

基于跨声速高压涡轮凹槽叶顶间隙模型的大涡模拟研究*

刘越奇, 陈绍文, 杨鹏骋, 王松涛

(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要: 为研究跨声速高压涡轮叶顶间隙非定常流动特性及流场结构, 基于跨声速高压涡轮凹槽叶顶间隙的几何特征, 建立了可行的简化数值模型, 并通过大涡模拟对叶顶凹槽间隙内部的非定常流动进行了数值计算, 探讨了凹槽叶顶几何参数对流动稳定性和气动性能的影响。研究表明, 当跨声速泄漏流动流经凹槽叶顶时, 在凹槽入口处形成激波, 同时凹槽前分离泡发生周期性膨胀并产生间隙脱落涡, 脱落涡与激波相互作用使得凹槽内的激波呈现明显的非定常性; 凹槽深度从1.0mm增加至1.5mm后, 间隙脱落涡尺寸明显减小, 其产生周期缩短20%, 涡量拟能展向分量平均占比从40%升高至49%, 同时间隙脱落涡的扩张、破碎过程及其与回流区的掺混受到抑制, 使得泄漏流动的非定常性明显下降。

关键词: 跨声速高压涡轮; 凹槽叶顶; 叶顶泄漏流动; 大涡模拟; 非定常流动

中图分类号: V231.3 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 05-200736-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.200736

Large Eddy Simulation on Transonic High-Pressure Turbine Cavity Tip Gap Model

LIU Yue-qi, CHEN Shao-wen, YANG Peng-cheng, WANG Song-tao

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: To investigate the unsteady flow character and flow field structure of transonic high-pressure turbine tip gap, a feasible idealized model constructed from the size based on the HP turbine cavity tip was solved by LES. The effects of cavity tip geometry on the flow stability and aerodynamic performance were researched. Results show that when the transonic leakage flow passes the cavity tip, a shockwave forms at the entrance of the cavity. Meanwhile, a separation bubble at the front of cavity expands and a shedding vortex generates periodically, interaction between shedding vortex and shockwave cause the shockwave to appear its unsteadiness. After the cavity depth increases from 1.0mm to 1.5mm, size of the gap shedding vortex significantly is reduced, its shedding period decreases by 20%, the average spanwise component of the enstrophy increases from 40% to 49%. Expansion and breakdown of gap shedding vortex are suppressed. Mixing between the backflow and the vortex is also restrained. Thus, unsteadiness of leakage flow is significantly reduced.

Key words: Transonic high-pressure turbine; Cavity tip; Tip leakage flow; Large eddy simulation; Unsteady flow

* 收稿日期: 2020-09-19; 修订日期: 2020-12-14。

基金项目: 国家自然科学基金 (52076052); 国家科技重大专项 (Y2019-VIII-0013-0174)。

作者简介: 刘越奇, 博士生, 研究领域为叶轮机械气动热力学。

通讯作者: 陈绍文, 博士, 教授, 研究领域为叶轮机械内的流动机理及控制。

引用格式: 刘越奇, 陈绍文, 杨鹏骋, 等. 基于跨声速高压涡轮凹槽叶顶间隙模型的大涡模拟研究[J]. 推进技术, 2022, 43(5):200736. (LIU Yue-qi, CHEN Shao-wen, YANG Peng-cheng, et al. Large Eddy Simulation on Transonic High-Pressure Turbine Cavity Tip Gap Model[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(5):200736.)

1 引言

燃气轮机在航空工业和船舶、发电动力装置中被广泛采用,其中涡轮部件的效率关系到整个燃气轮机动力装置的性能优劣。涡轮的间隙泄漏损失是气流在涡轮内部流动的重要损失之一,其在总损失中的占比可高达三分之一^[1],如何有效降低间隙泄漏损失一直都是各国科研工作者研究的热点,对间隙内部流动特征以及流道内间隙泄漏流的生成、发展过程和损失机理进行深入研究,可为抑制间隙泄漏流动、提高高压涡轮气动性能提供理论依据。

为了对涡轮内部的间隙泄漏损失进行有效评估,Denton^[2]通过基于叶片吸力面和压力面两侧气体参数的损失计算公式估算间隙泄漏的损失,并认为叶片两侧气流的速度差及其相互掺混作用是影响间隙泄漏损失的主要因素。根据这一基础理论,研究人员尝试通过一系列的技术手段和控制方法以大幅降低泄漏流动损失,进行了大量深入的相关理论研究,包括叶尖小翼^[3-4]、凹槽叶顶^[5-6]、叶顶造型^[7]等。其中,合理的凹槽叶顶设计被证实能够有效降低间隙泄漏流损失,基于该技术的相关研究也已经取得一定的进展,并在实际应用中得到采用。

相比亚声速叶顶的间隙流动,跨声速涡轮叶顶的间隙流动要更复杂,气体的可压缩性和激波/边界层相互作用都会对叶顶的流动和传热造成较大影响。Zhang等^[8]对跨声速涡轮叶顶间隙中的激波结构及其影响进行了研究,发现平面叶顶间隙流动中存在多样化且明显的激波结构,激波在间隙内部也会发生反射;激波以及激波反射会影响到间隙内气流的湍流强度分布,从而对叶顶的气动和传热特性产生显著影响。Zhou等^[9]在高压涡轮研究中发现,通过凹槽叶顶可以减弱叶顶区域的间隙泄漏流动,降低因叶顶间隙引起的泄漏损失,并且提出了凹槽深度、肋条厚度等对气动和传热特性的影响,也能从部分结果中看到叶顶区域马赫数变化对泄漏流量和流场的基本影响特点。

