

DOI: 10.7652/xjtuxb201905021

边界层人工转捩的大涡模拟及壁面脉动压力研究

徐嘉启, 梅志远, 刘志华

(海军工程大学舰船与海洋学院, 430033, 武汉)

摘要: 为了验证边界层人工转捩技术实现船模边界层壁面脉动压力载荷相似的可行性, 采用大涡模拟以及功率谱估计获得平板湍流边界层壁面脉动压力功率谱, 并与试验值、半经验模型值进行了对比, 验证了数值模拟的可靠性。采用大涡模拟获得了绊线上下游壁面脉动压力的均方值、自功率谱和波数频率谱; 以脉动压力均方值、自功率谱特征为判据, 对比了方形、锯齿形绊线的转捩效果。结果表明: 绊线高度雷诺数大于吉宾斯雷诺数; 两种绊线均可实现边界层转捩, 且壁面脉动压力的功率谱特征、谱级相近; 与同流速平板湍流边界层相比, 即使在当地雷诺数较低时, 绊线下游边界层壁面脉动压力自功率谱平台区仍然高出 10 dB 左右。设计的绊线可用于减弱船模边界层壁面脉动压力的尺度效应, 并有助于实现壁面脉动压力载荷相似。

关键词: 边界层; 人工转捩; 大涡模拟; 壁面脉动压力

中图分类号: U661.1 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2019)05-0157-10

Large Eddy Simulation of Boundary Layer Artificial Transition and Wall Pressure Fluctuation

XU Jiaqi, MEI Zhiyuan, LIU Zhihua

(College of Naval Architecture and Ocean Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract: To validate the feasibility of boundary layer artificial transition technique for boundary layer wall pressure load similarity of scaled ship, the wall fluctuating pressure power spectra of plate turbulent layer were acquired by large eddy simulation (LES) and spectrum estimation, the calculated values were compared with the data from experiment and semi-empirical model, and the reliability of numerical simulation was verified. The mean square values, auto-power spectra and wave number-frequency spectra of wall pressure fluctuation up/downstream the trips were acquired by LES. Taking the mean square values and auto-power spectra characteristics as criterion, the transition effects of square trip and zigzag trip were compared. The result shows that: as the Reynolds number at trip height gets greater than Gibbings Reynolds number, both trips are able to generate transition, and their wall pressure fluctuation spectra appear similar to each other in characteristic and magnitude; compared with plate turbulent boundary layer at equal velocity, although the local Reynolds number is lower, the wall pressure fluctuation auto-power spectrum downstream the trip gets 10 dB higher in its flat region. The designed trips could weaken the scale effect of boundary layer wall pressure of scaled ships and contribute to wall pressure load similarity.

收稿日期: 2018-09-12。 作者简介: 徐嘉启(1991—),男,博士生;梅志远(通信作者),男,教授。 基金项目: “十三五”装备预研共用技术和领域基金资助项目(61402070503)。

网络出版时间: 2019-02-20

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20190220.0921.004.html>

Keywords: boundary layer; artificial transition; large eddy simulation; wall pressure fluctuation

声呐自噪声对声呐工作有不利影响,并在一定程度上影响了舰艇的对敌探测能力。当舰艇航速达 10 kn 以上时,水动力噪声将成为自噪声的主要分量^[1]。实船测试表明,低航速下声呐自噪声主要源自于机械噪声和螺旋桨噪声,高航速下声呐自噪声的主要源头之一则是结构流激振动噪声^[1]。边界层壁面脉动压力载荷是声呐导流罩流激振动的源头,因此对边界层壁面脉动压力的研究是声呐导流罩结构流激振动的基础。在缩尺模型载荷及结构振动试验中,往往因为缩尺模型与实船雷诺数的差异较大,而需要借助人工转捩技术以实现壁面脉动压力载荷相似。

本文的研究对象是绊线上下游壁面脉动压力,其中,绊线上下游边界层属于非平衡边界层,壁面脉动压力研究方法属于大涡模拟方法,绊线则是激起湍流的人工转捩装置。

对于边界层壁面脉动压力的研究始于平板平衡湍流边界层。Blake、Farabee、Keith 等针对平板平衡湍流边界层壁面脉动压力功率谱进行了大量研究,对其特征有了系统、全面的认识^[2-4]。近年来,研究方向逐渐向含压力梯度的三维边界层发展。McGrath、Cipolla 等研究了非平衡边界层中压力梯度对湍流边界层壁面脉动压力功率谱的影响^[5-6]。Magionesi、Salze、Hu、庞业珍等分别对舰首声呐导流罩、坡度板、可变攻角翼型下方平板等非平衡边界层壁面脉动压力功率谱进行了试验研究,结果表明,纵向逆压力梯度与零压力梯度情况相比,湍流边界层壁面脉动压力自功率谱平台区较高^[7-10]。

壁面脉动压力的研究方法一般包括试验法、直接数值模拟法和大涡模拟法,这三种方法借助功率谱估计得到脉动压力功率谱。此外,通过功率谱半经验模型也可直接得到脉动压力功率谱。

Abraham 在水洞中采用阵列压力传感器研究了平板湍流边界层壁面脉动压力的一维波数-频率谱^[11]。Salze、Arguillat 等在风洞中采用可旋转的阵列压力传感器研究了湍流脉动压力的二维波数-频率谱^[8,12]。

经典的功率谱半经验模型有 Corcos 模型^[13]和 Chase 模型^[14]。后来,又发展出适用于水中低速湍流边界层的波数-频率谱改进型 Corcos 模型^[15]以及自功率谱 Goody 模型^[16]等。

Wang、张晓龙等采用大涡模拟研究了湍流边界

层壁面脉动压力功率谱^[17-18]。张晓龙等给出的平板湍流壁面脉动压力自功率谱大涡模拟计算值^[18]与 Abraham 的试验值^[11]误差在 6 dB 以内。

