

基于 LES 与 FW-H 方程的圆柱-翼型 干涉噪声数值研究

陈伟杰, 乔渭阳, 王良锋, 许坤波, 全帆
(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710129)

摘 要: 采用大涡模拟(LES)结合 Ffowcs Williams-Hawkings(FW-H)方程研究了圆柱-翼型干涉噪声的频谱特征和四极子噪声的影响. 流场结果与实验吻合较好, 声场获得了与实验相一致的频谱形状, 翼型前缘 30% 弦长为主要干涉噪声源. 针对计算与实验展向高度不同的问题, 首先基于相关函数为三角函数的假定推导了展向修正公式, 并与相关文献采用矩形函数、指数函数及高斯函数所得结果进行了对比. 结果表明: 不同的修正方法修正量差别高达 7.6 dB, 三角函数与矩形函数修正效果类似, 优于高斯函数, 指数函数修正效果最差. 分别采用固体壁面和可穿透数据面作为积分面, 研究了体声源的影响, 结果表明低马赫数下四极子噪声的影响可以忽略不计.

关 键 词: 大涡模拟; FW-H 方程; 宽频噪声; 三角函数; 展向修正; 四极子噪声

中图分类号: V231

文献标志码: A

Investigation of rod-airfoil interaction noise using large eddy simulation and FW-H equation

CHEN Wei-jie, QIAO Wei-yang, WANG Liang-feng,
XU Kun-bo, TONG Fan

(School of Power and Energy, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710129, China)

Abstract: Large eddy simulation (LES) and Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) equation were used to investigate the spectral characteristics of the rod-airfoil interaction noise and the influence of the quadrupole source. The flow field prediction was in good agreement with experiment data, and the spectral shape of the acoustic radiation was consistent with experiment results. The front 30% chord length at the leading edge of the airfoil is the main interaction noise source. For the reason of the different span-wise length between simulation and experiment, a new group of formulas was derived based on the hypothesis of trigonometric correction function and the results were compared with the rectangular, exponential and Gaussian functions. The correction deviation for different correction methods is as large as 7.6 dB. The correction effect of the trigonometric function is similar to the rectangular function and better than Gaussian function, whilst the exponential function has the poorest correction effect. Solid wall surfaces and permeable data surfaces were used for acoustic calculation to investigate the effect of quadrupole source. The results show that the impact of quadrupole source is negligible at low Mach number.

Key words: large eddy simulation(LES); Ffowcs Williams-Hawkings(FW-H) equation;

收稿日期:2015-01-11

基金项目:国家自然科学基金(51276149,51476134); 空气动力学国家重点实验室研究基金(SKLA20140201)

作者简介:陈伟杰(1986-),男,河南周口人,博士生,主要从事气动声学方面的研究.

broadband noise; trigonometric function; span-wise correction;
quadrupole noise

上游尾迹与下游叶片干涉产生的宽频噪声广泛存在于工业应用领域,如空调系统、风力发电系统、直升机叶片-涡干涉噪声以及叶轮机械中转/静干涉噪声等。流体流过圆柱周期性的涡脱落形成卡门涡街,在亚临界状态,流动在圆柱表面分离之前仍为层流状态,在尾迹区迅速转变为湍流^[1],因此圆柱尾迹区是周期性的大尺度卡门涡街与小尺度湍流的干涉流场,其中自然包含了单音噪声与宽频噪声分量,又由于其结构简单,故圆柱-翼型干涉模型被广泛用来进行噪声研究。

目前研究气动噪声的主要数值方法之一是混合方法,即 computation fluid dynamics(CFD)和声类比(acoustic analogy,AA)相结合的方法。Casalino 等^[2]采用 2-D unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes(URANS)结合 FW-H 方程对圆柱-翼型干涉噪声进行了数值研究,结果表明,利用 RANS 计算使分离推迟,导致脱落涡频率偏大 25%。Magagnato, Boudet 等^[3-5]采用 3-D LES 结合 FW-H 方程对圆柱-翼型干涉噪声进行了研究,很好地捕捉到了脱落涡频率并指出翼型离圆柱不能太近以免翼型对涡脱落产生较大影响。Peth 等^[6]采用 LES 和 linearized perturbed compressible equations(LPCE)对此问题进行了研究,给出了单音噪声及宽频噪声的产生机制。Eltaweel 等^[7]采用 LES 计算非定常流场信息,通过 boundary-element method(BEM)方法求解 Lighthill 方程对此问题进行了研究。Giret 等^[8]采用 LES 和 FW-H 方程对比了不同计算展向高度和圆柱横向位置偏移对计算结果的影响。URANS 方法计算量较小但不能求解湍流宽频噪声分量,LES 方法可以求解宽频噪声但计算量较大,因此可以考虑采用结合 Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS)和 LES 的混合方法。Detached eddy simulation(DES)^[9]方法在壁面附近采用 RANS 方法,在主要声源区采用 LES 方法,可以大大减少网格量,但其最大的缺陷是 RANS 区域计算对湍流模型的依赖性较强^[10-13],Greschner 等^[12]采用 DES 方法和 FW-H 方程对此问题进行了研究,利用可穿透数据面和体积分研究了四极子噪声的大小并论述了可穿透数据面的缺陷。Jacob 等^[14]对不同的 CFD 结合 AA 的混合方法进行了研究对比,结果表明相对于 URANS 和 DES,LES 更适合用来计算气动噪声问题。

本文采用 LES 求解非定常湍流流场,以流场信息作为输入参数求解 FW-H 方程得到远场声场,并与实验结果进行了对比。分析了翼型表面的噪声源分布特性,对比了不同的展向修正公式对噪声预测结果的影响。关于低马赫数下四极子噪声的影响,不同的文献所得结论并不一致,本文对此进行了细致研究,进一步提高了人们对低马赫数下四极子噪声的认识。

