A—1

セラミックス系複合材料（CMC）製燃焼器ライナの開発

*西尾 光司、井頭 賢一郎、武 浩司 （[株]先進材料利用ガスジェネレータ研究所 西神分室）
末光 毅 （川崎重工業（株）明石技術研究所 材料研究部）

1．まえがき

高効率化を目指す産業用ガスタービンの開発、超音速化を目指す航空用エンジンの開発等では、燃焼器出口（タービン入口）温度の高温化が計画されており[1]、このため高温耐用材料の開発が求められている。この要求に応えて、これまでＤＳ（一方向凝固超合金）、ＳＣ（単結晶超合金）が実用化され、現在金属間化合物、酸化物分散超合金等の開発が行われている[2]。さらに、金属系材料の耐用を越えた高温での耐久性が求められる段階となっており、この要求に応える材料としてセラミックス系複合材料（ＣＭＣ）の開発が国内外の多数の機関で盛んに行われており、優れた特性の材料が開発されつつある。

基盤技術研究促進センターおよび国内企業１４　の共同出資により設立した（株）先進材料利用ガスジェネレータ（ＡＭＧ）研究所では、ＣＭＣをはじめとする先進材料の適用により燃費低減２０％、重量軽減５０％、ＮＯｘ削減７０％の将来型ガスジェネレータの技術開発を、平成４年度末より行っている。このガスジェネレータの構成要素の１つである燃焼器の開発において、ＣＭＣ製燃焼器ライナの開発研究を行っている。

前報で、燃焼器ライナ用ＣＭＣの材料特性評価、ＣＭＣ製燃焼器ライナの定常応力解析評価等を行った結果について報告した[3]。

本稿では、ＣＭＣライナモデルの非定常熱応力解析・評価、実部品形状のＣＭＣライナの燃焼評価等によりＣＭＣの燃焼器ライナへの適用性評価を行った結果について述べる。

2．ＣＭＣ製燃焼器ライナの非定常熱応力解析

（1）解析モデルおよび解析方法

ＡＭＧ用燃焼器では、燃焼器構成要素の燃焼器ライナ、燃焼ガスの旋回導入用スワーラにそれぞれSiC^F/SiC、TiAlを適用することを計画している。図１に燃焼器の構成概念図を示す。このＣＭＣ製燃焼器ライナの燃焼器運転中に発生する熱応力を、試作複合材の代表的特性値を用いて、数値解析により予測し、燃焼器ライナへの複合材料の適用上の強度面の課題を明らかにすることとした。

解析対象の燃焼器ライナは軸対称塊体要素でモデル化した。ライナとスワーラとの取合部はSiC^F/SiC

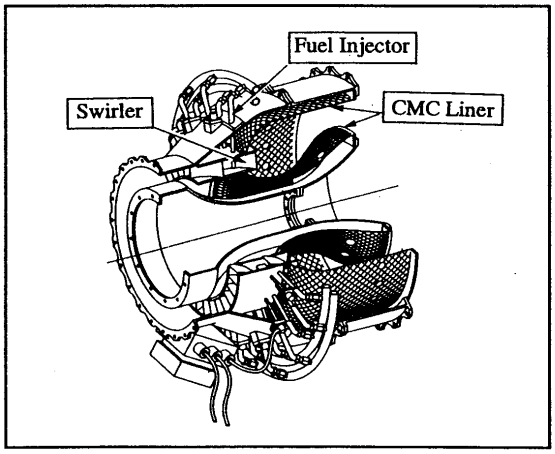


図１　ＡＭＧ燃焼器の構成概念図

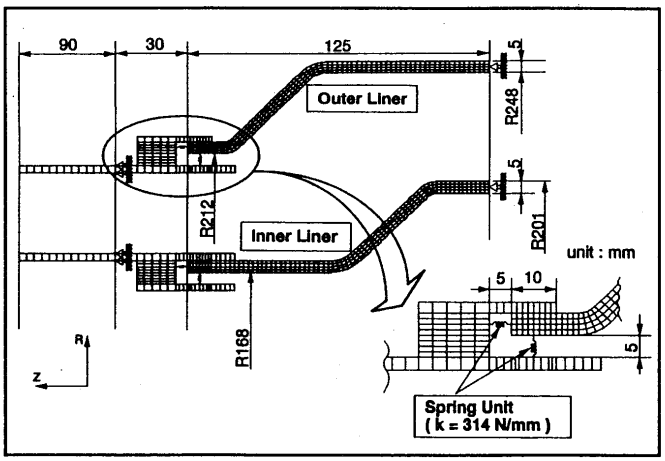


図２　複合材ライナの熱応力解析モデル

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

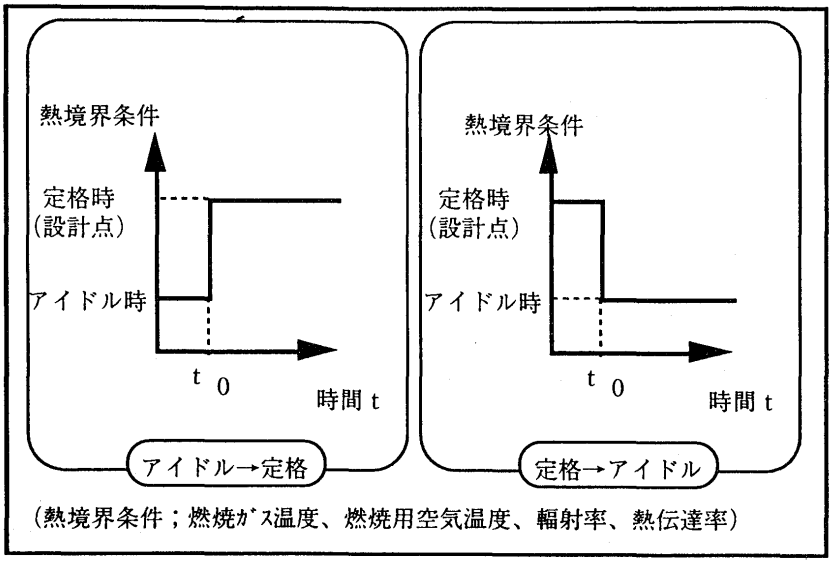


図３　熱境界条件の変化

表１　解析に用いた材料物性データ

Materials		SiC^F / SiC			TiAl	
Properties	Units	Temperature	Orientation		Temperature	
			In Plane	Through the thickness		
Tensile Young's Modulus	GPa	1273K	100	50	973K	150
Tensile Poisson's Ratio	—	1273K	0.16	—	973K	0.3
Thermal Expansion Coefficient	x10^{-6}/K	1273K	4.3	6.9	973K	11.5
		1573K	4.2	5.0		
Thermal Conductivity	W/mK	1273K	—	1.59		—
		1573K	—	2.34		
Specific Heat	J/kgK	1273K	1.47			—
		1573K	1.62			
Application Parts		Combustor Liner			Swirler	

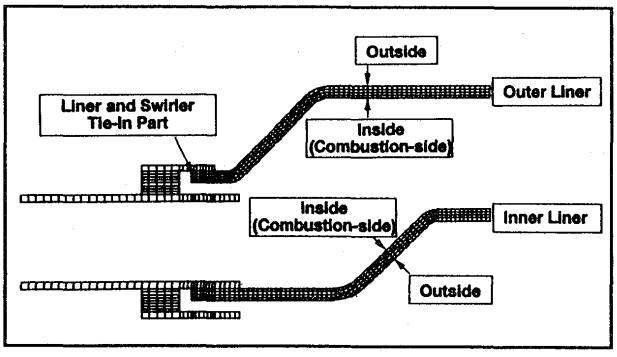


図４　温度および応力着目点

とTiAlの熱膨張率の差に起因する熱応力の緩和を目的として、バネ式取付構造を採用し、線形バネ要素でモデル化した。図２に解析モデルを示す。

燃焼器運転中を模擬した熱応力解析として、燃焼状態がアイドル燃焼から定格燃焼および定格燃焼からアイドル燃焼に移行する間の非定常熱伝導熱応力解析を実施した。ライナの軸方向および板厚方向の温度分布については、金属製ライナの燃焼試験結果により推定した熱境界条件を用いて、熱伝導解析により求めた。スワーラの温度は700℃均一と仮定した。解析では、アイドル燃焼、定格燃焼間の燃焼状態の移行は瞬時に行われるものとして、熱境界条件をステップ状に変化させた。図３に熱境界条件の変化を示す。熱伝導熱応力解析は、試作材料の特性試験より取得した材料データを用いて、解析ソフト；ＡＢＡＱＵＳを用いて行った。表１に解析に用いた材料データを示す。

（２）解析結果と考察

燃焼ガス温度が最も高温になると仮定した領域の中心部およびライナとスワーラーとの取付部を着目点として、熱伝導、熱応力解析結果を整理した。図４に着目点の位置を示す。熱伝導解析の結果、ライナ温度は着目点（燃焼ガス温度が最も高温になる領域の中心部）で最も高温になることが確認された。

アイドル燃焼、定格燃焼間の非定常熱応力解析により、アウターライナおよびインナーライ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

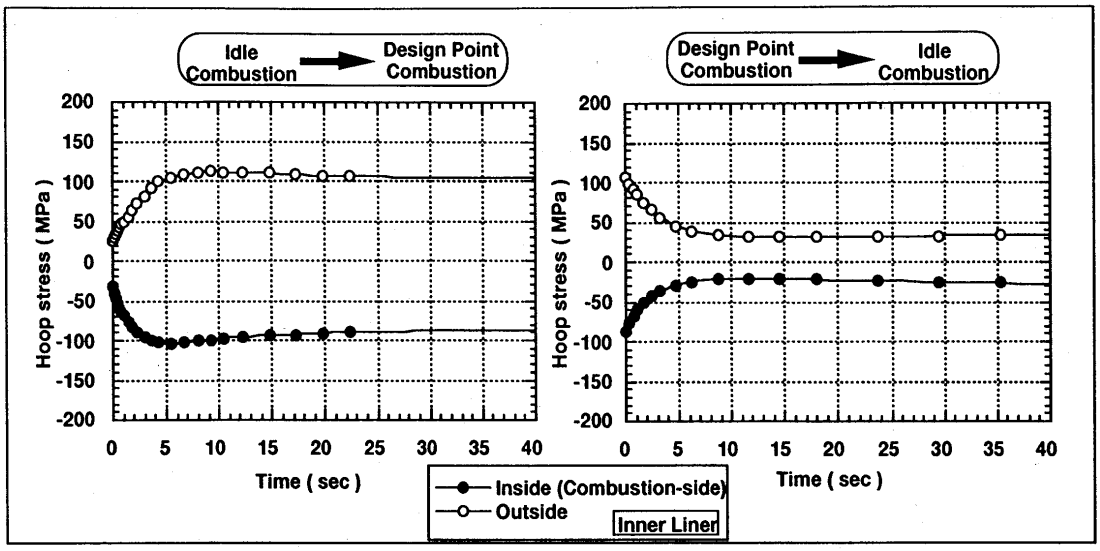


図５　非定常熱応力解析結果（インナーライナ）

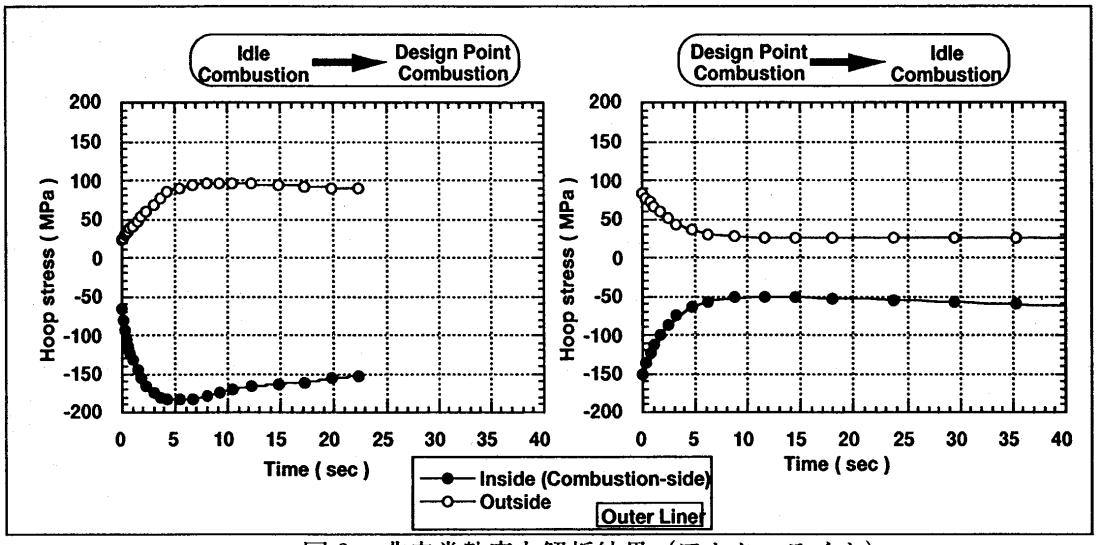


図６　非定常熱応力解析結果（アウターライナ）

ナの火炎面側で各燃焼状態から移行する数秒後に、ライナ表面と板厚内部との温度追従差による熱応力のピークが発生することを確認した。このピークの熱応力は、SiC^F/SiC適用に設定した200MPa以下で、試作複合材の特性評価[3]で得た引張強さ（約250MPa）に比較しても過大な応力とはなっておらず、SiC^F/SiCを燃焼器ライナに適用する上で、問題はないと考えられる。図５および図６に非定常熱応力解析の一例として、インナーライナおよびアウターライナの着目点における熱応力の時間変化を示す。

３．ＣＭＣ製燃焼器ライナの燃焼試験評価

（１）ライナ作製方法

ＣＭＣ製燃焼器ライナは、強化繊維に宇部興産（株）製低酸素炭化ケイ素繊維（品名：Tyranno LoxE）、マトリックス前駆体ポリマーに日本カーボン（株）製ポリカルボシラン（品名：ニプシ）を用いて、フィラメントワインディング成形・ポリマー含浸・転化（ＰＩＰ）法により作製した。

（２）燃焼試験評価方法

試作したＣＭＣ製燃焼器ライナを燃焼器の運転試験に供試し、燃焼試験前後の試作複合材ライナの外観調査、寸法、重量計測により、燃焼試験による形態変化を調査し、選定・試作した複合材の燃焼器ライナ適用性を評価した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

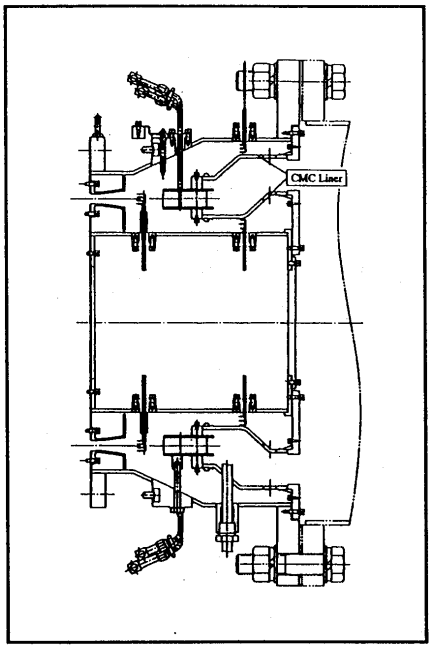


図７　燃焼試験装置組立図

試作複合材ライナを板バネを用いて燃焼器本体に組み込み、燃焼試験を行った。図７および図８に燃焼器組立状況を示す。燃焼試験は、燃焼器出口ガス温度がＡＭＧ目標の１６００℃となる燃焼条件の下で、メタン燃焼にて行った。図９に試験条件

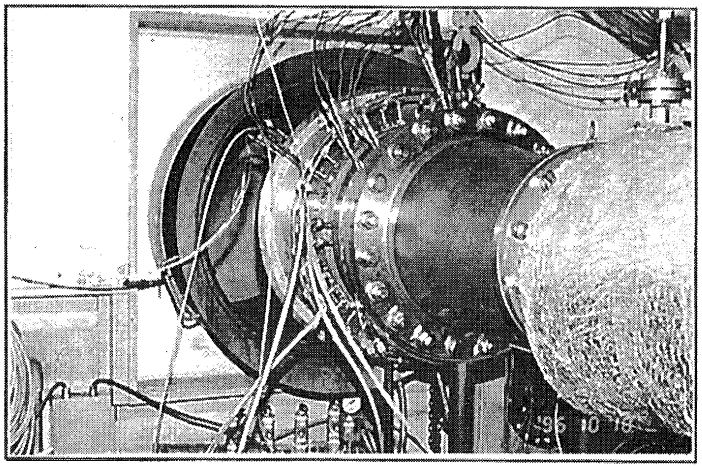


図８　燃焼試験装置外観

Test Conditions
Wa : 0.5 kg/s Inlet Gas Temp. : 798 K Pressure : Atomosphere A/F : 30 Fuel : Methane Exhaust Gas Temp. : 1873K
(Result) Liner Temp. : about 1473K (hot side surface of Outer Liner)

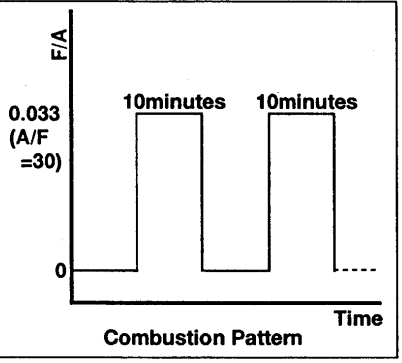


図９　燃焼試験条件

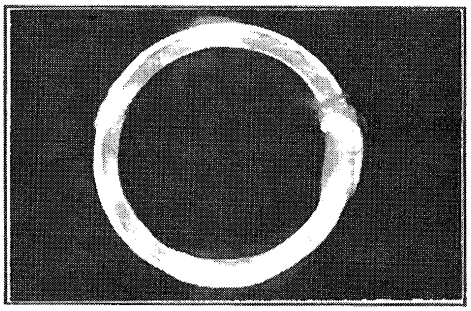


図１０　燃焼試験状況

を示す。燃焼が１０分毎の繰り返しとなったのは、各燃焼で燃料のボンベ取り替えを要した為である。燃焼・停止の繰り返し回数は１８回、高温保持時間がほぼ３時間の試験とした。図１０に燃焼器出口後方から観察した燃焼状況を示す。燃焼試験中のライナ温度は、アウターライナ内面（燃焼ガス側）の希釈孔付近に取り付けた熱電対により計測した。

（３）燃焼試験評価結果と考察

試験後、外観調査、寸法・重量計測を行い、試験前の形態からの変化を調査した。図１１に外観調査結果を示す。外観調査の結果、燃焼ガス側の面が酸化物層の生成により青色に呈色した以外、割れ、層間剥離等の異常は認められなかった。寸法計測はライナ入口、出口の外径、厚みおよび全長について、周方向８個所の点で計測を行い、試験前後の値を比較した。図１２に寸法計測結果を示す。試験前後とも、各寸法の周方向のばらつきが大きい。これは、強化繊維束の起伏に起因した凹凸が表面に表れ、周方向寸法がばらついたためと考えられる。また、試験前後で周方向の計測位置は必ずしも一致しておらず、表面の凹凸の影響は試験前後の変化においても、考慮しなければならない。この表面凹凸による計測精度は±1mm程度と考えられ、試験前後の比較における計測精度はこの倍の±２mm程度と考えられる。計測精度を考慮して、寸法計測結果を検討すると、試験前後の変化量は計測誤差範囲内に収まっており、燃焼試験による変形は生じなかったと考えられる。図１３に重量計測結果を示す。僅か（１０ｇ程度）の重量変化が観測されたが、試験直前に行った熱電対の接着、サーモペイント塗布等による重量

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

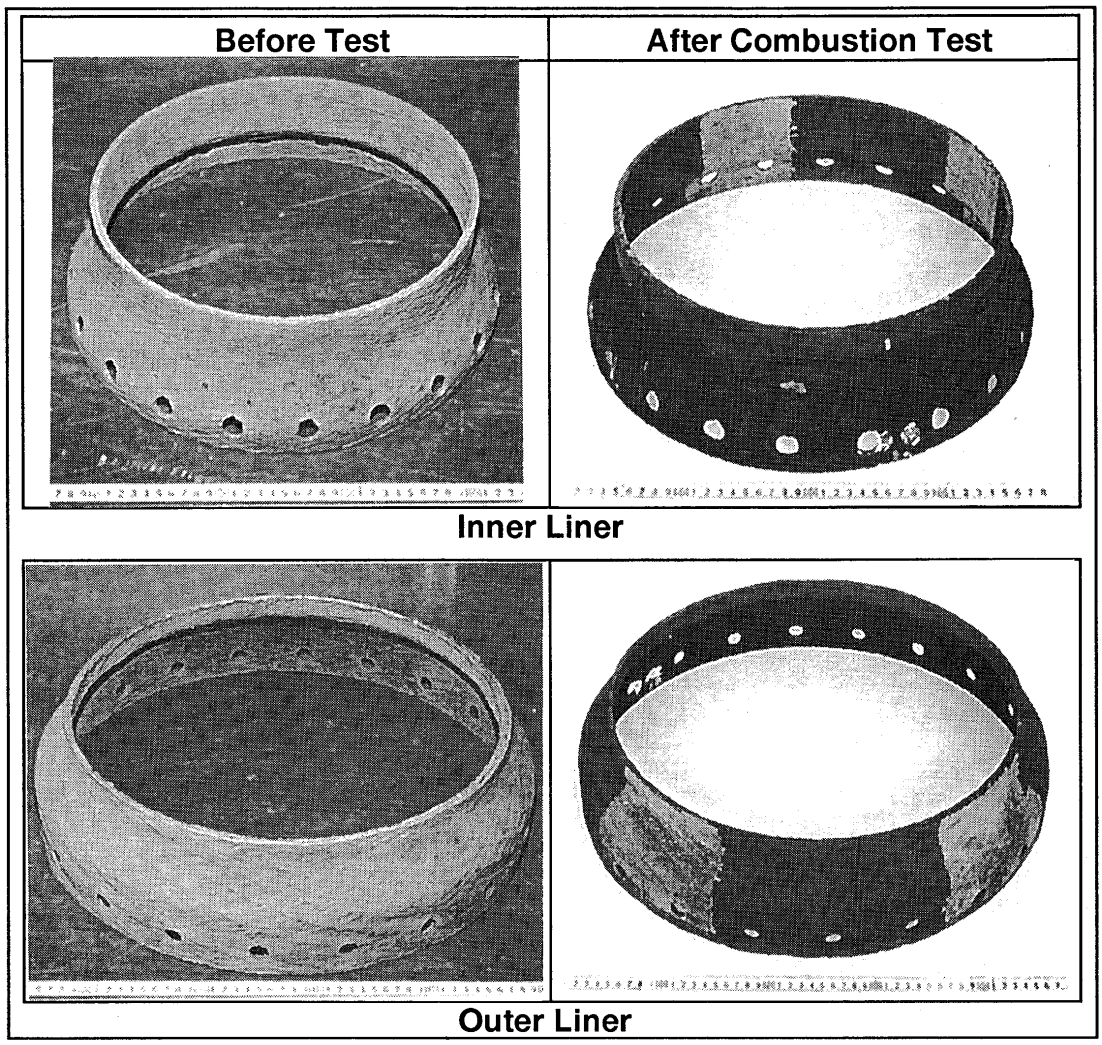


図１１　燃焼試験結果（外観）

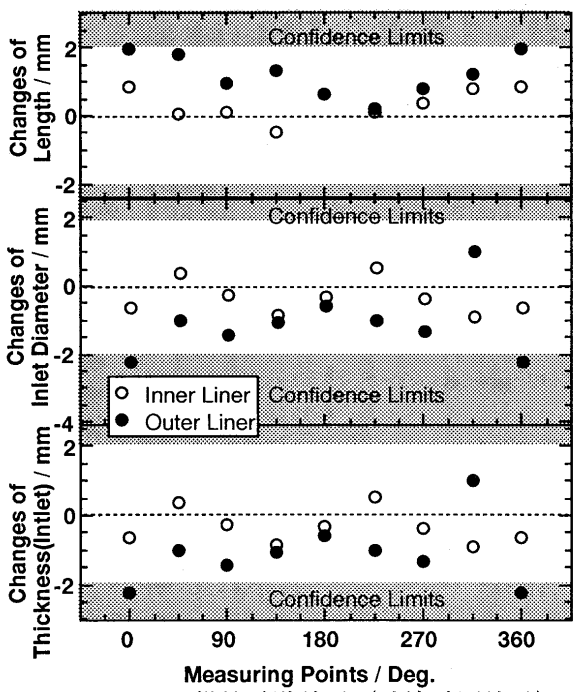


図１２　燃焼試験結果（寸法計測結果）

変化、重量計測時の試料の乾燥状態による重量変化を考慮すると、燃焼試験により重量は殆ど変化しなかったと考えられる。

上記の燃焼試験の結果、短時間試験ではあるが、ガス燃料を用いた燃焼試験においてSiC^F/SiC製ライナに形態変化は生じず、SiC^F/SiCの燃焼器ライナ適用の妥当性が確認された。

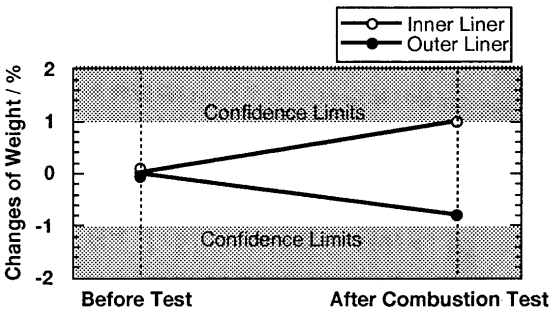


図１３　燃焼試験結果（重量計測結果）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．まとめ

燃焼器ライナへのＣＭＣ適用性を評価するために、SiC^F/SiC製燃焼器ライナモデルの非定常燃焼時の熱応力解析により発生応力を求めた。またSiC^F/SiC製燃焼器ライナの燃焼試験により適用評価を行った。この結果以下のことが明らかになった。

（１）非定常熱伝導熱応力解析では、SiC^F/SiC製複合材のアイドル燃焼・定格燃焼の移行時の非定常時に発生するピーク熱応力は材料強度を越えた過大な応力とはならず、適用基準として設定した応力以下である。

（２）燃焼器出口ガス温度が１６００℃の条件で約３時間の燃焼試験では、SiC^F/SiC製複合材ライナには形態変化は生じない。

今後、SiC^F/SiCの耐久性評価、強度向上のためのプロセス改良、熱応力低減のための構造改良、試作ライナの液体燃料を用いた燃焼評価等により強度信頼性の高いＣＭＣ製燃焼器ライナの開発を行っていく予定である。

6．参考文献

（１）吉田豊明，日本ガスタービン学会誌，vol.20, No.80 (1993), p.4

（２）D. W. Petrasek, D. L. McDanels, L. J. Westfall and J. R. Stephens, Metal Progress, vol. 130, No. 2(1986), p. 27

（３）西尾光司，井頭賢一郎，武浩司，末光毅，日本ガスタービン学会誌，vol.25, No.98 (1997), p.？？

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A—2

3次元織りC／Cタービンディスク模型の回転強度

*小河昭紀・周　風華・橋本良作（航空宇宙技術研究所）
米内山誠（東京都立航空工業高等専門学校）

1．はじめに　超音速機や宇宙往還機用ガスタービンエンジンの開発には1500℃以上の超高温に耐える材料の開発がキーテクノロジーとされる。そのため、各種新素材の開発研究が進められている。そのなかで、炭素繊維強化炭素複合材料(以降C／C材と略記する)は、軽量で、2000℃以上の高温強度が高く、熱膨張係数が低い事から超耐熱複合材料として注目されている。特に、タービン部材等の回転部品に適した特性を有している。同材料の回転部材への適用化を図るため，近年，回転強度試験から模擬タービンロータ等の開発研究が行われている。しかし，きわめて異方性の高い同材料のロータ模型に関する基本的な回転強度設計データは未だ不十分な状態である。本報告は，基礎的的3次元織りC／C材の模擬翼付ロータ模型の回転変形，及び破壊様式を解明するため、同モデルのスリップリング法による回転ひずみの計測試験を実施し，ひずみ(ε_r、ε_θ)計測結果と有限要素法(FEM)による直交異方性弾性解析結果の比較を行い，更に，破壊様式について、観察検討した結果等について報告する。

2．試験ディスク模型　回転強度試験に供したC／C材ロータモデルは，内径80mm φ、外径200mm φ、板厚約12～13mmの中空円盤から機械加工により，翼先端外径180mm，ディスク内径100mm φ、外径160mm φ、板厚約10.5mmの単純形状に成形されたものである。模擬翼は矩形断面で，捻りや転向角無しで，周上に8枚を均等配置したものである。図1にその形状・寸法を示した。織り方はr－Θ－z方向の直交3軸織りである。UM46(東邦レーヨン製；高弾性繊維／弾性率 460GPa)を半径／円周方向に配し，厚さ方向には比較的低弾性率のIM-600（東邦レーヨン製；高強度繊維）を使用している。図2はC／C化する前の織物ディスクを示す。C／C化後の円盤は，表面の顕微鏡観察から，マトリックスは均密に形成されて良好な状態であった。嵩密度は1.83g/cm³である。繊維体積含有率(Vf)はΘ方向：26%，r方向：13.3～26.5%，z方向：5.5～11.2%，合計：44.8～63.7%である。

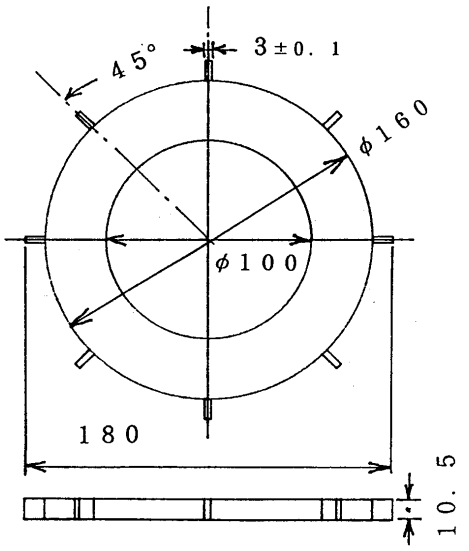


図1．3D－C／C材ディスク模型の寸法および形状

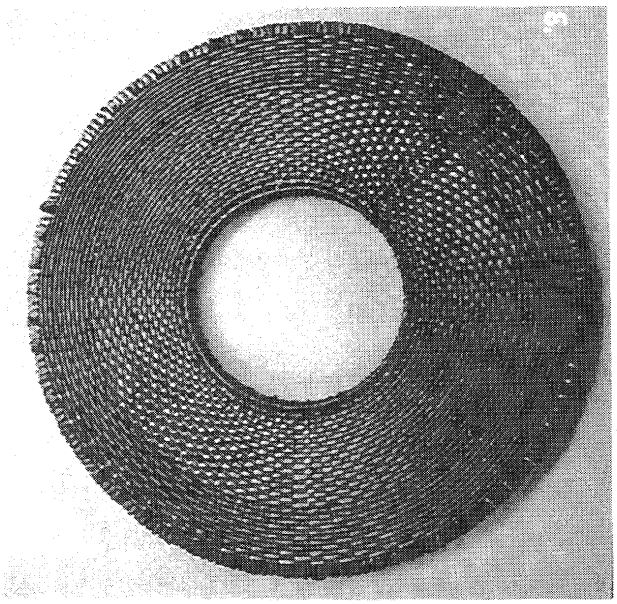


図2．3次元織りCFディスク

第12回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．試験装置及び試験方法　回転試験は、エーアータービン駆動（最大回転数 100,000rpm)のスピンテスターを使用して室温で実施した。その構成を図３に示す。空気抵抗による，浮力や加熱の影響を除くため内部を排気減圧（30 Pascal 以下)した後、ｺﾝﾌﾟﾚｯｻｰからの圧縮空気によりｴｱｰﾀｰﾋﾞﾝ駆動で定角加速度下，回転数を上げ，バースト試験，或は1,000rpm 増分で所定の回転数までひずみ計測を実施する。写真４に示す様に，ひずみ計測のため，Ｃ／Ｃディスク内周面，外周及びブレード付根部各所に３軸ゲージ（ゲージ長さ 2mm）を貼付した。内周面では，ブレードの影響を見るため，ブレード下延長と内周面交点およびその中間点にゲージを貼付した。ゲージからの最大１２本の細線をスピンドルシャフト内部を経由してタービン上部のスリップリング（２８接点）を経由してひずみ出力を計測した。３軸ゲージでは同時に２枚の測定のため，配線を変えて試験した。摺動部の加熱防止のため温度制御（摂氏７℃）した冷媒による（フレオンを主成分とする）液体循環で冷却を行った。バースト試験ではディスク周りコイル状に張り巡らした導線の断線によるバースト検知回路とストロボ装置を連動して破壊瞬間写真の撮影を行った。また，試験片の２次破壊防止と破片回収のため自動車用タイヤ内にフェルトを充填したものを使用している。

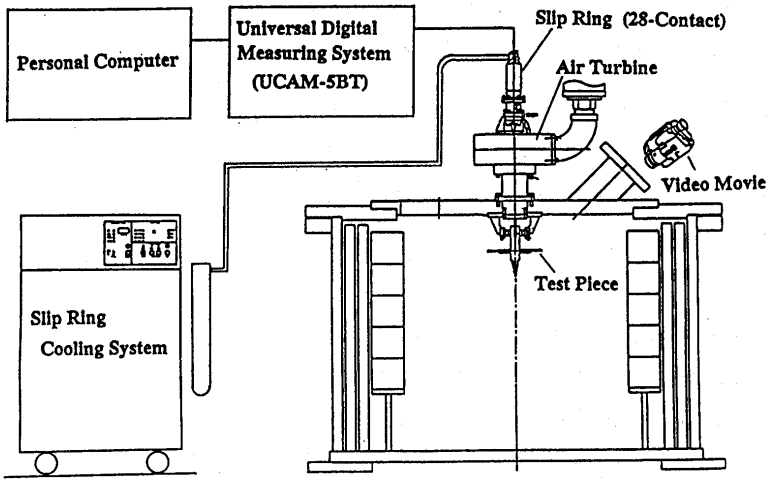


図３．回転試験装置とひずみ計測システム

4．回転ひずみ計測実験・解析結果
回転数０～20,000rpm の範囲で 1,000rpm 増毎にひずみ計測を行った。半径方向のひずみ（ε_r）と円周方向のひずみ（ε_θ）とも再現性のある安定した計測値が得られた。図５はε_θの回転数による増加を示す。内周面上の△および▽点の計測値にかなりの差が見られる。これは，模擬翼の影響によるものか，部分的不均一性によるものか不明である。内周面では有限要素法解析（FEM）結果に比較して計測値の方が大きい。外周沿いでは翼付根（○点）のひずみは翼から離れた場所（◎点）のひずみより大きい。同点の FEM の解析結果は圧縮ひずみを示していて，計測値と大きく異なっている。図６に示す半径方向のひずみ（ε_r）の回転数変化は外周沿いの計測値のみであるが、定性的には解析に合っているが、翼付根のひずみが著しく高い事が観察される。翼付根のひずみε_r、ε_θ計測値は、FEM 解析値よりも大きい傾向を示した。模擬翼とディスクの連結に材料力学的問題がある可能性も考えられる。MSC/NASTRAN で応力解析した結果を図７(a)(b)に示す。計算は 15､000rpm で行っている。翼の影響は、局部的で、内外周部では小さい結果を示す。概して、ひずみ分布の計測値は計算値に比較して高い傾向を示した。これは、同モデルの

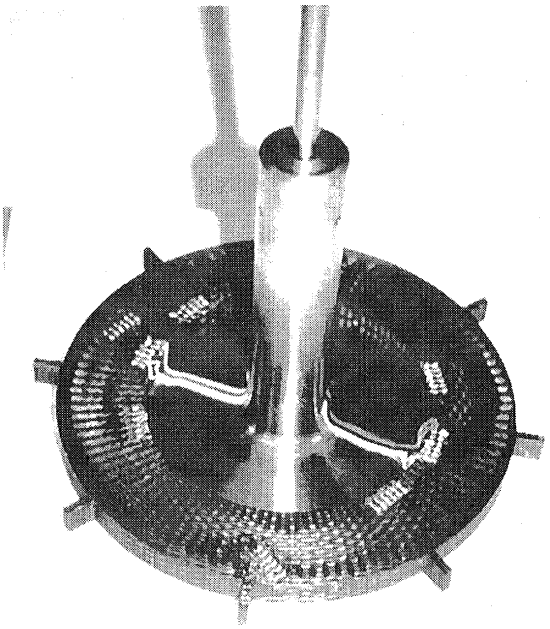


図４．Ｃ／Ｃ材ロータ模型とゲージ貼付状況

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

剪断剛性が正確に知られていない影響もある。等方弾性材に比較して、同材の様な非常に低い剪断剛性材では、ひずみは剪断剛性の評価誤差に大きく影響される事がFEM解析でも示される。前報と同様に，回転速度を減速させながら計測したひずみは往路よりも高くなるループ現象が観察された。その差はε_r、ε_θとも同程度でかつ停止後，消失傾向にある。

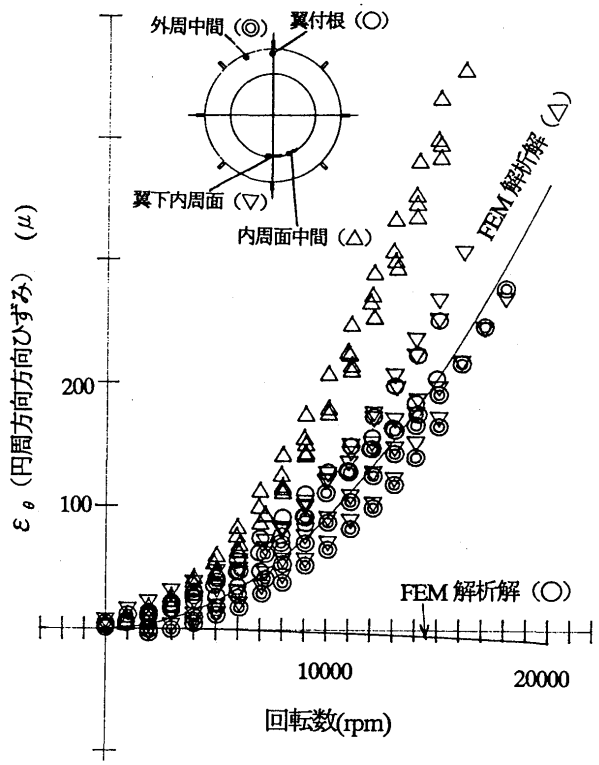


図５．円周方向ひずみ計測値と解析値

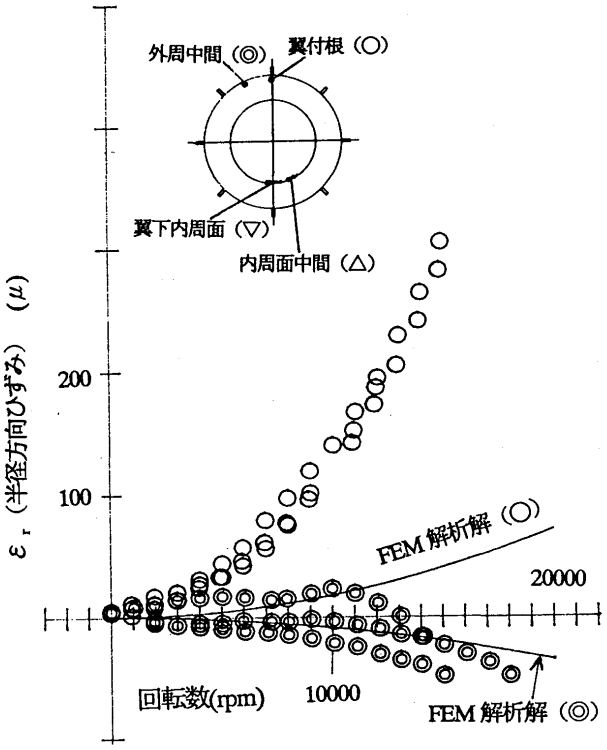
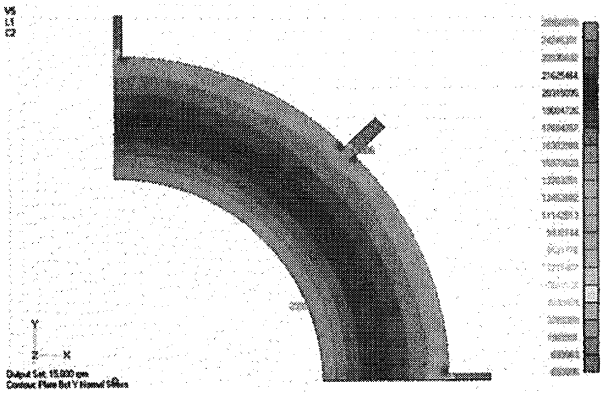
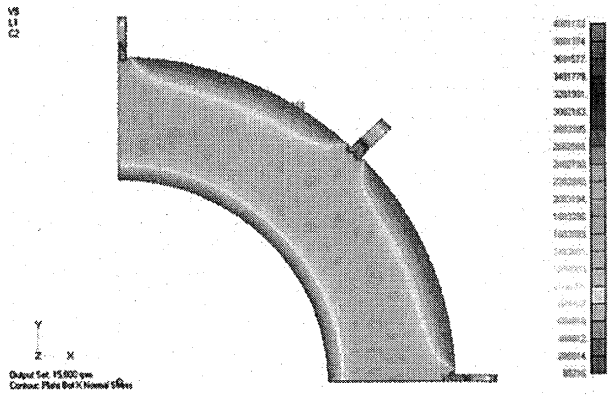


図６．半径方向ひずみ計測値と解析値



(a) σ_θ応力の分布



(a) σ_r応力の分布

図７　FEM(MSC/NASTRAN)の解析結果

（回転数：15,000rpm / E_θ=12,500 kgf/mm^2, E_r=8,000 kgf/mm^2, $G_{\theta r}$=3,600 kgf/mm^2, $\nu_{\theta r}$=0.26）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

5．回転破壊試験　　バースト試験を試みたが、模擬翼の破断が最初に生じ、更に、外周面からの小ブロックの剥離飛散のために全体がアンバランスとなり、異常振動のためディスクの内周からの遠心破壊まで試験を実施出来なかった。その状況を模式的に図８に示す。ブレード付根は３軸応力状態であるため解析値の等価応力で破線表示している。ブレードの破断は比較的低回転で生じた。前節の結果より、実際の破断時応力は大きい可能性がある。ブレード破断を検知して試験機が停止した後、ブレードを総て削除したディスク形状で試験を再開した。ブレード破断回転数を越えてから、回転数の増加に伴い外周面からｚ－方向繊維束を内包する小剥離片が断続的に飛び出し事が観察された。図９はその瞬間を捉えた写真である。表面研削で短繊維化してマトリックス中に存在するｚ－方向繊維はデッドウエイトとなり隣接外周の円周方向繊維を剪断破壊した結果と考えられる。このため、外周上に不均一な溝が生じて、アンバランスで、異常振動で停止した。ディスク内面から遠心破壊する高回転強度ロータの設計には、ブレード付根強度および外周部剥離強度向上が必要である。

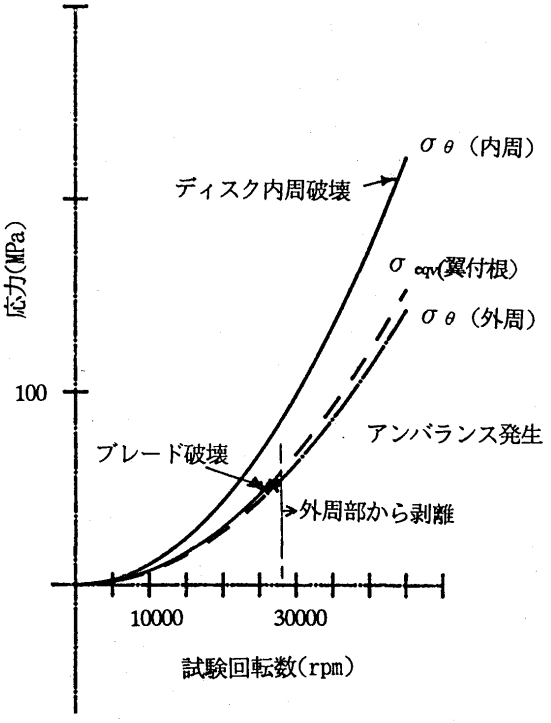
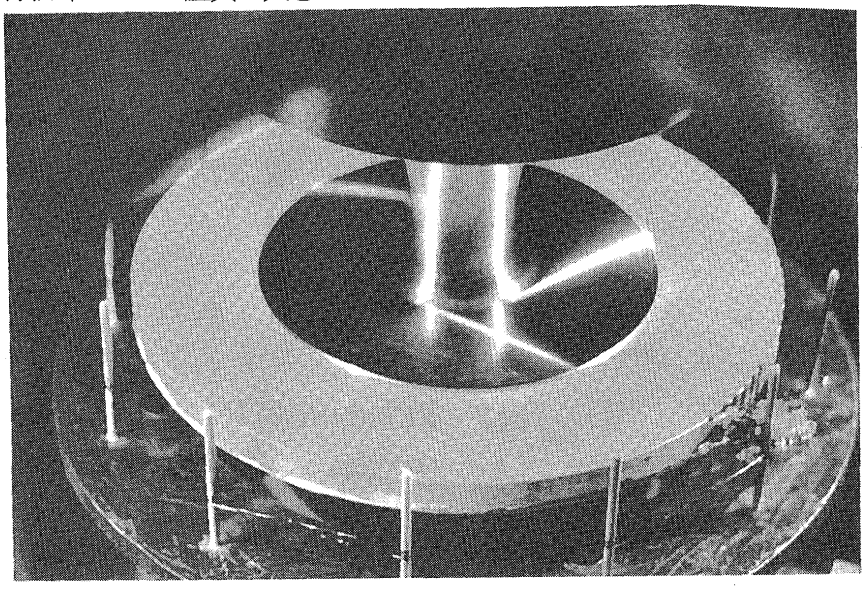


図８．模擬翼付Ｃ／Ｃディスクの破壊経過例

6．まとめ　　模擬翼付Ｃ／Ｃディスクを試作して，コールドスピンテストで回転ひずみ計測およびバースト試験を実施して以下の結論を得た。

(1)３Ｄ－Ｃ／Ｃ模擬翼付ディスクの破壊様式として、ブレード破断、外周部の剥離による異常振動（破壊）および内周からのディスク破壊等の多くの様式が観察された。

(2)回転ひずみの計測値は定性的に有限要素法解析解に一致するが、定量的には実測値の方が、かなり大きい傾向がある。特に、ブレード付根部ではその差異が大きい.


図９．Ｃ／Ｃディスク外周部からの剥離瞬間写真

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A—3

カーボン／カーボン複合材料の Off-Axis 強度特性

On the Off-Axis Strength for Carbon/Carbon Composite Materials

＊米内山 誠(東京都立航空工業高等専門学校)
大平 潤一郎(千葉大学)
呉 志新(マブチモーター)
栗原 和行(石福金属)

1. はじめに

カーボン／カーボン複合材料(以降 C/C 材と略記する)は、比強度、比弾性において優れた特性を有するほか、2000℃以上の高温強度も高く、熱膨張係数が低いことから、超耐熱材料として注目されている。C/C 材のこのような特性は、タービン部材のような高速回転部品に適しており、大いに期待されている。しかし、高い異方性特性を持つ材料としても知られており、特にせん断負荷に弱点を持っている。[1] ここでは、同材料の異方性特性を把握するためにプリフォームドヤーン法により製造された(0/90)交互積層材料と平織積層材料を用いて、5°、15°、30° 45°の Off-Axis 引張試験を行い、直交異方性弾性理論および破損則[2),3)]と比較検討したので報告する。

2. 試験片および試験方法

2. 1試験片

試験片の形状は、図1に示すLg／w＝6の短冊形を採用した。試験材料の主な仕様は、表1に示す。Off-Axis 角度(引張荷重の方向と繊維方向の角)については、図2に示す。

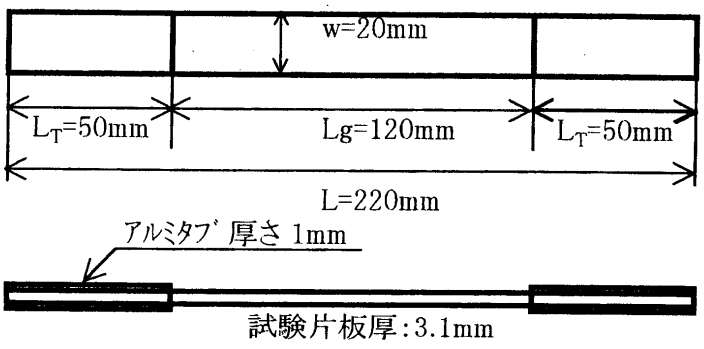


図1 引張試験片の形状

表1 C/C材引張試験片の主な仕様

No	モデル名	強化繊維	繊維配向	Ply数	Vf(%)	板厚	比重	焼成温度	メーカー名
1	C/C-1	T300	UD材	8	40	3.1	1.7	2000℃	アクロス
2	C/C-2	ベスファイト	平織り	9	60	3.1	1.5	1600℃	大和田カーボン

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集, 1997.10, (奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

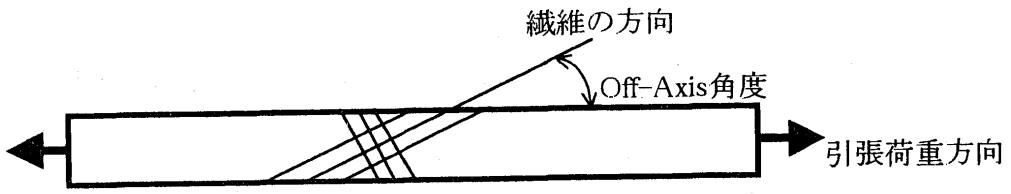


図2　Off-Axis 角度の説明

2. 2試験機および試験方法

モデル C/C-1 は、強化繊維 T300 を用いたプリフォームドヤーン製法(アクロス社 AC200-B03-2001)の1方向プリプレグ 0/90 積層材である。このモデルの試験は、油圧サーボ式万能試験機(島津製作所 UH-30)で行った。この試験機により、手動で 0.01mm/min 程度の負荷速度で上昇させ、荷重を一定に保ったのち、ひずみの計測を行った。

一方モデル C/C-2 は、ベスファイト HTA を強化繊維に用いた平織積層材(大和田カーボン社 C/C-201)である。このモデルの実験は、電気油圧サーボ式材料強度試験機(島津製作所 サ-ボパルサ- EHF-ED50kN-10L)で行い、この試験機専用の静的引張試験プログラムを用いて負荷速度を 0.03mm/min でコントロールし、荷重を一定に保った後、ひずみ計測を行った。

以上、2種類のモデルのひずみ測定は 2 軸(0/90)及び 3 軸(0/45/90)のひずみゲージより行った。また、アルミニウムタブとひずみゲージの接着には、両モデルとも瞬間接着剤(共和 CC-33A)を使用した。

3. 実験結果

繊維方向すなわち0° および90° の試験片は、両モデルとも各5本づつおこない、5° 、15° 、30° 、45° の Off-Axis 試験片については、各々 3 本実行し、それぞれの荷重方向弾性率、破断時の強さを算出した。これらの試験結果の平均値は、まとめて表2に示す。

表2　Off-Axis 引張試験結果

モデル名	弾性率 E(GPa)						引張強さ(MPa)						ポアッソン比
	0°	5°	15°	30°	45°	90°	0°	5°	15°	30°	45°	90°	
C/C-1	63	59	41	27	20	54	122	110	79	59	51	101	0.079
C/C-2	65	62	35	19	14	61	187	133	91	50	42	106	0.035

試験片の破断の様相は、モデル C/C-1 は、すべて最大荷重において瞬時に破断した。破壊様式は、Off-Axis 角度の増加 (5° から 45° まで) とともに繊維引張破断から明確な繊維せん断破断への遷移が観察された。他方、C/C-2 モデルでは、0° 、5° 、90° の3種については最大荷重において瞬時に破断したが、他の Off-Axis 角の試験片では、瞬時に分離することなく Pull-out を伴う繊維せん断破壊の様相を呈した。

また、Off-Axis 角の増加 (5° から 45° まで) に伴い応力-ひずみ線図にも変化が現れ、両モデルとも角の増加とともに線形領域が狭まると共に剛性、強度の低下が見られるが、その傾向は C/C-2 モデルの方が顕著であった。

Off-Axis 試験 0° 、90° 、45° のデータから 0° 方向弾性率 E_L、90° 方向弾性率 E_T、ポアッソン比 ν、面内せん断剛性率 G_{LT} を求め、直交異方性弾性理論から各々の Off-Axis 角に対する弾性率を計算した結果と実験値 (○印) との比較を図3、図4に示す。図中実線は、無限長試験片 (Lg/w = ∞) に対する

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

計算値であり、チャック部近傍におけるせん断変形の抑制による影響を考慮して、実際に使用した試験片の長さに補正した計算値[2] (Lg/w = 6) は点線で示す。両モデルとも実験値と計算値はよく一致しており、これらのC/C材は、直交異方性弾性体であることが解る。

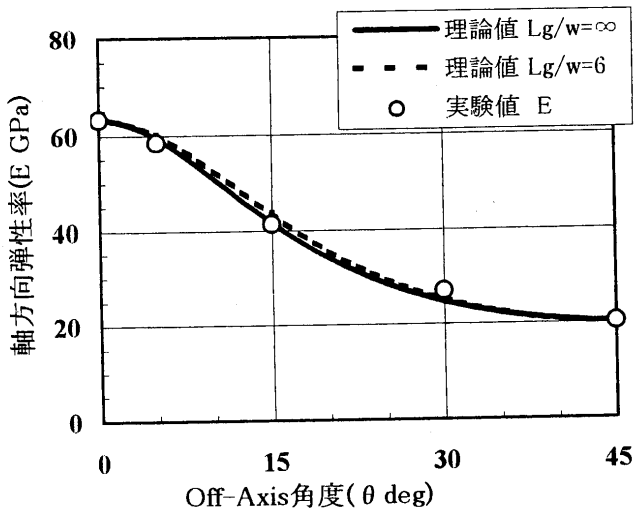


図3 C/C-1のOff-Axis弾性率

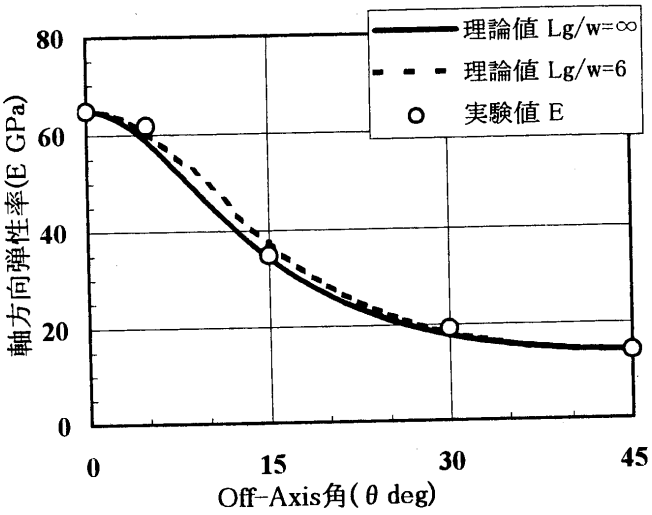


図4 C/C-2のOff-Axis弾性率

図5、図6は、Off-Axis引張試験による強さの変化を示している。この図は、複合材料の破損理論より最大引張応力説（図の細い実線)、最大せん断応力説（図の点線）およびTsai-Wu説（図の太い実線）を選び0°、45°90°における実験値 F_L、F_{LT}、F_T を用いて計算した値と実験値（□印）との比較である。両モデルとも全ての実験範囲において、Tsai-Wu説とよく一致しており、Off-Axis角が大きくなると最大せん断応力説ともよく合うことが解る。

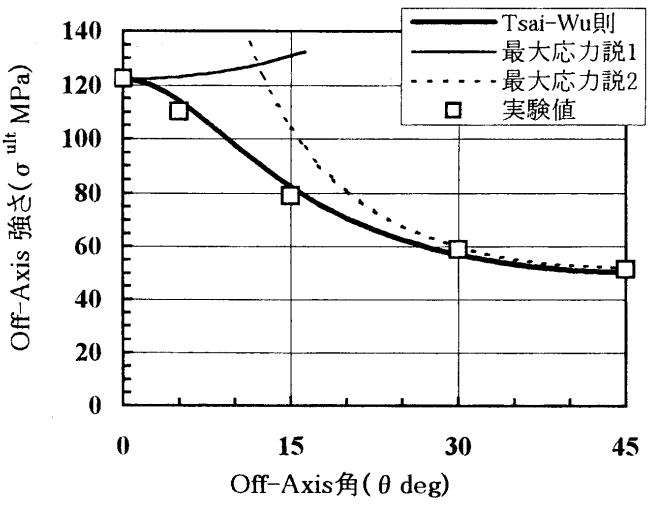


図5 C/C-1のOff-Axis強さ

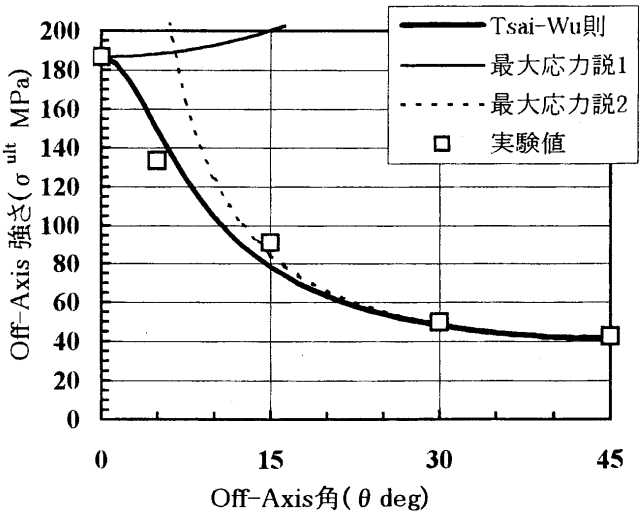


図6 C/C-2のOff-Axis強さ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．まとめ

製造方法、強化繊維、繊維配向等の異なる２種類の積層 C/C 材の Off-Axis 引張試験を行い以下の結論を得た。

1） 両モデルとも、直交異方性弾性体として取り扱うことが可能である。

2） 破損の法則は、両モデルとも相互作用理論に基づく Tsai-Wu 説とよく一致した。

3） プリフォームドヤーン法により製造された(0/90)交互積層材料(モデル C/C-1) の面内せん断剛性率は、G_{LT}＝6GPa、面内せん断強さは、F_{LT}＝26MPa であった。また、平織積層材料(モデル C/C-2) は、G_{LT}＝4GPa、F_{LT}＝21Mpa となった。

4） 等方性弾性体と比較するとき、両モデルとも面内せん断剛性率 G_{LT}、面内せん断強さ F_{LT} は低くなり、その傾向はモデル C/C-2 ほうが顕著であった。

おわりに、この実験の趣旨をよく理解し、熱心かつ綿密な計画のもとに実行した、大谷木　將貴君、亀山　直史君、栗原　啓太君（都立航空高専　機械工学科　１９９７年度卒業研究学生）に感謝する。

参考文献

1） 小河昭紀、祖父工靖、橋本良作、松末勝利：第 34 回材料研究連合講演会講演論文集；日本材料学会 (1990)

2） Leif A . Carlsson 、R . Byron Pipes 著、福田博、高雄善裕、影山和郎 訳：高性能複合材料の実験的評価；古今書院 (1990)

3） 福田博、横田力男、塩田一路　著：複合材料基礎工学；日刊工業新聞社 (1994)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A—4

SiCセラミック長繊維複合材料の材料設計

＊伊藤義康（東芝　重電技術研究所）
亀田常治（東芝　重電技術研究所）
池田　功（東芝　重電技術研究所）

1．緒　言

ガスタービンの効率向上を目指した耐熱材料の開発は継続的に進められている。中でもセラミックスに関しては、近年、急速な進歩が示されると共に、研究の主体がモノリシックからセラミック基複合材料（Ceramic Matrix Composite：CMC）に移ってきている。これは、セラミックス本来の優れた耐熱性のみならず、連続したセラミック長繊維による破壊靭性の顕著な向上が可能であり、高温部品として損傷許容の考え方が適用でき、高い信頼性が約束されるからである。

この様なセラミック基複合材料の創製は、一般にFig.1 に示すプロセスで示される。すなわち、マトリックスと強化繊維の選択、予備成形体の製造、複合化、最終仕上げ加工からなる。著者らは、前報[1)]において反応焼結法により新しく開発した緻密質SiCマトリックスの、SiC長繊維複合材料の諸特性について、CVI（内部化学蒸着）法や、PIP（前駆体含浸）法により製造されたSiC長繊維複合材料と比較し、明らかにした。その結果、マトリックスと強化繊維の選択は当然のことながら、同じSiC系長繊維複合材料であっても製造プロセスによって得られる特性には大きな差が認められ、用途に合わせた適正な材料設計が重要であることが明らかとなった。

Fig.1 にも示すように、セラミック基複合材料の材料設計は、主にマトリックスと強化繊維の適合設計、マトリックスと強化繊維の界面設計、製造プロセスの選択からなる。従来から複合材料の構造設計に関しては比較的多くの研究が行われてきたが、材料設計に関しては必ずしも画一化された方法が示されているとは言えない。これは、セラミック基複合材料の設計事象における素過程が複雑で全体像が把握しにくいこと、ならびにき裂のブリッジングによる靭性発現効果の研究に多くの興味が集中したためと考えられる。これからはセラミック基複合材料の多様な現象を分析・分類し、材料設計の体系化を進める必要がある。以上より、本研究では応力解析に基づくマトリックスと強化繊維の適合設計に関して検討を加えることを目的とする。

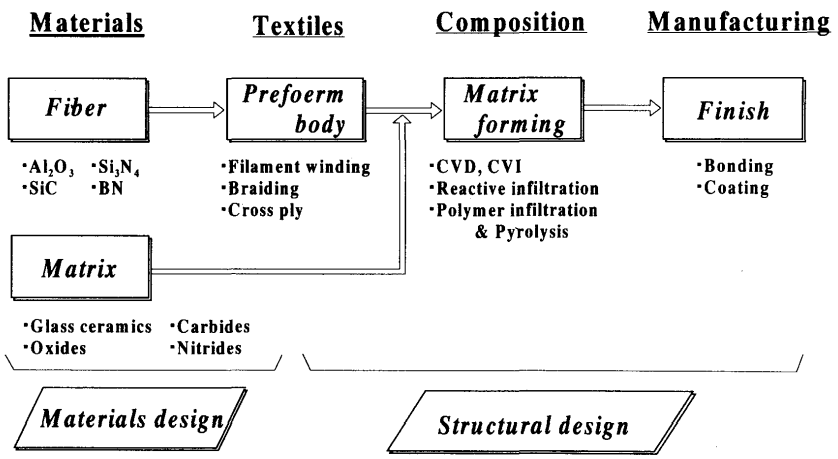


Fig.1 Production process of ceramic matrix composites

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2．解析モデルとＳｉＣ長繊維の特性

反応焼結法により製造したＳｉＣ長繊維複合材料の破面観察の一例をFig.2 に示す。反応焼結法によるＳｉＣ長繊維複合材料では、プロセス温度が高くなることからマトリックスと強化繊維の反応を避けることと、製造後に適正なマトリックス／強化繊維界面の力学特性を得る必要がある。[2)、3)] この目的のために強化繊維表面には界面制御材料のコーティングが施されている。界面制御材料には当初アモルファス炭素が用いられていたが、高温耐酸化性の観点から最近ではＢＮが一般的である。Fig.3 にはＣＶＤ（化学蒸着）法によりＢＮコーティングを施したＳｉＣ繊維の透過電子顕微鏡観察と電子線回折パターンを示す。写真から明らかなように、ＳｉＣ繊維は同心円状のデバイシュラー環であることからランダム方位の多結晶体であることが分かる。一方、ＢＮコーティング層は配向性の高い多結晶体特有の電子線回折パターンが観察され、その配向軸（ｃ軸）はＳｉＣ繊維に対し直角方向に形成されている。すなわち、層状の六方晶ＢＮがＳｉＣ繊維表面に形成されており、この六方晶ＢＮに関しては層間の結合力が極めて弱く、繊維の引き抜けが容易に行われる。Fig.4 には単繊維に注目したセラミック基複合材料の解析モデルを示す。マトリックスと強化繊維の適合設計には、この様なシンプルな解析モデルの設定が有効である。

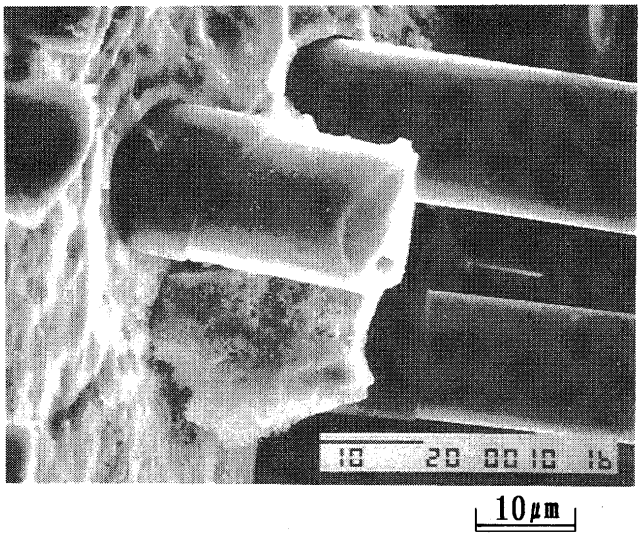


Fig.2 SEM obervation of fracture surface showing fiber pullout and BN coating

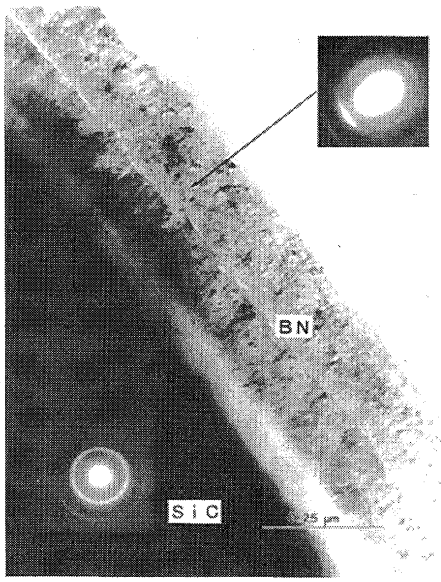


Fig.3 TEM observation of SiC fiber with BN coating

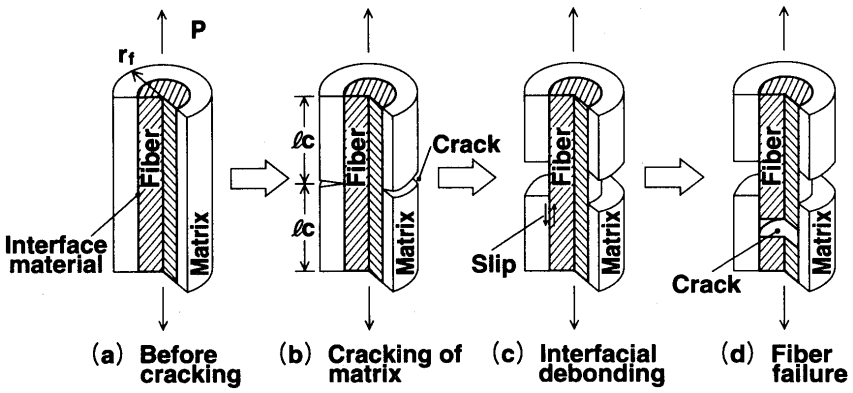


Fig.4 Schematic failure mode of ceramic matrix composite

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Fig.4 から明らかなようにセラミック基複合材料の破壊モードはマトリックスの破壊、マトリックス／強化繊維界面のはく離、強化繊維の破壊の３ステップから構成される。マトリックスの破壊は、セラミック基複合材料の設計応力として最も重要なクライテリオンであり、本報ではこれに注目して検討を進める。すなわち、強化繊維の破壊はセラミック基複合材料の最終破壊強度を意味するが、これは適正なプロセスを選択することによりFig.5 の強化繊維の破壊から容易に推定することが出来る。Fig.5 からＳｉＣ長繊維の強度は界面制御材料であるＢＮコーティングにほとんど影響されないことが明らかである。

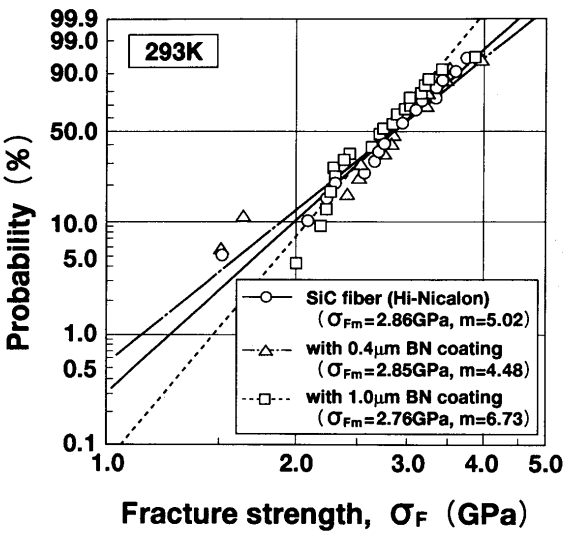


Fig.5 Fracture strength of Hi-Nicalon

３．マトリックスの残留応力特性

Fig.6 に示すようなシンプルな解析モデルによる残留応力特性の解析的検討を加える。このモデルでは繊維半径ｒｆとマトリックスの厚さｔの比を変えることで図にように繊維含有率の影響を評価することが出来る。既にこのモデルに関しては厳密解が求められており、Fig.7(a),(b)の縦軸に示すような無次元化パラメータの有効性が示されている。[4]すなわち、図には一例としてマトリックスに作用する繊維軸方向に作用する応力σ_a、半径方向に作用する応力σ_rに及ぼすヤング率比、繊維含有率の影響をまとめて示す。マトリックスと強化繊維の熱膨脹係数差（$\alpha_m - \alpha_f$）、製造プロセス温度から室温までの冷却温度差ΔＴが大きくなるほど、残留応力は高くなる傾向を示す。また、繊維含有率が高いほどσ_aは高く、σ_rは逆に低くなる。σ_aとσ_rの符号は逆になることなどが明らかである。

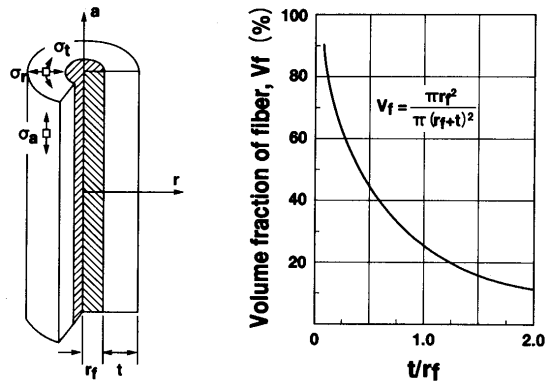


Fig.6 Residual stress analysis

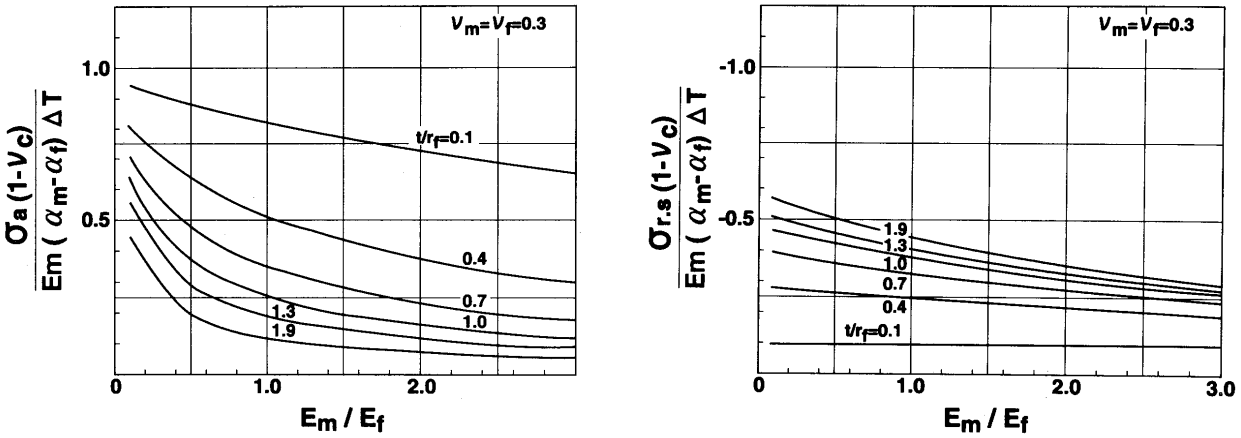


Fig.7 Residual stress (a) σ_a in matrix (b) σ_r at matrix site interface

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

このような残留応力がセラミック基複合材料のマトリックス破壊強度に大きな影響を及ぼすことは明らかにされている。[6),7)] すなわち、マトリックスと強化繊維の熱膨脹係数の大小関係は、Fig.8 に示すように残留応力特性に大きな影響を及ぼす。$\alpha_m > \alpha_f$ の場合にはマトリックスに引張残留応力σ_a が生じ、繊維の拘束が高くなる。これはマトリックスの初期破壊強度を低下させるとともに、繊維の引き抜けすなわち靭性の発現を阻害する。一方、$\alpha_m < \alpha_f$ の場合にはマトリックスに圧縮残留応力σ_a が生じ、マトリックス／繊維の界面がルーズとなる傾向を示す。さらに、マトリックスに圧縮残留応力σ_a を高くするのは$E_m < E_f$ となる材料選択、繊維含有率を高くすることが有効である。

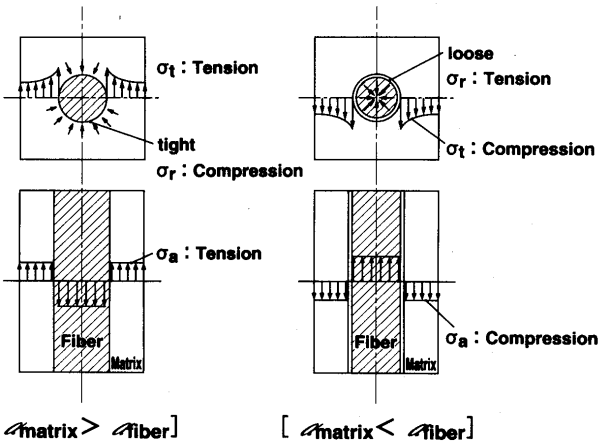


Fig.8 Residual stress characteristics

4．マトリックスのき裂進展特性

マトリックスに生じたき裂の進展特性を明らかにするため、Fig.9 に示すようにヤング率が異なる材料１と材料２の積層材が一様引張を受け、マトリックスである材料１から強化繊維である材料２に向かって荷重軸に垂直方向にき裂が進展する場合を解析対象とした。解析には汎用の有限要素法弾性解析プログラムを（平面ひずみ四角形要素）を用いた。応力拡大係数は有限要素法解析解析より得られたき裂先端近傍の開口変位の結果を、応力拡大係数が既知の基準問題により補正を行う比例外挿法を用いて算定した。[8)] マトリックスと強化繊維のヤング率の比E_2 / E_1 を数種類に変え、ポアソン比はマトリックスと強化繊維共に０．３として解析を実施した。

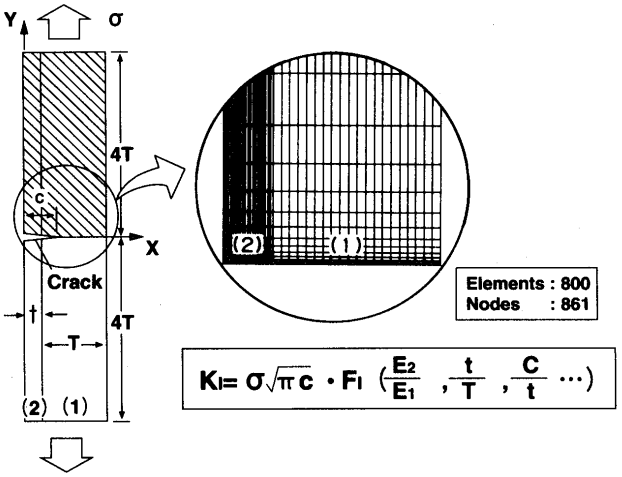


Fig.9 Finite element analysis model

Fig.10にはマトリックスに生じたき裂の先端近傍における応力分布を示す。ただし、強化繊維のヤング率に比べて、マトリックスのヤング率が(a) 低い場合、(b) 全く同じ場合、(c) 高い場合に関する解析結果である。き裂進展に関して最も重要な役割を果たすσ_y成分に注目すると、マトリックスのヤング率が高いほど、σ_yの値も高くなる傾向が分かる。また、き裂先端のマトリックス／強化繊維の界面はく離に影響を及ぼすσ_x、τ_{xy}成分[9)]に注目すると、同様にマトリックスのヤング率が高いほど、σ_x、τ_{xy}の値も高くなる傾向が分かる。すなわち、強化繊維に比べてマトリックスのヤング率が低いほど、マトリックスに作用する応力は低目となり、強化繊維に比べてマトリックスのヤング率が高いほどマトリックス／強化繊維の界面はく離は広範囲で生じ易くなる傾向を示す。

Fig.11には応力拡大係数の解析結果をまとめて示す。本問題の応力拡大係数K_I は、一様引張応力σとき裂長さｃの関数としてFig.9 中に示す式として得られる。ただし、F_I は形状と材料の弾

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

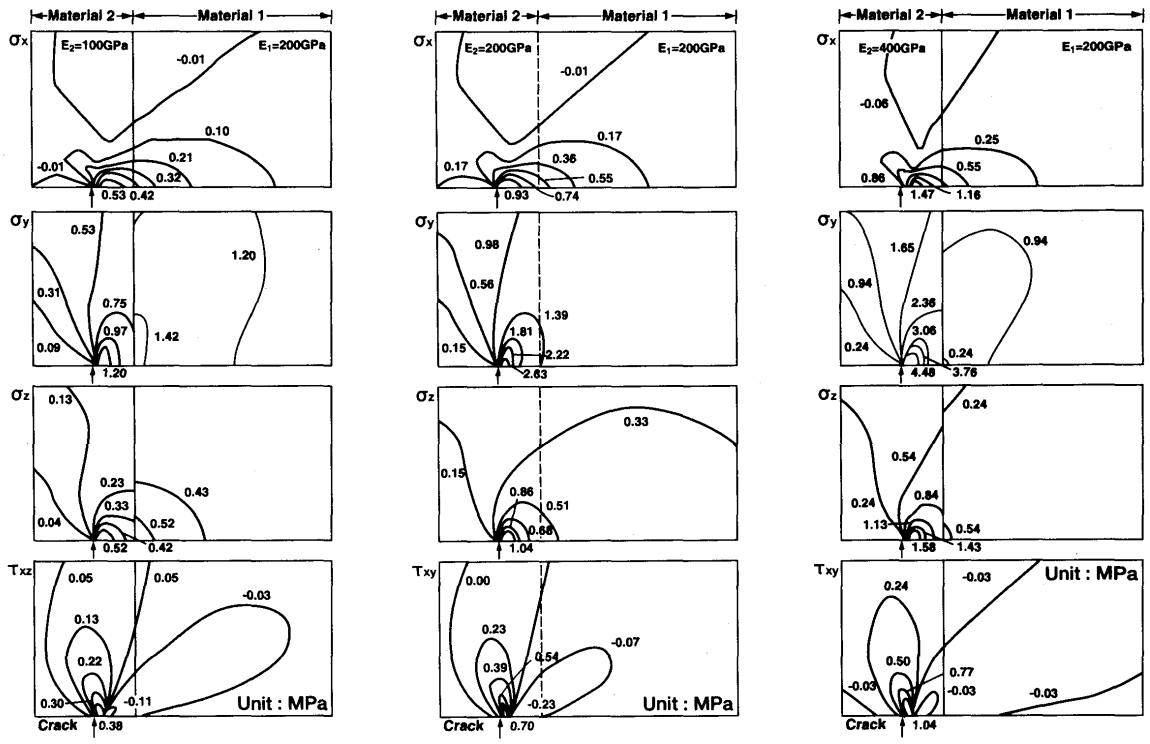


Fig. 10 Stress distribution near crak tip　　(a)E2/E1=0.5　(b)E2/E1=1　(c)E2/E1=2

性定数の関数である。図から明らかなように、強化繊維に比べてマトリックスのヤング率が低い場合には、F_I 値は均質材に比べて低めとなり、マトリックス／強化繊維の界面近傍に向けて低下する傾向も認められた。すなわち、マトリックスのき裂進展抑えるには$E_m < E_f$ となる材料選択、が有効で、繊維含有率が高いほどき裂進展抵抗が高くなる傾向を示す。

5．マトリックスと強化繊維の適合設計

マトリックスと強化繊維の適合設計を行うために作成したデータマップをFig. 12に示す。ただし。図中にはセラミック基複合材料に用いられる各種強化繊維とマトリックス材料の、室温のヤング率と熱膨張係数を示す。この図を用いて、マトリックスと強化繊維の適合設計に関し考察を加える。まず、強化繊維としてＳｉＣ繊維（Hi-Nicalon）に注目すると、図中に示すようにＳｉＣ繊維のヤング率と熱膨張係数を基準にマトリックスがⅠ～Ⅳの４領域に分類される。

３章において検討を加えたように、$\alpha_m < \alpha_f$ の場合にはマトリックスに圧縮残留応力σ_a が生じ、マトリックス／繊維の界面がルーズとなる傾向を示す。さらに、マトリックスに圧縮残留応力σ_a を高くするのは$E_m < E_f$ となる材料選択、繊維含有率を高くすることが有効である。また、$E_m < E_f$ となる材料選択の有効性は、

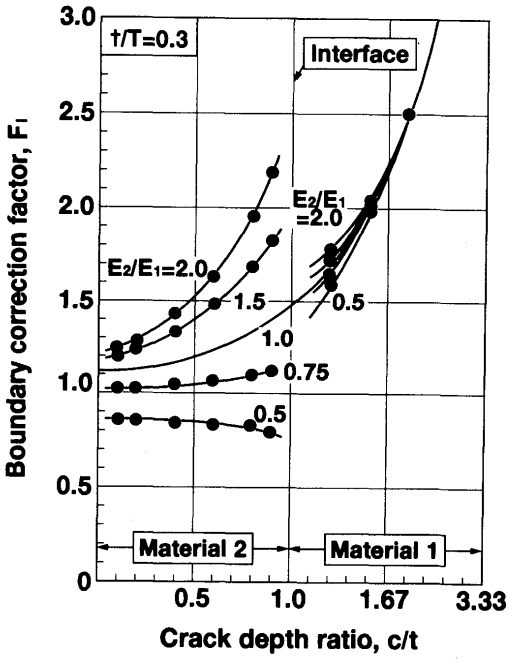


Fig. 12 Stress intensity factors

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

４章において破壊力学的検討を加えたがマトリックスのき裂進展抑えるためにも有効である。したがって、熱膨張係数の観点からは領域Ⅱ、Ⅲのマトリックス、ヤング率の観点からは領域Ⅲ、Ⅳのマトリックスの材料を選択することが好ましい。図から明らかなように、この様な観点から最も好ましい選択は領域Ⅲの材料である反応焼結Si_3N_4やＬＡＳガラスであることが明かである。ＳｉＣマトリックスに限定すると、反応焼結ＳｉＣの熱膨張係数がＳｉＣ繊維（Hi-Nicalon）と近く、ホットプレスＳｉＣやＣＶＤ法ＳｉＣに比べると初期破壊強度の高い緻密質のマトリックスを形成することが可能と考えられる。ホットプレスＳｉＣやＣＶＤ法ＳｉＣマトリックスに関しては、初期破壊強度が低くなる傾向を示すと共に、多孔質として見掛けのヤング率を低下させ強化繊維の適合を計ることが有効となる。

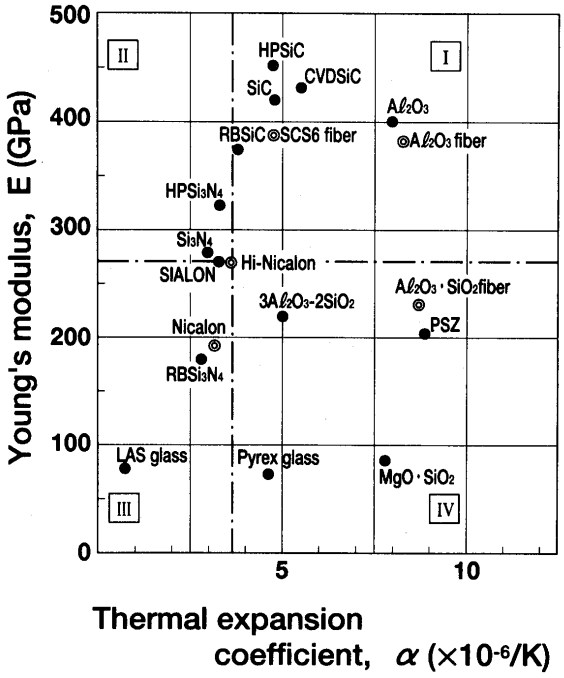


Fig.13 Matching design between SiC fiber and matrix

6．結　論

（1）ＣＶＤ（化学蒸着）法によりＢＮコーティングを施したＳｉＣ繊維の電子線回折パターンから、ＳｉＣ繊維はランダム方位の多結晶体であり、ＢＮコーティング層は配向性の高い層状の六方晶ＢＮ多結晶体であり、その配向軸（ｃ軸）はＳｉＣ繊維に対し直角方向であった。

（2）マトリックスと強化繊維の熱膨脹係数が$\alpha_m < \alpha_f$の場合には、製造プロセスにおいてマトリックスに圧縮残留応力σ_aが生じ、マトリックスの初期破壊強度を向上させると共に、マトリックス／繊維界面がルーズで引き抜けが生じやすくなる。さらに、マトリックスの圧縮残留応力σ_aを高くするには$E_m < E_f$となる材料選択、繊維含有率を高くすることが有効である。

（3）線形破壊力学解析により、マトリックスのき裂進展を抑えるには$E_m < E_f$となる材料選択、が有効で、繊維含有率が高いほどき裂進展抵抗は高くなる。また、強化繊維に比べてマトリックスのヤング率が高いほどマトリックス／強化繊維の界面はく離は広範囲で生じ易くなる傾向を示す。

（4）マトリックスと強化繊維の適合設計を行うためにデータマップを作成し考察を加えた。

参考文献

（1）浅山雅弘、池田誠、伊藤義康、第１１回ガスタービン春期講演会論文集
（2）香川　豊、セラミックス、31-8,(1996)656
（3）長村光造、落合庄治郎、酒井　明、材料、43-492,(1994)1065
（4）伊藤義康、柏谷英夫、日本セラミック協会学術論文誌、98-11,(1990)1238
（5）D.B.Marshall, A.G.Evans, J. Am. Ceram., Soc., 68-5,(1985)225
（6）Y.Kagawa、Materilas Transactions, JIM, 35-5,(1994)363
（7）P.G.Charalambides, A.G.Evans, J. Am. Ceram., Soc., 72-5,(1989)746
（8）Y.Itoh, J.Fukakura, H.Kashiwaya, Nuclear Engineering and Design, 94.(1986)249
（9）K.Goto, Y.Kagawa, Materials Science and Engineering, A176,(1994)357

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A—5

光反射方式によるセラミックス動翼の翼端すきまセンサ

松田幸雄（航空宇宙技術研究所）

1. まえがき

ガスタービンの動翼とケーシングとの翼端すきまを通過する漏れ空気は、その全体効率に大きな影響を与える。この翼端すきまを計測するセンサには、電磁気現象の一種である渦電流変化を利用したセンサ[1)]、キャパシタンスなど電気回路定数変化を利用したセンサ[2)]、放電現象を利用したセンサ[3)]などが用いられているが、これらのすきまセンサは、その測定原理から動翼が金属であることを前提としている。

昭和63年度から通産省・工技院で実施されている「セラミックガスタービンの研究開発[4)]」では、タービン動翼がセラミックスであるため、このような測定原理による翼端すきまセンサをそのまま使用することは不可能で、例えば動翼表面に金属被膜を付加するなどの、計測のための特別な加工が必要となる。これに対して光を動翼先端に投射し、その反射光の位置変化からセンサと動翼先端との距離を測定するセンサでは、セラミックスのような非金属の動翼でも原理的に測定が可能である。また光の反射による距離測定センサは、その測定原理から動翼の材質及び通過速度、センサ周囲の電磁気的影響、動翼先端の温度、圧力などに測定値が影響されることがない。これは他の測定原理によるセンサに比べ大きな特長であり、特にセンサのキャリブレーションで有利となる。

以上のことより、光の反射による距離測定法で翼端すきまを計測するセンサを検討した[5)]。本稿ではこの結果をもとに、実用型のセンサを試作したので報告する。なおこの試作したセンサを、ここでは‘翼端すきまセンサ’と略称することにする。

2. 翼端すきまセンサの測定原理と構成

2.1 測定原理

図１に光反射方式による距離測定の原理を示す。図１において、Ａから投射された光が動翼先端で反射されＢ点に達する。ここで測定対象である動翼先端の移動距離 d の変化は、Ｂ点での位置変化 dm を検出することによって求められ、両者の関係は次のようになる。

$$dm / d = \mathrm{Sin}(2 \cdot \theta)$$

ここでθは投射光が動翼先端に対して入射する角度である。θは測定精度を考慮すると45°に近い値が望ましいが、光の反射率や実際のセンサの構成から限界がある。試作した翼端すきまセンサでは、センサの先端径をなるべく小さくすることを目標としたが、センサの構成方法等から最終的に20φとなり、これよりθは約30°となった。

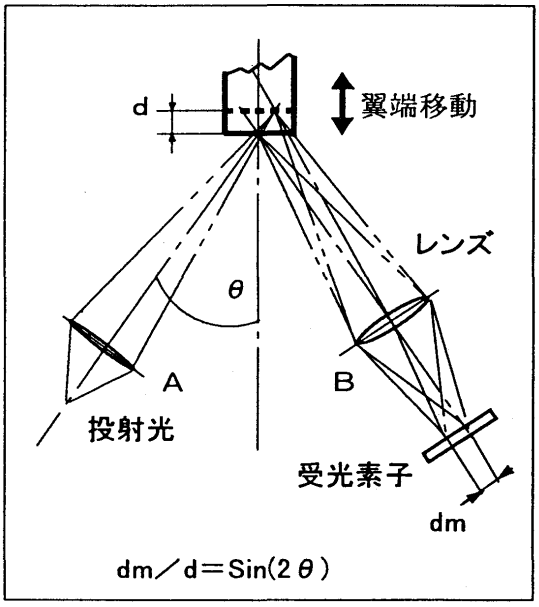


図１．光反射方式の測定原理

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2.2 翼端すきまセンサのセンサヘッド

ここで試作した翼端すきまセンサのセンサヘッドを図２に示す。センサヘッドには光源としてレーザダイオード（ＬＤ）を内蔵してある。試作したセンサヘッドの特徴は、このＬＤを直角に配置してあることである。その理由はセンサヘッドの先端径を小さくすることと、半導体素子であるＬＤの冷却を容易にするためで、実機装着ではＬＤの格納筒にヒートシンクを装着して、電動ファンによる空冷を行うことを考慮している。

ＬＤからの光は反射鏡で直角に曲げられ、対物レンズを経て測定対象の動翼先端に投射する。動翼先端からの反射光は同じ対物レンズから受光レンズを経て、イメージガイドの光入射面に達する。イメージガイドはコア径 25μmの光ファイバを、本センサの受光素子であるＣＣＤの受光面に対応した形状（10層×5mm）に束ねたもので、受光した光点位置をそのままＣＣＤ受光面に導いている。LD収束レンズ及び対物レンズには非球面レンズを採用した。また受光レンズには、後述するように測定分解能を上げるため、約2倍の拡大率のものを採用した。保護ガラスは、対物レンズを測定雰囲気の熱から保護するもので、水晶ガラスを採用した。センサヘッド先端径は 20φ、焦点位置までの距離は保護ガラス前面より 2mm である。

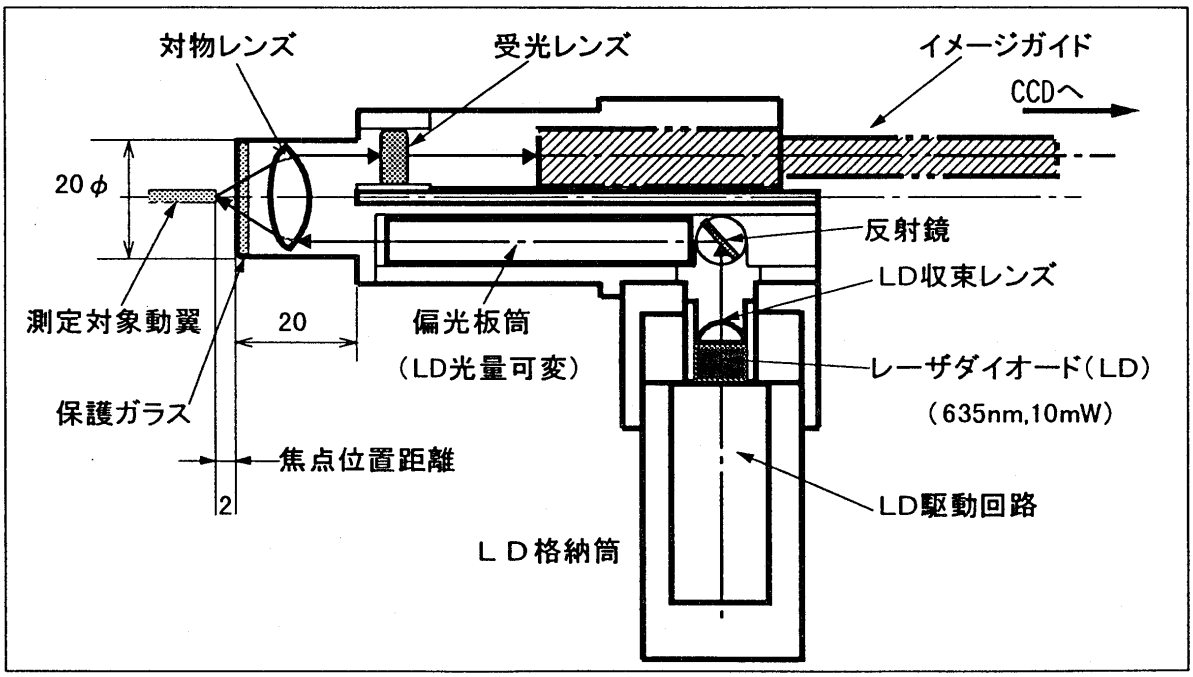


図２．翼端すきまセンサのセンサヘッド

ＬＤには可視光の波長(635nm)で最大出力が10mWのものを用いた。ＬＤ出力は収束レンズ等で1/2以下に、さらに対物レンズ及び保護ガラスで80%程度に減衰して、最終的に 4.0mW となった。このセンサヘッドでは、ＬＤ出力光量を連続的に可変するための偏光板による減衰器を内蔵しており、偏光板を取付けた筒の回転により、3.3mW～14.4μW (-23.6dB) と連続的な光量可変が可能で、さらにＬＤ駆動回路の可変抵抗により50%の光量調整が可能である。

一般に光の反射を利用したセンサでは、測定対象の表面反射率の変化に対応する必要がある。例えば金属とここで測定を目的とするセラミックスとの表面反射率の差は約20dBもあり[5]、そのような測定対象に対しては、上述した程度の光量可変が可能であることが必要である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2.3 受光素子と測定分解能

図１でＢ点での位置変化 dm を検出するには、一般に１次元の受光素子を用いるが、その検出可能距離、分解能、応答性が翼端すきまセンサの性能をほぼ決定する。ここでは表１に示す性能を有する１次元ＣＣＤ（電荷結合素子）を採用した。この場合本センサの分解能δは、θ=30°で次のようになる。

$$\delta = (3.328/256)/0.866 = 0.015\ \text{mm} = 15\ \mu\text{m}$$

求められた分解能δは、ここで計測を目的とする翼端すきまの値に対して不十分と考えられる。そこで上述したように、図２の受光レンズに約２倍の拡大率を持つものを採用した。これにより分解能は約 7.5μm に改善した。この場合測定可能距離は 1.614 mmとなる。

表１．ＣＣＤセンサの性能

受光画素数	256 bit
受光有効長	3.328 mm
感　度	1500 mV ／ Lux.sec
受光素子応答性	50 nsec
最高走査周波数	4 MHz

図３にＣＣＤ出力信号の概略を示す。ＣＣＤは一定の周期（ここでは 256μS）で走査しており、その出力は一周期毎に図３に示すような受光量に応じた振幅分布を示す。ここで測定を目的とする dm の値は、走査開始点を基準として最大値（図では最小値）を示す点までの時間であり、その時間に比例した受光画素の位置を 1～256 のビット値で求めている。従ってこの測定は基本的にディジタル計測になるため、アナログ素子を用いた場合と比べて測定誤差は小さい。

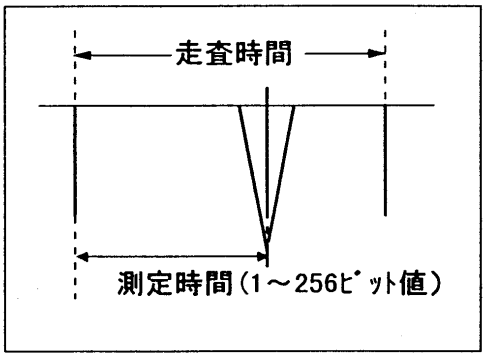


図３．ＣＣＤ出力信号

2.4 ＣＣＤ信号処理回路

ＣＣＤ信号処理回路は、回転する動翼とケーシングとのすきまを計測することを目的に構成した。図４に全体のブロックダイアグラムを示す。本回路はイメージガイドからの光反射信号を受けるＣＣＤ素子の駆動回路、その出力から図３の最大値を示す時間に比例したＣＣＤの出力ビット値（ピーク値）を検出し保持する基本回路と、測定動翼の回転速度信号を受けて測定信号出力を時間的に制御する測定動翼指定回路からなっている。また本回路の出力信号はパーソナルコンピュータで処理している。

図４の基本回路では、図３に示すようなＣＣＤ出力の最大値に対応する時間を検出し、ＣＣＤ

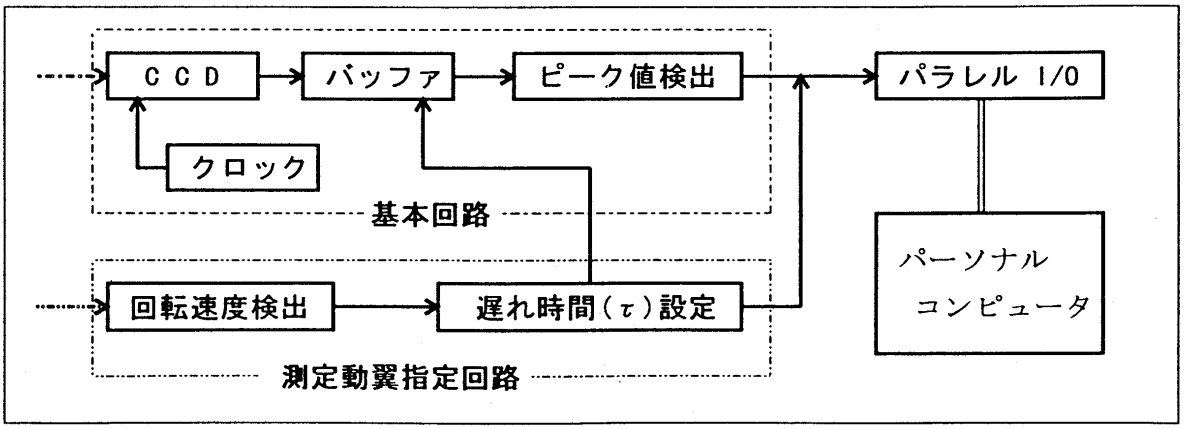


図４．ＣＣＤ信号処理回路ブロックダイアグラム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

の一周期毎に連続的に出力する。従って測定対象が回転している場合では、動翼がセンサ位置にある場合以外はその出力は得られず、また動翼とセンサ位置が一致した場合でも、測定する動翼を指定することはできない。そこで動翼回転時において、測定開始時期と指定した動翼通過を一致させる機能を付加した。これは一回転周期に同期して、回転速度信号を基準とした遅れ時間を設定し、その時間で計測を開始し、その時のＣＣＤ出力を保持する回路である。ここで遅れ時間の設定値τは、測定を指定する動翼番号を n とすると次のようになる。

$$\tau = Tp\ (\ n - 1 + \Delta L\ )$$

ここにΔＬは回転速度信号を検出する位置と、n = 1 の動翼との距離を動翼間隔で除した値である。

図５に動翼通過に対するτと回転速度信号及びＣＣＤ走査周期信号との関係を示す。ここで測定開始位置は、動翼指定信号とＣＣＤ走査周期信号が初めて一致した位置（２点鎖線で示した位置）である。ここでＣＣＤの走査時間をTs、動翼間隔に相当する１ピッチ時間を Tp 、回転速度を N [rpm]、動翼枚数を ns とすると、それぞれの関係は次のようになる。

$$Ts < Tp \quad 、Tp = (\ 60 / N\ ) / ns$$

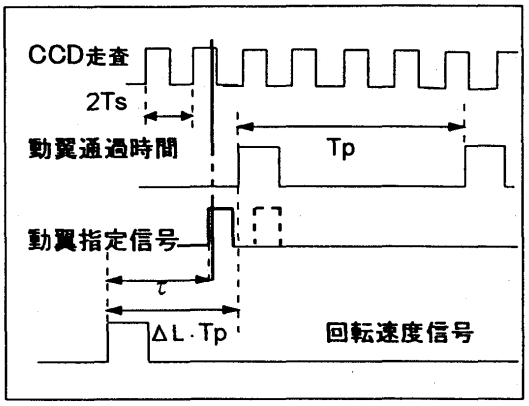


図５．測定信号タイムチャート

3. 翼端すきまセンサの特性

3.1 翼端すきまセンサの静特性

翼端すきまセンサの静特性は、光学測定で用いられる微動台（最小微動距離 10μｍ）にセンサヘッドを固定し、これと基準となる反射体を相対させて測定した。この基準反射体には、①表面を研磨した鉄製のブロックと、後述する②模擬動翼と同様なエポキシを主成分とする材料を研磨したもの、を用いた。この場合ＬＤの出力は、①20μＷ 及び②400μＷであった。

静特性は図２の保護ガラスと基準反射体を平行に接触させた位置を基準点として、その点からセンサヘッドを 20μｍのスパンで移動させ、その時の微動台のマイクロメータ目盛に対する翼端すきまセンサ出力を測定して求めた。図６に①の反射体を用いて測定した結果を示す。図で横軸はＣＣＤの出力ビット値、縦軸は

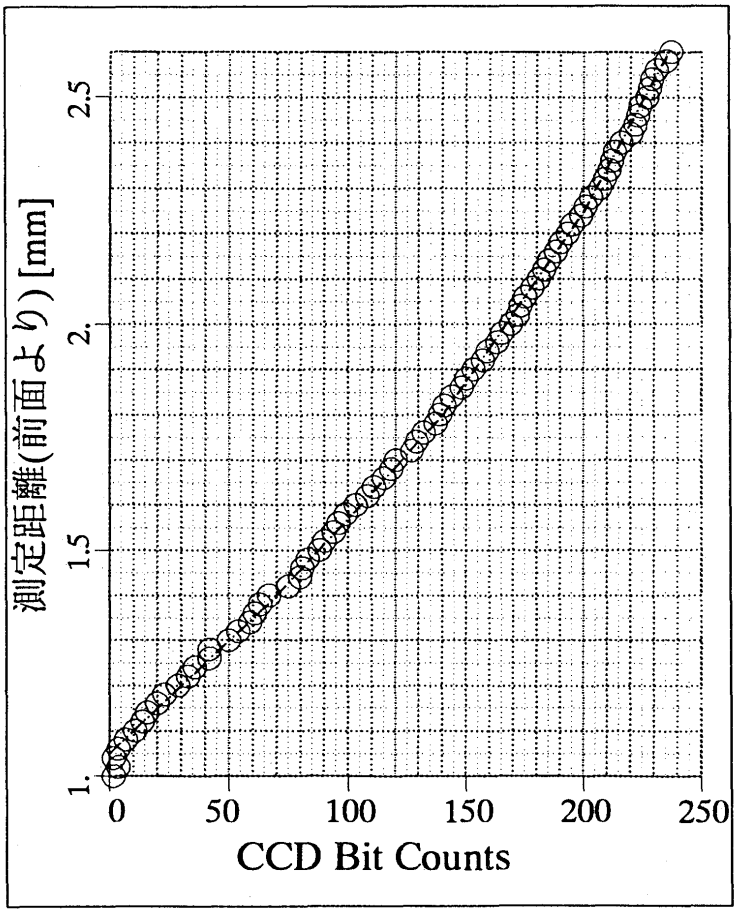


図６．翼端すきまセンサの静特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

センサの保護ガラス前面からの距離である。図６の結果を見ると、センサ出力に対する距離の変化は5)と異なり、直線にはならず２次曲線になる。これはセンサヘッドを構成するレンズ系の特性によるものと思われる。図で一点鎖線はこの特性を折れ線近似したもので、これより測定誤差は±20μm となった。また②の反射体を用いた場合、測定誤差は±30μm となった。このように基準反射体の表面状態により測定誤差が異なるが、これは図３におけるＣＣＤの最大値を示す波形が、反射光の散乱により明確なピークの形にならないためである。また測定範囲は両端で測定誤差が大きくなるため、約 1.4mm となった。

3.2 模擬動翼回転試験装置による翼端すきま計測

模擬動翼が回転する試験装置を用いて、翼端すきま計測実験を行った。模擬動翼はエポキシを主成分とする材料で製作したもので、翼高 30mm、翼弦 20mm及び翼先端最大幅 1.5mmである。模擬動翼回転試験装置は、これを18枚植込んだ回転体（翼先端ピッチ円の直径は 120φ）をインバータ制御モータで回転させる装置である。模擬動翼先端の反射率は、計測を目的とするセラミック（Si_3N_4)製のラジアルタービン動翼先端と同程度であることを確認している。センサヘッドはケーシング上部にアダプタで装着し、センサヘッドに付けられたマイクロメータにより、測定基準位置の微動が可能である。回転体はモータ軸に直接装着されており、回転速度を10,000 [rpm]まで連続的に可変できる。回転速度の計測には、回転軸に付けられた突起物の通過を光学的に検出する反射型光センサを用いている。

以上の試験装置により翼端すきま計測を行った。図７に測定結果の一例を示す。これは同一の動翼について、回転速度 N = 10,000 [rpm] において、200 サンプル測定した結果をヒストグラムで示したものである。図７で最大サンプル数での測定値は 0.703 mm、全体の平均値は0.702 mmである。また図８は同一の動翼について回転速度を 1000 ～ 10,000 [rpm]と変え、各点で異なるτを設定して測定した結果を示したものである。図で N ≦ 2000 [rpm]では、測定値にかなりのバラツキが生じているが、これは低い回転速度ではＣＣＤの走査周期時間が動翼

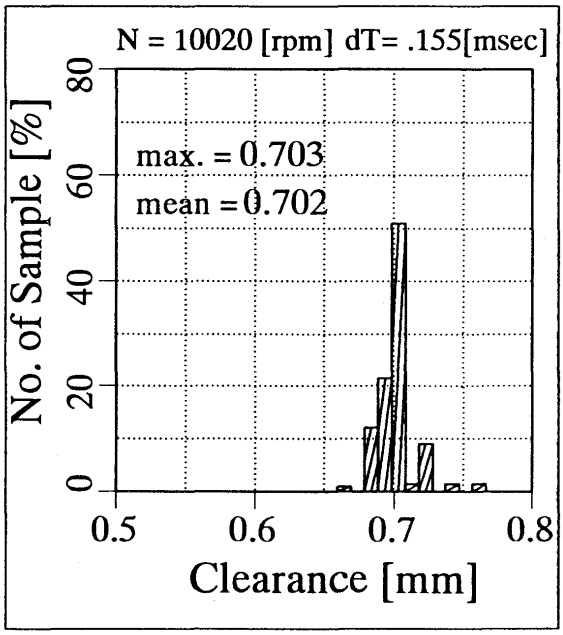


図７. 測定結果の一例

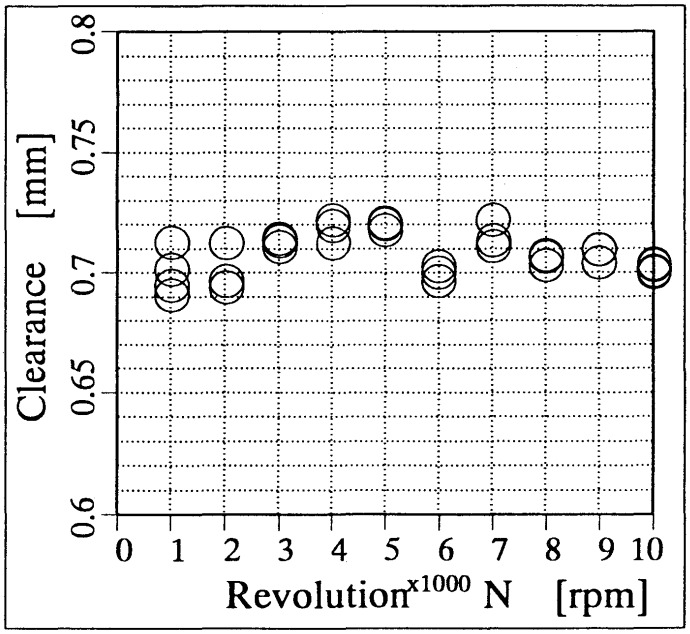


図８. 回転速度の変化に対する測定結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

通過時間に対して小さいため、τの設定により測定開始位置が異なり、動翼のリーディングエッジからトレーリングエッジの間の、異なったすきまを計測していることによる[5]。
また N = 6000 [rpm]付近では、常に大きな変動が見られその測定値に再現性が見られない。この原因は明らかではないが、動翼の振動が生じているのでは無いかと思われる。

3.3 耐熱試験

翼端すきまセンサを実機に装着する場合、耐熱性が最大の問題になる。図２のセンサヘッドを構成する部品の中では、特に半導体であるＬＤの耐熱性が問題となる。そこでセンサヘッドよりＬＤと受光部のイメージガイドを除き、各部分に熱電対を貼付した温度計測用のダミーのセンサヘッドを用意し、今後これを電気ヒータとブロアによる高温発生装置に装着して、センサヘッドの各部分の温度上昇と、ＬＤ格納部の空冷による冷却効果を計測する予定である。

4. まとめ

光の反射による距離測定法を、セラミックガスタービン動翼の翼端すきま計測に適応した翼端すきまセンサを試作した。この翼端すきまセンサは、ケーシングに装着する径が20φのセンサヘッドと、センサ出力信号処理回路及びパーソナル計算機で構成される。光源には、センサヘッドに内蔵したレーザダイオードを採用し、光量を広い範囲で可変することができる。出力信号処理回路に内蔵された、受光素子である１次元ＣＣＤとセンサヘッドとは、光ファイバで結合されている。翼端すきまセンサの測定距離は 1.4 mm、測定精度は測定対象の反射面で異なり、±0.02 ～±0.03 mm である。翼端すきま計測の目的であるセラミックガスタービンの動翼と、表面反射率が同程度の材料による模擬動翼が回転する試験装置を製作して計測試験を実施した結果、本翼端すきまセンサが、十分な精度でガスタービンの翼端すきまを測定することが可能であることが分かった。

光の反射を利用したセンサの最大の特長は、センサ周囲の電磁気的影響、温度・圧力、動翼の材質及び通過速度などに測定値が影響されないことである。しかし欠点として反射対象が汚れなどでその反射率が変化した場合、測定が不可能になる点が指摘されている。本翼端すきまセンサは測定対象をセラミックス製動翼としているが、その表面反射率は金属表面が汚れなどにより反射率が低下した場合と同等かそれ以下である。従って本翼端すきまセンサのように、光源の光量を測定対象の光反射率変化に対応して可変することにより、汚れによる金属動翼の表面反射率が低下した場合でも、すきま測定が可能である。

本研究は通商産業省・工業技術院が実施している「セラミックガスタービンの研究開発」のもとに行なわれた。

参考文献

1) 越沼威、今池宏 「ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝにおけるﾌﾞﾚｰﾄﾞﾃｨｯﾌﾟｸﾘｱﾗﾝｽの計測」、GTSJ誌, 14-56(1987)
2) D.Muller at.al ,「Capacitive Measurement of Compressor and Turbine Blade Tip to Casing Running Clearance, ASME 96-GT-349
3) Rotadata Ltd.、Tip Clearance Measurement Systems (Catalogue)
4) 筒井康賢 他、「小特集、小型セラミックガスタービン」、GTSJ学会誌 、22-87(1994)
5) 松田幸雄、「光反射方式による非金属動翼のすきま計測」、第11回GTSJ秋期講演会

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

超音速翼列に生じる不安定現象に関する研究　A—6

＊岩本　幸治（大阪大学大学院基礎工学研究科博士課程１年）
横田　和彦（大阪大学大学院基礎工学研究科）
辻本　良信（大阪大学大学院基礎工学研究科）

１．緒言

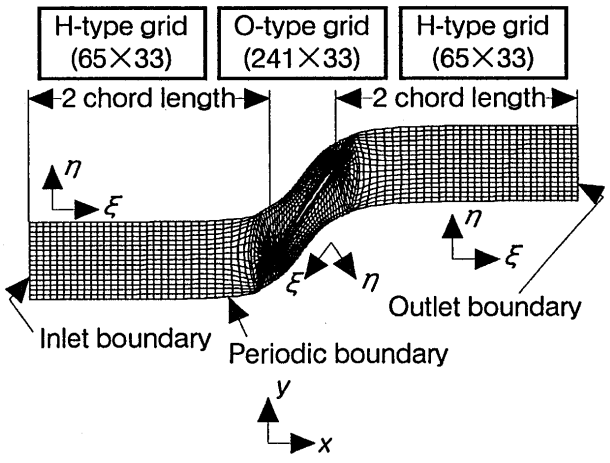
超音速コンプレッサでは、サージやチョークにより正常な運転が可能な流量範囲が極端に小さくなる。安全性を確保するためには設計領域外における運転状態も把握する必要があり、この種の研究では衝撃波とtip clearance-vortexの干渉[1][2]や不始動フラッタに関する研究[3]がよく知られている。Freemanらは１次元運動量モデルを用いた解析的手法によって超音速翼列定常性能を調べ、超音速コンプレッサの性能曲線の「右上がり領域」がこのようなモデルで予測できることを示した[4]。そこで筆者らはFreemanらの提案したモデルを用いてアクチュエータディスク法により安定解析を行い、超音速翼列には旋回失速の延長となる現象と、衝撃波の影響によると考えられる不安定な振動の２種類の不安定現象の可能性を示した[5]。これらの不安定はいずれも性能曲線の右上がり領域において発生するが、１次元モデルであるため流れ場の詳細との関係は明らかでない。

そこで本研究では流れの詳細を把握するため、２つの周速、種々の圧力比の場合に対して非定常計算を行った結果について述べる。

２．計算手法

本計算では２次元圧縮性N-S方程式をHarten-YeeのTVDスキーム[6]を用いて解いている。空間２次精度で、時間方向にはJamesonの４次精度Runge-Kuttaスキーム[7]とLU分解法[8]を併用し、陰解法を用いる。ただし粘性項は陽的に評価し、乱流粘性はLES基礎SGSモデルを高倉らが圧縮性流体に拡張したもの[9]を採用している。

本計算では２次元翼列の１翼間に対し、翼とともに移動する相対系で計算した。計算に用いた翼面形状データはTweedtら[10]が実験で用いたARL-SL19翼面形状データを用いた。計算格子をFig.1に示す。H-O-H型格子であり、一般座標を ξ, η で表すと格子点数は ξ, η 方向に上流(H)で65×33、翼



Blade geometry of ARL-SL19

Solidity (chord/pitch)	1.5294
Maximum blade thickness/chord	0.0255
Leading edge radius/chord	0.00128
Camber angle	−2.89 deg
Stagger angle	56.93 deg
Chord length	85.0 mm

Fig.1 Calculation grid (H-O-H-type).