功率谱半经验模型大多针对平板平衡湍流边界层壁面脉动压力,试验研究受仪器性能限制较大、周期较长。综上,本文采用大涡模拟对绊线上下游边界层进行数值模拟。

边界层人工转捩装置有绊线、粗糙元或金刚砂等^[19]。田永强等在某后掠机翼人工转捩研究中指出,在低雷诺数工况下,采用粗糙带转捩可近似模拟高雷诺数工况下的边界层自由转捩^[20]。王猛等在风洞中测量了带锯齿形绊线的翼型壁面脉动压力,以脉动压力均方根为转捩判据^[21]。Rengasamy 等对多种绊线的转捩效果进行了风洞试验研究,以近壁面速度均方根沿壁面法向的分布规律为转捩判据^[22]。近年来,对含人工转捩装置的非平衡边界层壁面脉动压力研究相对较少。此外,前后台阶流动与绊线上下游流动有一定的相似性,台阶流的试验及数值模拟研究^[23]有一定的借鉴意义。

本文通过大涡模拟方法实现了平板以及人工转捩边界层流场的数值模拟,以壁面脉动压力功率谱等统计学特性描述了边界层人工转捩现象,并以时均速度、壁面脉动压力自功率谱、波数-频率谱特征为判据,对比了不同绊线的人工转捩效果,验证了绊线实现边界层人工转捩的可行性。

1 壁面脉动压力功率谱

对瞬时压力 p 做雷诺分解,可得时均压力 $\bar{p}$ 和脉动压力 p' ,公式为

$$p = \bar{p} + p' \quad (1)$$

统计定常的湍流,脉动压力时均值 $\overline{p'} = 0$,脉动压力均方值 $\overline{p'^2} \geq 0$ 。

在统计学中,定常、均匀的湍流边界层压力场为宽平稳、各态遍历随机过程,可研究均方值、功率谱等统计特性。根据能量分布域的不同,功率谱可分为自功率谱、空间-频率谱、波数-频率谱等。

1.1 自功率谱

湍流边界层壁面脉动压力的自功率谱描述了湍流能量随频率的统计学分布。实信号对应正频率,一般为单边自功率谱。根据 Parseval 定理,脉动压力均方值 $\overline{p'^2}$ 与自功率谱 $\Phi(\omega)$ 的关系为

$$\overline{p'^2} = \int_0^\infty \Phi(\omega) d\omega = \int_0^\infty \Phi(f) df \quad (2)$$

式中: f 为频率, ω 为圆频率。由式(2)以及 $\omega = 2\pi f$ 知, $\Phi(\omega) = \Phi(f)/2\pi$ 。瞬时压力试验值、大涡模拟计算值均为离散时间序列。功率谱估计前预先对瞬时压力序列做去均值运算,得到脉动压力序列。采用 Welch 周期图法,由脉动压力的 N 点时间序列估计其单边自功率谱,公式为

$$\Phi(f) = \frac{2 \left\langle \left| \sum_{n=1}^N W_1(t_n) p'(t_n) e^{-i \frac{2\pi f(n-1)}{f_s}} \right|^2 \right\rangle}{f_s N C_{W1}} \quad (3)$$

式中: $W_1(t_n)$ 是窗函数,采用 Hanning 窗; $t_n = (n-1)\Delta t$, Δt 是采样时间间隔; f_s 是采样频率; $\langle \cdot \rangle$ 代表集总平均; $C_{W1} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N W_1(t_n)$ 是窗常数,保证功率谱是渐进无偏估计。

对于平板平衡湍流边界层,归一化的壁面脉动压力自功率谱 Goody 模型公式为

$$\frac{\Phi(\omega) U_e}{\tau_w^2 \delta} = \frac{C_2 (\omega \delta / U_e)^2}{[\left(\omega \delta / U_e\right)^{0.75} + C_1]^{3.7} + [1.1 R_T^{-0.57} (\omega \delta / U_e)]^7} \quad (4)$$

式中: U_e 为边界层外缘速度; u_τ 为壁面摩擦速度; τ_w 为壁面切应力, $\tau_w = \rho u_\tau^2$, ρ 为流体密度; δ 为边界层厚度; $\omega \delta / U_e$ 为归一化频率; R_T 为边界层外、内层时间尺度因子的比值, $R_T = (\delta / U_e) / (\nu / u_\tau^2)$, ν 为流体运动黏度; $C_1 \sim C_3$ 为经验常数, $C_1 = 0.5$, $C_2 = 3.0$, $C_3 = 1.1 R_T^{-0.57}$ 。

1.2 空间-频率谱

统计定常、均匀的湍流,壁面脉动压力自功率谱不随空间位置变化,空间-频率谱(互功率谱)与空间间隔有关^[11]。若 ξ 为流向间距, η 为展向间距,则空间-频率谱 Φ 、相干函数 Γ 、相位角 Θ 、迁移速度 U_c 的定义分别为

$$\Phi(\xi, \eta, \omega) = \Phi(\omega) \Gamma(\xi, \eta, \omega) e^{i\theta} \quad (5)$$

$$\Gamma(\xi, \eta, \omega) = \frac{|\Phi(\xi, \eta, \omega)|}{\Phi(\omega)} \quad (6)$$

$$\Theta(\xi, \eta, \omega) = \arctan \frac{\text{Im} \Phi(\xi, \eta, \omega)}{\text{Re} \Phi(\xi, \eta, \omega)} \quad (7)$$

$$U_c(\xi, \eta, \omega) = \omega \xi / \Theta(\xi, \eta, \omega) \quad (8)$$

1.3 波矢-频率谱

二维波矢-频率谱是空间-频率谱的二维傅里叶变换,其公式为

$$\Phi(k_x, k_z, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\xi, \eta, \omega) e^{i(k_x \xi + k_z \eta)} d\xi d\eta \quad (9)$$

式中: k_x 为流向波数; k_z 为展向波数。

对二维波矢-频率谱的展向波数进行积分,得到流向波数-频率谱为

$$\Phi(k_x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k_x, k_z, \omega) dk_z \quad (10)$$

一维波矢-频率谱简称波数-频率谱,减去瞬时压力离散时空序列的时均值,可得脉动压力离散时空序列 $p'(x_m, t_n)$ 。采用 Welch 周期图法估计脉动压力流向波数-频率谱(双边),公式为

$$\Phi(k_x, f) = \Delta x_s \Delta t \left\langle \left| \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N W_2(x_m, t_n) \cdot p'(x_m, t_n) e^{-i[(2\pi f)t_n - k_x x_m]} \right|^2 \right\rangle (2\pi M N C_{W2})^{-1} \quad (11)$$

式中: $W_2(x_m, t_n) = W_x(x_m) W_t(t_n)$ 是窗函数,采用矩形窗; $x_m = (m-1)\Delta x_s$, Δx_s 是流向采样空间间隔; $C_{W2} = \frac{1}{M N} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M W_2^2(x_m, t_n)$ 是窗常数。

