

低压涡轮级的气动声源能量评价方法

严蓝漪¹, 栾一刚¹, 杨连峰¹, Pietro Zunino²

(1. 哈尔滨工程大学 动力与能源工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;

2. 热那亚大学 机械、能源、管理与运输工程系, 意大利 热那亚 16126)

摘要:为揭示设计工况下低压涡轮级非定常流动特征和气动噪声产生机理,并量化各类现象的湍动能和声能占比,提出了一种基于本征正交分解的低压涡轮级气动声源能量评价方法。对低压涡轮级进行了大涡模拟,并对由流场快照组成的时空矩阵进行了本征正交分解。分解得到的速度和压力模式揭示了引发湍流脉动和气动噪声的动态结构,其中湍流脉动源和气动噪声源的能量由相关模式特征值的总和来表征。结果表明:转子-静子干涉效应引发的势场相互作用和尾迹周期性迁移是涡轮级内最大的湍流脉动源和气动噪声源,其湍动能占比为23.0%,声能占比为39.0%;静叶尾缘涡脱落引发的卡门涡街和波包结构是涡轮级内第二大湍流脉动源和气动噪声源,其湍动能占比为3.9%,声能占比为20.9%;而动叶叶尖涡脱落产生的能量较低,其湍动能占比为3.7%,声能占比为5.6%。

关键词:低压涡轮;大涡模拟;本征正交分解;转静干涉;气动噪声

中图分类号:V235.1 文献标识码:A DOI:10.16146/j.cnki.rndlgc.2026.02.006

[引用本文格式]严蓝漪,栾一刚,杨连峰,Pietro Zunino. 低压涡轮级的气动声源能量评价方法[J]. 热能动力工程,2026,41(2): 48-59. YAN Lanyi, LUAN Yigang, YANG Lianfeng, ZUNINO Pietro. Aerodynamic noise source energy ranking methodology of a low pressure turbine stage[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2026, 41(2): 48-59.

Aerodynamic Noise Source Energy Ranking Methodology of a Low Pressure Turbine Stage

YAN Lanyi¹, LUAN Yigang¹, YANG Lianfeng¹, ZUNINO Pietro²

(1. College of Power and Energy Engineering, Harbin Engineering University, Harbin, China, Post Code: 150001;

2. Department of Mechanical, Energy, Management and Transport Engineering, University of Genova, Genova, Italy, Post Code: 16126)

Abstract: In order to reveal the unsteady flow characteristics and aerodynamic noise generation mechanisms of a low-pressure turbine stage under design condition and quantify the turbulent kinetic energy and sound energy proportions of various phenomena, a methodology for evaluating the aerodynamic noise source energy of a low pressure turbine stage based on proper orthogonal decomposition was proposed. The large eddy simulation was conducted on the low pressure turbine stage, and the proper orthogonal decomposition was carried out on the spatio-temporal matrixes consisting of flow field snapshots. The decomposed velocity and pressure modes revealed the aerodynamic structures that caused turbulence fluctuations and aerodynamic noise respectively, wherein the energies of the turbulence fluctuation sources and the aerodynamic noise sources were characterized by the sum of the eigenvalues of the relevant modes. The results show that the potential field influence and wake periodic migration caused by the rotor-stator interaction effect are the largest sources of turbulence fluctuation and aerodynamic noise within turbine stage,

收稿日期:2025-07-14; 修订日期:2025-08-28

基金项目:国家科技重大专项(J2019-I-0007-0007);中央高校基本科研业务费(3072022QBZ0308)

Fund-supported Project: National Science and Technology Major Project (J2019-I-0007-0007); Fundamental Research Funds for the Central Universities (3072022QBZ0308)

作者简介:严蓝漪(1999-),女,哈尔滨工程大学博士研究生。

with the turbulent kinetic energy accounting for 23.0% and the sound energy accounting for 39.0%. The von Karman vortex street and wave packet structure caused by the stator trailing edge vortex shedding process are the second largest sources of turbulence fluctuation and aerodynamic noise within the turbine stage, with the turbulent kinetic energy accounting for 3.9% and the sound energy accounting for 20.9%. The energy generated during the rotor tip vortex shedding process is relatively low, with the turbulent kinetic energy accounting for 3.7% and the sound energy accounting for 5.6%.

Key words: low pressure turbine; large eddy simulation; proper orthogonal decomposition; rotor-stator interaction; aerodynamic noise

引言

船用燃气轮机涡轮噪声作为通过排气烟囱直接向环境辐射的气动噪声源,其控制和优化对改善军用舰船的隐身性能和改善船上人员的生存环境至关重要^[1]。一台额定功率为22000马力的船用燃气轮机,在排气烟囱附近测得的涡轮气动噪声水平高达125 dB^[2]。

杨成浩^[3]采用大涡模拟(LES)方法,结合福克斯·威廉姆斯与霍金斯声类比(FW-H)方程,计算了PW-E3发动机低压涡轮末级的气动噪声,并提出了多种仿生降噪方法。李智杰^[4]采用非定常雷诺平均(URANS)方法,结合剪切应力输运(SST)湍流模型和FW-H方程,对注入不同频率熵波时某高压涡轮级的转子-静子(转静)干涉噪声及其相关流动机理进行了计算。谭洪川等人^[5]将传统涡轮气动设计与声压级预测半经验方法耦合,提出了一种低压涡轮气动/声学一体化设计方法。Faustmann等人^[6]利用传声器阵列方法,研究了两级双轴实验涡轮的噪声特性以及低压涡轮级轴向间距和分流叶片对噪声特性的影响。Wang等人^[7]采用LES方法对跨声速高压涡轮级的声场进行了计算,通过在高压涡轮级入口添加一个温度变化幅值为20 K、频率为2 000 Hz的熵波扰动来观察高压涡轮级内间接燃烧噪声的产生机理。Ceci等人^[8]利用LES计算了入射熵波前后跨声速高压涡轮静叶的流场和声场,熵波温度振幅为入口平均温度的4.8%,频率为1 000 Hz。

传统的流场分析方法难以有效提取多尺度湍流结构的频率和能量信息,并解析不同非定常源对涡轮级气动噪声的影响。而模态分析是一种可从非定常流场数据快照中提取一般时空流动结构(即模态)的数据挖掘工具。识别的模态不仅有助于提高

对流场物理现象的认识,而且为非定常流场的降阶建模提供了基础。

本征正交分解(POD)是一种基于物理场变量均方优化的模态分解技术,由Lumley^[9]首次引入流体动力学和湍流领域,并被广泛用于从湍流中提取相关结构的工具。Lengani等人^[10]开发了一种基于POD的数据处理方法,对T106A低压涡轮叶栅的非定常速度场和非定常焓场进行分解,确定了不同气动现象对熵产率的贡献。另外,Lengani等人^[11]还对高负荷低压涡轮叶片吸力侧后部的二维速度快照进行了POD分析。POD成功识别和表示了控制边界层过渡和分离的克莱巴诺夫(Klebanoff)条纹、开尔文-赫姆霍兹(Kelvin-Helmholtz)不稳定性以及发夹涡的动力学。Sajadmanesh等人^[12]基于POD方法成功识别了超高升力低压涡轮叶栅中涡结构的相对尺寸和能量,并捕获了不同雷诺数下边界层分离泡的变化。Canepa等人^[13]利用POD分析了上游扰流棒尾迹对下游低压涡轮叶栅二维流场的影响。结果表明,POD识别了来流尾迹中的涡在边界层内产生的低速和高速相干结构。Matsuura等人^[14]利用POD研究了来流湍流对低压涡轮叶片表面转捩边界层的影响,发现当无来流湍流时,流场中产生最大速度脉动的现象为尾缘涡脱落及其压力波辐射;当有来流湍流时,流场中产生最大速度脉动的现象为转捩末期湍流斑的破碎和全三维湍流边界层的对流。

