doi:10.6041/j.issn.1000-1298.2022.08.015

基于超大涡模拟的翼端间隙流湍流特性与损失机理分析

陈为升[1]　黎耀军[1,2]　刘竹青[1,2]　杨　魏[1,2]

(1. 中国农业大学水利与土木工程学院, 北京 100083; 2. 北京市供水管网系统安全与节能工程技术研究中心, 北京 100083)

摘要: 为探明不同翼端间隙条件下水翼端部间隙区湍流特征及间隙湍流损失机理,以 NACA0009 型钝尾缘水翼为研究对象,采用基于 SST $k-\omega$ 湍流模型的超大涡模拟方法,分析了间隙宽度 τ(分别为 0.1c 和 0.02c)和翼端倒圆半径 r(分别为 0,0.5%c 和 1%c)对间隙区涡系结构、湍流雷诺应力、湍动能和湍流损失的影响。结果表明,不同间隙条件下,间隙流动的雷诺应力分布与间隙涡系分布趋于一致,以法向正应力$\langle v'v'\rangle$和展向正应力$\langle w'w'\rangle$为主。大间隙下($\tau=0.1c$),湍动能和雷诺应力主要分布在间隙分离涡区域,速度梯度$\partial\langle v\rangle/\partial z$ 和雷诺应力$\langle w'w'\rangle$主导间隙分离涡区域的湍动能生成,随翼端倒圆半径增加,间隙湍流损失因间隙区雷诺应力的显著减小而降低;小间隙下($\tau=0.02c$),间隙端壁边界层在间隙泄漏涡的强卷吸作用下形成诱导涡,间隙区湍流损失主要产生于间隙泄漏涡和诱导涡区域内,随翼端倒圆半径增大而增大,其原因是主导诱导涡湍动能生成的雷诺应力$\langle v'v'\rangle$与速度梯度$\partial\langle v\rangle/\partial y$和主导间隙泄漏涡湍动能生成的$\langle v'w'\rangle$与$(\partial\langle v\rangle/\partial z+\partial\langle w\rangle/\partial y)$均随翼端倒圆半径增加而增大。

关键词: 水翼; 超大涡模拟; 间隙湍流损失; 雷诺应力; 速度梯度

中图分类号: TK72　　**文献标识码**: A　　**文章编号**: 1000-1298(2022)08-0144-10　　**OSID**:

Very Large Eddy Simulation Analysis of Turbulent Flow Characteristic and Mechanisms for Turbulent Loss in Hydrofoil Tip Clearance Flows

CHEN Weisheng[1]　LI Yaojun[1,2]　LIU Zhuqing[1,2]　YANG Wei[1,2]

(1. *College of Water Resources and Civil Engineering*, *China Agricultural University*, *Beijing* 100083, *China*
2. *Beijing Engineering Research Center of Safety and Energy Saving Technology for Water Supply Network System*, *Beijing* 100083, *China*)

Abstract: The tip-leakage flows over an NACA0009 blunt trailing edge hydrofoil with different tip gap width ($\tau=0.1c$ and $0.02c$, c is hydrofoil chord length) and tip edge rounding (rounding radius $r=0$, 0.5%c and 1%c) were studied by using SST $k-\omega$ turbulent model based very large eddy simulation (VLES) with particular emphasis on understanding the turbulence characteristics and the underlying mechanisms for turbulent loss in the vicinity of the tip gap. Systematic and detailed analysis of the vortex structures, Reynolds stresses, turbulent kinetic energy and tip clearance turbulent loss was made around the hydrofoil with a stationary endwall. Results showed that the Reynolds stress distributions in the tip gap region were consistent with the distributions of the tip clearance vortices, and the magnitude of the normal stresses $\langle v'v'\rangle$ and $\langle w'w'\rangle$ around the tip gap vortices were larger than that of other Reynolds stress components. For the gap $\tau=0.1c$, turbulent kinetic energy and Reynolds stresses of the tip clearance flow were found to be concentrated in the tip separated vortex (TSV) region, the velocity gradient $\partial\langle v\rangle/\partial z$ and the spanwise normal stress $\langle w'w'\rangle$ dominated the generation of turbulent kinetic energy in the TSV region; as the tip rounding radius increased, the significant decrease of the Reynolds stresses resulted in a reduction of the tip clearance turbulent loss. For gap size of $0.02c$, the strong entrainment of the tip leakage vortex (TLV) on the end-wall boundary layer induced the formation of an induced vortex (IV), which rotated opposite to the TLV. The tip clearance turbulent loss mainly occurred in the TLV and IV regions for the smaller tip gap cases, and its magnitude was increased with the increase of the rounding radius. The underlying mechanism for this tendency was that enlarging the

收稿日期: 2021-08-14　修回日期: 2021-09-14

基金项目: 国家自然科学基金项目(51679240)

作者简介: 陈为升(1993—),男,博士生,主要从事水力机械研究,E-mail: wschen@cau.edu.cn

通信作者: 刘竹青(1973—),男,教授,博士,主要从事水动力学与水力机械研究,E-mail: lzq@cau.edu.cn

tip clearance increased the normal Reynolds stress $\langle v'v' \rangle$ and the velocity gradient $\partial \langle v \rangle / \partial y$, which dominated the production of turbulent kinetic energy in the IV region; and it also led to an increase of the Reynolds shear stress $\langle v'w' \rangle$ and velocity gradient $(\partial \langle v \rangle / \partial z + \partial \langle w \rangle / \partial y)$, which dominated the generation of turbulent kinetic energy in the TLV region.

Key words: hydrofoil; very large eddy simulation; tip clearance turbulent loss; Reynolds stress; velocity gradient

0　引言

在叶片正背面压差作用下，轴流式叶轮机械转子叶顶间隙产生间隙流动，间隙流与叶轮通道内主流相互掺混，在轮缘区形成间隙泄漏涡（Tip leakage vortex, TLV）、间隙分离涡（Tip separation vortex, TSV）和诱导涡（Induced vortex, IV）等复杂的涡旋结构，导致间隙流动损失，影响机组性能[1-2]。在采用小展弦比叶片的叶轮中，间隙流动损失在总流动损失中的占比可达 60% ~70%[3]，探明间隙区湍流特性和流动损失机理对高性能轴流式叶轮机械研发具有重要意义。

间隙区流动损失包含粘性损失和湍流损失两部分，前者为流体粘性导致的能量耗散，从湍流能量级串的角度看，后者则为大尺度湍流结构从平均流动中获取的能量，该部分能量最终经由小尺度湍流结构耗散为热能。大量实验和数值模拟研究结果表明，间隙区湍流损失与间隙涡系结构的形成和消散相关，间隙区湍流特性是影响间隙湍流损失的最直接因素。文献[4]的研究认为湍流损失与湍动能成正比，并建立了间隙湍流损失的计算模型。文献[5]的研究结果表明，涡轮的叶顶间隙湍流损失集中在 TLV 区域，而线性叶栅间隙流动试验结果[6]表明，叶片端部流动分离形成的 TSV 和叶片吸力面附近的 TLV 是间隙湍流损失的主要来源，间隙湍流损失中的 40% 源于 TSV 的影响，且总的间隙流动损失在叶片端部间隙区沿流向逐渐增大，在叶片尾缘达到最大值后逐渐降低。在间隙湍流损失的产生机理和影响因素方面，文献[7]发现间隙湍流损失由展向速度脉动主导；而线性叶栅绕流的研究表明，与端壁平行的速度脉动、流向及展向的速度梯度是产生间隙湍流损失的主要原因[2,8]，间隙区强剪切流动中的速度梯度是湍动能产生的重要原因[9]；文献[10]的研究考虑了间隙宽度的影响，发现间隙宽度影响间隙涡系的生成位置和移动轨迹，进而改变间隙湍流损失；在线性叶栅中，翼型端部适当的开槽处理可以有效降低间隙流动损失[11]。

