

文章编号:1000-8055(2013)02-0338-10

波瓣混合器涡系结构及射流掺混机理的数值研究

岳 巍^{1,2}, 雷志军¹, 苏尚美^{1,2}, 朱俊强¹

(1. 中国科学院 工程热物理研究所 轻型动力中心, 北京 100190;

2. 中国科学院 研究生院, 北京 100190)

摘 要: 借助流体力学软件 ANSYS CFX, 对波瓣混合器射流掺混流场进行了全三维定常数值模拟, 研究了流场中各涡系结构的形成机理及发展过程, 并详细探讨了其加速射流掺混过程的作用机制. 结果表明: 基于 SST (shear stress transport) 模型的封闭 N-S 方程能较好地模拟波瓣混合器射流掺混过程, 波瓣特殊几何外形诱导产生的流向涡主要通过扭曲内外涵交界面的间接方式加速射流掺混过程, 波瓣下游剪切层中 K-H (Kelvin-Helmholtz) 不稳定性发展而成的正交涡是直接加速射流掺混的关键因素, 波谷附近二次流之间的相互作用所产生的通道涡对该区域内的射流掺混有明显的加速作用, 受波瓣前缘切割的边界层在径向压力梯度作用下沿波瓣表面卷起而形成的马蹄涡对射流掺混的影响不是特别明显.

关键词: 波瓣混合器; 掺混机理; 数值模拟; 流向涡; 正交涡; 通道涡; 马蹄涡

中图分类号: V231.3; O357.5

文献标志码: A

Numerical investigation on vortex structure and jet mixing mechanism in lobed mixer

YUE Wei^{1,2}, LEI Zhi-jun¹, SU Shang-mei^{1,2}, ZHU Jun-qiang¹

(1. Key Laboratory of Light-duty Gas-turbine, Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: With computational fluid dynamics software ANSYS CFX, the three-dimensional steady numerical simulation was conducted on the jet mixing flow of lobed mixer to study the formation mechanism and development process of the vortex structure, and its functional mechanism of the forced jet mixing. The results show that based on the SST (shear stress transport) model, the closed N-S equation can simulate the jet mixing process in lobed mixer excellently. While the streamwise vortices induced by the special geometry of lobed mixer depend on an indirect way of twisting the interface between core and bypass flow to accelerate the jet mixing process, normal vortices formed on the promotion of K-H (Kelvin-Helmholtz) instability accelerate the jet mixing directly. The passage vortices are produced by the interaction between the radical inward secondary flow and the low momentum fluid along the wall moving toward the lobe's crest where the passage vortices have an obvious promoting effect on jet mixing. Under the radical pressure gradient within the lobed mixer, boundary layer cut by lobe's leading edge rolls up along the surface of the lobe and

收稿日期:2012-03-14

网络出版地址:http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130131.0829.201302.338_014.html

基金项目:国家自然科学基金(51106152)

作者简介:岳巍(1988-),男,重庆石柱人,硕士生,主要从事叶轮机械气动热力学研究.

forms the horseshoe vortex, and it has little effect on jet mixing.

Key words: lobed mixer; mixing mechanism; numerical simulation; streamwise vortex; normal vortex; passage vortex; horseshoe vortex

现代高性能涡扇发动机主要有分开排气和混合排气 2 种喷气推进形式,其中波瓣混合器是一种典型的混合排气推进形式.自 1966 年在航空发动机(Convey 和 Spey)排气系统上首次成功应用以来,波瓣在军、民用涡扇发动机上获得了广泛的应用,比如 F101, HK8-4, JT8D-209, TAY, RB211-524G/H, C90A, CFM56-5C, V2500, BR710, PW6000, 遛达 700 及 SPW14 等.它以其特殊的几何外形在高温、高速内涵道燃气与低温、低速外涵道空气之间诱导形成一对大尺度流向涡,极大地加速了两者之间的动量、热量掺混,有利于提升发动机输出推力、减少耗油率、降低排气噪声和红外辐射.鉴于此,NASA 的高效节能发动机计划(energy efficient engine)、AST 计划(advanced subsonic technology)和 IHPTET 计划(the integrated high performance turbine engine technology)将波瓣混合器优化设计作为重要的研究内容之一,并得出了大量波瓣设计的经验准则.但是,由于对波瓣流场的涡系发展、射流掺混机理的理解尚不透切,波瓣设计的理论基础并不完备,波瓣设计的流程也亟待完善.因此,迫切需要开展大量细致的波瓣射流掺混机理方面的研究,以指导波瓣混合器的优化设计.

为简化起见,近期的大部分波瓣掺混机理研究是在二维波瓣上进行的^[1-5].这类数值计算和实验研究表明,波瓣射流掺混主要受以下 3 个方面的影响:波瓣特殊几何外形诱导的大尺度流向涡、两射流间交界面的增大和自由剪切层中 K-H 不稳定性.其中大尺度流向涡是最重要的支配因素:它通过大范围的搅动作用扭曲了两射流间的界面,从而以增加交界面积的方式加速了射流间的大尺度掺混;另外,它还可以通过和正交涡的相互作用及自身的破碎等过程产生大量的小尺度湍流斑,进而又极大地加速了射流间的小尺度黏性掺混过程.除以上所说的涡系结构外,波瓣流场中还存在通道涡、马蹄涡等涡系结构.受实验测量技术的限制,波瓣出口上游流场信息的测量十分困难.因此,前人虽然发现了这两类涡系结构的存在,却并未对其形成机理、作用过程及对波瓣射流掺混的影响进行深入地研究.本文拟借助 ANSYS CFX

软件获取三维波瓣混合器的全流场信息,探索其中各类涡系结构的形成机理和发展过程,并揭示其对射流掺混的作用机制及影响,为波瓣混合器的优化设计提供理论指导和技术支撑.

1 数值计算方法

本文利用商用 ANSYS CFX 求解器对三维坐标系下雷诺平均 N-S 方程进行求解.该求解器采用了全隐式求解技术,并耦合了多重网格加速技术,从而极大地提高了计算速度和稳定性.