在现有涡轮噪声研究中,关于各类流动现象对整体噪声水平贡献程度的认识不足,且尚未开发各气动声源的能量评价方法。同时,模态分解技术在涡轮流场中的应用多集中于分析叶栅总压损失产生原因和边界层分离与转捩机理,针对涡轮级气动噪声产生机理的模态分解研究匮乏。

本文将POD运用于识别低压涡轮级非定常流

场中的气动噪声源,首先对某低压涡轮级设计工况下的非定常流场进行大涡模拟,其次对 3 701 个流场快照组成的数据矩阵进行本征正交分解,识别引起速度和压力脉动的主要流动结构,最终评估各类湍流源和噪声源的能量含量,提取各类湍流源和噪声源的空间特征。

1 流场计算方法

1.1 研究对象

本文的研究对象为某燃气轮机的低压涡轮级,包括 1 个上游静叶和 1 个下游动叶。50% 叶高处的静叶弦长 C_{xs} 为 142 mm,50% 叶高处的动叶弦长 C_{xt} 为 103.5 mm,转子叶顶间隙为 1 mm,流道为上下平行通道,叶片展向高度为 80 mm。

在轴向涡轮机械数值研究中,通常使用滑移网格法来实现动叶域的旋转。为了保证滑移网格法中动静交界面上数据的精确传导,一般通过调整叶片数量使静叶域和动叶域节距相等^[15]。本文所研究的原型涡轮级有 64 个静叶和 76 个动叶。然而,在涡轮级的大涡模拟中,为了满足周向上的周期性边界条件,将动叶数减少到 64 个,使静叶和动叶的节距比简化为 1:1,从而大幅降低计算成本。此外,将通道的轮毂和机匣简化为等半径曲面。表 1 展示了减少动叶数量和平行端壁对涡轮级性能的影响,调整后的几何模型与原涡轮级的实际运行数据非常接近。涡轮通道内关键截面的表面平均压力和温度结果的相对误差小于 5%。

表 1 原始模型与调整后模型气动性能参数比较

Tab. 1 Comparison of aerodynamic performance parameters between original model and modified model

参数	原始模型	调整后模型	相对误差/%
总压比	1.423	1.413	0.70
总温比	1.083	1.099	1.48
静叶通道入口静压/Pa	153 700	153 980	0.18
静叶通道入口温度/K	857.3	857.3	<0.01
动叶通道入口静压/Pa	127 600	123 001	3.60
动叶通道入口温度/K	821.5	804.5	2.07
动叶通道出口总压/Pa	109 900	110 680	0.71
动叶通道出口总温/K	794.8	784.2	1.34

流道计算域模型如图 1 所示。由图 1 可知,通道入口至静叶前缘的距离约为 0.5 倍的静叶弦长,

通道出口至动叶尾缘的距离约为 2 倍的动叶弦长。为了抑制边界反射,在物理域的出口添加了长度为 1 倍动叶弦长的吸声域。静叶的入口气流角 α 为 85° ,入口雷诺数 Re 为 105 513,级的设计工况参数如表 2 所示。

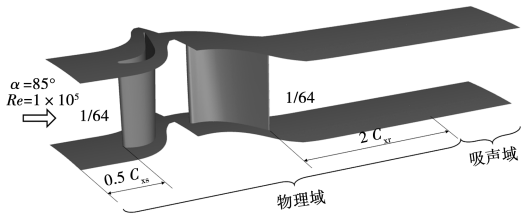


图 1 流道几何模型

Fig. 1 Geometric model of flow passage

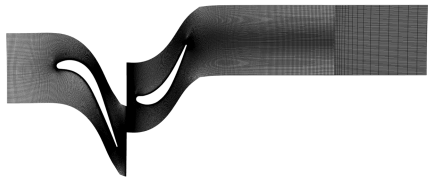
表 2 涡轮级的设计工况参数

Tab. 2 Design working condition parameters of turbine stage

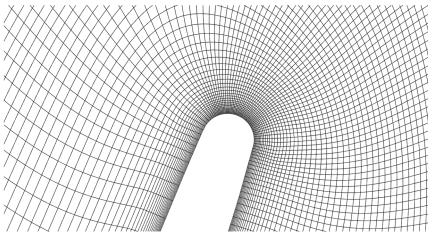
膨胀比	总温比	等熵滞止效率	转子转速/ ($r \cdot \min^{-1}$)	质量流量/ ($kg \cdot s^{-1}$)
1.456	1.083	0.914	3270	20.735

1.2 网格划分

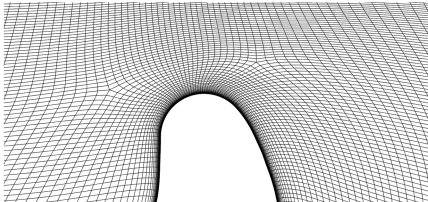
本文采用 NUMECA Autogrid 软件在静叶域、动叶域和吸收域中划分结构化网格,如图 2 所示。



(a) 50%展向高度整体网格



(b) 静叶尾缘局部网格



(c) 动叶前缘局部网格

图 2 涡轮级的计算网格

Fig. 2 Computational meshes of turbine stage

静叶表面第一层网格高度为 0.018 mm,动叶表面第一层网格高度为 0.006 mm,叶片表面第一层网格增长率约为 1.1,静叶表面边界层内划分 12 层网格,动叶表面边界层内划分 15 层网格,动叶叶顶间隙区域划分 24 层网格,全局 y^+ 值(第一层网格质心到壁面的无量纲距离)小于 5。叶片表面的网格长宽比 $\Delta x/\Delta z$ 小于 114,静叶和动叶表面网格的 $\Delta x^+/\Delta y^+$ (流向/壁面法向)分别小于 75 和 135,静叶和动叶表面网格的 $\Delta z^+/\Delta y^+$ (展向/壁面法向)分别小于 80 和 170。由于计算网格的长宽比不符合壁面解析大涡模拟的要求,因此使用壁面模型的大涡模拟(WMLES)来计算低压涡轮级的转静干涉流场。叶片表面第一层网格分布在粘性底层($y^+ < 10$)内,满足使用壁面模型的大涡模拟(WMLES)的网格要求^[16]。静叶域网格数为 586 万,周向、展向、流向 3 个方向上的网格节点数分别为 89,153,430,动叶域网格数为 1 060 万,周向、展向、流向 3 个方向上的网格节点数分别为 165,169,380,吸声域网格数为 54 万。为了抑制边界反射,吸声区域内 Δx 的延伸比为 1.2。

为了验证网格密度是否能够合理解析最具脉动能量的涡流,根据 Celik 等人^[17]提出的验证方法对 LES 计算网格进行质量评估。网格质量指数定义为:

$$LESIQ_v = \frac{1}{1 + 0.05 \left[\frac{\mu + \mu_{SGS}}{\mu} \right]^{0.53}} \tag{1}$$