为优化转子性能，轴流式旋转机械叶片端部边缘常采用倒圆处理，尽管现有研究已证实叶端边缘倒圆对间隙涡系和泄漏流量产生一定影响[12-13]，但不同叶端间隙形状下的间隙湍流损失特性及机理并不明确。由于旋转机械间隙涡结构与翼型端部间隙涡结构具有相似性[14]，为探明不同间隙形状下的间隙区湍流特性，本文采用可直接求解大尺度湍流结构的超大涡模拟方法（Very large eddy simulation, VLES）对 NACA0009 型钝尾缘水翼进行数值模拟，对比分析不同翼端间隙宽度 τ 和不同翼端边缘倒圆半径 r 对应的翼端间隙涡结构、雷诺应力和湍动能等湍流特征，探明不同翼端间隙形状的间隙湍流损失机理。

1　计算模型

1.1　NACA0009 型水翼及计算域

研究对象为 NACA0009 型钝尾缘对称水翼[15]，计算域如图 1 所示。水翼弦长 c，计算域长 $10c$，横断面为 $1.5c \times 1.5c$ 的正方形截面，水翼位于计算域中部，计算域入口距水翼中心 $5.1c$，来流攻角 $\alpha = 10°$，基于水翼弦长 c 和来流速度 u_∞ 的雷诺数 Re 为 1.0×10^6。

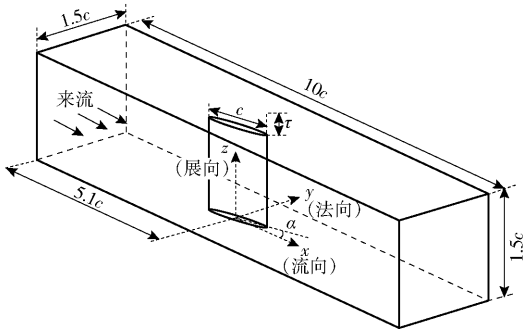


图 1　计算域示意图

Fig. 1　Schematic of computational domain and coordinate system

本文选用两种翼端间隙宽度（$\tau = 0.1c$, $\tau = 0.02c$）和 3 种翼端边缘倒圆半径（$r = 0$, $r = 0.005c$, $r = 0.01c$），3 种不同的倒圆半径分别计为 Case - R0、Case - R0.5 和 Case - R1，如图 2 所示，图中 SS 表示水翼吸力面，PS 表示水翼压力面。

为便于湍流统计分析，采用“〈 〉”和“ ′ ”分别代表时间平均统计量和瞬时脉动量。瞬时速度 u、v、w 分别为 x（流向）、y（法向）和 z（展向）3 个方向的速度分量，$u = \langle u \rangle + u'$, $v = \langle v \rangle + v'$, $w = \langle w \rangle + w'$。

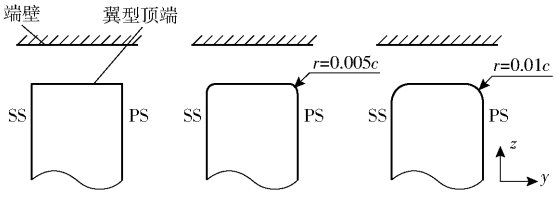


图 2 不同翼端倒圆半径示意图

Fig. 2 Schematics of tip rounding with different rounding radius

如图 3 所示,定义垂直于翼弦方向的速度为间隙泄漏流速 U_{tip},公式为

$$U_{tip} = \langle u \rangle \sin\alpha - \langle v \rangle \cos\alpha \tag{1}$$

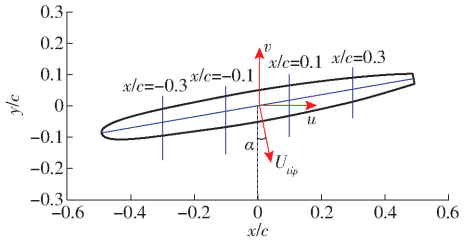


图 3 流场的统计平面和速度坐标定义

Fig. 3 Statistical planes for investigating flow field and definitions of velocity coordinate

1.2 湍流模型

为准确解析翼端间隙区流场结构,采用可直接求解部分湍流脉动特征的 VLES 方法[16]进行流场计算。该方法是介于 RANS(雷诺平均方程)方法和 DNS(直接数值模拟)方法的混合方法,相比 RANS 方法可以获取流场中更为丰富的湍流信息,近年来在复杂工程湍流的模拟中得到成功应用[17]。

VLES 方法的基本思想是通过引入湍流尺度求解控制函数 Fr,实现流场中部分湍流的直接求解,降低对湍流进行模化的比例,即减小模化的雷诺应力,公式为

$$\tau_{ij}^{\mathrm{VLES}} = Fr\tau_{ij}^{\mathrm{RANS}} \tag{2}$$

式中 $\tau_{ij}^{\mathrm{VLES}}$——VLES 方法中模化的雷诺应力

$\tau_{ij}^{\mathrm{RANS}}$——RANS 方法中模化的雷诺应力

控制函数 Fr 将实现 VLES 从 RANS 到 DNS 间的过渡,当网格分辨率足以求解全部湍流时,即 Fr 趋近于 0,VLES 类似于 DNS;在粗网格或无限雷诺数条件下,Fr 趋近于 1,VLES 等效于 RANS 方法;Fr 介于 0 与 1 之间时,VLES 则类似于 LES 的亚格子尺度模型(SGS),可以直接求解大尺度湍流结构。本文采用文献[18]提出的控制函数 Fr,即

$$Fr = \min\left(1, \left(\frac{1-\exp(-\beta L_c/L_k)}{1-\exp(-\beta L_i/L_k)}\right)^n\right) \tag{3}$$

其中 $$L_c = C_x(\Delta x\Delta y\Delta z)^{1/3}$$

$$L_i = k^{3/2}/\varepsilon \qquad L_k = \nu^{0.75}/\varepsilon^{0.25}$$

式中 L_c——网格长度尺度

L_i——湍流积分长度尺度

L_k——Kolmogorov 长度尺度

k——湍动能 β——系数

ε——湍流耗散率

ν——流体运动粘度

$\beta = 2.0\times10^{-3}$,$n=2$,$C_x=0.61$。

由于 RANS 方法的 SST $k-\omega$ 模型考虑了逆压边界层中湍流剪切应力传输效应,可以有效预测逆压梯度条件下的流动分离,在复杂工程湍流求解中应用广泛[19-20],基于该模型的 VLES 方法也被成功用于轴流压气机叶端间隙泄漏涡的求解[17],获得了丰富的间隙区湍流结构。因此,本文以 SST $k-\omega$ 模型为基础构造 VLES 湍流模型。根据 Boussinesq 假定,对雷诺应力张量的调整可以近似等效为对湍流粘度的调整。因此 VLES 模型的控制方程与 SST $k-\omega$ 模型相同,仅需对 SST $k-\omega$ 模型的涡粘系数进行修正,即

$$\mu_t^{\mathrm{VLES}} = Fr\frac{\rho a_1 k}{\max(a_1\omega, SF_2)} \tag{4}$$

式中 μ_t^{VLES}——VLES 方法的涡粘系数

ρ——流体密度

ω——湍流比耗散率

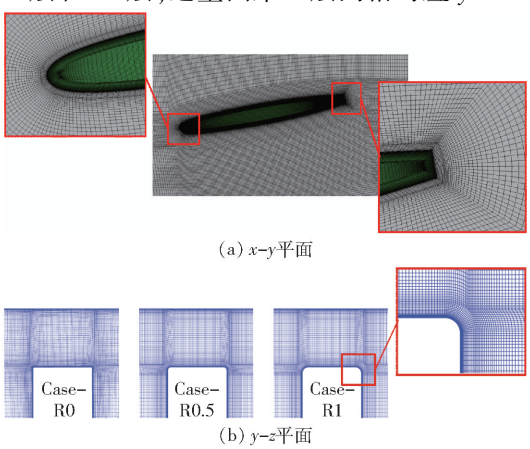
S——应变率不变量

F_2——SST $k-\omega$ 模型混合函数[21]

