

*岡本達幸	(大阪大学工学部)
高城敏美	(大阪大学工学部)
梶俊和	(富士写真フィルム)
島崎勝識	(全日本空輸)

1. まえがき

噴霧火災の燃焼特性は、燃料噴霧の性状のほか、噴霧液滴の空気流中への分散ならびに混合挙動に強く支配されるが、液滴の空気流中での挙動には、液滴の大小によって著しい差異が現れると考えられ、噴霧流中での液滴の挙動を滴径との関連で把握する必要がある。本研究においては、ホローコーン噴霧流を対象に、滴径と飛行速度の同時測定を行い、さらに実験に対応する数値シミュレーションを行った。

2. 実験装置および方法

図1に本研究で用いた実験装置の概略を示す。バーナー中心軸上に鉛直上向きに設置されたデラバン社製渦巻き噴射弁(TYPE-A, 0.5 GPH, 噴射円錐頂角 60°)で、ホローコーン型の噴霧を形成する。噴射流体には、燃料の代わりに水を用いた。定格圧力 0.7 MPa で噴射を行い、噴射水流量は $20 \text{ cm}^3/\text{min}$ であった。外径 20 mm の噴霧ノズル支持柱と内径 40 mm の空気ノズルの間の環状部から、空気を無旋回で噴出して周囲空気流を形成する。空気流量は $0.2 \text{ m}^3/\text{min}$ であり、平均流速 3.5 m/s のほぼ平坦な速度分布をなしている。

噴霧液滴の滴径と飛行速度の同時測定には位相ドップラ法を利用し、ドップラ信号を検出するための3個の受光部を3:7の距離比で配置する方法を採用した。受光部

間の距離、受光窓の大きさ等の受光系の仕様は、滴径範囲等を考慮して、理論シミュレーションに基づいて最適になるように決定した。入射レーザービームは水平偏光とし、受光系の前方光軸からの偏角(睨み角 ϕ)は 30° に設定した。

また、液滴の通過頻度の検出はレーザー光のミー散乱を利用して行った。He-Neレーザーを、

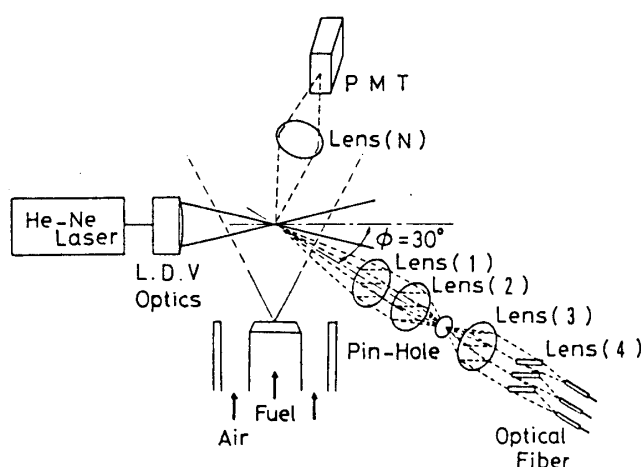


図1 実験装置概略図

レンズで直径0.1mmに絞りこんで測定点に入射させた。測定点を通過する液滴からのミー散乱光は、光軸から90°方向に設置した光電子増倍管で検出した。光電子増倍管からの出力信号は高速A/D変換器でサンプリングし、パソコンで信号処理して通過頻度をカウントした。

数値シミュレーション手法

基礎式は、気体は連続体として扱い、オイラー形の円筒座標系での非定常方程式で記述し、液滴に対してはラグランジェ形の方程式で記述する。本計算で使用した方程式は以下の方程式を含む。(1)気体の質量、運動量およびエネルギーの保存式、(2)乱流モデルとして $k-\varepsilon$ モデルを適用するための乱れエネルギー k およびその消散率 ε の輸送方程式、(3)液滴の運動方程式、(4)液滴と気体の間の運動量の交換を関係付ける関係式、(5)気体の状態方程式などである。これらの詳細は文献[1,2]に記されている。補助式として、(1)液滴の衝突頻度と衝突した液滴のうち合体する確率を予測する式、(2)液滴の二次分裂の条件式などを組込む。これらの補助式は文献[2]で用いたものと同じである。

液滴の噴射開始後、計算領域全体が準定常状態に達するまでは、全方程式を非定常方程式として解いていき、その後は、気体の流動の計算は省略し、液滴の運動だけを追跡し、実験での測定点に対応する検査領域を通過する液滴の滴径、飛行速度などをサンプリングした。気体の流動の計算は省略するが、乱流渦運動に起因する液滴のランダムな運動を組入れるために、気体の速度の乱流変動成分は考慮して液滴の運動をシミュレーションする。

結果および検討

噴射ノズル先端からの軸方向距離 $x = 15\text{mm}$, 30mm , 50mm , 70mm の4断面において、液滴径と飛行速度の軸方向成分の同時測定を行った。図2には、その内から $x = 30\text{mm}$ 断面における測定結果を、滴径-飛行速度相関図の形で示している。プロット1個が1個の液滴を表しており、いずれの測定点においても、5000個の液滴について測定を行った。この断面では、ホローコーン形噴霧の外縁は、およそ $r = 20\text{mm}$ に対応する。

図より、断面内のどの測定点においても、大きな液滴ほど、平均的には飛行速度が大きいという、明確な相関関係を示していることが分かる。ただ、中心軸($r = 0\text{mm}$)付近で、直径がおよそ $20\mu\text{m}$ より小さい液滴に関しては、滴径による飛行速度の変化は、ほとんど無くなっている。これらの小さい液滴は、既に貫通力を失い、その飛行速度は、空気流の時間平均速度と同化していると考えられる。また、断面内のどの測

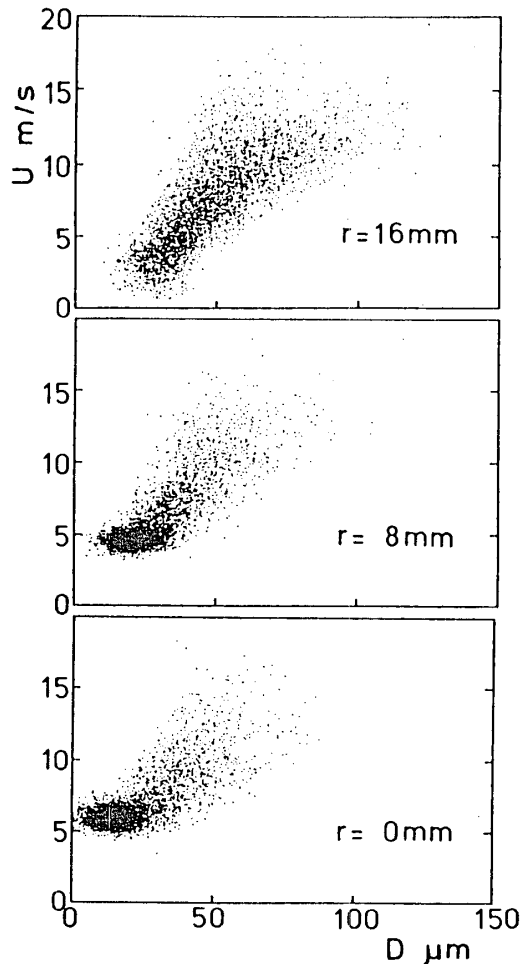


図2 滴径－飛行速度相関

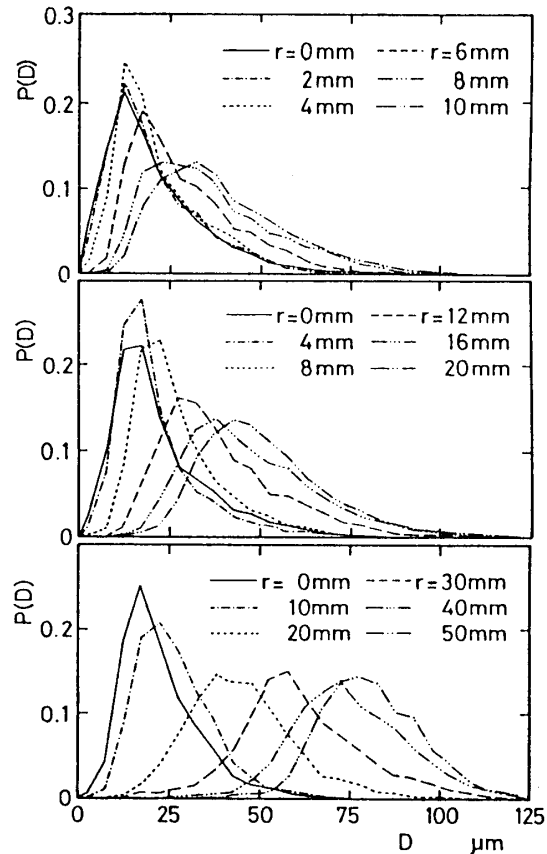


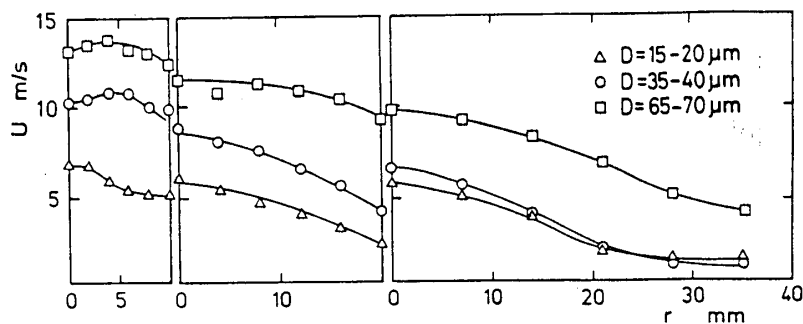
図3 通過液滴の粒度分布
(上から $x = 15, 30, 70\text{mm}$)

定点においても、大きな液滴ほど速度のばらつきが大きい傾向があることがわかる。

さらに、中心軸近傍では、直径 $30\mu\text{m}$ 以下の比較的小さい液滴の個数が非常に多く、速度のばらつきも大きな液滴に較べると少ないため、小径部分にプロットの集中した領域がみられる。しかし、周辺部へ移るにしたがって、特定の領域にプロットが集中する傾向は弱まる。また、周辺部へ移るにしたがって、最小滴径は、徐々に大きくなる傾向が見受けられ、噴霧の外縁付近 ($r = 16\text{mm}$) では、直径 $20\mu\text{m}$ 以下の小さな液滴はほとんど通過しない。

図3は、滴径だけに着目して、噴霧中心軸からの半径方向距離によって、滴径分布がどのように変化するかを断面ごとに示したものである。滴径分布は個数分布で表すこととし、 $0\mu\text{m}$ から $5\mu\text{m}$ 刻みの滴径クラスに分けて、相対度数分布で示している。いずれの断面においても、中心軸上 ($r = 0\text{mm}$) では、 $5\mu\text{m}$ のクラス幅に対する相対度数のピーク値が 0.2 を越えるような集中度の高い粒径分布を示す。さらに、最頻粒径は中心軸上が最も小さく、周辺部へ移るにしたがって徐々に大きくなっている。噴霧外縁付近では、中心軸近傍に較べて平均滴径が大きくなるとともに、相対度数の

ピーク値も中心軸上の
 のその半分程度に
 なり、粒径分布の集
 中度が低くなること
 が分かる。最頻粒径
 が中心軸から離れる
 ほど大きくなる傾向
 は、すべての断面に
 共通しているが、下
 流の断面ほど最頻粒



(左から $x = 15, 30, 50$ mm)

図4 滴径範囲別の平均飛行速度の空間分布

径の変化が顕著である。 $x = 15$ mm断面では、 $r = 0$ mmでの滴径分布と、噴霧外縁付近の $r = 8$ mmでの滴径分布はかなりの部分重なり合っている。それに対して、 $x = 70$ mm断面では、 $r = 0$ mmでの滴径分布と、噴霧外縁付近の $r = 40$ mmでの滴径分布は極く一部しか重なり合っていない。すなわち、滴径分布は噴霧ノズルから遠ざかるにしたがって、中心軸近傍には小さい液滴、外縁近傍には大きい液滴というように滴径による分離が進んで行く。これは、気流の影響を受けやすい小さい液滴が、選択的に内側へ運び込まれているためと考えられる。

図4は粒径範囲を限定して平均飛行速度を算出し、その空間分布を示したものである。粒径範囲は $15 \sim 20 \mu\text{m}$ 、 $35 \sim 40 \mu\text{m}$ および $65 \sim 70 \mu\text{m}$ の3段階を選んで示した。各粒径範囲内の液滴の平均飛行速度は、単純個数平均で求めた。粒径範囲別の平均飛行速度の挙動をみると、何れの液滴径の場合にも、断面内で中心軸に近づくほど平均飛行速度が大きくなるきわめて単純な傾向を示すことが分る。

次に、以上のような実験結果に対応する数値シミュレーションを行った。その際、液滴の初期条件を与えなければならないが、ノズル近傍での実験データが極めて少ないため、推定によって与えざるを得ない状況である。このため、従来行われたホローコーン噴霧流の数値シミュレーションにおいては、通常、次のような仮定をおくことが多い。現実のホローコーン噴霧では噴孔からでた液体は中空状の円錐液膜を形成するが、数値シミュレーションにおいては、噴孔出口において既に微粒化されているとする。液滴の初速

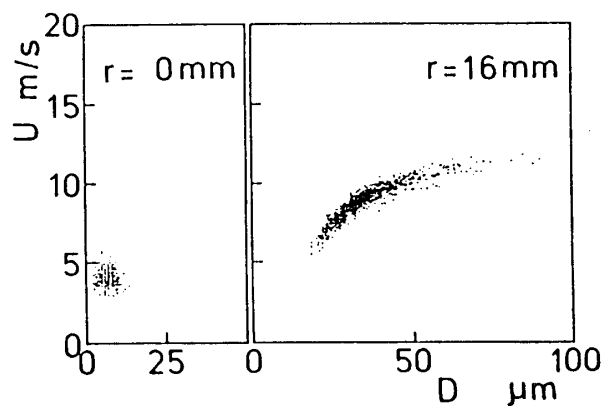


図5 滴径 - 飛行速度相関 (予測値)
 (滴初速度一定と仮定した場合)

度の大きさは粒径の大小に拘わらず一定であり、ばらつきはないものとする。また、すべての液滴は噴孔出口においては、基部液膜の進行方向に飛出し、速度の方向にもばらつきはないものとする。このような条件のもとに、噴霧流の数値シミュレーションを行い、 $x = 30$ mm断面の中心軸上と噴霧外縁付近で滴径-飛行速度相関を求めたのが図5である。

図2の実験結果と比較すると、周辺部 ($r = 16$ mm) では、数値予測結果においても滴径が大きいほど飛行速度も大きいという傾向は予測できている。しかし、滴径が大きいほど飛行速度のばらつきが大きいという傾向はまったく予測できず、むしろ逆に滴径が小さいほうが速度ばつきが若干大きいほどである。これは液滴が小さいほど、乱流によるランダム運動が顕著に現れるという当然の結果であり、大きな液滴の飛行速度が実験結果ように大きくばらつくためには、大きな液滴は液膜から分裂した時点で初速度のばらつきが大きくなければならないことになる。Mellorらの実験[3]では、大きな液滴ほど初速度のばらつきは小さいという結果が得られているが、普遍性があるか疑問である。

さらに、半径位置の異なる2点で見出される液滴の粒径範囲に着目すると、 $R = 16$ mmの点で見出される液滴の最小径は、実験結果と較べかなり大きい。次に中心軸上の点 ($r = 0$ mm) についてみると、実験結果のプロットの密集部に対応するものは数値予測結果にも見られるが、滴径が $15 \mu\text{m}$ より大きい液滴は数値予測ではまったく飛来しない予測結果となっている。図6は、 x 軸から 30° の方向に、実際の初速度に近いと推定される 16 m/s の速度で飛出した単一液滴の軌跡を理論予測した結果を示している。その際、空気流の速度分布は噴霧流のシミュレーションでえられたものを与えた。直径 $120 \mu\text{m}$ の水滴の場合、 $x = 30$ mmまででは軌跡はほぼ直線であり、気流との運動量交換では飛行方向は殆ど変化しないことを示している。また直径 $30 \mu\text{m}$ の水滴でも軌跡の曲りはわずかである。この結果を見れば、 $x = 30$ mm断面の中心軸上で観察される $50 \mu\text{m}$ を越えるような大きな液滴は、分裂した際に基部液膜の進行方向に飛出した後に、空気流との運動量交換によってコースを変えて、中心軸付近に飛来したとは考えられない。

そこで、液滴の初期条件に関する知見を得るために、さらに上流において、粒径測定と通過頻度の測定を組合わせて行い、各測定点を通過する液滴の滴径分布と通過頻度のデータから、滴径範囲別に液滴の通過頻度を求めた。図7に $60 \mu\text{m}$ 以上の大きな液滴の通過頻度を示す。但し、光学測定の測定体積に対

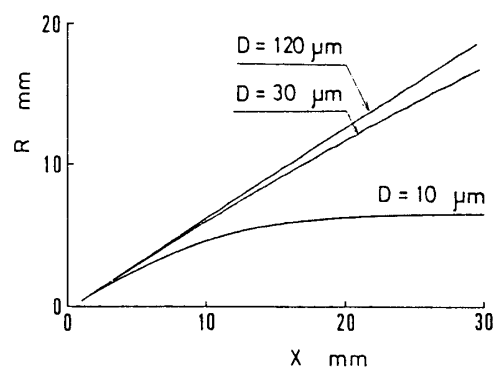


図6 液滴の軌跡 (理論予測)

する通過頻度をそのまま示すのではなく、各測定点を含む一定微小幅のドーナツ状のリングの全周を通過する頻度に換算して示している。この変換を加えることによって、上流断面と下流断面との間での液滴の移動の様子が直感的に捉えられる。図中の破線は座標原点（噴霧噴孔）を通り、 x 軸と 30° の角度をなす直線（公称噴霧角に対応）を表している。

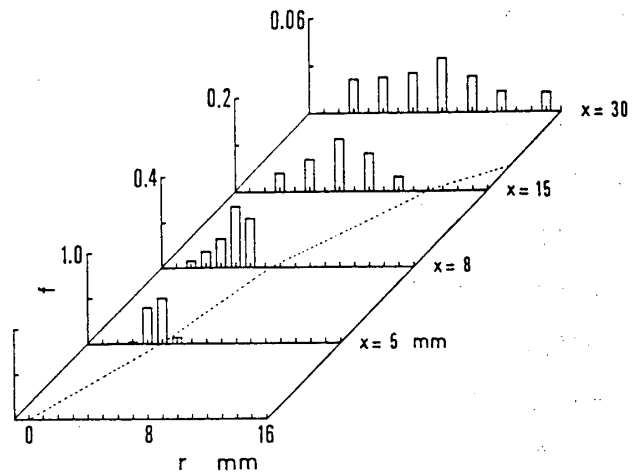


図7 60 μm 以上の液滴の通過頻度

噴霧ノズルから出た液体（本実験では水）は、始めは頂角が公称噴霧角である 60° よりも若干広い円錐の表面に沿う液膜であるが、 $x = 4 \text{ mm}$ のあたりで突如として液滴に分裂するようになる。図8の写真に見られるように、目視観察では、分裂点に達するまでの間、液膜は直線的に進行しているように見える。また図7を見ると、 x

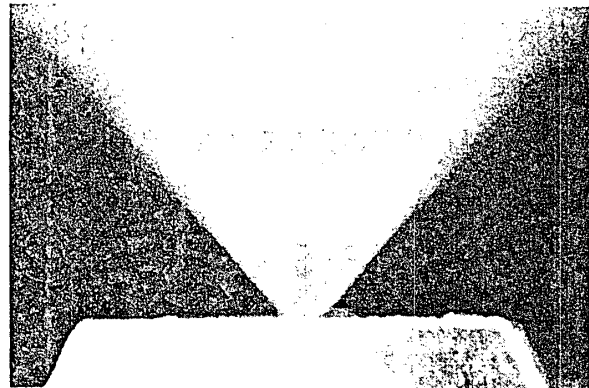


図8 ホローコーン噴霧の通常写真

$= 5 \text{ mm}$ 断面における直径 $60 \mu\text{m}$ 以上の大きな液滴の通過頻度は $r = 3$ および 4 mm が群を抜いて高く、液滴は目視観察による液膜の延長線上に集中的に存在していることが分る。さらに図8の写真($x = 7 \text{ mm}$ 程度まで写っている)では、分裂後の噴霧の外縁も液膜の延長線とほぼ一致しているように見える。しかし図7をによると、下流へ進むにしたがって通過頻度のピークは公称噴霧角よりも遙かに内側へ移動してくる。そしてそのピークを連ねると、分裂点を通る直線となる。このことは、図6で理論予測されたとおり、大きな液滴は直進していることを示している。しかし、

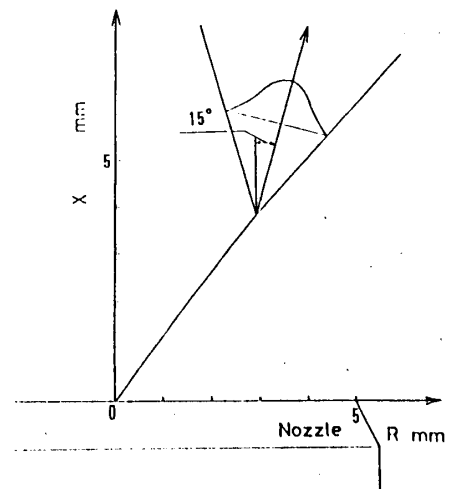


図9 液滴初期条件模式図

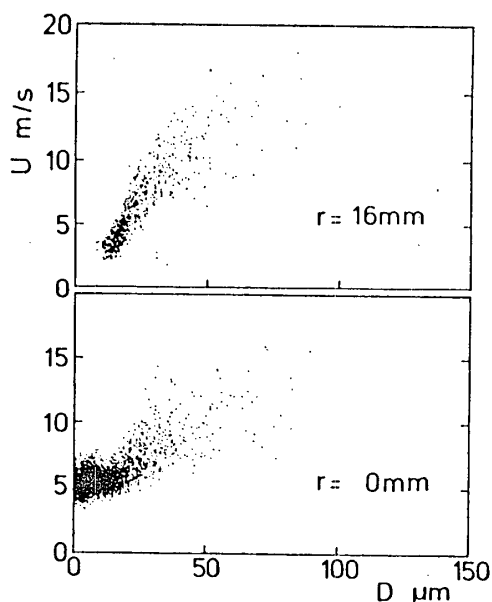


図 10 滴径 - 飛行速度相関
(液滴初期条件改良)

分裂時に滴に与えられる初速度の方向は、目視による液膜の進行方向よりも著しく内側を指しており、液膜の進行方向よりも外側へ向かう滴は殆どないことを示している。従って、液滴の

初期速度の向きに関して、図 5 の場合に採用した仮定はまったく実情にあっていなかったことになる。

そこで、液滴の初期条件を実際の状況に合わせて変更した。分裂点は $x = 3.9 \text{ mm}$ 、 $r = 2.9 \text{ mm}$ とし、初速度の方向は図 9 に示すように 15° の方向を中心として、標準偏差 16° の正規分布にしたがってばらつくとした。また、速度の大きさも平均 16 m/s 、標準偏差 2.5 m/s の正規分布にしたがうとした。図 10 がこの液滴初期条件に対する予測結果である。実験結果との一致度はまだ不十分ではあるが、中心軸上でも大きな液滴の飛来がすることや、滴径が大きいほど飛行速度のばらつきがおおきくなることが予測できるようになっている。このように、適正な予測結果を得るためには、液滴の初期条件を適正なものにすることが不可欠である。

ところで、Mellorらのダブルフラッシュ撮影による実験[3]では、液滴の初速度の方向は、円錐液膜基部の進行方向を中心に、その内側と外側の両側にばらつくが、いずれの滴径範囲においても、平均としては基部液膜の進行方向に等しいと看做してよいように思われる。この知見と本実験結果との不一致の原因を探るため、YAGパル

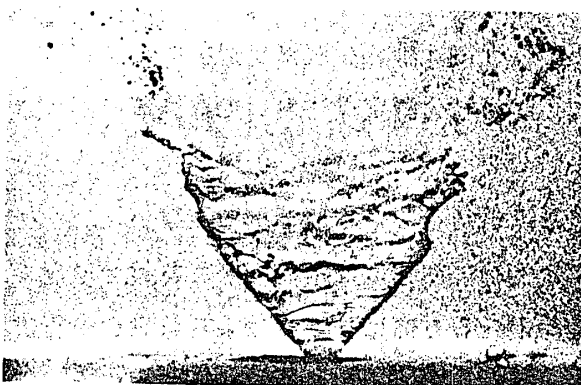
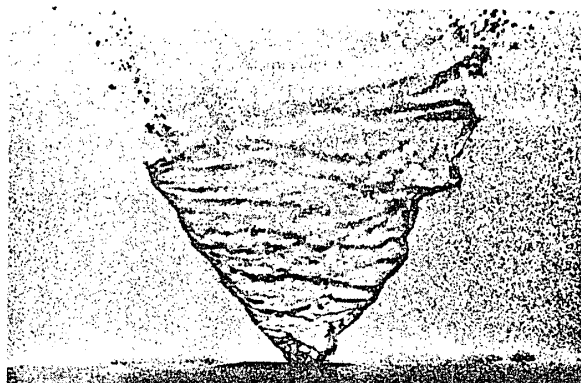


図 11 噴霧基部の瞬間写真

スレーザを用いて噴霧基部の瞬間像を撮影したのが図 11 である。(撮影範囲 $x = 5$ mm迄) 目視観察では図 8 のように殆ど直線に見える基部の円錐液膜も、分裂点付近では公称噴霧角より内側を向いている瞬間があり、分裂点付近での液膜の平均的な向きは目視による進行方向よりも内側へかたよっている。また、分裂点付近では、内側へ凹むように波打ちを生じることが多いこともわかる。このような分裂点付近での液膜の挙動が目視による液膜の進行方向と液滴の初速度の主たる方向が大きくずれる原因であると思われる。

4. まとめ

(1) 噴霧ノズルから遠ざかるほど、小さい液滴と大きい液滴の分離が進行し、下流では中心軸上とホローコーン噴霧の外縁付近との粒径分布には顕著な差異が現れる。中心軸付近には小さな液滴が選択的に運び込まれている。

(2) いずれの測定点においても、滴径が大きいほど飛行速度が大きく、かつ飛行速度のばらつきが大きい。この現象は、液膜が分裂した時点での初速度がばらついていることを仮定しなければ予測できない。

(3) 液滴の初速度はその大きさだけでなく、角度も大幅にバラついている。さらにその主たる方向は、目視による液膜の進行方向よりもかなり内側を向いている。液滴の初速度の主方向が目視による液膜の方向と一致し、かつ方向にばらつきがないという仮定のもとに数値シミュレーションを行うと、適正な予測結果は得られない。

(4) 目視では直線的に進行しているように見える基部液膜も、分裂点付近では公称噴霧角より内側を向いている瞬間があり、分裂点付近での液膜の平均的な向きは目視による進行方向よりも内側へかたよっている。また、分裂点付近では、内側へ凹むように波打ちを生じることが多いこともわかる。このような分裂点付近での液膜の挙動が目視による液膜の進行方向と液滴の初速度の主たる方向が大きくずれる原因であると思われる。

文献

1. T.Takagi, C.Y. Fang, T.Kamimoto and T.Okamoto, Comb. Sci. Tech., 75, (1991), 1.
2. 范, 高城, 神本, 岡本, 機論 B編, 50-528, (1990), 2510.
3. Mellor, R., Chigier, N. and Beer, J.M., Combustion and Heat Transfer in Gas Turbin Systems, Cranfield International Symposium Series, Pergamon Press, Oxford, (1971), 299.

A-2 常温場における二流体噴霧の生成と流動

機准	*	金	永洙	(東北大院)
機正		稲村	隆夫	(東北大工)
機正		永井	伸樹	(東北大工)
機学		奥山	将	(東北大院)

1. 緒論

近年、ガスタービン燃焼器など産業用燃焼機器から排出される大気汚染物質の排出量低減が強く求められるようになってきた。これに対処するには燃焼器内の燃焼特性の把握が不可欠であるが、これには噴射弁の噴霧特性や噴霧流動が大きく影響を及ぼし、特に噴射弁近傍の噴霧特性を明らかにする必要がある。しかし、気流噴射弁は流れが複雑なためか、微粒化機構及び噴射弁近傍の噴霧粒子の特性に関して、ほとんど明らかにされておらず、下流における噴霧特性の測定結果から噴孔近傍の特性を類推しているのが現状である。一方、最近噴霧流動や各種燃焼器の燃焼特性の解析に数値シミュレーションが応用され⁽¹⁾⁽²⁾、燃焼効率の向上、低公害燃焼に役立つものと期待されている。

本研究では、気流が高速で、なおかつ柱状液流が存在する実用噴射条件に主眼を置いて、単孔気流噴射弁について常温場における液柱の分裂特性を二重露光法、電気抵抗法、位相・ドップラー粒子解析装置を用いて測定した。またこれらの測定結果を用いて液柱分裂をモデル化して噴霧流動の数値シミュレーションを行い、流動特性のシミュレーション結果と位相・ドップラー粒子解析装置による測定結果を比較し、分裂モデルの妥当性を検討した。

2. 実験装置および実験方法

図1に本実験に使用した噴射弁を示す。本研究では、基本的な液柱の分裂、液滴の生成機構及び噴霧の運動を解明、把握するために、気体と液体が接触する部分の構造が簡単で、流れも単純となるフラッシュ型単孔同軸気流噴射弁を用いている。使用液体として水道水を用い、実験条件は液体流量1.0~2.0g/s(噴出速度0.32~0.64m/s)、微粒化用空気流量は1.0~4.0g/s(噴出速度42.7~176m/s)

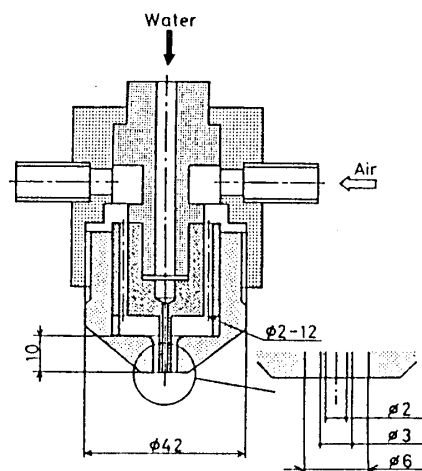


図1. 単孔同軸気流噴射弁

とした。なお、微粒化用空気の噴出速度は、完全ガスの断熱膨張を仮定し、測定した噴射圧及び空気温度から算出したものである。

粒子解析装置には、位相・ドップラー粒子解析装置（ダンテック社製、以後PDAと呼ぶ）を用いた。気相速度の測定には定温度型熱線プローブを使用した。電気抵抗法ではリガメントの発生状況、定在するコアの径、液柱の分裂長さを測定した。また噴霧密度の高い噴射弁極近傍の噴霧粒子の粒径は瞬間写真撮影法を用い、噴霧粒子の速度測定には二重露光法を用いた。

3. 実験結果および考察

3.1 液柱分裂

図2に透過光瞬間撮影による微粒化模様を示す。まず空気速度が小さい場合には、リガメントが発生せず液柱自身の乱れによって分裂に至る。また空気速度がある程度大きくなると、リガメントは発生するが、主として液柱が引き伸ばされて液膜が分裂し、液滴を発生する。さらに空気速度が大きくなるにつれ、多数のリガメントがコア表面から直接発生し、これらの分裂により液滴が発生する。

図3に電気抵抗法による液柱の分裂長さの測定結果を無次元化して示す。横軸は微粒化用空気と噴射液体の運動量比を表す動圧比であり、縦軸は分裂長さを液流ノズル径(D_f)で無次元化している。図中5~100%はそれぞれプローブが時間的どの程度、液柱やリガメントに接触しているのかを示している。100%分裂長さはコアの長さと考えられ、空気速度の増大に伴い緩やかに減少している。5%分裂長さ、50%分裂長さは、低空気速度条件では液柱の振動によるものであり、高空気速度条件ではリガメントによって得られる。これらは空気速度を大きくするにつれ、分裂が促進されるために短くなる。95%分裂長さは液柱自身の軸方向振動によるもの、あるいはコア近傍のリガメント根幹部によるものと考えられ、これも空気速度を上げると分裂が激しくなるため短くなる。コアの長さ(L_c)は空気流量(W_a g/s)/液体流量(W_f g/s)=4/

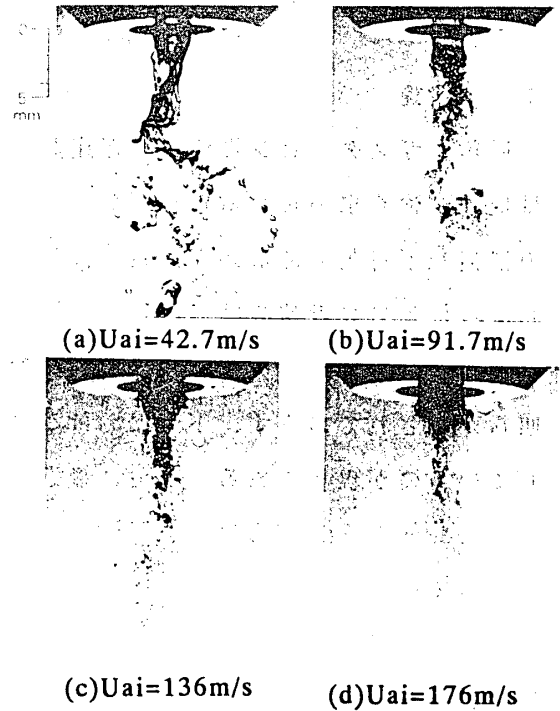


図2. 分裂現象 ($W_f=2$ g/s)

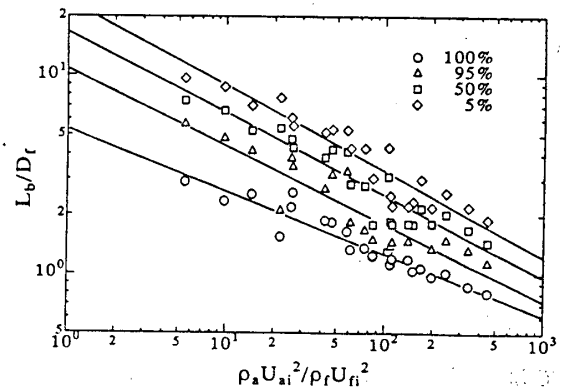


図3. 分裂長さ

1には2.5mm, $W_a/W_f=3/1$ には3.0mmとなった。

3. 2 液滴速度

図4は $W_a/W_f=4/1$ の条件での、噴射弁近傍各測定領域における液滴速度の軸方向変化を示している。図中に示すように電気抵抗法の測定結果によるコアの形状を逆円錐と仮定し、コア表面近傍をコア形状に沿った領域(コア表面よりRegion1, 2, 3, 4)に分けて測定した。液滴速度は下流に行くにつれ初め減少しやがて増大する傾向を示す。また各領域における速度の変化傾向は類似で、ほぼ平行移動した形を示すことから、液滴生成時のコア表面に沿った速度分布形状を保ったまま、加速されているものと思われる。

まずリガメント分裂においては、液柱が噴出した空気と上流外縁部で衝突して、細く短いリガメントが生成される。またコア下流中心付近では比較的太く長いリガメントが生成される。このため、コア付近で発生する液滴は上流外縁では液柱表面より発生するため小さく、下流中心では液柱自身の分裂によって生じるため大きくなると思われる。上流で生成した液滴の方が下流の液滴よりも加速されやすく、Region4においては外縁部の方が速度が大きい。またRegion1では速度変化が小さいことから液柱表面から生成時の液滴はほぼ一樣な速度を持っているようにみられる。

図5は二重露出写真によって測定した各領域における液滴の軸方向と半径方向の速度の相関を示したものである。(a)では各領域における液滴の軸方向と半径方向の速度のばらつきが多く、噴射弁出口下方位置における速度の相関はみられない。また図中実線で示した2つの直線の横軸からの角度は25度, 35度であり、これはそれぞれ液滴の平均噴出角度、最大噴出角度と思われるが、最大噴出角度は流し写真により測定した噴霧角よりやや大きく、分裂時における液滴の離脱角度の最大値は噴霧角より大きい

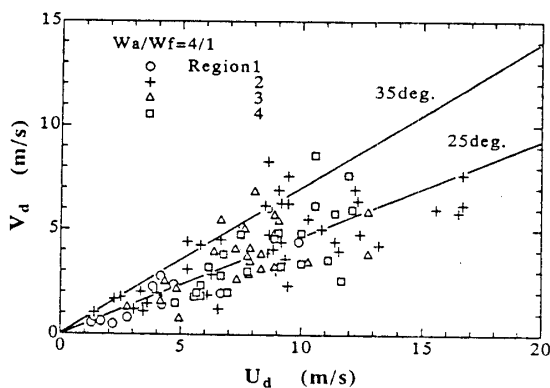


図5. (a) 液滴速度相関

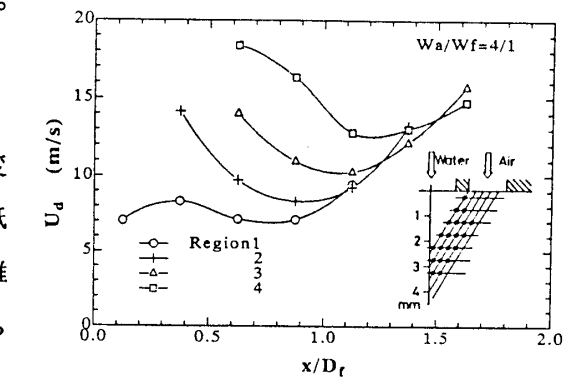


図4. コア近傍液滴速度

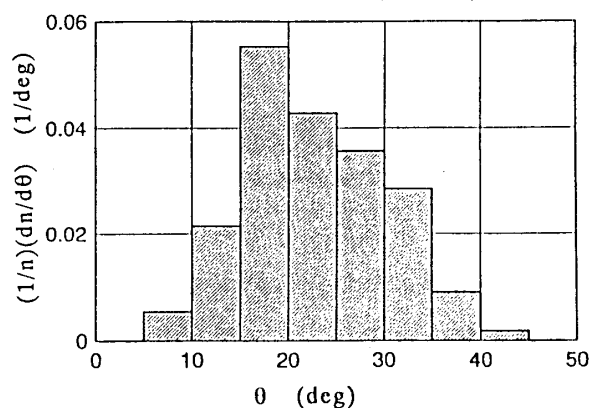


図5. (b) 液滴噴出角度

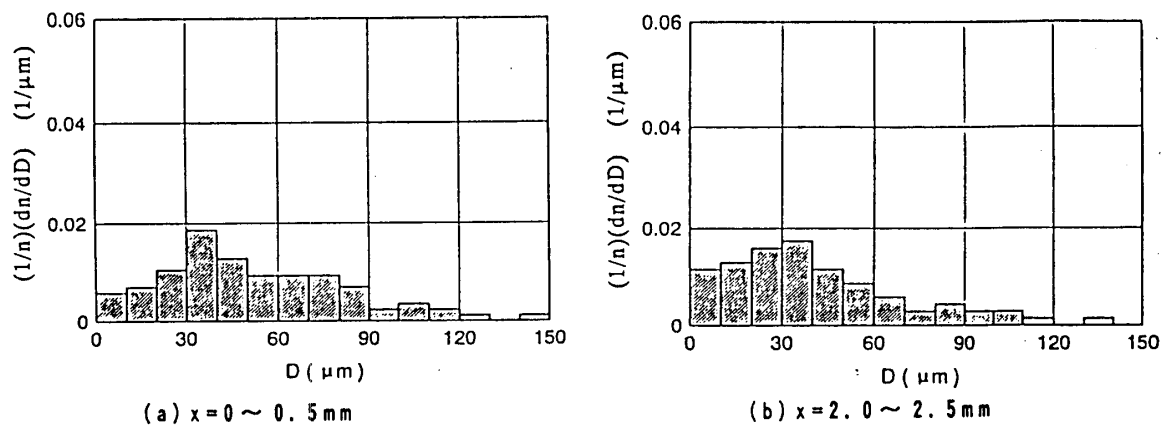


図6. コア近傍粒度分布

ことが分かる。(b)は(a)の速度相関から算出した個々の液滴の噴出角の分布を示しており、15~20度をピークとした分布となっている。

3. 3 粒度分布

図6に透過光瞬間写真によって観察した液流コア表面付近の粒度分布を示す。下流にいくにつれ、小さな液滴の割合が多くなっている。しかし、最大粒径はあまり変化しないことから、コア表面から生成した液滴の粒径特性については、前述した初期速度特性と同様に、発生位置による変化はあまりないと思われる。

4. 数値シミュレーション

4. 1 気流・液滴に対する保存式

系はすべて等温的とし液滴の蒸発は無視する。流れの計算にはSIMPLER法を採用し、流れは旋回のない軸対称二次元定常流であり、乱流モデルとして $k-\epsilon$ 2方程式モデルを用いた。気流と液滴の運動量交換はPSI-Cellモデルによって評価した。液滴の運動の計算には、DukowiczのDDM法⁽³⁾を用いた。また液滴の運動は三次元とし、液滴の再分裂は考慮するが衝突・合体は無視する。液滴の乱流拡散の計算アルゴリズムはGosmanらの手法⁽⁴⁾と同様である。

4. 2 液体分裂のモデル化

電気抵抗法による液柱形状の測定結果から図7のような分裂モデルを作成した。液柱形状の測定結果によれば、液柱径はノズル出口より単調に減少し、コア部は紡錘形状となるが、本モデルでは簡単化のため、液柱形状を逆円錐と仮定した。ノズル出口における液柱径は測定結果より液体ノズル外径に等しいと見なす。ま

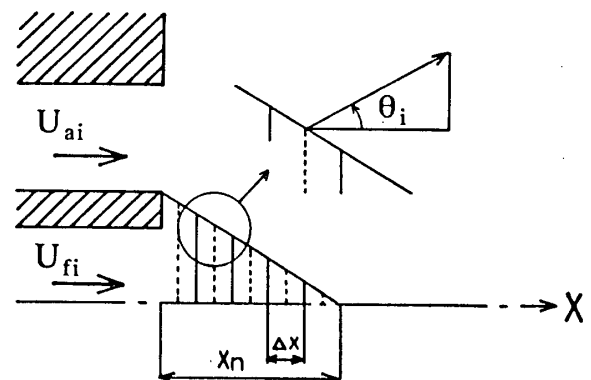


図7. 分裂モデル

た各微粒化位置における微粒化量については、単位面積当たりの微粒化量は全ての位置で等しいと仮定した。噴霧粒子の初期粒径および初期速度については、噴射弁極近傍の測定結果を用い、さらに噴霧粒子の粒度分布は抜山・棚沢の分布式で与えた。

4. 3 液滴の再分裂

測定結果によると、生成時の液滴径は、下流で測定された液滴径に比べて大きく、高速気流中で再分裂していると考えられる。高速気流中での微細液滴の分裂に関しては、実験報告が少ないため、不明な点が多い。本研究では単純化のため、臨界液滴ウェーバ数を $We_{d,cr}=10$ と仮定し、液滴ウェーバが臨界液滴ウェーバ数以上のとき液滴再分裂が生じ、液滴は等径、2個に分裂すると仮定した。さらに液滴が分裂するのに要する時間については、せん断分裂に対するNichollsらの式⁽⁶⁾を用いた。

4. 4 境界条件

計算領域は軸方向700mm、半径方向250mmである。格子数は軸方向36、半径方向30で、中心軸や噴射弁に近いほど細くなる不等間隔格子を用いた。計算格子の上流側入口および下流側出口は自由境界とし、外周境界は壁面とし壁法則を適用した。上流側入口には、軸方向速度1.0m/s、半径方向0m/sの1様速度分布を与え、 k および ϵ については、Khalilら⁽⁶⁾にしたがって与えた。また噴射弁壁面についても壁法則を適用し、微粒化用空気の噴出速度は前述したように、噴射圧及び空気温度より算出した $U_{ai}=136\text{m/s}$ ($W_a=3.0\text{g/s}$)、 $U_{ai}=176\text{m/s}$ ($W_a=4.0\text{g/s}$) の2条件とした。

4. 5 液滴に対する初期条件

図7に示すように、液流コアを5等分し、液滴が各要素の midpoint から生成されるとした。液柱の分裂長さは測定結果より $L_b=2.5\text{mm}$ ($W_a=3.0\text{g/s}$)、 $L_b=3.0\text{mm}$ ($W_a=4.0\text{g/s}$) とした。また各液滴の生成位置における微粒化量については、前述したように、液滴生成位置の半径に比例するように与えた。液滴の生成位置における最大粒径、平均粒径、液滴軸方向速度及び最大噴出角度は、液滴の気流による影響が最も少ない噴射弁の極近傍 ($X=0.0\sim 0.5\text{mm}$) の測定結果より表1に示すように与えた。半径方向速度は液滴の噴出角度が最大噴出角度35度を越えないように、1様乱数を発生させ決定する方法

表1. 液滴の初期条件

流量比 (W_a/W_f)	4/1		3/1	
平均粒径 (μm)	86.0		93.6	
最大粒径 (μm)	150.0		150	
液滴 軸方向 初速度 (m/s)	7.05		3.93	
噴出角度 (deg)	一様乱数型 最大値 35	正規乱数型 平均値 25 標準偏差7.5	一様乱数型 最大値 35	正規乱数型 平均値 25 標準偏差7.5

(Calc. B)と平均値25、度標準偏差7.5度の正規分布乱数を発生させ決定する方法(Calc. A)の二通りで与えた。また液滴径に関しては、最大粒径を20等分し、各々の液滴数は各位置における微粒化量及び抜山・棚沢の粒度分布式により与えた。軌跡計算に用いた総液滴数は1000個である。

5. 計算結果および実験結果との比較

5. 1 空気速度

図8に、液滴を発生させない場合の、熱線プローブによる空気速度分布の測定結果および計算結果を比較して示す。図は $W_a=4\text{g/s}$ ($U_{ai}=176\text{m/s}$)の場合であり、実測値と計算値はほぼ一致している。 $x/D_f=7.5$ における速度分布は計算では後流の形状を呈しているが測定値でははっきり現れていない。この領域では速度勾配が非常に大きいため、熱線プローブによる測定に誤差が生じているものと思われる。

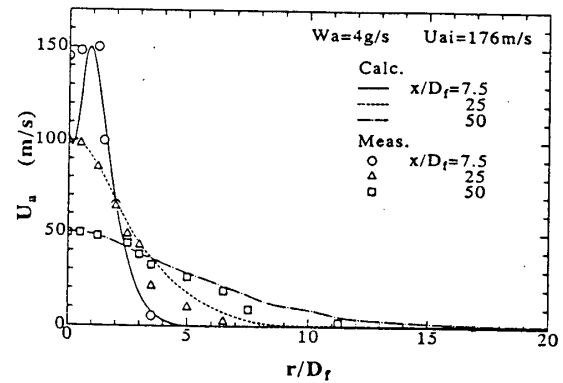


図8. 空気速度分布

5. 2 平均粒径分布

図9に $W_a=4\text{g/s}$ の場合の、ザウター平均粒径の半径分布の測定値と計算値を比較して示す。全般的に計算値の方が測定値よりも大きくなっており、とくに噴霧外縁で急に大きくなっている。計算による噴霧外縁の半径位置が測定値に比べてかなり小さいのは、計算に用いた液滴数が少ないことおよび液滴の拡散を過小評価しているためであり、乱流拡散の過小評価および液滴の噴出角度の推定誤差が考えられる。また一様乱数を用いた計算値(Calc. B)の方が正規乱数の方(Calc. A)より噴霧外縁でやや大きくなっており、液滴の噴出角度の与え方が下流での粒径分布に影響を与えることが分かる。

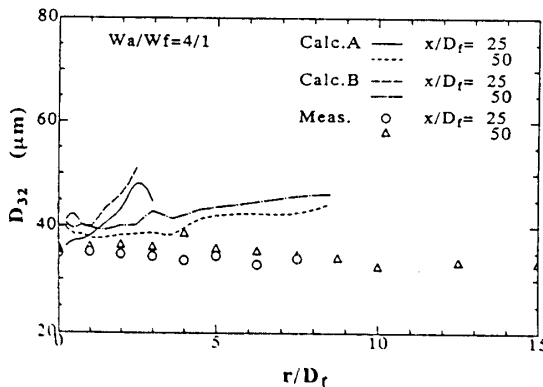


図9. ザウター平均粒径分布

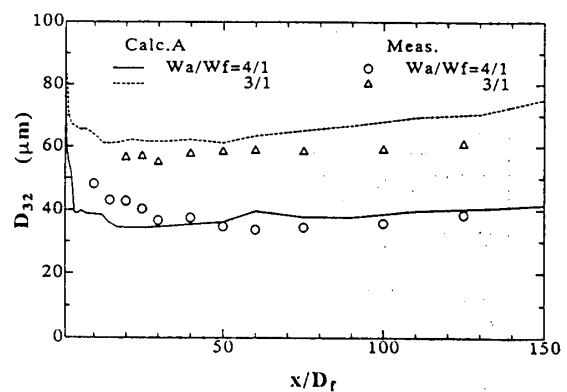


図10. ザウター平均粒径軸方向変化

本計算では液滴は2個に分裂すると仮定したが、実際には再分裂の際には多数の微小液滴が生成されると思われ、この仮定の不備が誤差の大きな原因にもなっていると考えられる。

5. 3 平均粒径の軸方向変化

図10は $Wa=3.4g/s$ のザウター平均粒径の中心軸上変化の、PDAによる測定値と正規分布乱数の噴出角度を用いた計算値(Calc. A)の比較を示している。測定によれば、 $Wa=3.4g/s$ 両方とも、 $x/D_f=50$ まで平均粒径は減少するが、その後増大する傾向にある。これは次のように考えられる。 $Wa=4g/s$ の場合には、液滴の再分裂は $x/D_f=50$ 程度までで、それ以後は気流の減速によりあまり行われなくなる。再分裂によって生成された微小液滴の蒸発により、平均粒径が下流になるにつれ増大する傾向を表す。これに対し、 $Wa=3g/s$ の場合には、気流の加速や減速は $4g/s$ に比べ緩やかで、液滴の再分裂は活発でない。そのため、平均粒径は減少せず、また微小液滴の蒸発の影響も顕著に現れず、平均粒径の増大も緩やかな傾向を表す。計算では液滴の蒸発の影響などを考慮していないため、測定値のような傾向が顕著には現れていないが、 $Wa=4g/s$ の場合には、微小液滴が乱流拡散によって周囲に拡散していくために下流にいくにつれ粒径が増大している。

5. 4 液滴速度の半径分布

図11に $x/D_f=100$ の位置における液滴速度の半径分布を示す。図中破線および一点鎖線は、それぞれ $10.50\mu m$ 粒子の、実験式⁽⁷⁾からの推定値である。半径距離が大きくなるにしたがい液滴速度が小さくなる傾向は測定値および計算値ともに一致しているが、絶対値を比べると計算値の方がとくに $50\mu m$ では大きな値となっている。

5. 5 液滴速度の軸方向変化

図12は $Wa=4g/s$ の場合の、液滴径が $10.50\mu m$ 粒子の軸方向速度変化を示している。測定値では、 $x/D_f=40$ の位置で各粒子の速度が逆転しているが、計算値にも同じ傾向が現れている。計算値と測定値を比較すると、 $50\mu m$ の粒子については、上流では計算値

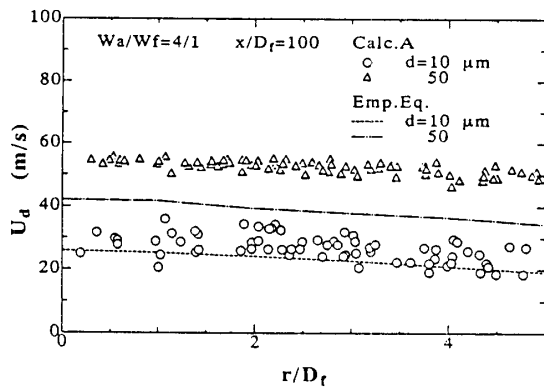


図11. 液滴速度分布

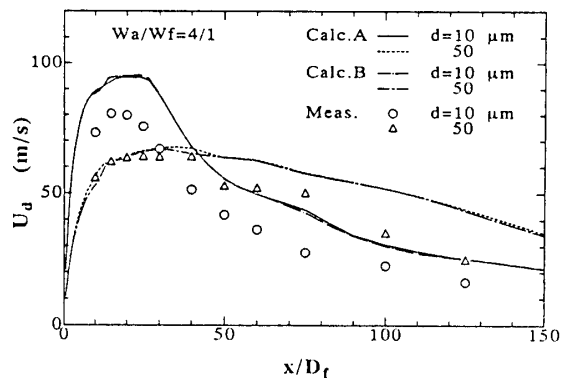


図12. 液滴速度の軸方向変化

と測定値はほぼ一致しているが、下流では計算値の方が大きな値となっている。10 μm の粒子については、速度変化の傾向は測定値と同様であるが絶対値は計算値の方が大きな値となっている。また噴出角度の与え方による差はそれほど大きくない。本計算では、噴射弁出口からの液体は逆円錐形の液柱コアとなり、その表面より液滴が生成されるとしているが、実際には0.32m/sの速度で液体が噴出し、その下流に複雑な形状をした非定常の液柱を形成し、この液柱はその近傍の気流の速度分布に影響を与えると考えられる。しかし本計算ではこの影響を正確に予測し得ないため、下流の計算結果の誤差の大きな要因となった。したがって噴霧粒子の特性をさらに正確に予測するためには、噴射弁出口直後の液柱の影響も考慮した数値解析が必要と思われる。

6. 結論

単孔気流噴射弁近傍の、常温場における液柱の分裂特性を各種測定装置を用いて測定し、その測定結果を用いて液柱分裂をモデル化し、噴霧流動の数値シミュレーションを行い、流動特性のシミュレーション結果と位相・ドップラー粒子解析装置による測定結果を比較した結果、以下のことが分かった。

噴射弁近傍を除いて計算値と測定値の変化傾向はほぼ一致し、本研究で用いた分裂モデルはほぼ妥当と思われるが、絶対値についてはまだ大きな開きのある部分もある。とくに液滴平均粒径の半径方向分布では、計算値は測定値より狭く、計算では液滴の拡散を過小評価している。また噴射弁近傍では、液滴速度の計算値が測定値と大きく異なり、噴射弁近傍の流れがまだ十分に正確に予測されていない。したがって、噴射弁近傍の噴霧特性を正確に予測するためには、噴射弁出口近傍の噴霧特性のより正確な測定が望まれ、さらに液体分裂機構の正確なモデルが必要である。

参考文献

- (1)Khalil, E. E., Modeling of Furnaces and Combustors, Abacus Press(1981).
- (2)Rizk, N. K. et al., Atomisation and Spray Technology, 3(1987), 241.
- (3)Dukowicz, J. K., Computational Physics, 35(1980), 229.
- (4)Gosman, A. D. and Ioannides, E., J. Energy, 7-6(1983), 482.
- (5)Reitz, R. D., Atomisation and Spray Technology, 3(1987), 309.
- (6)Khalil, E. E. et al., Int. J. Heat and Mass Transfer, 18(1975), 775.
- (7)Inamura, T. et al., ICLASS'91(1991), 579.