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

まわり(O)で241×33、下流(H)で65×33である。翼前縁、後縁からの入口、出口境界までの距離はそれぞれ2翼弦長とっている。ただし、非定常計算のv_1/c_{01abs}=0.8の場合には出口圧力上昇の影響が入口境界まで達し、後述の入口境界での境界条件が満たされなくなる。観察時間を引き延ばすために、この場合に限り翼前縁から入口境界までが4翼弦長となる格子を用いる。これらの格子は翼面上でのη方向最小格子幅が翼弦長に対して10^{-5}であり、$y+$=2程度である。

計算で規定する値は、入口境界における絶対系全圧p_{01abs}、全温T_{01abs}、y方向速度v_1、出口境界における背圧p_2である。予旋回のない動翼を仮定するのでv_1は周速に一致する。入口境界では計算領域内部から伝わる特性波を考慮し、流れ角は与えずに計算領域内部から外挿したリーマン不変量と規定値によって境界での値を定める(11)。また各格子のつなぎ目と周期境界では計算領域内部の値の平均値を用いる。翼面では滑りなし条件を与えて翼面垂直方向の圧力勾配を0にし、断熱条件を用いる。出口境界では密度と流速を計算領域内から外挿する。

3．結果と考察

3．1　定常特性

本計算ではv_1/c_{01abs}=0.8（c_{01abs}は入口絶対系淀み点音速）、v_1/c_{01abs}=1.5の場合について背圧を変化させた場合の結果を示す。ただし、絶対系全温はT_{01abs}=300[K]、絶対系全圧はp_{01abs}=0.1[MPa]とした。

Fig.2にv_1/c_{01abs}=0.8, 1.5の場合の定常性能曲線を示す。縦軸は無次元出口静圧、横軸は無次元流量である。破線はFreemanらのモデルを用いた理論計算結果で、条件を本計算に一致させてある。一点鎖線はunique-incidenceによるチョークと翼間チョークの限界線である。ただし、unique-incidenceの線では翼厚が0の場合と翼厚が本条件の場合に相当する場合の2種類を示している。いずれの場合も背圧p_2を徐々に増加させていくと定常解が得られなくなる。ただし、v_1/c_{01abs}=1.5の最大圧力点近傍では、負圧面で境界層が発達して後流渦が放出される。その後流渦の周波数は後縁での境界層厚さと翼列出口部での平均流速で無次元化すると約0.25になる。定常解ではないが、計算は安定であっ

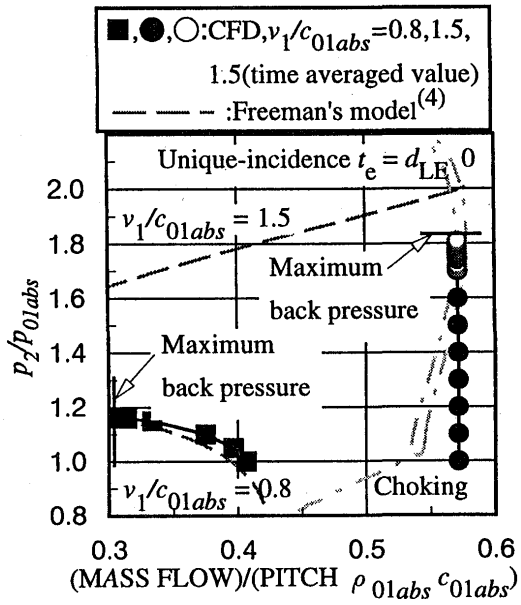


Fig.2 Characteristic curves of ARL-SL19 (CFD and Freeman's model).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

たのでこの場合は時間・流量平均の圧力比をFig.2に白抜き丸で示している。v_1/c_{01abs}=0.8の場合には、衝撃波は背圧p_2が大きくなるとともに強くなり、最終的に入口境界条件を満足する解が得られなくなる。またFig.2をみると、この場合の定常性能は、Freemanらの1次元モデルによる結果とよく一致している。v_1/c_{01abs}=1.5の場合には、すべての圧力比においてunique-incidenceによるチョーク状態となる。背圧が大きくなると翼間で発生する衝撃波が前縁に付着した衝撃波と一体化し、最終的には計算が不安定となり、発散する。

3．2　最大圧力点付近での非定常特性

最大圧力点付近での流れの状況を調べるために、定常解が得られる最大の背圧から背圧を微少に増加させたときの流れ場を計算した。背圧p_2はv_1/c_{01abs}=0.8ではp_2/p_{01abs}=1.161から1.163へ、v_1/c_{01abs}=1.5ではp_2/p_{01abs}=1.81から1.83へと両ケースともに最大圧力点での背圧に対して2％未満の変化を与えた。本計算での時間ステップは全て10^{-6}[s]であり、これは翼が1ピッチ進む時間の1/100以下となる。

v_1/c_{01abs}=0.8のときの静圧等高線と速度ベクトルをFig.3に示す。time=0.0[s]から時間に従って離脱衝撃波下流に発生する境界層が発達・はく離し、衝撃波は上流に移動する。time=62.9e-03[s]では翼負圧面のほぼ全域が厚い境界層で覆われている。time=62.9e-03[s]での翼前縁付近の拡大図をFig.4に示す。負圧面側に流入する流れは、はく離のために翼面に沿わなくなる。そのため翼前縁負圧面での加速膨張域がなくなり、time=62.9e-03[s]より後では衝撃波が消えて失速状態になる。そしてtime=76.0e-03[s]以後は、背圧上昇の影響が入口境界まで達し、入口流入速度が規定した周速より小さくなる。すなわち入口境界条件が満足されなくなる。

失速に入ると流れ場全体が振動する。振動の周波数を後流幅と翼列出口平均速度で無次元化すると約0.16である。失速の様子をとらえるために、流れ場の渦度等高線を変動の周期Tの約1/9ごとにFig.5に示す。渦度が正（反時計回り）となるものは黒、負となるものはグレーの線で示す。渦度の放出源は後縁、圧力面の境界層、前縁であり、後縁からはt=T/9～3T/9で正の渦度が、境界層からはt=3T/9～6T/9で正の渦度が、前縁からはt=5T/9～7T/9で負の渦度が放出されている。特に前縁・後縁から放出されている渦度が強い。

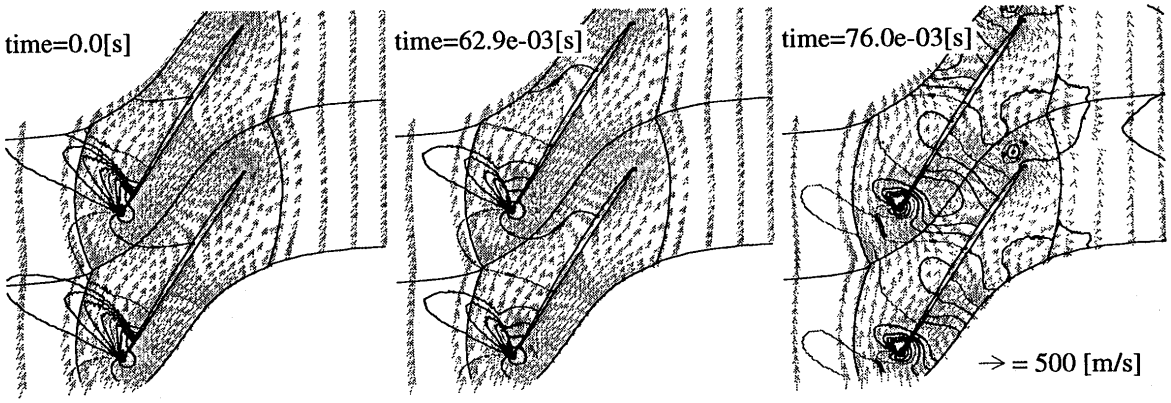


Fig.3 Static pressure contour (inc.=0.01[MPa]) and velocity vector.
(v_1/c_{01abs}=0.8, p_2/p_{01abs}=1.161(0.0[s]);1.163(else))

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

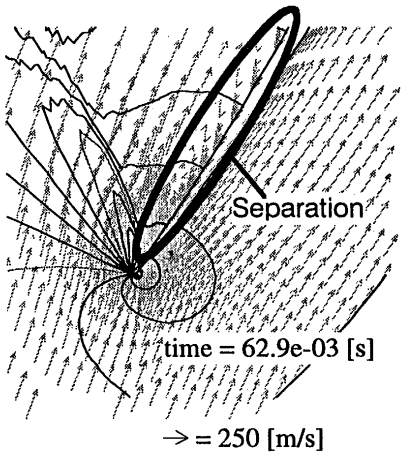


Fig.4 Details around L.E. at time=62.9e-03[s] in Fig.3.
(v_1/c_{01abs}=0.8, static pressure contour inc.=0.01[MPa])

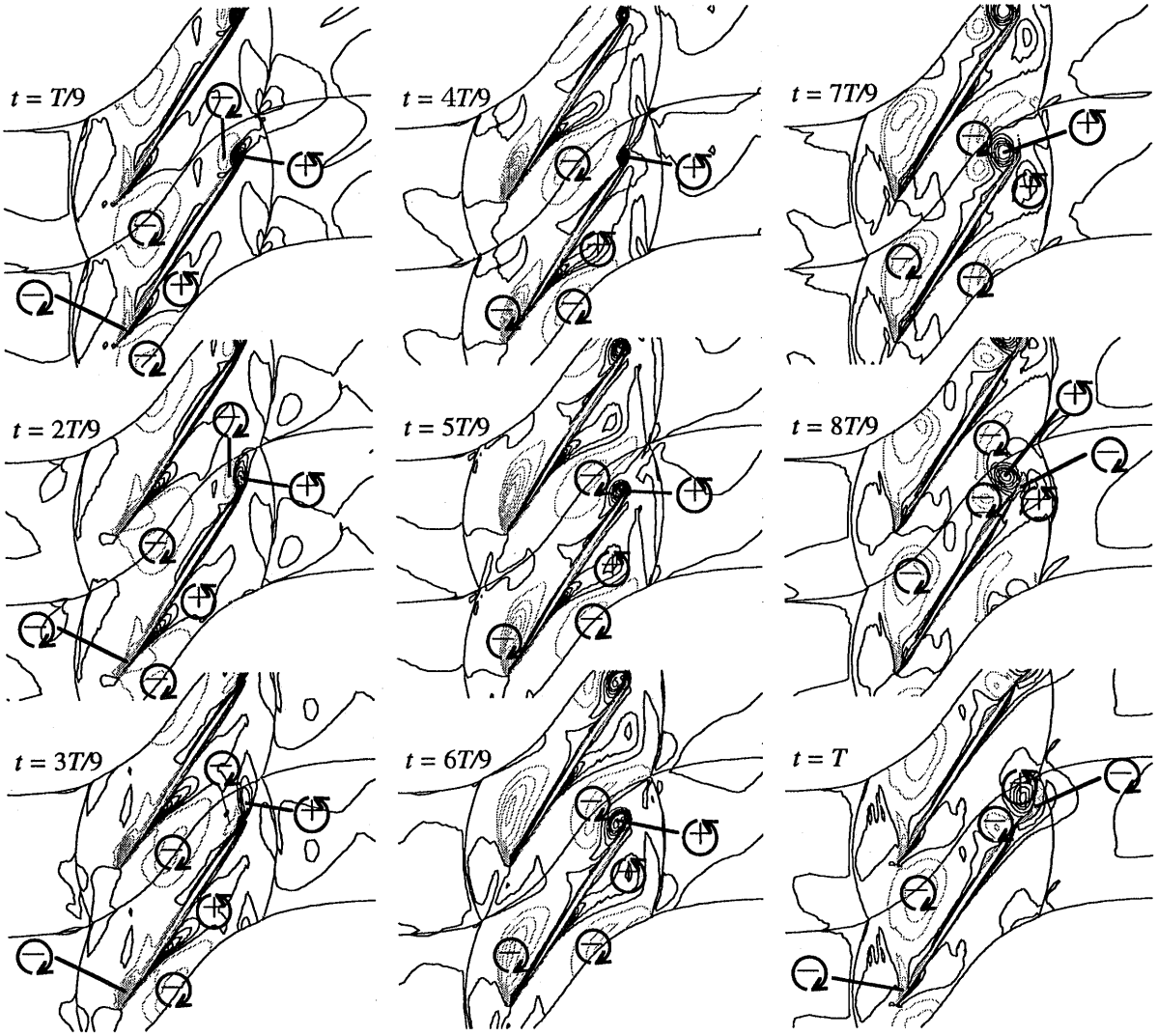


Fig.5 Vorticity contour (v_1/c_{01abs}=0.8, 73.3e-03[s]<time<74.1e-03[s]).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

v_1/c_{01abs}=1.5のときの静圧等高線と速度ベクトルをFig.6に示す。time=0.0[s]から時間に従って翼前縁付近に付着した衝撃波が強められながら上流に移動し、time=18.0e-03[s]では衝撃波が離脱し始める。そしてtime=24.0e-03[s]では衝撃波が完全に離脱する。time=24.0e-03[s]での翼前縁付近の拡大図をFig.6に示す。流れが衝撃波下流で転向して迎え角が増大するため、翼前縁を回る流れの加速膨張が非常に強くなる。そのため、前縁付近負圧面側では静圧がtime=0[s]の状態に比べて非常に小さくなる。この圧力低下は回復することがなく、遂には圧力値が負となる部分が発生し計算不可能に至る。計算の時間ステップに問題があると考え、時間ステップを10^{-8}[s]として同様の計算を行ったが、やはり圧力値が負となる部分が発生した。

v_1/c_{01abs}=1.5の場合後縁から後流渦が放出されるが、その周波数は後縁での境界層厚さと翼列出口部での平均流速で無次元化すると約0.25になり、最大圧力点における後流渦の周波数と一致する。v_1/c_{01abs}=0.8の場合は流れ場全体が振動することに対し、v_1/c_{01abs}=1.5の場合では後流域以外での振動は小さい。

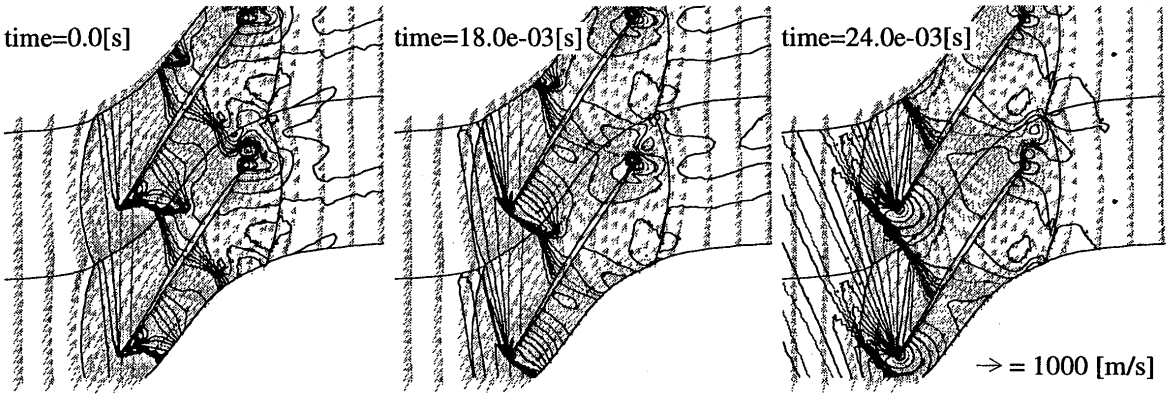


Fig.6 Static pressure contour (inc.=0.01[MPa]) and velocity vector.
(v_1/c_{01abs}=1.5, p_2/p_{01abs}=1.81(0.0[s]);1.82(else))

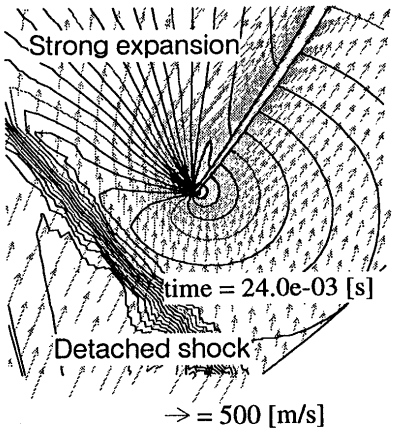


Fig.7 Details around L.E. at time=24.0e-03[s] in Fig.6.
(v_1/c_{01abs}=1.5, static pressure contour inc.=0.01[MPa])

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．結言

v_1/c_{01abs}=0.8と1.5の２つの周速に対し、２次元圧縮性N-S数値シミュレーションによる非定常計算を行い、定常解が得られる最大圧力点付近での超音速翼列に発生する不安定現象の理解を試みた。その結果は以下のようにまとめられる。

（１）v_1/c_{01abs}=0.8の場合では、定常解が得られる最大圧力点付近で背圧を上げると離脱衝撃波下流に発生する境界層が発達・はく離し、衝撃波は上流に移動する。負圧面側に流入する流れは、はく離のために翼面に沿わず、翼前縁での加速膨張域がなくなり、衝撃波が消えて流れ場全体が振動する失速状態になる。失速状態においては主に翼の前縁から時計回りの渦度、後縁から反時計回りの渦度が放出される。

（２）unique-incidenceが観察されるv_1/c_{01abs}=1.5の場合では、最大圧力点付近で背圧を上げると前縁付近に付着した衝撃波が強められながら離脱衝撃波になる。衝撃波下流の前縁付近には非常に強い加速膨張域が現れ、前縁付近負圧面側では静圧が計算初期に比べ非常に小さくなる。v_1/c_{01abs}=0.8の場合は流れ場全体が振動したが、v_1/c_{01abs}=1.5の場合では流れ場の振動は後流域以外は小さい。

これらの結論は、２次元で１翼間に対する計算結果から得られたものである。そのため、多翼間である実機の現象をどの程度把握できているかは不明である。また、v_1/c_{01abs}=1.5の最大圧力点付近で背圧を上げたときの圧力低下が物理的に適切な計算となっているかも不明である。今後、これらを改良していく必要が急務とされる。

参考文献

(1) Suder, K. , L.,Celestina M. , L. , *Trans. ASME, J. Turbo*, **118** (1996), 218-229.

(2) Copenhaver, W. , W. , Puterbaugh, S. , L. , Hah, C. , *ISABE Paper*, **95**-7073 (1995).

(3) Kobayashi, H. ,*Trans. ASME, J. Turbo*, **111** (1989), 222-230.

(4) Freeman, C. , Cumpsty, N. A. , *ASME Paper*, 89-GT-326 (1989).

(5) 岩本, 横田, 辻本, 機論, **63**-612,(1997), 2667-2675.

(6) Yee, H. , E. , Warming, R. , F. , Harten, A. , *J. computational physics*, **57**(1985), 327-360.

(7) Jameson, A. , Schmidt, W. , Turkel, E. , *AIAA Paper*, **81**-1259 (1981).

(8) Yoon, S. , Jameson, A. , Kwak, D. , *AIAA Paper*, **95**-1670 (1995).

(9) 高倉, 小川, 石黒, 第６回航空機計算力学シンポジウム論文集 (1987), 215-221.

(10) Tweedt, D. L. , Schreiber, H. A. , Starken, H. , *Trans. ASME, J. Turbo*, **110**-4 (1988), 456-466.

(11) Chima, R. , V. , *AIAA J.* , **23**-10 (1985), 1556-1563.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

入口案内翼後方付近に発生する不安定な流れ　A—7

(案内翼弦長の影響)

＊高間 信行，吉識 晴夫(東京大学生産技術研究所)

1．はじめに

現在，自動車用エンジンの一つとしてセラミックガスタービンの研究開発が進められている．自動車用の100 kW級のガスタービンはガスタービンとしては非常に小型であり，大型機並みの圧縮機性能を出すには寸法効果などから難しいため，単段遠心式圧縮機に大バックワードインペラー使用し，入口部にも半径方式の可変入口案内翼をつけ，予旋回によるインペラー入口マッハ数の低減効果を十分に活用し効率の向上をめざし研究開発が行われている．その研究報告の中で，圧縮機内の可変入口案内翼下流に設置されたブロワーにより空気を吸い込む実験を行った結果，大旋回角，大流量域で異音が発生するという報告[1]があり，原因は明確にされていない．著者らは，遠心圧縮機に使用される入口案内翼に対応する環状翼列（旋回流発生装置）を，吸い込み型風洞の入口部に設け実験を行った．円周上に取り付けた24枚の案内翼の半径方向に対する取付角を大きく周方向に傾ける事により，案内翼後方付近で，異音を伴った周期的変動のある不安定な流れが発生することを確認し，流れの構造を検討してきた[2]．また，その旋回流発生装置の直管部に挿入されている心棒の有無，入口案内翼の翼幅の違いに関係なく入口案内翼後方で異音が発生していることも報告した[3][4]．今回，同実験装置を使い入口案内翼の翼弦長を変え，その後方に発生する不安定流れの状態を調べたのでここに報告する．

2．実験装置の概略及び実験方法

2.1　実験装置の概略

実験装置の概略図を図1に示す．実験装置は，吸い込み型風洞の静定室に直管部を介し旋回流発生装置(Swirl generator)を取り付けた．流入空気は旋回流発生装置外周部より半径方向に流

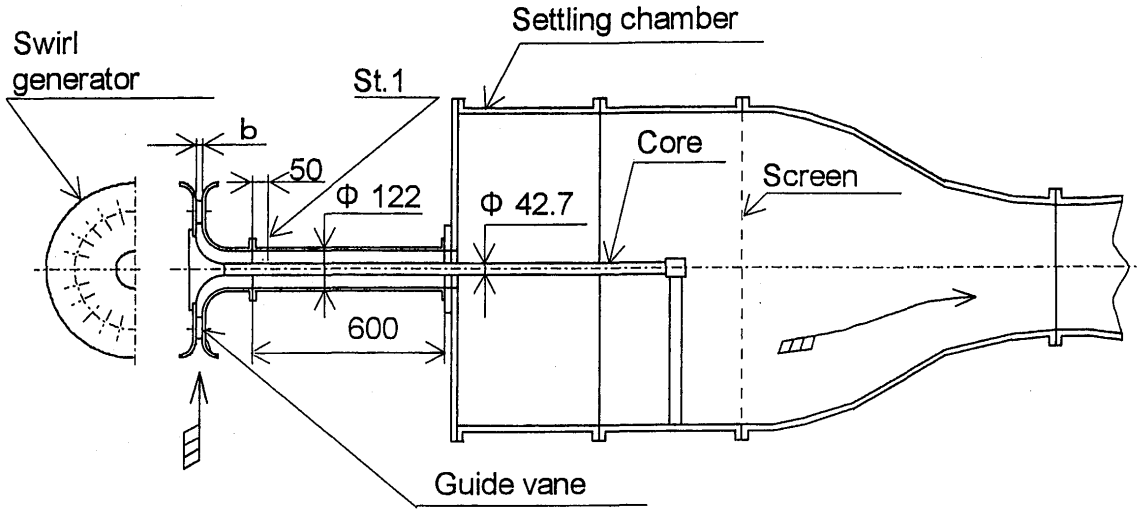


図1　実験装置概略図

第12回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

入し，２枚の円板に挟まれた一定の間隙を通過する際，円周上に並べられた 24 枚の案内翼(環状翼列)により任意の旋回を与えられ，600mm の直管部を通過し風洞静定室(Settling chamber)へ流れ込む．なお旋回流発生装置出口の後方 50mm の直管部位置 St.1 にコブラ型３孔ピトー管を挿入し，直管部のフローパターン(流速，流れ角，圧力の半径方向分布)を測定し，軸方向速度より流量を算出した．旋回流発生装置の案内翼は，NACA747 A-015 の翼型に基づき製作した．案内翼は回転中心が，翼弦長 40% に位置し，ピッチ径 372mm の位置に翼取付けようの穴が設けてあり，穴を回転中心として翼取付角 α を半径方向に対し設定できる．入口案内翼の幅 b は 30mm であり翼弦長の影響を調べるために翼弦長 C は 71.58mm と 60mm の翼を使用する．次に旋回流発生装置を図 2 に示す．図中 P1～P7 は ϕ 0.5mm の壁面静圧孔であり，圧力は半導体小型圧

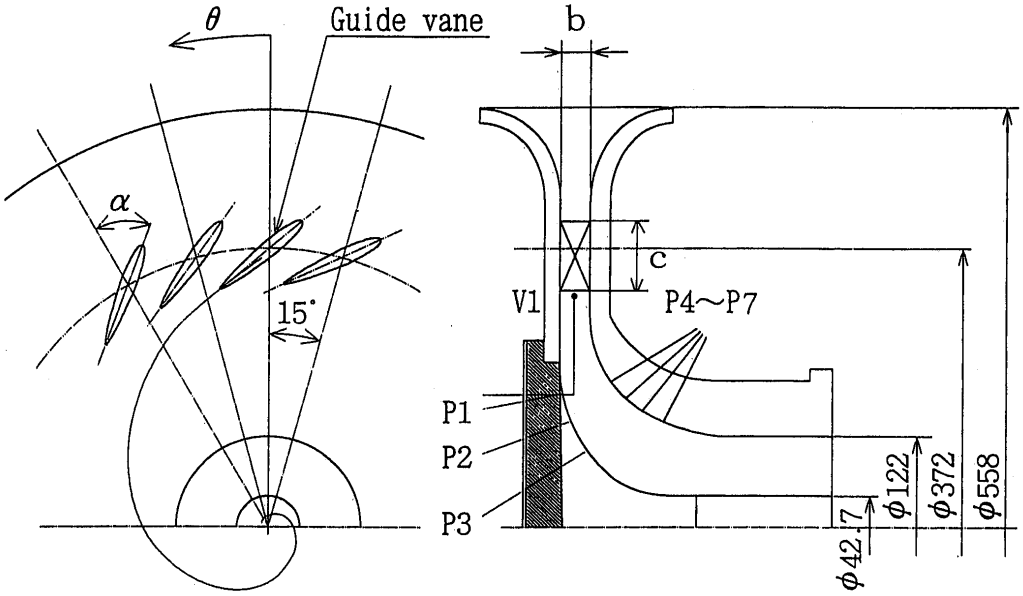


図２　旋回流発生装置

力変換器により測定した．壁面静圧測定位置は壁面に沿って軸方向に蓋側は，半径 r=90mm に P1，r=70mm に P2，r=50mm に P3 が，本体側は，半径 r=100mm に P4，r=90mm に P5，r=80mm に P6，r=70mm に P7，が軸方向に一直線に並んでいる．壁面静圧 P1～P3 は蓋を θ 方向に回転させることにより，1° おきに測定できる．V1 は心棒付き蓋に熱線流速計を取付け，流れの下流側より速度を測った位置である．熱線流速計は，I 型プローブの 5 μ m タングステン線で出力電圧と流速をリニアライズし使用し，熱線取付け位置 V1 は測定翼の翼弦長の 10%下流にセットする．翼弦長 C=71.58mm の場合は，α=60° で V1 を r=161mm に，α=50° で V1 を r=153mm，翼弦長 C=60mm の場合，α=60° で V1 を r=165mm に，α=50° で V1 を r=159mm，に設定する．流速も壁面静圧 P1～P3 と同様に蓋を θ 方向に回転させることにより 1° ずつ測定できる．

2.2　実験方法

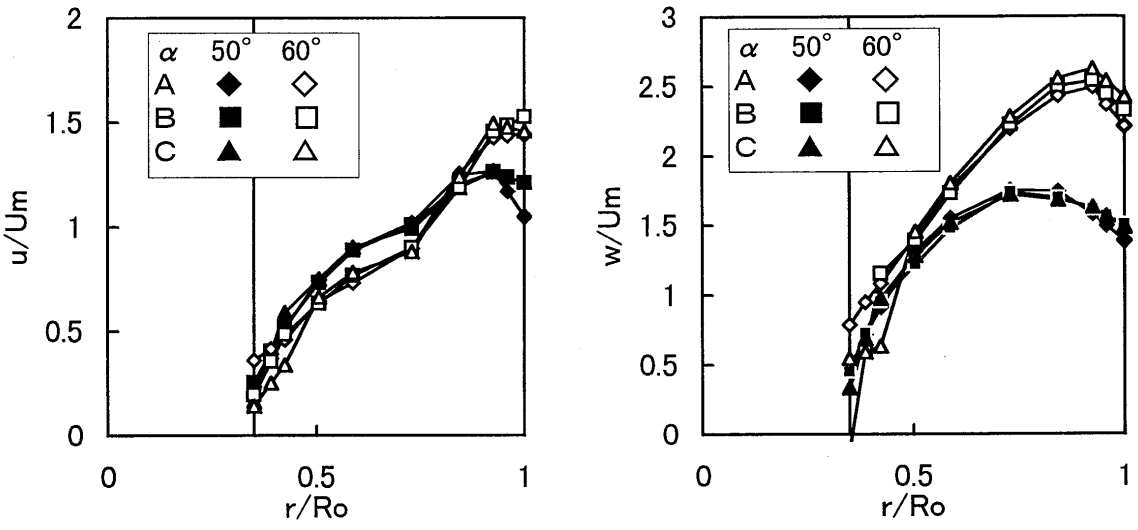
実験は，翼弦長 C=71.58mm，翼の最大厚み 11.25mm と C=60mm，翼の最大厚み 9.42mm の 2 種類の翼を使用し，吸い込み型風洞静定室の静圧 Psc(大気圧との差圧)を一定に今回は 3 種類(Psc=-40mmAq, -60mmAq, -80mmAq)，入口案内翼の取付け角度 α を２種類(50°，60°)に設定して行った．また，側板に取り付けた蓋を θ 方向に回転させることにより，V1, P1, P2, P3 を θ=0°

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

～20° まで 1° おきに測定した．流速および圧力のデータはの取り込みは，本体の壁面圧力 P4 をトリガーにして，時間軸を揃えて行った．熱線流速計，圧力変換器の出力はA-D 変換ボードを介してパーソナルコンピュータのフロッピーディスクに記録した．データ取り込みのサンプリング周波数は 2.5kHz，データー数は 1024 個とし，周波数分析のデータとした．

3．実験結果

実験データは圧力，流速ともフーリエ変換を行い周波数成分を調べ比較した．レイノルズ数 $Re=Uw\cdot C/\nu$ は，案内翼弦長 C を代表長さに取り，入口案内翼通路の最小面積と直管部の流路面積比より算出した案内翼スロート部における代表流速 Uw，空気の動粘性係数 ν を用い定義した．ストロハル数 $St=f\cdot C/Uw$ は，発生基本周波数 f，案内翼スロート部における代表流速 Uw と案内翼弦長 C を用いて定義した．図３(a)に翼弦長 C=60mm，案内翼取付け角 α=50°，60° の場合の直管部における軸方向速度分布を，図３(b)に同条件での直管部における旋回方向速度分布を示す．図中 Um は断面平均軸方向速度，u は軸方向速度，w は旋回方向速度，R_0 は直管部半径 61mm，r は測定半径位置，A は風洞静定室静圧 Psc=約-40mmAq，B は Psc=約-60mmAq，C は Psc=約-80mmAq を示す．直管部の速度分布は自由渦ではなく強制渦に近い分布を示している．図に表してないが C=71.58mm の場合も同様な分布を示している．以下に案内翼取付け角 α を 50°，風洞静定室静圧 Psc を約-60mmAq に設定した場合の翼弦長 C=60mm と 71.58mm の実験結果を主に報告する．



(a)軸方向速度分布　　(b)旋回方向速度分布

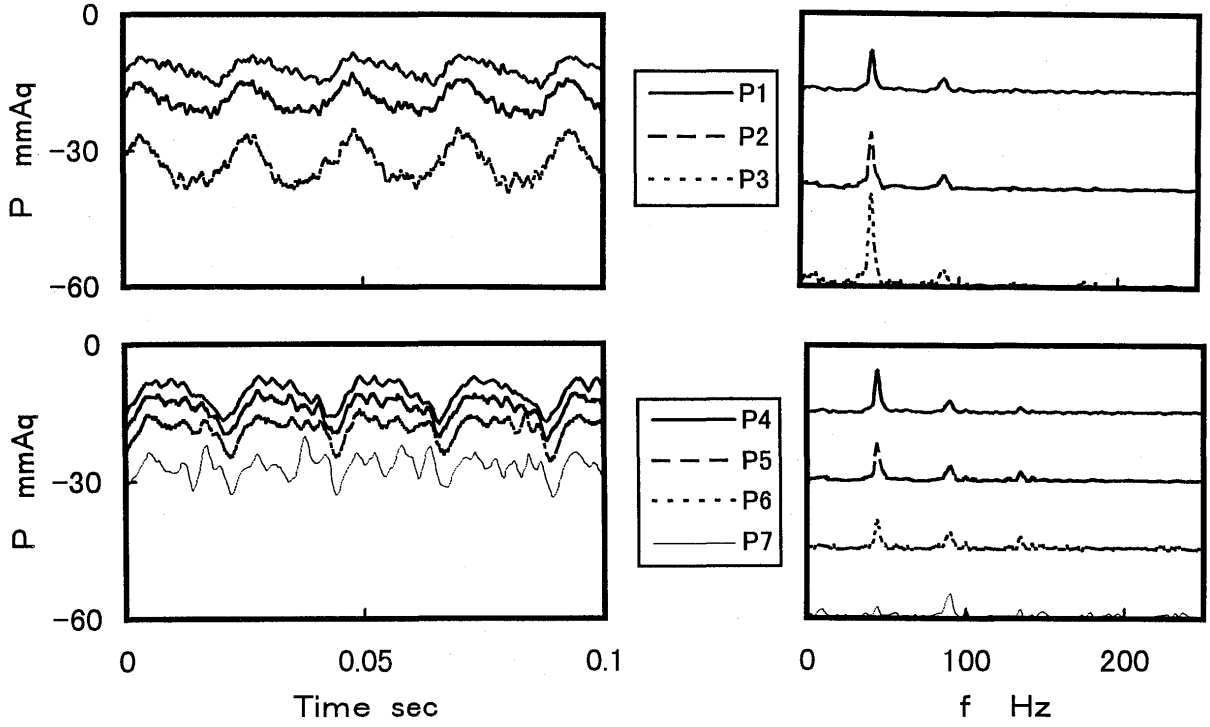
図３　直管部速度分布

3.1　壁面静圧

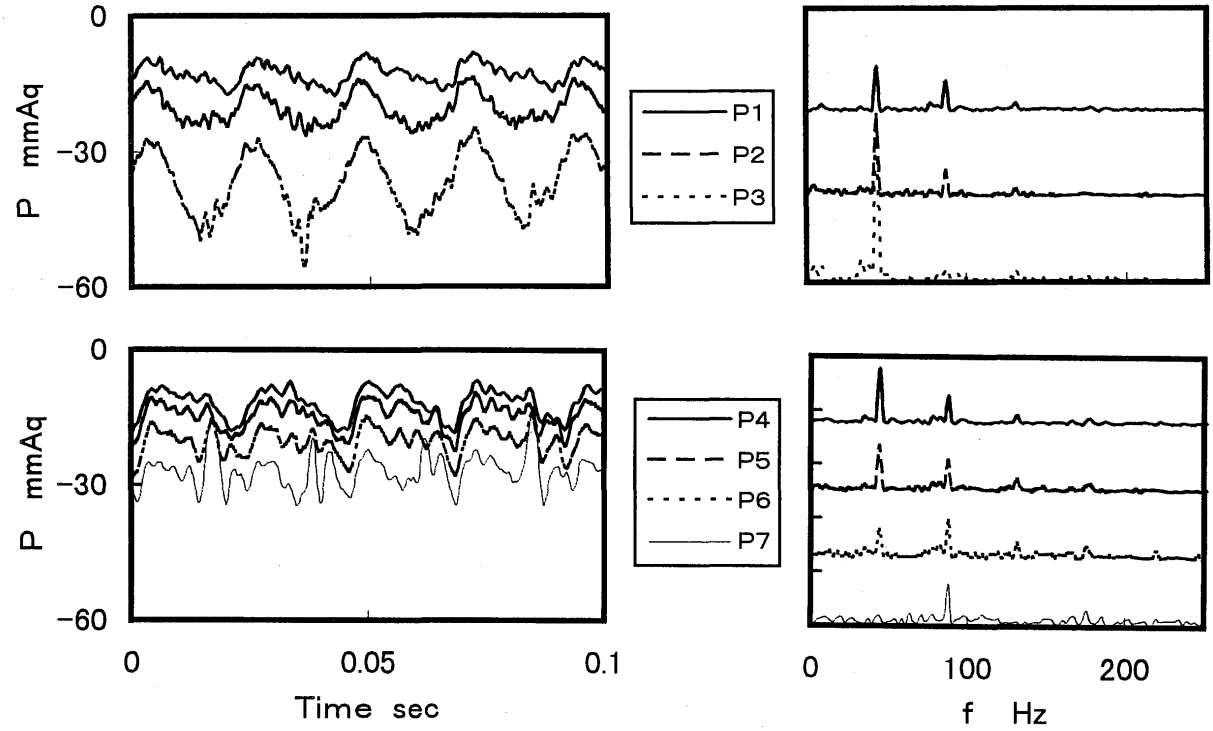
図４に翼弦長の異なる案内翼下流の壁面静圧 P1～P7 の圧力波形とその周波数特性を示す．図４(a)は翼弦長 C=60mm，Psc=-59.9mmAq，$Re=3.92\times10^4$，θ=0° の場合，図４(b)は翼弦長 C=71.58mm，Psc=-60.0mmAq，$Re=4.35\times10^4$，θ=0° の場合を示す．左図の縦軸は壁面圧力を示し，横軸は時間を表している．右図の縦軸はパワースペクトルを示し，横軸は周波数を表す．圧力波形は両波形とも周期的に変動し，異音を伴う不安定な流れになっており，また下流に行くにしたがい負圧が大きくなり速度が増していることが分かる．特に P3 は他の波形と違い振幅も大きい，これは流速が増大するに伴い振幅が増幅されていることを示している．翼弦長の違

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

いにより圧力振幅を比較すると，翼弦長が長い方が振幅が大きい．周波数成分だけを見るとP1～P5までは1次成分の43Hzが支配的であるが，下流に行くにしたがいP6，P7のように2次成分が増大していくのがわかる．しかし，周波数成分を比較する限り翼弦長の違いにる特徴的な大きな差が無く，定性的に良く一致している．



(a) C=60mm, Psc=−59.9mmAq, Re=3.92×10^4, θ=0°



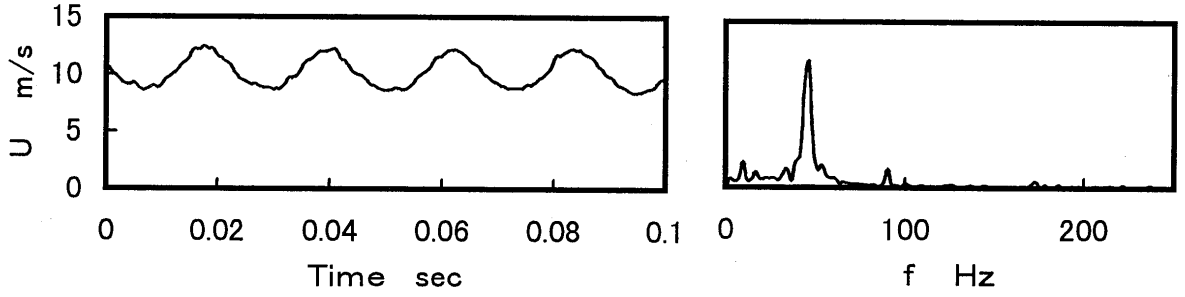
(b) C=71.58mm, Psc=−60mmAq, Re=4.35×10^4, θ=0°

図4　壁面静圧と周波数成分

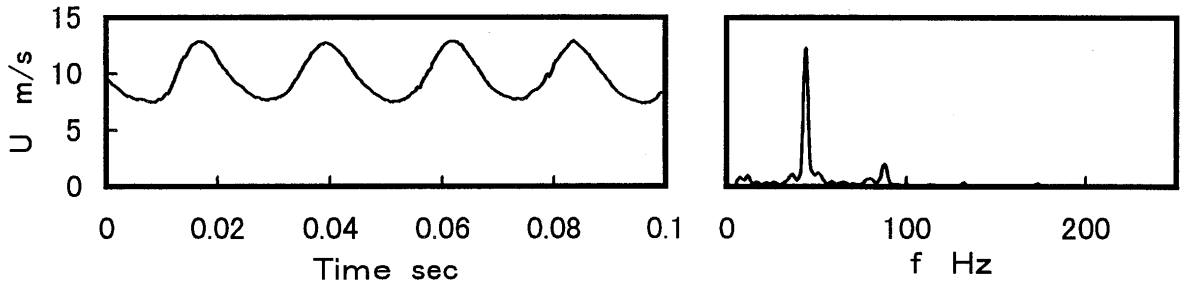
Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

３．２ 速度分布

図５に翼弦長の異なる案内翼下流の速度波形とその周波数特性を示す．図５(a)は翼弦長 C=60mm，Psc=−59.9mmAq，Re=3.92×10⁴，θ=4° の場合，図５(b)は翼弦長 C=71.58mm，Psc=−60.0mmAq，Re=4.35×10⁴，θ=3° の場合を示す．左図の縦軸は流速を示し，横軸は時間を表している．右図の縦軸はパワースペクトルを示し，横軸は周波数を表す．流速測定位置Ｖ１は，翼弦長の 10% 下流にあたる半径位置で C=60mm の場合は r=159mm，C=71.58mm の場合は r=153mm であり，θ 方向に 1° ずつ 20° まで測定した中で翼後縁間のほぼ中央にあたる後流の影響の少ない位置での速度波形である．速度振幅を比較すると圧力波形と同様に翼弦長が長い方が振幅が大きい．また，周波数成分を見る限り１次成分である 43Hz が支配的であり，特徴的な大きな差が無く，定性的に良く一致しており，翼弦長の違いによる周波数成分の違いは起こらない．



(a) C=60mm，Psc=−59.9mmAq，Re=3.92×10⁴，θ=4°



(b) C=71.58mm，Psc=−60.0mmAq，Re=4.35×10⁴，θ=3°

図５ 速度波形と周波数特性

３．３ 変動の基本周波数

図６に流量変化と基本周波数の関係を示す．図の縦軸は変動流の基本周波数，横軸は翼弦長 C=60mm における実験の流量Q_0（α=50°，Psc=約−80mmAq）を基準にした流量比である．実験条件が同じ場合，圧力と流速より求めた基本周波数は翼弦長に関係なくほぼ同じ値を示し，流量に比例しているのが分かる．図

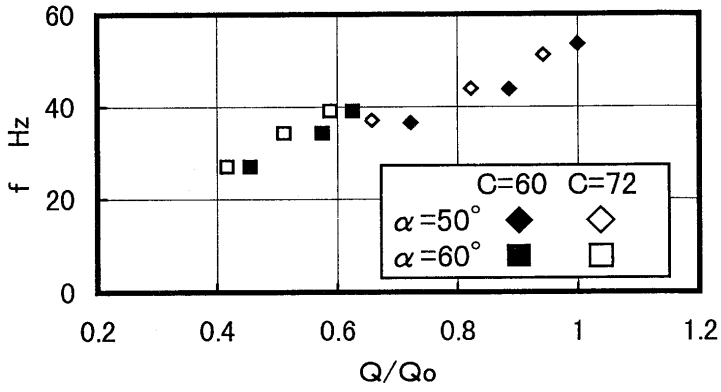


図６ 流量と基本周波数の関係

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

7にレイノルズ数Reとにストロハル数Stの関係を示す．各実験条件ではレイノルズ数に関係なく一定値になる傾向にある．また，α=60°では翼弦長に関係なく同じ値になる傾向があり，α=50°では翼弦長C=71.58 mmの方が若干値が大きい．図6，図7中のC=72mmと表わしているのはC=71.58mmのことである．

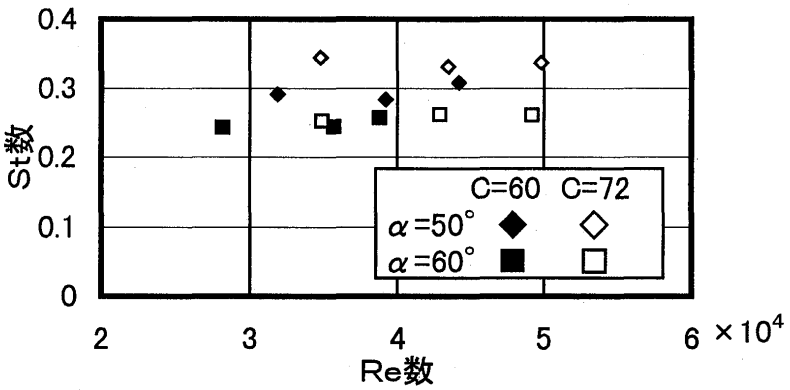


図7　レイノルズ数とストロハル数の関係

4．まとめ

旋回流発生装置の入口案内翼後方付近に発生する異音をともなった不安定な流れについて，壁面静圧，翼後方の速度分布を測定することにより次のことが分かった．

入口案内翼の翼弦長に関係なく，異音が発生していることが分かった．この異音の基本周波数は翼弦長と関係なく同一実験条件では同じ値になり，流量に比例すること，ストロハル数はレイノルズ数に関係なく一定の値に近づくが，翼弦長が長い方が若干値が大きい．振動振幅は翼弦長が長い方が大きくなる傾向にあることが分かった．

本研究は文部省科学研究補助金・基盤研究（B）の助成を受け行った．記して謝意を表わす．

5．参考文献

(1) 内田博他５名，自動車用100KWCGT圧縮機の開発，日本ガスタービン学会誌21-84(1994)，83-89.

(2) 吉識晴夫・高間信行・住吉圭司・西村勝彦・筒井康賢，入口案内翼後流に発生する不安定流れ，ガスタービン秋期講演会（松江）論文集(1994.11)，221-227

(3) 高間信行・住吉圭司・吉識晴夫・西村勝彦・筒井康賢，入口案内翼後方に発生する不安定な流れ(心棒の影響)，日本機会学会東北支部30期講演会論文集(1995.3)，35-36

(4) 高間信行・吉識晴夫，入口案内翼後流に発生する不安定流れ(案内翼幅の影響)，ガスタービン秋期講演会（宮崎）論文集(1996.11)，19-22

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

周期的後流と翼面境界層との干渉現象に関する研究 A—8

船崎 健一 （岩手大学工）
＊小薮 栄太郎（岩手大学院）

1 緒言

航空エンジンなどのターボ機械内での流れ場は，動・静翼列干渉等により複雑な非定常流になっている．特に上流側翼列から生じる周期的な後流は，下流側翼列の翼まわりの境界層に空力的，伝熱的影響を与える．そのため高性能，高信頼性のエンジン開発には，翼まわり流れの動的挙動の把握が重要である．例えば，船崎ら [(1) ~ (3)] は，平板翼と上流側ノズル翼列から発生する後流を模擬するための後流発生装置を用い，周期的後流が平板境界層に与える影響に関する研究を行い，後流による強制遷移は後流通過周波数が最も影響することを明らかにしている．そこでは，後流発生装置の回転方向を変えることで，タービン翼および圧縮機翼負圧面上での後流通過によって生ずる速度変動の効果が強制遷移に与える影響を調べた．その結果，回転方向の違いにより強制遷移の発生状況に明瞭な違いが確認されたが，その違いの発生機構はまだ十分に解明されていない．一方，翼面境界層の挙動を予測するためには，圧力勾配の効果の把握が重要である．翼面上の流れは加速流から減速流へと変化するが，特に，減速流中での周期的後流の効果に関する研究例が従来から少なく，精密な実験が求められている．

従って本研究では，上流側翼列から生じる周期的後流が翼面境界層に与える影響，つまり非定常性が境界層遷移に与える効果を，楕円前縁を有する平板翼を用いて実験的に解明する．平板翼表面上の圧力分布は実際のタービン翼での圧力分布を模擬し，これにより圧力勾配の効果を明らかにする．加えて，後流発生装置の回転方向の違いから，後流に伴う速度変動の効果の影響も調べる．

2 実験

2.1 試験装置

図1は，試験装置概要を示す．この装置では，翼列翼面境界層を模擬するためアクリル製の平板翼を用いる．過去の研究 [(1) ~ (3)] では前縁がsharp-edgedであったが，流れが前縁近傍で局所的に非対称になり，上記の回転方向の違いによる強制遷移の発生状況の差の原因とも考えられるため，翼先端部を楕円型（長軸：75[mm],短軸：15[mm]）に変更した．平板翼の計測面の対向面には，ダクト上板から2枚の傾斜板を組み合わせた加減速装置を取り付けて流れを加速・減速させて平板境界層上にタービン翼負圧面上の圧力分布を模擬する．加減速装置は平板翼上側にしか取り付けられていないため，供試流体が平板翼に平行に流入しない．そのため，ダクト下側下流に流量調節用の網を取り付け，入口流れが平板翼にほぼ平行に流入するようにした．ここで流れの可視化による油膜法により平板翼の先端がよどみ線になることを確認している．ノズル出口にはアクリル製のトランジションダクトが取り付け

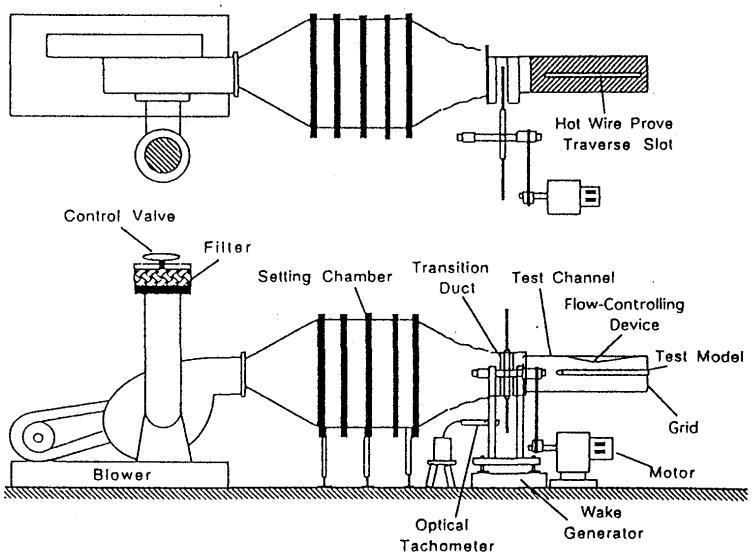


Figure.1 Test apparatus

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

られており，ターボ機械内（ガスタービン，圧縮機など）の周期的な後流をシミュレートするため，回転円盤の外周に円柱（直径5[mm]）を取り付け，その円柱が通過するスロットを設けている．なお，円柱は最大6[本]まで取り付け可能である．供試ダクト(断面：200[mm]×300[mm])とトランジションダクトとの間には10[mm]程度の間隔を設け，絞りノズル境界層の影響が供試部に及ばないように配慮した．円盤の回転は誘導モータと直結の無段階変速器を介して900～1500[rpm]の間で自由に設定でき，回転数は光電式回転計で計測した．今回は，回転数を1200[rpm]に限定し計測を行った．

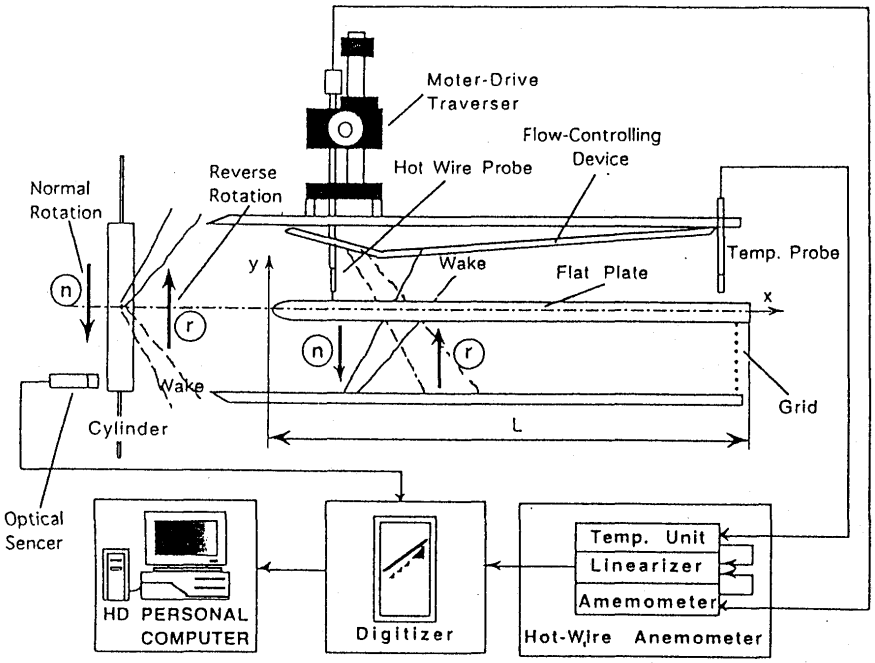


Figure.2 Test model and measurment system

2.2 計測システムおよびデータ処理方法

図2は，計測システムを示す．非定常境界層計測には，I型熱線プローブおよび定温度熱線流速計，熱線プローブの温度補償ユニット，A/D変換用のデジタイザそしてデジタイザのトリガー信号を発生する光電式回転検出型を用いる．I型熱線プローブはコンピュータ制御の電動トラバーサに取り付け，原点は注意深く平板翼表面に十分に近づけた位置とする．計測範囲は，どちらも不等間隔で流れ方向（x_{surf}）に25点，高さ方向（y）にはx_{surf}方向各点に対して21点の計525点で計測する．回転円盤からトリガパルスを発生させ，回転に同期したトリガー信号により熱線流速計からのリニアライズされたアナログ信号が，サンプリング周波数50KHzで，2048wordサンプリングされる．このように取得された100個(k=1,2,...,100)の流速の生データ$v_k(t)$をハードディスクに記録しアンサンブル平均速度$\tilde{v}(t)$およびアンサンブル平均乱れ度$\tilde{T}u(t)$を以下の式で算出した．

$$\tilde{v}(t)=\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}v_k(t) \qquad (1) \qquad \tilde{T}u(t)=\frac{1}{U_e(x)}\sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{k=1}^{N}\left(v_k(t)-\tilde{v}(t)\right)^2} \qquad (2)$$

ここで$U_e(x)$は静圧分布から算出した局所主流速度である．次にアンサンブル平均速度$\tilde{v}(t)$を用い，後流の影響を受けて時間的に変化する境界層排除厚さ$\delta^*(x;t)$および運動量厚さ$\theta(x;t)$を以下の式で求めた．

$$\delta^*(x;t)=\int_0^{\tilde{\delta}(t)}\frac{\tilde{v}(x,y;t)}{U_e(x)}dy \qquad (3) \qquad \theta(x;t)=\int_0^{\tilde{\delta}(t)}\frac{\tilde{v}(x,y;t)}{U_e(x)}\left(1-\frac{\tilde{v}(x,y;t)}{U_e(x)}\right)dy \qquad (4)$$

ここで$\tilde{\delta}(t)$は瞬間的な境界層厚さで，高さ方向にトラバースしたときに最大流速となる点の高さと定義する．式（3）と（4）からアンサンブル平均した形状係数$\tilde{H}(x;t)$を以下に示す．

$$\tilde{H}(x;t)=\delta^*(x;t)/\theta(x;t) \qquad (5)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3　結果

3.1　試験条件

後流の影響を受ける平板翼まわりの非定常流れ場に関するパラメータは2つの無次元数で表され，入口速度の基づくレイノルズ数 Re_{in} と，後流の影響を示すストローハル数（無次元周波数） S である．

$$Re_{in} = \frac{U_{in} L}{\nu} \qquad (6) \qquad S = \frac{fL}{U_{in}} = \frac{nn_c}{60} \frac{L}{U_{in}} \qquad (7)$$

ここで U_{in}：入口速度，L：平板翼長さ（=1.075[m]），f：後流通過周波数，$T(=1/f)$：後流通過周期，n_c：円柱本数，n：後流発生装置の回転数，ν：動粘性係数である．式（6）より $Re_{in} \cong 1.4 \times 10^6$ となる．表1は円柱本数とストローハル数の関係を示す．また主流の乱れ度はおよそ0.8[%]である．後流発生装置の回転方向は図2から，タービン翼および圧縮機翼に対する後流をそれぞれ，Normal Rotation ⓝ およびReverse Rotation ⓡ と定義する．

Table 1 The relation between nc and S

Cylinder:nc	Strouhal Number:S
3	3.23
2	2.15
6	6.45

3.2　圧力分布

図3は平板翼表面で計測した圧力分布および，ポテンシャル流解析コードで行ったBEMの計算結果を，そして平板翼表面上の圧力分布を参考にしたタービン翼表面上の圧力分布も示す．それらの圧力分布 C_p は式（8）で示される．

$$C_p = \frac{P_0 - p}{1/2\,\rho U^2_{in}} = \left(\frac{U_e(x)}{U_{in}} \right)^2 \qquad (8)$$

ここで，P_0：入口全圧，p：平板翼上圧力，ρ：空気の密度である．計測結果から圧力分布のピーク値以降で，わずかではあるが圧力平坦部がある．これは，剥離泡の存在が示唆される．

3.3　後流の影響を受ける境界層の瞬間図　(S=3.23：周波数効果/圧力勾配の効果　)

図4は正回転，円柱3本の場合のアンサンブル平均した乱れ度分布の各瞬間図および，乱れ度分布間隔が1.0である等高線も示す．各瞬間図の横軸は，平板翼表面距離を代表長さで無次元化した距離，縦軸は平板翼垂直距離を示し，反時計の向きに1回転で1周期の配置をしている．この各瞬間図の右上には，後流通過周期 T で無次元化した時間率 $t^* = t/T$ を示し，$t^* = 0.0 \sim 1.0$ を5等分した．後流通過は $t^* = 0.0$ のとき，計測点の最上流である $x_{surf}/L = 0.144$ を通過し，t^* の増加と共に下流に進む様子が確認できる．また後流の平板近傍では，乱流パッチ（図A）が生じているためにとても高い乱れ度が存在している．上流から入射した後流の乱れ度は，加速領域の為に弱まるが，後流が減速領域（$t^* = 0.6$: $x_{surf}/L \cong 0.45$）を通過すると，その抑えられていた乱流パッチが急成長（図B）し，下流へさらに拡大（図C）する．次に図5には，図4と回転方向だけが違う逆回転の結果を示す．図4，5を比べ

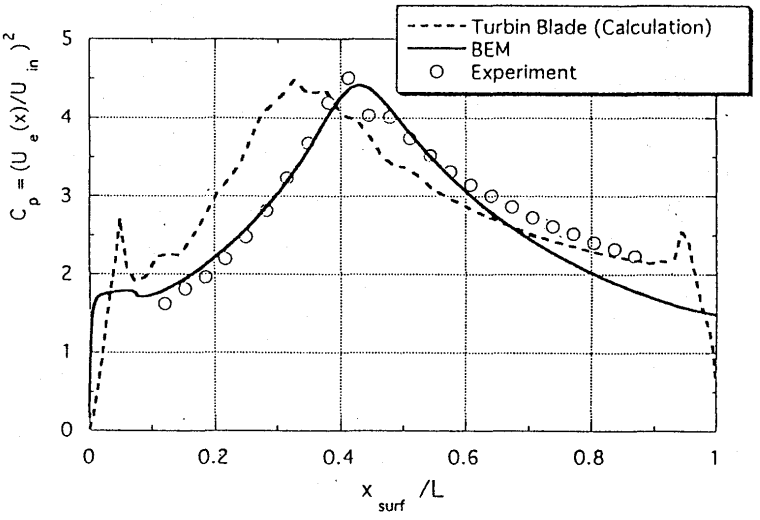


Figure.3 Comparison of the measured preesure distributionwith the target pressure distribution

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

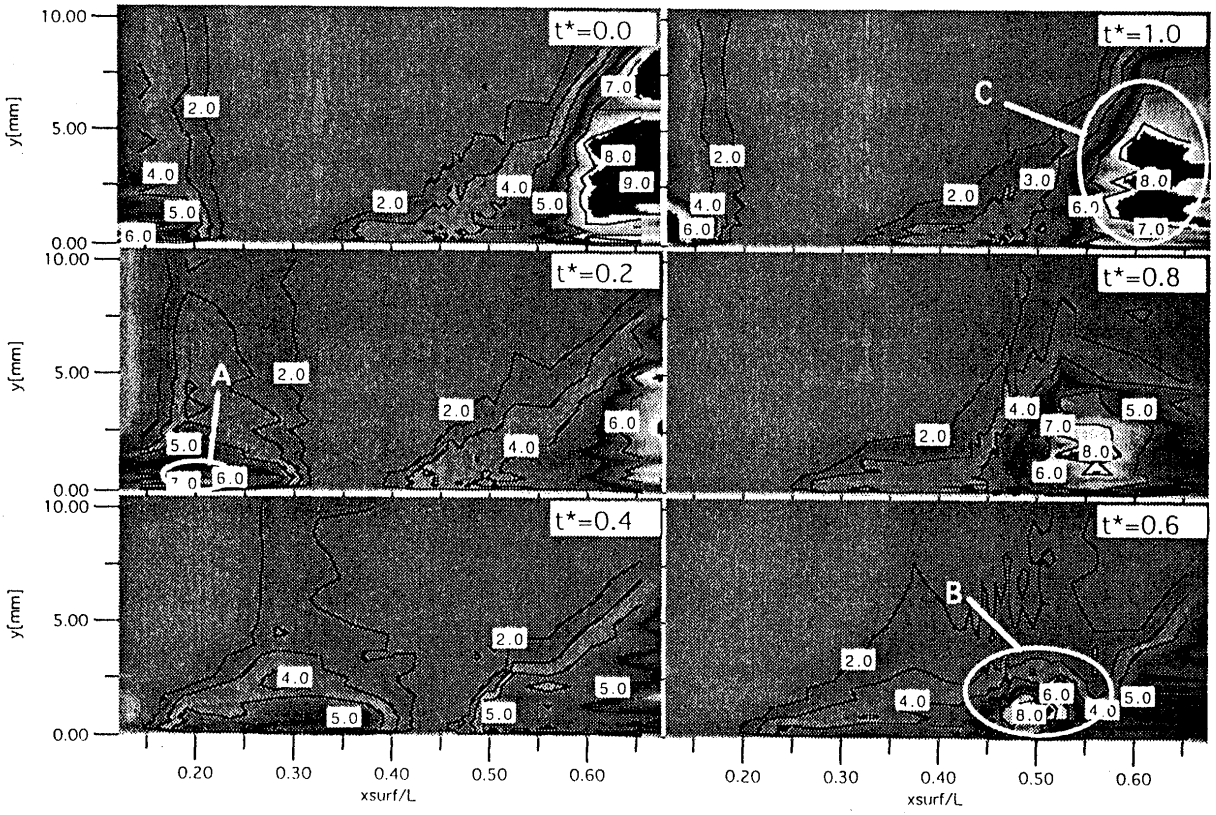


Figure.4 Snapshots of the ensemble-averaged turbulence intensity contours of the wake-disturbed boundary layer (Normal Rotation)

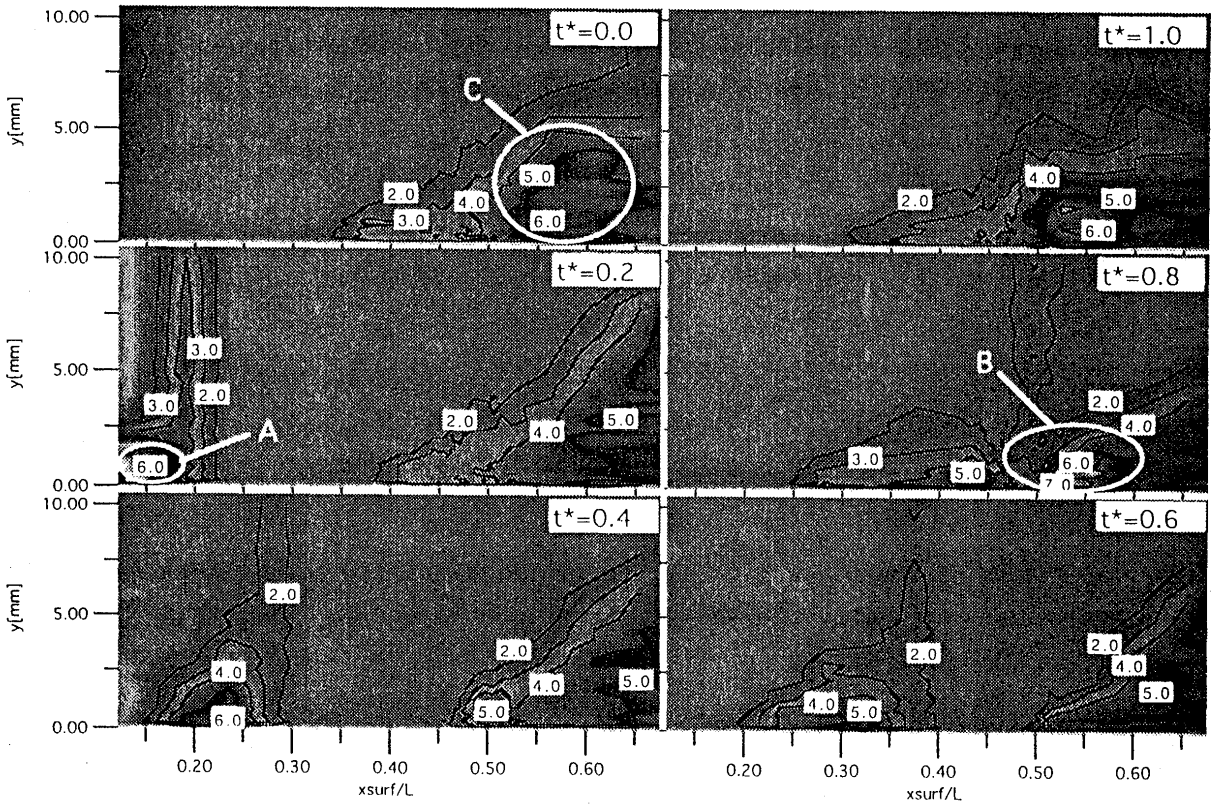


Figure.5 Snapshots of the ensemble-averaged turbulence intensity contours of the wake-disturbed boundary layer (Reverse Rotation)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

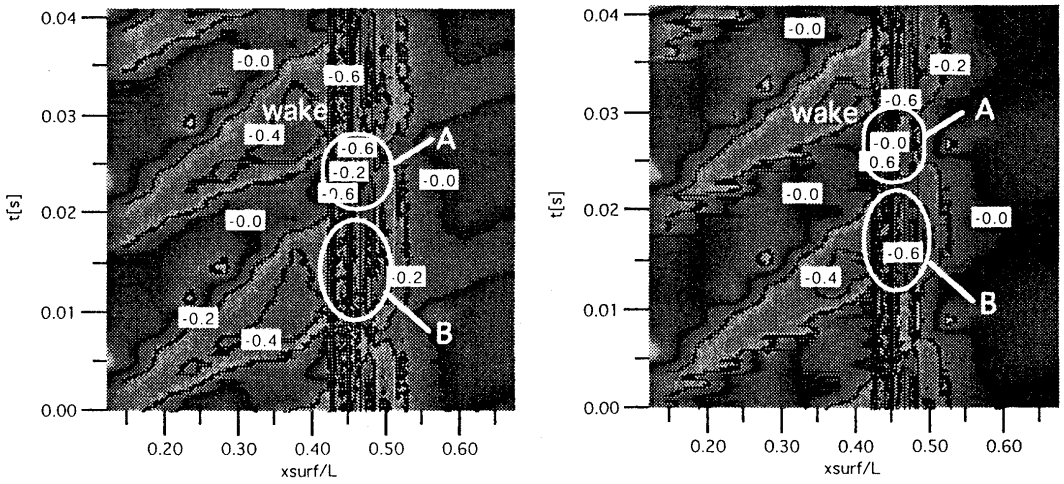


Figure.6 Distance-time disgrams of ensemble-averaged shape factor in the case of S=3.23
(left)Normal Rotation (right)Reverse Rotation

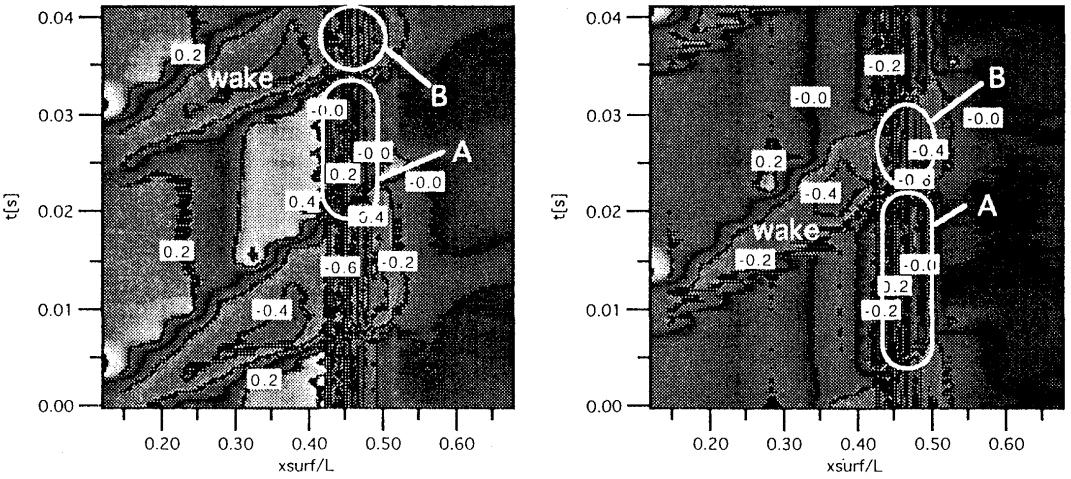


Figure.7 Distance-time disgrams of ensemble-averaged shape factor in the case of S=2.15
(left)Normal Rotation (right)Reverse Rotation

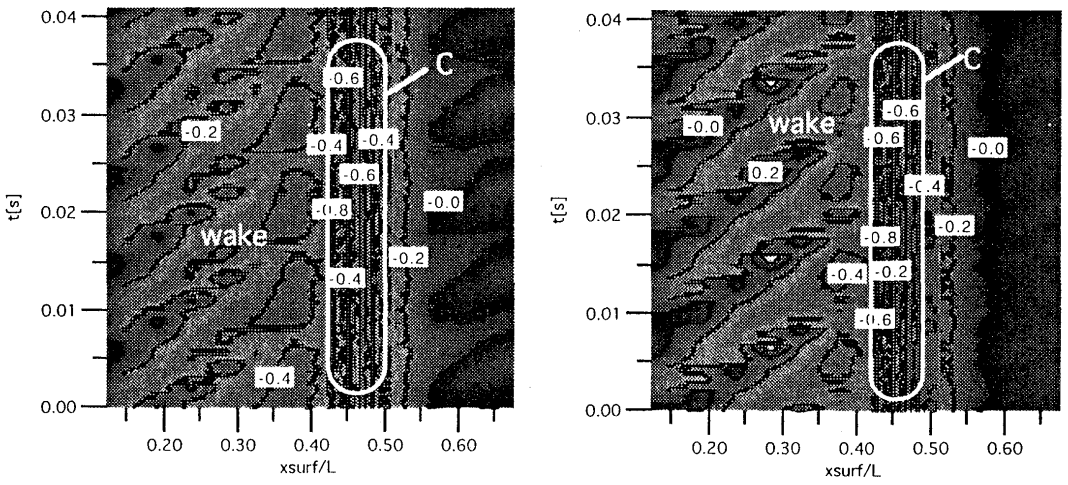


Figure.8 Distance-time disgrams of ensemble-averaged shape factor in the case of S=6.45
(left)Normal Rotation (right)Reverse Rotation

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ると，図4の正回転の場合の方が後流持続時間が長い．また，図5の逆回転の場合は，後流と乱流パッチ間の時間が加速領域内で正回転に比べて長い[4]．これは，局所的な速度変動であるnegative-jetの効果[5]であると考えられる．

3.4 形状係数の時空間図 （周波数効果/圧力勾配の効果/回転方向効果）

後流通過の影響による境界層遷移の特徴を，形状係数の時空間図で示す．全てのデータ整理には，それぞれの条件下（円柱本数および回転方向）のデータから定常流下におけるデータを差し引いた値を用いている．図6,7,8はそれぞれ順に，円柱本数が3,2,6[本]に対する形状係数の時空間図で，横軸は図4，5と同様に平板翼表面距離を代表長さで無次元化した距離，縦軸は時間的変化，そして左図が正回転，右図が逆回転の場合を示す．後流通過により平板翼表面上では，形状係数の負の領域（図中のwake）が時空間上でくさび型に拡大していき，その傾向は正回転が顕著である．これは，3.3章の後流の影響を受ける境界層の瞬間図でも明らかにされている．同様に，圧力勾配がない形状係数の時空間図[2]からも，くさび型に拡大していく傾向があるため加速の効果は小さいと思われる．次に加速から減速にかけての領域（$0.40< x_{surf}/L <0.50$）では，図の全てにおいて形状係数が激しく変化し，剥離の存在を示唆している．まず，後流の影響を受けてない領域Aに注目するとその領域ではわずかに差し引いたデータが増加しており，ストローハル数Sが増加するとその増加した値が減少する傾向がある．これは圧力分布の結果からも示されたように，この領域で剥離泡が存在しており円柱本数が増える，つまりストローハル数Sの増加と共に，剥離が抑制される傾向にある．しかし，ストローハル数S=6.45の領域Cでは時間的変化によらず後流の影響を絶えず受けており，また回転方向に問わず領域A，Bのようなわずかなピーク値が確認できない．一方，後流の影響を受けている領域Bでは，形状係数が円柱本数および回転方向によらずほぼ同値を示している．続いて後流の乱流パッチにより強制遷移が引き起こされるが，剥離泡も遷移を引き起こす原因の一つであると考えられる．

4 結言

本研究では上流側ノズル翼列から発生した周期的後流が下流側翼列の翼面境界層に与える干渉現象を，後流発生装置の円柱列と平板翼および加減速装置を用いて非定常境界層計測を行った．以下に得られた知見を示す．

(1)周期的後流により壁面付近で発生している乱流スポットは，後流が減速領域を通過すると急激に発達する．その乱流スポットは，下流側の減速領域に存在している高い乱れ度領域と合併する．そして，合併後も乱流スポットは成長しつづけており，高い乱れ度は次第に強くなりその領域も拡大する．

(2)形状係数の時空間図からは，回転方向および周波数効果の違いが確認できた．

(3)今回の計測で，減速領域で生じる剥離泡と周期的後流とには，ストローハル数が増加すると剥離泡が抑制される傾向が示唆される．

謝辞

本研究に対してご指導頂いた渡邊喬岩手大学教授に感謝の意を表す．実験遂行に当たっては本学大学院生楠城達雄君の協力を得た．また，本研究で使用した装置の製作に当たっては，岩手大学工学部工作センター佐々木圭一技術職員にご尽力いただいた．合わせてここに感謝の意を表す．

参考文献

［1］ Ken-ichi Funazaki, Takashi Kitazawa and Kazuyuki Koizumi,Tadashi Tanuma, ,ASME Paper 97-GT-451［2］ 目黒，岩手大学修士論文，1992［3］ 北澤，岩手大学修士論文，1995［4］ Addison,J.S. and Dong,Y.,1989. Unsteady Aerodynamics and Aerolasticity of Turbomachines and Propellers (Beijing), Ed. Pan T. et al., Int'l Academic Publishers, pp. 239-253［5］ 小薮，岩手大学修士論文，1997［6］ 船崎ら，ガスタービン学会誌，Vol.24,No .95,1996,74［7］ Hodson, Dawes, ASME Paper 96-GT-494

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

遷音速翼列における衝撃波変動現象の測定

A—9

白鳥敏正（東京都立科学技術大学）
＊松下政裕（東京都立科学技術大学大学院）
桜井忠一（東京都立科学技術大学）

1 まえがき

遷音速域、超音速域で作動するファン、圧縮機翼列における衝撃波を伴う空力弾性問題を考える上で、発生する衝撃波自身の挙動およびこれと空力的諸量との関係を知る事は大変重要な事である。翼列への流入・流出流の変動やじょう乱、衝撃波・翼面境界層の干渉あるいは翼自身の変形などの原因によって引き起こされた衝撃波の変動が翼面圧の急激な変化を発生させ、ひいては揚力、モーメントの変動を導く事は容易に理解されよう。このような衝撃波の変動の振動数はそれが関わる流れ場の範囲が小さいことから考えると、比較的高い振動数（たとえば 1kHz）まであり得る事が予想される。

遷音速・超音速域で振動する翼列に関する研究[1],[2],[3],[4]，においては翼列の非定常空力特性に衝撃波の挙動が重要な役割を果たしている事が示されている。

しかしながら、翼振動が存在しない場合でも、衝撃波の振動は衝撃波・境界層干渉およびそれに伴うはく離の発生、渦放出などを原因として発生し得る。Bogar[5]は遷音速でディフューザー内の垂直衝撃波の自励振動について実験研究を行なっている。食い違い角 0 °における直線翼列に幾何学的に対応するとみなされる矩形流路内遷音速流中の単独翼における衝撃波の自励振動現象は白鳥・谷田[6]により、その後さらに山本・谷田[7]によって詳細に調べられ、その発生振動数、発生メカニズムなどが報告されている。この場合、流れと衝撃波の振動は翼の下面側流路と上面側流路で互いに強く結びついたものとなっている。

以上の点を総合的に考えると、翼列間流路の衝撃波の自励的な振動の発生は遷音速翼列における衝撃波フラッタ発生の大きな誘因となり得る、あるいは発生範囲の変化を生み出し得ると推察される。また最近活発に行われるようになった衝撃波を伴うフラッタ問題の数値解析的研究の結果を評価する上でも衝撃波挙動の実験的研究は有用なものとなろう。

本研究では、近似的な２次元翼列における衝撃波の挙動を食い違い角 0 °と 30 °の場合について、翼間衝撃波の位置測定を中心に行ない、翼列における衝撃波の振動現象を実験的に調べた。

2．実験装置

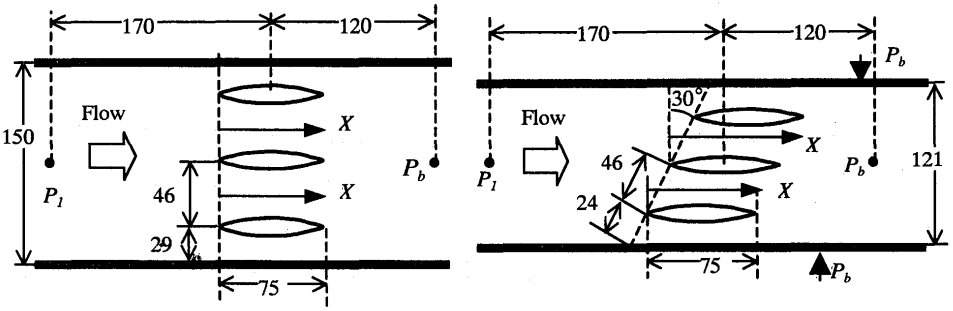
使用した風洞は本学のブローダウン式高速風洞であり、測定部寸法は断面高さ 150mm、幅 100mm、測定部長 400mm である。取り扱う実験範囲が翼間流路での流れのチョークおよび衝撃波発生を含むことから、流れ状態は流入マッハ数と翼列後方静圧で決定される。そのため流れ状態の設定は流入側全圧（集合胴全圧）と測定部後方チョークノズルスロート面積の調整によって行われた。またこれにより風洞後方の拡散胴からの乱れの測定部への伝播を抑止している。試験翼列は翼厚 10 %、翼弦長 75mm、翼幅 100mm の対称円弧翼３枚で構成されている。各翼は入射角 0 °、46mm ピッチ（ピッチ・コード比＝ 0.54 ）で一方の側壁から片持ち支持されている。Fig.1 に食い違い角 0 °、30 °における試験部での翼配置および各座標を示した。ここで３枚翼で構成された翼列は隣接流路における流れの干渉を含む現象を考慮できる最低のものと考えているが、直線翼列と

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

しての十分な流れの周期性を得るためにはより多くの翼を必要とする事、また食い違い角 30°では上下壁による鏡像関係は直線翼列条件を満たしていない事を付記しておく。

実験条件は翼間で流れがチョークし、翼間に衝撃波が存在する範囲とし、食い違い角 0°に対しては M=0.61、P_b=0.63～0.76、30°に対してはマッハ数 M=0.58、P_b=0.63～0.79 で行われた。ここで P_b は翼列後方静圧（Fig.1 参照、以下背圧という）を翼列前方全圧（集合胴全圧）で無次元化したものである。なおこの時のレイノルズ数 Re は代表長さとして翼弦長をとるとどちらの場合も $Re \fallingdotseq 1.1 \times 10^6$ である。



(a) 食い違い角 0°　　(b) 食い違い角 30°

Fig.1　模型概要

3．計測システム

主な測定項目は翼間衝撃波の流路方向位置変化である。衝撃波は反射式シュリーレン光学系、ＣＣＤラインイメージセンサを用いた高速ラインスキャンカメラ（DALSA 製 CL-C9-512M :512 素子）そしてラインビデオ信号収集・処理コンピュータで構成された計測システム[8]を使用して行われた。Fig.2 に衝撃波位置計測システムの概略を示す。このシステムは 1 素子あたりの光学的空間分解能 0.094 mm、振動数 1kHz 程度、移動速度約 50m/s までの流路方向の衝撃波位置を計測可能である。なお以下特に断らない場合には Fig.1 に示されるように衝撃波位置は翼間流路の中央線に沿って測定されている。このシステムにおいて、衝撃波以外の影を弱め、衝撃波のみを検出しやすくするため、ナイフエッジはシュリーレン感度を減らすように設定されている。

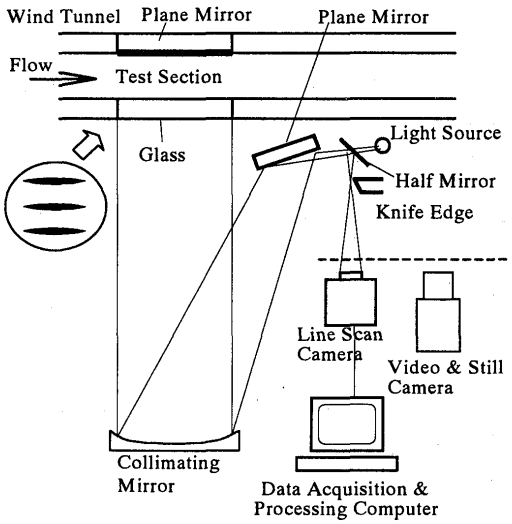
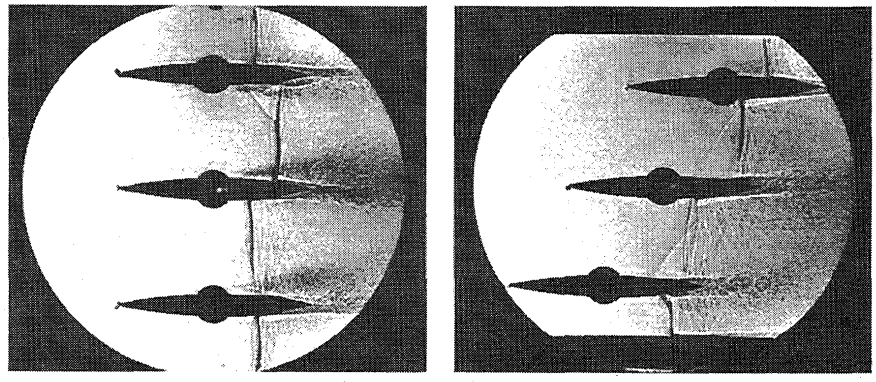


Fig.2　衝撃波位置計測システム

4．実験結果

4.1 翼列流れ全体の様子

はじめに、衝撃波が変動している状態での流れ場全体の様子を観察するために、シュリーレン可視化像のスチルカメラ瞬間光撮影、ビデオカメラ連続光撮影を行った。ここでは瞬間光シュリーレン写真



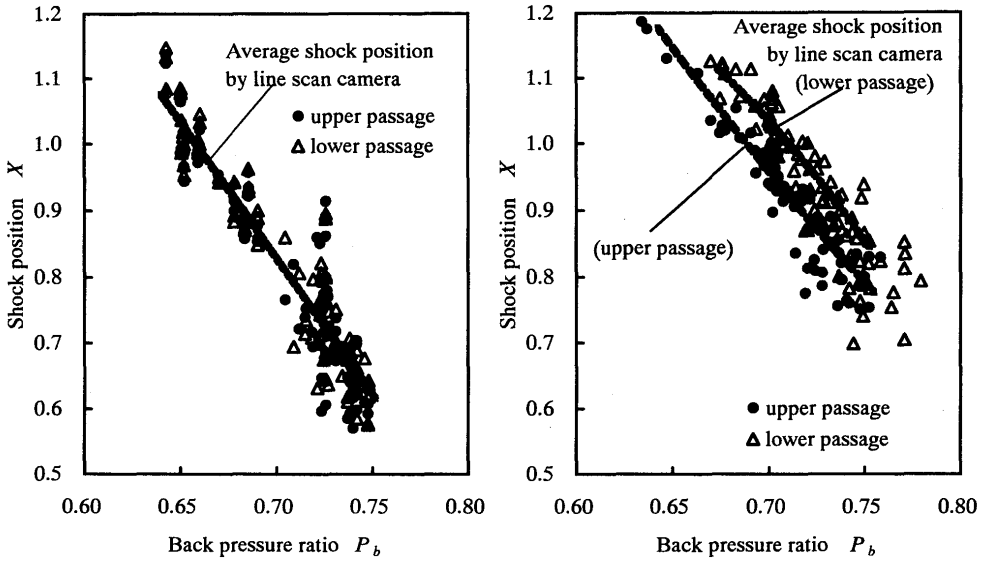
(a) 食い違い角 0°　(M = 0.613,　P_b = 0.724)　　(b) 食い違い角 30°　(M = 0.579,　P_b = 0.724)

Fig.3　瞬間光シュリーレン写真例

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

の一例を Fig.3a（食い違い角 0 °）、Fig.3b（30 °）に示す。食い違い角 0 °の場合、上下流路での衝撃波位置が互い違いとなっていること、衝撃波の翼根元での境界層のはく離、それに伴う後流の変向などが明瞭に観察される。これは山本らの矩形流路中単独翼における衝撃波振動現象の報告と同様の結果である。一方、食い違い角 30 °の場合では、上下流路での衝撃波位置関係は本写真では不明確であるが、ビデオ画像から衝撃波発生位置は安定しておらず、この場合でも、衝撃波振動現象が発生している事が観察された。

4.2 衝撃波の発生位置　瞬間光シュリーレン写真から、流路中央での衝撃波の翼弦方向位置を読み取り、背圧に対して整理した結果を Fig.4a（0 °）、Fig.4b（30 °）に示す。なお図中には、後に示すラインスキャンカメラで記録された画像から抽出された衝撃波位置の平均値を共に示してある。いずれの食い違い角でも、衝撃波は背圧の減少と共に後方へと移動して行くが、同一背圧に対してその位置は一点に留まることなく、ばらついている。これは以下の結果に明瞭に示されるように衝撃波の振動現象および不規則な変動によるものである。また食い違い角 30 °の場合、下翼間流路での衝撃波の方が上翼間流路での衝撃波より相対的に若干後方（下流側）に位置しており、本実験では時間平均的翼列流れの翼間周期性はやや不十分であると判断される。

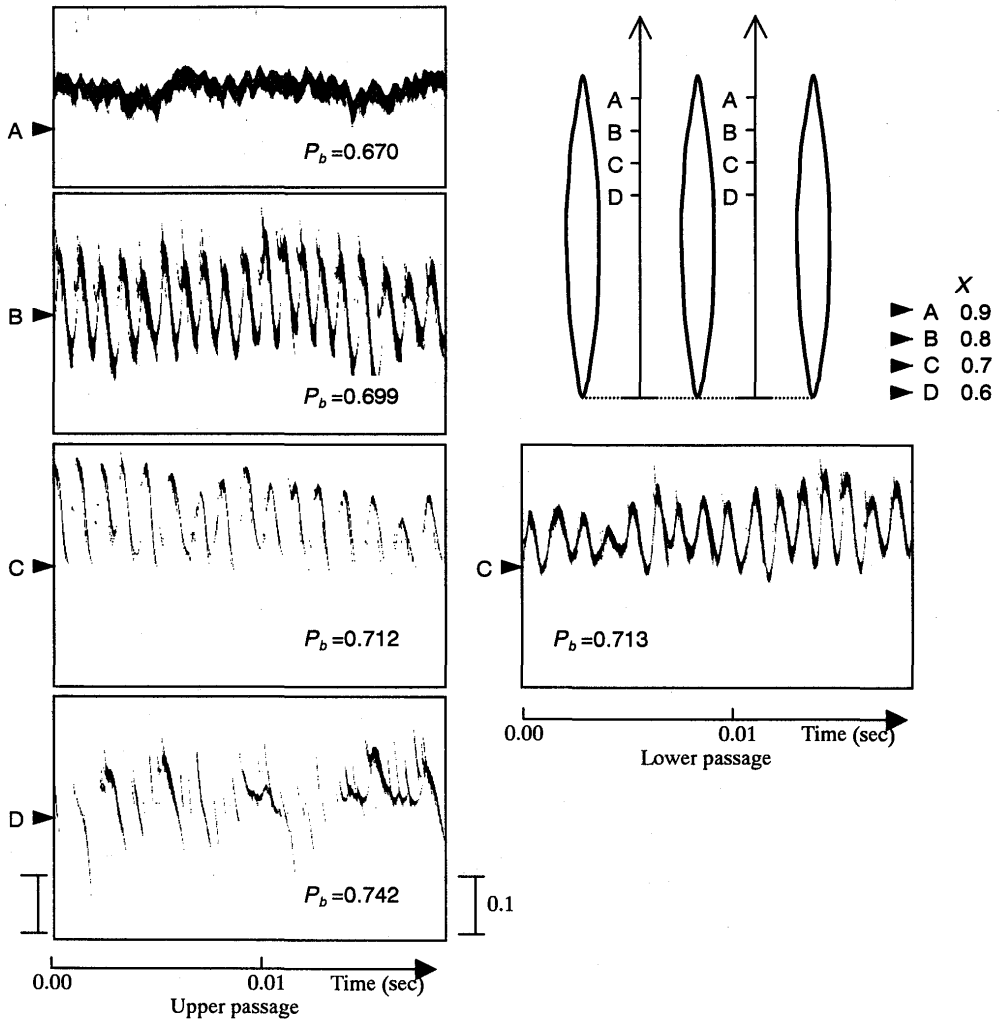


(a) 食い違い角 0°　(b) 食い違い角 30°

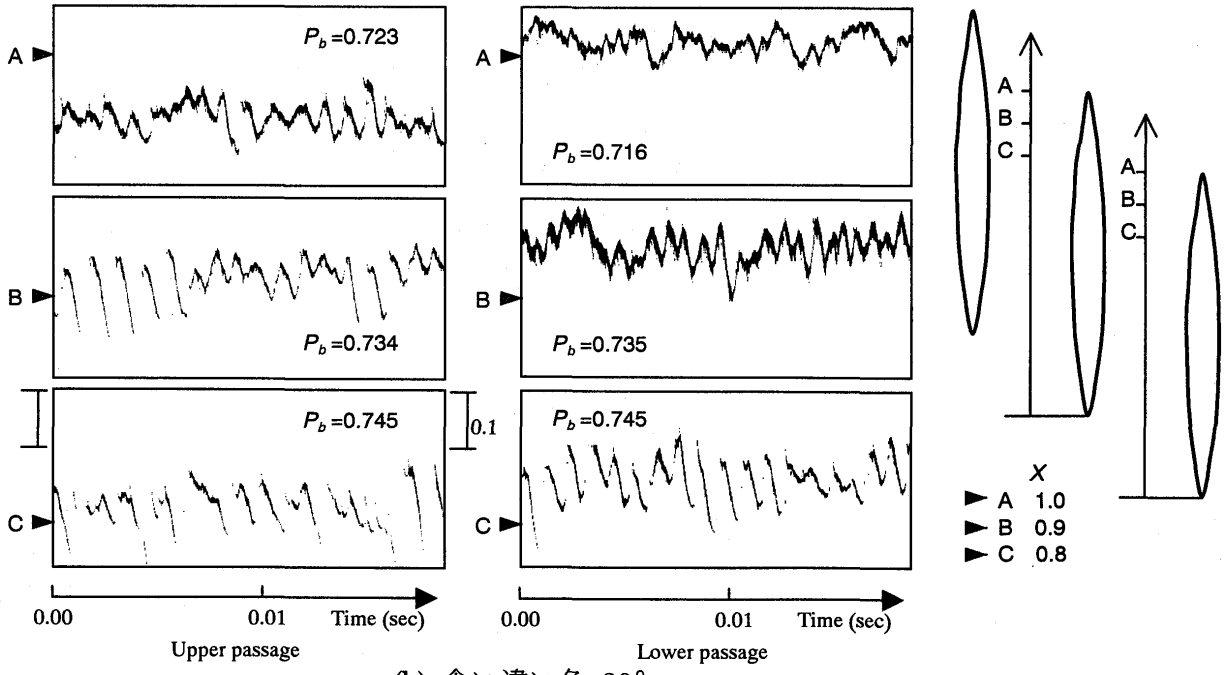
Fig.4　背圧に対する衝撃波位置

4.3 衝撃波の振動現象　このように変動する衝撃波の翼弦方向位置を定量的かつ詳細に調べるために、ラインスキャンカメラを用いて流路中央における衝撃波の翼弦方向画像を記録、計測した。Fig.5a（0 °）、Fig.5b（30 °）はこれらの時系列測定結果を各背圧に対して示したものである。衝撃波の翼弦方向画像は図中の黒い部分として表わされている。これらをみると、衝撃波の変動の様子は背圧により、かなり異なった様子となっている。まず 0 °の場合、発生し始めた衝撃波は弱く、前方への移動と消滅を繰り返しているが持続的な振動現象とはなっていない（P_b=0.742）。背圧の減少に従い、衝撃波は平均的に後方へ移動し、持続的な振動を始め、安定な振動と振動数の増加（P_b=0.712、0.699）、そして小振幅の振動を含む不規則な変動へと至る（P_b=0.670）。この場合、上下の流路での現象はほぼ同一であった。Fig.5b をみると、30 °の場合でも同様の現象が発生している事が十分観察される。しかしながら 0 °の場合と比べ、振幅はやや小さくまた振動現象も十分安定していないようである。これは 30 °の場合の方が翼間流路面積変化が緩やかなため、発生衝撃波およびそれに伴う境界層はく離が相対的に弱い事、隣接流路との現象のカップリングが弱い事などが関係していると思われる。なおほぼ同一の背圧の時、その上下流路の振動パターン、振動数が互

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.



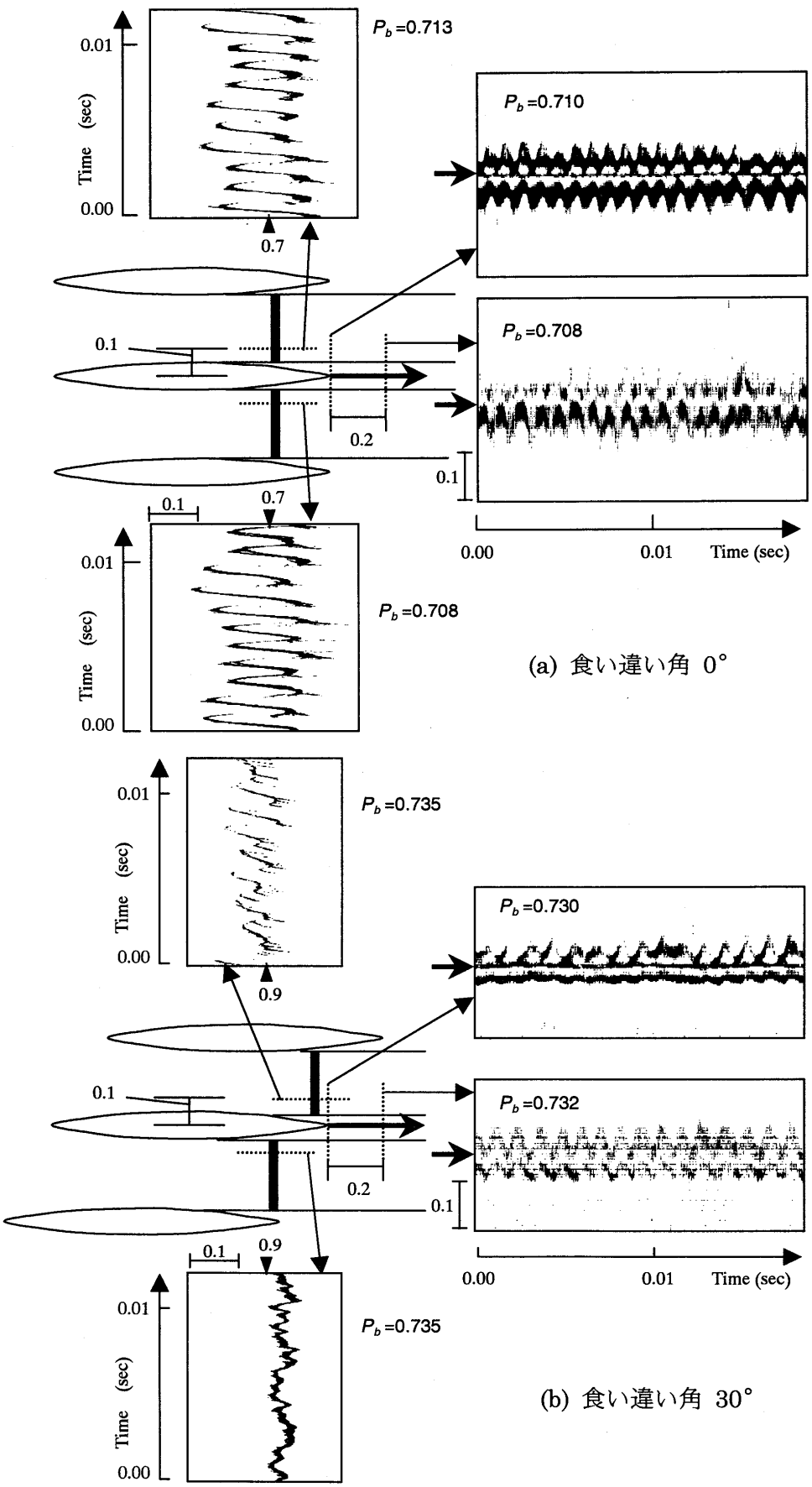
(a) 食い違い角 0°



(b) 食い違い角 30°

Fig.5 衝撃波位置の時間変動

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.



(a) 食い違い角 0°

(b) 食い違い角 30°

Fig.6　翼面近傍衝撃波位置と後流の時間変動

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

いに異なっており、翼上面近傍衝撃波・境界層が支配的であるようにみうけられる。しかしながら、これは上下流路の衝撃波の平均位置が異なっていることの影響が現れたものとも考えられる。

4.4 衝撃波変動と後流変動の関連　中央翼の上下翼面での衝撃波挙動と後流の変動との関連をみるために、明瞭な衝撃波振動現象の観察された P_b≒0.71（0 °）、0.73（30 °）について、翼弦線から 10%離れた所での衝撃波位置の測定および翼後縁直後と 20%後方での後流の変向の測定を行った。なお後流測定の場合には、ナイフエッジをほぼ水平に設定してシュリーレン可視化を行っている。得られた結果を Fig.6a（0 °）、6b（30 °）にまとめた。0 °の場合については、翼上面、翼下面近傍ともほぼ同一の振動パターンを呈しており、両流路の衝撃波振動に伴い、後流は上下にほぼ均等に変動していることが観察される。これらのおよその振動数は 820Hz（上面）、860Hz（下面）、910Hz（後縁直後の後流）、960Hz（20%後方の後流）と背圧条件がわずかに異なるため違いはあるもののほぼ同程度であった。それに対して 30 °の場合では、上面、下面の衝撃波振動パターンは上面側で比較的低振動数（690Hz）、下面側で低振動数（230Hz）と高振動数（1500Hz）の混じったものと互いに異なっており、また後流は主に上面方向に変向し振動している。この時の後流の振動数は 760Hz（後縁直後）、780Hz（20%後方）と上面側に近いものであった。

5．むすび

本研究では、遷音速翼列における衝撃波振動現象を実験的に明らかにするために、３枚の翼で構成された近似的な２次元翼列の翼間に発生する衝撃波の挙動を食い違い角 0 °と 30 °の場合について、翼間衝撃波の位置測定を中心に行ない衝撃波の振動現象を調べた。

その結果、矩形流路中の単独翼で報告された衝撃波振動現象と同一の現象がこれに対応する食い違い角 0 °の翼列においても発生する事が確認された。この場合は、その振動メカニズムから考えて明らかに上下流路間で逆位相となる振動が支配的である。次に 30 °の食い違い角を有する翼列の場合についても衝撃波振動現象は相対的に弱くなるものの発生する事が実験的に明らかとなった。30 °の食い違い角を有する翼列の場合、その振動メカニズムは定性的には 0 °の場合と同様であろうが、上下流路間でのカップリング、位相関係などなお不明であり、今後、隣接流路間衝撃波振動や後流変向との位相関係を調べるため、これらの同時測定などを行う必要があろう。したがって通常の食い違い角を有する翼列で、ある特定の振動数、位相差を有する翼列特有の衝撃波振動現象が存在し得るかどうかの結論を出すのは早急であろう。

参 考 文 献

(1) Bendiksen, O. O., "Role of Shocks in Transonic/Supersonic Compressor Rotor Flutter," AIAA Journal, Vol.24, July, 1986, pp.1179-1186.