系数 $a_1=0.31$。

1.3 计算域网格划分

采用六面体结构化网格离散计算域,如图 4a 所示,共划分网格总数分别为 2.1×10^6、4.6×10^6 和 1.01×10^7 的 3 套网格进行网格无关性验证(详见 2.1 节)。网格总数为 1.01×10^7 的方案,在 $\tau=0.1c$ 和 $\tau=0.02c$ 两种间隙下,间隙区域内网格层数分别为 65 层和 55 层,近壁面第 1 层网格对应 $y^+<1.5$,



(a) x-y平面

(b) y-z平面

图 4 网格分布($\tau=0.1c$)

Fig. 4 Computational mesh

$\tau=0.1c$ 间隙下 $x/c=0$ 位置的断面内网格分布如图 4b 所示。

1.4　边界条件和求解方案

采用 CEL 语言将 VLES 湍流模型集成到 ANSYS CFX 软件中进行流场计算。计算域入口给定平均流速 u_∞，湍流强度设为 2%，出口设置静压；计算域侧壁和水翼表面均设为无滑移壁面。对流项离散采用高阶精度离散格式，非定常求解的时间推进采用二阶后向欧拉方法，时间步长 $t=1.5\times10^{-3}c/u_\infty$，不同网格对应的库朗数最大值均小于 2。

2　结果与讨论

2.1　计算模型验证

选取间隙宽度 $\tau=0.1c$ 无翼端倒圆条件下的计算结果与文献[15]的实验结果进行对比，验证计算模型的合理性和计算结果的可靠性。图 5 为 3 种网格所得水翼下游 $x/c=1$ 位置处 TLV 对应的时均流向涡量$\langle\omega_x\rangle$等值线。从图中可以看到，不同网格计算所得翼端间隙涡范围差异并不明显，$\langle\omega_x\rangle c/u_\infty=4$ 的等值线均近似呈圆形分布，但与实验结果相比，间隙涡范围略小且略向下偏移。

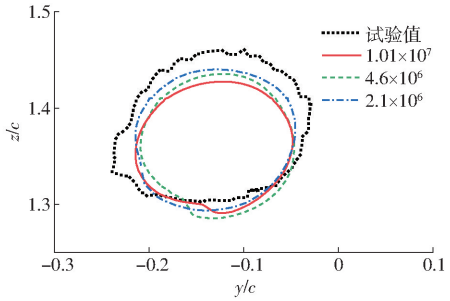
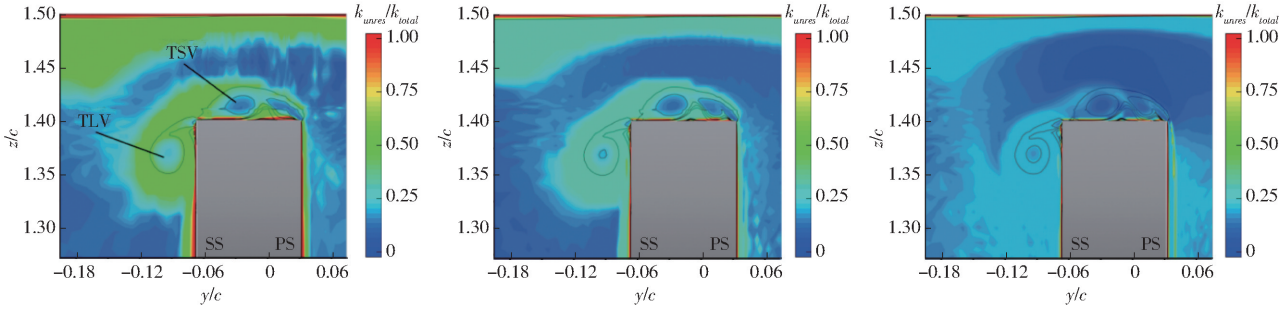


图 5　时均流向涡量$\langle\omega_x\rangle$等值线($x/c=1$, $\langle\omega_x\rangle c/u_\infty=4$)

Fig. 5　Iso-line of non-dimensional time-averaged vorticity $\langle\omega_x\rangle c/u_\infty=4$ at $x/c=1$

在 VLES 等可直接求解大尺度湍流结构的湍流模型求解的流场中，总湍动能 k_{total} 由直接求解的湍动能 k_{res}（$k_{res}=0.5(\langle u'u'\rangle+\langle v'v'\rangle+\langle w'w'\rangle)$）和模化的湍动能 k_{unres} 两部分组成。k_{unres} 表示湍流模型模化的小尺度湍流结构包含的湍动能，k_{unres} 在总湍动能中的占比越小，表明流场中越多的大尺度湍流结构被直接求解，计算结果越准确。图 6 和图 7 分别展示了不同网格数量下流向 $x/c=-0.1$ 位置处模化的湍动能占比云图和间隙区湍动能沿流向的分布，随网格精细度的增加，模化的湍动能占比 k_{unres}/k_{total} 由 0.5 减至约 0.2，可见网格总数为 1.01×10^7 的网格方案直接求解了间隙区大部分湍流结构，后续以该网格方案的计算结果进行间隙湍流特性及流动损失分析。



(a) 2.1×10^6　(b) 4.6×10^6　(c) 1.01×10^7

图 6　不同网格数量下模化的湍动能占比

Fig. 6　Ratio of modeled to total kinetic energy for different mesh resolutions

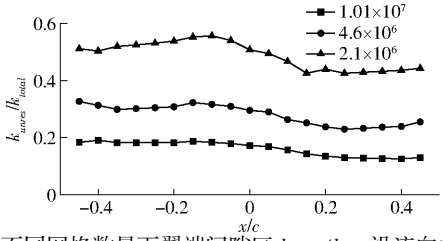


图 7　不同网格数量下翼端间隙区 k_{unres}/k_{total} 沿流向的分布

Fig. 7　Distribution of k_{unres}/k_{total} along flow direction in tip clearance region for different mesh resolutions

2.2　翼端间隙区流场结构

采用速度梯度张量第二不变量 Q 等值面表征翼端间隙区漩涡三维结构。图 8 为不同间隙宽度和翼端倒圆半径下的间隙区涡系结构（$\langle Q\rangle c^2/u_\infty^2=1\,000$）和直接求解的湍动能 k_{res} 的分布，不同间隙宽度的翼端间隙区漩涡形态和范围差异明显。大间隙宽度（$\tau=0.1c$）下，翼端涡系主要包括从水翼吸力面（SS）边缘发展形成的 TLV 和从水翼压力面（PS）边缘发展形成的 TSV，TLV 和 TSV 向下游发展，在水翼后部相互卷吸掺混，汇合成大尺度螺旋形泄漏涡。小间隙宽度（$\tau=0.02c$）下，TLV 尺度和影响范围显著减小，水翼上半部存在由端壁边界层分离发展成的 IV，TSV 影响范围仅局限于水翼端部间隙内。