叶顶间隙流动具有三维非定常流动的特征,且在跨声速条件下会伴有多种激波结构,使得其内部流动的复杂性增强。间隙泄漏流在叶栅内不同叶高的截面流动特征有较大差别,且还受到不断发展变化的轴向流动分量的影响,因此,将实际的动叶叶顶泄漏流动简化成叶顶间隙模型进行高精度的数值模拟,一方面有利于更深入、准确地了解和认识叶顶间隙内的流动以及叶顶泄漏损失的机理,另一方面也

可以大幅减少采用实际涡轮模型进行高精度计算的资源消耗,以加深对叶顶内部流场结构和流动特性的理解,提高研究的效率。通常的叶顶间隙简化模型是将主流流向分量忽略,只考虑和分析间隙内泄漏流横跨叶顶的流动,类似的简化模型方法也被广泛应用于对涡轮叶顶间隙泄漏流的数值研究中^[10-12]。利用简化的叶顶间隙计算模型,Wheeler等^[10-11]研究了不同速度条件下的叶顶流动特性及其对涡轮气动和传热特性的影响;Gao等^[12]等利用大涡模拟方法研究了亚声速条件下压气机叶顶间隙的流场结构及湍流结构,这都为深入研究叶顶间隙内的流动特性及损失机理打下了良好的基础,也表明该方法在进行叶顶泄漏流的相关研究中的可行性。

大涡模拟方法可以更准确、清晰地捕捉流动中的非定常现象和流动特征,在超声速流动和与边界层相关的流动问题研究^[13-14]中已经得到较好的应用,且也逐渐在叶轮机内部流动的相关领域得到广泛采用^[15-16],特别是针对叶轮机内的一些小尺度复杂流动问题和现象,大涡模拟相比传统RANS方法的优势更为突出。Oliver等^[17]采用大涡模拟方法对高速形状孔冷却流动进行了数值研究,发现在高速条件下射流截面的不对称性和形状孔中边界层存在的特殊非定常现象;范芳苏等^[18]采用大涡模拟方法对涡轮气膜冷却孔中存在的复杂流动现象进行了机理性研究和探索,对比了不同孔射流所造成的湍流特征和频谱特征,以尝试提高气冷涡轮的性能。

本文从实际跨声速高压涡轮中提取叶顶尺寸和流动参数,建立简化叶顶间隙数值模型,采用大涡模拟方法对涡轮叶顶间隙内部的复杂非定常流动特性和流场结构进行了模拟,尝试探索凹槽叶顶几何参数对流动稳定性和气动性能影响的特征与规律。

2 数值方法

2.1 简化模型介绍

本文依据跨声速高压涡轮凹槽叶顶的基本几何结构,典型的叶顶结构如图1(a)所示。该涡轮主要参数:静叶进口总温454.4K,膨胀比3.12,动叶出口雷诺数 1.6×10^6 ;静叶叶片数24,展弦比0.78,动叶叶片数36,展弦比1.35,间隙高度0.7mm,转速 1.1×10^4 r/min。真实高压涡轮叶顶的泄漏流动同时存在轴向和周向分量的流动,一般来说,将泄漏流动的流向分量舍去,保留其法向分量,在一定程度上仍然能有效揭示叶顶泄漏流动在主要方向的流动特性。根据这一思路,本文将高压涡轮凹槽叶顶间隙结构简化为

如图 1(b),(c)所示的几何模型,图中也分别给出了基本的计算边界条件和几何参数设置情况。在此简化模型中,仅考虑了叶顶间隙内部横向泄漏流动的影响,忽略了该流动方向以外间隙泄漏流动的影响,不考虑间隙以外泄漏流的发展,以此对叶顶间隙计算分析模型进行简化,重点研究超声速叶顶间隙内部泄漏流动的横向流动特性,探索相应的间隙泄漏损失机理。

简化模型主要包括三个部分,上游腔体对应涡轮压力面附近区域;图 1(b),(c)中的间隙和凹槽分别对应高压涡轮凹槽叶顶的间隙和凹槽。气体从左端的入口沿 x 方向流进上游腔体,经过间隙入口,进入间隙区域,在间隙内一部分气体冲击凹槽壁面,并在凹槽内产生回流,另一部分气体则从出口流出。根据实际涡轮叶顶的几何特点,并参考文献[19]中简化模型的设定,设定了本文简化模型的主要几何参数如下:间隙高度 $g=0.7\text{mm}$,肋条宽度 $c=0.7\text{mm}$,凹槽宽度 $L=2.6\text{mm}$,凹槽深度 d 在不同的方案中分别取值为 0(即平顶),1.0mm 和 1.5mm;上游腔体尺寸 h_1, h_2 取为 $5g$,即 3.5mm;简化模型的 z 方向厚度 w 取为 $1.5g$,即 1.05mm,在所选取的厚度范围内能够完全表现展向的旋涡特征,且可以满足计算资源消耗的基本要求。

2.2 边界条件和网格

在对简化模型进行计算的边界条件设定中,压

力按照跨声速高压涡轮实际工况条件给定,入口总压为 240kPa,出口静压为 65kPa;计算未考虑传热的影响,来流气流的总温给定为 395K。在以上边界条件的设定下,涡轮叶顶间隙内出现明显的跨声速流动,满足研究对于模型分析的要求。此外,如图 1(b)所示,横向间隙上游流动两侧的边界设定为对称边界条件,上游壁面、凹槽叶顶表面、机匣均设为光滑绝热、无滑移壁面。

计算模型的网格均使用 H 型网格进行生成,并对涡轮叶顶壁面附近进行了网格加密,加密后的网格满足凹槽叶顶壁面的平均 $y^+ < 1$,且流向 $y^+ < 20$ 。由于文中不同方案的凹槽叶顶局部几何尺寸存在差异,因此不同算例之间的网格数存在一定的差别,为了便于比较,将各算例的网格平均数控制在 300 万左右,且采用相同的网格拓扑结构,整体网格结构以及凹槽肋条局部附近的网格布置如图 2 所示,详细网格节点数见表 1。