(2) Shiratori, T. and Noguchi, Y. , "Aerodynamic Instability of Transonic Cascade with Shock Movement," 12th Proc. of ISABE, 1995, pp.644-654.

(3) Watanabe, T., Doi, H. and Kaji, S., "Numerical Analysis of the Unstarted Flutter in a Compressor Cascade, " *Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines*, edited by Tanida, Y. and Namba, M., Elsvier, 1995, pp.207-222.

(4) Kobayashi, H., "Annular Cascade Study of Low Back-Pressure Supersonic Fan Blade Flutter ," Trans. of ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.112, No.4, Oct. 1990.

(5) Bogar, T.J., "Structure of Self-Excited Oscillations in Transonic Diffuser Flows," *AIAA J.*, vol. 24, pp. 54-61, 1986.

(6) 白鳥、谷田、「遷音速内部れにおかれた翼に生ずる衝撃波の自励振動」、東京都立科学技術大学研究報告、第 14 号、1986、pp.49-57。

(7) Yamamoto, K., and Tanida, Y., "Self-Excited Oscillation of Transonic Flow Around an Airfoil in Two-dimensional Channel," Paper of Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, ASME 89-GT-58, June, 1989.

(8) 松下、白鳥、「ラインスキャンカメラによる衝撃波位置計測」、第２５回可視化情報シンポジウム講演論文集、Vol.17 Supple. No.1、1997、pp.305－308

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

遷音速振動翼列の非定常空力解析

A—10

柴田貴範 (日立製作所)　梶昭次郎 (東京大学工学部)

1　はじめに

計算機の発達により、ナビエ・ストークス方程式やオイラー方程式を使った翼列の非定常空力解析が盛んに行われるようになってきた。だがそれらの解析は、着目する現象の周波数によっては非常に長時間の計算となり、計算負荷が高い。そのことは翼列フラッタ現象を考える上で特に問題となる。というのは翼列フラッタ問題の場合、流入マッハ数や圧力比などの流体力学的パラメタ以外に、振動数や翼間位相差、さらには振動振幅や振動方向といった翼振動に関わる変数も存在するため、適切なフラッタ特性を知るには非常に膨大な量の解析を行う必要があるからだ。

そのような計算時間の問題を解決するため、フラッタや空力音響などの非定常流体解析では、非定常擾乱を定常流れに対し線形化することが広く行われてきた。そのような微小擾乱近似に基づく解法では、衝撃波による非線形な圧力変動のモデル化が重要となるが、近年、線形化オイラー方程式を衝撃波捕獲法で解くことの有効性が明らかとなり、簡便で、高速な非定常空力解析手法が発展してきている [1, 2, 3, 4]。しかし、単純な衝撃波形状の流れに対し、その手法の有効性は確認されつつあるが、複雑な衝撃波形状の流れに対する適用性については未明な点が多い。

本研究では、非線形オイラー方程式を時間進行法で直接解く非線形解析法と、方程式を線形化してから解く、高速な線形解析法を開発し、両手法の結果を比較することによって、線形解析法の有効性・適用限界を調べた。そして、それぞれの特長を活かして、多様な流れ場・振動条件における翼列安定性解析を行った。本稿では、強い衝撃波を含む振動翼列の非定常空力特性について、振動方向および振動振幅の影響を中心に報告する。

2　数値計算法

2.1　支配方程式と計算スキーム

非粘性、断熱的な理想気体を考える。質量保存、運動量保存、およびエネルギー保存の法則により、2次元一般曲線座標系 (ξ, η) での強保存形表示されたオイラー方程式は次のように与えられる：

$$\frac{\partial \widehat{\boldsymbol{U}}}{\partial \tau} + \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{F}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{G}}}{\partial \eta} = 0 \tag{1}$$

ここで$\boldsymbol{U} = [\rho, \rho u, \rho v, e]^T$, $\boldsymbol{F} = \left[\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (e+p)u\right]^T$, $\boldsymbol{G} = \left[\rho v, \rho vu, \rho v^2 + p, (e+p)v\right]^T$ と置くと、$\widehat{\boldsymbol{U}} = \boldsymbol{U}/J$, $\widehat{\boldsymbol{F}} = (\xi_t \boldsymbol{U} + \xi_x \boldsymbol{F} + \xi_y \boldsymbol{G})/J$, $\widehat{\boldsymbol{G}} = (\eta_t \boldsymbol{U} + \eta_x \boldsymbol{F} + \eta_y \boldsymbol{G})/J$ と表わされる。ただし、ρ は密度を、p は圧力を、u, v はそれぞれ x 方向および y 方向速度を表わし、$e = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2)/2$ である。また Jは座標変換ヤコビアンであり、$J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x = 1/(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi)$ と表わすことができる。

方程式 (1) は、陰的時間進行法を使って、差分法で解くことができる。時間精度を上げるため、時間方向の離散化には3点後退陰解法を用いることとすると、差分式は次式で表わすことができる：

$$\frac{1.5\Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^n - 0.5\Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^{n-1}}{\Delta t} + \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{F}}}{\partial \xi}^{n+1} + \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{G}}}{\partial \eta}^{n+1} = 0 \tag{2}$$

ただし、$\Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^n = \widehat{\boldsymbol{U}}^{n+1} - \widehat{\boldsymbol{U}}^n$ である。近似因子化や線形化に依存しない解を求めるため、Newton 反復法で (2) 式を満たす解を求めることとすると次式が得られる：

$$\left[\boldsymbol{I} + \frac{2\Delta t\theta}{3}\frac{\partial \widehat{\boldsymbol{A}}}{\partial \xi}^p + \frac{2\Delta t\theta}{3}\frac{\partial \widehat{\boldsymbol{B}}}{\partial \eta}^p\right]\Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^p = -\left(\widehat{\boldsymbol{U}}^p - \widehat{\boldsymbol{U}}^n\right) - \frac{2\Delta t}{3}\left[\frac{\partial \widehat{\boldsymbol{F}}}{\partial \xi}^p + \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{G}}}{\partial \eta}^p\right] + \frac{1}{3}\Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^{n-1} \tag{3}$$

ここで$\widehat{\boldsymbol{A}} = \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{F}}}{\partial \widehat{\boldsymbol{U}}}, \widehat{\boldsymbol{B}} = \frac{\partial \widehat{\boldsymbol{G}}}{\partial \widehat{\boldsymbol{U}}}, \Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^p = \widehat{\boldsymbol{U}}^{p+1} - \widehat{\boldsymbol{U}}^p$であり、$p$=1,2,... は各時間ステップにおける反復計算の回数を示す指標である。各時間ステップにおける Newton 法が収束（$\Delta\widehat{\boldsymbol{U}}^p \to 0$）した時点で、2次の時間精度を得ることができる。(3) 式の左辺に LU-ADI 法 [5, 6] を使った近似因子化を施し、数値的な安定性の改

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

善と計算量の削減を図った。式 (3) 右辺の対流項の評価には、Yee et al. [7, 8] によって提案された upwind 型 TVD スキームを用いており、空間精度 2 次である。なお、制限関数には minmid 関数を用いた。

このような非線形オイラー方程式に基づく解法は計算時間がかかるため、非定常擾乱項を定常場に対して線形化した線形化オイラー方程式に基づく手法も開発した。いま、非定常擾乱は定常場に比べ微小であると仮定すると、保存変数ベクトルを次のように置くことができる：

$$\boldsymbol{U}(\xi,\eta,\tau)=\overline{\boldsymbol{U}}(\xi,\eta)+\widetilde{\boldsymbol{u}}(\xi,\eta)e^{i\omega\tau} \qquad (\widetilde{\boldsymbol{u}}<<\overline{\boldsymbol{U}}) \tag{4}$$

ここで$\overline{\boldsymbol{U}}$ は 0 次のオーダーである定常流れ場を、$\widetilde{\boldsymbol{u}}$ は 1 次の微小項にあたる保存変数ベクトルの複素振幅：$\widetilde{\boldsymbol{u}}=[\widetilde{\rho},\widetilde{\rho u},\widetilde{\rho u},\widetilde{e}]^T$を表わしており、また$\omega$ は振動数である。以下の定式化では、$\bar{}$と$\widetilde{}$をそれぞれ定常項と非定常擾乱項を表すものとして扱っている。同様に翼振動が微小であるとすると、計算格子の動きは

$$x=\overline{x}+\widetilde{x}e^{i\omega t}, \qquad y=\overline{y}+\widetilde{y}e^{i\omega t} \tag{5}$$

とおける。

式 (4), (5) を式 (1) に代入し、メトリックスの間に成り立つ関係式を使って整理し、1 次の微小量についてまとめると、以下に示す線形オイラー方程式が導出される：

$$i\omega\overline{\left(\frac{1}{J}\right)}\widetilde{\boldsymbol{u}}+\frac{\partial\widetilde{\boldsymbol{f}}}{\partial\xi}+\frac{\partial\widetilde{\boldsymbol{g}}}{\partial\eta}+\boldsymbol{S}_M=0 \tag{6}$$

ここで$\widetilde{\boldsymbol{f}}=\left\{\overline{\left(\frac{\xi_x}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{F}}}{\partial\overline{\boldsymbol{U}}}+\overline{\left(\frac{\xi_y}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{G}}}{\partial\overline{\boldsymbol{U}}}\right\}\widetilde{\boldsymbol{u}}$, $\widetilde{\boldsymbol{g}}=\left\{\overline{\left(\frac{\eta_x}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{F}}}{\partial\overline{\boldsymbol{U}}}+\overline{\left(\frac{\eta_y}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{G}}}{\partial\overline{\boldsymbol{U}}}\right\}\widetilde{\boldsymbol{u}}$ そして$\boldsymbol{S}_M$は定常流れと格子の動きとに依存する湧き出し項である：

$$\boldsymbol{S}_M=\widetilde{\left(\frac{\xi_t}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{U}}}{\partial\xi}+\widetilde{\left(\frac{\xi_x}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{F}}}{\partial\xi}+\widetilde{\left(\frac{\xi_y}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{G}}}{\partial\xi}+\widetilde{\left(\frac{\eta_t}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{U}}}{\partial\eta}+\widetilde{\left(\frac{\eta_x}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{F}}}{\partial\eta}+\widetilde{\left(\frac{\eta_y}{J}\right)}\frac{\partial\overline{\boldsymbol{G}}}{\partial\eta} \tag{7}$$

式 (6) はこのままでは解きづらいので、Ni and Sisto [9] の方法にならって、仮想時間に関する偏微分項を加えて双曲型の方程式の形に表し、時間進行法を使って定常解を求めることとした（擬似時間進行法）。対流項の差分化には、非線形手法と同じＴＶＤスキームを用いており、空間精度は 2 次精度となっている。時間積分にはオイラー陽解法を用い、計算時間短縮のため局所時間刻み法を用いた。

2.2 境界条件

線形、非線形解析法ともに、入口･出口境界には線形化オイラー方程式の解析解に基づく無反射条件 [10, 11] を適用している。翼間位相差を考慮して周期境界条件を与えることにより、単独翼間流路のみの計算で、全ての翼が一定の翼間位相差をもって振動している流れ場をシミュレートできる。特に、非線形解析では、周期境界上での物理量の時間変化をフーリエ級数を使って表わすことにより、衝撃波の動きに起因する変動の高調波成分も忠実に模擬することができる [12]。また、翼面境界条件としては、翼面に垂直方向の相対速度を 0 としている。

3 解析結果および考察

3.1 10th Standard Configuration (NACA5506)

開発した計算コードの正当性を確認するため、10th 標準翼列モデル [13] に対する非定常空力解析を行った。用いた計算条件は、翼弦に対して垂直方向に振幅 1%翼弦長で並進振動する、曲げ振動条件である。その計算格子を図 1 に示す。計算格子は 171×21 の O 型格子と、その上・下流に位置する 2 つの 41 × 25 の H 型格子から構成され、そのうち O 型格子は翼の振動に合わせて変形する変動格子である。なお、以下に示す非定常結果はすべて、圧力擾乱の場合は$\rho(u^2+v^2)h$ で、空力仕事の場合は$\rho(u^2+v^2)h^2$で割って、無次元化したものであることに注意されたい。

亜音速条件のときの翼面非定常圧力分布を図 2 に示す。無次元振動数 k（基準長は翼弦長）は 1.29 で、翼間位相差 σ は-90 度である。本手法の結果は Clark and Hall [3] の結果と良く一致しており、衝撃波を含まない全域亜音速流れの場合には十分な精度で非定常流れ場を捕らえている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

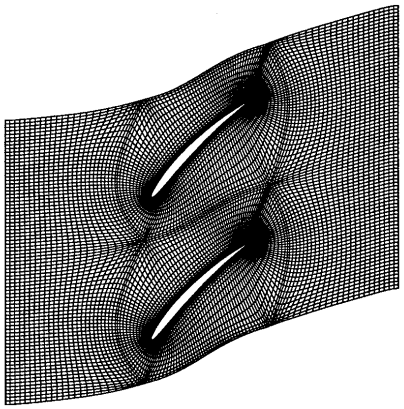


図 1: NACA5506 計算格子

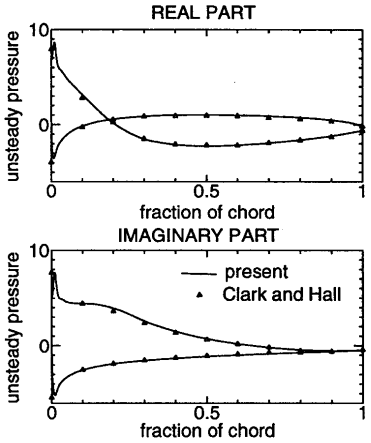


図 2: 翼面非定常圧力分布、10th Standard Cascade、M = 0.7, Ω = 55 deg, 曲げ振動, k = 1.29, σ = -90 deg

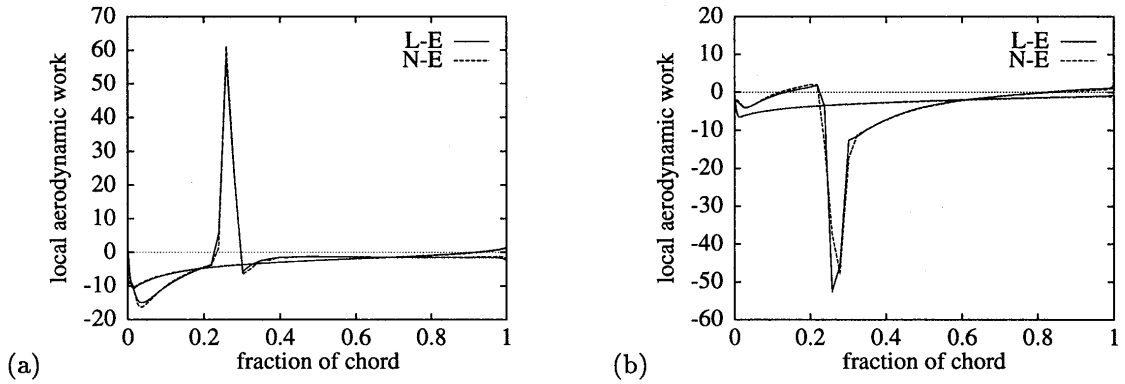


図 3: 翼面非定常空力仕事分布、10th Standard Cascade, M = 0.8, Ω = 58 deg, 曲げ振動, k = 1.00, (a): σ = 90 °, (b): σ = -90 °

線形化オイラー方程式を衝撃波捕獲法で解く場合、問題は衝撃波による非定常空気力を適切に捕らえられるかどうかにある。本計算法の衝撃波捕獲能力を確かめるため、線形および非線形解析法を用いて、遷音速条件下での振動翼列計算を行った。それによって得られた翼面非定常空力仕事分布を図3に示す。遷音速条件のとき、翼の背側 4 分の 1 翼弦長付近に垂直衝撃波が発生する。その衝撃波近傍の非定常空力仕事分布には、線形解析（L-E）と非線形解析（N-E）とで違いが現れているが、これは各手法によって得られる擾乱解の物理的意味合いの違いのためであり、線形化手法の正当性を否定するものではない。線形手法の場合、衝撃波インパルスの形状は、スキームの持つ数値粘性に依存するが、その下の面積は数値粘性に依存せず、常に一定のはずである。他方、非線形手法の場合、衝撃波近傍の空力仕事分布は、数値粘性ではなく、現実の物理現象である衝撃波の非定常的な動きに関係する。そのため衝撃波近傍の空力仕事分布に違いが現れるが、衝撃波インパルスの下の面積は等しく、その積分量である全空力仕事は十分な精度で一致した。($\sigma = 90$ 度のとき L-E:-4.57, N-E:-4.61; $\sigma = -90$ 度のとき L-E:-7.04, N-E:-7.18)。それゆえ、本線形解析手法によって、衝撃波の効果が正しく捕らえられていると考えている。

3.2 遷音速ファンの非定常空力解析

3.2.1 振動方向の影響

曲げモードフラッタというと翼弦に対し垂直方向の並進振動として取り扱われる場合が多い。しかし、現実の翼は翼根から翼端にかけてのねじれ角が大きいため、翼端付近では曲げ振動時に大きな翼弦方向変位を伴うのが普通である。Kaji [14] は、セミアクチュエータ・ディスク理論により、フラッタ境界に与え

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

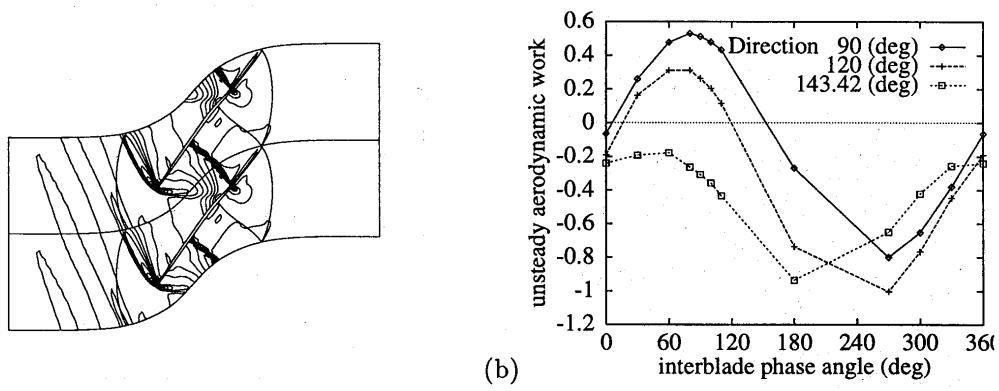


図 4: 空力仕事に対する振動方向の影響, M = 1.25, PR = 1.70, $k = 0.084$, (a) 定常流れ場（マッハ数等高線）, (b) 空力仕事と翼間位相差の関係

る、曲げ振動方向の重要性を指摘した。Bendiksen [15] は、斜め衝撃波反射点の動きを考慮した振動翼列解析により、曲げ翼列フラッタ発生が翼弦方向振動、すなわち翼の振動方向に強く依存することを示した。同様なことが強い衝撃波を伴う高負荷状態の翼列にも当てはまることが推測されるが、強い衝撃波と弱い衝撃波（マッハ波）とでは定性的に異なる可能性もあるので、線形手法を使って翼の振動方向の影響を調べてみた。振動方向は翼列軸流方向からの角度Ψ(=Psi) で表すが、実際のシュラウドのない翼列では、翼弦に対して垂直方向に振動する純粋曲げの状態よりも小さな角度で並進振動するのが一般的である。

翼後縁に強い衝撃波が存在する図 4 (a) の状態で、無次元振動数一定のまま振動方向を変化させたときの空力仕事の変化を図 4(b) に載せる。振動翼列の安定性は振動方向に強く依存しているのが分かる。振動方向が、純粋曲げの角度 ($\Psi = 143.42^\circ$) から減少していくにつれ、空力仕事の最大値は増加し、翼振動が不安定となる翼間位相差の範囲は増加する。つまり、Ψが小さくなって、翼弦方向振動が大きくなるほど、正の翼間位相差 (forward travelling wave) の翼振動に対し、フラッタが発生しやすくなる。

そのときの翼面空力仕事分布の変化を図 5 に示す。この図から分かるように、衝撃波近傍の空力仕事は振動方向の影響を顕著に受け、振動方向が純粋曲げ方向から周方向に近づくにつれ、衝撃波による空力仕事は減衰力から励振力へ変化している。これは、翼弦方向変位が加わることにより、衝撃波反射点の動きが振動によって誘起される非定常擾乱よりむしろ隣接翼との相対的な翼変位に支配されるようになるからであろう。

このような空力仕事の振動方向依存性は他の流れ場においても観察され、振動方向が翼列周方向に近づくほど、翼振動は不安定化しやすいことが判明した。衝撃波付着点近傍の空力仕事は、翼の振動方向の影響を顕著に受けるため、正確な翼列安定性を知るためには振動方向をきちんと考慮する必要がある。

3.2.2 振動振幅の影響

振動振幅 h が代表長さ（例えば翼弦長）に対し十分小さい場合、翼に働く全非定常空気力は h に比例し、全空力仕事は h^2に比例する。そのため、振動振幅 h を使って無次元化を行っていれば、振幅を変えた翼列安定性解析を行う必要はない。しかし、振動振幅が大きくなってくると、当然、非定常空気力の振幅に対する線形性は崩れてくる。現実の翼列フラッタが、微小振幅近似が成り立つような振幅範囲で発生しているかどうかは不明であるため、非定常空気力の振動振幅依存性を調べておくことは重要である。線形化手法の場合、微小擾乱近似により方程式を線形化しているため、非定常空気力の振幅依存性を調べることはできない。そのため、振幅の影響は非線形解析法を使って調べた。

非線形解析の場合、衝撃波による空力仕事は半楕円型の衝撃波インパルスとして捕らえられる。この形状は衝撃波の移動距離（$\propto h$）に依存し、振動振幅が大きいほどインパルスの幅は広がり、高さは低くなる。振幅に依存してインパルスの形状は変化するが、微小振幅近似が成立する範囲内では、その下の面積は常に一定の値をとる。それゆえ、振動振幅変化にともない衝撃波近傍の非定常空力分布に違いが現れたからといって、即座に振幅に対し非線形であると考えるのは誤りであり、非線形かどうかは h を使って無

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

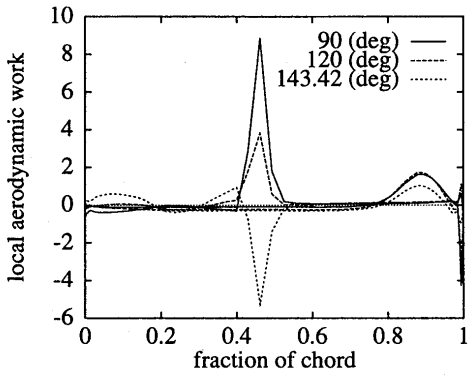


図 5: 翼面空力仕事分布に現れる振動方向の影響、M = 1.25, PR = 1.70, 曲げ振動、$k = 0.084$, σ=90 °

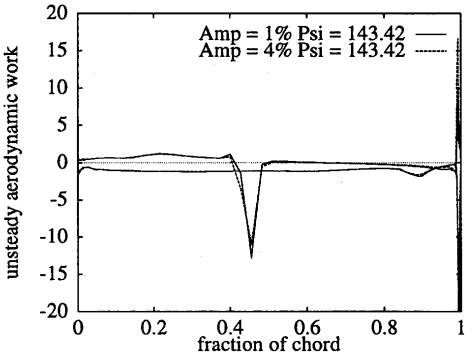


図 6: 翼面空力仕事分布に現れる振動振幅の影響、M = 1.25, PR = 1.70, 曲げ振動、$k = 0.42$, σ=0 °

次元化された全非定常空気力を比較してみなくてはならない。

翼後縁から衝撃波が発生している場合（図4 (a)）について、1%振幅と4%振幅の翼面空力仕事分布の比較を図6に示す。この流れ場では、衝撃波近傍以外の空力仕事は完全に一致しており、4%振幅は微小振幅の範囲内にある。衝撃波近傍でずれがあるのは振幅に比例して衝撃波の移動距離が増加するためであるが、衝撃波インパルスの形状は変わっても、その下の面積は変わらないはずである。翼に働く全無次元空力仕事は$\sigma = 0$ 度のとき 1%: -1.32, 4%: -1.25、$\sigma = 90$ 度のとき（図省略）1 %: -2.77, 4%: -2.71 であり、その差は大きくても 5%程度である。この差は非線形性の影響というより、振幅の小さな方の衝撃波の動きを捕らえるには衝撃波近傍の格子密度が十分でなかったためと考えられ、衝撃波以外の領域では振幅に依存しない空力仕事分布を示していることも考慮すれば、この流れ場において振幅の影響はないと言えよう。

振動振幅の影響は当然流れ場に依存するものであろう。そこで、非線形性の影響が現れやすいと考えられる、不始動状態の流れ (図 7) について、振動振幅の影響を調べてみた。この場合つねに振幅に対し非線形かというと、そうではなくて、 振幅の影響の現れ方は翼間位相差によって変わってくる。$k = 0.50, \sigma = 0$ °, $\Psi = 143.42$ のときには、空力仕事は振幅に対し線形（全空力仕事, 1%: -1.52, 4%: -1.48）と考えられる（図 8）が、$k = 0.50, \sigma = 90°, \Psi = 143.42$ のときには明らかに空力仕事の振幅依存性（全空力仕事, 1%: -3.08, 4%: -2.07）が現れている（図 9)。$\sigma = 90°$のときの全空力仕事の差は衝撃波インパルスの解像度の悪さで埋め合わせることができないほど大きく、また、衝撃波以外の領域でも空力仕事分布の差が激しいことから、この翼間位相差では振幅に対する非線形性が現れていると言える。さらに、 振幅による非線形性は振動方向にも依存し、$\Psi = 90°$の周方向振動のときには$\sigma = 90°$であっても、4%振幅は線形な範囲にある（図 10, 全空力仕事, 1%: -1.02, 4%: -1.04)。大ざっぱに言って、翼間スロート面積が大きく変わるような翼間位相差および振動方向の方が非線形性が現れやすい。

振幅の非線形性が現れた方が翼列の安定性が高まるかどうかについて、一般的な傾向はつかめていない。だが、翼列の不安定性の高い周方向振動において、空力仕事の振幅依存性が少ないことから、4%振幅で翼列安定性を調べたとしてもフラッタ境界に大した違いは現れないと思われる。振幅を大きくした場合、翼間位相差や振動方向によっては、空力仕事に振幅の影響が現れ得ることは忘れてはならないが、微小振動振幅の翼列安定性解析によって、おおよそのフラッタ境界は決まってしまうと考えて良い。

4 まとめ

非線形および線形化オイラー方程式に基づく振動翼列解析手法を開発し、標準翼列モデルを使って本手法の正当性を確認した。そして、遷音速ファン翼端断面形状を用いた非定常空力解析により、強い衝撃波を含む流れにおいて、翼の振動方向が翼列安定性を大きく左右することが明らかとなった。また、振動振幅の影響は、流れ場としては不始動状態の流れ場で、翼間位相差としては 90 ° から 270 ° の間で、振動方向としては純粋曲げに近い状態で、その影響が現れやすい。だが、フラッタ発生が問題になりやすい−90

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

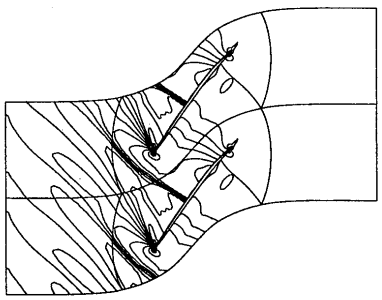


図 7: 定常流れ場（マッハ数等高線）、不始動状態、M = 1.05, PR = 1.54

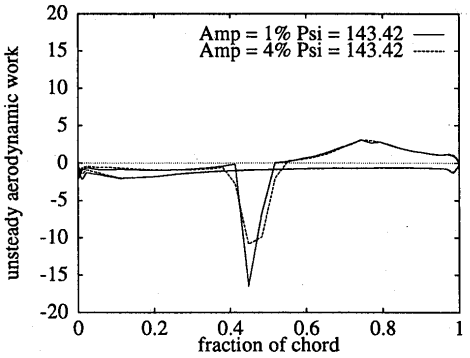


図 8: 翼面空力仕事分布に現れる振動振幅の影響、M = 1.05, PR = 1.54, 純粋曲げ振動、$k = 0.50$, σ=0 °,Ψ=90 °

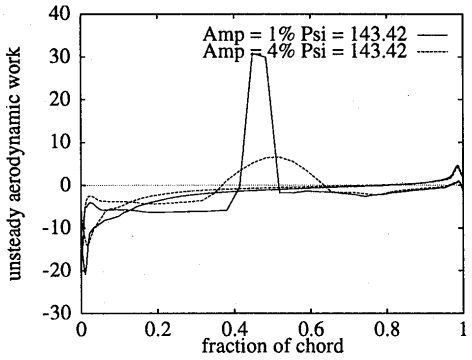


図 9: 翼面空力仕事分布に現れる振動振幅の影響、M = 1.05, PR = 1.54, 純粋曲げ振動、$k = 0.50$, σ=90 °

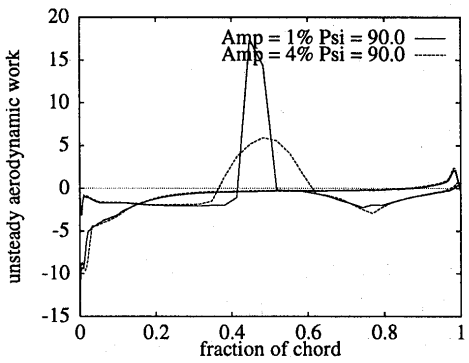


図 10: 翼面空力仕事分布に現れる振動振幅の影響、M = 1.05, PR = 1.54, 曲げ振動、$k = 0.50$, σ=90 °,Ψ=90 °

°$< \sigma <$ 90°の範囲や、周方向に近い振動方向において振幅の影響が小さいことから、振動振幅がフラッタ境界に与える影響は小さいと考えられる。

参考文献

[1] Lindquist, D. R., and Giles, M. B., AIAA Paper 91-1598, June 1991.

[2] Lindquist, D. R, and Giles, M. B., AIAA J., Vol. 32, No. 1, 1994, pp.46-53.

[3] Clark, W. S., and Hall, K. C., NASA-CR-192919, April 1993.

[4] Hall, K. C., Clark W. S., and Lorence C. B., Trans. of the ASME: J. of Turbomachinery, Vol. 116, July 1994, pp.477-488.

[5] Obayasi, S., Matsushima, K., Fujii, K., and Kuwahara, K., AIAA Paper 86-338, 1986.

[6] Fujii, K. and Obayasi, S., AIAA Paper 86-513, 1986.

[7] Yee, H. C., Warming, R. F. and Harten, A., J. of Comput. Phys., vol. 57, 1985, pp.327-360.

[8] Yee, H. C., Klopeer, G. H. and Montagne J. L. , J. of Comput. Phys., vol. 88, 1990, pp.31-61.

[9] Ni, R. H. and Sisto, F., Trans.of the ASME: J. Engineering for Power, vol. 98, No. 2, 1976, pp.165-170.

[10] Verdon, J. M. and Casper, J. R., AIAA J., vol.18, 1980, pp.540-548.

[11] Hall K. C. and Crawley, E. F., AIAA J., Vol. 27, No. 6, 1989, pp.777-787.

[12] He, L., Trans. of the ASME: J. of Turbomachinery, 111, 1989, pp.222-.

[13] Fransson, T. H., and Verdon, J. M., Proc. of the Sixth International Symposium: Unsteady Aerodynamics of Turbomachines and Propellers, Sept. 1991, pp.859-889.

[14] Kaji, S., I Mech E, C282/80, 1980.

[15] Bendiksen, O. O. ,AIAA J., 24-7 (1986), p1179

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

振動する三次元翼列翼に働く非定常空気力　A—11

＊小林孝雄（東芝 CAE システムズ）
殿岡大英（東海大学大学院）
高田浩之（東海大学工学部）

1. まえがき

軸流圧縮機や軸流タービンの三次元翼列翼が流体中で振動するとき、翼に働く非定常空気力の特性あるいはそのフラッタ特性を調べる上で、定常流れ場の三次元性、翼列配置や振動モードの三次元性などの効果は重大である。また、翼列翼が三次元的に振動するとき、その振動は同時に翼断面の変形を伴っているのが普通であり、著者らは既に二次元解析によって、その断面変形成分がフラッタ特性の決定に重要な役割を果たしていることを明らかにした[(1)]。しかしながら、翼スパン方向への非定常流れや後流面に沿っての流れ方向に軸をもつ非定常渦の存在は二次元計算においては考慮されず、三次元計算によってはじめてその効果を含めたフラッタ特性を調べることができる。一般にフラッタ研究において、実際に流れ場の三次元性や翼の三次元振動モードを考慮した例はあまり多くない[(2),(3)]。

本研究は、任意の翼断面形状をもち、任意の翼列配置を有する三次元の環状動翼列が一様流中で任意の振動モードで微少振動する場合に、それに働く非定常空気力の特性を明らかにしようとするもので、既報[(4)]では主にその計算方法と境界条件等について述べた。本報では実際に数値計算を行い、その一部の結果について報告する。ただし、流れは非粘性、非圧縮、渦なしとしている。

2. 移動格子系における支配方程式

対象翼列としては、角速度$\boldsymbol{\Omega}$で回転する環状動翼列を考え（図1）、その翼列翼は根元固定の振動解析によって得られる振動モードに従って、断面変形を伴う微小な振幅の調和振動（角振動数$\boldsymbol{\omega}$）を行うものとする。絶対流れを非圧縮ポテンシャル流れとすれば、翼と共に角速度$\boldsymbol{\Omega}$で回転する相対座標系(x,y,z)における支配方程式は、速度ポテンシャルをϕとするとき、ラプラスの方程式$\nabla^2_{xyz}\phi=0$である。絶対速度$\boldsymbol{v}$と相対速度$\boldsymbol{w}$との関係は次の通りである。

$$\boldsymbol{v}=\boldsymbol{w}+\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r}=\boldsymbol{w}+\boldsymbol{u}=\nabla\phi \qquad (1)$$

ここで、$\boldsymbol{r}$は位置ベクトル、$\boldsymbol{u}$は周速である。

空間を格子に分割し、その格子も翼の振動に伴って微小な振幅の調和振動を行うものとして、各格子点とともに移動する座標系を計算空間とする。各格子点の振動振幅ζ_iは、

$$\nabla^2\zeta_i=0 \quad (i=1,2,3) \qquad (2)$$

を満たすようにとるものとすれば、計算空間における速度ポテンシャルϕの支配方程式は総和規約（Einstein の規約）を用いて次のように書ける。

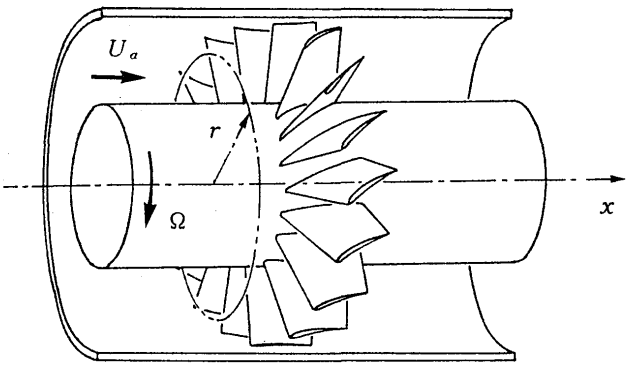


図1　解析対象

第12回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10，(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\nabla^2\phi - 2(\phi_{,j}\zeta_{j,i})_{,i} = 0 \qquad (i,j=1,2,3) \tag{3}$$

ここで、速度ポテンシャル ϕ を定常成分 $\overline{\phi}$ と微小な非定常成分 $\phi' e^{i\omega t}$ の和と考えると、$\overline{\phi}, \phi'$ の支配方程式はそれぞれ、二次の微小量を省略して、

$$\nabla^2\overline{\phi} = 0 \tag{4}$$

$$\nabla^2\phi' = 2(\overline{\phi}_{,j}\zeta_{j,i})_{,i} \tag{5}$$

となる。さらに、非定常成分の式 (5) の絶対速度 $\overline{\phi}_{,j}$ を式 (1) により相対速度 $\overline{w_j}$ を用いて表すと式 (5) は、

$$\nabla^2\phi''' = 2(\overline{w}_j\zeta_{j,i})_{,i} \tag{6}$$

となる。なお、ここでは新たに $\phi''' = \phi' - \zeta_i\overline{u_i}$ と置いた。$\overline{u_i}$ は周速である。ϕ' と区別するため ϕ''' を拡張ポテンシャルと呼ぶこととする。

運動方程式から得られる、回転座標系からみたベルヌーイの式を計算空間に変換し、諸量を定常成分と非定常成分の和と考え、二次の微小量を省略すると、定常および非定常のベルヌーイの式は、それぞれ、

$$\overline{p}/\rho + \overline{\phi}_{,i}^2/2 - \overline{\phi}_{,i}\overline{u_i} = const. \tag{7}$$

$$p'/\rho + i\omega(\phi''' - \overline{w}_i\zeta_i) + \overline{w}_i(\phi'''_{,i} - \overline{w}_j\zeta_{j,i}) - u_i'(2\overline{w}_i + \overline{u_i}) = 0 \tag{8}$$

となる。ここで、ρ は密度、$\overline{p}$ は定常圧力、p' は非定常圧力である。また、u_i' は周速の微小変動分であり、格子が微小振動することによって生ずる、振動の平均位置の周速 $\overline{u_i}$ からのずれである。この式から翼面上の定常および非定常圧力を求めることができる。

3. 計算方法

支配方程式 (4), (6) の離散化には有限要素法を用いる。計算領域を図 2 に示す。翼後流面 *CFMJ* は定常解析において繰り返し計算によって得られ、計算領域の一つの境界になっている。計算対象とした動翼列のスパン中央断面における格子の例を図 3 に示す。定常計算は、速度ポテンシャル ϕ の定常成分 $\overline{\phi}$ を求め、定常流速度を得ること、および後流面を決定することを目的としており、その結果はそのま

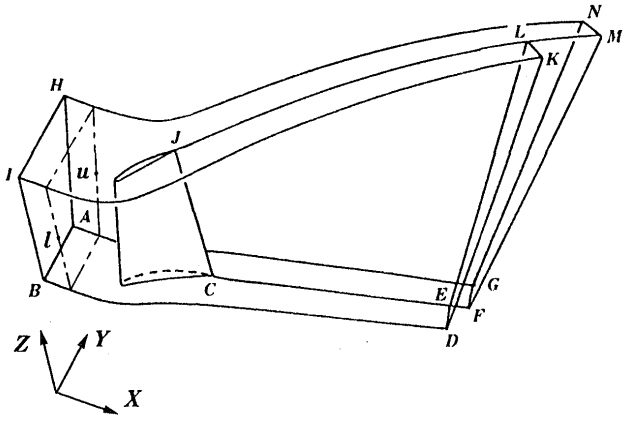


図 2　計算領域

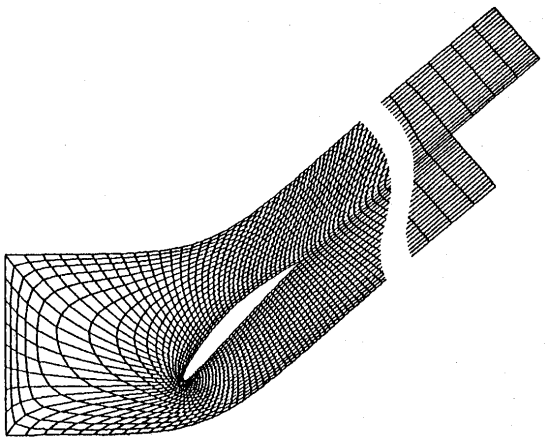


図 3　計算格子 (スパン中央断面, NACA65 CA(21.2)10, $\xi = 44.6°, \sigma = 0.98$)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ま非定常計算において用いられる。拡張ポテンシャルϕ'''の支配方程式 (6) の右辺に現れる各格子点の変位（振動振幅）ζ_i $(i=1,2,3)$の分布は、先に仮定した式 (2)を解くことにより求める。定常計算結果および変位分布を用いて非定常計算を行う。得られた拡張ポテンシャルϕ'''から翼面上の非定常圧力は式 (8) により求まる。これによって、非定常空気力やそれが翼になす仕事（非定常仕事）が計算でき、フラッタ特性を調べることができる。2 節および 3 節の詳細については既報[4]を参照されたい。

4. 非定常空気力および非定常仕事

非定常空気力が翼振動の一周期の間に翼になす仕事（非定常全体仕事）がフラッタ特性を決定する。すなわち、$W=\int_S \pi(\zeta_i n_i)p'dS$ とすると、その虚数部$\mathrm{Im}(W)$がその仕事に相当する。ここでの計算では翼の振動変位$\zeta_i e^{i\omega t}$を時間変動の位相の基準と考えることとし、ζ_iを実数としている。ただし、n_iは翼面上の内向き（解析領域からみて外向き）法線の方向余弦であり、積分は翼面全体S上で行う。同様に、各半径位置における単位翼スパン当たりの非定常局所仕事は、$w=\int_s \pi(\zeta_i n_i)p'ds$ とすると、その虚数部 $\mathrm{Im}(w)$である。ここで積分は各半径位置翼断面周囲に沿って行う。なお、Wおよびwを翼面最大振幅点における最大変位$|\zeta|_{\max}$と、翼端断面の上流一様相対速度U_{tip}を用いて正規化し、非定常全体仕事係数C_Wおよび非定常局所仕事係数C_wを次のように定義する。Hは翼スパン長さである。

$$C_W = W\Big/\left(\frac{\pi}{2}\rho U_{tip}^2|\zeta|_{\max}^2 H\right) \qquad (9)$$

$$C_w = w\Big/\left(\frac{\pi}{2}\rho U_{tip}^2|\zeta|_{\max}^2\right) \qquad (10)$$

5. 計算モデル

計算例の対象としては、翼厚 10%の NACA65 系圧縮機翼を備えたある低速軸流圧縮機の動翼列（翼枚数 36）を採用する。翼列諸元を表 1 に示す。翼列外径は $0.5m$、同内径は $0.32m$ で回転数は$3000rpm$である。この圧縮機は軸方向一様流入のとき、軸流速度$U_a=40m/s$がほぼ設計点に相当し、$U_a=32m/s$がほぼ失速限界である。

表 1　翼列諸元

（NACA65 系圧縮機翼，翼厚 10 %，翼高さ 90 mm）

Section	Solidity σ	Stagger angle ξ	Camber angle ψ	Chord length c
Tip	0.69	53.6°	17.6°	30.0 mm
Mean	0.98	44.6°	21.2°	35.0 mm
Root	1.43	27.2°	35.1°	40.0 mm

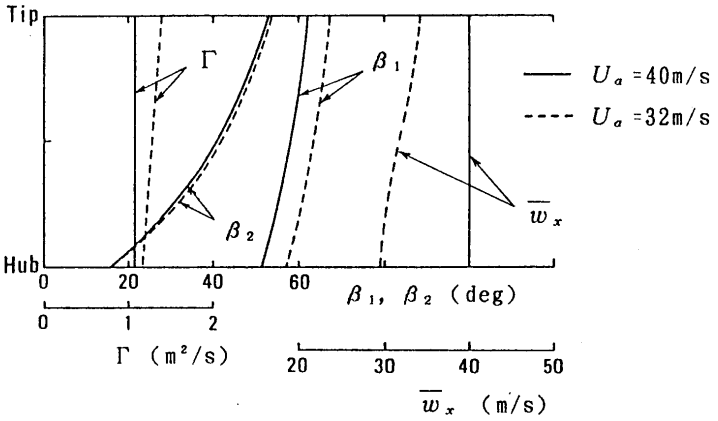
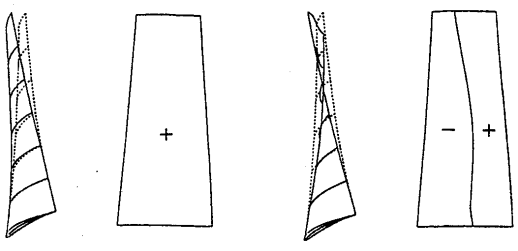


図 4　定常流れ特性の半径方向分布

6　定常計算

流入速度U_aが $40m/s$および $32m/s$の場合の相対流入角β_1、相対流出角β_2、翼まわりの循環Γ、下流軸流速度$\overline{w_x}$の半径方向分布を図 4 に示す。設計点の$U_a=40m/s$では負荷は翼スパン方向に一様であるが、$U_a=32m/s$では非一様負荷分布を呈している。



(a) Mode 1 : 655 Hz　　(b) Mode 3 : 3062 Hz

図 5　翼の振動モード

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

7　振動特性

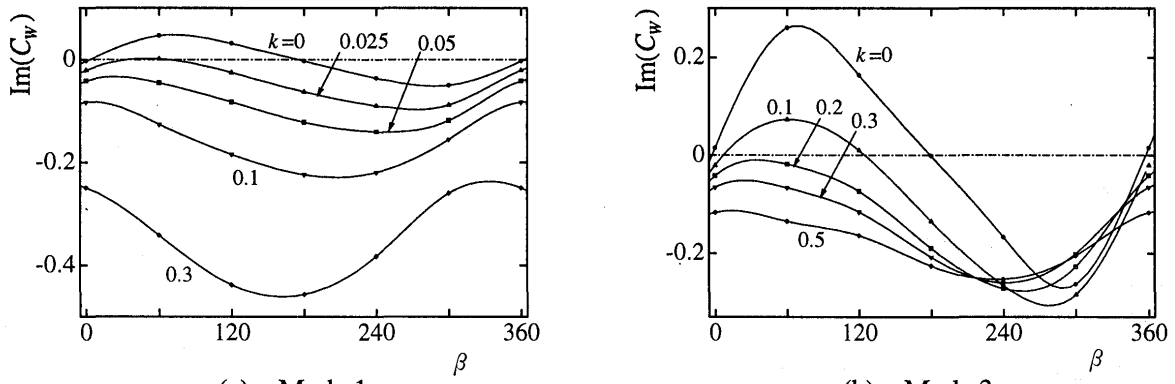
翼厚が翼高さ（翼スパン）や翼弦長に比べて小さいことを考慮し、厚肉シェルの理論を用いて翼列翼の根元固定で振動解析を行った。離散化には有限要素法を用い、要素としては8節点アイソパラメトリック要素を用いて、翼弦方向4要素、スパン方向6要素に分割した。得られた固有振動数と振動モードの一部（1次、3次）を図5に示す。ただし、遠心力の影響は無視している。1次は主として並進振動、3次は主としてねじり振動のモードであり、共に断面変形成分を含んでいる。

8. 非定常計算結果および考察

翼列の非定常計算に必要なパラメータは、各振動モードに対する翼列翼の翼間振動位相差β（背面側翼の位相進みを正とする）、および翼端断面における翼弦長c_{tip}と上流相対速度U_{tip}で定義される無次元振動数$k(=\omega c_{tip}/2U_{tip}$，$\omega$:角振動数）である。以下、本報においては、計算例の対象とした動翼列のほぼ設計点に相当する、軸方向一様流入速度$U_a=40\,m/s$の定常流に対して、翼の振動モード1, 3に対する非定常計算を行った。

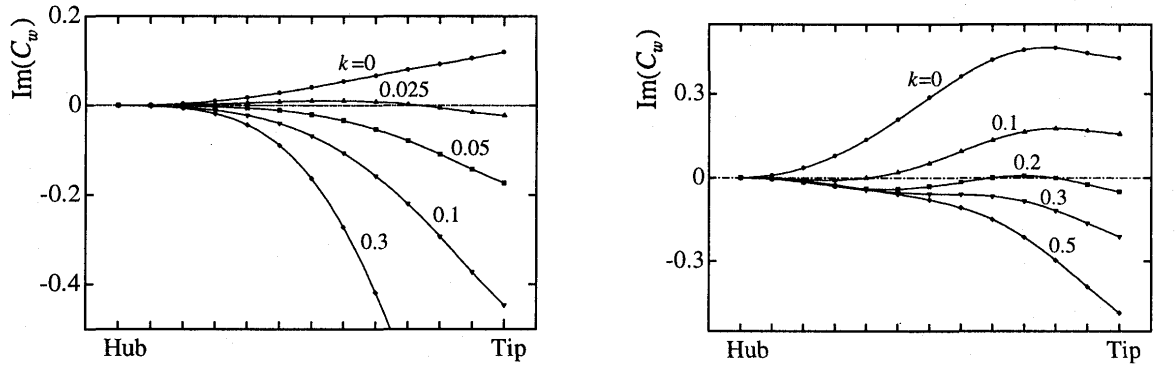
8.1 三次元計算結果

非定常全体仕事係数$\mathrm{Im}(C_W)$のk,βに対する変化を図6に示す。振動モード1 (図6 (a))に着目すると、無次元振動数kが小さくなっていくとき、最初に$\mathrm{Im}(C_W)$が負から正に移り変わるのは、$\beta=60°$付近である。このβが限界翼間振動位相差β_cであり、その負から正に移り変わるときのkが限界無次元振動数k_cである。振動モード1ではk_cは約0.025である。振動モード3 (図6 (b))においても限界翼間振動位相差β_cは60°付近にあり、この点では振動モード1と同様である。しかし、限界無次元振動数k_cは約0.2であり、ねじりモードの方が並進モードに比べてはるかにk_cは大きい。



(a)　Mode 1　　(b)　Mode 3

図6　非定常全体仕事のk,βに対する変化



(a)　Mode 1　　(b)　Mode 3

図7　非定常局所仕事のスパン方向分布（ $\beta=60°$ ）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

翼間振動位相差$\beta = 60°$のときの非定常局所仕事係数$\mathrm{Im}(C_w)$の翼スパン方向分布を図7に示す。振動モード1 (図7 (a))に着目すると、kが小さくなっていくとき、翼スパン中央部付近から非定常局所仕事が正領域に入っていく様子がわかる。そして、フラッタ発生の限界無次元振動数付近（$k_c = 0.025$）では、$\mathrm{Im}(C_w)$は翼端付近でまだ負の値を示している。すなわち、このときには翼スパン中央部付近でフラッタ励振が行われることになり、注意すべき結果である。一方、振動モード3 (図7 (b))に着目すると、フラッタ発生の限界無次元振動数付近（$k_c = 0.2$）では、翼根元から3/4スパンの付近から、非定常局所仕事が正領域に入っていく様子がわかる。

8.2 準三次元計算結果との比較

従来、三次元翼のフラッタでは、翼振動時における振動変位が最も大きい翼端断面の二次元特性が支配的であるものと考えられてきた。この意味で、二次元解析によって、翼端断面の非定常仕事係数$\mathrm{Im}(C^*_{w(tip)})$の$k, \beta$に対する変化を調べた結果が図8である。振動モード1の翼端断面 (図8 (a)) に着目すると、限界翼間振動位相差β_cは300°付近にあるが、このように$\beta_c = 300°$となった主要因として、振動変位の断面変形成分が重要な役割を果たしていることは既報[1]において明らかになっている。一方、振動モード3 (図8 (b)) に対しては、β_cは60°付近である。

ところで、三次元計算の結果では、振動モード1に対し限界翼間振動位相差β_cが60°という、翼端断面の二次元特性とは顕著に異なる結果が得られた。そこで、三次元翼のスパン方向各断面の二次元非定常特性を求め、それを積み重ねることによって三次元翼列の非定常仕事を求める準三次元計算を行い、翼スパン方向各断面の二次元非定常空気力が三次元フラッタ特性にどのように関連しているかを検討する。

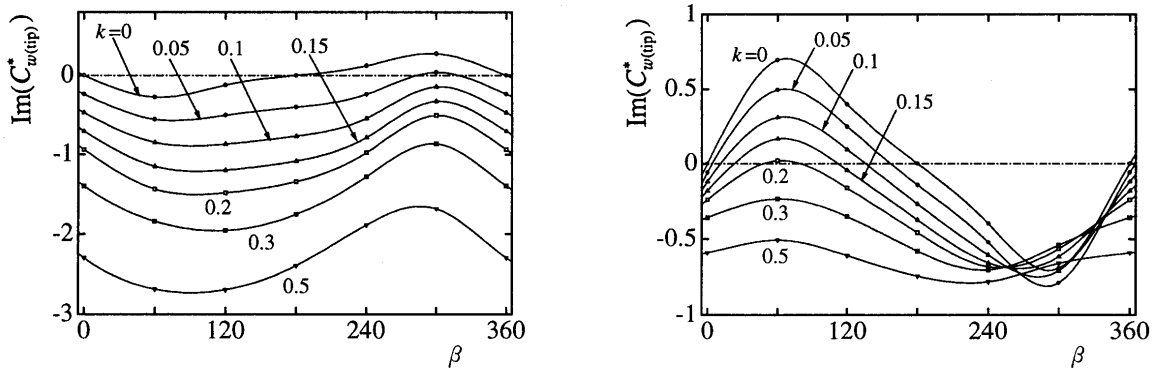


図8　翼端断面の二次元非定常仕事のk, βに対する変化

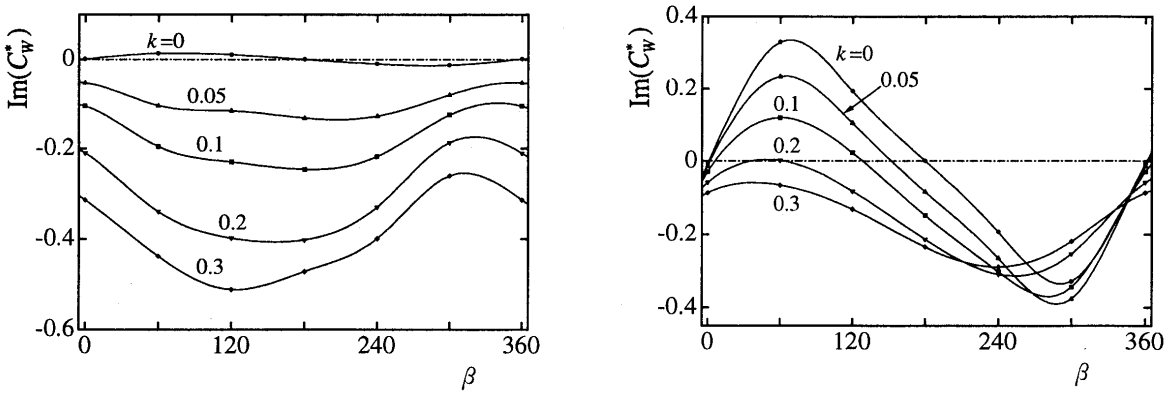


図9　準三次元計算による非定常全体仕事のk, βに対する変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

振動モード1に対して、まず翼スパン方向各断面の二次元フラッタ特性を調べたところ、翼根元から5/6スパン断面付近でβ_cが翼端に向かって60°から300°へ急激に移り変わるという結果が得られた。さらに、このようなフラッタ特性を持つ各断面の非定常仕事を半径方向に積分して、準三次元計算による非定常全体仕事係数$\mathrm{Im}(C_W^*)$を求めた結果を図9 (a) に示す。これによれば、β_cはほぼ60°となっており、またk_cも翼端断面の二次元での値に比べて小さくなっていて、定性的には三次元計算結果とほぼ一致しているということができよう。一方で、$\beta = 60°$に着目した場合、各断面の二次元非定常仕事は、kを小さくしていくとき中央断面付近が翼端断面に比べて早く正領域に入っていくことが確かめられた。このことは、三次元計算による非定常局所仕事の振舞い (図7 (a))とも一致している。これらの検討結果から、この場合、フラッタ発生に対しては、翼端部よりむしろ翼スパン中央部付近の寄与が大きいことが確認されると同時に、翼端断面の二次元フラッタ特性が必ずしも三次元翼のフラッタ特性を支配するとはいえないことがわかった。ただし、三次元計算と準三次元計算の間にはまだ定量的に差があることは明白であり、これは、翼面上のスパン方向非定常流れや後縁から流出する流れ方向に軸をもつ非定常渦の存在など、真の三次元性の影響によるものと思われるが、さらに詳細な検討が必要である。

振動モード3に対する翼スパン方向各断面の二次元計算によれば、β_cは全断面において60°付近であった。また、$\beta = 60°$に着目した場合、kを小さくしていくとき、翼根元から3/4スパン付近の断面で二次元非定常仕事が先に正領域に入っていく傾向が認められ、これは三次元計算による非定常局所仕事の振舞いと同様であった。準三次元計算による非定常全体仕事係数$\mathrm{Im}(C_W^*)$のk, βに対する変化を図9 (b) に示す。β_cは60°であり、k_cは約0.2であって、この結果は、三次元計算による非定常全体仕事の特性と定性的にも定量的にも大よそ一致している。

9. むすび

一様流中で断面変形を伴う固有振動モードで、微小振動する三次元翼列翼に働く非定常空気力を移動格子を用いた三次元数値計算法によって求め、そのフラッタ特性を調べた。また、翼スパン方向各断面の二次元非定常仕事に着目しつつ、準三次元計算との比較を行った。その結果、本報で取り上げた計算例では以下のことが明らかになった。

(1) 振動モード1, 3のいづれにおいても限界翼間振動位相差β_cは約60°であり、フラッタ発生の限界無次元振動数付近では、翼スパン中央部付近（振動モード1）あるいは翼根元から3/4スパン付近（振動モード3）で励振が行われ、翼端付近ではむしろ減衰となっている。

(2) 振動モード1の例にみるように、翼端断面の二次元フラッタ特性が必ずしも三次元翼列のフラッタ特性を支配するとはいえない場合がある。

(3) 三次元計算結果と準三次元計算結果は同様な傾向を示したが、振動モード1に関しては定量的に差が大きく、これは翼面上のスパン方向非定常流れや後縁から流出する流れ方向非定常渦の影響など、真の三次元性の効果によるものと思われるが、さらに詳細な検討が必要である。振動モード3については、三次元計算結果と準三次元計算結果はよく一致した。

文献

(1) 小林, 中山, 高田, 機論, 59-566, B (1993), 3119.
(2) 今成, 梶, 機論, 53-496, B (1987), 3586.
(3) 利光, 難波, 機論, 58-545, B (1992), 145.
(4) 小林, 高田, ガスタービン秋季講演会（長崎）講演論文集 (1992), 89.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A—12

軸流圧縮機における旋回失速セルの非定常渦構造とジェット噴射の影響

*田島嗣久，松村洋祐（早大　院），
大田英輔，加藤　大（早大・理工），千葉　薫（石川島播磨重工）

1．まえがき

軸流圧縮機の旋回失速制御に対して，ケーシング壁面から動翼先端部にジェットを噴射する方法が提案され[1]，それは実用性の点からも高く評価されている．ところで，失速域の発達過程については，翼端部に初生した失速部が初期には周方向に広がり，その後半径方向に成長して，ハブ面にまで至る全翼幅失速が形成されることが実験的に示されている[2]．これは，動翼の十数回転程度の間に達成する過渡的過程である．また，ある形状の翼列では[3]，ハブ側に正常運転流速よりも高い軸流速の領域が残り，動翼先端部では強い逆流がかなりの周方向部分を占めるような２セル失速の構造が定常的に現れている．従って，圧縮機の安定運転範囲を拡大する為には，過渡的であれ，定常的であれ，翼先端部の失速を抑制することが有意で，ケーシング壁面ジェットはその抑制に効果をもつのであろう．部分翼幅失速の特性をもつ翼列では，安定運転範囲は全翼幅失速の機械以上に拡大すると思われる．しかし，噴射全流量を低く設定する必要がある自立形式でジェットを効率的に利用するためには，ジェット噴射孔の周方向ピッチや形状，ジェット速度などに対する検討が課題となる．

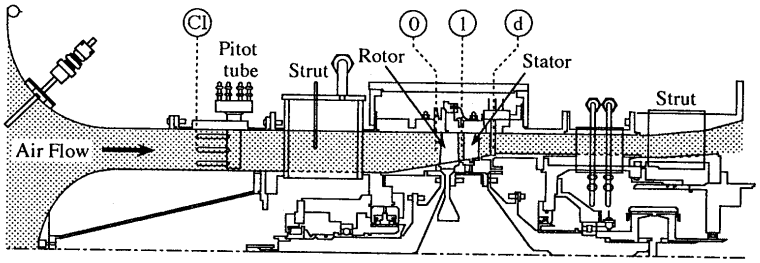
本報告では，かなりの低流量運転下でも翼端に偏って半翼幅域が失速する部分翼幅の旋回失速セルについて，まずその内部構造を示す．この失速セルでは半径方向に軸をもつ複数個の渦が動翼前縁に周方向に連なる構造をとっている．それらの渦は翼端で生成され駆動されることから，周方向セル区間を分断してジェットを噴射することにより，セルは容易に崩壊して，圧縮機は直ちに正常運転状態に回復する．そのような干渉過程を具体的にすることは興味ある課題ではあるが，ここでは，前段階としてジェット噴射によって生じる失速前の流れ構造の変更について実験結果を紹介しておく．

2．実験用圧縮機と翼列（図１）

圧縮機構成と仕様および翼列形状を図１に示す．翼列は遷音速エンジン用に製作されたもので，実験回転数は設計運転の３分の１であるが，翼間流れ分布には特に差異は認められなかった．

動翼反動度がかなり高く，失速に際して静翼失速が先行するとも予想されるが[4]，実験では十分には確認していない．また，かなり大きいスタッガ角と小転向角の動翼で，ボス比が高いことと共にこれまでの旋回失速研究ではあまり報告されていない形状である．

計測には動翼の前方**0**および後方**1**において，スプリット熱薄膜プローブ[5]と３孔ヨーメーターを用いた．



Compressor specifications	
Design flow coefficient	0.45
Speed of rotation rpm	6000
Mass flow rate kg/s	2.5
Total pressure rise kPa	4.0
Tip diameter m	0.36
Blade Mach number	0.33 (tip)
Blade Reynolds number	3×10^5 (tip)
Hub-tip ratio	0.74(rotor inlet) 0.80(stator exit)
System surge/stall parameter B	0.7

Cascades geometry at 68%span from hub	Rotor	Stator
Profile	DCA	NACA 65
Number of blades	37	62
Chord length mm	L = 40.9	L_S = 23.0
Solidity	L/S=1.46	L_S/S_S=1.37
Stagger angle deg	γ_r = 55.0	γ_s = 13.2
Inlet angle deg	λ_r = 56.8	λ_s = 37.2
Outlet angle deg	θ_r = 52.9	θ_s = -10.8
Axial Spacing	C_{rs} = 0.235 L	
Reaction	0.84	

図１　圧縮機断面形状と主要仕様および翼列形状

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．部分翼幅旋回失速セルの様相

この動静翼列系では，２個の失速セルが旋回し，セルは周方向に１０翼程度を覆い，軸方向には５翼弦長程度上流まで流れに影響を与る．このようなセルの構造を具体的にするために，２次元数値解析によって得た瞬時流線を図２に示す(6)．

時刻 $T=0$ において，動翼上流で２個の大きな渦と後続の微小な渦がセルを構成している．セルの前縁側では渦は大きく発達しているが，後縁側では渦は未発達で，動翼から吐き出される渦度が集積している過程である．前縁側の２つの渦は，時刻 $T=8$ では合体して偏平な渦となり，後縁側の未発達渦は既に発達した渦となっている．２次元解析の結果ではあるものの，失速セル内では周方向に配列した複数個の渦が生成・合体する形態を取ることが基本的な構造と考えられる．したがって不規則な時間的挙動が当然に現れる．

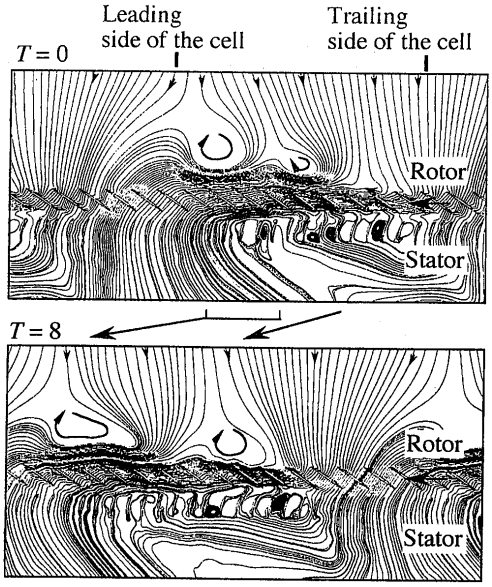


図２　２次元Ｎ－Ｓ解析による失速セルの不安定渦的構造

図３には，２次元熱薄膜プローブを用いて動翼上流の軸方向２地点で計測した流速ベクトルの時間経過を示す．翼先端より翼幅方向３半径位置で，２回のセル通過時の失速セル内流速の変動を比較したものである．

（ａ）翼端付近：動翼に近い位置では，セル全域で周方向成分が支配的に現れて構造を把握し難いが，動翼から離れた位置では軸流成分の変化が読み取り易い．２地点での流速ベクトルから，図示のような渦の配置が予想される．セル前縁側では渦が強く発達し，後縁側では分布渦度により流れが急激に方向を変えていること，セルの到着毎に渦構成が変わることなど，図２の様相に対応している．

（ｂ，ｃ）翼幅方向変化：この顕著な渦の構造は翼端から離れるにつれて減衰し，ハブ付近では翼に極く近接した部分に僅かに痕跡が認められる．

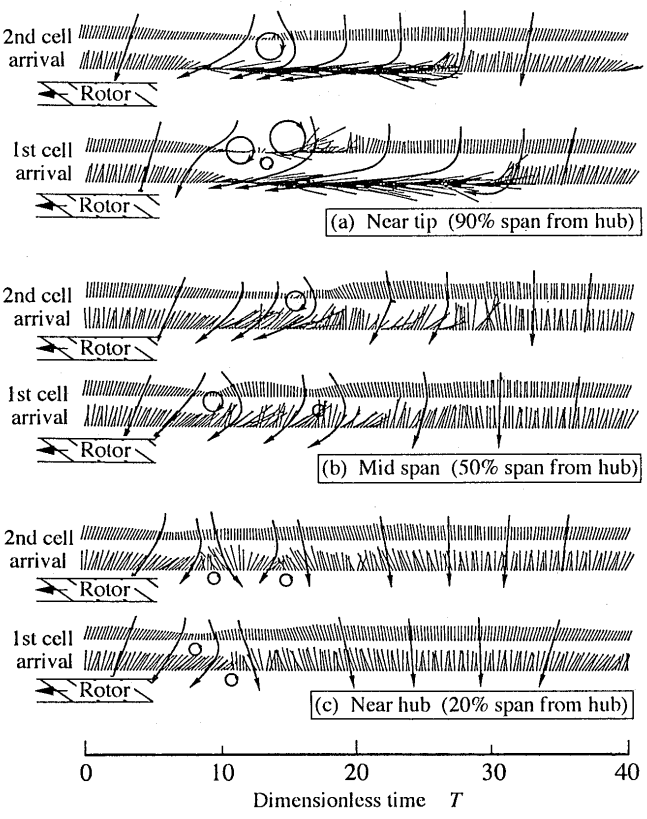


図３　失速セル通過による流速変動と渦系の不規則性

失速セルの強さを表現するために，動翼上流側部分についての循環 Γ_{cell} を計算し，設計流量点での単独翼循環 $\Gamma_{des,1RB}$ に対する比で表す．この強さの翼幅方向分布を，２次元数値解析の値 Γ_{NS} と共に，図４に示す．

ここで，図に示したような径路を選び，

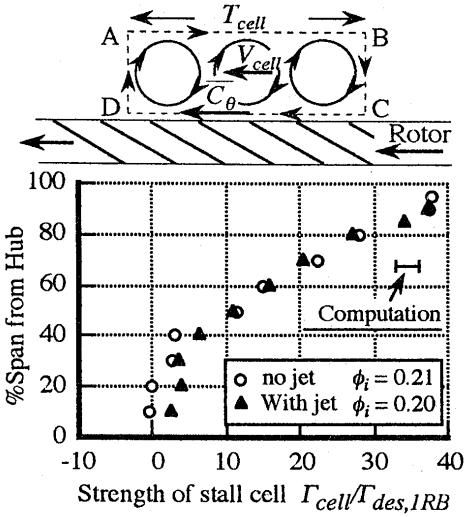


図４　失速セル強さの翼幅方向分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\Gamma_{NS}=\int_{ABCD}\vec{u}\,d\vec{l}\,,\quad \Gamma_{cell}\approx\overline{C_\theta}L_{CD},\quad \Gamma_{des,1RB}=C_{\theta,1}S \qquad \text{----------(1)}$$

ただし，$\vec{u}$はＮＳ解析による流速ベクトル，$\overline{C_\theta}$は計測した周方向速度のセル区間平均値，L_{CD}はセル区間である．また，$C_{\theta,1}$は動翼後方での設計周方向速度を表す．

この失速セルの強さは翼端からほぼ指数関数的に急減し，ハブ側２０%領域では殆ど検知されない程に減衰している．なを，ジェット噴射を行って失速した場合でも，その強さは殆ど変わっていない．

以上の資料から，翼端失速が駆動するこの旋回失速セルは図５に示すような構造を取っていると考えられる．すなわち，半径方向に軸を持つ渦が数個周方向に配列し，同一方向の回転による不安定な干渉をしあう．セル後縁側で翼端で軽い失速をしている動翼から吐き出された渦度が，動翼より相対的に遅いセル内を前縁方向に移流蓄積して，巨視的な渦を形成する．

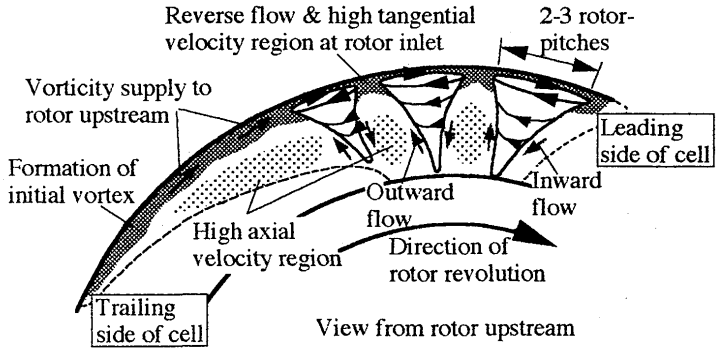
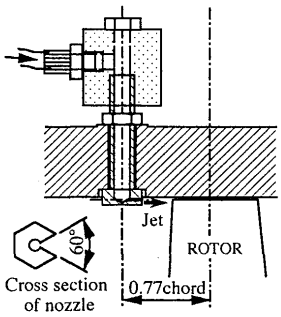


図５　翼端で駆動される部分翼幅失速の構造模型

４．ケーシング壁面ジェットによる安定運転範囲の増大効果

以上のような翼端失速が駆動する旋回失速を回避するには，図６付図に示すようなケーシングに沿うジェットの噴射が非常に効果的であると予想される．ここでは３７枚の動翼に対して，７個および１４個の噴射ノズルを周方向均等に配置した．



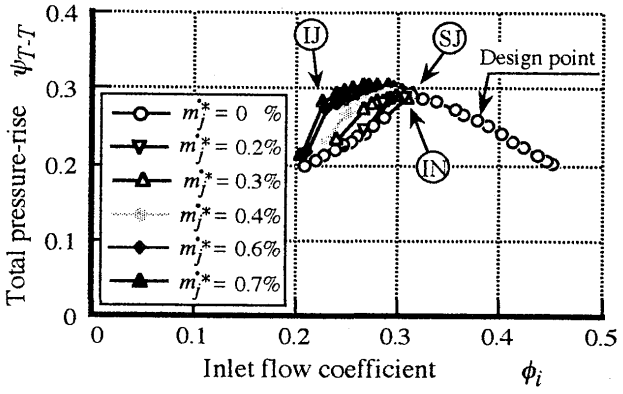


図６　ジェット噴射による圧縮機失速流量点の低下

図６は，設計点圧縮機流量に対するジェット全体の質量流量比 $\dot{m}_j^*$ をパラメーターとして全圧上昇特性をまとめたものである．最大の噴射量では，右下がり特性を示しながらも圧縮機は相当低流量まで安定に運転される．また，無噴射の失速運転下でも，ジェットの噴射により，その噴射量に対する安定限界の運転点に回復する．

図６は，$\dot{m}_j^*$ と失速余裕：

$$\frac{\phi_{des}}{\phi_{stall}}\frac{\psi_{stall}}{\psi_{des}}-1 \qquad \text{----------(2)}$$

の関係を示す．失速余裕は無噴射の値から最大４０%程度増大している．ノズル間隔による差異は明確

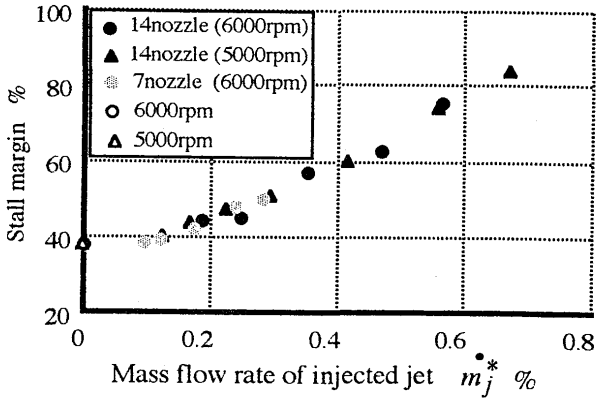


図７　ジェット噴射量と失速余裕

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

には認められないが，個数が少ないとノズルの閉塞により噴射量の最大限界が低くなる．

なお，ジェット噴射下で失速に入った場合，失速セルの流速時間波形，伝播速度，セル強さの翼幅方向分布は，無噴射の場合と変わらず，第３節のセル構造からの大きな変更はないようである．

５．失速前流れの構造に対するジェットの影響

失速初生では，動翼後縁側にブロッケージ渦が不特定に現れる[7]．そこで，ジェット噴射の作用を知るために，失速直前運転点における動翼後方流れの分布を計測して比較する．図８に噴射ノズル位置とプローブ（ヨーメーター，熱薄膜プローブ）の設置位置の関係を示す．同時計測ではなく，順次にプーローブを設置した．

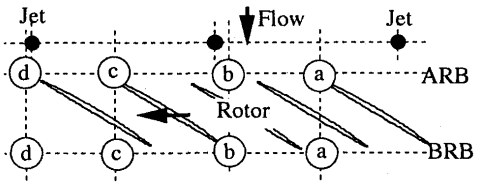


図８　ノズルとプローブの相対位置

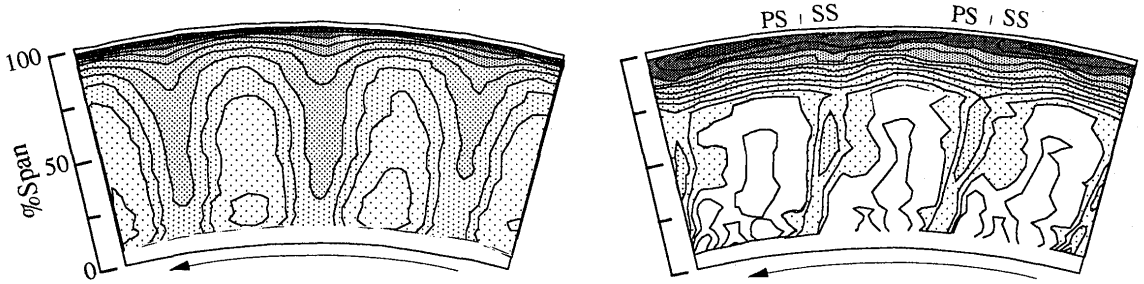
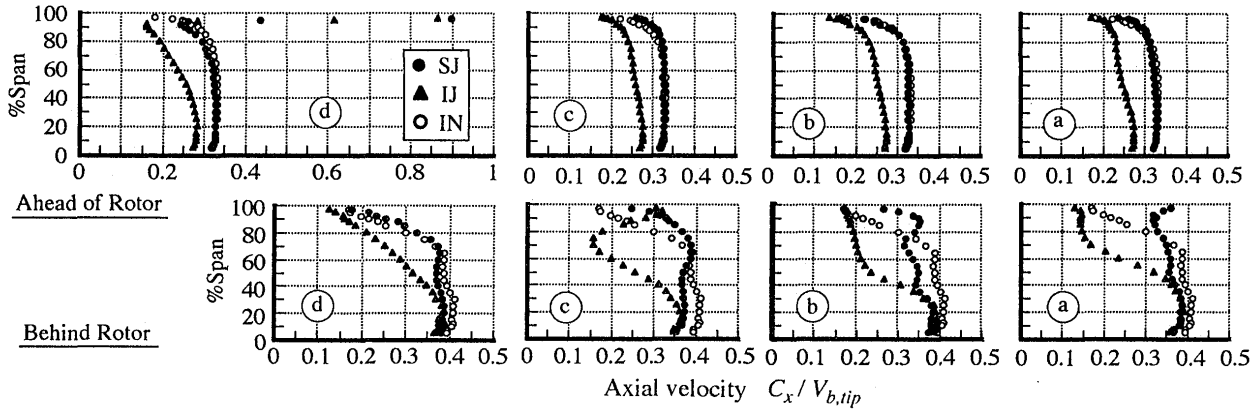
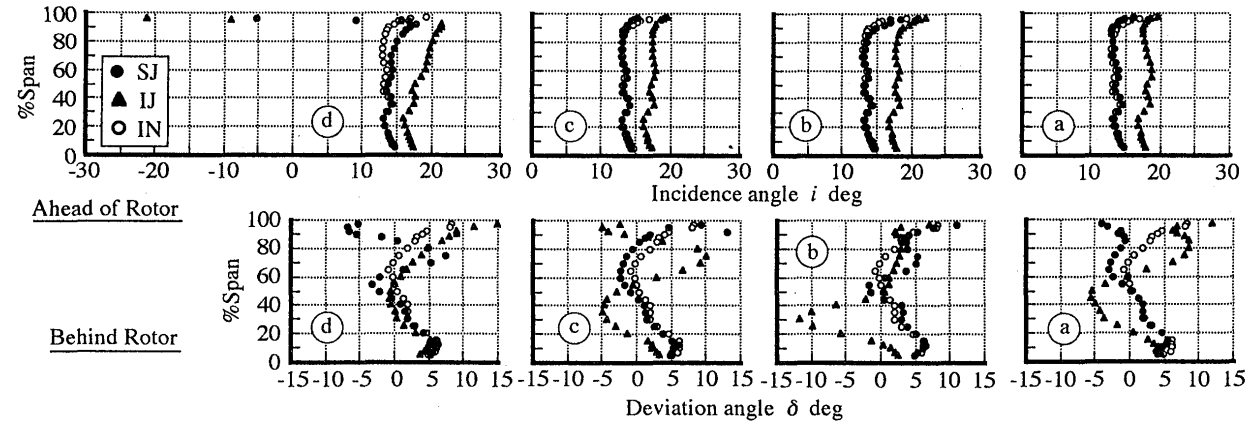


図９　無噴射運転における失速直前の翼間軸流速分布（運転点；**IN**，$\dot{m}_j^* = 0$，$\phi_i = 0.31$）



（ａ）失速直前の軸流速度分布



（ｂ）失速直前の流れ角分布（インシデンス，デヴィエーション）

図１０　時間平均動翼列流れに対するジェット噴射の影響　（運転点記号は図６参照）

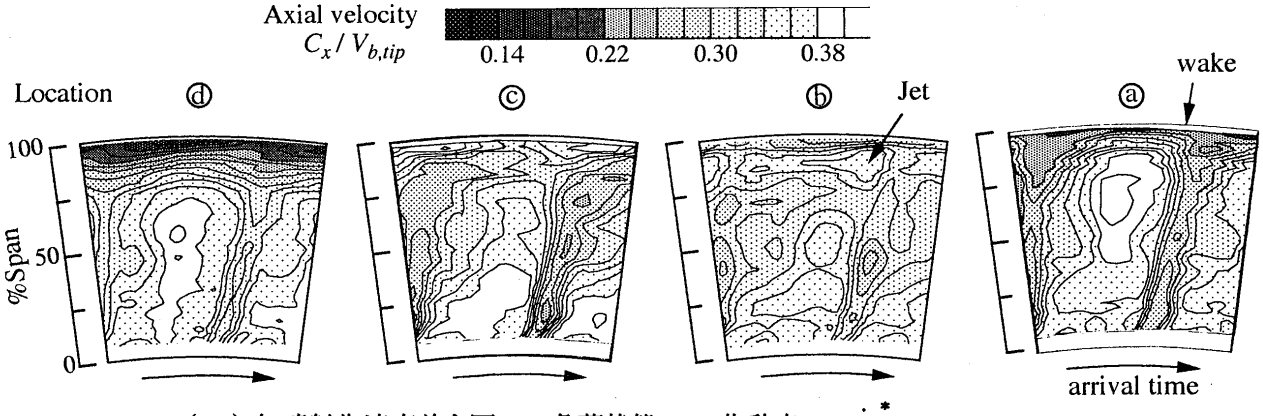
Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

（１）無噴射流れ（図９）：動翼ごとの同期性を仮定すると，図９に示す軸速速度の時間経過は翼間の空間分布に対応する．ここで，流速の大きさを表す濃淡は，図１１に付す指標に従い，濃領域は低速，淡領域は高速を示している．動翼上流では，翼前縁での局所的高インシデンス流れにより，低軸流速部が翼通過ごとに現れ，翼端部での境界層はかなり発達している．動翼下流では，その後流はかなり厚くなり，特にケーシング側約２０%翼幅の領域では後流が識別できない（時間的に不規則）程に低軸流となっている．既に静翼列に失速ブロッケージがあって，これを避けるように流れは動翼内でハブ側に偏るのではないかと考えられる．

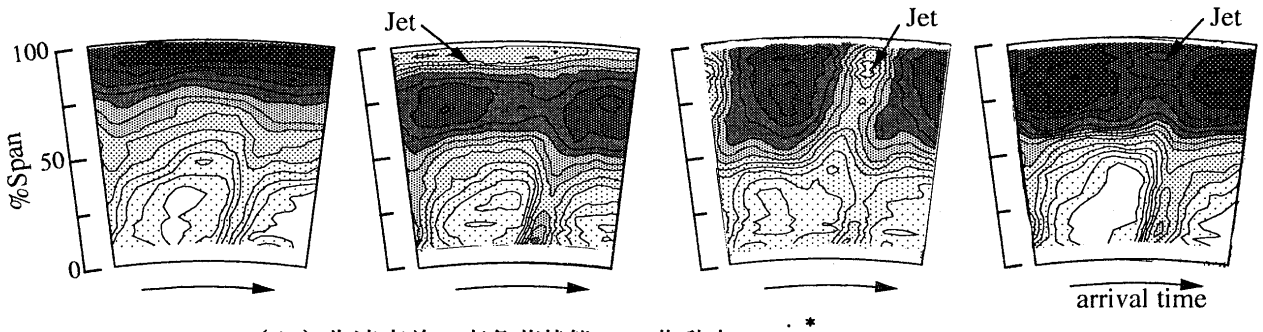
（２）動翼上流のヨーメータ計測（時間平均）流れ（図１０）：同じ流量では**(IN, SJ)**，動翼上流の流れには，ジェットによる変化は生じていない．高負荷**(IJ)**に入ると，全翼幅にわたって流量が低下しインシデンスは高く失速し易い状態になっている．しかし，計測点ｄではジェットを検知し，翼端で急激に高軸流速，負インシデンスとなり，失速突入を制約しているようである．

（３）動翼下流のヨーメータ計測流れ（図１０）：ハブ側では高流速に保たれ，負圧面剥離による５度程度の正デヴィエーションとなっている．ジェットの影響は直線的に受けていない．翼端側では，ジェット噴射により局所的に（計測点ａ）高流速，負デヴィエーションに回復して，失速に対する抑制作用が現れている．負荷が増大する**(SJ)**と，低流速・正デヴィエーションの領域が流路中央付近まで発達し，そのままでは失速に入っている状態にある．しかし計測点ｃでは，局所的に軸流速は高い値に，デヴィエーションは負（後縁付着）に回復し，翼列内での失速成長を止めているようである．

（４）動翼後方計測点での時間経過（図１１，動翼通過アンサンブル平均）：低負荷作動点**(IJ)**では，無噴射の場合（図９、作動点**IN**）に比べて翼端付近で高流速をとっている．翼間流れは同程度に乱れ，ウェークも肥大しているが，ジェット噴射により，翼端でもウェークが認められる程度に翼通過に対する規則性が回復している．計測点ｄではジェットの効果は減衰しているが，全体として失速に対する余裕をもっているようである．高負荷になると（図ｂ），低軸流速の範囲が半翼幅程度にまで発達



（ａ）無噴射失速直前と同一の負荷状態　　作動点**SJ**：$\dot{m}_j^*$ =0.7 %，ϕ_i = 0.31



（ｂ）失速直前の高負荷状態　　作動点**IJ**：$\dot{m}_j^*$ =0.7 %，ϕ_i = 0.20

図１１　ジェット噴射によって局所的に回復する動翼後方の翼端部低軸流速域（負荷による変化）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

し，失速に突入して当然の状態であるが，計測点ｂ，ｃにおいて，ジェットによる高流速部が表れて，失速域が周方向に広がることを抑制しているようにみられる．

（５）動翼後方に表れるジェット（図１１－ｂ）　計測点ｂにおいて，ジェットはハブ側に認められるウェークに先行して到着している．これは，先行翼の背面に負のインシデンスで衝突した高速流体が，反射して，後続翼の腹面に沿って流出することを示している．半翼幅半径程度にまで流れは非常に低速になっており，高速流体は翼腹面でハブ方向に拡散しているようである．なお，図ｂ（ａ），計測点ｂでの時間平均流速は翼端で若干高い値を取っているが，これは高速流れの通過が平均されていることによるもので，この通過を除くと，計測点ｄのようにかなり低速になっているのであろう．さらに，ジェットにより前縁剥離が付着し，正常化された流れは計測点ｃに記録され，翼端部は定常的に高軸流速となっている．

６．失速予兆スパイクの増幅効果

ジェット噴射状態でも，失速直前の高負荷運転では，単一翼間程度のスケールでは失速に入っていると思われる．このことは，図１２に示す動翼上流での翼通過静圧変動波形に負のスパイクが不規則に発生することからも予想できる．動翼通過の変動振幅に対して，スパイク振幅は２倍以上に達する．旋回失速の抑制に際して失速予兆を検出する必要があるが，通常ではその振幅は非常に小さく，高速データー処理も容易ではない．図１２のデータは，大きい供給動力にはならない程度の小流量のジェットを噴射して，余裕をもって失速予兆を検出することに利用できるものと思われる．

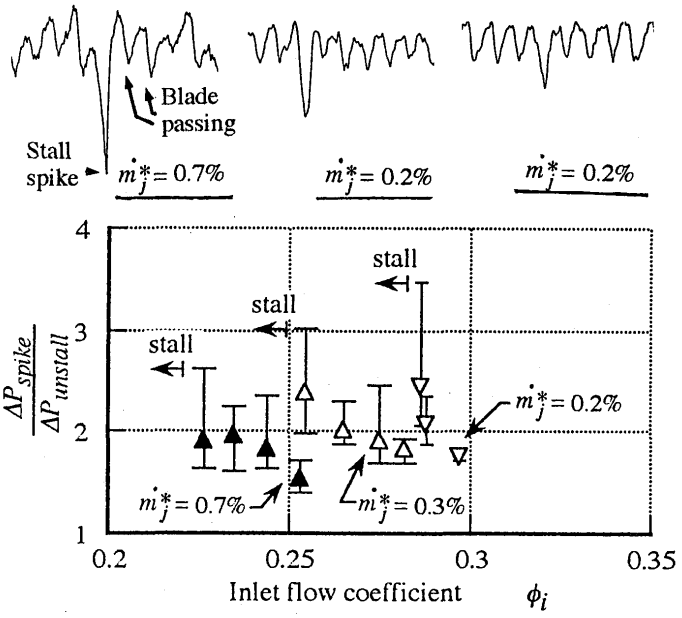


図１２　ジェット噴射運転における１翼間失速スパイクの静圧振幅．ΔP：：壁面静圧変動両振幅

７．あとがき

筆者らがこれまでに行ってきた２次元失速解析結果を参考にしながら，ケーシング壁ジェットの失速抑制効果を検討した．ここで扱った部分翼幅失速をさらに議論するには，静翼列の失速に対する調査を避けることができない．静翼取り付け角を変更し，失速形態とジェットの効果がどの様に変わるか，現在準備を行っている．

参考文献

(1) Day, I.J., J. Turbomachinery, Trans. ASME, Vol. 115 (1993-1), 40.

(2) Jackson, A.D., J. Turbomachinery, Trans. ASME, Vol. 109 (1987-11), 492.

(3) Poensgen, C.A. and Gallus, H.E., J. Turbomachinery, Vol. 118 (1996-4), 189.

(4) 加藤，大田，千葉，，機論集（Ｂ），６１－５８７（１９９５－７），１６６．

(5) 市田，ほか４名，第２４回　ガスタービン定期講演会講演論文集（１９９６－５），１６５．

(6) 加藤，大田，千葉，，機論集（Ｂ），６３－６１４（１９９７－１０）．掲載予定

(7) Outa, E,. Kato, D. and Chiba, K., ASME Paper 94-GT-257, The Hague (1994).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—1

低レイノルズ数域における環状タービン翼列特性
（第３報：全圧損失の計測）

＊ 松沼 孝幸（機械技術研究所），阿部 裕幸（機械技術研究所）
村田 耕史（筑波大学大学院），筒井 康賢（機械技術研究所）

1. 緒言

通商産業省工業技術院ニューサンシャイン計画で開発中の 300kW 級産業用セラミックガスタービンは，タービン入口温度を 1350°C まで上昇させて，熱効率の向上を目指している。タービン入口温度の高温化によって，タービン翼列の小型化およびガス温度の上昇による粘性係数の増加が起こり，タービンのレイノルズ数が低下する。セラミックガスタービンのタービン静翼のレイノルズ数を試算した結果を表１に示す。タービン静翼のレイノルズ数は低圧タービンで特に低く，6×10^4 程度（入口速度基準）であり，従来のガスタービンと比較して一桁小さい値となる。このような低レイノルズ数域では，剥離の発生による翼列性能の低下が予測され，従来の高レイノルズ数域での経験則を用いて翼列を設計すると，必要なタービン効率を得られない可能性がある。

タービンは一般的に 10^5～10^7 の範囲の高レイノルズ数域で作動する増速翼列であるため，これまでの数多くの実験[1]-[3]では，レイノルズ数の低下による流れの剥離は問題とされていなかった。そこで，本研究は，実際のタービンに近い環状翼列での実験から，剥離を伴う３次元流れを解明して，低レイノルズ数域に適した翼列の設計指針を得ることを目標としている。

今回は，５孔ピトー管により静翼出口での後流測定を行い，レイノルズ数の低下に伴う全圧損失や流出角の変化を捉えた。

表１ セラミックガスタービン静翼のレイノルズ数

	GGT, HPT		PT, LPT	
	Inlet	Outlet	Inlet	Outlet
CGT301	6.8×10^4	28.6×10^4	8.3×10^4	14.1×10^4
CGT302	12.8×10^4	39.4×10^4	5.4×10^4	16.5×10^4
CGT303	Radial Turbine		4.5×10^4	15.8×10^4

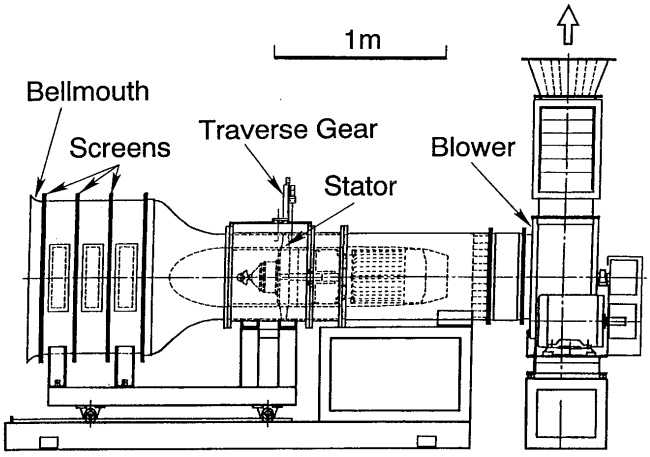


図１ 環状タービン翼列風洞の概観

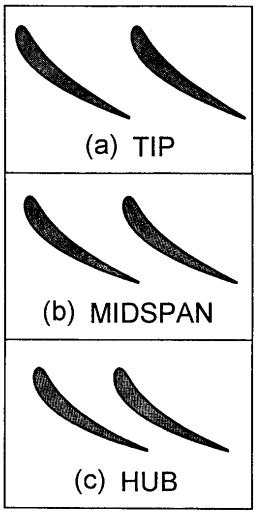


図２ 静翼の形状

表２ 静翼の仕様（ミッドスパン）

Blade Number, *N*	28
Chord, *C*	67.6 mm
Axial Chord, *Cax*	42.5 mm
Blade Span, *H*	74.5 mm
Blade Pitch, *S*	47.7 mm
Aspect Ratio, *H/C*	1.10
Solidity, *C/S*	1.42
Inlet Flow Angle	0.0 deg
Exit Flow Angle	67.4 deg
Stagger Angle	51.0 deg
Inner Diameter	350 mm
Outer Diameter	500 mm
Hub/Tip Ratio	0.7
Tip Clearance	0.5 mm

2. 実験装置と方法

2.1 風洞と翼形状

図１に実験に用いた環状タービン翼列風洞の概観を示す。本風洞は，大気吸い込み型で測定部の最大軸流速度は 30m/s である。測定

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

部は1組の静翼・動翼から構成される単段タービンであるが，今回は静翼の基本特性を調べるため，静翼のみを取り付けた。図2および表2に，タービン静翼の形状とミッドスパンにおける仕様を示す。本静翼は 0.5mm（翼高さの 0.67%）のチップクリアランスを有する。3次元翼にするために，半径方向の流れの設計にフリーボルテックス法を用いた。

2.2 実験条件

入口速度基準のレイノルズ数 Re_{in} を，2×10^4 から 12×10^4（入口速度 4.4m/s から 26.6m/s）まで 2×10^4 ずつ変化させた。一般にタービン翼列のレイノルズ数は出口速度を基準とするが，本研究では測定しやすい入口速度を基準とした。5 孔ピトー管による測定結果から求めた出口速度基準のレイノルズ数 Re_{out} は 4.7×10^4 から 30.3×10^4 の範囲であった。

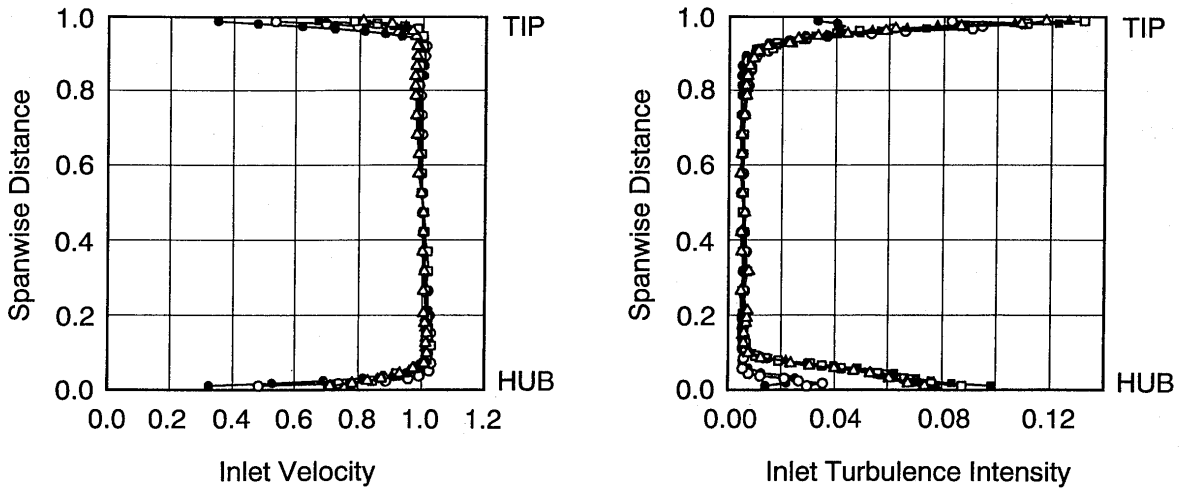


図3　静翼入口の流れ（軸方向位置 $Z/Cax=-0.706$）

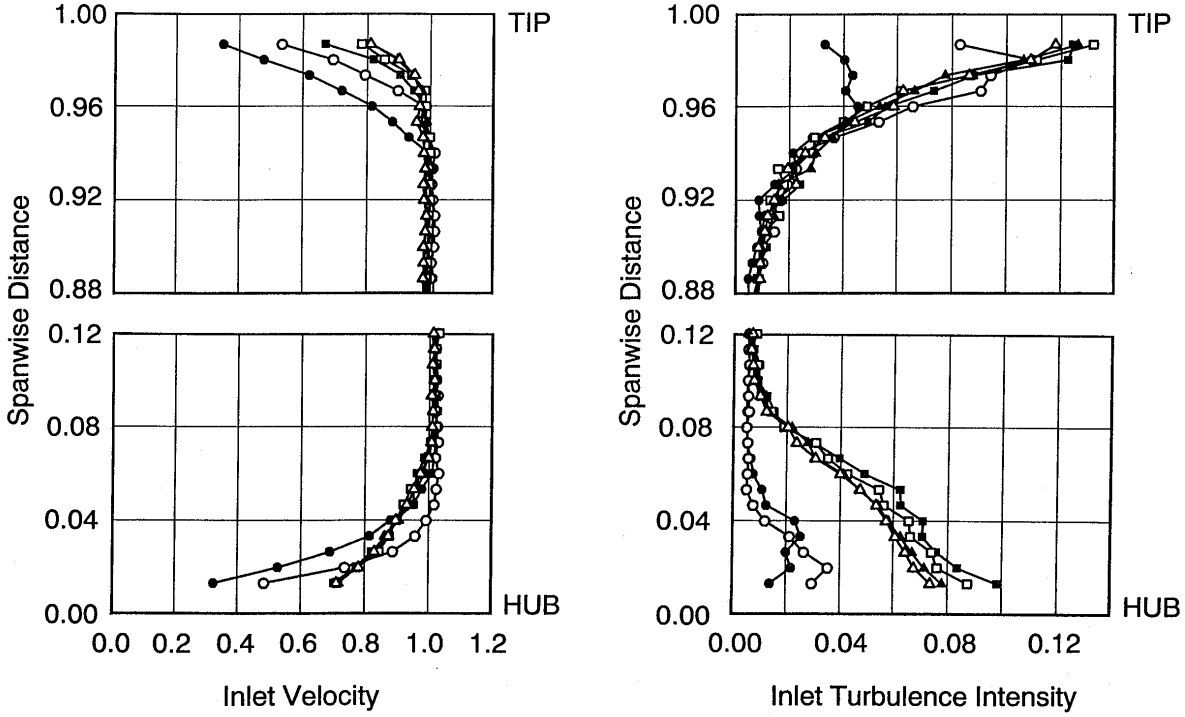
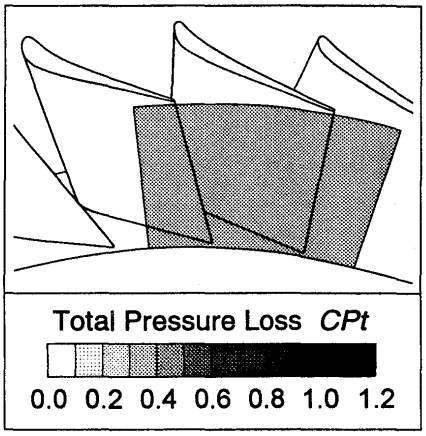


図4　静翼入口のハブ近傍とチップ近傍の流れ（軸方向位置 $Z/Cax=-0.706$）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2.3 実験方法

まず，翼前縁から 30mm 上流（Z = -30mm, 軸方向翼弦長 Cax の 70.6%上流）の流れを I 型熱線流速計により測定した。そして，静翼出口の流れを 5 孔ピト一管（直径 2.1mm）により測定した。測定位置は，翼後縁から 6.6mm 下流（軸方向翼弦長の 15.6%下流）である。測定点数は，周方向に 20 点（翼 1 ピッチ），半径方向に 21 点，計 420 点である。実験 1 回あたり 6 時間を要した。



3. 実験結果と考察

3.1 静翼入口の流れ

図 3 および図 4 に，静翼入口の流れを示す。速度，乱れ度とも，ミッドスパンでの速度により無次元化した。レイノル

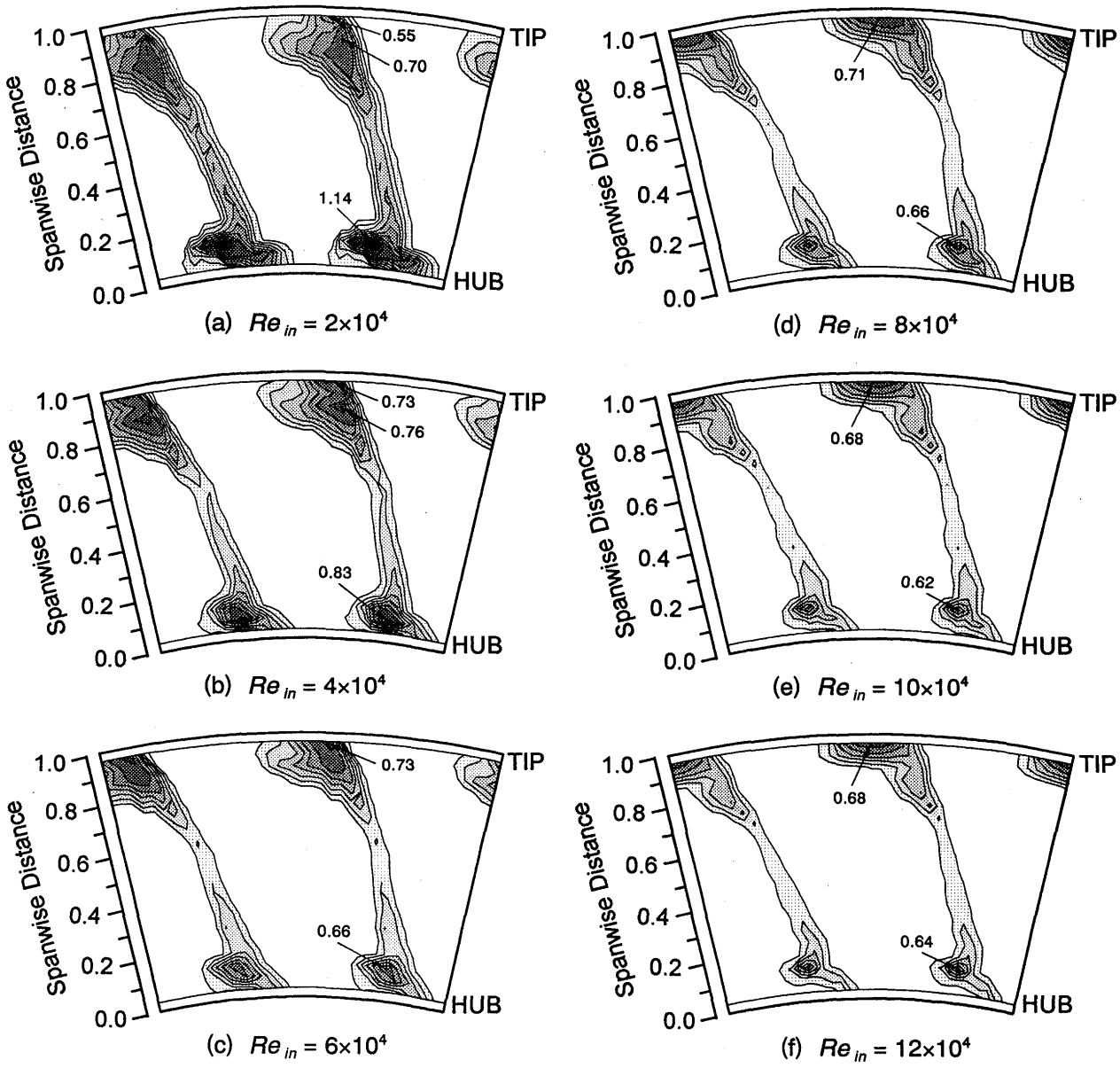


図 5　各レイノルズ数における静翼出口での全圧損失分布（軸方向位置 Z/Cax=0.156）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

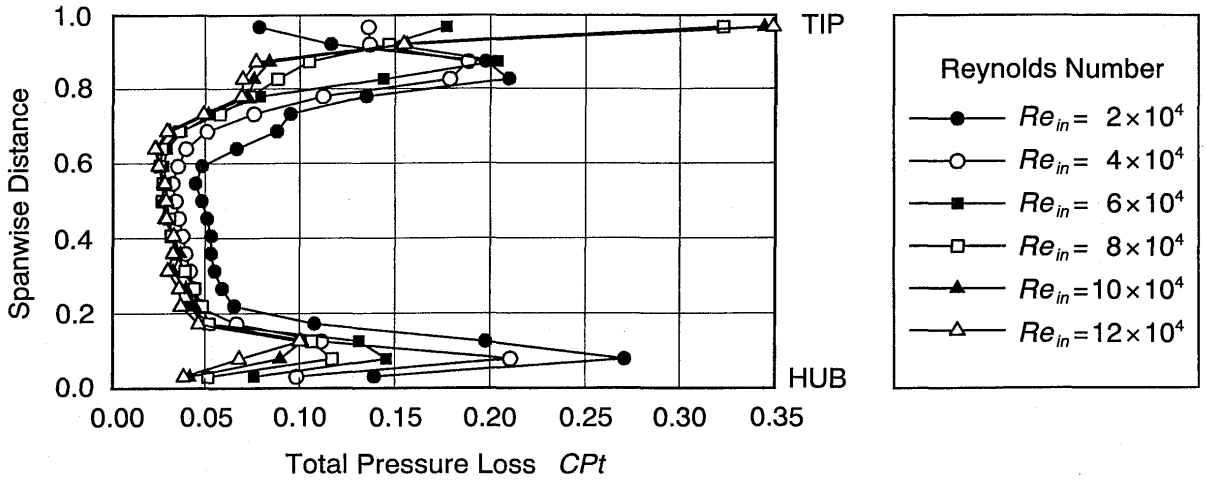


図 6　各レイノルズ数における静翼出口での全圧損失の半径方向分布

ズ数 6×10^4 以上では速度，乱れ度ともに顕著な変化がない。レイノルズ数が 4×10^4 以下になると，壁面近傍の速度分布形状が大きく変化するとともに，壁面近傍の乱れ度も急減する。境界層が乱流から層流に変化したことが原因と考えられる。一方，ミッドスパンでの乱れ度は 0.6%で，レイノルズ数による違いは見られない。

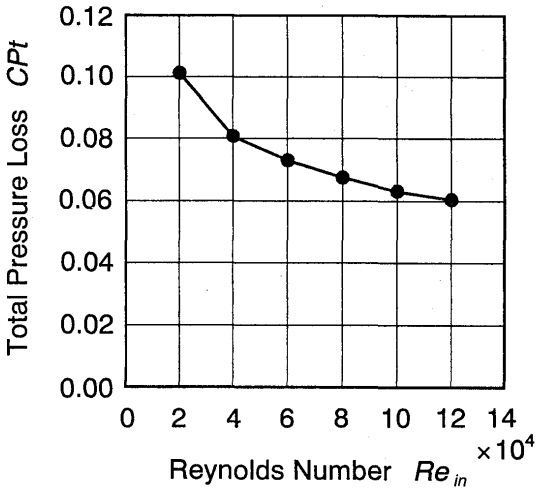


図 7　全圧損失（断面質量流量平均）

3.2　静翼出口の流れ

① 全圧損失

図 5 に，各レイノルズ数における静翼出口での全圧損失分布を示す。全圧損失 *CPt* は，入口ミッドスパンでの全圧と各測定位置での全圧の差を，出口断面での質量流量平均動圧によって無次元化したものとして定義した。なお，実際の測定範囲は翼 1 ピッチであるが，ここでは，わかりやすくするためにデータを繰り返し表示して，翼 2 ピッチ分を描いてある。レイノルズ数が低下するに従って，後縁部分での全圧損失が増加している。ハブ部とチップ部の負圧面側に全圧損失の大きな領域が広がり，低レイノルズ数域での二次流れの増大が影響している。

図 6 に，全圧損失の半径方向分布を示す。この分布は，各測定位置での全圧損失を周方向に質量流量平均することによって求めた。チップ部では，レイノルズ数が低くなるほど，損失のピークがミッドスパン側に移動してくる。ミッドスパン付近では，平均的に損失が増加する。これは，レイノルズ数の低下に伴って負圧面側の剥離位置が上流に移動する[4]ことが原因である。ハブ部でもレイノルズ数の低下による損失の急増が観察される。

図 7 に，断面全体について質量流量平均した全圧損失を示す。レイノルズ数が 2×10^4 での全圧損失は，12×10^4 の時の 1.67 倍にまで増加している。

② 速度，静圧，二次流れ

図 8 に，レイノルズ数が 2×10^4 と 12×10^4 の時の速度，静圧，二次流れの分布を示す。速度分布お

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

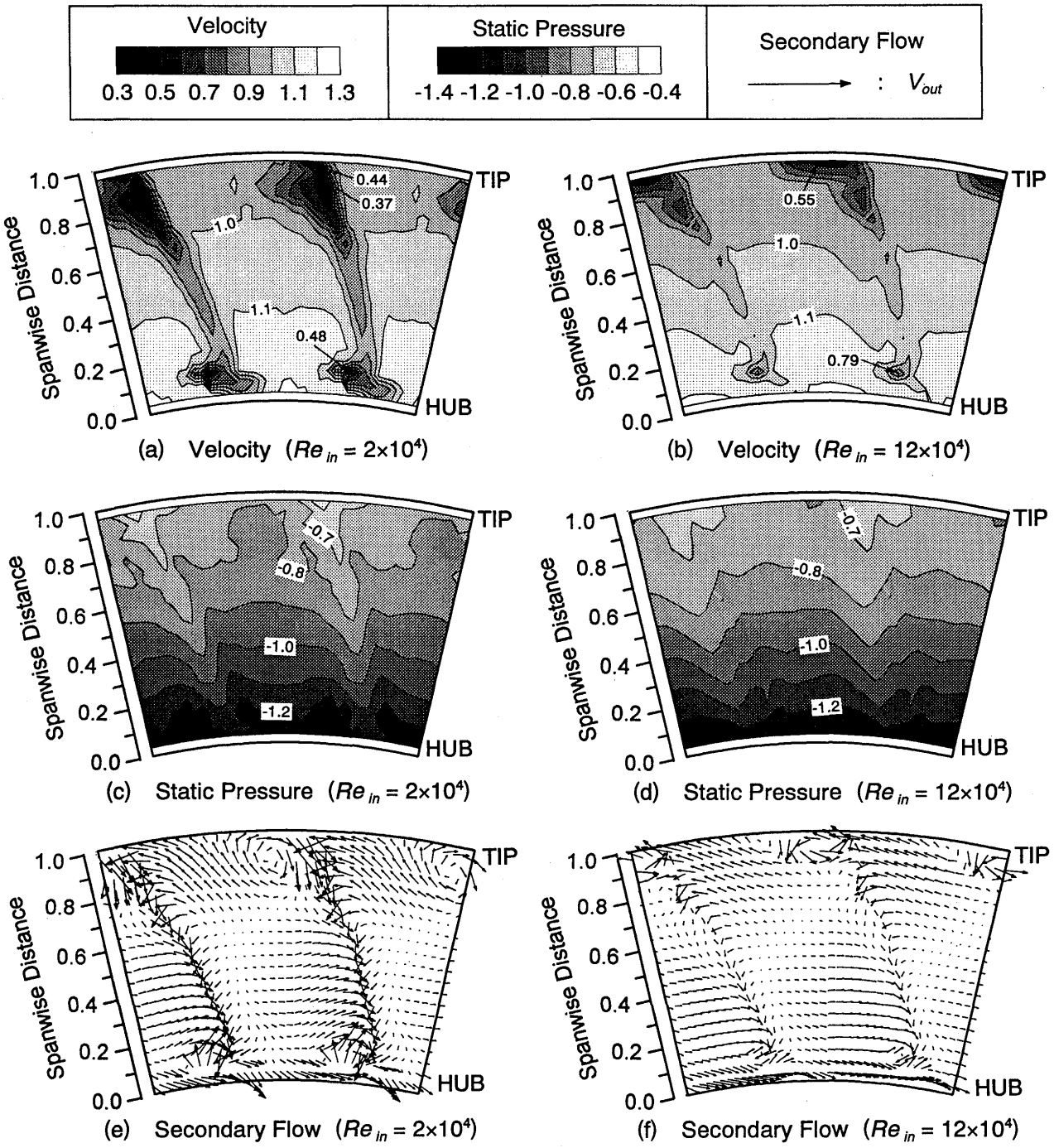


図 8　静翼出口での速度，静圧，二次流れの分布（軸方向位置 Z/Cax=0.156）

よび静圧分布は，静翼出口での質量流量平均速度 V_{out}，質量流量平均動圧によって無次元化してある。また，二次流れは，各測定点での流れを，質量流量平均流れ方向に垂直な面に投影したベクトルとして定義した。

(a), (b)の速度分布を比較すると，レイノルズ数の低下によってハブ部とチップ部の負圧面側に低速領域が発達していることがわかる。(c), (d)の静圧分布では，レイノルズ数が低下するほど翼後縁の影響が大きくなる。(e), (f)の二次流れ分布を見ると，レイノルズ数 2×10⁴ では，チップ部の負圧面側に時計回りの大きな流路渦が観察される。一方，翼後縁に沿った流れは，静圧勾配によってチップ側からハブ側に向かう下向きの流れとなっている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

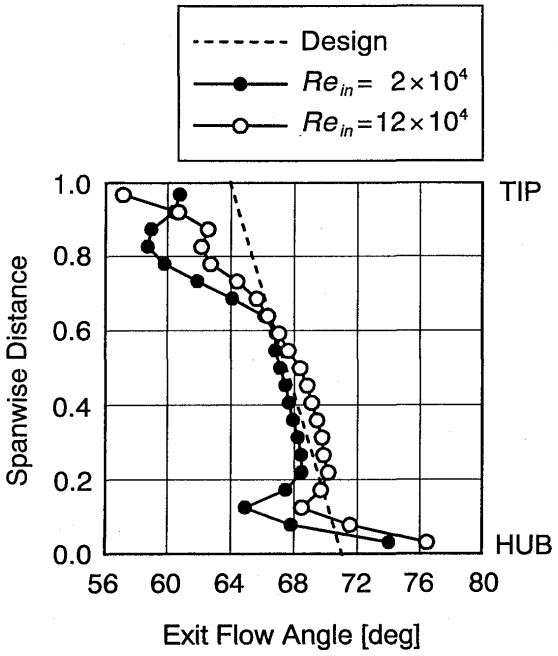


図 9　半径方向の流出角分布

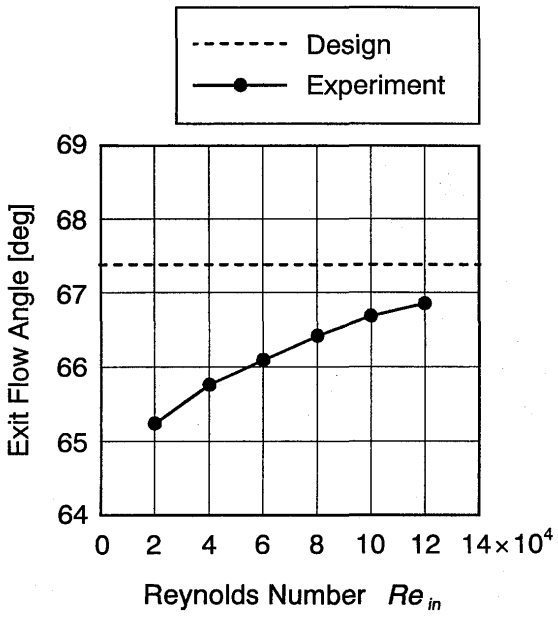


図 10　流出角（断面質量流量平均）

③　流出角

図 9 に，周方向に質量流量平均して求めた半径方向の流出角分布を示す。二次流れの影響により，チップ側およびハブ側で設計値との差が大きくなっている。図 10 に，断面全体について質量流量平均した流出角を示す。レイノルズ数が低下するほど流出角が減少する。レイノルズ数 2×10^4 では流出角が設計より 2.1deg 小さくなる。これによって出口速度は設計よりも 9.4%少なくなる。

4. まとめ

環状タービン翼列風洞において，5 孔ピトー管による静翼出口の後流計測を行った。

① レイノルズ数の低下に伴い二次流れが強くなり，ハブ部およびチップ部の負圧面側に全圧損失の大きな領域が発生する。

② レイノルズ数 2×10^4 では全圧損失（質量流量平均）が 12×10^4 の時より 1.67 倍に増加した。

③ レイノルズ数が低くなると，流出角および出口速度が減少する。

参考文献

[1] Sieverding, C.H., “Experimental Study of the Three-Dimensional Flow Field in an Annular Turbine Nozzle Guidevane,” ASME Paper No.83-GT-120, 1983.

