



Investigating the Separation Bubble Behavior on the Suction Side of a High-Lift Low-Pressure Turbine Blade Using Proper Orthogonal Decomposition

ARTICLE INFO

Article Type

Original Research

Authors

Sajadmanesh S.M. ¹ MSc,
Mojaddam M. ¹ PhD,
Mohseni A.*¹ PhD

How to cite this article

Sajadmanesh S.M, Mojaddam M, Mohseni A. A Investigating the Separation Bubble Behavior on the Suction Side of a High-Lift Low-Pressure Turbine Blade Using Proper Orthogonal Decomposition. Modares Mechanical Engineering, 2019; 19(10): 2431-2441.

¹Energy Conversion Department, Faculty of Mechanical & Energy Engineering, Shahid Beheshti University (SBU), Tehran, Iran

*Correspondence

Address: Faculty of Mechanical and Energy Engineering, Abbaspour School of Engineering, Shahid Beheshti University (SBU), Bahar Boulevard, Hakimieh, Tehran, Iran. Postal Code: 1658953571
Phone: +98 (21) 73932691
Fax: +98 (21) 77311446
ar_mohseni@sbu.ac.ir

Article History

Received: October 19, 2018
Accepted: February 23, 2019
ePublished: October 22, 2019

ABSTRACT

Turbofan engines are widely used in modern aircraft. Low-pressure turbines are the heaviest components of turbofan engines, and reduction of their weights is very effective in improving the specific fuel consumption and overall efficiency of these engines. One of the methods of decreasing the engine weight is to decrease the number of blades which is accompanied by an increase of the blade loading. For this purpose, high-lift airfoils can be used. As the occurrence of flow separation is very probable in high-lift blades, the recognition of the location and size of the separation bubble is important to assess the energy loss of flow. In this research, T106D-EIZ high-lift cascade is simulated by two-dimensional Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes (URANS) equations with Shear Stress Transport (SST) turbulence model and γ - Re_{θ} transition model in two Reynolds numbers 200,000 and 60,000 at a constant isentropic exit Mach number of 0.4, which represent a typical flow condition in low-pressure turbine. The results show that when Reynolds number is high, the separation bubble remains small on the suction side and the separated shear layer returns to the blade surface, and the energy loss of flow decreases. On the other hand, at a low Reynolds number, the separation bubble grows and energy loss increases. Separation bubble is not directly detectable in an evaluation of pressure distribution. However, proper orthogonal decomposition of the pressure field provides the capability to identify flow structures including vortex stretching, the onset of flow separation, and flow reattachment. When the separation bubble is long, large vortical structures are formed on the suction surface. Release of these large vortices can increase the profile loss by more than 50 percent.

Keywords Low-Pressure Turbine; High-Lift Blade; Separation Bubble; Separated Shear Layer; Proper Orthogonal Decomposition

CITATION LINKS

[1] High lift and aft loaded profiles for low pressure ... [2] Flow mechanisms in low-pressure ... [3] The role of transition in high-lift low-pressure turbines for ... [4] Development of blade profiles for low-pressure turbine ... [5] Pressure and suction surfaces redesign for high-lift low-pressure ... [6] Numerical investigation of the wake-boundary layer interaction on a highly loaded LP turbine cascade ... [7] Detailed numerical characterization of the suction side laminar separation bubble for a high-lift low pressure turbine blade ... [8] Investigation of varied unsteady inflow boundary conditions on the transition behavior of a low pressure ... [9] A comparative numerical study of aerodynamics and heat transfer on transitional flow around a highly loaded turbine blade with flow separation ... [10] Combined numerical and experimental investigations of heat transfer of a highly loaded low-pressure turbine blade under ... [11] Compressible direct numerical simulation of low-pressure turbines-part II: Effect of inflow ... [12] Effects of free-stream turbulence intensity on transition in a laminar separation bubble formed over ... [13] Effect of inflow turbulence on an airfoil flow with laminar separation bubble ... [14] A test case for the numerical investigation of wake passing effects on a highly loaded LP turbine ... [15] Experimental investigation on the time-space evolution of a laminar separation bubble by POD ... [16] Unsteadiness in a large turbulent separation ... [17] The application of ultra high lift blading in the BR715 LP ... [18] Springer handbook of experimental fluid ... [19] Velocity distributions for low pressure ... [20] A correlation-based transition model using local variables-part I ... [21] Direct numerical simulation, large eddy simulation and unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes simulations of periodic unsteady flow in a low-pressure ... [22] Mechanisms of surface pressure distribution within a laminar separation bubble at different ... [23] Effects of freestream turbulence on separated boundary layer in a low-Re ... [24] The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a ...

بررسی رفتار حباب جدایش روی سطح مکش یک پره لیفت بالا در توربین فشارپایین با استفاده از تجزیه مدهای متعامد سره

سیدمرتضی سجادمش MSc

گروه تبدیل انرژی، دانشکده مهندسی مکانیک و انرژی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

محمد مجدم PhD

گروه تبدیل انرژی، دانشکده مهندسی مکانیک و انرژی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

آرمان محسنی * PhD

گروه تبدیل انرژی، دانشکده مهندسی مکانیک و انرژی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده

موتورهای توربوفن به صورت گسترده در هواپیماهای امروزی به کار می‌روند. توربین‌های فشارپایین سنگین‌ترین جزء موتورهای توربوفن هستند و کاهش‌دادن وزن آنها در کاهش مصرف سوخت ویژه و بهبود راندمان کلی این موتورها بسیار تاثیرگذار است. یکی از راه‌های کاهش وزن، کاهش تعداد پرها است که با افزایش بارگذاری روی هر پره همراه می‌شود و به این منظور می‌توان از ایرفویل‌های لیفت‌بالا در طراحی استفاده کرد. با توجه به بالابودن احتمال جدایش در این پرها، شناسایی موقعیت و اندازه حباب جدایش برای تعیین مقدار افت انرژی جریان اهمیت فراوان دارد. در این پژوهش ردیف پره لیفت‌بالای T106D-EIZ به روش میانگین‌گیری رینولدز معادلات ناویر-استوکس ناپایا (URANS) با مدل آشفتگی تنش برشی (SST) و مدل گذار $\gamma - Re_{\theta}$ در دو عدد رینولدز ۲۰۰،۰۰۰ و ۶۰،۰۰۰ و عدد ماخ آیزنترتروپیک خروجی ۰/۴ که بیانگر شرایط جریان در توربین فشارپایین است، به صورت دوبعدی شبیه‌سازی عددی شده است. نتایج نشان می‌دهند هنگامی که عدد رینولدز بزرگ باشد، روی سطح مکش حباب جدایش کوچک و محدود باقی می‌ماند و لایه برشی جدا شده به سطح پره بازگشته و مقدار افت انرژی جریان کاهش می‌یابد. در حالی که در عدد رینولدز کم، حباب جدایش بزرگ شده و افت انرژی سیال افزایش می‌یابد. حباب جدایش به صورت مستقیم از خطوط همتراز فشار قابل تشخیص نیست اما بررسی میدان فشار به روش تجزیه مدهای متعامد سره، قابلیت شناسایی ساختارهای درون جریان شامل ککش گردابه، شروع جدایش و بازگشت جریان به سطح را به دست می‌دهد. هنگامی که اندازه حباب جدایش بزرگ است، ساختارهای گردابی بزرگی در سطح مکش تشکیل می‌شود. رهایی این گردابه‌های بزرگ باعث افزایش بیش از ۵۰٪ مقدار افت پروفیل می‌شود.

کلیدواژه‌ها: توربین فشارپایین، پره لیفت‌بالا، حباب جدایش، لایه برشی جدا شده، تجزیه مدهای متعامد سره

تاریخ دریافت: ۱۳۹۷/۷/۲۷

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۷/۱۲/۴

* نویسنده مسئول: ar_mohseni@sbu.ac.ir

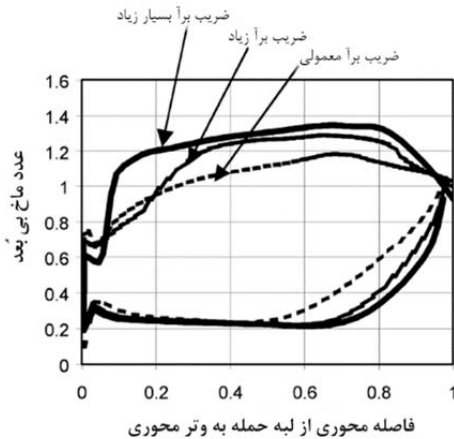
۱- مقدمه

توربین‌های گازی به دلیل نسبت توان به وزن بالا، برای کاربردهای هوایی مناسب‌اند. موتورهای توربین‌گازی تجاری امروزی، اغلب از نوع توربوفن با نسبت کنارگذر (Bypass) بالا می‌باشند. فن یک موتور توربوفن با نسبت کنارگذر بالا بیش از ۸۰٪ از کل قدرت رانش موتور را تولید می‌کند. منبع توان فن، توربین فشارپایین است. به دلیل بالابودن توان مورد نیاز فن، اندازه و وزن توربین‌های فشارپایین زیاد است و از تعداد طبقات مختلفی (حتی بیش از ۵ طبقه) تشکیل می‌شوند و تا یک سوم وزن کل یک موتور توربوفن را تشکیل می‌دهند. به‌طور کلی توربین‌های فشارپایین سنگین‌ترین جزء موتورهای توربوفن هستند و به همین دلیل افزایش بازده این توربین‌ها بسیار پر اهمیت است، به طوری که هر ۱٪ افزایش بازده

توربین‌های فشارپایین، ۰/۷ تا ۰/۹٪ افزایش بازده موتور را به دنبال دارد^[1]. بررسی‌ها نشان می‌دهد که در یک موتور توربوفن غیرنظامی، افزایش بازده توربین فشارپایین نسبت به اجزای دیگر، بیش‌ترین تأثیر را در کاهش مصرف سوخت ویژه دارد^[2].