2 数值模拟方法

采用计算流体动力学软件 Star-CCM⁺ 进行数值模拟。采用 RANS (Reynolds averaged Navier-Stokes equation) 方法求解不可压缩流体 Navier-Stokes 方程,从而计算流场速度及压力的时均项,采用大涡模拟求解速度及压力的脉动项。

采用大涡模拟对流场变量进行空间滤波,空间滤波后的速度场为

$$\bar{u}_i = \int u_i(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d\mathbf{x}' \quad (12)$$

式中: $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ 为空间滤波函数, $\mathbf{x} = (x, y, z)$, $\mathbf{x}' = (x', y', z')$; u_i 为任意坐标方向的瞬时速度,变量上方加“~”代表空间滤波后的结果。

空间滤波后的动量方程为

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \sigma_{T_{ij}}}{\partial x_j} \quad (13)$$

式中: t 为时间; (x_i, x_j) 为空间坐标; μ 为流体动力黏度; $\sigma_{T_{ij}}$ 为分子黏性应力; $\sigma_{T_{ij}}$ 为亚格子应力, $\sigma_{T_{ij}} = \rho \bar{u}_i \bar{u}_j - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$ 。采用 Dynamic Smagorinsky-Lilly 亚格子涡模型^[24],并参考文献[25],将模型中涡黏性系数阈值设为 $[0.1, 0.24]$ 。

3 平板湍流边界层大涡模拟方法验证

对平板平衡湍流边界层进行大涡模拟,并进行网格无关性验证,以此作为大涡模拟方法的验证。

3.1 网格划分与数值计算设置

为进行网格无关性验证,建立了稀、中、密 3 套网格,分别称为网格方案 a、b、c。3 套网格方案对应

的网格数、测试区网格尺寸及量纲一网格尺寸见表 1,其中 Δx 、 Δz 分别为流向和展向网格尺寸,测试区域内流向网格尺寸达最小值且均匀分布,对应着数值计算的最小采样空间间隔, Δx^+ 、 Δz^+ 分别为 Δx 和 Δz 量纲一形式, $\Delta x^+ = u_\tau \Delta x / \nu$, $\Delta z^+ = u_\tau \Delta z / \nu$ 。由于需要求解包括黏性底层在内的整个湍流边界层,因此近壁面网格必须足够精细,3 套网格的壁面首层网格厚度均保证 $y^+ < 1$, y^+ 为量纲一壁面距离, $y^+ = u_\tau y / \nu$, y 为网格中心点与壁面间距,近壁面处网格厚度增长比为 1.05。

表 1 不同网格方案的网格尺寸及量纲一网格尺寸

网格方案	$\Delta x/\text{mm}$	$\Delta z/\text{mm}$	Δx^+	Δz^+
a	2.11	2.0	314.65	298.25
b	1.50	1.0	223.68	149.12
c	0.06	0.5	158.07	74.56

流场入口为均匀速度入口,入口对应坐标原点,出口为压力出口,其余为无滑移壁面边界。先采用 RANS 方法及 SST $k-\omega$ 湍流模型^[26]生成初始的稳态流场,并计算湍流边界层时均参数,再采用大涡模拟进行非定常计算。

对平板湍流边界层进行模拟,设置自由流流速为 4.6 m/s,流体密度为 999.04 kg/m³,流体动力黏度为 1.14×10^{-3} Pa · s,流体运动黏度为 1.14×10^{-6} m²/s。由于时间步长为 10^{-4} s,设置最小流向网格尺寸为 0.001 06 m,因此 CFL (Courant Friedrich Lewy)数小于 1。根据文献[11],布置 48 个压力测点,测点 1 距离速度入口 1.63 m,采样空间间隔即测点流向间距 $\Delta x_p = 4.22$ mm,采样波数 $k_s = 2\pi/\Delta x_p = 1\,490$ rad/m,分析截止波数为 745 rad/m。本文的数值模拟采样频率为 10 kHz,分析截止频率为 5 kHz;文献[11]的采样频率为 2 kHz,分析截止频率为 1 kHz。数值计算网格如图 1 所示。

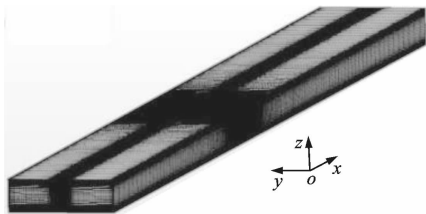


图 1 数值计算网格

示,网格较密的测试区对应计算域中部。

3.2 时均速度剖面

边界层时均参数通过 RANS 方法计算。对比

测点 1 处平板湍流边界层时均速度的计算值、试验值^[11]、Reichardt 公式(含边界层内层)估计值^[27]和 Coles-Hirst 公式(不含黏性底层)估计值^[28],结果如图 2 所示,图中 u^+ 为量纲一时均速度, $u^+ = \bar{u}/u_\tau$, $\bar{u}$ 为时均速度。

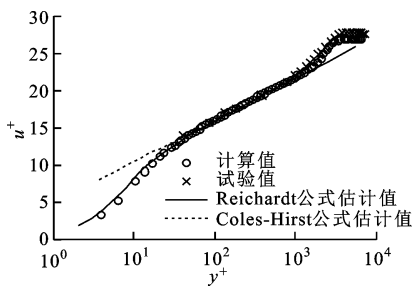


图 2 测点 1 处的时均速度剖面

从图 2 可得出结论:黏性底层($y^+ < 10$)、过渡层($10 < y^+ < 50$)、对数律层($50 < y^+ < 500$)的时均速度计算值与 Reichardt 公式估计值吻合较好;对数律层、速度亏损律层($y^+ > 500$)的时均速度计算值与试验值、Coles-Hirst 公式估计值吻合良好,呈现出外层速度剖面与对数律的偏移。

平板湍流边界层的边界层厚度 δ 、位移厚度 δ^* 、动量损失厚度 θ 以及壁面摩擦速度 u_τ 的计算值和试验值对比见表 2,可见计算值与试验值相对误差较小。综上,本文在平板平衡湍流边界层数值模拟中的近壁面处理是合理的。