1.1 计算域的选取

本文以雷志军等^[6]在加拿大国家研究理事会燃气轮机实验室研究的某型涡扇发动机的排气系统的缩微模型为研究对象,其中包括中心锥、波瓣混合器和外涵道喷管等.图 1^[6]给出了波瓣混合器的几何形状示意图.该波瓣沿周向均匀分布 12 个叶瓣,其主流进口内、外直径分布分别为 120 mm 和 203.2 mm,波瓣长为 110 mm,厚为 1 mm,上扩张角为 10° ,下扩张角为 35° ,尾缘斜切角为 7° .在波瓣的等效水力直径圆周上,波瓣混合器的波长为 42.8 mm.波瓣的每个叶瓣都有 2 个平行

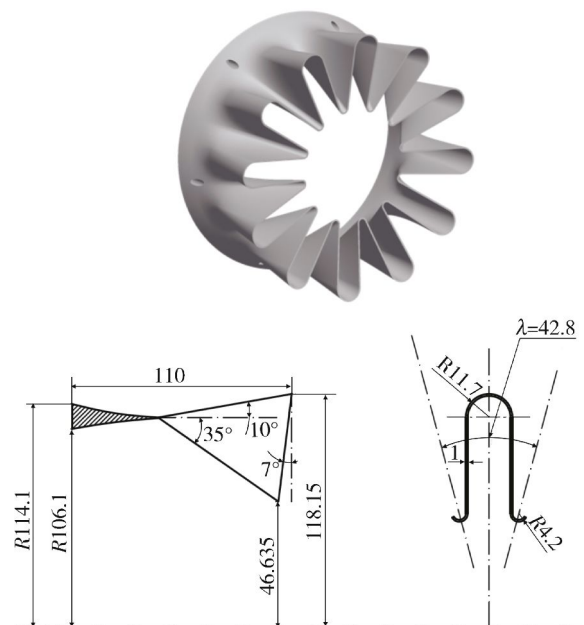


图 1 波瓣几何形状示意图^[6](单位:mm)

Fig. 1 Geometrical diagram of lobed mixer (unit:mm)

的侧面,相邻叶瓣由外径为 23.4 mm 的半圆在叶瓣波峰处相连,并由外径为 8.4 mm 的 150°圆弧在波谷处相连.更详细的实验设备参数可参考文献[6].

图 2 给出了本文数值模拟的计算域模型,包括中心锥、波瓣混合器、外涵喷管及外部流场等.鉴于波瓣中各叶瓣沿周向均匀分布,本文选择包含波瓣混合器 1 个叶瓣的 30°扇面作为计算域.研究表明波瓣不同平直侧壁下游的流向涡强度不对称^[7].因而,即使波瓣具有对称性几何结构,计算

域也不能选取半个波瓣.射流经外涵道尾喷管的掺混之后,将裹挟外层空气,并在大气中沿径向扩散,为此在计算域中特别设置了外部大气压力进口截面,在流场外围还加设了径向足够大(为 $5D_h$, D_h 表示波瓣内涵一侧进口等效水力直径)的远场流场,其径向范围根据实验测量的射流扩散半径大小来确定,以避免外部边界对射流扩散的干扰.同时,为保证捕捉到波瓣射流掺混的全过程,特别是涡系相互作用的全过程,计算域出口截面选择为波瓣尾缘下游 $12D_h$ 处.

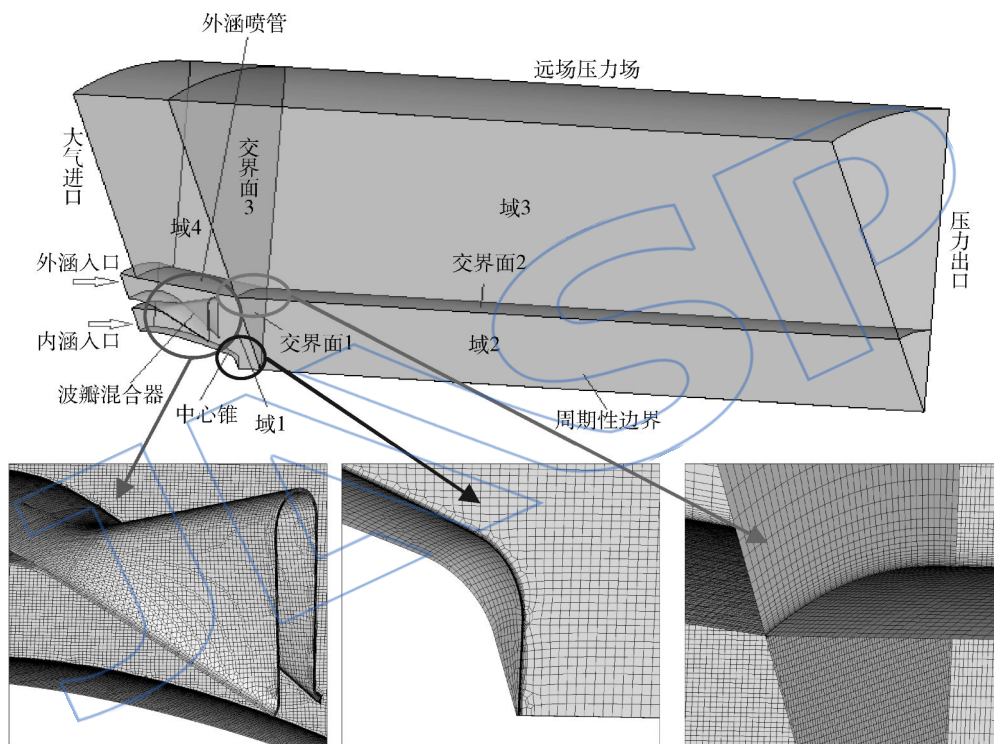


图 2 波瓣射流流场计算域及网格划分

Fig. 2 Computational domain and mesh of flow field of lobed mixer

1.2 网格划分及边界条件设定

根据计算域(如图 2)的几何特性:外涵喷管与波瓣之间、波瓣与中心锥之间的计算域具有较为复杂的几何形状及较大曲率的几何表面,而外涵喷管下游的远场计算域的几何结构则相对简单、规整,本文将上述计算域整体拆分成 4 个子域(如图 2),并对各子域分别进行网格划分.其中,域 1 采用 Fine/Hexpress 进行非结构化网格划分,其他子域均利用 NUMECA 软件 IGG(interactive geometry modeler and grid generator)模块进行结构化网格划分.各子域之间的交界面(如图 2)进行了网格加密处理,以保证交界面附近流场的连续性.为尽量减少网格质量和数量对计算精

度的影响,生成的计算网格保证所有网格单元内各网格边线的夹角大于 18° ,网格长宽比不大于 5000,相邻网格的膨胀比小于 3.在附面层内,近固壁的第 1 层网格的 y^+ 小于 1,相邻网格的膨胀比为 1.15,总网格层数为 15.经网格依赖性研究,最终确定各子域的网格总数分别为 1.3×10^6 , 0.5×10^6 , 0.4×10^6 , 0.1×10^6 .