A-3 循環流を伴う流れ場における 噴霧燃焼計算

* 池田裕二 (神戸大学 自然科学研究科) 山本敏浩 (神戸大学 工学部)
栗原 昇 (神戸大学 自然科学研究科) 中島 健 (神戸大学 工学部)

1. 緒言

オイルバーナーを用いた燃焼器の性能は、燃料性状やノズルの微粒化特性だけでなく、燃焼器内部での燃料油滴の蒸発、そして空気との混合に大きく支配される。燃焼器は、機能面において小型化、高負荷化することが望ましいが、環境保護のため排出ガスに含まれる汚染物質の低減が必須であり、これらを両立させるためには現象に基づいた合理的な数値解析モデルによる設計が望まれる。本研究は、実験、計算の両面から、数値的に噴霧燃焼の現象を解析する。

噴霧燃焼における保炎の方法として、旋回流によるもの、保炎板によるものが挙げられる。保炎板による方法は低コストで実現できるため、小型の燃焼器に多用されている。しかし、定量的な噴霧の計測が従来の計測法では不可能であったため、また、モデルの検証に必要な実験値も十分でないため定量的な解析例はほとんど報告されていない。本研究ではまず、位相ドップラ粒径測定 (PDA) により噴霧粒子径と速度を2次元で測定し、実験値を入口条件に用いたオイルバーナーにおける噴霧挙動の解析から、乱流・噴霧モデリングについて検討する。さらに、円筒縦型炉内にバーナーが取り付けられた際の入口条件の有用性を考慮した数値解析を行った。

2. 保炎板後方における噴霧挙動

2.1 位相ドップラ法による2次元噴霧測定

本研究で対象としたバーナーの概略を図1に示す。使用したバーナーは中心軸上に単孔ノズルを有し、バッフルプレートによって保炎を行っている。本バーナーは0.1M Ψ 級の燃焼器に用いられるもので、燃料としてA重油を使用し、60°ホロコーンノズル (ダンフォス: H型) により700kPaの加圧微粒化を行っている。また、バッフルプレートには8本のスリットが設けられており、火炎がバッフルプレートに接触するのを防いでいる。

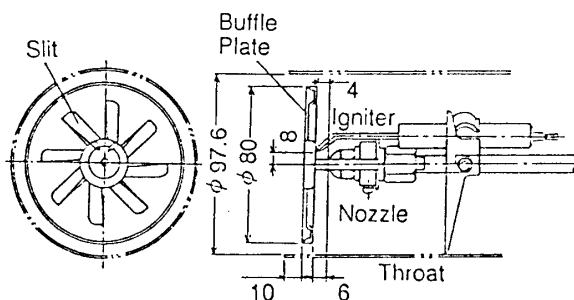


図1 バーナーの概略

噴霧燃焼の特性は、ノズルにより微粒

化された燃料液滴の分散度と、周囲空気との混合に大きく左右されるため、本研究では特にバーナーノズル近傍に着目して、噴霧の挙動を調べるために、バーナー近傍 $x/D < 0.8$ において噴霧の PDA 測定を行った。2次元の結果を得るために、本測定では LDV のプローブ部をバーナー軸に対し $\pm 45^\circ$ 回転させ⁽¹⁾ 計測を行った。測定結果を、各粒径群ごとの平均値に噴霧の挙動を論議するため、粒子群ごとのデータレートが等しくなるように、測定システムの調整を行った。さらに、空気速度データの信頼性を向上させるため、空気側に完全球形でかつ粒子径が $2.7 \mu\text{m}$ にそろっている MSP⁽²⁾⁽³⁾ を混入した。測定に用いた光学系の仕様を表 1 に示す。受光光学系は送光用光学系の光軸より 68° ずらせて配置し、温度変化に伴う屈折率の変化の影響を最小限にとどめた⁽⁴⁾。実験条件は、燃料流量を $9.45(\text{l/h})$ 、空気過剰率を 1.2 とした。

図 2 に、 $x/D=0.16, 0.28, 0.46$ における粒径群ごとの速度分布を示す。バーナーノズル直後では、バッフルプレート下流側が負圧になるため、循環流が存在する。また、半径方向速度は外側に強い負のピークを持ち、下流ほど負の速度のピークが内側に寄る傾向にある。このことは、バッフルプレート外側の環状流が、負圧のために中心軸に向かって縮流しているためと考えられる。 $x/D=0.16$ において、 $10 \mu\text{m}$ 以下の粒子は、軸方向、半径方向速度とも、同一の速度分布を示しており空気に完全に追従している。 $10 \mu\text{m} \sim 30 \mu\text{m}$ の粒子についても、空気に追従しているが、粒子の周囲空気に対する応答遅れが無視できなくなるため、 $r/R=0.2 \sim 0.5$ において、 5m/s 程度の速度差が生じている。粒径 $30 \mu\text{m}$ 以上の粒子では、粒子の応答遅れが、顕著になる。すなわち、再循環流を貫通する粒子は、周囲空気速度の変化に対する応答遅れが再循環領域を通過する時間よりも

表 1 光学系の仕様

Focal length of receiving optics	: 310	mm
Wave length of laser beam	: 632.8	nm
Band width of signal processor	: 12	MHz
Frequency shift	: 40	MHz
Focal length (mm)	300	600
Spot diameter (μm)	63	126
Fringe spacing (μm)	2.63	5.23
Fringe number	24	24
Maximum diameter (μm)	50.7	101.4
Maximum velocity (m/s)	31.6	47.1
Minimum velocity (m/s)	-7.9	-15.7

○ $D_p < 5$ ● $30 < D_p < 50$
 △ $5 < D_p < 10$ ▲ $50 < D_p < 70$
 □ $10 < D_p < 30$ ■ $70 < D_p$ (μm)

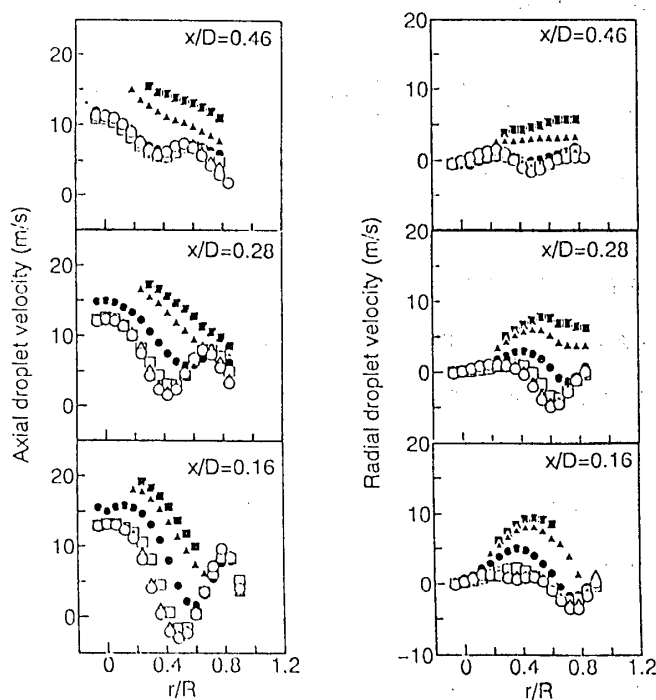


図 2 粒径群ごとの速度分布

長くなる粒子であるといえる。この流れを貫通する粒子は、大粒子ほど直線的な速度分布を示し、その傾きから、ノズルより放射状に広がる軌跡をたどって飛行していることが分かる。燃焼状態では、再循環領域に取り込まれる粒子が保炎に使われ、再循環領域を貫通する粒子が火炎の長さを支配していると考えられる。

2. 2 噴霧挙動の数値シミュレーション

本解析には、2次元軸対称定常流を仮定した $k-\epsilon$ モデルを用いた。計算領域として半径215mm、長さ1000mmの領域を想定し、 95×60 の格子分割を行った。入口条件として燃焼用空気の流量を合わせて1/7乗則により120mm上流から与え、乱流エネルギー k の流入量はKhalilらの提案値⁽⁵⁾を用いた。噴霧液滴挙動の解析にはLagrange法を用い、噴霧と空気との相互作用の評価にはCroweらによって提唱されたPSI-Cellモデル⁽⁶⁾を使用した。また、空気流の乱れの効果を考慮するためにBoydらによるランダムウォーク⁽⁷⁾を取り入れた。まず、噴霧液滴軌跡計算の初期値を得るために、噴射ノズル付近におけるPDAにおいて噴霧測定を行った。ノズル口径の8倍下流(4mm)における測定値からRosin-Rammler分布関数を求め、図3の手順により計算に使用する代表液滴の数密度を得た。解析に際し、滴径を20組、噴射角度を9組に分割して代表液滴2700個を与えた。

図4に実験および計算で得られた各粒径群ごとの軸方向、半径方向速度分布を示す。まず、軸方向速度に関して、実験、計算について比較を行う。 $x/D=0.04$ において、実験では $30\mu\text{m} \sim 50\mu\text{m}$ の粒子が再循環領域に巻き込まれるため、その軸方向速度は負の値を示している。計算においても、同一の分布が見られ、 $30\mu\text{m} \sim 50\mu\text{m}$ の中間に当たる代表粒径 $40\mu\text{m}$ の粒子が空気に追従していることから、 $40\mu\text{m}$ までの粒子が流れ場に追従していることが分かる。また、その下流 $x/D=0.40$ において、 $50\mu\text{m}$ までの粒子の速度分布に

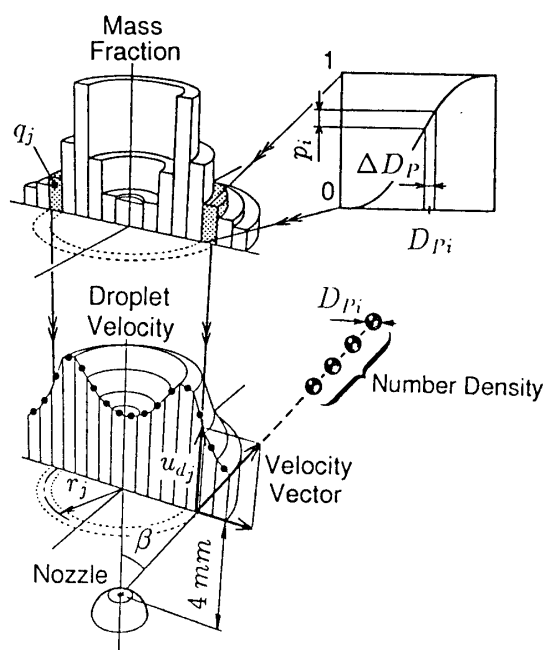


図3 代表液滴の数密度の算出方法

は、 $r/R=0.6$ 付近にピークが存在し、計算においても同様のピークが見られる。しかし、 $50\mu\text{m}$ 以上においては貫通力が大きくなるため、速度分布が異なってくる。半径方向空気速度に関して、 $x/D=0.16$ において、 $v=0$ となる点は、実験より計算の方が内側になっている。このことは、バッフルプレート下流に形成されている再循環領域が計算では

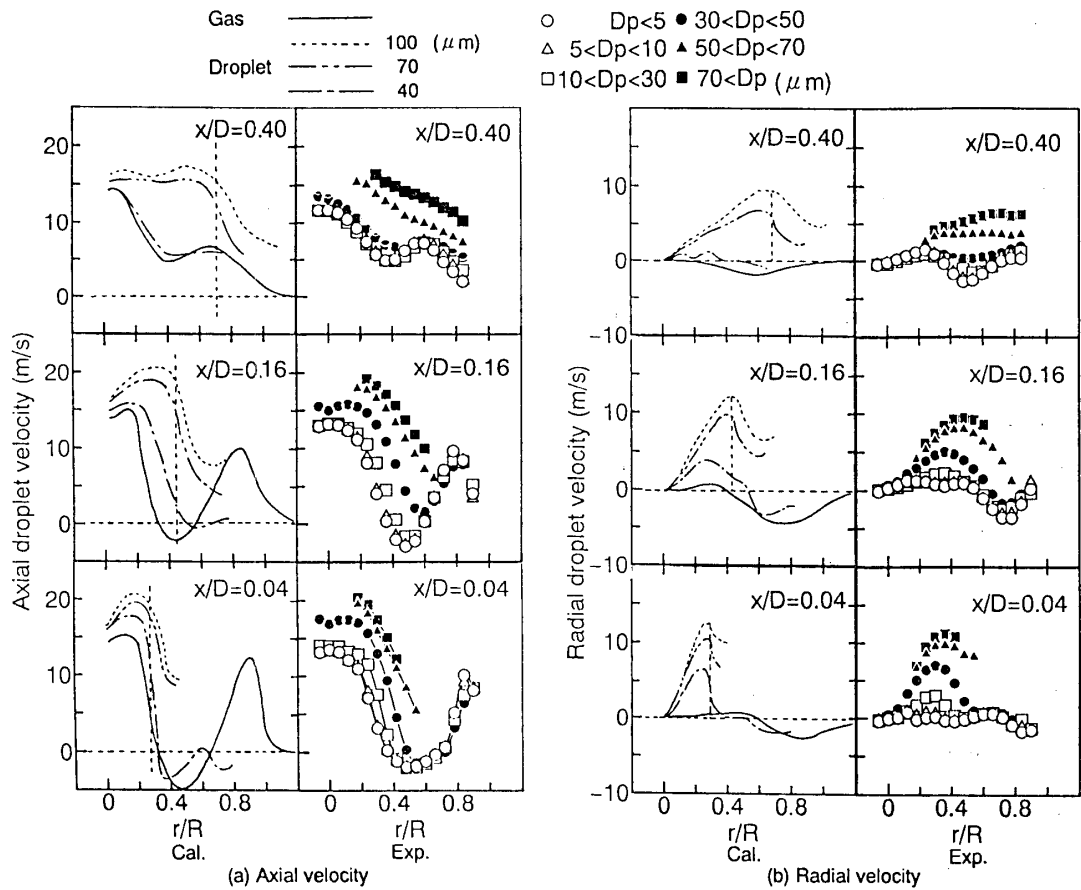


図4 粒径群ごとの速度分布（計算と実験の比較）

やや内側に見積られていることを示している。 $x/D=0.04$, $r/R=0.25$ において実験、計算ともに各粒子径群に半径方向速度のピークが現れ、両者はほぼ一致している。実験において $r/R > 0.5$ で大粒子径の粒子が測定できないことも、計算において粒子がこの範囲に飛行していないことによく一致している。また、速度のピーク値に関しても、各粒子径群で実験、計算がよく一致している。 $x/D=0.16$ において、粒子径が大きくなるほど速度のピークが外側に移動することも、実験、計算の両方で見られる。これは、中心軸上にあるノズルから、大粒子径の粒子が放射状の軌跡に沿って流れ場を貫通しているためである。

次に、実験および計算で得られた空気流速ベクトルを図5に示す。各速度成分の分布で検討したように、再循環領域はやや内側寄りに見積られている。また、その長さもやや短い。P S I - C e 1 1モデルは流れ場が正しく解けることを前提として噴霧と流れ場との相互作用を見積る手法であるため、このように流れ場の計算に誤差がある場合、噴霧液滴挙動の計算の誤差も大きくなる。

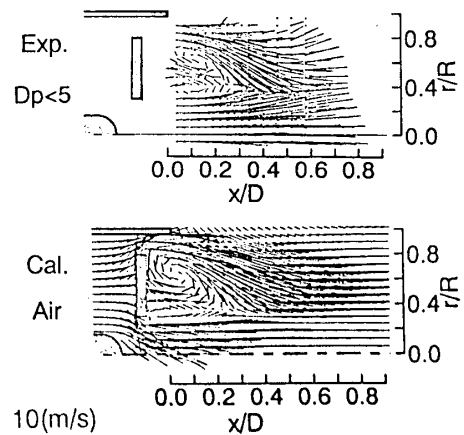


図5 空気流速ベクトルの比較

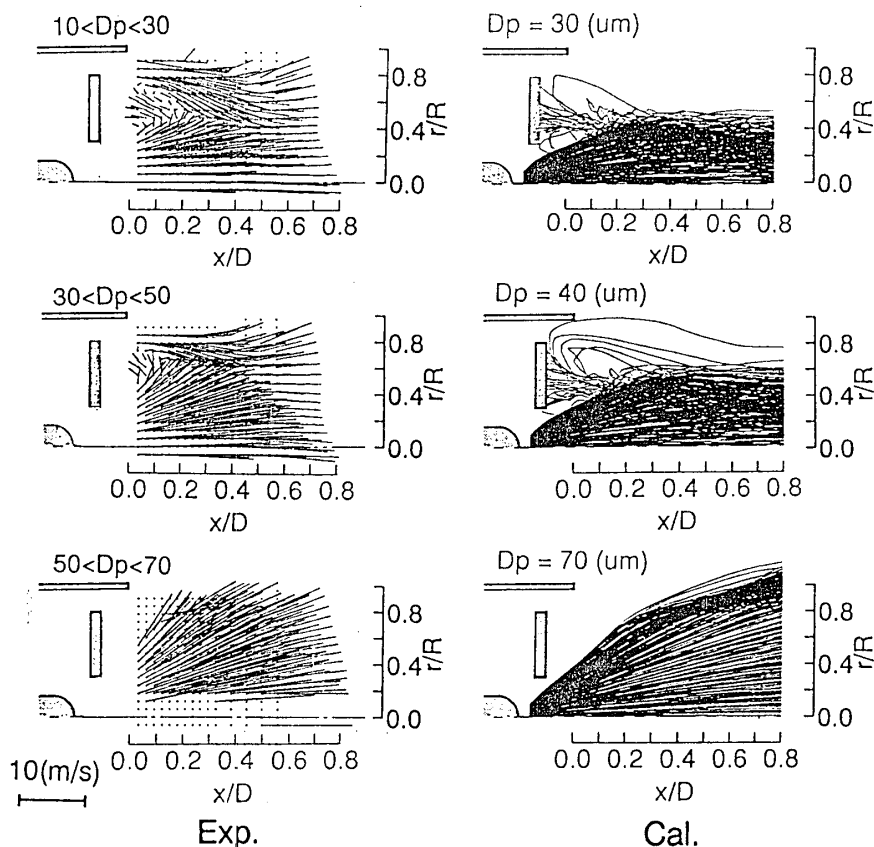


図6 粒子径ごとの粒子挙動の比較

実験において得られた粒径群ごとの速度ベクトルと計算から得られた代表粒径の飛行軌跡を図6に示す。貫通力の強い $70\mu\text{m}$ の大粒子では、両者のパターンは非常によく一致しているが、貫通力の弱い小粒子ほど中心軸に寄った分布を示している。これは、計算から得られた再循環流が実験よりも短いため、噴霧角付近の粒子が、逆流部にあまり取り込まれず、液滴が外側に分散しにくくなる傾向を示している。

3. 噴霧燃焼解析

3.1 炉内燃焼計算

前章で行ったオイルバーナーにおける噴霧挙動の予測をもとに、円筒縦型火炉⁽⁸⁾内における噴霧燃焼計算を行う。

高温気体中における液滴の抵抗係数の変化はBailyらの手法⁽⁹⁾により補正を行った。液滴の蒸発にはRanz-Marshallら⁽¹⁰⁾およびSpaldingの研究⁽¹¹⁾を参考にした。液滴と空気の相互作用には前章と同じくPSI-Cellモデル⁽⁵⁾を、反応モデルはMagnussenらの渦消散モデル⁽¹²⁾を用いた。また、輻射の影響については、放射熱線法⁽¹³⁾を用いた。壁面温度については、壁面熱流速による推算値を与えている。解析および実験条件は共に燃料流量 $9.45(1/h)$ 、空気過剰率 1.2 とした。

図7に温度及び O_2 濃度の分布に関する実験、計算の比較を示す。出口温度については、ほぼ一致しているが、燃焼が活発に行われている $x/D=1.0$ までの範囲では、温度、酸素濃度とも予測値が実験値と異なる分布を示している。1237Kの等温度線に着目すると、半径方向の広がりには実験計算ともほぼ同じであるのに対し、下流方向へ伸びる長さは実験より計算の方が1.8倍長くなっている。これは、燃焼反応が実験では $x/D=1.0$ までの領域の広い範囲で行われているのに対し、計算では中心軸上にかなり偏った分布として予測されていることを示している。 O_2 濃度においては、このことがさらに顕著に見られ実験上は $x/D=1.0$ までで酸素の消費が終了しているのに対し、計算では $x/D=2.0$ まで酸素は消費され、分布として中心軸上に偏ったものとなっている。また、1673Kの等温度線については実験では $x/D=0.5$ を中心とする小さな領域を占めているのに対し、計算では $x/D=1.2$ 付近まで伸び、しかも中心軸から離れたところに現れている。このように、温度及び O_2 濃度分布に差異が認められた原因として次の三点があげられよう。(1) 反応モデルに総括反応モデルを用いているため燃料と酸素が量論混合比となる領域で燃焼反応が盛んになった。(2) 入口保炎板近傍における流動が実験と計算で異なりその結果として粒子の分散が中心側に寄ったため、反応が中心付近に偏った。(3) バーナーからの火炎と炉内ガスが接触する部分で実際には群燃焼が行われており、通常の反応モデルでは予測できない広範囲での反応が進行している。

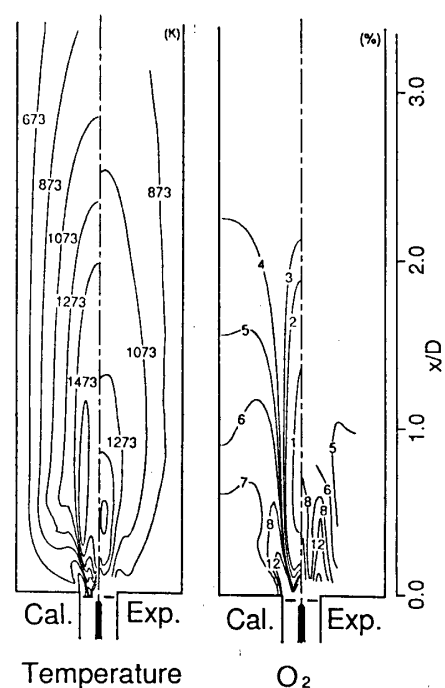


図7 温度および O_2 濃度分布

3. 2 検討

オイルバーナーにおける噴霧挙動から円筒縦型燃焼炉内での噴霧燃焼まで解析を行ってきたが、実験的に得られた値に比べて差異が認められた。以下、誤差要因と予測精度向上について検討を行う。

(1) 乱流モデル

本研究では、 $k-\epsilon$ 二方程式モデルによって乱流計算を行ったが、バッフルプレート後方に形成される再循環領域を短く見積る傾向がある。保炎板を持つオイルバーナーでは、再循環領域の位置と強さによって噴霧液滴軌跡が支配されるため、再循環領域をよりよく予測できるモデルが望ましい。例えば、流れ場はレイノルズ応力モデルを用いる。しかし、循環流領域の存在するところでの応力モデルは収束性が得難いという問題もある。

(2) 液滴飛行モデル

P S I - C e I I モデルは、噴霧の持つ数密度の多様性をうまく再現できる手法であるが、基本的に気相に対する単一液滴挙動の重ね合わせであるため、液滴の伴流が干渉し合う数密度の高い領域における相互作用や、液滴群から空気への乱れの輸送を再現することができない。計算により予測した再循環領域が実際より中心に偏ったのは、ノズル近傍の数密度の高い領域における流れのブロックが再現されなかったからであり、その解決が必要である。

(3) 群燃焼

炉内燃焼計算において、高温領域に差異が認められたのはこの領域で実際に起こっている不均一な反応を均一な総括反応として扱ったためである。今後、群燃焼に見られる液滴群の発火、吹き消えを考慮した反応モデルを検討する必要がある。

(4) スス

炉燃焼のように熱源として燃焼を利用する場合、ススによる輻射の発生は必要不可欠である。本研究ではススについて言及していないが、今後モデルとして取り入れていく必要がある。

4. まとめ

本研究は、燃焼装置や火炉の設計、製作を支援する噴霧燃焼シミュレーションを構築することを目的として行われた。従来、詳細な解析が行われていなかったオイルバーナーの保炎器周辺の保炎特性に重点を置き、非燃焼状態での噴霧流の数値解析を行った。また、これらの解析結果を入口条件として円筒縦型燃焼炉内の燃焼シミュレーションを行い、実験結果と比較した。これより以下の知見を得た。

(1) 噴霧油滴の飛行軌跡計算の初期条件として、P D A 測定の結果を与え、入口条件に起因する計算誤差を排除することにより、各モデルの検証が可能となる。

(2) 入口条件としての、バッフルプレート下流の流れ場や噴霧の初期条件を詳細に設定することにより、P S I - C e I I モデルを用いて、液滴の粒径・速度・分散を正確に予測することができる。

(3) 炉内燃焼において、流れ場の予測精度、二相間の運動量交換、乱流モデル、反応モデルの問題等により、温度及び O_2 濃度分布が下流へ1.8倍、中心軸上に偏った。予測精度を向上させるためには、各モデルに関する詳細な検討が必要である。

参考文献

- (1) 李・小沼、機論 B、57-544(1991-12)、4266.
- (2) Ikeda, Y., et al., Proc. 6th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech. (in Print)
- (3) Micro Spherical Feather カタログ, リキッドガス Co.Ltd.(1991).
- (4) Pitcher, G., et al., Proc 5th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech. 14-4 (1990)
- (5) Khalil, E. E., Heat Mass Transfer. (Int.), vol.18 (1975), 775.
- (6) Crowe, C. T. et al., Trans. ASME, Ser. I, 99-2(1977)325.
- (7) Boyd, R. K., et al., 21th Symp. (Int.) on Comb., (1986), 265
- (8) 山本ほか、第29回燃焼シンポジウム前刷集(1991)、661.
- (9) Bailay, G. H., et al., Brit. Chem. Eng., vol.15, No.7
- (10) Ranz, W. E., et al., Chem. Engr. Progr., 48 (1952), 141
- (11) Spalding, D. B., 13th Symp. (Int.) on Comb., (1971), 649. The Comb. Inst.
- (12) Magnussen, B. F., et al., 16th Symp. (Int.) on Combust., (1977), 719.
- (13) 早坂ほか、機論、52-476, 13(1986), 1734.

A—4 噴霧燃焼シミュレーションによるガスタービン燃焼器燃焼特性の予測

・古畑 朋彦, 三浦 隆利, 丹野 庄二 (東北大学工学部)
宮 渕 吉洋 (富士石油)
安部 利男, 杉本 富男, 猪 一雄 (三井造船)

1. 緒言

ガスタービンシステムは、より一層の効率向上を目指してタービン入口温度の高温化が求められている。そのためには多くの課題があるが、環境保護の立場からは燃焼ガス温度の上昇による排出NOx量の増加が問題である。この問題は、特にガスタービンコージェネレーションシステムの普及に伴い重要性を増している。大型のシステムに対しては排煙脱硝設備の設置も有効であるが、コージェネレーションシステムでは比較的小型のものが多く、設備容積、費用が増大し、その設置は困難である。従って、排出NOx量の少ない燃焼器の開発が不可欠となる。従来燃焼器の開発は、主に燃焼実験における測定データに基づいて行われてきた。しかし実験では燃焼特性を左右するパラメータ(燃焼器構造、燃料及び空気流量等)の変更は容易でなく、さらに測定用のプローブ(熱電対、ガス採取用プローブ等)の挿入数、位置が限定されるために、必要な測定データの蓄積は困難を極めてきた。そこで本研究では、燃焼器開発に際して燃焼シミュレーション技法の応用を試みた。燃焼シミュレーションは、現在計算機性能の飛躍的な向上と数値モデルの発展によって実用レベルに到達しつつあり注目されている。シミュレーションでは、燃焼器構造や燃料流量等の変更は計算グリッドの変更、あるいは初期条件の変更のみで可能であり、さらに測定が困難な燃焼時の燃焼器内ガス流速、温度及び各化学種濃度の分布が詳細に得られる。従って燃焼器開発に際しては、測定データの不足を補い、重要な情報を提供する手段になり得る。

本研究では燃焼シミュレーション実用化のために、燃焼実験における燃焼器内温度分布及び出口平均温度と排出NOx量の測定データとシミュレーション結果とを比較することにより、シミュレーションの予測精度を検討した。本研究で対象とするガスタービン燃焼器は、灯油等の液体燃料を噴霧燃焼させるものであり、本シミュレーションは微粒化された燃料の飛跡、昇温及び蒸発過程の計算モデルを含む点に特長を有する。さらに、今回はガスタービン燃焼器の排出NOxの大部分を占めるといわれるPrompt NOxの生成モデルについても検討を加えた。Prompt NOxは炭化水素火炎に特有のNOxであり、従来は一次元層流予混合火炎等の理想的な燃焼場において詳細な測定及び反応動力学計算が行われ^{1), 2), 3)}、その生成機構が明らかになってきた。しかし、実用燃焼器内の三次元乱流燃焼場においては、反応動力学計算が極めて困難であることから、現段階では実際の生成機構をモデル化する必要があると考えられる。そこで本研究で

は Prompt NO_x 生成モデルを提案し、そのモデルを用いてガスタービン燃焼器の排出 NO_x 量予測を試みた。

2. 解析方法

今回対象となるガスタービン用缶型燃焼器を Fig. 1 に示す。燃焼用空気は羽根角 45° のスワラーを通して流入する。また二次空気は $x/D=0.37$ 、 0.55 の位置において缶壁に 60° 毎に開けられた二次空気孔より流入し、希釈空気は $x/D=1.40$ の位置において 30° 毎に開けられた大小二種類の希釈空気孔から流入する構造になっている。燃料微粒化用ノズルは Duplex 型の渦巻噴射ノズルである。この燃焼器に対する計算格子を Fig. 2 に示す。解析は円筒三次元座標系で行い、燃焼器の対称性を考慮して円周方向の解析領域は 180° 領域とした。格子分割は、軸方向 (x) に 47 分割、半径方向 (r) に 26 分割、円周方向 (θ) に 12 分割とした。

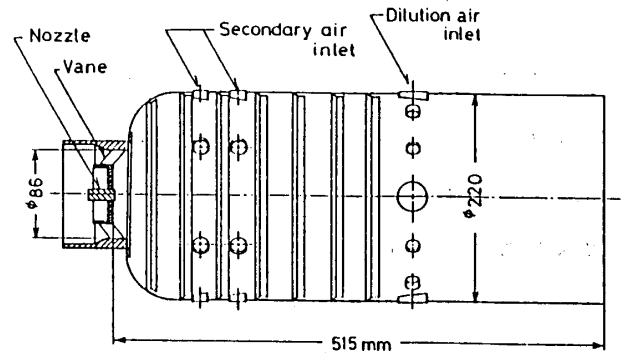


Fig. 1 ガスタービン燃焼器

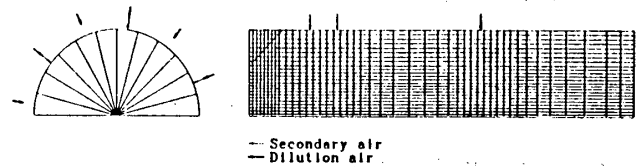


Fig. 2 計算グリッド

(細矢印: 二次空気導入位置、太矢印: 希釈空気導入位置)

燃焼器の対称性を考慮して円周方向の解析領域は 180° 領域とした。格子分割は、軸方向 (x) に 47 分割、半径方向 (r) に 26 分割、円周方向 (θ) に 12 分割とした。

2. 1 燃焼ガス流動及び噴霧流解析

燃焼ガス流動及び噴霧流解析法の詳細は文献(4)に譲り、ここではその概略を述べる。燃焼器内のガス流動は乱流であり、本シミュレーションでは流動解析に乱流モデルを適用する。本研究では計算時間及び予測精度の両面から考慮して $k-\epsilon$ 二方程式モデルを採用した。ここで平均速度成分 (U, V, W), 圧力 (P), 乱流エネルギー (k), その消散率 (ϵ), 各化学種分率 (m_i), エンタルピー (h), 及び輻射伝熱の解析に用いるフラックスモデルにおける輻射フラックス (R_i) の各輸送方程式は(1)式のようにまとめられる。

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho U \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho W \phi) = \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}) + S_{\phi} + S_{d,\phi} \quad (1)$$

ここで ϕ は各従属変数、 Γ_{ϕ} 、 S_{ϕ} はそれぞれ各 ϕ に対する乱流拡散係数及び生成項である。また $S_{d,\phi}$ は燃料滴と燃焼ガスとの相互作用を評価する生成項である。

噴霧滴の運動は Lagrange 法により解析する。すなわちノズルより射出された粒子について個別にその飛跡、滴温、蒸発を計算する。飛跡計算の際には、周囲気流の乱流

変動が燃料滴運動に与える影響を考慮した。初期条件の決定に際して、射出角については正規分布乱数を用いてモデル化⁵⁾し、実際のノズルを用いた噴霧実験結果を再現できるように乱数の平均値を50°、標準偏差を5°に設定した。これによりホローコーン形のスプレーパターンが再現される(Fig.3)。

また初期噴霧粒径分布も実験結果に基づいて与えた。また、燃料滴の蒸発速度はRanz-Marshall式で評価し、蒸発した燃料の燃焼速度は渦消散モデル⁶⁾を用いて決定した。

燃焼ガス流動と噴霧流の相互作用項 $S_{d, \theta}$ はPSIセルモデルで評価した。

2. 2 NOx生成モデル

燃焼において生成するNOxは、その生成機構から一般にThermal NOx, Fuel NOx, 及びPrompt

NOxに分類される。今回はFuel N分のない灯油を燃料とするためFuel NOxの生成は考慮せず、Thermal NOxとPrompt NOxについて解析を行う。

Thermal NOxは高温ほど生成し易く、温度依存性が高い。その生成機構は以下の反応式で表される拡大Zeldovich機構で説明できる。



Thermal NOxは主に火炎帯後流の燃料希薄な高温領域で生成されるために、N原子濃度に対して準定常近似を行い、NO以外の化学種モル濃度に平衡濃度を用いることでNOの生成速度が求められる。本シミュレーションでは、従来から当研究室で開発を進めてきた燃焼シミュレーション⁷⁾と同様の手法で行った。すなわち燃焼計算により決定された主要化学種濃度を基に、局所化学平衡の仮定からO, H, OH等の濃度を平衡計算により決定し、NO生成速度を算出する。

Prompt NOxについては、実用燃焼器内の乱流噴霧燃焼場における三次元反応動力学計算が事実上不可能であることから、その生成機構をモデル化しシミュレーションに組み込むこととする。モデル化はDe Soete⁸⁾の研究を基に微粉炭燃焼時のFuel NOxの解析を試みたSmithら⁹⁾の解析モデルを参考に行う。SmithらはFuel N分がすべて微粉炭中の揮発分に含まれると仮定して、HCNの生成速度が揮発分の放出速度に等しいとした。

そして生成したHCNがNOとN₂になるという2競争反

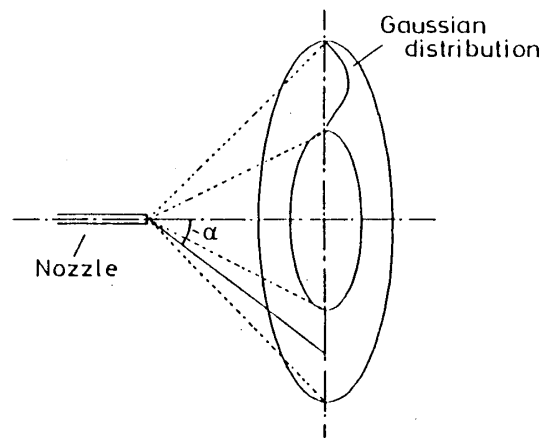


Fig.3 スプレーモデル

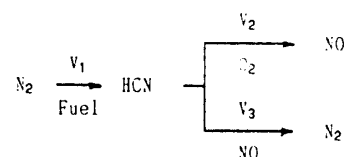


Fig.4 Prompt NOx生成モデル

応により Fuel NOの生成速度を決定した。本研究ではこの解析モデルを基に、 Prompt NOx生成機構において Fuel NOx生成機構と同様に HCNが重要な中間生成物であると考え、 HCNが空気中の N₂と燃料蒸気との反応により生成すると仮定した。反応機構を Fig.4に示す。

ここで De Soeteによる各反応経路の反応速度を Table1に示す。Table1中の X_R, X_{HCN}, X_{O₂}, X_{NO}は各化学種のモル分率であるが、問題となるのは V₁の値である。De Soeteは次元予混合火炎において各経路の総括反応速度を求めているために、その値をそのまま噴霧滴の蒸発及び燃料蒸気と酸素の乱流混合が燃焼速度を決定していると考えた今回の噴霧燃焼シミュレーションに適用すると、HCN生成速度が過大になる。そこで本研究では乱流混合過程を考慮するために、空気中の N₂と反応し得る燃料蒸気量が燃焼反応により消費される燃料蒸気量に等しいと仮定して、渦消散モデルにより決定される燃料反応量から V₁中の燃料モル分率を決定した。さらに V₁中の 8.4x10¹³という値を計算パラメータとして、燃焼器出口排出 NOx量の測定結果と比較することによりその最適値を求めた。

Table 1 総括反応速度

V ₁	$8.4 \times 10^{13} X_R^{0.9} \exp(-30000/RT)$
V ₂	$1 \times 10^{11} X_{HCN} X_{O_2} \exp(-67000/RT)$
V ₃	$3 \times 10^{12} X_{HCN} X_{NO} \exp(-60000/RT)$

3. 実験

実験は空気入口圧力を 2 気圧に設定して行った。空気の総供給量は 3400kg/hrで一定とし、473Kに予熱後供給した。燃料には灯油を使用し、供給量について 37,47,58,66,72kg/hrの場合について測定結果と解析結果の比較を行った。噴霧滴径は燃料流量（噴霧圧）によって変化するが、ノズル単体での噴霧実験結果では S.M.D. が 100~150 μm程度である。燃焼ガス温度の測定はノズルからの距離 80,185,360mmの燃焼器中心軸上及び燃焼器出口においてシース型熱電対により測定した。なお温度測定に際しては輻射の補正を行っていない。また燃焼排ガス中の NOx濃度は化学発光法により測定した。

4. 結果と考察

4. 1 燃焼器内ガス流速と温度分布

Fig.5に燃焼器出口平均温度、Fig.6に中心軸上温度分布を示す。Fig.5を見ると、測定結果の方が若干高い値を示しているものの、燃料流量の変化に伴う出口平均温度の変化を良好に予測している。これは燃焼効率が実験とシミュレーションで良好に一致していることを示している。次に Fig.6では、シミュレーション結果は

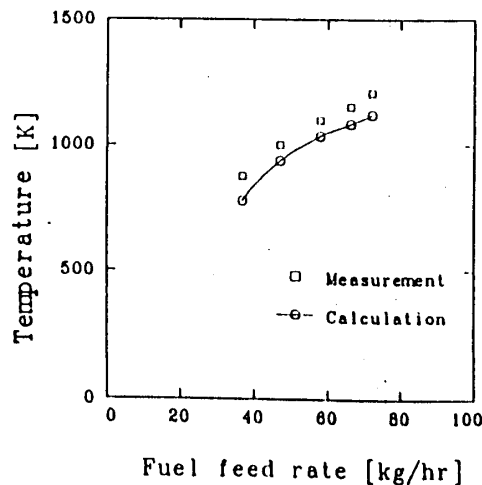


Fig.5 燃焼器出口平均温度

測定結果の温度分布の傾向をよく再現しているといえるが、 $x/D=1.5$ での測定値及び燃料流量の少ない場合には違いが大きくなっている。今回の温度測定では輻射補正を行っていないために必ずしも両者が一致するとは限らないが、その違いは大きいと考えられる。しかしFig.5で示したように燃焼器出口温度は一致していることから、中心軸上の温度分布の差異は、燃焼シミュレーションで予測される燃焼器内温度分布と実際の燃焼場の温度分布において、その高温領域の位置が異なっていることが原因であると考えられる。そこで、燃焼シミュレーションによって得られた燃焼器内温度分布を詳細に検討する。

Fig.7,8は燃料流量が72kg/hrの場合の燃焼器内流速ベクトル及び等温線のシミュレーション結果であり、Fig.7は二次空気及び希釈空気の両方が導入されている面の分布、Fig.8はどちらも導入されていない面の分布である。Fig.7の流速ベクトルを見ると二次空気及び希釈空気噴流が中心軸付近まで貫通し、中心軸付近の流速が大きくなっている。温度分布では、最も高温の領域が二次空気導入位置と希釈空気導入位置の間の壁面に近い領域であり、中心軸上は温度が低いことがわかる。そしてその高温領域は希釈空気噴流により分断され、その下流で再び温度が回復するという分布になっている。一方Fig.8では高温領域が希釈空気導入位置より下流に伸びている。これらの結果から、高温の燃焼ガスは二次空気及び希釈空気噴流によって中心軸付近に輸送されることなく、壁面近傍をそれら噴流の周囲を流れて下流に流れ、燃焼器出口から見るとドーナツ状の高温領域を形成していることがわかる。このシミュレーション結果は実験での火炎観察とも一致し

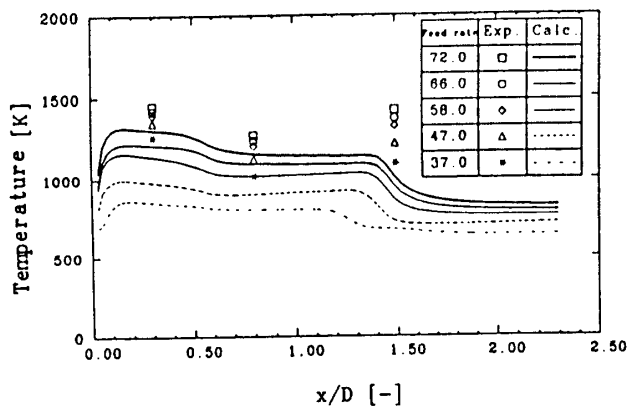


Fig.6 燃焼器中心軸上温度分布

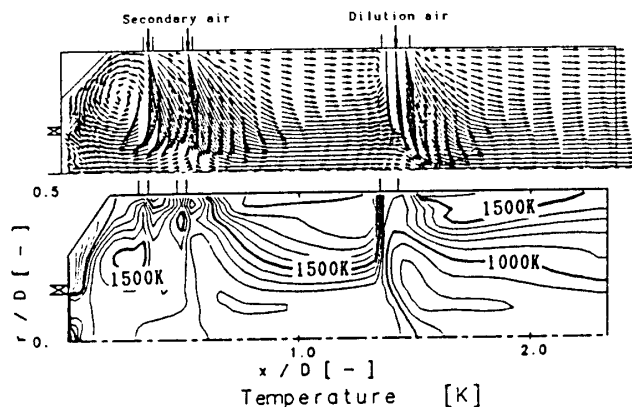


Fig.7 流速ベクトル及び等温線シミュレーション結果 (二次空気,希釈空気導入面)

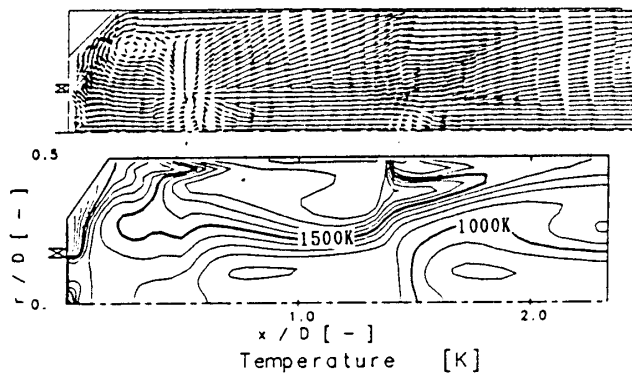


Fig.8 流速ベクトル及び等温線シミュレーション結果 (二次空気,希釈空気非導入面)

ている。このことはx-θ断面でのシミュレーション結果により明確になる。Fig.9はx-θ断面での等温線のシミュレーション結果であり、(a)が二次空気導入位置、(b)が希釈空気導入位置である。どちらの位置においても噴流の間の領域が高温になっている。以上のシミュレーション結果は次のように説明される。

Fig.10は燃料流量が72kg/hrの場合の燃料噴霧滴飛跡計算結果である。今回の飛跡計算では、滴が燃焼器壁に到達した時点で飛跡計算を終了し、蒸発し切れなかった燃料はすべてその地点で蒸発するとした。

Fig.10を見ると、燃焼器の直径が小さいためにながりの数の燃料滴が二次空気導入位置付近の壁面に到達している。従って、その地点で燃料過濃な混合気が形成され、その混合気は二次空気噴流により中心軸付近に輸送されず、壁面に沿った形で下流に流れて行くものと考えられる。その結果中心軸付近では燃焼反応が進行せず温度上昇が抑制されていると推察される。このことから中心軸上温度分布におけるシミュレーション結果と測定結果の差異は、燃料蒸気分布を決定する噴霧モデルに原因があり、特に燃料流量の小さい場合に、実際の噴霧状況とモデルとの違いが大きくなっていると考えられる。

4. 2 NOx生成量

Fig.11に燃焼器出口での排出NOx量(16%O₂

換算)を示す。NOxの測定は実際には燃焼器出口ではなく、出口からかなり下流で行っているために本質的にシミュレーション結果と測定結果が一致することはなく比較対象とするには問題が残るが、一つの目安として比較を行った。この測定結果を基準にした場合、生成速度V₁中のパラメータの値は $1 \times 10^9 \sim 10^{10}$ が適当であり、今回のシミュレーションでは 1×10^{10} とした。

Fig.11を見ると、測定結果では燃料流量が60kg/hr程度までは75ppm~80ppmでほぼ一定であり、それ以下の燃料流量では徐々に減少している。一方シミュレーション結果では燃料流量が47kg/hrの場合に最もNO濃度が高くなっているが、37kg/hrの場合にはほとんどゼロとなっている。このシミュレーション結果はHCNとO₂濃度分布から次のよ

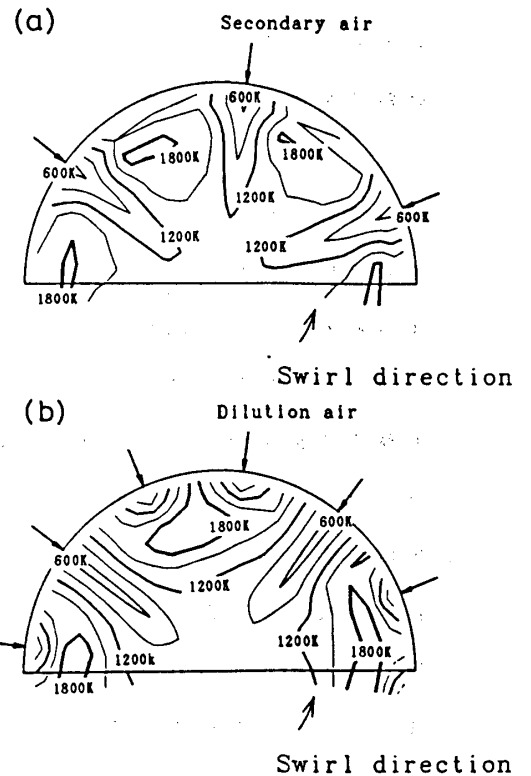


Fig.9 r-θ面等温線シミュレーション結果 ((a):二次空気導入面,(b):希釈空気導入面)

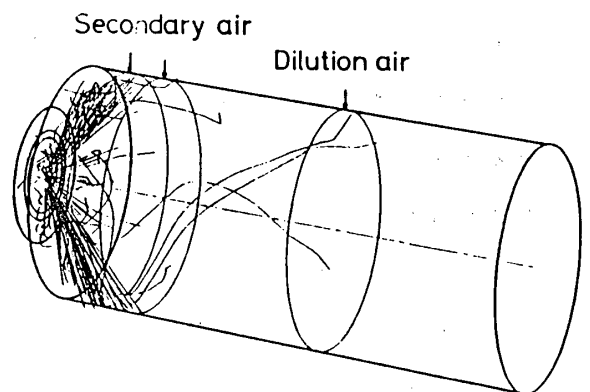


Fig.10 燃料噴霧飛跡計算結果(燃料流量72kg/hr)

うに説明される。燃料流量が47kg/hr以上の場合には、燃料流量の増加に対応してHCN濃度も増加するが、逆に燃料流量が多いほどHCNが生成する領域での O_2 濃度が減少するために、HCNがNOに転換する速度が減少するのに対して、燃料流量が37kg/hrの場合には、燃料過濃領域が少なくなるによりHCN濃度自体が急激に減少し、NOが生成されなくなると考えられる。

Fig.12に燃料流量72kg/hrの場合の燃焼器内NO濃度分布シミュレーション結果を示す。

上は二次空気及び希釈空気が導入されている面、下がどちらも導入されていない面の結果である。Fig.6,7の温度分布と比較すると、NO濃度が最も高い領域は二次空気と希釈空気導入位置の間の高温領域から若干下流の壁面近傍であることがわかる。これは燃料過濃状態で燃焼反応が進行している高温領域において急激に生成したHCNが、その下流で O_2 と反応することによりNOに転換していることを示している。また中心軸付近では燃料濃度は低く、NOは生成していない。なお今回のシミュレーション

においてはThermal NOxがほとんど生成しなかった（最大でも燃焼器出口平均で5ppm程度）。これは燃焼器が小さく高温部での滞留時間が短い上に、燃焼領域の下流で大量の希釈空気により急速に冷却されてしまうためであると考えられる。

以上がNOxシミュレーション結果であるが、今回はNOに関する測定データが少ないためNOx生成モデルの妥当性は議論できない。今後は燃焼器内部のHCN,NO分布の詳細な測定を行いモデルの検証を行う必要がある。

5. 結論

本研究では、ガスタービン燃焼器の噴霧燃焼シミュレーションを構築した。これにより燃焼器の燃焼特性について、従来は詳細な測定が困難であった燃焼ガス流動、温度及びNOx濃度分布相互の関係から議論することが可能になった。その結果、二次空気及び希釈空気噴流は中心軸付近まで到達し、燃焼器内ガス流速及び温度分布を支配していることがシミュレーションにより明らかになった。また本燃焼器の場合、高温領

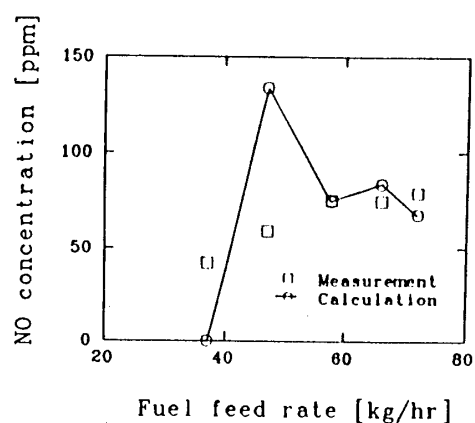


Fig.11 燃焼排ガス中NOx濃度

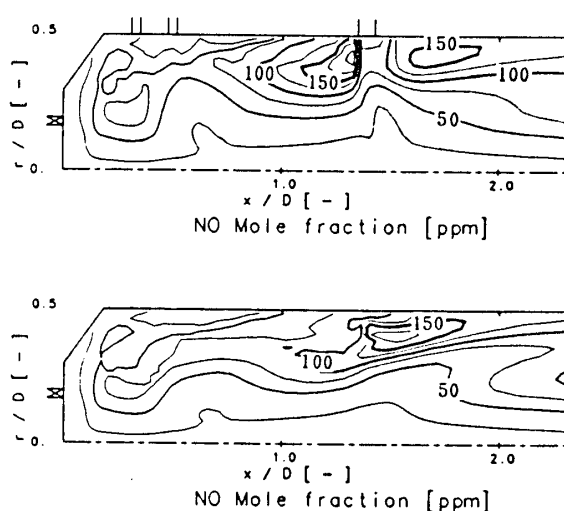


Fig.12 NO濃度分布シミュレーション結果
(上:二次空気,希釈空気導入面,下:非導入面)

域は中心軸上ではなく、二次空気導入位置と希釈空気導入位置の間の壁面に近い領域であり、高温の燃焼ガスは二次空気及び希釈空気噴流によっては中心軸付近へ輸送されず、壁面近傍に沿った形で下流に流れて行くことが示された。

NO_x濃度分布についてはPrompt NO_x生成モデルを考え燃焼器内濃度分布の解析を行った。そのモデルを用いたシミュレーションにより、中間生成物であるHCNは高温領域付近の燃料過濃領域で生成した後高温燃焼ガスと共に下流へ移動し、NOに転換するという結果が得られたが、このモデルの妥当性は今回は議論できなかった。

今後はシミュレーション予測精度（温度分布、燃焼器内NO_x分布）をさらに向上するために、特に燃料蒸気濃度分布に強く影響を及ぼす噴霧モデルと、生成機構モデル化の妥当性も含めてNO_x生成モデルについて検討を行う必要がある。

<参考文献>

- (1)宮内敏雄,森康夫,今村晃:日本機械学会論文集B編,45-(400),p.1912(1979)
- (2)森康夫,宮内敏雄,井上洋,大竹一友:日本機械学会論文集B編,46-(410),
p.2052(1980)
- (3)Takagi,T.,Ogasawara,M.,Daizo,M. and Tatsumi,T.:16th Symp.(Int.) on Comb.,
p.181(1976)
- (以上の他にも層流、乱流予混合及び拡散火炎あるいは微粉炭燃焼におけるNO_x生成機構について多くの報告がある。)
- (4)古畑朋彦,丹野庄二,三浦隆利,宮渕吉洋,安部利男,杉本富男,嬉一雄:第29回燃焼シンポジウム前刷集,p.664(1991)
- (5)古畑朋彦,青木秀之,丹野庄二,三浦隆利:燃料協会誌,70-(11),p.1082(1991)
- (6)Magnussen,B.F. and Hjertager,B.H.:16th Symp.(Int.) on Comb.,p.719(1976)
- (7)青木秀之,古畑朋彦,天笠敏明,丹野庄二,三浦隆利,大谷茂盛,大黒正敏:燃料協会誌68-(12),p.1053(1989)
- (8)De Soete:15th Symp.(Int.) on Comb.,p.1093(1975)
- (9)Smith,P.J.,Hill,S.C. and Smoot,L.D.:19th Symp.(Int.) on Comb.,p.1263(1982)

*安田俊彦	(日立造船株式会社)
香月正司	(大阪大学工学部)
水谷幸夫	(大阪大学工学部)

1. まえがき

近年計算機の能力向上にはめざましいものがあり、燃焼流の数値解析も盛んに行われている。しかしながら、ガスタービン燃焼器を始めとする通常流れ場が乱流である実用燃焼器を対象とする場合、全域にわたって直接解法を用いるにはまだ十分とは言えず、そのため現象を表現するための仮定、すなわち乱流燃焼モデルが必要である。そして、燃焼現象が火炎の微細構造に大きく依存していることを考えると、そのモデルは火炎構造の特徴を加味したものでなければならない。

乱流予混合燃焼では、流れ場の局所の乱れの状況に応じて火炎構造の支配因子が異なる“しわ状層流火炎”あるいは“分散反応領域火炎”が見られる⁽¹⁾⁽²⁾。筆者らはこれらが混在する乱流燃焼場を的確に予測するために、化学反応速度に支配されるしわ状層流火炎と、乱流混合に支配される分散反応領域に対応する部分からなり、燃焼反応率に対する両者の寄与割合は、局所の火炎微細構造を示す局所ダムケラ数に依存すると考える乱流燃焼モデルを提案した⁽³⁾。今回はこのモデルに含まれる種々の影響因子について考察・検討を加え、改良した結果について報告する。

2. 数学モデル

2.1 解析モデル

対象とする火炎は、一辺 50mm の正方形ダクトの中央下部に、幅 1mm のパイロットバーナ（流速 $U_p=10\text{m/s}$ ，温度 $T_p=1750\text{K}$ ）が置かれ、その両側を当量比 $\phi_m=0.65$ の都市ガス-空気予混合気が流速 U_1 および U_2 で流れる平面 2 次元せん断層を持つ乱流予混合火炎で、その詳細な実験結果はすでに報告した⁽¹⁾⁽²⁾。座標系は、パイロットバーナ口を原点として、鉛直方向に x 軸、水平方向に y 軸をとり、計算領域は $x = -14 \sim 158\text{mm}$ ， $y = -25 \sim 25\text{mm}$ である。これを図 1 に示す。

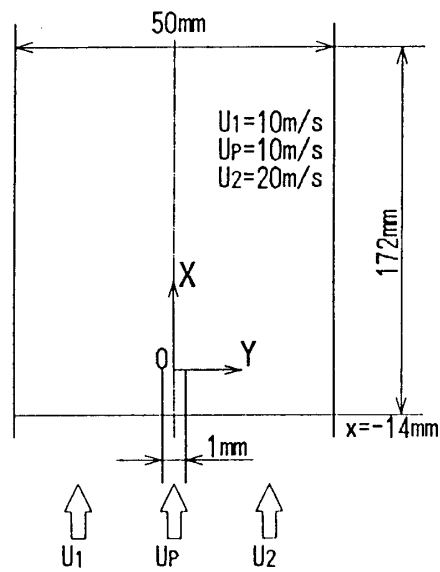


図 1 計算領域

支配方程式として、密度加重平均を施した連続の式、運動方程式、エネルギー方程式、化学種の保存方程式、ならびに乱流モデルのための付加方程式を取り上げる。これらに対する保存方程式は、すべて似通った形をしており、 ϕ を一般従属変数とすると、つぎのように表せる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \tilde{u} \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\rho} \tilde{v} \phi) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = S \quad (1)$$

従属変数 ϕ として、具体的には x, y 方向速度成分 \tilde{u} および \tilde{v} 、乱れエネルギー \bar{k} とその消散率 $\bar{\epsilon}$ 、エンタルピ \bar{h} 、燃料の質量分率 \widetilde{m}_{fu} を取り上げた。ただし、 \sim は密度加重平均値を示す。それぞれの従属変数に対する拡散係数 Γ 、生成項 S の具体的な値を表 1 にまとめてある。ここで、 μ_{eff} は実効粘性係数、 σ はプラントル数またはシュミット数、 \bar{p} は圧力、 $\bar{\rho}$ は密度、 $\overline{R_{fu}}$ は燃料の生成率である。乱流モデルには $k-\epsilon$ モデルを用いるが、その生成項中には密度変動に関する項が付加されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。また、乱流モデルに関する定数を表 2 に示す。

燃焼反応として、燃料 (CH_4) が酸素と反応して生成物 CO_2 と H_2O を生じる一段不可逆反応を仮定すると、局所の燃料の質量分率 \widetilde{m}_{fu} が求まれば、容易に量論関係から組成を求めることができる。

2.2 乱流燃焼モデル

乱流燃焼モデルとしては、乱流予混合火炎を構成する基本的な要素を、しわ状層流火炎と分散反応領域の二つと考える。これらの構造は、乱流混合の特性時間 τ_m と化

表 1 一般方程式の従属変数と係数

ϕ	Γ	S
1	0	0
\tilde{u}	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \bar{p} + \frac{2}{3} (\bar{\rho} \bar{k} + \mu_{eff} \text{div } \bar{U}) \right\}$
\tilde{v}	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \bar{p} + \frac{2}{3} (\bar{\rho} \bar{k} + \mu_{eff} \text{div } \bar{U}) \right\}$
\bar{k}	μ_{eff}/σ_k	$G_t - \bar{\rho} \bar{\epsilon}$
$\bar{\epsilon}$	$\mu_{eff}/\sigma_\epsilon$	$c_1 G_t \bar{\epsilon}/\bar{k} - c_2 \bar{\rho} \bar{\epsilon}^2/\bar{k}$
\bar{h}	μ_{eff}/σ_h	0
\widetilde{m}_{fu}	μ_{eff}/σ_m	$\overline{R_{fu}}$

$$G_t = \mu_{eff} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right)^2 \right] \quad \text{div } \bar{U} = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}$$

$$G_t = G_t - \frac{2}{3} \text{div } \bar{U} (\mu_t \text{div } \bar{U} + \bar{\rho} \bar{k}) - \frac{\mu_t}{\rho^2} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \right) - \frac{9}{55} \bar{\rho} \bar{k} \text{div } \bar{U}$$

表 2 乱流モデルの経験定数

C_D	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ	σ_h	σ_m
0.09	1.14	1.92	1.0	1.3	0.7	0.7

学反応の特性時間 τ_c の比, すなわちダムケラ数によって特徴づけられると考えられ, また実験的には, 両火炎構造の差異は温度変動の確率密度分布形などに現れる.