表 2 平板湍流边界层时均参数的计算值和试验值

方法	$U_e/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	δ/mm	δ^*/mm	θ/mm	$u_\tau/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
计算	4.61	24.9	3.56	2.5	0.173
试验	4.59	25.7	3.65	2.6	0.164
相对误差/%	0.44	-3.11	-2.47	-3.85	5.49

3.3 壁面脉动压力自功率谱

首先,研究网格精度对壁面脉动压力自功率谱计算值的影响。3 套网格方案的脉动压力自功率谱计算值(测点 48)、试验值^[11]对比如图 3 所示,自功率谱采用混合变量尺度律归一化,以壁面切应力 τ_w 作为压力尺度因子,以边界层外边界速度 U_e 作为时间尺度因子。

由图 3 得出结论:随着网格加密,计算值与试验值愈发汇聚,中高频段谱线变化尤为明显,使得平台区对应的最高频率增大;对比网格方案 b 和 c,可以看出网格加密造成的计算值差异不大,表明平板湍流大涡模拟时,方案 c 的网格尺寸是合理的。

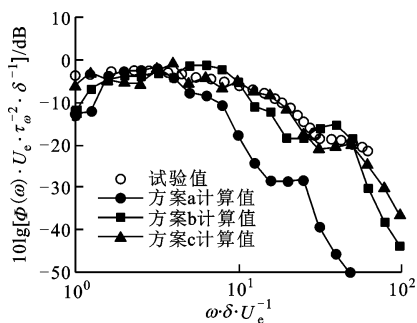


图3 不同网格方案的脉动压力自功率谱
计算值与试验值

其次,采用网格方案c,对壁面脉动压力自功率谱大涡模拟计算值(测点1、24、48)、试验值^[11]、Goody模型计算值进行对比,自功率谱采用混合变量尺度律归一化,结果如图4所示。

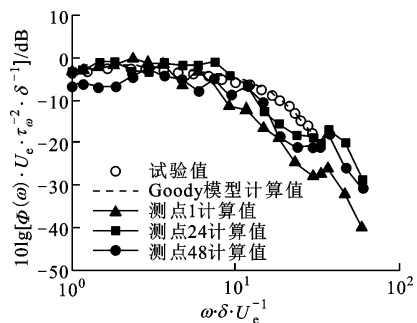


图4 脉动压力自功率谱的大涡模拟计算值、
试验值、Goody模型计算值

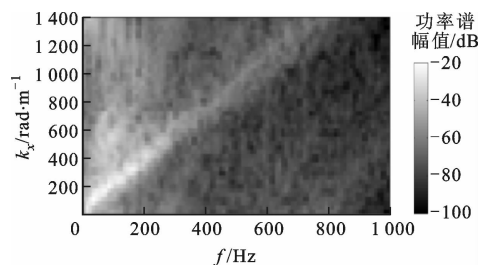
从图4得出结论:大涡模拟计算值与试验值吻合良好;不同测点的自功率谱经尺度律归一化后,在中低频、重叠区汇聚,在频率稍高时有所发散,与Abraham的试验研究结论一致^[11]。以上结论表明本文方法合理有效。

需要说明的是,图4中的Goody模型计算值是以试验值^[11]为拟合对象,进行修正后的结果。原版Goody模型的自功率谱重叠区上限频率与试验值稍有差异。Goody模型以 C_1 、 C_3 的比值决定重叠区频率范围,且 R_T 越小,重叠区越窄。综上,将参数 C_3 修正为 $1.1R_T^{0.47}$ 。

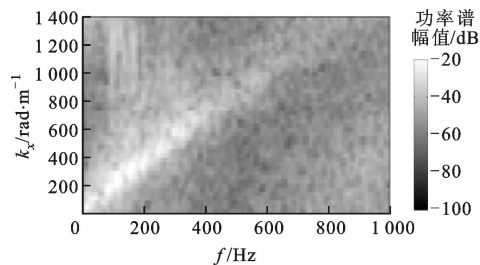
3.4 壁面脉动压力流向波数-频率谱

图5展示了网格精度对流向波数-频率谱计算值的影响,功率谱幅值以声压级表示,参考值为 $1 \text{ Pa}^2 / (\text{Hz} \cdot \text{rad} \cdot \text{m}^{-1})$,为与文献^[11]对应,将波数-频率谱的负波数区平移至正波数区,且只选取1 kHz以下的部分。

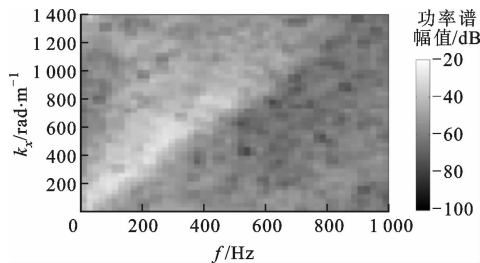
从图5得出结论:对于不同精度的网格,迁移脊峰值均在-20 dB左右;随着网格精度降低,高频区



(a) 网格方案 a



(b) 网格方案 b



(c) 网格方案 c

图5 不同网格方案的流向波数-频率谱计算值

功率谱降低,与不同网格精度下脉动压力自功率谱计算值的趋势相仿,其原因可能是随着网格精度降低,较大尺度涡的模拟由亚格子涡模型完成,对涡能量耗散的建模愈发不准确,计算精度下降。

图6是流向波数-频率谱试验值的等高线图^[11],功率谱幅值以声压级表示,参考值为 $1 \text{ Pa}^2 / (\text{Hz} \cdot \text{rad} \cdot \text{m}^{-1})$,与图5c进行对比可知:大涡模拟计算值与试验值的迁移脊斜率即迁移速度吻合良好,迁移脊峰值均在-20 dB左右,误差小于5 dB。以上结论表明本文方法合理有效。

4 绊线上下游边界层计算结果分析

4.1 网格划分与数值计算设置

参考文献^[21-22]风洞试验中方形、锯齿形绊线的设计,以吉宾斯雷诺数为依据,设计高度 $d = 1 \text{ mm}$ 的方形、锯齿形绊线。在平板上距入口0.2 m处,沿展向布置方形或锯齿形绊线,方形绊线宽4 mm,锯齿形绊线如图7所示。

