

平面压气机叶栅通道分离流动 高精度直接数值模拟

朱海涛, 李 岩

(中国航空工业集团有限公司 中国航空研究院, 北京 100012)

摘 要: 采用高精度有限差分格式直接求解二维 Navier-Stokes 方程组,数值模拟 V103 平面压气机叶栅分离流动,数值结果表明:在瞬时流场中,吸力面后部发生流动分离,在分离区前端存在大尺度分离涡,分离涡下游是由二次涡和脱落涡交替形成的涡串,直至叶片尾缘,形成以脱落涡为主结构的尾迹;在时均流场中,吸力面后部存在短分离泡,分离区压力分布存在明显压力平台。与逆压力梯度下平板边界层分离流动相比,瞬时和时均流场结构相似;叶栅通道内无量纲涡脱落频率是前者的两倍。与文献计算结果对比表明:叶片表面压力分布除分离区外吻合很好;非定常计算所得分离区轴向长度比定常计算大 41%。在分离区内三个二阶统计量均达到最大值,表明流场强非定常性集中在分离区。

关 键 词: V103 平面压气机叶栅; 分离流动; 直接数值模拟; 涡脱落; 高精度有限差分格式

中图分类号: V231.3 **文献标志码:** A

High order direct numerical simulation of compressor cascade channel separated flow

ZHU Haitao, LI Yan

(Chinese Aeronautical Establishment,

Aviation Industry Corporation of China Limited, Beijing 100012, China)

Abstract: Separated flow of V103 compressor cascade was numerically simulated by directly solving the two-dimensional Navier-Stokes equations using high order finite difference schemes. The numerical results showed that in the transient flowfield, there existed an obviously separated flow at the rear of the suction side with a large-scale separated vortex followed by alternative second vortex and shedding-vortex forming the wake. In the time-averaged flowfield, a short separated bubble was formed and identified by the pressure platform of the pressure distribution on the suction side of the blade. Compared with two-dimensional flat separated flow, both the transient and time-averaged flowfields were similar with the same vortex structure. However, the non-dimensional vortex-shedding frequency of cascade was twice times of the flat flow. The time-averaged pressure distribution on the blade surfaces coincided with the numerical results in the references except the separation area. Compared with the reference results, the present separated flow axial length was 41% bigger than the former. At last, second order statistics of pulse velocity in the separation area were bigger than those in the wake, indicating the unsteadiness of the separated flow.

收稿日期:2019-12-03
基金项目:国家级项目
作者简介:朱海涛(1982—),男,高级工程师,博士,主要从事飞机/发动机一体化设计研究。

引用格式:朱海涛,李岩.平面压气机叶栅通道分离流动高精度直接数值模拟[J].航空动力学报,2020,35(6):1286-1295. ZHU Haitao,LI Yan. High order direct numerical simulation of compressor cascade channel separated flow[J]. Journal of Aerospace Power,2020,35(6):1286-1295.

Key words: V103 compressor cascade; separated flow; direct numerical simulation; vortex-shedding; high order finite difference scheme

流动分离是非常复杂但在工程领域广泛存在的流动现象。在叶轮机械内部,由于流动非定常性很强,流动分离经常导致转捩的发生,进而影响叶轮机械的效率和稳定性。以低压压气机为例,由于流场中存在较强的逆压力梯度,极易导致边界层分离。为了有效地控制叶片表面的分离,减少由流动分离带来的损失,需要对叶片表面的分离流动进行细致的研究。此外,流动分离也是流体力学领域重要的理论研究对象。了解流体在分离点附近的流动拓扑结构是建立流动分离判据的基础。因此,对流动分离结构的细致刻画不仅具有重要的实际应用价值,而且也具有一定的理论研究意义。

Horton、Pauley 等^[1-2]对平板和曲壁边界层流动的研究表明,逆压力梯度是流动分离的动力学因素之一。在叶栅通道内,逆压力梯度与流动分离、二次流、角区流动等复杂流动结构密切相关^[3-4]。Zaki 等^[5-7]利用高精度数值模拟技术,通过雷诺应力的时空发展变化给出了有关压气机叶栅通道内流动分离、三维剪切层转捩和流动分离再附过程的动力学描述。随着微分方程动力系统、拓扑学、分叉等流形分析理论的发展,基于流动拓扑结构的分离流运动学描述发展迅速。Kang 等^[8]对应用拓扑学理论描述叶栅通道内流动结构进行了系统的理论分析和应用研究。Gherardo 等^[9]采用实验手段,给出了叶栅通道内分离区瞬时和时均流场拓扑结构,同时获得分离点下游附近采样点的速度、压力时间序列,揭示了分离区流动的强非定常性、不稳定性及复杂的拓扑结构。国内,王祥锋等^[10]对两级轴流压气机流场进行数值模拟,利用拓扑学手段给出了通道分离流中存在的五种涡结构。Li 等^[11]采用剪敏液晶涂层获得了叶栅分离区再附线和转捩线的精确位置,并研究了入口马赫数对分离和转捩位置的影响。这些基于拓扑学分析的结果在建立有效的叶轮机械三维流动模型方面发挥了重要作用。然而,通过湍流模型获得的数值流场由于对雷诺应力项引入了过多的经验性假设,很难根据这些拓扑分析给出统一的流动分离判据。受高性能叶轮机械发展的需求,采用先进的实验手段和高精度数值模拟方法对通道内分离流、旋涡、转捩、非定常换热等复杂流动现象进行精细的、准确的、定量

的动力学和运动学分析成为该领域的一个研究难点。

随着高性能、高精度计算技术的发展,直接数值模拟(DNS)逐渐成为研究复杂流动结构和流动机理的有效工具。实验研究受到实验手段和设备精密度的限制。例如,采用油流法可以得到极限流线和固壁上流形,但很难获得旋涡的空间分布和具体的三维形态,并进行涡系时空发展的细致研究。Wissink、Zaki 等利用直接数值模拟获得涡轮和压气机叶栅通道内的精细数值流场,给出了有关通道内分离流、转捩、空间涡系等流动结构以及湍流脉动量、雷诺应力等动力学因素的时空演化特征。湍流模型(Reynolds averaged Navier-Stokes, RANS)应用于叶轮机械非定常流动数值模拟存在天然的缺陷^[12-13]。大涡模拟(large eddy simulation, LES)可以给出湍流大尺度相干结构的时空发展过程,但由于其在流动结构丰富的边界层内仍然采用湍流模型,应用于旋转流、流动非定常分离、转捩、非定常换热等复杂流动领域尚需进一步深入研究^[14]。Rai^[15]进行了带有热传导效应的涡轮叶栅和单级涡轮通道内流动的直接数值模拟,所得时均流场中的转捩位置、转捩对热传导效应的影响以及尾迹、旋转流动对换热的影响等结果与实验结果吻合良好。Wheeler 等^[16]完成了一个跨声速涡轮叶栅流动的直接数值模拟,直接数值模拟给出了影响涡轮损失的详细流动细节,并揭示了湍流斑增大叶片换热效应的流动机制。可见,由于直接数值模拟不采用任何湍流模型,而是直接求解 Navier-Stokes 方程组,给出流场各个瞬时的详细的、定量的流动描述,因此,它已成为研究和揭示复杂流动机理的有力工具。此外,由直接数值模拟建立的高精度、高分辨率流场数据库对发展新的涡识别方法^[17]、构造、标定新的 RANS、LES 或 hybrid RANS/LES 湍流模型^[18]也具有重要作用。