式中: μ —分子粘度; μ_{SGS} —类比于湍流涡流粘度的亚格子尺度(SGS)粘度。

图 3 为 50% 叶高截面的网格质量系数分布云图。

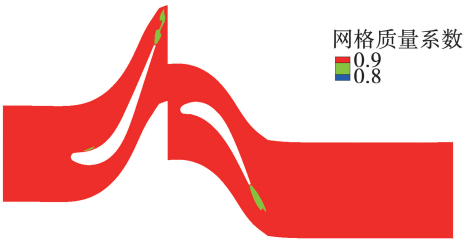


图 3 50% 叶高截面的网格质量系数

Fig. 3 Mesh quality factor at 50% span section

叶片尾迹区域和转子-静子相互作用流动区域的网格质量指数大于 80%,其他区域的网格质量指

数大于 90%,表明当前 LES 能够在远离壁面的核心流动区域合理解析高达 80% 的湍流动能。此外,对于涡轮机械而言,边界层噪声远低于转子-静子相互作用引起的单音噪声和涡脱落引起的尾缘噪声^[18],因此,当前的 LES 网格具有较好的质量,有助于充分理解涡轮噪声产生的机理。

1.3 计算设置

低压涡轮级的大涡模拟在计算软件 ANSYS Fluent 2022R1 中完成,使用的亚格子模型为动态 Smagorinsky-Lilly 模型,通过 Werner-Wengle 壁面函数采用线性律与幂次律的匹配形成近似表示壁面速度分布,通过瞬时速度求得瞬时壁面场应力^[19]。假定空气为理想气体,其粘性由 Sutherland 定律计算。采用滑移网格法实现动叶域的旋转,转速为 342.43 rad/s。静叶域入口定义为压力入口边界,总压为 156 400 Pa,总温为 861.1 K,根据级的入口气流角,给定径向速度分量为 0,切向速度分量为 0.078 7,轴向速度分量为 1。本文仅考虑转静干涉引发的非定常流动结构和气流脉动特性,因此入口不附加湍流脉动,流体以层流状态流入计算域。将动叶域出口定义为压力出口,静压为 107 400 Pa。参考压力为 101 325 Pa,并给定径向平衡压力分布。计算域的入口和出口均设置声学无反射边界条件。考虑到涡轮叶片在实际运行中的冷却保护措施,将静叶和动叶表面设置为温度 700 K 的无滑移壁面,其他壁面则设置为绝热无滑移壁面。

压力速度耦合算法为 SIMPLEC,梯度离散方法为基于单元的最小二乘法(Least Squares Cell Based),压力离散方法为二阶(Second Order),动量离散方法为有界中心差分法(Bounded Central Differencing),密度和能量离散方法为二阶迎风(Second Order Upwind),时间离散方法为有界二阶隐式(Bounded Second Order Implicit)。以使用 SST $k-\omega$ 湍流模型的雷诺平均模拟(RANS)计算结果来初始化大涡模拟计算,大涡模拟的时间步长为 8×10^{-7} s,满足库朗数 $Co \leq 1$ 。在一个时间步长内,物理量残差可降低三个数量级并降至 1×10^{-4} 以下。库朗数定义为:

$$Co = U\Delta t/\Delta l \tag{2}$$

式中: Δl —网格单元的最大边长; U —当地平均速度; Δt —时间步长。

在计算推进 114 690 个时间步长(对应转子旋转 5 周)后开始统计流场非定常数据,并统计了 47 000 个时间步长(对应转子旋转 2 周)的非定常数据。每 5 个时间步长导出一次气流脉动数据,对应的尼奎斯特频率为 125 000 Hz,声学频谱的最小频率和频谱分辨率均为 27 Hz。因此,用于本征正交分解的流场快照数据的时间间隔为 4×10^{-6} s。

为了验证数据采样过程中非定常模拟的收敛性,在流场中放置了多个监测点,以确保气流脉动呈现出周期性且平均流达到稳定状态。图 4 展示了数据采样周期内动叶下游监测点速度波动 U' 和高阶动量波动 $v'w'$ 的非定常信号。红色虚线表示整个数据采样周期内的时间平均值,4 条蓝色线段分别表示 4 个等长分割窗口内的时间平均值。由图 4 可知,速度波动和高阶动量波动统计量的平均值非常接近于零,且几乎不随时间变化,说明湍流已达到完全发展状态,大涡模拟计算已经收敛。

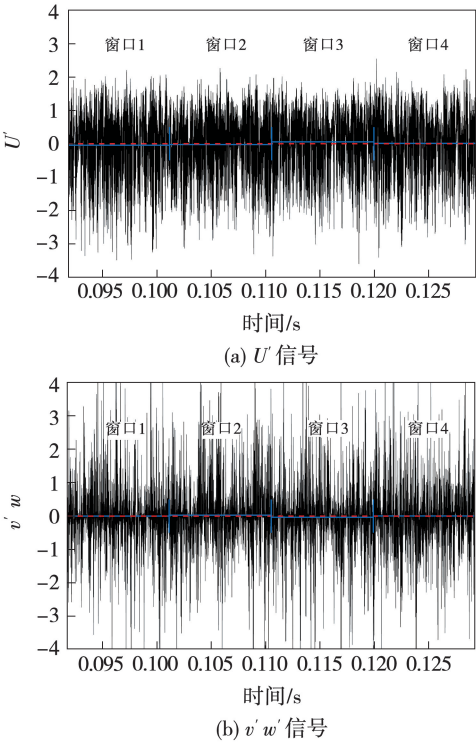


图 4 数据采样周期内动叶下游的湍流脉动信号
Fig.4 Turbulence fluctuation signals downstream of rotor blade during data sampling period

1.4 实验验证

为验证数值方法的准确性,将涡轮级静叶流场的大涡模拟结果与物理实验结果进行了比较。实验

研究是在热那亚大学空气动力学和涡轮机械实验室的吹气式亚音速风洞中进行,实验台具体布置如图 5 所示。采用 22 个直径为 0.5 mm 的压力探头来测量平面静叶栅中心 3 个叶片上跨中截面的压力载荷。通过基尔探针检测叶栅上游和下游的总压。实验中使用 DSA3217 压力扫描阀和 SETRA 差压传感器两类压力传感器:前者用于收集压力探头的数据,精度为传感器满量程的 $\pm 0.4\%$,后者用于收集基尔探针的数据,精度为传感器满量程的 $\pm 0.075\%$ 。评估静压损失系数的不确定度约为 0.6%,评估总压损失系数的不确定度约为 0.7%。

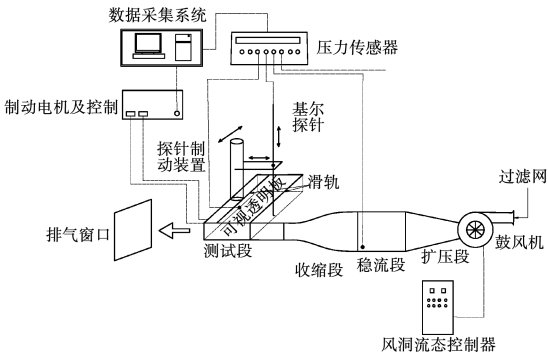


图 5 涡轮叶型损失平面叶栅实验台
Fig.5 Plane cascade experimental platform for turbine profile loss

图 6 展示了静叶表面压力系数模拟值和实验值的对比情况。由图 6 可知,数值模拟所预测的叶片表面气动载荷与实验结果吻合较好。

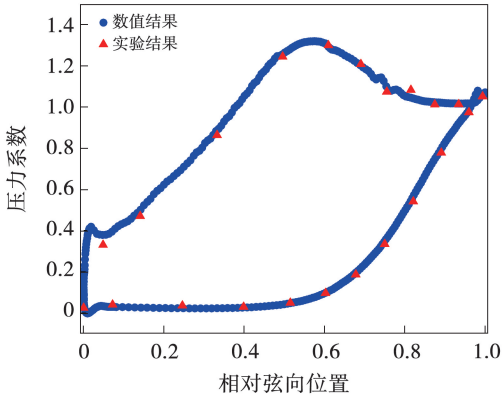


图 6 静叶表面压力系数模拟值和实验值对比
Fig.6 Comparison between simulated and experimental values of pressure coefficient on stator blade surface