测点1~11($p_1 \sim p_{11}$)位于绊线上游,测点1距

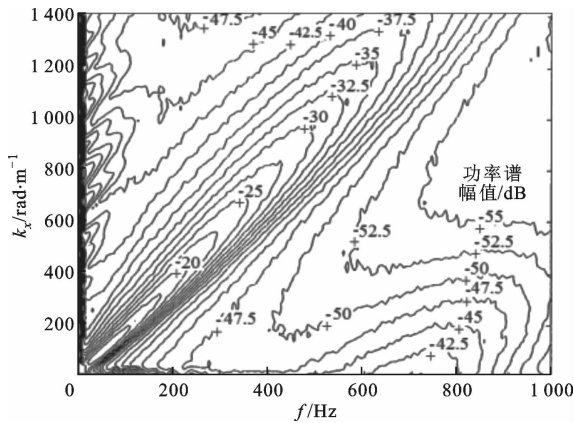


图 6 流向波数-频率谱试验值^[11]

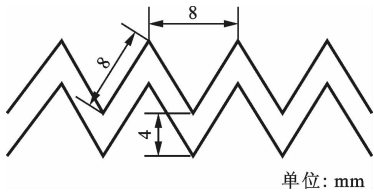
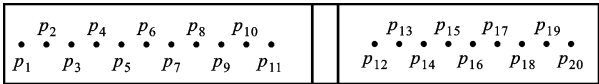
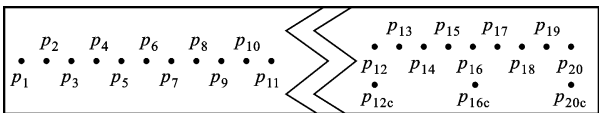


图 7 锯齿形绊线

入口 0.15 m, 测点 12~20 ($p_{12} \sim p_{20}$) 位于绊线下游, 测点 12 距入口 0.208 m, 测点流向间距为 0.004 m, 测点与绊线的示意图见图 8。对锯齿形绊线, 编号加“c”的测点位于“前凸”下游, 不加“c”的测点位于“后凹”下游。



(a) 方形绊线



(b) 锯齿形绊线

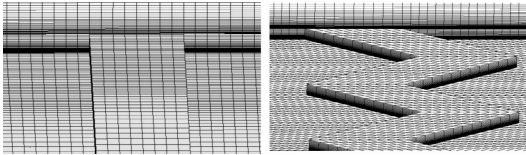
图 8 测点与绊线的示意图

设置 3 种绊线方案, 方案 1 不使用绊线, 方案 2 使用方形绊线, 方案 3 使用锯齿形绊线。近壁面首层网格厚度保证 $y^+ < 1$, 网格厚度增长比为 1.05。以平板湍流边界层数值模拟的网格精度为基础, 参考台阶流动数值模拟研究^[23]中的台阶下游网格划分, 划分绊线方案的数值计算网格, 各绊线方案对应的网格数、测试区网格尺寸及量纲一网格尺寸见表 3。绊线附近网格见图 9。

设置自由流流速 $U_0 = 1.5$ m/s, 流向网格尺寸 $\Delta x = 0.5$ mm, 时间步长 $\Delta t = 0.2$ ms, 易得 CFL 数小于 1, 采样频率 $f_s = 50$ kHz, 分析截止频率为 2.5

表 3 不同绊线方案的网格数、网格尺寸和量纲一网格尺寸

绊线方案	网格数/万	$\Delta x/\text{mm}$	$\Delta z/\text{mm}$	Δx^+	Δz^+
1	850	0.5	0.67	25.17	33.73
2	850	0.5	0.67	25.17	33.73
3	1 000	0.5	0.67	25.17	33.73



(a) 方形绊线

(b) 锯齿形绊线

图 9 绊线附近的网格

kHz。计算流向波数-频率谱时, 设置绊线上下游压力测点流向间距 $\Delta x_p = 2$ mm, 采样波数 $k_s = 2\pi/\Delta x_p = 3\ 140$ rad/m, 分析截止波数为 1 570 rad/m。

当距离速度入口的流向距离 $l = 0.2$ m 时, 当地雷诺数 $Re_l = U_e l/\nu \approx 3 \times 10^5$, 根据边界层理论, 此时边界层开始转捩, 但未达到充分发展湍流。以边界层外缘流速 U_e 为特征速度, 绊线高度为特征长度的雷诺数, $Re_d = U_e d/\nu \approx 1\ 300$, 大于吉宾斯雷诺数 826, 此时绊线可立即引起转捩^[19], 并且绊线下游边界层动量损失厚度雷诺数 $Re_\theta = U_e \theta/\nu \approx 4\ 000 > 2\ 000$, 根据文献^[22], 绊线产生的上游历史记忆效应对下游基本无影响。

4.2 时均速度剖面

绊线上游边界层时均速度剖面由 RANS 方法获得, 绊线下游时均速度剖面由大涡模拟计算瞬时值再取平均获得。对无绊线、方形绊线上下游、使用锯齿形绊线时“前凸”上下游、使用锯齿形绊线时“后凹”上下游的时均速度剖面进行对比, 并以黏性底层壁面律 $u^+ = y^+$ 和对数律层壁面律 $u^+ = 2.44 \cdot \ln(y^+) + 5.0$ 作参照, 结果如图 10 所示。

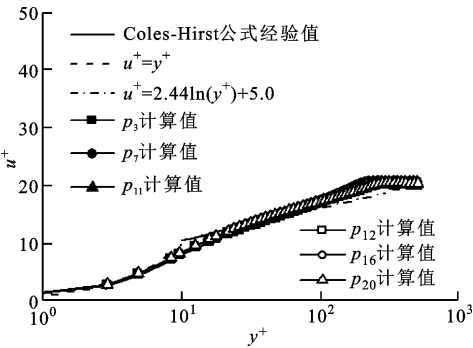
由图 10 得出以下结论。

(1) 在方形绊线紧后方, 自壁面至绊线高度 ($y^+ \approx 66$) 区域内有回流区, 且此时外层尾迹区较平板平衡边界层有较大抬升; 下游是再附着区以及松弛区, 此时的时均速度剖面接近平板平衡边界层的情况。

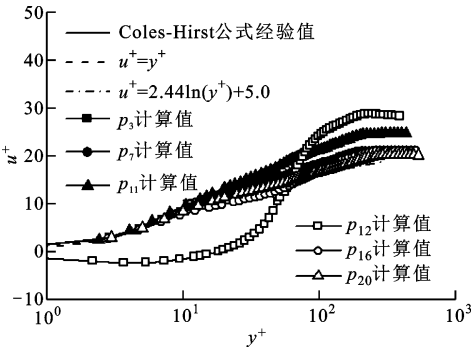
(2) 与平板平衡边界层时均速度剖面相比, 锯齿形绊线“前凸”下游的时均速度剖面更接近平板平衡边界层的情况; 锯齿形绊线“后凹”的下游绊线高度处流速稍低, 且外层尾迹区有较大抬升。

