圧力測定経路の伝達関数取得のための 高周波・大振幅圧力変動発生装置の開発

A—1

＊小野統一郎（日大院）　成田聖子（拓大４年）
平本政明（日大非常勤講師）　平野孝典（拓大工）
田中英穂（東大名誉教授）　石井進（日大生産工）
藤本一郎（拓大工）

１．はじめに

遷音速圧縮機翼列の非定常空力特性を調べるために、著者らは翼面上の非定常圧力計測を行っている[(1)(2)]。実験手法としては一翼振動法を用いており、直線翼列の中央の翼一枚のみを振動させた場合の各翼の翼面非定常圧力を測定する。本実験では図1のように翼面上に圧力測定孔を配置した翼を用い、圧力導管、シリコンゴムチューブ、スキャニングバルブを経由して圧力センサで計測する。そのため圧力測定経路の伝達特性を求めておくことが必要である。小林[(3)]は翼表面に接した細管系に圧力センサを連結した測定手法による非定常圧力計測を行っているが、翼面上圧力測定孔表面に沿って流れる流速が圧力系の周波数応答に及ぼす影響が非常に大きいと報告している。梶ら[(4)]は気流にさらされた壁面オリフィス孔（φ3～φ20mm）の単独孔及び多孔オリフィスの音響インピーダンスに及ぼすマッハ数と音圧の影響を明らかにしているが、本実験における圧力孔（φ0.6mm）のように小さい径の場合にも適用できるかは定かでない。

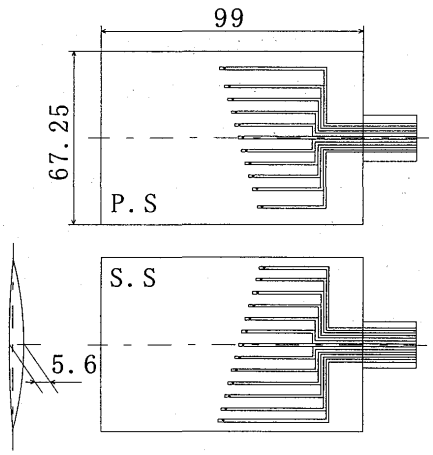


Fig.1 Schematic of pressure leads in test blade.

本研究の目的は、遷音速圧縮機翼列の翼面上非定常圧力測定における圧力測定経路の伝達特性を求めることである。翼振動数は最高500Hzであり、高次成分も含めて高振動数まで伝達特性を求めておく必要がある。そのために最高1.5kHzまで振動数が可変であり、さらに圧力変動の振幅を変化させることが可能な圧力変動発生装置を製作した。本装置を用いて測定した結果をもとに、マッハ数、静圧及び圧力変動振幅が圧力伝達特性に及ぼす影響について考察する。

２．実験装置及び実験方法

圧力伝達特性に影響を及ぼす因子として、翼表面に沿う流速のマッハ数、翼表面静圧、翼面圧力変動等が考えられる。本実験装置の製作に当たっては、これまでの遷音速風洞実験で得られたデータより、マッハ数0～0.8、静圧1～1.8$kg_f/cm^2{}_{abs}$、圧力変動（片振幅）0～0.4kg_f/cm^2の範囲で実験が行えるよう考慮した。

図2及び図3に、圧力変動発生装置の構成及び多孔円板の概略を示す。また図4に本装置の写真を示す。本装置は、コンプレッサー、流量調整バルブ、レギュレータ、及びサージタンクの空気供給系と、ノズル及びモータにより回転する多孔円板からなる圧力変動発生部で構成される。ノズルは

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

内径8mm、長さ500mmの銅製中空パイプを用いた。多孔円板は直径284mm、厚さ3mmのアルミ製円板で、ピッチ円直径254mmの円周上に直径8mmの孔が7.2°間隔で50個設けてある。ノズル流出孔中心を図2左下に示す詳細図のように円板の孔中心に一致させて設置する。多孔円板をモータにより回転させ、ノズルからの流出空気が孔を通過あるいは閉塞することによりノズル内に圧力変動が発生する。

静圧孔位置でのマッハ数Mは、前もってサージタンク全圧に対して検定したノズル内全圧P_tと、静圧孔位置で測定した平均静圧P_sから次式により求める。

$$M = \sqrt{\left(\frac{2}{\kappa - 1}\right)\left[\left(\frac{P_t}{P_s}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1\right]}$$

ここでκは空気の比熱比である。

圧力変動の基本成分の片振幅A_pとマッハ数Mの調整は、サージタンク圧力（ノズル内全圧P_t）と、ノズルの前後方向移動による多孔円板とノズル出口との隙間調整により行う。本装置の構造上、A_pとP_sを独立して設定することはできない。

ノズル出口から50mm上流側位置に、ノズル壁面に垂直に静圧孔が2個、周方向に90°ずらした位置に設けてある。この静圧孔直径は、遷音速翼列実験で用いる圧力測定翼に設けられた圧力孔と同じ0.6mmにしてある。この2個の静圧孔に内径0.8mm、外径１mm、長さ5mmのステンレス製中空パイプをハンダ付けし、一方は参照圧力測定用としてごく短いシリコンゴムチューブで超小型圧力変換器（kulite社製、XCS-062-15SG）が、他方には供試翼で用いる圧力伝達管を模擬した長さ280mmのシリコンゴムチューブを介して同様の圧力変換器が取り付けられている。参照用圧力センサ出力Aと、シリコンゴムチューブを介した圧力センサ出力Bは、直流増幅器を通した後にＦＦＴアナライザに入力され、出力Aを基準とした圧力伝達特性（振幅比AR=B/A及び位相差）の測定が行われる。

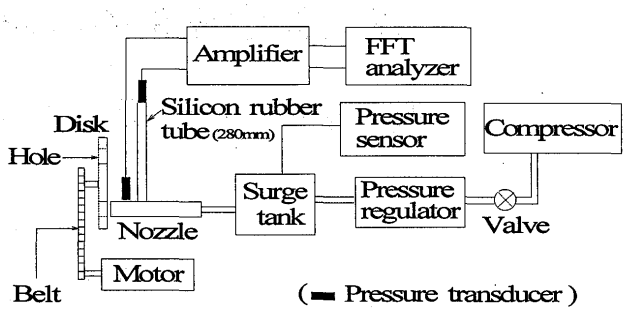


Fig.2 Pressure fluctuation generating system.

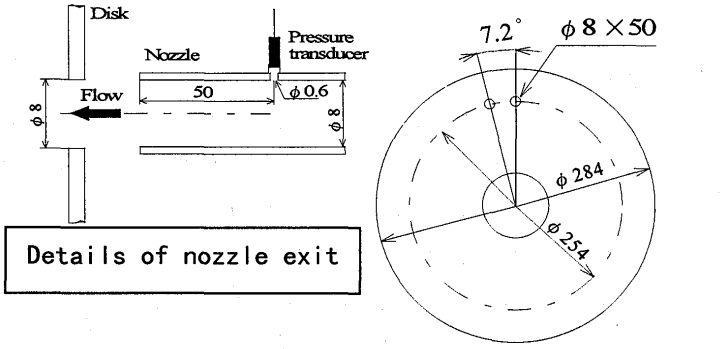


Fig.3 Disk configuration.

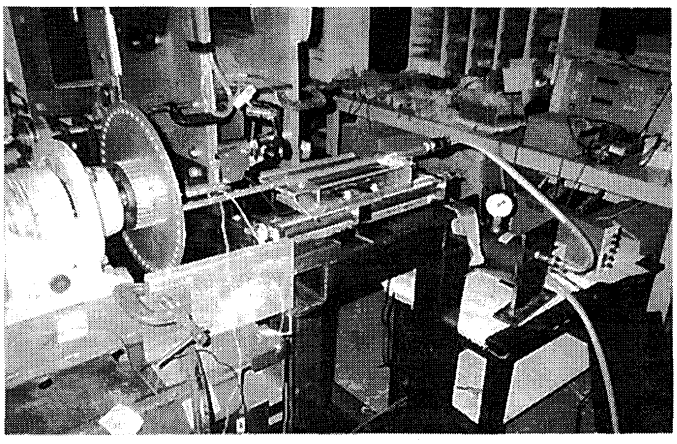
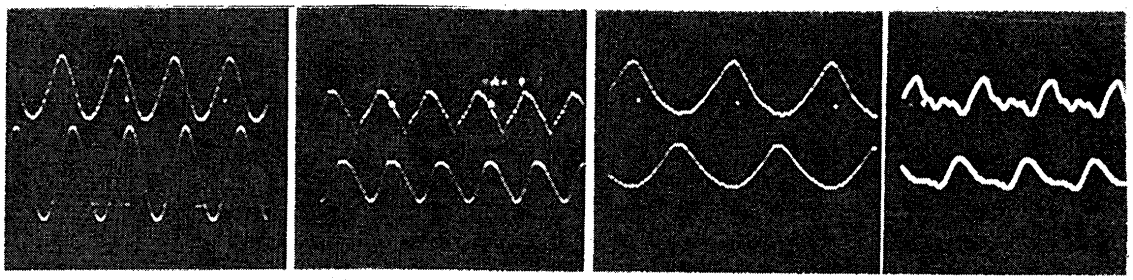


Fig.4 Test setup of pressure fluctuation generator.

３．実験結果及び考察

実験は３種類のマッハ数（M=0.1、0.4、0.8）において、圧力変動振幅を変えて行った。一例として、マッハ数M=0.1において振動数fを変えた場合の圧力変動波形の写真を図5に示す。振動数によ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) f=200Hz　(b) f=270Hz　(c) f=530Hz　(d) f=790Hz

Fig.5 Pressure fluctuation wave at M=0.1.

り正弦波からずれた波形となる場合があるが、本解析では基本振動数成分のみの解析を行うので、波形そのものの変形については考慮しない。以下に結果について述べる。

３．１　圧力伝達特性に及ぼす振幅の影響

最初に圧力伝達特性に及ぼす圧力変動振幅の影響を調べた。一例として,マッハ数M=0.1において振動数fを固定し、圧力変動の片振幅A_pを変えた時の振幅比AR(=B/A)の変化を図6に示す。この時、静圧P_sはほとんど変わっていない。この図から、ARはすべてのfにおいて振幅依存性があることがわかる。次に各fにおいて、翼列実験での圧力変動振幅に近いA_p=0.053kg_f/cm^2における振幅比ARを基準値AR_{ref}とし、各A_pでの振幅比ARをAR_{ref}で割った振幅比割合AR/AR_{ref}のA_pに対する変化を図7に示す。この図から、振幅比割合AR/AR_{ref}の振幅による変化は、fの違いによらずほぼ同様の変化の傾向を示すように見受けられる。

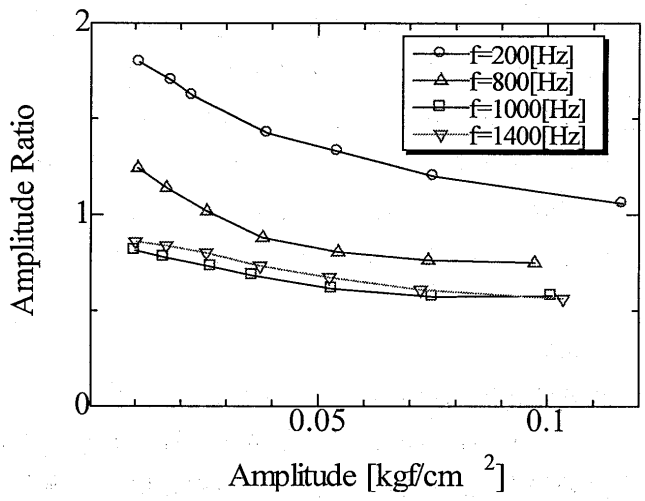


Fig.6 Effect of amplitude of pressure fluctuation on amplitude ratio at M=0.1.

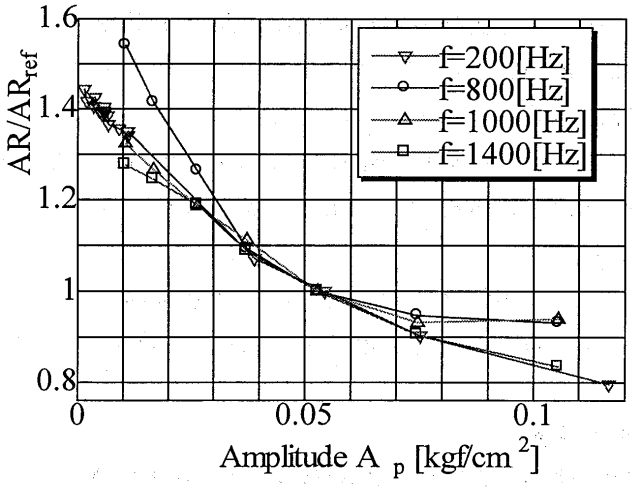


Fig.7 Effect of amplitude of pressure fluctuation on relative amplitude ratio at M=0.1.

図8(a)から(c)は、M=0.1、0.4及び0.8における振幅比と位相差の振動数による変化を示す。図中A_p^*は圧力変動振幅の平均値を表す。これらの図から、一次共振周波数はマッハ数によらず約230Hz程度であることが分かる。図8(a)M=0.1の場合、振幅による影響が明確に現れており、A_p^*が小さい程ARは大きくなっている。図8(b)M=0.4の場合についても同様に振幅依存性が見られるが、M=0.1の場合に比べると、ARの値自体は低くなっている。図8(c)M=0.8では、A_p^*の値が他のマッハ数の場合に比べて小さいが、A_p^*=0.02kg_f/cm^2とA_p^*=0.1kg_f/cm^2と振幅に違いがあるにもかかわらずARはほとんど重なっており、このマッハ数において振幅依存性はほとんど見られない。以上のことから、振幅比に対しては、マッハ数が小さい程圧力変動振幅の影響が強

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

く現れると言える。位相特性については、M=0.1の場合にf=1500Hzで最大25°程度の位相の変化が見られるが、本実験の振幅範囲内では振動数のすべてにわたりほぼ20°以内に収まっており、位相特性に対する圧力変動振幅の影響は小さいと言える。特にM=0.8の場合には、振幅による位相の違いはほとんど見られない。

３．２　圧力伝達特性に及ぼすマッハ数の影響

図9に、圧力変動振幅A_p^*を(a)0.02～0.05kg_f/cm^2、(b)0.1～0.2kg_f/cm^2及び(c)0.1～0.3kg_f/cm^2の範囲に分けた場合の伝達特性を、マッハ数をパラメータとして示す。図9(a)の振幅が小さい範囲では、マッハ数が高い程振幅比は小さくなる傾向が顕著に現れている。図9(b)(c)とA_p^*が大きくなると、マッハ数によるARの違いは小さくなっており、特に(c)の本実験範囲内で最大振幅の場合は、マッハ数による違いはほとんど見られない。つまり、圧力変動振幅が小さい程マッハ数による影響が強く現れると言える。位相特性については、すべての図においてマッハ数による違いは見られず、圧力変動振幅の影響はほとんどないと言える。

以上、圧力変動振幅とマッハ数が圧力伝達特性に及ぼす影響について述べたが、本装置では変動圧力振幅を変える場合に静圧も変わるために、これらの影響を分離して調べることはできなかった。しかし静圧の影響は圧力変動振幅とマッハ数の影響に比べて小さいように見受けられる。

４．結論

遷音速圧縮機翼列の翼面上非定常圧力測定における圧力測定経路の伝達特性を求めることを目的として、最高1.5kHzまで振動数が可変であり、さらに圧力変動の振幅を変化させることが可能な圧力変動発生装置を製作した。本装置を用いて測定した結果をもとに、マッハ数、静圧及び圧力変動振幅が圧力伝達特性に及ぼす影響について調べた結果、以下のことが分かった。

（１）低マッハ数の場合、周波数によらず、振幅比の圧力変動振幅依存性が確認された。

（２）圧力変動振幅が振幅比に及ぼす影響はマッハ数が低い場合に大きく、振幅が小さい程振幅比は大きい値を示す。マッハ数が高くなるとその影響は小さくなり、M=0.8では振幅の違いによる振幅比の差異はほとんどなくなる。

（３）マッハ数が振幅比に及ぼす影響は圧力変動振幅が小さい程大きく、マッハ数が低いほど振幅比は大きい値を示す。圧力変動振幅が大きいと、マッハ数の違いによらず振幅比はほぼ同一の値を示す。

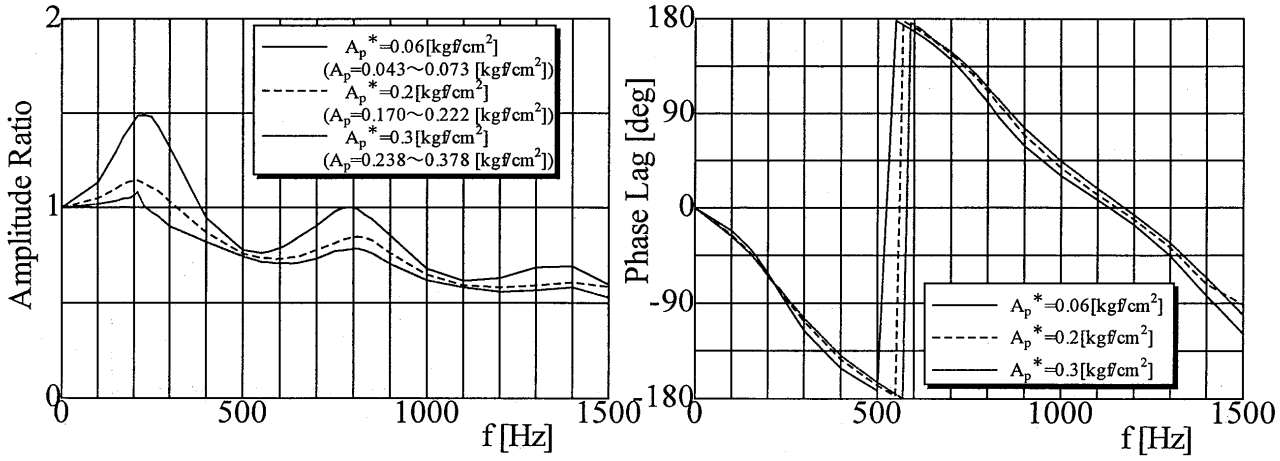
（４）位相特性に対して、圧力変動振幅とマッハ数の影響は非常に小さい。

（５）静圧が圧力伝達特性に及ぼす影響は、圧力変動振幅とマッハ数に比べて小さい。

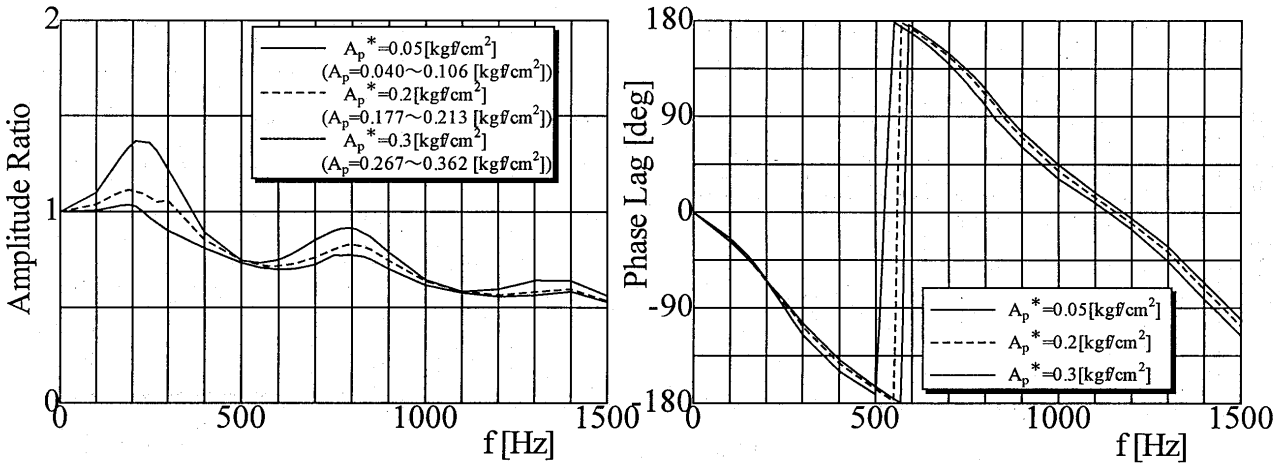
参考文献

(1)平野・藤本,"遷音速圧縮機翼列の一翼振動時の非定常空力特性",第25回ガスタービン定期講演会講演論文集(1997),pp.13-18.
(2)I.Fujimoto, T.Hirano and H.Tanaka, "Experimental Investigation of Unsteady Aerodynamic Characteristics of Transonic Compressor Cascades : Development of Test Facilities", in: T.H.Frannson (ed.), Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines, Kluwer Academic Publishers(1997),pp.83-102.
(3)小林,"振動する遷音速環状翼列の非定常空力特性の研究（第１報,フロンガス環状振動翼列風胴と測定方法）",日本機械学会論文集(B編),52-474(1987),pp.713-721.
(4)梶・平本・岡崎,"気流にさらされた壁面オリフィス孔の音響特性", 日本機械学会論文集(B編),50-451(1984),pp.602-611.

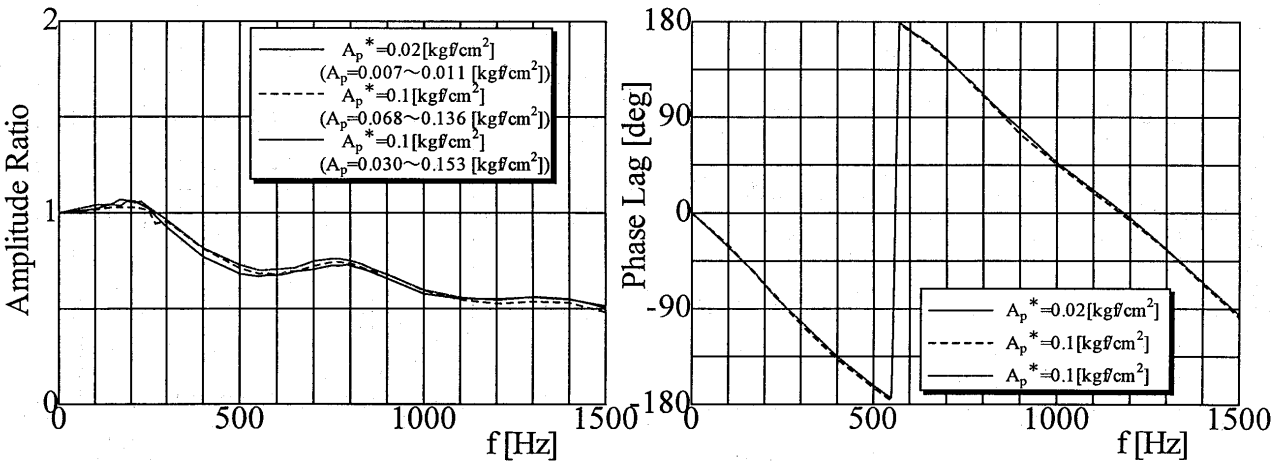
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) M=0.1



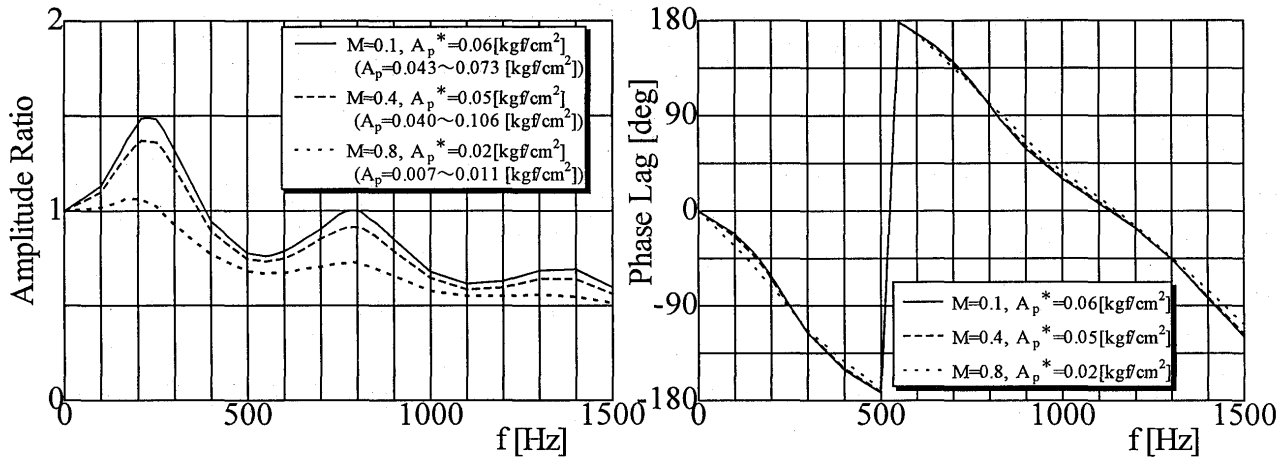
(b) M=0.4



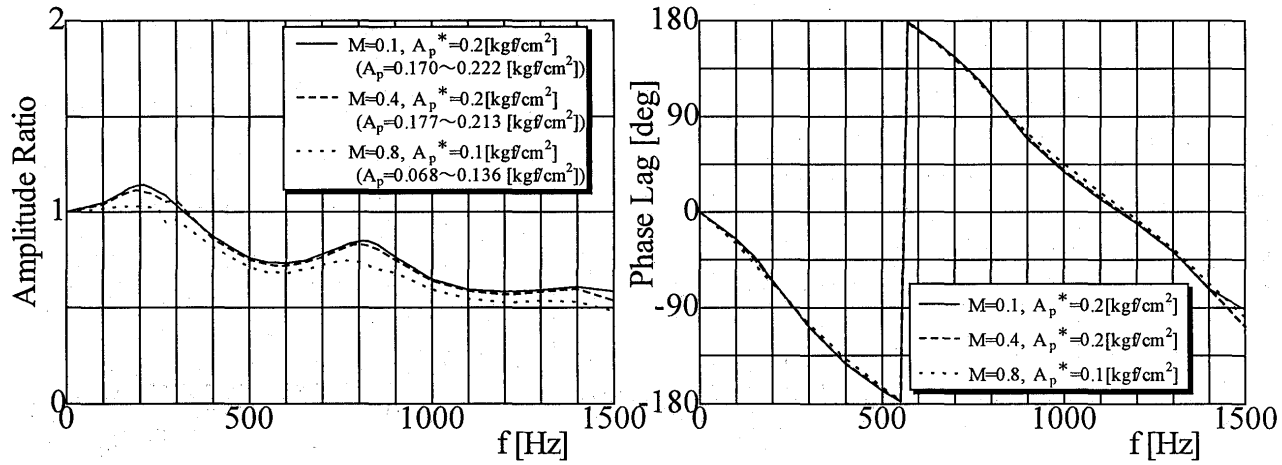
(c) M=0.8

Fig. 8 Effect of pressure fluctuation amplitude on the characteristics of pressure transfer function at constant Mach number.

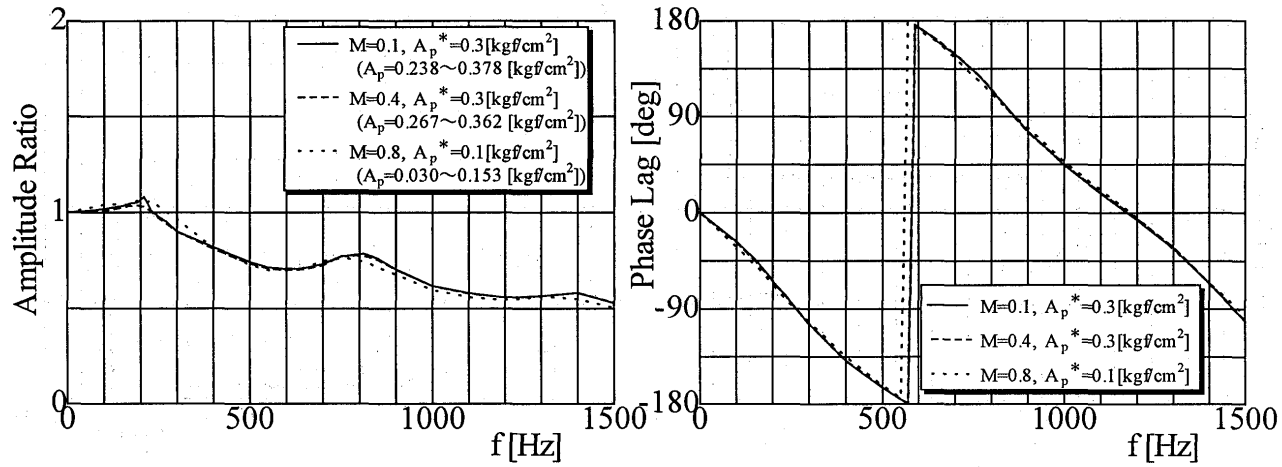
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) A_p^*=0.02～0.06[kg_f/cm^2]



(b) A_p^*=0.1～0.2[kg_f/cm^2]



(c) A_p^*=0.1～0.3[kg_f/cm^2]

Fig.9 Effect of Mach number on the characteristics of pressure Transfer functions at various pressure fluctuation amplitude.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A—2

タービン翼列の空力特性に与える後流干渉効果

船崎健一（岩手大工）
手塚信明（川崎重工）
田沼唯士（東芝）

1　緒　言

ターボ機械内での動静翼列干渉効果，特に上流側翼列からの周期的後流が下流側翼列の空力損失にどのような影響を与えるか，について多くの関心が集まり，かなりの数の研究が行われている[(1)(2)(3)(4)(5)(6)]．著者らも，上流側翼列を模擬する後流発生器及び直線タービン翼列または平板翼を用いて，周期的後流と翼列との干渉によって生ずる空力損失に関する実験的研究を行っている[(7)(8)(9)]．これらの研究により，主としてタービン翼列に関して以下のような知見が得られている．

1）翼面上に剥離を伴わない場合（レイノルズ数が十分に大きい場合，翼負荷が適度の大きさである場合），周期的後流の通過は形状損失の増加をもたらす[(2)(9)]．

2）周期的後流の影響を受ける翼列下流で計測したよどみ点圧損失（相対系）は，ピッチ方向に非一様な分布になる[(1)(2)(8)]．

3）上記の非一様分布の発生原因としては，静圧の時間的変動の効果[(3)]（wake rectification[(10)]）及び後流に付随するnegative jetの効果[(1)(8)(11)]が考えられている．

損失分布の非一様性の発生は，上流側翼列からの後流が翼列を通過する間に翼列とどのように干渉するかを理解する上で重要な現象であるが，静圧変動効果（非粘性効果）やnegative jet効果（粘性効果）の詳細な検討や両者の量的関係に関する議論はまだ十分とは言えない．

また，ターボ機械おいては，動静翼列間距離は空力特性のみならず翼振動や機械の重量やコストなどにも深く関係するため，その適切な設定は設計上の重要な課題の一つである．これに関しては，

4）動静翼列間距離が拡大することにより，下流側翼列の空力損失は減少傾向を示すが，その現象の割合は比較的小さい[(1)(4)(5)]．

という報告がある．また他方では，

5）多段圧縮機翼列で動静翼列間距離の縮小により段効率が向上した，という興味深い報告がある[(12)]．この現象は，翼間流路内での後流の伸長（elongation）及びKelvinの循環定理により後流速度欠損が可逆的に減衰するため（reversible wake recovery effect[(13)]）であると説明されている．

6）Reversible wake recovery effectの存在を数値的に立証する報告例[(14)(15)]がある．

しかし，reversible wake recovery effectについては計測例がほとんどなく，また，通過する後流が大きく変形するタービンにおいてもreversible wake recovery effectが生ずるか，については不明である．

本研究では，以上のような研究の現況を踏まえ，前報の研究を発展した形で，タービン翼列の空力損失に与える非定常性（後流干渉）の効果に関するより詳細な実験を行った．特に，次の２点に研究の焦点を当てた．

- 後流通過周波数及び後流特性を変化させた場合での翼列下流よどみ点圧損失分布
- タービン翼列におけるreversible wake recovery effectの有無

2　実験方法

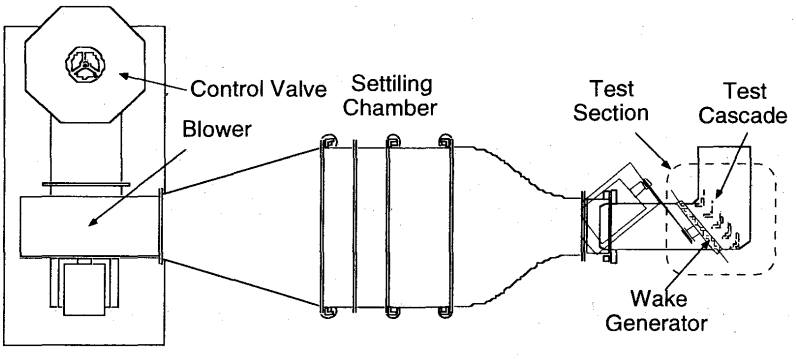


図１　実験装置概観

実験方法に関しての詳細は既報で示しているので，以下にはその概要を説明する．

2.1　実験装置

図１に実験装置の概観を示す．流量調節弁，送風機，整胴部そして絞りノズルを通過した空気流は，供試部（図中の枠内）に流入する．供試部は，上流側翼列を模擬する後流発生器，供試翼列，翼列下流の偏向板，計測用スリット等を備えた上下端壁などから構成されている．後流

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

発生装置は，直径400mmの円盤外周に円柱を装着した構造になっている．使用する円柱の本数nは最大で12本，円柱の直径dは3mm及び5mmの2種類である．円柱は流れに晒されない部分の直径を大きくすることによりその剛性を高めている．後流発生装置の回転数は光学式回転計により求めた．なお，この際円盤1回転毎に発生する信号をA/D変換器のトリガー信号として使用する．

図２には供試翼列を示す（後流発生装置の円柱通過位置，計測位置等を併記している）．供試翼列はガスタービン高圧段動翼の平均径翼断面を有する５枚の翼から構成されており，軸コード長C_x=100mm，ピッチP_y=85.6mm，翼スパン長H=125mm，軸方向との相対流入角β_1=39[deg]，流出角β_2=-61[deg]である．後流を発生する円柱は，翼前縁から66mm上流の位置を移動している．熱線プローブ等の挿入用スロットは翼列上流（Slot 0），下流（Slot 1）にそれぞれ１つずつ配備されている．座標系は，翼列軸方向をx軸，ピッチ方向をy軸及び翼スパン方向をz軸とする．翼列下流においては，流出方向にx^e軸，それと直角方向にy^e軸を設定している．

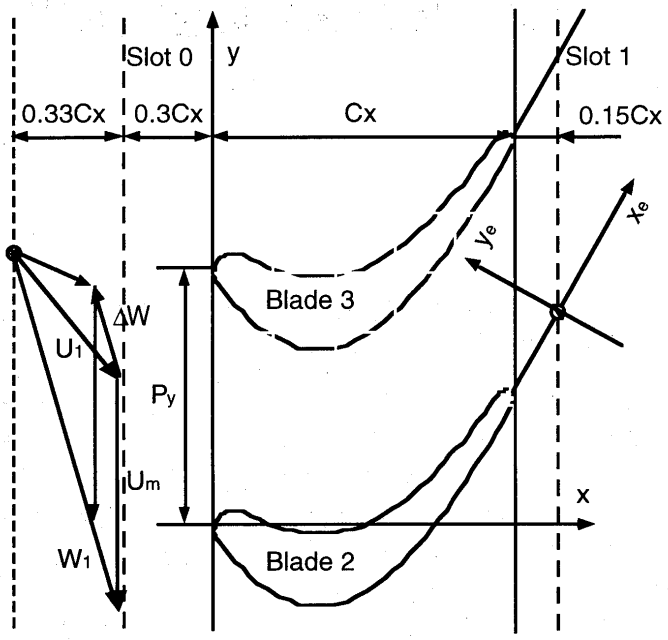


図２　供試翼列

2.2　計測装置

空力計測には，５孔ヨーメータ及びI型熱線プローブを使用した．それぞれのプローブの位置決めには専用のPC制御されたトラバース装置を使用している．

2.2.1　５孔ヨーメータ　翼列上下流における３次元時間平均瘤を計測するために，従来型の５孔ヨーメータを使用した．試験に使用した５孔ヨーメータは，プローブヘッド直径が約2mmで，その上部に十分なクリアランスを設けることでブロッケージ効果を最小にとどめる構造になっている．５孔ヨーメータの較正には専用の較正風洞を使用した．まず，よどみ点圧，流速，ピッチ角及びヨー角を5つの圧力情報から算定するためのデータを取得し，最小自乗法によりそれぞれの特性値を与える二変数多項式の各係数を決定した[16]．圧力計測には微差圧用圧力変換器を使用した．圧力計測の不確かさは，入口動圧の約1.5%である．

2.2.2　熱線プローブ　翼スパン中央部での二次元的な流れ場の非定常特性を把握するため，I型熱線プローブを使用した．単線プローブでの計測であるため，二次元流計測にはプローブの回転が必要となるが，ここではFujita, Kovasznayの方法を採用した[17]．この際取り扱われるデータは全て位相固定平均されたデータである．

2.3　データ処理

2.3.1　圧力損失係数　局所よどみ点圧損失係数$\zeta(y,z)$，ピッチ方向流量平均損失係数$\bar{\zeta}(z)$，翼間流路流量平均損失係数$\bar{\bar{\zeta}}$はそれぞれ次式で計算される．

$$\zeta(y,z)=\frac{P_0(y)-P(y,z)}{1/2\rho U_1^2} \quad (1) \qquad \bar{\zeta}(z)=\frac{\int_0^{P_y}\zeta(y,z)U_x(y,z)dy}{\int_0^{P_y}U_x(y,z)dy} \quad (2) \qquad \bar{\bar{\zeta}}=\frac{\int_0^h\int_0^{P_y}\zeta(y,z)U_x(y,z)dydz}{\int_0^h\int_0^{P_y}U_x(y,z)dydz} \quad (3)$$

P_0は上流側よどみ点圧，ρは空気の密度，U_1は流入速度，$U_x(y,z)$は計測面における軸流速度である．

2.3.2　非定常速度ベクトル　熱線プローブを用いて計測したデータから，位相固定平均速度ベクトル$\tilde{\mathbf{U}}(y;t)=(\tilde{U}_x(y;t),\tilde{U}_y(y;t))$を算出する（ここで，記号~は位相固定平均された量を表す）．

2.4　実験条件

流れのパラメータはレイノルズ数Re及び後流通過ストローハル数Sである．これらはそれぞれ，

$$Re=\frac{U_1C_x}{\nu} \quad (4)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$S = \frac{fC_x}{U_1} \qquad (5)$$

で計算される．ここで，νは動粘度，fは後流通過周波数（$=nn_b/60$，n：後流発生器回転数，n_b：円柱本数）である．今回の実験では，入口流速を35m/sとし（$Re=2.3\times10^5$），$n=$1200rpm，n_bは2，6，12（S=0.11，0.34，0.69）とする．

3　円柱後流の特性

3.1　円柱後流の特性

図3に，移動円柱下流（Slot 0）で計測した速度の時間的変化の例を示す（計測条件は$S=$0.34，d=3 mm）．計測はBlade 2とBlade 3のほぼ中間の位置で行った．翼高さ方向3カ所での計測結果から，円柱後流は，翼スパン方向にほぼ時間の遅れなく翼列翼と干渉していることがわかる．今回の試験での計測結果から円柱後流速度欠損を読みとり，円柱から計測点までの相対流れ方向への距離Lとの関係をプロットした．その結果を図4に示す．この図には，以前の研究例からのデータ[18][19]も併記してある．図4から，3種類の試験結果で得られた速度欠損は以下に示す式でよく近似できることがわかった．

$$\frac{\Delta w}{W} = 2.01\left(\frac{L}{d}\right)^{-0.71} \qquad (6)$$

3.2　円柱列のよどみ点圧損失

図5には，移動円柱列下流で計測した流量平均よどみ点圧力損失係数を示す．図中には，Schulte, Hodsonが与えた円柱列によるよどみ点損失の理論式を用いて計算した結果も示す．損失係数は，後流通過ストローハル数Sや円柱直径dの増加に対してほぼ直線的に増加している．理論値と実験値とを比較すると，両者はほぼ一致している．若干の差異が生じているが，この原因としては，実験誤差の他に，計測面以後に発生する混合損失分の未評価，移動円柱列のよどみ点圧損失を静止系で計測する場合の速度欠損効果（Cumpsty[20]）が考えられる．実験値と理論値との差が大きくないことから，円柱後流が翼列を通過する間に重要な混合損失の発生はほぼないと考えられる．

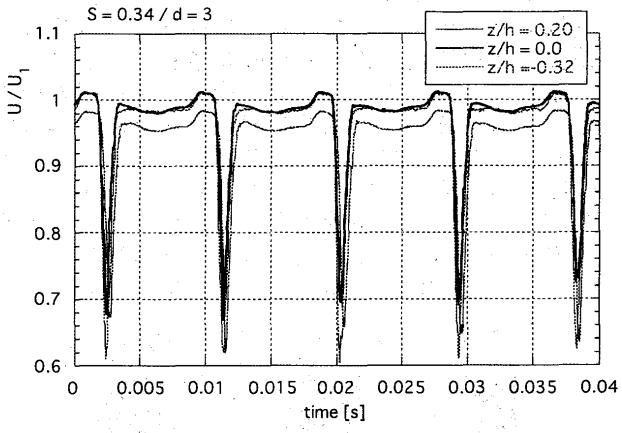


図3　円柱移動円柱下流での非定常速度計測

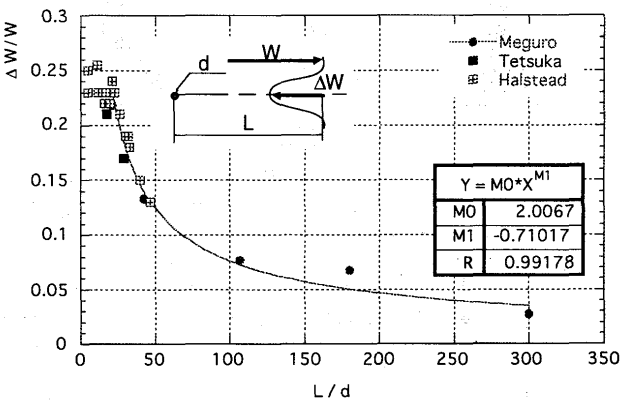


図4　円柱後流速度欠損の減衰状況

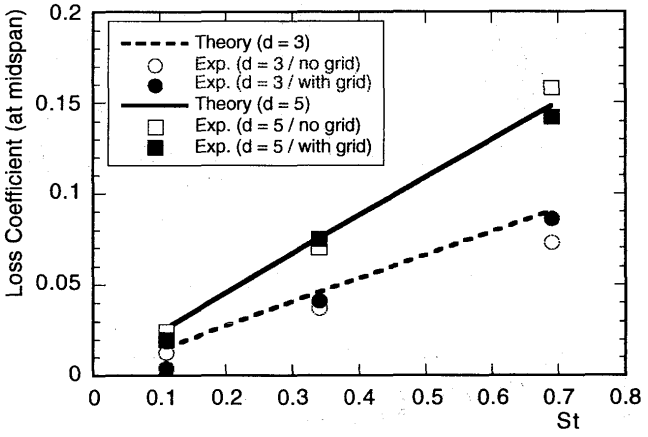


図5　円柱列によるよどみ点圧損失

4　後流通過による翼列損失の変化

図6には，翼列下流で計測したよどみ点圧損失係数分布を示す（$d=5$）．この図で示す損失係数は，Slot 0で計測した周方向平均よどみ点圧を基準として算出しており，円柱後流自身による損失への寄与はほぼ効果は除去されている（以下に示す結果では全て円柱列下流を基準としている）．前報で示したように，円柱後流の影響を受ける場合（S=0.69），翼後流の背面側の損失が増加している．また，翼後流内では，翼平均高さ位置での損失や上下端面近傍に現れる流路渦に関係する損失のピーク値が減少している．

翼平均高さ（z/h=0.0）における翼列下流よどみ点圧損失分布を図7に示す．図6で見たように，翼後流背面側に向かって流路内での損失が増加している状況が分かる．また，翼腹面側では，わずかながら損失の低下も確認できる．円柱直径の影響に関しては，直径の大きな場合ほど損失係数が全体

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

として増加する傾向にある．この図から，後流通過ストローハル数Sが0.11から0.69と変化しても翼列周方向への損失係数分布には傾向的な変化は見られず，結果としてはnegative jet効果で説明される損失分布の不均一性のみが確認されたことになる．図８には，周方向流量平均損失係数分布を示す．図７に見られるように，翼平均高さ付近での損失は，後流通過周波数及び円柱直径の増加により増加している．また，上端部側では，流路渦に起因する損失ピークの値及び発生位置への後流通過の影響が確認でき，損失ピーク位置が上端部へシフトする傾向にある．この傾向は，図９に示す平均流出角分布からも明らかであり，上流側からの後流が翼列内に発生する二次流れ（流路渦）に大きく影響を及ぼしていることが分かる．図10には，１ピッチ間における翼列損失係数と後流通過ストローハル数との関係を示す．この図から，円柱直径の違いによる流量平均翼列損失係数の変化は，ばらつきはあるものの，それほど顕著には現れていない．

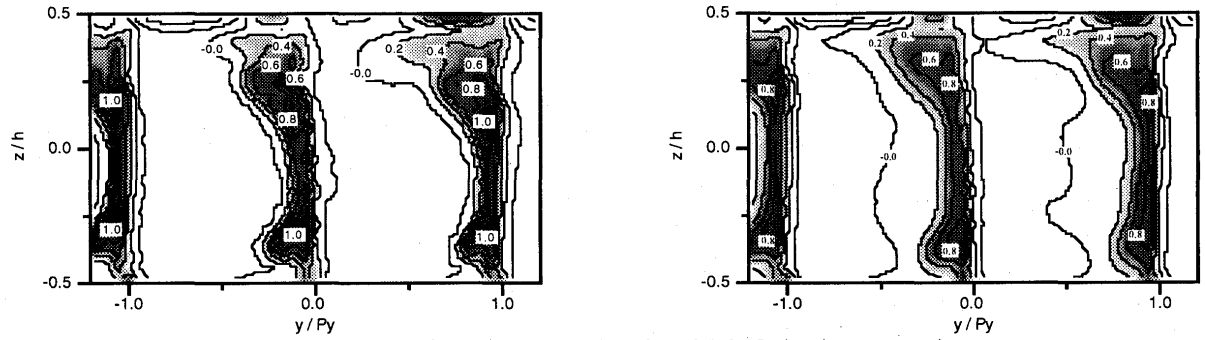


図６　翼列下流におけるよどみ点圧損失分布（d = 5 mm）
（左）　S = 0.0　（右）　S = 0.69

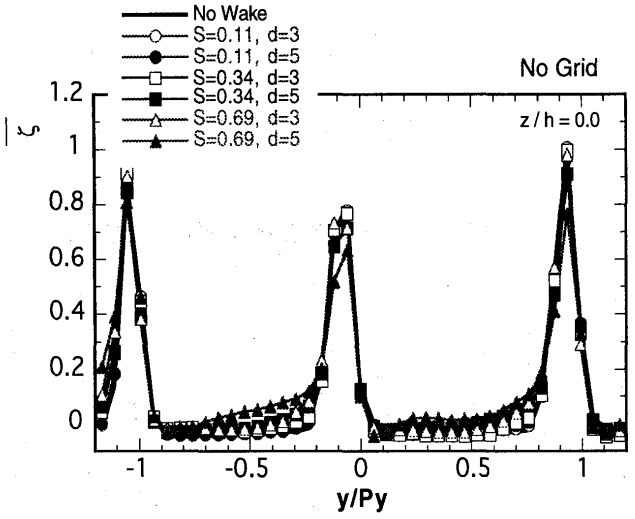


図７　周方向損失係数分布（翼平均高さ）

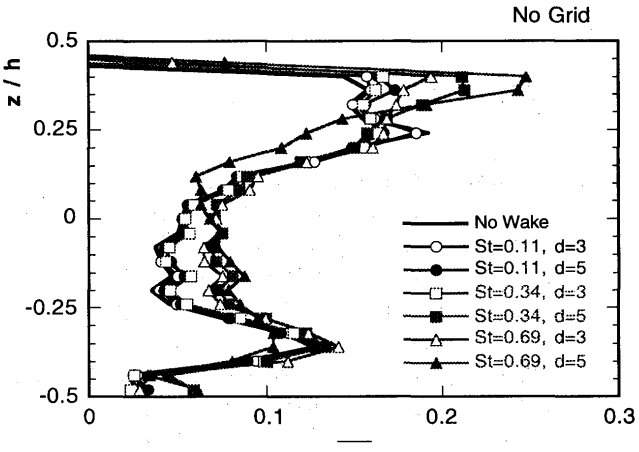


図８　周方向流量平均損失係数分布

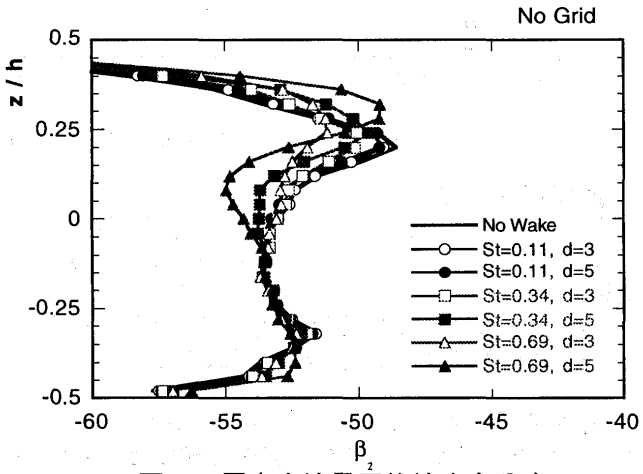


図９　周方向流量平均流出角分布

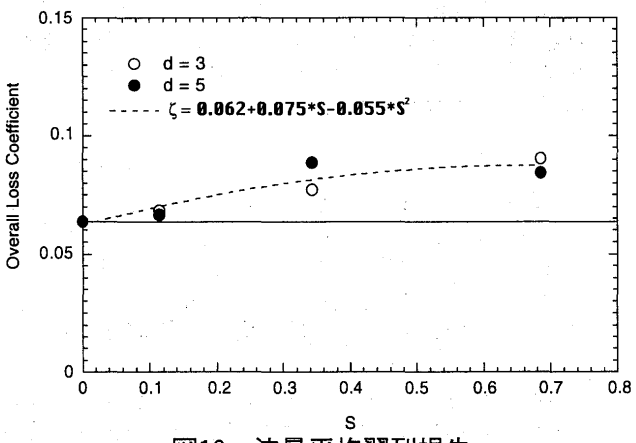


図10　流量平均翼列損失

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5　円柱後流の減衰

タービン翼列においてもreversible wake recovery effectが発生するかを確認するため，翼列に流入する円柱後流が翼列を通過する間にどのような減衰過程を示すかを調べた．

はじめに，速度場のデータを基に円柱後流の減衰を検討し，続いて，後流の渦度の拡散・減衰という観点で議論する．渦度を算出するためには，(x,y)平面上での速度ベクトルに関するデータが必要になるが，実際には計測平面（(y,z)平面）での速度の時系列データのみが計測されている．そこで，Taylorの凍結モデルを導入して(x,y)平面上の速度ベクトルを推定する．ここで，

・円柱からの後流は，時間平均速度場で輸送される．

・計測面で検出した速度変動は主に後流通過に起因する．

と仮定する．この仮定を基に，図11に示す翼列下流での流れ場を例にとり渦度場推定方法について説明する．Slot 1上での任意のピッチ方向位置$y=y_i$で時刻$t=t_1$に計測された速度ベクトル$\tilde{\mathbf{U}}(y_i;t_1)$（厳密に言えば運動量）は，この計測点を通過する流線上を，計測点での時間平均速度$\overline{U}(y_a)$で直線的に輸送されるものとして扱うことができる．従って，座標系(x^e,y^e)で考えた場合，ある点(x^e,y_i^e)における速度ベクトル及び渦度ωは，計測面上の速度ベクトルから次式の様に推定できる．

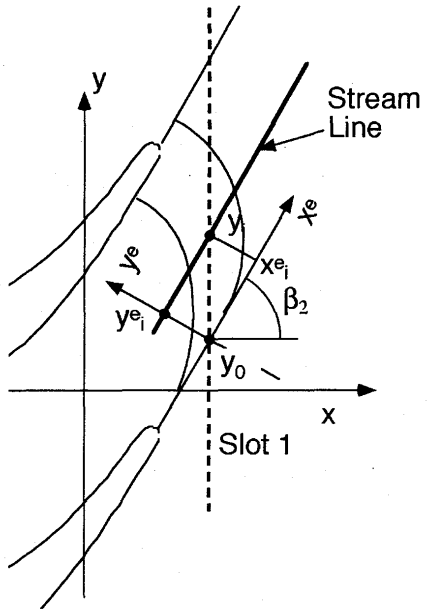


図11　翼列下流での渦度場の推定方法

$$\tilde{\mathbf{U}}(x^e,y_i^e;t_1)=\tilde{\mathbf{U}}\left(x_i^e,y_i^e;t_1-\left(x^e-x_i^e\right)/\overline{U}\left(y_i^e\right)\right) \qquad (7)$$

$$\omega=\partial\tilde{v}^e/\partial x^e-\partial\tilde{u}^e/\partial y^e \qquad (8)$$

翼列上流では，後流内速度分布を正規分布で近似し[21]，式(6)で速度欠損を与え，流れ方向への速度勾配を無視して渦度を算出する方法も用いた．

図12には，上述の手順で翼列下流での速度場を計算した結果（snapshot）を示す（S=0.34，d=3）．この図では，速度ベクトルから時間平均流成分を差し引き，変動成分（円柱後流）のみを表している．上流の円柱後流が翼列を通過することにより変形している．後流の速度ベクトルは翼後流背面側に向いており，後流の幅も背面側の方が大きい．また，翼後流腹面側では後流の前後に渦構造が出現しており，後流の影響を受けない流体の巻き込み現象が起きているものと推測できる．変動速度ベクトルの大きさは，場所によって異なるが，流路中央から翼背面側にかけては約4m/s程度であり，式(6)で評価した値4.4m/sとほぼ同レベルになっている（$L/d\cong150$，W=76m/s）．この結果は，Liu，Rodiの翼列実験[22]と一致している．図13には翼列の上流，下流で計測した円柱後流の渦度を後流モデルから算出した理論値と比較した．翼列上流では計測値と理論値はよく一致しているが，翼列下流では計測した渦度の方が振幅が大きい．以上の比較の結果から，今回のタービン翼列を用いた実

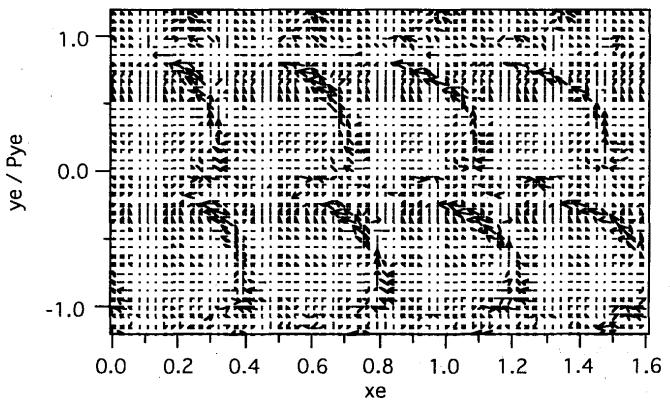


図12　翼列下流での変動速度ベクトルの瞬間図

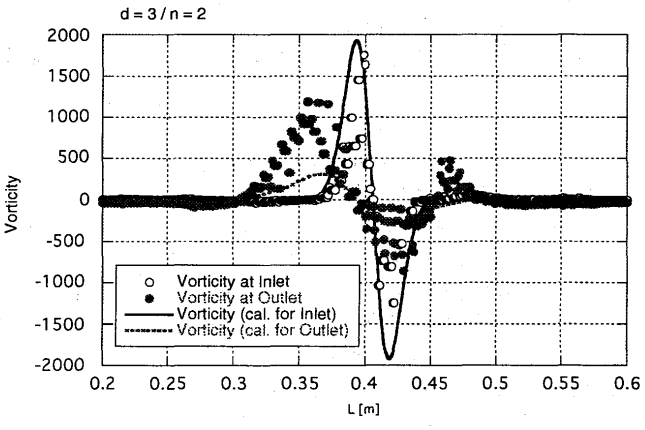


図13　翼列上流，下流での変動速度の渦度

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

験ではreversible wake recoveryという現象は確認できなかった．

6　結言

1．　後流発生器の円柱列に起因するよどみ点圧損失は，運動量の定理に基づくSchulte，Hodsonの理論式とよく一致した．

2．　周期的な後流通過の影響を受ける翼列の下流で計測したよどみ点圧損失分布から，翼平均高さ付近では，翼後流の腹面側から背面側に向かって損失が増加する傾向が確認された．後流通過ストローハル数や円柱直径を変化させてもこの傾向は変化しないことから，確認された不均一性はnegative jet効果に起因するものと判断される．

3．　後流通過により流路内流量平均翼列損失は増加する．使用した円柱直径の効果は，翼列損失でみた場合は顕著には現れなかった．

4．　タービン翼列におけるreversible wake recovery効果は確認できなかった．

参考文献

(1) Hodson, H.P., Boundary Layer and Loss Measurements on the Rotor of an Axial-Flow Turbine, Trans. ASME, J. Engineering of Gas Turbine and Power, Vo. 106, 1984, pp. 391-399

(2) Schulte, V. and Hodson, H.P., Unsteady Wake-Induced Boundary Layer Transition in High LIft LP Turbine, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 120, 1998, pp.28-120

(3) Hodson, H.P. and Dawes, W.N., On the Interpretation of Measured Profile Losses in Unsteady Wake - Turbine Blade Interaction Studies, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 120, 1998, pp.276-284

(4) Venable, B.L. et al., Influence of Vane-Blade Spacing on Transonic Turbine Stage Aerodynamics, Part 1: Time-Averaged Data and Analysis, ASME Paper 98-GT-481, 1998

(5) Busby, J.A. et al., Influence of Vane-Blade Spacing on Transonic Turbine Stage Aerodynamics, Part 2: Time-Resolved Data and Analysis, ASME Paper 98-GT-482, 1998

(6) Curtis, E.M. et al., Development of Blade Profiles for Low-Pressure Turbine Application, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 119, 1997, pp.531-538

(7) 西山，船崎，粘性後流をよぎるタービン動翼列の非定常応答（解析法の実験的検討），日本機械学会論文集（B編），Vol. 52，No. 475，1986，pp.1005-1013

(8) 船崎，佐々木，田沼，タービン翼列の非定常損失に関する研究（直線翼列を用いた実験的研究），日本ガスタービン学会誌，Vol.24，No. 95，1996，pp.74-80

(9) 船崎，小泉，小薮，周期的後流の影響を受ける境界層による空力損失に関する研究，日本機械学会論文集（B編），Vol.64，No. 625，1998，

(10) Adamczyk, J.J., Celestina, M.L. and Chen J.P., Wake-Induced Unsteady Flows: Their Impact on Rotor Performance and Wake Rectification, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 118, 1996, pp.88-95

(11) Suryavamshi, N. et al., Unsteady Total Pressure Field Downstream of an Embedded Stator in a Multistage Axial Flow Compressor, Trans. ASME, J. Fluid Engineering, Vol. 119, 1997, pp.985-994

(12) Smith, L.H., Wake Dispersion in Turbomachines, Trans. ASME, J. Basic Engineering, Ser. D, 1966, pp.688-690

(13) Valkov, T.V. and Tan, C.S., Effect of Upstream Rotor Vortical Disturbances on the Time-Averaged Performance of Axial Compressor Stators: Part 1 - Framework of Technical Approach and Wake-Stator Blade Interactions, ASME Paper 98-GT-312, 1998

(14) Adamczyk, J.J., Wake Mixing in Axial Flow Compressors, ASME Paper 96-GT-29, 1996

(15) Deregel, P. and Tan, C.S., Impact of Rotor Wakes on Steady-State Axial Compressor Performance, ASME Paper 96-GT-253, 1996

(16) 手塚，周期的後流の影響を受けるタービン動翼列まわりの流れに関する研究，岩手大学修士論文，平成9年度

(17) Fujita, H. and Kovasznay, L.S.G., Measurement of Reynolds Stress by a Single Rotated Hot Wire Anemometer, The Rev. of Sci. Instrm., 39, 1968, pp.1351-1355

(18) 目黒，岩手大学修士論文，後流干渉下にある平板の非定常境界層遷移に関する研究，平成5年度

(19) Halstead, D.E., et al., Boundary Layer Development in Axial Compressor and Turbines, Part 3 of 4: LP Turbines, ASME Paper 95-GT-463, 1995

(20) Cumpsty, N.A., Discussion appeared in the paper of Howard, M.A. et al., Endwall Effects at Two Tip Clearances in a Multistage Axial Flow Compressor With COntrolled Diffusion Blading, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol.116, pp.635-647, 1994

(21) 船崎，山下，山脇，後流の影響を受ける非定常平板境界層に関する研究（特にレイノルズ数効果について），日本ガスタービン学会誌，Vol. 20，80，1993，pp.77-83

(22) Liu, X. and Rodi, W., Measurement of Unsteady Flow and Heat Transfer in a Linear Turbine Cascade, ASME Paper 92-GT-323, 1992

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

二重円弧翼列の失速特性に関する数値解析

A—3

＊西澤敏雄（航空宇宙技術研究所）
富田建一（東海大学大学院）
高田浩之（東海大学）

1. まえがき

軸流ファンや圧縮機などの翼列に発生する旋回失速や失速フラッタの現象は，これらの回転機械の作動の不安定をもたらすだけでなく，翼が共振や疲労によって破損に至るという点で安全性，信頼性の面でも重要な問題である．航空用として大流量・高負荷の軸流ファンが開発されるにしたがって，翼は薄肉化される方向にあり，その疲労破損の問題はますます重要になっている．発電用の蒸気タービンにおいても最終段動翼は長大化の傾向にあり，振動による翼の破損が重要な問題である．旋回失速や失速フラッタによる翼の破損を避けるためには，これらの現象の発生を抑えれば良いわけであるが，このためにはまずその発生のメカニズムと限界を知ることが重要である．

この分野の関連研究として，軸流圧縮機の旋回失速については国内外で比較的多くの研究がなされているが，一般に高食違い角，低反り角である軸流ファンについては旋回失速や失速フラッタの現象を含めた失速特性を調べた研究はまだ少なく，また負失速したタービン翼列については旋回失速，失速フラッタともにほとんど報告が見当たらない．一般に，翼面に沿って平均的に圧力降下があるタービン翼列では，圧縮機などに比べて失速の危険性は低い．しかしながら，食違い角が大きく反り角が小さい蒸気タービンの動翼列では，off-design 運転時などに負失速状態に陥って旋回失速や失速フラッタが発生する可能性は十分にあると考えられる．

著者らが，NACA65(CA30)10 翼からなる食違い角が小さい低速圧縮機翼列について行った，旋回失速及び失速フラッタの数値解析[(1)(2)(3)]と翼列風洞実験[(4)]の結果によれば，その特徴は以下のようなものである．即ち，1) 失速した剛翼列においてある一枚の翼が失速すると，翼前縁から放出される渦度は翼背面に捕まるようにして大きな失速渦として成長し，それが翼面を離れる頃には翼腹面後縁から放出された逆向きの渦度が背面側に回り込んで回復渦を形成する．考える翼列流路内ではこの失速渦と回復渦のために流れがブロックされ，このため背面側隣接翼の迎え角が大きくなって，今度はこの翼が前縁剥離を起こし，失速渦の成長が始まる．これが旋回失速において失速が伝播するプロセスである．上記のような旋回失速は，この翼列の静的失速角以上の広範囲な流入角で発生し，その伝播のメカニズムは変わらない[(1)(2)]．

2) 各翼が一定振幅，一定振動数，一定翼間位相差で微小振動する振動翼列では，剛翼列の旋回失速伝播速度と翼振動の位相伝播速度が互に近くて，旋回失速の伝播と翼振動の位相伝播とが同期するとき，あるいは失速の伝播が翼振動の位相伝播に引き込まれるときには，旋回失速の伝播は非常に規則的になると共に，同期点付近では激しいフラッタ励振が発生する．反対に，翼振動の位相伝播速度が旋回失速の伝播速度と著しく異なるときには，剛翼列とほぼ同じ旋回失速が翼振動と無関係に伝播し，フラッタ励振は行われない[(3)(4)]．

上記のように低食違い角の 65 系翼列においては，旋回失速あるいはそれと失速フラッタとの関係が翼列の非定常流れや非定常空力特性に対し大きな影響を持つことがわかっている．本研究は，同様な視点から軸流ファン動翼などに用いられる高食違い角，低反り角の二重円弧翼列について，定常状態から失速状態までを含めた流れの数値解析と翼列実験を行って，そこに

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ 133.73.216.204, 2025/07/04.

発生する旋回失速の性質を調べ，不安定流れによる翼破損の問題を議論するための基礎とするものである．

2. 数値解析法

本研究の数値解析法は，図 1 に示すような複数の翼列ピッチからなる計算領域を考え，この領域内の流れ場を各翼面に付着した境界層と剥離域や後流を含む外部流れの２つに分け，それぞれの解を接続して全体の解を得る．外部流れの基礎式としてレイノルズ平均した流れに対する流れ関数方程式と、流れと共に移動する微小領域について積分した形の渦度輸送方程式に簡単な代数型乱流モデルを組合わせて用いる．渦度輸送方程式は，渦度変化を拡散及び対流移動の 2 step に分けて離散渦の移動として計算する．翼面境界層流れについては運動量積分方程式を解く．外部流れの解から境界層計算に必要となる圧力分布が定まり,反対に境界層流れの解に基づいて剥離点位置とそこから外部流れに放出される渦の強さが定まる．圧力分布は圧力のポワソン方程式を解いて求める．詳細については文献(2)を参照されたい．

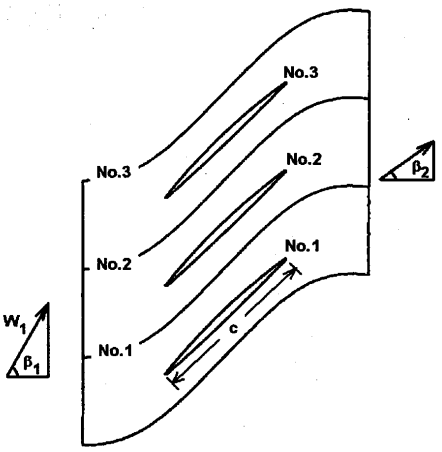


図 1　計算領域

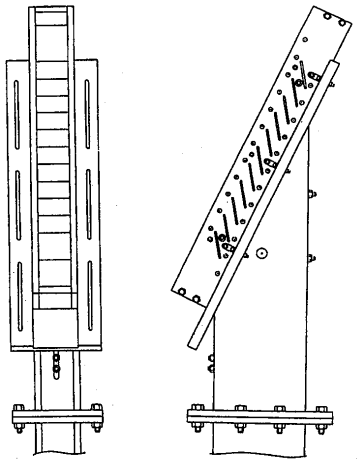


図 2　二次元翼列風洞

3. 実験装置及び実験方法

実験は，図 2 に示すような小型二次元風洞を設計･製作し，数値解析と同形の二重円弧翼列に対して翼列流路内及び後流の流速測定，翼面及び側壁面の圧力測定を行った．図 2 の風洞断面は 50mm×100mm であり，ここに翼弦長 c=43.83mm，翼ピッチ s=30mm，翼枚数 11 枚の二重円弧翼列を配置する．測定する流入角は，くさび形スペーサを設けることにより 60°,65°,70° 及び 73° の 4 通りの流入角が可能である．翼列中央 5 枚の翼には 4 ヶ所の圧力測定孔が設けられ，また，流れの非定常測定では動的全圧管及び熱線風速計を X-Y テーブルによってトラバースさせながら測定する．なお，翼列最下端の翼間には，回転板を設置し，これによって翼列に周期的な擾乱を与えることができる．

4. 結果と考察

表 1 に示す諸元をもつ二重円弧翼列について流入角を変化させ，一連の流れの計算を行った．比較のため表 1 に前記の 65 系翼列[(1)]の諸元も記す．軸流ファンなどの二重円弧翼列では，一般に翼の厚み比や反り角は小さく，食違い角やソリディティは大きいのが普通である．なお，翼弦長 c 及び流入速度 W_1 を基準とするレイノルズ数は数値解析で 3.0×10^5，実験で 1.2×10^5 である．

4.1　定常特性　　はじめに翼列方向に 1 ピッチ周期の条件を課した数値解析を行って，二重円弧翼列の定常特性を調べた．翼列を通る流れ場は，β_1=55° ～67° の流入角範囲においてほぼ定常な状態に収束する．図 3 はこれらの流入角に対して翼に働く垂直空気力 C_N と翼列全

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

表 1　二重円弧翼列･65 系翼列の諸元

	DCA	NACA65(CA30)10
最大翼厚比（対ｺｰﾄﾞ比）	4.7%	10%
反り角	5.2°	30.0°
食違い角	55.0°	30.0°
ソリディティ	1.461	1.0
前縁半径（対ｺｰﾄﾞ比）	0.40%	0.667%
後縁半径（対ｺｰﾄﾞ比）	0.40%	1.0%
翼入口角	57.6°	45.0°
翼出口角	52.4°	15.0°

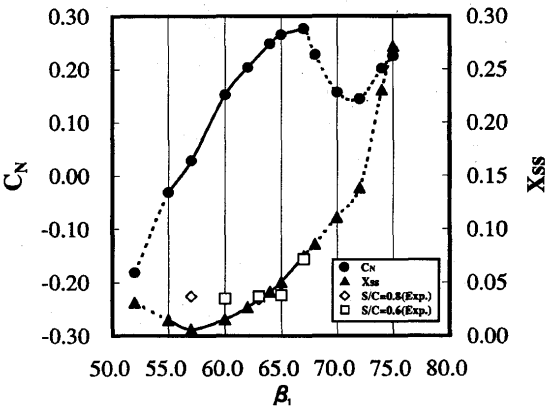
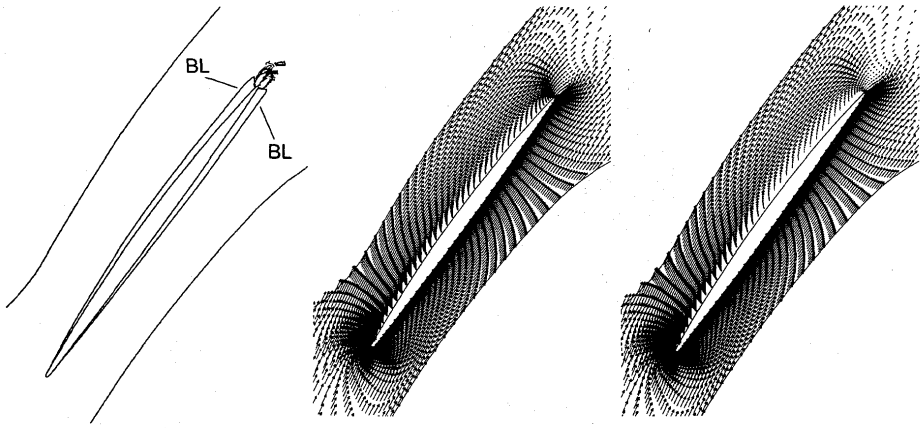


図 3　定常特性

圧損失係数 $Xss(=2\Delta p_t/\rho W_1^2)$を示す．この Xss は翼列下流でミキシングによって流れが一様になると仮定した上で，運動量の保存則を用いて翼に働く空気力から計算した．なお，β_1=68° 以上では定常な流れには収束せず，翼周辺や後流の時間的な変動はかなり大きくなるが，後述するようにこの β_1=68° が旋回失速の発生点と丁度等しくなることがわかっている．図 3 に点線で示す範囲の値は，このように時間的に変動する空気力を平均した上で求めたものである．C_N は β_1=67° において最大となり，その後，翼列は失速して β_1 の増加に対し急激に減少する．一方，Xss は β_1=60° を超えた付近から緩やかに増加し始め，翼列が失速する直前の β_1=67° において約 0.07 に達している．なお，図 3 の実験値は，比較のため本研究と類似する二重円弧翼列の風洞実験[5]による結果を示すが，この Xss について数値解析と実験の一致は大体良好と考えられる．

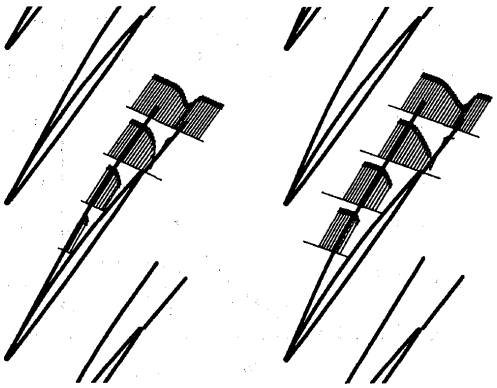
β_1=58°，65°，67° の各流入角に対し流れ場の渦度分布あるいは流速ベクトルを図 4 に示す．β_1=58° では翼面境界層（図に BL と記す）は背面･腹面ともに後縁まで付着した定常流れとなる．一方，β_1=65° 及び 67° では，翼前縁で流れは一旦僅かに剥離するものの直ぐに翼背面に再付着し，またそれより下流側でも翼背面上に小さな閉じた逆流域が形成されるが，翼列として C_N 等の性能を悪化させるには至らない，即ち失速はしていない．図 5 はこれらと比較するために，本研究の翼列風洞実験の測定結果から，β_1=65° と 70° について翼背面側及び後流の流速分布と境界層のおおよその輪郭を示したものであるが，流れの状態は数値解析と大体一致していると考えられる．なお，本実験において β_1=70° 以下では，流速の時間変化やその FFT 結果に旋回失速につながるような特別な周波数成分は見られず，また回転板によって流れに周期的な擾乱を与えても，隣接ピッチに伝播するにつれて次第に減衰して行き，失速の伝播は見られなかった．即ち，本実験において β_1=70° 以下では図 5 に示す 1 ピッチ周期の流れ場は安定である．



(a) β_1=58°（渦度）　(b) β_1=65°（流速）　(c) β_1=67°（流速）

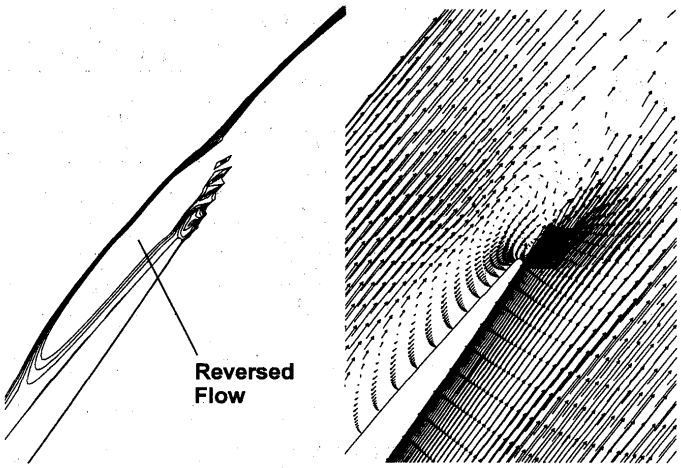
図 4 定常流れ（数値解析）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) β_1=65°　　(b) β_1=70°

図5　定常流速分布（実験）



(a)流線　　(b)流速ベクトル

図6　翼後縁近傍の流れ(数値解析, β_1=68°)

図6は，1ピッチ周期の数値解析において定常流れが得られる限界を超え，変動流れが発生するところの様子として，β_1=68°における流線及び速度ベクトルを翼後縁付近で拡大して示す．これによると翼背面後縁側に生じる逆流領域を囲む流線が下流に向かって開き，翼の腹側を通ってきた流れは後縁を回って翼背面上流側に流れ込み，このためβ_1=68°においてC_Nが急に減少することになる．

4.2　旋回失速特性　翼列方向に6ピッチ1周期として計算した結果，β_1=68°以上の各流入角において，微小な擾乱から旋回失速が成長し，やがて規則的に伝播するようになる．図7はその例として，β_1=70°における各翼列流路を通る流量の時間変動と旋回失速の流れ場を渦度分布と流線で示す．なお，流れ場に6ピッチ1波長の変動が生じる種として，計算開始時に一つの流路を通る流量を1%だけ減少させるという微小なポテンシャル擾乱を与えた．図8は比較のため前記の65系翼列に発生

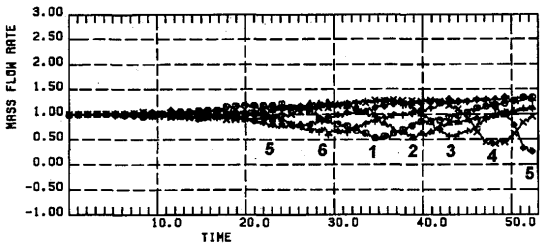


図7(a) 旋回失速の成長(流量, β_1=70°)

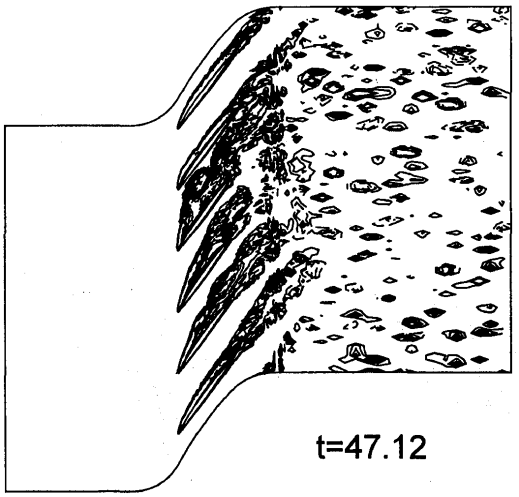


図7(b)　旋回失速の渦度分布(β_1=70°)

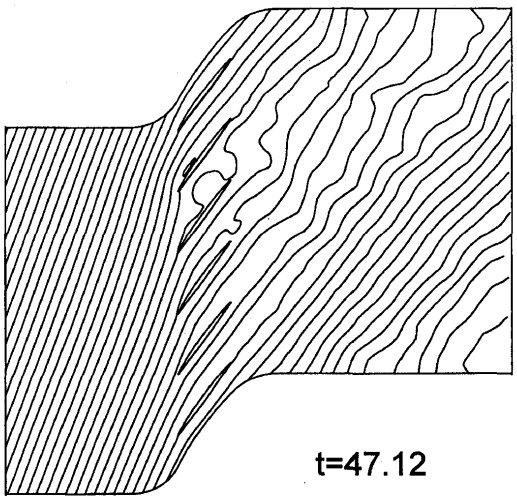


図7(c)　旋回失速の流線(β_1=70°)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

する旋回失速の流れ場を示したものであり，その特徴は翼の前縁失速をきっかけに，直ちに翼面との干渉によって失速渦の顕著な巻き上がりが始まり，その渦が翼を離れると急に後縁付近で回復渦が大きく成長することであった．本研究で考える二重円弧翼列の旋回失速では，失速セル内の激しく失速した流路において時計周りや反時計周りの強い渦が現れることは同一であるが，それらの渦の成長の過程や挙動などは 65 系翼列の場合と少し様子が異なるように見受けられる．図 9 は流入角がもっと大きいβ_1=80°における旋回失速の渦度分布と流線を示す．この場合，失速セル内の翼列流路で流れは大きく逆流する．そして失速渦は翼列の上流側に広がるまでに成長して，その渦度そのものも翼列上流を通って背側ピッチに移動し，これによって旋回失速が伝播する点が，上記のβ_1=70°の場合と異なる．図 10 は流入角を横軸に，発生した旋回失速の流量変動の振幅を平均流量に対する比で表す．変動振幅は流入角に対して増加するが，特にβ_1=70°以上では急勾配で増加し，失速セル内では強い逆流が起きるようになる．

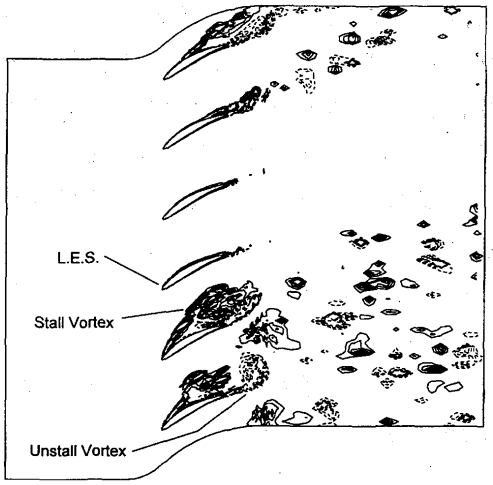


図 8　NACA65(CA30)10 翼列の旋回失速（渦度分布，β_1=52°）

図 11 は翼列実験で流入角をβ_1=73°とした場合について，翼列流路内の熱線流速計と側壁面の静圧孔（2 ヶ所）による測定結果を表す．流速変動は失速セルの通過を良く捉えており，旋回失速が伝播していることがわかる．本実験において旋回失速の伝播の規則性は必ずしも良くはないが，翼列ピッチ方向に伝播するにつれて変動の大きさが変化するということは全く無かった．また，このとき，回転板によって旋回失速の伝播速度に合わせた周期で流れ場に擾乱を与えると，流速変動にも圧力変動にも非常に規則的な波形が現れることがわかっている．

図 12 は旋回失速発生点β_1=68°において，微小な擾乱から旋回失速の失速セルの成長が始まる頃の翼近傍の流線と速度ベクトルを示したものである．β_1=68°では，図 6 に示したように各翼の背面後縁側の逆流領域が下流に向かって開くようになるが，各翼列ピッチで一斉にそ

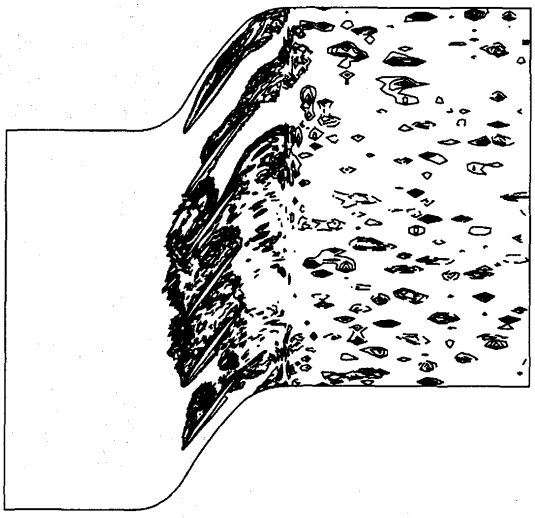


図 9(a)　旋回失速の渦度分布（β_1=80°）

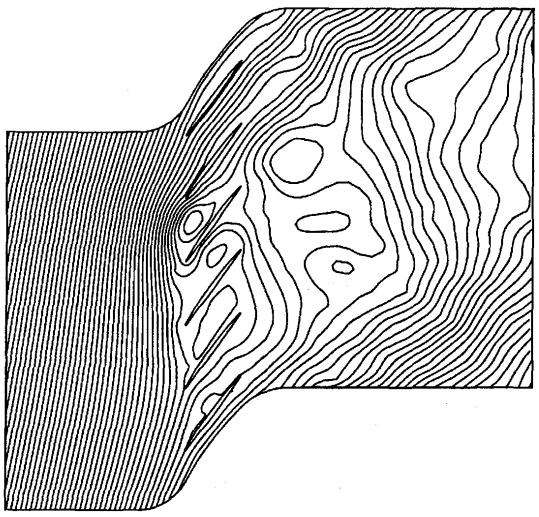


図 9(b)　旋回失速の流線（β_1=80°）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の状態となるようなことは起こらず，失速セルがこれから成長しようとする翼の後縁付近では，他の翼に比べて腹側から背面側に後縁を回り込む逆流が特に強くなり（図では Reversed Flow と記す），反対にそれ以外のところでは逆流があまり見られなくなる．そして，この失速セルとなる翼の後縁には反時計方向の小さな渦（図では Counter-clockwise Vortex と記す）が成長し始め，やがてこの渦の形成は前縁から流れてきた時計方向の渦を流路高さ方向に押し上げ，そこを通る流れがそれ迄よりブロックされることになる．また，この頃には前記の前縁から放出された時計周りの渦度の discrete な渦への進化が次第に強くなって来ているため，その効果も相俟って，背面側隣接翼に対する流れの角度が大きくなり，今度はその翼の後縁において腹側から背面側へ回り込む逆流が強くなる．このようにして，失速セルは次第に変動を大きくしながら伝播していき，やがて逆流域が翼列流路に大きく広がるまでに成長する．

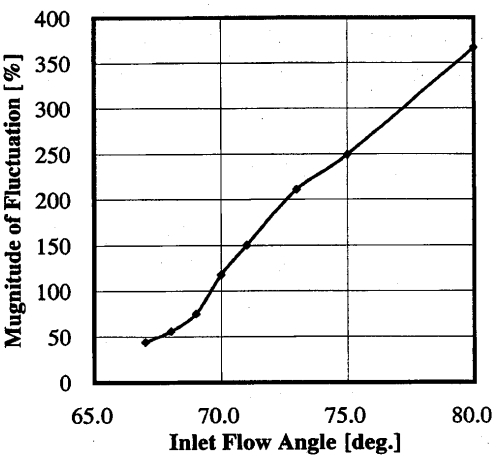


図 10　旋回失速の変動振幅

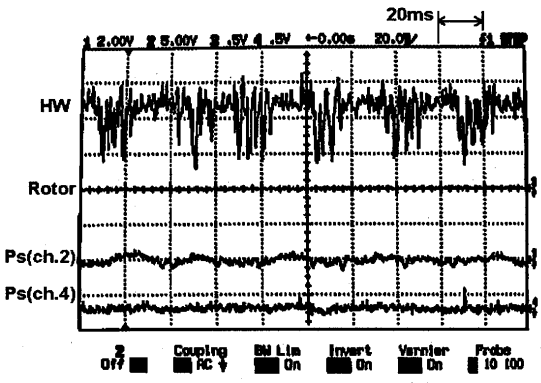
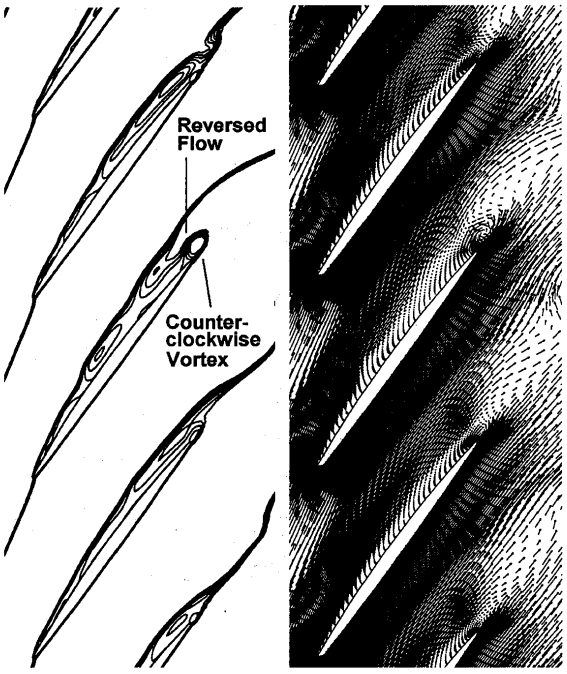


図 11 旋回失速の測定結果（β_1=73°）
上：流速，下：側壁面静圧

5. むすび

本研究では軸流ファンなどに用いられる高食違い角，低反り角の二重円弧翼列の失速について，数値解析と翼列風洞実験とによって調べた．このような翼列の失速特性は，翼面剥離の発生と失速との関係，翼前縁や後縁から放出される渦の失速伝播における挙動，旋回失速の変動の大きさや渦の翼列上流への逆流などの点において，低食違い角の翼列の失速特性と少し相違するようである．



(a)流線　　(b)速度ベクトル

図 12 失速セル成長初期の流れ（β_1=68°）

参考文献

(1)西澤･高田,渦モデルによる旋回失速の数値解析，機論，56-523B (1990-3), 618.
(2)西澤･高田,失速した翼列を通る剥離流れの数値解析，機論，59-567B (1993-11), 97.
(3)西澤･高田,数値解析による圧縮機翼列の失速フラッタに関する研究(第 1 報),機･流工部門講演会前刷集.,(1994-11), 433.
(4)飯田･西澤･高田，失速フラッタの翼列風洞実験，第 11 回ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ秋季講演会講演論文集，(1996,11), 89.
(5)坂口･近藤他,そり角の小さい遷音速二重円弧二次元翼列実験,航空宇宙技術研究所報告，TR-300 (1972-10)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

超音速通過流環状ファン翼列の始動のための一研究 A—4

*生沼 秀司、小林 紘、長井 健一郎、石井 達哉、武田 克己(航技研)

1. まえがき

次世代超音速航空機用エンジンの推進システムとしてターボとラムを複合したコンバインドサイクルエンジンが考えられている。高性能ターボジェットの構成要素となるファンについては、高負荷化により段数を減らし、エンジンの高性能軽量化に資するために高負荷・超音速ファンの設計データの蓄積が求められている。

しかしながら軸流速度が超音速となる超音速通過流ファン翼列の研究は、これまでに二次元翼列実験[1],[2]や解析[3]は多数行われてきているが、実機同様の環状翼列での実験的検証は装置製作の難しさ等から実施例が少ない[4]。

実機と同様の循環式環状翼列風洞[5]を用いて、本研究の主目的である超音速通過流ファン翼列の研究を行うためには、風洞測定部に設定する入口案内羽根(I.G.V.)を超音速ノズル(第 1 スロート)とする、本風洞測定部の試験静翼列下流に第 2 スロートを設け、その制御を行う必要がある。本報では、まず試験静翼列に対して軸流超音速に近い流れを一様に与え得る I.G.V.(超音速ノズル)を設計・製作し、I.G.V.下流の流れ計測を行い、合わせて試験静翼列下流の背圧弁を用いて超音速流れの制御を試みたので報告する。

2. 実験装置と実験方法

実験装置には循環式環状翼列風洞を用いた。ターボブロワの性能は圧縮比 3 である。図 1 に風洞測定部概観図を示す。試験静翼列上流部分にはI.G.V.を円周上に32枚設定し、試験静翼列に必要な超音速流れを与える。図 2 に示す Tip side 62.7mm, Hub side 52.9mm の翼コード長を持つ I.G.V.を設計・製作し、本研究に用いた。迎角 α=0 の場合の設計流出角は Tip side で 35° である。軸流方向流出マッハ数 1 を得るためには1.22以上が必要である。試験静翼列には文献[1]、[2]を参考にして、超音速ファン翼型のS-Shape 翼型を用いた。この翼は前縁部で発生する斜め衝撃波を弱めるため約3°の逆 Camber がかかっている。図 3、表 1 に試験静翼のパラメータを示す。

記号と添字

α	迎角	in	流入
β_{in}	流入角	out	流出
β_{out}	流出角	w	壁面
P.R.	風洞圧力比	axi.	軸流方向
M	マッハ数	1, 2, 3	下流方向位置
BV	背圧弁角度		

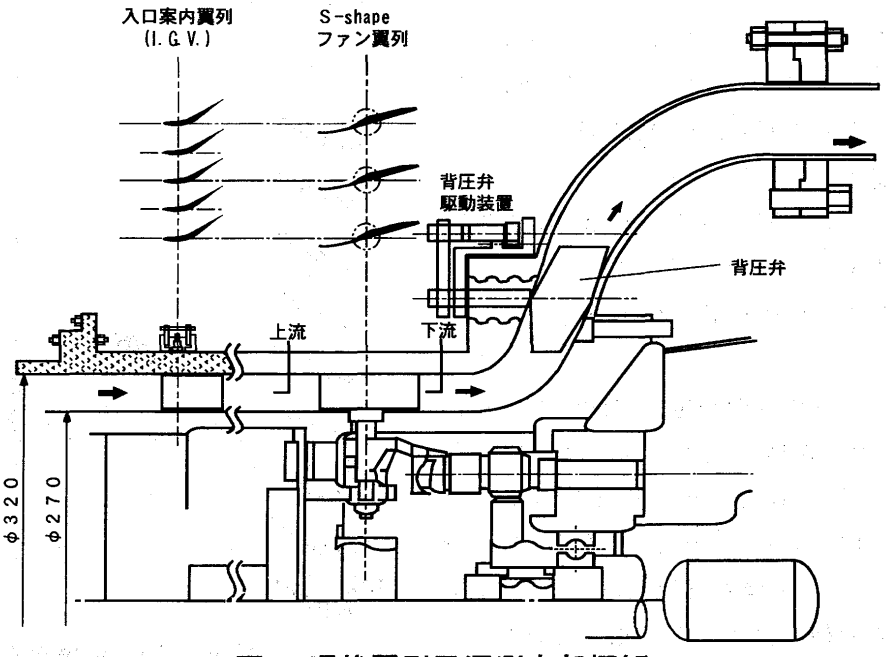


図1. 環状翼列風洞測定部概観

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集, 1998.10, (函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

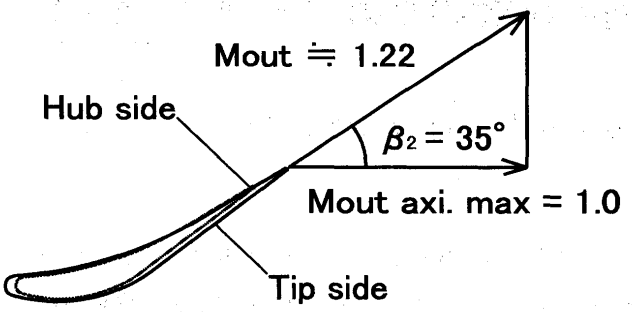


図 2. I.G.V.形状

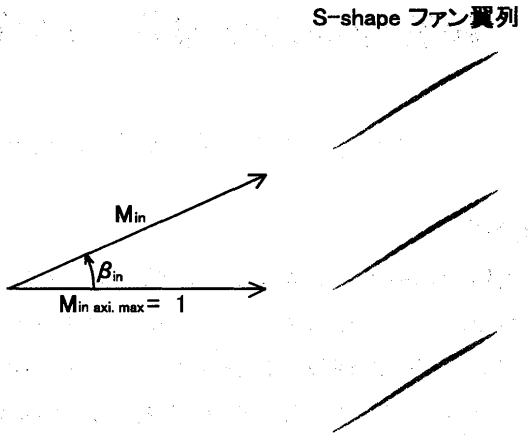


図3. 試験静翼形状

本風洞は、I.G.V.を超音速ノズル(第 1 スロート)とすると試験静翼列下流に第 2 スロートが設けられていない、いわゆる絞りなしディフューザとなっており、測定部(試験静翼列前後)で軸流超音速になることは出来ない。二次元風洞においては、測定部後方の相対する二面に断面積変化を与えることは容易であるが、環状翼列風洞では構造上も複雑となる。特に本風洞は、測定部内部に機械式翼列加振装置を内蔵しており、制約が多い。
そこで、試験静翼列下流のストラットで 16 分割されている流路を利用して、バタフライ弁構造の背圧弁を可変することで測定部の超音速流れ制御を試みた。

表1. 試験静翼列諸元

Number of blades	16
Chord length, c, mm	83
Pitch at mean diamater, s, mm	58
Max thickness ratio	0.029
Aspect ratio	0.301
Pitch chord ratio, s/c	
Tip	0.757
Mid	0.699
Hub	0.639

試験条件は、I.G.V.上流全圧とブロワの吸込み圧との比＝風洞圧力比(P.R.)を用いて整理した。設計・製作した I.G.V.の性能を調べるため I.G.V.下流方向の流れ場を測定した。後流測定の位置関係を図 4 に示す。I.G.V.下流方向に翼コード長 1.6(図中1)、2.7(図中2)の×位置 5 点で円周方向に、A, B, Cの位置 3 点でスパン方向にそれぞれトラバースして 5 孔ピトー管による流れ測定を行った。合わせて同一円周上で壁面静圧の測定も行った。また翼コード長 3.4(図中3)、4.2(図中4)下流の位置で 4 ピッチ間の壁面静圧測定も実施した。図4中2で得た全圧と各点の静圧を用いてマッハ数を算出した。

試験静翼列測定位置関係を図 5 に示す。試験静翼列上流と下流(I.G.V.下流方向に翼コード長 1.6、3.9 の位置)で 5 孔ピトー管による流れ測定を行った。試験静翼列入口の 2 ピッチ間壁面静圧分布、ピトー管と同一円周上で壁面静圧の測定も実施した。試験静

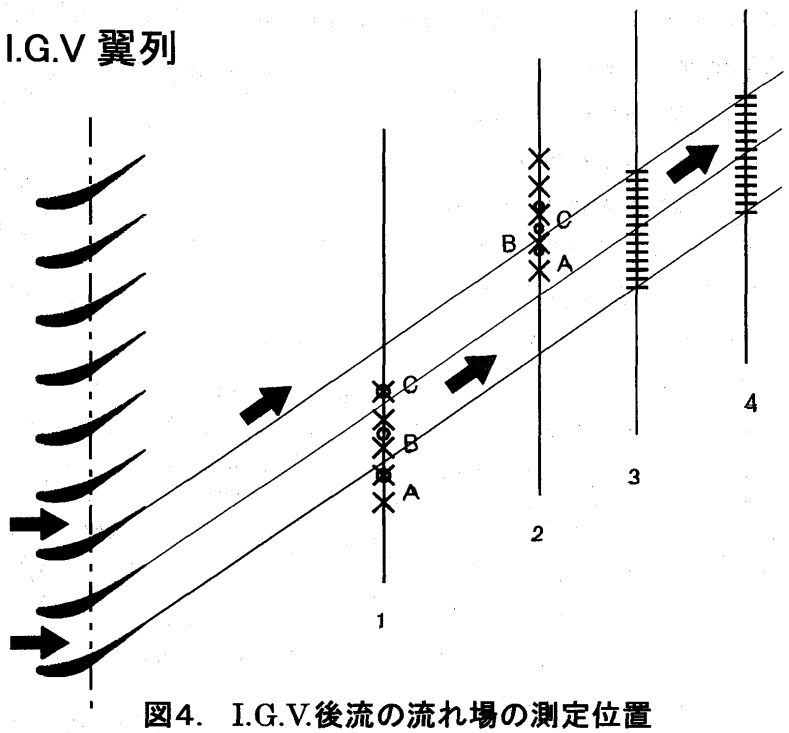


図4. I.G.V.後流の流れ場の測定位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

翼列上流で得た全圧と各点の静圧を用いてマッハ数を算出した。今回は翼面上の圧力分布は測定していない。試験静翼列後方に設けた背圧弁は、ストラットに正対する場合を0°、ストラットと平行な状態を 90°と定義した。

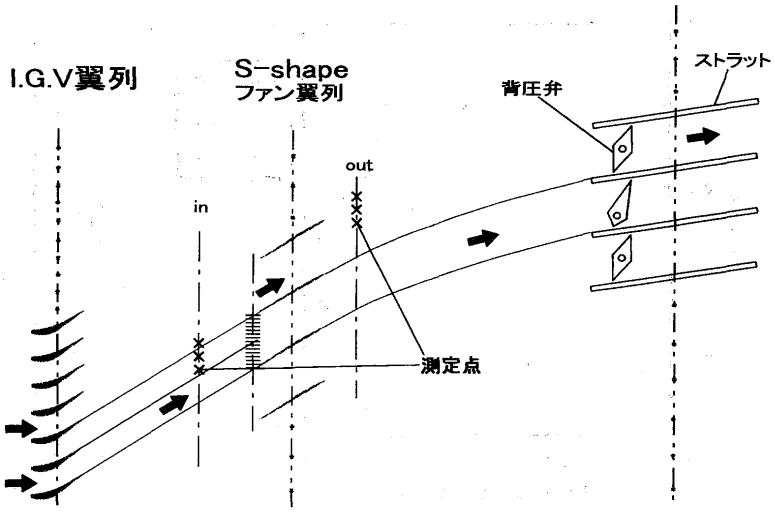
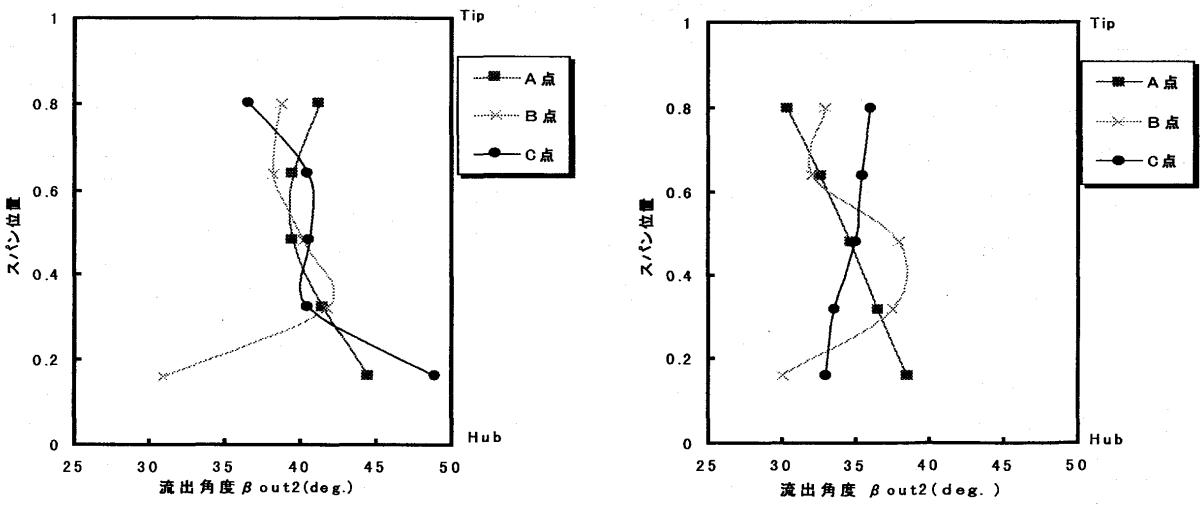


図5. 試験静翼列測定位置

3. 実験結果と考察

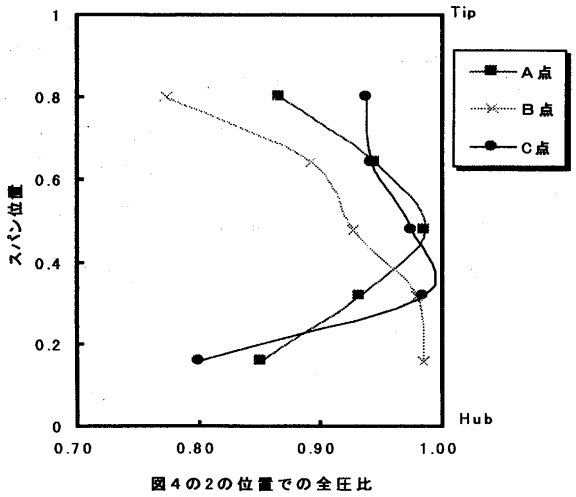
まず試験静翼列に対して軸流マッハ数が 1.0 に近い流れを一様に与え得る設計・製作した I.G.V.下流の流れ場の計測を行った。風洞圧力比(P.R.)は、2.0 及び 2.1、迎角は 0°(設計流出角 35°)と 5°(設計流出角 30.3°)で円周方向とスパン方向にピトー管でトラバースして流出角とマッハ数を計測した。試験静翼列の入口付近となる図 4 の2のA、B、Cの位置での I.G.V.下流方向のスパン方向流出角分布を図 6 に、スパン方向全圧比分布を図 7 に示す。縦軸は翼高さで無次元化してある。全圧比は、I.G.V.上流全圧と下流全圧の比である。ミッドスパン付近では迎角 α=0°の場合には 40°、迎角 α=5°の場合には流出角は約 35°となっている。何れも Tip 部の方が流出角が小さくなる傾向に有る。Tip 付近では全圧損失が大きくなっているものの、全圧比分布は各点におけるバラツキは少なく、円周方向で一様な流れとなっている。図 8 は、迎角 α=0°及び 5°に設定し、図 4 の2の位置で円周方向にトラバースした場合の軸流マッハ数の変化を示したものである。図 4 の 1、2、3 の位置での壁面マッハ数をそれぞれM_w1_{out}、M_w2_{out}、M_w3_{out}で示した。試験静翼列の入口付近となるM_w2_{out}は、迎角 α=0°の場合には 0.9～1.0 の軸流マッハ数分布を示したが、迎角 α=5°の場合には軸流マッハ数は1に至らなかった。この結果から試験静翼列との組み合わせは、I.G.V.の迎角 α は 0°に近い α=1°とした。



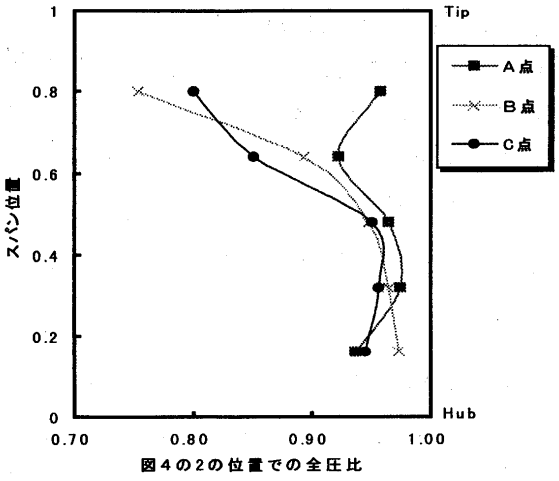
(a) P.R.=2.0, 迎角 0°　　(b) P.R.=2.1, 迎角5°

図6. I.G.V.下流方向のスパン方向流出角分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

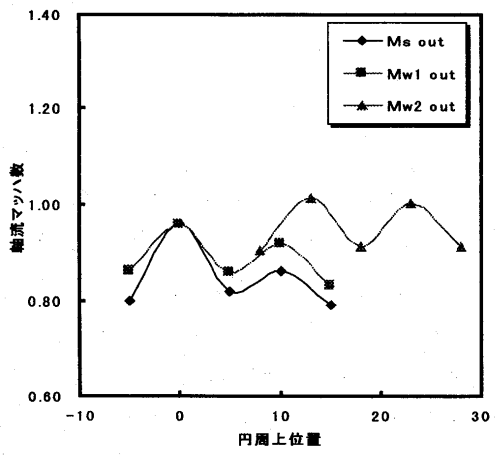


（a）P.R.＝2.0, 迎角 0°

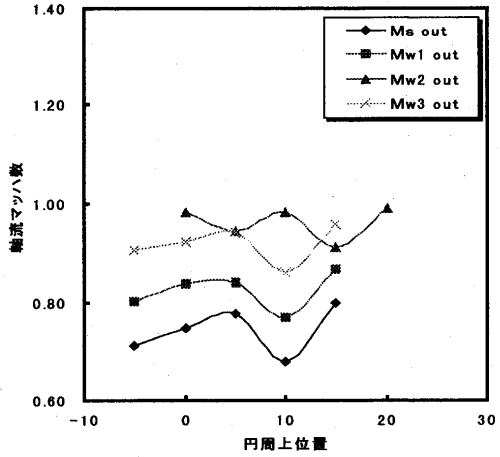


（b）P.R.＝2.1, 迎角5°

図7. I.G.V.下流方向のスパン方向全圧分布



（a）P.R.＝2.0, 迎角0°



（b）P.R.＝2.1, 迎角5°

図8. I.G.V.下流方向の軸流マッハ数分布

試験静翼列に必要な流れ条件を与えるためには、I.G.V.より下流方向翼コード長 2.3 の位置で 30° の流入角が得られれば、試験静翼列の迎角は 0° となる。

図 9 に風洞圧力比を変化させた場合に背圧弁角度 BV が 10°、20°、30° の時のミッドスパンにおける試験静翼列の流入、流出角変化を示す。流入角は BV を変化させても 42° でほぼ一定であった。流出角は風洞圧力比が大きい場合に増加の傾向を示した。入射角は風洞圧力比の変化に関わらず約 8.5° であった。試験静翼列前縁の逆キャンバーと合わせて前縁付近では大きな迎角となっている。

図 10 は、試験静翼列入口の試験静翼列 2 ピッチ間壁面マッハ数分布を示したものである。背圧弁角度 30° の場合

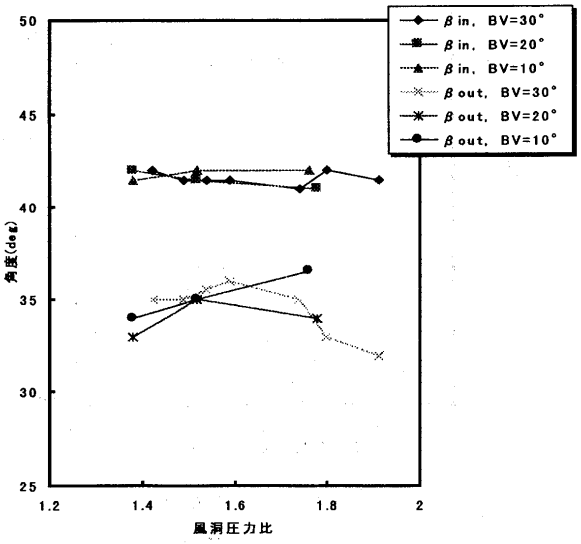


図9. 試験静翼列の流入・流出角変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

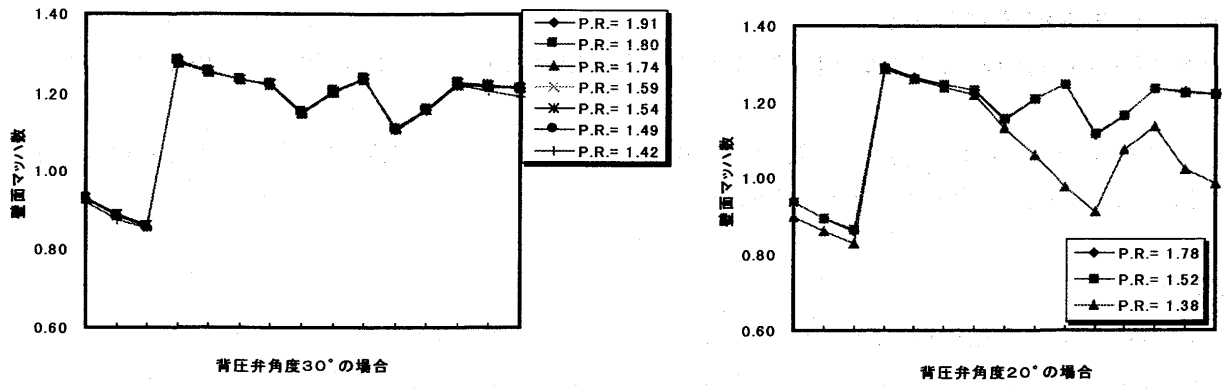
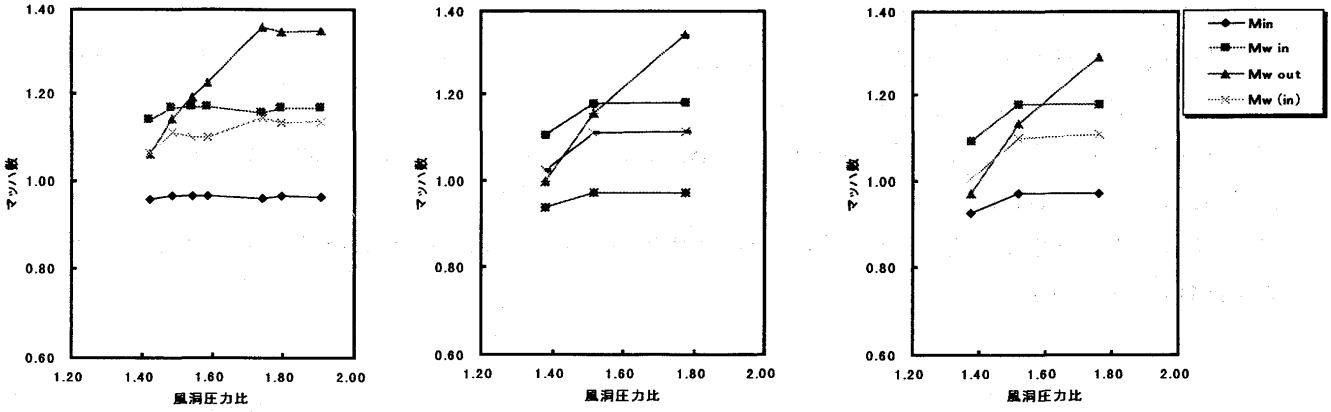


図10. 試験静翼列入口の2ピッチ間壁面マッハ数分布



(a) 背圧弁角度 30° (b) 背圧弁角度 20° (c) 背圧弁角度 10°

図11. 試験静翼列前後のマッハ数変化

には風洞圧力比を変化させてもマッハ数分布に変化は見られないものの、背圧弁角度 20° の場合には低い風洞圧力比において壁面のマッハ数分布に変化が生じた。同様に背圧弁角度を小さくするとこの傾向は大きくなった。図 11 は、背圧弁を 10°、20°、30° に設定し、風洞圧力比を変化させた場合のマッハ数変化を示したものである。図 5 の in、out の位置での壁面マッハ数をそれぞれ$M_{w\ in}$、$M_{w\ out}$で示した。$M_w(_{in})$は in の位置での内筒壁面マッハ数である。風洞圧力比 1.6 以上では試験静翼列流出マッハ数の増加が顕著で、試験静翼列下流は増速流れとなっている。背圧弁角度を変化させた場合の各点でのマッハ数の変化量は僅かながら減少傾向を示している。このことから、背圧弁による背圧制御方法で試験静翼列前後の流れ制御効果が確認できた。

4. あとがき

環状翼列風洞において、超音速通過流ファンの研究を行うために必要な、超音速 I.G.V.の性能試験と背圧弁による超音速流れの制御方法を試みて、以下の結果を得た。

(1) 超音速 I.G.V.の性能試験において、設計流出角に対して流出角が大きくなるものの、ミッドスパン付近で全圧損失が少なく、軸流マッハ数 1 に近い流れを得ることが出来た。
(2) 試験静翼列との組合せにおいては、試験静翼列の流入角を試験中にコントロールし最適な流入条件を

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

与える必要が明らかになった。

(3) バタフライ弁構造の背圧弁による背圧制御方法で超音速流れを制御出来る可能性が明らかになった。

この研究結果を踏まえて、、現在、試験静翼列後方にディフューザと背圧制御と兼ねた背圧制御装置と可変第2スロートを設計・製作し、測定の準備を進めている。

参考文献

[1] D.L.Tweedt, H.A.Schreiber, H.Starken:"Experimental Investigation of the Performance of a Supersonic Compressor Cascade", J. of Turbomachinery 110 (1988)

[2] G.K.Serovy, T.H.Okiishi:"Performance of a Compressor Cascade Configuration with Supersonic Entrance Flow –A Review and Comparison of Experiments in Three Installations", J. of Turbomachinery 110 (1988)

[3] 阪野貴彦、藪田祥三、梶 昭次郎、"超音速通過流ファンの始動遷移に関する数値解析"、第23回ガスタービン定期講演会講演論文集、(1995), 17

[4] F.A.E.Breugelmans: "The Supersonic Axial Inlet Component in a Compressor", ASME paper, 75-GT-26

[5] 小林 紘、"振動する遷音速環状翼列の非定常空力特性の研究"、日本機械学会講演論文集(B編)、52-474(1986), 713

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A—5

遷音速翼列の翼間流路に生じる衝撃波変動に関する研究（数値解析および実験結果との比較）

*白鳥敏正（都立科学技術大学）
松下政裕（都立科技大大学院）
桜井忠一（都立科学技術大学）

1．まえがき

遷音速・超音速域で作動するファン・圧縮機翼列における非定常空力問題を考える上で、発生する衝撃波自身の挙動を明らかにしておく事は大変重要である。翼振動などが存在しない場合でも、衝撃波・境界層干渉およびそれに伴う剥離の発生・渦放出などを原因として衝撃波の変動は発生する。内部流におけるこのような衝撃波の自励振動に関する研究報告はいくつかなされており、たとえば、Boger[1]による遷音速ディフューザー内の垂直衝撃波の自励振動現象に関する実験研究、白鳥、谷田[2]およびYamamoto, Tanida[3]らによる平行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の研究などがある。しかし、実際のファン・圧縮機翼列に直接結びつくような、食違い角を有する翼列に発生する衝撃波の自励振動現象の研究は十分にはなされていない。このような点から、衝撃波発生形態の中でも、特に翼間流路に衝撃波が発生する場合に注目し、3 枚の翼で構成された食違い角を有する近似的な二次元翼列の場合について、これまで実験的に調べ、衝撃波自励振動現象の発生を確認し、その変動メカニズムの考察を行ってきた[4]。しかしながら、実験、計測上の制約などから十分な結論を得るにはなお検討を必要としている。このような場合には数値実験を援用することが有用であろう。

そこで本研究では、実験状態と同一の場合について数値シミュレーションの面から取り扱い、衝撃波自励振動現象を再現し、変動メカニズム考察のためのデータ取得と、計算結果および先に得られた実験結果との比較を通して数値解析結果を評価し、今後行う予定の実験条件以外のケースを取り扱う際の妥当性を検討する事などを目的とした。

2．数値計算

基礎方程式としては、一般座標系表示された薄層近似二次元時間平均ナビエーストークス方程式を用いた。数値解法としては、空間微分に対して二次精度ＴＶＤスキーム（MUSCL 内挿、Minmod limiter, Flux Difference Splitting で構成）で行い、時間微分に対して二次精度の二段階陽解法を用いている。乱流モデルとして単純な代数モデルである Baldwin-Lomax Model を使用し、翼前縁から１％以降を強制的に乱流とした。流入境界条件は指定流入角（入射角）、一定全温、全圧そして内点からのリーマン不変量の外挿、また流出境界条件は指定静圧、残り３量（密度、運動量）の内点からの外挿を用いた。また上下境界（翼間流路中心線）については、今回あえて周期境界ではなく対称境界条件としている。これは実験条件に合わせ、結果の比較を行うためであり、直線翼列としての条件を満足するものではない事を付記しておく。計算は、実験と同じく翼枚数３枚で構成された翼列が流路内に置かれている場合について行うこととした。

以下にその翼列の諸元、計算条件をまとめた。

対称円弧翼（翼弦長：0.075 m、最大翼厚比：10 %）3 枚で構成

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ピッチコード比：0.613、　　食い違い角：30°、入射角 0°

レイノルズ数：Re=1.1x10^6 、　　計算格子数：一翼間流路当たり 329x61

流れ場を決めるパラメータとして、流出静圧 P_b（以下背圧という）を用い、これを変化させて計算を行った。なお以降の圧力値はすべて流入全圧で無次元化されたものである。以下の計算では P_b=0.750, 0,725, 0.700 について行った。この時流れはチョークしており、得られた平均流入マッハ数 Mは M=0.572 であった。

3．計算結果

はじめに、翼間流れ場全体の様子を図１に 3 種類の背圧の場合について、等マッハ線図（図 1a：計算結果）と瞬間シュリーレン写真（図 1b：実験結果）で示す。これらをみると、背圧の違いによる衝撃波の発生位置、形状の変化の様子、いずれの場合も衝撃波の位置は安定しておらず、振動現象が観察されるなど、実験で観察されたものと定性的に同一である。

次に、翼間流路中央での衝撃波の翼弦方向位置の時間変動を図２に示す。計算（図２a ）については、密度勾配 $d\rho/dx$,を求め、値に応じて明暗づけ、疑似シュリーレン化した結果を時系列的に並べ、実験（図２b ）についてはラインスキャンカメラで計測された一次元シュリーレン画像を同じく時系列的に並べている（ただし表示の関係で軸の尺度は異なっている）。ここでは主に振動波形について見ることにする。計算においては背圧 P_b=0.750 の場合、後方に発生した衝撃波は前方へ移動しつつ消滅するが（これは実験では P_b=0.740 で観察されたものに対応する）、背圧の減少とともに連続的かつ正弦波状の振動波形へとなっていく。また中央翼をはさんで上下流路（下：Passage 1、上：Passage 2）に関して、衝撃波の振動はほぼ逆位相となっている。また実験では上下流路で同時計測されたデータではないため、位相については図２b より見て取る事はできないが、図 1b に例示されたシュリーレン写真などから、そのようになっていると判断できる。

図３に同じく流路中央での衝撃波の翼弦方向位置を背圧に対して整理した結果を示す。上流路、下流路ともに、計算値は実験値よりわずかに後方となるが、背圧に対する平均位置、振幅の傾向は実験と良く合っている。また実験での翼列設定に起因（上下流路壁の影響）する上下流路間での若干の違い等も計算においても現れている。

さらに、衝撃波発生平均位置と衝撃波振動の支配周波数との関係を図４に示す。計算においても、実験と同様に衝撃波の平均位置が後方へ行くのに従い、支配周波数は増加していくが、その傾向は実験値よりやや緩やかである。これは周波数を決定づける衝撃波後方の亜音速流れ場のマッハ数が実験値よりやや大きいと考えると説明がつく事から、計算においては衝撃波剥離をやや過大に表現している可能性も有り得る。

最後に衝撃波振動が発生した場合に翼に作用する非定常力を求めてみた。図５に中央翼に働く非定常揚力ΔC_lと 50% 弦長点まわりの非定常モーメントΔC_mを示す。なお図中右上の値は定常成分値であり、各値は係数表示されたものである。すでに衝撃波振動の振幅と背圧の関係から容易に推察されるように、非定常揚力、非定常モーメントともに衝撃波振動振幅の大きい背圧の大きい場合に、大きな値を示す。なお高調波成分が観察されるが、これは翼後縁からの剥離渦の放出に対応したものである。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

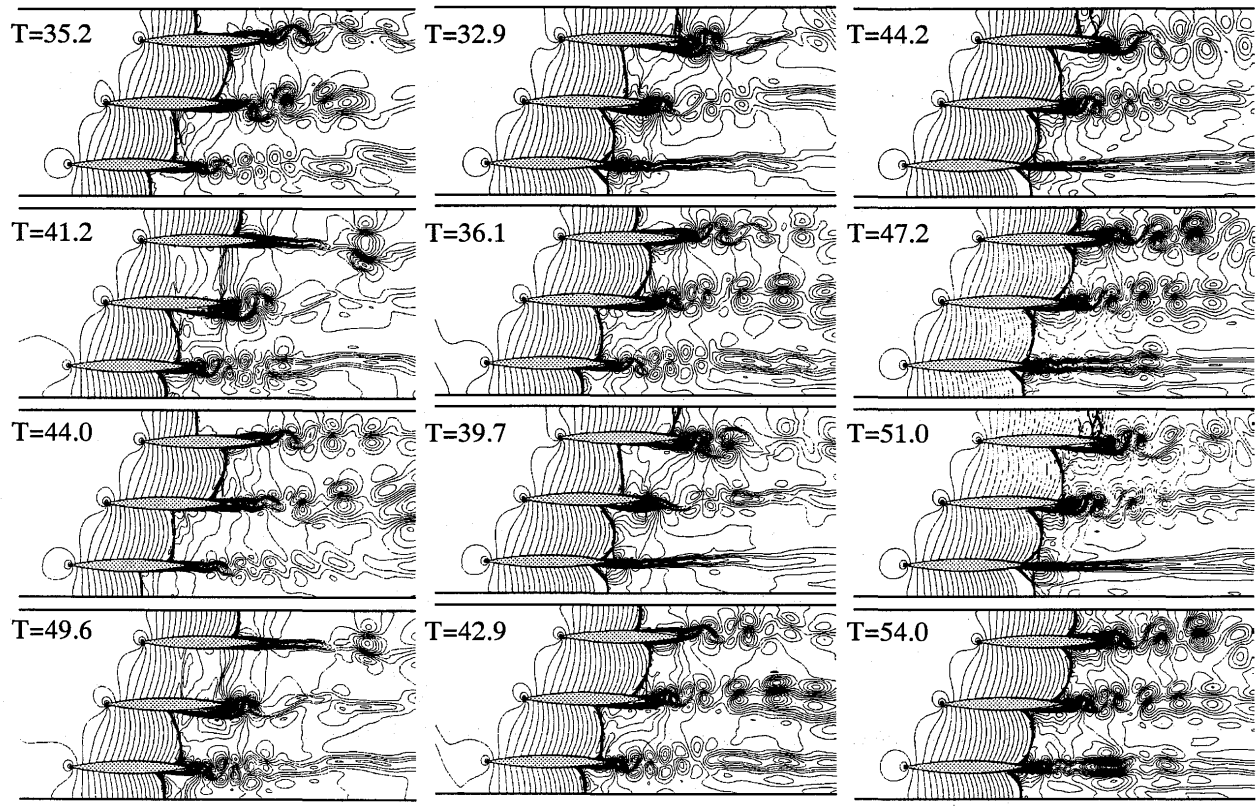


図1a　翼列まわりの流れ場の様子（計算：等マッハ線）

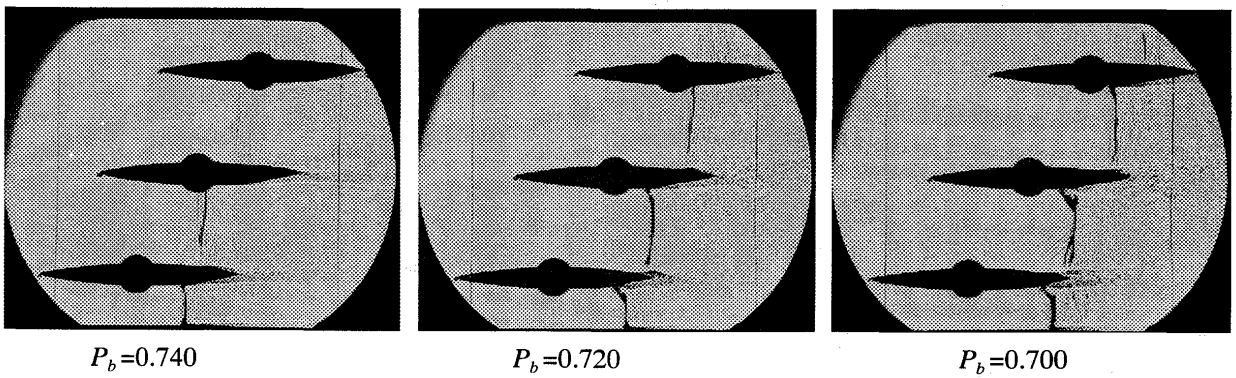


図1b　翼列まわりの流れ場の様子（実験：瞬間シュリーレン写真）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

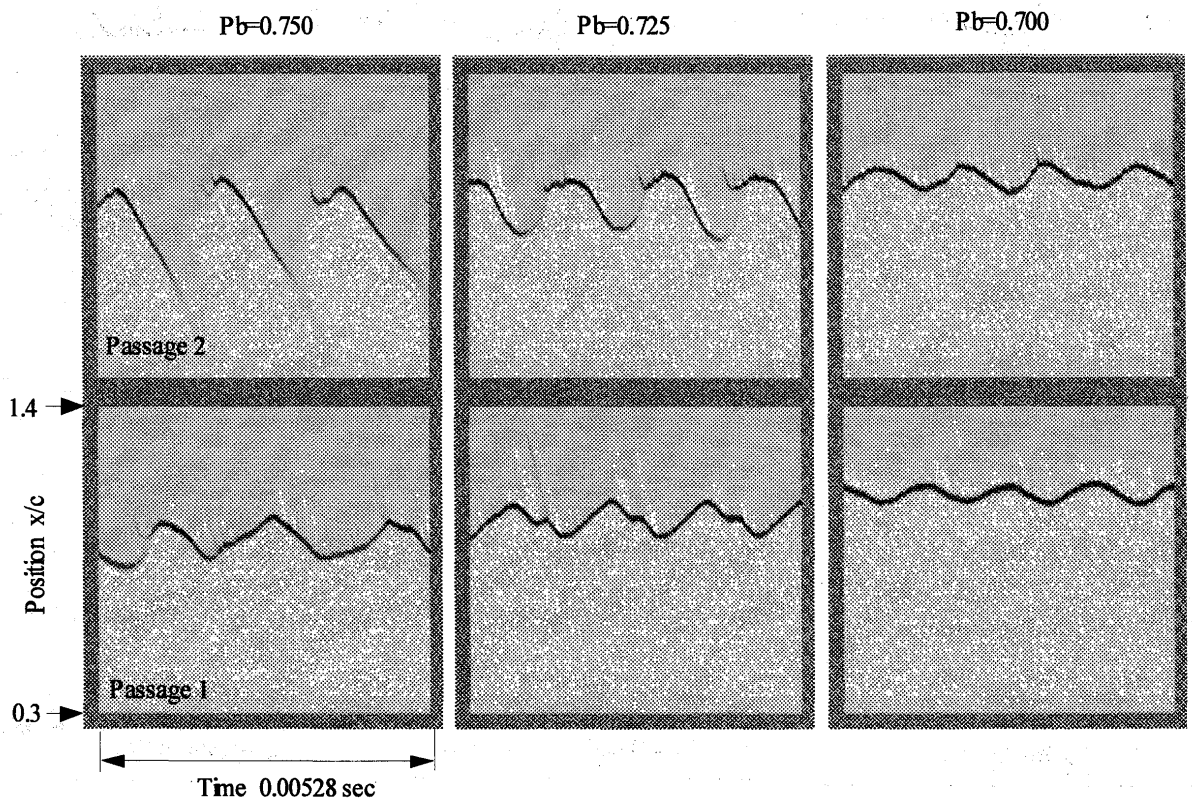


図 2a 衝撃波の翼弦方向の時間的変動波形（計算：疑似シュリーレン可視化像）

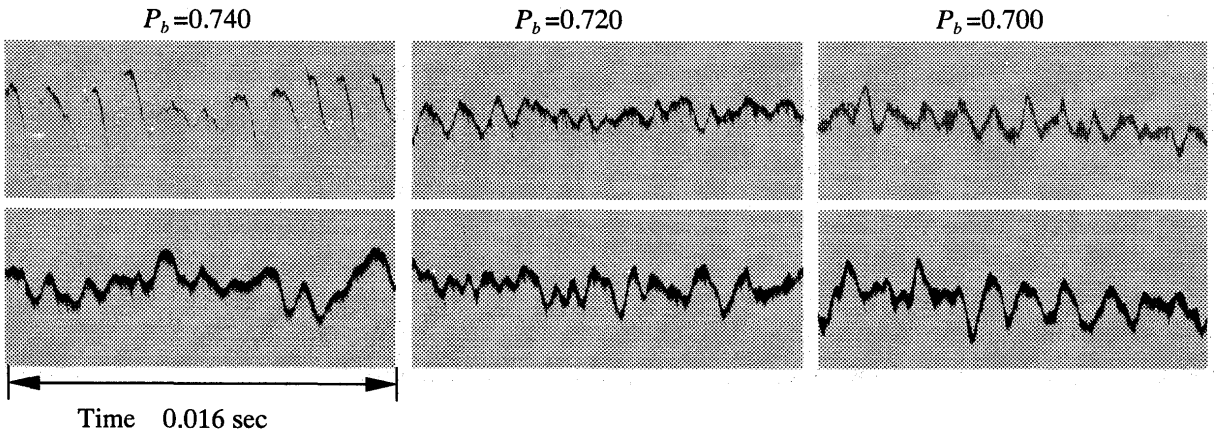


図 2b 衝撃波の翼弦方向の時間的変動波形（実験：ラインスキャンカメラ出力）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

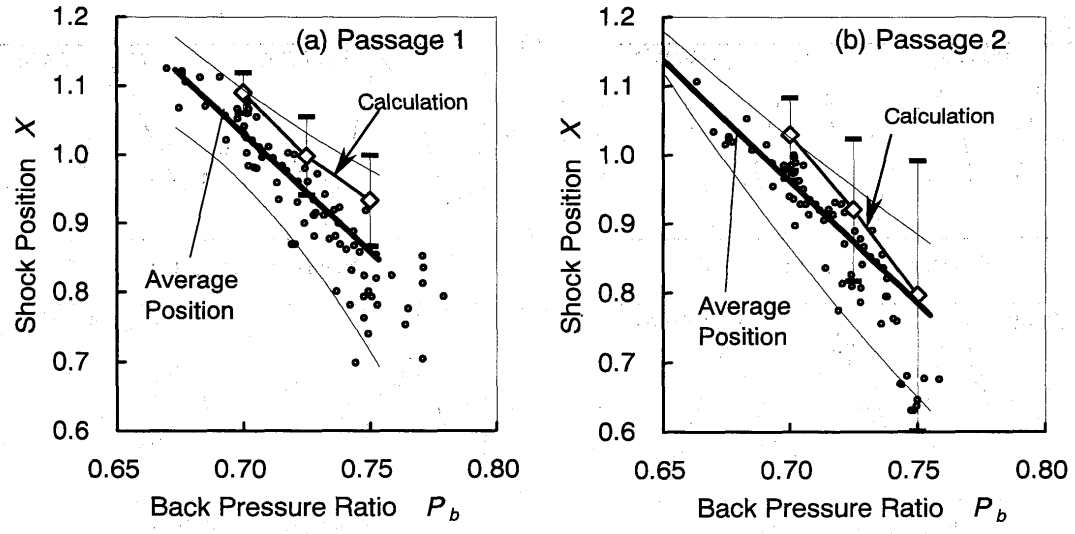


図3　背圧に対する衝撃波発生位置（計算値と実験値）

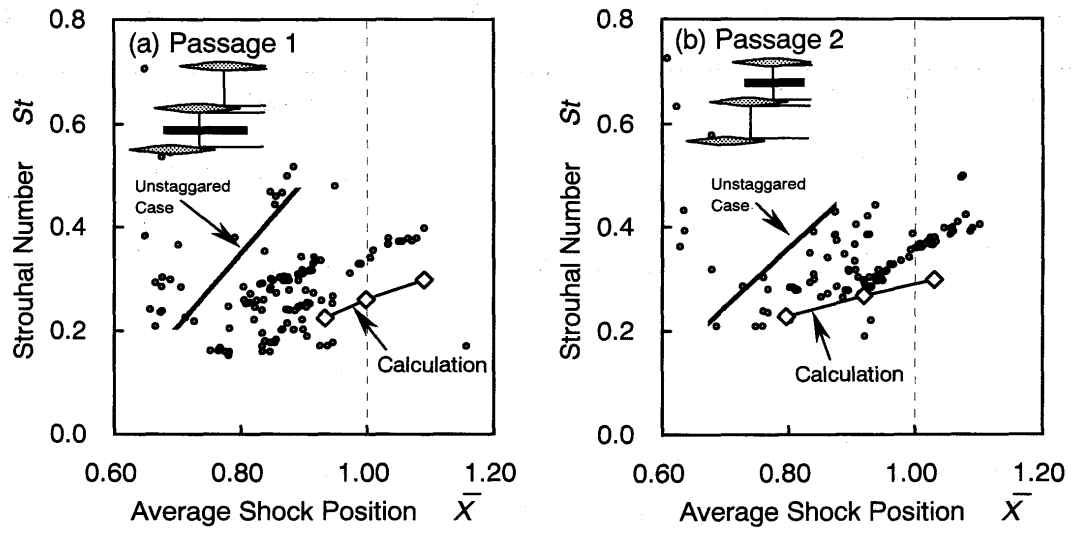


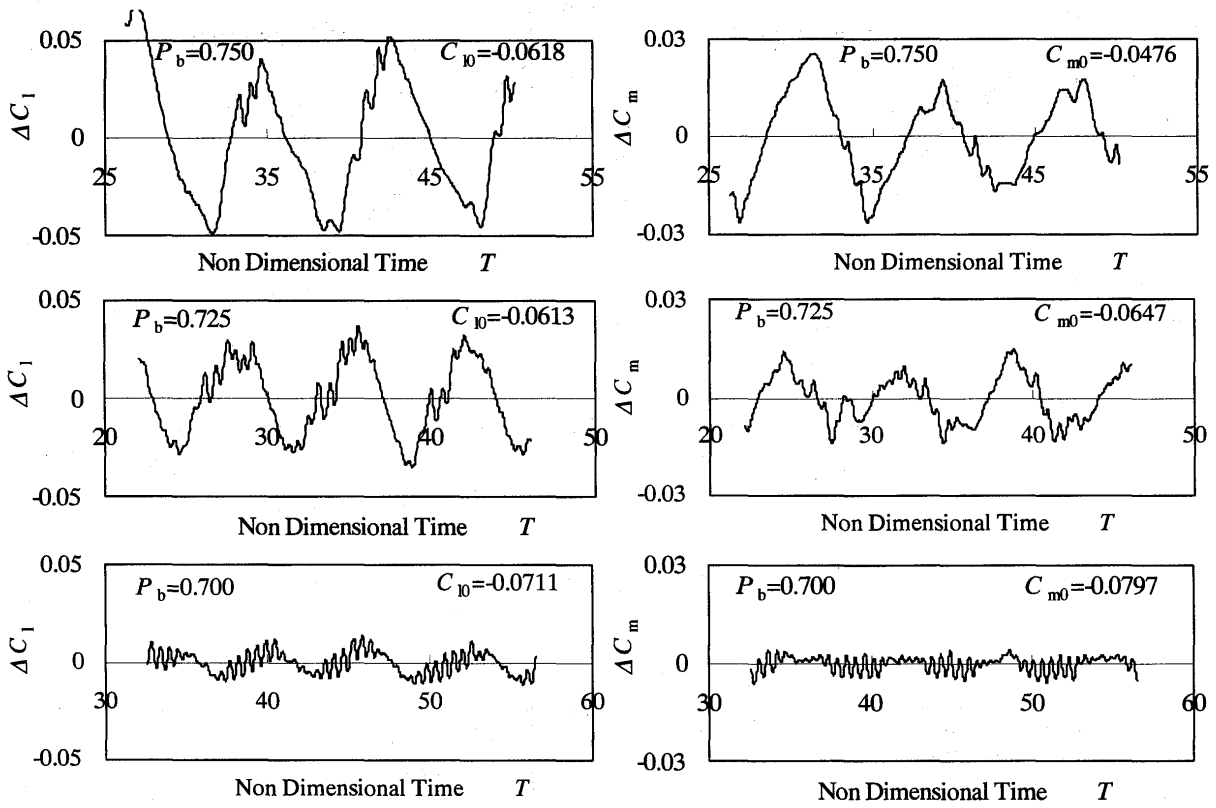
図4　衝撃波平均位置と支配周波数との関係（計算値と実験値）

4．まとめ

遷音速翼列の翼間流路に生じる衝撃波の自励振動現象について調べるために、今回、実験条件と同一の平行流路内に食い違い角30°を有して置かれた3枚の翼で構成された近似的な二次元翼列の場合について数値シミュレーションを行った。その結果、数値シミュレーションにおいても、実験と同様に衝撃波の自励振動現象を再現する事ができた。背圧とその平均位置、振幅の関係では、計算の方がやや後方に位置する事、また平均位置と支配周波数の関係では、計算の方がやや低い周波数値となる事などの違いがみられたが、傾向的には実験結果と同様の結果を得る事ができ、これらを通して、本数値計算の妥当性を示す事ができた。さらに発生した衝撃波振動が翼に大きな非定常揚力、非定常モーメントを作用させる事を示したが、値そのものについてはなお検討を必要とするであろう。

最後に、本研究の一部は文部省科学研究費補助金の援助を受けた。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



非定常揚力　　非定常モーメント

図 5　中央翼に働く非定常揚力と非定常モーメント

5．参考文献

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

（2）白鳥敏正、谷田好通、「遷音速内部流れにおかれた翼に生ずる衝撃波の自励振動」、日本機械学会第 927 回流体工学・流体機械講演会、1984 年 8 月

（3）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.

