

刚性薄平板绕流特性的数值模拟

蔚杰, 武建军

(兰州大学 土木工程与力学学院, 甘肃 兰州 730000)

摘要:为了揭示雷诺数、来流剪切参数对平板尾流涡街演化过程以及平板阻力特性的影响规律,本文基于浸没边界-格子 Boltzmann 方法建立了刚性薄平板绕流模型,并在雷诺数为 100~1 200 内,对不同雷诺数与来流剪切参数下的刚性薄平板绕流问题进行数值模拟。分别研究了平板尾流区沿流向的 2 次失稳跃迁过程以及平板流向载荷随来流剪切参数的变化及其对雷诺数的依赖性,并对其机理进行了讨论。研究表明:随着流场剪切参数的增加,平板近尾流经过数次准周期分岔过程进入了由大尺度涡结构所主导的混沌状态,进一步诱发了低频、混沌的结构阻力;雷诺数越大,向混沌特征流向载荷转变所需的临界剪切参数越小。

关键词:雷诺数; 来流剪切参数; 浸没边界-格子 Boltzmann 方法; 刚性薄平板; 尾流; 失稳; 分岔; 阻力

DOI: 10.11990/jheu.202207051

网络出版地址: <https://link.cnki.net/kcms/detail/23.1390.U.20240219.1410.009>

中图分类号: O357.1 文献标志码: A 文章编号: 1006-7043(2024)04-0699-10

Numerical analysis of flow characteristics around a rigid thin plate

WEI Jie, WU Jianjun

(School of Civil Engineering and Mechanics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: To further investigate the influence of Reynolds number and inlet shear parameter on the evolution of vortex street in the wake and resistance characteristics of a flat plate, a model based on the immersed boundary-lattice Boltzmann method is built to numerically simulate the flow around a rigid thin plate. The Reynolds number and inlet shear parameter were considered as controls. All simulations on the flow around flat plates were performed in the range of $100 \leq Re \leq 1\ 200$. The variation of two instability transition positions in the wake of plates and the drag exerted on the rigid plates with the shear parameter of the incoming flow, as well as their dependence on the Reynolds number, are extensively analyzed. The mechanisms are also discussed in detail. The results indicate that, after several quasi-periodic bifurcations, the wake flow transitions into the chaotic state with an increase in the shear parameter, characterized by large-scale vortex structures. The chaotic state of the wake flow further induces low-frequency chaotic drag force on the plates. Moreover, a small critical shear parameter is required for the transition to chaotic flow loads with high Reynolds numbers.

Keywords: Reynolds number; inlet shear parameter; immersed boundary-lattice Boltzmann method; rigid thin plate; wake; instability; bifurcation; resistance

平板绕流是一类钝体绕流现象,广泛存在于自然界,如风对植物叶片的绕流^[1-2]。平板也是一种常见的工程构件,大量应用于船舶工程、能源动力工程、仿生设计等领域,如水面推进器的旋转叶片^[3-4]、海洋平台垂荡板^[5]、核反应堆中的板状燃料组件^[6]、仿生飞行器的扑动翼板^[7-8]。平板构件周围流体的流动特性直接影响着平板的稳定性以及使役性能,甚至决定着装置中其他结构的设计。平板绕流系统还涉及复杂的转换过程与流动分离现象,

尚未被完全揭示的流动机理,使得对该问题的研究具有广泛的学术价值和工程实践意义。与圆(椭圆)柱绕流的可变分离点不同,垂直平板绕流的分离点固定,位于平板边缘。此外,由于剪切层不能重新附着于平板尾部,垂直平板近壁尾流的初始涡卷以及涡分离过程与其他钝体绕流存在明显差异,而且层流到湍流的转换过程发生在尾流区而非分离剪切层^[9-10]。平板周围的非定常流动包含 2 个主频,除了与 Kármán 涡街对应的频率外,还具有低频不稳定的流动特征。平板扁平的几何特征使得其具有较大的阻力系数^[11],低频周期内,平板在高平均阻力状态和低平均阻力状态之间反复切换^[12]。剪切来流绕流各类钝体时,来流与固壁边界层相互作用,

收稿日期: 2022-07-25. 网络出版日期: 2024-02-19.

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFC0500901).

作者简介: 蔚杰,男,博士研究生;

武建军,男,教授,博士生导师.

通信作者: 武建军, E-mail: wujun@lzu.edu.cn.

形成了多种尾涡脱落模式,影响了流场由层流发展到湍流的转换过程,而尾涡脱落频率、涡流强度也依赖于来流剪切梯度^[13-14]。此外,结构承受多频特征的流体载荷,甚至诱发复杂的自激振动现象^[15-18]。剪切来流绕流钝体的问题中包含了更为丰富的物理现象,其中所涉及的动力学问题值得深入的研究。另一方面,相比其他钝体结构,平板绕流受到的关注较少,特别是平板弦厚比 L/t 极大的情况。

本文采用浸没边界-格子 Boltzmann 方法 (IB-LBM)对垂直薄平板的绕流问题进行了数值模拟。研究了雷诺数、来流剪切梯度对平板尾流涡街演化规律以及平板阻力特性的影响。

1 力学模型与数值方法

1.1 力学模型

如图 1 所示,长度为 L 的刚性薄平板被固定在二维粘性不可压流场中;假设薄平板厚度 t 远远小于长度。坐标原点位于平板中点, x 轴与平板法向重合, z 轴与平板切向重合。计算域 $42L \times 22L$,平板距入口边界 $11L$ 。

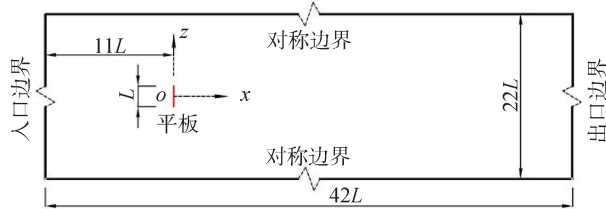


图 1 计算域与边界条件

Fig. 1 Schematic diagram of computational domain and boundary conditions

1.2 控制方程

对于长度 L 远远大于厚度 t 的刚性平板,由于绕流结构最小尺寸的限制,若采用全因素建模并结合贴体网格的计算方式,则需要在平板周围划分了大量的计算网格。浸没边界-格子 Boltzmann 方法 (IB-LBM)通过引入体力项 f_v 描述固体边界与流体间的相互作用,将边界产生的拉格朗日力插值并分配给周围的 Euler 节点,并采用 LBM 对流场域进行求解。如图 2 所示,受文献[19]的启发,以一维固壁边界等效薄平板并将其离散为一组拉格朗日点集。薄平板绕流问题即可转化为对含外力项 LBE 方程的求解。此外,可以用几何形状规则的 Cartesian 网格对计算域进行离散。该方法有效地简化了此类平板绕流问题的求解过程。

含外力项的 LBE 方程^[20]:

$$f_\alpha(\mathbf{r} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - f_\alpha(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_\alpha(\mathbf{r}, t) - f_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{r}, t)] + \delta_t F_\alpha(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

$$F_\alpha = (1 - \frac{1}{2\tau}) \omega_\alpha \left[\frac{(\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u})}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})}{c_s^4} \mathbf{e}_\alpha \right] \cdot \mathbf{f}_v \quad (2)$$

