文章编号：1008－8857(2021)04－0229－09　**DOI**: 10.13259/j.cnki.eri.2021.04.007

叶片锯齿前缘控制流动分离的数值研究

孙贵洋，陈二云，杨爱玲
（上海理工大学 能源与动力工程学院/上海市动力工程多相流动与传热重点实验室，上海 200093）

摘　要：针对锯齿前缘结构调控叶片近壁面流场特性，以 NACA0018 叶片为对象，采用大涡模拟方法研究不同锯齿前缘结构对叶片近壁面流场的影响机制。获得了来流速度为 30 $m \cdot s^{-1}$、雷诺数为 513 440、0°攻角下叶片近壁面流场分布特性。分析了锯齿前缘和叶片前缘和尾缘处压力脉动及分离涡的影响。数值结果表明：对正弦波齿而言，随着振幅的增大，在波谷处的小涡开始向前缘移动，整体上小尺度涡增多，前缘近壁面压力脉动增大，尾缘近壁面压力脉动减小；对叠加波形齿而言，尾迹涡进一步破碎，厚度变薄，叶片表面出现破碎的小尺度涡，在尾缘处叶片压力脉动幅值下降最为明显，且未出现明显的窄带尖峰。

关键词：尾迹涡；压力脉动；锯齿前缘；叠加波形
中图分类号：TB17　　**文献标志码**：A

Numerical study on the flow separation controlling by sawtooth leading edge of the blade

SUN Guiyang，CHEN Eryun，YANG Ailing
(School of Energy and Power Engineering/Shanghai Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer in Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Aiming at the flow field characteristics of the near-wall blade surface controlled by sawtooth leading edge, taking the NACA0018 blade as the object, the influence of sawtooth leading edge on the near-wall flow field of the blade was studied by large eddy simulation method. The distribution characteristics of flow field near the blade wall at a flow velocity of 30 $m \cdot s^{-1}$, a Reynolds number of 513 440, and an angle of attack of 0° were obtained. The influence of the sawtooth leading edge on the pressure fluctuation and the separation vortex at the leading and trailing edges of the blade was analyzed. The numerical results show that for the sine-shaped sawtooth, as the amplitude increases, the small-scale vortex at the wave trough moves to the front edge, which increases generally. The pressure fluctuation near the front wall increases while the

收稿日期：2018－04－11
基金项目：国家自然科学基金资助项目(51106099、50976072)；上海市科委科研计划项目(13DZ2260900)
第一作者：孙贵洋(1993—)，男，硕士研究生。研究方向：叶轮机械气动力学及声学研究。
E-mail：usstsgy@163.com
通信作者：陈二云(1977—)，男，副教授。研究方向：叶轮机械气动力学及声学研究。
E-mail：cheneryun@usst.edu.cn

pressure fluctuation near the wall of the trailing edge decreases. For the superimposed sawtooth, the wake vortex is further broken, whose thickness decreases. And the small-scale broken vortices appear on the blade surface. The pressure fluctuation amplitude at the blade trailing edge decreases obviously, and there is no obvious narrow-band spike.

Keywords: wake vortex; pressure fluctuation; sawtooth leading edge; superimposed wave

随着人民生活的日益提高，噪声问题慢慢进入人们的视野，风机、飞机、风力机及空调压缩机的噪声给人们的日常生活带来了诸多不便。叶片气动噪声是这类机械最主要的噪声源。国内外学者在研究叶片自噪声时，对叶片尾缘自噪声关注度颇高，也采取了许多降噪措施，例如：尾缘锯齿、多孔介质和刷式尾缘等，并取得了显著成果[1]。Moreau 等[2]以平板为对象，研究雷诺数在 1.6×10^5～4.2×10^5 范围内锯齿对平板噪声的影响，发现尾缘锯齿可以削弱低频范围内的宽频噪声约 3 dB，同时削弱尾涡脱落噪声约 13 dB。Chong 等[3]探究了层流叶片窄带单峰噪声产生机理与尾缘锯齿对叶片窄带单峰噪声的影响，并指出原始叶片的声学反馈回路，在尾缘处发生了衍射，出现了 T–S 波，从而解释了宽带噪声中“驼峰”形成的原因。仝帆等[4]以 SD2030 叶片为对象，经研究发现锯齿尾缘可以明显降低叶片中低频范围内的噪声，在 4 000 Hz 以下，窄带噪声最多可降低约 16 dB。与叶片锯齿尾缘相对的是叶片前缘锯齿，王国付[5]通过粒子图像测速（PIV）流场测试给出了锯齿前缘叶片和光滑叶片的流场变化形态，得出凹谷和凸包的存在使得流场产生流向涡对，通过流向涡对的作用引起凹谷从前缘的层流边界层转涙为湍流边界层再附，同时凸包处层流边界层附体流动。马群毅等[6]将锯齿前缘应用于透平静叶栅中，研究其在不同攻角下的流动特性，结果表明在大负攻角工况下，结节叶片可将均匀来流沿展向分割成几部分，每部分气流由两个旋向相反的小涡组成，并沿流向逐渐融合，避免了常规叶片在压力面侧沿整个展向大涡的形成与发展，降低了流动损失，提高了流动效率。陈伟杰等[7]研究了雷诺数在 2×10^5～8×10^5 范围内前缘锯齿结构对叶片层流边界层不稳定噪声的影响，得出前缘锯齿可以减弱甚至完全抑制边界层不稳定噪声，降噪效果对锯齿振幅和锯齿波长均比较敏感，锯齿振幅越大，波长越小，降噪效果越好，降噪量可达 30 dB，且前缘锯齿结构可以诱导产生流向涡，影响叶片下游边界层流动，破坏声学反馈回路。

