通过  $x/D = 2$  的横剖面上的分布图. 从纵剖面图可以看出,从圆盘前缘的分离点开始产生了流向涡,但在圆盘后缘  $x/D < 1$  的区域,分离

泡内的流向涡比较弱. 很显然,在湍流剪切层中,由 Kelvin-Helmholtz 不稳定而产生的流向涡在周向的分布是不均匀的,呈随机分布. 往下游走,当  $x/D > 2$  时,流向涡发生破碎,并深入到尾迹的中心区域,产生了发夹型涡,流向涡的涡量值也有所增加.

表 2 不同雷诺数条件下的平均阻力系数和实验值对比  
Tab.2 Comparison of mean drag coefficient at different Reynolds numbers with the experimental results

$Re$	$\overline{C_D}$	Roos 等 <sup>[2]</sup> 的实验结果
$1.0 \times 10^4$	1.216	
$1.0 \times 10^5$	1.211	1.20~1.28
$2.5 \times 10^5$	1.222	

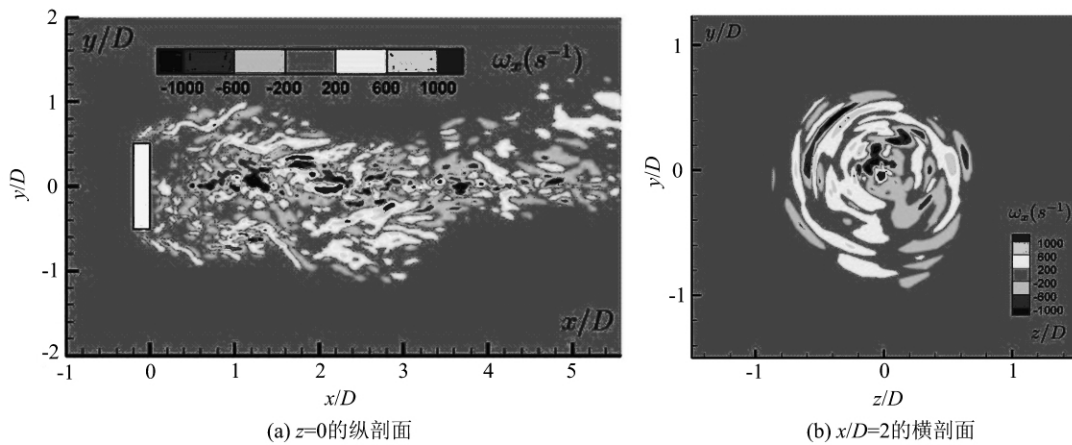


图 10  $Re = 1 \times 10^4$  时的瞬时流向涡

Fig.10 Contours of instantaneous streamwise vorticity at  $Re = 1 \times 10^4$

当  $Re = 1 \times 10^5$  和  $2.5 \times 10^5$  时,在圆盘分离点的上游就开始产生涡量如图 11 和图 12 所示. 这是因为在圆盘的前缘,当流体从上游流向圆盘时,流体从圆盘的中心折向外缘,流体也产生分离. 这同样属

于剪切流中,由 Kelvin-Helmholtz 不稳定而产生的涡. 在流向下游时,其涡结构的发展与  $Re = 1 \times 10^4$  时类似. 只是涡量的数值随雷诺数的增加而增大,同时尾流向外的扩张角不断增加,且逐渐变得不对称,

