

Title	ガスタービン翼エンドウォールの伝熱に関する研究
Author(s)	羽田, 哲
Citation	大阪大学, 2010, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/774
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

## ガスタービン翼エンドウォールの 伝熱に関する研究

羽田 哲

# ガスタービン翼エンドウォールの 伝熱に関する研究

2010年2月

羽田 哲

## 目次

第1章 緒言	1
1.1 産業用ガスタービンの高温化のすう勢	1
1.2 産業用ガスタービンの高温化の課題	5
1.3 本論文の構成と目的	9
第2章 2次元対称翼を用いた前縁付け根部の熱伝達	12
2.1 はじめに	12
2.2 供試低速風洞と実験手法	13
2.2.1 供試低速風洞と座標系	13
2.2.2 ナフタレン昇華法	14
2.2.2.1 ナフタレン昇華法による伝熱実験	15
2.2.2.2 供試体の製作および測定手順	15
2.2.3 PIV 測定手法	17
2.2.3.1 PIV 測定装置の概要	17
2.2.3.2 PIV 測定手法	
2.3 ナフタレン昇華法による時間平均熱伝達率分布測定と考察	
2.3.1 エンドウォール熱伝達率分布	19
2.3.2 入口流速の影響	22
2.3.3 入口境界層厚さの影響	22
2.3.4 主流乱れの影響	23
2.3.5 翼前縁直径の影響	24
2.3.6 レイノルズ数と熱伝達の関係	27
2.4 翼形状が時間平均熱伝達率分布に及ぼす影響	29
2.4.1 実験に使用した翼モデル	29
2.4.2 2次元傾斜対称翼の熱伝達と流れ場	29
2.4.3 フィレットR付2次元対称翼の熱伝達と流れ場	32
2.5 数値解析による馬蹄渦挙動	35
2.5.1 数値解析の手法	
2.5.2 数値解析結果と実験結果との比較	37
2.6 結論	40
第3章 シェイプトフィルムの高効率化	43
3.1 はじめに	43
3.2 実験手法	46
3.2.1 実験に用いた風洞とフィルム冷却試験供試体	46
3.2.2 熱電対によるフィルム効率測定の概要	46
3.2.3 アセトン LIF による濃度分布の測定	49

3.2.4 PIV による流れ場の測定	
3.2.5 実験条件	53
3.3 実験結果	
3.3.1 円形フィルム冷却孔の実験結果と文献値との比較	54
3.3.2 シェイプトフィルム形状の影響	
3.3.3 LIF によるフィルム効率測定結果	60
3.3.4 PIV による流れ場測定とその考察	64
3.4 シェイプトフィルム冷却の数値解析	67
3.4.1 数值解析手法	67
3.4.2 解析境界条件	68
3.4.3 数值解析結果	69
3.5 結論	71
第4章 静翼フィルム冷却・熱伝達率への軸対称コンタリングの影響	73
4.1 はじめに	73
4.2 実験手法と供試翼型	75
4.2.1 翼列風洞の概要	75
4.2.2 実験に用いたガスパス・翼形状	75
4.2.3 エンドウォールに適用した冷却構造	
4.2.4 翼列テストセクションの概要	
4.2.5 実験手法	
4.2.5.1 熱伝達率計測の方法	
4.2.5.2 フィルム冷却効率計測の方法	83
4.2.5.3 スロットの冷却空気量,フィルム冷却空気量の測定方法	84
4.3 フィルム冷却効率への軸対称コンタリングの影響	85
4.3.1 上流スロットからの漏れの影響	85
4.3.2 フィルム冷却空気量の影響	
4.4 熱伝達率分布への軸対称コンタリングの影響	91
4.4.1 軸対称コンタリングによる熱伝達率分布	91
4.4.2 上流スロット部からの漏れ空気が馬蹄渦に与える影響	95

## 

第5章 エンドウォール隙間漏れ空気のフィルム冷却効率数値解析	100
5.1 はじめに	
5.2 翼列試験の概要と実験条件	
5.2.1 供試翼型とその冷却構造	
5.2.2 エンドウォール部冷却構造	
5.3 数值解析手法	
5.3.1 解析に用いたメッシュ設定	
5.3.2 境界条件の設定	
5.3.3 支配方程式と数値解析モデル	109

5.3	8.4 舌	L流モデルと壁近傍の取り扱い	109
5.3	8.5 切	Z束判定およびグリッド依存性	
5.3	3.6 漢	導入した無次元量および二次流れ解析	116
5.4	数值	解析によるエンドウォールフィルム冷却効率	117
5.4	4.1 根	既要と解析条件	117
5.4	4.2 娄	如值解析結果	119
	5.4.2.	<ol> <li>隣接静翼隙間の有無によるフィルム効率</li> </ol>	119
	5.4.2.	2 隣接静翼隙間からの漏れ空気量の影響	
	5.4.2.	3 上流スロットからの流量変化(同一漏れ空気量の場合)	
	5.4.2.	4 上流スロットからの流量変化(同一キャビティ圧力の場合)	129
	5.4.2.	5 エンドウォールのミスアライメント	
5.5	結論		134

第6章 動翼翼面・エンドウォールのフィルム冷却効率	136
6.1 はじめに	136
6.2 感圧塗料を用いたフィルム冷却効率測定	137
6.2.1 試験方法	137
6.2.2 試験手順	138
6.2.2.1 感圧塗料の較正	138
6.2.2.2 フィルム冷却効率測定法	139
6.2.2.3 試験条件	139
6.2.3 公開文献との比較実験	140
6.3 翼面・エンドウォール面フィルム冷却試験	141
6.3.1 大型回転試験装置による動静翼フィルム冷却試験	142
6.3.2 フィルム冷却試験結果	144
6.3.2.1 1段静翼翼面フィルム冷却効率	144
6.3.2.2 1段静翼シュラウド面フィルム冷却効率	145
6.3.2.3 1段動翼翼面フィルム冷却効率	147
6.3.2.4 1段動翼プラットフォームフィルム冷却効率	148
6.4 結論	152
第7章 結言	154
記号表	157

### 第1章 緒言

#### 1.1 産業用ガスタービンの高温化のすう勢

ガスタービンは,1791年にJohn Barberによりその概念が導入され,第二次世界大戦中に, 主に航空用原動機として使われるようになって以来,発電用及び輸送用原動機として,広 く使われている.ガスタービンエンジンは,古典的なレシプロエンジンと比較して,優れ た比出力・比推力を高い熱効率で得ることができる特徴を有する.

以上のように、ガスタービンは、18世紀の終わりより数えて200年あまりの歴史を持つ. しかし、"Brayton Cycle"の原理が単純であるにもかかわらず、蒸気タービンやピストンエン ジンと比較して、有効な仕事を得ることが困難であった.実用化されたのは、第二次世界 大戦が開始されてからであり、はじめは航空用原動機として使用された.

発電用ガスタービンは、1939年にスイス BBC 社で開発・製作<sup>[1]</sup>された.初期の発電用ガ スタービンは、高速始動を特徴とする、ピーク発電用として使用されてきたが、タービン 入口温度の上昇に伴う排ガス温度の上昇により、排ガスによる蒸気加熱が可能となった. 1980年代に蒸気タービンとガスタービンを組み合わせたコンバインドサイクルプラントの 熱効率は、当時最新鋭のコンベンショナル火力発電の熱効率を凌駕したことから、一躍脚 光を浴びた.コンバインドサイクルプラントは、ガスタービン出力を発電機で取り出すと ともに、ガスタービンの排熱を、排熱回収ボイラを通じて、蒸気を発生させ、蒸気タービ ンを駆動する.最新のコンバインドサイクルプラントの熱効率は 60% (LHV) におよぶ. 発電用大型ガスタービンの一例として、三菱重工業の 1500℃級ガスタービン M501G<sup>[2][3]</sup>を 図 1.1 に示す.



Fig.1.1 Mitsubishi Heavy Industries M501G gas turbine (250 MW class).

コンバインドサイクルプラントの一例として,タービン入口温度 1150℃の 701D 形ガスター ビンと蒸気タービンを組み合わせた世界初の大型コンバインドサイクルプラントである東 新潟火力発電所3号系列と,同じく世界初の 1500℃級商用コンバインドサイクルプラント である東新潟火力発電所4号系列の概観を図1.2 に示す.



Fig.1.2 Tohoku Electric Power #3 and #4 Power Station.

熱効率の向上は、燃料代の低減に直結するため、顧客からの当然の要求であるが、一方で、最近の地球環境問題(特に地球温暖化問題)に対する関心の高まりから、温室効果ガスの一種である CO<sub>2</sub>を有効に削減できるコンバインドサイクルプラントの需要が急速に高まってきた.2005 年 2 月に温室効果ガス排出規制として京都議定書が発効され、日本は 2008 年から 2012 年までに 1990 年における温室効果ガス総排出量の 6%の削減目標の達成が義務付けられている.事業用(発電用)火力発電から排出される CO<sub>2</sub>は、日本の CO<sub>2</sub>総排出量のおよそ 40%弱に達するため、火力発電の高効率化は、CO<sub>2</sub>総排出量の削減達成のために、重要である.

ガスタービンエンジンの特性として、熱効率はタービン入口温度上昇と共に向上し、最 新鋭のコンバインドサイクルプラントでは、この特性が十分に発揮され、従来火力プラン トに比べ、約30%の効率向上が可能となった。タービン入口温度の上昇は主に材料技術、 コーティング技術およびタービン翼の冷却技術により達成されてきた。タービンの冷却技 術は、1960年代に単純な冷却翼が航空エンジンに採用されて以来、目覚ましく改良されて おり、産業用ガスタービンにおいても、1500℃級の冷却翼が実用化され、長時間にわたり 高い信頼性を維持して運用されている。図1.3 はタービン入口温度の上昇の歴史を示す。コ ンバインドサイクルプラントの熱効率は、主機として用いる産業用ガスタービンのタービン入口温度の上昇とともに改良され、現在開発中の1600℃級ガスタービンは 60%以上

(LHV), 2004 年から研究がスタートした国家プロジェクトの 1700℃級ガスタービン<sup>[4,5]</sup>で は 62% (LHV) 以上を目標にしている. このような高効率化を可能にした技術はおもに高 温化技術である. しかし, タービン入口温度上昇と前世代の冷却技術の適用だけでは, 冷 却空気量が増大し, 高効率達成は困難である. 入口温度上昇に見合う冷却効率の高い冷却 翼を開発することにより, 必要冷却空気量を抑制でき, コンバインドサイクルプラントの 高効率達成が可能となる.



Fig.1.3 Evolution of turbine inlet temperature of industrial gas turbine.

タービン入口温度とコンバインドサイクルの熱効率の関係を図 1.4 に示す. コンバインドサイ クルは、ガスタービンの排ガスで蒸気を加熱するために、冷却空気量の削減がより求められ、積 極的な冷却効率の向上が必要とされる.

タービン1段静翼の冷却構造の変遷を図1.5に示す.初期の冷却翼には単純な対流冷却が採用 されていたが,鋳造技術の進歩および加工技術の進歩により,複雑な冷却構造が可能となり,冷 却効率を向上することができ,タービン入口温度は顕著に上昇した.現在の1500℃級ガスター ビンでは,翼全面をフィルム冷却空気で覆う,高い冷却効率の冷却翼が実用化されている.更な る高温化に対しては,トランスピレーション冷却のような高効率冷却技術の実用化が期待されて いる.



**Fig.1.4** Thermal efficiency of the combined cycle plant<sup>[5]</sup>.



**Fig.1.5** Trend of the turbine cooling technology<sup>[6]</sup>.

1500℃級ガスタービンの1段動静翼の冷却構造を図1.6に示す.タービン1段静翼の翼面は, ガス側圧力分布に対応して,最適な冷却空気量を精度良く供給できる3インサート構造によるイ ンピンジメント冷却を,後縁部は冷却通路に円柱を設置したピンフィン冷却を採用している.第 1段動翼は,冷却空気流速を上げるために,サーペンタイン冷却を採用し,また,熱伝達率向上 のため冷却通路内に,タービュレンスプロモータを設置している.また,動静翼とも背側・腹側 に多数のフィルム冷却孔を設置した全面フィルムによりガス側の熱負荷を低減している.熱負荷 の高い前縁部はシャワーヘッド冷却が,その他の部位はフィルム孔出ロ形状を工夫し,フィルム 冷却効率を高めたシェイプトフィルム冷却が採用されている.



**Fig.1.6** Turbine cooling technologies for 1500 degree C class turbine blade and vane<sup>[6]</sup>.

#### 1.2 産業用ガスタービンの高温化の課題

ガスタービンは、外燃機関はもちろん、他の内燃機関と比較しても、低 NOx であり、環 境負荷が低い原動機である.しかしながら、熱効率上昇のためにタービン入口温度を上昇 させることは、火炎温度の上昇を伴い、Thermal NOx が増加する.したがって、タービン入 口温度上昇による性能向上と、NOx 低減の相反する目標を如何に両立させるかがガスター ビンの高効率化の課題であるといえる.その解決方法の一つとして、火炎温度を上昇させ ることなく、タービン入口温度を上昇させることができる、蒸気冷却予混燃焼器の採用が ある.図1.7に示すように、空気冷却式予混燃焼器は、空気を用いて燃焼器壁の冷却を行う ために、同じ火炎温度であっても、タービン入口温度は空気希釈分低下する.三菱重工業 のG形ガスタービンでは、排熱回収ボイラから抽気した比較的低温の蒸気を用いて、燃焼 器および尾筒壁を冷却する.これにより燃焼器壁および尾筒壁用の冷却空気を燃焼用空気 として使用することができ、燃焼平均温度を下げることに伴い、結果的に局所火炎温度を 下げることができる.しかしながら、従来の空冷燃焼器において壁から流入されていた希 釈空気量が0に近いため、燃焼器の出口、すなわち、タービン入口での高さ方向温度分布 は極めてフラットとなる.



**Fig.1.7** Comparison between the air-cooled combustor and steam cooled combustor in 1500 degree C class gas turbine.



Fig.1.8 Peak temperature comparison between 1350 and 1500 degree C class gas turbine.

1350℃級ガスタービンから 1500℃級ガスタービンにタービン入口温度を上昇させた場合, 図 1.8 に示すように,燃焼器出口温度分布は変化するが,エンドウォール HUB 部のガス温 度上昇は,TIT の上昇以上に大きいことがわかる.タービン翼の HUB/TIP 側は,構造上熱 応力が高く,主流ガスによる曲げ応力も高いことから,クリープ強度,低サイクル寿命, 高サイクル寿命の目標値を満たすことが厳しく,結果的に信頼性に問題を生じる場合も出 てきた.したがって,今後の産業用ガスタービンの高温化に対しては,タービンエンドウ オールを適切な温度にまで冷却する設計手法や,熱応力を正確に予測するための熱的境界 条件の設定が,これまで以上に重要になってきている.

タービンエンドウォールは、比較的単純な境界層流れとして近似することができる翼面 流れと比較して、流れ場が3次元的であるため、熱的境界条件の予測が難しい.図1.9 にタ ービンエンドウォール部の流れ場のモデル図を示す.タービン翼前縁に流入する入口境界 層は、タービン前縁にて馬蹄渦を発生させる.この馬蹄渦は背側、腹側のタービン流路内 にそれぞれ流入し、翼列内部の背腹圧力差にともなう2次流れ(Endwall Crossflow)に沿っ て腹側の流路渦(Passage Vortex)は背側に押し流される.このような複雑な流れ場の結果 として、タービンエンドウォール部の熱伝達を、単純な境界層理論などから予測すること は難しい.



**Fig.1.9** Endwall secondary flow model for a turbulent boundary layer presented by Langston<sup>[7]</sup>.

また、これらの渦は、さらに温度の高い主流ガスを巻き込んで、高温ガスを翼エンドウ オールに移動させ、同時に、各種の渦により熱伝達率の上昇を招き、熱負荷を増大させる. 最近のガスタービンは、熱効率向上のために、高温化に加え、高圧力比に向かっており、 これは翼の空力負荷の増加、すなわち背腹の差圧の増大につながり、エンドウォールの2 次流れも増加する.

このようなガスタービン翼のエンドウォールが有する課題に対して、タービン翼の信頼 性を保持するために、タービンエンドウォールの熱負荷を有効に低減する技術は、タービ ン入口温度の更なる高温化にとって非常に重要である.まず、ガス温度上昇に対応したフ ィルム冷却の活用による熱負荷低減が挙げられる.フィルム冷却は、燃焼器をバイパスし た圧縮機吐出空気を、翼表面やエンドウォールに設けた冷却孔を通して吹き出し、壁面と 主流ガスの間に冷却空気膜を形成し、熱遮蔽する冷却技術である.フィルム冷却を用いた 産業用ガスタービンの1段静翼を図1.10に示す.タービン入口温度上昇に伴い、1.1節で述 べた翼 HUB/TIP 部におけるガス温度上昇に対処するために、翼面だけではなく、エンドウ ォールにフィルム冷却を適用し、熱負荷を低減する必要性が高まっている.



Fig. 1.10 MHI M501G row 1 vane pictures after the operation<sup>[8]</sup>.

タービン翼のフィルム冷却は、古くは 1960 年代より研究がはじめられ、1970 年代に実機 に適用され始めたが、未だ現在でも、活発に研究が行われている.初期のフィルム冷却孔 の形状は、単純な円孔であったが、最近はレーザ加工や放電加工などの進歩により、孔出 ロ形状を工夫した"シェイプトフィルム形状"が一般的になってきている<sup>[9,10]</sup>.しかし、一 ロにシェイプトフィルム形状といっても、様々な形状パラメータが存在し、最適化の余地 を有する.このようなシェイプトフィルム冷却孔を、エンドウォールに採用することによ り、ガスタービンの高温化に対応した、熱負荷の低減ができる可能性がある.

エンドウォールにおける2次流れは、タービン空力損失につながるため、2次流れを低 減する手段として、エンドウォールコンタリング<sup>[11]</sup>が提案されている.このような提案は、 従来空力的な観点で実施されたものが多いが、2次流れを低減することは、エンドウォー ルの複雑な流れ場を抑えることと等価であり、結果的に熱負荷低減につながる可能性があ る.しかしながら、エンドウォールコンタリングの伝熱の研究は多くなく、体系的に整理 されているとはいえない.

最後に、タービン内部部品間からの漏れ空気の活用が挙げられる.タービン動静翼など の高温部品間には、起動から停止までにわたって、部品間の熱伸びを吸収するために、幾 許かの隙間が存在する.タービン1段静翼の場合、上流の燃焼器および隣接静翼間に隙間 が存在する.このような隙間からの漏れ空気は、性能上好ましくないが、隙間を管理して 漏れ空気量をコントロールすることにより、タービンエンドウォールのフィルム冷却とし て利用し、タービンエンドウォールの熱負荷低減の有効な施策として考えることができる.

#### **1.3**本論文の構成と目的

本論文の目的は、今後のガスタービンの更なる高温化にとって重要であると考えられる タービンエンドウォールの熱負荷低減である.具体的な研究課題は、1.2節で述べた、①シ ェイプトフィルム冷却の高効率化とエンドウォールへの適用、②タービン軸対称エンドウ ォールコンタリングによる熱負荷低減、③燃焼器 - タービン静翼間およびタービン隣接静 翼間の漏れ空気の活用、の3テーマである.

まず第2章に、タービンエンドウォールの複雑な3次元流れを構成するタービン前縁の 馬蹄渦に対し、低速風洞に設置した2次元対称翼を用いて、PIVによる流れ場測定およびナ フタレン昇華法を用いた伝熱実験を実施し、馬蹄渦の発生メカニズムと熱伝達率向上の物 理的考察を行うとともに、主流流速、主流乱れ、境界層厚み、前縁形状(前縁直径、前縁 傾斜、フィレットR)をパラメータとした一連の伝熱試験により、タービン翼付け根部の伝 熱現象の解明と定量的伝熱データを得る.また、同時に馬蹄渦による伝熱促進を制御する 方法への知見を得ることを目的とする.

第3章では,第2章で用いた低速風洞を用い,シェイプトフィルムの高性能化の基礎と なる基礎試験および数値解析結果について述べる.シェイプトフィルム形状として,2種 類のフィルム形状に対し,アセトン LIF による濃度分布計測および PIV 計測による流れ場 計測を実施し,より高性能なシェイプトフィルム形状を開発するための知見を得る.

第4章では,第2章で考慮したエンドウォールの熱負荷低減策のうち,前縁傾斜による 熱負荷低減および入口流速低減による熱負荷低減を同時に達成するために,翼前翼におけ る流路高さを後縁のそれより高くし,主流を翼間通路内部で加速させることを目的とした 軸対称エンドウォールコンタリングを適用したタービン静翼のエンドウォールにおける伝 熱特性を,実験的に調べた結果について述べる.また,第3章で良好なフィルム効率を示 したシェイプトフィルム冷却孔をタービン静翼エンドウォールに施工し,エンドウォール フィルム効率を測定した結果についても述べる.

第5章では、燃焼器とタービン静翼、および隣接静翼間の隙間からの漏れ空気によるタ ービンエンドウォール面上のフィルム冷却効率を数値解析にて予測し、よりよいタービン エンドウォール形状と漏れ空気のエンドウォール面上のフィルム冷却効率に対する影響に ついて検討した結果について述べる.

最後に第6章では、大型低速回転翼列試験装置を用いて、タービン静翼の翼面およびエ ンドウォール面上および回転動翼の翼面およびエンドウォール面上のフィルム冷却効率を、 感圧塗料(PSP: Pressure Sensitive Paint)を用いて測定した結果について述べる.加えて、 1段動翼エンドウォールにおける、丸孔とシェイプト孔のフィルム冷却効率の差異を比較 検討した結果について述べる.



以上、本論文の全体構成をおよび各章の関係を図 1.11 に示す.

Fig.1.11 Block diagram of this dissertation.

#### 引用文献

[1] ASME, 1998, "The World's First Industrial Gas Turbine Set at Neuchatel(1939)," An International Historic Mechanical Engineering Landmark, ASME.

[2] Aoki,S., Tsukuda,Y., Akita,E. Iwasaki,Y. Tomato,K. Rosso,M. and Schips,C., 1996, "Development of the Next Generation of 1500C class Advanced Gas Turbine for 50Hz Utilities," ASME Turbo Expo, 96-GT-314.

[3] Maekawa,A., Akita,E., Akagi,K. and Uemura,K., 2002,"Long Term Verification Results & Reliability Improvement of M501G Gas Turbine," 2002, ASME Turbo Expo, GT2002-30162.

[4] Ito,E.,Okada,I.,Tsukagoshi,K.,Muyama,A. and Masada, J., 2007, "Development of Key Technologies for the Next Generation Gas Turbine," ASME Turbo Expo, GT2007-28211.

[5] 塚越敬三, 伊藤栄作, 正田淳一郎, 高田和正, 2009, "高効率コンバインドサイクルプラント向け 1700℃級ガスタービン要素技術の開発,"火力原子力発電, Vol.60, NO.10, pp.969-973.

[6] 塚越敬三, 渡邊康司, 羽田哲, 2007, "最新の産業用ガスタービンの冷却技術,"日本ガス タービン学会誌, 35, No.3, pp.141-146.

[7] Langston,L.S., 1980, "Crossflows in a Turbine Cascade Passage," *Journal of Engineering for Power*, **102**, pp.866-874.

[8] Ai,T, Koeneke,K., Arimura,H. and Hyakutake,Y., 2009, "Development of an Air-Cooled G-Series Gas Turbine (The M501GAC)," ASME Turbo Expo, GT2009-60431.

[9] Bunker, R.S., 2005, "A Review of Shaped Hole – Turbine Film Cooling Technology," *Journal of Heat Transfer*, **127**, pp.441-453.

[10] 武石賢一郎, 2007, "フィルム冷却技術の進展," 日本ガスタービン学会誌, 35, No.3, pp.156-164.

[11] Simon, T.W. and Piggush, J.D., 2006, "Turbine Endwall Aerodynamics and Heat Transfer," *Journal of Propulsion and Power*, **22**, pp.301-312.

#### 関 連 論 文

(1) 塚越敬三, 渡邊康司, 羽田哲, 2007, "最新の産業用ガスタービンの冷却技術," 日本ガスタ ービン学会誌, 35, No.3, pp.141-146.

### 第2章 2次元対称翼を使用した前縁付け根部の熱伝達

#### 2.1 はじめに

本章では、タービン翼の付け根部に発生する馬蹄渦のメカニズムとそのエンドウォール 面上の伝熱特性について実験的な研究を実施した結果について述べる.予混燃焼器を備え た産業用ガスタービンにおいては、第1章で述べたごとく、タービン動静翼のエンドウォ ールは、高温ガスに曝されている.さらに、その強い3次元性を示す流れ場により伝熱促 進され、翼面と同程度以上の高熱負荷となる.特に、タービン翼前縁付け根部に発生する 馬蹄渦(Horse Shoe Vortex)は、タービン流路内の3次元性の原因となるものである.この 馬蹄渦の発生により、タービン翼前縁近傍のエンドウォール面上は、強いダウンウォッシ ュ流れにより伝熱が促進され、局所的に、熱伝達率の高い領域を発生させる.また、現在 用いられている予混燃焼器ではガス温度分布は比較的平滑化されているといっても、エン ドウォール部で若干低い温度分布となるが、馬蹄渦により壁から離れた箇所に存在した高 温ガスがエンドウォール付近へ移動する.これらの結果として、タービン翼前縁付け根部 のエンドウォール面上の熱負荷は増大する.超高温の産業用ガスタービンの1段動静翼エ ンドウォールを信頼性高く伝熱設計を行うためには、タービン翼前縁に発生する馬蹄渦の 流体挙動と伝熱特性を把握することは、不可欠であるといえる.

鈍頭物体が境界層を伴う流れ場中に置かれた際,鈍頭物体の前縁に全圧差が生じ,その 圧力差によって,エンドウォールに向かう流れが発生する.これが境界層流れに剥離を引 き起こし,いわゆる馬蹄渦と称される流れを形成する.この馬蹄渦は,いくつかの特徴的 な渦を随伴し,これら合わせて馬蹄渦システムと呼ぶことができる.馬蹄渦システムの構 成は,図2.1に示すように,主馬蹄渦 (Primary Horse Shoe Vortex, HV),二次渦 (Secondary Vortex, SV),三次渦 (Tertiary Vortex, TV),コーナー渦 (Corner Vortex, CV) である.



**Fig. 2.1** A flow model of airfoil/endwall junction flow in a symmetric plane upstream the leading edge (Ishii and Honami,<sup>[1]</sup>).

馬蹄渦やその渦によりタービン翼間で発達した渦に関連する空力損失や伝熱の研究は 1970年代より活発に研究されてきた. Sieverding<sup>[2]</sup>および Langston<sup>[3]</sup>が,タービン翼内部の 2次流れのレビューを提供している. 翼列を用いた熱伝達の研究も,同様に古くは1980年 代より実施されるようになっており、例えば、Graziani<sup>[3]</sup>は、エンドウォールの熱伝達率の 分布は、入口境界層に大きく依存することを明らかにした.また、Takeishiら<sup>[4]</sup>は、低アス ペクト比のタービン翼列を用い、エンドウォール上のフィルム冷却効率、熱伝達率分布を 測定することによって、馬蹄渦が熱伝達率を促進しフィルム冷却効率を低下させることを 示した.Boyleら<sup>[5]</sup>は、タービン翼列への入口境界層厚さをパラメータとし、タービン翼前 縁近傍におけるエンドウォールの熱伝達率を測定し、タービン翼前縁に近づくにつれてエ ンドウォール面の熱伝達率は急激に上昇し、翼前縁付け根部における熱伝達率はタービン 前縁がないと仮定した境界層流れによる熱伝達率と比較して、およそ3~5倍上昇するこ とを示した.

翼列を使用したタービン翼エンドウォールの伝熱実験に加え,馬蹄渦の挙動をより詳細に研究するために、単純な円柱を用いたモデル実験や数値解析も継続的に研究されている. Davenport ら,Aqui ら<sup>[6,7]</sup>は、馬蹄渦の生成は、非定常性が強く、そのために、強い乱れと高い熱伝達率の原因となることを示した.彼らは Oil Flow を用いたエンドウォール表面の流れ場の可視化により、境界層が剥離する場所を調べた.最近では、計測機器の進歩により、より高解像度かつ高速の可視化が可能になっている.Praisner ら<sup>[8,9]</sup>は、高解像度の PIV、 感温液晶を用い、水を用いた低 *Re* 数(*Re=*2.44×10<sup>4</sup>)にて、速度場と熱伝達率を非定常で同時計測した.2次元対象翼の前縁周りには、熱伝達率の高い2つのバンド(領域)ができ、最も高い熱伝達率は、エンドウォール翼前縁付け根部に存在し、平板乱流境界層の350%程度の伝熱促進が認められ、その上流側に2番目に高い Peak があり、250%程度の伝熱促進

翼前縁付け根部における高熱伝達の低減を視野においた研究は、Zess ら<sup>[10]</sup>が、前縁に翼高さ 10%大のフィレット R を付加し、PIV による可視化により、前縁の馬蹄渦が消滅する可能性を示した.また、Sauer ら<sup>[11]</sup>は、bulb 形状を用いて、Secondary Flow による空力損失が約 50%まで低減することを示したが、伝熱実験は実施していない.

このように、境界層を伴う主流中に垂直に置かれた鈍頭物体周りの流れ場は、過去に多 くの研究が報告されているが、設計に必要な基本的な伝熱実験式は提案されていない.本 章では、タービン前縁を模擬した2次元対称翼を用いて、PIVを用いた可視化実験およびナ フタレン昇華法を用いて、タービン前縁の流動現象を明らかにし、物質伝達を求めること により熱伝達率を求め、タービン前縁におけるエンドウォール前縁翼付け根部の熱伝達を 評価する伝熱実験式を提案する.さらに、熱負荷低減のために、2次元傾斜対称翼とフィ レットR付2次元対称翼を用い、熱負荷低減の効果について調べた結果について述べる.

#### 2.2 供試低速風洞と実験手法

#### 2.2.1 供試低速風洞と座標系

本実験に用いた低速風洞の概略図を図 2.2 に示す.この低速風洞は吸い込み式の風洞であ り、入口吸い込み部、平行部、縮流部、主流コントロール部、テストセクション部、拡大 部から構成されている.大気吸い込みの平行部に設けたスクリーンはメッシュの金網でで きており,吸い込み速度を均一化する.テストセクション部は,高さ300mm×幅300mmの 正方形断面を持ち,流れ方向長さは1200mm である.テストセクション部の側面および上 面は内部が観察できるようにアクリル製になっている.最大主流流速は40m/sであり,テス トセクション部で測定した乱れ強さ(Turbulence Intensity, *Tu*)は0.36%である.