图 2 标明了各处边界条件及交界面的设定.为便于与实验结果进行对比,必须保证计算域的进口条件与实验进口条件一致.为此,本文设定波瓣内、外涵道进口截面为速度进口边界,并赋以实验测量的三维速度分量及湍流强度^[6].其中,内外涵道进口截面的湍流强度分别为 5% 和 0.2%.在射流裹挟作用下,大气入口及远场流场的空气必

然随射流一起运动,但其运动速度极低.因此将大气进口及远场压力场设置为静压边界条件,压力值取实验测量的大气压力.计算域的出口截面设定为静压力边界,并取为实验测量的大气压.所有固壁均设定为绝热、无滑移边界.为划分网格的方便,在计算扇面体中心切割掉直径为 1 mm 的小扇面体.其中,切割出来的小圆周面设为自由滑移的绝热边界.计算域两侧的截面定义为绕 x 轴(波瓣几何旋转中心轴)旋转的周期性边界.

1.3 湍流模型的选取

不同的湍流模型有不同的适用范围,湍流模型的选择必然会影响到计算结果的精度.基于 Lei 等人的研究结果^[7],在模拟具有强逆压力梯度及强切应力层的波瓣射流掺混流场时,SST (shear stress transport)模型具有较好的适应性.SST 湍流模型在近壁面处采用 $k-\omega$ 模型,在边界层边缘和自由剪切层内采用 $k-\epsilon$ 模型,而在两者之间采用一个混合函数来实现过渡.通过对 2 种模型的整合,SST 湍流模型有效规避了 $k-\epsilon$ 模型过高估计尾迹区的湍流应力、对边界层分离及逆压梯度区模拟结果较差的缺陷,也避免了 $k-\omega$ 模型对自由剪切流动中边界层边缘的 ω 值较为敏感的弱点.

为进一步验证 SST 模型在模拟波瓣射流掺混流场的可靠性,本文将计算结果与实验测量结果进行了全方位的对比.其中,计算域总网格数为 2.3×10^6 ,湍流模型为 SST 模型,各边界条件参考实验测量的工况.图 3 给出了波瓣下游不同轴向位置总压系数(C_{p0})的计算结果沿波峰线的径向分布,并与实验结果进行了对比. C_{p0} 定义如下:

$$C_{p0} = (p_0 - p_{si}) / (p_{oi} - p_{si}) \quad (1)$$

其中 p_0 代表不同截面上沿波峰线的总压; p_{si} , p_{oi} 分别代表波瓣内涵入口面质量流量平均静压与总压.

从图 3 可以看出经线上的总压系数的模拟结果与实验结果吻合得较好.但是,在波瓣尾缘下游的强切应力尾迹区(如图中 HS 所示)及中心锥和外涵喷管下游的尾迹区(如图中 CW, NW 所示),预测的总压系数峰值略高于测试值,且这一差值随射流向下游的发展而不断增大.这主要受两方面影响:①在尾缘及中心锥下游,SST 模型依然高估了尾迹区的湍流应力,使得总压预测值偏高;②在高切应力区测量时,7 孔探针会将速度梯度误判为偏转角,从而造成总压测量值的下降.但是,从涡结构形成、发展等过程(下文详细分析)的对比分析中,数值模拟结果完美匹配实验测量结果.有鉴于此,本文所有的数值计算研究均采用

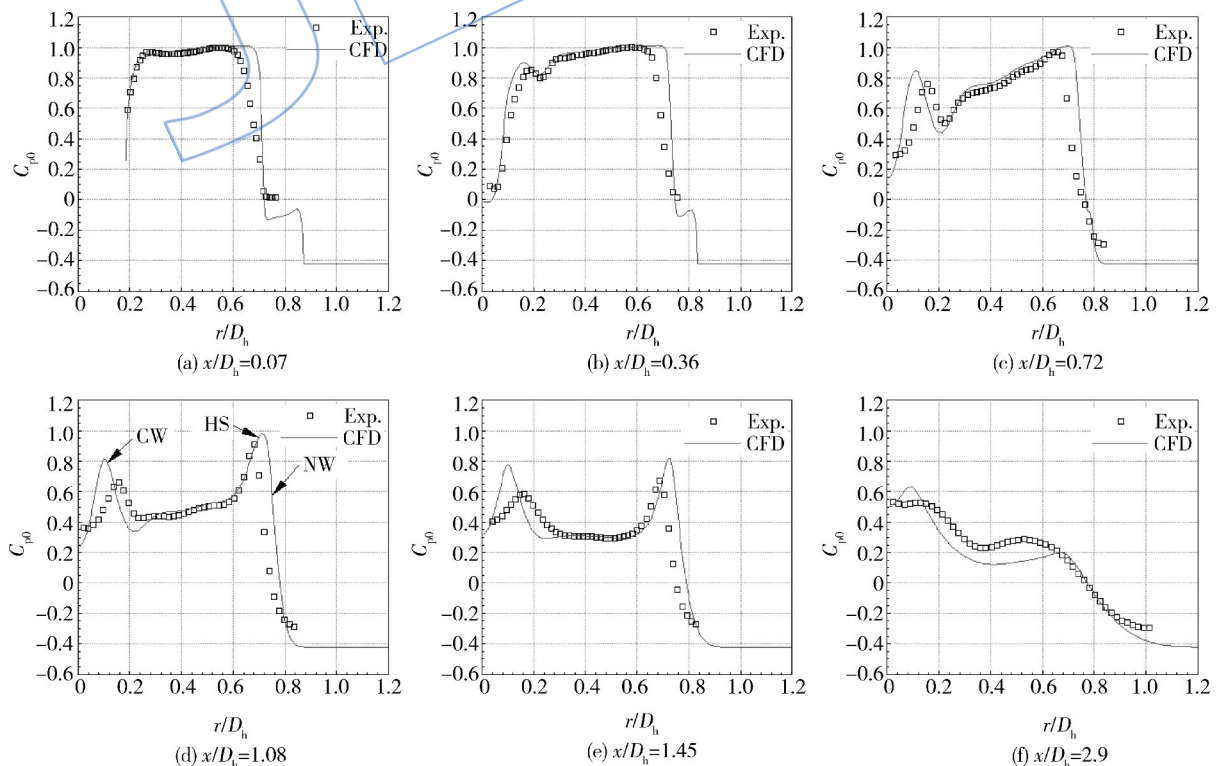


图 3 波瓣下游沿波峰线总压径向分布

Fig. 3 Radial distribution of total pressure along the crest line in the downstream of lobed mixer