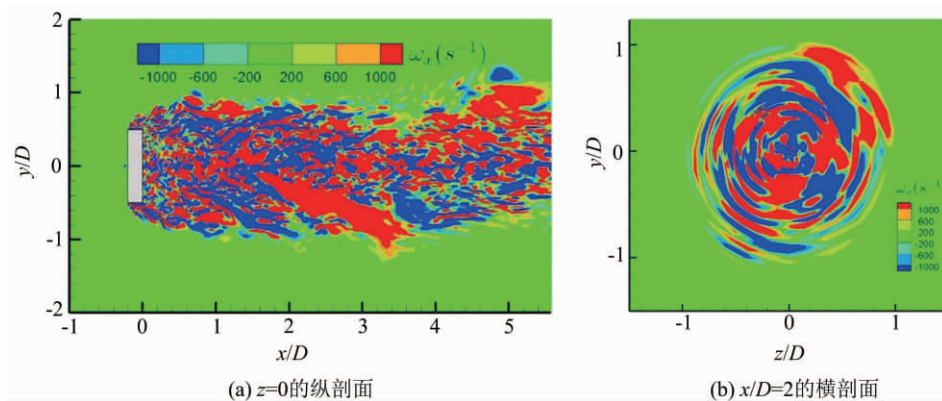


图 11  $Re = 1 \times 10^5$  时的瞬时流向涡

Fig.11 Contours of instantaneous streamwise vorticity at  $Re = 1 \times 10^5$

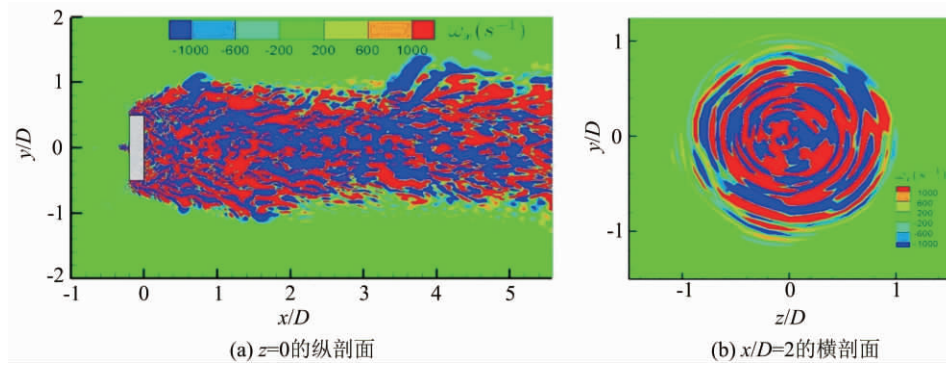


图 12  $Re=2.5 \times 10^5$  时的瞬时流向涡

Fig.12 Contours of instantaneous streamwise vorticity at  $Re=2.5 \times 10^5$

如图 12 (b) 所示,瞬时涡量值的增加说明瞬时速度梯度增加,涡的尺寸缩小.也即雷诺数增大,湍流小尺度涡的尺度减小.湍流尾流从对称变成不对称,表明涡发生间歇性的脱落.

图 13 显示了三种雷诺数时周向涡量 $\omega_\varphi$  ( $\omega_\varphi = \partial V/\partial x - \partial U/\partial r$ )的等值线图.从图 13 (a) 中可看出周

向涡量值较大的地方位于圆盘后沿圆盘边缘分布的剪切层中.根据涡量的定义,剪切层中轴向速度  $U$  在  $r$  方向梯度很大,所以 $\omega_\varphi$ 在此区域有较大的负值.对于高雷诺数的情形, $\omega_\varphi$ 在圆盘边缘前后方的剪切层附近都有较大值,因为随雷诺数增加,剪切层附近的轴向速度梯度更大,所以瞬时周向涡量更明显.

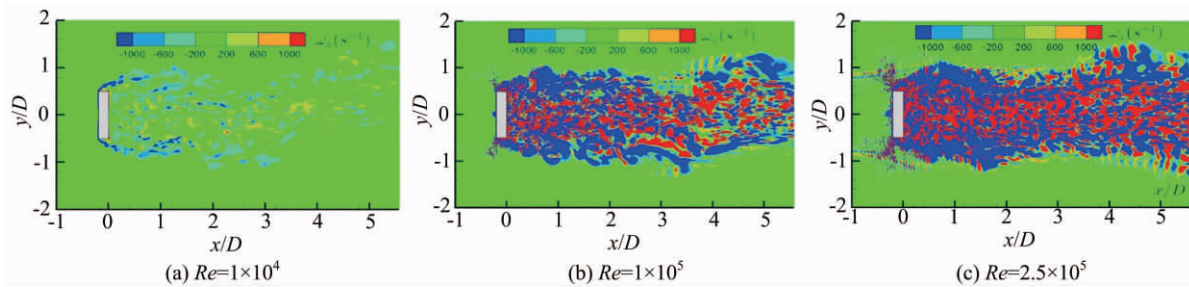


图 13  $z=0$  平面的瞬时周向涡量

Fig.13 Contours of instantaneous azimuthal vorticity in  $z=0$  plane

$Q$  准则由 Hunt 等<sup>[20]</sup>提出,并使用  $Q$  的等值面来标识流场的涡旋结构. $Q$  的定义是

$$Q = -\frac{1}{2}(\|S\|^2 - \|\Omega\|^2) \quad (12)$$

式中, $S$  表示应变率张量, $\Omega$  表示旋转张量, $\|\cdot\|$  表示对二阶张量取欧氏范数.