実験で用いた座標系を図 2.3 に示す. 主流方向に x 座標, 2 次元翼高さ方向に y 座標を, 主流と垂直方向に z 座標をとり,座標原点を 2 次元対称翼前縁においた.



Fig.2.3 Coordinate system in experiment.

#### 2.2.2 ナフタレン昇華法

本研究では熱伝達と物質伝達のアナロジーを用いて熱伝達率を測定することができるナ フタレン昇華法を用いて,翼前縁付け根部付近のエンドウォール面上の時間平均の局所熱 伝達率分布を測定し,馬蹄渦などによる伝熱促進の影響を調べた.ある検査面の局所熱伝 達率は,その点の流体温度,壁温度および熱流束から求められるが,複雑な表面形状の場 合,局所熱伝達率分布を決定することは困難である.そこで,ある流れ場におかれた物体 面からの放熱量と、これと同じ形状の昇華性物質表面からの物質移動量との間になりたつ 熱伝達と物質伝達のアナロジーを用いて、検査面と同一形状の昇華性物体からの昇華量を 測定し、間接的に熱伝達率を求めることが出来る.この方法では、表面のナフタレン蒸気 圧が一定なので、ヒーター加熱などの伝熱実験では難しい等温壁条件が達成されること、 壁内部での熱伝導誤差を考慮する必要がないことに加え、比較的容易に昇華量の分布も測 定できる利点があるため、物体表面の熱伝達率分布を求めるに適している.さらに物体の 加熱、放熱、熱量や温度の測定といった伝熱実験特有のわずらわしさがないため、実機の みならず、単純な形状の物体についてもその対流熱伝達率を測定する手法として古くから 用いられてきた<sup>[12]</sup>.そこで、本研究では、局所熱伝達率の測定方法として、ナフタレン昇 華法を用いた.

#### 2.2.2.1 ナフタレン昇華法による伝熱実験

供試体表面の各点における,垂直方向の変化量を $\delta_n$ すると,その点における単位面積,単位時間あたりの物質移動量 $\dot{m}$ は $\rho_s\delta_n/t_e$ と表せるので,局所物質伝達率は以下のよう求めることができる.

$$h_D = (RT_w/p_w) \cdot (\rho_s \delta_n/t_e)$$
(2.1)

流れの状態と物体の形状が同一であり、プラントル数 Pr とシュミット数 Sc がほぼ同じ値 であれば、熱伝達と物質伝達の間にアナロジーが成立すると考えることができ、式(2.2) が成立する.

$$h = h_D \left(\rho c_p \left(\frac{Sc}{Pr}\right)^{1-n}\right)$$
(2.2)

ここで *n* については, 乱流中の強制対流伝熱式で一般的に用いられる乱流プラントル数の 指数と同じ*n*=0.4<sup>[12]</sup>を与えた.

#### 2.2.2.2 供試体の製作および測定手順

2.2.2.1 で述べたナフタレン昇華法を用いた局所物質伝達率 h<sub>D</sub>を測定するためには、供試体としてナフタレンを精密に製作する必要がある.ここでは、供試体の製作法および測定 手順について述べる.供試体には、結晶または粉末状の試薬ナフタレンを加熱して溶融し、 鋳造物の形状が供試体の測定面となるように計画された型に溶融ナフタレンを注ぎこむこ とによって製作された.製作したナフタレン基盤を図 2.4 に示す.



Fig.2.4 Casted naphthalene layer set up for mass transfer measurement.

製作したナフタレン基盤を風洞壁下面にはめ込み,固定した後,風洞に翼型を装着した状態を図 2.5 に示す.



Fig.2.5 Test section for the naphthalene sublimation method for *D*=50mm.

次に測定手順について述べる. 基本計測原理は2.2.2.1に示した通りであり,実験前後のナ フタレン基盤表面上のy方向高さを測定し,その差異から昇華量を求める.ナフタレン基盤 表面の高さ測定は,実験前後のナフタレン基盤を,xyオートトラバース装置上に設置し, Keyence社製のレーザ変位計(ダブルスキャン高精度レーザ測定器LT-9030M)を用いてナフ タレン基盤上のy方向高さを測定した.トラバース装置の送り精度は1 µm,レーザ変位計の 測定精度は0.1µmである.また,ナフタレン昇華法は,昇華によって形状が変化し,それが 物質伝達に影響を与えてはならないことから,昇華減肉量を最大100µm以下とした.このよ うに測定したナフタレン昇華厚さdを用いて,式(2.2)を用いて熱伝達率hを計算し,St数を 式(2.3)により求めた.

$$St = \frac{h}{\rho U_{\infty} C_p} \tag{2.3}$$

ナフタレン昇華法は、ナフタレン温度と飽和蒸気圧の関係を用いるために、実験時間は、 大気温度 25℃条件では 20 分、大気温度 5℃条件では 50 分程度と大気温度に依存する.

#### 2.2.3 PIV(Particle Image Velocimetry)測定手法

PIV(Particle Image Velocimetry)法とは、粒子画像流速計測法といい、トレーサ粒子を混入 させた流体の被測定場にレーザを照射して、時間的に連続な、少なくとも二枚のトレーサ 可視化画像を取得し、そこから微少時間 $\Delta t$  における粒子の移動量を計測することにより、 その場所での瞬時速度を導出する方法である.

#### 2.2.3.1 PIV 測定装置の概要

図 2.6 に示すように、微小時間差Δt で2回のパルス光を発信するダブルパルス Nd (ネオ ダイン):YAG レーザと、クロスコリレーションカメラを用いて、風洞内に設置した対象翼 モデルの前縁にレーザシートを挿入し、レーザシート内のトレーサ粒子を照明し、一定時 間間隔で二枚のミー散乱画像を取得する.

被測定領域へは、シリンドリカルレンズ三枚を用いてレーザをシート状にし、照射した. シリンドリカルレンズは、高出力レーザを使用する場合、焼けつきを防ぐため、レンズ系 内で焦点を結ばないようにする.そのためまずシリンドリカル凹レンズによって一方向に レーザを広げ、二つのシリンドリカル凸レンズでそれぞれの方向のレーザシート幅を調整 し、被測定領域で焦点を結ぶようにする.

Nd:YAG レーザ( $\lambda$ =532nm)は、高振幅かつ良好な機械的、熱的特性を有し、ダブルパルスの強さとは独立に、二時刻画像取得のための時間間隔を調整できる. レーザと CCD カメラを二台の Digital Delay によって同期させ、二時刻画像をコンピューターに取り込む.



Fig.2.6 The basic arrangement for the optical set up for the PIV measurement.

トレーサ粒子は風洞上流に設置したラスキンノズルより発生させた. ラスキンノズルか らの音速ジェットによるせん断力で小さな油滴が発生し,それが気泡中に閉じ込められ, 気泡は浮力で上昇し,液面上で破裂するので,内部の粒子径 1~10µm 油滴が気体中に飛散 するしくみである.ラスキンノズルの孔径は 1mm で,同じ高さに4か所にあいている. そ の上に,同じように4穴の開いた円盤がはめられており,スムーズにオリーブオイルを供 給する役割を果たしている.トレーサ粒子は,流れを乱すことのないよう,風洞内テスト セクションの上流から混入させた.

衝突板と壁との間の距離は 2mm で、それ以上の粒子径を持つ粒子は遮断されるようになっている.トレーサ量はラスキンノズルの本数を増加させ、調整することが出来るが、本研究では4本のラスキンノズルを用いた.ノズルの供給圧力と外気圧との差はおよそ 0.5~1.0 気圧である.

#### 2.2.3.2 PIV 測定法

PIVの速度計測の測定原理について述べる.流れに微細なトレーサ粒子を混入させ,これ をパルスレーザにより瞬間的にシート状に照明する. 照明は流れの面内で少なくとも2時 刻で行われる. トレーサ粒子からの散乱光は, CCD 素子などの撮影装置を介して記録媒体 に2時刻の瞬間的な粒子画像として記録される. 連続する2時刻の画像上のトレーサ粒子 像からその画像上での移動量 $\Delta X$ を求め,これと画像入力の時間間隔 $\Delta t$ および画像の変換係 数 (conversion factor)  $\alpha$  から,流れ空間の局所の速度 u を式 (2.4) のように定めることがで きる.

$$u = \alpha \, \frac{\Delta X}{\Delta t} \tag{2.4}$$

ここに、画像の変換係数は $\alpha = \alpha'/M$ で与えられる. Mは撮影系の横倍率(magnification)で、  $\alpha'$ は単位換算係数である. このとき流れ空間のトレーサ粒子は局所の流速で流れと共に移動 すると仮定する.

本研究では,移動量ベクトル (Δ*X*, Δ*Y*) を解析する手法として, 誤ベクトルを減らすこ とが出来かつ空間解像度が高い再帰的相関法<sup>[13,14,15,16,17]</sup>を用いた. 誤ベクトルを少なくする ために,最初 64×64pixelの検査領域で移動先を求め,順次検査領域を小さくしていきなが ら,最終的には 8×8pixelの高解像度を達成する.

#### 2.3 ナフタレン昇華法による時間平均熱伝達率分布測定と考察

本節では、ナフタレン昇華法による実験結果とその考察を示す.エンドウォール翼前縁 付け根部での熱負荷低減を目的とした馬蹄渦による伝熱メカニズムの解明のため、入口流 速、入口境界層厚さ、主流乱れ、翼前縁直径を変化させ、その影響を調べた.

#### 2.3.1 エンドウォール熱伝達率分布

前縁直径 D=50 mm, 主流流速  $U_{\infty}=20$ m/s, 境界層厚さ  $\delta=20$ mm とし, ナフタレン昇華法に より取得したエンドウォール面上 (y=0) における *St* 数コンターを図 2.7(a)に, 2次元翼中 心線上 z/D=0 の *St* 数分布を図 2.7(b)に示す. 図 2.7(a)から, *St* 数の分布は, 2次元翼の前縁 に二重のバンド状に熱伝達率の高い領域が存在することが分かる. 以降, それぞれ前縁に 近い方を Primary Peak, 遠い方を Secondary Peak と称す.



(a) St number contour Fig.2.7 (a) St number contour in the plane of y=0 and (b) St number distribution in at z/D = 0 in the case of  $U_x=20$ m/s,  $\delta=20$ mm and D=50mm.

図 2.7(b)より, *St* 数の Primary Peak は, *x/D*=-0.03 付近に存在し, その値は, 2次元翼前縁が *St* 数分布に影響しない *x/D*=-0.6 付近の値の約 350%, Secondary Peak は, *x/D*=-0.3 付近に存 在し, 同じく約 200%の伝熱促進を示す. PIV により取得した約 600 枚のフローパタンを分 類すると次の4種に大きく分けられ,分類した結果を図 2.8 に示した. このように, 前縁付 近の流れ場は, 強い非定常性を示すことが明らかになった.

Flow Pattern A	Horse shoe Vortex (HV)、Tertiary Vortex (TV)が存在し、HVの下方
	上流への流れが、Secondary Vortex (SV)、TV により引っ張り上
	げられる。その流れはその後、TV の下方へ流入する。
Flow Pattern B	Flow Pattern A で見られた HV、TV の間の流れが SV として顕在
	化する。
Flow Pattern C	HV、SV、TV がともに上流に移動し、SV が TV の上流への移動
	により押しつぶされる。
Flow Pattern D	SV が壁面から上方へ投げ出される。



**Fig.2.8** Temporal sequence of four representative patterns of instantaneous streamlines and vorticity fields in symmetry-plane for *D*=50mm obtained by PIV.

図 2.9 に 600 枚の PIV 画像を単純平均した流線に,図 2.9(a)乱流エネルギー,図 2.9(b), 図 2.9(c)にそれぞれ x, y 成分の変動速度,図 2.9(d)に渦度のコンターを重ね合わせて示す. x/D=-0.03 に存在する Primary Peak は,主流が翼前縁に衝突し,主流がエンドウォールに向 かう流れにより,誘起される上流側への流れが, Corner Vortex を発生させ,この Corner Vortex が Primary Peak における強い伝熱促進の原因となっていることが分かる.一方,Secondary Peak における伝熱促進の原因は,Corner Vortex および Horse Shoe Vortex のより上流側に位 置する Secondary Vortex によるエンドウォールへの流体のインピンジメントが,伝熱促進の 原因となっている.



**Fig.2.9** Statistic valuable (a) turbulent kinetic energy, (b) RMS *u*-velocity, (c) Vorticity and (d) RMS *v*-velocity of the flow field for the D=50mm obtained by PIV.

前縁付け根部付近の y 方向の流速を, 壁からの距離をパラメータとし, 図 2.10 に示した. この図より, St 数の極大値の位置と vyの - (マイナス)の極小値の位置はほぼ一致してい ること, また, St 数が谷になっている個所では, vy は逆に+(プラス) 側となっていること が分かり, St 数の分布は流速の y 方向速度と関係があることが分かる.



**Fig.2.10** Span-wise velocity distribution at z/D=0 for D=50 mm,  $U_{\infty}=20$  m/s and  $\delta=20$  mm.

#### 2.3.2 入口流速の影響

入口境界層厚さ δ=20mm とし,入口速度 U<sub>∞</sub>を 7, 20, 30m/s と変化させ, z/D=0 に沿って, 時間平均の局所 St 数分布を測定した結果を図 2.11 に示す. この図より,入口流速が変化し ても,熱伝達率の極大値の位置は,ほぼ一定の位置を保つことが明らかになった.



**Fig.2.11** St number profiles at z/D = 0 for  $U_{\infty} = 7$ , 20 and 30 m/s at  $\delta = 20$  mm for D=50mm.

#### 2.3.3 入口境界層厚さの影響

入口流速  $U_{\infty}$ =20m/s と一定に保ち,境界層厚さ  $\delta$ =20mm と 40mm に変化させ,時間平均 St 数分布への影響を調べた結果を図 2.12 に示す.境界層厚さ  $\delta$  を 20mm から 40mm へ厚く なると Secondary Peak の値は減少するが, Primary Peak の値はほとんど変化しないことが明 らかになった.



**Fig.2.12** St number profiles at z/D = 0 for  $\delta = 20$  and 40 mm at  $U_{\infty} = 20$  m/s.

Secondary Peak の位置は,境界層が 20mm から 40mm へ厚くなると,若干前縁から遠ざかる. しかしながら, Primary Peak の位置は,変化していない.したがって,図 2.11,図 2.12 から は, Primary Peak の位置は,主流流速や,主流境界層厚さによらず一定であり,常に *x/D*=-0.03 に位置し, Secondary Peak の位置は若干変化するもののおよそ *x/D*=-0.3 にあるといえる.

#### 2.3.4 主流乱れの影響

風洞入口の供試体前方 370mm に  $\phi$  13.8mm のパイプをパイプピッチ 38mm で製作された 乱流格子を設置し,主流乱れ *Tu* を乱流格子無の状態の 0.5%から 7.5%に増加させた場合の *St* 数分布を図 2.13 に示す. *St* 数の分布は両者で異なり,低乱れの場合は,はっきり認めら れた Secondary Peak が,高乱れの場合は,明瞭ではなく,Primary Peak, Secondary Peak とも により下流側へ移動している.また,*St* 数の値も,全体的に高くなることが分かる.

馬蹄渦は図 2.8 に示すごとく,時々刻々にその位置を変える.そこで,PIVの画像から低 乱れ(*Tu*=0.5%)と高乱れ(*Tu*=7.5%)条件下における馬蹄渦の中心の位置を比較し,その 頻度分布を図 2.14 に示す.低乱れ,高乱れのそれぞれ 600 枚の PIV の画像の馬蹄渦の中心 位置をカウントし,位置の頻度分布とした.馬蹄渦の中心位置は,高乱れの場合は,翼前 縁側に移動しており,図 2.13 で示した高乱れ時の *St* 数分布は,馬蹄渦が翼前縁側に移動し ていることが原因であると考えられる.



**Fig.2.13** St number profiles at z/D = 0 for Tu=0.5 and 7.5% at  $U_{\infty}= 20$  m/s,  $\delta=20$ mm, and D=50mm.



**Fig.2.14** Probability density of HSV center position for *Tu*=0.5% and 7.5%.

#### 2.3.5 翼前縁直径の影響

主流流速  $U_{\infty}$ = 20m/s, 境界層厚さ  $\delta$ = 20mm とし, 前縁直径 D を 10mm, 30mm, 50mm, 70mm と変化させた時のエンドウォール面上の時間平均熱伝達率コンターを図 2.15 に, エンドウ オール部における z/D=0 の直線上の St 数分布を, 距離を前縁直径 D で無次元化した形で図 2.16 に示す. 2 次元翼の直径を小さくすると, St 数の値は大きくなる. Primary Peak の位置 は, 4 通りの前縁半径でほぼ同一であるが, D=70mm の場合は, Primary Peak の値は明瞭に 現れず, Secondary Peak の極大値と値がほぼ同じであることが分かる. Secondary Peak の極 大値も Primary Peak の場合と同様に, D=10mm から前縁直径を大きくすると, 低くなった. また, 前縁直径が大きい場合は, Secondary Peak が明瞭に観察される. このように, 前縁半 径の大きさは, St 数の分布, 大きさに対して, 強い影響を持つことが明らかになった.

図 2.17 に時間平均流線および渦度分布を前縁直径毎に示す. 渦度の値は, D=10mm で最 大になっており, St 数が高い理由になっている. 前縁直径が小さい場合, 渦の直径規模は 小さくなり,循環一定を仮定すると,渦度が大きくなると解釈できる.前縁半径 *D*=10,30,50mm の3ケースでは,馬蹄渦の位置は変わらず,*x/D*=-0.2 付近に存在するが,*D*=70mm では,馬蹄渦は幾分上流側に移動することが確認できた.



**Fig.2.15** St number contours at z/D = 0 for D = 10, 30, 50 and 70 mm at  $U_{\infty} = 20$  m/s.



**Fig.2.16** St number distribution at z/D = 0 for D = 10, 30, 50 and 70 mm at  $U_{\infty} = 20$  m/s.



Fig 2.17 Streamtraces at z/D = 0 for D = (a)10, (b)30, (c)50 and (d)70mm and vorticity at  $U_{\infty} = 20$ m/s.

 $U_{\infty}$ =7m/s, 30m/s の場合の *z/D*=0 での熱伝達率分布をそれぞれ図 2.18(a),図 2.18(b)に示す.  $U_{\infty}$ =7m/s の場合,図 2.16 に示した  $U_{\infty}$ =20m/s の場合と *St* 数の傾向は変わらず,前縁直径が 小さいときに,*St* 数は大きくなる.また,Secondary Peak は,前縁半径が大きいと,若干上 流にシフトする傾向も同様である.一方で, $U_{\infty}$ =30m/s の場合は,Primary Peak については, *St* 数は前縁直径に依存するが,Secondary Peak は前縁直径にかかわらずほぼ同一の値を持つ.



**Fig.2.18** Stanton number distribution at z/D = 0 for D = 10,30,50 and 70mm at (a)  $U_{\infty} = 7$  m/s and (b)  $U_{\infty} = 30$  m/s in experiment.

#### 2.3.6 レイノルズ数と熱伝達の関係

主流流速,翼前縁直径を変化させることで得られた,異なるレイノルズ数のデータをも とに、レイノルズ数と熱伝達の関係を図 2.19 に示す.なお,Nu数は式 (2.5) で定義される.

$$Nu = St \cdot Re \cdot Pr = \frac{hd}{\lambda}$$
(2.5)

エンドウォールの熱伝達率は,前縁直径に対する依存性が高く, Primary Peak および Secondary Peak の熱伝達率は,前縁直径基準の *Re* 数に依存し,式(2.6),(2.6'),および式 (2.7),(2.7')により整理でき, Primary Peak は *Re* 数の 0.6 乗, Secondary Peak は *Re* 数の 0.8 乗に比例することが明らかになった.よく知られる円筒前縁の熱伝達率の式<sup>[18]</sup>が *Re* 数 の 0.5 乗に比例すること,乱流境界層による伝熱式<sup>[たとえば 19]</sup>が *Re* 数の 0.8 乗であることと比 較することができる.



Fig.2.19 Nu number comparison of primary / secondary peak at the endwall.

**Primary Peak** 
$$Nu = 0.701 \times Re_D^{0.6}$$
 (2.6)

$$Nu = 0.808 \times Re_{D}^{0.6} \times Pr^{0.4}$$
(2.6')

Secondary Peak 
$$Nu = 0.050 \times Re_D^{0.8}$$
 (2.7)

$$Nu = 0.0577 \times Re_{D}^{0.8} \times Pr^{0.4}$$
(2.7)

#### 2.4 翼形状が時間平均熱伝達率分布に及ぼす影響

実機のタービン翼は、エンドウォールに翼が直接接続していることはなく、製造性や強度上の観点で、エンドウォールと翼の付け根部にはフィレット R が付加される. このような形状は、タービン付け根部の流れ場と伝熱に対して少なからず影響すると考えられる. したがって、本節では、2.3 節に示した主流条件、前縁直径の影響に加え、翼形状をより実機に近い形状を模擬するための、フィレット R を付加した2次元モデル翼や前縁直径を主流後方へ傾斜させた2次元モデル翼を用い、エンドウォール熱伝達率への影響および流れ場を測定した結果について述べる.

#### 2.4.1 実験に使用した翼モデル

図 2.20(a), 図 2.20(b)に実験に用いた翼モデルを示す. 図 2.20(a)は、D=50mm の 2 次元翼 を流れ方向後方(x+方向)に傾斜させた傾斜 2 次元対称翼である. パラメータとして傾斜 角  $\theta_i$ とし、 $\theta_i=30$ , 45°の 2 通りの供試体を作成した. 一方図 2.20(b)は、D=50mm の 2 次元 翼に対し、フィレットカラーを取り付け、フィレット R を模擬する. このときにフィレッ ト R の大きさを  $R_f$ とし、その大きさは、 $R_f=7.5$ , 15, 22.5mm の 3 通りとした.



(a) Inclined Cylinder ( $\theta_i = 0 / 30 / 45^\circ$ )



(b) Fillet R (ex.  $R_f$ =22.5mm)

**Fig.2.20** Cylinder specimen for the case of (a) inclined cylinder and (b) fillet R.

#### 2.4.2 傾斜2次元対称翼の熱伝達と流れ場

傾斜角  $\theta_i=0$ , 30, 45°とした場合の z/D=0 上の熱伝達率を,図 2.21 に示す.この図より Secondary Peak の値は,傾斜  $\theta_i \ge 0^\circ$ から 30, 45°と増加させると,x/D における位置をより下 流に移しながら, Peak の値が小さくなることが確認できる.

図 2.22(a)~図 2.22(c)にエンドウォール面上における *St* 数コンターを示す.  $\theta_i=0^{\circ}$ の場合では、2次元翼前縁の広い範囲にわたって、*St* 数の高い領域が見られる. 一方で、傾斜を  $\theta_i=30$ 、45°と大きくしていくと、Secondary Peak が上流側へ移動するとともに、Peak の値が小さくなることが分かる. また、Secondary Peak と Primary Peak の間に存在する *St* 数の"谷"領域は、 $\theta_i$ を大きく傾けていくと、目立たなくなる傾向にある.

次に,図 2.23(a) ~図 2.23(c)に,それぞれの傾斜角における PIV による時間平均流れ場計

測の結果を示す.  $\theta_i$ =0°の場合, y/D<0.3の領域では,主流は2次元翼前縁に衝突した後,主流はエンドウォール方向へ移動する.一方で, $\theta_i$ =30°の場合は,y/D<0.2の領域では,主流は、エンドウォール方向へ向かうが,y/D>0.2の領域では,主流は、翼前縁の傾斜に沿って, +y方向へ流れることが分かる.さらに翼傾斜が大きい $\theta_i$ =45°の場合は、この傾向は顕著となり、その主流が-y方向エンドウォール側へ向かうか,+y方向へ流れるかの境界は、およそy/D=0.1にあり、翼の傾斜が大きいと、主流は傾斜に沿って流れ、+y方向へ流れやすくなることが分かる.また、渦度の大きさは、 $\theta_i$ =0°の場合最大で、 $\theta_i$ =45°で最小となる.また、渦の規模も同様で、 $\theta_i$ =45°の場合で渦の大きさは最小となる.

このように,翼の傾斜角は,翼前縁に発生する流れ場の生成に大きく影響し,傾斜角を 大きくすれば,馬蹄渦の発生および,それによる *St* 数の上昇を抑えられることが明らかに なった.



**Fig.2.21** St number profiles at z/D = 0 with the airfoil having the inclination angles  $\theta_i = 0$ , 30 and 45°.


**Fig.2.22** St number profiles at z/D = 0 with the airfoil having the inclination angles (a)  $\theta_i = 0$ , (b) 30 and (c) 45 degree.



**Fig.2.23** Streamlines of time-averaged  $v_x$ - $v_y$  velocity and distribution of vorticity ( $\omega_z$ ) in symmetric plane with the airfoil having the inclination angles  $\theta_i$ =0, 30 and 45°.

## 2.4.3 フィレットR付2次元対称翼の熱伝達と流れ場

フィレットR 無 ( $R_{f}$ =0mm) およびフィレットR の大きさを $R_{f}$ =7.5, 15, 22.5mm に変化さ せた場合の, z/D=0上の St 数分布を,図 2.24 に示す. x/D=0の位置をすべて翼前縁位置とし ており、ナフタレン基盤がフィレットR の下方に置かれているため、図 2.24 においては、 フィレットR が大きい場合、熱伝達率が計測された表面は相対的に小さくなる.

 $R_f=0$ の場合に見られる St 数の Secondary Peak は,  $R_f=7.5$ , 15mm とフィレット R を拡大していくと、上流側へ移動し、 $R_f=22.5$ mm の場合には、もはや Peak は見られない.

エンドウォール面上の *St* 数コンターを図 2.25 に示す. 図より明らかに,フィレット R は 上流側の熱伝達率の上昇を抑えていることが分かる.

フィレット R の違いによる時間平均の流れ場と渦度分布を図 2.26 に示す. *R<sub>f</sub>*=0 の場合は, *x/D*=-0.03 付近に見られる Corner Vortex が, すべてのフィレット R 付のケースで消滅してい ることがわかる. 図 2.24, 図 2.25 では, フィレット R 上の St 数分布は計測できていないが, Primary Peak の原因が, Corner Vortex によるエンドウォールへの主流の吹き下ろしによるも のであると推定されるので,フィレット R 部位には,St 数の Peak が見られることはないと 推定できる. 傾斜翼の場合は,スパン方向 (y 方向) 正側へ主流が向きを変えていたが, フィレット R の場合は,もっともフィレット R の大きい  $R_F$ =22.5mm の場合のみ,主流流れ の y 方向正負に対する分岐点がおよそ y/D =0.25 に認められる.また,フィレット R,特に  $R_F$ =22.5mm の場合において,馬蹄渦の大きさは小さく,その渦度も小さい.一方で, $R_F$ =0,7.5, 15mm の 3 ケースの Secondary Peak の St 数は大差がない.これは,Secondary Peak の発生が 馬蹄渦の上流に発生する Secondary Vortex による主流の吹き下ろしが原因であると考える と,フィレット R が小さい場合は,上流側の流れ場に変化が見られないことから理解でき る.一方で, $R_F$ =22.5mm まで拡大すると,もはや Secondary Vortex が認められず,結果とし て,Secondary Peak も認められない.



**Fig.2.24** *St* number profiles at z/D = 0 in the case of the airfoil with the inclination angles  $R_f=0$ , 7.5,15, and 22.5mm.



**Fig.2.25** *St* number contours with the airfoil with the fillets whose radiuses  $R_f = 0$  mm, 7.5 mm, 15 mm and 22.5 mm



**Fig.2.26** Streamlines of time-averaged  $v_x$ - $v_y$  velocity and distribution of vorticity ( $\omega_z$ ) in symmetric plane in the case of the fillet  $R_f=0$ , 7.5, 15 and 22.5mm.

# 2.5 数値解析による馬蹄渦挙動

2.3 節にて述べた伝熱実験結果は、ナフタレン昇華法によるものであり、計測された熱伝 達率は時間平均情報である.しかしながら、馬蹄渦システムの挙動は、非定常現象であり、 瞬時伝熱場と瞬時速度を比較したうえで、伝熱のメカニズムを考察するのが望ましい.本 節では、LES(Large Eddy Simulation)を用いた非定常数値解析を用いて、馬蹄渦システム の非定常挙動について考察する.

#### 2.5.1 数値解析の手法

本計算に用いた計算領域と計算格子の概略図を図 2.27 に示す.座標原点を翼底面上の前 縁中心とし、前方および側方流れ場については、翼前縁の曲率中心から放射状に広がる約 2.5D の領域を解析対象とした.また、前縁後方の流れ場については、解析格子を馬蹄渦が 存在する翼前縁部分に効率的に確保するため、x = 70 mmまでを解析対象とした.高さ方向 については、底面に生じる馬蹄渦の直径が実験結果より 0.1D 程度であることから底面から 75 mm までを解析対象とした.格子系には一般座標に基づく C 型格子を採用し、格子点数 は  $N_{\xi} \times N_{\eta} \times N_{\zeta} = 67 \times 67 \times 195$ の約 88 万点である.

基礎式には、一般座標系における強保存型の Filtered Navier-Stokes 式、連続の式、エネル ギー式を用いた. SGS 応力モデルには座標変換のヤコビアンの三乗根をフィルター幅とす るスマゴリンスキーモデルを用い、モデル定数は  $C_s = 0.125$  とした. なお、壁面で滑りなし 条件を適用するため、van Deriest 型の減衰関数によって SGS 渦粘性の補正を行った. SGS 熱拡散係数の導出に際しては、SGS プラントル数一定を仮定して 0.5 を与えた.

解析手法にはコロケート格子に基づくフラクショナルステップ法を適用し、時間発展に は壁垂直方向の拡散項にクランク・ニコルソン法、他の項には二次精度のアダムス・バッ シュフォース法を適用した.空間差分については二次精度中心差分の適用を基本とし、対 流項については、速度場の wiggle 発生を抑制するために、Roe ら<sup>[20]</sup>の Superbee flux limiter、 または6次精度陽的フィルタリング<sup>[21]</sup>による安定化手法を適用した.また、圧力のポアソ ン方程式の解法には一般化残差最少法(GMRES(k)法)を用いた.