式中: $f_\alpha(\mathbf{r}, t)$ 与 f_α^{eq} 分别为 t 时刻, \mathbf{r} 处的粒子分布函数和平衡态分布函数; \mathbf{u} 为流速; δ_t 为时间步长; \mathbf{e}_α 为离散速度; τ 为弛豫时间; \mathbf{f}_v 为固体边界产生的体积力; F_α 为 \mathbf{f}_v 在离散速度空间的投影分量。

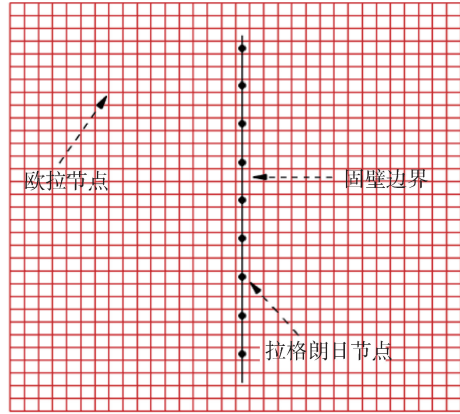


图 2 平板绕流问题浸没边界原理局部示意

Fig. 2 Local schematic of immersed boundary method for flow field around a flat plate

本文采用 D2G9 模型^[21]作为离散速度模型,该模型以压力作为独立变量,速度配置为:

$$\mathbf{e}_\alpha = \begin{cases} (0, 0), & \alpha = 0 \\ (\pm 1, 0), (0, \pm 1), & 1 \leq \alpha \leq 4 \\ (\pm 1, \pm 1), & 5 \leq \alpha \leq 8 \end{cases} \quad (3)$$

平衡态分布函数为:

$$f_\alpha^{\text{eq}} = \begin{cases} -4\sigma(p/c^2) + s_0(\mathbf{u}), & \alpha = 0 \\ \lambda(p/c^2) + s_\alpha(\mathbf{u}), & 1 \leq \alpha \leq 4 \\ \gamma(p/c^2) + s_\alpha(\mathbf{u}), & 5 \leq \alpha \leq 8 \end{cases} \quad (4)$$

$$s_\alpha(\mathbf{u}) = \omega_\alpha \left[\frac{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2 - (c_s |\mathbf{u}|)^2}{2c_s^4} \right] \quad (5)$$

式中:系数 $\delta = 5/12, \lambda = 1/3, \gamma = 1/12$;声速 $c_s = 1/\sqrt{3}$;权系数 $\omega_0 = 4/9, \omega_{1-4} = 1/9, \omega_{5-8} = 1/36$ 。

解得粒子分布函数后,速度和压力可得:

$$\rho_0 \mathbf{u} = \sum_\alpha f_\alpha \mathbf{e}_\alpha + \frac{\delta t}{2} \mathbf{f}_v \quad (6)$$

$$p = \frac{3c}{8} \rho_0 \left(\sum_{\alpha \neq 0} f_\alpha - \frac{2}{3} \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right) \quad (7)$$

式中密度 ρ_0 为常数。

常用的浸没边界法^[22-24]存在无法精确满足无滑移边界条件的固有缺陷。Wu 等^[25]提出了基于隐式速度修正的浸没边界格子 Boltzmann 方法 (implicit velocity correction-based immersed boundary-lattice boltzmann method)。将式 (6) 中的速度 \mathbf{u} 分解为:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \delta\mathbf{u} \quad (8)$$

式中: \mathbf{u}^* 为未经修正的速度; $\delta\mathbf{u}$ 为修正速度。该方法将体力 \mathbf{f}_v 作为未知量, 并通过隐式求解速度 \mathbf{u} 的方式使得拉格朗日边界点满足无滑移边界条件:

$$\rho_0 \mathbf{u}^* = \sum_{\alpha} f_{\alpha} \mathbf{e}_{\alpha} \quad (9)$$

$$\rho_0 \delta\mathbf{u} = (\mathbf{f}_v \delta t) / 2 \quad (10)$$

对于图2中, 拉格朗日边界 Γ 上的离散点 $X_B(s_k)$ ($k=0, 1, \dots, N$), 引入修正量 $\delta\mathbf{u}_B$ 并将其设为未知量, Euler 节点的修正速度 $\delta\mathbf{u}$ 可由 $\delta\mathbf{u}_B$ 插值得到:

$$\delta\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \int_{\Gamma} \delta\mathbf{u}_B(X_B^k, t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{X}_B^k(s, t)) ds \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{X}_B^k(s, t)) &= D_{i,j}^k(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^k) = \\ &= \frac{1}{\Delta x \Delta z} \delta\left(\frac{x_{i,j} - X_B^k}{\Delta x}\right) \delta\left(\frac{z_{i,j} - Z_B^k}{\Delta z}\right) \end{aligned} \quad (12)$$

式中: D 为 Delta 函数; 核函数 $\delta(r)$ 取为:

$$\delta(r) = \begin{cases} (1 + \cos(\pi |r| / 2)) / 4, & |r| < 2 \\ 0, & |r| \geq 2 \end{cases} \quad (13)$$

将式(12)代入式(11)得:

$$\begin{aligned} \delta\mathbf{u}(\mathbf{r}_{i,j}, t) &= \sum_k \delta\mathbf{u}_B(X_B^k, t) D_{i,j}^k(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^k) \Delta s_k = \\ &= \sum_k \frac{1}{\Delta x \Delta z} \delta\mathbf{u}_B(X_B^k, t) \delta\left(\frac{x_{i,j} - X_B^k}{\Delta x}\right) \delta\left(\frac{z_{i,j} - Z_B^k}{\Delta z}\right) \Delta s_k \end{aligned} \quad (14)$$

拉格朗日边界点速度 \mathbf{U}_B 由 Delta 函数插值得到, 且需满足无滑移边界条件:

$$\mathbf{U}_B(X_B^k, t) = \sum_{i,j} \mathbf{u}(\mathbf{r}_{i,j}, t) D_{i,j}^k(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^k) \Delta x \Delta z \quad (15)$$

将式(8)、(14)代入式(15)可得:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_B(X_B^k, t) &= \sum_{i,j} (\mathbf{u}^*(\mathbf{r}_{i,j}, t) + \\ &+ \delta\mathbf{u}(\mathbf{r}_{i,j}, t)) D_{i,j}^k(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^k) \Delta x \Delta z = \\ &= \sum_{i,j} \mathbf{u}^*(\mathbf{r}_{i,j}, t) D_{i,j}^k(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^k) \Delta x \Delta z + \\ &+ \sum_{i,j} \sum_m [\delta\mathbf{u}_B(X_B^m, t) D_{i,j}^m(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^m) \Delta s_m \cdot \\ &D_{i,j}^k(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^k) \Delta x \Delta z] \end{aligned} \quad (16)$$

式(16)可表示为 $\mathbf{A} \delta\mathbf{u}_B = \mathbf{B}$ 的线性方程组形式, 其中, 未知向量 $\delta\mathbf{u}_B = \{\delta\mathbf{u}_B^0, \delta\mathbf{u}_B^1, \dots, \delta\mathbf{u}_B^m, \dots, \delta\mathbf{u}_B^N\}$; $\mathbf{B}_m = \mathbf{U}_B(X_B^m, t) - \sum_{i,j} \mathbf{u}^*(\mathbf{r}_{i,j}, t) D_{i,j}^m(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^m) \Delta x \Delta z$; 系数矩阵各元素 $A_{m,n} = \sum_{i,j} D_{i,j}^m(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^m) \Delta s_m D_{i,j}^n(\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{X}_B^n) \Delta x \Delta z$ 。将解得的 $\delta\mathbf{u}_B$ 代入式(14)得到 Euler 场修正速度 $\delta\mathbf{u}$, 根据式(10)求解体力项 \mathbf{f}_v 。