翼端边缘倒圆半径对 TSV 的形态和范围有明

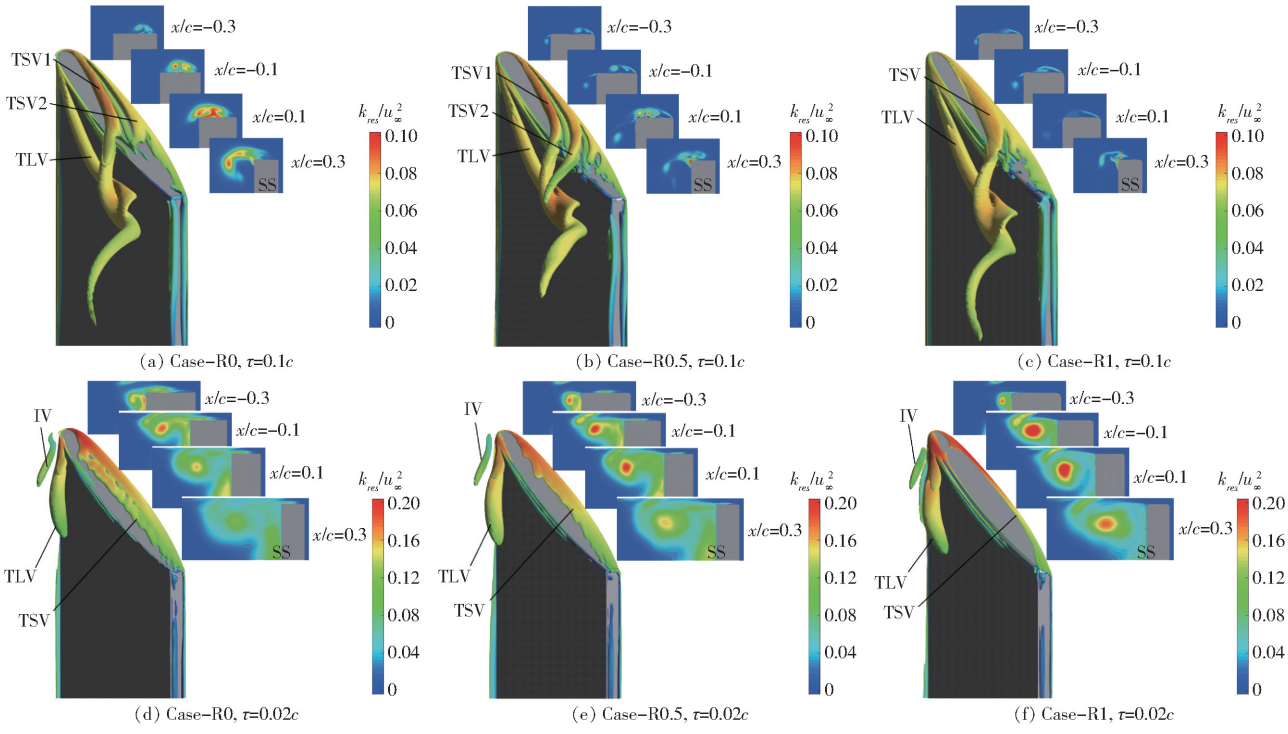


图 8 时均流场的间隙涡结构及直接求解的湍动能分布

Fig. 8 Structures of time-averaged tip clearance vortices and contour plots of resolved turbulent kinetic energy

显影响。间隙宽度 $\tau=0.1c$ 时,由于翼端倒圆减小了间隙流与水翼端面的夹角,导致水翼翼端压力面边缘处的分离流动速度梯度增加、TSV 径向尺度减小,翼端倒圆半径 $r=0.5\%c$ 时翼端间隙内形成了多个分离涡结构(图 8b),且沿流向向下游延伸,倒圆半径 $r=1\%c$ 时压力面边缘的分离流动汇合为单一的 TSV。间隙宽度 $\tau=0.02c$ 时,随倒圆半径增加,TLV 尺度和范围增大,TSV 的影响范围则呈下降趋势。大间隙下,k_{res} 主要分布在 TSV 流动区域,且随翼端倒圆半径增加而减小;小间隙下,k_{res} 主要分布在 TLV 和 IV 流动区域内,随翼端倒圆半径增加而增大。

图 9 展示了翼端间隙区 $y-z$ 平面内的涡系简化结构。在水翼端部压力面与吸力面压差作用下,水翼压力面边缘产生的流动分离,在水翼顶端发展形成一个或多个 TSV,翼端间隙流流经水翼吸力面边缘时形成强剪切流动,在水翼吸力侧发展为 TLV。小间隙下,TLV 对端壁边界层的强卷吸作用,诱导近端壁区流动反向旋转,形成诱导涡(IV)。

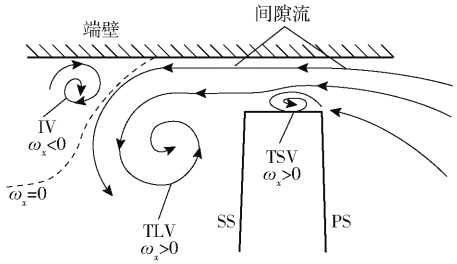


图 9 翼端间隙区涡系结构示意图($y-z$ 平面)

Fig. 9 Schematic of flow structures in tip clearance region ($y-z$ plane)

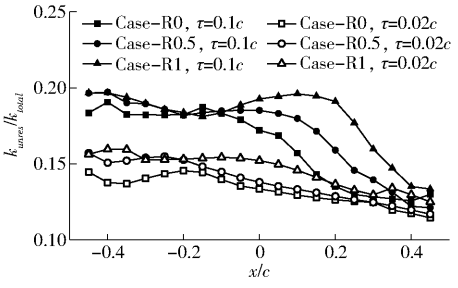


图 10 不同间隙条件下的翼端间隙区 k_{unres}/k_{total} 分布

Fig. 10 Distribution of k_{unres}/k_{total} in tip clearance region for different tip clearance schemes

2.3 间隙涡湍动能和湍流损失

图 10 为不同翼端间隙条件下间隙区湍动能沿流向的分布,不同位置处模化的湍动能占总湍动能的比例 k_{unres}/k_{total} 均小于 0.20,表明本文采用的 VLES 方法和求解模型可以直接求解翼端间隙区附近的大部分湍流结构。

已有研究表明,间隙湍流损失与间隙涡旋结构的形成和消散导致的湍流混合直接相关,文献[4]认为湍流损失与湍动能成正比,湍流损失系数 ξ 计算公式为

$$\xi=\frac{\iint k_{res}\mathrm{d}A}{u_\infty^2 c^2} \tag{5}$$

式中 A——$y-z$ 平面内涡结构所占面积

由图 9 可知，IV 旋转方向与 TSV 和 TLV 的旋转方向相反，TSV 集中在间隙内，TLV 主要分布于水翼吸力面侧且展向（z 向）低于水翼端面，因此在式(5)的计算中，翼端间隙内流向涡量$\langle\omega_x\rangle$小于 0 的区域定义为 IV 区，间隙内$\langle\omega_x\rangle$大于 0 的区域定义为 TSV 区，展向坐标小于水翼顶端所在位置且$\langle\omega_x\rangle$大于 0 的区域定义为 TLV 区。

图 11 展示了不同间隙条件下，翼端间隙区湍流损失系数 ξ 沿流向的分布及不同涡结构对应的湍流损失占比。由图 11 可知，两种间隙尺寸下间隙湍流总损失沿流向均呈增加趋势。大间隙下（$\tau=0.1c$），湍流损失随翼端倒圆半径增加而减小，对比间隙湍流损失的组成可以发现，其主要由 TSV 产生，但随倒圆半径增加，TSV 产生的湍流损失占比显著降低，无翼端倒圆（Case－R0）时 TSV 产生的湍流损失最小，占比约为 70%，而倒圆半径 $r=1\%c$（Case－R1）时 TSV 产生的湍流损失占比仅约为 30%，TLV 对应的湍流损失占比则随倒圆半径增加明显增大。小间隙下（$\tau=0.02c$），间隙区湍流损失主要由 TLV 和 IV 产生，间隙区不同涡结构产生的总湍流损失随翼端倒圆半径增大均略有增加，间隙内 TSV 产生的湍流损失占比随翼端倒圆半径增加而减小，无倒圆时其占比约为 10%，倒圆半径 $r=1\%c$ 时其占比约为 5%。