方形绊线、锯齿形绊线上下游的边界层纵向压

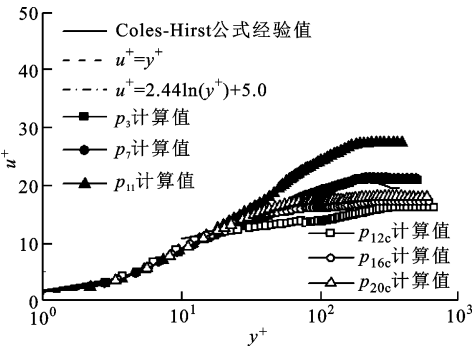
力梯度分布如表 4 所示。



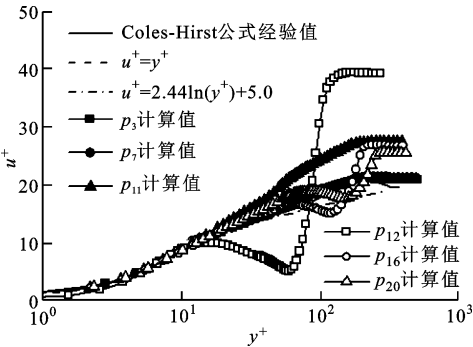
(a) 无绊线



(b) 方形绊线



(c) 锯齿形绊线“前凸”上下游



(d) 锯齿形绊线“后凹”上下游

图 10 时均速度剖面

表 4 绊线上下游的边界层纵向压力梯度

测点	l/m	纵向压力梯度/ $\text{Pa} \cdot \text{m}^{-1}$	
		方形绊线	锯齿形绊线
3	0.158	223.73	261.12
7	0.174	888.58	1 109.07
11	0.190	6 444.48	5 650.16
12	0.208	25 099.53	6 127.27
14	0.216	6 115.12	97.92
16	0.224	-558.05	-727.96
18	0.232	-559.94	-467.88
20	0.240	-319.82	-317.56

由表 4 得出结论:方形绊线、锯齿形绊线上游以及绊线紧后方为纵向逆压力梯度,逆压力梯度较大时,时均速度剖面外层尾迹区较平板平衡边界层有明显抬升;绊线下游逐渐变为纵向顺压力梯度,顺压力梯度值较小,时均速度剖面接近平板平衡边界层的情况;相较于同等高度的方形绊线,锯齿形绊线紧后方的纵向逆压力梯度值较小,且较快地转变为纵向顺压力梯度。

4.3 壁面脉动压力均方根

方形绊线、锯齿形绊线上下游的壁面脉动压力均方根计算值、Farabee 公式的脉动压力均方根经验值^[3]、McGrath^[5]和 Salze^[8]的顺压力梯度平板边界层脉动压力均方根试验值经壁面摩擦速度归一化后,结果对比如图 11 所示。量纲一脉动压力均方根 p'_{rms}/τ_w 的 Farabee 公式为

$$p'_{\text{rms}}/\tau_w = \begin{cases} \sqrt{6.5}, & Re_\tau \leq 333 \\ \sqrt{6.5 + 1.86 \ln(Re_\tau/333)}, & Re_\tau > 333 \end{cases} \quad (14)$$

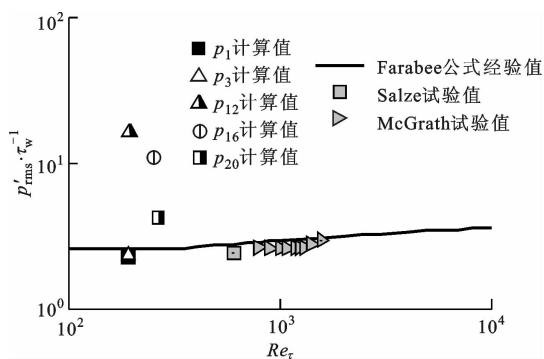
式中 Re_τ 为壁面摩擦速度雷诺数, $Re_\tau = u_\tau \delta/\nu$ 。

由图 11 得出以下结论:

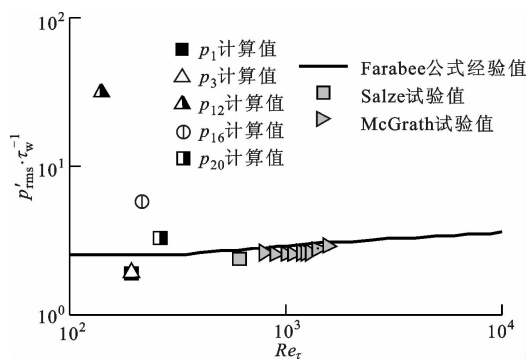
- (1) 绊线下游的壁面脉动压力均方根明显高于绊线上游,并且高于 Farabee 公式经验值,表明绊线下游的湍流脉动能量较高;
- (2) 在与文献[5]工况的边界层压力梯度相近的情况下,虽然绊线下游边界层的壁面摩擦速度雷诺数较低,但脉动压力均方根仍然达到甚至超过了试验值。

4.4 壁面脉动压力自功率谱

图 12 展示了无绊线、方形绊线和锯齿形绊线上下游压力测点的壁面脉动压力的自功率谱,功率谱以声压级表示,参考值为 $1 \text{ Pa}^2/\text{Hz}$ 。试验测量时自



(a) 方形绊线



(b) 锯齿形绊线

图 11 绊线上下游的壁面脉动压力均方根

由流流速为 1.5 m/s, 测点距速度入口 1.63 m^[11]。为了保证流速相同时, 绊线上游边界层仍处于转捩区, 绊线布置的较为靠前, 距入口 0.2 m, 与试验工况^[11]相比, 当地雷诺数较小。