SST 湍流模型。

2 计算结果分析

基于对轴向均匀进气条件下波瓣射流掺混流场的全三维定常数值模拟,本节将首先揭示波瓣掺混流场中各类涡系结构的形成机理,并细致分析各涡系结构的发展、演变及相互作用过程,然后深入探讨涡系结构发展对波瓣射流掺混的影响。

2.1 流向涡与正交涡的形成及发展过程

图4给出了波瓣下游6个不同轴向截面上流向涡量、平面涡量分布云图。如图 $x/D_h=0.07$ 截面上流线所示,波瓣内涵侧的流动具有径向向外的二次流动,而外涵侧流动具有径向向内的二次流。这佐证了文献[8-9]中关于“波瓣特殊形状所形成的径向压力梯度在内外涵中诱导出径向反向的二次流”的结论。虽然二次流在该截面上未能发展形成流向涡,但依然在波瓣尾缘诱导出较大的流向涡量,其中高流向涡量区具有与波瓣尾缘相似的对称性形状。以波瓣波峰线为对称轴,其两侧的流向涡量数值几乎相等,但符号相反。这与波瓣尾缘附近内外涵二次流的相对位置有关,基于右手定则,波瓣右侧的流向涡量为正值,左侧为负值,其中射流流动方向指向纸背。随着射流向下游扩散,内外涵二次流相互作用诱导形成流向涡,并

在 $x/D_h=0.36$ 截面附近发展出清晰的涡核(如图中 SV1,SV2 所示)。在该截面下游,流向涡不断卷吸周围流体,其涡核区不断增大,到 $x/D_h=1.45$ 截面附近时涡核面积发展到最大。之后,两流向涡相互作用导致其自身的破碎,并不断耗散。图中 $x/D_h=2.90$ 截面上几乎看不到高流向涡量区,这说明此时流向涡基本耗散殆尽。

在波瓣尾缘下游,具有较大速度差的内外涵流动间发展形成较强的切应力层,其中 K-H 扰动的扩大将诱导出较强的正交涡^[4,10-12],如图中 $x/D_h=0.07$ 截面上平面涡量云图中红色高涡量区所示。正交涡的发展极大地受到流向涡的影响,在流向涡于 $x/D_h=0.36$ 截面附近形成清晰的涡核后,波峰附近的正交涡发生扭曲变形(如图4中 DF 所示)。流向涡的进一步卷吸和扭曲作用使得正交涡在 $x/D_h=0.72$ 截面附近被拧断成3部分:两平直段和波峰下游的弧形段。两平直段正交涡受流向涡卷吸的挤压作用,彼此间的相互作用加速了其耗散速率,以至于在 $x/D_h=1.45$ 截面附近时就耗散殆尽。另一方面,流向涡对周围流体的卷吸使得射流与外围空气之间形成了较强的剪切应力层,从而在一定程度上增强了弧形正交涡的强度。直到图中 $x/D_h=2.90$ 截面,仍然能观察到弧形正交涡残留的平面涡量。

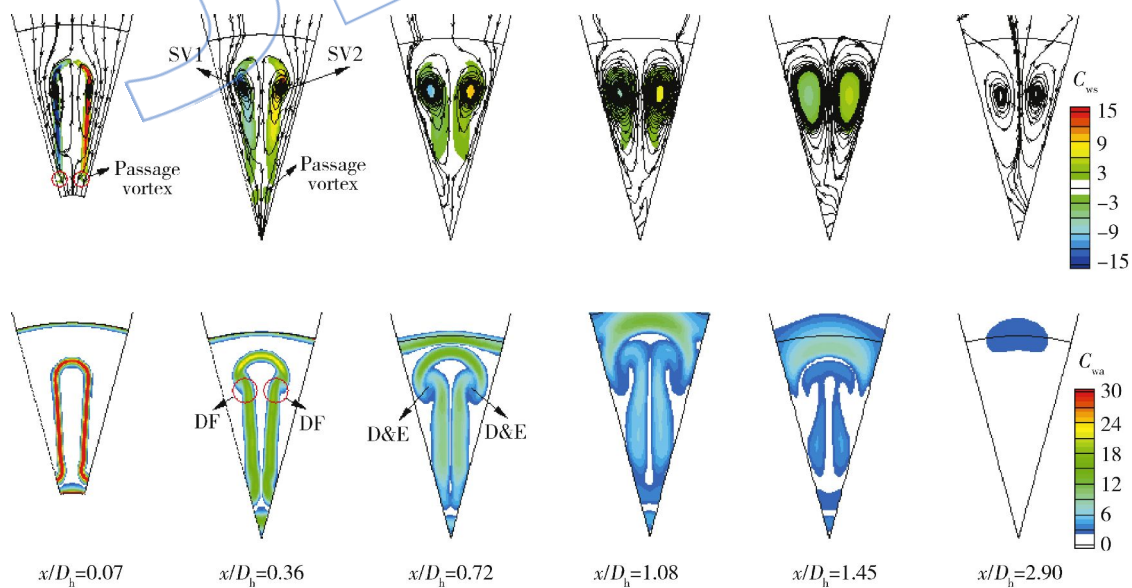


图4 波瓣下游不同轴向截面流向涡量及平面涡量分布

Fig. 4 Distribution of streamwise vorticity and spanwise vorticity at different axial cross sections in the downstream of lobed mixer

为了进一步形象地观察流向涡及正交涡的形成和发展过程,图5给出了波瓣射流流场中涡量

等值面图,其中图5(a)中流向涡量系数(C_{ws})等于 ± 2 ,图5(b)图中平面涡量系数(C_{wa})等于8。这

里, C_{ws} , C_{wa} 定义如下:

$$C_{ws} = \omega_s \cdot D_h / \bar{u} \quad (2)$$

$$C_{wa} = \sqrt{\omega_r^2 + \omega_\theta^2} D_h / \bar{u} \quad (3)$$

其中 ω_r , ω_s , ω_θ 分别代表径向、流向、周向涡量, D_h 代表波瓣内涵一侧进口等效水力直径, \bar{u} 代表波瓣入口内涵平均速度.