图 14(a)和(b)分别给出了  $Re=1 \times 10^4$  时, $Q=3$  和  $Q=10$  无量纲等值面标识的三维涡旋结构,等值面上的颜色表示该处的无量纲轴向涡量.从图

14(a)可以看出,在圆盘前方离圆盘很近的地方有少量环形涡旋,圆盘后离圆盘很近的地方也有很明显的环形涡旋 $V_T$ ,相比圆盘前这种环形涡旋结构更加密集.在图 14(b)中,随着流动向下游发展,这些环形涡旋 $V_T$ 逐渐解体,演化为发夹型涡旋 $V_H$ ,在尾迹内部还可以清楚地看到蠕虫型涡旋 $V_W$ .并且越靠近中心轴的地方,流向涡的值越大,这和图 10 (a) 在  $z=0$  的纵剖面观察到的流向涡分布一致.

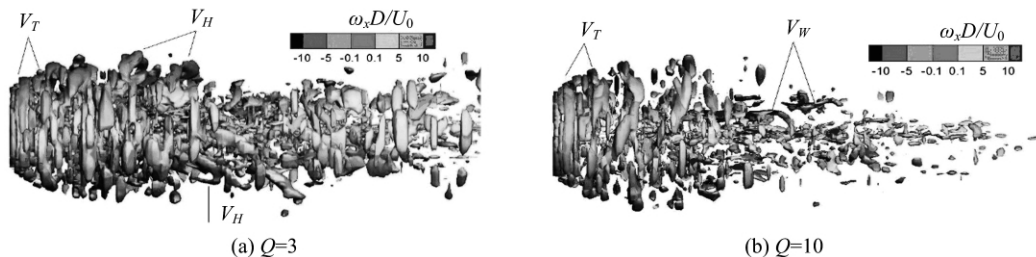


图 14  $Re=1 \times 10^4$  时的无量纲  $Q$  等值面标识的瞬时三维涡旋结构

Fig.14 Instantaneous vortex structure indicated by isosurface of normalized  $Q$  at  $Re=1 \times 10^4$



图 15(a) 和 (b) 分别给出了  $Re = 1 \times 10^5$  和  $Re = 2.5 \times 10^5$  时  $Q=1$  的涡旋结构, 从图 14(a) 和图 15 中可以看到, 三种雷诺数的流场中, 沿轴线方向都

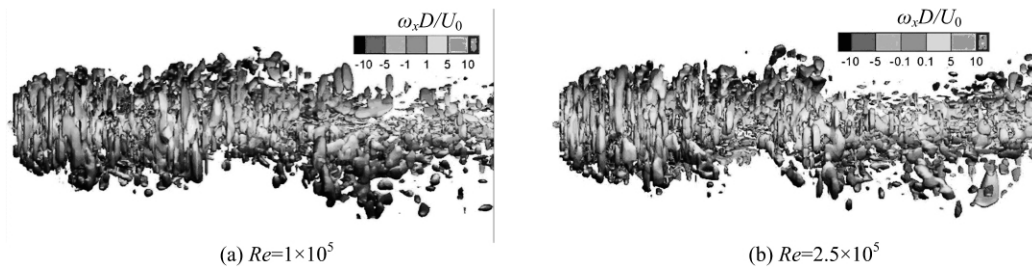


图 15 较高雷诺数时无量纲  $Q$  等值面 ( $Q=1$ ) 标识的瞬时三维涡旋结构

Fig.15 Instantaneous vortex structure indicated by isosurface of normalized  $Q=1$  at higher Reynolds numbers

### 3.4 压力系数的频谱分析

在绕障体的流动中, 有多种原因可以使湍流脉动增大. 比如在剪切流中, Kelvin-Helmholtz 不稳定性可以产生湍流; 障体后涡旋的脱落可以产生湍流; 涡结构的分叉也可以产生湍流等. 各种机理产生湍流的频率不同, 通过对湍流量的频谱分析可以发现什么地方、通过什么机理产生了湍流.

