

文章编号: 1000-8055(2024)10-20220827-10

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20220827

高马赫数低雷诺数的涡轮叶栅试验

段文华, 陈伟杰, 赵鑫雨, 乔渭阳
(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710129)

摘 要: 以高速低压涡轮叶型为研究对象, 在高马赫数低雷诺数条件下, 对叶栅损失进行了平面叶栅试验研究和数值模拟研究。试验研究了等熵出口马赫数范围 0.66~1.23, 雷诺数范围 $1.1 \times 10^5 \sim 9.0 \times 10^5$ 条件下平面叶栅损失特性, 并对典型工况下的流场进行了数值模拟。重点分析了高亚声速条件下雷诺数对叶栅性能的影响及跨声速条件下不同雷诺数条件下激波对边界层流动的影响。结果表明: 在高亚声速条件下, 随着雷诺数的降低, 吸力面从无分离逐步发展为闭式分离泡, 最终开式分离; 层流分离的起始位置受等熵出口马赫数影响不大, 出口马赫数影响分离边界层的转换和再附。跨声速条件下叶片吸力面将会发生激波层流边界层干涉, 干涉后的边界层流动取决于雷诺数大小和激波的强度。数值模拟的结果与试验结果一致性良好, 但在极低雷诺数条件下对压力系数的预测存在数值上的差异。

关 键 词: 高马赫数; 低雷诺数; 低压涡轮; 平面叶栅试验; 边界层; 激波
中图分类号: V231.3 **文献标志码:** A

Experiment of turbine cascade under high Mach number and low Reynolds number conditions

DUAN Wenhua, CHEN Weijie, ZHAO Xinyu, QIAO Weiyang

(School of Power and Energy, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710129, China)

Abstract: A high speed low pressure turbine cascade was experimentally and numerically studied under high Mach number and low Reynolds number conditions. The loss characteristics of cascade under isentropic outlet Mach number range of 0.66—1.23 and Reynolds number range of $1.1 \times 10^5 \sim 9.0 \times 10^5$ were studied experimentally, and the flow field under typical conditions was simulated. The influence of Reynolds number on cascade performance under high subsonic speed conditions and the influence of shock wave on boundary layer flow under different Reynolds number conditions were mainly analyzed. The results showed that when the Reynolds number decreased under high subsonic speed conditions, the suction side boundary layer developed from no separation to a closed separation bubble, and finally to an open separation. In the absence of shock wave, the starting position of laminar separation was not greatly affected by isentropic outlet Mach number, which mainly affected the transition and reattachment position of the separation boundary layer. Shock laminar boundary layer interactions occurred on the suction surface of the blade under transonic conditions. The development of the boundary layer after interaction relied on the Reynold number and the strength of shock. The numerical results were in good agreement with the experimental results, but there were differences in the prediction of the pressure coefficient at very low Reynolds numbers.

收稿日期: 2022-10-31

基金项目: 国家民机预研项目(MJ-2017-D-32); 国家重大科技专项(2017-II-0008-0022); 国家自然科学基金青年项目(52106056)

作者简介: 段文华(1991—), 男, 博士生, 主要从事叶轮机械气动热力学研究。

引用格式: 段文华, 陈伟杰, 赵鑫雨, 等. 高马赫数低雷诺数的涡轮叶栅试验[J]. 航空动力学报, 2024, 39(10): 20220827. DUAN Wenhua, CHEN Weijie, ZHAO Xinyu, et al. Experiment of turbine cascade under high Mach number and low Reynolds number conditions[J]. Journal of Aerospace Power, 2024, 39(10): 20220827.

Keywords: high Mach number; low Reynolds number; low pressure turbine;
planar cascade experiment; boundary layer; shock

在现代民用航空工业中,采用了大涵道比涡扇发动机的喷气式飞机是行业骄子。对于大涵道比涡扇发动机而言,风扇提供了超过 80% 的推力^[1]。作为风扇驱动力来源的低压涡轮,其性能是影响整个航空发动机效率和经济效益的重要因素。相关研究表明,低压涡轮的效率提升 1% 可以使得发动机的燃油消耗降低 0.5%~1.0%^[2]。然而,随着发动机风扇直径的不断增大,低压涡轮和风扇之间转速匹配的问题愈发严重。齿轮传动风扇(GTF)发动机作为解决风扇和低压涡轮转速匹配问题的一种有效方案,已经成功获得了商业应用。高速低压涡轮作为其核心部件之一,其设计技术是该方案的关键技术之一^[3]。高转速带来的直接影响是低压涡轮工作的马赫数相比传统低压涡轮更高。传统低压涡轮的工作马赫数通常为 0.4~0.7^[1],而 GTF 的高速低压涡轮甚至可以工作在跨声速条件^[3]。兼具高马赫数和低雷诺数的工作环境是高速低压涡轮最重要的气动特点^[3]。

在过去的几十年中,众多学者对低压涡轮的低雷诺数问题已经进行了广泛而深入的研究。叶片吸力面的边界层在前大部分的弦长范围保持层流状态,在叶片后部的扩压区受逆压梯度的影响,极大概率会发生分离。分离的边界层可能发展成为“长型”或“短型”的闭式分离泡,在某些环境中甚至发生开式分离。Hatman 和 Wang^[4-7]首先对分离泡的转捩发生机理进行了广泛而深入的研究。分离泡尺寸随着雷诺数的降低而逐步增大,在极低的雷诺数条件下,分离的边界层不再再附到叶片表面,形成开式分离。后续的研究者通过大量的试验研究了周期性尾迹来流^[8-11]、来流湍流度^[12-14]等因素对于低压涡轮低雷诺数问题的影响。研究发现,上游尾迹的周期性扫掠可以影响边界层的发展,从而抑制层流分离泡的大小,其抑制效果与尾迹的通过频率相关。得益于计算流体力学(CFD)技术的不断发展,研究者们也针对低压涡轮低雷诺数问题进行了大量的数值模拟研究,深入地分析了边界层分离转捩的物理机制^[15-18]。

然而,上述这些试验或数值模拟研究大都是在低速的条件下进行的(出口马赫数通常不大于 0.3),对于高速状态下的低雷诺数现象鲜有研究。遑论对于适用于 GTF 发动机的高速低压涡轮,其