V103 平面压气机叶栅由三个 NACA65 叶型构成,它取自一个高负荷轴流压气机静子的中截面。Hilgenfeld 等^[19]对该叶栅流场做过实验测量,主要研究了在周期性尾迹作用下叶片表面发生的转捩和流动分离现象。Zaki 等采用交错网格有限体积法直接求解不可压缩 Navier-Stokes 方程组,研究了该叶栅通道内非定常分离和流动

转换过程。国内,Zhang 等^[20]对相似的叶栅流动进行了较为详细的实验研究。目前,鲜有发现关于 V103 叶栅非定常二维分离结构的研究文献。

本文采用直接数值模拟的方法细致地研究了 V103 叶栅通道中的二维层流分离结构,给出了该叶栅吸力面上流动分离的瞬及时均流场图画,并比较了与逆压力梯度下平板边界层分离结构和 Zaki 等关于 V103 叶栅流动数值模拟结果的异同。

1 数值方法和程序验证

1.1 数值方法和计算设置

采用一般曲线坐标系,直接数值模拟的控制方程组为守恒形式的二维可压缩非定常 Navier-Stokes 方程组

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \right) \quad (1)$$

式中 ϵ, η 为一般曲线坐标系; τ 为时间; $\hat{U}$ 为守恒型变量; $\hat{E}, \hat{F}$ 和 $\hat{E}_v, \hat{F}_v$ 分别为无黏项和黏性项;黏度采用 Sutherland 公式;补充理想气体状态方程后即构成本文直接数值模拟所需的封闭控制方程组。该方程组根据自由来流的速度、密度、温度和叶片轴向弦长进行无量纲化,即得本文直接数值模拟采用的无量纲控制方程组。

无黏项的离散分两步进行:首先,利用 Steger-Warming 分裂法对无黏项进行流通矢量分裂;然后,采用具有迎风效应的七阶精度有限差格式分别计算分正、负流通矢量项的空间导数。黏性项的离散也分为两步:首先,在半网格节点上计算速度和温度的一阶空间导数;然后,利用半网格上的一阶导数值计算网格点上黏性项的空间导数值;两次计算均采用具有八阶精度的中心差格式。空间离散之后,原偏微分方程形式的控制方程组转化为一个包含时间变量的常微分方程组。采用具有 total variation diminishing(TVD)特性的三步三阶显式 Runge-Kutta 格式对该常微分方程组进行时间离散,通过时间推进获得流场的非定常数值解。

为了与 Zaki 等关于 V103 叶栅流动数值模拟结果进行对比,本文的计算参数与文献[6]中的计算参数一致,如图 1 所示:叶片安装角 $\phi = 112.5^\circ$,叶栅的入口和出口几何构造角分别为 $\beta_{1k} = 42^\circ, \beta_{2k} = 90^\circ$,叶片转角 $\theta = 48^\circ$,栅距 $d = 0.5953C$, C 为叶片轴向弦长;基于叶片轴向弦长的雷诺数 $Re_c = 138500$;自由来流进气角 $\alpha = 42^\circ$ 。

由于 Pauley 和 Zaki 等计算采用的控制方程组为不可压缩 Navier-Stokes 方程组,因此,在本文的计算过程中,入口处的马赫数取为 0.1。

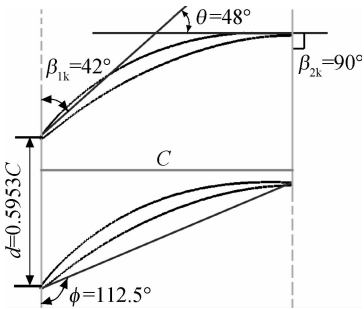


图 1 V103 叶栅图示
Fig. 1 V103 cascade

数值求解区域及计算网格如图 2 所示:计算域入口选在距离叶片前缘一倍轴向弦长处,出口选在距离叶片尾缘四倍轴向弦长处;采用 H 型贴体网格,叶片上布置了 401 个网格点,沿着周向布置了 201 个网格点;在靠近叶片尾缘的区域有涡脱落现象,流向网格在此区域进行了较大程度的加密,总的网格数为 1021×201 。由于最终得到的是具有一定(准)周期性的数值解,因此,初始流场对整个数值模拟过程的影响是很小的。本文的直接数值模拟以自由来流为初场进行非定常计算。在入口、出口处,采用如下基于 Euler 方程组的特征边界条件

$$\begin{cases} p_b = (p_\infty + p_e)/2 + \rho c (\mathbf{v}_\infty - \mathbf{v}_e) \cdot \mathbf{n} / 2 \\ \mathbf{v}_b \cdot \mathbf{n} = (p_\infty - p_e) / (2\rho c) + (\mathbf{v}_\infty + \mathbf{v}_e) \cdot \mathbf{n} / 2 \\ \rho_b = \rho_\infty (p_b / p_\infty)^{1/\gamma} \\ u_b = u_\infty + (\mathbf{v}_b \cdot \mathbf{n} - \mathbf{v}_\infty \cdot \mathbf{n}) n_x \\ v_b = v_\infty + (\mathbf{v}_b \cdot \mathbf{n} - \mathbf{v}_\infty \cdot \mathbf{n}) n_y \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} p_b = (p_\infty + p_e)/2 + \rho c (\mathbf{v}_\infty - \mathbf{v}_e) \cdot \mathbf{n} / 2 \\ \mathbf{v}_b \cdot \mathbf{n} = (p_\infty - p_e) / (2\rho c) + (\mathbf{v}_\infty + \mathbf{v}_e) \cdot \mathbf{n} / 2 \\ \rho_b = \rho_\infty (p_b / p_e)^{1/\gamma} \\ u_b = u_e + (\mathbf{v}_b \cdot \mathbf{n} - \mathbf{v}_e \cdot \mathbf{n}) n_x \\ v_b = v_e + (\mathbf{v}_b \cdot \mathbf{n} - \mathbf{v}_e \cdot \mathbf{n}) n_y \end{cases} \quad (3)$$