1 流场计算方法

本文数值计算以 Jacob 等^[15]的实验为基准采用商用软件 Fluent 求解。0°攻角的 NACA0012 翼型位于圆柱 1 倍弦长之后,翼型弦长 c 为 0.1 m,圆柱直径 d 为 0.01 m,来流马赫数为 0.2,基于翼型弦长和圆柱直径的雷诺数分别为 $Re_c = 4.8 \times 10^5$, $Re_d = 4.8 \times 10^4$ 。值得注意的是,由于实验中存在安装误差,圆柱中心相对于翼型前缘向正 y 方向偏移了 2 mm,本文并未考虑此偏移量。进口及横向距翼型前缘均为 $10c$,出口距翼型尾缘 $15c$,展向计算高度为 $0.2c$,图 1 为翼型附近局部区域 2-D 网格。

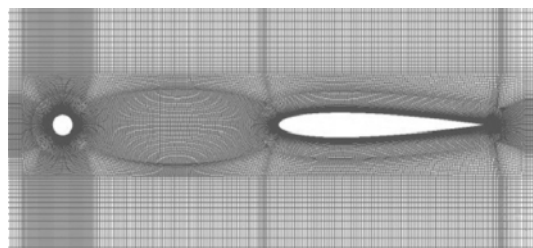


图 1 翼型附近局部区域 2-D 网格

Fig. 1 View of the 2-D slice mesh near the airfoil

网格节点总数为 3.47×10^6 ,展向网格节点数为 33,垂直于壁面方向第 1 层网格尺度为 $1 \mu\text{m}$,可以保证 $y^+ \leq 1$,垂直于壁面方向网格伸缩比为 1.1 以保证边界层内有足够的网格节点。圆柱一周共 240 个节点,翼型一周共 400 个节点,圆柱尾迹区网格进行加密处理以更好的捕捉卡门涡街,远离固体壁面区域采用网格拉伸技术以减少边界反射。

展向给定周期性边界条件;出口给定压力出口边界条件,设置静压为 98.9 kPa;其余边界给定速度进口边界条件,设置来流速度 U_0 为 72 m/s,

来流湍流度给定 0.78%，湍流模型采用动力 Smagorinsky 亚格子模型。压力-速度耦合方式为 semi-implicit method for pressure-linked equations-consistent (SIMPLE) 算法，空间梯度项离散格式为基于单元的最小二乘法，压力项离散格式为标准格式，动量方程离散格式为有界中心差分格式，瞬态公式求解采用有界 2 阶隐式格式。由于来流马赫数为 0.2，本文按不可压流求解。首先采用 $k-\omega$ shear stress transport (SST) 湍流模型进行定常 RANS 计算，以定常计算结果作为初场进行 LES 计算，推进若干步以获得稳定的流场，然后开启 FW-H 方程采集声学信息。本文时间步长为 $2\mu\text{s}$ ，一个脱落涡周期包含约 360 个时

间步，声学信息采样 20 000 个时间步，对应的物理时间为 0.04 s，大致相当于主流流过 29 倍翼型弦长所用的时间。

2 声场计算方法

通过非定常 CFD 计算得到声源项，然后利用声类比方法获得声传播特性是计算气动声学中广泛采用的方法。声传播特性计算方法主要包括：Lighthill 声类比方程^[16]、Curle 声类比方程^[17]、FW-H 声类比方程^[18]和 Kirchhoff 积分方法^[19]。本文采用 FW-H 声类比方程。

引入海维塞函数 (Heaviside function)，重新改写 N-S 方程即可得到 FW-H 方程

$$\frac{1}{a_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p'(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \nabla^2 p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(s)] - \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(s) \} + \frac{\partial}{\partial t} \{ [\rho_0 v_n + \rho (u_n - v_n)] \delta(s) \} \quad (1)$$

式中 u_i 为 x_i 方向流体速度分量； u_n 为垂直于声源面 $s=0$ 的流体速度分量； v_i 为 x_i 方向声源面速度分量； v_n 为垂直于声源面方向声源面速度分量； $\delta(s)$ 为狄拉克函数； $H(s)$ 为海维塞函数； p' 为远场声压； a_0 为远场未扰动流体声速； $s=0$ 为声源面，可以是不可穿透的固体表面，也可以是远离物面的可穿透数据面； n_j 为声源面外法线方向；下标 0 表示自由来流物理量。

T_{ij} 为 Lighthill 应力张量

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + P_{ij} - a_0^2 (\rho - \rho_0) \delta_{ij} \quad (2)$$

式中 P_{ij} 为压缩性应力张量，对斯托克斯流体

$$P_{ij} = p \delta_{ij} - \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (3)$$

运用广义函数理论和自由空间格林函数 $\delta(s)/4\pi r$ ，可以得到 FW-H 方程的解，即 Farassat 1A 公式^[20]

$$p'(\mathbf{x}, t) = p'_i(\mathbf{x}, t) + p'_l(\mathbf{x}, t) + p'_q(\mathbf{x}, t) \quad (4)$$

式中

$$4\pi p'_i(\mathbf{x}, t) = \int_{s=0} \left[\frac{\rho_0 (\dot{U}_n + \dot{U}_n)}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\text{ret}} dS + \int_{s=0} \left\{ \frac{\rho_0 U_n [r \dot{M}_r + a_0 (M_r - M^2)]}{r^2 (1 - M_r)^3} \right\}_{\text{ret}} dS \quad (5)$$

$$4\pi p'_l(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{a_0} \int_{s=0} \left[\frac{\dot{F}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\text{ret}} dS + \int_{s=0} \left[\frac{F_r - F_m}{r^2 (1 - M_r)^2} \right]_{\text{ret}} dS + \frac{1}{a_0} \int_{s=0} \left\{ \frac{F_r [r \dot{M}_r + a_0 (M_r - M^2)]}{r^2 (1 - M_r)^3} \right\}_{\text{ret}} dS \quad (6)$$

式中

$$U_i = v_i + \frac{\rho}{\rho_0} (u_i - v_i) \quad (7)$$

$$F_i = P_{ij} \hat{n}_j + \rho u_i (u_n - v_n) \quad (8)$$

当声源面取为不可穿透的固体表面时， $p'_i(\mathbf{x}, t)$ 和 $p'_l(\mathbf{x}, t)$ 为固体表面上的面积分，包括单极子声源和偶极子声源， $p'_q(\mathbf{x}, t)$ 为固体表面之外的体积积分，包括四极子声源。当声源面取为离固体表面一定距离的可穿透数据面时， $p'_i(\mathbf{x}, t)$ 和 $p'_l(\mathbf{x}, t)$ 为可穿透面上的面积分，包括单极子声源、偶极子声源和可穿透面之内的四极子声源， $p'_q(\mathbf{x}, t)$ 为可穿透面之外的体积积分，包括可穿透面之外的四极子声源。