[2] Hodson, H.P., and Dominy R.G., “Three-Dimensional Flow in a Low-Pressure Turbine Cascade at Its Design Condition,” ASME Journal of Turbomachinery, Vol.109, 1987, pp.177-185.

[3] Hunter, I.H., “Endwall Boundary Layer Flows and Losses in an Axial Turbine Stage,” ASME Journal of Turbomachinery, Vol.104, 1982, pp.184-193.

[4] 松沼孝幸，阿部裕幸，村田耕史，筒井康賢，“低レイノルズ数域における環状タービン翼列特性（第 2 報：油膜法による流れの可視化）”，第25回ガスタービン定期講演会 講演論文集，1997.5, pp.43-46.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

低レイノルズ数域における直線タービン翼列特性 B—2
(第5報, 節弦比の影響)

＊村田耕史(筑波大学大学院)
阿部裕幸(機械技術研究所)
松沼孝幸(機械技術研究所)
筒井康賢(機械技術研究所)

1.はじめに

通商産業省工業技術院ニューサンシャイン計画で開発中の300kW級のセラミックガスタービンは高効率を得るためにタービン入り口温度の高温化を目指し, 1350℃まで上げることを目標としているが, これに対してタービン翼に関するレイノルズ数は, 約50,000まで下がることが予測されている。

これまでの研究では直線タービン翼列においてレイノルズ数の低下とともに全圧損失の上昇が確認された[1,2]が, 本研究では節弦比の変化に着目し, レイノルズ数40,000～160,000において節弦比が0.7と0.86の場合の翼面圧力分布と翼列後流圧力分布を測定し, 直線タービン翼列の空力的特性を考察した。

2.記号の説明

Cp	圧力係数	$(p-p_{-\infty})\Big/\left(\frac{1}{2}\rho U_{in}^2\right)$
i	入射角	
L	翼弦長	
p	翼面静圧	
$p_{-\infty}$	主流の静圧	
P_{Din}	翼列入り口の動圧	$\frac{1}{2}\rho U_{in}^2$
P_{Dout}	翼列出口の動圧	$\frac{1}{2}\rho U_{out}^2$
$P_{T\,in}$	翼列入り口(主流)の全圧	
$P_{T\,out}$	翼列出口の全圧	
Re	翼弦長を基準としたレイノルズ数	$U_{in}L/\nu$
s	翼間ピッチ長さ	
s/L	節弦比	
TI_{out}	翼列出口の乱れ度	$\sqrt{\overline{u'^2}}\Big/U_{out}$
U_{in}	翼列入り口速度	
U_{out}	翼列出口速度	
x, y	デカルト座標系(翼列軸)	
X, Y	デカルト座標系(Xは翼弦に平行)	
α	迎え角, $\alpha+\beta=\gamma$	
β	流入角	
γ	食い違い角	
δ	後流のピッチ角	
ζ	P_{Din}で無次元化した後流の全圧	$\frac{P_{Tout}-p_{-\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_{in}^2}$
ν	動粘性係数	
ρ	空気の密度	
ω_{Tout}	全圧損失係数(P_{Dout}によって無次元化)	$\frac{P_{Tin}-P_{Tout}}{\frac{1}{2}\rho U_{out}^2}$

3. 実験装置と方法

図1に実験装置の概略図を示す。風洞測定部には7枚の翼からなる直線タービン翼列が設置されている。翼型の形状を図2に示す。翼幅500mm, 反り角107°である。翼面圧力分布は翼面上の46個の静圧孔よりスキャニバルブを用いて測定され, 翼列後流の圧力分布は5孔ピトー管をトラバースして測定される。そして低レイノルズ数域で風洞側壁に発達する境界層の影響を最小限に抑えるため, 境界層フェンス[3]を7枚の翼すべてに風洞側壁から25mmの位置に装着した。

第12回ガスタービン秋季講演会
講演論文集, 1997.10, (奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

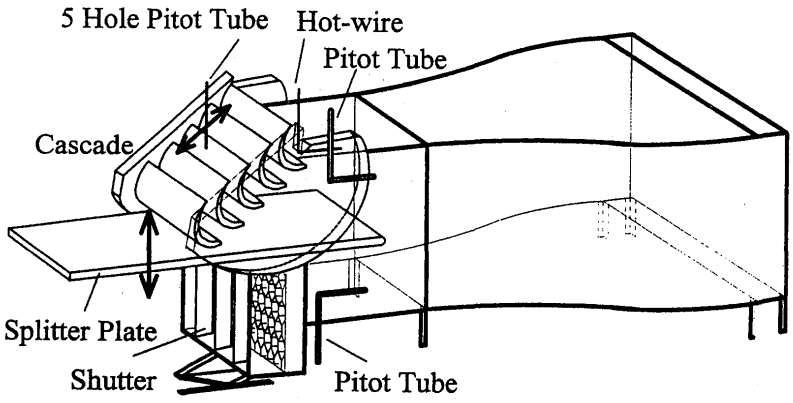


図1実験装置概略図

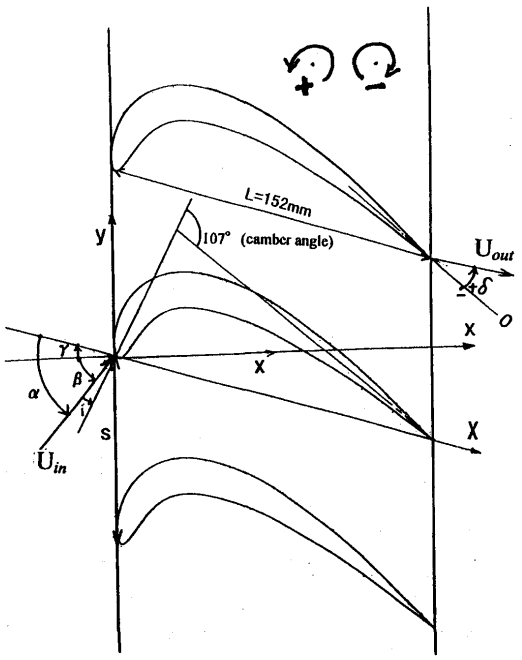


図2翼型の形状

実験条件を表1に示す。図3に示すように5孔ピトー管のトラバース線は風洞両壁面からそれぞれ150mmの位置と翼幅中央の3列とし，翼後縁から20mm後方をトラバースした。各トラバース線上の測定点は4ピッチ間で80点，すなわち1ピッチにつき20点取られた。5孔ピトー管によって得られたデータは繰り返し計算によって，後流の動圧，静圧，全圧，流速方向を算出し，各レイノルズ数Reと入射角i (迎え角α)における全圧損失係数ω_{Tout}を求めた。

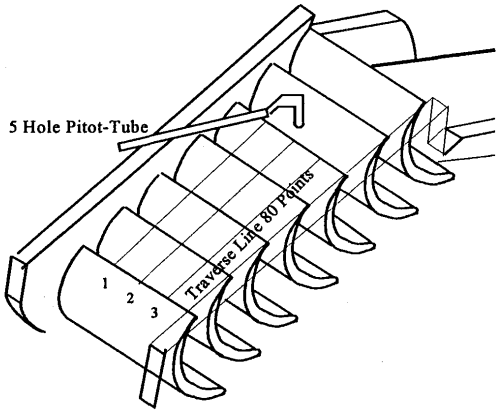


図3 5孔ピトー管のトラバース線

表1実験条件

	Exp. Conditions
Pitch Chord Ratio s/L	0.7, 0.86
Stagger Angle γ	-40°
Incidence Angle i (Attack Angle α)	-11° (83°)
Reynolds Number Re	40,000, 80,000, 120,000, 160,000
Turbulence Intensity TI_{in}	0.4%

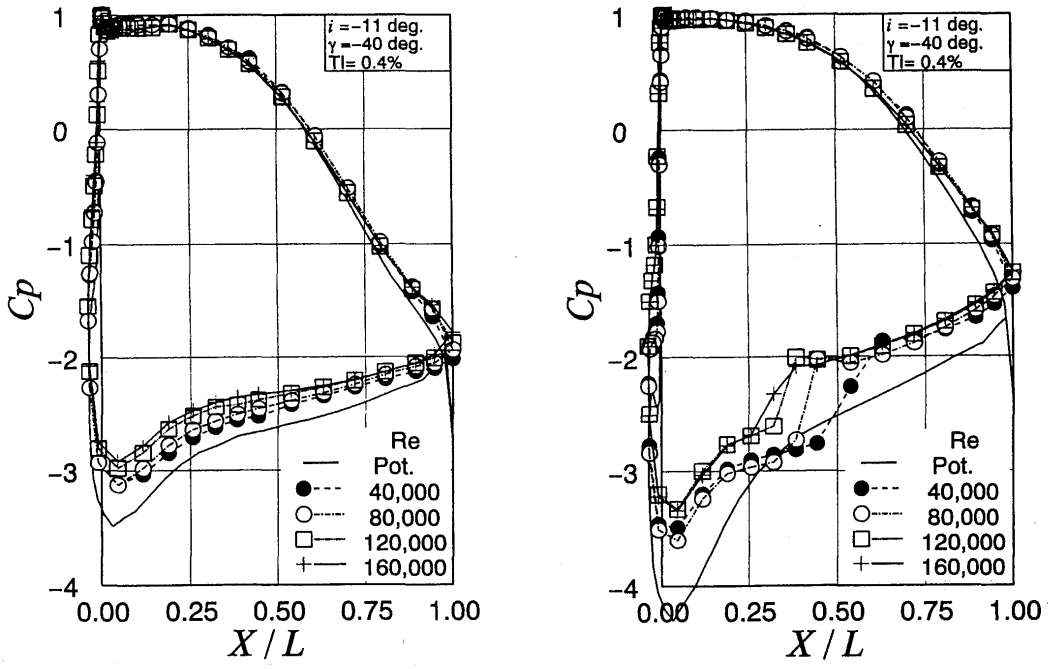
4.実験結果と考察

節弦比と翼面圧力分布

図4にレイノルズ数Re=40,000～160,000における節弦比s/L=0.7とs/L=0.86の場合の翼面圧力分布を示す。s/L=0.7のときは明らかではないが，s/L=0.86の場合，翼背面の前縁から位置X/L=0.2～

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

0.6付近で剥離泡の存在を示す圧力分布が見られ，これらはレイノルズ数Reの減少とともに圧力が急激に増加する部分が後縁寄りに移動して剥離泡が拡大しているのがわかる。



(a) s/L=0.7　　(b) s/L=0.86

図4 翼面圧力分布

節弦比と全圧損失の関係

図5に各節弦比s/Lにおけるレイノルズ数Reと全圧損失係数ω_{Tout}の変化を示す。全般的に全圧損失係数ω_{Tout}はレイノルズ数Reの減少とともに増加するが，s/L=0.86の場合の分布はs/L=0.7の分布より傾きが大きい。図4の翼面圧力分布と比較すると，剥離泡の大きさの変化が全圧損失に大きく影響を与えているのが明らかである。

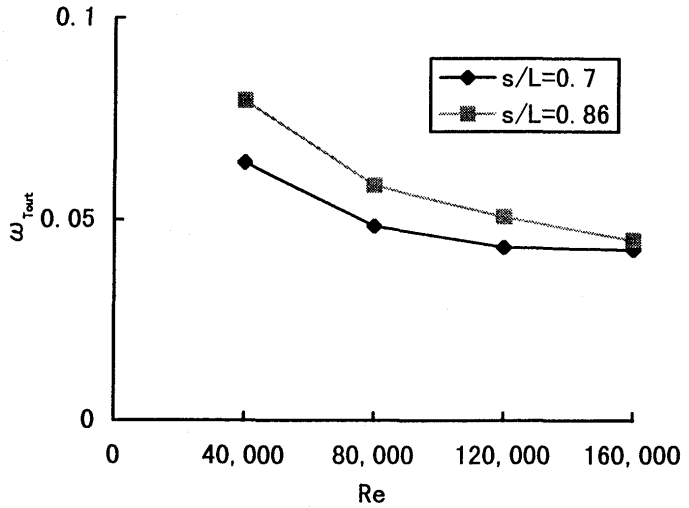


図5 各レイノルズ数における節弦比と全圧損失係数の関係

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

節弦比と全圧分布，静圧分布の関係

Re=40,000とRe=160,000におけるs/L=0.7とs/L=0.86の場合の翼列後流の全圧分布ζを図6に，図7に後流の静圧分布を示す。いずれもタービン入り口の動圧P_{Din}で無次元化している。全圧分布ζに関していずれの節弦比s/Lにおいてもレイノルズ数Reの増加とともに翼型後縁の後流に該当する圧力欠損の部分が小さくなっており，レイノルズ数Reの増加とともに全圧損失ω_{Tout}が減少するのがわかる。

次に分布形状を見ると，節弦比s/L=0.7のとき，Re=40,000とRe=160,000のいずれの場合においても全圧分布の比較的平坦な部分に段があるのが確認できる。この現象はs/L=0.86の場合は存在しない。そこで静圧分布においてもs/L=0.7のときに分布の同じ部位に段があるのが認められる。これは5孔ピトー管の自体の影響であるとも考えられるため，測定法の確認とともに翼列後流の可視化等を行い詳細に調べる必要がある。

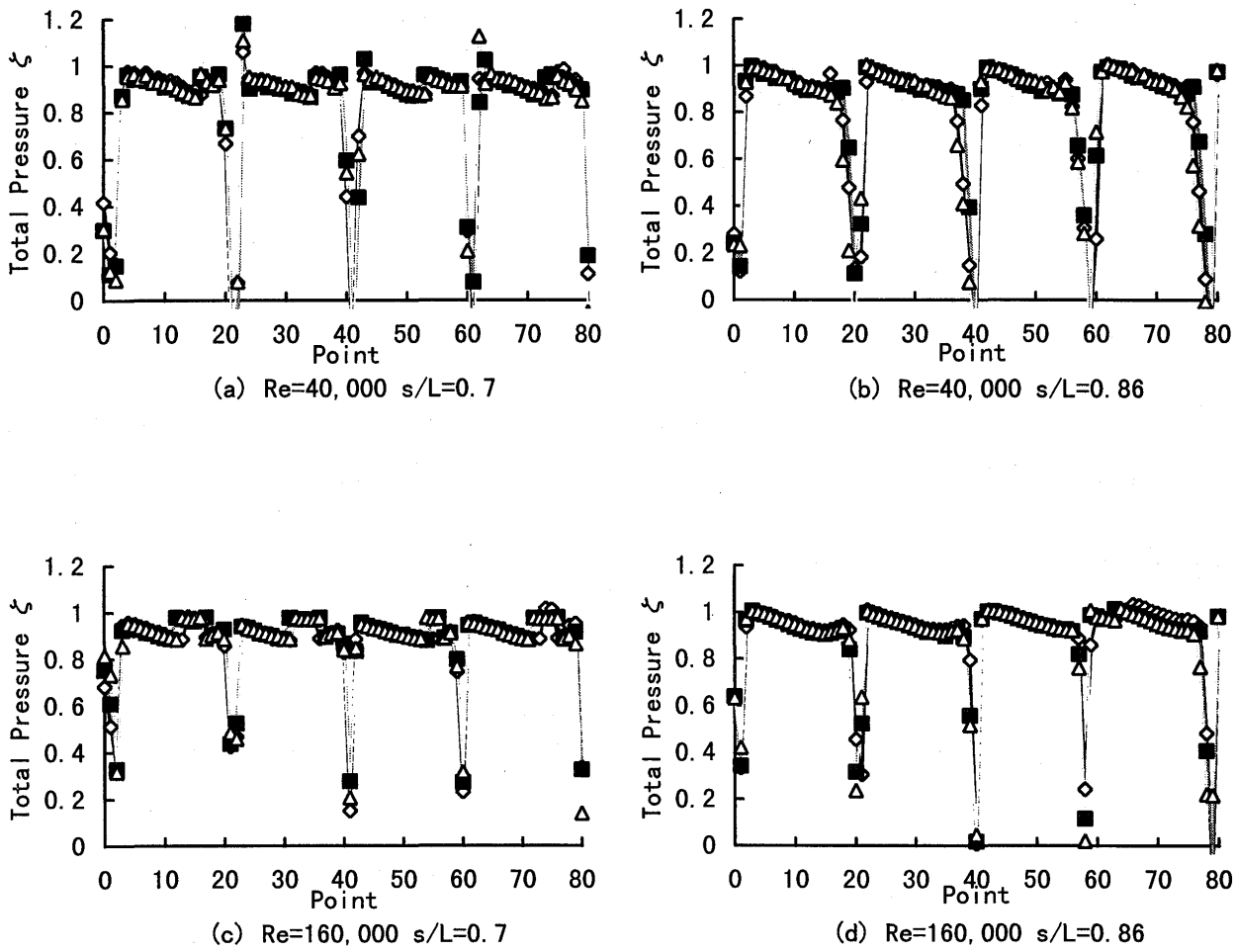


図6後流の全圧分布

◇:1, ■:2, △:3（数字は図3のトラバース線位置に対応）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

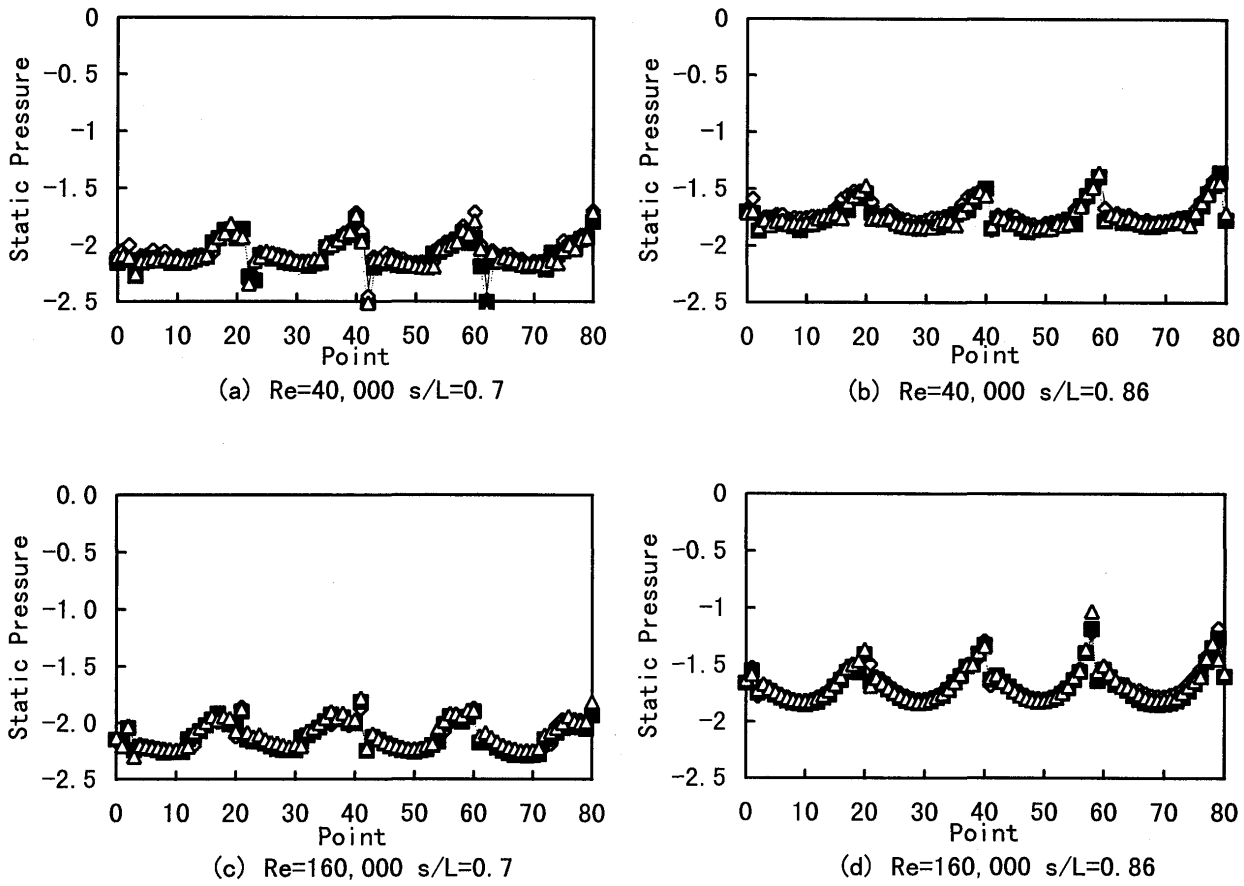


図7 後流の静圧分布
◇:1, ■:2, △:3 (数字は図3のトラバース線位置に対応)

5.まとめ

これまでの研究ではレイノルズ数の増減による剥離泡の大きさの変化が全圧損失に大きく影響することを確認している[1,2]が, 本実験条件下では節弦比の増加による翼面圧力分布の変化が剥離を促し, 全圧損失係数に大きく影響することがわかった。

---

1 Murata, K., Abe, H., Tsutsui, Y.: Characteristics of a Turbine Cascade at Low Reynolds Numbers, Presented at IGTI Turbo Expo '97, 97-GT-54

2 村田耕史, 阿部裕幸, 松沼孝幸, 筒井康賢:低レイノルズ数域における直線タービン翼列特性(第3報, 圧力損失の計測), 日本ガスタービン学会秋季講演会, A-5, (1996)

3 筒井康賢, 阿部裕幸, 村田耕史:2次元翼型実験における境界層フェンスの効果, 日本ガスタービン学会秋季講演会(盛岡), B-6(1993)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—3

複合格子を用いたタービン翼列の空力損失の数値解析

* 下田直宣(武蔵工大院)
松江義也(武蔵工大)
松尾裕一(航技研)
荒木達雄(武蔵工大)

1.はじめに

タービン翼列の空力損失や翼表面の熱伝達率を求めるには、翼面の境界層を精度よく計算することが必要である。境界層の計算では乱流モデルと計算格子が問題となるが、本解析では計算格子が空力損失に与える影響について調べた。計算格子には翼周囲にO型の格子を構成して、翼面での格子の直交性と細かい格子幅を実現し、その外部をH型格子で接続させるH+O型複合格子を用いた。そして、境界層の計算に大きく影響することが予想されるO型格子部分について、その相違が解に与える影響について調べた。格子の妥当性は計算で求めた空力損失係数を実験結果と比較することによって評価した。O型格子と計算結果との間に一定の傾向が見られたので報告する。

2.計算格子

図 2.1 に計算に用いた格子の全体図を示す。翼面上のある一定領域にO型格子を適用し、その外縁境界を用いて残りの領域をH型格子で埋めた。O型格子の生成には双曲型偏微分方程式を、H型格子には楕円型偏微分方程式を用いた。

H＋O型複合格子の格子構成法が解に与える影響としては、直交性のよいO型格子の幅の広さと、その格子間隔、O型格子との接合部に生じるH型格子のひずみが考えられる。そこで、層流底層内に格子が数点分布されるように、レイノルズ数が10^6として、翼面に垂直方向の翼面に隣接した格子の幅を翼弦長の10^{-5}倍とし、O型格子の幅と格子内の格子点数を変えて計算した。

具体的にはO型格子の領域(以下、O型格子の厚み と呼び、記号δで表わす)に関して、翼弦長の 2%,3%,4%,6%,8%の計５種類の格子（図 2.2.1~2.2.5）を生成した。一方、O型格子内の格子点数に関しては、翼間方向に 20,30,40 個の格子点を配置した計 3 種類の格子を用意した。表 2.1 に３種類（甲、乙、丙）それぞれの格子点総数を示す。表中の「割合」は、格子数の最も多い丙の場合の格子数を 100 としたときの甲、乙それぞれの格子数の割合を表わす。また、O型格子の影響を調べるためにH型格子内の格子点数は一定(189×51=9639)とした。以下、O型格子点数の表記に関して翼間方向の格子数が 20,30,40 個の場合、それぞれ K=20,K=30, K=40 と表す(図 2.3 参照)。

以上、O型格子の厚みに関して５種類、格子数に関して３種類の組み合わせからできる計 15 種類の格子を用いて計算を行った。

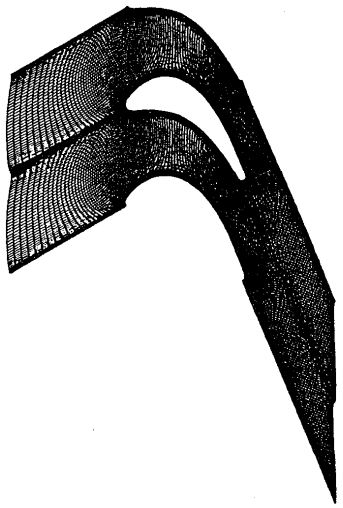


図 2.1 H+O 型格子の全体図

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

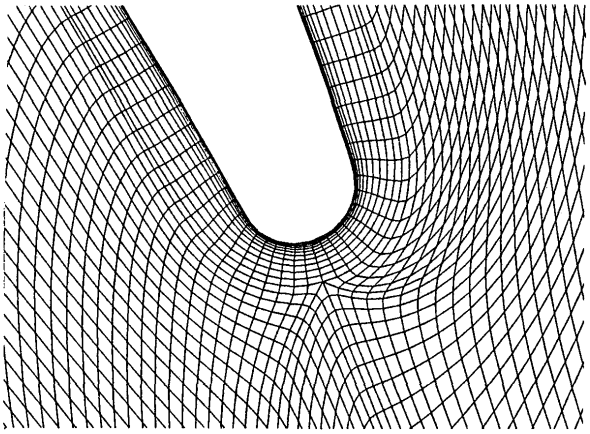


図 2.2.1 δ=翼弦長×2%(K=30)
翼後縁格子拡大図

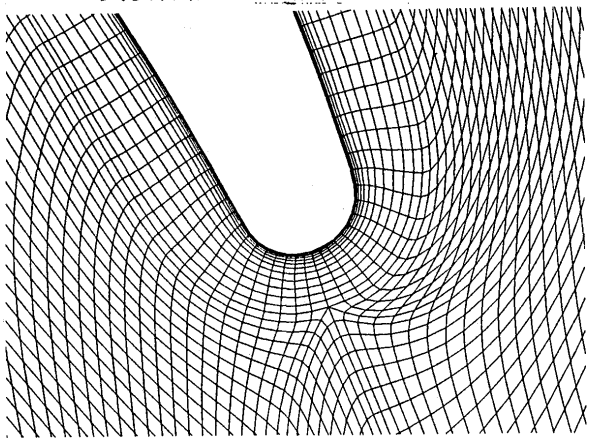


図 2.2.2 δ=翼弦長×3%(K=30)
翼後縁格子拡大図

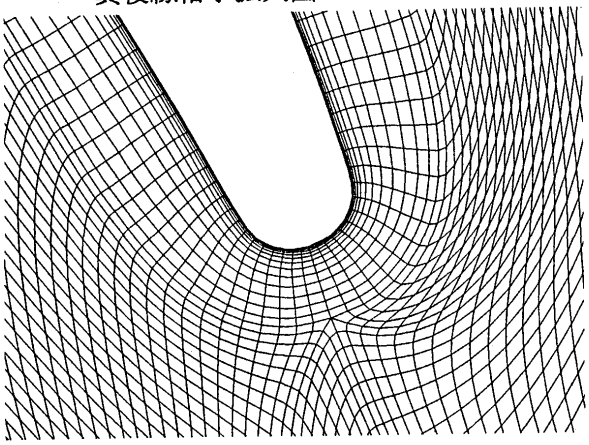


図 2.2.3 δ=翼弦長×4%(K=30)
翼後縁格子拡大図

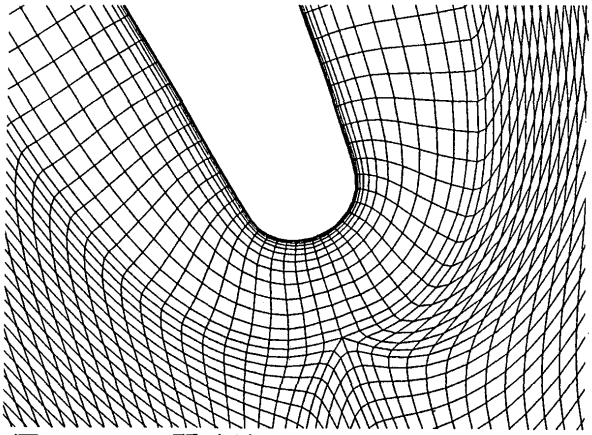


図 2.2.4 δ=翼弦長×6%(K=30)
翼後縁格子拡大図

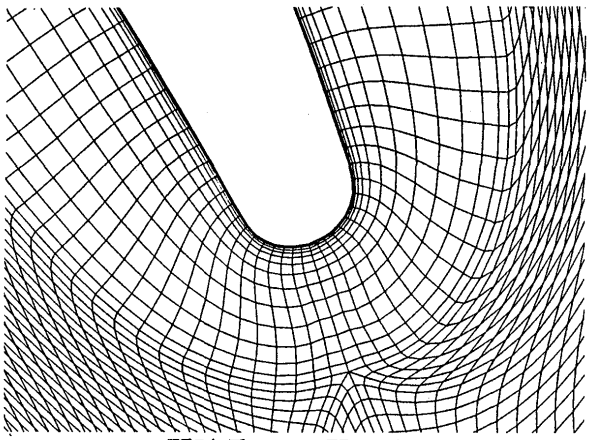


図 2.2.5 δ=翼弦長×8%(K=30)
翼後縁格子拡大図

表 2.1 3種類の格子の格子点数

	H型	O型 2×(81×K)	総数	割合
甲	189×51	2×(81×*20*)	12879	80
乙	同上	2×(81×*30*)	14499	90
丙	同上	2×(81×*40*)	16119	100

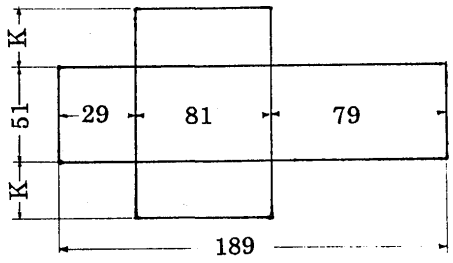


図 2.3 各型の格子点配分(単位:個)

3.計算条件

3.1 基礎方程式

本研究では、粘性を考慮した2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いて計算を行った。即ち、

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t}+\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x}+\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial x}+\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial y}\right) \tag{3.1}$$

ここで

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e+p) \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e+p) \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

で、第1行目は連続の式、第2,3行目はそれぞれx,y方向の運動方程式、第4行目はエネルギー方程式を表わす。(3.1)式右辺の$\mathbf{R}, \mathbf{S}$はそれぞれ

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ R_4 \end{pmatrix}, \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ S_4 \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

ここで、

$$R_4 = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \frac{\mu}{P_r(\kappa - 1)}\frac{\partial T}{\partial x}$$
$$S_4 = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \frac{\mu}{P_r(\kappa - 1)}\frac{\partial T}{\partial y} \tag{3.4}$$

P_rはプラントル数である。

3.2 計算スキーム

対流項にChakravarthy-Osherの風上型のＴＶＤを、時間項には1次精度風上差分を、粘性項には2次精度中心差分をそれぞれ用いた。また、乱流モデルにはBaldwin-Lomaxの代数モデルを用いて計算を行った。

3.3 その他の計算条件

境界条件に関しては、入口境界に全温、全圧、流入角を、出口境界には等エントロピの条件から算出した静圧を与えた。以上の計算条件とその他の物理定数を表3.1にまとめた。また、本解析に使用した供試翼列の諸元は表3.2に示すもので、文献(1)に掲載された翼列形状（図3.1）を用いた。

表3.1 計算条件

時間項	1次精度風上差分
対流項	ＴＶＤ法
粘性項	2次精度中心差分
乱流モデル	Baldwin-Lomaxモデル
全温 [K]	293.15
流出マッハ数*	0.81, 1.00, 1.21
動粘度 [m^2/s]	15.15×10^{-6}

*……等エントロピ・マッハ数(M_{2s})

表3.2 供試翼列の諸元

翼	動翼
ピッチ／翼弦長	0.71
入口角	60.0°
出口角	22.5°
食い違い角	56.7°

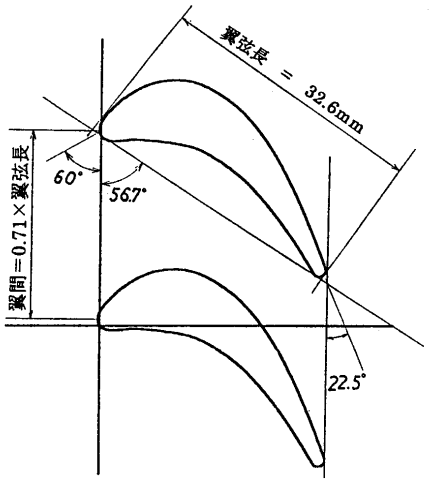


図3.1 供試翼列の形状

4.計算結果

ここでは、15種類のH+O型格子を前述の供試翼列に適用して行った計算結果を、二次元風洞を用いて得られた実験値[1]と比較し、格子の違いによる解への影響を考察する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

図 4.1.1 はM_{2is}=1.21,K=30 の場合の翼面上の等エントロピ・マッハ数分布である。全体的にはどの計算結果も実験値と良く一致しているが、背面側の衝撃波の発生位置付近でO型部分の厚みが翼弦長の 3%と 4%を境に定性的な相違が見られる。一方、図 4.1.2 はK=20 の場合のもので、このときの衝撃波発生位置での定性的な違いはO型部分の厚みが翼弦長の 4%から 6%になるときに見られる。しかし、このような定性的な相違はK=40 の場合(図 4.1.3)には見られない。

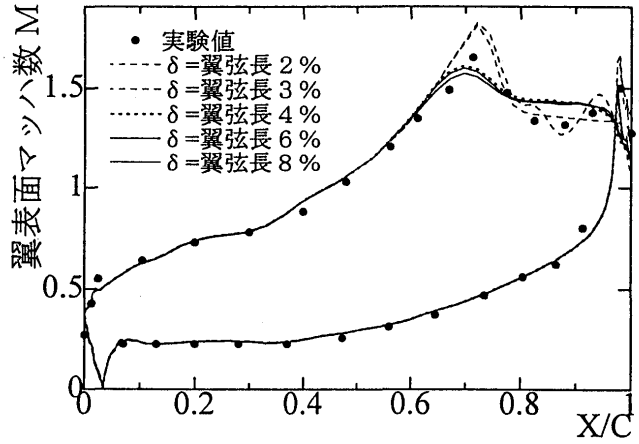


図 4.1.1 翼面等ｴﾝﾄﾛﾋﾟｰ・マッハ数
(M_{2is}=1.21,K=30)

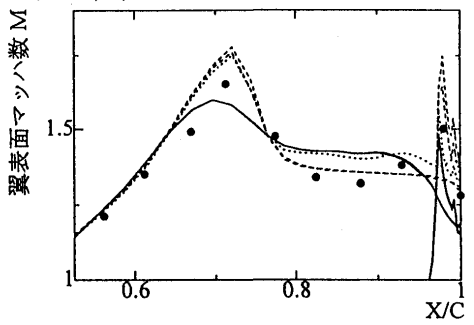


図 4.1.2 翼面等ｴﾝﾄﾛﾋﾟｰ・マッハ数
(M_{2is}=1.21,K=20)

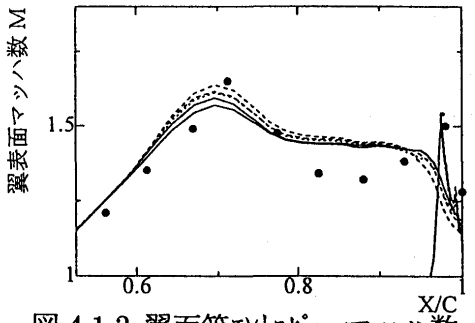


図 4.1.3 翼面等ｴﾝﾄﾛﾋﾟｰ・マッハ数
(M_{2is}=1.21,K=40)

図 4.2.1 にK=30 のときのエネルギー損失係数ω(=1－(V_2／V_{2is}))と出口マッハ数の関係を記した。横軸は出口マッハ数M_2で、計算結果は計算の結果得られた出口マッハ数を横軸の値として分布させた。O型部分の格子の違いが顕著に表れたのは、出口マッハ数が超音速の場合で、M_{2is}=1.21 で計算した場合、O型の厚みが翼弦長の 4%のとき最も良い予測をしている。そして、その厚みよりも厚みが小さい場合の方が大きい場合に比べ、エネルギー損失を大きく評価する傾向にあることがわかる。この様な傾向はおおよそK=20 の場合(図 4.2.2)に対しても見られるが、最も良い予測をしているのはO型格子の厚みが 6%のときである。しかし、K=40 の場合(図 4.2.3)には格子の違いによる影響はあまり見られず、O型の厚みが 2%と 3%で比較的良い予測をしている。

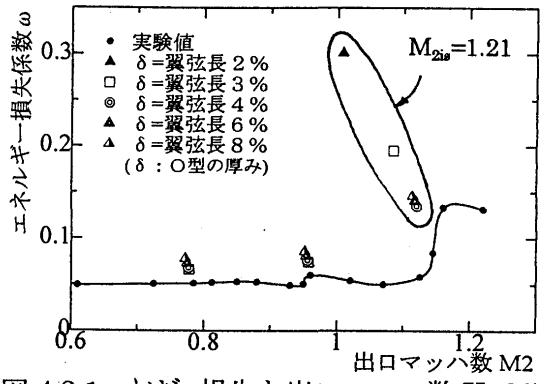


図 4.2.1 ｴﾈﾙｷﾞｰ損失と出口マッハ数(K=30)

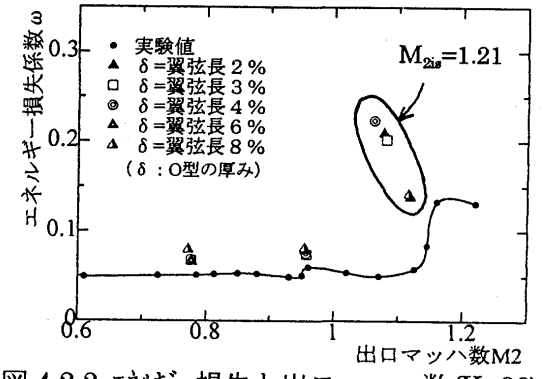


図 4.2.2 ｴﾈﾙｷﾞｰ損失と出口マッハ数(K=20)

流出角と出口マッハ数の関係においても、エネルギー損失係数の場合と同じ様な傾向が見られた。図 4.3 にK=30 のときの流出角と出口マッハ数との関係を示す。K=40 の場合、O 型格子の厚みの違いによる流出角への影響は殆どなかった。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

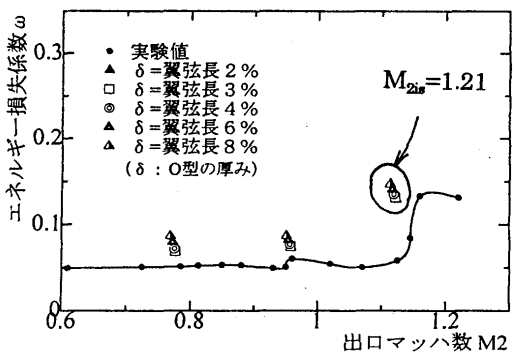


図 4.2.3 ｴﾈﾙｷﾞｰ損失と出口マッハ数(K=40)

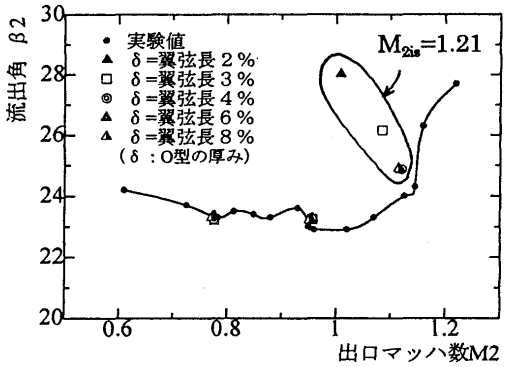


図 4.3 流出角と出口マッハ数(K=30)

O型格子が翼表面付近の流れに与える影響を調べるために、図 4.4.1 にM_{2is}=1.21,K=30 の場合の翼表面の速度分布図を記した。横軸は速度を音速 a で無次元化した値、縦軸は翼表面からの距離を翼弦長で無次元化したものである。併せて同じ条件におけるO型格子の厚みδが翼弦長の 3%の場合の速度ベクトル線図を図 4.5.1 に、δが翼弦長の 4%の場合のそれを図 4.5.2 に記す。図 4.4.1 からδが翼弦長の 2%と 3%のとき、流れが翼面から剥離することを予測しているが、その他の場合は剥離を予測していない。即ち、O型格子の厚みが流れ場に大きな影響を与え得ることがわかる。速度ベクトル線図は、そのことを二次元的に示している。K=20 の場合(図 4.4.2)も定性的にK=30 とほぼ同じ傾向にあるが、δが翼弦長の 4%においても剥離を予測している。それに対してK=40 の場合（図 4.4.3）はどのδにおいても剥離を予測せず、定性的な相違は見られない。

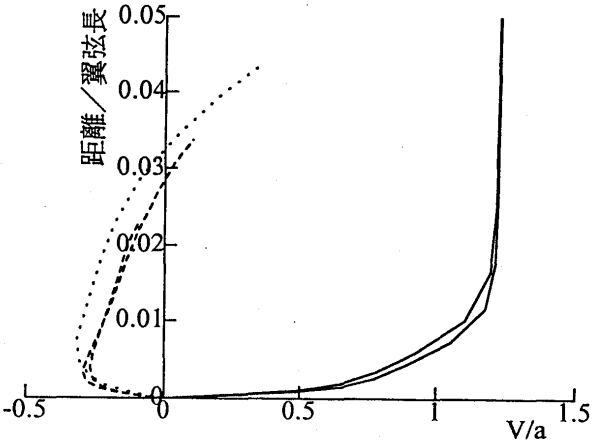


図 4.4.2 翼面の速度分布(M_{2is}=1.21,K=20)

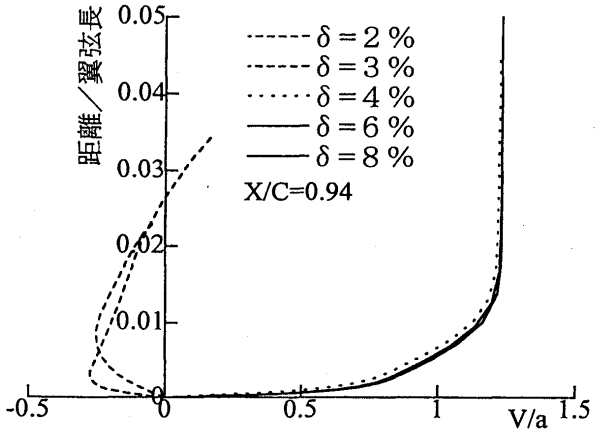


図 4.4.1 翼面の速度分布(M_{2is}=1.21,K=30)

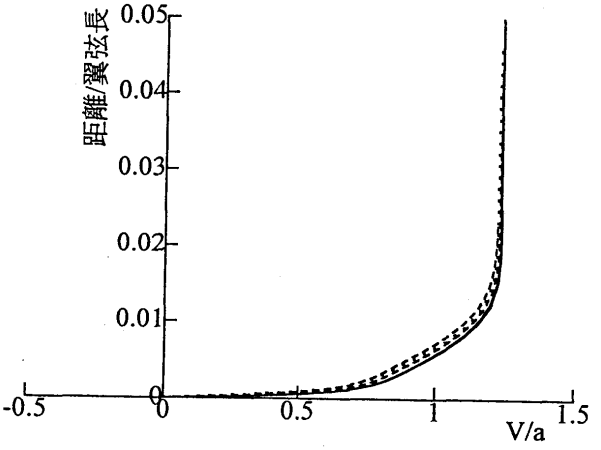


図 4.4.3 翼面の速度分布(M_{2is}=1.21,K=40)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

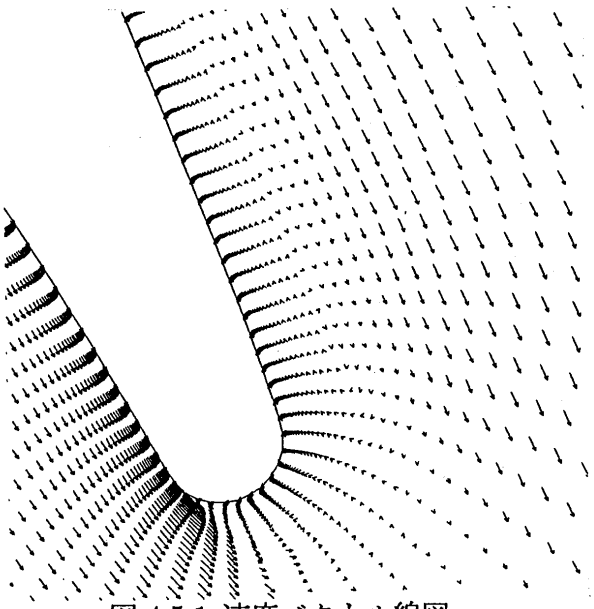


図 4.5.1 速度ベクトル線図
(M_{2is}=1.21,K=30, δ =3%)

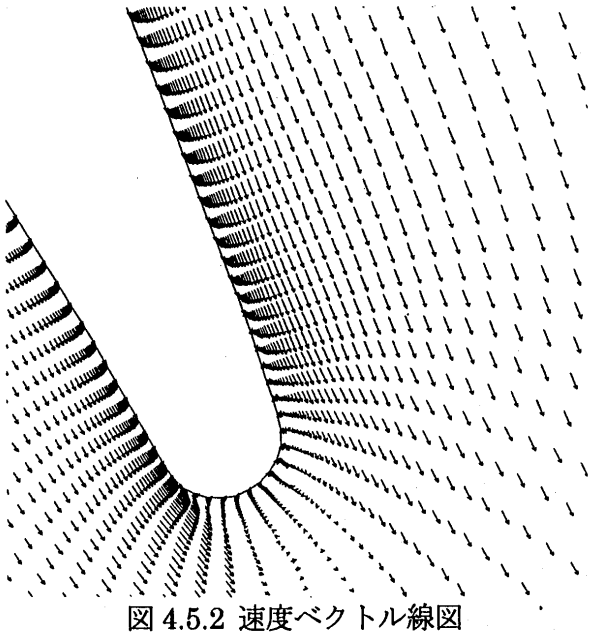


図 4.5.2 速度ベクトル線図
(M_{2is}=1.21,K=30, δ =4%)

5.まとめ

H+O 型複合格子のO型格子に関して

O型格子内に格子が十分にある(K=40)の場合

O型部分の厚みの違いによる解への影響は殆どない。

O型格子内に格子が十分にない(K=20,30)の場合

①出口マッハ数が超音速のとき、その厚みの違いが計算結果に顕著に現れ、より良い解を得るための適当な厚みが存在する。

②出口マッハ数が超音速のとき、その適当な厚みは格子数が多いと薄くなる。今回の供試翼列においてはO型内の翼間方向の格子数が 20 の場合厚み 6%以上、30 の場合厚み 4%以上で比較的良い結果を示した。

③出口マッハ数が超音速のとき、その適当な厚みよりも厚みが薄すぎる(2%)場合は厚すぎる(8%)場合に比して解に与える影響が大きい。

これらの結果をもとに考察すると、境界層を計算するには直交性の良いO型格子内に十分な数の格子点が必要なこと、超音速流では衝撃波の効果が模擬出来るように直交性の良いO型格子の幅がある程度広いことが必要だと言える。

参考文献

(1) Sieverding,C.H.,"Experimental Data on Two Transonic Turbine Blade Section and Comparison With Various Theoretical Method", : Transonic flows in Turbomachinery, VKI LS59,1973

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—4

水素－酸素－水蒸気量論比混合気の火炎吹き飛び

*壹岐典彦　(機械技術研究所)　足永拓郎　(東京電機大学大学院)
濱純　古谷博秀　高橋三餘(機械技術研究所)

1．まえがき

水素－酸素燃焼を利用して水のみを排出する、無排気無公害の作動媒体循環型タービンシステムが将来の発電システムとして検討されている[1]。これを構築するためには、大量の不活性ガスまたは水蒸気の作動媒体中に水素と酸素を理論比率で供給し、できるだけ短い期間で燃焼させて、一様な燃焼ガス温度場を形成する燃焼技術を確立する必要がある。しかし、これらの基盤となる水素燃焼特性のデータは酸化剤として空気を使用するものが多く、酸素を酸化剤とし、量論比一定条件下での水素－酸素－不活性ガスまたは水蒸気混合気のデータは多くはない。特に水素－酸素－水蒸気系のデータは十分とは言い難い[2][3]。そこで、著者らは水素－酸素－水蒸気量論比混合気の大気圧下での燃焼速度をバーナ法で測定したり、数値計算で調べてきた。その結果、水素－酸素－水蒸気量論比混合気は、燃焼速度が水素－酸素－アルゴン量論比混合気や水素－空気混合気に比べて小さく、予混合火炎の吹き飛び速度が小さくなることが予測された[4][5]。また、水素－酸素－アルゴン量論比混合気および水素－空気混合気においては、空気雰囲気下に比べてアルゴン雰囲気下では吹き飛び速度が著しく低下する[6]。本報では、大量の作動媒体中における予混合バーナの火炎吹き飛び特性の基礎データとして、水蒸気雰囲気中における水素－酸素－水蒸気の量論比混合気の火炎吹き飛び特性を調べ、アルゴン雰囲気中の水素－酸素－アルゴン混合気の場合と比較したので報告する。

2．方法

火炎吹き飛び速度の測定に用いた装置の概略を図１に示す。本装置では蒸気発生器と蒸気過熱器により過熱蒸気を作り、水素ガスと酸素ガスと混合した後にバーナに供給する。形成された混合気は同心三重管バーナ(図２)の中心の内径10㎜の円管ノズルより噴出し、火炎を形成する。ここで各

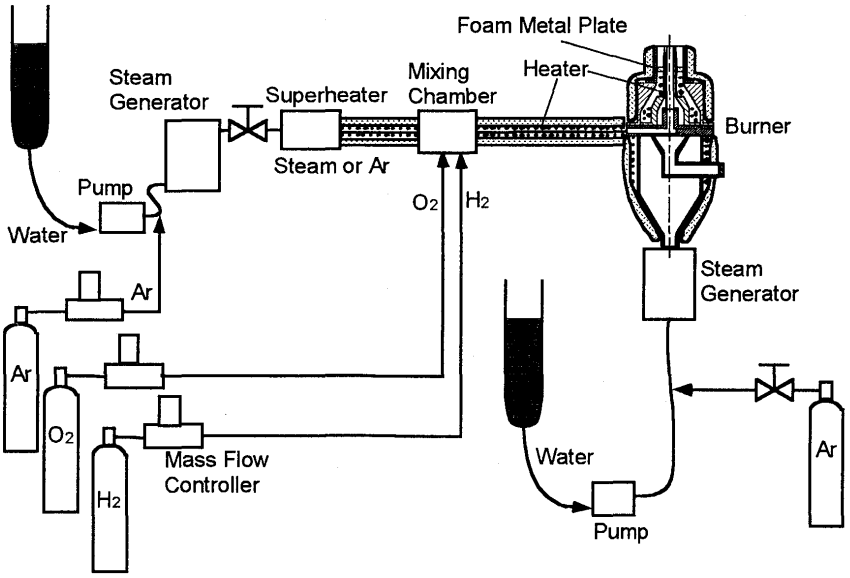


図１　実験装置概要

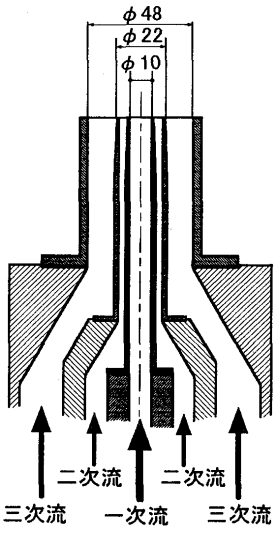


図２　バーナ構造

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

供給ガスは加熱前にマスフローコントローラを用いて質量流量を制御・計測した。水蒸気の供給については大流量用と小流量用の２系統を用意したが、本実験条件では小流量用の方を主に用いた。大流量用の系統ではコーン型蒸気流量計を用いて水蒸気の流量測定を行ったが、小流量用の系統では水蒸気の流量測定が困難であったので、蒸気発生器に供給する水の流量を容積法で測定することで、発生した水蒸気の質量流量を算出した。このため、水蒸気の瞬時の流量を測定できないので、蒸気流量を一定として、水素・酸素ガスの流量を量論比を保ちながら徐々に減少させることで予混合火炎を吹き飛ばして、吹き飛び速度を測定した。吹き飛び速度は吹き飛び時の混合気の体積流量を断面積で除して求めた。吹き飛び後には火炎によるバーナの加熱がないため、バーナリム温度が低下する。バーナリム温度が低下すると吹き飛び速度が変化するので、温度測定時以外はバーナに火炎を保持して、バーナリム温度の低下を防いだ。

吹き飛び速度は周囲雰囲気のガス組成や温度によって変化するため、三次流として同じ温度の水蒸気を流して、一次流を包み込んだ。三次流の断面平均流速を最大でも0.5m/s程度にして、一次流が周囲空気から影響を受けずしかも三次流が一次流を乱さないようにした。今回は二次流は用いなかった。また、一次流と三次流の温度を同一に調整するため、保温材とヒーターを用いてバーナ全体を加熱した。

水蒸気が結露すると体積流量すなわちバーナ出口での流速の変動の原因となるので、流路をヒーターと保温材で保温・温度調節して結露を防止した。しかし、蒸気発生時の流量変動を除ききれなかったため、吹き飛び速度の測定データにばらつきを生じた。

水素－酸素－水蒸気混合気の吹き飛び速度と比較するため、蒸気発生器の入口よりアルゴンガスを供給して、水素－酸素－アルゴン混合気についても実験を行った。この場合には三次流としてアルゴンを流した。

３．測定結果と考察

図３は水素－酸素－水蒸気混合気の吹き飛び速度と吹き飛び時の水素濃度を示す。水蒸気の流量変動をできるだけ押さえるため、水蒸気の質量流量を一定として水蒸気発生量を安定させたまま、バーナの温度を徐々に変化させて測定を行った。水蒸気流量が0.2g/s以下では、層流火炎の吹き飛びが観察されるが、水蒸気流量を増やしていくと乱流火炎での吹き飛びが観察されるようになる。水蒸気流量が0.40g/s以下では混合気温度が300℃上昇しても水素濃度の変化は最大で5%程度なので、吹き飛び時の混合気質量流量は最大でも8%

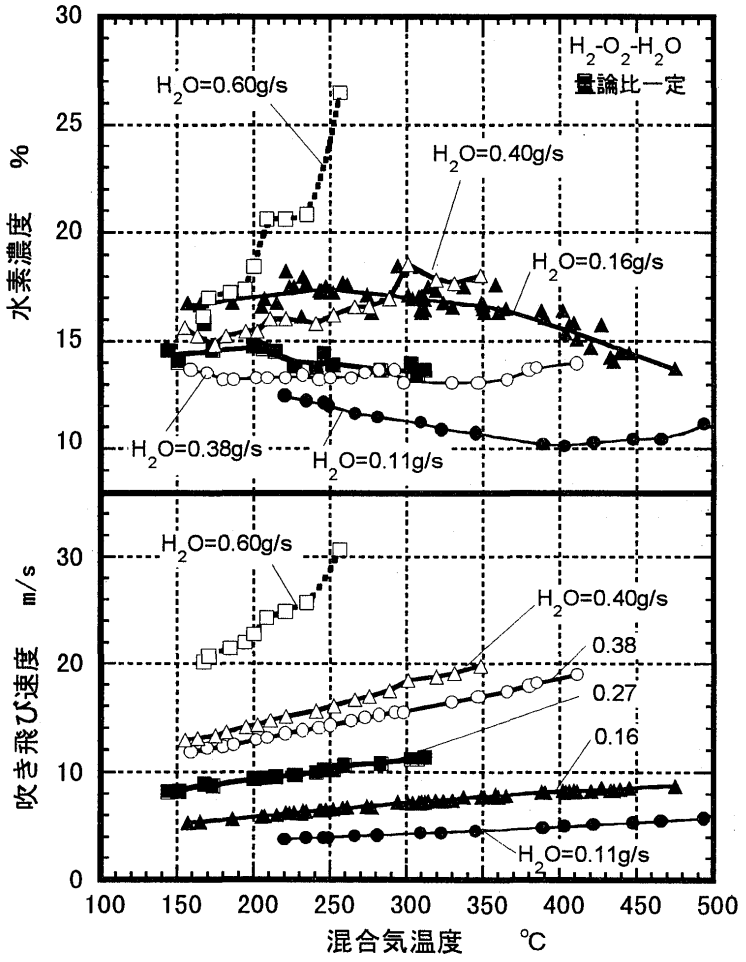


図３　水素－酸素－水蒸気混合気の吹き飛び速度の測定

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

程度の変化である。つまり、温度上昇による混合気の体積膨張と吹き飛び速度の増大は同レベルであり、任意の温度の吹き飛び速度から他の温度での吹き飛び速度がおおよそ予測可能である。しかし、水蒸気流量が0.6g/sと大きく、乱流が強い条件では、温度上昇により水素濃度が増大しており、温度上昇による吹き飛び速度の増大効果が体積の膨張による混合気流速の増大に比べて小さいことがわかる。

図３から任意の温度での水素濃度と吹き飛び速度の関係を求めて、図４に示す。バーナ出口流速が遅い層流燃焼時には水素濃度とともに吹き飛び速度は上昇していく。しかし、バーナ出口流速を増大していくと、バーナ出口の流れが乱れはじめ、より低い水素濃度でも火炎が吹き飛ばなくなり、水素濃度の低下にもかかわらず吹き飛び速度が増大していく。さらに流速を増大していくと再び水素濃度とともに吹き飛び速度が増大するようになる。この乱流燃焼時での吹き飛び速度は層流燃焼時に比べて著しく大きい。

図５に水素－酸素－アルゴン混合気の場合の吹き飛び速度を示す。アルゴン混合気においては本実験範囲ではほぼ乱流であり、吹き飛び速度は水素濃度の上昇に伴い、著しく増大する。15℃から100℃までの混合気温度の上昇により吹き飛び速度は著しく増大するものの、混合気温度が100℃、200℃、300℃の場合の吹き飛び速度を比較すると、温度上昇による吹き飛び速度の増大効果は温度上昇とともに小さくなっている。

水蒸気混合気とアルゴン混合気の吹き飛び速度の比較を図６に示す。水蒸気混合気の吹き飛び速度は乱流燃焼時

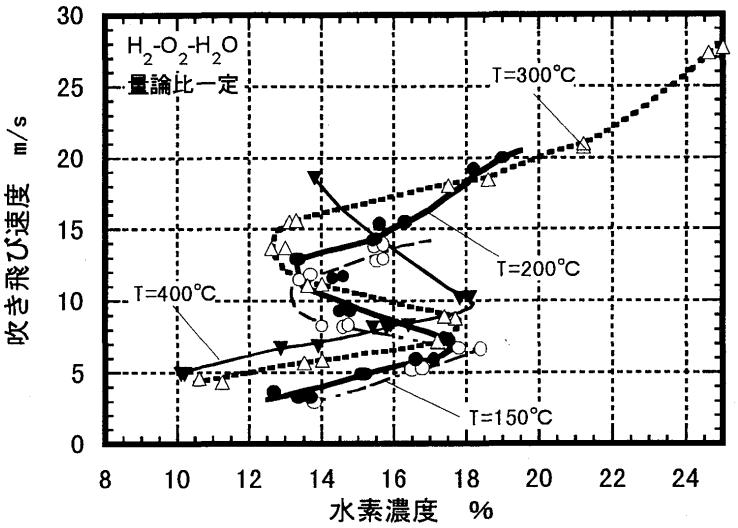


図４　水素－酸素－水蒸気混合気の吹き飛び速度

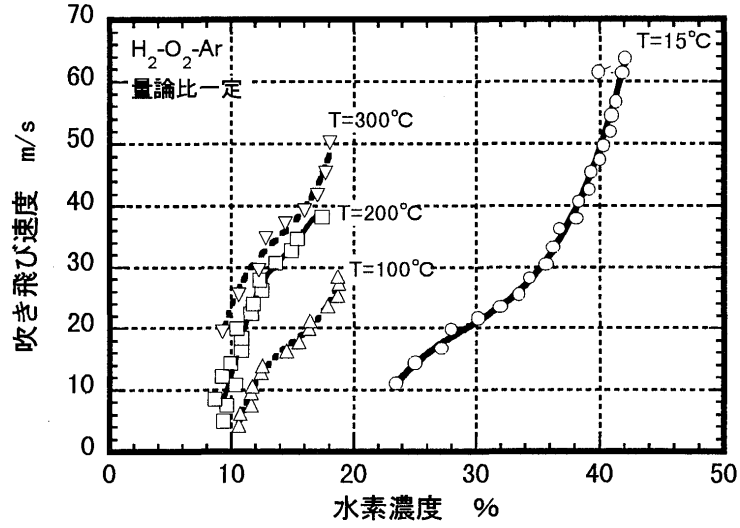


図５　水素－酸素－アルゴン混合気の吹き飛び速度

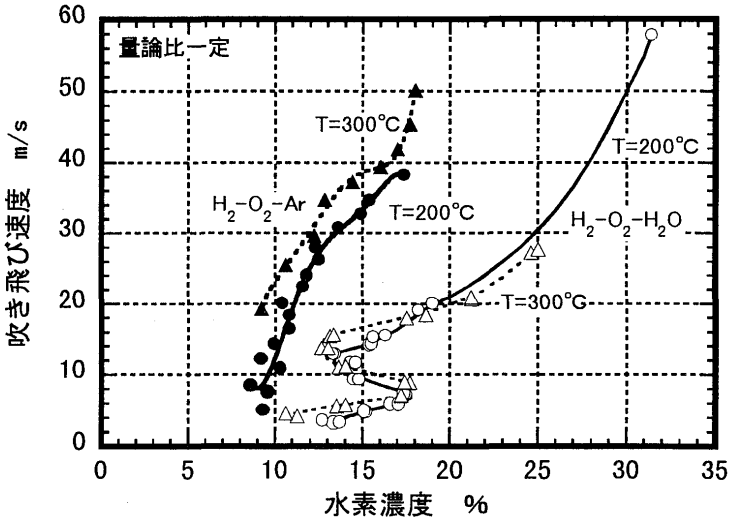


図６　水素－酸素－水蒸気混合気と水素－酸素－アルゴン混合気の吹き飛び速度の比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

でもアルゴン混合気の吹き飛び速度の半分程度であり、層流燃焼時では更に小さい。また、水蒸気混合気の温度上昇による吹き飛び速度の増大効果は、アルゴン混合気よりも小さい。

循環型の燃焼システムに予混合燃焼器を適用する場合には、同一の火炎温度での吹き飛び限界を考慮しなければならない。そこで仮に火炎温度が1700℃となる条件で検討してみると、水蒸気混合気の場合には200℃で水素濃度が24%、300℃で水素濃度が23%であり、吹き飛び速度はどちらも約26m/sであるが、アルゴン混合気では200℃で水素濃度が14%、300℃で水素濃度が13%であり、吹き飛び速度はそれぞれ32、34m/sである。したがって、水蒸気混合気はアルゴン混合気に比べて吹き飛び速度が小さく、温度上昇による吹き飛び速度の増大効果は期待できない。

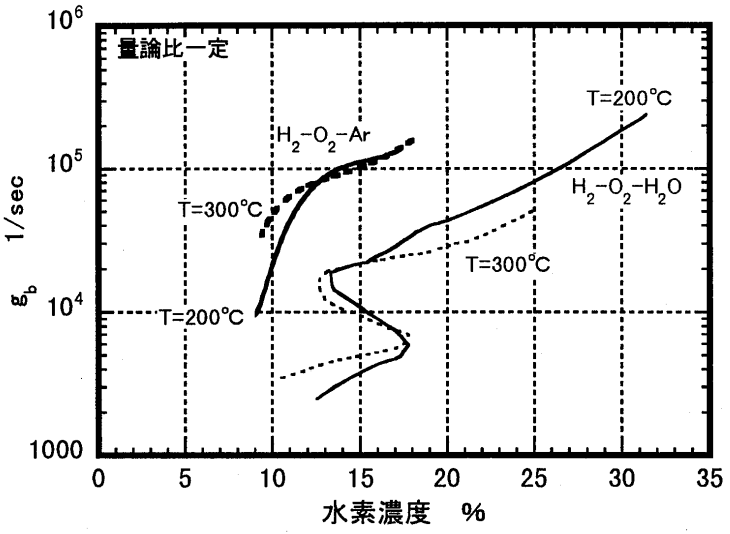


図7　水素－酸素－アルゴン混合気と水素－酸素－水蒸気混合気の吹き飛びの限界境界速度勾配の比較

吹き飛び速度はバーナの管径に依存するので、火炎吹き飛びの特性を限界境界速度勾配g_b[7][8]で整理し直して図7に示しておく。アルゴン混合気の場合には200℃以上水素濃度が12%以上では温度上昇による限界境界速度勾配の増大は認められない。水蒸気混合気の場合には限界境界速度勾配4000sec^{-1}以下では温度上昇とともに限界境界速度勾配が増大するが、5000sec^{-1}以上では温度によらず、限界境界速度勾配がほぼ等しくなっている。水蒸気混合気の限界境界速度勾配は乱流状態でもアルゴン混合気の1/4程度である。しかし、室温のメタン－空気量論比混合気で2000sec^{-1}前後であることからすれば、一桁大きな値である。

4．まとめ

水素－酸素－水蒸気および水素－酸素－アルゴンの量論比混合気の吹き飛び限界を測定した結果、以下のことがわかった。

（1）水蒸気混合気の吹き飛び速度はアルゴン混合気よりも小さい。

（2）200℃以上のアルゴン混合気や、水蒸気混合気では、温度上昇による吹き飛び速度の増大効果は小さい。

（3）水蒸気混合気において層流燃焼時に対して乱流燃焼時の吹き飛び速度が著しく大きい。

参考文献

(1) 例えば，山下巌:日本ガスタービン学会誌,22-86:9-16(1994)

(2) Koroll, G.W. and Mulpuru, S.R.: 21st Symp. (Int.) on Combustion, 1811-1819(1986)

(3) Kusharin, A.E., Popov, O.E. and Agafonov, G.L.: Proc. of 19th Int. Symp. Shock Waves, 2:143-148(1995)

(4) 壹岐典彦他:日本ガスタービン学会誌，25-97:85-92(1997)

(5) Iki, N. et al. : Proc. of the 4th Japan-Korea Joint Symp. on Hydrogen Energy, OB-7(1997)

(6) 壹岐典彦他:第３３回燃焼シンポジウム，143-145(1995)

(7) 平野敏右：燃焼学，61-62，海文堂出版(1986)

(8) Grumer, J., Harris, M.E. and Shultz, H.: 4th Symp. (Int.) on Combustion, 695-700(1953)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ガスタービン用超短縮火炎燃焼器に関する研究 B—5
（高圧下における燃焼・排気特性）

＊寺垣　晶子（法大工院）
山田　秀志，牧田　光正，徐　喆，林　茂（航技研）

1. まえがき

近年，ガスタービンを用いたコジェネレーション施設や複合サイクル発電は，その高効率性から，需要が高まってきている．これらの装置の熱効率の一層の向上のためにガスタービンの高温・高圧化を目指した技術開発が進められる一方，再生サイクルの採用などにより燃焼器入口温度，タービン入口温度が非常に高くなっている．この場合，現用の燃焼技術では，NOxの生成を必然的に増大させることになり，高温燃焼に適したNOx抑制技術の確立が必要である．ガスタービン燃焼器からのNOxを低減させる有効な方法は，局所的な高温領域の発生を避け，そこでの滞留時間を短くすることである．「超短縮火炎燃焼法」は，混合気の希薄化・均質化によって燃焼ガス温度を平均的に下げるだけでなく，さらにサーマルNOxの生成される領域での滞留時間も著しく短縮させることによって，高温ガスタービン燃焼器からのNOx排出を大幅に削減しようとするものである．[1)]

前報の大気圧試験に引き続き，本研究では，このコンセプトによるセラミックス製低NOxバーナの高圧下での燃焼・排気特性に関する試験を行った．また，一次元予混合火炎中のNOx生成について数値計算を行い，実測値との定性的な検討を行ったのでこれを報告する．

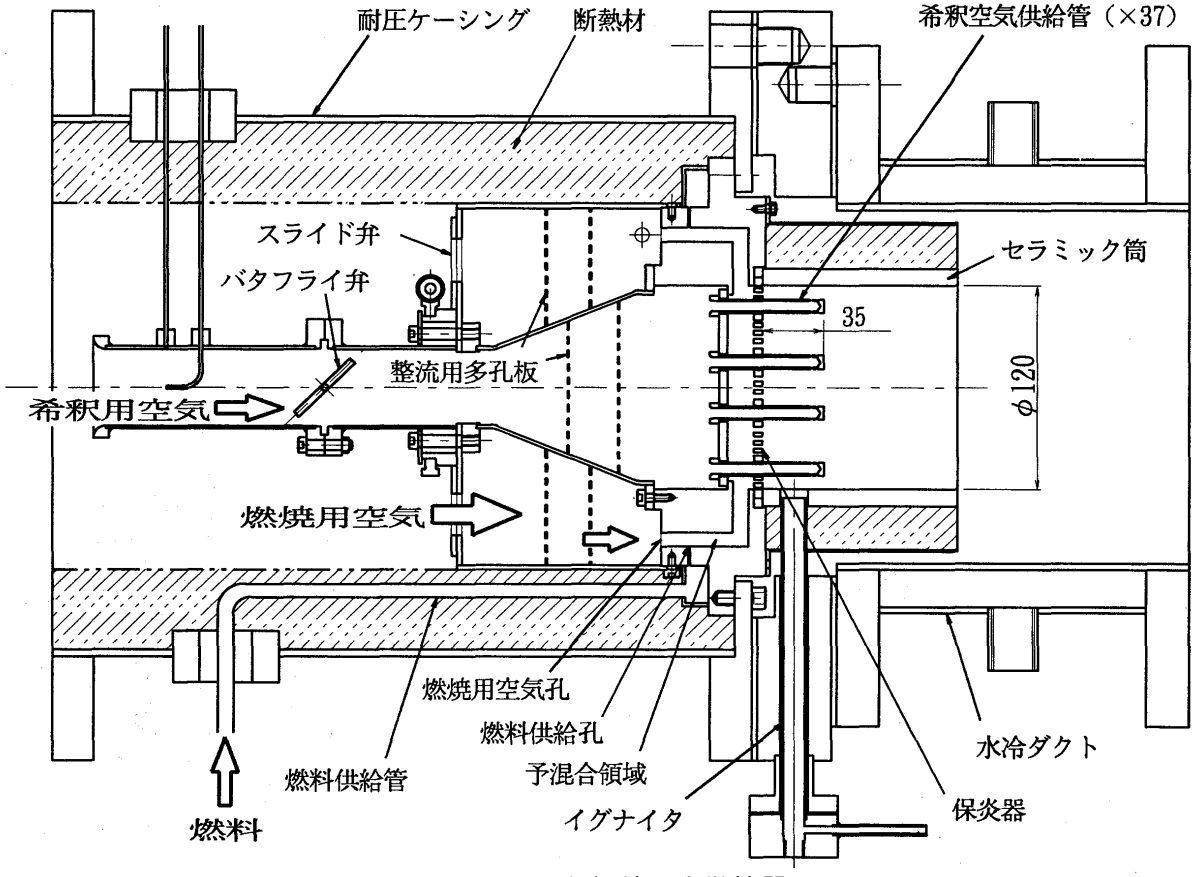


図1　高圧用超短縮火炎燃焼器

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2. 高圧用超短縮火炎燃焼器

図1に高圧燃焼試験に用いた燃焼器の構造を示す．これは，燃焼器に供給された加熱空気を，燃焼用と希釈用に分配する空気分配部，混合気を作成する混合部と，燃焼及び希釈が行われるバーナ部により構成される．

2.1 空気分配部

混合気の当量比を常に適当な範囲に維持するために，燃焼用と希釈用の空気流量配分を制御する機構である．図2に上流側からの空気分配部を示す．希釈用空気は燃焼器の中心軸上に配置された流量計測用ベルマウス（内径45.3㎜）から流入し，バタフライ弁で流量が制御され，希釈空気供給管に導かれる．燃焼用空気は，希釈用空気通路を環状に取り巻く，直径25㎜の孔6箇所を有する回転式スライド弁により流量が制御される．スライド弁はウォームギアを介し，燃焼器ケーシングの外側に延びた駆動軸により操作される．空気の分配比は，これらの弁の開度を調節することにより調整される．それぞれの空気通路には整流を目的とした多孔板が取り付けられている．

2.2 混合部

空気分配部で分岐された燃焼用空気は，円周上に配置した燃焼用空気孔（直径8.3㎜×60個）から流入する．燃料は，燃料供給管を通り，各々の空気孔の通路の途中にあけられた直径1㎜の燃料供給孔から噴射され，混合気が作成される．

2.3 バーナ部

保炎器は，有効直径120㎜，厚さ5㎜の窒化けい素製のセラミック板である．37本の希釈空気供給管（外径8㎜，内径5.7㎜の先が閉じられた円筒）は規則的に配列され，保炎器にあけられた直径9㎜の孔を貫き，燃焼室内に延びている．保炎器には，混合気供給孔（直径3.4㎜）が希釈空気供給管を囲む形で300個あいており，これらの孔から混合気が燃焼室に噴出する．この多孔板保炎器の開口率（有効な保炎面に対する混合気の供給面積の割合）は34.1%である．希釈空気供給管の側面には，先端より4㎜と7㎜の位置に直径2㎜の希釈空気供給孔が4個ずつ計8個あいている．保炎器より希釈空気供給管の先端までの距離，すなわち燃焼器内への突出長さは35㎜である．図3は燃焼筒を取り付ける前のバーナ部の写真で，保炎器と希釈空気供給管が見える．燃焼筒は内径120㎜のセラミックチューブを用い，その周りをセラミックファイバで覆い，熱損失を防いでいる．

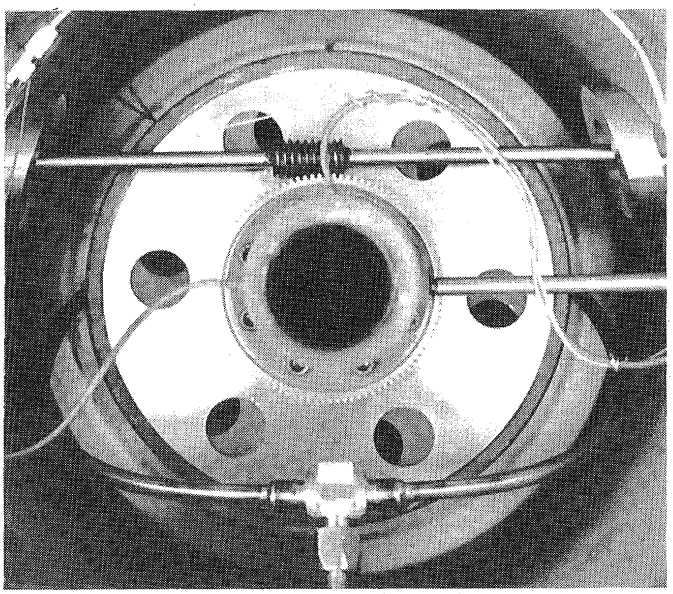


図2　空気分配部

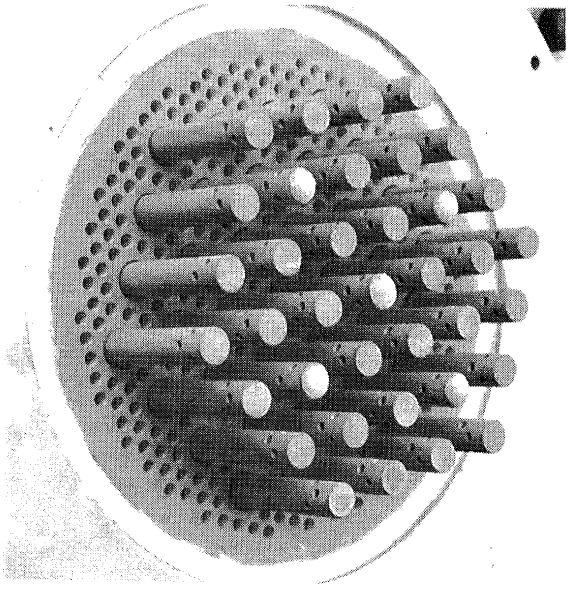


図3　バーナ部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3. 実験装置

実験系統図を図4に示す．720kWの空気圧縮機（最大吐出圧力1MPa）から調圧された空気は，電動弁で流量調整され，オリフィス流量計で計量された後，電気ヒーター（最大600kW，最高温度1000℃）で所定の温度に加熱され，供試燃焼器に供給される．燃料の天然ガス（メタン99%以上）は，加温器を経て，約3MPaに調圧される．さらに，供試燃焼器入口圧力より0.2MPa高い圧力に調圧された後，マスフローコントローラで流量制御され，燃料と空気の予混合領域に供給される．

供試燃焼器の雰囲気圧力は，排ガス冷却器の下流にある，圧力調整弁により制御される．排ガス冷却器は，燃焼ガス中に水を直接噴霧し，ガス温度を下げる方式を用いている．

燃焼ガスは，保炎器の下流85mmに置かれた，試料採取孔36点を持つステンレス製温水冷却式十字型サンプリングプローブで採取される．採取されたガスは，大気圧まで減圧された後，ガス分析計に導入され，連続分析される．なお，測定成分はNOx，THC，CO，CO_2，O_2である．

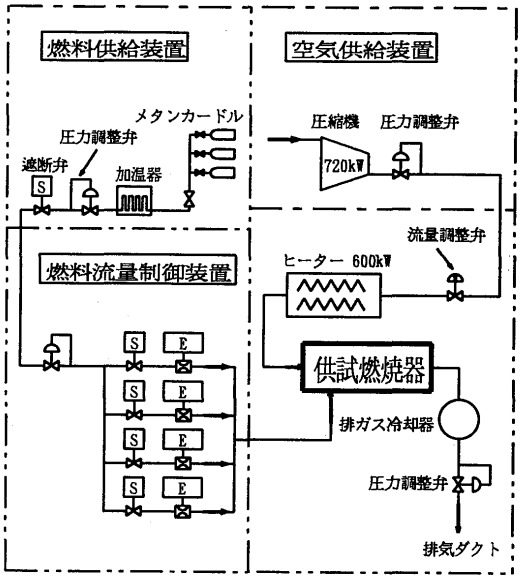


図4　実験系統図

4. 実験方法

実験において，燃焼器入口温度T_{in}[℃]，燃焼器入口圧力P_{in}[MPa]及び燃焼器出口断面流速U[m/s]を表1に示す値に設定し，各条件において希釈空気流入割合RD[%]をパラメータとし，当量比を変化させ，測定を行った．ここで，希釈空気流入割合RDとは，燃焼器に供給された全体の空気量に対する希釈用空気の割合を表す．

表1　実験条件

T_{in} [℃]	700	800	900
P_{in} [MPa]	0.3, 0.5, 0.7		
U [m/s]	15		15, 16, 19, 22

5. 実験結果及び考察

ここでは，ガス分析の結果をもとに全体当量比ϕ_0，排出指数，燃焼効率等を算出した．燃焼領域の当量比ϕ_Pは全体当量比ϕ_0と$\phi_P=\phi_0\times100/(100-RD)$の関係にある．

5.1 NOx，COの排出と燃焼効率

図5にT_{in}=800℃，P_{in}=0.7MPa，U=15m/sでの全体当量比ϕ_0に対するNOx排出指数EI(NOx)[g NO_2/kg Fuel]，CO濃度[ppm]及び燃焼効率[%]を示す．EI(NOx)はどのRDに対しても，ϕ_0の増加に伴い増加する．RDが大きいほどEI(NOx)の増加が顕著なのは，ϕ_0の同一変化量に対するϕ_Pの変化量が大きくなるからである．EI(NOx)は直接的にはϕ_Pに依存しており，同一のϕ_0で比較すると，RDが小さいほどϕ_Pは小さいのでNOxの排出量は少ない．図中の破線は燃焼効率99.5%以上となった点を結んだもので，このときのEI(NOx)は約0.3となっている．このことから，RDを連続的に制御すれば，極めて低いNOxレベルでの運転を行うことができる．

5.2 燃焼領域ガス温度とNOxの関係

図6に入口圧力P_{in}=0.3MPaで入口温度T_{in}を変えた場合のEI(NOx)を示す．横軸は，断熱を仮定した

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

平衡計算から得られた燃焼領域のガス温度T_P[K]である．燃焼効率が十分に高いときに，NOx排出量の燃焼領域のガス温度T_Pへの依存性は，$EI(NOx) \propto \exp(5.5\times10^{-3}\cdot T_P)$と表される．

T_{in}=700℃の場合には，RDの最も小さいときでも，燃焼ガスはNOxが生成されない温度にまで希釈され，その結果，RDが大きいほど燃焼領域の滞留時間が長いため，出口でのEI(NOx)が大きくなったと考えられる．これに対して800℃以上では，RDが小さい場合には希釈空気の温度が根本的に高いため，希釈後もNOxの生成が続き，RDの大小による希釈後に生成されるNOxの量の差が，燃焼領域での生成量の差を上回ると考えられる．

図7には，T_{in}=800℃でP_{in}を変化させたときのEI(NOx)を燃焼領域のガス温度T_Pに対して示す．P_{in}=0.3～0.7の範囲では，大気圧での実験結果[2]と比較しNOx排出量は多くなっているが，その傾きにはほとんど差がない．EI(NOx)の圧力依存性については，EI(NOx)が0.3～0.7MPaの範囲で単調な変

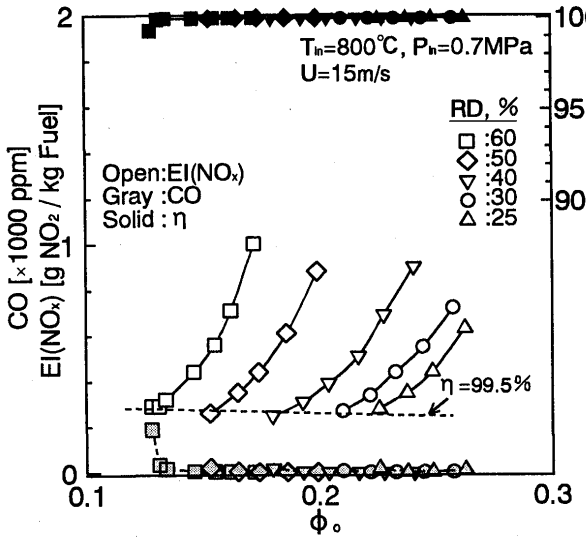


図5　NOxの排出，CO濃度と燃焼効率

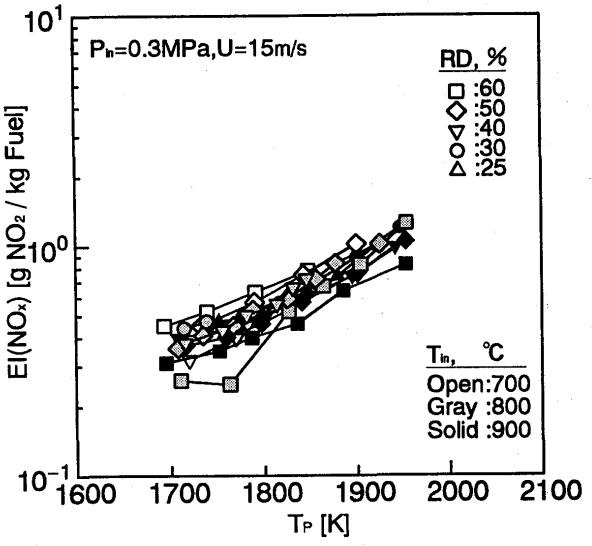


図6　燃焼領域のガス温度とNOxの排出
(P_{in}=0.3MPa)

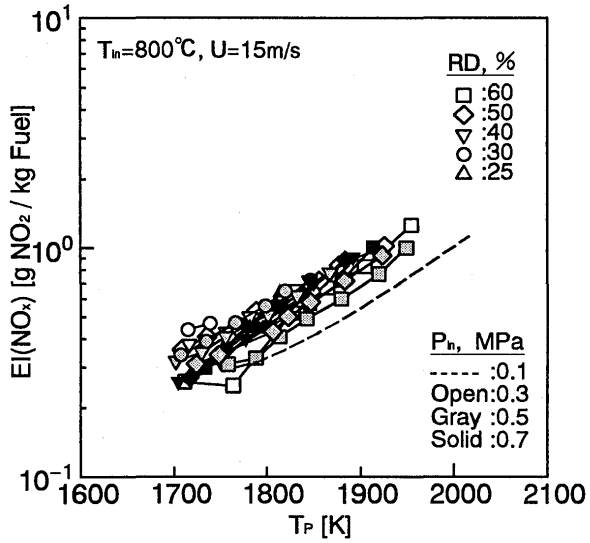


図7　燃焼領域のガス温度とNOxの排出
(T_{in}=800℃)

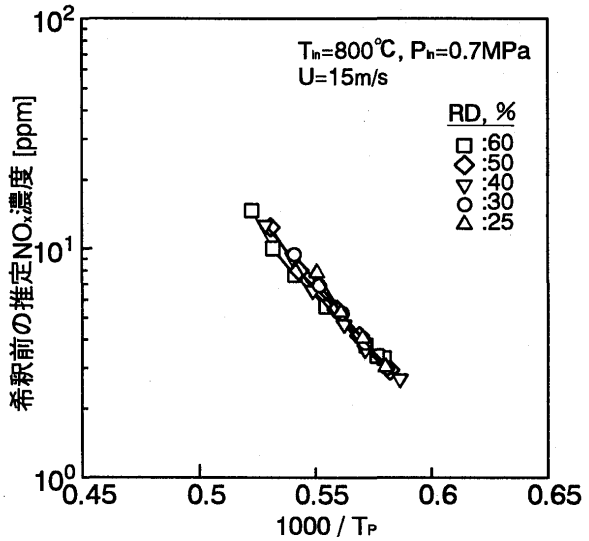


図8　燃焼領域のガス温度と
希釈前の推定NOx濃度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

化を示さないことから，EI(NOx)∝P^{n}というような単純な式では表せなかった．

実測値より推定した希釈前のNOx濃度のアレニウスプロットを図8に示す．これより， NOxの見かけの活性化エネルギは54kcal/mol程度と推定される．

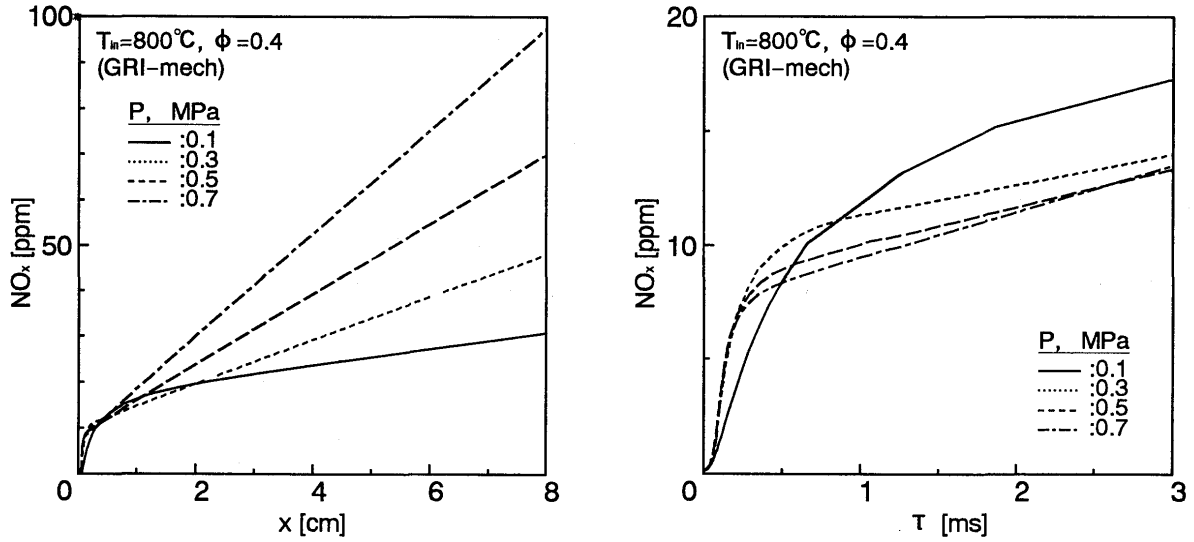
5.3 数値計算との比較

実験結果についてNOxの圧力に対する依存性を検討するために，メタン-空気の一次元予混合火炎（初期温度800℃，当量比φ=0.4）のNOx生成過程をCHEMKINのプログラム[3]を用いて計算した．火炎の伝播方向にx軸をとり，定常・一次元の基礎方程式を用いた．計算領域は火炎中の温度T=1400Kの点をx=0.05cmとした座標系において，-2cm≦x≦10cmとした．

燃焼ガスはH_2, H, O, O_2, OH, H_2O, HO_2, H_2O_2, C, CH, CH_2, CH_2(S), CH_3, CH_4, CO, CO_2, HCO, CH_2O, CH_2OH, CH_3O, CH_3OH, C_2H, C_2H_2, C_2H_3, C_2H_4, C_2H_5, C_2H_6, HCCO, CH_2CO, HCCOH, N, NH, NH_2, NH_3, NNH, NO, NO_2, N_2O, HNO, CN, HCN, H_2CN, HCNN, HCNO, HOCN, HNCO, NCO, N_2, Arの合計49成分からなるものとする．素反応にはGRI反応スキーム[4]を採用した．これは，上記の成分間での279個の素反応を考慮している．

図9(a)に距離x[cm]に対するNOx濃度[ppm]を示す．xが十分に長い場合には，NOxは圧力が高いほど多く，圧力に対する正の依存性を見ることができるが，xが短い領域ではNOxは急速に生成されるため，正の依存性を見出すことができない．すなわち，NOxの圧力に対する依存性は滞留時間によって異なることが示唆されている．

今回の実験での滞留時間は1.2～2.4msに相当するため，図9(a)をもとに，この範囲におけるNOx濃度の時間的変化を示したものが図9(b)である．ここで，NOx生成量が0.1ppmに達したときの時刻をτ=0としている．この図から，実験範囲に対応する時間τでは，NOxは急速に生成されることがわかる．この傾向は特に，圧力が高い（P=0.3MPa以上）場合に顕著である．この場合のNOxは，炭化水素に起因する化学種（CH, CH_2, CH_3など）とN_2の反応によるHCN等のN化合物から生じるFenimore機構によるものが主と考えられる．したがって，実験で得られたNOxの大部分はFenimore NOxだと推定できる．また，計算結果よりP=0.3～0.7MPaの範囲では，NOxに対する圧力の影響はほとんどなく，その点は実験結果とも矛盾しない．



(a) 距離xに対するNOx濃度　　(b) NOx濃度の時間変化

図9　一次元予混合火炎におけるNOx生成過程

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

6. まとめ

NOxの生成を抑制するために，燃焼ガスの温度を急速に下げ，かつ反応領域を短くする「超短縮火炎燃焼器」を用いて高圧下における実験を行い，燃焼・排気特性について調べた．また，一次元予混合火炎を用いた計算を行い，実測値との定性的な比較を行った．結果は以下の通りである．

(1) 実験範囲（全体当量比ϕ_0=0.13～0.23）では，希釈空気流入割合RDを制御することにより燃焼効率99.5%以上の場合でNOx排出指数EI(NOx)を約0.3に抑えることができた．

(2) 入口温度700～900℃，入口圧力0.1～0.7MPaのEI(NOx)から，燃焼領域のガス温度T_Pへの依存性は，$EI(NOx) \propto \exp(5.5\times10^{-3}\cdot T_P)$で表され，希釈前のNOx生成反応の見かけの活性化エネルギは54kcal/mol程度であった．

(3) GRI反応スキームを用いた計算により，圧力が高く比較的短い時間（$\tau \leqq 3$ms）の場合で生成されるNOxは，Fenimore機構によるものが大部分を占め，ある一定圧力以上ではNOxの排出量にあまり差は見られない．実験値でも同じような傾向が見られた．

7. 参考文献

1) 山田，林：低NOx化のための短縮予混合火炎バーナの研究，ガスタービン秋期講演会（長崎）講演論文集 pp.1-6(1992).

2) 山田，林：ガスタービン用超短縮火炎燃焼器の研究，ガスタービン秋期講演会（宮崎）講演論文集 pp.141-146(1996).

3) R.J.Kee他：A Fortran Program for Modeling Steady Laminas One-Dimensional Premixed Flames, SANDIA REPORT, SAND85-8240(1994).