層流火炎では, 燃焼過程は化学反応に支配されるが, しわ状層流火炎は, 統計的構造を通して乱れの影響も受け, 温度変動の確率密度分布は双峰性となる. 一方の分散反応領域は, 強く乱流混合に支配され, 台形状分布を示す. 当量比一定の予混合気考えた場合, ダムケラ数は局所の乱れの状態に依存するが, 乱れはスペクトルを持つから, 二つの火炎構造が共存し, その割合がダムケラ数によって変化すると考える. そこで, ここでは

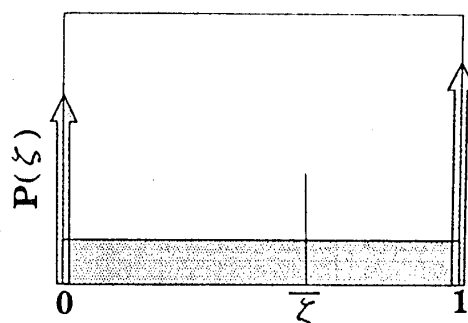


図2 ξ の確率密度分布

$$\xi = (m_{fu, u} - m_{fu}) / (m_{fu, u} - m_{fu, b}) \quad (2)$$

で定義される反応度 ξ について, しわ状層流火炎の性質を二値デルタ関数で, 分散反応領域のそれを矩形関数で代表するものとし, 両者の寄与割合は乱れのテーラースケール λ_T に基づいたダムケラ数 Da

$$Da = \tau_m / \tau_c = (\lambda_T / u') / (\delta_L / S_L) \quad (3)$$

の関数として表されるものとして, その確率密度分布の形状を図2に示すように仮定する. ただし, 添字 u, b はそれぞれ未燃混合気および完全燃焼ガス中における値を示し, δ_L は層流火炎厚み, S_L は層流燃焼速度, u' は乱れの rms 値である. また, 時間平均の燃焼反応率 $\overline{R_{fu}}$ については, 化学反応の寄与分 $\overline{R_c}$ と乱流混合の寄与分 $\overline{R_m}$ からなると仮定し, 両者の寄与割合を乱れのテーラースケール λ_T に基づいたダムケラ数 Da の関数として次式で与える.

$$\overline{R_{fu}} = \overline{R_c} [1 - \exp(-k_1 Da)] + \overline{R_m} \exp(-k_1 Da) \quad (4)$$

ただし, k_1 は経験定数である.

化学反応の寄与分 $\overline{R_c}$ は, 化学反応速度に比例するので, 濃度および温度の変動を考慮したアレニウス型反応速度式⁽⁶⁾で与えることにする.

$$\begin{aligned} \overline{R_c} &= -F \bar{p}^2 (\widetilde{m}_{fu} + m''_{fu}) (\widetilde{m}_{ox} + m''_{ox}) \exp\left(-\frac{E}{\mathcal{R} \widetilde{T}}\right) \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left(\frac{T'}{\widetilde{T}}\right)^n\right] \\ &= -F \bar{p}^2 \widetilde{m}_{fu} \widetilde{m}_{ox} \exp(-E/\mathcal{R} \widetilde{T}) [1 + X] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、変動量の二次の相関項まで採用すると、

$$X = R_{f_0} \frac{\overline{m'_{fu} m'_{ox}}}{\overline{m_{fu} m_{ox}}} + a_1 \left(R_{Tf} \frac{T' m'_{fu}}{\overline{T} \overline{m'_{fu}}} + R_{T_0} \frac{T' m'_{ox}}{\overline{T} \overline{m'_{ox}}} \right) + a_2 \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2 \quad (6)$$

$$a_1 = E / \mathcal{R} \overline{T}, \quad a_2 = (E / \mathcal{R} \overline{T})^2 / 2 - E / \mathcal{R} \overline{T}$$

となり、さらに三次の相関項まで採用すると、

$$X = R_{f_0} \frac{\overline{m'_{fu} m'_{ox}}}{\overline{m_{fu} m_{ox}}} + a_1 \left(R_{Tf} \frac{\overline{m'_{fu} T'}}{\overline{m_{fu} \overline{T}}} + R_{T_0} \frac{\overline{m'_{ox} T'}}{\overline{m_{ox} \overline{T}}} + R_{Tf_0} \frac{\overline{m'_{fu} m'_{ox} T'}}{\overline{m_{fu} m_{ox} \overline{T}}} \right) + a_2 \left\{ \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2 + R_{T2f} \frac{\overline{m'_{fu} \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2}}{\overline{m_{fu} \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2}} + R_{T2_0} \frac{\overline{m'_{ox} \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2}}{\overline{m_{ox} \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2}} \right\} + a_3 \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^3 \quad (7)$$

$$a_3 = E / \mathcal{R} \overline{T} - (E / \mathcal{R} \overline{T})^2 + (E / \mathcal{R} \overline{T})^3 / 6$$

ただし、 F はひん度係数、 \overline{p} は圧力、 E は活性化エネルギー、 \mathcal{R} は気体定数、 \overline{T} は温度、 $'$ は rms 値である。たとえば濃度変動および温度変動の rms 値は、 ζ の確率密度分布の平均値まわりの二次モーメントとして定義される変動 \overline{g} と ζ の定義から、

$$\overline{g} = \overline{(\zeta - \bar{\zeta})^2} \quad (8)$$

$$m'_{fu} = \overline{g}^{1/2} (m_{fu,u} - m_{fu,b}) \quad (9)$$

$$T' = \overline{g}^{1/2} (T_b - T_u) \quad (10)$$

となる。ただし、 T_b は断熱火炎温度、 T_u は未燃混合気温度である。また、 R_{f_0} 、 R_{Tf} 、 R_{T_0} 、 R_{T2f} 、 R_{T2_0} 、 R_{Tf_0} は燃料・酸素・温度の二量、三量間の相互相関係数を意味するが、ここでは予混合燃焼を対象とするので、

$$R_{f_0} = 1, \quad R_{Tf} = -1, \quad R_{T_0} = -1, \quad R_{T2f} = -1, \quad R_{T2_0} = -1, \quad R_{Tf_0} = -1 \quad (11)$$

と仮定する。なお、濃度および温度の変動を考慮しない場合は $X = 0$ となる。

一方、乱流混合支配の反応の寄与分である $\overline{R_m}$ は、未燃混合気と既燃ガスのうずが出合う確率および消散速度に比例すると考えられるので、うず崩壊モデルと類似の次式で与える。

$$\overline{R_m} = -A \overline{\rho} \overline{m'_{fu}} [(1 - V_b) V_b] \overline{\varepsilon} / k \quad (12)$$

ただし、 A は経験定数、 $\overline{\rho}$ は密度、 V_b は既燃ガスの体積分率である。 V_b は反応度 $\overline{\zeta}$ を用いて次のように表される。

$$V_b = \frac{m_{f,u,u}(\rho_u - \bar{\rho}) + (m_{f,u,u} - m_{f,u,b})\bar{\rho}\xi}{m_{f,u,u}\rho_u - m_{f,u,b}\rho_b} \quad (13)$$

3. 数値解法

支配方程式の離散化には，コントロール・ボリュームに基づく有限差分法を採用し，SIMPLE法によって定式化した⁽⁷⁾．計算スキームは一次精度のべき乗スキーム，計算法は圧力補正による緩和繰り返し法である．

格子点配列はx方向に51点，y方向に67点，パイロット噴口付近に密な不等間隔格子を採用した．

入口境界に対しては実験値，ただし ε に対しては実験値から導かれる経験則による値を与えた．出口では，x方向のこう配なしを仮定し，壁に対しては濃度はこう配なし，その他の従属変数には壁関数を用いた．

4. 結果および考察

文献1，2に報告されている2種類の火炎条件，すなわち弱乱れ火炎(II-C)と強乱れ火炎(III-C)について本モデルを適応した結果と実測値を図3および図4に示す．まず図3の温度分布についてであるが，ここでは，化学反応の寄与分 \bar{R}_c について濃度および温度の変動の影響を表す X を評価するために，それぞれの火炎に対して， $X=0$ の場合， X に式(6)を用いた場合， X に式(7)を用いた場合について計算を行った．平均値について見ると，II-Cではいずれも実験値と良い一致を示しており，三者の違いはあまり明確ではないが，III-Cについては， $X=0$ としたものよりも X に式(6)を用いた場合，さらにはわずかだが式(7)を用いた場合になだらかな分布となり，下流断面の高流速側でみられる実験値との差が改善されている．実験結果を詳細に見ると，未燃ガス温度と既燃ガス温度の中間の1000Kあたりを境として，その温度以下では下に凸，それ以上では上に凸の分布となっていることがわかるが，これは燃焼反応率がこの温度，言い換えれば反応度 $\xi = 0.5$ あたりで最大値をとることを示している．本研究で提案したモデルでは，乱流燃焼率は \bar{R}_c と \bar{R}_m の双方の影響を受けるが，全体としては \bar{R}_c が支配的である．さらにダムケラ数を一定とすると，より高次まで温度および濃度変動の影響を考慮することにより \bar{R}_c がピークを示す反応度の値が0.9あたりから0.7，0.6と下がることを考えると， \bar{R}_c に変動を考慮することの有効性は理解できよう．なお，変動の影響を考慮することにより \bar{R}_c の値そのものは増加するので，最大燃焼反応率をほぼ等しくするためには活性化エネルギー E を修正する必要がある．ここでは $X=0$ の場合は $E/R=20000$ ， X に式(6)を用い

た場合 $E/R = 22000$, X に式(7)を用いた場合 $E/R = 22500$ としている. 変動値については, 実験値と比べやや変動が大きく見積られるものの, 平均値が実験値と一致している部分については, 変動値も実験値と良い一致がみられる. この変動値については当初 \bar{g} についての保存式による導出を試みたが, 一般に拡散火炎について推奨される経験定数を用いると, 実験値とかけ離れた結果しか得ることができなかった. 本モデルで提案したように, 燃烧モデルに含まれる局所反応度の確率密度分布から求

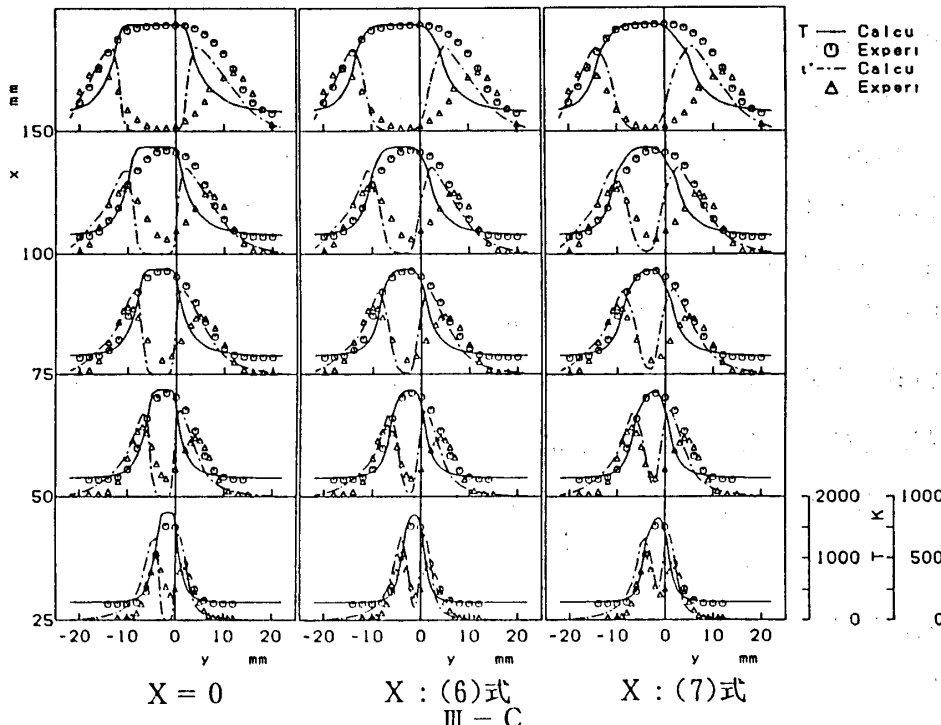
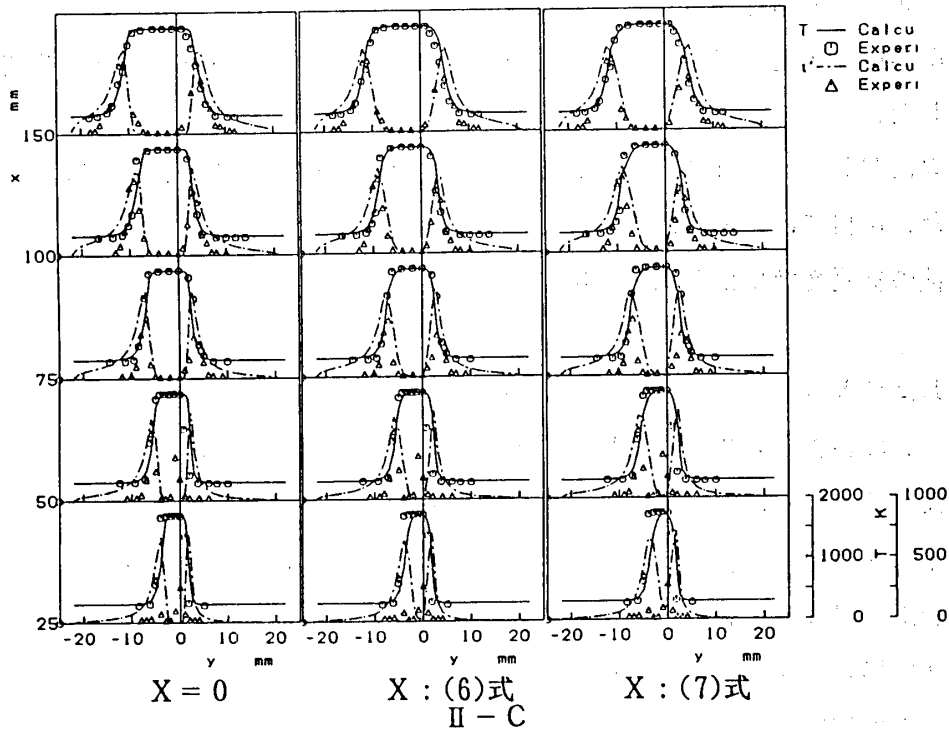


図3 温度分布

められる変動を採用した方が良好な結果が得られることを考えると、予混合燃焼における反応度の変動は、乱流モデルの類推から得られる濃度変動の生成・消滅に依存するよりは、燃焼反応に大きく支配され、輸送の影響も小さいと考えられる。

一方、図4に示す流速についてであるが、ここでは計算値としてXに式(6)を用いた結果を示した。まず、平均流速分布についてみると、II-C、III-Cとも上流部では $k-\epsilon$ モデルの生成項に密度変動に関する項を付け加えた効果により、火炎の過大な広がりが抑えられ、実験値とよい一致を示している。しかし下流部については、II-C

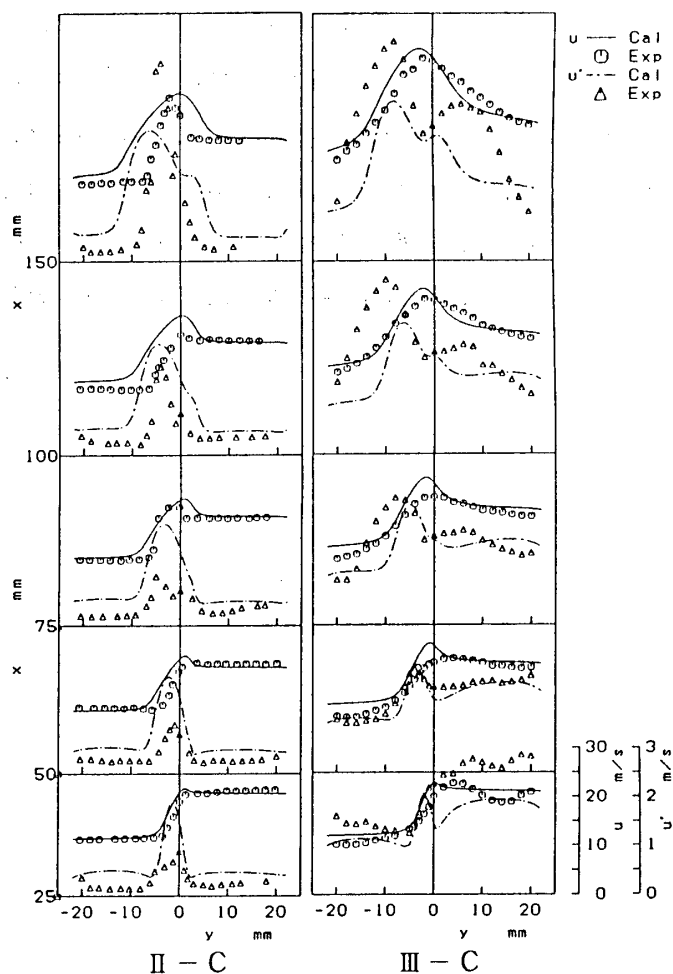


図4 流速分布

では温度分布が極めて実験値とよく一致しているにもかかわらず、流速勾配のある位置は広がっている。III-Cについては、温度分布から考えて、燃焼量がやや小さく見積もられていると予想されるにもかかわらず極めて実験値とよく一致している。また、変動値については、II-C、III-Cとも下流部で大きな差がみられる。これらの理由としては、有限の燃焼器壁の存在による3次元流れの影響もさることながら、燃焼流における乱流モデルがまだ十分でないことを示していると考えられる。

ここで提案した燃焼反応モデルは、燃焼器内の局所の乱れの状態に対応して反応率を予測する点で有効であると思われる。しかし乱れの予測値と極めて密接に結びついているため、反応率の計算に用いられる局所ダムケラ数が実際の乱流場の状況を的確に表現しているかどうかが重要になる。したがって、火炎が存在する場合の乱れの抑制や増幅も含めて、さらに検討の必要があろう。

文献

- (1) 香月・ほか5名, 機論, 54-500, B, (1988), 993.
- (2) 香月・ほか5名, 機論, 55-514, B, (1989), 1729.

- (3) 安田・ほか2名, 第29回燃焼シンポジウム, (1991), 637.
- (4) Jones, W.P., Models for Turbulent Flows with Variable Density and Combustion, in Prediction Methods for Turbulent Flows, (1980), Hemisphere, p. 379.
- (5) Bradley, D.ほか4名, Combust. Flame, 71(1988), 109.
- (6) Khalil, E.E., Modelling of Furnaces and Combustors, (1982), Abacus Press.
- (7) Patankar, S.V., (水谷・香月訳), 熱と流れの数値解析, (昭60), 森北出版.

A-6 燃焼による層流化現象のモデリング

*李 昌彦

(豊橋技術科学大学大学院)

小沼 義昭

(豊橋技術科学大学)

1. まえがき

火炎の存在によって乱れの生成が抑制される現象が噴流拡散火炎に存在することは古くから知られているが⁽¹⁾、その発生理由としては次のようなことが考えられる⁽²⁾。乱れの比較的弱い領域が燃焼によって高温になると、動粘性係数の増大によって局所乱流レイノルズ数が小さくなる。その結果、局所乱流レイノルズ数が大きな、強い乱流場では存在する乱流運動エネルギーの生成と消散のバランスが崩れ、消散速度の方が大きくなって乱れが抑制される。本報では、まず再循環流領域をもつブラフボディ乱流拡散火炎においても層流化現象が存在することを示し、ついで以前著者らが噴流火炎における層流化を表現するために提案した $k-\epsilon$ モデルに対する修正関数がブラフボディ乱流拡散火炎のモデリングにも有効であることを示す。

2. ブラフボディ乱流拡散火炎に対する実験

使用した燃焼器の概要を図1に示す。ブラフボディを形成する円柱の直径は43 mm、中心ノズルの内径は6 mm、周囲空気流流出円孔の内径は110 mmである。実験条件は、周囲空気流の平均吹き出し速度を23%一定とし、燃料として用いた H_2/N_2 混合気(容積比1:2)を中心ノズルから平均速度を17%及び25%と変化させて噴出さ

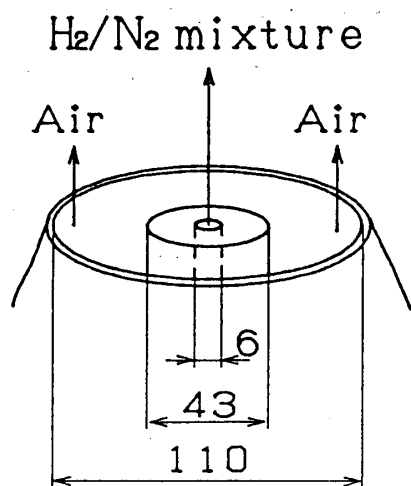
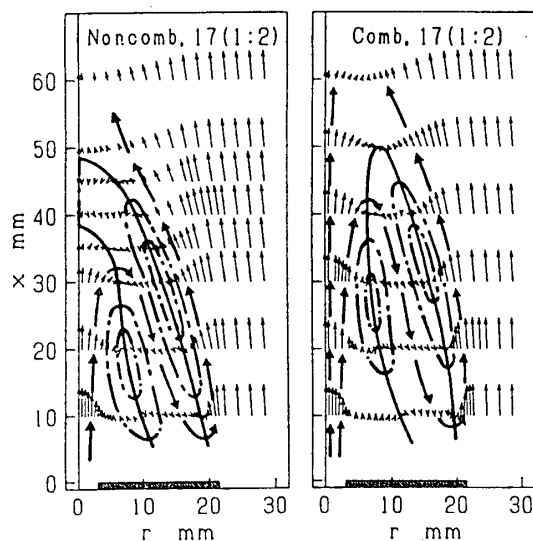


図1 燃焼器の概要



(a) 非燃焼時 (b) 燃焼時

図2 流れ場の流線図

せた。実験装置や測定方法の詳細は文献(3)に報告してある。

流れ場の概要理解のため、図2に燃料噴流速度17%の場合の流線図を示す。(a)図は非燃焼時、(b)図は燃焼時で、 x はノズル先端からの軸方向距離、 r は中心軸からの半径方向距離である。また斜線部は図1の円柱ブラフボディの端面を表す。図中の一点鎖線は2個のトロイダルうず、太線の矢印は燃料噴流の流線を示し、実線は軸方向時間平均流速が0となる点を結んでおり、実線の内部は逆流領域である。両図を比較すると、燃焼によって中心噴流の貫通力が増大することがわかる。

図6(a)、図7(a)は非燃焼時及び燃焼時の時間平均流速 \bar{U} と乱れ運動エネルギー k の中心軸上分布を示す。実線は燃料噴流速度17%、破線は25%の場合である。両図を比較すると、燃焼による中心噴流の貫通力増大がより明確に見られ、さらにポテンシャルコア部が長くなって流速最小点の位置が下流に移動することもわかる。

図3は $x = 10$ mm断面の流速に関する測定結果を示す。(a)図は非燃焼時、(b)図は燃焼時である。乱れは中心噴流の周辺部及び後流域と周囲流の境界領域にピークをもち、その中間領域はほぼ平坦な低い分布を示すが、燃焼時にはこの乱れが全領域に渡って抑制されており、これは前述の燃焼による層流化の結果であると考えられる。レイノルズせん断応力 $\overline{u'v'}$ 及び半径方向時間平均流速 \bar{V} も燃焼によって低下しているが、これは中心噴流周辺部及び後流域周辺部における運動量やスカラ量の半径方向への輸送速度を低下させる。この運動量の輸送速度低下が図2で見られた燃焼によって中心噴流の貫通力が増加する現象の一つの原因になっていることがわかる。

3. モデリング及び計算方法

基礎方程式としては、密度加重平均による連続の式、運動量及び以下に示す乱流モデルと燃焼モデルに関連したスカラ量に対する保存式を円筒座標で表して用いた。ブラフボディ乱流拡散火炎に対する方程式は楕円型であるが、噴流火炎に対しては境界

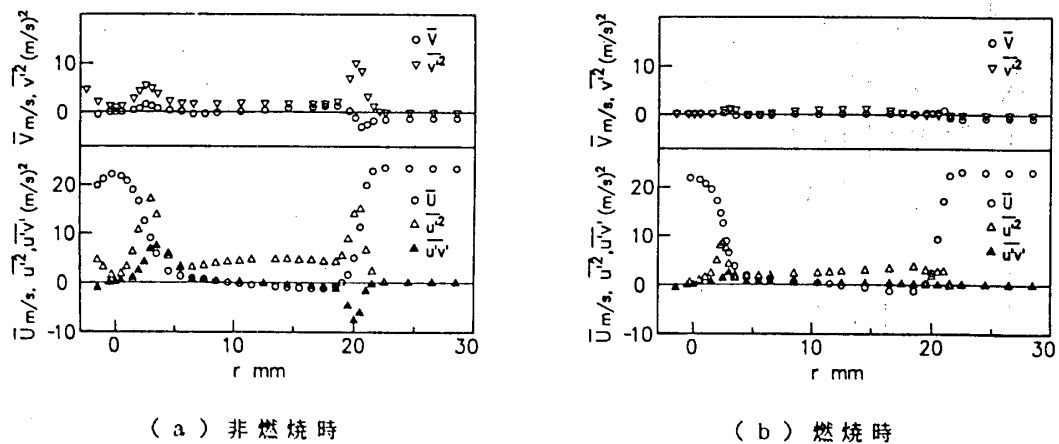


図3 $x = 10$ mm断面の流速に関する測定結果

層近似して放物型の式を用いた。

乱流モデルとしては $k - \epsilon$ 2 方程式モデルを使用した。 $k - \epsilon$ モデルにおける乱れ運動エネルギー k 及びその消散速度 ϵ に対する輸送方程式は式 (1) (2) のようになり、式 (3) から乱流粘性係数 μ_t を求める。“ $\bar{\quad}$ ”、“ \sim ” は通常時間平均及び密度加重平均を表す。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \tilde{U} k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \bar{\rho} \tilde{V} k) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G_k - \bar{\rho} \epsilon \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \tilde{U} \epsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \bar{\rho} \tilde{V} \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{\epsilon 2} f_2 \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \bar{\rho} k^2 / \epsilon \quad \dots \dots \dots (3)$$

$$G_k = \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial \tilde{U}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\tilde{V}}{r} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} \right)^2 \right] \quad \dots \dots \dots (4)$$

先に述べた燃焼場での層流化の機構を考えると、層流化現象を表す乱流モデルとは結局低乱流領域へも適用可能なモデルを意味する。 $k - \epsilon$ モデルを基礎としたこのようなモデルは、壁面近傍の流れ場のモデリングにおいて数多く提案されている⁽⁴⁾。式 (2) (3) における f_μ と f_ϵ はこれらのモデルを参照して導入した修正関数であり、無修正の場合は $f_\mu = f_\epsilon = 1$ である (以下これを通常 $k - \epsilon$ モデルと呼ぶ)。今回の数値シミュレーションで用いられた f_μ と f_ϵ の関数は著者らが以前提案した⁽⁵⁾ 次の式 (5) (6) を用いた (以下これを修正 $k - \epsilon$ モデルと呼ぶ)。

$$f_\mu = 1 - 0.6 \exp\{-(R_t/250)^2\} \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$f_\epsilon = 1 - 0.05 \exp\{-(R_t/1000)^2\} \quad \dots \dots \dots (6)$$

関数中の R_t は局所乱流レイノルズ数で、 $R_t = k^2 / \nu \epsilon$ によって求めた。この修正関数は高温空気噴流に対する実験結果を対象にした数値シミュレーションの最適化によって得たものである。

燃焼モデルとしては、化学反応速度無限大の 1 段不可逆反応を仮定し、乱れによる不均質混合を表現するために確率密度関数 (PDF) を用いるモデルを使用した。PDF の関数形としては、Clipped Gauss 分布を仮定し、密度加重平均の PDF は次の式

表 1 $k - \epsilon$ モデル及び燃焼モデルにおける経験定数

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	C_{g1}	$C_{\epsilon 2} = C_{g2}$	σ_k	σ_ϵ	$\sigma_f = \sigma_g$
0.09	1.44	2.8	1.92	1.0	1.3	0.7

(7) (8) から求められる混合分率 \tilde{f} とその変動量の 2 乗平均 g から決定した⁽⁶⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \tilde{V} \tilde{f}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \bar{\rho} \tilde{V} \tilde{f}) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu_t + \mu}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_t + \mu}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \tilde{f}}{\partial r} \right]$$

..... (7)

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \tilde{V} g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \bar{\rho} \tilde{V} g) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu_t + \mu}{\sigma_g} \right) \frac{\partial g}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_t + \mu}{\sigma_g} \right) \frac{\partial g}{\partial r} \right]$$

$$+ C_{s1} \mu_t \left[\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial r} \right)^2 \right] - C_{s2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon g}{k} \quad \dots \dots \dots (8)$$

k - ε 乱流モデル及び燃焼モデルに含まれている経験定数としては一般に用いられている表 1 に示す値を用いた。また、数値計算は、噴流拡散火炎に対しては GENMIX4 プログラムを応用し、ブラフボディ乱流拡散火炎は差分法としてベキ乗法を用い、SIMPLE 法によって行った。

4. シミュレーション結果及び検討

4-1 噴流拡散火炎

計算の対象とした火炎はたて型の同軸噴流拡散火炎で、H₂/N₂混合気(容積比 1 : 2)を燃料として内径 6 mm の円筒ノズルから周囲空気流に平行上向きに噴出させたものである⁽²⁾。ノズル流の噴出レイノルズ数を 5,000、10,000、15,000 に変化させた時の噴流中心軸上の時間平均流速及び乱れ速度の実測分布を図 4 (a) に示す。(b) (c) 図はこれに対するシミュレーション結果で、(b) 図は通常 k - ε モデルによる、(c) 図は層流化を考慮した修正 k - ε モデルによるものである。通常 k - ε モデルの予測結果では、レイノルズ数を変えても乱れのピーク位置が変化しないのに対し、修正 k - ε モデルを用いるとピーク位置が実測結果にはほぼ対応して変化するなど、予測結果が改善されていることがわかる。

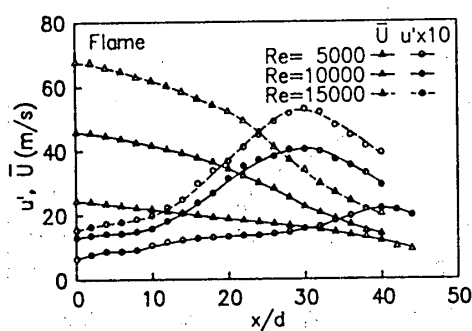
図 5 は Re = 10,000 の噴流拡散火炎に対する中心軸上濃度分布及び三つの火炎に対する温度分布を示したもので、(a) は実験結果、(b) (c) は通常 k - ε モデル及び修正 k - ε モデルによるシミュレーション結果である。この結果を見ても、修正関数(5) (6) を用いて層流化を考慮することにより、予測結果が大幅に改善されることがわかる。

4-2 ブラフボディ乱流拡散火炎

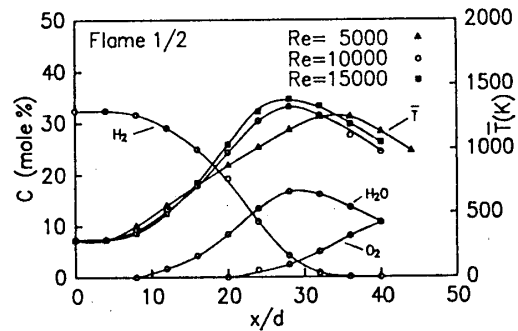
図 6 に非燃焼時の中心軸上における U 及び k の分布を示す。図中の実線は燃料噴流の平均速度が 17 %、破線は 25 % の場合である。(a) 図は実測結果、(b) (c) 図は通常 k - ε モデル及び修正 k - ε モデルによる計算結果で、両計算結果と実測結果を比較すると分布形状については計算結果は実測結果を良好に予測していることが

わかる。ただし定量的には計算結果の方が中心噴流の減衰が速く、流速の極小点や乱れのピーク位置がより上流側に予測されており、また流速の極小値が過小となっている。(b)(c)図を比較すると、僅かではあるが相違が認められ、修正関数の影響で計算結果は改善され(c)図は実測結果に若干近い予測を与えている。常温の同軸噴流では修正関数の影響が現れないことは以前報告したが⁽⁷⁾、これに対して図6に示す計算では影響が認められた理由としては、プラフボディ後流においては壁面近傍や再循環流領域内部に乱れの弱い場所が存在しているためであると思われる。

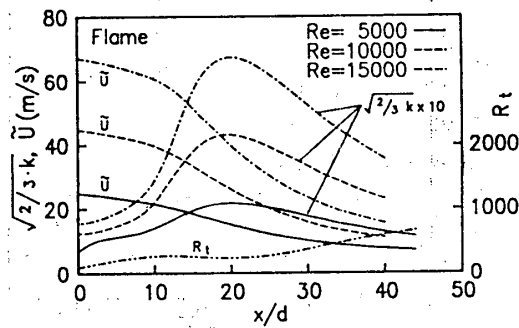
図7は燃焼時に対する中心軸上のU及びkの分布を示す。(a)(b)図を比較すると、通常k-εモデルによる計算結果と実測結果との相違は、図6の非燃焼時の結



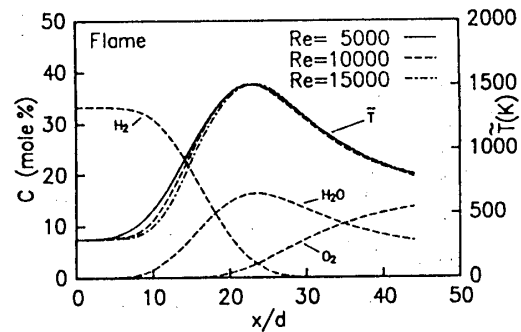
(a) 実験結果



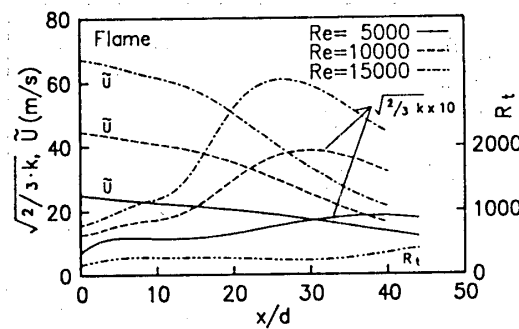
(a) 実験結果



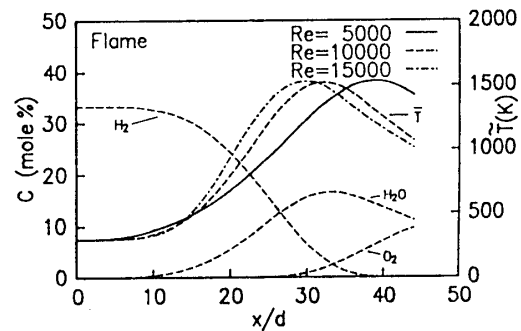
(b) 通常モデルによる計算結果



(b) 通常モデルによる計算結果



(c) 修正モデルによる計算結果



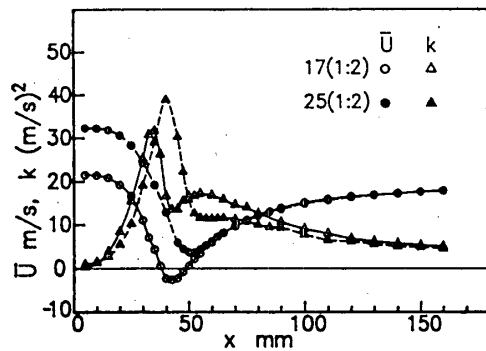
(c) 修正モデルによる計算結果

図4 火炎中心軸上における流速及乱れ速度分布

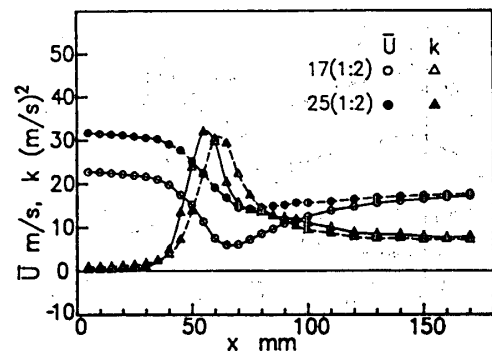
図5 火炎中心軸上における温度及び濃度分布

果よりさらに大きくなっている。(b)(c)図を比較すると、修正 $k-\varepsilon$ モデルの適用は U の減衰速度及び極小値、 k の分布状況などすべての点においてシミュレーション結果を改善する方向に動かし、その改善の幅も非燃焼時より著しく大きくなっていることがわかる。ただし、(a)(c)図を比較すると、修正モデルによる計算結果においても U の減衰速度、極小点の位置及びその値などについて実験結果との相違が見られる。しかしながら、この相違は非燃焼時の相違とほぼ同程度であり、不一致の原因も非燃焼時のシミュレーションにおけるそれと同じであろうと思われる。

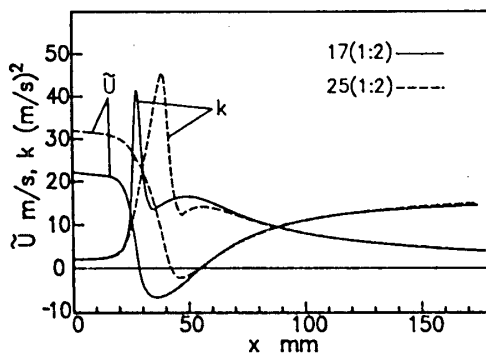
図8は、半径方向分布に対する結果の一例として、燃料噴流速度17%の燃焼時における種々の水平断面での U に対する実測結果と計算結果を比較したものである。こ



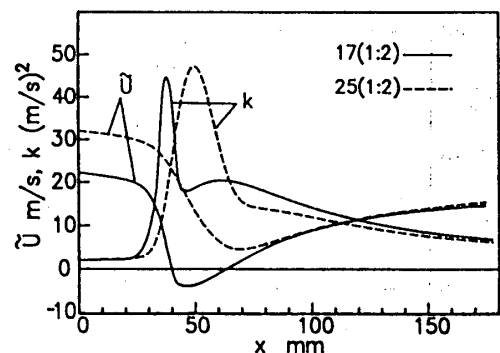
(a) 実験結果



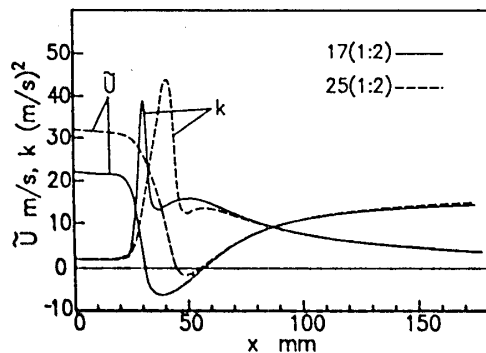
(a) 実験結果



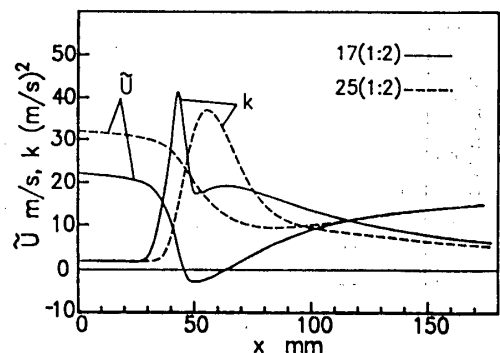
(b) 通常モデルによる計算結果



(b) 通常モデルによる計算結果



(c) 修正モデルによる計算結果



(c) 修正モデルによる計算結果

図6 非燃焼時の中心軸上における U 及び k の分布

図7 燃焼時の中心軸上における U 及び k の分布

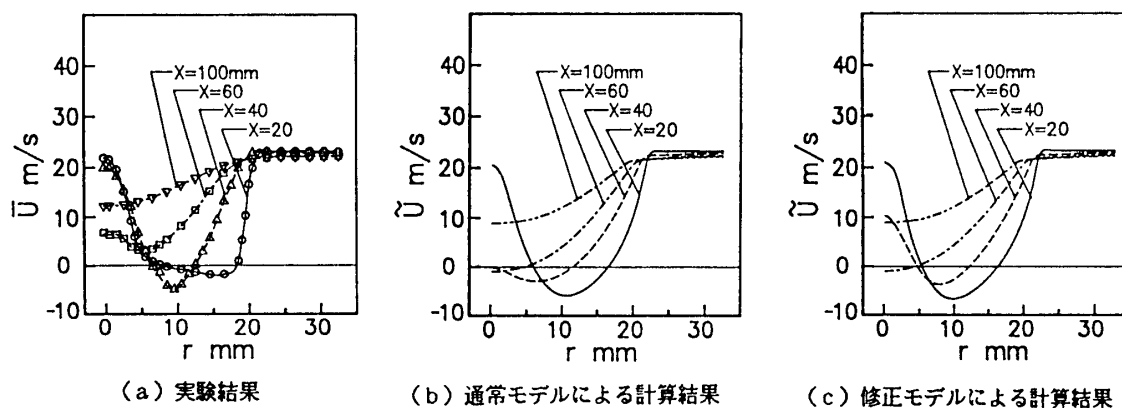


図 8 燃焼時の水平断面における軸方向平均速度の分布

これらの図から、半径方向分布においても、修正 $k-\varepsilon$ モデルは通常 $k-\varepsilon$ モデルよりも良好な予測結果を与えること、ブラフボディ表面に近い $x = 20 \text{ mm}$ 断面の分布など一一致度が必ずしも十分でない点も認められるが、修正 $k-\varepsilon$ モデルによる予測結果はほぼ実験結果を表現できていることなどがわかる。

5. ま と め

本報では、従来噴流拡散火炎で認められていた燃焼による層流化現象が再循環流領域を持つブラフボディ乱流拡散火炎においても存在することを実験的に示した。ついで、著者らが以前提案した層流化を表現するための修正 $k-\varepsilon$ モデルが、噴流拡散火炎のみならずブラフボディ乱流拡散火炎のモデリングにも有用であることを示した。ただし、層流化を表現するために本研究で使用したモデルはまだ不満足なものであり、より一般性のあるモデルを得るためさらに研究を続ける必要がある。

文 献

- (1) Takagi, T., ほか 2 名, *Combust. Flame*, 37-2 (1980), 163.
- (2) 李・ほか 2 名, *機論*, 56-528, B(1990), 2503
- (3) 李, 小沼, *機論*, 57-544, B (1991), 4266.
- (4) Patel, V.C., ほか 2 名, *AIAA J.*, 23-9 (1985), 1308.
- (5) 李, 小沼, *機論*, 56-532, B (1990), 3921.
- (6) Lockwood, F.C. and Naguib, A.S., *Combust. Flame*, 24-1 (1975), 109.
- (7) 李, 小沼, *機論*, 57-533, B (1991), 339.

A-7 噴流拡散火炎における乱流変動特性

* 山下 博 史 (名古屋大学工学部)
柳 田 玄 一郎 (名古屋大学工学部)
井戸田 敏 博 (名古屋大学大学院)
竹 野 忠 夫 (名古屋大学工学部)

1. 緒言

空気流中の燃料同軸噴流の乱流拡散火炎は基本的かつ実用的に関心が持たれている最も重要な問題の一つであり、これまで数多くの研究がなされてきた。現在、乱流反応性流れのモデル化が非常に盛んである[1-3]。これらの大部分の研究は有限反応速度の影響に関するものであるが、乱流場における熱発生に伴う流れの特性は未だ適切には理解されていない。我々は、燃料噴流拡散火炎の層流から乱流への遷移についての数値解析による研究において、流れの安定性および遷移に対する密度の減少および輸送過程の促進の効果を明らかにした[4]。さらに、誘起された流れと火炎の変動の挙動がこれらの効果によって影響されることも明らかにした。これによって乱流噴流拡散火炎の特徴的な様相に対するいくつかの知見が、変動火炎面の挙動に対するこれらの効果を研究することにより得ることができると考えられる。

前報では遷移現象、すなわち層流噴流の安定性を取扱った。そこでは、分子輸送過程の時間スケールが化学反応のそれよりも非常に大きいので、無限大の反応速度に基づく火炎面モデルを適用することができた。しかし、乱流場における非定常火炎面の挙動の研究にこのモデルを適用することには問題がある。一般に、乱流輸送過程の時間スケールは反応のそれよりも大きいとは限らないからである。しかしながらこれまでの実験的観察によって、大規模な組織構造が非反応せん断層のみならず乱流火炎噴流においても混合過程を支配していることが示されており[5-7]、今や火炎の大規模組織構造はよく知られたものとなっている。そのような火炎においては、火炎の基本的ふるまいは、反応と乱流の間の複雑な相互作用の過程を持ち込むことなく、火炎面モデルによって調べることができるものと考えられる[8]。加えて、大規模組織構造は二次元性を保持するので、二次元流れ場の計算によりその挙動を調べることができる。小さなスケールの三次元乱流はその変動の進展する過程を多少変えるかも知れないが、その本質的な特性を変えることはない[9]。

この研究でのアプローチは通常の数値計算のそれとは幾分異なる。すなわち、著者らは実際の現象を正確に予測したり、再現することを意図してはいない。むしろ数値実験によって、現象を支配する物理過程を解明することを試みる。実際には二次元の

噴流というものは存在しないにも関わらず、基本的な物理過程は同じものと考えて二次元計算を実行する。輸送現象に関する物性値に対して、それらの個々の効果を明確にするために、非現実的な仮定を適用する。もしこのような数値実験の考え方を認めれば、含まれている個々のパラメータを非常に容易に制御することができるので、実際の実験に比べていくつもの有利さを見出すことができる。実際、乱流拡散火炎の構造についての我々の他の報告において、このアプローチが非常に有効であることが示されている [10]。この研究の目的は、乱流噴流拡散火炎の構造についてのいくつかの知見を得るために、燃料噴流拡散火炎によって誘起された乱流変動の特性を数値的に研究することである。

2. 解析モデル、仮定および数値計算

解析モデル、仮定および数値計算法は前報 [4] のそれと同じであるので、ここでは簡単に記述する。流れは非定常で平面二次元である。カーテシアン座標系を用い、 x を主流方向、 y を幅方向とし、原点を噴射管出口中央とする。 u および v はそれぞれ軸方向および幅方向速度であり、 z は結合関数である。燃料は幅 d の噴射管から十分に発達した速度分布および一様温度 T_0 で、速度 u_0 および温度 T_0 の同軸空気流中に噴出される。 $Y_{i,0}$ は燃料中の化学種 i の質量分率、 $Y_{i,\infty}$ は空気流中のそれである。空気と燃料を分離する噴射管隔壁板の厚さは零とし、境界層が上下の隔壁板に沿って空気側で自然に発達する。

混合気は理想気体とし、その反応は反応速度無限大の一段の不可逆総括反応とする。考慮する化学種は燃料、酸素、窒素および生成物である。濃度拡散のみが考慮され、各化学種の濃度拡散係数は等しいものとする。混合気の定圧比熱は一定とし、ルイス数は 1 とする。粘度 μ および拡散係数 D は次式のように温度 T に依存するものとする [11]。

$$\mu \propto T^{0.7}, \quad D \propto T^{1.7}$$

質量および運動量の保存方程式、状態方程式、および結合関数に関する方程式を同時に解く。境界条件は通常の通りであり、前報 [4] の図 1 に記述されている。初期条件は時刻 $t = 0$ において燃料が突然噴出されることとするが、時間が十分に経過し初期条件の影響が完全に消え去った状態での火炎の挙動に注目している。いかなる人工的なく乱も流れに加えておらず、もし流れが不安定ならば変動は自然に現れる。

実際の計算では無次元量が使われた。代表長さは d 、代表速度は y について平均化された燃料噴流速度 u_0 である。代表時間は d/u_0 であり、その他の量については噴射された燃料での値が代表値として用いられる。最も重要なパラメータは次式で定義されるレイノルズ数である。

$$Re = \rho_0 u_0 d / \mu_0$$

数値計算では差分法（有限体積法）が用いられ、Patankar の SIMPLER 法が適用された [12]。対流項には QUICK スキーム、時間展開には Euler の完全陰解法が用いられ、無次元時間刻み $\Delta t = 0.2$ とした。差分格子の数は x および y 方向にそれぞれ 121 および 101 とした。またその間隔は不等間隔とし、噴射管出口近傍で最も細かく、 $\Delta x / d$ は 0.16 ~ 1.8 程度とした。用いた燃料はメタンであり、火炎面での結合関数の値は $z^* = 0.05504$ である。圧力は大気圧とし、空気および燃料は室温とした。空気流の速度は平均燃料噴流速度の 1/10 とした。その他の詳細については前報 [4] を参照されたい。

3. 計算結果および検討

$Re = 1000$ および 2000 の場合について、表 1 に示すような密度および輸送係数の異なる五つのケースに対する火炎面の挙動を調べた。これらは前報 [4] で取り扱われた元の六つのケース A ~ F に対して今回追加されたケース G および H を含んでいる。ここでは、密度および輸送係数の値を噴射管出口での値で基準化し、噴流の下流側で温度が変化することによる温度依存性を考慮する。すなわち、噴射管出口での状態が同じ場合に、噴流の流れ方向および幅方向に状態が変化することによって、流れや火炎の挙動がどのような影響を受けるかということについて検討する。 θ 、 ρ 、 μ 、 ν および D は、それぞれ無次元温度、密度、粘度、動粘度および拡散係数であり、 ρ_Y は異なる化学種の濃度分布による密度の変化分を表している。ケース B は着火されていない等温噴流、すなわち凍結噴流であり、燃料が同軸空気流中に反応することなく噴射される。燃料の CH_4 の空気中での混合による小さな密度分布が存在するが、輸送係数は一定である。ケース C は着火された火炎噴流、すなわち「正規」の火炎噴流である。密度の変化は濃度分布にも依存するが、大部分は温度の増加によって生じる。輸送係数は火炎中の温度の増加の結果として増加する。ケース D は仮想的な火炎噴流であり、粘度は温度に依存しないと仮定され、その結果一定となる。ケース G はもう一つの仮想的な火炎噴流であり、密度が温度に依存せず、濃度分布のみによって変化する場合をである。したがって、動粘度はケース C に比べ減少する。また、ケース H はさらに別の仮想的な火炎噴流であり、

密度が濃度分布によってのみ変化するが、動粘度はケース C とまったく同様な温度依存性を持つものとする。拡散係数の挙動はこれら

表 1 火炎中における密度の減少および粘度の増加の効果

Case	θ	ρ	μ	ν	D
B (Frozen jet)	1	ρ_Y	1	$1/\rho_Y$	1
C (Flame jet)	θ	ρ_Y/θ	$\theta^{0.7}$	$\theta^{1.7}/\rho_Y$	$\theta^{1.7}$
D (Flame jet)	θ	ρ_Y/θ	1	θ/ρ_Y	$\theta^{1.7}$
G (Flame jet)	θ	ρ_Y	$\theta^{0.7}$	$\theta^{0.7}/\rho_Y$	$\theta^{1.7}$
H (Flame jet)	θ	ρ_Y	$\theta^{1.7}$	$\theta^{1.7}/\rho_Y$	$\theta^{1.7}$

すべての四つの火炎噴流ケースC, D, GおよびHについて同じである。

以下では、大部分の場合、ケースCを基準として比較しながら説明する。また、図面では二次元の疑似カラー表示と三次元の立体表示を併用した。

3. 1 幅方向速度変動と火炎面位置の関係

前報[4]で明らかにしたように、火炎噴流においては、火炎の存在により流れが安定化するが、噴流レイノルズ数が増加し $Re=2000$ 程度になると、凍結噴流と同様に乱流へ遷移し、内層に Kelvin-Helmholtz の不安定性によるスケールの小さな速度変動が生じる。この変動の強度は噴流レイノルズ数が大きいほど大きく、また、そのスケールは下流側ほど大きくなる。このような速度変動は火炎面の挙動と密接な関連があると考えられる。図1に $Re=2000$ における正規の火炎噴流での瞬間の温度分布と、対応する瞬間の幅方向速度分布を示す。後者の図には瞬間の火炎面が重ね合わされている。図から分かるように、速度変動の大部分は常に火炎面の内部に閉じ込められている。すなわち、速度変動は火炎面に近づくと急速に消滅する。このことは他のいかなる瞬間においても同様である。火炎面位置は結合関数が比較的小さな値 $z^*=0.05504$ となるところに対応するので、火炎面は常に結合関数 z の分布の外縁に位置する。したがって、上述の結果は z の幅方向の分布が幅方向速度変動によってほとんど決まることを示唆している。上流側の層流火炎部分において、燃料は噴流のエントレンメントによって誘起された内向きの空気流に対向する外向きの分子拡散によって火炎面に輸送される。しかしながら、流れが乱流になると、誘起された幅方向速度変動が燃料の輸送をほとんど支配することになる。このことは z の支配方程式における各項の大きさを比較することによって確かめられている。したがって、当然のことながら火炎面が常に速度変動の外縁に位置することになる。この知見はレイノルズ数が小さい特別な場合、すなわち乱流への遷移領域に対して得られたものである。しかしながら、上述の説明はレイノルズ数に依らないものと考えられるので、大きなレイノルズ数の完全発達乱流領域についても同じ挙動が期待される。

凍結噴流においては、火炎の存在による流れの安定化の効果がないため、 $Re=1000$ でも速度変動が生じるが、図1'に示すように、 $z^*=0.05504$ で定義した仮想的な火炎面の位置と速度変動領域の関係については、火炎噴流の場合と同様な結果となっている。

3. 2 密度の効果

図2に $Re=2000$ におけるケースGおよびHに対する瞬間温度分布を示す。図1に示したケースCのそれと比較すると、以下のような三つの差異が分かる。第一に、ケースGの遷移距離[4]はケースCよりも短い。すなわち、密度の減少が同じ粘度の値に対してそれほど大きくないために、流れはより不安定になる。このことは動粘度

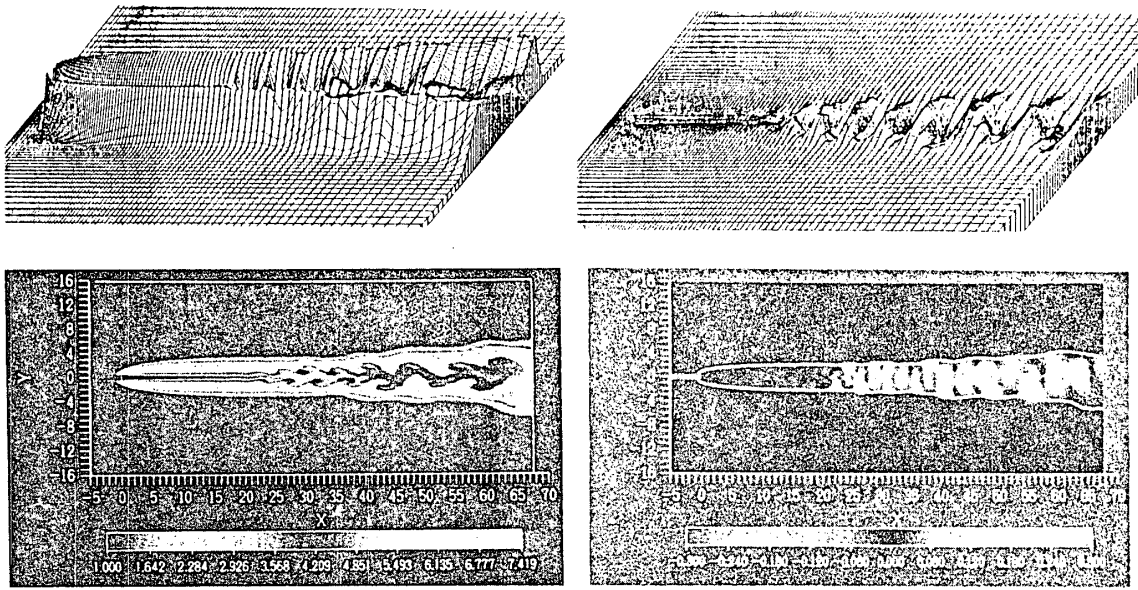


図1 温度および火炎面を重ね合わせた幅方向速度の瞬間分布 (Case C, $Re=2000$)