由图 5(a)可以看出在波瓣尾缘 ($x/D_h=0$) 下游的近流场内存在较大的流向涡量, 且散布于与波瓣尾缘形状相似的片状区域内. 随着射流向下游扩散, 流向涡量等值面在波瓣下游 $x/D_h=0.3$ 截面附近开始向叶瓣内部卷曲, 这说明流向涡开始发展出相对清晰的涡核. 该结论与上文基于流线对流向涡核形成过程的分析相互佐证. 之后, 随着流向涡的发展, 部分流向涡量向涡核区集中, 促使涡核区不断增大, 并在波瓣下游 $x/D_h=1.5$ 截面附近达到峰值. 在该截面下游, 流向涡不断耗散, 并最终在 $x/D_h=2.5$ 截面附近基本耗散殆尽. 图 5(b)显示波瓣下游平面涡量等值面具有与波瓣尾缘相似的形状, 即意味着波瓣下游同一轴

向截面的正交涡形状与波瓣尾缘形状相似. 随着射流的扩散, 波瓣平行侧壁下游的正交涡迅速耗散, 在 $x/D_h=1.2$ 截面附近基本耗散殆尽. 在流向涡发展出清晰的涡核后, 波瓣波峰下游的正交涡在流向涡的卷吸下向叶瓣内部卷曲 (如图 5(b) 中“entrainment”所示). 同时, 可以形象地看出该区域内的正交涡耗散速率小于平直段正交涡, 前文已分析了其中具体原因.

2.2 其他涡系结构

2.2.1 通道涡的形成机理

在对流向涡及正交涡进行分析的过程中, 作者发现数值计算还捕捉到了三维波瓣流场中另一种涡, 即通道涡 (如图 4、图 5 中“passage vortex”所示). 由图 5 可知该涡形成于波瓣波谷尾缘, 且位于波谷与中心锥之间, 并于 $x/D_h=0.85$ 截面附近耗散殆尽. 图 4 中云图所示通道涡的发展过程也印证了上述结论. 为进一步分析通道涡形成及发展过程, 图 6 给出了波瓣尾缘上游 $x/D_h=-0.07$ 到下游 $x/D_h=1.45$ 之间的 6 个不同轴向截面的流向涡量分布云图. 为清晰显示较弱的涡系结构, 流向涡量云图图例范围缩小到 ± 1.5 . 该图进一步确认了通道涡 (图 6 中“passage vortex”所示) 形成于波瓣尾缘 ($x/D_h=0$ 截面), 位于波谷与波瓣中轴线之间.

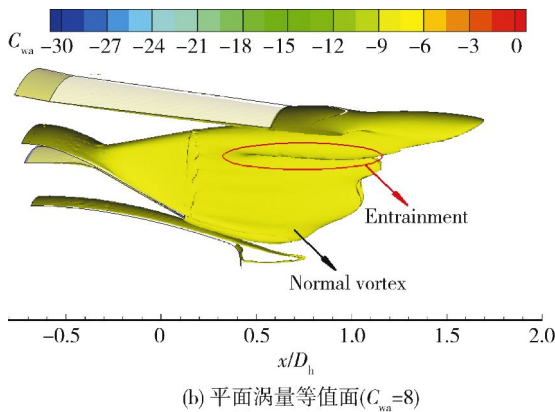
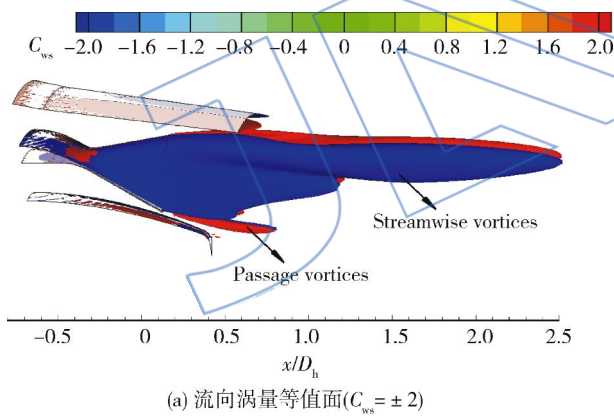