4) GRI, http://www.me.berkeley.edu/gri-mech2.11 (1995).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—6

Ｖｉｔｉａｔｅｄ Ａｉｒ における ＮＯx 排出特性
（第２報：予混合燃焼の場合）

＊黒澤要治、　下平一雄、　鈴木和雄　（航技研）

１．はじめに

ラムジェットエンジンや再生式ガスタービンの燃焼器への流入空気の温度は、非常に高く１２００Ｋ以上にもなる。このような条件ではＮＯx 排出量が増大するため、その低減には燃焼実験で排出特性を把握する必要がある。ところが、多量の高温空気を必要とする燃焼器の実機試験では、空気組成に影響を与えない電気ヒーターによる連続加熱は容量的に困難である。このため、予熱燃焼器の燃焼ガスを直接空気に混入させた高温空気（Vitiated Air）を使用する方法が取られる。したがって、小規模な燃焼実験による Vitiated Air と本来の空気（Pure Air）との排出特性の比較が不可欠である。

既報(1)(2)(3)では、拡散燃焼方式の供試燃焼器にたいし Vitiated Air 用いた実験により排出特性を求め、ＮＯx 排出量が同じ温度の Pure Air に比べ著しく低くなること、消費された酸素を補充することにより本来の特性に近づくこと、予熱燃焼器の燃料をメタンから水素に変えてもほぼ同様のＮＯx 排出特性であることを報告した。

本報では、ＮＯx 低減のため広く採用されている予混合燃焼方式を供試燃焼器に採用した場合に、そのＮＯx 排出特性が Vitiated Air にどのように影響されるのかを調べ、拡散燃焼方式の場合と比較した。

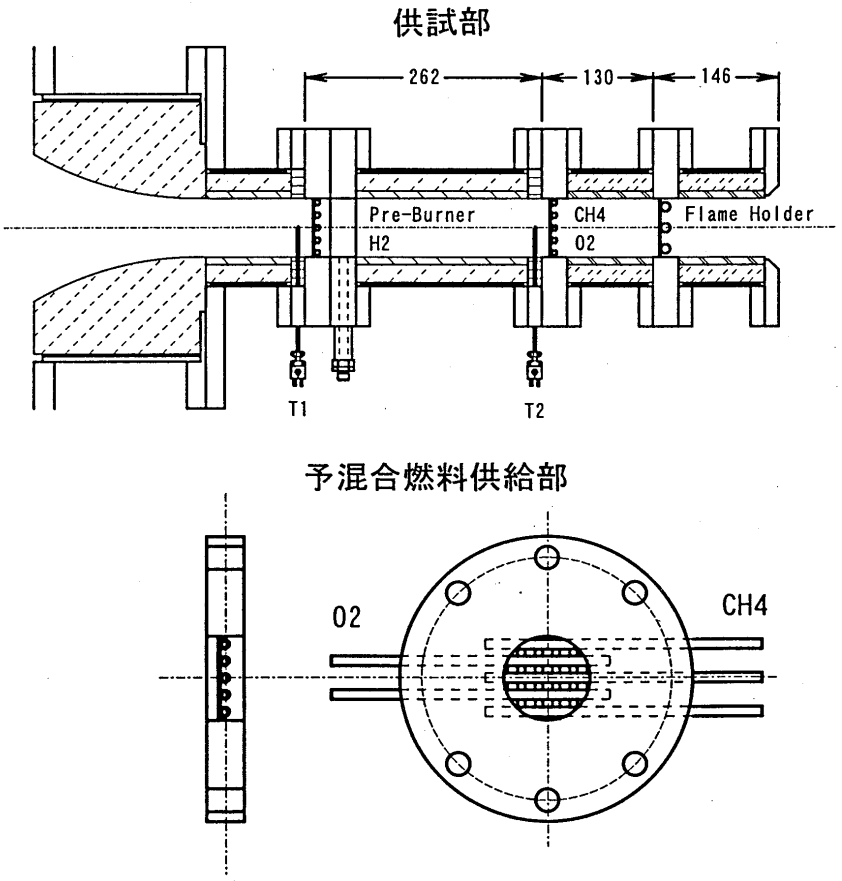


図１　実験装置構造

２．実験装置と実験条件

（１）　実験装置の構造

実験装置の供試部を図１の上段に示す。供試部は、上流に予熱のための保炎器、中間にメタンおよび酸素を噴射する予混合燃料供給部、その下流に供試保炎器を配置をする。

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

予熱燃焼領域は 260mm、予混合燃料供給部と供試保炎器の間隔は 130mm で、この領域にて予混合気が形成される。供試部は直径70mm の円筒形とし、火炎の壁からの放熱低減のため、外殻はステンレス製、内殻２筒はセラミックとし断熱効果を高めた。予混合燃料供給部の構造を図１の下段に示す。噴射構造は、供給管の側方に設けた噴射孔から主流空気の流れと直角に噴き出す。その噴射孔上流には帯状の平板が格子状に配置され、乱れを形成し混合の促進を図っている。燃料は右側３本の供給管から、酸素は左側の２本の管から供給し、その噴射孔は燃料の噴射孔と相対する位置に設けられている。噴射孔数は各16個である。管の直径並びに平板の幅は 8mm 、噴射孔径は 1.5mm である。供試保炎器は、径12mm の３本の管と幅12mm の３枚の平板を格子構造にしたもので、予混合気は平板と管により形成される速度の遅い領域で燃焼される。

ガスの組成については、燃焼器出口の断面中央にて温水冷却プローブでガス採取し、ガス分析計（堀場製 MEXA-9110H）で、ＮＯx、ＣＯ、O2、未燃ＨＣの濃度を計測した。温度については、予熱燃焼器入口と予混合燃料供給部の直前でＲ熱電対により計測し、条件設定をした。

（２） 実験条件

実験条件を表１に示す。Pure Air と Vitiated Air のいずれの条件でも、予混合燃料供給部の直前で 1100K となるように設定した。Vitiation の程度を変えるために予熱燃焼器入口の温度を 600K、800K の２ケースを試験した。空気の昇温には電気ヒーターを用いた。Vitiated Air では、予熱燃焼器で消費された酸素量の影響を調べるために、その消費量と同量の酸素を供給した場合、その半分を供給した場合、酸素を加えない場合の３条件について行った。

表１　試験条件（ Qa = 0.0144 Nm3/s ）

種　　類	空気温度　予熱温度	供給酸素量*	当量比**
Vitiated Air 1	600 K → 1100 K (PHIp[H2] = 0.20)	0 , 1/2[02], [02]	0.2 ～ 0.8
		0 ～ 3･[02]	0.7
Vitiated Air 2	800 K → 1100 K (PHIp[H2] = 0.14)	0 , 1/2[02], [02]	0.2 ～ 0.8
		0 ～ 5･[02]	0.7
Pure Air	1100 K	0	0.2 ～ 1.2
		0 ～ 0.002 Nm3/s	0.7

*：[02] は予熱燃焼器により消費された酸素相当の供給量を表す
**：入口空気量に対する当量比を示す

さらに、予熱燃焼器及び供試燃焼器の当量比を一定とし、供給酸素量を変えた試験も行った。空気流量は 0.0144Nm3/s で一定とした。実験に使用した Vitiated Air 1 および Vitiated air 2 の組成を表２に示す。予熱燃焼器にて生成されたＮＯx は 20ppm 程度で、いずれの条件でもほぼ同じである。グラフ等の実験結果でのＮＯx 値は、供試保炎器により生成さ

表２　Vitiated Air の組成

種　　類	NOx dryppm	02 dry%
Vitiated Air 1	25.1 (PHIp=0.23)	16.6
Vitiated Air 1 + 1/2[02]	21.0	19.1
Vitiated Air 1 + [02]	22.1	20.7
Vitiated Air 2	18.4	18.2
Vitiated Air 2 + 1/2[02]	19.6	19.6
Vitiated Air 2 + [02]	22.1	20.9

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

れたＮＯx として評価するために、予熱燃焼器において生成された表２のＮＯx を差引いた値である。

３．実験結果および考察

（１） 予混合燃焼の排出特性への Vitiated Air の影響

予混合燃焼のＮＯｘ排出特性に及ぼす Vitiated Air の影響を図２に示す。ここでの Vitiated Air には、予熱燃焼器により消費された酸素量を附加し、Pure Air と酸素量を等しくした。横軸に示す供試燃焼器の当量比は、この附加酸素量を含めた酸素に対する燃料（メタン）の比から求めた値である。この結果から、Vitiation の程度が大きいと、生成されるＮＯx の抑制される割合も大きいことが分かる。これは、拡散燃焼の場合と同様の結果である。

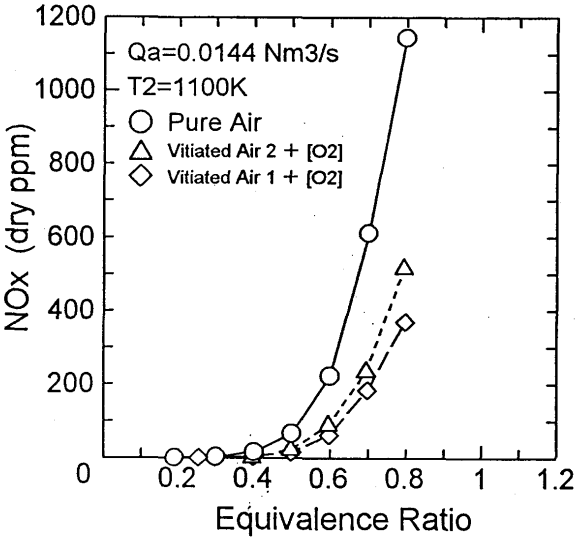


図２　ＮＯｘ生成特性
(Vitiated Air の違い)

また、予熱燃焼器で消費された酸素を附加しても、本来の空気に比べＮＯx の生成は低いことも、同じ結果である。当量比 0.7 における排出値は、Pure Air の 611 ppm に対し、Vitiated Air 2 は 235 ppm 、Vitiated Air 1 は 181 ppm となり、抑制割合はそれぞれ 61%、70% となった。予混合燃焼においても、Vitiated Air ではＮＯｘの排出が抑制される。同じ条件での一酸化炭素(CO)と酸素(O2)の排出特性を図３に示す。CO の排出については、当量比 0.2 付近では、吹き消え直前であるため火炎が不安定となり、燃焼効率の低下に伴い上昇している。当量比が大きくなるに従い燃焼ガス温度が上がるため排出量も増加している。Vitiation の程度によるＣＯの排出の違いは少ないが、Pure Air は明らかにそれに比べて高いが、量的にはそれほど大きくはなく、傾向は同じである。O2 の排出をみると、Pure Air、Vitiated Air 共にほぼ等しい値を示しており、酸素の附加が均等の行われていることがわかる。

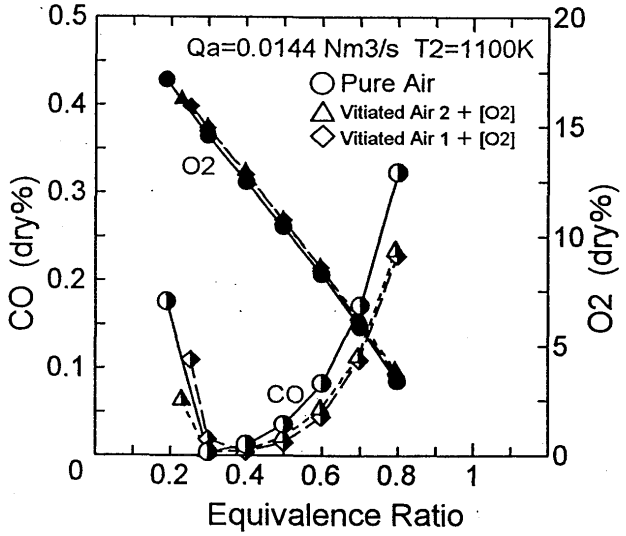


図３　排出ガス特性
(Vitiated Air の違い)

（２） 予混合燃焼の排出特性への酸素附加量による影響

Vitieted Air への酸素附加量を変えた場合のＮＯx 排出特性を図４，図５に示す。いずれの場合も、酸素を附加することによりＮＯx の排出値は上昇する。この結果は、拡散燃焼の場合と同様である。当量比に対する傾向は、図４に示すように、Vitiated Air 1 で酸素を附加しない

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

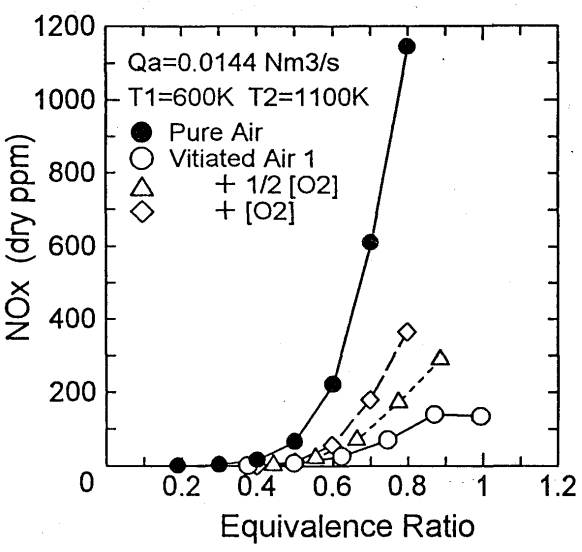


図４　ＮＯｘ生成特性
(Vitiated Air 1)

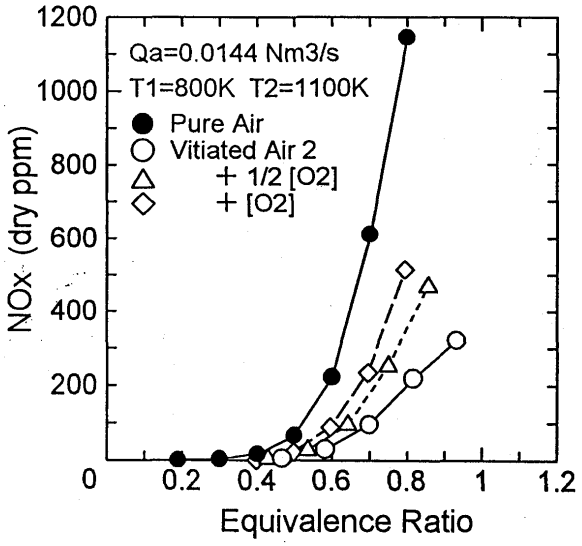


図５　ＮＯｘ生成特性
(Vitiated Air 2)

場合には、当量比 0.87 を越えると当量比を大きくしてもＮＯx は増加しない。その値は140ppm と Pure Air に比べ1/10程度の低い値を示す。図５に示す Vitiated Air 2 については、当量比 0.93 で、320ppm を示しているが、高当量比側でＮＯx の当量比に対する増加率は上昇する傾向にある。

さらに、酸素の附加量の影響を調べるために、供試燃焼器への燃料量を一定にし、酸素の附加量を変えた場合のＮＯｘ排出値を求めた結果を図６に示す。供試燃焼器の当量比φs=0.7 は、流入空気に対する値である。この結果によると、Pure Air の場合、ＮＯx 生成量は附加酸素量が 0.0007 Nm3/s までほぼ一定で、さらに増加すると急激に減少している。また、Vitiated Air 1 および Vitiated Air 2 の場合には、0.0006 ～ 0.0007 Nm3/s までは、酸素量の増加に伴いＮＯx値は多少増加し、これを越すと減少傾向となる。このような傾向は、拡散燃焼の場合とは全く異なるものである。さらに、量的な議論を分かり易いようにするために、

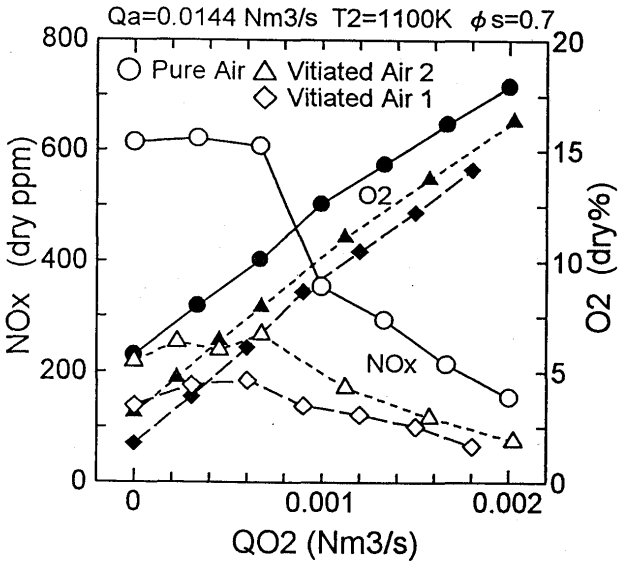


図６　酸素附加による排出ガスへの影響
(予混合燃焼)

Vitiated Air において、附加酸素量を予熱燃焼器により消費された酸素量[02]で無次元化した値を横軸に取った結果を図７に示す。Pure Air では、予熱燃焼がないため表示できない。この結果から、予熱燃焼により消費された酸素と同量付近までの範囲では、附加酸素が増加するとＮＯx 生成は増える。したがって、前述の図４、図５で示す特性は、この範囲の結果であり、消費酸素を越える附加酸素量の条件では、拡散燃焼とは異なった特性となる。供試燃焼器に拡散燃焼方式を採用した場合には、図８に示すように酸素量を増加すると単調にＮＯx 排出値は増加する。傾向は明らかに異なる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

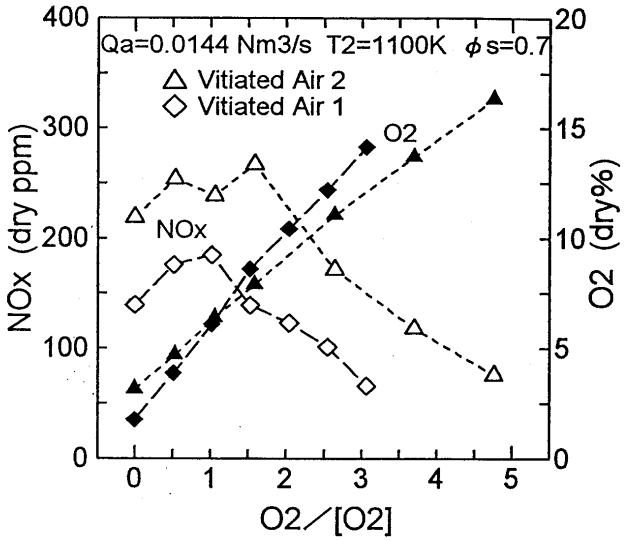


図７　酸素附加による排出ガスへの影響
（予混合燃焼）

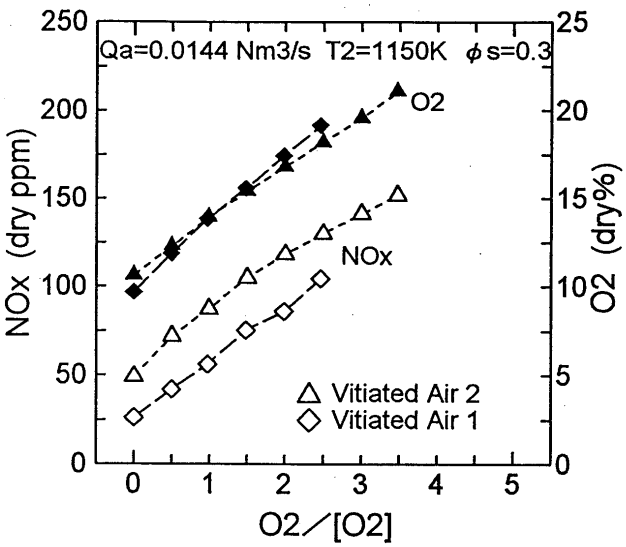


図８　酸素附加による排出ガスへの影響
（拡散燃焼）

４．まとめ

以上、ＮＯx 排出特性について、予混合燃焼方式が、Vitiated Air にどのように影響されるのかを実験的に調べた。その結果、次の３点が指摘できる。

１）予混合燃焼では、附加酸素量を増加した影響が拡散燃焼とは異なる。予熱燃焼器で消費された酸素量以上を附加するとＮＯx 排出は減少する。

２）Vitiation の程度が大きいと、生成されるＮＯx が低くの抑制される。これは拡散燃焼と同様である。

３）Vitiated Air に酸素を附加し本来の空気と酸素量を同じにしても、ＮＯx 排出は低い。

参考文献

（１）鈴木、黒澤、下平：第９回ガスタービン秋季講演会（松江）講演論文集、（1994.11）、131
（２）鈴木、黒澤、下平：第11回ガスタービン秋季講演会（宮崎）講演論文集、（1996.10）、135
（３）黒澤、鈴木、下平：第25回ガスタービン定期講演会（東京）講演論文集、（1997.5）、117

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—7

小型ガスタービン用低NOx燃焼器の開発

＊佐藤 浩、 森 雅晶、 中村 恒明 （東京ガス）

1 はじめに

東京ガスでは、コジェネレーションシステムの普及を促進する立場から、原動機に用いられるガスタービンを対象に、希薄予混合燃焼法を用いた都市ガスを燃料とする低NOx燃焼器の開発を進め、二重環状予混合ノズルを持つダブルスワラー燃焼器と称する燃焼器を開発した[1][2]。昨今、コージェネレーションシステムでは、NOxのこれまで以上の低減とともに使用負荷範囲の拡大が要求されている。この要求に答えるべく、希薄予混合多段燃焼技術を積極的に活用して、広い負荷範囲において40ppm（O_2=0%）以下のNOx性能を有すると推定される三段燃焼器を開発した。この燃焼器の大気圧燃焼試験の結果について報告する。

2 供試燃焼器の概要

2．1 希薄予混合多段燃焼の燃焼条件

図1に示すような、上流部で安定な一次燃焼を行いその一次の既燃焼ガスに下流から二次の予混合気を供給して燃焼させる希薄予混合二段燃焼において、NOxと未燃焼生成物を抑制する条件を考察する。二次混合気の燃焼によるサーマルNOxを抑制するためには、混合気の不均一性を考慮して、供給する二次予混合気の断熱火炎温度を1700K以下にすることが必要である[3]。一方、火炎温度を低下させると未燃焼生成物としてまずCOが排出され、さらに低い温度でUHCが排出される。都市ガスの主成分であるメタンを燃料として、一次の既燃焼ガスと二次の未燃予混合気が燃焼反応を起こす前に瞬時に混合したと仮定したときの混合後の温度と燃料のメタンが酸化して生成したCOが500ppmまで消失する時間の関係を算出した結果を図2に示す。計算には、CHEMKIN[4]を用いた。COの消失する時間は、混合後の温度と、混合後の温度が低い条件では二次の未燃混合気の濃度に依存する。混合後の温度が1300Kの条件においては、二次混合気の空気比が6以下ならば2msec以内にCOは500ppm以下まで酸化されるが、空気比が20の条件では、酸化時間はおよそ4msec必要である。広い負荷範囲を得るには混合後の温度は低いことが望ましく、燃焼器をコンパクト化するには酸化時間の短縮が求められる。

以上より、ガスタービン燃焼器に希薄予混合多段燃焼を適用する場合、負荷範囲の拡大

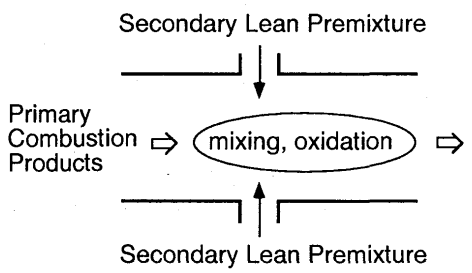


図1 希薄予混合二段燃焼

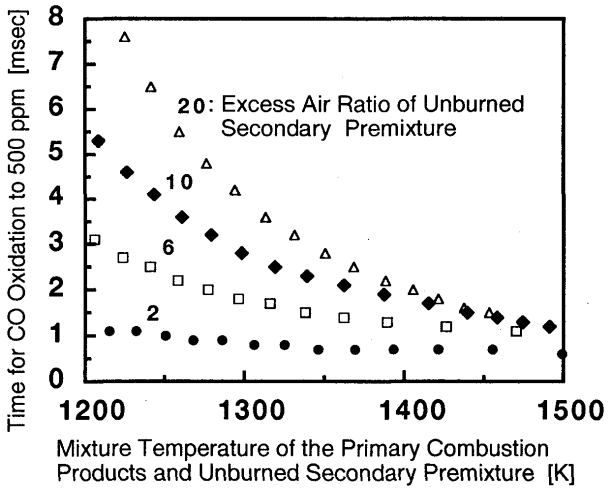


図2 混合後の温度とCO消失時間の関係

第12回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10，(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と燃焼器のコンパクト化を共に考慮すれば、1700K以下の断熱火炎温度を持つ予混合気を、前段で発生させた燃焼ガスとの混合後の温度を1300K以上に保つよう混合させた後、4msec以上の滞留時間を与えながら段階的に供給することによって、低NOxかつ未燃焼生成物の少ない燃焼が得られると考えられる。

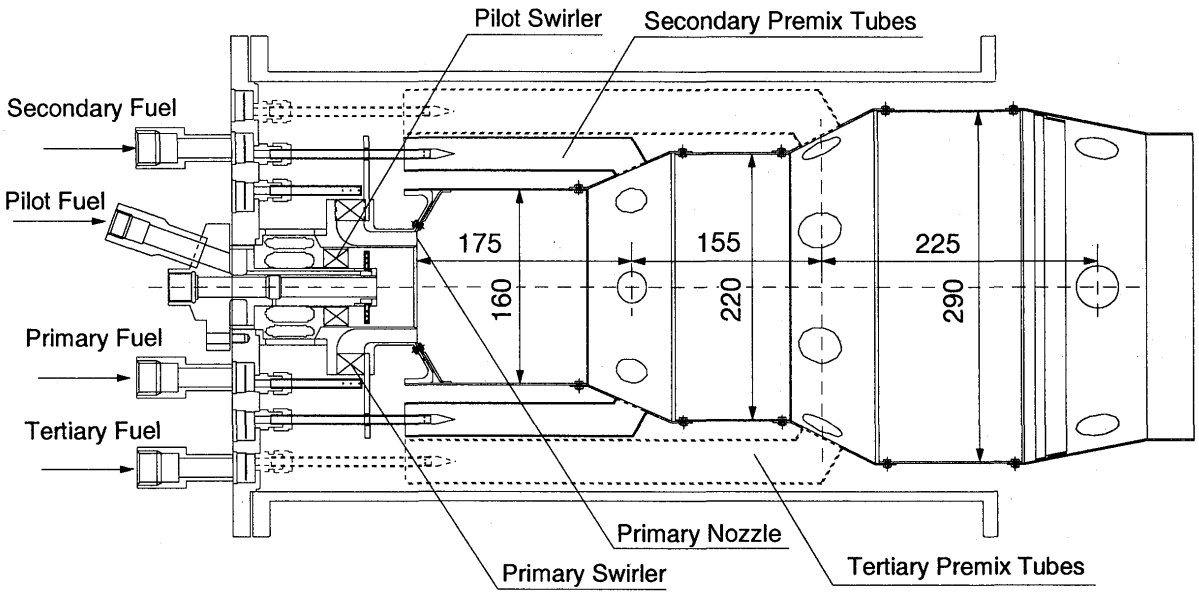


図3　三段燃焼器

2．2　供試燃焼器の仕様

この希薄予混合多段燃焼法を適用して設計した三段燃焼器を図3に、各部の開口面積割合を表1に示す。この燃焼器は、燃焼器上流に配置される一次予混合ノズルと燃焼器のライナーの中間に二段に配置された二次と三次の予混合管で構成される。一次予混合ノズルは半径流スワラーを持ち、ノズルの内側には軸流スワラーを持つパイロットノズルが配置され、その中心には点火栓が組み込まれている。パイロットスワラーと一次スワラーの旋回方向は同一である。二次と三次の予混合管はそれぞれ八本ずつ千鳥に配列される。

本燃焼器は、パイロット、一次、二次、三次の4系統の燃料供給系を持つ。燃料ガスの供給スケジュールの概略を図4に示す。パイロットノズルと一次ノズルの空気比は、すべての負荷範囲で、安定燃焼が得られ、かつNOx排出量が大きくない一定の値に設定する。燃料の制御は、負荷によって低モードと高モードに分けられる。低モードでは、パイロット、一次燃料ガスを一定量供給する一方、二次燃料ガス量を制御しエンジン負荷に対応する。二

表1　燃焼器の開口面積割合

Pilot Nozzle	9.2 %
Primary Nozzle	14.8 %
Secondary Nozzle	19.6 %
Tertiary Nozzles	37.2 %
Sub Total	80.8 %
Cooling Air	3.6 %
Dilution Air	15.6 %

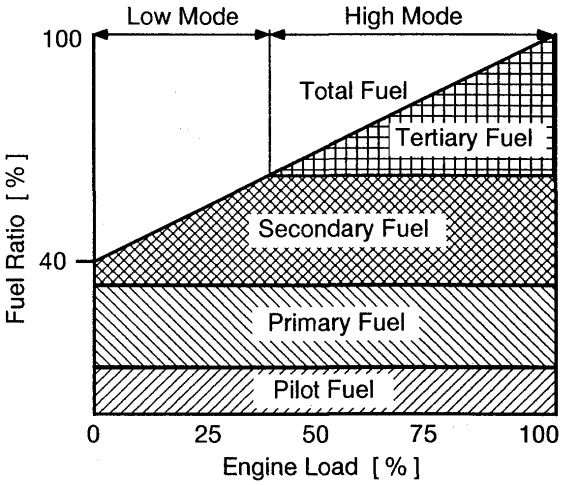


図4　燃料供給スケジュール

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

次予混合気の燃料ガス濃度をサーマルNOxが生成しない範囲でモードを切換え、高モードに移行する。高モードでは、パイロット、一次、二次燃料を一定量供給し、三次予混合管に供給する燃料ガス量を制御する。三次予混合気の空気比は、二次混合気と同様、NOxをほとんど生成しない範囲で制御される。

三段燃焼器は、燃料の供給量のみを制御するだけで、広い負荷範囲においてNOxと未燃分を抑制した運転が可能となる。また、空気量の制御も必要なく、大きさも従来燃焼器とあまり変わらないため、エンジン本体を改造することなくレトロフィットが可能である。

2．3　作動条件と開発目標

本燃焼器の開発に当たって、一般的なコジェネレーションシステムで使われているガスタービン燃焼器を参考に作動条件を決定した。この燃焼器がガスタービンに搭載されたときの作動条件および開発目標を表2に示す。燃焼器出口温度は、今後の高効率化によるタービン入口温度の上昇を考慮し、1473K（1200℃）とした。

表2　作動条件と開発目標

Combustor Inlet Air Pressure Actual Engine Atmospheric Rig Test	 911 kPa (abs) 101kPa (abs)
Combustor Inlet Air Temperature	644 K
Combustor Air Flow Rate Actual Engine Atmospheric Rig Test	 6.24 kg/sec 0.693 kg/sec
Full Load Combustor Outlet Temperature	1473 K
Full Load Excess Air Ratio	2.7
Fuel (LHV)	Natural Gas (41.6 MJ/Nm^3)
NOx Target (25-100% Engine Load) Actual Engine Atmospheric Rig Test	 < 40 ppm (O_2=0%) < 13 ppm (O_2=0%)
Combustion Efficiency Target (25-100% Engine Load)	> 99 %
Pattern Factor Limit	< 0.15
Combustor Pressure Drop	4 %

NOxの目標は，最近のコジェネレーション用ガスタービンの運転負荷範囲の拡大要求を踏まえ、エンジン負荷25%以上において、40ppm（O_2=0%）以下とした。希薄予混合燃焼については、NOxは雰囲気圧力の0.5乗以下に比例する[5]とされている。本開発においては、NOxの圧力依存性を高めに見積もり、NOxが雰囲気圧力の0.5乗に比例すると推定して大気圧試験の目標値を13ppmに設定した。燃焼効率は，エンジン負荷25%以上の範囲において99%以上とした。また25%以下の負荷範囲についても運転に支障のないレベルとする。NOx、燃焼効率以外の性能は、通常のガスタービン燃焼器に要求されるレベルとする。

3　試験装置

本試験で使用した燃焼試験装置の概略を図5に示す。燃焼試験装置は、空気ブロワー、空気予熱器、テストセクション、計測部、そして排ガス冷却塔で構成される。

空気ブロワーから吐出された空気は、予熱器で予熱され燃焼器に供給される。燃料の都市ガス（13A）は、オリフィス式流量計で流量を計測する。燃焼ガスは、燃焼器出口から450mm下流に設けた5点の採取口を持つ水冷サンプリングプローブで採取し、NOx、O_2、CO、CO_2、UHCの5成分を連続分析計で測定する。燃焼器出口温度は、燃焼ガス採取位置とほぼ同じ位置において、固定されたシース径3.2mmのK熱電対で24点測定する。燃焼器下流には観察窓があり、テレビカメラで常時火炎を観察する。燃焼器内部の温度計測は、この観察窓の部分から、表面をシリカコーティ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ングした素線径0.3mmのR熱電対を取り付けたプローブを入れて計測する。

以下に示す試験結果における、全空気比は、排ガス分析値から求めた燃焼器出口における燃焼ガスの平均空気比である。全空気比とエンジンの推定負荷の関係は、エンジン負荷100%における燃焼器出口温度は1473K（全空気比2.7）であり、エンジン負荷0%の時にはエンジン負荷100%の燃料ガス量の40%が供給されると仮定して算出した。ノズルおよび予混合管の空気比は、各部の開口面積と通過する空気量が比例関係にあると仮定して各ノズルの空気量を推定し、この空気量とそれぞれのノズルに供給したガス量から算出した。

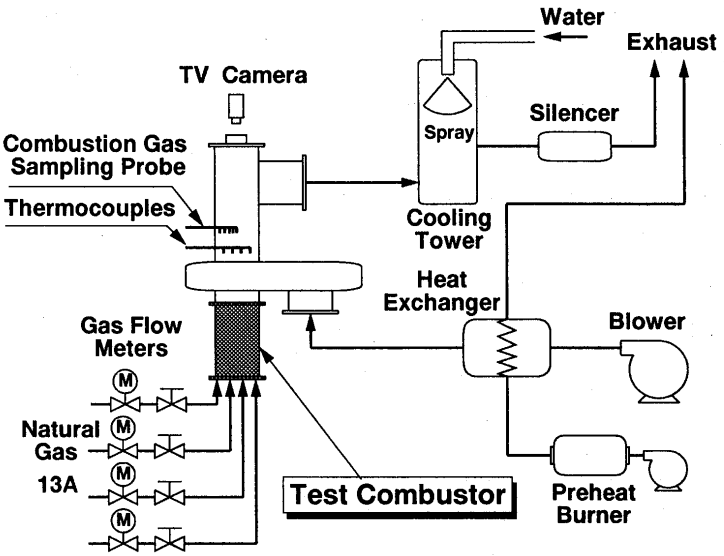


図5　試験設備

4　代表性能

4．1　排気ガス特性

パイロットノズルの空気比を2.4、一次ノズルの空気比を1.5、高モードでの二次ノズルの空気比を2.2に設定して燃焼試験を行った。図6にNOxと燃焼効率の性能を、図7にCOとUHCの排出特性を示す。横軸は、燃焼器出口における燃焼ガス組成から算出した空気比と、その空気比から推定したエンジンの負荷である。定格条件である全空気比2.7において、NOxは9.5ppm（O_2=0%）、COは8ppm、UHCは0ppmであった。

図中の右端の全空気比6.8の点は、パイロットと一次ノズルにのみ燃料を供給した条件である。このとき燃焼効率は、94%である。この点から、二次予混合管から燃料を供給し、左側へ移る（全空気比が小さくなる）につれて燃焼効率が改善は改善されるが、NOxはほぼ一定である。低モー

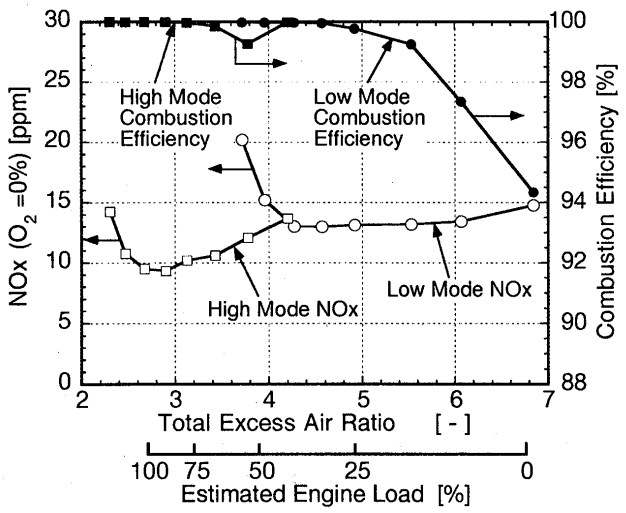


図6　NOxと燃焼効率特性

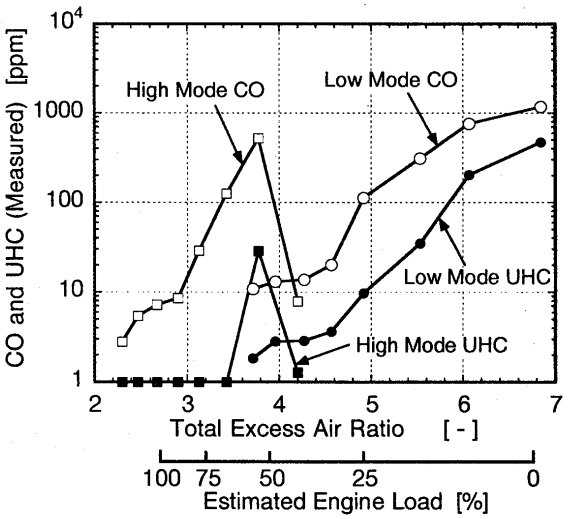


図7 CO・UHC排出特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ドの空気比4付近でNOxは上昇カーブを描く。これは、二次予混合管から噴出される予混合気の濃度が、サーマルNOxを生成する断熱火炎温度まで高くなったためである。同様の傾向が高モードでも見られる。エンジン負荷25～100%に相当する全空気比範囲で、大気圧燃焼試験の目標NOx13ppmをほぼ満足している。燃焼効率は、全空気比3.8付近のみにおいて、99.3%まで落ち込んでいる。

全空気比3.8での条件で、COは約500ppm排出されている。このとき、三次予混合気の空気比は約16、パイロット、一次、二次の燃焼ガスと三次予混合気が瞬時に混合したと仮定したときの温度は1310Kである。図2に示す計算では、この条件での酸化時間は3.5msecである。一方、燃焼試験における三次予混合管と希釈空気口の間の滞留時間は、5msecと推定される。実機における滞留時間とは、燃焼ガスと予混合気の混合時間と酸化時間を含むものであるから、混合のための酸化反応開始の遅れ時間を見込んだ上で、瞬時混合を仮定した計算により必要滞留時間を推定して燃焼器の設計に反映することは有効であると考えられる。

本試験では燃焼器出口から450mm下流で燃焼ガスを採取しているが、エンジン搭載状態では、燃焼ガスはこの後のスクロール部で数十msecの滞留時間がある。全空気比3.8での燃焼器出口の燃焼ガス温度は1270Kと計算されるから、CO、UHCはスクロール内で酸化され、実際のエンジン出口の未燃分が減少し、燃焼効率は高まると推定される。

4．2　燃焼器内部の温度分布

全空気比2.7のときの燃焼器内部の温度を測定した結果を図8に示す。測定した断面は、二次予混合管と希釈口があり、三次予混合管が振り分けられた断面である。輻射補正はしていないので、実際のガス温度は測定値より高いと考えられる。

測定値1700K以上の高温部分は、パイロット付近にわずかに存在するだけであるが、輻射による誤差を考慮すれば、実際の1700K以上の高温部分はより大きな範囲で存在し、NOxは主にこの部分で生成しているものと推定される。

一次ノズルと二次予混合管の間のライナー壁近傍の温度は、1100K以下である。これは、一次ノズルから噴出された予混合気の燃焼が緩慢であることを示している。パイロットと一次のみに燃料ガスを供給したときの燃焼効率の低下は、一次ノズルから噴出された予混合気が燃焼を完結する前に、二次予混合管から供給される予混合気で冷やされるためと考えられ、一次ノズルと二次予混合管の距離を大きくすることによって、燃焼効率の改善が期待できる。

二次と三次の予混合管噴出口近傍の温度分布から、二次と三次の予混合管から噴出された予混合気は、上流から供給される燃焼ガスと混合し、短時間で燃焼して温度上昇していることがわかる。

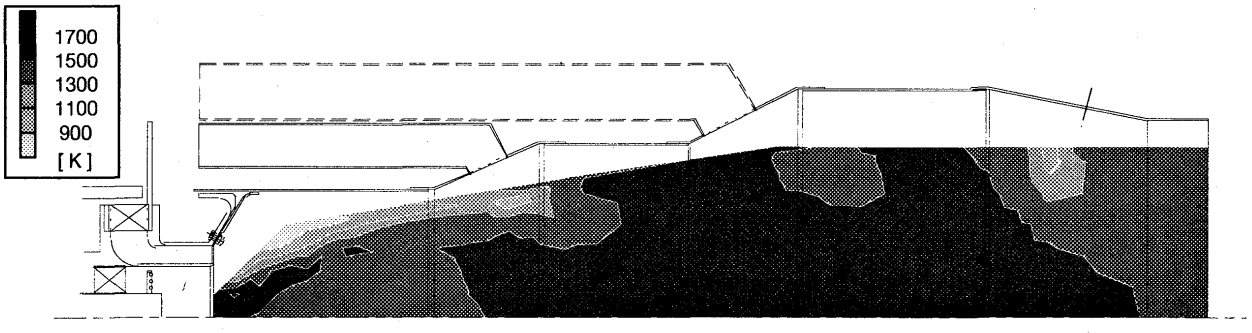


図8　燃焼器の内部温度分布（定格条件）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．3　その他の性能

図９に定格時（全空気比2.7）のライナー外壁の温度分布を示す。横軸は、図３示す一次ノズル噴出口を0mmとした。シース径1mmのK熱電対をライナー外側にステンレス板で固定して測定した。三次予混合管が取り付けられている部分の前後に相当する200～470mmの位置に高温の部分がある。現在のところ、ライナーを冷却する空気の量は極めて少ない。今後、冷却を改善することにより、許容温度レベルに収まると考えている。そのほかの部分の温度レベルは耐久性に問題ないレベルである。

図１０に定格時の燃焼器出口ガス温度分布を示す。燃焼器下流450mmの位置に取り付けた、K熱電対の指示値である。中心部や周囲に高い温度は観測されていない。温度不均一率は、0.033で目標の0.15以下を大幅に下回った。

燃焼器の圧力損失率は4.5%で、目標に近い良好な値であった。

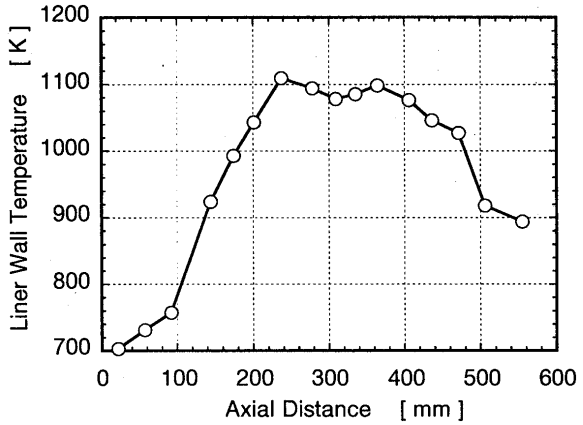


図９　ライナー壁温度

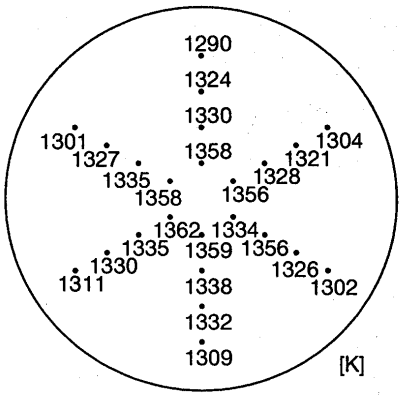


図１０　燃焼ガス温度分布

5　まとめ

広い運転負荷範囲でNOxを低減する三段燃焼器を製作し、大気圧ベンチ試験を行った。その結果、燃料ガス量のみの制御によって、25%以上の推定エンジン負荷で約13ppm（O_2=0%）のNOxと99%以上の燃焼効率を両立した。このNOxの値は、実際のエンジンでは40ppm（O_2=0%）程度の性能を示すと推定される。またライナー壁温度、燃焼器出口温度不均一率、燃焼器圧力損失率も概ね実用上十分なレベルを達成した。

6　参考文献

1）佐藤　他、”ガスタービン用低NOx希薄予混合燃焼器の研究開発”、第８回ガスタービン秋季講演会（盛岡）講演論文集、(1995)

2）細井　他、”コジェネ用ガスタービン低NOx燃焼器の研究開発”、第１０回ガスタービン秋季講演会（新潟）講演論文集、(1995)

3）Hase他、"Effect of Premixing of Fuel and Air on NOx Formation," Pacific Rim International Conference on Environmental Control of Combustion Processes, AFRC/JFRC Joint Conf., Hawaii、(1994)

4）Kee, J. R., Grcar, F. J., Smooke, D. M. and Miller, A. J., Sandia Report, 1988, SAND85-8240

5）Correa, M. S. , "A Review of NOx Formation Under Gas-Turbine Combustion," Combustion Science and Technology, Vol. 87 、(1992)　など

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ガスタービン燃焼器の火移り特性

B—8

＊伊東正雄,　岡本浩明,　高原健司,
岡本安夫,　前田福夫　（（株）東芝　）

1．はじめに

多缶型燃焼器方式のガスタービンでは、タービン軸廻りに多数配置された燃焼器各缶が図１に示すように火炎伝播管で接続されている。全缶への着火は点火した燃焼器から火炎伝播管を伝って高温ガスが流入・着火し（火移り）、これがシリーズ的に進行して完了する。着火は電気スパークによる点火器等が使用され、火移りによる最終的な着火確認は火炎検知器により検知 (1) している。

本報告はこれらの着火・火移り特性を評価するため火炎伝播管で接続した燃焼器２缶を用いて着火・火移り試験を実施した内容に関するものである。空気・燃料条件を変化させて求めた火移り限界を評価し、更に伝播管廻りをフローモデル化した定常的な流れ解析結果を基に伝播管出口温度・速度が火移り特性に与える影響についても合わせて報告する。

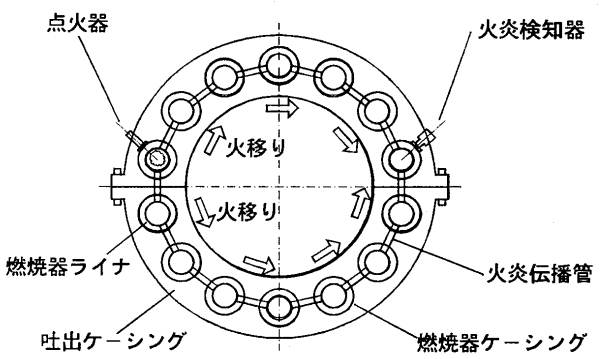


図１　多缶型ガスタービンの着火・火移り

2．試験条件

2．１　火炎伝播管

火炎伝播管は図２に示すように燃焼器ライナの上流部に取り付けられている。着火時に噴射される燃料により生ずる燃焼火炎近傍に配置すること(2)により、高温の燃焼ガスを伝播管に供給しやすくしている。火炎の伝播は以下のステップで進行すると考えられる（図３参照）。先ず着火燃焼器と未着火燃焼器が隣接した状態で、第一段静翼を通過する燃焼ガスが着火燃焼器側のみ高温化され、着火燃焼器内圧力が温度増加分上昇する。次にこの隣接した燃焼器内間で発生した差圧（以降缶間差圧と称する）により着火燃焼器内の高温ガスが未着火燃焼器に流入し周辺の可燃混合気を着火燃焼させ火移りが進行する。本報告で用いた火炎伝播管冷却構造には図３に示すように直管に複数の冷却孔が開けられている。隣接燃焼器が着火して缶間差圧が生じると、伝播管入口温度は燃焼ガス温度付近まで上昇するが、伝播管に流入後は伝播管冷却空気により希釈されるため、伝播管出口ガスは比熱一定とすると以下に示す様に温度降下する。

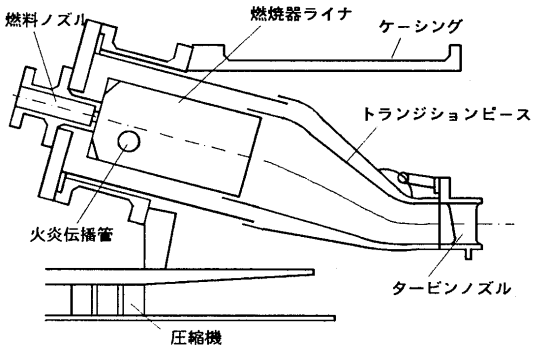


図２　多缶燃焼器構造

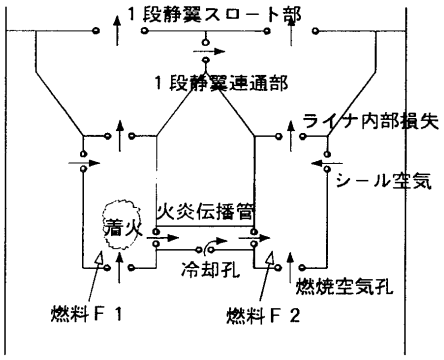


図３　火炎伝播モデル（１缶着火）

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$Tx = \frac{Tg + (Gc/Gg) \times Ta}{1 + (Gc/Gg)} \quad (1)$$

Tx；伝播管出口温度，　Tg；伝播管入口温度

Ta；空気温度，Gc；伝播管冷却空気量，Gg；伝播ガス流量

図４にこれらの関係を考慮して設定した火炎伝播管設計条件を示す。冷却空気割合と伝播管入口温度は、伝播管出口設計温度がＴｘ*になるような条件、即ち伝播管入口ガス温度Ｔｇ*と冷却空気割合(Ｇｃ／Ｇｇ)*を設定した。Ｔｇ*は火炎分布から伝播管取付けライナ軸方向位置により決まり、（Ｇｃ／Ｇｇ）*は伝播管メタル冷却設計により決められる。伝播管出口設計温度は火炎伝播可能下限温度に余裕を持たせてより高い温度にする必要があり、伝播可能下限温度は使用燃料の自己着火温度にマージンを見込んだ温度に設定した。

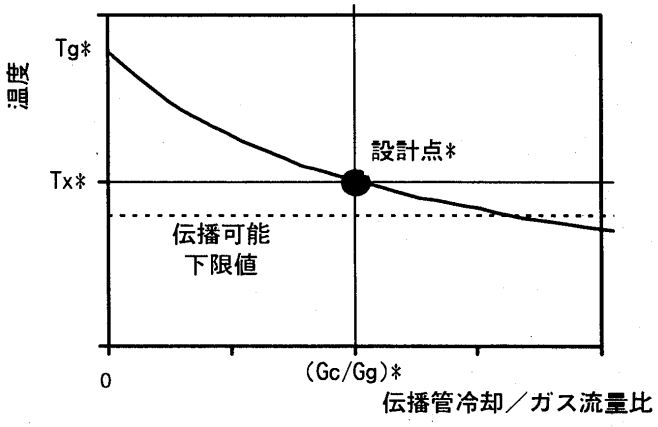


図４　伝播管入口出口温度と冷却空気の関係

２．２　試験パラメータ

火移り性能に影響を及ぼすと想定されるパラメータを表１に示す。構造・形状としては伝播管構造・位置、燃料ノズル噴射性能、また状態量としては伝播管廻りの諸条件を挙げた。使用した燃料ノズルは拡散燃焼方式であり図５に示すように噴射位置が異なるＡノズルとＢノズルの２種類を使用した。試験はＡ，Ｂノズルを同時に使用した場合と、Ａノズル単体噴射の場合で実施した。これらの中で本報告では噴射孔位置、空気流量、空気温度、燃空比、伝播管出口温度・速度に焦点を絞り、火移りに与える影響を調査した。

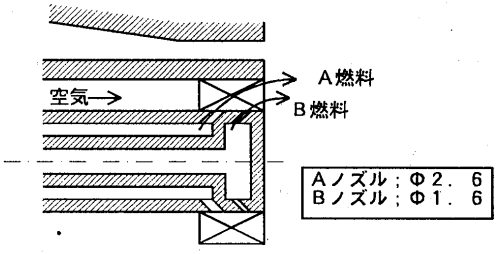


図５　拡散燃料ノズル構造

表１　火移り性能パラメータ

火移り性能	構造・形状	【ライナ及び火炎伝播管】　取付位置、長さ・径、冷却空気量
		【燃料ノズル】　***噴射孔位置***，角度
		【缶数】
	状態量	***空気流量、空気温度、燃空比***
		伝播管出口温度、出口速度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．試験方法

図６に２缶火移り試験装置を示す。燃焼器２缶を１本の火炎伝播管で接続しそれぞれの燃焼器ライナには点火器と火炎検知器が１対ずつ配置されており、双方向への火移り試験が可能となっている。

図７に空気・燃料系統図を示す。空気源圧縮機により着火用燃焼空気２缶分を供給する。燃料は１３Ａ相当のガス燃料をガス圧縮機により昇圧して燃焼器に供給する。火移り試験範囲を表２に参照する。

温度計測としては火炎伝播管内の管出口中心にＲ－タイプの熱電対を設置しガス温度を計測した。また圧力計測としては２缶の燃焼器内静圧差である缶間差圧、及び燃焼器入口、出口全圧を計測した。

試験方法は空気条件を一定にし燃料を２缶に分配して徐々に供給しながら片側の燃焼器のみ点火器スパークによる着火動作を行う。火移り時の代表的な試験データトレンドを図８に示す。着火燃焼器が着火し、燃料は更に所定の燃料流量まで増加するとともに缶間差圧も増加し被着火燃焼器に伝播ガスが供給されていく。被着火燃焼器への火移りが完了すれば火炎検知器(FD)により着火を確認する。この動作を空気流量別に設定燃空比を変化させ、火移り可否により火移り限界燃空比を求める。しかし図８の伝播管ガス温度計測値は火移り瞬時に上昇傾向にあるが、時間遅れを伴うため計測値の変動が大きかった。

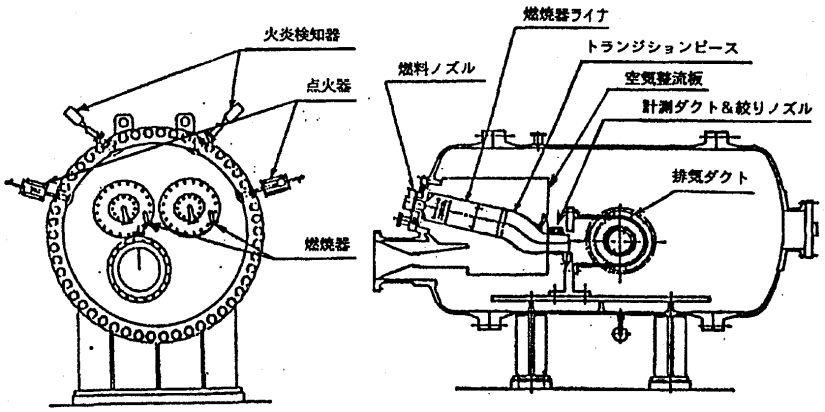


図６　　２缶火移り試験装置

表２　　２缶火移り試験条件

空気	流量	Ｇａ　０～４kg/s/2缶
	圧力	Ｐａ　1.1 ata
	温度	Ｔａ　49～250℃
燃料	燃料種	都市ガス　13A
	流量	Ｇｆ　０～0.08 kg/s/2缶

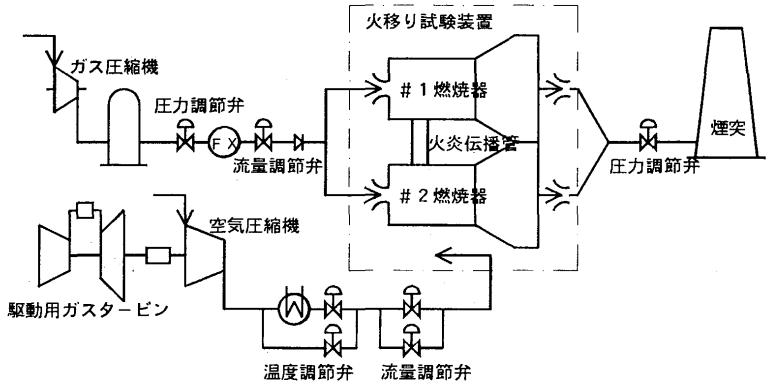


図７　空気・燃料系統図

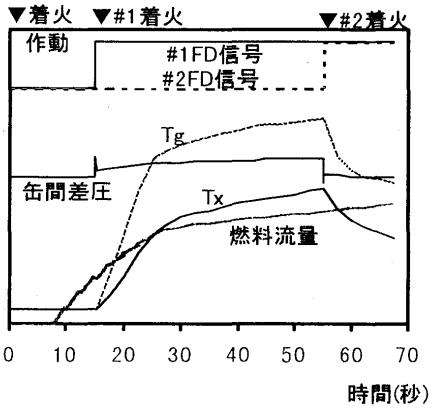


図８　火移りデータトレンド
（#1燃焼器着火 → #2燃焼器火移り）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．試験結果

空気流量及び空気温度に対する火移り可能な条件を全体燃空比で示す（図９，１０参照）。空気流量の増加に対し火移り限界燃空比は下がる傾向にある。Ａノズル単体での試験で空気温度を５０～２５０℃まで変化させたが火移り限界燃空比に顕著な変化は見られなかった（図１０）。同一条件での試験ではＡ＋Ｂノズルの方がＡノズル単体よりも火移りしやすい傾向を示している。また、図１１に片側燃焼器のみ着火した状態で計測した缶間差圧特性を示す。広い範囲で空気流量の２乗と燃空比に比例して缶間差圧が増加する傾向を示している。

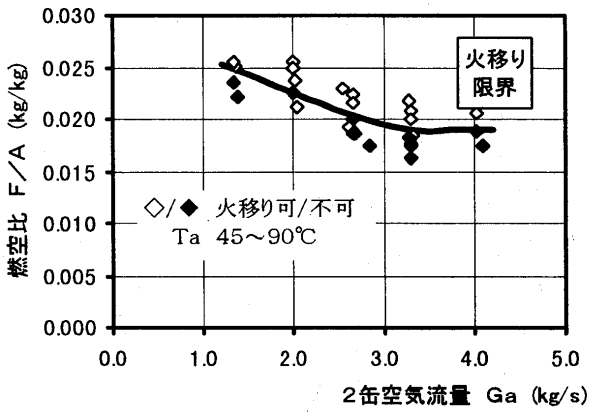


図9 2缶火移り限界（A+Bﾉｽﾞﾙ）

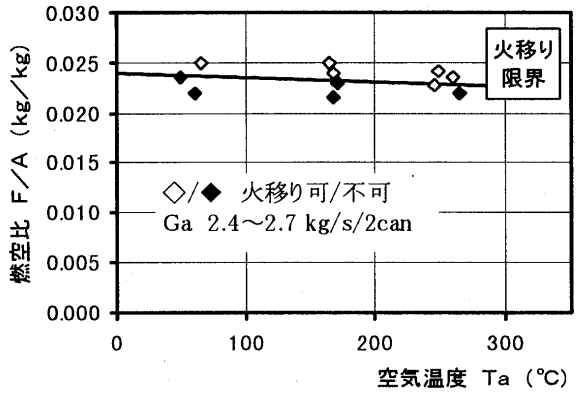


図10 2缶火移り限界（Aﾉｽﾞﾙ）
空気温度による影響

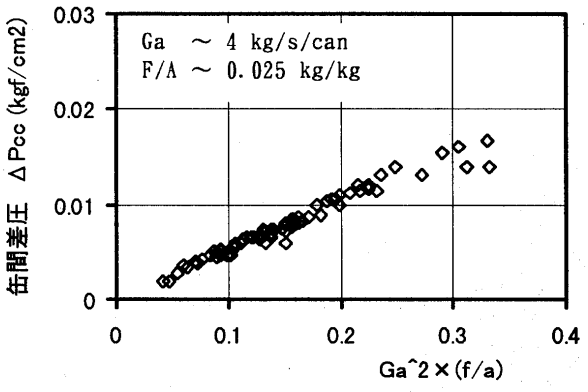


図11 2缶火移り試験 缶間差圧特性

5．考察

5．１ 伝播管入口出口温度特性

火移り条件に対しては伝播管の出口（及び入口）ガス温度の影響が大きいと考えられる。しかし伝播ガス温度計測値は計測時間遅れ等の問題から火移り限界判別にそのまま使用することは出来ないため以下の方法で計算値と併用して比較評価した。先ず片側の燃焼器が着火した状態で十分静定したときの缶間差圧計測値を用いて燃焼器廻りの流路をモデル化し管路網分配解析を行い、伝播管入口、出口ガス温度特性を求めた。モデル概念図を図１２に示す。管路を流れる流量をオリフィスの式で求めることで管路網の圧力・流量バランスを解くとともにエネルギー保存則により管路端部のエンタルピー及び温度を計算した。節点ｉ→ｊに流れる流量式は以下のようにした。

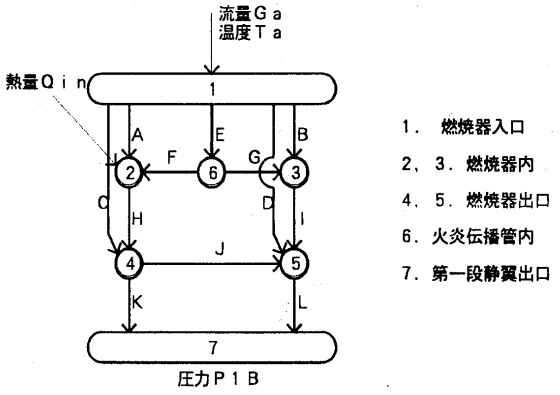


図１２ ２缶火移り 管路網分配解析モデル

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$Gij = \alpha ij \times Aij \times \sqrt{2\rho ij \times (Pj - Pi)} \qquad (2)$$

G；流量，α；流量係数，A；面積，
ρ；密度，P；圧力

計算では燃焼器入口の空気流量、温度を一定とし、第一段静翼下流の圧力を一定とし片側燃焼器のみに１缶分の燃料発熱量を入力し、また火炎伝播管及び第一段静翼連通部に相当する図１２中のＦ，Ｇ，Ｊ流路の流量係数を缶間差圧計測値に見合うように設定して解析を行った。

温度計測値と計算値カーブを図１３に示す。計測値は燃空比が上がるほど計算値より低めになり差が大きくなる。時間遅れや熱伝導により計測誤差が大きくなったものと思われる。計測値は火移り可／不可別にプロットされているが空気流量の影響も入るため限界温度にバラツキがある。概ね伝播管出口温度Ｔｘが７７０℃で火移り可能と推定される。

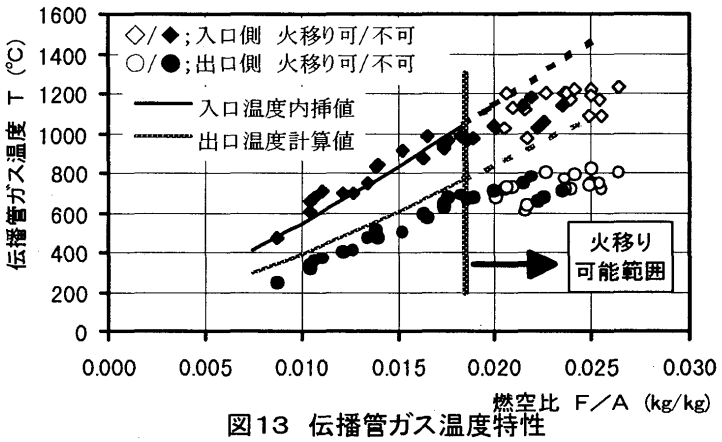


図13 伝播管ガス温度特性
（片側のみ着火）

５．２　伝播管ガス速度の影響

管路網解析計算により得られた伝播管出口ガス速度とガス温度の関係を図１４及び1.５に示す。図１４は空気温度一定でＡ＋Ｂノズル試験データを出口ガス速度、温度パラメータで火移り限界を表したものである。火移り可能な伝播管出口ガス温度限界値は、出口流速が約５０ｍ／ｓ以上の場合はＴｘ＞７７０℃であるが、流速が低下すると上昇する傾向が見られる。これは出口速度が減少するとともに伝播流量低下やライナ内への伝播ガス貫通が悪くなり着火しにくくなったものと考えられる。

図１５はＡノズル試験で空気温度を変化させたデータを伝播管出口温度、速度で表したグラフである。入口空気温度の影響より噴射孔または形状の影響がより大きいことが想定される。

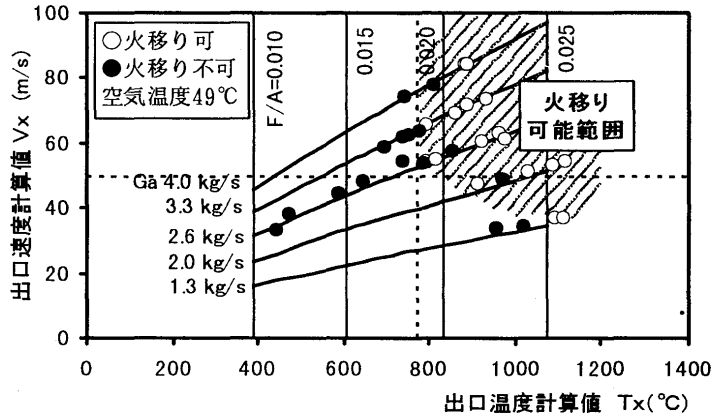


図14 伝播管出口速度と火移り限界（A+Bﾉｽﾞﾙ）

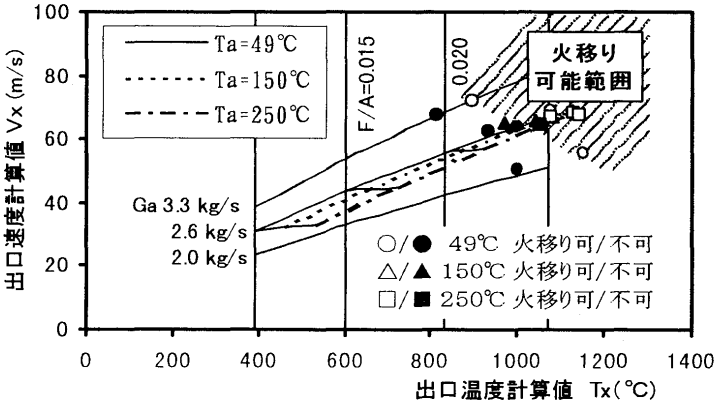


図15 伝播管出口速度と火移り限界（Aﾉｽﾞﾙ）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

6．結論

火移り特性は燃焼領域のフローパターン、ライナ形状、火炎伝播管形状等によりそれぞれ個別の影響を受けると考えられるが、以上の試験条件で得られた結論を以下に示す。

（1）火移り可能な火炎伝播管出口ガス温度下限値は約７７０℃である。

（2）火移り特性としては、入口空気温度の影響より燃料ノズル形状の影響の方が大きい。

（3）火炎伝播管出口流速が大きい方が火移り性能が向上する。

［参考文献］

1．H.Okamoto,et al., "Development of Dry Low NOx Combustor for 1300℃ Class Heavy-Duty Gas Turbine",95-Yokohama-IGTC-138, 1995

2．.A.H.Lefebvre,"Gas Turbine Combustion" , 1983

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—9

主流／2次空気流れ干渉による翼列性能劣化に関するスタディ

＊今成邦之、児玉秀和（石川島播磨重工業）

1、序論

ターボ機械流れには多くの主流／2 次空気流干渉があり、以前からその性能に対する影響は議論されてきた[1]。しかし、これまでの議論・研究は詳細ではなく、定量的な研究が行われるようになったのはつい最近のことであり、まだ、その全貌はよく理解されていない。2次空気流には大きく分類して、ハブやチップ側壁のキャビティ部（主流通路とキャビティとが接する面）やプラットフォームの隙間から吹き出すタイプとタービン翼における後縁や翼面の冷却口から吹き出すタイプの2つがあるが、ここでは前者のタイプのみ議論する。

最近、Wellborn と Okiishi[2]は、シュラウド型静翼が組み込まれた低速 4 段軸流圧縮機を用いて、静翼出口キャビティから回り込んで静翼前方キャビティから吹き出す 2 次空気流と主流の干渉が性能に及ぼす影響について、詳細な実験的研究を行った。その結果、キャビティからの 2 次空気流により、静翼のハブ付近において、圧損が増大するとともにデビエーションも増し、それらは2次空気流量に比例して増加していくことが分かった。また、多段環境下で調査した所、前記の影響は単に1つの静翼列の性能を悪化させるだけでなく、下流の全ての段にミスマッチを誘起し、圧縮機全体としては非常に大きな性能の劣化を引き起こすことが判明した。

一方、Shabbir ら[3]は、遷音速翼列（NASA Rotor37,35）について、実験とＣＦＤの両面から、ハブ側壁キャビティ部からの 2 次空気流が性能に及ぼす影響を調査した。その結果、まず、同じ 2 次空気流量が通路に吹き出している場合、主流マッハ数の高い高回転作動時の方が、マッハ数の低い低回転作動時に比べて圧力比の低下レベルが大きいことが明らかにされた。さらに、低速の圧縮機の場合には、2次空気が吹き出していなければキャビティの存在自体が性能に及ぼす影響は殆ど無視できるという実験結果が得られていたが、遷音速ファンの場合には、性能への悪影響は無視できないレベルであることが分かった。

このように、ファン・圧縮機については詳細な研究成果が明らかにされつつある。これに対し、著者が知る限りではあるが、タービンについてハブ側壁キャビティ部から吹き出す 2 次空気流と主流との干渉について細かい検討をした研究はない。タービンでは、通常、ファンや圧縮機における 2 次空気よりもずっと多い流量の冷却空気がキャビティ部から吹き出している。よって、タービンの場合についてこれらの影響を知ることは、エンジン性能を精度良く評価する上で大変重要である。ここでは、典型的な高圧タービン動翼についてＣＦＤを用いて解析し、主流／2 次空気流干渉による性能の劣化について検討する。

2、解析方法

今回の研究で用いたＣＦＤコードについて述べる。基礎方程式は相対回転座標系における 3 次元のナビエストーク方程式であり、2次精度の有限体積法で離散化している。計算安定化のため Jameson タイプの 2 次／4 次の人工粘性が付加されている。時間積分は基本的に陽的に行われるが、陰的な残差平均法を用いて収束を加速させている。乱流モデルとしては、Boldwin-

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Lomax モデル[4]を用いている。

今回の解析では、キャビティの内部流れは解いていない。2 次空気の主流通路への吹き出しは、ハブ側壁キャビティ部にて、全圧、全温、軸方向（X）座標に対する流入角度、周方向速度を境界条件として与えることにより考慮している。キャビティ部での全圧と全温は軸方向および周方向に一様に与えている。 Wellborn らの計測でも、キャビティ部の全圧は周方向にほぼ一様であり、上記の与え方は妥当と考えられる。実際の流れにおいて側壁キャビティ部の周方向速度が決まるメカニズムはかなり複雑であり、正確に求めるには主流通路とキャビティ内部を含めた解析をする必要がある。ここでは、簡単のため、 Wellborn らの計測値を参考にし、周方向速度条件としてハブ側壁回転速度の 50%を与えている。

その他の境界条件については、入口では全圧、全温、ヨー角、ピッチ角を、出口では静圧を与えている。これらの条件は、半径方向には実験結果や設計結果に基づいて分布を考慮して入力しているが、周方向には一様を仮定している。翼面と側壁では滑りなし条件を与えている。

3、解析方法の検証

前述の側壁キャビティ部における境界条件の与え方の妥当性を確認するために、翼座標と実験結果が公表されている NASA Rotor35 について計算を行った。翼列前方のキャビティ部からの 2 次空気流入がある場合とない場合について計算結果を下記に示す。図 1.1 では、流量－圧力比線図上において実験結果と計算結果とが比較されて示されている。図 1.2 では、半径方向の圧力比分布が示されている。グリッドは、軸方向 107、周方向 33、半径方向 33 を用いた。

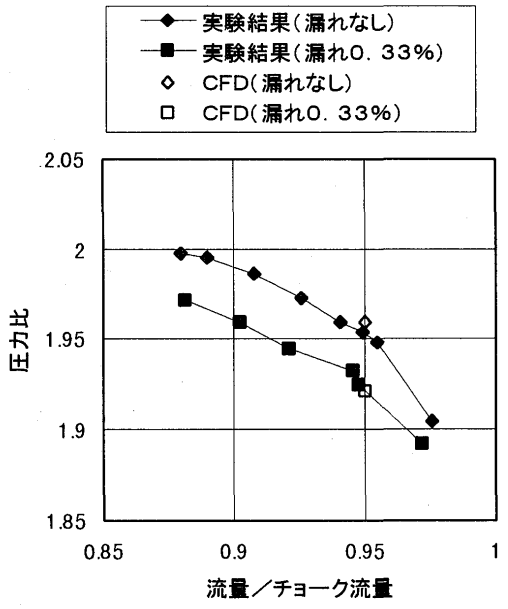


図 1.1　流量－圧力比線図

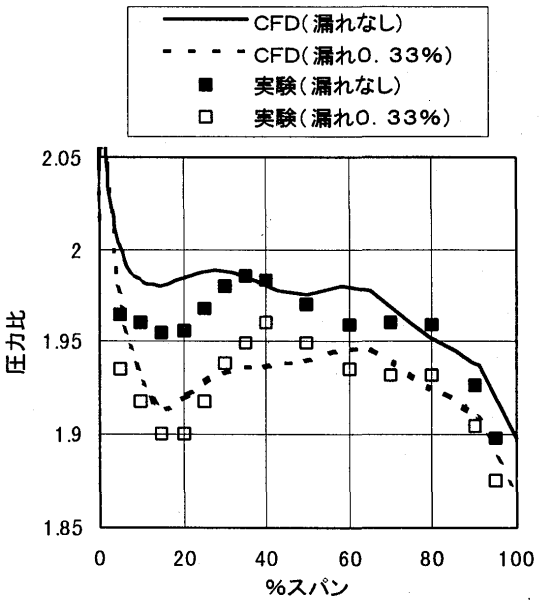


図 1.2　圧力比半径方向分布

図 1.1 より全体圧力比についてはＣＦＤと実験結果は良い一致を示しているのが分かる。図 1.2 を見ると、2 次空気流がない場合、ＣＦＤでは平均的な圧力比レベルは実験結果と良い一致

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

を示しているが、15%スパン付近位置での圧力比の局所的落ち込みについては過小評価している。Shabbir らのＣＦＤ計算結果（キャビティ内部流れは考慮していない）も同様の傾向を示していること、および、彼らの実験結果において、２次空気流量は実質ゼロでも、キャビティ幅を増やすだけで前記の圧力比の局所的落ち込みが増長されることが示されていることから、この落ち込みはキャビティの存在自体に起因したものと考えられる。今回の解析はキャビティ内部流れを含めたものではないので、この影響を捕らえられないのは当然と言える。これに対し、２次空気流入がある場合には、全体的な圧力比の低下はもちろん、15%スパン付近位置での圧力比の局所的落ち込みについても実験結果の特徴を良く捉えている。以上から、ハブ側壁キャビティ部における境界条件の与え方の妥当性が確認されたと考える。よって、次に本題のタービン翼列の解析に進む。

４、タービン動翼列における主流／２次空気流干渉の解析結果

ここでは、高圧タービン動翼として典型的な翼列形状につき、ハブ側壁キャビティ部からの２次空気流が膨張比に及ぼす影響について検討する。

用いたグリッドの一例を図２に示す。軸方向 85、周方向 31、半径方向 43 であり、キャビティ部は、前縁から軸方向７％コード長上流位置から前縁直前までの部分に設定した。入口および出口の境界条件は常に同一の条件で計算した。キャビティ部の全圧境界条件は、２次空気流量が目標値になるように設定した。キャビティ部の全温は、本来、冷却空気の温度に設定すべきだが、ここでは簡単のため、入口境界のハブでの値に設定した。なお、これらの全圧、全温は、軸方向および周方向には一様に与えた。２次空気流の軸方向座標に対する流入角は 90 度とし、周方向流入速度は NASA Rotor35 の計算時と同様にハブでの周速の 50%とした。

図３に、２次空気流量が主流の 3.5%の場合とゼロの場合とにおける側壁キャビティ部での半径方向速度の周方向分布を示す。漏れがない時には殆どフラットだが、漏れがある場合には、半径方向速度は翼の前縁の付近（０％ピッチ位置）で最小、ミッドピッチ付近で最大となる分布になっている。これは、翼の厚みによるポテンシャル効果による。流入速度が最大となるミッドピッチでのスルーフロー面上の速度ベクトルを図 4 に示す。前縁直前での２次空気吹き出しにより、翼列内部のハブ前縁付近において、一部逆流が生じているのが分かる。

図５に、２次空気流量を変えていったの時の膨張比の半径方向分布を、図 6 に、対応する相対流出角の分布を示す。２次空気流量が増加するに従い、10%から 30%スパン位置で膨張比は増加するが、他のスパン位置では減少している。図 6 から、相対流出角についても、ハブからミッドスパンの領域で膨張比と同様の傾向が見られ、２次空気の流入によるデビエーション分布の変化がこの領域の膨張比分布に変化をもたらしたことが分かる。図 7.1、7.2 に、後縁位置 $r-\theta$ 面上での速度ベクトル図を示す。前者は２次空気なしの場合、後者はありの場合である。２次空気の流入により、20%スパン付近を中心に強い２次流れが発生しているのが分かる。この２次流れにより上述のデビエーション分布の変化が生じたことが分かる。

図８の半径方向に流量平均した膨張比を見ると、２次空気流量の増加とともに減少している

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

のが分かる。これは、2 次空気流入により入口での静圧が全スパンに渡って上昇し、絶対流入スワール速度が低下したことによる。今回の翼列では、この膨張比低減効果が、2 次空気流入によるブロッケージ増によってもたらされる膨張比増大効果を上回っている。2 次空気流入が増加していった時、ミッドスパンからチップの領域において、流出角は変わらないのに膨張比が低下していくのはこのためである。

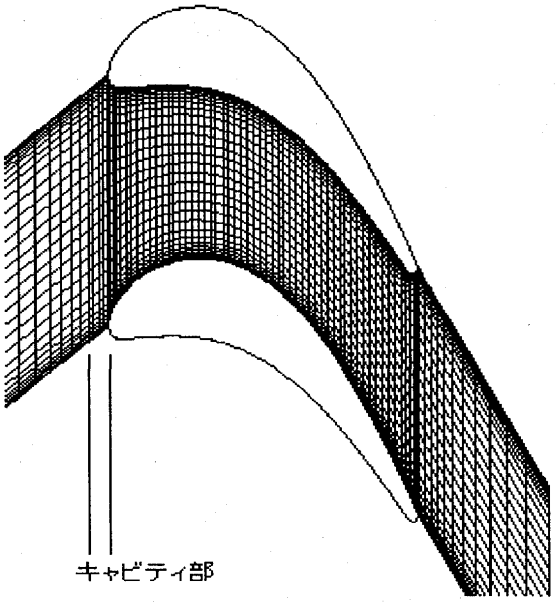


図 2　グリッド（ミッドスパン）

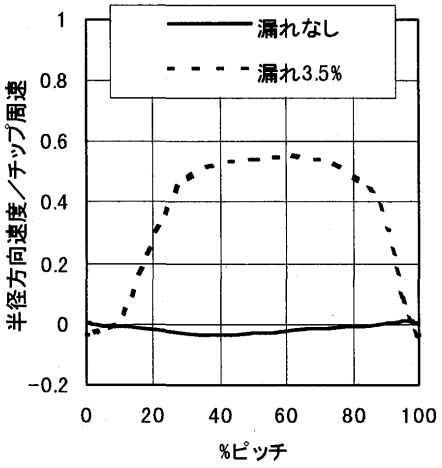


図 3　ハブ側壁キャビティ部における半径方向速度の周方向分布

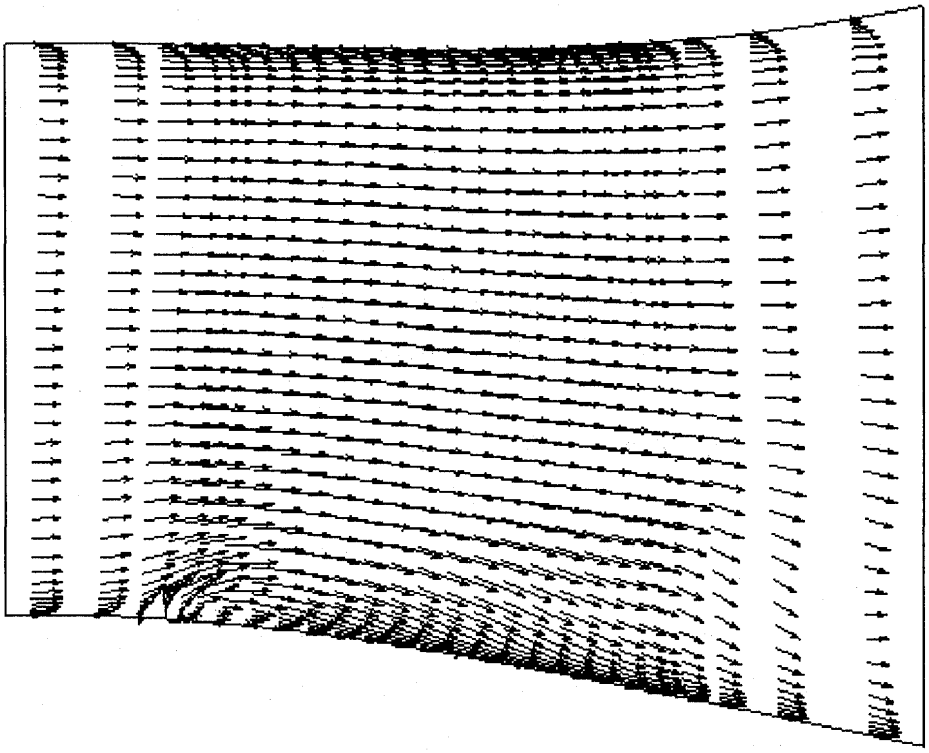


図 4　ミッドピッチスルーフロー面における速度ベクトル（漏れ 3.5%）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

２次空気流量に対するタービン膨張比の低下を遷音速ファン（NASA Rotor35）における圧力比低下と比較すると、ファンでは入口流量の 0.3%の２次空気流入により約 1.5%もの圧力比が低下するが、今回解析したタービン動翼では 6%流入しても膨張比は僅か 0.8%低下しただけであり、ファンに比べて２次空気流による性能変化は非常に小さかった。これは、ファンの場合

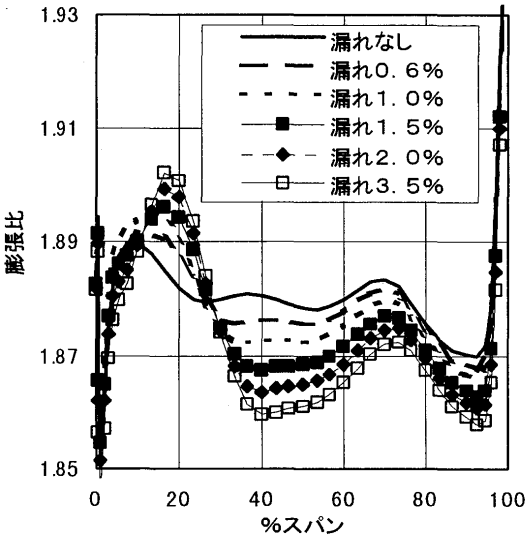


図５　２次空気流量に対する膨張比の変化

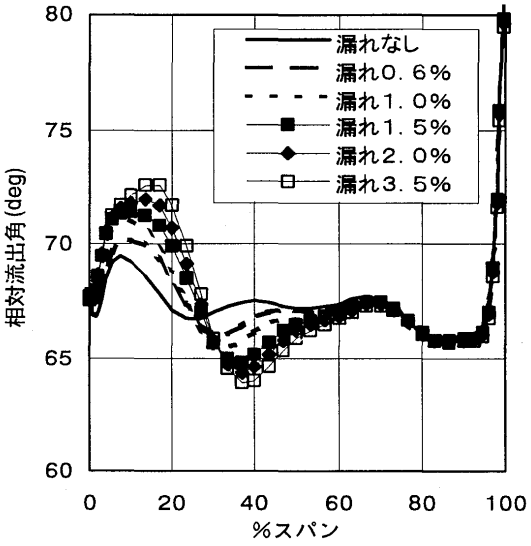


図６　２次空気流量に対する相対流出角の変化

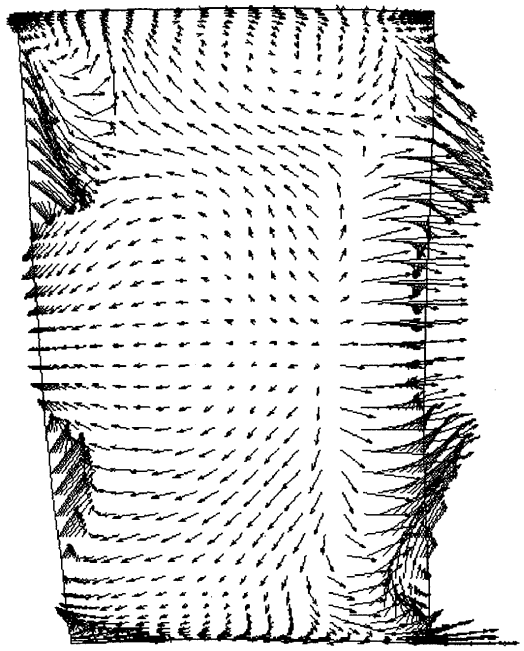


図 7.1　出口速度場（漏れなし）

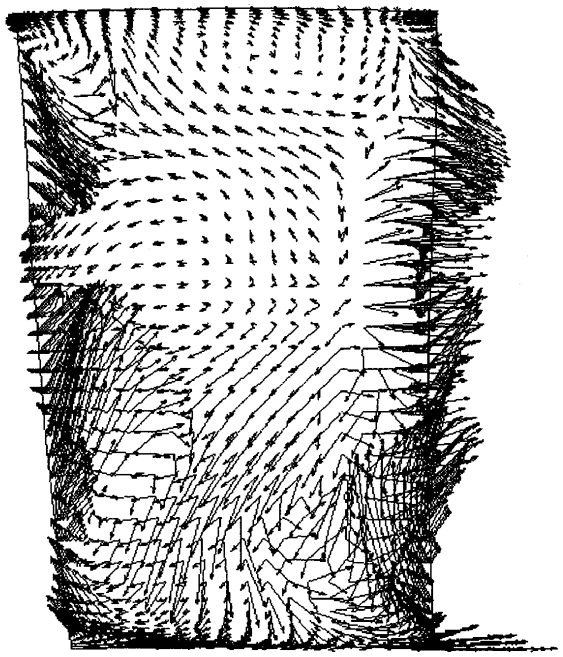


図 7.2　出口速度場（漏れ 3.5%）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

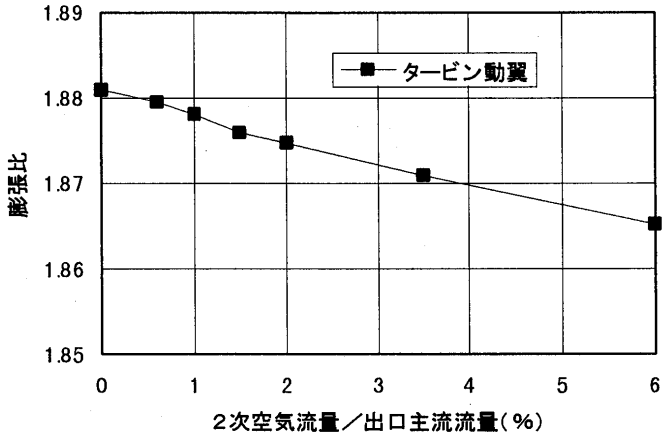


図８　２次空気流量に対する膨張比の変化

には、入口スワールの影響が小さく、2 次空気流は専らブロッケージとして圧力比を低下させる方向にのみ働くが、タービンの場合には、これが膨張比を増加させる効果と低下させる効果の両方を同時に生み出し、全体の膨張比はその差し引きによって決まるためと考えられる。

５、結論

タービン動翼列について、翼列前方にあるハブ側壁キャビティ部から吹き出す 2 次空気流と主流との干渉が性能に及ぼす影響についてＣＦＤを用いて検討し、以下の結論を得た。

（１）キャビティからの 2 次空気流は、主流中に強い 2 次流れを誘起し、出口流出角と膨張比の半径方向分布に大きな影響を与える。

（２）2 次空気流が翼列全体の膨張比に及ぼす影響は、遷音速ファン動翼における圧力比低下と比較すると非常に小さい。

参考文献

[1] Wisler,D.C., 1985, “Loss reduction in Axial-Flow Compressors Through Low-Speed Model Testing”, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Powers, Vol. 107, pp.354-363.

[2] Wellborn,S. and Okiishi,T.H., 1996, “Effects of Shrouded Stator Cavity Flows on Multistage Axial Compressor Aerodynamic Performance”, NASA CR198536.

[3] Shabbir,A., Celestina,M.L., Adamczyk,J.J. and Strazisar,A.J., 1997, “The Effect of Hub Leakage Flow on Two High Speed Axial Flow Compressor Rotors”, ASME paper 97-GT-346.

[4] Baldwin,B.S. and Lomax,H., 1978, “Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows”, AIAA paper 78-257.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

直線翼列による抽気実験
(翼間内の流れ計測)

B—10

＊菅原　昇　　齊藤喜夫(航技研)

１．まえがき

ガスタービンエンジンにおいては、圧縮機からの抽気は低速域での作動範囲の拡大、タービン翼への冷却空気、シール空気等の幅広い用途に使用されている。最近航空用ガスタービンエンジンの圧縮機は高負荷化が進んでおり、将来さらに高効率で極めて段数の少ない超高負荷圧縮機が実現するものと予想される。そのような超高負荷圧縮機は低速の過渡的な範囲では、作動状態に応じて、現在よりも大量に抽気する必要があり、圧縮機の設計に当たっては大量抽気による影響を考慮にいれた設計が必要である。このように圧縮機からの大量抽気を前提とした将来の超高負荷圧縮機の設計に備え、あるいはその性能予測に役立つ基礎資料を得るため、その第一段階として直線翼列風洞を用いて、幅広い視点から翼列性能に対する抽気の影響を明らかにする実験を行なっている。、前報[(1)(2)]では、翼列に対する抽気孔の位置、抽気孔の形状がそれぞれ異なるタイプの抽気実験を行ない、その翼列性能を調べるため、翼列後流計測を行なった。本報告では翼間内の流れ計測結果について述べる。

２．実験装置及び方法

翼列性能に及ぼす抽気の主な諸因子としては抽気個所、翼列に対する抽気孔、抽気孔の形状、抽気量等がある。本実験では前報[(1)(2)]と同様、実際の圧縮機ケーシングからの抽気を想定して、図１に示すように抽気孔が流路の外壁側にあり、(１)翼間流路中心及び翼列中心線位置にあって抽気孔が丸穴のＡタイプの抽気、(２)翼列前方にある場合で(イ)翼前縁位置にあって抽気孔が丸穴のＢタイプの抽気(ロ)翼間流路中心位置にあって抽気孔の形状が丸穴のＣタイプの抽気(ハ)抽気孔の形状が溝のＤタイプの抽気の４種類の実験を行なった。

実験装置は強制的に抽気できるように別に排出用送風機を備えた低速の大気吹出し式風洞を用いた。図２に示すように風洞外壁側に外壁側から抽気できるように実験の種類に応じて丸穴または溝のあけてある供試板を取りつけた。抽出空気は抽気ポートをへて抽気管から送風機で排出される。今回の実験条件及び翼模型の仕様は表１，２に示す。

翼間内の流れ計測のため、５孔ピトー管を用いて図３に示すように翼弦方向に(Ⅰ)～(Ⅴ)までの５点及び翼間翼列方向に(１)～(５)まで５点、翼列スパン方向に12点のトラバースを行なった。翼列流入速度は翼列前方の整流管内の３孔ピトー管による全圧と翼列前方の壁圧でまた風洞流量は吸込管の直管部の位置で標準ピトー管で求めた。抽気流量の測定は抽気管に設けたオリフィスで測定した。

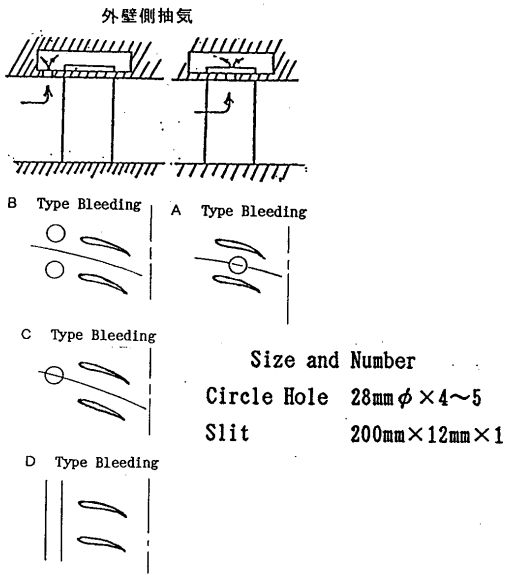


図１．抽気孔の配置 及び寸法、数

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Inlet Verocity	50m/s
Inlet Angle	50°
Solidity	1.0
Re. Number	$1.6X10^5$
Bleeding Rate	0～29%

表１．実験条件

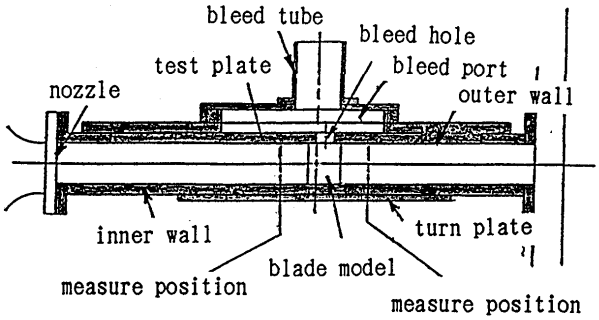


図２．風洞測定部略図

Blade Profile	NACA65 Series
	DCA Camber
Camber Angle	33.27°
Chord Length	50mm
Blade Height	60mm

表２．翼模型

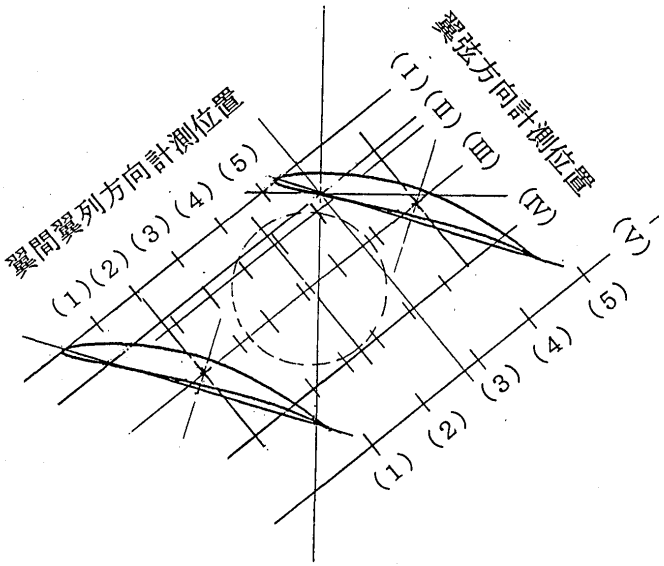


図３．翼間流れ計測位置

３．実験結果

翼列に対する抽気孔の位置や抽気孔の形状がそれぞれ異なるＡ，Ｂ，Ｃ，Ｄタイプごとに翼間流れに及ぼす影響を調べた。翼間の流れの様子は、翼間内を流れる速度(Ｖ)、全圧(ＰＴ)、軸流速度(ρＶａ)、及び局所全圧損失係数(ζ)、翼列スパン方向の流れ角(θｐ)で表した。

図４はＡ，Ｂ，Ｃ，Ｄタイプにおける、抽気率が10%、翼弦方向計測位置(Ⅳ)(以下翼弦位置Ⅳ)、翼間翼列方向計測位置(１)～(５)での翼間内を流れる速度の翼列スパン方向分布である。各タイプとも外壁側に抽気孔があるので、抽気なしの場合でも、抽気孔自体が流れに及ぼす影響が外壁側に残る。抽気した場合、Ａタイプの抽気は抽気孔が翼間位置にあるため、他のタイプに比べて大きい。抽気により、各タイプとも一層翼弦方向に速度、圧力低下が大きくなっているが、Ｂタイプの抽気は他のタイプに比べて、翼背側よりも翼腹側で大きい。内外壁側を除いた翼列スパン方向位置では、翼弦方向位置に対する、各タイプによる違いがないことがわかる。図５．は抽気率が約30%の時の、各タイプにおける比較である。各タイプとも、10%の時よりも、内外壁付近での影響が拡大しており、外壁側では、Ａタイプは特に大きい、内壁側では、Ａ、Ｄタイプとも翼背側から翼間流路中央付近まで、逆にＢタイプは翼腹側から翼間流路中央付近まで、また流速０ｍ／ｓ、あるいは逆流領域が存在するなど抽気による影響が明確に現れている。またＣタイプの抽気は、Ａ，Ｂ，Ｄタイプとは異なり、外壁側から翼列スパン方向の中央位置を超えた広い領域で、翼背側から翼間流路中央付近までその影響をうけている。

図６は翼弦位置Ⅳでの約30%における各タイプの全圧の翼列スパン方向分布である。速度の場合と類似の傾向を示しており、特にＡタイプの抽気は内壁側で，Ｄタイプは内壁側から翼列スパ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ン方向中央付近まで、またCタイプは外壁側から翼列スパン方向中央付近まで、いずれも翼背側及びその付近の翼間流路で負圧領域が存在している。

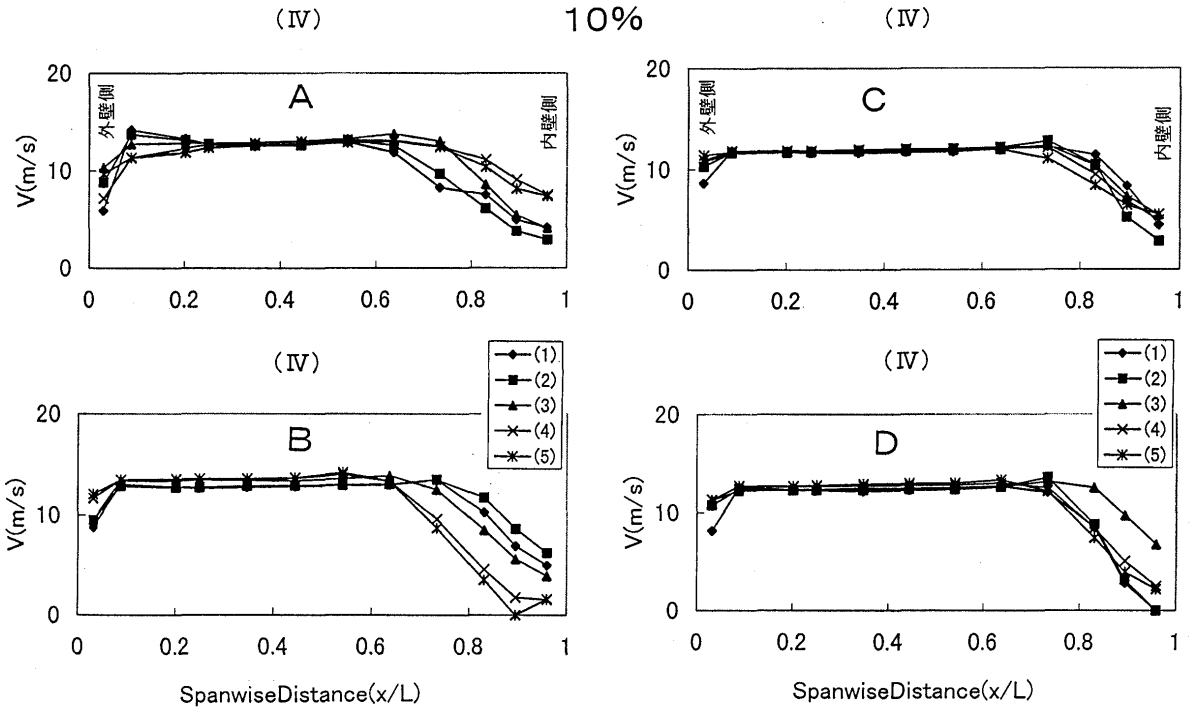


図４．10％における翼弦方向位置（Ⅳ）での速度の翼列スパン方向分布

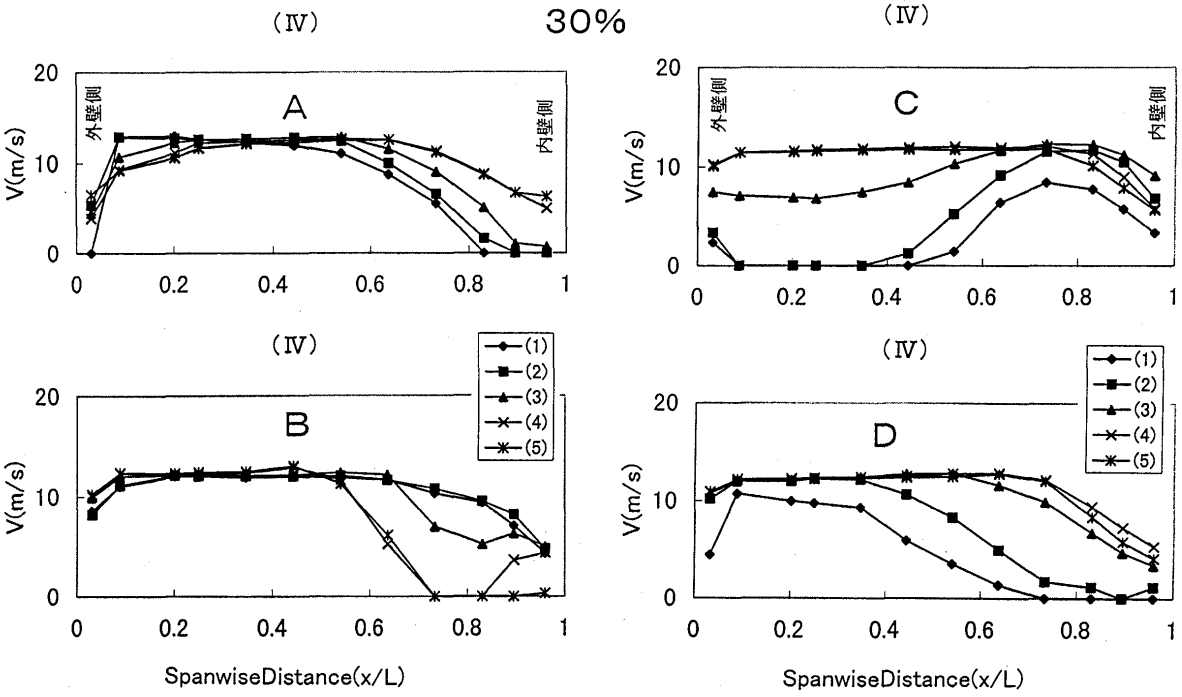


図５．30％における翼弦方向位置（Ⅳ）での速度の翼列スパン方向分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

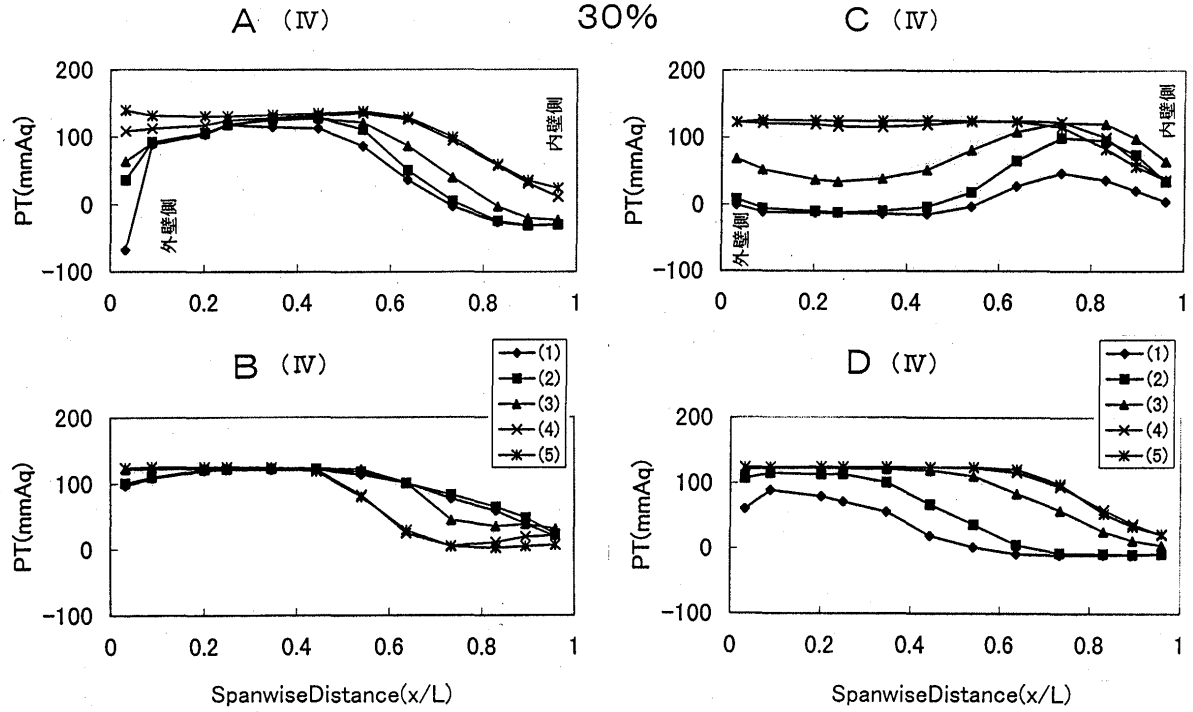


図６．30％における翼弦方向位置（Ⅳ）での全圧の翼列スパン方向分布

図７．は同じく翼弦位置Ⅳで、約30%における各タイプの局所全圧損失係数の翼列スパン方向分布である。A、B，C，Dタイプとも内壁側では翼弦方向全域で損失が増加している。A，B，Dタイプは内壁側から翼列スパン方向中央あるいはそれを超えた付近まで、またCタイプは外壁側から翼列スパン方向中央を超えた付近まで、また翼間翼列方向では、A、B，Dタイプはいずれも翼背側より翼間流路中央付近まで、さらにBタイプは翼腹側より翼間流路中央付近まで損失が大きい。またAタイプの抽気は外壁側でも抽気孔の影響で大きくなっている。

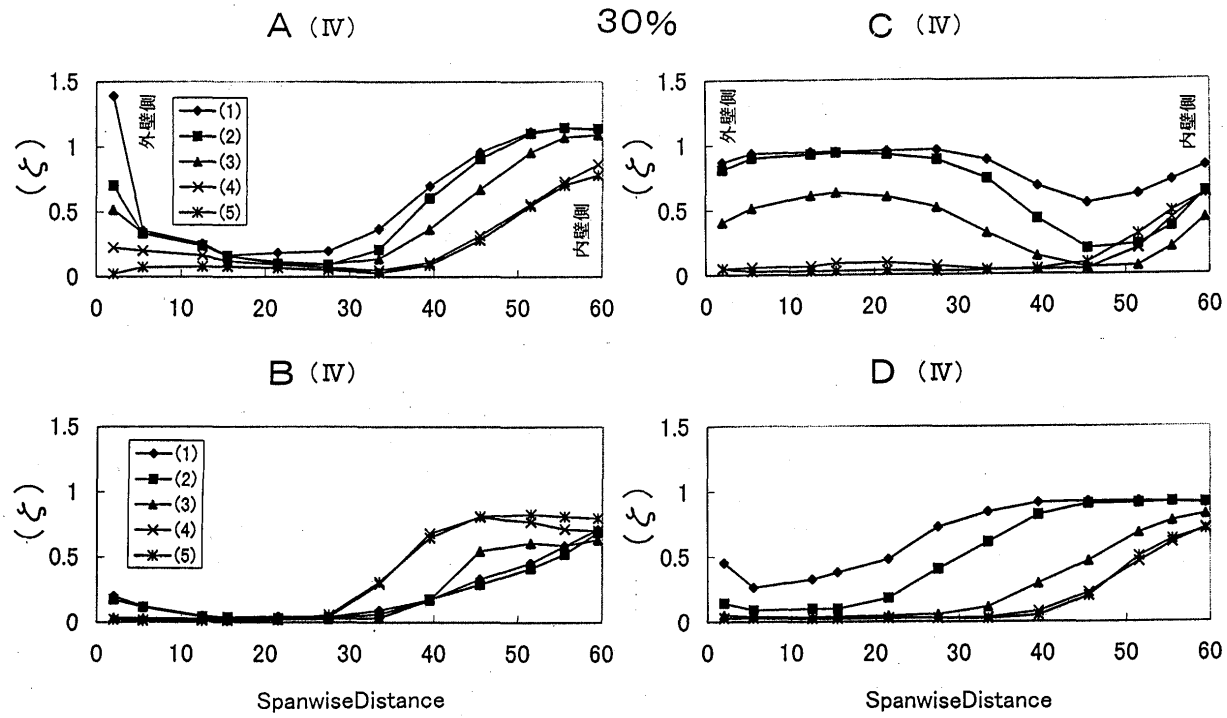


図７．30％における翼弦方向位置（Ⅳ）での全圧損失係数の翼列スパン方向分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

図８．は翼間翼列方向計測位置(２)で、翼弦方向位置Ⅰ、Ⅲ、Ⅳ、Ⅴにおける抽気率が約30%の時の軸流速度の翼列スパン方向分布ある。Ａ、Ｂ，Ｃ，Ｄタイプの各抽気とも、翼弦方向位置Ⅰ(翼前縁)、Ⅱまでは各タイプによる違いが生じていない。各タイプによる違いが明らかになるのは翼弦方向位置Ⅲ(翼弦中央)以降である。Ａタイプの抽気の場合、翼弦方向位置Ⅲは、抽気孔の中央に位置する。そのため抽気孔がある外壁側へ流入する流れが大きいので軸流速度が他の翼弦方向位置に比べて大きい。Ｃタイプの抽気では、抽気の影響が翼弦方向位置Ⅲに、またＡ，Ｄタイプ各抽気では、その影響が翼弦方向位置Ⅳに、それぞれ現れている。Ｂタイプは前述したとおり、他のタイプとは異なり、翼腹側から翼間流路中央付近までその影響をうけている。翼間翼列方向位置(２)では現れていないが、翼弦方向位置Ⅲ、翼間翼列方向位置(３)、(４)、(５)にその影響が現れている。翼弦方向位置Ⅴは翼列後方に位置する。翼間翼列方向位置(２)は翼ウェークの中にある翼間翼列方向位置(１)の隣の計測位置のため各タイプとも、抽気の影響による翼剥離流れとウェークの両方の影響が極端な形で現われている。

図９．は翼間翼列方向計測位置(２)で、翼弦方向位置Ⅰ、Ⅲ、Ⅳ、Ⅴにおける抽気率が約30%の時の翼列スパン方向の流れ角度の分布である。各タイプとも、翼弦方向位置Ⅰ、Ⅲでの、流れ角度分布の形に違いは現れていない。翼弦方向位置Ⅳでは、Ｂタイプの抽気と他の抽気タイプとでは、異なっている。翼弦方向位置Ⅰでは、抽気孔のある外壁側に向かってほぼ翼列スパン方向全域で外壁側への流れが生じている。翼弦方向位置Ⅲ、Ⅳでは、外壁側への流れの他に、内壁側に向かう流れがある。

４．まとめ

翼列に対する抽気孔位置、抽気量等の抽気の諸因子の影響を詳細に調べるため、翼列流入速度50m／s一定の低速の直線翼列による４種類のタイプの抽気実験を行ない、翼間の流れ計測を行なった。その結果次のようなことが明らかになった。

(１)抽気率10%までは、翼列に対する抽気孔の違いによる影響がでなかったが、10%以上の大量抽気を行なった場合、翼間流れに現れることがわかった。Ｃタイプの抽気は翼列前方の翼間中心位置にあるので、10%以上では、翼列に流入する流れを妨げるので最も翼間流れ状態が悪かった。

(２)翼弦方向では、翼弦中央付近から抽気による影響をうけ、また各タイプによって、翼弦位置が移動するがことがわかった。

(３)翼間翼列方向では、Ａ，Ｃ，Ｄタイプは翼背側の流路が抽気による影響をうけ、かつその範囲が異なることがわかった。またＢタイプは翼腹側の流路が抽気による影響をうけ、他の抽気タイプと異なることがわかった。

(１)菅原、他２名、日本機械学会第69期全国大会講演会講演集

(２)菅原、齊藤、日本ガスタービン学会秋季講演会講演論文集

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

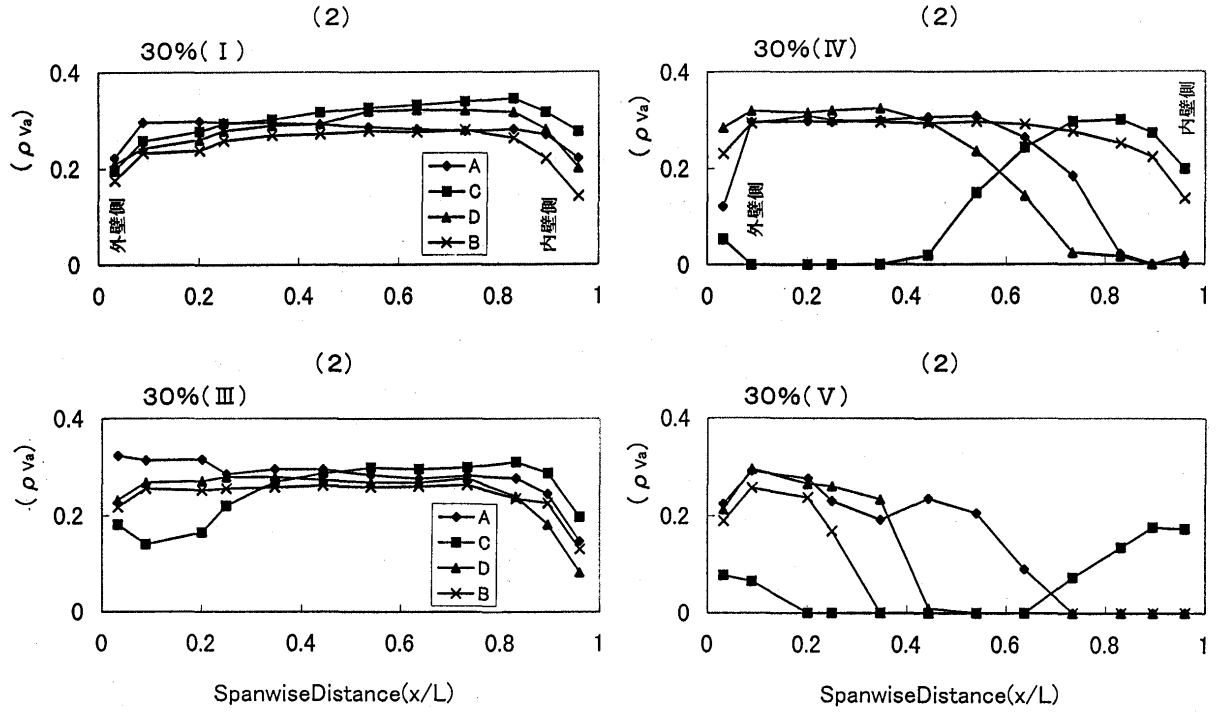


図８．30%、翼間翼列方向位置（２）での軸流速度の翼列スパン方向分布

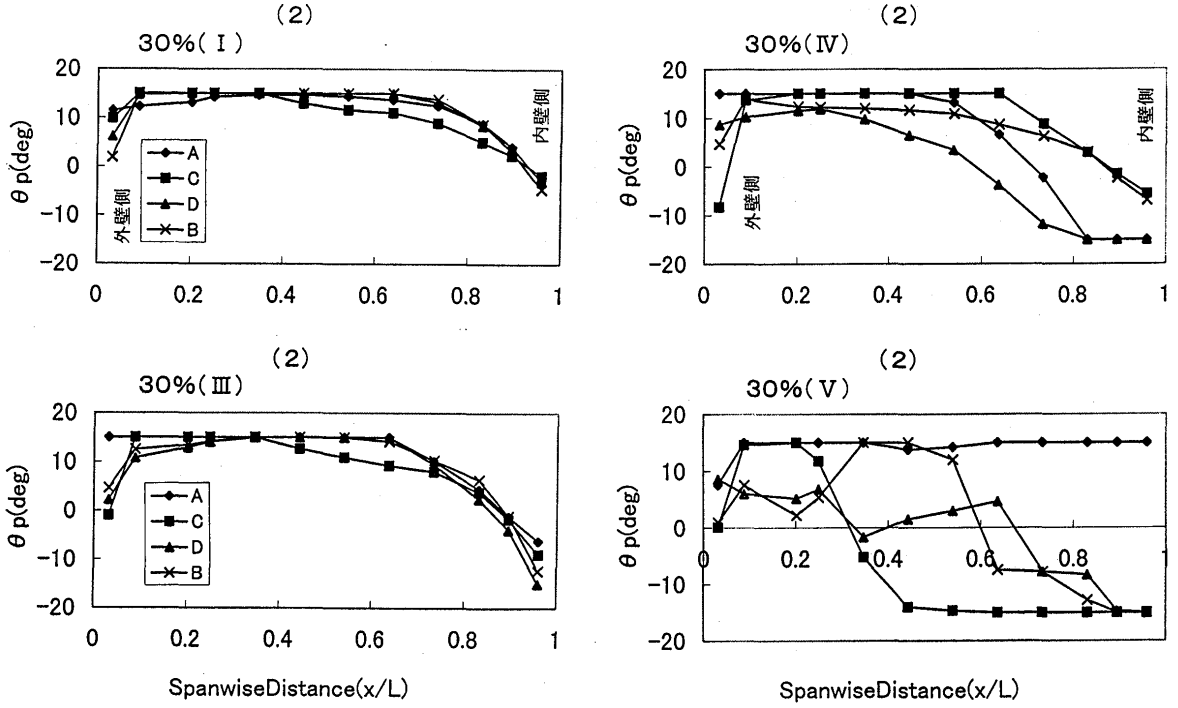


図９．30 %、翼間翼列方向位置（２）での翼列スパン方向の流れ分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B—11