在湍流量中, 压力是一个标量, 比较容易分析. 我们在  $Re = 10^4$  的流场中, 沿  $r/D = 0.65$ ,  $x/D = 0.05, 0.3, 0.55, 0.8, 1.05, 1.3, 1.55$  和  $1.8$  等点上, 记录下压力系数随时间变化的数据, 统计平均的时间约为  $875D/U_0$ , 以保证最低频的脉动能被捕捉到. 然后对各点压力系数随时间变化的数据链进行频谱分析, 可以给出各点脉动压力功率谱密度 (PSD) 与  $St = fD/U_0$  之间的函数关系.

图 16 给出上述各空间点上, 压力系数的功率谱密度与无量纲频率  $St$  之间的函数关系. 从图可以看出, 在圆盘的后缘 ( $x/D < 0.1$ ), Strouhal 数在  $St = 1.437$  附近, 脉动压力的功率谱密度最大. 这和 Berger 等<sup>[4]</sup> 给出的分离剪切流中因 Kelvin-Helmholtz 不稳定而产生的湍流 Strouhal 数  $St = 1.62$  比较接近.  $x/D = 0.3 \sim 1.5$  的区间, 相当于分离泡的中间部位, 图 16 给出的 Strouhal 数  $St \approx 0.138 \sim 0.146$ , 这和 Berger 等<sup>[4]</sup> 给出的因发夹型涡而产生的反对称脉动的 Strouhal 数  $St = 0.135$  比较接近.  $x/D > 1.3$  接近分离泡的后半部分, 图 16 还给出  $St = 0.028$  附近, 脉动压力的功率谱密度出现峰值, 这和 Berger 等<sup>[4]</sup> 给出的因分离泡脱落而产生的低频脉动  $St \approx 0.05$  比较接近.

最近有很多学者对流体绕圆盘、球体及其他障体问题进行了实验和大涡模拟研究, 给出的临界

存在螺旋状涡旋结构, 其中  $Re = 2.5 \times 10^5$  时更明显, 三维不对称的涡旋结构也表明发生了涡旋脱落.

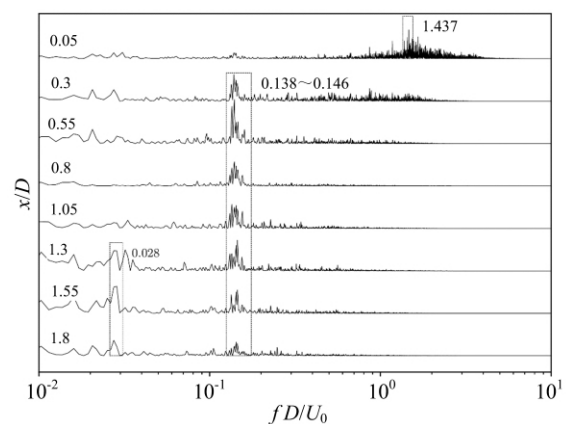


图 16  $Re = 1 \times 10^4$  时沿  $r/D = 0.65$  的八个点处线上脉动压力系数功率谱密度

Fig.16 Power spectral density of the instantaneous pressure coefficient at eight points along the line  $r/D = 0.65$ , at  $Re = 1 \times 10^4$

Strouhal 数不完全相同. 用大涡模拟方法给出的各种机理产生的湍流脉动频率还是有参考价值的.

## 4 结论

本文对雷诺数分别为  $Re = 1 \times 10^4, 1 \times 10^5$  和  $2.5 \times 10^5$  时, 圆盘绕流尾迹中的湍流特性进行了大涡模拟研究, 得出以下结论:

(I) 在  $Re > 1 \times 10^4$  时, 流动雷诺数对圆盘后回流区的结构、平均速度、雷诺应力和阻力系数的分布影响不大. 阻力系数不随雷诺数变化的主要原因是其主要受圆盘前后压力差的影响, 圆盘较薄时其侧面产生的黏性应力较小;