图 7 展示了 50% 叶高截面总压损失系数模拟值和实验值的对比情况。由图 7 可知,数值模拟预

测的叶栅下游的总压损失系数最大值高于实验值、最小值低于实验值,而数值模拟所预测的尾迹形状和叶型损失与实验结果吻合较好。叶栅下游的总压损失曲线反映了尾迹形状和尾迹内卡门涡街不同分支的相对涡脱落强度。数值模拟对吸力侧尾迹形状(周向位置 0.36 ~ 0.6)的预测结果与实验结果高度重合,主要误差出现在压力侧尾迹内(周向位置 0 ~ 0.25),说明数值模拟高估了压力侧的旋涡脱落强度,导致压力侧尾迹内的时均速度水平高于实际值,总压损失水平低于实际值。

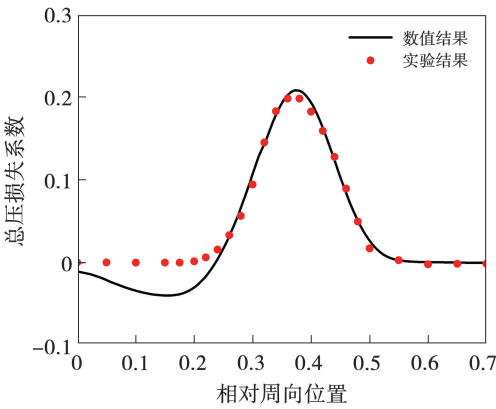


图 7 50%叶高截面总压损失系数模拟值和实验值对比

Fig. 7 Comparison between simulated and experimental values of total pressure loss coefficient at 50% span section

圆柱-叶片干涉结构作为一种标准测试用例而广泛应用于声场计算方法的实验验证。下游叶片经历了由圆柱涡脱落频率主导的宽带扰动,类似于涡轮流场中上游叶片尾迹对下游叶片的宽带扰动,圆柱-叶片干涉噪声产生机制与转子-静子干涉噪声产生机制类似。本文采用大涡模拟预测圆柱-叶片干涉引发的声场,以验证数值方法的声学预测能力。图 8 为圆柱-叶片干涉噪声的计算域尺寸及计算网格。计算域参考文献[20-21]的圆柱-叶片基准声学实验设置。计算域的展向高度为 30 mm,入口速度为 72 m/s,出口压力为 1 个大气压,展向边界设置为周期性边界,其余边界均设置为无滑移壁面。在声学计算中将 FW-H 积分面设置为包围圆柱和翼型的可渗透面,同时涵盖固体表面偶极子声源和湍流四极子体声源的影响。计算网格节点数为 281 万,计算设置与第 1.3 节保持一致。

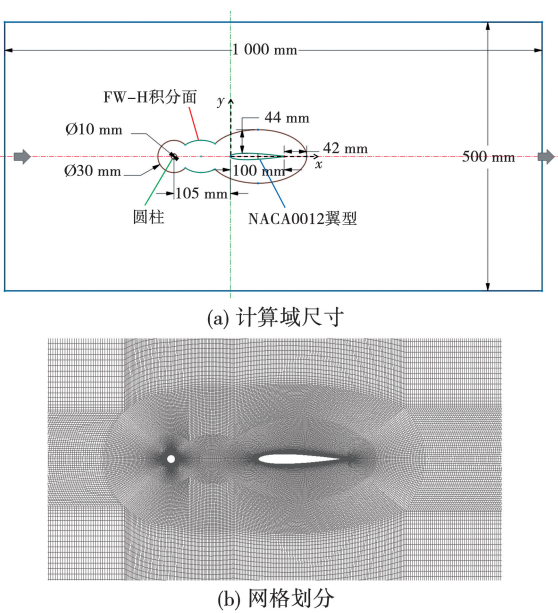


图 8 圆柱-叶片干涉噪声的计算域尺寸及计算网格

Fig. 8 Computational domain size and computational mesh for rod-airfoil interaction noise

图 9 对比了大涡模拟 (LES) 和实验给出的功率谱密度分布。

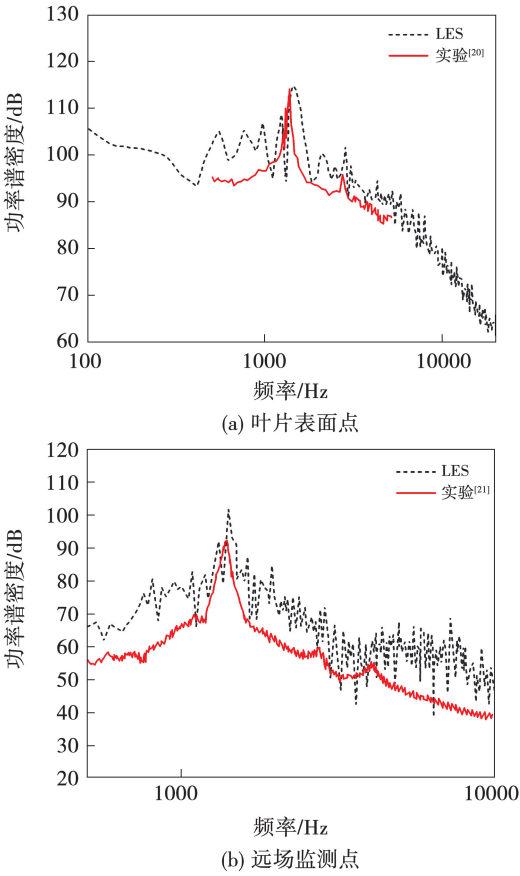


图 9 LES 和实验得到的功率谱密度分布对比

Fig. 9 Comparison of power spectral density distributions obtained by LES and experiment

图 9(a)、(b) 实验数据分别取自文献[20] 的图 6 和文献[21] 的图 19。如图 8(a) 所示, 叶片表面点位于 0.2 倍叶片弦长位置, 空间坐标为 (20, 5.7) mm; 远场监测点位于距原点 18.5 倍叶片弦长处空间坐标为 (0, 1 850) mm。对于叶片表面点, 实验测量的圆柱涡脱落频率 f_0 为 1 370 Hz; LES 预测的圆柱涡脱落频率 f_0 为 1 410 Hz, 误差为 2.9%。对于远场监测点, LES 高估了大部分频率的噪音, 圆柱涡脱落频率处的声压级相差 9.46 dB, 总声压级相差 1.44 dB, 总声压级相对误差为 1.4%。由此表明, LES 计算的声学频谱形状与实验吻合较好, 总声压级预测误差较小, 因此本文选取的数值方法对声场具有较高的求解能力。

2 本征正交分解的算法实现

POD 的输入参数是任意标量 (如压力、温度) 或矢量 (如速度、涡量) 场在离散时间序列和离散空间点上的快照; 输出一组正交模态, 其对应的时间系数和能级按其相对能量的顺序排列。

对于给定的流场 $q(\xi, t)$, 将其组织为由列向量 $x(t)$ 的集合堆叠的流场快照, 即使用一个有限维数据向量的集合来表示流场:

$$x(t) = q(\xi, t) - \bar{q}(\xi) \in \mathbb{R}^n, t = t_1, t_2, \dots, t_m \quad (3)$$