式中 u, v, p, ρ, c 分别为速度 $\mathbf{v}$ 的分量、压力、密度和声速; $\mathbf{n}$ 为计算边界上指向计算域内部的单位法向量; ∞, b, e 分别表示自由来流、边界上和计算域外插获得的流场变量;比热比 $\gamma = 1.4$ 。叶片表面采用无滑移边界条件,绝热壁面;其余边界采用周期性边界条件。

尽管上述特征边界条件可以在一定程度上削

弱边界处的数值反射,但实际计算却发现:由于尾迹区旋涡的存在,致使计算域出口处仍会产生较强的数值反射,导致长时间非定常计算发散。为了进一步消除出口边界上数值反射对长时间非定常计算稳定性的影响,本文在计算域出口处设置沿 x 方向 $4.0 < x < 5.0$, y 方向为整个叶栅通道长度的数值缓冲区。在缓冲区内,沿 x 方向有 21 个网格点,且网格间距沿流向快速增大。在每个时间步内,对缓冲区内每个守恒型流动变量进行一次显式滤波操作,使出口边界附近的流场变得相对均匀,从而大大减小了出口边界处的数值反射,计算稳定性显著增强。本文采用较为简单的显式滤波器,任意流场变量 f 的滤波函数为

$$\bar{f}_{i,j} = f_{i,j} + \sigma [(f_{i+1,j} + f_{i-1,j} + f_{i,j+1} + f_{i,j-1})/4 - f_{i,j}] \tag{4}$$

滤波强度 σ 定义为

$$\sigma(\tilde{x}) = A\tilde{x}^B \tag{5}$$

其中 $\tilde{x}$ 是由数值缓冲区起始坐标、结束坐标和缓冲区长度定义的归一化坐标; A 、 B 是经验常数,本文取 $A=0.05$, $B=2.0$ 。

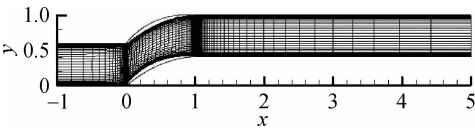
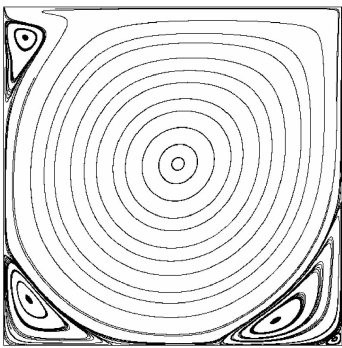


图 2 V103 叶栅通道内计算网格(x 方向隔 10 取 1, y 方向隔 4 取 1)

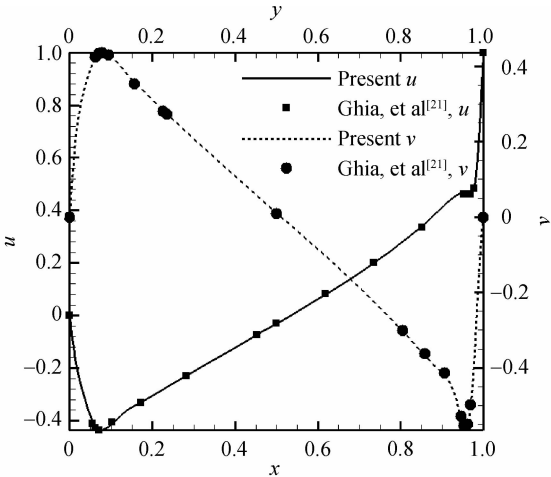
Fig. 2 Mesh in V103 cascade channel (every 10th and 4th grids are plotted in x and y directions)

1.2 计算程序验证

为了验证本文发展程序的正确性和可靠性,应用该程序进行了方腔驱动流的数值模拟。该算例计算条件设置如下:在方腔上边界,给定 x 和 y 方向的速度分别为 $u=1, v=0$,同时,给定压力 p 和温度 T 边界条件, $\partial T/\partial y=0, \partial p/\partial y=0$;在方腔的其余三个壁面上均采用绝热无滑移边界条件。为了保证方腔四个顶点附近的流动分辨率,计算网格在三个壁面和上边界附近按双曲函数进行加密,网格总数为 181×181 。图 3 给出了 $Re=5000$ 时的流线图以及水平中心线上速度分量 v 的分布和竖直中心线上速度分量 u 的分布与基准解的对比图。可以看出本文的计算结果不仅分辨出了尺度较大的原始涡和一级涡,而且分辨出了右下角尺度很小的二级涡;中心线上的速度分布与基准解^[21]吻合良好。



(a) 流线图



(b) 中心线上速度分布

图 3 方腔驱动流流线和速度分布曲线

Fig. 3 Streamline and velocity profile of lid-driven cavity flow

2 V103 叶栅流动直接数值模拟

本文直接数值模拟以自由来流为初值进行非定常计算,无量纲时间步长取为 1.0×10^{-6} 。经过一定时间推进后,当流场表现出明显的(准)周期性时,开始进行流场抽样。每经过 0.005 个无量纲时间记录一个瞬时流场,形成一个共计 2000 个流场样本的数据库,并以此进行瞬时和时均流场统计分析。

2.1 分离区瞬时流场分析

图 4 和图 5 给出了叶栅通道流场中吸力面上分离区内一个涡脱落周期中 7 个瞬时流动画面的流线和涡量 ω 分布云图;其中,图 4(h)和图 5(h)分别是 Pauley 等^[2]给出的逆压力梯度下平板边界层分离区在 $(6/7)T_v$ (T_v 为一个涡脱落周期)时刻瞬时流动画面的流线和涡量图。由于本文是二维计算,因此涡量 ω 的计算公式为