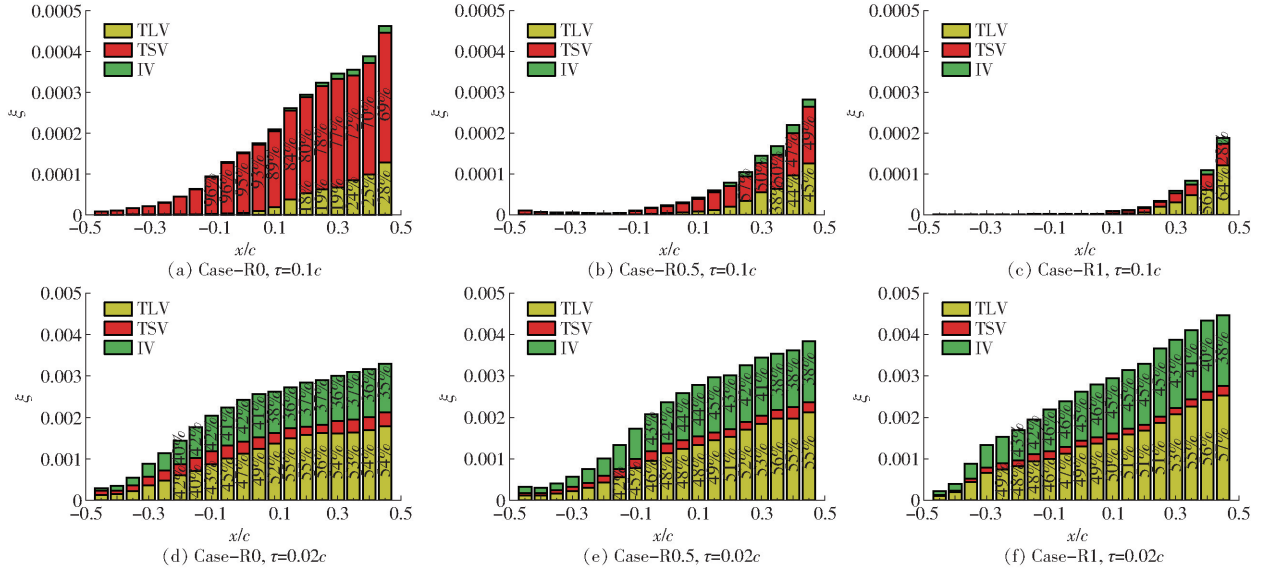


图 11　间隙湍流损失分布及不同漩涡对应的损失占比

Fig. 11　Tip clearance turbulent loss and loss proportions of different tip clearance vortices

2.4　间隙区湍流雷诺应力

为进一步分析翼端间隙流动湍流特性，图 12 显示了不同间隙形态下流向 $x/c=0.1$ 位置处的雷诺应力分布云图和流向涡量$\langle\omega_x\rangle$等值线，图中标记了 TLV、TSV 和 IV 等间隙涡旋结构。从图中可以看到，不同翼端形状下翼端间隙流动的雷诺正应力整体均大于雷诺切应力，且以法向正应力$\langle v'v'\rangle$和展向正应力$\langle w'w'\rangle$为主，雷诺应力分布区域与间隙涡系分布区域趋于一致[2]。在大间隙下（图 12a），雷诺正应力主要产生于 TSV 区域，由于翼端倒圆减小了水翼压力面边缘间隙流动的冲角[22]，抑制了 TSV 的形成和发展，因此雷诺应力随着倒圆半径增加而减小。小间隙下（图 12b），水翼吸力面边界层内流向正应力$\langle u'u'\rangle$占主导，法向正应力$\langle v'v'\rangle$则主要集中于 IV 区域，而在 TLV 区域，展向正应力$\langle w'w'\rangle$显著大于其他应力分量；小间隙下翼端倒圆导致间隙泄漏速度 U_{tip}（见式(1)）和泄漏流量显著增加，致使间隙流与端壁边界层的剪切作用增强、围绕 TLV 中心的速度梯度增加，因此雷诺应力随翼端倒圆半径增加而增大。

2.5　间隙涡系湍流损失机理

翼端间隙涡系增加了水翼间隙区附近的湍动能（图 8），湍动能的生成与速度梯度和雷诺应力相关[23]，其控制方程为

$$\frac{\mathrm{D}k}{\mathrm{D}t}=P_k+D_k+\varepsilon \tag{6}$$

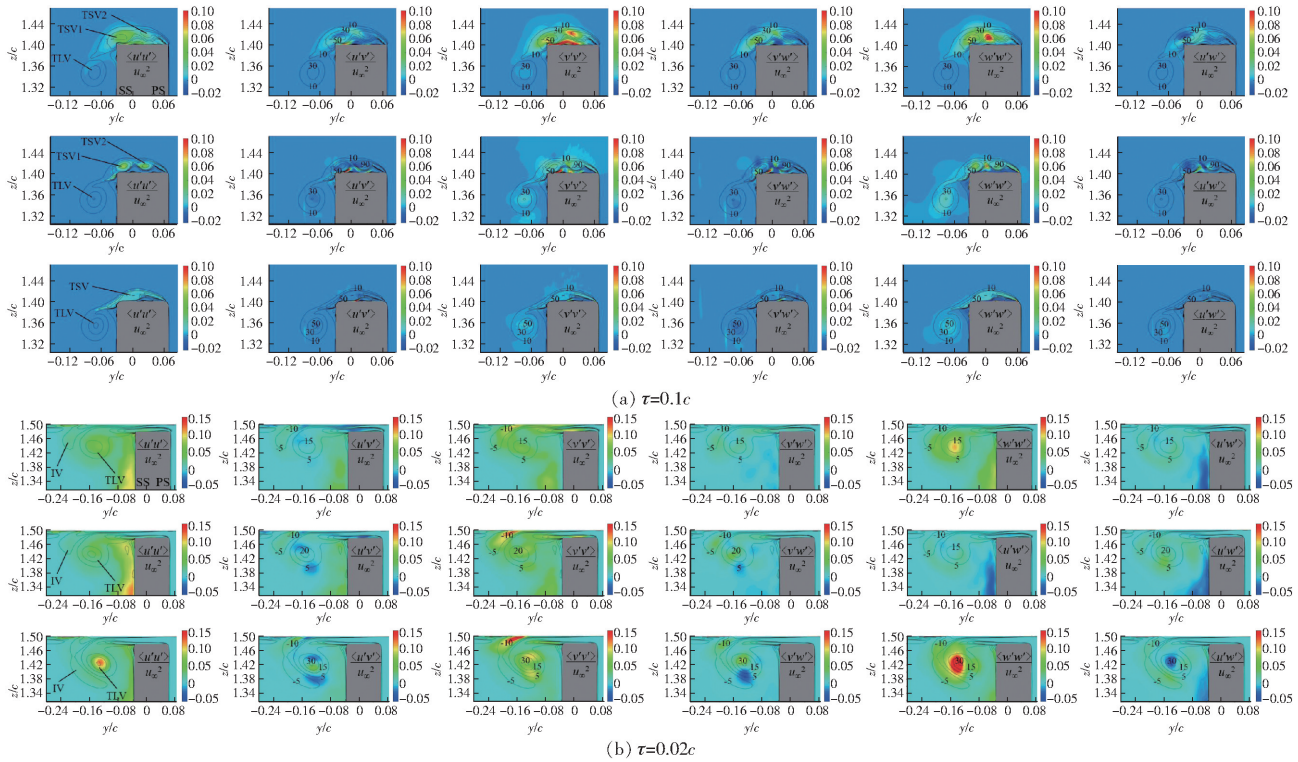
其中
$$P_k=-\langle u_i'u_j'\rangle\frac{\partial\langle u_i\rangle}{\partial x_j}$$

$$D_k=-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\langle u_i'p'\rangle+\frac{1}{2}\langle u_i'u_i'u_j'\rangle+\nu\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)$$

式中　P_k——湍动能生成项，表示大尺度湍流涡通过速度脉动与平均流动相互作用而获取能量

D_k——扩散项，表征速度脉动、压力脉动和粘性等引起的能量扩散

p'——脉动压力



(a) τ=0.1c

(b) τ=0.02c

图 12 翼端间隙区湍流雷诺应力分布($x/c=0.1$)

Fig. 12 Contour plots of resolved Reynolds stresses in tip clearance region in a $y-z$ plane ($x/c=0.1$)