（4）松下政裕、白鳥敏正、桜井忠一、「遷音速翼列間流路に生じる衝撃波変動に関する研究（翼間流れ場の計測）」、第 26 回ガスタービン定期講演会 講演論文集、1998 年 5 月

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

直線翼列による抽気実験

A—6

（翼列性能及び翼間内の流れ計測その２）

＊菅原　昇　　齊藤　喜夫　　山本　一臣（航技研）

１．まえがき

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と予想される。こ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る。この超高負荷圧縮機を実現するには、作動状態に応じて、翼列に流入出する流れを最適に制御する必要があり、圧縮機設計に当っては翼列性能に及ぼす大量抽気による影響を考慮した設計が必要である。また圧縮機からの抽気は低速での作動範囲の拡大の他、タービン翼冷却空気等など多様な用途に使用され、段１個所から大量に抽気される場合が多い。 そこで大量抽気を前提とした圧縮機設計及び性能予測、並びに21世紀の旅客輸送機として提唱されている高速 VTOL 機のコアエンジン用圧縮機の基礎資料を得るため、低速実験用の直線翼列風洞を用いて抽気の基礎実験を行っている。幅広い視点から抽気の影響を明らかにするため、前報[(1),(2),(3)] では、翼列前方及び翼間に抽気孔のあるタイプの実験を行い、後段の翼列性能に与える影響を調べた。今回は翼列後方に抽気孔のあるタイプについて、翼列後流及び翼間内の流れ測定を行い、前報[(1),(2),(3)] の試験結果と翼列性能に与える抽気の影響の違いについて、比較検討した。

２．実験装置及び方法

翼列性能に及ぼす抽気の諸因子としては(1)抽気孔の位置の影響、(2)抽気孔の形状の影響、(3)抽気量(率)の影響がある。

(1)については(ｉ)翼列前方からの抽気(動翼後方からの抽気を想定)、(ii)翼間からの抽気（静翼間からの抽気）(iii)翼列後方からの抽気(動翼前方からの抽気)、(iv)翼端からの抽気(中空翼からの抽気)がある。(2)については、(ｉ)丸穴、(ii)溝がある。前報[(1),(2),(3)]では、図１に示すように、抽気孔が翼列前方の翼ピッチ中心にあって、抽気孔の形状が丸穴のＣタイプ、抽気孔が翼列前方にあって翼列方向の溝があいているＤタイプ、抽気孔が翼ピッチ中心及び翼列中心の位置にあり、抽気孔の形状が丸穴のＡタイプについての抽気実験を行った。本実験では抽気孔が翼列後方にある場合について、形状が丸穴のＦタイプ及びＤタイプと同様に翼列方向に溝があいているＨタイプの抽気の２種類の実験について行った。翼列中心から各抽気孔の中心までの距離は、それぞれ同じ距離（40.5mm)である。ここでは抽気孔があいている壁を便宜上外壁 （以下外壁と記す)とし、その反対側の壁を内壁(以下内壁と記す)とした。

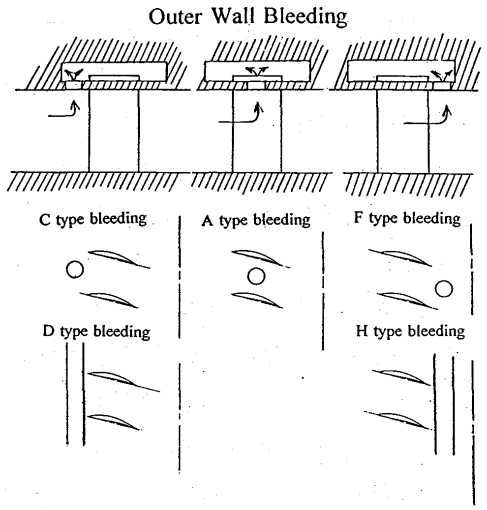


図１．抽気孔の配置

実験装置は強制的に抽気できるように別に排出送風

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

機を備えた低速の大気吹き出し式風洞を用いた。風洞外壁側には抽気のタイプに応じて丸穴または溝の抽気孔をもつ供試板を取付けた（図２）。

翼列流入及び翼列流出圧力、速度、角度を測定するため、翼前縁から約 2/3 翼弦長上流位置で３孔ピトー管によるスパン方向トラバース、 また翼後縁から 約 2/3 翼弦長後流位置（翼列後方の抽気孔位置より後方）で５孔ピトー管によるスパン方向及び翼列方向のトラバースを行った。全流量は吸込み管の直管部の位置で標準ピトー管で求め，抽気流量は抽気管に設けたオリフィスで測定した。また翼間内の流れ計測のため、５孔ピトー管を用いて、前報[3]と同様、図３示すように翼弦方向に（Ⅰ）～（Ⅴ）までの５点及び翼列方向に(1)～(5)まで５点、スパン方向に 12 点のトラバースを行った。 抽気孔及び翼模型の仕様、並びに本実験の実験条件は表１に示す。抽気率は抽気量と全流量との比で表した。

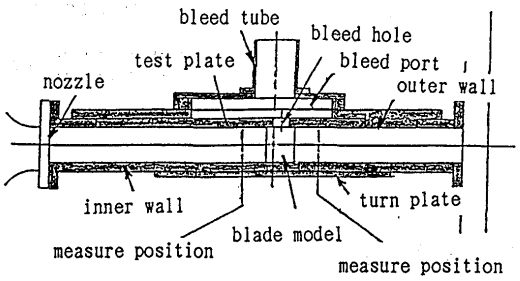


図２．風洞測定部略図

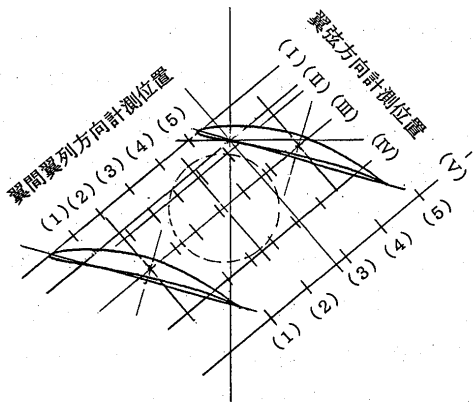


図３．翼間流れ計測位置

Circle Hole	28mm ϕ × 4
Slit	200mm × 12mm × 1
Blade Profile	NACA65 Series DCA Camber
Camber Angle	33.27 °
Chord Length	50mm
Blade Height	60mm
Inlet Verocity	50m/s
Inlet Angle	50 °
Solidity	1.0
Re. Number	1.6×10^5
Bleeding Rate	0%～ 29%

表１．抽気孔,翼模型,実験条件

３．実験結果

（１）翼列後流測定

翼列性能及び翼列後流位置での流れ状態は翼列方向に１ピッチピトートラバースした計測値を平均した平均軸流速度比(Va2/Va1)、平均流出角（β 2)、平均全圧損失係数（ζ）及びスパン方向の流れ角度（θ p2)で表した。軸流速度比及び全圧比は翼列出口の値と翼列入口の値との比である。

(イ)抽気量の影響

図４(a)～(c) は、抽気孔の形状が丸穴のＦタイプにおける抽気率が 0%～ 25 % での平均軸流速度比及び平均流出角、並びに平均全圧損失係数のスパン方向分布を表している。翼列後方からの抽気であるＦタイプは、 図４(a)の平均軸流速度比分布に示すように流路中央付近から内壁までの範囲では、軸流速度が抽気量の増えるのにともない増加する。しかし外壁から流路中央付近までの範囲では、後述の抽気孔への上向きの流れの影響をうけて、逆の状態になっている。平均流出角は図４(b)に示すように抽気量の増加にしたがって変化し、スパン方向全範囲で小さくなっている。またスパン方向分布全体の形は抽気量が増加しても変わっていない。全圧損失係数は図４(c)に示す如く、翼列前方からの抽気よりも後述の翼間内の流れ状態が良いので、抽気による全圧損失の変化量が小さい。また抽気量が増加しても分布の形が同じであり、抽気量がスパン方向へ与える影響は小さい。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

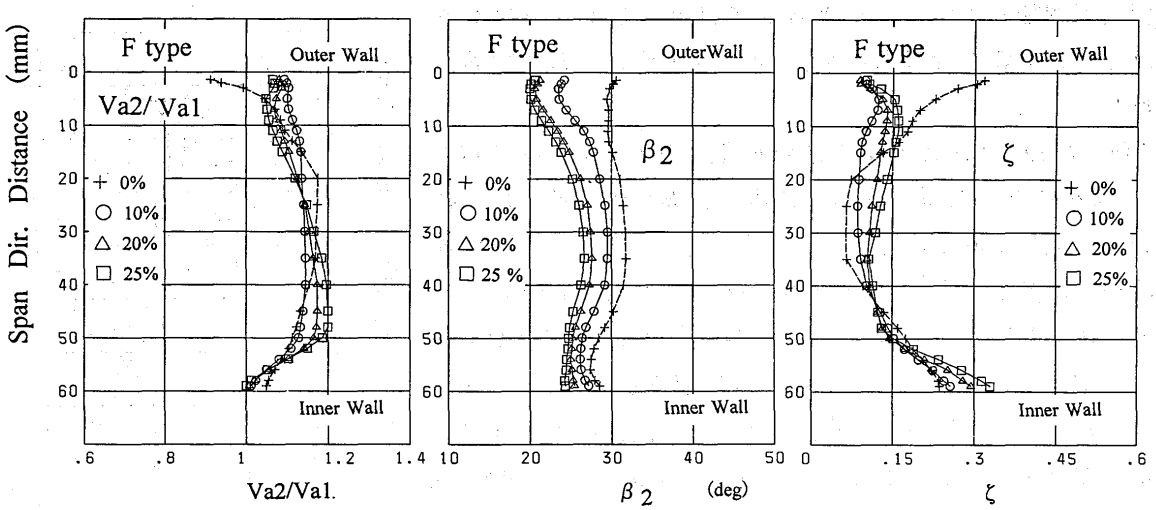


図４．Ｆタイプの軸流速度比、流出角、全圧損失係数のスパン方向分布

図５(a)～(c) は、抽気孔の形状が溝のＨタイプにおける平均軸流速度比及び平均流出角、並びに平均全圧損失係数のスパン方向分布である。軸流速度比は図５(ａ)に示すようにＦタイプとほぼ同じ値であり、分布の形も類似している。また図５(ｂ)の平均流出角及び図５(ｃ)の平均全圧損失係数のスパン方向分布も、Ｆタイプとほぼ同様な傾向であった。

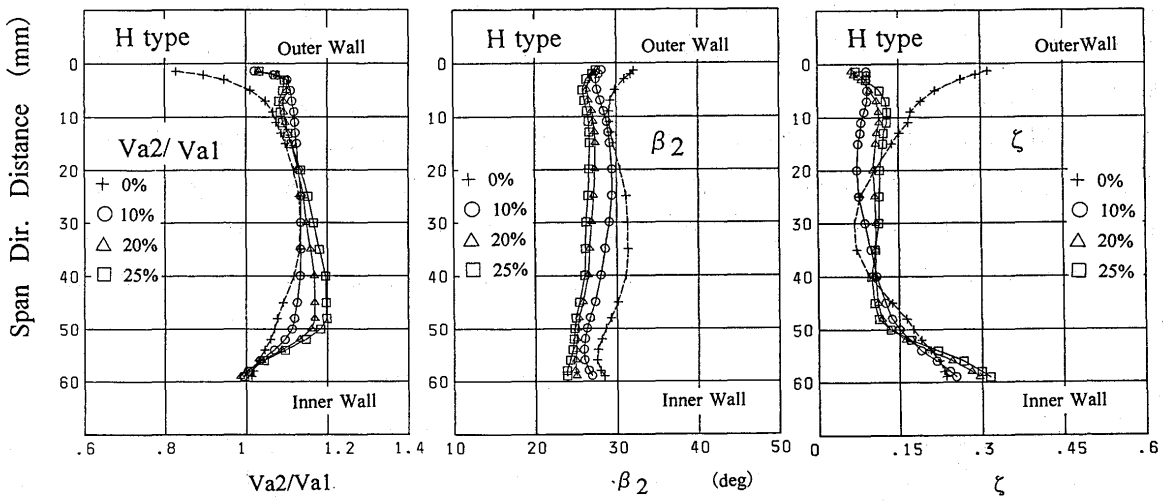


図５．Ｈタイプの軸流速度比、流出角、全圧損失係数のスパン方向分布

(ロ)抽気孔の位置の影響

抽気孔が翼列前方及び翼間並びに翼列後方の各位置にある Ｃ、Ｄ、Ａ、Ｆ、Ｈの各抽気タイプについて、翼列後流位置での流れ状態及び翼列性能を比較した。図 6 は抽気量が 20%の場合についてのスパン方向への流れ角分布である。図中の流れ角の(－)値は上向きの流れであり、(＋)値は下向きの流れである。各抽気タイプとも抽気孔へ流れる上向きの流れがある。A、C、 D タイプでも抽気の影響が翼列後流位置まで残っており、特に翼列前方からの抽気である C タイプはその影響が大きく現れている。Ｆタイプ及びＨタイプは抽気孔が計測位置のすぐ前方にあるため、その流れ角度のスパン方向変化が大きい。前報[1),(2),(3)]の翼列前方及び翼間からの抽気では、抽気により上向きの流れが発生するため、それが翼列性能及び各スパン方向分布の変化に強い影響力を及ぼした。C タイプの場合、前報[2)]の翼面静圧のスパン方向分布の測定結果より、スパン方向の大部分の位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の翼背面で剥離しており、またAタイプ及びDタイプはCタイプほど強い影響を受けないが、 スパン方向の一部の翼背面で剥離していた。

図7(a)は 20%における平均軸流速度比のスパン方向分布である。 翼列前方から抽気を行った場合、翼列内の流れは、抽気量分だけ流量が減少するので、 翼列後方からの抽気とは逆に軸流速度は減少する。 Cタイプはスパン方向の翼背面での剥離の影響で外壁から流路 2/3 の範囲で極端に軸流速度が小さくなっているため、スパン方向の速度変化が大きい。 またAタイプ及び Dタイプは、外壁側付近では抽気孔の影響で、内壁から流路 1/3 の範囲ではスパン方向の翼背面での剥離の影響で、軸流速度が減少しているが、 逆に流路中央付近では増加しているので、スパン方向の速度変化がまた大きい。 翼列後方抽気の F タイプ及び H タイプは、スパン方向への速度変化が小さく、特に他のタイプよりも流路 1/3 から内壁側までの速度低下が小さい。

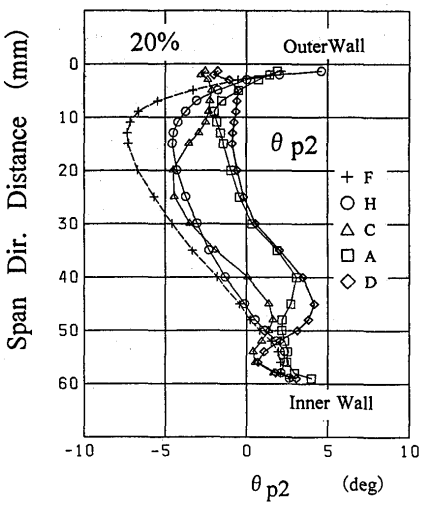


図6．流れ角分布

図 7(b)は平均流出角の翼列スパン方向分布を示す。C タイプ、A タイプ及び D タイプは流路中央付近を境にして分布の傾きが逆になっており、平均流出角のスパン方向変化が大きい。A タイプは外壁側で大きく、逆に内壁側で小さいので、特にスパン方向の変化が大きい。それに比べて F タイプと H タイプはスパン方向の変化の度合いが小さい。また H タイプの方が F タイプと比べて、外壁側で変化が小さい。

図 7(c)は平均全圧損失係数のスパン方向分布に示す。C タイプは前述のスパン方向の翼背面での剥離があり、スパン方向全範囲で全圧損失が大きくなっている。また A タイプ及び D タイプは流路中央付近から内壁までの範囲で、いずれも全圧損失が増加している。一方 F タイプ及び H タイプは、特に内壁側の圧力損失が小さく、翼列に対する抽気孔の位置の違いの影響が全圧損失に現れている。

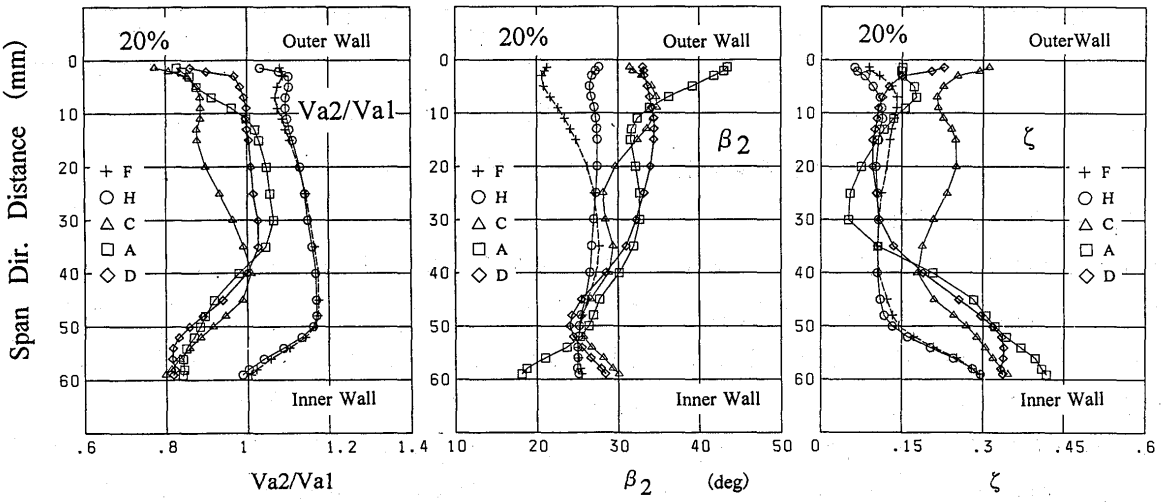


図7．各抽気タイプのの軸流速度比、流出角、全圧損失係数のスパン方向分布

(ハ)抽気孔の形状の影響

抽気孔の形状が溝穴と丸穴の場合よる形状の違いの影響については、抽気孔が翼列前方にある場

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

合、丸穴の C タイプと溝の D タイプとでは、その抽気孔の形状の違いが翼列性能に現れた。しかし抽気孔が翼列後方にある丸穴の F タイプと溝の H タイプとでは、各スパン方向分布の形も類似しており、あまり抽気孔の形状の違いが現れていない。

(2)翼間内の流れ測定

図 8 は抽気孔が翼列後方で、形状が丸穴の F タイプにおける抽気率が 20%、翼弦方向計測位置(Ⅰ)、(Ⅲ)、(Ⅳ)、(Ⅴ)、翼列方向計測位置(1)～(5)での 軸流速度(Va)の翼列スパン方向分布である。翼弦方向(Ⅰ)は翼前縁近傍、(Ⅲ)は翼列中心付近、(Ⅴ)は翼後縁近傍の位置である。また翼列方向(1)は翼背側、(5)は翼腹側の位置である。前報[3]では、A、C、D タイプは、(Ⅰ)、(Ⅱ)では、抽気タイプの違いによる影響があまり現れておらず、その影響が顕著に現れるのは抽気率が10%以上の(Ⅲ)以降であった。抽気を行った場合、各タイプとも、抽気孔に向かって上向きの流れが生じ、翼間流れに影響を与えているが、図に示すように F タイプは、(Ⅴ)の(1)、(2)のウエーク及び抽気の影響をうけている位置を除けば、翼弦方向の各位置とも、その影響をあまりうけていない。

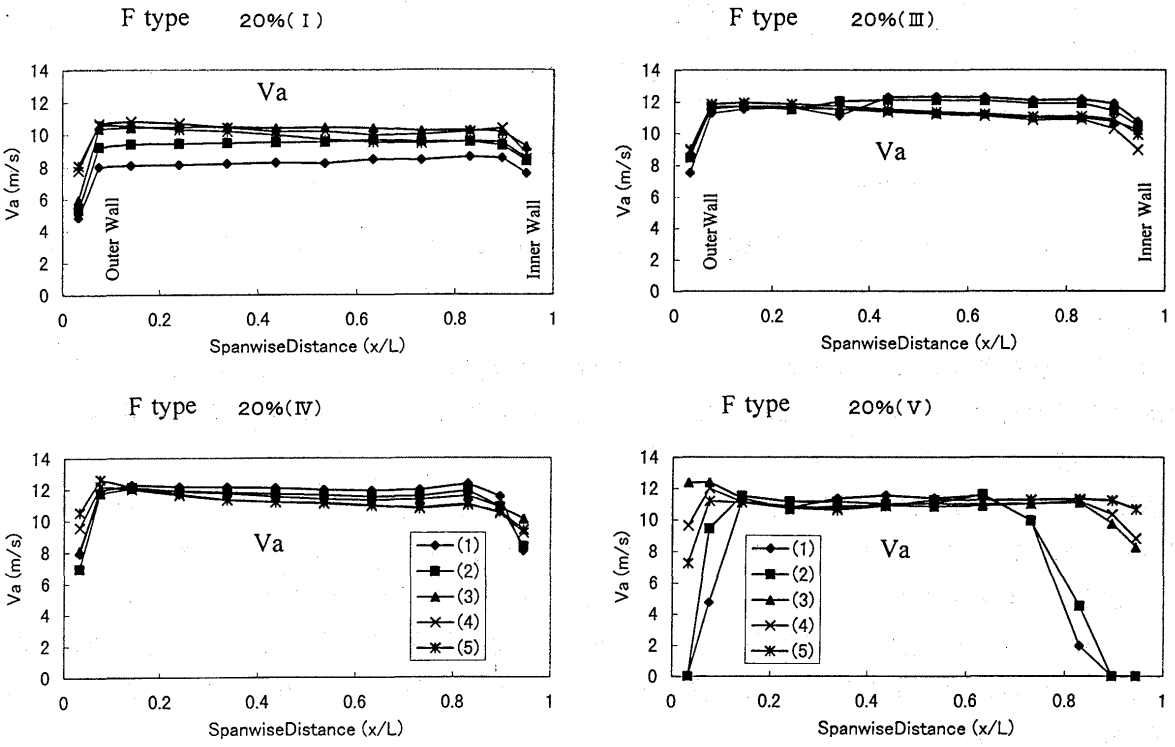


図８．F タイプの 20%における軸流速度のスパン方向分布

図 9 は翼列前方抽気の C タイプと D タイプ及び翼間抽気の A タイプ、並びに翼列後方抽気の H タイプにおける抽気率が 20%で、翼弦方向計測位置(Ⅳ)、翼列方向計測位置(1)～(5)での 軸流速度のスパン方向分布である。C タイプは翼列方向の翼背側から翼間流路中央付近において、スパン方向の外壁から流路中央付近までの範囲に、抽気の影響が現れ、速度低下が大きくなっている。A タイプ及び D タイプは、翼背側から翼間流路中央付近において、C タイプとは逆に翼列スパン方向の内壁から流路 1/3 付近までの範囲に抽気の影響が現れている。また A タイプは翼背側のスパン方向の外壁付近では、計測位置が抽気孔付近にあり、その影響もあって他のタイプより速度低下が大きい。H タイプは他のタイプよりも翼列方向及びスパン方向の流れ状態が良い。しかし F タイプ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

よりは、内壁側の流れ状態は少し悪い。

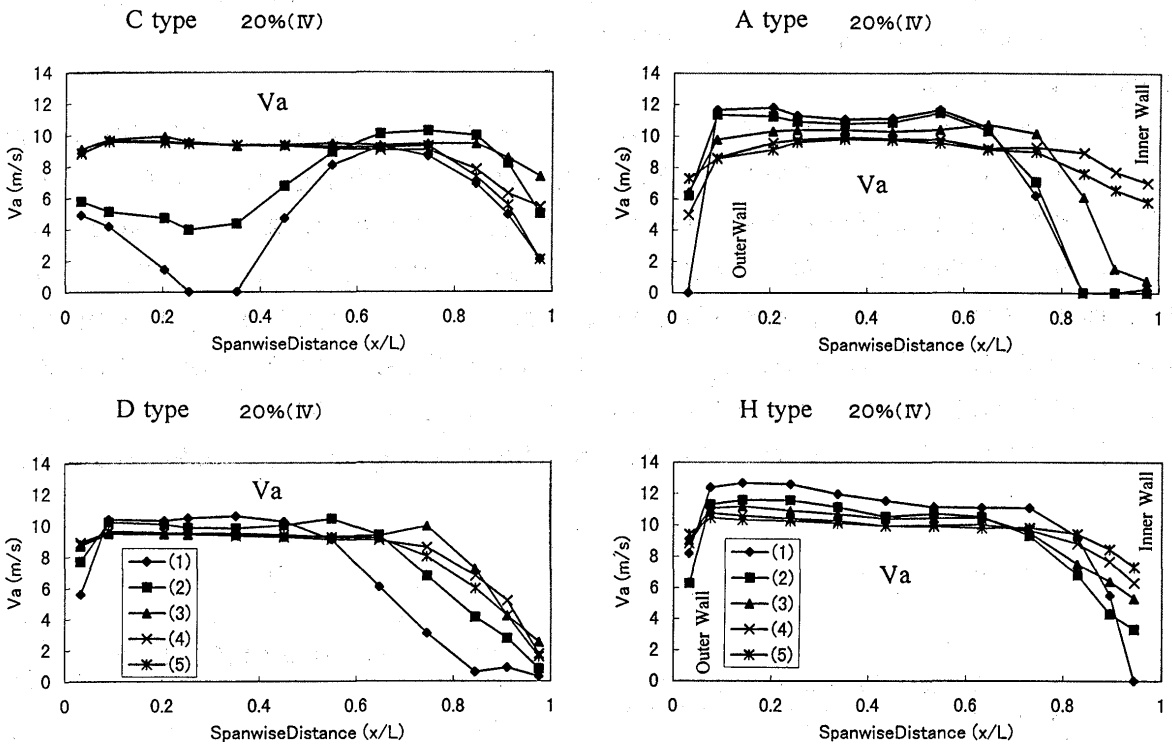


図９．各抽気タイプの翼弦方向位置（Ⅳ）での軸流速度のスパン方向分布

４．まとめ

抽気孔が翼列後方にあり、形状が丸穴および溝の２種類のタイプの実験を行い、抽気孔が翼列前方及び翼間中心にあるタイプの実験と比較検討し、翼列性能に与える影響の違いを調べた。その結果、次の結果が明らかになった。

抽気孔の形状が丸穴のタイプ及び溝のタイプの場合でも、翼列後方からの抽気は抽気孔前方の翼列性能に悪影響を及ぼさず、かつ抽気量が増加しても翼列性能のスパン方向の変化も小さかった。また抽気孔が翼列前方にあるタイプ及び翼間中心にあるタイプよりも翼間内の流れ状態も良好であることがわかり、翼列に対する抽気孔の位置の違いによる影響が明確に現れた。また抽気孔が翼列後方にある場合には、抽気孔の丸穴と溝の形状の違いは、抽気孔が翼列前方にある場合ほどの顕著な違いは生じなかった。

参考文献

(1) 菅原、他２名、日本機械学会第 69 期全国大会講演会講演会講演集
(2) 菅原、齊藤、日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会秋季講演会（松江）講演論文集
(3) 菅原、齊藤、日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会秋季講演会（奈良）講演論文集

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

三次元動静翼解析による翼間非定常流れの研究 A—7

＊平井健二　児玉秀和（石川島播磨重工業）
野崎理　菊地一雄　西澤敏雄　松尾裕一（航空宇宙技術研究所）

1　はじめに

航空機エンジンを構成する圧縮機やタービンなどの翼列内部の流れは、さまざまな非定常的な要因によって複雑な流れとなっている。例えば、上流の翼列のウェイク、二次流れ渦やチップクリアランスの漏れ渦との干渉や、下流の翼列とのポテンシャル干渉などによる非定常性が多段翼列の性能に影響を及ぼすと考えられる。しかしながら、これまではコンピュータの能力の制限により、定常流れを仮定した数値解析を用いて各翼列毎の設計を行うしかなく、多段形態での各翼列のマッチングが問題とされてきた。一方、試験においても、高速で回転する動翼を有することや動静翼の軸方向の間隔が非常に狭いことから、多段翼列の非定常現象の計測は非常に困難であった。これに対して近年のコンピュータの発達（演算速度の増大、メモリの増大）に伴ない、多段翼列内の非定常三次元流れの解析が可能となることにより、非定常流れ場への知見が飛躍的に増大することが期待される。

また、多段翼列の非定常解析を行うことにより、圧縮機に対するインレットディストーションの影響やタービンに対する燃焼器からのホットストリークの影響などの非定常現象に対する翼列性能の評価も可能となる。さらに、圧縮機翼列の翼振動の問題に対しても、上流の翼列のウェイクによる空力加振力の評価を可能とし、エンジンの安定性解析に貢献することができるなど、非定常流れ解析の応用分野は今後広がっていくと考えられる。

本研究では、動静翼から構成される遷音速単段圧縮機の試験結果を用いて、動静翼干渉のある非定常流れについての動静翼解析結果を評価し、数値解析手法について論じる。また、動翼のみを対象とした解析結果との比較を通じて、動静翼干渉の翼列性能予測に対する影響を調査する。

2　解析方法

支配方程式は三次元レイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式とした。また、乱流粘性については Baldwin-Lomax の代数モデル（Baldwin ら、1978）を用いて評価した。これらの方程式を陰解法による有限差分法を用いて計算した。対流項を Chakravarthy-Osher の TVD スキーム (Chakravarthy ら、1985)により離散化し、また粘性項は二次精度中心差分で離散化した。時間に関しては、オイラー後退差分を用いて評価した。

入口境界条件として、全温、全圧、流れ角を与え、出口境界条件として静圧分布を与えた。翼面やハブおよびケーシング壁面では滑りなし条件とした。各翼列ごとの周方向末端に位置する境界では、周期境界条件を与えた。

解析格子として各翼列ごとにH型格子を生成した。各翼列間の接続部では、計算の効率化を図るために、隣り合う翼列同士で半径方向に格子線を同一位置となるようにして、格子線上で情報のやりとりを行えるようにした。また、解析精度を保つために、軸方向には１格子を重ね合わせた。

また、計算には航空宇宙技術研究所の並列計算機「NWT」を用いて、並列計算により解析を行った。並列化の方法としては、それぞれの翼間流路毎に計算領域を分割し、その分割された計算領

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

域をそれぞれ個別の要素計算機（PE）に割り当てて計算を実行した。

時間精度を維持するために、各時間ステップでサブイタレーションを行った。動静翼間の接続境界では、境界条件を動翼の回転とともに接続境界で互いの境界を回転させることによって求め、すべての基本変数をやりとりした。この境界では、前述のように動静翼格子の接続面で格子線を一致させているため、繁雑な二次元の補間を避けて線形補間によって情報をやりとりした。

3　結果

3.1　解析仕様

時間精度について

非定常現象を解析する際の時間精度については、次の2つの要因を合わせて考慮する必要がある。つまり、物理的な非定常現象（動静翼干渉、剥離渦の発生や衝撃波の振動など）に対しての時間解像度をどうするかということと、数値解法自体の時間精度をどうするかということである。さらに、時間刻み幅については数値解法上の安定性の制約も考慮して決定する必要がある。例えば、Hah らによる遷音速圧縮機の動翼流路内の衝撃波の挙動解析（Hah ら、1995）によると、圧力波の伝播速度から算出した非定常現象の周期に対して約 1/18 の時間刻み幅を用いている。数値解法的には、本論文と同様に陰解法にサブイタレーションを組み込んでおり、時間方向には二次精度で離散化し、15-20 回のサブイタレーションを行っている。本解析における非定常現象は、静翼のウェイクと動翼の干渉によるものが主要因と考えられ、その周期は動翼1ピッチ間を動翼が移動する時間（以下、動翼通過周期という）である。時間刻み幅はこの時間の 1/100 とし、時間精度は前述の通りに一次精度で4回のサブイタレーションを行った。本解析の場合、この時間刻み幅は数値解法上の安定性の制約から決定されたものだが、Hah らの解析に比べて5倍細かい時間刻み幅となっており、物理的な非定常現象に対しての時間解像度という点でも十分であると考える。

円周方向の空間的周期境界について

本研究の解析対象には、計測結果が公表されている NASA の単段遷音速圧縮機を用いた（Monsarrat ら、1969 および Sulam ら、1970.）。この圧縮機は動翼 30 枚、静翼 44 枚で構成されている。本解析では動翼と静翼の翼枚数比を 2：3 となるように、実際の静翼の翼枚数 44 枚を数値解析では 45 枚と仮定し、静翼 2 枚と動翼 3 枚から成る 1/15 周を解析領域とした。この翼枚数の変更による静翼のソリディティの変化は約 2.3%であり、空力性能に与える影響は小さいと考えられる。一方、本解析では円周方向に空間的周期境界条件を用いているために、解析領域を 1/15 周としたことは次の仮定を与えていることになる。つまり、非定常現象の波長について、最大で 1/15 周の長さおよびその高調波を仮定している。このことは、非定常現象の周期についても、最大で 1/15 周だけ動翼が回転するのにかかる時間、およびその高調波を仮定していることになる。非定常ナビエ・ストークス方程式を解くことにより領域内部で発生するそれ以外の周期のものについては、空間的な周期条件と整合していないが、それがどこまで影響を受けているかは、空間的周期境界の制約を変えた解析を行って明らかにしていく必要がある。

図1に解析に用いた格子を示す。動翼、静翼ともに格子点数は流れ方向、円周方向および半径方向にそれぞれ、119×51×61 とした。なお、動翼のチップクリアランス部には半径方向に5点配置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

した。境界での数値的な反射をできるだけ避けるために、動翼上流および静翼下流には軸方向に広い解析領域を取っている。

3.2 動静翼解析結果

図2に試験結果の流量－圧力比線図上に動静翼解析結果をプロットした。解析結果は動翼通過周期において時間平均処理、空間的には流量平均処理を行ったものである。動静翼解析は 100%回転において3点計算を実施した。計算の流量—圧力比線は低圧力比側で1％程流量が大きく、高圧力比側で圧力上昇がやや小さめになっており、あたかも動翼のツイスト角を少し戻したような性能になっている。この違いは実際の動翼と計算している動翼のツイスト角が、翼設計、製造上の問題から異なっているために生じていることも考えられる。

以後の議論では3点の計算の内、設計点に一番近い中間に位置する点について取り上げる。

図3に静翼下流での全圧、マッハ数およびスワール角について、計測結果と解析結果の比較を示す。全圧分布についてハブ側でやや計測結果と異なる傾向を示しているものの、計測結果と解析結果は良い一致を示している。ハブ側の不一致については、実際の試験時における2次空気の漏れなどの影響も考えられる。

図4に密度などのナビエ・ストークス方程式の基本変数の変動量の時間履歴を示す。この変動量は、それぞれの翼間流路での空間的な総和を取ったものである。非定常解析の場合、解が一定の値に収束せず時間的に周期的な変動をするため、定常解析のようにこの変動量の大きさで収束を判定することはできない。したがって、解の時間的な周期性をもって収束判定をする必要がある。静翼については 500 イタレーション付近から、動翼については 4000 イタレーション付近から、変動量が横ばいになっている。動翼のウェイクを周期的に受ける静翼では、やや乱れはあるものの動翼通過周期を持つ周期的な挙動を示している。なお、6000 イタレーションまでの計算時間については、NWT の 5 PE による並列計算で約 20 時間かかった。

図5に約 70％スパンでのある瞬間の等マッハ数線図を示す。また、図6(b)に約 60％スパンでの等マッハ数線図を示す。約 60％スパンまでは、図6(b)に示すように静翼面付近は付着流れとなっているが、約 70％スパン以上では図5に示すように静翼の後縁近傍で剥離渦が生じていることが分かる。この剥離渦はある周期をもって静翼から放出され、下流へと流されていくため、非定常的な流れの一因となる。解析結果を調べると、この 70％スパン以上の剥離渦の放出の周期については、動翼通過周期と同じではない。したがって、70％スパン以上の位置においては、非定常現象の周期は前述の円周方向の空間的周期境界の制約を満たさない。そのため、数値解析上の空間的な周期境界条件が、剥離渦の放出周期に対して非物理的な影響を与えている。以上の要因から、本解析では解の周期性に若干の乱れがあると考えられる。以前著者らの実施した高圧タービン解析（平井ら、1998）では、このような剥離は無く、動翼通過周期のみが非定常現象の周期となっていたため、良い周期性が得られていた。これらのことを確かめるには、空間的周期境界の制約を変えた解析を行い、剥離渦の放出周期について調査する必要がある。

3.3 動静翼解析と動翼のみの解析の比較

動静翼干渉の翼列性能への影響を調査するために、動翼のみの解析を実施した。動静翼解析結果と動翼のみの解析結果の 60％スパン付近での等マッハ数線図について比較を図6に示す。動翼のみ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の解析結果の方が、翼前縁から衝撃波までの翼負圧面での流れの加速が大きいため、衝撃波が強いことが分かる。また、動翼のみの解析結果の方が、衝撃波下流の動翼負圧面の境界層が薄いことが分かる。

動翼出口での各変数のスパン方向分布の比較を図７に示す。後視時計回りに回転している動翼に対して、スワール角は後視反時計回りを正としている。動静翼解析結果は、スワール角分布をみると動翼のみの解析結果に比べてターニングが小さいことが分かり、そのため動翼のみの解析結果に比べて全温および全圧が低くなっている。これは、動静翼解析結果の方が衝撃波下流の動翼負圧面の境界層が厚いことに起因していると考えられる。一方、流量は動翼のみの解析結果の方が約１％大きくなっている。これは翼前縁からの翼負圧面での加速が違うことでユニークインシデンスが異なっているためと考えられる。これらのことは、静翼の存在により動翼の作動性能そのものが変わってしまうことを意味する。

４　結論

本解析スキームによる遷音速圧縮機の単段性能予測精度を明らかにした。解析結果にほぼ周期性はあり、設計点付近では段性能予測精度が良い。また、本解析スキームでは、剥離流れの存在する場合は解の周期性に若干の乱れがあることが明らかになった。

動翼のみの解析結果と動静翼解析結果を比較した結果、動翼の作動線自体に違いがあることが明らかになった。したがって、多段翼列の性能評価には動静翼のマッチングの影響を取り込める非定常段解析を行う必要がある。

参考文献

W.W.Copenhaver and S.L.Puterbaugh, C.Hah, “Unsteady Flow and Shock Motion in a Transonic Compressor Rotor”,AIAA-95-2466,1995

Chakravathy,S.R., Osher,S., “ A New Class of High Accuracy TVD for Hyperbolic Conservation Laws”, AIAA-85-0363,1985

Baldwin.B.,Lomax,H.,”Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows”,AIAA-78-0257,1978

Monsarrat, N., Keenan, M.J., and Tramm, J.A. “Design Report, Single-Stage Evaluation of Highly-Loaded, High-Mach-Number Compressor Stages”, NASA CR-77562, PWA-3546, 1969.

Sulam, D.H., Keenan, M.J., Flynn, J.T. “Single-Stage Evaluation of Highly-Loaded, High-Mach-Number Compressor Stages II, Data and Performance Multiple-Circular-Arc Rotor”, NASA CR-72694, PWA-3772, 1970.

平井、児玉、野崎、菊地、西澤、田村、松尾、「航空機エンジン内の３次元非定常流れ解析」、航空宇宙技術研究所特別資料 SP-37 “第 15 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集“、1998 年 2 月

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

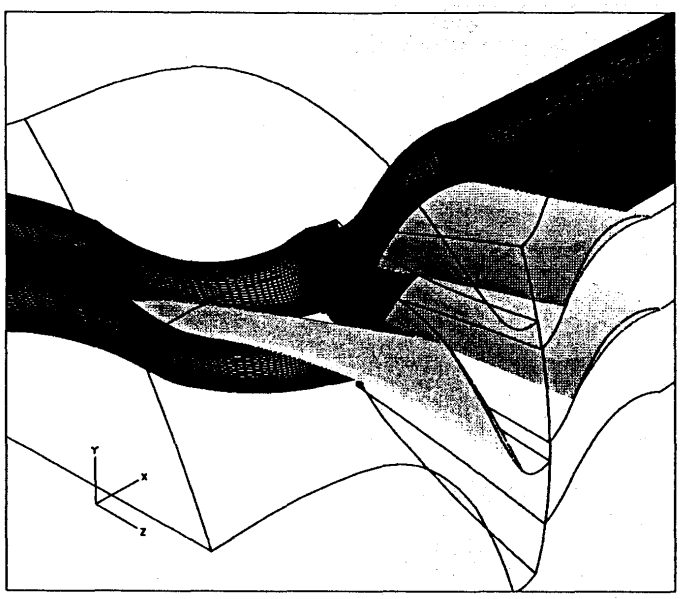


図 1 解析格子 (非定常段解析)

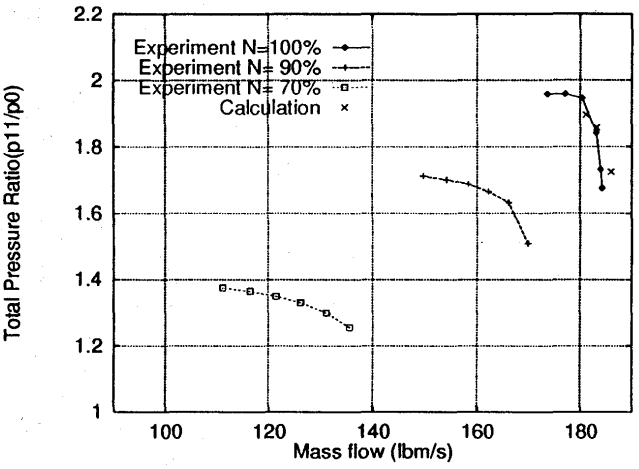


図 2 流量一圧力比線図

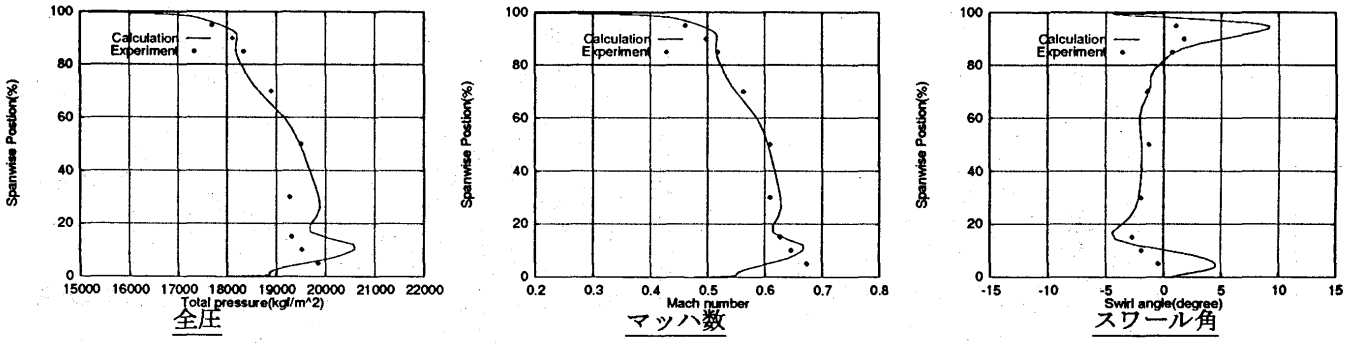


図 3 静翼下流でのスパン方向分布 (非定常段解析と試験値の比較)

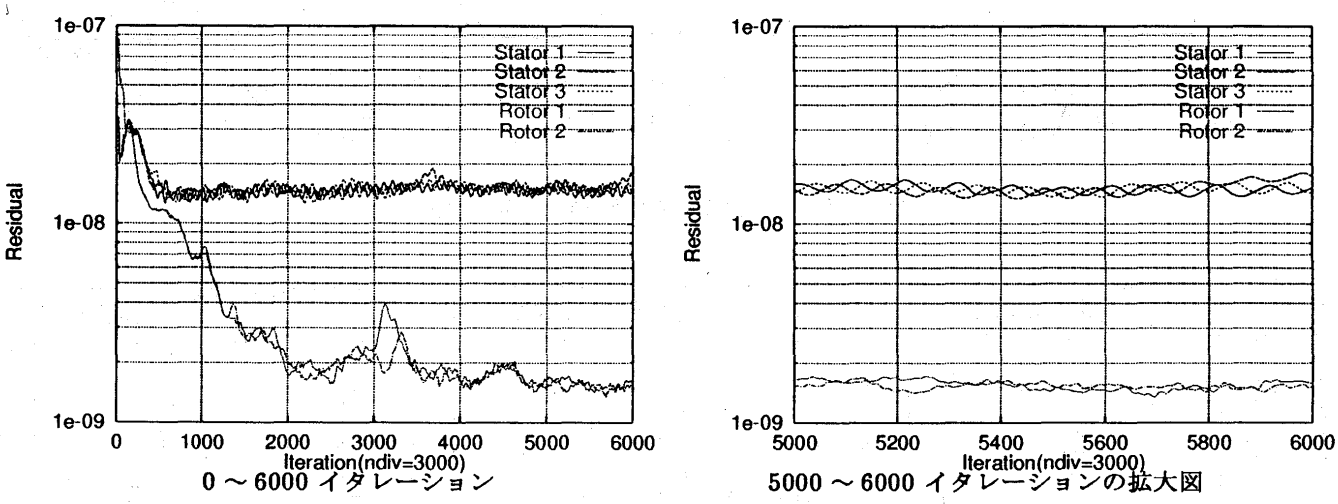


図 4 各翼間での変動量の総和の時間履歴

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

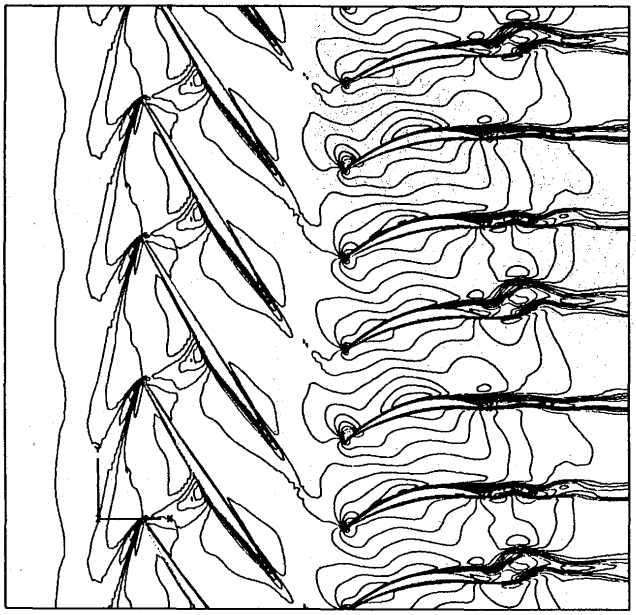


図 5 等マッハ数線図 (約 70% スパン)

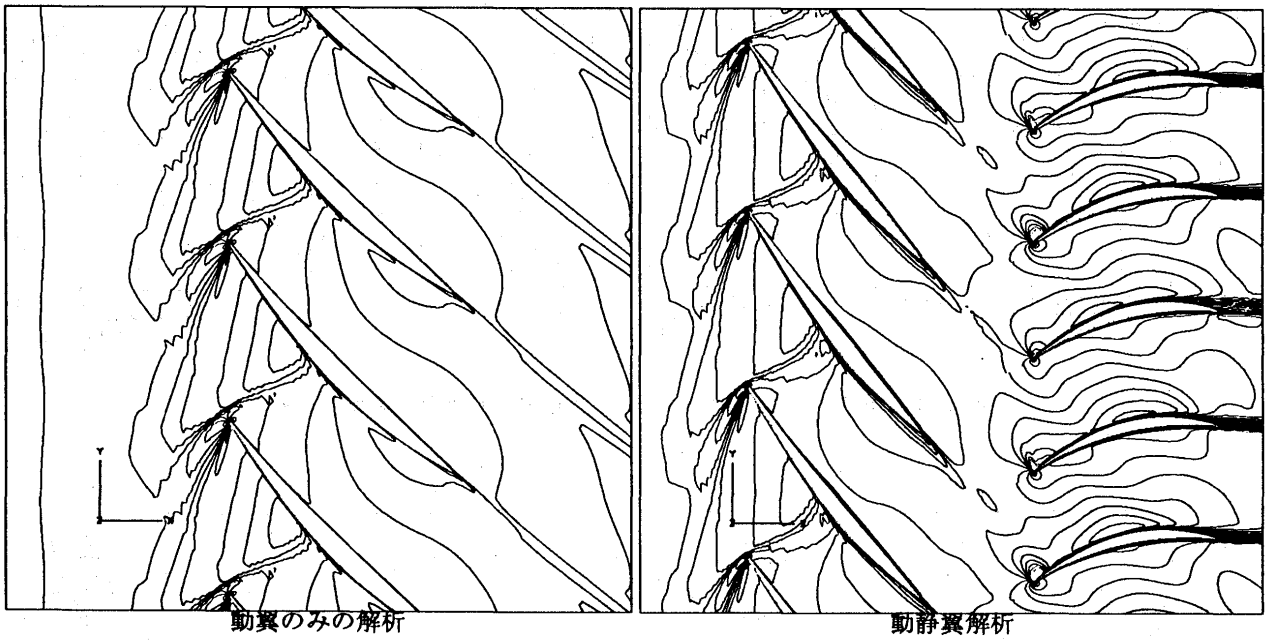


図 6 等マッハ数線図の比較 (約 60% SPAN)

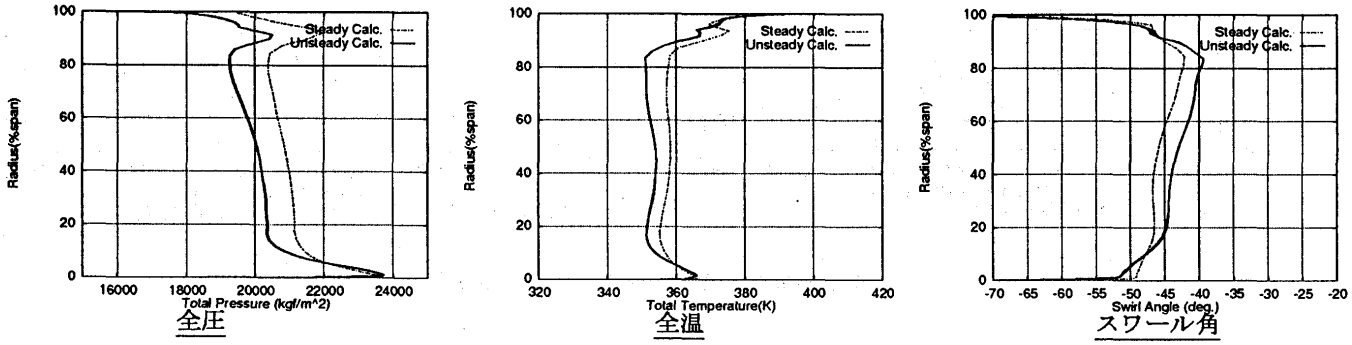


図 7 動翼出口での各変数のスパン方向分布の比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

低レイノルズ数域における環状タービン翼列特性 A—8

（第５報：動翼まわりの流れ）

＊ 松沼 孝幸，阿部 裕幸，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 42%の達成を目指している。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では動翼のレイノルズ数が 4×10^4 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。

一般にタービンは 10^5～10^7 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),(2)]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なかった。最近，低レイノルズ数域での低圧タービン特性に関する研究[3),(4)]が行われ始めたが，それらは直線翼列での実験である。そこで，本研究では実際のタービンに近い環状翼列で実験を行い，剥離を伴う三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。前報までは静翼を測定対象にしてきたが，今回は動翼の出口における非定常流れを熱線流速計により測定し，レイノルズ数低下や静翼と動翼の干渉による影響を調べた。

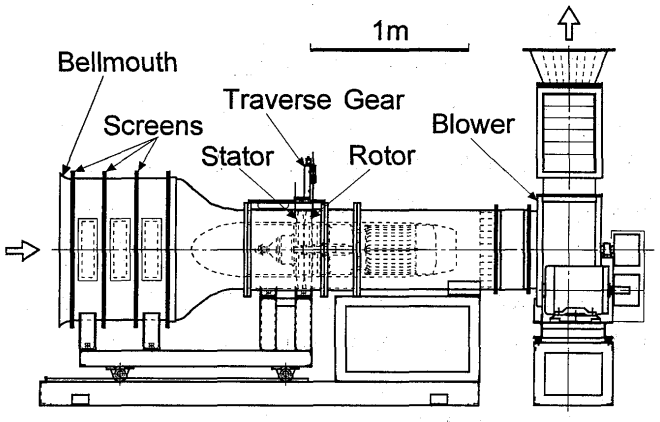


図１ 環状タービン翼列風洞の概観

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。測定部には１組の静翼・動翼から構成される単段タービンが設置されている。表 1 にタービン動翼の仕様を示す。静翼入口および動翼出口での絶対流れ角 0 deg（旋回なし），ミッドスパンでの反動度 0.4，流量係数 0.5，負荷係数 1.2 となるように設計した。3 次元翼にするため，半径方向の流れの設計にはフリーボルテックス法を用いた。ミッドスパンにおける静翼後縁から動翼前縁までの軸方向距離は 23.1mm（静翼軸方向翼弦長の 65%）である。

表１ タービン動翼の仕様

	Hub	Mid	Tip
Blade Number, *N*		31	
Chord, *C* mm	58.5	58.5	58.5
Axial Chord, *Cax* mm	48.0	40.9	32.3
Blade Span, *H* mm		74.0	
Blade Pitch, *S* mm	35.5	43.1	50.7
Aspect Ratio, *H/C*		1.26	
Solidity, *C/S*	1.65	1.42	1.15
Inlet Flow Angle, α_1 deg	51.7	21.8	-16.5
Exit Flow Angle, α_2 deg	58.7	63.4	66.9
Stagger Angle, ξ deg	33.4	47.6	55.9
Inner Diameter, D_{in} mm		350	
Outer Diameter, D_{out} mm		500	
Hub/Tip Ratio, D_{in}/D_{out}		0.7	
Tip Clearance, mm		1.0	

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ Via 210.73.216.204, 2025/07/04.

2.2 実験条件

静翼入口基準のレイノルズ数 $Re_{in,ST}$ を 1×10^4 から 5×10^4 まで（軸流速度は 2.2m/s から 11.0m/s の範囲）1×10^4 ずつ変化させた。これまでに行ってきた静翼流れの実験との対応を考慮して，今回は主にレイノルズ数 $Re_{in,ST}=2\times10^4$ と 4×10^4 での実験結果について示してある。なお，一般にタービン翼列では動翼出口速度によりレイノルズ数を定義するが，本研究では動翼の実験に関しても，設定しやすい静翼入口速度を基準としている。静翼と動翼の流入角および流出角が設計通りと仮定すれば，各レイノルズ数の関係は表 2 のようになる。

表 2　各レイノルズ数の関係

Reynolds Number				Rotor Disk Speed rpm
$Re_{in,ST}$ Stator Inlet	$Re_{out,ST}$ Stator Exit	$Re_{in,RT}$ Rotor Inlet	$Re_{out,RT}$ Rotor Exit	
2×10^4	5.20×10^4	1.83×10^4	3.80×10^4	402
4×10^4	10.4×10^4	3.66×10^4	7.61×10^4	804

2.3 実験方法

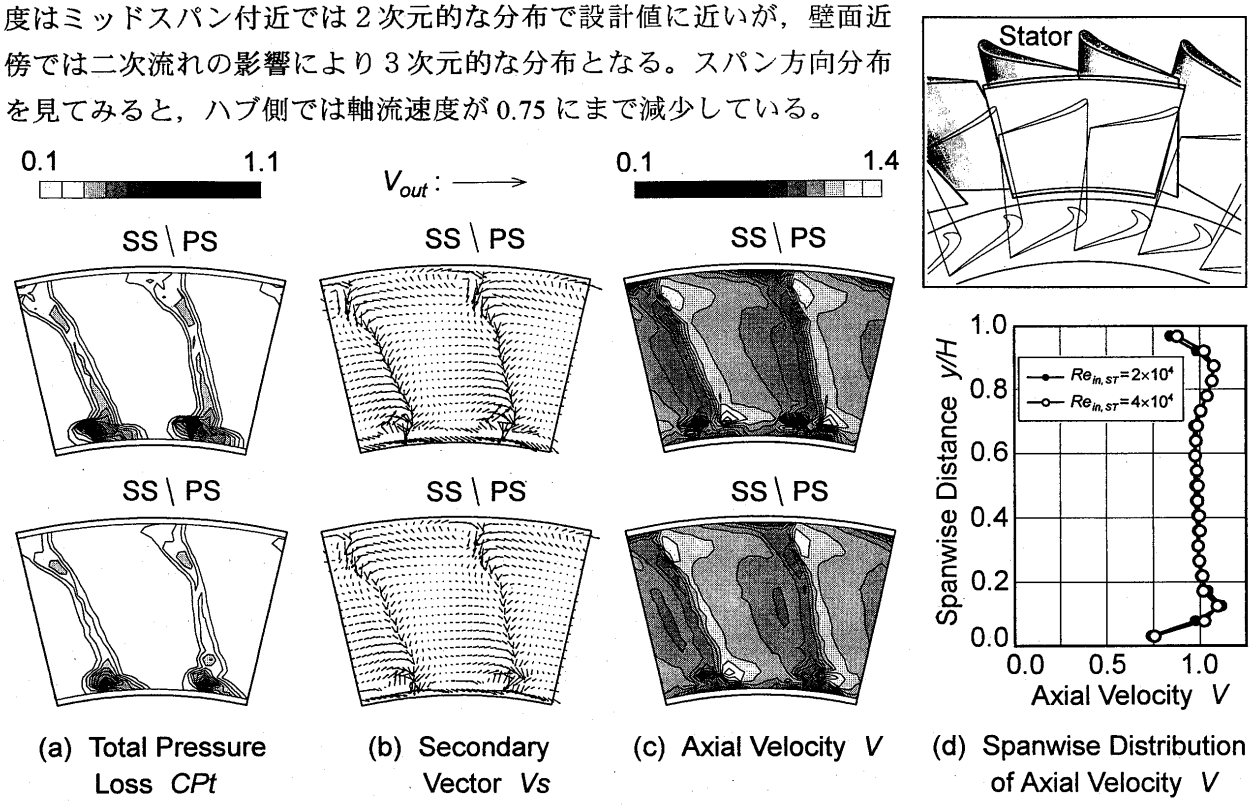
動翼入口の流れ（静翼出口の流れ）を，直径 2.1mm の 5 孔ピトー管により測定した[5]。

動翼出口の流れを，I 型熱線流速計により測定した。測定位置は翼後縁から 10.26mm 下流である。静翼に対するトラバースは周方向 33 点（静翼 1 ピッチ分），半径方向 21 点，計 693 点である。各測定点において，動翼エンコーダ信号と同期した 40k の熱線電圧データを取り込んだ。動翼 1 ピッチを 58 分割し，それぞれに対して 682 データを位相固定平均して，速度および乱れ度を求めた。

3. 実験結果と考察

3.1 動翼入口の流れ（静翼出口の流れ）

図 2 に，レイノルズ数 2×10^4 および 4×10^4 における動翼入口の流れを示す。翼後縁に沿った全圧損失の大きな部分は，翼負圧面側からの剥離によって生じる。壁面近くの損失領域は，二次流れ（流路渦）による影響である。レイノルズ数が低くなるほど，損失や二次流れが増大している。軸流速度はミッドスパン付近では 2 次元的な分布で設計値に近いが，壁面近傍では二次流れの影響により 3 次元的な分布となる。スパン方向分布を見てみると，ハブ側では軸流速度が 0.75 にまで減少している。



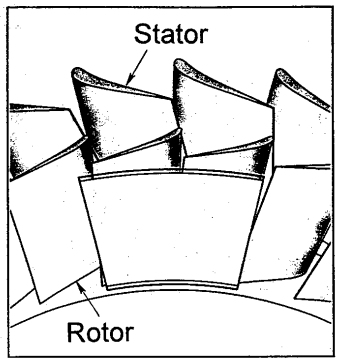
(a) Total Pressure Loss *CPt*　(b) Secondary Vector *Vs*　(c) Axial Velocity *V*　(d) Spanwise Distribution of Axial Velocity *V*

図 2　動翼入口の全圧損失，二次流れ，軸流速度分布（上：$Re_{in,ST}=2\times10^4$，下：$Re_{in,ST}=4\times10^4$）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.2 動翼出口の流れ（時間平均）

図 3 に，レイノルズ数 2×10^4 および 4×10^4 における動翼出口での時間平均速度を示す。なお，I 型熱線流速計は，速度の軸方向成分と半径方向成分を捉え，周方向成分の影響を受けない向きに取り付けてある。軸方向に比べて半径方向の速度成分は少ないと考えれば，この速度は軸流速度を意味している。図 3(a), (b)では，ミッドスパン付近において翼後縁の負圧面側の速度が低くなっており，翼負圧面側で剥離が発生していることを示している。チップ側には二次流れによる低速領域がある。ハブ側での速度の低下が顕著であるが，上流



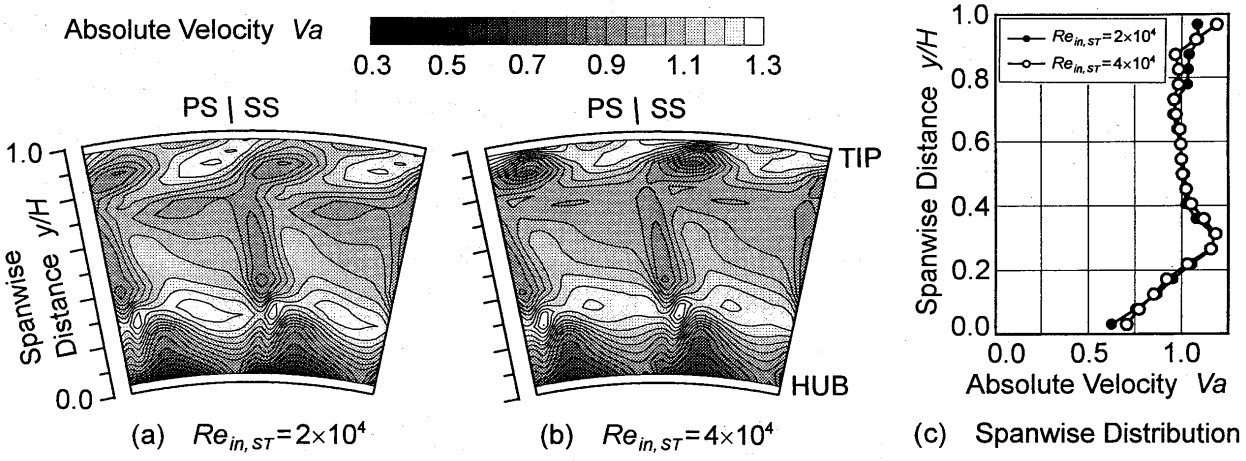


図 3　動翼出口での時間平均速度分布（軸方向位置 $Z/Cax=1.251$）

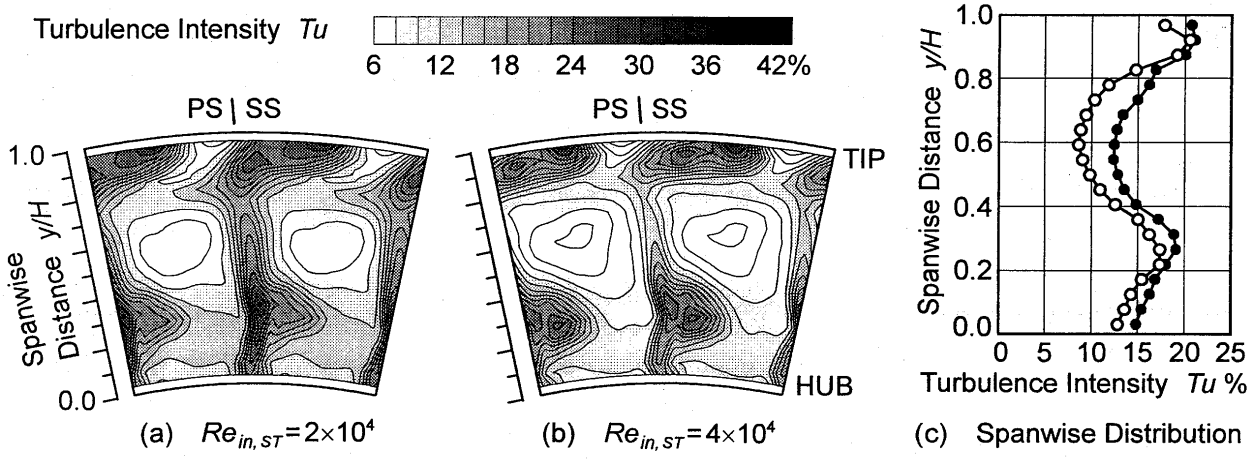
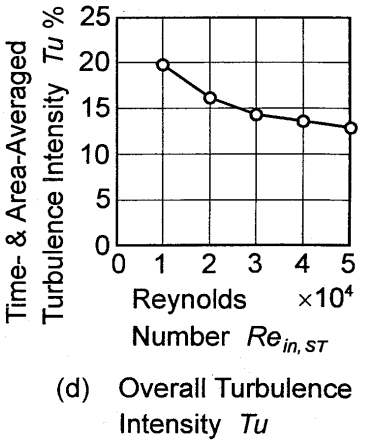


図 4　動翼出口での時間平均乱れ度分布

の静翼のハブ側で発生した二次流れによって動翼入口での軸流速度が減少していることが大きく影響している（図 2(d)参照）。

図 4 に，レイノルズ数 2×10^4 および 4×10^4 における動翼出口での時間平均乱れ度を示す。図 4(a),(b)では，翼後縁での乱れ度が大きく，剥離の発生による影響と考えられる。チップ部には漏れ渦と流路渦による 2 つの乱れ度の大きい領域が存在している。ハブ部にも流路渦による乱れ度の大きい領域があるが，静翼と比較して動翼ではミッドスパン方向に移動している。図 4(c)では，レ



Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

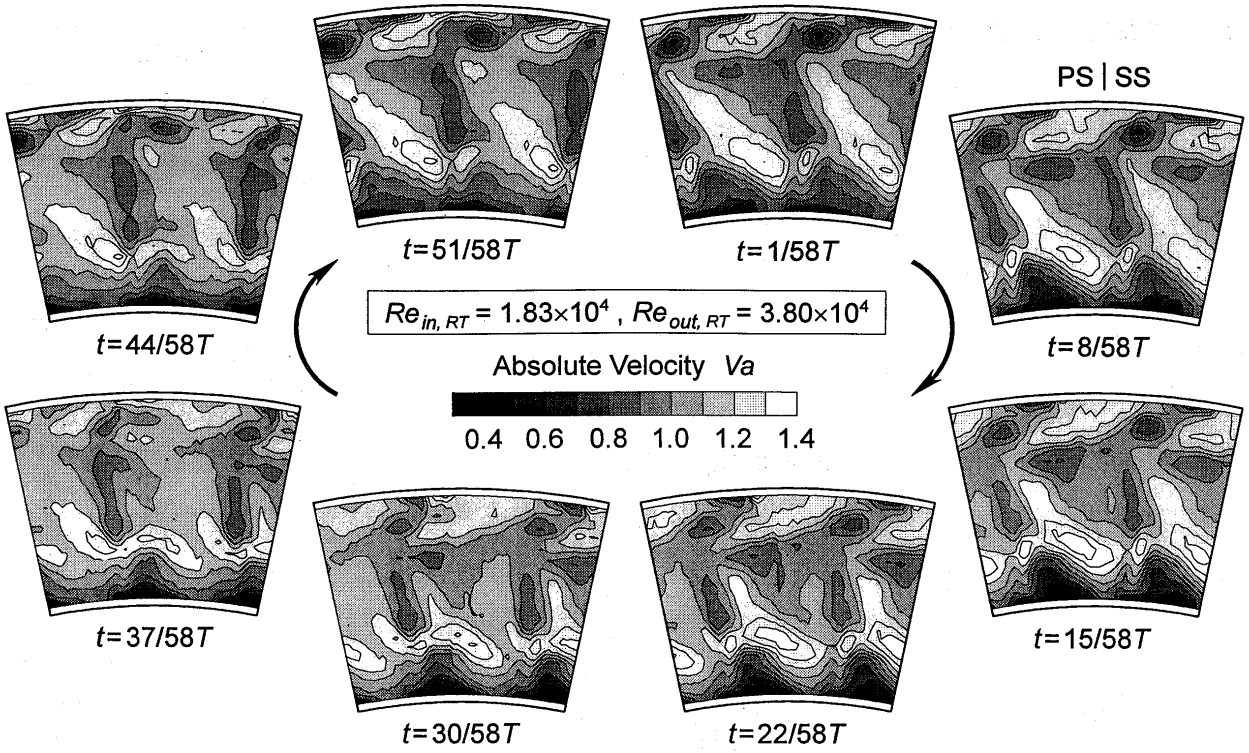


図 5　動翼出口での非定常速度分布（レイノルズ数 $Re_{in,ST}=2\times10^4$）

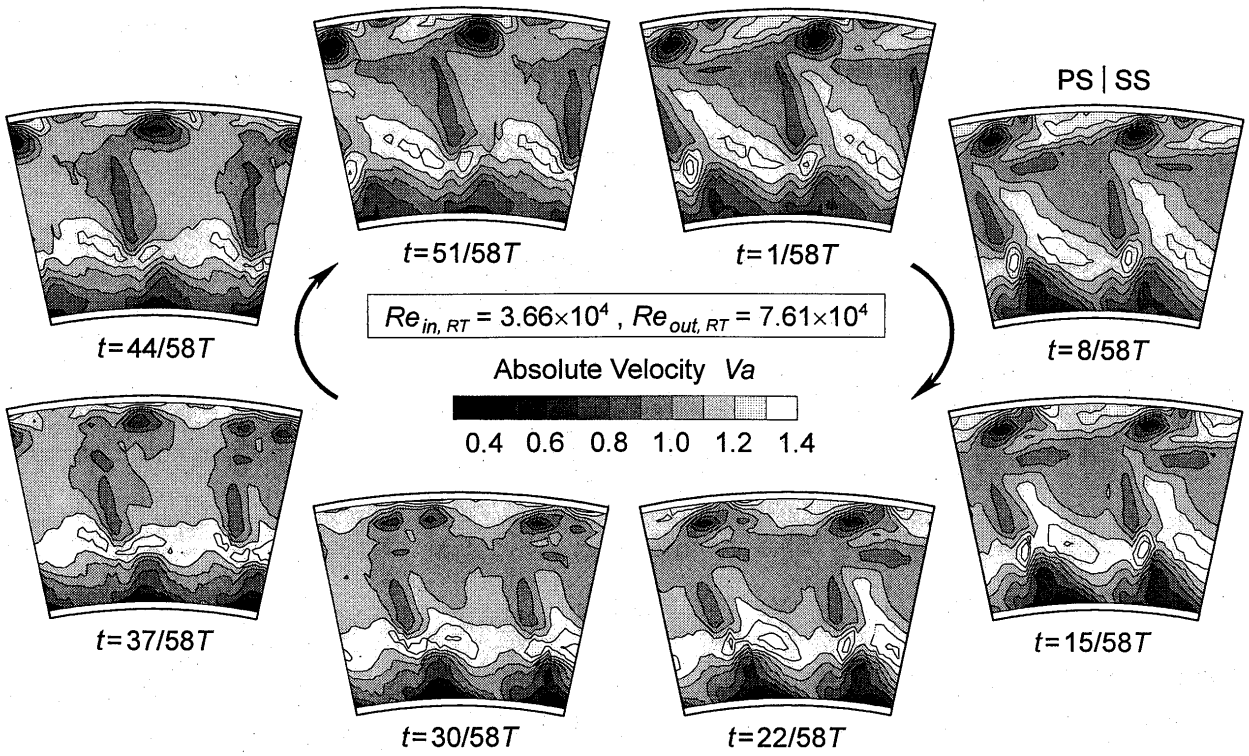


図 6　動翼出口での非定常速度分布（レイノルズ数 $Re_{in,ST}=4\times10^4$）

イノルズ数が低下するほど，スパン全域で乱れ度が増えている。図 4(d)でも，レイノルズ数の低下に伴い，断面平均乱れ度が急激に増加しており，全圧損失も同様に増加していると考えられる。

3.3　動翼出口の流れ（非定常）

図 5 および図 6 に，レイノルズ数 2×10^4 および 4×10^4 における動翼出口での非定常速度分布を示

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

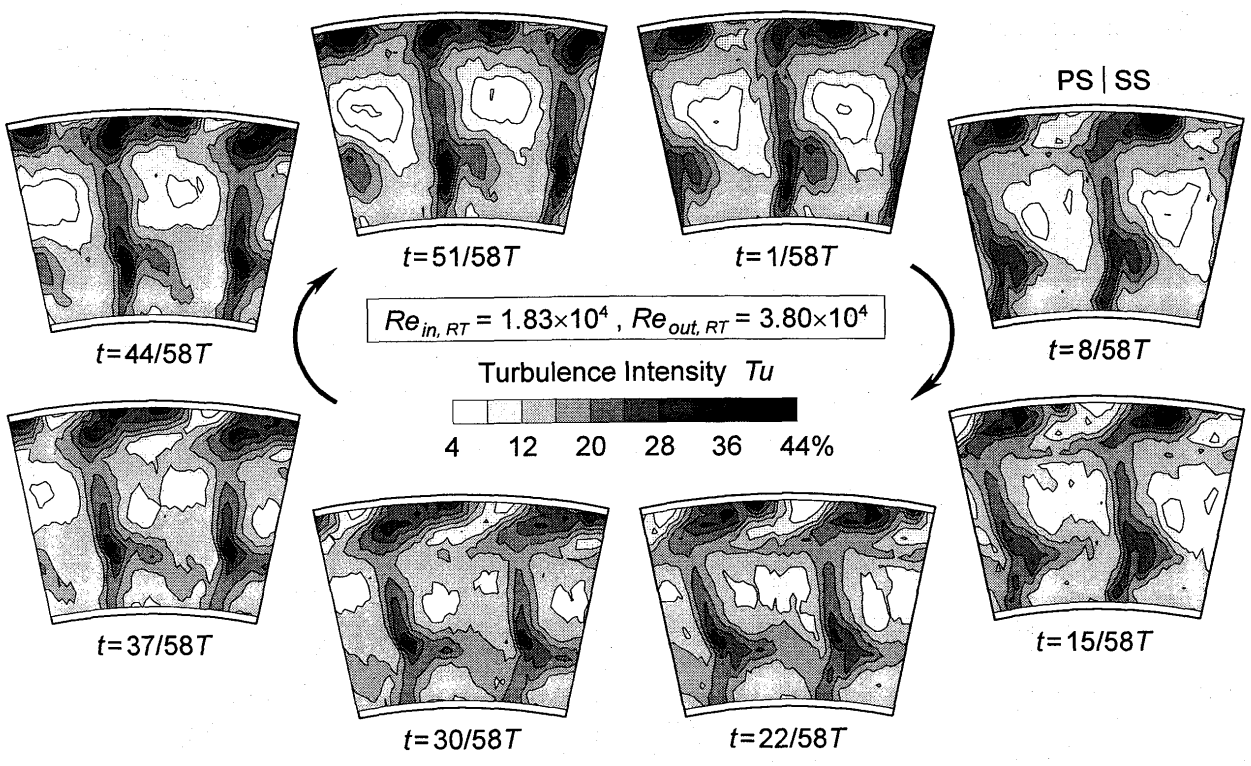


図 7　動翼出口での非定常乱れ度分布（レイノルズ数 $Re_{in,ST}=2\times10^4$）

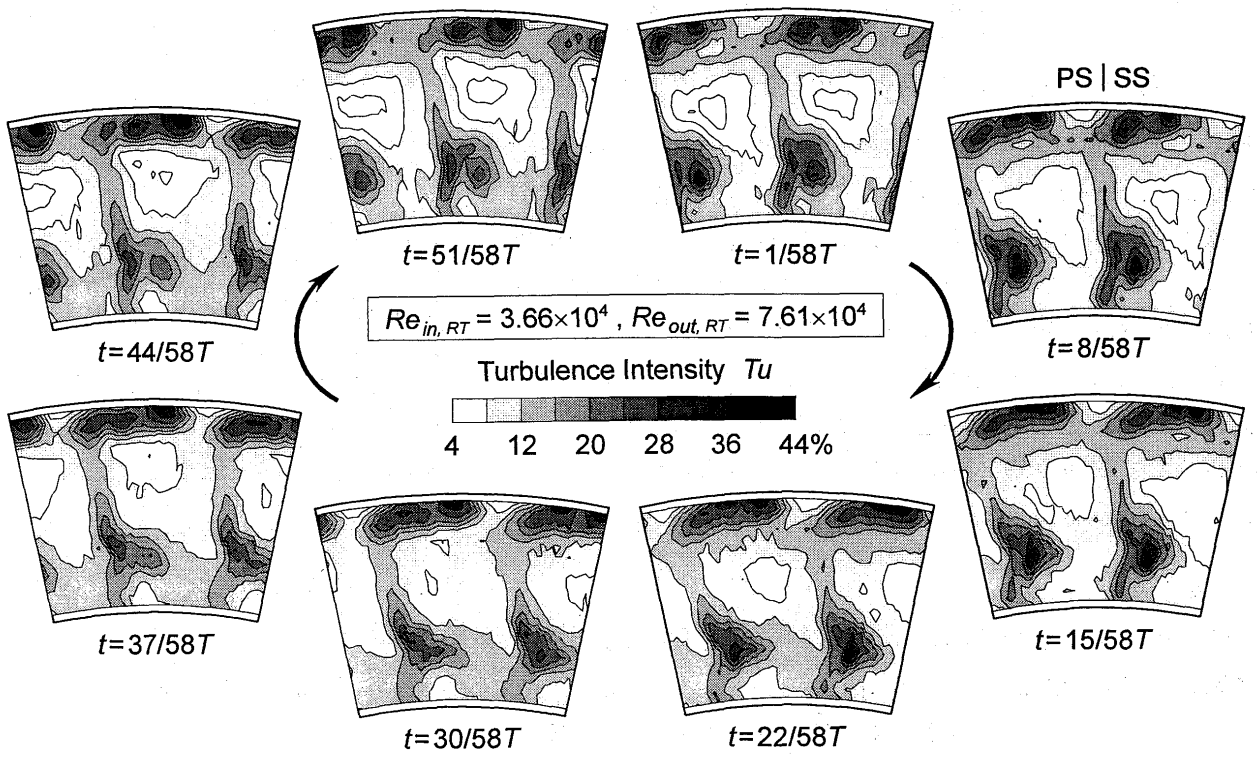


図 8　動翼出口での非定常乱れ度分布（レイノルズ数 $Re_{in,ST}=4\times10^4$）

す。静翼からの後流により，動翼の主流領域に低速領域が周期的に現れている（t=22/58T）。また，二次流れにより生じるチップ側およびハブ側の低速領域も，周期的に変動している。

図 7 および図 8 に，動翼出口での非定常乱れ度分布を示す。チップ側の漏れ渦と流路渦による 2 つの乱れ度のピークは，静翼と動翼の干渉によって融合と分裂を繰り返している。しかし，1 つに

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

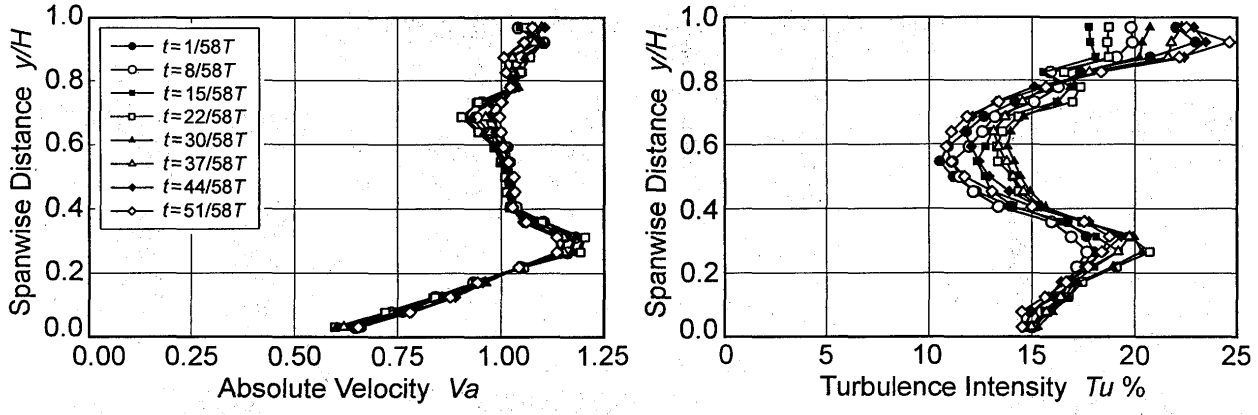


図 9　速度および乱れ度の非定常スパン方向分布（レイノルズ数 $Re_{in,ST}=2\times10^4$）

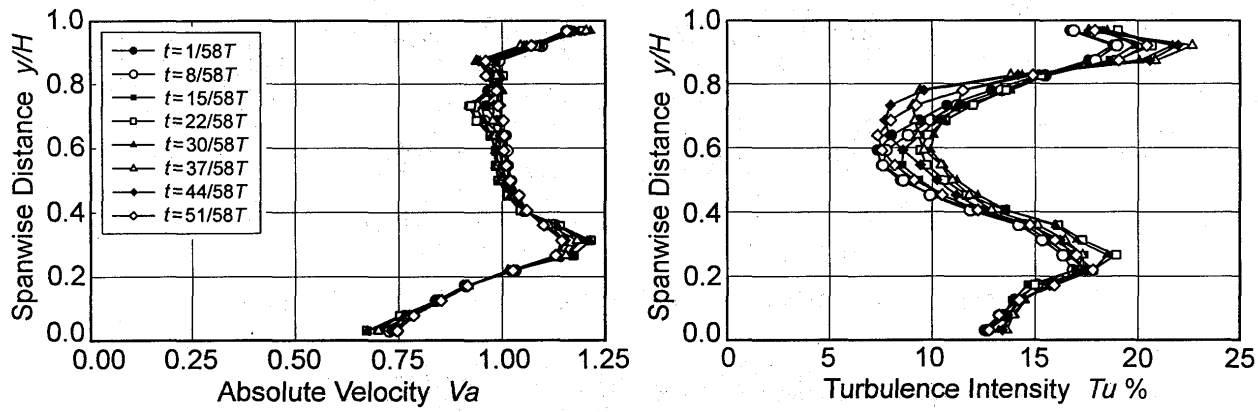


図 10　速度および乱れ度の非定常スパン方向分布（レイノルズ数 $Re_{in,ST}=4\times10^4$）

融合する時間はレイノルズ数 2×10^4 で t=8/58T，4×10^4 で t=22/58T であり，周期のずれが生じている。また乱れ度の変化の大きさは場所によって違いがある。スパン方向位置 0.3 および 0.7 での変化が大きく，t=22/58T の分布では，乱れ度の大きな領域が隣の翼列にまで伸びている。

図 9，図 10 から，速度と乱れ度ともスパン方向位置によって時間変化の大小が違うことがわかる。図 11 に，各時間ごとに断面平均（面積平均）した非定常乱れ度を示す。レイノルズ数によって，ピークとなる時間がずれている。

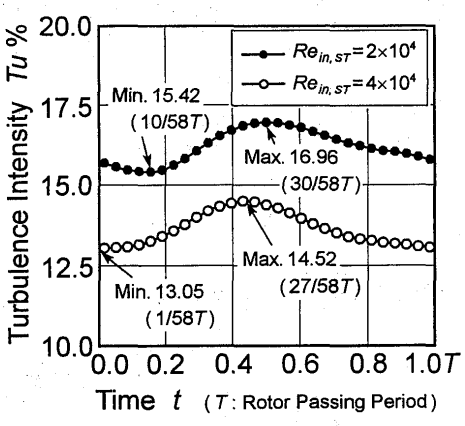


図 11　非定常乱れ度（断面平均）

4. まとめ

低レイノルズ数域における環状タービン動翼出口の非定常流れを熱線流速計によって測定し，レイノルズ数と静翼・動翼干渉の影響について考察した。

① レイノルズ数の低下によって，平均乱れ度が急増する。

② 翼列干渉は，スパン方向位置によって影響の大きさが違っている。

③ 速度および乱れ度の時間変化は，レイノルズ数の低下により増大し，周期のずれも発生する。

参考文献

(1) Sharma, O.P., et al., ASME Journal of Turbomachinery, Vol.114, pp.79-90, 1992. (2) Walraevens, R.E., and Gallus, H.E., 95-Yokohama-IGTC-10, pp.II-69-76, 1995. (3) Murawski, C.G., et al., ASME Paper No.97-GT-95, 1997. (4) Schulte, V., and Hodson, H.P., ASME Paper No.96-GT-486, 1996. (5) Matsunuma, T., et al., ASME Paper No.98-GT-518, 1998.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A—9

低レイノルズ数領域における２次元翼の層流剥離限界について

＊阿部裕幸（機械技研）
松沼孝幸（機械技研）
筒井康賢（機械技研）

１．はじめに

一般に，翼型特性を表す揚抗比の最大値は翼弦レイノルズ数の低下に伴い 10^4～10^6 の領域で急減する[1]ことが知られている。この低レイノルズ数領域では，翼背面上に生じる層流剥離あるいは剥離泡による流れ場に与える影響が強く，急激な揚抗比の低下を招く。本研究では，単独翼及び直線タービン翼列に対して主流の乱れ度を可変に制御できる風洞を用いて低レイノルズ数での実験を行ってきた[2][3]。その結果，単独翼の場合，図１に示すように迎角 10 ° 以下においてレイノルズ数 R_e と主流の乱れ度 TI の低下に伴い揚力の減少が見られ，また直線タービン翼列の場合，図 2 に示すようにレイノルズ数 R_e の低下に伴い全圧損失 ω の急増が見られる。

今回は，これまで得られた実験データより，層流剥離と付着した流れの境界を決める局所レイノルズ数を翼弦レイノルズ数との関係で表すことを試みた。

２．実験データについて

図 3 に実験に用いた翼型を示す。(a)の場合は風洞測定部の中心に設置し，ステッピングモータにより迎角を調整し，(b)の場合は 7 枚の同翼型を配置した直線翼列を迎角および食い違い角の設定を手動で行った。両翼型とも空力特性を調べるために翼面上に静圧孔を 46 ヶ所設け，半導体圧力センサーを内蔵したスキャニバルブにより翼面圧力分布を測定した。但し，翼列の場合は中心の１枚のみの測定である。また，翼弦に関するレイノルズ数は風洞測定部の風速を変え，その乱れ度は噴流格子により制御した。これらの詳細については文献(2)と(3)を参照していただきたい。今回対象とするデータは，翼の負圧面側における層流境界層が剥離する状態から剥離しない状態に移る場合とした。例えば単独翼の場合，迎角 10 ° 付近がそれにあたる。

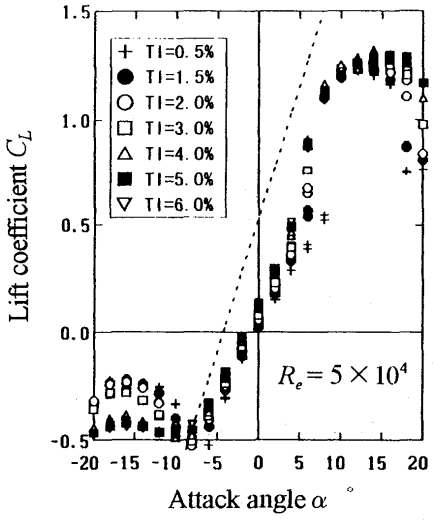


Fig.1 Lift coefficient for the single airfoil

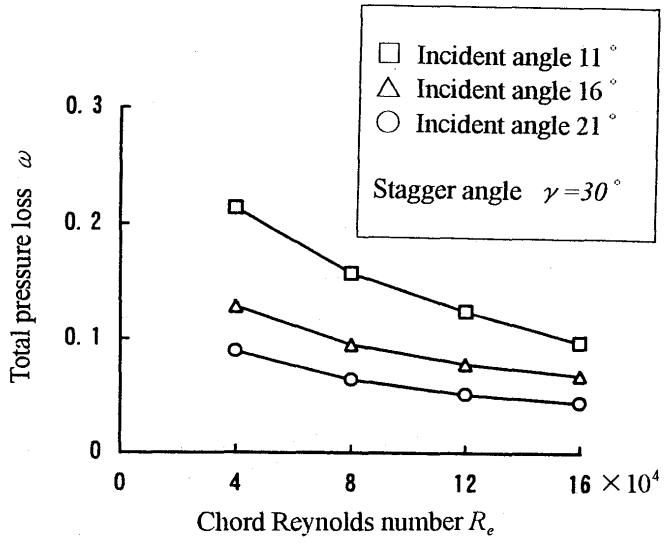


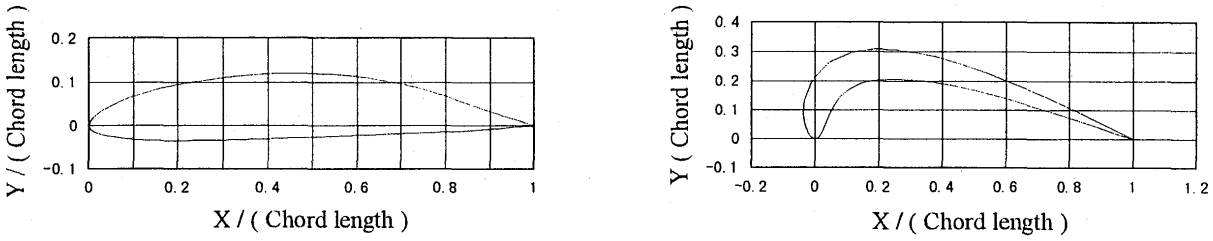
Fig.2 Total pressure loss for the turbine cascade

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ Via 210.73.216.204, 2025/07/04.

3．層流剥離における剥離位置と遷移位置の定義

層流剥離位置と遷移位置は，実験から得られた翼面圧力分布から求めた。翼背面の前縁から後縁にかけての圧力回復する過程において圧力一定の領域が現れる場合，前縁側の折点を剥離位置，後縁側の折点を遷移位置とする。しかし，剥離・遷移位置と測定点は一致しない場合がほとんどであるので，図4に示すように修正を行った。



(a) Single airfoil　　(b) Turbine airfoil

Fig.3 The airfoil section

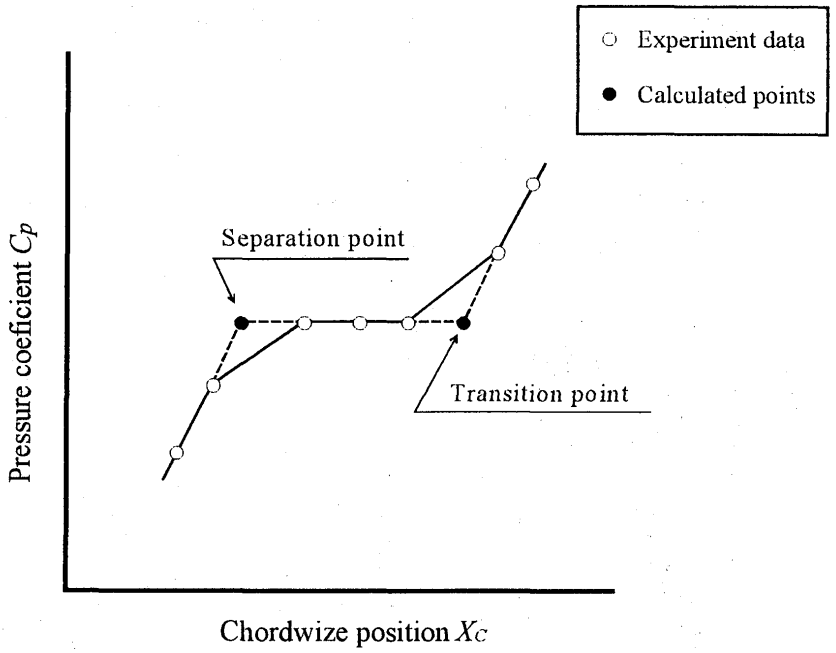


Fig.4 Definition of the laminar separation and transition position

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

４．剥離特性

剥離に関する特性値として，剥離位置での局所レイノルズ数 $R_{e\,\delta 1}$ を考える。

$$R_{e\delta 1} = u \cdot \frac{\delta_1}{\nu} \tag{1}$$

ここで，u は翼面上の流速，δ_1 は境界層の排除厚さ，ν は主流の動粘性係数である。但し，u と δ_1 は翼面の静圧分布より求めている。剥離は翼弦レイノルズ数あるいは主流の乱れ度の増加により遷移が促進され，ある条件に達すると剥離の無い付着した流れとなることが実験結果からわかっている。この付着した流れに移行する直前の剥離位置における局所レイノルズ数について，横軸に翼弦レイノルズ数を取ってまとめたのが図５である。データは単独翼と直線タービン翼列の両方を載せてある。図より，翼型や上流の乱れ度に依らず一つの曲線に乗ることがわかるが，この曲線については，一考察として次のように導くことができるだろう。

層流剥離に関する境界層の形状係数として Holstein と Bohlen の形状係数 K がある。

$$K = \frac{\delta_2^2}{\nu} \cdot \frac{du}{dx} \tag{2}$$

ここで，δ_2 は境界層の運動量厚さ，x は翼面に沿った座標である。上式を整理すると，

$$R_{e\delta 1} = \left(\frac{2K}{H_{12}^2} \cdot \frac{(1-C_P)^{\frac{3}{2}}}{-\frac{dC_P}{dx}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot R_e^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

ここで，$H_{12} = \delta_1 / \delta_2$，$C_P$ は翼面の圧力係数である。また，

$$a = \left(\frac{2K}{H_{12}^2} \cdot \frac{(1-C_P)^{\frac{3}{2}}}{-\frac{dC_P}{dx}} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{4}$$

と置くと，実験結果から

$$a \approx 1.96 \tag{5}$$

となる。図５の分布上にこの曲線を示す。

次に式(3)について考察をする。各項について意味を考えると，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$R_{e\delta 1} = \left(\frac{2K}{H_{12}^2} \cdot \frac{(1-C_P)^{\frac{3}{2}}}{-\frac{dC_P}{dx}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot R_e^{\frac{1}{2}} \qquad (6)$$

剥離点での境界層　剥離点としての定数　剥離点での翼面圧力　全体の流れ場

となる。従って，ある翼型の，ある流れ場の条件下における $R_{e\delta 1}$ を吟味する場合，上式より，

$$R_{e\delta 1} \propto \left[\frac{(1-C_P)^{\frac{3}{2}}}{\left|\frac{dC_P}{dx}\right|} \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (7)$$

式(7)より，圧力係数 $|C_P|$ が小さい場合（単独翼では迎角が低い場合に相当）圧力勾配 $|dC_P/dx|$ が大きいと剥離する可能性があるのに比べ，圧力係数 $|C_P|$ が大きい場合（単独翼では迎角が高い場合に相当）圧力勾配 $|dC_P/dx|$ に余裕があることになる。図5より翼弦レイノルズ数が低くなると剥離が起きる局所レイノルズ数の上限も低くなるため，単独翼の場合は低迎角において，また直線タービン翼列の場合は例えば食い違い角が低い場合に層流剥離が起きやすくなることがわかる。

5．まとめ

本研究では，単独翼と直線タービン翼列の風洞実験から得られた翼面圧力分布より，負圧面側に生じる層流剥離位置，遷移位置を定義し，剥離位置における局所レイノルズ数を調べた。その結果，層流剥離の起きる局所レイノルズ数の上限を明確にすることができた。今後は，さらに剥離泡に関する条件を調べて，低レイノルズ数翼型の設計を試みる予定である。

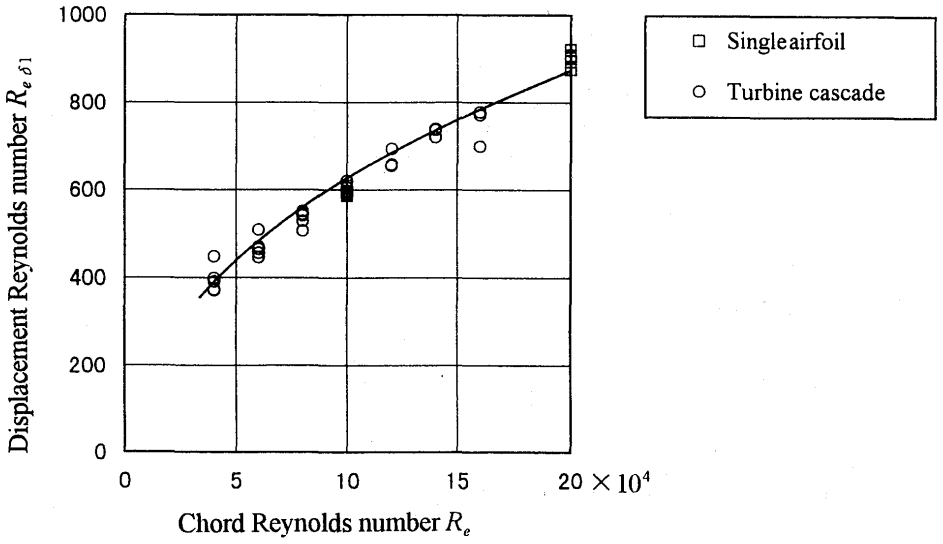


Fig.5 Displacement Reynolds number

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

文　献

（1） Gad-el-Hak, M., Control of Low-Reynolds Number Airfoils : A Review, *Lecture Notes in Engineering*, 54(1989), 246-270, Springer-Verlag.

（2） 阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫，低レイノルズ数領域において翼型特性に及ぼす主流乱れの影響（乱れ発生装置による実験），機論，62-602，B(1996)，60-66

（3） Koji Murata, Hiroyuki Abe and Yasukata Tsutsui, Characteristics of a turbine cascade at low Reynolds numbers, ASME 97-GT-54.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

超音速エンジン試験施設の概要

A—10

佐々木誠、 *柳　良二、関根静雄
二村尚夫、田口秀之（航空宇宙技術研究所）

１．はじめに

航空宇宙技術研究所では、科学技術立国を目指す我が国の先導的高度技術産業である航空機産業の基礎基盤技術の確立、発展に寄与するため、かねてより研究用エンジン高空性能試験設備を整備する準備を進めてきた。平成７年度から平成８年度には、単にエンジンの高空性能を試験するのみならず、要素性能並びにエンジンの排気ガス成分、特に窒素酸化物の高空状態での化学変化等の研究にも対応できる「エンジン高空環境試験設備」（ＥＡＴＦ）の基本設計、システム設計を行った。現在、平成９年度より４年間の計画で整備を進めている「超音速エンジン試験施設」は、このＥＡＴＦの中核となるエンジン高空性能試験設備（ＡＴＦ）のうち、航技研の小型超音速実験機用エンジンの試験に必要最小限の機能を持つものを第一期整備計画として進めているものである。本報告では、ＥＡＴＦの概要も含めて、超音速エンジン試験施設の紹介を行う。

２．エンジン高空環境試験設備（ＥＡＴＦ）の概要

エンジン高空環境試験設備は、我が国で初めての研究用エンジン高空性能試験設備の整備を目指すと共に、エンジン各要素の試験並びに、将来の超音速旅客機の排気ガス中の窒素酸化物がオゾン層に及ぼす影響をも評価できる総合的航空エンジン試験研究設備を目指したものである。本設備は以下の試験設備から構成される。

a)　エンジン高空性能試験設備（ダイレクトコネクト方式）
b)　空気取入口要素試験設備
c)　ノズル要素試験設備
d)　排気高空環境試験設備
e)　燃焼器要素試験設備
f)　回転要素試験設備

ダイレクトコネクト方式エンジン高空性能試験設備（ＡＴＦ）とは、航空機が高空を飛行中に空気取入口（インテーク）を通してエンジンの入口（ファンまたは圧縮機入口）に導き入れる空気状態と同じ全圧、全温の空気をエンジンに供給し、かつ、エンジン周囲及び排気ノズル周囲を飛行条件と同じ静圧に保ってエンジン運転試験を行い得る設備で、高空を飛行中のエンジン作動条件を模擬してエンジンの性能試験を実施するために必要不可欠な設備である。

ダイレクトコネクト方式ＡＴＦは、ＥＡＴＦの中核をなす試験設備で、図１にプロセスフローチャートを示す。エンジンに供給される空気の全圧は、飛行条件によって大気圧以上になる場合と、大気圧以下になる場合がある。よって、本設備は、圧縮比が約３の圧縮機を２台備え、１台を吸気、他の１台を排気に使用して、大気圧以上の空気をエンジンに供給するモードと、吸気は大気吸入とし、圧縮機２台を直列に接続して排気し、より低い周囲圧まで模擬するモードを備え、地上静止状態から、高度 20km(68,500ft)でマッハ数３までの試験が可能となるよう設計されている。

空気取入口及びノズル要素試験設備はＡＴＦの試験部に可変超音速設備ノズルを設置し、既存の

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

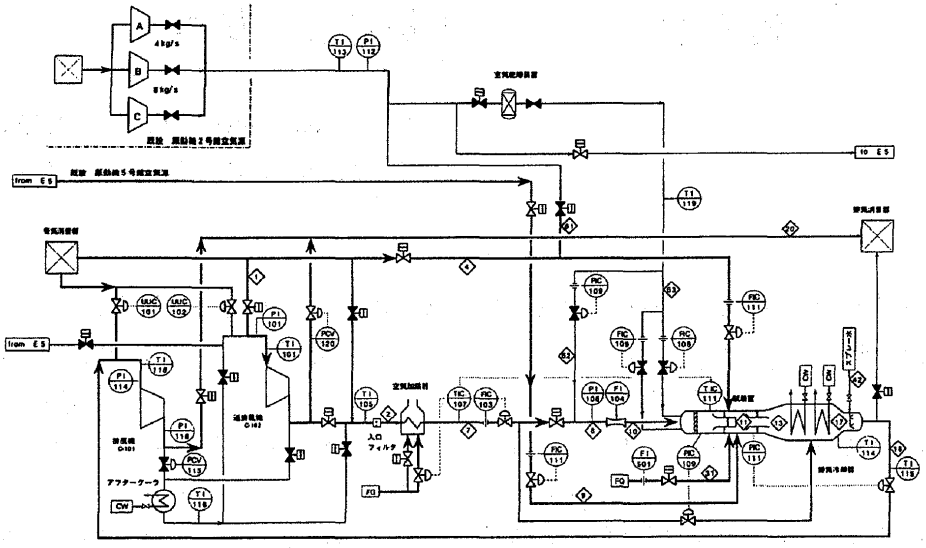


Fig. 1 Engine Environmental Altitude Test Facility Process Flow Chart

空気源から６気圧の高圧空気を得て、圧縮機２台直列で排気する事によりマッハ数３までの自由噴流式超音速風洞を作り、その中でインテーク、ノズルの試験を可能にするものである。

排気高空環境試験設備は、エンジンから排出されたガスの、高空大気条件の下での反応を調べるための装置で、高度 20km に相当する圧力 5kPa、温度-60℃の低圧試験塔内にエンジン排気ガスを噴出し、LIF 等を用いて、反応過程を調べるものである。

燃焼器要素試験設備は、高圧燃焼条件で低ＮＯｘ燃焼器の研究を進めるため、最高５０気圧で電気ヒータ加熱による非 Vitiated な高温高圧気流中での燃焼試験を可能とするものである。

回転要素試験装置はサイリスタ制御による可変速電動機により、出力 2,000kW、19,000rpm 程度までのターボ要素の試験を行うことを目的としたものである。

現在、建設を進めている「超音速エンジン試験施設」は、このＥＡＴＦの設計を元として、ＡＴＦの一部の整備を進めているものである。

３．超音速エンジン試験施設

「超音速エンジン試験施設」は、現在、航技研で進めている小型超音速実験機開発プロジェクトに使用が予定されている米国テレダイン社製の超音速用

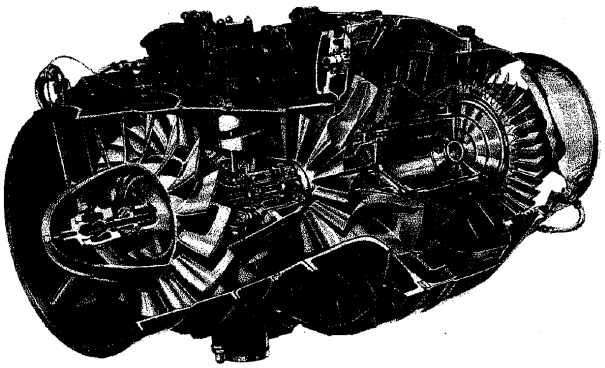


Fig. 2 YJ69-T-406 Engine

Table 1 Specifications of YJ69-T-406

Maximum Rating at SLS Standard Condition	
Thrust	1920 lb(854 daN)
Engine Speed	22,150 rpm
SFC	1.11 lb/hr/lb thrust
Airflow	30.5lb/sec(13.83 kg/sec)
Exhaust Gas Temp.	1400°F(1032.3°K)
Normal Rating at SLS	
Thrust	1719 lb(765 daN)
Engine Speed	21,450 rpm
SFC	1.10 lb/hr/lb thrust
Airflow	29.2lb/sec(13.25 kg/sec)
Exhaust Gas Temp.	1310°F(982.4°K)
Weight & Dimensions	
Dry Weight	360 lb(163.3 kg)
Max. Width	22.52 in(57.20 cm)
Max. Length	44.80 in(113.79 cm)
Features	
Absolute Altitude	65,000 ft(19812 m)
Operation Altitude	60,000 ft(18288 m)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

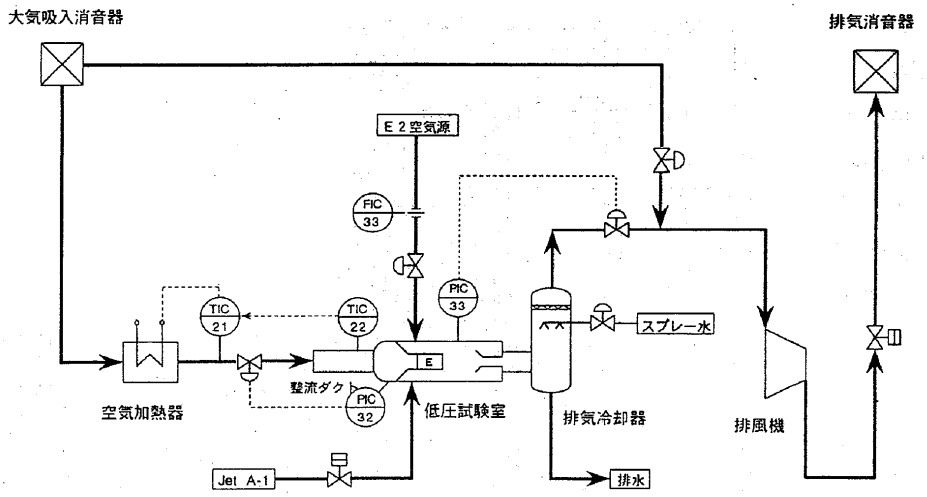


Fig. 3 Supersonic Engine Altitude Test Facility Process Flow Chart

ジェットエンジンＹＪ６９－Ｔ－４０６の高空性能試験を行うことを目的に設計、整備が進められているもので、平成 12 年度の完成を予定している。

図２に試験対象であるＹＪ６９－Ｔ－４０６エンジンを示す。地上静止推力は 871kgf で、軸流１段、遠心１段の圧縮機を持つピュアターボジェットエンジンであり、高度 60,000ft、マッハ数２までの飛行条件での作動が可能である。主要性能を表１に示す。

小型超音速実験機開発プロジェクトの詳細については参考文献[1)-4)]に詳しいが、試験飛行条件は高度 15km でマッハ数２を予定している。その為、本ＡＴＦも、この試験飛行条件下での試験を主目的として設計している。図３にプロセスフローチャートを示す。試験飛行条件では、エンジン入り口での圧力は約 0.9 気圧となるので、入り口側は大気吸い込みとし、排気用の圧縮機１台のみを備えている。

吸気消音塔から取り入れた空気は流量を計測された後、電気ヒータで約３９０Ｋまで加熱される。エンジンは直径 2.5m、長さ６ｍの試験部内に設置され、推力架台により、推力が計測される。エンジンの排気は高温になるため、試験部から出た排気は水噴霧式の冷却塔で冷却されると同時に、排気中に含まれる未燃燃料や煤煙等が除去され、圧縮機で大気圧まで昇圧された後、排気消音塔より大気に放出される。試験室圧力は、エンジンサイクルを検討の上、エンジン排気ノズルがチョークする 0.3 気圧に設定した。図４に本ＡＴＦで試験可能な飛行範囲を示す。また、本施設は、住宅街に囲まれた航技研本所に設置されるため、環境への影響が極力少なくなるように配慮した設計を行っている。図５に試験設備平面図、図６に完成予想図を示す。

小型超音速実験機の目的の一つにエンジン機体統合化技術の確立があり、特に飛行状態でのエンジン性能を効率よく引き出すためには、イ

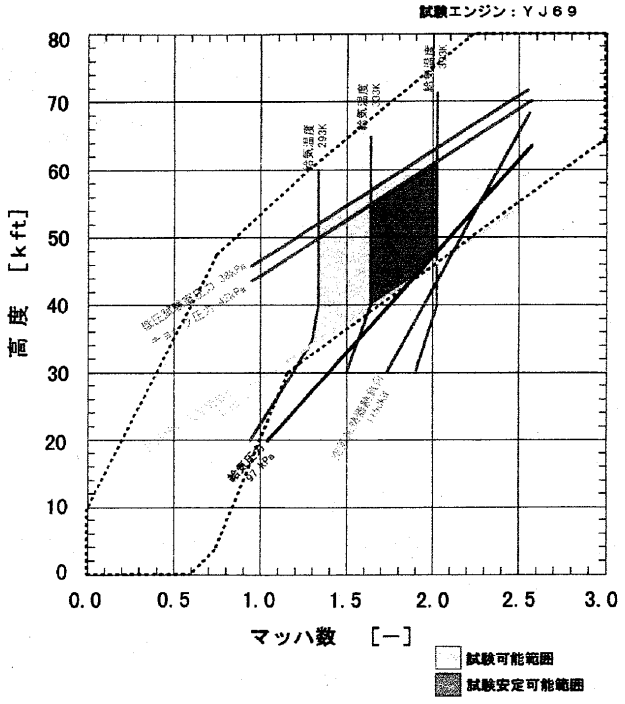


Fig. 4 Operation Envelop of ATF (direct connect mode)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ンテークとエンジンとのマッチングに関する研究が非常に重要である。これは、超音速インテークでは、垂直衝撃波を通過した流れが亜音速ディフューザで圧力回復するため、エンジン入り口部のディストーションが亜音速インテークと比べて大きいこと、超音速インテークの特性として、インテーク背圧が低くなると垂直衝撃波が亜音速ディフューザ部に飲み込まれて、乱れが大きくなると共に、流量が一定に保たれてしまうこと、逆に背圧が上昇すると垂直衝撃波がインテーク外部に押し出されてバズを引き起こし、非常に強い乱れを引き起こすこと、などの特性を有しているためである。よって、飛行試験に先立って、

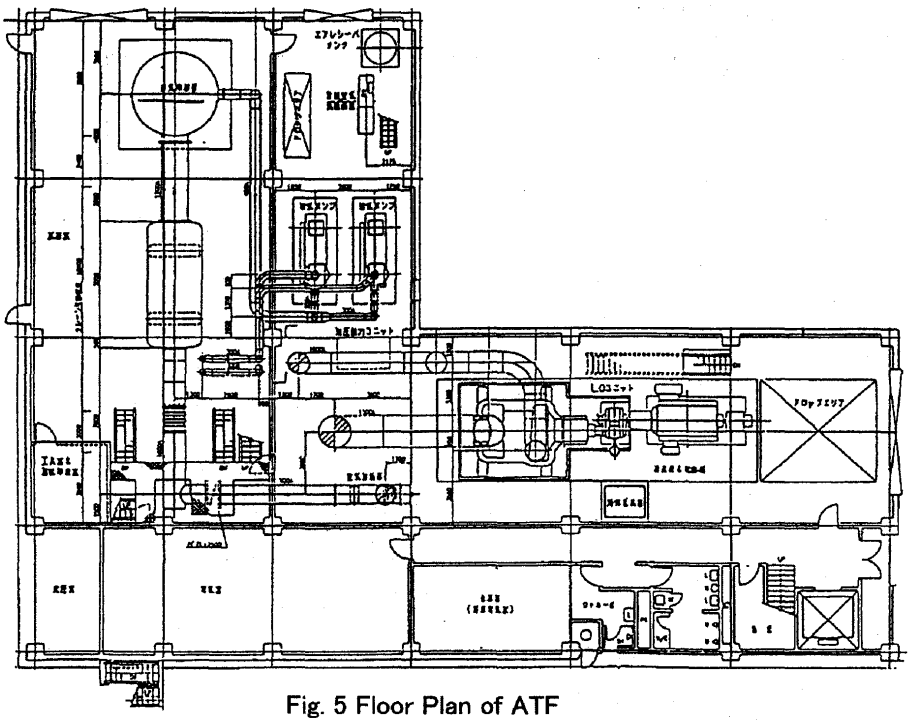


Fig. 5 Floor Plan of ATF

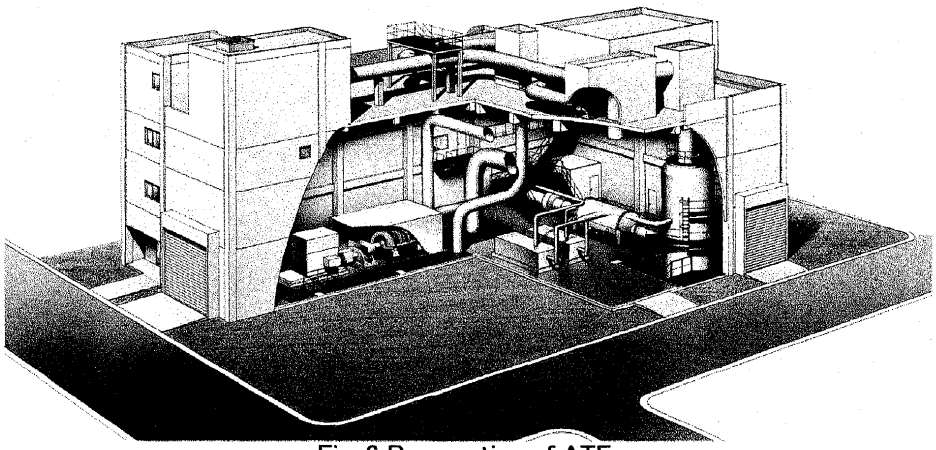


Fig. 6 Perspective of ATF

インテークとエンジンのマッチング特性の把握、及びその制御方式の確立が必要である。そのため、試験方法としては、ダイレクトコネクト方式と、セミフリージェット方式の２つの方式での試験が出来る様になっている。

図７にダイレクトコネクト方式、図８にセミフリージェット方式の試験部を示す。ダイレクトコネクト方式では、整流胴で整流された流れを直接エンジンに供給し、エンジン本体の性能を試験する。インテークとエンジンとの関係を試験するには、実際の飛行条件を模擬した自由噴流中にインテーク付きのエンジンを設置して運転試験をすることがもっとも望ましいが、そのような試験は非常に大型の超音速風洞を必要とするため、実現することは容易でない。そこで、この試験施設ではセミフリージェット方式の試験でインテーク・エンジンの結合試験を行うこととした。

セミフリージェット方式では、マッハ数 1.7 程度の超音速設備ノズルを用いて超音速流を作り、ノズルと一体化した模擬インテークを通してエンジンに空気を供給することで、インテークとエンジンのマッチング特性を調べる。これにより、空気流量とエンジン入り口圧力の関係が、実際のイ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ンテークと同じ特性を有することになると共に、垂直衝撃波を通過した流れが亜音速ディフューザを通してエンジンに供給されるため、インレットディストーションなど、実際のインテーク出口の流れを模擬した条件でのエンジン性能試験を行う事が可能となる。設備ノズルと模擬インテークを一体化したために、設備ノズルで発達した境界層が模擬インテークへ流入するのを防ぐため途中で境界層抽気を行っており、その為の真空ポンプを備えている。また、設備ノズルをスタートさせると共に、背圧上昇時にインテーク前方に垂直衝撃波が押し出され、インテークカウル部から空気がスピレージすることを考慮して、超音速流の一部が低圧室内へ吹き出せるようになっている。

セミフリージェット用の設備ノズル及び模擬インテークの設計を進めるに当たっては、この様な気流の成立性、境界層の影響、衝撃波発生パターン等の設計資料を得て、より確実な設備を製作するため、小型模型を用いて実験を行いながら設計を進めている。図９に小型試験装置の写真を示す。図１０は模擬インテーク入り口部の流れのシュリーレン写真である。

実験機のインテークは２段ランプを持つ２次元外部圧縮型を使用する予定であり、模擬インテークは、１段目を省略した２段目以降を模擬している。シュリーレン写真から、インテーク入り口に垂直衝撃波が立っているのが観察され、この方式により、インテーク、エンジンマッチング試験が可能であることが分かった。今後は亜音速ディフューサ部の設計に必要なデータ及び設備並びにエンジン制御装置の設計に必要なデータを取得する試験を行い、本ＡＴＦの設計に活用する予定である。

４．おわりに

現在のところ、小型超音速実験機開発プロジェクトでは、平成 14～16 年度にジェット実験機の飛行試験を行う予定であり、本施設もこれに合わせて、平成 12 年度までに小型実験機用

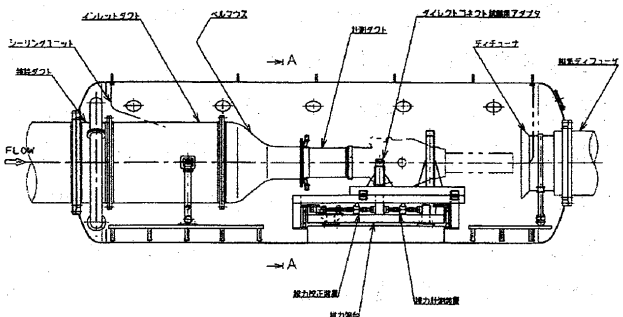


Fig. 7 Direct Connect Test

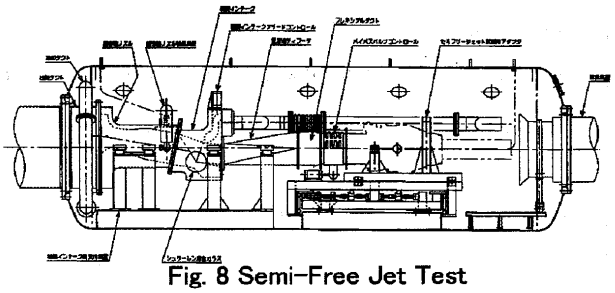


Fig. 8 Semi-Free Jet Test

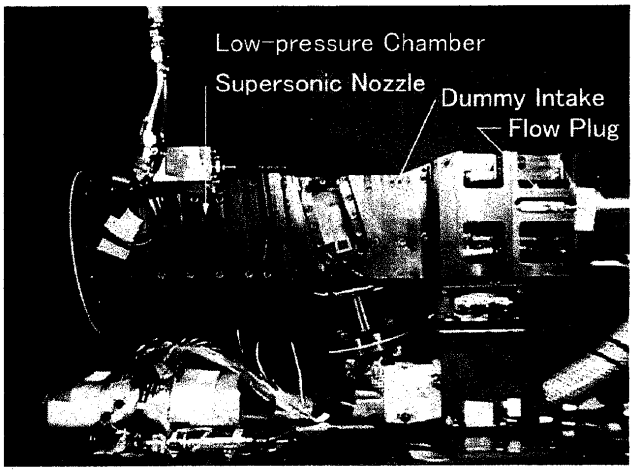


Fig. 9 Small Test Chamber

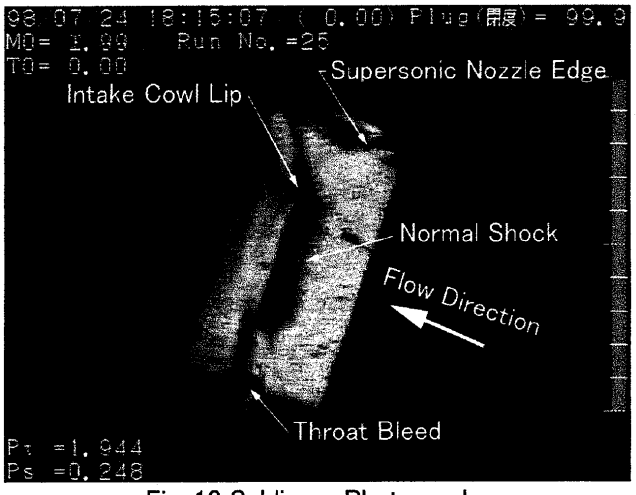


Fig. 10 Schlieren Photograph

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

エンジンの試験を行うための第一期整備計画を完了するとともに、その後第二期工事として設備能力の増強を行い、当初の計画に沿ったエンジン高空環境試験設備を整備する計画である。そのため、超音速エンジン試験施設の設計にあたっては、第二期工事を考慮した設計を行っているが、第二期工事の着工に関しては、今後の予算の推移にかかっており、確定されていない。しかし、21 世紀に予想される次世代超音速輸送機の国際共同開発において我が国も応分の寄与を行い、技術先進国の立場を確立するためにも、基盤研究整備としての速やかな設備整備が望まれるところである。

なお、本試験施設の設計、施工に当たっては石川島播磨重工業株式会社に多大の貢献を戴いている。ここに記して感謝の意を表すると共に、より一層のご協力をお願いする次第である。

５．参考文献

1) 坂田公夫； 超音速実験機計画について、流体力学会特別講演、1998. 7. 28
2) 坂田公夫； 小型超音速実験機開発プロジェクトの進捗にいて、航技研研究成果報告会、1998. 7. 22
3) 坂田公夫； ジェット実験機のシステム検討、航技研研究成果報告会, 1998. 7. 22
4) SAKATA, K; Supersonic Research Program in NAL, Japan, SST-CFD Workshop'98, 1998. 3. 16

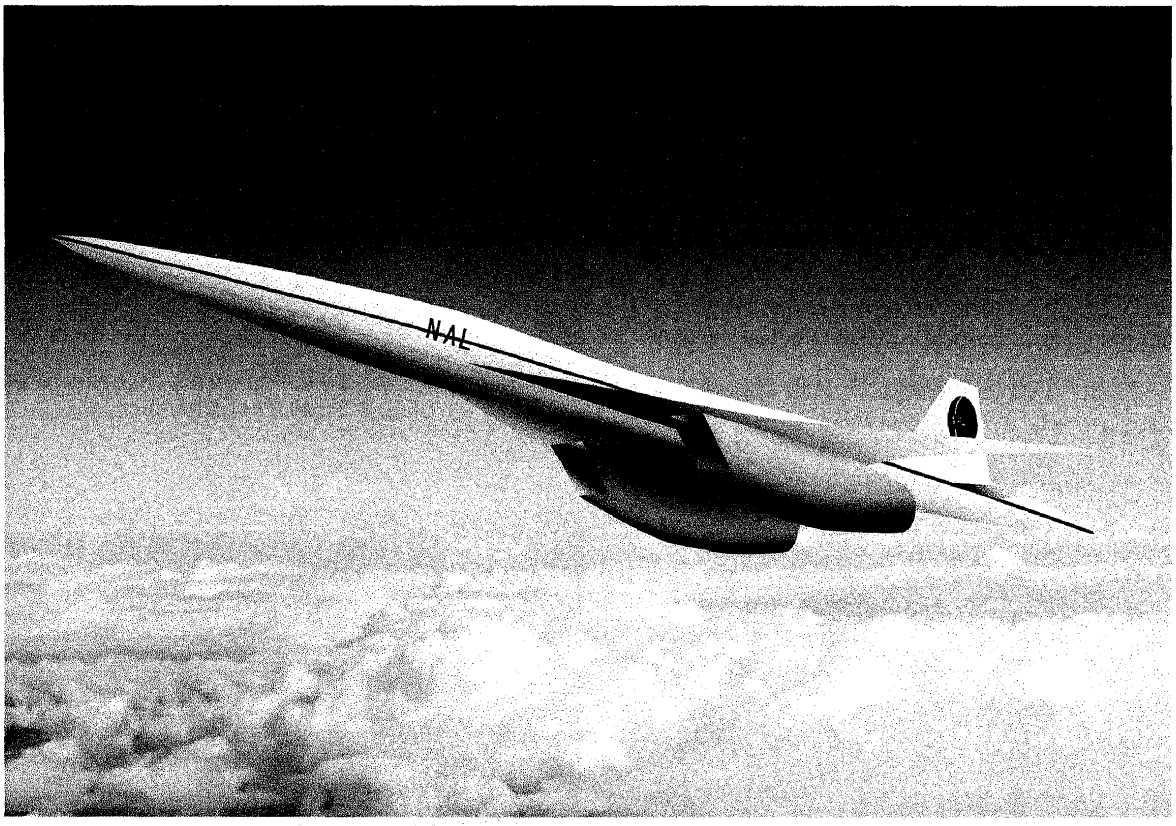


Fig. 11 Image of Scaled Supersonic Experimental Plane

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A—11

ＨＹＰＲ超音速輸送機用エンジンの高空性能試験

＊宮川 浩　（石川島播磨重工業（株））
木村 秀雄　（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

ＨＹＰＲプロジェクトは、高信頼性、低騒音及び低燃費を達成するマッハ５クラスの超音速輸送機用推進システムの開発に必要な技術を確立することを目標として、平成元年度に工業技術院の大型プロジェクト制度により開始され、平成１０年度までの１０年計画で進められている。

この推進システムには、ターボジェットとラムジェットを統合するという画期的なコンバインドサイクルエンジン（Combined Cycle Engine：CCE）が採用されている。離陸から飛行マッハ数３程度までターボジェットエンジンが作動し、飛行マッハ数2.5から５まではラムエンジンが作動し、飛行マッハ数2.5から３程度においてターボとラムエンジンを切り換える複合サイクルエンジンシステムである。本プロジェクトにおけるコンバインドサイクルエンジンのシステム成立性の実証は、離陸から飛行マッハ数３程度までのターボジェットエンジン作動については、主として試作ターボジェットエンジンの研究で、飛行マッハ数2.5から５までのラムエンジン作動については、ラム燃焼器ダイレクトコネクト試験及びフリージェット試験の研究において行う。飛行マッハ数2.5から３程度においてターボからラムエンジンへの切り換え作動の実証は試作コンバインドサイクルエンジンの研究において実施する計画である。

本稿では、試作ターボジェットエンジンの研究で平成８年度に行われた高空性能試験と、試作コンバインドサイクルエンジンの研究において平成１０年度に実施する予定の高空性能試験について報告する。

２．試作ターボジェットエンジンの高空性能試験

試作ターボジェットエンジンの高空性能試験では、飛行エンベロープ内の代表的なポイントでのエンジン特性を把握するとともに、ターボエンジン部の機械的健全性の確認、可変サイクルエンジンコンセプトの実証ならびにウインドミル特性データの取得等を目標とした。

２．１ 試作ターボジェットエンジンの概要

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１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。従来の亜音速エンジンでは離陸時に高圧タービン(HPT)入口温度が最も高くなるのに対して、本エンジンの場合はラム加熱によるエンジン入口温度の上昇があるため、飛行マッハ数2.5上昇時に最

表１ 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１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

高温度1873Kに達している。このため、この作動時において適正な冷却設計、耐熱設計および２次空気システム設計を行うことが求められるからである。

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）＋高圧圧縮機（HPC:５段）＋燃焼器（アニュラー型）＋高圧タービン（HPT:１段）＋低圧タービン（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。

HPC 出口シール部に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いため、リアシャフトの使用温度限界を超えてしまうことが地上運転試験結果から明らかになっている。このためHPC出口シール部には、空気温度上昇を抑えたままシール差圧を確保することができるブラシシールを適用した。

ターボジェットエンジンに対しては、離着陸時には低騒音化のため排気速度を低く抑え、一方高マッハ加速時には高比推力を生み出すため高い排気速度にするという、相反する要求がなされている。そこで、これらの要求を満足させるため可変サイクルエンジン（Variable Cycle Engine：VCE）の概念が導入された。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）等の可変機構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。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。 LPT VG を開くと、高圧系回転数は上昇しBPR は低下する。これによりM2.5 上昇時にTIT を変えないで比推力（Fs）を増加させることができる。

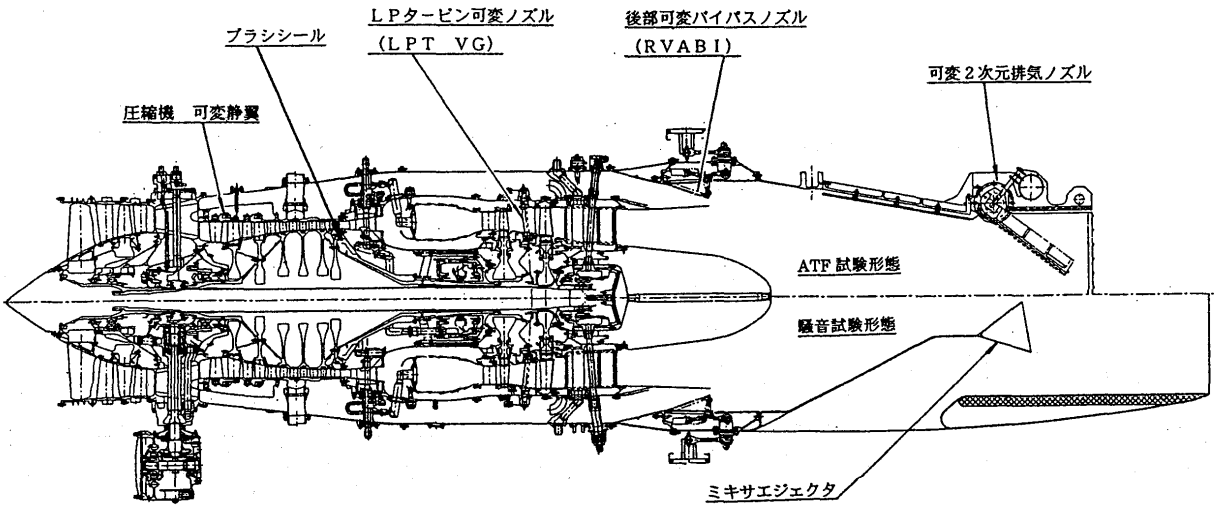


図１　試作ターボジェットエンジン概略図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

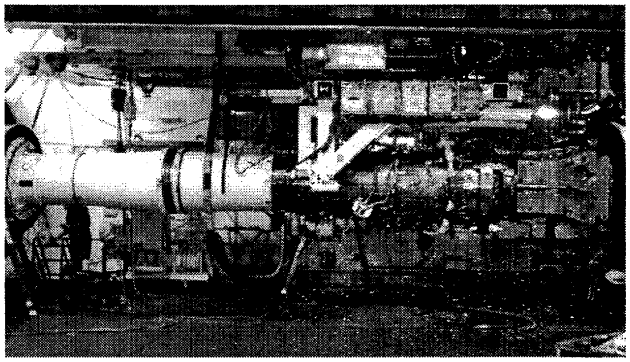


図２　ＡＴＦ搭載図

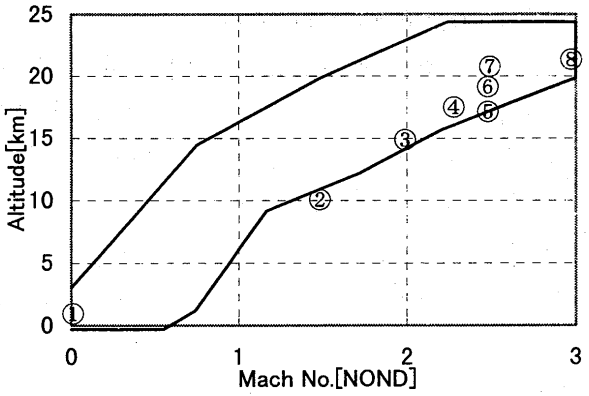


図３　ＡＴＦ試験条件

２．２ エンジン高空性能特性

試作ターボジェットエンジンの高空性能試験は平成８年 12 月から平成９年２月にかけて、米国 GE 社の Evendale 工場にある高空性能試験設備（Altitude Test Facility）において実施された。図２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３のフライトエンベロープ上に示す。各試験条件におけるエンジン入口温度・圧力は表２のとおりである。

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）飛行条件の環境を模擬した試験も実施し、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４，５に示す。これらの図から、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。

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,

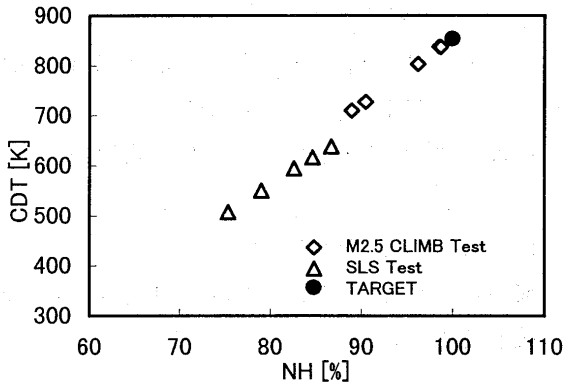


図４ NH と CDT の関係

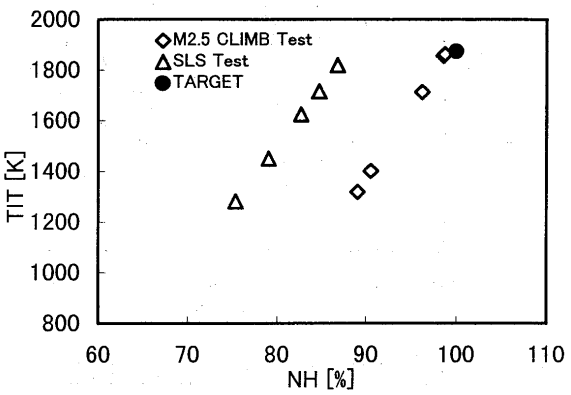


図５ NH と TIT の関係

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2．3 機械的健全性の確認

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た。

ATF 運転後の HPT 静翼および動翼共に問題はなく、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６に示すとおり低いレベルに抑えられている。また、図７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。

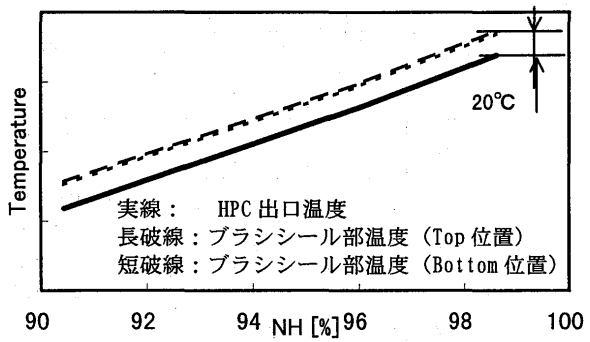


図６ ブラシシール温度上昇（ATF 試験）

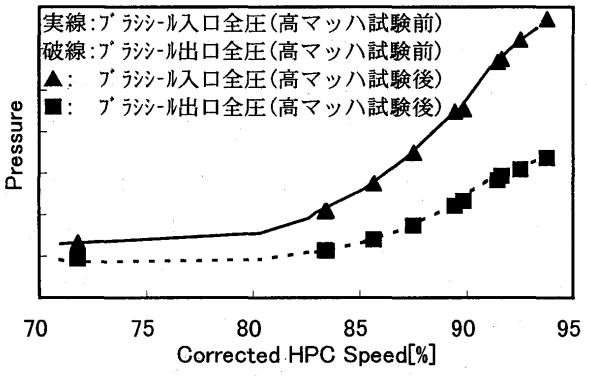


図７ 高マッハ試験前後のブラシシールの差圧

2．4 可変サイクルエンジンコンセプトの実証

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８に、BPR の変化を図９に示す。両者とも予測と良く一致している。また、離陸時に推力（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収まっている（図 10）。

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 11）。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。

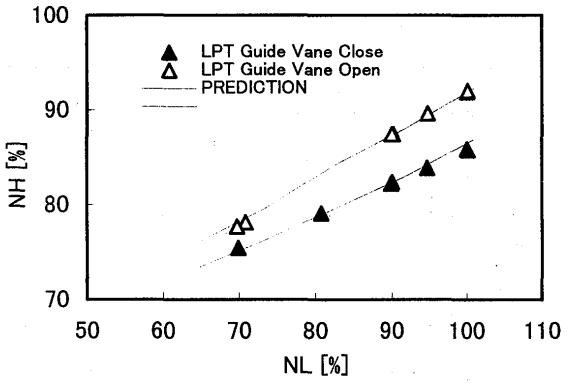


図８ 高圧系回転数の変化（SLS 試験）

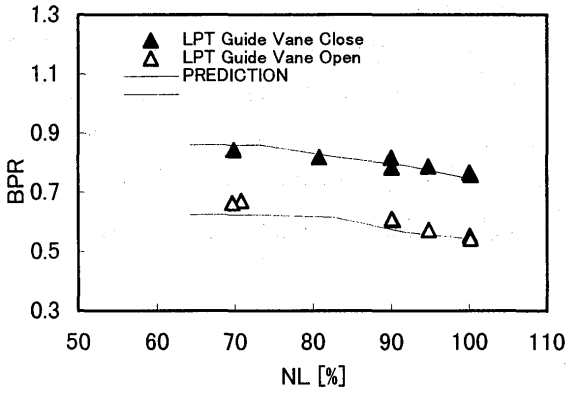


図９ BPR の変化（SLS 試験）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

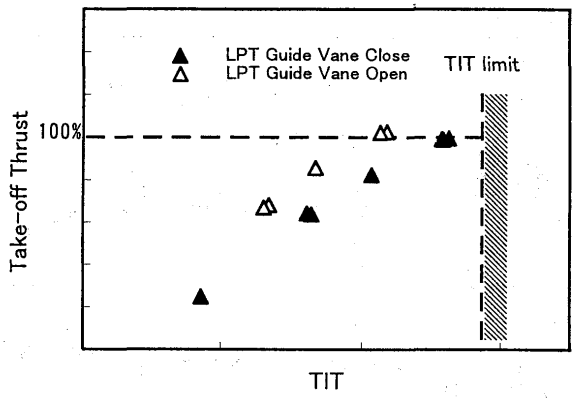


図 10 推力と TIT の関係（SLS 試験）

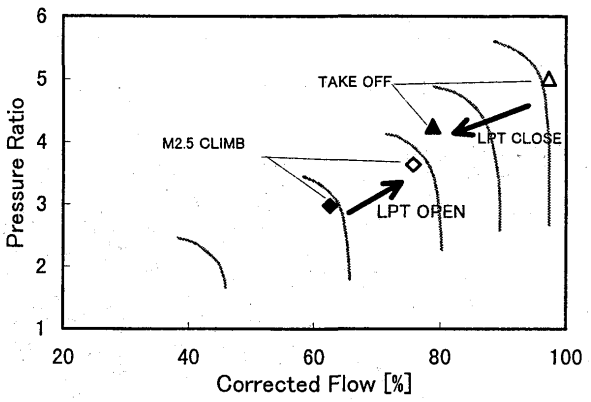


図 11 HPC 作動点（ATF/SLS 試験）

他方、M2.5/18600m（61000ft）での TIT と比推力（Fs）の関係を図 12 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。

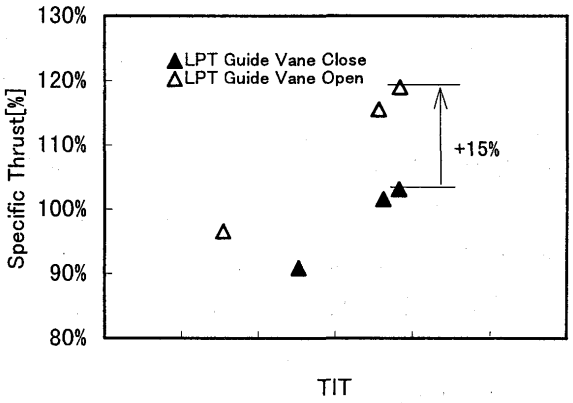


図 12 比推力と TIT の関係（ATF 試験）

２．５ ウインドミル特性データの取得

飛行マッハ数 2.5 の時のウインドミルスタートにおける HP タービン出口温度（Ｔ５）と、各圧力の時間変化をそれぞれ図 13 と図 14 に示す。図中、ATF 試験結果はウインドミルスタートモデルによるシミュレーション計算結果と比較されている。このウインドミルスタートモデルは、HP コンプレサーと HP タービンの特性マップを外挿して得られた要素モデルに基づいており、ファンと LP タービンの特性は低圧系回転数の関数として与えられている。シミュレーション計算結果は ATF 試験結果と良い一致を示しており、ウインドミルスタートモデルの妥当性が実証された。

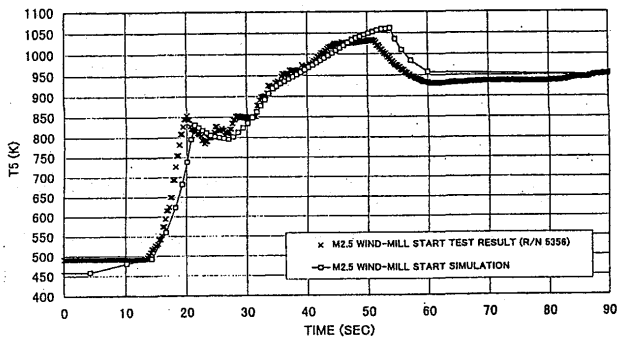


図 13 ウインドミルスタート Ｔ５（K）

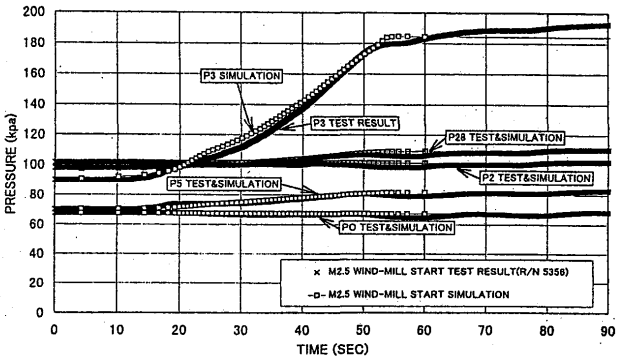


図 14 ウインドミルスタート 圧力（Ｋｐａ）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

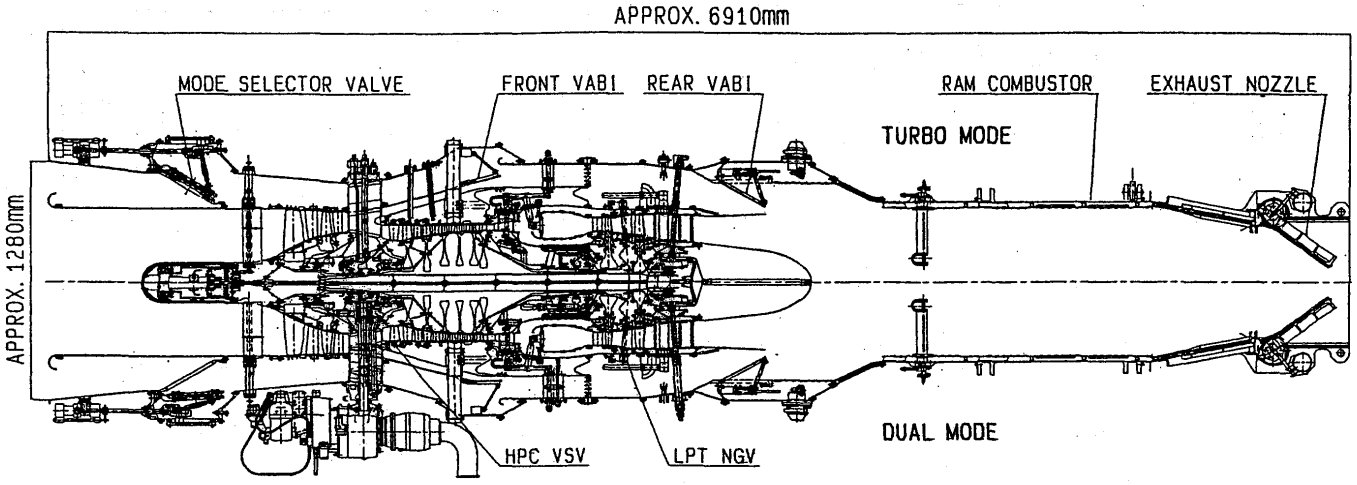


図 15 試作コンバインドサイクルエンジン概略図

3．試作コンバインドサイクルエンジンの高空性能試験

試作コンバインドサイクルエンジンの高空性能試験では、試験設備能力の制限から、飛行マッハ数３程度までの試験を実施し、ターボ、ラムモード及びモード切り換え作動特性の把握とシステム健全性の確認を行い、本プロジェクトの総合的な評価のためのデータを取得することを目標としている。

3．1 試作コンバインドサイクルエンジンの概要および地上性能試験

試作コンバインドサイクルエンジンのターボエンジンの部分は、試作ターボジェットエンジンと同じ形態であり、最新の技術が採り入れられている。図 15 にその概略図を示す。試作ターボジェットエンジンで用いられていた可変 LPT ノズル（LPT VG）、可変後部バイパスノズル（RVABI）、HPC 可変静翼（HPCVSV）および２Ｄ排気ノズルの他に、可変前部バイパスノズル（FVABI）、モード切り換えバルブ（MSV）の全部で６種類の可変機構を持っている。

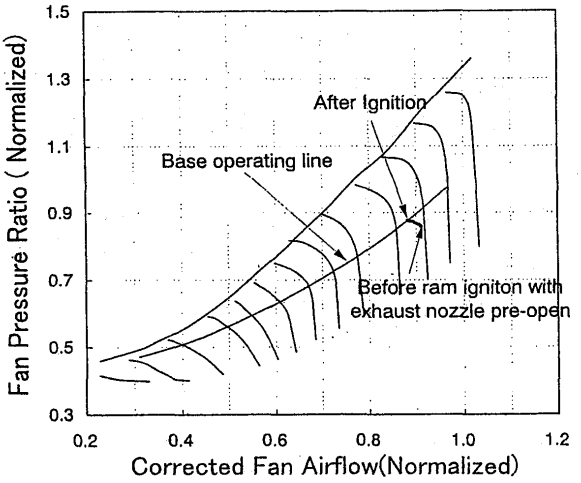


図 16 ラム燃焼点火によるファン作動変化

高空性能試験に先駆けて平成１０年２月に石川島播磨重工業(株)瑞穂工場にて地上性能試験が行われ、ラム燃焼器点火試験も含めて計画通り完了した。点火スパイクはファン出口圧力に対して７％程度で要求の１０％以内を満たし、スムースなラム燃焼点火が得られている。図 16 に示すように、２Ｄ排気ノズルを前もって開けることで低い作動線上にあったファンは、ラム燃焼点火後通常の作動線上に戻っている。なお１００％低圧系回転数までの機械的健全性も問題ないことが確認できており、平成１０年秋からの米国 GE 社 Evendale 工場における高空性能試験で最終的な評価が行われる。

あとがき

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。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A—12

超音速輸送機用ラムジェットのフリージェット試験について

＊ 大嶋 孝夫　榎本 吉也　（川崎重工）
二村 尚夫　柳　良二　（航技研）
三谷 徹　（航技研・角田研究センター）

1.　はじめに

ＨＹＰＲプロジェクトではマッハ５クラスの超音速輸送機用推進機関の研究開発が行われており、マッハ３から５までの飛行にはラムジェットによる推進が想定されている。これを受け、サブスケールの固定形状ラムジェットエンジンを設計・試作し、航技研・角田研究センターのラムジェットエンジン試験設備[1]で、マッハ５のフリージェット気流中におけるエンジン燃焼試験を実施してきた。ラムジェットエンジン試験設備は、自由噴流型の超音速風洞であり、通常のＡＴＦとは異なり、想定された飛行条件下でのエンジンの内部流れだけでなく外部流れの評価を行えるという特徴を持つ。最新の第２次フリージェット試験の結果を報告することにより、本試験設備で行ったエンジン評価の例を以下に紹介する。

第２次フリージェット試験の目的は、以下のとおりである。

１）インテークの外部抵抗削減設計の検証

２）インテーク内部衝撃波位置検出および制御技術の取得

エンジンの外部抵抗削減のためにエンジン正面面積を小さくし、インテーク形状を変更した。また、ラムジェットのショックダウン試験[2]で試みた衝撃波位置検出とその制御手法がフリージェット試験でも有効であるかを検証するために、燃料を増減して衝撃波位置を制御する試験を行った。最大５５０Ｎの推力を記録し、インテーク内部衝撃波位置の制御にも成功した。

２．実験設備と供試体

今回の風洞試験において設定した気流条件は、気流マッハ数5.5、風洞全圧3.5Mpa、風洞全温600Ｋである。また、有効ランタイムは60秒であった。風洞低圧室の寸法は全長６ｍ、直径３ｍである。風洞始動後、供試体は設備ノズルから吹き出したフリージェット気流中に推力架台によって支持される。図１に、風洞低圧室内の供試エンジン設置状況を示す。供試ラムジェットエンジンは上記の風洞条件に合わせて設計された。

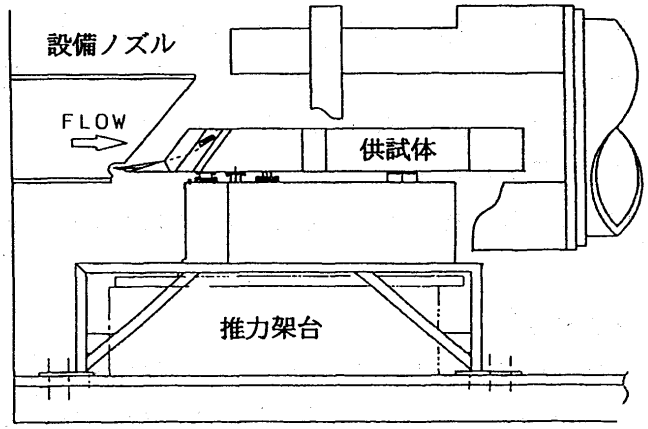


図１　風洞低圧室内の供試体設置状況

最大正面面積および全長

ＲＪＴＦ設備ノズル出口寸法は510mm（高さ）×510mm（幅）である．このノズルから吹き出すフリージェット中に供試エンジンが完全

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ　ISSN 1516.73.216.204, 2025/07/04.