前缘锯齿灵感来源于仿座头鲸鳍肢前缘的不规则波状凸起。目前，大部分学者研究的前缘锯齿为正弦波或三角锯齿结构。本文主要在正弦波锯齿前缘结构基础上，研究叠加波形锯齿调控叶片近壁面的压力脉动及漩涡流场分布特性，为后期研究叠加波形降噪设计提供理论支持。

1 数值计算方法

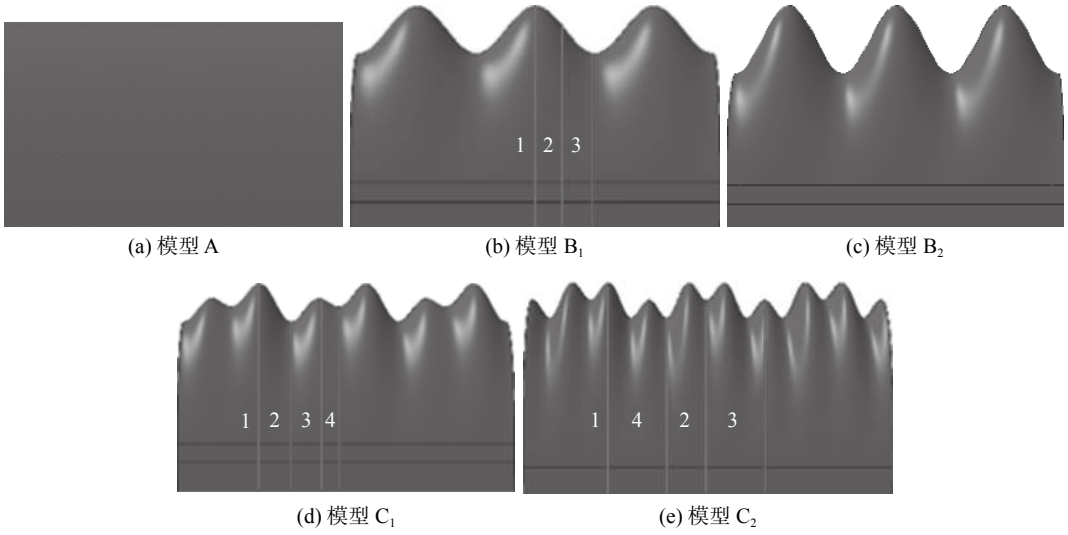
1.1 计算模型

本文中计算模型为 NACA0018 叶片，弦长 $C=250$ mm。为保持原始叶片几何特征不变，仅在距前缘30%内的部分设计前缘锯齿结构，前缘锯齿设计公式为

$$y=a_i\sum_{i=1}^{N}\sin\left(b_i x\right) \tag{1}$$

式中：$a_i=h_i$，a_i 和 h_i 均为振幅；$b_i=2\pi C/\lambda_i$，b_i 为波形的角频率；λ_i为波长；x 为自变量，表示横坐标；y 为函数值，表示纵坐标。

正弦波叶片的相对波长$\lambda/C=25\%$，相对振幅变化范围为$h_i/C=5.0\%$～7.5%。每种叠加波形叶片前缘锯齿形状均由两个正弦波叠加而成，正弦波振幅均为$h/C=2.5\%$，其中每组叠加波形的正弦波都有一个相同的波长，$\lambda/C=25\%$。计算模型为原始 NACA0018 叶片、两组正弦波前缘锯齿叶片和两组叠加波前缘锯齿叶片，共计 5 组。锯齿前缘结构叶片及模型几何参数分别如图 1、表 1 所示，其中图 1 中单波形叶片上 1、2 和 3 分别代表波峰、基线和波谷，叠加波形叶片上 1、2、3 和 4 分别代表波峰 1、波谷 2、波峰 2 和波谷 1。



(a) 模型 A　(b) 模型 B_1　(c) 模型 B_2

(d) 模型 C_1　(e) 模型 C_2

图 1　锯齿前缘结构叶片

Fig. 1　Blades with sawtooth leading edge

表 1　模型几何参数

Tab. 1　Geometric parameters of the model

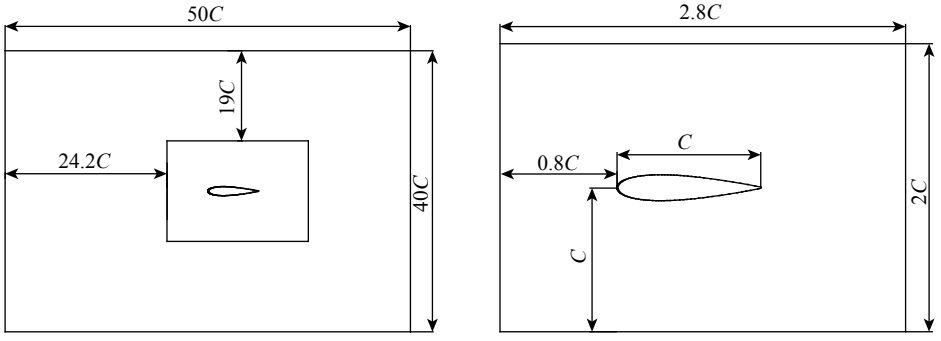
模型名称	相对波长λ/C	相对振幅h/C
A	0	0
B_1	25%	5%
B_2	25%	7.5%
C_1	$\lambda_1/C=25\%$，$\lambda_2/C=12.5\%$	$h_1/C=2.5\%$，$h_2/C=2.5\%$
C_2	$\lambda_1/C=25\%$，$\lambda_2/C=8.3\%$	$h_1/C=2.5\%$，$h_2/C=2.5\%$