作用于固壁边界的流体力 \mathbf{f}_b 为:

$$\mathbf{f}_b = -2\rho_0 \delta\mathbf{u}_B / \delta t \quad (17)$$

由此可得结构的阻力、升力为:

$$(F_D, F_L) = \int_{\Gamma} (\mathbf{f}_{b,x}, \mathbf{f}_{b,z}) ds \quad (18)$$

进一步, 阻力系数与升力系数分别被定义为^[26]:

$$(C_D, C_L) = \frac{(F_D, F_L)}{(1/2)\rho U_c^2 L} \quad (19)$$

1.3 计算域离散

标准格子 Boltzmann 方法只允许在均匀网格系统中完成迁移-碰撞步, 存在网格生成量大、计算精度不可调的缺点。为了提高计算效率, 本文以非均匀网格对计算域进行离散, 并根据泰勒展开和最小二乘格子 Boltzmann 方法 (Taylor series expansion and least square-based lattice Boltzmann method, TLLBM) 对粒子分布函数进行求解, TLLBM 的原理与实现方法可参照文献[27]。

如图3所示, 直线 $x/L = \pm 1, z/L = \pm 1$ 将计算域分为9个子区域, 以映射网格技术生成网格。图中分以数字(1)~(9)对子区域1~9进行标识。子区域5采用均匀网格, $\Delta x_0 = \Delta z_0 = L/80$; 浸没边界位于(5)中。其余各子区域的最小网格尺寸 $\Delta x_{\min} = \Delta z_{\min} = \Delta x_0$; 子区域1、子区域2、子区域4、子区域7、子区域8最大网格尺寸 $\Delta x_{\max} = \Delta z_{\max} = 2.2\Delta x_0$, 子区域3、子区域6、子区域9最大网格尺寸 $\Delta x_{\max} = \Delta z_{\max} = 3.0\Delta x_0$ 。计算域网格数: 1 860×1 160。

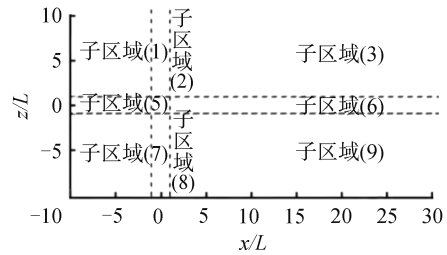


图3 计算域分区策略与局部网格示意

Fig. 3 Physical domain segmentation strategy diagram

1.4 数值验证

本文采用 C++ 结合 OpenMP 并行技术编写计算程序, 为了验证数值方法与程序的可靠性, 对二维圆柱绕流进行模拟。圆柱绕流是钝体绕流中的经典问题, 可在大量文献中获得实验及数值结果。图4给出了基于上述算法得到的定常、非定常状态下的局部流线图, 圆圈为圆柱边界。定常状态下2个反向旋转的 Fopple 涡对称的附着于圆柱尾部; 随着 Re 增大, Fopple 涡交替脱落并向下游运动, 流动呈现非定常特征。

由表1所示, 本文得到的结果与文献结果吻合较好, 当前数值方法和程序是有效、可靠的, 且离散方案能够保证计算精度。通过修改 Lagrange 点集的分布函数即可实现对薄平板的绕流问题的求解。

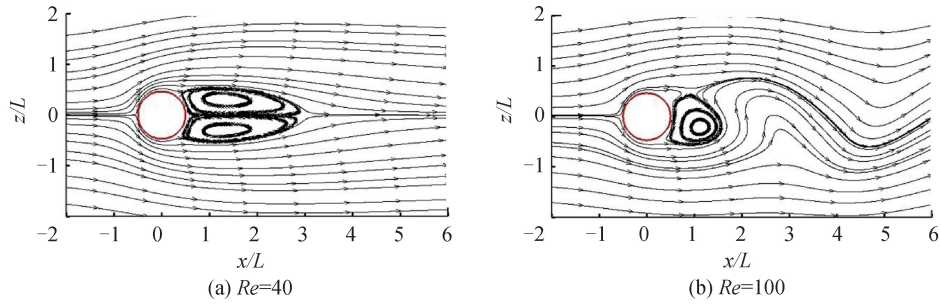


图 4 圆柱绕流局部流线图

Fig. 4 Diagram of streamlines around a cylinder

表 1 圆柱绕流 $Re = 20, 40, 100$ 阻力系数、斯特罗哈数计算结果

Table 1 Drag coefficient, Strouhal number for flow past a cylinder at $Re = 20, 40, 100$

算例	数据来源	C_d	St
$Re = 20$	文献[28]	2.21	—
	文献[24]	2.14	—
	文献[29]	2.11	—
	本文结果	2.21	—
$Re = 40$	文献[30]	1.51	—
	文献[25]	1.56	—
	文献[29]	1.56	—
	本文结果	1.51	—
$Re = 100$ (时均阻力系数)	文献[31]	1.18	0.167
	文献[24]	1.33	0.163
	文献[29]	1.36	0.167
	本文结果	1.28	0.162

2 雷诺数对平板绕流的影响

图 1 所示的平板绕流问题,雷诺数被定义为 $Re = U_\infty L / \nu$ 。本文的模拟中, $100 \leq Re \leq 1\ 200$ 。随着 Re 的进一步增加,考察绕流结构的平均积分参数,如:阻力系数、斯特罗哈数,参数对 Re 的变化并不敏感^[9]。本文在近壁尾流区 ($x/L < 20$) 对尾流的 2 次失稳跃迁机理开展了分析与研究。

模型的边界条件为:

入口 ($x = -11L$): 均匀来流, $u = U_\infty$; $w = 0$ 。

出口 ($x = 31L$): 自由出流, $\partial(u, w, p) / \partial x = 0$ 。

上、下边界 ($z = 11L, z = -11L$): 对称边界, $\partial(u, p) / \partial z = 0$; $w = 0$ 。

2.1 雷诺数对平板尾流的影响

本文通过模拟得出,对于均匀来流条件下的平板绕流系统,由定常转变为非定常状态的临界雷诺数 $110 < Re_{cr} < 120$ 。如图 5 所示,非定常状态下,平板尾流涡街沿流向出现 2 次失稳跃迁,并形成了主涡街、双排涡、二次涡街 3 种涡街形态^[32]。双排涡内, P 模式的漩涡沿流向等距分布,轨迹确定。 $Re = 120$ 时, $x/L > 15$, 漩涡由 P 模式向具有更大的空间尺度

的 P+S 模式转变。二次涡街尚未充分发展的流向范围内 (如 $Re = 400, 14 < x/L < 20$), 一对初始为 P 模式的正、负漩涡逐渐向流场域轴线 ($z/L = 0$) 移动, 漩涡的横向间距减小而流向间距增大, 尾流结构由 P 模式向 2S 模式过渡。二次涡街充分发展的区域 ($x/L > 20$), 可以明显观察到以 2S 漩涡模式为主的尾流结构; 该区域内频繁的出现失配单涡, 这些失配单涡具有不规则的运动轨迹与空间分布特征。此外, 尾流区出现一次跃迁、二次跃迁的流向位置具有时变特征; 随着 Re 的增大, 出现跃迁的流向位置向上游移动。