工作马赫数可达跨声速,在如此高速下的低雷诺数现象目前鲜见报道。一方面,高马赫数低雷诺数工况下的平面叶栅试验成本较高,且需要能实现马赫数和密度在宽工况范围内独立调节的变密度风洞;另一方面,目前普遍采用的 CFD 数值模拟方法缺少高马赫数低雷诺数工况下的可靠性验证。本文以某型 GTF 发动机高速低压涡轮末级叶型为研究对象,对该叶型在高马赫数工况下的平面叶栅气动性能进行了试验研究。试验涉及雷诺数及出口马赫数变化对叶栅气动性能的影响,其中出口马赫数变化涉及到了跨声速低雷诺数工况。同时将试验结果与 CFD 数值模拟结果进行了对比,验证了 CFD 数值模拟在高速低雷诺数工况下的可靠性。

1 叶栅试验装置及测量方法

1.1 试验设备

本试验在中国空气动力学研究与发展中心的变密度平面叶栅风洞上进行(如图 1 所示)。它是一座下吹引射暂冲式超跨声速平面叶栅风洞,能进行亚、跨、超声速平面叶栅吹风试验。风洞由中压气源供给空气,空气经净化、干燥后进入中压储气罐,然后通过管路直供设备。风洞通过引射系统对试验舱内气流的抽吸实现试验舱压力的连续调节,从而达到在保证出口马赫数的情况下调控雷诺数的目的。由多台真空泵组成的风洞抽吸系统可实现对试验段各不同部位的附面层抽吸,以保证叶栅流动的二维性。风洞试验段出口截面尺寸为 445 mm × 190 mm,试验马赫数调节范围为 0.3~1.8,风洞试验段静压最低可达 2 kPa。风洞来流未设置湍流格栅,模拟地面高雷诺数条件



图 1 变密度平面叶栅风洞

Fig. 1 Variable density plane cascade wind tunnel

下来流湍流度小于 0.5%, 模拟高空低雷诺数状态下来流湍流度不大于 1.2%。

1.2 试验叶栅

以某型 GTF 高速低压涡轮末级静子叶型为研究对象, 根据试验台风洞出口面积对原始叶型进行了放大的处理。根据风洞出口大小, 最终叶片弦长为 81.24 mm, 轴向弦长为 68.68 mm, 栅距为 65.2 mm, 展长为 190 mm, 叶片展弦比为 2.34, 可在叶片中部获得较为良好的二维流动。试验叶片共计 8 片, 可形成 7 个完整的叶栅通道。该叶栅的具体参数如表 1 所示。

表 1 叶栅主要设计参数

Table 1 Main design parameters of the cascade

参数	数值
弦长 C/mm	81.24
轴向弦长 C_x/mm	68.68
叶片展向高度/mm	190
栅距 t/mm	65.2
栅距弦长比 t/C	0.80
叶片数	8
进口几何气流角 $\beta_1/(\circ)$	39.9
出口几何气流角 $\beta_2/(\circ)$	65.2
几何安装角 $\beta_s/(\circ)$	32.3

1.3 试验流场测量

试验叶栅进口总压通过设置在稳定段的 2 个 Honeywell(PPT)绝对压力传感器(量程为 0~350 kPa(绝对压力), 精度为 0.05%FS(full scale))和 2 个 L 型总压探针分别测得数据进行平均后获得。进口总温通过设置在稳定段的 2 个 T 型铠装热电偶探针(精度为 0.5 °C)测得的数据平均后获得。

叶栅尾迹的参数主要由五孔探针测量获得。出口测量平面位于叶栅出口下游 32.5 mm 处(47% C_x)。测量过程中五孔探针安装在位移机构上由程序控制其移动, 该位移机构的定位精度为 0.1 mm。五孔探针的测量位置选取 50% 叶高截面处以避免端壁边界层可能带来的影响, 从而获得良好的二维流动结果。五孔探针在该位置处沿栅距方向走过一个栅距的距离, 共计 21 个测点。试验件和五孔探针的安装如图 2 所示。

为了实现叶片表面静压的测量, 在叶片压力面和吸力面分别布置了 21 个和 26 个静压孔。在叶栅进口和出口的栅板表面分别设置有 1 排静压孔, 用于叶栅进出口的压力测量。静压孔沿栅距



图 2 试验件及探针安装

Fig. 2 Installation of the test cascade and the probe

方向覆盖中间的 4 个叶栅通道, 以验证叶栅流场的周期性。实际测量中受压力测量通道数限制, 叶栅进出口静压孔只测量了 3 个栅距, 但并没有影响对流场周期性可靠性的验证。其中, 五孔探针和壁面静压孔的数据采集使用电子压力扫描阀, 该扫描阀量程为 100 kPa(表压), 精度达 0.05%FS。

1.4 试验误差分析

一般来说, 试验测量结果中间接测得的非独立变量 $f(X_1, X_2, \dots, X_N)$ 的误差 δf 可以通过以下公式求得:

$$\delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} \delta X_i \right)^2} \quad (1)$$

其中 δX_i 为直接测得的变量 X_i 的误差, N 为直接测得的独立变量的个数。本试验中, δX_i 为各仪器的标定误差。

对于所有试验测量的工况点, 根据该公式求得的等熵出口马赫数预测误差小于 0.002, 总压损失系数预测误差小于 0.01, 叶片表面静压系数预测误差小于 0.01。

1.5 流场周期性的验证

为了保证平面叶栅试验的有效性和可靠性, 需要对试验流场的周期性进行检验。受风洞来流品质的影响和叶栅试验件安装偏差的影响, 气流参数沿栅距方向的分布可能存在一定的梯度, 从而导致叶栅流场失去周期性。理想的平面叶栅试验应该保证叶栅进口参数分布保持均匀而出口流场参数呈周期性分布。图 3 中给出了根据叶栅进口前栅板壁面测得的静压和稳压段总压计算得出的进口壁面等熵马赫数 ($Ma_{is,1}$) 沿栅距方向的分布。图 3 给出了不同雷诺数和不同等熵出口马赫数的 4 种典型工况下的等熵进口马赫数分布。从图中可以认为, 叶栅进口的流场在不同的雷诺数

和等熵出口马赫数下都保持了很好的均匀性。图 4 中给出了不同雷诺数和等熵出口马赫数的 4 种典型工况下出口等熵马赫数($Ma_{is,2}$)沿栅距方向的分布。由图可知,在不同的雷诺数和等熵出口马赫数工况下,叶栅出口流场都表现出了良好的周期性。由此可以认为本次平面叶栅试验的流场周期性较好,试验结果可靠。