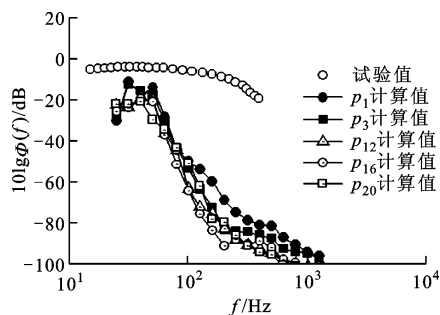
从图 12 得出以下结论。

(1) 有绊线时, $l=0.2$ m 处上游的脉动压力自功率谱在中低频段有一突跃, 这与转捩区 T-S 波有关, 表明边界层已开始转捩; 无绊线时, $l=0.2$ m 处下游的脉动压力自功率谱中低频段也有这种突跃, 表明边界层仍处在转捩区。

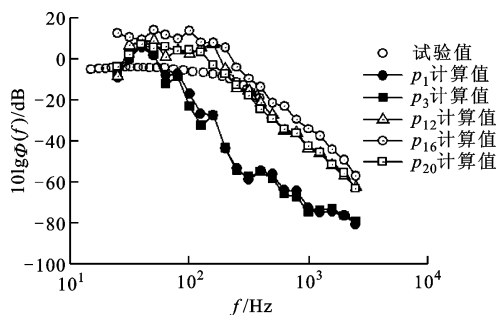
(2) 两种绊线下游的脉动压力自功率谱均包含明显的平台区, 具备充分发展湍流脉动压力自功率谱的一般特征, 初步证明了两种绊线的人工转捩效果。

(3) 虽然数值计算时当地雷诺数低于文献^[11]试验时的当地雷诺数, 但是绊线下游壁面脉动压力自功率谱平台区的计算值却高于文献^[11]的试验值。

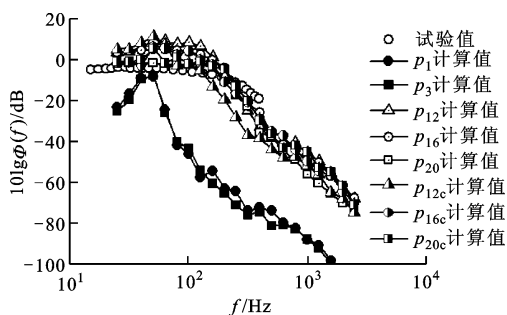
(4) 绊线下游离绊线越远, 脉动压力自功率谱幅值越低, 测点 16 与 20 流向间距为 0.016 m, 其脉动压力自功率谱幅值差达 10 dB。文献^[22]指出, 绊线下游边界层流态可能从充分发展湍流退化为层流。因此, 绊线实现转捩的有效区域仍有待进一步研究。



(a) 无绊线



(b) 方形绊线上下游



(c) 锯齿形绊线上下游

图 12 壁面脉动压力自功率谱

4.5 壁面脉动压力流向波数-频率谱

图 13 展示了无绊线、方形绊线和锯齿形绊线上下游壁面脉动压力流向波数-频率谱, 将波数-频率谱的负波数区平移至正波数区, 并选取 1.2 kHz 以下的部分, 功率谱以声压级表示, 参考值为 1 Pa²/(Hz · rad · m⁻¹)。

由图 13 得出以下结论。

(1) 绊线下游与平板湍流边界层的壁面脉动压力流向波数-频率谱分布规律一致, 包含迁移脊且迁移脊斜率 $d\omega/dk = U_c \approx 0.65 U_0$, U_0 为自由流流速。这与绊线下游壁面脉动压力均方根、自功率谱特征一同证明了绊线的转捩效果。

(2) 无绊线的壁面脉动压力流向波数-频率谱均不具有明显的迁移脊, 表明自然转捩时, 测试区边界层流态仍未达充分发展湍流。

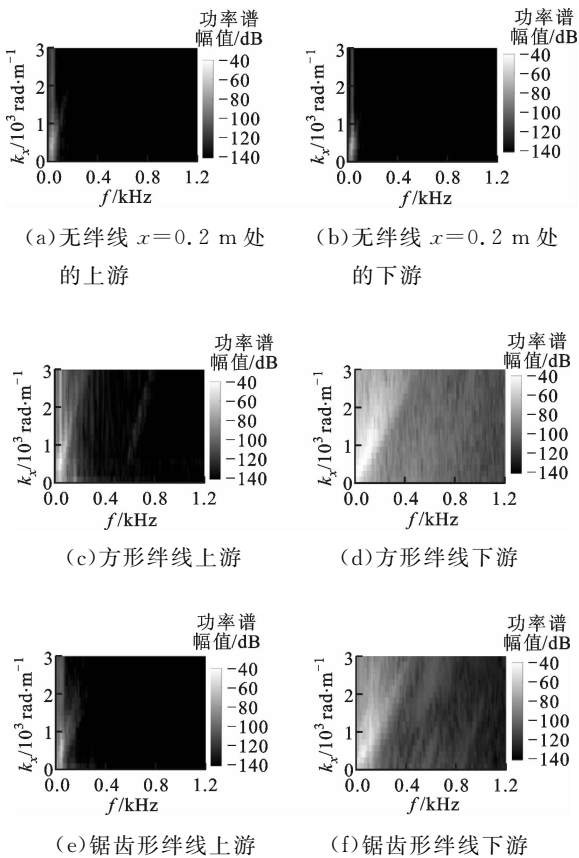


图13 壁面脉动压力流向波数-频率谱

5 总结

采用大涡模拟以及功率谱估计,获得了平板平衡湍流边界层的壁面脉动压力自功率谱、波数-频率谱,进行了网格无关性验证,并与试验值对比验证了数值计算方法的合理性与有效性。

研究了绊线下游的非平衡湍流边界层壁面脉动压力自功率谱、波数-频率谱,通过与平衡湍流边界层脉动压力自功率谱、波数-频率谱的对比,得出结论:

(1)设计了方形绊线、锯齿形绊线,当绊线高度雷诺数达到吉宾斯雷诺数时,可以实现边界层转捩;

(2)与同流速平板湍流边界层相比,虽然当地雷诺数较小,绊线下游壁面脉动压力自功率谱平台区仍然高出10 dB左右,绊线下游稍远处,平台区数值有所降低;

(3)从绊线下游壁面脉动压力自功率谱、波数-频率谱特征来看,本文设计的等高的方形绊线、锯齿形绊线的转捩效果基本相当;