(II) 圆盘雷诺数对瞬时的湍流结构有很大的影响, 雷诺数使流场的瞬时涡量增加, 涡的尺度减小. 圆盘后发现了非对称的三维涡旋结构表明了涡旋脱落的存在, 在圆盘近尾迹有明显的环形涡, 在下游流

场破裂;

(Ⅲ)通过对流场中压力系数的时间序列进行频谱分析发现,流场中存在多种不稳定机理和由此产生的湍流频率。 $Re = 1 \times 10^4$  时,有两个特征频率  $St \approx 1.437$  和  $St \approx 0.138 \sim 0.146$  与 Berger 等<sup>[4]</sup>的研究结果较接近,分别对应剪切层分离和螺旋状涡旋结构的非轴对称脉动这两种机制引起的不稳定性,本文中发现了  $St \approx 0.028$  对应于回流区沿中心轴的脉动引起的不稳定性。

#### 参考文献(References)

- [1] KUO Y H, BALDWIN L V. The formation of elliptical wakes[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1967, 27(2): 353-360.
- [2] ROOS F, WILLMARTH W W. Some experimental results on sphere and disk drag[J]. *AIAA Journal*, 1971, 9(2):285-291.
- [3] ROBERTS J B. Coherence measurements in an axisymmetric wake[J]. *AIAA Journal*, 1973, 11(11): 1569-1571.
- [4] BERGER E, SCHOLZ D, SCHUMM M. Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1990, 4(3): 231-257.
- [5] WILLMARTH W W, HAWK N E, HARVEY R L. Steady and unsteady motions and wakes of freely falling disks[J]. *The Physics of Fluids*, 1964, 7(2): 197-208.
- [6] LIU Minghou, XIE Chen, YAO Mengyun, et al. Study on the near wake of a honeycomb disk [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2017, 81: 33-42.
- [7] RODRÍGUEZ I, LEHMKUHL O, BORRELL R, et al. Flow dynamics in the turbulent wake of a sphere at sub-critical reynolds numbers [J]. *Computers and Fluids*, 2013, 80: 233-243.
- [8] SHENOY A R, KLEINSTREUER C. Influence of aspect ratio on the dynamics of a freely moving circular disk [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 653: 463-487.
- [9] YANG Jianzhi, LIU Minghou, WU Guang, et al. Low-frequency characteristics in the wake of a circular disk[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(6): 064101.
- [10] TIAN Xinliang, XIAO Longfei, ZHANG Xiangdong, et al. Flow around an oscillating circular disk at low to moderate Reynolds numbers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, 812: 1119-1145.
- [11] GU Hailin, YANG Jianzhi, LIU Minghou. Study on the instability in separating-reattaching flow over a surface-mounted rib [J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2017, 31(2): 109-121.
- [12] TIAN X L, ONG M C, YANG J M, et al. Large-eddy simulations of flow normal to a circular disk at  $Re = 1.5 \times 10^5$  [J]. *Computers and Fluids*, 2016, 140: 422-434.
- [13] ZHONG Wei, LIU Minghou, WU Guang, et al. Extraction and recognition of large-scale structures in the turbulent near wake of a circular disc[J]. *Fluid Dynamics Research*, 2014, 46(2):025507.
- [14] YANG Jianzhi, WU Guang, ZHONG Wei, et al. Numerical study on bifurcations in the wake of a circular disk[J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2014, 28(5): 187-203.
- [15] MENEVEAU C, LUND T S, CABOT W H. A lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 319: 353-385.
- [16] GERMANO M, PIOMELLI U, MOIN P, et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991, 3(7): 1760-1765.
- [17] ZHANG Pei, HAN Chao, CHEN Yiliang. Large eddy simulation of flows after a bluff body: Coherent structures and mixing properties[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, 42: 1-12.
- [18] ZHANG Hongda, HAN Chao, YE Taohong, et al. Large eddy simulation of turbulent premixed combustion using tabulated detailed chemistry and presumed probability density function[J]. *Journal of Turbulence*, 2016, 17(3): 327-355.
- [19] WHITE F M. *Fluid Mechanics* [M]. 7th ed. New York: McGraw-Hill, 2009: 488.
- [20] HUNT J C R, WRAY A A, MOIN P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows [C]// Center for Turbulence Research Proceedings of the Summer Program 1988. Washington, DC: NASA, 1988: 193-208.