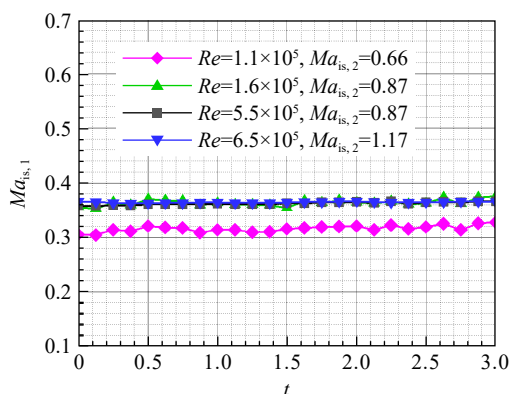


图 3 等熵进口马赫数分布

Fig. 3 Isentropic inlet Mach number distribution

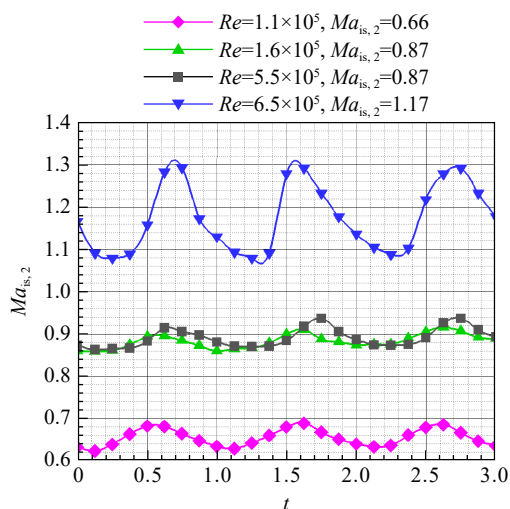


图 4 等熵出口马赫数分布

Fig. 4 Isentropic outlet Mach number distribution

1.6 数值模拟方法

由于本次试验仅对叶栅进出口参数和叶片表面静压进行了测量,测得的数据有限,本文选取几个典型工况,采用雷诺平均方程组(RANS)的数值方法对平面叶栅流场进行了模拟。一方面验证数值模拟方法在高速低雷诺数工况下的可靠性;另一方面为高速低雷诺数工况下,尤其是跨声速存在激波工况下叶栅流动的细节提供更深入的认识。

本文的数值模拟计算采用的是商用 CFX 软

件,求解定常黏性 RANS。为了捕捉低雷诺数下边界层的分离转捩现象,湍流模型采用耦合 Langtry-Menter 转捩模型的 Menter's shear stress transport (SST) 两方程模型^[19-20]。该模型可以较好地模拟逆压力梯度下边界层的转捩。

计算域进口距离叶栅前缘为 1 倍轴向弦长,出口边界距离叶栅尾缘为 2.5 倍轴向弦长。为了节省计算资源,计算域展向高度为 20% 弦长,该计算域高度足以捕捉到三维涡结构的发展^[21-23],在展向和栅距方向皆采用周期性边界条件。

计算网格采用 H-O-H 多块拓扑结构化网格。对于所有的计算工况,为了捕捉边界层的流动,近壁面第 1 层网格 $Y^+ < 1$,边界层内网格延展比小于 1.1。对于跨声速工况,对激波区域的网格进行局部加密,经网格无关性验证,最终网格总数约为 650 万。

对于所有计算工况,进口给定总温总压,出口给定静压,叶片表面为绝热无滑移固壁。所有计算边界条件皆由试验测得数据给出。

2 试验结果

2.1 高亚声速下雷诺数对叶栅气动性能的影响

雷诺数作为影响低压涡轮性能的重要参数,是影响低压涡轮叶型损失的关键因素之一。为了研究出口雷诺数对高速低压涡轮叶型附面层损失的影响,进行了设计出口马赫数($Ma_2=0.87$)状态下,不同出口雷诺数的平面叶栅试验。试验共选取由低到高 5 个不同的雷诺数,雷诺数范围覆盖地面启动到高空巡航状态。

图 5 中给出了在相同等熵出口马赫数($Ma_{is,2}=0.87$)下,叶型总压损失系数随出口雷诺数变化的试验结果曲线,其中总压损失系数定义如下:

$$\xi_{\text{total}} = \frac{p_{\text{total,in}} - p_{\text{total,out}}}{p_{\text{total,in}} - p_{\text{out}}} \quad (2)$$

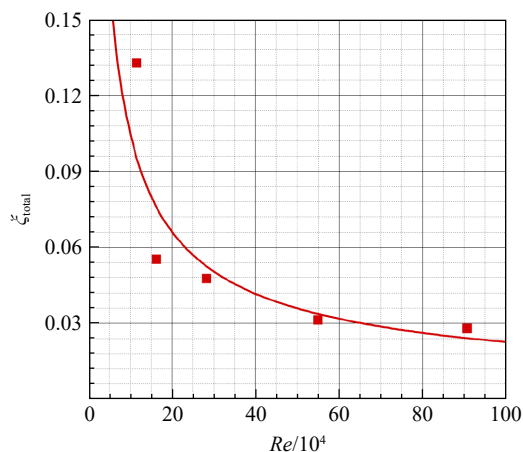
其中 $p_{\text{total,in}}$ 、 $p_{\text{total,out}}$ 为叶栅进、出口平均总压, p_{out} 为叶栅出口平均静压。

出口雷诺数定义如下:

$$Re = \frac{\rho v C_x}{\mu} \quad (3)$$

其中 ρ 、 v 、 μ 分别为出口测量截面处的密度、速度和动力黏度。

通过图 5 可以看出,随着雷诺数的降低,总压损失系数不断增加,而且在雷诺数较低时,总压损失系数随雷诺数的变化的幅度较大,而在高雷

图 5 叶型总压损失随雷诺数的变化 ($Ma_{is,2}=0.87$)Fig. 5 Total pressure loss of cascade with different Reynolds number ($Ma_{is,2}=0.87$)

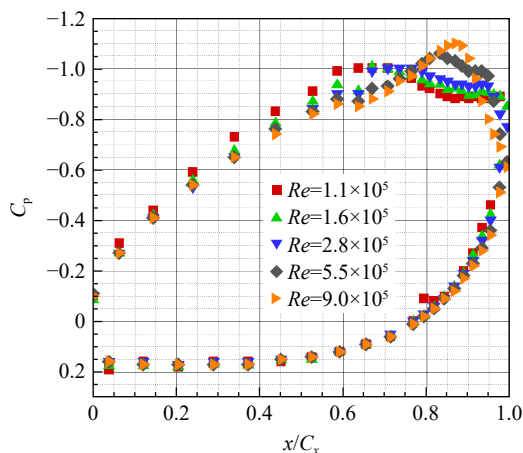
雷诺数下,变化比较缓慢。其中,当出口雷诺数小于 2.0×10^5 时,叶型损失随着雷诺数的降低出现剧增,气动性能急剧降低;而当出口雷诺数大于 5.0×10^5 后,叶型损失随雷诺数的变化基本不大。可见,低雷诺数工况下带来的叶型损失,仍将是影响高速低压涡轮叶片性能的重要因素。