2.3 计算方法

数值计算采用商业软件 ANSYS CFX 19.2 进行模拟。计算首先采用 SST $\gamma-\theta$ 湍流模型对简化模型进行基于 RANS 的定常计算,然后将计算结果作为初场进行大涡模拟。大涡模拟选用 WALE 亚格子模型,对流格式选择高分辨率格式,瞬时模式选择二阶向后欧拉格式。在大涡模拟中,为使得计算精度和运算速度之间取得较好的平衡,时间步长取 $1.5 \times 10^{-8}\text{s}$,此

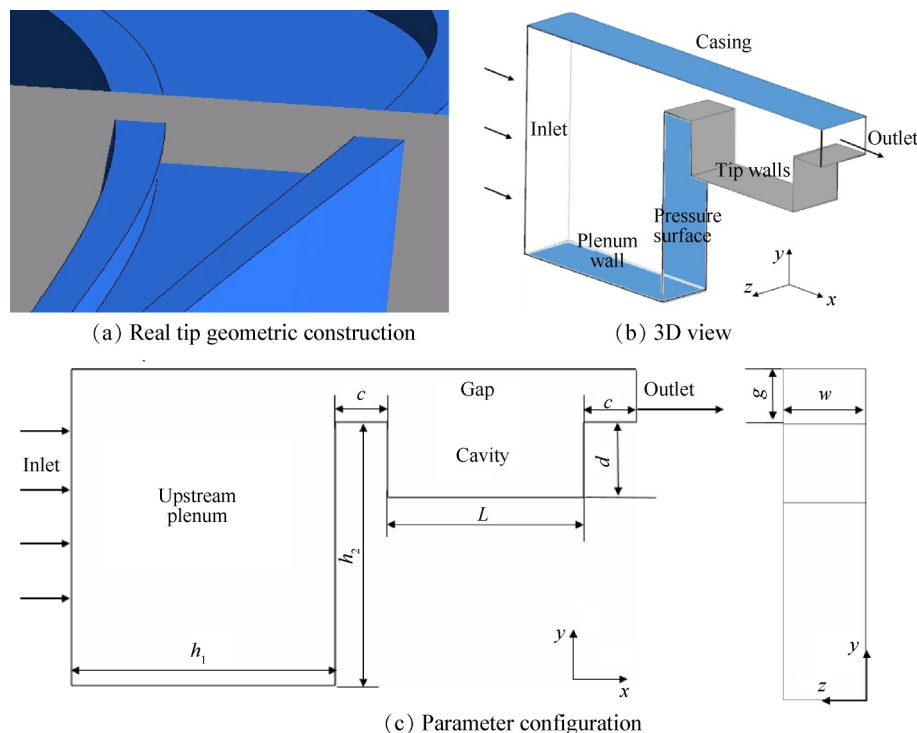


Fig. 1 Schematic diagram of the simplified model

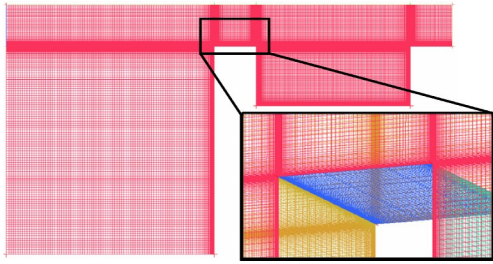


Fig. 2 Grid distribution

Table 1 Mesh node distribution

Position	Node number
Upstream cavity wall	120×120
Width of squealer	80
Length of cavity	174
Height of gap	58
Depth of cavity	0 (flat tip)
	95 (Case 1)
	120 (Case 2)
Width of the model	54

时柯朗数在 1.0 左右。以气流流过计算域所需时间 $30\mu s$ 为一个周期 T , 在计算 5 个周期之后, 残差降低到较低水平且相对稳定, 此时开始提取瞬时结果和 2 个周期的时间平均结果用于分析比较。

在本文所采用的大涡模拟中, 动量方程被定义为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\mu (\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i})] + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

其中亚格子尺度应力 τ_{ij} 的定义为

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j + \bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (2)$$

亚格子尺度应力与应变张量的关系分别为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = 2\mu_{scs} \bar{S}_{ij} \quad (3)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} (\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}) \quad (4)$$

2.4 数值方法验证

为了对所采用的 LES 数值方法进行验证, 选取文献 [19] 中的直接数值模拟 (DNS) 的计算结果对大涡模拟方法的准确性和可行性进行验证。直接数值模拟的计算结果具有较高的精度, 文献 [19] 所采用的平顶数值研究模型与本研究中具有一定的相似性, 而且边界条件也基本一致, 其计算模型如图 3 所示。图 3 中的横坐标为以间隙高度 g 为基准的无量纲叶顶长度, 纵坐标为叶顶壁面的等熵马赫数 Ma_{isen} , 其定义式 (5), 式中 p_0^* 为气体入口总压, p 为静压, γ 为比热

容比。

$$Ma_{isen} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} [(\frac{p_0^*}{p})^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1]} \quad (5)$$