式中: ξ —空间坐标; t —时间; n —空间维数; m —时间维数; $q(\xi, t)$ —流场数据向量; $\bar{q}(\xi)$ —流场的时间平均值; $x(t)$ —流场减去时间平均值后的波动分量。

给定数据集的最优基向量可以通过协方差矩阵的特征分解来确定:

$$X = [x(t_1) \ x(t_2) \ \dots \ x(t_m)] \in \mathbb{R}^{n \times m} \quad (4)$$

$$R = \sum_{i=1}^m x(t_i) x^T(t_i) = XX^T \in \mathbb{R}^{n \times n} \quad (5)$$

$$R\phi_j = \lambda_j \phi_j, \phi_j \in \mathbb{R}^n, \lambda_1 \geq \dots \geq \lambda_n \geq 0 \quad (6)$$

式中: X —堆叠成矩阵形式的 m 个快照数据; R —矩阵 X 的协方差矩阵; ϕ_j, λ_j —协方差矩阵的第 j 个特征向量和特征值; T —矩阵的逆。

协方差矩阵的尺寸 n 取决于数据的空间自由度。对于流体流动数据, n 等于网格点数乘以数据中需要考虑的变量数, 从式 (6) 中得到的特征向量 ϕ_j 称为 POD 模态。POD 模态是标准正交的, 即模态之间的内积满足:

$$\langle \phi_j, \phi_k \rangle = \int_V \phi_j \cdot \phi_k dV = \delta_{jk}, j, k = 1, \dots, n \quad (7)$$

式中: ϕ_k —第 k 个 POD 模态; V —体积; δ —克罗内克张量。

特征值 λ_j 传达了每个特征向量 ϕ_j 在能量意义上捕获原始数据的程度。当 $x(t)$ 为速度向量数据集时, 特征值对应各 POD 模态捕获的湍动能。当 $x(t)$ 为压力向量数据集时, 特征值对应各 POD 模态捕获的声能。根据特征值从大到小, 按降序排列 POD 模态, 反映了 POD 模态在捕捉流场能量方面的重要程度。模态的时间系数等于流场快照矩阵与模态向量的内积:

$$a_j(t) = \langle q(\xi, t) - \bar{q}(\xi), \phi_j(\xi) \rangle = \langle x(t), \phi_j \rangle \quad (8)$$

当数据集的空间自由度非常高时, 协方差矩阵 $R = XX^T (n \times n)$ 计算难度增加, 使用经典的空间相关 POD 方法查找特征函数实际上是无法实现的。Sirovich^[22] 指出, $X^T X$ 和 XX^T 共享相同的非零特征值, 时间相关矩阵和空间相关矩阵将产生相同的主导空间模式, 且两个矩阵的特征向量可以相互关联。这种替代方法称为快照方法, 采用的是维数为 $m \times n$ 的时间相关矩阵 X^T , $m \ll n$; 通过求解较小尺寸 ($m \times m$) 的特征值问题来求解 POD 模态, 大大减少了计算量和内存资源, 如式 (9) 所示。选取的快照数量 m 应能够在时域上解析流场中的重要波动。

$$X^T X \psi_j = \alpha_j \psi_j, \psi_j \in \mathbb{R}^m, m \ll n \quad (9)$$

式中: ψ_j, α_j —新协方差矩阵的特征向量和特征值。

POD 模态由下式确定:

$$\phi_j = X \psi_j \frac{1}{\sqrt{\alpha_j}} \in \mathbb{R}^n, j = 1, 2, \dots, m \quad (10)$$

式 (10) 可以写为等效的矩阵形式:

$$\Phi = X \Psi \Lambda^{-1/2} \quad (11)$$

式中: Φ —POD 模态矩阵; Ψ —新协方差矩阵的特征向量矩阵; Λ —新协方差矩阵的特征值矩阵。

3 湍流脉动源的能量评价

湍流脉动源能量评价的具体方法为: 首先对涡轮级速度场执行本征正交分解, 获得速度模态的特征值和特征向量; 然后利用 Python 中的 Welch 函数得到特征向量的功率谱密度; 将每个模态特征向量功率谱密度的峰值频率识别为该模态的特征频率; 计算所有具有相同特征频率的模态特征值之和在全部模态特征值之和中的占比, 即得到相应湍流脉动源对总湍动能的相对贡献。

图 10 和图 11 为速度模态的特征值分布和特征向量频谱的峰值频率分布,分别反映了各模态捕捉的湍动能相对大小和主要脉动频率。由图可知,前 2 阶速度模态的能量在总能量中的占比分别为 11.5% 和 9.0%,显著高于后续模态,特征频率为叶片通过频率(BPF),代表了转静干涉效应引起的谐振气流脉动。3~4 阶模态的特征频率为 2BPF,代表了转静干涉效应形成的二阶旋转模态。5~6 阶模态的特征频率为静叶尾缘涡脱落频率(Vortex Shedding Frequency, VSF),代表了静叶尾缘涡脱落过程引起的谐振气流脉动。前 6 阶模态的能量总和共占 24.7%。模态能量主要集中于 10 000 Hz 以下且特征向量频谱峰值位于 3BPF 或 4BPF 处的模态与动叶叶尖涡脱落过程有关,如模态 7。

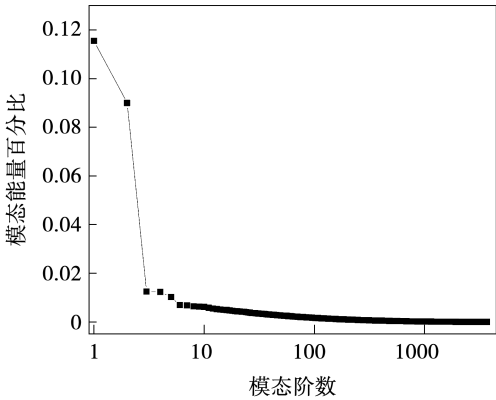


图 10 速度模态的特征值
Fig. 10 Velocity mode eigenvalue

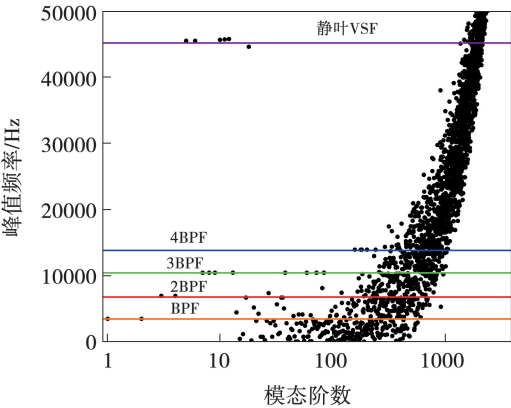


图 11 速度模态的特征向量频谱峰值频率
Fig. 11 Velocity mode eigenvector spectrum peak frequency

能量最高的主要模态均与转静干涉效应和静叶尾缘涡脱落过程有关,转静干涉效应相关模态的能

量在湍动能中的占比为 23.0%,静叶尾缘涡脱落过程相关模态的能量在湍动能中的占比为 3.9%。动叶叶尖涡脱落过程相关模态所产生的湍动能较低,在湍动能中的占比为 3.7%,其余模态的特征频率随模态阶数的升高而升高,符合湍流能量级联规律,即大尺度湍流结构负责从平均流中获取能量,湍动能逐级向最小尺度湍流结构传递并最终耗散为热能。高雷诺数下的小尺度湍流结构具有各向同性,因此模态阶数越高,模态特征频率分布越集中。