1.2　网格划分

本文中网格拓扑结构采用“O”型结构。图 2 为数值计算区域结构尺寸示意图，采用分区方式划分网格。图 3 为锯齿前缘叶片网格。经过无量纲化的壁面距离y^+计算，近壁面第一层网格高度为 0.01 mm，满足$\Delta y^+\leqslant 1$的要求，增长率为 1.05。A 域绕叶片一圈网格节点数为 484，叶片展向节点数为 72，B域 X 方向节点数为 141，Y 方向节点数为 101，Z方向节点数为 30，A 域网格数为6.5×10^6，B 域网格数为1.5×10^6。由于锯齿前缘叶片的前缘特殊结构，使得波峰与波谷的曲率最大，且最易发生分离流动，故此处网格应加密处理，且为保证计算精度与计算时间的平衡，故网格尺度从波峰与波谷处逐渐向两侧增长来划分网格。锯齿前缘叶片网格的划分方式如图 3(a)所示。

1.3　流场边界条件

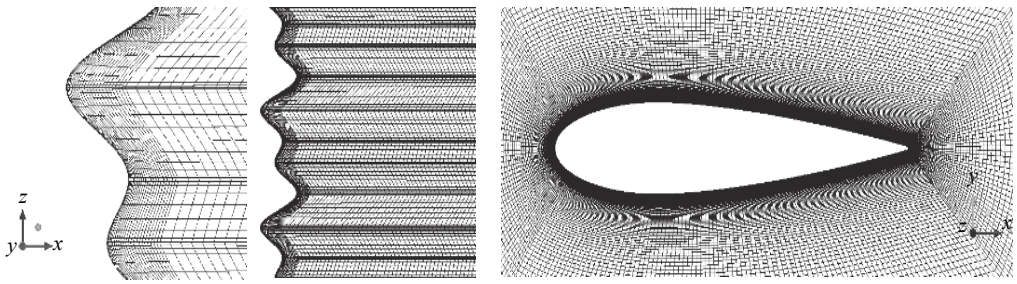
本文中计算流场时使用Fluent商业软件，借



(a) 计算域　(b) A 域

图 2　数值计算区域结构尺寸示意图

Fig. 2　Size of the numerical calculation region



(a) 叶片前缘网格 (b) 叶片附近网格

图 3 锯齿前缘叶片网格

Fig. 3 Mesh of the sawtooth leading edge of the blade

助 $k-\omega$ SST 湍流模型进行定常计算。以定常的收敛值为初始值，运用大涡模拟动力 Smagorinsky-Lilly 亚格子模型进行瞬态计算。边界条件为：入口为速度入口，进口来流速度$U=30\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$，叶片攻角$\alpha=0°$；流场出口为自由出流；叶片展向方向为平移周期性边界条件，左右与速度入口边界条件一致，叶片表面为无滑移壁面条件。时间步长为1.0×10^{-5} s，流场计算约 2 500 个时间步长后收敛，流场收敛后继续计算 2 500 个时间步长获得流场统计平均结果。

1.4 网格无关性验证

为验证仿真的准确性，建立与文献[8]中实验模型一致的仿真模型进行网格验证，选择$k-\omega$ SST两方程湍流模型进行网格验证。网格无关性参数比较如表 2 所示。叶片不同网格数时表面静压分布如图 4 所示，其中C_p为静压系数。从图中可以看出，计算结果与实验值吻合很好，静压分布大体一致，但在吸力面20%～30%内，仿真值高于实验值，而在压力面60%～100%内，仿真值低于实验值。从表 2 中可以看出，随着网格数增加，分离点的位置先增大后减小并逐渐趋于稳定，升阻比一直增大，并逐渐趋于稳定。故可以确定网格数在 500 万～700 万范围内时可忽略网格数对数值计算结果的影响。

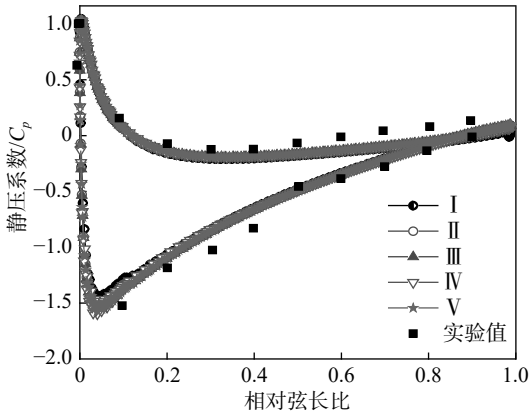


图 4 不同网格数时叶片表面静压分布

Fig. 4 Static pressure coefficient distribution on the blade surface with different grid numbers

表 2 网格无关性参数比较

Tab. 2 Comparison of mesh independence parameters

序号	网格数/10^5	分离点X/C	升阻比	最大y^+
Ⅰ	74	0.886	10.639	11.90
Ⅱ	195	0.907	13.726	2.82
Ⅲ	336	0.907	13.977	2.83
Ⅳ	494	0.903	14.634	1.00
Ⅴ	701	0.900	14.581	1.00