角标 i 和 j 用于表示方向(x、y 或 z)。

了解翼端间隙涡的湍动能生产机制,有助于揭示翼端流动的湍流损失机理。由于间隙湍流损失与湍动能成正比(式(5)),为分析不同翼端间隙形态下湍动能生成及湍流损失的差异,将湍动能生成项 P_k 分解为

$$P_k = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 + P_5 + P_6 \tag{7}$$

其中

$$P_1 = -\langle u'u'\rangle \frac{\partial\langle u\rangle}{\partial x}$$

$$P_2 = -\langle v'v'\rangle \frac{\partial\langle v\rangle}{\partial y}$$

$$P_3 = -\langle w'w'\rangle \frac{\partial\langle w\rangle}{\partial z}$$

$$P_4 = -\langle u'v'\rangle \left(\frac{\partial\langle u\rangle}{\partial y} + \frac{\partial\langle v\rangle}{\partial x}\right)$$

$$P_5 = -\langle u'w'\rangle \left(\frac{\partial\langle u\rangle}{\partial z} + \frac{\partial\langle w\rangle}{\partial x}\right)$$

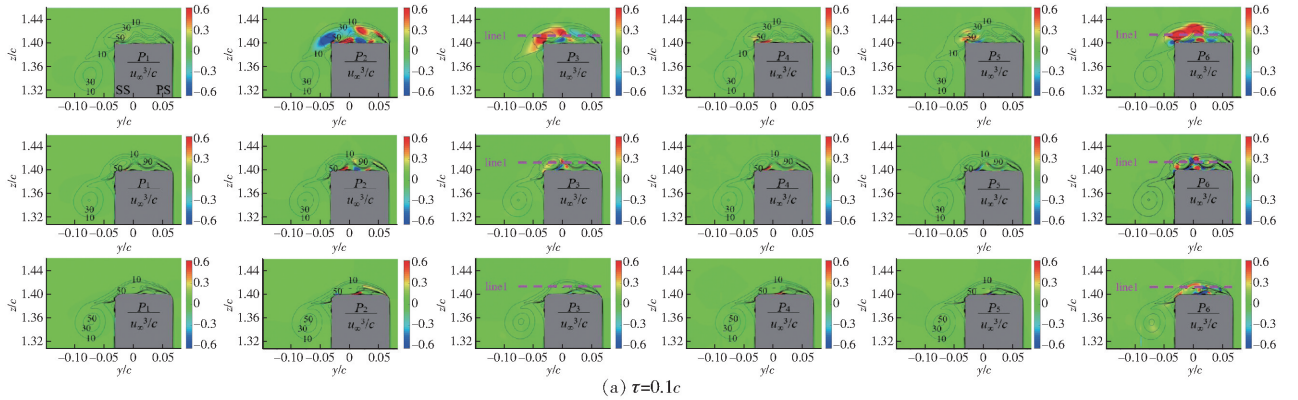
$$P_6 = -\langle v'w'\rangle \left(\frac{\partial\langle v\rangle}{\partial z} + \frac{\partial\langle w\rangle}{\partial y}\right)$$

图 13 为流向 $x/c=0.1$ 位置处 $y-z$ 平面内 $P_1 \sim P_6$ 的分布。大间隙下(图 13a),水翼端部间隙内 TSV 的湍动能生成以 P_3 和 P_6 两项为主,且 P_3 和 P_6 均随翼端倒圆半径增加而减小;对比图 11 可知,翼端间隙内的雷诺正应力显著大于雷诺切应力,因此法向速度的展向梯度 $\partial\langle v\rangle/\partial z$ 和展向速度的法向梯度 $\partial\langle w\rangle/\partial y$ 是湍动能生成项 P_6 的主要来源。

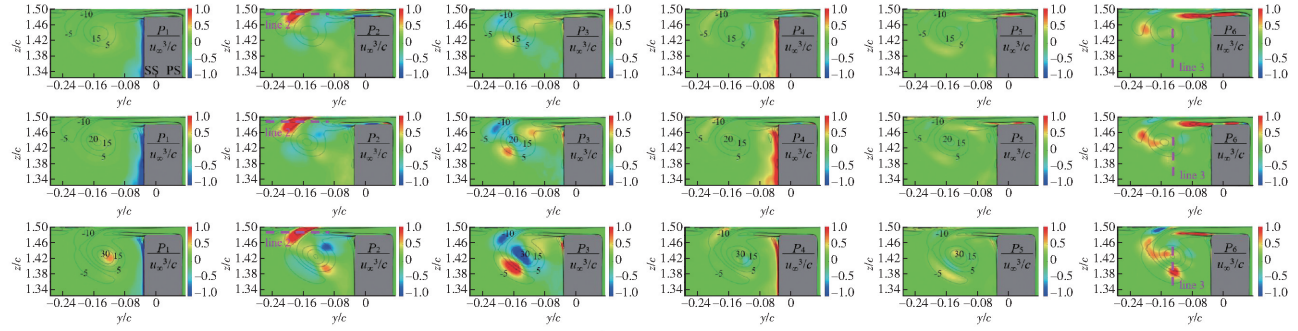
小间隙下(图 13b),IV 区域的湍动能生成项以 P_2 占主导,在 TLV 区域湍动能生成项则以 P_6 为主,P_2 和 P_6 均随翼端倒圆半径增加而增大;P_1 在靠近水翼吸力面存在明显的负值区域,对比图 12 的流向雷诺应力 $\langle u'u'\rangle$,表明靠近翼端间隙的水翼吸力面存在明显的流向速度梯度 $\partial\langle u\rangle/\partial x$;而 P_4 在水翼吸力面附近为正值,由于切应力 $\langle u'v'\rangle$ 相对较小,因此靠近水翼吸力面的区域内具有较大的流向速度的法向梯度 $\partial\langle u\rangle/\partial y$ 和法向速度的流向梯度 $\partial\langle v\rangle/\partial x$。

为了定量对比雷诺应力和速度梯度对湍动能生成项的影响,在图 13 中,选取 line1、line2 和 line3 所示 3 个特征位置,分析 $\tau=0.1c$ 的 TSV 流动区域以及 $\tau=0.02c$ 的 IV 和 TLV 流动区域的雷诺应力和速度梯度变化规律。line1 ~ line3 的位置坐标如表 1 所示。

图 14 为大间隙($\tau=0.1c$)下不同间隙形态的 line1 位置处湍动能生成项 P_3 和 P_6 及对应的雷诺应力和速度梯度分布。由图可知,P_3 和 P_6 均随翼端倒圆半径增加而减小,雷诺应力 $\langle w'w'\rangle$ 和 $\langle v'w'\rangle$ 亦随倒圆半径增加而减小,但不同方向的速度梯度随翼端倒圆半径增加整体呈增大的趋势。因此,大间隙下 TSV 流动区域内湍动能随倒圆半径增加而减小(图11)主要是由雷诺应力 $\langle w'w'\rangle$ 和 $\langle v'w'\rangle$ 的减小



(a) τ=0.1c



(b) τ=0.02c

图 13　湍动能生成项 P_k 不同分量的分布图($x/c=0.1$)

Fig. 13　Contour plots of turbulent-kinetic-energy production components in P_k at $x/c=0.1$

表 1　特征线位置坐标

Tab. 1　Characteristic line position coordinates

特征位置	y/c	z/c
line1	−0.1 ~ 0.05	1.415
line2	−0.3 ~ −0.1	1.49
line3	−0.13	1.32 ~ 1.47

导致的。对比不同方向的速度梯度还可以发现(图 14c、14g、14h),法向速度的展向梯度$\partial\langle v\rangle/\partial z$ 显著大于其他速度梯度分量,表明大间隙下 TSV 的湍动能生成由$\partial\langle v\rangle/\partial z$ 主导。