图 6 给出了监测点 $p_1(9L, -2L)$ 、 $p_2(14L, 2L)$ 、 $p_3(20L, 2L)$ 速度分量 $u(t^*)$ 的功率谱密度。 p_1 位于双排涡内, 如图 6 所示, 该点流动受 f_2^* 主导 ($f_2^* = f_1^*/2$; f_1^* 为单涡释放频率 f_2^* 为一对异号漩涡的释放频率)。 p_2 处, 尾流由 P 模式向 P+S (或 2S) 过渡, 流场的振荡周期增加, 出现新频率 f_3^* ($f_3^* = 2f_2^*/3$)。随着 Re 的增大, f_3^* 对尾流的调制作用更为显著 (见图 6(e) ~ (f)); 在漩涡失配-重组的影响下, 频谱中出现了低频分量 f_{23}^* 、 f_4^* ($f_{23}^* < f_{23}^* < f_2^*$; $f_4^* \approx f_2^*/2$)。图 6(g) ~ (i), 监测点 p_3 位于二次涡街充分发展的区域, f_3^* 主导了该区域的尾流运动。随着 Re 的增大, p_3 点附近频繁出现的失配单涡具有不规则的运动轨迹与空间分布特征, 功率谱也因此呈现宽频带特征。

2.2 雷诺数对平板阻力的影响

图 7 给出了不同雷诺数条件下, 平板阻力系数 $C_d(t^*)$ 的功率谱。图 7(a)、(b) 中, $C_d(t^*)$ 的功率谱具有明显的“双频”特征, 包含 f_1^* 、低频分量 f_2^* (或 f_2^{**}) 及其线性组合谐频, $C_d(t^*)$ 为具有倍周期 (或准周期) 振荡特征的时间序列。 $Re = 1\ 200$, 由连续谱特征的功率谱可知, $C_d(t^*)$ 为具有混沌特征的时间序列。随着 Re 的增大, 幅值比 $A(f_2^*) / A(f_1^*)$ 逐渐变大, f_2^* 对 $C_d(t^*)$ 的调制作用逐渐增强; $Re \geq 600$ 时, $C_d(t^*)$ 的主频由高频的 f_1^* “切换”至 f_2^* 。