امروزه بازده توربین‌های فشارپایین به بیش از ۹۰٪ رسیده است^[3]. افزایش بیش‌تر بازده آن‌ها، با کاهش وزن از طریق کاهش تعداد پرها امکان‌پذیر است. با کاهش تعداد پرها، تعداد مؤلفه‌های تشکیل‌دهنده موتور کم می‌شود و از هزینه ساخت و تولید و همچنین نگهداری و تعمیرات کاسته می‌شود^[3]. از طرفی، کاهش تعداد پرها منجر به افزایش بارگذاری آیرودینامیکی روی هر پره می‌شود و به این دلیل ضروریست که از ایرفویل‌های لیفت‌بالا (High-Lift) در طراحی پره‌های توربین فشارپایین استفاده شود. از آنجا که سطح پرها در توربین فشارپایین را لایه مرزی آرام پوشانده است، جریان مستعد جدایش است و این مسئله چالش اصلی در بکارگیری پره‌های لیفت‌بالا در توربین‌های فشارپایین محسوب می‌شود. از طرفی، موقعیت و اندازه حباب جدایش در مقدار افت انرژی جریان مؤثر است، بنابراین، تشخیص موقعیت شروع جدایش و رفتار آن مورد توجه محققین قرار گرفته است.

تاکنون مطالعات تجربی و عددی گسترده‌ای در خصوص تأثیر اندازه حباب جدایش در مقدار افت انرژی جریان در ردیف پره‌های لیفت‌بالا انجام شده است. کورتیس و همکاران^[4] نشان دادند در جریان پایا با استفاده از پره‌های لیفت‌بالا بدون افزایش زیاد افت پروفیل (Profile Loss)، می‌توان ۲۰٪ از تعداد پرها را کم کرد. هادسون و هاول^[3] تأثیر گردابه‌های ورودی به ردیف پره لیفت‌بالا را با روش تجربی بررسی کردند. گونزالز و همکاران^[5] ایرفویل‌های مختلف لیفت‌بالای توربین فشارپایین را با اندازه‌گیری‌های تجربی مقایسه کردند. کاردامونه و همکاران^[6] با استفاده از یک مدل گذار (Transition Model) و مدل آشفتگی اسپالارت-آلماراس ردیف پره توربین T106D-EIZ را بررسی کردند. بیگونی و همکاران^[7] با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه بزرگ (Large Eddy Simulation; LES)، پدیده واپاشی (Burst) را در ردیف پره توربین T106C بررسی کردند. بلیم و همکاران^[8] با استفاده از مدل گذار $\gamma - Re_{\theta}$ تأثیر جریان ورودی ناپایدار روی لایه مرزی سطح پره لیفت‌بالا را بررسی کردند. شیبیری و نیک‌پرتوا^[9] نتایج آیرودینامیک و انتقال حرارت حل شبیه‌سازی گردابه بزرگ و شبیه‌سازی معادلات ناویر-استوکس با میانگین‌گیری رینولدز به صورت ناپایا (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes; URANS) و پایا را برای یک نمونه پره لیفت‌بالا مقایسه کردند. همچنین، آن‌ها دریافتند که مدل آشفتگی انتقال تنش برشی (Shear Stress Transport; SST) به همراه مدل گذار $\gamma - Re_{\theta}$ ، مدل بسیار مناسبی برای پیش‌بینی حباب جدایش است^[10]. میکلاسی و همکاران^[11] با روش شبیه‌سازی عددی مستقیم (Direct Numerical Simulation; DNS) جزئیات درون لایه مرزی یک نمونه پره لیفت‌بالا را بررسی کردند. استفان و یاروسویچ^[12] با استفاده از روش تجربی سرعت‌سنجی تصویری ذرات (Particle Image Velocimetry; PIV) و بزریر^[13] با استفاده از شبیه‌سازی گردابه بزرگ، نشان دادند که با افزایش شدت اغتشاش جریان ورودی، می‌توان طول حباب جدایش را کاهش داد و یا حتی آن را حذف کرد. اشتادمولر و فنتنر^[14] به روش تجربی تأثیر تغییر عدد رینولدز و عدد ماخ را روی اندازه حباب جدایش بررسی کردند. لنگانی و همکاران^[15] حباب جدایش لایه‌ای در یک



نمودار ۱) مقایسه توزیع عدد ماخ تصحیح شده روی سطح پره‌های رایج، لیفت بالا و بسیار لیفت بالا [17].

در شکل ۱، ساختار لایه مرزی در سطح مکش یک پره توربین جریان محوری فشارپایین مشخص شده است. در ورودی پره، جریان آرام است اما به دلیل گرادیان فشار معکوس شدید، جریان مستعد جدایش است. در نقطه K جریان از روی سطح جدا می‌شود و لایه مرزی به دو ناحیه لایه برشی آرام جدا شده (Separated) (Dead Lamina Shear Layer) و ناحیه حباب هوای مرده (Air Region) که چسبیده به سطح است، تقسیم می‌شود. درون ناحیه حباب هوای مرده، جریانی در جهت عکس جریان اصلی وجود دارد که باعث ایجاد گردابه‌های محلی می‌شود. در نتیجه تشکیل این گردابه‌ها، فشار درون حباب افت می‌کند. سپس جریان درون ناحیه حباب در نقطه T به حالت مغشوش گذر می‌کند و پس از آن هسته گردابی (Vortex Core)، شکل می‌گیرد. همچنین القای نوسانات درون حباب بر اثر ناپایداری کلونین-هلمهولتز به بیرون آن سرایت کرده و لایه برشی آرام جدا شده به لایه برشی مغشوش جدا شده (Separated Turbulent Shear Layer) گذار می‌کند. چنانچه عدد رینولدز خیلی پایین نباشد، جریان در نقطه R به سطح بازمی‌گردد. اما اگر عدد رینولدز کوچک و شدت آشفتگی کم باشد، گذر جریان بسیار آهسته خواهد بود و جریان توانایی بازگشت به سطح را نخواهد داشت و حباب جدایش رشد کرده و افت انرژی در جریان افزایش می‌یابد. در واقع هرچه عدد رینولدز بزرگتر باشد یا شدت آشفتگی بیشتر باشد، اختلاط اغتشاشی بین لایه مرزی و ناحیه خارجی بیشتر بوده و سیال بیشتری به سطح پره تزریق شده و توانایی بازگشت جریان به سطح بیشتر می‌شود [17].

چنانچه عدد رینولدز کمتر از یک مقدار بحرانی باشد، حباب‌های جدایش اولیه که ابعاد کوچکی دارند، در یک حباب بزرگتر ترکیب می‌شوند که در نحوه توزیع فشار و عدد ماخ روی سطح پره بسیار تاثیرگذار است. در این حالت، ابتدا نقاط تشکیل جریان مغشوش که شکلی شبیه دلتا دارند تشکیل می‌شوند و در پایین دست جریان در جهت عرض و طول پره به هم پیوسته و نوارهای آشفتگی را شکل می‌دهند. این نوارها در جهت جریان به سرعت رشد پیدا می‌کنند و در نهایت لایه مرزی را مغشوش می‌کنند. هرچه انحنای سطح پره بیشتر و عدد رینولدز کمتر باشد نقاط اغتشاش زودتر تشکیل شده و ناحیه بیش‌تری از سطح مکش توسط جریان مغشوش پوشیده می‌شود و افت پروفیل افزایش می‌یابد [2].

پره لیفت بالا را به روش تجربی از طریق سرعت‌سنجی تصویری ذرات بررسی و آن را با روش تجزیه مدهای متعامد سره (پی.ا.دی) (Proper Orthogonal Decomposition; POD) تجزیه کردند و دریافتند که این روش برای بررسی و درک فرآیند گذار و جدایش لایه مرزی مناسب است. محمدتایفور و وایس [16] رهایی گردابه‌های ساختار بزرگ در حباب جدایش را با استفاده از سرعت‌سنجی تصویری ذرات و تجزیه پی.ا.دی مشاهده کردند.

به منظور بررسی بیش‌تر خصوصیات و اثرات حباب‌های جدایش کوچک و بزرگ در توربین‌های فشار پایین، در پژوهش حاضر یک ردیف پره لیفت بالای توربین فشارپایین به روش میانگین‌گیری رینولدز معادلات ناویر-استوکس به صورت ناپایا شبیه‌سازی می‌شود. ابتدا پره‌های لیفت بالا و شکل لایه برشی روی سطح مکش آن‌ها به صورت مختصر معرفی می‌شود، سپس تأثیر عدد رینولدز روی حباب جدایش بررسی می‌شود. از آنجا که میدان جریان درون ردیف پره توربین، پیچیده است، برای استخراج بهتر اطلاعات از روش تجزیه پی.ا.دی استفاده می‌شود. نشان داده می‌شود که با این روش خصوصیات میدان جریان نظیر جدایش و بازپیوستن جریان، می‌توانند در مدهای کم انرژی نمایان شوند.