图 5 波瓣射流流场中涡量等值面

Fig. 5 Vorticity isosurface of flow field in lobed mixer

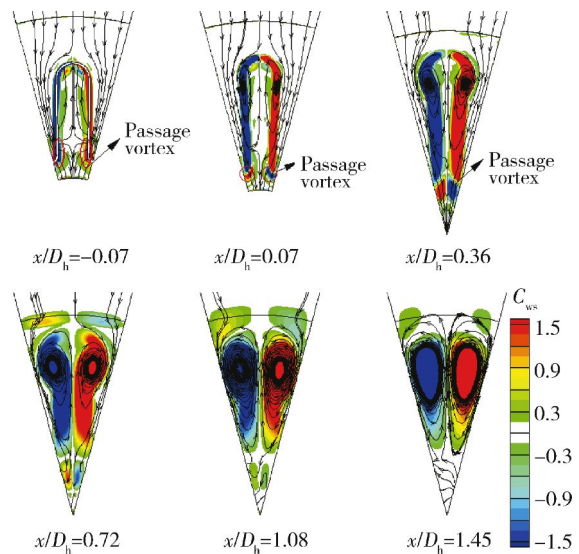


Fig. 6 Streamwise vorticity distribution in different cross sections

在对波瓣机理的研究中, 也曾经有学者捕捉到通道涡, 并尝试解释通道涡的形成机理. 比如

Povinelli 和 Anderson^[13]认为通道涡是由中心锥附近的内涵气流冲击波瓣波谷所造成的流动旋转. 雷志军等^[6]用 7 孔探针捕捉到了波谷下游的通道涡,但在结果分析中并未明确指出,更未进一步分析通道涡对波瓣射流掺混的影响. 不过,他们的实验结果恰好验证了本文对通道涡的分析. 对于 Povinelli 和 Anderson 对通道涡的猜测性结论,本文作者持不同意见. 为具体分析通道涡的形成机理,图 7 给出了位于波瓣波谷尾缘的 $x/D_h = 0$ 截面上的静压系数分布图及平面流线. 由图可以看出,随着气流在波瓣内部的扩散,内涵一侧建立起由中心锥指向波峰的正压力梯度,从而使得波谷表面边界层内的低动量流体沿壁面指向波峰的方向流动(如图中箭头 A, B 所示). 虽然大部分内涵气流在径向压力梯度作用下形成径向向外的二次流(如图中箭头 C 所示),但是中心锥外围的部分内涵气流受收缩型锥体的影响而沿径向向内做二次流动(如图中箭头 D 所示). 在沿壁面向波峰流动的低动量流体与径向向内的二次流相互作用下,内涵流体在波谷附近形成 1 对反向旋转的通道涡(如图 7 中 PV+ 和 PV- 所示). 基于右手定则,左侧通道涡为正涡,右侧为反涡,图中流动方向指向纸背. 这一结论与流向涡量云图分布相契合. 另一方面,由图 7 可知,在波谷与中心锥之间的区域,同一周向截面存在由波瓣中轴线指向波谷的周向压力梯度,这一压力梯度的建立与中轴线及波谷附近流体分别处在扩散型和收敛性通道内相关. 从一定意义上来说,该压力梯度的建立有助于通道涡的形成,尤其是在没有中心锥的二

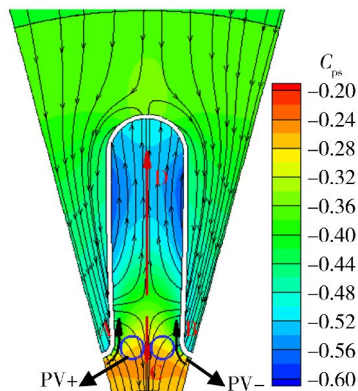


图 7 波瓣波谷尾缘 ($x/D_h = 0$) 截面上的静压系数分布

Fig. 7 Static pressure coefficient distribution in cross section of lobe trough trailing edge ($x/D_h = 0$)

维波瓣流场相对更弱的通道涡形成过程中,而在具有收敛性中心锥的三维波瓣流场中,径向向内的二次流在通道涡形成的过程中作用更为显著.

2.2.2 马蹄涡的形成机理

在压气机、涡轮叶片通道中,轮毂和机匣端壁附近的边界层被叶片前缘切割后,在叶片通道中受到由压力面指向吸力面的压力梯度作用,边界层向吸力面一侧卷起,分别于压力面和吸力面侧形成顺时针、逆时针的马蹄涡^[14-15]. 在波瓣内部也存在类似的涡结构. 以波瓣内涵道一侧为例,上游边界层被波谷切割成两部分后,在波瓣内部径向向外的压力梯度作用下,边界层沿波瓣表面向波峰方向卷起,从而形成一对反向旋转的涡对. 其形成机理跟叶片通道中的马蹄涡相似,因而也可称之为马蹄涡. 图 8 给出了波瓣尾缘上游 $x/D_h = -0.6$ 到下游 $x/D_h = 0.4$ 之间的 6 个不同轴向截面的流向涡量分布云图.

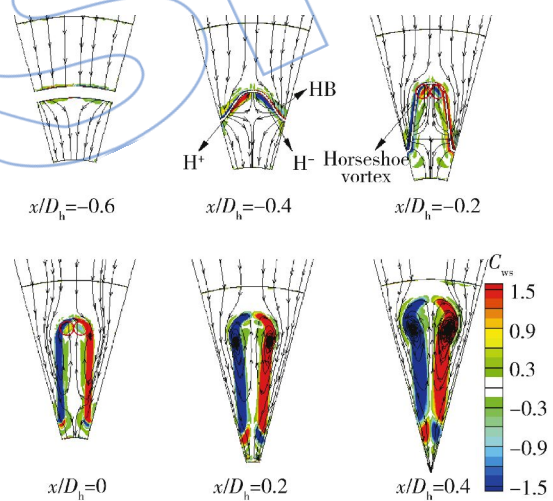


图 8 不同轴向截面流向涡量分布

Fig. 8 Streamwise vorticity distribution in different cross sections

为清晰显示较弱的涡系结构,流向涡量云图例范围缩小到 ± 1.5 . 顺着气流方向(指向纸背),左侧马蹄涡具有正涡量,右侧具有负涡量,分别如图 8 中 H^+ , H^- 所示. 由图中还可以看出马蹄涡的强度及尺寸都比流向涡小 1 个数量级. 在波瓣下游(图 8 中 $x/D_h = 0.2$) 流向涡形成后,内涵道一侧的马蹄涡迅速被流向涡所卷吸. 在外涵道一侧,波谷附近也存在类似的马蹄涡(图 8 中 $x/D_h = -0.4$ 中 HB 所示),但其强度更弱,且在波瓣出口截面上游(如 $x/D_h = -0.2$) 就已经接近耗散. 图 9 给出了波瓣内部流向涡量为 1 的等涡

面. 该图可更直观地看出内外涵马蹄涡的形成及发展过程, 同时也证实了上文对马蹄涡发展的相关分析.

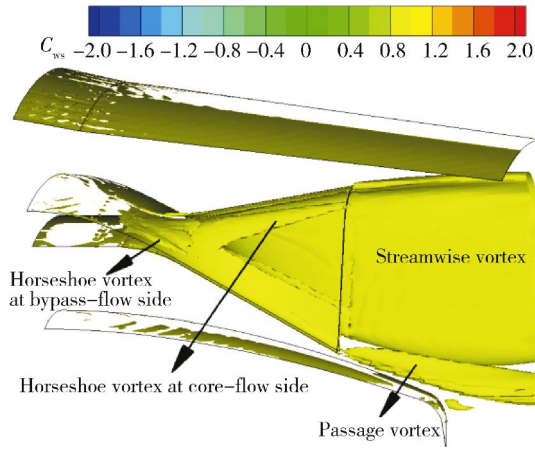


图 9 流向涡量等值面 ($C_{ws} = 1$)
Fig. 9 Isosurface of streamwise vorticity ($C_{ws} = 1$)