本文分别取固体壁面和可穿透数据面作为声源面，将 CFD 计算获得的声源信息作为输入条件，忽略体积积分，求解上述面积分即可得到声场解。

3 结果分析

将流场计算结果与实验进行了对比分析，总结对比了不同的展向修正方法对噪声预测结果的影响，基于可穿透数据面研究了四极子噪声的大小。

3.1 流场计算结果

图 2 为距翼型前缘 25% 弦长处速度分布图，图 2(a) 为总速度平均值，图 2(b) 为总速度脉动方均根值 (U_{rms})，两者与实验吻合较好，证实了流场计算的可靠性。

图 3 为展向 (z) 涡量云图，可以看到旋转方向

相反的涡交替从圆柱表面脱落形成大尺度的卡门涡街,随即卡门涡街向下游发展,并逐渐转变为小尺度湍流,到达翼型前缘时,涡进一步破碎,正向

涡和反向涡均向翼型的上下表面发展,至尾缘处涡的尺度已变得非常小。

图4为瞬时Q准则等值面,可以清楚地看到不同位置旋涡的尺度以及旋涡形成、脱落、破碎和输运过程。图3和图4表明本文数值计算很好的捕捉到了大尺度的卡门涡街与小尺度的随机湍流。

图5为圆柱和翼型升力系数(C_l)和阻力系数(C_d)的时间历程及频谱分析。

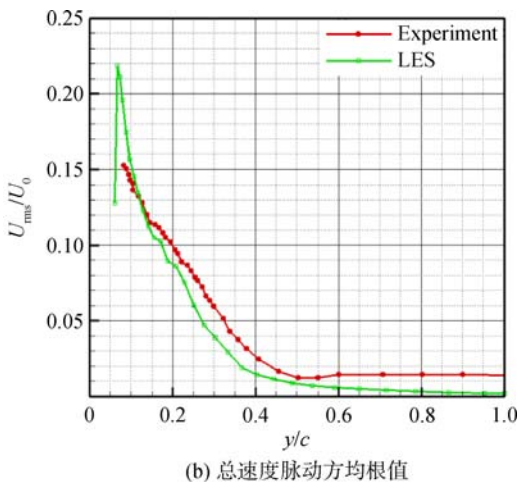
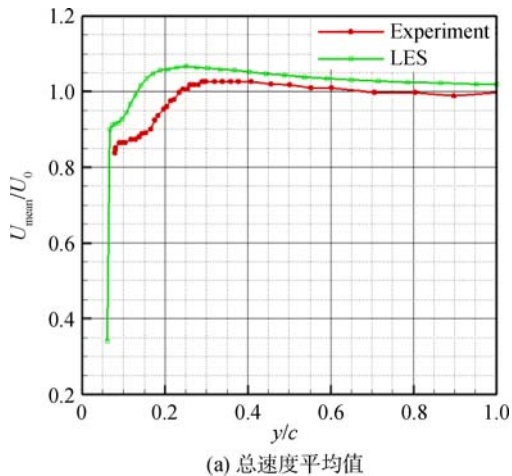


图2 翼型附近速度分布($x/c=0.25$)

Fig. 2 Velocity distribution aside airfoil ($x/c=0.25$)

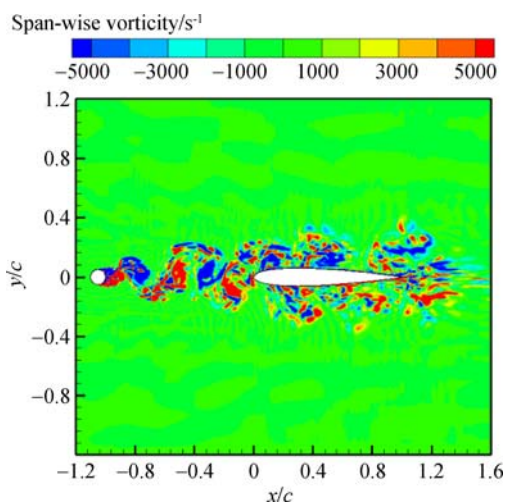


图3 展向涡量云图

Fig. 3 Instantaneous span-wise vorticity contour

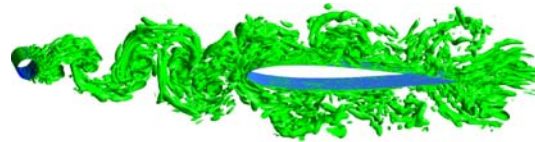


图4 Q准则等值面($Q=10^7 \text{ s}^{-2}$)

Fig. 4 Iso-surfaces of the Q criterion ($Q=10^7 \text{ s}^{-2}$)

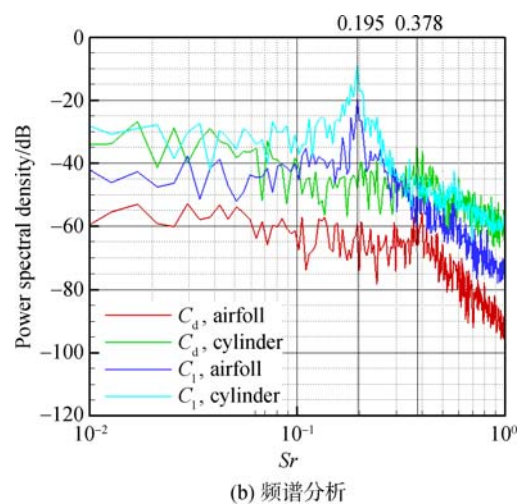
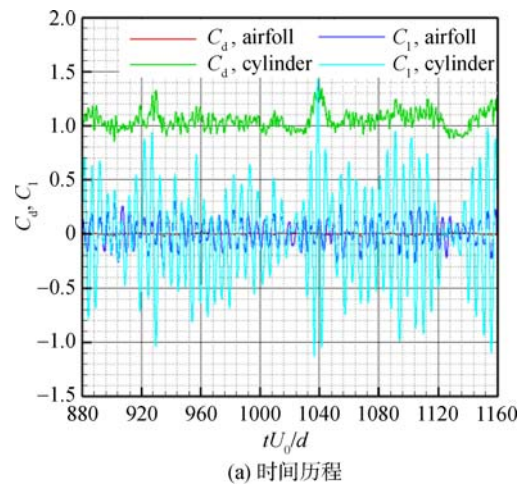