速度場の境界条件には、底面と翼面上で滑りなし条件、上面で対称条件を適用した.入口境界条件として、比較対象の実験条件である主流流速 U<sub>∞</sub>=20 m/s、境界層厚さ δ=20 mm の乱流境界層を模擬するため、Smirnov ら<sup>[22]</sup>によって提案され、Batten ら<sup>[23]</sup>が改良した瞬時 速度場の生成手法(Synthetic turbulence generation method)を用いて、振幅・位相・周期の異 なる 200 モードの波の重ね合わせから成る瞬時速度場を時々刻々与えた.この方法では、適用境界面における時間平均速度、レイノルズ応力、乱流エネルギー、消散率の分布を与 えることにより、瞬時の連続式を満たしつつ、指定した統計量と乱れスケール分布を満足 するような瞬時場を生成することができる.本計算では、別途実施した k-ε realizable モデ ルによる風洞内流れの2次元計算に基づいて上記の入力変数を z 方向に一様に与えて解析 を行った.

温度場の境界条件には、エンドウォール上 (y = 0) にのみナフタレン層を形成したナフ タレン昇華法による物質伝達実験に対応させるため、エンドウォール上では 330K で一様な 温度を与え、翼表面では断熱条件(物質移動なしに相当)を与えた.前方および側方境界 (*ξ*=0 面)では、温度は 300K とした.

なお、物性値には常温空気の値を用いており、時間刻みは $\Delta t \cdot U/D = 1.2 \times 10^{-4}$  ( $\Delta t = 3 \times 10^{-7}$  sec) で一定とした.



Fig.2.27 Computational domain.

### 2.5.2 数値解析結果と実験結果との比較

図 2.28 は、LES によって得られたエンドウォール上 (y = 0)の局所スタントン数の瞬時 分布(左図)および時間平均分布(右図)を示している.左図より、エンドウォール上に 形成された馬蹄渦やそれに伴う渦によって複雑な瞬時伝熱場が形成されていることが分か る.翼前縁を取り囲むように広い範囲で生じる高熱伝達領域は境界層が剥離した領域に対 応している.特に前縁近傍においては、前縁に衝突した主流が強いダウンウォッシュ流れ となってエンドウォール上に衝突していることから前縁ごく近傍を取り囲むように高い熱 伝達率を呈する領域が存在している.また、x/D=-0.2付近には対称面(z/D=0)付近から 翼を取り囲むように熱伝達率が局所的に低くなっている領域が見て取れるが、これは馬蹄 渦によってエンドウォール壁面近傍の高温流体が主流側に巻き上げられることによって生 じている.また、本計算条件においては、翼前縁を取り巻く馬蹄渦はランダムに前後に揺 動しながら生成と消滅を繰り返す不安定な挙動を示した.この不安定な挙動には、翼前縁 に衝突する乱流境界層内の乱れが密接に関係していると考えられる.



Fig. 2.28 Instantaneous and time-mean St number.

時間平均の *St* 数分布から,前縁近傍には Primary Peak と Secondary Peak が生じているこ とが分かる.図 2.29 は,対称面上の時間平均 *St* 数分布を実験結果と比較して示したもので あるが, Primary Peak における *St* 数の過大評価と Secondary Peak の予測位置のずれを除けば, LES の結果は実験と定量的にも良い一致を示していることが分かる.



**Fig.2.29** Time-mean *St* number in a symmetric plane in comparison with that by naphthalene sublimation method for  $U_{\infty} = 20$  m/s,  $\delta = 20$  mm and D = 50 mm.

Davenport  $6^{[6]}$ は、LDV による馬蹄渦の非定常可視化により、瞬時流れ場は Bimodal の挙動を示すことを示した.彼らは、これらの mode をそれぞれ (a) backflow mode と、(b) zero-flow mode としたが、LES の瞬時流れ場からこれらの Mode を取り出し、図 2.30 に示す.



Fig.2.30 Characteristic instantaneous spanwise vorticity and velocity vector fields at z/d = 0 by LES.

backflow mode では、馬蹄渦の下方の主流と逆方向の流れが、上流 x/D= -0.25 程度まで存在するが、zero-flow mode では、馬蹄渦の下方の流れが x/D=-0.2 程度でエンドウォールから離れ上方へ移動し、x/D= < -0.2 では流れは停滞(zero-flow)する. zero-flow mode では、馬蹄渦の上流側に主流が流れ込み、馬蹄渦が下流に押し戻される.

エンドウォールにおける熱伝達率分布は、Primary Peak と Secondary Peak の明瞭な Peak が存在する. このうち Primary Peak は翼前縁付け根部直下に定在する Corner Vortex が原因 である. 一方、Secondary Peak は、2.3.1 項に示したように、馬蹄渦の上流に存在する Secondary Vortex による吹き下ろし流れが原因と考えられる. *x/D=-0.2* で熱伝達率に谷ができる (図 2.29) 理由として、図 2.31 に示すように、zero-flow mode において、エンドウォール付近の 流体が上方へ移動し、熱がエンドウォールより取り除かれるためであると考えられる. 以 上より、馬蹄渦が生成するエンドウォール面上の熱伝達率分布の原因が明らかになった.



**Fig2.31** Instantaneous temperature in zero-flow mode with a schematic at z/D = 0 by LES.

# 2.6 結論

本章では、タービン翼の翼前縁付け根部に発生する馬蹄渦のメカニズムとそのエンドウォール面上の伝熱について、タービン翼を模擬した2次元対称翼を低速風洞に設置し、PIVによる流れ場測定と、ナフタレン昇華法を用いた熱伝達率測定により、明らかにした.

・エンドウォール面上の熱伝達率は,翼前縁を取り囲む二重バンド状に極値をとり,その 領域は,エンドウォールへのダウンウォッシュ流れが存在する箇所と一致する.また,主 流乱れを増加させると,馬蹄渦は翼前縁方向に移動し,エンドウォール面上の熱伝達率分 布の極値も翼前縁側に移動する.

・2次元対称翼の前縁直径を変化させると、エンドウォール面上の熱伝達率は高くなるが、 前縁直径で規格化した熱伝達率の極値の位置は変化しない.一方で、境界層厚さによる熱 伝達率、およびその位置への感度は小さい.以上より、馬蹄渦によるエンドウォールの熱 伝達率は、前縁直径を代表長さとして、その流れ場および伝熱特性を特徴づけられる.前 縁直径を変化させた試験、主流流速を変化させた試験から、翼前縁付け根部における伝熱 予測式を提案し、前縁直径をパラメータとした実験式を提案した.

・2次元対称翼を, 主流順流方向へ傾斜させると, 馬蹄渦の規模が小さくなり, 熱伝達率 は低下する. また翼前縁付け根部にフィレットRを付加した場合も同様であり, 熱伝達率が 低下する. いずれの場合も, Corner Vortexがはっきりせず, 強いダウンウォッシュは認めら れない.

・LESを用いた数値解析は、実験による熱伝達率分布を良くシミュレートする.この解析に より、Primary PeakとSecondary Peakの間に存在する熱伝達率の谷は、馬蹄渦上流の流体が、 主流方向へ移動し、熱がエンドウォールより取り除かれるためであると考えられる.

# 引用文献

[1] Ishii, J. and Honami, S., 1986, "A three-dimensional turbulent detached flow with a horse shoe vortex," *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, **108**, pp.125-130.

[2] Sieverding, C.H., 1985, "Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascades," *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, **107**, pp.248-257.

[3] Langston, L.S., "Secondary Flows in Axial Turbines – A Review," Anals of the New York Academy of Sciences, **934**, pp.11-26.

[4] Takeishi.K., Matsuura,M., Aoki,S. and Sato,T., 1990, "An Experimental *St*udy of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles," *Journal of Turbomachinery*, **112**, pp.488-496.

[5] Boyle, R.J. and Russel, L.M., 1990, "Experimental Determination of *Stator* Endwall Heat Transfer," *Journal of Turbomachinery*, **112**, pp.547-558.

[6] Davenport, W.J., and Simpson, R.L., 1990, "Time-Dependent and Time-averaged Turbulence Structure Near the Nose of a Wing-Body Junction," *Journal of Fluid Mechanics.*, 210, pp.23-55.
[7] Agui, J.H., and Andrepoulos, J., 1992, "Experimental Investigation of a Three-Dimensional Boundary Layer Flow in the Vicinity of a Upright Wall Mounted Cylinder," *Journal of Fluids Engineering*, 114, pp.566-576.

[8] Praisner, T.J. and Smith, C.R., 2005, "The dynamics of the horse shoe vortex and associated endwall heat transfer, Part 1 – Temporal behavior," *Journal of Turbomachinery*, **128**, pp.747-754.
[9] Praisner, T.J. and Smith, C.R., 2005, "The dynamics of the horse shoe vortex and associated endwall heat transfer, Part 2 – Time mean results," *Journal of Turbomachinery*, **128**, pp.755-762.

[10] Zess,G.A. and Thole,K.A., 2002, "Computational Design and Experimental Evaluation of Using a Leading Edge Fillet on a Gas Turbine Blade," *Journal of Turbomachinery*, **124**, pp.167-175.
[11] Sauer,H., Mueller,R., and Vogeler,K., 2000, "Reduction of Secondary Flow Losses in Turbine Cascades by Leading Edge Modifications at the Endwall," ASME Turbo Expo, 2000-GT-0473.

[12] Goldstein, R.J. and Cho, H.H. 1995, "A review of mass transfer measurements using naphthalene sublimation," *Experimental Thermal and Fluid Science*, **10**, pp.416-434.

[13] 可視化情報学会編, 2002, "PIV ハンドブック," 森北出版株式会社.

[14] 植村知正,山本富士夫,幸川光雄,1990,"二値化相関法-粒子追跡法の高速画像解析アルゴリズム,"可視化情報,10,No.38, pp.196-202.

[15] Hart, D.P., 2000, "PIV error correction," *Experiments in Fluids*, 29, No.1, pp.13-22.
[16] Hart, D.P., 2000, "Super-resolution PIV by Recursive Local-Correlation," *Journal of Visualization*, 10, No.2, pp.187-194.

[17] (社)可視化情報学会協力研究報告書, 2000, "PIV の実用化・標準化研究会最終報告書," (社)可視化情報学会, VSJ-PIV-3-1.

[18] Schmidt, E. and Wenner, K. ,1941, "Forschung," 12, pp.65

[19] Kays, W. and Crawford, M., 2004, "Convective Heat and Mass Transfer," McGraw Hill.

[20] Roe, P.L., 1986, "Characteristics – based schemes of Euler equations," *Annual Review of Fluid Mechanics*, **18**, pp.337-365.

[21] Lele, S.K., 1992, "Compact finite-difference schemes with spectral like resolution," *Journal of computational physics*, **103**, pp16-42.

[22] Smirnov, A., Shi, S. and Celik, I., 2001, "Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling," *Journal of Fluids Engineering*, **12**, pp.359-371.
[23] Batten, P., Goldberg, U. and Chakravarthy, S., 2004, "Interfacing Statistical Turbulence Closures with Large Eddy Simulation," *AIAA Journal*, **42**, pp.485-492.

### 関 連 論 文

(1) <u>Hada, S.</u>, Takeishi, K., Oda, Y., Mori, S. and Nuta, Y., 2008, "The Effect of Leading Edge Diameter on the Horse Shoe Vortex and Endwall Heat Transfer," ASME Turbo Expo, GT2008-50892.

(2) Nuta,Y., Takeishi,K., Oda,Y. <u>Hada,S.</u> and Mori,S., 2008, "The Effect of Leading Edge Diameter and Mainstream Velocity on the Endwall Heat Transfer," The 19<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena.

(3) Seguchi, J., Takeishi, K., Komiyama, M., <u>Hada, S.</u> and Nuta, Y., 2009, "Effect of Junctional Shape of Airfoil Leading Edge on Endwall Heat Transfer," The 7<sup>th</sup> Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing.

(4) Oda, Y., Takeishi, K. <u>Hada, S.</u> and Nuta, Y., 2009, "Large eddy simulation of endwall heat transfer around junction of symmetric vane," Turbulence, Heat and Mass Transfer 6, pp.367-370.

(5) <u>羽田哲</u>, 武石賢一郎, 森誠二朗, 怒田成勲, 2007, "翼前縁における馬蹄渦の伝熱特性に関する研究,"日本機械学会熱工学コンファレンス 2007 講演論文集, F-111, pp.185-186.

(6) 怒田成勲, <u>羽田哲</u>, 森誠二朗, 武石賢一郎, 2008, "タービン翼端面上の熱伝達に及ぼす馬蹄渦の影響について,"第44回日本航空宇宙学会関西・中部支部合同秋季大会 B-06, pp.91-94. (7) 小田豊, 武石賢一郎, <u>羽田哲</u>, 怒田成勲, 2009, "対象翼前縁の翼端部に生じる馬蹄渦による乱流熱伝達の LES," 伝熱シンポジウム, C1-145, pp.105-106.

(8) 瀬口淳一,<u>羽田哲</u>,武石賢一郎,怒田成勲,2009,"タービン翼前縁形状がエンドウォール 面上の熱伝達に及ぼす影響,"伝熱シンポジウム,F-1101, pp.143-144.

(9) 小田豊, 武石賢一郎, <u>羽田哲</u>, 瀬口淳一, 2009, "対称翼前縁付け根部の熱伝達に及ぼす主流乱れの影響について,"日本機械学会熱工学コンファレンス講演論文集, pp.145-146.

# 第3章 シェイプトフィルムの高性能化

### 3.1 はじめに

最新のガスタービンに用いられるタービン動静翼には、冷却空気を翼面にあけられた孔 から吹き出し、熱を遮断する冷却方式であるフィルム冷却技術が採用されている.フィル ム冷却は、高温気流にさらされる物体の表面に冷却用の空気を吹き出し、高温気流と物体 表面の間に冷却媒体からなるフィルム冷却膜を形成し、物体表面を高温ガスから保護する 冷却方法である.この方法は、フィルム冷却膜が遮熱体として作用するため、高温の気体 から物体への熱流入を減らすことができる.フィルム冷却の性能は、一般に式(3.1)で定 義されるフィルム冷却効率η<sub>f</sub>で評価される.図3.1にモデル化したフィルム冷却構造を示す. フィルム冷却は、吹き出したフィルム空気を出来るだけ主流と混合させず、フィルムピッ チ方向に広く、下流方向に長い距離を覆うことが必要である.

$$\eta_f = \frac{T_{\infty} - T_f}{T_{\infty} - T_c} \tag{3.1}$$

$\sum C$	$T_{\infty}$	:	高温刀ス温度
	$T_f$	:	物体表面のフィルム冷却空気の温度
	$T_c$	:	冷却空気の温度



Film Cooling Hole

**Fig.3.1** Film cooling concept and boundary conditions.

次世代産業用ガスタービンのタービン動静翼は、より高温に耐えられることが可能であ る耐熱材料の開発を考慮にいれても、熱負荷の増大は避けられず、全面フィルム冷却+TBC コーティングからなる冷却翼構造をさらに高性能化する必要がある.したがって、より高 効率なフィルム冷却を採用することが重要である.

フィルム冷却効率に影響を与える要因としては、幾何学的にはフィルム冷却孔形状(吹 き出し角度, 翼面上の吹き出し位置, 孔径, 列配置, ピッチ), 主流に対する質量流速比, 主流の境界層特性(境界層厚さ,圧力勾配,乱れ度)などが挙げられ、これらのパラメー タに対するフィルム冷却効率の感度は、数多く研究され、現在までに約3000の文献が報告 されている[1,2]

1970年代から、フィルム冷却を高性能化する目的で、フィルム冷却孔の形状を単純な丸 孔ではなく、形状を工夫し、フィルム冷却効率を向上させる方法が提案されてきた<sup>[3,4]</sup>.理 想的なフィルム形状は、2次元スリットであるが、実際のタービン翼では、構造的な観点 から、物理的に不可能である.そこで、冷却孔の出口を主流と垂直方向に拡大し、フィル ム空気をよりスパン方向に広げ、フィルム空気の主流への貫通を防ぐことを目的とした、 ディフューザ型のシェイプトフィルム冷却が実用化されている.他にも、Wayeら<sup>[5]</sup>は Trench フィルムと称し、フィルム冷却孔の出口にスリットを設け、フィルム空気を流れ垂直方向 に一端広げてから、主流に吹き出す方法を提案した.Sargisonら<sup>[6]</sup>は Console フィルムと称 し、スパン方向に広がるスリット状の孔から主流に吹き出す方法などが提案するなど、一 ロにシェイプトフィルムといっても、形状はさまざまであり、コストと性能の折り合いの つくところで使用されている.

ディフューザ型のシェイプトフィルム冷却は、現在最も広く使用されているシェイプトフィルム冷却孔であり、1974年にGoldsteinら<sup>[6]</sup>が提案して以来、数多くの研究が報告されてきた<sup>[たとえば7]</sup>. 代表的なディフューザ型シェイプトフィルム冷却は、大きく分けて、流れ垂直方向にのみ出口面積を拡大したFan Shaped Film とさらに肉厚方向にも出口面積を拡大したLaid Back Shaped Filmの2種に分類される. Gritsch<sup>[8]</sup>らは、図 3.2 に示すFan Shaped FilmとLaid Back Shaped Filmのフィルム冷却効率を、質量流速比*M*=0.5~1.5 で比較した.Fan Shaped Filmは質量流速比*M*を0.5 から 1.0 に質量流速比を増加させると、フィルム冷却効率は向上するが、*M*=1.0 から 1.5 まで増加させると、流量増加にもかかわらずフィルム冷却効率は低下する.一方で、Laid Back Filmは、質量流速比*M*が0.5, 1.0, 1.5 まで増加させると、フィルム冷却効率は流量増加に伴い増加する.*M*=1.0 では、Fan Shaped Film がLaid Back Filmより高性能であるが、*M*=1.5 になるとそのフィルム性能は逆転し、Laid Back Filmのフィルム冷却効率が良い.



Fig.3.2 Fan-Shaped and Laid Back Fan-Shaped film cooling hole geometries<sup>[8]</sup>.

このようにシェイプト冷却孔の性能は、その形状に大きく左右されるといえるが、シェ イプトフィルム形状は、例えば肉厚方向拡がり角、スパン方向拡がり角、シェイプト面積 拡大開始点,シェイプト面積拡大率, 孔長さ, 肉厚方向の孔角度, など様々なパラメータ が存在する. Gritsch ら<sup>[9]</sup>はこれらの幾何形状のうち, フィルム孔長さ, 孔ピッチ, 拡がり面 積比などに対し, フィルム冷却効率の変化を整理した. また, Colban ら<sup>[10]</sup>は, 文献上に示 された形状に対するフィルム冷却効率の感度を整理し, 平板上のシェイプトフィルム冷却 のフィルム冷却効率を予測する式を作成した. しかしながら, フィルム冷却効率を少しで も向上させるためには, そのフィルム冷却効率の差異の理由を説明する流れ場の解明が必 要であると考えられる.

一方で、CFDを用いたフィルム冷却効率予測は、1990年代初頭から活発に研究されてきた<sup>[たとえば11]</sup>. 冷却孔形状を最適化するためには、主流とフィルム冷却空気の混合現象を詳細に解明する必要があるが、流れ自体が非定常で複雑なため、数値解析的取り扱いは実現象との間で差異が大きく、単純な平板シェイプトフィルム冷却効率の数値解析も難しい. そのため、高精度な3次元計測により、詳細な主流と冷却空気の混合を解明し、数値計算の解析精度の向上をはかる必要がある.

近年では乱流モデルの開発や計算機の性能向上により,非等方性乱流混合の問題に対す る高精度な数値解析も実施されるようになった.その有効性を検証するためには,より解 像度の高い3次元計測を行う必要があるが,従来の熱電対を用いて離散点で行われていた 温度計測による冷却効率分布測定では,空間的・時間的解像度が低いため,検証用データと しては不十分である.

流れ場の計測で、解像度が高く、かつ流れ場を乱さない計測方法として、レーザ計測が ある.ここでは、より詳細で解像度の高い計測を行うために、レーザ計測の一種であるレ ーザ誘起蛍光(LIF: Laser Induced Fluorescence)法を用いて、主流に吹き出したフィルム冷 却空気と主流の混合を計測する実験に適用し、フィルム冷却効率を測定した.またこれら の実験結果を、DES(Detached Eddy Simulation)を用いたフィルム冷却効率と比較し、その 混合メカニズムを考察する.

45

### 3.2 実験手法

#### 3.2.1 実験に用いた風洞とフィルム冷却試験供試体

本実験に用いた円孔と2種類のシェイプトフィルム冷却孔の形状, 寸法を図 3.3 に示す. 供試体の材質は断熱性を良くするためにベークライト製とした.フィルム冷却孔は, 実機 では,レーザや放電加工で加工されるが,本実験では機械加工で製作した. Round Hole は, 単純円孔である. D-Shaped Hole は, 流量調整のための直管部をできるだけ小さくし, その あとスパン方向と肉厚方向に 15°の角度を持って広げる. V-Shaped Hole は, スパン方向の み 15°の角度で広げる.

座標系は, 主流方向に x, 肉厚方向に y, 主流と垂直方向に z 座標を置き, 座標原点は, 円孔出口, 孔中心においた.



Fig.3.3 Film hole configuration for Round Hole, D-Shaped Hole and V-Shaped Hole.

#### 3.2.2 熱電対によるフィルム冷却効率測定の概要

本実験に用いた低速風洞は2章で用いた低速風洞(図2.2)と同一である.フィルム冷却 孔の形状をパラメータにした実験を容易にするために,供試体はフィルム冷却孔部分のみ をカートリッジ状に製作して,テストセクション部の底面上流側に装着した.フィルム冷 却空気はコンプレッサーにより供給されヒーターにより室温より約30℃高い温度に加熱さ れ,供試体を通ってテストセクションに入る.

フィルム冷却効率は式 (3.1) で定義されるが、本実験では主流温度  $T_{\infty}$ を常温とし、空気 温度  $T_c$ を加熱した.したがって、フィルム冷却温度  $T_c$ が主流温度  $T_{\infty}$ がより高く、主流温度  $T_{\infty}$ とフィルム冷却空気温度  $T_c$ の関係は、タービン翼に用いられる場合と逆であるが、本実 験では低速でフィルム空気と主流の温度差は約 30℃で比較的小さいため、浮力の効果が無 視できるとした.櫛型熱電対により測定したフィルム空気温度  $T_f$ を用いて、フィルム冷却 効率  $\eta_f$ を式 (3.1) より求めた.

また、本実験では主流流速 *u*<sub>∞</sub>を 20m/s に固定し、フィルム冷却噴流の流速 *u*<sub>c</sub>を調節し、 質量流速比 *M* を変えてフィルム冷却効率に及ぼす影響を調べた. 質量流速比 *M* は式(3.2) により定義される.

$$M = \frac{\rho_c u_c}{\rho_\infty u_\infty} \tag{3.2}$$

櫛形熱電対を用いた空間温度分布測定の実験装置を図 3.4 に示す. 測定した位置は主流の 下流方向 x=0, 2, 4, 10, 20, 40, 60mm についてそれぞれ壁面と垂直方向に y=1~15mm, スパン 方向に z=-30~30mm で 1mm ごとに櫛型熱電対をトラバース装置により移動させフィルム温 度を測定した.



Fig.3.4 Test section for the film cooling and temperature measurement traverse system.

フィルム冷却孔から吹き出した加熱空気が主流と混合する領域で、この混合した空気温 度を測定するために、図 3.5 に示す櫛型熱電対を製作し、測定に用いた.この櫛型熱電対は、 熱電対の誤差を少なくするため、熱電対の支持板の材料に熱伝導率の低いベークライトを 用い、支持板が流れを乱さないように流れ方向に楔形状に製作された.また、熱電対には シース熱電対を用い、その先端のシース被覆を剥がし内部の熱電対素線をむき出しにして 熱伝導誤差を抑える構造とした.測定時には、この櫛型熱電対はテストセクションの上部 から主流中に挿入され、トラバース装置により位置を制御し測定を行う.



Fig.3.5 Thermocouple fixture is made of bakelite.

温度分布測定には、図 3.6 に示す二次元トラバース装置を用いた.トラバース装置は低速 風洞のテストセクション部の上部に設置されており、主流方向と直角な平面内で取り付け たプローブをトラバースすることができる.このトラバース装置は制御装置により、二軸 同時に制御でき、動作パターンをプログラムして再現することができる.



Fig.3.6 2-dimensional automated traverse system for the temperature measurements.

冷却孔から加熱空気を吹き出すために、図 3.7 に示すヒーターを製作し、コンプレッサー から送られる空気を加熱した. ヒーターは、アルミパイプの中に 120W のニクロム線が3本 並列に接続されており、ニクロム線が絶縁材であるガラスパイプにより外部のアルミパイ プと接触することのない仕組みになっている. スライダック (0~130V) によりヒーターの 加熱量を調整し、ヒーター出口の空気温度を調節した.



Fig.3.7 heater for the film air.

図 3.8 に温度の高いフィルム冷却空気をテストセクションに供給するための流れ回路の 概略図を示す. コンプレッサーから供給される空気はレギュレーターにより流量を一定に 制御され, テストセクション直前で図 3.7 に示したフィルム冷却空気加熱用ヒーターにより 加熱される.



**Fig.3.8** Film cooling air circuit outline, compressor, regulator, pressure gage, flow meter and heater.

# 3.2.3 アセトン LIF による濃度分布の測定

レーザ誘起蛍光(LIF: Laser-Induced Fluorescence)は、化学種(分子または原子)が示す 蛍光遷移過程を利用するものである.入射されたレーザ光により測定体積内の化学種は上 位のエネルギー順位へ励起されるが、この励起過程に必要な遷移エネルギーは化学種に固 有のものであり、入射光の波長を特定のエネルギーにあわせる必要がある.励起されたエ ネルギーでは不安定なので、すぐに安定な下位の準位へ戻る.この際に、放出される自然 放出光のうち比較的その寿命が短く、電子のスピン多重度が変化しない遷移過程をレーザ 誘起蛍光と呼ぶ.一般には、吸収励起を生じるレーザ波長は、化学種およびその電子エネ ルギー遷移に依存するために各々異なる.このレーザ誘起蛍光強度は分子密度により決定 される.

レーザ誘起蛍光法(LIF)により測定されるのは、物質の濃度であるが、運動量輸送と物 質伝達の比を表すシュミット数

$$S_c = \frac{\nu}{D_m} \tag{3.3}$$

と運動量輸送と温度拡散の比を表すプラントル数

$$P_r = \frac{v}{\alpha} \tag{3.4}$$

が等しいとき、つまり温度伝導率による熱エンタルピーの輸送量と、拡散による物質輸送量の比を表すルイス数 Le=1 であるとき、熱輸送と物質輸送のアナロジーが成立する.

$$Le = \frac{S_c}{P_r} = \frac{\alpha}{D_m} = 1$$

$$D_m : 物質拡散係数$$

$$v : 動粘度係数$$

$$\alpha : 温度伝導率$$
(3.5)

Le = 1 を仮定した場合,温度の拡散と物質の拡散が等しくなり,フィルム冷却効率は次に示 す濃度拡散の式に置き換えられる.

$$\eta_{f} = \frac{C_{iw} - C_{\infty}}{C_{c} - C_{\infty}}$$

$$C_{c} : 冷却孔出口での冷却空気中のトレーサ濃度$$

$$C_{iw} : 壁近傍のトレーサ濃度$$

$$C_{\infty} : 主流中のトレーサ濃度$$

主流中にトレーサの成分が存在しない場合,

$$C_{\infty} = 0 \tag{3.7}$$

となり、また冷却孔出口での冷却空気中のトレーサ濃度を、

$$C_c = 1 \tag{3.8}$$

とすると、フィルム冷却効率は、

$$\eta_f = C_{iw} \tag{3.9}$$

となり、局所の濃度を測定すればフィルム冷却効率が求められる.

熱伝達と物質伝達のアナロジーを用いれば、主流温度と冷却空気温度の温度差を用いた フィルム冷却効率計測に変わる手法により、フィルム冷却効率を評価する実験を行うこと ができる.また、熱伝達と物質伝達のアナロジーは、ルイス数 Le = 1 であれば完全に成立 するが、1から少しずれていてもほぼアナロジーが成立することが示されている<sup>[13]</sup>.以上 より、アセトン蒸気を測定のトレーサ粒子としたレーザ誘起蛍光(LIF)法により、主流と 冷却空気の混合の詳細を解明し、濃度分布を測定することによって、フィルム冷却効率を 評価することができる.

アセトンの物理的性質を表 3.1 に示す.常温では透明な揮発性の液体であり,蒸気圧が高く,モル分率で最大 30%まで混入することができる.アセトン蒸気のルイス数は約2となり,熱輸送と物質輸送のアナロジーが適用できる.

Molecular weight	58.08
Density	0.79 kJ/kg/K
Saturated Vapor pressure	24000 Pa
Diffusion coefficient	11 mm <sup>2</sup> /s
Le number, -	2

 Table 3.1
 Physical property of acetone at room temperature.

LIF による濃度計測時は、図 3.9 に示すように、アセトンをフィルム冷却空気に混入させ、 そのノズル出口におけるアセトンのモル濃度  $C_c$ は 3%に固定した.この濃度の冷却効率を 100%とし、主流のアセトンモル濃度  $C_{\infty}$ は 0%とする.よって冷却効率は式 (3.9') によって 表される<sup>[8]</sup>.

$$\eta_f = \frac{C}{C_c} \tag{3.9'}$$

 C<sub>c</sub>
 : 冷却孔出口での冷却空気中のアセトン濃度(=3%)

 C
 : 局所アセトン濃度

ただし、実際に計測されるのは、LIFの強度 I であり、冷却効率は式 (3.10) で表される.

$$\eta_f = \frac{I}{I_c} \tag{3.10}$$

*I* : 局所 LIF 強度

*I* : アセトン濃度 3%に対する LIF 強度

また,アセトンのモル濃度と LIF 強度の関係を調べるため,一様なアセトン濃度を持つ 空間に対して,一定強度のレーザを照射し,その LIF 強度を比較し,較正を行った.



Fig.3.9 Schematic of particle supply as tracer for PIV particles and acetone supply for LIF measurement.

# 3.2.4 PIV による流れ場の測定

本章で実施した低速風洞は,基本的に2章で使用した低速風洞と同一であり,2章と同様の光学系を用いて.PIV によるフィルム空気の挙動を調べた.PIV 粒子(オリーブオイル) は図 3.9 に示すように,フィルム冷却孔から混入させた.PIV の光学計測概要を図 3.10 に示 す.



Fig.3.10 Optical set up for PIV measurement.

# 3.2.5 実験条件

主流速度 20m/s を固定し, 質量流速比 *M*=0.5, 1.0, 1.5 となるように, 冷却空気量を変化さ せた. フィルム冷却孔径 *d* は 5mm であり,入口境界層厚さ δ は 25mm で一定である.実験 条件を表 3.2 に示す.