۲- معرفی پره‌های لیفت بالا

در سال‌های اخیر مطالعات زیادی به منظور بکارگیری پره‌های لیفت بالا در توربین‌های فشارپایین انجام شده است. بیش‌تر تحقیقات به منظور کاهش افت پروفیل در سطح مکش پره صورت گرفته است. برای افزایش ضریب برآی پره می‌توان نسبت گام به وتر پره را افزایش داد که در نتیجه آن، سطح مکش پره بزرگتر از سطح فشارش می‌شود. این شکل هندسی پره که انحنای زیادی در سمت مکش دارد باعث تحمیل گرادیان‌های فشار معکوس شدید در سطح مکش می‌شود و این قسمت در معرض جدایش جریان قرار می‌گیرد [5]. نمودار ۱ نمودار عدد ماخ تصحیح شده را روی سطح پره‌های رایج، لیفت بالا و بسیار لیفت بالا نشان می‌دهد [17]. مطابق با این نمودار، مقدار بارگذاری در قسمت جلوی سطح مکش و در قسمت عقب سطح فشار پره‌های لیفت بالا و بسیار لیفت بالا نسبت به پره‌های رایج افزایش قابل توجهی یافته است. در طرف فشار، ذرات سیال روی سطح پره در جهت جریان شتاب می‌گیرند. در حالی که در طرف مکش، جریان در ورود شتاب گرفته و پس از عبور از نیمه پره (تقریباً در فاصله ۰/۷ از لبه جلویی) به بیشترین مقدار سرعت خود می‌رسد. پس از این نقطه، ذرات سیال شتاب‌گیری منفی خواهند داشت. تغییر شتاب پره‌های لیفت بالا و بسیار لیفت بالا از پره‌های رایج بیش‌تر است. کاهش شدید شتاب منجر به ناپایداری لایه مرزی می‌شود و در نتیجه جریان در پره‌های لیفت بالا بیش‌تر در معرض جدایش قرار می‌گیرد. با استفاده از پره‌های لیفت بالا، می‌توان تعداد پره‌های توربین فشارپایین را بدون افت قابل توجه راندمان تا ۲۰٪ کاهش داد و استفاده از پره‌های بسیار لیفت بالا تعداد پره‌ها را تا ۱۱٪ بیش‌تر کاهش می‌دهد، اما این پره‌ها در قسمت انتهایی طرف مکش دیفیوژن زیادی دارند [17]. نسبت منطری (Aspect Ratio) زیاد پره‌های توربین فشارپایین، تأثیر افت جریان ثانویه را کم می‌کند. بنابراین افت آیرودینامیکی بیش‌تر مربوط به شکل لایه مرزی روی سطح پره است. به عبارت دیگر افت پروفیل، اصلی‌ترین مکانیزم افت در توربین‌های فشارپایین است. ۶۰٪ تا ۸۵٪ این افت مربوط به جدایش لایه مرزی در سطح مکش است [5]. در نتیجه، برای استفاده از پره‌های لیفت بالا در طراحی توربین‌های فشارپایین، پیش‌بینی دقیق رفتار

در این رابطه U ماتریس بردارهای تکین چپ، Σ ماتریس قطری مقادیر تکین و V ماتریس بردارهای تکین راست و $r = \min(m, n)$ مرتبه کاهش اس.وی.دی است.

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_r \end{bmatrix} \quad (5)$$

σ_i مقادیر تکین هستند که مقدار آن‌ها با افزایش i کاهش می‌یابد ($\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r$). ستون‌های U خاصیت تعامد دارند، در نتیجه $UU^T = I$ و به‌طور مشابه $VV^T = I$ است. بنابراین:

$$XX^T = (U\Sigma V^T)(V\Sigma U^T) = U\Sigma^2 U^T \quad (6)$$

با مقایسه رابطه‌های (۳) و (۶) نتیجه می‌شود که $\Phi = U$ و $\Lambda = \Sigma^2$ است. یعنی ماتریس بردار تکین سمت راست همان مدهای پی.ا.دی است. اگر نمونه اندازه‌گیری شده سرعت باشد، توسط رابطه (۷) می‌توان انرژی نهفته در هر مد را بدست آورد:

$$E_j = \frac{1}{2} [\sigma_j]^2 \quad (7)$$

به دلیل اینکه مقادیر تکین از بالا به پایین کاهش یافته‌اند، انرژی مدهای اولیه بیش‌تر است و با افزایش شماره مدها، E_j انرژی مد کاهش می‌یابد. به این ترتیب مدهای اولیه نشان‌دهنده خصوصیات غالب جریان بوده و مدهای کم‌انرژی‌تر می‌توانند نشان‌دهنده جزئیات درون میدان جریان باشند.

۴- جزئیات شبیه‌سازی

۴-۱- پره آزمون

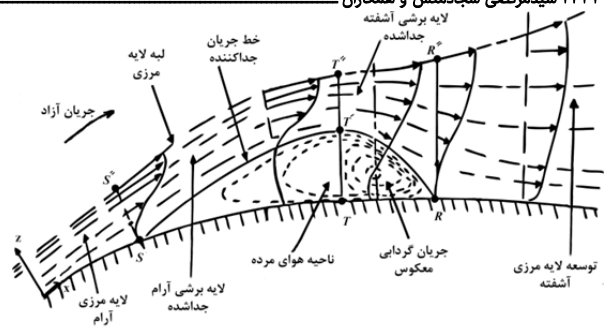
در این مقاله، ردیف پره توربین فشارپایین با پره‌های لیفت‌بالای T106D-EIZ مورد بررسی قرار گرفته است. داده‌های آزمایش تجربی برای دو مقدار رینولدز مختلف از مرجع [14] استخراج شده است. برای بررسی رفتار جدایش، دو آزمون در نظر گرفته شده است. در آزمون اول عدد رینولدز برابر ۲۰۰,۰۰۰ (بر اساس طول وتر پره و سرعت جریان خروجی از ردیف پره) و عدد ماخ آیزنتروپیک ۰/۴ (بر اساس سرعت جریان خروجی از ردیف پره) و در آزمون دوم عدد رینولدز برابر ۶۰,۰۰۰ و عدد ماخ آیزنتروپیک برابر ۰/۴ است. در جدول ۱ پارامترهای تجربی ردیف پره T106D-EIZ ارائه شده‌اند [14]. ضریب برآی سواپفل از رابطه (۸) محاسبه شده است [19]:

$$Z = \frac{t}{C_{ax}} \left(\frac{\tan \beta_2 - \tan \beta_1}{0.5 \sec^2 \beta_2} \right) \quad (8)$$

جدول ۱) مشخصات ردیف پره T106D-EIZ [14]

زاویه ورودی جریان، β_1	۱۳۷/۷°
زاویه خروجی جریان، β_2	۲۶/۸°
ضریب برآی سواپفل، Z	۱/۱۹
عدد رینولدز براساس سرعت جریان خروجی از ردیف پره، Re_{is1} در آزمون اول	۲۰۰,۰۰۰
عدد رینولدز بر اساس سرعت جریان خروجی از ردیف پره، Re_{is2} در آزمون دوم	۶۰,۰۰۰
عدد ماخ آیزنتروپیک خروجی از ردیف پره، Ma_{is2} در آزمون اول و دوم	۰/۴
شدت اغتشاش جریان ورودی در آزمون اول و دوم	۲/۵%

شکل ۲، هندسه ردیف پره آزمایش شده در مرجع [14] را نشان می‌دهد. صفحه ورودی ردیف پره با عدد ۱ و صفحه خروجی با عدد ۲ مشخص شده است. در سطح مکش و سطح فشار به ترتیب ۲۶ و ۲۵ سوراخ اندازه‌گیری فشار استاتیکی ایجاد شده است. به‌علاوه، تعداد ۱۲ سنسور فشار با پاسخ فرکانسی سریع در سطح مکش قرار



شکل ۱) ساختار لایه مرزی در سطح مکش یک پره توربین جریان محوری فشارپایین [7].

۳- تئوری و محاسبات

اغتشاش جریان، یک پدیده پیچیده با تعداد درجات آزادی بسیار زیاد است. همین موضوع، تحلیل جریان‌های آشفته را دشوار می‌سازد. برای تحلیل چنین مسائلی و جهت کم‌کردن درجات آزادی، از روش‌های کاهش مرتبه (Model Order Reduction Techniques) استفاده می‌شود. یکی از رایج‌ترین این روش‌ها در دینامیک سیالات، روش تجزیه مدهای متعامد سره است. با استفاده از این روش، داده‌ها به مدهای متعامد تجزیه می‌شوند. این مدها براساس مقدار انرژی درون ساختارهای همبسته (Coherent Structure) مرتب می‌شوند. بیان ریاضی متعامد بودن مدها به این صورت است که برای m بردار داده n مولفه‌ای $X = \{x_i \in \mathbb{R}^n : i = 1, \dots, m\}$ تابع‌های ϕ_j می‌بایست به نحوی محاسبه شوند که در رابطه (۱) با افزایش k ، تقریب به تساوی میل کند [18].

$$x_i \approx \sum_{j=1}^k a_{ij} \phi_j \quad (1)$$

در این رابطه $k \leq m$ است و بردارهای متعامد یکه ϕ_j ، مدهای پی.ا.دی و a_{ij} ضرایب مجهول هستند. همچنین X ماتریس بردارهای داده است. برای بدست‌آوردن این مدها می‌توان نرم اختلاف بردارهای داده x_i و تقریب آنها را طبق رابطه (۲) به روش حداقل مربعات کمینه کرد [18].

$$R = \sum_{i=1}^m \left| x_i - \sum_{j=1}^k a_{ij} \phi_j \right|^2 \quad (2)$$

کمینه‌کردن R به معنای حل یک مسئله مقدار ویژه است، که بوسیله تشکیل ماتریس کواریانس XX^T می‌توان آن را حل کرد. به دلیل اینکه XX^T خاصیت ماتریس هرمیتی را دارد، قابلیت تجزیه مقدار ویژه آن به صورت زیر است [18]:

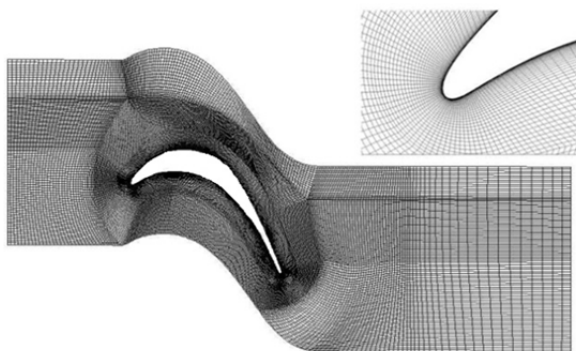
$$XX^T = \Phi \Lambda \Phi^{-1} \quad (3)$$

در رابطه (۳)، Λ ماتریس قطری شامل مقادیر ویژه و $\Phi = \{\phi_j\}$ است. برای پیدا کردن مدهای پی.ا.دی به جای حل معادله (۳) می‌توان از روش تجزیه مقدار تکین (اس.وی.دی) (Singular Value Decomposition; SVD) استفاده کرد [18]. تجزیه مقدار تکین، یک روش فاکتورگیری ماتریسی است که توسط آن هر ماتریس $n \times m$ را می‌توان مطابق با رابطه (۴) به حاصل ضرب سه ماتریس شامل یک ماتریس متعامد، یک ماتریس قطری با درایه‌های قطری غیر صفر که از مرتبه زیاد به کم مرتب شده‌اند و یک ماتریس متعامد دیگر تجزیه کرد.

$$X_{n \times m} = U_{n \times r} \Sigma_{r \times r} V_{m \times r}^T \quad (4)$$

شکل ۳ شبکه محاسباتی سه بعدی ساختاریافته را نشان می‌دهد که از سلول‌های شش‌وجهی و به صورت چند بلوکه تولید شده و از بلوک O شکل برای تعامد خطوط شبکه در اطراف پره استفاده شده است. جدول ۲ اطلاعات شبکه‌های استفاده شده برای بررسی استقلال حل از شبکه را نشان می‌دهد. در این جدول، برای محاسبه دبی جرمی، اندازه عرض (Spanwise) برابر نصف مقدار وتر پره لحاظ شده است. جهت حصول دقت کافی برای شبیه‌سازی لایه مرزی از شبکه پنجم استفاده شده است که در آن شکل شبکه روی پره طوری است که فاصله بی‌بعد از دیواره (γ^+) در همه جا کمتر از یک است و بر اساس مطالعه میکلاسی و همکاران، برای حل معادلات میانگین رینولدز ناویر-استوکس پایا کفایت و توانایی پیش‌بینی حباب جدایش را دارد [21].

در ورودی میدان حل از شرط مرزی فشار کل، زاویه جریان و شدت آشفتگی ورودی و در خروجی از شرط مرزی فشار استاتیکی استفاده شده است. به علاوه، از شرط مرزی تناوب در دیواره بالا و پایین ردیف پره و از شرط مرزی عدم لغزش روی دیواره پره استفاده شده است. به دلیل حل دوبعدی، فقط از یک المان در جهت عرضی و از شرط مرزی تقارن در صفحه‌های زیرین و فوقانی ردیف پره استفاده شده است. حل معادلات بقای جرم، اندازه حرکت و انرژی بر اساس روش حجم محدود تا معیار همگرایی 10^{-7} ادامه یافته است. برای حل معادلات ناویر-استوکس از مدل URANS تراکم‌پذیر با مدل آشفتگی انتقال تنش برشی و مدل گذار $\gamma - Re_\theta$ استفاده شده و از فرمول ساترلند (Sutherland Equation) برای تعیین لزجت و در نتیجه چگالی در میدان سیال استفاده شده است. برای پایداری حل، گام زمانی برابر $7/3 \mu s$ انتخاب شده است و نتایج برای استفاده در تجزیه پی.ا.دی هر ۵۰ تکرار، یک بار ذخیره شده‌اند.



شکل ۳ شبکه محاسباتی و شکل شبکه در لبه حمله

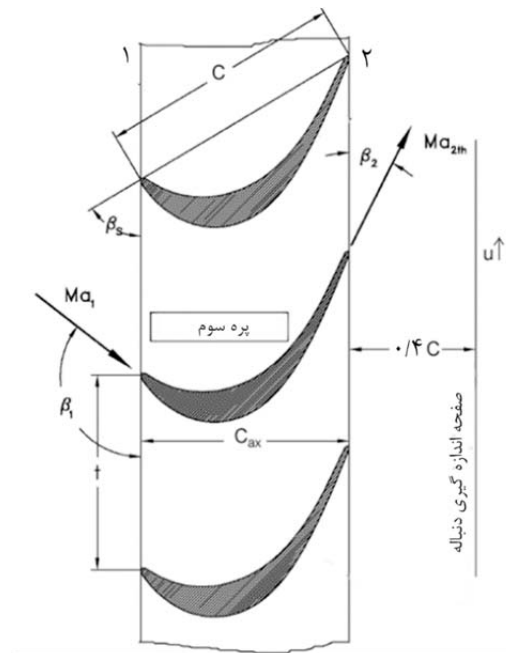
جدول ۲ بررسی استقلال از شبکه

محدوده γ^+	\dot{m} (kg/s)	تعداد سلول‌ها	مورد
<۵	۰/۲۶۱۷۸	۴۵۵۲۳	شبکه اول
<۴	۰/۲۶۱۸۱	۵۶۵۳۶	شبکه دوم
<۲/۵	۰/۲۶۱۸۳	۶۵۵۴۱	شبکه سوم
<۱/۵	۰/۲۶۱۸۷	۷۲۳۵۲	شبکه چهارم
<۱	۰/۲۶۱۸۸	۸۴۶۰۸	شبکه پنجم

۵- تحلیل نتایج

در این قسمت نتایج شبیه‌سازی برای آزمون اول و آزمون دوم آمده است. همانطور که ذکر شد، در هر دو آزمون عدد ماخ بر اساس سرعت جریان خروجی از ردیف پره یکسان است. با این حال عدد رینولدز در آزمون اول برابر $200,000$ و در آزمون دوم برابر $60,000$ است. در آزمون اول حباب جدایش کوچک است و جریان پس از جدایش

داده شده است. با استفاده از لوله پیتوت توزیع افت فشار در 24 نقطه در صفحه u ، در فاصله $0.14C$ از صفحه خروجی، اندازه‌گیری شده است.



شکل ۲ هندسه ردیف پره [14].

۴-۲- شبیه‌سازی عددی

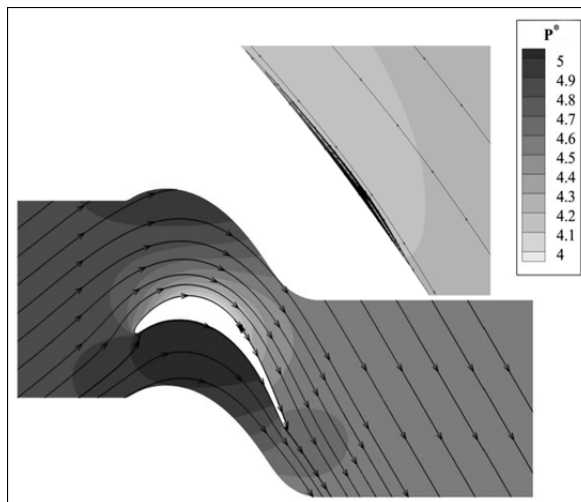
گذر جریان از آرام به آشفته، مهم‌ترین تأثیر را در افت توربین فشارپایین دارد. به دلیل اینکه در روش میانگین‌گیری رینولدز معادلات ناویر-استوکس تمام مقیاس‌های زمان و مکان در نظر گرفته نمی‌شود، برای آشکار سازی پدیده گذار، نیاز به مدل‌سازی گذار است. دیدگاه‌های مختلفی برای مدل کردن این پدیده فیزیکی در دینامیک سیالات محاسباتی ارائه شده، که یکی از مهم‌ترین این مدل‌ها، مدل گذار $\gamma - Re_\theta$ است که توسط منتر [20] معرفی شده است. ترکیب یک مدل گذار با یک مدل آشفتگی در نهایت باید بتواند جزئیات توسعه لایه مرزی روی سطح پره شامل جدایش، گذار و بازپیوستن را تشخیص دهد. چراکه تعیین شروع و گسترش گذار همانطور که گفته شد، نقش مهمی در پیش‌بینی افت پروفیل دارد.

مدل گذار $\gamma - Re_\theta$ از یک معادله انتقال برای اختلاط (Intermittency) و از یک معادله انتقال برای عدد رینولدز بر اساس ضخامت اندازه حرکت (Momentum Thickness Reynolds Number) استفاده می‌کند. این مدل دو معادله انتقال به معادلات انتقال مورد محاسبه در روش انتقال تنش برشی می‌افزاید. معادلات انتقال اضافه شده، بر اساس روابط همبستگی (Correlation) با نتایج تجربی نوشته شده‌اند. تابع اختلاط، با مدل آشفتگی انتقال تنش برشی مرتبط می‌شود و جمله تولید (Production Term) را در معادله انتقال انرژی جنبشی آشفتگی جریان در پایین دست نقطه گذار تغییر می‌دهد. عدد رینولدز بر اساس ضخامت اندازه حرکت نیز شروع گذار را تعیین می‌کند. در مرجع [20] معادلات ریاضی مدل گذار به طور کامل تشریح شده است.