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{6}$$

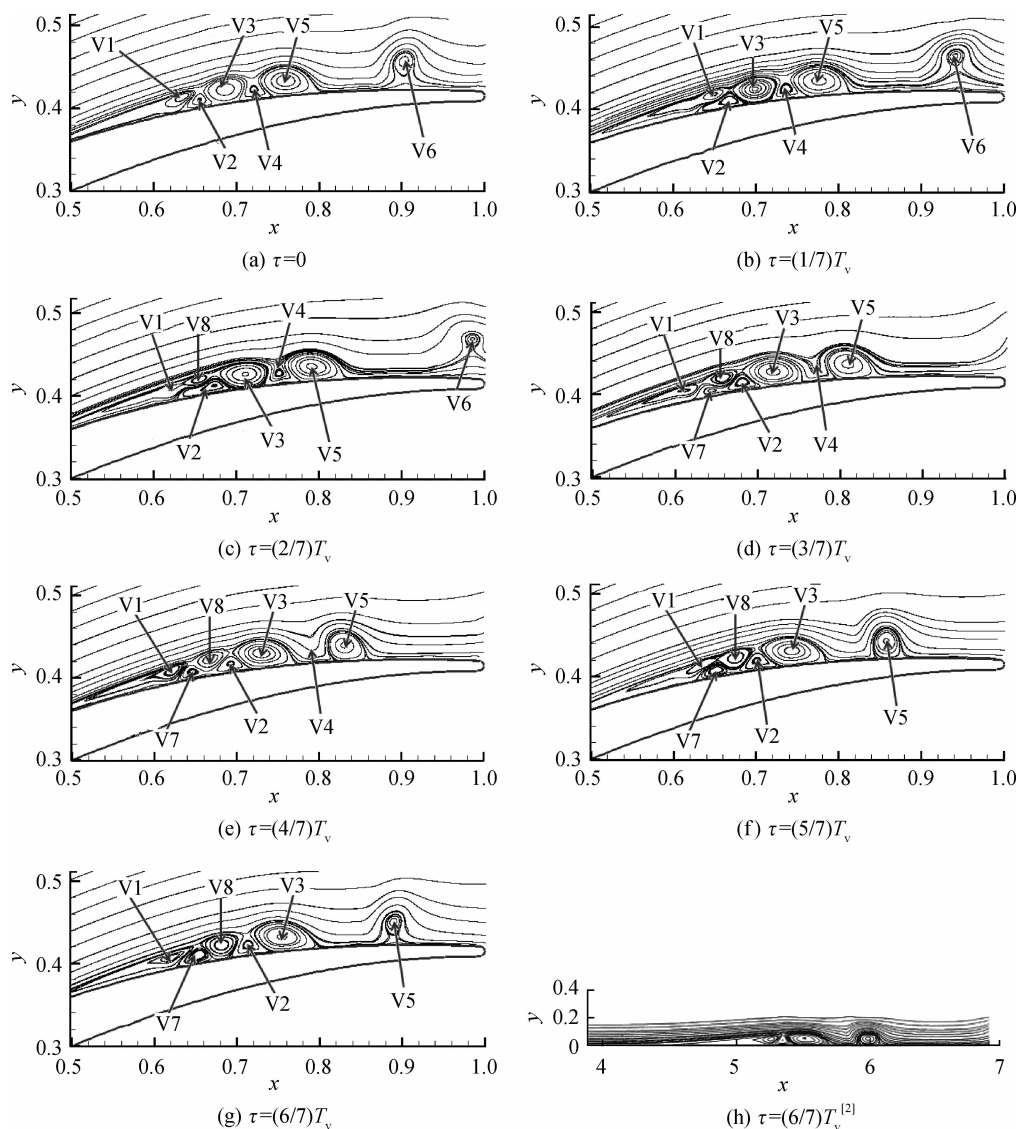


图 4 V103 叶栅和平板分离区瞬时流线图

Fig. 4 Instantaneous streamlines of the separation area in V103 cascade and flat flow

由图 4 和图 5 可以发现:分离区始于一个尺度较大的分离涡 V1;该分离涡顺时针旋转,通过与主流及下游涡系的相互作用,周期性地出现在分离区前部。在图 4(a)中,分离涡 V1 之后是一个作逆时针旋转的二次涡 V2;紧靠二次涡 V2 的下游是一个作顺时针旋转的脱落涡 V3;之后又是一个由二次涡 V4 和一个脱落涡 V5 构成的涡串;脱落涡 V6 的涡核已经远离叶片表面,即将在叶片尾缘处脱落,如图 5(a)所示。在每一个涡脱落周期中,分离涡 V1 在主流和下游二次涡 V2 共同的剪切作用下不断从主流卷吸流体发展壮大,并不断地挤压二次涡 V2,切断其与主流的卷吸作用;同时,涡头向上抬起,如图 4(b)所示;在此过程中,分离涡 V1 的流向尺寸不断被拉长,逐渐变得不稳定。在 $(3/7)T_v$ 时刻,分离涡 V1 的涡头

与分离涡分离,涡头形成一个顺时针旋转的脱落涡 V8。在图 5(c)中可以看出,分离涡 V1 和新产生的脱落涡 V8 之间,存在二次涡 V2 的残余涡量。因此,在分离涡 V1 和脱落涡 V8 之间形成了一个新的二次涡 V7,如图 4(d)所示。新生成的脱落涡 V8 并不会马上脱落,它们排列在叶片尾缘附近,继续从主流中卷吸流体,发展壮大,并随主流向下游移动,如图 4(g)所示。此时,脱落涡 V3 已运动到本周期初始时刻脱落涡 V5 的位置。脱落涡 V5 从 $\tau=0\text{ s}$ 时刻开始脱落,从图 4 和图 5 中可以发现,在其脱落过程中,首先其上游的二次涡 V4 的涡量逐渐被主流耗散殆尽,如图 4(f)所示;然后脱落涡 V5 的涡核不断远离叶片吸力面,并最终从尾缘处脱落。脱落涡 V3 和新生成的脱落涡 V8 将在后续两个周期内重复 V5