静压系数计算式为

$$C_p=\frac{p-p_0}{0.5\rho U^2} \tag{2}$$

式中：p为叶片壁面静压，Pa；p_0为入口静压，Pa；ρ为空气密度，$\mathrm{kg\cdot m^{-3}}$。

1.5 湍流模型验证

本文中选择S－A、RNG $k-\varepsilon$及 $k-\omega$ SST 三种湍流模型进行验证。不同湍流模型叶片表面静压分布如图 5 所示。由图中可以看出：采用$k-\omega$ SST湍流模型计算的仿真值与实验值在前缘处吻合较好，而且两者整体静压基本吻合；采用$k-\varepsilon$ RNG 和S－A湍流模型计算的仿真值与实验值在前缘处偏差较大。因此，本文中选择$k-\omega$ SST两方程湍流模型作为定常计算模型。该湍流模型能较好地捕捉更多的流动分离现象，并且对叶片前缘静压捕捉与实验值接近，可以用于模拟叶片绕流流动。

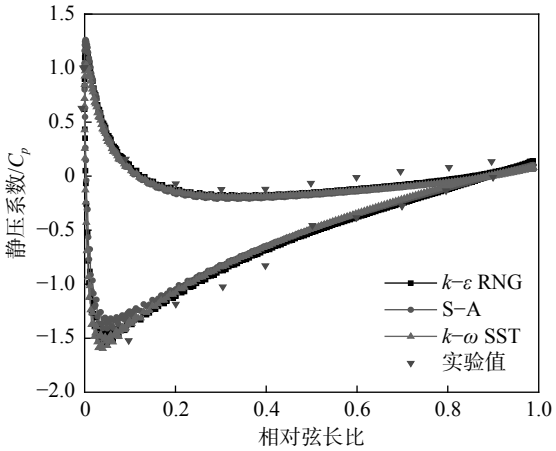


图 5　不同湍流模型叶片表面静压分布

Fig. 5　Static pressure coefficient distribution on the blade surface by different turbulent models

2　计算结果分析

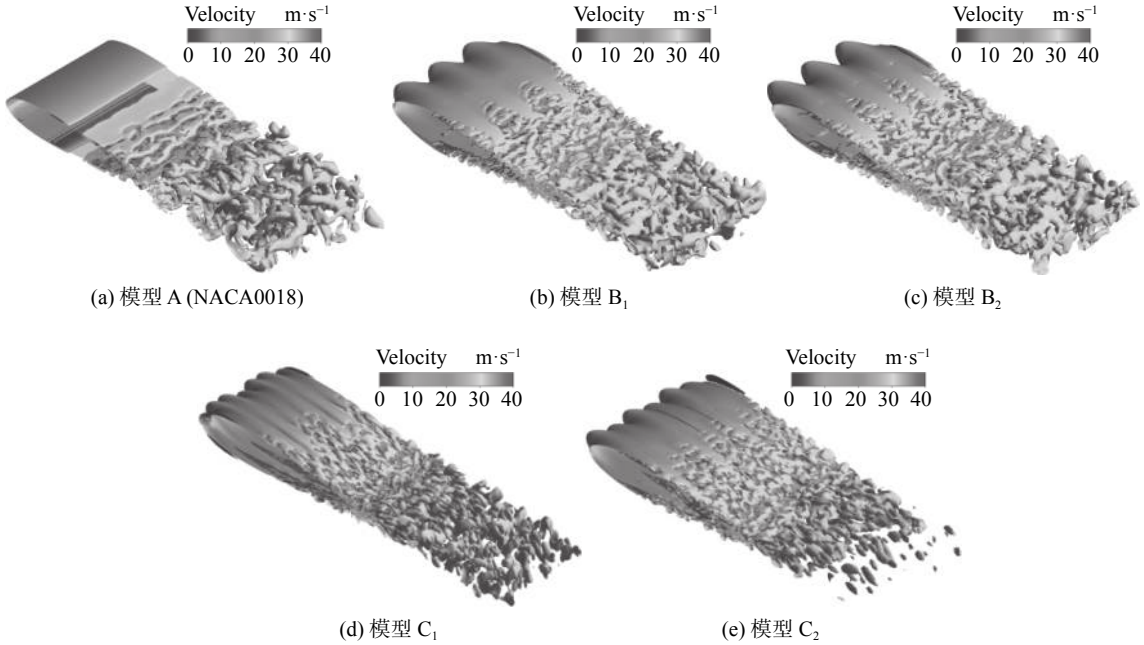
2.1　锯齿前缘结构对叶片尾迹的影响

根据文献[4, 9–10]引入Q准则涡核等值面瞬时速度云图，分析叶片尾迹涡核变化规律。图 6 为 Q 准则涡核等值面图瞬时速度云图。由图中可知，锯齿前缘结构使叶片的卡门涡街尾迹发生明显的变化，不再呈现规则的周期性涡交错现象，尾迹涡厚度变薄，尾迹涡发生挤压、拉伸，从而使大尺度涡破碎成小尺度涡。紧接着，发现叶片表面涡结构也发生了显著的改变。与 NACA0018 叶片相比，锯齿前缘结构叶片在接近尾缘处，叶片表面开始出现破碎的小尺度涡，涡系结构更加紧致且沿流向不断扩大。

随着h/C的不断增大，正弦波形叶片在波谷区的小涡开始向前缘移动，整体上小尺度涡增多，而叠加波形锯齿前缘叶片与正弦波锯齿前缘叶片相比，尾迹涡厚度更薄，涡系结构相对宽松且小尺度涡区域更广。在低马赫数下，可以认为流动噪声来源于涡。根据 Powell 涡声方程可知，涡量的减少有利于降低流动噪声，大涡破碎生成小涡的过程，伴随着能量的衰减，但小涡在高频段对噪声有较高的贡献量[11]。