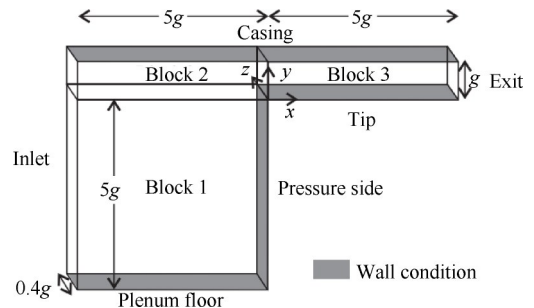


Fig. 3 Computational model for qualification

数值验证选取的工况为 $Re \approx 1.5 \times 10^4$, 通过 LES 计算, 给出验证结果如图 4, 图 5 所示。由图 4 的等熵马赫数沿流向的分布可见, 尽管 LES 与文献中 DNS 的结果存在一定的差距, 但两者在变化趋势上的基本特征是类似的; 由图 5 可见, LES 与文献中 DNS 的结果在激波强度和位置上描述具有较好的一致性。考虑到计算方法和边界条件等各方面不能完全保持一致, 还存在较小的差别, 因此, 可以认为本文所采用

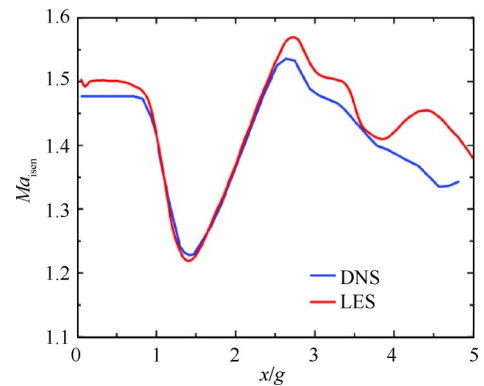


Fig. 4 Qualification of LES method

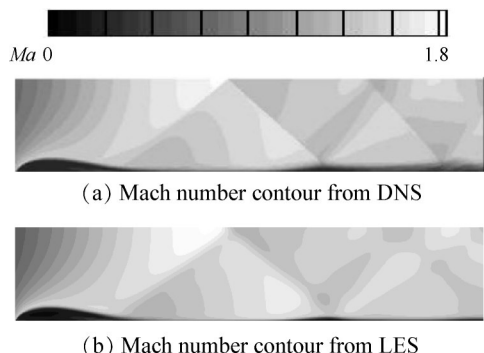


Fig. 5 Mach number comparison between DNS and LES

的 LES 方法和模型对于描述跨声速叶顶间隙模型的

流动特征具备一定的准确性和可行性,满足开展有关研究工作的要求。

3 结果与讨论

3.1 平面叶顶

图 6 给出了 $d=0$ 时, z 方向 50% 厚度处流场的马赫数 Ma 分布图。从该图可以看出,气流从压力面腔体附近经过剧烈的压缩后进入叶顶间隙, Ma 也在这一区域迅速上升,达到并超过声速。首先,在叶顶靠近压力面一侧出现明显的流动分离,分离逐渐发展并出现再附,该分离区长度和高度占叶顶间隙的比例都较小,符合高速泄漏流动尤其是跨声速泄漏流的特征。该分离区的形成使得气流在进入叶顶间隙内的流动过程与进入缩放喷管的效果类似,气流迅速加速至超声速, Ma 最大可超过 1.6。随后,叶顶边界层的再附诱发了大量的压缩波,压缩波发生汇聚形成了斜激波,斜激波随后在机匣与叶顶之间又引起多次反射。由于反射激波与边界层之间产生复杂的相互干扰作用,导致叶顶壁面附近出现第二次明显的边界层分离,该分离流动也同样在下游不远处完成再附。尽管叶顶间隙内激波经过多次反射,气流 Ma 仍能达到 1.3 左右的较高水平。对跨声速涡轮叶顶的相关研究^[8,10]表明,当间隙长度/高度之比较大时,随着叶顶间隙内流动的逐渐发展,叶顶平面的边界层逐渐增厚,间隙流道内的斜激波逐渐减弱,最终在间隙的下游转变为正激波,与超声速流动研究中的激波列现象和伪激波现象^[20-21]相类似。由于本文研究的模型其间隙长度/高度的比值较小,在间隙流道内还未形成明显的此类现象,具有在平面叶顶间隙内典型的流场和激波结构。

3.2 凹槽叶顶

通过对图 6 中的平面叶顶计算结果进行分析以及已有文献研究结论可以发现^[19],其间隙内部流场结构和流动特征具有一定的稳定性。然而由于叶顶结构的不同,凹槽叶顶间隙内的流场结构和流动特征也明显不同,而且还呈现明显的周期性特征。图 7 以深 1.0mm 的凹槽方案 (Case 1) 为例,给出了沿 z 向

50% 处截面流场瞬时涡量 ω_z 云图和压力梯度等值线,黑线代表压力梯度等值线,压力梯度等值线密集说明该处存在激波结构;红色部分代表涡量 ω_z 为正,蓝色部分代表涡量 ω_z 为负。凹槽入口处的分离泡形成的流场结构引起第一道激波,同时边界层内出现压力扰动,根据激波-边界层相互干扰 (SWBLI) 理论,压力扰动会在边界层内向上游传递,在平面叶顶间隙流动中最终会形成形态稳定的分离泡;而在凹槽流动中,凹槽的存在增强了流场的不稳定性,分离泡呈现周期性的膨胀和脱落过程,其周期为 $8.5\mu\text{s}$ 。 $t=1/5T\sim 3/5T$ 期间,入射激波脚处的分离泡膨胀、脱落, $t=3/5T\sim 4/5T$ 期间,脱落涡形成并进入流场(图中用黑色圆圈标出), $t=3/5T\sim 4/5T$ 期间,脱落涡随着主流向下游流动并不断瓦解,由于流场在靠近出口一侧明显收缩,脱落涡携带的气体一部分从间隙流出,一部分冲击靠近吸力面一侧的竖直壁面,进入凹槽内的回流。