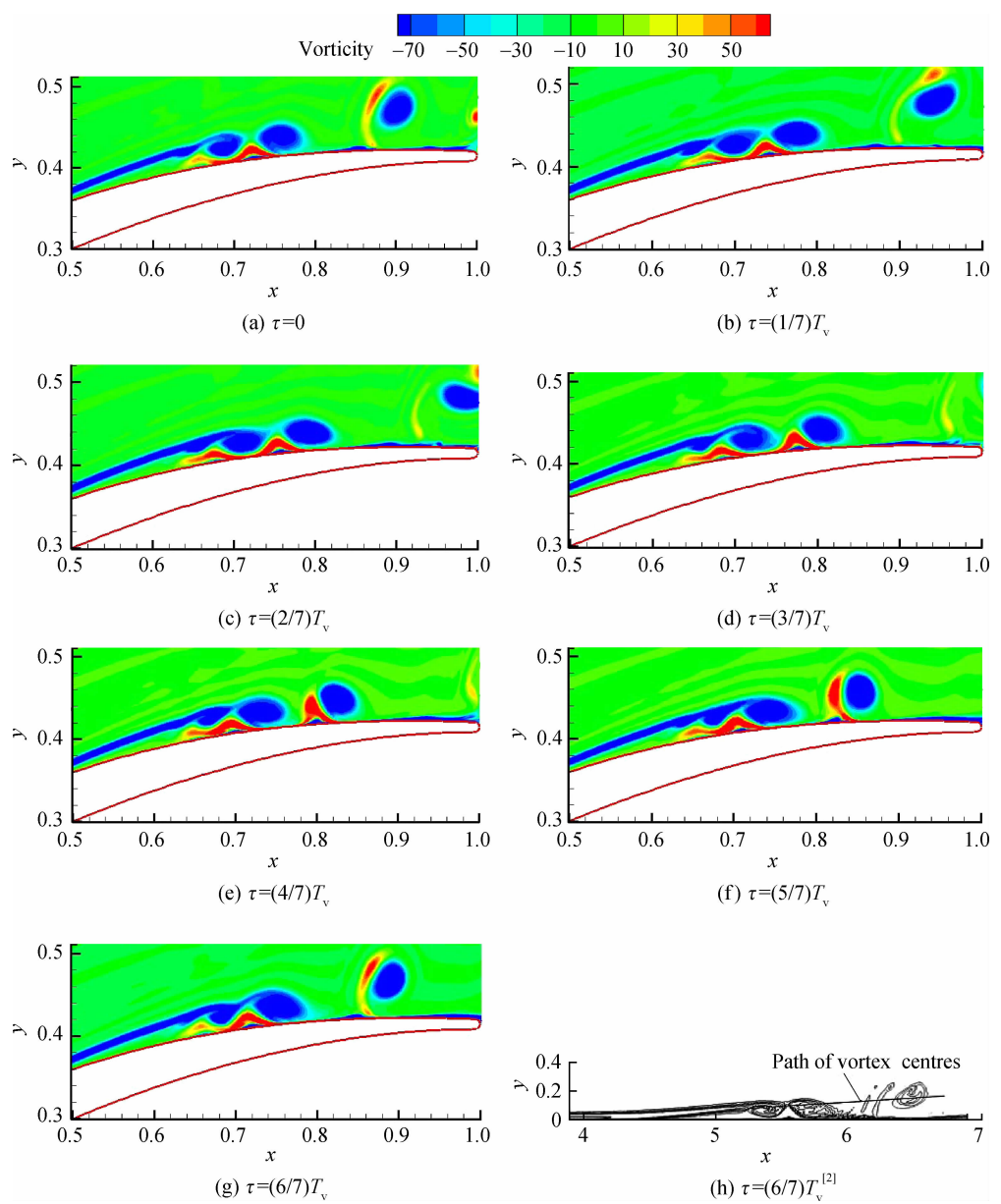


图 5 V103 叶栅和平板分离区瞬时涡量云图

Fig. 5 Vorticity contour of the separation area in V103 cascade and flat flow

的脱落过程,从而形成类似卡门涡街的尾迹。

将本文的计算结果和 Pauley 等的结果对比可以发现,V103 叶栅的分离区与逆压力梯度作用下平板边界层分离区有相似的流动结构:瞬时分离区下游有周期性的涡脱落现象;在瞬时分离区内,均包含一个较大尺度的分离涡,分离涡的下游由二次涡和脱落涡构成;脱落涡与分离涡旋转方向一致,而与二次涡旋转方向相反;在脱落涡的脱落过程中二次涡的涡量被主流耗散殆尽。因为 V103 叶栅通道内存在更强的逆压力梯度,所以由二次涡和分离涡构成的涡对可以在吸力面上维持两个涡脱落周期的时间之后再从尾缘脱落。进而使得吸力面上瞬时分离区内可以包含两个由二次

涡和脱落涡构成的涡串。此外,叶片吸力面的几何曲率也是造成这种流动结构差异的重要原因。

Pauley 等给出了表征平板分离区涡脱落频率的 Strouhal 数 St_θ

$$St_\theta = \frac{f_v \theta_{sep}}{u_{e,sep}} \tag{7}$$

其中 f_v 为分离区涡脱落的频率; θ_{sep} 、 $u_{e,sep}$ 分别为分离点处边界层的动量厚度和边界层外缘速度。在本文计算过程中,边界层的动量厚度采用 Sanz 给出的计算方法^[22],由此得到的 $St_\theta = 0.0136$; Pauley 等给出的值为 $St_\theta = 0.00686 \pm 0.6\%$ 。显然,本文计算结果超过了文献[2]预测值的最大值。可见叶栅通道内的涡脱落频率相对较大,这

可能是受到叶片表面曲率、逆压力梯度大小的影响所致。

2.2 分离区时均流场分析

如前所述,进行一定时间的非定常计算后,流场表现出明显的周期或准周期性。此时每隔 0.005 个无量纲时间记录一个瞬时流场样本,形成一个包含 2000 个流场样本的直接数值模拟数据库。抽样时长包含约 30 个涡脱落周期,共计 10 个无量纲时间。对数据库中的所有样本进行时间平均即为时均流场。下面给出 V103 叶栅流动时均流场的计算结果及其与文献计算的对比分析。

图 6 给出了叶栅通道中时均流场马赫数和无量纲压力的分布云图。在图 6(a)中可以看出,在压力面附近,主流的速度单调地减小;吸力面附近的流场速度先增大,后减小,这与 Zaki 等的计算结果是一致的。时均流场中的最大马赫数为 0.15,因此,无论采用可压缩 Navier-Stokes 方程组进行求解,还是采用不可压缩 Navier-Stokes 方程组进行求解,所得数值结果的差异应当比较小。在图 6(b)中可以发现,压力在压力面附近的主流中单调地增大,而在吸力面附近的主流中,先减小后增大,但在叶栅出口处的压力已明显大于叶栅入口处的压力,这与 Zaki 等的计算结果也是一致的。

图 7 给出了叶栅通道中时均流场分离区的涡量分布云图、流线图,及分离区叶片表面压力系数 (C_p) 的分布曲线。图 7(d)是 Pauley 等给出的逆压力梯度作用下二维平板分离区时均流场的流线图和平板分离区表面的压力系数分布曲线;压力系数按照下式计算:

$$C_p = \frac{\hat{p} - \hat{p}_\infty}{1/2\hat{\rho}_0\hat{v}_0}$$

(8)