2.3 涡系结构的发展对波瓣射流掺混的影响

上文系统地分析了波瓣射流中各类涡系的形成及发展过程, 本小节将深入探讨不同涡系对射流掺混过程的影响. 图 10 给出了波瓣下游 6 个轴向截面的无量纲湍流动能和轴向速度分布云图, 同时也给出了沿波峰子午面上的轴向速度分布图. 正交涡是由剪切层中 K-H 不稳定性发展而来的小尺度涡, 它的一个重要特征是具有较高的湍流动能. 因此, 在图 10 中 $x/D_h = 0.07$ 截面上的无量纲湍流动能云图所显示的高湍流动能区具有与正交涡相似的外形. 湍流动能是内外涵流体之间实现能量传递的桥梁, 高的湍流动能将极大地加速射流掺混. 以图 10 所示无量纲轴向速度云图为例, 在 $x/D_h = 0.07$ 截面中波瓣波谷附近聚集大量低动量外涵道流体, 通过正交涡所激发的高湍流动能作用, 该低动量流体在 $x/D_h = 0.36$

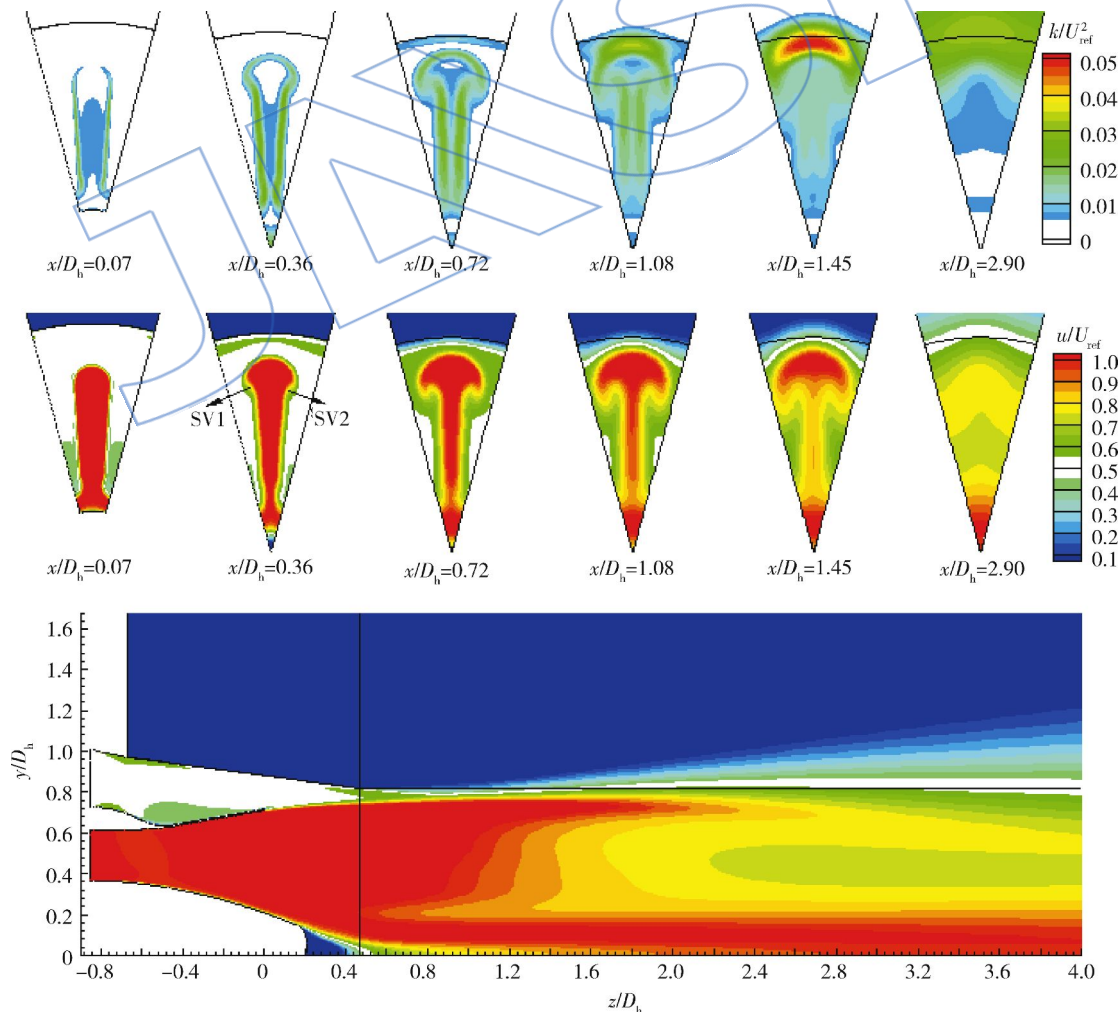


图 10 波瓣下游湍流动能及轴向速度分布
Fig. 10 Turbulent kinetic energy and axial velocity distribution in downstream field of lobed mixer

截面上几乎完全消失.随着正交涡的发展,尤其在正交涡与流向涡的相互作用下,波瓣平直壁面下游的湍流动能在 $x/D_h = 1.45$ 截面上达到极大值.在该截面下游,湍流动能随正交涡的耗散而不断下降,并于 $x/D_h = 2.9$ 截面上游就已经耗散殆尽.与之相应,正交涡控制的平直壁面下游的射流掺混明显快于其他区域,在 $x/D_h = 2.2$ 截面上,该区域内的红色高动量内涵流体就已经基本与外涵道流体掺混均匀.

基于上文及文献[5]中对流向涡形成机理的分析,在流向涡破碎之前,其形成和发展过程具有无黏特性.随着流向涡核的出现,在 $x/D_h = 0.36$ 截面上波峰附近的内涵流体向外卷吸成蘑菇状,内外涵之间的交界面被扭曲.在图 10 中 $x/D_h = 0.36 \sim 1.45$ 截面中,波峰附近高湍流动能区形状与流向涡形状迥异,而与扭曲的内外涵交界面形状相似.这说明流向涡不是直接通过增强射流湍流动能的方式来加速射流掺混,而是通过扭曲内外涵交界面的方式来实现的.随着流向涡的发展,扭曲的正交涡面积及强度都在不断增加.在 $x/D_h = 1.45$ 截面上,蘑菇状区域内的湍流动能突然出现较大地增加,这说明在该截面上流向涡的破碎诱导了小尺度湍流斑迸发.高湍流区面积及其强度的增加极大地加速射流掺混速度.如图 10 中轴向速度云图所示,虽然蘑菇状区域内的红色高动量流体耗散速率慢于正交涡控制的平直侧壁下游区域,但在 $x/D_h = 2.6$ 截面上该红色高能流体亦完成了与外涵流体的完全掺混.