4 湍流脉动源的特征提取

图 12 为各速度模态在不同截面处的分布。图 12(a)描述了转静干涉效应引起的确定性湍流脉动源。在静叶通道内,转静干涉效应主要表现为静叶尾迹和通道核心流在交替经过动叶前缘时发生滞止而产生的势流场。在静叶通道出口面上,可清晰观察到由静叶尾迹和通道核心流分别产生的势流干涉具有相反的相位,但频率相同(均等于叶片通过频率 BPF)。在动叶通道内,转静干涉效应主要表现为静叶尾迹的输运过程,静叶尾迹经历了切割、弯曲、延展、变形和倾斜,最终以与动叶压力面平行的方向沿动叶下游传播。

图 12(b)描述了转静干涉效应形成的旋转压力模态的 1 次谐波引起的湍流脉动。根据文献[23]提出的叶轮机内部叶片非定常气动力旋转模态理论,转静干涉效应形成的旋转压力模态的 1 次谐波周向阶数为 128(静叶和动叶数量之和),其旋转速度为转子旋转速度的 2 倍,其特征频率为叶片通过频率的 2 倍(2BPF)。

图 12(c)描述了静叶尾缘下游的卡门涡街。由于叶片弦长和尾缘自由流速度不同,不同展向位置的静叶尾缘涡脱落强度不同。静叶弦长沿展向高度的升高而增大,尾缘自由流速度沿展向高度的升高而降低,因此静叶尾缘涡脱落引起的气流脉动沿展向高度的升高而减弱。

由图 12(d)可知,在 97% 展向位置,动叶吸力面附近观察到叶尖涡,其运动轨迹与静叶尾迹在动叶通道内的运动轨迹平行。动叶叶尖涡的强度和大小在脱离叶片表面后逐渐发展,在动叶下游达到极值后其能量迅速耗散。动叶叶尖涡的脱落速度高于转子旋转速度,且动叶叶尖涡的尺寸比静叶尾缘涡大。

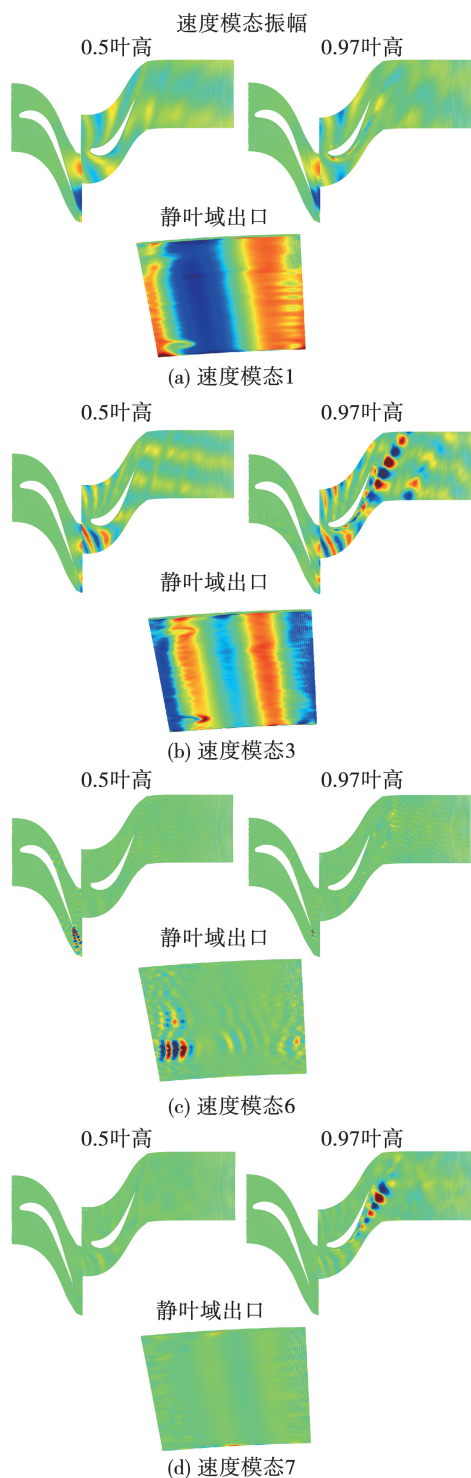


图 12 各速度模态在不同截面处的分布

Fig. 12 Distributions of various velocity mode shapes on different sections

5 气动噪声源的空间分布

图 13 为 50% 及 97% 展向高度截面和转静交界面的膨胀率云图, 膨胀率定义为速度散度, 如式 (12) 所示。

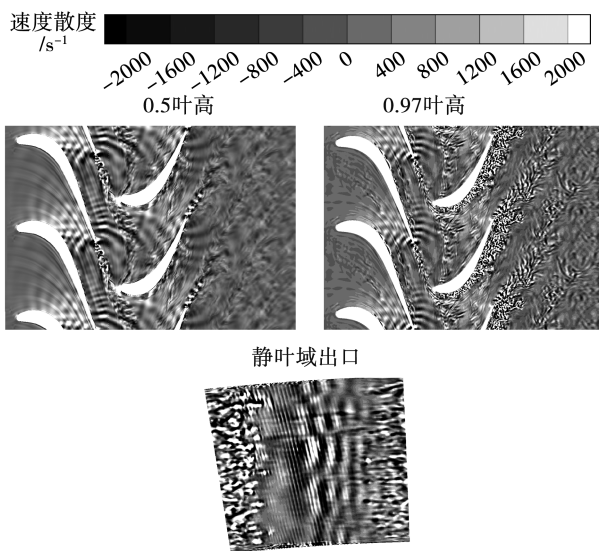


图 13 流场瞬态膨胀率云图

Fig. 13 Contour of instantaneous expansion rate in flow field

由图 13 可知, 静子通道内主要的噪声源为静叶尾缘涡脱落造成的压力波。静叶尾缘涡脱落辐射的压力波在相邻静叶吸力面上反射, 反射波与入射波干涉形成了棋盘格状的波动形式。静叶尾迹周期性冲刷动叶, 动叶表面静压、应力和动力呈周期性波动, 造成了以叶片通过频率为特征的单音噪声。在流体与叶片表面 (尤其是吸力面) 相互作用的过程中, 产生了马蹄涡、通道涡、叶尖涡、分离涡、二次流和湍流边界层等复杂流动结构, 伴随有气动力和压力的非定常脉动, 是涡轮级内主要的偶极子气动噪声源, 在噪声频谱中对应低频段的宽带噪声。叶片低速尾迹内的周期性涡脱落造成的压力脉动同样会辐射偶极子噪声, 在噪声频谱中对应高频段的驼峰噪声。速度散度定义如下:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (12)$$

式中: $\operatorname{div} \mathbf{V}$ —速度向量的散度; ∇ —拉普拉斯算子; u, v, w — x, y, z 3 个方向上的速度分量。