Mainstream Ve	locity, $U_\infty$	20 m/s
Demonster	Configuration	Round Hole, D,V-Shaped Hole
Parameter	Blowing Ratio, M	0.5, 1.0, 1.5
Cooling Hole D	Diameter, d	5 mm
Boundary layer	Thickness, $\delta$	25 mm

Table 3.2Experimental conditions.

# 3.3 実験結果

## 3.3.1 円形フィルム冷却孔の実験結果と文献値の比較

まず,円形フィルム冷却孔について,櫛型熱電対により測定した x/d 一定の流れ方向7断面のフィルム冷却効率分布を, M=0.5, 1.0, 1.5 について,測定した結果をそれぞれ図3.11~図3.13 に示す.



**Fig.3.11** Film effectiveness,  $\eta_f$  contours at x/d=0, 2, 4, 10, 20 and 60 in the case of M=0.5 of round hole.



**Fig.3.12** Film effectiveness,  $\eta_f$  contours at x/d=0, 2, 4, 10, 20 and 60 in the case of M=1.0 of round hole.



**Fig.3.13** Film effectiveness,  $\eta_f$  contours at x/d=0, 2, 4, 10, 20 and 60 in the case of M=1.5 and round hole.

図 3.11~図 3.13 より、下流に進むにつれて、吹き出し空気は主流へ拡散していくこと、 また質量流速比 M が大きくなるにつれて吹き出し空気が壁面から剥離し浮き上がっていく こと、また冷却効率分布は中央下部に凹みを持つ腎臓形になること、が分かる. これらの 結果から、底面近傍 (y/d=0)、かつ冷却孔中心線上 (z/d=0) における冷却効率を、縦軸に 冷却効率  $\eta_f$ 、横軸に主流方向無次元量 x/d をとり、質量流速比 M=1.0 の場合を図 3.14 に Pederson の文献値<sup>[14]</sup>と比較した形で示す. この結果より、本研究で用いた実験装置による フィルム冷却効率の測定値は、文献値とほぼ一致していることを確認した.



**Fig.3.14** Center line Effectiveness comparison for round hole between the experiment and published data in the case of M=1.0.

z/d=0 におけるフィルム冷却効率を, M=0.5, 1.0, 1.5 に図 3.15 に比較して示す.フィルム 質量流速比 M を増加させると,フィルム冷却空気量は増加する.したがって, M=0.5 から M=1.0 とした場合,フィルム冷却効率は全域にわたって改善する.しかしながら, M=1.0 か ら M=1.5 に増加させた場合は,冷却空気量が増加しているにもかかわらず,フィルム冷却 効率は低下する.特に,フィルム冷却孔出口付近は著しいフィルム冷却効率の低下が見ら れる.図 3.11~図 3.13 で示されたように,質量流速比 M を大きくすると,フィルム冷却空 気の噴流は壁から浮き上がり,フィルム冷却空気として壁面に付着しておらず,主流に貫 通しているためであると考えられる.一方, x/d>10 の領域では,フィルム空気が壁に再付 着する様子が確認できる.



**Fig.3.15** Center line effectiveness for round hole in the case of *M*=0.5, 1.0 and 1.5.

### 3.3.2 シェイプトフィルム形状の影響

3.3.1 項に示したように、円孔のフィルム冷却空気は、*M*=1.5 程度の質量流速比で、主流 に貫通し、結果的に冷却すべき壁面から浮き上がってしまう.したがって、フィルム冷却 空気の主流への貫通を防ぎ、フィルム冷却空気の壁面からの剥離を抑えるために、フィル ム冷却孔の出口面積を拡大し、ディフューザとしてフィルム出口流速を低減する必要があ る.シェイプトフィルム冷却孔形状 (D-Shaped Hole) について、冷却効率分布を測定し、 質量流束比 *M*=1.0 の場合の結果を図 3.16 に示す.



**Fig.3.16** Film effectiveness,  $\eta_f$  contours at x/d=0, 2, 4, 10, 20 and 60 in the case of M=1.0 for D-Shaped hole.

シェイプトフィルム冷却孔によるフィルム冷却効率分布は,図 3.12 で示した円孔に比べて,吹き出し空気が z 方向に広がっていることが分かる.また,下流でも吹き出し空気は壁面に沿い,顕著な剥離は見られない.

### 3.3.3 LIF によるフィルム冷却効率測定結果

LIF により測定された孔中心断面の流れ方向フィルム冷却効率分布を,図 3.17~図 3.19 にそれぞれ(a)に D-Shaped hole, (b)に V-Shaped hole の場合を示す.質量流速比 M を増大させ ると,D-Shaped,V-Shaped ともに、フィルム冷却空気層が厚くなると同時に、より下流ま で達するようになる.一方で、フィルム孔出口直下のフィルム冷却効率は、すべての質量 流速比 M (0.5~1.5) の範囲で V-Shaped が優れているが、後流側の壁面では両者の差異は小 さくなるか、D-Shaped のフィルム冷却効率が高くなる.この傾向は、M を高くすれば顕著 になり、 M=1.5 とすると、V-Shaped の場合、フィルム噴流が壁面から離れていることが分 かる.



(a) D-Shaped Hole

(b) V-Shaped Hole

**Fig.3.17** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z=0 in the case of M=0.5.



**Fig.3.18** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z=0 in the case of M=1.0.



**Fig.3.19** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z=0 in the case of M=1.5.

アセトン LIF による D-Shaped と V-Shaped のシェイプト孔の z/d=0 の孔中心断面の 2 次元 面のフィルム冷却効率を図 3.17~図 3.19 に示したが,このフィルム冷却効率分布を用いて 任意の位置における y 方向フィルム冷却効率を求めることが出来る.ここでは,x/d=0,4,8 の 3 断面におけるフィルム冷却効率を抽出しそれぞれ図 3.20~図 3.22 に示す.x/d=0 では, V-Shaped のフィルム冷却効率が高く,そのフィルム冷却効率はほぼ 1.0 となる.一方で, D-Shaped の場合は,x/d=0 の箇所で,既にフィルム冷却効率は 1.0 ではない.



(a) D-Shaped Hole

(b) V-Shaped Hole

**Fig.3.20** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and x/d=0.



(a) D-Shaped Hole

(b) V-Shaped Hole

**Fig.3.21** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and x/d=4.



**Fig.3.22** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and x/d=8.

x/d=4 では, M=0.5 の場合は D,V-Shaped ともにフィルム冷却効率の分布は壁近傍で最大値 をとるが, Mを 1.0, 1.5 へ上昇させた場合, D-Shaped の場合は, 壁のフィルム冷却効率が 流量増大に従い, フィルム冷却効率が若干上昇し, フィルム冷却効率のプロファイルはほ ぼ相似形状を保つ. 一方, V-Shaped の場合, M=0.5 の場合は, フィルム冷却効率プロファ イルは, 壁面近傍で最大値をとり, D-Shaped と同様形状であるが, M=1.0, 1.5 と増加させる と, フィルム冷却効率最大の箇所が, y/d=0.5 に移り, 壁面近傍のフィルム冷却効率は y 方 向で最大にはならない. これはフィルム空気の噴流そのものが剥離傾向にあることを示す. *x/d*=8 では、この傾向がより顕著に表れ、D-Shaped においては剥離傾向が見られないが、 V-Shaped の場合は壁面からフィルム空気が剥離していると推定される.

次に, y/d 一定平面 (y/d=0.25, 1.0) のフィルム冷却効率分布をそれぞれ図 3.23 および図 3.24 に示す. x/d < 2 では, V-Shaped のフィルム冷却効率が高いが, x/d>2 では, フィルム冷 却効率は逆転し, D-Shaped が高くなっていることが分かる. これは図 3.20~図 3.22 で明ら かになったように, V-Shaped はフィルム空気の壁面からの軽微な剥離が生じているためと 考えられる. 逆により壁面から離れた y/d=1.0 では, フィルム冷却効率はむしろ V-Shaped が高くなる.



(a) D-Shaped Hole

(b) V-Shaped Hole

**Fig.3.23** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and y/d=0.25.



**Fig.3.24** Time-resolved film effectiveness of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and y/d=1.0.

# 3.3.4 PIV による流れ場計測とその考察

本項では, PIV により測定したフィルム孔中心線上における速度分布の結果について考察 する. 質量流速比 *M*=0.5, 1.0, 1.5 における *z/d*=0 の平面内の速度コンターおよび速度ベクト ルを図 3.25~図 3.27 に, それぞれ(a)に D-Shaped Hole, (b)に V-Shaped Hole を示す.



**Fig.3.25** Time-resolved Velocity Contours of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z=0 in the case of M=0.5.



**Fig.3.26** Time-resolved Velocity Contours of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane x=0 in the case of M=1.0.



**Fig.3.27** Time-resolved Velocity Contours of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane x=0 in the case of M=1.5.

図 3.25~図 3.27 に示した速度コンターおよびベクトルのうち,壁面垂直方向(y方向,v)の 成分の y/d=0.25 および 1.0 での分布を図 3.28 および図 3.29 に示す.壁近傍(y/d=0.25) で は、D-Shaped のy方向流速の極値が x/d=-1 付近、および4付近の2か所にある.一方で V-Shaped の場合は、極値は x/d=-1.0 付近の1か所にのみ認められる. D-Shaped は深さ方向 にも広がりを持ち、フィルムの噴流はこの広がりに追従するが、完全に一様に広がらず、 一部は貫通傾向にあることが分かる. この貫通をなくすことがフィルム冷却効率向上のた めに重要であると考えられる.図 3.27(a)に認められるように、フィルム出口付近は、高流 速流体と低流速流体が共存しており、この速度勾配が、せん断による渦を発生させ、その 結果、フィルム冷却空気の主流との拡散混合が発生し、図 3.20(a)で確認されたように、フ ィルム孔出口にてフィルム冷却効率が 1.0 より低くなると考えられる.



**Fig.3.28** Time-resolved v of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and y/d=0.25.



**Fig.3.29** Time-resolved v of (a) D-shaped hole and (b) V-shaped hole in the plane z/d=0 and y/d=1.0.
### 3.4 シェイプトフィルム冷却の数値解析

本章では、計測したフィルム冷却効率に対し、DES(Detached Eddy Simulation)を用いた 数値解析を行い、シェイプトフィルムの孔形状に対するフィルム冷却効率を比較した結果 について述べる.

#### 3.4.1 数值解析手法

数値解析は従来 RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) により実施されてきた.一方で、 フィルム空気の挙動は、非定常現象であり、非等方性渦を含み、加えて温度拡散問題を解 く必要があるため、RANS 解析ではおのずと限界があるとされる.したがって、LES/DNS による非定常解析が望まれるが、フィルム冷却孔やフィルムキャビティの内部に詳細な解 析格子が必要になるため、現時点で LES/DNS は高コストである.DES は、RANS/LES の折 衷解析であり、最近では比較的良く使用されるようになってきた.フィルムの混合現象は 基本的に非定常現象であり、非定常 CFD を用いることが望ましい.したがって、本章では Fluent を用いた非定常数値解析を用い、D-Shaped Hole と V-Shaped-Hole を解析の対象とした.

解析メッシュを図 3.30(a)に, D-Shaped Hole および V-Shaped Hole のフィルム冷却孔のメ ッシュを図 3.31(b)に示す.



(a) computational grid





解析領域は、図 2.2 に示した低速風洞と同等(Symmetry Plane を用い、風洞 50%高さまで をモデル化)であり、ガスパスとフィルム空気供給キャビティ、フィルム冷却孔からなる. 主流ガスパスは、z120mm×x250mm×y75mm、フィルム空気供給キャビティは、z120mm× x125mm×y43.75mm である. 基本的には、Multi Block の構造格子を用いたが、Shaped Hole の内部は、メッシュの品質を優先し非構造格子を用いた. 全メッシュ数は、D-Shaped Hole で約 160 万メッシュ、V-Shaped Hole で 92 万メッシュである. 解析は Fluent6.3 を用いて実 施し、計算スキームとして Simple 法を用いた. 乱流モデルとして、DES モデルを用いた. DES モデルは,解析の簡略化のために,壁から離れた大規模な渦は LES で計算し,壁付近 を通常の RANS モデルで取り扱うハイブリッド計算の手法である.

#### 3.4.2 解析境界条件

本計算における計算条件を表 3.3 に示す. 表 3.3 に示すとおり, D-Shaped Hole と V-Shaped Hole について, Enhanced Wall Treatment (以下 EWT)を適用した *k*-*ɛ*モデルによる時間平均 場の解析と, SA (Spalart-Allmaras) モデルと LES のハイブリッドモデルである DES (Detached Eddy Simulation) を用いて解析を行う.

Mainstream velocity, $U_{\infty}$	20 m/s
Turbulent intensity of mainstream	0.36 %
Turbulence model	<i>k-ε</i> EWT
	DES (Detached Eddy Simulation)
Shape of cooling holes	D-Shaped Hole, V-Shaped Hole
Blowing ratio, M	1.5
Representative diameter of the holes, d	5 mm
Boundary layer thickness, $\delta$	20 mm

Table 3.3 Boundary conditions for computation.

解析で用いた境界条件を図 3.31 に示す.フィルム冷却空気と主流の混合場の解析では, 冷却孔を出た冷却空気と主流との混合を正確に模擬する必要があるため,冷却孔の上流に おける主流境界層の乱れ性状を実験条件に応じて適切に与える必要がある.そこで本計算 では,入口境界における適切な速度・乱れ分布を得るために,予備計算として風洞全体を 模擬した二次元乱流解析を行った.この予備計算では,主計算の入口境界で必要な物理量 (速度,乱流エネルギー,消散率,修正渦粘性)を適切に得るため,*k-ε*EWT モデルを用い て解析を実施し,解析結果として得られた諸量の分布を,DES モデルを用いた計算の入口 境界条件として適用した.また,計算条件として与えられた所定の質量流束比 *M* を実現す るため,キャビティ底面では質量流束比に応じて適切な速度(*M*=1.5 の場合で 0.03927 m/s, *M*=0.5 の場合で 0.01309 m/s)と乱れ度(5%)を一様に与えた.また,主流部の出口では 自由流出条件を与えたほか,主流部の側面では対称条件,上面ではせん断応力ゼロのすべ り条件を与えた.さらに、キャビティ部のスパン方向側面(*z/d* = -12, 12)では、実際のキ ャビティの大きさを考慮して対称条件を与えた.また、フィルム冷却効率を算出する目的 において,主流の流入温度を 300 K,冷却空気の流入温度を 330 K とした. 離散化手法については, *k-s* EWT モデルを用いた解析では, 圧力, 速度, 乱流エネルギー, 消散率, 温度のすべてに対して二次精度の手法を適用した. 対流項については二次精度風 上差分を適用した. また, DES 計算では, 局所的な状態に応じて二次精度中心差分, 二次 精度風上差分, 一次精度風上差分を切り替える有界中心差分法を適用している. また, 修 正渦粘性の対流項には一次精度風上差分を適用した.





Top view of computational grid on the main-channel



#### 3.4.3 数值解析結果

D-Shaped,V-Shaped Hole のフィルム冷却効率の数値解析結果を図 3.32(a),(b)に示す. 実験 結果で述べたように, D-Shaped Hole, V-Shaped Hole の相違点として,壁面出口付近でのフ ィルム冷却効率は D-Shaped Hole のほうが悪いが, V-Shaped Hole は剥離傾向があり,孔か ら流れ方向下流では,フィルム冷却効率はむしろ D-Shaped Hole のほうが良好となる,とい う特徴があった.

DES による解析結果では,壁のフィルム冷却効率は, x/D<40の領域にわたり,D-Shaped Hole より V-Shaped Hole の良好であり,LIF 計測結果と異なり,DES の解析では,フィルム 冷却効率性能の良し悪しを議論できない.一方で,D-Shaped Hole にて特徴的であった x/D=0 のフィルム孔直下においても,フィルム冷却効率が 1.0 ではないという事象は,図 3.32(a) に示す如く,孔内部に主流を巻き込んでいるためと推定される.



**Fig.3.32** film effectiveness contours of DES simulation results for (a) D-Shaped hole and (b) V-shaped hole in the case of M=1.5.

### 3.5 結論

本章では、フィルム冷却孔の形状として、円孔および2種類のシェイプトフィルム冷却 孔を用いて、風洞試験による平板フィルム冷却効率を、測定した結果を示し、実験的、解 析的に検討した結果を述べた.

フィルム孔として、単純な丸孔を採用することはコストの点では有用であると考えられ るが、質量流速比 M を上昇させると、フィルム空気は壁から剥離し、壁面のフィルム冷却 効率は上昇させることが困難である.したがって、フィルム空気を壁面に沿わせるために、 孔出口面積を拡大し、フィルム出口の貫通力を下げる2種類の Shaped 孔形状に対し、アセ トン LIF を用いた空間濃度分布計測および PIV による速度分布を計測することにより、よ りよいフィルム形状開発の一助とする.

・Shaped 孔形状として、スパン方向にのみ出口を拡大した V-Shaped Hole およびスパン方向 かつ肉厚方向に出口面積を拡大した D-Shaped Hole の2種類について詳細な濃度分布および 速度分布を計測した.

・V-Shaped Hole は、フィルム孔からの噴流が、軽微な壁からの剥離傾向を示すことが分かった.したがって、質量流量比 *M*を増加させると、壁面でのフィルム冷却効率は悪化する.

・一方で、D-Shaped Hole は、V-Shaped より剥離しにくく、質量流量比 M を大きくした場合 においても、より下流まで良好なフィルム効率が達成できる.一方で、フィルム出口直下 における主流とのフィルム冷却空気の拡散混合が認められ、フィルム出口直下のフィルム 効率は改善の余地がある.

・以上より、シェイプトフィルム孔の出口形状を工夫し、D-Shaped Hole をベースに、フィルム孔出口での拡散混合を抑制できれば、フィルム冷却効率はさらに改善される可能性があることが明らかになった.

### 引用文献

Kercher, D., "Film-Cooling Bibliography (1940-2004)," (personal communication, unpublished).
 Bogard, D.G. and Thole, K.A., 2005, "Gas Turbine Film Cooling," *Journal of Propulsion and*

*Power*, **16**, pp.249-270.

[3] 武石賢一郎, 2007, "フィルム冷却技術の進展," 日本ガスタービン学会誌, 35, No.3, pp.156-164.

[4] Bunker, R.S., 2005, "A Review of Shaped Hole – Turbine Film Cooling Technology," *Journal of Heat Transfer*, **127**, pp.441-453.

[5] Waye,S. and Bogard,D., 2006, "High-Resolution Film Cooling Effectiveness Measurements of Axial Holes Embedded in a Transverse Trench with Various Trench Configurations," ASME Turbo Expo, GT2006-90225.

[6] Sargison, J.E., Guo, S.M., Oldfirld, M.L.G., Lock, G.D., and Rawlison, A.J., 2001, "A Converging Slot-Hole Film Cooling Geometry Part 1 : Low-Speed Flat Plate Heat Transfer and Loss," ASME Turbo Expo, 2001-GT-0126.

[7] Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G., and Burggraf, F., 1974, "Effects of Hole Geometry and Density on Three Dimensional Film Cooling," *Journal of Heat and Mass Transfer*, **17**, pp.595-607.

[8] Gritch, M., Schulz, A. and Wittig, S., 1998, "Adiabatic Wall Effectiveness Measurements of Film Cooling Holes With Expanded Exits," *Journal of Turbomachinery*, **120**, pp.549-556.

[9] Gritch,M., Colban,W., Schar,H. and Dobbeling,K., 2005, "Effect of Hole Geometry on the Thermal Performance of Fan-Shaped Film Cooing Holes," *Journal of Turbomachinery*, **127**, pp.718-725.

[10] Colban, W.F., Thole, K.A. and Bogard, D., 2008, "A Film-Cooling Correlation for Shaped Holes on a Flat-Plate Surface," ASME Turbo Expo, GT2008-50121.

[11] Walters,D.K. and Leylek J.H., 2000, "A Detailed Analysis of Film Cooling Physics : Part 1 – Stream Wise Injections with Cylindrical Holes," *Journal of Turbomachinery*, **122**, pp.102-112.
[12] Kapadia,S.,Roy,S. and Heidmann,J., 2003, "Detached Eddy Simulation of Turbine Blade Cooling," 36<sup>th</sup> Thermophysics Conferentice, AIAA-2003-3632.

[13] Eckert, E. R. G., Sakamoto, H., and Simon, T. W., 2001, "The heat/mass transfer analogy factor Nu/Sh, for boundary layers on turbine blade profiles," *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44** pp.1223-1233.

[14] Pederson, D. R., Eckert, E. R., Goldstein, R. J., 1977, "Film Cooling With Large Density Differences Between the Mainstream and the Secondary Fluid Measured by the Heat Mass Transfer Analogy," *Transactions of the ASME*, **99**, pp.620-627.

関 連 論 文

(1) <u>Hada,S.</u> ,Mori,S., Takeishi,K. Komiyama,M. and Oda,Y., 2009, "Study on the Mixing Phenomena of Film Cooling Jet Blowing Through Shaped Holes," International Conference on Power Engineering -09, G131.

(2) <u>羽田哲</u>, 森翔平, 武石賢一郎, 小宮山正治, 小田豊, 2009, "シェイプトフィルム冷却孔の 混合現象に関する研究," 伝熱シンポジウム, C2-112, pp.109-110.

# 第4章 静翼フィルム冷却・熱伝達率への

## 軸対称コンタリングの影響

#### 4.1 はじめに

第2章では、タービン翼前縁を模擬した2次元対称翼を使用して、馬蹄渦の発生と、それによる流れ場および伝熱特性を明らかにした.また、第3章では、平板試験により、いくつかの高性能シェイプト冷却孔のフィルム冷却効率を計測した結果について述べた.

しかしながら,第1章に述べたようなエンドウォールの冷却問題は,流れ場が非常に複 雑であるため,モデル試験や平板試験による物理現象の把握だけで,タービンの開発・設 計を実施するのは,おのずと限界がある.

タービン静翼間の流れは、Goldstein ら<sup>[1]</sup>などにより、性能向上の観点で、古くから研究さ れてきた. Secondary Loss は、タービン空力損失のおよそ 20%以上を占める場合もあるため、 タービン空力損失低減のために、Secondary Loss を低減することが非常に重要であり、ター ビン翼間の流れ場を可視化することにより、タービン前縁で発生した馬蹄渦が、タービン の背側に流動する様子が示されてきた(Gregory-Smith<sup>[2]</sup>). タービン翼間のエンドウォール の流れは、二次元境界層がタービン前縁に近づき、Horse Shoe Vortex(以下馬蹄渦とする) を生成する. 下流に流れる馬蹄渦の一つの Leg(足)は、腹側へ流れ、Passage Vortex とな り、もう一方の Leg は背側に流れ、Counter Vortex となる. これらはそれぞれ逆回転であり、 エンドウォールの大部分の面積は、この Passage Vortex に支配される.

タービン入口温度上昇とともに、タービン1段静翼シュラウドの冷却が必要になるよう になり、1980年代より、伝熱的研究が行われるようになった(例えば Graziani<sup>[3]</sup>)が、エン ドウォールの流れは、上述したような複雑な渦構造に支配された流れ場であるため、エン ドウォール上の熱伝達率分布を定式化することは難しい.したがって、翼型毎に実験的に 熱伝達率が計測され、設計に使用されることが多い.入口 *Re* 数、入口境界層厚さによるエ ンドウォール熱伝達率分布は、Boyle ら<sup>[4]</sup>により調査され、入口境界層厚さが大きく影響す ることが分かっている.

燃焼器とタービン1段静翼間には、それぞれの熱伸びを吸収する隙間が存在し、この隙 間からは、車室空気が漏れ空気として、主流に合流する.この漏れ空気によるエンドウォ ールのフィルム冷却効率は、Blair ら<sup>[9]</sup>により調べられた.この隙間は、2次元スロットに近 い形状をしており、フィルム形状としては、理想的な形状であり、フィルム冷却効率が高 い.最近までは、この漏れ空気に期待し、エンドウォールは積極的な冷却が行われていな かったが、一方で、"漏れ空気"の性格上、流量制御が難しいことに難点がある.したがって、 エンドウォールに配置されたフィルム冷却孔によるフィルム冷却効率が、1980年代後半よ り調べられてきており、代表的な論文として、Takeishi ら<sup>[5]</sup>、Friedrichs ら<sup>[6-8]</sup>によるものが あるが、いずれもフィルム空気はエンドウォール面上の二次流れの影響を強く受け、エン ドウォール全面を冷却することが難しいことが示されている.Knost ら<sup>[10]</sup>は、燃焼器-ター ビン隙間を模擬した上流スロットからの漏れ空気とエンドウォールのフィルム空気を重ね 合わせ、エンドウォール面上のフィルム冷却効率を詳細に調べた. Colban ら<sup>[11]</sup>は、エンドウォール面上のフィルム孔に、Shaped Film を採用し、円孔とフィルム冷却効率を比較し、Shaped Film を採用した場合、空力性能およびフィルム冷却効率が優れていることが示した.

タービン空力性能向上のために、エンドウォールで発生する二次流れを低減することは、 非常に重要であるが、このような二次流れを発生させる境界層制御の一つの手段として、 エンドウォールコンタリングが挙げられる.エンドウォールコンタリングは、軸対称コン タリングと非軸対称コンタリングがあり、最近では特に非軸対称コンタリングが活発に研 究<sup>[12-16]</sup>されており、非軸対称エンドウォールが二次流れ低減のため、および空力性能向上 のために有効であることが示されてきた.Saha ら<sup>[17]</sup>は、9種類の非軸対称エンドウォール コンタリングの伝熱特性を数値解析により比較し、最大 8%の平均熱伝達率低減につながる ことを示したが、背側前縁では、局所的に平坦なエンドウォールの 300%程度の熱伝達率と なることもあり得る.非軸対称エンドウォールに対する伝熱実験および数値解析は、ほと んど研究されていないが、Mashmood ら<sup>[18]</sup>および Lynch ら<sup>[19]</sup>の研究がごく最近になって発表 された.特に Lynch らは、非軸対称エンドウォールコンタリングにより平坦なエンドウォ ールにおいて熱伝達率が高かった領域の熱伝達率が 20%低減できることを示した.

また、軸対称コンタリングの空力性能についても、Morris ら<sup>[20]</sup>、Kopper ら<sup>[21]</sup>、Boletis ら <sup>[22]</sup>、Dossena ら<sup>[23]</sup>、Lin ら<sup>[24,25]</sup>および Barigozzi ら<sup>[26]</sup>により研究されてきたが、伝熱について の研究は、それほど多くない、Piggush と Simon<sup>[27-28]</sup>は、軸対称コンタリングを持つ静止翼 列に対し、燃焼器-タービン隙間を模擬したスロットからの漏れ空気によるエンドウォール 面上のフィルム冷却効率を実験的に明らかにした.また、Lin と Shih<sup>[29]</sup>は軸対称コンタリン グを持つ翼列を用いて、エンドウォールの熱伝達率を測定し、軸対称コンタリングは、熱 伝達率を低減できることを示した.しかしながら、いずれの研究も、Baseline として、平坦 なエンドウォールの伝熱特性、フィルム冷却効率が示されておらず、軸対称エンドウォー ルコンタリングの採用による伝熱特性改善幅は、明らかではない.

したがって、本章では、実機のタービン1段静翼を模擬した静止翼列を用い、エンドウ オールにはシェイプトフィルム冷却を採用し、燃焼器-タービンの隙間を模擬する上流スロ ットを設置、エンドウォールのフィルム冷却効率を実験的に測定した結果について述べる. また、熱負荷低減施策として、第2章に示した前縁傾斜を適用した軸対称コンタリングを 採用し、平坦なエンドウォール、軸対称コンタリング有のエンドウォールを比較すること により、同形状のエンドウォールの熱伝達率およびフィルム冷却効率を測定することを目 的とする.

74

### 4.2 実験手法と供試翼型

### 4.2.1 翼列風洞の概要

本実験では, Pennsylvania State University の Experimental and Computational Convective Heat Transfer Lab.に設置した Big Blue Wind Tunnel<sup>[29]</sup>を使用した.



Fig.4.1 Big Blue wind tunnel and test section.

本風洞は、50hp の軸流ファンを使用した回遊式の大型低速翼列風洞である. テストセクションに流入する前に、主流系統、二次系統に分けられ、フィルム冷却効率を計測する場合は、主流とフィルム冷却空気は 25℃以上の温度差がつくようにフィルム冷却空気が加熱され、テストセクションに流入する. 一方で、熱伝達率計測の場合は、テストセクションに設置されたヒーターによる入熱を、熱交換器で除去することが可能であり、伝熱計測のための様々な実験に利用することが出来る. 風洞の外形図を図 4.1 に示す.

#### 4.2.2 実験に用いたガスパス・翼形状

本実験に用いた翼形状は、タービン入口温度 1500℃以上への適用を目指した産業用ガス タービンのタービン1段静翼であり、実験と実機の入口 *Re* 数を合わせることおよび、後述 する IR カメラなどの解像度を上げるために、実機サイズの 2.38 倍とした.また、実験に用 いた翼型の断面形状、座標系を図 4.2 に、ガスパス形状を図 4.3 に示す.表 4.1 に、本章に 用いた1段静翼の代表長さ、境界条件の概要を示す.



**Fig.4.2** Schematic of the endwall heat transfer and location of the stagnation plane where secondary vectors are plotted.

本実験では、前縁エンドウォール部およびタービン翼の熱負荷を低減させ、かつ燃焼器 からタービンへ主流をスムーズに流入させることを目的とし、図 4.3 に示すように、タービ ン前縁の翼高さを翼後縁の翼高さから 16.5%増加させ、タービン入口流速を 16.5%低減した ガスパス形状(以下 Contoured 形状)と、前後縁の翼高さを同一としたガスパス形状(Planar 形状)を比較する. Contoured 形状は、主流入口外周側が持ち上がっており、内周側は入口 出口で同一高さである.また、4.2.5 項で述べる光学アクセスの関係上、Contoured 形状は、 図 4.3 (b),図 4.3(c)の 2 種類とし、それぞれ別に実験を実施した.