に入るように、第１次試験の供試エンジンは正面面積が220mm（高さ）×180mm（幅）になるよう設計されていた。今回の第２次試験の供試エンジンは、インテーク外部抵抗削減のために外形高さを50mm削減した。また、全長を2.5m以下に抑えた。

インテーク

ラムジェットシステムの研究においては、必要な強度を確保するために可変インテークを採用せず、２次元の固定形状自己始動型インテークを用いてきた。第１次設計では始動性を重視し、外部圧縮転向角を主流の最大転向角に近い値（４０度）とした。これにより、カウル外側角が大きくなりカウル抵抗が増加した。第２次の設計では、カウル抵抗を削減するため、外部圧縮転向角を１０度減少させ３０度とした。また、圧力回復率改善のため、ランプ衝撃波の本数を４本から８本に増加させた。第１次設計では内部圧縮の収縮率は0.69であり、内部圧縮部入口マッハ数に対する自己始動限界[3]の90%とした。第２次設計では外部圧縮転向角を減少させたため、圧力回復率の低下が考えられた。そのため、第１次試験で得られたインテーク不始動時の抽気流量を考慮して、内部圧縮の収縮率を自己始動限界の82%とした。

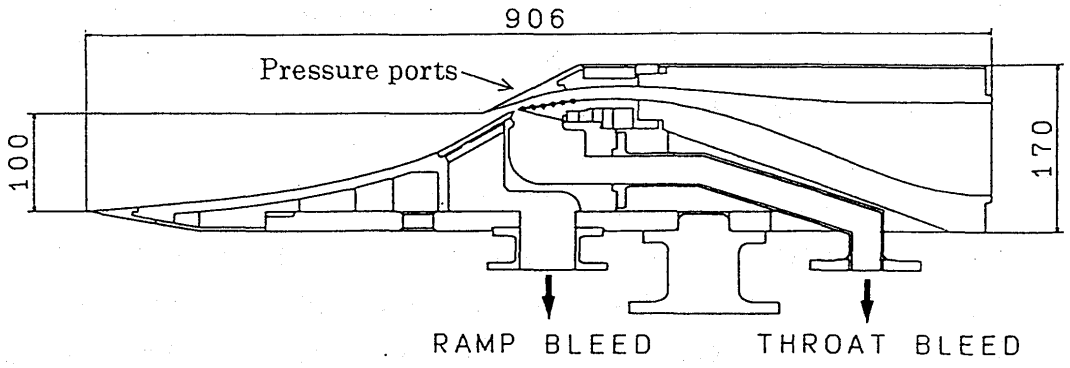


図２　第２次フリージェット試験用インテーク

図２に第２次設計インテークを示す。インテークの外形は全長906mm、高さ170mm、幅180mmで、正面から見た開口部は、ランプ先端からカウル先端まで一辺の長さ100mmの正方形である。第８ランプ、スロートおよびカウルにおいて、始動性確保、垂直衝撃波の保持、流路面の境界層の除去を目的とした抽気をおこなった。側壁にはスロート部可視化のためのシュリーレン用ガラス窓を有したものを採用した。側壁は外部圧縮部全域を覆うのではなく、第３ランプ以降を覆う形状とした。インテーク内部の衝撃波位置を検出するために、インテークスロート近傍下流側の流れ方向６個所の測定孔それぞれに圧力センサを取付けた。図２に黒丸印で示す圧力測定孔は10mmの等間隔で配置され、最も上流側の測定孔はスロート下流４mmの位置にある。

ラム燃焼器

図３にラム燃焼器断面を示す。ラム燃焼器は長さ250mmの保炎器ダクトと、長さ560mmの燃焼器ダクトからなる。燃料にはメタンガス燃料を用いた。第２次設計での改良点は外形がインテーク断面の減少に合わせて小さくなった点と、パイロット燃料流量、メイン燃料流量を連続可変にしたことである。上記の燃料バルブの変更により、不始動直前まで燃料流量を増量したり、メイン

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

１とメイン２の２系統の燃料流量を連続的に変更することができるようになった。
ラム燃焼器の断面は内径94mmの円筒であり、外側が二重円筒の水冷ダクトとなっている。保炎器にはセンターコーンつきのＹ字型のＶガッタタイプを採用した。３本のパイロット燃料ノズルは確実に着火・保炎するようＶガッタの下流側に取付けられている。６本のメイン燃料ノズルは保炎器の上流60mmの位置に断面内で円周等分に配置されており、そのうち３本（メイン１）は保炎器のＶガッタに対して直上流、残りの３本（メイン２）は中間の位置にある。保炎器直後に電気スパーク式点火プラグがパイロット燃料混合気に着火するために取付けられている。水冷の燃焼器ダクトの内側にはチタン酸アルミの円筒ブロックが用いられ、耐熱性を確保すると同時に、過冷却で燃焼効率が低下しないようにしている。

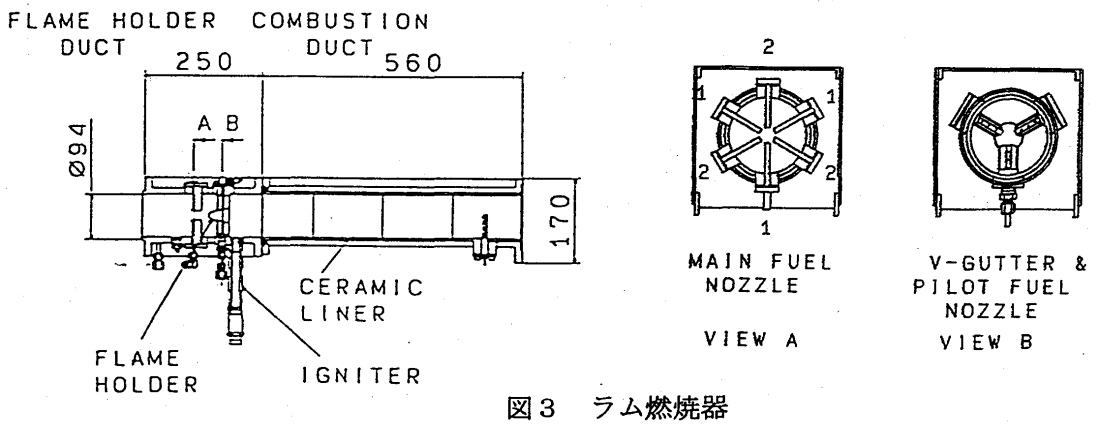


図３　ラム燃焼器

排気ノズル

図４に示す排気ノズルは長さ59mmのトランジションダクト、長さ210mmのノズル本体と長さ82mmのノズルエクステンションからなる２次元の固定ＣＤノズルである。第２次設計では燃焼器と同様、外形をインテーク断面の減少に合わせて小さくした。また、ノズル出口排気速度を増すためにノズル排気面積を拡大するノズルエクステンションを取り付けた。ノズルエクステンションを付けたことでノズル開口比は6.2から11.2となった。耐熱性を確保するために、強制対流式の水冷方式を採用し、フラップとサイドウォールのガスパス面には熱遮蔽コーティングを施した。

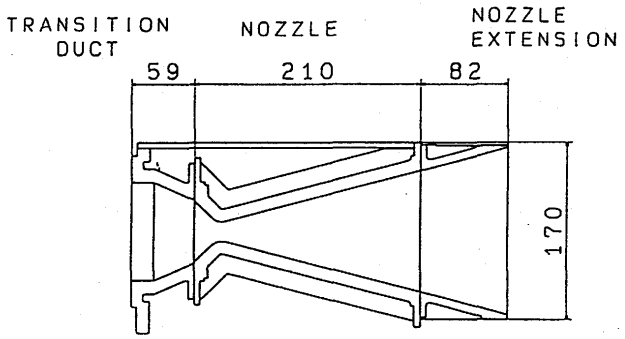


図４　排気ノズル

衝撃波位置推定ロジック

衝撃波位置を、図５に示すような圧力分布より推定される最低圧力位置と定義し、６つの圧力データをグラフ化して得られる２直線の交点として計算した。この衝撃波位置の計算式に物理的意

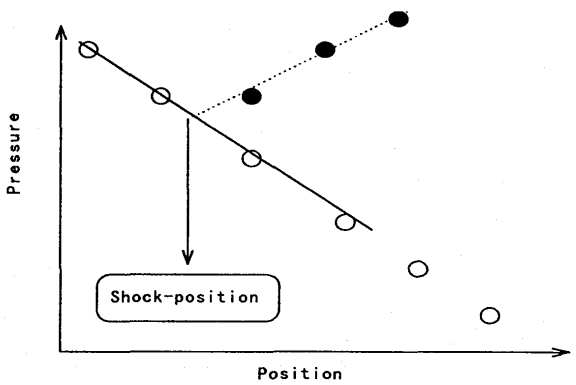


図５　衝撃波位置の推定

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

味はないが、制御目的のための近似値算出手段としては有効である。衝撃波位置は気流方向に激しく振動するため、そのままでは制御に使えない。そのためカットオフ周波数１６Ｈｚのローパスフィルタを用いて衝撃波推定位置を求めた。衝撃波位置の検出は0.5msecごとに実施した。

３．試験結果と考察

インテーク特性

エンジン試験を実施する前に、インテークの後端にフロープラグを設置しインテーク背圧を広い範囲で変えて、インテーク流量率と圧力回復率の関係を測定した。無抽気の場合の結果を図６に示す。縦軸はインテーク出口圧力回復率、横軸は流量率である。流量率とはインテークの理論捕獲空気流量に対する実際の空気流量の割合である。図に示すように、最大圧力回復率は23%、最大流量率は83%であった。また、最大の実空気流量は1.32kg/secであった。第１次試験用インテークより理論捕獲面積が24%減少したにもかかわらず、第１次試験用インテークと比較して最大圧力回復率を下げて、流量率を増加させる設計を行ったため、空気流量は第１次試験の1.441kg/sに対して8.5%の減少に止まった。

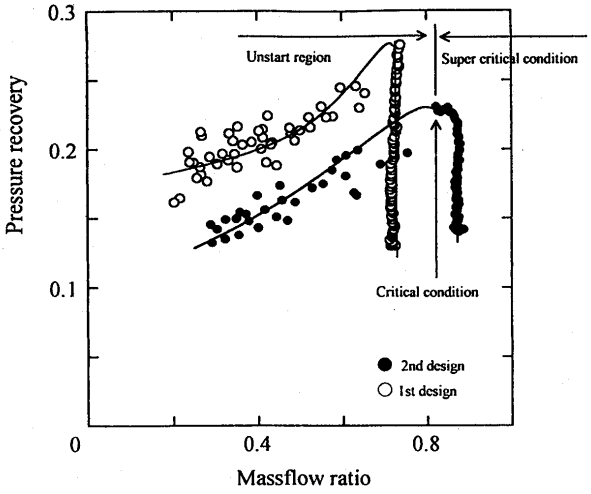


図６　インテーク特性

衝撃波位置制御

供試ラムジェットエンジンは固定形状のエンジンであるため、衝撃波の位置を変えるために使うことのできるパラメータは当量比と抽気量のみである。そこで、ランプ抽気量を変化させた場合に衝撃位置を一定位置に保つような制御を行った。衝撃波位置、推力、圧力回復率、燃料流量、ランプ抽気流量の時間変化を図７に示す。計測時間中、衝撃位置を17mmの位置に保つように制御をしている。４３秒時点でランプ抽気バルブを全閉から全開にした結果、主流の流量が約８%減り、衝撃波位置は下流へ移動した。また、主流流量が減少したことにより、推力およびインテーク圧力回復率が減少している。その後、衝撃波位置をもとの位置に戻すよう燃料流量が増やされ４７秒時点で衝撃波位置がもとの位置に戻った。また、推力とインテーク圧力回復率もランプ抽気バルブを開ける前の大きさに回復した。排気ノズルが固定形状であるため、衝撃波位置を一定に保つために排気ノズルのかわりに燃料流量を操作した。衝撃波位置を一定に保つ制御はインテークの不始動回避だけでなく、エンジン推力を一定に保ったり、変更する場合にも役立つことがわかる。

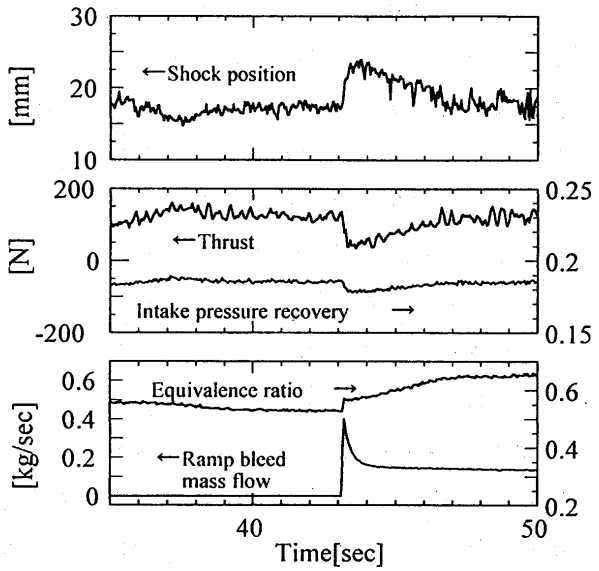


図７　衝撃波位置制御試験結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

エンジン推力

フリージェット試験では推力架台により測定推力を得た。図１０に試験で得られた当量比と測定推力との関係を示す。 図の横軸は当量比、縦軸は測定推力である。図にはインテーク抽気が約1%の値（●印）と約12%の値（▲印）を示してある。本エンジンにおいてインテーク抽気は主流に排気されるのでなく、配管を経て低圧室内に排気される。このため、抽気により流量が減少するとノズル出口での運動量が減少する。図より当量比が0.8の時、抽気流量が11%増加すると、エンジン推力は約45%減少している。したがって、抽気流量の変化が推力に与える影響が大きいことがわかる。

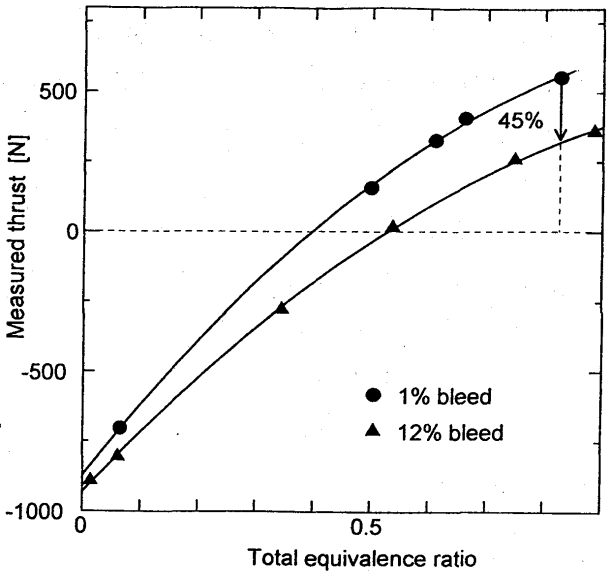


図１０　測定推力に対する抽気の影響

エンジンサイクル計算との比較を行うため、測定推力にエンジン外部抵抗を加え正味推力を求めた。本エンジンの外部抵抗をランプ下面抵抗、側壁抵抗、カウル抵抗、スピレージによる付加抵抗、エンジン後端抵抗および摩擦抵抗に分けて見積もった。この内、ランプ下面抵抗、側壁抵抗、カウル抵抗およびエンジン後端抵抗はエンジン外壁に作用する圧力積分により求めた。また、スピレージによる付加抵抗および摩擦抵抗は計算により次のように見積った。付加抵抗はスピレージがある場合に内部流れと外部流れとの境界で働く力であり、境界面に働く圧力を積分して求めることができる。本試験では境界面の可視化は行っていないため、得られたインテーク性能より実際にスピレージしている面積を求め、その面積に主流が外部圧縮転向角(30度)の３分の２にあたる角度（20度）だけ転向したと仮定したときの圧力を乗じて付加抵抗を求めた。[4] 摩擦抵抗は、供試体表面に働くせん断力を積分することで求めることができる。また、せん断力を求めるための各部の圧力とマッハ数は非粘性計算により求めた値を使用した。せん断応力を求めるための摩擦係数はFrankl-Voishel[5] の式により求めた。以上に示す手続きから求めたエンジン外部抵抗を表２に示す。

抽気流量を増すとランプ衝撃波の形状が変化してスピレージが減少する。このため、付加抵抗の値も減少している。

表２ エンジン外部抵抗推定値

	抵抗 [N]	
抽気量	1%	12%
ランプ下面抵抗	23	
側壁抵抗	181	
カウル抵抗	265	
エンジン後端抵抗	−10	
スピレージによる付加抵抗	41	32
摩擦抵抗	76	
合計	576	567

表２よりエンジン外部抵抗の中でカウル抵抗が最も大きく全抵抗の46%を占めていることがわかる。スピレージによる付加抵抗の割合は10%未満である。表２の外部抵抗合計値と測定推力値を加えることにより、正味推力の計測値が求まる。これとは別に、要素試験によって得られたインテーク性能特性、燃焼効率(94%)、ノズル速度係数(0.992)を用いて、正味推力の計算値を得た。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

正味推力の計測値と計算値を当量比を横軸にとって図１１に示す。図中の●印および▲印は測定推力にエンジン外部抵抗を加えた計測値(抽気流量1%と12%の値)であり、実線はエンジンサイクル計算により求めた値である。図より、計測値と計算値との差は抽気流量が少ない1%抽気のときの方が大きく、最大で約80Nの差がある。これは実測値の最大値1132Nに対し７%である。一方、12%抽気の場合は、計測値と計算値の差は小さい。

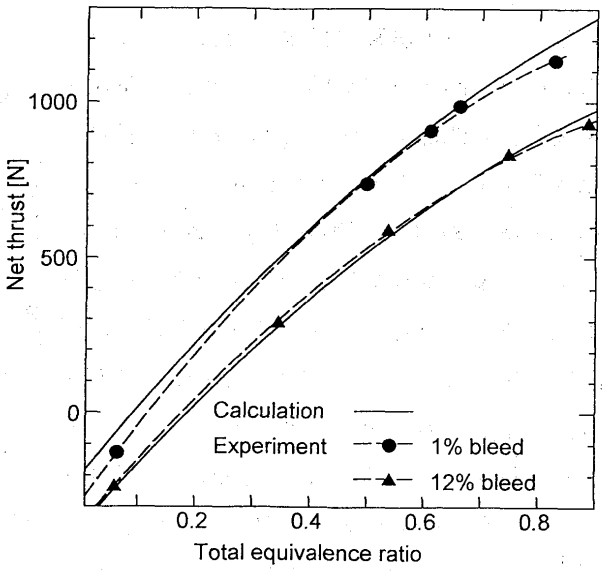


図１１　正味推力の計測値と計算値の比較

４．まとめ

1) 超音速インテークの終端衝撃波位置を検出し、燃料流量をかえて衝撃波位置を制御することが可能であることを実証した。
2) インテーク臨界作動点近くで、抽気量が１%から１２%に増加すると、供試エンジンの測定推力は、４５%減少した。
3) 供試体エンジン外部抵抗の中でカウル抵抗が最も大きく全外部抵抗の４６%を占める。スピレージによる付加抵抗の割合は、その１０%未満であった。
4) 今回の正味推力の計測値と計算値の差は、計算値の７%以下であった。

謝辞

本研究は、通産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る。関係各位に深く感謝する。

参考文献

1) 三谷徹、若松義男、鎮西信夫、八柳信行、宮島博、升谷五郎、岩上晋也，ラムジェットエンジン試験設備（その１） エンジン風洞の概要と問題点、日本航空宇宙学会誌 第４４巻 第５１０号別冊，１９９６年７月号
2) T.Ohshima, T., Kanbe, K., Kimura, H., Fujiwara, K., Suzuki, K., Yanagi, R., "Control of the Intake Shock-Position in the Test Rig for Ramjet Engine", AIAA97-2885, 1997.
3) Van Wie, D.M., Kwok, F.T., and Walsh, R.E., "Starting Characteristics of Supersonic Inlets", AIAA 96-2914, July 1996.
4) JOHN J. MAHONEY ," Inlets for Supersonic Missiles , AIAA Education Series", 1990, pp.119-135
5) Rubesin, M. W., Mayden, R. C., and Varga, S. A., "An Analytical and Experimental Investigation of the Skin Friction of the Turbulent Boundary Layer on a flat Plate at Supersonic Speeds", NACA TN 2305, Feb. 1951.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ガスタービン用超短縮火炎燃焼器の研究

B—1

（実機搭載型燃焼器の要素試験及びエンジン運転）

＊山田　秀志，　牧田　光正，　林　茂（航空宇宙技術研究所）
寺垣　晶子（松下インターテクノ）

1．まえがき

ガスタービンは航空用として発達を続けてきているが，近年，エネルギーの利用効率に優れたコジェネレーション設備や，大型複合発電設備への利用が急速に拡大している．これらの装置では，地球温暖化につながる二酸化炭素の排出削減のために一層の高効率化が求められ，ガスタービンの高温・高圧化は今後も続くのは必至である．そのため，現用の燃焼技術ではNOxの生成は必然的に増大することになるので，高温燃焼においてもNOxの排出を低減できる新しい低NOx燃焼技術への期待が高まっている．

著者らは，低NOx燃焼コンセプトの一つとして「超短縮火炎燃焼法」を提案し，超短縮火炎バーナを用いて高温・高圧の条件下で燃焼器要素試験を行ってきた[1]．この燃焼法は，希薄予混合燃焼とNOx生成の早期クエンチングを試みたものである．希薄予混合燃焼の本質的な問題点は，低NOx排出と高い燃焼効率とが両立する当量比範囲が非常に狭いことである．これを解決するために，可変機構による空気配分制御が可能な，実機搭載用の超短縮火炎燃焼器を試作した．この燃焼器を小型のガスタービンに搭載して技術実証をすることができたので，その要素試験とエンジン搭載試験の結果について述べる．

2．低NOx燃焼コンセプト

図1に超短縮火炎燃焼法のコンセプトを示す．燃焼によって生成されるNOxの量は，燃焼ガス温度に対して指数関数的に増加し，そこでの滞留時間とともに増加する．予混合燃焼により燃焼領域の希薄化・均質化を図り，燃焼ガス温度を平均的に抑制するだけでなく局所的な高温部ができないようにしている．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することにより，高温ガスタービンにおけるNOx生成を大幅に抑制しようとするものである．

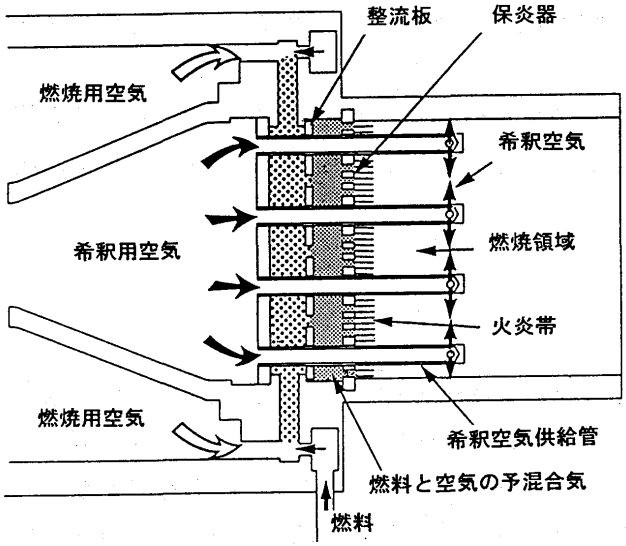


図1　低ＮＯｘ燃焼コンセプト

十分均一な予混合気を多孔板の孔から噴出させ，その表面近傍に多数の小さな予混合火炎からなる平面状の薄い反応帯を形成する．この反応帯の直後の高温燃焼ガス中に，保炎器を貫通して下流に突き出た多数の希釈空気供給管の噴孔から希釈空気を燃焼ガス中に噴射し，急速にガス温度を下げることにより，それ以降のNOxの生成を停止させようとするものである．この燃焼法は，燃焼器入口空気温度が高い場合に燃焼安定範囲が広くなり，低NOx化が容易にできることが実験的に示されている[1]．

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

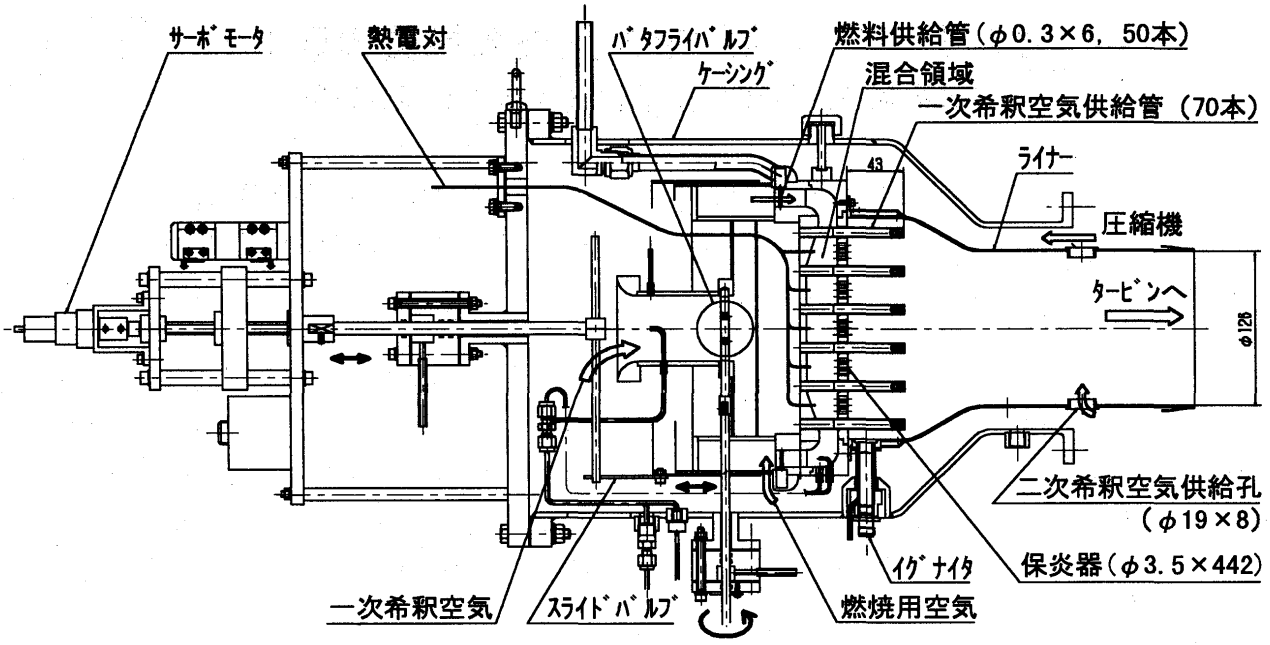


図２ 実機搭載用超短縮火炎燃焼器(SF-F0型)

３．実機搭載用燃焼器の設計

試験に用いた実機搭載用燃焼器の構造を図２に示す．この燃焼器は，基礎試験で用いた超短縮火炎バーナ部からの燃焼ガス温度では要求されるタービン入口温度（1143 K）より高くなるため，二次の希釈空気供給孔を備えている．燃焼器ライナー出口(φ 126)とケーシングの直径は，搭載用ガスタービン本体のスクロールとケーシング取付座の寸法，その周辺にある既設の配管や補機の配置を考慮してできるだけ小さくした．

燃焼用空気は，燃焼器ケーシングの外側からサーボモータとボールねじ機構によって駆動されるスライドバルブの開度の可変により流入量が制御される．流入した空気の通路の途中に設けた外径2mm の燃料供給管(50 本，孔径φ 0.3 × 6)から，燃料の天然ガスが噴射され，予混合気となりバーナ部に供給される．超短縮火炎バーナ部の保炎器は，有効内径 180mm で混合気供給孔(φ 3.5 × 442 個）と一次希釈空気供給管貫通部(φ 9mm × 70 個)があけられている．保炎器は扇形に 6 分割し，相互に 1mm のスリットを設け延びの吸収を図った．一次希釈空気供給管（70 本，外径 8mm,内径 6mm）は保炎面から 43mm 突出し，その先端から 4,7,10mm 各々の位置に直径 2.5mm の孔を 4 個あけた．一次希釈空気は，燃焼器の中央ベルマウスを通りバタフライバルブで流量調整された後，一次希釈空気供給管に分配される．二次の希釈空気は，保炎器から 180mm 離れた位置において直径 19mm の孔 8 個から供給される．試験中は逆火による保炎器の焼損を防ぐために，保炎器の上流側の予混合気中へ熱電対を挿入し温度を監視した．

４．試験

４．１ 要素試験

燃焼器は，エンジンへの搭載時の空気供給に近い逆流型の燃焼・排気ダクトに取付た．燃焼条件は，研究用ガスタービンの運転時に合わせ，燃焼器入口空気温度 600 K，圧力 0.8MPa，燃焼器ライナー出口断面平均流速 35m/s までとし，当量比はアイドリングから最大負荷時にほぼ対応する 0.12 ～ 0.25 の範囲で変化させた．燃料は天然ガス（主成分メタン）で，その流量はマスフローコントローラで計量・制御した．燃焼排ガスは排気ダクト下流に設けた多点試料採取管（温水冷却）から連

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

表１　ガスタービン主要諸元

形式	単純開放一軸式
圧縮機	一段遠心式
燃焼器	単筒缶型
タービン	二段軸流式
定格出力	257kW(15 ℃)
	199kW(40 ℃)
空気流量	1.82kg/s(40 ℃)
燃焼器入口圧力	0.79Mpa
燃焼器入口温度	600K
タービン入口温度	1143K
当量比	0.12 ～ 0.24
燃料	メタンガス

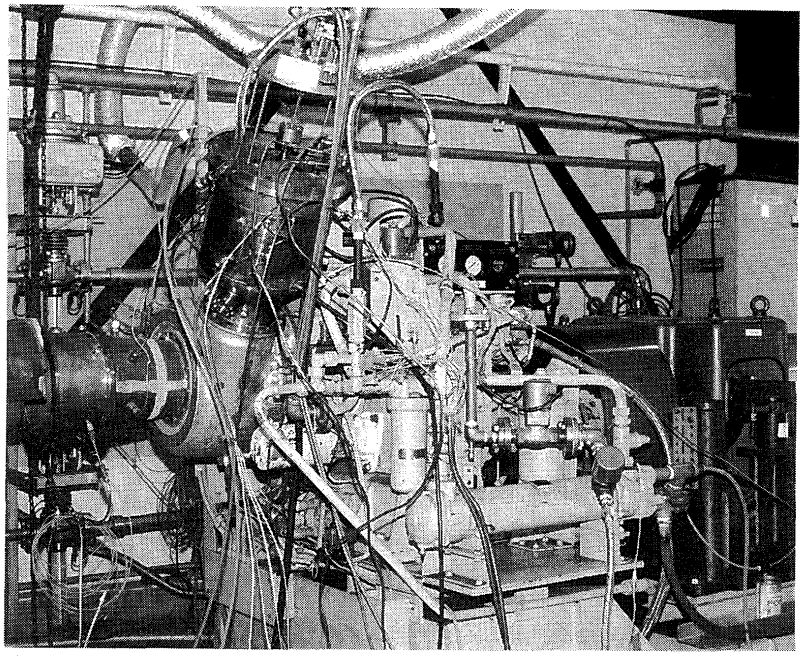


図３　超短縮火炎燃焼器を搭載したガスタービン

続的に大気中に噴出させ，その一部を排ガス連続分析計に導入して組成を分析した．保炎器，一次希釈空気供給管の先端部，燃焼器ライナーの壁面，予混合気の温度は熱電対で測定した．

４．２　実機搭載試験

試作した燃焼器を搭載した外観写真とガスタービンの主要諸元を，それぞれ図 3 および表 1 に示す．ガスタービンはヤンマー（株）製 AT36C で，軸出力は Frude 社製の水動力計で吸収した．ガスタービンの始動からアイドリングまでの燃料供給は，エンジン回転数によって決められたスケジュールに従った．負荷時の燃料の流量は，エンジン付属のガバナの調量弁によって制御された．燃焼領域の当量比は，スライドバルブの開度を変えて流入空気量を制御した．

５．実験結果

５．１　要素試験

要素試験における当量比に対する NOx の排出と燃焼効率の変化を図４に示す．図中 SVP はスライドバルブの位置を表す指標で SVP=0%の時でも燃焼用空気は供給されている．SF-F0 はモデル燃焼器の識別記号である．SVP=10%で測定を始め（燃焼効率 60%）当量比を増やすに従い燃焼効率が高くなり NOx 生成量が増加する．ここでスライドバルブを開けると，燃焼領域に流入する空気量が増え，混合気濃度が希薄となり，火炎温度が下がるために燃焼効率が低下し，NOx の排出が減少している．このグラフは，SVP=20%まで同様な操作を繰り返すことによって得られた一例である．当量比 0.25 付近で NOx の排出値は 30ppm を越えるが，さらにバルブを開ける

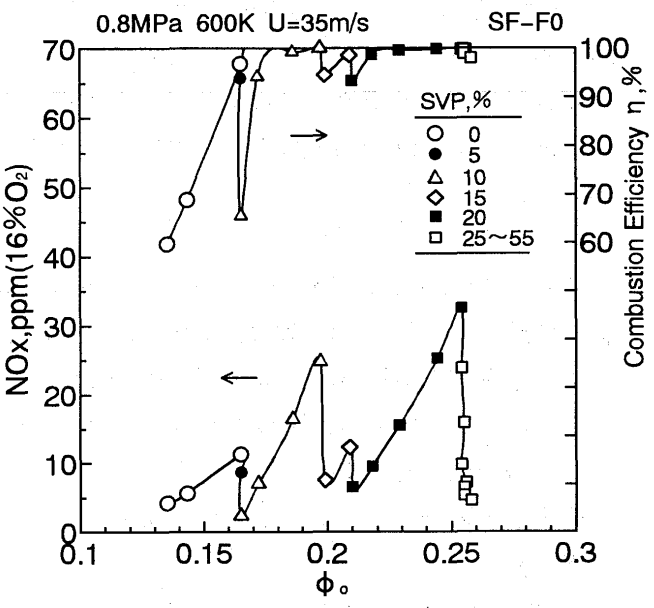


図４　要素試験による排気特性の一例

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ことによって燃焼効率を低下させることなくNOx の排出値を 5ppm（酸素濃度 16%換算）にすることができた.

この要素試験では，エンジン搭載試験における設定当量比に対して，逆火しないように操作できるスライドバルブの範囲を調べた．また，燃焼器への着火は，調圧弁により燃焼器入口圧力を保ちながら行うため、着火と同時に燃焼・排気ダクト内のガスが一瞬膨張し，圧力制御の遅れによる逆火を何度も経験した.

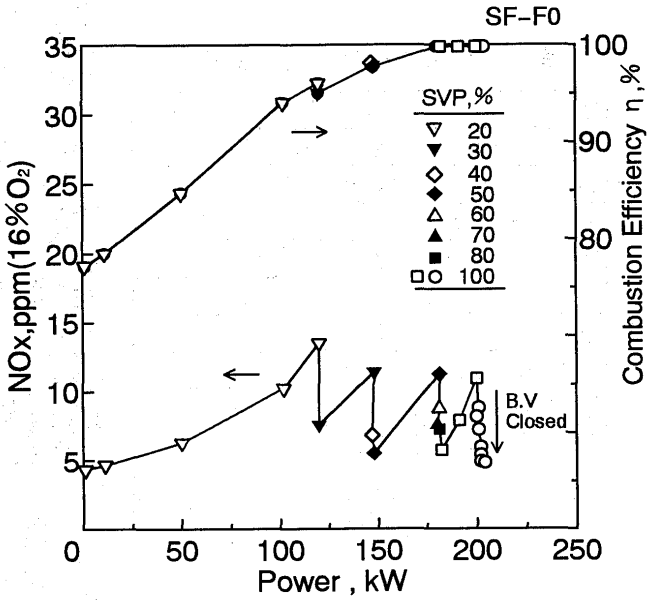


図５ エンジン搭載試験による排気特性

５．２　実機搭載試験

この燃焼器でガスタービンが始動できるかどうか，また定格負荷までの範囲で安定して運転が可能か，研究用ガスタービンに SF-F0 型の燃焼器を搭載し実証試験を行った．ガスタービンの起動時は，空気流量よりも燃料流量の増加割合が大きいために逆火しやすい．それを避けるために，着火してからスライドバルブの開度を大きくする必要があった．このタイミングは起動スケジュールに合わせて遠隔手動操作でバルブの開度を変えた．図５に起動完了後スライドバルブ 20%から出力を増加させた時の NOx の排出と燃焼効率を示す．SVP=20%のまま出力を 120kW まで上げると燃焼効率は改善され，NOx は増加する．要素試験と同様にスライドバルブの開度を変えた後に出力を上げ，これを繰り返すことによって定格出力まで変化させた．出力 180kw 付近でスライドバルブが 50%で，燃焼効率が 100%となり NOx の排出も 11ppm となった．ここでスライドバルブを 100%まで開けたが燃焼効率が低下することなく NOx の排出を下げることができた．さらに出力を上げた 200kW では，一次希釈空気を制御するバタフライバルブを閉じることによって NOx の排出値が 5ppm を達成した．クエンチング用の空気量が減少しているにも係わらず．NOx が減少しているのは，燃焼器に開口している有効面積が小さくなり相対的に燃焼用空気と二次の希釈空気量が増加し，燃焼領域の当量比が小さくなったためである.

要素試験では希薄側の燃焼効率が比較的高いが，エンジンの場合には低出力側でタービン入口温度が低いために燃焼効率は上がらない．高出力側では，タービン入口温度が高くなったために燃焼効率が良くなった.

６．まとめ

NOx 排出の著しい低減を目的とした超短縮火炎燃焼器を試作し，小型ガスタービンエンジンに搭載して燃焼排気特性の評価試験を行った。主な結果は，以下の通りである.

（１）超短縮火炎燃焼器でエンジンの始動から最大負荷までの運転ができた.

（２）エンジンの定格出力 200kW（吸入温度 40 ℃）で NOx の排出濃度 5ppm（16%O 2）を達成できた.

この研究は，工業技術院の「セラミックガスタービンの要素技術の研究開発」および環境庁の「大気保全総合研究プロジェクト」の一環として，平成 6 ～ 9 年度に行われたものである.

参考文献

（１）例えば寺垣，山田,他：第 12 回ガスタービン秋季講演会（奈良）講演論文集，pp91 ～ 96（1997），

寺垣，山田,他：日本機械学会，中国四国支部第 35 期総会・講演会,講演論文集，pp195 ～ 196（1998）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B—2

超小型水素ガスタービン用改良型希薄予混合燃焼器について
－保炎器形状が燃焼場に及ぼす影響－

*皆川和大　秋月　渉（都立科技大院）
湯浅三郎　後藤　登（都立科技大）

1．はじめに

著者らは、水素を燃料にしたガスタービン実用化のための基礎研究の一環として、超小型水素ガスタービンの開発研究を行っている。これまでに旋回流れ場に形成される再循環領域を利用した希薄予混合火炎型の試験燃焼器をいくつか製作し、予混合気の旋回強度が火炎安定範囲に与える影響やNOxの排出特性等を調べてきた[1],[2]。これらの試験燃焼器での実験から得られた結果を基に、超小型水素ガスタービン用希薄予混合実機燃焼器を製作し、燃焼器単体での燃焼特性を大気圧下で調べるとともに超小型ガスタービンに搭載しての運転試験を行った。初期の実機燃焼器（以後、従来型実機燃焼器と呼ぶ）は、ガスタービン始動時に、燃焼器内当量比が低い条件であるにも関わらず逆火を起こし、ガスタービンが自立運転に達するのが困難であった[3],[4]。この逆火を防ぐために、燃焼器内再循環領域と火炎の付着点とを予混合気流入ノズルスロートよりも下流に限定する目的で、頂角50度のひさしを持つ保炎器を実機燃焼器に取り付けた（以後、改良型実機燃焼器と呼ぶ）。この改良型実機燃焼器ではガスタービンの始動時に逆火は起こらず容易な始動が可能となった[5]。

本研究では、ひさし付きの保炎器と従来までのひさしのない保炎器とで形成される各々の燃焼場の違いを、実機燃焼器と燃焼器内流路形状が実機燃焼器と同じ試験燃焼器（燃焼筒が石英ガラスである）とを用いて調べ、ひさし付き保炎器の逆火抑止効果を検証するとともに従来型実機燃焼器で起こったガスタービン始動時の逆火原因の究明を試みた。

2．実験装置

希薄予混合試験燃焼器を図1に示す。保炎器は必要に応じて交換可能な構造になっている。燃焼筒は石英ガラス製で火炎の様子が直接観察できる。予混合気が燃焼筒内に流入するノズルスロート径は22.5mm、旋回器の形状スワール数はSg=3.7である。図2に保炎器部分の拡大図を示す。以後、図中(a)の保炎器をひさし無（頂角α=0°）、(b)の保炎器をひさし有（頂角α=50°）と呼ぶこととする。図3に実機燃

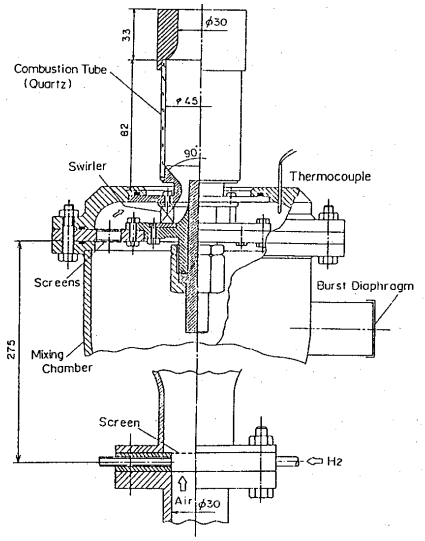
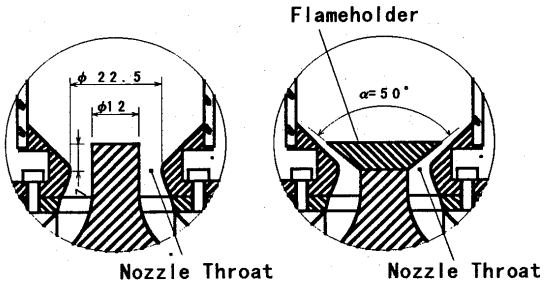


図1　希薄予混合試験燃焼器



（a）ひさし無　　（b）ひさし有

図2　保炎器拡大図

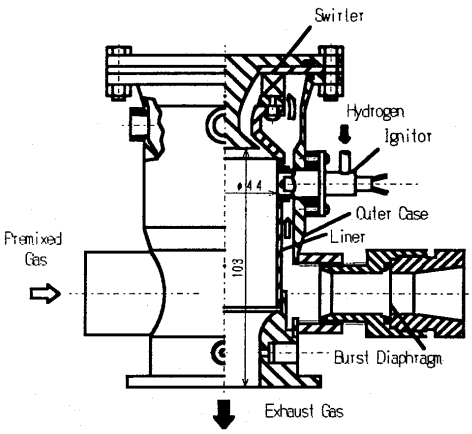


図3　改良型希薄予混合実機燃焼器

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

焼器示す。この実機燃焼器は、予混合気が内筒を冷却する点を除けば旋回器のスワール数や燃焼器入口ノズルスロート形状、燃焼筒形状は試験燃焼器と同じである。従ってこれら両者の燃焼器内での火炎の挙動は同じであると考えられる。事実、これらの燃焼器では殆ど同じ火炎安定限界が得られることを確かめてある。後述する保炎器壁面静圧の測定および燃焼器内圧力の測定には実機燃焼器を使用した。また実機燃焼器では、保炎器内部にボアスコープが挿入できる石英ガラス製の保炎器を用いて保炎器付近の火炎の様子を観察することも試みた。

3．実験結果と考察

3-1　火炎安定限界

図４にひさし無・ひさし有の試験燃焼器の火炎安定限界を示す[5]。（実際には振動燃焼への遷移後に当量比φを上げてゆくと逆火に至るが、その点は図示していない。）火炎の吹き飛びが起こるφはスロート出口混合気平均流速 u_t に対してわずかに増加する傾向があり、振動燃焼への遷移はφ≃0.4 付近で起こる。これらの特徴はひさし無・ひさし有で大きな違いは見られない。吹き飛び点と振動燃焼への遷移点で挟まれた当量比範囲が、燃焼器内に火炎が安定して存在できる範囲であるが、φ=0.25～0.3 にかけては火炎形状が大きく変化する遷移領域が存在し、この特徴もひさし無・ひさし有で変わらない。

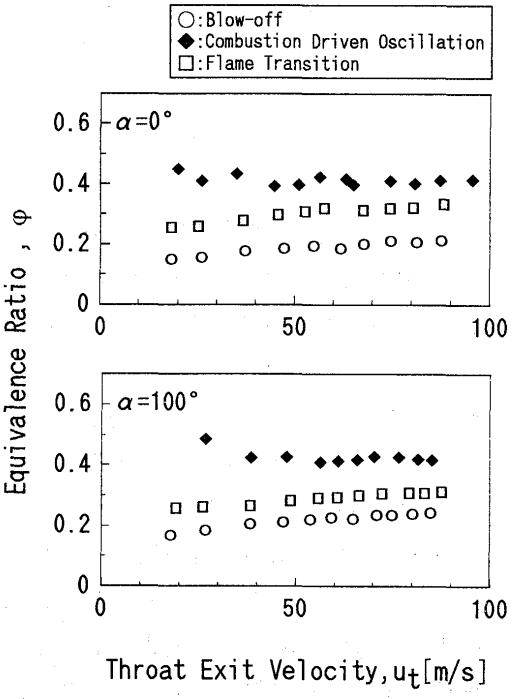


図４　試験燃焼器の火炎安定限界

3-2　火炎形状

図５に当量比に対する火炎形状の変化を写真で示す。ひさし無の場合には、火炎形状の遷移領域より低いφでは棒状の火炎が形成される（図５－A)。この火炎の発光領域は保炎器の後流から認められ燃焼器の外まで及んでおり、燃焼筒内で反応が終了していない。この棒状火炎からφを上げて遷移領域に入ると、火炎は燃焼筒壁面に沿って広がった火炎と棒状火炎とを繰り返す変動火炎となり、さらにφを大きくすると壁面流火炎となって安定する(図５－B)。ひさし有の場合には、低いφでは保炎器のリムまで火炎基部が広がった棒状火炎が形成される(図５－C)。これよりφを上げていった時の火炎形状の変化はひさし無の場合と同様で、遷移領域以上のφでは安定した壁面流火炎となる（図５－D)。

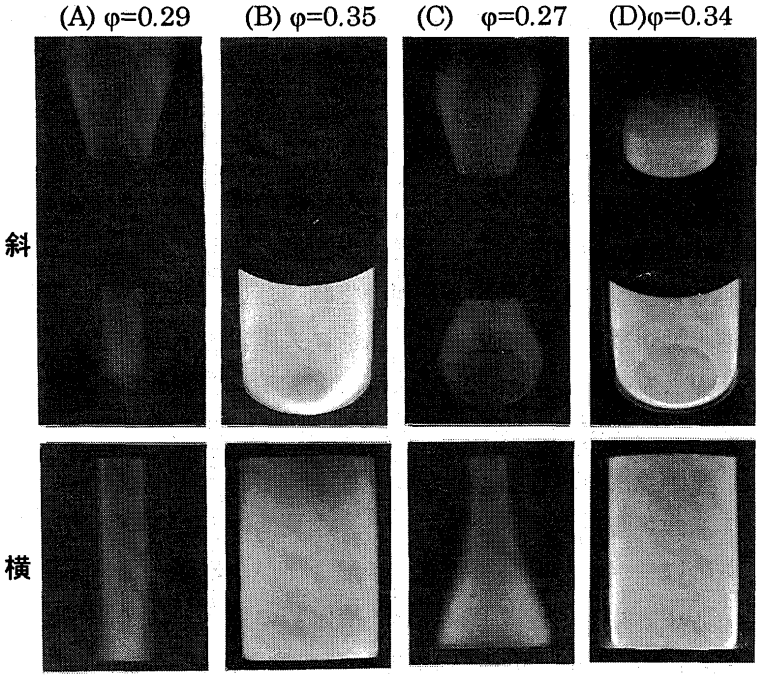


図５　保炎器の違いによる火炎形状の変化（u_t≃50m/s）

3-3　火炎付着点

図５に示した各々の火炎の付着点を知る目的で、ある特定温度で色調が変

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

化する示温塗料（140℃示温を使用した）を保炎器表面と燃焼器入口ノズルスロート拡大部に塗布して火炎を形成し、塗料の色の変化をみた。着火後、目視にて塗料の色の変化が認められた直後に火炎を消炎した（保炎器の形状及び当量比条件が火炎によって異なっているため、着火後消炎までの時間は統一していないが、およそ５～１０秒である）。いずれの火炎でも燃焼器内の外壁を形成するノズルスロート拡大部に変色は認められず、スロート拡大部には火炎は付着しないことが確かめられた。図６に実験後の保炎器の様子のスケッチを示す。ひさし無保炎器の場合、棒状火炎では上面・側面とも変色が全く認められず火炎の付着点位置が明確にはわからなかった。壁面流火炎になると燃焼筒入口ノズルスロートより下流部分の壁面と上面に変色が認められ、火炎は保炎器のスロート位置に付着していることがわかった。このことは、石英ガラス製のひさし無保炎器と側視タイプのボアスコープを使い、壁面流火炎が形成されているときに、保炎器内部からノズルスロート方向を観察したところ、スロートより下流のみに火炎の発光が認められることからも確かめられた。一方ひさし有保炎器の場合、棒状火炎では上面全面が変色したが側面の変色は認められなかった。壁面流火炎ではリム上面の変色が顕著であり（側面もリム部が少し変色していた）、火炎はリムに付着していることがわかる。したがってひさし有保炎器では、ノズルスロートより下流に火炎を保持させる当初の目的が達成されていることが確認された。

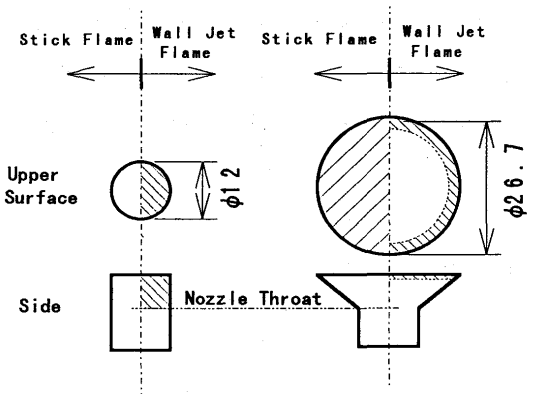


図６ 保炎器表面の変色部分

3-4　燃焼筒内温度分布

図７に、ひさし有とひさし無のそれぞれの場合について得られた棒状火炎と壁面流火炎の燃焼器内温度分布を示す。スロート出口平均流速は $u_t \simeq 50$m/s であり、当量比条件は図４に示した火炎にそれぞれ対応している。図中の T_{ad} はその当量比における断熱火炎温度を示している。○印は Na の炎色反応により確認した燃焼筒中心軸上の再循環領域境界であり、この位置より下流に再循環領域は形成される。火炎温度は、直径 1.55mm の R 熱電対プローブ（素線径は 0.1mm、表面での触媒反応を防ぐため二酸化珪素で被覆）を燃焼筒に横から挿入して測定した。（しかしこの方法では当量比の低い棒状火炎を測定する場合には熱損失の影響が大きいため、ひさし無の棒状火炎の場合に限っては燃焼器出口よりプローブを挿入して測定した。）

ひさし無の棒状火炎の場合、燃焼器内下流では等温度線が密であるのに対し、保炎器下流の火炎基部では温度が低くその勾配も緩やかである。写真に見られる様にこの領域の発光は不明瞭であり、火炎面が変動していることを示唆している。特に火炎基部では、その変動が大きかった。この部分には再循環領域が形成されていることから、この棒状火炎は再

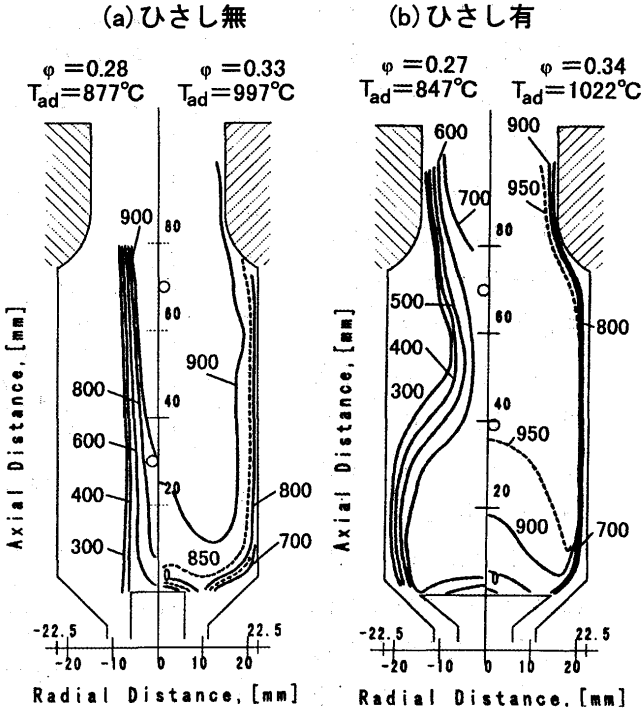


図７ 燃焼筒内温度分布（$u_t \simeq 50$m/s）

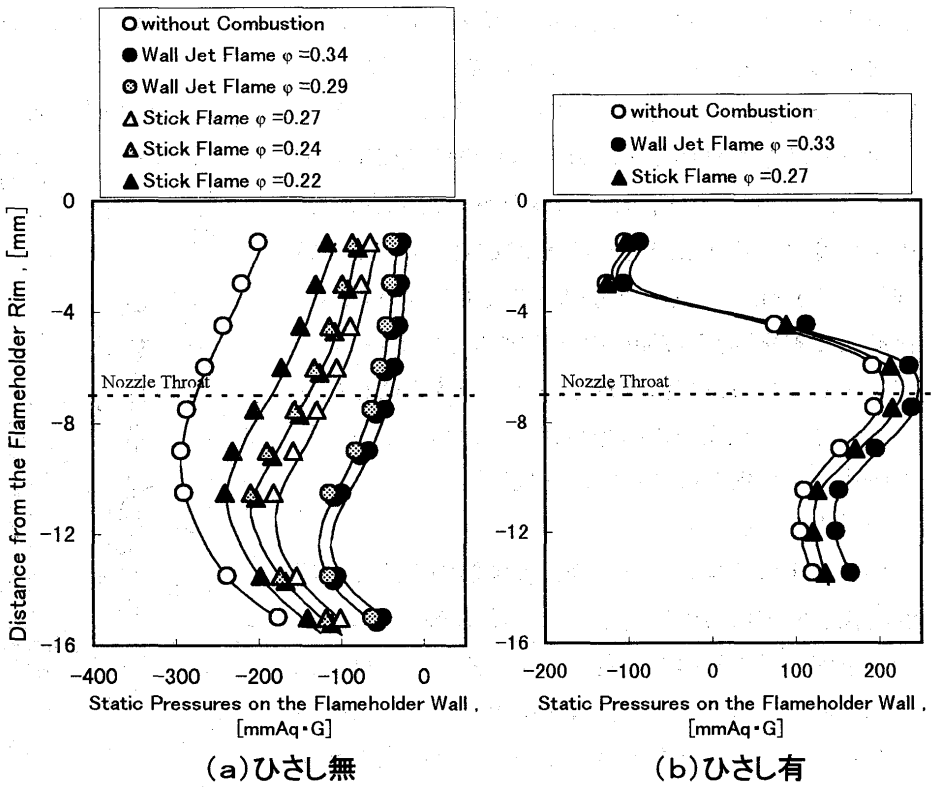
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

循環領域内で保炎されていると考えられる。また燃焼器壁面側の温度は低く写真からも火炎帯は存在していないことから、多くの未燃混合気が燃焼筒外に流出していると考えられる。壁面流火炎では、温度勾配の急な位置は壁面に沿っており、火炎発光の強い位置に対応している。保炎器上端より上流の温度場は測定できなかったが、上述した火炎付着位置を考えれば、スロート位置の保炎器壁面に付着した火炎はスロート拡大部に沿って広がり、壁面流火炎となっていることが明らかである。再循環領域は中心軸上保炎器下流約 70mm まで発達し、燃焼筒中心部に均一な温度場を形成している。

ひさし有の棒状火炎は、保炎器リムに付着し燃焼筒半ばで細くなっていることが温度分布からもわかる（測定温度の絶対値は熱損失のためかなり低くなっている)。温度勾配は全体に緩やかであり、火炎面が図４－C示す写真からわかるように明瞭でないことから、火炎面が大きく変動している可能性がある。リム後方には再循環領域により一様な温度場が形成されており、この大きさは中心軸上 40mm の位置まで達しひさし無のそれに比して大きくなっている。ひさし有の壁面流火炎では、ひさし無での壁面流火炎よりも壁面近傍での温度勾配が密で、中心部に広い均一な温度場を形成している。このときの再循環領域は中心軸上保炎器下流約 70mm まで発達しており、予混合気はノズルスロートを通過後、壁面流となって燃焼器内に流入し安定した火炎面を通過して燃焼を完了し燃焼筒から排出されることがわかる。燃焼筒内に形成される温度場は、ひさしの有無によって再循環領域の大きさや火炎付着点付近に違いはみられるものの、基本的な温度分布の傾向は変わらないことがわかった。

3-5　保炎器壁面の静圧分布

保炎器まわりの流れ場を詳しく知るために、保炎器壁面上静圧の流れ方向の分布を調べた。静圧孔は内径が 0.6mm で、保炎器上端から上流方向に 1.5mm ピッチで 10 個設けた。実験はスロート出口平均流速 $u_t \simeq 55$m/s のほぼ一定の条件で行った。図８の(a)にひさし無、(b)にひさし有の保炎器についてそれぞれ得られた壁面静圧分布を、大気圧に対する差圧で示した。ひさし無の場合では、未燃の状態、さらに棒状火炎・壁面流火炎とφが大きくなるのに伴って静圧が全体的に高くなっている。これは u_t が殆ど同じであることを考えれば、火炎が形成されることによる加熱損失のために燃焼器全体の圧力が増加したことを示している。各々の静圧分布は、流路面積の最も小さいスロートよりも上流に最小値をもっている。このことは、単に流路が拡大することによる圧力上昇のみならず、旋回によって中心軸上に発達する逆流の



(a)ひさし無　　(b)ひさし有

図８　保炎器壁面上の静圧分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

効果も加わっていることを示唆している（Sg=0 の未燃場では静圧の最小値はスロートにあり、これより下流で壁面静圧値は変化していなかった)。これを確かめるため、空気のみを流しているところに保炎器上端から少量の水素を噴出して水素拡散火炎を形成させ、火炎の発光がどこまで及ぶかを調べた。その結果、逆流領域は保炎器に沿ってスロート付近まで達していることがわかった。また未燃から棒状火炎、壁面流火炎と燃焼器内に火炎が形成され火炎形状が変化することに伴い、スロート上流の静圧の最小値位置が上流に移動する。この結果は、スロート付近に発達する逆流領域の範囲がこれらの三者によって変化することを示している。さらにこの図より、スロートより下流の静圧の勾配は、未燃の状態と棒状火炎では変わらないが、壁面流火炎が形成されると緩やかになっていることがわかる。この分布の変化は、棒状火炎ではスロート付近には火炎が付着していないことを、壁面流火炎では火炎がスロート付近に付着する結果、保炎器近傍の流れ場が変化することをそれぞれ示唆している。一方、ひさし有の保炎器では旋回器からスロートに達するまでの静圧分布の傾向はひさし無と変わらないが、スロートより下流では流れ方向に対して負の大きな圧力勾配がある。これはスロートを出た混合気は、ひさしがある場合半径方向に曲げられるが、ひさし下面に垂直な流路面積を考えるとこの部分の面積はノズルスロートより小さくなっている（すなわち加速される）ためと考えられる。また火炎の有無やφの変化に対して壁面の静圧分布がほとんど変化していない。これは火炎が保炎器リムより上流には形成されないため、燃焼器内の火炎の有無やφの違いによる火炎形状の変化によってもリム上流の流れ場はほとんど影響を受けないことを示している。

4．ガスタービン始動時の逆火原因

従来型実機燃焼器（ひさし無保炎器）を搭載したガスタービン始動時の逆火は、試験燃焼器で見られる火炎形状の遷移領域とほぼ同じ当量比条件で起こることがわかっている[3]。これを確認する目的で、試験燃焼器出口にタービンスクロールを取り付けて、火炎形状や燃焼器内圧力の変化等を調べた。ひさし無保炎器の場合には、着火後、燃焼器内に棒状火炎が形成され、当量比を上げていくと火炎形状が遷移し始めた。この現象は、燃焼器出口にタービンをつけない状態と同じであった。しかしこの実験では変動直後に必ず逆火し、安定燃焼に達することはできなかった。ひさし有の場合には火炎形状が遷移する領域で変動火炎は認められたが逆火は起こらず、さらに当量比を上げると安定な壁面流火炎に達した。火炎形状が変化する遷移領域における燃焼器内圧力変化を図９に示す。縦軸は燃焼器内圧力 pc（保炎器上端で測定）と燃焼筒入口上流圧 pu との差圧Δp_{uc}＝pu－pc を示している。横軸は、棒状火炎が形成されている任意の時刻を０とし、時間とともに当量比を増加させている。当量比を上げてゆくと、ひさしの有・無にかかわらず、タービンを燃焼器出口につけた場合には、図中８sec.付近の火炎形状の遷移に伴って差圧が低下し始める（タービンがない場合には、差圧は殆ど変化しない)。このことはタービンを付加すると火炎形状遷移時に燃焼器に予混合気が流れにくくなり、結果として燃焼筒に流入する混合気流速が低下することを示唆している。ガスタービン始動時に逆火が起こるひさし無の保炎器について、火炎形状遷移時のノズルスロー

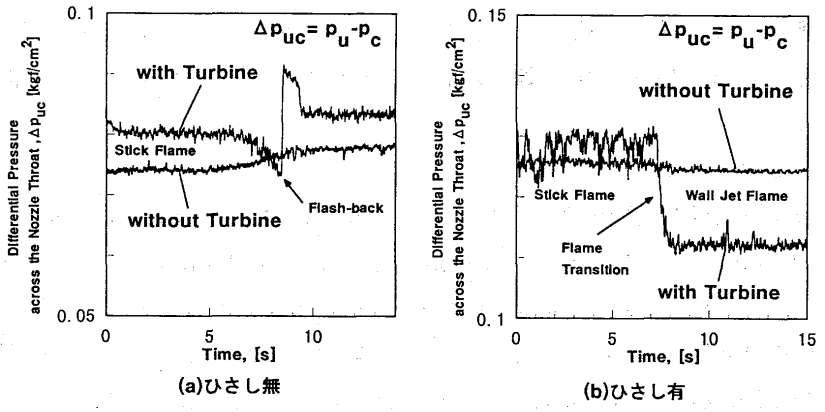


図９　火炎形状遷移時の燃焼器内圧力と上流圧との差圧の変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ト前後での差圧$\Delta p_t = p_2 - p_1$（p_1:スロート下流の保炎器壁面静圧、p_2：スロート上流の保炎器壁面静圧）の変化を図１０に示す。横軸は棒状火炎が形成されている任意の時刻を０としている。タービンが無いときは火炎形状の遷移に伴って差圧の絶対値が単調に減少し、壁面流火炎に遷移した後はほぼ一定値に収束する。これは図８（a）の静圧の分布に見られる、スロート前後の差圧がφの上昇に伴い小さくなることと一致する。一方タービンがあるときは、棒状火炎から当量比を上げて火炎形状の遷移領域にはいると、急激に差圧の絶対値が増加し、最終的に火炎は逆火した。火炎形状が遷移する領域での過渡的な流れ場の解明は今後の課題であるが、この場合ノズルスロートでは流れ方向に対する圧力上昇が大きくなっているため、流速が大きく低下するかあるいは逆流が起きて、逆火に至ったものと考えられる。

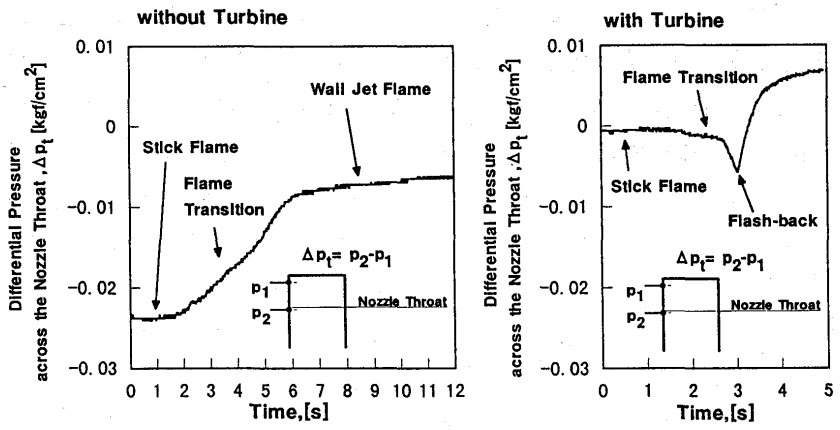


図 10 火炎形状遷移時のひさし無保炎器でのスロート前後の差圧の変化

５．まとめ

＊壁面流火炎の場合、ひさし無保炎器ではノズルスロート部より下流の保炎器壁面に、ひさし有保炎器では保炎器リムに火炎が付着していた。

＊ひさしの有無にかかわらず、棒状火炎や壁面流火炎ともに保炎器下流に比較的広い再循環領域が発達し、これが火炎の安定化と燃焼器内の温度分布の均一化を促進している。

＊ひさし無保炎器では、燃焼器内の火炎の有無や付着位置、φの変化、逆流領域の範囲によって保炎器上流の流れ場が影響を受けるのに対し、ひさし有保炎器では燃焼器内のこれらの変化によって保炎器上流の流れ場は殆ど変化しなかった。

＊従来型実機燃焼器のガスタービン始動時の逆火は、棒状火炎から壁面流火炎に遷移する際に、保炎器付近において流れ方向に対して大きな圧力上昇が生じる結果、起こることが確かめられた。

しかしながら、根本的現象である、当量比を増加させたときに火炎形状が棒状から壁面流へと遷移する理由はわかっておらず、今後の研究課題である。

謝辞　本研究を遂行するにあたって科学研究費（平成 10 年度、基盤研究(B)）の補助を得た。実験に関しては本学院生の田村貴史君および４年生の朝日雅博君の協力を得た。ここに記して感謝の意を表します。

＜参考文献＞

(1)湯浅三郎・西田幸一・繁田政治・皆川和大、日本機械学会論文集（B編）、61-588(1995),3075-3081

(2)Yuasa, S., Shigeta, M., Minakawa, K. and Nishida, K., Proceedings of the 1995 Yokohama International Gas Turbine Congress, vol. II (1995),3075-3081

(3)宮島健次・皆川和大・吉永昌司・湯浅三郎・後藤登、ガスタービン秋季講演会講演論文集(1996),171-176

(4)Minakawa, K., Miyajima, T. and Yuasa, S., AIAA 97-3388(1997)

(5)秋月渉・吉永昌司・湯浅三郎・後藤登、ガスタービン定期講演会講演論文集(1998),61-66

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

高温触媒燃焼器の低温始動コンセプトと燃焼特性 B—3

＊吉田　祐作　（日本自動車研究所）
相澤　幸雄　（日本石油）
茅　　博司　（石油産業活性化センター）

1．まえがき

触媒燃焼方式は従来の拡散燃焼や予混合燃焼方式に比べさらに低NOx化が可能であり、多種燃料対応の低公害燃焼方式として高いポテンシャルを有していることが示されている[(1)]。この燃焼方式を自動車用セラミックガスタービンに適用するため、(財)石油産業活性化センターの研究事業の一環として石油燃料を用いた触媒燃焼器の研究開発を実施した。これまで、燃焼器入口空気温度 700℃における燃焼触媒の最適化[(2)]や高温触媒燃焼における燃焼温度特性と NOx 排出特性[(3)]および触媒燃焼と追い炊き燃焼を併用する複合触媒燃焼器の開発[(4)]について報告した。これらは、燃焼空気温度が熱交換器により加熱され、すでに高温化されている条件を想定した場合の結果である。しかし、触媒燃焼器をエンジンに搭載するためには、定常運転のみならず冷態始動から暖機運転までを含めた広い範囲の全運転条件で燃焼器の所要の性能を確保する必要があり、特に触媒が活性化しない冷態始動時においては、何らかの手段で触媒を加熱する必要がある。

冷態時の始動方法として、これまでいくつかの方法が考えられている。触媒燃焼部の上流にプリバーナを設ける方法[(5)]や再生式では始動用バーナで始動し、暖機後バイパス弁で閉じる方式[(6)]などが挙げられる。これらの構造は、燃焼器が大きくなりガスタービンを車両搭載する場合には適当でない。そこで、燃焼器の小型化を図るため、混合気を形成する蒸発管の部分に始動用バーナの機能を持たせた触媒燃焼器のコンセプトを考案した。燃焼実験でその特性を調べ、コンセプトの有効性と低公害性を明らかにしたので報告する。

本研究では、冷態始動を考慮した基本作動コンセプト、可視化燃焼実験によるコンセプトの確認、さらに触媒燃焼器による始動、過渡、定常の各運転条件における燃焼特性について述べる。

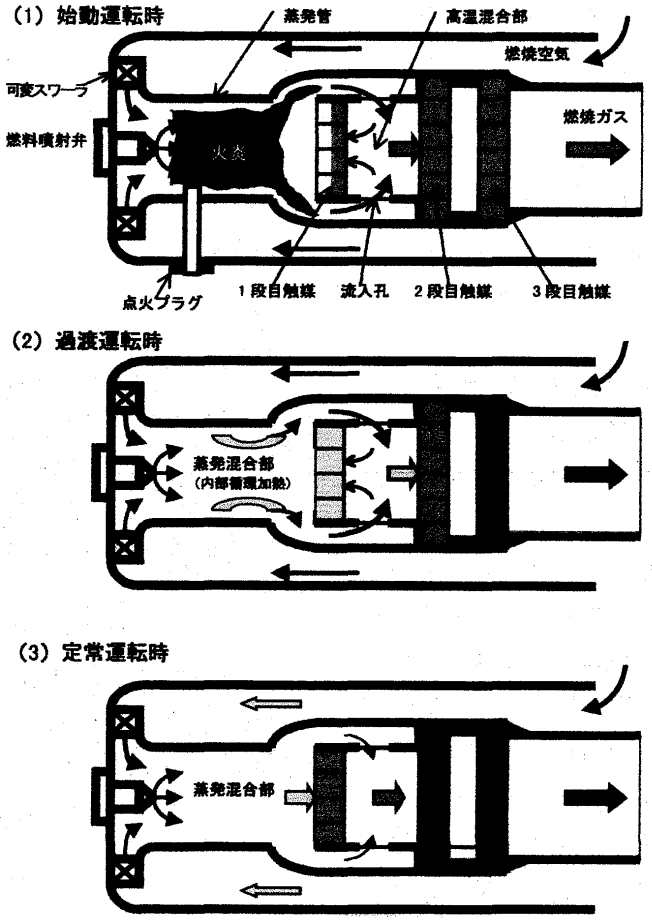


図1　触媒燃焼器の基本作動コンセプト

2. 基本作動コンセプト

触媒燃焼器の基本作動コンセプトを図1に示す。本コンセプトは、(1)冷態時の低温始動運転、(2)始動から定常にいたる過渡運転および(3)定常運転からなる。燃焼器出口温度は 1200℃以

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

上を設定している。触媒燃焼器は可変スワーラ、エアアシスト式燃料噴射弁、蒸発管、点火プラグ、耐熱 1000℃で低温活性の高い１段目触媒と耐熱 1200℃以上の２段目、３段目触媒から構成される。１段目と２段目触媒の間のライナに流入孔を設け、旋回が強い場合にはライナ外部から高温混合部に向けて燃焼ガスが流入する構造である。そのため、始動時高温の火炎が１段目触媒を直接加熱することはない。本コンセプトの特徴は低温始動運転、始動から定常運転にいたる過渡運転さらに定常運転への作動を燃焼空気の旋回強度と燃料噴射弁の微粒化用空気流量の調節によりスムースに切換えて運転でき、構造が小型化できることである。これらの作動を以下に示す。

(1) 始動運転時　常温の燃焼空気が可変スワーラによって旋回を付与され蒸発管に流入する。蒸発管内で燃料噴射弁から噴射された燃料噴霧に点火プラグで点火し、旋回火炎を形成させ始動用バーナとしての機能を確保する。蒸発管内の中央部と１段目触媒を通じて大きな循環流が形成されるため、火炎が１段目触媒に直接あたることはなく、高温混合部に流入した燃焼ガスの循環によって１段目触媒は加熱される。また、高温混合部に流入した燃焼ガスは２段目、３段目触媒を通過しそれらを加熱するとともに触媒作用により燃焼ガス中のＣＯ，ＨＣの未燃分を完全燃焼させて排出される。

(2) 過渡運転時　始動後は、速やかに１段目触媒が加熱され、触媒温度は活性が得らる着火温度(200℃)以上に上昇するとともに、２段目触媒の放射熱をうけてさらに加熱され上昇する。排気熱による熱交換器の使用を想定しており、それにより燃焼器入口空気温度が上昇してきたら過渡運転に移行する。始動用バーナの保炎は蒸発管の管壁近傍で行われることから、消炎に際しては微粒化用空気流量を増加させ噴霧を微細化し貫通力を低下させて行う。この運転状態から始動用バーナは消炎し、触媒燃焼のみとなる。燃焼空気温度が液体燃料の完全蒸発に必要な温度以下であっても、1 段目触媒の燃焼ガスによって循環ガスが加熱され、蒸発管内で内部循環加熱が持続される。それにより、２段目触媒以降の触媒燃焼に必要な高温が保持され、触媒燃焼が行われる。

(3) 定常運転　燃焼空気温度が所要の温度以上に予熱されると定常運転に入る。通常の触媒燃焼器はこの条件で運転されている。過渡運転から定常運転への移行は燃焼空気の旋回強度を調整することにより実行される。

3. 可視化燃焼実験

始動用バーナのコンセプトを確認するため、図 2 に示すような蒸発管と触媒ライナ部に石英ガラスを取付けた可視化構造の燃焼器を実験に用いた。

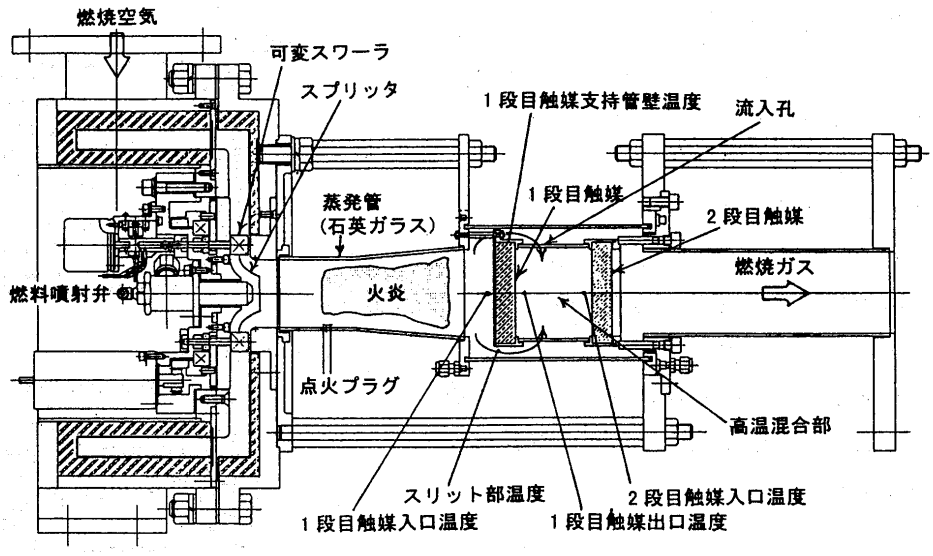


図２　可視化燃焼器の構造

燃焼器の基本構造は、1段目触媒の上流にスリットを設け、始動時、燃焼中のガスの一部を触媒ライナ外周部に流入させ、燃焼ガスを触媒ライナに設けた流入孔から１段目触媒と２段目触媒の中間に位置する高温混合部に供給するものである。さらに、この構造は触媒燃焼時に多少予混合気の不均一性が存在しても、高温混合部を設けることによって燃焼ガスの均一化促進をねらいとしている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

蒸発管の寸法は、入口内径 70mm、出口内径 90mm 直管部長さ 100mm、拡大管部長さ 130mm である。流入孔は触媒ライナの 1 段目触媒出口端から 20mm の周方向位置に設け、直径 12mm の孔が 12 個等間隔で配置されている。スリット幅は、蒸発管出口から 1 段目触媒までの間隔で 12mm、1 段目触媒と 2 段目触媒の間隔は 60mm を採用した。これらは、始動用バーナと触媒燃焼の良好な燃焼状態がえられる条件のものを選定した。

燃料噴射弁はエアアシスト式噴射弁を用い、スプリット比［(スプリッタ出口径／蒸発管内径) ^{2}］が 0.25 のスプリッタを燃焼空気の流れを調整するために用いている。主として 1 段目触媒まわりの温度特性を把握するために、1 段目触媒には従来より用いている耐熱 1000℃で活性の高い Pd/ｱﾙﾐﾅ/ｺｰﾃﾞｨｴﾗｲﾄのハニカム触媒[3]を用い、2 段目触媒には耐熱 1500℃のﾁﾀﾝ酸ｱﾙﾐﾆｳﾑのハニカム体を用いた。これらはいずれも外径 100mm、厚さ 20mm、セル数 200 ｾﾙ／in^2 である。温度の測定は、1 段目触媒入口温度（Ti）、スリット部ガス温度（Ts）、1 段目触媒支持管壁温度（Tw）、1 段目触媒出口の半径 0mm、20mm の各温度（T10, T11）および高温触媒入口の各温度（T20、T21）について直径 1mm のシース型 R 熱電対で行った。また、可変スワーラを用いて、着火性や燃焼状態に影響する燃焼空気の旋回強度を任意に変えられるものとした。燃料には灯油を用いた。

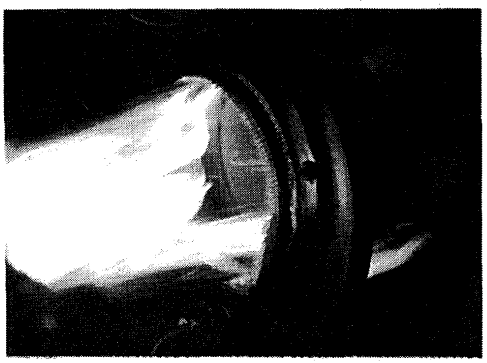


図 3　始動用バーナの燃焼状態

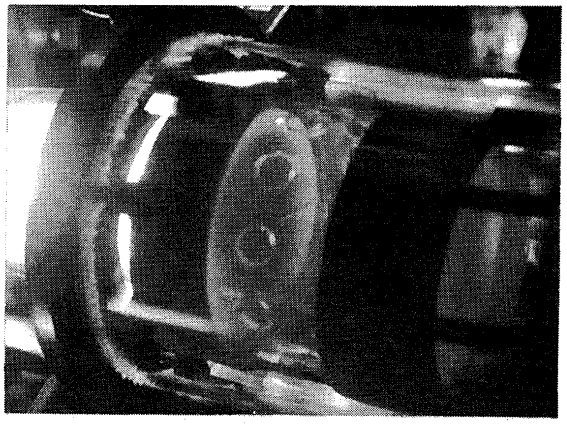


図 4　触媒の加熱状態

着火は、蒸発管部分に設けた点火プラグで行い、スワーラ旋回角を変化させながら、着火時間と各部温度測定および火炎の挙動と触媒各部の状態などを観察した。常温空気を供給し、旋回角を変化させ着火時間を調べた結果、旋回角 15° ～20° で着火時間 1 秒以下がえられ、良好な着火性が確認された。

始動用バーナとして機能させた場合の旋回角（α）35° 、燃焼空気流量（Ga）10g/s、空気過剰率（λ）2 における燃焼状態を図 3, 4 に示す。図 3 は、火炎が 1 段目触媒に流入せずにスリット部に流入する状態を示す。図 4 は、燃焼ガスによって 1 段目と 2 段目の触媒が加熱された状態を示す。これらより、始動用バーナの燃焼状態が把握された。

上記の燃焼条件で旋回角を変化させた場合の 1 段目触媒前後面におけるガス温度を図 5 に示す。火炎を形成しても触媒前後のガス温度はいずれも 1000℃以下で触媒の耐熱温度以下におさえられている。また、旋回角を変えてもあまり変化していない。これは Ga が 10g/s では燃焼が蒸発管内でほぼ終了することによるものである。Ga を 20g/s に増加させた場合の各部温度を図 6 に示す。α が 5° ～10° の場合は、流速分布の測定結果から蒸発管中央部に循環流領域が形成されないことがわかっている。この場合、環状の火炎はスリット部と 1 段目触媒外周部を通過して後流にシフトしている。α を増加させるとスリット部に流れる燃焼ガス量が増加するようになり、流入孔から高温混合部に流入するガス量も増加し、流入ガスの貫通力も増大する。さらに、1 段目触媒から蒸発管を含めて循環流が形成されている。その結果、α を増加させるにしたがい Ti、T10 は 25° ～30° にかけて増加するものと思われる。これらの燃焼状態と温度分布より、図 1 の（1）に示す始動用バーナのコンセプトの有効性が確認された。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

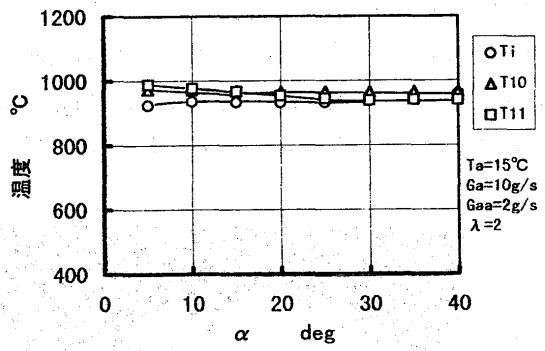


図5　1段目触媒温度特性（Ga=10g/s）

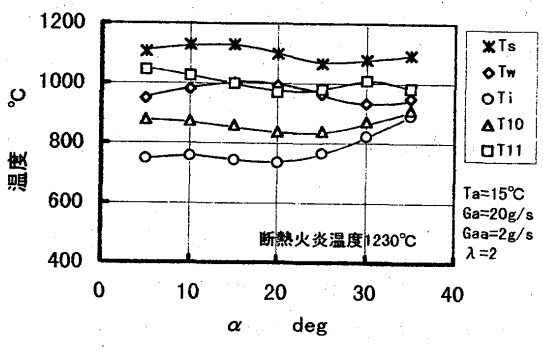


図6　1段目触媒温度特性（Ga=20g/s）

4. 触媒燃焼器の燃焼特性

4. 1　触媒燃焼器の構造

実機搭載可能な燃焼器構造を考慮し、図7に示すような逆流缶型の触媒燃焼器を実験に用いた。燃焼器入口温度は常温から700℃、燃焼器出口温度は1200℃以上を使用条件として設定し、燃焼器構造を検討した。燃料噴射弁、可変スワーラ、スプリッタ、点火プラグは可視化燃焼実験で用いたものと同一である。蒸発管形状もほぼ同じであるが、直管部の長さを150mmとし拡大管部の長さを40mmとした。1段目触媒は可視化実験と同一材料で直径100mm、厚さ12mmのものを用いた。2段目、3段目触媒は直径100mm、厚さ20mmで耐熱1200℃のヘキサアルミネート系触媒を用いた。流入孔は直径10mmの孔を12個設け、1段目触媒と2段目触媒の間隔は50mmとした。

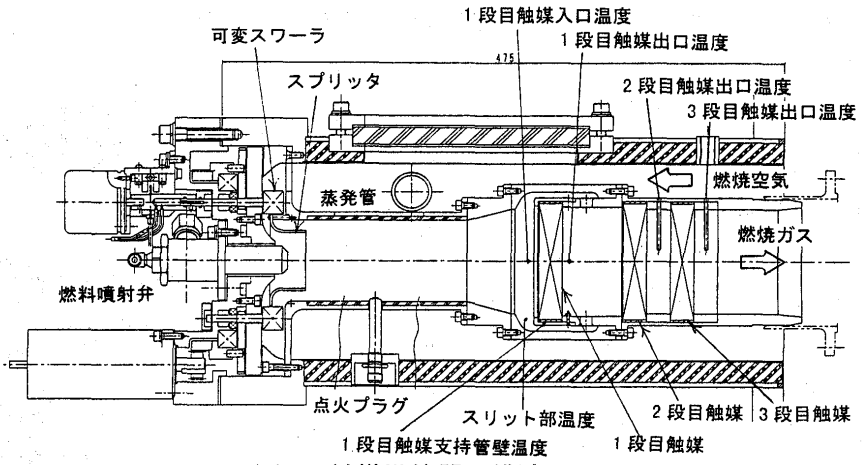


図7　触媒燃焼器の構造

4. 2　実験方法

実験は、まず着火試験を行い良好な着火性を確認した後、図1の作動コンセプトに示す始動用バーナの燃焼実験、過渡運転時、および定常運転時を想定した条件での燃焼実験を行った。燃焼空気流量は5～60g/s、微粒化用空気流量(Gaa)は1～3g/s、燃焼空気温度は常温～700℃、燃焼器圧力は常圧で実験を行った。燃料には灯油を用いた。温度計測は、1段目触媒まわりは可視化燃焼実験と同一位置で行い、さらに、2段目と3段目触媒の出口10mm位置の水平断面において半径方向距離20mm間隔で各5点測定した。また、燃焼器出口温度は燃焼器出口150mm位置で測定した。排出ガスは燃焼器出口200mm（位置1）と1.5m（位置2）で水冷多孔プローブを用いて採取し、自動車用排ガス分析計で計測した。

4. 3　燃焼特性

図1に対応する各運転条件について、触媒燃焼器の温度特性と排出特性をそれぞれ調べた。

(1) 始動運転時

始動用バーナの着火は、Ga=5g/sで行う。着火後、燃焼空気流量をそれぞれ10、20、30g/sに保持しλ=2の一定条件（断熱火炎温度1230℃）で燃焼させ、時間の経過とともに各部温度と排出ガスがどのように変化するかを調べた。Ga=20、30g/sの場合における各部温度の時間変化を図8、9に示す。図中のT10、T2aveとT3aveはそれぞれ1段目触媒出口中央のガス温度、2段目および3段目触媒出口の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5点の平均温度を示す。図8より、着火後20分程度は各部の温度は急速に上昇する。これは、燃焼空気は常温で供給されるが、逆流缶型構造のためライナから受熱し、スワーラ入口の燃焼空気温度(Ta)が上昇するためである。20分まではTsが最も高いが、その後は2段目触媒出口温度が最も高い。すなわち、20分経過後は2段目触媒で完全燃焼していると思われる。40分経過後でも、1段目触媒の入口出口温度はそれぞれ810℃、920℃で触媒の耐熱温度以下に保持される。図9より、Ts、T2ave、T3aveともほぼ同じ温度経過を示す。このことは2段目触媒で反応が終了せずに3段目触媒まで燃焼が持続していると思われる。ここで、蒸発管内平均流速は、20分経過後においてスワーラ入口温度換算で、Gaが10、20、30g/sの場合、それぞれ5.2、8.4、11.8m/sである。

これらの燃焼条件におけるHC、NOxの排出濃度の時間経過を測定位置2について示したものが図10、11である。図10より、HCはGa=20g/sの場合、10分経過後は6ppm(O_2=16%)となり、それ以後はほとんど排出されない。これは2段目触媒で燃焼がほぼ終了しているためである。Ga=30g/sの場合は、2段目、3段目の触媒出口平均温度が時間経過とともに徐々に上昇し、そのためHCは減少傾向にある。図11より、NOxはGa=10、20g/sとも時間経過とともに増加する。これは火炎をともなう燃焼が主体であり、Taの増加によるものである。一方、Ga=30g/sの場合は時間経過によらずNOxはほぼ一定であり、火炎をともなう燃焼とともに触媒燃焼の割合も高くなるためであろう。COは10分経過後において、Gaがいずれの場合もほとんど排出されなかった。

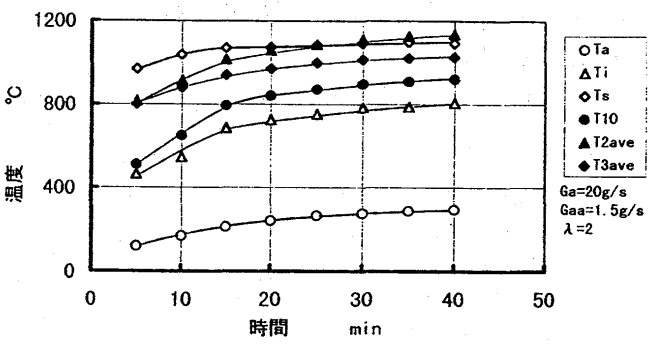


図8 温度特性(Ga=20g/s)

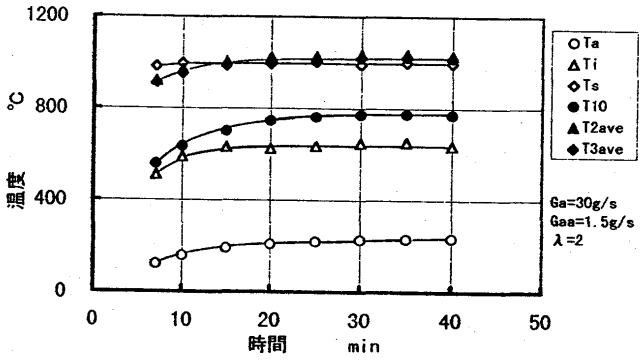


図9 温度特性(Ga=30g/s)

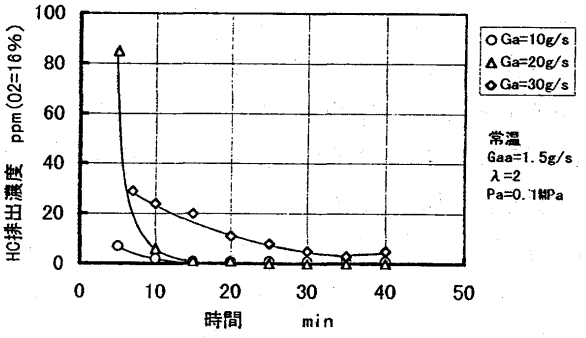


図10 始動運転時のHC排出濃度

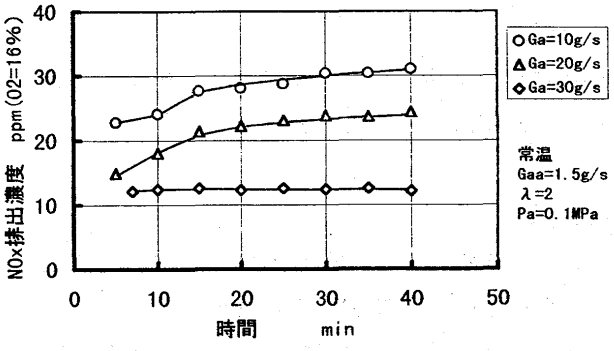


図11 始動運転時のNOx排出濃度

(2) 過渡運転時

始動用バーナを消炎させ、触媒燃焼の定常運転にいたる触媒燃焼のみの運転条件が過渡運転である。この条件に対応する燃焼特性を調べるため、Ga=20、30g/sについて始動用バーナを40分運転し、触媒燃焼のみに切換えた場合のNOxの排出濃度を調べた。過渡運転におけるTaは始動用バーナの条件を考慮し、250～300℃とした。旋回角を20～45°変化させた場合の結果が図12である。触媒燃焼のみの過

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

渡運転に移行することによりNOx排出濃度は1～3ppmと極めて低い値になることがわかった。

(3) 定常運転時

Ta=500℃、700℃において、旋回角を変化させ触媒燃焼の排出特性を調べた結果を図13に示す。燃焼器入口温度を高温化してもNOx、COなどの排出濃度を極めて低いレベルに抑制し得ることが示された。この運転条件では、触媒の耐熱性を考慮し燃焼器出口温度を1200℃と設定したが、触媒の耐熱性を向上させることにより、さらに出口温度の高温化が可能である。しかし、高温化に際して蒸発管内の循環流の形成は逆火要因となることから、燃焼空気の旋回角は大きくとれずα=10～15°での均一性の高い混合気形成技術の開発が必要である。

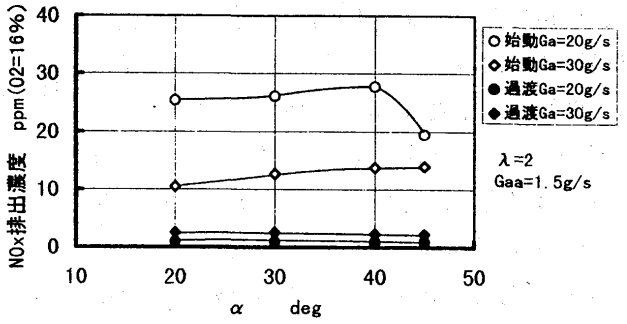


図12 NOx排出濃度の比較（始動時と過渡時）

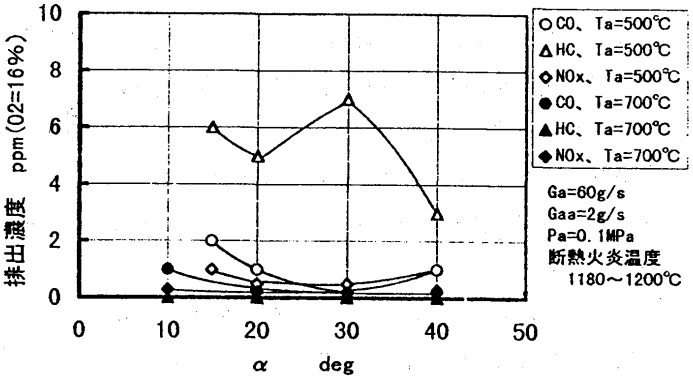


図13 NOx排出濃度（定常時）

5. まとめ

触媒燃焼器を実機搭載するために必要な冷態始動から定常運転までを可能とするコンパクトな触媒燃焼器のコンセプトを実証するため、可視化モデルと触媒燃焼器を用いて燃焼実験を行い、以下の結果を得た。

(1)触媒燃焼器の蒸発管の部分に始動用バーナの機能を持たせたコンパクトな燃焼器のコンセプトの可能性が実証された。

(2)始動運転時、始動用バーナの燃焼によりCO、HCが排出されるが10分間の運転後には数ppm以下に低下し、従来の拡散燃焼方式のバーナよりCO、HCの低減が可能である。また、空気流量を増加させると触媒燃焼割合が増加し、NOxを抑制できることがわかった。

(3)始動運転から触媒燃焼のみの過渡運転に移行することにより、NOxは大幅に低減できることがわかった。

燃焼器出口温度のさらなる高温化と触媒燃焼器の信頼性向上のため、耐熱性の高い触媒の開発が必要であり、高温触媒の開発と燃焼器の開発を併行して行っている。

参考文献

(1)N. HANDA, Y. YOSHIDA, 26TH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON COMBUSTION, POSTER SESSION 109, 1996.

(2)半田、他；第11回ガスタービン秋季講演会講演論文集、193-198、1996.

(3)吉田、他：第11回ガスタービン秋季講演会講演論文集、199-204、1996.

(4)木村、他；第11回ガスタービン秋季講演会講演論文集、187-192、1996.

(5)J. KITAJIMA, S. KAJITA, ASME Paper 89-GT-265, 1989.

(6)R. LUNDBERG, R. GABRIELSSON, ASME Paper 95-GT-446, 1995

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

広作動域低ＮＯｘ燃焼器の特性

B—4

下平　一雄、黒澤　要治、*鈴木　和雄（航技研）
守家　浩二、若林　努　、　中村　裕司（大阪ガス）

１．はじめに

ガスタービン燃焼器からのＮＯｘ排出の低減は、環境保全の面から重要かつ緊急の課題である。この有効な方法の一つとして予混合希薄燃焼法があるが、この方法を単純に採用した燃焼器では、広い作動範囲で使用する時に問題がある。低負荷時つまり燃料を絞る時に混合気が希薄になり過ぎて燃焼効率が低下し、さらには保炎ができなくなる。実際の運用上でも、航空用ガスタービンに限らずコジェネレーション発電用ガスタービン等にも負荷変動への対応が要求されている。

希薄予混合燃焼法を採用した場合での負荷変動への対策として、保炎性能の確保を目的とした小さい拡散燃焼火炎を別途形成したり、また可変機構を取り付けて燃焼領域への空気量を制御し、負荷を変えても保炎と低ＮＯｘ性が両立できるような混合気を燃焼領域に常に供給できるようにした方法等がある。しかし、前者では、燃料系統を複数独立に持たなければならないのと、定負荷時にパイロット火炎を消す場合には、その制御も必要になる。後者では、燃焼器の構造が複雑になり、可動部分の耐久性の問題と急速な負荷変動には対応できないなどの問題がある。

ここでは、燃料供給が１系統にもかかわらず、定格負荷時には低ＮＯｘを目的とした予混合希薄燃焼方式となり、低負荷時には保炎を重視した拡散燃焼に自動的に切り替わる燃料供給構造を試作し燃焼試験を行なったので、その特徴と特性を報告する。

２．供試燃焼器

供試燃焼器を図１に示す。基本的構造は、カン型燃焼器で長さ約350㎜、直径約140㎜である。本来の構造では、燃焼筒の後流に円形から扇形に流路断面の変わる尾筒が付き、出口形状は扇形であるが、本実験では簡単化のために断面が一定の円形尾筒を取り付けて試験を行った。燃焼器上流は助走空間を十分に確保し、実機のガスタービンの流入空気速度分布に近くなるように設計した。燃料はメタンガスを使用し、実験は大気圧で行った。主な燃焼方式として、ＮＯｘ低減を図るために予混合希薄燃焼を採用している。低ＮＯｘ化と出力増強のため、ケーシングと燃料ノズルから蒸気投入も可能な構造であるが、ここでの実験では蒸気は投入していない。燃焼器ライナーには、全面に斜孔を分布させ、外周空気流路側にリング状の突起を配置して冷却効果を高めた冷却構造を採用し、冷却空気低減を図った。

計測については、燃焼ガスの組成分析を主に行った。排ガス組成は、高さ方向に１０点の採取口があり各口から等量を採取して混合する構造のガス採取プローブを尾筒出口に取り付けて、高温燃焼ガスを採取した後加熱導管にてガス分析器に導き分析される。燃焼効率は実測された排気ガス組成から計算される。

試験装置全体の系統を図３に示すが、空気は圧縮機にて供給され、電気加熱により所要の流入空気温度に設定されて燃焼器に供給される。燃料はボンベを束ねたカードルにより供給され、大気圧実験に必要な圧力にまで減圧される。燃料ノズルには室温にて供給され、メインとプライマリへの噴射流量はそれぞれの燃圧で調節される。

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ Via 210.73.216.204, 2025/07/04.

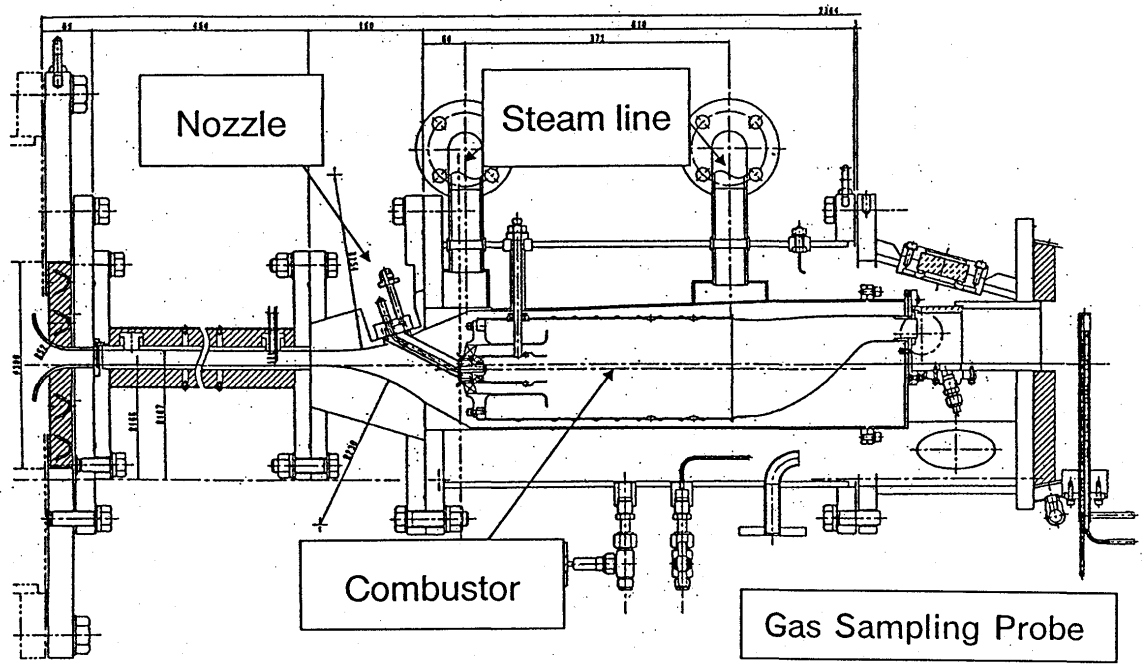


図 1　供試燃焼器

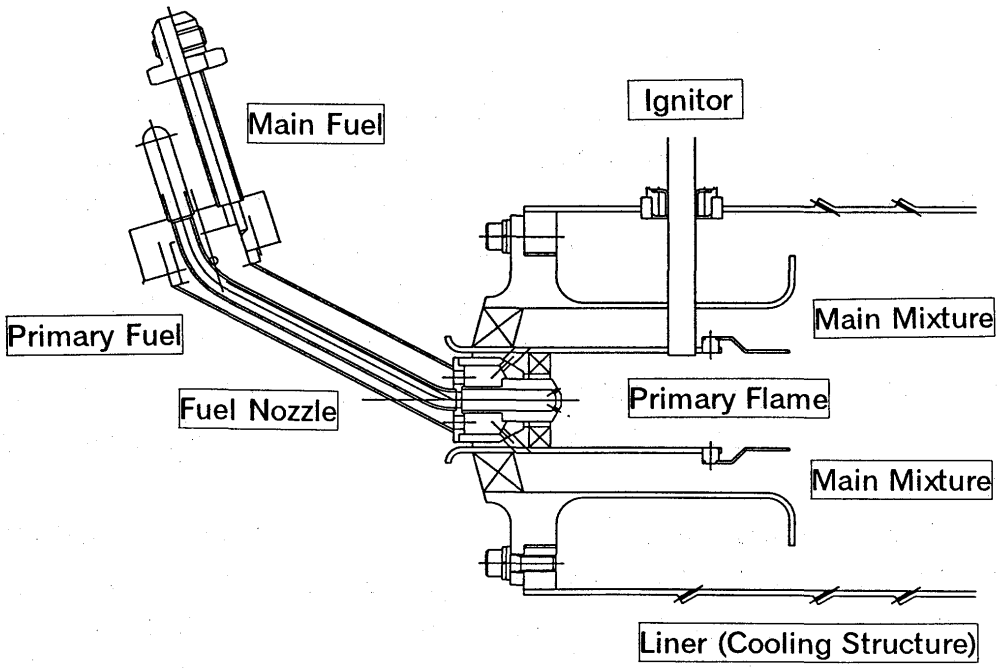


図 2　燃料供給部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

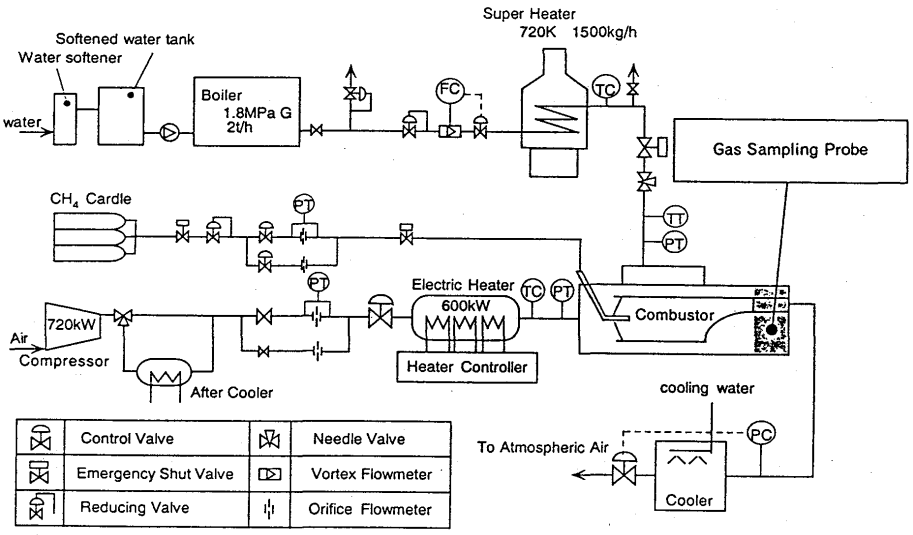


図３　実験装置系統

燃料供給部　燃料供給部の構造を拡大したものを図２に示す。基本的な構造は、希薄予混合気を作る外環部と保炎を重視した内管部の２つから成る。外環部への空気供給は多く、スワーラによる旋回流や十分な長さの混合空間で混合が十分に達成されてから燃焼器内に供給され、当量比が0.7～0.8程度の予混合気で燃焼するように設計されている。一方、内管部への空気は少なく、燃料流量が小さくても火炎が形成されるように設計され、通常はこの管の内部にて火炎が形成される。燃料ノズルは、プライマリ噴射とメイン噴射の独立した２供給系統を持たせている。本実験の目的では、メイン噴射のみで２系統を有するノズルと同等の特性を持つことを確認することであるが、比較のためにプライマリ噴射を併用した実験をも行うために２つの噴孔を設けた。ここでの燃料流と空気流を模式的に示したものを図４に示す。燃料ノズルのメイン噴射口（Ａ孔）と同じ位置に外環部に燃料を通す孔（Ｂ孔）が設けてあり、メイン燃料噴流は、この２連の孔を通って外環部に供給される。この間のスリットには内管部へ供給される空気の一部が流れるため、このスリット流を貫いた分の燃料が予混合希薄燃焼として燃焼されることになる。Ｂ孔に流入出来ない分は、内管部に運ばれて保炎に用いられる。燃料ジェットが強い高負荷時には、Ａ孔を出た燃料は大部分Ｂ孔を通り外環部に供給されるが、低負荷時にはスリット流を貫流してＢ孔に入るのに十分な運動量が燃料ジェットに無く、内管部に燃料が流れ拡散燃焼として火炎が保持されるのに使われ、燃焼効率向上に貢献する。

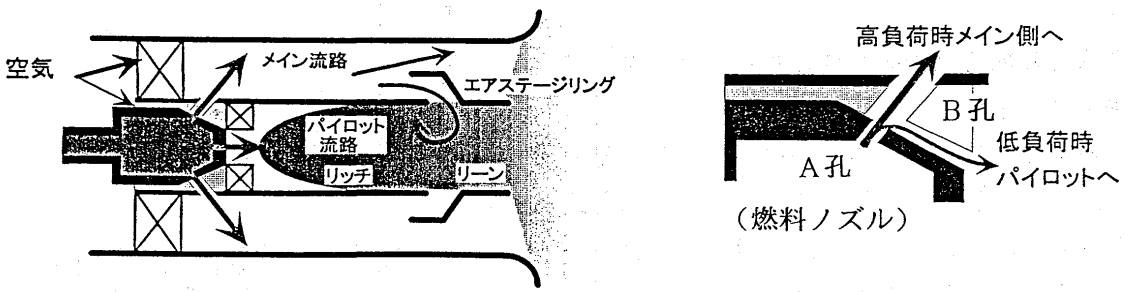


図４　燃料供給法の概念図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．実験結果

3.1 燃焼効率

燃焼効率について、メイン噴射のみの場合とプライマリ噴射を併用した場合との比較を図５に示す。全体当量比を変える際に、後者の場合には、プライマリ噴射の効果を顕著にするために、その噴射量を全体当量比にして0.15に固定設定して、メイン噴射量にて調節する。図５の結果によると、全体当量比0.3以上の範囲では、いずれの場合も燃焼効率はほぼ100％であるが、これより低くすると当量比の減少とともに低下する傾向を持つ。しかし、さらに低くすると逆に燃焼効率が向上する。一般的に予混合燃焼方式では、全体当量比を小さくすると、燃焼効率が低くなり、更に減少させると消炎する。これは、実際の燃焼が進行している領域でも、予混合が十分であれば設定当量比に近い混合気で燃焼しているからである。これに対して、拡散燃焼に近い場合には、燃料流量を絞っても、拡散の過程で形成される適度な当量比の部分で火炎が形成され易く、火炎域が小さくなるだけで保炎は確保される。したがって、メイン噴射のみの燃料供給法でこの結果が示すように、設定当量比を低下させた時に、燃焼効率が低下してゆく範囲では予混合的な燃焼方式が支配的で、本来なら火炎が消えるはずの低い範囲で燃焼効率が回復するのは、燃焼方式が切り替わったことを意味する。つまり、メイン噴射単独にもかかわらず、燃料を絞った時には内管に燃料が供給され、保炎中心の拡散燃焼に自動的に移行したと考えられる。これは当初の設計の意図が達成されたことを意味する。

２系統の燃料供給を必要とするプライマリ噴射を併用する場合には、効率低下が起こっている範囲で燃焼効率の多少の向上が得られたが、その値は小さく、しかも効率低下の始まる最小当量比はどちらも0.3で大差なく、２系統燃料供給の構造複雑化に見合う実用上の有利さは小さい。

次に、燃焼効率を排ガス組成から見るために、未燃ＨＣとＣＯの排出特性について、メイン噴射のみの場合とプライマリ噴射を併用した場合との

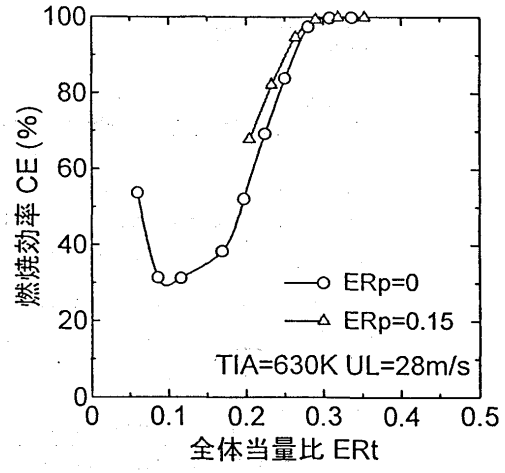


図５　燃焼効率

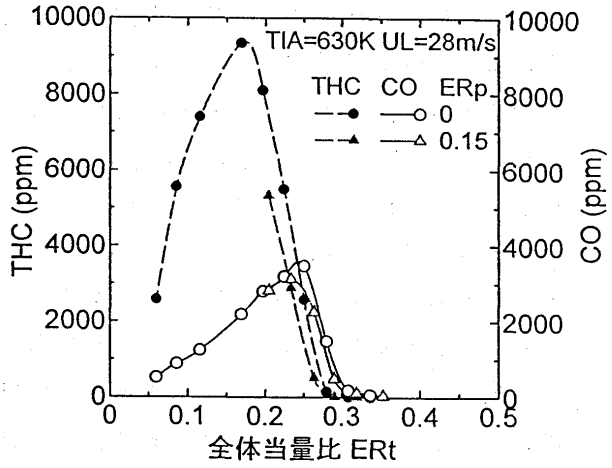


図６　未燃ＨＣ、ＣＯの排出特性

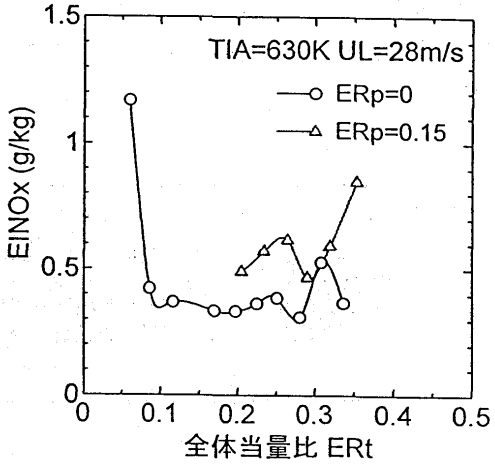


図７　ＮＯｘの排出特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

比較を図６に示す。燃焼効率がほぼ100％に近くなる全体当量比0.3以上の範囲では、未燃ＨＣやＣＯの排出は共に少なく、0.3以下の範囲では当量比を小さくすると、まず燃焼が完全に行われないためのＣＯの発生が増加して、その後に燃焼自体が行われないために未燃ＨＣが増加する。さらに当量比を低くすると燃焼が切り替わり燃焼が促進されるために、未燃ＨＣ、ＣＯが減少する。

3.2 ＮＯｘ排出

ＮＯｘの排出について、メイン噴射のみの場合とプライマリ噴射を併用した場合との比較を図７に示す。ＮＯｘ排出レベルを燃料流量を変えた場合でも比較できるように、排出されたＮＯｘ量を使用した燃料量で無次元化した値で比較する。メイン噴射の場合には、全体当量比約0.15以上でほとんどの燃料が外環供給管に供給され予混合希薄燃焼が実現されてＮＯｘが低減される。プライマリ噴射を併用した場合には、内側供給管に常に燃料が供給されているためここでは混合気が濃い条件となり、燃焼器内で拡散燃焼を進行させるので、ＮＯｘの排出が増加する。火炎の安定性を確保するために常時プライマリ噴射を行う燃焼方式と比べれば、本燃料供給構造は自動的に内側供給管への燃料供給が止まるため有利である。勿論、プライマリ噴射を制御して、負荷を高くした時には供給を停止すればメイン噴射のみのＮＯｘ排出量と同程度と予測される。

４．まとめ

メイン噴射だけの１系統のみによる燃料供給で、高負荷時での低ＮＯｘを目的にした希薄予混合燃焼と低負荷時での保炎を重視した拡散燃焼に自動的に切り替わる構造を試作し、その所期の特性を確認することができた。

今後の課題としては、空気流量配分の算定精度を上げて希薄予混合燃焼時でのＮＯｘ低減効果を向上させることとプライマリ火炎形成時での内管過熱防止を図ることが必要である。

参考文献

・特願平 10-168909

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ターボ燃焼器用エアーブラストタイプ噴霧バーナーの高温・高圧下でのNOx排出特性

B—5

＊牧田　光正、山田　秀志、林　茂（航技研）

1.はじめに

現在、21 世紀初頭完成を目指して超音速旅客機 SST の研究開発[1]が進められている。しかし SST で想定されているエンジンは、巡航時には現在運航されている亜音速機のものより高温で作動することが考えられているため、燃焼器からの NOx 排出の増大が予想される。SST の運航を考える際に、この NOx 排出の増加が成層圏オゾン層に対して与える影響が危惧されており、実現のためには高温・高圧下での NOx 排出を抑えた燃焼器の開発が不可欠である。

NOx 排出量低減の手段の一つとして、燃料を予蒸発させ希薄燃焼させる方式が考えられるが、SST に用いた場合燃焼器入口空気温度が高温のため、逆火や自発着火という問題が生じる。これ対して著者らは、空気と燃料の急速な混合によって、局所的な高温領域の生成を抑制する方式による NOx 低減の可能性を追求し、メタン燃料では要素試験での目標値 5 EINOx を想定作動条件で実証した[2]。さらに液体燃料を対象として、同一のコンセプトに基づいてエアーブラストタイプ[3]の噴霧バーナーを試作し、常温・大気圧下で噴霧特性試験を行って微粒化性能を測定した後[4]、高温・大気圧下で単一バーナーの排出特性試験を行い噴出差圧に対する排出特性の変化を調べた[5]。今回このバーナーを４個取り付けたセクトラル燃焼器を製作し、1000K, 8ata までの高温・高圧の条件下での NOx 等の排出特性を調べたので、これまでの実験結果と合わせてこれを報告する。

2. 噴霧バーナー諸元

図１に今回用いたエアーブラストタイプの噴霧バーナーの概略を、表１に空気の流量係数を示す。内側と中間の二つのスワーラは燃料の微粒化を、外側のスワーラは保炎を目的として設けられており、噴霧特性試験の際には外側スワーラは用いられていない。センターボディーの 8 個の燃料噴射孔（φ0.3mm）から壁に向けて燃料が噴射され液膜を形成し、内側スワーラからの旋回空気流で液膜の分裂を誘引し、中間スワーラからの空気でリップにおける燃料の付着を防ぎ、微粒化の促進を図っている。

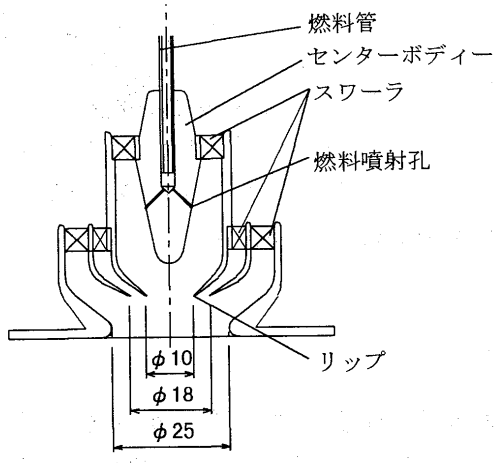


図１　エアーブラストタイプ噴霧バーナー

全体	0.330
外側スワーラ	0.287
中間スワーラ	0.301
内側スワーラ	0.319

表１ 噴霧バーナーの流量係数

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3. 噴霧特性試験

3.1. 実験装置及び方法

図 2 に噴霧特性試験に用いた装置の概略を示す。噴霧の粒径測定はレーザ回折法による粒径分布解析装置を用いて行われ、直径約 10mm のレーザビーム内の粒子を測定対象とし、バーナーのリップから65mm 下流で測定した。測定値は100回のサンプリングデータの平均を用いた。燃料は水道水で代用し、流量 Wf を 4～12g/sec の範囲で変化させた。微粒化用空気は圧縮機から供給し、チャンバー内の全圧 P と燃焼器内圧力との差圧△P を△P/P=1～8%の範囲で変化させた。

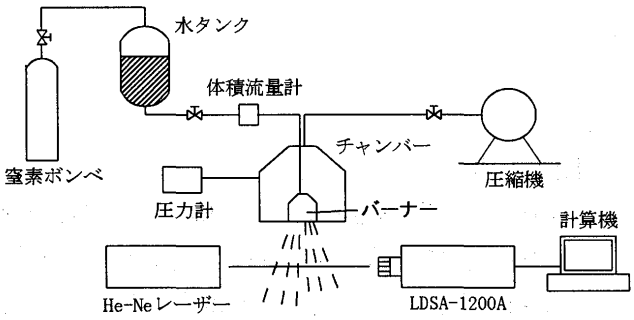
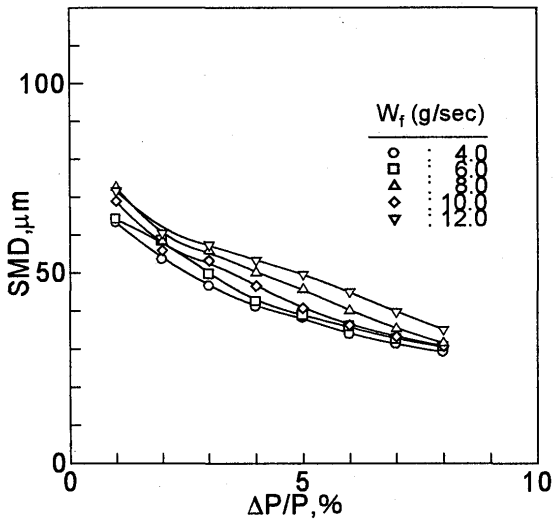


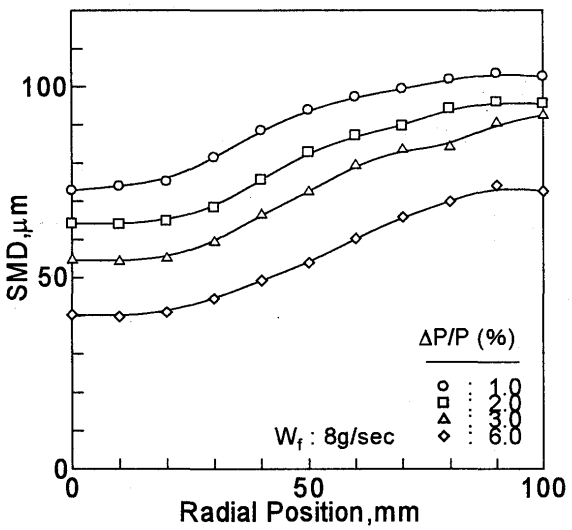
図2 噴霧特性試験装置

3.2. 実験結果

図 3 (a)にバーナー中心軸上の光路で測定した噴霧粒径と差圧の関係を示した。どの流量 Wf においても差圧が大きくなるにしたがって平均粒径 SMD(Sauter Mean Diameter)が同様に減少しており、これはリップ部での空気の流れが微粒化に対して支配的であるためと考えられる。また、図 3 (b)にレーザビームを噴霧の半径方向に移動させたときの光路中の粒径分布を示した。細かい粒子が多いのはバーナー中心軸上の光路で、中心から離れるにしたがって SMD が大きくなっている。これは、今回試作したバーナーは図 1 の様に内側のスワーラに対してのみ燃料を噴出しているため中間スワーラからの空気との混合が不十分であるためと考えられる。



(a) SMD と差圧の関係



(b) 光路を半径方向にトラバースしたときの SMD 分布

図 3 常温・大気圧下での噴霧特性試験結果

4. 高温・大気圧下での排出特性試験

4.1. 実験装置及び方法

図 4 に大気圧における単一バーナーの燃焼実験装置の概略を示す。燃焼器へ流入する空気は圧縮機から供給され、電気ヒータで燃焼器入口空気温度 Tin=650K 及び 1000K まで加熱される。燃料には灯

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

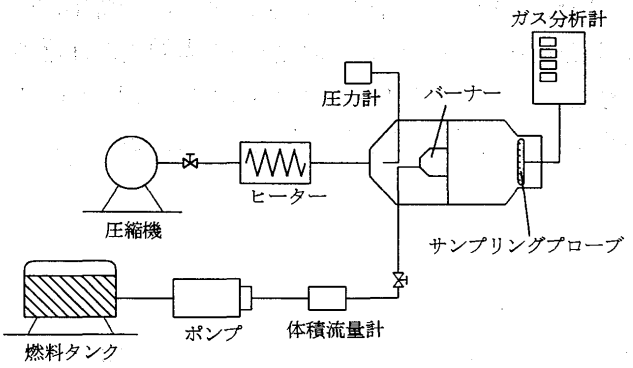


図4 大気圧燃焼実験装置系

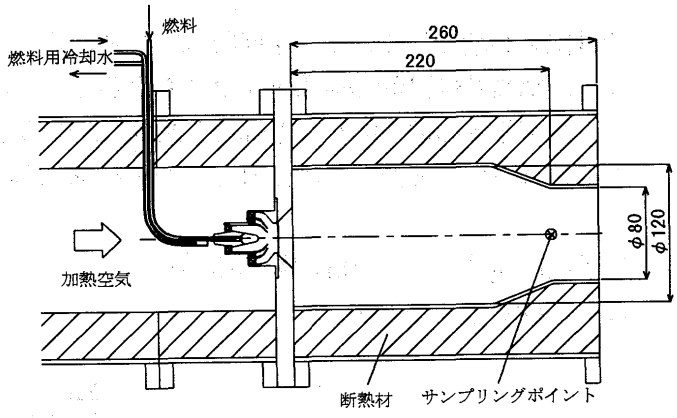


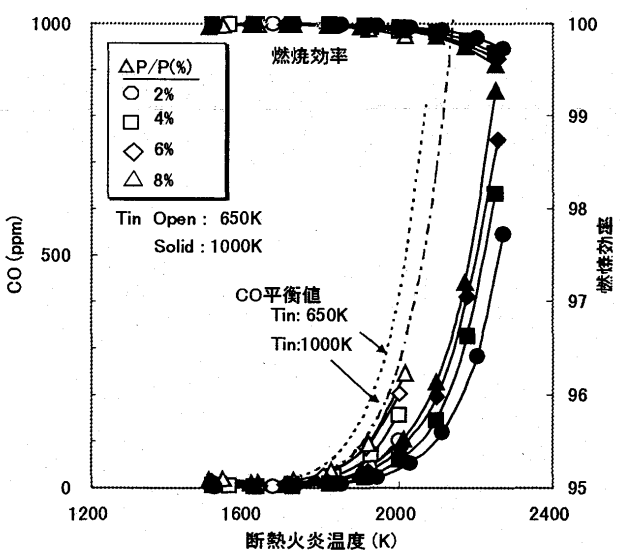
図5 単一バーナー燃焼器模型

油を用い、当量比を 0.2～0.6 の範囲で変化させた。測定は差圧を△P/P=2～8%の範囲で変化させて行われた。図 5 に単一バーナーを取り付けた燃焼器模型の概略図を示す。燃焼器ダクトは直径 120×長さ 260mm で、バーナー出口下流 220mm で直径 80mm に絞ってガスサンプリングポイントとしている。φ0.6mm の孔を 36 個備えた十字型温水冷却サンプリングプローブにより燃焼ガスを採取して加熱導管で導き、ガス分析装置で NOx ・ NO ・ CO ・ CO2 ・ HC ・ O2 の分析測定を行った。

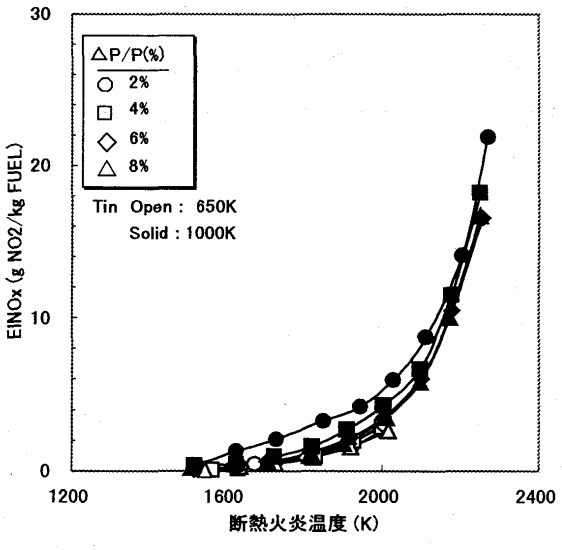
4.2. 実験結果

測定結果を整理するに当たり、燃焼領域でのガス温度として断熱火炎温度を用いた。図 6 (a)に断熱火炎温度に対する燃焼効率と CO の変化を示す。Tin=650K の場合でも燃焼効率は高いレベルを保持しており、定格条件下において HC の排出量は断熱火炎温度や差圧に依らず数 ppm 以下の低い値を示した。またいずれの条件下でも差圧の変化に対する CO の変動は顕著ではない。

図6 (b)に断熱火炎温度に対する EINOx の変化を示す。断熱火炎温度が 2000K を越えると急激に NOx



(a) 断熱火炎温度に対する燃焼効率と CO の変化



(b) 断熱火炎温度に対する NOx の変化

図6 高温・大気圧下での排出特性試験結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の排出量が増加している。燃焼器入口空気温度 Tin=1000K の場合は、差圧が大きい程 NOx の排出は少ない。噴霧特性試験の結果と併せて考えると、これは差圧が大きくなるにつれ燃料の微粒化が促進され、燃焼領域の局所的な高温部分が減少したためと考えられる。だが差圧が大きくなるにつれ NOx の低減は鈍っていった。これに対して Tin=650K の場合は、差圧を変えても大きな変化は見られない。

5. 高温・高圧下での排出特性試験

5. 1. 実験装置及び方法

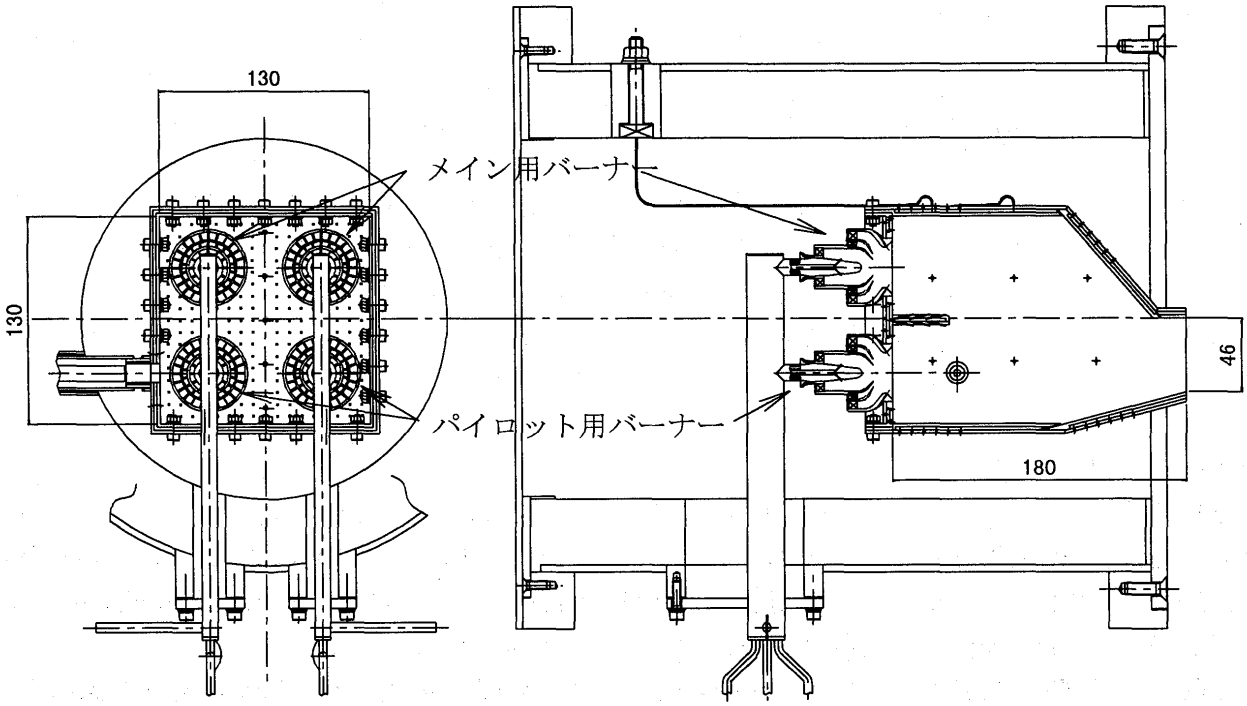


図 7 セクトラル燃焼器模型

図 7 にバーナーを取り付けたセクトラル燃焼器模型の概略図を、図 8 に高圧用の実験装置系の写真を示す。燃焼器へ流入する空気は圧縮機から供給され、電気ヒータで燃焼器入口空気温度 Tin=650～1000K まで加熱される。差圧は 4～8%の範囲で変化させた。燃料には同じく灯油を用い、当量比を 0.2～0.6 の範囲で変化させた。バーナーはパイロット・メイン用にそれぞれ２個ずつ取り付けられ、独立に制御されている。点火は水素トーチを用いて行われた。ライナー壁には冷却空気孔が開けられており、壁温には 19 点の熱電対が貼られて計測・監視されている。