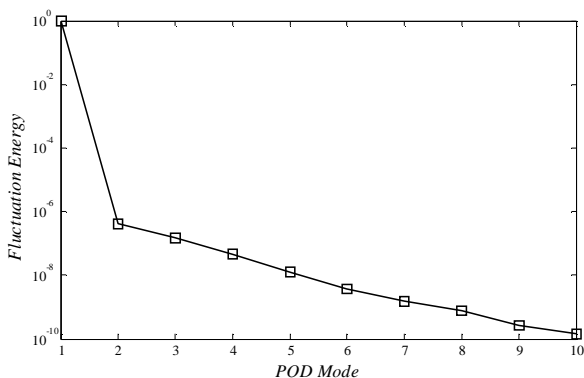
ناحیه محاسباتی از $0.165C$ قبل از صفحه ورودی ردیف پره تا $2/25C$ بعد از صفحه ورودی ردیف پره انتخاب شده است [21].

اختلاف فشار سطح مکش و سطح فشار در پره‌های لیفت‌بالا زیاد است. این اختلاف فشار و تغییر شدید زاویه جریان از ورودی ردیف پره تا خروجی آن، موجب ایجاد نیروی برای نسبتاً بزرگی می‌شود. در شکل ۴ ناحیه تشکیل حباب جدایش در سطح مکش بزرگنمایی شده است. خط جریان روی سطح پره در ناحیه حباب جدایش خلاف جهت جریان اصلی است که این موضوع باعث افزایش افت پروفیل پره می‌شود. حباب جدایش کمتر از ۱۰٪ سطح پره را پوشانده و ضخامت حباب جدایش بسیار کوچک و در حدود ۲۵٪ طول وتر است. برای یافتن جزئیات بیشتر از میدان جریان از روش تجزیه مدهای متعام استفاده شده است.

نمودار ۳ نحوه کاهش مرتبه انرژی مدهای پی.ا.دی را برای آزمون اول نشان می‌دهد، که با استفاده از رابطه (۷) محاسبه شده است. در این نمودار انرژی تمام مدها بر حسب مد اول محاسبه شده و محور λ دارای مقیاس لگاریتمی است. با افزایش عدد مد، انرژی آن کم‌تر می‌شود و به این ترتیب مدهای بالاتر که انرژی کمتری دارند، اهمیت کمتری نسبت به مدهای اولیه دارند. بیشترین انرژی درون مد اول نهفته است. بنابراین مد اول، مد غالب انرژی است که شامل ساختار و اطلاعات کلی میدان جریان است.



شکل ۴ خطوط همتراز فشار بی‌بعد در آزمون اول



نمودار ۳ انرژی مدهای پی.ا.دی برحسب انرژی مد اول در آزمون اول

شکل ۵، تجزیه پی.ا.دی میدان فشار را نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌شود، مد اول به طور کامل شبیه میدان فشار اصلی است. در مد دوم میدان فشار، جدایش و بازگشت جریان به سطح به ترتیب به صورت کمینه و بیشینه فشار روی سطح پره نمایان شده است. همچنین مکانیزم کشش گردابه به صورت جفت‌های افزایش و کاهش فشار در ناحیه پشت لبه فرار مشخص است. شکل

به سطح بازمی‌گردد، اما در آزمون دوم حباب جدایش بزرگ است و جریان به سطح برنمی‌گردد.

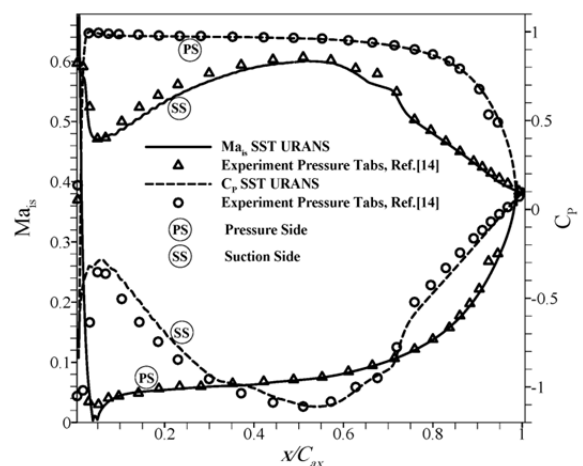
۵-۱- آزمون اول

نمودار ۲، نمودارهای تجربی و عددی توزیع محلی عدد ماخ آیزنتروپیک و ضریب فشار را روی سطح پره برحسب فاصله از لبه حمله به طول کل سطح را نشان می‌دهد. عدد ماخ آیزنتروپیک و ضریب فشار به ترتیب از رابطه‌های (۹) و (۱۰) محاسبه می‌شوند [14]:

$$Ma_{is,x} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{P_{t1}}{P_x} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (9)$$

$$C_{p,x} = \frac{P_x - P_2}{P_{t1} - P_2} \quad (10)$$

همانطور که مشاهده می‌شود، دقت نتایج عددی هم در سطح فشار و هم در سطح مکش خوب است. موقعیت هسته گردابی درون حباب جدایش در سطح مکش تقریباً در فاصله x/C_{ax} برابر ۰/۷ به صورت یک انحراف مشاهده می‌شود. از آنجا که در این حالت اندازه حباب جدایش کوچک است، به هم‌ریختگی اساسی در نمودار توزیع عدد ماخ دیده نمی‌شود. شیب منحنی عدد ماخ در سطح فشار مثبت است که به معنای شتاب‌گیری جریان و وجود گرادیان فشار مطلوب است. به همین دلیل، جریان در سطح فشار مستعد گذار نیست. همچنین، در قسمت جلویی سطح مکش شیب نمودار مثبت است (گرادیان فشار مطلوب وجود دارد). اما در قسمت عقبی سطح مکش شیب نمودار منفی است که حاکی از وجود گرادیان فشار معکوس می‌باشد. به همین دلیل جریان در قسمت عقبی سطح مکش مستعد گذار است. همچنین، برای ارزیابی ساده‌تر علامت گرادیان فشار، می‌توان از منحنی توزیع ضریب فشار روی سطح پره استفاده کرد. همانطور که در شکل دیده می‌شود، شیب منحنی ضریب فشار در سطح مکش، منفی است که نشان دهنده گرادیان فشار مطلوب است. اما در سطح مکش، شیب منحنی ضریب فشار در قسمت جلوی پره منفی (گرادیان فشار مطلوب) و در قسمت عقب پره مثبت (گرادیان فشار معکوس) است.



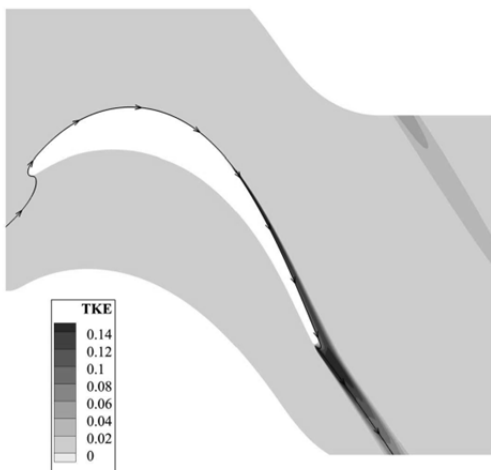
نمودار ۲ توزیع عدد ماخ آیزنتروپیک و توزیع ضریب فشار در آزمون اول

شکل ۴، خطوط همتراز فشار، که با استفاده از رابطه (۱۱) بی‌بعد شده است و خطوط جریان را نمایش می‌دهد.

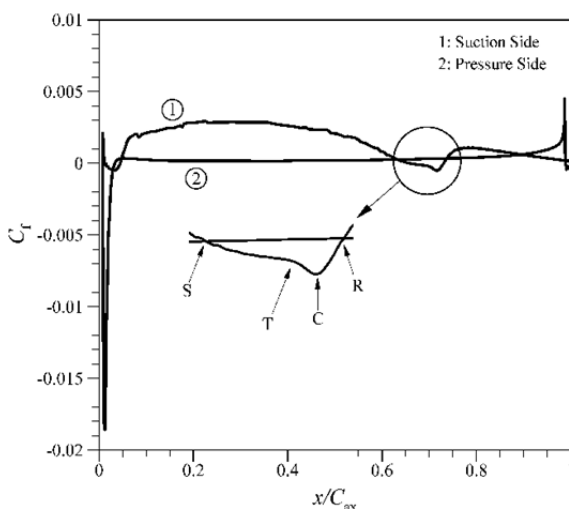
$$P^* = \frac{P}{\rho U_\infty^2} \quad (11)$$

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (12)$$

منحنی ۱ مربوط به سطح مکش و منحنی ۲ مربوط به سطح فشار است. علامت S نشانه جدایش، علامت T نشانه گذار، علامت C نشانه هسته گردابی و علامت R نشانه بازپیوستن جریان به سطح است. در سطح فشار C_f همه جا مثبت است، اما در سطح مکش C_f در طول بی‌بعد x/C_{ax} برابر ۰/۶۵ تغییر علامت می‌دهد که به معنی منفی شدن تنش برشی روی سطح مکش پره و نشان دهنده جدایش است. C_f در R، با مقدار x/C_{ax} برابر با ۰/۷۳ دوباره مثبت می‌شود که نشان‌دهنده بازپیوستن است. حباب جدایش در ناحیه بین S و R تشکیل می‌شود که با توجه به شکل، حباب جدایش کوچک و محدود است. گذار T درون حباب جدایش در طول بی‌بعد ۰/۷۰ به صورت یک تغییر ناگهانی در شیب منحنی C_f مشهود است. بلافاصله پس از این نقطه در طول ۰/۷۱۵ مقدار کمینه C_f اتفاق می‌افتد که هسته گردابی C را نشان می‌دهد. موقعیت نقطه C یا همان هسته گردابی به R نسبت به S نزدیک‌تر است. این بدان معنی است که بازپیوستن سریع‌تر از جدایش اتفاق می‌افتد و هسته گردابی، شکل متقارنی ندارد. لی و همکاران [22] بیان کردند که بازپیوستن به دلیل بازیابی فشار ناشی از افزایش اختلاط آشفتگی پس از گذار رخ می‌دهد.