Test Conditions	Wind Tunnel		
Scale	2.38 X		
Number of Airfoil	3		
Pitch / True Chord Ratio , $P/C$	1.01		
Axial Chord / True Chord Ratio, $C_{ax} / C$	0.49		
Planar Passage			
Inlet Span / True Chord Ratio	1.2		
Inlet Reynolds Number, <i>Re</i> , in	$2.0 \times 10^{5}$		
Exit Reynolds Number, <i>Re</i> , ex	$1.0 \times 10^{6}$		
Velocity Ratio	$2.0 \times 10^{5}$		
Contoured Endwall			
Inlet Span / True Chord Ratio, Sinlet / C	1.019		
Outlet Span / True Chord Ratio, $S_{outlet} / C$	0.875		
Inlet Span / Exit Span , Sinlet / Soutlet	1.165		
Velocity Ratio	5.94		
Inlet Reynolds Number , <i>Re</i> , in	$1.7 \times 10^{5}$		
Exit Reynolds Number , <i>Re</i> , ex	$1.0 \times 10^{6}$		

**Table4.1**Vane Geometry and Flow Conditions.



(a) planar passage



(b) contoured passage :

flat endwall (contour on ceiling)



contoured endwall (contour on floor)

**Fig.4.3** Schematic of the (a) planar passage, (b) contoured passage with contour on ceiling, and (c) contoured passage with contour on floor.

### 4.2.3 エンドウォールに適用した冷却構造

実験に用いた1段静翼エンドウォールの冷却構造には、タービン翼前縁の燃焼器と1段 静翼の隙間を模擬したスリット状のスロット(以下上流スロットと称す)、シュラウド全面 にシェイプトフィルム冷却を適用した.図 4.2 に示したように、上流スロットは Planar Passage および Contoured Passage の Flat 側エンドウォールに対して、90°の角度を、Contoured Passage の Contoured 側エンドウォールに対して、74°の角度をもって主流に吹き出す.な お、スロット幅は軸コードの3%とした.フィルム冷却孔は、図 4.4(a)に示すように、シュ ラウド腹側全面、背側前縁に配置される.フィルム冷却孔はできるだけ主流と同じ方向を 向くように設計されているが、加工コストを最小化するため、前縁はy軸に対して平行、腹 側はy軸に対して 60°、背側前縁はy軸に対し 30°の角度を持たせ、配置した.また、シ ェイプトフィルム形状はスパン方向に 13°、深さ方向に 13°の角度を持たせた Laid Back Shaped 形状(図 4.4(b))とした.



(a) Cooling Hole Distributions

(b) Shaped Hole Configuration

Fig.4.4 Schematic of the film cooling hole distribution and laid-back shaped hole geometry.

#### 4.2.4 翼列テストセクションの概要

実験装置は、図 4.5 に示すように、2次元翼列3翼2通路から構成されている.実験の周 期対称性を保つために、腹側翼の腹側、背側翼の背側にそれぞれ Inside Bleed, Outside Bleed を設置し、背側後縁には Flexible Wall を設置し、これらを調整することにより、周期対照性 を保つように、式(4.1)で定義する翼面圧力分布 *Cp* が、Fluent を用いた数値解析による *Cp* と一致するようにした.実験と数値解析の *Cp* 分布の比較を図 4.6 に示す.数値解析の手 法については、次章に詳細に記述する.

 $C_{p} = \frac{p_{0,in} - p_{s}}{\rho u^{2} / 2}$ (4.1)



Fig.4.5 Schematic of three vanes in the test section.



Fig.4.6 Pressure distributions along the center vane for both the planar and contoured passages.

風洞の断面図を図 4.7 に示す. 翼前縁部まで,長さ 2.44m (=1.83+0.61)の境界層の発達領 域を設けた.



Fig.4.7 Cross section of developing zone and cascade inlet boundary layer thickness measurement.

式(4.2)により求められる乱流の境界層厚さ *δ* を,式(4.3)に示す 1/7 乗則に代入し, 求められた速度プロファイルと全圧ピトー管による計測結果を図 4.8 に比較する.

$$\delta = \frac{0.37x}{Re^{0.2}} \tag{4.2}$$

$$\frac{z}{S} = \frac{\delta}{S} \left( \frac{U}{U_{in}} \right)^{1/7} \tag{4.3}$$

表 4.2 に示すように,静翼入口における境界層厚さは,およそ 17%程度であり,この値は 実機1段静翼とおおよそ同一である.



Fig.4.8 Spanwise distribution of the inlet boundary layer in wall coordinates.

	Planar	Contoured
	Passage	Passage
Boundary layer thickness/span, $\delta / S$	0.17	$\leftarrow$
Displacement thickness/span, $\delta^*/S$	0.019	0.017
Momentum thickness/span, $\theta / S$	0.015	0.013
Shape factor, $\delta^* / \theta$	1.3	$\leftarrow$

4245

2800

Momentum thickness Reynolds number,  $Re_{\theta}$ 

 Table 4.2 Inlet Boundary Layer Characteristics.

#### 4.2.5 実験手法

本実験では,静翼エンドウォールの熱伝達率とフィルム冷却効率を計測した.本項では, その手法について述べる.

#### 4.2.5.1 熱伝達率計測の方法

熱伝達率は、エンドウォールに銅箔を貼り付け、既知の熱流束を生じさせ、その銅箔表 面温度を IR カメラにより計測する. ヒーターの下には、断熱材を設け、既知のヒーター熱 流束ができるだけ主流側に流れるようにした. ヒーターからのふく射損失はヒーター熱流 束の 6-18%、ヒーター下方への伝導ロスは、同じく 0.6-1.5%程度である. これらを考慮し、 計測される熱伝達率の誤差は、Nu 数=250 のとき、 \deltaNu=±7.5 (3%)、Nu 数=620 のとき、 \deltaNu= ±34.4 (5.6%) である. 実験手法の概要を図 4.9 に、ヒーターの外観を図 4.10 に示す.

$$St = \frac{h}{\rho C_p U_{\infty}} = \frac{q_{in}^{"}}{(T_w - T_{\infty})\rho C_p U_{\infty}}$$
(4.4)



Fig.4.9 Heat transfer measurement.



Fig.4.10 Endwall heater for the heat transfer measurement.

### 4.2.5.2 フィルム冷却効率計測の方法

フィルム冷却効率は、エンドウォール壁面を断熱と仮定し、断熱壁温度  $T_w$ を計測することにより、主流温度  $T_\infty$ と空気温度  $T_c$ を用いて、式(4.5)として定義した.測定の概要を図 4.11 に示す.

$$\eta = \frac{T_{aw} - T_{\infty}}{T_c - T_{\infty}} \tag{4.5}$$

IR カメラの計測誤差は、 $\pm 0.58$ ℃であり、フィルム冷却効率 0.03~0.7 に対して d $\eta$  = $\pm 0.02$  である.



Fig.4.11 Measurement and transferring of the adiabatic effectiveness.

IR カメラは、エンドウォール全体を計測できるほど、視野が広くないため、外側のアクリル壁に 14 箇所の IR カメラを設置するための窓を設け、撮影した画像をつなぎ合わせ、全体画像を作成した.

#### 4.2.5.3 上流スロットの冷却空気量、フィルム冷却空気量の測定方法

上流スロットの冷却空気は、別系統配管から、LFE (Laminar Flow Element) にて流量を 計測したうえで、上流スロットのキャビティに導入され、上流スロットからガスパスから 導入される.上流スロットは、2.42×ピッチにわたって設置されているため、式(4.6) に より、主流に対する冷却空気量として、規格化した.

$$\% SlotFlow = \frac{\dot{m}_{slot}}{2.42 \dot{m}_{passage}} \times 100 \tag{4.6}$$

フィルム冷却空気量は、式(4.7)、式(4.8)により計算した.各フィルム冷却孔の供給 キャビティの圧力を計測し、非圧縮性の仮定を用いて、式(4.7)から、冷却空気量を求め た.ここで、*CD*値は0.8と仮定した.

$$\dot{m}_{FC} = C_D \rho_c A_{hole} \frac{\rho_{\infty} U_{\infty,l}}{\rho_c} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_{\infty}} \left( \frac{P_{o,plenum} - P_{o,in}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty,in}^2 (1 - C_{p,l})} + 1 \right)}$$

$$(4.7)$$

$$C_{p,l} = \frac{P_{s,l} - P_{s,in}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty,in}^2}$$

$$(4.8)$$

局所のガス側圧力,ガス側流速は,CFDを用いて算出した.質量流量比*M*は,式(4.9)により求めた.図4.12にそれぞれのフィルム冷却孔における質量流量比を示す.

$$M = \frac{\rho_c U_c}{\rho_\infty U_{\infty,l}} = \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_\infty}} \left( \frac{P_{o,FC} - P_{o,inlet}}{\frac{l}{2} \rho_\infty U_{\infty,inlet}^2 \left( l - C_{p,l} \right)} + 1 \right)$$
(4.9)



**Fig.4.12** Contours of local blowing ratio for: the flat endwall of the planar passage (a) 0.3% FC, (b) 0.5% FC, and (c) 0.7% FC; the flat endwall of the contoured passage (d) 0.5% FC; and the contoured endwall of the contoured passage (e) 0.5% FC.

## 4.3 フィルム冷却効率への軸対称コンタリングの影響

本節では、4.2 章に述べた風洞、実験装置を用いて、エンドウォールのフィルム冷却効率、 熱伝達率を計測した結果を示す.

### 4.3.1 上流スロットからの漏れの影響

本項では、Contoured エンドウォールのフィルム冷却効率について、Flat エンドウォール のフィルム冷却効率と比較して論ずる.上流スロットからの漏れ空気量を変化させた場合 の、上流スロット内キャビティ内圧を表 4.3 に示した.

	$\frac{P_{\text{slot}} - P_{o,\infty}}{0.5 \rho U_{\infty}^2}$	
	Leakage Slot Flow ,%	
	0.3%	0.7%
Planar Passage: Flat Endwall	-0.63	-0.14
Contoured Passage: Flat Endwall	-0.99	-0.4
Contoured Passage: Contoured Endwall	-0.82	-0.19

**Table 4.3** Cavity pressure of upstream slot for leakage slot flow 0.3% and 0.7%.

各ガスパス形状に対し、フィルム空気を 0.3%に固定し、上流スロットからの漏れ空気量 を 0.3%、0.7%とした場合の、エンドウォール上のフィルム冷却効率分布をそれぞれ図 4.13(a)、 図 4.13(b)に示す.上流スロットからの漏れ空気による影響範囲はいずれのガスパス形状の 場合も△ (三角)形状を形成する.タービン翼の前縁が形成する静圧分布により、上流ス

ロットからの漏れ空気は、ピッチ方向全域に流出せず、圧力の低い背側に向かって流れる ことが原因であると考えられる. Contoured Passage の Contoured Endwall の場合、上流スロ ットによるエンドウォール前縁のフィルム冷却効率は若干高いが、他の2ケースが、上流 スロットと主流ガスパスが 90°の角度をもつ垂直吹き出しとなる一方で、Contoured Endwall の場合、74°(=90°-16°)の吹き出し角度をもつことが原因であると考えられる. Lin ら<sup>[30]</sup> により 90°吹き出しと比較し、45°吹き出しのフィルム冷却効率が良好であることが示され た結果と同一である.また、Contoured Passage の Flat Endwall の場合、上流スロットからの 漏れ空気の影響範囲が、ピッチ方向に広がりが小さい.これは、上流スロットのキャビテ ィ圧力が3種類のガスパスの中で最も低いことが原因であると考えられる.これらの傾向 は、上流スロットからの漏れ空気量を 0.3%から 0.7%に増加させた場合も同様であるが、 0.7%に漏れ空気を増加させると、上流スロットからの漏れ空気は、ピッチ方向により広い 範囲にわたって吹き出す.これは、上流スロットからの漏れ空気量を増した場合、キャビ ティ圧力が増加し、より広範囲にわたって、漏れ空気のキャビティ圧力が局所のガス側圧 力より高くなるためである.



contoured passage

planar passage

flat endwall contoured endwall

**Fig.4.13** Comparison of adiabatic effectiveness contours between the three endwalls (a) for 0.3% leakage / 0.3% FC flow and (b) for 0.7% leakage / 0.3% FC.

### 4.3.2 フィルム冷却空気量の影響

本項では、Contoured エンドウォールのフィルム冷却孔からのフィルム冷却効率について、 Flat エンドウォールのフィルム冷却効率と比較して論ずる.上流スロットからの漏れ空気量 およびフィルム冷却空気量を、図 4.13(a)のそれぞれ 0.3%、0.3%から、上流スロットからの 漏れ空気量を 0.3%に固定し、フィルム冷却空気量を 0.7%に増加させた場合の、エンドウォ ールのフィルム冷却効率分布を図 4.14 に示す.フィルム冷却空気が 0.3%である図 4.13(a) の場合、Contoured Passage の Contoured Endwall では、腹側のフィルム冷却孔によるフィル ム冷却効率は、Planar Passage や Contoured Passage の Flat Endwall と比較しても低く、特に 上流側ではほとんどフィルムが利いていないことが分かる.



0.7% Film / 0.3% leakage





エンドウォールのフィルム冷却効率を,腹側翼前縁から背側方向へ 25%ピッチの点を通 過する 50%断面の流線(0.25Pとする),50%ピッチを通過する流線(0.50Pとする)上に沿 って抜き出し,上流スロットからの漏れ空気量を 0.3%,フィルム冷却空気量 0.3%の場合を 図 4.15 へ,フィルム冷却空気量のみ 0.7%に増加させた場合を図 4.16 に示した.なお,横軸 *s* は,上流スロット出口を原点とした流線上の長さである.50%断面の流線は Fluent<sup>[31,解析手</sup> <sup>法は第5章へ詳述]</sup>による数値解析にて算出した.上流スロット直後の領域では,腹側の流線(25% ピッチ,図 4.15(a))上では,Contoured Passage の Contoured Endwall のフィルム冷却効率は 低く,Planar Passage のそれと比較し,およそ 1/2 に過ぎない.これは,背側流線上(50%ピ ッチ,図 4.15(b))でも同一であるが,4.3.1項で示したように,上流スロットからの漏れ空 気によるフィルム冷却効率は,Contoured Endwall の Contoured Passage の Gontoured Endwall におけるフィルム冷却効率は,フィルム冷却空気量が 0.3%の場合から大きく向上す るが,一方で,他のガスパス形状については、フィルム冷却効率分布の向上幅が小さいた めに,結果的に,図 4.17(b)に示す 0.50Pの流線上のフィルム冷却効率は,*x/Cax*>1.3 の領域 を除けば,ガスパス形状による差異が小さくなることが分かる.



**Fig.4.15** Comparison of adiabatic effectiveness levels between the three endwalls for 0.3% FC and 0.3% leakage flow, sampled along inviscid streamlines released from (a) 25% pitch and (b) 50% pitch.



(a) 0.25*P* 

(b) 0.50*P* 

**Fig.4.16** Comparison of adiabatic effectiveness levels between the three endwalls for 0.7% FC and 0.3% leakage flow, sampled along inviscid streamlines released from (a) 25% pitch and (b) 50% pitch.

図4.17に、Contoured Passage でのスパン方向流速コンターを示した.この図から、Contoured Passage の場合、ガスパスが形成する Curvature のために、主流は図中外周側から内周側へ向かうことが分かる. この Curvature により、内周側、すなわち Flat Endwall 側のフィルムに

とって、主流は壁に押しつけられ、結果的にフィルムの剥離を抑える方向となる.一方で、 外周側、すなわち Contoured Endwall 側のフィルムにとっては、フィルム冷却空気が剥離方 向となる.これらの主流のエンドウォールに対する速度分布の差異から、Contoured Passage の Contoured Endwall 側では、腹側フィルム冷却効率が、低下すると考えられる.



(a) Spanwise velocity distribution.



(b) film coverage image of three passages.

**Fig.4.17** (a) Spanwise velocity contour at the leading edge in the perpendicular plane to main gas path for the contoured passage and (b) film image of the three different passage patterns.

Schmidt と Bogard<sup>[32]</sup>および Teekaram ら<sup>[33]</sup>は、平板フィルムに対して、主流流速に正の速 度勾配を与え、フィルム冷却効率への影響について調べた.フィルム冷却効率に対する主 流の速度勾配の影響は、付着しているフィルムおよび完全に剥離してしまったフィルムに 対しては、無視できるほど小さいが、フィルムの剥離を抑える効果があるため、フィルム の剥離有無の境界付近では、フィルム効率は向上する.今回実験を行ったガスパス形状で は、Planar Endwall に対し、Contoured Passage の Flat Endwall は速度勾配がより大きくなる. したがって、フィルム冷却空気流量を 0.3%から 0.7%に増加させた時、Planar Passage の場合 は、フィルムが剥離し、フィルム冷却効率は増加しないが、Contoured Passage の場合は、よ り強い加速のために、フィルムの剥離が遅れ、フィルム冷却効率が向上すると考えられる.

### 4.4 熱伝達率分布への軸対称コンタリングの影響

### 4.4.1 軸対称コンタリングによる熱伝達率分布

本項では、Planar Passage および Contoured Passage とした場合のエンドウォールにおける 熱伝達率の分布を示す.上流スロットからの漏れ空気量を 0 に設定した場合の、Planar Passage, Contoured Passage の Flat Endwall, Contoured Endwall の *Nu* 数を図 4.18 に示す.



**Fig.4.18** Comparison of Nusselt number contours between the three endwalls with no leakage flow.

いずれのガスパス形状の場合も、上流スロット直下の境界層が薄くなるために、上流ス ロット直下の熱伝達率は高く、その後急激に低くなる.また、タービン前縁付け根部付近 では、馬蹄渦の影響で高い熱伝達率となる.流路内部は、ピッチ方向中央付近に熱伝達率 の低い箇所が存在するが、スロートに向かって加速する流速分布に従い、熱伝達率は上昇 する. Contoured Passage の場合、翼前縁付け根部の熱伝達率は Planar Passage のそれと比較 し、低下することが明らかであり、特に Contoured Endwall の熱伝達率の低下は大きい.ま た、流路内の熱伝達率の低下も小さくなく、翼のピッチ中央の低熱伝達率の領域は、Flat / Contoured Endwall の両者で Planar Passage の場合より広がり、Contoured Passage とした場合 の熱伝達率低下は大きい.

次に、上流スロットからの漏れ空気量を 0.5%、1.0%へ増加させた場合の、エンドウォー ルにおける熱伝達率コンターをそれぞれ図 4.19、図 4.20 に示す.



### contoured passage

planar passageflat endwallcontoured endwallFig.4.19.Comparison of Nu number contours between the three endwalls with 0.5% leakage flow.



Fig.4.20 Comparison of Nu number contours between the three endwalls with 1.0% leakage flow.

上流スロットからの漏れ空気量を漏れ空気無の場合から漏れ空気を増加させると,熱伝 達率分布は大きく変化する.図4.18に示した上流スロットからの漏れ空気無とした場合, 図4.20に示した上流スロットからの漏れ空気量を1.0%とした場合のエンドウォール面上の 熱伝達率を,50%断面の2本の流線(腹側前縁より背側へ向かって50%ピッチの点,75%ピ ッチの点を通過する流線)上に沿った熱伝達率を図4.21(a),図4.21(b)に示した.漏れ空気 量を1.0%まで増加させた場合の熱伝達率の上昇は、下流0.75*C*axまで認められる.いずれの 場合も,Contoured Endwall の優位性は変わらず,漏れ空気量を変化させても,Contoured Endwallの場合の熱伝達率が3種類のガスパスの中で,最低となる.



**Fig.4.21** Comparison of Nusselt numbers between the three endwalls with no leakage flow and 1.0% leakage flow, sampled along inviscid streamlines released from (a) 50% pitch and (b) 75% pitch.

Contoured Passage の熱伝達率を, Planar Passage の熱伝達率で除した値を, 図 4.22 に示す. 上流スロットからの漏れのない場合, Flat Endwall での熱伝達率低下は, 0.5P, 0.75P の流線 上で, それぞれ最大 13%, 16%となり, 平均では, 7%, 9%となる. Contoured Endwall の場 合は, 最大 22%, 28%となり, 平均では, 16%, 15%に達する. 一方で, 漏れ空気量を 1.0% とした場合, 熱伝達率低下は, Flat Endwall の場合, それぞれ平均で 3%, 6%となり, Contoured Endwall の場合は, 7%, 6%となる.

図 4.23 に翼前縁から x=0.35C<sub>ax</sub> 一定の直線(図 4.18 参照)上の熱伝達率を示す.この図から,腹側の熱伝達率は, Passage 形状および漏れ空気量の影響をほとんど受けないことが分かる.腹側は二次流れ,特に Passage Vortex の範囲外であり,したがって,前縁で発生した馬蹄渦の影響を受けないことが原因であると考えられる.逆に背側は, Passage Vortex の影響下にあるため, Contouring や漏れ空気で,伝熱を制御することが可能である.



**Fig.4.22** Comparison of Nusselt number augmentations with no leakage flow and 1.0% leakage flow, sampled along inviscid streamlines released from (a) 50% pitch and (b) 75% pitch.



**Fig.4.23** Comparison of Nusselt numbers between the three endwalls along the pitch of the vane passage at  $0.35C_{ax}$  with no leakage flow and 1.0% leakage flow.

#### 4.4.2 上流スロット部からの漏れ空気が馬蹄渦に与える影響

上流スロットからの漏れ空気を無とした場合, x-z 平面の圧力コンターと Fluent で解析した二次流れベクトルの分布を図 4.24 に示す. Contoured Passage の場合は、馬蹄渦が小さいことが分かる.ガスパス形状を Contoured とし、前縁をエンドウォールに対して傾斜させると、第2章で示したように、翼前縁付け根部の熱伝達率が低下する. 馬蹄渦の規模が小さくなることに加え、Contoured Passage の Contoured Endwall の場合は、馬蹄渦中心の位置がよりタービン翼前縁側に接近することが分かる.

図 4.25 に上流スロットからの漏れ空気を 1.0%とした場合の, 二次流れのベクトル図およ び圧力コンターを示す.図 4.24 は, 速度境界層支配の馬蹄渦生成であると考えられるが, 図 4.25 は速度境界層支配というよりも,上流スロットからの漏れ空気が,馬蹄渦を生成す ることが分かる.すなわち,速度境界層が前縁に衝突して,馬蹄渦を生成するメカニズム に加えて,上流スロットからの漏れ空気が,下流側に負圧領域を生成するため,前縁で生 成される馬蹄渦が強くなっている.上流スロットからの漏れ空気量無の場合は,Contoured Endwall の場合,馬蹄渦は若干下流に生成されていたが,漏れ空気量を 1%に増加すると, 馬蹄渦の位置はほぼ同一となる.



**Fig.4.24** Secondary flow vectors with no leakage flow at the vane stagnation plane for the (a) flat endwall of the planar passage, (b) flat endwall of the contoured passage, and (c) contoured endwall of the contoured passage.



**Fig4.25** Secondary flow vectors with 1.0% leakage flow at the vane stagnation plane for the (a) flat endwall of the planar passage, (b) flat endwall of the contoured passage, and (c) contoured endwall of the contoured passage.

### 4.5 結論

本章ではタービン静翼を題材に、エンドウォールの二次流れを低減し、結果的にタービン静翼内の熱負荷を低減する二次元軸対象コンタリングの伝熱性能について実験的に調べた.実験に用いたガスパス形状は、タービン静翼前縁から軸コードの1.25 倍の箇所から16°の一定の角度をもって縮小する.本形状について、上下フラット(コンタリング無)の場合の伝熱性能と比較した.また、冷却構造として、腹側エンドウォールおよび背側前縁部に設置したフィルム冷却孔と燃焼器と静翼シュラウドの隙間を模擬した上流スロットからの漏れ空気を考慮した実験装置とした.この実験装置により、エンドウォール面上のフィルム冷却効率と熱伝達率を測定し、以下の結論を得た.

・上流スロットからの漏れ空気は、フィルム冷却として作用するが、ピッチ方向全域に流 出せず、背側方向へ流出する.今回の実験装置では、Contoured Endwall の場合は、76°吹 き出しとなるため、90°吹き出しとなる Flat Endwall と比較した場合、上流スロットからの 漏れ空気によるフィルム冷却効率は高くなる.一方、Contoured Endwall の場合は、主流が エンドウォールから剥離しようとするベクトルをもつため、結果的にエンドウォール面上 のフィルム冷却孔によるフィルム冷却効率は低下する.

・熱伝達率は、上流スロットからの漏れ空気量を無とした場合、Contoured Endwallの形状 において、馬蹄渦領域および背側領域で低下する.特に馬蹄渦領域での熱伝達率は大幅に 低下し、馬蹄渦が下流に移動することにより、馬蹄渦の影響範囲も小さくなる.

・上流スロットからの漏れ空気量を増加させると、馬蹄渦の影響範囲およびエンドウォー ル背側で熱伝達率が増加する.これは、上流スロットからの漏れ空気が、境界層の剥離を 促し、結果的に馬蹄渦が強くなるためであると考えられる. 引用文献

[1] Goldstein, R.J. and Spores, R.A., 1988, "Turbulent Transport on the Endwall Region Between adjacent Turbine Blades," *Journal of Heat Transfer*, **110**, pp.862-869.

[2] Gregory-Smith,D.G., Graves,C.P., and Walsh,J.A., 1987, "Growth of Secondary Losses and Vorticity in an Axial Turbine Cascade," *Journal of Turbomachinery*, **110**, pp.1-8.

[3] Graziani, R.A., Blair, M.F., Taylor, J.R. and Mayle, R.E., 1980, "An Experimental Study of Endwall and Airfoil Surface Heat Transfer in a Large-Scale Turbine Blade Cascade," *Journal of Engineering for Power*, **102**, pp.247-267.

[4] Boyle,R.J. and Russel,L.M., 1990, "Experimental Determination of Stator Endwall Heat Transfer," Journal of Turbomachinery, **112**, pp.547-558.

[5] Takeishi.K., Matsuura,M., Aoki,S. and Sato,T., 1990, "An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles," *Journal of Turbomachinery*, **112**, pp.488-496.

[6] Friedrichs, S., Holdson, H.P. and Dawes, W.N., 1997, "Aerodynamics Aspects of Endwall Film Cooling," *Journal of Turbomachinery*, **119**, pp.786-793.

[7] Friedrichs, S., Holdson, H.P. and Dawes, W.N., 1999, "The Design of an Improved Endwall Film Cooling Configuration," *Journal of Turbomachinery*, **121**, pp.772-780.

[8] Friedrichs, S., Holdson, H.P. and Dawes, W.N., 1996, "Distributions of Film-Cooling

Effectiveness on a Turbine Enwall Measured Using the Ammonia and Diazo Techinique," *Journal of Turbomachinery*, **118**, pp.613-621.

[9] Blair,M.F., 1974, "An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Large Scale Turbine Endwall," *Journal of Heat Transfer*, **96**, pp.524-529.

[10] Knost, D.G., and Thole, K.A., 2005, "Adiabatic Effectiveness Measurements of Endwall Film-Cooling for a First-Stage Vane," *Journal of Turbomachinery*, 2005, **127**, pp.297-305.

[11] Colban, W., Thole, K.A. and Haendler, M., 2007, "A Comparison of Cylindrical and Fan-Shaped Film-Cooling Holes on a Vane Endwall at Low and High Freestream Turbulence Levels," *Journal of Turbomachinery*, **129**, pp.23-31.

[12] Knezevici, D.C., Sjolander, S.A., Praisner, T.J., Allen-Bradley, E., and Grover, E.A., 2008, "Measurements of Secondary Loses in a Turbine Cascade with the Implementation of Non-axisymmetric Endwall Contouring," ASME Turbo Expo, GT2008-51311.

[13] Praisner, T.J., Allen-Bradley, E., and Grover, E.A., Knezevici, D.C., Sjolander, S.A., 2007, "Application of Non-axisymmetric Endwall Contouring to Conventional and High-lift Turbine Airfoils," ASME Turbo Expo, GT2007-27579.

[14] Gustafson, R., Mahmood, G., and Acharya, S., 2007, "Aerodynamic Measurements in a Linear Turbine Passage with Three-Dimensional Endwall Contouring," ASME Turbo Expo, GT2007-28073.

[15] Gustafson, R., Mahmood, G., and Acharya, S., 2007, "Flowfield in a Film-Cooled Three-Dimensional Contoured Endwall Passage: Aerodynamic Measurements," ASME Turbo Expo, GT2007-28154.

[16] Mahmood, G.I., Gustagson, R., and Acharya S., 2009, "Flow Dynamics and Film Cooling Effectiveness on a Non-axisymmetric Contour Endwall in a Two Dimensional Cascade Passage," ASME Turbo Expo, GT2009-60236.

[17] Saha, A.K. and Acharya, S., 2008, "Computations of Turbulent Flow and Heat Transfer through a Three-Dimensional Nonaxisymmetric Blade passage," *Journal of Turbomachinery*, **130**, pp.1-10.

[18] Mahmood, G.I. and Acharya, S., 2007, "Measured Endwall Flow and Passage Heat Transfer in a Linear Blade Passage with Endwall and Leading Edge Modifications," ASME Turbo Expo, GT2007-28179.

[19] Lynch, S.P., Sundaram, N., Thole, K.A., Kohli, A., and Lehane, C., 2009, "Heat Transfer for a Turbine Blade with Non-axisymmetric Endwall Contouring," ASME Turbo Expo, GT2009-60185.

[20] Morris, A.W.H. and Hoare, R.G., 1975, "Secondary Loss Measurements in a Cascade of Turbine Blades with Meridional Wall Profiling," 75-WA/GT-13.

[21] Kopper, F.C., Milano, R., and Vanco, M., 1980, "An Experimental Investigation of Endwalls Profiling in a Turbine Vane Cascade," AIAA Paper 80-1089.

[22] Boletis, E., 1985, "Effects of Tip Endwall Contouring on the Three-Dimensional Flow Field in an Annular Turbine Nozzle Guide Vane: Part 1 – Experimental Investigation," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **107**, pp. 983-990.

[23] Dossena, V., Perdichizzi, A., and Savini, M., 1999, "The Influence of Endwall Contouring on the Performance of a Turbine Nozzle Guide Vane," *Journal of Turbomachinery*, **121**, pp. 200-208.

[24] Lin, Y.-L., Shih, T.I-P., and Simon, T.W., 2000, "Control of Secondary Flows in a Turbine Nozzle Guide Vane by Endwall Contouring," ASME Turbo Expo, GT2000-556.

[25] Lin, Y.-L., Shih, T.I-P., Chyu, M.K., and Bunker R.S., 2000, "Effects of Gap Leakage on Fluid Flow in a Contoured Turbine Nozzle Guide Vane," ASME Turbo Expo, GT2000-555.

[26] Barigozzi, G., Franchini, G., Perdichizzi, A., and Quattrore M., 2008, "Endwall Film Cooling Effects on Secondary Flows in a Contoured Endwall Nozzle Vane," ASME Turbo Expo, GT2008-51065.

[27] Piggush, J.D. and Simon T.W., 2005, "Heat Transfer Measurements in a First Stage Nozzle Cascade Having Endwall Contouring, Leakage and Assembly Features," ASME HT2005-72573.