为了进一步剖析叶片展向不同位置尾迹涡结构，分别在模型 B_1 的波谷、基线及波峰处做二维切面，分析二维切面处锯齿前缘结构对尾迹涡的影响。

图 7 为二维切面涡量分布。从图中可以发现，模型 B_1 的波峰、基线及波谷三个位置处的



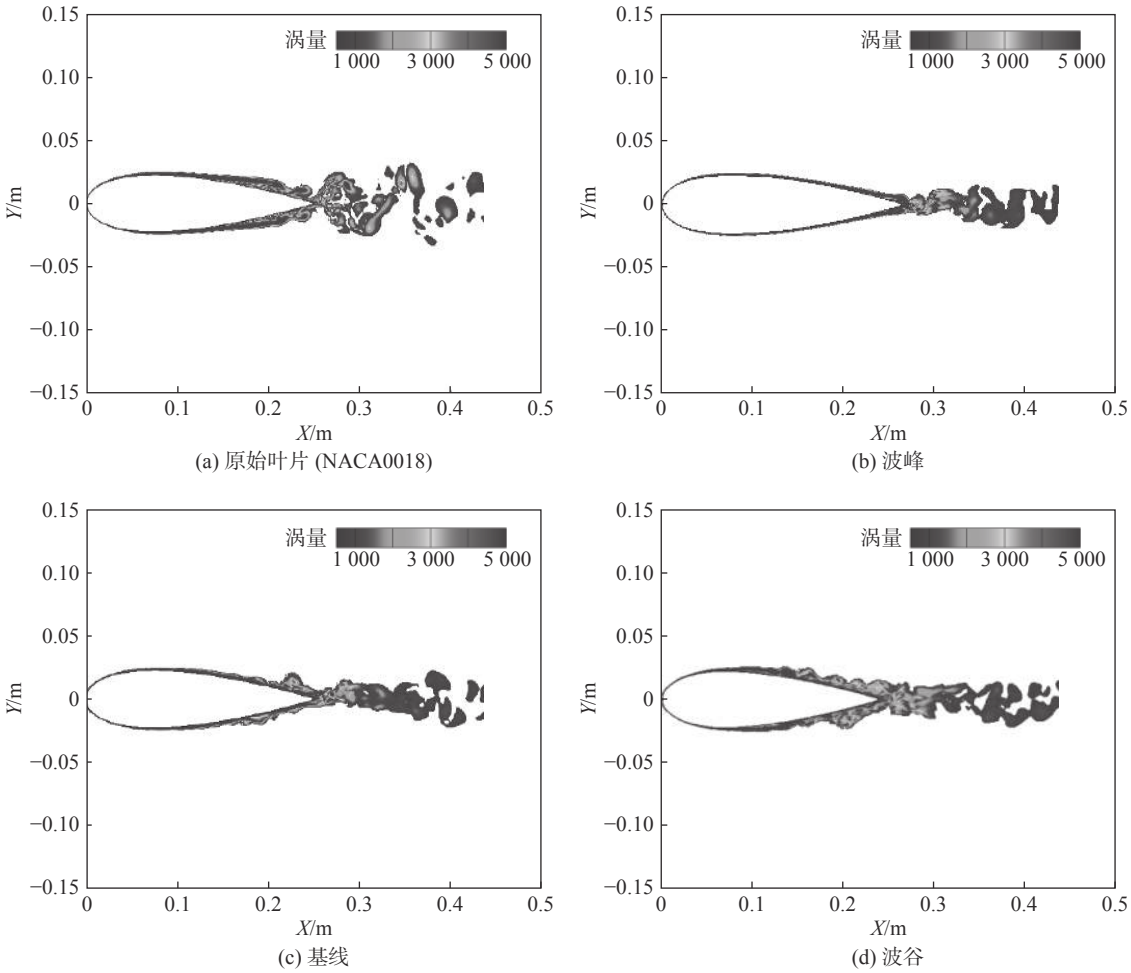
(a) 模型 A (NACA0018)　(b) 模型 B_1　(c) 模型 B_2

(d) 模型 C_1　(e) 模型 C_2

图 6　Q 准则涡核等值面瞬时速度云图$\left(Q = 2.2\times10^4\ \mathrm{s}^{-2}\right)$

Fig. 6　Iso-surface of the vortex core by Q criterion $\left(Q = 2.2\times10^4\ \mathrm{s}^{-2}\right)$

切面均未出现与模型 A 叶片尾迹一样的周期性交错涡现象，并且尾迹涡量相对较小。锯齿前缘结构叶片从波峰到波谷有效弦长逐渐减小，涡逐渐向前缘移动，有效弦长的减小使得气流附体流动的时间减小，流动更加剧烈，叶片表面涡量从波峰到波谷逐渐增大，但整体小于模型 A 叶片表面涡量。叶片在波谷处的气流受到剪切、挤压、卷吸作用，在主流挟带下向尾缘移动，此切面气流受到的剪切力最大且流动最为复杂，故可解释涡量相对较大的原因。锯齿前缘结构不仅仅改变了叶片尾迹流动结构，从叶片前缘至尾缘的涡量分布可以看出流动结构也发生了巨大改变。通过控制全局影响尾迹的变化，减小了尾迹及叶片表面涡量大小，达到了流动控制的目的。