如图 10 中 $x/D_h = 0.07 \sim 0.36$ 截面上湍流动能分布所示,通道涡所对应的波谷附近区域具有较强的湍流动能.这有 2 种可能的解释:①小尺度通道涡自身具有较高的湍流动能;②小尺度通道涡通过与正交涡的相互作用增强了射流中小尺度扰动.鉴于上文对通道涡的分析,其强度和尺寸都比流向涡小 1 个数量级,作者认为第 2 种解释更为合理.图 10 中子午面轴向速度云图显示 $0.2 \leq r/D_h \leq 0.3$ 之间的流体在 $x/D_h = 0.5$ 截面上就已经掺混完全,这说明该区域湍流动能的增加极大地加速了射流间的相互掺混.也就是说,虽然通道涡强度较弱,但对波谷附近射流掺混起到了较为重要的作用.

小尺度马蹄涡形成于波瓣内部,但其尺寸较小,强度较弱,且在波瓣上游或下游不远处就已耗散殆尽,虽然对增强内外涵射流中的小尺度扰动有一定作用,但对射流掺混的影响相对较小.

3 结 论

本文借助商用计算流体力学软件 ANSYS CFX,在轴向均匀进气条件下对波瓣混合器射流掺混流场进行了全三维定常数值模拟,揭示了波瓣射流掺混流场中各涡系形成、发展、演变及相互作用过程,并探讨了涡系结构发展对射流掺混的作用机制,得到的主要结论包括:

1) 基于 SST 湍流模型,CFX 能够捕捉到波瓣射流掺混过程的主要流场特征,包括流向涡、正交涡、通道涡、马蹄涡等涡系形成、发展、演变及相互作用过程.

2) 波瓣特殊几何外形在内外涵形成的径向压力梯度诱导出径向反向的二次流,二次流相互作用诱导产生流向涡;内外涵之间的速度梯度在波瓣下游形成强剪切层,其中 K-H 扰动的放大诱导形成正交涡,流向涡扭曲、卷吸、挤压正交涡,加速了正交涡的发展、耗散过程.

3) 本文计算模型还捕捉到了通道涡、马蹄涡结构.在波瓣波谷尾缘,波谷与中轴线之间,沿壁面向波峰流动的低动量流体与径向向内的二次流相互作用诱导产生通道涡;在波瓣内部径向压力梯度作用下,被波瓣前缘切割的边界层沿波瓣表面卷起,形成马蹄涡;通道涡、马蹄涡强度较流向涡、正交涡小 1 个量级,且耗散较快.

4) 各涡系加速射流掺混方式、程度各异.在破碎之前,流向涡主要通过扭曲内外涵交界面来间接加速射流掺混;正交涡则依赖其自身所具有的高湍流动能特性直接加速射流掺混;通道涡通过与正交涡的相互作用增强小尺度扰动,对波谷附近区域射流掺混起着较为重要的作用;马蹄涡仅对波瓣内部小尺度扰动有一定作用,对射流掺混的影响不明显.

参考文献:

- [1] Salman H, Page G J, McGuirk J J. Prediction of lobed mixer vortical structures with a $\kappa-\epsilon$ turbulence model[J]. AIAA Journal, 2003, 41(5): 878-887.
- [2] 匡传树, 王先炜. 波瓣喷管红外抑制器装机状态引射性能分析[J]. 直升机技术, 2008, 153(1): 30-34.
KUANG Chuanshu, WANG Xianwei. Analysis on the pumping performance of the lobed nozzle infrared suppressor[J]. Helicopter Technique, 2008, 153(1): 30-34. (in Chinese)
- [3] 单勇, 张靖周. 波瓣喷管引射-混合器涡结构的数值研究[J]. 空气动力学学报, 2005, 23(3): 355-359.
SHAN Yong, ZHANG Jingzhou. Numerical investigation

- of vortical structures in the lobed mixer-ejector[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2005, 23(3):355-359. (in Chinese)
- [4] Mao R, Yu S C M, Zhou T, et al. Kelvin-Helmholtz and streamwise vortices in the near wake of a single-lobe forced mixer[J]. *Journal of Aerospace Engineering*, 2006, 220(4):279-298.
- [5] Mao R, Yu S C M, Zhou T, et al. On the vorticity characteristics of lobe-forced mixer at different configurations[J]. *Experiments in Fluids*, 2009, 46(6):1049-1066.
- [6] 雷志军. 进口预旋条件下涡扇发动机波瓣射流掺混机理的实验研究[D]. 北京:中国科学院, 2010.
- LEI Zhijun. Experimental study on the mixing mechanisms of lobed mixer with inlet swirl in model turbofan engines [D]. Beijing: Chinese Academy of Science, 2010. (in Chinese)
- [7] Lei Z J, Mahallati A, Cunningham M H, et al. Effects of core flow swirl on flow characteristics of a scalloped lobed force mixer[R]. ASME Paper GT-2011-46726, 2011.
- [8] Paterson R W. Turbofan forced mixer-nozzle internal flow-field: I a benchmark experimental study[R]. NASA-CR-3492, 1982.
- [9] Paterson R W. Turbofan mixer nozzle flow field: a benchmark experimental study[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 1984, 106(3):692-698.
- [10] 庄礼贤, 尹协远, 马晖扬. 流体力学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社, 2009.
- [11] McCormick D C, Bennett J C, Jr. Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(9):1852-1859.
- [12] Hu H, Kobayashi T, Saga T, et al. Particle image velocimetry and planar laser-induced fluorescence measurements on lobed jet mixing flows[J]. *Experiments in Fluids*, 2000, 29(1):141-157.
- [13] Povinelli L A, Anderson B H. Investigation of mixing in a turbofan exhaust duct; Part II computer code application and verification[J]. *AIAA Journal*, 1981, 22(4):518-525.
- [14] 张燕峰. 高载荷压气机端壁流动及其控制策略研究[D]. 西安:西北工业大学, 2010.
- ZHANG Yanfeng. Investigation of endwall flow behaviour and its control strategies in highly-loaded compressor[D]. Xi'an: Northwestern Polytechnic University, 2010. (in Chinese)
- [15] 楚武利, 刘前智, 胡春波. 航空叶片机原理[M]. 西安:西北工业大学出版社, 2009.