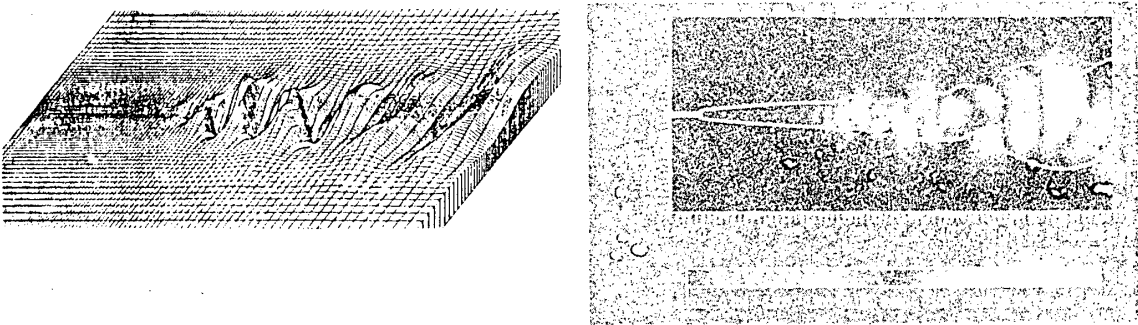


図1' 温度および火炎面を重ね合わせた幅方向速度の瞬間分布 (Case B, $Re=1000$)

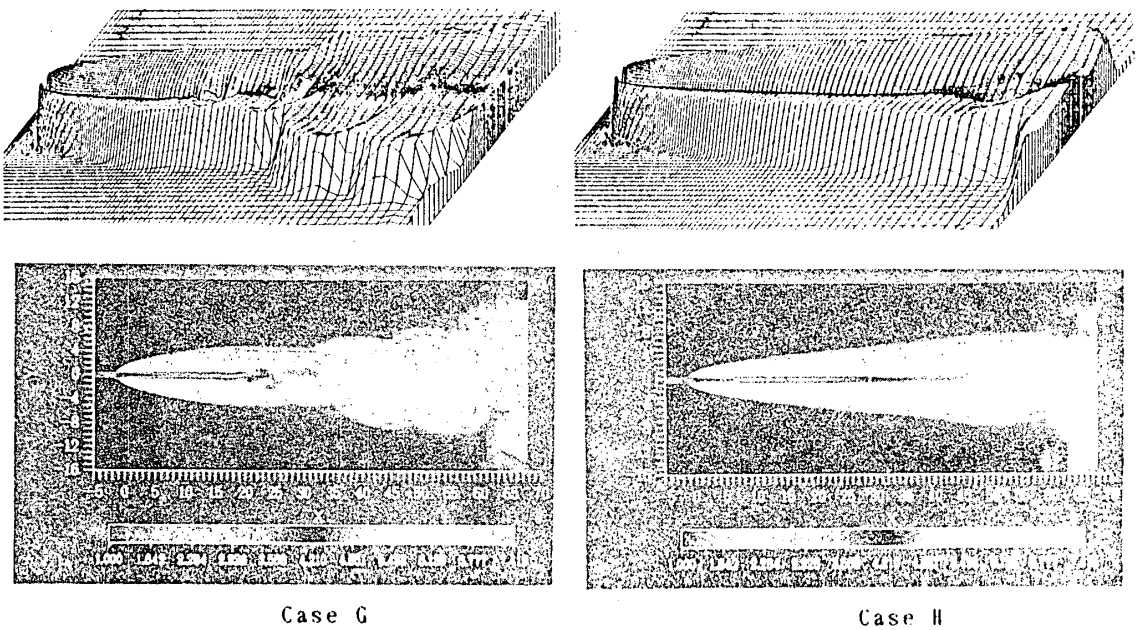


図2 温度の瞬間分布 (Case G および H, $Re=2000$)

の減少によって説明される。この状況はケースHでは逆となり、遷移距離はケースCよりも長くなる。動粘度の温度依存性は同一であるが、粘性層がより厚くなるとともに、下流側で軸方向速度が小さくなっていることが原因と考えられる。

第二に、より大きな密度を持つケースGおよびHの場合において、上流側の層流火炎の幅がより大きい。層流火炎の幅は燃料の外向きの拡散と噴流のエントレメントにより誘起された内向きの幅方向速度の間のバランスによって決められる。大きな密度の場合には、エントレメントはより小さくなり幅方向速度が減少する。このため、火炎の幅はより広くなる。

最後に、より大きな密度を持つケースGおよびHの場合には、下流側の乱流部分における変動火炎面の幅方向への広がりがより大きい。後者の場合、流れが下流側で乱流となると、火炎の幅方向への広がりは非常に大きくなる。密度の増加は幅方向速度変動の運動量を増加させ、この変動は同軸空気流の運動量に対抗してより容易に広がることができる。このことは正規の火炎噴流における密度の減少が変動火炎面の幅方向の広がりを抑制する作用があることを示唆している。すなわち、乱流火炎の幅は着火していない等温噴流の幅から予想されるものよりもかなり小さい。このことは大きなレイノルズ数の完全発達乱流においても同様に期待される。また、図1'のケースBの場合でも同様である。

3.3 粘性の効果

粘度の増加が火炎面の挙動に与える効果を調べるために、火炎面位置の確率密度関数(PDF)を導入する。このPDFは火炎面がある位置に存在している割合を表す[4]。図3に $Re=1000$ におけるケースCおよびDの場合のPDF分布を比較して示す。考える瞬間のサンプル数は128とした。2本のほとんど平行な赤い線はPDFが4となる位置を表している。これらの線で囲まれた領域は変動火炎面が存在するところを示し、したがってこの幅は変動火炎面の振幅を示している。図より、下流側の乱流部分における振幅はケースCすなわち大きな粘度の場合ではより小さいことが分かる。すなわち、振幅は粘度の増加とともに減少する。問題はどのような機構によって粘度が火炎面の挙動に影響するかということである。図には幅方向速度の実効値(r.m.s.)の分布がPDF分布に重ね合わされている。ケースCの場合、カラースケールに示されたr.m.s.の大きさはより小さく、遷移距離はより長い。もちろん、このことは火炎中の粘度の増加が幅方向速度変動を抑制することに起因する。一方、前に述べたように、瞬間の火炎面位置は幅方向速度によってほとんど決められる。抑制された変動は直ちに変動火炎面の振幅の減少をもたらす。このことは正規の火炎噴流において、変動火炎面の振幅が着火していない等温噴流の挙動から予想されるものよりもかなり小さいことを示唆する。同じことが、図3'に示されるように、ケースBにおいて $z = z^*$

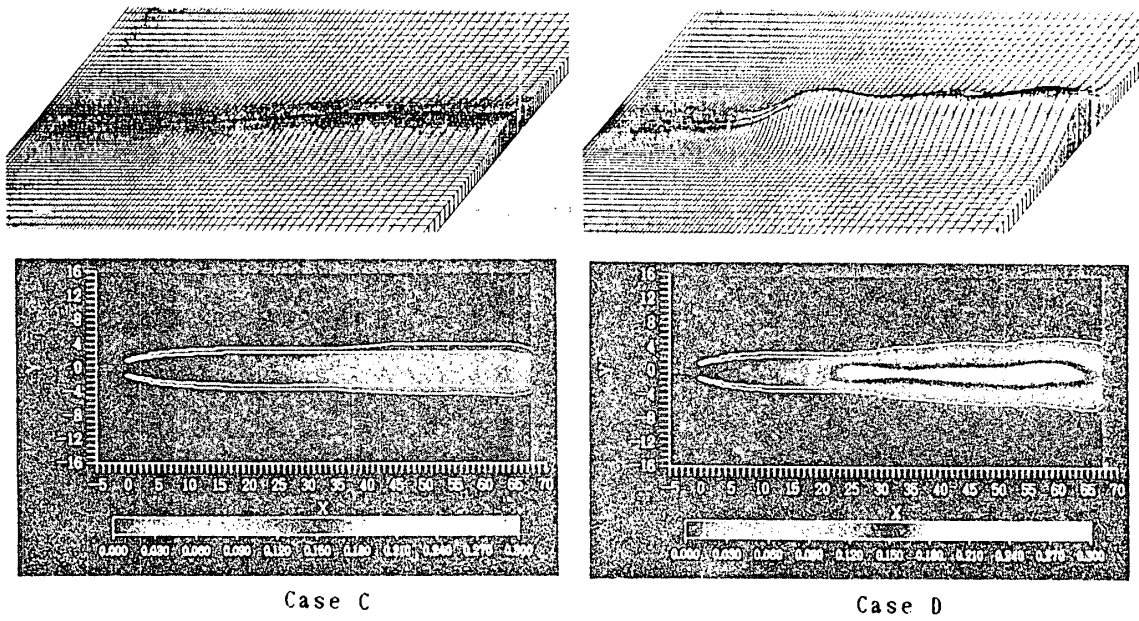


図3 幅方向速度 r.m.s. と火炎面位置 PDF の分布 (Case C および D, $Re=1000$)

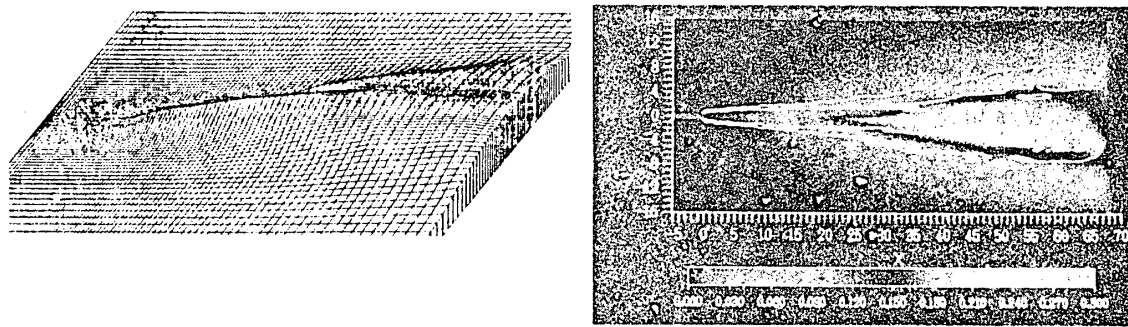


図3' 幅方向速度 r.m.s. と仮想火炎面位置 PDF の分布 (Case B, $Re=1000$)

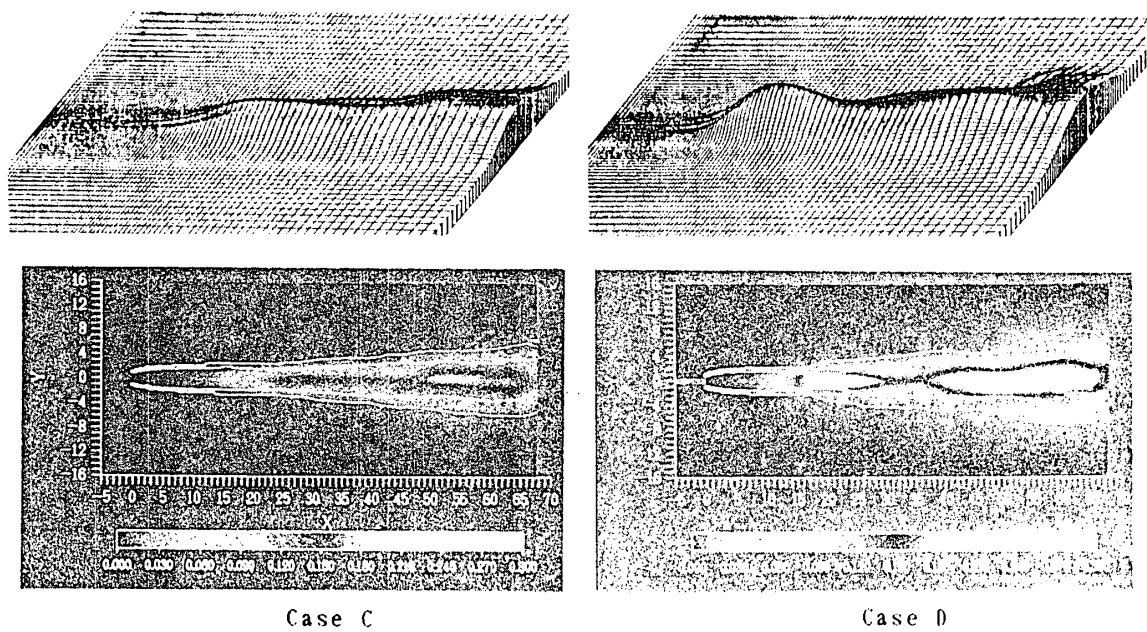


図4 幅方向速度 r.m.s. と火炎面位置 PDF の分布 (Case C および D, $Re=2000$)

に位置する仮想的な火炎面に対する PDF分布をケースCにおけるそれと比較することによって確かめられた。

もう一つの問題は上述の火炎の挙動に対してレイノルズ数がどのように影響するかということである。図4に $Re=2000$ に対する結果を示す。火炎の振幅は粘度の増加とともに減少する。また、r.m.s.は $Re=1000$ と比較してより大きくなり、さらに火炎の振幅もより大きくなる。このことは速度変動が、粘度と同様にレイノルズ数にも依存することを示唆している。現段階では、この変動の挙動が遷移乱流領域の特性であるかどうか、また、変動の統計的性質が大きなレイノルズ数に対して粘度やレイノルズ数に依存しなくなるかどうか明らかではない。したがって、乱流変動が粘度やレイノルズ数に依存する限りにおいて、火炎の変動の振幅もそれらに依存すると言うことができる。

結 論

二次元燃料噴流拡散火炎の乱流変動特性について、反応速度無限大の火炎面モデルに基づく数値計算を行い、以下のような結論を得た。

- (1) ほとんどの幅方向速度変動は常にその瞬間の火炎面の内側に閉じ込められる。
- (2) 火炎噴流中の密度の減少は変動火炎面の幅方向への広がりを抑制する効果がある。
- (3) 火炎噴流中の粘度の増加は、幅方向速度変動を抑制することにより、変動火炎面の振幅を減少させる。

文 献

- (1) Peter, N., 21st Symposium(International) on Combustion, p.1231, The Combustion Institute, 1988.
- (2) Bilger, R.W., 22nd Symposium(International) on Combustion, p.475, The Combustion Institute, 1989.
- (3) Pope, S.B., 23rd Symposium(International) on Combustion, p.591, The Combustion Institute, 1991.
- (4) Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno, T., Proc. R. Soc. Lond., A431(1990), p.301.
- (5) Takeno, T. and Kotani, Y., Combust. Sci. Technol., 10(1975), 45.
- (6) Takeno, T. and Kotani, Y., Acta Astronautica, 2(1975), 999.
- (7) Takeno, T. and Kotani, Y., Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.131(1991), AIAA, p.93.
- (8) Takeno, T. and Kotani, Y., Acta Astronautica, 6(1979), 1009.
- (9) Fedorchenko, A.T., Soviet Physics Dokl., 33(1988), 717.
- (10) Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno, T., Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.131(1991), AIAA, p.193.
- (11) Strehlow, R. A., Combustion Fundamentals, p.67, McGraw-Hill, 1984.
- (12) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, 1980.

Index の予測

- * 竹野 忠夫 (名古屋大学工学部)
 J. F. Driscoll (ミシガン大学工学部)
 西岡 牧人 (名古屋大学工学部)
 森 智章 (名古屋大学大学院)

1. はじめに

乱流拡散火炎は実用的に最も多く用いられている火炎である。従ってこの火炎中でのNOの生成量を理論的に予測することが出来れば非常に有用である。ところが一般的に言って、この予測は極めて難しい。NOの生成過程を正確に記述するためには、多数の素反応群からなる詳細な化学反応機構を考慮する必要がある。一方では、流れ場中での温度や濃度の変動が生成過程に大きく影響し、多数の素反応と同時にこのような変動の効果をも考慮した計算を行わなければならない。原理的には、化学反応を伴った流れに対する非定常の運動方程式、エネルギー式などの基礎方程式を数値的に解くことによって、このような予測が出来る筈であるが、このような膨大な計算は実際問題としては現段階では殆ど不可能に近い。そこで何らかのモデリングが必要となる。

一般に、乱れの特性時間に比べて化学反応時間が十分に短い乱流拡散火炎に対しては、いわゆる Laminar Flamelet Model が適用できるものと考えられている [1]。このような火炎では、各瞬間において化学反応は比較的狭い反応帯のみにおいて集中して行なわれ、その局所的構造は層流火炎の構造に近いものと考えられる。従って層流火炎に対する計算を基にして、乱流火炎中でのNOの生成量を予測できる可能性がある。特にNOの生成は、火炎帯の中でも温度の高い領域で集中して行なわれるが、その領域は同時に燃料の消費が最も盛んに行なわれる領域にもなっている。従って、火炎の各位置においてNOの生成速度を燃料の消費速度で割ることによって、局所的な Emission Index を定義することが出来るので、このような考えが有効なものと考えられる。本研究では、まずNOの生成機構が比較的簡単な水素空気拡散火炎を取り上げ、層流対向流拡散火炎中でのNOの生成過程を数値計算によって検討した。また、火炎の単位面積当りのNOの生成速度や燃料の消費速度の概念を導入することによって、NOの Emission Index を求め、これに及ぼす伸長率の影響を調べた。また得られた値を、乱流拡散火炎に対して実験的に求められた値と比較検討した。

2. 対向流拡散火炎と火炎単位面積当りの生成及び消費速度

図1に解析モデルを示す。平行な上下一對の無限に広い軸対称ノズルの下部より燃料、上部より空気を一様な速度で吹き出す。対向する二つの流れの衝突面近傍に平面状の拡散火炎が形成される。下部ノズル面の中心に円筒座標の原点をとり、 (x, r) が軸方向と半径方向距離、 (u, v) が各方向速度成分を表わす。この火炎の構造は流れ場に対する相似解を基にした連立常微分方程式によって記述される [2]。次に火炎のNOの排出特性を定量的に評価するために、火炎の単位面積当りの各成分の生成速度または消費速度の概念を導入する。図2に示す任意の半径 r 、高さがノズル間距離 L の円筒形の検査体積を考える。相似解の性質を用いると、任意の成分 k に対する質量保存方程式を次式のように導くことができる。

$$\begin{aligned} & \pi r^2 \rho_0 Y_{k,0} (u_0 + V_{k,0}) - \pi r^2 \rho_L Y_{k,L} (u_L + V_{k,L}) + \pi r^2 \int_0^L W_k \dot{\omega}_k dx \\ & = 2\pi r \int_0^L (\rho v Y_k) dx. \end{aligned} \quad (1)$$

ここで ρ は密度、また $Y_k, V_k, W_k, \dot{\omega}_k$ はそれぞれ k 成分の質量分率、拡散速度、分子量及びモル生成速度である。添え字 o は下部ノズル出口の値、また L は上部ノズル出口の値を示す。左辺第1及び第2項は下部及び上部ノズルから検査体積に流入する k 成分の質量流量、また第3項は検査体積内において化学反応によって生成される k 成分の質量生成速度を表わす。これに対して右辺は円筒の周囲表面から半径方向への対流によって流出する k 成分の質量流量を表わす。両辺を検査体積の断面積 πr^2

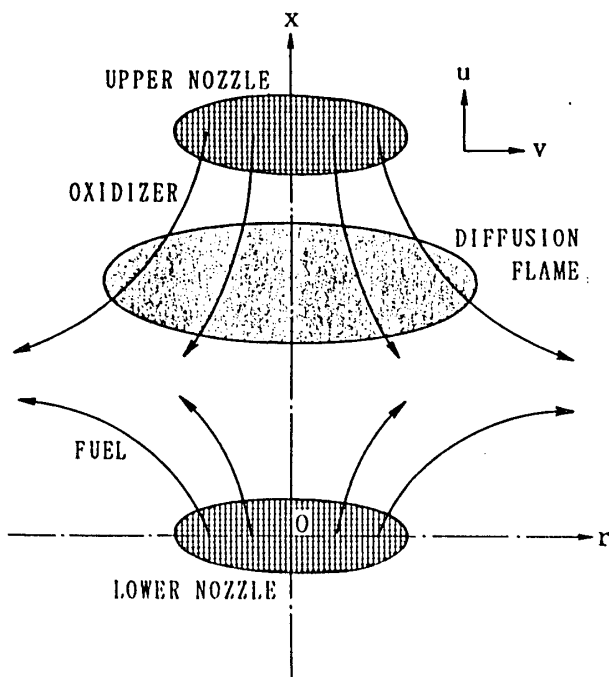


図1. 解析モデル

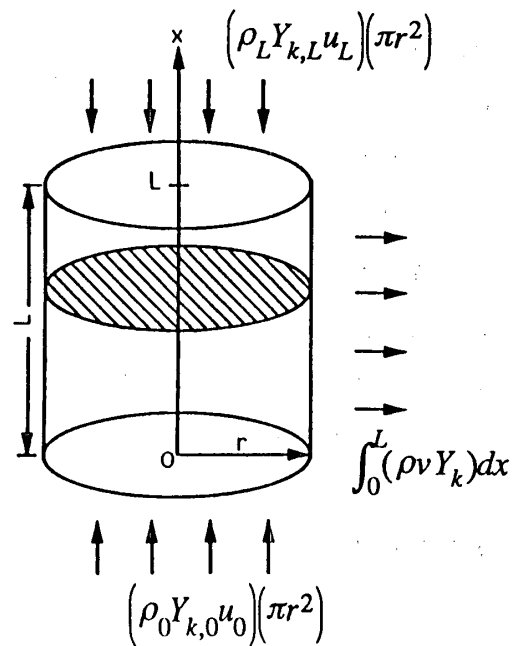


図2. 検査体積図

で割ると火炎単位面積当りの各量についての保存方程式が次式のように導かれる。

$$\rho_0 Y_{k,0}(u_0 + V_{k,0}) - \rho_L Y_{k,L}(u_L + V_{k,L}) + \int_0^L W_k \dot{\omega}_k dx = 2 \int_0^L (\rho \frac{v}{r} Y_k) dx \quad (2)$$

ここで ω_k , ρ , Y_k , v/r は x のみの関数である。

今 k 成分として NO を考えた場合、 NO は両方のノズルから流入することは無く、 $Y_{NO,0} = Y_{NO,L} = 0$ となるので、上式の左辺第1及び第2項は0となる。残りの二つの項がバランスすることになるが、火炎帯内部で生成されたものがそのまま半径方向への対流によって流出することを示している。すなわち

$$\int_0^L W_{NO} \dot{\omega}_{NO} dx = 2 \int_0^L (\rho \frac{v}{r} Y_{NO}) dx \quad (3)$$

次に燃料成分 Y_F について考える。上部ノズル出口では存在しないので、 $Y_{F,L} = 0$ となり、次式を得る。

$$\rho_0 Y_{F,0}(u_0 + V_{F,0}) + \int_0^L W_F \dot{\omega}_F dx = 2 \int_0^L (\rho \frac{v}{r} Y_F) dx \quad (4)$$

左辺第1項は下部ノズルからの流入項、第2項は火炎帯内部で消費される ($\omega_F < 0$) 項であり、その差が火炎帯からの流出項になっている。この最後の項が問題であるが、一般に対向流火炎のように伸長を受ける火炎では、火炎帯に流入する燃料の全てが燃焼するわけでは無く、一部は反応に参加しないで未燃のまま火炎帯から流出する。そこでノズルより流入した燃料の内、反応によって実際に消費される燃料の質量割合 I_F を次式によって導入する。

$$I_F = \frac{\rho_0 Y_{F,0}(u_0 + V_{F,0}) - 2 \int_0^L (\rho \frac{v}{r} Y_F) dx}{\rho_0 Y_{F,0}(u_0 + V_{F,0})} = \frac{-\int_0^L W_F \dot{\omega}_F dx}{\rho_0 Y_{F,0}(u_0 + V_{F,0})} \quad (5)$$

このように定義された I_F は、燃料や空気の物理的、化学的性質のみならず、燃料及び空気の吹き出し速度やノズル間距離など流れの条件にも依存する量となる。特に次式で定義される火炎伸長率 K_f に大きく依存する。

$$K_f = \frac{u_0 + u_L}{L} \quad (6)$$

次に NO の Emission Index として EI_{NO} を導入する。火炎の単位面積当りの NO の質量生成速度は(3)式で与えられているので、これを単位面積当りの見かけの燃料噴射流量で割ると次式を得る。

$$EI_{NO} = \frac{\int_0^L W_{NO} \dot{\omega}_{NO} dx}{\rho_0 Y_{F,0}(u_0 + V_{F,0})} \quad (7)$$

また、実際に消費された燃料で定義するとすれば、次式となる。

$$EI_{NO} = \frac{\int_0^L W_{NO} \dot{\omega}_{NO} dx}{-\int_0^L W_F \dot{\omega}_F dx} = \left[\frac{\int_0^L W_{NO} \dot{\omega}_{NO} dx}{\rho_0 Y_{F,0} (u_0 + V_{F,0})} \right] \left[\frac{\rho_0 Y_{F,0} (u_0 + V_{F,0})}{-\int_0^L W_F \dot{\omega}_F dx} \right] = \frac{EI'_{NO}}{I_F} \quad (8)$$

この二つの量の内、実際に意味があるのはむしろ后者であり、この量によって火炎のNO或いはこれにNO₂を加えたNO_xの排出特性を評価出来るものとする。

このようにして層流の対向流拡散火炎に対して定義されたEINOXもまた、燃料や空気の性質のみならず、流れの条件に依存する量となる。これを基に乱流拡散火炎の排出特性を予測するためにはさらに工夫が必要である。特にLaminar Flamelet Modelが適用できる火炎に対しては、予測できる可能性が高いと考えられるが、伸長率を基にした考えが有効であるものと考えられる。すなわち、乱流火炎では伸長率が各位置によって異なるのでEINOXもまた局所的な量となる。もし何らかの方法によって乱流火炎中での伸長率の確率密度分布を求めることが出来れば、それによって平均化することによって火炎全体に対するEINOXの予測が出来る筈である。

3. 数値計算

本研究においては燃料として水素、酸化剤として空気を用いた。採用した化学反応機構はMillerらによって推奨されているもので[3]、22種類の成分と73個の素反応からなる。熱力学的データ及び輸送係数はCHEMKINデータベース[4,5]から求めた。ノズル間距離は1.5cmに固定し、燃料と空気の噴射速度 u_F , u_0 を等しくしたまま20cm/s ($K_f = 26.7$ 1/s) から200cm/s ($K_f = 266.7$ 1/s)まで変化させて計算を行った。

図3(a),(b)に $u_F = u_0 = 20, 60, 200$ cm/s ($K_f = 26.7, 80.0, 266.7$ 1/s)の場合

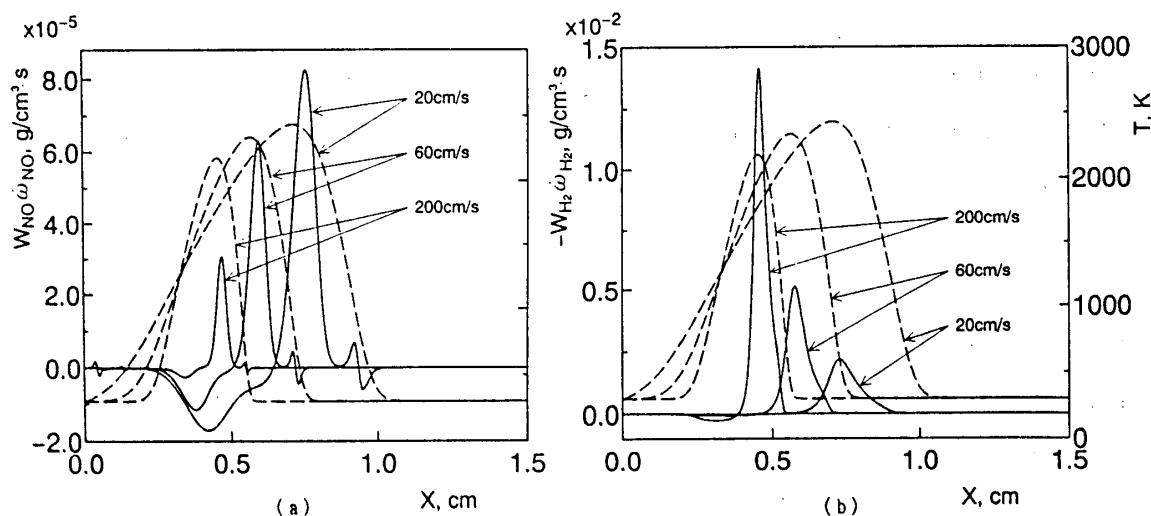


図3. (a) NO質量生成速度(実線)と温度(点線)の分布
(b) H₂質量消費速度(実線)と温度(点線)の分布

における NO の質量生成速度 $W_{NO}\dot{\omega}_{NO}$ と H_2 の質量消滅速度 $-W_{H_2}\dot{\omega}_{H_2}$ の x 方向分布を各々温度 T の分布と共に示す。いずれの噴射速度の場合も、NO は主として温度最高点よりやや空気側で生成され、また燃料側で消滅する。一方、 H_2 は温度最高点付近で消滅している。また噴射速度が増加するに従って、火炎帯幅が減少し、それとともに $W_{NO}\dot{\omega}_{NO}$ と $-W_{H_2}\dot{\omega}_{H_2}$ の分布の幅も減少するが、各々の最大値は $W_{NO}\dot{\omega}_{NO}$ が減少するのに対して $-W_{H_2}\dot{\omega}_{H_2}$ は増加する。

図 4 (a), (b) に火炎伸張率 K_f に対する NO の質量生成速度 $W_{NO}\dot{\Omega}_{NO}$ と H_2 の質量消滅速度 $-W_{H_2}\dot{\Omega}_{H_2}$ の変化を示す。ここで $\dot{\Omega}_k$ は火炎の単位面積当りの k 成分のモル生成速度を表し、次式で与えられる。

$$\dot{\Omega}_k = \int_0^L \dot{\omega}_k dx \quad (9)$$

図より、 K_f の増加に対して $W_{NO}\dot{\Omega}_{NO}$ は単調に減少する一方で $-W_{H_2}\dot{\Omega}_{H_2}$ は単調に増加し、またそれぞれが減少、増加する速度は K_f に対して次第に小さくなることがわかる。

図 5 に K_f に対する I_F ($F=H_2$) の変化を示す。図より $K_f \geq 26.7$ 1/s の範囲では、下面から流入した燃料の内わずか 15% 以下しか燃焼に関与せず、大部分は検査体積側面から未燃のまま流出していることがわかる。また K_f に対して I_F は単調に減少するが、これは K_f の増加によりノズルから淀み面に向かう際の流管の広がりが増大し、検査体積側面における半径方向速度が増加して、反応帯に到達する以前に未燃のまま半径方向に流出する燃料の割合が増加するためと考えられる。

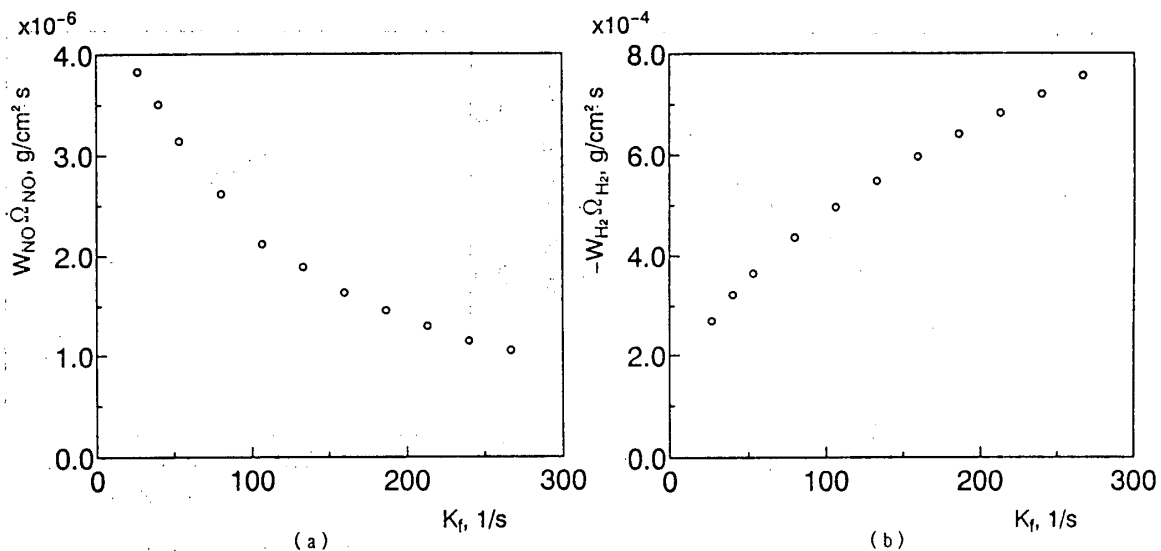


図 4. (a) K_f に対する単位体積中における NO 質量生成速度の変化
(b) K_f に対する単位体積中における H_2 質量消滅速度の変化

図6に K_f に対するNOのEmission Index (EINO)の変化を示す。図より、 K_f の増加に従ってEINOは単調に減少することがわかる。

図7に著者の一人が行った水素空気の噴流拡散火炎のNOxのEmission Index : EINOXに関する実験結果[6]を示す。ここでNOxはNOとNO₂の和とした。図中の d_F は噴射管の内径、 U_F は噴流の出口速度、 L_F は平均火炎長さを表す。乱流域では L_F は U_F によらず一定であり、且つ L_F と d_F は比例関係にあるので[6]、横軸の U_F/d_F は代表的な速度勾配 U_F/L_F に比例し、縦軸はEINOXと U_F/L_F の積に比例する。従って、図よりEINOXと U_F/L_F の積の対数は U_F/L_F の対数に対してほぼ比例関係を満たし、その勾配は約1/2であることが示される。

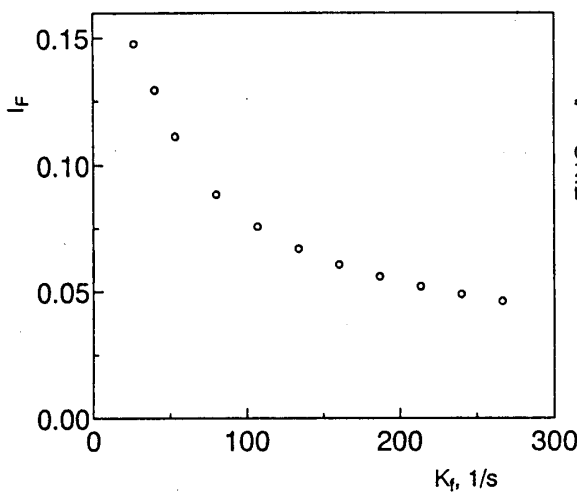


図5. 検査体積中に噴射された燃料のうち燃焼に関与する質量割合 I_F の変化

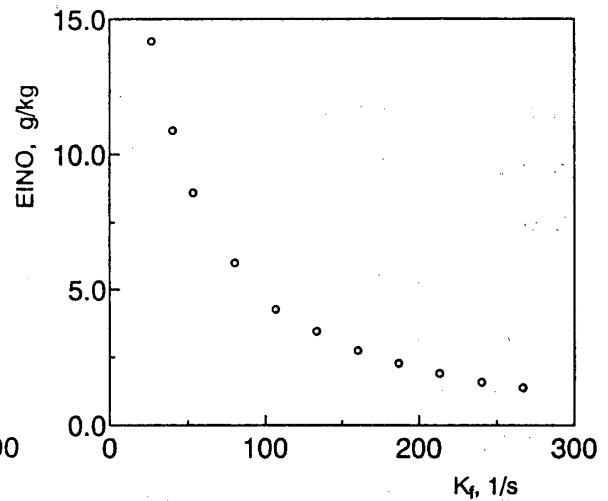


図6. K_f に対するNOのEmission Indexの変化

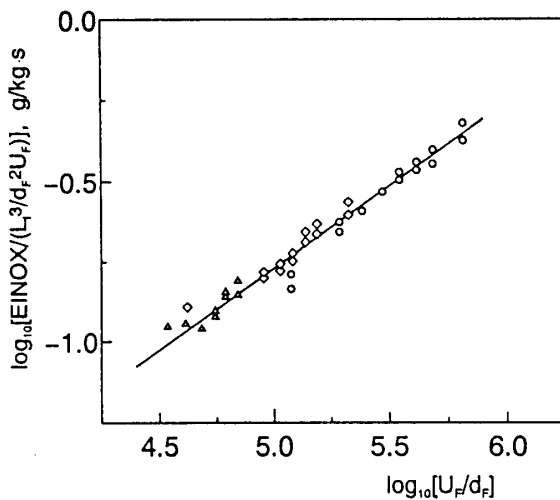


図7. 乱流拡散火炎における、 U_F (噴射速度) / d_F (噴射管の内径) に対する規格化されたNOxのEmission Indexの変化

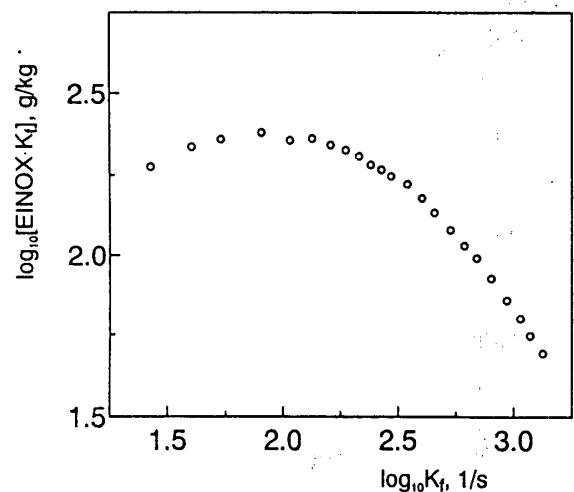


図8. 対向流拡散火炎における、火炎伸長率に対する規格化されたNOxのEmission Indexの変化

図 8 に本研究における対向流拡散火炎に対して、火炎伸長率（速度勾配） K_f を用いて図 7 と同様な規格化を行った $EINO_x$ と K_f との関係を示す。ここでも NO_x は NO と NO_2 の和とした。図より規格化された $EINO_x$ の対数は K_f の対数に対して初め単調に増加するが、 $K_f = 1.8$ 付近で最大値をとり、それ以上の K_f に対しては単調に減少することがわかる。ここで図 7 の乱流拡散火炎における火炎面各部での局所的な伸長率の平均値が代表的な速度勾配 U_F/L_F に比例し、その火炎構造や NO の生成機構が対向流拡散火炎と同様なものであると仮定すると、図 7 に示される $EINO_x$ と U_F/L_F の関係と図 8 に示される $EINO_x$ と K_f の関係は同じ傾向を示すものと考えられる。しかし図 8 の場合、勾配が $1/2$ になる可能性があるのは $K_f < 26.7$ 1/s の領域のみであり、それ以上の K_f に対しては図 7 と傾向が全く逆になっている。この原因については今後更に検討を進める予定である。

参考文献

1. Peters, N., 21st Symposium (International) on Combustion, p. 1231, The Combustion Institute, 1988.
2. 西岡, 中川, 石川, 竹野, 第 29 回 燃焼シンポジウム前刷集(1991), p. 619.
3. Miller, J. A. and Bowman, C. T., Progress in Energy and Combustion Science, 15-4(1989), p. 287.
4. Kee, R. J., Dixon-Lewis, G., Warnatz, J., Coltrin, M. E. and Miller, J. A., A Fortran computer code package for the evaluation of gas-phase multi-component transport properties, Sandia Report SAND 86-8246, 1986.
5. Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., The CHEMKIN thermodynamic database, Sandia Report SAND 87-8215, 1987.
6. Driscoll, J. F., Chen, R. and Yoon, Y., Combustion and Flame 88: 37-49 (1992).

※ 林 光一 (名古屋大学) 菱田 学 (名古屋大学)

1. はじめに

噴流燃焼の工学的利用は非常に多岐に渡り、噴流燃焼に関連した基礎的及び応用的研究は多くの研究者によってなされている。例えば航空宇宙分野では、宇宙往還機の推進機関の候補として考えられているスクラムジェットエンジンにおいて、燃料と空気の混合着火に噴流燃焼を用いることが一つの可能性として考えられている。

また、自動車の内燃機関における噴流燃焼の利用として、レシプロエンジンに対して実験及び数値解析⁽¹⁾⁽²⁾の両面から研究が進められている。これらの研究は、希薄燃焼をさらに効率的に行うために Oppenheim⁽³⁾ 等によって提唱された Pulsed Jet Combustion (PJC) と呼ばれる方法によるもので、近年注目を集めている研究である。図 1 には、実験で使用されている PJC 発生器 (イグナイター) と PJC システムのシュリーレン写真が示されている。火炎の着火遅れ時間ならびに広がり時間が通常のプラグによる着火・燃焼より早いことが分かっている。

この方法の利点の一つとして、通常の火炎伝搬による燃焼法では燃焼が開始した後はその進行度等の制御が困難であるのに対し、燃焼を流体力学的に制御することが可能な点が挙げられる。つまり、PJC では小さな副燃焼室内で fuel rich の混合気を燃焼し、オリフィスから主燃焼室の fuel lean の混合気内にその半完全燃焼した気体を噴射させることで、噴流の作り出す乱流剪断層を利用して、燃焼の状態を左右する要素である発熱部の空間的・時間的分布及び反応領域に反応物が留まっている時間を流体力学的に制御することを狙いとしており、また、その実験では火炎伝搬の燃焼方法では燃焼しないような非常に希薄な混合気においても、点火、燃焼することが確認されている。

今回の研究では、水素を燃料とするパルスジェット燃焼について、パルスジェット燃焼器内 (副燃焼室) およびオリフィス付近で生じる半完全燃焼気体と主燃焼室内の混合気との混合及び着火の現象に焦点を合わせ、中間生成物の振る舞いとらえるために軸対称非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式と多段階の酸水素反応モデルを用いて数値的に解析する。また、前回までの研究では考慮に入れていなかった副燃焼室内まで含めた解析を行うので、複雑形状に対応するため解強制置換法を利用した領域分割法を採用する。

2. 支配方程式

支配方程式を導く際に、解析を簡単にするために次のような仮定を行う。(1) 流れ場は軸対称とする。(2) 取り扱う化学種は反応種として H₂、O₂、O、H、OH、HO₂、H₂O₂、H₂O、不活性種として N₂ の計 9 種とする。(3) 各化学種の比熱は温度の関数であるとする。ただし、状態方程式は理想気体の状態方程式を用いる。(4) bulk viscosity、Soret 効果、Dufour 効果、及び圧力勾配による拡散は無視する。(5) 重力などの外力は無視する。

以上の仮定を用い、さらに特定の化学種だけに誤差が集中するのを避けるために全体の質量保存式と各化学種の保存式をあわせて解くようにすると、支配方程式は以下に示された形に導かれる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\partial F_v}{\partial r} + \frac{\partial G_v}{\partial z} + \frac{H}{r} + S \tag{1}$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho_i \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E+p)u \\ \rho_i u \end{pmatrix}, F_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{rr} \\ \tau_{rz} \\ u\tau_{rr} + v\tau_{rz} - q_r \\ \rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \end{pmatrix}, H = \begin{pmatrix} -\rho u \\ -\rho u^2 + \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ -\rho uv + \tau_{rz} \\ -(E+p)u + u\tau_{rr} + v\tau_{rz} - q_r \\ -\rho_i u + \rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \end{pmatrix}, S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_i \end{pmatrix} \tag{2}$$

$$E = \sum_{j=1}^9 \rho_j h_j - p + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2), \quad p = \sum_{j=1}^9 \rho_j R_j T$$

G 及び G_0 は F 、 F_0 にそれぞれ似た形であるので省略する。式 (2) において τ は粘性応力、 q は熱伝導及び拡散による熱流束、 $\dot{\omega}_i$ は化学反応による種の生成率を表している。エンタルピー $h_i = \int_{T_0}^T C_{p,i} dT + h_i^0$ を評価する際に用いられる各化学種の定圧比熱 $C_{p,i}$ は、

$$C_{p,i}/R_i = a_{1i} + a_{2i}T + a_{3i}T^2 + a_{4i}T^3 + a_{5i}T^4 \quad (3)$$

と与えられ、式 (3) 中の係数は JANAF table⁽⁴⁾ のデータから決定される。

輸送効果

各化学種に対する分子粘性係数 μ_i 及び熱伝導係数 κ_i は、Generalized kinetic theory 及び Eucken correction から与えられる。また、混合気体の分子粘性係数 μ 及び熱伝導係数 κ は、Sutherland-Wassiljewa の公式と Wilke の近似により与えられる。

多種混合気体における i 種の拡散係数 D_i 及びその算出に用いられる i, j 種間の二種拡散係数 D_{ij} は、Chapman-Cowling の経験式により与えられる。⁽⁵⁾

化学反応

化学反応の効果を精度良く評価するために、今回の解析では我々の研究室で提案する表 1 の反応モデルを用いる。この反応モデルを用いて計算された水素-空気予混合気の着火遅れ時間⁽⁶⁾と水素-空気予混合火炎の燃焼速度⁽⁷⁾⁽⁸⁾は、実験と良い一致を示している (図 2)。

表 1: 酸水素反応モデル (前進反応速度、 $k_{f,j} = A_j T^{n_j} \exp(-E_{a,j}/RT)$ 単位 $\text{cm}^3\text{-mole-sec-cal}$)

	A_j	n_j	$E_{a,j}$		A_j	n_j	$E_{a,j}$
1) $\text{H} + \text{O}_2 = \text{O} + \text{OH}$	2.46(14)	0.00	15470	11) $\text{HO}_2 + \text{H} = \text{OH} + \text{OH}$	1.69(14)	0.00	874
2) $\text{O} + \text{H}_2 = \text{H} + \text{OH}$	1.50(7)	2.00	7547	12) $\text{HO}_2 + \text{O} = \text{OH} + \text{O}_2$	6.30(13)	0.00	693
3) $\text{OH} + \text{H}_2 = \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	6.30(6)	2.00	2961	13) $\text{HO}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	1.45(16)	-1.00	0
4) $\text{O} + \text{H}_2\text{O} = \text{OH} + \text{OH}$	3.98(9)	1.32	16751	14) $\text{HO}_2 + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	2.00(12)	0.00	0
5) $\text{H}_2 + \text{M} = \text{H} + \text{H} + \text{M}$	2.90(18)	-1.00	104330	15) $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{M} = \text{OH} + \text{OH} + \text{M}$	3.19(17)	0.00	47100
6) $\text{O} + \text{O} + \text{M} = \text{O}_2 + \text{M}$	6.17(15)	-0.50	0	16) $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} = \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	2.20(15)	0.00	11727
7) $\text{O} + \text{H} + \text{M} = \text{OH} + \text{M}$	4.20(16)	0.00	-2780	17) $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} = \text{H}_2 + \text{HO}_2$	4.82(13)	0.00	7948
8) $\text{H} + \text{OH} + \text{M} = \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.25(22)	-2.00	0	18) $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O} = \text{OH} + \text{HO}_2$	9.54(6)	2.00	3970
9) $\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} = \text{HO}_2 + \text{M}$	6.41(18)	-1.00	0	19) $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	7.00(12)	0.00	1430
10) $\text{HO}_2 + \text{H} = \text{H}_2 + \text{O}_2$	6.63(13)	0.00	2126				

3. 数値解析法

計算スキーム

今回の計算では有限差分法により、支配方程式 (1) を一般座標系に変換した

$$\frac{\partial \widehat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{G}}{\partial \eta} = \frac{\partial \widehat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{G}_v}{\partial \eta} + \frac{\widehat{H}}{r} + \widehat{S} \quad (4)$$

を解く。ただし、上式において

$$\widehat{U} = J^{-1}U, \widehat{H} = J^{-1}H, \widehat{S} = J^{-1}S, \widehat{F} = J^{-1}(\xi_r F + \xi_z G), \widehat{F}_v = J^{-1}(\xi_r F_v + \xi_z G_v), J^{-1} = \frac{1}{\xi_r \eta_z - \xi_z \eta_r}$$

である。この解析で取り扱う反応は非常に stiff であるため、式 (4) を差分化する際に生成項に対して point implicit method を採用する。また、複雑形状に対応するため領域分割法を採用するので、各領域間の値の受け渡しに解強制置換法⁽⁹⁾を用いることにすると、差分式は以下のようになる。

$$\left(1 - \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial \widehat{S}}{\partial \widehat{U}}\right)_{i,j}^{\text{Fortified}} \Delta \widehat{U}_{i,j} = - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\widehat{F}_{i+1/2,j}^{\text{Fortified}} - \widehat{F}_{i-1/2,j}^{\text{Fortified}}) - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (\widehat{G}_{i,j+1/2}^{\text{Fortified}} - \widehat{G}_{i,j-1/2}^{\text{Fortified}}) + \Delta t \left(\frac{\partial \widehat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{G}_v}{\partial \eta} \right)_{i,j}^{\text{Fortified}} + \Delta t \frac{\widehat{H}_{i,j}^{\text{Fortified}}}{r} + \Delta t \widehat{S}_{i,j}^{\text{Fortified}} \quad (5)$$

$$\widehat{U}_{i,j}^{n+1} = \widehat{U}_{i,j}^{Fortified} + \Delta \widehat{U}_{i,j}$$

ここで、下付き添え字は計算格子点を、上付き添え字は計算 step を表す。また、上付き添え字の *Fortified* は、*n*-step における \widehat{U} の各領域間で強制置換したもので評価することを表す。こうする事により、受け渡し時における領域間での実時間のずれが解消される。式 (5) において、対流項の差分には Harten-Yee non-MUSCL modified-flux type TVD scheme⁽¹⁰⁾ を、粘性項には中心差分を用いる。数値流束 \tilde{F} 、 \tilde{G} を計算するために必要なセル境界における物理量は Roe の平均により与えるが、定圧比熱が温度の多項式であるために、通常は自動的に満たされる次の式

$$\Delta p = \bar{p}_\rho \Delta \rho - \bar{p}_E \{ \bar{u} \Delta(\rho u) + \bar{v} \Delta(\rho v) - \Delta E \} + \sum_{j=1}^9 \bar{p}_{\rho_j} \Delta \rho_j \quad (6)$$

を満足するように圧力の偏微分項を決定してやらなければならない。ただし、上の式において \bar{x} は平均量を表し、 $\Delta x = x^R - x^L$ である。ここでは Liu、Vinokur⁽¹¹⁾ の提唱する概念に基づいて Roe の平均の形からのずれを、上式を満たすように決定する。

$$\begin{aligned} \bar{p}_\rho &= \tilde{p}_\rho - k \Delta \rho, \quad \bar{p}_E = \tilde{p}_E + k \{ \bar{u} \Delta(\rho u) + \bar{v} \Delta(\rho v) - \Delta E \}, \quad \bar{p}_{\rho_i} = \tilde{p}_{\rho_i} - k \Delta \rho_i \\ \tilde{p}_\rho &= \frac{p_\rho^L + D p_\rho^R}{1 + D}, \quad \tilde{p}_E = \frac{p_E^L + D p_E^R}{1 + D}, \quad \tilde{p}_{\rho_i} = \frac{p_{\rho_i}^L + D p_{\rho_i}^R}{1 + D}, \quad D = \sqrt{\frac{\rho^R}{\rho^L}}, \\ k &= \frac{\tilde{p}_\rho \Delta \rho - \tilde{p}_E \{ \bar{u} \Delta(\rho u) + \bar{v} \Delta(\rho v) - \Delta E \} + \sum_{j=1}^9 (\tilde{p}_{\rho_j} \Delta \rho_j) - \Delta p}{(\Delta \rho)^2 + \{ \bar{u} \Delta(\rho u) + \bar{v} \Delta(\rho v) - \Delta E \}^2 + \sum_{j=1}^9 (\Delta \rho_j)^2} \end{aligned} \quad (7)$$

計算条件

計算に用いたオリフィスの直径は 1.0mm であり、主燃焼室にジェットを噴射する。今回の計算で用いる計算領域形状を図 3 に示す。ここでは副燃焼室内の形状に格子を対応させるために計算領域を幾つかに分解し、計算スキームの所で述べた様に解強制置換法により解く。Main chamber (Zone 1) では、100x100 (1cm x 5cm)、Zone 2 では、10x27 (0.5mm x 2.7mm)、Zone 3 では、48x10 (2.4mm x 1mm)、Zone 4 では、40x150 (2mmx15mm) の格子が与えられている。水素火炎の厚みの十分の一以下の格子サイズが副燃焼室で与えられ、二分の一から十分の一の格子サイズが主燃焼室に与えられている。このことから、主燃焼室の計算精度があまり良くない可能性がある事が考えられる。

壁面での境界条件は断熱、滑りなし、非触媒性壁条件によって与える。また、中心線に対しては鏡面反射条件を与える。この計算ではオリフィス付近の領域で生じる現象に焦点を合わせるため、主燃焼室におけるジェット下流及び側方の計算領域境界は壁面ではなく開放境界とし、その境界では全ての物理量の勾配が 0 として条件を与える。

初期条件として、開放空間内は圧力 10^5 Pa、温度 298 K で当量比 0.8 の水素-空気により一様に満たされているとする。また、副燃焼室内は主燃焼室と同圧力、同温度で当量比 1.5 の水素-空気により満たされる。副燃焼室での着火は突起部分のほぼ中央で熱エネルギーを加えることで行われる。加える熱エネルギーは全投入量が 13 mJ 程度とする。

4. 計算結果

オリフィスから噴出するパルスジェットの数値シミュレーションが本研究の第一段階として行われており、拡散火炎ならびに予混合火炎の場合におけるジェットによる渦と燃焼の相互干渉という点から調べられた。この時に使われた数値解析法を用いて、本研究の副燃焼室のあるパルスジェットの数値シミュレーションが行われた。

上記の条件で計算した結果から、いくつかの事が判明した。まず、(1) 副燃焼室の中ほどで着火した場合、副燃焼室で燃焼したガスのジェットが主燃焼室で着火するまでに副燃焼室内の未燃ガスが 50 - 70% 主燃焼室へ噴出している。また、(2) 副燃焼室から出たジェットが主燃焼室で着火する場合、CVCC エンジンのように火炎の伝播で着火しているのか、高温のジェットによって着火しているのかが十分に分からない。しかし、この点がパルスジェット燃焼の本質であり、明らかにされなければならない。そして、(3) 副燃焼室内では、明らかにチューリップ火炎が出来ていることが判明した。

(1) については、図 4 の等温度線図 (点火より 20 μ sec ごとに 180 μ sec まで) と図 5 の流出質量分率図より分かる。図

4からは、火炎の一部が副燃焼室出口に到達した時にはすでに50%未燃ガスが主燃焼室に流出しており、副燃焼室内の火炎が完全に出口に到達した180 μsec の時には、70%^(96%)このことは、実験では確認されていない現象で、点火位置によってこの流出量が異なることが予想される。

(2)については、図4の等温度線図ならびに図6のOHモル分率分布図から、ある程度の事が言えるかもしれない。図4ならびに図6によれば、火炎は140 μsec で副燃焼室から噴出しているように見えるが、その後主燃焼室においてジェットの温度が火炎温度まで上昇していないようである。しかし、OHモル分率分布が広がっており、低温火炎が伝播したかまたは燃焼物により着火しそうになっているかが理解できる。この計算は、層流着火を扱っているので実験で見られる乱流着火との差は考慮しなければならない。

このようなアスペクト比の大きい燃焼器ではチューリップ火炎が容易に見られるが、図4の等温度線図より火炎火炎の形が圧力波によって変形しているのが良くわかる。等圧力線図(図7)と等温度線図を比較すると、副燃焼室内で火炎が点火位置より進むにつれ、圧力波は火炎の速度より速く副燃焼室の両端に到達し反射してくる。つまりこの圧力波は、火炎が副燃焼室の端に到達するまでに何回か圧力波と干渉し、火炎がしだいにチューリップ形状形状になってくるのである。

5. おわりに

以上に述べたような事が分かったが、格子の細かさが不十分なために、主燃焼室での火炎伝播が詳細にはとらえられていない。さらに細かい格子でシミュレーションを行い、主燃焼室での着火の様子を明らかにするとともに、副燃焼室での点火位置を変えてシミュレーションを行いたい。

参考文献

1. 林光一, 渡辺征春, Oppenheim, A. K., “パルスジェットによる燃焼の実験,” 第29回燃焼シンポジウム前刷集, pp.403-405 (1991).
2. 菱田学, 林光一, “パルスジェットを用いた密閉管内の燃焼の数値解析,” 第29回燃焼シンポジウム前刷集, pp.667-669 (1991).
3. Oppenheim, A. K., Beltramo, J., Faris, D. W., Maxson, J. A., Hom, K., and Stewart, H. E., “Combustion by Pulsed Jet Plumes - Key to Controlled Combustion Engines,” SAE Technical Paper Series, 890153 (1989).
4. Stull, D. R. and Prophet, H., JANAF Thermochemical Tables SECOND EDITION, NSRDS-NBS37 (1971).
5. 菱田学, “固気二相流の問題及び化学反応を伴った流れの問題の数値解析,” 名古屋大学修士論文 (1991).
6. 杉本健司, “シランの酸化反応および酸水素の着火機構の研究,” 名古屋大学修士論文 (1990).
7. Liu, D. D. S. and MacFarlane, R., “Laminar Burning Velocities of Hydrogen-Air and Hydrogen-Air-Steam Flames,” Combustion and Flame Vol. 49, pp.59-71 (1983).
8. Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D. and Miller, J. A., “A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames,” Sandia Laboratories Report No.SAND85-8240 (1985).
9. 藤井孝蔵, “解強制置換法,” 第5回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp.95-98 (1991).
10. Yee, H. C., “A Class of High-Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Methods,” NASA T.M. 101088 (1989).
11. Liu, Y. and Vinokur, M., “Upwind Algorithms for General Thermo-Chemical Nonequilibrium Flows,” AIAA paper 89-0201 (1989).