軸流圧縮機用エンドベンド・スイープ翼の開発

井上　雅弘（九大工）　古川　雅人　（九大工）
木上　洋一（佐大理工）九郎丸　元雄（九大工）
＊谷野　忠和（九大工）　前田　誠一郎（九大工）
奥野　研一（東　芝）

1　緒言

ガスタービン用軸流圧縮機の段当たりの高負荷化及び高効率化を目的として，翼端を三次元形状に変化させたいわゆるエンドベンド翼の開発研究が行われ[(1)~(3)]，静翼についてはすでに実機にも採用されている[(4)]．これらのエンドベンド翼では翼の入口角と同時に出口角も変化させるので，段落の圧力－流量特性が従来の渦設計による段落性能と著しく異なり，更に後段とのマッチングの状態も変化し，多段圧縮機全体を根本的に再設計する必要が生じる．著者らは，従来の渦設計により決まる翼出口角を固定し，翼の入口角を翼端境界層に適合させると同時に翼前縁をスイープさせることにより翼端近傍の流れを活性化させるエンドベンド・スイープ翼(以下，ES翼と呼ぶ)を動翼に採用して，多段軸流圧縮機の中間段を模擬する試験装置[(5)]により段落性能試験を行った[(6)]．その結果，設計点近傍の圧力－流量特性は従来の段落性能と変わらないが，動翼の失速開始点はかなり低流量側に延び，しかも設計点の効率も若干(0.7%)上昇することが分かり，その有効性が証明された．しかし，段落性能において最大圧力を示す流量は期待されるほど低流量側に延びず，内部流動測定の結果，その理由が静翼における剥離域の増大にあることが明らかにされた[(6)]．そこで，本報では，静翼についても同様のコンセプトでES翼を設計し，動・静翼を組み合わせた段落性能試験によりその効果を調べた．

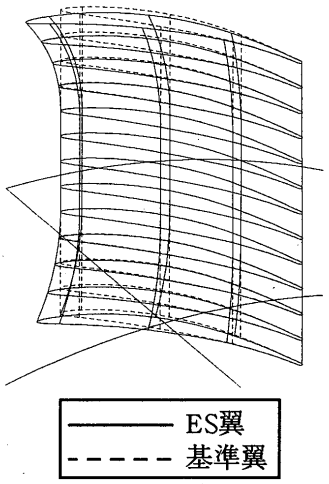


Fig.1 ES静翼

2　翼設計

Fig.1に実際に作成した静翼の形状を図示している．図では，実線で新しく設計したES翼を示し，破線で従来の設計法による基準翼を示している．これら2つの翼をそれぞれについて基準動翼及びES動翼と組み合わせて実験し，その性能の比較及び評価を行った．以下にその設計方法について簡単に述べる．

基準翼

基準翼の設計に当たってはNACA65系統翼を使用し，その設計データをTable1に示す．

Table 1 Blade design details

Rotor						
	radius	β_1	β_2	σ	Clo	γ
Tip	225.00	57.2	45.6	0.850	0.909	48.9
Mid	191.25	48.8	29.0	1.000	1.215	36.2
Hub	157.50	37.4	5.5	1.214	1.618	17.9

Stator						
	radius	α_1	α_2	σ	Clo	γ
Tip	225.00	48.9	29.0	0.779	1.360	35.7
Mid	191.25	48.7	29.0	0.917	1.307	36.2
Hub	157.50	49.8	29.0	1.113	1.278	36.5

エンドベンド・スイープ(ES)翼

ES翼の設計のねらいは，翼列装置の性能に影響を及ぼす壁面(ケーシング，ハブ)での境界層の発達を抑制することにある．つまり，境界層内に存在する低エネルギー流体に主流部の流れを引き込むことにより活性化させる．そのためこの翼には，次の2つの特徴を持たせている．

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

スイープ　　：各半径の翼素断面の重心位置を翼素の積み重ね点と一致させず，両壁面近傍(1/3スパン)での翼積み重ね軸を半径方向に対して翼前縁側に向かって傾斜させ，前縁側にスイープした形状とする．後縁は基準翼と一致させる．

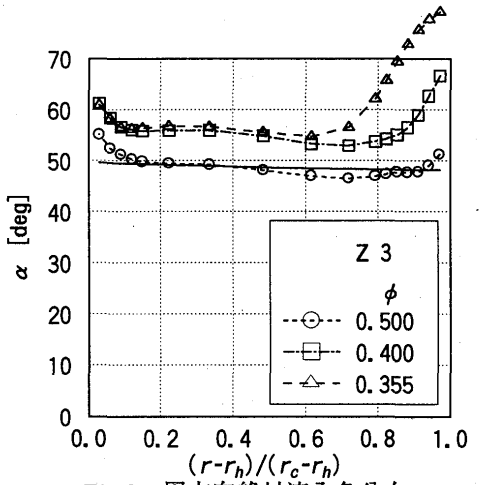


Fig.2　周方向絶対流入角分布
(静翼2前方)

エンドベンド：壁面領域の速度分布に沿うように翼先端のスイープ部を流れ角と翼の反り線の方向が一致するようにベンドさせる．このねらいはスイープの効果を高めるところにある．基準動翼を用いた場合の静翼入口での周方向絶対流入角(α)分布の測定結果(Fig.2，図のϕは測定時の流量係数)を参考にすると，ハブ面は翼に対して旋回し，ねじれ境界層になっている．また，ケーシング面側はねじれないはずの境界層が前方の動翼の影響により，ねじれ境界層に近い分布(特に低流量側)を示しているため，ハブ面とともにねじれ境界層として取り扱いエンドベンドさせた．

ES翼の設計は基準翼をベースにし，上記の補正を加えて行う．エンドベンドさせる際の基準翼の入口角に対する補正量$\Delta\theta$は，便宜的にねじれ境界層の速度分布を軸方向速度については1/7乗則，周方向速度についてはMagersの法則に従うと仮定し，翼先端及び根元での各速度成分を軸流速度分布の排除厚さδ^*での値であるとして求めた．この$\Delta\theta$は1/3スパンにおいて不連続とならないように2次曲線で変化させた．スイープ部の翼弦長は，翼先端の軸方向位置が基準翼の軸方向位置と等しくなる条件で上記の$\Delta\theta$だけ翼先端・根元をベンドさせることで，基準翼の翼弦長に比べ長くなる．これにより，スイープの効果が得られるようにした．スイープ部の反り線については円弧を採用した．

このES翼のもう1つの特徴は，境界層内の流れを考慮して翼形状を変化させる際に，翼の出口条件を変えずに入口条件だけを変化させて行っているところにある．この結果，実際の多段圧縮機において，全段落の翼を交換せずに必要とされる段落(流れ条件が悪い部分)の翼を交換して性能向上を図ることが可能である．

3　実験装置及び方法

Fig.3に多段圧縮機中間段翼列試験装置[5]の試験部概略図を示す．この装置は2段で構成され，入口案内羽根-静翼1で1段目，動翼-静翼2で2段目となり試験部後方には出口案内羽根が取り付けられている．2段目の動翼・静翼2については，基準翼，エンドベンド翼をそれぞれ交換しながら測定を行った．供試羽根車の直径は449mmで，その他の設計パラメータはTable2に示す．動翼入口での設計渦形式は一定旋回角形式を採用した．動・静翼についてはNACA65系統を用い，二次元減速翼列資料に基づき選定した．入口案内羽根はNACA63系統を採用し，動翼出口の流れ条件を模擬できるように設計した．供試翼列の段落性能試験はAMCA210に基づき，全圧測定を試験部前後のよどみチャンバで行い，流量を吐き出しチャンバ出口の流量測定用ノズルによって測定した．流量調整にはこのノズル下流の補助送風機を用いた．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

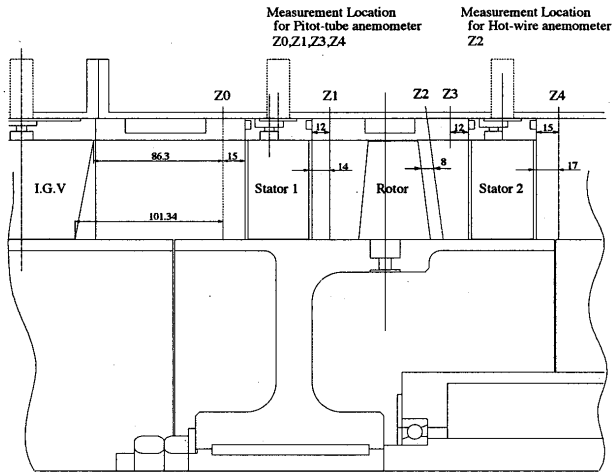


Fig.3　装置試験部

Table2 Compressor design data

Total pressure rise coefficient ψ	0.4335
Flow rate coefficient ϕ (Flow rate Q)	0.50 (103.2m³/min)
Drive shaft speed N	1800 rpm
Hub ratio ν	0.7
Number of Rotor blades	24
Chord length	50.1 mm
Thickness ratio of Rotor	14% (Root) 6 % (Tip)
Number of Stator blades	22
Thickness ratio of Stator	10%
Number of Inlet guide vanes	22
Thickness ratio of IGV	10%
Tip clearance	0.5 mm

段落性能試験は動翼・静翼2を外した状態の流路損失，空転トルクを予め求めておき，全体性能試験の値からこの値を差し引いて動翼・静翼2から成る2段目の段落性能を評価した．

Fig.3のZ0，Z1，Z3，Z4の各断面において5孔ピトー管を用いた内部流動測定を行った．ピトー管はトラバース装置により半径方向及び周方向に移動でき，翼後方の流路断面の圧力，速度ベクトルが測定できる．測定点は静翼1ピッチ分を半径方向に17点，周方向に16点で分割した計272点であり，複雑な流れ場を示す壁面近傍及びウェーク付近は密になるように測定点をとった．内部流動測定は設計流量 ϕ =0.500及び低流量側の ϕ =0.400，0.355で行った．

4　実験結果

供試羽根車の段落性能試験(1800rpm)の結果をFig.4(a～c)に示す．図においてNは基準翼，EはES翼を表し，NEなどの表示により動翼，静翼2の組み合わせを示している．また，横軸は流量係数 ϕ，縦軸に圧力上昇係数 ψ，軸動力係数 λ，効率 η であり，各係数の定義式は次に示す通りである．

$$\phi = (Q/60) \Big/ \left\{ u_t \pi \left(D_t^2 - D_h^2 \right) / 4 \right\} \tag{1}$$

$$\psi = \Delta P \Big/ \left(\rho u_t^2 / 2 \right) \tag{2}$$

$$\lambda = \omega T \Big/ \left\{ \rho u_t^3 \pi \left(D_t^2 - D_h^2 \right) / 8 \right\} \tag{3}$$

$$\eta = \phi \psi / \lambda \tag{4}$$

ここで，Qは流量，u_tは翼先端周速，D_tは動翼先端直径，D_hはハブ直径，⊿Pは動翼-静翼2間の全圧上昇，ω は回転角速度，Tは軸トルクである．

Fig.4(a)には，文献(6)において動翼のエンドベンド・スイープ化の効果を調べた性能曲線を参考までに再録している．動翼をES翼にしても図に示されるように失速点近くを除いて圧力－流量特性は変化しない．データを詳細に見ると設計点において効率は0.7%上昇している．また低流量側においてES翼の効果が顕著に現れている．Fig.4(b)では，基準動翼の場合について静翼を基準翼とES翼を用いた場合の性能曲線を比較している．この結果を見ると，流量係数 ϕ =0.42より低流量側でES翼が有効であることが明確に示され，作動限界を示す圧力－流量特性の右上がりとなる点もES翼の方

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

が低流量側へ移行し，低流量側の特性が改善されている．流量係数ϕ=0.42付近から設計点に及ぶ領域では，わずかではあるがES翼の方が圧力上昇係数及び効率が低い．これは翼設計において翼先端部の入口境界層の見積もりを低流量域の測定結果を加味して行ったためと考えられる．また，Fig.4(c)では，動・静翼をともにES翼にした性能曲線を基準翼同士の性能曲線と比較したプロットを示している．動・静翼をともにES翼を使用することで，それぞれの効果が有効に作用し，設計点より低流量側の圧力－流量特性及び効率が向上していることが確かめられる．後述するような基準翼の静翼で見られた剥離生成もエンドベンド・スイープ化により抑制され，ES動翼の効果が低流量域において性能特性に顕著に現れ，段落の失速を遅らせることができた．

段落性能曲線に現れたES翼の効果の原因を明らかにするため，ピトー管により静翼2後方の流路断面(Fig.3のZ4)の流れ場を詳細に調べた．Fig.5は，静翼1ピッチ分を測定した全圧係数Cpの等高線図を基準翼・ES翼それぞれについて示している．図では理解しやすいように1ピッチ分の測定値を2ピッチに広げて図示しており，縦軸，横軸はそれぞれ半径方向位置，周方向位置を表し，圧力の高低を白黒で表示している．この実験結果で使用した動翼は基準翼であり，流量はそれぞれa，b，cの順にϕ=0.500，0.400，0.355である．まず，設計流量についてみると，基準翼，ES翼による差はほとんど見られず，その積分値は段落性能試験の結果とほぼ等しいことが確認された．次に，流量係数ϕ=0.400以下では，ES翼の効果を明確に見ることができる．基準翼ではケーシング近傍で翼負圧面側の剥離と思われる分布が確認できるが，ES翼ではほとんど現れていない．さらに，ϕ=0.355では基準翼においてその剥離が成長し，かなり大きく現れているのに対して，エンドベンド翼では基準翼のϕ=0.400に相当するほどにしか発達しておらずエンドベンド・スイープの効果が明らかである．このことはスイープの効果によりケーシング側の境界層内に存在する低エネルギー流体が活性化され，剥離の生成及び成長が抑制されたことを示唆している．基準翼においてハブ側での境界層，ウェーク近傍の流れが良好であるのは，ケーシング側の剥離によって流体がハブ側へと流れ込んだためであ

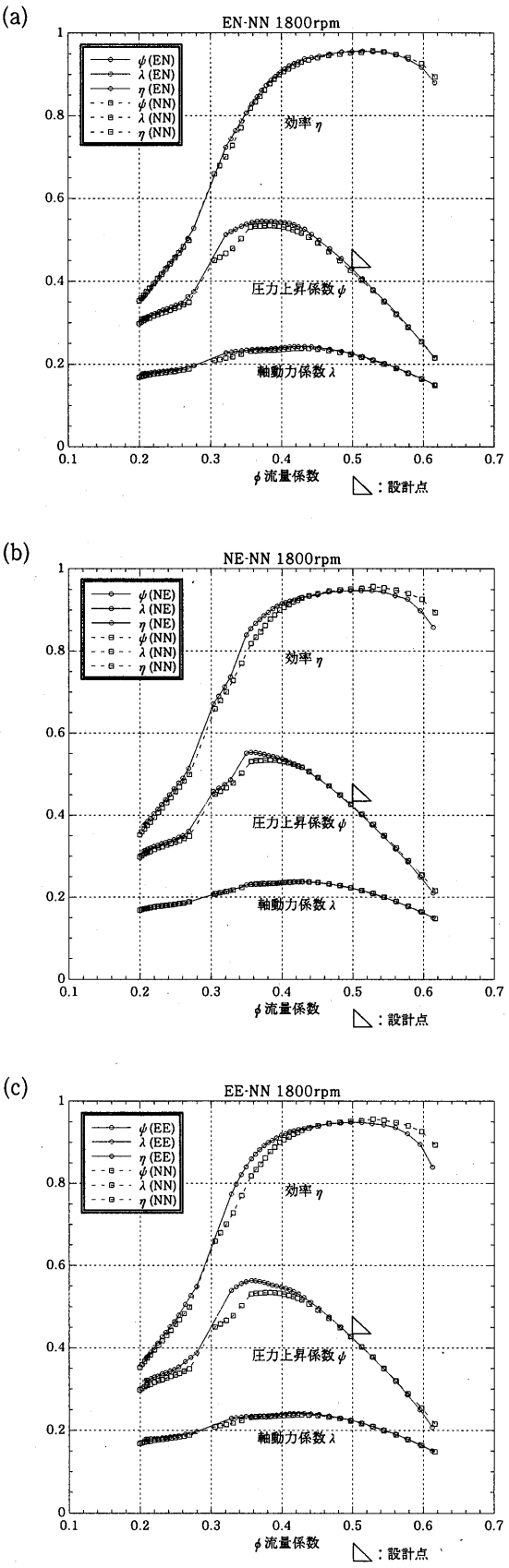


Fig.4　段落性能曲線

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

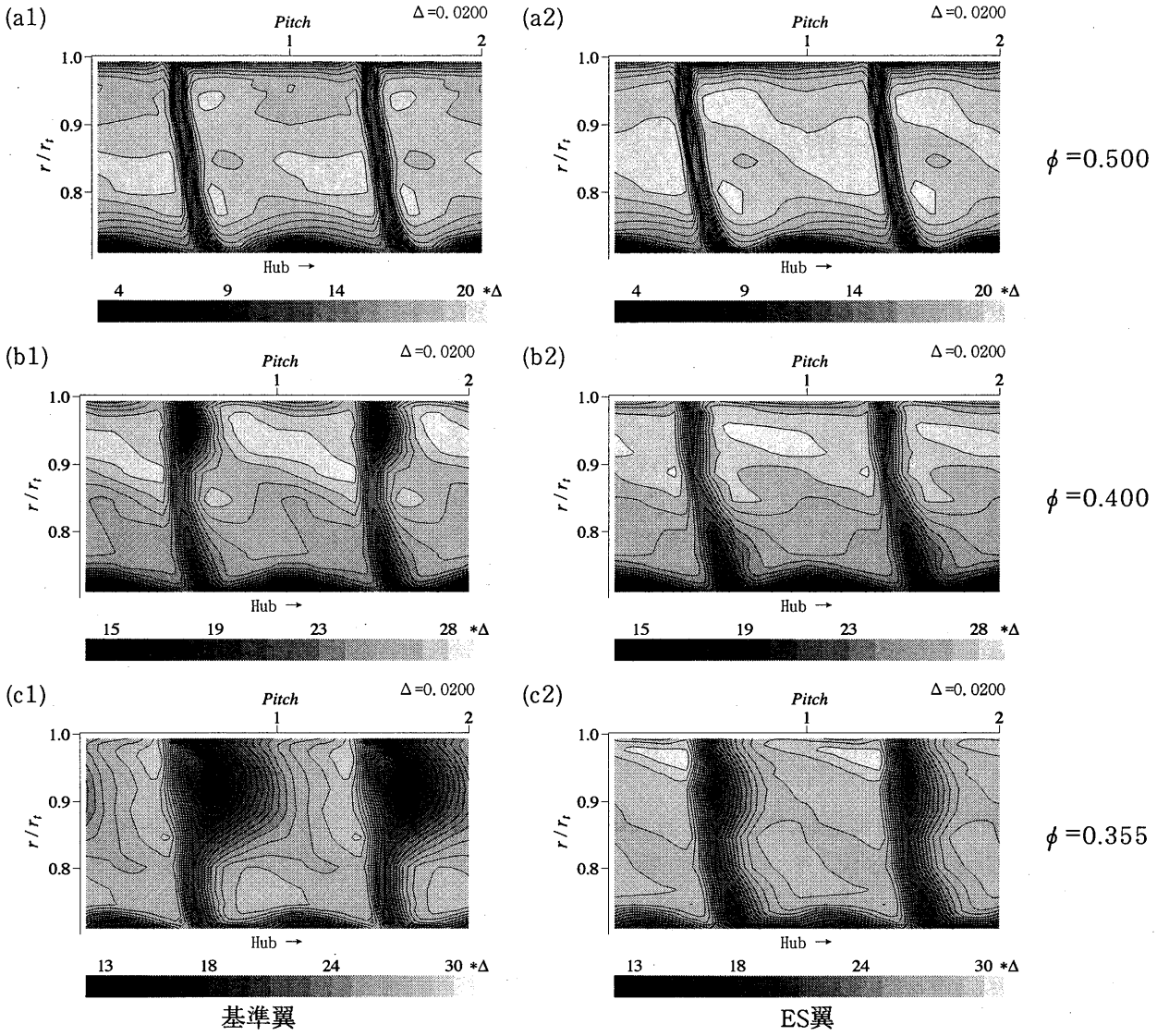


Fig.5　全圧等高線図(静翼2後方)

ると考えられる．また，設計流量近傍でエンドベンド・スイープの効果がほとんど見られなかった理由は，設計流量では基準翼ですでに十分な性能が得られているためと考えられ，更に高負荷の設計に対してはES翼の効果が期待できるものと思われる．

Fig.6は翼先端周速を用いて無次元化した全圧係数Cptを周方向について流量加重平均し各半径方向に分布したものであり，各測定流量についてプロットしている．縦軸は全圧係数，横軸は無次元半径(h：ハブ，c：ケーシング)を表している．プロットの黒丸はES翼，白丸は基準翼を示している．Fig.5の場合と同様，設計流量ではES翼による効果はほとんど確認できない．低流量側(ϕ = 0.400，0.355)ではケーシング側においてFig.5によって確認された剥離による差がはっきりと確認することができる．また，基準翼ではケーシング側の剥離により，ハブ側の流れ場が良くなり，全圧が高くなることも確かめられた．

これらピトー管測定の結果は，段落性能試験で得られた結果と良く対応しており，それが低流量側でのエンドベンド翼による境界層の活性化及び剥離の抑制によるものであることが確かめられ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

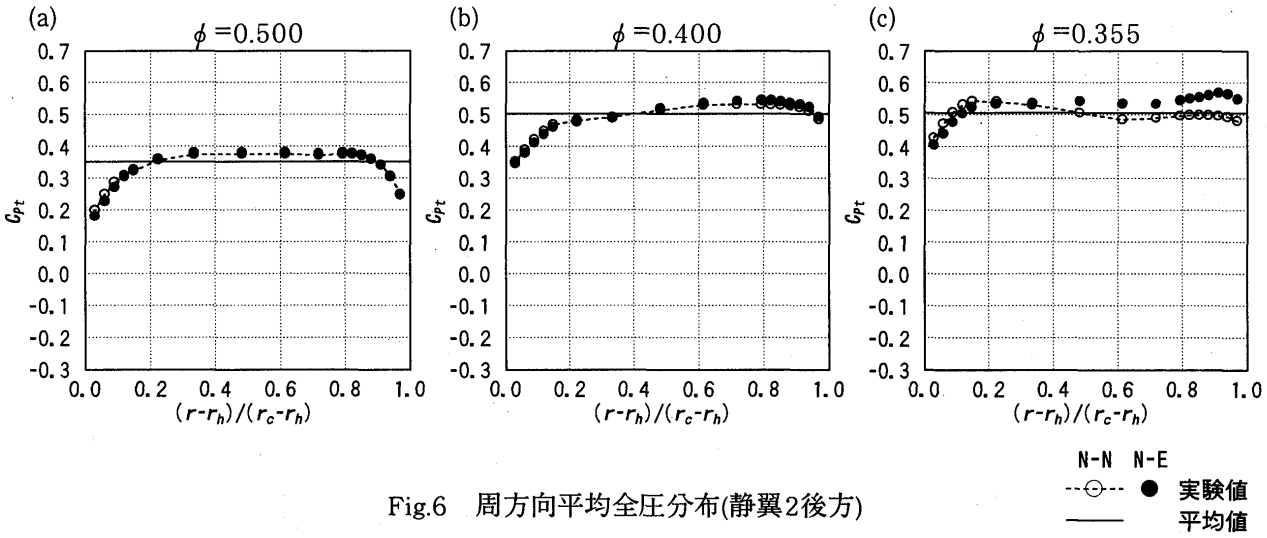


Fig.6 周方向平均全圧分布(静翼2後方)

た．また，段落性能試験で見られた低流量側への有効作動領域の延びもこれらの効果によるものと考えられる．

5 結論

A：段落性能試験の結果から，ES翼を採用することで設計点から失速点における有効作動領域の拡大と，低流量側での効率等の上昇が認められ，この設計法の妥当性が確かめられた．

B：ピトー管による内部流動測定から，ES翼では当初のねらいどおり境界層内の低エネルギー流体の活性化が行われており，それに伴って低流量側で確認された基準翼での剥離が抑制されることが確かめられた．

文献

(1) Wisler, 1985, "Loss Reduction in Axial-Flow Compressors Through Low-Speed Model Testing, "ASME Journal of Turbomachinery, Vol.107, pp 354-363.

(2) Behlke, 1986, "The development of a second Generation of Controlled Diffusion Airfoils for Multistage Compressor, "ASME Journal of Turbomachinery, Vol.108, pp 32-41

(3) Tweedt et al, 1986, "Stator Endwall Leading-Edge Sweep and Hub Shroud Influence on Compressor Performance, "ASME Journal of Turbomachinery, Vol.108, pp 224-232

(4) 井上，1995，「軸流圧縮機翼列内の流動現象と流動モデル」，日本ガスタービン学会誌，Vol.22，No.88，pp.46-53

(5) 井上ほか5名，1996，「多段軸流圧縮機中間段落の段落性能と内部流れに関する研究」，日本機械学会九州支部佐賀地方講演会講演論文集，pp.131-133

(6) Inoue, et al, 1997, "Controlled-Endwall-Flow Blading for Multistage Axial Compressor Rotor, "ASME Paper, No.97-GT-248

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

後縁吹き出し冷却翼の空力損失低減法の基礎研究 C—1

＊ 田熊 康秀（武蔵工大院）
岡村 美智也（武蔵工大院）
荒木 達雄（武蔵工大）

1 まえがき

タービン冷却翼では翼の後縁部は翼外表面の熱伝達率も高く，翼の肉厚が薄く，内部の冷却流路を広く取れないため，金属の温度を低く保つことが難しい。また冷却流路を広くするため翼の肉厚を厚くすると空気力学的な損失が増加する。そのため現在の冷却翼は後縁部には狭いピンフィンを有する通路もしくは細穴の通路を多数平行に配置し，後縁部より冷却媒体を吹き出す構造が用いられている。後縁の肉厚が厚くなっても空気力学的な損失が増加しなければ，後縁部の冷却が容易となる。また，今後冷却媒体を回収してコンバインドサイクルの熱効率を向上させることが必要になってきており，後縁部に多量の冷却媒体を流せて，空力損失が増加しない翼形状の研究が必要になってきている。そこで翼後縁の形状を三次元的にして空気力学的な損失を減らす基礎研究を行った。

2 実験装置および実験方法

2－1 実験装置

2－1－1 低速風洞

実験装置には Fig2-1 の低速風洞を用いた。実際の流れはタービン翼のように物体が移動し流れも複雑であるため，実物を使って測定することが難しい。このため，相似モデルを用いて相対速度の場で測定を行い，実物の性能を予め明らかにしようとするためで，風洞は整流された流れを作り出すことが目的である。本研究に使用する低速風洞の性能はインバーター制御によりノズル出口流速は，最大２４ m/s まで周波数にほぼ比例して変化させることが出来る。また，一般的によい整流の条件とされる，乱れ度０．２%～０．３%，風向角±０．２５deg.の条件を満たす範囲はノズル出口中央（１００mm×１００mm）であることが確認済みである。

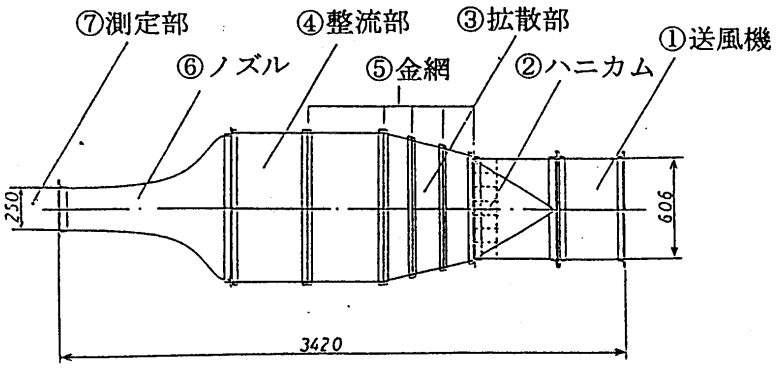


Fig.2-1 風洞全体図

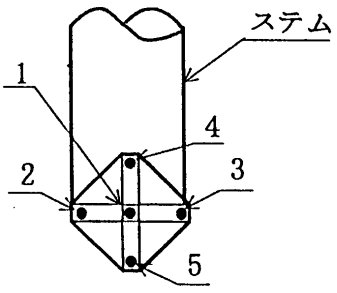


Fig.2-2 五孔ピトー管概略図

2－1－2 五孔ピトー管

三次元流れの測定には，Fig2-2 の五孔ピトー管をを用いた。プローブによる差圧は流れの傾斜角と依存関係があり，Prandtl ピトー管において風向とずれがある場合，静圧の誤差が大きくなるのはこ

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

のためである。但し、五孔ピトー管はプローブに斜めの切り口を持っているため，Prandtl ピトー管よりも指向性が強い。ピッチ角（α）は圧力孔２と３の圧力が等しくなるようにプローブを回転させることで風向を測定することが出来る（零位法)。ヨー角（β）は圧力孔４と５の圧力差から校正実験によって得られたデータを参照し求めることが出来る。α角，β角の二つから３次元的に風向を求めることが出来る。

２－１－３　試験翼

本実験では得に平行直管冷却孔群を持つ冷却翼について，Fig. 2-3 に示すような，二種類の試験翼を用いた。（A）は一般に用いられている冷却翼の後縁部モデル，（B）は冷却孔のある部分の翼後縁の表面を円筒状に膨らませ，他の部分は通常の翼形状にとし，縦渦を発生させる構造を有した新形状を考案した。また，全圧損失は正面投影面積又は後縁面積で変化するため，一般形状翼と新形状翼の冷却孔の１ピッチ間の面積を等しくし，また翼表面の境界層厚さの影響を考慮して翼弦長を等しくした。

以上のように条件を等しくし，後縁形状の変化による全圧損失の影響を調べた。また、実際の空冷タービン翼は後縁から冷却空気を吹き出しており，これを再現するために風洞ノズル出口の翼本体側面から２次空気を取り入れ，翼後縁部から吹き出させる。このため，試験翼内部に屈曲流路を設けた。比較の条件誤差を考慮して，翼本体および，内部の屈曲流路を同一とするため，後縁形状部分のみを交換できる脱着方式を採用した。

２－１－4　試験翼後縁部面積

本研究では翼の後縁形状による空力性能を比較するため，全圧損失に影響を与える正面投影面積および後縁面積を等しくして翼後縁部分を設計しなければならない。一般に翼後縁は面取り加工を施してあり，面積を一致させるのは困難である。したがって，翼の後縁面と上下面とを面取りせず，後縁面積を一致させた。

一般的に冷却翼の冷却孔はスリット幅比（翼の後縁厚さに対するスリットの高さ）を約３分の１とし，また，冷却孔のピッチ（１ピッチは冷却空気吹き出し孔の中心間距離の範囲）を狭くするにしたがって冷却性能が向上する。今回の実験では円柱部分のピッチは冷却孔径の約２倍の大きさ，また従来翼のスロット幅比を３分の１とし，ピッチ単位の翼後縁面積および２次空気吹き出し面積が等しくなるように，冷却孔のピッチを１６．５ｍｍ，冷却孔間の翼端厚を４ｍｍ，冷却孔径を８ｍｍとした。また，試験翼の翼厚は２０ｍｍである。２次空気の速度及び流量を等しくするため，新形状の吹き出し孔が，流路高さ（１０ｍｍ）より大きくなる。そのため，開き角約６度の傾きで拡大した吹き出し孔を作成した。寸法図を Fig.2-4 に示す。

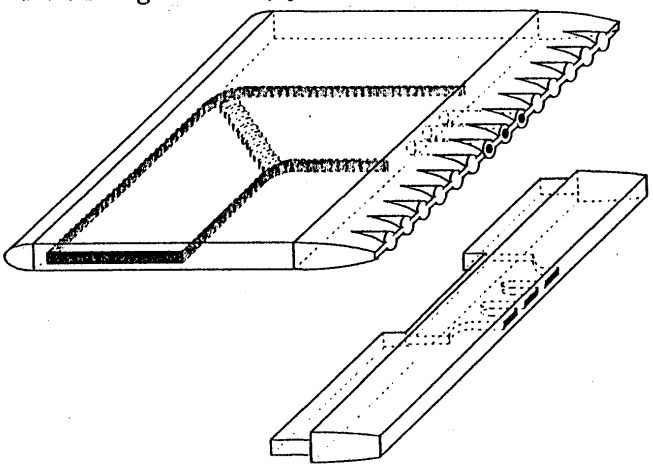


Fig.2-3　試験翼全体

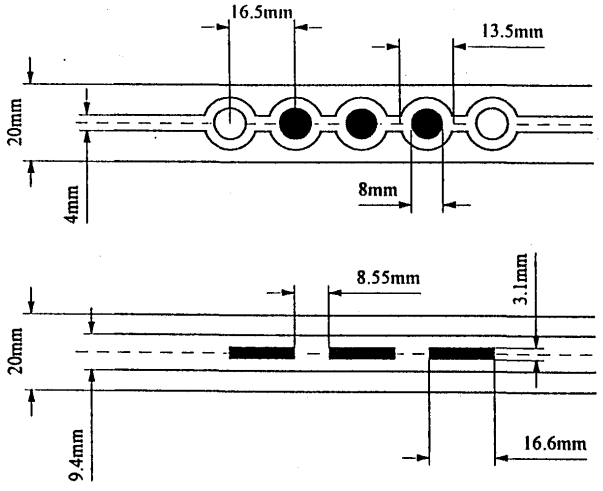


Fig.2-4　試験翼後縁部寸法図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

２－２　タービン翼後縁形状の比較実験

２－２－１　２次空気を吹き出さないときの比較実験

計測位置において，翼後縁から近すぎると後流の乱れが大きくピトー管での計測データ値に信頼性が欠け，また，遠すぎると一様流速となってしまうため，比較には適さないという理由から，適度な距離として，軸流方向（Z）＝６０，８０，１００，１２０，１４０，１６０（mm）とした。

また，翼の測定範囲は Fig.2-5 に示す通りで，従来形状翼・新形状翼それぞれ水平方向（X）は翼の１ピッチの長さ（新形状は１６mm，従来形状は２５mm）とした。また，垂直方向（Y）の範囲を結果の解析に影響のない６０mmとした。

以上の範囲内を１次空気の流速を２１．０m／sとし，１．０mm間隔で各圧力データを取得し，翼後流の全圧（Ｐｔ）およびヨー角（β）とピッチ角（α）の特性を調べることにより，翼周りのベクトル解析および圧力欠損を算出し，翼後縁形状における空気力学的な特性を比較した。また，翼後縁の圧力分布より，後流の広がりを推定し比較した。

２－２－２　２次空気を吹き出したときの比較実験

一般的に冷却タービン翼はスロット幅／翼後縁厚さ（スロット幅比）ｆ＝ｓ／ｂが，０．３～０．５であるのに対し，本実験はｆ＝ｓ／ｂを０．３３とした。

主流に２次空気を吹き出すことによって混合損失が生じるが，これは吹き出し速度（２次空気速度）と主流速度との比に深く関係している。そこで，吹き出し速度比／主流速度（吹き出し速度比）μ＝Ｖｃ／Ｖｍは，１．０，１．５，２．０として実験を行った。

翼の測定範囲は Fig.2-5 に示す通り２次空気を吹き出してないときと同じである。

測定範囲を１次空気の流速を２１．０m／ｓ，２次空気の流速を２１．０m／ｓ（吹き出し速度比１．０），３１．５m／ｓ（吹き出し速度比１．５），４２．０m／ｓ（吹き出し速度比２．０）の３パターンとし，１．０mm間隔で各圧力データを取得し，翼後流の全圧（Ｐｔ）の特性を調べた。

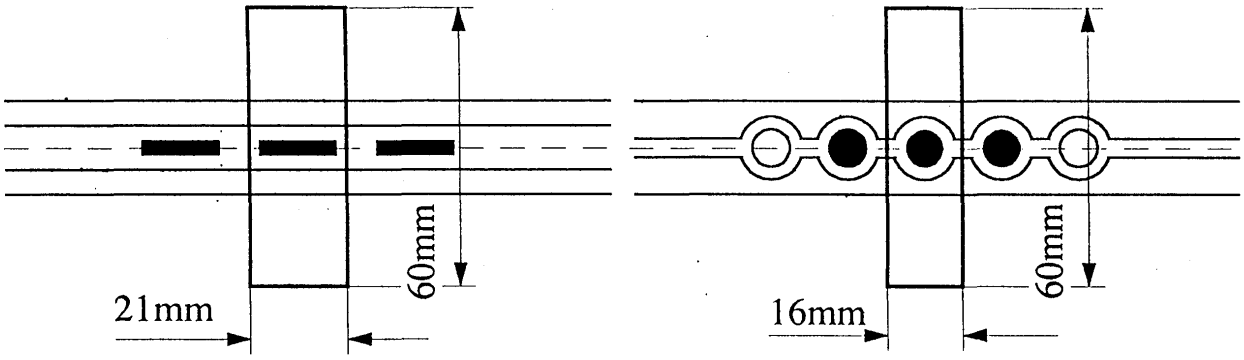


Fig.2-5　試験翼の測定位置および範囲（左：従来形状翼、右：新形状翼）

２－３　タービン翼後縁形状比較実験結果の解析方法

２－３－１　圧力欠損の比較（２次空気吹き出しなし）

本研究では，試験翼の後流における全圧の圧力欠損に注目し，２次空気吹き出しなしのときの結果を以下の方法によってまとめた。

$$D_{1ij}=\frac{P_{01}-P_{02ij}}{P_{01}}=1-\frac{P_{02ij}}{P_{01}} \qquad S_{D1j}=\sum_{i=0}^{l} D_{1ij} \qquad T_{D1}=\left(\sum_{j=0}^{h} S_{D1j}\cdot\Delta x\cdot\Delta y\right)\Big/ h\cdot l$$

ここで、

D_{1ij}：各測定地点での圧力欠損率　P_{01}：主流の全圧　P_{02ij}：各測定地点での後流の全圧

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

S_{D1j}：垂直方向の圧力欠損率の合計　l：垂直方向の測定範囲距離

h：水平方向の測定範囲距離　T_{D1}：圧力欠損数

Δx：水平方向の測定点間距離　Δy：垂直方向の測定点間距離

とする。

2－3－2　圧力欠損の比較（2次空気吹き出しあり）

2次空気吹き出しありのときの結果を以下の方法でまとめた。

$$D_{2ij} = \frac{P_{01} - P_{02ij}}{P_{01}} = 1 - \frac{P_{02ij}}{P_{01}}$$ ただし、ここで $D_{2ij} \geqq 0$ とする。

$$S_{D2j} = \sum_{i=0}^{l} D_{2ij} \qquad T_{D2} = \left(\sum_{j=0}^{h} S_{D2j} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \right) \Big/ h \cdot l$$

ここで、

D_{2ij}：各測定地点での圧力欠損率　P_{01}：主流の全圧

P_{02ij}：各測定地点での後流の全圧　S_{D2j}：垂直方向の圧力欠損率の合計

l：垂直方向の測定範囲距離　h：水平方向の測定範囲距離　T_{D2}：圧力欠損数

Δx：水平方向の測定点間距離　Δy：垂直方向の測定点間距離

とする。

2－3－3　後流幅の広がりの解析

翼後流の圧力欠損には，後流幅の広がりが深く関係してくる。そこで，後流幅に関して解析を行った。これは，圧力分布のグラフを利用して，垂直方向における主流の全圧より欠損の起きている始まりの点から終わりの点までの距離を計り，それぞれの測定条件における後流幅とした。

3　実験結果

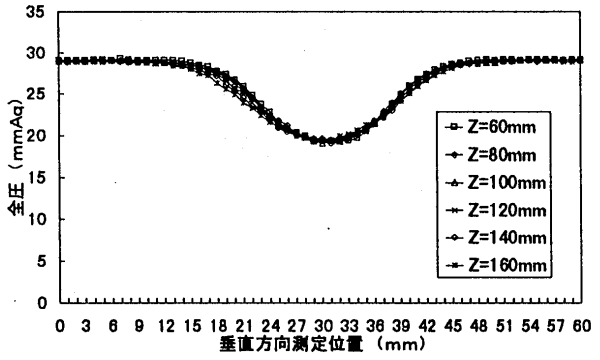


Fig.3-1　従来形状翼の全圧分布

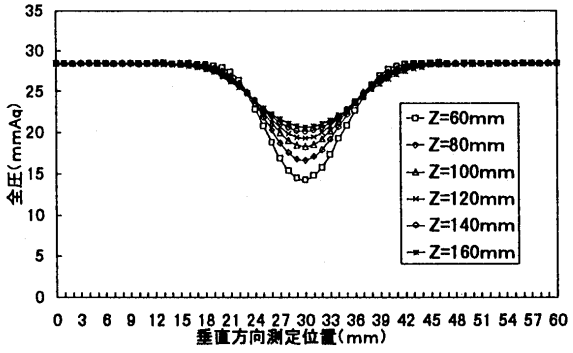


Fig.3-2　新形状翼の全圧分布

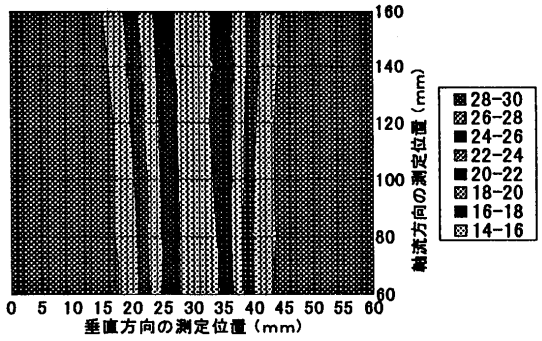


Fig.3-3　従来形状翼側面からの等圧分布

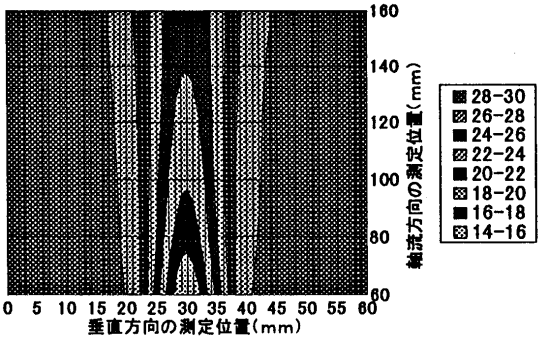


Fig.3-4　新形状翼側面からの等圧分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

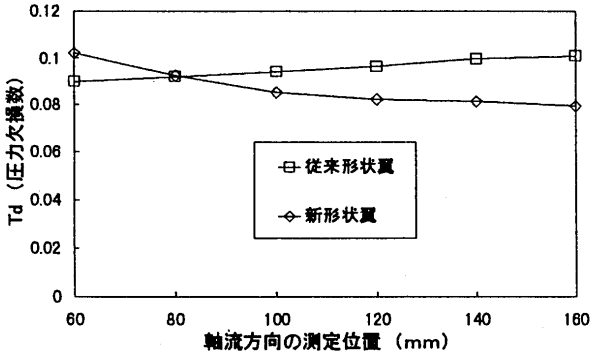


Fig.3-5　圧力欠損数比較

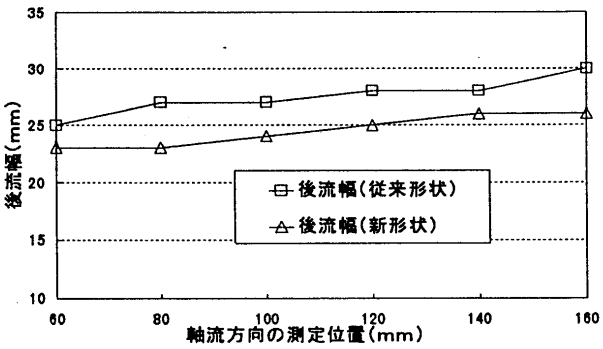


Fig.3-6　軸流方向の後流幅比較

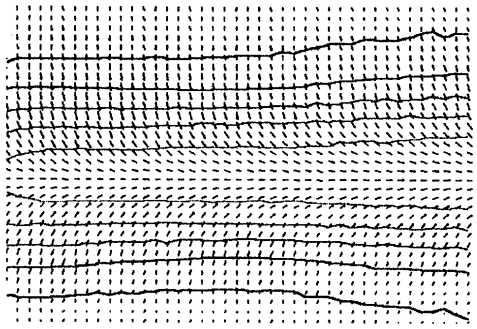


Fig.3-7　従来形状翼後流の等圧・ベクトル図

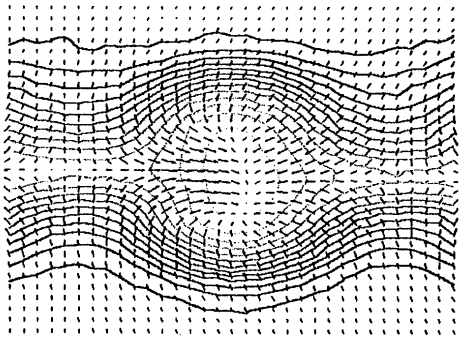


Fig.3-8　新形状翼後流の等圧・ベクトル図

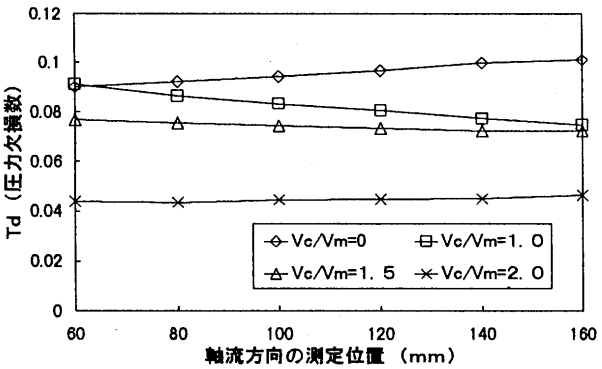


Fig.3-9　2次空気吹き出し各速度比における
圧力欠損数（従来形状翼）

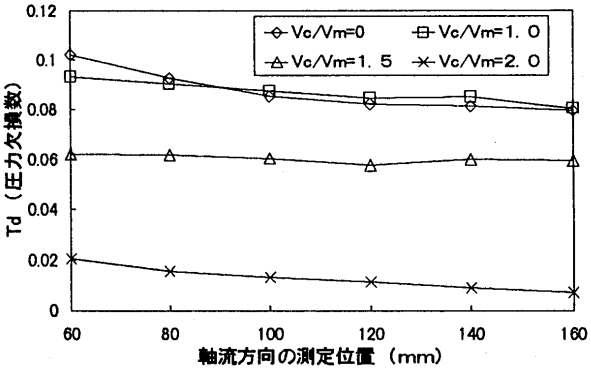


Fig.3-10　2次空気吹き出し各速度比における
圧力欠損数（新形状翼）

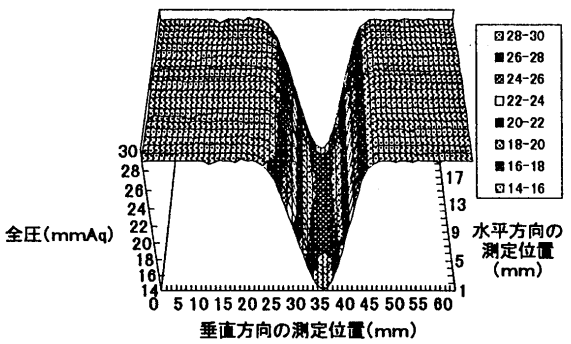


Fig.3-11　2次空気吹き出し時の全圧等圧分布
（従来形状翼　Z=60mm　V_c/V_m=1.5）

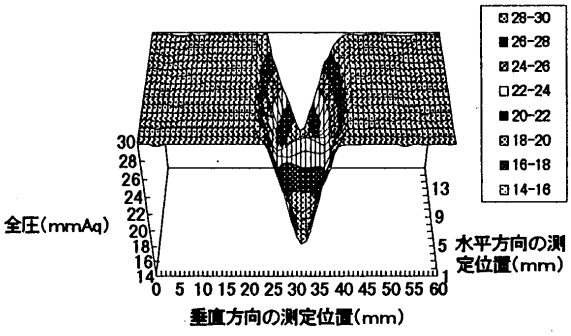


Fig.3-12　2次空気吹き出し時の全圧等圧分布
（新形状翼　Z=60mm　V_c/V_m=1.5）

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4　考察

まず，2 次空気を吹き出さずに後縁形状のみを比較した場合，Fig.3-5 より軸流方向各測定面での全圧欠損率は約８０mm 以降で新形状の効果が現れ、従来形状よりも低い値になった。Fig.3-1、Fig.3-2 の全圧分布より，８０mm より上流では新形状の円筒部分の厚みによる影響により全圧の低い部分が見られるものの，全圧の最低値が軸流方向で変化しない従来形状に比べ，新形状では全圧の最低値の回復が１６０mm まで見られ，また，流れを側面から見た状態の等圧分布となる Fig.3-3、Fig.3-4 では，従来形状では１６０mm まで全圧１８～２０mmAq の部分があるのに対して，新形状では１４０mm 手前で抑えられているのが確認できる。　また，Fig.3-6 での後流幅の比較を見ても後流の幅，つまり全圧の欠損する範囲の広がりが抑えられている。以上のような新形状の効果は，Fig.3-7 および Fig.3-8 の全圧等圧・ベクトル図で見られるように，従来形状の２次元的な等圧分布に対して，新形状は円筒部分を中心とした３次元的な等圧分布により，円筒周囲の４個所から軸流方向への縦渦の発生が見られ，この縦渦により上記の結果を生んだと思われる。

次に２次空気を吹き出した場合を，Fig.3-9、Fig.3-10 に形状ごとに各速度比で表わした。速度比１．５および２．０では，新形状の効果が現れているが，新形状の速度比１．０では従来形状の速度比１．０よりも高いだけでなく，新形状の吹き出し無しの場合よりも欠損率が高くなった。Fig.3-11、Fig.3-12 は速度比１．５のときの全圧等圧分布を３次元に現したものである。速度比が１．０以上であるにもかかわらず，主流と２次空気の全圧は同じ値を示していない。これは，速度の異なる流れが混合するときに起こる混合損失のためでもあるが，この実験ではモデル試験翼の後縁部は吹き出し孔と翼表面との間に厚みがあり，その部分への２次空気の巻き込みによる損失も考慮に入れる必要がある。新形状の速度比１．０では２次空気の吹き出す圧力が低いため上記の巻き込みが大きく，また巻き込む範囲も従来形状とは異なり円筒周囲に３次元的に複雑な流れが起こり，より混合損失が高まったため今回の結果のようになったものと思われる。

5　まとめ

本研究により，空冷タービン翼の冷却孔部分の翼後縁表面を円筒状に膨らませ，他の部分は通常の翼形状にすることによって，圧力差から縦渦を発生させ，その効果により後流幅の広がりおよび圧力欠損を低減させることができ，また２次空気を吹き出した場合のにおいても，適切な速度比を採ることにより，損失を低減させることができた。

よって，従来形状翼と同等の空力損失の新形状翼を使用することにより，タービン翼の冷却流量を増加させることが出来ることが分かった。

参考文献

1）T.Schoberi;　" Optimum Trailing Edge Ejection for CooledGas Turbine Blades"

2）S.Goldstein　edit ; " Modern Developments in Fluid Dynamics"

3）川池和彦ほか ; " 日本ガスタービン学会誌 20-80　1993"

4）日本機械学会 ; " 流体計測法"　　5）富田幸雄 ; " 水力学-流れ現象の基礎と構造-", 実教出版

6）小川　明 ; " 渦学", 海山堂　　7）野村安正 ; " 噴流", 森北出版

8）遠藤　浩 ; " 風洞概論", (1977-2) ; " 同（続編)", (1985-10)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ガスタービン静翼の個別膜噴き出し翼列圧損特性

C—2

＊ 大友文雄、　中田裕二、　久保　良、　須賀威夫　（東芝）

1．まえがき

国プロWE-NETで1700℃を超える高温過熱水蒸気雰囲気に晒されるタービン翼の開発を進めている。本翼は従来の化石燃料の燃焼ガス中で作動する翼に比べ、熱物性の違いから 2〜3 倍の熱流束が生じる。これが翼メタル部の熱通過率を大きくし、高い熱応力が発生する。システムのサイクル熱効率向上の観点からは翼を内部対流冷却だけで冷却すればよいが、上述の高熱応力発生を抑制することはできない。翼の冷却設計では翼メタル温度の許容値内に設定するだけでなく、熱応力低減対策が特に重要であり、本冷却設計ではサイクル熱効率低下を招かない程度の必要最小限の冷却蒸気噴き出しによる蒸気膜冷却とＴＢＣ（遮熱コーティング）の採用による、膜＋対流冷却併用のハイブリッド冷却構造を検討している。膜冷却は高い冷却性能が得られる反面、燃焼ガス中への膜噴流流出のため、空力損失が増加する。今回、膜噴き出しによる翼列圧損特性を得るため、大型低速風洞に拡大２次元モデル翼列を組み込み、実機に近いレイノルズ数条件で空力損失計測を実施し、翼プロファイル損失、後縁噴き出しを含む翼面個別膜噴き出しに関して知見を得たので報告する。

2．試験装置、試験方法

1700℃級 WE-NET 水素燃焼ガスタービンの第１段静翼に適用予定の膜噴き出し翼に関し、膜噴き出し翼列圧損試験を低速風洞で実施した。高温水蒸気雰囲気の実機条件では、精度良い翼列圧損試験は困難であるから、本試験では常温空気による大型低速風洞を用い、実機レイノルズ数に近い条件を得るため、拡大２次元膜噴き出しモデルを本風洞に組み込んで実施した。表１に実機と試験条件との比較を示す。尚、本試験は静止場での試験であり、浮力の効果は無視できるので、噴き出し膜温度は30℃程度の常温とした（主流との温度比は概ね１）。また、風洞主流乱れ度は約1.3%である。

表１　実機条件との比較

項目	実機翼	試験翼
翼コード長，m	0.141	0.351
翼間数	38	6
噴き出し流量比*	2.84 %	0〜7 %
レイノルズ数 x10^6	6.5	～ 1.8
マッハ数	0.69	～ 0.2

＊流量比：主流流量に対する比率

図１、２、３に試験装置外観と２次元モデル翼列および膜噴き出しモデル翼を示す。本装置は、開放エッフェル型ブロウダウン方式風洞であり、主な仕様は下記のとおりである。

送風機仕様

型式：遠心式ターボファンＰＦＤ型
静圧：　11.8　[kPa]
風量：　1000　[Nm3/min.]
動力：　290　[kW](3 相 400V)

翼列圧損試験装置は、本風洞出口の３次元絞りダクトを介して設置され、膜噴き出し流



図１　大型低速風洞外観

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

量比（膜噴き出し流量と主流空気流量との質量流量比）を主試験パラメータとして、翼列前後の圧力損失を計測した。翼列入口主流流速、圧力、温度は試作した全圧管、静圧管、全温管（K型熱電対）を挿入し、デジタルマノメータ（DM型）で、また、膜噴き出しの空気供給は別置きの高圧ルーツブロワで行い、流量は渦式流量計（VF型）で測定した。主流流速は送風機の回転数をインバータ制御することにより、また膜噴き出し空気流量は、空気供給配管途中に設けた手動バルブにて調節した。

翼列全圧損失把握は翼列性能を知る上で最も重要な項目のひとつである。特に、膜冷却を採用する場合、噴き出し膜と主流ガスとの混合による流体損失が発生する。本研究では、後縁噴き出しを含む翼面膜噴き出しによる全圧損失の変化を3孔ピトー管により計測した。本試験では翼列出口レイノルズ数を実機条件に近い $Re=1.8\times10^6$（代表寸法は翼コード長）まで試験でき、噴き出し流量比を主流の0～7%の範囲で変化させたさせたとき（設計流量比2.84%での流量配分：前縁0.65%，後縁0.92%，背側0.64%，腹側①0.32%，腹側②0.31%）の多列膜噴き出し翼列全圧損失特性と、流量比0～2.5

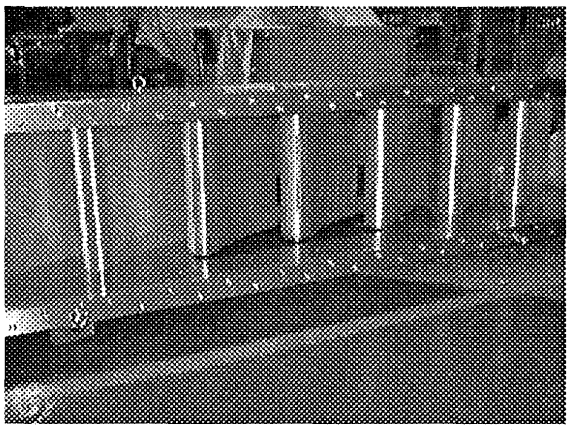


図2　2次元直線モデル翼列

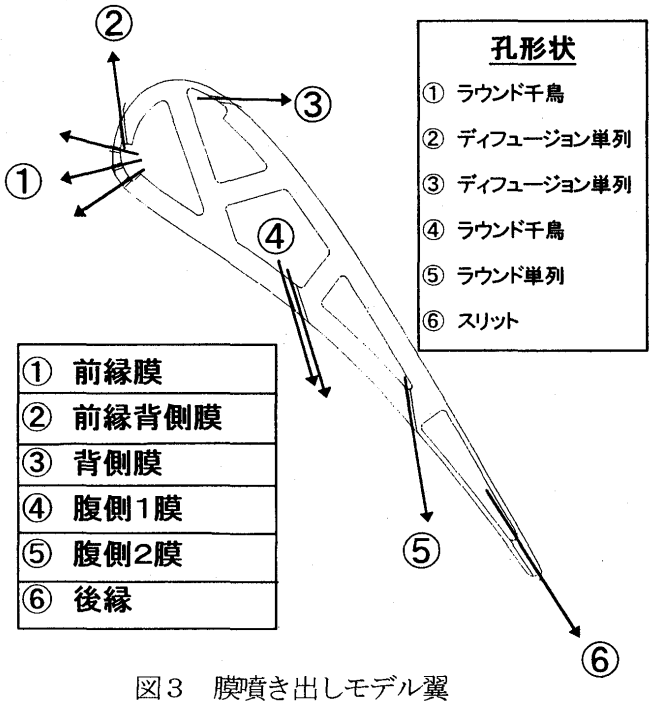


図3　膜噴き出しモデル翼

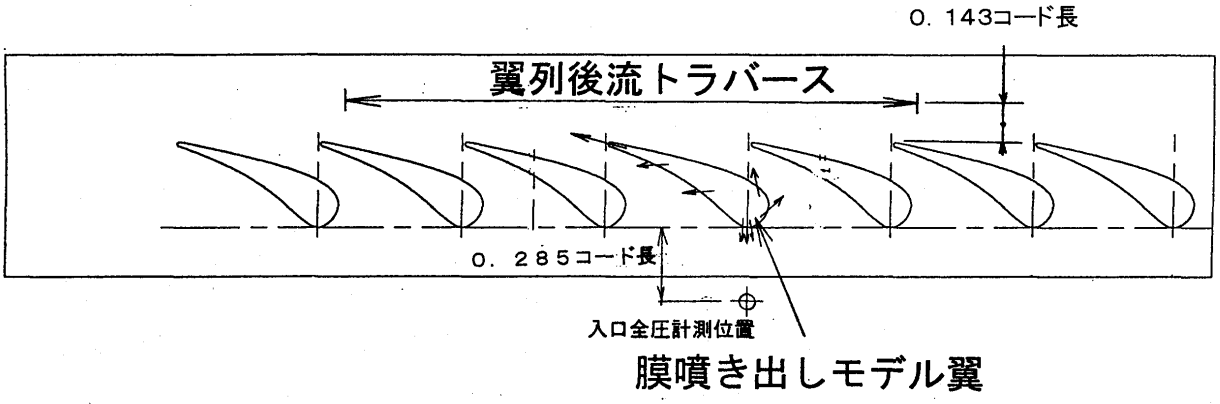


図4　翼列周り圧力計測位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

%の範囲で変化させたときの個別膜噴き出し（前縁シャワーヘッド３列、背側２列、腹側２列、後縁噴き出し）翼列全圧損失特性を調べた。全圧損失は上述の３孔ピトー管を翼後縁から軸方向無次元長さ（x/翼コード長）0.143 離れた位置で、翼高さ方向中央部の１ピッチ分をトラバースして全圧計測を実施した。また、後流ウエーク部の全圧計測では測定誤差が生じないようにヨーメータの差圧を常にゼロになるように自動制御（回転制御）して求めた。図４に全圧損失計測位置関係を示す。膜噴き出しによる翼列前後の全圧損失係数は計測した圧力値から次式（1）で定義して求めた。

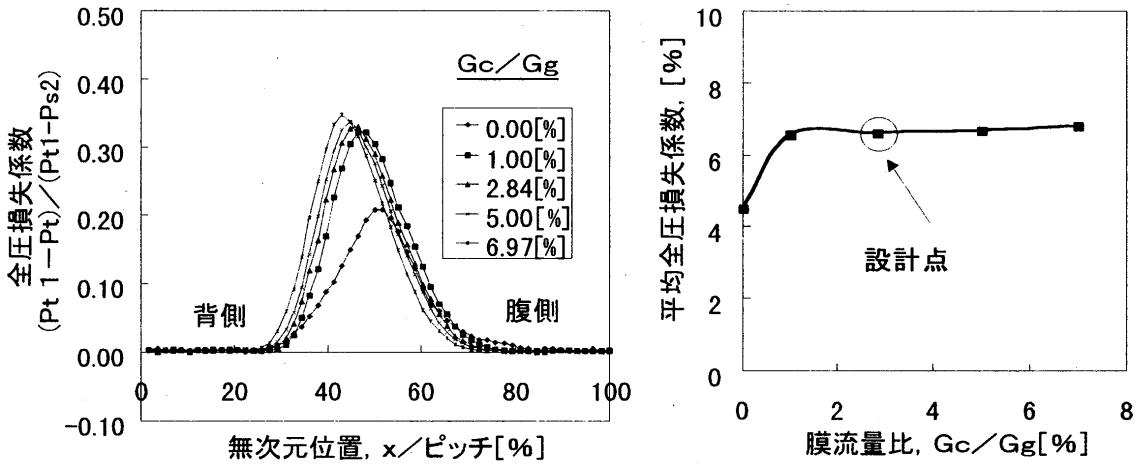
全圧損失係数＝ (Pt1-Pt2) / (Pt1-Ps2)　　------　(1)

Pt1:翼列入口全圧、Pt2:翼列出口全圧、Ps2:翼列出口静圧

３．試験結果

試験は主流条件一定（$Re=1.33\times10^6$）で、空気膜噴き出し流量をパラメータとして実施した。

図５に膜噴き出し流量を主流流量の０～７%の範囲で変化させたときの、１ピッチ分膜噴き出し翼列全圧損失分布（左図：横軸無次元ピッチ位置、縦軸全圧損失係数）と平均全圧損失特性（右図：横軸膜噴き出し流量比、縦軸１ピッチ分平均全圧損失係数）結果を示す。図から、膜噴き出しなしの翼プロファイル損失（平均全圧損失係数）は 4.4%、多列膜噴き出しの平均全圧損失係数は、噴き出し流量比（主流質量流量に対する比率）1%以上ではほぼ一定で、設計点膜噴き出し流量比（2.84%）で約6.6［%］（翼プロファイル損失含む）であり、従来の膜噴き出しを伴う翼列圧損と同程度[1]であることを確認した。また、膜噴き出しによる膜噴流ウエークは背側方向に拡散していることから、翼列出口流出角を若干変化させていると考えられる。図６に膜噴き出しなしと設計膜噴き出し（主流の 2.8［%］）を行ったときとの流出角変化の様子を示す。図の横軸は無次元ピッチ位置を、横軸は設計膜噴き出し流出角と膜吹き出しなし流出角の差を示す。図から、予測どおり、膜噴き出しを行うことにより、膜噴流を含む翼列後流ウエーク領域では最大 3° 程度流出角が背側方向へシフトすることを確認した。但し、後流の約 70%の領域に当たるウエーク外領域では、流出角変化はみられない。１ピッチ分の平均流出角変化は 0.27° である。



レイノルズ数：$Re=1.33\times10^6$　　トラバース位置：１．１４３コード長

図５　多列膜噴き出し翼列圧損特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

翼面局所からの個別膜噴き出しによる翼列全圧損失特性を図7に示す。図は前縁3列シャワーヘッド＋前縁背側の膜噴き出し（前縁膜噴き出し）、後縁噴き出し、背側膜噴き出し、腹側①膜噴き出し、腹側②膜噴き出しの5個所からの個別空気噴き出し（噴き出し位置は図3参照）による全圧損失特性であり、噴き出し流量を0～2.5%の範囲で変化させたときの、1ピッチ分膜噴き出し翼列全圧損失分布（左図：横軸無次元ピッチ位置、縦軸全圧損失係数）と平均全圧損失特性（右図：横軸膜噴き出し流量比、縦軸1ピッチ分平均全圧損失係数）結果を示す。図から、設計点噴き出し流量比での個別膜噴き出しによる平均全圧損失係数は概ね5～6%程度である。各噴き出し位置で特徴的なことは下記のとおりである。前縁膜噴き出しでは、噴き出し流量比が1%を超えると膜噴流が主流へ吹き抜けるためか、圧損は急激に増加する。後縁噴き出しでは、噴流を境界として腹側から背側への流れ込みがないためか、噴き出しなしと比較して翼背側と腹側の後流ウエーク領域がほぼ均等に広くなる。また、噴き出し流量比増加に伴い局所最大全圧損失は大きくなるが，噴き出し噴流のモーメンタムが大きくなり、これが後流ウエークの広がりを抑制するため平均全圧損失は増加しない。主流の減速域で膜噴き出しが行われる背側膜噴き出しでは、主流と膜噴流との速度差が大きく、この速度欠陥が背側ウエーク域を広くしていると考えられる。また、膜噴き出し流量比増加に伴い平均および局所全圧損失は増加するが、流量比1%を超えると、膜噴き出しによる全圧上昇が後流ウエーク内に認められ若干の平均全圧損失低下がみられる。主流の加速域で膜噴き出しが行われる腹側膜噴き出しでは、背側とは逆に主流と膜噴流との速度差が小さいため、速度欠陥は小さくなり、これが腹側ウエーク域を若干ではあるが狭くしていると推測される。また、膜噴き出し流量比増加に伴い、平均および局所全圧損失は増加するが、流量比1%を超えると、背側と同様に膜噴き出しによる全圧上昇があり若干の平均全圧損失低下がみられる。個別膜噴き出し試験結果の線形重ね合わせによる設計点噴き出し流量比（主流の2.84%）での全圧損失係数予測は7.3%であり、設計流量噴き出し試験結果より0.7%大きく、この傾向は噴き出し流量比の増加とともに大きくなる（図8）。これは、多列膜噴き出しの場合、上流側膜噴流が下流側膜噴流の垂直方向膜拡散を抑制する効果があるようで、これが翼列全圧損失増大を緩和していると推測される。

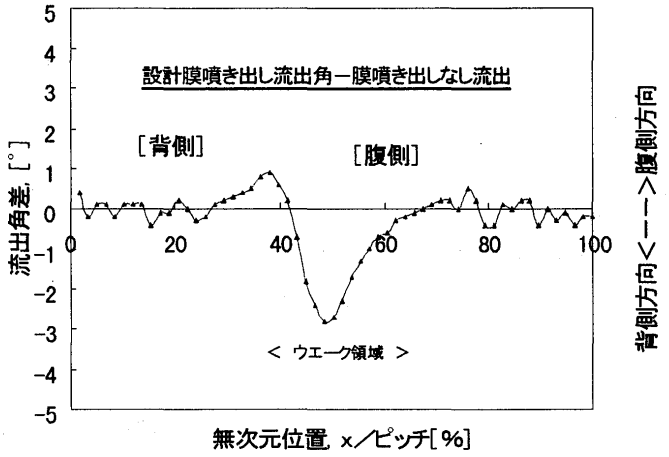


図6　膜噴き出しによる流出角変化

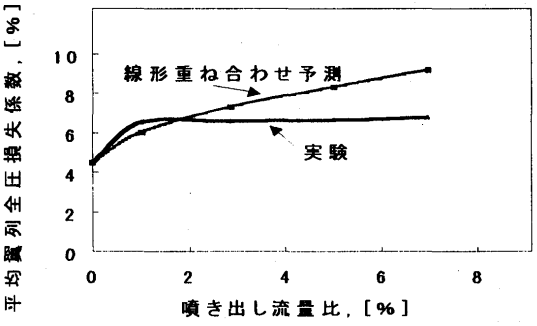


図8　多列膜噴き出し重ね合わせ効果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

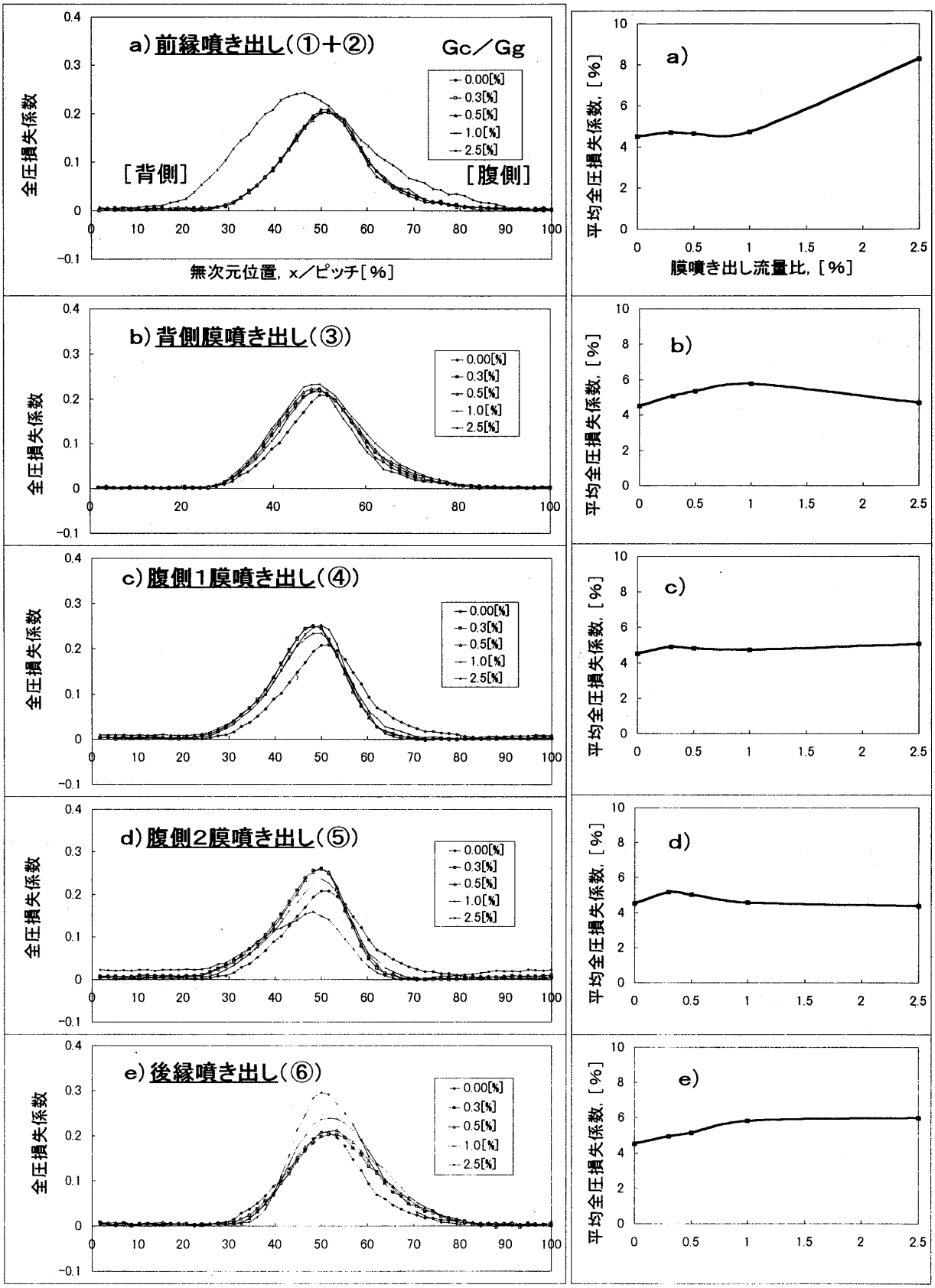


図7　個別膜噴き出し翼列全圧損失特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．結論

1700℃級 WE-NET 水素燃焼ガスタービンの第 1 段静翼に適用予定の膜噴き出し翼に関し、膜噴き出し翼列圧損試験を低速風洞で実施し、以下の結論を得た。

（1）多列膜噴き出しでは、噴き出し流量比（主流量に対する比率）1%以上では平均全圧損失係数はほ一定で、設計流量比での損失は約 6.6%（翼プロファイル損失は 4.4%）であり、従来の膜噴き出しを伴う翼列圧損と同程度であることを確認した。

（2）個別膜噴き出し試験結果の線形重ね合わせによる設計流量比の全圧損失係数予測は 7.3%であり、設計流量噴き出し試験結果より 0.7%大きく、この傾向は噴き出し流量比の増加とともに大きくなる。

（3）多列膜噴き出しの場合、上流側膜噴流が下流側膜噴流の垂直方向膜拡散を抑制する効果があるようで、これが翼列全圧損失増大を緩和していると考えられる。

5．おわりに

本試験により、実機に近い高レイノルズ数条件下での膜噴き出し翼列圧損特性が明らかとなった。翼面各所からの個別膜噴き出し翼列圧損実験結果と、多列膜噴き出し重ね合わせによる翼列圧損緩和効果を考慮することにより、実機条件膜噴き出し（後縁噴き出しを伴う多列膜噴き出し）流量下の翼列圧損特性を予測できることが示唆された。但し、本試験では低速風洞試験のため、圧縮性の効果は加味されておらず、特に翼のプロファイル損失は本試験結果より若干大きくなるものと予測される。また、蒸気雰囲気中では物性値の違いから伝熱特性が変化するのは自明であり、これらの影響については今後の課題である。

本研究は「水素燃焼タービンの開発」の一環で通商産業省工業技術院殿、新エネルギー・産業技術総合開発機構（ＮＥＤＯ）殿、（財）発電設備技術検査協会殿からの委託を受けて実施したものであり、関係各位に謝意を表する。

6．参考文献

1)福山, 大友, 佐藤, 小林, 松崎「鈍頭形状をしたｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ静翼背側のﾌｨﾙﾑ冷却性能」 第 22 回ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ定期講演会講演論文集, (1994)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ガスタービン用遮熱コーティング皮膜の剥離特性 C—3

＊斉藤正弘、高橋雅士、高石和年　（㈱東芝重電技術研究所）
川崎　亮　（東北大学大学院工学部研究科）

1．緒言

発電用ガスタービンにおいては、燃焼器ガス温度が高いほど発電効率が向上することから、高温化の研究[1)~3)]が積極的に行われている。特に、ガスタービン入口温度が1300℃級のガスタービンが実用化され、さらに1400～1500℃級のガスタービン開発が加速している現状において、ガスタービンを構成する高温部材の遮熱コーティング（ＴＢＣ:Thermal Barrier Coating ）は必須技術と考えられる。ＴＢＣは冷却構造の高温部材表面に低熱伝導率のセラミックス（ジルコニア等）をコーティングすることにより、金属基材の表面温度上昇を防ぐ技術である。ところが、高温化によって基材やボンドコートの金属材料の耐熱温度が限界に達しつつあり、セラミックスのトップコートには、さらなる遮熱性能の向上が要求されている。一般にＴＢＣ皮膜を厚くすれば基材温度が低下するため、遮熱性能向上の一つとして、材料側にはＴＢＣの厚膜化が要求されている。

しかしながら、ＴＢＣは材料物性が異なった金属とセラミックスで構成されるため、ガスタービンの起動・停止時に、材料間の熱膨張差に起因した熱応力により、セラミックのトップコート皮膜に割れやはく離が発生する。特に、ＴＢＣの厚膜化によって、これらが加速されることが懸念されるが、発電用ガスタービンの高温機器へのＴＢＣの適用においては、皮膜の割れ、はく離が生じない信頼性の高いＴＢＣ開発が必須課題となっている。

ところで、ＴＢＣ開発においては、コーティング皮膜の材料特性や高温環境下でのはく離特性についての研究[4)]は少なく、ＴＢＣ皮膜の割れやはく離のメカニズム[5)]について、必ずしも明らかにされていないのが現状である。

このような観点から本研究では、ＴＢＣの遮熱性能向上の一つとして、ジルコニアセラミックスの厚膜化を図り、厚膜化の効果、厚膜ＴＢＣのはく離形態について検討を加えた。特に、厚膜化では起動・停止時の熱衝撃による皮膜はく離が問題となるため、厚膜ＴＢＣの皮膜表面にガスバーナにて起動・停止を模擬した加熱冷却の熱サイクルを与え、耐はく離性、耐熱衝撃性を評価した。

2．実験方法

2.1 供試材料

本実験に用いたＴＢＣ部材を構成する基材には、ガスタービンの一般的な材料であるNi基合金のハステロイ-Xを用いた。また、トップコートには、8wt%Y2O3-ZrO2セラミックス、ボンドコートには、NiCoCrAlY合金を用いた。8wt%Y2O3-ZrO2のセラミックスには、平均粒径20μmと55μmの２種類の溶射粉末を、NiCoCrAlY合金には平均粒径44μm溶射粉末を用いた。それぞれの溶射材料の化学組成を、表１、表２にまとめて示す。

加熱冷却繰り返し試験片は、実機の熱流束Q（MW/m^2 ）と同じ熱流束となるように設計したハステロイ-Xを基材とするφ14×40mm試験片である。この端面をグリッドブラストにて粗面化した後、NiCoCrAlYボンドコートを２００μm、8wt%Y2O3-ZrO2トップコートを６００μmとし、Ar-H_2ガス、電圧71～75Ｖ、電流５００～６３０Ａ、溶射距離１００mmの条件にて大気プ

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ラズマ溶射を行った。この時、8wt%Y2O3-ZrO2トップコート溶射粉末の粒径と溶射時の使用ガスをAr-N_2ガスに変えることにより、機械的性質や熱物性が異なった皮膜を製作した。表３に製作したＴＢＣ皮膜の性状を示す。

表１　溶射粉末の化学組成

Materials	Chemical compositions (mass%)									
	Ni	Co	Cr	Al	Y	Al2O3	Y2O3	SiO2	TiO2	ZrO2
NiCoCrAlY	Bal.	21.75	17.10	12.39	0.61	—	—	—	—	—
Y2O3-ZrO2	—	—	—	—	—	0.01	7.32	0.12	0.12	Bal.

表２　基材の化学組成

Material	Chemical compositions (mass%)									
	C	Mn	Si	P	S	Cr	Co	Mo	Fe	Ni
Hastelloy-X	0.06	0.52	0.31	0.013	0.001	21.53	1.51	8.48	18.7	Bal.

表３　大気プラズマ溶射により作製した8wt%Y2O3-ZrO2皮膜の性状

試験片No.	粒径(μm)	膜厚(μm)	使用ガス	皮膜の性状
皮膜No.1	55	600	Ar-N_2	気孔多い、積層皮膜
皮膜No.2	55	600	Ar-H_2	気孔中、気孔均一分散皮膜
皮膜No.3	20	600	Ar-H_2	気孔少ない、緻密な皮膜

2.2 バーナによる加熱冷却繰り返し試験

加熱冷却繰り返し試験に用いたバーナ加熱冷却試験装置の概略構成図を図１に示す。本装置では、酸素とメタンガスを混合した燃焼ガスを用いて、バーナによりＴＢＣ皮膜表面を加熱すると共に、循環型冷却水により基材裏面を冷却して、ＴＢＣ皮膜から基材への積層方向に温度勾配を与えた。すなわち、表面加熱、裏面冷却の環境にて加熱冷却試験を行なった。この時、皮膜表面温度は放射温度計により測定し、皮膜表面から５mm間隔で試験片基材に熱電対を埋め込み、各点での温度を測定することにより、熱流束を算出した。

また、加熱冷却繰り返し試験では、ＴＢＣ皮膜に生じるき裂やはく離をＡＥ（Acoustic Emission)センサーが検出する信号を用いて観察した。バーナ加熱では、定常時の基材温

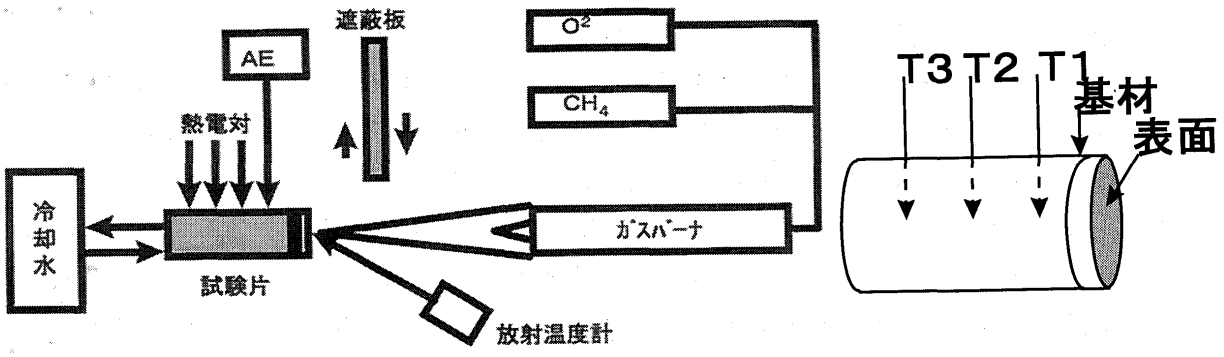


図１　バーナ加熱冷却試験装置の概略構成

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

度が９００℃となるように皮膜表面を加熱した。このとき、酸素とメタンガスの混合比を完全燃焼となる１：０．５に固定した。加熱時間は定常状態になる２４０秒、冷却時間は基材の温度が１００℃以下になる２４０秒として繰り返しを行なった。加熱冷却の繰り返しは、皮膜が完全にはく離するまでとし、１００サイクル後に全ての試験片について断面観察を行い、き裂、はく離の有無を観察した。

３．結果および考察

3.1 ＴＢＣ皮膜の断面組織

製作したＴＢＣ皮膜の断面組織を図２に示す。溶射粉末の平均粒径55μm、大気プラズマ溶射時の使用ガスを$Ar-N_2$ に変えて製作した皮膜No.1は、気孔や未溶融粒子が多く、それらが皮膜厚さ方向に積層した組織を呈している。また、同一の平均粒径で、使用ガスを$Ar-H_2$ に変えて溶射した製作した皮膜No.2は、皮膜の積層した組織が観察されず、気孔が均一に分散した皮膜組織を呈する。一方、使用ガスを$Ar-H_2$ 、平均粒径20μmの微細な溶射粉末を用いて製作した皮膜No.3は、気孔が少なく緻密な皮膜組織を呈している。これらの皮膜をアルキメデス法を用いて、それぞれの気孔率を求めた結果、皮膜No.1が18.6%、皮膜No.2が14.2%、皮膜No.3が５%であった。さらに、４点曲げにより皮膜の強度を測定した結果、気孔率の低い緻密な皮膜No.3が約70ＭＰａと最も高く、気孔率が高い皮膜No.1が最も低い約30ＭＰａであった。また、気孔率と破壊靭性の関係を明らかにするため、インデンテーション法を用いて皮膜の見掛け上の破壊靭性値を求めた。その結果、４点曲げ強度とは反対に、気孔率の低い緻密な皮膜No.3は０．８$MPam^{1/2}$ と最も低く、気孔率の高い皮膜No.1が約20$MPam^{1/2}$ と最も高い値を示した。すなわち、皮膜強度に関しては、皮膜組織状態により大きく左右されるものと考えられる。

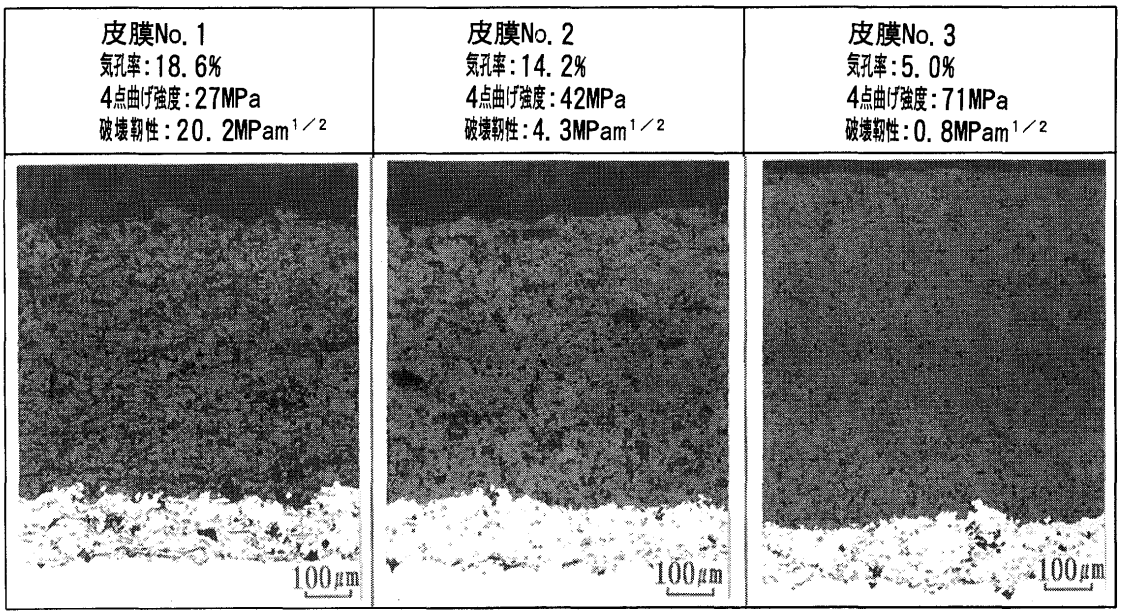


図２　ＴＢＣ試験片の断面組織

3.2 バーナ加熱冷却繰り返しによるＴＢＣ皮膜の破壊形態

図３に、バーナ加熱冷却繰り返し試験による皮膜No.1～皮膜No.3（膜厚６００μm）の皮膜はく離回数を示す。図から明らかなように、皮膜中の気孔が多く、未溶融粒子が積層した

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

皮膜No.1および皮膜中の気孔が少なく緻密な皮膜No.3は、いずれも16回、５回の加熱冷却繰り返しにより、8wt%Y2O3-ZrO2トップコート皮膜部よりはく離した。一方、気孔が均一に分散した皮膜No.2は、加熱冷却を１００回繰り返してもはく離せず、目視検査では外観上健全であった。

この原因を明らかにするために、バーナ加熱冷却繰り返し試験後の試験片を切断し、断面を観察した。図４にその断面組織状態を示す。図から明らかなように、はく離した部位は、NiCoCrAlYボンドコートと8wt%Y2O3-ZrO2トップコートとの界面近傍であり、僅かに8wt%Y2O3-ZrO2トップコート側ではく離していることが分かる。これは、ボンドコートとトップコートとの界面近傍に大きな熱応力が作用するためと考えられている[4]。また、皮膜No.1については、粒子間結合力が弱く、積層方向の強度が低いためであり、皮膜No.3については、界面近傍での密着性が低いことも一因と考えられる。ところが、加熱冷却を１００回繰り返してもはく離しなかった皮膜No.2の組織には、明瞭な積層方向の縦き裂が認められた。すなわち、き裂が縦に発生したことによって、皮膜中の熱応力が緩和され、皮膜積層方向のはく離に至らなかったものと考えられる[6]。したがって、厚膜化においては、トップコート皮膜の気孔を均一に分散させて、靭性を向上させると共に、積層方向の強度を向上させることによって、優先的に縦き裂が発生し、熱応力が緩和されるような皮膜が有効である。

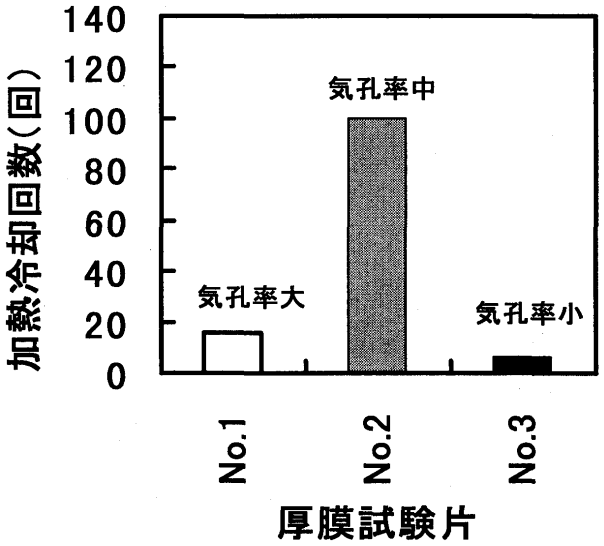


図３　ＴＢＣ皮膜のはく離回数

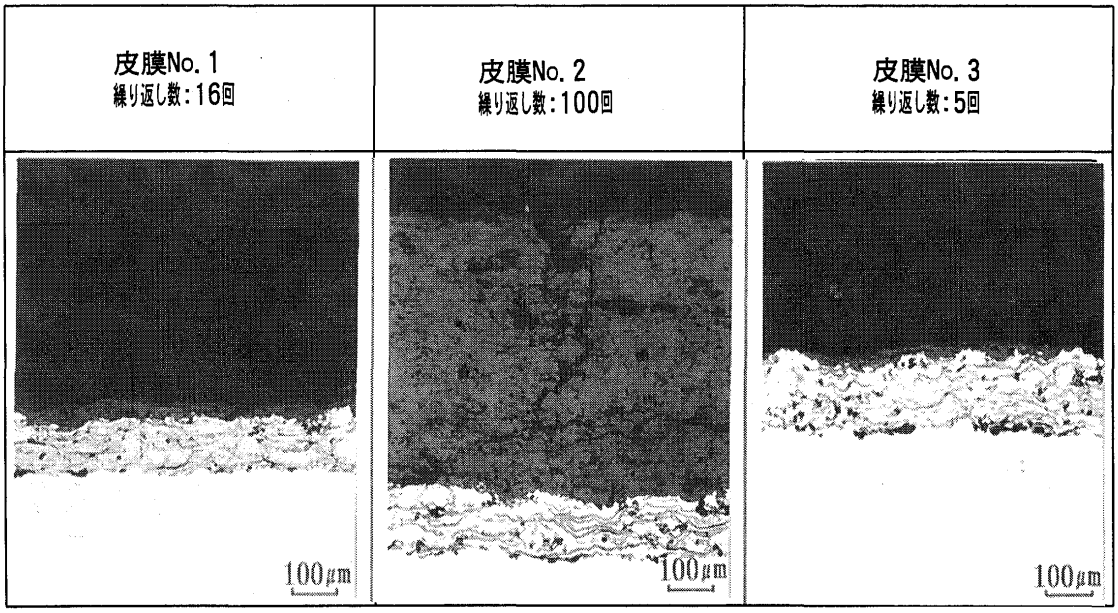


図４　バーナ加熱冷却繰り返し試験後の試験片断面組織

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3.3 バーナ加熱試験によるＴＢＣ皮膜の温度特性

バーナ加熱冷却繰り返し試験にて、はく離に至らなかった皮膜No.2の加熱冷却１サイクル目の温度履歴を図５に示す。図中には、バーナ加熱冷却繰り返し試験時に測定した、皮膜表面温度、基材温度の一例を示す。図から明らかなように、加熱開始時では、皮膜表面温度と基材温度との温度差が極めて大きことが分かる。同様に冷却開始時においても、皮膜表面温度と基材温度との温度差は大きい。これは、６００μmという膜厚の熱抵抗が極めて高いためであり、厚膜化の大きな特徴である。特に、短時間に皮膜表面温度が高くなっても、基材の温度上昇は緩やかであり、皮膜表面温度と基材の温度差は、定常状態においても約１５０℃位の温度差を保っている。この傾向は、他の６００μmの膜厚試験片においても同様であった。

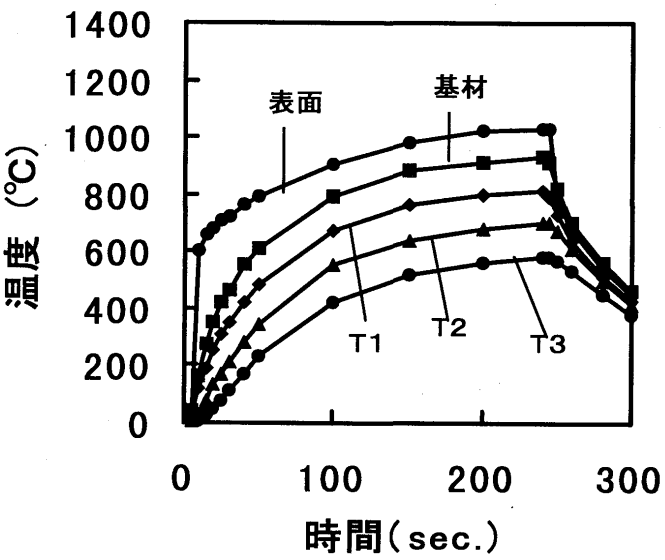


図５　皮膜No.2の加熱冷却繰り返し試験時の温度履歴（１サイクル目）

ところで、３００μmの膜厚のように熱抵抗が低い皮膜の場合には、加熱開始時の皮膜表面温度と基材温度との温度差が少ないことを確認している。すなわち、熱抵抗の高い厚膜にとって、加熱・冷却開始時の非定常温度場は、極めて厳しい環境となることが明らかである。

ここで、使用した材料の熱伝導率や測定した温度分布から各試験片の熱流束を求め、試験時間と熱流束の関係を図６に示した。

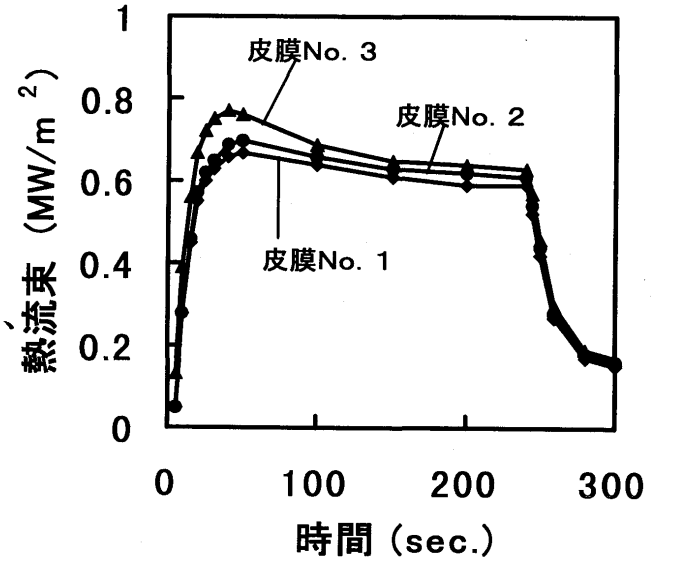


図６　ＴＢＣ皮膜の熱流束

図から明らかなように、気孔率が低く緻密な皮膜である皮膜No.3は、気孔率が高い皮膜No.1や皮膜No.2に比べて熱流束が高く、遮熱性能が低いことが分かる。この結果は、バーナ加熱冷却繰り返し試験による皮膜のはく離回数と一致している。特に、加熱開始時には、明らかに熱抵抗の差が熱流束に現れており、僅かな気孔や熱伝導率が非定常な温度場では、極めて効果が大きいことが分かった。

図７にバーナ加熱冷却繰り返し試験におけるＡＥの発生を示した。図から加熱冷却の繰り返し数と共にＡＥの発生数は増加し、完全皮膜はく離の前には急激にＡＥ発生数が増加する傾向にある。基材と皮膜表面との温度勾配が大きい非定常な温度場においては、ＡＥの発生数が極めて多く、皮膜No.1、皮膜No.2の場合には、加熱開始直後や冷却開始時に、皮膜No.3は、冷却直後にＡＥの発生数が増加する。したがって、加熱開始直後や冷却開始直後の非定常な温度場において、はく離やき裂が発生、伝播するものと思われる。このこ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

とは、加熱冷却過程で発生するＡＥの発生数を検出することにより、皮膜の破壊形態を推定することが可能であることを示しており、皮膜に発生するき裂やはく離については、ＡＥを用いて評価することが有効であることが分かった。

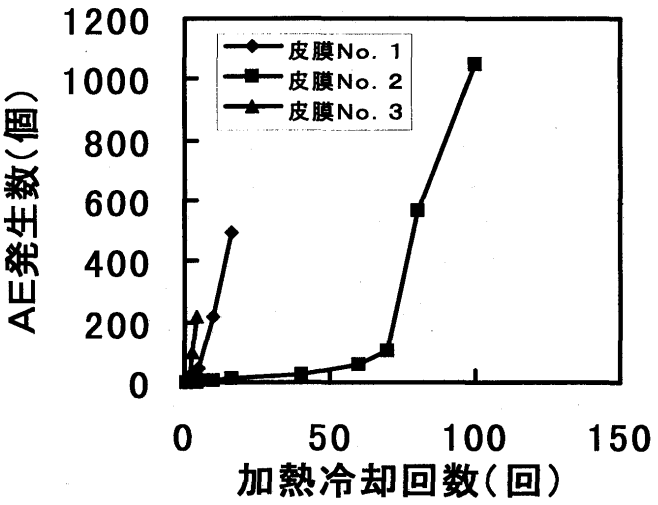


図８　バーナ加熱冷却繰り返し試験におけるＡＥの発生数

４．結論

バーナ加熱冷却繰り返し試験装置により、厚膜ＴＢＣ皮膜表面の加熱冷却を行い、本試験法の有効性と非定常温度での皮膜破壊形態を明らかにし、以下の結論を得た。

(1) バーナ加熱試験装置を用いてＴＢＣ皮膜のはく離特性を評価した結果、ＴＢＣ皮膜を厚くすることによって、加熱・冷却開始時の非定常温度場では、温度勾配が極めて大きくなることが分かった。

(2) バーナ加熱冷却試験によるＴＢＣ皮膜のはく離部は、ホンドコートとトップコートとの界面近傍、すなわち、僅かにトップコート側の部位ではく離することが分かった。

(3) 厚膜化においては、皮膜の気孔を均一に分散させて靭性を保持し、かつ積層方向の強度を向上させることで、皮膜の耐はく離性に優れることが明らかとなった。

(4) このような皮膜では、縦き裂が優先的に発生し、熱応力が緩和される効果があることが分かった。

(5) バーナ加熱冷却試験法では、皮膜に発生するき裂やはく離の状態をＡＥを用いて評価することが有効であり、ＴＢＣ皮膜のはく離特性評価への適用が十分可能であることを確認した。

５．参考文献

1) 伊藤、斉藤、宮崎：日本機会学会論文集　No.94-0022.
2) 伊藤、斉藤、豊田：圧力技術、32-3(1994).
3) 斉藤、伊藤、岡村：日本ガスタービン学会第８回秋季講演会講演論文集(94)285-291
4) 大木、武藤、東和田、足立、高橋：材料、46(1997)939-945.
5) 高木、脇、川崎、渡辺：粉体および粉末冶金、44(1997)734-739.
6) Metco Perkin-Elmer：Proceeding of 2nd PLASMA -TECHNIK SYMPOSIUM,2(1991)89-97.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C—4

自動車用100kWＣＧＴのタービンロータ・ノズルの開発

中沢則雄[1)]、荻田浩司[1)]、高橋政行[1)]、＊森　真治[1)]（三菱自動車工業(株)）

１．まえがき

高効率，低公害性，多種燃料適用性の特長を持つ自動車用100kWセラミックガスタービン（ＣＧＴ）の開発が通産省資源エネルギー庁の補助金を得て，1990年度から7年間にわたり（財）石油産業活性化センター（ＰＥＣ）の開発研究事業として推進され，（財）日本自動車研究所が参加した[(1)]。ＣＧＴの構成要素の中のタービンは入口温度（TIT）1350℃，回転数100,000rpm，膨張比4.13の定格点仕様に対し，ロータ外径127mmの窒化珪素製ラジアルタービンの開発を進め[(2)(3)]，性能と耐久性の目標を達成した。本報では目標値を全て満足した第６次設計最終仕様のロータとノズルの開発について述べる。

２．最終仕様ロータ設計の考え方

第１次設計仕様のロータにより，強度信頼性と耐久性の評価を積み重ねてきており，定格点100hrの耐久性実証の見通しが得られている。一方，タービン効率は目標に対し約２ポイント不足しており，またノズルウェイクを加振源とするロータ翼の共振は加振力が増大する高速域では避ける必要があることが，振動応力計測試験の結果から明らかとなっている。従って，最終仕様のロータでは空力性能向上のための翼の３次元化を強めることと，翼の２･３次振動モードのノズルウェイクとの共振点を定格回転数以上とするため，特に翼入口部の剛性の増大を図った。第１次設計ロータはTIT=1350℃でのホットスピン破壊試験では135,000rpm（周速900m/s）のデータが得られており，また耐久試験の実績も50hrに達していることから，上述の設計対応として，遠心応力で５％増加，すなわち，回転数で2.5％の強度低下を許容することとした。

翼の３次元化を進めることは翼断面の中心線が直線でなく，またハブ中心を向かない度合を強めることから，翼面応力は増大するがハブ中心の最大応力値以下に抑えた。ロータの強度を支配するのはハブ中心部応力であり，最高５％増加と入口翼の必要な剛性増大とのトレードオフを図り，図１に示すように，翼根元部のスカラップ径を88→105mmとした。しかし，スカラップ径の増大はエンジン始動停止時のハブ部の非定常温度差が増し，熱応力が増加することとなるので，詳細な解析検討により最終形状を決定した。

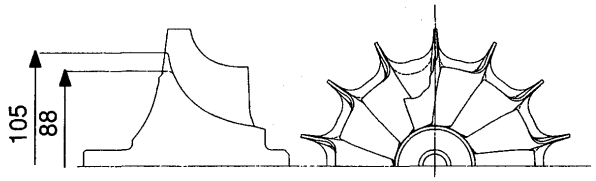


図１　ロータのスカラップ形状比較

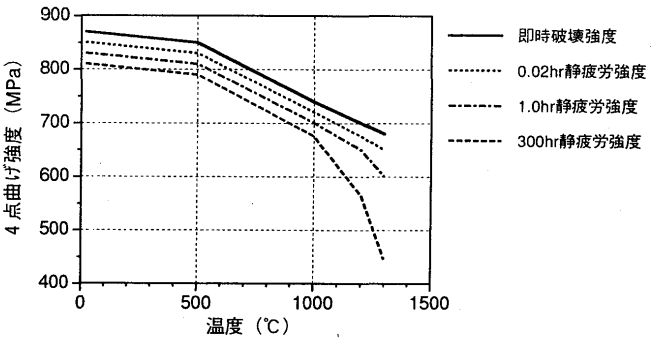


図２　SN88M材料強度

1）前（財)日本自動車研究所へ出向(～1997年3月)

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．非定常強度解析

ロータの窒化珪素材は日本ガイシのSN88Mであり，強度と物理的特性を図２，表１に示す。評価条件としてはエンジン起動時には図３に示すようにTITが常温から着火時ステップ状に1350℃に達する厳しい条件で，ロータ形状の強度への影響を相対比較することとした。一方停止時については TIT=1350℃定格運転から燃料遮断する条件とし，TITは停止直前の熱交換器の出口空気温度900℃にステップ状に降下するが，回転数は定格を保持する（エンジン台上試験を想定）これも最も厳しい冷却パターンとした。

表１　SN88M材料物性値

量名称	単位	20℃	800℃	1000℃	1200℃	1400℃
熱伝導率	kcal/mmsec℃	1.6e-5	6.6e-6	5.9e-6	5.3e-6	—
比熱	kcal/kg℃	0.16	0.29	0.3	0.31	—
密度	kg/mm3	3.57e-6	←	←	←	←
ヤング率	kg/mm2	30590	29570	28550	←	←
(ヤング率)	GPa	300	290	280	←	←
ポアソン比	—	0.28	←	←	←	←
熱膨張係数	1/K	—	3.4e-6	3.5e-5	3.6e-6	3.5e-6

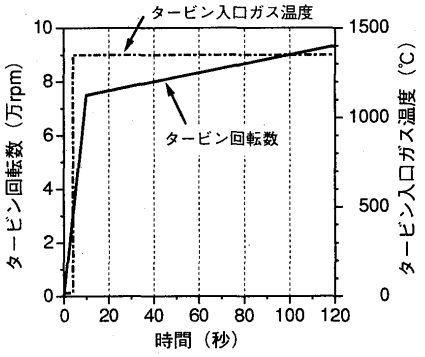


図３　起動スケジュール

図４にロータ内代表点の起動時の温度の推移を示す。スカラップ形状の差により，翼先端とスカラップの応答が変化するがハブ中心は変わらず，ハブ部の起動約15～20秒の温度差のピークはスカラップ径増大により大きくなる。一方停止時も同様であり図５に示すように燃料遮断後約20秒のハブ部の温度差のピークはスカラップ径増大により大きくなる。ハブ部温度差がピークの際に熱応力もピークとなるが遠心応力との合成値の起動時および燃料遮断時からの変化を図６に示す。起動時は遠心応力の増加に熱応力が加わり，小さなピークが見られるが，定格点応力を越えることはなく，またスカラップの差による応力差は定常運転時の応力差以内に入っている。一方停止時は