当凹槽深度增加至 1.5mm (Case 2) 后,跨声速涡轮凹槽叶顶流动仍然保持类似的特征,增加凹槽深度产生的最显著的影响是:脱落涡的产生受到了明显的抑制,脱落涡的尺寸出现了明显的减小,这一现象如图 8 所示。Case 1 中脱落涡离开肋条时的直径约为 0.5mm,而在 Case 2 中,其直径缩小到约 0.2mm,旋涡脱落的周期则缩短 20%,至 $6\times 10^{-6}\text{s}$ 。

图 9 为 Case 1 中旋涡穿过激波前后的涡量 ω_z 对比,图中的黑色曲线为压力梯度线,压力梯度等值线密集说明该处存在激波结构。由于简化模型的实际几何尺寸较小,相比之下凹槽叶顶中的脱落涡尺寸足够大,因此在流场中能够清晰地观察到脱落涡与激波产生的相互干扰,旋涡穿过激波面时会使激波发生扭曲,如图 9 所示。该过程与文献[22]中强激波和强旋涡的相互作用和文献[23]中的激波褶皱现象相似。凹槽内的脱落涡穿过激波后使得激波前后流场出现明显变化,激波结构会暂时消失;与此同时,分离泡逐渐恢复,受到激波和凹槽的作用重新膨胀、脱落,产生新的脱落涡,随着上一个脱落涡远离吸力侧转角,新的激波形成,以上过程往复进行。

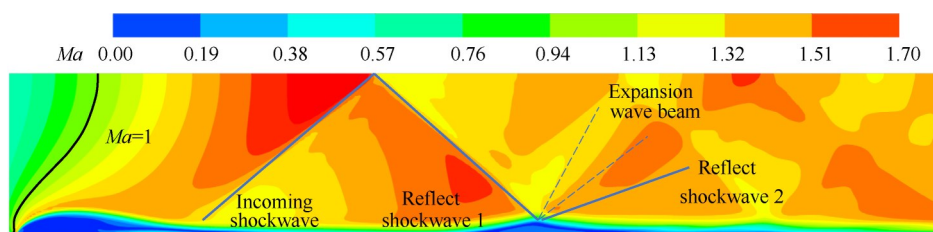


Fig. 6 Characteristics of transonic flat tip gap flow

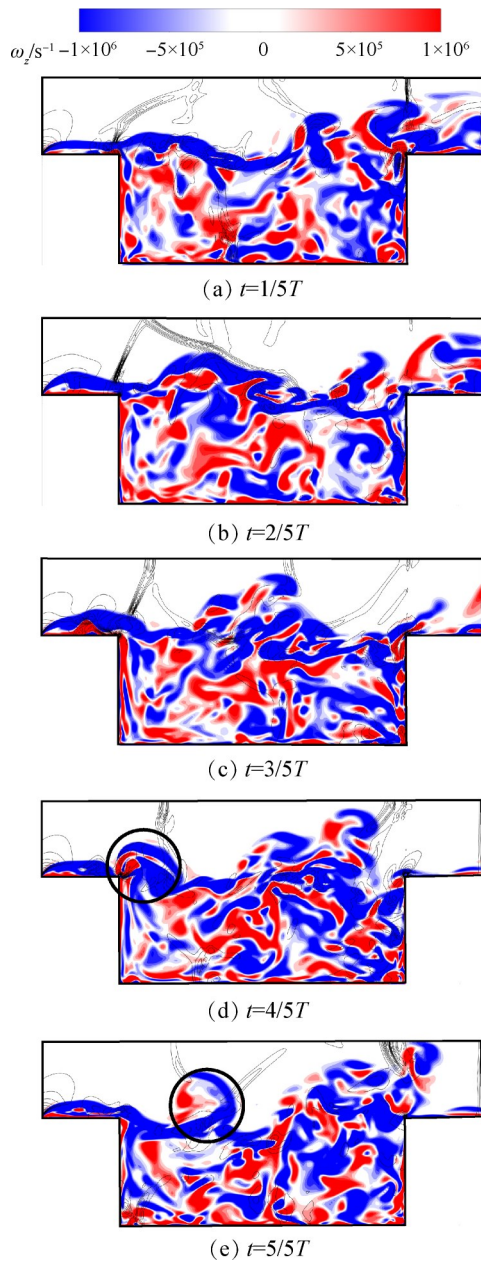


Fig. 7 Vorticity and pressure gradient contour in one period (Case 1)

本文中使用的 Q 准则来识别瞬时流场中的旋涡结构,以讨论流场中的流动现象。 Q 准则的定义为

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ji} - S_{ij}S_{ji}) \quad (6)$$

式中 $S_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$, $\Omega_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i) / 2$ 。

跨声速涡轮凹槽叶顶流动的旋涡结构分布如图10所示,第一行图片为侧视图,第二行为斜视图。前文所提到的主要瞬时特征均有所体现,此外还能观察到间隙流动的三维性特征,以分离泡和脱落涡为代表,流动现象在展向上基本一致,也间接验证了前