图 6 中给出了相同等熵出口马赫数 ($Ma_{is,2}=0.87$) 时,不同雷诺数工况下叶片表面的压力系数分布情况。其中压力系数的定义为

$$C_p = \frac{p - p_{in}}{p_{total,in} - p_{out}} \quad (4)$$

其中 p 为叶片表面当地静压, p_{in} 为叶栅进口平均静压。

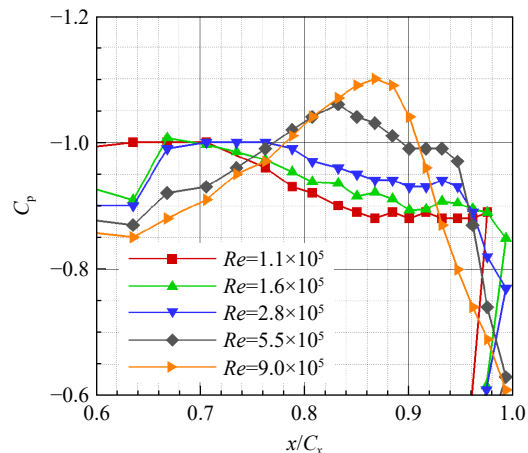
从图 6 中可以发现,当出口马赫数相同时,在不同雷诺数下,叶片表面的压力系数分布在叶片

图 6 叶片表面压力系数随雷诺数的变化 ($Ma_{is,2}=0.87$)Fig. 6 Pressure coefficient around the blade with different Reynolds numbers ($Ma_{is,2}=0.87$)

的整个压力面是基本保持一致的。这是由于气流在叶片压力面为持续的加速流动过程,雷诺数对于边界层的发展影响较小。而对于叶片吸力面,压力系数在前部是基本保持一致的,主要的区别在于吸力面后部扩压区。这是由于在逆压梯度的条件下,不同雷诺数工况下,叶片吸力面尾缘处边界层的流动表现出了不同的流动特征。

图 7 中给出了叶片吸力面尾缘处压力系数在不同雷诺数工况下的分布情况。从图中可以清晰地看出不同雷诺数下叶片吸力面尾缘处压力系数的差异。在 $Re=1.1 \times 10^5$ 工况下,叶片后部一直维持至尾缘的压力系数平台暗示了该工况下叶片吸力面后部出现了边界层开式分离的现象,分离起始位置也是所有工况之中最为靠前的。在 $Re=1.6 \times 10^5$ 工况下,边界层分离位置稍向后移动,并且压力系数平台在到达叶片尾缘之前出现了转折,说明此时分离的边界层开始发生层流向湍流的转捩,但从后续的发展来看,分离的边界层并未能实现充分的再附。在 $Re=2.8 \times 10^5$ 工况下,边界层分离位置进一步后移,压力系数平台长度大幅减小,并在尾缘前实现了充分的再附,形成了典型的闭式分离泡结构。在 $Re=5.5 \times 10^5$ 工况下,在叶片后部仍然可以观察到典型的闭式分离泡结构。相比之下,该分离泡位置更为靠后,长度更短。而在 $Re=9.0 \times 10^5$ 工况下,叶片尾缘已无法观察到任何的的压力系数平台或分离泡结构,说明此时叶片表面边界层未发生任何分离现象。

可以看出,随着雷诺数的增加,叶片后部的边界层从开式分离逐步发展为闭式分离泡结构,分离位置略微后移,分离泡长度逐渐减小,直至最

图 7 吸力面尾部压力系数随雷诺数的变化 ($Ma_{is,2}=0.87$)Fig. 7 Pressure coefficient on the rear part of suction surface with different Reynolds numbers ($Ma_{is,2}=0.87$)

终分离在叶片后部彻底消失。同时,也可以观察到,随着雷诺数的增加,叶片的载荷分布是逐渐后移的,这是由于分离泡的存在影响了其周围的压力分布^[24-25]。吸力面速度峰值位置不断后移,扩压区长度不断减小,扩压区的压力梯度不断增大。但压力梯度增大的影响明显弱于雷诺数增大对于边界层的分离转换行为的影响。相比较而言,雷诺数是影响叶片后部边界层发展的关键因素。

图 8 中给出了叶栅尾迹中的总压损失系数在不同雷诺数工况下的分布情况。其中总压损失系数定义为

$$\xi = \frac{p_{\text{total,in}} - p_{\text{total}}}{p_{\text{total,in}} - p_{\text{out}}} \quad (5)$$

其中 p_{total} 为尾迹中的当地总压。

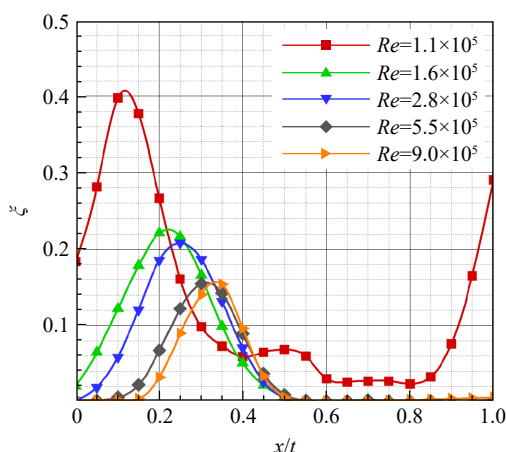


图 8 尾迹总压损失分布随雷诺数的变化 ($Ma_{\text{is},2}=0.87$)

Fig. 8 Total pressure loss coefficient in the wake with different Reynolds numbers ($Ma_{\text{is},2}=0.87$)

从图 8 中可以看出,在 $Re=1.1 \times 10^5$ 工况下,尾迹的总压损失系数的数值明显高于其他工况,尾迹宽度也明显大于其他工况,其损失峰值更是达到了其他工况的 2 倍。这是由于该雷诺数下,叶片尾缘的边界层表现为开式分离状态,分离的边界层在尾缘处脱落,形成了更大的尾迹宽度和更大的掺混损失。可以发现,随着雷诺数的增大,尾迹宽度逐渐变小,尾迹中心的损失峰值逐渐降低;当 Re 超过了 $Re=55 \times 10^4$ 以后,尾迹中心的损失峰值几乎不再变化,尾迹宽度随着雷诺数的增加稍有降低,因此在此情况下叶型损失变化不大。