運転条件としては、まず Tin=650K, 圧力 P=3ata においてパイロット側の２個のバーナーのみを用いて点火を行い、徐々に当量比

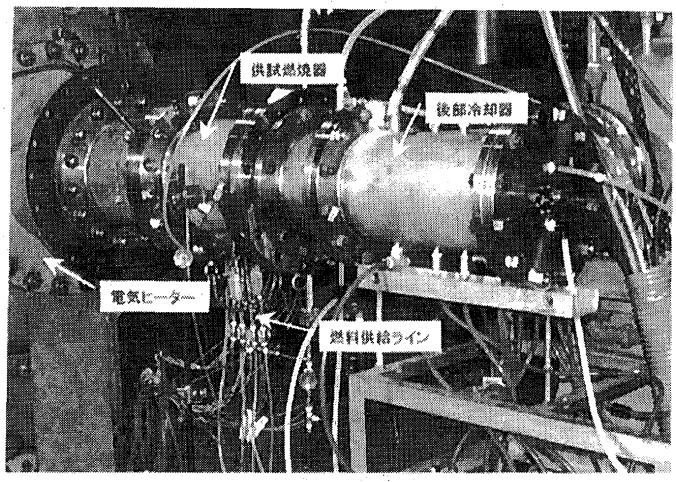


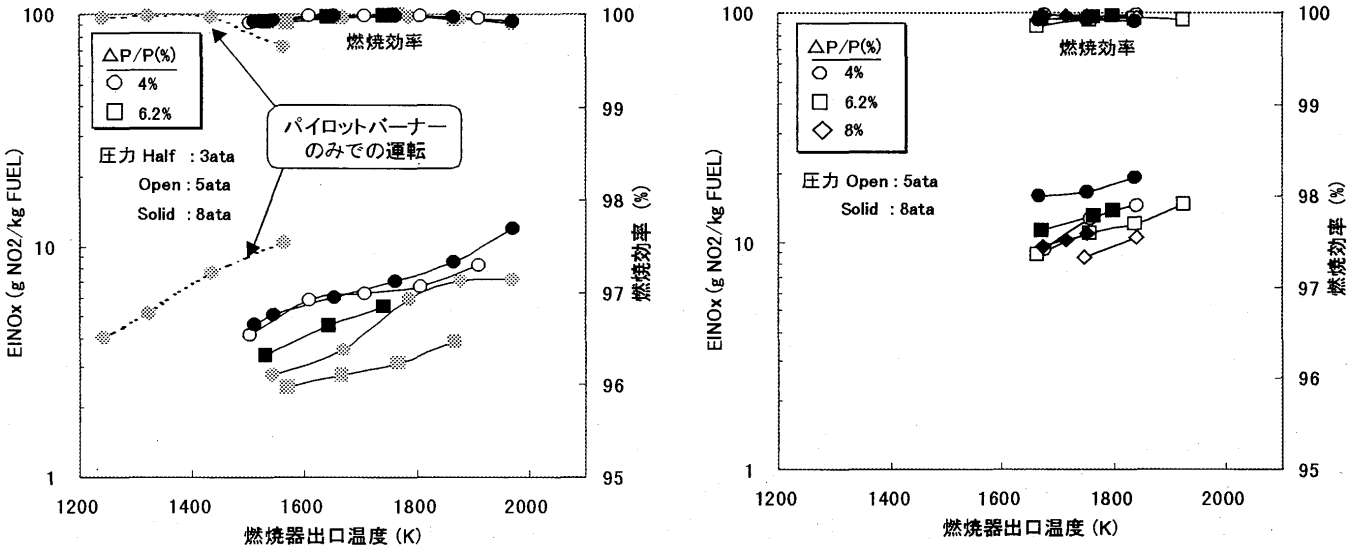
図 8 高圧燃焼試験装置系

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を増加させ当量比φ=0.4に達した後はメイン側のバーナーも使用し双方への供給燃料流量を同一に保ちながら更に当量比を増加させていった。その後差圧を△P/P=4～8%の範囲で増加させ、圧力もP=5, 8ataと増加させて測定を行った。一通り測定が終了した後、Tinを1000Kにあげて、同様に測定を行った。

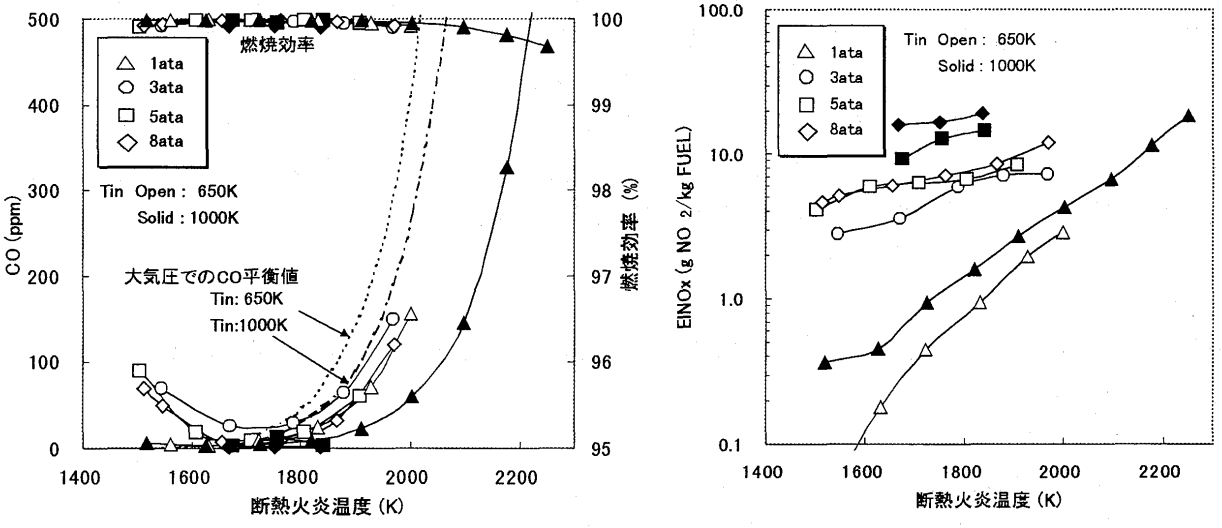
5.2. 実験結果

図9に(a)Tin=650K, (b)1000Kにおいて、噴出差圧と圧力を変化させた場合のEINOxと燃焼効率の変化を示す。横軸の燃焼器出口温度としては、燃焼器出口でガス分析された結果から推定された全体



(a) Tin=650K　　(b) Tin=1000 K

図9 高温・高圧下での燃焼器出口温度に対するEINOxと燃焼効率の変化



(a) 断熱火炎温度に対する燃焼効率とCOの変化　　(b) 断熱火炎温度に対するNOxの変化

図10 高温・高圧下での排出特性試験結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

当量比と Tin から計算された、断熱火炎温度を用いている。(a)中で波線のグラフは運転始動時のパイロットバーナーのみを用いたモードに対応しており、出口温度で整理した場合燃焼領域での当量比は約2倍になっているため、低い出口温度においてもEINOxが高くなっている。

その他のモードではパイロットとメインに同量の燃料が供給されているため、燃焼器出口温度を燃焼領域での断熱火炎温度と見なす事が出来る。EINOx は Tin 及び圧力の増加に伴って軒並み高くなっているが、Tin=650K, △P/P=4%の場合は圧力を 5ata から 8ata に上昇させたときにはEINOx の増加は顕著ではない。またいずれの Tin、圧力においても差圧の増加に伴い NOx の排出は減少しており、これは4.2で述べた現象と同じく微粒化の促進によるものと考えられる。

排出特性の温度・圧力への依存性を調べるため、△P/P を 4%に固定して温度・圧力を変化させた場合の断熱火炎温度に対する燃焼効率と CO, NOx 排出の変化を大気圧での試験と併せて図10に示す。(a)より、Tin=650K の場合 CO は幾らか排出されているが圧力への依存性は少なく、Tin=1000K では CO の排出量自体が微量である。また(b)では NOx の排出はいずれの Tin においても圧力の上昇に伴って増加しているが、圧力が高くなるにつれてその増分幅は少なくなっている。

6. まとめ

今回、液体燃料用のエアブラストタイプの噴霧バーナーを試作して、常温・大気圧での噴霧特性試験、高温・大気圧での単一バーナーの排出特性試験、及び高温・高圧でのセクトラル燃焼器の排出特性試験を行い、以下のような結果が得られた。

(1) 噴霧特性試験において、差圧の増加に伴い平均粒径が小さくなる現象と、粒子の細かい領域がノズルの中心軸上に限られていることが確認された。
(2) 高温・大気圧での排出特性試験において、燃焼器入口空気温度 Tin=1000K の場合、差圧の上昇に伴ってNOx は減少したが、Tin=650K においては顕著な変化は見られなかった。
(3) 高温・高圧での排出特性試験では、温度及び圧力の上昇に伴う NOx の増加が見られたが、高圧になるに従いNOx の増分幅は減少した。

全体を通してみると Tin=1000K、圧力 8ata の場合はEINOx が 10 を越えているところがあるが、差圧△P/P を上げて微粒化を促進することにより 10 程度に抑えられる事が確認された。また今回試作した噴霧バーナーの場合、燃料をバーナーの中心付近でしか噴出していないため個々のバーナーについてみるとスワーラからの空気との混合が不十分な可能性がある。現在、スワーラの領域でも燃料を噴出するバーナーを試作し、NOx の排出を更に低減することが出来るか調査・実験を行っているが、本研究の結果を踏まえると、EINOx～5 程度まで低減される望みが有る。

参考文献

(1) Robert A. Mercure : International GAS Turbine and Aeroengine Congress & Exhibition, 96-GT-245.
(2) 待田 徹, 法政大学修士論文, 1995.
(3) A. K. Jasuja : Transaction of ASME, Vol. 101, pp. 250-258, 1979.
(4) 黛克憲, 牧田光正, 林茂 : 第6回微粒化シンポジウム講演論文集, pp. 285-288, 1996.
(5) 黛克憲, 牧田光正, 山田秀志, 林茂 : 第38回航空原動機・宇宙推進講演会論文集, pp. 151-155, 1998.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B—6

超音速輸送機用ターボジェットエンジンの低ＮＯｘ燃焼器の研究（性能実証用セクタ燃焼器の検討と基礎燃焼試験結果）

*木下康裕、小田剛生、北嶋潤一　（川崎重工業明石技研）

１．はじめに

超音速輸送機は成層圏オゾン層中を長時間飛行するため、ＮＯｘのオゾン層破壊が重大な問題とされており、その排出に対し厳しい規制が現在検討されている。そのため、低公害燃焼技術の開発が超音速輸送機実現のキーテクノロジーと言っても過言ではなく、米国の航空宇宙局（ＮＡＳＡ）では、ＮＯｘの排出指数をオゾン層への影響が少ないとされる５g/kg fuel以下に低減することを目標として、大規模な　低NOx燃焼器の研究開発を展開している。一方、わが国において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」（ＨＹＰＲプロジェクト）の一環として、飛行マッハ３クラスのターボジェットエンジン燃焼器に採用する低公害燃焼技術の確立を目的とし、ＮＡＳＡ同様に超音速飛行巡航時のＮＯｘの排出指数を５g/kg fuel以下に低減することを目標として、低公害燃焼器の研究開発が積極的に進められている。

当社はＨＹＰＲプロジェクトの中で、メタン燃料を用いた低公害燃焼器の研究開発を担当している。これまでに、予混合希薄燃焼を採用したユニークな予混合管式噴流旋回型燃焼器を考案し、モデル燃焼器の試作試験により、本燃焼方式がＮＯｘ排出に関する目標値を達成することを明らかにした[(1)]。そして、研究の最終フェーズとしてプロジェクト目標値を実証するための燃焼器を検討し、性能実証用セクタ燃焼器を試作して基礎燃焼試験を実施したのでその結果について報告する。

２．性能実証用低ＮＯｘ燃焼器の検討

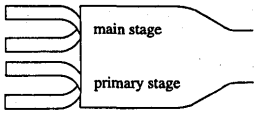
表１に燃焼器低公害化の研究に対するプロジェクト目標値を示す。目標エンジン燃焼器においては、設計点であるマッハ３巡航時の厳しいＮＯｘ排出値や燃焼効率の他に、アイドルやタキシング、ディセント等の各モードにおける燃焼特性についても十分な性能を有すること（超音速機に対するＩＣＡＯ規制の達成）が要求されている。

設計点におけるＮＯｘ排出や燃焼効率については、前フェーズまでに予混合希薄燃焼を採用した予混合管式噴流旋回型燃焼器を考案し、モデル燃焼器による実温実圧試験を実施して目標値の達成に目途をつけた[(2)]。一方、無負荷、低負荷条件で最も問題になるのがＩＣＡＯの規制する未燃炭化水素ＴＨＣや一酸化炭素ＣＯのエミッションであり、これらの排出は燃焼状態の悪化によりもたらされる。そこで、予混合希薄燃焼を採用した本燃焼器が低負荷において良好な燃焼性能を示すためのストラテジーを検討した。一般に、低負荷時の燃焼性能を改善する方策として、燃焼器自身に可変機構を取り付けて各負荷時の燃焼状態を最適化する方法と、個々の燃料モジュールを負荷に応じて制御し、広い作動範囲に対応する燃焼のステージングによる方法が考えられる。検討の結果、本燃焼器では燃料の制御が複雑になることや、燃焼ステージ切り替え時の安定性に不安があるものの、稼動部がなく機械的安定性に有利な後者のステージング燃焼法を選定して、性能実証用低ＮＯｘ燃焼器の設計を行った。

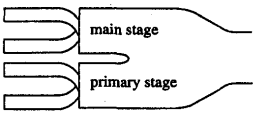
ステージング燃焼器の概念を図１に示す。本燃焼器には、円環状２列に燃料予混合モジュールを多数配置した構造を採用し、アウタ側はメインステージをインナ側はプライマリステー

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

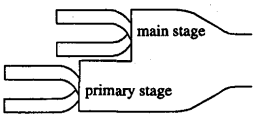
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



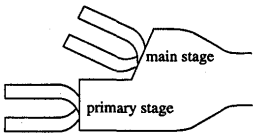
(a) Single plane double annular (without partition)



(b) Single plane double annular (with partition)



(c) Axial staged double annular



(d) Inclined axial staged double annular

図１　ステージング燃焼器の形態

表１　低ＮＯｘ燃焼器の目標値

Design point　(Mach 3 cruise condition)		
NOx emission index	g/kg fuel	≦ 5
Combustion efficiency	%	≧ 99.5
Total pressure loss ratio	%	≦ 5
Pattern factor		0.20
Off design point		
ICAO Annex16 volume II	Chapter 3	

表２　ステージング燃焼器の評価

形態	特徴	評価
(a) Single plane double annular (without partition)	・比較的構造が単純 ・ステージ間の干渉の可能性	○
(b) Single plane double annular (with partition)	・ステージ間の干渉がない ・ステージ隔壁の焼損の可能性	△
(c) Axial staged double annular	・ステージ間の干渉がない ・燃焼器の長大化	○
(d) Inclined axial staged double annular	・比較的複雑な構造 ・ステージ間の干渉がない ・燃焼器の長大化	△

ジを構成し、エンジン作動条件に応じて燃焼のステージングを行う。即ち、着火やアイドル、タキシング等の負荷の低い条件においてはプライマリステージのみを作動させ、離陸や上昇、超音速飛行時等の負荷の高い条件においてはメインステージも併用する。特に、定格のマッハ３巡航時ではプライマリステージ、メインステージ共に予混合燃料ノズルからのみ燃料を噴射して予混合希薄燃焼を行わせ、ＮＯｘの大幅な排出の低減を狙うものである。

図１に示すようにステージング燃焼器では、プライマリステージとメインステージの位置関係やその隔壁の存在によりいくつかの形態が考えられる。(a)は燃料予混合モジュールがプライマリ、メインステージともに同一面上に隔壁を持たずに取り付けた形態を、(b)は同一面上にあり隔壁があるものを示す。また、(c)はプライマリ、メインステージのモジュールを燃焼器軸方向にずらした形態を、(d)はさらにメインステージの燃料予混合モジュールをある角度を持って取り付けたものを示している。この４つの形態について燃焼性能を中心に特徴を検討し、性能実証用低ＮＯｘ燃焼器に適用する場合の評価を行った（表２）。この結果から、プライマリステージとメインステージの干渉が懸念されるが、構造が簡単で隔壁焼損の問題がない(a)の形態と、構造が若干複雑になるもののプライマリとメインのステージ間に干渉の少ない(c)の形態の２つを、性能実証用低ＮＯｘ燃焼器の候補として選定した。

３．性能実証用低ＮＯｘセクタ燃焼器の試作

第２項の検討結果から２種類のダブルアニュラ形状を有する低ＮＯｘ燃焼器のセクタモデルの試作を行った。一つは単純ダブルアニュラセクタ燃焼器で、他はアキシャルステージセクタ燃焼器である。セクタ燃焼器は、燃焼試験に用いる空気源設備の能力からスケールが小さくなるが、燃焼性能を評価することができて、目標値を実証することが可能となるよう

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

に、セクタ角度を65°にとり、燃料予混合モジュールはメインステージとしてアウタ側に３個、プライマリステージとしてインナ側に２個取り付けたマルチセクタ形状とした。

燃料予混合モジュールには、前フェーズで開発した小型予混合管式旋回噴流タイプのものを用いた。本燃料予混合モジュールは、管中に混合性能の良好な分散型燃料ノズルを取り付けた６本の予混合管が形成する予混合燃料ノズル部と、モジュール中央に圧力噴霧式の燃料ノズルを取り付けた拡散燃料ノズル部で構成される。燃焼器ライナには冷却性能に優れた積層冷却構造を採用し、希釈空気孔はアウタ側に３カ所、インナ側に２カ所燃焼器下流付近に取り付けた。また、ディフューザにはダブルアニュラ燃焼器に合わせて２重流路のディフューザを設計した。

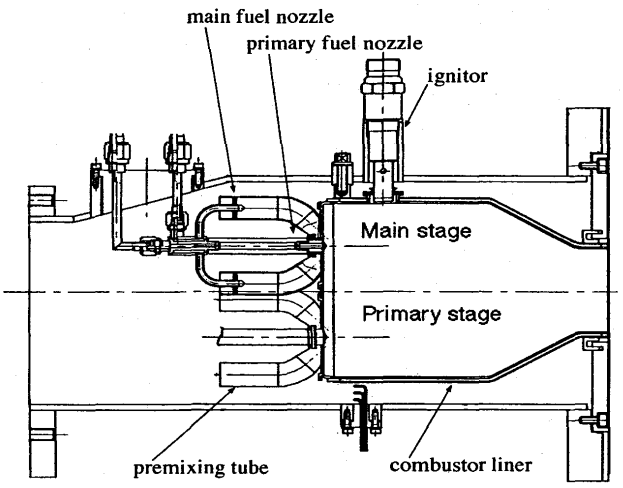


図２　単純ダブルアニュラセクタ燃焼器

最初の候補である単純ダブルアニュラセクタ燃焼器は、燃料予混合モジュールをアウタ、インナ側共に燃焼器ライナドームの同一面上に配置し、ステージ間の隔壁のない構造をしている（図２）。もう一つの候補であるアキシャルステージセクタ燃焼器は、アウタとインナ側の燃料予混合モジュールを燃焼器軸方向に80mmずらした構造をしており、単純ダブルアニュラセクタ燃焼器と比べると燃焼器長さがプライマリステージで35mm長く、一方メインステージで45mm短くなっている（図３）。

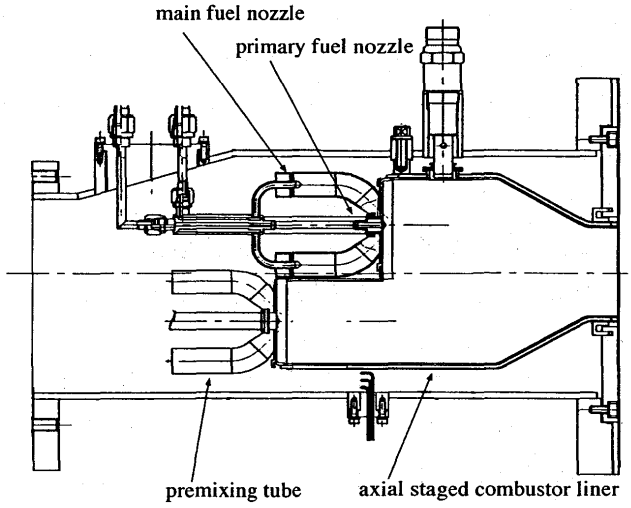


図３　アキシャルステージセクタ燃焼器

４．燃焼試験方法

基礎燃焼試験は、２種類のセクタ燃焼器をスクリーニングし、性能実証を行うセクタ燃焼器の最終形態を選定することを目的として実施した。そのため、試験条件としてはＴＨＣとＣＯの排出が問題となるエンジンのアイドル時を対象とし、燃焼器入口空気温度が410K、圧力が２barの条件で実施した。

試験では、燃焼器の圧力損失、燃焼効率、エミッション、燃焼器出口温度分布およびライナ壁温を計測した。圧力損失は、ディフューザ入口と出口、燃焼器出口の全圧を測定して全圧損失率を求めた。燃焼効率とエミッションは、燃焼器出口に設けた９孔式の水冷ガスサンプリングプローブを用いて燃焼ガスを採取し、組成分析を行った結果から算出した。燃焼器出口温度は、出口断面にＲタイプ熱電対の７点式櫛形温度計を３本取り付けて測定し、不均一率を求めた。ライナ壁温は、壁面にＫタイプ熱電対を10本埋め込んで計測した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5．基礎燃焼試験結果

5.1　燃焼効率

図４は、単純ダブルアニュラセクタ燃焼器とアキシャルステージセクタ燃焼器の、空燃比と燃焼効率の関係を示している。アイドル模擬試験条件であるため、ともにインナ側プライマリステージの拡散燃料ノズルによる結果を示している。単純ダブルアニュラセクタ燃焼器は安定燃焼範囲が非常に狭く、空燃比(AFR)が42を越えるあたりから急激に燃焼効率は低下するようになり、AFR=55で吹き消えた。一方、アキシャルステージセクタ燃焼器では燃料希薄側の安定燃焼範囲が大きく拡大しており、燃焼効率が低下するのは空燃比が65を越えるあたりからで、火炎の吹き消えはAFR=75程度が得られた。本結果から、燃焼の軸方向ステージングは、燃料希薄時の安定燃焼や燃焼効率の向上に優れた効果のあることが明らかとなった。

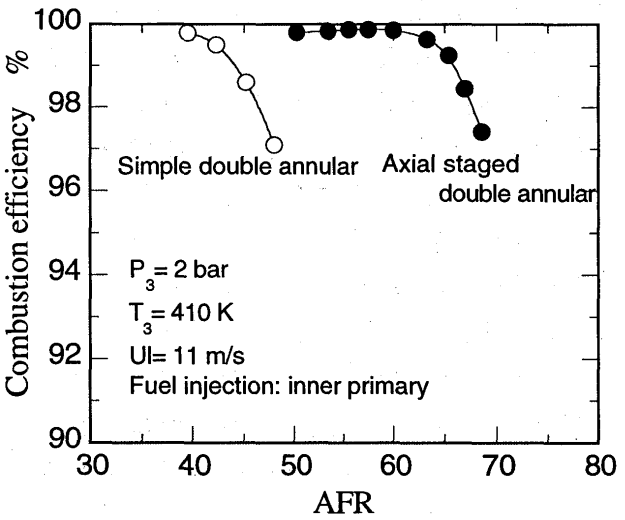


図４　空燃比と燃焼効率の関係

5.2　エミッション特性

単純ダブルアニュラセクタ燃焼器とアキシャルステージセクタ燃焼器のエミション特性を図５、図６に示す。空燃比とエミッションの定性的な関係は２つの燃焼器とも類似した傾向を示しており、空燃比の増加に伴いＮＯｘは単純に減少し、ＴＨＣは最初ほぼゼロを示しているものの、空燃比の増加に伴い急に増加することがわかる。一方、ＣＯは空燃比の増加に伴い最初排出量は減少するが、その後ＴＨＣと同様に急激に増加するようになる。

一方、２つの燃焼器のエミッション特性を定量的に比べた場合、アキシャルステージセクタ燃焼器では、空燃比が増加してＮＯｘの排出量が低下しても、ＴＨＣの排出は空燃比が60程度までゼロを示し、ＮＯｘが10ppmを割る空燃比あたりからＴＨＣが急激に増加するのに対し、単純ダブルアニュラセクタ燃焼器では、NOxの排出

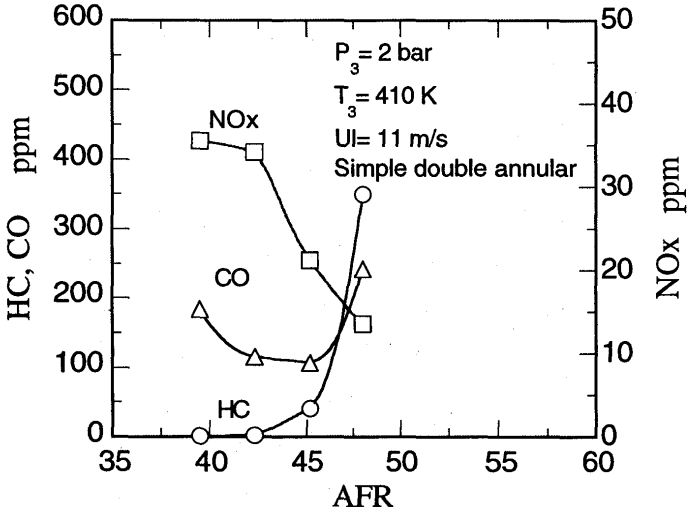


図５　単純ダブルアニュラセクタ燃焼器のエミション特性

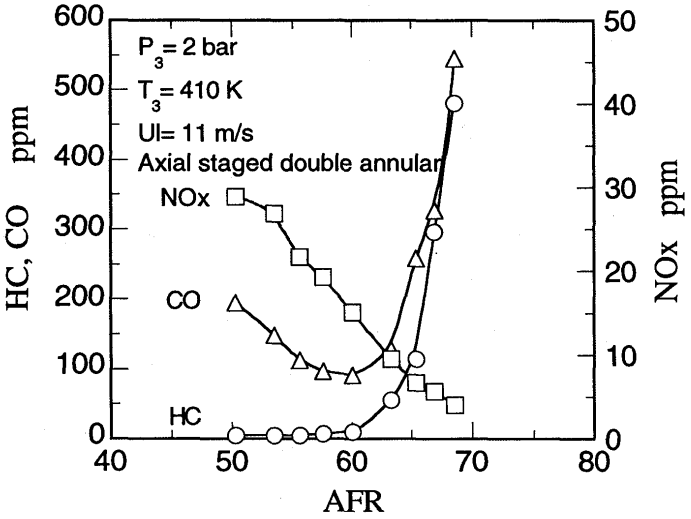


図６　アキシャルステージセクタ燃焼器のエミション特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

濃度が比較的高い空燃比条件からＴＨＣの排出が急増している。この結果から、アキシャルステージセクタ燃焼器ではプライマリステージで燃焼反応はほぼ完了しているのに対し、単純ダブルアニュラセクタ燃焼器のプライマリステージでは比較的小さな空燃比でも燃焼している領域と燃焼していない領域が混在しているものと考えられる。

5.3　燃焼器出口温度分布

図７にアキシャルステージセクタ燃焼器の燃焼器出口温度分布を示す。インナ側のプライマリステージのみを作動させているため、燃焼器出口のガス温度はHub側に高くTip側に低い分布を示している。ダブルアニュラ型ステージ燃焼器の場合、単一ステージ作動時の燃焼器出口温度不均一率δは、従来のシングルアニュラ燃焼器に比べると悪く、本燃焼器では空燃比が51でδ=0.5程度を示した。図中のNo.1,2,3は櫛形熱電対の番号を表し、それぞれセクタ燃焼器の中央、左側 22.3° および右側 11.2° の位置に取り付けた。この図からインナ側は比較的フラットな出口温度分布をしており、プライマリステージの燃焼はメインステージと分離されて活発に反応が進行しているものと予測される。

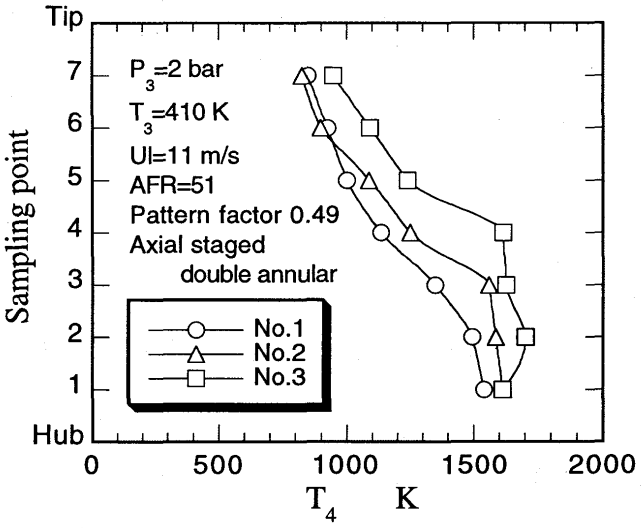


図７　アキシャルステージセクタ燃焼器の燃焼器出口温度分布

一方、単純ダブルアニュラセクタ燃焼器の燃焼器出口温度分布を図８に示す。本燃焼器も燃焼器出口のガス温度は、Hub側に高くTip側に低い分布を示すが、アキシャルステージセクタ燃焼器と異なり半径方向に単純にガス温度が変化している。この結果から、本燃焼器はステージ間の隔壁を持たないため、その境界部においてメインステージからプライマリステージに空気が流入したものと思われる。そのため、希釈された領域では燃焼反応が停止または抑制され、境界部を中心にガス温度が低下したものと考えられる。一方、干渉の影響が小さかったインナ側の壁付近では燃焼反応は活発に進み、Hub側においてはアキシャルステージセクタ燃焼器と同程度の最高ガス温度を示した。そして、境界部付近のガス温度が低下し全体の平均温度上昇が小さくなったため、燃焼器出口温度不均一率はさらに悪化し、空燃比が48でδ=0.6を示した。ダブルアニュラ型ステージ燃焼器の場合、無負荷、低負荷時においてはこのように燃焼器出口温度不均一率は悪くなるが、この条件では熱負荷が小さく、冷却空気温度も低いため問題がないものと思われる。

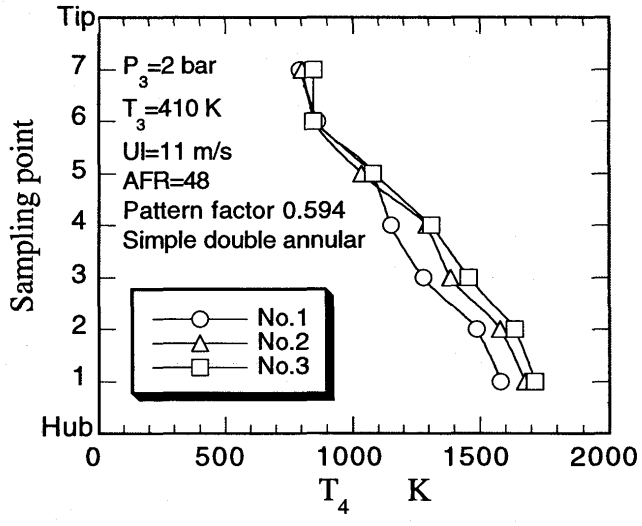


図８　単純ダブルアニュラセクタ燃焼器の燃焼器出口温度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

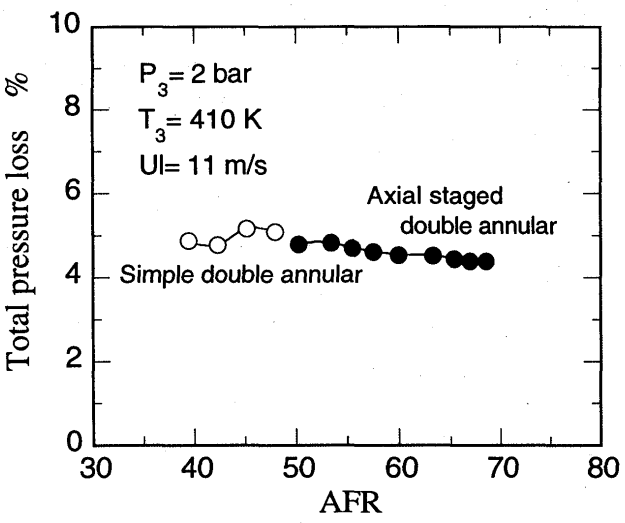


図９　空燃比と全圧損失率の関係

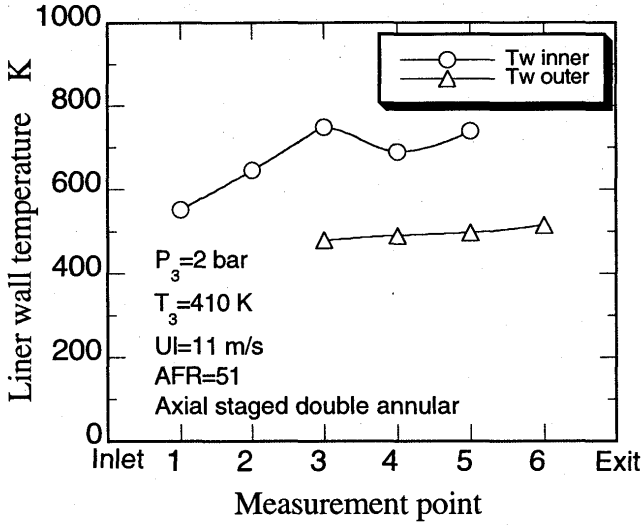


図10　アキシャルステージセクタ燃焼器の燃焼器ライナ壁温分布

5.4　圧力損失とライナ壁温

図９に空燃比と全圧損失率（ディフューザ損失を含む）の関係を示す。２つの燃焼器はほぼ同じ全圧損失率を示し、空燃比が50付近では全圧損失率は５％程度が得られた。要求性能の中にアイドル条件の圧力損失は規定されていないが、アイドルにおいても設計点での要求値５％以下をほぼ満足することがわかった。

アキシャルステージセクタ燃焼器のライナ壁温分布を代表として図10に示す。プライマリステージのみを作動させているためインナライナの壁温が高く、燃焼反応の進行と対応するように燃焼器下流側に進むにつれて壁温は上昇している。一方、アウタライナの壁温は低く、火炎からの輻射を受けて冷却空気温度より若干高くなる程度である。

6．まとめ

単純ダブルアニュラ形状とアキシャルステージ形状の２種類のセクタ燃焼器を試作して、基礎燃焼試験を実施し、以下のことがらを明らかにした。

1. 単純ダブルアニュラ燃焼器では、プライマリステージとメインステージが干渉し、比較的小さな空燃比で燃焼が不安定になり吹き消えを起こす。
2. アキシャルステージ燃焼器では、プライマリステージの燃焼が活発に行われるため、安定燃焼範囲が広く、特に燃料希薄側の燃焼効率が大きく改善される。

以上の結果から、性能実証を行う最終的な形態としてアキシャルステージセクタ燃焼器を選定した。

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）からの委託を受けて実施したものである。ここに関係各位に深く感謝致します。

参考文献

(1) 木下，北嶋、小田，日本ガスタービン学会誌，25-97，(1997-6)，p. 93
(2) Kinoshita, Y., Kitajima, J., Oda, T., ASME 97-GT-153, 1997

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Ａ重油焚低ＮＯｘ燃焼器の開発

B—7

村山元英　池崎隆司*　藤秀実　小林英夫（石川島播磨重工）
＊現所属 先進材料利用ガスジェネレータ研究所（ＡＭＧ）

１．緒言

オゾン破壊や大気汚染の原因となるＮＯｘは主に燃焼により生成されるため、地球規模及び地域的な環境対策として、低ＮＯｘ燃焼技術の開発が強く望まれる。一般に低質燃料ほどＮＯｘ生成量が多くなるが、その低ＮＯｘ燃焼を実現することは低減効果が大きく重要であると考えられる。低質燃料の一つであるＡ重油は、現在我が国の石油消費量の約15％を占め、主に小型ボイラー、ディーゼルに使われているが、これらのＮＯｘ排出量は16％Ｏ2換算で1,000ｐｐｍレベルである。そこで本研究では、Ａ重油燃料に対してガスタービン燃焼器の低ＮＯｘ燃焼技術[(1)]を適用することにより、大幅なＮＯｘ低減を実現することを目的とした。燃焼条件としては2,000ｋＷクラスのガスタービンを想定し、希薄予混合燃焼方式の燃焼器について、低硫黄Ａ重油を用いた試験評価を行った。

２．供試燃焼器、及び要素試験装置

２．１　供試燃焼器

Ａ重油は灯油などの一般的なガスタービン燃料と比べ、粘性、表面張力が高く噴霧微粒化が劣るため、着火性低下、及び燃焼効率低下或いはＮＯｘ増大をもたらす。従って、着火性能を十分に確保することと、高燃焼効率と低ＮＯｘの両立が課題である。また、重質分が多く、残炭分が含まれることからコーキング、及び微粒化悪化と相まってカーボン付着が生じ易くなると考えられる。これらを考慮し、灯油用に開発した低ＮＯｘ燃焼器[(1)]の改良設計を行った。図１に本燃焼器の断面を示す。燃料噴射弁はエアブラストタイプであり、中央にパイロット噴射弁、及びパイロット火炎を形成するパイロットチャンバが設置されている。その周りに６本のメイン噴射弁と予蒸発管が配置されており、予混合火炎を形成する。メイン噴射弁は負荷に応じて、燃料を供給する本数を２、４、６本と切り替えて使用する。

２．２　試験設備ダクト

図２に、要素試験に用いた設備ダクトを示す。入口ダクトは、空気供給管とスクロールケーシングをつなぐものであり、空気源より供給された空気流の流路断面を、実機エンジンの圧縮機出口相当の円環状に変換する。スクロールケーシングに導入された空気流は、一部はスクロール冷却に使われ、残りはスクロール上方に据え付けられる燃焼器ケーシングに導かれる。Ａ重油との燃焼により生成した燃焼ガス流は、スクロールに入り、スクロール冷却空気と混合しながら、タービン入口形状相当の円環状流路断面に変えられ、排気ダクトに流出する。その後、燃焼ガス流は水冷され、調圧バルブにより減圧された後、大気放出される。

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集、1998.10.(函館)

Download service for the GTSJ. via 216.73.216.204, 2025/07/04.

２．３ スクロール出口計測部

スクロール出口には、その周方向と半径方向の分布を計測するため、全温プローブ４本、全圧プローブ４本を交互に周上等間隔に配置した。各全温プローブには、半径方向に熱電対が５点付いており、温度測定点は合計２０点である。熱電対は輻射保護管に覆われており、熱損失を抑える構造となっている。また、当全温プローブには、ガスサンプル孔も設けられており、プローブ１本当たり半径方向に４点、計１６点でガス採取を行う。ガス分析はこれらのサンプルガスを全て混合した後に行い、スクロール出口全体の燃焼ガス特性を評価する。

３．試験結果

着火試験以外の試験条件は、燃焼器入口圧力：0.4 ＭＰａ，入口空気温度：390℃とした。また、定格相当条件の空燃比を４７と設定した。

３．１　パイロット着火範囲

図３に、常温常圧におけるパイロット着火試験の結果を示す。点火栓位置を変えた供試体Ａ，Ｂについて試験を行った。供試体Ａは図１に示すものであり、供試体Ｂは点火栓挿入位置を１５ｍｍ下流に設置したものである。供試体Ｂでは燃料粘性を下げるために、燃料を予熱した場合についてもデータを取得したが、ここでは顕著な効果は見られなかった。点火栓位置を適正化することにより、供試体Ａでは特に高流量側で着火範囲が拡大しており、実機搭載可能レベルに到達した。

３．２　パイロット燃焼特性

図４にパイロット火炎の排ガス分析結果を示す。パイロット火炎を絞った条件においても、高い燃焼効率が維持されている。

３．３ 部分負荷燃焼特性

図５に部分負荷における燃焼効率、ＮＯｘ値を示す。パイロット燃料流量を変えた条件について、データを取得した。図中には、定格相当条件の全燃料流量に対するパイロット燃料流量の比率を示す。本燃焼器ではパイロットで着火した後、パイロットとメイン２本で燃焼するモード（図中Ｐ＋Ｍ２）、パイロットとメイン４本で燃焼するモード（図中Ｐ＋Ｍ４）を経て、定格状態（図中Ｐ＋Ｍ６）へ立ち上げる。Ｐ＋Ｍ２、Ｐ＋Ｍ４モード共に、空燃比が高い低負荷条件において、燃焼効率が低下するが、パイロット火炎を増大することにより改善できる。ＮＯｘについては途中に増加する領域があるが、負荷７０％以上では低レベルに抑えられており、定格相当条件では十分に低下する。

３．４ 定格燃焼特性

図６に定格相当条件において、全燃料流量を一定としパイロット燃料流量を変えた場合のＮＯｘ特性を示す。ＮＯｘはパイロット燃料流量に強く依存しており、火炎を縮小することにより低減できる。なお、燃焼効率は全ての条件において、99.9％以上である。

スクロール出口の温度分布については、全温プローブをトラバースし、周上１２個所、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

計６０点の計測点で評価した。定格相当条件におけるパターンファクタは１７％であり、良好な分布であることを確認した。

３．５ 試験後の検査結果

燃焼器ライナ、隔壁板ヒートシールドについては、高温酸化跡、カーボン付着が見られず、耐熱・耐久性は問題無いと云える。パイロットチャンバ内面はパイロット火炎が直接触れるため、多少酸化された部分があるものの、カーボン付着は全く見られない。噴射弁については、燃料噴射圧損の変化はなく、コーキングの問題はない。また、燃料噴射口にはカーボン固着がなく、健全性が保たれている。ただし、予蒸発管では内面にカーボン付着が見られた。

４．結言

本研究では低硫黄Ａ重油の低ＮＯｘ燃焼器を開発し、高燃焼効率と低ＮＯｘの両立を実現した。本要素試験は実機よりも低圧条件で実施したが、燃焼効率：99.9％以上において、ＮＯｘは２０ｐｐｍ以下に抑えられた。また、着火性、部分負荷特性、耐熱・耐久性についても問題無く、実用レベルであることを確認した。ただし、予蒸発管内面のカーボン付着については、今後の検討が必要である。

謝辞

本研究は、(財)地球環境産業技術促進機構からの受託研究として行なわれた。ここに記し深く感謝する。

参考文献

1. 石川他：コジェネ用ガスタービン低ＮＯｘ液焚き燃焼器の研究・開発　第25回ガスタービン定期講演会講演論文集(1997).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

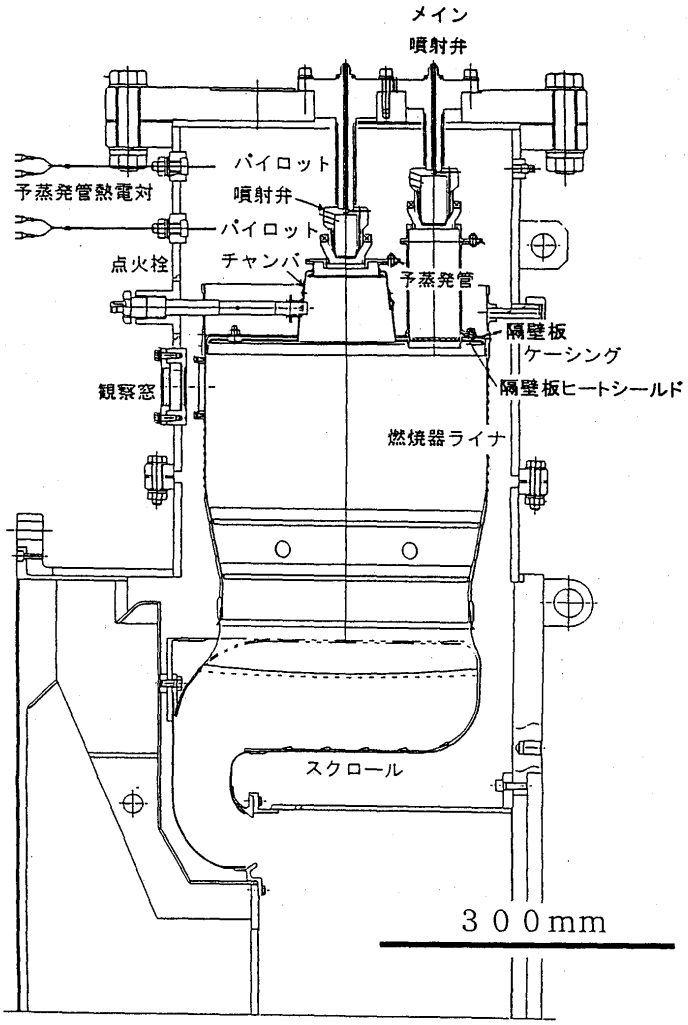


図１ 供試燃焼器断面図

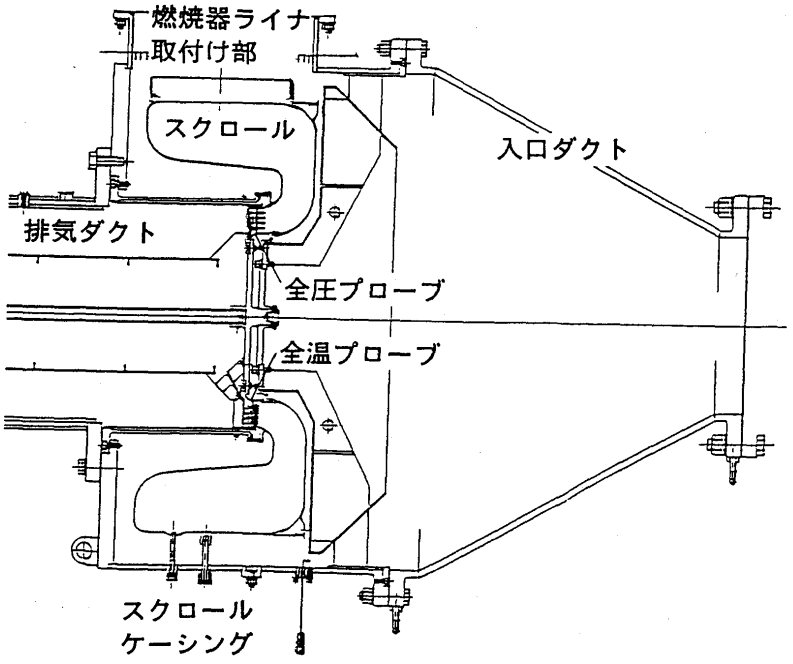


図２ 試験設備ダクト

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

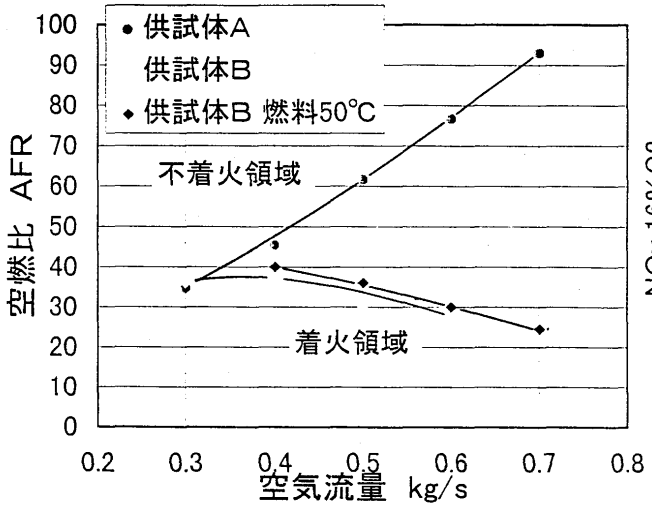


図３ パイロット着火範囲

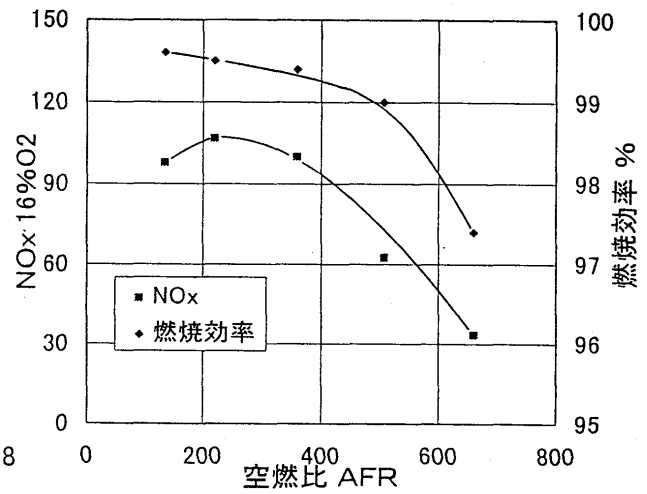


図４ パイロット燃焼特性

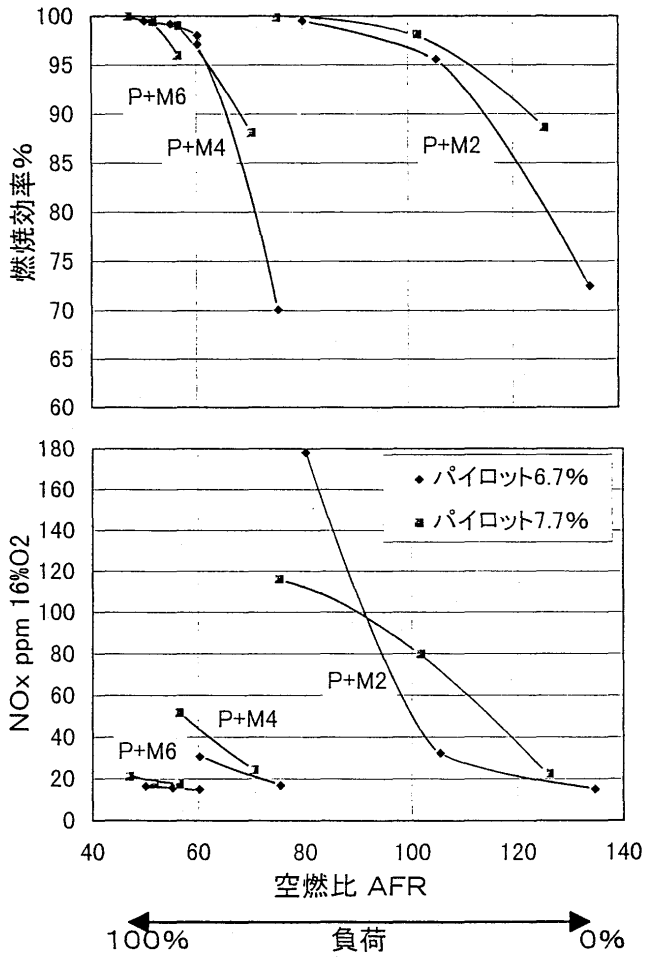


図５ 部分負荷燃焼特性

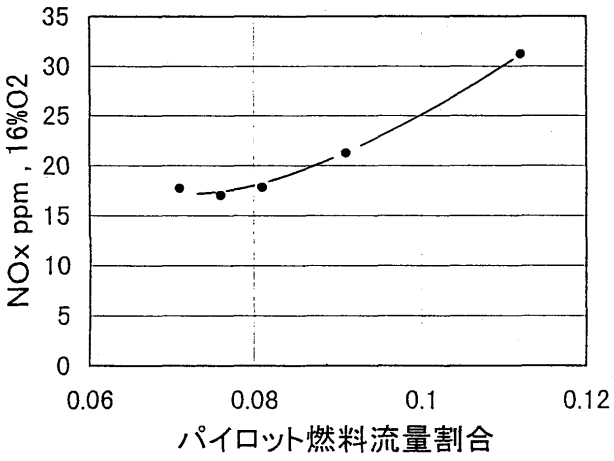


図６ 定格燃焼ＮＯｘ特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ガスタービン燃焼器における噴霧速度と粒径計測 B—8

＊井戸田芳典，大塚正義，大久保陽一郎，杉山勝彦（(株)豊田中央研究所）

1. はじめに

燃焼排気に対する低NOx化の要求から，希薄予蒸発予混合（以後予蒸発予混合と言う）燃焼方式による ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ燃焼器の開発を行っている．この方式は軽油・灯油等の液体燃料を蒸発させた後に予混合し，希薄燃焼させる方式である．また，熱効率を高めるために廃熱を回収する再生ｻｲｸﾙを採用し，燃焼器入口空気温度を1300Kﾚﾍﾞﾙ,ﾀｰﾋﾞﾝ入口温度を1500Kﾚﾍﾞﾙに設定した．この燃焼方式を自動車に適用し，広い作動範囲で耐逆火・自着火性に優れる”可変機構付ﾀﾝﾃﾞﾑ型希薄予蒸発予混合燃焼器”を開発した.[1],[2],[3],[4],[5]この燃焼器は通常の運転時には予蒸発予混合燃焼を行うが，始動および加速時には噴霧燃焼で対応する．前報では予蒸発予混合燃焼の計測結果について報告した．すなわち，可変機構で燃焼用空気を絞った場合と絞らない場合について非燃焼場と燃焼場のｶﾞｽ速度分布がどの様に変化するかを明らかにした.[5]

本報では噴霧燃焼の計測結果について報告する．噴霧燃焼場における噴霧速度と粒径の分布を計測して，噴霧の挙動を明らかにするのが目的である．特に，噴射弁の微粒化用空気流量を変えて噴霧粒径等を変化させた場合に速度と粒径に及ぼす影響を調べた．

2. 供試燃焼器

実験に用いたﾀﾝﾃﾞﾑ型予蒸発予混合（TPPL: Tandem-type Prevaporization-Premixing Lean)燃焼器の構造を図１に示す。この燃焼器は二つの燃料噴射弁をもっており，予蒸発予混合燃焼を行う場合はﾌﾟﾗｲﾏﾘ，噴霧燃焼の場合にはｾｶﾝﾀﾞﾘ噴射弁から燃料が供給される.ﾌﾟﾗｲﾏﾘは気流噴射弁,ｾｶﾝﾀﾞﾘは渦巻噴射弁に空気ｱｼｽﾄ機構を付加したｴｱｱｼｽﾄ型渦巻噴射弁である．燃焼器に供給された空気は燃焼器の燃焼用空気流量可変部と希釈孔の開口面積比に対応した割合で燃焼用空気と希釈用空気に分配される．なお，燃焼用空気はﾌﾞﾛｯｸｽﾜｰﾗによりｽﾜｰﾙ数1.5の旋回を与えられた後に燃焼室に供給される．火炎は予蒸発予混合燃焼，噴霧燃焼とも保炎器近傍で保持される．

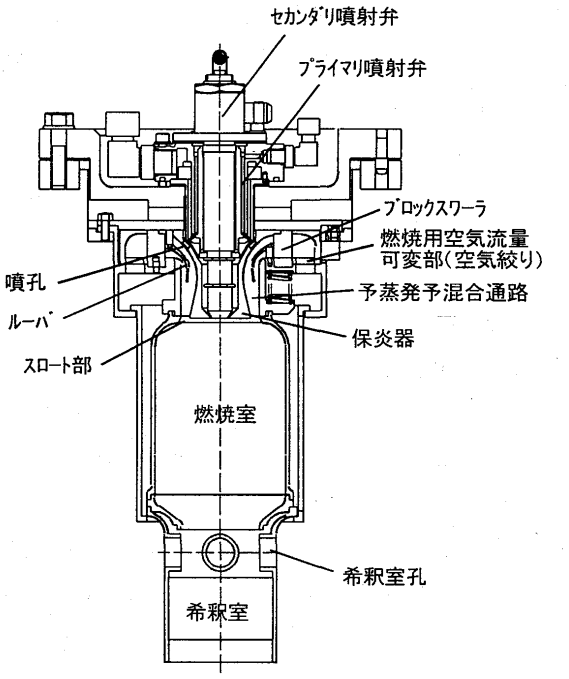


図１ ﾀﾝﾃﾞﾑ型予蒸発予混合燃焼器

3. 実験装置

実験装置の概略を図２に示す．燃料にはJIS1号灯油を使用した．噴霧粒径および速度計測には２次元PDPA/RSA(Phase Doppler Particle Analyzer/Real-Time Signal Analyzer)を用いた.ﾚｰｻﾞ計測するため，燃焼器ﾗｲﾅを石英ｶﾞﾗｽ製とし,ｹｰｼﾝｸﾞに相当する配管の一部にｶﾞﾗｽ窓を２個設けた.ﾄﾗﾝｽﾐｯﾀとﾚｼｰ

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

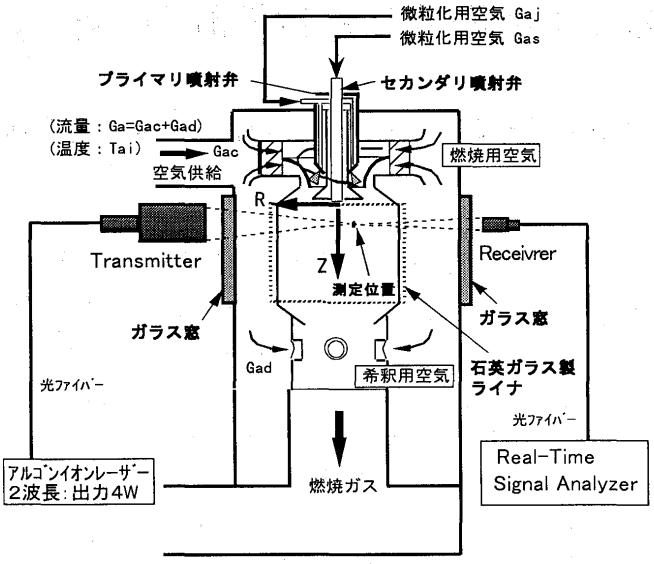
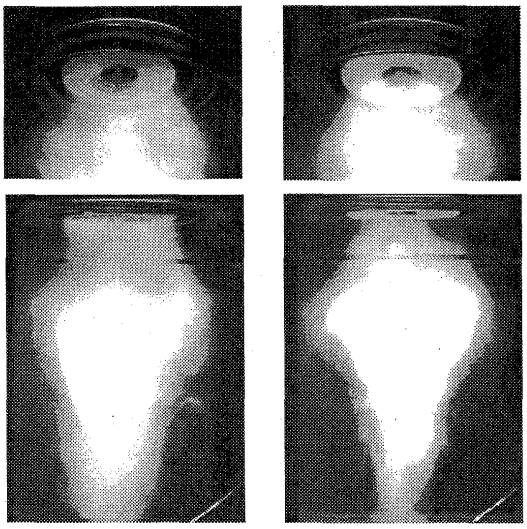


図2 試験装置概略図



(a)Gas = 3 g/s　　(b)Gas = 4g/s

図3 火炎観察写真(微粒化用空気流量の影響)

表1 燃焼条件

供給空気量	Ga ：100 g/s
供給燃料流量	Gf ：0.8 g/s
入口空気温度	Tai ：1073 K
微粒化用空気流量（プライマリ）	Gaj ：3 g/s
微粒化用空気流量（セカンダリ）	Gas ：1, 2, 3, 4 g/s
燃焼領域の空気過剰率	λ ：2.7 (Gas = 3 g/s)

ﾊﾞは平面ガラスの外側に，30° の前方散乱方式で配置した．電気ﾋｰﾀにより加熱された高温空気は，燃焼用空気と希釈用空気に分配される。分配比は空気絞り全開の場合には25：75である．

燃焼条件を表1に示す．設定項目のうちｾｶﾝﾀﾞﾘ噴射弁の微粒化用空気流量のみを変化させ，その他の条件を一定として計測した．燃焼器の軸方向には保炎器下面から30, 50, 80, 100mm下流，半径方向には中心から壁まで5 mm毎に，ﾄﾗﾝｽﾐｯﾀとﾚｼｰﾊﾞを移動して，軸方向速度と半径方向速度の同時計測を行った．ｻﾝﾌﾟﾘﾝｸﾞﾃﾞｰﾀ数は10,000個としたが，3分間で10,000個に満たない場合はその時点で計測を終了した．評価値は平均速度Vおよびｻﾞｳﾀ平均粒径D32とした．

4. 結 果

4.1 火炎観察

図3に保炎器近傍(上図)及び燃焼室側方(下図)から撮影した火炎写真の一例を示す．要求平均粒径30 μ mを達成できる微粒化用空気流量(Gas=)3g/sと流量増加した4g/sの比較を示す．

(a)Gas = 3 g/s の場合

保炎器近傍の写真からは噴射弁噴口付近に噴霧が存在しており，保炎器の中心部にｽｽが付着している様子がわかる．側方の写真から火炎は保炎器の外周からほぼまっすぐに伸びてから燃焼室壁付近まで広がり下流に伸びるにつれて絞られていく状況が観察される．火炎は輝度の高い釣り鐘状黄炎である．

(b) Gas = 4 g/s の場合

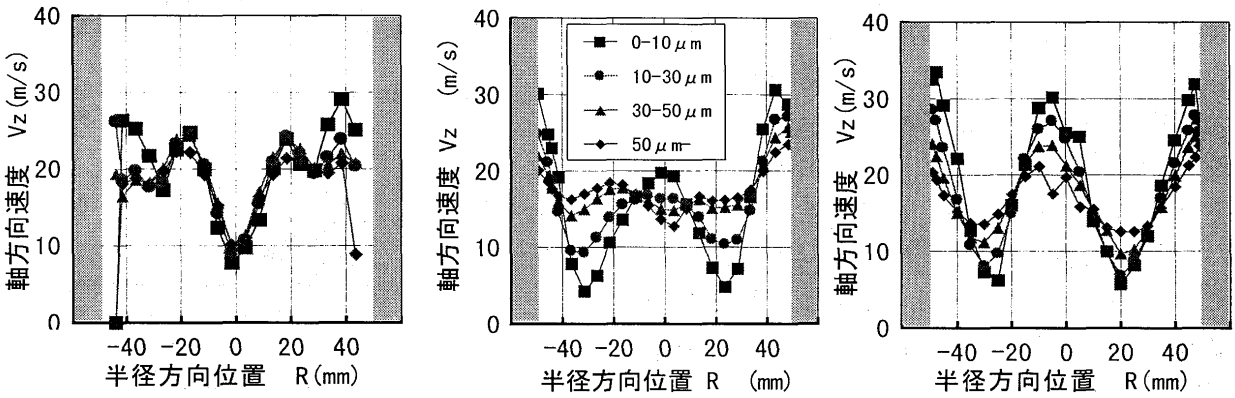
保炎器近傍ではGas=3 g/sに比べて火炎形状はほぼ同じであるが，噴口付近の外周部に青炎の領域が存在しておりｽｽが存在していない点が異なる．また，燃焼室側面の観察からはGas=3 g/sに比べて下流での火炎が細いことがわかる．これは微粒化用空気流量の増加により微粒化が促進された結果未燃の噴霧が減少したことによると考えられる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4.2　噴霧速度計測結果

4.2.1　微粒化用空気流量 Gas=3 g/s の場合

図4(a)～(c)に半径方向位置に対する軸方向速度を示す．図中には粒径範囲を10 μm以下，10～30 μm，30～50 μm，50 μm以上の4種類に分類して整理した粒子速度を示す．上流のZ=30mmでは粒径の影響はほとんど無いが，Z=50mmでは粒径の影響が大きく，中心部(R=0～10 mm)，中間部(10～40 mm)，壁面付近(40 mm～壁面)の3種類の領域で傾向が異なる．図5にZ=50 mmでの粒径と流速の相関を示す様に中心部および壁面付近では小粒径粒子ほど速度が高いが，中間部では逆の傾向を示す．Z=80 mmにおいても中心部と壁面付近では小粒径粒子ほど速度が低い．10 μm以下の小粒径粒子速度はほぼｶﾞｽ速度に等しいと仮定すると，この領域では粒子速度よりもｶﾞｽ速度の方が低いと考えられる．



(a)Z=30 mm　(b)Z=50 mm　(c)Z=80 mm

図4　噴霧粒子径の影響(Gas=3 g/s)

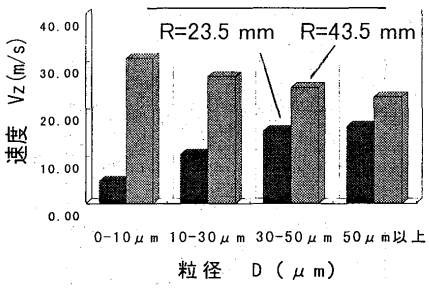
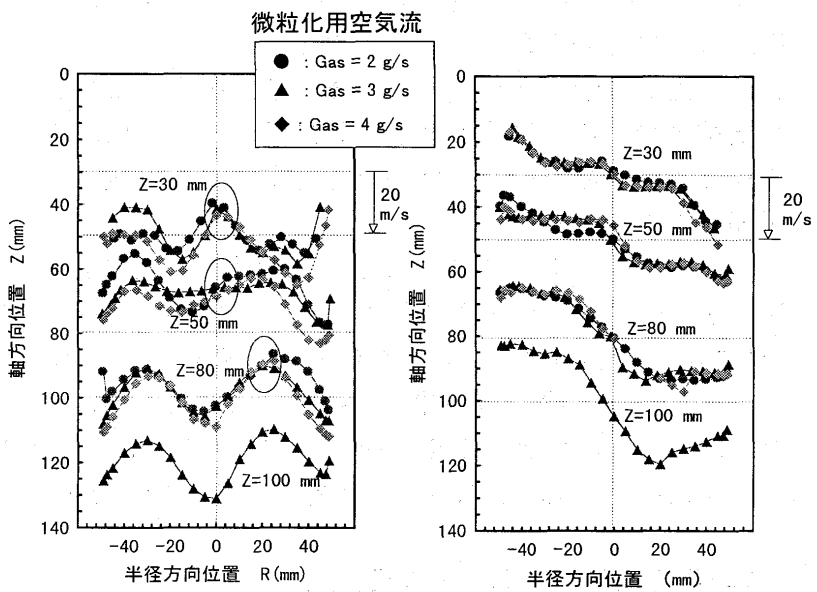


図5 粒径と速度の相関(Z=50mm)

4.2.2 微粒化用空気の影響

(a)軸方向速度

図6(a)に微粒化用空気流量Gasの変化に対する軸方向速度分布を示す．Z=50mmを除きほぼ軸対象の速度分布である．Z=30 mm(上流)では軸中心で速度が低く，R=30mm付近で最大値を示す．一方，Z=80 mmと100 mmでは軸中心で最大速度を示す．上



(a) 軸方向速度 Vz　(b)旋回方高速度 Vth

図5 噴霧速度分布（微粒化用空気流量の影響）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

流については，燃焼室内に形成される循環流の影響で軸中心の速度が低く，下流では燃焼室出口の絞りにより軸中心の速度が高くなると考えられる．Z=30 mm では微粒化用空気流量が多いほど速度が高いが，Z=80 mm ではその影響は小さい．

(b) 旋回方向速度

図5(b)に旋回方向速度の分布を示す．各軸方向位置でほぼ軸対象分布である．上流では軸中心からR=30mmの範囲で一定速度を示すが，下流ではこの領域が外側(壁面付近)に移動する．また，微粒化用空気流量の影響は小さい．これは噴射弁から噴射された噴霧がほとんど旋回成分を持っていないことによると考えられる．

4.3 噴霧粒径計測結果

4.3.1 微粒化用空気流量 Gas=3 g/s の場合

(a) 燃焼場と大気中噴霧における粒度分布の比較

図7にZ=30 mmにおける燃焼場の噴霧と常温静止大気中に噴射した噴霧単体の粒度分布を比較した一例を示す．両場合ともﾃﾞｰﾀﾚｰﾄ(粒子数)が最大となる半径方向位置における結果である．燃焼場の場合は大気中噴霧に比べて30 μm以下の粒子数が相対的に少ないことがわかる．これは，燃焼場では大気中噴霧のうち，30 μm以下の小粒径粒子が優先的に蒸発するためであると考えられる．[6]

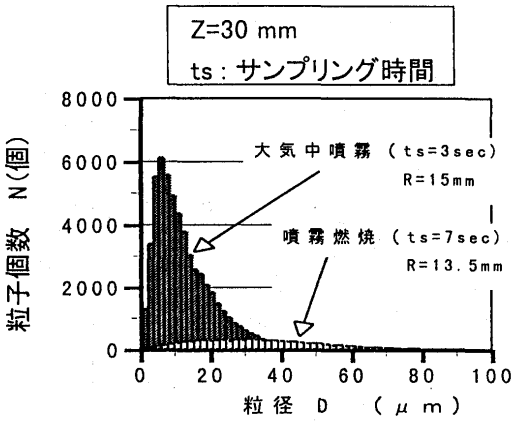


図7 噴霧粒度分布 [Gas=3 g/s]
(燃焼場と非燃焼場の比較)

(b) 軸方向位置における平均粒径

図8に平均粒径の半径方向分布の一例を示す．図中には大気中に噴射した噴霧単体を測定した結果を併せて示す．ここで，大気中噴霧の噴霧全体のｻﾞｳﾀ平均粒径は33 μmである．Z=30 mmにおいて，燃焼場での粒径は大気中での噴霧粒径よりも約20 μm大きくなる．これは図7で示した様に，小粒径粒子が優先的に蒸発した結果であると推定される．燃焼場については，中心部および壁面付近で粒径が小さくなり下流位置ほど粒径が大きくなる．

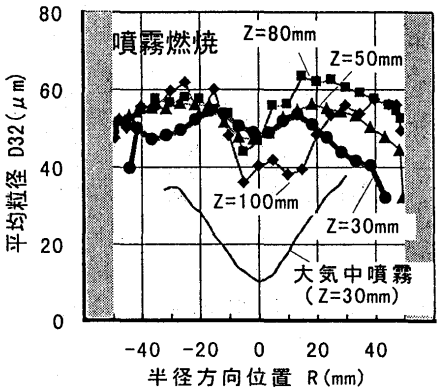


図8 噴霧平均粒径の半径方向分布
[Gas=3 g/s]

大気中での平均粒径33 μmを初期粒径とし蒸発速度定数をCe=0.24[7]と仮定すると，燃料噴射後4.5 msecで噴霧は完全蒸発する．燃焼器内の平均速度は約14 m/sであり，これは軸方向位置でZ=64 mmに相当する．しかし，図7に示す様に初期粒径(大気中)で70 μm以上の粒子が存在する．この場合Z=100 mmでは60 μm程度となり粒子は完全蒸発しないと考えられる．

(c) 半径方向位置における流量流束

図9にZ=30 mm位置で流量流束を大気中と燃焼場で比較して示す．ここで，大気中噴霧については流量流束から計算した燃料流量は噴射量0.8 g/sに対して0.77 g/s(96%)である．大気中噴霧の方が最大値が2倍以上高いが半径方向位置に対する傾向は良く似てい

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

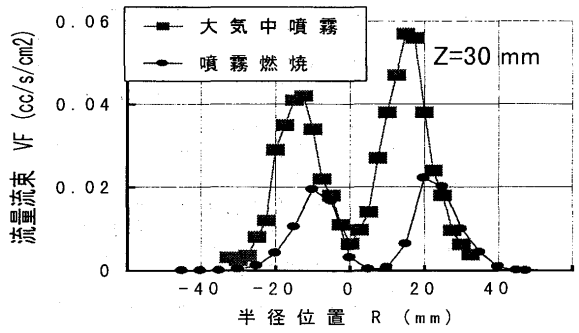


図9 流量流束分布 [Gas=3 g/s]
(大気中と燃焼場の比較)

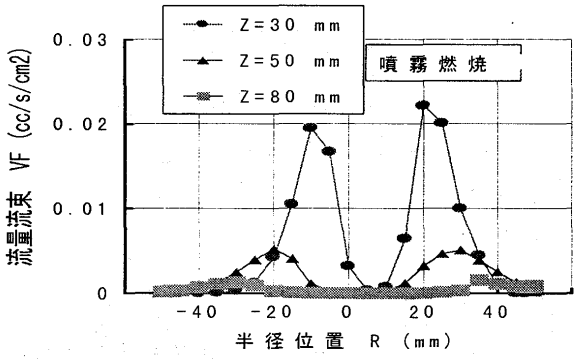


図10 流量流束分布[Gas=3g/s]
(軸方向位置の影響)

る．図10に燃焼場における軸方向位置の影響を示す．下流ほど流量流束が小さく，最大値を示す半径方向位置が中心よりも外側に移動することがわかる．

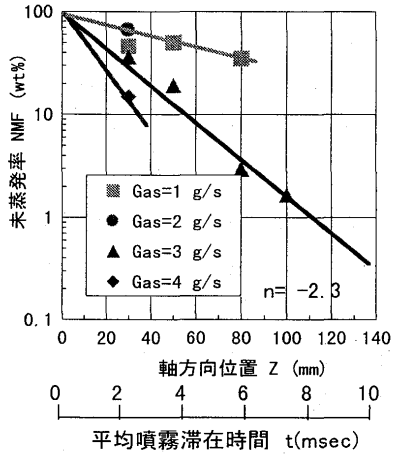


図11 軸方向位置に対する噴霧未蒸発率

(d) 噴霧未蒸発率

流量流束VFから概算した噴霧量($\rho f \Sigma\{VF(R)\cdot \pi R\cdot \Delta R\}$)を燃料噴射量(Gf)で割ることにより，未蒸発率NMF(%)を計算した．軸方向距離Z(平均噴霧滞在時間t)に対して整理した噴霧未蒸発率を図11に示す．Gas=3 g/sの場合には，噴霧未蒸発率は軸方向位置Zの約2乗に反比例する．燃焼室出口付近(Z=140 mm)では0.4 wt%程度の噴霧が未蒸発のまま存在していることになり，排気中に含まれるHCやCOの原因になっていると推定できる．このとき，排気ｶﾞｽ分析結果から計算した燃焼効率ηcは99.5%であり，噴霧未蒸発率と燃焼効率はｵｰﾀﾞｰ的に一致する．

4.3.2 微粒化用空気流量の影響

(a) 平均粒径

図12に各軸方向位置における平均粒径に対する微粒化用空気流量の影響を示す．微粒化用空気流量を1 g/sから4 g/sに増加すると，平均粒径の半径方向分布がほぼ一様になる．これは，微粒化用空気流量の増加により特に大粒径粒子の微粒化が促進され，大粒径粒子が多く存在するR=20 mm付近での平均粒径が小さくなるためであると考えられる．

(b) 流量流束

図13に燃焼場におけるZ=30 mm位置における微粒化用空気流量の影響を示す．微粒化用空気流量を1 g/sから4 g/sに増加すると最大値を示す半径方向位置はやや外側に移行し，最大値が1/10程度に減少することがわかる．

(c) 噴霧未蒸発率

図11中に，微粒化用空気流量の影響を示す．微粒化用空気流量を1 g/sから4 g/sに増加することにより未蒸発率は急激に低下する．これから，4 g/sの場合は軸方向長さを1/

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

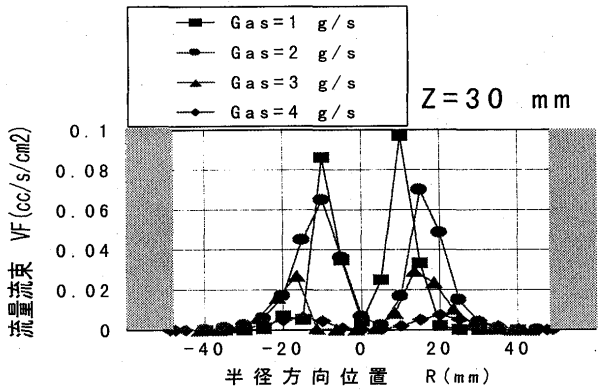


図13 流量流束分布(微粒化用空気流量の影響)

2以下にしても1 g/sの場合と同程度の未蒸発率が得られることが予想できる.

6. まとめ

2次元PDPA/RSAによりTPPL燃焼器を対象に噴霧燃焼場で噴霧粒径と速度の計測を行い，噴霧の挙動を調べた。その結果以下のことがわかった.

(1)燃焼室内の半径方向位置に対して粒径と粒子速度との相関が異なり，中心部と壁面付近では小粒径粒子ほど速度が低い．一方，中心と壁面の中間領域では逆の傾向を示す.

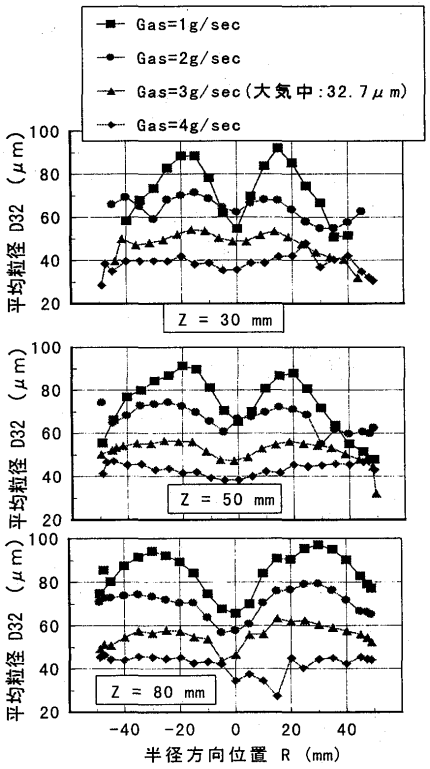


図12 噴霧平均粒径の半径方向分布
(微粒化用空気流量の影響)

(2)燃焼場では，30 μm以下の小粒径粒子が優先的に蒸発することにより非燃焼場(静止大気中)の噴霧に比較して平均粒径が約20 μm大きくなる.

(3)大気中噴霧（初期粒径）において，噴霧全体の平均粒径が小さい(30 μm)場合でも大粒径粒子(たとえば70 μm以上)が存在すると，燃焼室内(Z=140 mm)で蒸発しきれない．このため，微粒化用空気流量が3 g/sでは，燃焼室出口付近でも燃料噴射量のうち0.4%程度の噴霧が存在しており，これが排気中に含まれるHCやCOの原因になっていると推定できる.

(4)微粒化用空気流量が1 g/sから4 g/sに増加すると，軸方向速度は増加するが，旋回方向速度は変化しない．また，平均粒径の半径方向分布がほぼ一様になるとともに粒径が約20 μm減少する．このため，噴霧蒸発が促進され燃焼室長さを1/2以下にできる.

8. 参考文献

[1]大久保陽一郎，井戸田芳典，日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌，Vol.24, No.93, pp.73-77, 1996.
[2]大久保陽一郎，井戸田芳典，日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌，Vol.24, No.93, pp.78-83, 1996.
[3]Y.Ohkubo, Y.Idota and Y.Nomura, ASME paper 94-GT-401, 1994.
[4]大久保陽一郎，井戸田芳典，日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌，Vol.25, No.98, pp88-93, 1997.
[5]大塚正義，井戸田芳典，大久保陽一郎，第26回ガスタービン定期講演会講演論文集，pp.21-26, 1998.
[6]C.HASSA, E.BLUMCKE, M.BRANT and H.EICKHOFF, “Experimental and Theorical Investigation of a Reserch Atomize/Combustion Chamber Configuration”, ASME paper, 92-GT-137, 1992.
[7]小林清志ほか，燃焼工学－基礎と応用－，理工学社，p94.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B—9

石炭ガス化中カロリー燃料用ガスタービン燃焼器の開発
（第２報　燃焼安定性の強化と大気圧燃焼特性）

＊長谷川武治，久松　暢，香月靖生，佐藤幹夫（(財)電力中央研究所）
岩井保憲，小野田昭博，宇都宮正治（(株)東芝）

1．緒　言

石炭は、世界中に広く分布し、埋蔵量も豊富であり、長期的に安定供給が可能であることから、発電プラントにおける石炭利用の拡大を図る技術開発が国内外で進められている。なかでも、石炭ガス化複合発電は、幅広い炭種適合性があり、また、高効率で環境保全性に優れていることから21世紀の火力発電技術として期待され、わが国においては1986年から200t/日規模の空気吹き噴流床石炭ガス化複合発電パイロットプラントによる研究開発が国家プロジェクトとして進められてきた。一方、欧米では空気吹き石炭ガス化複合発電方式に加えて酸素吹き石炭ガス化複合発電が実証機による開発段階にある。

酸素吹き石炭ガス化複合発電では、ガス化炉から生成される中カロリー燃料の火炎温度が高く、サーマルＮＯxが高い濃度で排出するため[1][2]、ガス化剤である酸素の製造過程で生成される窒素(プラント余剰N_2)を燃料に予混合してＮＯx排出濃度の低減ならびにガスタービン出力の増大が図られている。本研究では、プラント余剰N_2を圧力の高い燃料に注入する代わりに燃焼器に直接に供給する方法を提案し、これにより送電端熱効率を約0.3%(絶対値)向上し、しかもＮＯx排出量を大幅に低減できることを明らかにした[3][4]。

本論文は、小型拡散バーナ及び実寸バーナによる燃焼実験結果[3][4]をもとに設計、試作した中カロリー燃料用燃焼器について、大気圧燃焼実験により性能評価を行ったものである。

記号

HHV	：高位燃料発熱量　MJ/m^3
Lb	：燃焼負荷率　W/(m^3·Pa)
NOx(16%O_2)	：燃焼ガス中の酸素濃度を16%に換算したときのNOx排出濃度　ppm
P	：燃焼器内圧力　MPa
Tair	：空気温度　℃
Tfuel	：燃料温度　℃
T_{N2}	：窒素温度　℃
Tex	：燃焼器出口ガス温度　℃
ϕ ex	：燃焼器出口における平均の当量比
ϕ p	：一次燃焼領域の当量比（一次当量比）

2．酸素吹き石炭ガス化中カロリー燃料用ガスタービン燃焼器

表１に酸素吹き石炭ガス化中カロリー燃料の代表的な組成例[5]～[7]を示す。ガス化剤に酸素を用いる石炭ガス化燃料は、一酸化炭素(ＣＯ)、水素(H_2)を主要可燃性成分とし、その他少量のメタン(CH_4)を含み、燃料組成の90%程度を可燃性成分が占める。このため、燃料発熱量は10～13MJ/m^{3}と高く、空気吹き石炭ガス化燃料と比較して３倍程度の発熱量である。しかも、炭種やガス化方式により燃料ガス組成や発熱量が大幅に異なる特徴を有する。

また、石炭ガス化燃料では、燃料発熱量の上昇に伴い理論断熱火炎温度は大幅に上昇し[1]、最高火炎温度は、燃料発熱量が4.2MJ/m^{3}の場合1780℃であるのに対し、12.6MJ/m^{3}では2250℃に達する。燃料発熱量が8.4MJ/m^{3}以上では、すべての当量比でCH_4の理論断熱火炎温度を上回る

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ことからサーマルＮＯxの生成量の増大が懸念される[1]。

さらに、酸素吹き石炭ガス化複合発電システムでは燃料量の 1.15 倍（N_2/Fuel 供給比 =1.15kg/kg）程度の余剰N_2があり、これを燃焼器に供給する 1300 ℃級燃焼器では、総空気量の 74% 程度が燃焼用空気として使われるため、冷却用及び希釈用空気が 26% 程度と不足する[3]。したがって、プラント余剰N_2を燃焼器に供給する場合、冷却用空気が減少するため壁面冷却に留意する必要がある。

これらのことから、石炭ガス化中カロリー燃料用ガスタービン燃焼器の開発にあたり、以下の課題を考慮した燃焼器設計が必要となる。

(1)サーマルＮＯx生成を抑制する低ＮＯx燃焼技術

(2)燃焼器壁面冷却性能の向上

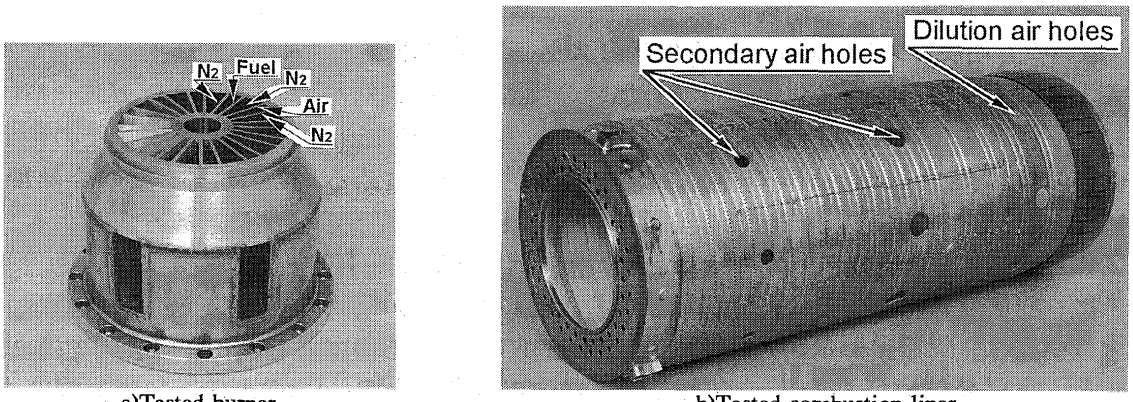
供試した中カロリー燃料用 1300 ℃級燃焼器及びバーナの外観を図１に示す。供試燃焼器は多缶型燃焼器一缶に相当し、全長は 930mm、内径は 356mm であり、以下の特徴を有する。

2･1 サーマルＮＯx生成を抑制する低ＮＯx燃焼技術

小型拡散バーナを用いた燃焼実験結果[2]に基づき、N_2の噴出ノズルを持つ燃焼器バーナ構造を設定した。図２[2]、図３[2]は、燃焼器出口ガス温度を 1300 ℃で一定となるように燃焼器出口における当量比ϕexを設定し、一次燃焼領域の当量比ϕpを変化させた場合のサーマルＮＯx、ＣＯ排出濃度に及ぼすN_2供給位置の影響を示す。図２より、中カロリー燃料をそのまま燃焼器に供給する場合に比べて、N_2を燃料または空気に予混合して燃焼器に供給することによりサーマルＮＯx生成量を大幅に低減でき、しかも、一次当量比ϕpを上昇させることによりサーマルＮＯxを低減できることがわかる。しかしながら、ＣＯ排出特性については図３に示すように、N_2を空気に予混合して燃焼器に供給する方式が、N_2を燃料に予混合する場合に比べて燃焼安定性に優れ、ＣＯ排出濃度を大幅に抑制できる。

Table 1 Typical compositions of the oxygen-blown coal gasified fuels

Gasifier type	Fixed	Entrained		
Fuel feed	Dry	Dry		Slurry
Developer	BGL[5]	Shell[6]	Hycol[7]	Texaco
Composition				
CO	56.4%	65.2–67.8%	55.2–59.4%	49.0%
H_2	25.6%	28.8–31.0%	31.1–33.7%	34.0%
CH_4	6.6%	0.01%	1.0– 2.0%	0.2%
CO_2	2.8%	1.0– 2.8%	7.6–10.4%	9.7%
H_2O	–	(Dry base)	–	–
NH_3	unknown	100– 600ppm	unknown	unknown
H_2S+COS	20ppm	–	–	–
Others(N_2 etc)	8.6%	–	–	6.1%
CO/H_2 mole ratio	2.2	2.2– 2.3	1.8	1.4
HHV[MJ/m³]	13.0	12.2–12.3	11.3–12.6	10.6



a)Tested burner　　b)Tested combustion liner

Fig.1 Tested 1300 ℃ -class combustor

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

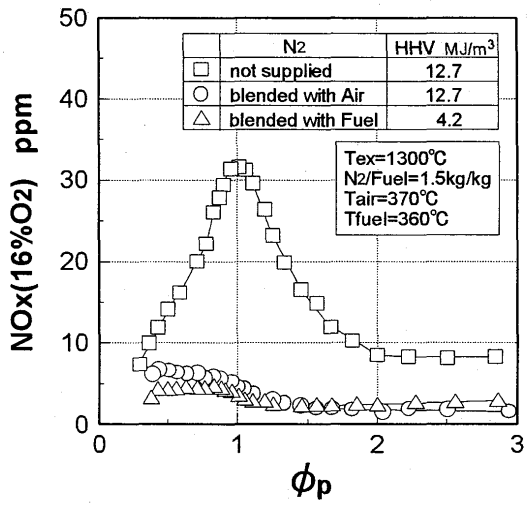


Fig.2 Effect of nitrogen injection on NOx emission characteristics in two-staged combustion, using a small diffusion burner[2].

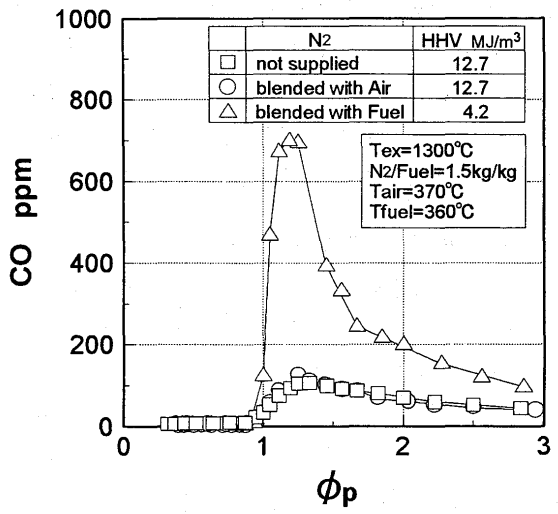


Fig.3 Effect of nitrogen injection on CO emission characteristics in two-staged combustion, using a small diffusion burner[2].

Table 2 Standard test condition

Tair	:	330 ℃
Tfuel	:	310 ℃
T_{N_2}	:	60 ℃
N_2/Fuel supply ratio	:	1.15 kg/kg
Tex	:	1400 ℃
P	:	0.1 MPa
ϕ ex	:	0.50
Lb	:	4.9×10^2 W/(m^3·Pa)

Table 3 Typical composition of the test fuel

Composition	CO	31.4 %
	H_2	28.6 %
	CH_4	3.0 %
	CO_2	32.0 %
	H_2O	–
	N_2	5.0 %
HHV	8.8 MJ/m^3	(2100 kcal/m^3)
LHV	8.1 MJ/m^3	(1940 kcal/m^3)

これらのことから、燃料ノズルと空気ノズルの間にN_2噴出ノズルを有するバーナを設計し(図１)、燃焼器内で燃料と空気がそれぞれN_2と混合する構造とした。バーナ近傍の局所的な高温域にN_2を直接に噴出する方式により、局所高温域を低減し、サーマルNOxの生成量を減少させることができる。また、部分負荷時における燃焼安定性を考慮して、定格時におけるバーナ近傍の当量比を3.0、一次燃焼領域の当量比を1.4とし、燃料、空気及びN_2噴出ノズルの旋回角を30°、内向角を15°とした。さらに、N_2を燃料に予混合して燃焼器に供給する従来の方法に比べて、N_2を燃焼器に直接に噴出することによりN_2を昇圧する動力が低減できるため、プラント熱効率を0.3%程度向上できる[4]。

2･2 燃焼器壁面冷却性能の向上

N_2供給にともなう冷却空気量の減少を補うために、供試燃焼器では尾筒壁を二重構造として、尾筒のインピンジメント冷却に用いた冷却用空気を燃焼器壁面の冷却に再利用する構造としている[4]。また、高温になると予想される二次空気孔近傍には、燃焼器ライナ壁面に、フロースリーブから空気を吹きつける構造とし、冷却効率の向上を図った。

3. 実験設備及び実験方法

供試燃料は酸素吹き石炭ガス化炉で生成される燃料とほぼ同組成になるように、原料のプロパン(C_3H_8)を水蒸気改質して、水素分離膜とN_2添加により成分が調整される。燃焼器に供給する空気は、2.0MPaまで昇圧された後、所定の圧力まで減圧して用いられる。供試燃料と空気は、それぞれ予熱器により所定の温度まで加熱され、燃焼器に供給される。また、本設備では燃焼器に直接供給するためにN_2の供給ラインが設けられている[4]。

燃焼器実験では、高温の燃焼ガスは尾筒を通過した後、計測ダクトにてガス成分とガス温度が計測される。燃焼ガス成分は自動ガス分析計によって、NO, NO_2, CO, CO_2, O_2及びTHC

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の各成分が連続分析される。燃焼器出口ガス温度分布は、計測ダクトに挿入した５本のＲ型シース熱電対をトラバースすることにより計測される。さらに、燃焼器の外壁面には約 100 本のシース外径 1mm のＫ型熱電対が溶接され、燃焼器壁面温度が計測される[4]。

表２は 1300 ℃級燃焼器としての定格実験条件を示す。また、供試燃料組成については、表３に示すように HHV が 8.8MJ/m^3、（ＣＯ+ＣＨ$_4$）/Ｈ$_2$モル比が 1.2 を標準とした。

4．実験結果及び考察

プラント余剰Ｎ$_2$をバーナから直接に噴出させる低ＮＯx燃焼法を採用する中カロリー燃料用実寸燃焼器を設計、試作し、大気圧燃焼実験により壁面冷却特性及び燃焼特性を以下で確認した。

4･1　燃焼器壁面温度特性

図４は燃焼器出口ガス温度を変化させた場合の燃焼器壁面温度分布を示す。実験では供給空気量を 1.31m^3/s、Ｎ$_2$/Fuel 供給比を 1.15kg/kg で一定とし、燃料流量を変化させることにより燃焼器出口ガス温度を変化させた。燃焼器出口ガス温度の上昇に伴い、壁面温度はバーナ近傍を除いてほぼ均等に上昇するが、出口ガス温度が約 1400 ℃にまで上昇しても、壁面温度は概ね材料の耐熱許容温度の 850 ℃以下であり、十分な燃焼器壁面冷却性能が得られていることがわかる。また、いずれの燃焼器出口ガス温度の場合にもバーナ近傍の壁面温度はほとんど変化せず、バーナ出口に安定した火炎が形成されていることが推察される。このことから、ゼロ負荷相当まで燃焼安定性を確保することができたと考える。

プラント余剰Ｎ$_2$の供給条件はガス化複合発電プラントの運用ならびにガスタービンの運転条件によって変化する。図５は燃焼器へ噴出するＮ$_2$供給量を変化させた場合の燃焼器壁面温度分布を示す。バーナから供給するＮ$_2$量を増加させることにより一次燃焼領域の壁面温度が大幅に低下することがわかる。すなわち、Ｎ$_2$/Fuel 供給比を 0.40kg/kg から 1.34kg/kg に上昇させると、バーナ近傍及び一次燃焼領域の壁面温度は 150 ℃程度低下する。これは、中カロリー燃料をＮ$_2$と予混合して燃料発熱量を低下させた場合、同じ当量比で比較すると火炎温度が 300 ℃程度低下するためである。このように、Ｎ$_2$をバーナから高温となる一次燃焼領域に直接噴出する方式により、サーマルＮＯxの生成源となる局所的な高温ガス領域を減少させ、燃焼器壁面温度を低減できることがわかる。また、いずれのＮ$_2$/Fuel 供給比においてもバーナ近傍を除いてほぼ一定の壁面温度分布を示し、第１報[3]で課題となった燃焼器の燃焼安定性の改善を図ることができた。

4･2　燃焼特性

以下では、燃焼特性に及ぼす燃焼器出口ガス温度、Ｎ$_2$供給量、燃焼負荷率及び圧力の影響について検討した。

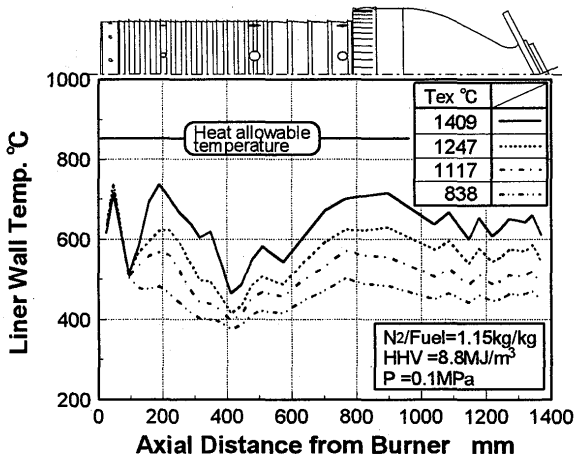


Fig.4 Combustor wall temperature distribution using the average gas temperature of combustor exit as a parameter.

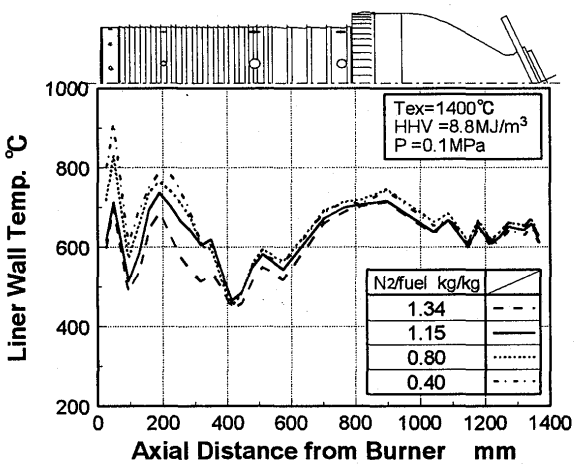


Fig.5 Effect of the nitrogen injection flow rate from the burner on the combustor wall temperature distribution.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

サーマルＮＯx、ＣＯ排出特性は燃焼温度に大きく影響を受けるため、燃焼特性に及ぼす燃焼器出口ガス温度の影響について検討した。図６は供給空気量を 1.31m^3/s、N_2/Fuel 供給比を 1.15 kg/kg で一定とする条件下で、燃焼器出口ガス温度を変化させた場合のＮＯx、ＣＯ排出濃度を示す。出口ガス温度の上昇に伴いサーマルＮＯxは増加し、ＮＯx(16% O_2)はわずかに減少する傾向を示した。また、いずれの燃焼器出口ガス温度においてもＮＯx排出濃度は８ ppm(O_2濃度 16% 換算値で３ ppm)以下と低い値を示した。これは、N_2をバーナから供給することにより、一次燃焼領域における局所高温領域を効果的に低減し、ＮＯx生成を抑制できたと考えられる。一方で、ＣＯ排出濃度については、燃焼器出口ガス温度が 1200 ℃以上に上昇すると急激に生成し、定格相当条件(Tex=1400 ℃)では 3000ppm 程度排出された。これは、燃焼器出口ガス温度が 1200 ℃以上に上昇すると、一次燃焼領域における当量比が１以上になるためであり、一次燃焼領域の設定条件が燃焼特性に大きく影響することがわかる。

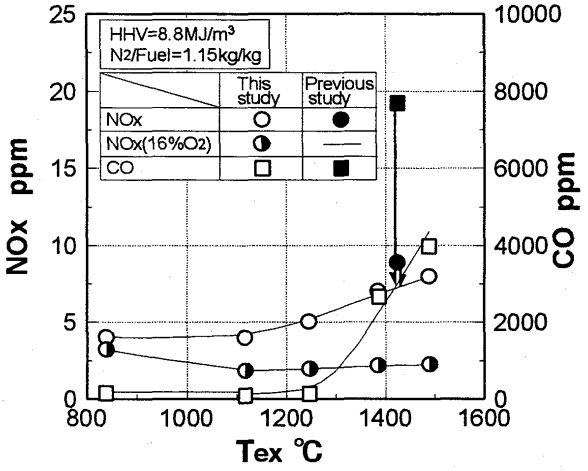


Fig.6 Effect of the combustor exit gas temperature on Combustion emission characteristics.

N_2供給量はガス化複合発電プラントの運用ならびにガスタービンの運転条件によって変化するため、燃焼特性に及ぼす影響を検討した。図７は燃焼器出口ガス温度を 1400 ℃、供給空気量を 1.31m^3/s で一定とする条件下で、N_2/Fuel 供給比を変化させた場合のＮＯx、ＣＯ排出濃度を示す。N_2/Fuel 供給比の上昇に伴いＮＯx排出濃度は直線的に低下し、N_2供給量が増加するほどＮＯx低減に効果的であることがわかる。しかしながら、ＮＯxとは逆にＣＯ排出濃度はN_2/Fuel 供給比の上昇に伴い増加する傾向を示した。これは、N_2供給量の増加に伴い燃焼器出口ガス温度を 1400 ℃とする当量比が上昇し、一次燃焼領域の燃焼温度が低下したためと考えられる。

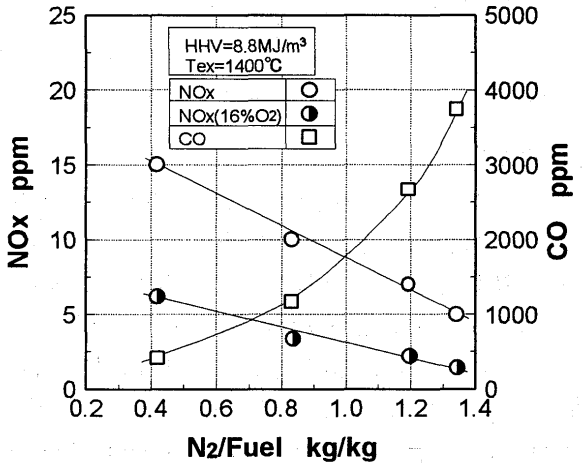


Fig.7 Effect of the nitrogen injection flow rate from the burner on Combustion emission characteristics.

図８は燃焼器出口ガス温度を 1400 ℃、N_2/Fuel 供給比を 1.15kg/kg で一定とする条件下で、燃焼器の燃焼負荷率を変化させた場合の燃焼特性を示す。ＣＯ排出濃度は燃焼負荷率の上昇に伴い低下する傾向を示すが、これは、燃焼負荷率の上昇に伴い燃料、空気及びN_2の噴出流速が上昇し、一次燃焼領域での混合、燃焼反応が促進されたためと考えられる。一方、ＮＯx排出濃度は、燃焼負荷率に依らずほぼ一定の値を示した。一般には、燃焼負荷率の上昇に伴い、燃焼ガスの滞留時間が減少す

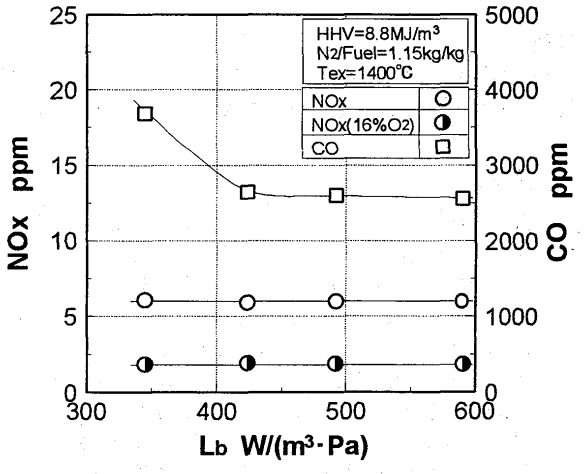


Fig.8 Effect of the loading rate in the combustor on Combustion emission characteristics.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

るためにＣＯ排出濃度は上昇し、ＮＯx排出濃度は低下する傾向を示すが、供試燃焼器では燃焼負荷率の上昇に伴い燃焼反応が促進され、しかもＮＯx排出濃度は６ ppm(Ｏ２濃度 16%換算値で２ ppm)以下と低い値を維持した。

図９は燃焼器出口当量比を変化させた場合のＣＯ排出濃度について、石炭ガス化低カロリー燃料用燃焼器による大気圧燃焼実験結果[8]及び高圧燃焼実験結果[9]と比較して示す。ここでは、燃焼器へのＮ２/Fuel 供給比を 1.15kg/kg で一定としており、これを燃料に予混合した場合は HHV=4.2MJ/m ３程度の低カロリー燃料となる。供試燃焼器では、低カロリー燃料用燃焼器[8]の場合と同様に、ＣＯ排出濃度は燃焼器出口当量比の上昇に伴い指数関数的に増加することがわかる。また、低カロリー燃料を用いた高圧燃焼実験の結果[9]から、ＣＯ排出濃度は燃焼器内圧力の影響を強く受け、 1.4MPa の高圧条件では 10ppm 以下にまで低下することがわかる。すなわち、供試燃焼器においても圧力の上昇とともにＣＯ排出濃度が低下し、定格条件である 1.4MPa ではＣＯ排出濃度が 10ppm 程度にまで低減できるものと期待できる。

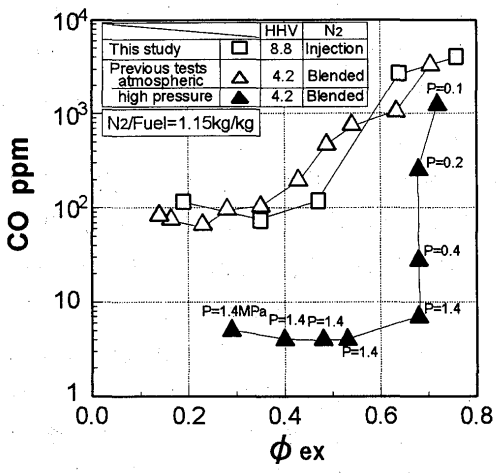


Fig.9 Effect of the pressure in the combustor on CO emission characteristics.

以上のことから、燃料ノズルと空気ノズルの間からＮ２を噴出させる燃焼方式により、中カロリー燃料を用いたガスタービンの熱効率向上とＮＯx排出濃度の低減化を図ることが可能である。

5. 結言

小型拡散バーナを用いた燃焼実験結果をもとにＮ２噴出ノズルを有するバーナを設計、試作し、大気圧燃焼実験を実施した結果、以下の知見が得られた。

(1)本燃焼器は、燃焼器出口ガス温度が 1400 ℃に上昇しても、壁面温度は材料の耐熱許容温度(850 ℃)以下であり、壁面冷却性能が十分であることを確認した。

(2)Ｎ２をバーナから直接に一次燃焼領域の高温部に噴出する本方式により、局所的な高温領域を低減しサーマルＮＯxの生成量を 3ppm(Ｏ２濃度 16% 換算値)以下に抑制できる。

(3)ＣＯ排出濃度は、Ｎ２供給量の増加に伴い上昇し、定格相当条件で 3000ppm 程度を示した。しかしながら、ＣＯ排出濃度は燃焼器内圧力の影響を受け、高圧条件下では 10ppm 程度にまで低減すると期待できる。

謝辞

燃焼実験の実施にあたっては、(財)電力中央研究所　川島健氏、香坂幸雄氏、(株)テクノサービス　垣内智和氏、馬場義輝氏のご協力を得た。ここに記して、感謝の意を表する。

6. 文献

(1) 長谷川武治, 佐藤幹夫 , 機論 ,63-613,B(1997),3123-3130.
(2) 長谷川武治, 香月靖生, 久松暢, 佐藤幹夫, 第 34 回燃焼シンポジウム前刷集 (1996),597-599.
(3) 長谷川武治, 他 7 名 , 第 26 回ガスタービン定期講演会講演論文集 ,(1998-5),pp.13-18.
(4) Hasegawa,T.et al., 1998, ASME Paper, 98-GT-331.
(5) Kalsall,G.J., Smith,M.A. and Cannon,M.F., Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power 116:559(1994).
(6) W.V.Bush, D.C.Baker and P.J.A.Tijm, 1991, EPRI Interim Report No. GS-7397, Project 2695-1.
(7) Ueda,T., Kida,E., Nakaya,Z., Shikata,T., Koyama,S., and Takagi,M., pp.242-247.
(8) 長谷川武治 , 佐藤幹夫 , 二宮徹 , 中田俊彦 , 機論 ,64-618,B(1998),582-589.
(9) 長谷川武治 , 佐藤幹夫 , 二宮徹 , 機論 ,64-621,B(1998),1524-1530.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B—10

石炭ガス化中カロリー燃料用ガスタービン燃焼器の燃焼特性

(第１報　中カロリー燃料の燃焼速度と窒素噴射によるＮＯｘ低減効

＊林 明典　小泉 浩美　小林 成嘉　和田 克夫　(日立)
長谷川 武治　久松 暢　香月 靖生　佐藤 幹夫 (電中研)

１．緒言

石炭ガス化複合発電システム（IGCC：Integrated coal Gasification Combined Cycle）は、資源が豊富な石炭を燃料とした高効率発電が可能であることから、21世紀の火力発電システムとして期待されている。国内では、空気酸化方式の石炭ガス化パイロットプラントの研究開発が、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）の委託により、石炭ガス化複合発電組合（IGC）において進められてきた[1]。近年では、欧米にて主流となる酸素酸化方式の石炭ガス化複合発電プラントが注目されており、ガスタービン燃焼器においては、ガス化炉から生成される中カロリーガスの燃焼方法が開発課題となっている。特に中カロリーガスは、火炎温度が高く、サーマルＮＯｘが生成され易い。このため、酸素酸化方式の石炭ガス化複合発電プラントでは、酸素製造装置より製造される窒素をガスタービン燃焼器に供給し、所内動力を低減して発電効率の増大を図るとともに、サーマルＮＯｘの低減を図ることが望まれている[2),3)]。

燃焼器に窒素を供給する場合、拡散燃焼方式の燃焼器においては、燃焼安定性を確保し、更に、ＮＯｘを効率よく低減するための窒素供給方法が、燃焼器開発の重要な課題となる。

一方、低ＮＯｘ化の手段として、天然ガス焚用ガスタービン燃焼器で実用化されている予混合燃焼法式を採用する場合は、中カロリーガスの燃焼特性、特に燃焼速度を把握することが必要となる。

そこで本報では、中カロリーガスの燃焼速度を調べ、予混合燃焼方式による燃焼器開発の可能性を検討するとともに、拡散燃焼時の窒素噴射による火炎温度低下とＮＯｘ低減効果について実験的に検討した。

２．中カロリーガス用ガスタービン燃焼器の開発課題

表１に、酸素酸化方式のガス化炉より生成される中カロリーガス（Dry）と、空気酸化方式の石炭ガス化炉から生成される低カロリーガス、及び天然ガス（LNG）の主成分となるメタンについて代表的な燃料性状を示す[1),3)]。中カロリーガスの燃料組成は、低カロリーガス組成と比較すると窒素が少なく可燃成分が多い。中カロリーガスの発熱量は、低カロリーガスの発熱量の約3倍であるが、天然ガスと比較すると、3分の1程度となる。

表１　燃料性状の比較

燃料種類		中カロリーガス[3)]	低カロリーガス[1)]	メタン(LNG)
燃料組成	H2 (%)	30.0	8.2	-
	CO (%)	60.0	23.0	-
	CH4(%)	0.0	0.3	100
	CO2(%)	0.0	5.0	-
	N2 (%)	10.0	63.5	-
発熱量 LHV (MJ/Nm³)		12	4	36
火炎温度(℃) φ=1		2300	1800	2100

断熱火炎温度については量論混合比（φ=1）において、メタンよりも中カロリーガスの方が高く、拡散燃焼方式の場合は、サーマルＮＯｘ排出量の増加が懸念される。更に中カロリーガス中には、燃焼速度が速い水素を多く含むことから、予混合燃焼方式による低ＮＯｘ化では、天然ガス以上にフラッシュバックに対する対策が必要になると推測される。

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.(函館)

Download service for the GTSJ. via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．試験装置および試験方法

3．1 燃焼速度測定装置

図１に燃焼速度測定装置の系統概略図を示す。実験では石炭ガス化ガスを模擬するために、燃料中の各種成分となるガスを単体のガスボンベより供給し、それぞれのガスの系統に設けてあるマスフローコントローラーによってガスの流量を制御し、発熱量および組成を調整した。

一方、燃焼に必要な空気は、圧縮機より供給され、流量を調整した後、ミキサーに送られる。

燃料と空気はミキサーの管路内において各々接線方向に供給され、比較的短い距離で完全予混合気が形成されるように配慮してある。

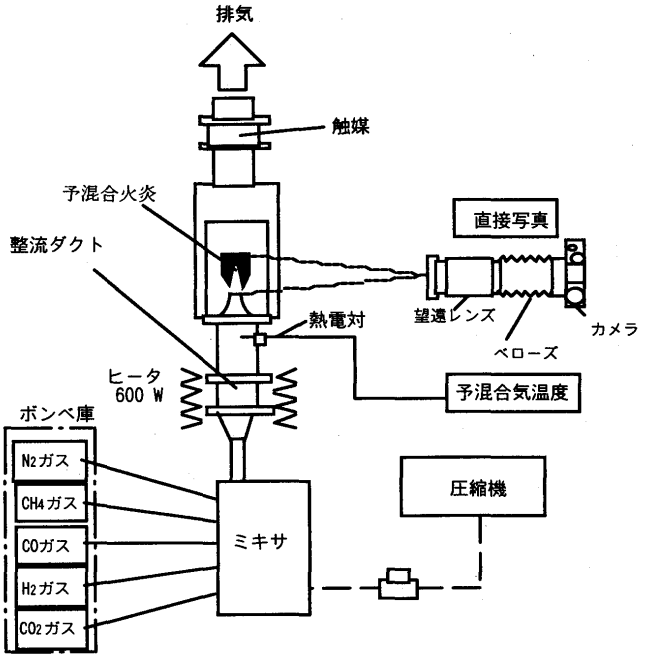


図１ 燃焼速度測定装置

ミキサーと火炎を形成するためのノズルバーナまでの流路においては、予混合気を昇温するためのバンドヒーターが３本（600W）設置してあり、ノズル上流側に設置した熱電対の出力をもとにフィードバック制御することによって、予混合気の温度を調整した。

燃焼速度の測定法についてはシャボン玉法、体積法、角度法など種々提案されているが、今回の試験では、比較的簡単に計測可能で、しかも精度よく評価できるとされている直接写真による角度法[4)]を採用した。

実験に使用したカメラは、Nikon 製で、精度よく火炎の角度を測定するために、焦点距離が 70mm から 300mm まで任意に調節できるズームレンズ（TAMRON 製、AF70-300）をベローズ（Nikon 0-200）に取付け、拡大し、２次元的に撮影した。

3．2 燃焼速度試験条件

表２に試験条件を示す。今回の試験では、CASE 1 と CASE 2 に示す中カロリーガスを基準ガスとし、プラントで得られる窒素変化量を想定して、ガスに供給する窒素供給量を変化させ、それらの燃焼速度を測定した。また、実機予混合燃焼の可能性を検討するため、予混合燃焼法が実用化されている天然ガスの主成分となるメタンガスと燃焼速度を比較検討した。

表２ 供試燃料の性状および試験範囲

		CASE1	CASE2	CASE3	CASE4	CASE5
N2/Fuel＊ (kg/kg)		0.0	0.5	1.0	1.5	—
燃料組成	H2 (%)	24.1	17.3	13.5	11.1	—
	CO (%)	60.1	43.1	33.7	27.6	—
	CH4 (%)	0.2	0.14	0.11	0.10	100
	CO2 (%)	2.0	1.4	1.1	0.9	—
	N2 (%)	13.6	37.8	51.6	60.3	—
発熱量 LHV (MJ/Nm^3)		10.3	7.4	5.7	4.7	36.1
予混合気温度 (℃)		200	200	200	200	200
当量比 (-)		0.5～1.4				

＊燃料に対する窒素混合比

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.3 拡散燃焼試験装置

本試験で使用した拡散燃焼試験装置の系統概略、及び仕様を図2に示す。本試験装置は、大気圧条件における、多種燃料の拡散燃焼試験ができることを特徴としている。以下、各々の系統について説明する。

燃料は、ボンベ庫より供給される一酸化炭素、水素、メタン、炭酸ガス、及び窒素がミキサ内で混合され、混合ガスとして燃料ノズルより燃焼室へ噴射される。各々のガス流量は制御が別系統であるため、燃料は任意の組成配分が可能となっている。

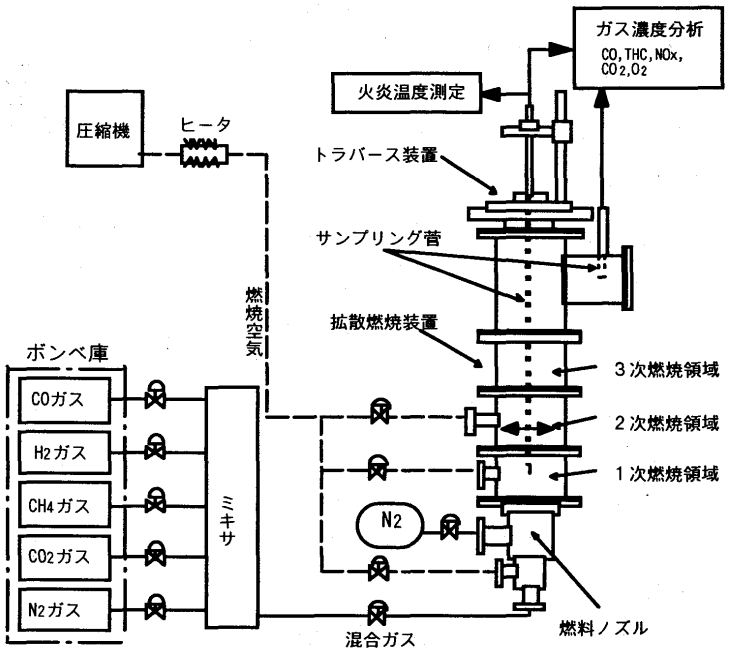


図2 拡散燃焼試験装置

燃焼用、及び冷却用の空気は、圧縮機より燃料ノズル、及び各燃焼領域に、合計 500Nm^3/h の供給が可能である。また、各燃焼用空気系統には、加熱用ヒータが設置されており、空気を最大 350℃まで昇温できる。

燃焼室は、上流から1次、2次、3次の燃焼領域にて構成されており、各々の燃焼領域に燃焼用空気が供給される。

窒素は、ミキサにて燃料と混合する方法と、燃料ノズルより直接拡散火炎中に噴射する方法によって供給することが可能である。

計測システムとしては、燃焼室後部に設けたトラバース装置によって、燃焼室の軸方向と径方向に可動するサンプリング管が、燃焼室内部の火炎温度分布と燃焼ガス濃度分布を測定する。更に、燃焼室出口に設置したサンプリング管によって、排ガス濃度を分析できる。

3.4 拡散燃焼試験方法

実際の石炭ガス化ガスの燃料組成は、石炭の炭種によって変化する。本試験では、中カロリーガス燃料の一例として、発熱量を 10.5MJ/Nm^3 とし、下記に示す燃料組成の混合ガスを使用した。

中カロリー燃料組成 [H2：40.1%, CO：46.9%, CH4：0.6%, N2：9.6%, CO2：2.8%]

尚、本燃料組成は、水素と一酸化炭素の混合比を同程度とした。

試験は、燃料ノズルからの窒素噴射によるＮＯｘ低減効果を把握するために、燃料と窒素を予め混合したガスを燃焼した場合と、燃焼領域に燃料ノズルから窒素を噴射した場合について、ＮＯｘ排出に及ぼす供給窒素量の影響を比較した。尚、窒素供給は、燃料流量に対する窒素流量の質量比(N2/Fuel)で 0.5、1.0、及び 1.5 の 3 ケースについて実施し、全ての窒素供給条件に対して、燃焼室出口の理論燃焼温度を 1430℃に統一した。

更に、窒素を供給しない時と燃料ノズルから窒素を噴射した時の、火炎温度分布とＮＯｘ濃度分布の変化について調べ、窒素噴射によるＮＯｘの低減機構を確認した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．試験結果および結果の検討

4．1 中カロリーガスの燃焼速度

図３に、窒素供給量（N2/Fuel）を変化させたときの、中カロリーガスの燃焼速度ならびにメタンガスの燃焼速度を示す。

メタンガスの燃焼速度（CASE５）は量論混合比（当量比 1.0）で最大値をとり、そこから希薄あるいは過濃混合気になるにつれて、燃焼速度が低下するのに対し、中カロリーガスの燃焼速度（CASE１～４）は、希薄予混合気から量論混合比を越え、さらに過濃混合気となっても燃焼速度が増加する傾向にある。

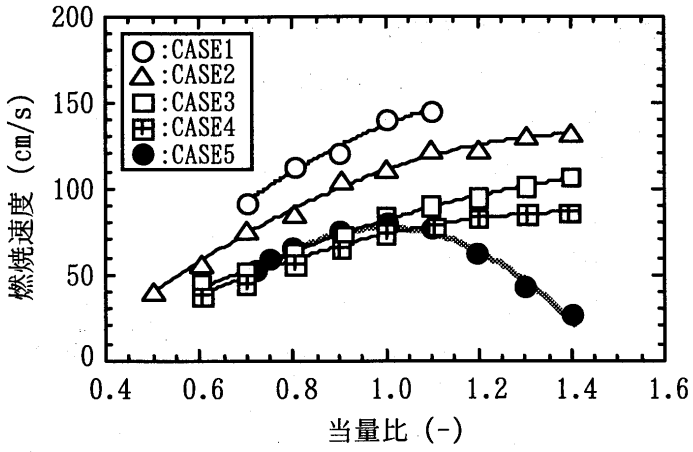


図３ 中カロリー燃料の燃焼速度

中カロリーガスの燃焼速度が、量論混合比を越え過濃混合気となっても速くなる原因には、反応経路の影響が考えられる[5]。また、中カロリーガスは水素および一酸化炭素が主成分となっており、それら単体ガスの最大燃焼速度が過濃混合気側（常温・大気圧条件で、水素：291.2cm/s、当量比 1.8、一酸化炭素：43cm/s、当量比 2.57）[6]にあることなども影響していると考えられる。

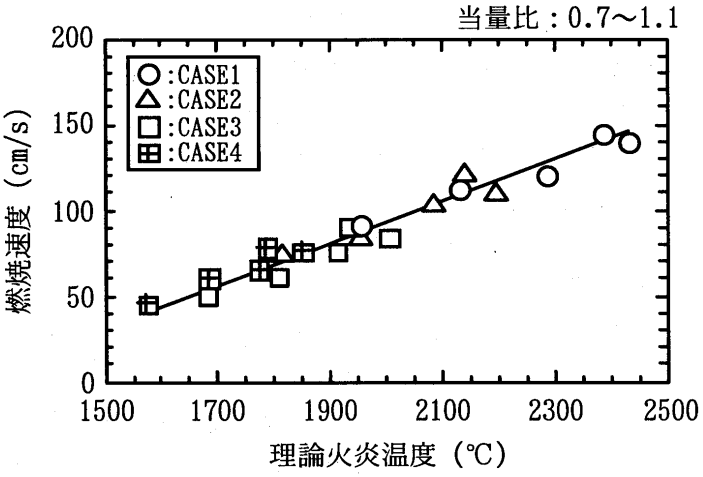


図４ 理論火炎温度と燃焼速度

一方、中カロリーガスにシステムからの窒素供給を模擬し、N2／Fuel を変化させた試験では、窒素供給量の増加に伴い、全体的に燃焼速度が遅くなっている。

N2／Fuel が 1.0 になると（CASE３）、当量比 0.7～1.0 の範囲内においてメタンガスの燃焼速度とほぼ同じ値となる。したがって実機では、中カロリーガス中に窒素を質量比で同等の量を供給すれば、燃焼器において予混合燃焼が可能になると考えられる。しかし、実機に対して予混合燃焼法式を適用する場合は、ガス組成の変動特性、及びシステムの運用性等を考慮していく必要がある。

次に図４に理論燃焼温度と燃焼速度の関係を示す。このデータは、図３の当量比に対する燃焼速度を、理論燃焼温度（計算値）で整理したものである。先程の N2/Fuel を変化させたときの燃焼速度を理論燃焼温度で整理すると、当量比 0.7 から 1.1 の範囲内において、燃焼速度が火炎温度に比例して増加する傾向にあるのがわかる。これは、火炎面における反応帯での温度上昇に伴ない、各種可燃性成分の拡散速度の増大、すなわち燃焼反応が促進されたことによって燃焼速度が増加したものと考えられる[7]。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

４．２ 窒素噴射による拡散燃焼のＮＯｘ低減効果

燃焼室出口の理論ガス温度が 1430℃となる条件に対し、窒素を燃料に混合し燃焼させた場合と、燃料ノズルから火炎に直接窒素を噴射した場合について、 N2／Fuel を変化させたときの、ＮＯｘ排出量への影響を調べた。その結果を、図５に示す。本試験結果より、燃料ノズルから火炎に窒素を直接噴射した時のＮＯｘ排出量は、燃料に窒素を混合した場合と同程度であることが分かった。ＮＯｘ排出量は、主に燃焼温度と高温燃焼領域の大きさに依存していると考えられる。従って本試験で用いた燃料ノズルによる窒素噴射は、中カロリーガスによる高温燃焼領域を、効率良く希釈し、低カロリーガスの燃焼と同様の燃焼状態にする効果があると考える。この結果は、燃料、窒素と火炎の位置、空気の流れなどとの相互干渉がＮＯｘ低減に非常に重要な役割を果たしていることを示している。

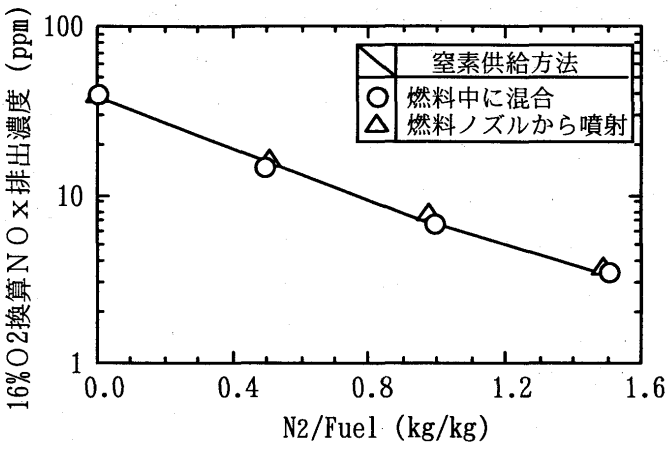


図５ 窒素噴射によるＮＯｘ排出特性

燃料ノズルに窒素を供給しない時と、窒素を燃料に対して質量比 1.0(kg/kg)噴射した時の燃焼ガス温度分布の分布測定結果を図６に、また、ＮＯｘ濃度分布の測定結果を図７に示す。尚、図の分布は１次、及び２次燃焼領域における測定結果である。各々のグラフの横軸は燃焼室中心軸からの半径方向距離、縦軸は燃料ノズル端面から燃焼室の軸方向距離を表わしている。また、図中の矢印は各々、空気、燃料、及び窒素の噴出方向を示している。

図６の焼ガス温度分布から、窒素噴射が無い場合、燃料ノズルより燃焼室軸方向に 125mm の位置で火炎温度が 1800℃まで達していることが分かる。この高温領域が形成される理由として、一つは、1 次燃焼領域に燃料ノズルが形成する循環流の構造と混合状態が影響していること、二つ目として、1 次燃焼領域の上流部では燃料過濃燃焼であるため、燃料ノズルから供給される空気によって燃え切らなかった燃料が、２次燃焼領域の上流部に供給される空気と混合する境界で燃焼していることが考えられる。これに対し、窒素を噴射した時の燃焼ガス温度分布結果から、燃料ノズルからの窒素噴射によって、上述の高温領域が約 300℃減少し、1500℃程度までに希釈されていることが分かった。

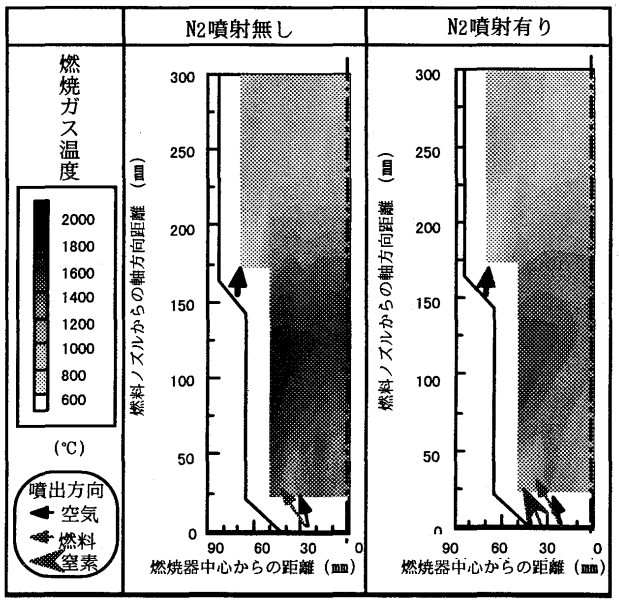


図６ 燃焼ガス温度分布

また、図７のＮＯｘ濃度分布測定結果から、窒素を噴射しないときは、燃焼ガスの高温部に対応して 90ppm 近くのＮＯｘが生成されていることが分かる。これに対して、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

窒素噴射した時のＮＯｘ濃度は、燃焼ガス高温領域の温度低下に伴い明らかに減少し、最高濃度でも 20ppm 程度である。但し窒素噴射の有無に関わらず、図の燃焼室中心軸付近でＮＯｘ濃度が高い分布を示している。これは、生成したＮＯｘが、燃料ノズル、及び２次燃焼領域の空気流入に伴う循環流の形成によって、淀み点に生成したＮＯｘが定在することが原因の一つとして考えられる。更に、一次燃焼領域の下流部では酸素濃度が低いために生成されなかったＮＯｘが、２次燃焼領域上流部からの空気流入によって酸素濃度が上昇し、低い燃焼温度領域において、ＮＯｘが生成されていることも考えられる。

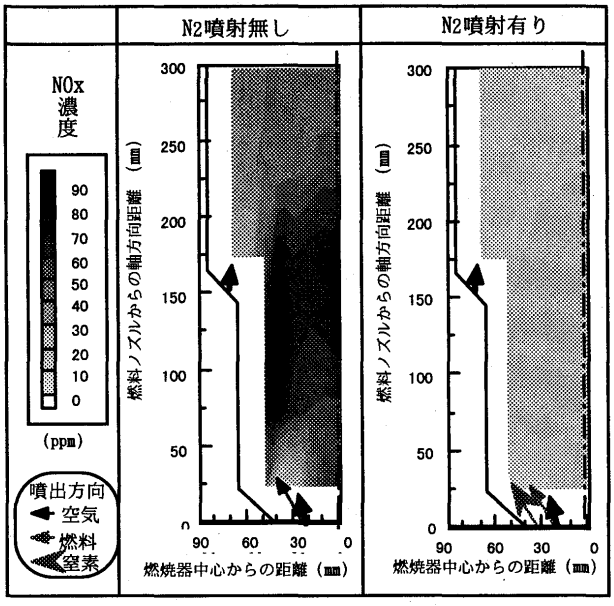


図７ ＮＯｘ排出濃度分布

５．結言

中カロリーガスの燃焼速度と窒素噴射時のＮＯｘ低減効果を調べ以下の知見が得られた。

（１）窒素の供給量として、燃料に対する窒素の質量流量比を 1.0 にした場合、当量比が１以下の範囲において、中カロリー燃料の燃焼速度は、メタンの燃焼速度と同程度になる。

（２）中カロリー燃料、窒素および空気による予混合気の燃焼速度は、当量比が 0.7 から 1.1 の範囲において断熱火炎温度で整理できる。

（３）拡散燃焼において、窒素を燃料に混合した場合と燃焼領域に直接噴射する場合では、ＮＯｘ低減効果は同程度となる。

（４）燃焼室内部の燃焼ガス温度とＮＯｘ濃度の分布を計測した結果、窒素噴射によって高温燃焼領域の温度が低下し、ＮＯｘの生成が抑制できることを確認した。

参考文献

1)小泉ほか,石炭ガス化実証プラント用燃焼器の実圧燃焼特性,ガスタービン定期講演会論文集,(1996), PP.59-64.

2)Dobbeling,k.et al.,"Low-Nox Premixed Combustion of Mbtu Fuels Using the ABB Double Cone Burner",ASME,Jounal of Engineering for Gas Turbine and Power,Vol.118,(1996),p.46.

3)R.A.Battistaa et.al.,"Coal Gas Combustion Studies For IGCC Power Plants",12th Confrence on Coal Gasification Power Plants(1993).