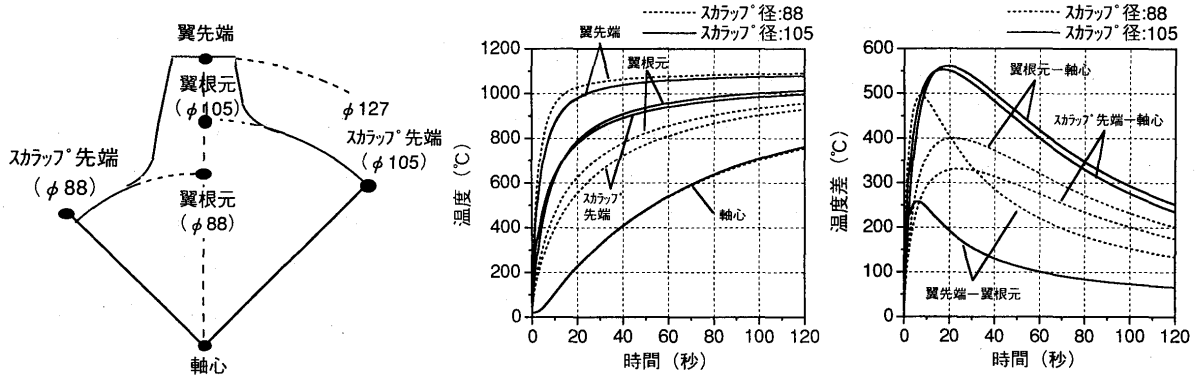


図４　ロータ内代表点の起動時温度変化

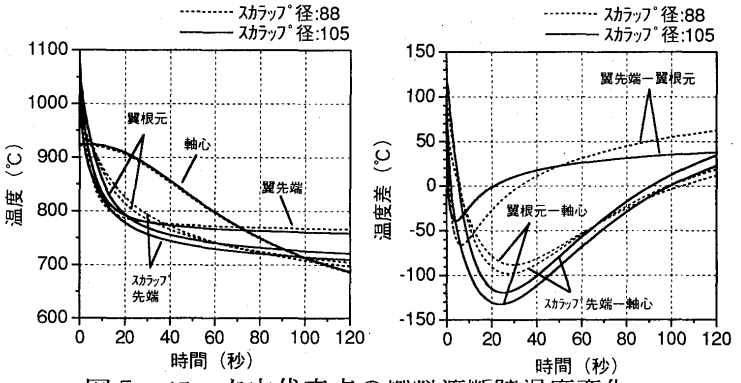


図５　ロータ内代表点の燃料遮断時温度変化

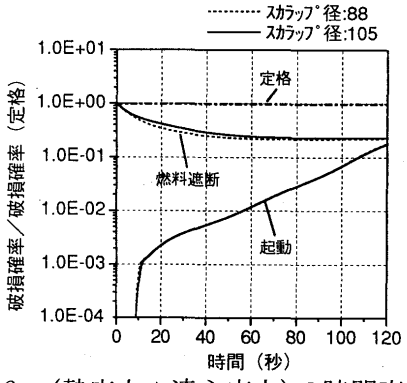


図６　（熱応力＋遠心応力）の時間変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

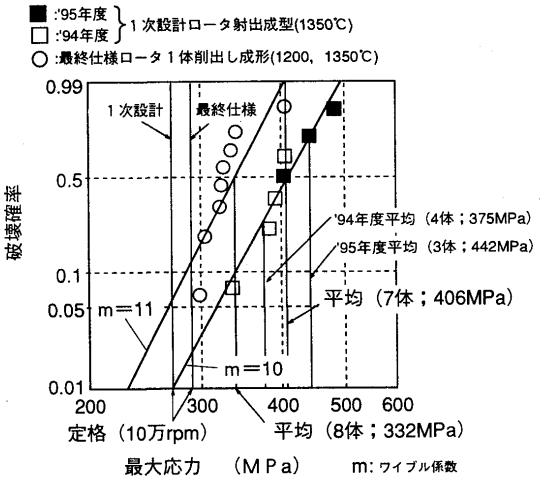


図10　ホットスピンテスト結果

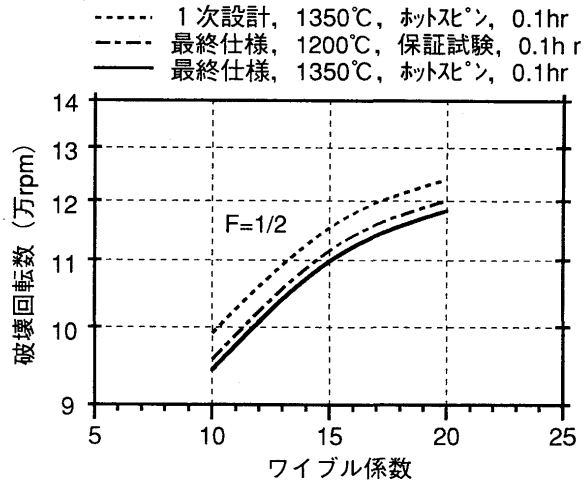


図11　ワイブル係数とロータ平均破壊回転数の関係

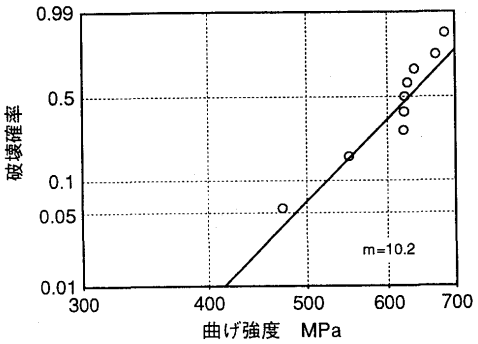


図12　最終仕様ロータから切出した試験片での曲げ試験結果（1200℃）

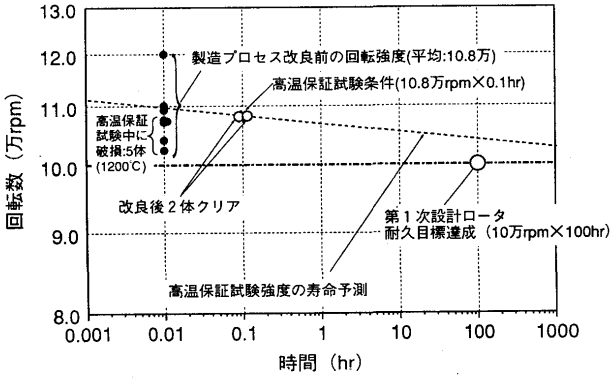


図13　ロータ強度評価結果

ラツキが拡大しワイブル係数m=10となっている。mに対する平均破壊回転数の解析値から推定すると（図11），1次設計の前期のロータのmは15～16，後期は20以上となる。最終仕様ロータはTIT=1350℃の破壊試験と，1200℃の保証試験を全数パスせず破壊した約1年間のデータを示すものであり，破壊回転数の高い特異な1点を除くと，実力的には平均値レベルはm=12～13であり，一方図10のプロットはm=11である。原因追究の一環として，寸法精度の確認と応力解析計算を見直し，表面強度が低下した場合の影響解析（射出成形表面と削り出し表面の強度差を考慮）を実施したが，このような強度差は説明できなかった。さらに実体ロータの材料強度を確認するために，試験片を切出し1200℃での曲げ試験を実施した結果を図12に示す。2点極めて低い値を示すものがあり，それを除くと平均値650MPaで，図2に示すレベルに近い。局部的に大きな内部欠陥があるものと推定され，m=10レベルとなっていると考えられる。いずれのデータもm値の精度を保証できる数ではないが，最終仕様ロータのmが相対的に低下し，内部欠陥の大きさや数の増大を意味している。その後，メーカーでの製作プロセス上の問題点の追求と改良を進め，最終的には2ヶのロータが保証試験をクリアすることができ，エンジン試験に供試した（図13）。なお，耐久性100hrの実証は最終仕様ロータの製作プロセスの改良に時間を要したため，第1次設計ロータで実施した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

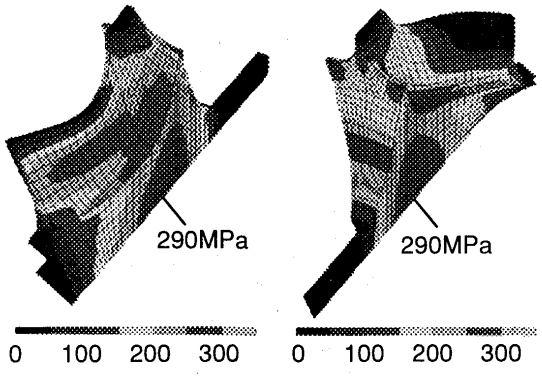


図７　定格点応力分布
（スカラップ径105mm）

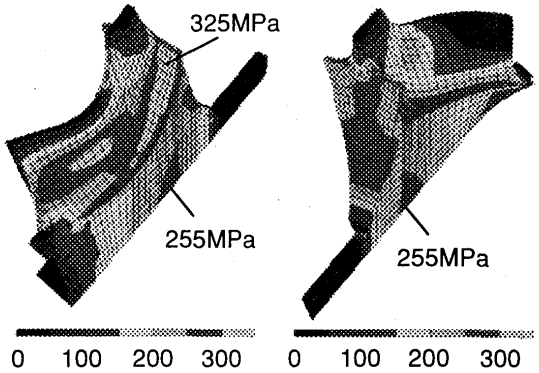


図８　燃料遮断後20秒の応力分布
（スカラップ径105mm）

燃料遮断後10～20秒に熱応力のピークがあり，遠心応力に付加されるが，遠心応力の最大がハブ中心にあり，熱応力によって低減されるが，熱応力の最大はスカラップ部にありピーク値となる。スカラップ径105mmの場合の定格点定常運転時と燃料遮断後20秒の応力分布を図７，８に示す。従ってスカラップ部熱応力レベルの低いスカラップ径88mmの場合，一旦最大応力が低下後増大に転ずる。スカラップ径の違いによる応力の差はスカラップ部に発生する熱応力差に起因するもので，熱応力ピーク点では定常運転条件よりも広がる。この熱応力がロータの強度信頼性にどのように影響するか，図２の温度に対する材料強度特性を適用し，ワイブル係数15として解析した。なお本解析はCARES[4]をベースとして改良した解析コードにより実施している。図９に即時破損の破損確率の起動時と停止時の時間に対する推移を示す。起動時は応力レベルが定格定常条件より常に小さいことから，破損確率も充分小さい。一方停止時は応力の変化が示すような破損確率のピークは存在しない。これは図５に示すように，熱応力がピークとなるスカラップ部温度レベルが急激に下がり，20秒後には1040→780℃と約260℃低下し，図２の材料強度レベルが730→800MPaと約10％増大し熱応力が約10％増大しても，ほぼ相殺してしまったことによる。以上の解析検討から105mm径スカラップ形状は88mmのオリジナル形状と比較して，定格定常条件の強度の差以上に非定常運転時に強度が相対的に低下することがない設計形状として決定することができた。なお本解析は非定常の想定される最も厳しい条件で評価し，安全サイドではあるが，材料の温度に対する強度および熱伝導率等の物理的特性に微妙に左右されるので，材料特性の変動中についても精査し，今後見直してゆく必要がる。

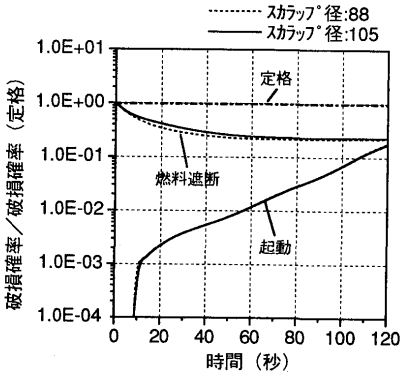


図９　破損確率の時間変化

４．最終仕様ロータの試験評価

以上の解析検討から決定した設計形状により，先ず金属製ロータを製作の上空力性能試験を実施し目標性能を達成した。引き続きSN88M材での製作を進めた。第１次設計ロータ製法は翼部を射出成形しハブ部はＣＩＰ（Cold Isostatic Press）素材から削り加工後，両方を接合し焼成するプロセスであった。第６次最終仕様ロータはＣＩＰ素材を仮焼成の上，翼面を削り出し成形後，焼成する製法を採用した[5]。しかし，最終仕様ロータのホットスピンの結果は，図10に示すように低下した。１次設計ロータの結果は２年間のデータであり，製作の後期のロータの強度レベルが向上し，見かけ上バ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

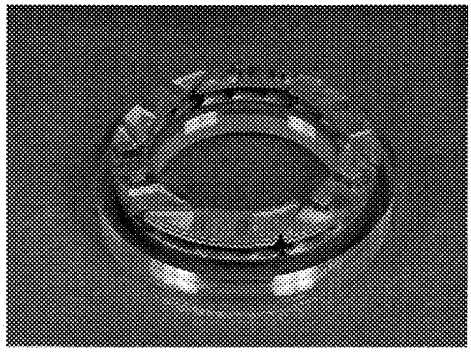
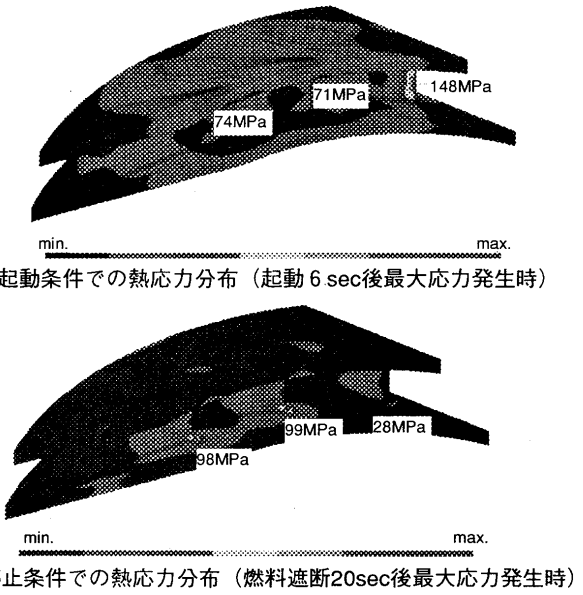


図14　最終仕様ノズル



(a) 起動条件での熱応力分布（起動６sec後最大応力発生時）

(b) 停止条件での熱応力分布（燃料遮断20sec後最大応力発生時）

図15　起動，停止条件での応力分布

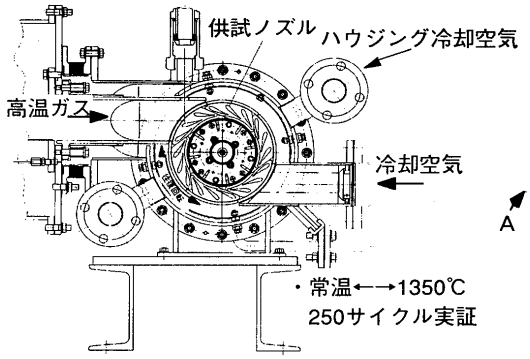


図16　ノズル高温試験装置

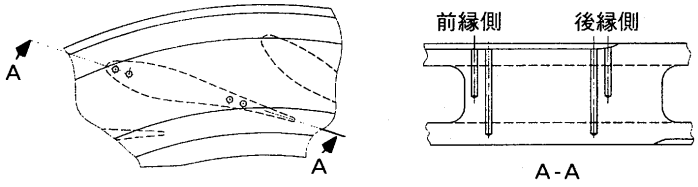
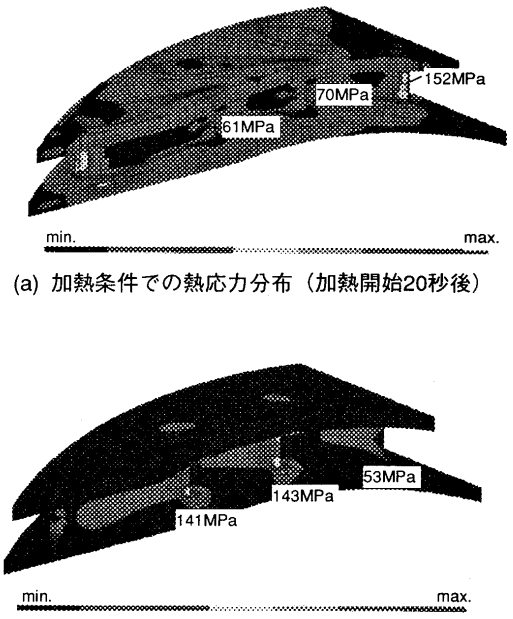


図17　供試ノズルの熱電対取付位置

５．最終仕様ノズルの強度信頼性評価

図14にノズル（材料は日本ガイシ製SN88）を示す。周方向６分割の構造とし，最終仕様では翼形状見直しによる空力性能向上とともに，翼枚数を２１から１８に変更したため，各分割セグメントは３枚の翼で構成されている。

ノズルは着火起動時の急加熱、および燃料遮断時の急冷却による非定常熱応力が最も厳しい。翼部が側板部に比べ熱容量が小さいため、急加熱時には翼部温度上昇が側板部に比べ大きく、翼後縁部中央に最大引張応力が発生し、逆に急冷却時には翼部温度降下が側板部に比べ大きく、翼後縁付け根部に最大引張応力が発生する。発生応力は翼根元隅Ｒに敏感であり、最終仕様では十分大きい隅Ｒ（Ｒ３）を確保し、応力の緩和を図った。



(a) 加熱条件での熱応力分布（加熱開始20秒後）

(b) 冷却条件での熱応力分布（冷却開始20秒後）

図18　熱衝撃試験条件での応力分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

最終仕様ノズルのセグメントモデルについて、図３に示す起動条件と10･15モードでの停止条件での非定常熱解析を実施した。起動条件および停止条件での最大応力発生時応力分布を図15に示す。翼と側板との位置関係により剛性に差があるため、発生する応力も翼により差が生じる。

ノズルの強度信頼性評価としては図16に示すノズル高温試験装置を用い、高温ガスと冷却空気の間で供試ノズルを往復回転させる熱衝撃試験を実施した。供試ノズルには図17に示すように翼前縁、後縁の各々中央部と側板近傍に熱電対を埋め込み、加熱と冷却時の温度推移を監視し、実機起動、停止条件での最大発生応力に対し、同等以上となるようにガス側と空気側の条件を設定した。加熱、冷却の時間はノズル温度がほぼ飽和するまでとし、１サイクル３分で実施した。加熱、冷却時の最大応力発生時応力分布を図18に示す。本条件で最終仕様ノズルの２５０サイクル熱衝撃試験を実施し、健全性を確認し、エンジン試験に供試した。

６．まとめ

（１） ロータについては１次設計で定格（TIT:1350℃、１０万rpm）１００時間の耐久目標を達成した。空力性能目標値を達成し、２･３次のノズルウェイクとの翼共振点を定格回転数以上とした最終仕様についても非定常熱応力の強度見通しが得られ、製作プロセスの改良により、目標耐久性を保証する試験をクリアできるレベルとなった。

（２）ノズルについては着火起動時と燃料遮断時の非定常熱応力解析を実施し、低応力化を図るとともに、最終仕様で実機と同等以上の応力レベル条件での熱衝撃試験を２５０サイクル実施し、健全性を確認した。

（３）最終仕様ロータ、ノズルはTIT:1350℃でのエンジン試験に供試し、ＣＧＴの性能ポテンシャルを実証することができた[1]。

謝辞

本研究開発の実施にあたり，御指導と御協力を頂いたPECならびに（財）日本自動車研究所の関係各位，および試験にあたって御協力を頂いた三菱重工（株）長崎研究所のターボ機械研究室他の関係各位に対し，深く感謝の意を表します。

参考文献

(1)高田，他：特集 100kW自動車用ｾﾗﾐｯｸｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ開発ﾌﾟﾛｼﾞｪｸﾄ　日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌Vol.25,No98, 1997年9月

(2) 中沢，他：自動車用100kW CGTのﾀｰﾋﾞﾝﾛｰﾀの開発　日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌Vol.24,No93, 1996年6月

(3) Nakazawa,N.et al. "Radial Turbine Development for the 100kW Automotive Ceramic Gas Turbine".ASME Paper 96-GT-366

(4) Nemeth,N.,Mandersheid,J.and Gyekenyesi,J.,"Ceramics Analysis and Reliability Evaluation of Structures(CARES)",NASA Technical Paper 2916,1989.

(5) Yamada,S.et al."Development of Ceramic Turbine Rotors and Nozzles for the 100kW Automotive Ceramic Gas Turbine Program".ASME Paper 96-GT-295

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

１００ｋＷ自動車用ＣＧＴの流路形状の最適化 C—5

＊親川　兼俊　　小池　哲哉　　（日本自動車研究所）

１．まえがき

ガスタービンの高温部分をセラミックス化し、タービンの入口温度を高めて高効率化を達成する自動車用セラミックガスタービン（CGT)の開発研究は1990年度に開始され、７年間の開発が終了した。ここで開発したエンジンは再生式で熱交換器は回転蓄熱式である。この熱交換器の温度効率を向上させるには熱交換器コアに流入する作動流体の速度分布をより均一にする事が理想的であり、圧縮機から熱交換器までの空気側流路およびタービンから熱交換器までのガス側流路について圧力損失の低減を図ると共に、速度分布を均一化するような流路形状にする事が重要な課題である。

このような流路形状を得るために、本開発では1/2 スケールのモデル流路による流れ実験を行なって形状を決定し、それを基にして実機流路を製作、それがモデル流路と同様な性能が得られる事を流れ実験により確認した。また、数値シミュレーションを行なって流路内の流れを詳細に解析すると共に、実験結果と比較して良く一致する結果を得た。本報ではモデル流路流れ実験および数値シミュレーションを自動車用ガスタービンの流路形状の最適化に適用し、複雑な流路形状でもその最適形状を決定する手法として有効である事を明らかにした。

本研究は、通商産業省の補助金を得て、㈶石油産業活性化センターが実施した自動車用セラミックガスタービン開発研究事業に、㈶日本自動車研究所が参加し、行なわれたものである。

２．エンジンの構造および流路最適化の目標

エンジンの断面図を図１に示す。熱交換器はエンジンの左右に各１個取付けられる。水平断面図には熱交換器の中心軸(A-A) およびタービン回転軸(B-B) の位置における２断面を示してある。空気側流路は図に示すように熱交換器カバーに最適化された内挿壁を取り付ける構造で、熱交換器コア面との間隔の調節が可能である。またガス側流路はタービンディフューザより下流の部分で断熱材で形成されている。図から分かるように空気側およびガス側流路はエンジンの構造上複雑な形状をしており、流れの均一化と圧力損失の低減を同時に実現する事は容易ではない。また、空気側では圧縮機からの流れが熱交換器コアの中央部に集中し、ガス側では逆にタービンからの流れは熱交換器コアの外周部に流れ出す傾向にあり、空気側とガス側で速度分布が逆になる事がエンジンの構造から予測される。

速度分布の不均一が温度効率の低下にどう影響するかについては次のような検討結果を採用した。すなわち、空気側またはガス側流路の一方で、コアの半径方向の速度分布が直線的に変化するとき、その不均一が25％内ならば温度効率の低下は1.5 ％内であり、また、半径方向の不均一が

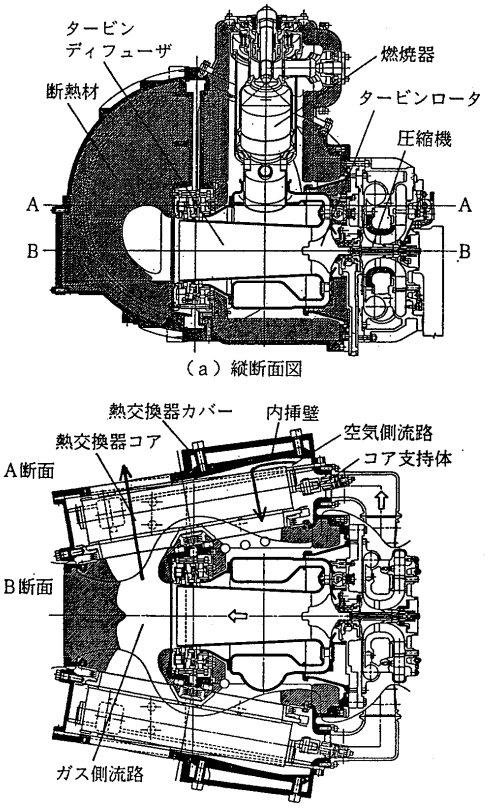


図１　エンジン断面図

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

50％ある場合でも、空気側およびガス側双方の速度分布を一致させれば温度効率の低下は0.5 ％内である。このエンジン開発では速度分布の不均一による温度効率の低下は１％が許容されている。そこで、流路最適化の目標値として以下のように設定した。

①空気側とガス側の速度分布がほぼ同形状であり、各々の不均一率を±12.5％内にする。

②流路圧力損失の許容値としてはエンジンサイクル計算で求められている数値（表１）とする。

表１　実験条件

運転条件 / 主要項目			定格回転		80％回転		50％回転	
			空気側流路	ガス側流路	空気側流路	ガス側流路	空気側流路	ガス側流路
エンジン	流路入口速度	m/s	31.55	126.50	26.93	87.65	20.91	46.70
	流路出口速度	m/s	2.88	14.66	2.93	9.21	2.77	4.51
	コア圧力損失	kPa	1.235	6.488	1.294	4.116	1.215	1.960
	流路圧力損失	kPa	5.596	4.008	2.852	1.705	1.176	0.451
	タービン設計流出角度			9°		17°		—
	マッハ数 （V/a）		0.071	0.180	0.065	0.120	0.057	0.063
	レイノルズ数（VD/ν）		2.10×10^5	9.87×10^4	1.44×10^5	5.83×10^4	8.54×10^4	2.88×10^4
モデル流路	空気温度	℃	10	10	10	10	10	10
	流路入口速度	m/s	118.90	23.86	81.51	14.02	48.30	6.96
	流路出口速度	m/s	5.43	3.65	3.70	2.13	2.17	1.04
	コア圧力損失	kPa	6.205	0.933	5.802	0.476	4.883	0.205
	許容流路圧力損失	kPa	27.980	0.576	12.790	0.169	4.727	0.047
実機流路	空気温度	℃	25	15	25	15	25	15
	流路入口速度	m/s	64.94	12.51	44.53	7.39	26.41	3.65
	流路出口速度	m/s	3.63	1.87	2.47	1.11	1.45	0.55
	コア圧力損失	kPa	1.75(0.93)	0.25(0.32)	1.63(0.51)	0.13(0.17)	1.38(0.33)	0.06(0.08)
	許容流路圧力損失	kPa	7.911	0.153	3.602	0.053	1.332	0.013

D；流路入口直径，V；流路入口平均速度，ν；動粘度，a；音速
注）括弧内は実機コアを使用したときの圧力損失

3．実験方法

3－1　実験条件

モデル流路および実機流路の実験条件を表１に示す。エンジンの空気側およびガス側流路内の流れのマッハ数は圧縮性の影響が顕著になる0.3 より小さいのでモデル流路流れ実験では流体力学的相似則を満たす無次元パラメータとしてレイノルズ数を一致させ、また、流路出口において付与すべき熱交換器コアによる圧力損失は流入動圧に対する比がエンジンと同一になるように実験条件を設定した。ただし、空気側流路の定格回転条件での実験は流路入口速度がかなり高速になるため実施しない。実機流路の性能については実際にエンジン運転において評価するのが最良であるが高温下での計測が困難であるため、モデル流路と同様にレイノルズ数を一致させた流れ実験で評価する。

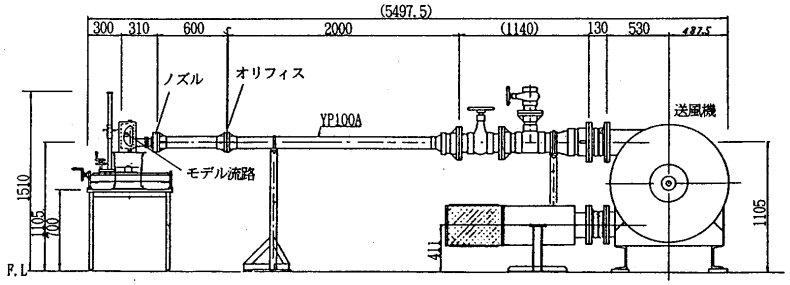


図２　実験装置

3－2　実験装置およびモデル流路

本実験装置を図２に、ガス側モデル流路を図３に示す。ガス側流路ではタービンロータ下流の旋回流れを模擬するためにモデル流路の上流にディフューザとその先端に旋回付与器を取り付けてある。流路出口の圧力損失は水力直径６㎜、厚さ30㎜のハニカムと金属メッシュや布を数枚組み合わせて付与した。流路形状の最適化はゴム粘土を用いて行なった。

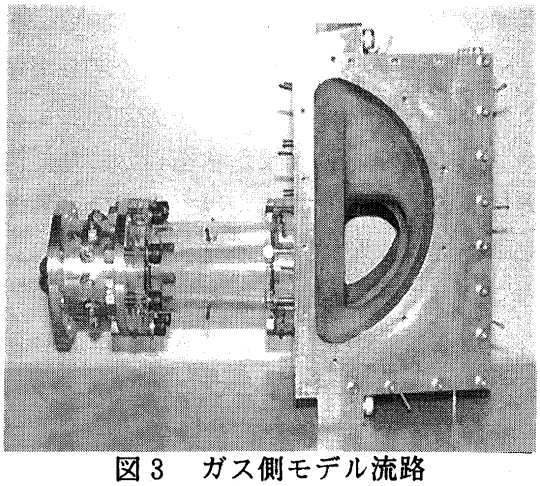


図３　ガス側モデル流路

空気側モデル流路については図１(b)に示すように圧縮機出口からコア支持体付近までの流路は形状の変更が容易ではないので、熱交換器カバーに取り付いている内挿壁形状の最適化をゴム粘土を用いて行なった。なお、空気側モデル流路は流路の圧力損失を正確に把握したいため、熱交換器コア周りやコア支持体等は実際のエンジンに忠実に模擬して製作した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3－3　実機流路

ガス側実機流路の流れ実験の様子を図4に示す。本実験では流路出口の圧力損失を付与するのに実機の熱交換器コアを使用したが、熱の交換はないので、その場合のコア圧力損失値は設定すべき値とは異なる。表1の実機流路の括弧内の数値は実験でのコア圧力損失値である。ただし、空気側流路ではコア入口静圧が計測できないため管摩擦損失による計算値を示す。ガス側流路では設定値より1.3 倍程度大きくなり、速度分布がより均一化されることへの懸念があるが、モデル流路実験からその影響はあまり問題にはならない事を確認した。空気側実機流路についても同様である。

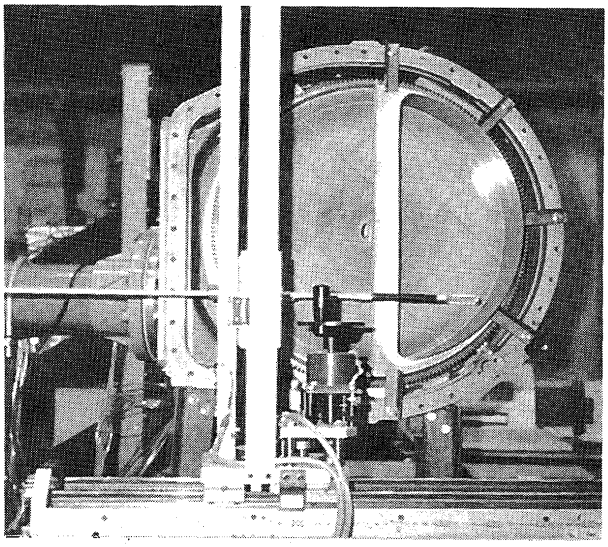


図4　ガス側実機流路の流れ実験の様子

流入速度分布の形状は流路の内部流れに大きく影響するので、実機とモデル流路とで流入速度分布の形状が同一である事を確認する必要がある。そこで、空気側およびガス側の流入速度分布を円筒型ピトー管で調べた結果を図5に示す。空気側では双方の分布は良く一致している。ガス側実機流路では装置上、流路の入口において速度分布の計測ができないのでタービンディフューザ入口において双方の速度分布を計測してほぼ同形状になる事を確認した。

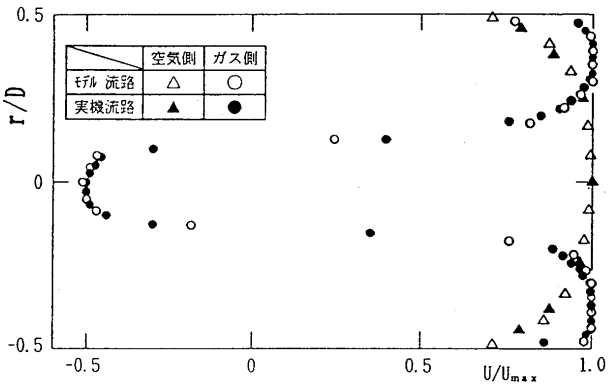


図5　流入速度分布

3－4　計測および評価方法

流路出口の速度分布はハニカムの下流において五孔ピトー管によりほぼ平行流である事を確認した後に、熱線型低速風速計を用いて計測した。また流路の圧力損失を正確に評価するには入口および出口における全圧を流量平均する必要がある。流路入口では直径2㎜の円筒型ピトー管を用いて流れの方向、全圧、静圧を計測した。しかし、流路出口では速度が小さい事からそこでの壁面静圧を等間隔に10点計測し、その平均値を用いた。

実機流路ではガス側の場合、前述のように流路入口での計測ができないため、流入全圧は流量から求まる平均速度と平均静圧（壁面静圧とタービン回転軸上静圧）を用いて計算で求めた。ここで運動エネルギの修正係数はモデル流路流れ実験の結果から1.037 とした。また、空気側の流路出口の静圧としては表1に示すコア圧力損失の計算値を用いた。

速度分布の不均一率は次式を用いて計算した。

不均一率＝ $\sigma_{n-1} / \bar{V}$

$$\sigma_{n-1} = \sqrt{\frac{(\bar{V}-V_1)^2(nA_1/A)^2 \cdots\cdots + (\bar{V}-V_n)^2(nA_n/A)^2}{n-1}} \qquad \bar{V} = \frac{V_1A_1+V_2A_2 \cdots\cdots +V_nA_n}{A}$$

ここで、V_1～ V_n およびA_1～ A_n は各計測点での速度および計測値が代表する面積である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．数値解析

空気側およびガス側モデル流路について内部流動を詳細に把握するために汎用の解析ソフト(FLUENT)を用いて数値シミュレーションを行なった。乱流モデルにはk－εモデルを使用し、H型格格子で計算格子数は約10万点である。入口条件には空気側流路では図5に示す速度分布を、ガス側流路では旋回付与器上流の一様流を与えた。

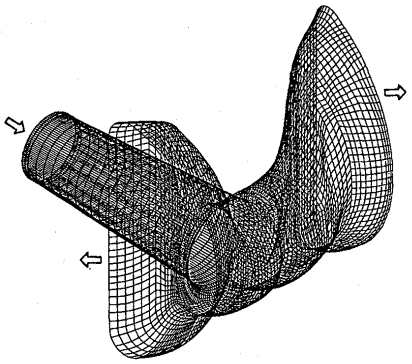


図6　ガス側モデル流路形状

5．実験と計算の結果および考察

5－1　モデル流路形状の最適化

空気側流路では前述のように圧縮機からの流れが熱交換器コアの中央部に流れ込むため図1(b)に見るように内挿壁とコアとの間隔を中央部に向かって狭めるように最適化した。

ガス側流路はタービンの回転軸が熱交換器の中心軸の下方に位置しているのでタービンからの流れは流路の内壁に衝突して左右に分岐し、外周部上方に流れ出すため、図3に見るように流路の上方部に抵抗を付けると共に、外周部の流れをコア中央部に流れるようにするため左右の流路出口付近で流路断面積を一端絞り、それから出口に向かって次第に流れが拡がるように出口形状を最適化した。また、図1(b)に示すように流れが衝突する内壁（分岐点）に突起部を形成することは流路の圧力損失を、タービン下流で流れの旋回が無い場合に約30%、旋回がある場合でも約15%低減でき顕著な効果がある事が分かった。

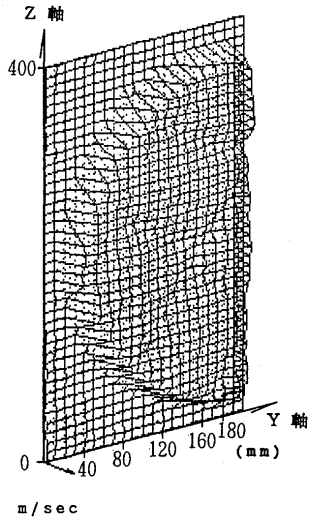


図7　流路出口速度分布

タービン下流の流れの旋回は流路出口の速度分布をより均一化すると考えられるが、タービン設計流出角度は表1に示すように回転数によって変化し、また改良設計において変わる事が考えられるので流れ形状の最適化は旋回が無い状態で行なった。したがって流路は左右同形状である。ガス側モデル流路形状を図6に示す。

5－2　速度分布および圧力損失

ガス側実機流路の80%回転条件における旋回が無い場合の流路出口速度分布を図7に示す。熱交換器コアは図4に見るように長方形をしたセラミックハニカムを何個か接着して製作したものなので、速度分布にはそのつなぎ目の後流による速度欠損がある。それが均一性を劣化させるが、全体的に良好である。

流路出口における垂直断面の速度分布をモデ

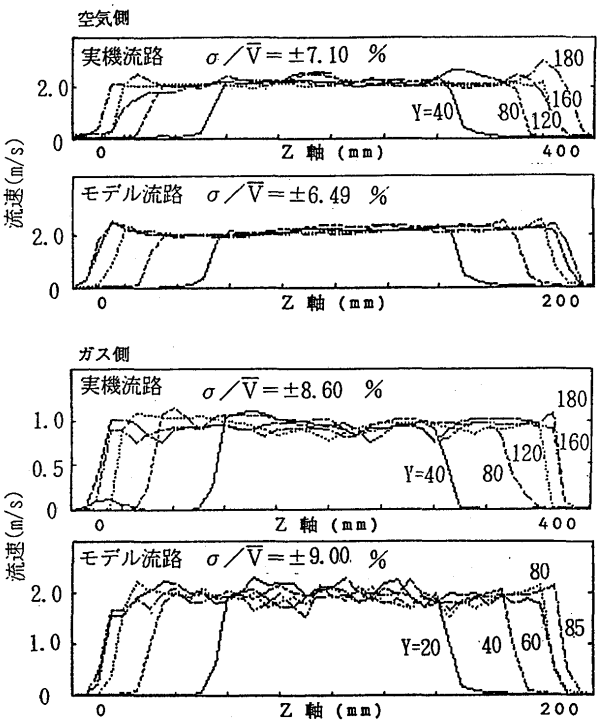


図8　垂直断面速度分布

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ル流路と合わせて図８に示す。空気側、ガス側共に80%回転の場合である。実機流路の計測位置は図７に示してあり、モデル流路ではスケールが1/2 となる。実機流路とモデル流路との速度分布の比較において空気側、ガス側共に同様な形状をしており、複雑な流路形状でもその最適形状を決定する手法としてモデル流路を用いた流れ実験は有効であると言える。また、空気側とガス側の実機流路は共に不均一率の目標値を満たしており、定格および50%回転の条件でも同様である。

タービン下流の流れが旋回しているときのモデル流路の出口速度分布を図９に示す。80%回転の場合で、旋回角度はタービン出口から見て時計回りに17度であるが旋回方向の影響も見るために反時計回り（－17度）でも速度分布を計測した。旋回の無い図８のガス側モデル流路の速度分布と比較して、殆ど同じである事が分かる。また、旋回の方向の違いによっても変わらない事から、流路は図６に見るように左右同形状で特に問題はないと言える。

数値解析によるモデル流路の出口速度分布の計算結果を図10に示す。80%回転の場合で、旋回角度は17度である。図の上段がタービン出口方向から見て流路の右側、下段が左側であるが、左右の速度分布は殆ど同形状をしており、流れに旋回があっても左右の速度分布の相違は無いと言う実験結果と同様の結果である。また、図９の速度分布と比較して良く一致しており、本解析で用いた解析手法がこのような流路の形状を決定する手法として十分に役立つものと考える。

ガス側流路内流れの計算結果を図11に示す。図は流れの上流側から見ており、流路の入口および流れが衝突する内壁面から十分離れた流路中央部の位置である。流路の入口付近の流れの速度は旋回のため左右で相違しているが、流路の出口に向かって次第に流れの様子が左右とも同じになる事が分かる。

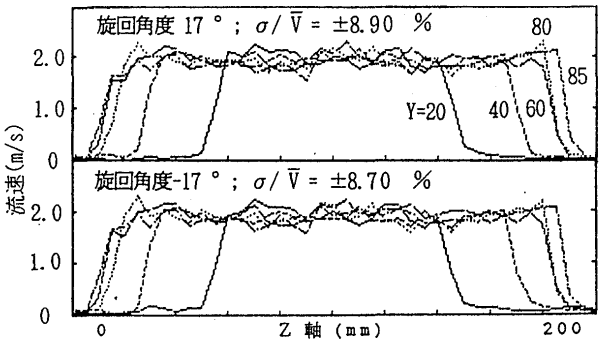


図９　旋回がある場合の速度分布

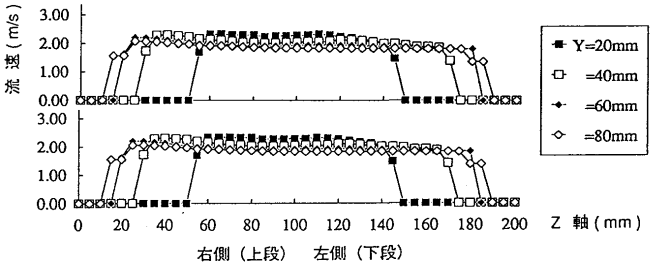


図10　流路出口速度分布の計算結果

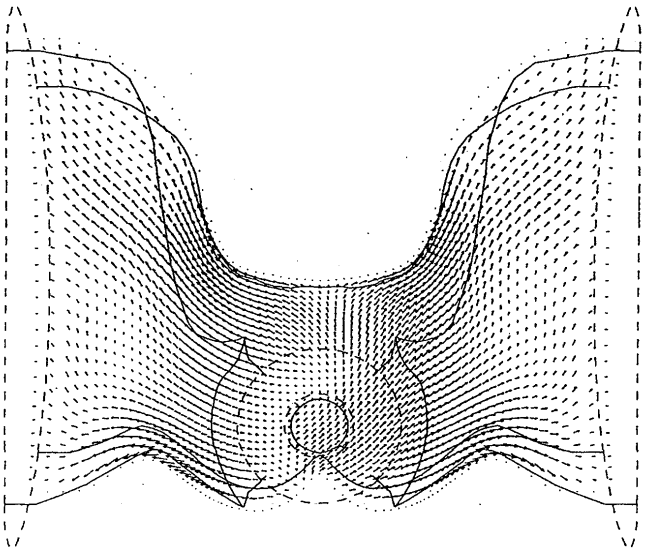


図11　ガス側流路内流れの計算結果

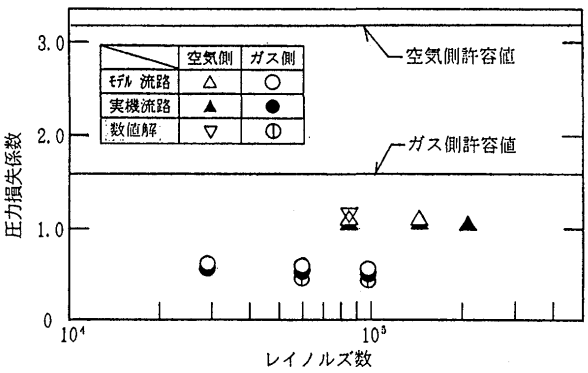


図12　流路圧力損失係数

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

空気側およびガス側流路の圧力損失を流入動圧で無次元化した圧力損失係数を図12に示す。図にはエンジンサイクル計算で求められた圧力損失係数の許容値を示してある。その値に対して実機流路の場合には空気側、ガス側共に約1/3 程度であり、目標値を十分に満たしている事が分かる。

実機とモデル流路との圧力損失係数を同一レイノルズ数で比較した場合、その差異が寸法効果となる。一般に小型のモデルでは相対粗さが実機よりも大きくなるため圧力損失係数は増加するが、図から寸法効果による有意差は認められない。したがって、流路圧力損失についてもモデル流路を用いた流れ実験によっておおよそ予測できる事が分かった。また、図には空気側およびガス側の数値解析による圧力損失係数の計算結果を示してあるが、実験結果と比較して概ね一致しており、特に空気側流路のように内部構造物がある場合でもその形状をより正確に与えれば十分良い結果が得られると考える。

ガス側流路の圧力損失係数はレイノルズ数が増加するにつれ減少する傾向が見られるが、空気側流路では図13に示すように圧力損失の殆どが流路入口の角部やコア支持体周りに形成される渦によるものであり、レイノルズ数に依存しない。この部分の圧力損失は空気側流路の約70%を占めるため、形状を改良する事で大幅な圧力損失の低減が可能である。

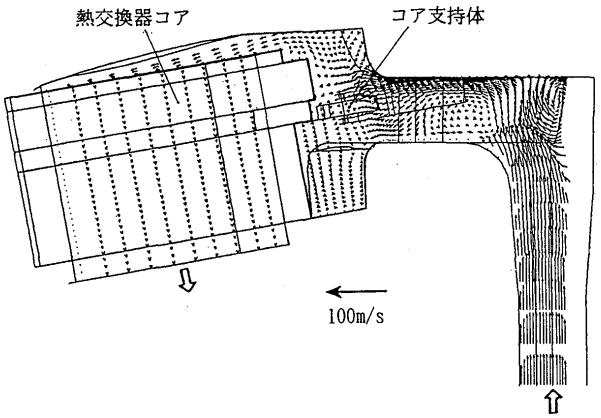


図13　空気側流路内流れの計算結果

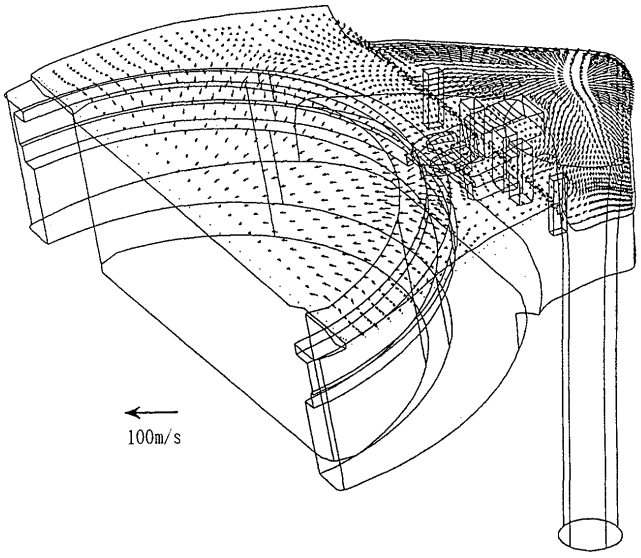


図14　熱交換器コア入口近傍の流れ

空気側流路における熱交換器コア入口近傍の流れの計算結果を図14に示す。図にはコアの中心軸に向かってほぼ対称に流れ込む様子がよく表れており、それにより流路出口の速度分布は図 8 に示すように均一になると言える。

6．まとめ

（1）自動車用ガスタービンのような複雑な流路形状でも速度分布や圧力損失等をモデル流路流れ実験によって十分に予測できる。

（2）モデル流路の数値シミュレーションにより速度分布や圧力損失係数等実験結果と概ね一致する結果が得られ、また、空気側流路では流路入口部の形状を改良する事で大幅な圧力損失の低減が可能である事が分かり、流路形状を決定する手法として十分役立つと言える。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ヒートパイプを利用したタービン冷却システム C—6

＊高橋　晃、山脇栄道（石川島播磨重工業）
三村富嗣雄、瀧　将展、吉田豊明（航空宇宙技術研究所）

1．まえがき

HYPRエンジン（超音速旅客機用エンジン）は高出力を得るため、タービンの高温化及び高性能化が要求されてきている。このような高温タービンを実現するためにはタービンの冷却を効率的に行う必要がある。タービンの高温化に対し、従来の手法では冷却空気を増大して冷却してきたが、圧縮機抽気空気流量の増大による熱効率及び推力低下の問題が生じる。そこで、従来の冷却方法に比べ、冷却空気流量を低減できる冷却システムとして、ヒートパイプを利用したタービン冷却システムを検討してきた(1)。本報では冷却システムとしての実用性の評価を目標として新たにヒートパイプ（以下「ヒートパイプD」と呼ぶ）を製作・試験し、実用化のための基礎データを取得したので概要を報告する。

2．ヒートパイプ冷却システムの概略

ヒートパイプをタービン静翼に用いた場合、翼を冷却する空気を削減できるため、燃料消費率の向上が期待できる。しかし、現時点でのヒートパイプの性能から検討した結果、ヒートパイプの熱輸送量だけではタービン全体を冷却できないこと、後縁部分の狭い領域では作動媒体が十分に還流できないとういう点から、図1に示すように前縁、後縁部分の冷却には従来からの圧縮機抽気空気を用いたシステムが考えられる。このシステムの成立性を確認するためにはタービン翼中央部分を冷却できる熱輸送量を把握する必要がある。また、タービン翼のように高温の状況下で用いる場合、ヒートパイプに用いる作動媒体としては金属ナトリウム、カリウム等のアルカリ金属が考えらる。ヒートパイプが正常に機能するためには、常温で固体である作動媒体が全体の温度上昇によって液体の状態にならなければならず、ある程度の時間（以下「始動時間」と呼ぶ）を要する。航空エンジンとして用いる場合には始動時間を極力短くする必要がある。本報ではタービン冷却システムのヒートパイプの性能として、最大の熱輸送量、始動時間及び重力の影響について試験を実施した。

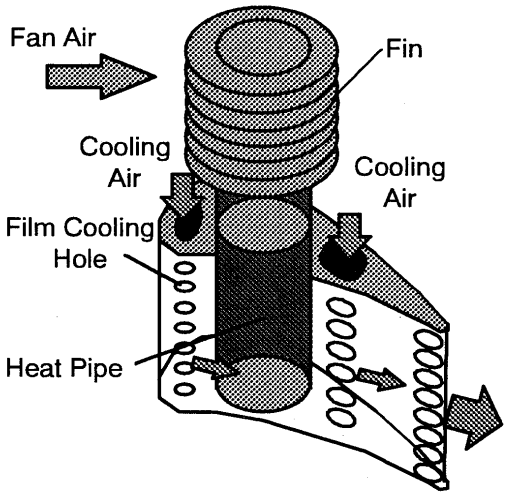


図1　タービン冷却システム概念図

3．試験装置

図2に試験装置を示す。タービン静翼に相当する加熱部はタービン翼を模擬するため、高熱流束、急加熱が可能である赤外線加熱炉によって加熱した。実機ではファン流に曝される放熱部はフィン

第12回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10，(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

による放熱構造とした。試験装置ではフィンに冷却空気を当てて冷却することが可能であるが、本試験では加熱炉の性能上、放熱部を強制冷却するほど温度が上昇しないため、空気は流さず、自然対流による放熱とした。実際のタービン静翼の使用状況を模擬するためと重力によるヒートパイプの性能への影響を検討するため、ヒートパイプは放熱部を中心に水平状態（0°）から、垂直状態（90°）まで角度を変えることができるようにした。試験では取り付け角度を設定し、ヒートパイプを常温に静定した状態から加熱部を急加熱し、表面の温度分布及び入力した熱量を計測した。

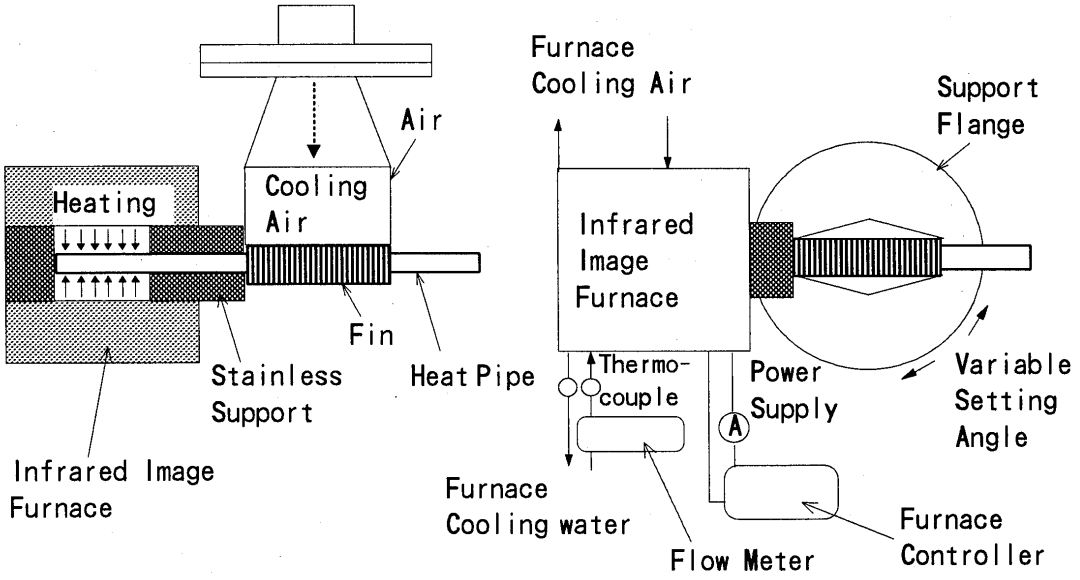


図2　試験装置概略

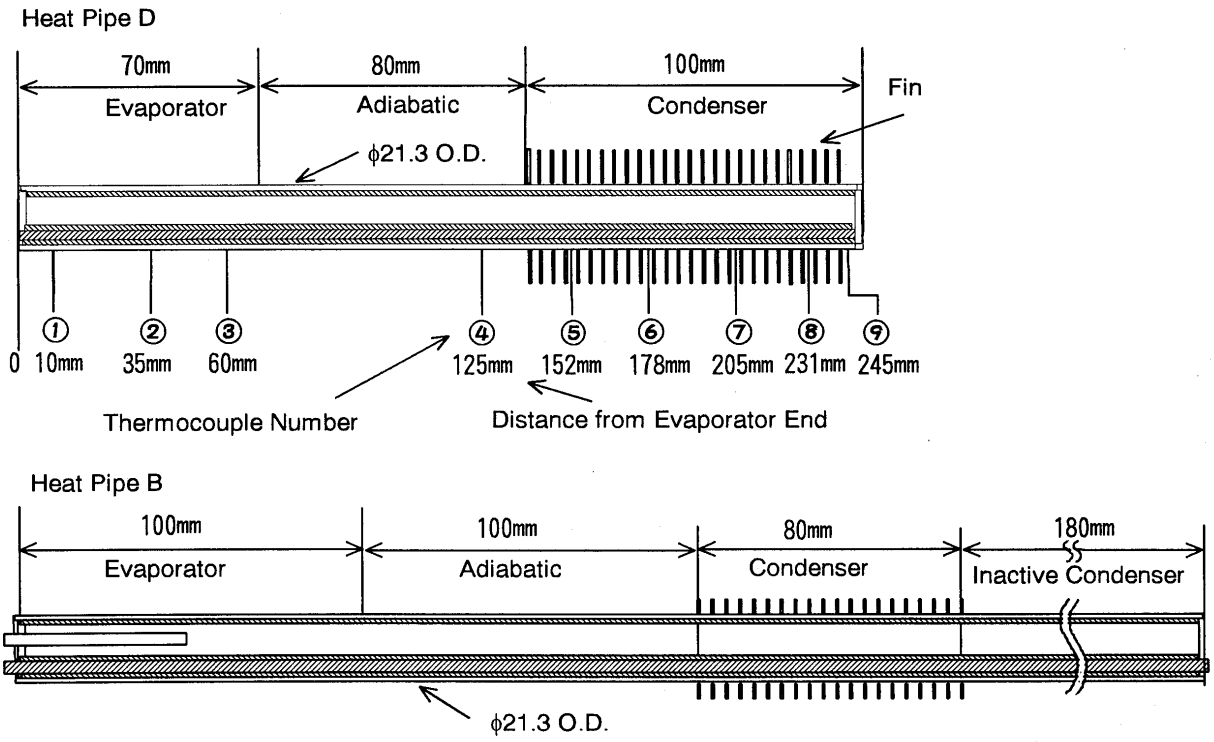


図3　ヒートパイプ形状及び熱電対計測位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表１　ヒートパイプ仕様

Heat Pipe	Envelope Pipe	Evaporator Length	Adiabatic Length	Condenser Length	Fin Size	Number of Fins
D	Haynes230	70mm	80mm	100mm	40×40mm	26
B	SUS304	100mm	100mm	80mm	31.5×31.5mm	20

4．ヒートパイプ

図３に今回、製作・試験したヒートパイプDの形状を示す。作動媒体はナトリウムであり、始動時間短縮をねらって、アルゴンガスを注入してある(2)。ヒートパイプDは、高熱流束、熱輸送量の増加を目標とし、これまでに行った供試体中(1)で最も性能の高かったヒートパイプＢを改良したもので、熱流束の増加をねらって、加熱部を短く、放熱部を長くした。また、外径面のパイプの材質を耐熱性の高いものに変更し、表面温度の制限値はヒートパイプ Ｂ で800℃であったものを 925℃とした。変更の内容を表１に示す。また、熱電対による表面温度計測位置を図３中に示す。図４に代表断面の形状を示す。毛細管現象により作動媒体の液体を放熱部から加熱部に輸送するウィック、アーテリが配置されている。ウィックはニッケルの焼結金属であるが、アーテリとともに、その形状の詳細は製造メーカーである Thermacore 社から明らかにされていない。

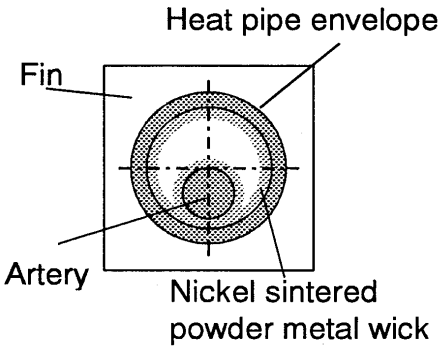


図４　ヒートパイプ代表断面形状

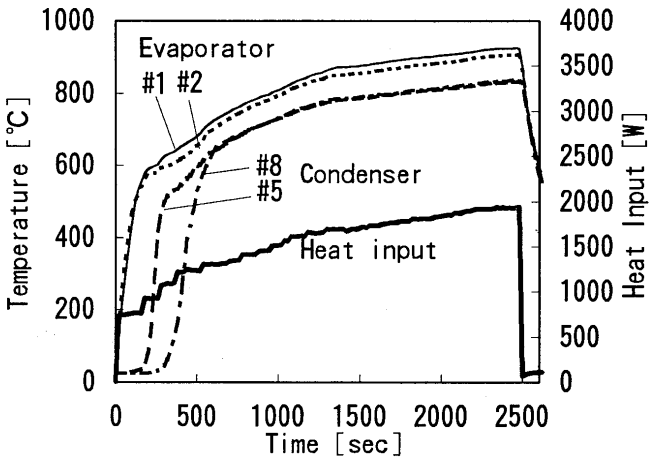


図５　代表温度計測点における温度の推移

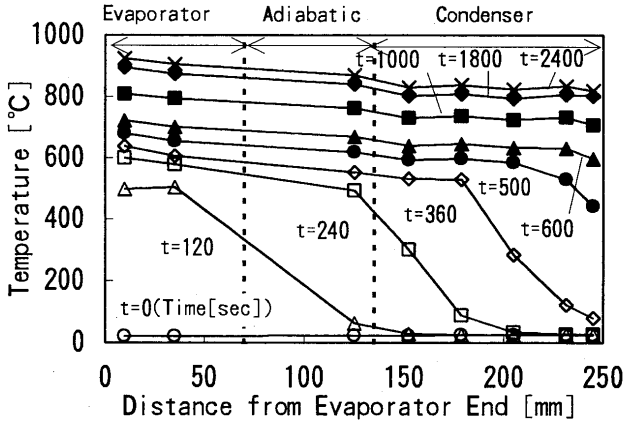


図６　代表時間における軸方向の温度分布

5．ヒートパイプD試験結果

ヒートパイプを水平状態に設置した状態での各部温度と加熱量の時間的な推移を図５に示す。加熱開始直後、加熱部表面温度は急上昇するが、放熱部は時間をおいて温度上昇し始め、一旦上昇し始めると急激な上昇となる。図６に軸方向の温度分布を示す。時間の経過とともに加熱部から放熱部に温度の高い領域

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

が広がり、ヒートパイプ全体の温度が上がっていく。図5、6から、約500秒で加熱部－放熱部全体の温度が500℃以上になり、ヒートパイプは始動し、安定に作動する状態となった。よって水平状態では始動時間は500秒である。約2480秒付近でヒートパイプ使用温度の限界（925℃）に達した。放熱部に空気を流して全体の温度を下げれば、加熱量を増加させることも可能であるが、加熱炉の能力の限界に達しており、これ以上入熱量を増やすことはできなかった。そこで、この時の入熱量を実測値の最大熱輸送量として熱流束を求めると約41W/cm^{2}となる。

図7、8にヒートパイプの設置角度を変えた場合の始動時間と最大の熱流束をヒートパイプBの結果と比較したものを示す。始動時間は約8分でヒートパイプ B に比べて2分ほど遅くなっているが、角度の依存性は少ない。放熱部を長く、フィンの形状を大きくした結果、放熱量が大きくなっことが始動時間増加の要因の一つと考えられる。一方、実測値の最大熱流束は約2.5倍になっており、性能向上が見られる。これは全長を短くすることで、Wick 内の圧損を減らし、作動媒体の輸送能力を向上させたためである。また、ヒートパイプ B では表面温度の制限値でヒートパイプとしての性能が十分に発揮できなかったが、パイプの材質を変更したことで、温度制限値を大きくし、広い作動範囲で試験ができるようになったことも性能向上の要因である。ヒートパイプ D をタービン静翼に利用した場合、角度の依存性から90°における38W/cm^{2}が実測値での実用上の最大熱流束となる。

ヒートパイプ用いた冷却システムでは性能予測技術を確立することもシステムを成立させるには不可欠である。加熱部表面温度Twe[K]、放熱部表面温度Twc[K]との間で定義される熱抵抗 R[K/W]は熱輸送量 Q[W]から次式で定義され、ヒートパイプの性能を予

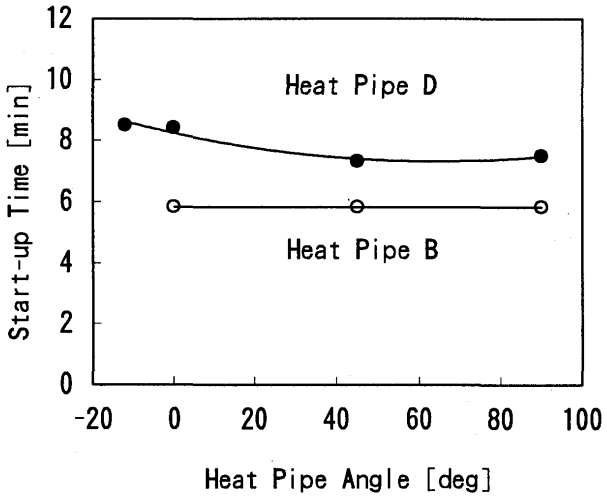


図7 始動時間

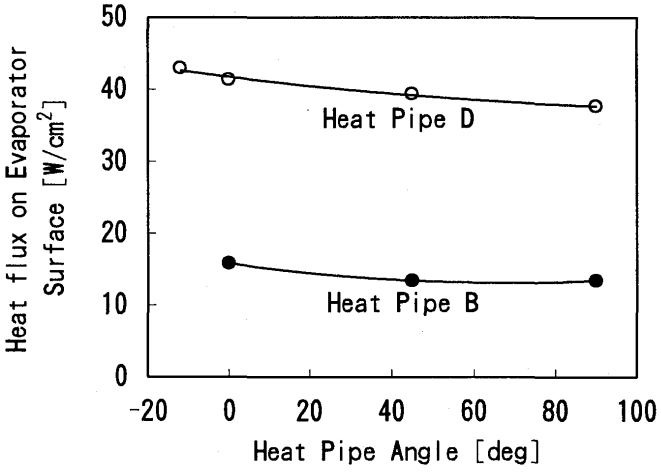


図8 最大熱流束

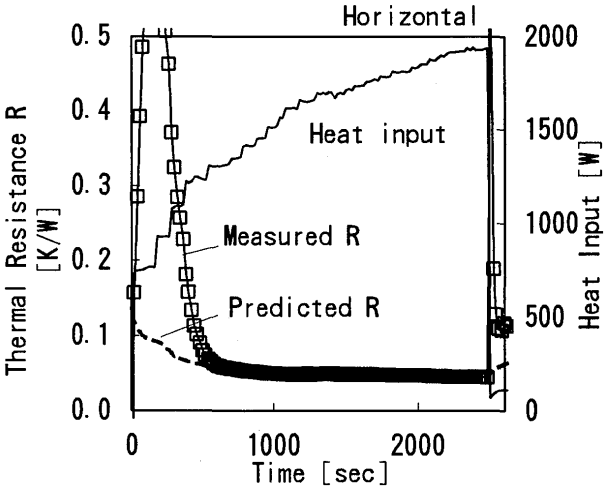


図9 熱抵抗

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

測するパラメータである。

$$R = \frac{Twe - Twc}{Q} \quad \cdots \quad (1)$$

また、熱抵抗はヒートパイプの形状、材料物性値から予測することができる[3]。ウィック、アーテリの形状、物性値については明らかにされていないため、文献[4]からの推定値を用いる。図9に試験実測値から(1)式により算出した熱抵抗と形状、材料物性値から算出した熱抵抗を示す。加熱開始直後は計測値の熱抵抗は大きいが、始動後の 500 秒以降では R=0.045K/W で温度によらず一定値となる。また、計測値と予測値がほぼ一致しており、予測計算の精度は良好であるといえる。

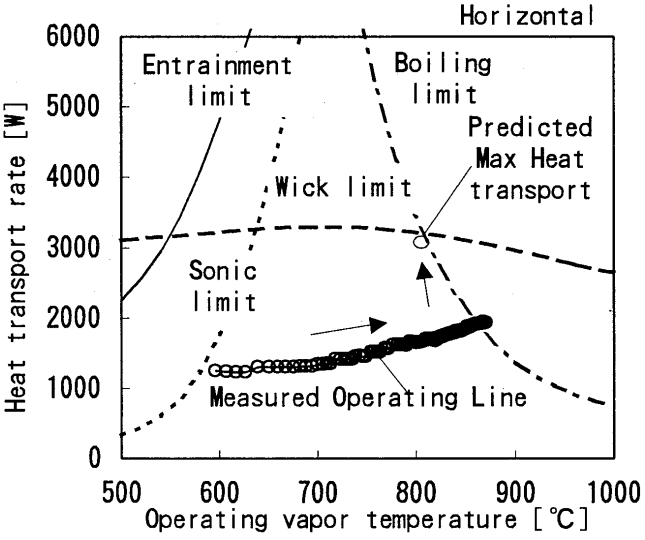


図１０ 作動限界と試験時作動状況

ヒートパイプはそのメカニズム上、飛散限界、音速限界、毛細管限界、沸騰限界[3]の４つの作動限界があり、熱輸送量をどこまで多くできるかの判断材料である。予測した作動限界に水平状態での試験結果をプロットすると図 10 のようになる。ヒートパイプ内の蒸気温度で制限値を予測しているため、本来ならば、蒸気温度をプロットすべきであるが、試験器材の都合上、蒸気温度は計測していないため、ほぼ蒸気の温度と同様と考えられるサポート部の温度を代用する。始動直後の蒸気温度が低い時は音速限界に入熱量が制限され、約 650℃以上では毛細管限界に制限される。本試験での限界となった温度はほぼ沸騰限界にあり、予測上も、これ以上温度を上げることができない。ヒートパイプ取り付け角度 45°、90° で試験を行った際、図 10 の沸騰限界付近でホットスポットが発生した。本試験では加熱炉の能力の都合上、入熱量は 2000W 程度が限界であった。しかし、加熱炉に十分な能力があり、放熱部を強制冷却し、入熱量を増加させた場合、毛細管限界、沸騰限界による作動限界を受けるが、蒸気温度が 800℃の時に各部との熱抵抗より加熱部温度 870℃、放熱部温度 735℃と推測され、式(1)と図 10 から作動線を予測すると最大で約 3000W の熱輸送量が可能である。

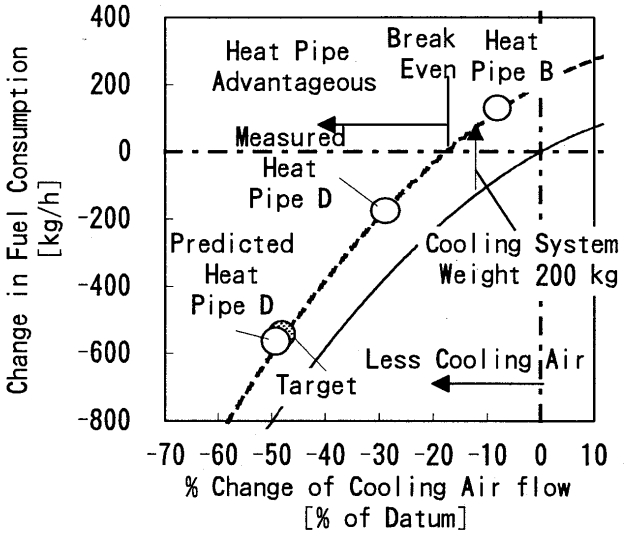


図１１ タービン静翼冷却システムとしての評価

以上の結果から HYPR エンジンのタービン静翼にヒートパイプDを適用した場合の性能評価を行う。HYPR で想定している航行速度マッハ３、タービン入口温度 1700℃のエンジンで１時間当

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

たりの燃料がどれほど低減できるかの検討を行う。タービン静翼に流入する熱流束は表面平均で125W/cm² と予測される。ヒートパイプ D で輸送可能な熱流束は図 10 で予測した最大の熱輸送量から 64W/cm² となる。流入する熱量のうち、ヒートパイプが輸送する分だけ、冷却空気流量を減らせると仮定すると、51%の削減が期待できる。図 11 に冷却空気の削減量と燃料消費率の関係及びヒートパイプ D での効果を示す。ヒートパイプを冷却システムとして組込んだ場合、放熱部が 200kg の重量増加と予測され、これによって冷却空気は 20%削減しないとシステムして意味を成さない。ヒートパイプ D を用いた場合には 51%の削減ができることから、燃料消費率は 600kg/h の削減が期待される。

6．まとめ

（1） ヒートパイプの全長を短くした結果、実測値での実用上の最大熱流束はヒートパイプ B の約 2.5 倍である、38W/cm² が得られた。

（2） 始動時間はヒートパイプ B に比べ 2 分程度長く、約 8 分となった。

（3） 熱抵抗値と作動限界の予測は実測値と良く一致しており、これらのデータからヒートパイプ D の輸送可能な最大の熱流束は約 64W/cm² と予測される。

（4） HYPR エンジンタービン静翼の冷却システムとしてヒートパイプを組込んだ場合、冷却空気流量の 51%削減により、燃料消費率は 600kg/h の削減が予測され、冷却システムとして十分成立する。

7．今後の課題

タービン冷却システムの概念検討としてヒートパイプの最大の熱輸送量を予測し、システム成立性の目途はついたが、作動限界の予測計算の妥当性が確認されていないため、実際に予測通りの熱流束が得られるかを確認する試験が必要である。また、航空エンジンとして始動時間が許容されるか、耐久性、安全性の問題もあり、残された課題も多い。

あとがき

本研究は、通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）から委託を受けて実施したものであり、航空宇宙技術研究所と IHI との共同研究としておこなわれた。ここに関係各位に感謝の意を表する。

参考文献

（1） Yamawaki, S., Yoshida, T., Taki, M., and Mimura, F. 1997, “Fundamental Heat Transfer Experiments of Heat Pipes for Turbine Cooling” ASME Paper 97-GT-438

（2） Ponnappan, R and Chang, W. S., 1994, “Startup Performance of a Liquid Metal Heat Pipe in Near Vacuum and Gas-Loaded Modes,” Journal of Thermophysics and Heat Transfer, pp164-171.

（3） 大島耕一 他共訳、S. W. Chi 著、「ヒートパイプの理論と応用」、ジャテック出版

（4） Anderson, W. G., 1993b, “Negative Pressure in Alkali Metal Heat Pipes,” AIAA Paper 93-3904, ASME/AIChE 29th National Heat Transfer Conference.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

超高温タービン翼型基礎模型の伝熱特性

C—7

＊崎田武史（ＩＨＩ）
熊谷隆王　瀧 將展　吉田豊明（航技研）

１．まえがき

ガスタービンの高効率化や，比出力の増大を図るためにはタービン入口温度（ＴＩＴ）の上昇が不可欠である．現状技術の最先端レベルでは，航空機用エンジンでＴＩＴ１５００℃のエンジンが実用化されているが，今後のさらなるガス温度の上昇にたいして現状の材料技術，冷却技術等を振り返り，発想の転換を行うことも必要と考えられる．

そこで，著者らは熱交換器，ヒートパイプ，超高温タービン翼からなる新しい冷却システムの概念を構築し，これまで多方面にわたる研究を進めてきた．その構成要素の基幹をなす超高温タービン翼に関してはこれまでに円筒型基礎模型を用いた伝熱特性実験及び数値解析を行い，冷却空気の予冷に関する評価により冷却システムの構成要素として成り立つ条件を明らかにした．(1)

本報告は対称翼形状である翼型基礎模型を用いた高温風洞での伝熱試験を行いその伝熱特性を明確にし，また冷却システムの構成要素としての考察を行ったものである．

記号

G	流量
Nu	ヌッセルト数
Re	レイノルズ数
S	面積
T	温度
α	熱伝達率
β	冷却空気流量比
η	冷却効率
λ	熱伝導率

添字

b	翼表面
c	冷却空気
co	冷却空気入口
g	主流ガス
stg	よどみ点

２．超高温タービン翼

超高温タービン翼の概念は耐熱性の優れた高強度新素材，高熱伝導材製の内部対流冷却構造，及び傾斜機能化した遮熱層の３層構造である．

本報告で用いた供試翼は強度メンバーの耐熱材料として，酸化物分散強化型合金（ＯＤＳ）材料のＭＡ６０００を適用した．翼内部の冷却構造を形成する材料には銅（Ｃｕ）を用い，これらの異種金属をＨＩＰ，液相拡散接合により接合を行った．また翼最外被には遮熱コーティング（Thermal Barrier Coating）膜を施し，流入熱負荷の低減を図ったが，将来的には熱応力緩和機能をもつ傾斜機能材料の適用に発展させることを期待している．

翼内部の対流冷却用フィンと，前縁，後縁部に適用しているインピンジ孔の形状，配備等については水流模型による内部流れの可視化実験(2)を参考に決定した．図１に供試翼外観、図２に内部冷却構造を示す．

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

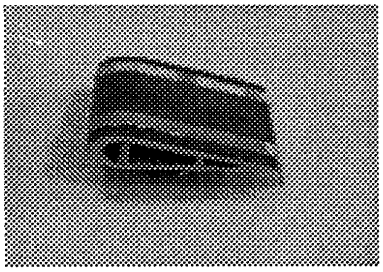


図１　超高温タービン翼外観

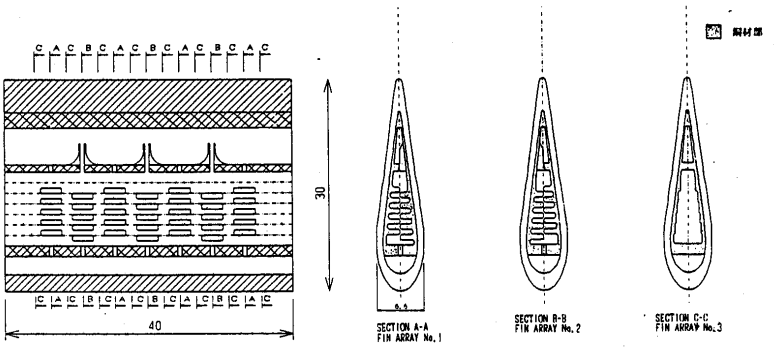


図２　超高温タービン翼内部冷却構造

３．実験装置及び方法

３．１　実験概要

試験部は，中央部に供試翼，その両側にダミー翼を配置する構造とし，ダミー翼内では冷却空気入口出口温度，及び静圧の計測を行った．図３に試験部の概要を示す．

翼表面温度計測には，薄膜温度センサーを適用した．[3]これにより測定部周辺の流れ等を乱すことなく，正確な表面温度測定が可能となる．計測位置は前縁部，翼弦中央部，後縁部で翼弦中央部と後縁部については，翼高さ方向の対称位置に２個所ずつ計測を行った．図４に翼表面温度計測位置を示す．

供試翼は，ＭＡ６０００とＣｕを接合したもの（供試翼Ａ）と，翼型，冷却方式は同一で伝熱特性比較のためＭＡ６０００単体で製作したもの（供試翼Ｂ）を使用した．なお，両者ともＴＢＣコーティングを施工した．

上述の試験部を高温高圧風洞[4]に据え付け，供試翼入口主流ガスの水平及び垂直方向の全温，全圧分布を計測し，流れの一様性を確認した後，伝熱特性実験を実施した．

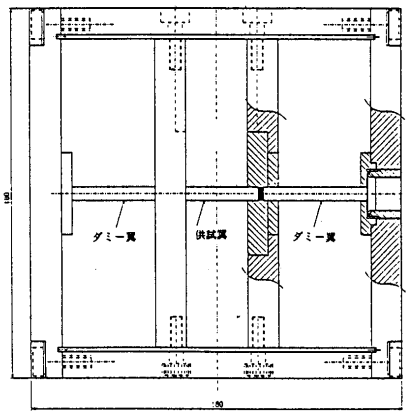


図３　試験部の概要

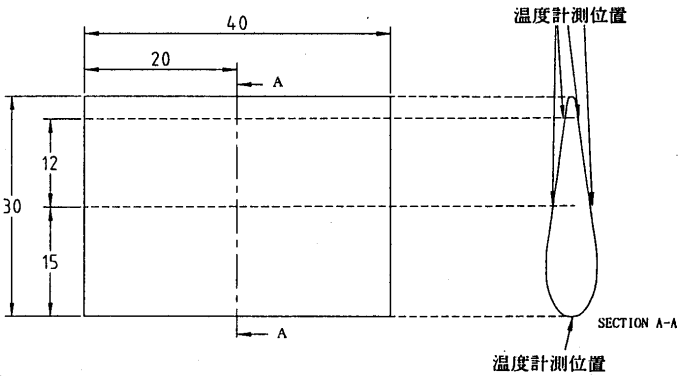


図４　翼表面温度計測位置

３．２　実験条件

実験は供試翼Ａ及びＢに関して，主流レイノルズ数 *Reg*，冷却空気流量比 β （$=Gc/Gg$），主流温度 *Tg* を変化させることにより行った．表１に実験条件範囲を示す．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

冷却空気流量比[%]	β	４～１８
主流レイノルズ数	Reg	２．５～１２×１０^4
主流温度[K]	Tg	３８０～１０７０
冷却空気温度[K]	Tc	３２０～７８０
温度比	Tc/Tg	０．７２～０．９０

表１　実験条件範囲

４．実験結果及び考察

翼表面温度 Tb は，以下の冷却効果を表す無次元値，すなわち冷却効率 η を用いて評価を行った．

$$\eta = (Tg - Tb)/(Tg - Tco) \qquad (1)$$

平均冷却効率を求める際には，計測している５個所の翼表面温度の算術平均値を用いた．

また熱の流れについて次の式が成り立つ．

$$\alpha g \cdot Sg(Tg - Tb) = \alpha c \cdot Sc(Tb - Tc) \qquad (2)$$

主流側面積 Sg と冷却側面積 Sc は等しいとして冷却効率 η を用いてこの式を書き換えると

$$\eta = \frac{1}{1 + \alpha g/\alpha c} \qquad (3)$$

が得られる．

４．１ 冷却空気流量比の影響

供試翼Ａに関して，主流レイノルズ数一定のもとで冷却空気流量比を変化させた結果を図５に示す．冷却空気流量の増加と共に冷却効率は向上している．（３）式より主流レイノルズ数が一定のとき，冷却空気流量の増加に伴い冷却側熱伝達率が増大するため冷却効率が向上すると推定される．

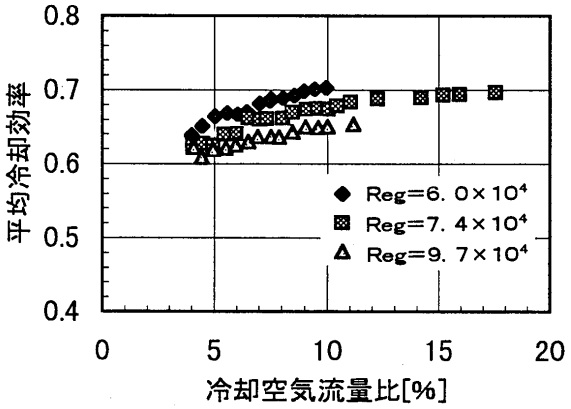


図５　冷却空気流量比と冷却効率

４．２　主流レイノルズ数の影響

供試翼Ａに関して，冷却空気流量比一定のもとで主流レイノルズ数を変化させた結果を図６に示す．これによるとレイノルズ数の増大と共に，冷却効率が低下する傾向が見られる．主流側と冷却空気側のレイノルズ数の比は一定であるが、主流側熱伝達率と冷却側熱伝達率の変化する割合が異なる影響等が考えられる．

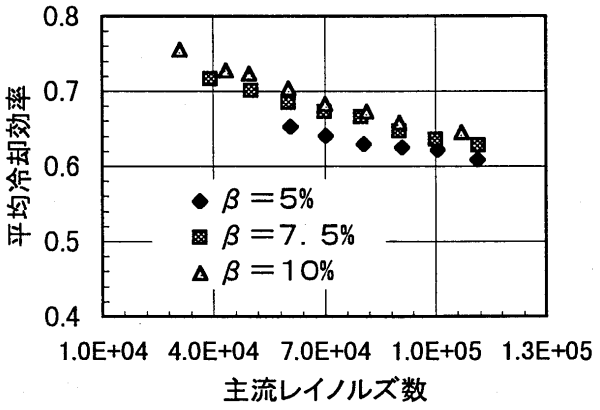


図６　主流レイノルズ数と冷却効率

４．３ 主流温度の影響

供試翼Ａに関して，主流レイノルズ数，冷却空気流量比及び温度比一定のもとで主流温度を変化させた結果を図７に示す．主流温度の上昇

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と共に冷却効率が低下する傾向が見られるが，この原因の１つとして熱伝達率変化の影響が推定される．以下にこの点について考察を行う．

（３）式より冷却効率は主流側熱伝達率と冷却空気側熱伝達率の比に依存することは明らかである．ここで冷却空気側ヌッセルト数が $Nu \propto Re^{0.8}$ の形で表せるとの仮定のもとに（３）式を用いて主流温度１１０℃の冷却効率の実験値を基準に，主流温度が変化したときの熱伝達率変化を考慮して冷却効率を計算した結果を同図に示す．実験値，計算値とも最小２乗法を用いて近似直線を求めた．その結果両者はほぼ一致しており，この仮定は妥当であると考えられる．

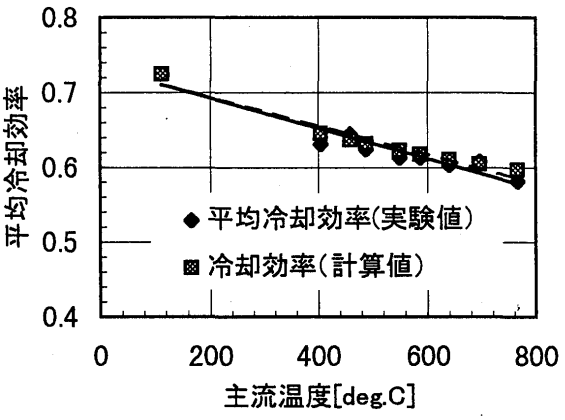


図７　主流温度と冷却効率

４．４　供試翼ＡとＢの比較

図８に供試翼ＡとＢに関して，前縁部の冷却効率の冷却空気流量比に対する変化を表す．定性的には，熱抵抗の大きいＭＡ６０００単体の方が冷却効率が低下すると推定されるが，以下にその点について，実験データとの検証を行う．

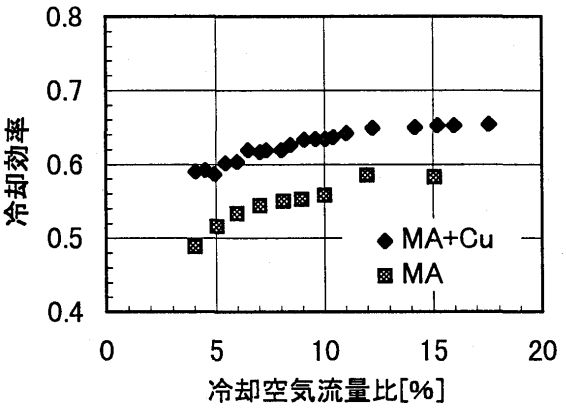


図８　供試翼ＡとＢの比較

熱の流れより，

$$q = \frac{Sstg}{1/\alpha g + l/\lambda + 1/\alpha c}(Tg - Tc) = Sstg \cdot \alpha g(Tg - Tbg) \qquad (4)$$

$$\therefore \eta = \frac{(Tg - Tbg)}{(Tg - Tco)} = \frac{1}{1/\alpha g + l/\lambda + 1/\alpha c} \cdot \frac{1}{\alpha g} \qquad (5)$$

外部熱伝達率、内部熱伝達率は既存の実験式より求め（５）式より両者の冷却効率を比較すると

$$\eta_{MA} \Big/ \eta_{MA+Cu} = 0.98$$

となり，ＭＡ６０００単体の場合の冷却効率の低下は２％でしかないが，実際は図８からわかるように，冷却効率の低下はさらに大きい．

この原因の１つとして測温部が有限の大きさをもつため翼弦方向の伝導による熱流が存在し，Ｃｕがある場合の冷却効率がその効果により計算に比べ上昇していると推定される．

また供試翼Ａ，Ｂに関して，冷却効率ηの分布を図９，１０に示す．上図より供試翼Ｂの翼弦中央と，前縁及び後縁部の冷却効率の差が供試翼Ａに比べて大きいことがわかった．これは供試翼Ａが，翼内部材料 Cu の効果により翼表面温度の分布が少ないためと推定される．この結果，供試翼Ａは供試翼Ｂに比べ平均冷却効率の絶対値で５％の増加及び不均一率（（冷却効率最大値－冷却効率最小値）／平均冷却効率で定義）で３０％減少し，Ｃｕを適用することの優位性が確認された．なおＣｕの効果の有無に関しては，円筒型基礎模型の研究において実施した数値解析の結果，ＣｕによりＯＤＳ材料の温度差減少及び絶対値減少の効果があることがわかっている．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

また冷却効率ηの分布は翼の上下方向でほぼ対称といえるが，若干の相違は主流の流れの状態が上下方向で異なることや，ＭＡ６０００とＣｕの接合が完全に行われていない等の原因が考えられる．

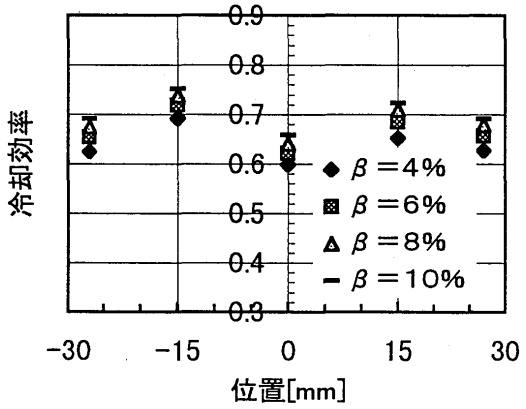


図９　翼面冷却効率分布（供試翼Ａ）

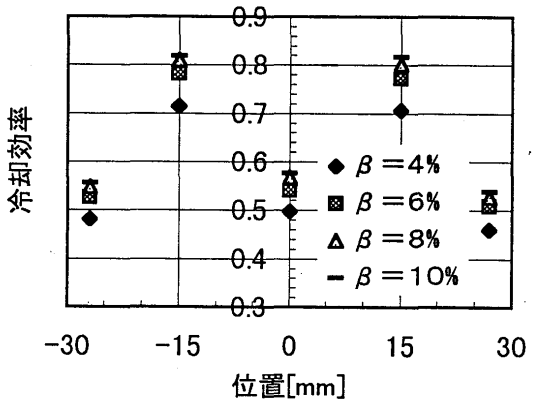


図１０　翼面冷却効率分布（供試翼Ｂ）

４．５　超高温タービン冷却システムの評価に向けて

超高温タービン翼をＨＹＰＲ（超音速輸送機用推進機関の研究開発）目標エンジンに適用することを想定した場合，設計点における冷却効率，主流ガス温度及び材料の耐用温度から冷却空気入口温度が求まる．冷却空気の予冷が必要であるならば，どの程度冷却空気温度を低下させるかにより熱交換器の大きさ等が決定する．その場合熱交換器を配備することによる重量増加の損失と冷却性能向上による熱効率増加の寄与を比較する必要がある．ＨＹＰＲ目標エンジンの高圧タービン第一段静翼での設計冷却空気流量比は７．５％である．冷却空気を予冷するのであれば設計点以下に冷却空気流量比を低下させなければメリットはない．

今後は今回得られた伝熱特性をもとに超高温タービン翼を実機エンジンに適用する研究へと発展させることが可能となったが，その際あわせて熱交換器，ヒートパイプを含めた冷却システム全体としての評価を行っていく必要がある．

５．結論

本研究により得られた主な結論は以下のとおりである．

（１）３層構造及びピンフィン冷却，インピンジメント冷却を併せ持つ超高温タービン翼の伝熱特性を実験的に明らかにし，今後実機エンジンの適用にむけた研究へと進展させるために有用な基礎データが得られた．

（２）翼内部材料Ｃｕにより冷却効率の絶対値増加及び不均一率減少の効果が得られ，Ｃｕを適用することの優位性が確認されたが，定量的に詳細な評価は破壊検査等の今後の問題として残されている．

６．あとがき

ガスタービンの高温化を推進する技術として超高温タービン冷却システムの研究を進めてきた．ＴＩＴを上昇させるためには冷却効率の向上、冷却空気の予冷、材料の耐用温度の向上といった方法があるが、今後はさらなる翼冷却技術の向上を図るとともに、冷却空気の予冷を目的とした熱交

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

換器を含めたシステムの研究を併せて行っていく必要がある．

なお，本研究は通産省工技院の産業科学技術研究開発制度における「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として行っているものである．ここに記し関係の各位に感謝の意を表する．

参考文献

(1) T.Yoshida,T.Kumagai,M.Taki,H.Taguchi,M.Matsuki,Cooling Characteristics of an Ultra High Temperature Turbine Vane Model,Proc of the 12th International Symposium on Air Breathing Engines,1995

(2) Taki,M.,Fujisawa,Y.,Yoshida,T.,Shimazaki,K.,Visualization of the Flow inside of a Turbine Nozzle Model,Proc of the 2nd Japan-China Symposium on Visualization ,Hangzhou,1992

(3) 吉田ほか，高温型薄膜温度センサの研究開発，日本機械学会第６７期通常総会講演,1990

(4) 坂田ほか，航空宇宙技術研究所資料 TM-488，489，490,1983

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C—8

感温液晶による冷却翼内部流路熱伝達分布の計測法に関する研究

＊船崎健一（岩手大工）
石澤浩平（岩手大院）
山脇栄道（IHI）

1 緒言

航空エンジンや発電用ガスタービンにおけるタービン入口温度は実用レベルでも1500℃に到達しているが，今後更なる上昇が見込まれている．このような超高温化を達成するためには種々の研究開発が必要であるが[1]，タービン翼内部の冷却構造に関する研究は特に重要である．タービン動翼内部の冷却には，一般に乱流促進体付きのサーペンタイン流路が用いられているが，タービン動翼は翼断面のスタガ角や形状の半径方向への変化が大きいため，冷却流路断面形状が流れ方向へ著しく変化する．そのような流路に対し，流路面積の変化しない矩形流路で得られた実験データをそのまま適用することは困難であり，これが冷却設計の精度向上を妨げる要因の一つとなっている．このような複雑な流路における熱伝達特性を把握する方法として，近年CFDの利用が試みられている[2][3][4]．CFDを用いた方法は，計算精度や計算機資源への要求度の高さなどの点からまだ実用段階とは言いがたいが，近い将来冷却設計ツールとなるポテンシャルを有している．パソコンクラスの計算機でも数年前のスパコンクラスの計算が可能になりつつある現在，CFDによる冷却設計を現実のものとするためには，実際の流路形状に近いモデルで得られた良質の実験データとCFDによる評価値との比較を行い，計算コードや格子生成コードの検証と改良を行うことが重要である．

本研究では，航空エンジン用高圧タービン冷却翼のサーペンタイン流路部のスケールモデルを用い，その流路内面における熱伝達率を感温液晶（Thermochromic Liquid Crystal or TCL）を用いて計測した．同種のモデルを用いて計測した例としては，Abuaf, Kercher [5]の研究がある．彼らは計測面側を断熱材である木材で製作し，その表面を金属箔で覆い，通電加熱法による熱流束一定の条件下で計測面温度を感温液晶により計測している．しかし，彼らの方法は熱損失の評価や供試体の製作の点でやや難があるため，今回の研究では計測法として感温液晶による非定常法（TCL-based transient method）を採用した．この計測法は著者ら[6][7]の他多くの研究者[8][9]により採用されており，計測法の改良も進められているが，乱流促進体付きサーペンタイン流路への適用例は少ない．その理由の一つとしては，Chyuら[10]が指摘したように，流れ方向への主流温度の変化を合理的に推定することが困難であることが挙げられる．そこで，本研究では，主流温度の直接計測を行うことにより，主流温度の流れ方向への変化を推定し，熱伝達特性の評価精度の向上を図った．

2 計測法

2.1 非定常法の原理

半無限物体表面（初期温度T_i）に接する流体の温度をステップ状に温度T_gまで上昇させる．熱伝達率をhとすると，半無限物体表面の温度Tの時間的変化は次式で与えられる．

$$\frac{T-T_i}{T_g-T_i}=1-\exp\left(\frac{h^2t}{\rho c\lambda}\right)\mathrm{erfc}\left(\frac{h\sqrt{t}}{\sqrt{\rho c\lambda}}\right) \tag{1}$$

ここで，tは時間，ρ，c及びλはそれぞれ物体の密度，比熱及び熱伝導率である．非定常法による熱伝達率計測では，計測面温度の時間的変化を感温液晶等を用いて計測し，所定の温度に達するまでの時間tを式(1)に代入し，ニュートン法などを用いることにより熱伝達率hの推定が可能になる．しかし，実際に試験を行うと，後述するように，主流側の温度変化は必ずしもステップ状には変化しない．この場合には，主流の温度変化を，微小なステップ変化（計測開始からの時間遅れτ_j）の重ね合わせで近似し，Duhamelの定理を用いることにより，表面温度の変化は次式で評価可能になる[11]．

$$T-T_i=\sum_{j=1}^{N}U\left(t-\tau_j\right)\left(T_g-T_i\right)_j \tag{2}$$

$$U\left(t-\tau_j\right)=1-\exp\left[\frac{h^2\left(t-\tau_j\right)}{\rho c\lambda}\right]\mathrm{erfc}\left[\frac{h\sqrt{\left(t-\tau_j\right)}}{\sqrt{\rho c\lambda}}\right] \tag{3}$$

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

また，Gillespieら[8]は，主流温度が時定数τでの指数関数的な変化をするとき，表面温度の時間変化に関する解析解を次のように導いた．即ち，

$$T_g = T_i + \left(T_{g,e} - T_i\right)\left(1 - e^{-t/\tau}\right) \tag{4}$$

$$\frac{T - T_i}{T_{g,e} - T_i} = 1 - \frac{\dfrac{\rho c\lambda}{h^2\tau}}{1 + \dfrac{\rho c\lambda}{h^2\tau}} \exp\left(\frac{h^2 t}{\rho c\lambda}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{h\sqrt{t}}{\sqrt{\rho c\lambda}}\right) - \frac{\exp(-t/\tau)}{1 + \dfrac{\rho c\lambda}{h^2\tau}} \left(1 + \frac{\sqrt{\rho c\lambda}}{h\sqrt{\tau}} \left(\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{t}{\tau}} + \frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\exp\left(-\frac{n^2}{4}\right)\sinh n\sqrt{\frac{t}{\tau}}\right)\right) \tag{5}$$

ここで，$T_{g,e}$は主流温度の最終到達値である．以前の研究で，温度上昇は指数関数には従わない例も確認されており，今回の研究では，式(2)(3)を用いることとする（ただし，N=20）．

2.2 主流温度降下への対応

上で述べたように，非定常法は主流側から物体への熱移動を伴うため，主流温度の流れ方向への降下が避けられない．流路内面での熱流束が既知であれば主流（平均流速U）のバルク温度の推定は可能であるが，非定常法の場合には熱流束自身が非定常熱伝導方程式の解で与えられるため，主流温度の変化の評価は容易ではない．この難点を克服するため，Chyuら[9]は4つの方法を検討し，その検討結果を基に次の補正方法を推奨した．

$$\frac{h_b(x,y)}{h_e(x,y)} \approx \frac{C}{C-1} \quad , \quad C = \frac{\rho_{air} c_{air} U}{\displaystyle\int_0^P \int_0^x h_e(x',y')dx'dy'} A \tag{6}$$

ここで，$h_b(x,y)$，$h_e(x,y)$は局所バルク温度及び流路入口温度で定義された熱伝達率，Aは局所流路断面積，ρ_{air}，c_{air}は流体の密度及び定圧比熱であるである．この方法では流路全内面での熱伝達特性を把握する必要があり，本研究で対象としているサーペンタイン流路での計測に対しては実際的ではない．そこで，今回の研究では，主流温度をサーペンタイン流路の数カ所で直接計測し，その温度データを基に流れ方向への主流温度を推定する方法を採用する．同様の方法は前述のChyuらの他，Ekkad, Han[12]が採用している．

2.3 感温液晶による温度計測

感温液晶からの色情報と温度とを関係づける方法については，単色光源法[13]や狭帯域フィルタ法（RGB法）[14]，インテンシティ法[15]などがあるが，本研究では，現在広く用いられている色相法（Hue Capturing法[16]）を採用する．これは，感温液晶からの反射光をR, G, Bに分解し，それぞれの光の信号から計算される色相Hと温度との関係を用いる方法である．ここで，色相はRGB値から次式で計算される．

$$H = \frac{255}{360}\left[90° - \tan^{-1}\left(\frac{F}{\sqrt{3}}\right) + \begin{pmatrix} 0° \text{ for } G \geq B \\ 180° \text{ for } G < B \end{pmatrix}\right] \quad , \quad F = \frac{2R - G + B}{G - B} \text{ for } G \neq B \tag{7}$$

上式の255/360という因子は色相値を256階調で現すためのものである．

3 実験

3.1 実験装置

図1に本研究で使用した実験装置の概観を示す．ブロア入口に取り付けられたヒータにより加熱された空気は整流部，オリフィスを経て三方切り替えバルブに流入する．計測を開始する前に，切り替えバルブを迂回側にしておき供試体入口温度を調整する．この時，迂回側出口に取り付けたバタフライバルブの角度を調整し，供試体側にバルブ切り替え時の流動抵抗の変化による流量変化が発生しな

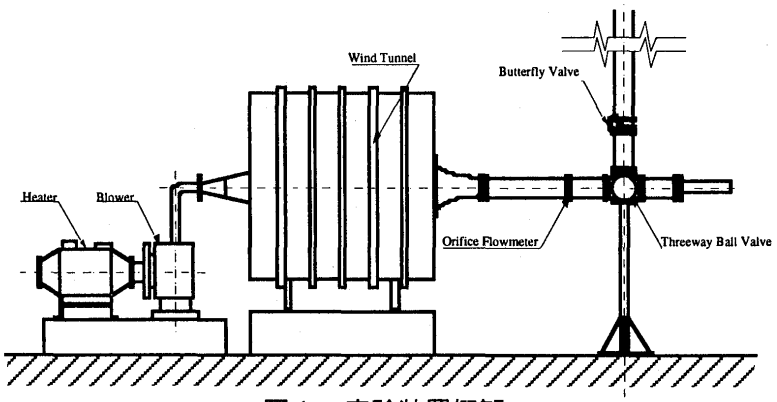


図1 実験装置概観

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

いようにする．切り替えバルブは手動式であるが，瞬時（0.5sec程度）にバルブの切り替えが可能である．

3.2　供試体

図2には試験に供したサーペンタイン流路モデルを示す．これは航空用エンジン高圧タービン動翼及び根元部の内部冷却流路の一部の10倍スケールのアクリルモデルであり，翼面冷却孔を除き，ほぼ正確に実機内部流路を再現している．モデル外面は，計測が容易になるように水平面に対し直交する面を有している．モデル内には３つの流路があり，各流路内面には主流に対し60°角度を有する突起が計測面及びその対向面に取り付けられている．計測面には，発色温度幅が２℃の感温液晶（日本カプセルプロダクツ製）をスプレーで塗布し，その上から黒色塗料を塗ってある(図3参照)．供試体の入口及び出口には，非定常温度計測用の抵抗温度計（単線式熱線プローブをcold-wireモードで使用）が設置されている．また，供試体自身には，主流温度計測用の合計４本のK熱電対（T1～T4）を図中に示す位置に取り付けている．熱電対では急激な温度変化を把握することは困難であるが，流路での温度降下の大きさを把握することは可能であると考えている．

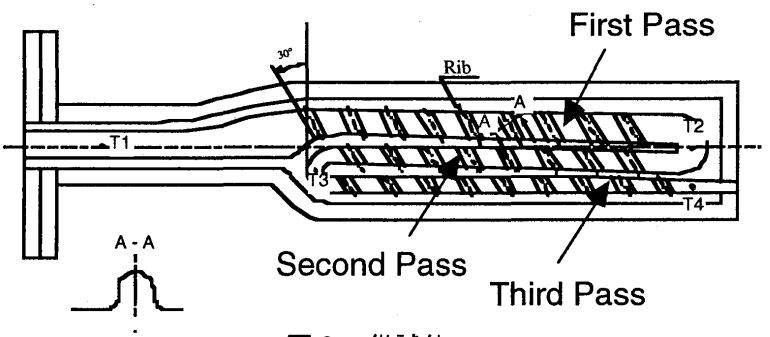


図２　供試体

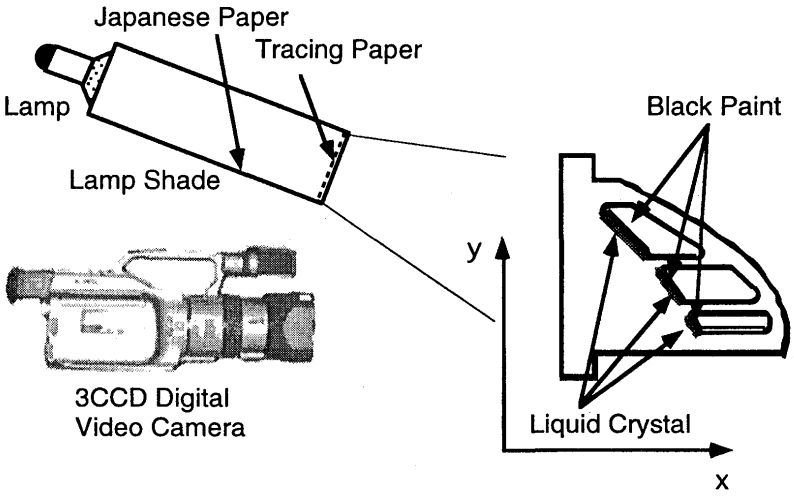


図３　温度分布計測

3.3　温度分布計測

図3に，供試体に塗布された液晶の色（即ち，計測面の温度）の計測の状況を示す．色情報は3CCDデジタルビデオカメラ（SONY DCR-VX1000）にビデオレート（30フレーム/秒）で録画される．この時，フレーム単位の時間も記録され，これを利用して計測開始時刻からの経過時間の算出が可能となる．試験終了後録画された色情報はビデオ信号としてパソコンに取り込まれ，画像処理が行われる．照明には３台のハロゲンランプを用いた．ランプからの光の一部は計測面手前の垂直面で反射するが，電球からの強い光の反射光の存在により計測可能な範囲がかなり限定されてしまう．そこで，ランプに円筒状に巻いた和紙製の笠を被せ，さらにトレーシングペーパーで光路を遮ることによりランプの光を散乱させ，特定の強い反射光の発生を抑制した．

3.4　較正試験

較正試験の詳細については既報[5]に譲り，以下に簡単に手順を述べる．アクリル板に感温液晶を塗布した台形状のステンレス箔を貼り，箔を通電加熱することにより表面に温度分布を発生させる．温度分布はアクリル板に埋設した熱電対で計測する．照明やビデオカメラを実際の計測とほぼ同じ状態に設定にして液晶の色を録画し，画像処理により対象とする色相が現れている箇所を同定し，熱電対の温度分布から色相値と温度との対応関係を求める．さて，図3の供試体断面図からもわかるように，サーペンタイン流路には，計測面とビデオカメラの光軸とのなす角度φが45°以上にも達する箇所が存在する．このため，較正試験では，較正用アクリル板表面とカメラ光軸とのなす角度を変えることにより，色相-温度の関係に対する角度依存性も把握しておく．一方で，サーペンタインモデルの計測面は長手方向に必ずしも一定の角度ではないので，角度特性を温度評価の手続きに組み込むことは現時点では困難である．そこで，今回は，$\varphi = 0$の時の較正データを用いることとし，角度特性の影響は計測値の不確かさ解析の中で考慮するものとする．

4　実験結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4.1　計測精度の検証

サーペンタインモデルによる計測の前に，本研究で採用した感温液晶による計測法の妥当性を確認するため，角度付き乱流促進体を有する正方形流路での熱伝達率計測の結果[17]との比較を行った．供試体は一辺D50mmの正方形断面流路を持ち，流れ方向から60°傾いた高さ2.35mmの突起がピッチ比10：1で対向する二面に取り付けられている．突起は二面間で対向している（in-line）．この供試体の入口，出口でcold wireで計測した主流温度の変化を図4に示す．ここで，バルブ切り替え時（温度が急上昇する瞬間）以前の温度が入口，出口で異なっているが，これは入口温度を配管内で計測している一方，出口温度は外気中に設置されているためである．供試体入口温度はバルブ切り替え後約1秒でほぼ一定温度に到達している．一定温度に速やかに到達していることから，迂回側バルブの調整が適切であったことがわかる．出口温度は入口温度と同様の上昇カーブを示すが，絶対値は約8℃低くなっている．計測位置は供試体のほぼ中央付近であったので，各瞬間における入口及び出口温度の算術平均を求め（図4参照），その温度を計測位置における主流温度として熱伝達率を算定した，図5には，供試体中心線上でのヌセルト数分布について，Han, Park [17]の熱電対による計測結果と本研究で得られた結果との比較の1例を示す．レイノルズ数$Re_D\,(=UD/\nu)$は30,000である．ヌセルト数分布は，滑面でのヌセルト数（入口効果を考慮）との比で現している．また，感温液晶による計測結果については，入口温度で評価した場合と温度補正をした場合の結果が示されている．計測箇所が異なっているため直接的な比較はできないが，温度補正を施したデータはほぼ熱電対による計測値と一致している．一方，温度補正を施さないデータは，主流と供試体初期温度との温度差が実際よりも大きくなっているため，熱伝達率を低めに見積もる結果になっている．

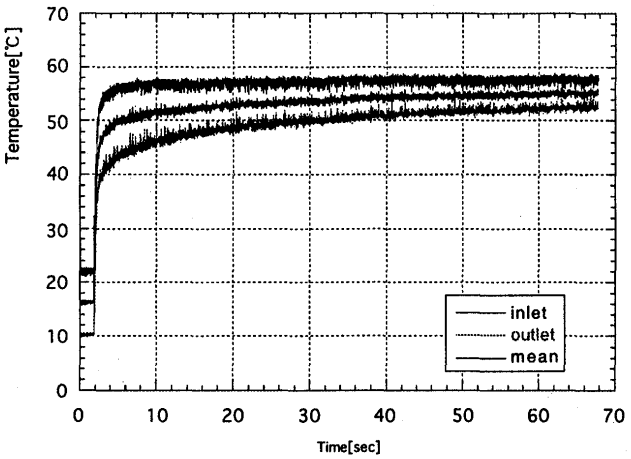


図4　主流温度の変化

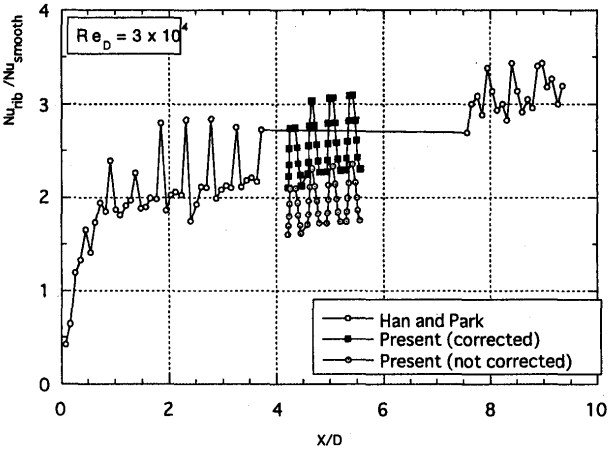


図5　ヌセルト数分布の比較

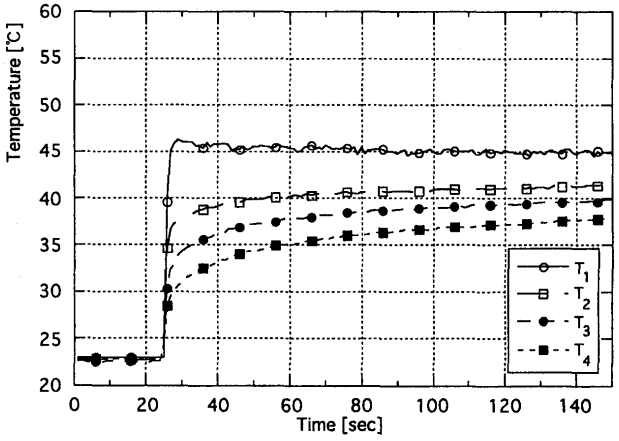


図6　サーペンタイン流路内での温度降下

4.2　サーペンタインモデル

図6に熱電対によるサーペンタインモデル内での温度計測の結果を示す．供試体入口断面での水力直径に基づくレイノルズ数は約23，000である．図中の入口温度T_1のカーブはcold wireのデータとほぼ一致しているが確認されていることから，熱電対による時系列データは十分な精度を有していると考えられる．熱伝達率の評価する際の主流温度の評価法としては，突起間の平面毎に主流温度を線形補間で求めることが考えられるが，現有の熱伝達率解析プログラムでは対応できないため，ここでは簡単のため3つの各流路の入口，出口温度の平均値をそれぞれの流路に対する主流温度として用いる事とする．

図7にはサーペンタインモデルでの熱伝達率分布を示す．図中の斜めの空白領域は突起を表す．突

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

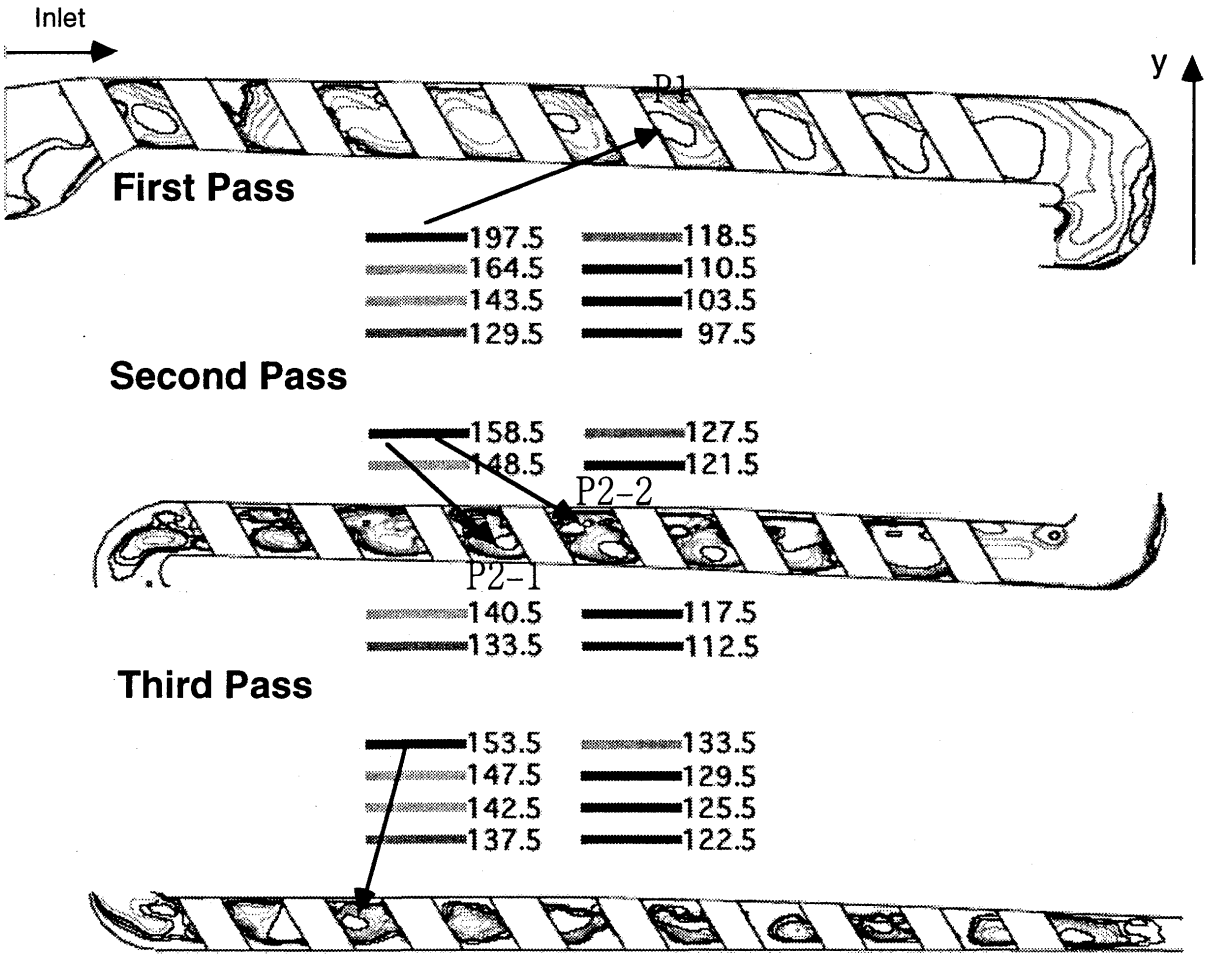


図7　サーペンタインモデルでのヌセルト数分布

起表面にも感温液晶は塗布されているが，加工時の不具合のため良好な視野がこの部分では得られなかったため，ここの部分の熱伝達率の計測は断念した．流路断面積が場所によって変化する効果が結果に含まれているため，熱伝達分布の解釈は容易ではないが，次のような点が特徴として挙げることができる．なお，図7では流路の裏面からの観測結果であることに留意されたい．

1）第一流路では熱伝達率のピークが明瞭に観測されるが，サーペンタイン流路と同じ60°の角度の突起を有する矩形ダクトの場合と異なり，熱伝達率のピーク（P1）が流路中央部に現れている（矩形の場合は突起稜線と仕切面とがなす角が鋭角である領域 － 図ではy方向 － に偏る傾向にある）．この原因は図3に示されているモデル断面図から次の様に理解できる．即ち，第一流路の断面形状は，モデル先端側（右側）に行くにつれ，正方形に近い形状から下に広くy方向に縦長の台形になる．そのため，流路断面の下側に多くの流体が流れることになり，角度付きの突起により生ずる二次流れのパターンの変化と相俟って，熱伝達のピークも下側（流路面積の広くなる側）に移動するものと判断される．この結果は，三角形流路に関するDuttaら[18]の数値計算の結果ともある程度符合している．

2）最初の曲がり部直後に熱伝達率の高い領域が現れている．曲がり部での高い乱れな原因であると思われる．

3）第二流路では，突起下流に発生する熱伝達のピーク(P2-1)が突起稜線と仕切面とが鋭角をなす位置（下側）に現れている．これは矩形ダクトで観測されるピークの位置とほぼ同じであり，流路断面形状が平行四辺形に近づいたことが原因と考えられる．一方で，これと反対の位置にも熱伝達のピーク(P2-2)が観測されており，曲がり部で生じた二次流れが関与しているものと思われる．

4）第三流路では，曲がり部直後の高熱伝達領域の発生以外は際だった特徴が見られない．これは，上流側で発生した乱れや二次流れの効果が累積して，強い乱れを含む流れになっているためと思われる．また，流路断面のアスペクト比の効果も影響していると考えられる．しかし，全体に熱伝達

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

率が低めになっていることから，計測精度が影響している可能性があり，今後の検討課題である．

5 結論

航空エンジン用高圧タービン冷却翼のサーペンタイン流路部のスケールモデルを用い，その流路内面における熱伝達率を非定常感温液晶法を用いて計測した．供試体への吸熱効果に基づく計測法であり，主流温度の流れ方向への低下の効果を評価する必要があり，今回は直接主流空気を供試体内数カ所で計測し，その線形補間法または算術平均法により局所的な主流温度を推定した．試験精度を検証するために行った角度付き乱流促進体を有する矩形モデルに関する試験では，既存の試験データとほぼ一致する結果を得た．サーペンタイン流路モデルに関しては，直接比較検討できるデータがなく計測精度の検証が十分ではないが，その複雑な流路で得られる熱伝達率をある程度定量的に捕捉できたものと思われる．

謝辞

本研究の遂行に当たっては，本学卒業生小貫亜希子君の協力を得た．また，本研究で使用した装置の製作に当たっては，岩手大学工学部工作センター佐々木圭一技術職員にご尽力頂いた．ここに感謝の意を表す．

参考文献

(1) 吉田，高温化の意義，日本ガスタービン学会調査研究委員会成果報告書「ガスタービンの高温化と冷却技術」，1997，p. 4.