2.2 低雷诺数下出口马赫数对叶栅气动性能的影响

图 9 中给出了相同出口雷诺数(约 $Re=1.6 \times 10^5$)时,不同等熵出口马赫数工况下叶片表面的压力系数分布情况。从压力系数的整体分布情况

上来看,随等熵出口马赫数的增大,叶片负荷加载位置向后移动,叶片尾部扩压区长度减小,扩压区逆压力梯度增大。在 $Ma_{\text{is},2}=0.66$ 工况下,其扩压区逆压力梯度较小,在约 90% 轴向弦长处开始分离并形成了一个尺寸较小的闭式分离泡。在 $Ma_{\text{is},2}=0.87$ 工况下,叶片吸力面尾部的分离起始位置相对 $Ma_{\text{is},2}=0.66$ 时稍有提前但变化不大,分离的边界层在到达尾缘前发生了由层流向湍流的转换,但是未能实现完全的再附流动。在 $Ma_{\text{is},2}=1.23$ 工况下,叶片通道内出现了激波。激波带来的强逆压梯度引起了边界层的分离,并且在该低雷诺数的情况下激波边界层的干涉结构较为复杂,激波位置后有限的几个静压孔无法很好地捕捉到详细的流动结构。

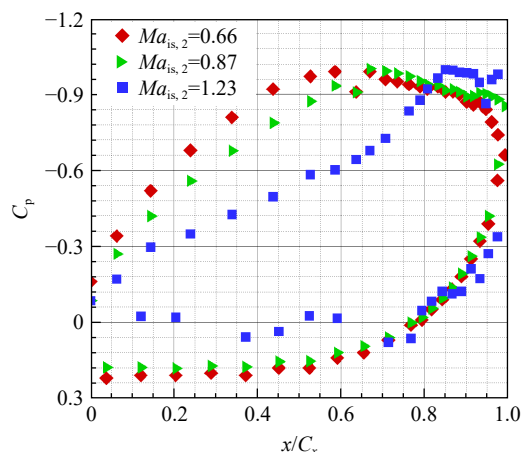


图 9 叶片表面压力系数随等熵出口马赫数的变化 ($Re=1.6 \times 10^5$)

Fig. 9 Pressure coefficient around the blade with different isentropic Mach numbers ($Re=1.6 \times 10^5$)

图 10 中给出了相同出口雷诺数(约 $Re=1.6 \times 10^5$)时,不同等熵出口马赫数工况下叶片尾迹内总压系数分布情况。可以发现,随着等熵出口马赫数的增加,尾迹中心的总压损失峰值是不断增加的。而尾迹宽度随着等熵出口马赫数的增加而减小,这是由于等熵出口马赫数的提高使得叶片表面边界层变薄,尾迹厚度与尾缘处的边界层厚度是直接相关的。值得注意的是,在 $Ma_{\text{is},2}=1.23$ 工况下,除了尾迹之外,出现了一个额外的高损失核心区域。该损失核心的出现,可能是因为在在此工况下叶片尾缘出现的强外伸激波造成的。

2.3 跨声速下雷诺数对叶栅气动性能的影响

图 11 中给出了在跨声速流动下,高低不同两个雷诺数下叶片吸力面的压力系数分布情况。需

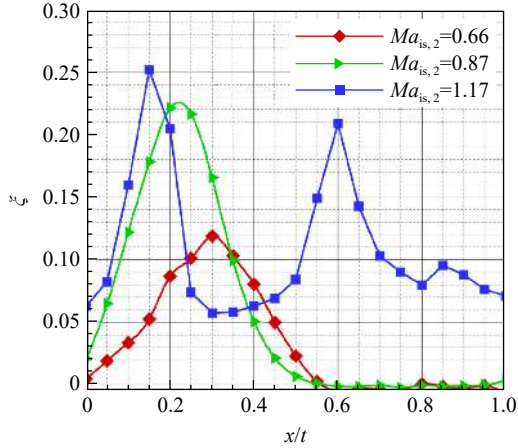


图 10 尾迹总压损失分布随等熵出口马赫数的变化
($Re=1.6 \times 10^5$)

Fig. 10 Total pressure loss coefficient in the wake for different isentropic Mach numbers ($Re=1.6 \times 10^5$)

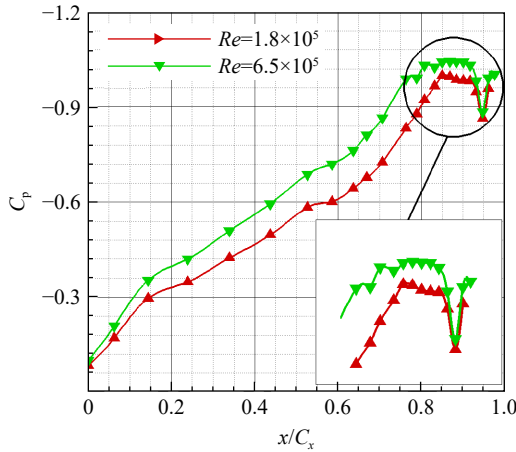


图 11 跨声速流动下叶片吸力面压力系数随雷诺数的变化
Fig. 11 Pressure coefficient on the blade suction surface with different Reynolds numbers under transonic flow

要说明的是, 试验时高低两个雷诺数下试验点的等熵出口马赫数未能保持一致, 低雷诺数时为 1.23, 高雷诺数时为 1.15。在 $Re=6.5 \times 10^5$ 工况下, 压力在到达速度峰值的位置前出现了阶梯状波动下降的情况, 这可能是由于激波层流边界干涉导致的^[26], 而在速度峰值之后出现的压力骤升, 则表明该处有激波存在, 激波后的测压孔数量有限, 不足以揭示其后的流动结构。在 $Re=1.8 \times 10^5$ 工况, 压力系数在叶片后部的表现有所不同。速度峰值后的压力系数先是有 1 个小的升高, 接着出现了 1 个小的平台, 这可能是由于该处的激波导致的。在 1 个小的压力系数平台后出现了压力的骤升, 这是激波出现的表现。激波后的流动由于缺乏足够的测量点而无法得出更多有效的信息。

图 12 中给出了跨声速时, 高低不同两个雷诺数下叶片尾迹内总压损失系数分布的情况。可以发现, 相比低雷诺数状态下, 高雷诺数的尾迹宽度更大, 尾迹中心的损失峰值也略大。但是, 高雷诺数下除尾迹核心区的损失峰值外另一个由尾缘外伸激波引起的损失峰值明显小于低雷诺数工况。总体而言, 高雷诺数状态下叶栅出口的总压损失相比低雷诺数状态降低约 6%。