[28] Piggush, J.D. and Simon T.W., 2007, "Heat Transfer Measuremtns in a First-Stage Nozzle Csacde Having Endwall Contouring, Misalignment and Lekage Studies," *Journal of Turbomachinery*, **129**, pp. 782-790.

[29] Barringer, M.D., Richard, O.T., Walter, J.P., Stitzel, S.M. and Thole, K.A., 2002, "Flow Field

Simulations of a Gas Turbine Combustor," Journal of Turbomachinery, 124, pp.508-516.

[30] Lin, Y. -L., Shih, T. I-P., and Simon, T. W., 2000, "Control of Secondary Flows in a Turbine Nozzle Guide Vane by Endwall Contouring," ASME Turbo Expo, GT2000-556.

[31] Fluent Inc., Fluent Users' Guide, Version 6.1, 2005 (New Hampshire, USA)

[32] Schmidt, D. L., and Bogard, D. G., 1995, "Pressure Gradient Effects on Film Cooling," ASME Turbo Expo, GT95-018.

[33] Teekaram, A. J. H., Forth, C. J. P., and Jones, T. B., 1991, "Film Cooling in the Presence of Mainstream Pressure Gradients," *Journal of Turbomachinery*, **113**, pp. 484-492.

関連論文

(1) Thrift,A., Thole,K., and <u>Hada.S.</u>, 2010, "Effects of an axismmetric contoured endwall on a nozzle guide vane : adiabatic effectiveness measurements," ASME Turbo Expo, GT2010-22968.
 (2) Thrift,A., Thole,K., and <u>Hada.S.</u>, 2010, "Effects of an axismmetric contoured endwall on a nozzle guide vane : convective heat transfer measurements," ASME Turbo Expo, GT2010-22970.

# 第5章 エンドウォール隙間漏れのフィルム冷却の数値解析

#### 5.1 はじめに

タービン静翼エンドウォールの伝熱に関する研究は数多く行われている<sup>[1]</sup>.4章では,エ ンドウォール部の熱伝達率とフィルム冷却効率に対し,燃焼器-タービン静翼間隙間を模 擬した上流スロットからの漏れ空気が,エンドウォール部のガスパス形状により変化する 様子を実験的に示した.漏れ空気は馬蹄渦などの二次流れを変化させるため,漏れ空気を 考慮に入れたうえで,タービンエンドウォールの冷却設計を実施する必要がある.

燃焼器-タービン静翼間隙間に加えて、タービン静翼と周方向に隣接する静翼との間に も、熱伸びを吸収する隙間が存在する.この隙間は、通常軸方向から角度をもってエンド ウォールを縦断するように設置される.Yamaoら<sup>[2]</sup>は、上流スロットおよび隣接静翼間隙間 からの漏れ空気によるエンドウォール面上のフィルム冷却効率を実験的に測定した.また、 最近では、Aunapuら<sup>[3]</sup>、RansonとThole<sup>[4]</sup>、PiggushとSimon<sup>[5,6]</sup>、Reidら<sup>[7]</sup>の研究が知られ ている.Aunapuらは、二次流れ、特にPassage Vortexを破壊する目的で、翼列中央に噴流を 配置し、流れ場と空力損失を測定した.しかしながら、噴流の吹き出しを強くすると、主 流乱れが増加し、タービン空力損失がむしろ増加した.RansonとTholeは、動翼間の隙間 を設置した翼列試験を行い、その隙間からの漏れ空気によるエンドウォールのフィルム冷 却効率を計測する実験および数値解析を行った.動翼間の漏れ空気は、隙間を出た後、速 度ベクトルに従い、動翼腹側に向かい、その後隣接動翼の背側へ流出する.PiggushとSimon およびReidらは、隣接翼間の隙間からの漏れ空気による空力性能への影響を調べた.加え 零を調べた.

Cardwell ら<sup>[8]</sup>は、隣接静翼間の漏れ空気と上流スロットからの漏れ空気が、エンドウォー ル面上のフィルム冷却効率に対して与える影響を実験的に調べ、周方向に隣接する静翼の 持つ相対段差が、エンドウォール面上のフィルム冷却効率に対する影響を調べた. Chyuら <sup>[9]</sup>は、平板上のフィルム冷却空気に対し、流れ方向に段差を設置した場合、段差を越えて、 下流側が高くなると、下流側ではフィルム冷却効率が期待できないことを明らかにしてい るが、Cardwell らの研究も同様であり、流れ方向下流側が低くなる場合は、エンドウウォー ル面上のフィルム冷却効率は良好であることを示した.

このように、特に隣接静翼間の漏れ空気は、二次流れに対する影響が大きく、フィルム 冷却効率に与える影響も大きいことから、設計的に重要であると考えられる.したがって、 本章では、Cardwell らが実施した翼列風洞のフィルム冷却効率計測結果をベンチマークデー タとして、商用コードである Fluent<sup>[10]</sup>を用い、隣接静翼間隙間と上流スロットからの漏れ空 気に対するエンドウォール面上のフィルム冷却効率に与える影響を調べた.また、設計パ ラメータとして、隣接静翼および上流燃焼器のエンドウォールとのアライメントを変化さ せることにより、より良い冷却構造を調査することを目的とした.

# 5.2 翼列試験の概要と実験条件

## 5.2.1 供試翼型とその冷却構造

本試験に使用された翼型は,航空エンジンである Pratt & Whitney PW6000 エンジンの1段 静翼である.本翼の基本的な性質として,翼面境界層,エンドウォール部の熱伝達率,フィ ルム冷却効率などが詳しく調査されている<sup>[11]</sup>.本翼は2次元翼であり,実機の9倍に拡大 されている.翼形状を図 5.1 に,コード長,アキシャルコード,翼高さ,ピッチなどの基本 体格寸法を表 5.1 に示す.



Fig.5.1 Characteristic lengths used to define airfoil geometry.

	Engine	Wind Tunnel
True chord length , $C$	66 mm	594 mm
Axial chord length , $C_{ax}$	33 mm	293 mm
Span, S	61 mm	549 mm
Pitch , P	51 mm	457 mm
Aspect ratio (true chord length to span)	1.08	1.08
Solidity ratio (true chord length to vane spacing)	1.30	1.30
Inlet velocity	92.9 m/s	6.3 m/s
Inlet Mach number	0.12	0.012
Exit Mach number	0.90	0.085
Inlet Reynolds number, $Re_{in} = (\rho U_{in} C/\mu)$	2.25x10 <sup>5</sup>	2.25x10 <sup>5</sup>
Exit Reynolds number, $Re_{ex} = (\rho U_{ex} C/\mu)$	$1.2 \times 10^{6}$	$1.06 \times 10^{6}$
Stagnation temperature, $T_0$	1666 K	293 K
Stagnation pressure, $P_0$	10.34x10 <sup>5</sup> Pa	98.4x10 P <sup>4</sup> Pa
Flow inlet angle	0 degree	0 degree
Trailing edge metal angle	72 degree	72 degree
Inlet absolute viscosity	5.86x10 <sup>-5</sup> Pa·s	17.9x10 <sup>-6</sup> Pa·s
Inlet density	2.123 kg/m <sup>3</sup>	$1.16 \text{ kg/m}^3$

Table 5.1 Parameters for stator vane operating and wind tunnel conditions (PW6000).

#### 5.2.2 エンドウォール部冷却構造

5.1節で述べたように、第4章で述べたタービン1段静翼と上流の燃焼器との隙間に加え て、隣接する静翼との間に隙間が存在する.1段静翼の場合、圧縮機吐出の高圧空気から、 シール板などによりこれらの隙間はシールされるが、完全なシールは不可能であるため、こ のような隙間からは必ず漏れ空気が流出する.このような隙間は純粋な冷却構造ではないが、 エンドウォールの冷却に寄与すると考えられるため、本実験では、図 5.2~図 5.4 に示すご とく、それぞれを模擬した形状を盛り込み、試験を行った.表 5.2、表 5.3 に冷却構造に関 連するデータを示す.

上流スロットは、燃焼器尾筒~1段静翼間の隙間を模擬するための2次元スロットである. このスロットの上流端は翼の前縁よどみ点から0.31Caに置かれた.スロットの構造は、図 5.3に示すように、上流スロットは、タービンエンドウォールと45°の角度をなしており、 スロット長/スロット喉部幅比は1.8である.

スロットの下流側には、フィルム冷却孔を配置した. すべてのフィルム冷却孔は単純円 孔であり、エンドウォールとなす角度は 30°である. また、孔長/孔径比は 8.3 である.

隣接静翼間の隙間は、図 5.2 に示すように、静翼パッセージのほぼ中央に配置され、翼パ ッセージの上流から下流まで貫通する.軸方向に対する角度は 45°である.実際のタービ ン翼では、隙間にシール板を有し、熱伸び差を吸収できるようになっており、実機では、シ ール板は、本実験装置で模擬したように、浮いているわけではなく、シールキャビティ圧と
ガスパスの差圧により,静翼に密着していると考えられるが,本研究では,シール空気のフィルム冷却への寄与を調べるために,一定の隙間を設け,シール空気量をパラメータとし,数値解析を実施した.



Fig.5.2 Upstream slot and the midpasasage gap location for mating two turbine platforms.



Film Cooling Hole

Fig.5.3 Critical dimensions of the slot and film-cooling holes at model scale. (9X, the figure is not drawn to scale.) W1



Fig.5.4 Cross section view of the mid-passage gap plenum and accompanying seal strip.

	Parameter	Value
Film Cooling	Cooling hole <i>l/d</i>	8.3
	Hole injection angle	30°
	p/d for leading edge holes	4 /3
	<i>p/d</i> for passage holes	3
Upstream slot	W4 – Upstream Slot Width	14.3 mm
	Slot length to width	1.88
	Upstream slot location of vane	$-0.31C_a$
	Slot injection angle	45°
Midpassage gap	W1 - Passage gap width	6.35 mm
	H1 - Seal strip thickness	0.5 <i>W1</i>
	<i>B</i> - Passage gap depth	10 <i>H1</i>
	H2 - Seal strip gap	2 <i>H1</i>
	W2 - Seal strip width	16.8 <i>H1</i>
	<i>W3</i> - Passage gap plenum width	28 <i>H1</i>
	L - Midpassage length	676 mm

 Table 5.2
 Summary of geometric cooling parameters for both cooling configurations.

Table5.3 Comparison of cooling features at engine and study scales.

Feature	Engine	Study	
Scale	1	9	
Slot width	1.65mm	14.9mm	
Slot length	2.99 mm	26.9 mm	
Cooling hole diameter, cm	0.51 mm	4.57 mm	
Cooling hole length, cm	5.08 mm	38.1 mm	
Gutter width, cm	1.27mm	11.4mm	
Cooling hole <i>l/d</i>	10	8.3	

# 5.3 数值解析手法

数値流体力学(CFD)は現在のタービン翼冷却設計では欠かせないツールとなっており, CFDを用いて,我々は容易にパラメータスタディをすることが出来,安価でより高速に様々 な構造を検討することができる.一方で,境界条件や計算手法を正しく設定する必要がある. 本節では,数値モデリングの手法および境界条件の設定について述べる.

### 5.3.1 解析に用いたメッシュ設定

まず数値解析に用いたメッシュ作成について述べる.3次元 CAD にて作成した数値デー タを Gambit<sup>[10]</sup>を利用してモデリング,メッシングを実施した後,CFD ソルバーである Fluent のメッシュに変換した.本研究では、いくつかのモデルのメッシュを作成したが、メッシュ に関する代表長さはすべてのモデルで統一した.解析モデルとして、翼(ミッドスパンまで の 50%高さ)、1パッセージを形成する背側壁、腹側壁、エンドウォール、フィルム冷却孔、 上流スロット、静翼間隙間、燃焼器シミュレータの一部である 15.6°の傾斜をもった上流側 絞り、下流側の風洞を含む.本モデルの全体概要を図 5.5、図 5.6 に示す.解析メッシュ数 は全部で 120 万メッシュ程度である.主流のメッシュは粘性の影響が大きい壁付近では細か く、Midspan では比較的粗いメッシュとし、メッシュ総数をできるだけ節約した.図 5.7(a) にエンドウォールのメッシュ、図 5.7(b)にフィルム冷却孔とフィルム冷却キャビティ、図 5.7(c)に静翼間シールとその供給キャビティのメッシュを示す.フィルム冷却孔内部は約 500Cell のメッシュを置いた.冷却孔は全部で 51 個であるため、フィルム冷却孔のメッシュ 数は約 25,000Cell 必要となる.



**Fig.5.5** Computational Models with the upstream slot, film cooling hole, midpassage gap and their cavities.



**Fig.5.6** The volume mesh for the entire domain.



**Fig.5.7** Computational meshes for (a) endwall face, (b) film-cooling holes and film-cooling plenum, (c) mid-passage gap.

## 5.3.2 境界条件の設定

数値解析における境界条件の設定を、図 5.8 に示した.ガスパス流路は第1段静翼の前後 縁で分割し、翼表面背腹に、周期境界条件が設定され、一通路分のみがモデル化される.ま た、翼スパン方向には、メッシュ数の低減のために、Midspan には Symmetric 条件が設定さ れ、半分の翼高さをモデル化した.燃焼器壁、静翼翼表面、エンドウォールには、No-Slip 条件を設定した.入口側1コード上流に入口速度境界(Velocity Inlet)を設定し、5.4m/s、 333.15K 一様の速度・温度分布とした.出口境界は、静翼後縁部から1.5C、出口境界部での ねじれの大きいメッシュを避けるために、さらに 0.5C の延長部分を付け加え、Out Flow 条 件を設定した.フィルム冷却空気、上流スロットおよび隣接静翼間からの漏れ空気は3つの キャビティからそれぞれ供給される.Mass Flow Inlet 条件が、それぞれのキャビティ入口に 設定され、境界条件に従った冷却空気量が、291.15℃で供給される.Reference Pressure とし て、入口速度境界の Midspan 中央で 103125Pa とした.



(a) Top View of Domain.



(b) Side View of Domain

**Fig.5.8** (a) Top and (b) side views of the computational domain with the boundary conditions.

#### 5.3.3 支配方程式と数値解析モデル

数値計算は、非圧縮、粘性、低速条件で実施した.数値計算は商用パッケージである Fluent<sup>[10]</sup>で実施した.Fluent/UNS は Pressure Base の非圧縮 CFD Solver であり、非構造格子 にも対応し、Solution Adaptive のメッシュ作成が可能であり、より高い温度勾配、速度勾配 にも適応できることを特徴とする.計算は、UNIX のシステム(Virginia 工科大学の VTEXCCL 研究室にて設置された4プロセッサのマシン SGI Origin2100、もしくは Virginia 工科大学の 応用数学科に設置された32 プロセッサのマシ SGI Origin2000)で実行し、計算時間は、120 万メッシュで約10時間であった.

エネルギー方程式と乱流物理量の方程式及び, Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)方 程式は、コントロールボリューム法で計算される.

Fluentでは、Navier Stokes 方程式の対流項について、いくつかの離散化手法を使用できる. Segregated ソルバーを使って、一次もしくは二次離散化手法を選択することができる。一次離散化手法は、おのおのの格子の中心で解を計算するが、二次離散化手法は、それぞれのメッシュの要素中心で、解を計算する。一次離散化手法は、構造格子が必要であり、一般に単純な流れの計算で使用される。二次離散化手法は、一次離散化手法と比較して、収束させるのが難しいが、誤差が小さい、計算格子が格子状に並ばないテトラメッシュの場合は、より良い収束解のために、二次離散化が推奨されている。したがって、本章の数値解析はすべて二次離散化手法を用いた。

圧力と速度は Semi-Implicit 法, すなわち SIMPLE 法を利用した. 流れ場はすべての解析で,入口条件によって初期化された.

#### 5.3.4 乱流モデルおよび壁近傍の取扱い

今回の解析では、エンドウォールにフィルム冷却空気および漏れ空気が流入しており、 出口 Re 数は 1.2×10<sup>6</sup>に達するために、境界層は乱流と仮定する必要がある.

本質的に、乱流を支配する方程式は、非定常の Navier-Stokes 方程式である.理論的には、 乱流場の Navier-Stokes 方程式を解くことは可能であるが、多くの計算資源が必要となり、 現実的ではない. すなわち流れのすべての長さスケール,時間スケールを解く必要があり, 高 Re 数で,かつ広い範囲の長さスケールと時間スケールがある流れ場は,乱流場の Navier-Stokes 方程式を直接解析する Direct Numerical Simulation (DNS)の実行が難しい.し たがって,乱流状態量をモデリングし,このモデリングを単純化するために,いくつかのア プローチがとられる. もっとも広く用いられているアプローチは,時間平均 Navier-Stokes 方程式であり,これにより単純化された方程式の組を解くことになる.連続の式を式 (5.1) に, Navier-Stokes の方程式を式 (5.2) に示す.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0$$
(5.1)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \delta_{ij} \right] + \rho g_i + F_i (5.2)$$

レイノルズ平均の方程式は,時間平均の項と,変動分の項に分割される.たとえば,速 度成分は,下記のように書き直される.

$$\overline{u}_i = u_i + u_i \tag{5.3}$$

この項を,式(5.1),式(5.2)に代入して,時間平均をとることにより,Reynolds-Averaged Navier Stokes 方程式(RANS)が得られる.連続の方程式は変わらず式(5.1)と同様であるが,運動量方程式は,式(5.4)式に示される通りである.

$$\frac{\partial Du_i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right] + \frac{\overline{\partial}}{\partial x_j} (-\rho u_i' u_j')$$
(5.4)

RANSの運動量方程式,式(5.4)は,式(5.2)の瞬時形式とほぼ同形式であるが,乱流の影響を表現する項が追加され,この項は Reynolds 応力項と呼ばれる.式(5.4)を解くために,追加項をモデル化することが必要になり,さらに未知の変数が導入され,様々なモデル化,乱流モデルが使用される.

Reynolds 応力をモデル化する中で、もっとも広く使用されている手法は、Boussinesq 近似を使うことである.このアプローチは、Reynolds 応力を速度勾配と関連付ける手法である. この手法を用いて、Reynolds 応力は、以下の式(5.5)のように決定される.

$$-\rho u_i' u_j' = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij}$$
(5.5)

式(5.5)で、µ<sub>t</sub>は渦粘性もしくは乱流粘性であり、式(5.6)を用いて計算される.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{5.6}$$

式(5.6)でkは乱流運動エネルギーであり、cは乱流散逸率である.ここで、µuはスカラ

一量であり、Isotoropic な量として仮定される.

乱流モデルとして,最も広く用いられるモデルは,標準 k- $\epsilon$  モデルであるが,本研究では, RNG k- $\epsilon$  モデルを使用した. Radomsky<sup>[11]</sup>, Hermanson ら<sup>[12]</sup>は,タービン内部の二次流れ予 測にこれらの手法が適していることを示した. RNG k- $\epsilon$  モデルは, k- $\epsilon$  モデルと次の制限以 外は同一であるといえる.

(1) 急激なひずみが存在する流れ場での正確性を改善する項が c 方程式に含まれる.

(2)(乱流の)スワールが存在する流れ場で正確性を改善する項が含まれる.

(3)標準 *k-c* モデルにおいて,乱流プラントル数は,user 定義の一定値となるが, RNG 理論は乱流プラントル数の解析的な式を与える.

(4)標準 *k-e* モデルは,高 *Re* 数モデルであるが,RNG *k-e* モデルは,低 *Re* 数でも有効 な粘性を,解析的に展開された公式にて与える.ただし,壁近傍を適切に取り扱うこと が必要である.

壁近傍領域を予測するために、図 5.9 に示される 2 通りの方法がある.ひとつは、壁近傍 のモデリングを通じて、壁近傍の流れを解く方法(Near Wall アプローチ)、もうひとつは壁 関数を用いる方法である.Near-Wall アプローチは、壁近傍に非常に細かいメッシュが必要 となるが、壁近傍までの粘性影響領域の流れを完全に解析する.一方で、壁関数は、境界層 内部、特に viscous sub-layer および buffer-layer を完全に解くわけではなく、速度場、温度場 における、壁近傍の乱流状態量に対して、実験的に求められた経験式を使用することにより、 壁近傍のモデリングに対する計算資源を大幅に節約する.





**Near-Wall Model Approach** 

**Fig. 5.9** The two methods for modeling the viscous boundary layer  $^{[10]}$ .

Fluent は 2 種類の壁関数を提供しており、ひとつは標準壁関数、もうひとつは非平衡壁関数で、どちらも  $y^+$ が 30~60の領域で乱流状態量を解くことが必要である.標準壁関数は、Launder と Spalding <sup>[14]</sup>によって提案されたものであり、一方の非平衡壁関数は、標準壁関数

に対し、いくつかの改良を施したものである.一般的に非平衡壁関数は、標準壁関数より、 ロバストで正確であると考えられるため、本章の計算すべてに対し、非平衡壁関数を使用した.非平衡壁関数を用いる平均速度の log-law は、下記のように与えられる.

$$\frac{\tilde{U}C_{\mu}^{1/4}k^{1/2}}{\tau_{w}/\rho} = \frac{1}{k}\ln\left(E\frac{\rho C_{\mu}^{1/4}k^{1/2}y}{\mu}\right)$$
(5.7)

$$\widetilde{U} = U - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[ \frac{y_{\nu}}{\rho \kappa^* k^{\frac{1}{2}}} \ln \left( \frac{y}{y_{\nu}} \right) + \frac{y - y_{\nu}}{\rho \kappa^* k^{\frac{1}{2}}} + \frac{y_{\nu}^2}{\mu} \right]$$
(5.8)

風洞の特性にあわせて、主流の乱れ度を1%および散逸長さスケールを0.1mに設定した.

## 5.3.5 収束判定およびグリッド依存性

本章の計算では,連続の方程式, *x-, y-, z*-方向運動量,エネルギー, *k,* εを初期残差に より規格化した残差をモニタリングして,計算の収束性を判断した.本章の解析では,この 収束計算の判断は,残差が 10<sup>-4</sup>,エネルギーは 10<sup>-7</sup>以下になるようにした.

計算を実行した後,図 5.10 に示すように約 200 回のイタレーションで残差は小さくなるが、その後解が不安定になる.この問題点を解決するために、under relaxation factor を調整した.ステップを通じて、ある物理量¢を得るために、

$$\phi_{new} = \phi_{old} + \alpha \Delta \phi \tag{5.9}$$

として、新しい $\phi$ を仮定するが、この $\alpha$ を under relaxation factor という. ここで $0 \le \alpha \le 1$ である. この値を小さくすることにより、数値的なブレーキをかけ、解析をコントロールす ることができる. 今回の数値解析では、under relaxation factor は収束性を保ちながら不安定 性を避けるように、表 5.3 に示す如く設定した. 図 5.10(b)に示すように、これは解の収束を 制御する方法として有効である.

Variable	Default	Modified	
Pressure	0.3	0.3	
Density, $\rho$	1	0.7	
Body Force	1	1	
Momentum	0.7	0.5	
Turbulence Kinetic Energy, k	0.8	0.8	
Turbulence Dissipation Rate, $\varepsilon$	0.8	0.8	
Turbulent Viscocity	1	0.9	
Energy	1	0.8	

**Table 5.3**Various Settings for Under Relaxation Factors.



(a) Default under relaxation factor



**Fig.5.10** (a) Convergence of residuals in initial computations, (b) Convergence of residuals after reducing the under relaxation factors.

本章の解析では,解は1000回の計算の後に,ほぼ収束し,それぞれの残差はそれ以上変 化しなくなった.次に,すなわち壁最近接点メッシュのy+が30から60の範囲内にないす べてのセル,およびそれぞれの計算点において温度勾配,速度勾配が計算され,基準以上の 勾配を持つセルが adaption のためにマークされ,それらのメッシュが分割される.この処理 を Grid Adaption という.グリッドの adaption の方法として図5.11に示す Hanging Node method を用いた.エンドウォール部で adapt されたメッシュの一例を図5.12(a),図5.12(b)に示す. このように,より粗いメッシュから計算をスタートし,必要なグリッドのみ細かくすること は,より細かいメッシュからスタートするより,経済的に好ましい.今回の解析では,Grid Adaption の後に,120万メッシュから150万メッシュとなり再度1000回計算が継続された.



**Fig. 5.11** Examples of hanging node adaptions : (a) all nodes not shared with a neighboring cell, (b) adaption of simple two-dimensional cells and (c) eight tetrahedral cell from simple one cell.





計算結果のグリッド依存性を評価するために, ピッチ平均のフィルム冷却効率のモニタ リングを行った. Grid Adaption によりメッシュ数が 120 万から 150 万に変化しても, 図 5.13 に示すように翼エンドウォールのピッチ平均フィルム冷却効率は, ピッチ平均フィルム冷却 効率 η が 0.11 の箇所にて dη で 0.005 程度しか変化しない. このことにより,本章に用いた 数値解析のグリッド依存性は十分小さいといえる.



**Fig.5.13** Pitch-averaged adiabatic effectiveness of various adaption type:  $y^+$  adaption,  $y^+$  and temperature adaption and no adaption.

## 5.3.6 導入した無次元量および二次流れ解析

翼流路内部で二次流れのパターンを可視化する方法が,Hermanson と Thole<sup>[12]</sup>によって 提案された. Mid-Span の流れは,二次流れの影響を受けていないと考え,Mid-Span の流れ ベクトルからのずれを二次流れ成分として,評価する.その計算の手順を,式(5.10)~式 (5.15)および図 5.14 で示した.まず,翼表面に対して平行および垂直な方向の平面へ投影 する.座標変換の計算は以下のようである.

$$x = X\cos\phi + Y\sin\phi \tag{5.10}$$

$$y = -X\sin\phi + Y\cos\phi \tag{5.11}$$

$$z = Z \tag{5.12}$$

$$u = U\cos\phi + V\sin\phi \tag{5.13}$$

 $v = -U\sin\phi + V\cos\phi \tag{5.14}$ 

$$w = W \tag{5.15}$$

ここで、回転角々は次のように計算される.

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\Delta Y}{\Delta X} \tag{5.16}$$

50%断面(midspan)での非粘性流れの角度は,

$$\Psi_{ms} = \tan^{-1} \frac{\nu_{ms}}{u_{ms}} \tag{5.17}$$

次に、角度  $\Psi_{ms}$ を用いて、u,v,wを非粘性流線の tangential および normal 成分に分解する. この変換に使用される方程式は下記である.

$$V_s = u \cos \Psi_{ms} + v \sin \Psi_{ms} \tag{5.18}$$

$$V_n = -u \sin \Psi_{ms} + v \cos \Psi_{ms} \tag{5.19}$$

$$V_z = w \tag{5.20}$$

 $V_n$ ,  $V_z$ により Off-Axis の流れ現象(二次流れ)を表現でき、二次流れベクトルとして平面内に図示することが出来る.

次に2種類の温度の無次元量を定義する.断熱壁温度効率(以下フィルム冷却効率とする) ηと無次元温度θであり、それぞれ壁表面、流体の温度の無次元量である.

$$\eta = \frac{T_{aw} - T_{\infty}}{T_c - T_{\infty}}$$

$$\theta = \frac{T - T_{\infty}}{T_c - T_{\infty}}$$
(5.21)
(5.22)

断熱壁温度効率は、数値解析では、壁の境界条件を断熱として得られる一方で、実験では、低熱伝導率材料の壁を用いて得ることができ、壁近傍のフィルム冷却効率と等価である.



Fig.5.14 Multiple coordinate systems and definition of the secondary flow vectors.

# 5.4 数値解析によるエンドウォールフィルム冷却効率

### 5.4.1 概要と解析条件

本節の研究は、燃焼器-タービン間での上流スロットからの漏れ空気と隣接静翼間の隙 間からの漏れ空気を利用することにより、1段静翼のエンドウォール面上の熱負荷を下げる ことに焦点をあてた.また、同時に隣接翼の相対段差(ミスアライメント)、上流スロット の幅、隣接翼隙間の形状を調べ、エンドウォール面上のフィルム冷却効率のより良い理解お よび、エンドウォールの冷却設計に結び付ける.冷却性能として、エンドウォール面上のフ ィルム冷却効率を評価した.温度境界条件は主流 333.15℃、冷却空気温度条件は、291.15℃ とした.表 5.4 に解析マトリックスを示す.

はじめに、隣接静翼隙間有/無のケースを比較し、隣接静翼隙間の影響を議論する.こ のケースでは同時に実験と解析の整合性を確認する.次に,隣接静翼隙間からの漏れ空気と、 シール板の隙間の影響を調べる.すなわち上流スロットからの漏れ流量を保ったまま、上流 スロットの幅を 50%の範囲で拡大、縮小されたケース、および上流スロットの前後差圧を 保ったまま、上流スロットの幅を同じく 50%の範囲で拡大、縮小したケースを調べる.最 後に、隣接静翼、燃焼器壁のミスアライメントがエンドウォール面上のフィルム冷却効率に 与える影響を調べる.

	Geometry		Flow rates (% based on hot gas path flow), $\Delta p^*$		
	Upstream	Mid-passage	Upstream	Mid-passage	Film-Cooling
	slot	gap	Slot leak	Gap leak	
Case1	Nominal	w/o gap	0.75%	-	0.5%
Case2	Nominal	Nominal	0.75%	0.0125%	0.5%
			Δ <i>p</i> *=0.46		
Case3	Nominal	Nominal	0.75%	0.3%	0.5%
Case4	Nominal	33% W1	0.75%	0.3%	0.5%
Case5	Nominal	11% WI	0.75%	0.3%	0.5%
Case6	50% W4	Nominal	0.75%	0.75%	0.5%
			Δ <i>p</i> *=0.94		
Case7	150% W4	Nominal	0.75%	0.75%	0.5%
			Δ <i>p</i> *=0.36		
Case8	50% W4	Nominal	0.25%	0.25%	0.5%
			Δ <i>p</i> *=0.46		
Case9	150% W4	Nominal	1.30%	1.30%	0.5%
			Δ <i>p</i> *=0.46		
Case10	Nominal	Cascade endwall	0.75%	0.75%	0.5%
		Suction side DOWN			
Case11	nominal	Cascade endwall	0.75%	0.75%	0.5%
		Pressure side UP			
Case12	Cascade	Nominal	0.75%	0.75%	0.5%
	endwall				
	combustor UP				
Case13	Nominal	Dam endwall	0.75%	0.75%	0.5%
		Suction side UP			

**Table 5.4**Computational Test Cases.

### 5.4.2 数值解析結果

### 5.4.2.1 隣接静翼隙間の有無によるフィルム冷却効率

上流スロットからの漏れ流量を 0.75%, フィルム冷却空気量を 0.5%, 隣接静翼間からの 漏れ空気量を 0.0125%とした場合における, 隣接静翼隙間有/無のエンドウォール面上のフ ィルム冷却効率分布の解析結果を図 5.15(a)~図 5.15(d)に示す. ここで,%は主流に対する 冷却空気量(および漏れ空気量)の割合を示す.図 5.15(d)に示す.ここで,%は主流に対する 冷却空気量(および漏れ空気量)の割合を示す.図 5.15(a),図 5.15(b)は実験結果であり, 図 5.15(c),図 5.15(d)は数値解析の結果である.また,図 5.15 に示したフィルム冷却効率分 布のピッチ方向平均を比較した結果を,図 5.16 に示す.図 5.16 から解析は実験のフィルム 冷却効率を精度よく定量的に予測できていることが分かる.また図 5.15(a)~図 5.15(d)を比 較することにより,翼エンドウォールのフィルム冷却効率の実験と数値解析の一般的な傾向 は、次に示す2つの相違を除けば、合致していることがわかる.実験では、隣接静翼隙間無 の場合は、隣接静翼隙間有と比較し、より広い範囲で上流スロットからのフィルム空気が覆 っている(A).解析では上流スロットからの漏れ空気は、隣接静翼隙間の有無にかかわら ず同様の範囲を覆う.また、実験では、隣接静翼隙間有の場合、前縁腹側(B)では、フィ ルム冷却効率が低いが、解析では前縁腹側(B)のフィルム冷却効率は隣接静翼間有/無で ほぼ変わらない.