4)平野，燃焼学，燃焼現象とその制御，p49（1986），海文堂

5)平野，燃焼学，燃焼現象とその制御，p142（1986），海文堂

6)平野，燃焼学，燃焼現象とその制御，p54（1986），海文堂

7)稲毛，新たな乱流予混合燃焼モデルの提案とその評価，第24回ガスタービン定期講演会論文集，(1996)，PP.9-14.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

燃焼振動の低減法に関する研究（第一報）

B—11

＊山中　矢、前田福夫（東芝）
土屋利明、清水雅典（東京電力）

１．まえがき

現在設置されているＡＣＣやＩＧＣＣにおける燃焼器では低ＮＯｘ化や燃料多様化対応が実施されているが、これらは今後さらに推進されていくものと思われる。他方、これら燃焼器においては燃焼振動およびこれに関連した現象により信頼性を損なう事例が経験されている。そのため、燃焼振動の低減は、今後さらに進められる低ＮＯｘ化や燃料多用化対応に伴う火炎安定化や運転信頼性、長寿命化対策にとって期待される技術である。

燃焼振動は火炎の変動や気体の流れ、境界条件等との相関関係で発生する。既に、燃焼振動の低減は多くの燃焼機器で試みられている[1, 2, 3]が、ガスタービン燃焼器においてもその特性予測が充分でなく、設計段階や運転時において現状適切な対応ができていない状況にあると考えられる。

ここでは、燃焼振動特性の理解のために、先ず単純な形状を選定し、単一なスワーラによって保炎された火炎（拡散および予混合）とスワール数、燃焼振動の関係を観察したので報告する。

２．試験装置および試験方法

燃焼振動は試験装置（境界条件）と火炎の相関関係で発生する。試験条件と供試体の形状は、ガスタービン燃焼器形状と運転条件を模擬した条件とする。ここでは、最も単純なケースとして１ケのスワーラによって保炎された拡散および予混合火炎と燃焼振動の相関関係を評価することとした。

２．１　バーナ

図１にバーナの構造を示す。中央部にパイロット燃料（拡散）、その周囲を予混合ガス流路が配置されている。パイロット燃料は図２に示すノズル（8－φ 1.2mm）から噴射する。予混合ガスは混合器で燃料と空気を混合した後、整流器により整流後、スワーラから燃焼管内へ供給される。スワーラはシングル構造とし（写真１）、旋回強度が強、中、弱のスワール数 0.86、0.35、0.26 の３種類を用いた。

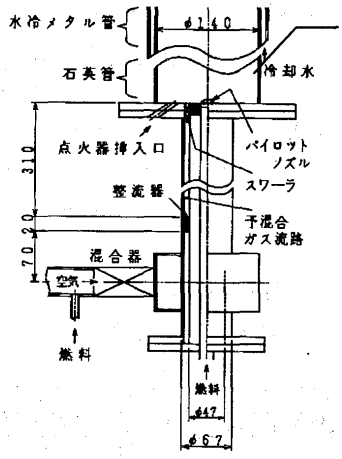


図１　バーナ部構造

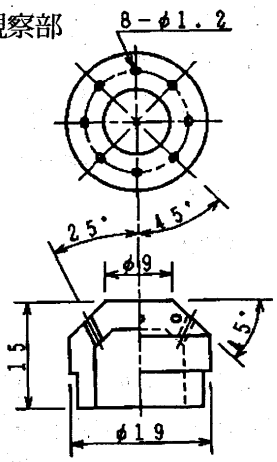


図２　パイロットノズル

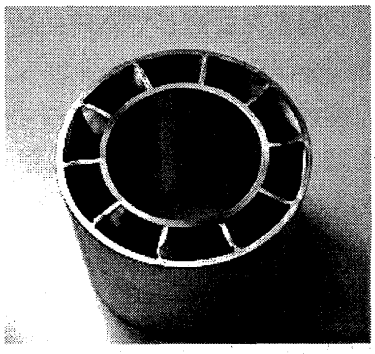


写真１　スワーラ

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,（函館）

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

２．２　燃焼管

バーナの下流には火炎が観察できるように石英製燃焼管（φ 140mm、長さ 500、肉厚 3mm）を配置し、石英管の下流には内径 140mm の水冷却構造の長さの異なる４種のメタル製燃焼管を設置した。各メタル製燃焼管のフランジ間にオリフィスを設置することにより、燃焼域の気柱長さを 600mm から 1500mm まで 100mm 間隔で設定できるようになっている。オリフィスは水冷却構造の円盤であり、今回は面積開口率約 40%を用いた。

２．３　計測システム

図３に計測システムの概要を示す。圧力変動はアンプ内蔵の圧力検出器（米国ＰＣＢ社製 112A21、周波数応答特性 0.5～250kHz）をメタル製燃焼管に軸方向に５個所設置して計測した。ガス分析はバーナ下流 1300mm に設置した水冷式ガスサンプリングプローブでガスを吸引後、自動車排ガス分析装置（堀場製作所製 MEXA-8120）によりＵＨＣ、ＣＯ, CO_2、O_2、ＮＯｘを計測した。ガス分析データおよび空気流量、燃料流量等の運転条件はデータロガを介して試験データモニター用パソコンで最新計測データを随時画面に表示するとともに、ハードディスクにデータを収録した。

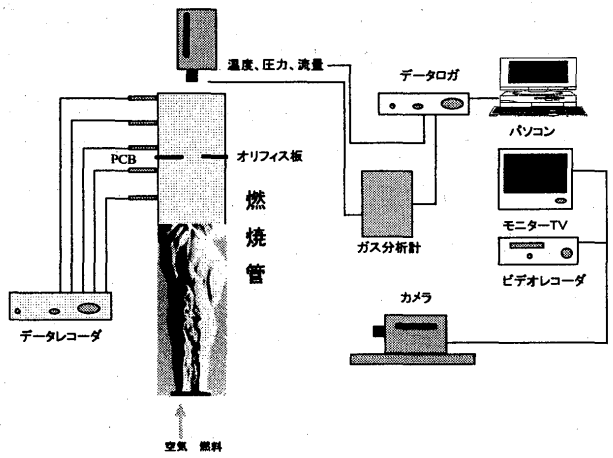


図３　計測システムの概要

火炎の状態は燃焼部正面および燃焼管出口下流部に設けたカメラにより、軸方向、半径方向の火炎をビデオテープに記録し、圧力変動データと対応させて火炎の挙動を観察した。

２．４　試験装置系統

図４に試験装置の系統図を示す。空気はブロア（吐出圧：0.03Mpa、流量：最大 10000Nm3/h）から供給し、燃焼用空気と燃焼ガス冷却用空気に分かれる。

燃料は、都市ガスをガスコンプレッサーで 0.9Mpa に昇圧し、レシーバタンクを介して４系統（拡散２系統、予混合用 2 系統）に分岐し試験条件に応じて燃料系統を選択し、流量調整後試験装置へ供給される。

燃焼ガスは、燃焼管出口で前述の燃焼ガス冷却用ガスとの混合により温度を下げて煙突から大気へ排出される。

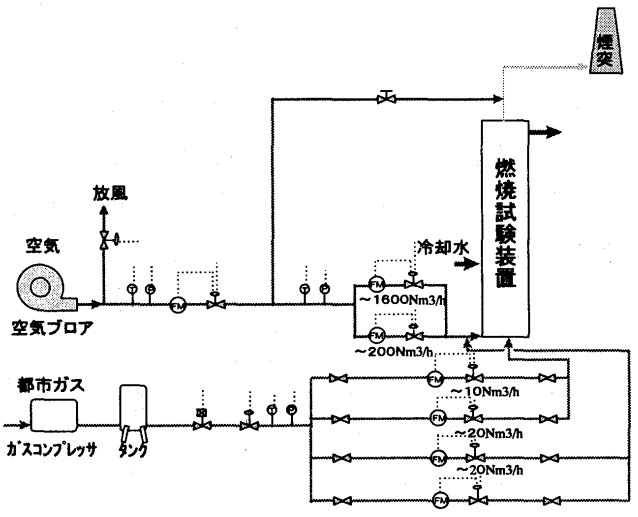


図４　試験装置系統

２．５　試験方法

試験条件を表１に示す。ここでは気柱長さを 800mm に固定し、スワーラ吹き出し流速一定（空気流量一定）および予混合燃料比率を一定（0%、25%、50%、75%,100%等）の条件で、燃料流量を下げなが

表１　試験条件

試験圧力	大気圧
気柱長さ(mm)	800(オリフィス設置場所)
バーナ入口空気温度(℃)	約50(ブロア吐出温度)
スワール数	0．86，　0．35，　0．26
スワーラ吹き出し流速(m／s)	30～110
燃焼温度(℃)	～1600(理論燃焼温度)
予混合燃料／全燃料(%)	0～100

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

らデータを収集した。スワーラ吹き出し流速は 30～110m/s とし、温度の設定は理論燃焼温度で行った。圧力変動計測のセンサーの設置個所は、オリフィス上流ではスワーラ出口から下流 550mm、700mm である。圧力変動の評価は、石英管の代わりに水冷式のメタル燃焼管（長さ 500mm）に軸方向 5 個所に PCB センサーを設置した予備試験にて、700mm の計測点が大きい圧力変動値を示したことから、700mm に設置した PCB センサーのデータトレンドを整理することにした。

3．結果

3．1　燃焼振動発生領域

(1)　スワール数 0.86

図 5 にスワーラ吹き出し流速 85m/s における予混合燃料割合及び理論燃焼温度に対する圧力変動レベルを示す。圧力変動レベルは燃焼温度に依存するが、特に燃焼温度 1400℃以上になると拡散 100%近傍領域で圧力変動が急激に増大する。さらに燃焼温度が 1600℃になると予混合 90%近傍に圧力変動が大きい領域が見られる。この圧力変動の大きい領域では燃焼騒音も大きくなっている。図 6 にスワーラ吹き出し流速 110m/s について示すが圧力変動レベルが大きい領域はスワーラ吹き出し流速 85m/s の場合と同様である。

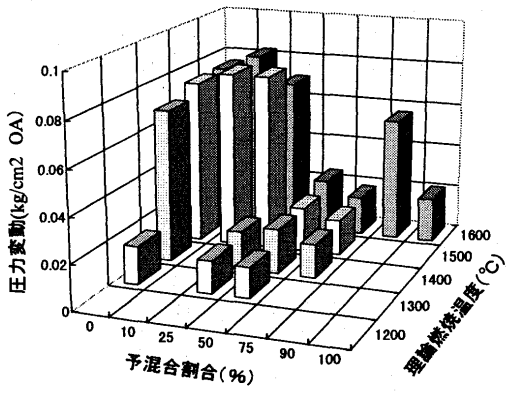


図 5　圧力変動
（スワール数 0.86、吹き出し速度 85m/s）

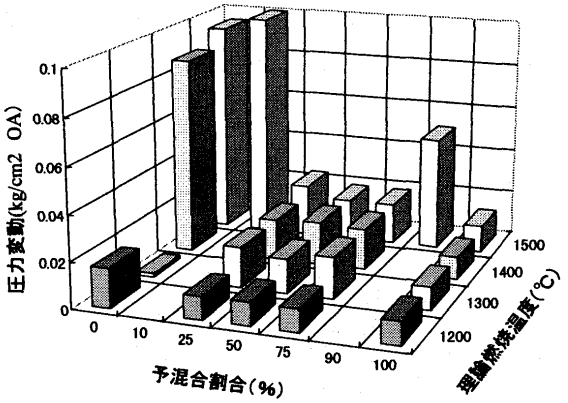


図 6　圧力変動
（スワール数 0.86、吹き出し速度 110m/s）

(2)　スワール数 0.35

図 7～図 9 にスワーラ吹き出し流速 50、65、85m/s における予混合燃料割合および理論燃焼温度に対する圧力変動レベルを示す。先のスワール数に比べて圧力変動レベルは小さく、拡散 100%近傍での圧力変動が大きい領域がみられない。燃焼温度が 1600℃程度に上昇すると、流速が 85m/s において予混合 90%近傍で大きい領域がみられる。

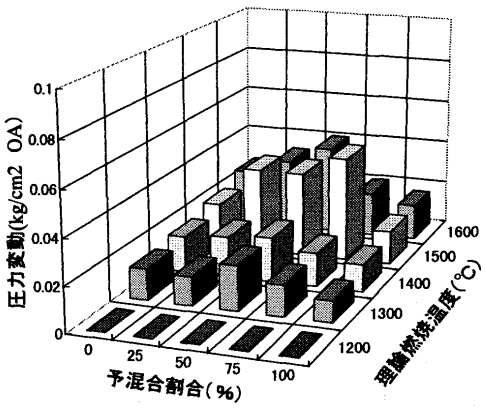


図 7　圧力変動
（スワール数 0.35、吹き出し速度 50m/s）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

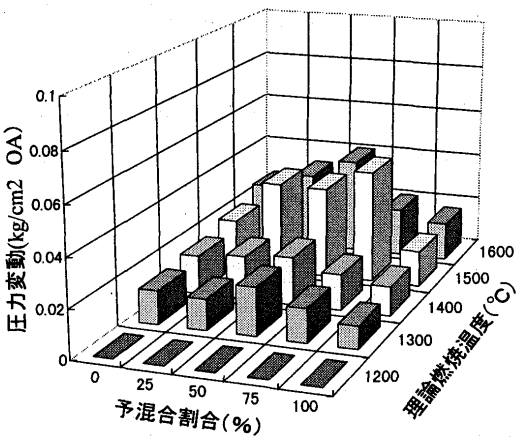


図８　圧力変動
（スワール数 0.35、吹き出し速度 65m/s）

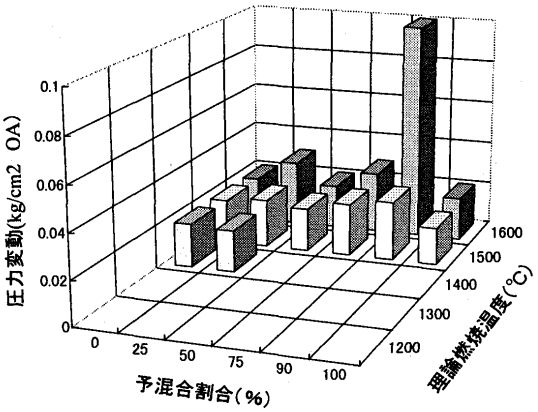


図９　圧力変動
（スワール数 0.35、吹き出し速度 85m/s）

(3)　スワール数 0.26

図 10 にスワール吹き出し流速 36m/s 相当における予混合燃料割合及び理論燃焼温度に対する圧力変動レベルを示す。ここでは予混合のほぼ全域におよんで圧力変動レベルが大きくなっている。さらにスワーラ吹き出し流速を上げた例として、吹き出し流速 48m/s の結果を図 11 に示す。圧力変動は小さくなっているものの燃焼は不安定であり、これ以上の流速での燃焼は困難であった。

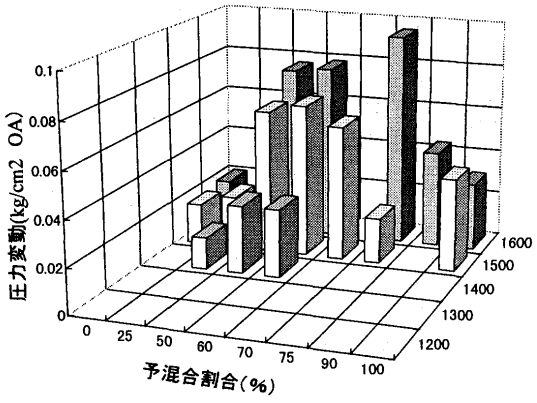


図 10　圧力変動
（スワール数 0.26、吹き出し速度 36m/s）

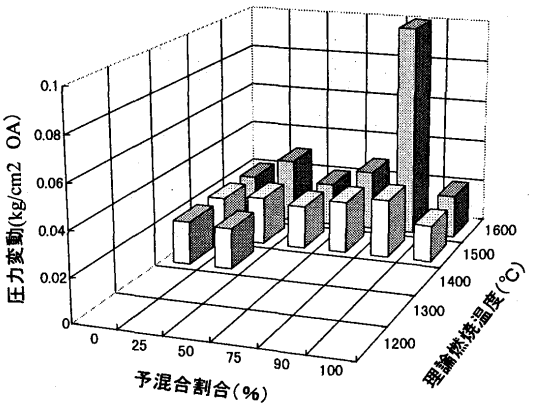


図 11　圧力変動
（スワール数 0.26、吹き出し速度 48m/s）

以上より、スワール数により燃焼振動レベルおよび発生する領域が異なることが分かる。また、拡散と予混合の配分を少し操作させるだけで圧力変動が急激に異なることは逆に小さい制御量によって燃焼振動低減が可能なことが示唆されていると考えられる。

３．２　火炎構造

(1)　スワール数 0.86

写真２に拡散 100%における火炎を示す。ブルー火炎の中心部に細長い輝炎がみられる。輝炎は予混合割合が大きくなると共に小さくなり、ブルー火炎のみとなる（写真３）。さらに予混合割合を増やし予混合 100%では圧力変動は低くなる（写真４）。予混合 100%では必ずしも圧力変動は

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

大きくならないが、燃料を下げると火炎の位置が下流側へ移行し、失火する。

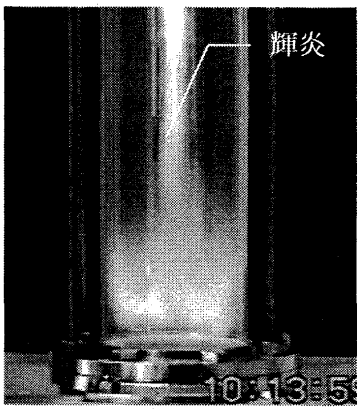


写真２　100%拡散火炎
（スワール数 0.86、吹き出し速度 85m/s）

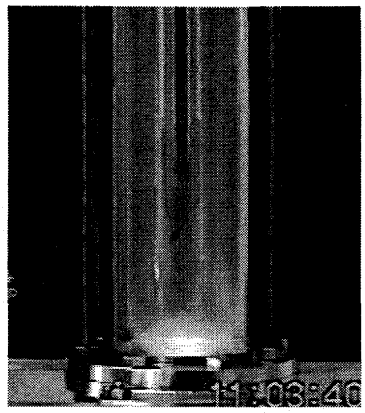


写真３　予混合 88%火炎
（スワール数 0.86、吹き出し速度 85m/s）

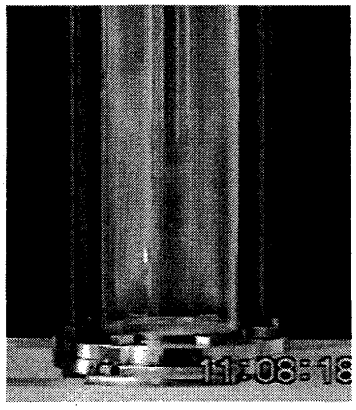


写真４　予混合 100%火炎
（スワール数 0.86、吹き出し速度 85m/s）

(2)　スワール数 0.35

写真５に拡散 100%、写真６に予混合 96%、写真７に予混合 100%のときの火炎を示す。圧力変動レベルはスワール数 0.86 の場合に対して全体的に小さいが、予混合 100%近傍において、写真６に見られるような小さい輝炎がパイロットノズル面に現れ、圧力変動が大きくなる。この場合も輝炎が圧力変動レベルに影響していると思われる。

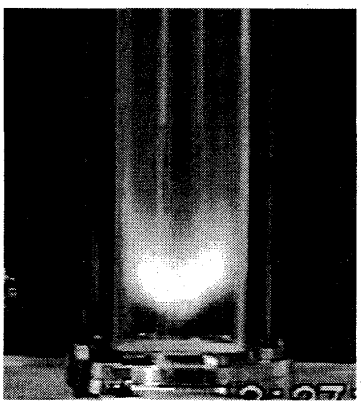


写真５　拡散 100%火炎
（スワール数 0.35、吹き出し速度 65m/s）

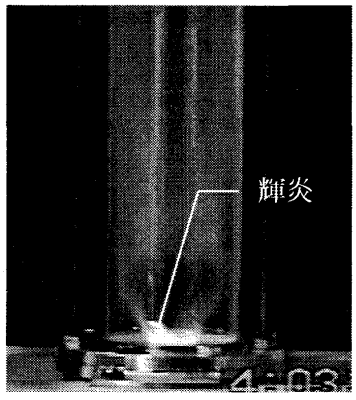


写真６　予混合 96%火炎
（スワール数 0.35、吹き出し速度 65m/s）

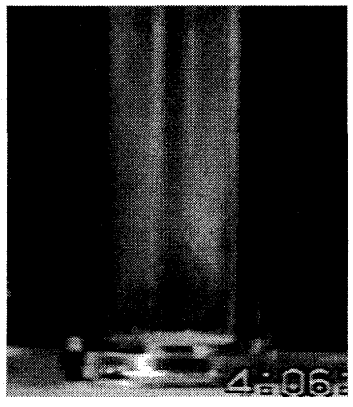


写真７　予混合 100%火炎
（スワール数 0.35、吹き出し速度 65m/s）

(3)　スワール数０．２６

写真８に拡散 100%、写真９，10 に予混合 74%、写真 11 に予混合 100%のときの火炎を示す。本スワーラでは広い範囲の予混合割合領域で圧力変動が大きいが、写真８，９のように同一運転条件でも火炎のノズル面への付着、離脱が繰り返し発生するのが観察され、この現象が圧力変動に関連しているように考えられる。

以上、スワール数により圧力変動レベルの大きい領域の運転条件に違いがあることが分かったが、火炎の挙動も輝炎の発生、火炎のノズル面への付着、離脱という違いがあり、この現象が燃焼振動と関連しているように考えられる。また、予混合 100%では圧力変動は必ずしも大きくならないが、燃焼の安定が

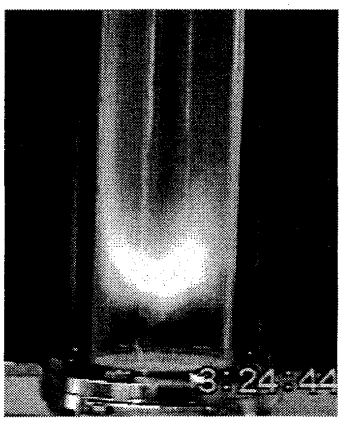


写真８　拡散 100%火炎
（スワール数 0.26、吹き出し速度 36m/s）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

良くなく、燃料を下げると急激に不安定となり、火炎の位置が下流へ移行し、さらに燃料を下げると失火する。なお、ＮＯｘを考慮しなければ、予混合 100%でも温度を上げれば燃焼は安定するが、圧力変動は急激に大きくなることを、メタル燃焼管を用いた試験で確認している。

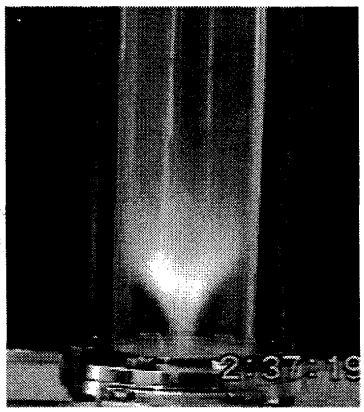


写真９　予混合 75%火炎
（スワール数 0.26、吹き出し速度 36m/s）

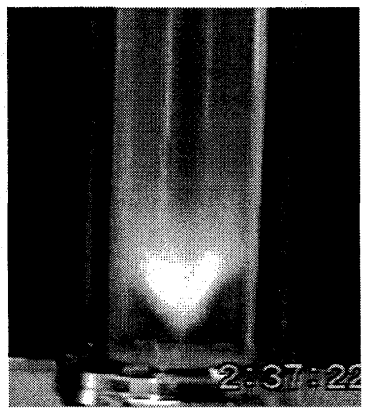


写真 10　予混合 75%火炎
（スワール数 0.26、吹き出し速度 36m/s）

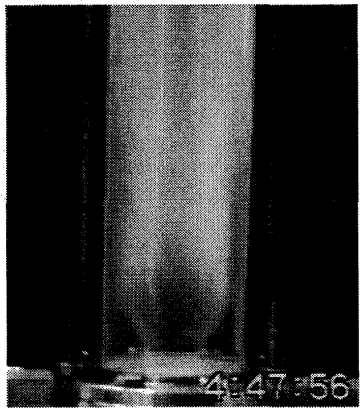


写真 11　予混合 100%火炎
（スワール数 0.26、吹き出し速度 36m/s）

４．まとめ

ガスタービン燃焼器をモデル化した単一スワーラによって保炎された火炎より励起される燃焼振動レベルとスワール数の影響を評価した。以下に、その概要を述べる。

(1)スワール数によって燃焼振動レベルは変化する。

(2)拡散および予混合割合によって燃焼振動レベルは変化し、しかも、わずかな予混合割合の変化によって変化する。

(3)燃焼振動レベルは燃焼温度上昇に伴って増大する傾向を示す。

今後は火炎の挙動と燃焼振動特性の関係を幅広く把握し、効果的な燃焼振動低減技術開発のための基礎データ収集へと展開していく計画である。

参考文献

例えば

（１）A.A.Putnam,　Combustion-driven oscillations In Industry, New york,1971

（２）D.W.Kendrick　and T.J.Tronger,　Acoustic　sensitivities　of　lean - premixed fuel　Injectors　In　a　single　nozzle　rig,　ＡＳＭＥ　98—GT—382

（３）J.M.Cohen　and　N.M.Rey,　Active　control　of　combustion　instability　in　a liquid-fuel　low-Nox　combustor,　ASME-98—GT—287

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

水蒸気中の水素・酸素燃焼特性に及ぼす水蒸気供給方式および水蒸気・水素供給温度の影響

B—12

香月靖生（（財)電力中央研究所）

1. 緒言

水蒸気を作動媒体とし、燃焼器で水素と酸素を量論比燃焼させる水素燃焼タービン発電システムでは、水蒸気中で水素を安定燃焼させるとともに、システムの熱効率およびタービン材料の劣化への影響から、燃焼器出口における未燃の水素と酸素をできるだけ低減させる必要がある。そのためには、水蒸気を燃焼器に供給する方式が重要であり、水蒸気と酸素を予混合して燃焼器に供給する燃焼方式と水蒸気を直接燃焼器に供給する燃焼方式について、現在、通産省の WE-NET 計画で技術開発が進められている。

水素と酸素の燃焼技術に関する研究については、不活性ガス中の水素と酸素の燃焼特性に関する研究[1][2]や、水蒸気中における水素と酸素の燃焼特性に関する研究[3][4]などがなされているが、水蒸気の供給方式が水蒸気中の水素・酸素燃焼特性に及ぼす影響について、同一の場においての比較、検討はなされていない。また、燃焼器への水蒸気の供給温度はシステムによって異なるとともに、水素はプラントでは液体水素として貯蔵されるため、水素の供給システムによっては水素が低温で燃焼器に供給されることも考えられ、水蒸気および水素の供給温度が水蒸気中での水素・酸素燃焼特性に及ぼす影響について検討する必要がある。

そこで、本報告では、水蒸気供給方式が異なる 2 種類の小型バーナを試作し、大気圧下における燃焼実験を実施して、水蒸気供給方式や水蒸気・水素供給温度が、水蒸気中の水素・酸素燃焼における着火・燃焼安定性能と量論比近傍の水素・酸素排出特性に及ぼす影響について検討した。

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置の系統図を図 1 に示す。水素供給系統では、水素を低温で供給すること

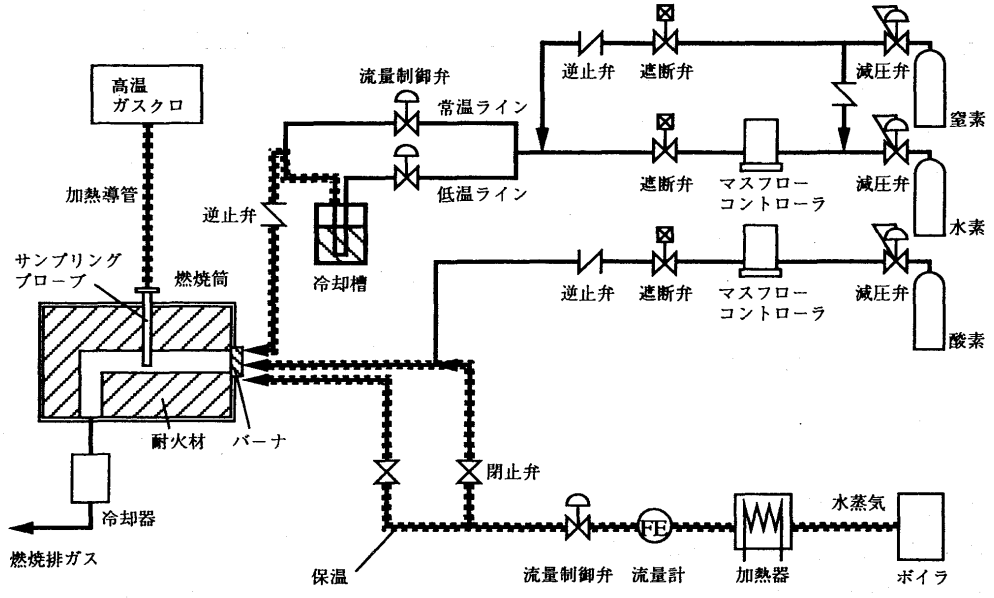


図 1 実験装置の系統図

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集 1998.10.(函館)

Downloaded from www.gtsj.or.jp by 126.73.216.204 on 2025/07/04.

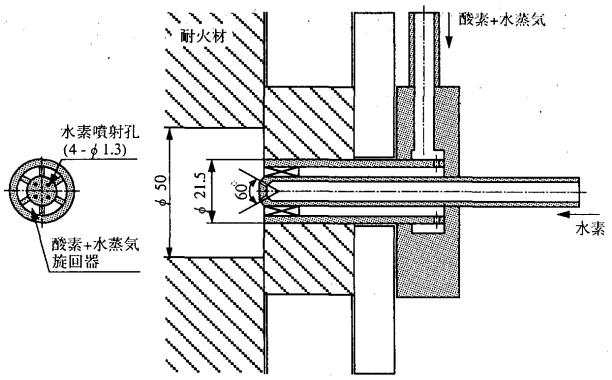


図2　酸素・水蒸気予混合型の供試バーナ断面図

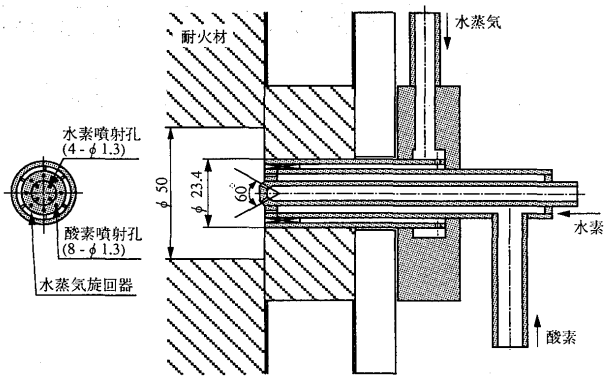


図3　水蒸気直接噴射型の供試バーナ断面図

表1　供試バーナの仕様

バーナ	水素	酸素	水蒸気	スワール数
酸素・水蒸気予混合型	噴射ノズル 吹き出し角度 60°	酸素・水蒸気予混合気の旋回器 旋回角度 30°		0.5
水蒸気直接噴射型	噴射ノズル 吹き出し角度 60°	噴射ノズル 吹き出し角度 0°	旋回器 旋回角度 30°	0.5

ができ、バーナ入口において水素供給温度を制御している。水蒸気供給系統では、二種類の供給方式が可能であり、水蒸気はバーナ手前で酸素と予混合されるか(酸素・水蒸気予混合方式)、あるいは直接燃焼筒に供給される(水蒸気直接噴射方式)。燃焼筒は、内壁が耐火材で内張りされており、内径 50mm、長さ 520mm の円筒型である。図 2 および図 3 にそれぞれ、酸素・水蒸気予混合方式における供試バーナと水蒸気直接噴射方式における供試バーナの断面図を示す。また、それぞれの供試バーナの仕様を表 1 に示す。

着火試験では、水素、酸素、水蒸気を供給し、その流量が一定であることを確認した後、エキサイターエネルギー 2J、発火回数 6 回/s の点火装置を 5s 間スパークさせ、着火の有無を確認した。着火の確認は、バーナの下流 10mm の位置に挿入したシース外径 1.6mm の R 型熱電対の温度上昇により行った。

吹き消え試験では、燃焼ガス温度が安定していることを確認した後、酸素と水蒸気の流量を一定とし、水素流量を徐々に減少させ、吹き消えの有無を確認した。吹き消え当量比は、バーナの下流 10mm の位置にある熱電対の温度が急激に低下する点における当量比として求めた。

燃焼ガス中の水素と酸素の濃度の測定は、燃焼ガス温度が安定していることを確認した後、燃焼ガスをサンプリングプローブを通してガスクロに吸引して、測定した。サンプリングプローブは、バーナの下流 300mm の中心軸上に挿入されており、サンプリングガスは、吸引中に水蒸気を凝縮させないように温度制御された加熱導管を通してガスクロに吸引される。

3.　実験結果および考察

3.1　着火性能および燃焼安定性能

3.1.1　水蒸気供給方式の影響

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図 4 は、酸素・水蒸気予混合方式と水蒸気直接噴射方式における着火範囲を示したものであり、着火する当量比の範囲に及ぼす水蒸気希釈比 ($H_2O/(H_2+O_2+H_2O)$ m^3/m^3) の影響を示している。ここで、水蒸気希釈比とは、燃焼筒への水素・酸素・水蒸気の全供給量に対する水蒸気供給量の割合を示している。酸素・水蒸気予混合方式では、酸素と水蒸気の予混合気の供給温度を 300℃、水蒸気直接噴射方式では、水蒸気供給温度を 300℃、酸素供給温度を常温としている。図中の●および○は、それぞれ酸素・水蒸気予混合方式および水蒸気直接噴射方式において、着火する当量比の最小値を示しており、着火範囲は図中の●および○より当量比が大きい範囲となる。また、図中の破線より水蒸気希釈比の高い範囲では、着火しなかった。図より、水蒸気直接噴射方式の方が、酸素・水蒸気予混合方式より当量比が低く、水蒸気希釈比が高い範囲まで着火可能となることがわかる。

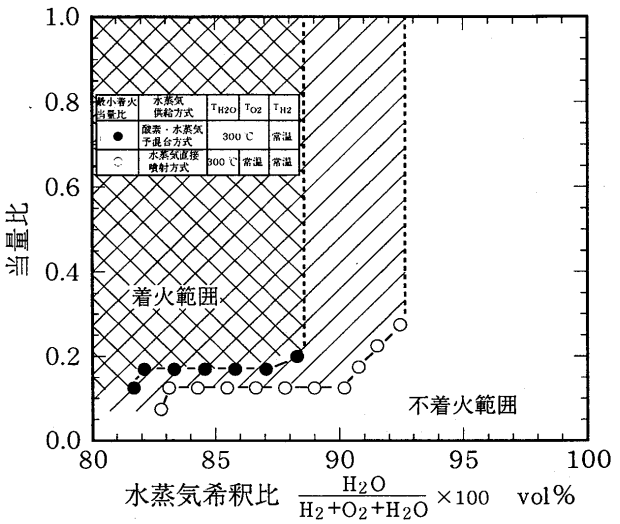


図 4　着火範囲に及ぼす水蒸気供給方式の影響

図 5 は、酸素・水蒸気予混合方式と水蒸気直接噴射方式における安定燃焼範囲を示したものであり、燃焼安定性を確保する当量比の範囲に及ぼす水蒸気希釈比の影響を示している。酸素・水蒸気予混合方式では、酸素と水蒸気の予混合気の供給温度を 300℃、水蒸気直接噴射方式では、水蒸気供給温度を 300℃、酸素供給温度を常温としている。図中の●および○は、それぞれ酸素・水蒸気予混合方式および水蒸気直接噴射方式において、吹き消えが起こった当量比を示しており、図中の●および○より当量比が大きい範囲を安定燃焼範囲としている。図中の一点鎖線（当量比 0.026 の条件）は、水素流量の制御下限を示し、実験はこの当量比以上の範囲で行っている。酸素・水蒸気予混合方式において水蒸気希釈比が 84% 以下、また、水蒸気直接噴射方式において水蒸気希釈比が 93% 以下では、当量比 0.026 の条件でも吹き消えは起こらず、さらに低い当量比まで燃焼安定性が確保された。また、図中の破線より水蒸気希釈比が高い範囲では、火炎が不安定となった。図より、水蒸気直接噴射方式の方が、酸素・水蒸気予混合方式より当量比が低く、しかも水蒸気希釈比が高い範囲まで燃焼安定性が確保されることがわかる。

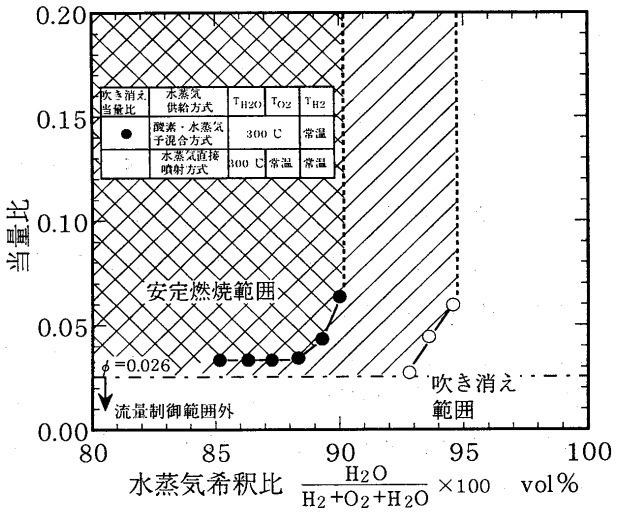


図 5　安定燃焼範囲に及ぼす水蒸気供給方式の影響

本実験では、内壁が耐火材である燃焼筒を用いており、着火範囲および安定燃焼範囲の絶対値は実験装置固有の値であると考えられるが、同一の環境下において、水蒸気供給方式の相違により着火性能および燃焼安定性能に差があることが明らかになった。すなわち、水蒸気直接噴射方式の方が、酸素・水蒸気予混合方式より着火性能および燃焼安定性能が向上するが、これは、水蒸気直

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

接噴射方式では、水蒸気予混合方式よりも、水素と酸素が水蒸気を介さずに直接に接触するためと考えられる。また、水蒸気直接噴射方式では、バーナ近傍の燃焼領域において局所的に酸素濃度の高い領域が形成され、着火性能および燃焼安定性能が向上されたものと考えられる。

3.1.2 水蒸気・水素供給温度の影響

図6は、酸素・水蒸気予混合方式において、水蒸気供給温度と着火する当量比の最小値および吹き消えが起こる当量比の関係を示している。実験では、水蒸気希釈比を 0.85 で一定、水素供給温度を常温で一定とし、酸素と水蒸気の予混合気の温度を変化させている。また、図7は、図6と同様に、酸素・水蒸気予混合方式において、水素供給温度と着火する当量比の最小値および吹き消えが起こる当量比の関係を示している。図 6、図 7 より、本実験の範囲においては水蒸気・水素供給温度は、着火する当量比の最小値および吹き消えが起こる当量比に対してほとんど影響を及ぼさないことがわかる。また、水蒸気希釈比を変化させても同様の傾向を示した。ここには示さなかったが、水蒸気直接噴射方式においても、同様に、水蒸気・水素供給温度が、着火する当量比の最小値および吹き消えが起こる当量比に与える影響はほとんどなかった。

以上のことから、いずれの水蒸気供給方式でも、着火範囲および安定燃焼範囲は、本実験の範囲において水蒸気・水素供給温度にほとんど影響されないことがわかる。

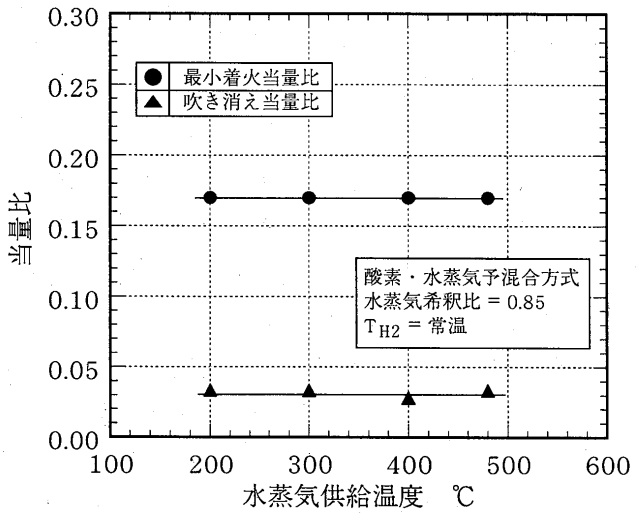


図6 水蒸気供給温度の影響

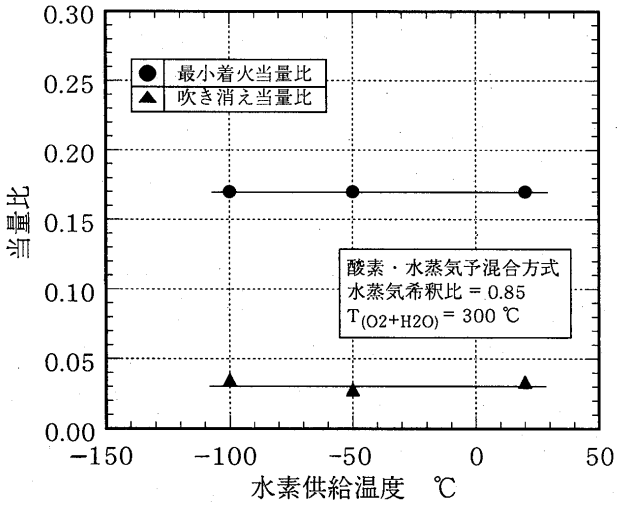


図7 水素供給温度の影響

3.2 水素・酸素排出特性

3.2.1 水蒸気供給方式の影響

図 8 は、酸素・水蒸気予混合方式と水蒸気直接噴射方式について、当量比と水素・酸素排出濃度の関係を示したものである。水素と水蒸気の流量比を H_2O/H_2 =3.00m³/m³ で一定とし、酸素・水蒸気予混合方式では、酸素と水蒸気の予混合気の供給温度を 300℃、水蒸気直接噴射方式では、水蒸気供給温度を 300℃、酸素供給温度を常温として

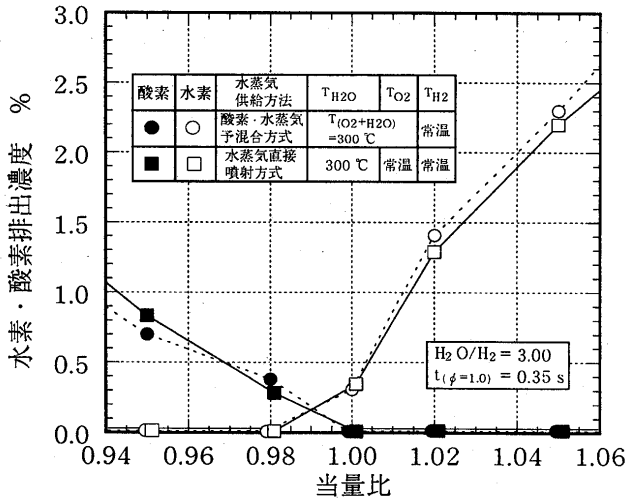


図8 水素・酸素排出濃度に及ぼす水蒸気供給方式の影響

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

いる。当量比 1.0 における燃焼ガスの滞留時間は 0.35s である。図中の○および●はそれぞれ、酸素・水蒸気予混合方式における水素・酸素排出濃度、□および■はそれぞれ、水蒸気直接噴射方式における水素・酸素排出濃度を示している。図より、量論比近傍において、酸素・水蒸気予混合方式と水蒸気直接噴射方式による水素排出濃度や酸素排出濃度の差はほとんどないことがわかる。水蒸気供給方式によって、バーナ近傍の燃焼領域における水素・酸素・水蒸気の混合状態は異なるにもかかわらず、水素は燃焼速度が速く、燃焼性に優れるため、水蒸気との混合によって燃焼反応は損なわれず、水素・酸素排出濃度の差はほとんどなくなっているものと考えられる。

本実験では、燃焼ガスの滞留時間が数十 ms である実際の燃焼器と比較して、燃焼ガス滞留時間が長い。一方、長谷川 [5] は、実際の燃焼器を想定し、燃焼器出口ガス温度 1700℃、圧力 5.0MPa、燃焼ガス滞留時間 30ms とし、水蒸気供給方式が水素・酸素排出特性に及ぼす影響について、反応動力学解析により検討している。水蒸気の供給方式としては、水蒸気の一部を水素・酸素と予混合してバーナから供給し、残りの水蒸気を段階的に燃焼器に供給する場合について考えている。図 9 は、水素・酸素に予混合する水蒸気と燃焼器に段階的に供給する水蒸気の配分量を変化させた場合における燃焼器出口の水素・酸素排出濃度を示している。この解析結果から、長谷川は水蒸気供給方式が燃焼器出口における水素・酸素排出濃度に与える影響は小さいと予測している。

本実験においても、同様な傾向を示しており、実際の燃焼器において、水蒸気供給方式が燃焼器出口における水素・酸素排出特性に及ぼす影響は小さいものと予測される。

以上の結果より、水蒸気直接噴射方式と酸素・水蒸気予混合方式を比較すると、着火・燃焼安定性能に関しては、水蒸気直接噴射方式の方が優れているものの、量論比近傍の水素・酸素排出濃度の差は小さいと考えられる。

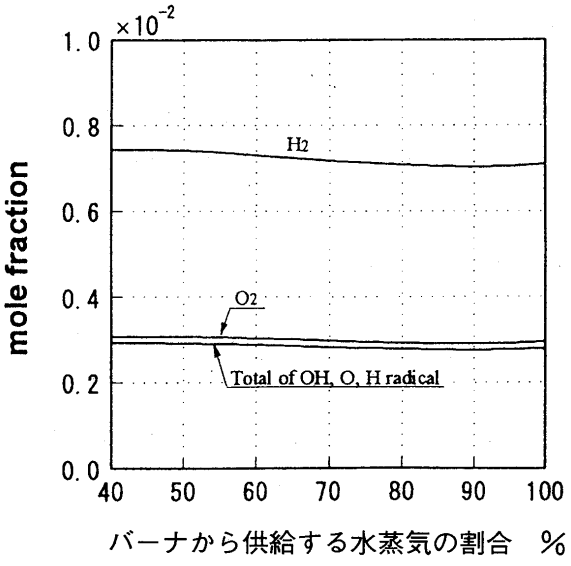


図 9 水素・酸素排出濃度に及ぼす水蒸気供給方式の影響[5]

3.2.2 水蒸気・水素供給温度の影響

図 10 は、酸素・水蒸気予混合方式において、当量比と水素･酸素排出濃度の関係を示しており、パラメータとして水蒸気供給温度を 200～480℃、水素供給温度を常温～－100℃まで変化させている。実験では、水素と水蒸気の流量比を H_2O/H_2 =3.00m^3/m^3 で一定とし、酸素の流量を変化させることにより当量比を変化させており、理論断熱火炎温度は、当量比や各水蒸気・水素供給温度によって変化している。当量比 1.0 における燃焼ガス

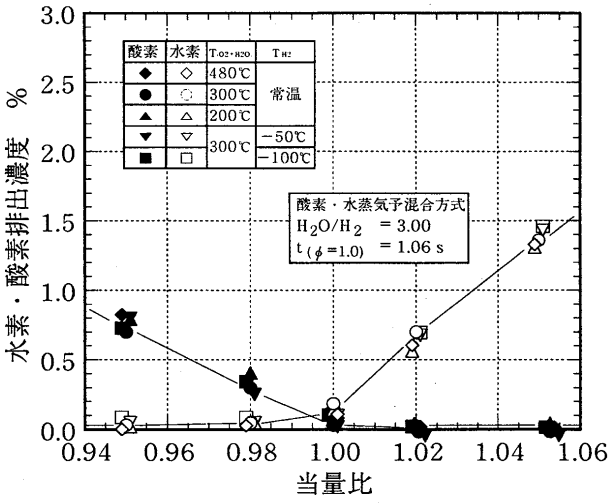


図 10 水蒸気・水素供給温度の影響

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の滞留時間は1.06sである。図より、水蒸気供給温度ならびに水素供給温度は、量論比近傍における水素・酸素排出濃度に対してほとんど影響を及ぼさないことがわかる。また、水蒸気直接噴射方式でも、同様の傾向を示した。

以上の結果より、水蒸気供給温度が変化することにより火炎温度が変化しても、また水素供給温度が低温であっても、着火・燃焼安定性能や量論比近傍の水素・酸素排出特性にほとんど影響を与えないと考えられる。

4. まとめ

水蒸気を酸素と予混合する方式のバーナと水蒸気を直接供給するバーナを用いた大気圧条件下での燃焼実験を行い、以下のことが考えられた。

(1)水蒸気供給方式は、量論比近傍の水素・酸素排出濃度にほとんど影響を及ぼさないが、水蒸気を直接供給する方式の方が、水蒸気を酸素と予混合して供給する方式よりも着火・燃焼安定性能が優れている。

(2)本実験範囲では、水蒸気・水素供給温度は、着火・燃焼安定性能および量論比近傍の水素・酸素排出濃度にほとんど影響を及ぼさない。

参考文献

(1)濱・川口，不活性ガス循環型水素燃焼システムの基礎研究，第28回燃焼シンポジウム，(1990)，380-382.

(2)壱岐・濱・古谷・高橋，水素－酸素－不活性ガス量論混合気の火炎吹き飛び，第33回燃焼シンポジウム，(1995)，207-209.

(3)H.J.Sternfeld, A Hydrogen/Oxygen Steam Generator for the Peak-Load Management of Steam Power Plants, Hydrogen Energy Progress V, Vol.14, (1984), 1595-1606.

(4)壱岐・濱・古谷・高橋，水素－酸素－水蒸気量論混合気の燃焼速度，第24回ガスタービン定期講演会論文集，(1996)，33-36.

(5)長谷川，水素燃焼タービンの基礎燃焼特性，電力中央研究所研究報告，W96007，(1997).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

不活性ガス中における水素の燃焼特性

B—13

＊岩井保憲、前田福夫、小野田昭博、福田雅文（（株）東芝）

１．はじめに

近年、エネルギー問題や環境問題の解決を図るため、発電システムについてはいろいろなサイクルが提案、検討されている。水蒸気を媒体としてメタンと酸素を燃焼させてCO_2を回収するサイクル[1]、水蒸気中で水素と酸素を燃焼させるサイクルなどがある[2]。また、高温、低酸素状態で炭化水素燃料などを燃焼させた場合の燃焼性向上や低ＮＯｘ特性なども注目され、研究が行われている[3]。このように空気中で燃料を燃焼させる条件とは異なった状態である、水蒸気や窒素などの不活性ガス中における各種燃料の燃焼特性が注目されている。

そこで本研究ではまず、水蒸気中における水素の燃焼特性を調べるため、燃焼器を試作し、燃焼試験を実施したので、その結果を報告する。

２．供試燃焼器

図１に本試験に使用した燃焼器の概略図を示す。本燃焼器はアニュラータイプを想定したセクターモデルである。パターンファクターを向上させるため、３つの燃料噴射ノズルを備えている。水蒸気は燃料噴射ノズルと燃焼器ライナ壁面に分かれて燃焼器内に入る。燃料噴射ノズルは全長、約２００mm、出口部の外径は約３２mmである。燃料噴射ノズルの中を通過する水蒸気は酸素と予混合され、酸素／水蒸気の予混合気となる。この予混合気は燃料噴射ノズル出口の旋回羽根によって旋回流となって、燃焼器内に入り、保炎のための再循環流を形成する。ここで、燃料噴射ノズルを通過する水蒸気は全体の約４０％である。一方、水素燃料は燃料噴射ノズルの先端に設けられた8つの孔から噴射される。図２に燃料噴射ノズルの外観写真を示す。

燃焼器ライナは全長約１５０mm、幅約１６０mmである。燃焼器ライナの冷却はインピンジメント冷却とスロットフィルム冷却を併用しており、そのため、ライナは２重構造となっている。燃料噴射ノズルを通る蒸気以外はライナ壁面を通過し、燃焼室内へ入る。２重構造のうち、外側の壁に開けられた孔は内壁を冷却するためのインピンジメント冷却孔であり、内壁にはスロットフィルム冷却孔と希釈孔が設けられている。また、ライナ内壁内面と燃料噴射ノズル先端にはサーマルバ

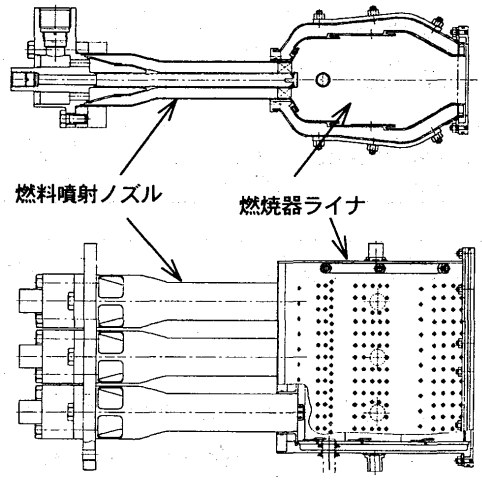


図１　燃焼器概略図

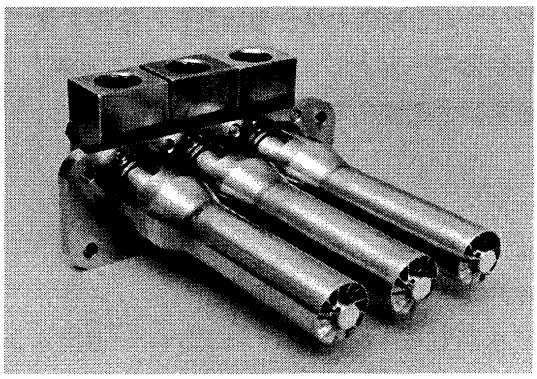


図２　燃料噴射ノズル外観

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ via 210.73.216.204, 2025/07/04.

リアコーティングが施されている。ライナ内壁には側壁も含めて４０点のＫタイプ熱電対が取り付けられており、内壁のメタル温度を測定できるようになっている。図３に燃焼器ライナの外観写真を示す。

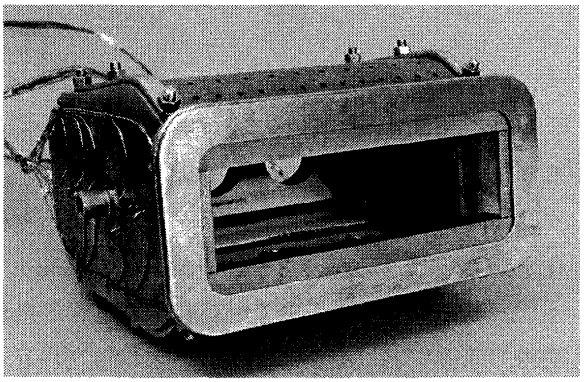


図３ 燃焼器ライナ外観

３．試験装置および方法

３．１　試験装置

図４に本試験に用いた試験装置の概略を示す。ボイラより供給された水蒸気は流量を調節された後、ヒータによって設定温度まで加熱され、過熱蒸気となり、供試燃焼器部に入る。また、水素と酸素はそれぞれのボンベより供給され、流量を調節した後、燃料噴射ノズルに導かれる。燃焼器に供給された水素と酸素は燃焼器ライナ側面に設置された、外径１０mm、エキサイタの貯蔵エネルギーが４Ｊのスパーク式の点火器によって着火される。燃焼器後流の計測部には１２点のＲタイプ高温熱電対が設置されており、排ガス温度分布を測定している。その後、排気部において冷却水の噴射によって排気ガス温度を下げた後、煙突より大気へと放出される。

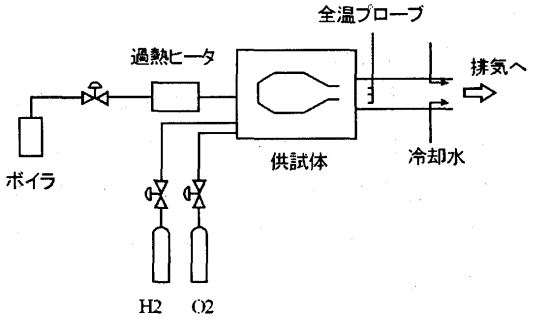


図４ 試験装置系統概略図

３．２　試験方法

代表的な試験条件を表１に示す。試験は大気圧条件にて行った。水素と酸素の流量は量論混合となるように調整され、燃焼器出口温度は水蒸気に対する水素と酸素の量によって決まる。主な試験は水蒸気の量、及び水素と酸素の量を量論混合となるような割合で一定とし、水蒸気に対する水素/酸素割合を変えて試験を行った。

表１　試験条件

水蒸気流量（kg/min）	3.6
水蒸気入口圧力（ata）	1.2
水蒸気入口温度（℃）	400
水素流量（kg/min）	0.14161
水素入口温度（℃）	R.T.
酸素流量（kg/min）	1.27446
酸素入口温度（℃）	R.T.
燃焼器出口温度（℃）	1700

４．試験結果

４．１　着火特性

水蒸気条件を流量３．４kg/min、温度４００℃と一定とし、酸素流量と水素流量を変えて点火器のスパークによる着火の有無を確認した。図５にその結果を示す。横軸に一次領域の酸素濃度、縦軸に当量比を示す。図に示した実線より右上の領域では着火し、左下の領域では着火しないことに

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

なる。一次領域の酸素濃度が１７％程度であれば、当量比が０．４以上あれば、着火するが、酸素濃度が小さくなるに従い、着火当量比は大きくなり、酸素濃度１３％では当量比を０．９程度にしなければ着火しない。従来、経験している空気（酸素濃度２１％）のもとでの天然ガスなどの場合より若干、着火特性が悪くなっている。

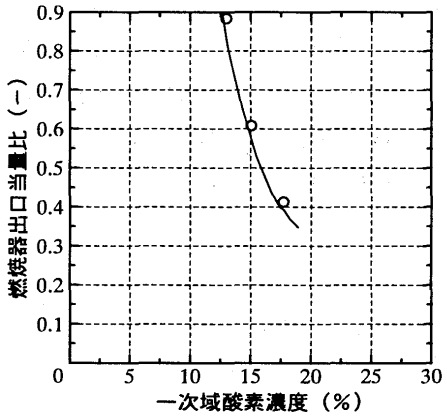


図５ 着火特性

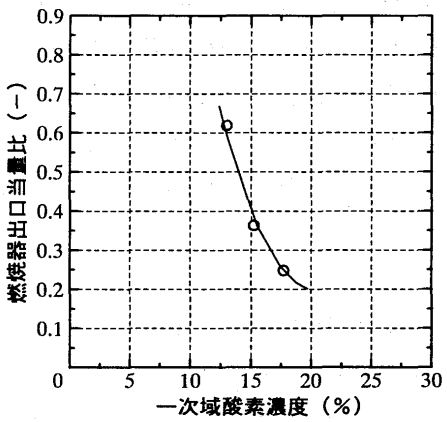


図６ 吹き消え特性

４．２ 吹き消え特性

水蒸気条件を流量３．４ kg/min、温度４００℃と一定とし、酸素をある流量状態のまま、水素流量を小さくして行き、火が消えた当量比を調べた。その結果を図６に示す。図５と同様に横軸には一次領域の酸素濃度、縦軸には当量比を示し、実線より右上では火炎が保持され、左下では火が消える領域であることを示している。酸素濃度が小さくなると吹き消え当量比は大きくなり、酸素濃度１３％では当量比０．６５を下回ると火は消えてしまう。この吹き消え特性も着火特性と同様に従来、経験している燃焼器と比べて吹き消えしやすくなっている。

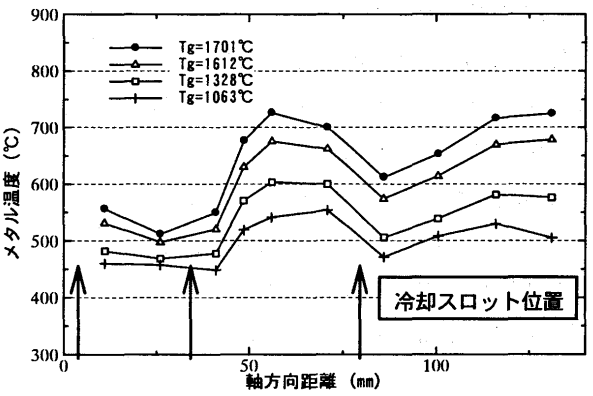


図７ 燃焼器ライナ上面メタル温度分布

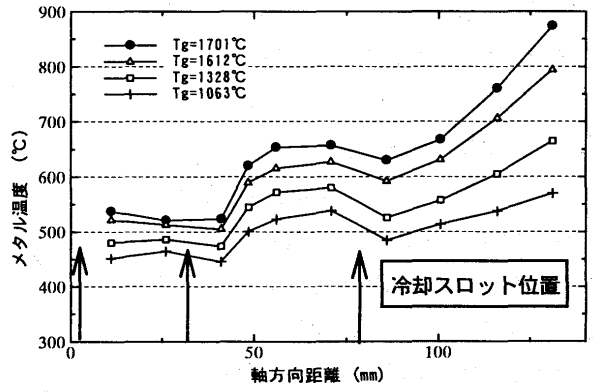


図８ 燃焼器ライナ下面メタル温度分布

４．３ メタル温度特性

図７に燃焼器ライナ上面に取り付けた熱電対によるメタル温度分布を示す。横軸には燃料噴射ノズル出口からの軸方向距離を、縦軸にはメタル温度を示した。燃焼器出口温度をパラメータとした。この燃焼器出口温度は水蒸気、水素、酸素の各流量、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

温度から計算した値である。図中に示したようにフィルム冷却スロットは３列あり、第１列はほぼ、軸方向距離が０付近にあり、第２列目は熱電対２番目と３番目の間、第３列目は熱電対６番目と７番目の間にある。最も温度が高い７２６℃を示した上流より５番目の熱電対は希釈孔のすぐ上流側の計測点である。第２スロットより後流ではフィルム冷却効率が悪くなるスロットより離れた位置ではメタル温度が高くなる傾向がある。

図８は燃焼器ライナの下面に取り付けた熱電対によるメタル温度を示している。図７と同じように図中にはスロット冷却孔位置を示した。図７の上面のメタル温度分布と異なる点は第３スロット直後の計測点の温度が上面のメタル温度ほど低下しておらず、後流にいくに従い、メタル温度が上昇する傾向を示している。図７、図８より温度分布はかなり低い領域があり、冷却空気配分の最適化を行うことにより、より均一なメタル温度分布が期待できると推察される。

４．４　燃焼器出口温度分布

燃焼器出口に設置してある１２点の熱電対より求めた燃焼器出口温度に対するパターンファクターを図９に示した。このパターンファクターは右下の式によって求めたものである。

燃焼器出口温度が９５０℃付近ではパターンファクターは６～８％であり、充分小さな値となっている。燃焼器出口温度が高くなるに従い、パターンファクターは小さくなる傾向があり、１７００℃では約２％にまで低下する。

図１０に流量から求めた計算温度が１７０１℃である条件での燃焼器出口温度分布を示す。横軸に燃焼器出口部の上流からみた幅方向の距離をとり、縦軸には燃焼器出口温度を示した。パラメータは出口部の高さ方向であり、高さ方向には４点計測していることから、最上部、上部、下部、最下部と呼ぶこととする。燃焼ガス温度が最上部が最も低い温度となっており、それ以外はほぼ、同じ温度分布となっている。図７、図８のメタル温度分布では上面のメタル温度が下面に比べ、低い温度となっているが、この出口温度の偏りも理由のひとつと推察される。

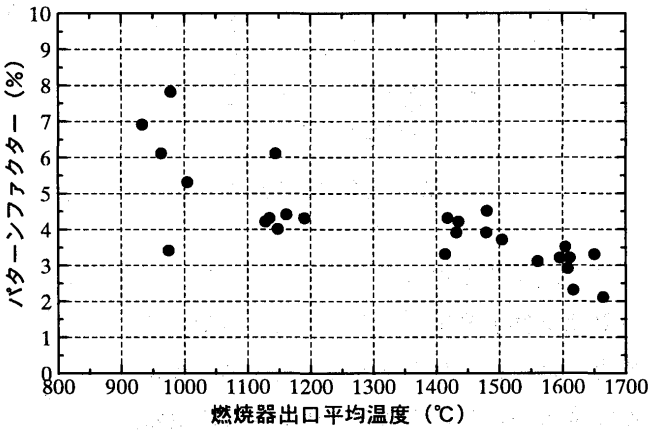


図９ パターンファクター

$$P.F(\%) = \frac{(T_{\max} - T_{mean})}{(T_{mean} - T_{in})} \times 100$$

P.F　：パターンファクター

T_{max}：燃焼器出口ガス最高温度

T_{mean}：燃焼器出口ガス平均温度

T_{in}　：燃焼器入口空気温度

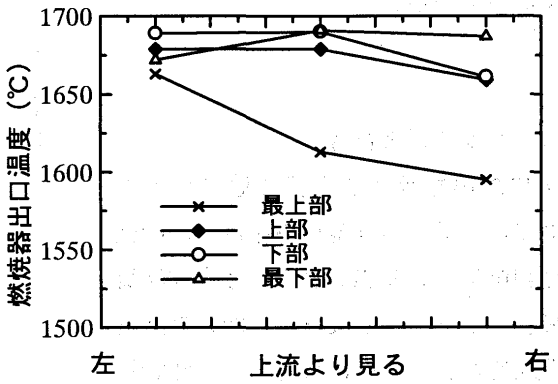


図１０ 燃焼器出口温度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5．まとめ

不活性ガスとして水蒸気を選定し、その水蒸気中におけるガスタービン用水素／酸素燃焼器の燃焼特性を評価した。主な結果は以下の通りである。

（1）着火及び吹き消え特性は燃料（H_2）噴流周囲の酸素濃度に強く依存する。

（2）燃焼器出口温度１７００℃（入口水蒸気温度４００℃）の水素・酸素量論燃焼条件において燃焼器ライナメタルの冷却は充分可能である。

（3）３つの燃料噴射ノズル構成により、パターンファクターは燃焼器出口温度の上昇と共に減少し、１７００℃の時は約２％である。

6．参考文献

（1）朴、鈴木：飽和蒸気を作動流体として利用するCO_2回収無公害高効率火力発電システム、電気学会論文集Ｂ、Vol. 113-B、No. 3、p266 (1993)

（2）H.Jericha、O.Starzer：STEAM COOLED HYDROGEN/OXYGEN COMBUSTON CHAMBER FOR THE HIGH TEMPERATURE STEAM CYCLE、CIMAC、(1991)

（3）T.YASUDA：DEVELOPMENT OF HIGH PERFORMANCE INDUSTRIAL FURNACE TECHNOLOGY WITH USE OF HIGH TEMPERATURE AIR COMBUSTION、International Symposium on High Temperature Air Coal Combustion、p61 (1998)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

再熱ガスタービンサイクルの理論エネルギー変換効率について

C—1

（一段再熱の最適値と再熱効果について）

永田　勝　（大阪産大）

1．緒　　言

再熱ガスタービンサイクルの理論エネルギー変換効率は，従来，理論熱効率が求められていた[1][2][3]。しかし，従来の理論に対し，「改善されたエネルギー変換理論」[4]，および，エネルギー量の取り扱いについて，従来の仕事や熱量は絶対圧力零および熱力学温度の零を基準にて求められていたが，サイクル最低圧力や同温度基準エネルギー諸量[6][7][8]の採用を取り上げた。

その結果，再熱ガスタービンサイクルの理論エネルギー変換効率として，絶対零基準エネルギー量と従来理論による従来の理論熱効率η_{thOa}，同改善されたエネルギー変換理論による理論エネルギー効率η_{ENOb}，サイクル最低状態基準エネルギー量と従来理論による理論熱効率η_{thAc}そして同改善された理論による理論エネルギー効率η_{ENAd}の４種のエネルギー変換効率が求められた。

その結果，両理論熱効率は総合的に的確な結果を示すとは判断されず，また，零基準理論エネルギー効率は理論値としては低すぎ，それぞれ妥当とは言い難い。一方，サイクル最低状態基準理論エネルギー効率η_{ENAd}は，エネルギー損失や機械損失を考慮した実用化された正味エネルギー（熱）効率に対する理論値を的確に示し，ブレイトンサイクルを始め他の基本サイクルはもちろんこのサイクルにおいても的確な結果を示し，最も適切と判断された[6][7][8]。なお，再熱効果は少ない。

2．改善されたエネルギー変換理論[4]について

サイクルの理論エネルギー変換効率を見直し，供給エネルギーには熱量のみならず圧縮所要仕事を含めエネルギーレベルの上昇をもたらしたすべてのエネルギーを取り上げた。すなわち，従来の供給熱量ではなく総供給エネルギーE_{SU}［$=\int(dQ+dW+dE_{EX}+\cdots)_{SU}$］が採用され，そして，従来の熱効率$\eta_{th}$（$=W/Q_H$）の代わりに，「エネルギー効率」$\eta_{EN}$（$=W/E_{SU}$）が採用された。以後，熱効率は従来通り$\eta_{th}$そして「エネルギー効率」は$\eta_{EN}$と記す。

3．サイクル最低状態基準エネルギー諸量[6][7][8]について

従来，一変化の理論仕事や同熱量は絶対圧力の零および熱力学温度の零を基準にして求められていた。ただし，エクセルギー[5]の考えもあるが，サイクルへの適用は十分でなかった。

そこで，サイクルの最低圧力および同温度基準エネルギー諸量を取り上げ，サイクルの理論エネルギー変換効率を求める試みがなされた[6][7][8]。サイクルの最高温度と最低温度の比の温度比が５の場合の$P-V$線図を**図１**に示し，基準別エネルギー諸量について要点を示す。

図１にて，サイクルの A-B_1-C_1-D_1-E_1-F_1-A はエネルギー変換効率の適切かつ的確な結果を示すと判断されたＡ基準理論エネルギー効率η_{ENAd}が最大となる場合で，太線の一点鎖線で示した。

同様に，サイクルのA-B_2-C_2-D_2-E_2(-F_2)-Aは理論仕事が最大となる場合を示す。また，細線の２

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Table 1 Equations of the ideal reheat gas turbine cycle (Single)

A. Theoretical work

$$W_{th}=\oint dW=W_{AB}+W_{BC}+W_{CD}+W_{DE}+W_{EF}+W_{FA}$$
$$=W_{CDt}+W_{EFt}-|W_{ABt}|$$
$$W_{thR}=W_{th}/(m\cdot R\cdot T_A)$$
$$=\{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}-1/(\varphi^{m_0})^{Z}]-\varphi^{m_0}+1\}/m_0$$

ΔW_0 : Work (being) Area $(B_1\text{-}K\text{-}A_P\text{-}B_P\text{-}B_1)$
ΔQ_1 : Heat (equivalent to) Area $(A\text{-}G\text{-}D_{1S}\text{-}A_S\text{-}A)$
ΔQ_2 : Heat (equivalent to) Area $(G\text{-}H\text{-}F_{1S}\text{-}D_{1S}\text{-}G)$

$$\Delta Q_0=\Delta Q_1+\Delta Q_2$$
$$\varphi=P_{Max.}/P_{Min.},\quad \tau=T_{Max.}/T_{Min.},$$
$$m_0=(\kappa-1)/\kappa,\quad \varphi_1=\varphi^{Z}$$

B. Theoretical thermal efficiencies and theoretical energy efficiencies

(a) Theoretical thermal efficiency with the traditional thory of EC under P=0 & T=0

① Heat supplied

$$Q_{H0a}=Q_{BC}+Q_{DE}$$
$$Q_{H0aR}=\{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-\varphi^{m_0}\}/m_0$$

$$\eta_{th0a}=W_{th}/Q_{H0a}=1-\frac{\tau/(\varphi^{m_0})^{Z}-1}{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-\varphi^{m_0}}$$

(b) Theoretical energy efficiency with the improved thory of EC under P=0 & T=0

② Work supplied

$$|W_{AB}|_R=(\varphi^{m_0}-1)]/m_0$$

③ Energy supplied

$$E_{SU0b}=Q_{BC}+Q_{DE}+|W_{AB}|$$
$$E_{SU0bR}=\{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-1\}/m_0$$

$$\eta_{EN0b}=W_{th}/E_{SU0b}=1-\frac{\tau/(\varphi^{m_0})^{Z}+\varphi^{m_0}-2}{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-1}$$

(c) Theoretical thermal efficiency with the traditional thory of EC under $P_{Min.}$ & $T_{Min.}$

① Heat supplied

$$Q_{HAc}=Q_{BC}+Q_{DE}-|\Delta Q_0|$$
$$Q_{HAcR}=\{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-\varphi^{m_0}-[log(\tau)-m_0\cdot Z\cdot log(\varphi)]\}/m_0$$

$$\eta_{thAc}=W_{th}/Q_{HAc}=\frac{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}-1/(\varphi^{m_0})^{Z}]-\varphi^{m_0}+1}{\left[\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-\varphi^{m_0}-log(\tau)+m_0\cdot Z\cdot log(\varphi)\right]}$$

(d) Theoretical energy efficiency with the improved thory of EC under $P_{Min.}$ & $T_{Min.}$

② Work supplied

$$|W_{AB}|_R-\Delta W_{0R}=(\varphi^{m_0}-1)/m_0-\frac{\varphi-1}{\varphi^{(1/\kappa)}}$$

③ Energy supplied

$$E_{SUAd}=Q_{BC}+Q_{DE}-\Delta Q_0+|W_{AB}|-\Delta W_0$$
$$E_{SUAdR}=(\tau-1)/m_0-log(\tau)/m_0+log(\varphi)-(\varphi-1)/\varphi^{(1/\kappa)}$$

$$\eta_{ENAd}=W_{th}/E_{SUAd}=\frac{\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}-1/(\varphi^{m_0})^{Z}]-\varphi^{m_0}+1}{\left[\tau\cdot[2-1/(\varphi^{m_0})^{(1-Z)}]-1-log(\tau)+m_0\cdot[Z\cdot log(\varphi)-(\varphi-1)/\varphi^{(1/\kappa)}]\right]}$$

点鎖線は温度比が５の等温線を示す。

図１の太実線のA～B_1 の変化間の圧縮仕事は，従来，絶対圧力零基準の面積 A-B_1-B_P-A_P-A に相当する工業仕事として求められていた。その場合を「（絶対圧力）零基準理論仕事」W_0 と称す。一方，諸検討の結果，面積 A-B_1-K-A に相当する仕事の「（サイクル最低圧力）Ａ基準理論仕事」W_A を取り上げた。同様に，変化間の熱量についても，従来，熱力学温度零基準にて求められていたが，その場合を「（熱力学温度）零基準理論熱量」Q_0 と称す。一方，諸検討の結果，「（サイクル最低温度）Ａ基準理論熱量」Q_A を取り上げた。

以後，絶対圧力または熱力学温度零基準エネルギー諸量は［零基準］と称し添え字に$_0$，サイクル最低状態基準諸量は［Ａ基準］と称し添え字に$_A$ を記す。

4. 理論仕事そして同エネルギー効率について

始めに，サイクル全体の最高圧力と最低圧力の比を圧力比φ，同様に，最高温度と最低温度の比を温度比τとした。１段中間圧力比は圧力比のＺ乗($\varphi_1=\varphi^{Z}$)として求めた。その場合は $0\leqq Z\leqq 1$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

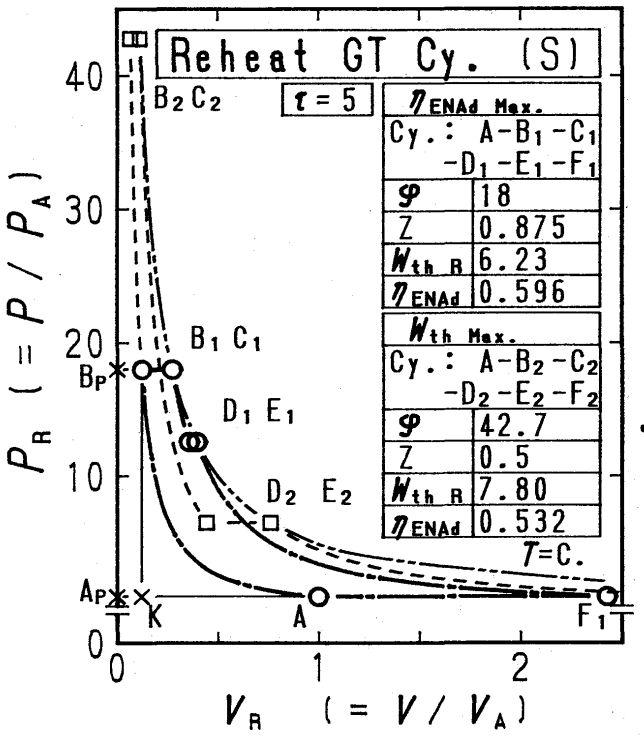


Fig. 1 A P-V chart of the reheat GT C.

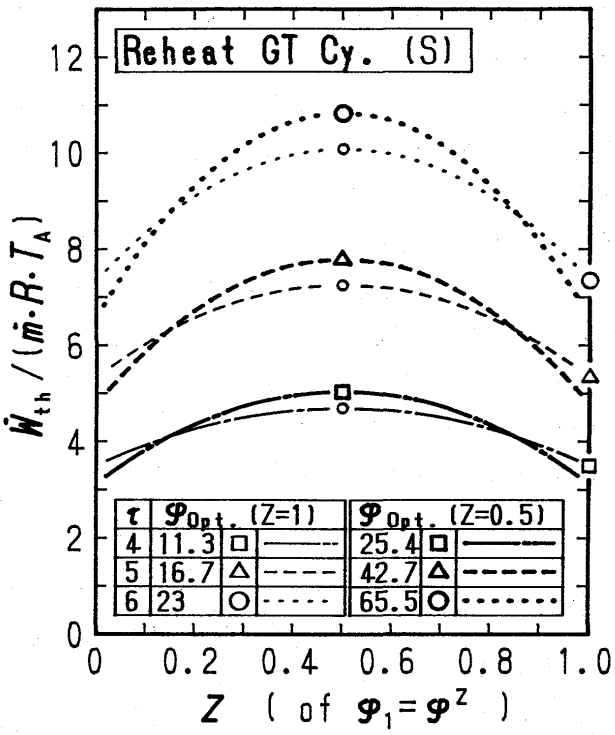


Fig. 2 Relation W_{th} and Z

となり，Z=1は再熱を行わない場合を示す。

4•1 理論仕事について　圧力比を変数にとり，再熱ガスタービンサイクルの理論仕事の式を**表1**-Aに示す。サイクルの理論仕事は相対量であり，エネルギー変換理論や基準には関係しない。

4•2 理論エネルギー変換効率について　供給エネルギー量の仕事や熱量およびエネルギー変換効率はエネルギー変換理論および基準と関係した。そして，それぞれの組み合わせから，**表1**-B の(a),(b),(c),(d)に示す4種類の理論エネルギー変換効率が得られた。

すなわち，(a) のη_{thOa}を零基準エネルギー量と従来のエネルギー変換理論を用いた従来の「零基準理論熱効率」，(b)のη_{ENOb}を同基準にて改善されたエネルギー変換理論による「零基準理論エネルギー効率」，(c) のη_{thAc}をサイクル最低状態基準エネルギー量に従来のエネルギー変換理論を用いた「A基準理論熱効率」そして同(d) のη_{ENAd}を同基準にて改善されたエネルギー変換理論による「A基準理論エネルギー効率」とそれぞれ称す。

5. 結果および考察

5•1 理論仕事について　理論仕事については，従来の結果と同様であり，省略する。

参考に，理論仕事と指数Zの関係を**図2**に示す。再熱が行われないZ=1での最適圧力比の場合にて，温度比が4,5,6 の場合の無次元理論仕事を細線の□,△,○にて示した。また，その条件にて，Z=0.5に再熱すると，平均で約45%の向上が確認された。また，Z=0.5の再熱時の最適圧力比の理論仕事を太線の□,△,○にて示した。結果として，わずかな増大であった。なお，その圧力比にて，再熱を行わない（Z=1）と理論仕事は急激に減少し，Z=1の最適圧力比の理論仕事より低下した。

5•2 4種の理論エネルギー変換効率の比較　温度比が5にて，圧力比を20，30そして40とした場合の4種の理論エネルギー変換効率と指数Zの関係を**図3**に示す。

零基準およびA基準両理論熱効率は，指数Zと共に単調増加し，再熱の効果は得られなかった。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

なお，Zが0.5 以上では，圧力比が大となるほど上昇した。特に異常性は見られないが，A基準理論熱効率η_{thAc}は少々高すぎると言えた。

次に，零基準およびA基準両理論エネルギー効率はその値が最大となる最適指数Zが存在し，再熱効果が確認された。その最適指数は図の条件にて約0.8 であった。なお，圧力比を高めると，A基準理論エネルギー効率は全体に少々低下した。また，圧力比に対し零基準理論エネルギー効率はほとんど変化が見られず，そして，全体に低い値となり正味性能との関係を満足しなかった。

さらに，圧力比が20にて，温度比を4，5そして6とした場合の4種の理論エネルギー変換効率と指数Zの関係を**図4**に示す。

全体に，前述の考察と同様であった。ただし，零基準理論熱効率は温度比には無関係で圧力比のみの関数であるため，温度比に関係なく一定となった。また，A基準理論エネルギー効率は温度比を高めるとわずかに増加した。最適指数は温度比を高めると増大した。

より詳細な検討のため，Z=0.8にて，温度比を4，5，6とした場合の4種の理論エネルギー変

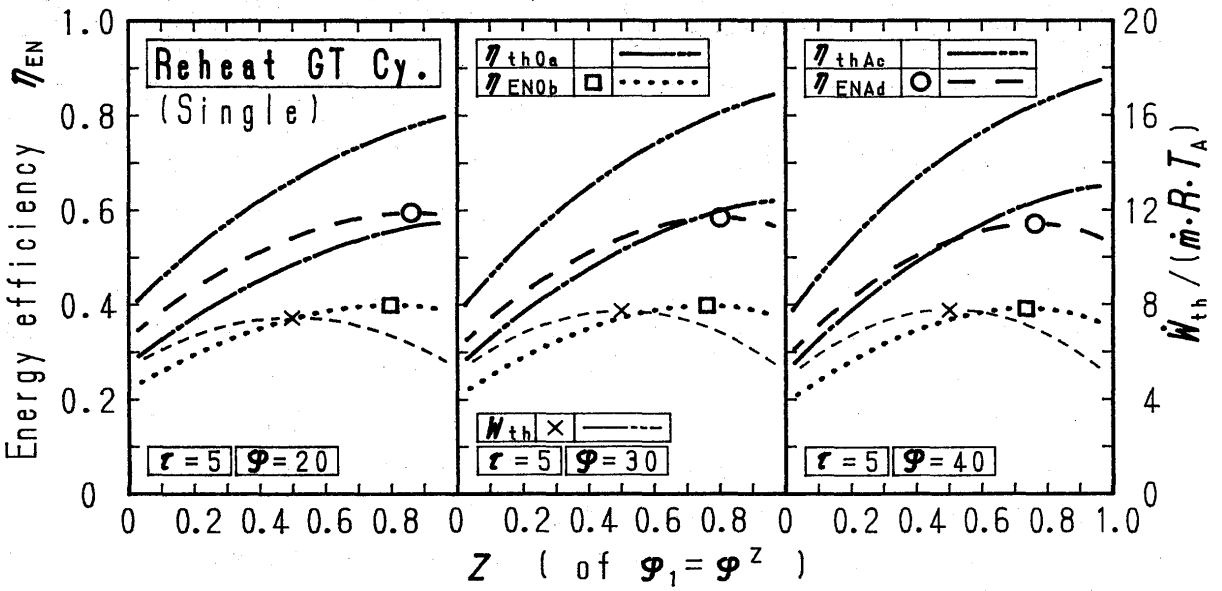


Fig. 3 Relation between 4 theoretical Effis of EC and Z of the reheat GT Cy. - 1

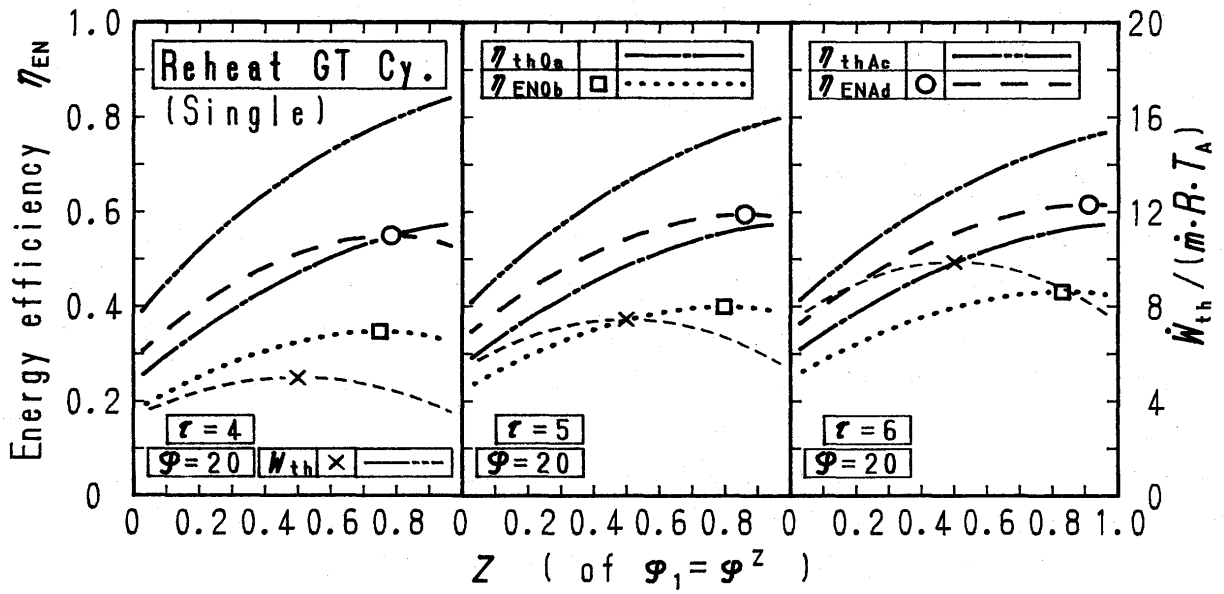


Fig. 4 Relation between 4 theoretical Effis of EC and Z of the reheat GT Cy. - 2

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

換効率と圧力比の関係を**図5**，同様に，圧力比を10, 20, 30とした場合の4種の理論エネルギー変換効率と温度比の関係を**図6**に示す。

図5の温度比一定なら，それぞれのエネルギー変換効率を最大とする最適圧力比が存在した。ただし，両理論熱効率の場合は相当大であった。一方，最も適切な理論エネルギー変換効率を示すと判断されたA基準理論エネルギー効率η_{ENAd}の最適圧力比は正味性能の関係と良く一致した。

また，**図6**の圧力比一定なら，理論仕事が零となる下限温度比にて4種のエネルギー変換効率は零となった。なお，A基準理論熱効率はその直後にて最大値を示し，その後は温度比の増大と共に減少した。また，零基準理論熱効率は下限温度比直後急激に上昇し，その後はほぼ一定であった。

一方，零基準理論エネルギー効率は単調増加となったが，全体に小であった。さて，A基準理論エネルギー効率η_{ENAd}は，圧力比が一定なら，その値を最大とする最適温度比が存在した。ただし，全体に大であった。

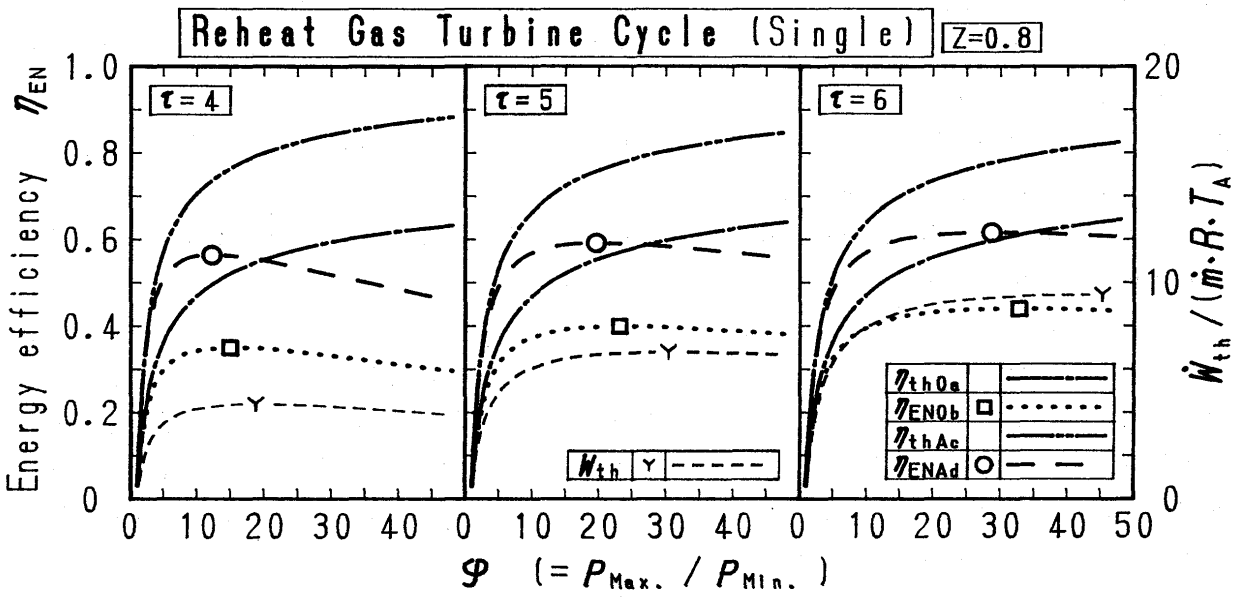


Fig. 5 Relation between 4 theoretical Eeffis of EC and φ of the reheat GT Cy.

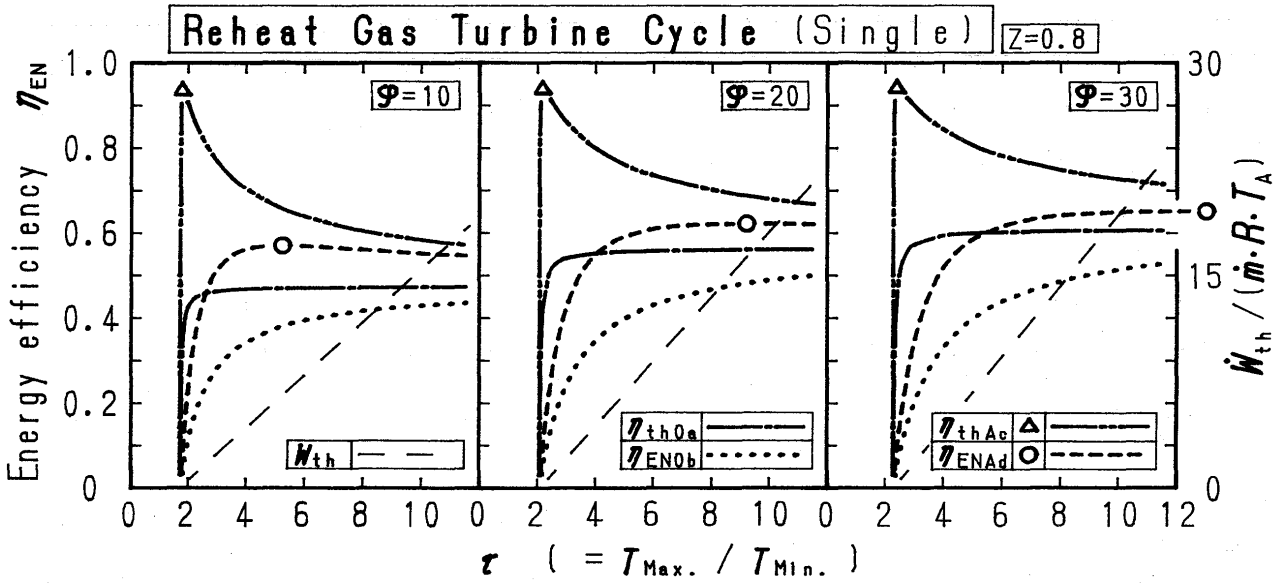


Fig. 6 Relation between 4 theoretical Eeffis of EC and τ of the reheat GT Cy.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

総合的に，ブレイトンサイクルその他のサイクルの検討結果[6][7][8]を考慮し，エネルギー損失や機械損失を考慮した実用化された正味エネルギー（熱）効率に対する理論値としてこのA基準理論エネルギー効率が的確な値を示すと判断された。

また，理論仕事については，一段再熱なら，中間圧力比が全体の圧力比の0.5 乗の最適圧力比まで高めると大幅増となることが確認された。一方，適切かつ的確なエネルギー変換効率を示すと判断された「A基準理論エネルギー効率」は，温度比にてその値はほぼ定まり圧力比の影響は少なく，最適中間圧力比にて再熱しても効率の向上はわずかで，効果は余り期待されなかった。

6．結　　論

再熱ガスタービンサイクルの理論エネルギー変換効率について，改善されたエネルギー変換理論およびサイクル最低状態基準エネルギー量を取り上げ検討し，次の判断や新しい知見が得られた。

（1） 供給エネルギーには形態に関わらずエネルギーレベルの上昇に要した全エネルギーを取り上げ，それにより，熱効率の代わりに「エネルギー効率」$\eta_{EN}(=\boldsymbol{W}/\boldsymbol{E}_{SU})$を採用した「改善されたエネルギー変換理論」を取り上げた。

（2） 変化間の仕事や熱量などのエネルギー量の基準に，絶対圧の零もしくは熱力学温度の零とは別に，サイクル最低状態基準を取り上げた。

（3） サイクルの理論仕事は基本的に相対量でありエネルギー変換理論や基準には関係せず，しかも，各変化間の仕事の総和として求まり，一義的に定まった。

（4） 一方，理論エネルギー変換効率は，２種のエネルギー変換理論と２種の基準の組み合わせから，４種の効率が得られた。すなわち，絶対圧もしくは熱力学温度零基準量にて従来のエネルギー変換理論による「零基準理論熱効率」η_{thOs}，その基準に改善されたエネルギー変換理論を採用した「零基準理論エネルギー効率」η_{ENOb}そして（サイクル最低状態）A基準量と従来のエネルギー変換理論による「（サイクル最低状態）A基準理論熱効率」η_{thAc}およびその基準量に改善されたエネルギー変換理論を適用した「（同）A基準理論エネルギー効率」η_{ENAd}である。

（5） 総合結果として，（サイクル最低状態）A基準理論エネルギー効率が適切かつ的確な理論値を示すと判断された。そして，理論仕事については再熱は有効で，一段再熱の場合，中間圧力比が全体の圧力比の0.5 乗にて最適圧力比まで高めると大幅増となることが確認された。一方，適切かつ的確なエネルギー変換効率を示すと判断された「A基準理論エネルギー効率」η_{ENAd}は，温度比が４以上では温度比にてその値はほぼ定まり，圧力比の影響は少なく，非再熱に対し，最適中間圧力比においても効率の向上はわずかで，効果は余り期待されなかった。

参 考 文 献

（1） 例えば，E.Schmidt, "Thermodynamik", Springer-Verlag•Berlin/Göttingen /Heidelberg,(1963), p.67～69

（2） 例えば，「機械工学便覧 熱工学」, JSME, 1985, p.56

（3） 永田 勝，「加熱や冷却を伴う理想ガスタービンサイクルについて（計算方法，制約条件そして結果の一例）」, 機論-B, 1994, Vol.60, No.579, p.375～380

（4） 永田 勝，「カルノーサイクルとエネルギー効率について（改善されたエネルギー変換理論とエネルギー効率について）」, 機論-B, 1996, Vol.62, No.603, p.222～227

（5） 例えば，文献(2) のp.38

（6） 永田 勝，「ブレイトンサイクルの理論エネルギー変換効率について(略)」, GTSJ 技術論文投稿中 1998-6

（7） 永田 勝，「再生を伴わないスターリングサイクルの理論エネルギー変換効率について（略)」, 機論投稿中, 1997-1887

（8） 永田 勝，「カルノーｻｲｸﾙの理論ｴﾈﾙｷﾞｰ変換効率について(略)」, 機論投稿中, 1997-1918

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

高効率ガスタービン複合サイクルの研究

C—2

西　亮　　(宮崎大・工)

1。まえがき

理想サイクルの一種であるエリクソンサイクルは、等温過程と等圧過程を組み合わせたサイクルであるが、等温過程を実現するのが困難であるためこれまで十分に研究されてこなかった。しかし、中間冷却や再熱過程を用いて近似的に実現することが出来るが、これらはガスタービンの簡潔な構造と相反するため十分な研究がなされなかったものと思われる。

これまでの研究から、ガスタービンの断熱圧縮の代わりに水力空気圧縮機(HAC: Hydraulic Air Compressor)によって空気を等温圧縮し、熱交換器を併用すると、エリクソンサイクルとブレイトンサイクルの組み合わせサイクルが実現でき、最高温度が低くても高い効率が得られることを示した。このサイクルは、２１世紀において高温の燃料を使い尽くした後で、低温の熱源から高効率の発電を実現しようとする際に有用な技術となるであろう（このサイクルをHAC-GT サイクルと呼ぶ）[(1)]。HAC に必要な水の位置エネルギーは、水力発電に使用される落差を持つ水流を考えている。一方、海水や河川の大量の水は、エネルギーを加えることで、HAC として用いることが出来る。これにはポンプによって位置のエネルギーを与えるため、このサイクルをP-HAC-GTサイクルと呼ぶ。

一方、等温膨張を近似的に実現するために再熱過程を考えると、熱交換器を併用するのでその入口温度に制限があり、従って最高温度をあまり高く取ることが出来ない。[(2)-(5)]

次に、高温ガスタービンの廃熱を回収して、HAC-GTを駆動する複合サイクルが考えられる。このサイクルでは水の位置エネルギーが自然エネルギーとして与えられる場合には、高い効率が得られる。

これらのサイクルの総合的な比較検討を行う。

2。HAC を用いたサイクル

2-1　HAC の構造と性能

図１にHAC の構造を模式的に示している。HAC は可動部のない簡単な構造で、水の位置エネルギーを圧縮空気に変換するエネルギー変換器の一種である。入口部で大量の気泡を作り、これを比較的長時間かけて水中で圧縮するので、ほぼ等温圧縮が達成される。この装置は約１００年前に北米やヨーロッパで鉱山用の空気圧縮機として用いられていたが、その後は忘れ去られていた。過去に製作されたHAC の仕様と性能を表１に示している。

2-2　HAC を用いたガスタービンサイクル(HAC-GT サイクル)[(1)-(2)]

サイクルを比較する上で基本となる再生式のガスタービンをCNV-GTと呼ぶ。まず最初に考えるHAC-GTシステムを模式的に図２に示している。またこのサイクルを模式的に図３に示している。CNV-GTサイクルでは、図３の①に相当する廃熱の回収があるのに比して、HAC-GTでは②に相当する大きな熱回収があるので、その分だけ高い効率が得られる。

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集, 1998.10, (函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

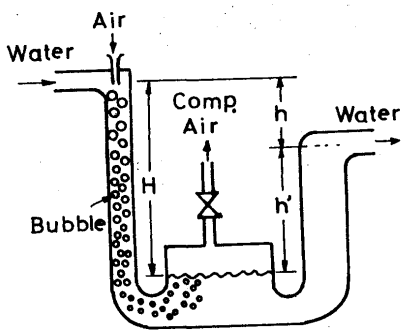


図１　水力空気圧縮機(HAC)の模式図

表１　水力空気圧縮機(HAC)の性能と仕様

Down pipe diameter	D=1.5 m
Down pipe length	H=102.3 m
Return pipe length	h'=80.8 m
Available head	h=21.5 m
Water mass flow	M_w=6119 kg/s
Water temperature	T_w=283 K{10℃}
Compressed air mass flow	M_a=5.43 kg/s
Compressed air pressure	P=882.6 kPa
Compressed air temp.	T_a=288 K{15℃}
Isothermal compression eff.	η_{HAC}=0.767

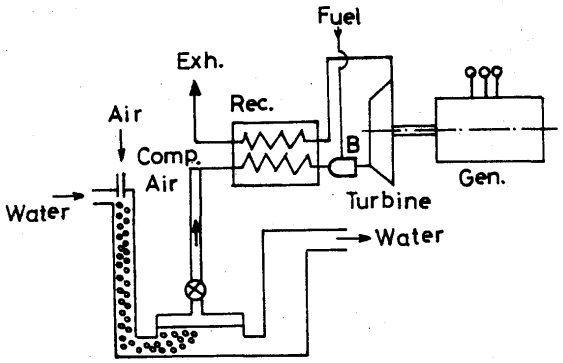


図２　HAC-GT システムの模式図

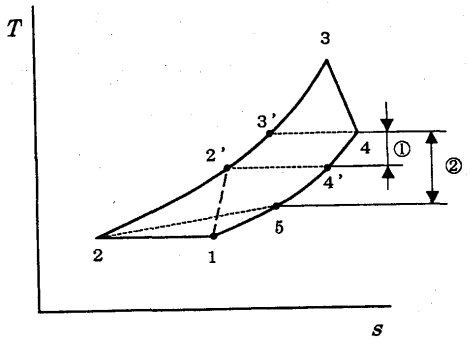


図３　HAC-GT サイクルの T-s 線図

2-3　ポンプを用いたサイクル（P-HAC-GT サイクル）[3]-[4]

HAC を駆動する水流は自然の落差を利用する場合とポンプで与える場合とが考えられる。海水や河川の大量の水は、ポンプで落差を作ってHAC を駆動すると、通常のガスタービンの圧縮機の代わりにポンプを駆動することになるが、水は低熱源としての役割を果たすことになる。このシステムを模式的の図４に示している。通常、HAC の戻り流路は太く、従って流速は小さい。また必要なヘッドも大きくないので、特殊なポンプとなるが効率の良いものを作ることができると考えられる。

2-4　再熱サイクル（HAC-RH-GT, P-HAC-RH-GT サイクル）

HAC-GTサイクルの高温側を再熱するシステムが考えられる。また、P-HAC-GTサイクルも同様に再熱サイクルを考えることが出来る。これらに対しては、熱交換器入り口温度と再熱バーナー入り口温度に制限があるので、それを満たすように最高温度を下げる必要が起こる。従って設計点での効率は高くないが、最高温度が低い場合に高い効率が得られる。

2-5　ボトミングサイクルとしてHAC-GTを用いる複合サイクル（CMB-GTサイクル）

通常の高温ガスタービンの廃熱を利用してHAC-GTをボトミングサイクルとして駆動する複合サイクル（CMB-GTサイクル）を考える。

３。各サイクルの性能の比較

3-1　各サイクルの熱効率

各サイクルの熱効率を式(1)から式(3)のように定義する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

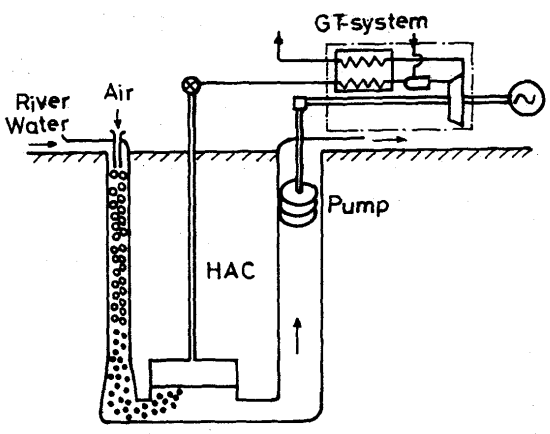


図４　P-HAC-GT システムの模式図

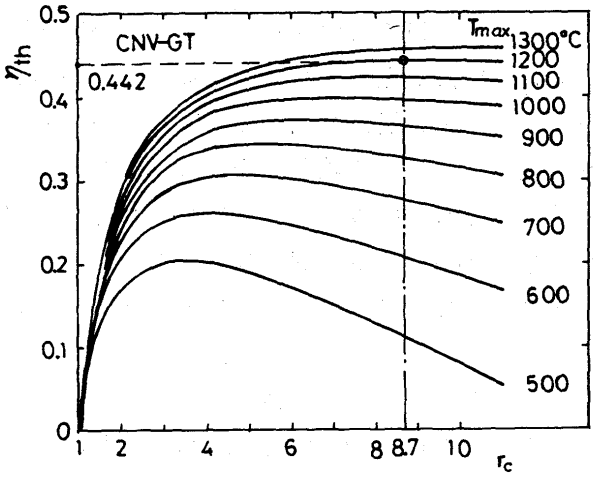


図５　CNV-GT の熱効率

$$\text{HAC-GT} \quad \eta_{\text{HAC-GT}} = (GT - \eta_{tot} \cdot HP)/Q \tag{1}$$

$$\text{P-HAC-T} \quad \eta_{\text{P-HAC-GT}} = (GT - L_{iso}/\eta_{HAC}/\eta_{pump})/Q \tag{2}$$

$$\text{CMB-GT} \quad \eta_{\text{CMB-GT}} = \{(GT_1 + GT_2) - (L_{comp} + L_{iso}/\eta_{HAC}/\eta_{pump})\}/Q \tag{3}$$

ここに GT: タービン出力、η_{tot}: 水力発電のトータル効率（=0.90 を仮定）、HP: 水の位置エネルギー、L_{iso}: 等温圧縮仕事、L_{comp}: 圧縮機入力、Q: 燃料の低発熱量である。

3-2　各サイクルの熱効率の比較

CNV-GTの熱効率を図５に示している。また、HAC-GTとHAC-R-GTサイクルの熱効率をそれぞれ図６及び図７に示している。HAC-GTはCNV-GTに比して全体として高効率となることが分かる。図６と図７の比較から、再熱によって設計点での性能は低下するが、最高温度が低温の時に高い効率が得られ、低質燃料や排熱の有効利用に適していることが分かる。

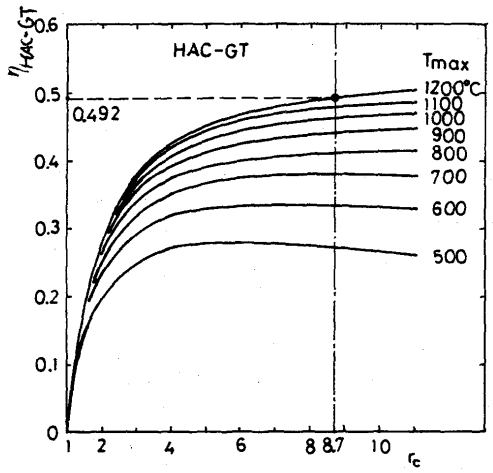


図６　HAC-GT の熱効率

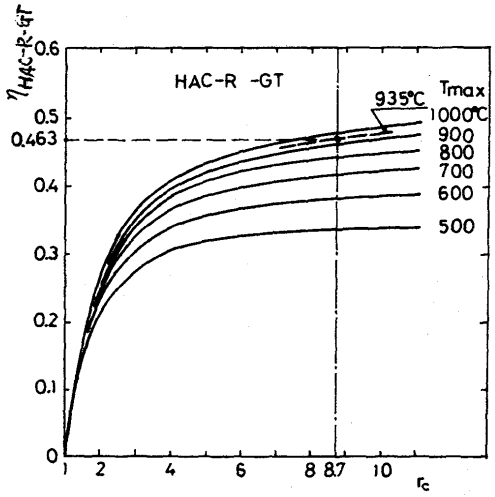


図７　HAC-R-GT の熱効率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ここで、HAC-GTでは熱交換器入り口の温度が700 C 以下を仮定していて、更にHAC による圧力比 r_c=8.7 を設計点として与えているので、最高温度はT_{max}=1200 C となる。一方、HAC-R-GTでは再熱バーナーの入口温度も同様に700 C 以下と与えているので、最高温度はTIT=935 C と低下する。

図８に P-HAC-GT の熱効率を示し、図９に P-HAC-R-GT の熱効率を示している。P-HAC-GTサイクルは式(2) よりHAC 効率とポンプ効率の分だけ熱効率が低下する。P-HAC-R-GTでは再熱によってTIT が低い場合にP-HAC-GTに比して高い効率が得られるが、HAC 効率とポンプ効率を低く仮定しているので、全体の性能は良くない結果となっている。

3-2　各サイクルの設計点性能

表２にCNV-GT, HAC-GT 及びHAC-R-GT の計算に使用したガスタービン要素性能を示している。表３にはCNV-GT, HAC-GT及びHAC-R-GTの設計点での性能の比較を示している。設計点の圧力比として、過去のHAC の値を採用し、その効率は現在の技術で達成可能と考えられるη_{HAC}=0.80と与えた。出力増加率σは水力発電の出力に対するガスタービンを併用したときの出力の増加を表している。

表４にはP-HAC-GT及びP-HAC-R-GTサイクルの性能を示している。ポンプ効率をη_{pump}=0.85 と低く見積もっているため、HAC による低温の圧縮空気による効果が相殺されて、効率が低下している。ポンプを工夫することで、ポンプ効率を改善できる可能性が大きいので、効率の改善も期待できる。

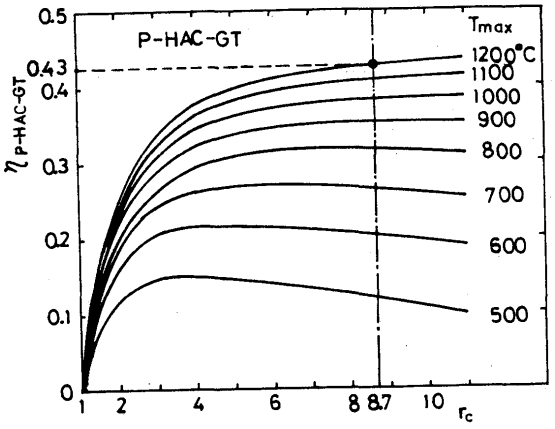


図８　P-HAC-GT の熱効率

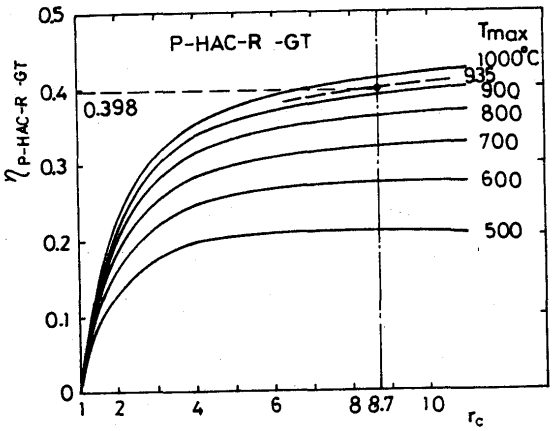


図９　P-HAC-R-GT の熱効率

表２　ガスタービン要素性能

	CNV-GT	HAC-GT	HAC-R-GT
Atmospheric pressure(kPa)	101.3	101.3	101.3
Atmospheric temperature C	15	15	15
Turbine efficiency	0.88	0.88	0.90 each
Burner efficiency	0.98	0.98	0.98
Recuperator efficiency	0.80	0.80	0.80
HAC efficiency	-	0.80	0.80
Mechanical efficiency	0.98	0.98	0.98
Generator efficiency	0.975	0.975	0.975
Turbine inlet temp. C	1200	1200	935
Pressure losses			
Air intake	0.01	0.01	0.01
Recuperator gas side	0.03	0.03	0.03
Recuperator air side	0.025	0.025	0.025
Burner	0.02	0.02	0.02
Cooling air rate %	2	2	0

表３　CNV-GT, HAC-GT, HAC-R-GT の性能の比較

	CNV-GT	HAC-GT	HAC-R-GT
Compression ratio r_c	8.7	8.7	8.7
Turbine inlet temp. TIT=T_4	1200 C	1200 C	935 C
Recup. eff. η_R	0.80	0.80	0.80
HAC eff. η_{HAC}	-	0.80	0.80
Compressor eff. η_c	0.85	-	-
Thermal eff. η	η_{th}=0.442	η =0.492	η =0.463
Burner inlet temp. T_3, K	889(616 C)	832(559 C)	824(551 C)
Recup. inlet temp. T_5, K	968(695 C)	968(695 C)	969(696 C)
Reheat burner inlet temp. T_5', K	-	-	953(680 C)
Power augmentaton ratio σ	-	2.64	2.70

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

表４　P-HAC-GT と P-HAC-R-GT の性能比較

	P-HAC-GT	P-HAC-R-GT
Turbine inlet temp. TIT　K	1473 (1200℃)	1208(935℃)
Thermal efficiency　η	0.429	0.398
Output,　P_{GT} (kW)	3380	2970
Pump work,　E_p/η_{pump}　kW	2630	2630
Fuel input,　Q (kW)	7690	7290
Recuperator inlet temp. T_5　K	968(695℃)	971(698℃)
Reht. brnr. inlet temp. T_5'　K	−	967(694℃)

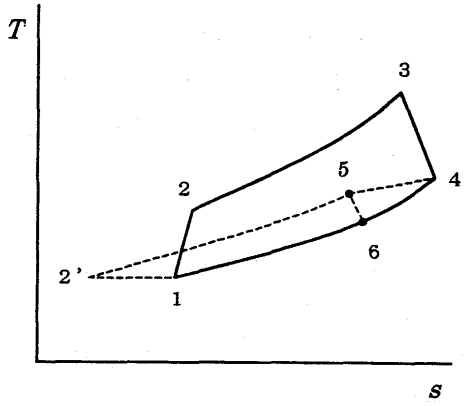


図１０　CMB-GT サイクルの概念図

3-3　CMB-GT サイクルの性能

ガスタービンの廃熱をHAC-GTで有効利用する複合サイクルであるが、ガスタービンの排熱は有効利用されるが、HAC-GTの排熱がそのまま利用されずに排出されるので、これまで開発されている蒸気タービンとの複合サイクルに比して、高い効率は得られない。しかし、HAC に利用される水流の位置エネルギーが自然エネルギーとして利用可能な場合には、トータルとして高い効率が得られる。この場合、最高温度をT_{max}=1200 C と与えているので、r_c >3 では熱交換器入り口温度は 700 C を越すことはない。このサイクルの効率を図１２に示している。図中の①は単純ガスタービンの効率を、②はP-HAC-GTと組み合わせたときのポンプ効率をη_{pomp}=0.85と与えたときの性能で、③は自然エネルギー利用の場合である。

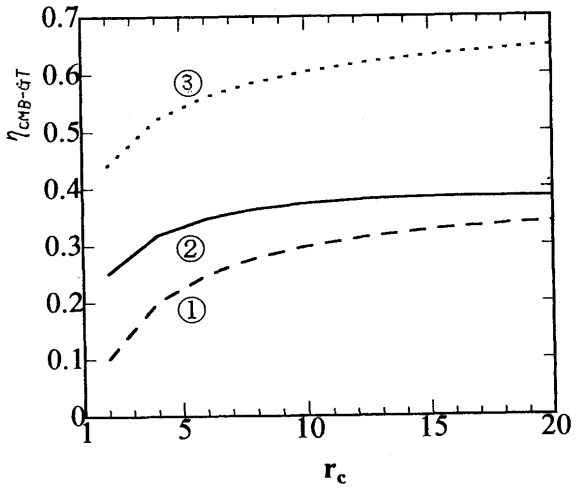


図１１　CMB-GT サイクルの性能

４。むすび

水力空気圧縮機（HAC）を用いたガスタービンについて種々のサイクルを検討した。その結果以下の事柄が明かとなった。

(1) HAC-GTは高い効率を示し、特に最高温度が低いサイクルに対して高効率が得られる。

(2) HAC-R-GTサイクルは、最高温度が低いサイクルに対して特に高効率が得られるので、将来の

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

低質燃料や排熱の有効利用に対して有効なサイクルである。

(3) P-HAC-GTサイクルは、ポンプ効率を改善することで高効率が得られる可能性がある。

(4) CMB-GTサイクルは、現用の複合サイクルのような高効率は得られないが、水の位置エネルギーが自然エネルギーとして利用できる場合には、高い効率が得られる。

参考文献

(1) 西、等温圧縮過程を利用した高効率ガスタービンの研究、（第１報　性能推定）、機論、59-565, B (1993), 125.

(2) 西、ガスタービンを用いた水力発電のリパワリング、日本ガスタービン学会誌、22-87, (1994), 73.

(3) 西、エリクソンサイクル実現の試み、第１１回エネルギーシステム・経済コンファレンス講演論文集、(1995), 193.

(4) Nishi A., Highly Efficient Gas Turbine Cycles Using Isothermal Compression and Reheat Turbines, IGTC Yokohama (1995), Ⅲ-205.

(5) Nishi A., Highly Efficient Gas Turbine Systems Using Isothermal Compression, JSME Int. J., B, 39-3(1996) 615.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C—3

2軸ターボファンエンジンの可変静翼角変化に対する動特性

＊杉山 七契，　関根 静雄，　柳　　良二，　榎本 俊治
（航空宇宙技術研究所）

1．まえがき

性能向上およびミッションの多様化のため，ガスタービンエンジンのサイクル，形状はますます複雑化しており，最適な性能を実現するために，多くのエンジン要素が可変形状を有するようになってきている。ガスタービンエンジンは本来非線型システムであり，加えて，この様なエンジン挙動の複雑化，操作変数の増大のため，エンジン制御への要求は厳しく，H_∞ 理論や μ シンセシスなどの新しいロバスト多変数制御設計法によらなければ，適切な制御システムを設計することができない。

多くの制御システム設計理論は線形理論であり，制御対象であるエンジンの線形化モデルを準備しなければならない。この線形化モデルの精度は，設計される制御システムの質を決定するものであり，重要である。線形化モデルは，（i）非線型ダイナミックシミュレーションの線形化，（ii）実機エンジンあるいはシミュレーションエンジンの同定，によって求められる。本報告は，2軸ターボファンエンジンについて，この2つの手法により求めた線形化モデル（線形化伝達関数，線形化応答特性）について述べる。燃料流量変化に対するエンジン動特性については既に報告した[1]。ここでは，可変静翼角変化に対するエンジンの動特性を述べ，あわせて抽気量変化に対する動特性についても言及する。

2．非線型ダイナミックシミュレーションの線形化

ここで取扱う 2 軸ターボファンエンジンは，図1のような形式のもので，エンジン制御変数は，燃料流量W_f，可変静翼角ξ，抽気弁開度βの3変数である。既に開発されている，種々のガスタービンエンジンに適応できる汎用ダイナミックシミュレーション・ソフトウエア[2]を用いて，図2のようなシミュレーションブロック線図が得られる。これは，図1の各エンジン要素および要素間容積（Volume）を計算モジュールに置きかえ，相互に接続したもので，容易に得られる。図2において，動的モジュールはロータ（ROTOR）および要素間容積（VOL）で，ロータの角運動量保存則，容積内での質量保存則およびエネルギー保存則でモデル化されている。このモデルでは，状態変数ベクトル$\mathbf{x}$は16次元で，

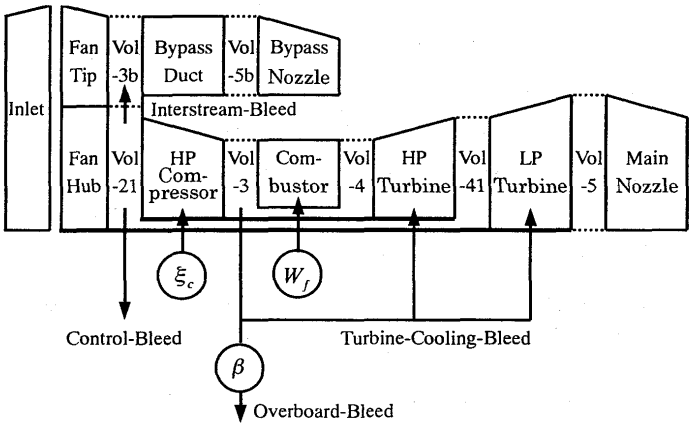


図1　2軸ターボファンエンジンの構成図

$$\mathbf{x}=(N_l,N_h,m_{21},u_{21},m_3,u_3,m_4,u_4,m_{41},u_{41},m_5,u_5,m_{3b},u_{3b},m_{5b},u_{5b})^T \tag{1}$$

となる。ここで，N_l：低圧ロータ回転速度，N_h：高圧ロータ回転速度，m_{21}：容積21における蓄積質量，u_{21}：容積21における蓄積エネルギー，等々である。制御変数ベクトル$\mathbf{u}$は6次元で，

$$\mathbf{u}=(W_f,\xi,\beta,p_0,t_0,M)^T \tag{2}$$

である。ここで，W_f：燃料流量，ξ：可変静翼角，β：抽気弁開度，p_0：大気圧力，t_0：大気温度，M：飛行マッハ数である。p_0,t_0,Mは飛行条件であり，制御変数ではないが，エンジンに対して独

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

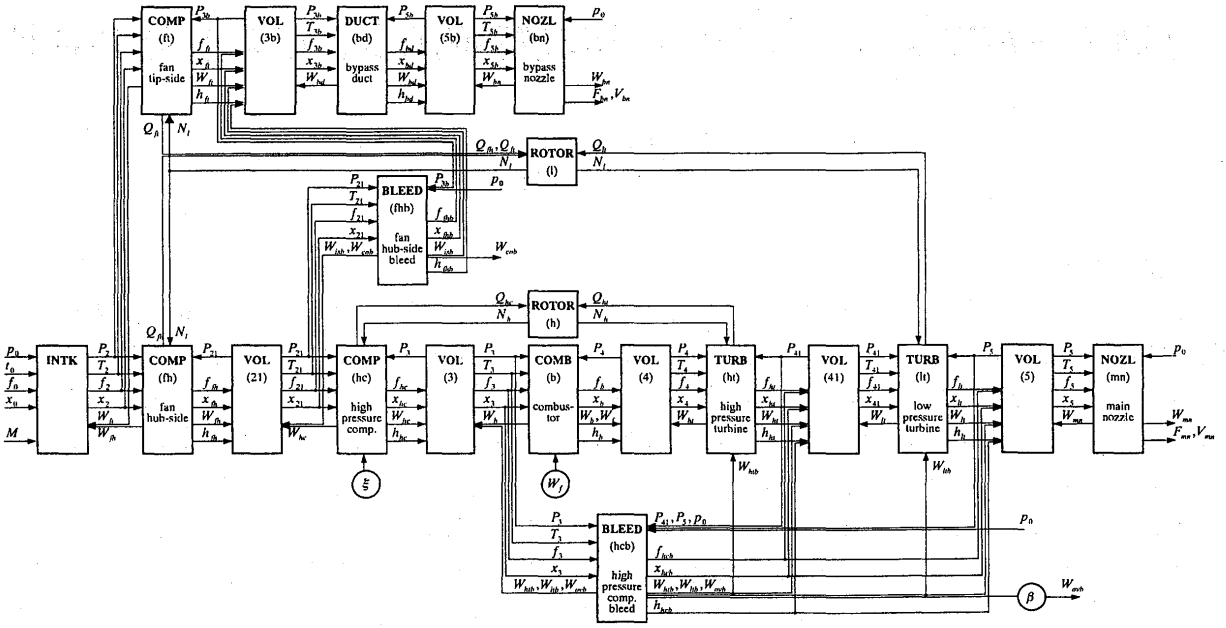


図2　2軸ターボファンエンジンのシミュレーションブロック線図

立変数であるためここにおく。飛行条件の変化は，エンジンからみて制御変数の変化と同等であるからである。計測変数ベクトル$\mathbf{y}$は，任意にとることができるが，5次元ベクトルとして，

$$\mathbf{y} = (F, N_l, N_h, P_3, T_{41})^T \tag{3}$$

とする。ここで，F：推力，P_3：圧縮機出口圧力，T_{41}：高圧タービン出口温度である。

このエンジンの非線型ダイナミックシミュレーションの数学的モデルは，

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{u}), \qquad \mathbf{y} = \mathbf{g}(\mathbf{x}, \mathbf{u}) \tag{4}$$

で表せる。式(4)を任意作動点近傍で線形化すると，

$$\dot{\mathbf{x}} = A\mathbf{x} + B\mathbf{u}, \qquad \mathbf{y} = C\mathbf{x} + D\mathbf{u} \tag{5}$$

となる。A, B, C, Dはそれぞれ状態推移行列，制御行列，観測行列，直達行列であり，まとめてシステム行列と呼ぶ。これらの行列は

$$A = \left(\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}}\right), \quad B = \left(\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{u}}\right), \quad C = \left(\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{x}}\right), \quad D = \left(\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{u}}\right) \tag{6}$$

のようにJacobian行列で定義される。出力$\mathbf{y}$の入力$\mathbf{u}$に対する5×6次元の伝達関数行列$G(s)$は，

$$G(s) = C(sI - A)^{-1}B + D \tag{7}$$

で求められる。ただし，Iは単位行列。エンジンのダイナミックスを支配するのは，状態推移行列Aで，Aの固有値の逆数がモード時定数となる。式(7)により，任意の入出力変数の組み合わせに対して，伝達関数，周波数応答特性，ステップ応答特性を求めることができる。これらは，ロバスト多変数制御システム設計の重要な基礎データとなる。前記のガスタービンエンジンの汎用ダイナミックシミュレーション・ソフトウエア[2]は，状態変数と制御変数に摂動を与えシステム行列A, B, C, Dを導出するソフトウエアを含んでいる[3]。

3．実機エンジン運転試験

FJR710ターボファンエンジンおよび試験用FADEC[1]を用いて動特性試験を行った。試験用FADECは燃料流量と高圧圧縮機の可変静翼角を物理的に制御する油圧ユニット（Flow Body Unit），PCによる

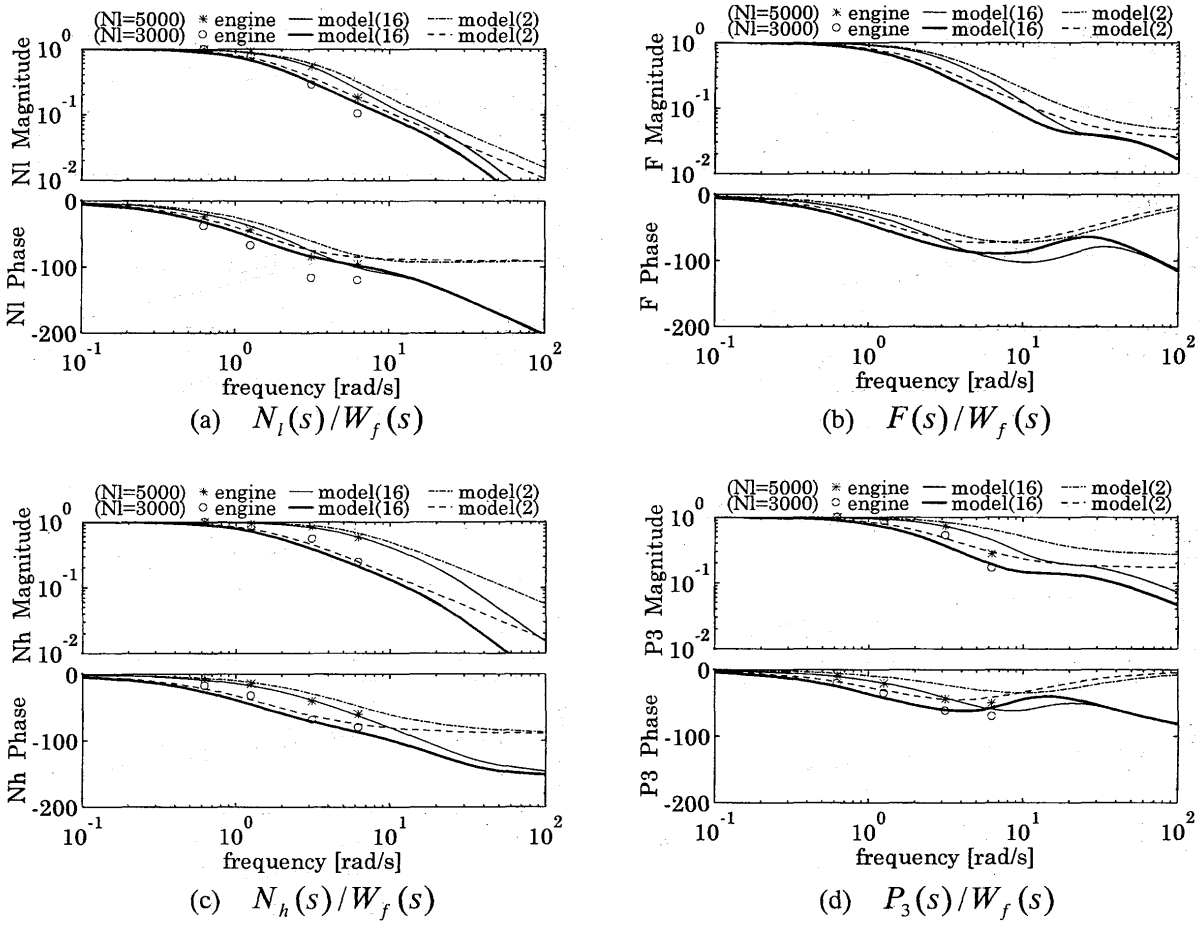
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

制御ユニット，データ変換／転送ユニットから構成されており，任意の試験信号（正弦波，矩形波信号，等）で燃料流量W_fと可変静翼角ξを独立に変化させることができる。高圧圧縮機の抽気弁は，オンオフ式電磁弁で，抽気弁開度βはステップ状のみに変化させることができる。

可変静翼角に対するエンジン動特性は，周波数応答法で求める。すなわち，高推力点（$N_l = 5000$[rpm]相当），低推力点（$N_l = 3000$[rpm]相当）の2つの作動点において，燃料流量を固定し，可変静翼角をノミナル値より$\pm 2.5°$の振幅で，周波数0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 1.0 [Hz]の正弦波状に変化させ，各種エンジン変数の応答を計測し，周波数応答特性を求める。同様に，燃料流量に対するエンジン動特性も，周波数応答法で求める。すなわち，上記作動点において，可変静翼角を固定し，燃料流量をノミナル値の約$\pm 10\%$の振幅で，上記周波数の正弦波状に変化させ，周波数応答特性を求める。一方，抽気空気流量に対するエンジン動特性は，ステップ応答法で求める。すなわち，上記作動点において，燃料流量を固定し，抽気弁をオンオフ（抽気量は主流の約3%）して，各種エンジン変数の応答を計測する。

4．2軸ターボファンエンジンの動特性

燃料流量変化に対する動特性　図3(a)～(d)に燃料流量W_fに対する，低圧ロータ回転速度N_l，推力F，高圧ロータ回転速度N_h，圧縮機出口圧力P_3の周波数特性を示す。実線は式(1)～(7)で述べた16次元モデルによる計算値，記号（○，□）は実機エンジン運転試験より求めたもので，両者はよく一致している。推力Fについては実験値がないが，推力の大部分はファンによって発生されるため，10 [rad/s]以下の低周波数領域では，低圧ロータ回転速度の周波数特性とほとんど一致すると見てよい。



(a) $N_l(s)/W_f(s)$　(b) $F(s)/W_f(s)$

(c) $N_h(s)/W_f(s)$　(d) $P_3(s)/W_f(s)$

図3 燃料流量変化に対する周波数応答特性

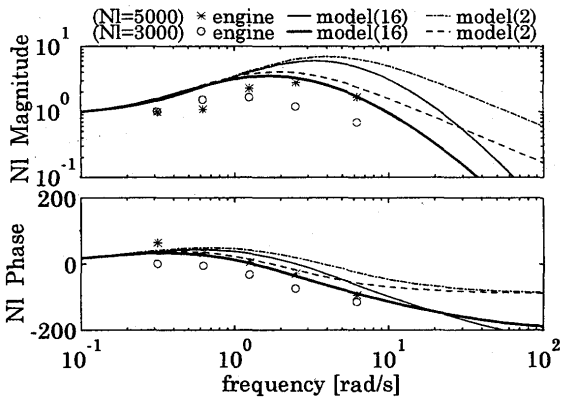
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2つのロータの慣性のみを考慮した2次元近似モデルによる計算値を比較のため点線で示す。エンジンのダイナミックスを支配している低周波数領域では，この2次元モデルは高次モデルの特性を良く近似しており，制御システム設計のための基礎データとして利用できる。この2次元モデルによる近似伝達関数は，$\dfrac{(\tau_3 s+1)}{(\tau_1 s+1)(\tau_2 s+1)}$ あるいは $\dfrac{(\tau_3 s+1)(\tau_4+1)}{(\tau_1 s+1)(\tau_2 s+1)}$ の形をした2次進み遅れ系で，表1のようにまとめられる。表から，(i)エンジン応答は低推力域で遅く，高推力域で速い，(ii)ロータ回転速度は進み成分が弱く，高周波数域で急速に減衰する，と言える。

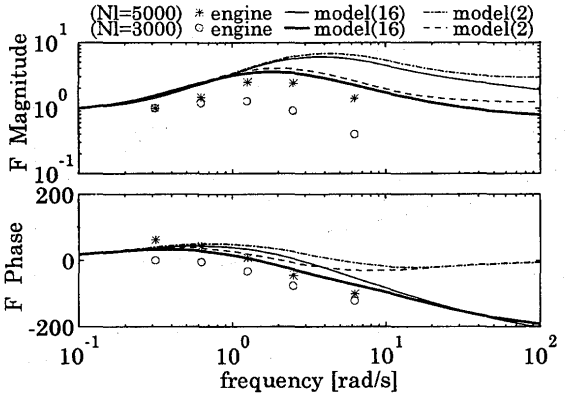
可変静翼角変化に対する動特性　図4(a)～(d)に可変静翼角ξに対する，低圧ロータ回転速度N_l，推力F，高圧ロータ回転速度N_h，圧縮機出口圧力P_3の周波数特性を示す。図3と同様に，実線は16

表1　近似伝達関数

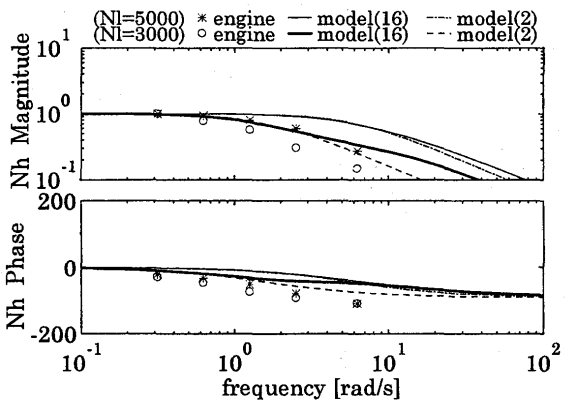
入力 / 出力	燃料流量W_f		可変静翼角ξ		抽気弁開度β	
	低推力点	高推力点	低推力点	高推力点	低推力点	高推力点
N_l	$\dfrac{(0.26s+1)}{(0.66s+1)(0.37s+1)}$	$\dfrac{(0.10s+1)}{(0.36s+1)(0.18s+1)}$	$\dfrac{(4.81s+1)}{(0.70s+1)(0.38s+1)}$	$\dfrac{(3.94s+1)}{(0.36s+1)(0.17s+1)}$	$\dfrac{(0.21s+1)}{(0.55s+1)(0.31s+1)}$	$\dfrac{(0.14s+1)}{(0.37s+1)(0.19s+1)}$
F	$\dfrac{(0.27s+1)(0.03s+1)}{(0.66s+1)(0.37s+1)}$	$\dfrac{(0.11s+1)(0.03s+1)}{(0.36s+1)(0.18s+1)}$	$\dfrac{(4.70s+1)(0.07s+1)}{(0.70s+1)(0.38s+1)}$	$\dfrac{(3.76s+1)(0.05s+1)}{(0.36s+1)(0.17s+1)}$	$\dfrac{(0.19s+1)(0.10s+1)}{(0.55s+1)(0.31s+1)}$	$\dfrac{(0.13s+1)(0.7s+1)}{(0.37s+1)(0.19s+1)}$
N_h	$\dfrac{(0.39s+1)}{(0.66s+1)(0.37s+1)}$	$\dfrac{(0.37s+1)}{(0.36s+1)(0.18s+1)}$	$\dfrac{(0.43s+1)}{(0.70s+1)(0.38s+1)}$	$\dfrac{(0.37s+1)}{(0.36s+1)(0.17s+1)}$	$\dfrac{(0.39s+1)}{(0.55s+1)(0.31s+1)}$	$\dfrac{(0.39s+1)}{(0.37s+1)(0.19s+1)}$
P_3	$\dfrac{(0.39s+1)(0.11s+1)}{(0.66s+1)(0.37s+1)}$	$\dfrac{(0.33s+1)(0.05s+1)}{(0.36s+1)(0.18s+1)}$	$\dfrac{(3.94s+1)(0.40s+1)}{(0.70s+1)(0.38s+1)}$	$\dfrac{(2.30s+1)(0.34s+1)}{(0.36s+1)(0.17s+1)}$	$\dfrac{(0.44s+1)(0.21s+1)}{(0.55s+1)(0.31s+1)}$	$\dfrac{(0.35s+1)(0.14s+1)}{(0.37s+1)(0.19s+1)}$



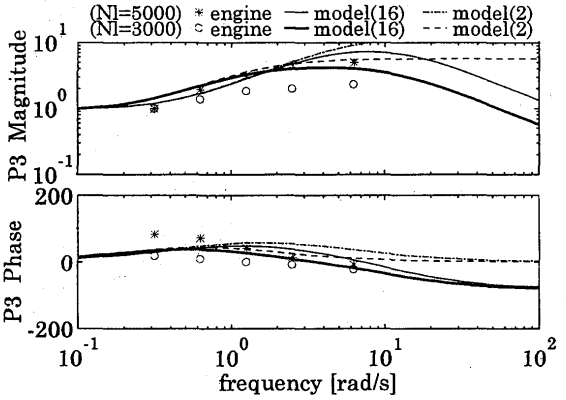
(a)　$N_l(s)/\xi(s)$



(b)　$F(s)/\xi(s)$



(c)　$N_h(s)/\xi(s)$



(d)　$P_3(s)/\xi(s)$

図4 可変静翼角変化に対する周波数応答特性

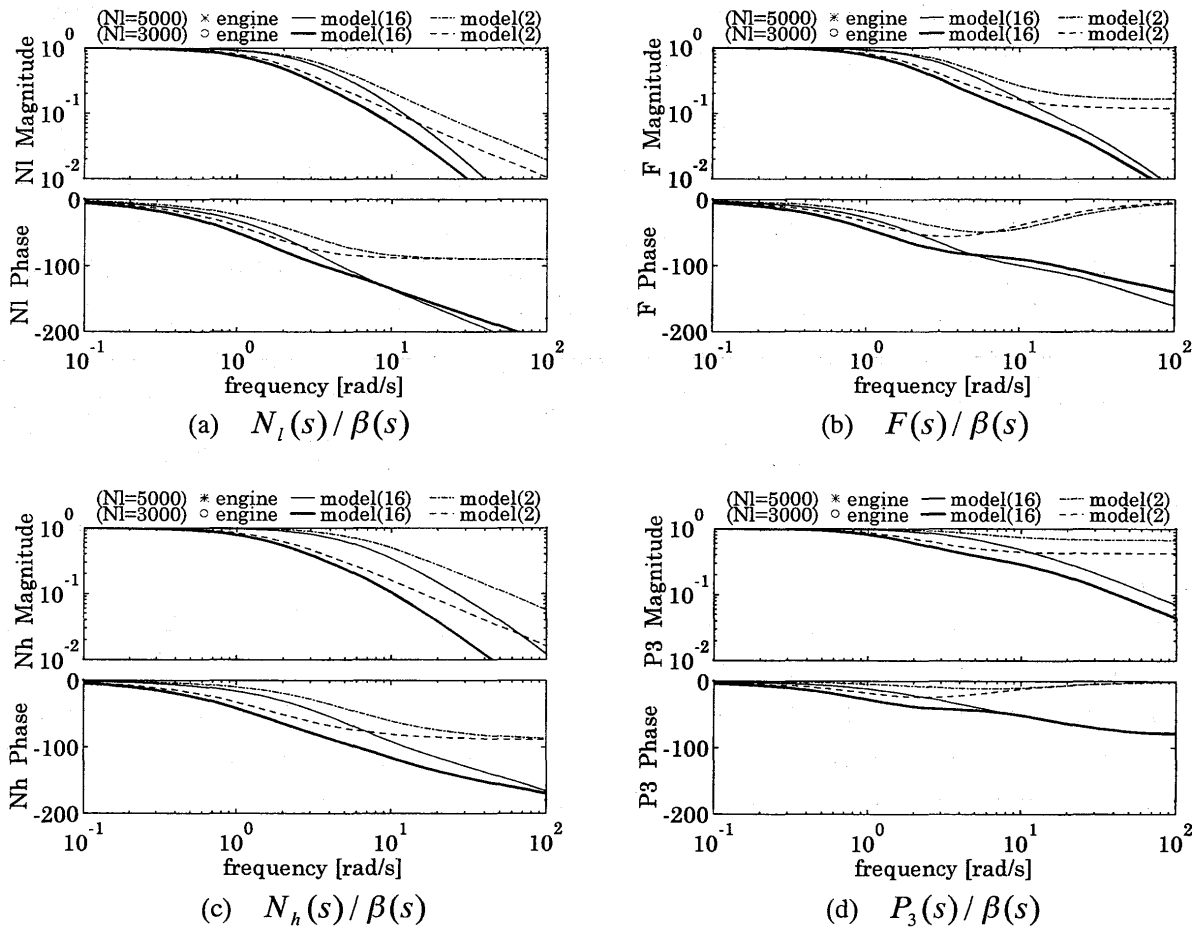
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

次元モデルによる計算値，点線は2次元近似モデルによる計算値，記号（○，□）は実機エンジン運転試験より求めたものである。実験値と計算値とには若干の差違がみられるが，全体的傾向は合っていると言える。誤差を生ずる原因として，(i) ± 2.5° 程度の可変静翼角変化の影響は，コア側に大きく，バイパス側に小さい。従って，可変静翼を変化させた時の低圧ロータ回転速度 N_l，推力 F の変化は微少で計測誤差が大きい，(ii) 可変静翼角の影響を組込んだ信頼性の高い高圧圧縮機特性が得にくいため，シミュレーション精度に問題を生じる，の2点が考えられる。

2次元近似伝達関数は，表1にまとめられている。高圧ロータ回転速度 N_h 以外の変数は，進み成分が強く，中間周波数域で振幅が増大するのが特徴的である。高圧圧縮機可変静翼の低圧系への影響は小さいため，低圧ロータ回転速度 N_l，推力 F の伝達関数のゲイン定数は小さく，中間周波数域で振幅が増大したとしても，エンジン全体のダイナミックスにおいて重要度は低い。

式(1)～(7)による計算値を求める際，可変静翼角による非線型性を考慮しておく必要がある。制御変数 (W_{fs}, ξ_s, β_s) に対する定常作動点近傍における伝達関数を計算する時，$\xi_s = -2.5°, 0°, +2.5°$ 等が考えられるが，それぞれについて計算結果は異なってくる（註：図4は $\xi_s = -2.5°$ におけるもので，$\xi_s = 0°, +2.5°$ では，より進み時定数が大きく，中間周波数域での振幅増大は大きい）。実機エンジン試験では，振幅が ± 2.5°，すなわち，$\xi = (\text{nominal} \pm 2.5°)\sin \omega t$ の正弦波を用いたが，これは可変静翼角について必ずしも線形範囲内とは言えず，近似的な周波数特性試験となっている。

可変静翼は本来，圧縮機の作動領域の確保を目的としているが，産業用ガスタービンなどでは空気流



(a) $N_l(s)/\beta(s)$　(b) $F(s)/\beta(s)$

(c) $N_h(s)/\beta(s)$　(d) $P_3(s)/\beta(s)$

図5 抽気空気量変化に対する周波数応答特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

量制御のために採用することがあり，可変静翼角のエンジン静特性，動特性に与える影響は，航空用ガスタービンより大きい。

抽気空気流量変化に対する動特性　図5(a)～(d)に抽気弁開度βに対する，低圧ロータ回転速度N_l，推力F，高圧ロータ回転速度N_h，圧縮機出口圧力P_3の周波数特性を示す。図3，図4と同様に，実線は16次元モデルによる計算値，点線は2次元近似モデルによる計算値である。2次元近似伝達関数は，表1にまとめられている。実機エンジンでは周波数応答試験ができないため実験データはない。これらの周波数特性は，燃料流量変化に対する周波数特性（図3）および伝達関数（表1）に極めて類似している。

STOL機「飛鳥」では，高揚力発生のため主流空気の10%に及ぶ抽気がなされた。この抽気量レベルは，エンジンの定常性能およびダイナミックス性能へ与える影響が大きいため詳細な検討がなされた。抽気は可変静翼と同様に本来，圧縮機の作動領域の確保を目的としているが，高速VTOL機用コア分離型エンジン，パワードリフト機用エンジン，等では別の目的でより多量の抽気空気を必要としており，エンジン設計段階から抽気空気の影響を考慮していく必要がある。

6. むすび

2軸ターボファンエンジンの3制御変数（燃料，可変静翼，抽気）に対する動特性を，実機エンジンの周波数応答試験およびステップ応答試験により求めた。また，非線型ダイナミックシミュレーションから導出された動特性の妥当性を検証した。制御変数の多い将来型ガスタービンエンジンでは，全ての制御変数からの動特性を明確にしておかなければ適切な制御システムは設計できないと言っても過言でない。本報告で述べた動特性導出法は，非線型システムであるガスタービンエンジンの良好な線形モデルを構築し，制御システム設計のための基礎データを提供しうるものである。[1998.10.8]

記号

A,B,C,D：システム行列，F：推力，f：燃空比，$\mathbf{f}(\cdot),\mathbf{g}(\cdot)$：ベクトル関数，$h$：エンタルピ，$I$：単位行列，$M$：飛行マッハ，$m$：蓄積質量，$N_h$：高圧ロータ回転速度，$N_l$：低圧ロータ回転速度，$P$：全圧，$p$：静圧，$Q$：パワー，$s$：ラプラス演算子，$T$：全温，$t$：静温，$u$：蓄積エネルギ，$\mathbf{u}$：制御変数ベクトル，$V$：速度，$x$：水空比，$\mathbf{x}$：状態変数ベクトル，$\mathbf{y}$：計測変数ベクトル，$W$：ガス流量，$W_f$：燃料流量，$\beta$：抽気弁開度，$\xi$：可変静翼角度，$\tau$：時定数，$\omega$：角周波数。【下添字】$bn$：バイパスノズル，$hc$：高圧コンプレッサ，$fh$：ファン（ハブ側），$ft$：ファン（ティップ側），$ht$：高圧タービン，$lt$：低圧タービン，$mn$：メインノズル，$s$：定常状態，$0,21,3,4,41,5,3b$：エンジン断面位置（図1参照）。【上添字】$\dot{o}$：微分，$o^T$：転置行列。

参考文献

(1) 柳，関根，中山，佐々木，森田，“ファンエンジン地上試験用FADECの試作”，第4回日本ガスタービン学会秋季講演会論文集，1989.

(2) Sugiyama, N., “Generalized High Speed Simulation of Gas Turbine Engines”, ASME 90-GT-270, 1990.