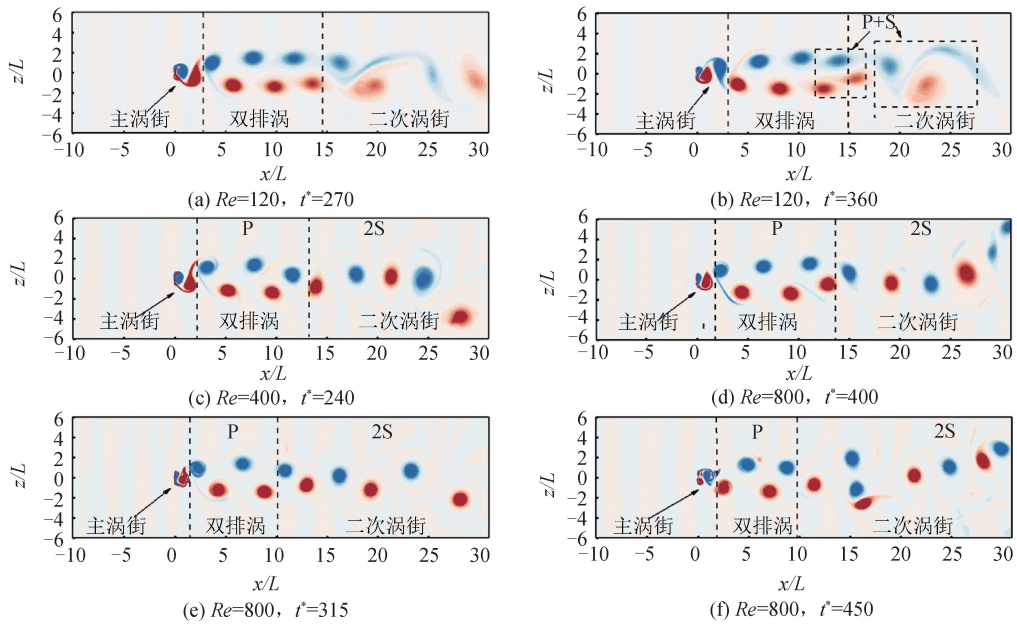


图 5 瞬时涡量云图

Fig. 5 Instantaneous vorticity contours

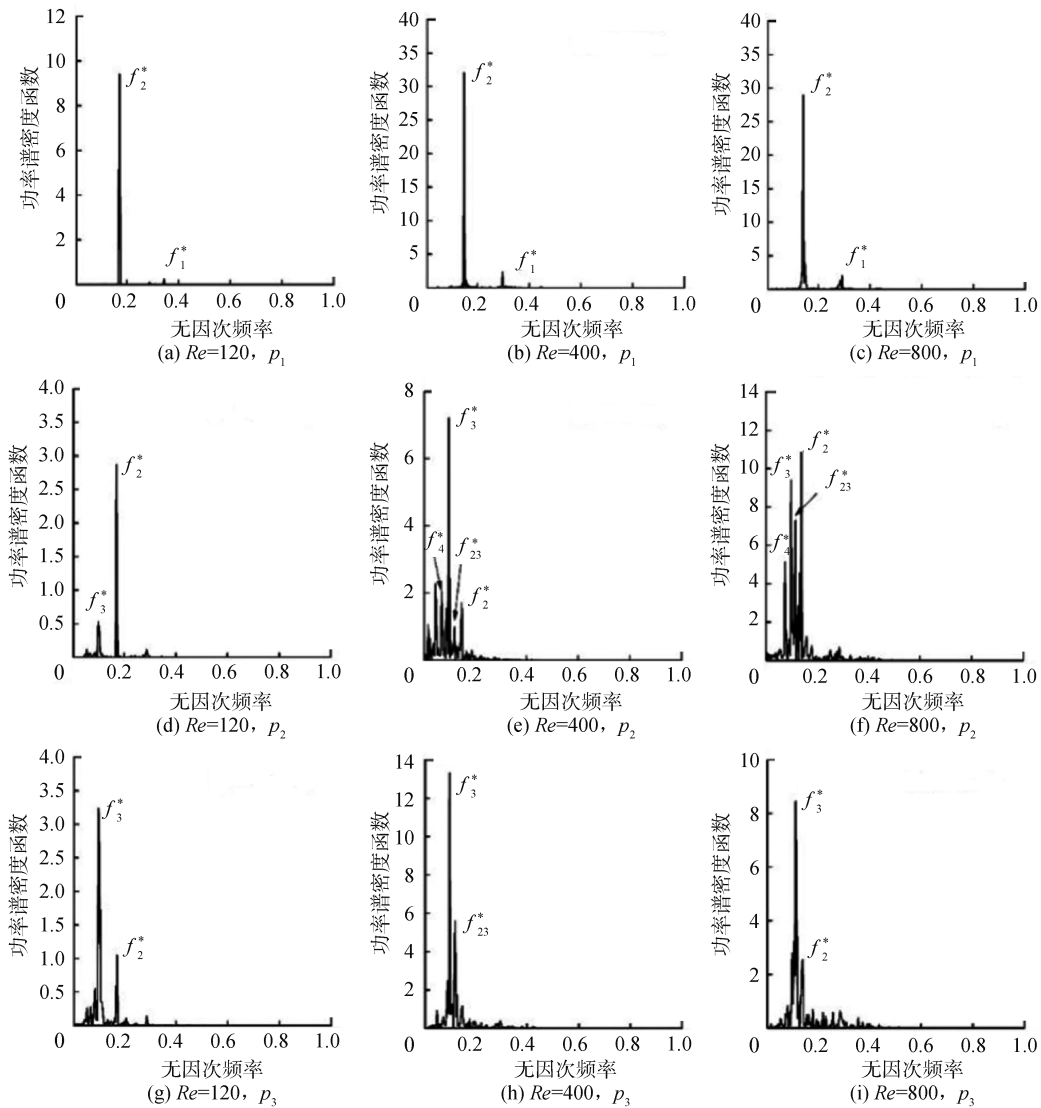


图 6 监测点 $u(t^*)$ 功率谱密度函数

Fig. 6 Power spectrum density of $u(t^*)$

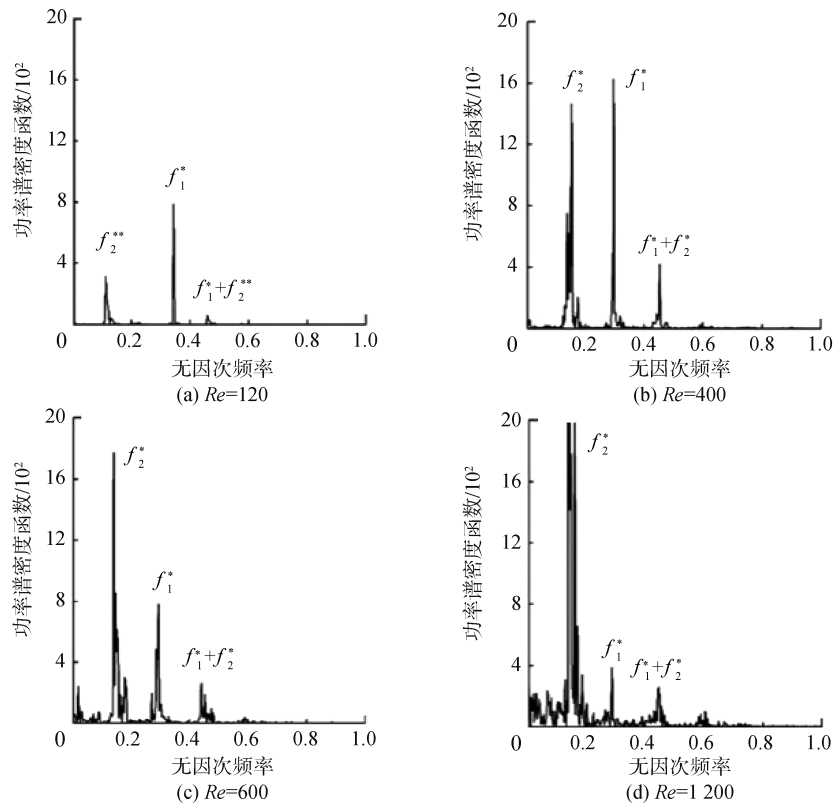


图 7 平板阻力系数功率谱密度

Fig. 7 Power spectrum density of flat plate's drag coefficient

图 8 给出了 $Re = 200, 1\ 200$ 的瞬时涡量云图以及监测点 $p_0(2L, 0)$ 处 $u(t^*)$ 的功率谱。图 8(a)、(b) 中, $x/L \approx 3$ 出现一次跃迁, p_0 点位于主涡街, 从平板后缘到一次跃迁的流向位置之间, 包含一对异号漩涡的形成与脱落过程。 $Re = 1\ 200$, 一次跃迁出现在 $x/L \approx 0.8$, p_0

点位于双排涡内, 平板到发生一次跃迁的流向位置之间, 只包含一个单涡的形成。主涡街与双排涡内, 流场的振荡主频分别为 f_1^*, f_2^* 。由于平板阻力主要受近壁尾流的影响, 本文认为 $C_d(t^*)$ 的主频“切换”现象是一次跃迁的流向位置随 Re 的增大向上游移动的结果。

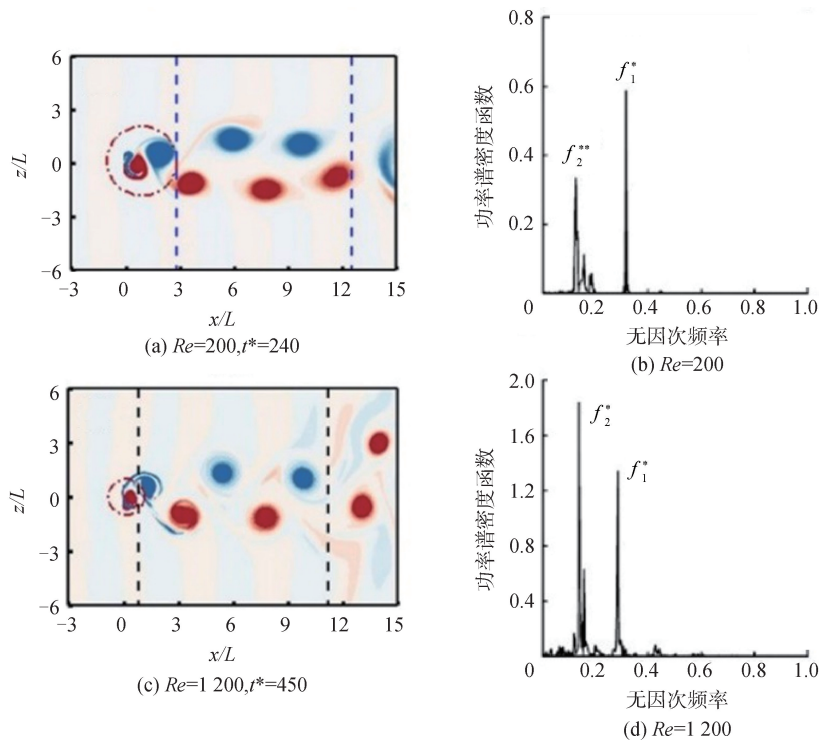


图 8 瞬时局部涡量场与监测点 $p_0(2L, 0)$ 功率谱密度

Fig. 8 Instantaneous vorticity contours and power spectrum density for monitoring point $p_0(2L, 0)$

3 来流剪切参数对平板绕流的影响

剪切来流条件下,平板绕流问题的边界条件:

入口 ($x = -11L$): 速度剪切来流, 线性剪切段 $u(z) = U_c + Gz$, G 为剪切梯度。

边界 $x = 31L, z = 11L, z = -11L$ 处的边界条件同上。

定义剪切参数 $\beta = GL/U_c$, 本节中, $0 < \beta < 0.1667$; 此外, $Re = U_c L/\nu$ 。

3.1 来流剪切参数对平板尾流的影响

图 9 给出了平板尾流涡脱频率 St 随剪切参数 β 的变化规律。 $Re = 100$ 时, 均匀来流条件下的平板绕流系统处于定常状态, 而在剪切来流的作用下, 尾流出现流动分离现象, 系统进入非定常状态。值得注意的是, 剪切来流对尾涡脱落频率具有一定的抑制作用, 特别是在 $0.06 < \beta < 0.12$ 范围内。

图 10、11 给出了不同控制参数 Re, β 条件下, 平板尾流瞬时涡量云图与监测点 $p_0(2L, 0)$ 处 $u(t^*)$ 的功率谱。剪切来流对平板尾流涡街的作用也体现为: 对 2 次失稳跃迁的流向位置以及对主涡街、双排涡、二次涡街演化过程的影响。图 10(a)、(b) 中,