(a) 原始叶片 (NACA0018)　(b) 波峰

(c) 基线　(d) 波谷

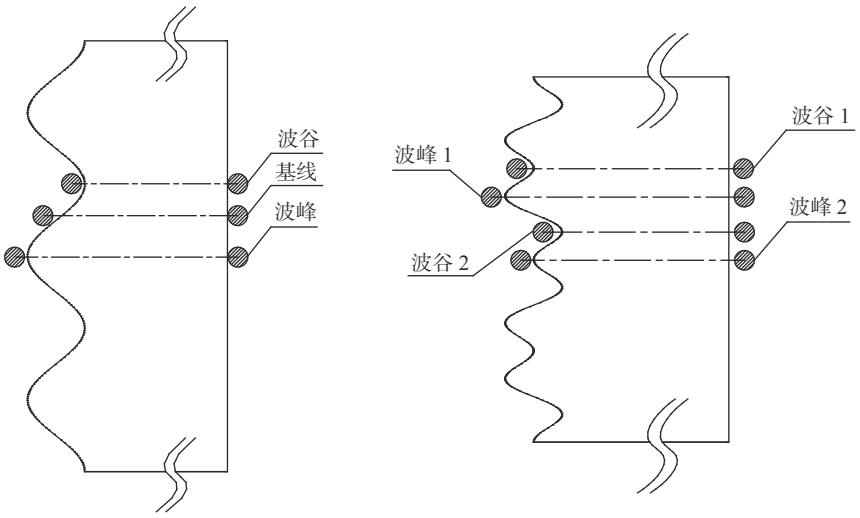
图 7　二维切面涡量分布

Fig. 7　Two-dimensional vorticity distribution at the cross-section

2.2　锯齿前缘结构对叶片前缘和尾缘处压力脉动的影响

为了探究叶片前缘和尾缘处压力脉动变化，分别在距叶片前缘和尾缘法向近壁面设置测点监测此处的压力脉动，监测点位置分布如图 8 所示。从整体上看，改型后的叶片前缘和尾缘处压力脉动幅值明显下降，尖峰均出现在 1 500 Hz 以内，且尾缘处压力脉动幅值相对较大。

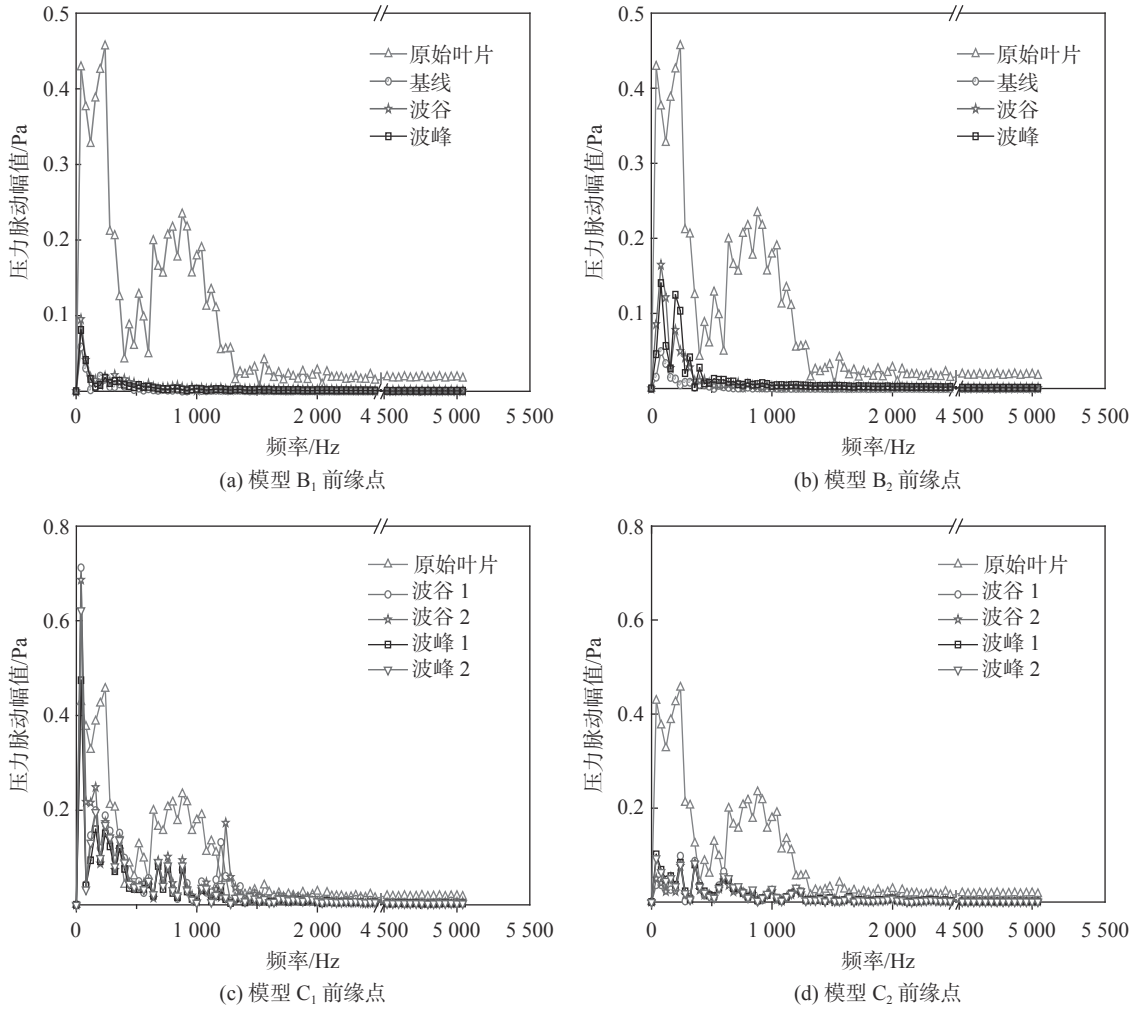
图 9 为叶片前缘和尾缘近壁面测点压力脉动。从图中可以看出，NACA0018 叶片前缘和尾缘处压力脉动幅值明显高于锯齿前缘结构叶片，其中模型 C_1 与模型 C_2 尾缘处压力脉动未出现明显峰值，且压力脉动最大下降值为 50 Pa，这表明此组合方式形成的叠加波形锯齿前缘结构叶片降低压力脉动幅值表现较好。压力脉动的大小不仅与脉动幅值有关，还与压力脉动相位角有