涡声理论^[24]论述了由旋涡运动产生气动噪声的原理, 即声场是由两个围绕中间轴旋转的直线运动的涡产生。根据涡声理论, 等熵流动的涡声方程如式 (13) 所示, 旋涡噪声源定义如式 (14) 所示。

$$\left(\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \right) - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \nabla) \right) B = \frac{1}{\rho} \operatorname{div} (\rho \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \quad (13)$$

$$\text{涡声强度} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \quad (14)$$

式中: $\boldsymbol{\omega}$ —涡度向量; \mathbf{u} —速度向量; B —总焓; c —声

速; ρ —密度; t —时间。

式(13)左边的微分算子描述了声音在非均匀流中的传播,右侧为声源的解析表示。

图 14 为 50% 和 97% 展向高度截面和转静交界面的涡声强度分布,幅值均乘以 10^{-9} 以归一化。

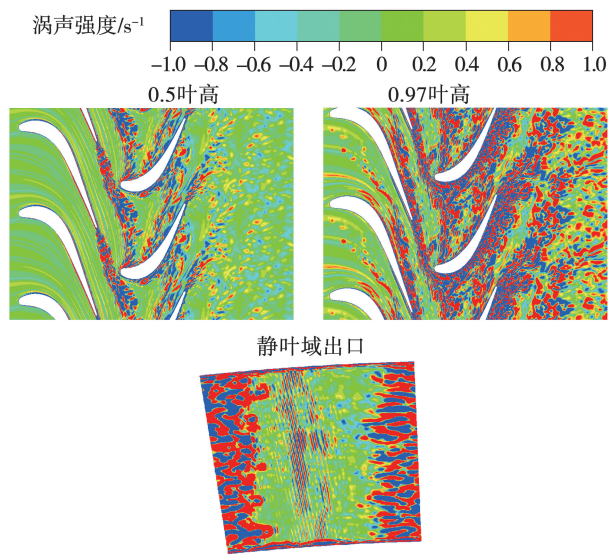


图 14 流场涡声强度分布

Fig. 14 Vortex sound intensity distribution in flow field

旋涡噪声定义为流过叶片的气流中涡的形成和脱落所产生的声音。微元涡管在垂直于其轴线方向上的加速度产生了局部偶极子气流脉动和声辐射。在静叶尾缘下游,旋涡呈有序的涡街分布,涡脱落频率是尾缘直径和流速的函数。静叶尾迹的旋涡噪声明显强于动叶尾迹。周期性涡脱落产生了偶极子形式的声辐射,且声源强度与截面速度的六次方成正比。此外,由于叶片产生升力(推力),叶尖涡和展向涡的产生和脱落同样会辐射偶极子噪声,且叶尖涡和展向涡的强度与推力梯度成正比。叶尖涡和展向涡的声辐射与尾缘旋涡的声辐射结合在一起,构成了低压涡轮级的旋涡噪声。

6 气动噪声源的能量评价

气动噪声源能量评价的实现方法与湍流脉动源相同,即对涡轮级压力场执行本征正交分解后,计算所有具有相同特征频率的模态特征值之和在全部模态特征值之和中的占比。图 15 和图 16 为压力模态的特征值分布和特征向量频谱的峰值频率分布,分别反映了各模态捕捉的声能相对大小和主要脉动频

率。由图可知,前 3 阶压力模态的能量在总能量中的占比为 19.8% ~ 6.9%,共占总能量的 42.5%,前 6 阶模态的能量总和共占 50.6%。与速度模态相比,压力模态的能量更集中地分布在前几阶模态,因此流场和声场的能量分配方式不同,声能的分布更集中,湍动能的分布更分散。

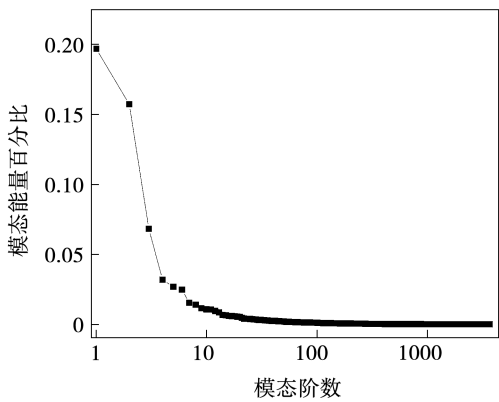


图 15 压力模态的特征值

Fig. 15 Pressure mode eigenvalue

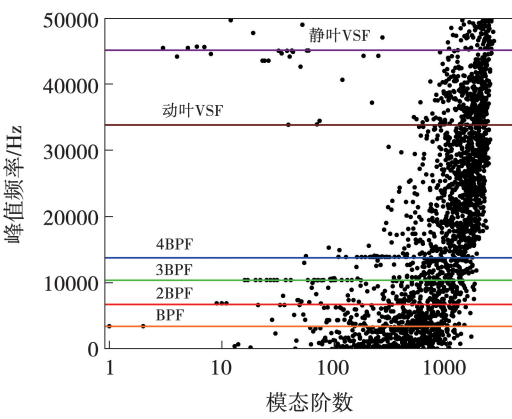


图 16 压力模态的特征向量频谱峰值频率

Fig. 16 Pressure mode eigenvector spectrum peak frequency

转静干涉效应相关模态(特征频率为 BPF 或 2BPF)的能量在湍动能中的占比为 39.0%,如压力模态 1 ~ 2,因此,转静干涉引发单音噪声是涡轮级内的最大噪声源。静叶尾缘涡脱落过程相关模态(特征频率为静叶 VSF)的能量在湍动能中的占比为 20.9%,如压力模态 3 ~ 6,因此,静叶涡脱落引发的高频驼峰噪声是涡轮级内的第二大噪声源。动叶叶尖涡脱落过程相关模态(特征频率为 3BPF 或 4BPF)的能量在湍动能中的占比为 5.6%,如压力模态 16。压力模态 39、70 和 74 的特征频率在动叶尾

缘涡脱落频率(动叶 VSF)附近,但其能量在湍动能中的占比仅为 0.8%,因此,动叶尾缘涡脱落过程所产生的气动噪声水平非常低。

7 气动噪声源的特征提取

图 17 为各压力模态在不同截面处的分布。图 17(a)描述了转静干涉效应引起的单音噪声产生机理。在静叶通道内,下游动叶的势流场在静叶吸力面尾缘附近和静叶下游产生了强烈的压力脉动,在静叶通道出口面上,势流干涉产生的周向模态数与动叶数量相同,这与对应的速度模态是一致的。在动叶通道内,静叶尾迹与动叶前缘的周期性碰撞在动叶吸力面前缘产生了强烈的压力脉动,对应蓝色幅值区域。尾迹一旦被动叶切割后,尾迹干涉在动叶吸力面附近产生的压力脉动减弱,对应红色幅值区域。

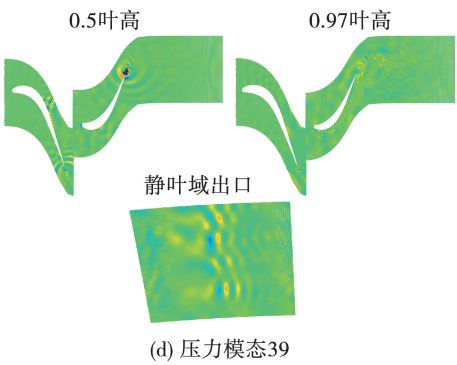
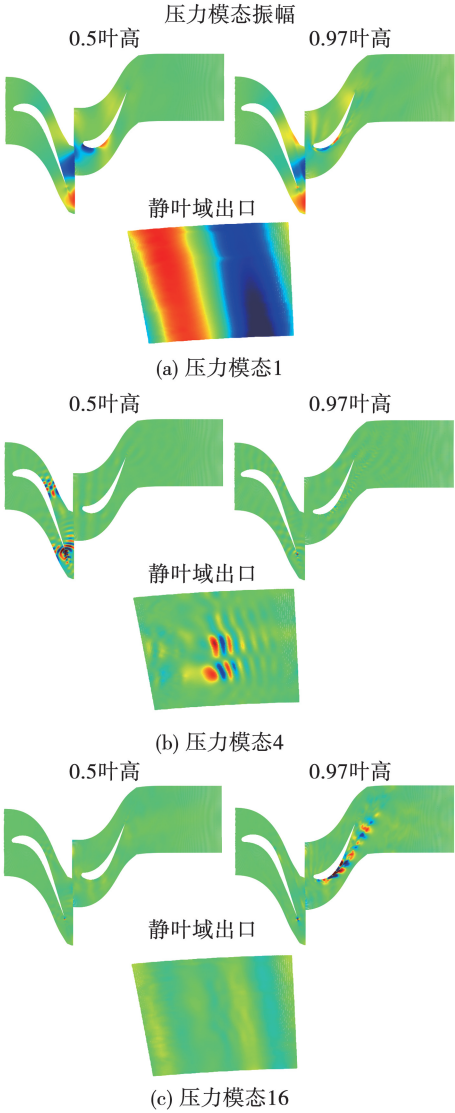