(3) Sugiyama, N., “Derivation of System Matrices from Nonlinear Dynamic Simulation of Jet Engines”, Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol.17, No.6, pp1320-1326, 1994.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ＩＭ４００　ＴＲＩ－ＦＬＥＣＳの開発

C—4

～電力、蒸気、圧縮空気の３つを供給可能なガスタービンコージェネレーションシステム～

＊磯本　　馨（石川島播磨重工）
宇治　茂一（石川島播磨重工）
今村　龍三（石川島播磨重工）

１．はじめに

近年、環境問題の一つとして、地球温暖化の主要因と目されているCO_2の削減が強く求められており、１９９７年１２月に京都で開催されたＣＯＰ３（気候変動枠組み条約第３回締約国会議）において、各国とも１９９０年を基準とした２０１０年におけるCO_2の排出量削減量の目標値が明確に設定された。

「省エネルギー」への積極的取り組みは、この問題の解決に対するもっとも確実なアプローチの一つであることは間違いないものと思われる。そのような中でガスタービンを用いたコージェネレーションも優れた省エネルギー機器の一つとして導入促進が期待されている。しかし、従来のガスタービンと排熱回収ボイラを単純に組み合わせたシステムでは、得られる熱（蒸気）と電力の比（熱電比）が一義的に決まってしまう。このため、電力需要に比べて熱需要の少ないケースや、熱需要があっても季節変動によって需要の少ない数ヶ月の間、余剰となった熱（蒸気）を廃棄せざるを得ないユーザー（客先）では省エネルギー、コスト的にメリットが見出せず導入を見送る場合が少なくない。その対策として、排熱ボイラで発生した蒸気をガスタービンに噴射して電力として回収可能ないわゆる熱電可変型のガスタービンコージェネレーションシステムが考案され当社ではその一つとして最大出力６０００ｋＷ級のＩＨＩ—ＦＬＥＣＳ（ＦＬｅｘｉｂｌｅ Ｅｌｅｃｔｒｉｃ Ｃｏ－ｇｅｎｅｒａｔｉｏｎ Ｓｙｓｔｅｍの略で以後ＦＬＥＣＳと略記する）を開発し、現在１３プラントが稼動中である。

今回、蒸気需要が一時的にほとんど「ゼロ」となりうる需要家に対しても対応可能なように機能を拡張し、発生蒸気を電力のみならず「工業用圧縮空気」としても回収することのできるシステムを開発した。本報ではそのＩＭ４００　ＴＲＩ—ＦＬＥＣＳシステムの特徴と試験結果について述べる。ＩＭ４００　ＴＲＩ—ＦＬＥＣＳのＴＲＩとは需要家に対して電力、熱（蒸気）、工業用圧縮空気の３つを供給できることを意味している。

２．システムの概要

２．１　ＩＨＩ－ＦＬＥＣＳ

まず最初に、ＩＭ４００　ＴＲＩ－ＦＬＥＣＳシステムのベースとなるＩＨＩ－ＦＬＥＣＳシステムの概略について説明する。

従来のコージェネレーションシステムを図１に示す。このシステムにおいては、発生蒸気が余剰となる場合、ガスタービン排ガスの一部をバイパスダクトから廃棄する等の対応が必要となる。これに対し、ＩＨＩ－ＦＬＥＣＳ（**図２**）では、ボイラで発生でた蒸気はプロセス蒸気として送気さ

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

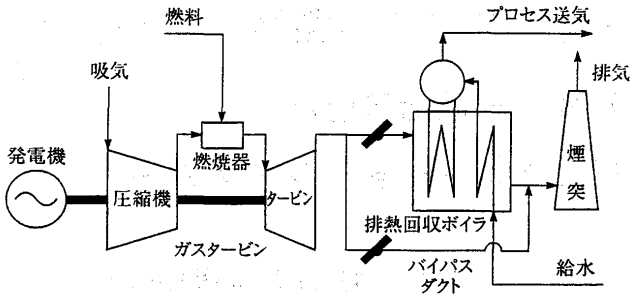


図１　従来型ガスタービンコージェネレーション

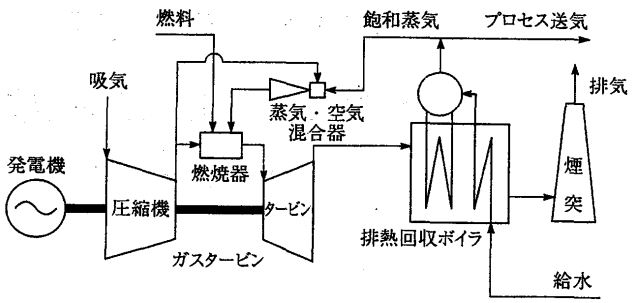


図２　ＩＨＩ－ＦＬＥＣＳ

れると同時に、ガスタービン燃焼器に噴射され電力として回収される。蒸気ドレンによるエロージョン等の問題を防ぐために発生蒸気（飽和蒸気）は過熱した後ガスタービンに噴射するのが好ましい。チェン・サイクルやＳＴＩＧ（ＳＴeam Ｉnjected Ｇas Ｔurbine）等他のシステムでは過熱のために排熱回収ボイラの上流に設置された蒸気過熱器を利用しているのに対し、ＩＭ４００—ＦＬＥＣＳでは発生蒸気をガスタービン圧縮機出口の高温の抽気と混合させることによって過熱している点を特徴とする。　これにより排ガスダクト中に設けている蒸気過熱器が不要となるため、省スペース性に優れ、また、排熱による蒸気発生量が増加して総合効率を向上させることができる。

２．２　ＩＭ４００　ＴＲＩ－ＦＬＥＣＳの特長

通常タービンは（１）式のようにチョーク状態で使用されるため、ガスタービンへの蒸気噴射量を増加させるとWが増加し、タービン入口圧力Ｐと連動して圧縮機出口の圧力も上昇して圧縮機の不安定作動域までのマージン（サージマージン）が減少することになる（図３）。

$$W\sqrt{T}/P=一定 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

Ｗ　：　タービン入口流量

Ｔ　：　タービン入口温度

Ｐ　：　タービン入口圧力

このため、ガスタービンによって噴射可能な蒸気の量は制限される。ＩＭ４００－ＦＬＥＣＳで使用しているAllison　５０１—ＫＨ５ガスタービンの場合、サージマージンが大きいため吸気空気量の２０％程度までの蒸気を噴射することができ、約５０％の出力増加が可能になっている。

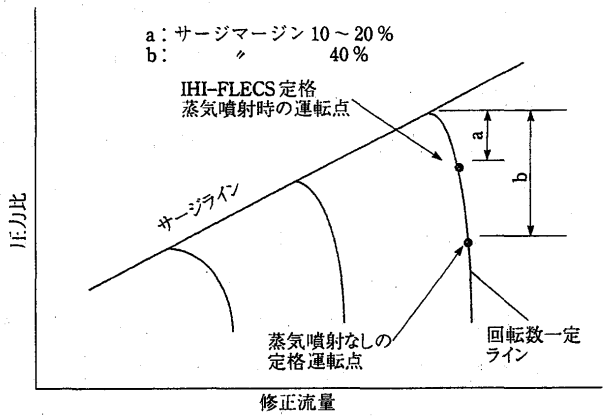


図３　蒸気噴射による圧縮機の動作特性

しかしながら、それでも排熱回収ボイラで発生した蒸気の全量を噴射することはできず、年間を通じて蒸気消費は「ゼロ」となる時期がありうる需要家に対しては、余剰蒸気の有効活用を別途検討する必要がある。

余剰蒸気の有効活用の方法としては、以下の２案が考えられる。

（１）蒸気エクスパンダーによる動力回収　（図４）

（２）ガスタービンへの噴射可能量を増加させると同時に、圧縮機出口から抽気を行い、これを工業用圧縮空気として利用する。

（１）では稼働率の割には設備費の増加が大きくなり、経済的に得策ではない場合が多い。従って（２）のアプローチで余剰蒸気の有効回収を計ることにした。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

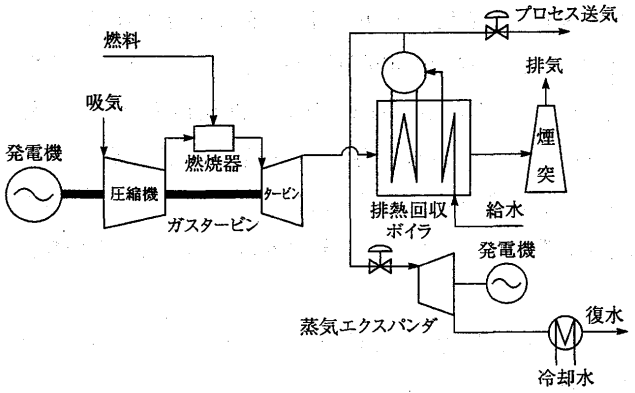


図４　蒸気エクスパンダによる排熱回収

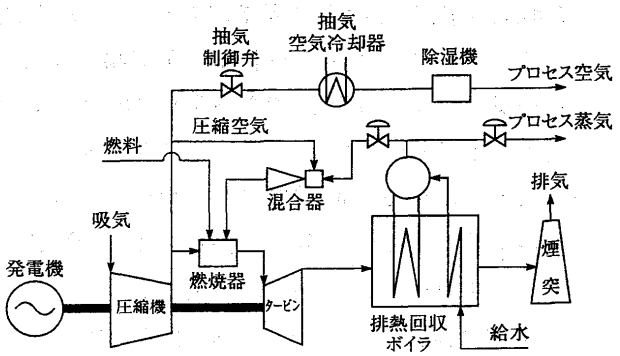


図５　ＩＭ４００　ＴＲＩ－ＦＬＥＣＳ

先程述べたように、蒸気噴射量が増加すると圧縮機出口圧力は増加するが、抽気量は逆に、その増加によって圧縮機出口圧力を低下させる効果をもたらす（（１）式のWを減少させる方向）。 従って、蒸気噴射量の更なる増加に対し抽気量を増やすことによって圧縮機のサージマージンを必要量確保する方法を採用した。圧縮機からの抽気は、冷却、乾燥した後工業用圧縮空気として利用される。工業用圧縮空気の供給は既設の圧縮空気設備の電力消費を間接的に節減することになるため、結果として余剰蒸気を電力として回収したと考えることができる。

２．３　システムの構成

ＩＭ４００　ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳシステムは、図５に示すように、ＩＨＩ―ＦＬＥＣＳシステムの圧縮機出口に抽気制御弁、抽気空気冷却器、除湿機を付加するのみのシンプルな構成である。

２．４　システムの制御

ＩＭ４００　ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳの制御上の特長は、抽気空気制御弁による圧縮機出口圧力の制御にある。ＩＨＩ―ＦＬＥＣＳでは、圧縮機出口圧力を制御パラメータとしていないため、必要な圧縮機のサージマージンを確保できる最大の蒸気噴射量（吸入空気の２０％レベル）があらかじめ設定されており、圧縮機出口圧力はその結果として決まる値となる。　一方、ＩＭ４００　ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳでは、目標とする圧縮機出口圧力がスケジュールとしてあらかじめ与えられており、抽気制御弁は、その時の条件に応じた圧縮機出口圧力を保つよう制御を行う。

ユーザはＦＬＥＣＳモードとＴＲＩ―ＦＬＥＣＳモードを選択することができるが、通常ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳモードは電力需要は大きいが蒸気需要は非常に少ない期間に選択される。

２．５　ＩＭ４００　ＴＲＩ－ＦＬＥＣＳの安全対策

ＩＭ４００　ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳでは、抽気がない状態でサージマージン確保上許容された量以上の蒸気をガスタービン内に噴射するため、サージを防止するための安全上の対策が重要となる。図６に示すように、ＩＭ４００　ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳの圧縮機出口圧力制御のクライテリアは圧力が低い順に次の４つのレベルを持っている。

① 制御目標値
② 警報値
③ 運用限界値
④ 不安定境界（サージライン）

①は圧縮機出口圧力制御の目標となる値、②は緊急回避操作をとる値で、 工場圧縮空気ラインの需要量の急減等により圧縮機出口圧力が制御目標値を超えて警報値に達した場合には、更なる圧力上昇を防止するために噴射蒸気を排ガスダクトに放出し、ガスタービン内に噴射される蒸気量

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を減らす操作を行う（図７参照）。 それと同時に自動的にＴＲＩ―ＦＬＥＣＳモードからＦＬＥＣＳモードに切り替えられて、蒸気噴射量はＦＬＥＣＳモードでの制限値（抽気がゼロでも十分なサージマージンを確保できる量）に向けて減少してゆく。この場合、圧縮空気の供給は停止するが、電力、蒸気の供給能力はＦＬＥＣＳモードとして維持される。 ③は、運用上許容できる限界の圧力である。②の緊急回避操作が行われても圧力が上昇し③の値を超えた場合には、ガスタービンへの燃料供給を遮断して運転を停止する。 ④は圧縮機が実際にサージを起こす限界圧力で、制御目標値よりも１０～２０％高い圧力である。

③の発電プラントとしての運用を停止するレベルの手前に、②の回避操作レベルを設定することにより、ユーザーの運用への影響は最小限にとどめられる。

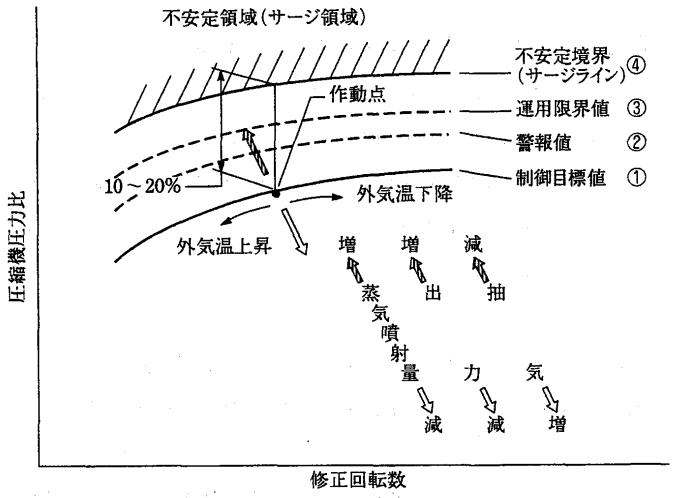


図６　圧力設定値と諸量が圧縮機圧力比に与える影響

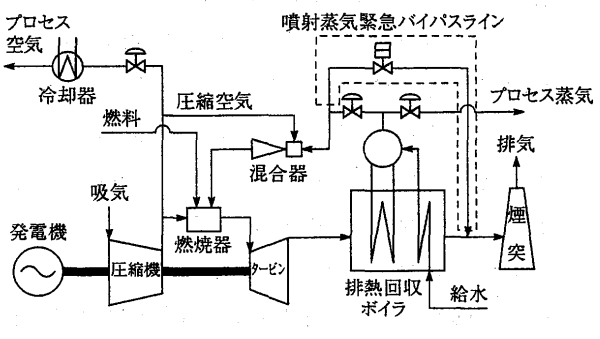


図７　噴射蒸気の緊急バイパス

３．実機による機能確認試験

３．１試験設備

試験は、１号機プラントで実施した。本プラントは、最大出力６０００ｋＷ級、排熱ボイラの蒸発量は約１２ｔ／ｈである。圧縮空気の冷却はボイラ給水を用いて行われるため、抽気空気の熱エネルギーは有効に回収できる。

３．２　試験方法

試験では次の確認を行なった。

（１）圧縮機出口圧力制御の特性確認

・圧縮機出口圧力制御の安定性など

（２）モード切り替え時のシステム安定性の確認

・抽気開始時のタービン入口温度の変化など

（３）非常時の対応機能確認

・圧縮機出口圧力異常上昇時の回避動作確認

圧縮機からの抽気量が増大することにより、タービン入口温度の周方向分布が増加することが懸念されるため、燃焼器出口の周方向１８ヶ所に温度センサーを取り付け、温度分布の測定を行なった。また、圧縮機出口に非定常圧力センサーを取り付けてサージの兆候を慎重にモニターしながら圧縮機出口圧力の警報値（図６の②）まで圧力を上昇させる試験も行った。これは圧縮機出口圧力

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の異常上昇に対する回避操作を行うまでの圧力範囲内においてサージの兆候がないことの確認を目的とする。

３．３試験結果

試験の結果得られた主な性能を表１に示す。余剰蒸気のエネルギーを圧縮空気として回収することにより、同量の圧縮空気を通常の空気圧縮機を使用して得た場合に必要な電力として換算した等価発電効率が１％以上向上したことがわかる。

表１　ＩＭ４００　ＴＲＩ－ＦＬＥＣＳの性能

発電機端出力　(kW)	6 300
発電機端効率　(%)	35.5
蒸気噴射量　(kg/h)	12 100
蒸気発生量　(〃)	12 100
送出蒸気量　(〃)	0
送出空気量　(〃)	2 580
送出空気換算電力　(kW)	237
等価発電効率　(%)	36.8(注)

(注) 発電端出力＋送出空気換算電力に関する効率
(吸気温度13℃，給水温度20℃)

（１）圧縮機出口圧力の安定性

抽気圧力制御弁の動作による圧縮機出口圧力の安定性は極めて良好で、±０．００５ MPa の範囲におさまっている。

（２）モード切り替え時のシステム安定性の確認

当初懸念されていた抽気開始時のタービン入口温度のオーバーシュートは見られなかった。また、蒸気噴射量の増加、抽気の増加に伴う、タービン入口温度周方向分布のばらつきの増加に関しても、分布の変化は多少見られたものの、ばらつきの幅に変化はみられず問題ないことを確認した。

（３）非常時の対応機能確認

想定されるもっとも厳しい状況として、ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳモード定格運転中に、抽気ライン上に急閉塞が発生した場合を模擬して抽気制御弁を故意に急閉させる試験を実施した。その結果、前述の圧縮機出口圧力警報値（図６の②）に到達したところで緊急回避操作が有効に機能し、問題なくＦＬＥＣＳモードに移行することを確認した。

また、圧縮機出口圧力警報値に達するまでの領域でサージの兆候が見られないことを確認した。

4. ま と め

ガスタービン内に蒸気を噴射することにより、蒸気需要の変動に対して柔軟に対応できるコージェネレーションシステム　ＩＨＩ－ＦＬＥＣＳの機能を更に拡大し、蒸気需要がゼロになることのある客先に対しても対応可能なシステム（ＩＭ４００　ＴＲＩ―ＦＬＥＣＳ）を開発した。

本システムは排熱ボイラの発生蒸気の全量をガスタービン内に噴射し、一方、圧縮機のサージマージンを確保すべく抽気をおこない、その抽気を冷却、乾燥させて工業用圧縮空気として利用するものである。これにより、従来、蒸気需要がない時には大気に逃がしていた熱エネルギーを圧縮空気（間接的には工場の圧縮機消費電力）として有効に回収できる。

実機による運転試験の結果、圧縮機出口圧力を安定して制御できること、抽気によるタービン入口温度の変化・周方向分布のバラツキに問題ないことを確認した。

本開発により熱電可変型コージェネレーションの柔軟性が更に向上し、これまで導入のメリットがなかった客先に対しても対応可能となった。今後もユーザーのニーズをくみとり、コージェネレーションによる省エネルギーを通して地球環境保全に貢献すべく努力を続けてゆきたい。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C—5

CO_2回収のための水素分離型タービン発電システムの提案 (第一報 燃焼器設置方式)

*森塚秀人、渡辺和徳、高橋 徹 ((財)電力中央研究所)

まえがき

火力発電所から排出されるCO2の回収を行う新しい方式の発電システム(水素分離型タービン発電システム／Hydrogen Decomposed Turbine (HYDET))を提案し、その予想性能について検討を行った。本報では、膜改質器を燃焼器に設置する場合の水素分離型タービン発電システム(システム1)についての検討結果について報告する。

提案のシステムは、膜改質器と呼ばれる装置により、天然ガスを水蒸気改質し、同時に改質ガスから水素分離膜により水素を分離する。メタンおよびCOが含まれる非透過ガスを後置燃焼器で純酸素により燃焼することにより、高濃度のCO_2を直接回収し、LNGの冷熱により液化するものである。膜改質器の水素分離膜としては、無機質多層多孔質セラミック膜(耐熱温度400℃以上)の水素分離膜を想定した。

熱収支計算の結果、水素分離型タービン発電システム1の送電端効率(高位基準)は50%を超え、水素分離タービン発電システムのCO_2回収率は、水素分離膜の分離率に依存するが、理想的には100%であり、LNG冷熱を利用するCO_2液化装置を用いることにより高い効率でCO_2を回収することができるものと予想される。これらのシステムを実用化するためには、高温無機質水素分離膜が鍵となる技術である。

1. CO_2回収型火力発電システムについて

著者らは、高温ガスタービンによる複合発電システム、石炭をガス化して燃料とする石炭ガス化複合発電システムの熱効率解析を行ってきたが、CO_2回収型火力発電システムは、このような高効率な最先端の発電システムをベースとした検討が不可欠である。前者の場合、天然ガスという発熱量当たりのCO_2発生原単位の小さい燃料を用いている上、実用化されている1300℃級ガスタービン複合発電で47%(以下送電端高位基準)、計画中の1500℃級ガスタービン複合発電では52%を超える高い熱効率を誇る。また、後者は、発熱量当たりのCO_2発生原単位は化石燃料中最も大きいが、その賦存量が一桁以上大きい石炭を高効率で利用するために不可欠の技術と考えられており、欧米で稼働中の湿式ガス精製システムを用いたシステムの場合、41%、高温乾式ガス精製システムが実用化されれば、43%以上の比較的高い熱効率での発電が可能となる。

次に、CO_2の回収方法としては、ボイラ排ガスから化学吸収法、物理吸着法によりCO_2を分離回収する方式が一般的であるが、排ガス中の濃度が低いこと、処理ガス量が膨大なため大規模な設備となること、さらに吸収液の再生等に蒸気等のエネルギーを消費するために送電端電力が低下することなど実用化する上で問題点がある。当所では、石炭ガス化ガスによる燃焼器試験を行うために、プロパンを水蒸気改質した後、低温の有機水素分離膜を用いて改質ガスから水素を分離し、ガス組成を合わせている。この技術を用い、天然ガスを水蒸気改質して水素分離膜により水素を分離すれば、残りのガスは改質されな

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集, 1998.10, (函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

かった残存メタン、水蒸気、CO とになる。このガスを純酸素で燃焼させ、冷却して水蒸気を除去することにより高濃度のが直接得られる。分離された水素は通常の複合発電の燃料として使用しても水蒸気のみ発生する。この概念により考案したものが、改質ガス分離型複合発電システムである。

水素分離膜として、運転温度が低いポリイミド膜等の有機水素分離膜を使用する場合、改質器出口の改質ガスを冷却することによる熱損失と燃料の再圧縮が必要であるために、送電端効率は約 10%低下してしまい、熱効率上排ガスからの回収との優位差がない。一方、運転温度が 400℃の無機多孔質水素分離膜が実用化できたと想定した場合、改質ガスを冷却する必要が無くなったこと、透過ガスの圧力をガスタービンへの供給に必要な圧力を確保して燃料の再圧縮を不要としたことにより、熱効率の低下を5%程度と低く抑える見通しを得た。しかし、発電システムからの CO_2 回収を実用化するには、さらに効率を改善する必要があると考え、この水素分離膜を改質器と一体化することにより、CO_2 を回収して熱効率も通常の複合発電システムよりも高くできる発電システム方法を見出した。それが、今回提案する水素分離型タービン発電システムである。

2. 水素分離型タービン発電システム1について

水素分離型タービン発電システムの基本的な概念は、再生サイクルガスタービンである。プロパンを燃料とする再生サイクルガスタービンは、新エネルギー総合開発機構（NEDO）のプロジェクトとして中国電力大崎発電所において研究開発が行われた。この再生サイクルガスタービンは、メタノールが 250～350℃の比較的低温で水蒸気改質して水素と CO_2 になることを利用して、吸熱反応である水蒸気改質反応に必要な反応熱をガスタービン排ガスの熱量を利用するものである。このようにするとガスタービンからの排熱をガスタービンに戻すことが出来、排熱回収蒸気系をボトミングサイクルに持つ通常の複合発電サイクルよりも熱効率を高くすることができる。

天然ガスの場合、メタノールと違って 850～950℃の高温下で改質反応をさせる必要があるため、通常の改質器ではこの再生サイクルが利用できない。しかし、図 1 に示す高温水素分離膜とこの改質器を一体化した膜改質器を用いれば、生成系から水素が除去されることにより水蒸気改質反応が進むため、450～500℃程度の比較的低い温度でも十分な天然ガス改質効率が得られる。この温度レベルであれば、定格運転時に 550℃以上あるガスタービン排ガスの熱を利用して再生サイクルを組むことが可能である。

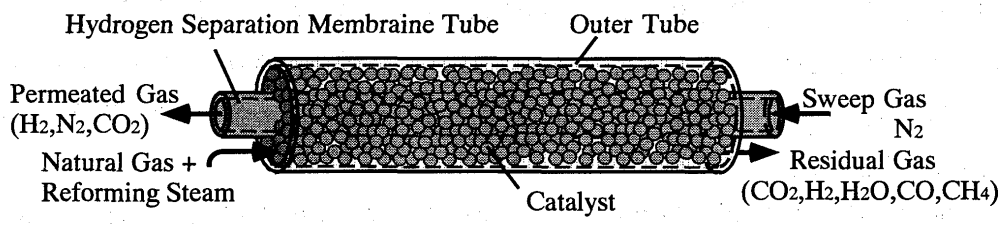


図 1 膜改質器概念図

著者らは、この膜改質器をガスタービンの燃焼器の前に置いたシステム（図 2）を考案した。天然ガスの改質に必要となる反応熱は、透過された水素の一部を燃焼する事により得る。そのため、本方式では、負荷に関係なく膜改質器の温度を適温に保つことが出来る。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

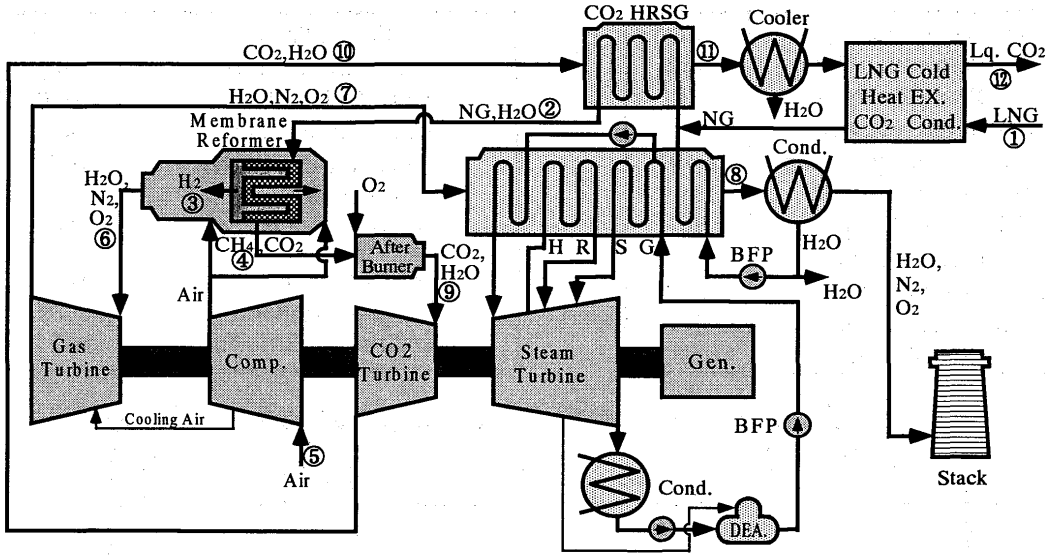


図 2 水素分離型タービン発電システム1構成図

3. 水素分離型タービン発電システム1(HYDET)の予想性能

次に、この水素分離型タービン発電システム1の熱物質収支を計算するプログラムを作り、熱効率の試算を行った。ここで想定した膜改質器は、高温セラミックス高孔質水素分離膜とニッケル系の触媒の組み合わせであり、H2/CO_2を 42、H2/ CO 選択透過性を 80 とした。天然ガス改質率は、天然ガス改質反応(1)と水素シフト反応(2)の化学平衡より決まる。

$$CH_4 + 2H_2O \rightarrow CO_2 + 4H_2 \quad \cdots\cdots\cdots(1)$$

$$CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2 \quad \cdots\cdots\cdots(2)$$

ここで複合発電系として、ガスタービンは 1300℃級、排熱回収蒸気系は、亜臨界圧三重圧再熱サイクルを想定した。ただし中圧蒸気系は天然ガスの改質用の蒸気発生用である。この場合の標準的な複合発電システムの熱効率は発電端で 48%、送電端で 47%である。最新の 1500℃級ガスタービンの場合は効率が 5~6%向上することは言うまでもない。代表的運転ケースとして、膜改質器の運転パラメーターである水素分離率 98%、メタン水蒸気比 2.5 の場合の熱物質収支表を表 1 に、ガスタービン排熱回収ボイラの熱交換線図を図 3、熱流れ図を図 4 に示す。

表 1 水素分離型タービン発電システム熱物質収支

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	LNG	NG+	P-G	R-G	Air	H2O+	H2O+	H2O+	CO2+	CO2+	CO2+	LCO2
Temp.	-169	500	500	500	15	1430	566	95	880	650	130	-50
Press.	34.3	28.	16.	27.	1.	15.	1.08	1.03	26.5	5.9	5.4	4.9
Mass.	14.1	54.4	10.2	46.2	600	500	610.2	610.2	47.9	47.9	47.9	38.9
CH4	0.88	0.88	0.00	0.003	-	-	-	-	-	-	-	-
H2	-	-	3.43	0.07	-	-	-	-	-	-	-	-
CO	-	-	0.00	0.03	-	-	-	-	-	-	-	-
H2O	-	2.21	-	0.05	0.04	3.46	3.47	3.47	0.55	0.55	0.55	-
CO2	-	-	0.02	0.93	-	0.02	0.02	0.02	0.86	0.86	0.86	0.86
N2,Ar	-	-	0.09	-	16.4	13.47	16.49	16.49	0.0	0.0	0.0	-
O2	-	-	-	-	4.37	1.85	2.66	2.66	0.0	0.0	0.0	-
Heat	786.7	943.1	1030.	78.0	1.8	1064.	543.4	206.4	78.4	62.2	29.9	-

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Steam/Carbon Ratio	2.5
Hydrogen Permeation Ratio	0.98
H2/CO2 Permselectivity	42
H2/CO Permselectivity	80
Gas Turbine Combustor Temp.	1430
Gas Turbine Press. Ratio	14
SH/RH Steam Temp.	540
HP Steam Drum Press.	176
Reforming Steam Drum Press.	29.4
LP Steam Drum Press.	1.5
Generator Efficiency	0.985

Comp. Power	223.1
Gas Turbine Power	540.2
CO2 Turbine Power	16.0
Steam Turbine Power	80.3
Generator-end Power	407.2
Auxiliary Power	7.2
Sending-end Power	399.3
Generator-end Efficiency	51.8%
Auxiliary Ratio	1.7%
Sending-end Efficiency	50.8%

Units: Temp (deg.C), Press (10^5 Pa), Mass flow. (kg/sec), Gas flow (kmol/sec), Heat flow and Power (MW)

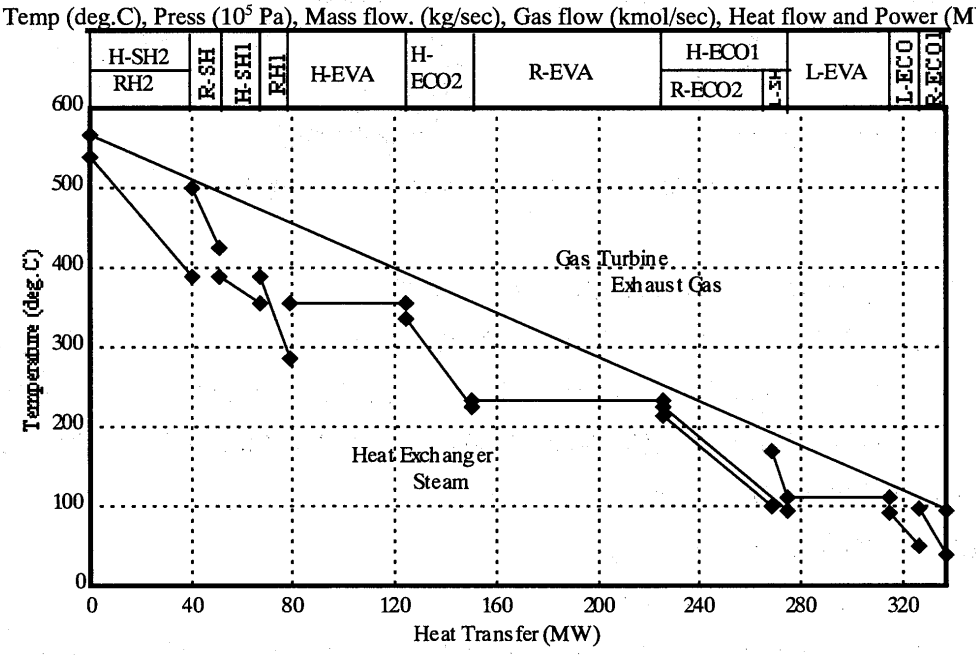


図 3 ガスタービン排熱回収ボイラ熱交換線図

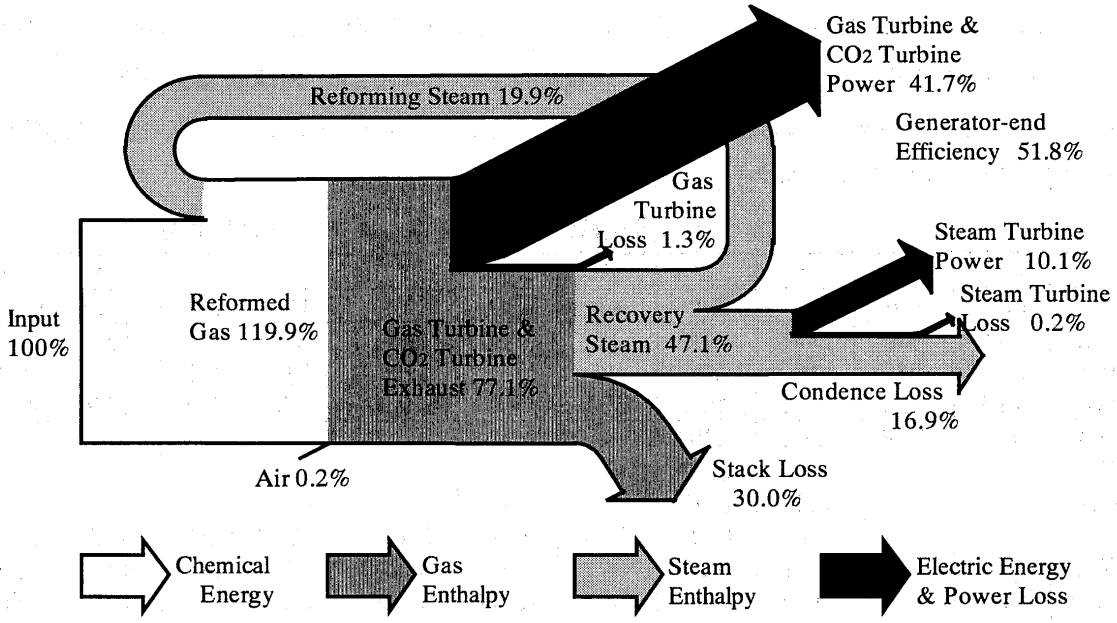


図 4 水素分離型タービン発電システム1熱流れ図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図 4 の熱流れ図でも明らかなように、本水素分離型タービン発電システム1は、改質用水蒸気の発生にガスタービン排ガスを利用し、これが改質器で水素に変換され、水素は燃焼器で燃えて高温の燃焼ガスとなる。再生サイクルの効果により、発電端効率 51.8%、送電端効率 50.8%の高い熱効率となっている。

次に、水素分離率、メタン水蒸気比(S/C)を変化させた時の性能を検討した結果を図 5 に示す。

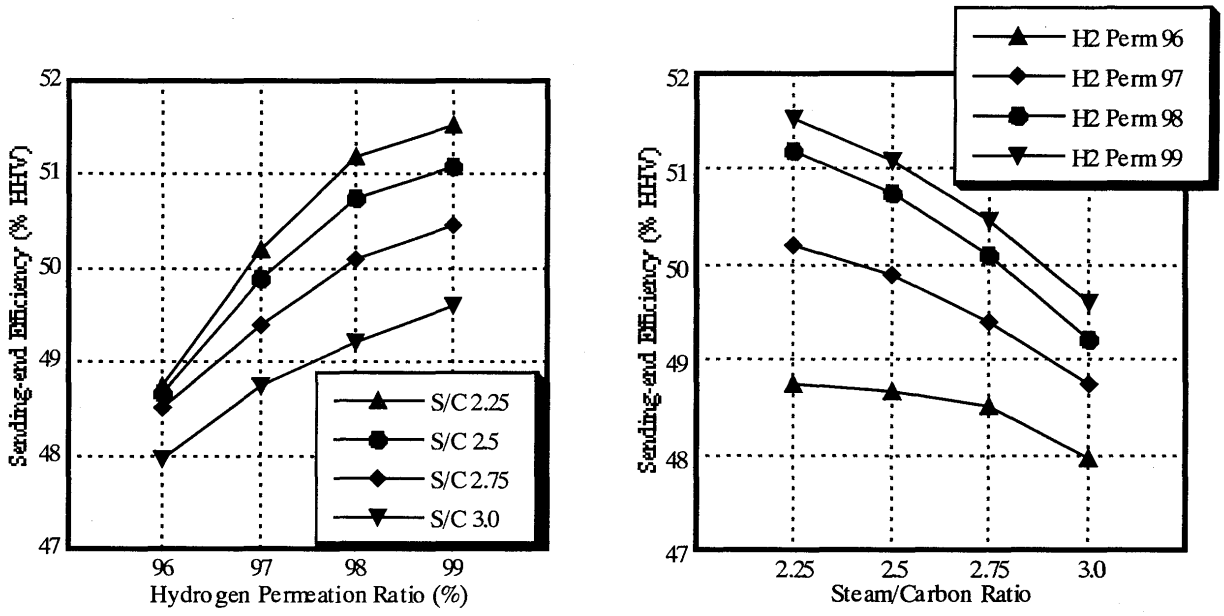


図 5 水素透過率と S/C に対する送電端効率

あとがき

将来その導入も有り得る火力発電システムからの回収を考慮した、新しい発電システムの候補として、水素分離型タービン発電システムを考案し、その性能計算を行った。その結果、提案のシステムは再生サイクルの効果により、CO_2 を回収しながら、熱効率は通常の複合発電システムよりも向上させる可能性のあることがわかった。

参考文献

1) 森塚他;「二酸化炭素回収のための火力発電システムの検討－第1報天然ガス火力の場合－」、電中研報告W89016, 1989年10月
2) 森永、森塚、牧野;「CO2回収型火力発電システムの開発－水素分離技術を用いた天然ガス改質CO分離複合発電－」、電中研報告W92029, 1993年8月
3) M. Bracht et. al., Water Gas Shift Membrane Reacter for CO_2 Control in IGCC Systems: Techno-economic Feasibility Study, ICCDR3 PP S159-164,1996
4) 都留、浅枝他;「Inorganic Microporous Membranes for Nanofiltration in Non-aqueous Solutions」ICIM PP314-317,1998
5) 安田(土屋)、森塚、伊崎;「Preparation and Evaluation of Inorganic-Organic Combined Membrane for High Temperature Gas Separation」 ICIM PP420-423,1998

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C—6

CO_2回収のための水素分離型タービン発電システムの提案（第二報 排熱回収ボイラ設置方式）

*高橋 徹、森塚秀人、渡辺和徳、（(財)電力中央研究所）

まえがき

火力発電所から排出される CO_2 の回収を行う新しい方式の発電システム（水素分離型タービン発電システム／Hydrogen Decomposed Turbine（HYDET））を提案し、その予想性能について検討を行った。本報では、膜改質器を排熱回収ボイラ内に設置する場合の水素分離型タービン発電システム（システム2）についての検討結果について報告する。

提案のシステムは、膜改質器と呼ばれる装置により、天然ガスを水蒸気改質すると同時に改質ガスから水素分離膜により水素を分離する。メタンおよび CO が含まれる非透過ガスを後置燃焼器で純酸素により燃焼することにより、高濃度の CO_2 を直接回収し LNG の冷熱により液化するものである。膜改質器の水素分離膜としては、無機質多層多孔質セラミック膜（耐熱温度 400℃以上）の水素分離膜を想定した。

熱収支計算の結果、水素分離型タービン発電システム2の送電端効率（高位基準）は第一報のシステム1よりも 1%程度高い 51%を超える熱効率が得られた。

1. 水素分離型タービン発電システム2について

天然ガスの場合、通常 850～950℃の高温下で改質反応をさせる必要が、図 1 に示す高温水素分離膜とこの改質器を一体化した膜改質器を用いれば生成系から水素が除去されることにより水蒸気改質反応が進むため 450～500℃程度の比較的低い温度でも十分な天然ガス改質効率が得られる。この温度レベルであれば、定格運転時に 550℃以上あるガスタービン排ガスの熱を利用して再生サイクルを組むことが可能である。

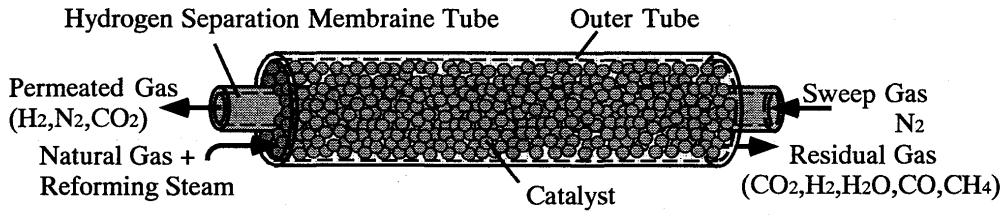


図 1 膜改質器概念図

本報告では、この膜改質器をガスタービンの排熱回収ボイラ内に設置することにより改質に必要な熱を得る水素分離型タービン発電システム2（図 2）を考案し、その熱効率を第一報と同様の手順により検討した。

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

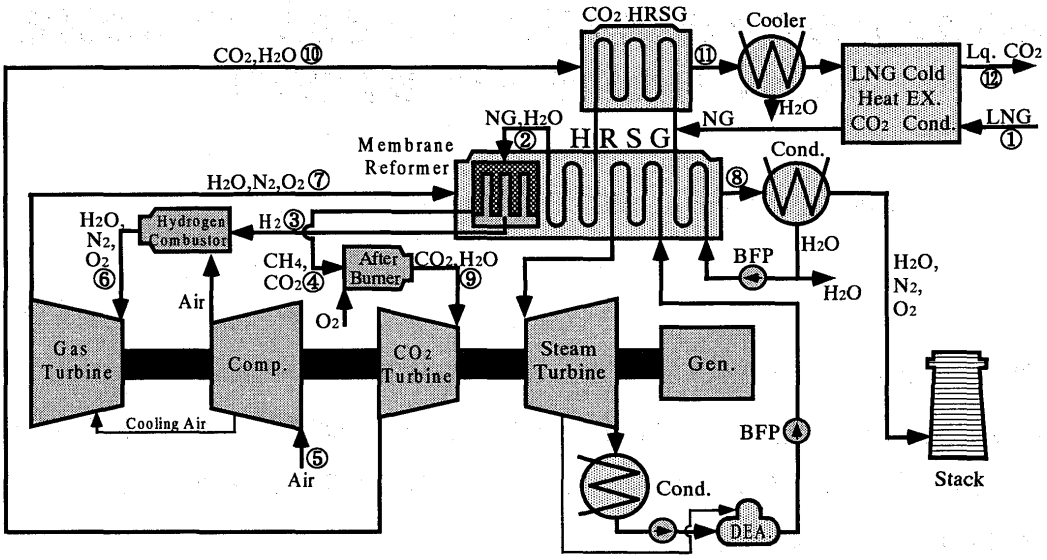


図 2 水素分離型タービン発電システム2構成図

2. 水素分離型タービン発電システム2の予想性能

この水素分離型タービン発電システム1の熱物質収支を計算するプログラムを作り、熱効率の試算を行った。ここで想定した膜改質器は、高温セラミックス高孔質水素分離膜とニッケル系の触媒の組み合わせであり、H_2/CO_2 を 42、H_2/CO 選択透過性を 80 とした。天然ガス改質率は、天然ガス改質反応(1)と水素シフト反応(2)の化学平衡より決まる。

$$CH_4 + 2H_2O \longleftrightarrow CO_2 + 4H_2 \quad \cdots\cdots(1)$$

$$CO + H_2O \longleftrightarrow CO_2 + H_2 \quad \cdots\cdots(2)$$

ここで複合発電系として、ガスタービンは 1300℃級、排熱回収蒸気系は亜臨界圧三重圧再熱サイクルを想定した。ただし中圧蒸気系は天然ガスの改質用の蒸気発生用である。この場合の標準的な複合発電システムの熱効率は発電端で 48%、送電端で 47%である。最新の 1500℃級ガスタービンの場合は効率が 5～6%向上することは言うまでもない。代表的運転ケースとして、膜改質器の運転パラメーターである水素分離率 98%、メタン水蒸気比 2.5 の場合の熱物質収支表を表 1 に、ガスタービン排熱回収ボイラの熱交換線図を図 3、熱流れ図を図 4 に示す。

表 1 水素分離型タービン発電システム熱物質収支

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	LNG	NG+	P-G	R-G	Air	H2O+	H2O+	H2O+	CO2+	CO2+	CO2+	LCO2
Temp.	-169	450	480	480	15	1430	562	95	875	650	130	-50
Press.	34.3	28.	16.	27.	1.	15.	1.08	1.03	26.5	5.9	5.4	4.9
Mass.	14.4	42.7	8.1	36.5	600	500.3	608.1	608.1	37.9	37.9	37.9	30.
CH4	0.7	0.7	0.00	0.004	-	-	-	-	-	-	-	-
H2	-	-	2.7	0.06	-	-	-	-	-	-	-	-
CO	-	-	0.00	0.02	-	-	-	-	-	-	-	-
H2O	-	1.75	-	0.04	0.04	2.73	2.75	2.75	0.44	0.44	0.44	-
CO2	-	-	0.02	0.66	-	0.02	0.02	0.02	0.68	0.68	0.68	0.68
N2,Ar	-	-	0.07	-	16.4	13.52	16.47	16.47	0.0	0.0	0.0	-
O2	-	-	-	-	4.37	2.23	3.02	3.02	0.0	0.0	0.0	-
Heat	622.3	740.5	1044	61.9	2.4	1010.	499.8	173.5	62.2	49.4	25.3	-

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Steam/Carbon Ratio	2.5
Hydrogen Permeation Ratio	0.98
H2/CO2 Permselectivity	42
H2/CO Permselectivity	80
Gas Turbine Combustor Temp.	1430
Gas Turbine Press. Ratio	14
Reforming Steam Drum Press.	29.4
LH Steam Temp.	170
LP Steam Drum Press.	1.5
Generator Efficiency	0.985

Comp. Power	223.5
Gas Turbine Power	529.7
CO2 Turbine Power	12.7
Steam Turbine Power	17.4
Generator-end Power	331.2
Auxiliary Power	6.4
Sending-end Power	324.8
Generator-end Efficiency	53.2%
Auxiliary Ratio	1.9%
Sending-end Efficiency	52.2%

Units: Temp (deg.C), Press (10^5 Pa), Mass flow. (kg/sec), Gas flow (kmol/sec), Heat flow and Power (MW)

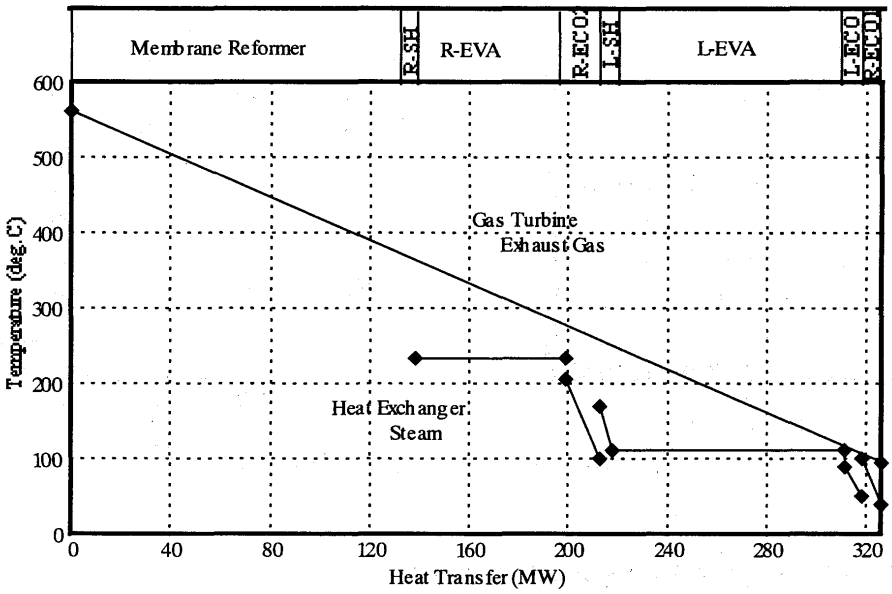


図 3 ガスタービン排熱回収ボイラ熱交換図

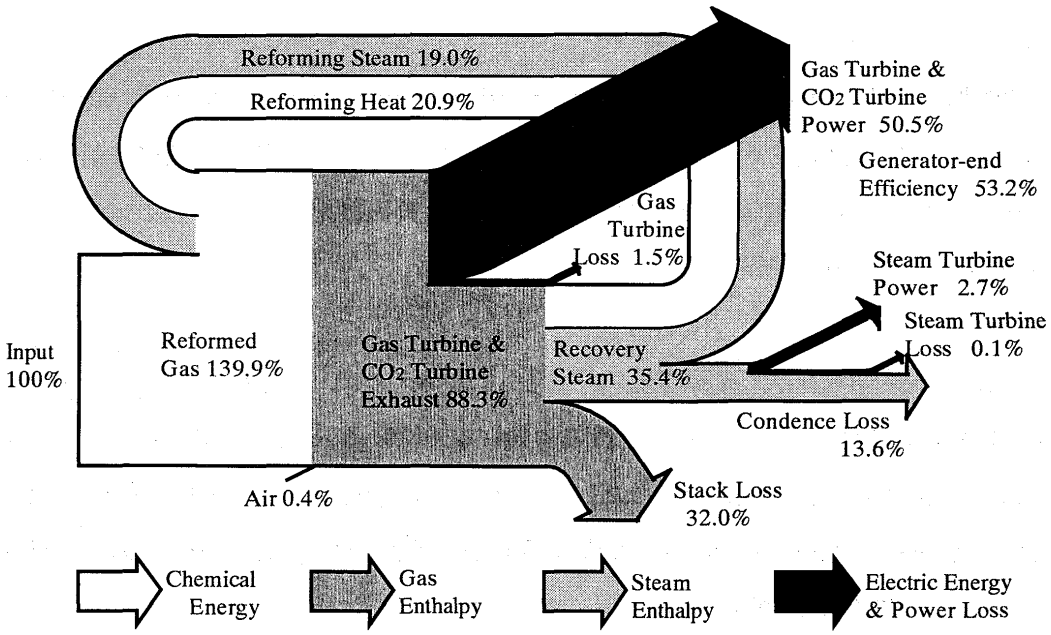


図 4 水素分離型タービン発電システム1熱流れ図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図 4 の熱流れ図でも明らかなように、本水素分離型タービン発電システム2は、改質用水蒸気の発生にガスタービン排ガスを利用し、これが改質器で水素に変換され、水素は燃焼器で燃えて高温の燃焼ガスとなる。再生サイクルの効果により、発電端効率 53.2%、送電端効率 52.2%の高い熱効率となっている。

次に、水素分離率、メタン水蒸気比(S/C)を変化させた時の性能を検討した結果を図 5 に示す。効率は水素分離率が高いほど高くなることがわかる。また、S/C の増加に対して効率は高くなっており S/C=3 程度で最大となることが分かる。

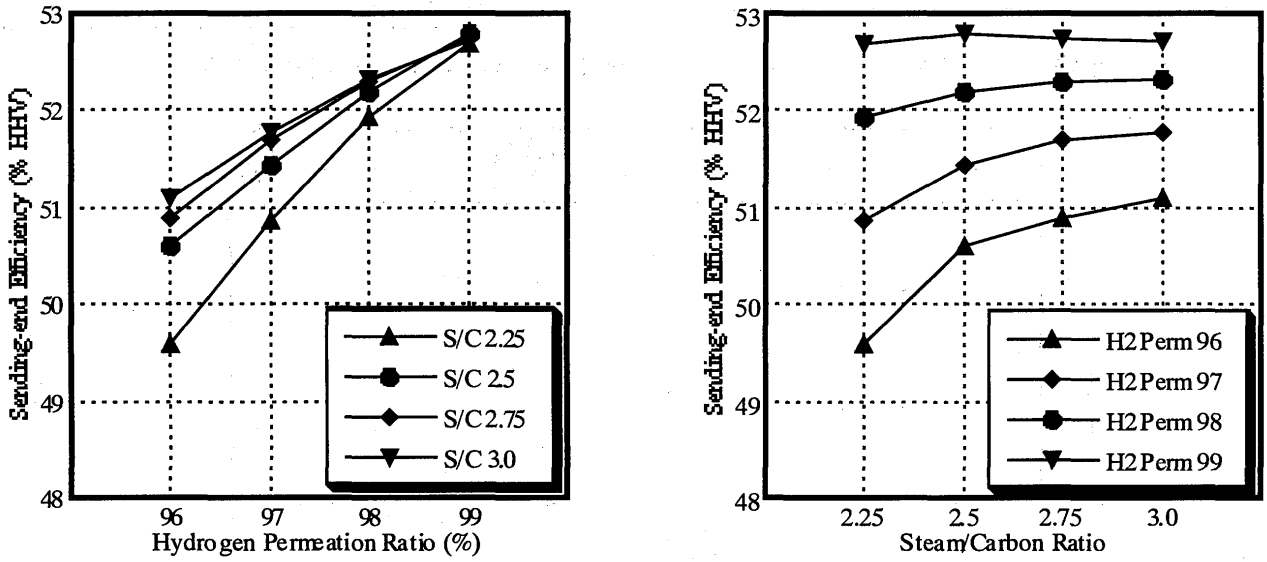


図 5 水素透過率と S/C に対する送電端効率

3. 水素燃焼ガスタービン発電システム1とシステム2の比較

次にシステム1とシステム2の性能について比較する。システム1は膜改質器をガスタービン燃焼器の前に、システム2は排熱回収ボイラ内に設置するものであり、次のような特徴がある。

・システム1

天然ガスの改質に必要な水蒸気にのみガスタービン排熱を用い、改質の反応熱には透過した水素の一部を燃焼することにより供給する。したがって、一般的にガスタービンは部分負荷時に排ガス温度が低下するが、本システムにおいては排ガス温度に関係なく膜改質温度を一定に保つことができる。排熱回収蒸気系の効率は通常の複合発電システムとほぼ同じである。

・システム2

天然ガス改質に必要な蒸気と改質反応熱の両者ともにガスタービンの排熱を利用する。そのため、再生サイクルの効果がシステム1に比べ大きく、熱効率的に有利である。したがって、システム2の熱効率はシステム1よりも高くなるものと考えられる。ただし、ガスタービン排熱の高温部分を改質反応熱に費やすので、排熱回収蒸気系は低圧のみとなるため蒸気系の効率は低くなる。また、排ガス温度が低下する部分負荷での運転は困難であると考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

また、システム2においては S/C が 3 程度で熱交率が最大となり、システム1においては 2.25 程度で効率が最大となる。これはシステム2では再生サイクルの効果が大きくでる S/C=3 が蒸気の潜熱損失よりも上回るからと考えられる。

あとがき

将来その導入も有り得る火力発電システムから CO_2 の回収を考慮した新しい発電システムの候補として水素分離型タービン発電システムを考案し、その性能計算を行った。その結果、提案のシステムは再生サイクルの効果により、CO_2 を回収しながら熱効率は通常の複合発電システムよりも向上させる可能性のあることがわかった。さらに、システム1とシステム2を比較した結果、再生サイクルの効果が大きいシステム2の方がシステム1より 1%程度熱効率が高いことが分かった。

参考文献

1) 森塚他;「二酸化炭素回収のための火力発電システムの検討－第1報天然ガス火力の場合－」、電中研報告 W89016,1989 年 10 月
2) 森永、森塚、牧野;「CO_2 回収型火力発電システムの開発－水素分離技術を用いた天然ガス改質CO分離複合発電－」、電中研報告 W92029,1993 年 8 月
3) M. Bracht et. al., Water Gas Shift Membrane Reacter for CO_2 Control in IGCC Systems: Techno-economic Feasibility Study, ICCDR3 PP S159-164,1996
4) 都留、浅枝他;「Inorganic Microporous Membranes for Nanofiltration in Non-aqueous Solutions」ICIM PP314-317,1998
5) 安田(土屋)、森塚、伊崎;「Preparation and Evaluation of Inorganic-Organic Combined Membrane for High Temperature Gas Separation」ICIM PP420-423,1998

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C—7

燃料電池をトッピングとして用いたACC発電システムの検討

＊幸田栄一（(財)電力中央研究所）

1．はじめに

ガスタービンと蒸気タービンを用いたACC（Advanced Combined Cycle）発電は、これまでガスタービン入口の温度上昇とこれに伴う蒸気系の高効率化などにより著しい高効率化が進められ、回収式蒸気冷却を用いた1500℃級ACCでは、６０％（LHV）という効率が達成されようとしている。しかし、将来のさらなる高効率化を考えた場合、これ以上の高温化はNOx生成量の増大などの問題もあり、難しいと考えられる。

一方、将来の高効率発電技術として開発が進められている燃料電池は、燃料の化学エネルギーから直接電気エネルギーを取り出せるため、温度によらず高効率が達成できるが、出力密度が低く、低コスト化が難しいと考えられる。

そこで、高効率でありながら低コストであるACCと、コストは高いもののさらなる高効率化が可能であるという燃料電池の特徴を活かすことにより、コストの上昇を抑えつつ大幅な高効率化が可能と考え、燃料電池をトッピングとして用いたACC発電システムについて検討を行った。

2．燃料電池におけるエネルギーの変換

燃料電池内の反応は

$$\text{MCFC}: H_2 + CO_3^{2-} \rightarrow H_2O + CO_2 + 2e^-$$

$$\text{SOFC}: H_2 + O^{2-} \rightarrow H_2O + 2e^-$$

であり、どちらの場合も水素１モル当たり２モルの電子が移動する。したがって、反応する水素量を1mol/sとすると、このときの電流は、2 mol/s × 96500 C/mol ＝193 kAとなり、これに電圧（単セル電圧）を掛けたものが発電出力となる。水素の発熱量は285.98 kJ/molなので、化学エネルギーから電気エネルギーへの変換の効率は、

193 kA × (単セル電圧) ／ 285.98 kW ＝ 単セル電圧(V) ／ 1.482 V

となり、単セル電圧に比例するものである。また、ここで反応した燃料の残りのエネルギーは、それぞれの燃料電池の運転温度の熱となる。

ところで、燃料電池の単セル電圧は、温度、圧力、ガス組成、電流密度などにより影響を受けるが、温度、圧力などは、使用する燃料電池の種類、後流に設置するガスタービンの圧力などによりほぼ決まってくるものである。一方、ガス組成に関しては、燃料電池へ供給されるガスの組成はシステムが決まればほぼ決まってくるものの、反応に伴う組成の変

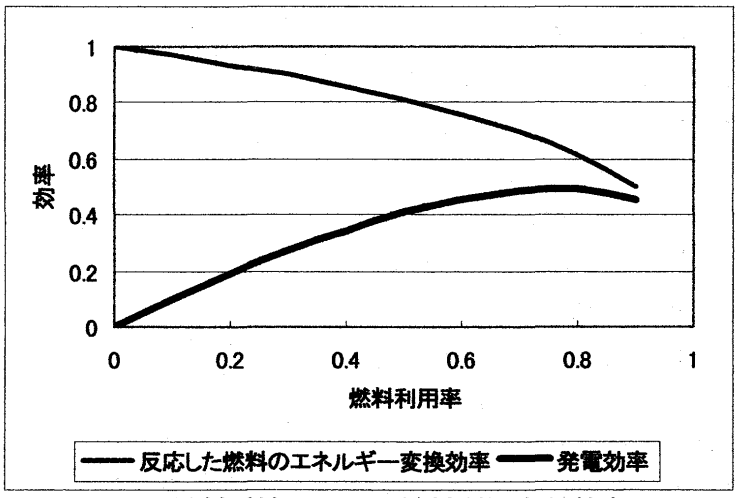


図１燃料電池における燃料利用率と効率

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

化があるため、電池内でどれだけの燃料を反応させるかによって電圧は変化する。つまり、電池内で反応させる割合（燃料利用率）を増やすと、電池内後流側の燃料分が薄くなるために電圧が下がることになる。このことを図 1 に模式的に示す。運転温度、圧力、電流密度および供給燃料流量などを一定と仮定した場合、燃料利用率を上げていくと電圧、つまり反応した燃料を基準にした効率が下がる。また、これに燃料利用率を掛けた値、つまり供給燃料を基準にした効率は、燃料利用率上昇とともに上昇し、燃料利用率 0.8 辺りでピークとなる。従来考えられていた燃料電池発電システム[1]では、この辺りが運転条件として採用されていた。

3．燃料電池排ガスによる発電

一方、燃料電池の後流側に着目すると、燃料電池における燃料利用率を下げるほど、燃料分の多いガスが供給されることになり、また、燃料電池における発電出力が少ないほど、多くのエネルギーが供給されることになる。

例えば、ボトミングとしてカルノーサイクルをつかうとすると、ボトミング側の効率と出力は図２に示すようになる。ここでは、温度の上限を 1500℃として、燃料電池からの排ガスを完全燃焼したときの温度をもとにしたカルノー効率を用いている。この結果、燃料電池とボトミングからの出力を足しあわせた総出力は図 3 に示すような形となり、燃料の利用率が 40%の辺りにピークを持つ、なだらかな曲線となる。

また、ボトミング側に ACC またはガスタービン等を用いるものとして計算すると、図 3 に示すように、効率のピークはより燃料利用率の高い側へ移動するものの、0.4～0.8 の間では、その変化幅は非常に小さくなる。したがって、高効率且つ経済性も見込めるシステムとするには燃料利用率 0.5 程度が妥当と考えられる。、

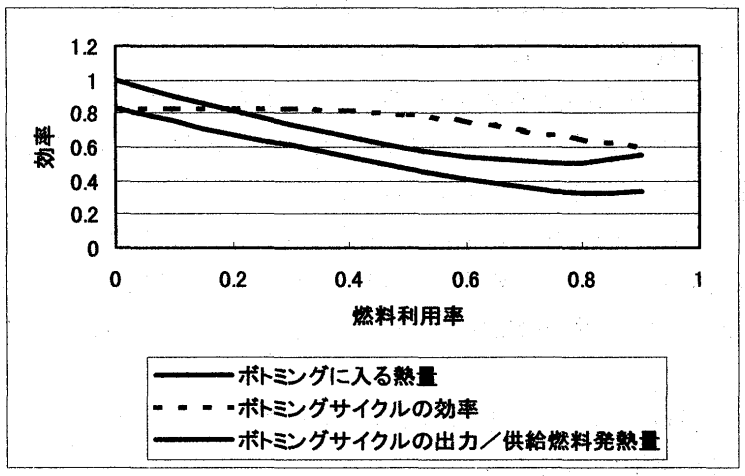


図２ 燃料利用率がボトミングサイクルの効率と出力に与える影響（カルノーサイクルを用いた場合）

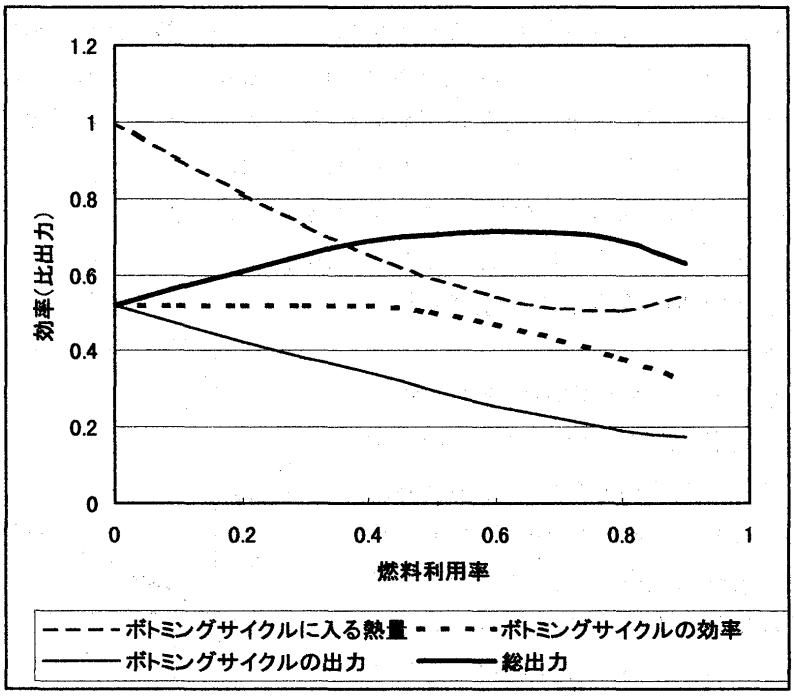


図３ 燃料利用率がボトミングサイクルの効率と出力に与える影響（ACC を用いた場合）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

４．システム構成に関する検討

以上、燃料電池、ボトミングサイクルのエネルギー入出力を概念的に検討してきたが、実際に発電システムとして組み上げるためには、燃料電池の運転温度や燃焼器入口ガス、タービン冷却ガスの温度などを所定の温度にすることが必要であり、また、燃料の改質や、MCFC の場合には、二酸化炭素の供給も必要となるため、排ガスを再循環させる必要などがある。さらに、起動停止や負荷変化などの運転制御方法などに関しての検討も行う必要がある。

例として、図 4 に示す内部改質型燃料電池を用いたシステムの効率を計算した結果、燃焼器出口 1500℃／20bar、圧縮機出口圧力 25bar、排熱回収蒸気の効率 35%、とした場合、燃料利用率 40%であっても、単セル電圧が 0.9V 以上であれば、発電端効率は 70%(LHV)以上になるという結果が得られた。

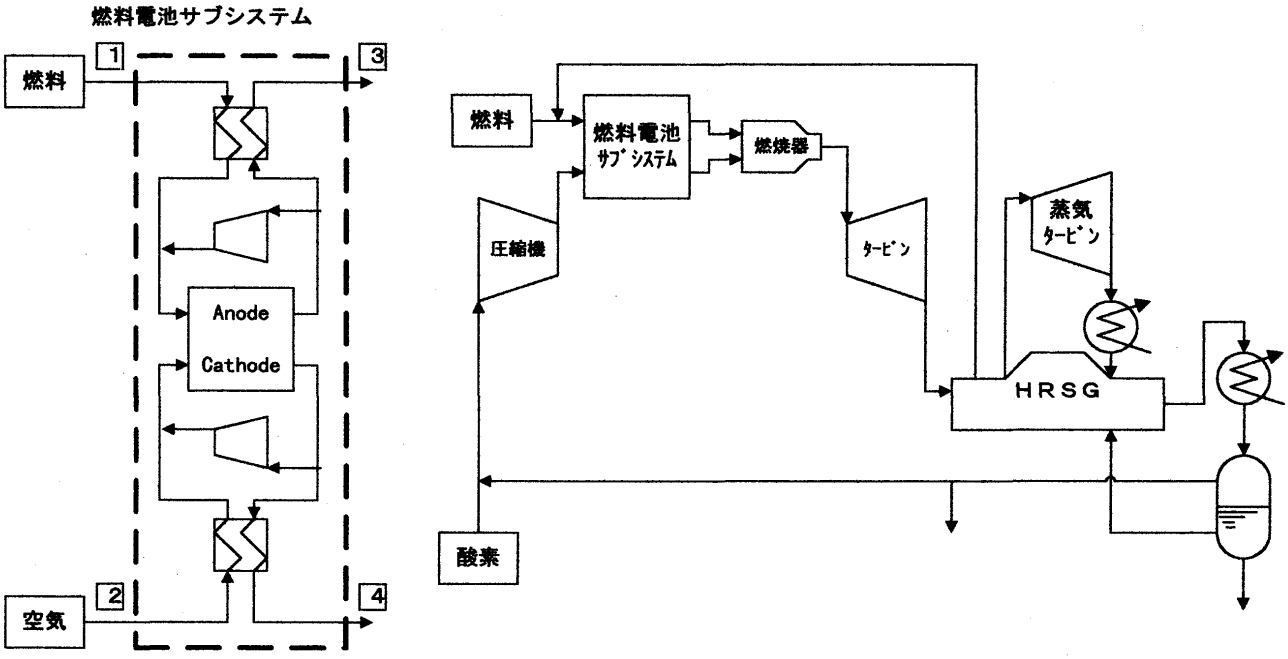


図４ 燃料電池をトッピングとして用いた ACC 発電システムの構成の例

５．あとがき

以上の検討の結果、燃料電池を ACC のトッピングとして用いるという発想により、燃料電池における燃料利用率を低めても十分に高効率なシステムを構成できることが分かった。低燃料利用率運転を行うことにより、燃料電池の出力密度をさらに高めて燃料電池のｋW 単価を下げることができるので、将来の高効率発電システムとして、非常に有望なシステムと考えられる。今後、運転制御方法なども考慮したシステムの検討を進め、より高効率且つ実現性の高いシステムを見つけていきたい。

参考文献

(1)阿部俊夫、幸田栄一、火力原子力発電技術協会誌 Vol.45 No.7 (1994)、p.61

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C—8

Heat Transfer Distribution and Flow Behavior in a Rectangular Rib-Roughened Passage

* R. KIML （東京農工大学工学部）
S. MOCHIZUKI （東京農工大学工学部）
A. MURATA （東京農工大学工学部）

Experimentation was conducted to examine the heat transfer characteristics in a rib-roughened rectangular passage. The ratio of the long and short side walls (aspect ratio) of the passage cross-section was 2:1. Oblique ribs were attached to two opposing long side walls instead of short side walls (top and bottom walls). In this study oblique ribs were intended to function as secondary flow inducers to improve the heat transfer of the bottom wall (one of the short side walls). The results revealed, contrary to the common knowledge, that, in order to enhance the heat transfer of the bottom wall, the oblique ribs should be arranged so that the flow along the ribs hits the top wall instead of the bottom wall. Flow visualization test was performed to understand the heat transfer mechanisms. It was confirmed that the heat transfer enhancement at the bottom wall was attributed to the rib-induced secondary flow where the flow along the ribs hit the top wall, turned back and carried cold air at the passage core toward the bottom wall.

1. INTRODUCTION

The efficiency of a gas turbine engine can be improved by increasing the turbine inlet gas temperature. To do this we have to provide gas turbines with blades which are able to safely work under extremely high gas temperatures. Internal forced convection cooling has been studied by many scientists. Johnson et al. (1994), Wagner et al. (1992), Ekkad et al. (1997), Dutta et al. (1995), Rau et al. (1996) and Mochizuki et al. (1994, 1996 and 1997) examined the influence of the ribs, rib arrangement and rotation on the heat transfer and pressure drop. All the above researches have usually focused on the heat transfer distribution in a square or rectangular cross section channels with ribs mounted on the two opposite short side walls. However, with the advancement of gas turbine technology, it became necessary to focus the attention on the regions exposed to the most severe thermal conditions, leading and trailing edges, as shown in Fig. 1. In particular, the trailing edge, due to its significant shortage of cooling space for internal cooling, is becoming one of the most important problems to realize more effective gas turbine engines. In order to cool the trailing edge of a blade, cooling-air ejection has been commonly used. However, ejection of air degrades both the aerodynamic performance of the blade and thermal efficiency of the engine. Therefore, for future advanced engines, especially for the power plant use, cooling air should be recovered from the blade after it passed through the cooling passages. To accomplish this, installation of oblique ribs in the internal passage near the trailing edge as a secondary-flow inducer can be one solution.

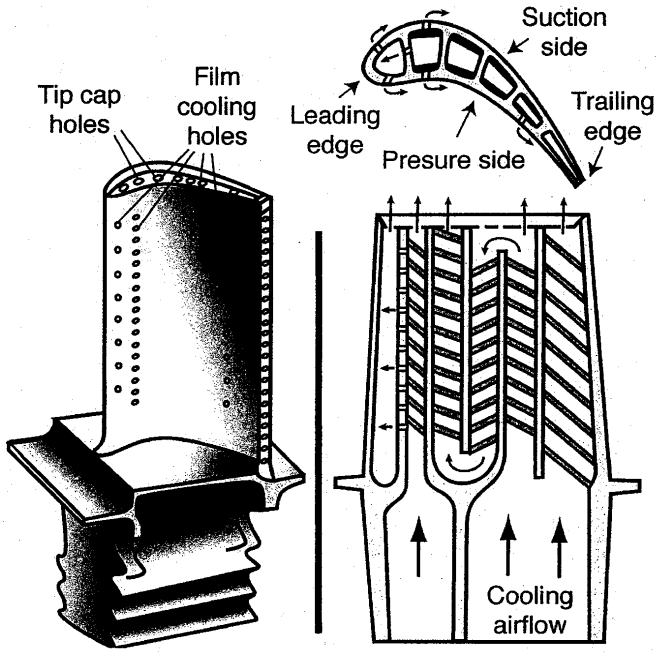


Fig. 1 Schematic of internal and external cooling structures of a gas turbine rotor blade.

The present study focused on the heat transfer and flow in a rectangular passage with aspect ratio two to one. Oblique ribs were attached on the two opposing long side walls. The emphasis was placed on the investigation of rib-induced secondary flow and its effect on the heat transfer characteristics.

2. EXPERIMENTAL APPARATUS AND PROCEDURE

2.1 Heat Transfer Experiment

The heat transfer experiment was performed in a rib-roughened passage with an aspect ratio 2:1 (15x30 mm^2, equivalent diameter d_e = 20 mm). From this point on, the walls of the cooling channel, as shown in Fig.

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

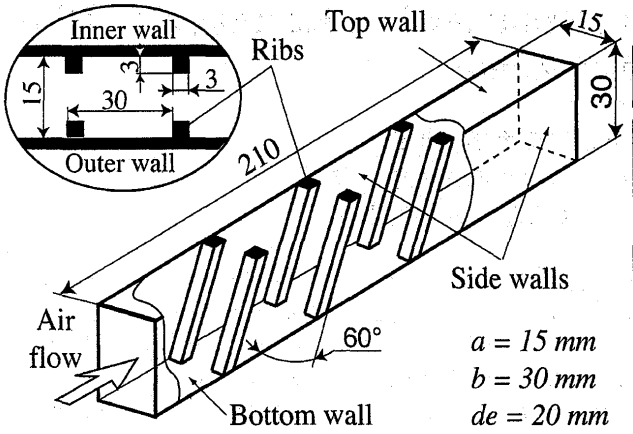


Fig. 3 Schematic of a ribbed passage in which the heat transfer experiment has been performed.

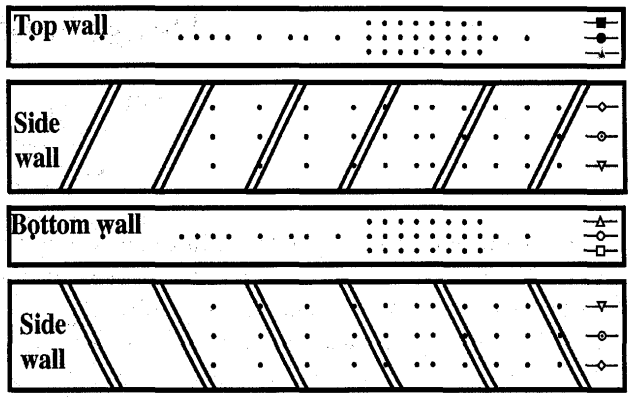


Fig. 3 Schematic of the thermocouples' layout with 60° ribs.

2, will be called the "top", "bottom" and "side" walls. The test section was constructed from 5 mm thick Bakelite plates. This material was chosen for its low thermal conductivity, high mechanical strength and easy machining. The inside surfaces of the test section were covered with thin electric conductive plastic films which consist of 180 μm thick polyethylene terephthalate (PET) layer and a 20 μm thick conductive layer.

The wall surface temperature was measured by means of 152 K-type thermocouples with a diameter of 50 μm. The thermocouples on all walls are located in three lines, as shown in Fig. 3. The ribs with a square cross section (rib height h = 3 mm) were mounted on the Side walls of the flow passage. Experiments were performed for 60° and 90° ribs. The Reynolds number was set to Re = 15,000.

2.2 Flow Visualization Experiment

The flow visualization using fine particles (70μm in diameter) as tracers was carried out in a 6 m long channel with a test section located 5 m downstream of the settling chamber. The test section had a rectangular cross section (150x75 mm^2) which was made of transparent Plexiglas plates. The particles with the same specific weight as water were illuminated between the 6th and 7th ribs by an argon laser light-sheet (3 mm wide) and photographed by a still digital camera, as shown in Fig. 4. The camera exposure time was set to 0.5 second to allow the particles to create path lines. Top view patterns were photographed at 5 locations x = 0.66h (near-top wall region), 2.66h, 5h (center), 7.33h and 9.33h (near-bottom wall region) from the top wall. Side view patterns were obtained at y = 0.33h; 0.66h; 1h, 1.66h and 2.5h (central vertical plane) from the side wall. The ribs made out of the transparent Plexiglas with a square cross section (15x15 mm^2) were mounted on the Side walls of the channel. Geometric proportions of the water channel, ribs, rib angle and rib pitch correspond with those used in heat transfer experiments. The Reynolds number was varied from Re = 10,000 to 20,000.

2.3 Data Reduction

The Reynolds number, wall heat flux, local heat transfer coefficient and Nusselt numbers are calculated, respectively, as follows:

$$Re = u_m d_e / \nu \quad (1)$$

$$\dot{q}_w = \dot{m} c_p (T_{out} - T_{in}) / A_h \quad (2)$$

$$\alpha = \dot{q}_w / (T_w - T_b) \quad (3)$$

$$Nu = \alpha d_e / k \quad (4)$$

$$Nu_\infty = 0.022\, Re^{0.8}\, Pr^{0.5} \quad (5)$$

where u_m is the mean velocity of the air or water, d_e the equivalent diameter of the heat transfer passage or

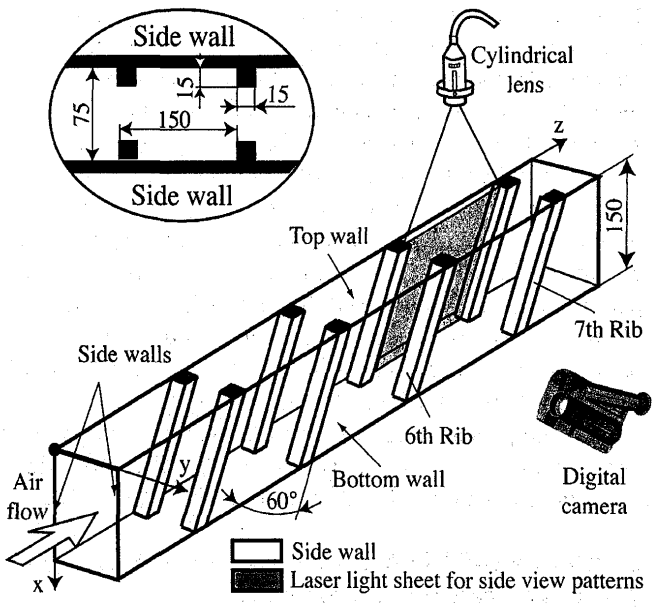


Fig. 3 Schematic of flow visualization performed by the particle tracer method.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

water flow visualization channel, ν the kinematic viscosity of the air or water, $\dot{q}_w$ the wall heat flux, $\dot{m}$ the air mass flow rate, c_p the specific heat of air, T_{out} and T_{in} the outlet and inlet bulk temperatures, A_h the heat transfer surface area, α the local heat transfer coefficient, T_w the Wall temperature, T_b the local bulk mean temperature of air and k the thermal conductivity of the air. The physical properties k, Pr, c_p and ν are evaluated from the arithmetic mean temperature of the air at the inlet and exit of the test section.

An uncertainty analysis using the ASME Performance Test Code, 1986, was carried out for the heat transfer experiment and it was estimated that the maximum uncertainties of $\dot{q}_w$, (T_w-T_b) and Nusselt number were estimated to be less than 2%, 3% and 5%, respectively.

3. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

Figure 5 shows the average Nusselt number distribution on the bottom, top and side walls for the entire rib-roughened passage for two rib patterns: (1) 60° (●) and (2) 90° (◆) rib patterns respectively. It can be clearly observed in this figure that the average Nu for 90° ribs (◆) on the top wall achieves a very similar value to that on the bottom wall and is enhanced on the side walls where the average Nu is almost identical on both side walls.

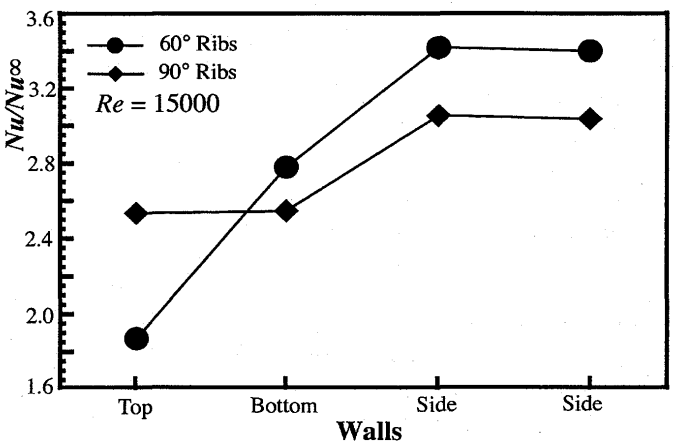


Fig. 5 Average Nu distribution at the top, bottom and side walls for 60° and 90° ribs.

It can be also seen from this figure that the average Nu for 60° ribs (●) has the lowest value on the top wall, contrary to common knowledge, sharply enhances on the bottom wall, and achieves its maximum on the side walls where the average Nu has also a very similar value on both side walls. The difference between average Nu on the top and bottom walls is aproximately 34%. In contrast to the 90° rib pattern, the average Nu is higher on the bottom and side walls and considerably lower on the top wall.

To explain these heat transfer phenomena, as presented in Fig. 5,the local Nu distributions were examined and flow visualization test were conducted.

4.1 Flow Visualization

The flow pattern taken near the side wall, as shown in Fig. 6, shows the existence of a separation bubble behind the 6th rib, flow reattachment taking place in the vicinity near the bottom wall and flow proceeding along the 7th rib as well. These secondary flows caused by the rib's inclination hit the top wall and collide with the same secondary flows from the opposite rib-roughened side wall at the channel center. Due to this collision both flows turn 180 degrees and flow back toward to the bottom wall, as can be confirmed in Fig. 7. This flow behavior creates the secondary flow in the form of two vortices perpendicular to the main flow direction which carry the flow from the channel center toward the bottom wall, as is schematically illustrated Fig. 8.

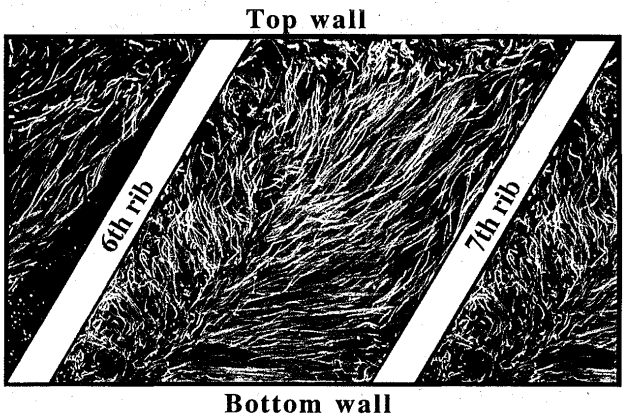


Fig. 6 Flow pattern taken at y = 0.33h from the side wall (near-side wall region), Re = 20000.

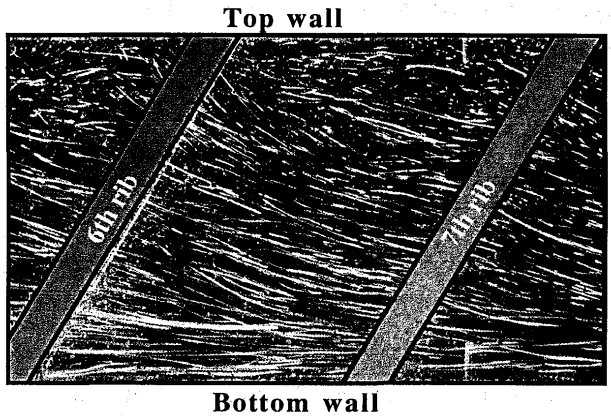


Fig. 7 Flow pattern taken at y = 2.5h from the side wall (central vertical plane), Re = 20000.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4.2 Heat Transfer

The local *Nu* number distribution on the side walls between the 4th-5th and 5th-6th ribs is presented in Fig. 9. There are three lines of seven temperature measurement points in the flow direction, that is, Side Bottom (▽), Side Center (⊙) and Side Top (✧). The *Nu* number in the area just behind the 4th or 5th ribs is relatively low. This is because the area is covered by the separation bubble. The *Nu* in the central region between the ribs, particularly along the Bottom (▽) and Center (⊙) lines of measurement points appreciably enhances, which is considered to be caused by the existence of the flow reattachment at this location (confirm in Fig. 6). It is also amplified by the secondary flow introducing the fresh (cold) air from the passage center. This *Nu* enhancement gradually deteriorates with the distance from the reattachment region due to the boundary layer growth in the flow direction and its separation in front of the 5th or 6th ribs, as was shown above in Fig 8. (The differences in *Nu* distribution between the 4th-5th and 5th-6th ribs are caused by the different location of the first and second row of measurement points between 4th-5th ribs to that between 5th-6th ribs.)

The local *Nu* number distribution on the entire bottom and top walls is presented in Fig. 10. It is obvious from the figure that the *Nu* number on the bottom wall [(○), (△), (□)] along all three line of measurement points is much higher than those on the top wall [(●), (▲), (■)]. It can be also seen from this figure that the *Nu* in the near side walls regions, top [Side (▲), (■)] and bottom [Side (△), (□)] respectively, is higher than along the central lines of measurement points [top (○), bottom (●)]. In the case of the top wall it is considered to be cause by the collision of the secondary flow due to the ribs' inclination with the top wall at this area. The secondary flows from both rib-roughened walls collide and separate from the top wall in the middle, so that the *Nu* along the central line (●) is lower. The situation changes with the distance from the top wall because the downward flow is not forced by the rib inclination any more. Therefore the downward flow separates approximately at the middle of the channel in two main streams which impinge the bottom wall in the near side walls regions due to the near locations of the flow reattachments on the side walls, as was presented in left part of Fig. 8.

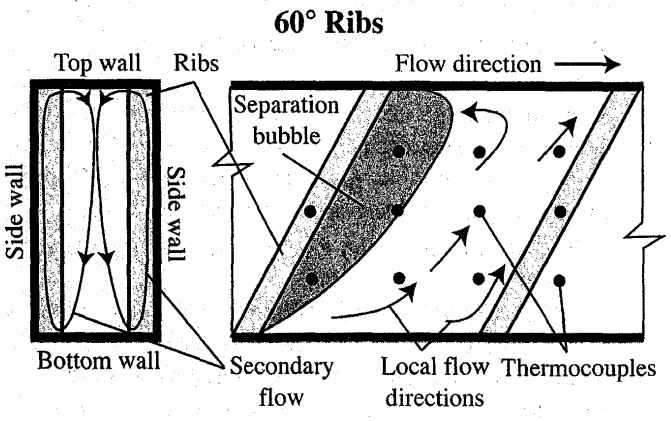


Fig. 8 Schematic of the secondary flow, local flows and separation bubble for 60° rib pattern.

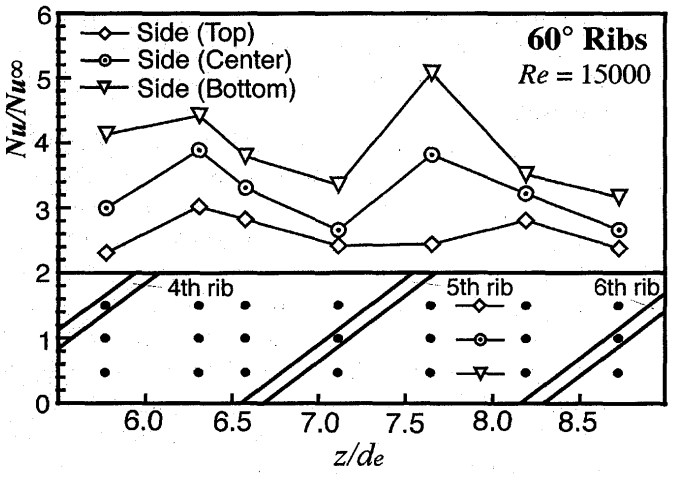


Fig. 9 Local *Nu* distribution at the Side walls for 60° ribs.

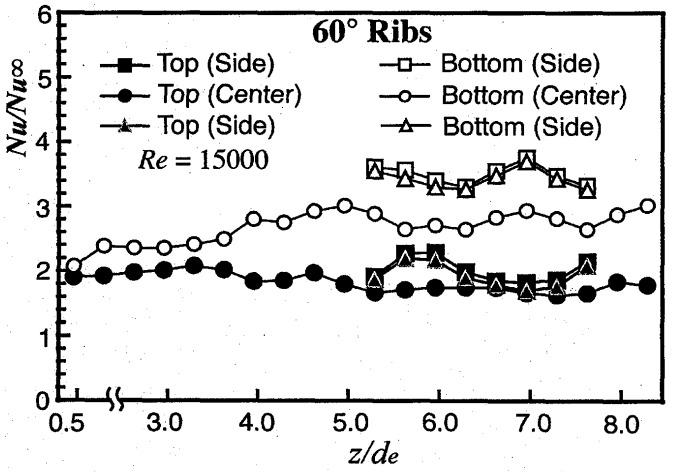


Fig. 10 Local *Nu* distribution through the entire test section at the Top and Bottom walls for 60° ribs.

5. SUMMARY

The flow visualization and heat transfer experiments were performed in a rectangular rib-roughened channel with aspect ratio 2:1. Two rib patterns were tested: (1) 90° ribs and (2) 60° ribs.

The *Nu* number for 90° ribs achieves its maximum value on the side walls and decreases on the top and bottom walls. Due to the rib arragement the *Nu* is very similar on both side walls as well as on the top and bottom walls.

The *Nu* number for 60° rib pattern is higher on the bottom and side walls and considerably lower on the top wall in comparison to that in the case of 90° rib pattern.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

The heat transfer enhancement at the bottom wall for 60° rib pattern was attributed to the rib-induced secondary flow where the flow along the ribs hit the top wall, turned back and carried cold air at the passage core toward the bottom wall.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to express their gratitude to Mr. M. Yagi and Mr. T. Yokoyama who were very helpful in carrying out the experiments.

REFERENCES

B.V. Johnson et al., Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages With Selected Model Orientations for Smooth or Skewed Trip Walls, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 738-744, 1994.

J.H. Wagner et al., Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages With Trips Normal to the Flow, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 847-457, 1992.

S.V. Ekkad et al., Detailed Heat Transfer Distribution in Two-Pass Square Channels with Rib Turbulators, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 11, pp. 2525-2537, 1997.

S. Duta et al., Influence of Rotation on Heat Transfer from a Two-Pass Channel with Periodically Placed Turbulence and Secondary Flow Promoters, Intern. Journal of Rotating Machinery, Vol. 1, pp. 129-144, 1995.

G. Rau et al., The Effect of Periodic Ribs on the Local Aerodynamic and Heat Transfer Performance of a Straight Cooling Passage, International Gas Turbine and Aeroengine Congress & Exhibition Birmingham, UK, June 10-13, 1996.

S. Mochizuki et al., Heat Transfer in Serpentine Flow Passage With Rotation, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 133-140 , 1994.

S. Mochizuki et al., Detailed Measurement of Convective Heat Transfer in Rotating Two-Pass Rib-Roughened Coolant Channels, ASME Turbo Asia Conference, Indonesia, Jakarta, November 5-7,1996

S.Mochizuki et al., Effects of Rib Arrag. on Pressure Drop and Heat Trans. in a Rib-roughened Channel with a Sharp 180° Turn, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 610-616 , 1997.

S. Dutta et al., Prediction of Turbulant Flow and Heat Transfer in Rotating Square and Rectangular Smooth Channels, ASME Journal of Turbomachinery, No. 96-GT-234, 1996.

Nozicka J. Nozicka et al., Aplication of Experimental Methods in Fluid Mechanics, Dom Techniky Zilina, 1987, Czech Republic

NOMENCLATURE

a = side length of the square channel
A_c = cross sectional area of channel
A_k = heat transfer surface area
c_p = specific heat of air
d_e = equivalent diameter
h = rib height
k = air thermal conductivity
$\dot{m}$ = air mass flow rate
Nu = Nusselt number
$\dot{q}_w$ = wall heat flux
Re = Reynolds number
T_b = local bulk temperature
T_{in} = inlet bulk temperatures
T_{out} = outlet bulk temperatures
T_w = wall temperature
u_m = air or water mean velocity = $\dot{V}/A_c$
$\dot{V}$ = volumetric flow rate of air or water
w = passage width
z = passage length
α = local heat transfer coefficient
ν = air or water kinematic viscosity

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

平板膜冷却効率に対する高主流乱れの影響 C—9

（円孔と拡散孔の比較）

＊池田　一隆　，　松田　寿　，　福山　佳孝
（（株）東芝　電力・産業システム技術開発センター）

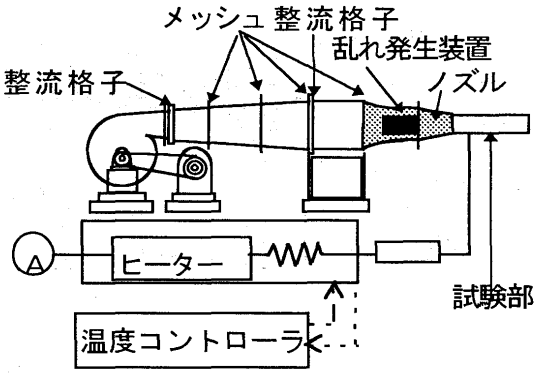
1．まえがき

タービン入り口温度の高温化によるガスタービン熱効率向上が進められるに伴い，ガスタービン翼の冷却に関する実験及び解析が数多く行われるようになってきた．近年では翼に発生する熱応力を低減できる膜冷却に関する報告が増加しており，膜冷却孔の形状を工夫することによって膜冷却効率向上を狙った研究が数多く見られるようになった[1]．ただし，種々の孔形状から噴き出される膜冷却流に及ぼす主流乱れの影響は十分に解明されてはいない．

そこで本研究では円形孔と拡散孔（円形孔の出口部を台形状に加工，図．２参照）について低速風洞と乱れ発生装置を使用した膜冷却効率計測試験を行った．上記２種類の孔形状に関して流量比（［噴き出し流密度＊噴き出し流速度］／［主流密度＊主流速度］；M）が0.5, 1.0, 1.3の際の膜冷却効率を感温液晶を利用した面計測により調べたところ，膜冷却効率に及ぼす主流乱れ（約１０％）の影響が孔形状によって異なることを確認したので報告する．

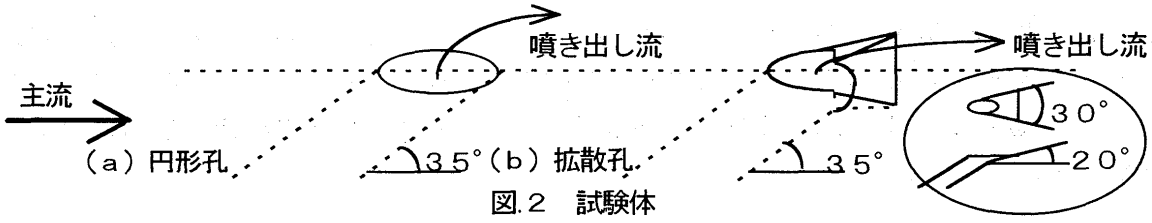
2．試験装置

ターボブロワー（風圧；10kPa, 風量；115m3/min）を有する低速風洞と，ブロワー（風圧；10kPa, 風量；02m3/s）とヒーターを有する２次系からなる試験装置を用い，主流を常温，２次系をヒーター加熱した試験を行った．また実機相当の主流乱れを実現するために乱れ発生装置を試作し風洞試験部上流のノズルに組み込んだ．ノズル下流に位置する試験部は間口が200mm，高さが210mmであり，感温液晶の使用をふまえ透明アクリルで構成した．図．１に低速風洞試験装置を示す．



図．１　低速風洞試験装置

試験部入り口には境界層を乱流に遷移させるためのトリッピングワイヤが設置してある．試験平板はベークライト製で，感温液晶の計測温度の比較用の熱電対を４９本埋め込んである．また噴き出し孔を境界層の十分発達した試験平板先端より 370mm に設置した．なお噴き出し孔の孔径は横方向に噴き出し孔径の３倍の領域を測定範囲とするためにΦ 10 とし，従来の研究例[2]を参考に噴き出し角度を 35°とした．図．２に円形孔と拡散孔を示す．



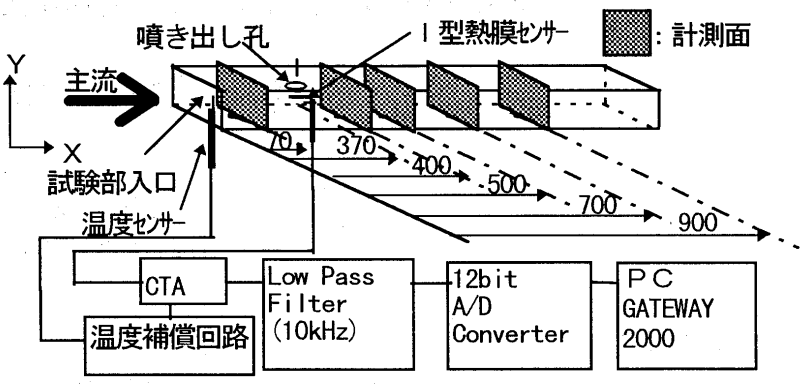
図．２　試験体

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10（函館）
Downloaded service for the GTSJ IP: 116.73.216.204, 2025/07/04.

３．計測方法

３—１．主流乱れ度計測

まず試作した乱れ発生装置の性能を調べるために，熱膜流速計（Dantec Stream Line）とＩ型センサー（１次元センサー）を使用して下流方向５断面の速度分布と乱れ度分布を計測した．図．３に流速計測システムを示す．なお図．３に示す通り，主流方向をＸ，噴き出し孔の横方向をＹと定義する．

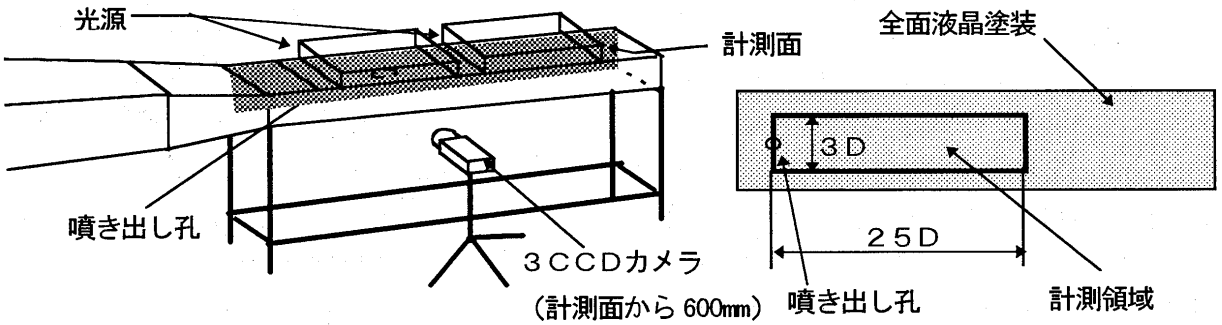


図．３　流速計測システム

３—２．感温液晶による膜冷却効率計測

本試験では感温液晶により計測した試験平板面温度：Tw と，熱電対により計測した主流温度 Tm と噴き出し流の噴き出し直前の温度：Tc から膜冷却効率（＝［Tm—Tw］／［Tm—Tc］；η_f）を求めた．計測範囲は従来の研究例[4]を参考に，噴き出し孔の中心を原点として下流方向に噴き出し孔径（Ｄ）の２５倍（２５Ｄ），横方向に３倍（３Ｄ）の範囲とした．

図．４に感温液晶撮影概略を示す．光源には発熱量が小さい高周波ランプ（（株）エス・エフ・シー）を使用し，試験平板の側方である試験部の天板に設置した．また撮影には３ＣＣＤカメラ（（株）東芝）を使用した．温度計測には呈色範囲が 35℃～55℃であるコレステリック液晶 Kx3555（（株）日本カプセルプロダクツ）をつや消し黒塗り塗装した試験平板に模型用のハンドスプレーにより塗装して使用した．なお感温液晶の色と温度の同定はLITICS 法[5),6)]によった．



図．４　感温液晶撮影概略

４．試験条件と試験パラメーター

試験時の主流速度は２１ m/s であり，主流速度と試験部入口から噴き出し孔の中心までの距離にもとづく主流Ｒｅ数は 2.0*10^5 である．

今回の試験では流量比（＝［噴き出し流密度＊噴き出し流速度］／［主流密度＊主流速度］；M）をパラメーターに選択し，M=0.5，1.0，及び 1.3 の３種類について試験を行った．この際の噴き出し流の設定流量と孔径から算出した噴き出し流速度の範囲は１０．５ m/s～４２ m/s であり，噴き出し流速度と孔径にもとづく噴き出しＲｅ数は 5.2*10^3～1.4*10^4 である．したがって主流Ｒｅ数と噴き出し流Ｒｅが遷移Ｒｅ数を超えているとともに，試験部入口にトリッピングワイヤーを設置していることから，境界層は乱流に遷移しているものと考えられる．

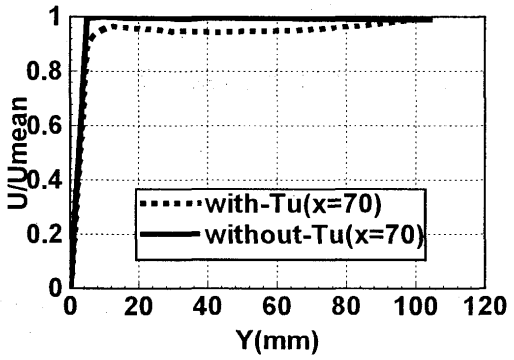
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

５．主流速度及び主流乱れ度分布計測結果

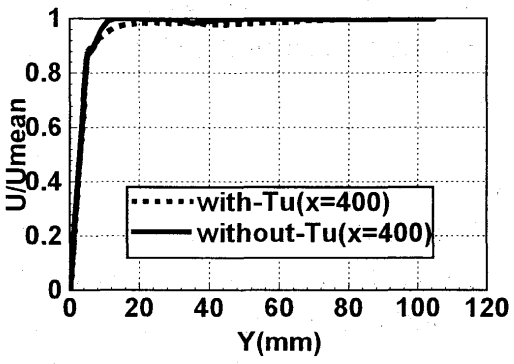
図．５（ａ）から図．５（ｃ）に主流速度で無次元化した速度分布を示す．図．５（ａ）において試験部入口付近(x=70㎜)では乱れ発生装置の有無により速度分布が若干異なっていることが分かる．しかし図．５（ｂ）と図．５（ｃ）より，計測範囲(x=370㎜～620㎜)では乱れ発生装置の有無による速度分布の差が小さいことが分かる．

また図．６において x=70㎜ と ｘ=400㎜ における乱れ度分布から噴き出し孔位置(x=370㎜)における乱れ度を内挿したところ，主流の乱れ度は約９%，壁面近傍の乱れ度は約１０%であった．

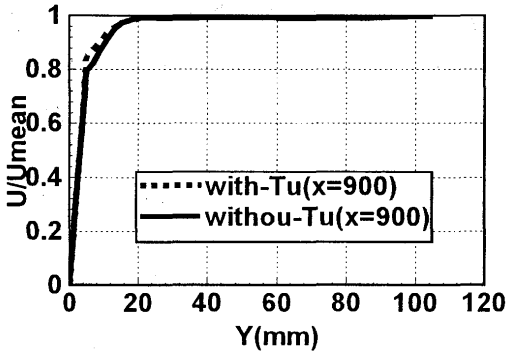
以上から本試験において高乱れ度の平板境界層が実現していることを確認した．



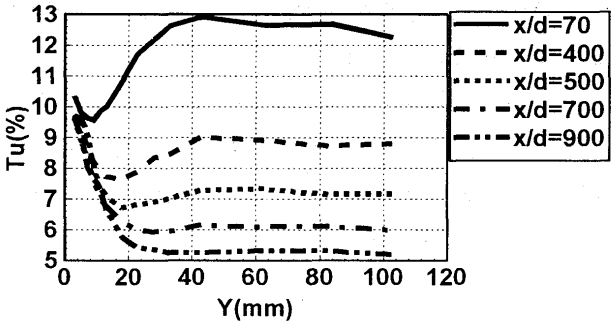
図．５（ａ）　流速分布(x=70㎜)



図．５（ｂ）　流速分布(x=400㎜)



図．５（ｃ）　流速分布(x=900㎜)



図．６　乱れ度分布

６．中心線上膜冷却効率計測結果

図．７（ａ）～図．７（ｃ）に噴き出し孔中心線上膜冷却効率（η_{fc}）を示す．図においてＴｕは乱れ度を示す．また図中の線で感温液晶のデーターから求めた膜冷却効率を示す（実線は円形孔，点線は拡散孔）．ここで太線は乱れ発生装置を設置した場合の結果を示し（試験部入口で Tu=12．5%，噴き出し孔部で Tu=10%），細線は乱れ発生装置を設置していない場合の結果を示す（試験部全域で Tu=0．6%）．図中のシンボル（■は円形孔，●は拡散孔）で熱電対のデーターから求めた膜冷却効率を示し，不確かさを表すエラーバーをあわせて示す．感温液晶の温度較正は熱電対のデーターをもとにして行ったため熱電対より精度が劣ると考えれるが，熱電対のデーターから求めた膜冷却効率のエラーバーの範囲に感温液晶のデーターから求めた膜冷却効率が入っていることから，感温液晶による計測が熱電対による計測と同程度の精度を有していると考えられる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

①M＝０．５の場合

円形孔の場合，主流乱れが 0.6%(Tu=0.6%) から 12.5%(Tu=12.5%) になると全領域において膜冷却効率（以下膜効率）が低くなる．また下流ほど膜効率の低下が大きい．一方拡散孔の場合も円形孔と同様に主流乱れが高くなると膜効率が低下するが，円形孔に比べ膜効率の低下は小さい．

また円形孔と拡散孔を比べると，Tu=0,6%の場合は，X/D=7.5 以降で円形孔が拡散孔より膜効率が高いが，Tu=12.5%時では全領域で拡散孔が円形孔より膜効率が高い．

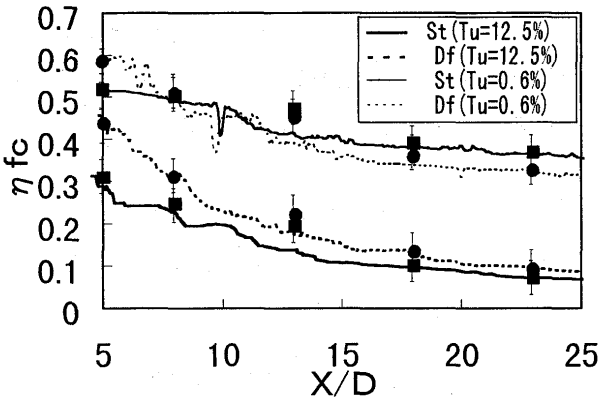


図.７（ａ）　中心線状膜冷却効率（Ｍ：０.５）

②M＝１．０の場合

円形孔の場合は M=0.5 の場合と同様に主流乱れ度が高くなると膜効率が低下し，下流ほど膜効率が低下する．一方拡散孔の場合は M=0.5 の場合とは異なり，主流乱れが高くなっても噴き出し孔近傍(X/D=5～10 程度)では膜効率は低下しない．しかし X/D=10 程度以降では M=0.5 の場合と同様に下流ほど様膜効率が低下する．ただし膜効率の低下は円形孔より小さい．

円形孔と拡散孔を比べると，Tu=0.6%の場合は X/D=9 程度から下流で円形孔の方が拡散孔より膜効率が高いが，Tu=12.5%の場合は M=0.5 の場合と同様に拡散孔は全領域で円形孔より膜効率が高い．

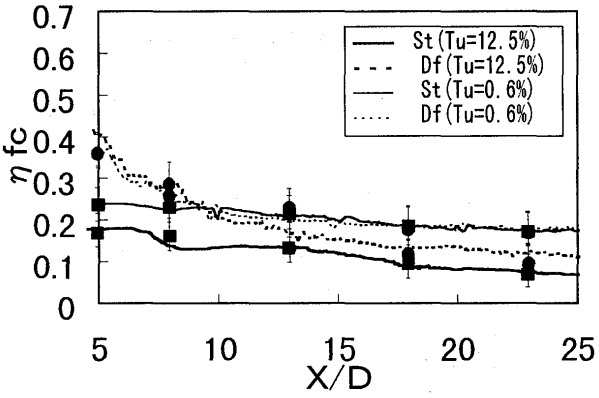


図.７（ｂ）　中心線上膜冷却効率（Ｍ：１．０）

③M＝１．３の場合

円形孔の場合，M=0.5 と M=1.0 の場合と同様に主流乱れが高くなると全領域で膜効率が低下し，下流ほど膜効率の低下が大きい．一方拡散孔の場合は，主流乱れが高くなると噴き出し孔近傍(X/D=5～7.5 程度)で膜効率が高くなるが，X/D=7.5 より下流では膜効率が低下する．ただし膜効率の低下は円形孔より小さい．

円形孔と拡散孔を比べると，M=0.5 と M=1.0 の場合とは異なり乱れの程度にかかわらず全領域で拡散孔の膜効率が円形孔のそれより大きい．

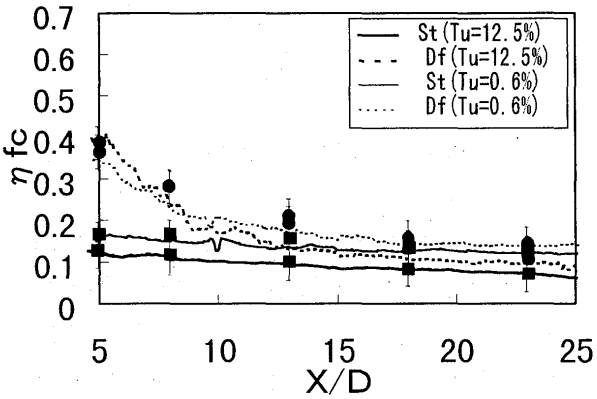


図.７（ｃ）　中心線上膜冷却効率（Ｍ：１．３）

以上の結果から円形孔は主流乱れ度が高くなると膜効率が低下することが分かった．一方拡散孔は円形孔の場合とは異なり，主流乱れ度が高くなると下流では膜効率が低下するが，噴き出し孔近傍では M が高い場合(M=1.3)に膜効率が向上することが分かった．また下流における膜効率の低下は円形孔より小さいことが分かった．この件に関して以前著者らは回流水槽を用いた平板膜噴き出し流の可視化試験と速度場計測試験を行

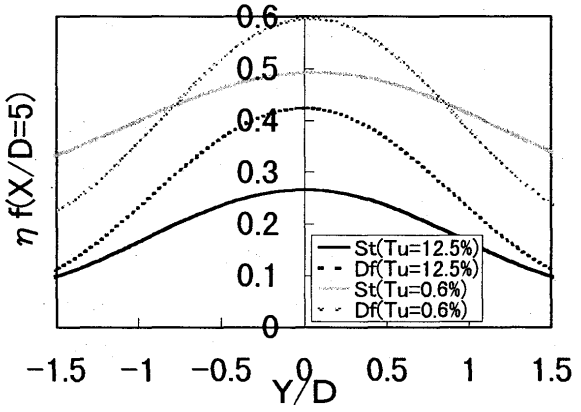
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

っており，円形孔の噴き出し流の噴出後の速度と噴き抜け角が拡散孔のそれより大きいこと[6]を確認した．

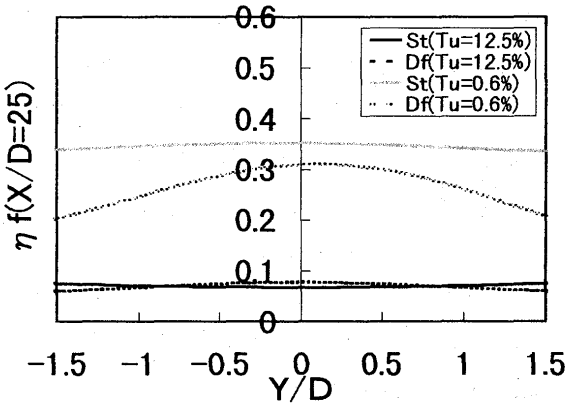
したがって上記噴き出し孔形状の相違による，主流乱れ度の膜効率に対する影響の相違は，孔形状の違いによる噴き出し流の噴出後の噴き抜け角と運動量に起因すると推測される．

7．横方向膜冷却効率計測結果

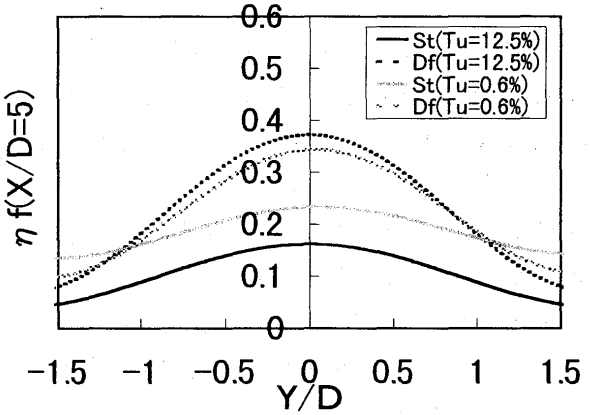
次に噴き出し孔の横方向の膜冷却効率（以下膜効率）に対する主流乱れ度の影響を調べるために，図．8（a）～図．8（f）にMが0．5，1．0，及び1．3の場合のX/D=5とX/D=25における噴き出し孔径の3倍の領域に関する膜冷却効率分布を示す．



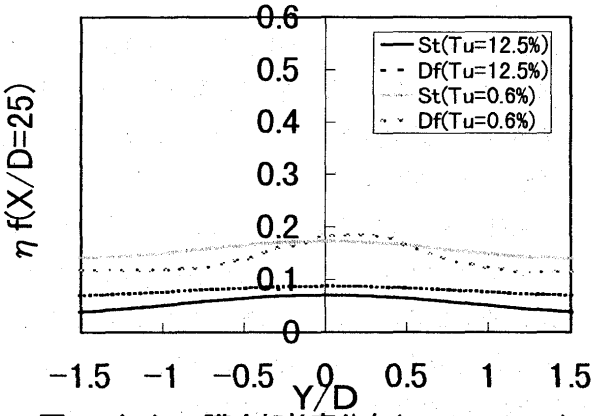
図．8（a）　膜冷却効率分布（M=0．5，X/D=5）



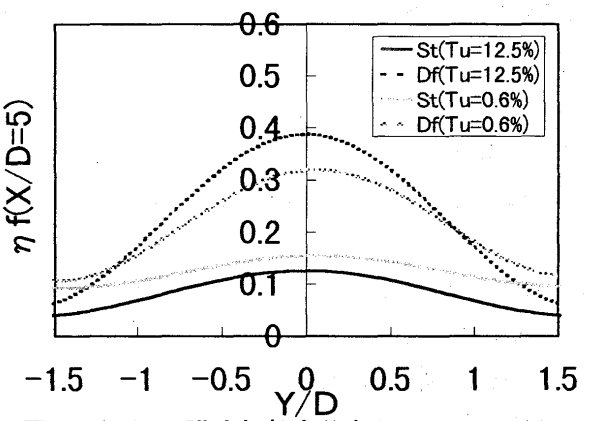
図．8（b）　膜冷却効率分布（M=0．5，X/D=25）



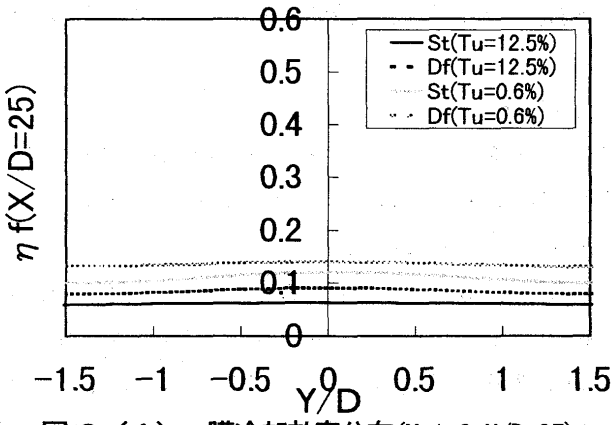
図．8（c）　膜冷却効率分布（M=1．0，X/D=5）



図．8（d）　膜冷却効率分布（M=1．0，X/D=25）



図．8（e）　膜冷却効率分布（M=1．3，X/D=5）



図．8（f）　膜冷却効率分布（M=1．3，X/D=25）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

M=0.5 の場合（図. 8（a）と図. 8（b）参照），主流乱れが高くなると円形孔は X/D=5 と X/D=25 の両断面で Y/D によらず一様に膜効率が低下する. 一方拡散孔の場合は主流乱れが高くなると X/D=5 では膜効率が Y/D によらず一様に低下するが, X/D=25 では円形孔の場合と異なり Y/D=0 付近ほど膜効率が低下する. ただし円形孔の方が膜効率の低下は大きい. また円形孔と拡散孔の膜効率の低下は下流(X/D=25)ほど大きい.

M=1.0 の場合（図. 8（c）と図. 8（d）参照），主流乱れが高くなると円形孔は M=0.5 の場合と同様, X/D=5 と X/D=25 の両断面で Y/D によらず一様に膜効率が低下する. 一方拡散孔の場合は主流乱れが高くなると，円形孔の場合とは異なり, X/D=5 における膜効率は低下せず, X/D=25 においては Y/D=0 付近ほど膜効率が低下する. なお主流乱れが高くなることによる X/D=25 における膜効率の低下は円形孔の方が拡散孔のそれより大きい.

M=1.3 の場合（図. 8（e）と図. 8（f）参照），主流乱れが高くなると円形孔は M=0.5 と M=1.0 の場合と同様に X/d=5 と X/D=25 の両断面で Y/D によらず膜効率が一様に低下する. 一方拡散孔は X/D=25 では Y/D によらず膜効率が一様に低下するが, X/D=5 では Y/D=-1.0～1.0 で膜効率が向上する.

以上の結果から，円形孔の場合は主流乱れ度が高くなるといずれの M においても膜効率が一様に低下するが, 拡散孔の場合は M が高い場合には噴き出し孔近傍の膜効率が向上することが分かった. なお円形孔と拡散孔の両者とも主流乱れの増加による膜効率の低下は下流ほど大きいことが分かった.

すなわち異なる孔形状の噴き出し孔の横方向の膜効率に対する主流乱れの影響が異なることが分かった. また孔形状によってはMが高い場合には高主流乱れが噴き出し孔近傍の膜効率を向上させることが分かった. なお以上の結果は噴き出し流の噴出後の噴き抜け角と運動量, 及び噴き出し流の横方向の広がり領域の違いに起因すると推測される[6].

8. まとめ

①流量比が 0.5 から 1.3 の範囲では, 主流乱れ度が低い（０．６%）場合に比べて主流乱れ度が高い場合（１２．５%）に円形孔の膜冷却効率が低い. 一方拡散孔の場合は主流乱れ度が低い（０．６%）場合に比べて主流乱れ度が高い場合（１２．５%）に, 下流における膜冷却効率は低いが, 流量比が 1.3 の場合に噴き出し孔近傍の膜冷却効率が向上する.

②主流乱れ度が増加すると下流ほど膜冷却効率の低下が大きく，乱れ度が低い場合に下流の膜冷却効率に横方向の分布があっても, 主流乱れ度が高くなると膜冷却効率が低下し分布が平坦になる.

③孔形状の相違により，中心線上膜冷却効率と噴き出し孔横方向の膜冷却効率に及ぼす主流乱れ度の影響が異なる. したがって孔形状の工夫による膜冷却効率の向上を図る際には, 使用を検討する孔形状に関して, 実機相当の主流乱れ条件下における膜冷却性能の検証を行う必要がある.

④孔形状の相違による主流乱れ度の膜冷却効率に対する影響の相違は, 噴き出し流の噴出後の噴き抜け角と運動量, 及び噴き出し流の横方向の広がり範囲の相違に起因すると推測された.

9. 参考文献

1) K. Thole, M. Gritsch, A. Shulz, and S. Wittig (1996), ASME Paper No96-GT-174

2) R. J. Goldstein and H. P. Chen (1985), Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, pp. 117-122

3) Donald L. Schmidt and David G. Bogard (1996), ASME Paper No96-GT-462

4) Atul Kohli and David G. Bogard (1997), ASME Paper No97-GT-121

5) 松田, 池田, 中田, 渡辺 (1996), 第３３回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp. 871-872

6) 松田, 大友, 中田 (1996), 第１１回ガスタービン秋季講演論文集（宮崎）, pp. 113-118

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

感温液晶を用いたタービン翼面の熱伝達率特性試験

C—10

＊佐伯祐志，伊藤勝康，松田　寿，川岸裕之，岡村隆成
（(株)東芝　電力・産業システム技術開発センター）

1. はじめに

コンバインドサイクル発電が注目されている現在においては、その主要構成機器であるガスタービンの高性能化が重要な課題となっている。とりわけタービン入口温度の高温化によるガスタービンの熱効率向上は、最も重要度の高い技術課題である。このため、高い冷却性能を有するガスタービン静翼や動翼を開発する必要が生じ、そのための設計データとして特に実機形状翼面の熱伝達率分布を詳しく知ることが重要となってきている。

これまでにタービン翼面の熱伝達率計測に関する研究が広く行われているが、近年ではより詳しく熱伝達率分布を計測するために、感温液晶による温度分布定量計測を利用した熱伝達率分布計測法が用いられるようになってきている。この方法には定常法と非定常法（例えば、ガスタービン静翼の外面について計測した報告[1]やタービン翼内部流路面について計測した報告[2]）があり、通常の吹き出し風洞を使用する場合や計測するカメラの台数が多い場合には定常法が有利である。定常法でタービン翼面の熱伝達率を計測した報告では、例えば[3]等が試みられているが、その多くは2次元翼についての計測である。またその色と温度との相関を求める方法についてもRGB法[4]やHSI法[5]などが研究されているが、呈色温度幅が狭い等の難点があり、まだ十分に研究の余地を残している。

そこで我々は、3次元の実機形状をしたタービン静翼の外面熱伝達率分布（温度分布）計測を感温液晶を用いた定常法で行い、色－温度相関にはRGB法の一種であるLITICS法[6][7]を適用することによって、より容易に精度良く翼面熱伝達率を計測することを目標として研究を行った。本報告では、計測法及びそれを用いて低速風洞中の3次元形状をしたガスタービン翼表面熱伝達率分布を計測した結果について報告する。

2. 感温液晶計測システム

2－1. 計測システム構成

感温液晶計測における定常法とは、計測面にヒーターシートを貼り、その上に感温液晶を塗布することによって、風洞内の定常な気流中にある計測面の熱伝達率を感温液晶の色で知る方法である。感温液晶の色変化は、通常は光の反射を防ぐ等の理由で感温液晶塗布面の下地につや消し黒色ペイントを塗布するので、黒色→赤茶色→緑色→青色→黒色と変化すると考えて差し支えない。感温液晶が黒色を示す時は、その感温液晶の呈色温度域外の温度であることを示していることになる。呈色温度域は-20～100℃程度の温度レベルで設定可能だが、温度域の幅はどの温度レベルでも 10～20℃程しかない。よって、翼面のような熱伝達率変化の激しい表面の全面を一度に計測するためには工夫が必要である。本試験では、計測面上のヒーターシートに印可する電圧値を数種類に変えて計測し、データ処理を行う時に呈色温度域外のデータと思われるものを省いた後、残った結果を合

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

成することによって対応している。また、感温液晶の色－温度間の相関を求める方法として、従来の方法より広い色変化の範囲で温度を当てはめられるLITICS法を採用したことにより、この印可電圧の種類を少なくすることができるようになり、データ処理がより容易になった。

本試験で用いた感温液晶計測システムは、次の通りである。試験翼は低熱伝導率のベークライト製とし、その表面に厚さ25[μ m]で幅10[mm]の短冊状のニクロム箔を厚さ25[μ m]の両面粘着テープ（不織布製）で貼り、その上からラッカーのつや消し黒色ペイントを塗布した上に感温液晶をエアースプレーにて塗布している。試験時に試験翼のニクロム箔に既知の電流を流した時の感温液晶の示す色をCCDカメラで捕らえ、そこから得られた翼表面温度と入口全温、入口全圧と静圧（速度）及び前述のニクロム箔への印可電圧（入熱量）値から、翼表面熱伝達率（スタントン数）を、

$$S_t = \frac{E^2/RA - q_L}{\rho U C_p \left(T_s - T_g\right)}$$

E ：ニクロム箔印可電圧，R ：ニクロム箔全抵抗，A ：ニクロム箔全面積，q_L ：熱ロス

ρ ：主流密度，U ：主流速度，C_p ：主流定圧比熱，T_s ：翼面温度，T_g ：主流全温

上式にて求める。更に、翼面のニクロム箔下の位置に合計51点の温度較正用熱電対が取り付けてあり、キャリブレーション時に使用する。その熱電対が取り付けてある翼表面には白ペイントでマーキングが施され、CCDカメラで見た時に熱電対の位置がわかる。

感温液晶計測システムは、4台のCCDカメラとその光源装置である高周波蛍光燈（SFCパワーライトFL962）、CCDカメラからの色画像をテープに記録するためのビデオデッキ、その画像をRGB値として記録し、色－温度間の変換計算を行うための画像ボード（ディテクトDIG-AT Ⅱ）付きコンピューターから成っている。画像キャプチャーボードでは一度に60枚までの画像を取り込むことができ、今回はそのうちの10数枚の画像の場所毎の色平均を取った画像を出力画像として採用している。感温液晶計測システムの概略図を図1に示す。

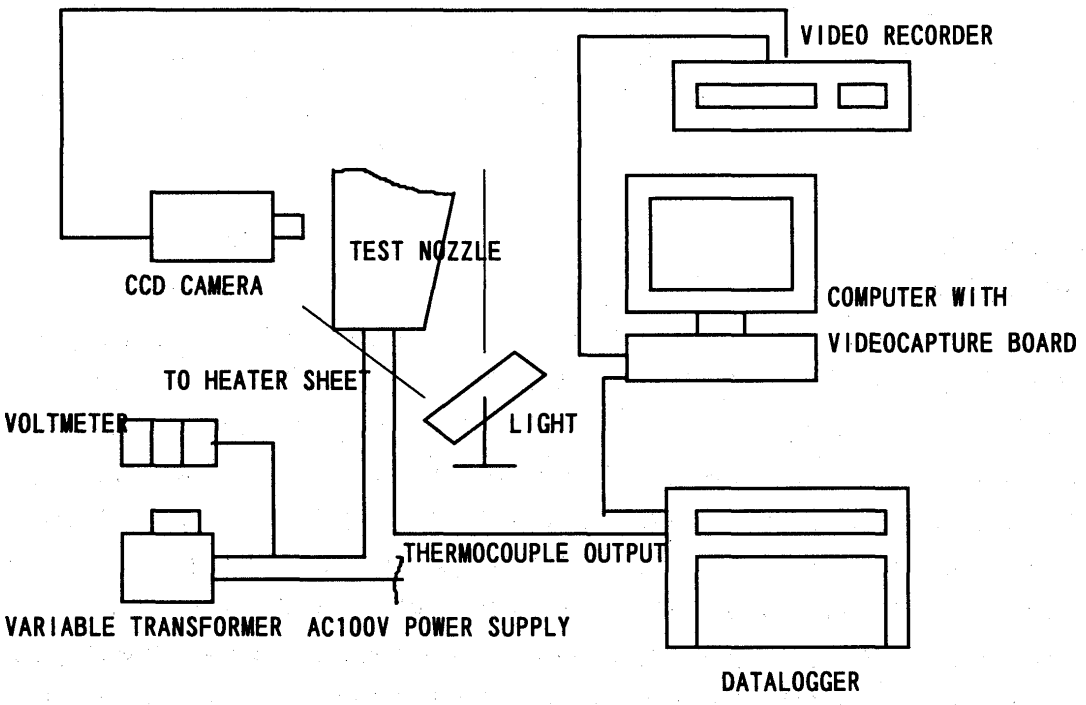


図1:感温液晶計測システム概略図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2－2. キャリブレーション

感温液晶で温度の定量計測を行うには、まず感温液晶の色と温度との相関を求める必要がある。この色－温度相関は、カメラ位置，カメラ角度，光源位置，光源角度等によって変化してしまう。カメラ位置や光源位置の色－温度相関への影響について詳しく調べた報告[5]もあるが、その試験場の環境や相関を求める方法によって変化してしまうと考えられるので、そのまま適用できない。よって、本試験では熱伝達率計測時と同じカメラ位置、角度、光源位置、角度で翼表面の感温液晶の色－温度相関を求めた。また、今回計測する翼は 3 次元形状の翼であるので、1 台のカメラで捕らえている表面上も一定の曲率ではなく、場所毎にカメラとの角度が異なっている。よって、1 台のカメラで捕らえた色画像についても 1 種類の相関曲線で処理することはできない。理想的には場所毎に相関曲線を用意するのが望ましいが、それではデータ処理量が多くなり、容易に熱伝達率分布が計測できるという利点が失われてしまう。よって、1 台のカメラで捕らえた翼表面の中でほぼ同じ曲率を持つと思われる数個の区間に分割し、その区間毎に相関曲線を用意することにした。

キャリブレーションの方法は、試験翼及び CCD カメラ、光源を、熱伝達率計測試験時と同じように風洞計測部に設置し、気流を流さない状態で試験翼面のヒーターシートに電流を数種類に変化させて流し、その時の翼面熱電対の計測値と感温液晶の色を記録し、キャリブレーション終了後温度変化に対する RGB 値（実際の処理では、明度変化の影響を除くため、それぞれの値を R+G+B で割った rgb 値を使用）のそれぞれの変化グラフを作成し、相関曲線とするものである。本試験で作成された相関データの一例を図 2 に示す。図にはキャリブレーションで求めたある翼面位置での

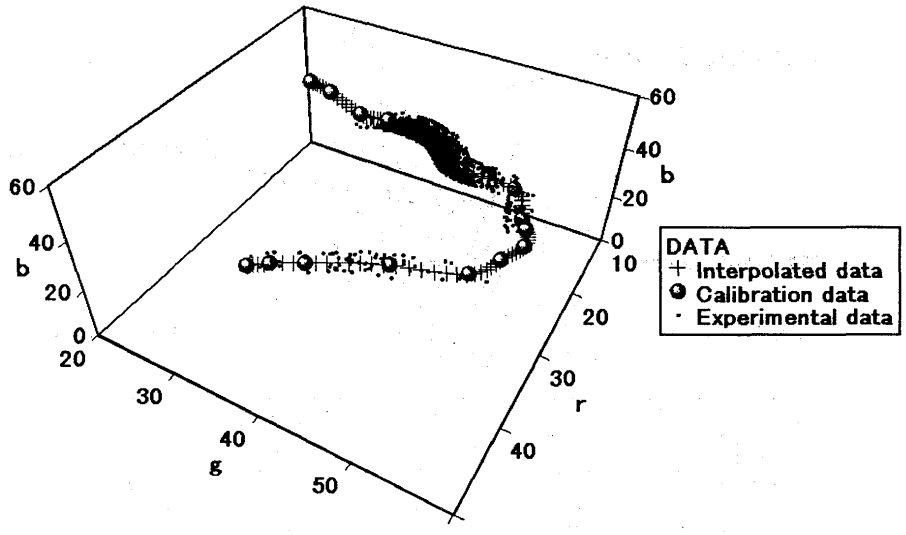


図 2:試験翼面の感温液晶色－温度相関データ

温度による色（rgb 値）変化データ（較正データ）、その較正データから計算で求めた補間データが示されており、この補間データを相関データとして試験時に使用する。なお、本図にはこの相関データを用いて熱伝達率計測試験時に記録した色データを温度値に当てはめた時の採用データ（試験データ）も合わせて示してある。LITICS 法では、試験時の色データを温度に当てはめる際に相関データに沿ったある領域（これをしきい値と呼ぶ）内に入ったもののみ採用して一番近い相関データの温度を当てはめ、それ以外のデータは削除する。この結果、計測面上に温度データを戻した際に虫食いのように温度の当てはめられなかった部分が残ることになるが、その部分についてはそ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の周りの温度より補間計算を行うことによって埋める。

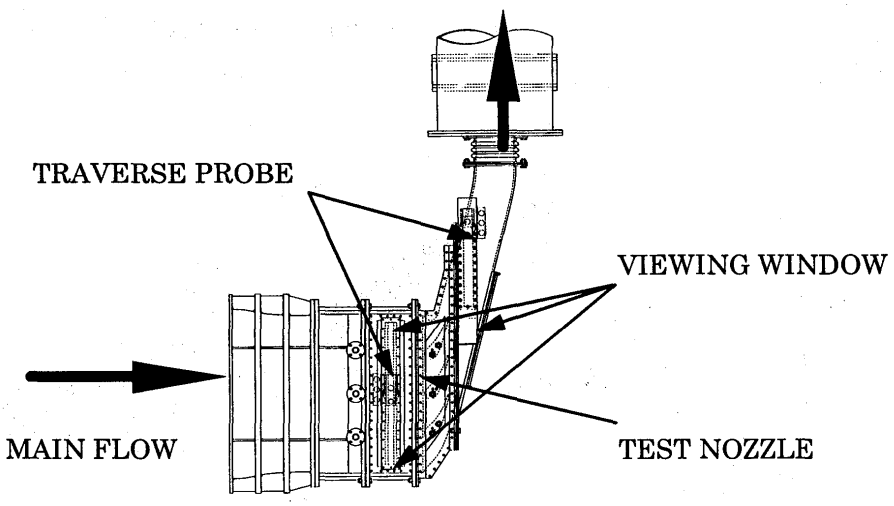
このように、キャリブレーションの結果、試験翼面の感温液晶は温度変化によってはっきりしたrgb 値変化が現れ、また、当てはめ計算も正常に行われており、本計測システムにて精度良い熱伝達率計測が可能であることがわかった。

3. 翼面熱伝達率計測試験

3－1. 試験装置

試験に用いた風洞は吹き出し式風洞であり、その空気源は低速ブロワーを使用している。テストセクションは、扇型の 3 次元翼列部、前方導入部、後方スクロール部から成っており、前方導入部は整流ダクトからの主流を滑らかに翼列入口の扇形流路に導く役割を持ち、後方スクロール部は翼列からのスワール角のついた排気を乱さないように排気管に流す役割を果たす。翼列部は、中央にある試験翼とその両側にある 2 枚のダミー翼及び側壁と上下のエンドウォールから成っており、試験翼の周りに実機と同じような 3 次元効果を伴う流れを作り出す。風洞テストセクション図を図 3 に示す。

図 3 に示すように、前方導入部の側面及び後方スクロール部の翼背面が見える位置にアクリル製の観測窓が設けられ、感温液晶計測システムでの計測ができるようになっている。その他、翼列前



翼コード長	241[mm]
翼長	171[mm]
翼間数	4
最大翼列出口マッハ数	0.3
最大翼列出口レイノルズ数	1.6×10^6

図 3:風洞テストセクション図及び仕様

方と後方に一台づつトラバース装置が設けられており、主流全圧及び全温（前方のみ）が計測できる。その他、翼列前方と後方の静圧も計測できるようになっている。

3－2. 試験結果

前述の相関データを用いて、タービン静翼表面の熱伝達率を求めた。試験条件は、本風洞での最大の流速状態で、翼列前に乱流格子を挿入して乱れ度を上昇させた状態である。その乱れ度は、平均 2.1%（実測値）である。試験条件を表 1 に示す。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

表 1:試験条件

翼列入口マッハ数	翼列入口乱れ度	翼列出口マッハ数	翼列出口レイノルズ数
0.06	2.1%(平均)	0.3	1.6×10^6

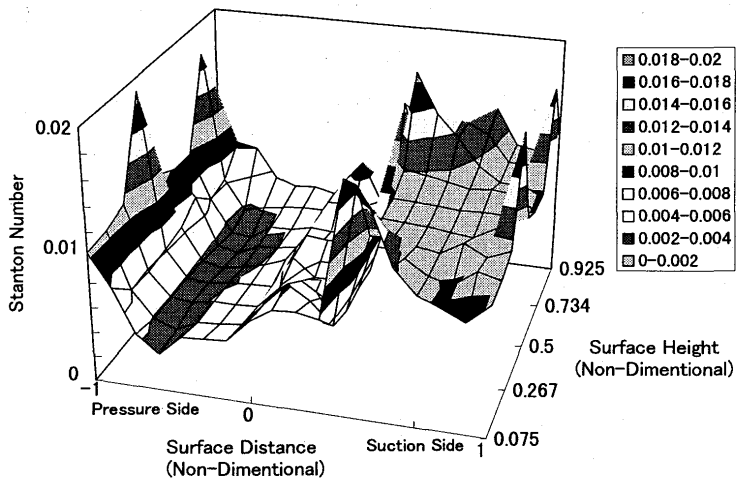


図 4:試験翼表面熱伝達率分布計測結果

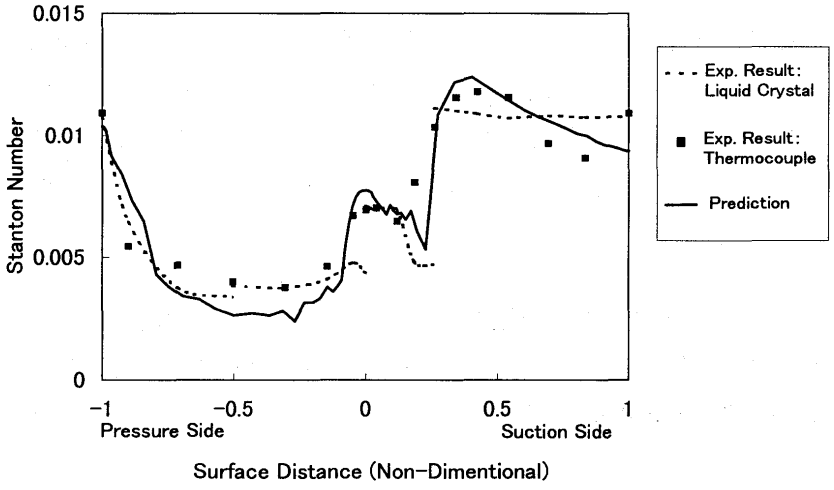


図 5:較正用熱電対計測値と感温液晶計測値との比較(翼 PCD 位置)

本試験での翼表面熱伝達率分布計測結果を図 4 に、翼 PCD 位置での感温液晶による計測結果と較正用熱電対の値との比較を図 5 に示す。また、図 5 には解析計算(k-ε乱流モデルを組み込んだ 2 次元境界層解析コード[8])による予測値も併記する。熱伝達率は、翼列入口主流条件基準のスタントン数で表した。また、図 5 の感温液晶計測値の三個所の不連続部分は、翼全域を 4 台の CCD カメラで計測しているため、カメラの視野の切れ目が現れているところである。(図 4 では、滑らかにつながるように表示しているので見えなくなっている)本来であれば滑らかにつながるべきところであるが、カメラ同士による微妙な差異(計測角度やカメラと光源の位置関係等)により、つながらなかったものと考えられる。

図 5 より、熱電対での値と感温液晶による計測結果は、翼腹側では全域で一致している。また翼背側では、前縁付近では良く一致しており、他の部分でも翼背側の遷移域の部分以外ではほぼ一致

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

している。これより、全体として（遷移域の部分を除き）翼面の熱伝達率計測範囲に対してほぼ10%の誤差範囲内で、最大でも20%の誤差で計測がなされていることがわかる。翼背側の遷移域では、遷移域の特徴である急激な熱伝達率変化は良く捉えられているが、熱電対値との不一致が見られる。これは、そこがちょうどCCDカメラの視野の切れ目であり、また翼列部の観測窓の配置の関係からカメラで捕らえ難い場所となったことや、この部分の熱伝達率変化が急激になっている（これは、解析計算による予測値からも明らかである）ことに原因があると考えられる。この部分の計測には、カメラの再配置やデータ処理法等を含めた工夫が必要である。また、図4の遷移域の翼ルート付近とチップ付近に熱伝達率が急に高く表示されている部分があるが、この部分も急激な熱伝達率変化があると考えられる領域であり、詳しい計測及び解析が必要である。

これらの結果より、全体として良好な計測が行われていることがわかる。

4. まとめ

本研究では、感温液晶計測システムを用いて3次元形状のガスタービン静翼翼面の全面熱伝達率分布計測を実施し、以下の結論を得た。

1．感温液晶計測システムを用いて3次元形状をした計測面を測定することは可能であり、その際には曲率の大きく変化する区間でそれぞれ色－温度の相関データを用意することで対処できる。

2．定常法にて熱伝達率変化の大きい計測面を一種類の感温液晶で一度に計測するには、計測面への入熱量（ヒーターシートへの印可電圧）を変化させて計測した結果を合成することで対処できる。その際には、比較的広範囲な色－温度間の当てはめが可能なLITICS法が有利である。

3．感温液晶計測システムを用いれば、熱電対を使用した場合よりもより詳細な計測が可能になる。

5. 謝辞

本研究は「WE-NETプロジェクトの水素燃焼タービンの開発」の一環で、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）殿及び（財）発電設備技術検査協会殿の委託を受けて実施したものであり、ここに関係者各位に深く感謝致します。

参考文献

[1]Martinez-Botas, R.F. et al. , J. of Turbomachinery, Vol.117, 1995, pp.425-431

[2]船崎健一ほか，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論文集，1996.5，pp.159-163.

[3]Hippensteele, S.A. et al. , J. of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.107, 1985, pp.953-960.

[4]秋野詔夫，温度と伝熱現象の可視化，流れの可視化，Vol.7，No.27，1987，pp.42-48.

[5]Camci, C. et al. , J. of Turbomachinery, Vol.114, 1992, pp.765-775.

[6]松田寿ほか，色空間補間を用いた感温液晶温度同定法，第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1996-5), pp.871.

[7]松田寿ほか，回流水槽を用いた膜冷却噴流試験－可視化と渦発生体付き拡散孔の膜冷却効率－，第11回ガスタービン秋季講演会講演論文集，1996.11，（宮崎），pp113.