(a) 正弦波叶片　　(b) 叠加波叶片

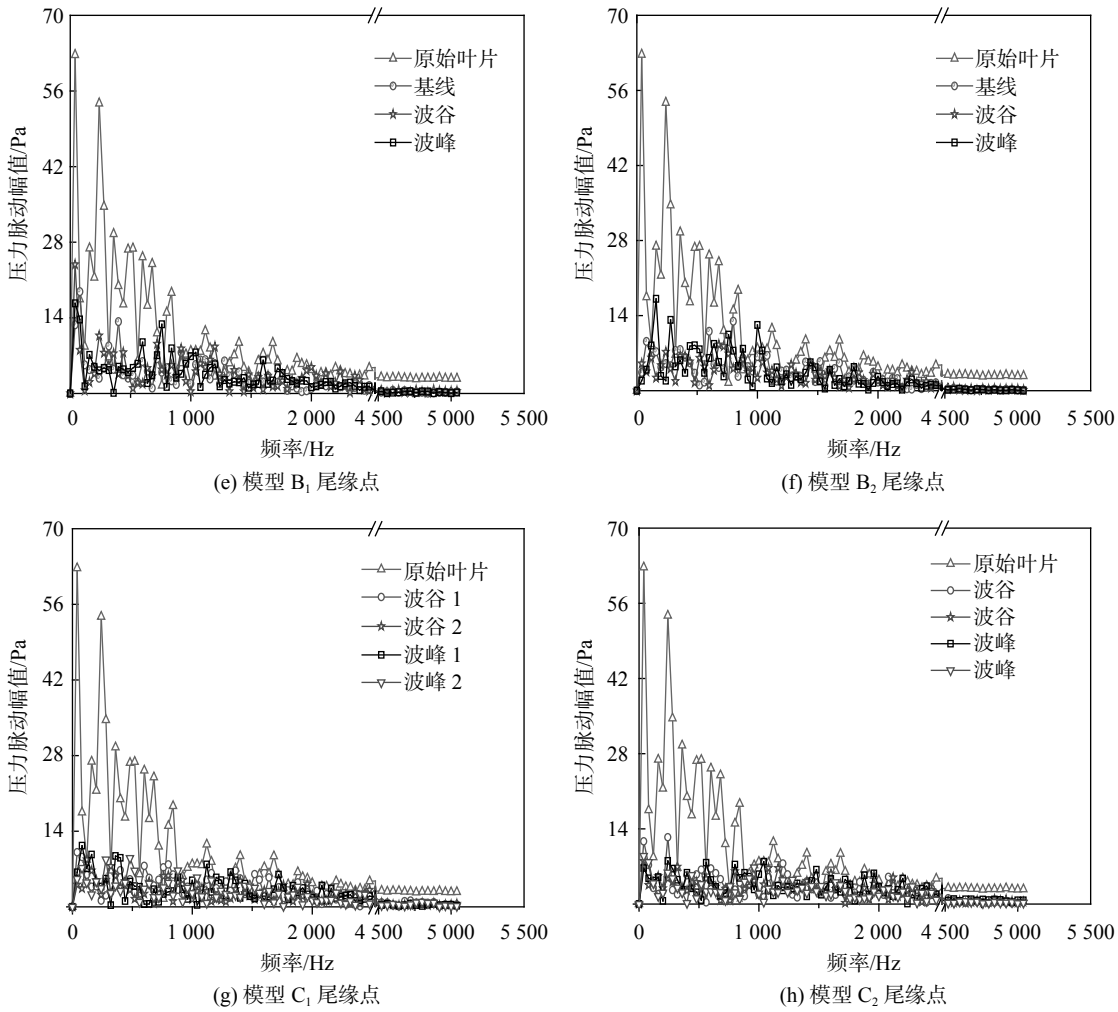
图 8　压力脉动监测点位置分布

Fig. 8　Position of the pressure fluctuation monitoring points



(a) 模型 B_1 前缘点　　(b) 模型 B_2 前缘点

(c) 模型 C_1 前缘点　　(d) 模型 C_2 前缘点



(e) 模型 B_1 尾缘点　(f) 模型 B_2 尾缘点

(g) 模型 C_1 尾缘点　(h) 模型 C_2 尾缘点

图 9　叶片前缘与尾缘处压力脉动

Fig. 9　Pressure fluctuation at the leading and trailing edges of the blade

关。假如两个相位角相反的脉动源，尽管压力脉动幅值较大，也会由于相位角的差异，最终叠加后的压力脉动幅值可能不大。原始叶片展向一致，则压力脉动相位角在展向上相差无几，叶片展向结构越不规则，压力脉动相位角出现不同的可能性越大，所以正弦波锯齿前缘叶片与叠加波形叶片压力脉动幅值低于原始叶片压力脉动幅值。