图5 圆柱和翼型的升力系数和阻力系数

Fig. 5 Lift and drag coefficients of the cylinder and airfoil

由图5(a)可知,翼型阻力系数近似为零甚至为负值,其原因是翼型前缘位于圆柱尾迹之中,压

力较低,而尾缘处压力近似为大气压,此压力差造成阻力为负值.图5(b)为对升力系数和阻力系数的频谱分析,横坐标为无量纲折合频率斯特劳哈尔数(Strouhal number, Sr),可以看到圆柱和翼型升力系数峰值处的 Sr 为 0.195(脱落频率为 1400 Hz),对应于卡门涡街脱落频率,而圆柱和翼型阻力系数峰值处的 Sr 为 0.378,近似为 2 倍的卡门涡街脱落频率.实验中卡门涡街脱落频率为 1380 Hz,相应的 Sr 为 0.192,可见本文较好地捕捉到了卡门涡街的脱落主频.

图6为翼型表面压力脉动方均根值 p'_{rms} 分布云图,由图可知,翼型前缘压力脉动最大,沿弦线方向逐渐减小.图7为环绕翼型一周的压力脉动方均根值分布,可以更细致的观察压力脉动沿弦向的分布,由图看见,翼型前缘压力脉动最大,沿流向急剧减小,约到 30% 弦长以后压力脉动大小几乎不再变化.由于翼型表面压力脉动与远场声压相关联,因此翼型前缘 30% 弦长为主要干涉噪声源,若要实施降噪措施,如仿生学前缘锯齿,边界层吸气、吹气等,则可以考虑在翼型前缘作相关处理.

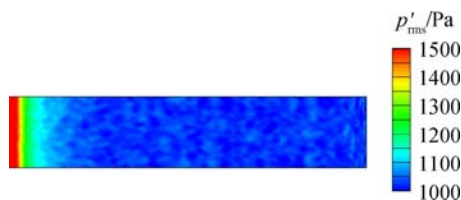


图6 翼型吸力面压力脉动方均根值

Fig. 6 Root mean square of pressure on airfoil suction side

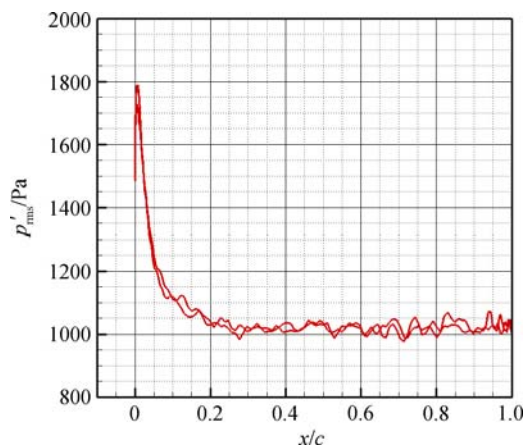


图7 翼型一周压力脉动方均根值

Fig. 7 Root mean square of pressure around airfoil

为进一步论证图7所得结论,图8给出了声学积分面分别选取整个叶片表面、翼型前缘 30% 长度、翼型尾缘 70% 长度所得声学计算结果(图中纵坐标 L_p 表示声压级).由图8可知,相对于翼型前缘 30% 长度,翼型尾缘 70% 长度产生的噪声较小,故翼型前缘 30% 为主要噪声源.

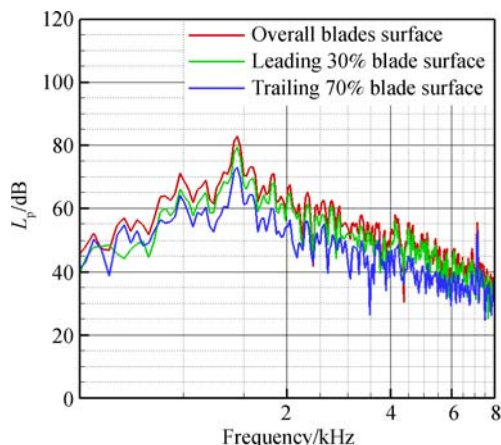


图8 翼型表面不同积分面声学结果

Fig. 8 Acoustic results of different integration surface on airfoil

3.2 声场计算结果

3.2.1 展向修正方法

Jacob 等^[15]的实验中圆柱和翼型展向高度均为 $30d$,而本文数值计算中取展向高度为 $2d$,为了与实验结果进行对比,需要对数值计算结果进行展向修正.展向修正的关键是展向相关函数,本文首先基于相关函数为三角函数的假定推导了展向修正公式,并与 Kato 等^[21]采用矩形函数、Perot 等^[22]采用指数函数以及 Seo 等^[23]采用高斯函数所得结果进行了对比分析.