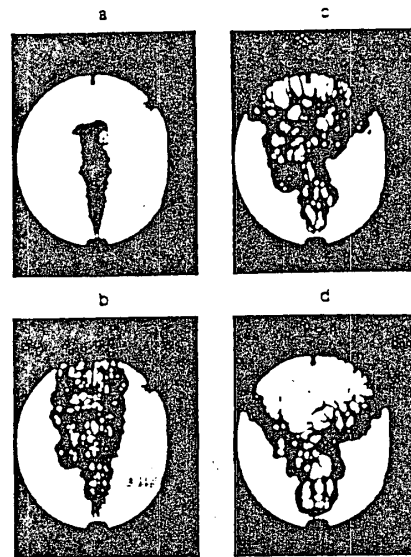
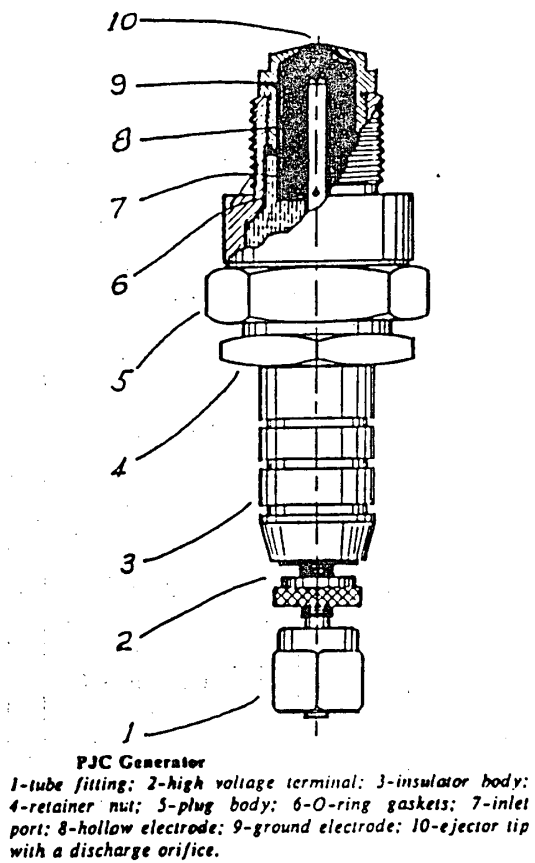


図 1. パルスジェット発生器とパルスジェット燃焼の実験例 (Oppenheim⁽³⁾ 等)

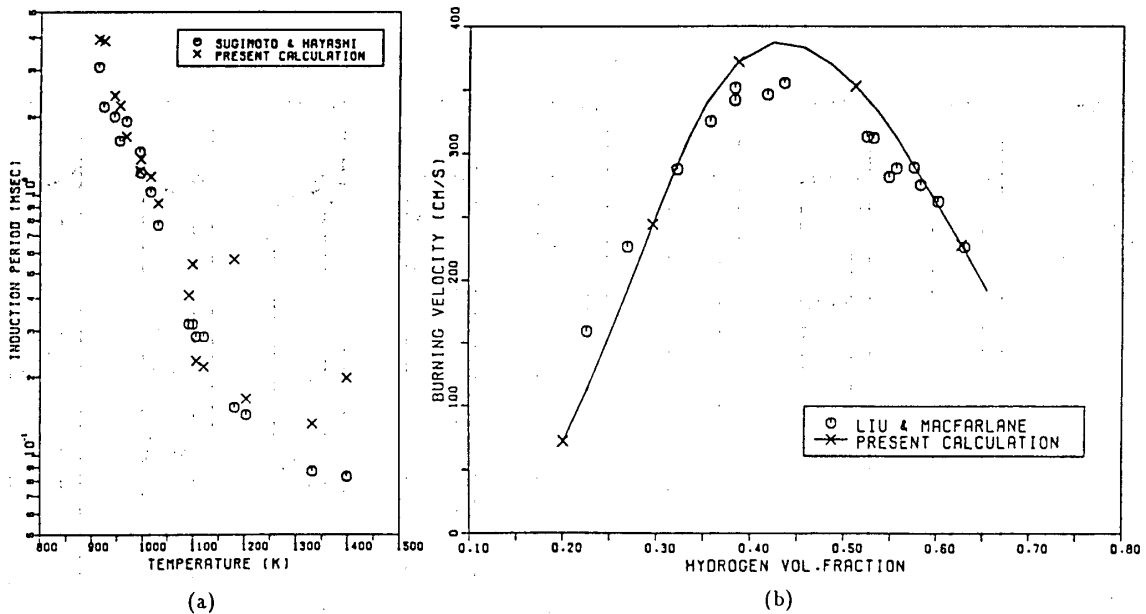


図 2. 実験結果との比較; (a) 水素-空気予混合気体の反応誘起時間と (b) 水素-空気予混合火炎の燃焼速度

◇ 境界条件

- 壁: 断熱, 滑り無し, 非触媒性.
- 中心線: 鏡面反射.
- 開放境界: 物理量の勾配 0.

◇ 初期条件

- 主燃焼室: 当量比 0.8 の水素-空気混合気, $P=10^5\text{Pa}$, $T=298\text{K}$.
- 副燃焼室: 当量比 1.5 の水素-空気混合気, $P=10^5\text{Pa}$, $T=298\text{K}$.

◇ 点火エネルギー (単位時間あたり)

- 最大 $5 \times 10^{10} \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{sec})$ の Gauss 分布
- 持続時間 $15 \mu\text{sec}$ … 全入力エネルギー $\approx 13 \text{ mJ}$.

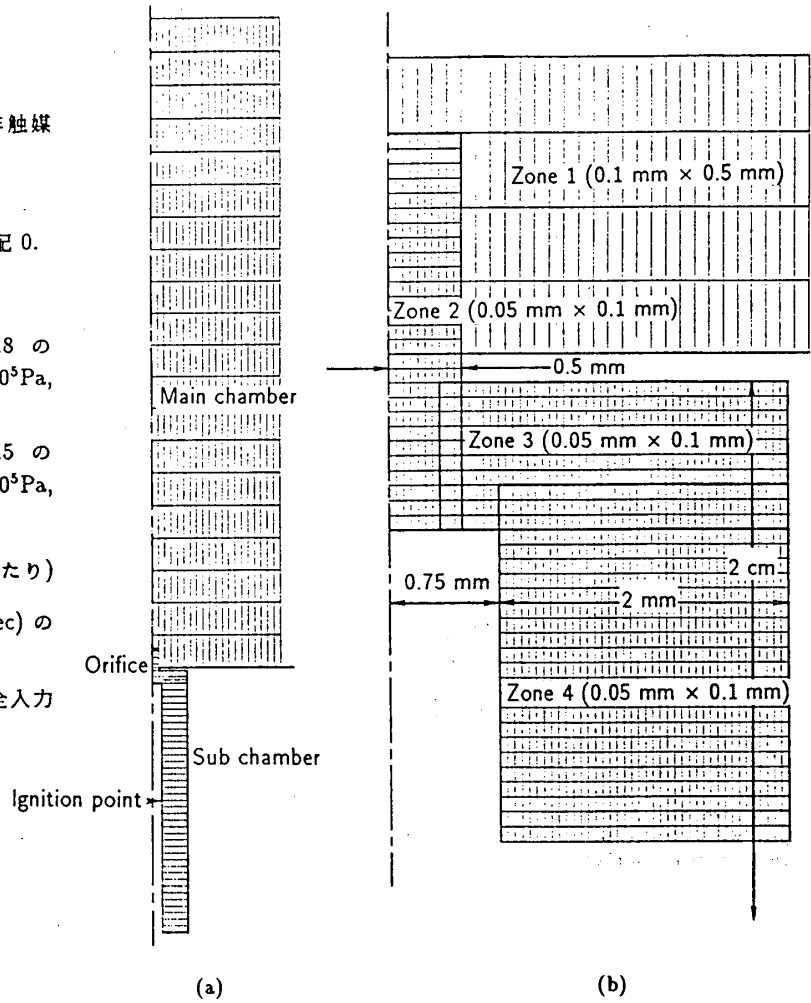


図 3. 計算領域と計算条件; (a) 計算領域形状、(b) 副燃焼室付近の分割領域概念図

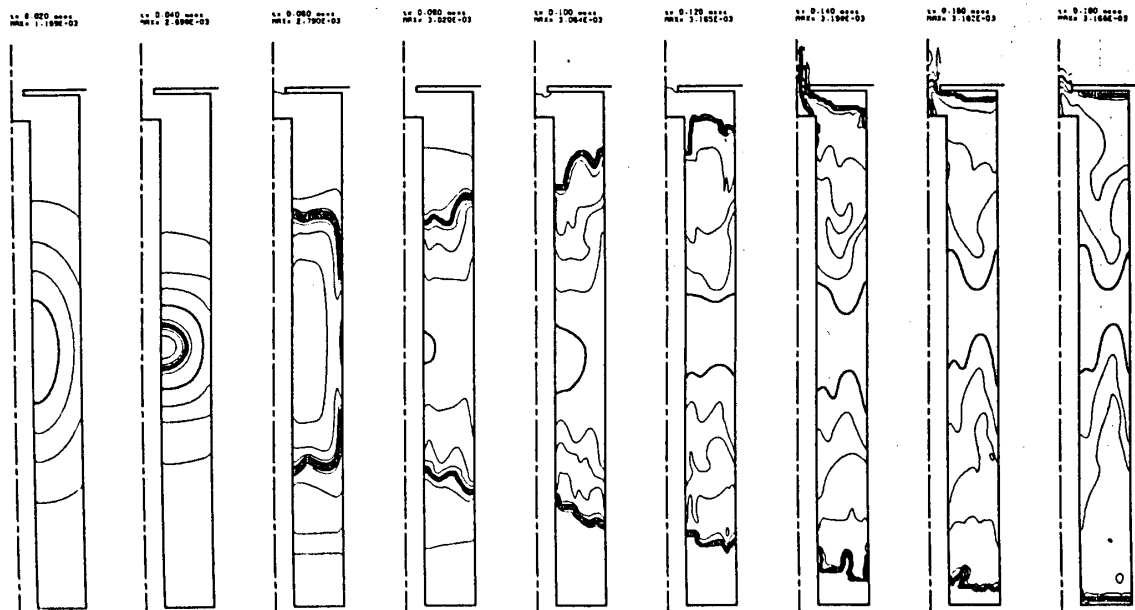


図 4. 副燃焼室内の等温度分布 (噴射停止後から $20 \mu\text{sec}$ おき)

AREA-AVERAGED PROPERTY

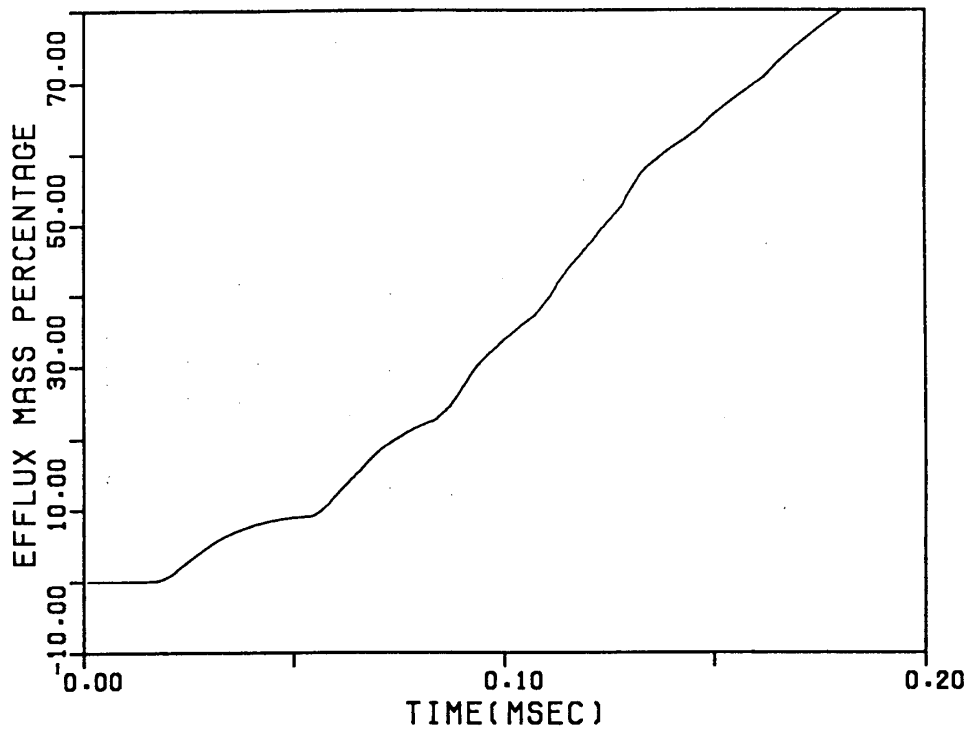


図 5. パルスジェットの出流質量分布

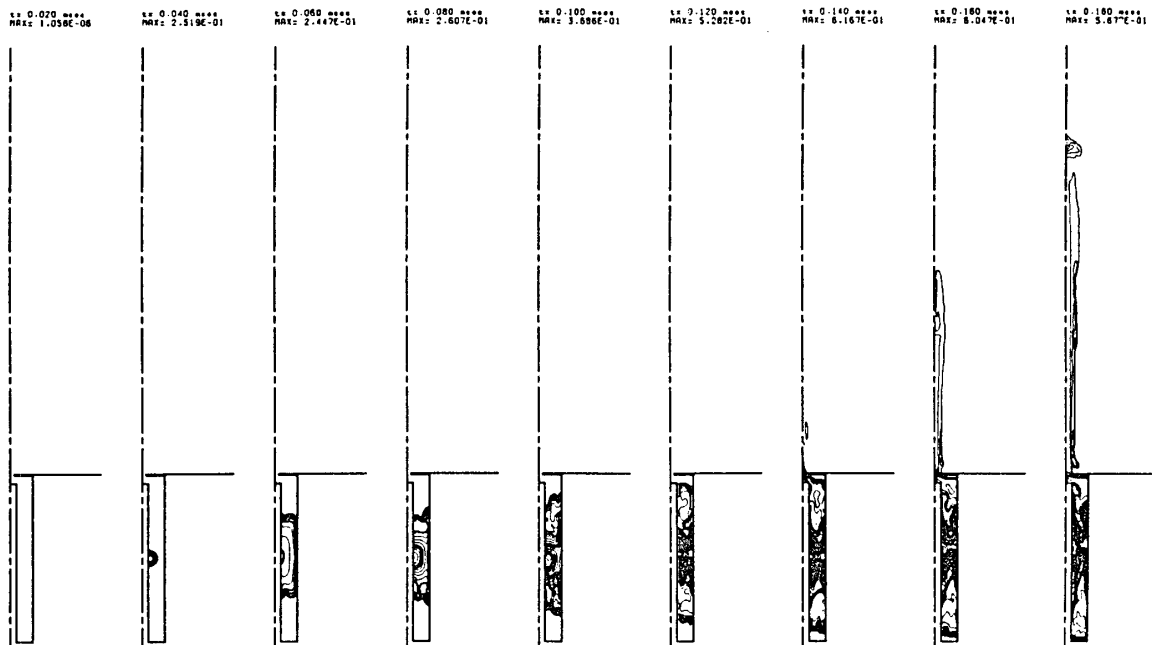


図 6. 副燃焼室および主燃焼室での OH 等モル分率分布 (噴射停止後から 20μsec おき)

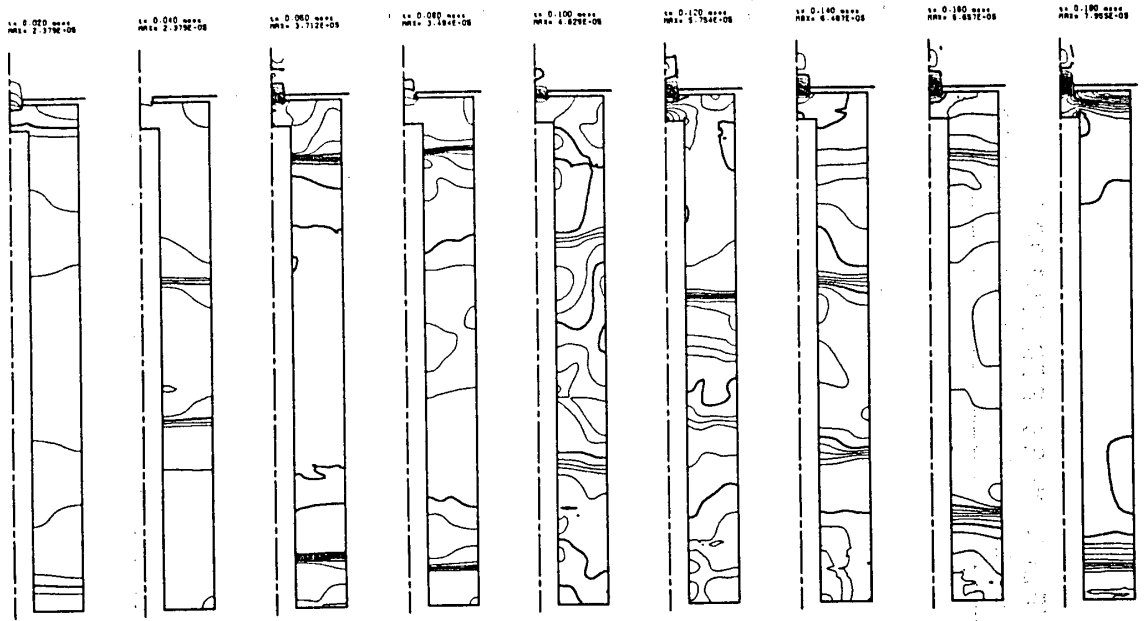


図 7. 副燃焼室内の等圧力線図 (噴射停止後から 20 μ sec おき)

A-10 斜め後方噴射による超音速燃焼の数値解析

石川島播磨重工業 * 藤森俊郎 安藤安則 河合理文 大森保紀

1. はじめに

スクラムジェットエンジンの開発研究に対して、数値流体解法を用いた試みは近年多数行なわれており、インテークからノズルまでの流れ場の把握や定性的な評価に役立っている⁽¹⁾ (図1)。一方スクラム燃焼器内での燃焼効率の向上と圧力損失の低減は開発のための重要な技術課題であるが、それらについて評価した解析結果は少ない。理由のひとつには、検証データの少ないことが上げられる。燃焼器要素試験での燃焼効率の評価は、壁圧や水を吹いて蒸発した水蒸気の温度上昇の計測等の間接的手法に依っており、壁圧は燃焼と衝撃波による圧力変動の影響が含まれ、また水噴射は出口の情報しか得られない等、燃焼器内の局所的な燃焼状態のデータの取得は難しい。数値解析においては、燃料と主流の超音速流中での乱流混合をシミュレートする乱流モデルの複雑な流れ場における信頼性が低いという問題があり、局所データが検証のために必要である。スクラム燃焼器の性能向上には燃焼器内での現象の解明が必要で、数値解析と実験両面からの研究が不可欠である。

著者らは、有限反応率モデルによる超音速燃焼数値解析コードの開発を進めている⁽³⁾。超音速流中での乱流混合の検証を壁面スロットからの2次元(図2)、円孔からの3次元垂直噴射(図3)について試み、実験データとの比較し、乱流モデルの改良した結果流れ場の予測精度が向上した。また、水素超音速燃焼については、予混合、拡散燃焼の基礎的な形態について検証を行なっている(図4)。

本報告では、水素-空気拡散燃焼反応を考慮した解析コードをにより、以前行なわれた要素実験⁽²⁾に対して、数値解析により燃焼効率の評価を試みた。

2. 数値解析手法

本報告で用いた解析コードは、著者らが開発している化学反応を含む圧縮性流れ解析コードである。支配方程式は、時間平均化された3次元圧縮性流れに対する質量、運動量、エネルギーそして各化学種に関する保存式であり、直交座標系で以下の様に表される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} \\ & = -\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \right) + S \end{aligned}$$

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \end{pmatrix} \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho wu \\ (E+P)u \\ \rho f u \end{pmatrix} \quad E_v = \begin{pmatrix} 0 \\ J_{xx} \\ J_{xy} \\ J_{xz} \\ J_{xx} + J_{yy} + J_{zz} - \rho_x \\ \rho v_i \end{pmatrix} \quad S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \omega_i \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで、 ρ は密度、 (u, v, w) は (x, y, z) 空間方向の速度成分、 p は圧力、 e は単位体積当りの全エネルギーで内部エネルギー ε を用いて $e = \rho \{ \varepsilon + 0.5(u^2 + v^2 + w^2) \}$ で表される。また、対流項以外の項に関する変数については、 Re はレイノルズ数、 q_x, q_y, q_z は各方向に対する熱伝達による熱流束、 τ_{xx} 等は粘性による応力テンソル成分であり、 μ は粘性係数である。

式(1)を一般座標系 (ξ, η, ζ) に変換し離散化を行なう。対流項はHarten-YeeタイプのTVDスキーム⁽⁹⁾、粘性項は中心差分により離散化した。解法には、各化学種の反応ソース項に陰解法を用いる以外は2段階陽解法による反陰解法を用いた。本解析では、Baldwin-Lomax乱流モデルを用いている。水素-空気の燃焼は、Rogerらによる5成分 (H_2, O_2, H_2O, OH, N_2) 総括2段階有限反応モデルを用いた。各化学種の拡散はフィックの法則を仮定し、乱流シュミット数は各成分とも0.3とした。

3. 解析対象

以前Billig⁽²⁾らにより行なわれた軸対象燃焼器の実験データを用いる。燃焼器(図5)は円錐超音速ノズル下流にあり、直胴部の後緩やかに広がって出口に至る。入口直径5.89cmで開き角1.5度で出口9.563cmの円形断面であり、図5に示す。水素ガス燃料は、幅0.23mmのスリットから壁面法線方向から後方に45度の向きに噴射される。燃焼器入口条件は、マッハ数 $M=2.8$ 、静温 $T=1279K$ 、圧力 $p=0.103MPa$ のアークヒータで加熱された高温空気であり、燃料は全温 $796K$ 、全圧 $0.77MPa$ で当量比は $ER=0.31$ である。試験では出口での全圧分布と燃焼効率が得られている。燃焼効率は、出口で噴射された水スプレーと壁面冷却水の温度上昇により求められ、 $\eta_c=0.93$ となっている。

5. 数値解析結果及び考察

解析領域は、水素燃料噴射位置より50mm上流から燃焼器出口までとし、軸対象を仮定した2度のセクタを $100 \times 3 \times 70$ の計算格子で分割した。入口では、一様なマッハ数、空気組成ガスを、入口境界層は圧力一定のもと速度分布、回復温度を仮定しクロックの関係式を用いて近似的に与えた。燃焼器壁面境界は断熱を仮定し、出口は外挿により与えた。対象軸が特異点境界となるが、微小に中心軸からずらし滑り反射境界条件を与えることによりこれを防いだ。また、 j 方向両端の境界は、軸対象による外挿により与えた。燃料スロットは軸方向の格子4点で表し、噴流はプラグフローとして与

えた。

解析は、始め局所時間を用いた完全陰解法で行なったが、定常状態に至るまでの時間がかかるため、一様な時間ステップの半陰解法による解法を用いた。解析は、1ヶース航技研のVP-2600スパコンで約5時間要した。

図6に、密度、圧力、温度分布を示す。燃料噴射に伴う斜め衝撃波が噴射スロット前方より発生するが、スロット後方27mmからダクトが広がることによる膨張波で上昇した静圧は下がる。拡り部で噴射に伴う衝撃波は明瞭でないが、これは計算格子が軸方向について粗いためである。噴射燃料の主流中への侵入は少なく壁面にへばりつくように流れて、主流中へ拡散は緩やかである。図7に出口での化学種の分布を示す。図8、9は、軸方向の温度分布、当量比を $x=0.1m, 0.3m, 0.507m$ について示す。着火は燃料スロット上流の再循環域で起こるが、スロット後方の発熱域は燃料/空気の拡散層の中心付近に限られ、燃料全体の温度が上昇するのは $x=0.3m$ 以降である。

各断面内の燃焼効率を図10に示す。実験では出口で $\eta_c=0.93$ とほぼ燃焼は完結しており解析結果と大きく食違う。図7に示すように、混合が十分でなく壁面付近には水素ガスの濃度が高い部分が存在し、混合効率の低いことが燃焼効率の過小見積りの原因となっている。燃料は周方向に一様に開いたスロットから噴射されているが、実際には不均一性や非定常性があるため周方向に分布を持ち、3次元構造的乱流せん断層により燃料ガスが解析結果より拡散促進されていると考えられる。また、実験では円錐ノズルを使用しているため燃焼器入口で主流のプロファイルが一様でない等の違いがある。

今後、乱流拡散モデルの改良を行なうとともに、形状や当量比等のパラメータ解析を実施し、解析の適用範囲を調査するとともに、3次元噴射解析を実施する予定である。

本研究にあたり、有意義な助言いただいた航空宇宙技術研究所の福田正大主研に謝意を表します。

- (1) McClinton, C., et al., AIAA-90-5249 1990.
- (2) Billig, F. S., et al., NASA CR-1904 1971.
- (3) Fujimori, T., et al., AIAA-91-0415, 1991.
- (4) 藤森ら, ガスタービン学会秋期講演会論文集, 1990, 117.
- (5) 河合ら, 日本ガスタービン学会誌, vol.18, no.71, 1990, 80.
- (6) Schetz, J. A., 9th Int. Symp. on Air Breathing Engines, 1989.
- (7) Yee, H. C., NASA TM-89464, 1987.
- (8) Roger, R. C., AIAA-82-0112

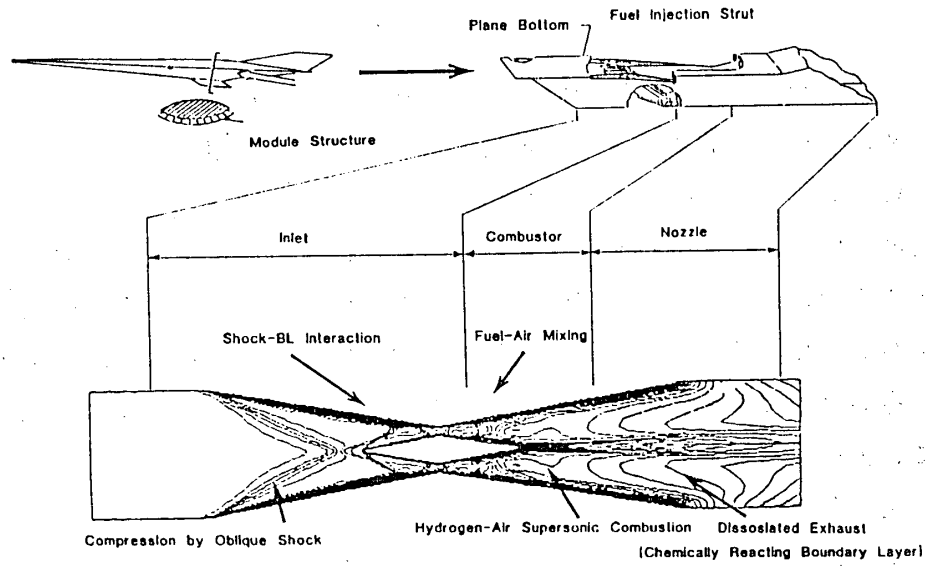


図1 スクラムジェットエンジン概念図(NASAモデル)

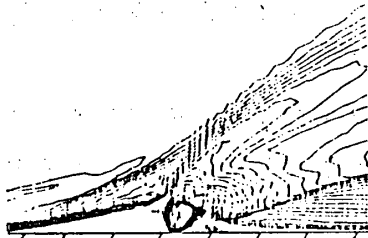
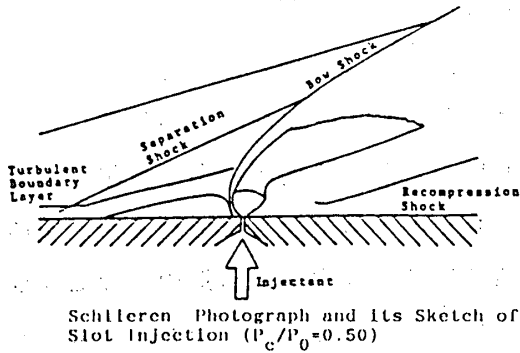
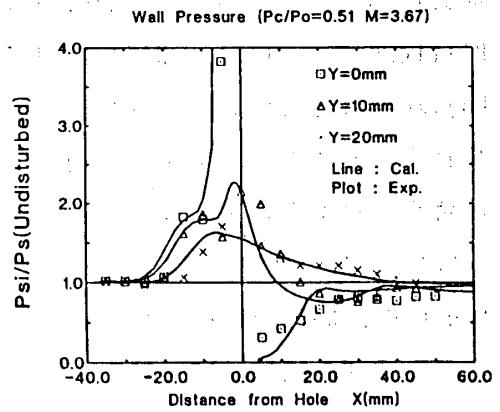
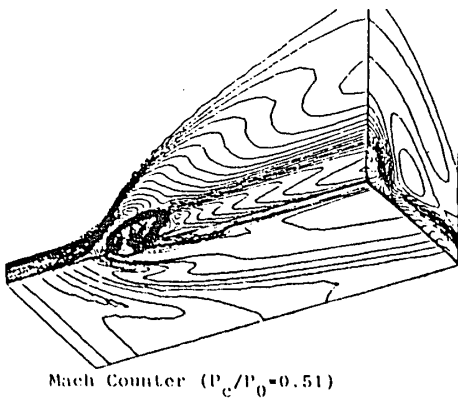
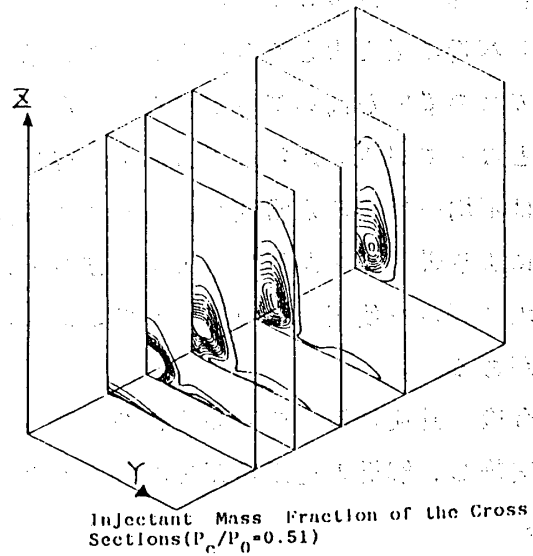
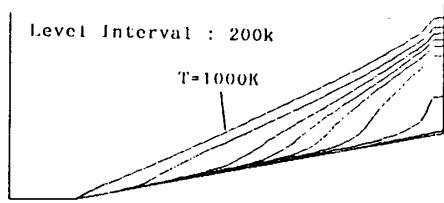


図2 2次元垂直噴射解析結果⁽⁵⁾



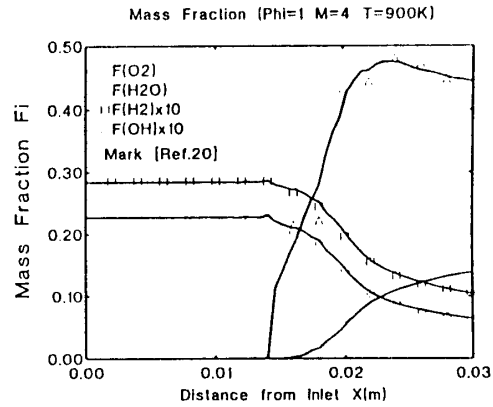
壁圧分布の比較

図3 3次元垂直噴射解析結果^{(3),(4)}



Temperature distribution

図4 予混合水素燃焼解析



Chemical Species distribution along line of 0.13mm height

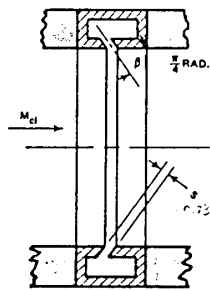
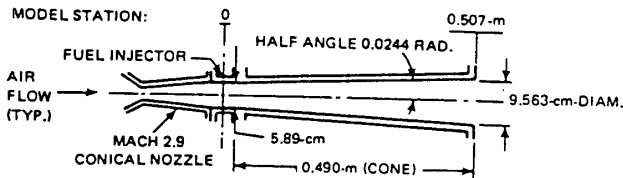


図5 解析モデル

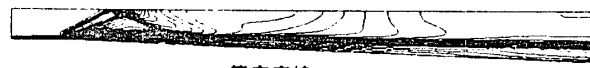
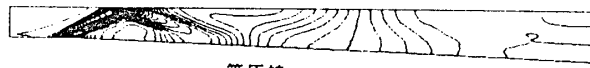


図5 計算結果

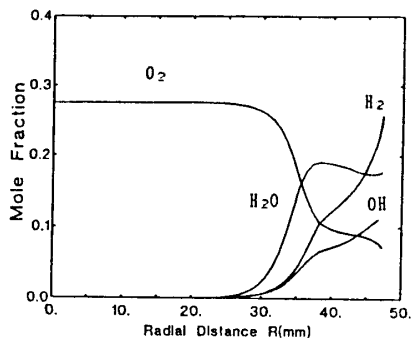


図7 軸方向化学種分布 (出口 $x=0.507m$)

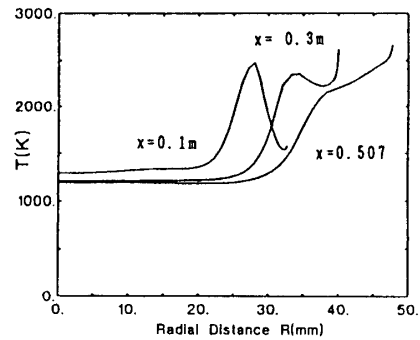


図8 軸方向温度分布

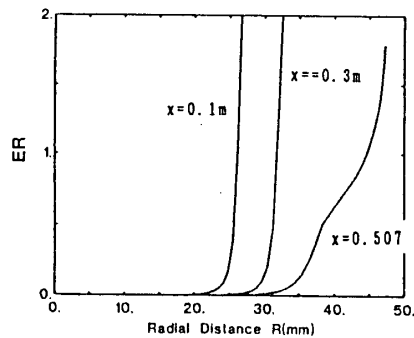


図9 軸方向当量比

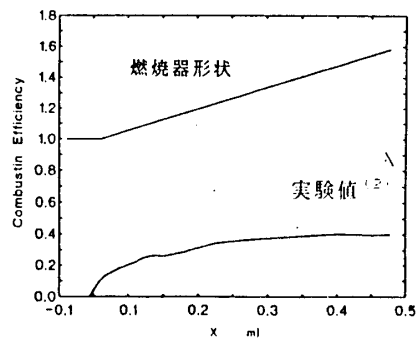


図10 燃焼効率

A-11 ガスタービン燃焼器の排出微粒子に関する研究

*田辺 秀明 (金沢工業大学)

尾花 充 (川崎重工業)

佐藤 豪 (金沢工業大学)

1. 緒言

ガスタービンは、ディーゼルエンジンと比較して排気清浄性で優位性を有するといわれている。ディーゼルエンジンでは、特にNO_x及び微粒子状物質 (Particulate Matter:PM) の排出が問題となっている。

ディーゼルエンジンより排出される微粒子状物質は、常温で気体ではない物質すべて (ただし水を除く) と定義される。PMは、有機溶媒に可溶な可溶性有機物質 (Soluble Organic Fractions:SOF) と不可溶な物質 (Insoluble Fractions: ISF) とから成る。ISFの大部分は、炭素を主成分とするすす状粒子 (Dry Soot) であるとされている。ディーゼルエンジンより排出される微粒子状物質中のSOFには多種の有機物質が含有されており、有害なものも含まれていることより、PMの排出規制が行なわれつつある。

ガスタービンに於いては、上述のディーゼルエンジンに於ける微粒子状物質に相当するものの規制は行なわれておらず、その測定例も見当たらない。

ガスタービンでは、ばいじん濃度⁽¹⁾あるいはスモーク濃度⁽²⁾に対する測定・規制が主であるように見受けられる。ばいじん測定では、例えばJIS⁽³⁾に規定される方法ではばいじんを比較的高温で濾紙に捕捉するので、上述のDry Sootがほとんどで、SOFの中で比較的低沸点の成分は測定されないことになる。SOF中の低沸点成分までも濾紙に捕捉するには、ディーゼルエンジンに於ける微粒子測定法⁽⁴⁾と同様に、排気を空気で希釈して温度を低下させて微粒子を捕捉する希釈トンネル法を用いる必要がある。

本研究に於いては、ガスタービン型燃焼器の排出微粒子を測定する目的で小型希釈トンネルの開発・製作を行なった。また、大気圧燃焼試験を行ない排出微粒子の測定を行なったのでここに報告する。

2. 実験装置及び方法

2. 1. 微粒子測定 微粒子の測定には、希釈トンネル法を用いた。希釈トンネル法とは、前述のように排気を清浄空気で希釈して温度を低下させて、高温の排気中で気体だが、大気中では液体または個体である成分をも捕捉する事を目的とするものである。

希釈トンネルには、排気全量を希釈する全流トンネルと排気の一部を分流して希釈

する分流トンネルとがある。前者はフルトンネルとも呼ばれる。また、後者はミニトンネルあるいは小型トンネルとも呼ばれる。

微粒子排出質量の測定精度は、全流トンネルの方が良好であるといわれているが、高温の排気を十分希釈・冷却するのに多量の空気流量が要求され、それに伴う設備の大型化が欠点とされている。自動車用ディーゼルエンジンの微粒子測定に用いられる全流希釈トンネルでは、EPAにより内径406mm以上、希釈部長さは内径の10倍以上が必要とされ、また希釈後の温度は52℃以下と規定されている⁽⁴⁾。この場合、希釈空気流量は排気流量の10倍程度が必要となる。大出力の機関になるほど、トンネルの大型化及び希釈空気流量の増大が要求される。

ガスタービンの排気温度は一般にディーゼルエンジンと比較して高く、また出力も高いものが多いので、全流式希釈トンネルの使用が困難なことが多いと思われる。

本研究では、これらのことを勘案して分流式の小型トンネル方式を採用した。

本研究で開発した小型希釈トンネルの概要を、図1に示す。排気は、排気導入管より希釈トンネル内に流入する。導入された排気は、濾過精度0.3 μ mの希釈空気フィルターで清浄にされた空気と混合オリフィスで混合希釈され、トンネル下流に設けられたフィルターに捕捉される。フィルターには、ディーゼル微粒子測定の場合と同様の、濾過精度0.3 μ mのテフロンコーティングフィルターを用いた。

全量希釈トンネルでは、希釈混合気の一部をプローブにより採取してフィルターに導く方式のものが多い。この場合には、プローブ吸引は等速吸引を行なう必要がある。また、希釈トンネル内の希釈混合気流速及び微粒子濃度の分布が測定誤差の原因となる。

これに対して図1のトンネルでは、希釈混合気的全量がフィルターを通過するので、トンネル内の希釈混合気流速及び微粒子濃度の分布はフィルターでの採取微粒子質量には影響を及ぼさない利点を有する。

フィルターは、ディーゼル微粒子測定の場合と同様に直列に2段装着し、上流の一次フィルターで捕捉されずに通過した微粒子を二次フィルターで捕捉するようにした。

希釈トンネル内の微粒子濃度は、単位時間あたりにフィルターに捕捉された微粒子質量をトンネル内を通過する希釈混合気

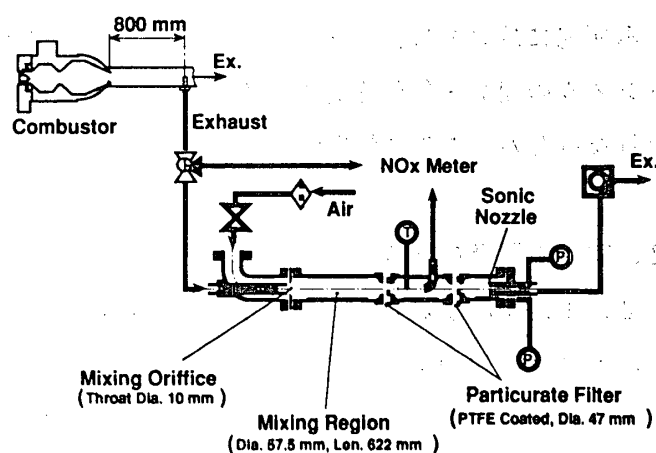


図1 小型希釈トンネルシステム

の体積流量で割ることにより求められる。これに、希釈比をかけることにより、排気中の微粒子濃度が求まる。

希釈混合気の体積流量は、トンネル出口に臨界ノズルを設け、真空ポンプにより臨界圧力比以下で吸引することにより一定とした、希釈比は排気中のNO_x濃度と希釈トンネル内のNO_x濃度との比から求めた。

ディーゼルエンジンにおける希釈トンネルによる微粒子測定では、排気はブローダウン圧力によりトンネル内に導入される。これに対して、本研究のように燃焼器単体の大気圧実験では、トンネル内へ積極的に排気を導入する必要がある。このため、希釈空気フィルターとトンネル間に絞り弁を設けて、トンネル内を若干負圧にする事により排気の導入を行なった。

微粒子採取フィルターの処理は、ディーゼル微粒子採取の場合と同様の図2の手順で行なった。フィルターは、微粒子採取に先立って常温常圧のデシケーター中で十分に乾燥しておく。乾燥後のフィルターの質量を分解能10 μ gの電子天秤で測定してブランク質量を求める。微粒子採取後のフィルターを、再びデシケーター中で48時間乾燥してから電子天秤で秤量して、ブランク質量を差し引いて採取微粒子質量を求めた。

さらに、ジクロロメタンを溶媒に用いてソックスレー抽出法により溶媒中にSOFを溶解し、デシケーターで乾燥後秤量を行ない、ブランク質量を差し引くことによりISFの質量を求めた。本研究では、ISFはほとんどDry Sootよりなると考えて、以後Dry Sootと称する。SOF質量は、微粒子質量とDry Soot質量との差として求めた。

このようにして求めた質量と採取時間から単位時間あたりの捕捉質量を求め、希釈混合気流量および希釈比を用いて微粒子PM濃度及びSOF濃度を求めた。

溶媒中に抽出したSOFは、ロータリーエバポレーターで濃縮後キャピラリーカラムを用いたガスクロマトグラフ質量分析計 (GCMS) により分析を行なった。

2. 2. 実験装置 実験は、大気圧下で行なった。供試燃焼器には、図3の段階燃焼器 (5, 6) を用いた。噴射弁には、二流体還流式渦巻噴射弁を用いた。

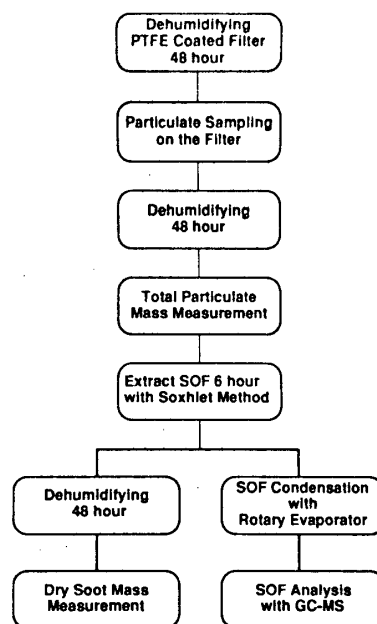


図2 微粒子処理手順

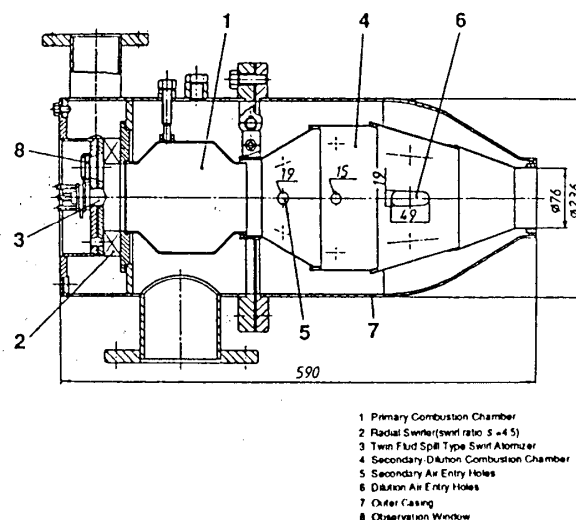


図3 供試燃焼器

実験装置全体の系統図を図4に示す。装置は、燃焼用の1次空気と2次空気の流量が独立に制御可能なものとした。また、二流体還流式渦巻噴射弁の微粒化用内側空気圧力と噴霧角調整用の外側空気圧力とが独立に変えられるようにした。

排気中の各気体成分の分析には、COには干渉成分補正式のNDIR, THCにはFID, NO_xにはケミルミ, CO₂はガスクロマトグラフをそれぞれ使用した。なお, THCの採取ライン及び分析計内部は約191℃に保温した。また, NO_xの採取ラインはNO₂の凝縮水への溶解を防ぐため約60℃に保温した。気体採取は、燃焼器出口から800mmの位置で、水冷式プローブを用いて行なった。

実験に際しては、排気組成から求めたSpindt⁽⁷⁾の方法による分析空燃比と前述の空気流量・燃料流量から求めた実測空燃比とのクロスチェックを行ない両者に著しい差がないことを確認した。

微粒子および各種気体成分の排出質量は、排出濃度、空気流量、燃料流量より算出した。

実験は、燃料に灯油を用いて大気圧下で表1の条件下で行なった。噴射弁燃料供給圧力 p_f , 噴射弁内側空気圧力 p_{ani} および外側空気圧力 p_{ano} は予備実験により決定した。一次空燃比 M_{ap}/M_f は10とした。

表1 実験条件

	Parameter	Symbol	Value	Unit
Combustion Air Condition	Combustor Inlet Air Pressure	P_a	0.11 (almost atmospheric)	MPa
	Combustor Inlet Air Temperature	T_a	300 (almost atmospheric)	K
Fuel Nozzle Condition	Fuel Feeding Pressure	P_f	0.40	MPa
	Nozzle Inner Air Pressure	P_{ani}	0.25	MPa
	Nozzle Outer Air Pressure	P_{ano}	0.30	MPa
	Fuel		Kerosene	

Parameter	Symbol	Value	Unit
Fuel Flow Rate	M_f	1.15 ~ 4.17 × 10 ⁻³	kg/s
Theoretical Specific Combustion Load	$L_b(th)$	7.74 ~ 28.1	MW/m ³
Primary Air-Fuel Ratio	M_{ap}/M_f	10	kg/kg
Overall Air-Fuel Ratio	M_a/M_f	32, 40, 50, 63, 80	kg/kg
Combustor Reference Velocity	U_{ref}	1.09 ~ 3.53	m/s

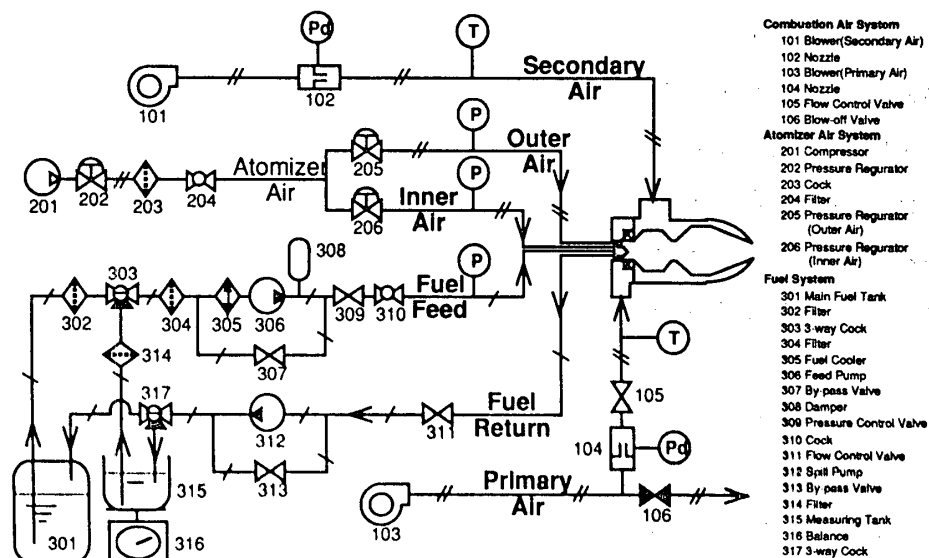


図4 実験装置系統図

3. 実験結果

空燃比を32, 40, 50, 63, 80とした場合の燃焼負荷率 $L_{b(th)}$ とNOx, THC, COおよび排気組成から算出した燃焼効率 η_b との関係を図5に示す。図の横軸には、各空燃比の場合における燃焼器代表流速 U_{ref} も併せて示した。

実験を通じて、燃焼効率は97%以上であった。スモークはボッシュ濃度で0.2以下であった。

燃焼負荷率と微粒子濃度との関係を図6に示す。微粒子濃度は、約5から35 mg/m^3 の範囲にあり、燃焼負荷率が増加すると一旦増加して、減少する傾向にある。また、空燃比が増すと増加する傾向にある。

燃焼負荷率と微粒子のエミッションインデックスとの関係を図7に示す。濃度の場合と同様に、燃焼負荷率が増加すると一旦増加して、減少する傾向にある。また、空燃比が増すと増加する傾向にある。

燃焼器代表流速をパラメーターとした場合の微粒子のエミッションインデックス

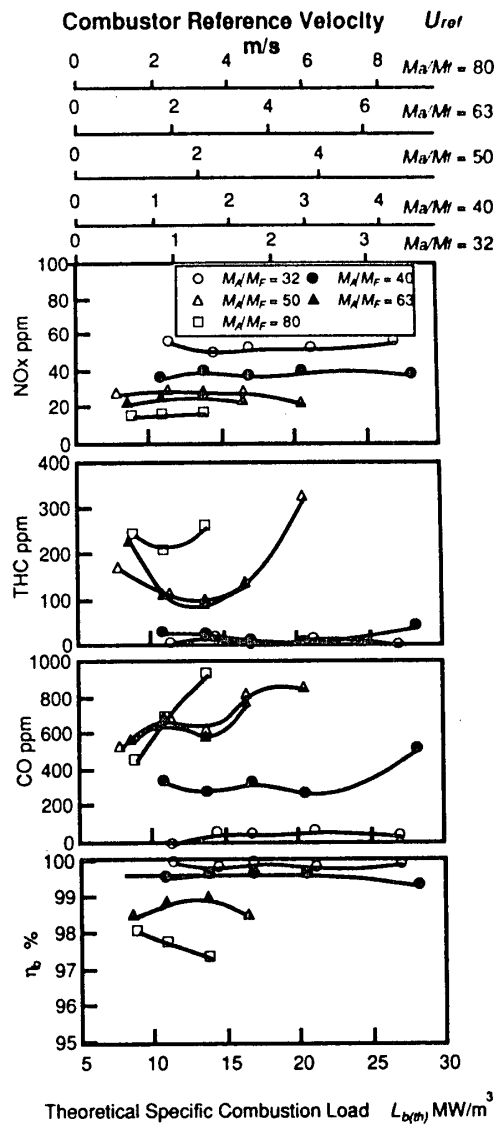


図5 燃焼負荷率と排気組成および燃焼効率の関係

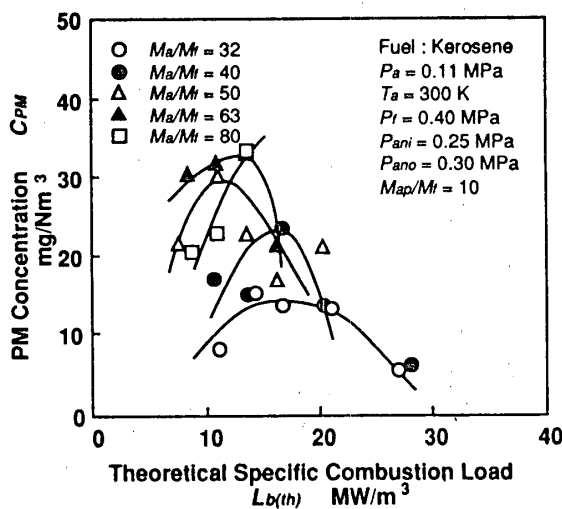


図6 燃焼負荷率と微粒子濃度との関係

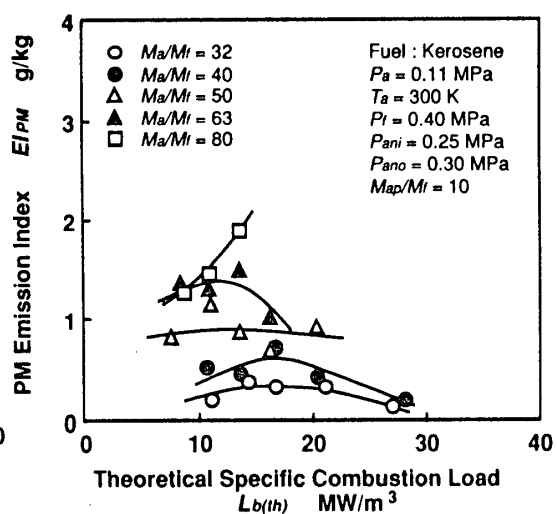


図7 燃焼負荷率と微粒子エミッションインデックスとの関係

$EIPM$ と空燃比 M_a/M_f との関係を図8に示す。空燃比の増加にともない $EIPM$ はほぼ直線的に増加する。

微粒子は本研究の実験においては、エミッションインデックスで表すと0.2~2g/Kg程度である。これらの値は大気圧燃焼実験によるものであり実機の燃焼室条件では微粒子排出量は大気圧燃焼実験の値より少なくなるものと予想される。このため、ディーゼル機関における微粒子排出量との直接の比較はそれほど意味があるとは言いがたいが、微粒子低減対策を施していない直接噴射式ディーゼル機関と比較して低い。なお、米国の1994年のHeavy Duty Dieselに対する微粒子排出規制値(0.1g/BHP_h)は、燃料消費率を用いてエミッションインデックスに換算すると、約0.5g/kg以下である。

燃焼器代表流速をパラメーターとした場合のDry Sootのエミッションインデックス $EIDS$ と空燃比 M_a/M_f との関係を図9に示す。空燃比の増加にともない $EIDS$ はほぼ直線的に増加する。

また、SOFのエミッションインデックス $EISOF$ と空燃比 M_a/M_f との関係を図10に示す。図8、9との比較より、燃焼器排出微粒子中のSOFは無視できない量であることがわかる。 $EISOF$ は空燃比が増加するとほぼ直線的に増加する。

微粒子中のSOFの質量割合SOF/PMを図11に示す。SOFは微粒子の約20%~60%を占める。これは、直接噴射式ディーゼル機関の場合とほぼ同様である。

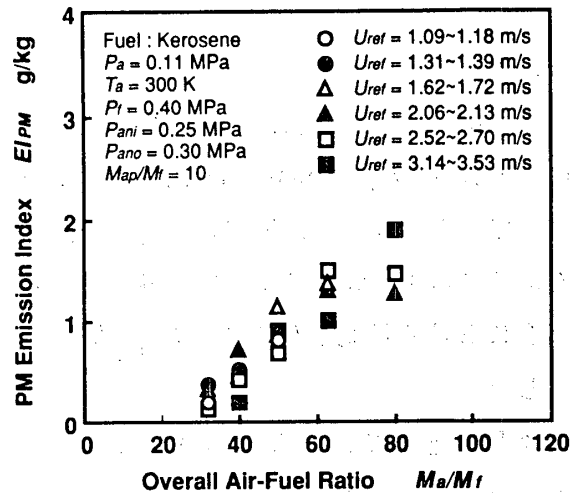


図8 空燃比と微粒子エミッションインデックスとの関係

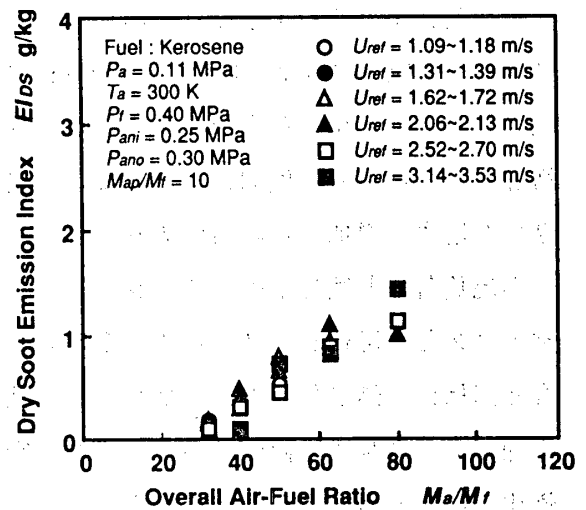


図9 空燃比とDry Sootエミッションインデックスとの関係

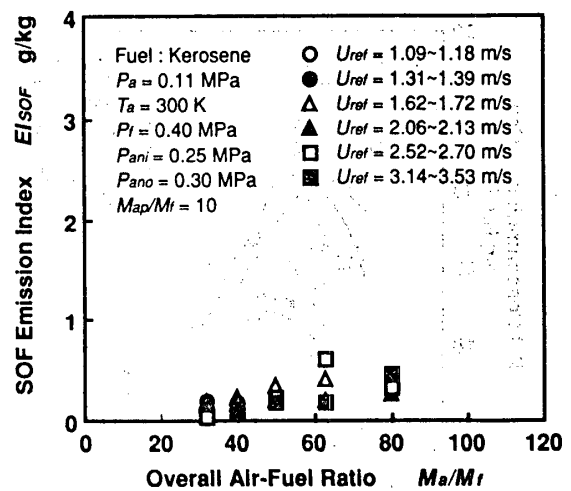


図10 空燃比とSOFエミッションインデックスとの関係

SOF/PMは、 M_a/M_f が増加するにつれて一旦減少し極小値を示した後増大する。

ディーゼル機関では、SOF排出量とTHC排出量との間には相関があると言われている。そこで、SOFとTHCのエミッションインデックスとの関係を求めて図1-2に示した。ディーゼル機関の場合と同様にSOFはTHCが増すと増加する傾向にあるが、図のようにバラツキはかなり大きい。このため、THCでSOF排出量を推測することは不可能である。