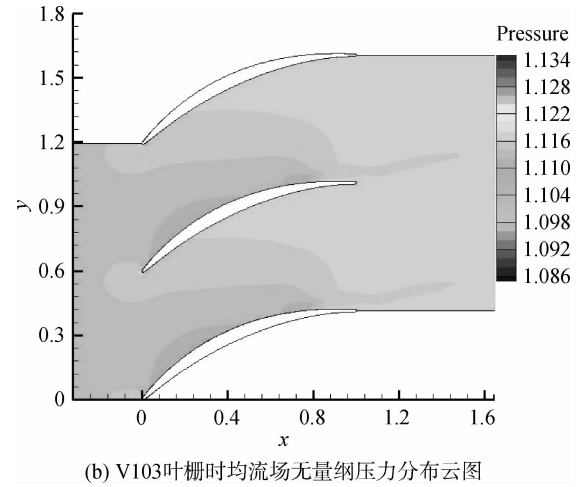
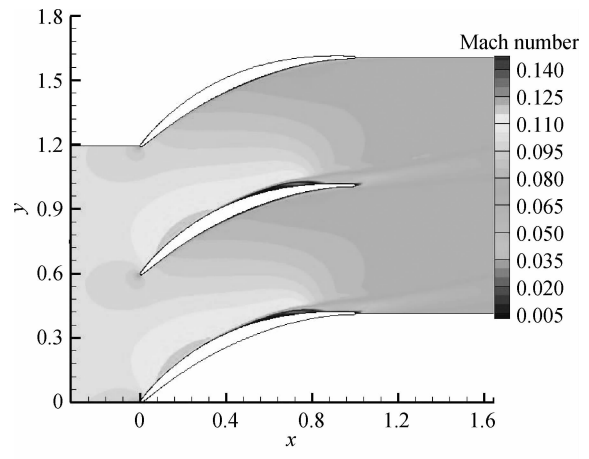
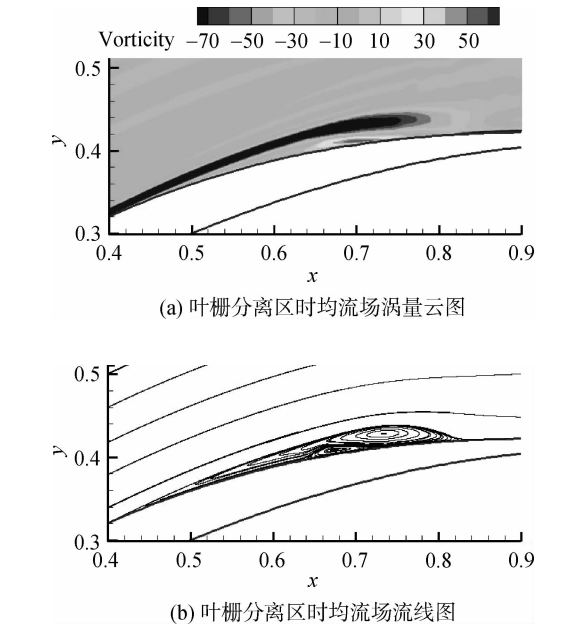
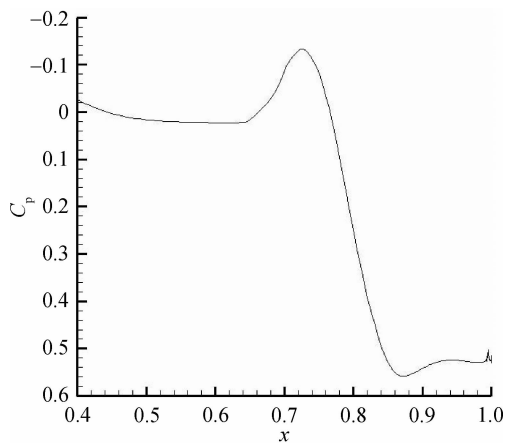


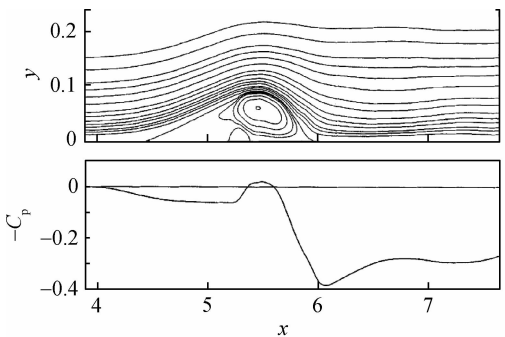
图 6 V103 叶栅时均流场马赫数和无量纲压力分布云图
Fig. 6 Time-averaged Mach number and non-dimensional pressure contour of V103 cascade flow

式中 $\hat{p}$ 、 $\hat{p}_0$ 、 $\hat{\rho}_0$ 、 $\hat{v}_0$ 分别为有量纲的当地压力、来流压力、来流密度和来流速度大小。在图 7(a)和图 7(b)中可以发现,分离区由一个尺度较大的顺时针旋转的分离涡和尺度相对较小的逆时针方向旋转的二次涡构成。显然,这与 Pauley 等给出的平板分离区时均流场结构是非常相似的。图 7(c)是分离区叶片表面压力系数分布曲线,为了便于与 Pauley 等的结果作对比,绘图时也取靠近分离区的上游压力为零。可以发现两者具有相同的分布特征:在分离点之后均存在一个明显的、压力系数为常数的区域,即 Pauley 等所谓的压力平台;压力平台之后存在一个范围很小的顺压力梯度区域,该区域是由时均二次涡造成的;在二次涡之后





(c) 叶栅分离区叶片表面压力系数分布曲线



(d) 平板分离区流线图和表面压力系数分布曲线^[2]

图 7 V103 叶栅分离区和平板分离区时均流场结构对比图

Fig. 7 Time-averaged separation area flow structure in V103 cascade and flat flow

存在一个明显的强逆压力梯度区域,该区域对应于大尺度的分离涡,并且在分离涡结束的位置,发生时均流动再附。由于受到叶片表面曲率的影响,叶栅流道分离区最外层流线和叶片表面切线的夹角较小,且叶栅通道内从分离点到再附着点的时均压差较大,这也可能是造成叶栅通道内涡脱落频率较大的原因。

图 8 给出了本文时均流场中叶片表面压力系数的分布曲线。在图 8 中,两个参考解均是 Zaki 等的计算结果。其中,二维计算结果是采用有限体积法求解二维不可压缩 Navier-Stokes 方程组获得的稳态层流解;在三维计算中,为了诱导出吸力面上发生的转捩,在入口处增加了周期性尾迹形式的扰动,因此,在三维结果中,吸力面后部的流动状态为湍流。对比可以发现,三个计算结果在压力面和吸力面前半部分吻合较好,而在分离区和分离区下游存在明显的差异。相对于二维不可压缩流动定常解,本文计算所得的压力平台在 0.65 倍轴向弦长处才结束;因此,造成时均二次

涡和分离涡的位置也相对向下游移动;但两者在二次涡区域内的压力梯度是比较接近的。由于本文计算所得的分离涡较为靠近下游,因此,逆压力梯度也较 Zaki 等的计算结果大,进而导致流动再附之后下游的压力也较 Zaki 等的计算结果大。与 Zaki 等三维计算结果对比可以发现,本文计算所得的压力平台分布与三维非定常计算结果吻合较好。因此,造成本文计算结果与 Zaki 等二维计算结果差异的原因可能是本文先进行瞬态计算,然后进行时间平均得到时均流场,而 Zaki 等是直接进行稳态计算,获得稳态收敛流动。