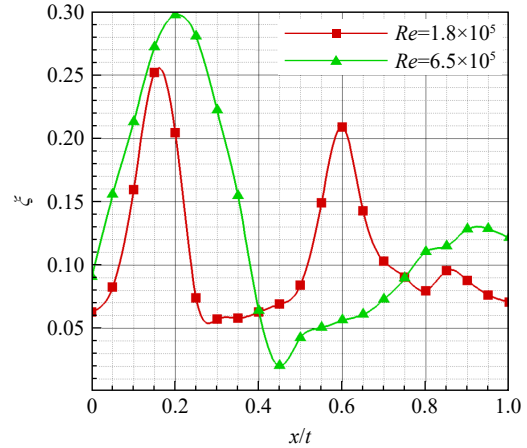


图 12 叶片尾迹总压损失系数随雷诺数的变化

Fig. 12 Total pressure loss coefficient in the wake with different Reynolds numbers (transonic)

由于试验时未能具备采用纹影仪对激波结构进行图像捕捉的条件, 仅凭叶片表面静压的测量仅能对流动的细节进行上述的简单推测。为了进一步明确在跨声速工况下叶栅通道内的流动细节, 接下来将在数值模拟的结果中对跨声速工况下的激波结构及其与叶片吸力面边界层的干涉结果进行分析, 验证上述猜想。

3 数值模拟结果

3.1 高亚声速下的数值模拟结果

图 13 中给出了等熵出口马赫数为 0.87 时, 从高空到地面 3 个典型雷诺数条件下 (5.5×10^5 , 1.6×10^5 , 1.1×10^5) 叶片表面压力系数分布的数值模拟结果与试验结果的对比。在高雷诺数工况下 (5.5×10^5) 数值模拟结果与试验结果吻合较好, 成功地预测了叶片尾部的“短型”闭式分离泡结构, 对于分离位置及再附的位置预测也与试验结果吻合较好。对于尾缘开始出现开式分离形态的低雷诺数工况 (1.6×10^5), 数值模拟的结果也表现不错, 对于分离位置和叶片尾缘处压力系数的恢复起始也给出了与试验结果较为吻合的预测。只是其在

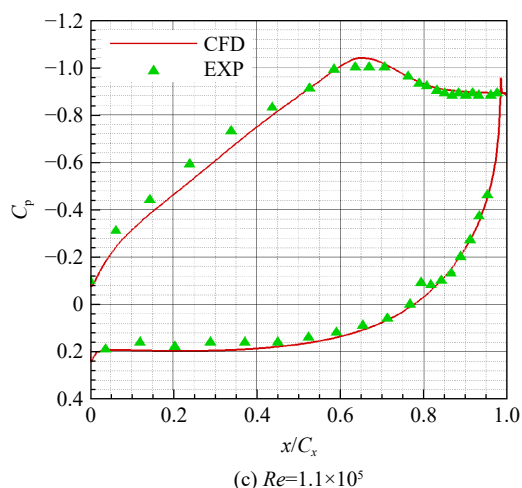
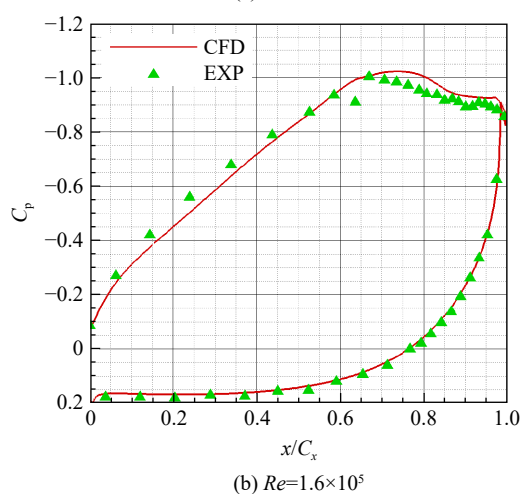
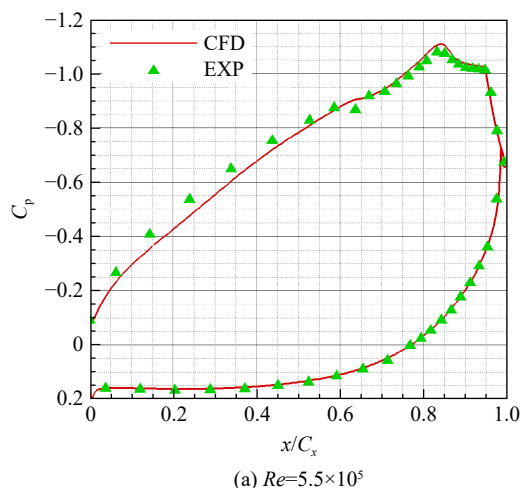


图 13 压力系数的数值模拟结果与试验结果对比
($Ma_{is,2}=0.87$)

Fig. 13 Comparison of numerical and experimental results of pressure coefficient ($Ma_{is,2}=0.87$)

叶片吸力面扩压区压力系数数值的预测上出现了一些偏差,这可能是由于计算设置的进出口边界条件与试验的实际值还是存在些许的差异。对于极低雷诺数(1.1×10^5)的工况,数值模拟结果与试验结果的对比结果也是令人满意的。这表明在最

低雷诺数的情况下数值模拟仍然很好地预测了流动的基本结构。因此可以认为 RANS 方法在该工况下仍是可靠的,未来可以借助 RANS 方法进一步开展更多的数值模拟研究工作。

3.2 跨声速下的数值模拟结果

图 14 中给出了跨声速状态下,数值模拟的叶片表面压力系数在高雷诺数状态下与试验结果的对比。在高雷诺数状态下,数值模拟的结果与试验结果吻合较好。数值结果很好地模拟出了速度峰值位置之前的压力波动下降的特征,并且对激波后的压力分布给出了预测,表现为一个小的压力平台。结合图 15 给出的马赫数分布云图和图 16 中给出的密度梯度分布云图可以验证之前对于试验结果的推测是正确的。叶片吸力面速度峰值之前出现的压力阶梯状波动是由数道弱激波或压缩波造成。该弱激波来源于叶片尾缘激波的

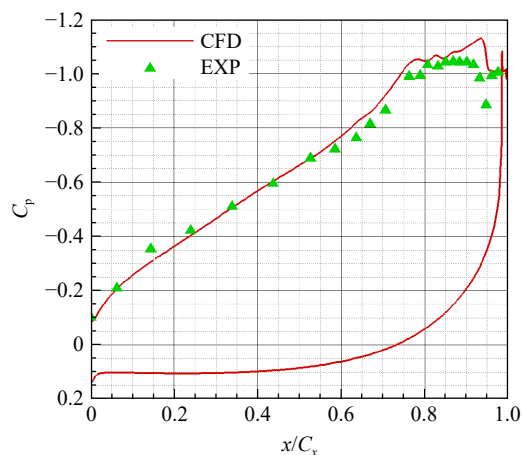


图 14 压力系数的数值模拟结果与试验结果对比
($Ma_{is,2}=1.15, Re=6.5 \times 10^5$)