なお、ディーゼル機関においてはSOFの簡易推定法としてTHCとSOFとの相関を用いることがあるが、この場合でも機関型式が変わる度に係数を求める必要がある。燃焼器あるいはガスタービン実機においても、THCを用いてSOF排出を推測することは不可能と言える。換言するならば、THC排出が少ないからといって、必ずしもSOF排出が少ないとは限らない。

SOFのGCMSによるトータルイオンクロマトグラフを図1-3に示す。図には、直接噴射式ディーゼル機関排出微粒子中のSOFも比較のため示した。

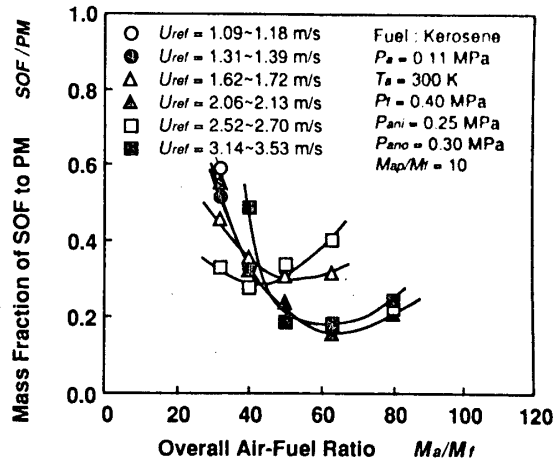


図1-1 微粒子中のSOF割合と空燃比の関係

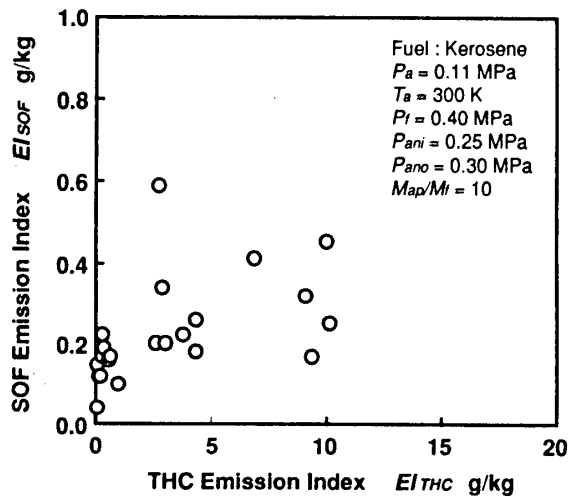
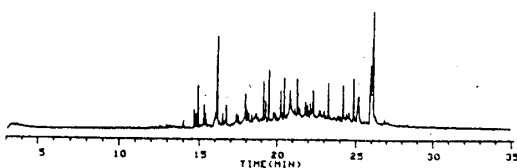
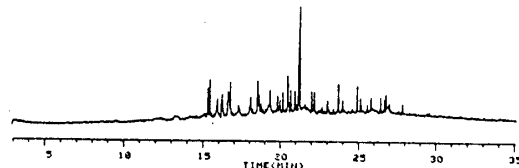


図1-2 SOFとTHCとの関係



(a) 供試燃焼器



(b) 直接噴射式ディーゼル機関

図1-3 SOFのクロマトグラフ

両者とも類似のクロマトグラフパターンを示す。比較的大きなピークのほとんどは、マススペクトルから、パラフィン族であった。本燃焼器より排出されるSOFの方が短時間で分離する成分、すなわち低沸点成分が多い。これは主として燃料（供試燃焼器燃料：灯油，ディーゼル機関燃料：軽油）の差異に起因するものと思われる。

燃焼器より排出するSOFでは、ディーゼル機関より排出するSOFでは見られない分離終了直前の大きなピークが存在する。同ピーク中には複数の成分が混在しているためマススペクトルによる定性は現在までのところ完了していないが、パラフィン、オレフィン等の直鎖系炭化水素でない。

4. 結論

ガスタービン型燃焼器から排出される微粒子の測定を目的として、小型希釈トンネルを製作して、燃焼器の大気圧燃焼を行ない微粒子測定を行なった。その結果、以下のことが判明した。

- (1) 微粒子濃度は、燃焼負荷率および空燃比により変化する。また、空燃比が増すと微粒子のエミッションインデックスは直線的に増加する。
- (2) 微粒子中のDry Sootのエミッションインデックスは、空燃比が増すと増加する。
- (3) 燃焼器排出微粒子中には可溶性有機物質（SOF）が存在する。微粒子中にSOFが占める割合は、ディーゼル機関排出微粒子の場合と同程度である。

本研究をすすめるに当たって、中本宰，重田文彦，大田能典，中曾根康仁（いずれも当時金沢工業大学学生）の協力を得た。また，金沢工業大学環境化学研究所山本隆彦助教授にはSOF分析で指導をいただいた。ここに謝意を表する。

文献

1. 齊藤，ガスタービン学会誌，16-64,pp4-10(1989-3)
2. 佐藤，ガスタービン学会誌，16-64,pp11-13(1989-3)
3. JIS Z 8808
4. EPA, Federal Register, 45-45(1980-3)
5. Kawaguchi, O., G.T. Sato, Y. Yoshida and T. Seko, 14th CIMAC, GT5(1981)
6. Obana, M., F. Shigeta, H. Tanabe and O. Kawaguchi, SAE Paper 901604(1990)
7. Spindt, R. S., SAE Paper 650507(1965)

A-12 噴流混合形燃焼器による高圧下の噴霧燃焼

・新井 雅 隆 (群馬大学) 中 曾 伸 二 (三菱重工)
 廣 安 博 之 (広島大学)

1. まえがき

発電用の高効率ガスタービン¹⁾や原油の回収増進を目的とした坑底蒸気発生装置²⁾の開発では、高圧下で安定に作動する燃焼器が必要とされている。このような燃焼器では、コスト面からして液体燃料の使用が望まれているが、作動圧力の増大に伴い燃料の微粒化特性、噴霧形状³⁾、噴霧と空気との混合特性等の変化が起こり、火炎の安定度の減少⁴⁾、SootやNOx等の排出物の増加が懸念されている。

著者らは、従来のスワラ形と異なる噴流混合形噴霧燃焼器を開発し、大気圧下にて噴霧を不輝炎燃焼させ、低NOx低Sootの燃焼状態を得ることに成功している⁵⁾⁶⁾。そこでこの噴流混合形噴霧燃焼器を高圧下で使用することを想定し、実際に3MPaまでの高圧雰囲気下において燃焼実験を行ったので、その結果をここに報告する。

2. 実験装置および方法

高圧雰囲気下における燃焼実験を行うため、航空宇宙技術研究所内に設置してある高圧燃焼試験装置⁷⁾を使用した。装置の概略は図1に示す通りで、圧力5.53MPa、温度773Kの空気を4kg/sで供給する能力がある。本研究においては実験条件をそろえるため、冷却器を作動させ高圧空気の温度を400Kに調節して実験を行った。噴流混合形噴霧燃焼器をこの高圧燃焼試験装置の耐圧ケーシングに組み込んだ状態を図2に示す。燃焼器本体は直径83mm、長さ475mmのステンレス鋼製の円筒で、入口端にノズル支持板を兼ねるバッフル板があり、そこから燃料と燃焼用一次空気を供給する。燃焼

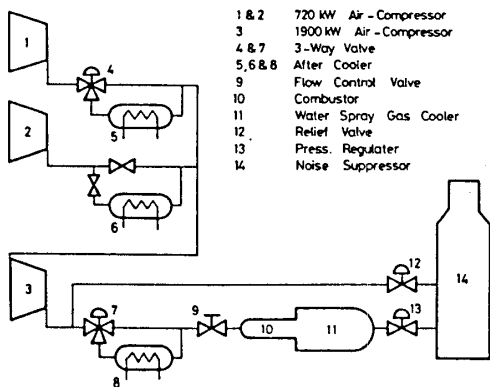


図1 高圧燃焼試験装置の概要

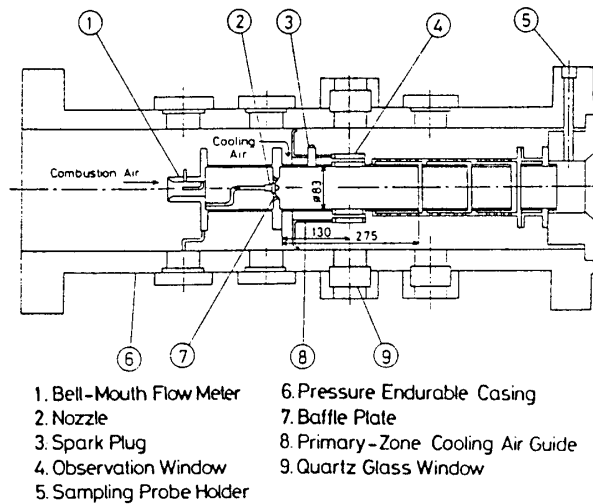


図2 耐圧ケーシングに組み込まれた燃焼器

筒の後半部分は焼損を避けるために二重構造とし、内壁を衝突冷却することにした。冷却用の二次空気は三本の環状スリットを通して燃焼筒内に導く。ここで、燃焼用一次空気と二次空気の分流比は約1:4.7である。また、入口端から130mmのところ石英ガラス製の観測窓を取り付け、内部の火炎を観察する。

燃料には灯油を用い、Danfoss社製の渦巻噴射弁から供給する。使用したノズルの容量や噴霧形状を表1に示す。また図3は使用した容量の異なる3種類のノズルの流量特性を大気圧下で測定した結果である。横軸を燃料の噴射差圧で示してあるこの関係は高圧下においても成り立つとして差支えないため⁹⁾、高圧燃焼実験時の燃料流量は噴射差圧から求めることにした。

噴流混合形燃焼器では高速の空気噴流を噴霧に直接衝突させて噴霧と空気の混合を促進させているため、高圧下でも大気圧下と同様な速度の空気噴流が得られる状態で燃焼させる必要がある。そこで本研究では高圧下においても大気圧下と同じ流速のもとで実験を行うことにした。このためには燃焼器に供給する空気流量を圧力と共に増加させ、これに呼応して燃料流量も増加させる必要がある。そこで大気圧下では前述した容量の小さなノズルN3を使用し、高圧下では容量の大きなノズルN2を標準として用いた。またノズルN1は容量のさらに大きなノズルであり噴霧のもつ運動量の影響を調べる場合に使用した。

大気圧下での詳細な実験結果は他の報告^{9) 10)}に述べてあるので省略するが、ここで使用した噴流衝突形燃焼器は噴霧に対して空気噴流を高速で衝突させることで混合を促進し、大気圧下では灯油噴霧の不輝炎燃焼を行わせることのできるものである。バッフル板から流入する空気噴流と噴霧の衝突位置や大気圧下で観察した火炎の位置を図4に示す。空気は直径40mmの円周上に配置された内径5mmの10個の噴流孔を通して

表1 使用ノズル

Nozzle	Type of Spray	Flow Capacity (gal/hr)	Spray Angle (deg)
N 1	Semi- Cone	13.5 (51.1 l/hr)	80
N 2	Hollow Cone	5.0 (18.9 l/hr)	80
N 3	Hollow Cone	0.65 (2.46 l/hr)	60

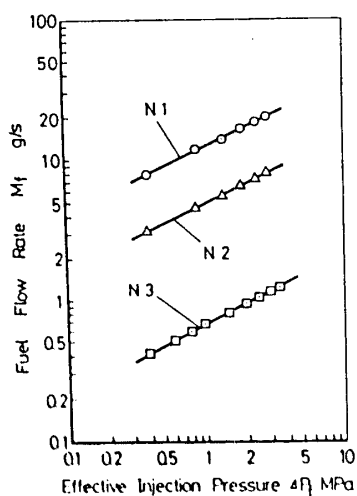


図3 使用ノズルの流量特性

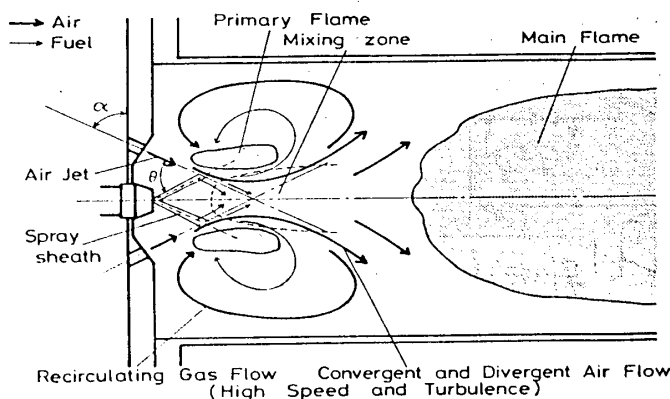


図4 バッフル板から流入する空気噴流と噴霧の関係および大気圧下での火炎の位置

角度 α で燃焼室内に流入する。噴霧と燃焼用空気の混合はおもに中心軸上で行われ、その周辺に青色の一次火炎ができる。主火炎はこの一次火炎から離れた後方の速度の遅い部分に形成されるが大気圧下ではこの火炎も青色である。

噴霧シースとの交差角 θ は吹き込み角 α によって変えることができる。空気と噴霧の混合状態は空気とこの吹き込み角 α に依存するため、高圧下の実験においてもこの空気の流入角度をパラメータとして燃焼実験を行った。また混合状態は空気の吹き込み速度にも依存するため、圧力を変えた場合の実験条件の基準を燃焼室に吹き込まれる一次空気噴流の流速 U_j とした。実験ではこれを 50 m/s および 75 m/s で一定として燃料流量により当量比を変え燃焼特性を調べた。

燃焼ガスのサンプリングは、燃焼筒出口において多孔のプロブにより断面各部のガスを一様に吸引し、断面の平均的な値が測定できるようにした。

3. 実験結果および考察

3.1 大気圧下での燃焼実験

噴流混合形のこの燃焼器では噴流と噴霧との衝突角度によって混合状態が制御でき、青色の不輝炎燃焼から輝炎燃焼まで燃焼状態を変えることができる。図5はTHCとCOの排出濃度からエンタルピ法⁹⁾で求めた大気圧下の燃焼効率を噴流の吹き込み角 α をパラメータにして表したものであり、使用ノズルはN3で、吹き込み空気速度は75m/sである。横軸は燃焼用と希釈用の空気をあわせた総合当量比 ϕ_t と一次空気みの当量比 ϕ_p の両者で示してある。 $\alpha = 60$ 度と45度の場合の燃焼状態は不輝炎であり、90度では輝炎が混じり、110度では輝炎となる。

吹き込み角 α が60度の場合是一次空気による等量比の増加に伴い燃焼効率は高くなる。この場合の燃焼状態は図4に示した一次火炎と主火炎の分離が良好に行われ両火炎とも青色の不輝炎である。主火炎は比較的后方に位置し、燃焼筒の冷却用に導入した二次空気が主火炎の燃焼に関与している。高速の噴流として導入された一次空気により混合は行われるが、一次火炎として燃える燃料の割合は少ないため、燃焼効率は一次空気による当量比 ϕ_p が2.0より大きい条件で高い値を示したと考えられる。

吹き込み角が45度の場合 $\phi_p = 1.1$ 付近で燃焼効率が最大となるが、これは噴霧と一次空気の衝突が激しく行われ、そこでの一次火

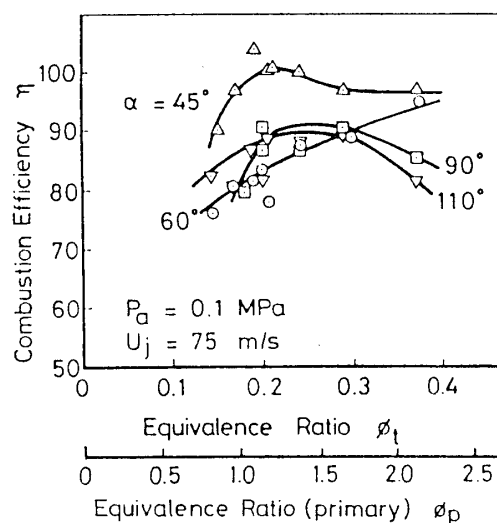


図5 燃焼効率におよぼす空気吹き込み角度の影響 (大気圧、ノズルN3、 $U_j = 75\text{m/s}$)

炎が燃焼の主体となっているためと考えられる。吹き込み角が90度と110度の場合には一次空気と噴霧は平行に近い状態で燃焼筒に流入するため緩慢な混合が起こり一次火炎と主火炎の分離が発生せず輝炎状態の火炎が観察窓付近に見られる。このため二次空気による燃焼効率の向上は見られず、燃焼効率の最大値は Φ_1 がおよそ1.2となるところに現れたと考えられた。

3.2 大気圧下と高圧下との比較

大気圧下では長さ475mmのライナ内のほぼ全域を火炎が占めていたが、高圧下では入口端から130mmにある観測窓から見ても火炎の先端部しか観察できず、火炎の長さが極端に短くなっていることが判った。また、雰囲気圧力1MPa以上ではいずれの条件においても青色炎が観察されず、吹き込み角60度の場合を除いて終始輝度の大きい輝炎のみであった。火炎全体の定量的な把握が高圧下では困難なため、観測窓から観察した結果を表2と3にまとめた。

表2は観測窓の視野全体に火炎が見える時間的割合を示したものである。この時間割合は観測窓からみた内部の状態をビデオカメラで数分間連続録画し、その画面中に火炎が見られた割合とした。大気圧下では燃焼器末端まで火炎が伸びているが、雰囲気圧力が1MPaになると観察窓から火炎の末端が観察できるようになる。さらに圧力が増加すると火炎は輝炎になり火炎が視野に現れる割合が若干増加する傾向にある。以上から、大気圧下から1MPaまでの圧力の上昇により火炎は短くなり燃焼状態は不輝炎から輝炎へと大きく変化し、それ以後の圧力増加では燃焼状態に別の変化が起きていることが推察できた。また吹き込み角が60度の場合は高圧下で極端に火炎が短くなることが明らかになった。

表3には観測された火炎の輝度を表す。表中の Δ 印、 \circ 印、 \odot 印の順に火炎の輝度は高くなる。燃焼室内壁からの放射もあり大気圧下で観測されたような青色の火炎の確認は高圧下において行うことができなかったが、 Δ 印の場合の火炎は輝度が低く大気圧下の不輝炎に対応すると推定された。この火炎状態の観察結果からも吹き込み角が60度の場合には他の場合と異なっていることが明らかである。輝度の低い火炎は一般に予混合状態に近い燃焼形態の場合に現れることから噴霧と一次空気との混合は良好

表2 観測窓内に火炎の現れる時間の割合(%)
($U_1=75\text{m/s}$, $\Phi_1=0.12$)
(大気圧下: N3ノズル, 高圧下: N2ノズル)

α deg	0.1	1	2	3
45	100	80	100	100
60	100	10	10	20
90	100	60	80	100
110	100	90	100	100

表3 火炎の輝度 ($U_1=75\text{m/s}$, $\Phi_1=0.12$)
(大気圧下: N3ノズル, 高圧下: N2ノズル)
(Δ =低輝度, \circ =中輝度, \odot =高輝度)

α deg	0.1	1	2	3
45	\circ	\circ	\circ	\circ
60	Δ	Δ	Δ	Δ
90	\circ	\circ	\circ	Δ
110	\odot	\odot	\odot	\odot

におこなわれていると考えられた。表 2 と 3 の結果を総合してみるとこの条件の場合には火炎は短くかつ不輝炎に近い状態で燃焼していると推定できた。

一次空気の吹き込み角が 60 度の場合についてに大気圧下および高圧下での NO_x と THC の排出傾向を当量比でまとめた結果を図 6 と 7 示す。高圧下では燃焼筒の焼損の危険性があり燃料流量を $\Phi_f = 1.0$ 以上に増加させることが不可能であったこと、大気圧下と高圧下では、N3 と N2 のようにノズルが異なること、さらに燃焼器入口温度も大気圧下の 300 K と 高圧下の 400 K のように異なったため、絶対値の直接比較には無理があるが、 NO_x は大気圧下と異なる傾向に THC は大気圧下と同じ排出傾向にあることが明らかになった。

高圧下においてはノズル近くに火炎が存在し燃料濃度の高い領域で燃焼が行われること、また、あとで示すように圧力の上昇とともに燃焼効率が向上することからして、高圧下では火炎温度が相当高く、そのため NO_x が著しく高くなることが理解できた。THE 濃度が急激に上昇する限界の当量比は高圧になるほど希薄側に移行するが、表 2 と 3 の結果から類推して高圧下では一次火炎と主火炎の分離が起こらず火炎は上流に移行し、燃焼用空気のみで燃焼が完結するようになったためと考えられる。また、当量比が低く火炎が不安定となる場合に大気圧下では THC が増加することからして、高圧下でも同様な不安定な火炎が当量比の小さな状態では存在していることが類推できた。

次に、空気吹き込み角度の違いによる影響を THC の排出傾向で比較したものを図 8 に示す。大気圧下では、噴霧と空気噴流が平行に近い状態となる $\alpha = 110$ 度を除いてほぼ似たような傾向を示している。3 MPa の高圧下では $\alpha = 45$ 度の場合の THC が高く火炎が不安定であると見受けられるのに対し、 $\alpha = 60$ 度では最も低い排出レベルを示し火炎は安定していると思われる。図 9 は NO_x の排出指数の測定結果であり、吹き込

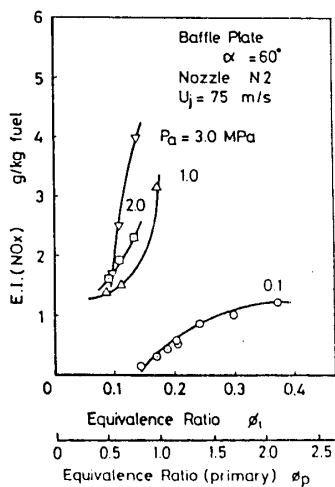


図 6 大気圧下と高圧下の NO_x の排出指数の比較

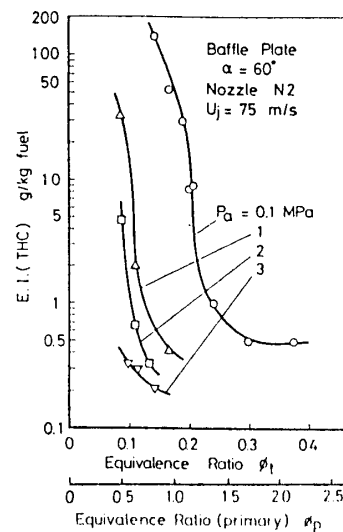


図 7 大気圧下と高圧下の THC の排出指数の比較

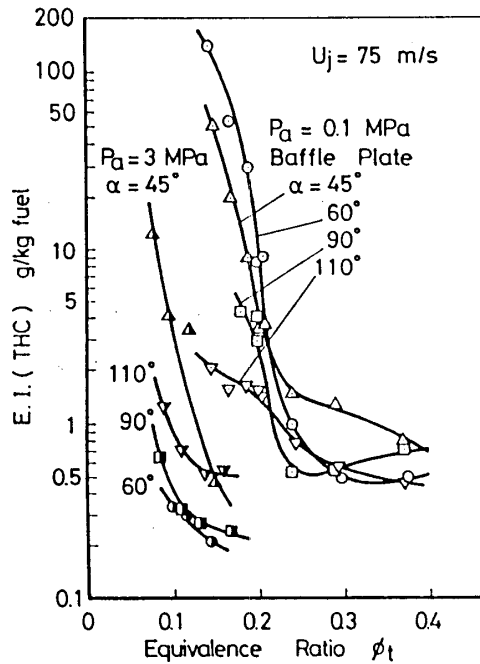


図8 THCの排出指数に及ぼす吹き込み角度の影響

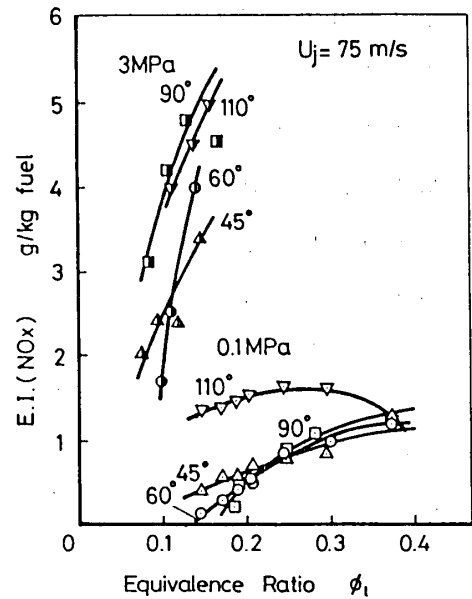


図9 NOxの排出指数に及ぼす吹き込み角度の影響

み角が45度や60度の場合に大気圧下および高圧下において低い排出指数を示している。すなわち燃焼状態は雰囲気が高圧化すると変化するが、NOxの排出レベルに及ぼす大気圧下で見られた吹き込み角度の影響は高圧下でも認められる。

以上のことから、高圧下でも大気圧下と同じく $\alpha = 60$ 度の場合に燃焼状態が最も良いことがわかる。またTHCとNOxの排出傾向に及ぼす吹き込み角の影響は大気圧下と高圧下において類似性が成立している。このことから、火炎の位置や性状は異なるが、高圧下においても流れ場は大気圧下と同様な状態であり、吹き込み角によって燃焼状態が支配されていると考えられる。

3.3 高圧下での燃焼特性

図10は一次空気の吹き込み速度と雰囲気圧力およびノズルの容量が燃焼効率 η に及ぼす影響をまとめたものである。一般に圧力が高くかつ燃焼用の一次空気の当量比が1に近づくほど燃焼効率は高くなる傾向にある。圧力2 MPaの状態では流速の影響をみると、N2のノズルを使用した場合には U_j が50 m/sのときに75 m/sのときより燃焼効率は高くなる。さらに容量の大きなN1のノズルを使用するとこの傾向は顕著になり、運動量の小さい噴霧に対しては空気噴流の速度を低下させる必要のあることを示している。

図11はNOxの排出指数に及ぼす一次空気の吹き込み速度と雰囲気圧力およびノズルの容量の影響を明らかにしたものである。NOxの排出指数に及ぼす影響は図10に示した燃焼効率とほぼ逆の関係にあることが明らかになった。

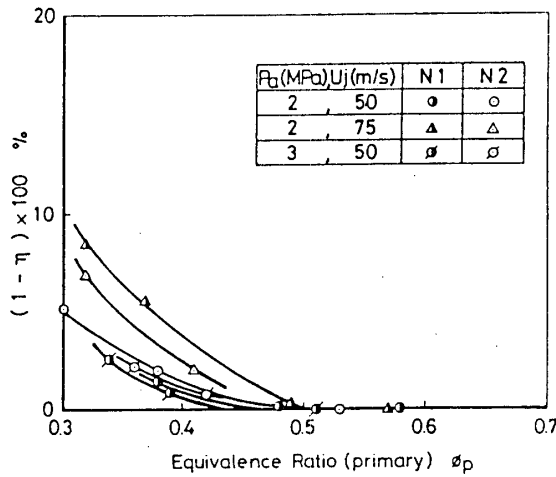


図10 燃焼効率に及ぼす雰囲気圧力とノズルの容量の影響

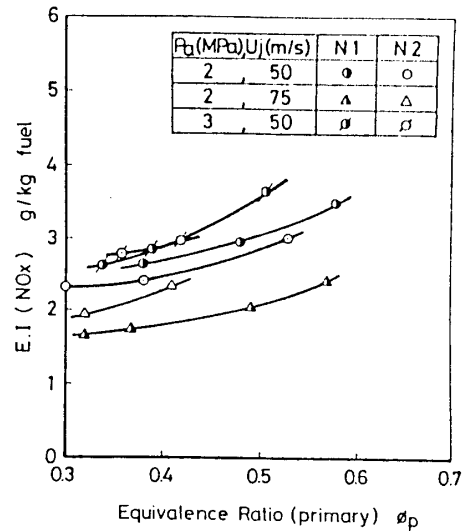


図11 NOx の排出指数に及ぼす雰囲気圧力とノズルの容量の影響

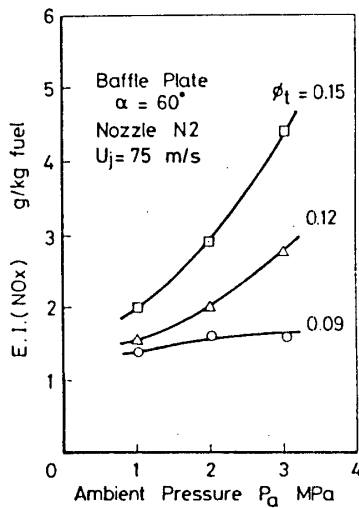


図12 NOx の排出指数に及ぼす雰囲気圧力の影響

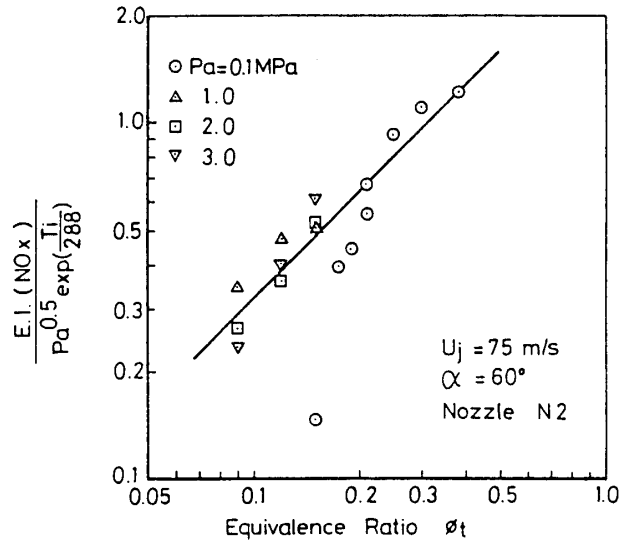


図13 入り口温度および雰囲気圧力の補正を行ったNOx の排出指数と当量比の関係

図12はNOx の排出指数と雰囲気圧力 P_a (MPa) の関係を総合の当量比 ϕ_t をパラメータとして表したものである。これより、圧力が增大するにしたがって排出指数は大きくなるのがわかる。またこの傾向は当量比が高い程著しくなっている。

NOx の排出指数と雰囲気圧力の関係を大気圧の結果を含めて検討するためには燃焼器の入り口温度の違い等も考慮に入れる必要がある。図13はガスタービン燃焼器からのNOx の排出指数に対する入り口温度や圧力の補正で使われるMularz⁹⁾の関係式をもとにNOx の排出指数と当量比の関係を示したものである。図より本研究で使用したような特殊な構造の燃焼器においても従来からの関係式が成立し、

$$E.I. (NO_x) \propto P_a^{0.5} \phi_t \exp(T_i / 288) \quad (1)$$

となることが明らかになった。

4. 結論

圧力 3 MPa までの高圧雰囲気下で噴流混合形噴霧燃焼器の燃焼実験を行った結果、次のことが明らかになった。

- (1) 雰囲気圧力が増大すると火炎の長さが短くなる。
- (2) 大気圧下で青色燃焼する条件でも高圧下では輝炎となるがその輝度は低く、排ガス特性からして大気圧下での不輝炎燃焼と同じ特徴を有していると思われる。
- (3) 噴流の吹き込み方向には、高圧下でも最適な方向があり、大気圧下で安定な不輝炎燃焼する条件が高圧下での NOx と THC 排出レベルを低下させるのに適している。
- (4) 雰囲気圧力の増大が燃焼状態に与える影響として、NOx の排出指数の増大および燃焼効率の向上がみられた。

謝辞

高雰囲気圧下の燃焼実験は科学技術庁航空宇宙技術研究所の高圧燃焼試験装置を使用した。本研究において、燃焼器の設計、装置の操作およびデータ収集の際に、多大な御意見と御協力を賜った航空宇宙技術研究所の原動機部の田丸卓室長ならびに研究員の下平一雄技官、同熱流体研究室研究員山田秀志技官に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 辻, 高 効 率 ガ ス タ ー ビ ン , エ ネ ル ギ ー ・ 資 源 , Vol. 8, No. 2 (1987), 152.
- 2) 新 井 , 吉 原 , 山 下 , 新 川 , 第 23 回 燃 焼 シ ン ポ ジ ウ ム , 前 刷 集 (1985), 49.
- 3) 新 井 , 坂 下 , 廣 安 , 島 沢 , 地 区 講 演 会 , 天 然 ガ ス 燃 焼 講 義 集 (1986-11) 25.
- 4) 田 丸 , 中 井 , 廣 安 , 廣 安 , 山 田 , 久 山 演 講 集 (1984-6), 1.
- 5) 新 井 , 中 井 , 廣 安 , 廣 安 , 山 田 , 久 山 演 講 集 (1986) 247.
- 6) 廣 安 , 中 井 , 廣 安 , 廣 安 , 山 田 , 久 山 演 講 集 (1987), 286.
- 7) 田 丸 , 下 平 , 堀 内 , 齋 藤 , 航 空 宇 宙 技 術 研 究 所 報 告 , TR-801, (1984), 1.
- 8) 齊 藤 , 鈴 木 , 山 田 , 航 空 宇 宙 技 術 研 究 所 報 告 , TM-350 (1987)
- 9) 技 術 資 料 , 燃 焼 伴 随 環 境 汚 染 物 質 の 生 成 機 構 と 抑 制 法 , 185.

A-13 希薄予混合型燃焼器における圧力の影響

* 畦上 修 (慶大院)

川口 修 (慶大理工)

1. はじめに

燃焼機器による環境の汚染が世界中で問題になっている中で、ガスタービンの排気規制もさらに厳しさを増し、実機に応用できるNO_x低減技術の開発が期待されている。希薄予混合燃焼法は、あらかじめ燃料と空気を混合することにより均質な温度場を形成させる事ができ、さらに当量比を希薄側に設定する事により火炎温度を低下させる事ができるので有効なNO_x低減方法と考えられている。しかし問題点もいくつかあり、火炎の安定性の悪さ、部分負荷に対応する作動範囲の狭さ、振動燃焼の起こしやすさなどが挙げられる。

筆者らは、大気開放型の希薄予混合型燃焼器を用いて前報までに、(1)希薄予混合燃焼によりNO_x排出量の大幅な低減が可能である、(2)スワラ及び保炎器による強力な循環流領域により希薄可燃限界近くまで安定に燃焼させることが可能である、(3)低当量比の場合には入口空気温度を上昇させた場合にもNO_xの増加率を低く押さえることができる、(4)一次領域を希薄に保った状態で希釈空気を導入することにより排気温度を幅広く調整することができ負荷の変動に対応できる、(5)安定な燃焼の実現のために強力な循環流領域を形成させ滞留時間が増加しても、低当量比条件ではNO_xの排出量にはほとんど影響がない、(6)主流・循環流領域間の物質交換量、熱交換量は希薄限界近く急減し、燃焼効率が低下することなどを明らかにした。そして、希薄予混合燃焼法によるNO_xの低減が有効であり、また実機への希薄予混合燃焼法の応用が可能であると論じた。

本報では、前報までの燃焼器の形状及び主要寸法を変えずに加圧条件での燃焼実験が行なえる希薄予混合型燃焼器を新たに製作し、燃焼特性及び排気特性について実験を行なった。そして前報までで明らかにされていない燃焼器作動圧力の排出NO_xへの影響について調べたものである。

2. 実験装置及び方法

図2.1に実験に用いた燃焼器を示す。この燃焼器は、前報までの燃焼器が大気開放型であったのに対して、耐圧構造とし加圧条件下で実験ができるように設計製作したものである。燃焼筒直径、スワラ、保炎器などの主要寸法は、前報までの燃焼器と同様である。

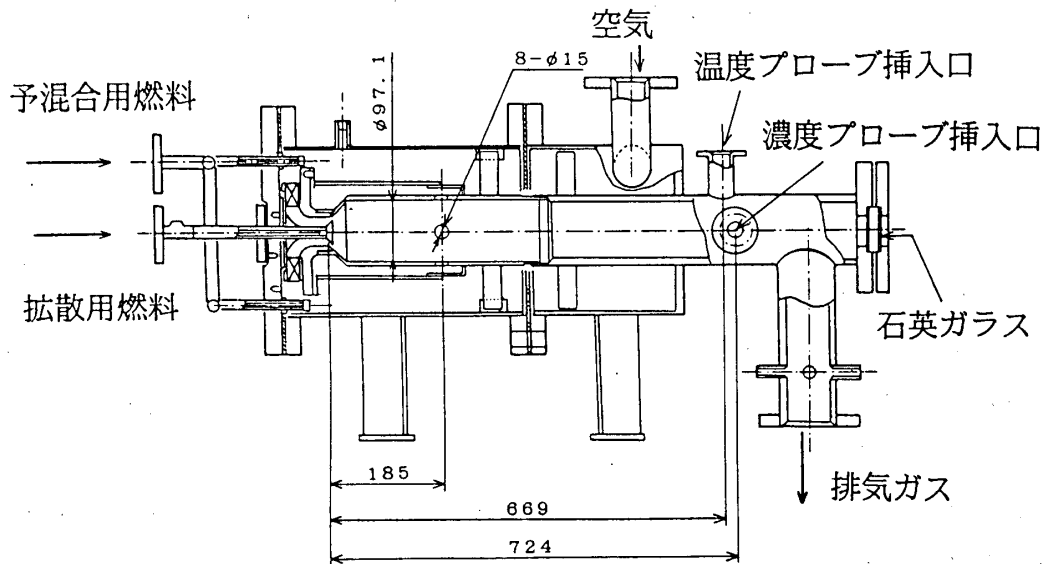


図 2. 1 供試燃焼器

実機の燃料として天然ガスを想定して、実験においてメタンを用い、半径流スワーラ直前の円周方向 8ヶ所に設けたノズルから噴射され、一次空気とともにスワーラを通過して燃焼室に送られる。スワーラおよび燃焼室入口の保炎器により、強力な循環流領域を形成させ、保炎性能の向上を図っている。さらにスワーラ直前で燃料を空気流中に噴射するため、旋回流による燃料と空気の混合促進の効果もある。

燃焼室内への空気は、下流より燃焼筒の周囲を通過して導入される。本報においては入口空気温度はほぼ常温である。一次空気はスワーラを通過して燃焼室内に流入し、希釈空気は希釈空気孔より流入する。燃焼器内の希釈空気量調整ガイドを移動させることにより一次空気と希釈空気の流量比を変えることが可能となる。燃焼用空気は一次空気のみであり、希釈空気は実機における負荷の調整を考えて、排気ガス温度を調整するために導入されるものであり、燃焼領域に影響を与えないように保炎器より 180 mm の位置に設けてある。

燃料と空気の混合状態の影響について調べるためにさらに二つの方式の燃料供給法採用できる。すなわち、保炎器内部を通り保炎器後流側の端面上に設けた 12ヶ所の $\phi 1.5$ mm の穴から燃料を噴射する拡散燃焼方式、もう一つは保炎器の根元の円周方向 12ヶ所の穴から噴射する部分予混合燃焼方式である。ただし、本報においては最も混合状態のよいスワーラ直前より燃料を供給する方式で実験を行なった。

着火の際保炎器端面の燃料空気孔から燃料を噴射し、保炎器中央部において火花を飛ばし点火を行なった。燃焼筒内の様子は、燃焼筒下流端に設置された石英ガラスを通して、観察することができる。

実験パラメータは表 2. 1 に示す通りである。形状のパラメータは、前報までの実

験をもとに一定の値とし、代表流速、当量比、入口空気圧力などの作動条件を変化させて実験を行なった。

燃焼器出口ガス温度の測定には、保炎器より下流側669 mmの燃焼筒中心軸上に設置された熱電対を用いた。熱電対には、触媒効果を防ぐためにシリカコーティングした素線径300 μ mのR型（Pt-Pt13%Rh）を用いた。

排気ガス濃度は、保炎器より下流724mmの燃焼筒中心軸上に設けたステンレス製水冷式のサンプリングプローブによりガスを採取し連続分析計（NO_x：化学発光法、CO₂およびCO：NDIR法、O₂：ジルコニア式）を用いて測定した。

パラメータ	条件
旋回羽根角度 α_s [deg]	80
スワール数 S [-]	0.83
保炎器直径 d_p [mm]	40
代表流速 U_d [m/s]	3 ~ 7
当量比 ϕ	0.46 ~ 0.86
入口空気圧力 P_1 [MPa]	0.12 ~ 0.3
入口空気温度 T_2 [K]	常温 (283.15 K)

表 2.1 実験条件

3. 実験結果

3.1 一酸化炭素

図 3. 1 に圧力の条件を変化させた場合の当量比に対するCO濃度の変化の様子を

対数をとって示したものである。CO濃度は、当量比0.6以下の希薄燃焼ではほとんど排出されないが、当量比0.6以上では当量比の増加と共にCO濃度は増加していく。

また、圧力の条件を変化させた場合COの濃度に変化はなく、圧力の影響はほとんどない。

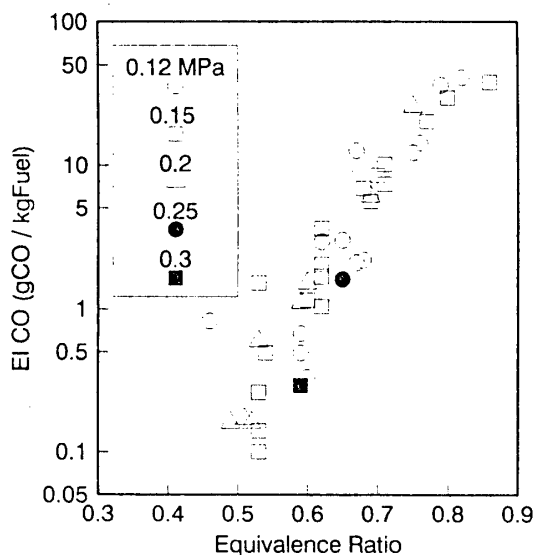


図 3. 1 CO濃度の当量比の影響

3.2 燃焼ガス温度

図 3. 2 に圧力を変化させた場合の当量比と出口燃焼ガス温度の変化の様子を示す。当量比の増加と共に本研究の当量比の範囲(0.5~0.8)においては、燃焼ガス温度はほぼ直線的に上昇する。

同じ当量比において圧力の影響を見てみると、圧力の上昇と共に燃焼ガス温度は上昇しているが、圧力が0.2MPa付近で燃焼ガス温度の上昇は頭打ちになってしまう。

3.3 窒素酸化物

図3.2に示したように当量比の増加と共に燃焼ガス温度が上昇するため、前報までの結果と同様に、当量比の増加とともにNO_xの排出量は増加していくと考えられたが、どの条件においても当量比に対するNO_x濃度の関係は前報までと異なる傾向を示した。本実験では、図3.2に示したように燃焼ガス温度は当量比の変化と共にほぼ線形状に変化しているのに対して、NO_x濃度は図3.3および図3.4に示したように当量比0.5～0.7付近において一時的にNO_x排出量が減少している。これより当量比の高い部分は指数関数的にNO_x濃度は上昇し、当量比の低い側は急激に減少している。NO_x排出量が減少している領域は、圧力が高いほど当量比の低い側へ移行している。また、希薄側の可燃限界が圧力が高いほど広がっていることが分かる。

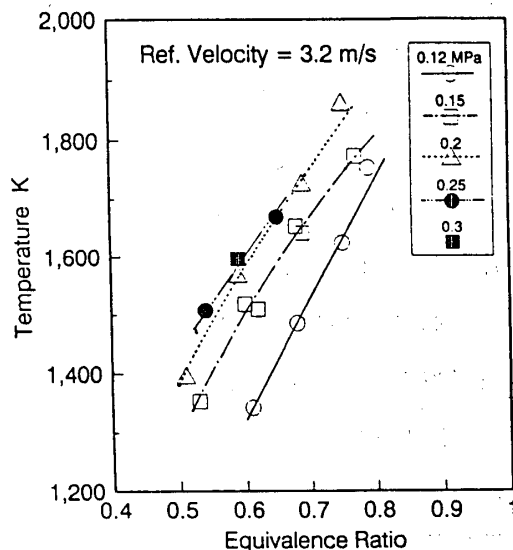


図3.2 燃焼ガス温度

図3.5に示した片対数を取った出口燃焼ガス温度の逆数に対するNO_xのグラフについて

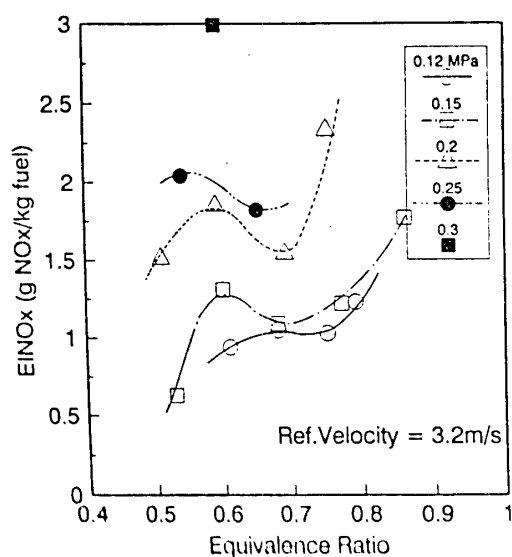


図3.3 当量比とEINO_x
(代表流速 3.2 m/s)

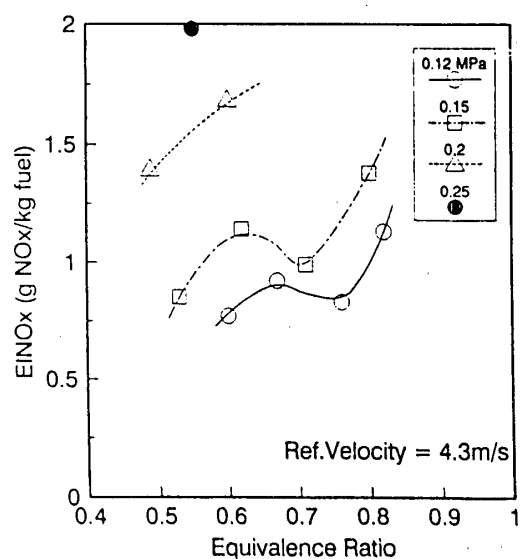


図3.4 当量比とEINO_x
(代表流速 4.3 m/s)

NOxが減少する領域が1500~1600 Kの範囲において存在していることがわかる。これらのことから、この領域を境に希薄側では可燃限界近くになり保炎形態が変化し、NOxの生成に影響を与える循環流領域の温度及び温度分布が変化していると考えられる。

また、圧力に対するEINOxの変化の様子を両軸に対数を取って図3.6に示す。圧力の上昇に伴いNOx生成濃度は上昇している。この理由としては、圧力上昇に伴う燃焼負荷率の増加による燃焼ガス温度の上昇と、それともなうNOx生成速度の増加が考えられる。当量比の増加に対してEINOxのレベルは上がっているが、本研究の実験範囲においてはその傾向は当量比や代表流速によって異なる。

図3.4及び図3.5のグラフの形からわかるように、圧力の条件を変化させた場合当量比によるEINOxの変化の傾向はにているが、EINOxの減少する範囲が移行しているために図3.6の結果となったと考えられる。

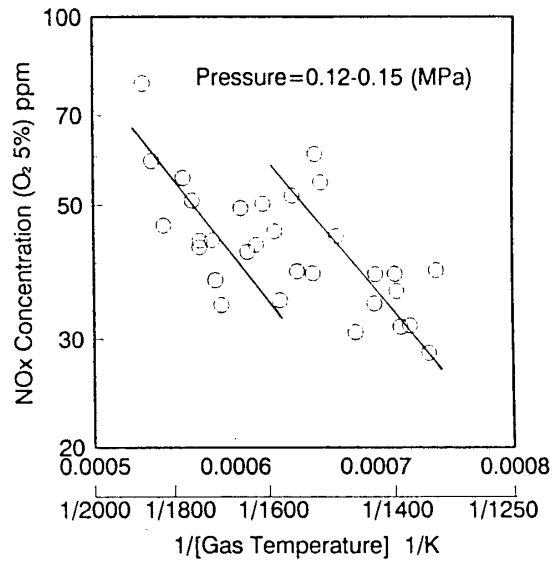


図3.5 燃焼ガス温度とNOxの関係

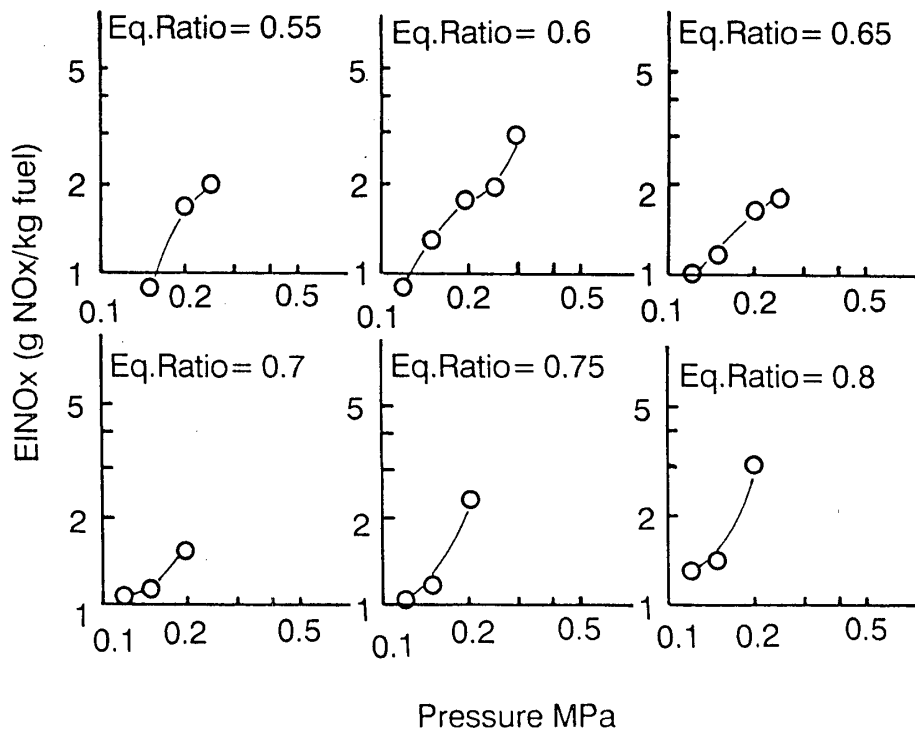


図3.6 圧力によるEINOxへの影響

4. まとめ

ガスタービン燃焼器におけるNO_x排出低減を目指し、近年有望視されている希薄予混合燃焼法に着目して、実機に応用するための研究を行った。そして本報においては、入口空気圧力の影響に関して以下の知見を得た。

EINO_xに関しては、どの圧力条件においても当量比0.5~0.7附近で排出濃度が一定あるいは減少する領域が存在している。さらに、圧力の上昇にともないこの領域が現れる当量比範囲は、希薄側に移行する。この領域を境に燃焼領域における保炎状態が変化したものと考えられる。希薄附近における保炎状態の変化は、前報までの実験結果において確認されている。

本研究は三井造船(株)の委託研究として、同社より研究費の一部の提供を受けて行なわれたものである。また、本報告における実験は、坂口貞彦、笹栗暁両君の協力によって行なわれたものである。併せて謝意を表する。

参考文献

- (1) 川口、河野、畦上；「希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究」ガスタービン松山地区講演会(1988-11)、145.
- (2) 川口、畦上、広瀬；「希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究(続報)」ガスタービン金沢地区講演会(1989-10)、25.
- (3) 広瀬、川口；「希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究(第3報)」ガスタービン仙台地区講演会(1990-11)、143.
- (4) 川口、広瀬；「希薄予混合型燃焼器における火炎安定の機構と排気特性について」第19回ガスタービン定期講演会(1991-5)、145.
- (5) 川口 修他)；「希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究」1991 Yokohama International Gas Turbine Congress
- (6) K. O. Smith, L. C. Angello & F. R. Kurzynske, "PRELIMINARY DEVELOPMENT OF AN ULTRALOW NO_x GAS TURBINE COMBUSTOR", 1986 INTERNATIONAL GAS RE-SEARCH CONFERENCE, 1031-1043
- (7) 日本機械学会, 技術資料“燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法”
- (8) GTSJ資料, “ガスタービン燃焼器に関する諸問題とその対策のための事例(その3)”

A-14 天然ガス用複合型触媒燃焼器の基礎燃焼試験結果

小沢 靖 (電中研) 平野純司 佐藤幹夫
 雑賀幹人 (関西電力) 渡辺伸次

1. 緒言

近年、発電効率の高い複合発電に加え、既設火力の出力増強にガスタービンが用いられ、ガスタービンの発電設備への利用は拡大する傾向にある。しかし、ガスタービンは、高温の燃焼器内で窒素酸化物 (NOx) を発生するために、NOx の低減対策が必要となる。このため、現在、排煙脱硝装置を付設してNOx を抑制しているが、その費用および維持を考えると、より経済的かつ効果的な技術の開発が望まれる。

そこで、NOx を殆ど発生しない触媒燃焼法を適用したガスタービン燃焼器の研究開発が進められている。(1)~(4)

筆者らも、触媒の使用条件を緩和し、ガスタービンへの適用性の向上を図った、複合型触媒燃焼器の開発を進めており(5)、今回、天然ガス用燃焼器を試作し、大気圧燃焼試験を行ったので、その結果を報告する。

2. 燃焼器の試作

図1に複合型触媒燃焼器の概念を示す。

バーナ部を、小型触媒を内蔵した触媒燃焼セグメントと予混合ノズルの集合体で構成し、その後流に予混合燃焼部を設置する。触媒燃焼セグメントにおいて1000℃以下で触媒燃焼し、その触媒燃焼ガス中に予混合ノズルから燃料/空気混合ガスを噴射し、希薄予混合燃焼を行う。

図2に上記概念を基に試作した天然ガス用燃焼器の構造を示す。燃焼器は、1300℃、20MW級多缶型ガスタービン燃焼器一缶分に相当する。本燃焼器の試作に先立って行ったLPG用燃焼器によ

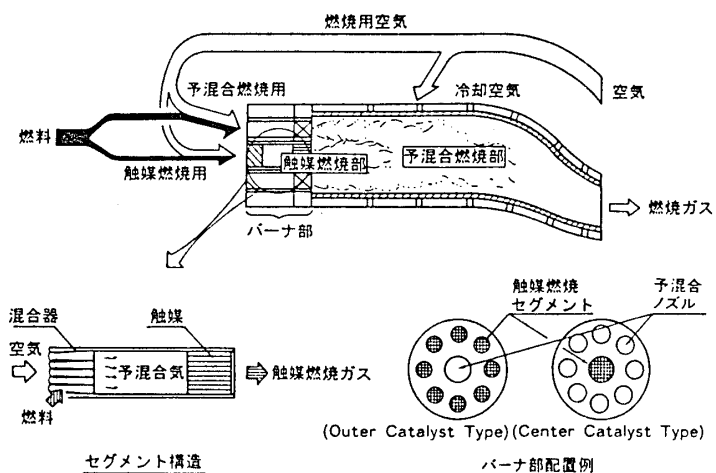


図1 複合型触媒燃焼器の概念

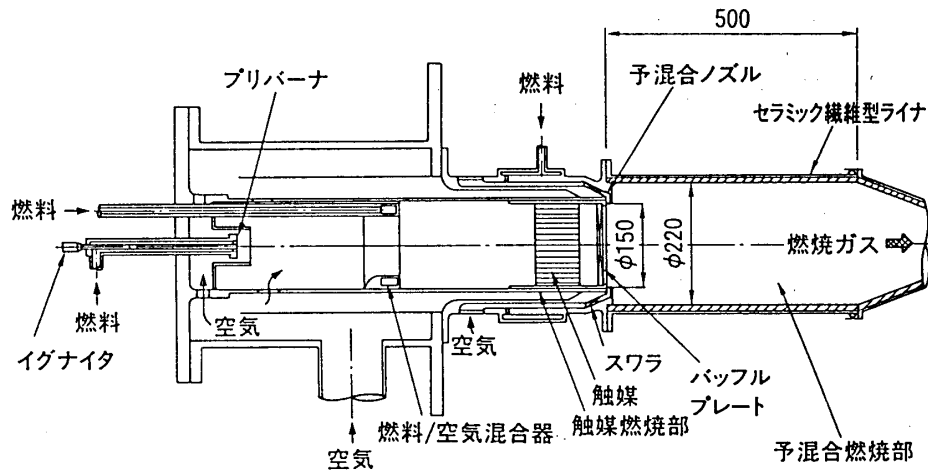


図2 天然ガス用複合型触媒燃焼器

る予備検討結果⁽⁵⁾より、本燃焼器のバーナ部は、触媒燃焼部（セグメント）を中央に、予混合ノズルをその外周に配置した。触媒活性が安定する温度に触媒を予熱するために、触媒上流にプリバーナを設置した。また、予混合燃焼の安定化を図るために、触媒燃焼部出口にセラミックス製バッフルプレート、予混合ノズル出口にスワラを設けた。バッフルプレートの断面積は触媒燃焼部流路の約4割、スワラの内向角は90度、旋回角は20度とした。なお、燃焼器内筒および尾筒は、セラミック繊維型ライナ⁽⁶⁾を使用した。