考虑展向长度为 L 的圆柱,远场声压为^[8]

$$p_{ac}(f) = \int_0^L p_s(z, f) dz \quad (9)$$

式中 $p_s(z, f)$ 表示展向位置为 z 的固体表面对远场声压的贡献.则可以推导出

$$p_{ac}(f) p_{ac}^*(f) = \int_0^L \int_0^L p_s(z_1, f) p_s^*(z_2, f) dz_1 dz_2 \quad (10)$$

假设 $E[p_s^2(z, f)]$ 与 z 无关并且不同声压贡献者的相位延迟与其圆柱表面声源的相位延迟相同,则可以得到

$$|E[p_s(z_1, f) p_s^*(z_2, f)]| = E[p_s^2(f)] \cdot \Gamma(|z_2 - z_1|, f) \quad (11)$$

式中 $\Gamma(|z_2 - z_1|, f)$ 表示圆柱表面的压力相关函数, $E[\dots]$ 表示数学期望, 则公式(10)可以写为

$$\begin{aligned} \{E[p_{ac}(f)p_{ac}^*(f)]\}_L &= \int_0^L \int_0^L E[p_s^2(f)|] \cdot \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2 = \\ &E[p_s^2(f)|] \int_0^L \int_0^L \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2 \end{aligned} \quad (12)$$

满足如下关系式:

$$\frac{\{E[p_{ac}(f)p_{ac}^*(f)]\}_{exp}}{\{E[p_{ac}(f)p_{ac}^*(f)]\}_{sim}} = \frac{\int_0^{L_{exp}} \int_0^{L_{exp}} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2}{\int_0^{L_{sim}} \int_0^{L_{sim}} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2} \quad (13)$$

定义对数尺度下的 power spectral density(PSD)为

$$S_{pp}(f) = 10 \lg \left\{ \frac{E[p_{ac}(f)p_{ac}^*(f)]}{t} \right\} \quad (14)$$

式中 t 为采样时间, 则远场声压的功率谱密度函数修正公式可以写为

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 10 \lg \left[\frac{\int_0^{L_{exp}} \int_0^{L_{exp}} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2}{\int_0^{L_{sim}} \int_0^{L_{sim}} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2} \right] \quad (15)$$

定义展向相关尺度为

$$L_c = \int_{z_1}^{+\infty} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_2 \quad (16)$$

给定相关函数的数学形式可以简化公式(15), 不同的数学形式就表示不同的相关函数, 此处假定相关函数为一个三角函数, 即

$$\Gamma(|z_2 - z_1|, f) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{L_c}(z_2 - z_1) & 0 < z_2 - z_1 \leq L_c \\ 1 + \frac{1}{L_c}(z_2 - z_1) & -L_c \leq z_2 - z_1 \leq 0 \\ 0 & |z_2 - z_1| > L_c \end{cases} \quad (17)$$

经过数学推导, 公式(15)可以简化为如下展向修正公式:

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 10 \lg \frac{3L_{exp} - L_c}{3L_{sim} - L_c} \quad L_c \leq L_{sim} \quad (18)$$

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 20 \lg \frac{L_c}{L_{sim}} + 10 \lg \frac{3L_{exp} - L_c}{3L_c - L_{sim}} \quad L_{sim} < L_c \leq L_{exp} \quad (19)$$

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 20 \lg \frac{L_{exp}}{L_{sim}} + 10 \lg \frac{3L_c - L_{exp}}{3L_c - L_{sim}} \quad L_{exp} < L_c \quad (20)$$

Kato 等^[21]假定相关函数为矩形函数给出了一组展向修正公式

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 10 \lg \frac{L_{exp}}{L_{sim}} \quad L_c \leq L_{sim} \quad (21)$$

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 20 \lg \frac{L_c}{L_{sim}} + 10 \lg \frac{L_{exp}}{L_c} \quad L_{sim} < L_c \leq L_{exp} \quad (22)$$

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 20 \lg \frac{L_{exp}}{L_{sim}} \quad L_{exp} < L_c \quad (23)$$

Perot 等^[22]假定相关函数为指数函数给出了一个与展向相关尺度无关而与接收点到声源的距离密切相关的展向修正公式

$$[S_{pp}(f)]_{exp} = [S_{pp}(f)]_{sim} + 10 \lg \frac{\arctan\left(\frac{L_{exp}}{R}\right) - \arctan\left(\frac{L_{sim}}{R}\right)}{\arctan\left(\frac{L_{sim}}{R}\right)} \quad (24)$$

当 $L_{exp} \ll R$ 且 $L_{sim} \ll L_{exp}$ 时, 对此公式进行数学推导与近似, 可以得到与 Kato 公式(21)相同的表达式. 文章还与 Kato 公式的修正量进行了对比, 当满足上述条件时, 两者的修正量几乎没有差别, 但当偏

离上述条件时,两者相差较大。

Seo 等^[23]假定相关函数为高斯函数给出了另一组展向修正公式

$$[S_{pp}(f)]_{\text{exp}} = [S_{pp}(f)]_{\text{sim}} + 10 \lg \frac{L_{\text{exp}}}{L_{\text{sim}}} \quad L_c \leq \frac{L_{\text{sim}}}{\sqrt{\pi}} \quad (25)$$

$$[S_{pp}(f)]_{\text{exp}} = [S_{pp}(f)]_{\text{sim}} + 10 \lg \frac{L_c}{L_{\text{sim}}} + 10 \lg \frac{\sqrt{\pi} L_{\text{exp}}}{L_{\text{sim}}} \quad \frac{L_{\text{sim}}}{\sqrt{\pi}} < L_c \leq \frac{L_{\text{exp}}}{\sqrt{\pi}} \quad (26)$$

$$[S_{pp}(f)]_{\text{exp}} = [S_{pp}(f)]_{\text{sim}} + 20 \lg \frac{L_{\text{exp}}}{L_{\text{sim}}} \quad \frac{L_{\text{exp}}}{\sqrt{\pi}} < L_c \quad (27)$$

上述公式中 $[S_{pp}(f)]_{\text{exp}}$ 为对数值计算结果进行展向修正后的结果, $[S_{pp}(f)]_{\text{sim}}$ 为数值计算所得的结果, L_{exp} 为实验中的展向长度, L_{sim} 为计算中的展向长度, L_c 为展向相关尺度, R 为声源到接收点的距离。相关尺度是流场中不同位置和频率的函数,理论上讲,含有相关尺度的修正公式对不同的频率应具有不同的修正量,即展向修正量是频率的函数。