[8]ビスワスほか，ASME Paper 93-GT-73，1993

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C—11

3D－CMC（SiC／SiC）ディスクの回転強度特性

*小河昭紀・橋本良作・周　風華（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

航空機用エンジンの性能向上に伴い燃焼器やタービン入口温度（TIT）は年々上昇して来た。現在，開発中の極超音速／超音速機用エンジンのTITは１７００℃に達する。従来の金属系材料では冷却空気量の点から限界に達している。新たな超耐熱材料の開発が全世界的に進められている。C／C材等新素材の研究も広く行われている。耐酸化性を考慮すると現時点では炭化けい素繊維強化炭化けい素系（SiC/SiC）複合材が着目されている。本材料は軽量で耐熱強度に優れている事から，タービン部材等の回転部品に適した特性を有している。この材料の回転部材への適用化を図るため，近年，回転強度試験や模擬タービンロータ等の開発研究が行われている[1]。しかし，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，３次元織りSiC/SiC複合材の中空円板模型の変形，及び破壊様式を検討するため、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_θ)計測結果と有限要素法(FEM)による非線形弾性解析結果の比較を行い，併せて，破壊様式の観察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２体のSiC/SiC材中空円板モデルは，ｒ－Θ－ｚ方向の直交３軸織り中空円筒ブロック素材から機械加工により，内径100mm ϕ，外径160mm ϕ，板厚約5mmの等厚円板に機械加工されたものである。Fig.１にその形状・寸法を示した。ブロック素材はTyranno ZMI™(宇部興産；耐熱SiC繊維)を半径／円周／厚さ方向に配した 3D-直交織物に最初にメチルトリクロロシランの化学気相含浸法(CVI;Chemical Vapor Infiltration)処理で体積率21%程度SiCマトリックスを形成した後，ポリチタノカルボシランを使用した前駆体ポリマー含浸焼成法(PIP;Polymer Impregnation and Pyrolysis)緻密化処理でSiCTiOマトリックスを均密に充填して複合化した材料である。空孔率は11.7%、密度は2.19g/cm^{3}である。

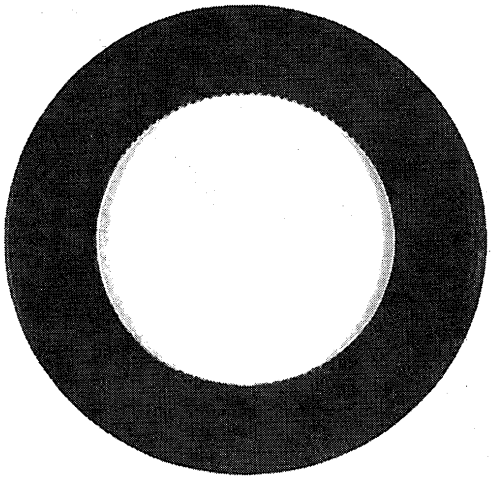


Fig.1 The photograph of SiC/SiC composites disk model (inner diameter: 100 mm, outer diameter:160mm, thickness:5mm)

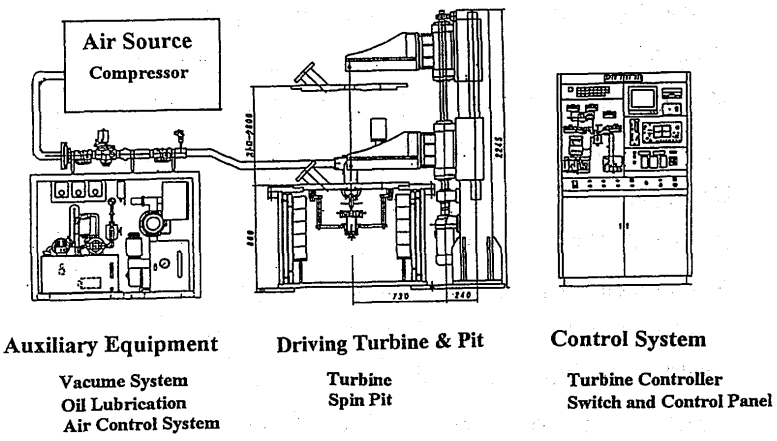


Fig.2 The skeleton diagram of the spin test systems

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,（函館）

Download service for the GTSJ Via 216.73.216.204, 2025/07/04.

繊維体積含有率(Vf)は最内周部でΘ方向：23%，ｒ方向：7%，ｚ方向：12%，合計：43%程度である。ｒ方向の繊維配分は外周への拡がりに対応して途中で増補している。

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 Fig.2 に示す。供試ディスクは保持具 (arbor)に拘束の無い状態で置かれている。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、コンプレッサーからの圧縮空気によりエーアータービン駆動で定角加速度下，回転数を上げ，バースト試験，或は所定の回転数までひずみ計測を実施する。Fig.3 に示す様に，ひずみ計測のため，ＣＭＣディスク内周，外周及び内部中央部各所に２又は３軸ゲージ（ゲージ長さ 2mm）を貼付した。ゲージからの最大１２本の細線をディスク上に貼付したターミナル，スピンドルシャフト内部からタービン上部のスリップリング（２８チャンネル）を経由してひずみ出力を計測した。ゲージ添付及び配線の様子を Fig.3 に示す。配線数の制限により、同時に全てのゲージ(G1~G8)出力値を計測出来ないため、配線を変えて複数回の試験を行った。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に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緩衝帯を使用した。

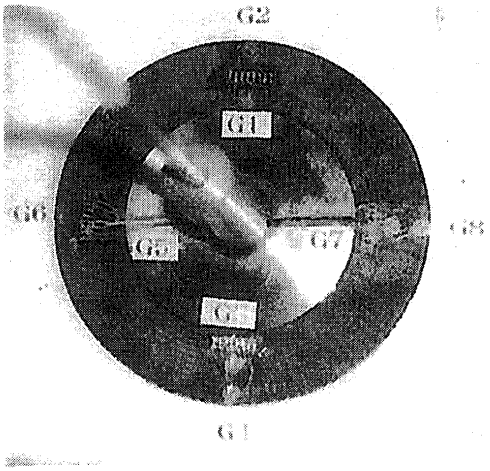


Fig.3　A CMC disk installed on an arbor (showing gages and terminals arrangement)

4．引張試験結果

回転強度評価のため，デイスク最内周部から円周方向を長手方向として切出した場合と同じ繊維配分条件で製作したクーポン型試験片（220L x 20W x 3t，密度；2.24g/cm^3，空孔率；17.2%)による引張試験を行った。その結果の１例を Fig.４に示す。ひずみ測定に３軸ひずみゲージと変位計(Instron 社 Extensometer)を使用した。本材料は 50MPa 付近から CVI マトリックス破壊に起因する特徴的な低弾性率非線形挙動を示し，破壊ひずみは 6000 μ以上に達している。３本の試験片による平均破壊強度は 370MPa であった。

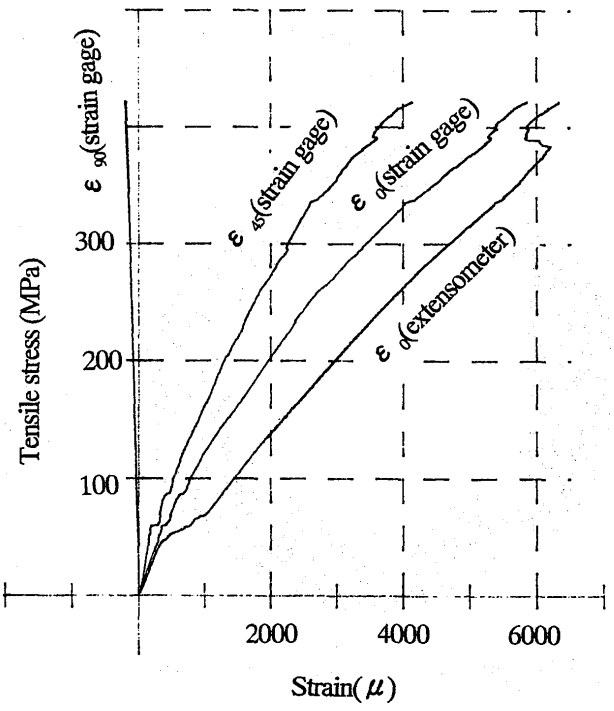


Fig.4　A typical variation of stress-strain of 3D-SiC/SiC by coupon type specimens

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5．回転ひずみ計測実験・解析結果

回転数０～18,000／0～28000rpm の範囲で回転数を一定加速度で増速しながら、ひずみ計測を行った。同一試験片で、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。Fig.5 はひずみゲージ計測値 ε_θの回転数による増加状況を示す。最内周部，中央部及び最外周部の計測値を各々○△◎で示した。図中の３本の実線は各々のゲージ半径位置での FEM(NASTRAN)線形弾性解析の結果である。各々の線は実験値と良く一致している。解析で使用した弾性常数は引張試験結果から，E_θ=100GPa，E_r=50GPa，ν=0.05 とした。回転数 20,000rpm は最内周でσ_θ=50MPa 程度で，弾性限に相当する。この回転数以上から低弾性率非線形領域に入り，実験値が FEM 結果より大きくなる傾向がある。非線形の影響を見るために、Fig.4 の静試験のひずみ－応力データ（変位計）を使用して FEM 非線形弾性解析をおこなった。Fig.6 に半径位置 r=53mm での非線形弾性応力解析、線形弾性解析結果を実線で、実験点を○（△点は内部中央部 r=66mm の参考値）で示した。計測値は非線形弾性解析結果ほどの急激な増加を示さなかったが、線形弾性より次第に乖離する事がわかる。内部中央部 r=66mm の計測値△も同様な増加を示し，内周から外周への非線形弾性領域の拡大を意味する。

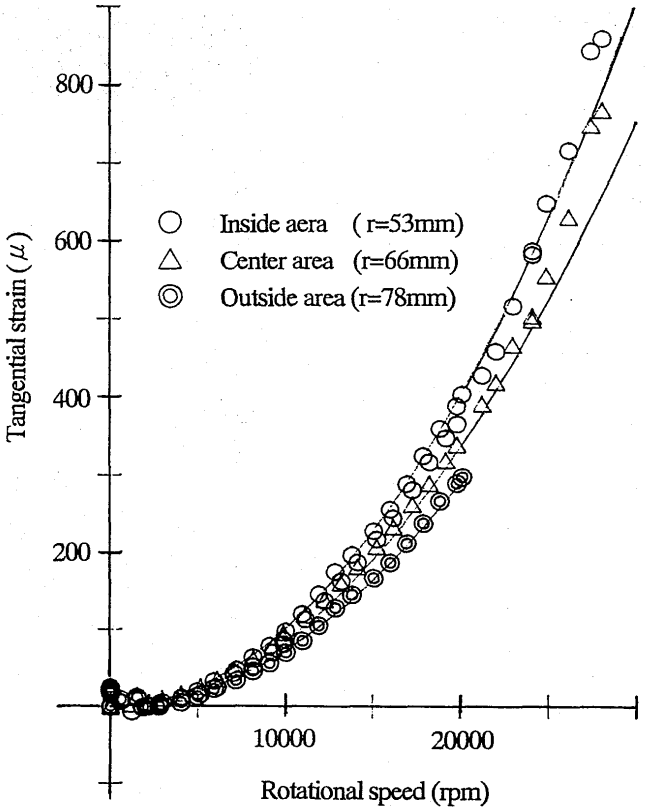


Fig.5 A variation of tangential strain with rotational speed at the inside, central and outer areas.

6．回転破壊試験

回転ひずみ計測後，スリップリング等のひずみ計測装置を取り外して、ＣＭＣディスクの回転破壊（バースト）試験を行った。試験は振動の少ない円滑な回転状況で終了した。バースト回転数は 39,650rpm 及び 49､8700rpm であった。σ_θ応力換算で各々210MPa､330MPa に相当する破壊応力になる。平均引張強度 370MPa より低い値である。この原因として，密度差から引張試験片のマトリックス充填はディスクよりも良好な状態であると考えられ，ディスクの引張強度は引張試験片より低い事，NASTRAN の非線

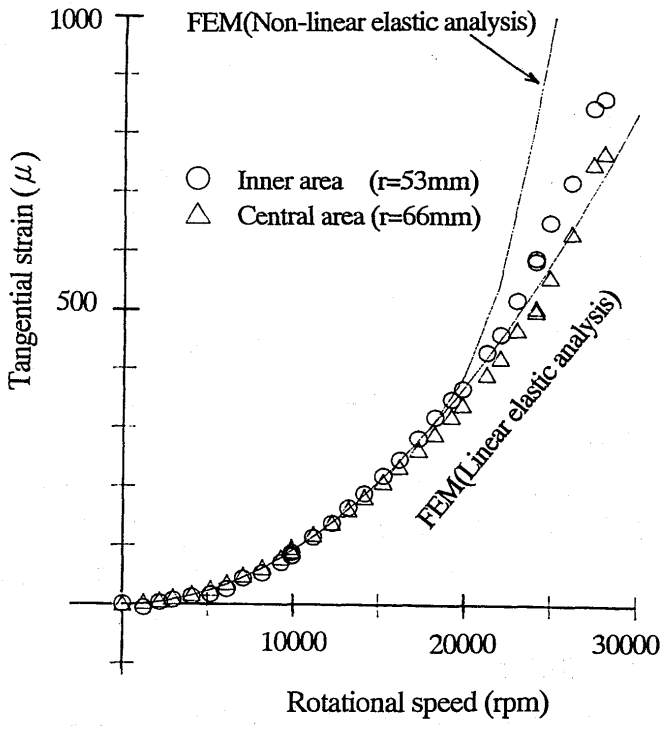


Fig.6 Non-linear elastic effect on tangetial strain in rotating SiC/SiC composite disks

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

線形弾性解析は等方弾性体に限定されているため異方性の影響が正確に評価されていない点，及び製造上のバラツキによる可能性等が挙げられる。今後、更に試験データの蓄積が必要である。破壊の瞬間写真をFig.7に示す。図中矢印Aで示した破壊断面が最初のき裂によって生じたものと考えられる。その破片を回収し再構成した様子をFig.8に示す。図中の矢印AはFig.7の初期き裂破断面に対応している。従来の回転試験知見[2]から，バースト瞬間に５個の破片に分離して飛散したものと考えられる。衝突による２次破壊も一部破片に生じている。破壊形態は円周方向繊維の破断による典型的な遠心破壊である。最外周面はバースト後も平滑で，小片剥離は生じなかったと考えられる。

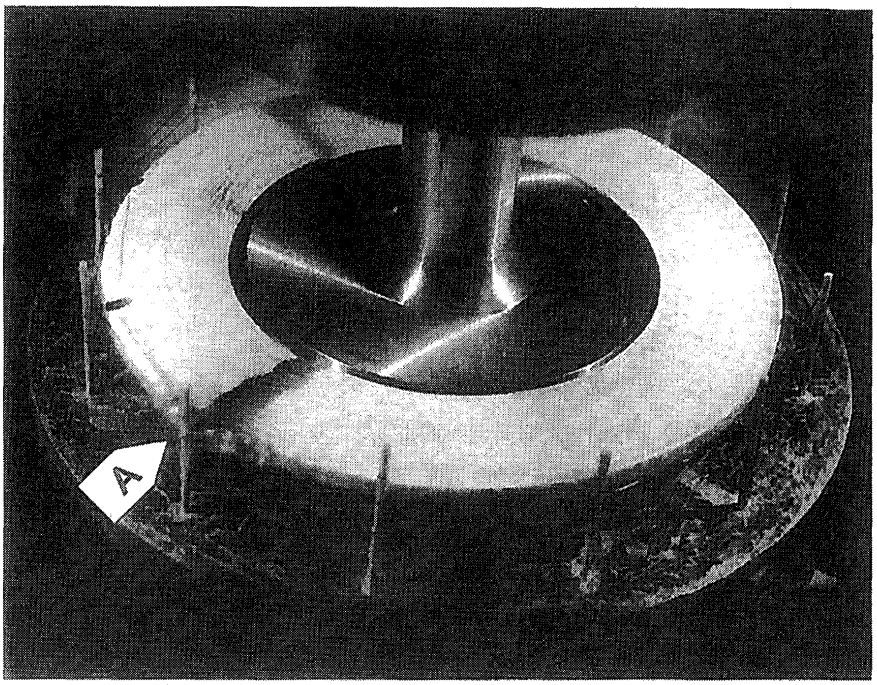


Fig.7 A Instantaneous photography of a burst SiC/SiC disk

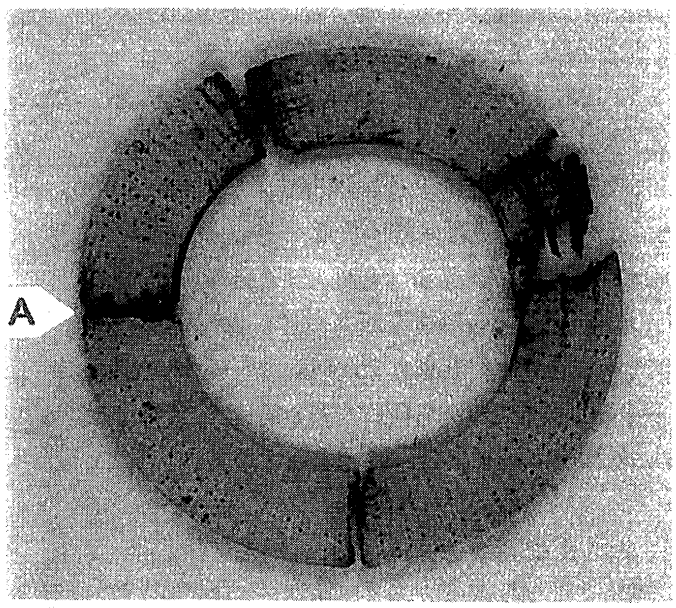


Fig.8 Reconstructed Fragments of a burst disk
(Burst speed: 49,870 rpm)

7．まとめ

３Ｄ－ＣＭＣ（ＳｉＣ／ＳｉＣ）ディスクのコールドスピンテストにより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－ＳｉＣ／ＳｉＣディスクの破壊様式は、接線応力（ひずみ）による遠心破壊である。破壊応力は210～330Mpaになり、引張強度より低い。

(2)回転ひずみの計測値は本ＳｉＣ／ＳｉＣ複合材の線形弾性範囲内ではＦＥＭ線形弾性解析解によく一致するが、回転数の増加につれて非線形弾性範囲に入ると線形弾性解より、次第に大きく乖離する傾向がある。しかし、増加割合は本材料の非線形弾性挙動を考慮したＦＥＭ非線形弾性解析結果より少ない。

8．引用文献

1)T. Araki,et al.,22nd Annual Cocoa Beach Conf. and Exp. On Composites, Advanced Ceramics, Materials and Structures, 1998, Jan, (C-106-98)

2)小河，他２名，第９回ガスタービン秋季講演会論文集，pp 1-5(1994.10)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

回転蓄熱式熱交換器の高温化技術

C—12

＊赤尾好之　荻田浩司(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徴を持つ自動車用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プロジェクトとして1990年度から7年間の計画で(財)石油産業活性化センターを中心に推進されてきた。

回転蓄熱式の熱交換器は、他の形式に較べて小型、軽量、高効率が得られる特徴を持ち、自動車用や小型発電用などのガスタービンエンジンへの採用が期待されている。このような再生サイクルガスタービンの熱効率向上には、熱交換器入口ガス温度の高温化と、蓄熱体ハニカムコアのファインセル化による熱交換器温度効率の向上が不可欠である。しかしながら、ファインセル化は、ハニカムコアの構造強度低下を招き、高温化を阻害するため、ハニカムコアの熱応力低減が技術課題となる。著者らは、ファインセルのハニカムコアの外周部にスロットを設けて熱応力低減を図り、熱交換器入口ガス温度1100℃での運転を可能とし、温度効率95％を達成した。

本論文は、ＦＥＭ熱応力解析結果と単体試験結果を基に、回転蓄熱式熱交換器の高温化対策技術について述べる。

2．回転蓄熱式熱交換器

回転蓄熱式熱交換器の構造を図１に示す。蜂の巣状に貫通した目の空いた蓄熱体ハニカムコアは、外周部にシリコーン系エラストマを介してリングギアがボンディングされ、ハウジングに取り付けたローラにより３点で支持され、ピニオンギアで駆動される。ハニカムコアの両面には、ガス側と空気側の通路を分離するシール部品を設置している。

ハニカムコアは、搭載性および目標熱交換性能面から軸方向厚みを85mmとし，外径はシール幅21mmを考慮した411mmとし、熱変形を考慮したシール性から個数を２個としている。また、ハニカムコアの材料は、高い耐熱性と低熱膨張、高強度、且つ熱衝撃に強いＭＡＳ(コージェライト)、ＬＡＳ(βースポジューメン)、ＡＳ(ムライト)などのセラミックスを採用した。

熱交換のシステムは、回転するハニカムコアの片側にタービン出口の高温ガスを通過させ、反対側へ圧縮機から吐出した低温空気が通過することで、ガスの熱によって温められたハニカムコアが空気側へ回転移動した時、ハニカムコアの熱で低温空気が暖められ、熱交換するものである。当熱交換により、1100℃レベルの排ガスを300℃レベルまで低減して排気する。一方、200℃レベルの高圧空気を1000℃レベルまで燃焼機入口空気温度を高め、廃熱を回収する。この熱交換システムによる廃熱回収は、350ｋＷの熱量に匹敵する。

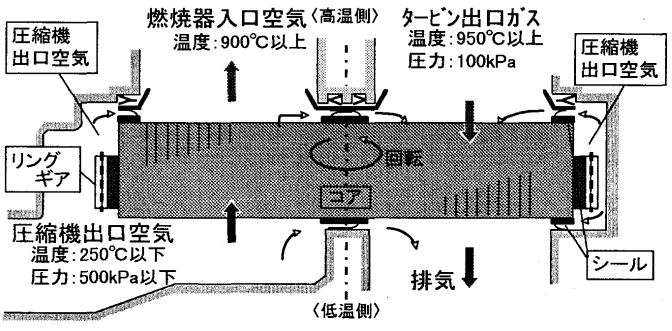


図１　回転蓄熱式熱交換器の構造

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

自動車用100kWＣＧＴにおける熱交換器の目標性能、即ち、温度効率，空気漏れ率および圧力損失率は，エンジン目標性能を満たす条件として表１のように設定している。エンジン部分負荷性能に寄与する熱交換器入口ガスの上限温度は，蓄熱体ハニカムコアをセラミックスにすることを前提に材料特性から1100℃と設定している。

表１　１００ｋＷＣＧＴ熱交換器目標性能

Nt：エンジン回転数

	項目（片側１ユニット）		全負荷 (Nt：10万rpm) 最大出力点	部分負荷 (Nt：9万rpm) 最良燃費点	部分負荷 (Nt：7万rpm) 熱交最高温度点
条件	ガス側入口温度	℃	950	1017	1100
	入口流量	g/s	230	167	116
	空気側入口流量	g/s	224	163	116
	入口圧力	kPa	490	3.6	250
目標	温度効率	%	92.5	94.5	96.1
	空気漏れ率	%	5.4	5.7	* 6.3
	ガス側圧損率	%	6.6	5.0	3.7
	空気側圧損率	%	0.27	0.38	0.57

＊参考値

2.1 ハニカムコア

現在入手し得るセラミックハニカムコアは、上述のように３種が有り、各ハニカムコアのセル形状は、図２に示すように、押し出し製法の矩形セルのＭＡＳと、巻き取り製法のサイン波形セルのＬＡＳ、ＡＳに分類させる。表２に、各ハニカムコアのセル形状データと材料特性を示す。セル形状および材料の比熱、密度などから、その熱交換特性は、薄壁サイン波形のＡＳ、矩形ＭＡＳ、厚壁サイン波形のＬＡＳの順で優れている。一方、材料特性から、その耐熱強度は、上記の順と逆になる。著者らは、強度面では不利だが、性能面で優位なＭＡＳ材を主体に開発を行った。

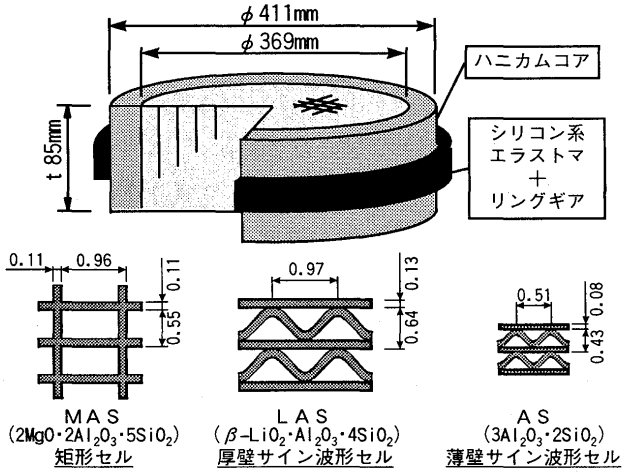


図２　ハニカムコアのセル形状

表２　ハニカムコアの特性

材料	MAS	LAS	AS
セル形状	矩形	サイン波形	サイン波形
セル壁厚 (mm)	0.11	0.13	0.08
セル密度 (Cell/cm²)	190	140	220
水力等価直径 (mm)	0.58	0.64	0.51
セル開口率 (%)	71	65	73
単位伝熱面積 (m²/m³)	4900	3300	5300
嵩密度 (g/cm³)	0.55	0.67	0.48
比熱 (kJ/kgK)	1.2	0.79	0.55
熱伝導率(W/mK)	1.0	0.7	0.3
4点曲げ強度 (MPa)	1.8	5.5	2.2
推定温度効率 (%)	95	93	96

形状データはメーカカタログ値．物性は参考値(at 600℃)．温度効率は全負荷条件でコア回転数20rpm．

2.2 ハニカムコア駆動条件

熱交換器の温度効率は、ハニカムコアの材料、形状のほか、回転数に依存する。ハニカムコアの回転数は、目標温度効率を見据えた上で、ガス、空気の温度、流量およびコア駆動動力損失、シール部品との摩耗により決定させる。一例として、１００ｋＷＣＧＴの全負荷条件に於けるＬＡＳコアの推定温度効率を図３に示す。

当結果から，ハニカムコア回転数は目標温度効率を満たし、動力損失と摺動距離を極力低減出来る条件として15rpm～20rpmとした。

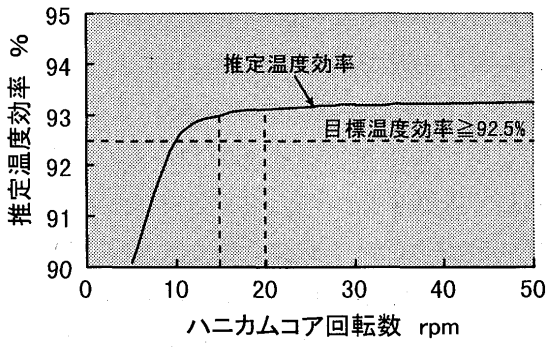


図３　エンジン最大出力点での推定温度効率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．伝熱･熱応力解析

3.1 解析モデル

運転中のハニカムコアに発生する熱応力による熱交換器の耐熱性を検討するため、ＦＥＭ伝熱解析および応力解析を行った。解析モデルは、回転するハニカムコアが、高温ガス側から低温空気側へ移行時の非定常応力を考慮するため、３次元半円モデルとし、ハニカム状のコアの材料特性は、異方性を考慮した等価なソリッド材として取り扱っている。解析ソフトは、非線形熱応力問題のためＡＢＡＱＵＳを用いた。

3.2 伝熱解析結果

3.2.1 境界条件

後述の熱交換器単体性能試験で、ハニカムコア入口と出口のガス、空気温度およびコア側面雰囲気温度計測結果を基に、ハニカムコア内部の温度分布を解析した。なお、ハニカムコア表面温度と計測した当該部付近のガス、空気の温度は等しいものとし、周方向、軸方向にリニアな温度分布を与え、コア側面(即ち、外周部)からの熱伝達は、回転数20rpmとして境界部の熱伝達率を与えている。

3.2.2 解析結果

部分負荷条件で熱交換器入口ガス温度が最も高い条件での、運転中のコア内部の温度分布は、図４に示すとおり、約1000℃の温度差(中央部1100℃, 外周部100℃)を生じることが分かる。特に、コア外周付近半径方向に30ｍｍの狭い範囲での温度分布が極めて厳しく、当該部に高い周方向熱応力が発生すると考えられる。

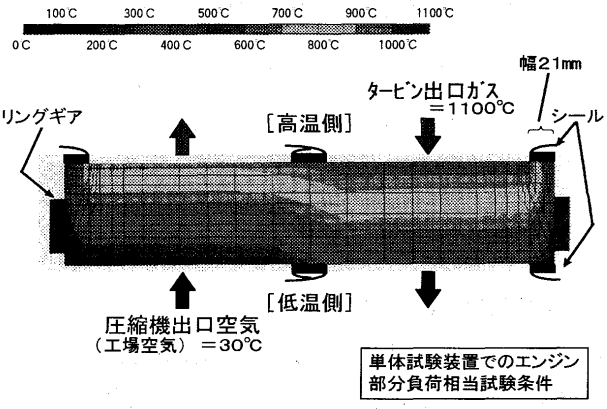


図４　熱交最高温度点での温度分布の一例

3.3 応力解析結果

熱交換器単体試験装置に実体ハニカムコアを供試し、入口ガス温度を800℃で運転を実施した結果、図５に示すような、ハニカムコア外周部から半径方向に向かうクラックが認められた。

上記伝熱解析結果を基に、ハニカムコアに温度分布を与えた時の発生応力を解析した。図６に熱交換器入口ガス温度最高条件の1100℃での、ＭＡＳコアの応力分布図を示す。図５に示す試験結果

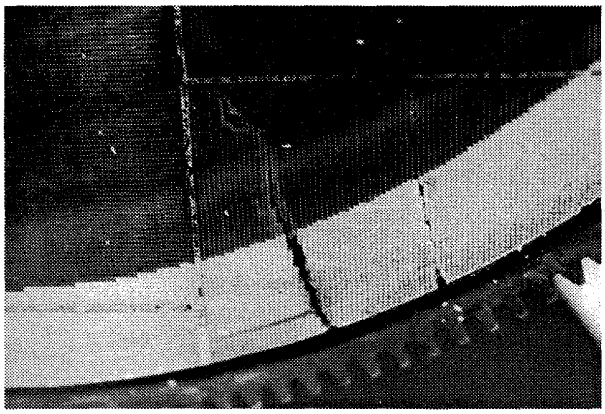


図５　単体試験後のコアクラック

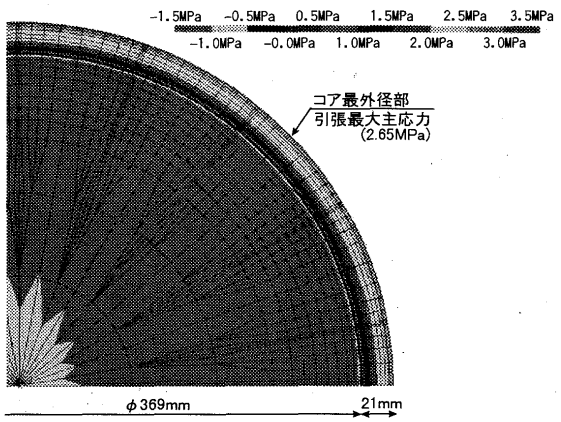


図６　部分負荷条件での周方向応力分布(表面)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

に一致する、ハニカムコア最外周部に周方向の高い引張応力が発生している。その応力値は、ＭＡＳコアの周方向４点曲げ強度1.77MPaに対し、外周部では2.65MPaの応力に達している。対策として、ピーク応力が発生しているハニカムコアの高温側外周部に長さ30ｍｍ、低温側へ向かうに従い長さを短くした、幅２～３ｍｍの斜め形状のスロットを18箇所設けたモデルで、同様な解析を行った。結果を図７、図８に示す。ピーク応力値は2.45MPaに若干低減したが、その発生箇所はコア外周部からスロット付け根のコア厚さ方向中間付近に転移した。

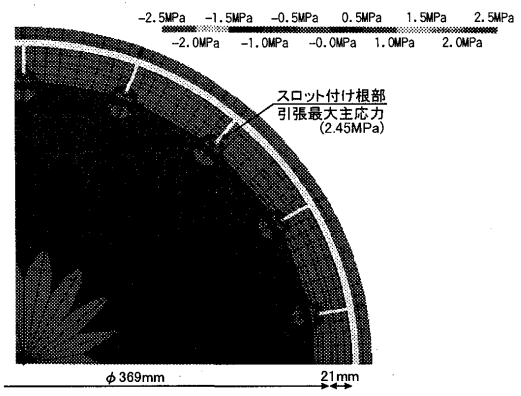


図７　スロット付コアの周方向応力分布(表面)

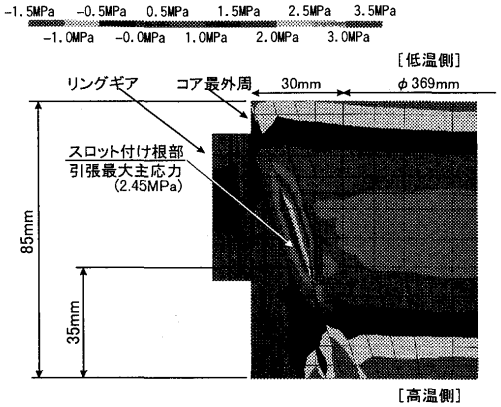


図８　スロット付コアの周方向応力分布(断面)

続いて、スロット形状および数、長さをパラメータに同様な解析を行った、各形状での周方向ピーク応力値を比較した結果を図９に示す。スロット形状を斜めから直線に変更した結果、ピーク応力値は1.19MPaに大幅に低減した。

次に、スロット数を36箇所に増やした結果、ピーク応力値は0.66MPaに低減した。当形状で、単体試験にて耐熱強度を評価した結果、ガス入口温度1020℃ではクラックの発生は無く、健全であったが、1100℃評価後にクラックの発生が確認された。

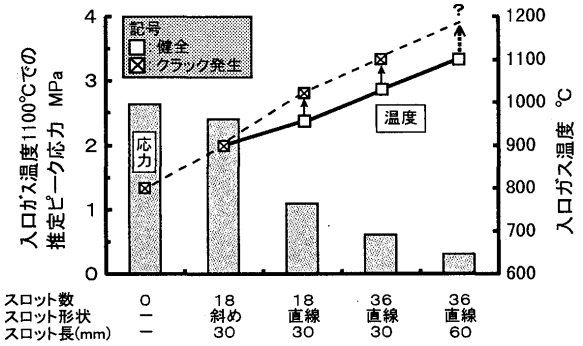


図９　スロット設置による応力低減効果

ここでスロット長延長による応力低減を試みた。スロット部には、コア材と同様な無機材料を充填しており、極度に長いスロットは、充填材の脱落が懸念されるため、ここでは、スロット長を30ｍｍから65ｍｍの範囲とし、その応力低減効果を解析により検討した。熱交換器入口ガス温度1100℃でのピーク応力解析値を図10に示す。参考に、上述のスロット長30ｍｍのコアで健全であった入口ガス温度1020℃でのピーク応力を併記している。結果、健全であった1020℃と、クラックが発生した1100℃でのピーク応力は、それぞれ0.37MPa、0.66MPaと推定される。従って、ＭＡＳコアの実体強度は、0.37MPa～0.66MPaと推定出来る。また当結果から、当スロット長を56ｍｍ以上とすればピーク応力は0.37MPa以下となり、1100℃運転が可能になると推定出来る。以上の結果から、試

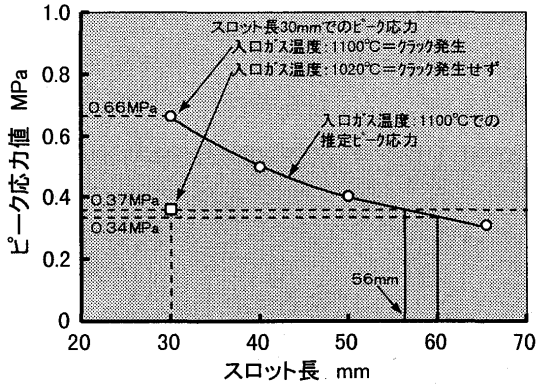


図１０　スロット長の応力低減効果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

作コアのスロット長を60mmとし、ピーク応力値を0.34MPaまで低減した。以上のスロット形状、数、長さの対策により、周方向のピーク応力を、初期形状に対して約90%低減した。

4．熱交換器単体性能評価試験

エンジン組込状態では熱交換器単独の諸特性が明確にならないため、熱交換器単体での試験装置を製作して性能を評価している。

4.1 評価装置

単体性能評価試験装置の構造図を図11に示す。構造は、エンジン同様に実体ハニカムコアとシール部品をハウジングに取り付け、電動モータによりギアを介して回転するハニカムコアに、燃焼器で加熱された低圧高温ガスと高圧低温空気を通過させている。なお高圧空気は、工場空気を利用している。温度効率は、高圧空気入口９点・出口１６点と低圧ガス入口１６点の計測温度から算出した。

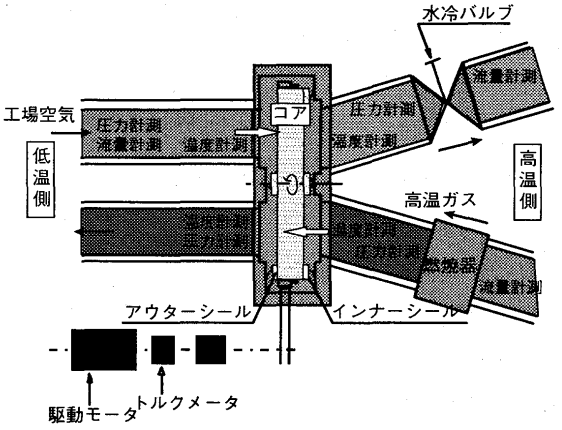


図１１　熱交換器単体試験装置

4.2 耐熱性評価結果

ＦＥＭ伝熱・熱応力解析を実施したモデルのハニカムコアを試作し、当試験装置に供試した。結果、初期形状およびスロット18箇所斜め形状では入口ガス温度800℃でクラックが発生。スロット36箇所直線形状では、入口ガス温度1020℃で異常は無く、1100℃ではクラックが発生している。上述のように、初期形状に対して90%応力低減を図ったスロット長60mmのＭＡＳコアでは、入口ガス温度1100℃の運転後、クラックなどの損傷は無く、健全性を確認した。入口ガス温度1100℃試験後のハニカムコアの外観図を図12に示す。

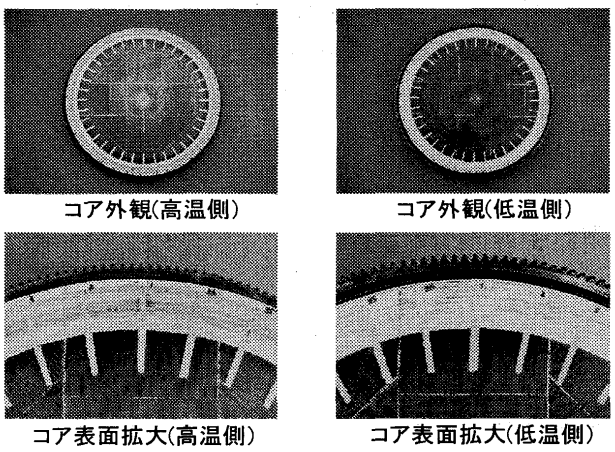


図１２　1100℃試験後のハニカムコア

4.3 温度効率評価結果

上記コアにて、エンジン部分負荷条件(最良燃費点２条件)から全負荷条件(最大出力点)に相当する３条件にて温度効率を評価した結果を図13に示す。何れの評価条件に於いても、目標性能を満足した。ＣＧＴエンジンとしての最高熱効率40%を満たす上で必要な、最良燃費点２条件では、温度効率95%の極めて高い熱交換性能を得た。また、最大出力点(エンジン出力100kW相当)に於いても、目標温度効率92.5%に対し、94.3%

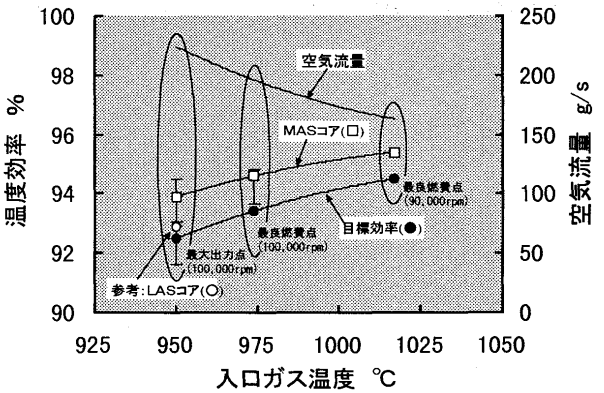


図１３　熱交換特性評価結果（単体試験）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の実績を得ている。以上のように、入口ガス温度1100℃耐熱性と95％以上の高い熱交換性能を両立を実証した。

5．まとめ

回転蓄熱式熱交換器の高性能化に不可欠なハニカムコアの高温化技術について、ハニカムコアのＦＥＭ伝熱・熱応力解析を行い、応力低減化構造について検討し、熱交換器単体試験結果との対比から、以下の成果を得た。

5.1 スロット設置による応力低減効果

エンジン作動条件で熱交換器入口ガス温度が最高で、且つ、圧縮機出口空気温度が低く、ハニカムコア外周部の温度勾配が最も厳しい入口ガス温度1100℃の条件で、ハニカムコアの初期形状、即ちスロット無しに較べ、スロット設置により以下の応力低減効果を確認した。

(1)斜め形状のスロットを18箇所に設けることで、初期形状に対し、約10％ピーク応力が低減。
(2)直線形状のスロットを18箇所に設けることで、初期形状に対し、約55％ピーク応力が低減。
(3)直線形状のスロットを36箇所に設けることで、初期形状に対し、約75％ピーク応力が低減。
(4)直線形状のスロットを60mmに拡張することで、初期形状に対し、約90％ピーク応力が低減。

5.2 ＭＡＳコアの実体強度

直線形状のスロットを36箇所に設けたコアで、ガス入口温度1020℃では健全なコアが、1100℃でクラックが発生した単体試験結果から、ＭＡＳコアの実測４点曲げ強度1.77MPaに対し、実体強度は0.36MPa～0.66MPaにある。スロット長を60mmとしたコアでの1100℃応力は0.34MPaで、当コアは1100℃試験後にクラックの発生は無く、その強度を検証した。

謝辞

本研究開発の実施にあたり、ご指導と御協力を戴いたＪＡＲＩの関係各位、および日本ガイシ(株)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)Y.Akao,et al.：Development of a Regenerator for the 100kW Automotive CGT, 95-YOKOHAMA-IGTC-38(1995)
(２)赤尾ほか：日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌, Vol.25,No.99(1997),p.102-106
(３)赤尾ほか：第25会ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ定期講演会講演論文集,(1997),p.205-210

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ターボチャージャ用遠心圧縮機の性能に及ぼす可変入口案内翼の影響

D—1

＊石野　実、別所　昭信、内田　博（豊田中央研究所）

１．はじめに

ターボチャージャは、ディーゼルエンジンの小型高出力化と低エミッション化に必須であり、エンジンからの要求として広い作動範囲と高効率を有するターボチャージャの開発が求められている。

エンジンとターボチャージャの適合を考える場合、圧縮機のサージが問題となる。エンジンの立ち上がりを少流量側に設定すればエンジンの過渡レスポンスは向上するが、その設定流量は圧縮機のサージ限界により制限される。またエンジン出力の向上をねらい圧縮機の過給圧を上昇させる場合には、遠心式圧縮機の高圧力比、高流量域で発生する弱い空気振動領域（プレサージ）が運転上問題となる。これらの問題を解決し、過給ディーゼルエンジンの低エミッション化、小型・高出力化、低燃費化を実現する技術として、可変入口案内翼付圧縮機のターボチャージャを検討した。可変入口案内翼（Variable Inlet Guide Vane;ＶＩＧＶ）はインペラ入口に配置され、ベーンの角度変化によりインペラ入口で任意の旋回流を作り出す可変容量機構である。ＶＩＧＶのねらいを図１で説明する。ＶＩＧＶ設定角αigを変えると、インペラ入口先端に流入する空気の相対速度と流入角が変化する。流入角が大きくなるとインペラ翼背面で発生する剥離が抑制され、サージ限界の拡大が期待できる。また相対速度の低下は摩擦損失低減を促し、コンプレッサ効率の改善に有効と考えられる。

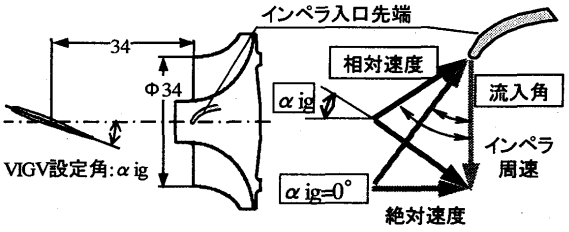


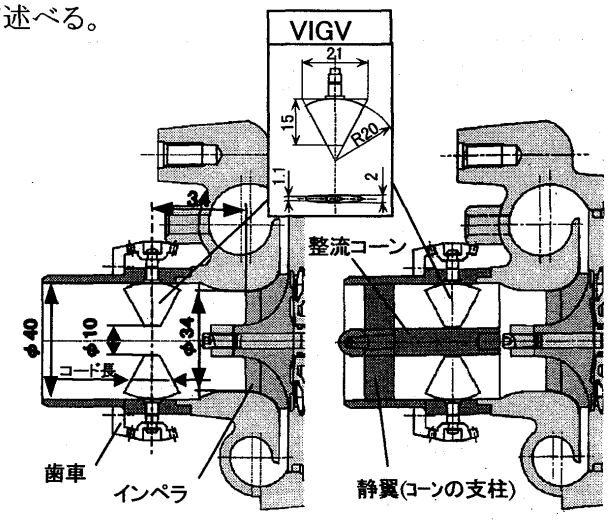
図１．ＶＩＧＶの効果

本稿では、ＶＩＧＶの角度変化により得られる予旋回流れが遠心圧縮機のサージ特性ならびに効率に及ぼす影響を実験的に評価した結果について述べる。

２．可変入口案内翼付遠心圧縮機の構造

性能試験に供したＶＩＧＶ付圧縮機の断面と可変ベーン形状を図２に示す。ＶＩＧＶは、インペラのハブに相当する位置に流れを整えるための整流コーンを設けたものと、整流コーンが無いものと２種類試作した。

可動ベーンの枚数は、６枚とし、歯車機構によりベーン設定角は０°から６０°の任意角度に設定可能である。可動ベーンの回転軸位置はインペラ入口先端から３４ｍｍで、入口径と同じ値とした。可動ベーンのピッチとコード長の比は半径方向に一定としたため、コード長は



(a)整流コーン無　　(b) 整流コーン付

図２．ＶＩＧＶ付遠心式圧縮機

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

シュラウド側で長く、回転軸側で短い扇形状となっている。またベーンの翼厚さも、シュラウド側で厚く、ハブ側で薄い形状となっている。

３．性能試験方法および試験条件

ＶＩＧＶの設定角変化が圧縮機の空力性能に及ぼす影響をターボチャージャ単体試験装置(図３)で計測した。圧縮機の空気流量は、ベルマウス流量計で計測した。圧縮機の断熱効率は、圧縮機入口の大気温度と大気圧並びに圧縮機出口の吐出圧力と温度の計測値から算出した。

ベーン設定角は、０°から１２°おきに６０°まで６条件に関して性能試験を実施した。

実験は、回転数一定条件または圧力比一定条件下でデータを計測し、ＶＩＧＶの設定角が圧縮機の効率、サージ特性に及ぼす影響を評価した。

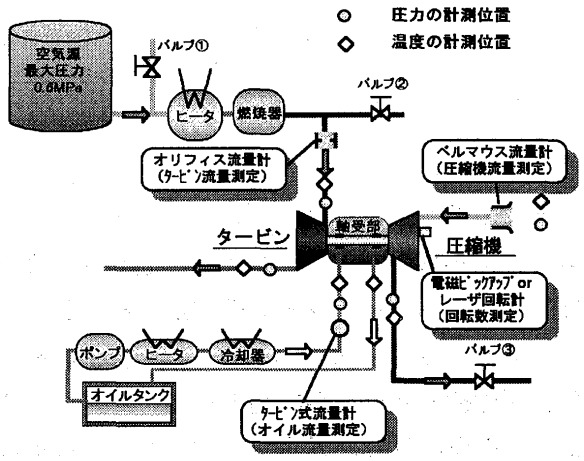


図3. ターボチャージャ単体性能試験装置

４．性能試験結果

４．１）整流コーン無ＶＩＧＶの評価結果

ＶＩＧＶの評価は、ベーン設定角０°の圧縮機性能をベースデータにして行った。

図４に設定角が０°の圧縮機性能マップを示す。圧縮機効率がピークとなる条件は、流量0.47、圧力1.72である。また圧力比２におけるサージ限界の流量は、0.24である。さらに供試した圧縮機は、高圧力比側において流量が0.7から0.8の範囲で、弱い空気振動であるプレサージが現われた。プレサージ領域に入るとサージに似た異音が発生し、性能マップ上では圧力比と効率の落ち込みが起こる。

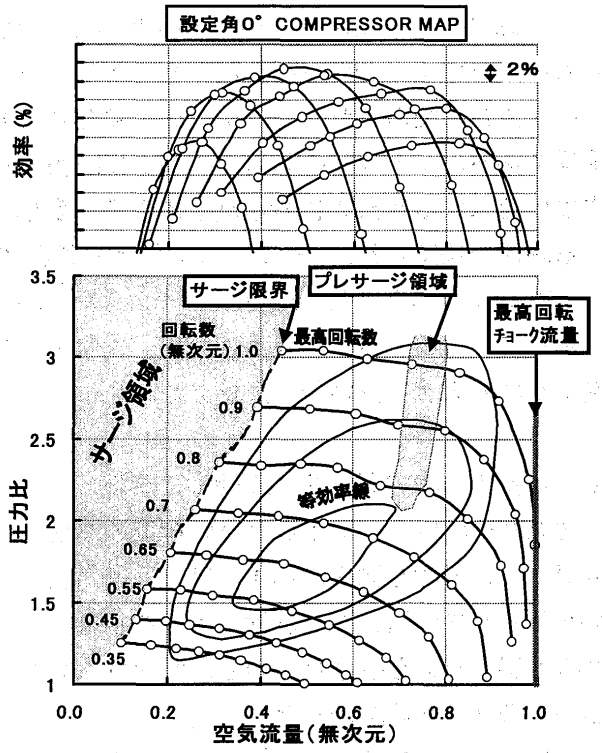


図4. ベース圧縮機特性(設定角0°)

図５は、ベーン設定角を変化させたときの圧縮機性能を設定角０°の性能と比較した結果である。設定角２４°の場合、高回転側の低、中流量域の過給圧ならびに効率が向上し、ピーク効率も設定角０°よりも高くなった。低、中流量域の効率が改善した反面、高流量域のチョーク流量は設定角０°より減少し、高流量域の効率も低下している。サージ限界は圧力比2.7以下で０°より少流量側に４%から５%流量比で拡大している。さらに設定角０°で発生したプレサージも起こらなかった。

設定角３６°の場合、サージ限界の拡大ならびにチョーク流量の減少割合が大きい点を除けば、ＶＩＧＶの作用としては設定角２４°と同一傾向を示す。しかし設定角がさらに４８°、６０°と

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

大きくなると、高流量側の効率低下が中流量域にまで広がり、０°よりもピーク効率は低下する。図６は、ベーン設定角とサージ限界の拡大率との関係を示す。なお拡大率は、設定角０°におけるサージ限界を基準に計算した値である。サージ限界の拡大率は、設定角の増大に伴い大きくなる傾向がある。拡大率が最も大きい設定角６０°の場合には、設定角０°に比べて、圧力比２において

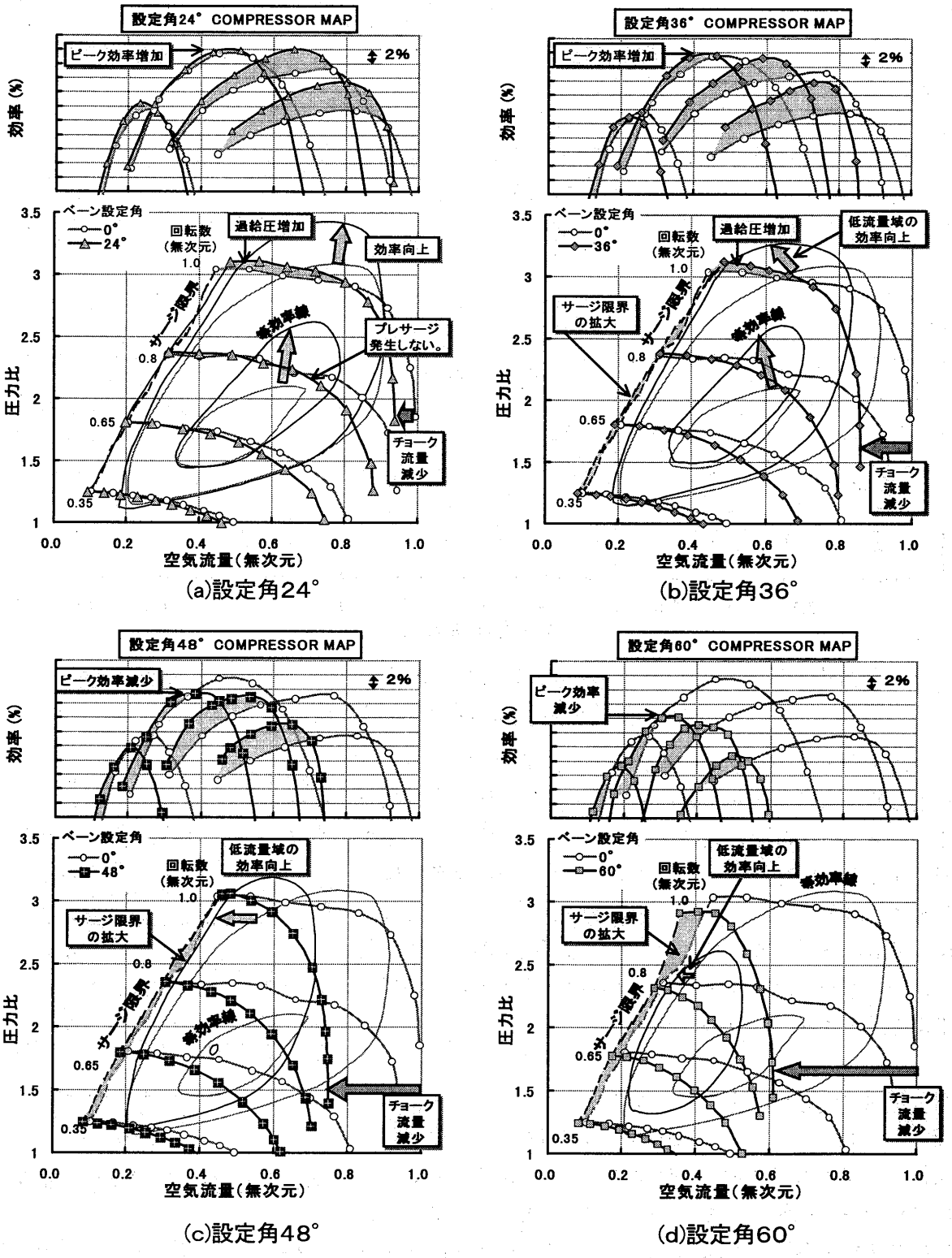


図5. 圧縮機特性に及ぼすVIGV設定角度の影響

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

９%、圧力比 2.5 において１３%サージ限界が拡大する。

圧力比一定（=1.5、2.0、2.5）の条件で圧縮機効率を比較した結果を図７に示す。

圧力比 1.5 では明確には表われていないが、圧力比 2.0 及び 2.5 のデータおいて、ＶＩＧＶの効果が確認できる。すなわち、ベーン設定角０°より設定角を大きくしたＶＩＧＶの方が少流量域で圧縮機効率は高く、インペラ入口に予旋回流を与えた方が少流量域の効率が向上する事が判る。さらにその予旋回流による効率の向上は、圧力比が高い条件ほど効果が大きい。圧力比２においては、ＶＩＧＶ制御により設定角０°より約 1.5 ポイントの効率向上が得られるに対して、圧力比 2.5 においては約３ポイントの効率向上が得られた。

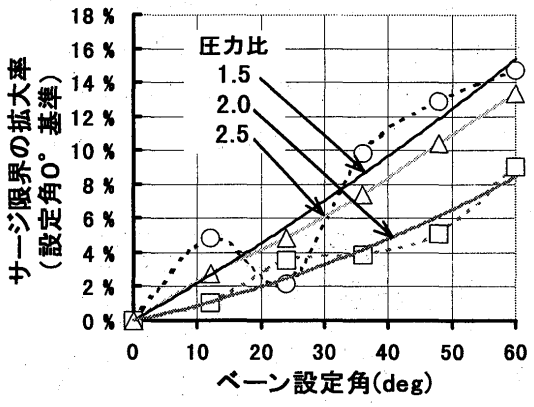
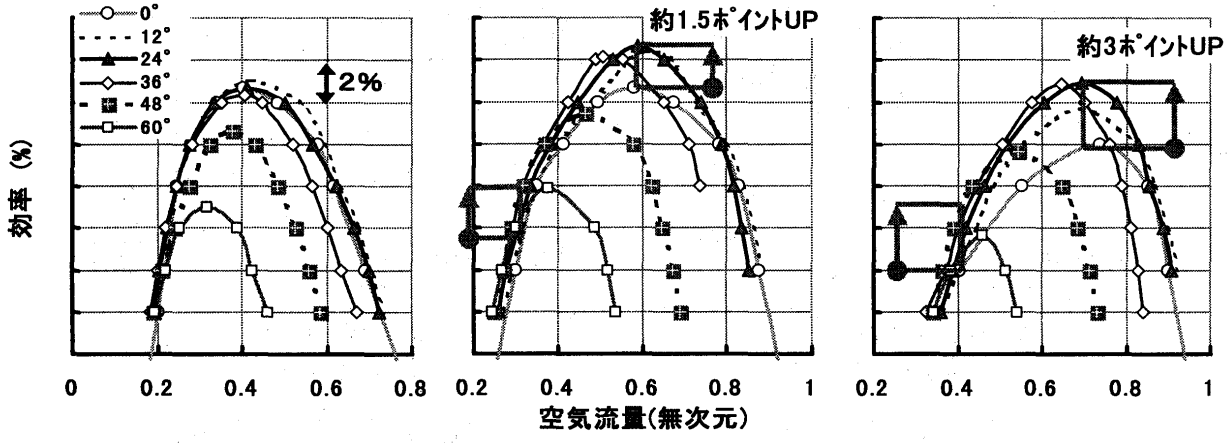


図6. サージ限界の拡大率と設定角の関係



(a)圧力比 1.5　　(b)圧力比 2.0　　(c)圧力比 2.5

図7. 圧縮機効率に及ぼすVIGVの効果

ベーン設定角とピーク効率の関係を図８に示す。効率がピークとなる最適流量は、ベーン設定角の増大に伴い低下する傾向となる。一方ピーク効率の値は、最適なベーン設定角が存在する。圧力比 1.5、2.0、2.5 の条件におけるベーン設定角の最適値は、それぞれ約１０°、２０°、３０°となり、圧力比の増大に伴い最適なベーン設定角は大きくなる傾向がある。圧力比 2.5 においてベーン設定角を最適にすれば、設定角０°のピーク効率より約３ポイント効率が向上する。

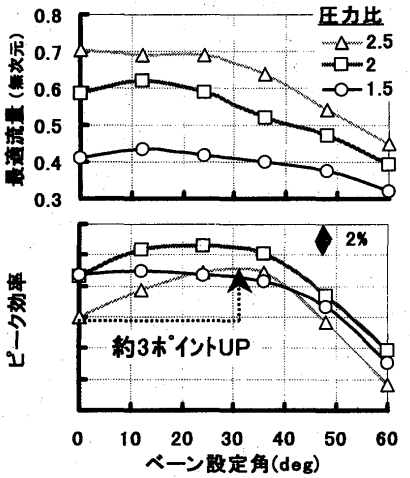


図8. ピーク効率と設定角の関係

４．２）整流コーン付ＶＩＧＶの評価結果

整流コーン付ＶＩＧＶの圧縮機効率を整流コーン無ＶＩＧＶと比較し、ＶＩＧＶにおける整流コーンの効果を評価した。圧力比 2.0 一定の条件下のもと、ベーン設定角０°、２４°、４８°の３条件で試験した結果を図９に示す。ベーン設定角０°の条件では、整流コーンがある方

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

がわずかに効率は低くなる。これは、整流コーン並びにそれを支える静翼での圧損が原因と考えられる。しかしベーン設定角を大きくしてインペラ入口に予旋回流を与えると、整流コーン付ＶＩＧＶの圧縮機効率は、整流コーン無のＶＩＧＶに比べて高流量域で高くなる。その効率の向上は、ベーン設定角が大きいほど顕著に現われる。図 10 は、整流コーンが旋回速度に及ぼす影響を計算した結果である。

整流コーンが無い場合、可動ベーンが存在しない中央部を通過する空気は旋回しないために、インペラ入口のハブ側における旋回速度はシュラウドに比べてかなり低くなる。一方整流コーンを設けた場合、空気は、すべてＶＩＧＶを通過して流れるため、ハブ側における旋回速度は高くなる。

すなわち整流コーンを設置する事によりＶＩＧＶによる旋回流は強まり、その結果整流コーン付ＶＩＧＶの圧縮機効率が、コーン無に比べて改善されたものと考えられる。

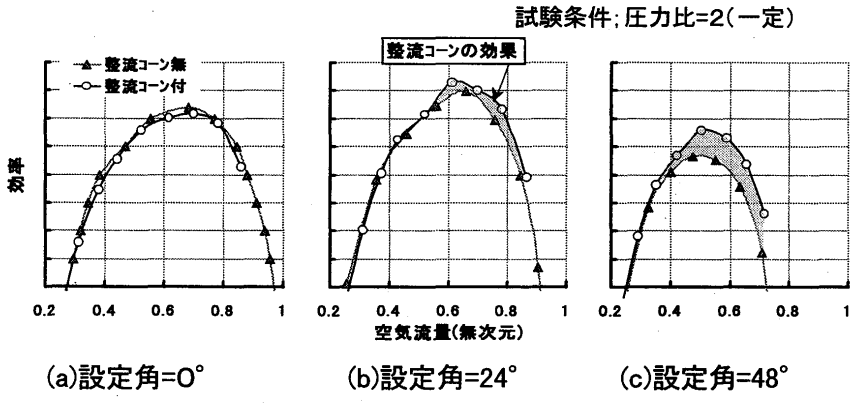


図9. 整流コーンの効果

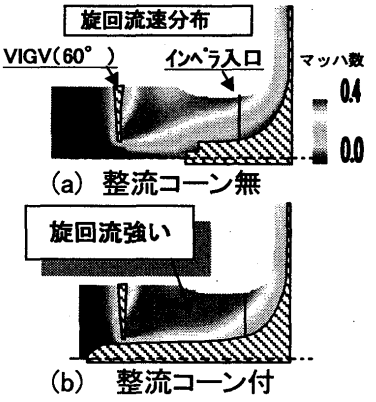


図 10. 旋回流強さ(計算)

５．まとめ

小型遠心圧縮機に軸流式の可変入口案内翼（ＶＩＧＶ）を設置し、ＶＩＧＶの角度変化により得られる予旋回流れが遠心圧縮機のサージ特性と効率に及ぼす影響を実験的に評価した。 その結果、ＶＩＧＶによる予旋回流れが遠心圧縮機のサージ流量低減、高圧力比域で発生するプレサージの回避および少流量域の効率向上に有効であることを確認できた。また整流コーンを設けることによりＶＩＧＶの効果がより高められることを確認した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

多段軸流圧縮機の三次元数値解析と検証実験（第２報） D—2

＊木村 和男，若原 剛人（（株）新潟鐵工所）
野崎 理，菊地 一雄，西澤 敏雄，斉藤 喜夫（航空宇宙技術研究所）
田村 敦宏（神戸大学），松木 正勝（日本工業大学）

１．はじめに

従来軸流圧縮機は流線曲率法を用いた設計手法をベースに，試作試験を含め多大な労力及び期間，費用を投じて開発されてきた。さらに近年は性能向上のため動翼先端部では平均速度でも超音速になりつつあり，こうした従来手法による開発はますます難しくなってきている。一方，ＣＦＤの目覚ましい発達により，圧縮機にこれを適用する試みもその事例[1),2)]が増えつつある。前報[3)]では３翼列からなる段について流れ計算を実施し，２種類の動翼について計算及び実機試験を行なって比較，考察した。その結果静翼出口での子午面速度分布が実験値と計算値では大きく異なっており，計算領域の取り方を改善すべきである事を述べた。本報ではそれに基づき，計算領域を拡大した結果について述べる。

２．試験装置及び方法

本研究の軸流圧縮機は入口案内翼（ＩＧＶ），動翼，静翼の各翼列要素より構成されており，その主要諸元を表１に，また，子午面形状を図１に示す。

なお，図中の破線は前報で計算を実施した計算境界である。前報では上流境界の流れが均一でなく境界条件の設定が困難であることから，本報では上流境界をＡ位置とした。また，下流境界についてはウェークの影響の少ないＤ位置とした。

表１ 圧縮機主要諸元

回転数	20000 ｒｐｍ
流量	10.6 ｋｇ／ｓ
圧力比	1.6

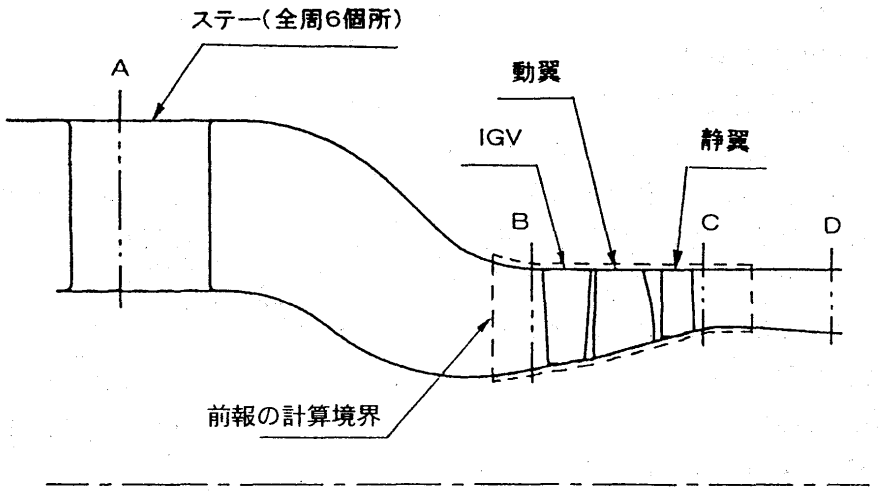


図１ 圧縮機子午面形状と計測位置

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.（函館）
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

前報と同様に，比較検証のために２種類の動翼について計算および実機計測を行った。この２種類の翼はハブ側の形状は全く同一で，チップ側では入口出口の翼角度は同一で，ソリデティー（コード長／ピッチ）のみ異なる形状である。オリジナル翼の流れ計算及び実機試験を行い，その結果ソリディティーを大きくすることが好ましいとの判断から，翼コードを約 1.3 倍ワイド化し,これをワイド翼と称している。

次に計測について述べる。計測位置は図１のＡ～Ｄの各位置にて半径方向に９点トラバースしている。また，静翼出口（図１のＣ）ではウェークを考慮して周方向に 11 箇所計測した。計測には５孔ピトー管と全温型熱電対を使用している。

計算コード，境界条件及び計算機については前報で報告したのでここでは省略する。

３．計算領域と格子数

計算領域については，前報では IGV，動翼，静翼の領域をそれぞれ１つの要素計算機に割当てた３翼列３領域計算で実施したが，本報では計算領域の流れ方向での拡張に伴い，IGV 上流側と静翼下流側を別領域とする３翼列５領域での計算を行った。各領域境界での境界条件のやり取りを容易にするため，領域境界では流れ方向に２格子を共有し，格子点の半径方向位置は一致させ，周方向には状態量の平均値を渡している。格子数は，格子間隔の連続性を考慮できるように，流れ方向には，各領域で 97 点から 131 点，周方向に 51 点，半径方向に 51 点とした。

圧縮機作動状態としては，出口に与える静圧条件に，Ｄ位置での各流量における計測結果の静圧分布を与え，サージ側からチョーク側までの間を数点計算した。

４．　計算結果と実験結果について

４．１　全体性能

全体性能を図２に示す。実験結果ではワイド翼により圧力比及びピーク効率が向上し，下記の定義によるサージマージン（SM）が相対比で倍近い改善がみられた。

$$SM = (Ms - Mm) / Mm$$

但し，Ms：サージ点の空気流量

Mm：最高効率点の空気流量

また，ワイド翼のピーク効率の空気流量はオリジナル翼よりも約3%多かった。なお，全体性能は図１のＡ及びＤの位置で，計測には５孔ピトー管と全温度熱電対による非同時トラバース計測をしているため誤差が含まれている。櫛形センサによる同時計測などを行えば高精度の計測が可能と考えられる。

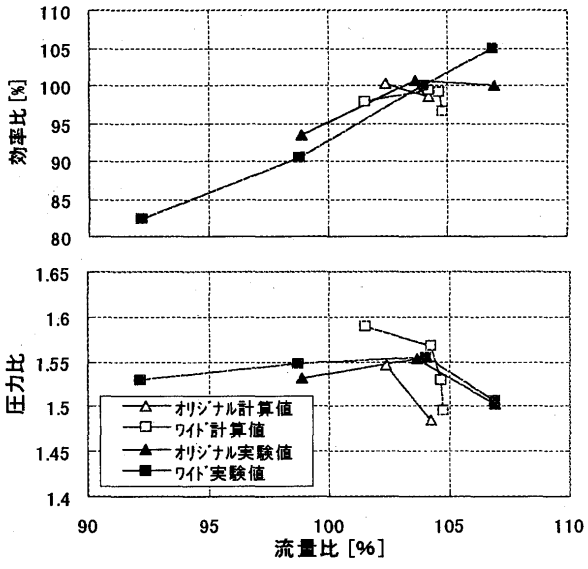


図２　全体性能

次に計算結果の要点を述べる。

①ピーク効率を示す空気流量については，計算値は実験値とほぼ一致した。また，計算値，実験値ともワイド翼の方がオリジナル翼より流量が多かった。

②圧力比はワイド翼の方が高く，実験結果と同じ傾向であった。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

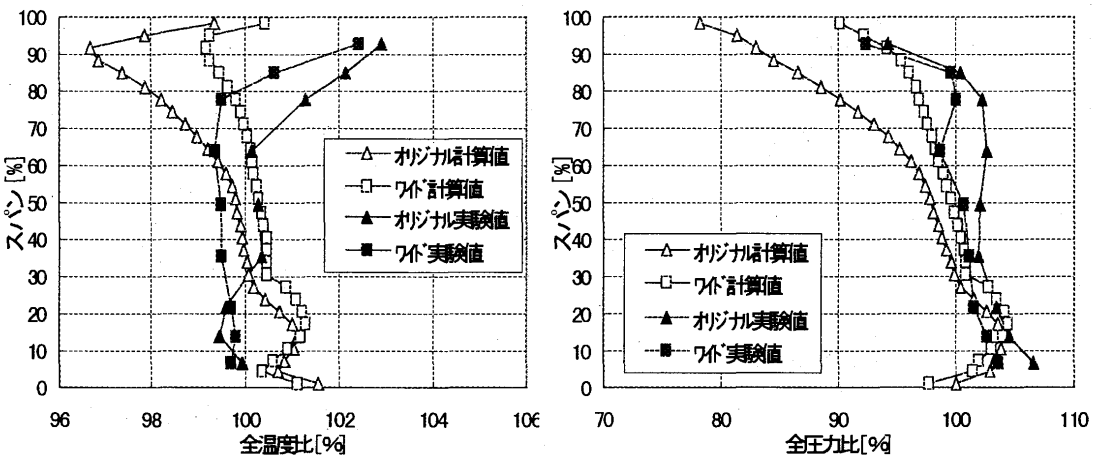
③ピーク効率についてはワイド翼はオリジナル翼とほぼ同一で実験結果とは異なる傾向であった。
④出口圧力が変化した場合のサージからチョークまでの空気流量の変化は，ワイド翼では実験値約15%に対し計算値は約3%であった。

4．2 半径方向分布

流量比約 104%における半径方向分布についての結果と考察を以下に述べる。尚，状態量についてはワイド翼の実験値の最高効率点における平均値との比で表わしている。

（1）動翼出口

全温度及び全圧力の分布を図3（a）～（b）に示す。計算値ではオリジナル翼の全温度，全圧力ともチップ側（70～90%スパン）ではワイド翼より低いが，これは後述4．3項にあるようにこの部分で翼負圧面において流れが剥離しているためと考えられる。実験では80%スパン以下では大きな剥離はないと考えられ，計算と一致していない。全温度はチップ部では衝撃波損失，クリアランス流れとの干渉等により高くなるが，その領域は実験値の方が広い。これは衝撃波損失及びクリアランス流れとの干渉，混合による温度上昇を計算では十分に評価できていないと考えられる。また，オリジナル翼はワイド翼よりその領域が広いことは計算値，実験値とも同じ傾向である。



（a）全温度分布　　（b）全圧力分布

図3 動翼出口

（2）静翼出口

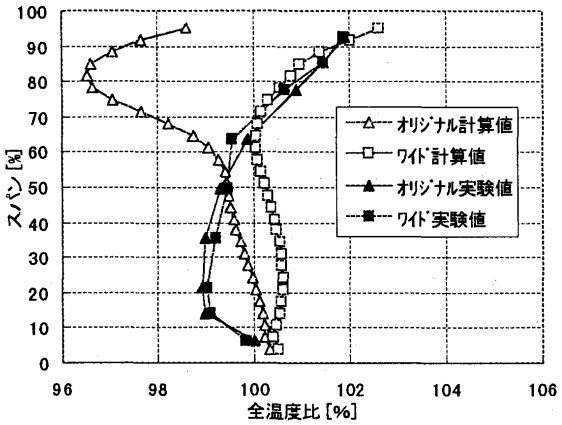
全温度，全圧力及び子午面速度分布を図4（a）～（c）に示す。全温度，全圧力とも動翼出口より滑らかな分布となっておりミキシングの結果と考えられる。子午面速度については特にワイド翼で計算値と実験値との誤差が 3%以下で前報の結果に比べ改善されている。オリジナル翼の計算値はハブ側では20%程速い。

（3）出口境界

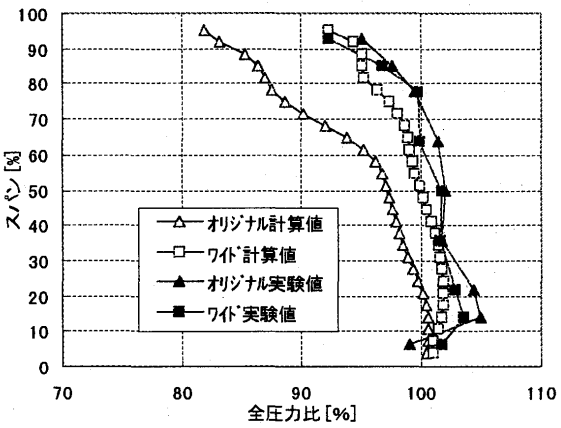
子午面速度分布を図5に示す。チップ側では計算値は実験値より低く，計算ではミキシングの評価が十分でないためと考える。また，ハブ側では実験値が低いが，これは実験装置では静翼出口のハブが回転しており，流れが剥離しやすい状況になっているが，計算ではそれを十分に評価できなかったためと考える。なお，実験値ではワイド翼の方がオリジナル翼より約 8%速度が速いが，その主要因

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

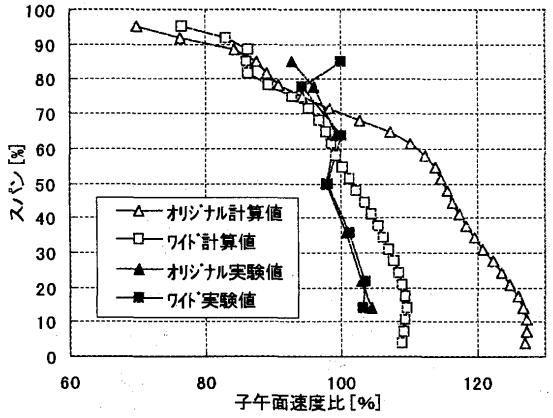
はワイド翼の方がヨー角度が5～10° 軸方向に向いているためである。



（a）全温度分布



（b）全圧力分布



（c）子午面速度分布

図4 静翼出口

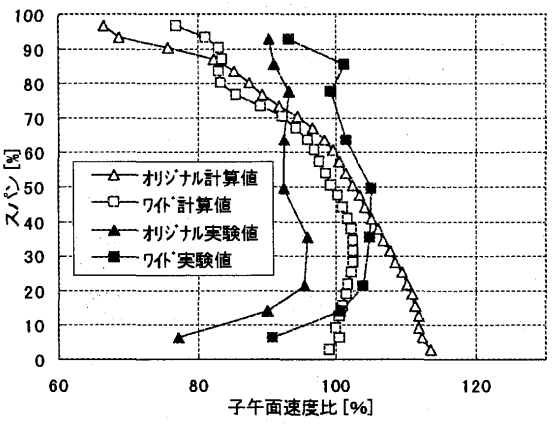


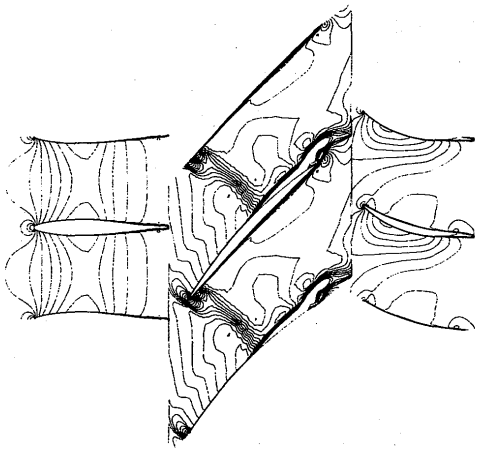
図5 出口境界子午面速度分布

4．3 マッハ数分布（計算値）

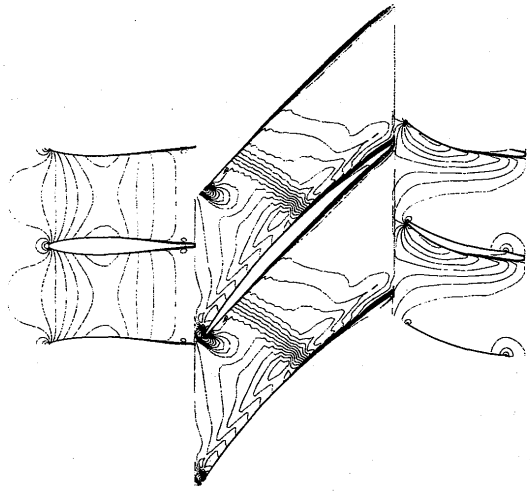
70%及び50%，10%スパンにおけるマッハ数分布を図6及び図7に示す。70%スパンではオリジナル翼では負圧面で流れが剥離しているが，ワイド翼では翼間内で比較的緩やかに減速しており，その結果ウェークもワイド翼の方が小さい。全体性能と合わせて考えるとオリジナル翼はチョークしているものと考える。50%スパンでは大きな違いはないが，ワイド翼の方が負圧面の減速度合が若干緩やかである。10%スパンでは動翼はほぼ同様な分布であるが，静翼はオリジナルの方がやや速い。

チップ付近（前報では90%スパン）の分布はクリアランス流れとの干渉のためか，半径方向の変化が著しい（図3及び図4参照）ため比較，評価がむずがしいのでここでは割愛する。

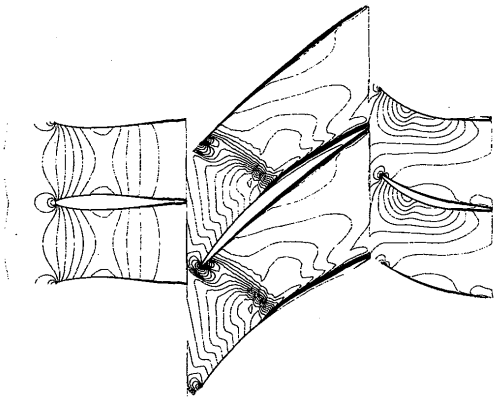
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



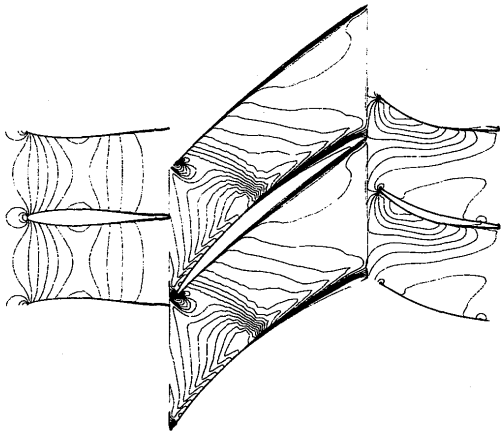
（a）７０％スパン



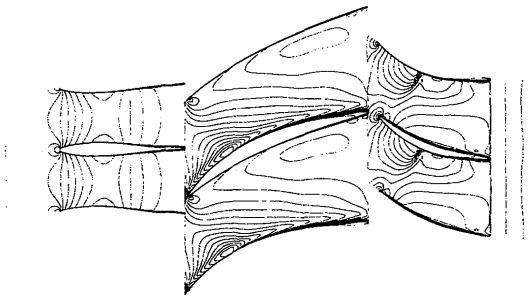
（a）７０％スパン



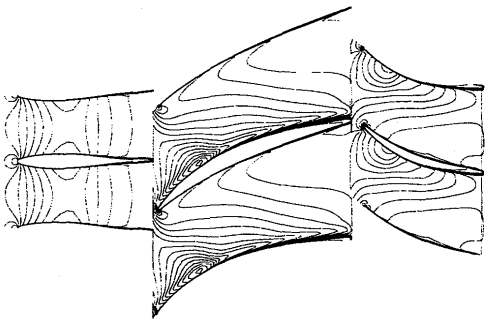
（b）５０％スパン



（b）５０％スパン



（c）１０％スパン



（c）１０％スパン

図6 オリジナル翼

図7 ワイド翼

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5．まとめ

軸流圧縮機の1.5段の翼列について，空力実験と三次元流れ解析を実施し，全体性能，半径方向分布等の比較，流れ場の評価を行うことにより動翼をワイド翼化することによる効果を調べた。今後，翼列内部流れの詳細な検討により，性能向上のメカニズムを明らかにする予定である。

参考文献

1)松岡他「ＮＳ解析による単段圧縮機翼列流れの検証」，第 10 回航空機計算力学シンポジウム，1992 年.

2)山根他「遠心圧縮機インペラー・ディフューザー翼非定常干渉流れ場の数値解析」，第 35 回航空原動機・宇宙推進講演会，1996 年.

3)木村他「多段軸流圧縮機の三次元数値解析と検証」，第２６回ガスタービン定期講演会,1998 年.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

D—3

ラジアル排気タービンの高温非定常流特性に関する基礎研究

＊岡本　泰雄（都立科技大・院）　　小西　奎二（都立科技大）
田代　伸一（都立科技大）　　吉識　晴夫（東京大学生産技術研究所）

1．緒論

地球的規模での気候温暖化や石油資源枯渇などの問題が取りざたされており、石油代替燃料の実用化や、温暖化防止の根本的な解決が困難な現在、当面は容積型機関の燃焼改善を通じて環境保全と省エネルギーを図ることが求められている。実用機関の中ですこぶる燃費のよいディーゼル機関は発生仕事に対して燃料消費量が少ない分二酸化炭素、窒素酸化物および炭化水素の排出量を少なくすることができ、地球温暖化を抑制することができる．さらに，ディーゼル機関は比較的広範囲の燃料の使用が可能であり、ノッキングの制約が少ないためターボ過給機によって過給されることが多く、ディーゼル燃焼の改善には過給機をより適切に用いることが重要と思われる。このためには過給機と機関の適切なマッチングが大切であり、速度型機関と容積型機関という作動方式の異なる機械が流体力学的にのみつながって最良の機関性能を発揮させるには各々の諸特性を十分に把握することが大切である。

著者らはこれまでラジアル排気タービンの非定常流性能予測について研究を行っており、時間平均法および準定常法による特性予測の成立程度について明らかにしている。しかし予測の基礎となる定常流性能曲線および評価の基準となる非定常流で作動させた場合の時間平均タービン特性などは常温作動ガスによるものを用いている。一般的にタービンの定常流特性は、状態方程式を加味した通常のπ定理を用いた次元解析によって作動ガス温度の影響を評価している。しかしながら、非定常流下でも同様の手法が適用できるかは明確でなく、また修正量で整理可能かも明らかになっていないようであり、実測によって確認することが必要と思われる。過給機タービンに関する研究は古くから既に数多く[1]~[6]行われているが、常温作動ガスによるものがほとんどであり、一部企業等において設計点付近での高温作動ガスによる実験が行われているがほとんど公表されてなく、特に非定常流特性について実際の使用状態での報告は見あたらない。

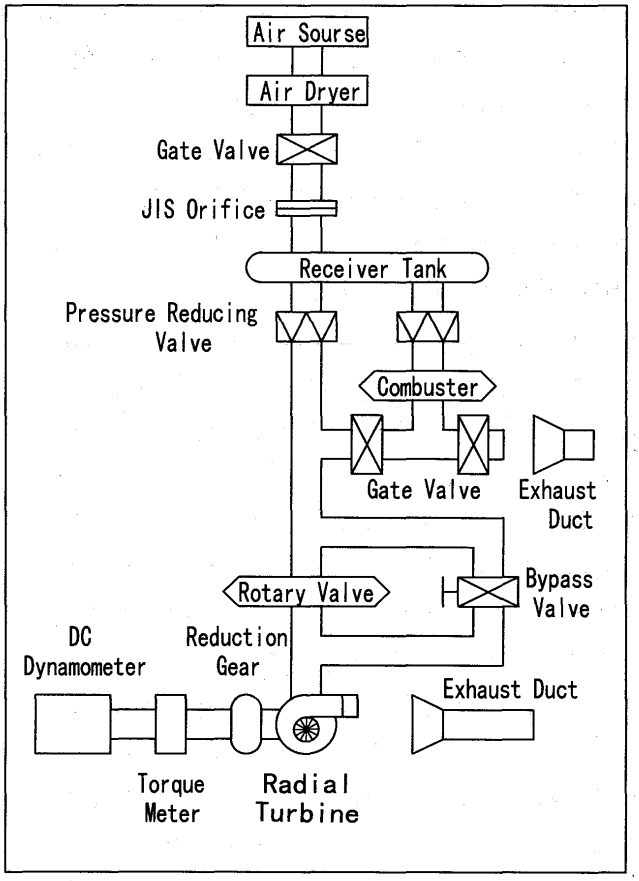


図１　実験装置全体図

このようなことを背景として本研究では、中・小型ディーゼル機関に用いられる過給機駆動用ラジアル排気タービンを用い、準定常法による性能予測に資する基礎資料を得るため，実

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10.(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

際の使用条件に近い高温・非定常流れにおけるタービンの流量および出力特性を明らかにすることを目的とし、基本的な実験装置が完成し基礎的な知見を得られたので報告する。

2. 実験装置および方法

2．1 実験装置全体構成

作動ガスを高温化するために既報[3]~[6]で用いた実験装置を全面的に改良・レイアウトし直した。実験装置の全体構成図を図1に示す。空気源として電動機入力 170kW/6000V、吐出圧力 0.39MPaG、最大流量 0.7kg/s(313K)のパッケージ型ドライスクリュー式2段圧縮機を用いた。空気源からの作動ガスはタービン出口での水分凝結による排気温度の測定誤差を避けるためにエアードライヤーによって除湿した。流量調節された作動ガスは、JIS オリフィスにより流量計測された後、整定タンクに流入する。整定タンクは約 1.5 m^3 の容量で、オリフィス流量計に回転弁による非定常流の影響を与えないために挿入した。整定タンクを出た作動ガスは二方向に分流し、それぞれ減圧弁を通り燃焼器とタービンに流れる。燃焼器により加熱された作動ガスは、整定タンクからの流れと合流し、両減圧弁設定圧力差を利用し任意のガス温度に調温した後、回転弁により非定常流となりタービンを駆動する。

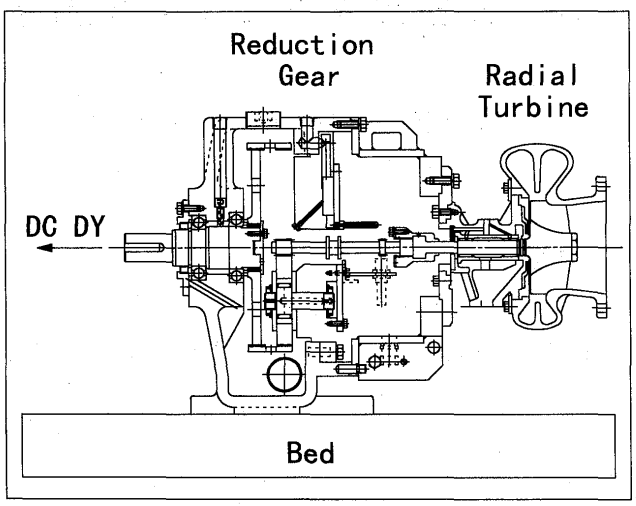


図2 減速機概略図

供試タービンは小型ディーゼル機関過給機駆動用ベーンレス・ラジアル排気タービンで、圧力比 2.5 、回転速度 80,000rpm(1023K)、動翼外形 126mm、排気出口部直径 130mm、軸方向二分割の部分送入型を用い全周送入駆動した。なお渦巻室送入管径は 70.6mm である。さらに動力計との接続のために、過給機の圧縮機部を切り離し軸受け部を残したタービンを内蔵した一体構造の遊星歯車方式による減速機を新たに開発した。この概略を図 2 に示す。これによりタービン回転慣性質量は実際の過給機駆動時と同程度に小さくすることが可能となり、非定常流特性の解析に大きく寄与できる。同図の減速機の仕様は減速比 12：1、伝達能力 70kW、最大許容回転速度 45,000rpm である。また動力の吸収と計測は最大吸収馬力 55kW、最大駆動馬力 40kW の直流電気動力計と、タービンと動力計間に捩り軸方式のデジタルトルク検出器を挿入し併用することで出力測定の正確を期した。

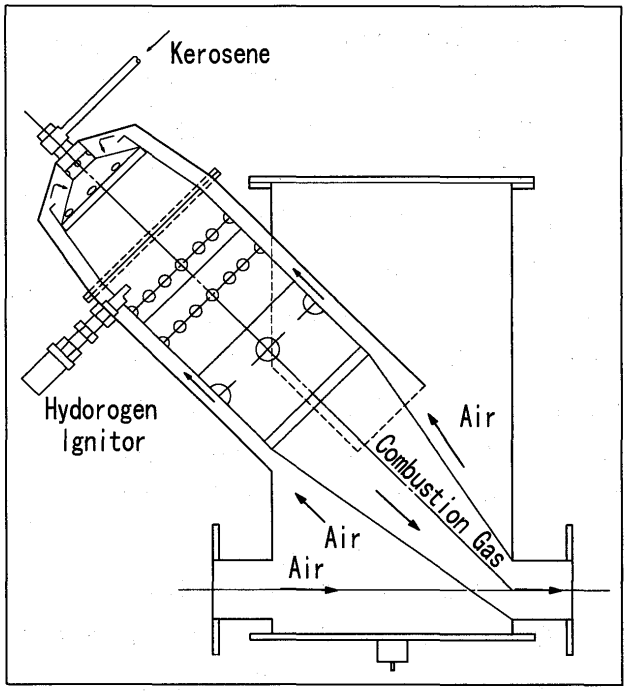


図3 燃焼器概略図

タービン変動圧力の計測は、高温作動ガスに対応した水冷アダプターを用いた小型半導体圧力変換器と、直流増幅器からの出力を波形解析器によって 14 ビットの精度で AD 変換を施した後、パーソナルコンピューターに入力し波形処理して圧力振幅比 δ_g を算出し、実験条件を

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

設定した。

２．２　燃焼器

燃焼器はIHI社製IGT-60型ガスタービンの燃焼器部を流用し、逆流式缶形燃焼器を設計・製作した。この構造図を図３に示す。燃料供給システムにはJIS2号灯油を使用し、吐出圧力2MPaの二段ギヤ式燃料ポンプと容積0.1m^{3}の燃料タンクを用い、点火システムは火花点火による着火ミスを防止するため、水素拡散火炎点火方式に改良した。燃焼器の設計条件は，空気源の定格出力時において最大ガス温度900Kが得られる。最大燃焼時の試験結果は、燃空比0.0167、空気過剰率4.13および燃焼効率0.934の特性を示し、黒煙などの発生もなく良好な燃焼が得られた。また燃焼器出口の可変温度範囲は600～900Kで、十分に実験に使用できる。なお、高温作動ガス実験では配管からの放熱が無視できないため、燃焼器下流部の配管系に断熱材を巻いて保温した。

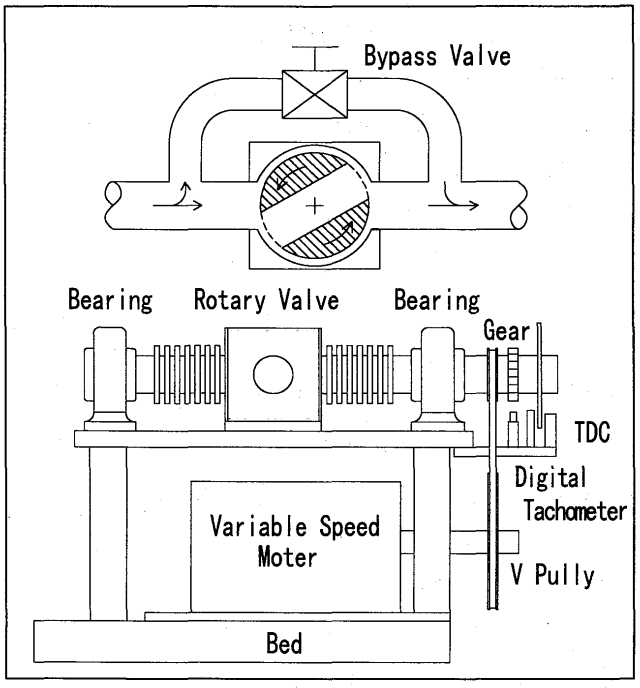


図４　高温脈動流発生装置

２．３　高温脈動流発生装置

本研究では波形変化には対応できないが周波数と振幅変化に任意に対応できる図４に示した回転弁型脈動流発生装置を用いた。高温作動ガス用の回転弁に関してはこれまで余り報告がなくガスシールと熱対策の点でかなり厄介なものとなる。締め切り時間を長くして振幅比を大きくするためにローター径を178mm、通風孔径は81mmとした。材質はS45Cとし、強度と放熱量の観点から軸径を太くして中空軸とした。回転弁から軸受け間に放熱面積を確保するために弁の両サイドにフィン高さ15mm、枚数14枚の冷却フィンを設け、送風機で強制冷却した。またロータからの空気漏洩を抑えるため片側16本のラビリンスパッキンを設け、高温でのガスシールとした。この結果、空気漏洩量はほぼ無視できる程度に小さくすることができた。

２．４　実験方法

実験は常温ガス(280K)と高温ガス(800K)について、それぞれ定常流および非定常流実験を行った。修正回転速度は、空気源と燃焼器の関係およびタービンなどの潤滑油温上昇を考慮してN*=600、脈動周波数はロータリーバルブ閉塞時間と締め切り比の関係から50Hz一定とした。タービン負荷は7～8点、振幅変化を常温非定常流実験は３点、高温非定常流実験においては２点変化させ計測した。高温実験は、タービン修正回転速度とタービン入口ガス温度を一定に保ち、さらに圧力振幅比を変化させた上で膨脹比を制御する実験条件の設定は、空気源容量とタービンの制約なども加わり実際にはかなりの困難を伴うものであった。

測定項目は、タービントルク、回転速度、タービン入口・出口ガス温度、タービン入口全圧・壁面静圧、タービン出口静圧、オリフィス前圧・差圧、タービンおよび減速機の潤滑油量ならびに入口・出口の温度差などである。変動値としてはタービン入口部での全圧と静圧および出口静圧などである。温度の計測は、素線径0.127mmの全温度プローブおよびシース径1～4.8mmの各種熱電対を適宜用いて行った。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3. 結果および考察

3．1　記号および圧力振幅比

本研究で用いた主な記号は、膨張比 R、修正回転速度N*、修正流量M*、修正出力L*および圧力振幅比 δ_g である。

図 5 に回転弁開時期を基準にしたタービン入口での全圧と静圧および出口静圧についての供試波形の一例を示す。タービン特性に影響をおよぼす非定常流因子として周波数、振幅および波形があげられるが、これまでの研究により周波数と波形の影響は比較的少ないと報告[5]されているため基本的には正弦波に準じたものとした。本研究では実際の機関での使用を考慮してゲージ圧力で無次元化した圧力振幅比 δ_g を用いて整理した。これはタービン入口変動全圧の差の 1/2 を平均全圧で除したもので、波形によって多少平均値が異なるため δ_g の値も異なってくるが、今回の供試波形ではおおよそ δ_g =1.10 で部分的に逆流の生じる振幅の大きな流れである。

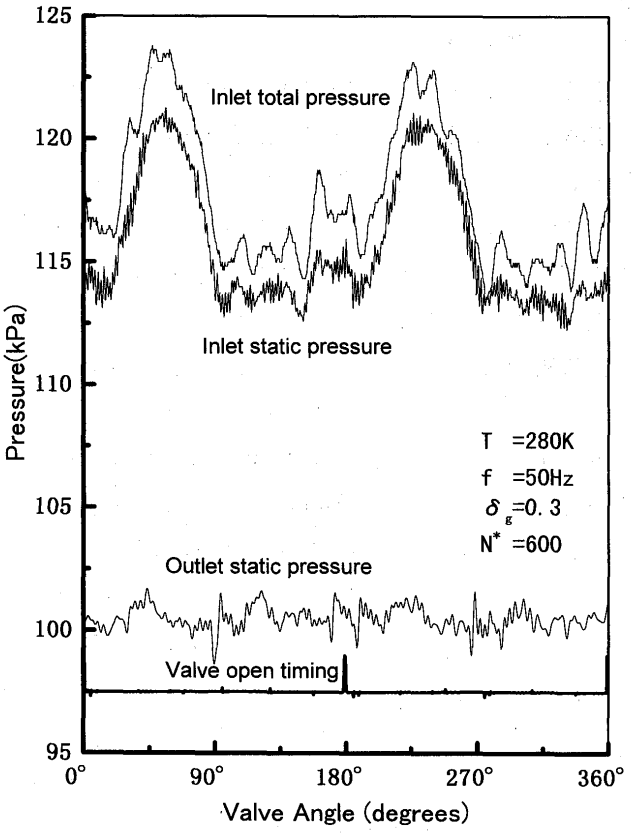


図５ 脈動波形例

3．2　流量特性

図 6 は基本的なタービン特性を表す修正流量と膨張比の関係を作動ガス温度および圧力振幅比をパラメータとして表し、800K～600K の高温ガスによる結果は白抜き、常温のそれは黒塗りの記号で示す。実験条件は修正回転速度 N*=600、脈動周波数 f=50Hz とし全実験を通して一定とした。まず定常流特性は作動ガス温度によらず完全に同一曲線に一致することを確認し、その後流れの非定常性に着目すると、既報[6]と同様に圧力振幅比の増大とともに同一膨張比における修正流量は減少する。これに作動ガス温度の影響を重ねて考察すると、燃焼器と空気源の制約などから高温ガスによる実験点数が限られているが、たとえば圧力振幅比 δ_g=0.2 ではこれまでと同様に通常の π 定理を用いた定常流と同一手法の次元解析による修正量で整理を行ってもほぼ一つの曲線にのる。他の圧力振幅比についても同様の傾向が見られる。それゆえ、高温作動ガスによる非定常流実験において

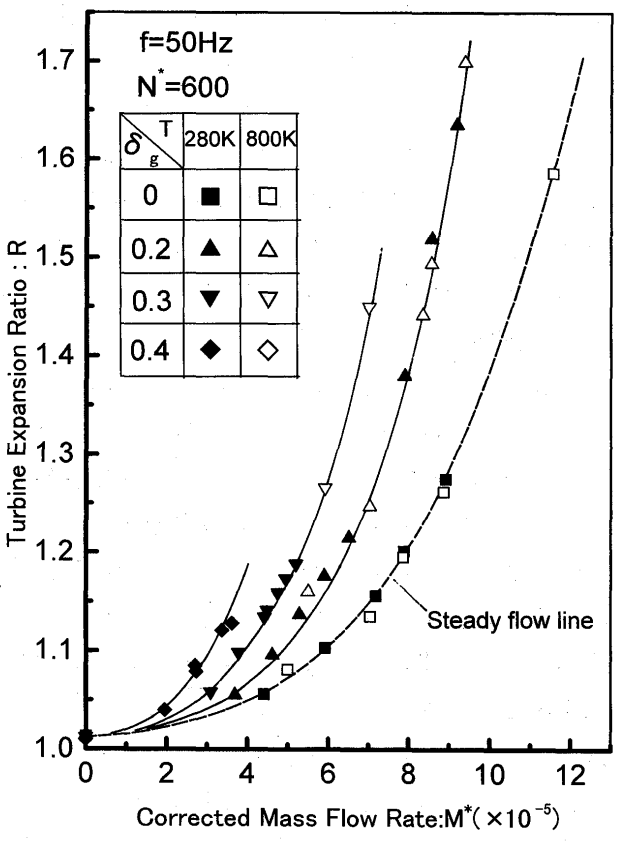


図６　修正流量特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

も通常の次元解析によって整理可能であると言える。したがって、常温作動ガスによる性能実験により実機関の排ガスによる動圧駆動タービンの特性を予測しても良いと言える。

3．3　出力特性

図7は同一実験条件における修正出力と膨張比の関係を示す。出力特性の高温領域で実験値に多少のばらつきが見られる。この原因は、タービン出力が流量や圧力比などの諸量を総合されたものとして表され、第一義的には軸受け損失の評価や、さらに渦巻室からの放熱による誤差などが累積したためと思われる。軸受け損失について述べるとタービンハウジングからの伝熱により潤滑油が直接熱せられてしまうため実際の軸受け損失による油温上昇よりもかなり大きく測定され、損失を過大に評価したためと思われる。なお渦巻室からの放熱量は今回加味していない。図から明らかなように今回の高温非定常流実験によってもほぼ同一の曲線で表され、新たにタービン出力特性は作動ガス温度の影響を受けないことが分かった。すなわち、流量特性と同様に通常の修正量で整理することができ、これによりタービン出力特性は流れの定常・非定常流性および作動ガス温度の影響を加味することができる。

3．4　ウィンディッジ特性

ウインディッジ点とはタービンが風車状態に近い挙動をしている点を呼び、これまであまり明らかにされていない領域であるが、準定常法による性能予測では予測精度に大きな影響を及ぼす。流量と出力について修正量が負の領域まで着目したウィンディッジ付近における特性を図9に示す。実験条件は修正回転速度 N*=600 で常温定常流におけるものである。流量および膨張比が共に微少なウインディッジ領域では、流れ自体が平滑され非定常性の影響は無視することができる。まず横軸上の修正流量が零である流量のウインディッジ点は、タービンへの流入空気量がゼロであるが渦巻室内に遠心力による二次流れが誘起されわずかな静圧上昇を示す

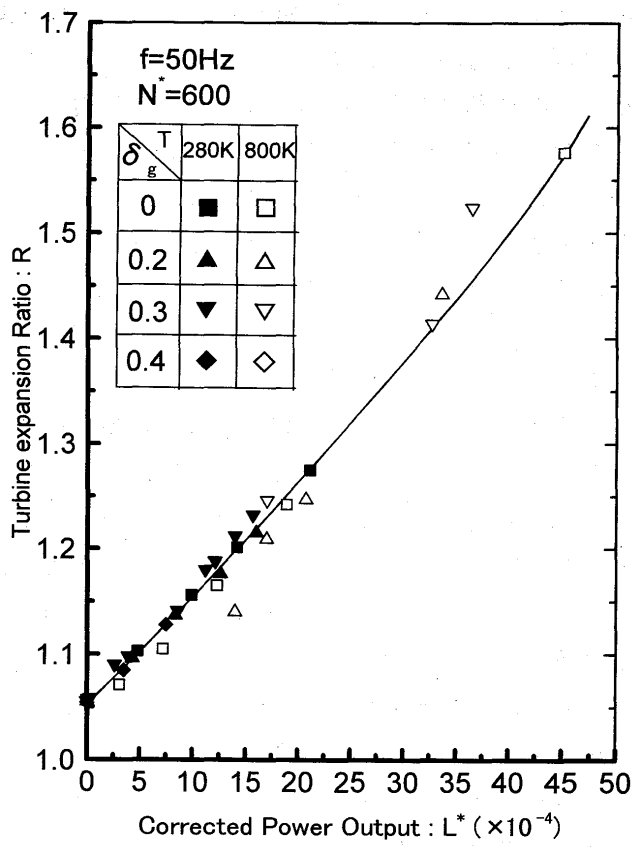


図7　修正出力特性

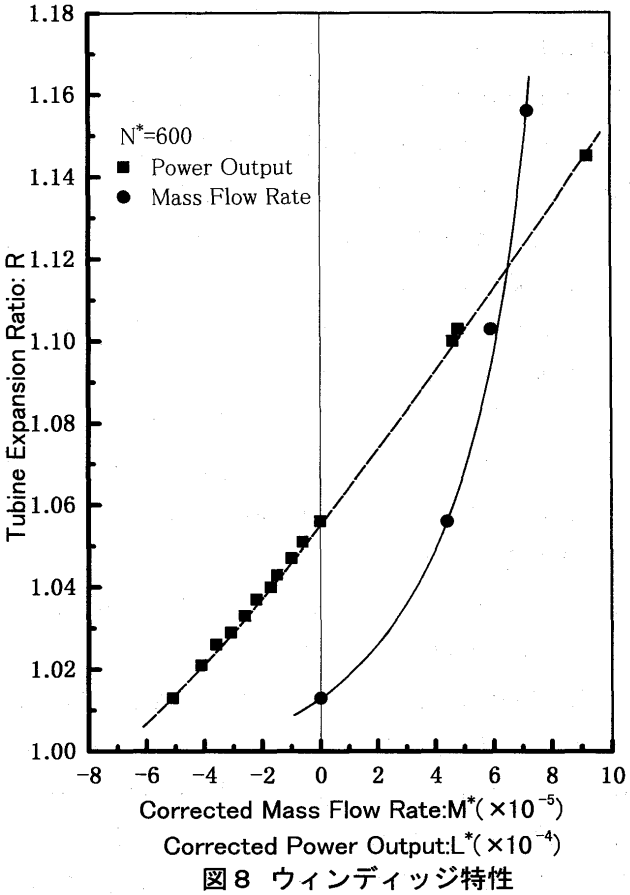


図8　ウィンディッジ特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

点である。この値は理論計算から求められ、実測値 1.020 は計算値 R_M=1.018 とほぼ一致している。

つぎに出力のウインディッジ状態とは、タービンが作動ガスを消費し規定回転速度で動作しているが、内部動力としてのみエネルギーを消費し、まだタービンとして正の出力を発生していない、すなわち外部への出力に達していない状態を表す。この点は、これまで理論計算や実測によって求めることができなかったものであり、今回初めて実測できたものである。これは動力計でタービンを駆動運転し、流量のウインディッジ状態から作動ガス流量を順次増加させタービン出力が負から正に変わる点、すなわちタービンが自力運転を始めて動力計の入出力が零を示す点（タービン仕事=0）の圧力を計測し、膨張比 R_L=1.062 を得た。この点は流れの定常・非定常性および作動ガス温度に関与せず同一の値をとり流量のウインディッジ実測値 R_M=1.020 と比較してかなり大きい。出力のウインディッジ点は、理論計算や簡便な計測により正確に求めることは現在のところ難しい。少ない台数による実験ではあるが既報[3]~[6]で用いたタービン特性と併せて考えると出力のウインディッジ点を与える膨張比は、小数点以下の値に着目して、流量のウインディッジ値のほぼ 3 倍として良いものと思われる。実測によると膨脹比が正でかつ出力が負を示す領域は、出力曲線を下方に外挿した傾向を見せ、膨脹比の最小実測値は流量のウインディッジ点 R_M=1.020 とほぼ同一値をとる。このことは有効仕事を示す出力の最低実測値からウインディッジ領域を外挿する一助になる。したがって出力のウインディッジ点が高いことから、先の準定常法による性能予測[5]においてウインディッジ点以下の出力評価を全てゼロとしたために出力予測に大きな誤差の生じた原因と考えられる。それゆえ出力に関するウインディッジ点の値を正確に求めることは準定常法によるタービン性能予測の精度の向上につながる。

4．結論

高温作動ガスに対処できる過給機タービン実験設備を構築し、準定常法による性能予測に資する基礎資料を得るための実験を行い以下の結論を得た。

(1) 非定常流下のタービン流量および出力特性は、時間平均値を用いた通常の修正状態で整理可能であり、作動ガス温度の影響をも評価することができる。

(2) 同一膨張比で比較すると高温脈動流によるタービンの流量特性は、流れの振幅変化に強く依存し定常流特性に対して大きく低下する。出力特性はガス温度および脈動流の影響を受けず 1 本の曲線で表せる。

(3) 時間平均法や準定常法による非定常流下のタービン特性予測に用いる定常流性能曲線は、常温作動ガスによるもので十分である。

(4) 出力が負の値を示すウィンディジ領域までタービン特性を実測により明らかにすることができ、これにより出力に対する準定常法性能予測の精度向上に寄与できる。

共に研究に携わった姫宮、柿崎、坂田、近藤および藤代の各氏にご協力いただき謝意を表します。

参考文献

1) たとえば，Benson, R. S. and Scrimshaw, K. H. , Proc. Inst.Mech. Engrs. , Vol. 180, Pt. 3J paper 23, (1965-66), 74.
2) M.CAPOBIANCO,and A.GAMBAROTTA,Proc.ImechE,1990-6,123.
3) 小西・吉識，日本ガスタービン学会誌, Vol. 18-69, (1990-6), 41.
4) 小西・吉識，機論（B編), Vol. 56-532, (1990-12), 3756.
5) 小西・吉識，機論（B編), vol. 57-533, (1991-1), 94.
6) 小西・田代・吉識，機論（B編), Vol. 60-569, (1994-1), 176.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

D—4

Rotor37 遷音速圧縮機動翼のチップクリアランス流れと衝撃波の干渉

＊山本一臣 (航空宇宙技術研究所)
Frank Eulitz, Dirk Nürnberger, Stefan Schmitt (DLRドイツ航空宇宙センター)

1．はじめに

強い衝撃波を伴う高速高負荷圧縮機のチップ付近の流れに関しては、CFD コードとの比較が国際的に行われている NASA Rotor37[1][2]のまわりのレーザー流速計による詳細な計測や多くの数値流体力学(CFD)による計算により、次第に明らかされてきている([3] [4] [5] [6]など)。NASA Rotor37 に特徴的な現象として、チップ渦が衝撃波を通過するあたりに低速あるいは逆流領域を生じ、これがブロッケージとなるために衝撃波が上流に押し出されること、このブロッケージ領域によりクリアランスがスパンの 0.45%にもかかわらず、ケーシングからスパンの10%もの範囲にわたってロスを生じることなどが指摘されている([3]など)。さらに、この衝撃波の移動が前縁のインシデンスを大きくする事によって失速に結びつくのではないか、という仮説も提唱されている[3][7]。しかし、チップ渦と衝撃波との干渉が衝撃波の下流にブロッケージ領域を作るメカニズムに関しては、チップ渦の崩壊説[8]などが提唱されているが、Chima [6]の詳細な計算においてもそのような現象は生じておらず、物理的に説得力のある説明が成されているとは言えない。原因としては、現象自体が 95%スパン以上の薄い領域において、チップクリアランス流れにより生じるジェット、渦、ケーシング境界層、衝撃波が関わる複雑な物理現象であるために、実験では計測データを十分に取得できないこと、また、計算においては高速圧縮機のチップの大きな食違い角による計算格子の歪みによる計算精度の低下と、乱流モデル、特に代数モデルが現象を的確にモデル化しているとは言えず[6]、計算の信頼性が不十分であることがあげられる。したがって、Suder と Celestina [3]のように両者の結果を比較して曖昧なところを補間しながら現象を解釈しているのが現状である。

そこで、本研究では、NASA Rotor37 の内部流れについて計算格子や乱流モデルによる数値計算の不確かさをすこしでも排除するため、従来行われてきた計算より一段階精度を高めることにより、これまで曖昧に見えていたチップクリアランスと衝撃波の干渉をできる限り鮮明に捕獲し、過去の計算(特に Chima [6])と実験を参考にしながら、ブロッケージ領域が形成される物理現象の説明を試みる。

2．計算方法

流体計算ソルバーには、DLR(ドイツ航空宇宙センター)推進技術研究所が、航技研他との共同研究で開発を進めている、ターボ機械用非定常流計算コード TRACE-U(Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Environment - Unsteady)を用いている。圧縮性 Reynolds-averaged Navier-Stokes 方程式を数値的に解くために、マルチ・ブロック構造格子を用いた有限体積法を基本にし、対流項は Roe スキームに MUSCL 法を用いた離散化、乱流モデルには Spalart-Allmaras の 1 方程式モデルを用いている。今回の計算では格子粗さへの依存性などを検証するために壁関数を用いている。

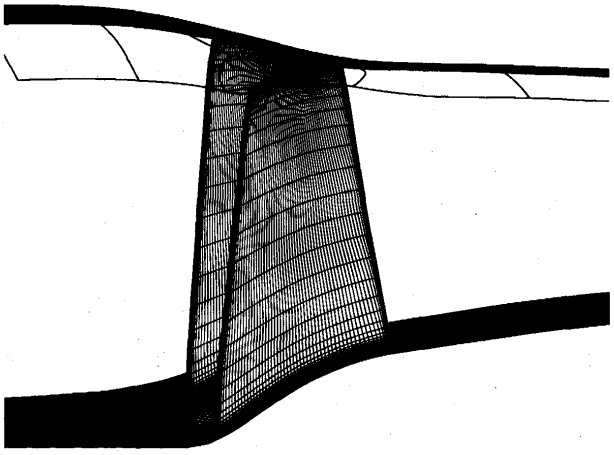
計算格子は楕円型方程式を用いたマルチ・ブロック格子生成法[11]により生成した(図1(a),(b))。Rotor37 はチップで 60 度以上の食違い角をもち、スパン全体にわたって衝撃波が発生しているために、的確に現象を捉えるためには格子の直交性が重要な鍵となるが、図 1(b)のチップ断面の格子に見られるように格子の直交性の確保に十分に注意をはらっている。これにより、少なくとも翼間の計算では解像度以外

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,(函館)
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

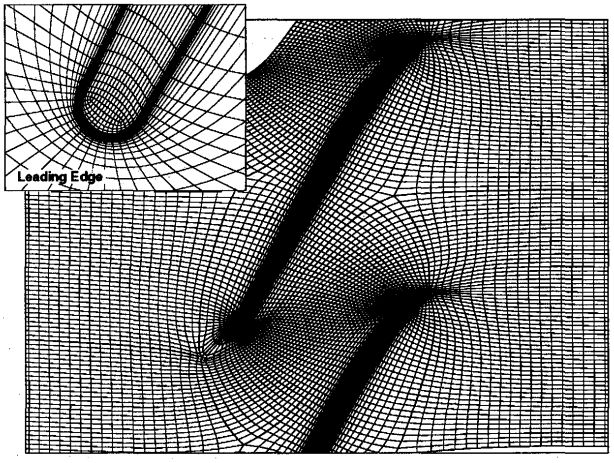
には格子依存性はほとんど無くなっていると考えられる。格子点数は全体で約 64 万点あり、スパン方向の格子点数は61点、そのうちチップクリアランス流れと衝撃波の干渉が現れる95%スパン高さからケーシング間には 31 点、さらにチップクリアランスには 17 点取っている。流体計算ソルバー、格子生成の詳細については文献[9][10][11]などを参照されたい。

3．NASA Rotor37

NASA Rotor37 は 1970 年代後半に NASA Lewis 研究所において設計された圧縮機動翼であり、翼枚数 36 枚、ハブ-チップ比 0.7、前縁でのチップ半径 25.2cm、アスペクト比 1.19、チップでのソリディティィが 1.288、チップクリアランスは 0.45%スパンとなっている。また、設計点においてチップ速度は454m/s、圧力比 2.106、流量は 20.19kg/s である。この動翼は 1994 年の ASME/IGTI 第 39 回国際ガスタービン会議における CFD コード検証のワークショップに使われ、実験計測では動翼単体での試験が実施された[1]。以下に示す計算はこのワークショップの課題に合せて実施したものであり、計算条件は高流量作動条件（設計回転数、流量はチョーク流量の 98%）である。



(a) Rotor37 表面格子



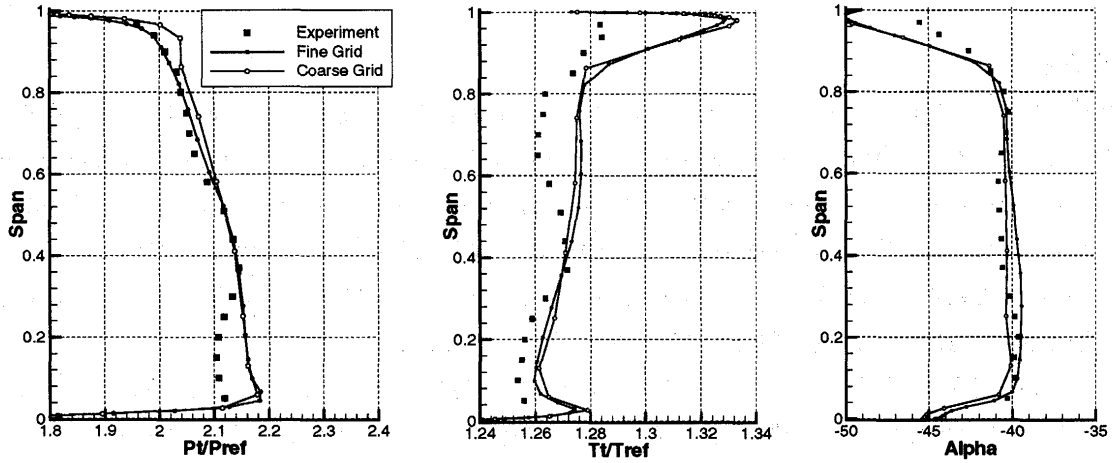
(b) 翼端における格子と前縁部の拡大

図 1. Rotor37 の計算格子

4．計算結果

4．1 スパン方向分布の実験との比較

図2(a),(b),(c)に、後縁より約 180%翼弦下流における、全圧、全温、流出角の実験との比較を示す。他の計算結果（[2]など）と比較し、特に全圧分布の

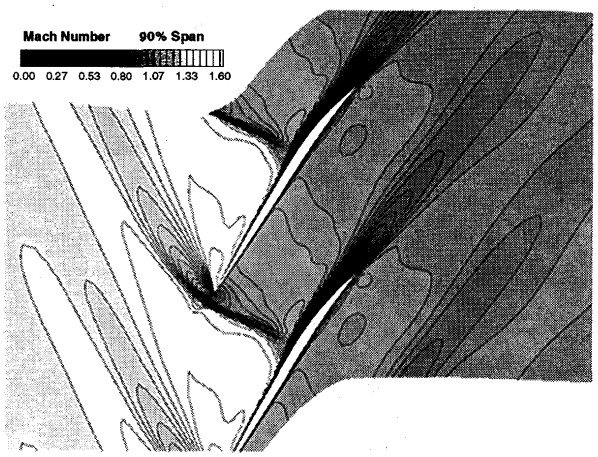


(a) 全圧　(b) 全温　(c) 流出角

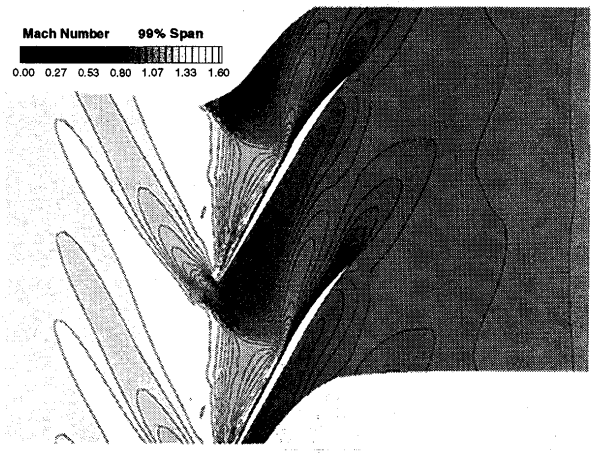
図 2. 後縁より約 180%コード下流位置における実験との比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

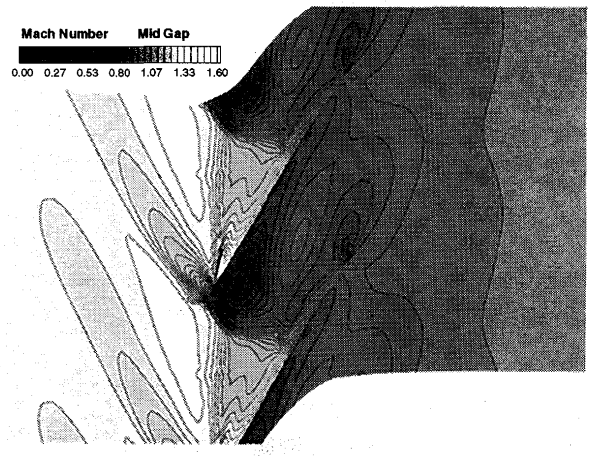
一致は非常に良く、格子点数を約 8 万点に減らした粗い格子による結果でも、ほとんど差が出ていないことが分かる。これは、スパン全体にわたって翼の負圧面上に現れる衝撃波－境界層干渉による衝撃波位置を的確に捉えているためと考えられる。全温についてはチップ付近での温度上昇が高めに出ているが、他の計算でも同様の傾向が見られる。この違いについては、後でクリアランス流れと衝撃波の干渉の議論のところで述べる。



(a) 90%スパン



(b) 99%スパン



(c) 99.8%スパン（チップクリアランス内）

図 3. チップ付近の相対マッハ数分布

4．2 相対マッハ数分布

図 3(a),(b),(c)は 90%、99%、99.8%（クリアランス内）スパンにおける相対マッハ数分布である。流れは図の左下から右上に流れている。95%スパン以上になると、図 3(b)のようにクリアランス流れの影響として、衝撃波上流の三角形の低マッハ数領域、衝撃波のなまり、そして衝撃波の下流には最初に述べた、速度が非常に遅くなったブロッケージ領域が現れる。図 3(c)の 99.8%スパンでは、ブロッケージ領域の中心はさらに隣接翼の正圧面側に移動している。さらにこの図と図 4 の圧力分布を比較する事により、Chima の指摘のように、衝撃波より上流の翼の両側の大きな圧力差によってクリアランス内の流れは超音速まで加速され、強いジェットして負圧面側に吹出していることもわかる。次に同じ相対マッハ数を回転軸方向に一定の断面で見てみると、前縁より 25%翼弦下流(図 5(a))では、クリアランスからの超音速ジェットが存在していること、衝撃波より正圧面側にケーシングから 6%スパンの幅で大きくブロッケージ領域が存在していることがわかる。このブロッケージ領域は 110%翼弦下流（図 5(b)）でも、拡散はしている

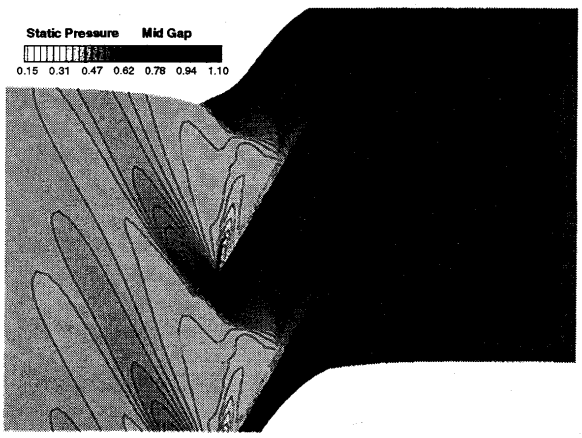
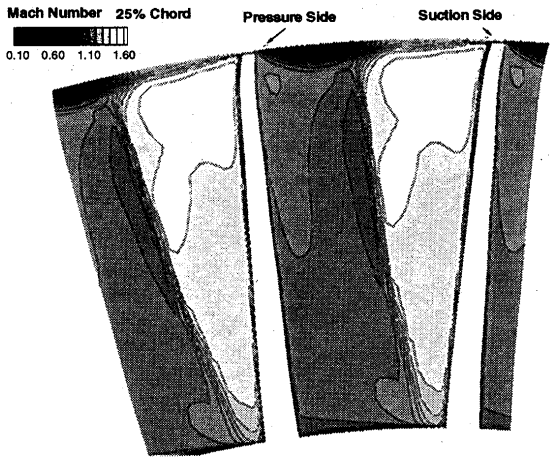
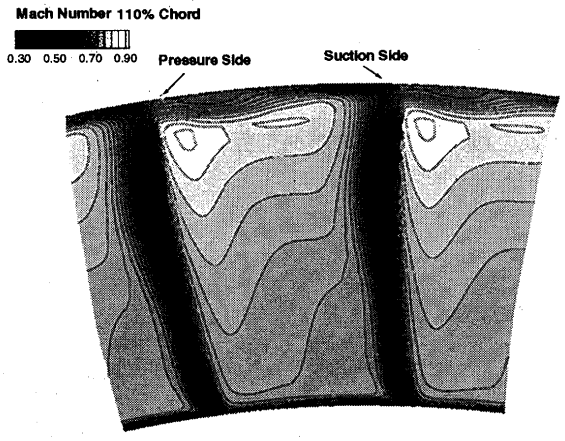


図 4　99.8%スパン（クリアランス内）における静圧分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) 25%翼弦断面



(b)110%翼弦断面

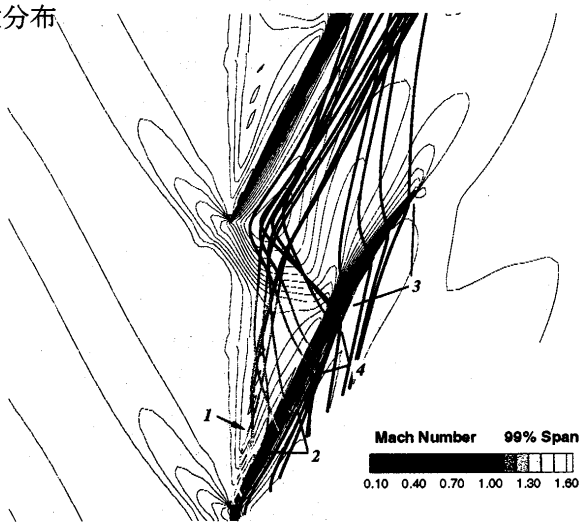
図 5 回転軸に垂直な断面における相対マッハ数分布

ものの25%翼弦とほぼ同じ厚さを維持して存在している。スパンが小さくなる分、この断面ではブロッケージ領域は相対的には 8%スパン程度になっている。

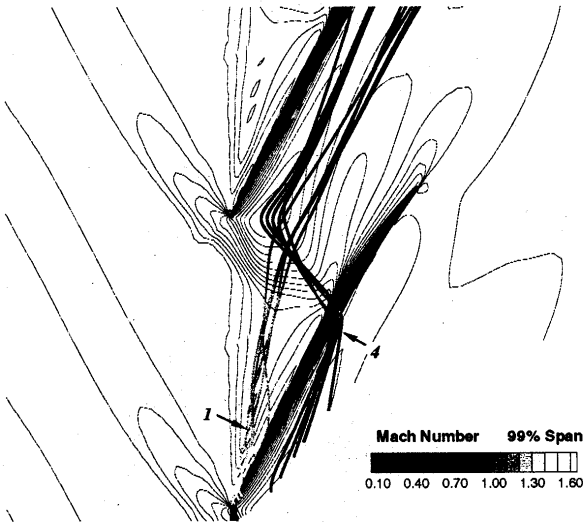
4．3 チップクリアランス流れの構造

チップクリアランス流れの様子を見るために、図6(a)、(b)にクリアランスからの流線と 99%スパンにおけるマッハ数の等高線を重ねて表示する。流線の明るさはマッハ数を表している。図 6(a)は全翼弦にわたる特徴的な流線を表示している。Chima はこのクリアランス流れを、前縁付近の強いジェットと主流の衝突によってできる強い渦(図中の***1***)、10%翼弦から衝撃波までの大きな圧力差によって生じるジェット***2***、衝撃波下流から後縁までの小さな圧力差によって生じる亜音速ジェット***3***、に分類している。前縁で形成された渦はジェット***2***とともにチップ渦様のものを形成しているように見えるが、巻き込みは非常に弱い。これは Chima の結果にも現れているが、本計算結果ではさらに渦の拡散が大きく、乱流モデルの違いが表れていると考えられる。

ここでは Chima の分類に加えて、衝撃波のすぐ上流(翼弦中心付近)から吹出しているジェット***4***に注目していく。特に渦***1***とジェット***4***の挙動を比較するために図 6(b)に両者を取り出して比較



(a) 翼弦全体からの流線



(b) 前縁渦と衝撃波の足元からのジェット

図 6 チップクリアランス流れの流線と 99%スパンにおける相対マッハ数の等高線

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

する。渦*1*は図 3 の説明において指摘した、衝撃波上流の三角形状低マッハ数領域の中心を形成しながら下流に流され、ブロッケージ領域よりやや翼間中心線よりにずれて流されて行くことがわかる。衝撃波に到達した位置ではすでに旋回が弱まっており、 SuderとCelestina [3]や Schlechtriem と Lötzerich [8]が指摘しているような衝撃波との干渉を起こしているようには見受けられない。しかし、この前縁チップ渦*1*の挙動とは対照的に、ジェット*4*は主流に対してかなり垂直に近い方向に吹き出してブロッケージ領域に流れ込み、直接ブロッケージ領域の核を形成していることがわかる。このようなブロッケージ領域を形成するジェット*4*の存在は、論文中での指摘はないものの Chima や、Hah とLoellbach [4]の計算結果にも表れている。

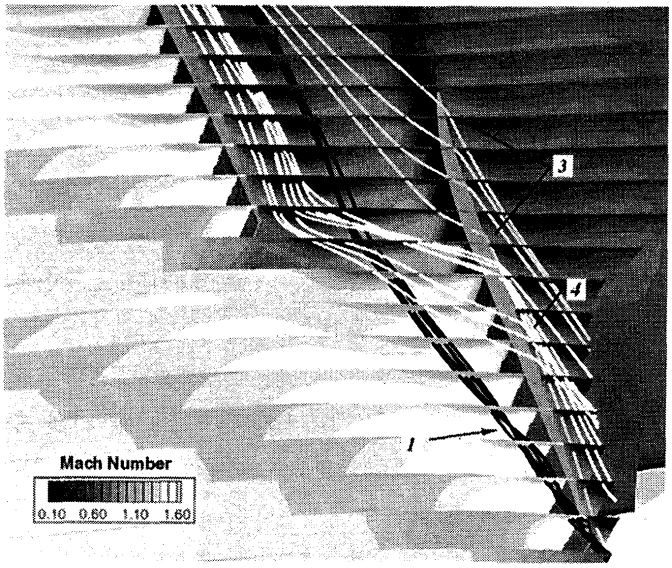


図 7 クリアランス流れの流線とチップ翼弦に垂直な断面における相対マッハ数分布

より 3 次元的なクリアランス流れの構造を理解するために、図 7 にチップ翼弦とほぼ垂直な断面におけるマッハ数分布と流線を表示する。上で述べたようにジェット*4*がブロッケージ領域の核に流れ込んでいるのがはっきりとわかる。これに対し渦*1*はチップクリアランスからのジェットのせん断層下部に形成され、衝撃波を通過した後にブロッケージ領域の下部を通過し、さらに下流においてブロッケージ領域に取り込まれて行くことがわかる。また、ジェット*3*は衝撃波の下流に新たにせん断層を形成しはじめ、下流でブロッケージ領域と合流するが、ジェットが弱く渦は形成されていない。

4．4 ブロッケージ領域形成に関する考察

以上の結果より図6，7のジェット*4*がブロッケージ領域を形成する過程を次のように説明することができる。

図 3(c)でわかるように、ジェット*4*がクリアランスから吹出す位置までには上流のジェット*2*によって流れは減速されているため、吹出す方向が主流の流れに対し垂直に近くなってきている。したがって、ジェット*4*は衝撃波と並行に近い角度で衝撃波を通過することになり、ジェット*2*のようなマッハ 1.6 の主流ではなく、垂直衝撃波を通過して減速した流れと衝突する。そのため、より隣接翼の正圧面側に到達するとともに、衝撃波を通過してきた主流をブロックする形になり、ケーシング近傍の垂直衝撃波を上流に押し出す結果となる。一般の衝撃波－境界層干渉と同様に、図 7 において渦*1*の流線が辿ったように、主流はケーシング面から離れるように曲げられ、ブロッケージ領域はさらに発達していくと考えられる。

わずか5%スパンの幅の薄い領域ではあるが、図 7 のように実際の衝撃波とクリアランス流れの干渉は 3 次元的である。Suder と Celestina [3]のレーザー計測は 95%スパンまでしか行われておらず、しかも半径方向速度成分が計測されていないため、いかにもチップ渦がブロッケージ領域を形成しているような結果が得られたと考えられる。

また、図 2 の全温がチップ付近で実験結果にくらべて高めになっていることは、この衝撃波とクリアランス流れの干渉における全温上昇が過大評価されているためと考えられる。より深い考察を行うには、異なる乱流モデルや、より高い解像度の格子による計算などを行い、詳細な比較して行く必要がある。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5．結論

NASA Rotor37 遷音速圧縮機動翼について、質の良い計算格子とSpalart-Allmarasの1方程式乱流モデルを用いる事により、従来の内部流れの数値計算より一段階精度を高め、チップクリアランス流れと衝撃波の干渉の物理的な解釈を試みた。

干渉の特徴として、チップ付近の衝撃波の下流に現れる低速(逆流)領域のブロッケージのために衝撃波が上流に押し出されることが知られているが、この領域が形成されるメカニズムは、従来提唱されているチップ渦と衝撃波の干渉ではなく、衝撃波の足元よりやや上流(40 から 50%翼弦付近)のクリアランスから吹出すジェット状の流れが直接的な原因であることが明らかになった。また、干渉領域の流れは3次元的な構造を持ち、前縁より形成される強いチップ渦は衝撃波を通過する際にブロッケージ領域を避けるように流され、ずっと下流において取り込まれていくという結果が得られた。

今後、より定量的に議論できる数値解析結果を得るためには、乱流モデルや格子解像度の影響を明らかにして行く必要がある。

謝辞

本研究は、航空宇宙技術研究所航空推進研究領域とDLR(ドイツ航空宇宙センター)推進技術研究所との共同研究として行われ、その約半分の仕事は筆頭者が1997年に半年間、DLR推進技術研究所の客員研究員として滞在した際に行ったものです。ここに、滞在をサポートして頂いた推進技術研究所長 H. Weyer 教授をはじめ関係各位に感謝の意を表します。

参考文献

1. Wisler, D. C. and Denton, J. D., "Rotor 37 Blind Test Case," ASME/IGTI Int. Gas Turbine Conf., 1994.

2. Dunham, J. and Meauzé, G., "An AGARD Working Group Study of 3D Navier-Stokes Codes Applied to Single Turbomachinery Blade Rows," ASME/IGTI Int. Gas Turbine Conf., 1998.

3. Suder, K. L. and Celestina, M. L., " Experimental and Computational Investigation of the Tip Clearance Flow in a Transonic Axial Compressor Rotor," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 118, pp218-229, 1996.

4. Hah, C. and Loellbach, J., "Development of Hub Corner Stall and Its Infulence on the Performance of Axial Compressor Blade Rows," ASME Paper 97-GT-42, ASME/IGTI Int. Gas Turbine Conf., 1997.

5. Arima, T., et. al., "A Numerical Investigation of Transonic Axial Compressor Rotor Flow Using a Low Reynolds Number k-ε Turbulence Model," ASME/IGTI Int. Gas Turbine Conf., 1997.

6. Chima, R. V., "Calculation of Tip Clearance Effects in a Transonic Compressor Rotor," ASME Paper 96-GT-114, 1996.

7. Adamczyk, J. J., Celestina, M. L., and Greitzer, E. M., "The Role of Tip Clearance in High-Speed Fan Stall," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, pp. 28-38, 1993

8. Schlechtriem, S. and Lötzerich, M., "Breakdown of Tip Leakage Vortices in Compressors at Flow Conditions Close to Stall," ASME Paper 97-GT-41, 1997.