次に数値解析における隣接静翼隙間有/無によるフィルム冷却効率分布の差異について 述べる.隣接静翼隙間は、上流スロットからの冷却空気の広がりを、局所的に限定し、明確 な△領域が形成される(A, B).また隣接静翼隙間有とした場合、中央腹側端部(C)のフ ィルム冷却効率が低下し、上流からのホットストリークの流れ方向が異なる.これは、腹側 前縁からのフィルム空気および上流スロットからのフィルム空気が隣接静翼隙間を超えて 流れていかないことを示唆している.翼背側後縁側(D)では、隣接静翼隙間有の場合は、 隣接静翼隙間からの漏れ空気によりフィルム冷却効率が良い.図 5.17 は、図 5.2 に示す流線

(0.5P,上流スロットの2翼のピッチ中央が始点)に沿うフィルム冷却効率を示した.この 流線は隣接静翼隙間を2度通過 ( $x_a/C_{ax} = 0.4$ および1.0)する.既に述べたように隣接静翼 隙間がある場合,腹側端部 ( $0.4 < x_a/C_{ax} < 1.0$ )のフィルム冷却効率は低く,背側後縁 ( $x_a/C_{ax} < 1.0$ )のフィルム冷却効率は低く,背側後縁 ( $x_a/C_{ax} < 1.0$ )

隣接静翼隙間からの漏れ空気量 0.0125%のときの,隙間内部の z 方向への速度分布を図 5.18 に示す.本図より,隣接静翼隙間の上流側では,主流から隙間内部へ主流ガスを巻き込み,逆に後流側では隙間からの漏れ空気がエンドウォールに流れ出し,漏れ空気がフィルム 冷却として期待できることが明らかである.



**Fig. 5.15** Contours of adiabatic effectiveness on the endwall for experimental results (a) with and (b) without mid-passage gap (Cardwell et al. [19]) and for computational results (c) with and (d) without mid-passage gap.



Fig.5.16 Computational and experimental pitch-averaged effectiveness with and without mid-passage gap.



**Fig.5.17** Computational results of the adiabatic effectiveness along the streamtrace (0.5P) shown in Fig.1 without and with mid-passage gap flowing at 0.0125% (case 2).



**Fig.5.18** The velocity distribution exiting along the mid-passage gap for an aligned endwall (case2).

主流ガスが隣接静翼隙間に巻き込む領域である x/L=40%におけるエンドウォールおよび 隣接静翼隙間に垂直な平面内の二次流れベクトルを,図 5.19 へ,逆に隣接静翼隙間から流 れ出る領域である x/L=60%における二次流れベクトルを 図 5.20 に示す.それぞれ(a)に隣接 静翼隙間無,(b)に隣接静翼隙間有の場合とした.図 5.19(a)は,Passage Vortex が明瞭に確認 できる.一方で図 5.19(b)では,隣接静翼隙間への流入が主となり,Passage Vortex はもはや 認められない.隣接静翼隙間への流入は背腹両側から認められる.一方で,x/L=60%平面で は,Passage Vortex の形成は,隣接静翼隙間からの漏れ空気の流出により妨げられ,Passage Vortex が破壊される.このように,隙間有/無で,二次流れの形成が異なっていることがわ かる.



**Fig.5.19** Secondary flow vector and non dimensional thermal field for the secondary flow plane (x/L=40%) for (a) no mid-passage gap and (b) with mid-passage gap.



**Fig.5.20** Secondary flow vector and non-dimensional thermal field for the secondary flow plane (x/L=60%) for (a) no mid-passage gap and (b) with mid-passage gap.

## 5.4.2.2 隣接静翼隙間からの漏れ空気量の影響

隣接静翼隙間からの漏れ空気量および冷却空気の供給圧の影響を調べるために,表 5.4 に 示す Case3 から Case5 の数値解析を実施した.最初に,隣接静翼隙間からの漏れ空気量を Case2の0.0125%から産業用ガスタービンの漏れ空気量としてより一般的な0.3%へ増加させ た.次に,シール板距離 H2 を 2 H1 から 0.67 H1, 0.22 H1 へ,それぞれ,オリジナルケー スの 1/3, 1/9 へ縮小する. Case3~Case5 では,隙間からの漏れ空気量は 0.3%に固定されて いる.したがって,シール板距離を小さくすることによりシールキャビティのキャビティ圧 力が増加する. 図 5.21(a)は、隣接静翼間からの漏れ空気量 0.0125%であり、図 5.21(b)は、シール形状は 変更せず、漏れ空気量を 0.3%へ増加したケース、図 5.21(c)は、漏れ空気量を 0.3%とし、シ ール板距離 H2 をオリジナルの 0.33 倍としたケース、さらに図 5.21(d)には、シール板距離 H2 をオリジナルの 0.11 倍とした場合の、エンドウォールのフィルム冷却効率を比較して示 した.エンドウォールのフィルム冷却効率は、図 5.21(a)、図 5.21(b)において、ほぼ同一傾 向であるが、図 5.21(a)での後縁背側(A)のフィルム冷却効率は、図 5.21(b)では向上する. これは、隣接静翼隙間からの漏れ空気が増加し、この漏れ空気によるフィルム冷却効果が表 れているためと考えられる.シール板距離 H2 を小さくした図 5.21(c)において、背側後縁部

(A) においては、図 5.21(b)と同様に図 5.20(a)からフィルム冷却効率は改善する. この傾向 に加えて、腹側端部(B)のフィルム冷却効率が向上している. これは、冷却空気の圧力が 上昇したために、主流から冷却空気キャビティへの巻き込みがより少なくなり、冷却空気の 腹側から背側へのキャリーオーバーが隣接静翼間隙間に吸い込まれずに維持されるためで あると考えられる. 図 5.21(d)では、冷却空気の圧力は最も高くなるが、隙間の腹側端部(C) でもフィルム冷却効率は高くなり、前縁からのホットストリークは、他の隣接静翼間隙間有 のケースと異なり、図 5.15(d)で示された隣接静翼隙間無のケースに近くなる.

隣接静翼隙間出口でのz方向流速分布を図5.22に示す.また,エンドウォールから0.0125W の深さでの隙間内部の温度分布を図5.23に示す.隣接静翼隙間の漏れ空気量を0.0125%か ら0.3%へ増した場合でも,シール板の隙間が大きければ,流速分布はほとんど変化しない. その結果として,隙間内部の温度分布も,0.0125%から0.3%へ増加させた場合,後方で若干 温度が下がっている程度であり,顕著な差異はないといってよい.しかしながら,シール板 隙間が小さくなると,隣接静翼隙間の圧力が上昇し,隙間内の速度分布が大きく変化する. この速度分布に対応して,隙間に沿った無次元温度分布も大きく変化し,上流側でも,オリ ジナルの0.11 倍の隙間にした場合には,隙間への主流ガスの流入が少なくなるため,無次 元温度 θ を低く保つことが出来る.

124



**Fig.5.21** Contours of adiabatic effectiveness on the endwall for computational results for (a) 0.0125% mid-passage gap flow (b) 0.3% mid-passage gap flow (c) 0.3% mid-passage gap flow with 0.33 seal strip gap (d) 0.3% mid-passage gap flow with 0.11 seal gap.



Fig.5.22 Non-dimensional *z*-velocity distribution along the mid-passage gap.



Fig.5.23 Non-dimensional temperature comparison along mid-passage gap.

図 5.24(a),図 5.24(b)は隣接静翼隙間中央の無次元温度コンターと隙間内の平面速度ベクトルを示す.エンドウォールは z/s=0,シール板の位置は、z/s=-0.058 である.両者とも主流ガスの流入が認められるが、図 5.24(a)では、主流ガスの流入がより上流側でも認められる 一方で、図 5.24(b)では、流れ場が大きく異なり、主流ガスの流入領域が狭く、温度が大きく低減していることがわかる.これは、冷却空気キャビティの圧力が高いために、主流からの巻き込みが少ないからであると考えられる.



**Fig.5.24** Velocity contour and non-dimensional thermal field in the mid-passage gap for (a) 0.0125% mid-passage gap flow with original seal strip gap and (b) 0.3% with 0.11 seal strip gap.

## 5.4.2.3 上流スロットからの流量変化(同一漏れ空気量の場合)

上流スロットからの漏れ空気量を 0.75%に固定し,上流スロットの幅をオリジナル W4 の 50%, 150%に変化させた Case6,7 のフィルム冷却効率分布に,上流スロットのオリジナル 幅のケースを比較して図 5.25(a)~図 5.25(c)に示す.50%の上流スロット幅にて,3ケース 内で最も供給圧力が高くなり,150%の上流スロット幅では,最も低くなる.上流スロット からの漏れ空気は 50%上流スロット幅の場合がもっとも均一にエンドウォールをカバーす ることができる.これは 4 章で述べたように,冷却空気供給圧力が,静翼前縁が形成する ポテンシャルの圧力分布と比較して,十分高いためであると考えられる.一方で,150%幅 の場合,エンドウォールの限られた範囲しか漏れ空気はカバーしない.しかしながら,上 流スロットからの漏れ空気の影響範囲におけるフィルム冷却効率の最大値は 50%スロット 幅の場合よりも高い.

異なった上流スロット W4 の幅に対して,エンドウォールの腹側前縁のフィルム冷却を比較したとき,腹側前縁のフィルム列からのフィルム流線はかなり異なる.50%スロット幅の

場合,フィルム冷却効率は,他のスロット幅と比較して高く,フィルム冷却空気は,背側方 向へ強く向かう.図 5.25(a)に示された 50%スロット幅の場合,他のスロット幅と比較して, 第1列目からのフィルム冷却効率が比較的高いが,一方で前縁よどみ点に対しては有効でな いといえる.オリジナルケースと150%スロット幅のケースは,前縁よどみ点のフィルム冷 却効率は 50%スロット幅の場合より高い.静翼間隙間の腹側端部の低フィルム冷却効率の 領域では,上流スロットからの冷却がもっとも有効である 50%スロット幅の場合のフィル ム冷却効率が高く,背側後縁付近でフィルム冷却効率が高いのは,150%スロット幅のケー スである.



**Fig.5.25** Contours of adiabatic effectiveness comparison of the various upstream slot widths with the same upstream slot coolant: (a) 50% width, (b) nominal width and (c) 150% width.

図 5.26 は図 5.2 に示した断面 A における平面内の速度ベクトルの比較を示す. これらの ベクトル線図により,50%スロット幅の場合の翼よどみ点付近のフィルム冷却効率が低い理 由が明らかである. 50%スロット幅の場合,上流スロットからのもれ空気はよどみ点付近で も主流に流入する. この流れのために,境界層が厚くなり,結果として,馬蹄渦がより明確 に現れる.馬蹄渦の影響により,フィルム冷却空気がエンドウォールから剥離し,上流側に 逆流する. 他の2ケースは,主流は上流スロットへ巻き込むために,境界層は薄く,その結 果として,馬蹄渦は形成されない.



**Fig.5.26** Non-dimensional thermal field contour and velocity vectors in the plane A for (a) 50% width (b) nominal width (c) 150% width.

# 5.4.2.4 上流スロットからの流量変化(同一キャビティ圧力の場合)

5.4.2.3 では、一定の漏れ空気量を保ったまま上流スロット幅を比較した.ここでは、上 流スロットとガスパス静圧の差圧を一定にする.これはガスタービンの実際の境界条件に近 い.すなわち、タービン1段静翼において、冷却空気の供給圧とガスパス圧力の差異は、燃 焼器の差圧(=燃焼器圧損)と同一となり、設計者は、漏れ面積や尾筒シールの冷却孔の数 や孔径を設計パラメータとする.以下の無次元差圧を定義し、表 5.4 に示し、この無次元差 圧が同一となるように、冷却空気量を調整した.

$$\Delta p^{*} = \frac{P_{c,pl} - P_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^{2}}$$
(5.23)

上流スロット幅がオリジナルの 50%である場合,上流スロットがオリジナルの 150%幅と した場合のエンドウォールのフィルム冷却効率分布をそれぞれ図 5.27(a),図 5.27(b)に示す. ここで,上流スロット幅がオリジナルであるケースは,図 5.25(b)となる.これらの3ケー スを比較すると,図 5.25(a)~図 5.25(c)の3ケースとはフィルム冷却効率の傾向が大幅に異 なる.まず,上流スロットの漏れ空気による影響範囲は,冷却空気キャビティの圧力が同一 であることから,ほぼおなじ大きさの△領域となる.相違点は,フィルム冷却効率のレベル が,漏れ冷却空気量が増加するにつれて高くなることである.腹側端部でのフィルム冷却効 率は,図 5.27(b)に示された150%上流スロット幅の場合に,最高のフィルム冷却効率を示す. なぜなら,上流スロットからの漏れ空気の一部が,隣接静翼隙間に吸い込まれずに,腹側端 部を流れるからであると考えられる.また,エンドウォールの背側後流では,より高いフィ ルム冷却効率が得られていることが分かる.これらの3ケースは,隣接静翼隙間の漏れ空気 量はいずれも0.0125%で同一流量であるが,例えば,背側後縁側のフィルム効率を比較する と,上流スロットからの漏れ空気量が多い150%上流スロット幅の場合が最も良い.この相 違は,静翼間隙間に上流スロットからの漏れ空気が流れ込み,隣接静翼隙間内部の温度が低 いことによると考えられる.



**Fig. 5.27** Contours of adiabatic effectiveness on the endwall for (a) 50% width and b) 150% width with same pressure difference.

# 5.4.2.5 エンドウォールのミスアライメント

Cardwell<sup>[10]</sup>は、エンドウォールのミスアライメントによるフィルム冷却効率に対する影響を実験的に調べた.彼らの実験的研究では、Cascade 形状、すなわち背側エンドウォール が腹側エンドウォール、燃焼器エンドウォールより低い状態にある場合、同様の条件下の Flush (Aligned) エンドウォールよりもフィルム冷却効率が約 20%向上することが明らかに した.ここでは、エンドウォールのミスアライメントの数値解析を実施する.ミスアライメ ントは、翼高さの 1.2%に設定した.フィルム冷却空気を 0.5%、上流スロットからの漏れ空 気を 0.75%にそれぞれ固定した.



**Fig.5.28** Endwall configurations showing the four alignment modes for two adjacent vane platforms: (a) case where all surfaces are flush, **case2 in table 5.4**, (b) cascade case (the suction surface is lower than pressure and combustor surfaces), **case10**, (c) cascade case (the suction surface is lower than the pressure surface but at the same length height as the combustor surface), **case11**, (d) combustor surface is higher than the suction and pressure surfaces, **case12**, (e) dam case (suction surface is higher than pressure and combustor surfaces), **case13**.

表 5.4 の Case10~13 に示すミスアライメントモードを図 5.28 に,エンドウォールのフィ ルム冷却効率分布を図 5.29(a)~図 5.29(d)に示す.図 5.29 に示された U,Up および D,Down は、それぞれノミナル状態(Case2)から高さが上がっているエンドウォール、下がってい るエンドウォールの箇所を示す.

Case10のフィルム冷却効率を図 5.29(a)に示す. 図 5.15(c)に示す Case2のフィルム冷却効率と比較すると,背側前縁部(A部)の領域で高い. Case10では,背側エンドウォールが, 燃焼器エンドウォールおよび腹側エンドウォールより低くなっており,上流スロットからの漏れ空気が,背側前縁部(A)に有効に作用していることが分かる. Case11は,腹側のエンドウォールが, 燃焼器および背側のエンドウォールより高く設置された場合であり,そのフィルム冷却効率を図 5.29(b)に示す. この場合,静翼腹側端部(B)および背側後縁(C)において,フィルム冷却効率が低い. これは,上流スロットからの漏れ空気が,腹側端部をカバーしないためと考えられる. Case12は, 燃焼器側エンドウォールが,背側および腹側エンドウォールより高く設置された場合であり,フィルム冷却効率を図 5.29(c)に示す. この場合も,背側前縁部(A)において,フィルム冷却効率が高く,上流スロットからの漏れ空気が有効に作用していることが明らかになった.

Case13は、翼背側のエンドウォールが、翼腹側、燃焼器のエンドウォールより高くなっているケースであり、そのフィルム冷却効率を図 5.29(d)に示す. 腹側端部(D)を除けば、エンドウォールのフィルム冷却効率は低い. この結果は、Cardwell<sup>[10]</sup>が示した実験的研究と同様である.図5.2に示した平面Bに沿った無次元温度と速度ベクトルを図 5.30(a),図 5.30(b)に示した. 燃焼器側のエンドウォールが、静翼エンドウォールより高い位置にある場合、上流スロットからの漏れ空気がスムーズに静翼エンドウォールをカバーし、その結果フィルム冷却効率が良好であることが明らかである.



**Fig.5.29** Contours of adiabatic effectiveness on the endwall for (a) cascade\_ss\_down (b) cascade\_ps\_up (c) cascade\_combustor\_up (d) dam\_ss\_up (note that  $\underline{U}$  refers to raised side and  $\underline{D}$  refers to lowered side).



**Fig.5.30** Non-dimensional thermal field contour and velocity vectors in the plane B (a) Aligned case (b) Cascade case (combustor\_up).

## 5.5 結論

本章では、数値解析により、隣接静翼隙間有無、および上流スロットがある場合のフィ ルム冷却効率を示した.

・数値解析による隣接静翼隙間有/無のエンドウォール面上のフィルム冷却効率が,実験結 果と比較され,数値解析の妥当性を示した.実験,数値解析結果ともに,隣接静翼隙間の存 在は,エンドウォールフィルム冷却効率分布には無視できず,翼間の二次流れの生成に大き な影響を与える.隣接静翼隙間内部の流れ場が,冷却空気キャビティと主流ガスパスの圧力 の関係に依存することが示された.また,この隣接静翼隙間内部の温度分布が,エンドウォ ールのフィルム冷却効率にも影響する.

・上流スロット幅をオリジナル幅の 50%から 150%まで変化させた場合のフィルム冷却効率 が比較された.この結果から,上流スロット幅の影響が非常に大きいことが示された.仮に, 上流スロットからの漏れ空気量を一定にし,上流スロット幅を変化させた場合,上流スロッ トからの漏れ空気量の分布は,上流スロット出口での圧力分布の結果として,大きく変化す る.一方で,ガスパスと冷却空気キャビティの圧力差を一定とした場合,前縁の漏れ空気で カバーされた領域は同じ範囲となる.しかしながら,フィルム冷却効率の絶対値が異なるこ とになり,漏れ空気量が増えれば,フィルム冷却効率は向上する.

・エンドウォールのミスアライメントによるエンドウォールのフィルム冷却効率に対する影響を数値解析により比較し、燃焼器エンドウォールを、静翼エンドウォールから上昇させた形状が効果的であることが明らかにした。

## 引用文献

[1] Thole,K., 2008, "Airfoil Endwall Heat Transfer," the Gas Turbine Handbook, Department of Energy, National Energy Technology Laboratory.

[2] Yamao,H.,Aoki,S., Takeishi,K. and Takeda,K., 1987, "An Experimental Study for Endwall Cooling Design of Turbine Vanes," International Gas Turbine Congress, IGTC-67.
[3] Aunapu, N.V., Volino, R.J., Flack, K.A., and Stoddard, R.M., 2000, "Secondary Flow

[3] Aunapu, N.V., Volino, R.J., Flack, K.A., and Stoddard, R.M., 2000, "Secondary Flow Measurements in a Turbine Passage with Endwall Flow Modification," *Journal of Turbomachinery*, **122**, pp. 651-658.

[4] Ranson, W., Thole, K. A., and Cunha, F., 2004, "Adiabatic Effectiveness Measurements and Predictions of Leakage Flows Along a Blade Endwall," IMECE2004-62021.

[5] Piggush, J.D. and Simon, T. W., 2005, "Flow Measurements in a First Stage Nozzle Cascade Having Endwall Contouring, Leakage and Assembly Features," ASME Turbo Expo, GT2005-68340.

[6] Piggush, J.D. and Simon, T.W., 2005, "Heat Transfer Measurements in a First Stage Nozzle Cascade Having Endwall Contouring, Leakage and Assembly Features," HT2005-72573.

[7] Reid, K., Denton, J., Pullan, G., Curtis, E. and Longley, J., 2005, "The Interaction of Turbine Inter-Platform Leakage Flow with the Mainstream Flow," ASME Turbo Expo, GT2005-68151.

[8] Cardwell, N. D., Sundaram, N., and Thole, K. A., 2006, "Effects of Roughness and Mid-Passage Gap on Endwall Film Cooling," *Journal of Turbomachinery*, **128**, pp.62-70.

[9] Chyu,M.K., Hsing,Y.C. and Bunker,R.S., 1998, "Measurements of Heat Transfer Characteristics of Gap Leakage Around a Misaligned Component Interface," ASME Turbo Expo, 98-GT-132.

[10] Fluent Inc., Fluent Users' Guide, Version 6.1, 2005 (New Hampshire, USA)

[11] Radomsky, R.W. and Thole, K.A., 2000, "Measurements and Predictions of a Highly Turbulent Flowfield in a Turbine Vane Passage," *Journal of Fluid Engineering*, **122**, pp.666-676.

[12] Hermanson, K. and Thole, K. A., 2000, "Effect of Inlet Profiles on Endwall Secondary Flows," *Journal of Propulsion and Power*, **16**, pp 286-296.

[13] Knost, D.G. and Thole, K.A., 2005, "Computational Predictions of Endwall Film-Cooling for a First Stage Vane," *International Journal of Turbo and Jet Engines*, **22**, pp.41-58.

[14] Launder, B.E. and Spalding D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **3**, pp.269-289.

## 関連文献

(1) <u>Hada,S</u>. and Thole,K., 2010, "Computational Study of a Mid-passage Gap and Upstream Slot on Vane Endwall Film-Cooling," *Journal of Turbomachinery*, TURBO-18-1143 (In Print.)

(2) <u>Hada,S.</u>, and Thole, K., 2006, "Computational Study of a Midpassage Gap and Upstream Slot on a Vane Endwall Film-Cooling," ASME Turbo Expo, GT2006-91067.

(3) <u>Hada, S.</u>, and Thole, K., 2006, "Study of Leakage Flows for a First Vane in a Gas Turbine," The 11<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC2006-52.

# 第6章 動翼翼面・エンドウォールのフィルム冷却効率

### 6.1 はじめに

タービン入口温度上昇は著しく,低 NOx 化による温度分布のフラット化のために,1段 動翼エンドウォール(以下プラットフォームとも呼ぶ)の境界条件としてのガス温度も, 当然ながら上昇している.したがって,1段動翼のプラットフォームの効果的な冷却が望ま れる.1段動翼プラットフォームは,回転部品であるために,より信頼性が求められ,信頼 性の高い1段動翼を設計するためには,プラットフォームを均一に冷却することが望ましい.

回転場で動翼表面のフィルム冷却効率を計測したものとして,Dring<sup>[1]</sup>,Takeishi<sup>[2]</sup>,Abhari および Epstein<sup>[3]</sup>の研究がある.1970年代後半に,Dring らは低速回転風洞を用い,回転動翼 背腹面上のフィルム冷却効率を測定し,合わせてアンモニアジアゾ紙を用いたフィルムト レースを確認することにより,特に動翼翼面腹側では,強い二次流れにより半径方向へフ ィルム冷却空気が移動することを示した.Takeishi らは,実マッハ数の空気タービン試験と 静止翼列で計測したフィルム冷却効率の比較により,翼背側(凸面)のフィルム冷却効率 は回転場と静止場でよく一致するが,翼腹側(凹面)では回転場でのフィルム冷却効率の 減衰が激しいことを明らかにした.Abhari と Epstein は,Blowdown 型風洞を用い,熱流束 ゲージを用いたフィルム冷却翼の伝熱試験を実施し,同様に翼面腹側のフィルム冷却効率 が低いことを示した.

回転場のタービン動翼エンドウォールのフィルム冷却に関する研究は現時点で殆ど存在 せず,唯一Suryanarayanan<sup>[4]</sup>が,タービン動静翼間からのシール空気が動翼エンドウォール を覆う際のフィルム冷却効率を測定している.しかし,タービン動翼エンドウォールにフ ィルム冷却孔を設置し,そのフィルム冷却効率を計測した研究はほとんど見当たらない. そこで本研究では,フィルム冷却をエンドウォールに設置した回転動翼のエンドウォール 上のフィルム冷却効率を実験的に計測することを目的とする.

回転動翼上のフィルム冷却効率を計測する手法として, Pressure Sensitive Paint (PSP)を用 いた.この手法は,壁に塗布した PSP の燐光発光強度が酸素濃度に依存することを利用し た計測手法である.熱電対によるフィルム冷却効率計測は,断熱壁温度の計測が必要とな るために,特に回転動翼では困難であり,CO2濃度による計測手法も,従来の吸引法は,"点" の計測となり,熱応力推定のための"面"によるフィルム冷却効率推定が難しい.PSP はこ れらの課題を解決する計測手法であると考えられ,面情報としてフィルム冷却効率が得ら れる.また,回転と同期を取れば,回転動翼上のフィルム冷却効率分布計測も比較的簡便 である.

本章では、最初に、平板上のフィルム冷却効率を感圧塗料にて計測し、次に、フィルム 孔(単純円孔およびシェイプフィルム形状)を、静翼と動翼の翼面およびエンドウォール に適用し、大型低速回転試験装置により、回転場における翼面およびエンドウォールのフ ィルム冷却効率を感圧塗料にて測定した結果について述べる.

### 6.2 感圧塗料を用いたフィルム冷却効率測定

### 6.2.1 試験方法

本章では、感圧塗料<sup>[5]</sup> (Pressure Sensitive Paint: PSP)を用いてフィルム冷却効率を測定 した. 感圧塗料によるフィルム冷却効率の測定は、感圧塗料の蛍光発光強度が、酸素分圧 に関係することを利用する. 主流には、空気(酸素濃度21%)、冷却流体には、窒素(酸素 濃度0%)を用い、主流と冷却流体の混合度合いによって変化するフィルム冷却媒体の感圧 塗料を塗布した面に接する気体の酸素濃度を計測し、式(6.1)を用いて壁面上のフィルム 冷却効率を求めた.

$$\eta_f = \frac{T_{\infty} - T_f}{T_{\infty} - T_c} = \frac{C_{\infty} - C_{iw}}{C_{\infty} - C_c} = \frac{21 - C_{iw}}{21}$$
(6.1)

なお、Cは濃度、添え字iw,cはそれぞれ壁近傍、フィルム冷却流体とする.

フィルム冷却構造を有する平板模型を図6.1に示す低速伝熱風洞の下面に装着してフィル ム冷却効率を測定した.本風洞は50mm角断面で最高80m/sの均一な速度分布の気流が得ら れる.アクリル製のテストセクションの側面には,発光強度測定用のCCDカメラおよび感 圧塗料の励起光源が設置されている.テストセクションには,フィルム冷却孔を加工し, 表面に感圧塗料を塗布したアルミ合金の試験片を装着した.感圧塗料は,ISSI社製のFIB PSP Single Coat (405nm excitation)を使用した.バンドパスフィルター付き励起光源から,光フ ァイバーを通じて波長400nmの励起光のみが感圧塗料に照射され,バンドパスフィルター付 きCCDカメラにより,感圧塗料が発した波長650nmの燐光のみを撮影した.





感圧塗料の発光には温度依存性があるため、フィルム冷却として流す窒素ガスの温度は 主流と同じである必要から壁温度を測定した.

# 6.2.2 試験手順

# 6.2.2.1 感圧塗料の較正

感圧塗料の燐光発光強度を酸素濃度に変換するためには,事前に図6.2に示す較正曲線を 準備する必要がある.以下にPSPの較正手順を示す.

i. テストセクションを窒素+酸素雰囲気とする.

ii. 酸素濃度を21%~≒0%に変化させ、各濃度において表6.1の発光イメージを撮影(32
 回平均)し、式(6.2)にて発光強度比 *I<sub>ref</sub> / I<sub>mix</sub>*を得る.

$$(I_{ref} - I_{blk})/(I_{mix} - I_{blk}) \to I_{ref}/I_{mix}$$

$$(6.2)$$

iii. 発光強度比と酸素濃度を対応させ、図6.2に示す較正曲線を得る.


Fig.6.2 Calibration curve for Pressure Sensitive Paint.

## 6.2.2.2 フィルム冷却効率測定法

感圧塗料に励起光を照射し、感圧塗料を発光させ CCD カメラで撮影する.発光強度比か らフィルム冷却効率を評価するため、表 6.1 の3種類のイメージを各 32 枚撮影する.平均 化したイメージから各部位における発光強度比を評価し、図 6.2 の較正カーブより壁面酸素 濃度に変換し、式(6.1)よりフィルム冷却効率に変換する.

Table6.1	Various image	for film coo	oling effectiveness	measurements.
----------	---------------	--------------	---------------------	---------------

		Light	Main flow	Film Cooling	Film
				(Air)	Cooling(N <sub>2</sub> )
① reference image	Iref	0	—	—	—
2 mix image	Imix	0	0	—	0
③ black image	Iblk	—	—	—	—
(without illumination)					

### 6.2.2.3 試験条件

試験条件は下記のように設定した. 主流側: $V_{\infty}$ =40m/s, $T_{\infty}$ =20°C, $P_{\infty}$ =0.1MPa(abs.) フィルム側: $T_{c}$ =20°C

#### 6.2.3 公開文献との比較試験

感圧塗料によるフィルム冷却効率測定の精度確認のため、計測されたフィルム冷却効率 を Pederson ら<sup>[6]</sup>の計測結果と比較した. Pederson らの試験では、フィルム孔径は 11.7mm で あるが、本試験ではフィルム孔径を実機スケールの 0.8mm とした. フィルムピッチ P と穴 径 d の比は、両者 3 である.