Sorgüven 等^[24]采用公式(23)进行修正,文献[3]也采用公式(23)进行修正,与实验相比,两者均得到偏大的结果。文献[4]采用公式(21)和公式(23)的加权平均作为修正量,即取两者的算术平均值进行修正,得到与实验较吻合的结果,很明显这只是一折中处理的方法。文献[8,12]均采用公式(22)进行展向修正,值得注意的是,文献[8]中展向高度取为 $6.5d$,文献[12]中展向高度取为 $2d$,不同的数值计算方法得到的展向相关尺度是不同的,这就使采用相关尺度进行展向修正变得困难。前文已提到,展向相关尺度是流场中位置和频率的函数,为计算展向相关尺度,必须选择合适的位置。不同频率下的相关尺度也是不同的,为简单起见,大多数文献在所有频率范围内采用相同的修正量。此外,展向边界条件也是一个值得注意的问题,本文取展向为周期性边界条件,这就人为地限制了计算中的最大展向相关尺度为计算域展向高度,展向取为滑移边界条件可能与实验条件更吻合。

图9给出了采用不同的展向修正方法所得声压级修正量(ΔL_p)的对比。本文依据实验结果取展向相关尺度为 $6d$,取接收点到声源的距离为 $185d$,由于计算展向长度为 $2d$,实验展向长度为 $30d$,本文取公式(19)、公式(22)、公式(24)、公式(26)进

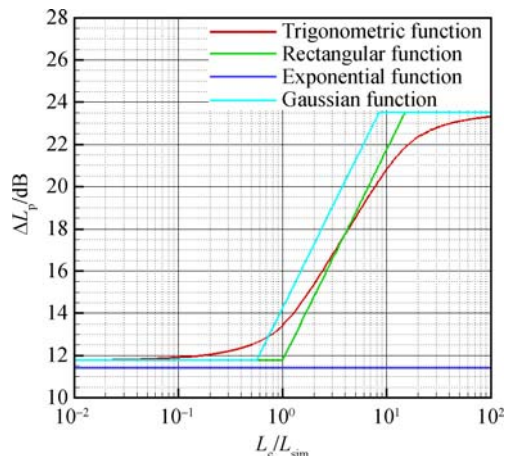


图9 不同展向修正公式修正量对比

Fig. 9 Comparison of different span-wise correlation equations

行计算,其对应的展向相关函数分别为三角函数、矩形函数、指数函数和高斯函数。计算结果如表1所示。由于较多的文献采用公式(21)或公式(23)进行展向修正,表1同时列出了其修正结果。

由图9和表1可知,采用不同的修正方法进行展向修正存在较大差异。当展向相关尺度大于数值计算长度小于实验长度时,采用三角函数和矩形函数所得结果非常接近,但与采用高斯函数所得结果存在偏差,与采用指数函数所得结果差异更大。当数值计算长度远大于相关尺度时,不同的修正方法修正量基本没有差别。值得注意的是,采用各类相关函数所推导的修正公式均忽略了频率的影响,即在所有频段内采用相同的修正量。展向修正方法仍未完善,需要进一步深入研究。

由于并不存在最佳的修正公式,本文在所有频率段内均采用公式(19)进行修正,这不可避免地会存在一定的偏差。

表1 不同公式修正量对比

Table 1 Comparison of correction of different equations

修正公式	公式(19)	公式(21)	公式(22)	公式(23)	公式(24)	公式(26)
修正量/dB	16.74	11.76	16.53	23.52	11.42	19.02

3.2.2 声场结果分析

关于低马赫数下四极子噪声的影响,不同文献得到的结论并不一致:文献[2,10]的研究表明,无论在低频段还是高频段四极子的影响均较小;Giret等^[8]的研究表明四极子噪声对低频段影响较大而对高频段几乎没有影响;Boudet等^[20]的研究表明四极子噪声对低频段几乎没有影响而对高频段有较大影响.针对这一问题,本文分别采用固体壁面和可穿透数据面作为声学积分面,研究了四极子噪声的大小.

计算声场所采用的积分面如图10所示,其中s01和s02分别为圆柱和翼型表面,s03和s04分别为包围圆柱和翼型的可穿透数据面,s05为同时包围圆柱和翼型的可穿透数据面.s01仅可以考虑到圆柱表面的偶极子声源,s02仅可以考虑到翼型表面的偶极子声源,s03可以考虑到圆柱表面的偶极子声源和其包围的四极子体声源,s04可以考虑到翼型表面的偶极子声源和其包围的四极子体声源,s05可以考虑到圆柱和翼型表面的偶极子声源以及其所包围的四极子体声源.

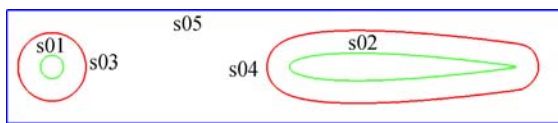


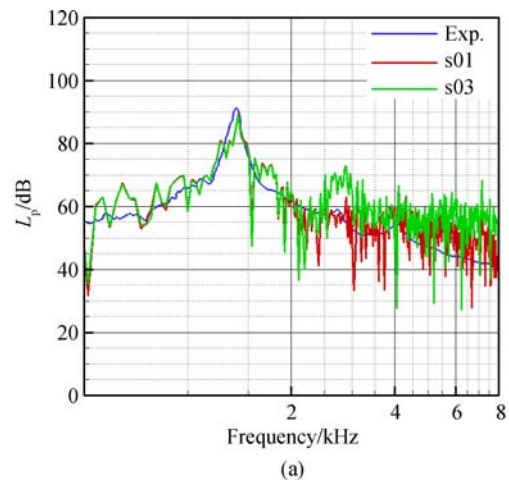
图10 计算声场所采用的积分面

Fig. 10 Integral surfaces for acoustic calculation

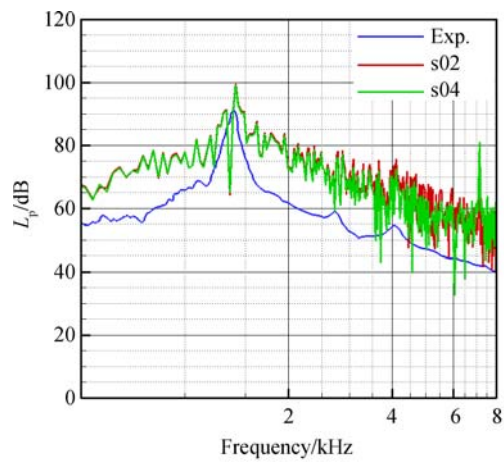
图11给出了采用不同声学积分面所得到的声场频谱形状,并与实验结果进行了对比^[25].接收点距翼型弦向中点 $R=185d$ 且与来流方向夹角 (θ) 为 90° .结果表明:本文较好地捕捉到了卡门涡街脱落的主频,仅比实验偏高了1.4%,并很好地模拟了单音噪声分量和宽频噪声分量,可以看到峰值处的频谱变宽,这是小尺度湍流与大尺度卡门涡街相互干涉的结果.整体而言,频谱形状与实验吻合较好,但量级存在一定的偏差,本文计算结果与实验相比偏大,部分原因是展向修正不合理造成的.