شکل ۶ خطوط همتراز انرژی جنبشی آشفتگی در آزمون اول

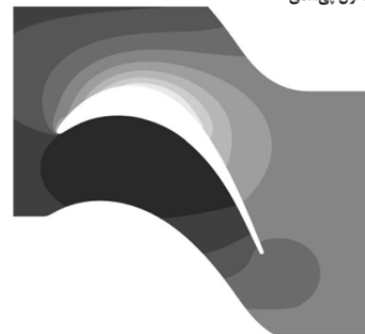


نمودار ۴ توزیع ضریب اصطکاک سطحی در آزمون اول

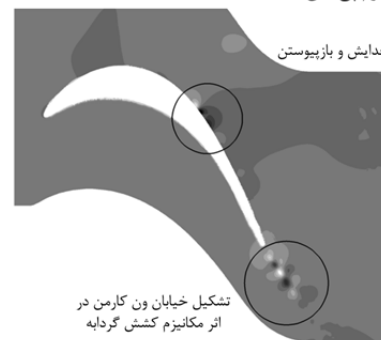
مد سوم میدان فشار، مشابه مد دوم است، با این تفاوت که شدت آنها معکوس هم‌اند. این یکی از خصوصیات پی‌ا.دی است که به آن انتقال شبه تکرارشونده (Pseudo-Periodic Convection) می‌گویند و در نتایج مرجع [15] نیز مشاهده می‌شود. لنگانی و همکاران [15] گزارش کردند که این جفت‌های بیشینه و کمینه که در شکل مد سوم دیده می‌شود، مربوط به رهایی ساختارهای گردابی کوچک در لایه برشی جدا شده است.



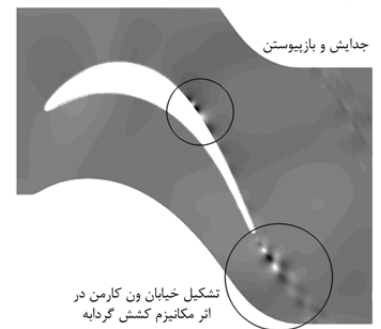
مد اول پی‌ا.دی



مد دوم پی‌ا.دی



مد سوم پی‌ا.دی



شکل ۵ تجزیه مدهای متعامد میدان فشار در آزمون اول

شکل ۶ خطوط همتراز انرژی جنبشی آشفتگی (Turbulent Kinetic Energy; TKE) را نشان می‌دهد. به دلیل ایجاد حباب جدایش در ناحیه عقب پره و گذار جریان درون حباب از آرام به آشفتگی، مقدار انرژی جنبشی آشفتگی در قسمت عقب سطح مکش پره افزایش یافته است. خط جریان نمایش داده شده، خط جریان جداکننده لایه مرزی است. همانطور که ملاحظه می‌شود، در آزمون اول لایه مرزی نزدیک سطح مکش باقی می‌ماند. نمودار ۴، نمودار ضریب اصطکاک سطحی را نشان می‌دهد که توسط رابطه (۱۲) محاسبه می‌شود [14].

آزمون دوم نشان می‌دهد. تراکم خطوط جریان در قسمت عقب سطح مکش نشان‌دهنده بزرگتر بودن حباب جدایش نسبت به آزمون اول است و جریان به سطح بازنگشته است.

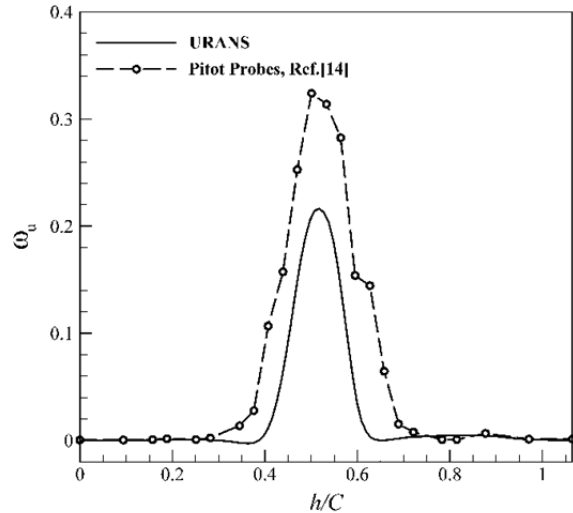
در شکل ۸، خطوط جریان در ناحیه حباب جدایش بزرگنمایی شده است. بزرگ بودن اندازه حباب در آزمون دوم، موجب ایجاد تاب‌خوردگی در خط جریان لبه فرار شده است و باعث افزایش اختلاف زاویه جریان در خروجی ردیف پره و زاویه لبه فرار پره شده است.

شکل ۹، مدهای پی.ا.دی در آزمون دوم و نمودار ۷، نحوه کاهش مرتبه انرژی مدهای پی.ا.دی آزمون دوم را نشان می‌دهد. مانند آزمون اول، اختلاف انرژی میان مد اول و سایر مدها بسیار بالاست و تجزیه پی.ا.دی میدان فشار، نشان می‌دهد که مد اول به طور کامل شبیه میدان فشار اصلی است. در مد دوم ناحیه کاهش فشار در سطح مکش پره مطابق با ناحیه آغاز جدایش است. در مقایسه با آزمون اول، به جای جفت‌های بیشینه و کمینه فشار، فقط یک ناحیه کمینه در شکل مد دوم و یک ناحیه بیشینه در شکل مد سوم دیده می‌شود که نشان می‌دهد تعداد ساختارهای گردابی رها شده در آزمون دوم کمتر شده اما اندازه آن‌ها بزرگ‌تر است. این بدان معنی است که در آزمون دوم ساختارهای گردابی بزرگ از لایه برشی جدا شده در سطح مکش رها می‌شوند. محمدتایف‌پور و وایس^[16] نیز با استفاده از تجزیه پی.ا.دی داده‌های تجربی، رهایی ساختارهای گردابی بزرگ در حباب جدایش آشفته را گزارش کردند که مطابق با نتایج آزمون دوم است.

نمودار ۵ نمودار ضریب افت انرژی کلی در صفحه اندازه‌گیری در شکل ۲ را نمایش می‌دهد که از رابطه (۱۳) به دست آمده است.^[14]

$$\omega_u = \frac{P_{t1} - P_{t2,u}}{P_{t1} - P_{2th}} \quad (13)$$

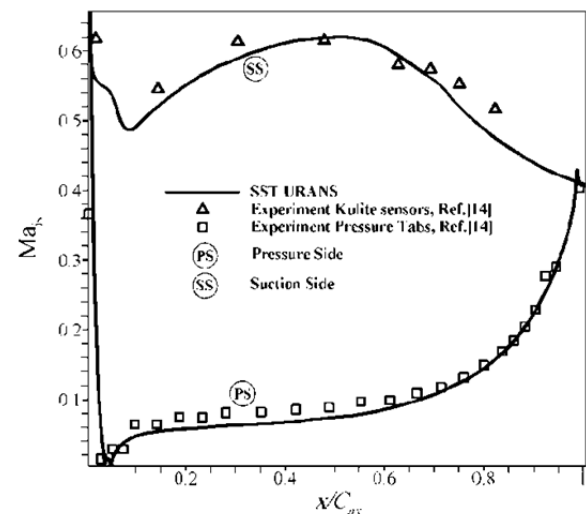
به دلیل حل دو بُعدی، قدرت گردابه‌های تشکیل شده در پشت صفحه خروجی ردیف پره کمتر از میزان واقعی تخمین زده شده است و نتایج شبیه‌سازی عددی نسبت به نتایج تجربی، افت کمتری را پیش‌بینی کرده‌اند.



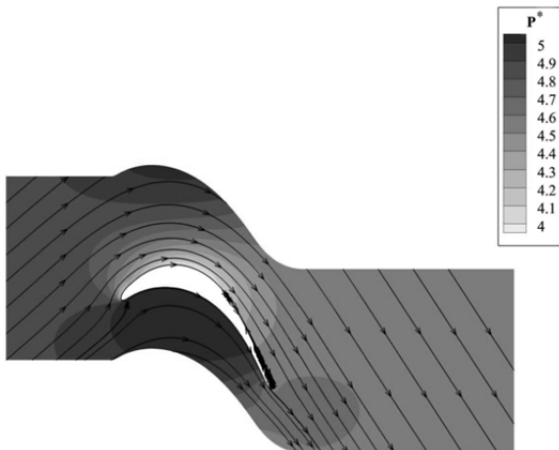
نمودار ۵) نمودار ضریب افت کلی در آزمون اول

۵-۲- آزمون دوم

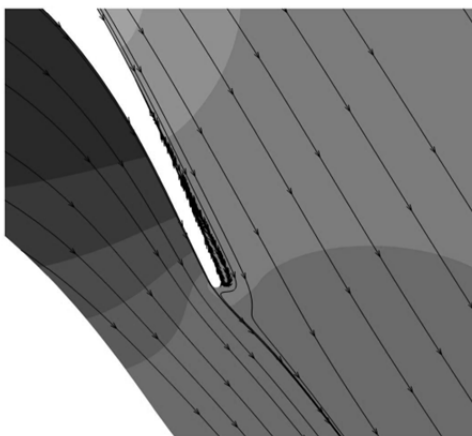
نمودار ۶، توزیع عدد ماخ آیزنتروپیک روی سطح پره را برای آزمون دوم نشان می‌دهد. به دلیل بزرگ بودن حباب جدایش و گردابیان شدیدتر فشار در سطح مکش، در آزمون تجربی از حسگرهای فشار با پاسخ فرکانسی سریع استفاده شده است. نسبت به آزمون اول، تغییرات در بارگذاری پره به خصوص در سطح مکش دیده می‌شود. به علاوه، شتاب‌گیری منفی جریان (شیب نمودار) روی سطح مکش در ناحیه عقب پره بیشتر شده است که به معنای شدیدتر شدن گردابیان فشار معکوس در این ناحیه است.