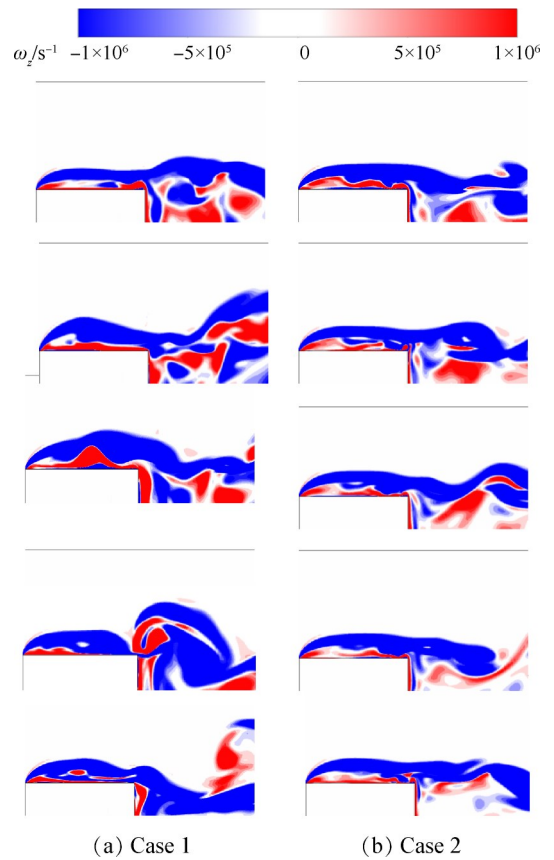


Fig. 8 Vorticity comparison between 1.0mm cavity (Case 1) and 1.5mm cavity (Case 2)

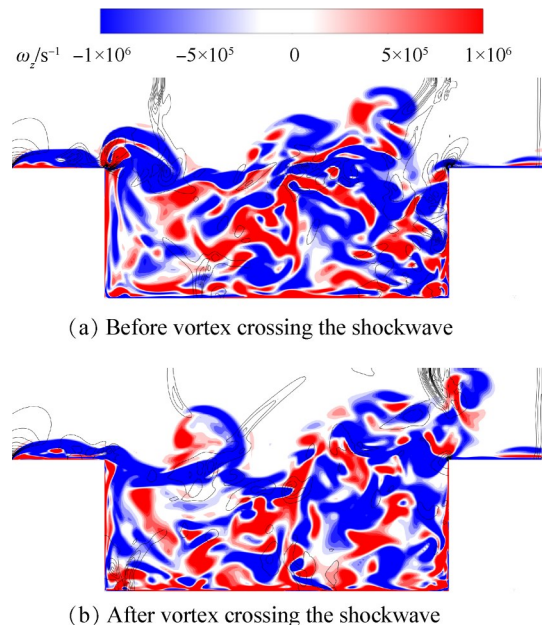


Fig. 9 Interaction between shockwave and vortex

文中选择的 z 向厚度值的有效性。大量的凹槽叶顶研究都证明,凹槽内存在明显的回流和不稳定性,在图9中,凹槽上游出现的拟序结构较少,大量拟序结构集中在凹槽下游,不断撞击凹槽吸力侧的壁面。

当凹槽深度加深到 1.5mm 时,凹槽中的拟序结构明显减少,同时分布更加分散。

为了对流场中旋涡的形成和发展及其对流动造成的影响进行分析,引入涡量拟能 E ,其定义式为^[24]

$$E = \int_A \frac{1}{2} \omega_i \omega_i dA \quad (7)$$

选取图 9 所展示时刻的瞬时流场作为分析对象,沿 x 方向等间距取 7 个截面,截面的位置如图 11 所示,并对 E 的 x, y, z 方向分量在选取的截面上进行面积分而得到各方向分量沿流向的变化规律,并据此对流场进行进一步的分析。

涡量拟能 E 的三个分量在流向截面的占比变化曲线如图 12 所示。在凹槽范围内, z 方向分量 E_z 始终占到主导地位, y 方向分量 E_y 的占比最低,结合图 10 不难发现三者的变化与流场涡结构演变之间的关系:在位于上游的截面 1 和截面 2,间隙脱落涡刚刚生成并离开上游肋条,尚未在流动中破碎,因此涡管结构较完整(在图 10 中用黑色框线标出),同时凹槽上游部分所受回流的影响很弱,脱落涡的作用占据主导地位, E_z 比 E_x 和 E_y 都要高出 10% 以上。在凹槽流场中游,凹槽中回流作用更加显著,脱落涡与回流之间存在掺混作用,这一阶段曲线出现明显的波动;接近脱落涡中心处, E_z 占比明显升高, E_x 占比相应降低,

在旋涡的边缘部分, E_x 上升而 E_z 下降。在接近凹槽下游壁面的截面 7,旋涡撞击下游壁面而破碎,此时 E_z 明显下降, E_y 则迅速升高至与其他两个分量相近。凹槽深度的增加引起了各分量占比上的变化:在 Case 1 中($d=1.0\text{mm}$), E_z 平均占到 40%,而在 Case 2 中($d=1.5\text{mm}$), E_z 平均占比升高到 49%;在截面 7 附近旋涡撞击下游壁面时,Case 1 中 E_y 占比仅增加了 9%,而 Case 2 中 E_y 占比升高了 24%。结合涡量拟能的变化规律和流场中的涡结构可以发现, E_z 在流场中的高占比与流场中涡管大致沿 z 向伸展的特征相对应,凹槽深度增加后, E_z 占比增加,使旋涡沿 z 向结构更加稳定、旋涡在流动中更难破碎。

简化模型的泄漏流量可以在一定程度上反映不同叶顶结构对涡轮性能的影响。相比平顶流动,Case 1 的时均泄漏流量降低了 6.4%,Case 2 的时均泄漏流量则降低了 3.0%。以上数据表明,凹槽叶顶结构能够有效降低跨声速涡轮叶顶的泄漏流量。结合前文的分析可以发现,非定常性较强、脱落涡尺寸较大的 Case 1 泄漏流量较低,非定常性较弱、脱落涡尺寸较小的 Case 2 泄漏流量高于 Case 1 但低于平顶,说明以间隙脱落涡为代表的叶顶间隙非定常流动特征直接影响叶顶泄漏流量,进而对涡轮的整体性能造成影响。