从图 9 中可知，压力脉动主峰频率在改型后发生频移现象，而压力脉动主峰频率与分离涡脱落频率有关，压力脉动主峰频率发生了改变，则说明锯齿前缘结构改变了原始叶片的分离涡脱落的频率，从而能进一步影响涡的发展。根据 Lockard[12] 和 Casalino 等[13] 的研究，选择叶片表面作为积分面，关注偶极子声源而忽略单极子与四极子声源，可知压力脉动幅值的降低有利于降低偶极子源噪声。锯齿前缘结构降低了叶片前缘和尾缘处压力脉动幅值，这对削弱偶极子源噪声有利。

3　结　论

(1)锯齿前缘结构使叶片的卡门涡街尾迹发生了明显的变化，不再呈现规则的周期性涡交错现象，尾迹涡厚度变薄。与 NACA0018 叶片相比，锯齿前缘叶片在接近尾缘处，叶片表面开始出现破碎的小尺度涡，涡系结构更加紧致且沿流向不断扩大。随着h/C的不断增大，叶片表面小涡区域开始向前缘移动，整体上小尺度涡增多。

其中叠加波形锯齿前缘叶片与正弦波锯齿前缘叶片相比，尾迹涡厚度更薄，涡系结构相对宽松且小尺度涡区域更大。

（2）叠加波形锯齿前缘叶片压力脉动幅值下降最为明显，在尾缘处基本未出现明显的窄带峰值。锯齿前缘叶片展向不同位置处，波谷切面所在尾缘位置压力波动最大，其与原始叶片相比压力脉动主峰频率发生频移现象，压力脉动幅值最大下降 50 Pa。

（3）锯齿前缘结构改变了原始叶片压力脉动主峰频率，压力脉动主峰频率与涡脱落的频率有关，从而可知锯齿前缘结构也改变了原始叶片涡脱落的频率。

参考文献：

[1] 谢志宾, 陈二云, 丁京涛, 等. 叶片包角对离心泵流场及脉动特性的影响 [J]. 上海理工大学学报, 2017, 39(5): 430 – 437.

[2] MOREAU D J, DOOLAN C J. Tonal noise from trailing edge serrations at low Reynolds number[R]. AIAA 2013−2010, Reston: AIAA, 2013.

[3] CHONG T P, JOSEPH P, GRUBER M. An experimental study of airfoil instability noise with trailing edge serrations[C]//16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Stockholm, Sweden: AIAA, 2010.

[4] 仝帆, 乔渭阳, 王良锋, 等. 仿生学翼型尾缘锯齿降噪机理 [J]. 航空学报, 2015, 36(9): 2911 – 2922.

[5] 王国付, 张明明, 徐建中. 仿鲸鱼鳍翼段气动控制实验研究 [J]. 工程热物理学报, 2013, 34(10): 1842 – 1846.

[6] 马群毅, 邓清华, 丰镇平. 基于座头鲸胸鳍结节的仿生透平叶片内流特性研究 [C]//高等学校工程热物理第二十届全国学术会议论文集——热流体力学专辑. 青岛, 中国: 中国高等教育学会工程热物理专业委员会, 2014.

[7] 陈伟杰, 乔渭阳, 仝帆, 等. 前缘锯齿对边界层不稳定噪声的影响 [J]. 航空学报, 2016, 37(12): 3634 – 3645.

[8] JIANG M, LI X D, BAI B H, et al. Numerical simulation on the NACA0018 airfoil self-noise generation[J]. Theoretical and Applied Mechanics Letters, 2012, 2(5): 052004.

[9] 杨景茹, 杨爱玲, 陈二云, 等. 锯齿尾缘叶片气动特性和绕流流场的数值研究 [J]. 航空动力学报, 2017, 32(4): 900 – 908.

[10] 戴丽萍, 焦建东, 李新凯, 等. 涡发生器安装位置对风力机翼型流场影响的数值研究 [J]. 太阳能学报, 2016, 37(2): 276 – 281.

[11] 孙晓峰, 周盛. 气动声学 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1994: 150−156.

[12] LOCKARD D P. A comparison of ffowcs Williams-hawkings solvers for airframe noise applications[C]// Proceedings of the 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit. Breckenridge, Colorado: AIAA, 2002: 2580.

[13] CASALINO D, JACOB M, ROGER M. Prediction of rod-airfoil interaction noise using the ffowcs-Williams-hawkings analogy[J]. AIAA Journal, 2003, 41(2): 182 – 191.

(上接第 228 页)

[16] LU H L, KAWASAKI T, UKITA T, et al. Particle size effect on the saturation of methane hydrate in sediments— Constrained from experimental results[J]. Marine and Petroleum Geology, 2011, 28(10): 1801 – 1805.

[17] GOVINDARAJ V, MECH D, PANDEY G, et al. Kinetics of methane hydrate formation in the presence of activated carbon and nano-silica suspensions in pure water[J]. Journal of Natural Gas Science and Engineering, 2015, 26: 810 – 818.

[18] 李金平, 吴疆, 梁德青, 等. 纳米流体中气体水合物生成过程的实验研究 [J]. 西安交通大学学报, 2006, 40(3): 365 – 368.

[19] KAKATI H, MANDAL A, LAIK S. Promoting effect of Al_2O_3/ZnO-based nanofluids stabilized by SDS surfactant on CH_4+C_2H_6+C_3H_8 hydrate formation[J]. Journal of Industrial and Engineering Chemistry, 2016, 35: 357 – 368.

[20] MUSTAFFAR A, HARVEY A, REAY D. Melting of phase change material assisted by expanded metal mesh[J]. Applied Thermal Engineering, 2015, 90: 1052 – 1060.

[21] 汤勇, 张娟, 周德明, 等. 纤维复合相变蓄热材料的固/液界面模拟及分析 [J]. 华南理工大学学报: 自然科学版, 2001, 29(11): 1 – 6.