نمودار ۶) نمودار توزیع عدد ماخ در آزمون دوم



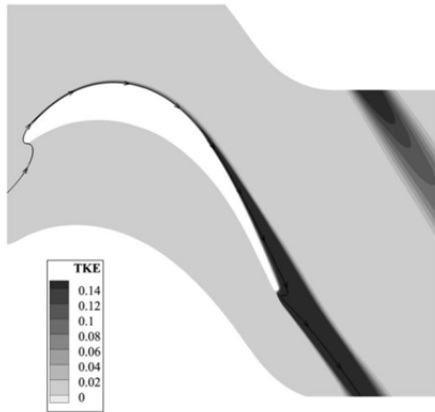
شکل ۷) خطوط همتراز فشاری بعد از آزمون دوم



شکل ۸) تشکیل حباب جدایش در قسمت عقب پره در آزمون دوم

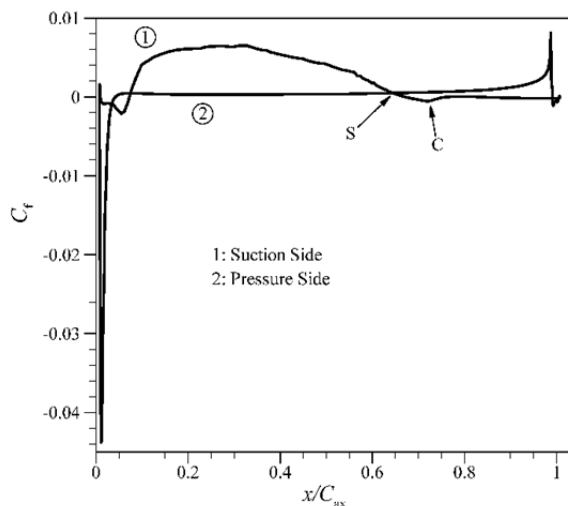
شکل ۷، خطوط همتراز فشاری بعد از پره را به همراه خطوط جریان برای

بزرگ شدن حباب جدایش است. به علاوه، خط جریان جداکننده لایه مرزی از سطح مکش فاصله گرفته و نتوانسته است به سطح برگردد. *ژانگ* و همکاران [23] نتایج مشابهی با آزمون دوم گزارش کرده‌اند. آن‌ها بیان کردند که به دلیل غلتش و رهایی گردابه‌ها از لایه برشی جدا شده، مقدار انرژی جنبشی آشفتگی در قسمت عقب سطح مکش پره افزایش یافته است.



شکل ۱۰) خطوط همتراز انرژی جنبشی آشفتگی در آزمون دوم

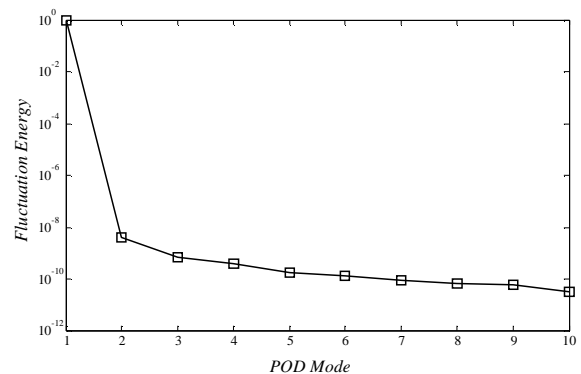
نمودار ۸، نمودار ضریب اصطکاک سطحی را برای آزمون دوم نشان می‌دهد. نسبت به آزمون اول C_f روی سطح مکش بیش‌تر شده که نشان دهنده افزایش تنش برشی روی سطح مکش پره است. افزایش تنش برشی روی سطح پره حاکی از افزایش ضریب پسا و کاهش ضریب برآ است. نقطه جدایش S در طول بی‌بُعد x/C_{ax} برابر 0.67 آغاز شده (جایی که علامت تنش برشی از مثبت به منفی تغییر کرده است) و موقعیت هسته گردابی در نقطه C و در طول بی‌بُعد 0.73 مشهود است. برخلاف آزمون اول علامت C_f دوباره مثبت نشده است که به معنای عدم بازگشت جریان به سطح است. به دلیل اینکه گذار آهسته رخ می‌دهد، یک نقطه مشخص برای تعیین موقعیت آن یافت نمی‌شود. *مارکسن* و *هنینگسون* [24] گزارش کرده‌اند که در حضور گرادیان فشار معکوس شدید، به دلیل واپاشی گردابه‌های کوچک در گردابه‌های بزرگ، طول حباب جدایش افزایش می‌یابد. این موضوع باعث می‌شود جریان نتواند به سطح برگردد. به علاوه، در مقایسه با آزمون اول، اختلاف تنش برشی در سطح فشار و سطح مکش در لبه فرار بیشتر شده است.



نمودار ۸) توزیع ضریب اصطکاک سطحی در آزمون دوم



شکل ۹) تجزیه مدهای متعامد میدان فشار در آزمون دوم



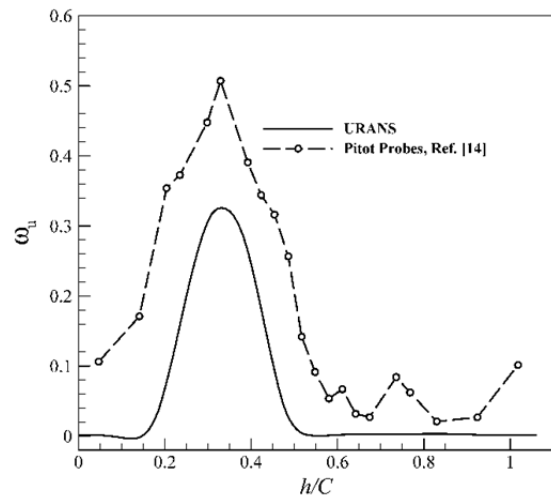
نمودار ۷) انرژی مدهای پی.آ.دی برحسب انرژی مد اول در آزمون دوم

شکل ۱۰، خطوط همتراز انرژی جنبشی آشفتگی را نشان می‌دهد که بیانگر افزایش مقدار انرژی جنبشی آشفتگی در قسمت عقب سطح مکش پره است و نسبت به آزمون اول محدوده بیشتری را در پشت لبه فرار اشغال کرده که ناشی از آشفتگی بیشتر جریان در اثر

ناحیه حباب جدایش ساختارهای گردابی کوچک از سطح مکش رها می‌شود. رهایی این گردابه‌های کوچک تأثیر زیادی در میزان افت پروفیل ندارد. در آزمون دوم با عدد رینولدز کوچکتر، گردابیان فشار معکوس شدیدی در ناحیه عقب سمت مکش پره ایجاد می‌شود که به همین دلیل اندازه حباب جدایش روی سطح مکش بلند می‌شود. در ناحیه حباب جدایش ساختارهای گردابی بزرگی از سطح مکش رها می‌شود که رهایی این گردابه‌های بزرگ تأثیر بسیار زیادی در میزان افت پروفیل دارد و تلفات را بیش از ۵۰٪ افزایش می‌دهد.

تشکر و قدردانی: بدین وسیله از موسسه پیش‌رانش دانشگاه نیروهای مسلح مونیخ (Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München (www.unibw.de/strahlantriebe)) به خاطر در اختیار قرار دادن اطلاعات تجربی این مقاله تشکر و قدردانی می‌شود.
تأییدیه اخلاقی: موردی توسط نویسندگان گزارش نشده است.
تعارض منافع: موردی توسط نویسندگان گزارش نشده است.
سهم نویسندگان: سیدمرتضی سجادمثنی (نویسنده اول)، پژوهشگر اصلی (۴۰٪)؛ محمد مجدم (نویسنده دوم)، پژوهشگر کمکی (۳۰٪)؛ آرمان محسنی (نویسنده سوم)، پژوهشگر کمکی (۳۰٪)
منابع مالی: موردی توسط نویسندگان گزارش نشده است.

نمودار ۹، نمودار ضریب افت کلی را در آزمون دوم نشان می‌دهد. هم نتایج تجربی و هم نتایج عددی، افت را در آزمون دوم نسبت به آزمون اول، حدود ۵۰٪ بیش‌تر پیش‌بینی کرده‌اند که به دلیل افزایش افت پروفیل در اثر بزرگ‌شدن حباب جدایش در آزمون دوم است.