剪切来流的作用下, 双排涡向低速侧偏移, 二次跃迁的流向位置向上游移动。 β 增大, p_0 点 $u(t^*)$ 的振荡主频由 f_1^* 转变为 f_2^* , 一次跃迁的流向位置向上游移动。图 10(c)、(d), $Re = 800$, 随着 β 的增大, 双排涡结构逐渐失稳甚至消失, 近尾流受大尺度低频结构主导; $\beta = 0.111$, p_0 点处的流动出现了一次倍周期分岔, 产生了新的频率分量 f_4^* ; 其中 $f_4^* = f_2^*/2$ 。

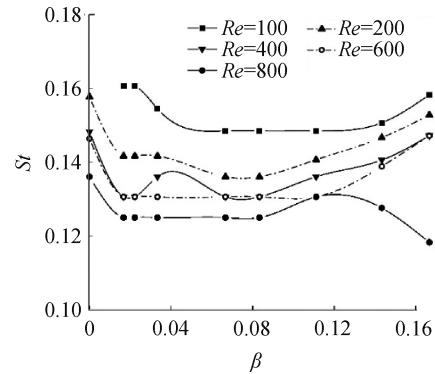


图 9 平板绕流系统 St 随 β 变化规律
Fig. 9 Variation of St with β for flat plate flow

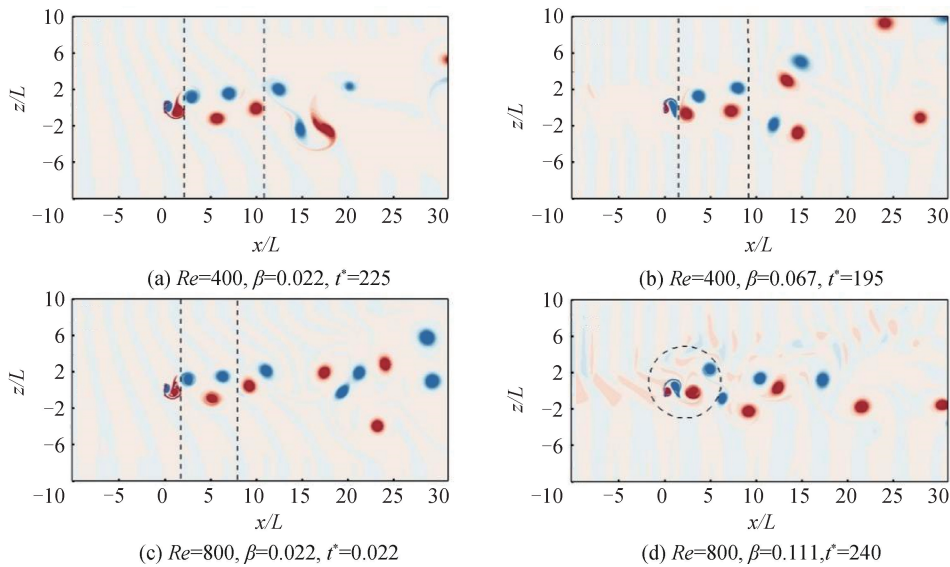


图 10 平板绕流瞬时涡量云图
Fig. 10 Instantaneous vorticity contours for flat plate flow

3.2 来流剪切参数对平板阻力的影响

图 12 展示了剪切参数 β 对平板阻力系数的影响。剪切来流与平板尾涡相互作用, 诱发了多频特性的流向载荷。 $Re = 100$, $C_d(t^*)$ 的波动由 f_1^*, f_2^* 主导, 见图 12(a)、(b)。随着 β 的增大, 功率谱中出现了低频 f_4^* ; 其中 $f_2^* = St, f_4^* = St/4$ 。 $\beta = 0.167$ 时, 近尾流受大尺度涡结构主导, f_4^* 为 $C_d(t^*)$ 的主频。图 12(d) 中, $Re = 400$, 平板 $C_d(t^*)$ 的功率谱中包含

$f_1^*, f_2^* h$ 及其线性组合谐波; $f_2^* h > St$, 且偏差 $(f_2^* h - St)/St \approx 17\%$ 。本文认为, 该现象与近壁漩涡受剪切来流影响向低速侧发生偏转有关。此外, $Re = 400, \beta$ 增大的过程伴随 2 次倍周期分岔过程, 并使平板附近的流动进入混沌状态(见图 12(e)、(f))。 $Re = 800$ 时, 图 12(g)、(i), 随着 β 增大, 近尾流被大尺度涡结构主导, 平板附近的流动经过准周期分岔进入混沌状态, 主频 $f_c^* \approx St/3$ 。