图 17 各压力模态在不同截面处的分布
Fig. 17 Distributions of various pressure mode shapes on different sections

图 17(b)描述了静叶尾缘涡脱落过程引起的高频宽带噪声产生机理。在静叶通道内,与尾缘涡脱落对应的模态在尾缘附近表现出明显的压力波辐射行为,并在涡街附近形成波包。在静叶通道喉部,可观察到来自尾缘的入射波与由相邻吸力面的反射波之间形成了棋盘格状的干涉模式。这种干涉会增强喉部下游边界层内以及核心流域内的压力扰动。

图 17(c)描述了动叶叶尖涡脱落过程引发的中频宽带噪声产生机理。在 97% 叶高截面,叶尖泄漏流中的大尺度涡结构引起随机压力脉动,从而产生宽频噪声辐射。

图 17(d)描述了动叶尾缘涡脱落过程引发的高频宽带噪声产生机理。与静叶尾缘涡脱落过程不同,动叶尾缘涡街的自持续性差,衰减速度快,波包范围小,因此引起的压力脉动弱,声源能量低。

8 结 论

(1) 转静干涉效应引发的势场影响和尾迹周期性迁移是涡轮级内最大的湍流脉动源,在湍动能中的占比为 23.0%。静叶尾缘涡脱落形成的卡门涡街是涡轮级内第二大湍流脉动源,在湍动能中的占比为 3.9%。动叶叶尖涡脱落过程产生的湍动能占比与静叶尾缘涡脱落过程相当,为 3.7%。

(2) 转静干涉效应引发的单音噪声是涡轮级内最大的气动噪声源,在总声能中的占比为 39.0%。静叶尾缘涡脱落及其与静叶吸力面边界层相互作用引发的宽频湍流噪声是涡轮级内第二大气动噪声源,在总声能中的占比为 20.9%。动叶尖间隙涡脱落引起的宽频旋涡噪声的能量远小于前两者,仅为 5.6%。

参考文献:

- [1] 孙新峰. 浅谈船舶噪声污染的形成和治理[J]. 中国水运(下半月), 2020, 20(10): 71–73.
SUN Xinfeng. A brief discussion on the formation and control of ship noise pollution[J]. China Water Transport, 2020, 20(10): 71–73.
- [2] HARPER R E. Vibration and noise characteristics of an aircraft-type gas turbine used in a marine propulsion system[C]//Proceedings of the ASME 1969 Gas Turbine Conference and Products Show, 1969: V001T01A008.
- [3] 杨成浩. 基于仿生学原理的航空低压涡轮湍流干涉噪声控制方法研究[D]. 湘潭: 湖南科技大学, 2021.
YANG Chenghao. Study on control methods of turbulent interaction noise of aeronautical low-pressure turbine based on bionics principle[D]. Xiangtan: Hunan University of Science and Technology, 2021.
- [4] 李智杰. 某燃气涡轮高压级气动与噪声性能的数值研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2019.
LI Zhijie. Numerical research of aerodynamic and aeroacoustic performance of a high pressure turbine stage[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2019.
- [5] 谭洪川, 乔渭阳, 赵磊, 等. 低压涡轮气动/声学一体化设计——总体参数优化[J]. 推进技术, 2012, 33(4): 573–578.
TAN Hongchuan, QIAO Weiyang, ZHAO Lei, et al. Aerodynamics/acoustics integration design method of low pressure turbine—overall parameters optimization[J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(4): 573–578.
- [6] FAUSTMANN C, ZEROBIN S, BAUINGER S, et al. Turbine noise reduction: Axial spacing and embedded design[C]//ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, 2015: V02BT41A011.
- [7] WANG G, SANJOSE M, MOREAU S, et al. Noise mechanisms in a transonic high-pressure turbine stage[J]. International Journal of Aeroacoustics, 2016, 15(1/2): 144–161.
- [8] CECI A, GOJON R, MIHAESCU M. Large eddy simulations for indirect combustion noise assessment in a nozzle guide vane passage[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2019, 102(2): 299–311.
- [9] LUMLEY J L. Coherent structures in turbulence[M]. New York: Academic Press, 1981.
- [10] LENGANI D, SIMONI D, PICHLER R, et al. Identification and quantification of losses in a LPT cascade by POD applied to LES data[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2018, 70: 28–40.
- [11] LENGANI D, SIMONI D. Recognition of coherent structures in the boundary layer of a low-pressure-turbine blade for different free-stream turbulence intensity levels[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2015, 54: 1–13.
- [12] SAJADMANESH S M, MOJADDAM M, MOHSENI A, et al. Numerical identification of separation bubble in an ultra-high-lift turbine cascade using URANS simulation and proper orthogonal decomposition[J]. Aerospace Science and Technology, 2019, 93: 105329.
- [13] CANEPA E, LENGANI D, NILBERTO A, et al. Flow coefficient and reduced frequency effects on low pressure turbine unsteady losses[J]. Journal of Propulsion and Power, 2022, 38(1): 18–29.
- [14] MATSUURA K, KATO C. Large eddy simulation of compressible transitional cascade flows[J]. Journal of Fluid Science and Technology, 2007, 2(3): 558–569.
- [15] NAIDU A D, VOGEL K, FISCHER M. A comparative study of transient blade row and blade count scaling approaches for numerical forced response analysis in a transonic turbine[C]//Proceedings of 12th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics. Stockholm, Sweden, 2017: ETC2017–305.
- [16] TEMMERMAN L, LESCHZINER M A, MELLEN C P, et al. Investigation of wall-function approximations and subgrid-scale models in large eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2003, 24(2): 157–180.
- [17] CELIK I B, CEHRELI Z N, YAVUZ I. Index of resolution quality for large eddy simulations[J]. ASME Journal of Fluids Engineering, 2005, 127(5): 949–958.
- [18] MUGRIDGE B D. Acoustic radiation from aerofoils with turbulent boundary layers[J]. Journal of Sound and Vibration, 1971, 16(4): 593–614.
- [19] WERNER H, WENGLE H. Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel[C]//Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows, 1991: 155–168.
- [20] JACOB M, BOUDET J, CASALINO D, et al. A rod-airfoil experiment as a benchmark for broadband noise modeling[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2005, 19: 171–196.
- [21] 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.
- [22] SIROVICH L. Turbulence and the dynamics of coherent structures, Parts I–III[J]. Quarterly of Applied Mathematics, 1987, 45(3): 561–571.
- [23] TYLER J M, SOFRIN T G. Axial flow compressor noise studies[J]. Transactions of the Society of Automotive Engineers, 1962, 70: 309–332.
- [24] POWELL A. Theory of vortex sound[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1964, 36: 177–195.