Fig. 14 Comparison of numerical and experimental results of pressure coefficient ($Ma_{is,2}=1.15, Re=6.5 \times 10^5$)

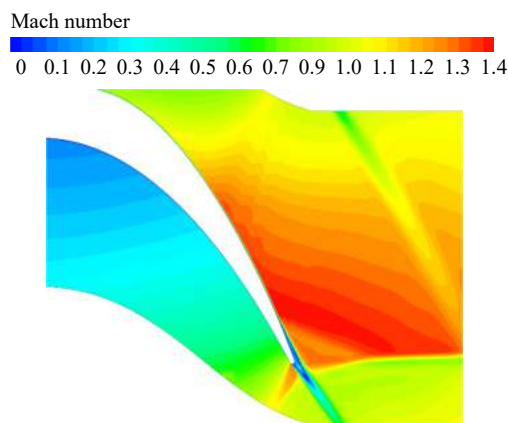
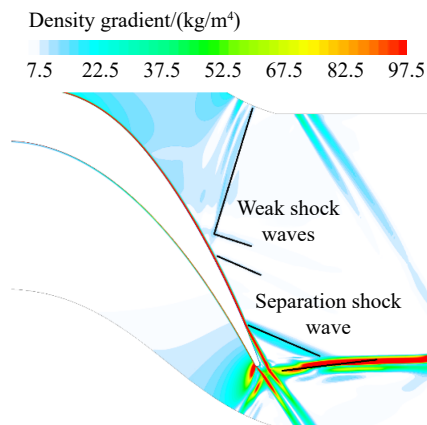


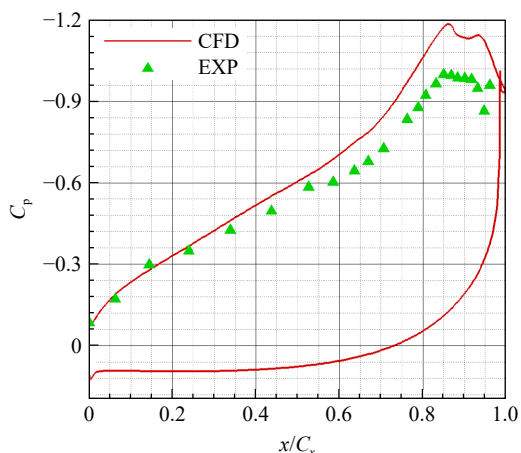
图 15 马赫数分布云图($Ma_{is,2}=1.15, Re=6.5 \times 10^5$)

Fig. 15 Contour of Mach number ($Ma_{is,2}=1.15, Re=6.5 \times 10^5$)

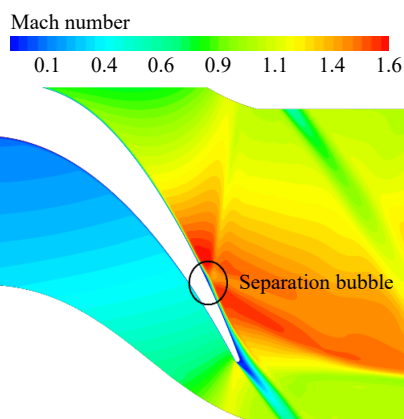
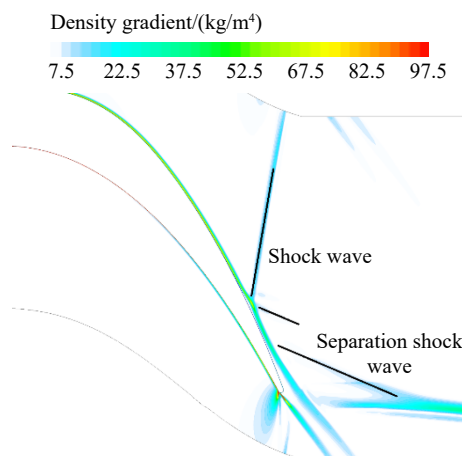
图 16 密度梯度云图($Ma_{is,2}=1.15$, $Re=6.5 \times 10^5$)Fig. 16 Contour of density gradient ($Ma_{is,2}=1.15$, $Re=6.5 \times 10^5$)

内伸激波, 由于强度较弱, 未造成边界层的分离流动。而尾缘处压力的骤升则是由于边界层分离造成的分离激波引起的。该激波强度较强, 激波后的边界层保持分离状态, 因而压力系数表现为平台状结构。与较低马赫数相近雷诺数状态时的叶片吸力面流动结构相比($Ma_{is,2}=0.87$, $Re=5.5 \times 10^5$), 弱激波的存在使得层流边界层的分离向下游推迟, 闭式短分离泡结构被尾缘处的开式分离泡所取代, 使得流动损失严重增加。

图 17 中给出了跨声速状态下, 数值模拟的叶片表面压力系数在低雷诺数状态下与试验结果的对比。可以发现, 数值模拟预测了更大的气流加速过程, 但压力系数分布的形态与试验结果吻合较好, 说明数值模拟结果对于流动特征的捕捉基本准确, 可以有助于分析详细的流场结构。图 18 的马赫数分布云图和图 19 的密度梯度分布云图

图 17 压力系数的数值模拟结果与试验结果对比
($Ma_{is,2}=1.23$, $Re=1.8 \times 10^5$)Fig. 17 Comparison of numerical and experimental results of pressure coefficient ($Ma_{is,2}=1.23$, $Re=1.8 \times 10^5$)

也验证了之前关于叶片吸力面速度峰值之后出现分离泡的推测。由于该低雷诺数下的等熵出口马赫数($Ma_{is,2}=1.23$)是要大于高雷诺数下的等熵出口马赫数($Ma_{is,2}=1.15$)的, 尾缘的内伸激波强度较大, 使得层流边界层在激波的作用下形成了一个尺寸的小的闭式分离泡。分析该分离泡后的边界层后发现, 分离泡后边界层仍为层流状态, 激波未能促发边界层转捩。分离泡下游边界层再次发生分离并形成了一道较弱的分离激波。

图 18 马赫数分布云图($Ma_{is,2}=1.23$, $Re=1.8 \times 10^5$)Fig. 18 Contour of Mach number ($Ma_{is,2}=1.23$, $Re=1.8 \times 10^5$)图 19 密度梯度云图($Ma_{is,2}=1.23$, $Re=1.8 \times 10^5$)Fig. 19 Contour of density gradient ($Ma_{is,2}=1.23$, $Re=1.8 \times 10^5$)