(2) 川池，山根，翼冷却設計に対するCFD適用と課題，同上，p.65

(3) 大北ら，非構造格子を用いた曲がり管内乱流熱伝達の数値解析，第24回ガスタービン定期講演会講演論文集，1996，pp. 71-76

(4) Rigby et al., Numerical Prediction of Heat Transfer in a Channel with Ribs and Bleed, ASME Paper 97-GT-431, 1997

(5) Abuaf and Kercher, Heat Transfer and Turbulence in a Turbulated Blade Cooling Circuit, J. Turbomachinery, 116, 1994, pp. 169-177

(6) 船崎ら，感温液晶を用いたタービン翼冷却流路内熱伝達率計測法に関する研究，第24回ガスタービン定期講演会講演論文集，1996，pp. 159-163

(7) 船崎ら，翼内部冷却流路内の流れと熱伝達に関する研究，第25回ガスタービン定期講演会講演論文集，1997，pp. 71-75

(8) Wang et al., An Advanced Method of Processing LIquid Crystal Video Signals from Transient Heat Transfer Experiments, ASME Paper 93-GT-282, 1993

(9) Gillespie et al., Full Surface Local Heat Transfer Coefficient Measurements in a Model of an Integrally Cast Impingement Cooling Geometry, ASME Paper 96-GT-200, 1996

(10) Chyu et al., Determination of Local Heat Transfer Coefficeint Based on BUlk Mean Temperature Using a Trasient LIquid Crystals Technique, ASME Paper 97-GT-489, 1997

(11) Metzger and Larson, Use of Melting Point Surface Coatings for Local Convection Heat Transfer Measurements in Rectangular Channels with 90-degree Turns, Trans. ASME J. Heat Transfer, 108, 1986, pp. 48-54

(12) Ekkad and Han, Detailed Heat Transfer Distributions in Two-Pass Square Channels with Rib Turbulators, Int'l Heat and Mass Transfer, 40, 1997, pp. 2525-2537

(13) 笠木，液晶による温度計測，「伝熱研究における温度計測法」，養賢堂，102，1980，p.102

(14) 功刀ら，色彩感覚に依存しない液晶温度計測，機論(B編) 53-485，1982，pp.241-249

(15) Zuolan et al., An Advanced Method of Processing Liquid Crystal Video Signals from Transient Heat Transfer Experiments, ASME Paper 93-GT-282, 1993

(16) Camci and Glezer, Liquid Crystal Thermography on the Fluid Solid INterface of Rotating Systems, J. Heat Transfer, 119, 1997, pp. 20-29

(17) Han and Park, Measurement of Heat Transfer and Pressure Drop in Rectangular Channels with Turbulence Promotors, NASA CR 4015, 1986

(18) Dutta et al., Local Heat Transfer in a Rotating Two-Pass Triangular DUct with Smooth Walls, J. Turbomachinery, 118, 1996, pp.435-443

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C—9

超音速輸送機用ターボジェットエンジンの試作試験（高空性能試験結果）

板原 寛治，＊浅子 知昭（石川島播磨重工業（株））
高木 俊治（川崎重工業（株））
貴志 公博（三菱重工業（株））
柳 良二（航空宇宙技術研究所）

1．はじめに

「超音速輸送機用推進システムの研究開発（ＨＹＰＲプロジェクト）」では、ターボジェットとラムジェットを統合したコンバインドサイクルエンジン（Combined Cycle Engine：CCE）を対象とした技術開発を進めている。コンバインドサイクルエンジンのターボ系エンジン部分の試作試験研究は平成５年度から着手しており、本稿では、試作エンジン設計概要、可変サイクルコンセプトならびに平成８年12月から平成９年２月にかけて実施した高空性能試験結果について報告する。

2．ターボジェットエンジン概要

ＨＹＰＲで研究しているエンジンの形態は、離着陸からマッハ数３まで作動するターボジェットエンジンと、マッハ数 2.5 から５までの範囲で作動するラムジェットエンジンを組み合わせたコンバインドサイクルエンジンである。その研究開発目標を表１に示す。コンバインドサイクルエンジンのターボジェットエンジン部分は、離着陸時の低騒音（低排気速度）と高マッハ加速時の高比推力（高排気速度）という、相反する条件が要求されている。そこで、これらの要求を満足させるために、可変サイクルエンジン（Variable Cycle Engine：VCE）の概念を導入し、また高温エンジンの設計技術の高度化や低騒音化装置の技術開発を進め、試作試験研究を通じてこれらの技術実証を行なっている。

表１ HYPR 目標

項目	Targets	
コンバインドサイクルエンジン	作動範囲	マッハ数 0 ～ 5
	騒音	ICAO ANNEX 16 Chapter 3 相当
	排気	ICAO 規制値
ターボジェット	作動範囲	マッハ数 0 ～ 3
	タービン入口温度	1973K レベル
	SFC (@MACH 3)	約 43mg/N/s
ラムジェット	作動範囲	マッハ数 2.5 ～ 5
	ラムバーナー出口温度	2173K Level
	SFC (@MACH 5)	約 57mg/N/s

（1）試作ターボジェットエンジンの設計概要

試作ターボジェットエンジンの代表的な飛行条件における性能諸元を表２に示す。試作ターボジェットエンジンのエンジン設計点は飛行マッハ数 2.5 上昇（M2.5CLIMB）時としている。これは、ラム加熱によるエンジン入口温度の上昇により、適正な冷却設計、耐熱設計および２次空気システム設計が高空高マッハ飛行作動時に重要となるためである。なお、従来の亜音速エンジンの場合には、離陸時の HPT 入口温度が最も高くなるが、本エンジンの場合飛行マッハ数 2.5～3 上昇時に最高 1873K となるところに特徴がある。

表２ 試作ターボジェットエンジン代表性能

Condition	高度 km	BPR NOND	CDT K	TIT K	比推力 Ns/kg	Vj* m/s
Take Off	0.0	0.83	622	1710	556	550
M2.5 Climb	18.3	0.70	854	1873	324	1050
M3 Dry Max.	20.9	0.94	936	1873	220	1097

＊Above Mixer Ejector

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10，(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

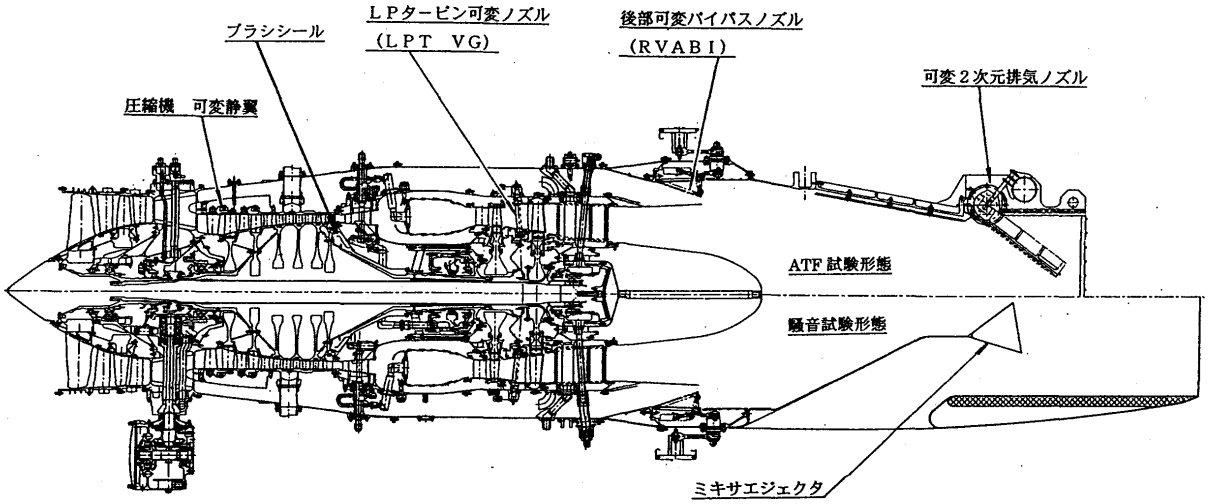


図1 試作ターボジェットエンジン概略図

試作ターボジェットエンジンの概略図を図1に示す。本エンジンはファン（2段）＋HPC（5段）＋燃焼器（アニュラー型）＋HPT（1段）＋LPT（1段）で構成される2軸のターボファンエンジンである。

HPT動静翼とLPT静翼はHPC出口空気で、またLPT動翼はHPC中間段抽気により冷却されている。HPT、LPTの動静翼にはニッケル系の単結晶材を使用しHPTディスクには粉末冶金材を適用している。またHPT動翼には、高温ガス下での高遠心力に耐えるように、フィルム冷却、リターンフロー冷却およびインピンジメント冷却を組み合わせた高度な冷却方式を採用している。図2にHPTの冷却性能リグ試験結果を示す。このリグ試験ではHPT動静翼とも要求を満足する冷却性能結果を得ている。

HPC出口シール部には、3段ラビリンスシールを使用した場合ラビリンスシール通過時の空気温度上昇が大きく、リアシャフトの使用温度限界を超えることが地上運転試験結果から明らかになったため、シール差圧を確保し、かつ空気温度上昇を抑えることのできるブラシシールを適用した。

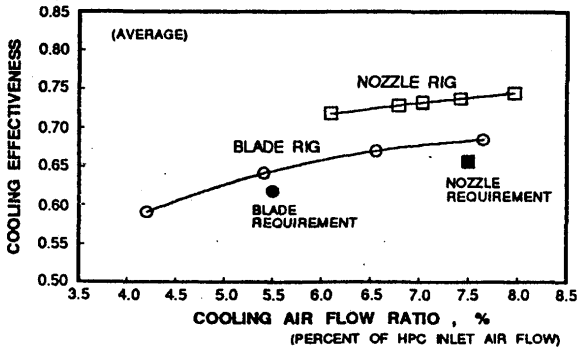


図2 HPT冷却性能

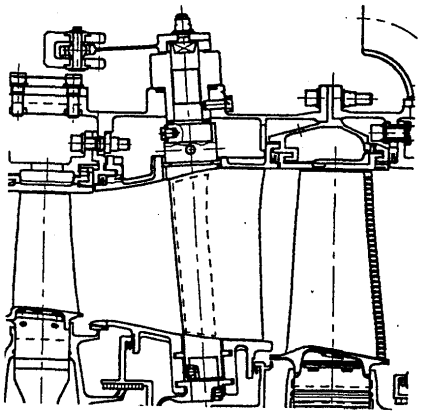


図3 可変LPTノズル

2）可変サイクルエンジンコンセプト

試作ターボジェットエンジンには、図1に示すように可変LPTノズル（LPT VG）、可変後部バイパスノズル（RVABI）およびHPC可変静翼（HPCVSV）が組み込まれている。また、高空性能試験（ATF試験）時には、排気ノズルにも可変2次元ノズルを装着している。なお、騒音試験時には、可変2次元ノズルの代わりに、離陸時に外部大気を吸入しエンジン排気と混合させることにより排気速度を減速させ排気騒音を低減させるためのミキサーエジェクタノズルを装着する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

LPT VG の概略図を図３に示す。LPT VG は、バイパス比（BPR）とエンジン低圧系と高圧系の仕事配分（回転数）を調整するために用いられる。

エンジン性能シミュレーション計算による LPT VG 角度を変化させた場合の高圧系回転数（NH）の変化を図４に、BPR の変化を図５に示す。LPT VG を開くと、NH は上昇し、BPR は低下する。その結果、図６に示すように、M2.5 上昇時には同一 TIT 条件で比推力（Fs）を増加させることができる。

他方、LPT VG を閉じると、NH は減少し、BPR は増加する。離陸時に LPT VG を閉じると、図７に示すように HPC 流量が減少し HPC マップ上の作動点が、M2.5 上昇時の作動点付近まで移動する。このことは、LPT VG が無いエンジンの場合、離陸時に必要な流量に合わせて大き目の HPC を組み込む必要があるが、LPT VG によりノズル面積を可変にすることができる場合、離陸時に LPT ノズルを絞り、M2.5 上昇時には開くことにより、小型軽量の HPC の採用を可能にすることを意味している。なお、LPT VG を閉じて BPR を増加させると TIT が上昇してしまうが（図８）、試作ターボジェットエンジンは高飛行マッハ数時に TIT が最高となり、離陸時の TIT には余裕があることから、離陸時に LPT VG を閉じても制限内の TIT で離陸推力を維持することが可能である。

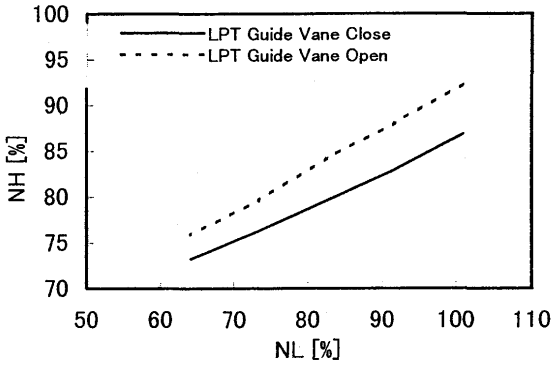


図４ 高圧系回転数の変化（予測）

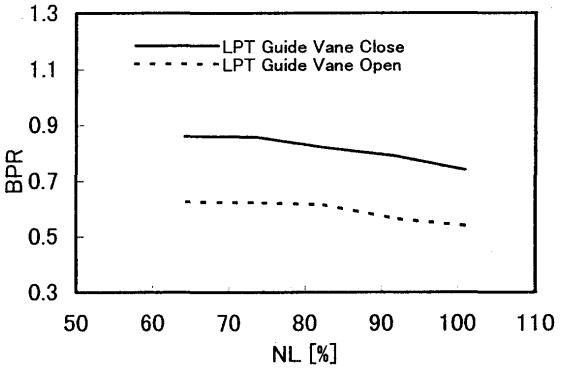


図５ バイパス比の変化（予測）

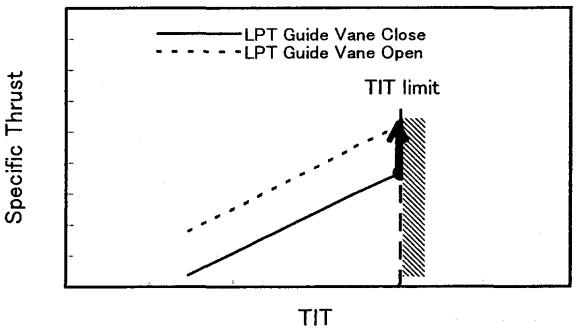


図６ 比推力と TIT の関係 @M2.5 Climb（予測）

３．試作ターボエンジンの高空性能試験結果

高空・高マッハ飛行条件時の機械的健全性の確認と VCE コンセプトを確認することを目的とし

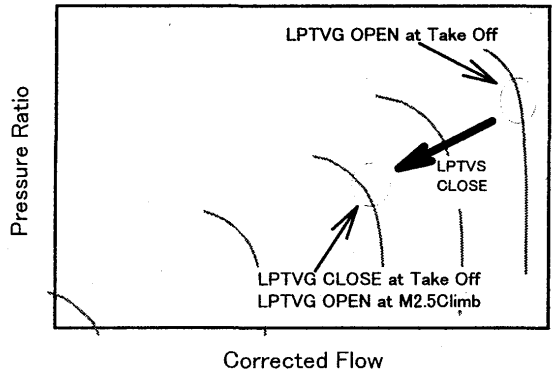


図７ HPC 作動点（予測）

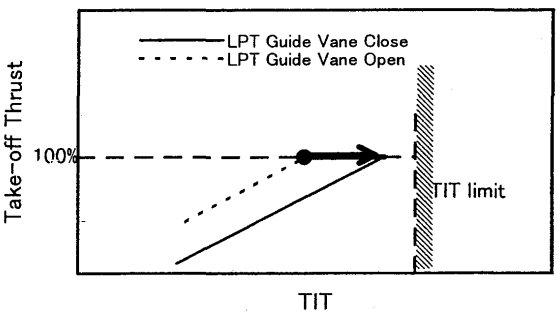


図８ 離陸推力と TIT の関係（予測）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

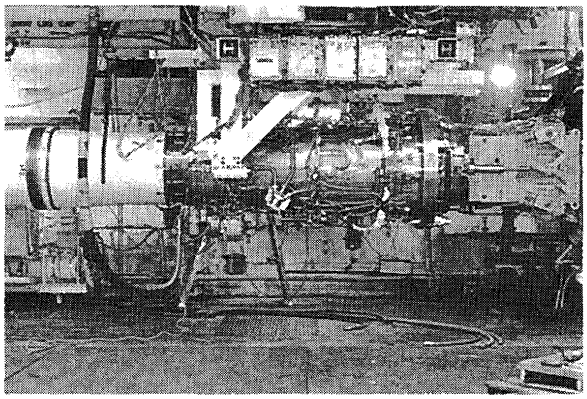


図９ ＡＴＦ搭載図

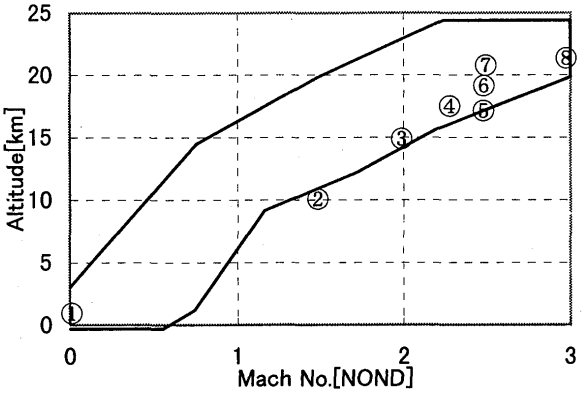


図 10 ＡＴＦ試験条件

て試作ターボジェットエンジンの高空性能試験を平成８年 12 月から平成９年２月にかけて、米国 GE 社の Evendale 工場にある ATF（Altitude Test Facility）において実施した。図９に ATF の圧力チャンバー内に搭載された試作ターボジェットエンジンを示す。

高空性能試験で実施した試験条件を図 10 のフライトエンベロープ上に示す。各試験条件においてのエンジン入口温度・圧力は表３のとおりである。

表３ ＡＴＦ試験入口条件

No.	飛行 マッハ数 NOND	飛行 高度 km	T2 K	P2 kPa
①	0.0	0	Ambient	Ambient
②	1.5	9.4	329	Ambient
③	2.0	14.0	390	Ambient
④	2.3	16.8	446	Ambient
⑤	2.5	16.5	487	143
⑥	2.5	18.6	487	Ambient
⑦	2.5	20.1	487	80.8
⑧	3.0	20.7	604	147

T2: エンジン入口全温, P2:エンジン入口全圧,

（１）エンジン設計の健全性確認結果

ATF 運転試験で、エンジンは飛行マッハ数 2.5、高度 18600m（61000ft）飛行条件下の最高作動点（M2.5CLIMB）に到達できた。飛行マッハ数 3.0、高度 20700m（68000ft）飛行条件を模擬した環境条件にさらした試験も実施し、高温作動できることを確認した。M2.5CLIMB 到達時の TIT は 1862K、CDT は 837K、高圧系機械回転数（NH）は 99%、低圧系機械回転数（NL）は 90%であった。なお、M2.5 CLIMB 時の CDT、TIT を図 11, 12 に示す。これらの図から、SLS 試験では NL が 100%となってしまうため、NH は 85%程度までしか上昇できないが、M2.5CLIMB 試験の場合、エンジン入口を加熱しているため、SLS 試験では到達出来ない高い NH で作動し、CDT、TIT とも SLS に比べ高い温度レベルで作動していることが確認できる。なお、ATF 試験での総運転時間は 61 時間 41 分であった。

また、ATF 試験で取得したデータを解析した結果および試験後の分解検査結果から、エンジン・翼振動、高温部品、２次空気システム等に特に異常は見られずエンジンの機械的健全性が確認でき

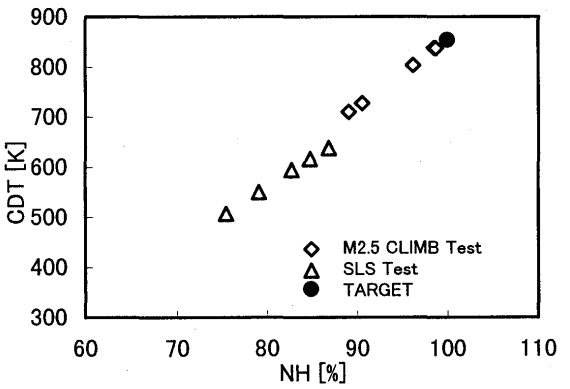


図 11 NH と CDT の関係

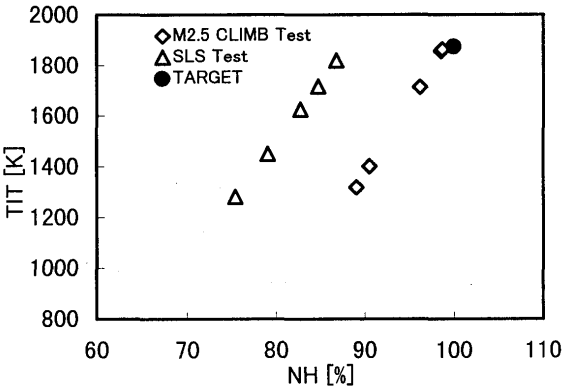


図 12 NH と TIT の関係

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

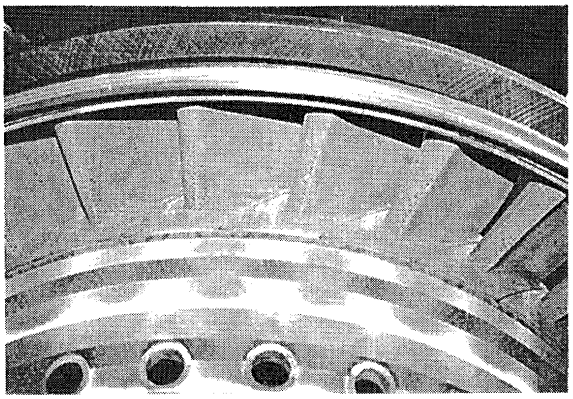


図 13 HPT 静翼（ATF 試験後）

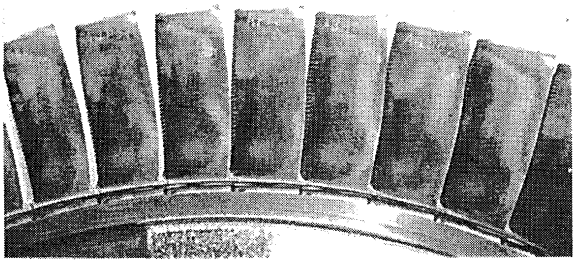


図 14 HPT 動翼（ATF 試験後）

た。

ATF 運転後の HPT 静翼を図 13 に、動翼を図 14 に示す。これらに特に問題はなく、実機に組み込んだ場合の HPT 冷却性能も健全であったことが確認できた。

HPC 出口部のブラシシールは、M2.5 上昇条件で CDT が 837K、シール部の周速は 290m/s に達したが、その時のシールによる温度上昇も図 15 に示すとおり低いレベルに抑えられている。また、図 16 に示すようにシールの入口と出口の差圧は高マッハ試験の前後で変化がなく、このことは、ATF 試験においてシール機能が正常に維持できたことを示しており、ブラシシールが高温エンジンの 2 次空気システムに有効であることが実証できた。

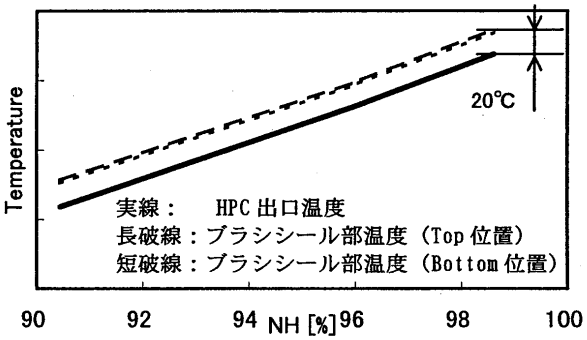


図 15 ブラシシール温度上昇（ATF 試験）

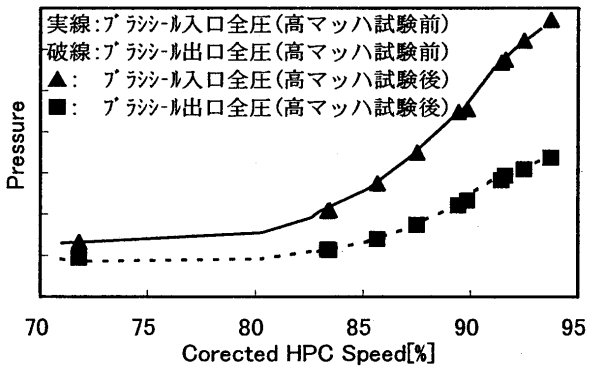


図 16 高マッハ試験前後のブラシシールの差圧

（2）可変サイクルエンジンコンセプト確認結果

LPT VG 角度を変化させた場合の高圧系回転数（NH）の変化を図 17 に、BPR の変化を図 18 に示す。両者とも予測と良く一致している。また、離

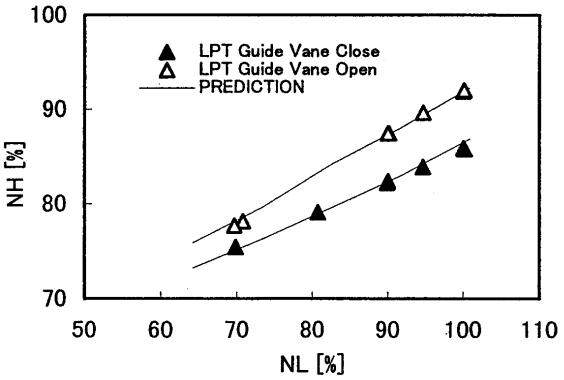


図 17 高圧系回転数の変化（SLS 試験）

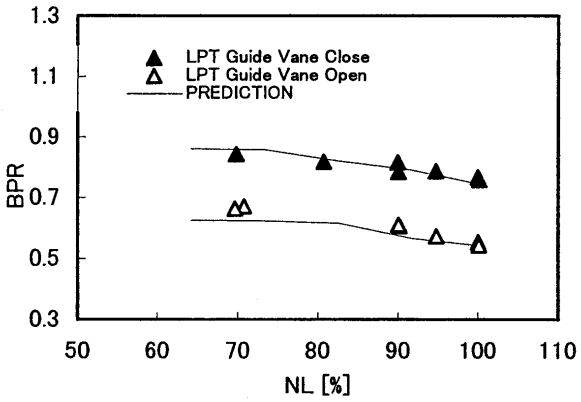


図 18 BPR の変化（SLS 試験）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

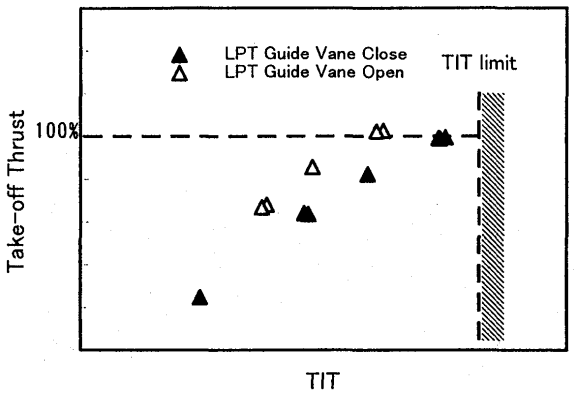


図 19 推力と TIT の関係（SLS 試験）

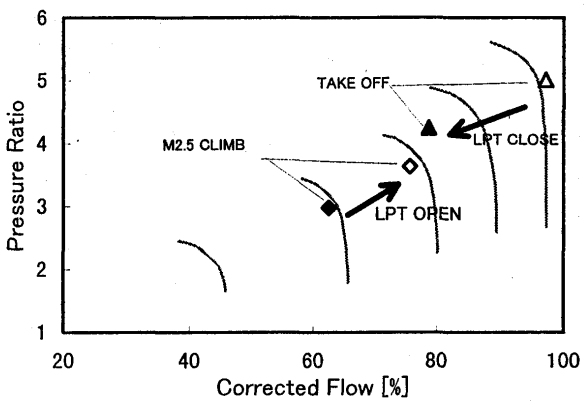


図 20 HPC 作動点（ATF/SLS 試験）

陸時に推力（LPTVG 開の低圧系回転数 100%推力）一定条件下での TIT は上昇するが制限値内には収まっている（図 19）。

また、SLS と M2.5 /18600m（61000ft）の各条件下で LPT VG を変化させた場合の HPC 作動点の変化をマップ上に示す（図 20）。SLS で LPT VG を閉じると、作動点はシミュレーション計算と同様に流量圧力比ともに小さくなる側に移動し、M2.5 上昇時（M2.5/LPT VG 開）の作動点に近くなることが確認できた。

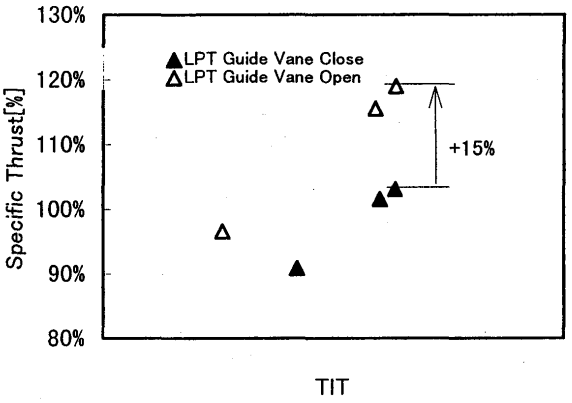


図 21 比推力と TIT の関係（ATF 試験）

他方、M2.5/18600m（61000ft）での TIT と比推力（Fs）の関係を図 21 に示す。LPT VG を開くことで、同一 TIT 条件下で Fs が約 15%増加することが確認できた。

以上のことにより、可変 LPT ノズルコンセプトは小型 HPC の採用を可能とし、また、同じサイズの HPC を採用した固定 LPT ノズルのエンジンに比べて、比推力を 15%増強できることを高空性能試験によって実証できた。

4．おわりに

ＨＹＰＲ試作ターボジェットエンジンの ATF 試験が成功裡に完了し、構造設計の健全性と、可変サイクルコンセプトの確認ができた。これにより本年度初回運転試験が行われる予定のコンバインドサイクルエンジン試作研究の目標達成に向けて弾みが付くものと期待できる。

ＨＹＰＲプロジェクトとして本研究は、通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として、新エネルギー・産業技術総合開発機構（ＮＥＤＯ）から委託を受けて実施しているものである。

参考文献

(1) 識名, 仲田, 宮川他, "超音速輸送機用推進システムの試作試験", 第 10 回ガスタービン秋季講演会講演

(2) ISHII, K., FUJIMURA, T., et al., "Research and Development Status of Turbojet Engine Demonstrator", 第２回超音速輸送機用推進システム国際シンポジウム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C—10

石炭ガス化複合発電プラント性能解析プログラムの開発

*岩井　康　　丹治　順一　　赤津　康昭
藤村　秀和　　池口　隆（日立、電力・電機開発本部）

1．はじめに

石炭を燃料とする石炭ガス化複合発電（ＩＧＣＣ*）プラントは、微粉炭焚火力に比べてNO_x、SO_2の生成が少なく、プラント効率も将来的には送電端効率５０％以上を期待でき、単位出力当たりのCO_2排出量も少なくなるので、世界中で研究開発が進められている[1)]。海外では大容量ＩＧＣＣプラントの実証機の運転が開始されており[2)]、国内においても、実証機のＦＳ（Feasibility Study）が行われている。

ＩＧＣＣプラントの温度・圧力計画値や機器構成の最適な設計を目的として、各機器をモデル化して、全体の性能を一括して解析するプログラム（ＣＹＮＣＩＡ**）を開発した。解析例として、クローズド冷却方式[3)]のガスタービンを用いて、高効率・高出力化を図ったＩＧＣＣプラントの性能を示す。

*IGCC ：Integrated Coal Gasification Combined Cycle

**CYNCIA：Cycle Net Heat & Mass Balance Analysis Program Concerned with IGCC Application

2．性能解析プログラムの概要

2．1　石炭ガス化複合発電プラントの概要

ＩＧＣＣプラントは、図１に示すように、酸素製造設備、ガス化炉設備、ガス精製設備、窒素加熱器、ガスタービン(ＧＴ)、蒸気タービン(ＳＴ)、排熱回収ボイラ(ＨＲＳＧ)等で構成されている。酸素製造設備で製造する製品酸素を用いて、ガス化炉で燃料である石炭から一酸化炭素や水素等の

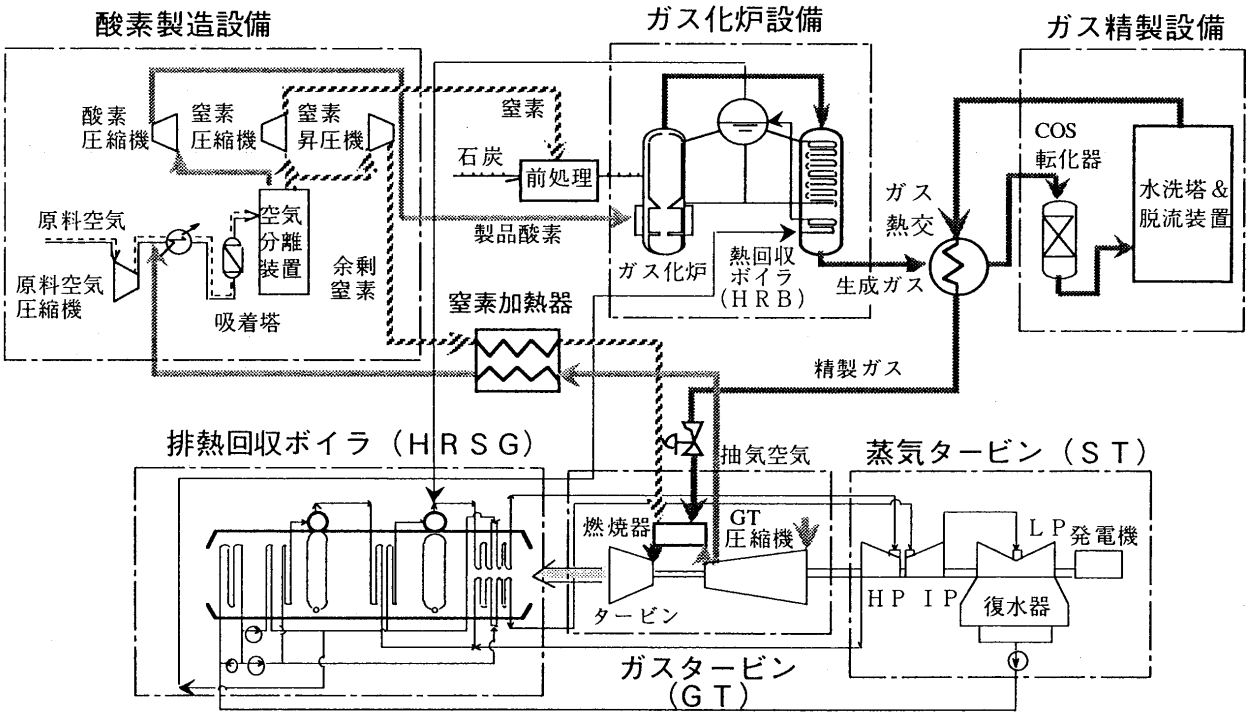


図１．石炭ガス化複合発電プラントの構成

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,(奈良)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

可燃性ガスを生成し、ガス精製設備で精製した後、燃料ガスとしてＧＴへ供給する。ＧＴで燃焼して発電した後、ＨＲＳＧで排気ガスから蒸気を発生させてＳＴで発電する。

２．２　性能解析モデル

(1) 酸素製造設備

深冷分離法による空気分離装置をモデル化し、気液平衡データ等を用いて、相変化や酸素の濃縮に伴う質量・熱量収支を計算し、ガス化炉へ供給する製品酸素と窒素用圧縮機及びＧＴへ供給する余剰窒素用圧縮機の入口流量、温度、圧力を求める。

ここで空気分離装置へは、原料空気とＧＴからの抽気空気が供給されるが、この空気は合流後、設定温度（約９０℃）まで冷却される。冷却熱量は回収せずに放熱する。

(2) ガス化炉

ガス化炉ではガスタービンの燃料となる石炭ガス化ガスを生成し、水冷壁や伝熱管で蒸気を発生させる。４種類の反応（$CO+H_2O=CO_2+H_2$,$H_2S+CO=COS+H_2$,$C+2H_2=CH_4$,$N_2+3H_2=2NH_3$）を考慮した平衡計算からガス組成、発熱量、生成ガス流量を求め、伝熱計算によりガス化炉の回収熱量を求める。図２にガス化炉周りの熱量収支模式図を示す。熱量収支は(i)式を用いる。

$$Q_{tr} = Q_{in} + Q_r - Q_{slug} - Q_{out} - Q_{char} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (i)$$

(3) 熱回収ボイラ（ＨＲＢ）

ＨＲＢ入口、出口のガス温度を設定し、伝熱計算によりＨＲＢの回収熱量を求め、ガス化炉設備（ガス化炉およびＨＲＢ）で発生する蒸気流量を求める。

(4) ガス精製設備

ガス精製設備は湿式ガス精製法を対象としてモデル化した。本モデルは硫黄分の吸収率の計算が主であり、硫化水素の出口目標濃度、吸収塔の塔頂・塔底温度、入口ガス流量、組成を入力して、各ガス成分の気液平衡データから吸収率を計算し、ガス精製設備出口でのガス組成を求める。

(5) ガスタービン（ＧＴ）

ＧＴの解析モデルを図３に示す。入力変数として図示した圧縮機吸込流量、燃料流量と抽気空気の比、燃料ガスの温度、組成、発熱量、及び燃焼器出口ガス温度の他に、タービン各段の翼構造データ、冷却空気の流量、ガスパス形状等を入力し、圧縮機の性能計算、燃焼器の熱量収支計算、タービン翼列の性能計算を順次実施し、圧力比及び翼冷却熱量に関する収斂計算を行う。出力変数の

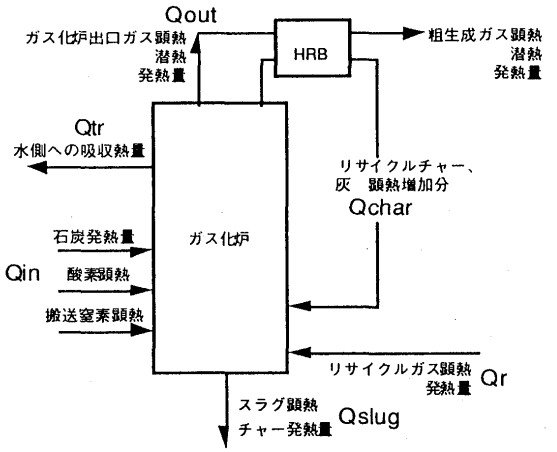


図２．ガス化炉周りの熱量収支模式図

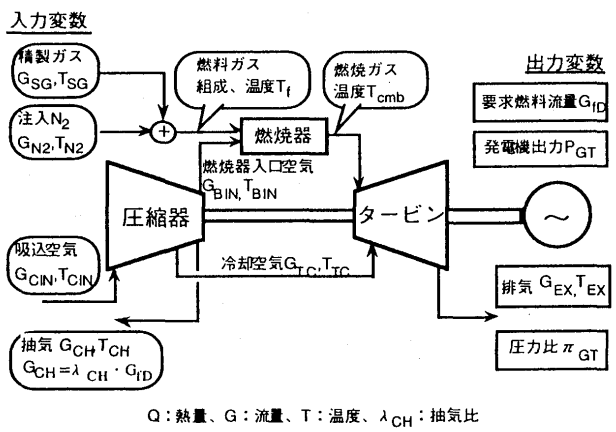


図３．ガスタービンの解析モデル

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

うち要求燃料流量は、入力した燃焼器出口ガス温度を満足するように、燃焼器の熱量収支計算から求まり、発電機出力はタービン発生動力から圧縮機動力及び補機動力、その他損失分を差し引いて求める。

(6) 窒素加熱器

余剰窒素の流量と入口温度、抽気空気の流量と入口・出口温度を入力して余剰窒素出口温度を求める。余剰窒素に関するデータは酸素製造設備解析モデルから、抽気空気に関するデータはＧＴ解析モデルから入力する。抽気空気出口温度は設定値であるが、余剰窒素の加熱量が大きくなり、出口温度が1)設定値を越える場合、又は2)抽気空気入口温度との温度差が設定値より小さくなる場合は、制限範囲内になるように修正する。

(7) 排熱回収ボイラ（ＨＲＳＧ）、蒸気タービン（ＳＴ）

ＨＲＳＧ及びＳＴをモデル化して図４に示す。性能解析のために、ＳＴの蒸気温度、圧力とリーク率、配管や熱交換器での圧力損失及び温度低下、蒸発器でのアプローチポイント・ピンチポイント温度差及び蒸発器給水弁差圧、抽気蒸気の流量及びエンタルピ、給水温度等を入力する。これ以外に、ガス化炉設備で発生させた蒸気流量、ＧＴ排気ガスの温度・流量・組成等を各々の解析モデルから入力する。ＳＴの性能解析は、ＳＴ入口の温度と圧力、吐出圧力、リーク率や抽気蒸気量等を入力して、ＳＴの性能予測式から求める。

(8) プラント出力

送電端出力は、ＧＴ出力、ＳＴ出力、及び酸素製造設備の圧縮機動力等のプラント補機動力から求める。なお、圧縮機動力は、流量、圧力比、効率及び入口条件等から算出する。

２．３　全体収斂計算モデル

ＩＧＣＣプラントの性能解析では、原空総流量を仮定してＧＴ用燃料の流量、発熱量を求めることから計算を始める。発熱量を用いて計算したＧＴ要求燃料流量が、原空総流量を仮定して得られたＧＴ燃料流量と一致するまで収斂計算する。この際、酸素製造設備から窒素加熱器を経て、ＧＴ燃焼器に供給する余剰窒素の温度についても収斂計算を行う。

ＧＴ出力が計画値を越える場合は、ＩＧＶを絞ってＧＴ圧縮機入口空気流量を減らして計画値以内に抑える。

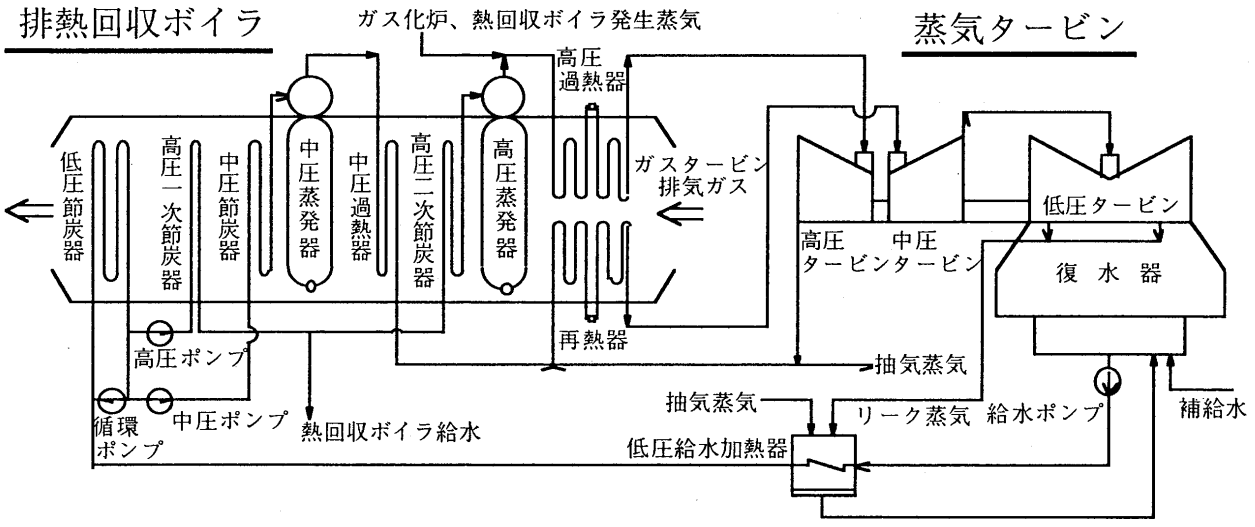


図４．排熱回収ボイラ及び蒸気タービン解析モデル

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

２．４　ＩＧＣＣプラント性能解析プログラム入出力インタフェイス

ＣＹＮＣＩＡでは、ＧＵＩ* による入出力インタフェイスを用意してあり、画面上のモデル図に書き込まれた入力値を直接書き換えて解析でき、パラメータサーベイが容易にできる。解析結果についても、画面上のモデル図に書き出されるので視認性が良い。更に、パラメータサーベイの結果をまとめたリストが自動的に作成される。

*ＧＵＩ（Graphical User Interface）：画面との対話的処理機能

３．クローズド冷却ＧＴを用いたＩＧＣＣプラントの性能解析

３．１　対象システム

クローズド冷却ＧＴはオープン空気冷却ＧＴに比べ、プラントの高効率化を達成できる[3)]。そこで、これを用いたＩＧＣＣプラントの性能を、抽気比（原空総流量に対する抽気空気流量の比）をパラメータとして解析した。

今回、性能解析の対象とした２ケースの解析条件とシステム構成を示す。

ケースＡ：クローズド蒸気冷却ＧＴを用いたＩＧＣＣプラント

ＧＴ翼冷却蒸気の供給、回収系統を図５に示す。ＨＲＳＧ中圧過熱蒸気と高圧蒸気タービン排気蒸気の一部を混合させた３００℃程度の蒸気を翼冷却に用いる。冷却後はＨＲＳＧ再熱蒸気と混合して中圧蒸気タービンへ回収する。

ケースＢ：クローズド窒素冷却ＧＴを用いたＩＧＣＣプラント

ＧＴ翼冷却窒素の供給、回収系統を図６に示す。窒素加熱器で加熱された余剰窒素の内、翼冷却に必要な流量だけタービンに供給し、残りは燃焼器へ供給する。翼冷却に用いる余剰窒素温度の上限値はケースＡと同じく３００℃に設定した。翼冷却後の余剰窒素は燃焼器に回収するので、翼冷却パスの圧力損失を補う分だけ、窒素昇圧機の圧力比を高くした。

解析の対象とした１５００℃級クローズド冷却ＧＴを用いたＩＧＣＣプラントの、主な解析条件を表１に示す。ＧＴ翼冷却に必要な冷媒流量は、タービン翼メタル温度が翼列毎に設定した許容温度以下になるように、冷却効率曲線から算出した。

３．２　解析結果

図７に抽気比がＧＴ出力と圧力比に及ぼす影響を示す。抽気比を増やすと、蒸気冷却も窒素冷却もＧＴ出力が一定で圧力比は増加するが、抽気比約９０％で圧力比がピーク（圧力比２５）となる抽気比P_A，P_Bが存在し、更に増やすとＧＴ出力、圧力比ともに減少する。これは、抽気比が少ない場合は、ＧＴ出力を一定に抑えるためＩＧＶ開度を絞って、ＧＴ圧縮機入口空気流量を減らして

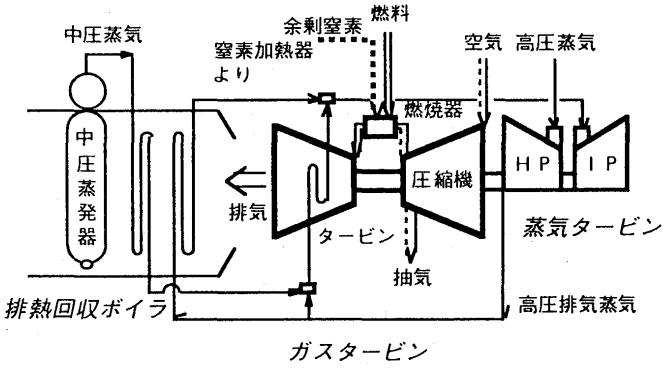


図５．クローズド蒸気冷却ＧＴ解析モデル（ケースＡ）

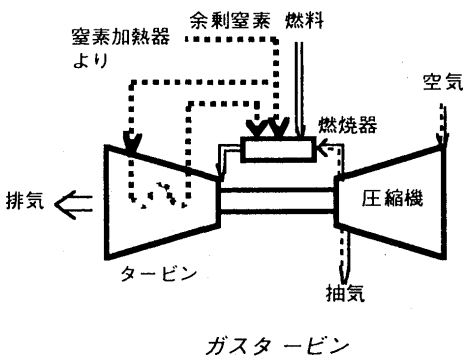


図６．クローズド窒素冷却ＧＴ解析モデル（ケースＢ）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表１．ＩＧＣＣプラント主要解析条件

コンバインド発電プラント		ガスタービン	
・プラント形式	１軸排熱回収方式	入口ダクト	
酸素製造設備		・大気条件	ISO条件
・形式	深冷分離方式	・圧力損失	ΔP/P=0.009
・原空吐出圧力/温度	2.5 MPa/90 ℃	圧縮機	
窒素加熱器		・ﾎﾟﾘﾄﾛｰﾌﾟ効率	0.915
・抽気空気入口温度－窒素出口温度	10 ℃以上	・定格圧力比	25
・抽気空気出口温度	110 ℃	・回転数	3600 rpm
ボトミングサイクル		燃焼器	
ＨＲＳＧ		・燃料	石炭ガス化ガス
・形式	再熱複圧自然循環形	・燃焼効率	0.9999
蒸気タービン		・圧力損失	ΔP/P=0.05
・形式	再熱式混圧複流排気形	・出口ガス温度	1500 ℃
・入口圧力/温度	HPT 17.0 MPa/538 ℃	タービン	
	IPT 5.1 MPa/538 ℃	・段数	4
	LPT 0.8 MPa/250 ℃	・3,4段動翼	シュラウド付き
・排気圧力	5.1 kPa	・ｼｰﾙ･ﾘｰｸ空気流量比	8.7 %
			(圧縮機入口空気流量に対する割合)
		・ﾃﾞｨﾌｭｰｻﾞ静圧回復係数	0.7
		排気ダクト	
		・圧力損失	ΔP/P=0.07
		出力	
		・定格出力	278 MW

運転しているため、ＧＴのマッチング圧力比が下がるからである。圧力比がピークとなるP_A，P_Bの点ではＩＧＶ全開となっており、これを越えると、抽気空気量が多くなり、ＧＴのマッチング圧力比が下がると同時に、タービン入口ガス流量が減少して出力が低下する。

図８に抽気比が送電端効率に及ぼす影響を示す。ケースＡ（蒸気冷却）は抽気比が77.2%（R_A）で、ケースＢ（窒素冷却）は抽気比が45.6%（R_B）で、送電端効率がピークとなり、どちらもＩＧＶ全開の抽気比P_A，P_Bとは異なる。送電端効率がピークとなる抽気比R_A（蒸気冷却）は、窒素加熱器の余剰窒素出口温度と抽気空気入口温度の差が設定値（１０℃）に達した点で、同じく抽気比R_B（窒素冷却）は、窒素加熱器の余剰窒素出口温度が上限値（３００℃）に達した点である。各抽気比R_A、R_B以下では、抽気比を増やすと抽気空気流量が増え、窒素加熱器で抽気空気か

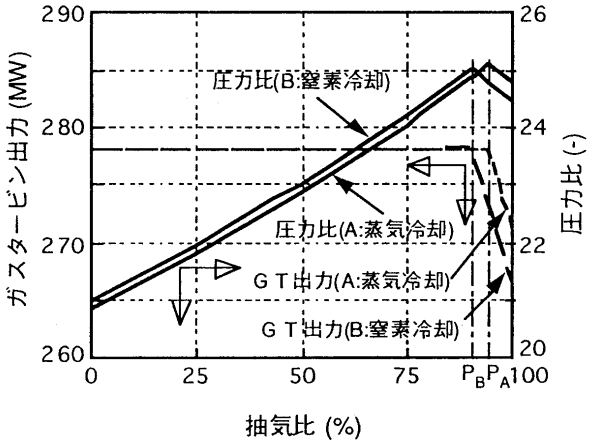


図７．抽気比がＧＴ出力、圧力比に及ぼす影響

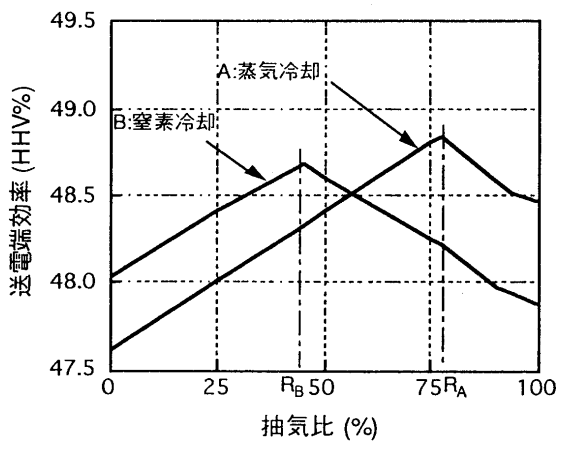


図８．抽気比が送電端効率に及ぼす影響

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表２．送電端効率解析結果

解析ケース	抽気比[%]	圧力比	ＳＯＴ*[℃]	送電端効率[HHV%]
ケースＡ（蒸気冷却）	77.2	24.2	1450	48.8
ケースＢ（窒素冷却）	45.6	22.8	1450	48.7

*ＳＯＴ（ Stator Outlet Temperature ）：第一段静翼出口温度

ら回収する熱量が増加し、ＧＴ燃料流量が減少するので、送電端効率は向上する。抽気比R_A、R_B以上では、窒素加熱器の余剰窒素出口温度が一定で、抽気空気から回収する熱量が一定となり、抽気空気流量が増えると抽気空気出口温度が上がり、回収されずに酸素製造設備で捨てられる熱量が増加するので、送電端効率が減少する。

表２に各冷却システムについて送電端効率のピーク値とその点の抽気比、圧力比、ＳＯＴ*をまとめて示す。送電端効率は、蒸気冷却では48.8HHV%、窒素冷却では48.7HHV%である。蒸気冷却では、窒素冷却と比べて送電誕効率はほぼ同じであるが、送電端効率がピークとなる抽気比は約30%大きく、原空圧縮機を小さくできる利点がある。なお、ＧＴ出力を一定とする条件では、どちらの冷却システムも、ＩＧＶ開度を絞って運転するのでＧＴ圧力比が設計値２５より低くなるが、運転可能な範囲である。

参考のために、現行の１３００℃級、圧力比１５のオープン空気冷却ＧＴを用いたＩＧＣＣプラントの性能を解析すると、ＩＧＶ全開となる抽気比（35%）で送電端効率がピーク(44HHV%)となった。従って、クローズド冷却ＧＴを用いると、送電端効率が４．８ポイント％改善できる。

４．まとめ

(1) ＩＧＣＣプラントの最適設計を行うために、各機器をモデル化して、全体の性能を求めるプログラムを開発した。

(2) 現行のオープン空気冷却ＧＴに比べて高効率を達成できるクローズド冷却ＧＴを用いたＩＧＣＣプラントの性能を、抽気比をパラメータとして解析し、次のことを明らかにした。

1) １５００℃級クローズド冷却ＧＴにより、ＩＧＣＣプラントの送電端効率（ＨＨＶ基準）を、１３００℃級オープン空気冷却ＧＴより４．８ポイント％改善できる。

2) 窒素加熱器で抽気空気から回収する熱量が制限される場合は、送電端効率がピークとなる抽気比は、ＩＧＶ全開の点とは異なることを示した。

参考文献

1) Todd, D.M.,:"Technology / Commercial Development of Gas Turbines for IGCC Power Plants",Proceedings of the 1995 Yokohama International Gas Turbine Congress,Vol.3, pp.331-340 (1995-10)

2) McDaniel, J.E., et al.,:"Tampa Electric Company / Polk Power Station IGCC Project / Project Status",Presented at Fifth Annual Clean Coal Technology Conference (1997-1)

3) Ikeguchi, T., and Kawaike, K.,:Effects of Closed-Circuit Gas Turbine Cooling Systems on Combined Cycle Performance, ASME 94-JPGC-GT-8

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

充てん塔式CO_2回収装置を持つガスタービンの性能 C—11

＊井亀　優、　菅　進、
平岡　克英、　熊倉　孝尚　（船舶技術研究所）

１．まえがき

大気中のCO_2濃度が年々上昇しており、これによる地球温暖化問題に関連してCO_2排出量削減が国際的に重要な課題となっている。熱機関はCO_2の主要な排出源の一つであり、その省エネルギー技術と共に、経済的に見合うCO_2回収技術及びその再利用技術への要求が高まっている。

モノエタノールアミン（ＭＥＡ）水溶液を吸収液とする化学吸収式のCO_2回収装置は、ガス精製分野では既に工業的に用いられており、熱機関用CO_2回収装置としても有望と考えられる。

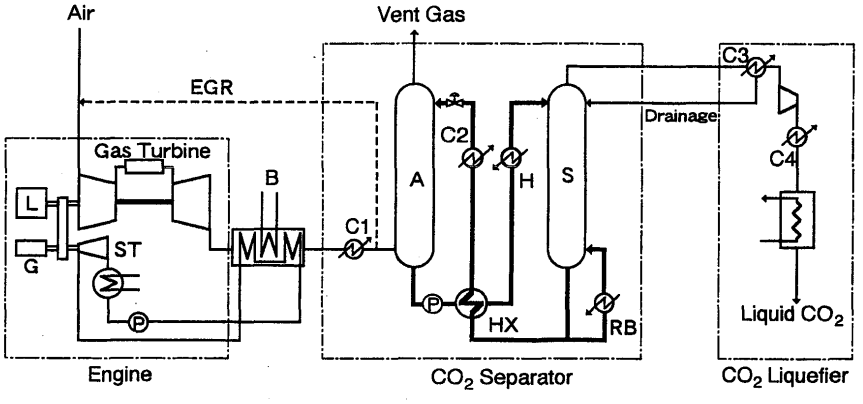
我々は、この方式のCO_2回収装置を各種熱機関に取り付けた場合、どの程度のCO_2が回収できるか、出力への影響はどの程度か等を充てん層内のCO_2移動計算モデル[1]を用いて検討し、これまでにディーゼルエンジンについての検討結果を報告した[2]。本報告では、代替燃料の一種であるメタノールを燃料とする１０，０００ｋＷ級のガスタービンを想定した検討結果について述べる。

２．CO_2回収ガスタービンの概要と計算方法

CO_2回収ガスタービンの概要

CO_2回収装置を取り付けたガスタービンの概要を図－１に示す。ガスタービンは、その排熱の一部を利用する蒸気タービンと併せてコンバインドサイクルを構成するものとする。CO_2回収装置は、CO_2分離装置とCO_2液化装置から構成され、前者は気液が向流に接触する充てん塔型の吸収塔Ａと再生塔Ｓからなる。

排気ガス中のCO_2は吸収塔で吸収液に吸収される。CO_2を吸収した液は、吸収塔の塔底から出て、熱交換器ＨＸで再生塔からの高温の吸収液と熱交換した後、更に加熱器Ｈで再生温度まで加熱されて再生塔に入る。再生塔では吸収液中のCO_2が、約１３０℃で

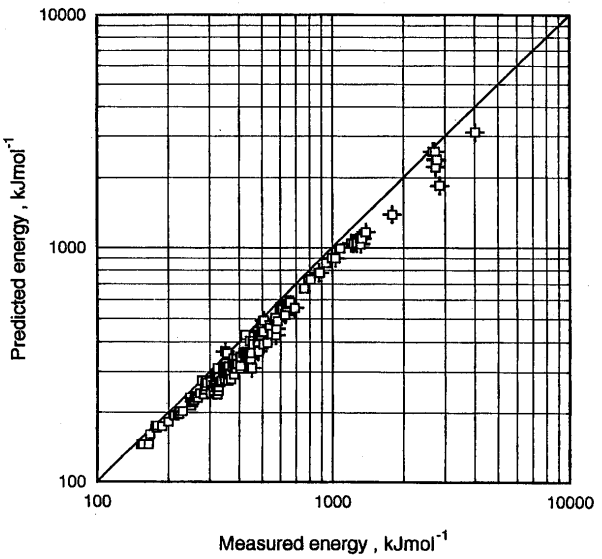


図－１　CO_2回収ガスタービンの概要

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

スチームストリッピングされ、水蒸気と共に塔頂から出る。再生塔から出たCO_2と水蒸気の混合ガスは冷却されて水蒸気が除去され、その後分離されたCO_2が液化されてタンクに貯められる。リボイラーＲＢでは再生塔で必要なスチームストリッピング用の水蒸気を発生させる。この水蒸気の一部は塔内で凝縮し、吸熱反応熱に相当する凝縮潜熱を放出する。再生塔から出た高温の吸収液は、吸収塔からの低温の吸収液と熱交換した後、更に冷却器Ｃ２で４０℃まで冷却されて吸収塔に入る。リボイラーと加熱器に必要な熱は、排熱回収ボイラーＢによって発生させる水蒸気によって供給される。



図－２　計算モデルによる推算値と実験値の比較

排熱回収ボイラーでは、中間温度域でCO_2分離装置に必要な水蒸気を発生し、高温及び低温域で得た水蒸気により蒸気タービンＳＴを駆動して動力を得る。

ガスタービンは他の熱機関に比べて空気過剰率が大きいため、単位出力当たりの排気ガス量が多く、CO_2濃度は３～４vol.％と低いのでCO_2分離装置は大きなものとなる。このため排気再循環（ＥＧＲ）を行い、排気ガス流量を減らすと共にCO_2濃度を高める方式も検討した。図中に排気再循環の経路を点線で示す。

CO_2液化装置、吸収液循環ポンプ等の補機は電動機で駆動され、その電力は出力軸に直結された発電機Ｇによって供給される。

計算方法

充てん層内の化学反応を伴う気液間の物質移動については、恩田等[3]が吸収について、Weiland 等[4]が放散についてそれぞれ報告している。本研究で用いた充てん層内でのCO_2移動計算モデル[1]は、これらの報告を参考にして作成したものである。

この計算モデルによる計算結果の検証例を図－２に示す。図は種々の条件の下でＭＥＡ水溶液からCO_2を放散させるのに必要なエネルギーの実験値と計算値を比較したものである。実験は内径５４㎜の管に称呼寸法６㎜の磁器製ラシヒリングを０．８ｍ詰めた充てん塔を用いて行った。図に示すように計算値と実験値の差は３０％以内であり、３０％の誤差を許容すればこの計算モデルを用いてCO_2の分離装置に必要な熱量を推定できる。

ガスタービンは、排熱の一部を利用する蒸気タービンとコンバインドサイクルを構成するものとし、石油代替燃料の一種であるメタノールを燃料とする出力１０，０００ｋＷ、低位発熱量基準の熱効率３５％、比出力９．０ｋＷ／（ｍｏｌ／ｓ）、排気温度５３０℃のものを想定した。メタノールは完全燃焼すると仮定した。

CO_2分離装置の計算パラメータを表－１に示す。ここでローディング係数φは吸収液中のCO_2のＭＥＡに対するモル比を表す。化学量論的に$CO_2$１モルとＭＥＡ２モルが反応する

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ので、吸収液中のＭＥＡが全てCO_2と反応している場合、この値が０．５となる。排気ガス、水蒸気及び液の供給速度は、充てん層単位断面積当たりの値である。＊付きの数値は基準条件を表し、一つのパラメータを変える場合、他のパラメータは＊付の数値に固定して計算した。

表－１　ＣＯ２分離装置の計算パラメータ

充てん物[2]	称呼寸法, D_p	[mm]	6*	12	25
吸収液	MEA濃度, C_{MEA}	[molm^{-3}]	1000	3000*	5000
	最高ローディング係数, ϕ_h	[−]	0.35	0.40	0.45*
吸収塔	ガス供給速度, $(G_B)_A$	[molm^{-2}s^{-1}]	30*	40	50
	液供給速度, L_A	[kgm^{-2}s^{-1}]	1.0	1.5	2.0*
再生塔	水蒸気供給速度, $(G_B)_S$	[molm^{-2}s^{-1}]	4	6	10*
	液供給速度, L_S	[kgm^{-2}s^{-1}]	4*	8	10
	再生温度, t_S	[°C]	120	130*	140

1. *付きの数値を基準条件とする。
2. 吸収塔も再生塔も充てん物としてラシヒリングを充てんする。

排気ガスと吸収液の吸収塔入口温度は４０℃とし、塔壁を通しての放熱損失は無視する。分離されたCO_2は、－１８℃での飽和状態（飽和圧力２．０８ＭＰａ）まで加圧、冷却して液化するものとし、これに必要な動力は、CO_2圧縮機の効率を８０％、CO_2液化装置の成績係数を３．５と仮定して計算した。

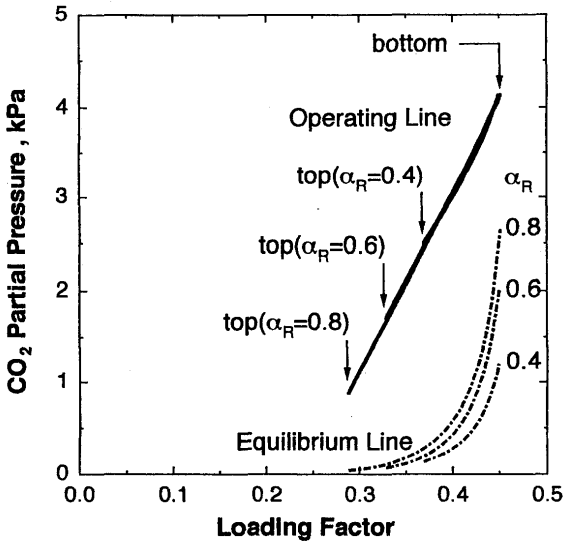
蒸気タービン出力の計算に当たっては、ここで検討するような小出力の蒸気タービンの効率が、出力、初圧力の影響を大きく受けることを考慮した[5]。タービン出口蒸気の乾き度は０．９と仮定した。初圧力及び初温度は、以上の条件の下で出力が最大になるように選んだ。

各種熱交換器のピンチポイントまたは高温流体と低温流体の最小温度差は８℃とした。ポンプ効率と補機駆動用電動機及び発電機の効率は９０％とした。

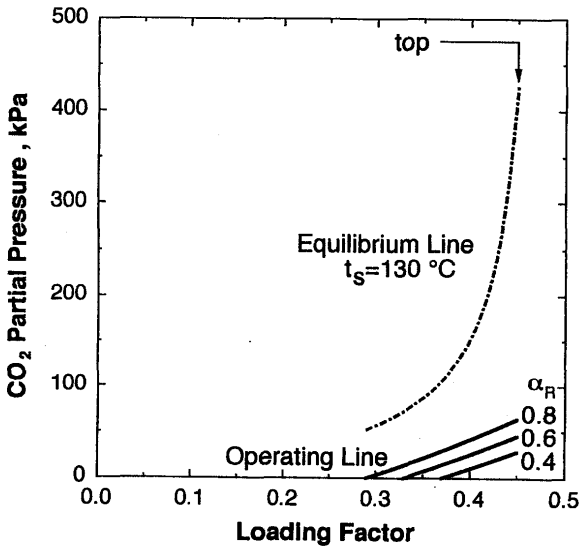
３．計算結果

充てん層内のCO_2分圧の変化

吸収塔と再生塔について、気相のCO_2分圧ｐとそれに接する液相のローディング係数φの関係（操作線）及び液相のローディング係数に対するCO_2平衡分圧p_{eq}（平衡線）



図－３　吸収塔の操作線と平衡線



図－４　再生塔の操作線と平衡線

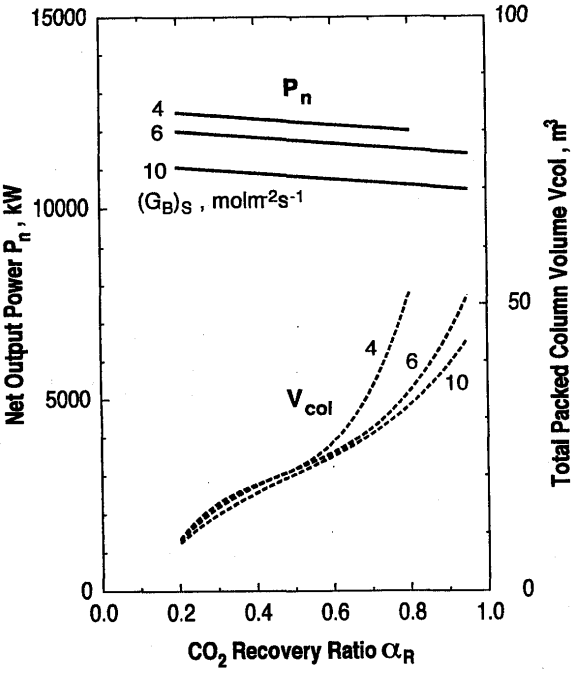
Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

をそれぞれ図－３、４に示す。操作線と平衡線の間の分圧差がCO_2移動の推進力を表す。図－３、４に示す例は、排気ガス再循環を行わないときの表－１に＊で示す基準条件で、CO_2回収率α_Rが０．４、０．６と０．８の場合を示す。ここでCO_2回収率α_Rは、回収されたCO_2のエンジンが発生するCO_2に対するモル流量の比である。

吸収塔では図－３に示すように、気相のCO_2分圧は吸収により塔底から塔頂に向かって低下し、その変化は液相のローディング係数に対してほぼ直線的である。液相のローディング係数は塔頂から塔底に向かって増加する。CO_2平衡分圧はローディング係数が大きいほど高くなり、ローディング係数が０．４を越えた領域ではその変化は急激である。

再生塔では図－４に示すように、気相のCO_2分圧は塔底から塔頂に向かって増加し、その変化は液相のローディング係数に対してほぼ直線的である。液相のローディング係数は塔頂から塔底に向かって低下する。

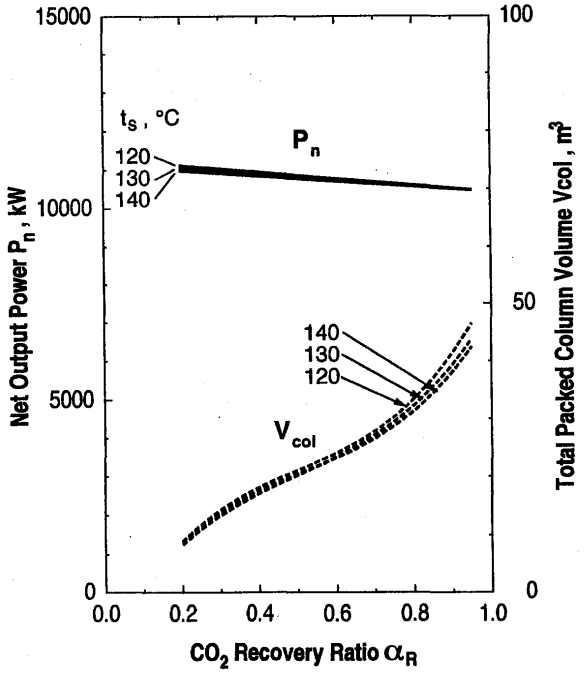
図－３、４に見られるように、CO_2回収率を高くしていくと、吸収塔と再生塔共に操作線が平衡線に接近し、CO_2移動の推進力は小さくなる。



図－５　CO_2回収率と正味出力、充てん層体積
再生塔の水蒸気供給速度の影響

CO_2分離装置パラメータの影響

計算結果の代表的な二例を図－５、６に示す。図－５には再生塔の水蒸気供給速度（G_B）$_S$をパラメータにした場合の正味出力P_n、全充てん層体積V_{col}とCO_2回収率α_Rの関係を示す。（G_B）$_S$以外の計算条件は表－１に示す基準条件である。図－６には同様の関係を再生温度t_sをパラメータにして示す。ここで正味出力は、ガスタービンの軸出力に蒸気タービンの軸出力を加え、前述の発電機の軸入力を差し引いた出力とする。全充てん層体積は、吸収塔と再生塔の充てん層の体積の合計である。



図－６　CO_2回収率と正味出力、充てん層体積
再生温度の影響

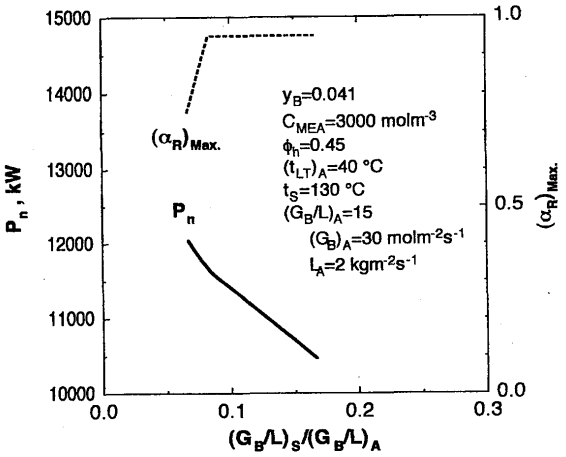
排熱回収ボイラーで発生する蒸気を全て蒸気

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

タービンによる動力回収に利用する場合、すなわち通常のコンバインドサイクルの場合の正味出力は、１４，２００ｋＷ、低位発熱量基準の熱効率は約５０％になる。

図－５に示すように再生塔の蒸気供給速度（G_B）$_S$が小さいほど正味出力は増すが、CO_2回収率の最高値は低い値に抑えられる。蒸気供給速度も一定にしてCO_2回収率を高くすると、CO_2液化装置の動力が増して正味出力は減少するが、その減少量は小さい。

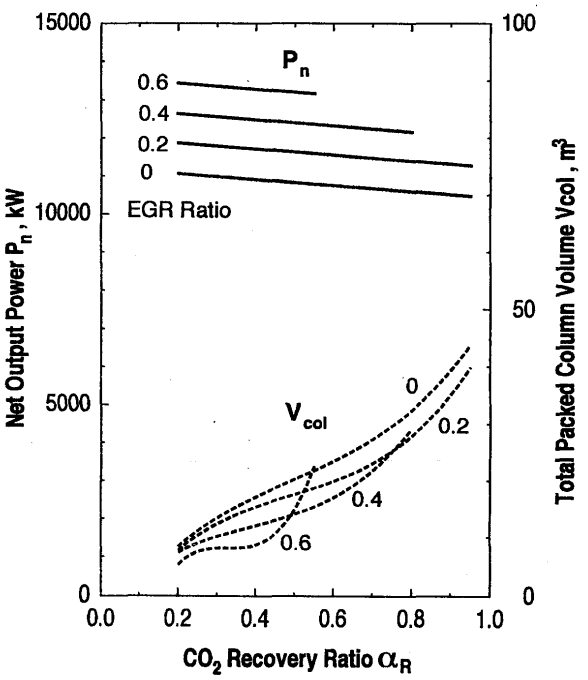
全充てん層体積はCO_2回収率にほぼ比例して増し、CO_2回収率の最高値近傍では急増する。



図－７　吸収塔と再生塔の気液供給速度の影響

CO_2回収率の上限は、再生塔又は吸収塔内のどこかで分圧推進力が零になるときであるが、この場合に必要な充てん層高さが無限大になってしまうため、本報告では達成可能なCO_2回収率の最高値は、この上限値との差が０．０５以内になる場合とした。従って上限値はここで言う最高値に対して $^{+0.05}_{-0.00}$ の範囲内に在る。同様の理由から、本報告ではCO_2回収率が０．９５以下を検討範囲とした。

次に図－６で再生温度ｔ$_S$の影響を見ると、正味出力にはその影響はほとんど見られない。また達成可能なCO_2回収率にもその影響は見られない。全充てん層体積は再生温度が低い方がやや大きくなるものの、その差は小さい。



図－８　排気ガス再循環の影響

吸収塔と再生塔のパラメータである４つの気液供給速度が正味出力P_nに及ぼす影響は、図－７に示すようにこれら四つの供給速度からなる比（G_B/L）$_S$/（G_B/L）$_A$によって整理できる。この比は再生塔の全蒸気流量と吸収塔を通る全排気ガス流量の比に等しい。この比が小さいほど正味出力の低下は少なくなるが、この図に併せて示すようにこの比を小さくしすぎると達成可能なCO_2回収率は低い値に抑えられる。

ＭＥＡ濃度と吸収液のローディング係数の最高値は、再生温度ｔｓと同様にほとんど正味出力に影響しないが、これらの値が小さいと達成可能なCO_2回収率が低くなる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

排気ガス再循環の影響

ガスタービンは、他の熱機関に比べて単位出力当たりの排気ガス流量が多く、排気中のCO_2濃度が比較的低いため、CO_2分離装置が大きくなる。そこで排気再循環を行って排気ガス流量を減少させると共にCO_2濃度を高くした場合、性能がどのように変わるか検討した。その結果を図－８に示す。ここでCO_2分離装置は表－１に示す基準条件で作動するものとし、排気再循環率は、再循環ガスの排熱回収ボイラー出口の排気ガスに対するモル流量比である。

正味出力は排気再循環率を増すと大きくなるが、達成可能なCO_2回収率は低くなる。これは再生塔のCO_2分圧推進力がピンチ状態になるためであり、４０％より高い排気再循環率はCO_2回収率の点で実用的でないと考えられる。一方、充てん層体積は、排気再循環率が高いほど小さくなる傾向はあるものの、CO_2回収率の最高値付近では再生塔のCO_2分圧推進力のピンチ状態に起因する増加の影響が優勢である。

CO_2回収率を８０％とした場合、排気再循環率を４０％とすると排気再循環を行わない場合に比較して正味出力は約１６％増し、正味の熱効率は４３％になる。また全充てん層体積は約７５％に減少する。

４．まとめ

充てん層でのCO_2移動計算モデルを用い、ＭＥＡ水溶液を用いたCO_2回収装置を取り付けたガスタービンの性能を計算した結果、次のような結論が得られた。

１）CO_2回収に伴う正味出力の低下は、比$(G_B/L)_S/(G_B/L)_A$が小さいほど少なくてすむ。一方、この比を小さくし過ぎると達成可能なCO_2回収率が低くなる。

２）排気再循環はCO_2回収による出力低下を小さくし、装置を小さくする上で有効である。表－１の基準条件の下で４０％の排気再循環を行うことにより、排気ガス中のCO_2を８０％の回収した上で４３％の正味の熱効率が見込まれる。

使用記号

C_{MEA}：ＭＥＡ濃度［$molm^{-3}$］、Ｇ：排気ガス又は水蒸気供給速度［$molm^{-2}s^{-1}$］、Ｌ：液供給速度［$kgm^{-2}s^{-1}$］、P_n：正味出力［kW］、ｐ：CO_2分圧［kPa］、p_{eq}：CO_2平衡分圧［kPa］、ｔ：温度［℃］、V_{col}：全充てん層体積［m^3］

ギリシャ文字　α_R：CO_2回収率、ϕ：ローディング係数

添字　Ａ：吸収塔、Ｂ：塔底、ｈ：最高値、Ｌ：液相、Ｓ：再生塔、Ｔ：塔頂

参考文献

1)井亀他，船舶技術研究所報告，第３巻，第６号，(1996)，pp289~317

2)井亀他，第６９回船舶技術研究所研究発表会，講演集，(1997)，pp117~122

3)Onda,K.,et al.,J of Chem. Eng. of Japan, Vol.1,No.1,(1968),pp.62~66.

4)Weiland, R. H., et al., AIChE J., Vol.28, No.6, (1982), pp.963~973.

5)井亀他，日本機会学会論文集，第５３１号Ｂ編,(1990),p354

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C—12

小型セラミックガスタービンを用いた自動車用ハイブリッドシステムの研究（第二報）

伊藤　高根（東海大学），＊呉　英毅　（東海大学大学院）

１．はじめに

前報[1]において、熱効率、排気特性に優れたポテンシャルを有する小型セラミックガスタービンを用いたハイブリッドシステムを取り上げ、都市内路線バスへ適用した場合の走向燃費を従来のディーゼルエンジン駆動システム、ガスタービン直接駆動システムの場合と比較検討し、シリーズ式ハイブリッドシステムが燃費の面で優れているが、システムの最適化が重要であることを報告した。そこで第２報においては、最もシステム効率の良かったシリーズ式ハイブリッドシステムについて、その主要要素であるエンジン、発電機、モータ、バッテリが与えられた走行モードで走行した場合、実際にどのように作動しているかを解析，各要素の改善の可能性を検討するとともに、システム最適化の方向を検討した。

２．ベース車両諸元及び解析方法

２．１　ベース車両と主要要素の諸元

実際の路線バス（ディーゼル車）の車両重量を参考にディーゼルエンジンをハイブリッドシステムに載せ変えたとして重量換算を行い基本車の車両重量を新たに見直した．表１に今回の計算に用いたベース車両の主要諸元を示す．

表１　車両及び駆動系の諸元

項　　目	単　　位	ハイブリッドSYS
車両総重量	ｋｇ	１４４５９
全面投影面積	m^2	６．１２５
転がり抵抗係数		０．０１２
Ｃｄ値		０．５０
タイヤ有効半径	ｍ	０．５
エンジン形式		ＣＧＴ
最大出力	ｋＷ	１１３
最高回転数	ｒｐｍ	１００００００
モータ形式		ＰＭ
最大出力	ｋＷ	１７２
最高回転数	ｒｐｍ	２８３４
重量	ｋｇ	４２５
発電機形式		ＰＭ
最大出力	ｋＷ	１００
最高回転数	ｒｐｍ	１００００
重量	ｋｇ	９０
電池形式		鉛電池
エネルギ密度	Ｗｈ／ｋｇ	４２
出力密度	Ｗ／ｋｇ	２００
重量	ｋｇ	７００

２．２　走行モード

路線バスに対しては統一的に定められた走行モードは存在しないが，前報で述べたように東京都区内のある路線を走行して得られたバス実走行モードと，本来乗用車に定められた１０－１５モードとにおける走行燃費等の計算結果の間には強い相関関係があることが判っているので，各要素の作動状態を調べ最適化すると言う今回の目的には，要素作動点と時刻毎の走行状態の関係が明確な方が良いため１０－１５モードを採用した．１０－１５モードの詳細は省略するが，１０モード部分の最高速度は４０ｋｍ／ｈ，平均速度１７．７ｋｍ／ｈ，最大加速度０．７９ｍ／ｓ^2，最大減速度０．７９ｍ／ｓ^{2}であり，１５モード部分のそれは，それぞれ７０ｋｍ／ｈ，３３．９ｋｍ／ｈ，０．７７ｍ／ｓ^2，０．８３ｍ／ｓ^{2}となっている．

２．３　ベースシステム各要素のモデル化

基本的には前報で述べた方法と同じであるので概要のみにとどめる．

（１）セラミックガスタービン（ＣＧＴ）

タービン入り口温度をパラメタとし，定格点を基準としたエンジン回転数比に対するエンジン軸出力比及び燃料消費量比を表す静特性性能マップを用いる．前報同様文献（２）の設計時のデータ

第１２回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1997.10,（奈良）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

を用い，動特性としては発電機を含む回転系の慣性のみを考慮した．すなわち，エンジン駆動力と発電機負荷によって時々刻々回転数が変動するとして，回転系に対する運動方程式を立てこれを逐次解くことになる．図１に出力特性を示す．

（２）発電機及びモータ

永久磁石（ＰＭ）式の同期機を用いた．発電機もモータも原理的には同一であり，回転数と負荷を与え，その時の作動点の各種損失を計算して作動点効率を求める．図２に今回用いた発電機の効率特性の計算結果を回転数をパラメタとして示す．Ｎｍは最高回転数，Ｎｂは定格回転数を示す。

（３）バッテリ

ユニット電池の定常充電特性及び放電特性の実験値から起電力及び内部抵抗を放電深度（ＤＯＤ）の関数として数式化した．図３にベースシステムで用いた密閉式鉛電池１ユニットの放電時の起電力，内部抵抗を示す．

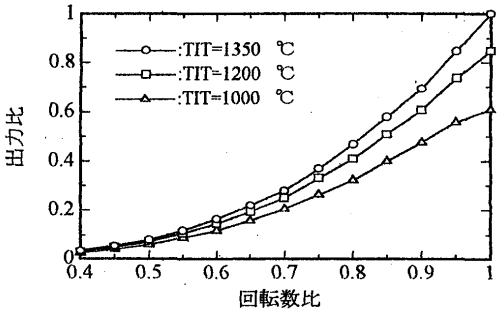


図１　ＣＧＴの出力特性

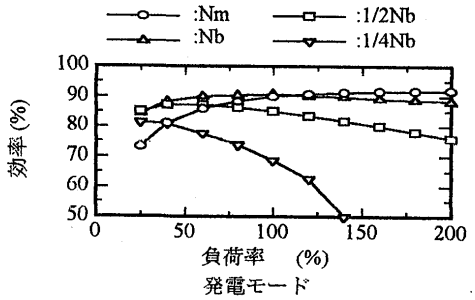


図２　発電機の効率特性

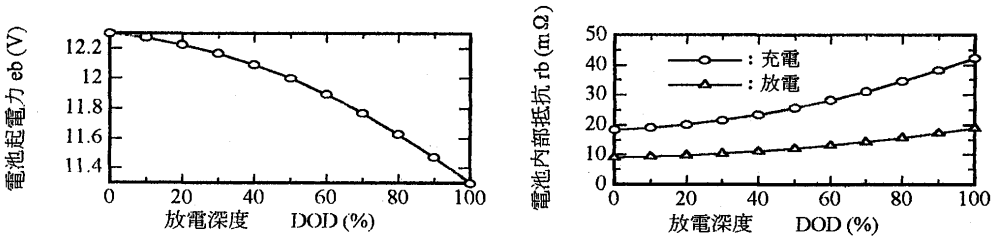


図３　密閉式鉛電池の性能特性

２．４　システム制御の方法

制御の対象は大きく分けて２つあり、先ず１番目はバッテリの制御である．モード走行の各時点でモータが必要とする電力が決まるが，この必要電力をバッテリから供給するのか，発電機から供給するのか，また両者から供給するのか，その場合どの程度の比率で供給するのかをその都度決定する必要がある．また，いずれの場合でもバッテリの容量がフルチャージに近い場合には回生エネルギがあってもバッテリに回収できず，折角の機会を逸することになる．要するにバッテリの残量を見ながら最もシステムとして効率の良い制御法を取る必要がある．今回ではモータの必要電力に対してバッテリからの供給電力を決めるため、間接的に発電機からの供給電力目標値をＤＯＤの関数として決定する方法を試み，その関数の影響を調べた．２番目の制御はエンジンの燃料制御である．バッテリ制御により発電機に対する目標発電量が決定され，この電力はガスタービンで発電機を駆動して得られるから，ガスタービンの燃料制御が必要になる．加速時の圧縮機のサージング回避も考慮してエンジン・発電機システムとして最も熱効率の良い作動点で運転するように制御する事が望まれる．前報でも述べた如く，ガスタービンの作動点としてはタービン入り口温度（ＴＩＴ）をできるだけ高く選んで運転することが望ましい．この場合一般にサージマージンが小さく，ガスタービンは慣性モーメントが大きいため，ゆっくり加速する必要があり，車両として同じ運動性能を得るためには大きめのエンジン容量が必要であると言われている．今回この問題に関連して，エ

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ンジンに直結している発電機を大きな加速度を必要とする時のみ瞬間的にモータとして作動させ加速を補助する「モータアシスト」方式を試み，その可能性及びガスタービン運転点への影響を調べた．

２．５　解析方法

先ずベース車両システムについて，１０－１５モードの各１秒毎の必要駆動力を計算し，これをもとに計算したモータ必要駆動電力を目標値として与え，制御方式としてはバッテリ制御に関連した発電機出力目標値の関数は図４に示す値を用い，エンジンの燃料制御はモータアシスト付きのＴＩＴ一定（ほぼ１３５０℃一定）制御に従ってエンジンを運転したときのトータル燃料流量及び各主要要素の一秒毎の運転点を調べ，改善の方向を検討した．なお，エンジン・発電機系の運動方程式は演算の刻み幅を１／１０ｓｅｃとし，ルンゲ・クッタ法を用いて解き，ＣＧＴのアイドル回転数は設計上運転可能な値として定格回転数の３５％を選んだ．

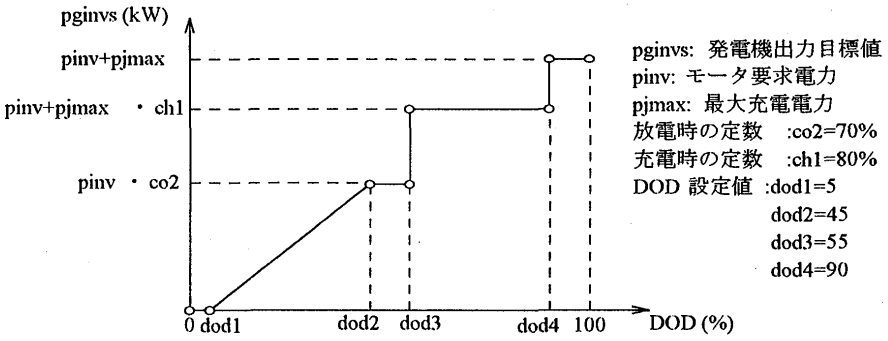


図４　バッテリ制御関数

３．結果と考察

３．１　ベースシステム各要素の作動点解析と改善の方向検討

（１）駆動モータ

図５に負荷率を横軸に，各作動点の回転数とその時の効率を示す．負荷率がマイナスの領域は，モーターが発電機として作動し，減速エネルギが回生されている場合を示す．負荷率がプラスのモータとして作動している場合は，□で示す回転数は（１）から（５）としるした５つのケースに分けられる．（１）は停止状態から車速２０，４０，５０ｋｍ／ｈまでの加速の場合を，（２）は２０から４０ｋｍ／ｈの加速，（３）は４０から６０ｋｍ／ｈの加速，（４）は５０から７０ｋｍ／ｈの加速，（５）は停止及び定速走行時の場合で下から車速０，２０，４０，５０，６０及び７０ｋｍ／ｈの場合を示している．それぞれのケースに対応するモータ効率は●で示され，それぞれ（ａ）から（ｅ）のケースが対応する．図から判るように車速４０ｋｍ／ｈに対応するモータ回転数約９００ｒｐｍ以上で作動している場合は負荷率によらずにおおむね９０％以上の効率であり特に問題はない．それより低回点の領域では特に低負荷低回点数域で効率が悪くこの領域の効率改善が必要となる．同一回転数なら負荷が低いほど効率は良いから変速比の選定で効率の良い作動点に変えられる可能性がある．

同図左側の回生モードの場合はいずれも減速の場合であるが，おおむね３つのケースに分類され，（６）は２０及び３０ｋｍ／ｈからの停止までの減速，（７）は４０から２０，５０から４０，７０から５０，７０から３０ｋｍ／ｈへの減速，（８）は５０から４０ｋｍ／ｈへの減速の場合を示している．これらに対応する効率はそれぞれ（ｆ）から（ｈ）に示されている．（７）及び（８）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

に対応す部分はさておき，（6）に対応する部分の効率が悪い．この場合も減速時に変速比を適当に選ぶことにより良い作動点に移せる可能性がある．

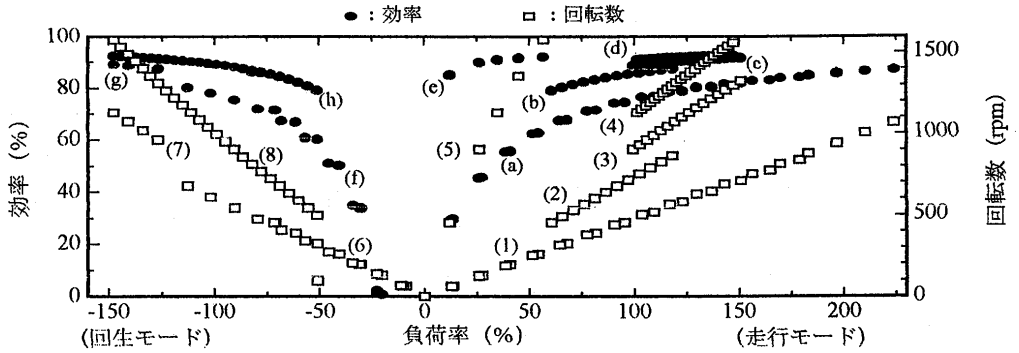


図５　１０－１５モード走行におけるモータの作動特性

（2）発電機

図６に各作動点における負荷率と回転数及び効率の関係を示す．負荷率がプラスの領域は通常の発電機として作動している領域であり，マイナス領域は加速アシストのためモータとして作動した領域を示す．発電機としての作動領域において，同一回転数に対して負荷率がある幅で分布しているが，これはエンジン・発電機回転系の回転数制御に発電機の負荷制御の増減を利用しているためで，分布の巾の右端は減速させるために負荷をきつくした場合に相当し，発電機により減速エネルギが回収される．左端は加速のアシストのため通常より負荷を軽くした場合に相当する．効率は負荷率が２５%以下の領域で悪化しているが，それ以上では特に問題はない．加速アシストのために負荷が意識的に小さくする場合を除き，効率の悪い低負荷率の領域は発電しないように目標値を設定することも考えられる．

負荷率がマイナスのモータとして利用する領域では，効率は概ね９０%弱であるが，負荷率１０%辺りの効率は６４%と悪い．この点は１０モードの内４０から２０ｋｍ／ｈへ減速し直ぐまた４０ｋｍ／ｈへ加速するときの加速のアシスト時であるが，いずれの場合も極めて短時間に起こるから，この間の効率を定義する事は困難であり，実際は１秒毎のアウトプットではこの現象は把握できない．また時間的には短いからこの間の効率は全体のモード燃費にはほとんど影響無いと判断される．

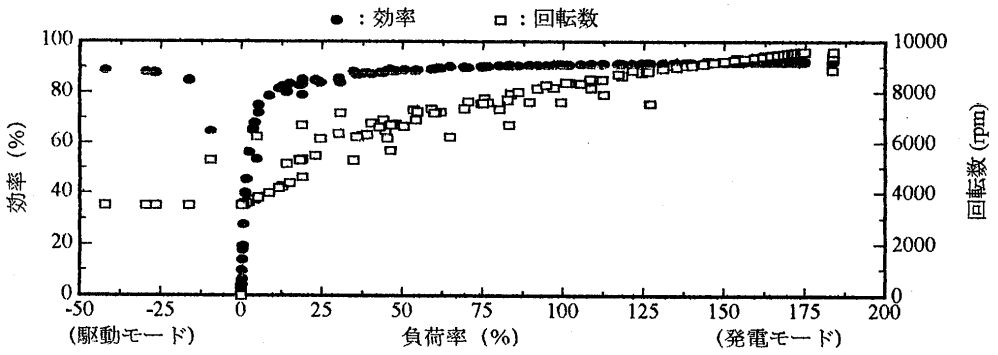


図６　１０－１５モード走行における発電機の作動特性

（3）バッテリ

バッテリの放電及び充電時の効率は損失が内部抵抗における発熱量で決まるので，概ね電流で決まる．

図７に電流値に対して放電，充電効率を示す．電流がプラスの領域は放電，マイナスの領域は充

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

電を表す．放電効率が８０%以下となるのは１０モードと１５モードの停止状態からそれぞれ４０ｋｍ／ｈ，５０ｋｍ／ｈへの加速，また１５モードの４０ｋｍ／ｈ，６０ｋｍ／ｈから，それぞれ６０ｋｍ／ｈ，７０ｋｍ／ｈへの加速の場合であった．充電の場合は，発電機からの充電と減速エネルギの回生時にモータが発電機として働き充電する場合，両者が同時に起こる場合がある．充電時の効率は８０%以上であり，充電電流の最大値は約１１７Ａとなっているが，これは，本来もっと大きい電流が流れる場合であっても，そのまま全電流をバッテリに流すと充電時の電圧制限条件（今回は充電時許容電圧をバッテリ定格電圧の１２５%以下とした）を越えるため一部の電流のみしか流すことができないようにしているためである．電圧制限によってリジェクトされた電力及びモータによる損失は１０－１５モード全体で０．７３４ｋＷｈであり，これは回生可能仕事の３０．５%に当り，本来はこれも実質的に充電効率に加えて考慮すべきものである．従って回生時の充電効率は許容電圧の取り方にも大きく影響され，使用するバッテリの種類によって寿命との関連で決定されるべきものと思われる．前報でも述べたように，回生可能エネルギをいかに効率よく回収するかは，ハイブリッド機関の走行燃費に大きく影響するから，内部抵抗のできるだけ少ないものを選ぶ等バッテリの選定も含めこの問題は重要である．

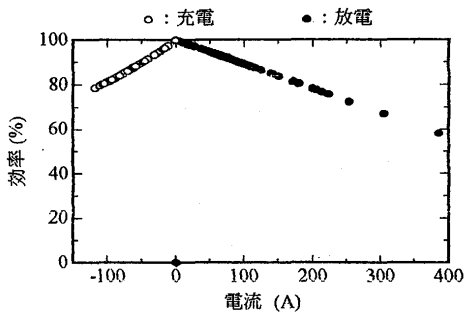


図７　１０－１５モードにおけるバッテリの作動特性

（４）ＣＧＴ

図８にＣＧＴ回転数と軸出力の関係を示す．図において，エンジンの軸出力は１０－１５モード走行における急加減速に対しても大きな変動がなく，前述したエンジンの静特性マップとほぼ同じような出力値であることがわかった．１０－１５モード走行のアイドル回転数からの加速，１０モード走行中の４０から２０ｋｍ／ｈまで減速し直ぐまた４０ｋｍ／ｈへの加速及び１５モード走行中の５０から４０ｋｍ／ｈまで減速してから定速の４０ｋｍ／ｈの移る時に，エンジン回転数が３５０００から６５０００ｒｐｍに，または５３０００から７３０００ｒｐｍに急加速する必要があるが，モータアシスト制御によって，エンジンはほぼ定常状態と同じ運転線を辿ることが確認できた．

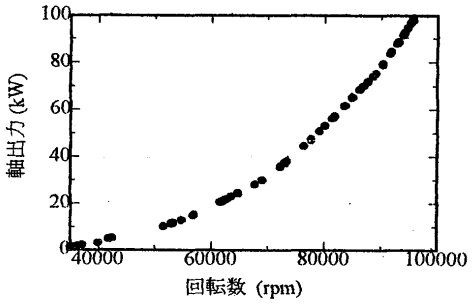


図８　１０－１５モードにおけるＣＧＴの作動特性

３．３　バッテリパラメタの影響

以上の検討の結果，主要要素の内バッテリの性能は回生効率にも影響し，ハイブリッドシステムの走行燃費に大きく影響すると思われるため，以下のパラメタについて，その影響を調べた。

（１）　バッテリ容量の影響

図９にバッテリ容量の変化に対する燃費，電池充放電効率及び回生率の向上率を示す。図において，バッテリ容量を２３００Ａｈから３０００Ａｈまで増やすと，車両重量が増大するが，燃費向上率は１７．２%であることが判った．その理由はバッテリの容量の増加によって，電池の内部抵

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

抗が減少し，電池の充放電効率と回生率が向上したためである．

（2） 内部抵抗の影響

図１０にベースの値を１とし内部抵抗の値を減らした場合の燃費，電池充放電効率及び回生率の向上率を示す．図において，内部抵抗を１／１０までに減らすと，走行燃費が３５．５%向上することが判った．その理由としては，内部抵抗を減らすことによって，充電時にリジェクトされた電力が減少したため，電池の充電効率と回生率が向上したと考えられる．

なお，エネルギ密度について検討したが，車両重量の増減と同じ効果であり，エネルギ密度を約２．５倍にした場合，燃費の向上率が６．５５%であった．

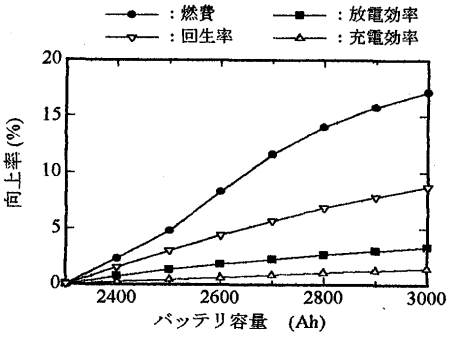


図９ バッテリ容量変化の影響

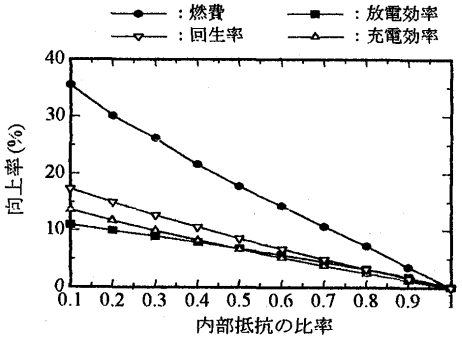


図１０ 内部抵抗比率変化の影響

４．まとめ

前報において、最もシステム効率の良かったシリーズハイブリッドシステムについて，その主要要素であるエンジン（ＣＧＴ），発電機，モータ，バッテリが１０－１５モードで走行した場合，実際にどのように作動しているのかを解析した．その結果，次のことがわかった．

（１）駆動モータは，概ね ９０%以上の効率で作動しているが，９００ｒｐｍ以下の低回転の領域では効率が悪く，この領域の効率を改善する必要があり，変速比の選定で効率の良い作動点に変えられる可能性がある．

（２）発電機は，負荷率が３０%以上では９０%以上の発電効率が得られる．駆動モードではごく一部の低い点で悪化しているが，アシスト稼働の作動時間が短いため，全体のモード効率にはほとんど影響がないと考えられる．

（３）バッテリは放電の場合，モータ負荷の大きい加速時に放電効率は低下するが，大部分の作動域で８０%以上の効率が得られ，また充電の場合，電圧制限のため電流がカットされ，全領域の効率が８０%以上であった．内部抵抗は充放電効率及び回生効率に大きな影響を及ぼし，内部抵抗の低減は燃費向上に大きな効果がある．

（４） モータアシストにより，ＣＧＴを最良燃費の定常運転線にそって運転することの可能性が確認された．

（５）ハイブリッドシステムにおいて，重要な運動エネルギの回生率に対し，バッテリの特性は重要で，中でも内部抵抗の影響が大きい．

参考文献

（１）伊藤他，日本ガスタービン学会誌，第２３巻，第９２号，ｐ．２７～ｐ．３２，
日本ガスタービン学会，１９９６．３

（２）自動車用セラミックガスタービン技術開発報告書（ＰＥＣ－９１Ｃ０１），
(財) 石油産業活性化センター，１９９２

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

編集・発行　Ⓒ　(社)日本ガスタービン学会 200　1997.9

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.