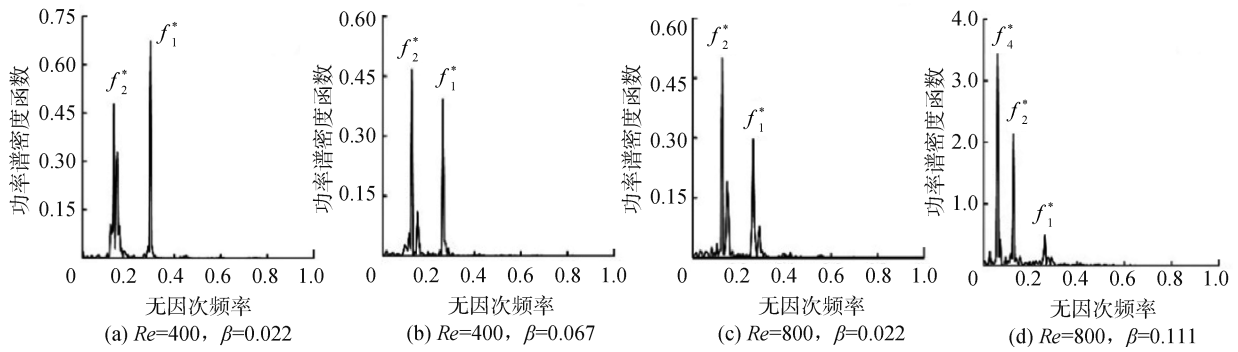


图 11 $p_0(2L, 0)$ 点流速功率谱

Fig. 11 Power spectrum density for monitoring point $p_0(2L, 0)$

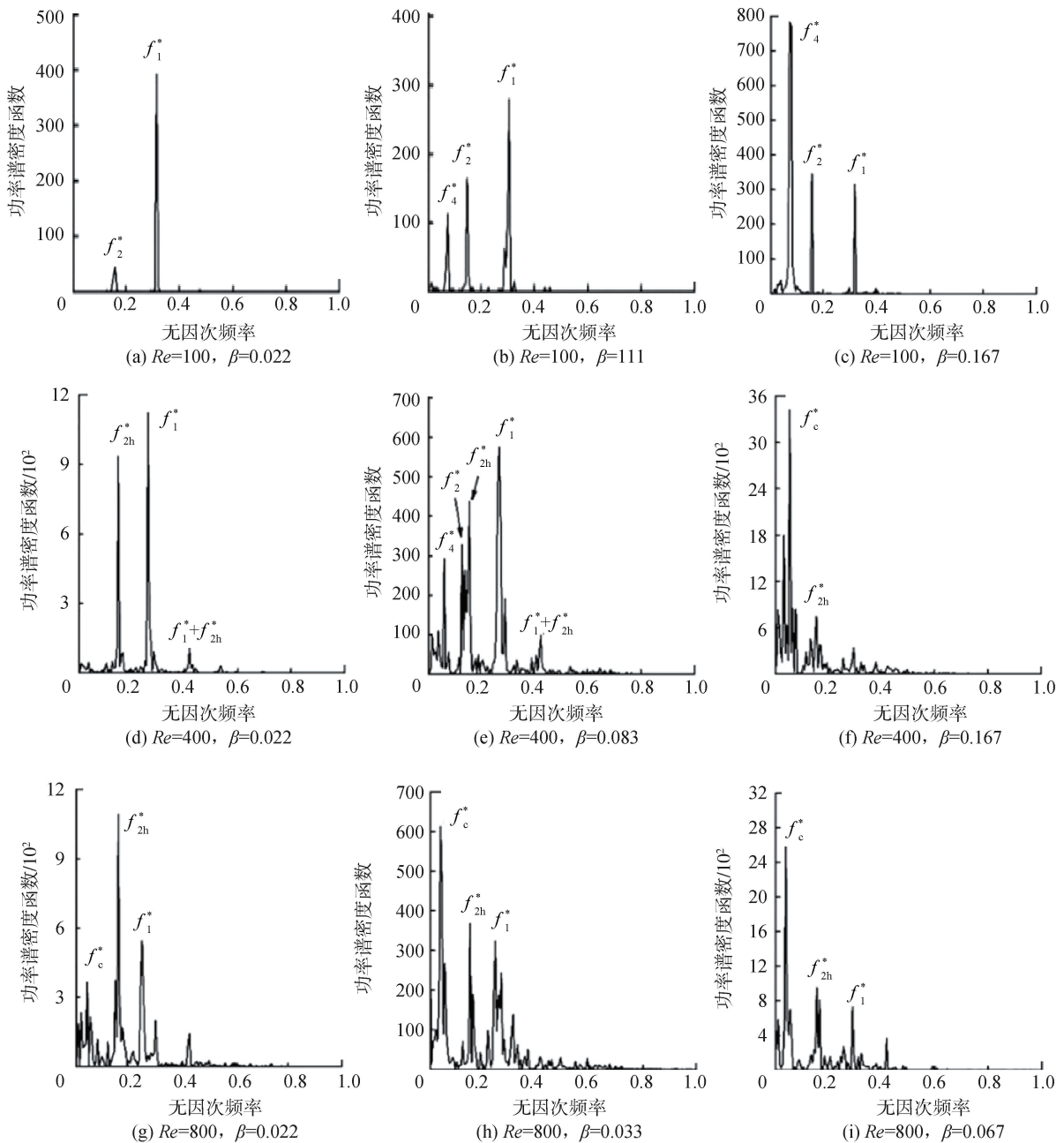


图 12 平板阻力系数功率谱密度

Fig. 12 Power spectrum density of drag coefficient

本文采用 C-C 法对 $C_d(t^*)$ 时间序列进行相空间重构并由小数据量法计算最大 Lyapunov 指数^[33-34],用以对平板 $C_d(t^*)$ 的混沌特性进行识别,并据此对 $C_d(t^*)$ 的混沌程度进行定量描述。如图 13,本文预测 $Re=200$,阻力系数 $C_d(t^*)$ 转变为混沌特征时间序列的临界剪切参数 $\beta_c \approx 0.16$ 。 $Re=400, 600, 800$ 对应的临界剪切参数分别为 $\beta_c = 0.14, 0.10, 0.03$ 。 Re 越大,对应的的临界剪切参数越小。在工程实践中,减小雷诺数或来流剪切梯度均可起到抑制平板流向载荷向混沌特征转变的作用。

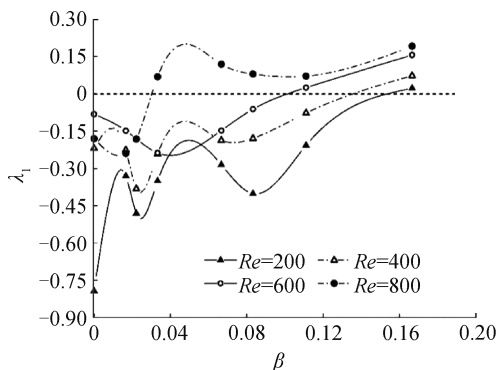


图 13 平板阻力系数的最大 Lyapunov 指数 λ_1 随来流剪切参数 β 的变化

Fig. 13 Variation of maximum Lyapunov exponent λ_1 of plate drag coefficient with shear parameter β

4 结论

1) 雷诺数 Re 与来流剪切梯度 β 对垂直平板尾流涡街的影响体现为:对尾流区两次失稳跃迁的流向位置以及对主涡街、双排涡、二次涡街演化过程的影响。

2) 在主涡街与双排涡内,漩涡运动轨迹是确定的,流动是周期性的。二次跃迁伴随着漩涡失配-重组现象以及漩涡模式由 P 模式向大尺度的 P+S 或 2S 模式的转变。二次涡街充分发展的区域,大尺度涡结构以及失配单涡的运动轨迹均是不规则的,引发流场的低频、非周期性振荡。

3) Re 或 β 的增大均可导致尾流区一次跃迁与二次跃迁的流向位置向上游移动。

4) 均匀来流条件下,随着 Re 的增大,平板阻力系数 $C_d(t^*)$ 的主频由与单涡释放频率对应的 f_1^* “切换”至 f_1^* 的 1/2 倍分谐频。 $C_d(t^*)$ 主频的“切换”现象是一次跃迁的流向位置随 Re 的增大而向上游移动的结果。

5) 剪切来流与平板尾流结构相互作用,诱发了多频特征的流向载荷。随着来流剪切参数的增大,双排涡结构逐渐失稳甚至消失,平板近尾流受大尺度低频结构主导,阻力系数 $C_d(t^*)$ 具有低频、混沌的特征。在工程实践中,减小雷诺数或来流剪切梯

度均可起到抑制平板流向载荷向混沌特征转变的作用。

上述研究结果可为流体机械叶片设计、平板结构减阻、平板结构尾迹控制等问题的理论分析与工程应用提供理论支撑。

参考文献:

- [1] SHAO Chuanping, CHEN Yejun, LIN Jianzhong. Wind induced deformation and vibration of a Platanus acerifolia leaf[J]. Acta mechanica sinica, 2012, 28(3): 583-594.
- [2] 俞科杰, 邵传平. 紫藤萝复叶气动特性的风洞实验研究[J]. 力学学报, 2019, 51(1): 245-262.
YU Kejie, SHAO Chuanping. Wind tunnel investigation of the aerodynamic characteristics of purple wisteria compound leaves[J]. Chinese journal of theoretical and applied mechanics, 2019, 51(1): 245-262.
- [3] FLOYD S, SITI M. Design and development of the lifting and propulsion mechanism for a biologically inspired water runner robot[J]. IEEE transactions on robotics, 2008, 24(3): 698-709.
- [4] 张仲志, 吕建刚, 宋彬, 等. 可控参量对水面仿生矢量推进器性能影响[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2018, 50(9): 171-179.
ZHANG Zhongzhi, LYU Jiangang, SONG Bin, et al. Influence of controllable parameters on the performance of water-surface bionic vector propeller[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2018, 50(9): 171-179.
- [5] TIAN Xinliang, ONG M C, YANG Jianmin, et al. Large-eddy simulation of the flow normal to a flat plate including corner effects at a high Reynolds number[J]. Journal of fluids and structures, 2014, 49: 149-169.
- [6] 吕坤, 张荻, 谢永慧. 不同来流下薄平板流固耦合特性分析[J]. 中国电机工程学报, 2011, 31(26): 76-82.
LYU Kun, ZHANG Di, XIE Yonghui. Fluid-structure interaction for thin plate with different flow parameters[J]. Proceedings of the CSEE, 2011, 31(26): 76-82.
- [7] LEE J, LEE S. Fluid-structure interaction for the propulsive velocity of a flapping flexible plate at low Reynolds number[J]. Computers & fluids, 2013, 71: 348-374.
- [8] TANG Chao, HUANG Haibo, GAO Peng, et al. Self-propulsion of a flapping flexible plate near the ground[J]. Physical review E, 2016, 94(): 033113.
- [9] SAHA A K. Far-wake characteristics of two-dimensional flow past a normal flat plate[J]. Physics of fluids, 2007, 19(12): 123-145.
- [10] HEMMATI A, WOOD D H, MARTINUZZI R J. Characteristics of distinct flow regimes in the wake of an infinite span normal thin flat plate[J]. International journal of heat and fluid flow, 2016, 62: 423-436.
- [11] HEMMATI A, WOOD D H, MARTINUZZI R J. On simulating the flow past a normal thin flat plate[J]. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 2018, 174: 170-187.
- [12] NAJJAR F M, BALACHANDAR S. Low-frequency unsteadiness in the wake of a normal flat plate[J]. Journal of fluid mechanics, 1998, 370(1): 101-147.
- [13] CAO S, TAMURA Y. Numerical and experimental studies on the flow around a circular cylinder in shear flow[J].

- The fourth international symposium on computational wind engineering (CWE2006), 2006:689–692.
- [14] CAO Shuyang, OZONO S, TAMURA Y, et al. Numerical simulation of Reynolds number effects on velocity shear flow around a circular cylinder[J]. *Journal of fluids and structures*, 2010, 26(5): 685–702.
- [15] 及春宁,花阳,许栋,等.不同剪切率来流作用下柔性圆柱涡激振动数值模拟[J]. *力学学报*, 2018, 50(1): 21–31.
- Ji Chunqing, HUA Yang, XU Dong, et al. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a flexible cylinder exposed to shear flow at different shear rates[J]. *Chinese journal of theoretical and applied mechanics*, 2018, 50(1): 21–31.
- [16] 蒋昌波,徐进,屈科.双自由度子母管线涡激振动数值研究[J]. *哈尔滨工程大学学报*, 2021, 42(5): 729–737.
- JANG Changbo, XU Jin, QU Ke. Numerical investigation on vortex-induced vibration in two-degree-of-freedom piggyback pipeline[J]. *Journal of Harbin Engineering University*, 2021, 42(5): 729–737.
- [17] BAO Jian, CHEN Zhengshou. Vortex-induced vibration characteristics of multi-mode and spanwise waveform about flexible pipe subject to shear flow[J]. *International journal of naval architecture and ocean engineering*, 2021, 13: 163–177.
- [18] GAO Yun, ZOU Li, ZONG Zhi, et al. Numerical prediction of vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in uniform and linear shear flows using a wake oscillator model[J]. *Ocean engineering*, 2019, 171: 157–171.
- [19] 张杰.流固耦合平板绕流的格子波尔兹曼数值研究[D].合肥:中国科学技术大学,2009.
- ZHANG Jie. Lattice boltzmann simulations of fluid-solid interaction for viscous flow past flat plates[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2009.
- [20] GUO Z, ZHENG C, SHI B. Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method[J]. *Phys rev E stat nonlin soft matter phys*, 2002, 65: 046308.
- [21] GUO Zhaoli, SHI Baochang, WANG Nengchao. Lattice BGK model for incompressible navier-stokes equation[J]. *Journal of computational physics*, 2000, 165(1): 288–306.
- [22] FENG Zhigang, MICHAELIDES E E. The immersed boundary-lattice Boltzmann method for solving fluid-particles interaction problems[J]. *Journal of computational physics*, 2004, 195(2): 602–628.
- [23] FADLUN E A, VERZICCO R, ORLANDI P, et al. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations[J]. *Journal of computational physics*, 2000, 161(1): 35–60.
- [24] NIU X D, SHU C, CHEW Y T, et al. A momentum exchange-based immersed boundary-lattice Boltzmann method for simulating incompressible viscous flows[J]. *Physics letters A*, 2006, 354(3): 173–182.
- [25] WU J, SHU C. Implicit velocity correction-based immersed boundary-lattice Boltzmann method and its applications[J]. *Journal of computational physics*, 2009, 228(6): 1963–1979.
- [26] 刘健宇,段文洋,廖康平,等.直角网格壁函数的二维高雷诺数机翼绕流计[J]. *哈尔滨工程大学学报*, 2023, 44(6): 895–902.
- LIU Jianyu, DUAN Wenyang, LIAO Kangping, et al. Numerical simulation of 2D airfoil flow in high Reynolds number based on Cartesian grid wall function method[J]. *Journal of Harbin Engineering University*, 2023, 44(6): 895–902.
- [27] SHU C, NIU X D, CHEW Y T. Taylor-series expansion and least-squares-based lattice Boltzmann method; two-dimensional formulation and its applications[J]. *Physical review E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*, 2002, 65(3 Pt 2B): 036708.
- [28] HU Yang, YUAN Haizhuan, SHU Shi, et al. An improved momentum exchanged-based immersed boundary-lattice Boltzmann method by using an iterative technique[J]. *Computers & mathematics with applications*, 2014, 68(3): 140–155.
- [29] CUI Xiongwei, YAO Xiongliang, WANG Zhikai, et al. A hybrid wavelet-based adaptive immersed boundary finite-difference lattice Boltzmann method for two-dimensional fluid-structure interaction[J]. *Journal of computational physics*, 2017, 333: 24–48.
- [30] KIM J, KIM D, CHOI H. An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries[J]. *Journal of computational physics*, 2001, 171(1): 132–150.
- [31] PENG Y, SHU C, CHEW Y T, et al. Application of multi-block approach in the immersed boundary-lattice Boltzmann method for viscous fluid flows[J]. *Journal of computational physics*, 2006, 218(2): 460–478.
- [32] JIANG Hongyi, CHENG Liang. Transition to the secondary vortex street in the wake of a circular cylinder[J]. *Journal of fluid mechanics*, 2019, 867: 691–722.
- [33] KIM H S, EYKHOLT R, SALAS J D. Nonlinear dynamics, delay times, and embedding windows[J]. *Physica D: nonlinear phenomena*, 1999, 127(1/2): 48–60.
- [34] 刘雁,高宽,何浩,等.离心压缩机出口动态压力的最大 Lyapunov 指数特征研究[J]. *振动与冲击*, 2021, 40(24): 198–204, 281.
- LIU Yan, GAO Kuan, HE Hao, et al. Nonlinear dynamic characteristics analysis of the flow pressure of a centrifugal compressor based on the largest Lyapunov exponent[J]. *Journal of vibration and shock*, 2021, 40(24): 198–204, 281.

本文引用格式:

蔚杰,武建军.刚性薄平板绕流特性的数值模拟[J]. *哈尔滨工程大学学报*, 2024, 45(4): 699–708.

WEI Jie, WU Jianjun, . Numerical analysis of flow characteristics around a rigid thin plate[J]. *Journal of Harbin Engineering University*, 2024, 45(4): 699–708.