9. Eulitz, F. and Engel, K., " Numerical Investigation of Wake interaction in a Low Pressure Turbine," AIAA Paper 97-3027, July 1977

10. 山本, Eultiz他, "NASA Rotor37遷音速圧縮機翼のチップクリアランス流れの数値計算について," 航技研 航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム'98 論文集(刊行予定)

11. Yamamoto, K. and Engel, K., "Multi-block Grid Generation Using an Elliptic Differential Equation," AIAA Paper 97-0201, Jan. 1997.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ラジアルタービン内流れの三次元数値解析 D—5
（チップクリアランス流れと動翼内二次流れについて）

＊土屋　直木（東大院）
吉識　晴夫（東大生研）

1. まえがき

ラジアルタービンは過給機や小型ガスタービンで幅広く用いられているにもかかわらず，動翼内流れの詳細についてはあまり明らかになっていない．ラジアルタービンは小型で高速回転するので内部流れを計測するのは容易なことではなく，高速回転する動翼内流れを実際に計測したという報告例は，筆者の知る限り Higashimori ら [(1)] による LDV 計測一例のみである．こうした実験の困難な流れ場については流れの数値シミュレーションが有効な手段となるが，三次元計算による報告例も非常に少ない．重要な損失の一つである翼端隙間からの漏れ流れについての研究は最近始められつつあるが [(2)] [(3)]，全容の解明には至っていない．そこで本研究では，翼端隙間からの漏れ流れの様子や漏れ流れの動翼内二次流れに与える影響を調べるため，翼端隙間を考慮してラジアルタービン動翼内流れの三次元数値解析を行った．隙間幅を変化させて計算を行い，隙間幅による漏れ流れの様子の違いやタービン効率に与える隙間幅の影響を明らかにした．

2. 計算対象のタービン

計算対象のタービンは，実験で内部流れが計測されたものが望ましいといえる．本研究では翼形状が入手できたことから，Higashimori ら [(1)] によって内部流れが計測されたタービンを計算対象に選び，実験結果との比較を行った．実験装置における翼端隙間幅はタービン入口で 1.25mm(5.7%スパン)，出口で 1mm　(2.3%スパン)である．本来は入口から出口にかけて滑らかに補完しながらケーシング位置を決めるべきであるが，入口部でケーシング壁が滑らかにつながらなかったため，全体に渡り隙間幅を 1mm にとり入口部のみ 1.25mm とした．隙間幅 1mm 以外にも，隙間なし，0.25mm，0.5mm，0.75mm の場合の計算を行った．

3. 数値解法

タービンと共に回転する直交座標系において，保存型で表わされた三次元レイノルズ平均 N-S 方程式を，一般曲線座標系に変換したものを基礎方程式とする．無次元表示では以下のようになる．

$$\frac{\partial \hat{\boldsymbol{Q}}}{\partial t}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{F}}_i}{\partial \xi_i}+\hat{\boldsymbol{T}}=\frac{1}{Re}\cdot\frac{\partial \hat{\boldsymbol{F}}_{vi}}{\partial \xi_i} \tag{1}$$

$$\hat{\boldsymbol{Q}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u_1\\ \rho u_2\\ \rho u_3\\ e\end{bmatrix},\quad \hat{\boldsymbol{F}}_i=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho U_i\\ \rho u_1 U_i+\xi_{i,1}p\\ \rho u_2 U_i+\xi_{i,2}p\\ \rho u_3 U_i+\xi_{i,3}p\\ (e+p)U_i-\xi_{i,t}p\end{bmatrix},\quad \hat{\boldsymbol{T}}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}0\\ -\rho\Omega u_2\\ \rho\Omega u_1\\ 0\\ 0\end{bmatrix},\quad \hat{\boldsymbol{F}}_{vi}=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}0\\ \xi_{i,j}\tau_{1,j}\\ \xi_{i,j}\tau_{2,j}\\ \xi_{i,j}\tau_{3,j}\\ \tau_{k,j}u_k+q_i\end{bmatrix} \tag{2}$$

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

z 軸回りに角速度 Ω で回転するものとする．乱流モデルには代数モデルの Baldwin-Lomax モデル[4]を用いた．（1）式を時間，空間方向に離散化し，時間進行法にて定常解に達するまで計算を進める．時間方向について 1 次精度のオイラー陰差分で離散化すると次のようになる．

$$\left[\boldsymbol{I}+\Delta t\frac{\partial}{\partial\xi_i}\left(\hat{\boldsymbol{A}}_i-\frac{1}{Re}\hat{\boldsymbol{A}}_{vi}\right)\right]\Delta\hat{\boldsymbol{Q}}=-\Delta t\left(\frac{\partial\hat{\boldsymbol{F}}_i}{\partial\xi_i}-\frac{1}{Re}\frac{\partial\hat{\boldsymbol{F}}_{vi}}{\partial\xi_i}\right) \qquad (3)$$

右辺の対流項については，Roe の近似リーマン解法[5]と van Leer による MUSCL 法[6]を用いて数値流束を求めた．MUSCL 内挿の過程で minmod 関数による流束制限関数を導入し，TVD 条件を満たすようにした．空間方向精度は最高で 3 次である．粘性項は中心差分を用いて離散化を行った．左辺については，LU-ADI 法[7]を用いて計算の効率化を図った．

計算は周期境界の仮定を用いて 1 つの翼間のみで行った．隙間流れを精度良く解析するため，隙間領域には別の計算ブロックを設けた．また翼後縁部にも新たな計算ブロックを設けた．翼端隙間 1mm の場合の計算格子とタービンの関係を図 1 に，翼面に平行な格子面（L 面）の子午面（r-z 面）表示を図 2 に示す．主流方向，スパン方向，ピッチ方向をそれぞれ ξ，η，ζ 方向にとり，格子番号は J,K,L とした．計算領域は，主流部，翼後流部，ハブ部，翼端隙間部の 4 つの H 型格子で構成され，格子数はそれぞれ 131×65×51，39×65×25，39×26×75，65×19×25 である．隙間なしと隙間幅 0.25mm の場合では格子数を変更している．流入境界はタービン入口直径 180mm に対して 244mm の位置に，流出境界はタービン軸方向長さの約 2.5 倍の位置にとった．

流入境界では，全温，全圧，速度の方向を与え，半径方向の力の平衡を満たすように静圧を求めた．流出境界では K=1 で静圧を与え，半径方向の力の平衡を満たすように静圧分布を与えた．壁面上では Non-slip 条件と断熱条件を与え，密度は内点から外挿して求めた．計算空間の接続面では，計算空間を重ね合わせることで精度の低下を防いだ．

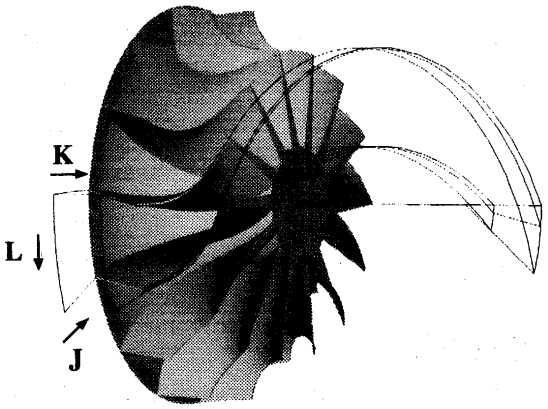


図 1 計算格子とタービンの関係

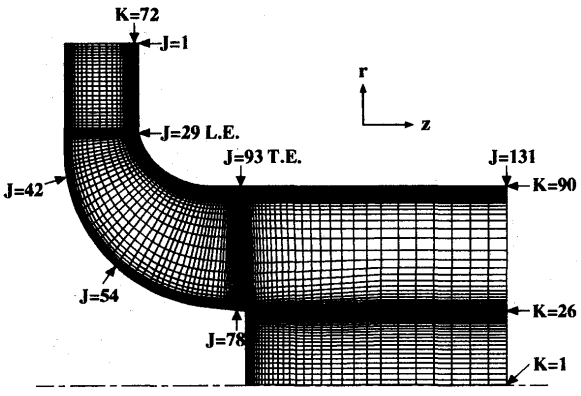


図 2　子午面格子

4. 計算結果及び考察

表 1 は実験におけるタービンの運転条件で，最高効率点近くでの運転となっている．計算も実験と同条件で行った．実験における計測面と計測点を図 3 に示す．各計測点では相対速度が翼間ピッチ方向に計測されている．相対速度はタービンと共に回転している立場から見た速度で，相対流れ角は相対速度ベクトルの子午面とのなす角と定義している．翼間中間ピッチにおける相対流れ角のスパン方向分布について実験結果と比較したものを図 4 に示す．計算結果は隙間 1mm の場合である．翼形状の概形を太実線で示しているのは二次流れの目安となるためで，翼形状よりも

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

値が大きければ負圧面から圧力面への二次流れを，小さいければ圧力面から負圧面への二次流れを表わすことになる．Inlet 面では，Shroud 寄り２点で実験結果と良く一致しているが，Midspan から Hub にかけては分布が全く逆になっている． Center 面では，Shroud と Hub の両端で計算よりも実験値が小さく，Midspan 付近で大きくなっているものの，平均した分布傾向では一致している．Outlet 面では全スパンに渡って良く一致しており，流れの転向角は翼の転向角に比べて小さく，流れの方向はやや圧力面側に傾いているといえる．

表１ 実験におけるタービン運転条件 (1)

Number of rotor blades	14
Rotor inlet diameter	180 mm
Rotor exit diameter at tip	140 mm
Rotational speed	27700 rpm
Mass flow rate	1.068 kg/s
Pressure ratio	2.0
Inlet total temperature	404.0 K

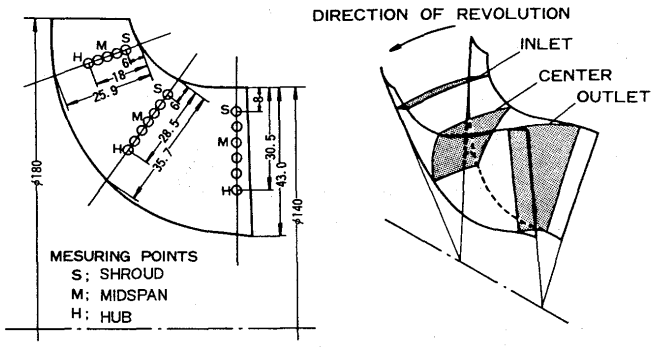


図３ 実験における計測点と計測面 (1)

Inlet 計測面に最も近い J=42 面のタービン流路内二次流れ分布を図５に示す．結果は隙間 1mm の場合である．二次流れベクトルは相対速度ベクトルから主流方向成分を引き流路断面に投影したもので，主流方向はタービン入口から出口に向かう格子方向（ξ方向）とした．ケーシング壁面上では，相対的に回転と反対方向に運動するケーシング壁の影響と圧力勾配により，負圧面方向の流れが生じている．圧力面上では，遠心力によるハブからケーシングへの強い流れが見られる．ハブ壁面上では，境界層流れはタービン入口上流の影響で負圧面方向に向かい，境界層外側では半径方向に向かう流れがコリオリ力を引き起こし，圧力面方向への流れとなっている．壁面上を除いた二次流れは回転と反対方向の通過渦と見ることができ，Choo ら(8)の非粘性解析における流路前半で発生している通過渦と一致している．翼端隙間からの漏れ流れの影響は隙間領域周辺にとどまっている．

Outlet 計測面に最も近い J=78 面のタービン流路内二次流れ分布について，隙間 1mm と隙間なしの計算結果を比較したものを図６に示す．隙間 1mm では，負圧面付近にとどまっていた漏れ渦が 1/3 ピッチ付近にまで移動し，大きく成長している．これに対して隙間なしでは，ケーシング壁に引きずられた流れが，漏れ渦とは反対向きの scraping vortex を形成している．圧力面付近では，

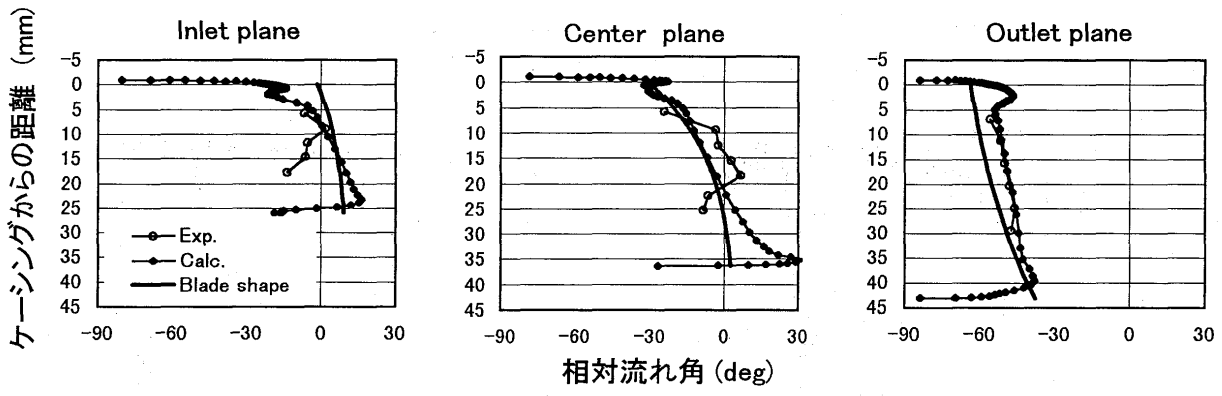


図４ 翼間中間ピッチにおける相対流れ角のスパン方向分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

両者ともに翼面上の圧力差でハブへ向かう流れが生じている．隙間 1mm では漏れ渦からの流れが負圧面とケーシング壁面に沿って流れているのに対して，隙間なしの負圧面上ではケーシングへ向かう弱い流れが見られる．Choo ら[8]の非粘性解析では，流路後半で回転と同方向の通過渦が発生しており，隙間なしに限っては同様の通過渦と見ることもできる．

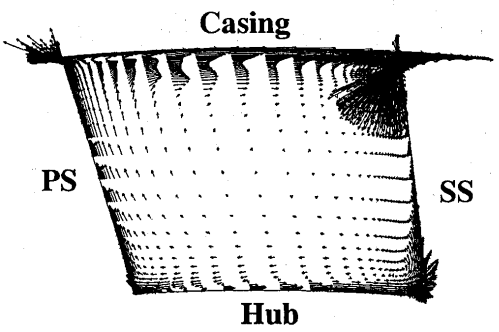


図 5　J=42 面における二次流れ分布

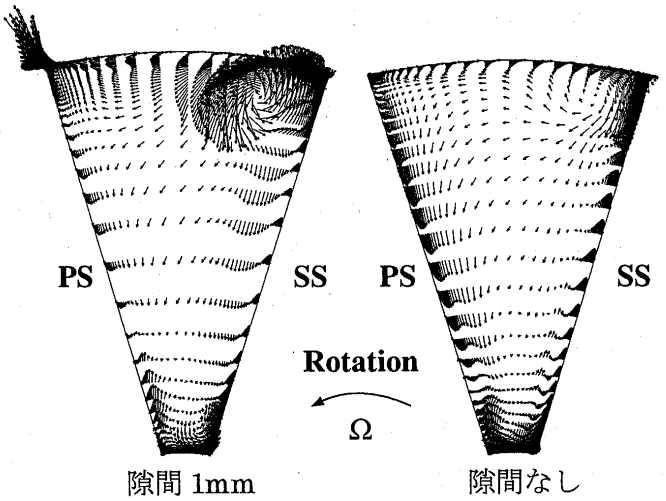


図 6　J=78 面における二次流れ分布

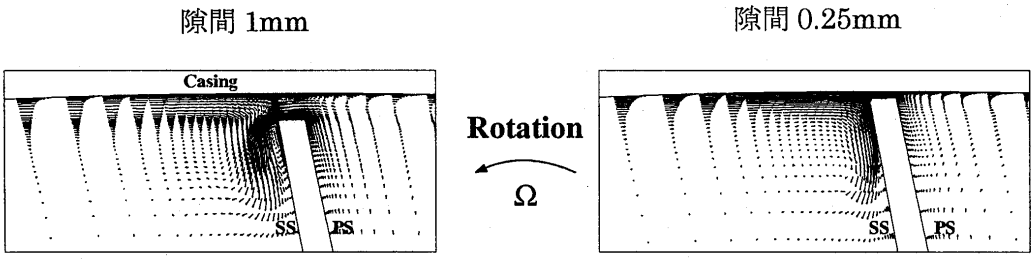


図 7　J=42 面における翼端隙間近傍の流れ

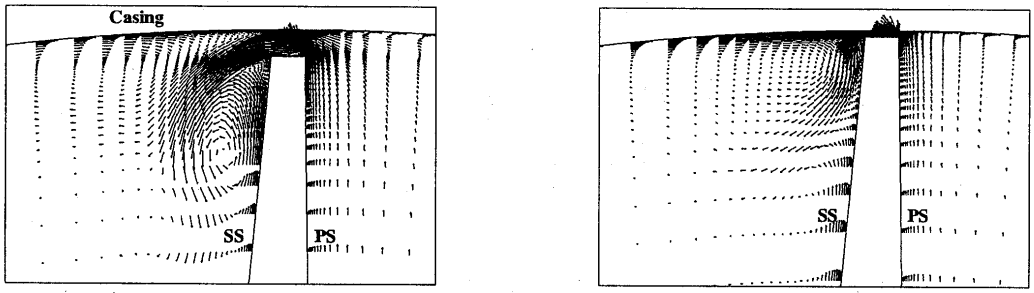


図 8　J=54 面における翼端隙間近傍の流れ

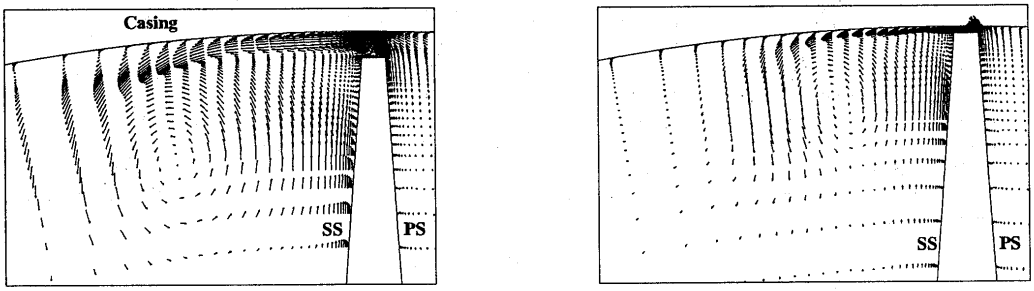
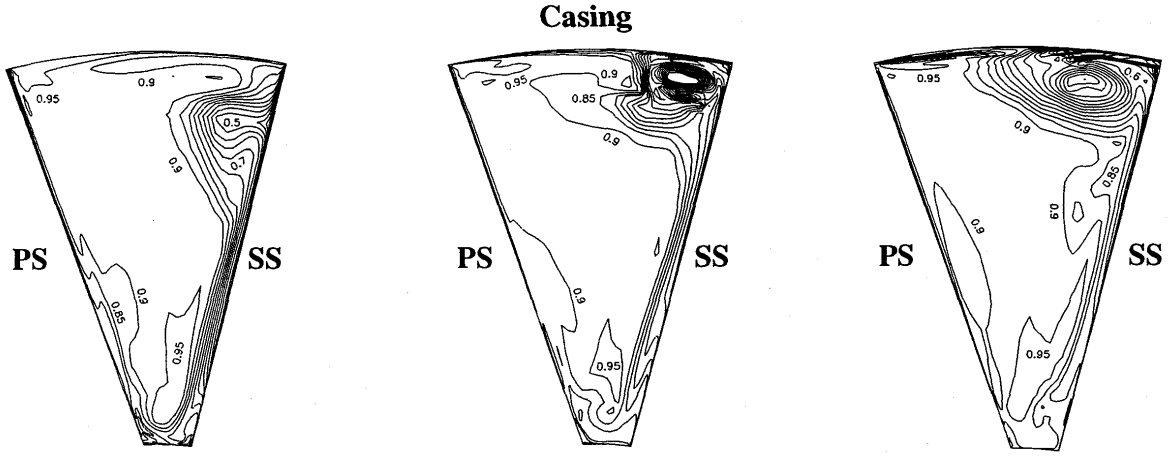


図 9　J=78 面における翼端隙間近傍の流れ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図７から図９は，J=42 面，Center 計測面に最も近い J=54 面，J=78 面の翼端隙間近傍の流れについて，隙間 1mm と 0.25mm の結果を比較したものである．J=42 面については，隙間 1mm では漏れ流れとケーシング壁に引きずられた流れが負圧面側の隙間出口付近で衝突し，ピッチ方向速度成分を打ち消し合っている．漏れ流れ（leakage jet）に比べ，ケーシング壁に引きずられ負圧面上に回り込む流れ（scraping flow）が支配的な流れ場といえる．漏れ流れと負圧面の間には剥離泡のような低圧力領域が生じている．隙間 0.25mmでは，漏れ流れに影響されることなく負圧面上で scraping flow を形成している．ほとんど漏れ流れが見られないため負圧面上の低圧力領域は見られない．J=54 面については，隙間 1mm では J=42 面と異なり漏れ流れが流れ場を完全に支配している．隙間内の翼先端面と漏れ流れの間では，静止翼列の翼端隙間流れの実験で多く確認されているような剥離泡が発生している．漏れ流れの流出方向は負圧面から遠ざかり，leakage jet と負圧面間の低圧力領域は拡大している．これにより低圧力領域への流れ込みが生じ，leakage jet との間で渦が形成されていわゆる漏れ渦となっている．隙間 0.25mm では，隙間幅が小さいために依然として scraping flow が流れ場を支配しているが，漏れ流れも現われ始めている．leakage jet と負圧面の間には，J=42 面の隙間 1mm の場合と同様に低圧力領域が存在している．J=78 面については，隙間 1mm では漏れ渦が負圧面付近から大きく移動し，J=54 面の漏れ渦が負圧面から遠ざかった流れ場となっている．これは J=54 面付近から出口にかけて転向する翼の影響が，隙間領域まで直接及ばないためと考えられる．隙間内部の流れは J=54 面の剥離泡の影響を受けて，翼先端面から離れてケーシング壁に沿った流れとなっている．隙間 0.25mm についても，J=54 面における scraping flow が負圧面から遠ざかった流れ場となっている．負圧面上の低圧力領域はピッチ方向に引き伸ばされ，ハブ方向からの流れ込みが起きている．

図１０はタービン出口面（J=93 面）の静効率（Total-to-Static efficiency）分布を，隙間なし，隙間 0.25mm，隙間 1mm の結果について比較したものである．すべての場合において，流路中央部から圧力面にかけての広い範囲で 0.9 の効率を示しているが，ハブ壁面から負圧面，ケーシング壁面にかけては低い効率となっている．負圧面－ケーシングコーナー付近では，隙間なしでは scraping flow と負圧面上をケーシングに向かう流れがぶつかる地点を中心として，低効率領域が広がっている．隙間 1mm では，ケーシング壁面に沿っての広範囲で漏れ渦を中心とした低効率領域が広がっている．隙間 0.25mm では，scraping flow の後流の様子がはっきりと表れている．



隙間なし　　隙間 0.25mm　　隙間 1mm

図１０　タービン出口面における静効率分布の比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

scraping flow は漏れ渦による低圧力領域が広がるのをブロックし，高効率領域を広く保つ役割を果たしている．漏れ渦の中心には熱的仕事を全くしてない部分も存在している．図１１はタービンの全効率（Total-to-Total efficiency）と静効率の翼端隙間幅による変化である．効率はタービン出口面（J=93 面）における保存量の面内平均値から求めている．静効率は隙間幅の減少に伴い高くなる傾向にあり，0.5mm から 0.25mm にかけては大きな効率向上が見られる．出口の流れ場に大きな影響を与える J=54 面付近の流れ場は，隙間 1mm から 0.5mm までは漏れ流れが支配的であるのに対して，0.25mm では scraping flow が支配的である．scraping flow が支配的な場合，図１０の 0.25mm で見られるように scraping flow が低効率領域の広がるのを防ぎ，高効率領域を広く保つ役割を果たしている．これが 0.5mm から 0.25mm の大きな効率向上の一因であると思われる．全効率も隙間幅の減少に伴い高くなる傾向にあり，隙間 0.25mm では隙間なしよりも高い効率となっている．

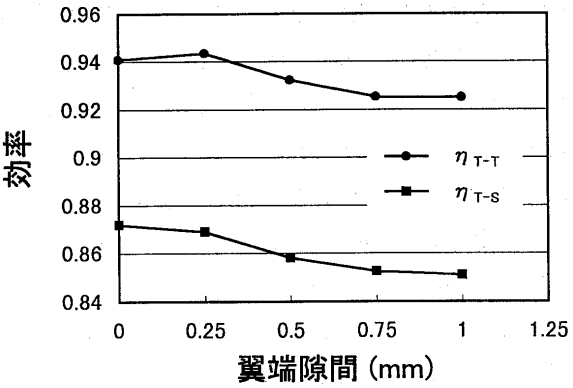


図１１ タービン効率の翼端隙間幅による変化

5. まとめ

- 流路前半で発生する通過渦は，各壁面近傍の流れを個別に考えることによって説明できる．出口付近の二次流れの様子は翼端隙間ありとなしで大きく異なっており，漏れ渦からの流れは動翼内二次流れに大きな影響を与えている．
- 翼端隙間近傍の流れ場は，タービン入口付近では scraping flow が支配的となっている．中央部では隙間幅によって漏れ流れと scraping flow のどちらが支配的になるかが異なっている．後半部では中央部の漏れ流れの様子を反映しながら，翼の転向で負圧面との距離が広がった流れ場となっている．
- タービン効率は隙間幅が小さくなるにつれて向上する傾向にある．隙間 0.5mm から 0.25mm にかけて大きな向上が見られるのは，タービン流路中央部で scraping flow が支配的であるため，高効率領域が広く保たれていることが関係していると思われる．

参考文献

(1) Higashimori, H., Matsuo, E. and Noda, M., 1987, Tokyo IGTC, Proceedings, Vol. II, pp. 9-15.
(2) Amedick, V. and Simon, H., ASME Paper, 97-GT-90, (1997).
(3) Dambach, R., Hodson, H.P. and Huntsman, I., ASME Paper, 98-GT-467, (1998).
(4) Baldwin, B.S. and Lomax, H., AIAA Paper, 78-257, (1978).
(5) Roe, P.L., J. Comput. Phys. Vol.43 (1981), pp. 357-372.
(6) van Leer, B., J. Comput. Phys. Vol. 32 (1979), pp. 101-136.
(7) Obayashi, S., Matsushima, K., Fujii, K. and Kuwahara, K., AIAA Paper 86-338, (1986).
(8) Choo, Y.K. and Civinskas, K.C., Trans. ASME J. Fluids Eng., Vol. 32 (1985), pp. 181-190.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ターボチャージャ用可変入口案内翼付遠心圧縮機の3次元流れ数値解析

D—6

＊岩切 雄二　　内田 博(豊田中央研究所)

1．まえがき

自動車用ターボチャージャにはエンジンの燃費向上，加速性能の向上及びエミッション低減のため低速域で高い過給圧が得られると共に広い流量範囲とワイドレンジの効率特性が要求される。従って、その圧縮機は十分少流量側にサージ限界があり、広い流量範囲にわたって高い効率を有することが必要になる。また、エンジンの小型高出力化のため高過給化の要求も強く、高圧力比域における効率向上が圧縮機に要求されている。

可変入口案内翼(以降VIGVと呼ぶ)は圧縮機の流量特性を可変にし、インペラ入口における相対流入マッハ数を低減することで圧縮機効率を向上することができるデバイスとしてガスタービン用圧縮機等で用いられている。しかし、小型ターボチャージャに用いられた例は稀であり、本研究では広い流量範囲にわたって圧縮機の効率向上に有効と考えられるVIGVが圧縮機の性能およびインペラ翼間流れに及ぼす影響を３次元流れの数値解析により明らかにした結果について報告する。

また、軸流式のVIGVを試作しターボチャージャに設置してVIGVにより付与した予旋回流れが圧縮機の性能に及ぼす影響を実験で計測した結果と流れ解析結果との比較から３次元流れの数値解析により圧縮機の性能をかなりの精度で予測できることを確認した。

ただし、実際の流れは静翼(VIGV)と動翼(インペラ)の翼列干渉が生じる非定常流であるが、本報ではVIGV単体の計算結果をインペラへの流入境界条件として定常解析を行った結果を報告する。

2．解析条件

VIGV付圧縮機の形状を図１に示す。VIGVの枚数は６枚である。また、圧縮機の性能と共にshroud壁面の静圧をインペラ入口および出口で計測し、計算結果との比較に使用した。実験に用いたVIGVはベーン部でhubをもたないが、解析ソフトの都合上計算はhub付で行った。

先ず、VIGV単体の定常流解析を行い、その解析結果を圧縮機への入口境界条件として定常流解析を行った。ただし、計算領域にはスクロールは含まれていない。

基礎式：圧縮性N-S方程式
乱流モデル：Baldwin and Lomax モデル
格子節点数：VIGV　150×51×25(主流方向×円周方向×半径方向)
　　圧縮機　120×120×33(主流方向×円周方向×半径方向)
境界条件　：VIGV　入口全圧、全温一定，断熱壁，周期境界
　　圧縮機　入口全圧、全温半径方向にのみ分布有り，断熱壁，周期境界
計算条件　：VIGV　ベーン設定角(軸方向からの角度)＝０°，24°

図２にVIGV付圧縮機の性能計測結果と計算点を示す。

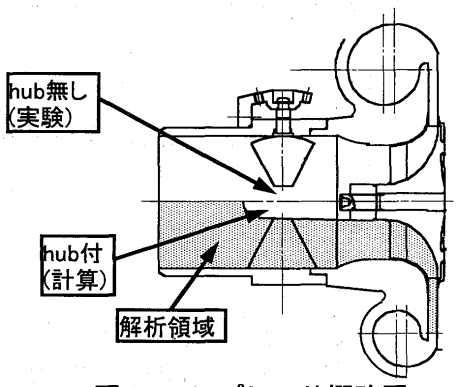


図１ コンプレッサ概略図

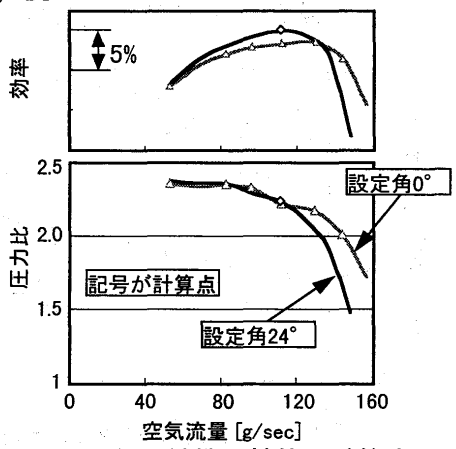


図２ VIGV付圧縮機の性能と計算点

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

３．解析結果

３．１　可変入口案内翼の流れ解析

VIGVの流れ解析はインペラを含まないダクトとして計算を行った。空気流量は112g/secである。図３にその計算格子を示す。翼間中央における軸方向と周方向マッハ数分布を子午面に投影したものを図４に示す。ベーン下流の縦線は後の計算に使用するインペラ入口境界の位置を示す。インペラ入口境界における軸方向マッハ数は流路中央付近が最も大きく、壁面摩擦により境界層が発達するためhub,shroud側では小さい。図５はインペラ入口境界における軸方向マッハ数の分布である。軸方向成分は流路中央よりややhub寄りで最も大きい。図６は同断面における旋回角の分布を幾つかのhub-shroud間位置でプロットしたものである。hub-shroud間位置は0がhubを、1がshroudに相当する。ベーン後流の影響を受けている場所では旋回角が大きいが、軸方向成分の大きい翼間中央付近では周方向にほぼ一様な旋回角をもつ。

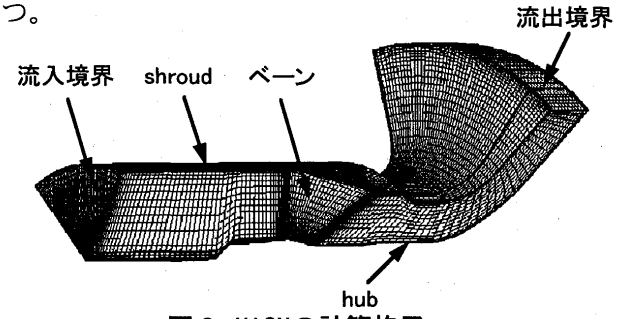


図３　VIGVの計算格子

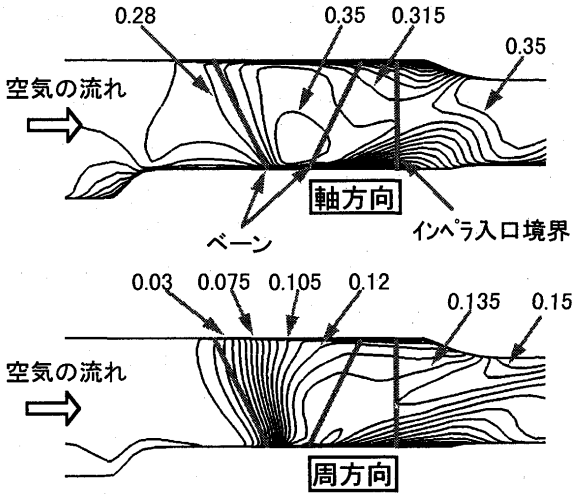


図４　子午面マッハ数分布

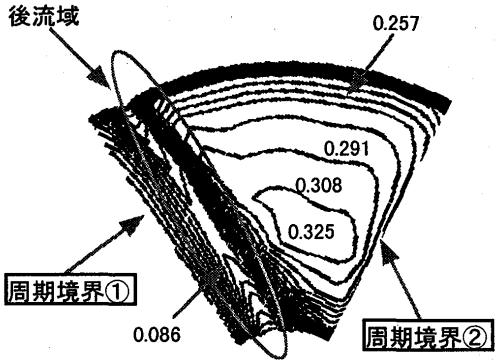


図５　軸方向マッハ数分布

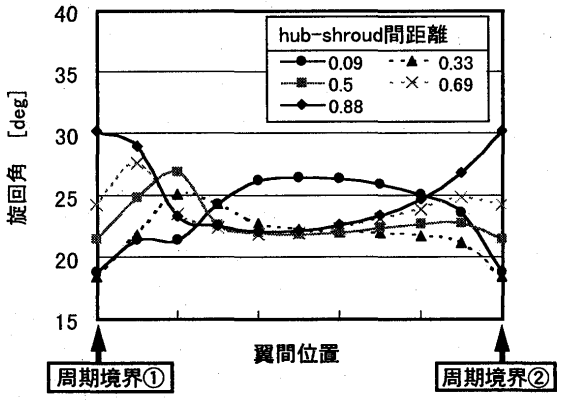


図６　インペラ入口境界位置における旋回角分布

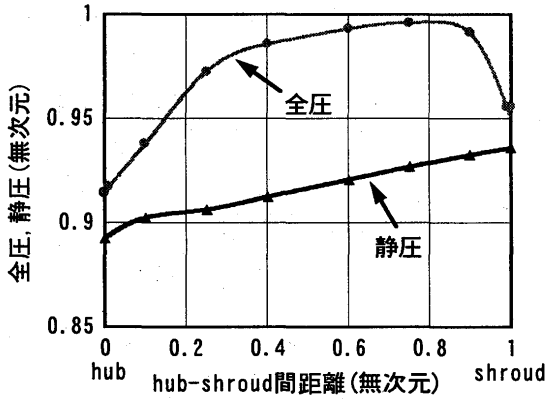


図７　全圧，静圧分布

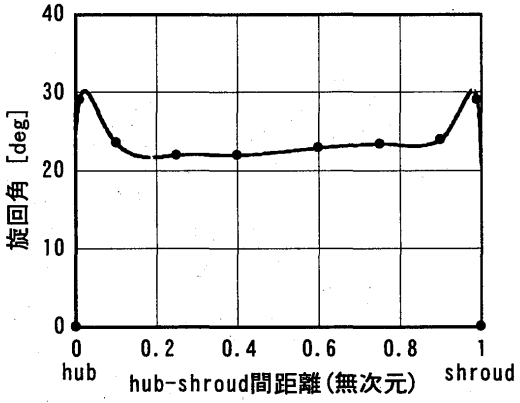


図８　旋回角分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

この解析結果をインペラの入口境界条件に使用するが、ここではインペラ入口境界における流れは半径方向の分布のみを考慮し、翼間方向には物理量を流量平均して与えた。図７，８にその翼間方向に平均化した全圧，静圧および旋回角分布を示す。全圧，静圧共にshroud側に比べhub側で低い分布になっている。全圧は壁面摩擦の影響で壁面近くで大きく低下している。また、旋回角はhub,shroud壁面付近で大きいが、それ以外ではほぼ半径方向に均一な分布になっている。

３．２ 圧縮機の流れ解析

図９に入口予旋回を与えた場合のインペラ内流れ解析に使用した計算格子を示す。入口境界はインペラ上流20mmの位置である。クリアランス部には８節点を使用し、クリアランスを通る流れも考慮できるようした。図10に空気流量112g/secでのインペラ翼面静圧分布(全翼)を示す。予旋回の有無によらず圧力面では絶対値に差はあるが、静圧分布に大きな変化はない。一方、負圧面では予旋回を与えない場合のhub-shroud間の分布は中央付近でひずみが大きいのに対し、予旋回を与えた場合は比較的均一化している。

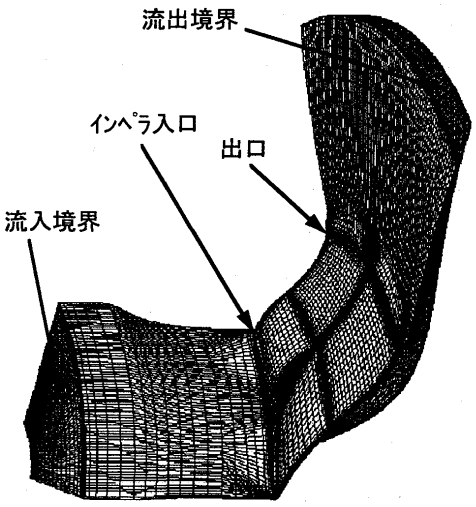
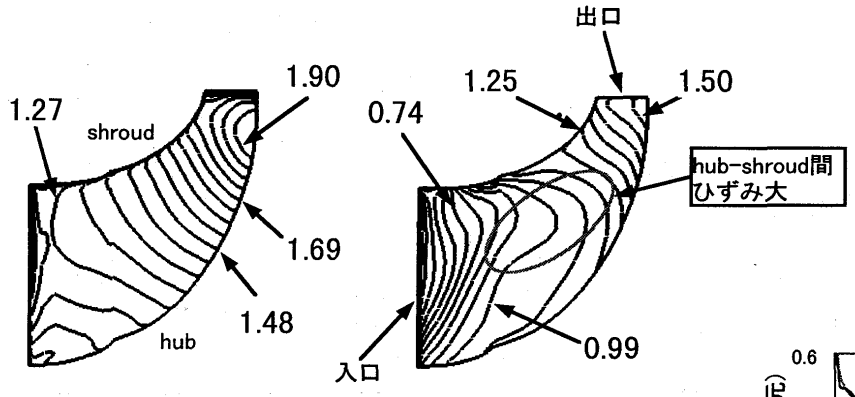


図９ インペラ計算格子



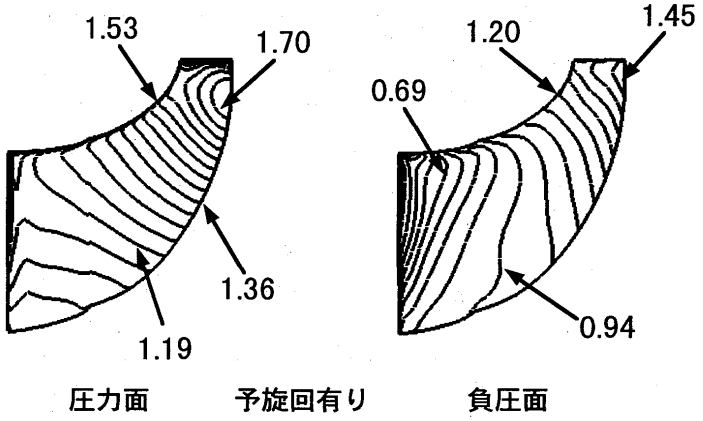


図10 ｲﾝﾍﾟﾗ翼面静圧分布(全翼)

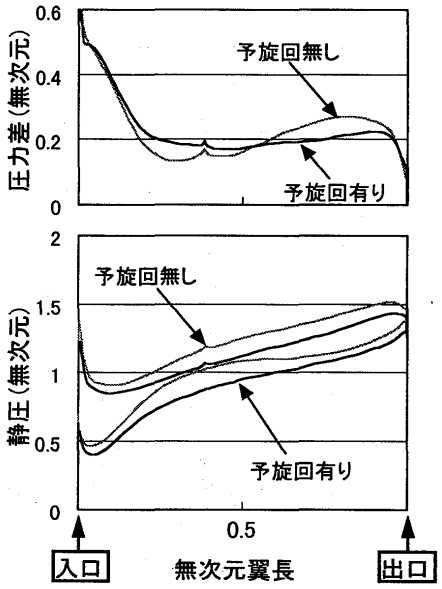


図11 ｲﾝﾍﾟﾗ翼負荷分布(全翼shroud面)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図11に全翼Shroud面における翼負荷分布を示す。横軸左端がインペラ入口、右端が出口に相当する。下の図が圧力面、負圧面の静圧で上の図がその差を示しており、圧縮機入口全圧で無次元化している。予旋回を与えない場合はインペラの前半では翼負荷は比較的小さく後半で大きい分布をもつのに対し、予旋回を与えた場合は全体でほぼ均一な翼負荷になっている。

図12に空気流量と温度上昇の関係を実験値と比較して示す。縦軸はコンプレッサ出口温度を入口温度で無次元化したものである。予旋回無しでは少流量側を除いて実験値との差は最大で0.8%である。この結果からインペラが空気に与えるエネルギを精度良く計算できているといえる。予旋回を与えた場合、少流量側では旋回角を与えない場合と温度比はほとんど差異がないが、流量の増加と共に差は大きくなる。予旋回付の計算は1点のみ行ったが温度比は実験とよく一致している。図13は空気流量と圧力比の関係を示す。圧力比は実験値と比較して全域で高いが、これは計算にはスクロールが含まれないためである。

図14に圧縮機効率の比較を示す。計算ではスクロールが含まれないため全域で実験値より効率が高い。実験では予旋回を与えることにより140g/sec以下の領域でコンプレッサ効率が向上しており、流量122g/sec付近で約3.3ポイント高い。この位置で計算では約6.7ポイント高い。差の主たる原因として定常解析のため翼列干渉を考慮していない点とVIGV hub形状の違いおよびVIGVベーンとshroud間のクリアランスを考慮していないことが考えられる。

図15はコンプレッサ各位置におけるshroud壁面静圧を実験値と比較したものである。実験ではインペラの前後2個所で計測した。図中の記号が実験値を示す。結果は実験値と良く一致しており、差は最大でも５％以下である。

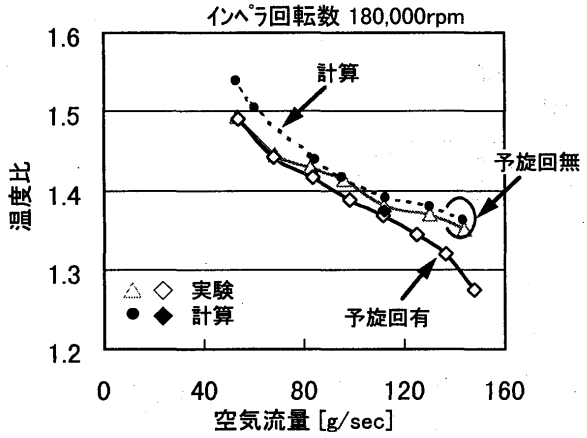


図12 温度比の比較

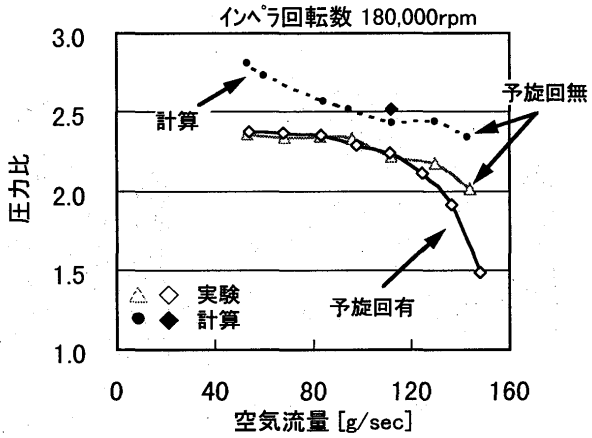


図13 圧力比の比較

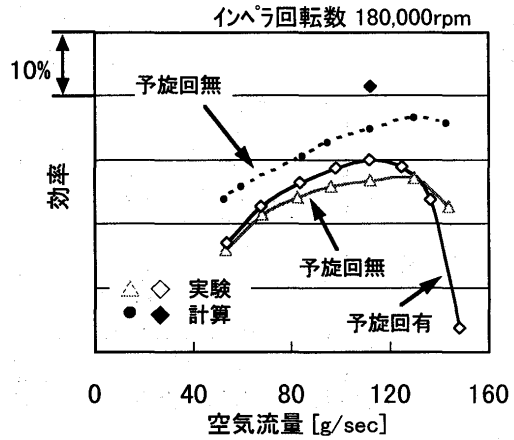


図14 圧縮機効率の比較

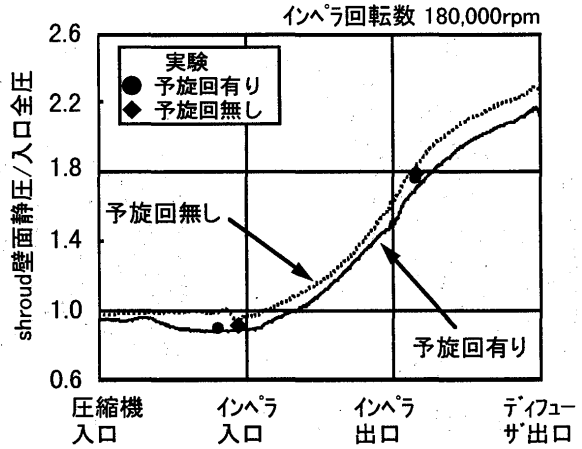


図15 壁面静圧の比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216:204, 2025/07/04.

図16にインペラ上流5mm断面における空気の流入角とインペラ前縁翼角分布を比較して示す。
予旋回を与えたものでは予旋回を与えない場合と比較してほぼ全ての半径位置で3～6° 流入角が大きい。インペラ入口の迎え角が低下することが効率向上の一因と考えられる。

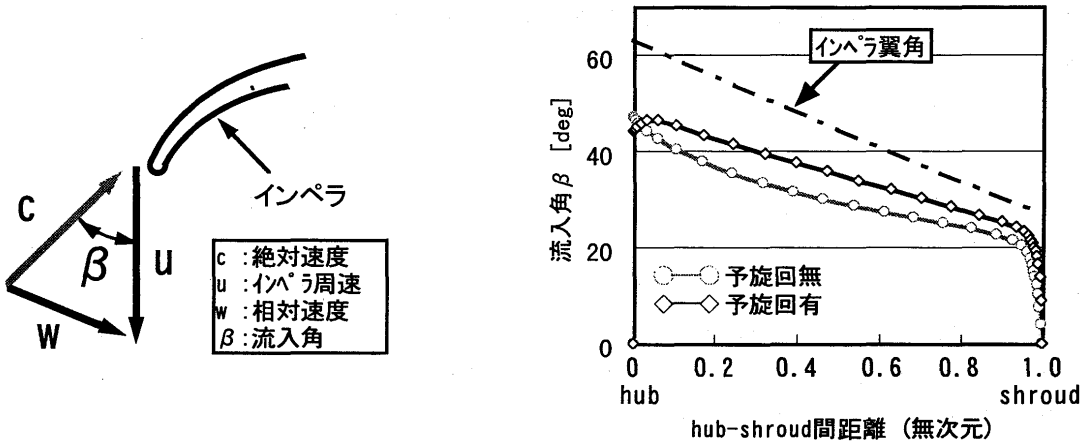
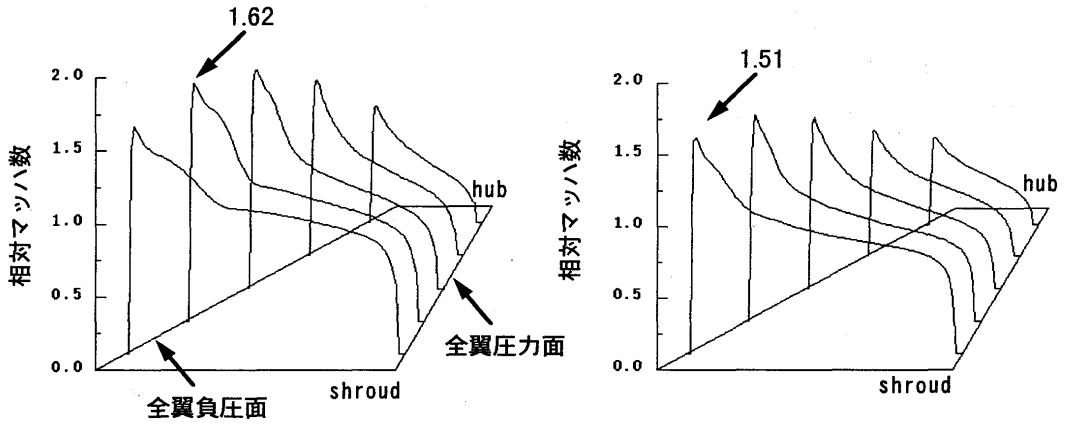
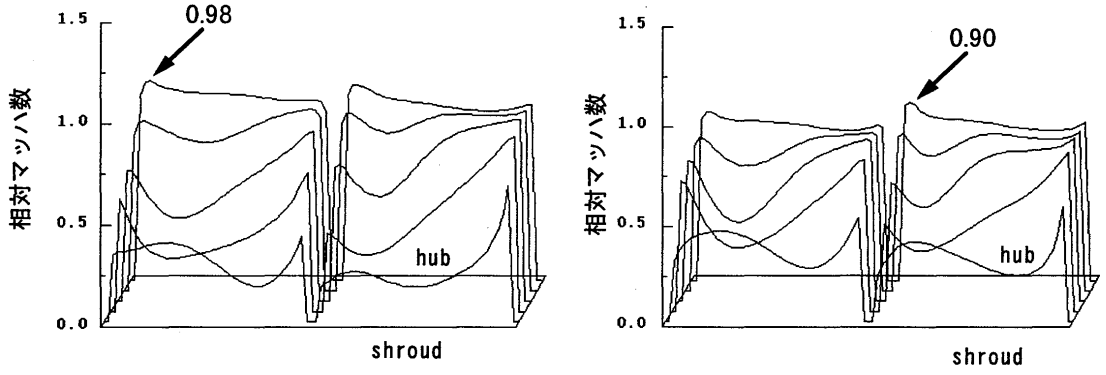


図16 流入角の比較



(a) 予旋回無し　　(b) 予旋回有り

図17 インペラ翼間相対マッハ数分布(1% LE. to TE. distance)



(a) 予旋回無し　　(b) 予旋回有り

図18 インペラ翼間相対マッハ数分布(99% LE. to TE. distance)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

図15，16にインペラ翼間における相対マッハ数分布を示す。(a)が入口予旋回を与えない場合、(b)が入口予旋回を与えた場合である。表示位置の1% LE. to TE. distanceとはインペラ出口を100%としたとき表示断面のインペラ入口からの距離が1%、すなわち前縁直後であることを示す。
1%の位置では予旋回を与えた場合は与えない場合と比較して最大相対マッハ数が7.5%低下する。99%の位置でも予旋回を与えた方が最大相対マッハ数は8.2%低下し、hub-shroud間の分布も比較的均一である。

4．まとめ

可変入口案内翼付遠心圧縮機について流れの３次元数値解析および実験を行った結果、以下のことがわかった。

(1)数値解析結果はスクロールを含まないため圧力比，効率は実験と比較して高いが、少流量域を除きコンプレッサ特性は実験と良く一致する。
また、VIGVと圧縮機それぞれの定常解析によりVIGVによる入口予旋回が圧縮機の性能に及ぼす影響を評価することが可能である。

(2)入口予旋回を付与すると圧縮機効率が実験、計算ともに向上する。効率向上の要因は予旋回によりインペラ入口最大相対マッハ数が低下し、迎え角が低下することに加えインペラ翼間流れの分布が均一化するためと考えられる。

(3)shroud壁面静圧の差は実験と計算で5%以下の精度で一致している。

(4)入口予旋回を付与することによりインペラ翼負荷分布が均一化する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

半径流型羽根車の内部流動の研究

D—7

* 吉永拓郎 (法大院), 山本孝正 (航技研), 水木新平, 辻田星歩 (法大工)

1. はじめに

遠心圧縮機は小型軽量で単段あたりの圧力上昇が高く，広い作動域で高効率が得られるため，過給機，小型航空ガスタービンエンジン，産業用圧縮機などの流体機械に広く用いられている．遠心圧縮機の羽根車は，複雑な3次元形状であり，その内部流れは粘性の影響や遠心力，コリオリ力などが作用し非常に複雑な3次元流れを呈する．このような3次元流れを把握することは，遠心圧縮機の性能向上にとって重要であると考えられる．

本研究では，大型の低圧低速試験機を製作し，試験機の作動特性を調べ，高応答性圧力センサと単一傾斜型熱線によりシュラウドケーシング壁面上の静圧分布及び羽根車出口後方の全圧，流速分布を測定した．これらの結果から，作動特性の変化にともなう内部流れについて報告する．

2. 実験装置と実験方法

図1に実験装置の概略図を示す．空気はフィルターを通して吸い込み管に入り，羽根車を通過し平行壁羽根なしディフューザを通り大気に放出される．流量の調節はディフューザ出口において穴の空いた鉄板を巻きつけ，その穴の面積を調節することにより行った．羽根車は出口外径830[mm]，入口外径600[mm]，羽根入口角65[deg]，羽根出口角55[deg]，羽根出口高さ51[mm]，羽枚数は主羽根8枚，中間羽根8枚の後方湾曲形オープンインペラである．その形状図を図2に示す．

まず，はじめに本試験機の圧力上昇-流量作動特性を調べるために，羽根車出口55[mm]において5孔ピトー管によりピッチ方向時間平均流の計測を行った．測定点はスパン方向に29点，流量は8通りとした．壁面静圧の測定孔はケーシングについた測定窓に6～9[mm]間隔で計43点設けた．図3に子午面での測定孔の概略図を示す．また，全圧及び流速は羽根車出口55[mm]で計測を行い，測定点はスパン方向にそれぞれ25点，17点とした．壁面静圧，全圧，流速ともピッチ方向の測定は，羽根車回転軸に取り付けられたエンコーダにより回転羽根車と同期を取ることにより行い，1ピッチ100点とした．それぞれの1測定点のデータサンプリング数は，羽根車それぞれの流路内の流れ場が同一と仮定し，連続した64回転分のデータをサンプリングすることにより，(64×8=)512回とした．実験では羽根車回転数800[rpm](羽根車出口周速34[m/s])において図4に示す特性曲線の流量A,D,Gの3点で計測を行った．単一傾斜型熱線 (傾斜角45[deg]) はプローブ軸周りに12回，回転させることにより3次元流れを計測した．

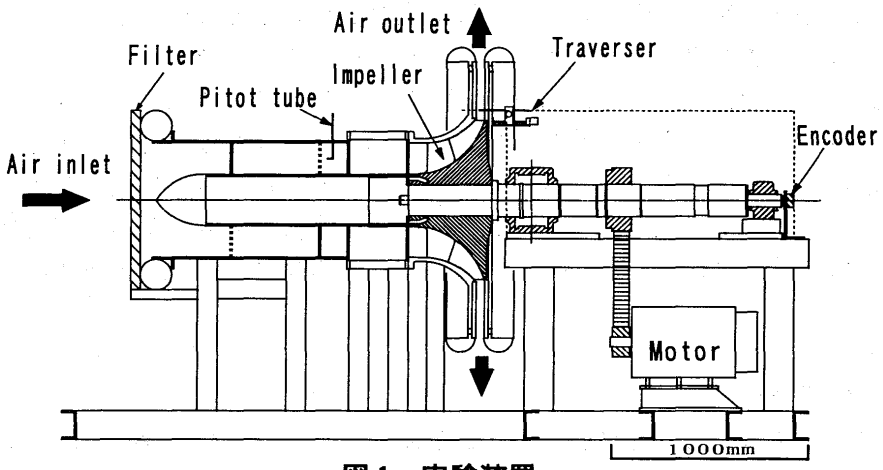


図1　実験装置

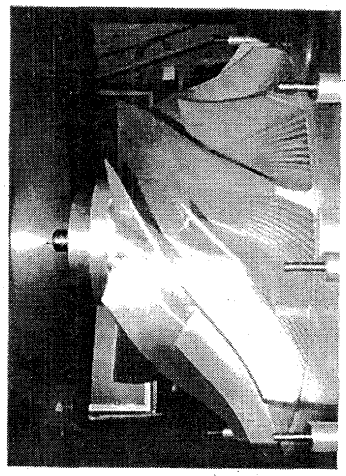


図2　遠心羽根車

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

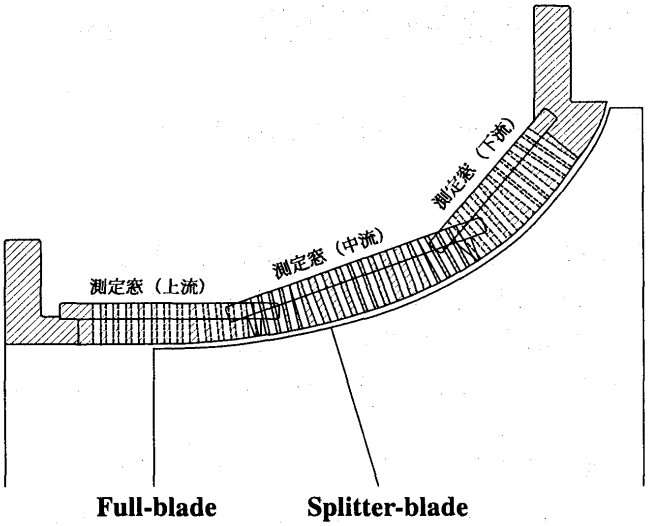


図3　壁面静圧測定位置

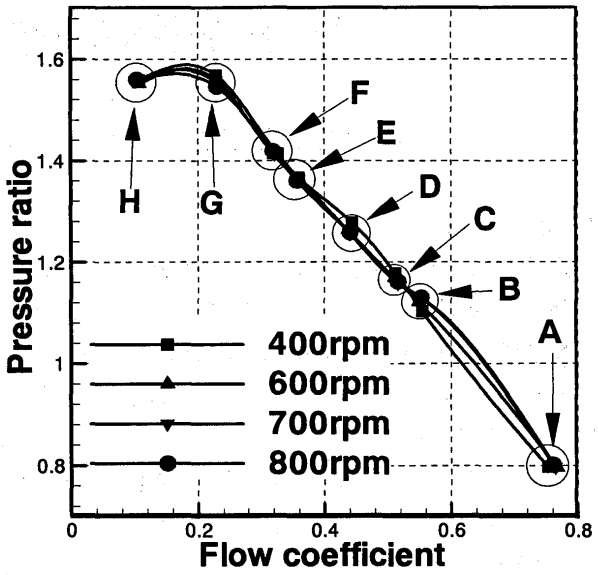


図4 性能曲線

3. 解析方法

壁面静圧，出口全圧はそれぞれ次式により無次元化し，また，圧力変動の大きさの度合いを調べるため，得られた個々のデータから残差二乗和の平均の平方根をとりRMS値を算出した．

$$\overline{Cpw}=\frac{\overline{Pw}-Patm}{0.5\rho U^2},\ \overline{Cpt}=\frac{\overline{Pt}-Patm}{0.5\rho U^2},\ Cpw_{rms}=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}\left(Cpw_i-\overline{Cpw}\right)^2}{n}},\ Cpt_{rms}=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}\left(Cpt_i-\overline{Cpt}\right)^2}{n}}$$

ここで，$\overline{Pw}$は平均壁圧，$\overline{Pt}$は平均全圧(512回のアンサンブル平均値)であり，また，nは測定回数，Uは羽根車出口周速度(34[m/s])である．

流速については，測定断面の流速に対して質量流量平均を行いさらに時間平均を行うことにより，断面時間平均流速ベクトルを得，そのベクトルに直交する断面に投影した流れベクトルを2次流れベクトルと定義して求めた．

4. 実験結果

4.1 時間平均流分布

図4に示す8通りの作動点で5孔ピトー管により羽根車出口で測定した時間平均流から，流速の大きさVM[m/s]，半径方向の速度成分VR[m/s]，全圧Pt[mmAq]，ヨー角θ y[deg]，ピッチ角θ p[deg]，を求め，それらのシュラウド～ハブ間分布を図5に示す．VR分布を見ると流量E,F,G,Hのシュラウド近傍で逆流が起っていることが確認できた．逆流の大きさは流量が少ないほど大きくなる傾向があるが，流量Gからはハブ近傍でも急激な流速低下が見られ，さらに流量を絞った流量Hではそこで逆流になることが見られた．このことはヨー角分布からも理解が出来，流量E,F,G,Hではシュラウド近傍でヨー角が90[deg]を越え，流量Gからはハブ近傍でヨー角が大きくなり，さらに流量Hではハブ近傍でも90[deg]を越え逆流していることが分かる．一方，ピッチ角分布はスパンの大半にわたり一様であり，シュラウド近傍でのみ変化している．ピッチ角は流量が大きくなるとプラスになる傾向，すなわちシュラウド近傍でハブからシュラウドに向かう傾向がある．これは後出の2次流れ(図8)でも分かる．

4.2 シュラウドケーシング壁面静圧分布

図6にシュラウドケーシング壁面静圧とそのRMS値の分布を示す．流量Aでは主羽根入口では，ほぼインデューサ角に沿って空気が流入している分布となっているが，中間羽根入口では，入射角

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

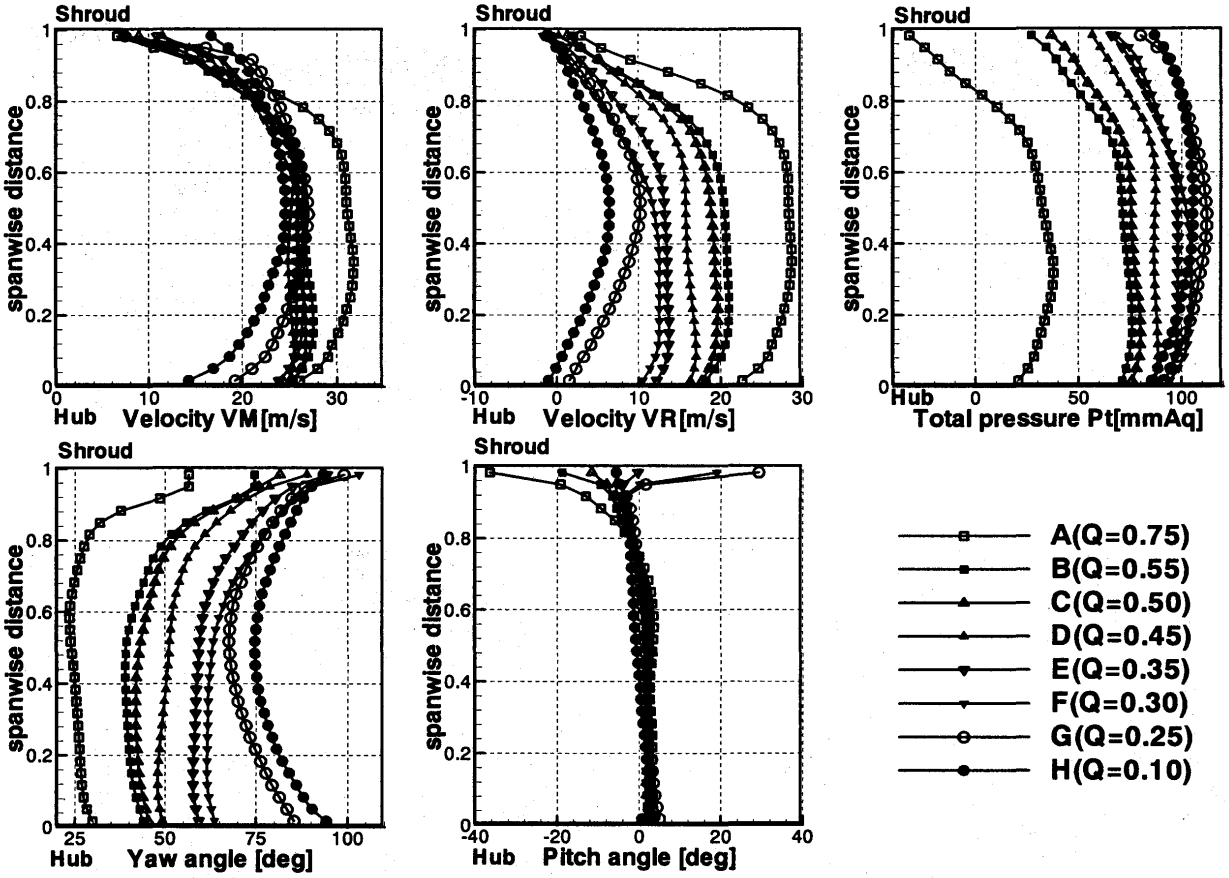


図5 時間平均流のシュラウドーハブ間分布図

が大きくずれている分布となっている．このため，中間羽根入口では翼前縁からの剥離流れが生じていることが分かる．この結果剥離流域では圧力変動が高いことがRMS値の分布から分かる．また，正圧面と負圧面の圧力勾配が大きく，翼端の正圧面から負圧面に流れる翼端漏れ流れがあると考えられる．流量Dでは，ほぼ羽根車流路の流れ方向に沿って圧力が上昇している分布となっている．正圧面と負圧面での圧力勾配も小さいので，翼端漏れ流れも小さいと考えられる．RMS値も流路内全体にわたって小さい値をとっている．主羽根入口のシュラウド近傍の流れは，インデューサ角からずれて流入していると考えられる．このためRMS値も主羽根入口では周状に一様に高い値をとっている．流量Gでは，壁圧分布は前述の2ケースのように中間羽根の負圧面，正圧面の差がほとんど見られないが，RMS値は主羽根上流負圧面側から中間羽根負圧面側にかけて高い値を示しており，主羽根の正圧面側流路(図中aで示す)と中間羽根の正圧面流路(図中bで示す)の流れが違うことが想像できる．また，b流路の大部分にわたってRMS値が大きな値を示すのは，b領域のシュラウド側近傍では流れが不安定になっていると考えられる．

4.3 羽根車出口全圧分布

図7に静止系で表示した羽根車出口全圧分布とそのRMS値分布を示す．この座標系での圧力分布はすべての流量において負圧面側に高圧力域があり，正圧面に向かって圧力が減少していくという分布となっている．流量Aでは，主羽根と中間羽根の流れの違いはほとんど見られない．高圧力域のミッドスパンからハブ間の等高線が密集している位置はRMS値が高い値を示している位置と一致している．この位置で，圧力勾配が大きく圧力変動も大きいとと考えられる．一方，ミッドスパンからシュラウド間でRMS値が高い値を示している位置は，羽根車流路内の負圧面シュラウド側に形成された低エネルギー流体の領域であると考えられる．流量Dで全圧分布はより一様になって

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

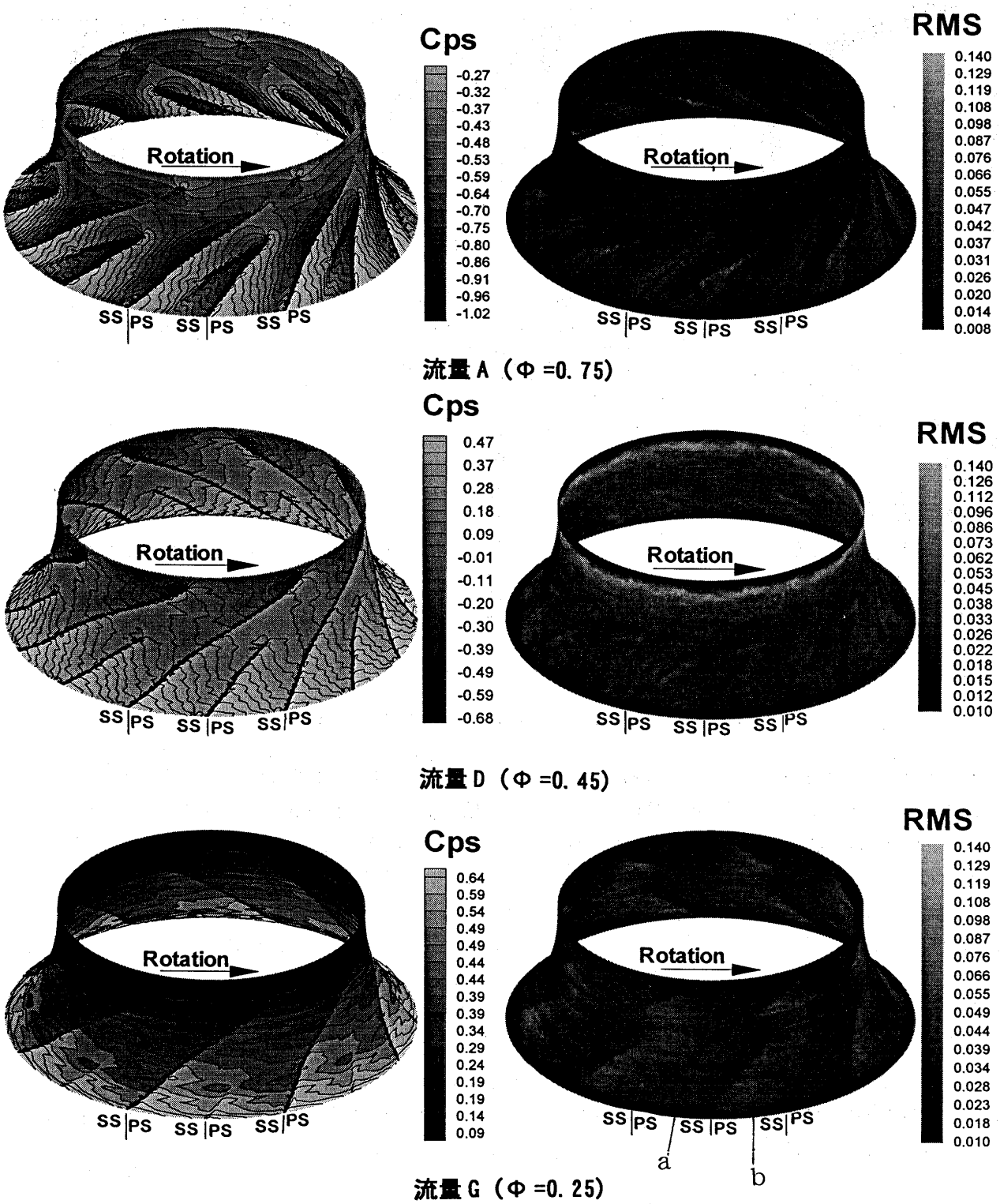


図 6　シュラウドケーシング壁面静圧分布図とその RMS 値分布図

おり，圧力変動も弱まっている．流量Gで全圧分布はさらに一様になっており，高圧力域が大きくなっている．シュラウド近傍では境界層がハブ近傍に比べ発達，一部逆流による圧力低下の層が見られる．RMS値はミッドスパンからシュラウド側にかけて広い範囲にわたり高い値を示し，圧力変動も大きいことが分かる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

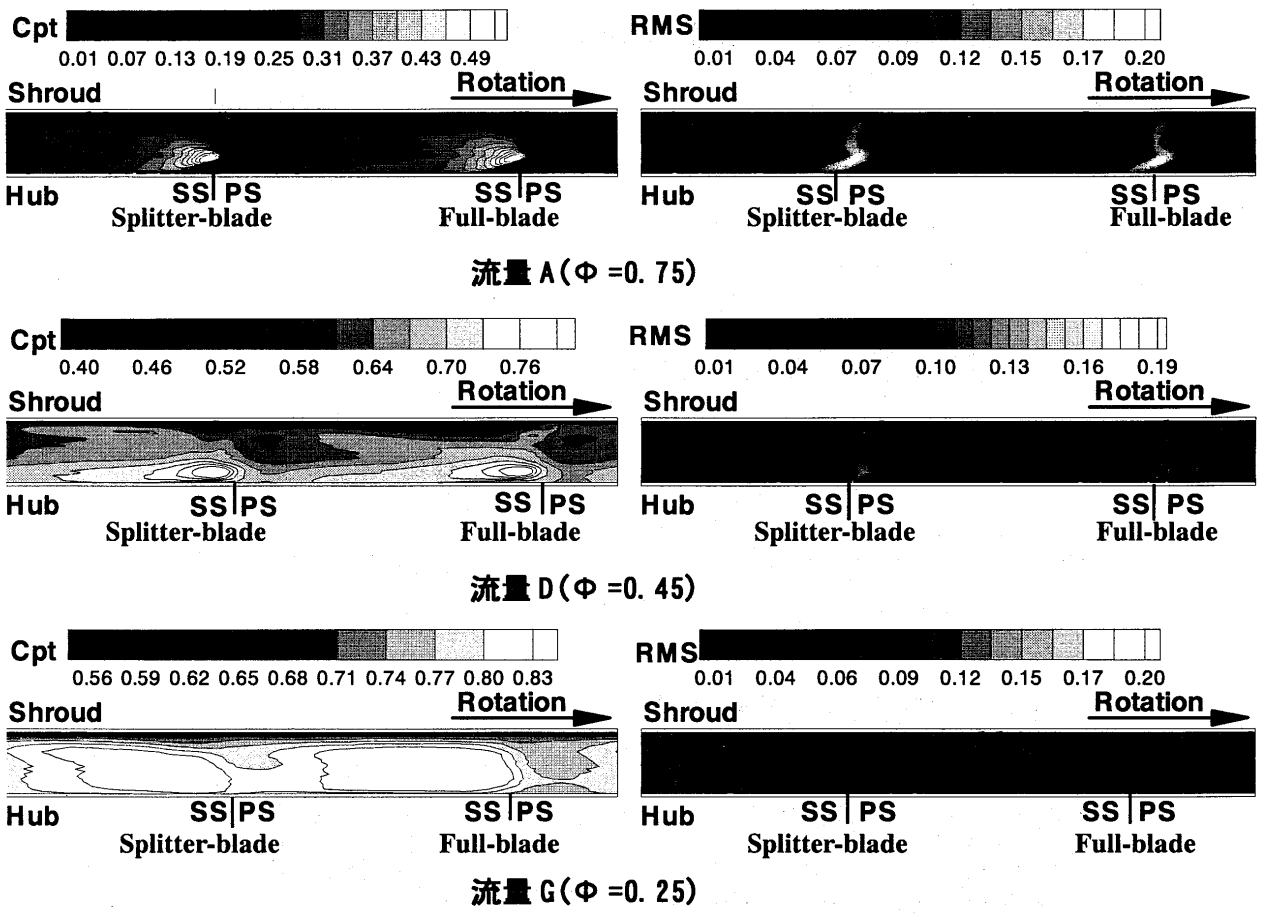


図7　羽根車出口全圧分布とそのRMS値分布図

4.4 羽根車出口流速分布

図8に羽根車出口流速分布とその2次流れを示す．流速分布では，全圧分布と似たような傾向がそれぞれの流量に対して見られ，すべての流量において負圧面側に高流速域が見られる．なお，流速の測定位置と全圧のそれとの関係は，熱線と全圧センサのプローブ形状が違うために測定断面が多少ずれている．まず，流量Aにおいては主羽根と中間羽根の流れのパターンには違いはほとんど見られない．シュラウド側に薄い境界層が見られる．また，高流速域のシュラウド側(図中cで示す)に流速の低いウェーク領域が見られるが，ここでは全圧分布のRMS値が高く圧力変動が大きい領域である．2次流れは，シュラウド近くとウェーク域で強くなっていることが分かる．流量Dでは全圧分布と同様，流量Aに比べて流速はより一様になっており，高流速域の中心もハブ側に寄っていることが分かる．流量Gではより流速が一様になっている．また，シュラウド側からミッドスパン方向に流れる2次流れが強くなっており，そこでは全圧分布の変動が大きい．

5. まとめ

1. 大型の低速低圧遠心圧縮機試験装置を製作し，それを用いて試験機の圧力上昇－流量作動特性を調べ，いくつかの作動状態で高応答性圧力センサと単一傾斜型熱線を用いて，回転羽根シュラウドケーシング壁圧分布と，羽根車出口後方での全圧分布及び3次元流れ分布を詳細に測定した．
2. 5孔ピトー管ピッチ方向時間平均流から流量係数Φ =0.35(流量E)以下ではシュラウド近傍で逆流が生じていること，また，流量係数Φ =0.1(流量H)ではハブ近傍でも逆流が生じていることが分かった．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

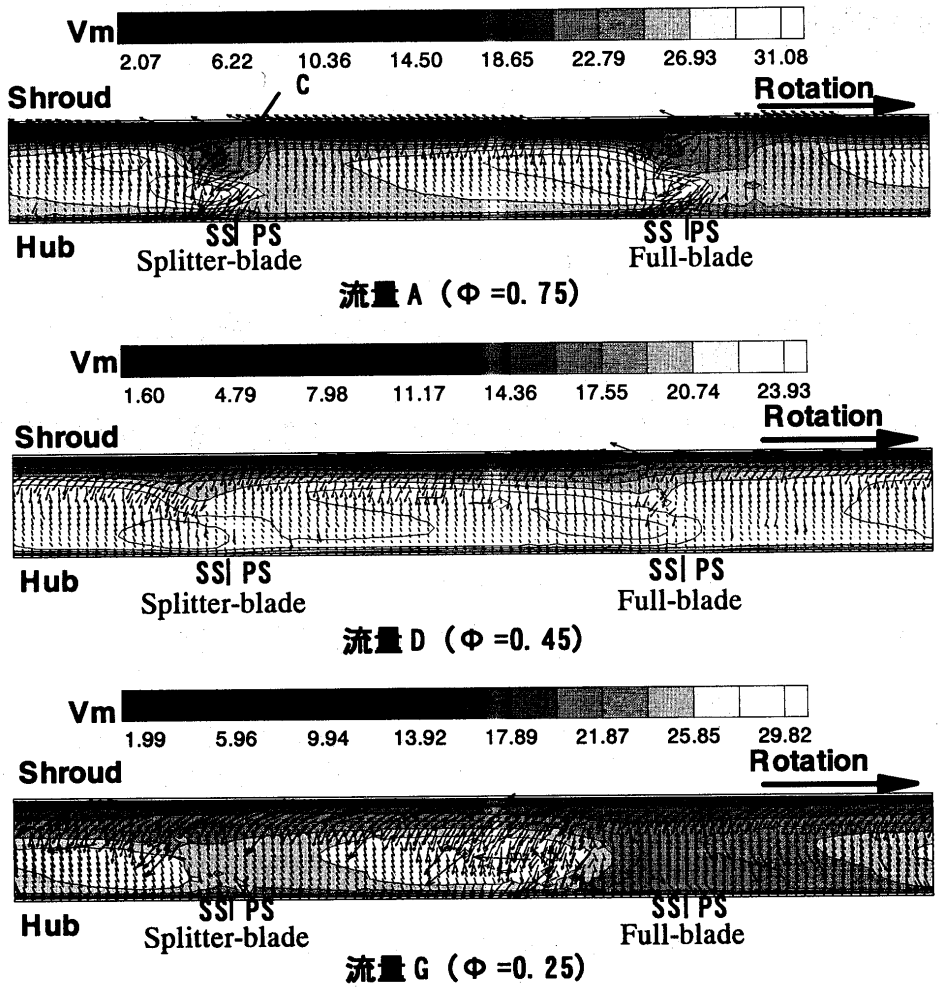


図 8 羽根車出口流速分布図

3. シュラウドケーシング壁圧分布の測定結果から，流量の変化による回転羽根内の流れの変化の様子を調べた．流量係数Φ=0.75(流量A)のシュラウド近傍では中間羽根前縁からの剥離流れがあることなどが明らかになった．
4. 回転羽根車出口での全圧分布と流速分布の測定解析から，全圧分布と流速分布及びそれらの流量変化に対する変化の様子，低エネルギー流体の存在などが分かった．

参考文献

[1]S.Ibaraki, H.Higashimori, and T.Mikogami, " low Investigation of a Centrifugal Compressor for Automotive Turbochargers" Society of Automotive Engineers,Inc.,98P-94

[2]G.L.Arnulfi，D.Micheli，P.Pinamonti，"Velocity Measurements Downstream of the Impellers in a Multistage Centrifugal Blower"，Journal of Turbomachinery，Vol.117

[3] 早川 和宏，堀内 穣，法政大学工学部機械工学科 1998 年度卒業論文 (1998)

[4]A.Yamamoto et al. ASME PAPER 93-GT-404

[5]M.Inoue et al. Journal of Engineering of Gas Turbines and Power Vol.106

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ラムジェット保炎器周り燃焼流の数値解析

D—8

山本　武（航空宇宙技術研究所）

１．はじめに

航空宇宙技術研究所では、超音速輸送機用推進システムの研究開発の一環として、ラムジェットの研究を行っている。ラムジェットは高速流を動圧のみによって圧縮し、それに燃料を導入して燃焼させることで高温・高速流をつくり、ノズルで膨張させて推力を得るエンジンである。鈴木ら[1]はラムジェットの燃焼器用としていくつかの保炎器を考案し、実機スケールの保炎器モデルの試験を行った。GuezetらはPIV(Particle Image Velocimetry)を用いて、水流中に置かれた保炎器モデル周りの流れを計測し[2]、小型モデル（幅20mm）の周りの燃焼流を計測した[3]。本研究では、小型モデルについて保炎器の性能予測と設計データ取得を目的として、数値解析を行った。開発したプログラムは、計算スキームとしてSIMPLER法[5]、乱流モデルとして明・笠木の低レイノルズ数型ｋ－εモデル[6]、燃焼モデルとして渦消散モデル[7]を用いている。本講演では、数値解析から得られた全体当量比と燃焼状態の関係について報告する。

２．数値解法

２．１　支配方程式及び解法

支配方程式としては、燃焼を取り扱うため圧縮性を考慮して、また非定常現象が解けるように非定常項を入れて、連続の式、運動方程式、エネルギ式、乱流エネルギｋの輸送式、乱れの消散率εの輸送式、成分(CH_4, O_2, CO_2, H_2O, N_2)の保存式をたてた。成分の濃度勾配によるエネルギの移動（Dufour効果）、温度勾配による物質の移動（Sore効果）、輻射による熱移動及び浮力の影響は無視した。

解法としてはPatankarらにより開発されたSIMPLER法[5]を採用した。SIMPLER法はポアソン方程式から得られた圧力場を用いて運動方程式を解き、得られた速度を連続の式を満足するように補正することを繰り返し、収束解を得る解法である。コントロールボリューム界面の流束の計算にはべき乗法、ソース項には２次の中心差分を用いた。計算は内点の流速、圧力、温度を一様として開始し、計算の安定のために燃料噴出量は与えた全体当量比に達するまで直線的に増加させた。各点の圧力の変動量が十分小さくなったところで収束したとみなした。計算コードの詳細は文献[4]に２次元でまとめられている。

２．２　乱流モデル

ガスタービン燃焼器の数値解析には、乱流エネルギｋと乱れの消散率εの輸送式を解いて渦粘性係数を得るｋ－ε２方程式モデルが最も実用的である。ｋ－εモデルは標準型（高レイノルズ数型）と低レイノルズ数型に大別される。前者は境界条件として壁から１つ目のコントロールボリュームに壁関数を適用するため、計算格子の調節が必要である。一方、後者は壁のの影響を壁からの距離を用いて与えるので特別な取り扱いを必要としない。また、後者では壁まで解くために、壁付近で多くの格子を必要とすることから、前者に比べて大きな計算機容量が必要であるが、剥離などを取り扱うことができる。ガスタービン燃焼器の数値解析では、計算時間、計算機容量の節約のために標準型モデ

第１３回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10,（函館）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ルのみが用いられているが、本計算では流れをより正確に解くために低レイノルズ数型を選択した。多くの低レイノルズ数型モデルが提案されているが、理論がはっきりしており、比較的計算量の少ない明・笠木モデル[6]を採用した。

２．３　燃焼モデル

燃焼反応の計算には、燃焼器の数値解析に多く用いられているMagnussenの渦消散モデル[7]を採用した。渦消散モデルは燃料を含む渦と酸素を含む渦が消散し、分子スケールで混合する速度によって反応速度が決定されるとするモデルである。本研究では燃料がメタンであり、かつ主流空気が600Kと高温であることから、化学反応速度は乱流による混合速度に比べて十分大きく、混合が律速条件であると見なせるため、この燃焼モデルが適していると考えられる。

拡散火炎では、局所時間平均燃料濃度$\overline{C_f}$が低いとき、燃料を含む渦の消散が燃焼の律速となり、単位体積、単位時間当りに燃焼する燃料の質量（以下、反応速度と呼ぶ）は、

$$R_{f1}=A\overline{C_f}(\varepsilon/k) \qquad (A：火炎構造および燃料と酸素の化学反応速度に依存する定数)$$

である。逆に、$\overline{C_f}$が高く、局所時間平均酸素濃度$\overline{C_{O2}}$が低いとき、酸素を含む渦の消散が律速となり、反応速度は、

$$R_{f2}=A\left(\overline{C_{O2}}/r_f\right)(\varepsilon/k) \qquad (r_f：燃料単位質量を燃やすのに必要な酸素質量)$$

である。局所時間平均燃焼生成物濃度$\overline{C_p}$が低いとき、高温の渦の消散が燃焼の律速となり、反応速度は、

$$R_{f3}=AB\left\{\overline{C_p}/(1+r_f)\right\}(\varepsilon/k) \qquad (B：定数)$$

である。渦消散モデルは、局所的な反応速度をR_{f1}～R_{f3}の最小値R_fで与える。

２．４　計算対象とモデル化

本計算の対象としたのはダクト（50mm×50mm×320mm）中におかれた保炎器モデル（図１）である。この保炎器モデルは角度60°、幅20mmのＶ型断面をもち、長さは50mmである。メタンはＶ型の内側に取り付けられたパイプの９個の穴（直径1mm、ピッチ5mm）から後方に噴出する。本研究では燃料噴出口１ピッチ分の領域を解析の対象とした。保炎器の長さ方向には周期境界条件を適用した。

実験モデルの燃料噴出口は円形であるが、数値解析では計算機容量の節約・計算格子の歪みを小さくするために、同面積の正方形に置き換えた。後述するように、燃料噴出口の形状が流れに影響するのは噴出口のごく近傍のみであり、このモデル化に問題はないと考えている。

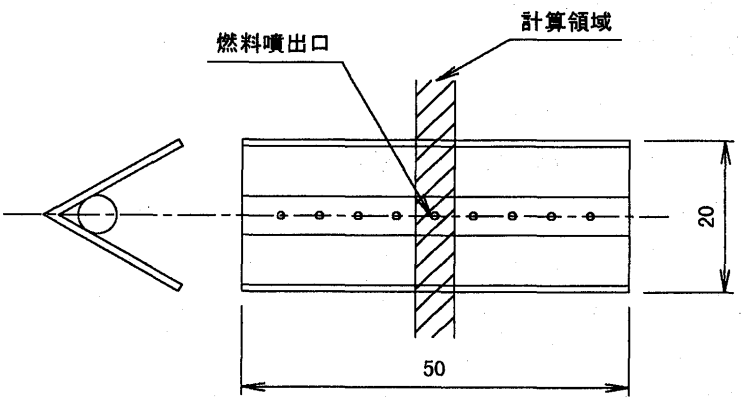


図１　保炎器モデル

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

２．５　計算格子

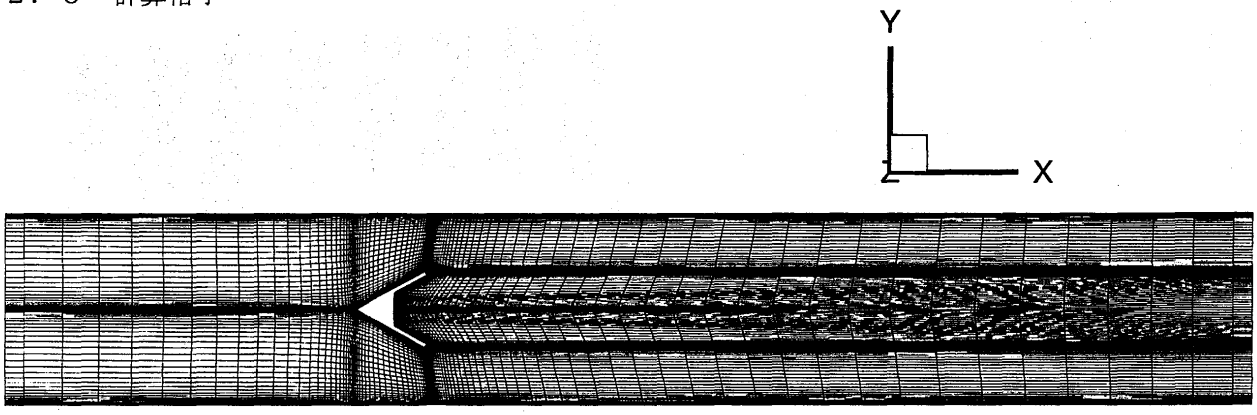


図２　計算格子

本計算に用いた計算格子を図２に、保炎器周りの拡大図を図３に示す。格子点数は約２２万点である。計算格子をなめらかにとるために、計算領域は保炎器の上方、下方、後方の３つに分割されており、境界では２層の格子を重ねることで物理量の結合を行っている。それぞれの小領域は境界適合格子を用いて作成されている。

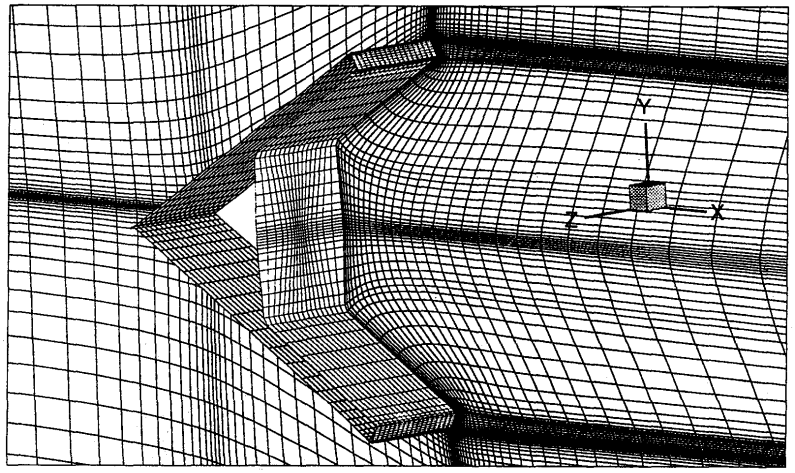


図３　保炎器周りの計算格子

２．６　計算条件

計算条件を表１に示す。全体当量比とは、入流する空気流量と燃料流量から計算した当量比である。

表１　計算条件

境界	項目	条件
入口（空気）	温度	600K
	圧力	勾配0
	質量流量	一定(大気圧、流速40m/s相当)
出口	圧力	大気圧
燃料噴出口（メタン）	温度	306K
	圧力	勾配0
	全体当量比	0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6
保炎器表面	速度	0m/s
	温度	400K
ダクト壁面	速度	0m/s
	温度	300K

３　計算結果と考察

３．１　流れの２次元性

全体当量比0.4のときの温度分布を図４に示す。図より温度分布は上下非対称となっていることが分かる。燃料噴出口を正方形としているにも関わらず、保炎器のすぐ後流では噴流の断面は円形となっている。本計算は３次元で行っているが、図から分かるように温度分布は２次元性が強く、３次元性が見られるのは燃料噴流の近傍のみである。その他の全体当量比における計算結果からも、２次元性が強いことが判明したので、以下は燃料噴出口を通るxy断面に注目して議論する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

３．２　流れ模様

図５(a)～(c)はそれぞれ、全体当量比0.05、0.2、0.6のときの流れ模様を示している（矢印は流れの向きのみを示す）。0.05のとき燃料噴流近傍では上下非対称の流れとなっているが、後流ではほ上下対象の双子渦が形成されている。0.2では保炎器後端と燃料噴流の上下の４点から周期的な渦が放出されて後流に流されている。0.6では渦の放出はあるが、後流に流される前に消散している。

３．３　火炎形状

図６(a)、(b)は全体当量比0.05、0.6のときの反応速度分布である。0.2のときは両者の中間的な分布となった。反応速度の高い領域が火炎の位置であると考えられる。0.05のとき火炎は、保炎器の後端からほぼ保炎器の幅で後流まで延びている。この位置は双子渦の外側である。0.6のときは火炎は保炎器後端で発生した渦内と燃料噴流の周りに形成されている。燃焼による温度上昇のために、層流粘性が高くなり渦が消散していると考えられる。

図７(a)、(b)は全体当量比0.05、0.6のときの局所当量比分布を示している。局所当量比分布とは、そこに存在するC原子の数とO原子の数（反応生成物に含まれているものを含む）から計算した当量比である。0.05のとき保炎器のウエイク領域全体で局所当量比は１を越えている。このため、ウエイク領域で反応速度が上がらず、局所当量比が１に近い

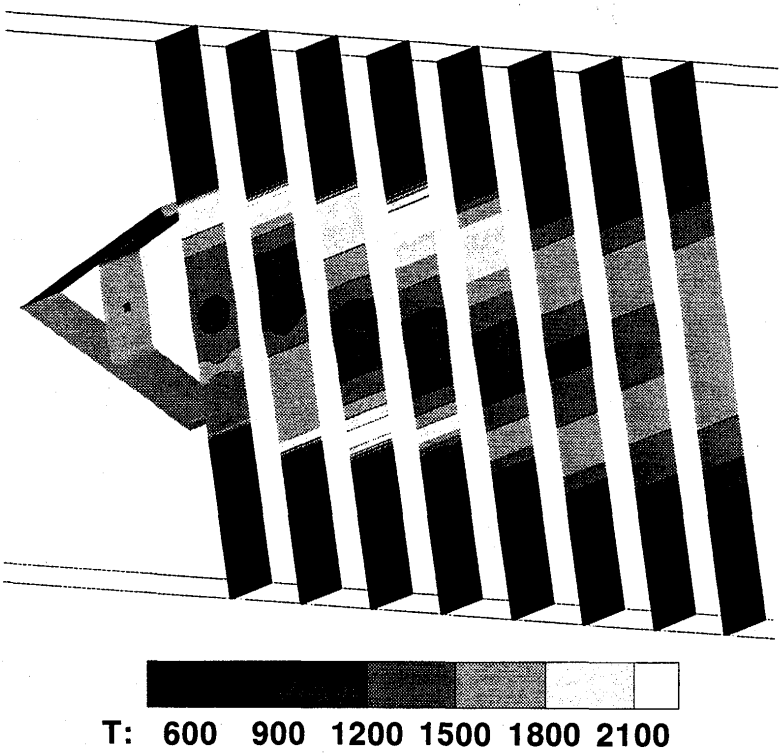


図４　温度分布（２次元性）

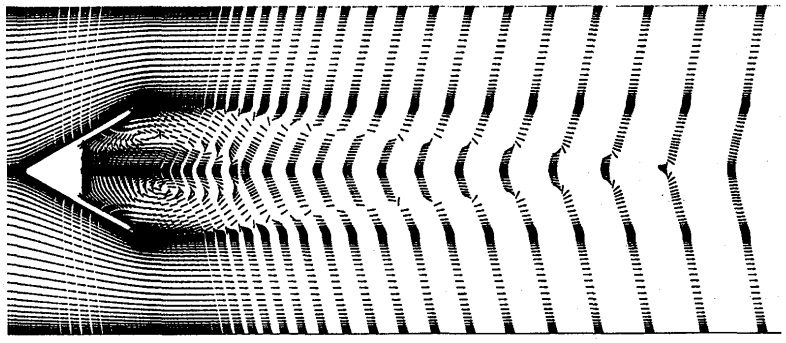


図５(a)　流れ模様（全体当量比0.05）

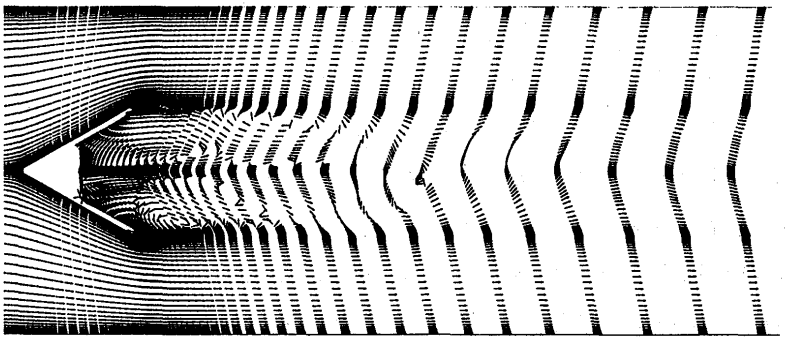


図５(b)　流れ模様（全体当量比0.2）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

上述の位置で高くなったものと考えられる。0.6のとき燃料噴流の速度は噴出口で400m/sを越えており、空気は噴流に引き込まれるため、ウエイク領域にも酸素が導入され、噴流の周りに高反応速度領域が形成されている。ただ、局所当量比の高い領域が長く延びているために、燃焼効率（ダクト出口での未燃メタンの積分値から計算）が、0.05のときほぼ

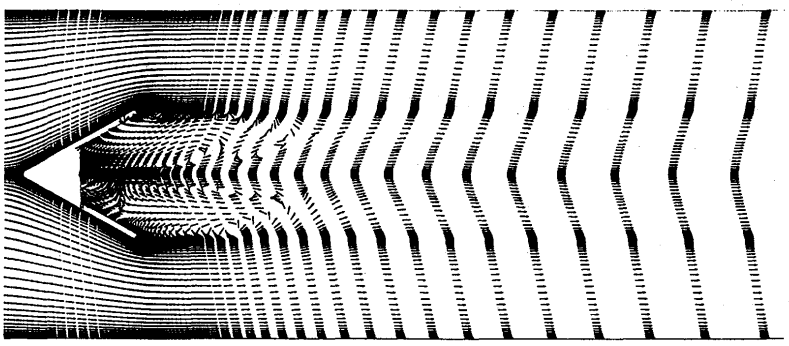


図５(c)　流れ模様（全体当量比0.6）



図６(a)　反応速度分布（全体当量比0.05）[kg/m³s]



図６(b)　反応速度分布（全体当量比0.6）[kg/m³s]

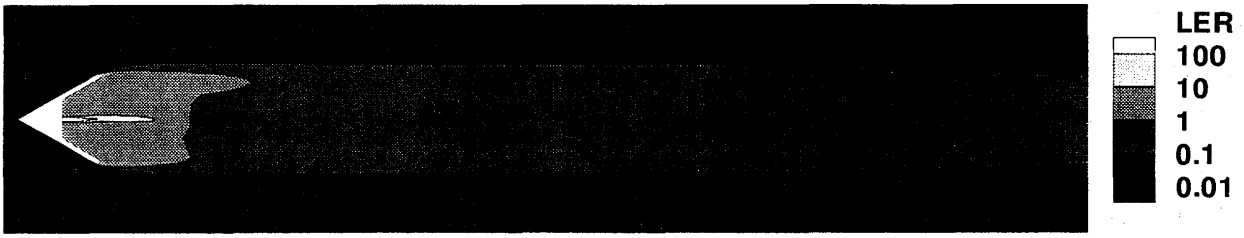


図７(a)　局所当量比分布（全体当量比0.05）



図７(b)　局所当量比分布（全体当量比0.6）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

100%になるのに比べて、0.6では80%に満たない（表２参照）。このことから、高い全体当量比において燃焼効率を高めるためには、燃料噴出口の間隔を広げるなどして、保炎器のウエイク領域により多くの空気を導入することが必要である。

表２　全体当量比と出口での燃焼効率

全体当量比	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6
燃焼効率[%]	100	100	99	80	76

全体当量比と流れ模様・火炎形状の関係をまとめると表３のようになる。表中の運動量比とは、メタン噴流と空気流の運動量の比である。空気の運動量の計算には、保炎器によってしぼられた後の代表流速（40m/s×50mm/30mm）を用いている。運動量比が１を越えた辺りから流れの対称性が崩れはじめ、大きくなるに従って周期的な渦が発生するようになるが、その後火炎によって消散する。

表３　全体当量比と流れ模様・火炎形状の関係

全体当量比	運動量比	流れ模様	火炎形状
0.05～0.1	0.6～1.1	ほぼ上下対称、長い双子渦	保炎器後縁から後流に延びる
0.2～0.4	2.2～4.4	非対称、４点で周期的な渦が発生、後流に流される	中間的状態
0.6	6.6	非対称、渦は流される前に消散	燃料噴流周りに形成

４．結論

ラムジェット保炎器周りの数値解析より、次のような結論が得られた。

・保炎器のウエイク領域の状態は、表３に示すように運動量比によって変化する。

・高い全体当量比で効率良く燃焼させるためには、保炎器のウエイク領域により多くの空気を導入することが必要である。

本研究は、通産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」の一環として行ったものである。

参考文献

1) Suzuki, K., Shimodaira, K. The Combustion Performance of Metahne-Fueled Ram Combustor, 11th ISABE, 1993, pp. 810-821.

2) Guezet, J., Gomi, M., Shindo, S., Suzuki, K., Determination of Water Flow Velocity around RAM Flameholder by PIV., 可視化情報学会沖縄講演会、1997年10月.

3) 五味、黒澤、Guezet、鈴木、パルスYAGレーザPIVの高速流計測への応用、第60回風洞研究会議、1998年5月.

4) 山本、田丸、燃料噴出型保炎器周りの流れに関する数値シミュレーション、航空宇宙技術研究所報告 TR-1233、1994年4月.

5) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, 1980.

6) 明、笠木、日本機械学会論文集（B編）、54巻507号、1988年11月.

7) Magnussen, B. F. and Hjertager B. H., On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion, 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1977, pp.719-729.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

PLIF を用いたラム保炎器後流の温度・濃度場計測 D—9

＊崎山幸紀（東工大院）、五味光男（航技研）
井上剛良（東工大工）、鈴木和雄（航技研）

1. 緒言

近年、地球環境保全という観点から各種エンジンの排気ガスに含まれる環境汚染物質の低減が重要視されてきている。航空機エンジンも例外ではなく、現在開発が進められているラム燃焼器に関しても NOx 排出量に着目して様々な研究が進められてきた。その結果、保炎器の形状や燃焼方法を改善することにより NOx 排出量を大幅に減少できる[1]ことが明らかになった。しかし一層の低公害化のためには燃焼器内部を詳細に計測し、燃焼場をよりミクロ的に把握することにより反応を制御する必要がある。従来、燃焼場を計測する際には熱電対やサンプリングプローブ等による手法が用いられてきたが、擾乱を与える、空間分解能が低い等の問題点があった。近年のレーザ計測の発達によってこのような問題点を克服し得る幾つかの手法が提案されている。特に PLIF（平面レーザ誘起蛍光）法は蛍光強度が強く、二次元計測が可能であるため実用上最も有力な手法である。そこで本研究では、メタンを燃料としたラム保炎器に PLIF を適用して保炎器後流の OH ラジカルの濃度分布及び温度分布を計測したので報告する。

2. 計測原理

本研究では、蛍光の信号強度が強く、比較的容易に蛍光を得ることのできる OH の $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi(1,0)$バンド励起により濃度分布を計測し、さらに2ライン法を用いて温度分布を計測した。理論の詳細については Hanson[2),3)] や Allen[4),5)]らが詳しく議論しておりここではそれを簡単に示すにとどめる。

2.1 濃度分布

$A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi(1,0)$バンドを励起した場合、図1のように分子は吸収、衝突、放射などのエネルギー遷移過程を経て 300～315nm 付近に強い蛍光を発する。この際に観察される蛍光強度 S_fは

$$S_f = const. \cdot \phi \cdot n_{OH} \cdot \frac{f(T)}{T} \qquad \cdots(1)$$

である。ここで、ϕは量子収率、n_{OH}は下位準位における OH の数密度、$f(T)$はボルツマン分布、Tは温度である。圧力一定の条件下ではϕが下位準位に依らず測定領域内でほぼ一定となることが知られている。さらに、適切な準位を励起することにより温度の影響を抑えることができ、相対的な濃度計測が可能となる。本研究では、このような点から蛍光強度の温度依存性が極めて少ない $Q_1(10)$(=284.413 nm)を励起することにより濃度計測を行なった。

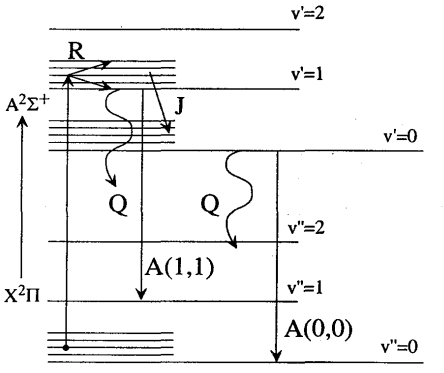


図1 エネルギー遷移

2.2 温度分布

2種類の異なる吸収ラインを励起した場合、その蛍光強度比 Rは

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$R=\frac{S_{f1}}{S_{f2}}=const.\cdot\frac{E_1B_1}{E_2B_2}\frac{2J_1''+1}{2J_2''+1}\exp(\frac{\Delta E}{kT}) \qquad \cdots(2)$$

と表現できる。ここで $E_{1,2}$は入射レーザのエネルギー、$B_{1,2}$は吸収に関するアインシュタインのB係数、$J''_{1,2}$は下位準位の回転量子数、ΔE は下位励起準位のエネルギー差、k はボルツマン定数、Tは分子の回転温度である。つまり適当な2つの励起準位を選択することによりその蛍光強度の比から燃焼場の温度を求めることができるのである（2ライン法）。この手法を用いる際に励起準位の選択が大きな問題となるが、一般的には、$\Delta E/k$ が測定場の最高温度付近の値となること、吸収ラインが他のラインと重複していないこと、得られる蛍光強度が強いこと等が選択の基準とされる。以上の点から温度計測に適切と思われる吸収ラインの組み合わせと$\Delta E/k$ の値を表1に示す。本研究においては、励起光として用いた色素（Rhodamine590）の波長可変範囲（275nm～290nm）とメタンの火炎温度を考慮して、$R_2(5)$(=281.738 nm)と前述の$Q_1(10)$を用いて温度計測を行なった。

表1　吸収ラインの組み合わせと$\Delta E/k$

	$R_2(5)$	$P_1(7)$	$R_1(8)$
$Q_1(10),R_1(10)$	2027	1423	999
$Q_2(11),R_2(11)$	2650	2046	1621
$R_1(12)$	3224	2620	2195
$Q_2(12)$	3269	2664	2240

3.　実験装置

3.1　光学系

本研究で用いた実験装置を図2に示す。入射光として YAG レーザ(Spectron,SL852G)の SHG を用いて色素レーザ(Continum,ND60)を発振させる。BBO を通して得られる倍波はペリンブロッカプリズムにより基本波と分離され、さらにラインジェネレーターを通してシート光となる。その後シリンドリカルレンズ(f =200mm)によって計測位置に焦点を結ぶ。形成されたシート光は幅 40mm、厚さ 100μm であった。ただし正確な蛍光強度を得るためにはシート光強度が断面において一様でなければならない。そこでローダミン濃縮溶液を満たした石英ガラス溶液にシート光を照射して強度分布を計測した。その結果、強度分布が一様と見なせる範囲は幅 40mm のうちの中心部分 25mm であった。一方、燃焼場からの蛍光は、UV 透過フィルター(UG-5)とカットオフフィルター(WG-305)を用いてレーザ散乱光や火炎の自発光を除去した後、ICCD カメラ(Princeton Instruments,576-G)と制御装置(同,ST-138 及び FG-100)を通して PC に送られる。カメラとレーザとの同期はパルスジェネレータを用いて行なった。なおカメラのゲート時間は 100ns とし、測定領域に対し 1000 回分のレーザパルスを積算した平均値を計測した。レーザ強度はパルス当たり 1mJ とした。また測定に先立ち、吸収ラインより 0.05nm 程ずらした非共鳴波長を照射することによって背景光を完全に除去した。

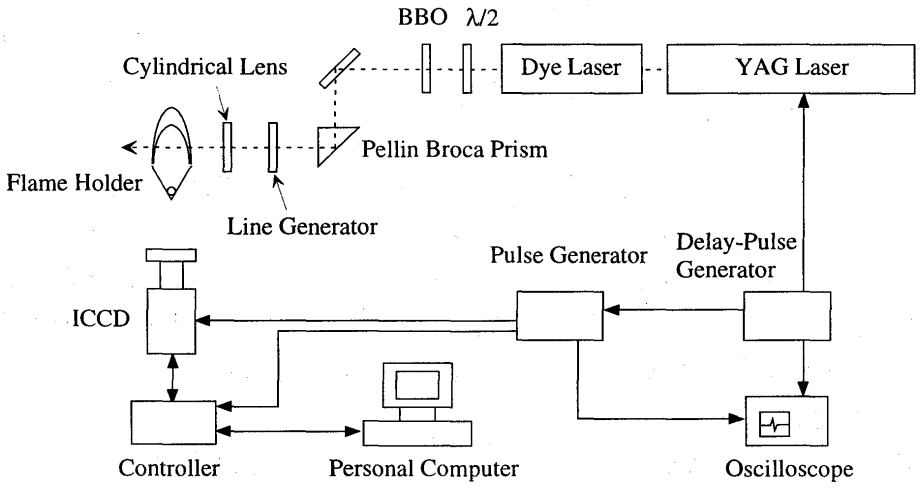


図2　光学装置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.2 燃焼器

燃焼装置の概略を図3に示す。小型圧縮機から供給された空気はオリフィスにて計量され電気ヒータ（竹綱製作所、S-3TW）で最高 700K まで加熱される。さらに整流用多孔板で整流された後セラミックで断熱された流路を通過し保炎器下部へと導かれる。燃料であるメタンはマスフローコントローラーにより流量調整された後に保炎器へと導かれる。メタンと空気は石英ガラスで形成された 30mm×40mm の矩形流路内で混合・反応し、拡散火炎を形成する。保炎器の拡大図を図4に示す。形状は長さ 30mm、角度 60 度、幅 10mm の V ガッタとした。メタンは図のように両側から供給され V 型の溝部分に一直線上に 11 個並んだ直径 0.6mm の小孔から鉛直上方に噴出する。

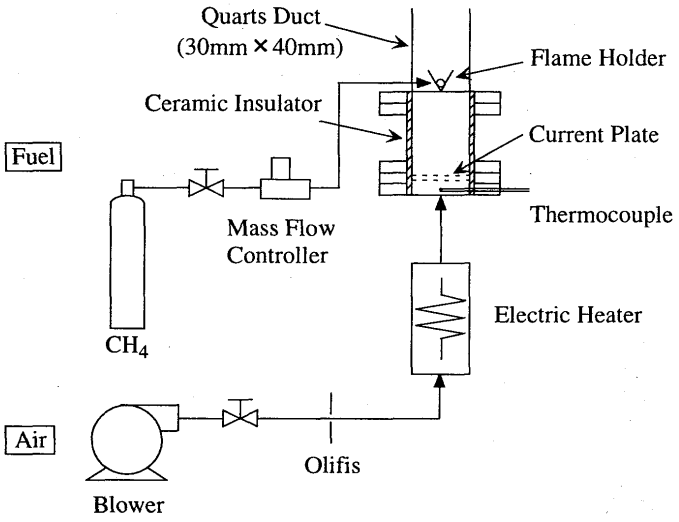


図3　燃焼装置

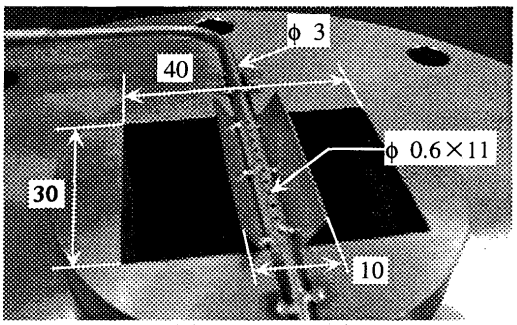


図4　保炎器

4. 実験結果

実験条件を表 2 に示す。当量比を算出する際の空気流量としては流路断面のうち保炎器が占める部分(30mm×10mm)を通過する量を用いた。Case-1 の火炎の直接写真を図5に示す。(a)においては火炎の対称性が保たれているが、それに対して直角方向から見た(b)の写真では中心付近において火炎が保炎器から離れていることがわかる。この3次元的な火炎構造は実験条件によっても変化せず、保炎器本体の微妙な非対称性や流入空気の非一様性のためと考えられる。本研究は V ガッタ保炎器の火炎構造を調べることが目的であるので、スケールの大きな保炎器において一般に観察される

表2　実験条件

		Case-1	Case-2
空気	質量流量 [kg/s]	0.00635	0.00635
	代表流速 [m/s]	10.0	14.0
	流入温度 [K]	500	700
当量比		0.2	0.2

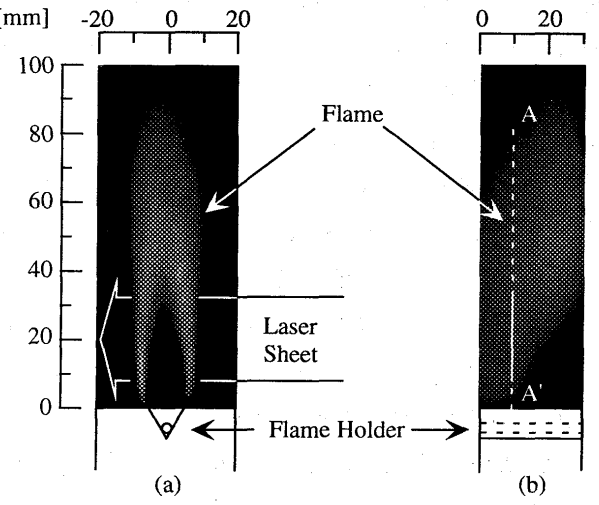


図5　火炎の直接写真(Case-1)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

火炎が付着している部分（A-A'断面）にシート光を入射して LIF 計測を行なった。このように燃焼を伴った内部流を局所的に計測できることが PLIF の大きな利点である。

4.1 濃度計測

火炎内の OH 濃度分布の測定結果を図 6 に示す。蛍光強度は Case-2 の最大値で規格化されている。なお y=10mm から 15mm の位置にかけて局所的に強度の弱い部分が見られるが、これは石英ガラスにすすが付着して蛍光が遮断されたためである。OH は反応が進行している領域に存在する化学種である。よって V ガッタ保炎器においては、保炎器の両後端から流れに沿った帯状の剪断流の部分に反応領域が集中していること、さらには燃料噴出孔付近では全く反応が生じていないことが確かめられた。これは数値解析による結果[6]とも一致している。また、流入空気温度が 500K から 700K へと上昇するに従い OH ラジカルも増加しており、温度上昇と共に反応が激しく進行していることが確認できる。OH ラジカルの増加量を定量的に見積もるために、図 6 の B-B'断面(y=17mm)における濃度変化を図 7 に示す。これにより流入空気の温度上昇による OH ラジカルの数密度の増加は約 25%であることがわかる。この増加分は測定断面の位置を流れ方向に上下させてもほぼ一定であった。

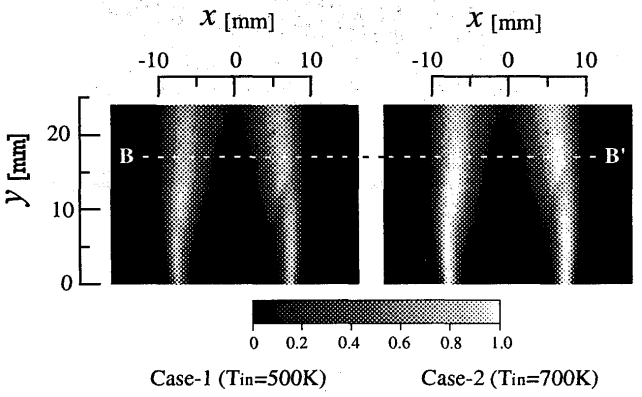


図 6　OH 濃度の 2 次元分布

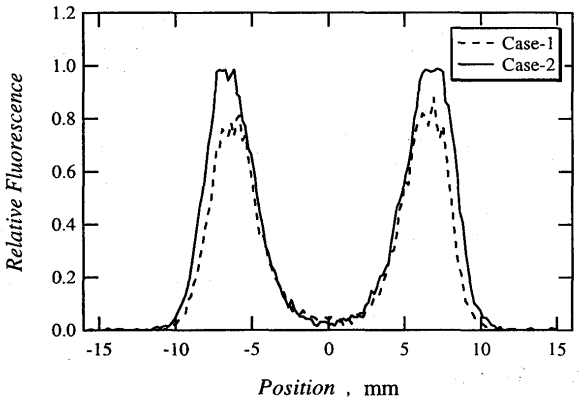


図 7　流入空気温度による OH 濃度の変化

4.2 温度計測

Case-1 の火炎に対して 2 ライン法を適用し温度分布を計測した。結果を図 8 に示す。計測された火炎温度は約 1200K から 1600K であり、際立った変化は見られなかった。保炎器後端からの 2 つの反応帯が重なり合う部分つまり、x=0mm、 y=15mm～20mm の位置において局所的に 2000K 以上の値を示している部分があるが、これは火炎の乱れにより S/N 比が他の領域よりも低下していることに起因する誤差である。この 2 ライン法による計測結果の妥当性を検証するために、図 8 の C-C' (y=2mm)、D-D' (y=12m)、E-E' (y=22mm)の各断面の温度を熱電対(R-type)によって計測した。両者の比較を図 9 に示す。いずれの断面においても LIF による計測結果は熱電対ほど x 方向の分布が見られなかった。また熱電対による計測結果は C-C' から D-D'断面にかけて、最高温度が約 100K 上昇しているのに対して、LIF による測定からその

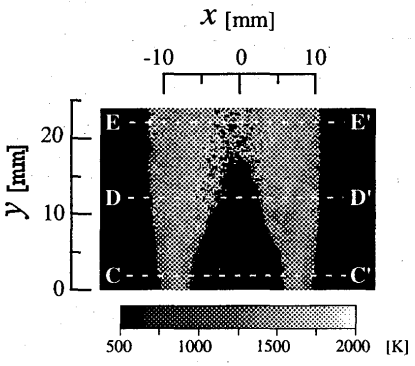


図 8　2 次元温度計測

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ような傾向は見られなかった。保炎器の後端から下流への対流熱伝達のため、実際には一定範囲まで下流に向かって徐々に温度が上昇すると考えられる。LIF による結果からこのような傾向が見られなかったのは、２つの励起ラインに対して光軸もしくは焦点距離に誤差が生じた、吸収ラインをピーク波長で励起していなかった等の理由が考えられる。

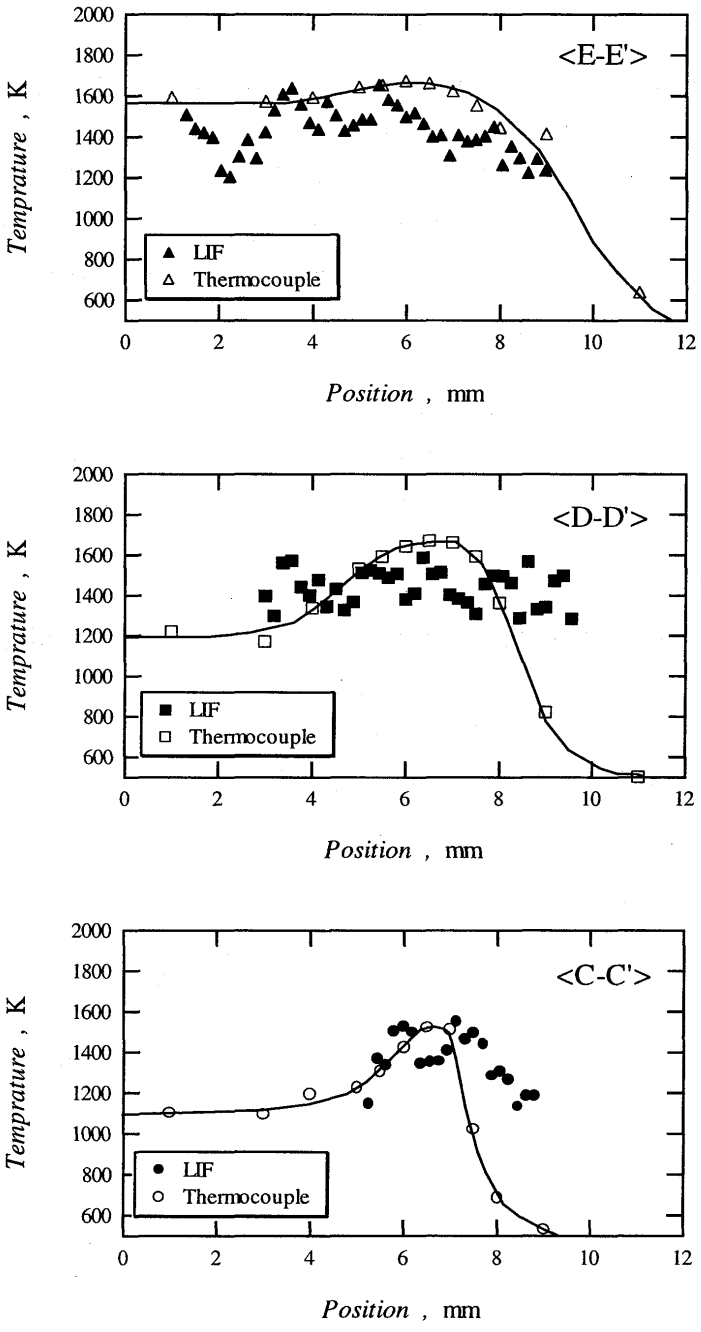


図８　２ライン法と熱電対による比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5. 結言

本研究により航空機エンジン内の燃焼構造を把握する上で PLIF が非常に有効な手法であることが確認された。LIF を用いた2ライン法による温度計測については精度上の問題が残ったが、OH 濃度場については妥当な結果を得ることができた。今後は光学装置や測定手法等を見直し、温度計測の精度を向上させる。また燃焼装置についても流入空気、燃料の両側面から検討を行い2次元性の高い火炎を実現させ、より詳細にラム燃焼器の燃焼解析を進める方針である。

参考文献

1) K.Suzuki, K.Shimodaira and Y.Kurosawa, "High Combustion Efficiency and NOx Reduction by 2-Stage Combustion in Methane-Fueled Ram Combustor," Proceedings of The 1995 Yokohama International Gas Turbine Congress Vol.2, 359-366 (1995)

2) J.M.Seitzman, R.K.Hanson, P.A.Debarber, and C.F.Hess, "Application of quantitative two-line OH planar laser-induced fluorescence for temporally resolved planar thermometry in reacting flows," Appl. Opt. 33,4000-4012 (1994)

3) J.M.Seitzman, R.K.Hanson, "Comparison of Excitation Techniques for Quantitative Fluorescence Imaging of Reacting Flows," AIAA J. 31,513-519 (1993)

4) M.Allen, K.Donohue and S.Davis, "Species and Temperature Imaging in Liquid-Fueled Spray Flames," AIAA 90-2440, presented at the AIAA/SAE/ASME/ASEE 26th Joint Propulsion Conference (1990)

5) M.G.Allen, T.E.Parker, W.G.Reinecke, H.H.Legner, R.R.Foutter, W.T.Rawlins, S.J.Davis, "Fluorescence imaging of OH and NO in a model supersonic combustor," AIAA J.31, 505-512 (1993)

6) 山本武、“ラムジェット保炎器周り燃焼流の数値解析”、ガスタービン秋期講演会（函館）講演論文集（予定）(1998)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ダンプディフューザ型燃焼器内の流動機構 D—10

－急拡大部における傾斜壁の影響－

＊山崎　英一（東理大院）
志澤　高朗（東理大工）
本阿弥　眞治（東理大工）

1．緒言

近年，ガスタービン（ジェットエンジン）の高性能化に伴い，燃焼温度の高温化が要求されている．そのため，高温下にさらされるタービン翼の冷却法や耐熱材料の開発と並び，燃焼器においてはその出口温度分布の一様化が要求されている．

ダンプディフューザは，プレディフューザ及び急拡大部，燃焼器先端部を鈍頭化させた流路形状を持つ．この形状では空気流量配分特性に与える影響が小さい反面，圧力損失が大きいという欠点を有する．このため流量配分に優れ，損失の低いディフューザ形状を設計する必要がある．

Klein[1]は燃焼器ディフューザ内の空力問題を展望し，ディフューザの各種パラメータの影響を検討した．そして，各種流路形状パラメータの中で，近年，ステージング燃焼方式が採用されるため，燃焼筒高さが大きくなる傾向にある．坪井ら[2]はディフューザ性能に及ぼす燃焼筒高さの影響を研究し，性能を向上させるため急拡大部に傾斜壁の設置を提案している．それによると，燃焼筒高さの増大によって圧力損失は増加する．しかしながら，傾斜壁の設置により圧力損失が低減でき，悪化すると予想された流量配分特性も向上する[3]．本研究は，特に，流量配分特性に着目し，傾斜壁の傾斜角度を変化させた場合の性能と流動機構の関係を明らかにすることを目的とする．

2．記号

C_{PW}：壁面静圧回復係数
D：ダンプギャップ
H：流路高さ
k：乱流運動エネルギ
p：壁面静圧
P：全圧
Q：流量
Re：レイノルズ数
α：プレディフューザ半頂角
λ：流量平均全圧損失係数
ϕ：燃焼筒におけるよどみ点からの角度
θ：傾斜壁傾斜角度
X，Y，Z：座標系（図2参照）

添字
1：ディフューザ入口
2：プレディフューザ入口
3：ディフューザ出口
L：燃焼筒左側
R：燃焼筒右側
ref：基準点
Fl：燃焼筒
T：スロート部

第13回ガスタービン秋季講演会
講演論文集，1998.10，(函館)
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．実験装置および方法

図1に実験装置を示す．実験に用いた流路は空気を作動流体とする回流型密閉風洞である．図2にダンプディフューザの二次元模型を示す．入口高さ H_1，左右分流路高さ H_L，H_R はいずれも 20mm，燃焼筒高さ H_{Fl}/H_1 は 3,5,7 である．また，プレディフューザの拡がり角 $2\alpha=10°$ で，長さ L=20mm，ダンプギャップ $D/H_1=2$ に固定した．今回，傾斜壁の傾斜角度 θ は 39° と 45° を用意し，傾斜壁を取り付けない場合を 90° とする．入口で非対称流を与える場合は，$X/H_1=-11.5$ に高さ $0.2H_1$ のディストーションバーを設置した．ディフューザ入口部①（$X/H_1=-1.0$）および左右分流路下流部③（$X/H_1=20.0$）における全圧は，流れに正対させて全圧管を挿入し，Y 方向にトラバースし，沈鐘式精密微差圧計により測定した．速度計測にはレーザードップラ流速計（LDV）を用いた．X 軸に対し±45° 方向速度成分を測定し，時間平均速度および乱流値を算出した．トレーサにはサラダ油をネブライザ（噴霧器）により霧状にし，流路入口から噴霧したものを用いる．トレーサ粒子径は $\phi 2\sim 8\mu m$ である．

基準点流速 U_{ref}=30.0m/s，入口流路高さ H_1=20mm を代表長さとしたレイノルズ数 $Re_{H1}=4.0\times 10^4$ のもとで実験を実施した．

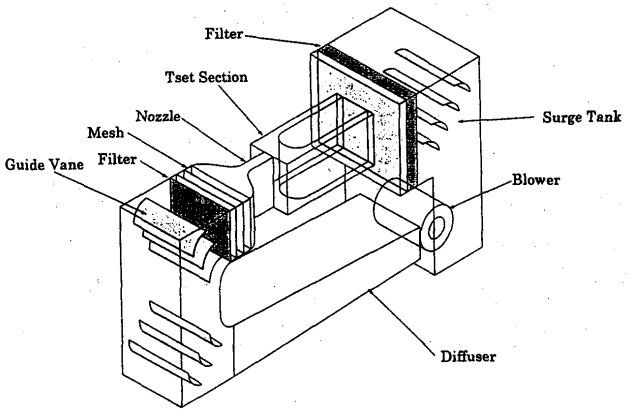


図1　実験装置

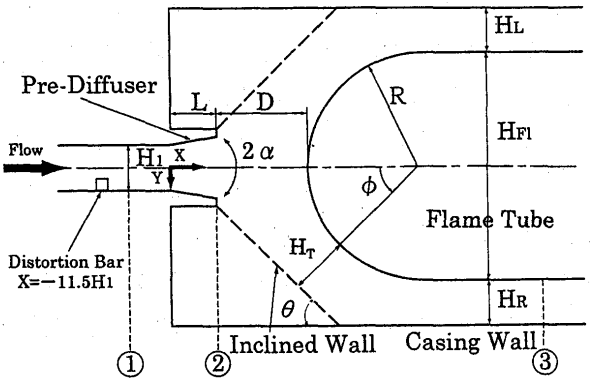


図2　ダンプディフューザ2次元模型

4．実験結果と考察

4-1 流量配分特性

図 3 に全圧管によって求めた分流路③における左右分流路の流量比を示す（ディフューザ入口から下流方向に見て左右を定義する）．今回行った実験は $H_{Fl}/H_1=5$ であるが，坪井ら[2]によって行われた $H_{Fl}/H_1=3$，7 の結果も併せて比較する．

流量比が 1 に近いほど流量配分特性が優れることを意味する．$H_{Fl}/H_1=3$，5，7 全てにおいて θ の値が減少するにつれて，流量比$(Q_R/Q_L)_3$ の値が増加している．しかし $H_{Fl}/H_1=3$ ではほとんど変化がなく，微かに増加する．また，$H_{Fl}/H_1=5$ においては，$\theta=45°\sim 90°$ に比べ，39°～45° では急激に変化しているのがわかる．ここで，図 4 に H_T/H_1（助走路とスロート部の面積比）と流量配分特性の関係を示す．図 4 からスロート部断面積が小さいケースで流量配分特性が良好である．このことから，流量配分特性は，燃焼筒と傾斜壁の間にできるスロート断面積比が流れを支配する重要なパラメータであることが予想される．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

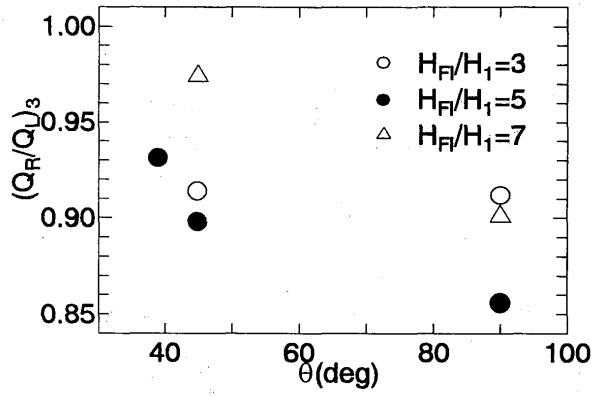


図 3　流量配分特性
(傾斜壁傾斜角度との関係)

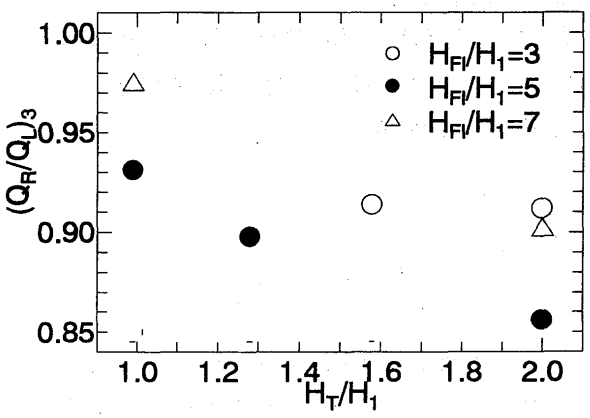


図 4　流量配分特性
(スロート断面積との関係)

4-2 全圧損失

図 5 にディフューザ出口全圧損失係数分布を示す．図中の記号は図 3,4 と同じであり，全圧損失係数 $\lambda_{1\text{-}3}$ は，以下のように定義し，¯は質量流量平均を示す．

$$\lambda_{1-3} = \frac{\overline{P}_1 - \overline{P}_3}{\overline{P}_1 - p_1}$$

流量配分特性と同じように，H_{FI}/H_1=3, 5, 7 について示す．傾斜角 θ が減少するにつれ，H_{FI}/H_1=3 は微かに増加し，H_{FI}/H_1=5 は増加した後，急激に減少し，そして，H_{FI}/H_1=7 は減少している．図 6 に示した面積比との関係を考えると，面積比が 1 に近いケースでは，全圧損失が減少している．つまり，スロート部で流れを絞ることにより全圧損失が減少すると考えられる．

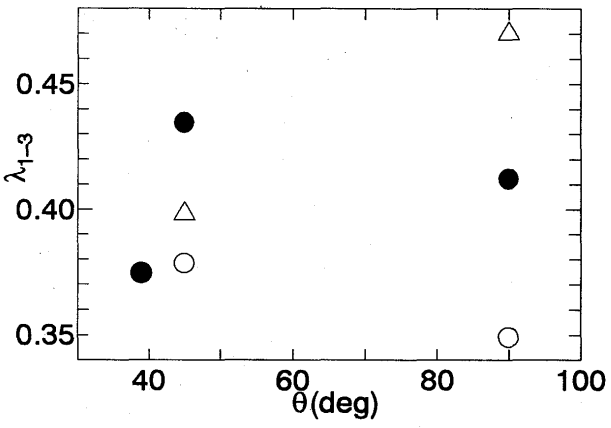


図 5　全圧損失
(傾斜壁傾斜角度との関係)

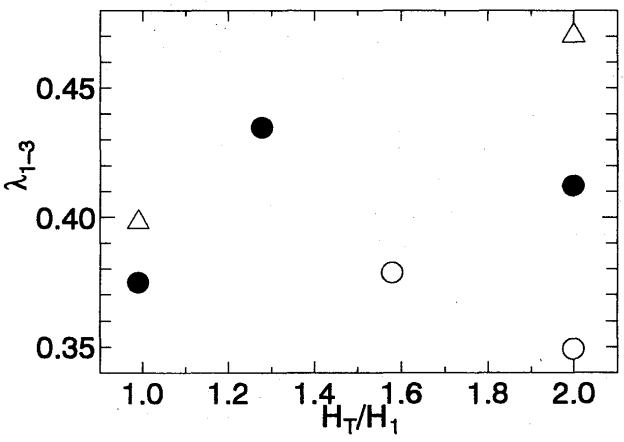


図 6　全圧損失
(スロート断面積との関係)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4-3 壁面静圧分布

図 7 に燃焼筒先端部の壁面静圧分布（非対称流）を示す．壁面静圧回復係数は以下のように定義する．

$$C_{PW} = \frac{p - p_1}{P_1 - p_1}$$

流れは燃焼筒右側では 0° ～30° ，そして左側では 0° ～−45° で急加速し，その下流で減速している．ϕの負側は高速流れが流入しているため，加速域が広く，正側に比べ，圧力回復が遅れていることがわかる．角度θ ＝39° の場合，正負両側において，他の角度に比べ，分流路における圧力回復が良好である．

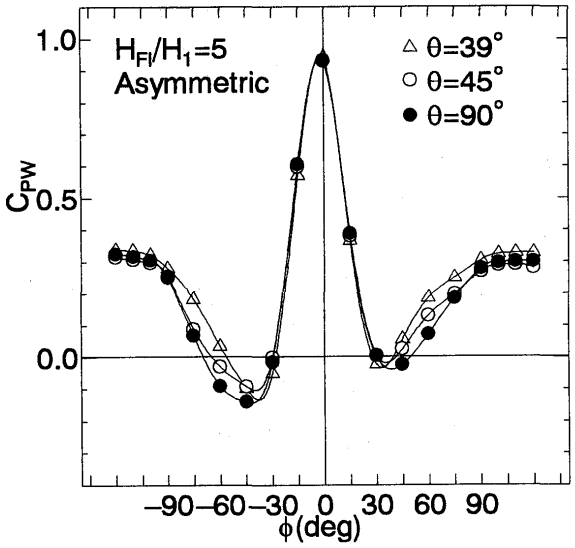


図 7　壁面静圧分布（燃焼筒先端部）

4-4 速度ベクトル線図

図 8，9 にそれぞれθ=45° と 39° における速度ベクトル線図を示す．入口で非対称な速度分布を持つ流れがプレディフューザを通過後，燃焼筒に衝突し，分流している様子がわかる．

そして，ディフューザの左部には高速流れが，右部には低速流れが流入するが，左右での剥離泡の大きさが異なることが分かる．これに関してはθ=45° よりも 39° の方が左右の剥離泡の大きさの差が顕著である．

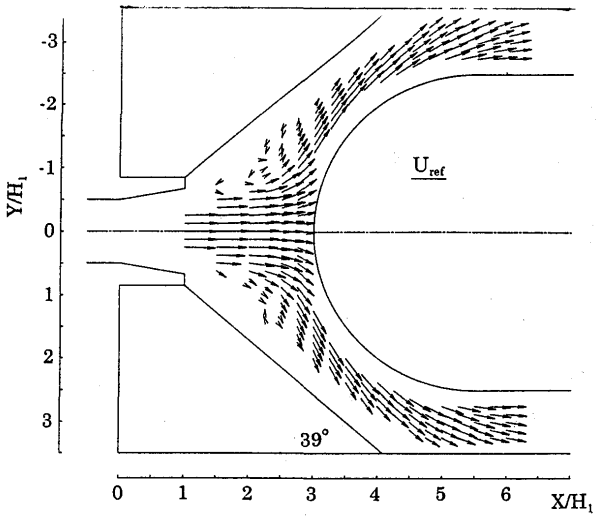


図 8　速度ベクトル線図(θ=39°)

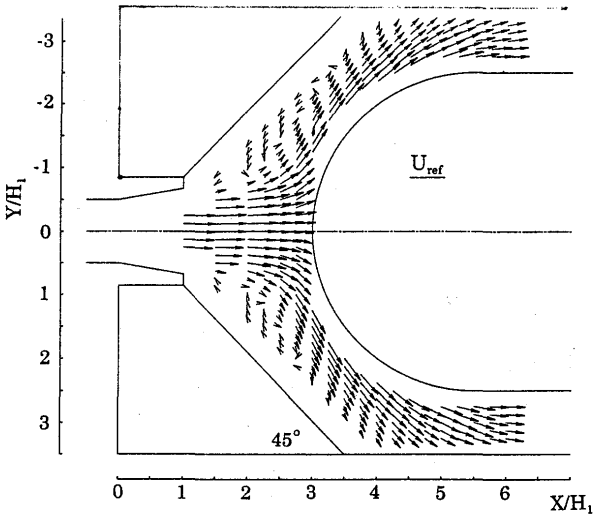


図 9　速度ベクトル線図(θ=45°)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4-5 乱流運動エネルギ分布

図 10 と 11 に，それぞれθ=39° と 45° における乱流運動エネルギ分布を示す．乱流運動エネルギはプレディフューザを出た噴流外縁部と流れの再付着点で生成される．再付着点については，45° に比べ 39° の方が傾斜壁に対して浅い角度で再付着するため，乱流エネルギの生成は小さい．

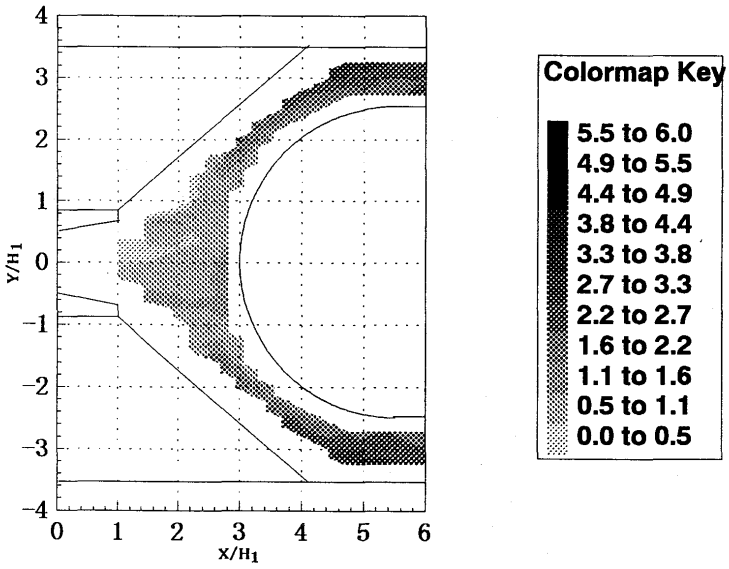


図 10 乱流運動エネルギ分布(θ=39°)

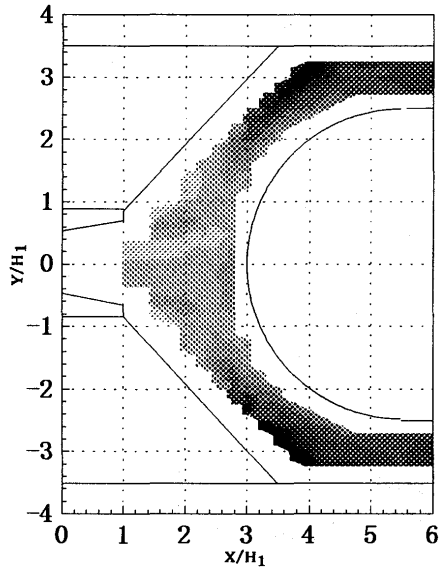


図 11 乱流運動エネルギ分布(θ=45°)

4-6 傾斜壁の役割

(1)全圧損失低下

傾斜壁の傾斜角θの値が減少すれば，流れが傾斜壁に再付着する場合，再付着する角度が浅くなる．これにより壁に衝突する際，生成する乱流運動エネルギも減少する．全圧損失は，乱流運動エネルギが熱エネルギに散逸する過程において生じる．それゆえ，乱流運動エネルギが減少することにより，熱エネルギへの散逸量（圧力損失）も減少する．

(2)流量配分特性の向上

図 12 に，LDV で計測した速度分布から得られた再付着過程に基づいて作成した流動機構のモデル図を示す．図右側から非対称流

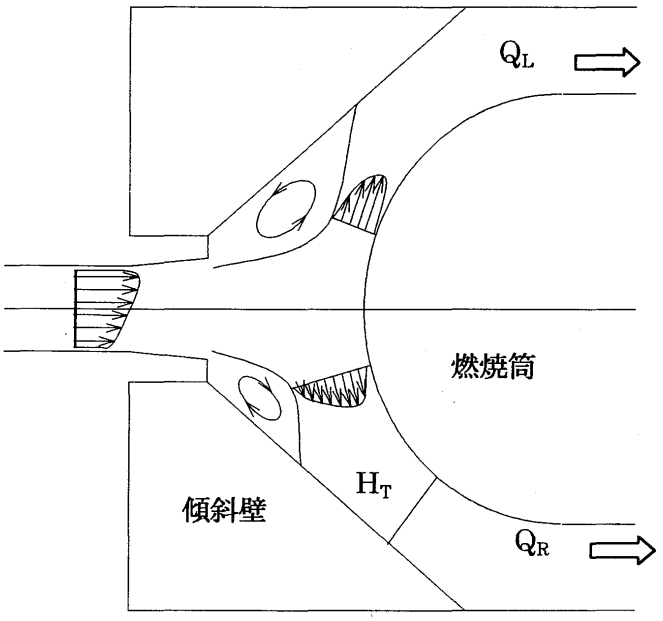


図 12 非対称流が流入した際のモデル図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

（上部高速，下部低速）が流入する．プレディフューザ下流部の急拡大領域において，高速流体側では，剥離泡のサイズが大きくなることにより，剥離泡と燃焼筒で挟まれた部分の面積が減少し，その結果，流量が減少する．一方，低速流体側では，剥離泡のサイズが小さいためその部分の面積が増加し，それに伴い，流量も増加する．その結果，非対称流が流入した場合でも，左右分流路へ流れる流量 Q_L と Q_R はお互いに等しくなる傾向を示し，この様な流動機構の存在によって，良好な流量配分特性が保たれると考えられる．

前述した項目(1)，(2)から，H_T をある程度減少させ，傾斜壁のスロート上流部に流れを再付着させると，良好な性能が得られる．よってスロート部面積 H_T が非常に重要なパラメータであることがわかる．

5．まとめ

(1)燃焼筒と傾斜壁の間にできるスロート部の断面積は流量配分特性を決める重要なパラメータである．

(2)適切なスロート断面積を与えれば，非対称な流れが流入したとき，剥離泡のサイズが異なり，左右の流量が等しくなるように調整する流動機構が存在する．

6．参考文献

(1) A.Klein,"Characterstics of Combustor Diffusers,"Prog. Aerospace Sci.,Vol.31 pp.171-237(1995)

(2) 坪井　渉，"ダンプディフューザ型燃焼器内の流動機構，" 機械学会論文集 B 編 掲載予定

(3) S.Honami et al.,"Effect of the Flame Dome Depth and Improvement of the Pressure Loss in the Dump Diffuser," ASME 98-GT-225（1998）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

編集・発行　©　(社)日本ガスタービン学会 200　1998.9

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.