在图 8 中将两个二维计算结果和三维计算结果对比可以发现,后者压力分布曲线没有出现压力平台之后的、由二次涡造成的顺压力梯度区域,该区域同样存在于 Pauley 等二维平板分离流计算结果中。可能的原因是:二维时均流场中出现的二次涡,在三维时均流场中并不存在。三维流场在流动分离之后,由于周期性尾迹的诱导作用,流动失稳并转捩为湍流。由此造成本文二维计算结果与 Zaki 等三维计算结果存在较大的差异。

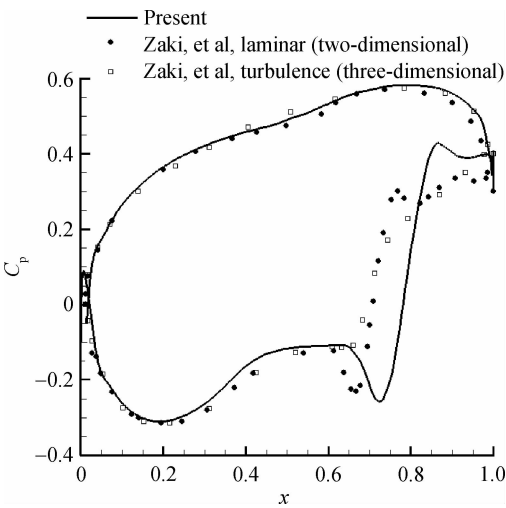


图 8 V103 叶栅叶片时均表面压力系数分布曲线
Fig. 8 Time-averaged blade surfaces pressure coefficient of V103 cascade

图 9 给出了压力面和吸力面上摩擦系数 C_f 的分布曲线。根据层流分离判据,叶片表面上流动分离点应满足

$$|\mathbf{u}_s| = \left| \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial \mathbf{n}} \right| = 0 \tag{9}$$

式中下标 s 表示叶片表面切向, $\mathbf{n}$ 为叶片表面法向单位向量。显然,分离点和摩擦系数为零的点重合。因此, $C_f = 0$ 的点即为流动分离点或流动再附着点。图 9 中给出了吸力面上的分离点和再

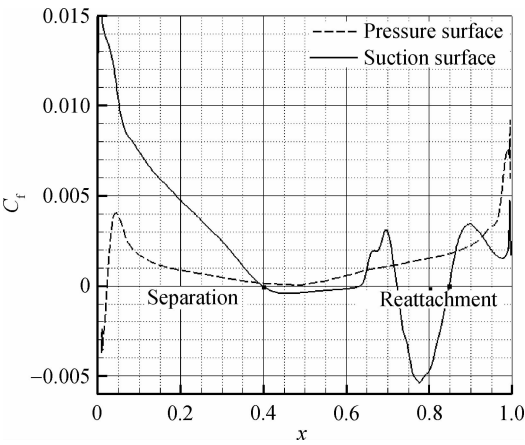


图 9 V103 叶栅叶片表面摩擦系数分布曲线
Fig. 9 Friction coefficient of V103 cascade blade surfaces

附着点的具体位置。由分离区时均流场结构可知,中间两个 $C_f=0$ 的点为时均流场中二次涡涡头和涡末端的位置。Zaki 等计算给出的时均分离点和再附着点的位置分别为 0.47 和 0.79 倍轴向弦长处;而本文的分离的和再附着点分别在 0.40 和 0.85 倍轴向弦长处。显然,本文的分离区明显大于 Zaki 等的计算结果。可能的原因是:在 Zaki 等的三维计算中,分离点后流动发生了转捩,下游流场状态成为湍流;而本文为二维计算,流动状态自始至终均为层流。

V103 叶栅通道内和尾迹区的速度脉动二阶统计量如图 10 所示。可以看出,三个统计量均集中分布在分离区和尾迹区,尾迹区的统计量可以分为由分离区周期性涡脱落形成的尾迹和由叶片钝尾缘形成的尾迹两部分。显然,前者的强度相对较大。相对于尾迹区,分离区的脉动强度更大,且集中分布在脱落涡生成和脱落的区域。由于叶栅压力面和吸力面上流场的差异,三个二阶统计量均表现出明显的非对称性,且吸力面一侧

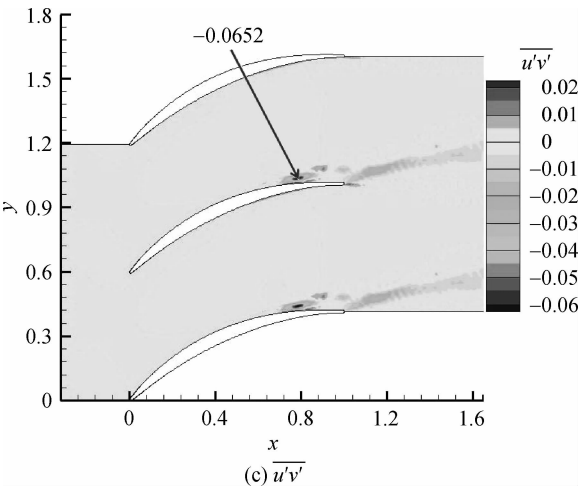
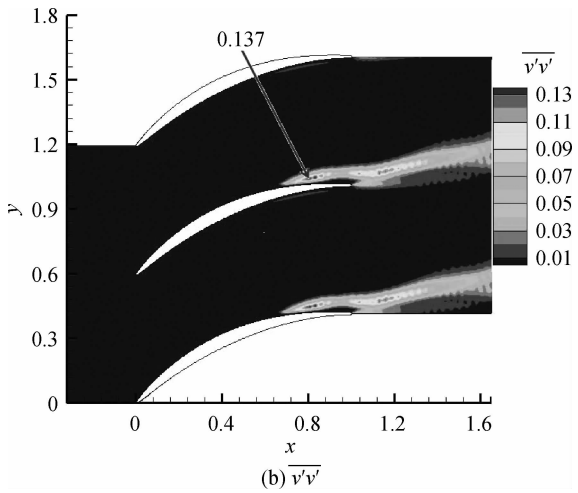