触媒は、コージェライト製ハニカム担体にアルミナ系活性担体を担持し、さらに、メタンの燃焼活性が高いパラジウム系活性成分を担持したもので、直径150mm、長さ25mm、セルピッチ3.3mmの円柱形触媒を3段充填した。なお、触媒の保持方法は、セラミック製触媒筒の内部にセラミック繊維の緩衝材を介して触媒を保持し、触媒筒をセラミック繊維の緩衝材を介して燃焼器に保持する方式を採用した。

3. 試験設備と試験条件

図3にガスタービン燃焼器常圧試験設備の系統図を示す。

空気は二系統から燃焼器へ供給した。一系統は触媒燃焼用空気として独立制御し、もう一系統の空気は、ライナ冷却空気と予混合燃焼用空気とを合わせた形で制御した。また、それぞれ空気加熱器で所定の温度まで昇温した後、燃焼器へ供給した。燃料は表1に示す天然ガスを用い、触媒用、予混合ノズル用、およびプリバーナ用としてそれぞれ独立制御した。燃焼ガスは、燃焼器尾筒出口で温度計トラバーサにより温度測定し、ガスプローブによりサンプリングした。

燃料および空気流量はオリフィス流量計で、圧力はブルドン管式圧力計で、各部温

度はKまたはR型熱電対で測定した。また、燃焼ガス中のNO_xは化学発光法、COおよびCO₂は非分散赤外線吸収法、O₂は磁気圧力式コンデンサマイクロフォン法、未燃炭化水素(UHC)は水素炎イオン化法をそれぞれ用いた連続分析装置によって測定した。

表2に試験条件を示す。圧力(P)は大気圧、燃焼器入口温度(T_a)は350℃、触媒入口温度(T_{ao})はプリバーナによって450℃に制御し、触媒層出口温度(T_o)は1000℃を越えないように調整し、燃焼器出口ガス温度(T_g)は最高1300℃とした。

4. 試験結果

4.1 燃焼器出口ガス温度の影響

図4に燃焼器出口ガス温度(T_g)の燃焼ガス性状および燃焼効率(η)に及ぼす影響を示す。なお、試験方法は、全空気量(V_{at})、触媒燃焼用空気配分(R_{ao})⁽⁵⁾、T_aおよびT_{ao}を一定に保持し、予混合ノズル用燃料の調整によりT_gを変化させ、燃焼ガス性状等を測定した。ここで、T_gは熱電対による実測値を用いた。

NO_x濃度はT_gの上昇と共に増加したが、T_gが1300℃で6ppm(16%O₂換算3ppm)の低NO_x燃焼を達成した。また、COおよびUHC濃度は6ppm以下で、ηはほぼ100%となった。一方、T_gが1250℃未満では予混合燃焼が不安定となり、失火に到った。

LPG用燃焼器の結果⁽⁵⁾と比べ、メタンの難燃性に起因して安定燃焼下限温度が高く、本燃焼器をガスタービンに適用するためには、空気バイパス弁等の付設による適用負荷範囲の拡大策が必要不可欠と思われる。

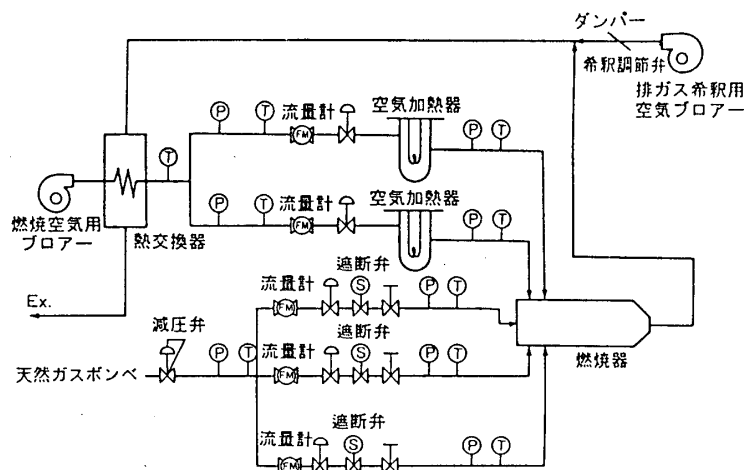


図3 試験設備系統図

表1 燃料(天然ガス)の性状

組成(%)	CH ₄ = 99.2, CO ₂ = 0.7, N ₂ = 0.1
密度(kg/m ³)	0.7167
粘度(P(at 44°C 1atm))	1060 × 10 ⁻¹
低位発熱量(kcal/m ³)	8485
高位発熱量(kcal/m ³)	9414

表2 基準試験条件

圧力	P = 大気圧
燃焼器入口空気温度	T _a = 350℃
触媒入口温度	T _{ao} = 450℃
触媒層出口温度	T _o < 1000℃
燃焼器出口ガス温度	T _g = 1300℃
基準燃焼負荷率	L _b = 2.4 × 10 ⁷ kcal/(m ³ · h · ata) (T _g = 1300℃)
基準空気流量	V _{at} = 1020 m ³ /h
燃料	天然ガス

4. 2 触媒燃焼用空気配分の影響

本燃焼器においては、触媒燃焼用と予混合ノズル用の空気の配分が燃焼特性に影響を及ぼす。そこで、燃焼負荷率 (L_b)^(註1)、 T_a 、 T_{ao} 、 T_g および全空気比 (λ) を一定に保持し、 R_{ao} を変化させた結果を図5に示す。この場合、 R_{ao} の増加とともに触媒燃焼部の燃焼負荷が増加する。

R_{ao} の増加とともに NO_x 、 CO 、 UHC 濃度が若干増加する傾向を示したが、 R_{ao} が 50 ~ 70 % の範囲で NO_x 濃度は 8 ppm (16% O_2 換算 4 ppm) 以下、 CO 濃度は 7 ppm 以下、 UHC 濃度は 1 ppm 以下となった。なお、 R_{ao} が 70 % 以上では、 NO_x 、 UHC 等の濃度がさらに増加する傾向を示した。

本燃焼器は、 T_o を 1000 °C 以下に制御するため、触媒燃焼部に供給する予混合気の燃料濃度が薄く、 T_g を 1300 °C に上昇させるために、予混合ノズルに供給する予混合気の燃料濃度を増加させている。このため、予混合ノズルからの噴出ガスが、触媒燃焼ガスと十分混合しない時点で燃焼すれば、 NO_x の発生源となる可能性がある。一方、本燃焼器においては、 R_{ao} の増加に伴う触媒の反応率の低下は少ないため、 R_{ao} の増加と共に予混合ノズル中の燃料濃度がさらに増加する。加えて、 R_{ao} の増加とともに予混合ノズルからの噴出ガスの流速が低下し、触媒燃焼ガスとの混合性が低下する可能性がある。

以上の結果、 R_{ao} の増加と共に

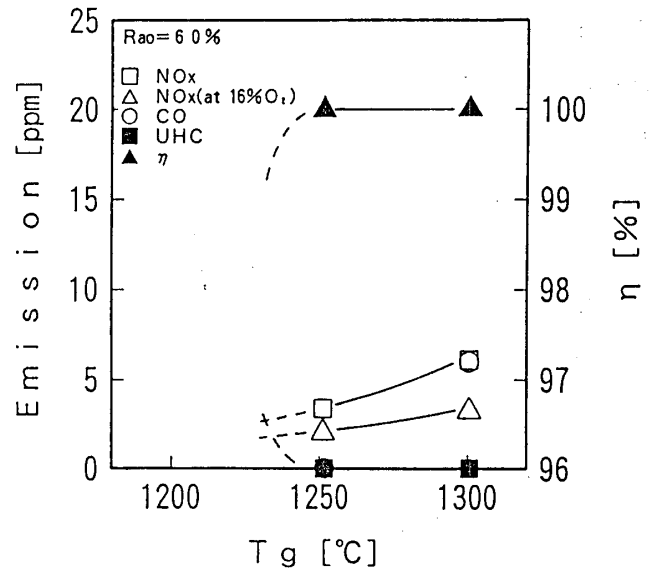


図4 燃焼器出口ガス温度の影響

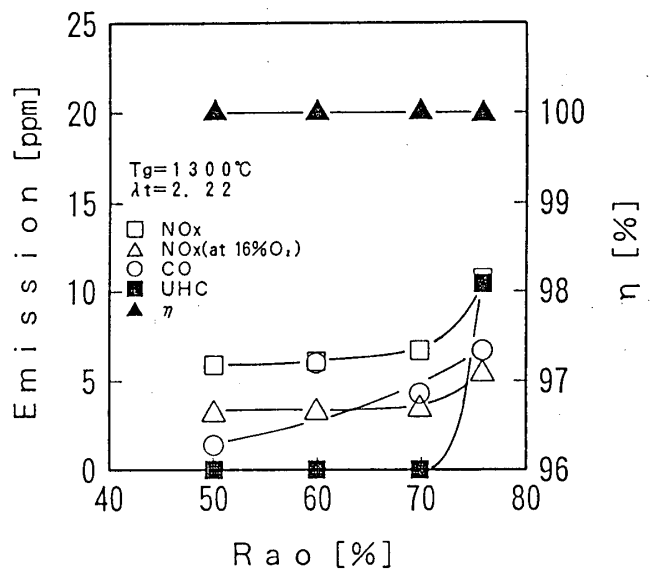


図5 触媒燃焼用空気配分の影響

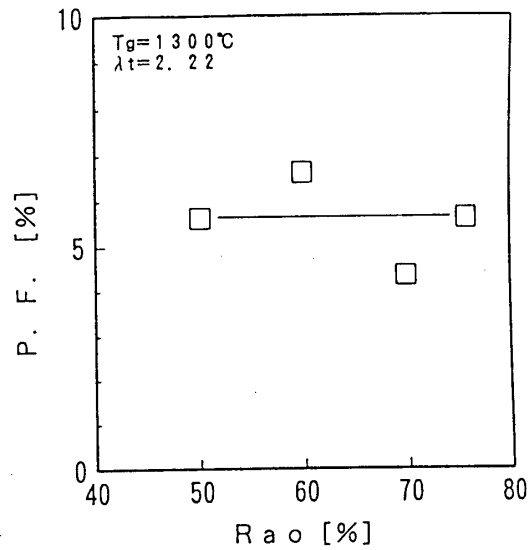
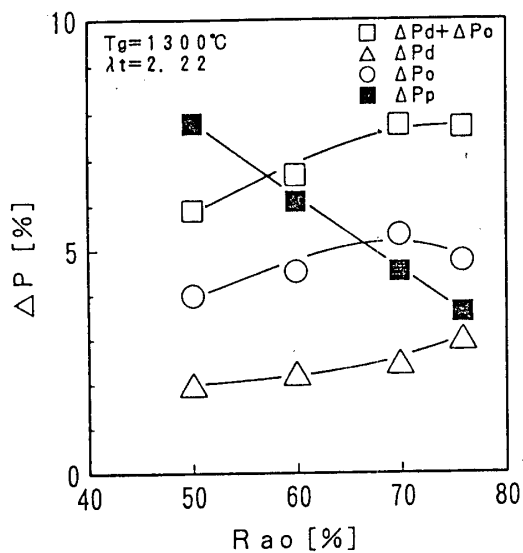


図6 燃焼器圧力損失 図7 燃焼器出口温度の均一性

NO_x, UHC等の濃度が増加したものと推測される。

4.3 圧力損失

図6に、図5と同じ条件下における燃焼器圧力損失(ΔP)^(*)を示す。Ra_oが50~75%の範囲でΔPは8%以下となった。また、触媒燃焼部全体の圧力損失(ΔPd+ΔPo)と予混合ノズルの圧力損失(ΔPp)がバランスするRa_oが約60%の条件で、ΔPは約6.7%となった。なお、この時の燃焼器入口から触媒入口までの圧力損失(ΔPd)は2.2%、触媒入口から燃焼器出口までの圧力損失(ΔPo)は4.5%であった。

ガスタービンへの適用を考慮するとΔPは若干高いため、改善が必要と思われる。

4.4 燃焼器出口温度の均一性

図7に、図5と同じ条件下における燃焼器出口温度不均一率(P.F.)を示す。Ra_oが50~75%の範囲でP.F.は7%以下となり、良好な値を示した。

4.5 その他

ライナ内壁のセラミック繊維層の温度は図5と同じ条件下で1000℃以下、ライナ外壁の金属表面温度は400℃以下となり、それぞれ十分低い温度を示した。

触媒上流、および予混合ノズル内部における逆火は全試験範囲において全く発生しなかった。

5. 結言

天然ガス用複合型触媒燃焼器を試作し、常圧燃焼試験を行った。その結果、安定燃焼範囲の拡大、圧力損失の低減等の課題が残るものの、定格試験条件で低NO_x安定燃焼が可能であることを確認した。

今後は、安定燃焼範囲の拡大、圧力損失の低減等を目指して燃焼器構造の改良を図るとともに、触媒の信頼性、圧力の影響等についても検討を進める予定である。

6. 注記

(1) 触媒燃焼用空気配分； R_{ao} [%]

$$= \frac{\text{触媒燃焼用空気量} [\text{m}^3/\text{h}]}{\text{全空気量} [\text{m}^3/\text{h}]} \times 100[\%]$$

(2) 燃焼負荷率； L_b [kcal/($\text{m}^3 \cdot \text{h} \cdot \text{ata}$)]

$$= \frac{\text{燃料の低位発熱量} [\text{kcal}/\text{m}^3] \times \text{燃料流量} [\text{m}^3/\text{h}]}{\text{燃焼器容積} [\text{m}^3] \times \text{燃焼器内圧力} [\text{ata}]}$$

(3) 燃焼器圧力損失； ΔP [%]

$$= \frac{\text{燃焼器入口圧力} [\text{ata}] - \text{燃焼器出口圧力} [\text{ata}]}{\text{燃焼器入口圧力} [\text{ata}]} \times 100[\%]$$

7. 参考文献

- (1) 林 茂，第12回触媒燃焼に関するシンポジウム前刷集，1(1991)
- (2) 原之義，古屋富明他，第19回ガスタービン定期講演会講演論文集，137(1991)
- (3) R.M.Orenstein, Y.Hara et al., 91-YOKOHAMA-IGTC-108 (1991)
- (4) 貞森博己，松久敏雄他，第10回触媒燃焼に関するシンポジウム前刷集，20(1990)
- (5) Y.Ozawa, M.Saiga et al., 91-YOKOHAMA-IGTC-107 (1991)
- (6) 久松 暢，阿部俊夫，電力中央研究所研究報告；W87022 (1988)

A-15 メタン燃料ライナ型ラム燃烧器の燃烧問題

*田丸 卓、下平一雄、山田秀志 (航空宇宙技術研究所)

1. まえがき

メタンを燃料とする超音速輸送機エンジン用ラム燃烧器の設計資料を得る目的でライナ型ラム燃烧器模型を製作・試験し問題点をさぐった。

想定エンジンシステムにおける燃烧器の代表的な作動条件を表1に示す。ここで流入空気風速は代表断面として図1に模式的に示すコアキシャル・タンデム形態のエンジンのターボ部後部断面を基とした。

本報告では、燃烧器設計の基礎となる保炎器形態について最も保炎が困難な $Mt = 3$ の条件で検討してみた。

表1 超音速輸送機エンジンのラム燃烧器作動条件

機速	流入空気			燃烧ガス全温 K	当量比
	マッハ数 M	風速 m/s	全圧 kPa		
M3	0.20	98	144	603	0.30
M4	0.10	59	331	895	0.37
M5	0.05	34	666	1251	0.47

2. ライナ型保炎器

予混合気を用いたVガッタなどの保炎器吹消え特性は昔からよく調べられているが、本研究の目的とする燃烧器では、予混合気方式を採用すると $Mt = 5$ の条件で自己着火もしくは逆火するおそれがある。安全性

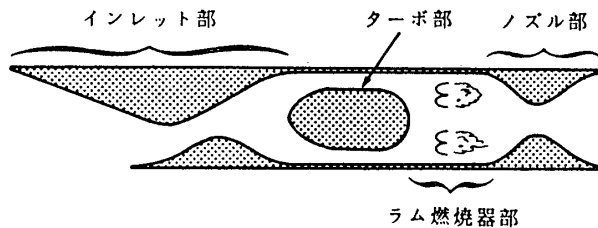


図1 対象エンジン概略

の観点から燃料は保炎器近傍で供給する方式が最良と考えられる。

一方、Vガッタ保炎器の燃烧効率については資料がきわめて少ない。Vガッタの後部に形成される保炎再循環領域のような単一の燃烧領域で、空気負荷率最大時の燃烧効率は理論的に80%程度にとどまり、本燃烧器の目的とする高い燃烧効率の達成は困難と考えられる。従って、この高効率化の研究では、流入空気の配分を開口部によって制御でき、燃烧領域の機能を分化できるライナ型燃烧器を研究対象とした。

流入空気全温が1250Kを超える $Mt = 5$ などの条件ではライナ型燃烧器の場合耐久性が懸念される。しかし保炎が最も困難な、 $Mt = 3$ の条件を十分満足する燃烧器寸法・形状を決定したあとで燃料冷却等の可能性を検討することにする。なお、以下の実験は一般に昇圧しても燃烧性は劣化しないことが知られているため、安全側の条件として出口を大気開放とした条件で行った。

基本とした燃烧器模型(呼称WD2)を図2に示す。本模型は内径155mmの燃烧筒の中

に図2の①、②に示す2重の円環状保炎ドームを設けたものである。燃料は空気孔より燃料ノズル⑧、⑨を用いて両ドーム内に噴出した。この噴孔は径が内側ドーム用 $\phi 0.7$ 、外側ドーム用 $\phi 1.2$ で、円周上16組設けた。各改良模型WD3~5ではこの燃料噴射部やドーム構造をそのままに、空気開口部等を改修した。

WD3では内、外ドーム下流の各開口部周辺にそれぞれ高さにして3.2mm、および5mmの気流案内板をとりつけたものである。WD4はWD3で採用した気流案内板を除き、中心筒をWD2のものに交換し、更に外側フランジ部と中心筒の後端部の開口面積を増加させた。WD5はWD4の外周の開口部を多くし、中心筒⑦をWD1で用いた短いものに変更した。WD6は外側フランジと中心筒の端面を切り落としたものである。

各供試燃焼器模型の構造の違いをまとめて表2に示す。同表中、 $A_{n,r}$ はライナ全開口面積、 A_r は代表断面積である。 $\Delta P/q_0$ は全圧損失係数である。ここで $q_0 = \rho (U_r)^2 / 2$ 、 ρ は空気密度、 U_r は代表断面平均風速である。各模型のライナ各部分の開口面積は表

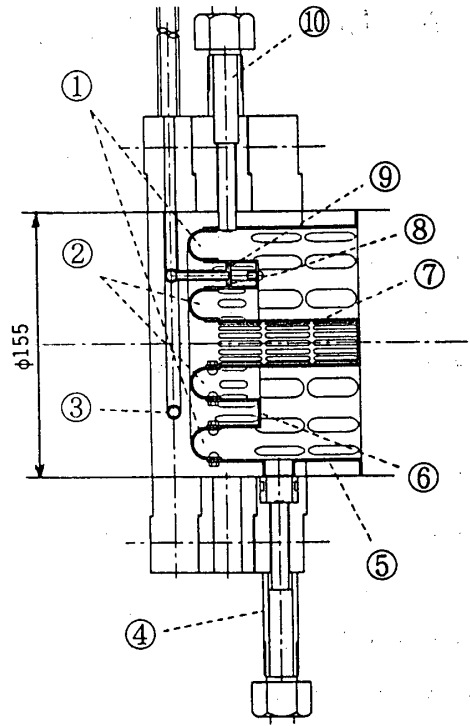


図2 供試ライナ型保炎器模型WD2

表2 各供試燃焼器の相異

燃焼器呼称	中心筒	外側ライナ	$A_{n,r}/A_r$	L[mm]	実測 $\Delta P/q_0$	その他
WD1	WD1原型	WD1原型	0.38	421	24	燃料ノズル $\phi 0.6/\phi 1.0$ ライナ開口部まで5.6mm
WD2	WD2原型	WD2原型	1.00	421	11.5	" $\phi 0.7/\phi 1.2$ ライナ開口部で噴射
WD3	同上	案板付WD2	1.00	421	11.7	同上
WD4	WD1改1 スリット後部 6.5×2.5孔×8	フランジ 32× $\phi 7$ 追加工	0.93	421	10.8	同上
WD5L	WD1改2 $\phi 9$ 孔×4	フランジ部 幅8mmリブ残	1.08	775	9.9	同上
WD6L	WD1改3 $\phi 25$ (端面切落)	フランジ切落	1.36	775	7.1	同上

注: $A_r = 18,918\text{mm}^2$

3に示す。流入空気量配分がライナ開口面積に比例するものとする。WD2~5では25~30%の空気がドーム部に流入する。

表3 ライナ開口面積配分

	WD1		WD2		WD4		WD5	
	mm ²	%	mm ²	%	mm ²	%	mm ²	%
外側ドーム希釈用	3104	43.5	10147	54	11379	65	12937	67
外側ドーム燃焼用	2026	28.4	3657	19	3657	21	3657	19
内側ドーム燃焼用	1325	18.5	1455	8	1455	8	1455	7
内側ドーム希釈用	688	9.6	3555	19	1134	6	1388	7

3. 試験方法

燃焼器供給空気は熱交換器を用いて $Mt = 3$ の条件に相当する 600K に昇温した。メタン燃料は 150 気圧充填のポンペを $15 \sim 20$ 本束ねたカードルより燃焼器に供給した。

模型を図3のように試験装置に組込み、燃焼器上流部で気流の全圧と全温を測定し、燃焼筒出口部で全圧を半径方向 10 箇所計測した。燃焼効率を知るため 10 個の採取孔をもつ水冷プローブによりガス採取を行い、保温テフロン管でガス分析計に移送した。

4. 試験とその結果

4.1 着火と燃焼状況

WD1は風速 13m/s 以下でしか着火せず、風速 20m/s の条件でも当量比変化に対する安定性はきわめて狭いものであった。WD2～5では $Ur = 20 \sim 40\text{m/s}$ で容易に着火した。着火後、青炎

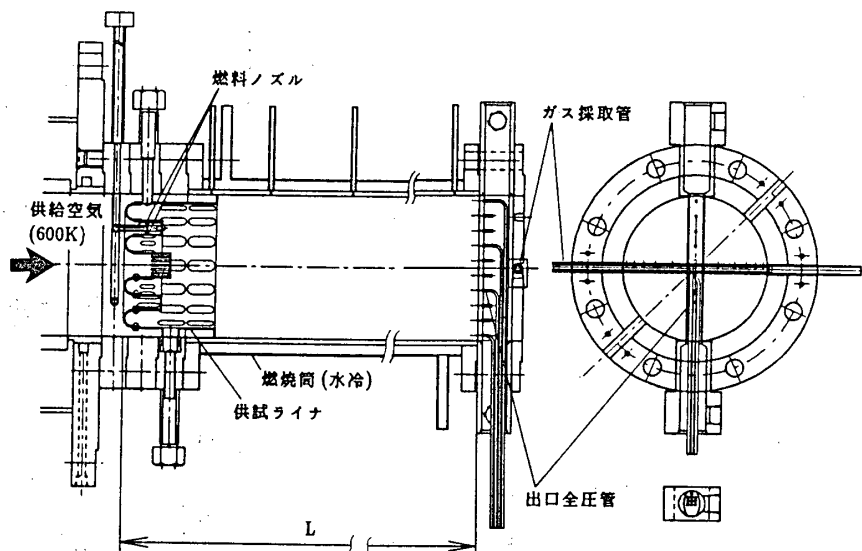


図3 燃焼試験装置に組込んだ模型WD5

で安定に燃焼した。WD6の風速 70m/s の条件では当量比 0.29 に燃料を低減したとき吹消えた。WD5や6では、当量比が 0.5 前後になると火炎が保炎器から離れ燃焼が不安定になることがあった。いずれの模型でも、内側ドーム付近には火炎が存在せず、終了後の点検でも内側ドーム内では燃焼した形跡がなかった。

4.2 燃焼効率

代表的燃焼効率特性として模型WD2のものを図4に示す。同図はすべての風速で燃料希薄側にいくに従い燃焼効率が低下することを示している。開口部すべてに案内筒をたて、噴流の貫通を増大させたWD3では更に燃焼効率が低下した。一般に高い

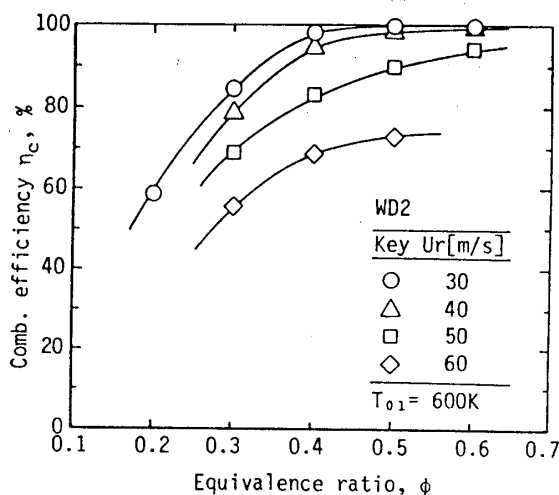


図4 模型WD2の燃焼効率特性

風速では当量比 ϕ の大きい範囲でも燃焼効率が低下した。ライナ希釈部開口面積を大きくしたWD4では混合気希薄側での燃焼効率が大きく改善した。

ライナ希釈部開口面積を更に増大させ、かつ燃焼筒長さを増大させた燃焼器WD5Lでは、図5に示すように当量比0.3付近および高風速条件での燃焼効率が改善された。

当量比 $\phi = 0.3$ での風速に対する各模型の燃焼効率特性を図6に比較して示す。

ライナWD5において燃焼筒長さを変えた実験の結果を図7に示す。燃焼筒長さが不十分であると当量比が大きくかつ高風速のとき燃焼効率低下を示す。

4.3 NO_x排出

Mt = 3 相当条件でのNO_x排出は作動時間が短いことから比較的重要ではないが、その排出レベルは次のようである。今回の供試模型でのNO_x排出指数は $\phi = 0.3 \sim 0.5$ の領域で1 ~ 1.5 g/kg_{fuel}の低い値である。いずれの模型の場合もU_rの増大に伴ってNO_x排出指数は低下する。これらの値は圧力の影響を考慮しても十分に低い排出値である。

筒長の違う場合について燃焼器WD5のNO_x排出特性を図8に比較して示す。燃料が少ない領域では筒長の影響は少ない。

4.4 圧力損失

通風時に実測した風速に対する全圧損失率 $\Delta P/P_0$ は図9の如く対数座標上で直線状である。開口面積比は

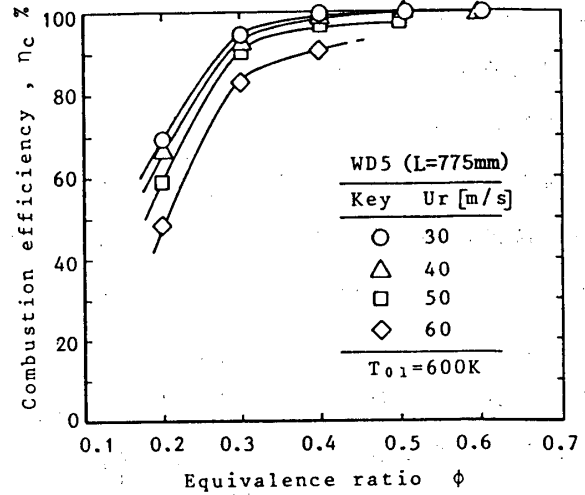


図5 模型WD5Lの燃焼効率特性

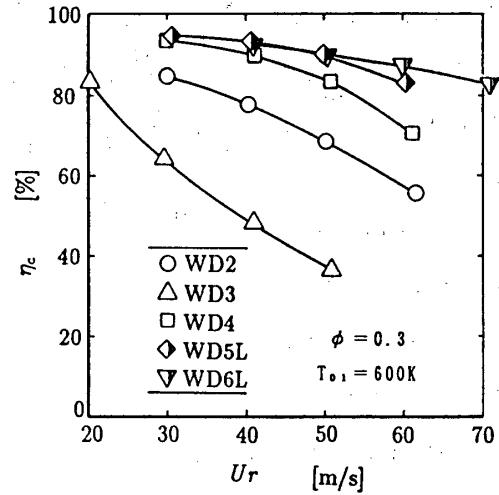


図6 各模型における風速に対する燃焼効率

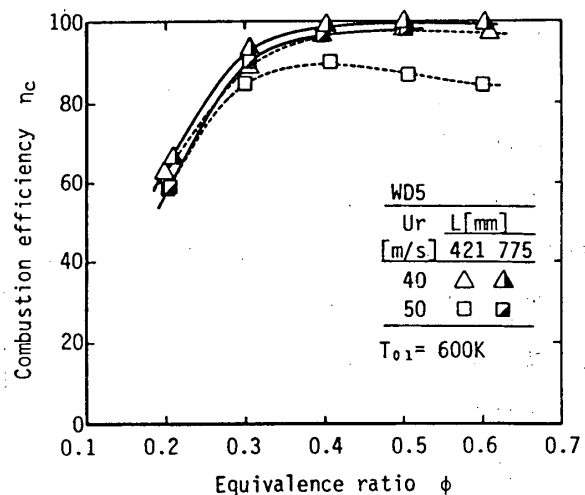


図7 燃焼筒長さの違いによる燃焼効率の相異

WD5以降では1を超えており、全圧損失係数 $\Delta P/q_r$ も10以下である。これ以上の全圧損失率低下には開口面積比の増大は効果が少なく、プロセッケージ比の低下が必要である。

なお、圧力損失は摩擦による損失 ΔP_f と加熱によるガス運動量の変化に基づくもの ΔP_M との和と考えられる。前者を通風時の実測値、 ΔP_M を燃焼ガスが断熱平衡温度に達したときの計算値として求め（付録参照）燃焼時の実測値と比較してみると図10のようにそれらは互いによく合致している。

逆にこの方法で入口流速 $M = 0.2$ で非燃焼時暫定値である8%の圧損が達成されたとすれば、 $\phi = 0.3$ で燃焼した時は全圧損失率が10.8%となると算出できる。

5. 検討

ガス分析値の信頼性 ガス分析値が正しい平均値をとっているかをみる尺度として、供給空気／燃料流量による当量比と、採取ガスの分析による当量比の比較を試みる。燃焼筒長さ421mmの場合には最大8%の相違を示した。筒長さ775mmの場合には±3%以内の相違であった。これらのことから、特に後者の場合の採取ガスは十分燃焼ガスの平均値を表していると考えられる。

保炎性能向上 今回の一連の試験結果より、 $Mt = 3$ の条件で燃焼効率を高めるには、保炎器ドームへ燃料と共に流入する空気以外の空気（バイパス空気という）量を増大させる必要があることが判明した。しかしWD5や6において当量比の大きな範囲で過濃混

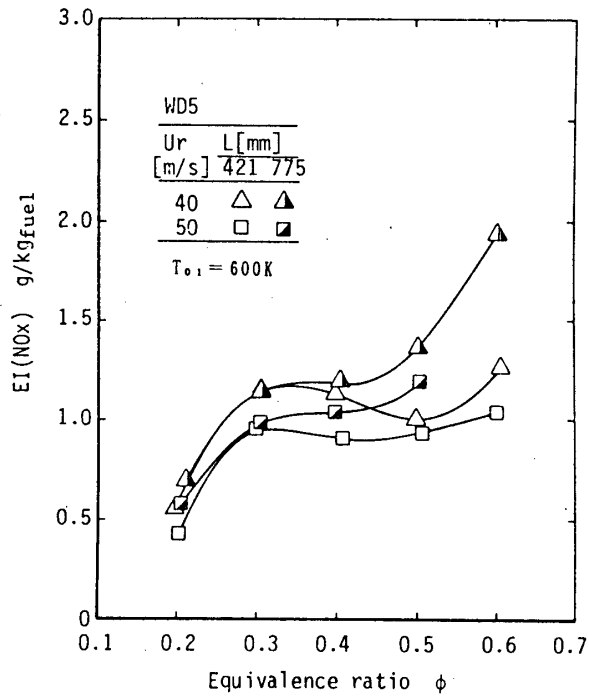


図8 燃焼筒長さの違いによるNO_x排出特性の相異

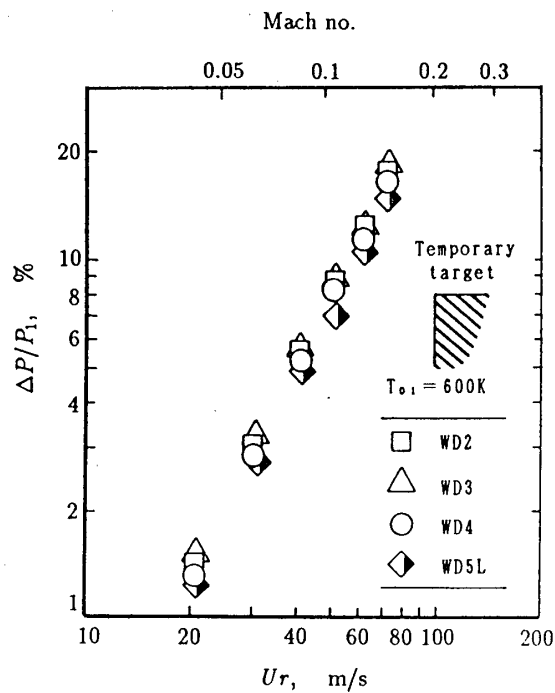


図9 通風時圧力損失率

合気形成による保炎の不安定を経験した。これにより過度のバイパス空気量の増加は保炎循環流領域への気流の流入量不足をきたすことがわかった。十分安定な保炎を確保するには保炎部が局所的に量論比にちかい混合気濃度で高い空気負荷率をもった再循環保炎領域を形成する必要がある。また風速70m/s以上で比較的早い希薄側吹消えを経験したが、この場合局所的な燃料の供給位置などが保炎再循環流と適合しなかったためと判断される。

全圧損失率 システム側から提示され

ている全圧損失率の暫定要求値は、通風時8%である。図9の結果から今回の諸模型より更に大幅な全圧損失率低下を果たすには燃焼筒に対してライナを小さく、すなわちブロック比を小さく設計することが考えられる。しかし保炎および燃焼性能を良好に保つためには保炎器の形成する再循環領域で所要の燃料量をほぼ量論比で燃焼させるに足る空気量が確保できることが必要である。設計点の全体当量比が0.3であるから燃料と最適混合気を形成して効率よく燃焼を行うよう約1/3の空気量が再循環領域にあり、かつ圧力損失が要求値になる保炎器ブロック比をもった保炎器を設計する必要がある。

6. まとめ

超音速エンジン用ラム燃焼器の設計資料をうるためにライナ型保炎器を試作し保炎の最も困難である飛行マッハ数3相当条件で燃焼試験を行った。その結果次の事柄を明らかにした。

- (1) 混合気が燃料希薄になるにしたがって燃焼効率は低下する。この条件での燃焼効率改善にはバイパス空気を増加させ保炎領域の局所当量比を増加させる必要がある。一方バイパス空気を多くしすぎると全体当量比の大きい領域で保炎領域の局所当量比が過濃となり、火炎吹き飛びが起きる。
- (2) 流入空気高速条件で燃焼効率が低下する場合は燃焼筒長さを十分にとる必要がある。今回の模型のうち最も良好な特性を示したライナWD5では少なくとも775mmの長さが必要であった。
- (3) 燃料噴射位置、保炎器まわりの流れ模様などは高風速時の保炎と燃焼効率特性に大きく影響する。

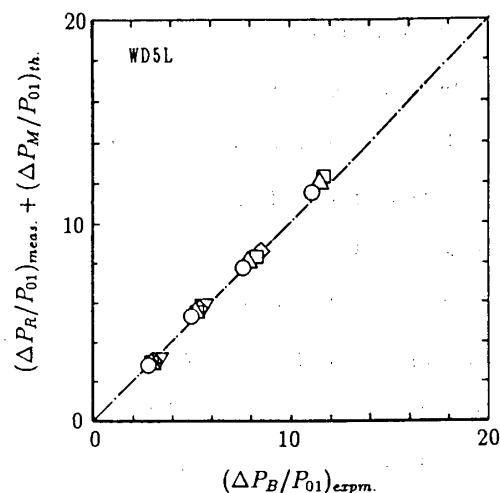


図10 通風時圧損と運動量変化による理論圧損の和と燃焼時実験値との比較

- (4) 入口マッハ数0.20で10%以下の全圧損失率を達成する場合には、今回の諸模型よりもブロック比を小さくした保炎器構造が必要である。ただし、そのときでも再循環領域に供給燃料量がほぼ量論比になる空気量が必要である。
- (5) 入口マッハ数0.20の通風条件で8%の全圧損失率であると、当量比0.3の燃焼を行ったとき発熱を含めた全体の全圧損失率は10.8%となる。
- (6) NO_x排出はφ = 0.3以下では燃焼筒を長くしても変わらない。高風速条件ほどNO_x排出レベルは低下する。今回の模型によるNO_x排出指数は2g/kg_{fuel}のレベルで圧力の効果を考慮しても十分低い値であった。

本研究は通産省工技院による大型工業技術開発制度の「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一部として行った。

参考文献

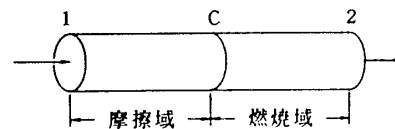
- 1) 平成3年度超音速輸送機用推進システム研究開発の概要、超音速輸送機用推進システム技術研究組合及び外国企業 (1992/2)
- 2) Barrere, M. and Mestre, A.: AGARD, Selected Combustion Problems, Butterworths, London (1954) p. 426
- 3) Herbert, M.V.: A Theoretical Analysis of Reaction Rate Controlled Systems - Part I, Combustion Researches and Reviews, ABARDograph No. 15, Butterworths, London (1957)

付録：全圧損失率計算

燃焼器の全圧損失 ΔP_0 は摩擦によるもの ΔP_m と加熱による運動量の変化に基づくもの ΔP_m とからなっていると考える¹⁾。図A-1に示すように断面一様な等価燃焼室を仮定し、前部は熱伝達を伴わない摩擦のみ存在し、後部は熱供給のみで摩擦はなく可逆変化をするものとする。

加熱による運動量圧力損失 dp はガスの体積増加により生ずる。この圧力は $(-\rho v dv)$ である。 $p v =$ 一定としてこれを c から 2 まで積分すると

$$p_c - p_2 = - \int_2^c \rho v dv = \rho_2 v_2^2 - \rho_c v_c^2 \quad (1)$$



図A-1 圧力損失等価ラム燃焼室

この式より p_2/p_c をマッハ数を用いて表すと、

$$\frac{p_2}{p_c} = \frac{1 + \kappa_c M_c^2}{1 + \kappa_2 M_2^2} \quad (2)$$

等エントロピ流れに対する静圧と全圧の関係式を用いて、式(2)を全圧比で表すと、

$$\frac{P_2}{P_c} = \frac{1 + \kappa_c M_c^2}{1 + \kappa_2 M_2^2} \cdot \frac{\left(1 + \frac{\kappa_2 - 1}{2} M_2^2\right)^{\kappa_2/(\kappa_2 - 1)}}{\left(1 + \frac{\kappa_c - 1}{2} M_c^2\right)^{\kappa_c/(\kappa_c - 1)}} \quad (3)$$

運動量変化による全圧損失率は

$$\frac{\Delta P_M}{P_c} = 1 - \frac{P_2}{P_c} = 1 - \frac{1 + \kappa_c M_c^2}{1 + \kappa_2 M_2^2} \cdot \frac{\left(1 + \frac{\kappa_2 - 1}{2} M_2^2\right)^{\kappa_2/(\kappa_2 - 1)}}{\left(1 + \frac{\kappa_c - 1}{2} M_c^2\right)^{\kappa_c/(\kappa_c - 1)}} \quad (4)$$

となる。ここで M_2 を求めるには熱の出入りはあるが流路面積一定、摩擦なしの状態を仮定した Rayleigh 表^{A-4)}を用いる。すなわち、 M_1 に相当する T_1/T^* を Rayleigh 表から求め、 $T_2/T^* = (T_1/T^*) \times (T_2/T_1)$ を計算し、再びこの T_2/T^* に相当する M_2 を Rayleigh 表から求める。 T_2 は当該当量比に相当する断熱平衡火炎温度^{A-5)}を用いた。

摩擦損失はブロックage比や形状から定まる比例定数をもつ入口マッハ数 M_1 と比熱比 κ_1 の関数である^{A-1), 2)}。通風時の測定でこの値 $\Delta P_R/P_1$ が求まるものとする、全体としての全圧損失率は次式で求められる。

$$\frac{\Delta P_B}{P_1} = \frac{\Delta P_R}{P_1} + \frac{\Delta P_M}{P_1} = \frac{\Delta P_R}{P_1} + \frac{\Delta P_M}{P_c} \left(1 - \frac{\Delta P_R}{P_1}\right) \quad (5)$$

参考文献

- A-1) 長尾不二夫：内燃機関講義：下巻、養賢堂（1957）
- A-2) 伊藤・スティーブ：ガスタービン及びジェットエンジン、日本航空工業会編纂（1955）
- A-3) Saad, M. A. : Compressible Flued Flow, Prentice-Hall (1985)
- A-4) Shapiro, A. H. : The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Flow, Vol. I, John Wiley and Sons, Inc., New York (1953)
- A-5) Wear, J. D., et al. : Combustion Gas Properties II - Natural Gas Fuel and Dry Air, NASA TP 2435 (1985)

乱流特性

*細川 茂雄 (神戸大学 自然科学研究科) 湊 将志 (神戸大学 工学部)

池田 裕二 (神戸大学 自然科学研究科) 中島 健 (神戸大学 工学部)

1. はじめに

近年、宇宙往還機や極超音速旅客機の実用に向けて、ラムエンジンの研究が盛んになってきた。このラムエンジンの燃焼器に対する要求は、高出力、高効率のみならず、オゾン層を破壊しないように低NO_x化が叫ばれている。これらの要求を満たすためには、燃焼器内の保炎特性と混合特性を理解する必要がある。

保炎特性は保炎器下流に形成される循環流に依存しており、また、混合特性は保炎器下流の乱流渦に依存している。このため、ラムエンジンの性能向上のためには、循環流の挙動と乱流特性および渦スケールを知る必要がある。

今までに、循環流の挙動を調べた研究が行われてきたが⁽¹⁾⁻⁽³⁾、定量的な流れの特性についてはほとんど明らかにされていない。一方、混合特性を明らかにするためには、保炎器として用いられるVガッタの下流に形成される渦のスケールを知ることが不可欠である。従来の研究⁽⁴⁾⁽⁵⁾は、可視化により定性的に渦構造を明らかにしているが、定量的な渦の挙動や混合の特性は把握されていない。

本研究は、高速流中におかれたVガッタ型保炎器下流の流れ場を光ファイバLDV⁽⁶⁾を用いて測定し、循環流の挙動と、乱れの特性を明らかにすることを目的としている。その第一段階として、流速変化に対する保炎器下流の基礎的流れの挙動について把握するため、燃料噴射の影響を無くし、非燃焼状態で実験を行い、循環流の挙動について報告した⁽⁶⁾。本報においては、同じ実験条件における乱れの特性と渦のスケールについて報告する。

2. 実験装置

実験ループと実験装置の概略を図1に示す。ブロワーからの空気は、バイパスにおかれたバルブにより流量を調整され、テストセクションへと流れる。流れを完全に発達した乱流とするため、テストセクション上流には4mの直管部を設けた。テストセクションはアクリル製であり、直径は100mm、長さは1mである。

本研究では、図2に示す環状Vガッタ型保炎器を用いた。この保炎器は、テストセクション入口より300mm下流におかれている。保炎器の形状は、半径が30mm、

頂角が 60° 、一辺の長さが 12 mm 、ブロックage比 30% である。この形状は、航空宇宙技術研究所で研究されている水素ラム燃焼実験⁽⁷⁾の保炎器を参考にし、ブロックage比、面積比、Vガッタの頂角に着目して設計した。

流速測定は平均流速を 40 m/s から 100 m/s に変化させて行った。実験条件を表1に示す。また、実験条件の決定に当り、参考とした航空宇宙技術研究所で研究されているエアターボラムジェットエンジンの作動条件⁽¹⁾を表2に示す。今回の実験においては、入口断面平均流速に対する流れ場の変化を見るために、燃焼器内の断面平均流速を作動状態と一致させるよう流量を調整した。

高速流のLDV測定においては、ドップラ周波数が高くなり、SN比が低下するため、光学パラメータの最適化を行ったFLDV⁽⁶⁾を開発した。信号処理には、著者らにより開発された自己相関を用いた信号処理器(Burst Digital Correlator: BDC)⁽⁸⁾⁽⁹⁾を用いた。また、粒子の追従性による速度誤差を最小にするため、散乱粒子として、粒子径がそろっており、完全球形で、かさ比重が通常のシリカに比べて $1/10$ 程度であるマイクロ・スフェリカルフェザー(MSF)⁽¹⁰⁾を用いた。この散乱粒子の物性から計算される速度誤差⁽¹¹⁾は、 5 kHz の振動流において 1% であり、特に乱流振動を測定する点において非常に優れている。

表1 実験条件

Bulk mean velocity (m/s)		100	80	60	40	20
Reynolds number ($\times 10^5$)	Diameter	5.6	4.5	3.4	2.2	1.1
	V-gutter	0.67	0.54	0.40	0.27	0.13
Flow rate (m ³ /s)		0.785	0.628	0.471	0.314	0.157

表2 ATR作動条件

Flight Mach number	0	1	2	3	4	5
Altitude (km)	0	9.2	13.8	16.9	20.8	23.1
Inlet velocity (m/s)	78	77	83	91	93	80
Reynolds number ($\times 10^5$)	4.87	5.14	3.71	2.46	1.58	0.78

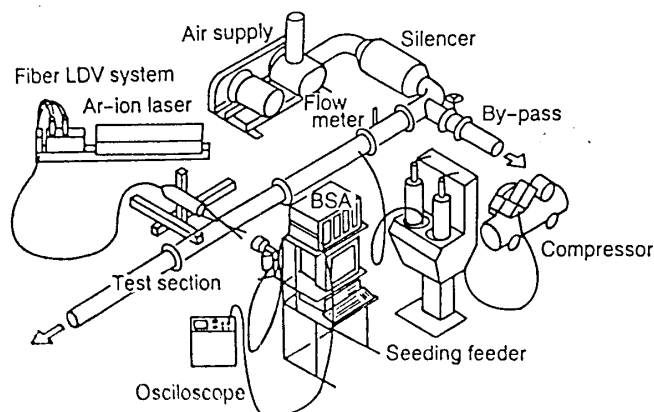


図1 実験装置の概要

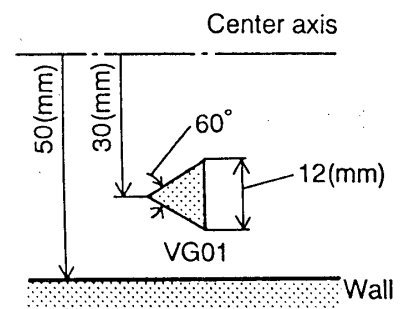


図2 Vガッタの形状

3. 実験結果および考察

3. 1 平均流速と乱れの関係

循環流の挙動と乱れとの関係を把握するために、まず入口断面平均流速 80 m/s における軸方向平均流速 (u/U_{bulk} : 断面平均速度で無次元化されている)、軸方向平均流速の半径方向への勾配 ($\partial u/\partial y$) および等乱れ線図 (u'/u : 断面平均速度で無次元化されている) を図3に示す。上流からの流れは、保炎器としてのVガッタにより、流路が遮られるため、Vガッタ側方に加速領域が形成される。また、Vガッタ下流には、一对の循環流が形成されるため、逆流領域が存在する。この加速領域と循環流の逆流部の間では、高速で下流に流れる流れと逆流する流れが近接するため、大きな速度勾配が生じている。速度勾配の最も大きい領域の下流端において、乱れが最も高くなっていることから、このせん断流の領域では、速度勾配による不安定性のために、循環流が振動し⁽⁶⁾、乱れが高くなっていることがわかる。

循環流より下流において、高い乱れの領域 ($u' > 0.28$) は、下流に行くに従って、半径方向に広がると共に減衰していく。また、Vガッタの中心軸 ($r/R = 0.6$) 付近での乱れは、周囲に比べて乱れが低くなっていることがわかる。これは、Vガッタ後部で形成された一对の循環流が下流に流れた場合、Vガッタの中心線では、軸方向速度の変動は少ないが、渦の外側では軸方向速度の変動が大きくなる(図4参照)。このことから、Vガッタ背後では、循環流が振動しながら渦を放出しており、放出された渦は、下流に行くにしたがって大きくなり、減衰して行くと考えられる(詳しくは後述する)。

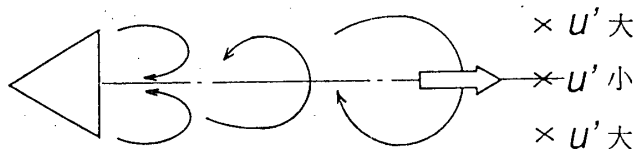


図4 流れ場の模式図

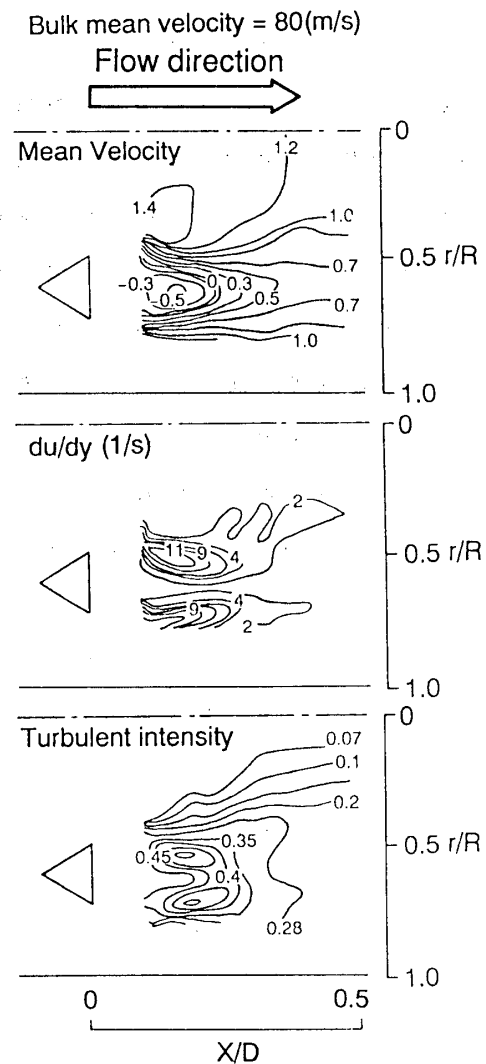


図3 平均流速、速度勾配及び乱れ強さの等高線(入口断面平均流速 80 m/s)

3. 2 入口断面平均流速に対する乱れの変化

流速の変化に伴う乱れの特性的変化を把握するために、各条件における等乱れ線図を図5に示す。図中の乱れ強さは、乱れを入口断面平均流速で除した無次元量である。80 m/s以下の流速条件では、流速の増加にともない、流れ場全体において乱れ強さが小さくなっていることがわかる。これは、流れ場全体において乱れの絶対値が、入口断面平均流速を変化させてもほとんど変化しないためである。しかし、入口断面平均流速が100 m/sの条件においては、乱れ強さが増加していることがわかる。これは、Vガッタ表面の境界層が乱流境界層に遷移したことで、循環流から放出される渦の構造が複雑になったことが原因と考えられる。このことは、比較的低い乱れ強さの分布形状が、80 m/s以下ではVガッタ中心軸付近が周囲に比べて乱れが低いのにに対して、100 m/sでは、この乱れの低い領域が見られないことからわかる。

次に乱れを支配する流れについて考えてみる。入口断面平均流速が40 m/sの条件では、乱れの最も高い領域が、循環流の下流端 ($x/D = 0.2$ 付近) に存在する。これに対して、入口断面平均流速が増加すると、Vガッタのエッジ下流に生じる速度勾配の大きいせん断層領域に高い乱れ強さが見られる。このことから、入口断面平均流速が低い条件では、循環流から放出される渦が乱れを支配しているが、流速の増加にともなって、せん断層での速度勾配が大きくなるため、循環流の振動による乱れが循環流から放出される渦による乱れより大きくなり、これが乱れを支配することが分かる。

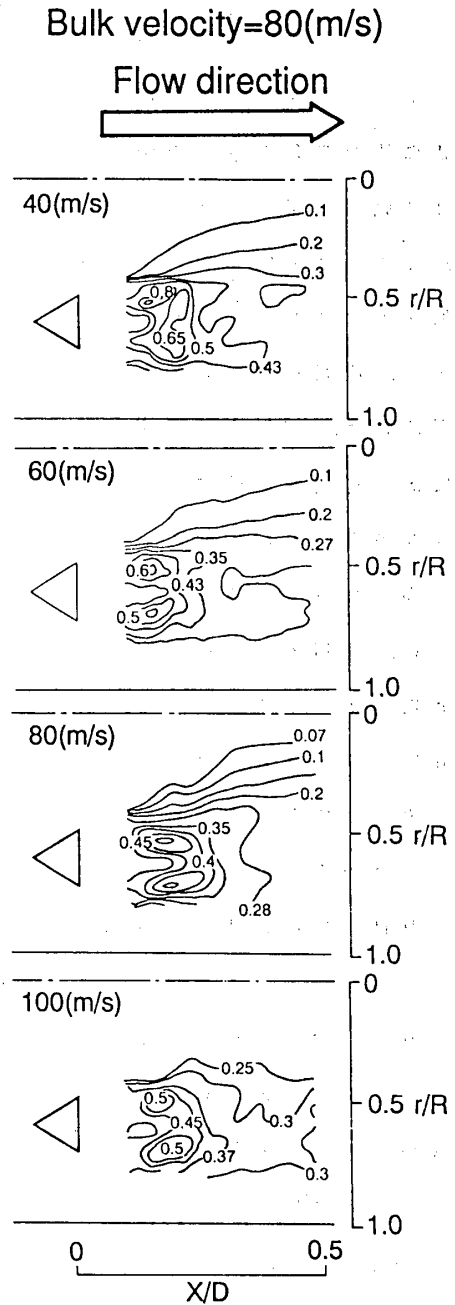


図5 乱れ強さの変化

3. 3 流れの変動と乱れ

本研究で対象とした流れ場には、循環流の振動による速度変動と渦列による周期的な変動が存在する。このような流れ場における混合は、大規模な渦（規則成分と呼ぶ）による混合と、小規模な渦（不規則成分と呼ぶ）による混合が混在している。このため、混合を理解するためには、乱れの成分を規則成分と不規則成分に分け、それぞれの割合を知る必要がある。また、乱流を規則成分と不規則成分に分離し、その特性を理解することは、数値シミュレーションにおける乱流のモデリングや非定常計算に大きく貢献できる。

この流れ場における乱れと規則成分との関係調べるために、FLDVを用いて、高データレートの時系列データを得ると共に、流速の変動波形をFFT解析（小野測器CF-360：2048サンプル）することにより、流れの変動周波数を明らかにした。対象とした流れ場の変動周波数は5kHz以下であり、ナイキストの定理から、10kHz以上のサンプリング周波数が必要である。このため、データレートが10kHz以上の条件でLDV計測を行った。

まず、Vガッタ中心軸上（ $r/R = 0$ 、6）において得られた変動速度の卓越周波数を図6に示す。Vガッタの下流において、卓越周波数の値はほぼ一定である。このことから、循環流領域で形成された渦が渦列となり、下流へ流れていくことがわかる。また、流れ場全体における卓越周波数を見ても、流速条件によって卓越周波数は変化するが、その卓越周波数は位置に関わらず一定値を保つことが分かる。このことから、循環流が振動しながら、渦を放出するため、Vガッタ下流には渦列が形成されていることが分かる。しかし、断面平均流速が100m/sの条件においては、図6に示した最も高いピークの他にも、複数の周波数においてFFTのピークがみられた。このことから、100m/sの条件においては、循環流から放出される渦の構造が、多数のスケールの渦が混在した複雑な渦構造をしていると考えられる。