图11(a)表明在低频段采用积分面s01和s03并无差别,只有在高频段s03略大于s01.图11(b)表明在所考虑的频段内s02和s04所得结果几乎没有差异.图11(c)表明相对于翼型产生的噪声,圆柱产生的噪声可以忽略不计,s01和s02共同产生的噪声与s02产生的噪声差别不大.图11(d)得到了与图11(c)类似的结果,即相

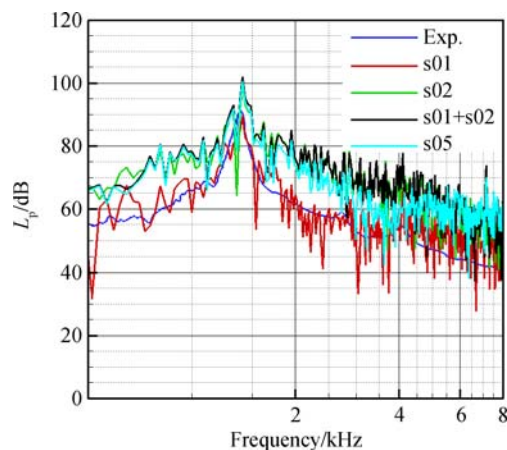
对于s04产生的噪声,s03产生的噪声可以忽略不计,可见圆柱-翼型模型的主要噪声源集中于翼型表面.图11(e)表明:s01和s02共同产生的噪声与s03和s04共同产生的噪声几乎没有差别,且与s05产生的噪声差别也不大.s05不仅包括了圆柱和翼型表面所产生的偶极子噪声,也包括了积分面内的四极子噪声,图中有一个奇怪的现象,即在中频段s05产生的噪声低于其他两个积



(a)



(b)



(c)

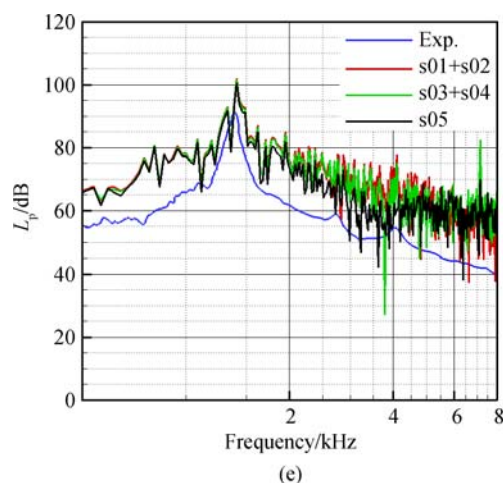
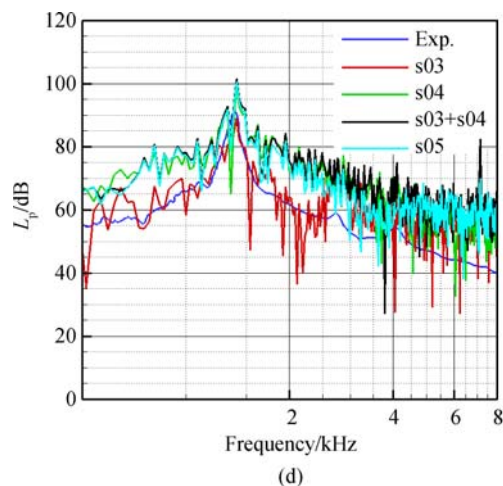


图 11 不同积分面声压级与实验的对比
($R=185d$, $\theta=90^\circ$)

Fig. 11 Comparison of numerical and experimental sound pressure level at different integral surfaces
($R=185d$, $\theta=90^\circ$)

分面组合所得结果,这可能是由于四极子噪声与偶极子噪声存在相位差从而使声压级减小造成的,其具体原因有待于进一步探讨。

由图 11 可知,数值计算所得频谱高频震荡较为严重,这是由于数值计算采样时间不足采样信号不稳定造成的。众所周知,噪声信号本身就是随机信号,只有对随机信号进行多次平均才能得到较为稳定的信号。延长采样时间,在进行快速傅里叶变换时取多次平均可以改善高频震荡。由于计算条件所限,采样时间不足,这几乎是所有数值计算气动噪声的“通病”。

总之,图 11 说明了在低马赫数下相对于表面偶极子噪声而言,四极子体声源可以忽略不计,积分面选取固体壁面和可穿透数据面差别不大,但从图中可以看出,s05 所得结果与实验更吻合,建议积分面选取既包围固体壁面又包括主要四极子

声源区域的 s05。

图 12 给出了不同的积分面在半径为 $185d$ 圆周上所得到的指向性结果与实验的对比(图中横坐标 L_{pt} 表示总声压级),可以看出,不同的积分面所得结果并无明显的差别,这与对声压级的分析是一致的。注意到计算与实验存在一定的偏差,本文求总声压级所用频率范围为 $100\sim 8000$ Hz,与实验可能不同,而本文所示的实验结果是从文献[15]得到的,并不清楚其计算总声压级的频率范围。但可以看出数值计算和实验得到的指向性规律是一致的。