(4)锯齿形绊线紧后方的回流稍弱,不存在太过剧烈的逆压力梯度,为避开绊线紧后方的回流,在进行湍流边界层流激结构振动模型试验时,宜将绊线

置于测试区上游的一定位置。

未来可增加对照组进一步归纳湍流壁面脉动压力功率谱级与绊线特征参数之间的函数关系,从而更加精确地预估绊线下游的边界层壁面脉动压力功率谱级。

参考文献:

- [1] 俞孟萨,叶剑平,吴有生,等. 船舶声呐部位自噪声的预报方法及其控制技术 [J]. 船舶力学, 2002, 6(5): 80-94.
YU Mengsa, YE Jianping, WU Yousheng, et al. Prediction and control method of self-noise in ship's sonar domes [J]. Journal of Ship Mechanics, 2002, 6(5): 80-94.
- [2] BLAKE W K. Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1970, 44: 637-660.
- [3] FARABEE T M, CASARELLA M J. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers [J]. Physics of Fluids: A Fluid Dynamics, 1991, 3(10): 2410-2420.
- [4] KEITH W L, HURDIS D A, ABRAHAM B M. A comparison of turbulent boundary layer wall pressure spectrum [J]. Journal of Fluids Engineering, 1992, 114: 338-347.
- [5] MCGRATH B E, SIMPSON R L. Some features of surface pressure fluctuations in turbulent boundary layers with zero and favorable pressure gradients: NASA CR-4051 [R]. Washington DC, USA: NASA, 1987: 5-12.
- [6] CIPOLLA K M, KEITH W L. Effects of pressure gradients on turbulent boundary layer wave number frequency spectra [J]. AIAA Journal, 2000, 38(10): 1832-1836.
- [7] MAGIONESI F, MASCIO A D. Investigation and modeling of the turbulent wall pressure fluctuations on the bulbous bow of a ship [J]. Journal of Fluids and Structures, 2016, 67: 219-240.
- [8] SALZE E, BAILLY C, MARSDEN O, et al. Investigation of the wall pressure wavenumber-frequency spectrum beneath a turbulent boundary layer with pressure gradient [C/OL]// Proceedings of the International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. [2018-04-07]. <http://www.tsfp-conference.org/proceedings/2015/v3/8A-2.pdf>.
- [9] HU N, HERR M. Characteristics of wall pressure fluctuations for a flat plate turbulent boundary layer with pressure gradients [C/OL]// Proceedings of the

- 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. [2017-12-26]. DOI: 10.2514/6.2016-2749.
- [10] 庞业珍, 俞孟萨. 非均衡湍流边界层脉动压力测试研究 [J]. 船舶力学, 2016(20): 515-525.
PANG Yezhen, YU Mengsa. Research on fluctuation pressure test for non-equilibrium turbulence boundary-layer [J]. Journal of Ship Mechanics, 2016, 20(5): 515-522.
- [11] ABRAHAM B M. Direct measurements of turbulent boundary layer wall pressure wavenumber-frequency on smooth and riblet-coated plates [D]. Storrs, CT, USA; University of Connecticut, 2000: 110-170.
- [12] ARGUILLAT B, RICOT D, BAILLY C, et al. Measured wavenumber-frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2010, 128(4): 1647—1655.
- [13] CORCOS G M. The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1964, 18: 353-379.
- [14] CHASE D M. The characteristics of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wave numbers and a suggested comprehensive model [J]. Journal of Sound and Vibration, 1987, 112: 125-147.
- [15] HWANG Y F, BONNESS W K, HABMRIC S A. On modeling structural excitations by low speed turbulent boundary layer flows: T-R-03-008 [R]. Ballston, VA, USA; Office of Naval Research, 2003: 30-34.
- [16] GOODY M. Empirical spectral model of surface pressure fluctuations [J]. AIAA Journal, 2004, 42(9): 1788-1794.
- [17] WANG M, MOREAU S, IACCARINO AND G, et al. LES prediction of wall-pressure fluctuations and noise of a low-speed airfoil [J]. International Journal of Aeroacoustics, 2009, 8(3): 177-198.
- [18] 张晓龙, 张楠, 吴宝山. 平板壁面湍流脉动压力及其波数-频率谱的大涡模拟数值计算分析研究 [J]. 船舶力学, 2014, 18(10): 1151-1164.
ZHANG Xiaolong, ZHANG Nan, WU Baoshan. Computation of turbulent wall pressure fluctuation and its wavenumber-frequency spectrum using large eddy simulation [J]. Journal of Ship Mechanics, 2014, 18(10): 1151-1164.
- [19] 陈懋章. 粘性流体动力学基础 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2002: 223.
- [20] 田永强, 张正科, 屈科, 等. 后掠机翼人工转捩最佳粗糙带高度数值预测 [J]. 航空学报, 2016, 37(2): 461-474.
TIAN Yongqiang, ZHANG Zhengke, QU Ke, et al. Numerical prediction of optimal height of roughness strip for artificial transition on swept wings [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(2): 461-474.
- [21] 王猛, 高永卫, 朱奇亮. 利用表面脉动压力探测转捩的数据处理方法研究 [J]. 实验力学, 2012, 27(5): 764-770.
WANG Meng, GAO Yongwei, ZHU Qiliang. An investigation on data processing in transition detection using surface pressure fluctuation [J]. Journal of Experimental Mechanics, 2012, 27(5): 764-770.
- [22] RENGASAMY K, ALAKESH C M. Experiments on effective tripping device in a zero pressure gradient turbulent boundary layer [C] // Proceedings of the 15th Asian Congress of Fluid Mechanics. London, UK: IOP Publishing, 2017: 12-16.
- [23] HU R, WANG L, FU S. Investigation of the coherent structures in flow behind a backward-facing step [J]. Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, 2016, 26(3): 1050-1068.
- [24] LILLY D K. A proposed modification of the Germano subgrid scale closure method [J]. Physics of Fluids, 1992, A4(3): 633-635.
- [25] FENG Dakui, WANG Xianzhou, JIANG Fengjian, et al. Large eddy simulation of DARPA suboff for $Re = 2.65 \times 10^7$ [J]. Journal of Coastal Research, 2015, 73(s1): 687-691.
- [26] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence modeling for engineering applications [J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [27] OSTERZIEL J, ZENGER F J, BECKER S. Sound radiation of aerodynamically excited flat plates into cavities [J]. Applied Sciences, 2017, 7(10): 2-19.
- [28] COLES D. The law of the wake in the turbulent boundary layer [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1956, 1: 191-226.

(编辑 陶晴)