نمودار ۹) نمودار ضریب افت کلی در آزمون دوم

۵-۳- مقایسه نتایج

مقایسه نتایج آزمون اول و دوم نشان می‌دهد وقتی عدد رینولدز به اندازه کافی بزرگ باشد، لایه مرزی از سطح جدا نمی‌شود و حباب جدایش کوچک باقی می‌ماند. در عدد ماخ ثابت با کاهش عدد رینولدز، شتاب‌گیری منفی جریان در قسمت عقب سطح مکش پره افزایش می‌یابد و جریان مستعد جدایش می‌شود. وقتی حباب جدایش بزرگ می‌شود، انرژی جنبشی آشفتگی در ناحیه عقب پره افزایش می‌یابد. با کاهش عدد رینولدز، حباب جدایش شروع به رشد می‌کند و بزرگ می‌شود. اگرچه با کاهش عدد رینولدز، جدایش به تعویق می‌افتد، اما به دلیل بزرگ بودن حباب جدایش، لایه برشی جدا شده به دلیل پدیده واپاشی گردابه‌های کوچک در گردابه‌های بزرگ، نمی‌تواند به سطح بازگردد. این موضوع به خوبی در نمودارهای توزیع ضریب اصطکاک سطحی مشخص است. وقتی عدد رینولدز پایین می‌آید، تنش برشی روی سطح مکش بیشتر می‌شود و در نتیجه نیروی پسا افزایش و نیروی برای پره کاهش می‌یابد. این موضوع در طراحی پره توربین مطلوب نیست. وقتی حباب جدایش کوچک است، مقدار افت کلی بسیار محدود می‌باشد. اما حباب جدایش بزرگ، مقدار افت کلی را به صورت قابل توجهی افزایش می‌دهد. به طور کلی خطوط هم‌تراز فشار به خوبی نمی‌توانند حباب جدایش کوچک را نمایان کنند، اما مدهای کم انرژی‌تر تجزیه پی.ا.دی میدان فشار در آشکارسازی جدایش و بازپیوستن جریان موفق عمل می‌کنند.

۶- نتیجه‌گیری

در این مقاله، جریان درون یک ردیف پره لیفت‌بالای توربین فشارپایین با استفاده از معادلات میانگین رینولدز ناویر-استوکس ناپایا و با استفاده از مدل گذار $\gamma - Re_{\theta}$ در دو عدد رینولدز مختلف شبیه‌سازی شده و سپس میدان فشار بدست‌آمده با روش پی.ا.دی تجزیه و تحلیل شده است. در آزمون اول گردابیان فشار معکوس متعادل در ناحیه عقب سمت مکش پره ایجاد می‌شود که به همین دلیل حباب جدایش کوتاه روی سطح مکش تشکیل می‌شود. در

۷- فهرست علائم

C	وتر پره (m)
C_f	ضریب اصطکاک سطحی
C_p	ضریب فشار
E	انرژی مد پی.ا.دی (m^2s^{-2})
h	ارتفاع ردیف پره (m)
l	ماتریس واحد
\dot{m}	دبی جرمی ($kg s^{-1}$)
Ma	عدد ماخ
P	فشار ($kg m^{-1} s^{-2}$)
Re	عدد رینولدز
Re_{θ}	عدد رینولدز بر اساس ضخامت اندازه حرکت
T	دما (K)
t	گام (m)
U	ماتریس بردار تکین چپ
U_{∞}	سرعت در جریان خارجی (ms^{-1})
V	ماتریس بردار تکین راست
x	جهت سطح پره (m)، داده
y^+	فاصله بی بعد از دیواره
Z	ضریب برای سواپفل
علائم یونانی	
γ	اختلاط
κ	نسبت گرماهای ویژه
Λ	ماتریس قطری شامل مقادیر ویژه
μ	لزجت دینامیکی ($kg m^{-1} s^{-1}$)
ρ	چگالی ($kg m^{-3}$)
σ	مقادیر تکین
Σ	ماتریس قطری مقادیر تکین
φ	مدهای پی.ا.دی
Φ	مجموعه مدهای پی.ا.دی
τ_w	تنش برشی دیواره ($kg m^{-1} s^{-2}$)
ω	افت فشار کل
بالانویس‌ها	
*	پارامتر بی بعد شده
T	ترانزاده ماتریس

11- Michelassi V, Chen LW, Pichler R, Sandberg RD. Compressible direct numerical simulation of low-pressure turbines-part II: Effect of inflow disturbances. *Journal of Turbomachinery*. 2015;137(7):071005.

12- Istvan MS, Yarusevych S. Effects of free-stream turbulence intensity on transition in a laminar separation bubble formed over an airfoil. *Experiments in Fluids*. 2018;59:52.

13- Breuer M. Effect of inflow turbulence on an airfoil flow with laminar separation bubble: An LES study. *Flow Turbulence and Combustion*. 2018;101(2):433-456.

14- Stadtmüller P, Fottner L. A test case for the numerical investigation of wake passing effects on a highly loaded LP turbine cascade blade. *ASME Proceedings Aircraft Engine Marine Turbomachinery Microturbines and Small Turbomachinery*. 2001;1:V001T03A015.

15- Lengani D, Simoni D, Ubaldi M, Zunino P, Bertini F. Experimental investigation on the time-space evolution of a laminar separation bubble by POD and DMD. *ASME Proceedings Turbomachinery*. 2016;2B:V02BT38A049.

16- Mohammed-Taifour A, Weiss J. Unsteadiness in a large turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*. 2016;799:383-412.

17- Haselbach F, Schiffer HP, Horsman M, Dressen S, Harvey N, Read S. The application of ultra high lift blading in the BR715 LP turbine. *Journal of Turbomachinery*. 2001;124(1):45-51.

18- Tropea C, Yarin A, Foss, JF, editors. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag; 2007.

19- Coull JD, Thomas RL, Hodson HP. Velocity distributions for low pressure turbines. *Journal of Turbomachinery*. 2010;132(4):041006.

20- Menter FR, Langtry RB, Likki SR, Suzen YB, Huang PG, Völker S. A correlation-based transition model using local variables-part I: Model formulation. *Journal of Turbomachinery*. 2004;128(3):413-422.

21- Michelassi V, Wissink JG, Rodi W. Direct numerical simulation, large eddy simulation and unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes simulations of periodic unsteady flow in a low-pressure turbine cascade: A comparison. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part A Journal of Power and Energy*. 2003;217(4):403-411.

22- Lee D, Kawai S, Nonomura T, Anyoji M, Aono H, Oyama A, et al. Mechanisms of surface pressure distribution within a laminar separation bubble at different Reynolds numbers. *Physics of Fluids*. 2015;27(2):023602.

23- Zhang W, Zou Z, Qi L, Ye J, Wang L. Effects of freestream turbulence on separated boundary layer in a low-Re high-lift LP turbine blade. *Computers & Fluids*. 2015;109:1-12.

24- Marxen O, Henningson DS. The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*. 2011;671:1-33.

زیرنویس‌ها	
1	صفحه ورودی ردیف پره
2	صفحه خروجی ردیف پره
2th	شرایط پایین دست جریان آیزنتروپیک
ax	جهت محوری
j	شماره مد
is	شرایط آیزنتروپیک
ref	شرایط مرجع
t	پارامتر کلی (سکون)
x	پارامتر محلی

منابع

1- Howell RJ, Ramesh ON, Hodson HP, Harvey NW, Schulte V. High lift and aft loaded profiles for low pressure turbines. *ASME Proceedings Heat Transfer Electric Power Industrial and Cogeneration*. 2000;3:V003T01A066.

2- Zou Z, Wang S, Liu H, Zhang W. Flow mechanisms in low-pressure turbines. In: Zou Z, Wang S, Liu H, Zhang W. *Axial turbine aerodynamics for aero-engines*. Singapore: Springer; 2018. pp. 143-257.

3- Hodson HP, Howell RJ. The role of transition in high-lift low-pressure turbines for aeroengines. *Progress in Aerospace Sciences*. 2005;41(6):419-454.

4- Curtis EM, Hodson HP, Banieghbal MR, Denton JD, Howell RJ, Harvey NW. Development of blade profiles for low-pressure turbine applications. *Journal of Turbomachinery*. 1997;119(3):531-538.

5- González P, Ulizar I, Vázquez R, Hodson HP. Pressure and suction surfaces redesign for high-lift low-pressure turbines. *Journal of Turbomachinery*. 2002;124(2):161-166.

6- Cardamone P, Stadtmüller P, Fottner L. Numerical investigation of the wake-boundary layer interaction on a highly loaded LP turbine cascade blade. *ASME Proceedings Turbo Expo Parts A and B*. 2002;5:401-409.

7- Bigoni F, Vagnoli S, Arts T, Verstraete T. Detailed numerical characterization of the suction side laminar separation bubble for a high-lift low pressure turbine blade by means of RANS and LES. *ASME Proceedings Turbomachinery*. 2016;2D:V02DT44A015.

8- Blaim FF, Brachmanski RE, Niehuis R. Investigation of varied unsteady inflow boundary conditions on the transition behavior of a low pressure turbine cascade family. *ASME Proceedings Turbomachinery*. 2014;2C:V02CT38A023.

9- Schobeiri MT, Nikparto A. A comparative numerical study of aerodynamics and heat transfer on transitional flow around a highly loaded turbine blade with flow separation using RANS, URANS and LES. *ASME Proceedings Heat Transfer*. 2014;5C:V05CT17A001.

10- Nikparto A, Schobeiri MT. Combined numerical and experimental investigations of heat transfer of a highly loaded low-pressure turbine blade under periodic inlet flow condition. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part A Journal of Power and Energy*. 2018;232(7):769-784.