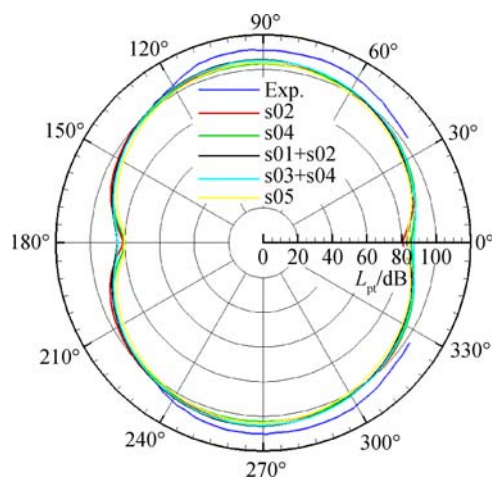


图 12 不同积分面的指向性($R=185d$)

Fig. 12 Directivity for different integral surfaces
($R=185d$)

4 结 论

本文采用 LES 结合 FW-H 方程对圆柱-翼型干涉流场和声场进行了较为细致深入的研究,分析了翼型表面的噪声源分布特性,讨论了展向修正方法及相关公式对噪声预测结果的影响,研究了低马赫数下四极子噪声的大小。

1) 流场速度分布与实验吻合较好,声场获得了与实验相一致的频谱形状,较准确的捕捉到了卡门涡街脱落的频率。翼型前缘 30% 弦长为主要干涉噪声源,可用于指导下一步实施主动降噪措施,如仿生学前缘锯齿结构,边界层抽吸等。

2) 展向修正对噪声预测结果具有较大影响,当展向相关尺度大于数值计算长度小于实验长度时,采用三角函数和矩形函数所得修正结果非常接近,但与采用高斯函数所得结果存在偏差,与采用指数函数所得结果差异更大。目前尚无最佳的展向修正方法,值得进一步进行理论研究。

3) 在马赫数较低的情况下,四极子体声源的影响较小,可以忽略不计。

参考文献:

- [1] Williamson C H K. Vortex dynamics in the cylinder wake [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1996, 28(1): 477-539.
- [2] Casalino D, Jacob M C, Roger M. Prediction of rod-airfoil interaction noise using the Ffowcs-Williams and Hawkings analogy [J]. AIAA Journal, 2003, 41(2): 182-191.
- [3] Magagnato F, Sorgueven E, Gabi M. Far field noise prediction by large eddy simulation and Ffowcs-Williams Hawkings analogy [R]. Hilton Head; 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2003.
- [4] Boudet J, Casalino D, Jacob M C, et al. Prediction of sound radiated by a rod using large-eddy simulation [R]. AIAA-2003-3217, 2003.
- [5] Boudet J, Grosjean N, Jacob M C. Wake-airfoil interaction as broadband noise source; a large-eddy simulation study [J]. International Journal of Aeroacoustics, 2005, 4(1/2): 93-115.
- [6] Peth S, Seo J H, Moon Y J, et al. Computation of aerodynamic noise from rod wake-airfoil interactions [R]. Netherlands; European Conference on Computational Fluid Dynamics, 2006.
- [7] Eltaweel A, Wang M. Numerical simulation of broadband noise from airfoil-wake interaction [R]. Portland; 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2011.
- [8] Giret J C, Sengissen A, Moreau S, et al. Prediction of the sound generated by a rod-airfoil configuration using a compressible unstructured LES solver and a FW-H analogy [R]. Colorado Springs; 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2012.
- [9] Wagner C, Huttl T, Sagaut P. Large-eddy simulation for acoustics [M]. New York: Cambridge University Press, 2007.
- [10] Greschner B, Thiele F, Casalino D, et al. Influence of turbulence modeling on the broadband noise simulation for complex flows [R]. Reno; 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004.
- [11] Caraeni M, Dai Y, Caraeni D. Acoustic investigation of rod airfoil configuration with DES and FWH [R]. AIAA-2007-4106, 2007.
- [12] Greschner B, Thiele F, Jacob M C, et al. Prediction of sound generated by a rod-airfoil configuration using EASM DES and the generalised Lighthill/FW-H analogy [J]. Computers and Fluids, 2008, 37(4): 402-413.
- [13] Galdéano S, Barré S, Réau N. Noise radiated by a rod-airfoil configuration using DES and the Ffowcs-Williams & Hawkings' analogy [R]. Orlando; 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010.
- [14] Jacob M, Ciardi M, Gamet L, et al. Assessment of CFD broadband noise predictions on rod-airfoil benchmark computation [R]. AIAA-2008-2899, 2008.
- [15] Jacob M C, Boudet J, Casalino D, et al. A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modeling [J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2005, 19(3): 171-196.
- [16] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically: I general theory [C] // Proceedings of the Royal Society of London; Series A. London; [s. n.], 1952: 564-587.
- [17] Curle N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound [C] // Proceedings of the Royal Society of London; Series A. London; [s. n.], 1955: 505-514.
- [18] Ffowcs Williams J E, Hawkings D L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion [J]. Philosophical Transactions Royal Society of London, Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2010, 264(1151): 321-342.
- [19] Kirchhoff G R. Zur theorie der lichtstrahlen [J]. Annalen der Physik und Chemie, 1983, 254(4): 663-695.
- [20] Boudet J, Casalino D, Jacob M C, et al. Prediction of broadband noise; airfoil in the wake of a rod [R]. Reno; 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2004.
- [21] Kato C, Iida A, Takano Y, et al. Numerical prediction of aerodynamic noise radiated from low Mach number turbulent wake [R]. AIAA-1993-0145, 1993.
- [22] Perot F, Auger J M, Giardi H, et al. Numerical prediction of the noise radiated by a cylinder [R]. Hilton Head; 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2003.
- [23] Seo J H, Moon Y J. Aerodynamic noise prediction for long-span bodies [J]. Journal of Sound and Vibration, 2007, 306(3/4/5): 564-579.
- [24] Sorgüven E, Magagnato F, Gabi G. Acoustic prediction of a cylinder and airfoil configuration at high Reynolds number with LES and FWH [J]. ERCOFTAC Bulletin, 2003, 58(5): 47-50.
- [25] Farassat F, Succi G P. The prediction of helicopter discrete frequency noise [J]. Vertica, 1983, 7(4): 309-320.

(编辑:叶 青)