图 15 为小间隙($\tau=0.02c$)时不同翼端形状下 line2 和 line3 位置处湍动能生成项、雷诺应力和速度梯度的分布。在 IV 区域(line2),雷诺应力$\langle v'v'\rangle$和速度梯度$\partial\langle v\rangle/\partial y$ 的量值均随翼端倒圆半径增加呈增大趋势,对应的湍动能生成项分量 P_2 随倒圆半径增加而增大。在 TLV 区域(line3),P_6 随翼端倒圆半径增加而增大,其原因是与泄漏涡对应的雷诺应力$\langle v'w'\rangle$和速度梯度($\partial\langle v\rangle/\partial z+\partial\langle w\rangle/\partial y$)均随倒圆半径增加而增大,倒圆半径 $r=0.01c$ 条件下增幅尤为明显。

3　结论

(1)大翼端间隙下,翼端水翼压力面边缘产生的流动分离在水翼顶端发展形成包含一个或多个涡旋结构的间隙分离涡(TSV),间隙流在水翼吸力面边缘产生的强剪切流动在水翼吸力侧发展为间隙泄漏涡(TLV);随翼端间隙宽度减小,间隙泄漏涡对端壁边界层的卷吸作用增强,诱导端壁区流动反向旋转形成诱导涡(IV)。

(2)翼端间隙附近的雷诺应力分布与间隙涡系的分布趋于一致,以法向正应力$\langle v'v'\rangle$和展向正应力$\langle w'w'\rangle$为主。大间隙下,雷诺应力集中分布于 TSV 区域,翼端倒圆半径的增加将减小水翼压力面边缘间隙流动与水翼端面的夹角,进而抑制 TSV 的形成和发展,减小间隙内的雷诺应力。小间隙下,$\langle v'v'\rangle$和$\langle w'w'\rangle$分别集中于 IV 和 TLV 区域,翼端倒圆将显著增加泄漏流量,致使间隙流与端壁之间的速度梯度和围绕 TLV 中心的速度梯度均大幅增加,雷诺应力也随翼端倒圆半径增加而增大。

(3)间隙区湍流损失与湍动能成正比,不同翼端形状下的间隙湍流损失机理存在差异。大间隙下,TSV 是产生湍流损失的主要区域,其湍动能控制方程的湍动能生成项以 P_3 和 P_6 分量为主,速度梯度$\partial\langle v\rangle/\partial z$ 和雷诺正应力$\langle w'w'\rangle$分别为影响 P_3 和 P_6 的主要因素;随翼端倒圆半径增加,间隙湍流总损失因间隙区$\langle w'w'\rangle$和$\langle v'w'\rangle$的显著减小而减小。小间隙下,间隙区湍流损失主要由 TLV 和 IV 产生,IV 区域内 P_2 是影响湍动能生成的主要因素,随翼端倒圆半径增加,其雷诺正应力$\langle v'v'\rangle$和速度梯度$\partial\langle v\rangle/\partial y$

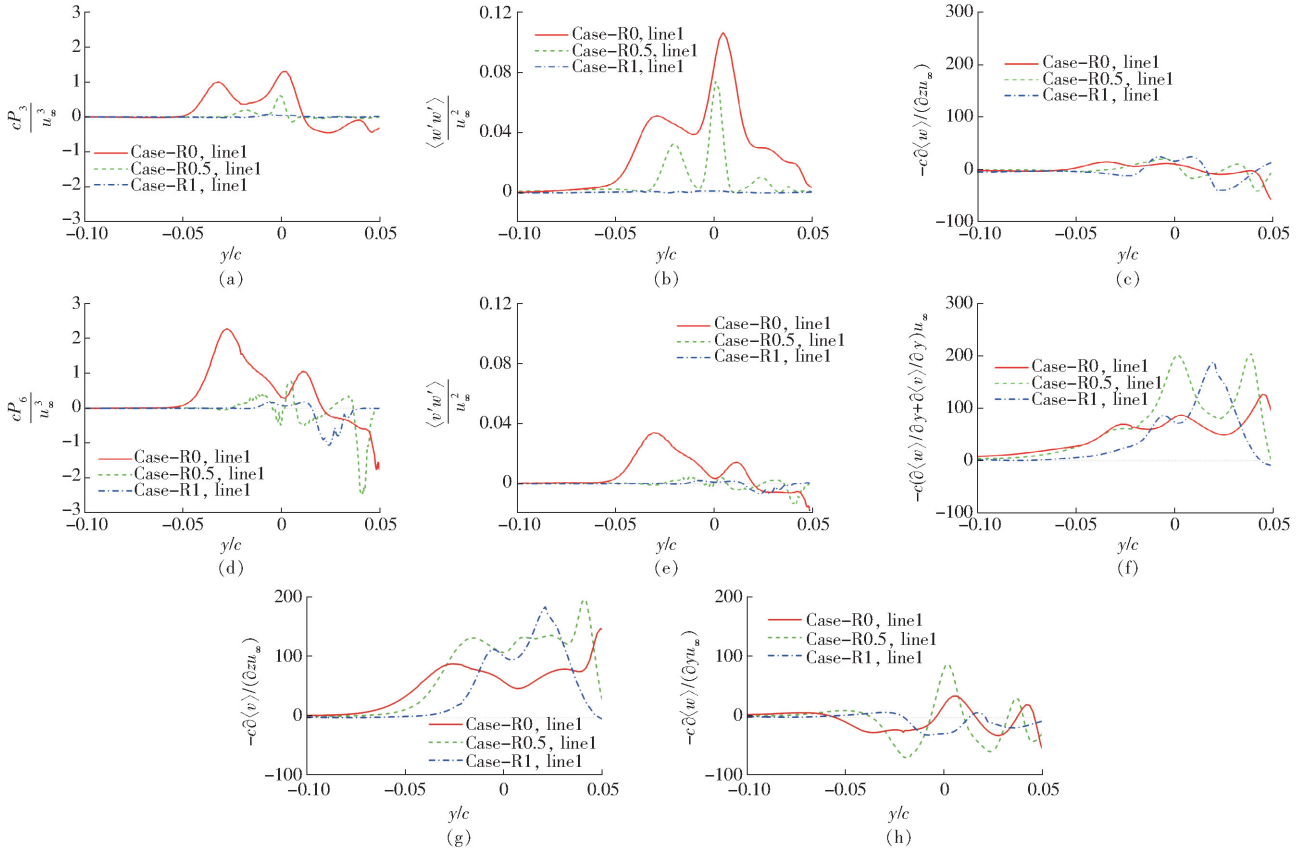


图 14 间隙分离涡区域特征位置的雷诺应力与速度梯度($\tau=0.1c$)

Fig. 14 Reynolds stresses and velocity gradients in a characteristic position of tip separation vortices ($\tau=0.1c$)