図 6.3 に *M*=1.0 のときのフィルム冷却効率分布を示す.ここで,横軸は,流れ方向 *x* を穴径 *d* で規格化して示した.試験結果より,円孔フィルム冷却の特性は捉えられており,かつ,フィルム孔近傍の詳細なフィルムの挙動が捉えられており,本測定手法が有用であることを確認した.



**Fig.6.3** Comparison of film cooling effectiveness by Pressure Sensitive Paint to the existing data for *M*=1.0.

図 6.4 に次節以降に述べる本実験に用いるシェイプトフィルム形状と,図 6.1 に示す平板 試験にて感圧塗料を用いて実験したシェイプトフィルム冷却効率の測定結果を示す.



**Fig.6.4** (a) shaped film cooling hole configuration and (b) film cooling effectiveness of shaped hole for M=0.5, 1.0, 1.5, 2.0.

# 6.3 翼面・エンドウォール面フィルム冷却試験

### 6.3.1 大型回転試験装置による動静翼フィルム冷却試験

6.2 章で検証した感圧塗料を用いたフィルム冷却効率計測技術を用いて、シェイプトフィルム孔(第3章に示した D-Shaped Hole)を、タービン静翼プロファイル面、シュラウド面、動翼プロファイル面、プラットフォーム面に設置し、フィルム冷却効率を測定した. 図 6.5(a) に1段静翼の翼形を、図 6.5(b)に1段動翼の翼形を示す.



Fig.6.5 Profile of mean section of (a) Row 1 Vane and (b) Row 1 Blade.

試験装置は、三菱重工業㈱高砂研究所設置の大型低速回転試験装置(Low Speed Research Turbine,以下LSRTと称す)を用いた.本装置は、1.5段のタービン動静翼で構成されている. 主流空気は200kwブロアで装置上方から大気を吸入し、フィルタ、整流格子を通って1段静 翼に流入する.ブロアは試験条件の流量(7.6m<sup>3</sup>/s)にて差圧10kPaを達成できる.1段動翼 が装着されたロータは80kWのモータで駆動し、回転数を最高500rpmまで制御できる.主流 速度とタービン回転数をそれぞれ別々に調整可能であり、これらの調整によって動翼の流 入角は計画値に対して計画された動翼への流入角で運転可能である.

静止系および回転系から翼列内の複雑な流れの計測を行うためのレーザー計測装置,各 種小型プローブおよび回転系からの圧力・温度信号を取り出すシステムを具備しており, 回転場における空力・伝熱に関する詳細な測定を可能としている.

LSRTの主要目を次に示す.

- ① 翼列外径:1500mm
- ② 翼列内径:1257mm
- ③ 1段·2段静翼枚数:50枚
- ④ 動翼枚数:50枚
- ⑤ 回転数:480rpm





Fig.6.6 Outline of the Low Speed Rotating Turbine (LSRT).

図 6.7 に感圧塗料計測機材を用いた LSRT でのフィルム冷却効率分布の計測状況の写真を 示す. 1 段静翼から 2 段静翼までの外筒一部を透明アクリルで製作し,感圧塗料を励起す る照明および励起された供試翼表面の発光を取得するカメラを設置した. 1 段動翼につい ては,図 6.8 に示すように,回転体に対するフィルム流体(窒素ガス)の供給は,ロータ軸 端に装着したロータシールを通じて行った. また,回転する 1 段動翼のフィルム冷却効率 を,感圧塗料を用いて測定するために,感圧塗料を励起する照明を計測翼の回転と同期し てパルス状に発光する LED 光源を用いた.



Fig.6.7 Endwall surface is measured by CCD camera in LSRT film cooling test.



Fig.6.8 N<sub>2</sub> circuit for film cooling air of row 1 blade and optical system outline.

供試体はアルミニウム製で, 翼面上およびエンドウォール面上にフィルム冷却孔を放電加 工で成形した.なお, 翼面上およびエンドウォール面上のフィルム冷却孔のピッチと孔径 比*P*/*d*はすべて6とした.

#### 6.3.2 フィルム試験結果

### 6.3.2.1 1段静翼翼面フィルム冷却効率

翼面のフィルム冷却孔列について, 吹き出し質量流量比 *M* を 0.5 から 2.0 まで変化させた ときのフィルム冷却効率分布を図 6.9(a),図 6.9(b)に示す.感圧塗料を用いた計測では,1 列ごとの吹き出し時の計測を実施しているため,計測しているフィルム孔以外のフィルム 孔はテープで塞止しており,テープ面上のフィルム冷却効率は計測できないため,当該部 分の計測データを除いた.



(b) Second film hole of pressure side

**Fig.6.9** Film cooling effectiveness of the row 1 blade profile for (a) second array of suction side film holes and (b) second array of side film holes.

背側,腹側ともに,質量流量比*M*を増加させると,フィルム冷却空気がより貫通しやす くなり,フィルム冷却効率は悪くなる.その傾向はより背側に顕著に現れている.また腹 側ではタービン翼間の二次流れの影響で,フィルム冷却空気の流れがスパン方向へ広がっ ていることが分かる.

50%断面のフィルム冷却効率の,流れ方向に対する変化を図 6.10 に示すと同時に,比較のために,平板試験でのピッチ平均のフィルム冷却効率を示した.



**Fig.6.10** Film effectiveness comparison between of (a) suction side and (b) pressure side and flat plate film holes (M=1.0).

平板のフィルム冷却効率と比較し,腹側のフィルム冷却効率は特に低く,平板試験の1/2以下のフィルム冷却効率を示す.

#### 6.3.2.2 1段静翼シュラウド面フィルム冷却効率

1段静翼シュラウド面上1列目フィルム列によるフィルム冷却効率を,1段静翼3列目フ ィルム列によるフィルム冷却効率をそれぞれ図 6.11,図 6.12 に示す.図 6.11 に示す静翼シ ュラウド面上1列目フィルムは,吹き出し流量比 *M*を増加させると,フィルム冷却効率は 増加する.また,エンドウォールの強い二次流れ場によりフィルム冷却空気は背側(紙面 に対して右側)に寄り,シュラウドの腹側近辺(紙面左側)はフィルム冷却空気が行き渡 っておらず,フィルム冷却効率が低い.図 6.12 に示すごとく,シュラウド面上3列目フィ ルム冷却効率も同様である.3列目においては,二次流れの影響は1列目と比較して大き くなく,比較的全体をカバーできていることがわかる.図 6.13 にシュラウドのフィルム冷却孔を4列同時に計測した例を示す.この図より,シュラウド面翼腹側近傍および翼前縁背側近傍の領域は,二次流れの影響を受けるため,フィルム冷却で覆うことが難しいことが分かる.



Fig.6.11 Film effectiveness contour of row 1 vane endwall from leading edge film cooling holes.



**Fig.6.12** Film effectiveness contour of row 1 vane endwall from 3<sup>rd</sup> array film cooling holes.



**Fig.6.13** Film effectiveness contour of row 1 vane endwall (*M*=1.5)

#### 6.3.2.3 1段動翼翼面フィルム冷却効率

測定した1段動翼背側翼面のフィルム冷却効率を図 6.14 に, 腹側翼面のフィルム冷却効率を図 6.15 に示す.静翼と比較して,フィルム冷却効率の減衰は著しい.また翼面背側に存在するフィルム冷却空気は,主流に乗ってほぼ2次元的に下流に流れているが,翼面腹側付近のフィルム冷却孔から吹き出したフィルム冷却空気の3次元性はきわめて強く,チップに向かってフィルム冷却空気が押し上げられている.これは強い二次流れの影響であると推察され,その結果としてフィルム冷却効率が低下していると考えられる.



**Fig.6.14** Film effectiveness contour of row 1 blade suction side from  $1^{st}$  and  $2^{nd}$  film array holes (*M*=1.0).



**Fig.6.15** Film effectiveness contour of row 1 blade pressure side from  $1^{st}$  and  $2^{nd}$  film array holes (*M*=1.0).

# 6.3.2.4 1段動翼プラットフォームフィルム冷却効率

1段動翼プラットフォーム面のフィルム冷却効率を図 6.16 に示す.1列目,2列目ともに, フィルム冷却空気は腹側から背側に向かう二次流れ方向に沿っているが,図 6.11,図 6.12 の 1段静翼シュラウド面のフィルム冷却効率と比較して,フィルム冷却効率が悪いことがわか る.



**Fig.6.16** Film effectiveness contour of row 1 blade endwall from  $1^{st}$  and  $2^{nd}$  array film cooling holes (M=1.0).

タービン動翼および静翼のエンドウォールのフィルム冷却効率を,図 6.17 に示すととも に、平板にて取得したシェイプトフィルムの1ピッチの平均フィルム冷却効率を比較して 示した.静翼シュラウド部のフィルム冷却効率は比較的高く、平均的には平板フィルム冷 却効率から約 10~20%低い程度であるが、動翼プラットフォーム部のフィルム冷却効率は、 静翼シュラウド部や平板試験の 1/2 程度となることが明らかになった.



**Fig.6.17** Film effectiveness comparison between of flat plate and (a) vane shroud  $2^{nd}$  film hole, blade platform (b)  $1^{st}$  and (c)  $2^{nd}$  film holes (*M*=1.0).

次に1段動翼プラットフォームの2列目フィルムに対し、シェイプト冷却孔と円孔冷却 孔のフィルム冷却効率の比較を、図6.18に示す.すべての質量流速比Mにて、シェイプト 冷却孔のフィルム冷却効率が良好である.また、円孔の場合 M=1.0 から1.5 に質量流速比を 増加させると、剥離傾向が見られるが、シェイプト冷却孔の場合は、M=1.5 でも良好なフィ ルム冷却空気へのシュラウド面への付着が認められる.以上より、動翼のエンドウォール



にシェイプト冷却孔を適用することは、有効であることが確認された.

Fig.6.1 Film effectiveness comparison between shaped hole and round hole for *M*=0.5, 1.0, 1.5.

#### 6.4 結論

タービン冷却技術の中でフィルム冷却は,現在の高温ガスタービンでは,必要不可欠な ものとなっており,1段静翼のみならず,1段動翼にもフィルム冷却が適用されている.特 に,最近では,1段動翼エンドウォールにもフィルム冷却が適用されつつあるが,1段動翼 エンドウォールにフィルム冷却を用いた実験的研究はほとんど例がない.したがって,本 章では,大型低速回転試験装置を用い,シェイプトフィルム孔を適用した1段動静翼の翼 面およびエンドウォールのフィルム冷却効率を測定し,以下の結論を得た.

・1 段静翼翼面は、フィルム質量流速比を高くすれば、フィルム冷却効率は悪くなり、その 傾向は特に翼面背側に顕著である.1 段静翼エンドウォール部は、強い二次流れの影響で、 特にエンドウォール翼腹側近傍、翼背側前縁近傍はフィルム冷却空気で覆われない領域が 存在する.

・1 段動翼腹側は二次流れの影響が強く,チップ方向に押し上げられる傾向にある.1 段動 翼エンドウォール部は,1 段静翼エンドウォールと比較しても,フィルム冷却効率が低い.

・1 段動翼エンドウォール部に適用する冷却孔形状は、シェイプト冷却孔が有用であり、エンドウォールの広い範囲にわたって、効果的に冷却することが可能である.

#### 引用文献

[1] Dring, R.P., Blair, M.F., and Joslyn, H.D., 1980, "An Experimental Investigation of Film Cooling on a Turbine Rotor Blade," *Journal of Engineering for Power*, **102**, pp.81-87.

[2] Takeishi,K., Aoki,S., Sato,T. and Tsukagoshi,K., 1992, "Film Cooling on a Gas Turbine Rotor Blade," *Journal of Turbomachinery*, **111**, pp.828-834.

[3] Abhari,R.S., Epstein,A.H., 1994, "An Experimental Study of Film Cooling in a Rotating Transonic Turbine," *Journal of Turbomachinery*, **116**, pp.63-70.

[4] Suryanarayanan, P., Mhatras, S., Schobeiri, M. and Han, J., 2006, "Film-Cooling Effectiveness on a Rotating Blade Platform," ASME Turbo Expo, GT2006-90034.

[5] 日本テクノセンターセミナー資料, 2007,「感圧塗料による空力計測技術とその応用」 [6] Pederson, D., Eckert, E., and Goldstein, R., 1977, "Film Cooling with Large Density Difference between the Mainstream and the Secondary Fluid Measured by the Heat - Mass Transfer Analogy," *Journal of Heat Transfer*, **99**, pp.620-627.

#### 関連論 文

(1) <u>羽田哲</u>,松浦正昭,塚越敬三,武石賢一郎,2007,"1700℃級ガスタービン高性能フィルム冷却の開発,"高温学会誌,33,5号,pp.264-272.

(2) 北村剛, 松浦正昭, <u>羽田哲</u>, 塚越敬三, 武石賢一郎, 2009, "次世代高温ガスタービン翼に おける熱伝達およびフィルム冷却に関する研究," *日本ガスタービン学会誌*, 2009, **37**, No.6, pp.392-398.

(3) Kitamura, T., Matsuura, M., <u>Hada, S.</u>, Tsukagoshi, K. and Takeishi, K., 2007, "Film Cooling for the Next Generation Gas Turbine," IGTC2007, TS-115.

# 第7章 結言

産業用ガスタービンは、発電用ガスタービンとして広く用いられ、特にガスタービン排 熱を用いて蒸気タービンをボトミングサイクルとして用いるコンバインドサイクルは、そ の発電効率が 60% (LHV) を超えるまでになり、地球温暖化防止などの環境問題の解決手 段の一つとして、多いに期待されている.ガスタービンの効率向上は、タービン入口温度 の上昇により達成され、現時点でのタービン入口温度は 1500℃を超え、更なる高温化が計 画されている.

ガスタービンの高温化は、材料技術、熱遮蔽コーティング技術、冷却技術の進歩で達成 されるが、中でも冷却技術の貢献度が高い.しかしながら、高温化に伴い、冷却空気量が 増加すると、高効率達成は困難であり、入口温度上昇に見合う冷却効率の高い冷却翼を開 発することで、初めて高効率化が達成される.一方、タービン翼の上流に位置する燃焼器 は、排ガスに含まれる窒素酸化物(NO<sub>x</sub>)を削減する必要があり、高温化に伴い発生する Thermal NOx を如何に低減するかが、燃焼器開発の課題になっており、局所的な最高火炎温 度を上げずに、平均的な燃焼器出口温度、すなわちタービン入口温度を上昇させる必要が あり、タービン入口温度は、より均一となる傾向にある.

このような背景により、タービン翼のエンドウォール部の局所的なガス温度は、タービン入口温度の上昇以上に上がっているが、一方で、タービン動静翼のエンドウォールやエンドウォールと翼部間のフィレット R 部は、構造的な熱応力が高く、したがって、タービン翼の信頼性を確保しつつ、ガスタービンの高温化を達成するためには、如何にタービン動静翼エンドウォール部の熱的境界条件を正確に予測するか、およびそれを効果的に抑制することが重要となる.

本論文では、タービン動静翼のエンドウォールの冷却問題に注目し、付随する伝熱問題 についての研究を纏めた.エンドウォールの流れ場は、タービン翼前縁に発生する馬蹄渦 と、その馬蹄渦がタービン翼間に流入し、さらにタービン翼の背腹に生じる圧力差によっ て生じる二次流れに沿った Passage Vortex の存在により、複雑な3次元形態となる.ガスタ ービンの熱負荷を下げる冷却技術として、フィルム冷却が重要であるが、フィルム冷却を タービンエンドウォールに適用する場合、馬蹄渦などの3次元流れ場で、エンドウォール 全体を覆うことができるフィルム冷却構造および配置設計が技術課題となる.

したがって,第2章では,エンドウォールの基本的な流れ場を支配する馬蹄渦に注目し, その流れ場および伝熱問題について,2次元対称翼を用いた実験的な基礎的研究として, PIV による可視化とナフタレン昇華法を用いた伝熱実験を行った.馬蹄渦は強い非定常性を 示し,境界層厚みや入口流速だけではなく,主流乱れや2次元対称翼の前縁直径に対して, 強い相関をもつこと,また,同様に翼前縁とエンドウォールの交点(交線)にフィレットR を設置することや,翼前縁を主流方向に傾斜させることは,エンドウォールの伝熱抑制に つながることを明らかにした.また,エンドウォールの翼付け根部における伝熱実験式を 提案した.

第3章では、エンドウォールに使用する冷却要素として、フィルム冷却孔の形状につい て実験的研究を実施した.円孔は、吹き出し比を強くすれば、壁から剥離するが、一方で、 出口形状をディフューザとし、吹き出し比が高くても、壁面より剥離しないフィルム冷却 構造として、シェイプトフィルム冷却孔が古くから提案されてきた.本研究では、2種類 のシェイプトフィルム冷却孔形状に対し、LIFによる濃度計測および PIV による可視化実験 を行い、高性能なフィルム形状を考察し、Laid Back Shaped Film 孔(本文中では D-Shaped とした)と呼ばれるシェイプトフィルム形状は、フィルム噴流が壁面から剥がれず、壁面 下流側で高いフィルム効率を示すことを明らかにした.

第4章では、前章までに述べた基礎的な実験を組み合わせ、フィルム冷却を有するター ビン静翼を模擬した2次元翼列試験を実施し、エンドウォールの熱伝達率分布およびフィ ルム効率分布を測定した.第2章の知見から、翼後縁出口と比較し、翼前縁入口側の翼高 さを増加させ、単純に入口流速を低下させるとともに、軸対象コンタリング形状として、 翼前縁の熱負荷を低減する形状を提案、伝熱実験を実施し、熱伝達率が低下することを確 認した.また、燃焼器とタービン静翼間の漏れ空気は、主流を剥離させ、タービン前縁の 馬蹄渦をむしろ強化することを明らかにした.

第5章では、燃焼器とタービン静翼間の隙間とタービン隣接静翼間の隙間を模擬し、その隙間からの漏れ空気およびエンドウォールのフィルム空気によるエンドウォールのフィ ルム冷却効率の数値計算を実施した.提案した数値解析手法の精度が、十分であることを 示すとともに、第4章で述べた燃焼器 - タービン静翼間の漏れ空気だけでなく、隣接静翼 間の漏れ空気は、エンドウォールのフィルム冷却に寄与することを明らかにした.

第6章では、ここまで述べたタービン静翼エンドウォールに加え、タービン動翼のプラ ットフォームのフィルムについて、大型回転低速翼列風洞を用いたフィルム効率計測を行 った.動翼プラットフォームは、その強い二次流れにより、腹側のフィルム効率が極端に 低くなること、および動翼プラットフォームにも、今まで述べたシェイプトフィルム冷却 孔構造が有効であることを示した.

本論文では、タービンエンドウォールの伝熱問題に注目し、その冷却設計に必要となる 課題について研究し、その内容について述べた.今後ますます高まっていくクリーンエネ ルギーに対する社会的要求に応えるためには、大容量火力発電システムの開発が必要であ ることは言うまでもなく、本研究は、そのために更なる高温ガスタービンの開発をささえ る冷却翼の開発を可能にし、ガスタービンコンバインドサイクルの高効率化と信頼性向上 に寄与するといえる.

# <u>記 号 表</u>

$A_{hole}$	area of film cooling hole
С	true vane chord
С	or concentration (in chapter 3 for LIF measurement)
$C_{ax}$	axial chord of stator vane
$C_{DES}$	Model Coefficient for DES
$C_D$	discharge coefficient
$C_p$	pressure coefficient
	or specific heat
Сμ	model constant for turbulence model
d	film hole diameter
D	diameter of the nose of an airfoil
$D_m$	mass diffusion coefficient
h	heat transfer coefficient
$h_D$	mass transfer coefficient
Hl	seal strip thickness
H2	seal strip gap
k	turbulent kinetic energy
Ι	Intensity or momentum flux ratio
l	distance to wall
L	length of mid-passage gap
Le	Le number
m. m	mass flow rate
,	
M	blowing ratio
	or magnification factor (in chapter.2 for PTV)
n Na	Subscription constant Nusselt number $(-StR_aPr)$
Ivu D	Nussen number (-siker r)
Ρ	vane / noie pitch or pressure
$P_o$ or $p$	total gauge pressure
Pr	Prandtl number
Ps	static pressure
$p_w$	saturated vapor pressure of naphthalene
q"	heat flux
R	gas constant
$Re_D$	Reynolds number based on diameter
$R_f$	fillet radius
S	vane span or distance along vane circumference
S	distance along streamline
Sc	Schmidt number

•

C.	$\Omega_{\rm H}$ = 1 (1/ $U_{\rm C}$ )
St	Stanton number (= $h/\rho UCp$ )
Т	static temperature
TKE	turbulent kinetic energy
t <sub>e</sub>	exposure time
$\Delta t$	time step
$T_w$	naphthalene surface temperature
U, u, V, v, W, w	velocity component
$v_y$	height-wise velocity component
W1	mid-passage gap width
W2	seal strip gap
W3	passage gap plenum width
W4	Upstream slot width
$V_{s'}$	streamwise velocity in x-y plane,
	$U\cos\Psi_{inv} + V\sin\Psi_{inv}$ , defined in chapter 5.
$V_s$	streamwise velocity,
	$V_s \cos \Phi_{inv}$ - $W \sin \Phi_{inv}$ , defined in chapter 5.
$V_z$	normal velocity, $V_s \sin \Phi_{inv} + V_z \cos \Phi_{inv}$
<i>X,x,Y,y,Z,z</i>	coordinate system
$y^+$	inner coordinates spanwise distance
$\Delta X$	<i>x</i> direction movement in PIV
$\varDelta Y$	y direction movement in PIV

# <u>Greek</u>

α	thermal diffusivity
	or conversion factor in PIV
	or under-relaxation factor in CFD
α'	unit conversion factor in PIV
$\delta$	momentum boundary layer thickness
$\delta^{*}$	displacement thickness
$\delta_n$	depth of naphthalene sublimation
ε	turbulence dissipation rate
ζ	stream-wise direction in LES
η	height-wise direction in LES
$\eta \text{ or } \eta_f$	adiabatic / film cooling effectiveness
$\theta$	non-dimensionalized temperature
	or momentum thickness
$ heta_i$	inclined angle, degree
v	kinetic viscosity
ξ	span-wise direction in LES
ho	air density

$ ho_s$	density of solid naphthalene
$\Psi_{inv,ms}$	inviscid turning angle in xy plane, $\tan^{-1}(V_{inv} / U_{inv})$
$\Phi_{inv,ms}$	inviscid turning angle in xz plane, $\tan^{-1}(W_{inv} / V_{s,inv})$

# <u>Subscript</u>

aw	adiabatic wall
ax	axial chord
CL	center line
c	coolant condition
conv	heat transfer through convection
exit or out	vane exit
FC	film cooling
f	film coolant
in	vane inlet
iw	near wall
1	local
plenum	plenum
S	naphthalene
slot	measured in the leakage slot or slot plenum
wall	wall measurement
$\infty$	free stream condition
θ	based on momentum thickness

#### 本論文に関係する著者の発表論文

#### 原著論文

(1) <u>羽田哲</u>, 松浦正昭, 塚越敬三, 武石賢一郎, 2007, "1700℃級ガスタービン高性能フィルム 冷却の開発,"*高温学会誌*, **33**, 5 号, pp.264-272.

(2) <u>Hada, S</u>. and Thole, K., 2010, "Computational Study of a Mid-passage Gap and Upstream Slot on Vane Endwall Film-Cooling," *Journal of Turbomachinery*, TURBO-18-1143 (In Print.)

(3) 北村剛, 松浦正昭, <u>羽田哲</u>, 塚越敬三, 武石賢一郎, 2009, "次世代ガスタービンにおける 熱伝達およびフィルム冷却に関する研究," ガスタービン学会誌, 37, 6 号, pp.392-398.

#### 国際会議論文

(1) <u>Hada, S.</u>, and Thole, K., 2006, "Computational Study of a Midpassage Gap and Upstream Slot on a Vane Endwall Film-Cooling," ASME Turbo Expo, GT2006-91067.

(2) <u>Hada, S.</u>, and Thole, K., 2006, "Study of Leakage Flows for a First Vane in a Gas Turbine," the 11<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC2006-52.

(3) Kitamura, T., Matsuura, M., <u>Hada, S.</u>, Tsukagoshi, K. and Takeishi, K., 2007, "Film Cooling for the Next Generation Gas Turbine," IGTC2007, TS-115.

(4) <u>Hada, S.</u>, Takeishi, K., Oda, Y., Mori, S. and Nuta, Y., 2008, "The Effect of Leading Edge Diameter on the Horse Shoe Vortex and Endwall Heat Transfer," ASME Turbo Expo, GT2008-50892.

(5) Nuta, Y., Takeishi, K., Oda, Y. <u>Hada, S.</u> and Mori, S., 2008, "The Effect of Leading Edge Diameter and Mainstream Velocity on the Endwall Heat Transfer," The 19<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena, 2008.

(6) Seguchi, J., Takeishi, K., Komiyama, M., <u>Hada, S.</u> and Nuta, Y., 2009, "Effect of Junctional Shape of Airfoil Leading Edge on Endwall Heat Transfer," PSFVIP-7.

(7) <u>Hada,S.</u>,Mori,S., Takeishi,K. Komiyama,M. and Oda,Y., 2009, "Study on the Mixing Phenomena of Film Cooling Jet Blowing Through Shaped Holes," International Conference on Power Engineering -09, G131.

(8) Oda, Y., Takeishi, K. <u>Hada, S.</u> and Nuta, Y., 2009, "Large eddy simulation of endwall heat transfer around junction of symmetric vane," Turbulence, Heat and Mass Transfer 6, pp.367-370.

(9) Thrift, A., Thole, K., and <u>Hada.S.</u>, 2010, "Effects of an axismmetric contoured endwall on a nozzle guide vane : adiabatic effectiveness measurements," ASME Turbo Expo, GT2010-22968.

(10) Thrift, A., Thole, K., and <u>Hada.S.</u>, 2010, "Effects of an axismmetric contoured endwall on a nozzle guide vane : convective heat transfer measurements," ASME Turbo Expo, GT2010-22970.

#### <u>解説</u>

(1) 塚越敬三, 渡邊康司, <u>羽田哲</u>, 2007, "最新の産業用ガスタービンの冷却技術," 日本ガスタ ービン学会誌, 35, No.3, pp.141-146.

#### 国内学会論文

(1) <u>羽田哲</u>, 武石賢一郎, 森誠二朗, 怒田成勲, 2007, "翼前縁における馬蹄渦の伝熱特性に関する研究,"日本機械学会熱工学コンファレンス 2007 講演論文集, F111, pp185-186.

(2) 怒田成勲, <u>羽田哲</u>, 森誠二朗, 武石賢一郎, 2008, "タービン翼端面上の熱伝達に及ぼす馬蹄渦の影響について,"第44回日本航空宇宙学会関西・中部支部合同秋季大会 B-06, pp.91-94.

(3) 北村剛, 松浦雅昭, <u>羽田哲</u>, 塚越敬三, 武石賢一郎, 2008, "次世代ガスタービンにおける 熱伝達およびフィルム冷却に関する研究,"ガスタービン学会第36回定期講演会論文集, A-2, pp.25-29.

(4) 小田豊, 武石賢一郎, <u>羽田哲</u>, 怒田成勲, 2009, "対象翼前縁の翼端部に生じる馬蹄渦による乱流熱伝達の LES," 伝熱シンポジウム, C1-145, pp105-106.

(5) 瀬口淳一, <u>羽田哲</u>, 武石賢一郎, 怒田成勲, 2009, "タービン翼前縁形状が端壁面上の熱伝 達に及ぼす影響," 伝熱シンポジウム, F-1101, pp.143-144.

(6) <u>羽田哲</u>, 森翔平, 武石賢一郎, 小宮山正治, 小田豊, 2009, "シェイプトフィルム冷却孔の 混合現象に関する研究," 伝熱シンポジウム, C2-112, pp.109-110.

(7) 小田豊, 武石賢一郎, <u>羽田哲</u>, 瀬口淳一, 2009, "対称翼前縁付け根部の熱伝達に及ぼす主流乱れの影響について,"日本機械学会熱工学コンファレンス講演論文集, pp145-146.

## 謝辞

本論文をまとめるにあたり,終始懇切丁寧なご指導をいただきました大阪大学大学院工 学研究科機械工学専攻 武石賢一郎教授,ならびに査読をしていただき有益なご助言を賜 りました大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻片岡勲教授,赤松史光教授,小宮山正治 准教授に厚く御礼申し上げます.

また,大阪大学大学院工学研究科社会人博士課程に在籍許可をいただきました三菱重工 業(株)高砂製作所塚越技監・技師長,六山亮昌副所長(当時ガスタービン技術部長),有 村久登部長,正田淳一郎次長,総務部教育推進課他,所内関係者の方々に深く御礼申しあ げます.

本研究の実施に際しては、2004 年秋から1年間において、Virginia Polytechnic Institute and State University (現 Pennsylvania State University) の Karen A. Thole 教授に指導をいただき,そ の後の共同研究を通じ、多大なご協力をいただきました.また、大阪大学大学院における 研究をまとめるにあたり、武石・小宮山研究室の、小田豊助教、修士課程に在籍していた 森誠二朗君、怒田成勲君、森翔平君、瀬口淳一君、内堀正崇君他研究室の皆様には、精力 的かつ積極的に実験および数値解析を進めていただき、深く感謝しています.研究室秘書 の内藤美智子様には、様々な激励をいただき、学位論文完成まで導いてくださいました. また、米国留学中、研究室の Nick Cardwell 君、Narayan Sundaram 君、Alan Thrift 君他には、 実験遂行はもちろんのこと、米国での生活を含めて、助けていただきました.ここに重ね てお礼申し上げます.

最後になりましたが,三菱重工社内におけるガスタービン冷却翼開発の先輩,仲間の, 松浦正昭ターボ機械推進室室長,由里雅則主席技師,渡邊康司主任,北村剛主任,桑原正 光主任,鳥井俊介主任,若園進主任他のみなさんには,日々のディスカッション,アイデ ィア交換が,貴重な財産になりました.ここに記して感謝の意を表します.

平成22年1月 羽田 哲

162