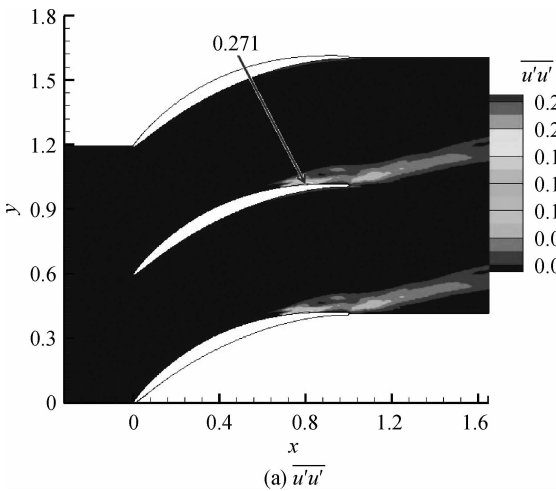
图 10 V103 叶栅通道内速度脉动二阶统计量的分布
Fig. 10 Second-order statistics of velocity fluctuation in V103 cascade channel

的绝对值较大。可见 V103 叶栅通道流动的非定常性主要来自吸力面上分离区内周期性涡脱落以及由此形成的尾迹。

3 结 论

通过对 V103 叶栅分离流动的直接数值模拟得到以下结论:

- 1) V103 叶栅分离区具有和逆压力梯度作用下平板边界层分离区相似的流动拓扑结构,且两者分离区的涡脱落过程也很相似。受叶片表面曲率和流场逆压力梯度的影响,相对于逆压力梯度作用下平板边界层的分离,在叶栅通道内,分离区内的涡结构密度较大,尾涡脱落频率也较大。
- 2) 在时均流场中,叶栅分离区的流动结构和逆压力梯度作用下平板边界层分离区的流动结构相同,且在分离区也有明显的压力平台和强逆压力梯度存在。



3) 相对于二维稳态不可压缩流的计算结果,本文计算所得的压力平台分布与三维非定常计算结果较为接近。由于本文为二维层流计算,因此,所得分离区较三维非定常计算结果大。二维计算所得的时均二次涡在三维流场中可能并不存在。这也是造成二维和三维计算结果差异的一个重要原因。

4) 三个速度脉动二阶统计量集中分布在分离区和尾迹区,且分离区的速度脉动较强。因此,V103 叶栅通道流动非定常性主要来自吸力面上分离区内周期性涡脱落以及由此形成的尾迹。

参考文献:

[1] HORTON H P. Laminar separation bubbles in two-and three-dimensional incompressible flow[D]. London: University of London,1968.

[2] PAULEY L L,MOIN P,REYNOLDS W C. The structure of two-dimensional separation[J]. Journal of Fluid Mechanics,1990,220:397-411.

[3] SATYAM P,VIJAY M. Experimental study of flow through compressor cascade[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2017,10:234-243.

[4] 钟兢军. 弯曲叶片控制扩压叶栅二次流动的实验研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学,1995.

ZHONG Jingjun. An experimental investigation by using curved blade to control secondary flow in compressor cascade[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 1995. (in Chinese)

[5] ZAKI T A,DURBIN P A,WISSINK J, et al. Direct numerical simulation of bypass and separation induced transition in a linear compressor cascade[R]. ASME Paper GT2006-90885,2006.

[6] ZAKI T A,DURBIN P A,WU X. Separation and transition to turbulence in a compressor passage[R]. Palo Alto, US:Center for Turbulence Research,2006.

[7] ZAKI T A,WISSINK P A,DURBIN W, et al. Direct computations of boundary layers distorted by migrating wakes in a linear compressor cascade[J]. Flow Turbulence Combustion,2009,83:307-322.

[8] KANG S. An application of topological analysis to studying the three-dimensional flow in cascade Part I: topological rules for skin-friction lines and section streamlines[J]. Applied Mathematics and Mechanics,1990,11(5):489-495.

[9] GHERARDO Z,XAVIER O,JOCHEN K. Corner separation dynamics in a linear compressor cascade[J]. Journal of Fluids Engineering,2017,139:061101. 1-061101. 13.

[10] 王祥锋,颜培刚,俞李斌,等. 两级轴流压气机流场内流动分离及旋涡运动[J]. 空气动力学学报,2014,32(2):177-183.

WANG Xiangfeng, YAN Peigang, YU Libin, et al. Flow separation and vortex motion in flow filed of two stage axial compressor[J]. Acta Aerodynamica Sinca,2014,32(2): 177-183. (in Chinese)

[11] LI R Y,GAO L M,ZHANG S, et al. Application of shear-sensitive liquid crystal coating to visualization of transition and reattachment in compressor cascade[J]. Chinese Journal of Aeronautics,2018,31(11):2073-2079.

[12] WISSINK J G,RODI W,HODSON H P. The influence of disturbances carried by periodically incoming wakes on the separating flow around a turbine blade[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow,2006,27:721-729.

[13] LIU Y W,YAN H,LUI Y J, et al. Numerical study of corner separation in a linear compressor cascade using various turbulence models[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2016,29(3):639-652.

[14] RODI W. DNS and LES of some engineering flows[J]. Fluids Dynamics Research,2006,38(2/3):145-173.

[15] RAI M M. A direct numerical simulation of transition and turbulence in a turbine stage[R]. AIAA 2009-584,2009.

[16] WHEELER A P S,SANDBERG R D,SANDHAM N D, et al. Direct numerical simulation of a high-pressure turbine vane [J]. Journal of Turbomachinery, 2016, 138 (7): 071003. 1-071003. 9.

[17] LIU C Q,WANG Y Q,YANG Y, et al. New omega vortex identification method[J]. Science China: Physics, Mechanics and Astronomy,2016,59(8):684711. 1-684711. 9.

[18] 肖志祥,罗堃宇,刘健. 宽速域 RANS-LES 混合方法的发展及应用[J]. 空气动力学学报,2017,35(3):338-353.

XIAO Zhixiang, LUO Kunyu, LUI Jian. Development and applications of hybrid RANS/LES methods for wide-speed-range flows[J]. Acta Aerodynamica Sinca,2017,35 (3):338-353. (in Chinese)

[19] HILGENFELD L,PFITZNER M. Unsteady boundary layer development due to wake passing effects on a highly loaded linear compressor cascade[R]. ASME Paper 2004-GT-53186,2004.

[20] ZHANG H D,WU Y,LI Y H, et al. Experimental investigation on a high subsonic compressor cascade flow[J]. Chinese Journal of Aeronautics,2015,28(4):1034-1043.

[21] GHIA U, GHIA K N, SHIN C T. High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method[J]. Journal of Computational Physics, 1982,48(3):387-411.

[22] 叶建. 非定常环境中叶片边界层时空演化机制的大涡模拟[D]. 北京:北京航空航天大学,2008.

YE Jian. Large-eddy simulation of blade boundary layer spatio-temporal evolution under unsteady disturbances [D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2008. (in Chinese)