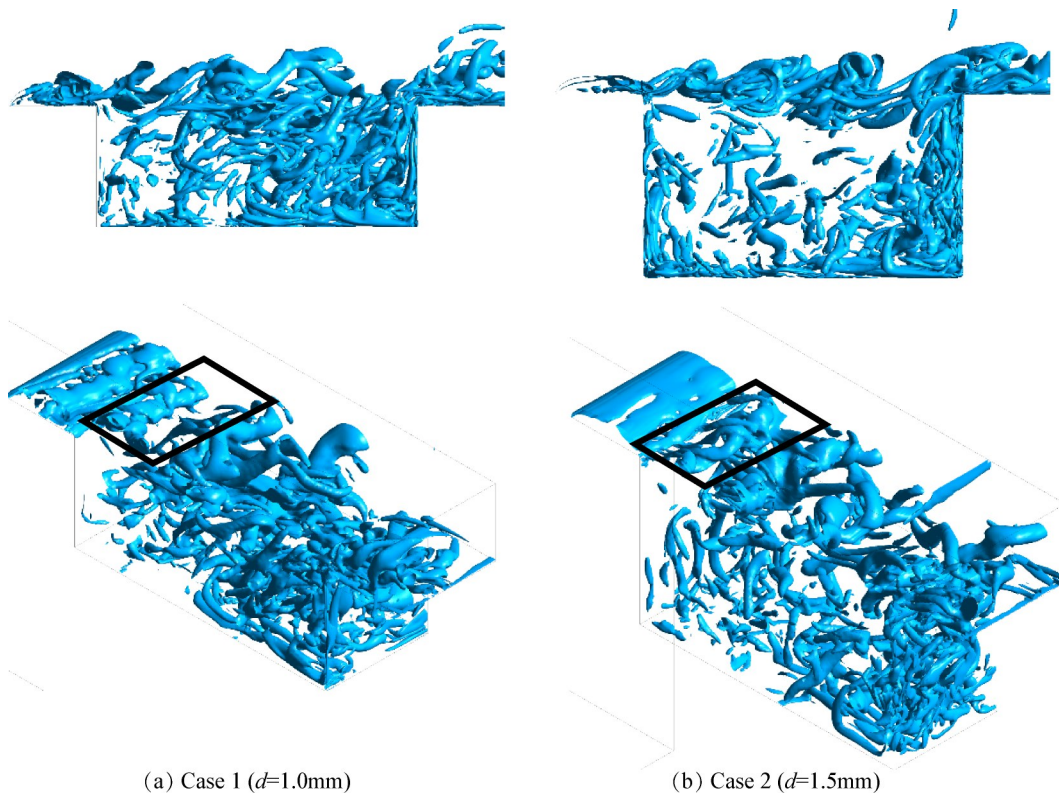


Fig. 10 3D feature in cavity flow ($Q=1 \times 10^{12}$)

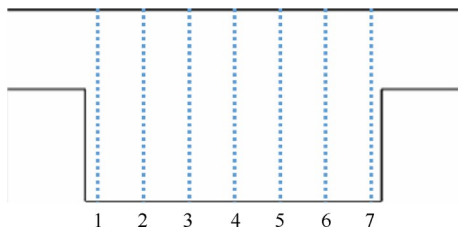
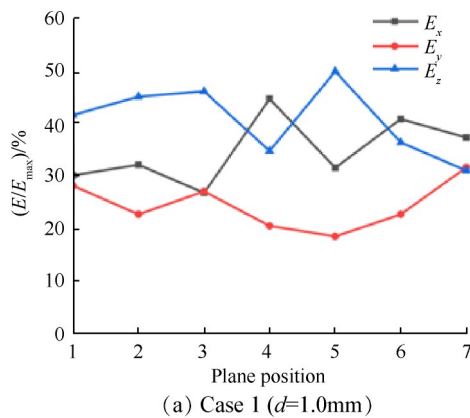
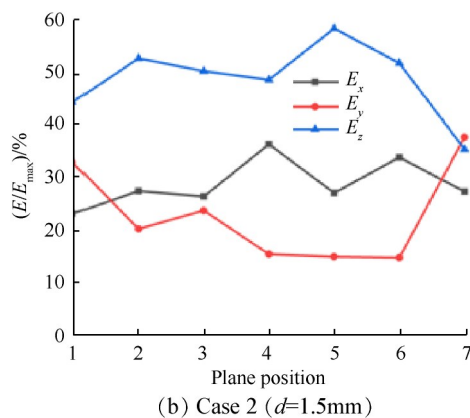


Fig. 11 Plane distribution

(a) Case 1 ($d=1.0\text{mm}$)(b) Case 2 ($d=1.5\text{mm}$)Fig. 12 Streamwise development of the integrated enstrophy in the y - z plane

4 结论

本文基于跨声速高压涡轮凹槽叶顶间隙的几何特征,建立了简化的叶顶间隙数值模型,并采用LES对其进行了流场模拟,得到以下结论:

(1)所采用的叶顶间隙泄漏简化模型可有效应用于对跨声速高压涡轮叶顶流场的精细数值模拟研究中。在涡轮平顶方案泄漏流动结果中发现,间隙内存在明显的激波反射及激波-边界层相互作用特征,且流场结构随时间的变化具有一定的稳定性。

(2)当超声速泄漏流动流经凹槽叶顶时,流场结构和流动的特征与平顶方案发生较大的改变,凹槽入口处形成激波,同时凹槽前分离泡发生周期性膨胀并产生间隙脱落涡,脱落涡与激波相互作用使得