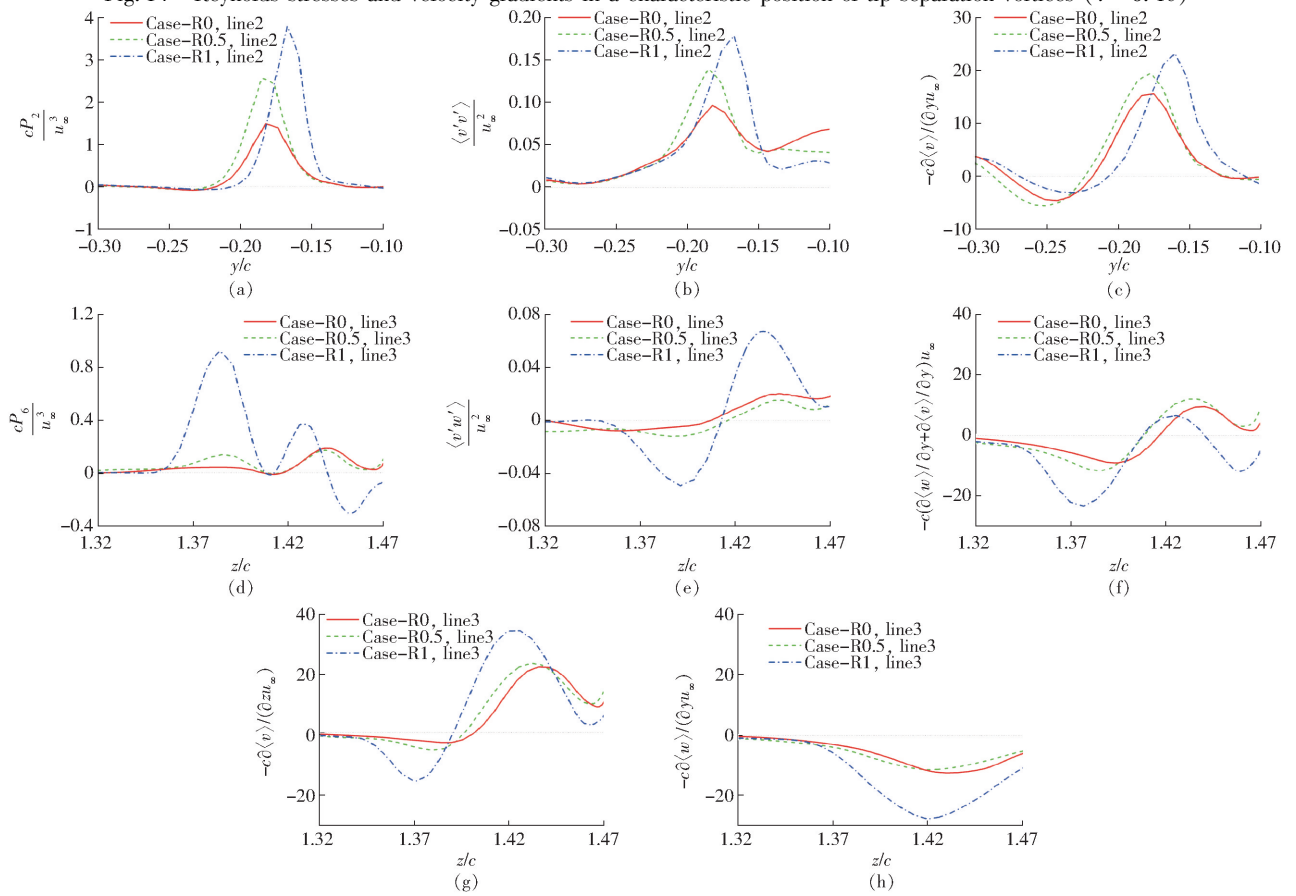


图 15 诱导涡和间隙泄漏涡特征位置的雷诺应力与速度梯度($\tau=0.02c$)

Fig. 15 Reynolds stresses and velocity gradients in characteristic positions of induced vortex and tip separation vortex ($\tau=0.02c$)

增大，对应的湍流损失增加；TLV 区域内的湍动能生产主要受 P_6 影响，其主导因素雷诺应力 $\langle v'w' \rangle$ 和速度梯度 $(\partial \langle v \rangle / \partial z + \partial \langle w \rangle / \partial y)$ 均随倒圆半径增加而增大，导致湍流损失增加。

参 考 文 献

[1] HEWKIN-SMITH M, PULLAN G, GRIMDHAW S D, et al. The role of tip leakage flow in spike-type rotating stall inception [J]. Journal of Turbomachinery, 2019, 141(6):061010.

[2] YOU D, WANG M, MOIN P, et al. Large-eddy simulation analysis of mechanisms for viscous losses in a turbomachinery tip-clearance flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 586(9):177 – 204.

[3] GUMMER V, GOLLER M, SWOBODA M. Numerical investigation of end wall boundary layer removal on highly loaded axial compressor blade rows[J]. Journal of Turbomachinery, 2008, 130(1):125 – 133.

[4] LAKSHMINARAYANA B. Fluid dynamics and heat transfer of turbomachinery[M]. New Jersey: John Wiley & Sons, 1995.

[5] XIAO X. Investigation of tip clearance flow physics in axial flow turbine rotors[M]. State College: The Pennsylvania State University, 2001.

[6] BINDON J P. The measurement and formation of tip clearance loss[J]. Journal of Turbomachinery, 1989, 111(3):257 – 263.

[7] PANDYA A, LAKSHMINARAYANA B. Investigation of the tip clearance flow inside and at the exit of a compressor rotor passage—part Ⅱ: turbulence properties[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1983, 105(1):13 – 17.

[8] MUTHANNA C, DEVENPORT W J. Wake of a compressor cascade with tip gap, part 1: mean flow and turbulence structure [J]. Aiaa Journal, 2004, 42(11):2320 – 2331.

[9] WU H, TAN D, MIORINI R L, et al. Three-dimensional flow structures and associated turbulence in the tip region of a waterjet pump rotor blade[J]. Experiments in Fluids, 2011, 51(6):1721 – 1737.

[10] LI Y, CHEN H, TAN D, et al. On the effects of tip clearance and operating condition on the flow structures within an axial turbomachine rotor passage[J]. Journal of Turbomachinery, 2019, 141(11):111002.

[11] NHO Y C, PARK J S, LEE Y J, et al. Effects of turbine blade tip shape on total pressure loss and secondary flow of a linear turbine cascade[J]. International Journal of Heat & Fluid Flow, 2012, 33(1):92 – 100.

[12] GUO Q, ZHOU L, WANG Z. Numerical evaluation of the clearance geometries effect on the flow field and performance of a hydrofoil[J]. Renewable Energy, 2016, 99(7):390 – 397.

[13] 施卫东，吴苏青，张德胜，等. 叶顶形状对轴流泵空化性能的影响[J]. 农业机械学报, 2014, 45(9):101 – 106.
SHI Weidong, WU Suqing, ZHANG Desheng, et al. Effects of blade tip shape on cavitating flow in axial flow pumps[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2014, 45(9):101 – 106. (in Chinese)

[14] STORER J A, CUMPSTY N A. An approximate analysis and prediction method for tip clearance loss in axial compressors[J]. Journal of Turbomachinery, 1994, 116(4):648 – 656.

[15] DREYER M, DECAIX J, MUNCH-ALLIGNE C, et al. Mind the gap: a new insight into the tip leakage vortex using stereo-PIV[J]. Experiments in Fluids, 2014, 55(11):1 – 13.

[16] SPEZIALE C. Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES: a review[J]. Aiaa Journal, 1998, 36(2):173 – 184.

[17] KELLY R, HICKMAN A R, SHI K, et al. Very large eddy simulation of a transonic axial compressor stage[C]//52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 2016: 4745.

[18] HAN X, KRAJNOVIC S. An efficient very large eddy simulation model for simulation of turbulent flow[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2013, 71(11):1341 – 1360.

[19] 赵伟国，李清华，亢艳东. 离心泵叶片吸力面粗糙带抑制空化效果研究[J]. 农业机械学报, 2021, 52(6):169 – 176.
ZHAO Weiguo, LI Qinghua, KANG Yandong. Effect of suppressing cavitation of rough zone on suction surface of centrifugal pump blade[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2021, 52(6):169 – 176. (in Chinese)

[20] 周勇胜，陈斌，张德胜，等. 叶轮出口后加装双层流道结构的轴流泵外特性研究[J]. 农业机械学报, 2022, 53(2):149 – 157, 176.
ZHOU Yongsheng, CHEN Bin, ZHANG Desheng, et al. Influence of double-layer flow passage structure after impeller on external characteristics of axial-flow pump[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2022, 53(2): 149 – 157, 176. (in Chinese)

[21] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598 – 1605.

[22] 张虎，左逢源，张德胜，等. 绕水翼间隙涡结构形成机理与间隙几何影响[J]. 浙江大学学报(工学版), 2020, 54(12):2344 – 2355.
ZHANG Hu, ZUO Fengyuan, ZHANG Desheng, et al. Formation mechanism and geometric influence of tip clearance vortex structure around hydrofoil[J]. Journal of Zhejiang University (Engineering Science), 2020, 54(12):2344 – 2355. (in Chinese)

[23] POPE S B. Turbulent flows[M]. London: Cambridge University Press, 2000.