4 结 论

1) 在高马赫数下, 保持出口马赫数不变, 雷诺数的改变对叶型损失有着重要的影响。随着雷诺数的减小, 损失逐渐增大, 在雷诺数小于 2.0×10^5 以后, 损失急剧增大, 这是由于叶片尾缘出现了开式分离结构。而在随着雷诺数增高, 尾缘出现闭式分离泡, 在雷诺数大于 9.0×10^5 以后, 分离

完全消失。

2) 在同一低雷诺数下,随着出口马赫数的增加,损失逐步增大。在低等熵出口马赫数(0.66)时,叶片尾缘为闭式分离泡结构;在较高等熵出口马赫数(0.87)时,尾缘表现为开式分离;在高等熵出口马赫数(1.23)时,由于激波的存在,尾缘的流动结构较为复杂。在无激波条件下,保持出口雷诺数不变,等熵出口马赫数变化对叶片尾缘的分离位置影响不大,主要影响分离后的边界层行为。

3) 跨声速条件下,尾缘内伸激波与吸力面层流边界层的干涉是影响叶栅气动性能的重要因素。当低雷诺数且激波强度较大时,将形成层流分离泡,但分离泡后的边界层仍为层流状态,将在不久后再次发生分离;当雷诺数较高且激波强度较弱时,弱激波不会引起层流边界层的分离,边界层将在更下游位置处发生分离。

4) 在高马赫数低雷诺数情况下,耦合转捩模型的 RANS 方法仍然可以在大多数情况下较好地提供可靠的数值模拟结果。但是在极低雷诺数且跨声速工况下, RANS 对叶片表面压力系数分布的预测在数值上存在一定的差异。

参考文献:

- [1] HODSON H P, HOWELL R J. The role of transition in high-lift low-pressure turbines for aeroengines[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2005, 41(6): 419-454.
- [2] WISLER D. The technical and economic relevance of understanding blade row interaction effects in turbomachinery[R]. Von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series, 1998.
- [3] MALZACHER F J, GIER J, LIPPL F. Aerodesign and testing of an aeromechanically highly loaded LP turbine[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2006, 128(4): 643-649.
- [4] HATMAN A, WANG Ting. Separated-flow transition: Part I experimental methodology and mode classification[R]. ASME Paper 1998-GT-461, 1998.
- [5] HATMAN A, WANG Ting. Separated-flow transition: Part II experimental results[R]. ASME Paper 1998-GT-462, 1998.
- [6] HATMAN A, WANG Ting. Separated-flow transition: Part III primary modes and vortex dynamics[R]. ASME Paper 1998-GT-463, 1998.
- [7] HATMAN A, WANG Ting. A prediction model for separated-flow transition[R]. ASME Paper 1998-GT-237, 1998.
- [8] VOLINO R J. Effect of unsteady wakes on boundary layer separation on a very high lift low pressure turbine airfoil[R]. ASME Paper GT2010-23573, 2010.
- [9] LIANG Yun, ZOU Zhengping, LIU Houxing, et al. Experimental investigation on the effects of wake passing frequency on boundary layer transition in high-lift low-pressure turbines[J]. *Experiments in Fluids*, 2015, 56(4): 1-13.
- [10] SINKWITZ M, WINHART B, ENGELMANN D, et al. On the periodically unsteady interaction of wakes, secondary flow development and boundary layer flow in an annular LPT cascade: Part 1 experimental investigation[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2019, 141(9): 091001.
- [11] BOLINCHES-GISBERT M, CADRECHA D, CORRAL R, et al. Numerical and experimental investigation of the Reynolds number and reduced frequency effects on low-pressure turbine airfoils[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2021, 143(2): 1-33.
- [12] FUNAZAKI K I, YAMADA K, CHIBA Y, et al. Numerical and experimental studies on separated boundary layers over ultra-high lift low-pressure turbine cascade airfoils with variable solidity: effects of free-stream turbulence[R]. ASME Paper GT2008-50718, 2008.
- [13] MICHALEK J, STRAKA P. A comparison of experimental and numerical studies performed on a low-pressure turbine blade cascade at high-speed conditions, low Reynolds numbers and various turbulence intensities[J]. *Journal of Thermal Science*, 2013, 22(5): 413-423.
- [14] VERDOYA J, DELLACASAGRANDE M, BARSİ D, et al. Identification of free-stream and boundary layer correlating events in free-stream turbulence-induced transition[J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(1): 014109.
- [15] IYER A S, ABE Y, VERMEIRE B C, et al. High-order accurate direct numerical simulation of flow over a MTU-T161 low pressure turbine blade[J]. *Computers & Fluids*, 2021, 226: 104989.
- [16] WANG X, XIAO Z. Transition-based constrained large-eddy simulation method with application to an ultrahigh-lift low-pressure turbine cascade flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022(941): A22.
- [17] MÜLLER-SCHINDEWOLFFS C, BAIER R D, SEUME J R, et al. Direct numerical simulation based analysis of RANS predictions of a low-pressure turbine cascade[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2017, 139(8): 081006.
- [18] MARTY J. Numerical investigations of separation-induced transition on high-lift low-pressure turbine using RANS and LES methods[J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 2014, 228(8): 924-952.
- [19] MENTER F R, LANGTRY R B, LIKKI S R, et al. A correlation-based transition model using local variables: Part I model formulation[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2006, 128(3): 413-422.
- [20] LANGTRY R B, MENTER F R, LIKKI S R, et al. A correlation-based transition model using local variables: Part II test cases and industrial applications[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2006, 128(3): 423-434.
- [21] MEMORY C L, CHEN J P, BONS J P. Implicit large eddy simulation of a stalled low-pressure turbine airfoil[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2016, 138(7): 071008.
- [22] MICHELASSI V, WISSINK J, RODI W. Analysis of DNS and LES of flow in a low pressure turbine cascade with incoming wakes and comparison with experiments[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2002, 69(3/4): 295-329.
- [23] ROBERTS S K, YARAS M I. Large-eddy simulation of transition in a separation bubble[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2006, 128(2): 232-238.
- [24] TANI I. Low-speed flows involving bubble separations[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 1964, 5: 70-103.
- [25] ROBERTS W B. Calculation of laminar separation bubbles and their effect on airfoil performance[J]. *AIAA Journal*, 1980, 18(1): 25-31.
- [26] BOOKEY P, WYCKHAM C, SMITS A. Experimental investigations of Mach 3 shock-wave turbulent boundary layer interactions [R]. AIAA 2005-4899, 2005.

(编辑:陈越)