凹槽内的激波呈现明显的非定常性。随着凹槽深度从1.0mm增加至1.5mm,间隙脱落涡的尺寸明显减小,其产生周期缩短20%。

(3)在跨声速凹槽叶顶间隙流动中,涡量拟能 E 的展向分量 E_z 在各分量中占据主导地位,同时间隙脱落涡的涡管呈现沿展向延伸的特征;将凹槽深度从1.0mm增加至1.5mm后, E_z/E 从40%升高至49%,间隙脱落涡的扩张和破碎过程受到抑制。与此同时,回流区和间隙脱落涡之间的掺混作用被削弱,泄漏流动的非定常性明显降低。

在下一阶段研究中,将尝试把真实涡轮叶顶与简化模型结合,对叶顶的流动和传热问题进行深入的分析。

致谢:感谢国家自然科学基金、国家科技重大专项的资助。

参考文献

- [1] Booth T C, Dodge P R, Hepworth H K. Rotor-Tip Leakage, Part I: Basic Methodology[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 1982, 104(1): 154-161.
- [2] Denton J D. Loss Mechanisms in Turbomachines[J]. *Journal of Turbomachinery*, 1993, 115(4): 621-656.
- [3] Zhou Z, Chen S, Wang S. Aerodynamic Optimisation of a Winglet-Cavity Tip in a High-Pressure Axial Turbine Cascade[J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 2018, 232(4): 649-663.
- [4] 钟兢军, 魏曼. 压力面小翼对涡轮叶栅不同冲角下流场影响的实验研究[J]. *推进技术*, 2016, 37(5): 892-899. (ZHONG Jing-jun, WEI Man. Experimental Investigation of Different Pressure-Side Winglets on Tip Clearance Flow in a Turbine Cascade with Different Incidences[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(5): 892-899.)
- [5] 崔涛, 汪帅, 张伟, 等. 开口双肋凹槽式涡轮叶顶间隙流动数值研究[J]. *推进技术*, 2017, 38(4): 815-827. (CUI Tao, WANG Shuai, ZHANG Wei, et al. Numerical Investigation of Opening Double Squealer Groove Turbine Tip Clearance Flow Character[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2017, 38(4): 815-827.)
- [6] Tallman J A. A Computational Study of Tip Desensitization in Axial Flow Turbines, Part 2: Turbine Rotor Simulations with Modified Tip Shapes[R]. *ASME GT 2004-53919*.
- [7] Bindon J P, Morphis G. The Development of Axial Turbine Leakage Loss for Two Profiled Tip Geometries Using Linear Cascade Data[J]. *Journal of Turbomachinery*,

- 1992, 114(1): 198-203.
- [8] Zhang Q, O' Dowd D O, He L, et al. Overtip Shock Wave Structure and Its Impact on Turbine Blade Tip Heat Transfer[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2011, 133(4).
- [9] Zhou C, Hodson H. Squealer Geometry Effects on Aero-thermal Performance of Tip-Leakage Flow of Cavity Tips [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2012, 28(3): 556-567.
- [10] Wheeler A P S, Saleh H. Effect of Cooling Injection on Transonic Tip Flows[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2013, 29(6): 1374-1381.
- [11] Wheeler A P S, Atkins N R, He L. Turbine Blade Tip Heat Transfer in Low Speed and High Speed Flows[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2011, 133(4).
- [12] Gao Y, Liu Y, Lu L. Investigation of Turbulence Characteristics in a Tip Leakage Flow Model Using Large-Eddy Simulation[R]. *ASME GT* 2019-90844.
- [13] Rizzetta D P, Visbal M R. Large-Eddy Simulation of Supersonic Cavity Flowfields Including Flow Control [J]. *AIAA Journal*, 2003, 41(8): 1452-1462.
- [14] Li W, Liu H. Large-Eddy Simulation of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Control Using a Backward Facing Step [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, 84: 1011-1019.
- [15] Hu S T, Zhou C, Xia Z H, et al. Large Eddy Simulation and CDNS Investigation of T106C Low-Pressure Turbine [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2018, 140(1).
- [16] Papadogiannis D, Duchaine F, Sicot F. Large Eddy Simulation of a High Pressure Turbine Stage: Effects of Sub-Grid Scale Modeling and Mesh Resolution [R]. *ASME GT* 2014-25876.
- [17] Oliver T A, Bogard D G, Moser R D. Large Eddy Simulation of Compressible, Shaped-Hole Film Cooling [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, 140(6): 498-517.
- [18] 范芳苏, 王春华, 冯红科, 等. 浅槽孔气膜冷却的大涡模拟研究[J]. *推进技术*, 2020, 41(4): 830-839. (FAN Fang-su, WANG Chun-hua, FENG Hong-ke, et al. Large Eddy Simulation of Film Cooling from a Shallow Trench-Hole [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(4): 830-839.)
- [19] Wheeler A P S, Sandberg R D. Numerical Investigation of the Flow over a Model Transonic Turbine Blade Tip [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 803: 119-143.
- [20] 马广甫, 谢文忠, 林宇, 等. 二元超声速进气道扩张段内伪激波特性[J]. *航空动力学报*, 2017, 32(8): 1950-1961.
- [21] Matsuo K, Miyazato Y, Kim H D. Shock Train and Pseudo Shock Phenomena in Internal Gas Flows[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 1999, 35(1): 33-100.
- [22] Ellzey J L, Henneke M R, Picone J M, et al. The Interaction of a Shock with a Vortex: Shock Distortion and the Production of Acoustic Waves [J]. *Physics of Fluids*, 1995, 7(1): 172-184.
- [23] 许常悦. 圆柱可压缩绕流及其流动控制的大涡模拟研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2009.
- [24] Hu W, Hickel S, van Oudheusden B. Influence of Upstream Disturbances on the Primary and Secondary Instabilities in a Supersonic Separated Flow over a Backward-Facing Step[J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32(5).

(编辑:朱立影)