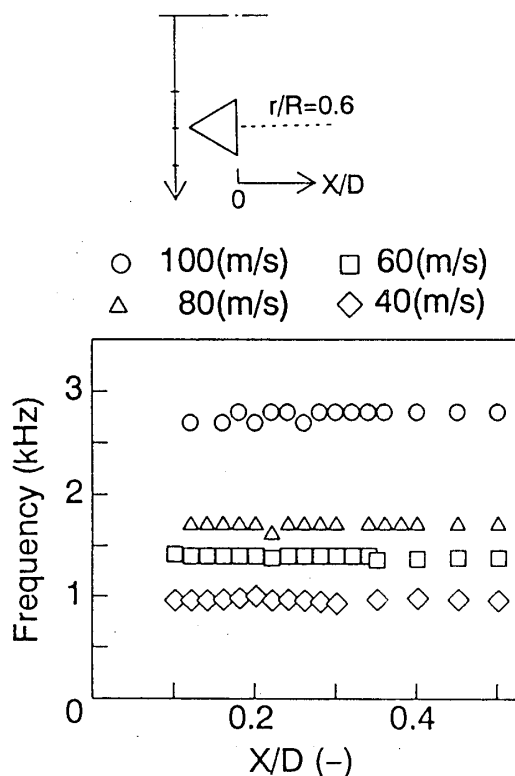


図6 変動速度の卓越周波数

次に、流れの変動による乱れの割合を明らかにするため、 80 m/s の流速条件における乱れ強さと、FFTのピークの高さの分布を対比させて図7に示す。ここで、FFTのピークの高さの分布は、変動流れによって生じる乱れの強さを表していると考えられる。図よりわかるように、乱れ強さの分布とFFTのピークの高さの分布は、非常によい一致をしている。周期的な流れの変動、つまり循環流の振動と渦列が、乱れの主な主成分であることがわかる。

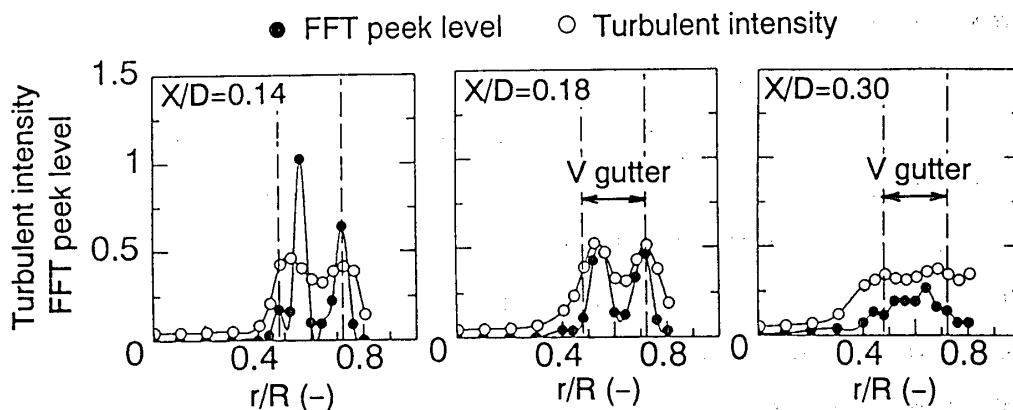


図7 FFTのピークの高さと乱れ強さの分布

3. 4 渦スケール

ラム燃焼器において、当量比を大きくした場合の火炎の伸び、燃焼効率の低下は大きな問題となっている。これらの問題を解決するためには、混合のメカニズムを明らかにする必要がある。前節において、対象としている流れ場における乱れは規則成分と大きく関わっていることを示した。本節においては、燃焼器内の混合特性を理解するために、乱れの規則成分の渦スケールを明らかにし、入口断面平均流速に対する渦スケールの変化を調べる。

Vガッタ後部より放出される渦の速度変動の卓越周波数が、入口断面平均流速の変化に対してどの様に変化するかを調べるため、 $X/D = 0.20$ における入口断面平均流速と卓越周波数の関係を図8に示す。 80 m/s 以下の条件においては、変動速度の卓越周波数は断面平均速度と比例の関係にある。しかし、入口断面平均流速が 100 m/s の条件においては、卓越周波数が急激に高くなっていることがわかる。 100 m/s の条件においてFFTのピークが複数存在する(前節参照)ことを併せて考えると、 100 m/s の条件においては、乱れが大きくなり流れの不安定性が増して渦が崩壊し、乱れの周期成分の周波数が大きくなると共に、周期性が弱くなっていると考えられる。

次に、テイラーの仮説のに基づき、Vガッタ中心軸上における渦の長さスケールを求めて図9に示す。Vガッタから下流にいくにしたがい、渦スケールは35mm程度まで成長し、 $x/D = 0.3$ でほぼ一定値となる。この35mmという値は、測定点（Vガッタ断面の中心線上）から壁面までの距離20mmのほぼ倍に相当する。このことから、循環流から放出された渦は下流にいくにしたがい発達して行くが、壁面の干渉によりその大きさが制限されると考えられる。また、入口断面平均流速を増加させても、渦スケールの分布形は変化しないことがわかる。このことから、循環流から放出される渦によって行われる混合の領域は、流速変化によってあまり変化しないと考えられる。

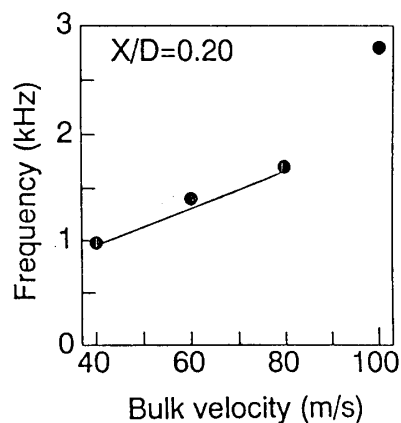


図8 入口断面平均流速と変動速度の卓越周波数の関係

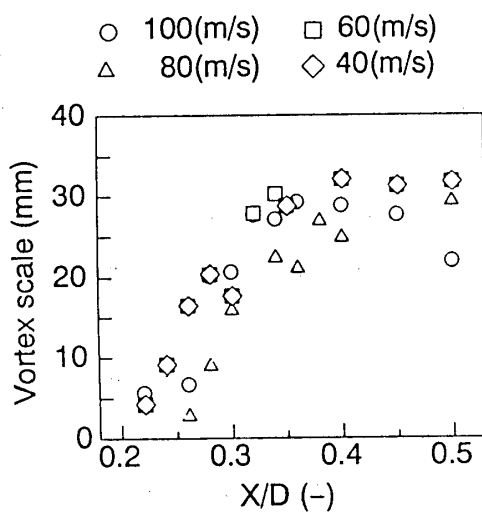


図9 渦スケールの分布

4. まとめ

Vガッタ型保炎器下流の流れ場において、FLDVを用いて高データレートの流速測定を行い、以下の知見を得た。

- (1) Vガッタの下流には1対の循環流が形成され、循環流の外縁部では大きな流速勾配が生じて、循環流は振動している。
- (2) Vガッタ背後に形成された循環流から渦が放出される。この渦は大規模な混合を支配すると考えられる。
- (3) 乱れの主な成分は、循環流の振動と、循環流から放出される渦によるものである。
- (4) 渦スケールは、流速変化に関係せず、ほぼ一定の分布を示すことが分かった。このことから、循環流から放出される渦によって混合が行われる領域は、流速変化によってあまり変化しないと考えられる。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり、貴重なご意見をいただいた航空宇宙技術研究所 原動機部 燃焼研究室の田丸 卓先生に感謝致します。また、本実験装置の製作に当たり御尽力いただいた、川崎重工業㈱ 明石技術研究所 熱技術研究所の木村武清氏に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) 斉藤ら, ターボラムエンジン主燃焼器模型の水素燃焼試験結果, 日本機械学会論文集 B 編, 第 56 巻 521 号, pp189-193 (1991).
- (2) Sjunnesson, A., et al., LDA Measurements of Velocities and Turbulence in a Bluff Body Stabilized Flame, 10th ISOABE symp. (1991).
- (3) Bruel, P., et al., Investigation of a Combustion Zone behind a Wedge, IUTAN symp. (1991).
- (4) Lefebvre, A., H., Gas Turbine Combustion, Hemisphere.
- (5) 辻, 高速気流中における火炎安定化, 航空学会誌, 第 10 巻, 第 99 号, pp122-133 (1962).
- (6) 細川ら, V ガッタ周りの流れの計測, 第 29 回燃焼シンポジウム, pp412-414 (1991).
- (7) 田丸ら, 水素ガスによるラムエンジン燃焼器壁の冷却, 日本機械学会論文集 B 編, 第 57 巻 537 号, pp388-394 (1991).
- (8) 池田ら, パーストデジタル相関器による LDV の信号処理 (BDC と BSA の性能比較シミュレーション), 日本機械学会論文集 B 編, 56 巻 523 号, pp263-268 (1990).
- (9) Ikeda, Y., et al., Performance of Prototype Hardware of Burst Digital Correlator, 5th Int. Symp. on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 25-1 (1990).
- (10) Ikeda, Y., et al., Optimum Seeding Particles for Successful LDV Measurements, 6th Int. Symp. on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics. (In print)
- (11) Durst, F., et al., Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry, Academic Press (1976).
- (12) Sosounov, V., Some Aspects of Hydrogen and Other Alternative Fuels for Application in Air-Breathing Engines, 9th ISOAB symp. (1989).

「特別講演」 石炭ガス化複合発電の現状と将来

— 石炭利用の高効率発電技術と技術課題について —

小林 繁 鋪（東京電力株式会社）

1. はじめに

今後のエネルギー問題を考える上で、石炭は非常に重要な役割を担うことは論をまたない。しかし、石炭を利用に伴う炭酸ガスの排出量増加問題は更に拡大されるため、今後石炭の利用上、高効率化と高環境性の追求は必須である。こうしたことから、石炭ガス化複合発電（IGCC）、加圧流動床燃焼複合発電（PFBC）を始め、高効率石炭利用発電技術の開発が広く進められている。本稿では、石炭利用新発電技術の開発状況とその課題、開発の方向性について述べる。

2. 石炭利用高効率発電技術の開発状況

現在世界各国で、新方式の石炭利用発電技術の開発プロジェクトが進行しており、主だったものを表-1に示す。実証段階では、IGCC方式より、PFBC方式の開発が若干先行しており、IGCCのプロジェクトは、1995年頃に運転開始となる計画のものが多い。

(1) 石炭ガス化複合発電技術

石炭を酸化剤（酸素、空気、水蒸気）により、部分酸化させCO、H₂等の可燃性ガスを主成分とする石炭ガスを生成し、ガス精製装置によりガス中の硫黄化合物、灰等を取り除いた燃料ガスを複合発電サイクルに供給するものである。ガス化プロセスには、各種の方式が開発されているが、炉の形式は、図-1のように大別出来る。

また、ガス精製装置には吸収液を用いた湿式方式と酸化鉄等を用いた乾式法があるが、乾式法は現在開発段階にある。

近年特にガスタービン技術が進み、金属翼ガスタービンでも動翼入り口温度が1,300℃級の高効率ガスタービンも実用段階にある。これに伴い、IGCCの効率も向上すると期待されている。現状では、ほとんどのガスタービンは、クリーン燃料用として開発されたものであるが、若干の変更で石炭ガスにも適用可能で、一部メーカーでは、中低カロリーガス用モデルの開発にも着手している。

IGCCの効率は、各機器単体効率の他、ガス化炉ガス冷却器と、排熱回収ボイラーにおける熱回収の組み合わせ条件で変化する。現在提案されているシステムは、ガス化炉ガス冷却器側にも過熱器を設置し、主蒸気条件は169kg/cm²、

538～566℃程度とし、混圧再熱再生サイクルを構成し、低圧タービン最終段に33.5インチクラスの翼を用いるものが最も効率が高い。

また、石炭をガス化する際に必要となる酸素の製造装置へ、ガスタービン圧縮器から抽気空気を送る、酸素製造設備複合化の検討も行われている。

(2) 加圧流動床燃焼複合発電技術

加圧流動床は、加圧下（6～20気圧）で流動床燃焼を行い、排ガスエネルギーでガスタービンを駆動し、圧縮機動力と電力を発生し、蒸気タービンによる発電と合せ、複合発電を形成する。これによりプラント効率が向上すると同時に、出力当たりの排ガス量が低減され、良好な環境特性を得ることができる。

また、加圧により、微粉炭火力に比較しコンパクト化と、工場組立が増えることで、工期の短縮ができる。以上のことから建設費、発電コストの低減が期待できる上、既設のリプレースにも有利である。

(3) その他の石炭利用発電技術

a. 流動床トッピングサイクル、

現在英国のBritish Coal社等で開発が進められているプロセスで、石炭を流動床ガス化炉で部分ガス化し、可燃性のガスを得てガスタービン発電を行い、未反応のチャーを流動床燃焼させ複合発電を行うシステムである。

基本的には、部分ガス化炉と流動床燃焼炉の組み合わせであり、炉の形式や組み合わせについて様々なオプションがある。この特徴は、ガス化及び燃焼に流動床システムを用い、石灰石等で炉内脱硫を行うため、特別の脱硫装置が不要なこと、IGCC及びPFBCに比較して高効率になるとされているが、高温下のガス精製技術、高温材料の開発が前提条件となっており問題点も多い。

b. HATサイクル

HATサイクルとは、ガスタービン圧縮機からの空気に加湿を行い、ガスタービンの排熱で加湿空気を加熱し燃焼器に導き、水分を含んだ高温燃焼ガスでガスタービンを駆動するシステムである。通常の複合発電設備では、ガスタービンの排熱により蒸気を発生し、蒸気タービンで発電を行うが、HATシステムでは蒸気タービンが省略できる。

現在、米国のEPRIを中心に開発計画が進められており、石炭ガス化設備と組み合わせた場合でも高効率が期待できるシステムであるとしている。

c. 酸素燃焼複合発電技術

地球温暖化問題から、ガスタービン排ガスより炭酸ガスを積極的に除去することを目的として提唱されているプロセスで、空気の代わりに酸素を用いるもので排出ガス中の成分が水とCO₂になるため高効率に炭酸ガスが分離回収出

来るとしている。

3. 各方式の比較評価

開発中の各種システムについて現在様々なFSが実施されている（表-2、3図-2）。しかしながら、各々のFSでは、今後開発を必要とする要素技術の組み込み度合い、環境条件の設定、試算精度等の面でかなり差があり、現状では一概に優劣を問う段階には無い。開発者側は、各々自社の方式が優れているとしているが、以下に熱効率と経済性の面から考察を加える。

(1) 熱効率

熱機関としての特性上、如何に高温の熱源をロス無く利用するかが、効率上昇の鍵となるが、石炭を燃料とした場合には、灰、硫黄、ナトリウム等の問題があり、クリーン燃料に比較して効率の上昇を難しくしている。総じて効率の高いシステムでは、過酷な条件を設定している場合も多くその実現性に疑問がもたれる場合もある。

(2) 経済性

効率を上昇を図りシステムを複雑化した場合、それに応じて建設コストも上昇する筈であるが、各試算では余り反映されているとはいえない。特に開発者側単独の検討では、政策的な数値が提示されるケースがあるので注意を要する。

また、IGCCの場合では、高効率ガスタービン（1300℃級）複合発電設備費が高いため、全体的な経済性を悪化させる大きな要因となっている。これは、高効率ガスタービンの価額決定に当たり天然ガス燃料をベースに行っているためと考えられる。石炭の場合には、燃料単価が天然ガスに比較して安いいため、設備費の増加が発電原価に与える影響が大きい。

4. 技術開発課題と方向性

石炭利用の新発電方式は、経済性と並び高い熱効率が必須条件である。

熱効率の向上には、各方式特有の開発課題があるが、次の点は共通である。

(1) ガスタービンの高効率化

複合発電の場合には、ガスタービンの排気熱を用いて蒸気サイクルの熱源とするため、ガスタービン単体効率の向上と合わせ排気温度も上昇させないと、総合効率の向上はできない。その面からも、タービン入り口の温度条件を上昇させることとなり、冷却技術、材料技術の進展に強く依存している。その他、石炭ガスを用いる場合には、燃料ガス流量が格段に多く、ガス温度が高い点等を考慮した最適設計が必要である。

また、NO_xの発生を抑制すべく加湿燃焼を行うと、総合効率を下げる結果となるため、石炭ガス用のドライ低NO_x燃焼器の開発も急務である。

(2) ボトミングサイクルの高効率化

再生サイクルの採用と併せ、ガスタービンの高温化に伴うボトミングサイクルの高温・高圧化が必要となる。システム的には大きな技術開発課題は無いが、各方式における使用環境に併せた材料の選定が必要となる。

(3) 材料

トップング及びボトミング双方において温度条件を上げることで効率は上昇するが、実際の発電設備としては過酷な使用条件の基で長期間信頼性を損なわずに運転されねばならない。そのためにも、タービン翼、高温ガス配管、熱交換器等の耐高温、耐腐食材料の開発が今後一層の重要性を増してくる。

5. おわりに

地球温暖化問題に対処するため、欧米各国は、発電用燃料を石炭から、天然ガスにシフトする傾向が見受けられる。しかしながら、環境問題を地球規模の問題としてと考える場合、先進諸国こそ、率先して石炭の効率的利用に取り組まねばならない。前述のように石炭の高効率利用発電技術の開発は、世界的な競合と協調のもとに進めるべきであるが、いずれにしてもガスタービン技術の進歩に負うところが大きく、今後一層の技術開発に期待する。

6. 参考文献

1. A Technical and Economic Evaluation of the Humid Air Turbine Cycle
(Nineth Annual Conference on Gasification Power Plants)
A.D.Rao and J.R.Joiner Fluor Daniel, inc.
2. Pressurised Fluidised Combustion
(Electricity: Efficient End-Use and New Generation Technologies and
Their Planning Implications, Lund University Press)
Krishna K Pillai
3. The Commercial Potential of Integrated Coal Gasification Combined Cycle
(Eighth International Conference on Coal Research)
D. F. Spener/S. B. Alpert/M. Gluckman

表-1 世界の石炭関連技術開発主要プロジェクト一覧

名称	国	仕様	内容	スケジュール
デスタク/PSI 石炭ガス化プロジェクト	米国 イディオ	発電出力 235MW ダウ炉	ダウ社の石炭ガス化技術を用いて既設のボイラにガス化炉、ガス化炉を追加する計画	1995年運転開始予定 (CCT カット 4)
ネサカ-1000 プロジェクト	米国 カリフォルニア	発電出力 120MW テキサコ炉	クールウォーター実証試験設備を流用し、都市下水汚泥と石炭を混ぜガス化複合発電実証試験を実施	現在監督官庁に承認申請中 1992年運転開始予定
アトワ/アプロジェクト	米国 マサチューセッツ	発電出力 440MW テキサコ炉	設置場所は、環境規制の厳しい地域で、独立系電力会社により建設される	1995年運転開始予定 *地元の反対により難行
ズリグ/アプロジェクト シイター ラト アト パウ	米国 イリノイ	発電出力 65MW CE炉	CE社の空気吹きガス化技術を用いて、既設25MWを65MWにリパワリングする計画	1996年運転開始予定 (CCT カット 2)
Pinon Pine プロジェクト	米国 アリゾナ	発電出力 80MW KRW炉	KRW社の空気吹き流動床ガス化炉、乾式ガス精製技術を用いる計画	1997年運転開始予定 (CCT カット 4 交渉中)
VEW	ドイツ	発電出力 200MW	空気による部分ガス化とチャー燃焼用流動床ボイラの組み合わせにより実施	1995-1996年にガス化炉建設予定
RWE コルデン/ア 褐炭複合発電実証プロジェクト	ドイツ	発電出力 300MW HTW炉	褐炭を流動床ガス化炉によりガス化、複合発電を行う	1995年運転開始予定
アレク/アプロジェクト	ドイツ	発電出力 160MW プレーンフロー炉	ドラフト/酸液吹きアトで、48T/日炉の運転結果を基に、デュイ/アに建設予定	1995年運転開始予定
ENDESA	スペイン	発電出力 350MW程度	ECの共同プロジェクトで域内の電気事業者、メーカー等多数の参加を得て推進中	1996年運転開始予定
シム/アプロジェクト	オランダ	発電出力 250MW シェル炉 送電効率 41.4%	1999年以降の主力電源をIGCCとして位置づけ、信頼性・保守性・効率等の実証試験を実施	1993年末運転開始予定 現在建設中
200 t/日噴流床石炭ガス化 プロジェクト	日本	発電出力 20MW級 空気ガス化乾式ガス精製	当社も参加している石炭ガス化複合発電技術研究組合により国の補助を受けて実施	1991年ガス化炉火入れ 1992年総合運転開始予定
AEP Tidd	米国 テキサス	発電出力 70MW	DOEクリーンコールテクノロジーの一環として補助金を受けて実施	1990年運転開始
AEP Philips Sporn	米国 テキサス	発電出力 330MW	DOEの資金援助を得て、事業用プラント建設計画が、進行中	1995年運転開始予定 *計画を無期延期
スツ/ア Vartan	スウェーデン	発電出力 135MW 熱出力 225MW	熱併給プラントとして都市暖房用の熱も供給	1990年運転開始
エスカトロン	スペイン	発電出力 80MW	高硫黄・高灰分炭を燃料に予定	1990年運転開始
電源開発 若松	日本	発電出力 70MW	国の補助金を受け、ABB社の技術を用いて建設	1994年運転開始予定
北海道電力 苫東厚真	日本	発電出力 85MW	商用機として、国内技術により建設	1996年運転開始予定
九州電力 苅田新	日本	発電出力 350MW	商用機として、国内技術により建設	1997年運転開始予定

表-2 コスト比較と性能予測
400MW-500MWのIGCCプラントについて
(高硫黄炭、イリノイ炭ベース、1987年のドルベース)

	硫黄除去率	NOx排出 (1)	正味熱使用率		等価利用率	建設費 (2)	30年間の平均 電力量コスト の設備利用率 65%を使用 (3)	30年間の平均 電力量コスト 等価利用率を 使用 (3)
	%	ppmv	Btu/kWh	KJ/kWh	%	\$/kW	mills/kWh	mills/kWh
Coal-Fired Steam	90	300	9,850	10,390	75	1,280	54.1	50.2
British Gas/Lurgi	95	42	8,700	9,180	85	1,350	51.7	44.3
Dow	95	42	8,800	9,280	85	1,350	51.0	43.7
Shell	95	42	8,900	9,390	85	1,480	53.8	45.9
Texaco	95	42	9,010	9,500	85	1,450	53.4	45.7

- (1) 15%O₂換算、除く通常タイプの4%O₂過剰スチームボイラ。
(2) 動産、試運転、予備品、ロイヤルティの各費用を含む。AFUDCは含まない。IGCCプラントは88°F(31℃)基準。
(3) 平均価格は1987年のドルベースで示す。

表-3 建設コスト及び発電原価の試算例

	発電出力 MW	発電端効率 %	建設費 円 / kW
排煙脱硫付き微粉炭火力	660	37.5	912
排煙脱硫付き微粉炭火力	900	37.8	804
パブリック形式 P F B C	767	40.35	1015
循環流動床形式 P F B C	716	39.9	1002
循環流動床形式 A F B C	731	38.2	835
I G C C	851	40.2	925

図-1 石炭ガス化炉の比較

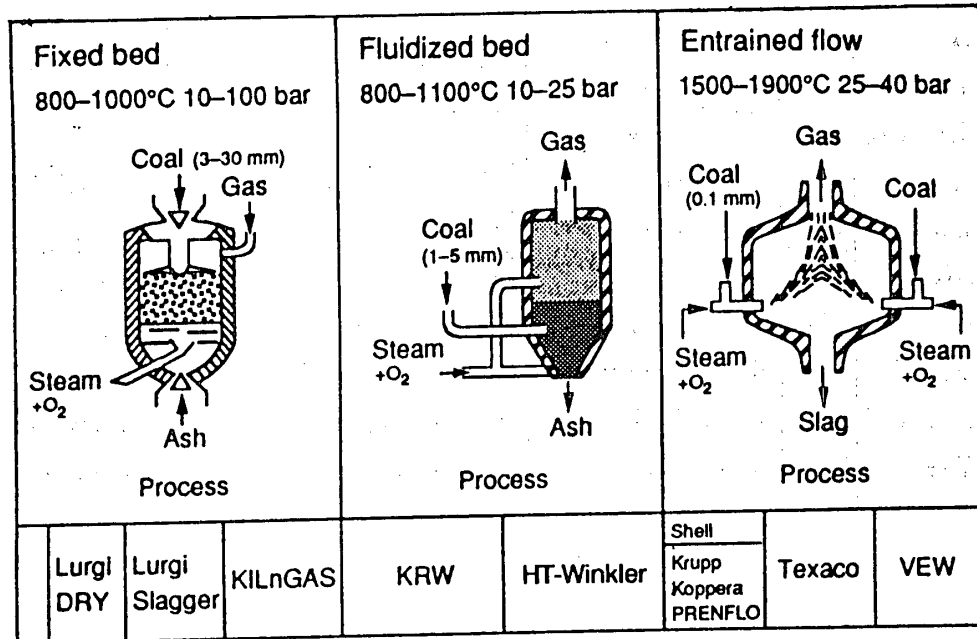
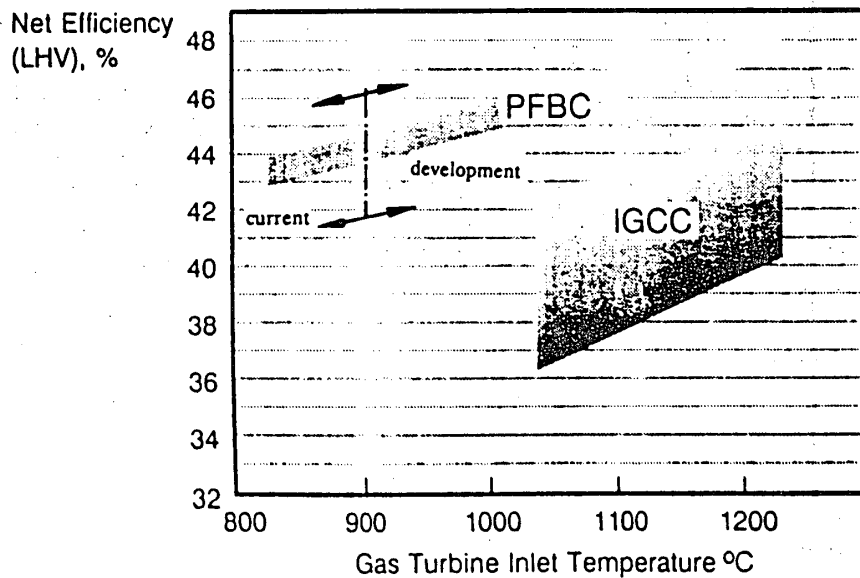


図-2 P F B Cと I G C Cの効率比較



B-1 マッハ5クラス高性能インテークに関する研究

坂田公夫（航空宇宙技術研究所）、柳良二、村上哲

進藤重美、野田順一、本阿彌眞治（東京理科大学）

* 白石和雄（石川島播磨重工業）、田中厚成

1. はじめに

極超音速機、宇宙往還機などの高速輸送システムの推進系として、マッハ5クラスの作動領域で適合するターボラムジェット、エアターボラムジェットを主な対象とした極超音速エアブリージングエンジンの研究が進められている。これらの高速推進システムの構成要素である極超音速インテーク（空気取入れ口）は、広範囲の飛行マッハ数において、効率よくラム圧縮を行い必要空気流量を確保するための重要なコンポーネントの一つであり、エンジン性能を大きく左右するものである⁽¹⁾。

極超音速インテークの研究は、極超音速ターボ系エンジンシステムの要素研究の一環として行なわれており、超音速風洞模型試験、基礎試験、数値シミュレーション、エンジン適合性、機体統合等を含む多岐にわたる分野で、航空宇宙技術研究所、東京理科大学、大阪府立大学、東京大学、及び石川島播磨重工業（株）との共同研究により進めている⁽²⁾。

本研究は、離着陸からマッハ5程度までの広い速度範囲で高効率かつ安定に作動するために必要となる可変空力通路⁽³⁾、抽気機構、可変システム、安定化装置等に関するインテークの設計技術を取得することを目的として、設計点マッハ数を5とした二次元混合圧縮形状インテーク模型を試作し、超音速風洞試験を実施した⁽⁴⁾。試験は、模型前方に膨張平板を設けインテークの入口マッハ数を3以上に加速した条件で、圧力分布、総圧回復等の空力計測、及び超音速・極超音速流れの現象を把握するためシュリーレン法と油膜法による可視化計測について行った。ここでは、高速化に伴う衝撃波と境界層との強い干渉現象が総圧回復特性、流量特性、始動特性などの空力性能に及ぼす影響を調べた結果について報告する。

2. 主な記号

変数		添字	
G	: 流量	o : 主流	s : 静圧
M	: マッハ数	e : ディフューザ出口	t : 全圧、スロート
P	: 圧力	i : インテーク入口	w : 壁面
η_r	: 総圧回復率	r : 捕獲比（ディフューザ出口／インテーク入口）	

3. マッハ5極超音速インテーク模型

図1に試験に供したインテーク模型の断面形状の概要を示す。このインテーク形態はランプから生ずる斜め衝撃波による外部圧縮及びカウル下流の衝撃波による内部圧縮過程から成り、入口開口断面のアスペクト比が0.5の二次元混合圧縮形状模型である。表1に設計マッハ数5における空力通路の主要諸元を示す。マッハ数5から4.49に減速する第一ランプの偏向角は、風洞の最高マッハ数が4.0であることから模型に組込まれていない。そこで、インテーク流入マッハ数を4.49まで膨張流によって加速するため、模型前方で図2に示すような膨張平板が主流に対して 13.3° 傾けて設置されている。第一ランプ先端には、加速平板上で発達する境界層を取り除くためダイバータ（境界層スクープ）が設置されている。模型の捕獲面積を $70 \times 35 \text{ mm}$ 、スロート高さを 6.56 mm とし、収縮比は 10.67 を選定した。外部通路は4つのランプから成り、第4ランプを油圧によって可変できる構造となっている。また、内部圧縮領域での圧力損失の低減を図るために、内部通路で等エントロピ圧縮形状を採用した。ランプとカウル部には境界層の剥離を防止するための抽気孔を設け、始動領域の拡大を図ると共に、最終衝撃波の安定性と始動を確保する目的でキャビティ（スロート・スリット）抽気室を設置した。図3にランプとカウルの抽気システムの概要が示されている。各々の抽気には、 1.5 mm ピッチの千鳥配置で、壁面に垂直な直径 1 mm の抽気孔があいている。

	マッハ5模型		
	NO.	偏向角	マッハ数
ランプ	1	5.5 (deg.)	4.49
	2	6.0	3.98
	3	7.0	3.48
	4	7.5	3.04
カウル	5	15.5	2.26
	6	18.0 (IE)*	1.61
垂直衝撃波	7	0	0.67
全偏向角	59.5 (deg.)		
入口面積	70 × 35 mm		
スロート高さ	6.56 mm		

* IE: 等エントロピ圧縮領域

表1 インテーク模型主要諸元

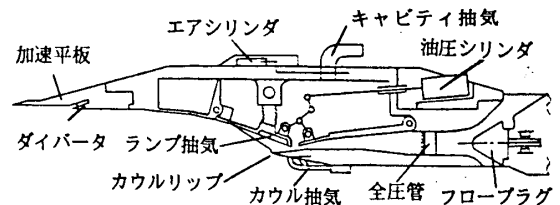


図1 供試模型概要図

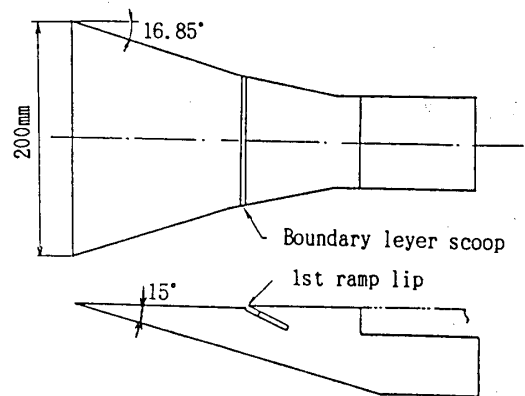


図2 加速平板

側壁上の粘性損失、並びに衝撃波と境界層との干渉現象が空力性能に及ぼす影響を調査する目的で、試験に用いた代表的な側壁の概要を図4に示す。大側壁はスロート近傍の内部流れを可視化するためにシュリーレンガラスが組み込まれ、また側壁上の衝撃波干渉を抑制する目的で側壁抽気孔も設けている。中側壁は第4ランプの衝撃波に沿いかウル先端まで側壁前縁が形成されており、側壁上のカウル先端部で誘導渦の巻き込みを防止するためにカットバックが入っている。小側壁は内部圧縮領域の状況をシュリーレン写真で観察するためカウルからスロートの手前まで切欠いてある。さらに、中側壁のスロート領域に抽気孔を設け、強い衝撃波との粘性干渉を抑制する効果を狙った改良中側壁、及び大側壁の面積を1/3程度切り落とし側壁上の衝撃波干渉を低減させた改良大側壁も採用した。

4. 試験装置及び方法

試験は航空宇宙技術研究所の1m×1m吹出し式超音速風洞を用いて行った。試験条件は、風洞マッハ数で2.75～3.5、加速平板後のインテーク入口マッハ数で3.47～4.49までの範囲で行った。図5に供試模型を風洞に搭載した状況を示す。

表2に圧力と温度の計測概要を示す。圧力計測のために、加速平板上、第1～4ランプ上、カウル部、スロート周り、ディューザ部上下通路の中心軸上に静圧孔が設けられている。また、抽気流量を測るため、ランプ、カウル、キャビティのそれぞれの抽気室出口部で全圧と静圧及び温度計測を行った。ディフューザ出口全圧は測定点15点(3×5)で計測し、その点を含む格子の断面を分割し、測定点以外の値を線形補間より求め、局所断面積分により面積平均値を用いた。また、圧力は高速多点小型圧力

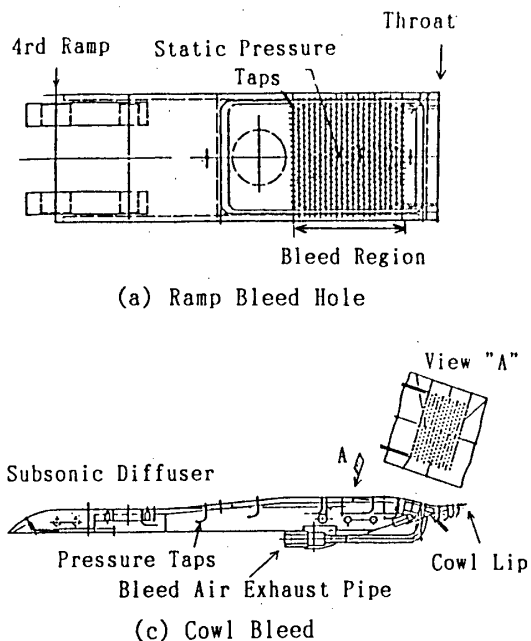


図3 ランプ・カウル抽気構造

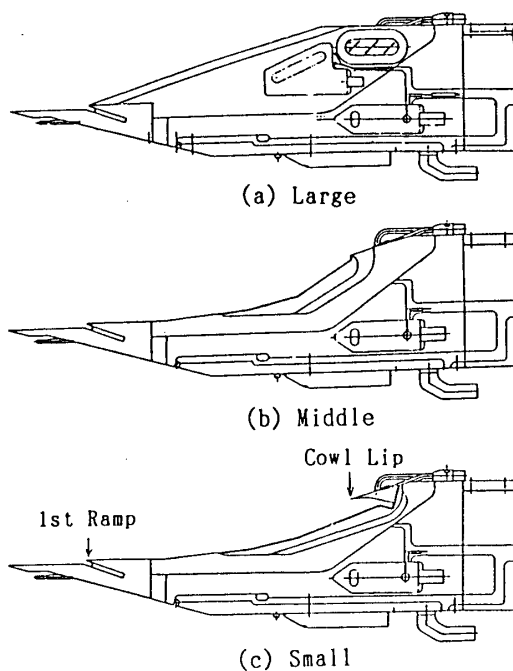


図4 側壁形状

変換器 (Zoc) と高応答小型圧力変換器 (Kulite) を併用し、温度は熱電対を用いて計測した。模型の中に組み込まれた圧力変換器は、風洞起動中の温度低下によるドリフトを防止する目的でヒータにより一定温度に維持される。

図6に計測制御システムを示す。模型の可動部の駆動装置はランプとディフューザ、可変用の油圧式シリンダ、キャビティ抽気流量制御用の空気式シリンダ、背圧調整プラグ用のステッピングモータを有し、それぞれパソコンにより予め設定されたシーケンスに従って自動的に制御される。各可動部の変位量はスーパーインポーズによってシュリーレン画像と合成されモニタに表示される。ランプとディフューザは、風洞起動直後の気流が不安定な状態で、インテークの不始動を回避するためにスロート面積を広げておき、気流が静定した後直ちに設定マッハ数に対応した位置へ移動する。この後に、背圧調整プラグを前後方向に移動させて最終衝撃波の位置を制御する。

また、このシーケンスの間に抽気シリンダによってキャビティ抽気流量が調整される。計測されたデータは、高速A/D変換器を介してパソコンにより処理され、直ちに空力性能を確認することができる。さらに、シュリーレン法を用い衝撃波の挙動などの可視化計測を行い、インテーク内の流れの現象的な観察を実施した。シュリーレン画像は、VTR及びビスチールカメラによる撮影を行った。

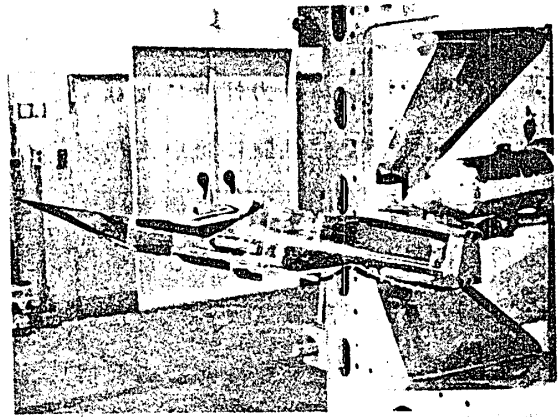


図5 供試模型搭載状況

		計測点	点数
圧力計測	抽気室	ランプ側壁面静圧	11
		カウル側壁面静圧	8
		ディフューザ出口全圧	15
		ランプ 静圧・全圧	2
		キャビティ 静圧・全圧	2
		カウル前側 静圧・全圧	2
		カウル後側 静圧・全圧	2
		合計	42
温度測定	抽気室	主流全温	1
		ランプ室温度	1
		キャビティ室温度	1
		カウル室温度	1
		合計	4

表2 圧力・温度計測内容

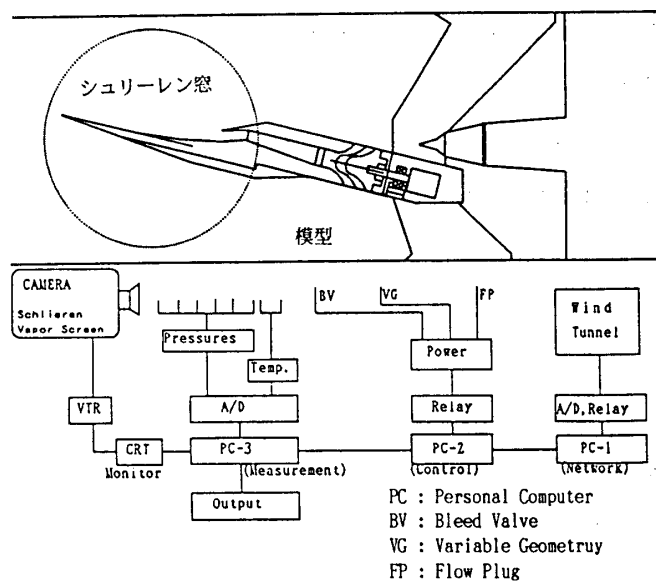


図6 計測制御システム

5. 試験結果及び考察

表3に本試験で行った2種の風洞気流条件を示す。この条件で、加速平板通過後のインテークの入口マッハ数は3.80、4.49となる。

5.1 側壁の影響

図7に側壁の相違が始動特性、総圧回復特性、流量特性等のインテーク空力特性に及ぼす影響を調べた結果を示す。この試験条件は、インテークの入口マッハ数を3.8で、側壁を5種類の異なる形状とした。この図の横軸は、ディフューザ出口流量と主流捕獲流量の比で質量流量比を示す。縦軸は、ディフューザ出口の平均全圧と主流全圧の比で総圧回復率を示す。大側壁はシュリーレン窓を設けてあるため面積が大きくなり、摩擦損失が大きくなると共に、第1～4ランプ上で衝撃波と境界層との干渉現象が強く作用し、ランプ上の衝撃波が乱されて不安定な流れとなり、その結果総圧回復率及び質量流量比がかなり低減する。改良大側壁は、大側壁の前縁を鋭くし、面積を1/3程度に減少させた結果、始動領域が広くなり総圧回復率が40%程度増加し、質量流量比も大幅に向上する。

小側壁は、スロート近傍を可視化するためディフューザ入口部で切り落としてあるために側壁上の粘性干渉がなくなり、改良大側壁に比べて安定な流れが得られ、著しい空力特性の向上がみられた。また、これらの状況が図8に示されるシュリーレン写真により撮影した小側壁の衝撃波パターンから確認できる。この図の(a)は、背圧が低い場合であり、インテークの全領域で

Mo	Mi	Pto(kpa)	Ps(kpa)	Tto(K)	Re(1/m)
3.0	3.80	584	14.6	288.0	4.6×10^7
3.5	4.49	911	11.7	288.0	5.6×10^7

表3 風洞気流条件

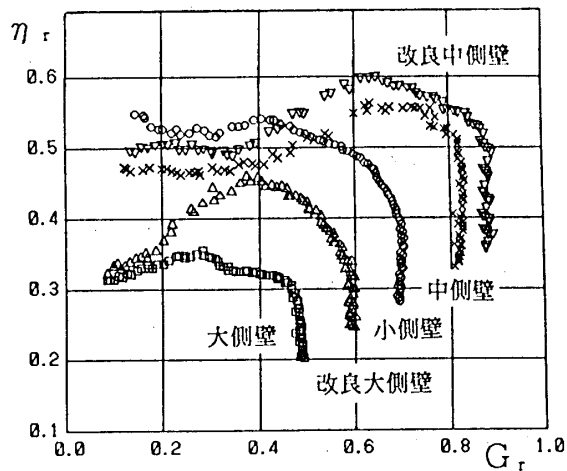
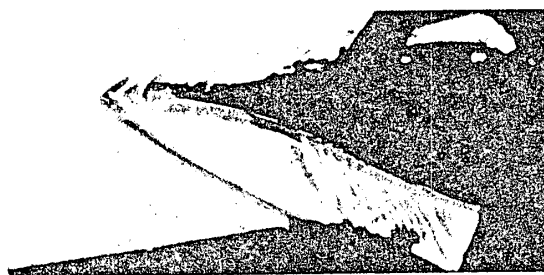
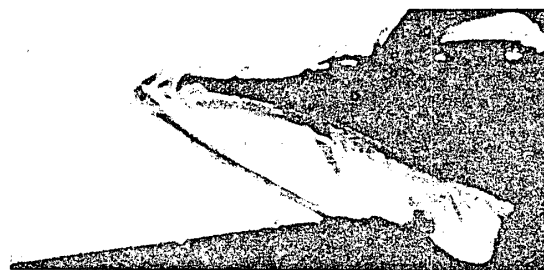


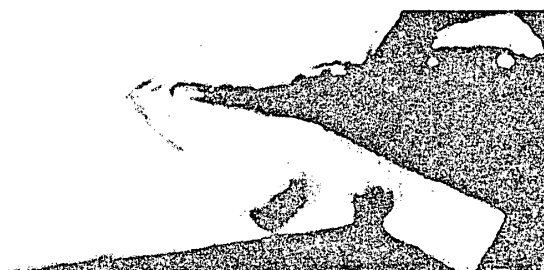
図7 側壁の相違による総圧回復特性



(a) 超臨界状態



(b) 臨界状態



(c) 亜臨界状態

図8 シュリーレン写真

超音速流れとなる超臨界状態を示す。背圧を上昇させて、最終垂直衝撃波をスロート近傍に移動させた臨界状態を (b) に示す。この条件では、超臨界状態と同様にカウル衝撃波と等エントロピ圧縮波がスロートシヨルダ部に達し、最終垂直衝撃波がスロートに存在する背圧適正状態である。さらに、背圧を上げた (c) の場合は、ランプとカウル上の圧力上昇に基づく剥離によって誘起される剥離衝撃波が観察できる亜臨界状態が示されている。

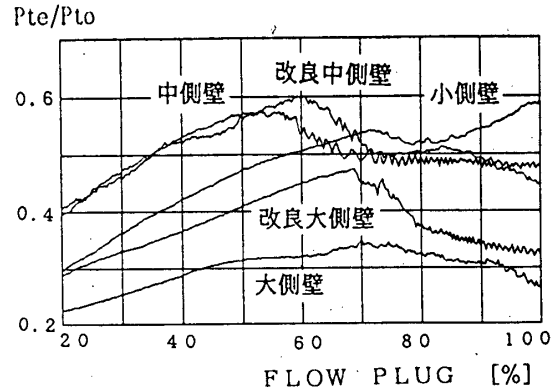


図9 ディフューザ出口全圧

中側壁は、設計マッハ数5で、第3ランプ衝撃波に沿ってカウル先端まで側壁前縁が形成されており、カウル先端でカットバックが設けてある。これにより、側壁上での衝撃波と境界層との干渉及び側壁前縁から巻き込まれる誘導渦に基づくカウル先端部の強いコーナー干渉が抑制された結果、質量流量比と総圧回復率が著しく向上する。さらに、中側壁の薄肉化及び抽気孔を設け、空力特性の向上を狙った改良中側壁の場合、中側壁に比べて始動領域が拡大すると共に、最高の空力特性が得られた。

図9に各側壁を用いた場合のディフューザ出口全圧の非定常変動状況が示されている。背圧の上昇に伴って各側壁のディフューザ出口全圧が上昇する超臨界状態を経て、背圧が最適な条件で臨界状態となり、この値は最大値を示す。背圧がさらに上昇すると、ランプ上で剥離が起こり亜臨界状態となりディフューザ出口全圧が低下し、不始動状態を経て急激な振動が伴うバズ状態へ移行する。大側壁は、上述のように側壁上で衝撃波と境界層との強い干渉現象が作用するため、ディフューザ出口全圧の上昇率が低減している。この図からも改良中側壁が最高の空力特性を示すことが確認できる。

5.2 改良中側壁の設計点空力特性

インテーク入口のマッハ数4.49 (設計点マッハ数5相等)において、前項に述べたように空力特性が良好となる改良中側壁を用いて、マッハ数5でM I L - E - 5 0 0 0 8 B の総圧回復率51%を目指した試験を実施した。

図10にキャピティ抽気が全開及び全閉にした場合の総圧回復特性を示す。背圧が低い超臨界状態では、質量流量比がほぼ一定となり、最終垂直衝撃波が前方へ移動するとともに総圧回復率が上昇する。キャピティ抽気を全閉にした場合は、最終垂直衝撃波がディフューザ入口に到達する臨界状態付近で、全開時に比べ総圧回復率の著しい上昇がみられる。この結果、キャピティ抽気全閉時の臨界状態における総圧回復率は54%となる。この値を第1ランプの衝撃波損失を考慮したマッハ数5に換算すると、52%となりM I L - S P E C の目標値を上回った。

背圧をさらに上げると、スロート近傍の圧力が上昇するためにカウル、ランプ及びキャビティの抽気流量が多くなり、質量流量比が減少する状況がみられる。また、キャビティ抽気全閉の場合は、ランプ上の剥離により不安定現象となる亜臨界状態において、総圧回復率が臨界状態以上に高くはならない。一方、キャビティ抽気が全開の場合は抽気流量が多いためランプ上の剥離が抑制されるために亜臨界状態で総圧回復率が低下しているものの、徐々に上昇する状況が現れている。キャビティ抽気全開時の性能劣化の原因は、スロートスリット部の後端から発生するジェット噴流に誘起される自由剪断層の湾曲度がキャビティ全閉時に比べ大きくなるためと考えられる。その結果、スロート部に強い膨張波が生じるためにマッハ数が増加し、その位置で強い最終垂直衝撃波が形成され衝撃波損失に加えて衝撃波と境界層との干渉が支配的となり、総圧回復率が低減する。

これらの現象が図11に示されるランプ通路側の壁面静圧分布にも現れている。こ

の図中における記号C、Tはそれぞれカウル先端、スロートショルダの位置を示す。また、縦軸は主流静圧により無次元化されている。キャビティ抽気全開の(a)及び全閉の(b)では、ランプとカウルの斜め衝撃波及び等エントロピ圧縮領域により壁面静圧が上昇し、スロート直前までの圧縮過程が順調に行われたことが確認できる。超臨界条件では、スロート直後の壁面静圧は上述の膨張波の影響で急降下している。フローラグを60%程度まで絞り背圧を上げると、最終垂直衝撃波がスロート位置に移動するため、そこでの膨張波が弱められ圧力降下が抑制される。臨界状態から亜臨界領域へ移行するに伴い、ディフューザの壁面静圧が上昇することが確認できる。キャビティ抽気が全閉の場合、スロート部の膨張波がキャビティ全開時に比べ弱くなり、その位置の圧力降下率が低減している。また、キャビティ抽気全閉時の場合の方が亜臨界領域でのディフューザ壁圧の上昇率も高くなっている。

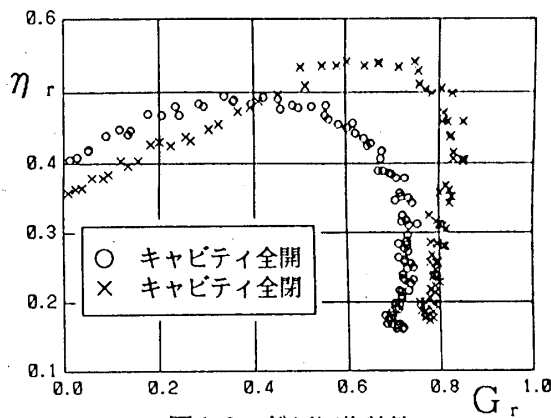
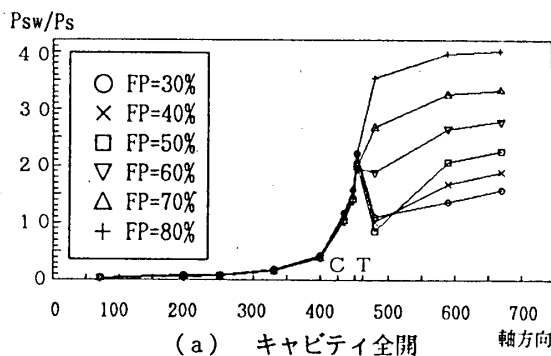
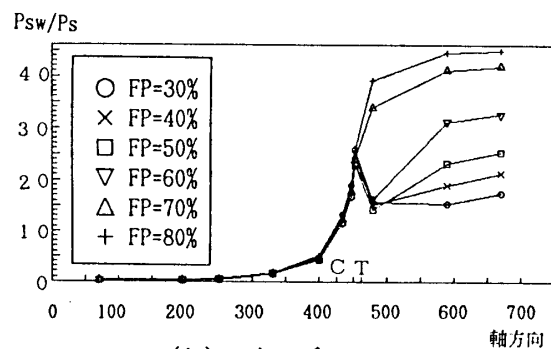


図10 総圧回復特性



(a) キャビティ全開



(b) キャビティ全閉

図11 壁面静圧分布(ランプ側)

6. まとめ

マッハ数5クラス極超音速エンジンに必要となる可変機構を有する二次元混合圧縮型インテーク模型を試作し、極超音速流下における側壁上の衝撃波と境界層との強い干渉現象を抑制する側壁形態及び内部衝撃波と境界層との干渉現象を緩和する境界層制御抽気が総圧回復特性、流量特性、始動特性に及ぼす影響について調べた。この結果、次下のことが判明した。

(1) 側壁衝撃波と境界層との強い3次元干渉の緩和及びカウル先端部での側壁前縁から発生する誘導渦に伴う強いコーナー干渉の防止により、始動領域が拡大した結果、大幅な総圧回復特性の向上がみられた。これより、極超音速流下での側壁形状の重要性が確認された。

(2) カウルとランプ上の抽気システムは、背圧上昇時の圧力上昇による剥離を抑制すると共に、インテークの始動を確保するために有効となる。

(3) キャビティ抽気は、ディフューザ入口部での最終垂直衝撃波との強い干渉に基づく剥離を防止し、流れの安定化に寄与する。また、キャビティ抽気流量が過剰になるとスロート部に強い膨張波が生じ、その結果スロートマッハ数の増大によって著しく性能が劣化する。

(4) 側壁形状の最適化に併せて、可変機構、境界層抽気機構、背圧調整機構の可動部システムによって、総圧回復率は52%となり、MIL-SPECの目標値51%を達成することができた。

最後に、本研究を行うにあたり、多大な御協力をいただいた航空宇宙技術研究所超音速風洞の吉永室長、関根研究官を始めとするスタッフの方々、東京理科大学の小宮山文男氏、玉山雅人氏、坂本和之氏、日本ソフトウェア開発(株)の臼井智之氏、石川島汎用機サービス(株)の大久保峻氏、半沢七朗氏、稲川宗平氏に深く感謝の意を表す。

参考文献

- [1] Sakata, K., et al, "Hypersonic Turbomachinery-Based Airbreathing Engines for Earth-to-Orbit Vehicle" AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol.7, No.1, pp108-114, JAN FEB 1991
- [2] Sakata, K. Honami, S. and Tanaka, A., "Supersonic Air-intake Study Aiming at Future Airbreathing Engine," AIAA-92-2021, June 1991
- [3] Weir, L. J., et al, "Mach 5 Inlet CFD and Experimental Results" AIAA-89-2354, July 1989
- [4] Sakata, K., et al, "Experimental Study of Mixed Compression Air-Intake for Hypersonic Airbreathing Engines" ASME 92-GT-349, June 1992

B-2 産業ガスタービン用軸流圧縮機の 遷音速入口段の開発

*加藤 泰弘 (日立製作所)
柏原 康成 (")
石井 博 (")
津田 吉弘 (")
柳田 光昭 (")

1. 緒言

近年産業用ガスタービンに対する高効率化の要求は、省エネルギーおよび環境問題の観点よりますます強くなっており、タービン入口温度およびサイクル圧力比は次第に上昇してきている。これに伴って、高温タービン冷却翼、高温低 NO_x 燃焼器の開発とともに、高効率、高圧力比軸流圧縮機の開発が重要となっている。高圧力比の圧縮機については、段数は少ない方がコスト的には有利であるが、高負荷となって効率の低下を生じないように空力設計に注意が必要である。そこで、高負荷段落の検討のため産業ガスタービン用多段圧縮機の入口段を想定した、高速3段試験圧縮機を製作し、試験を行なった。本試験機の初段動翼先端での相対流入マッハ数は約1.05であり、動翼には二重円弧翼(DCA)を用い、静翼にはNACA65翼を用いた。

こうした高負荷段の入口段静翼では、ハブ側で流入マッハ数が比較的高くなるため、従来のNACA65翼では衝撃波損失が大となることが予想される。そこで、高亜音速入口流れにおいても翼面上で衝撃波を生成しないショックフリー翼を新たに設計し、3段試験機の初段を用いた単段機においてNACA65翼との性能比較を行なった。

本報告では3段試験機の概要と試験結果、およびショックフリー翼の設計と測定結果について述べる。

2. 空力設計

空力設計の方針として、産業用圧縮機として効率の低下をもたらさない範囲で高負荷段を設計する方針のもとに、初段動翼先端の相対マッハ数を約1.05とした。3段試験機の全圧力比は2.2であり、段当たり圧力比は1.3である。表1に3段試験機の主要仕様を示す。翼列前後の速度三角形は、従来用いられている半径方向平衡式に翼列損失及び壁面境界層を考慮した流線解析法によって決定した。翼形選定にあたっては、相対遷音速流に対応するため、1, 2段動翼には二重円弧翼(DCA)を、その他には後縁部翼厚補正を行なったNACA65翼を使用している。フローパターンと

ては静翼流出角を半径方向に一定とした。設計ポリトロープ効率は90%である。表2に初段動, 静翼列の主要諸元を示す。

こうした高負荷圧縮機の入口段静翼では, 一般にハブ側で流入マッハ数が比較的高くなるため, 従来のNACA65翼では, 翼負圧面上での衝撃波生成に伴う損失の増大が考えられる。また衝撃波との干渉による翼面上境界層の剥離のおそれも生じる。このような翼列に対し, 衝撃波を生成しない, いわゆるショックフリー翼が使用されれば, 損失低減の効果は大きいと考えられる。以上の考察のもとに, 3段試験機の初段静翼に新翼形を適用し, その性能を調べることにした。このような翼形は一般的に超臨界翼形 (Supercritical Airfoil) (1), あるいは拡散制御翼形 (Controlled Diffusion Airfoil) (2)(3)とよばれている。

3段試験機の初段静翼を, 入, 出口速度三角形は変えずに, 新翼形で設計した。静翼のハブにおいてマッハ数は0.82である。翼形の設計は, 予め与える翼面上の速度分布を実現する2次元の翼断面形状を, 逆法により求めた。計算方法はSchmidtの方法(4)によった。直接法により望ましい翼形状を決定する場合には, 一般に翼間流れ計と翼面上境界層計算を繰り返し翼形状の修正を行なう必要があるが, 本逆法によると翼面上で与える速度分布から, 直接物理面上で翼面上境界層の計算が可能である。このため, 境界層の剥離を生じないような速度分布を, 翼形計算の最初に設定することが出来るという利点がある。

速度分布形状を

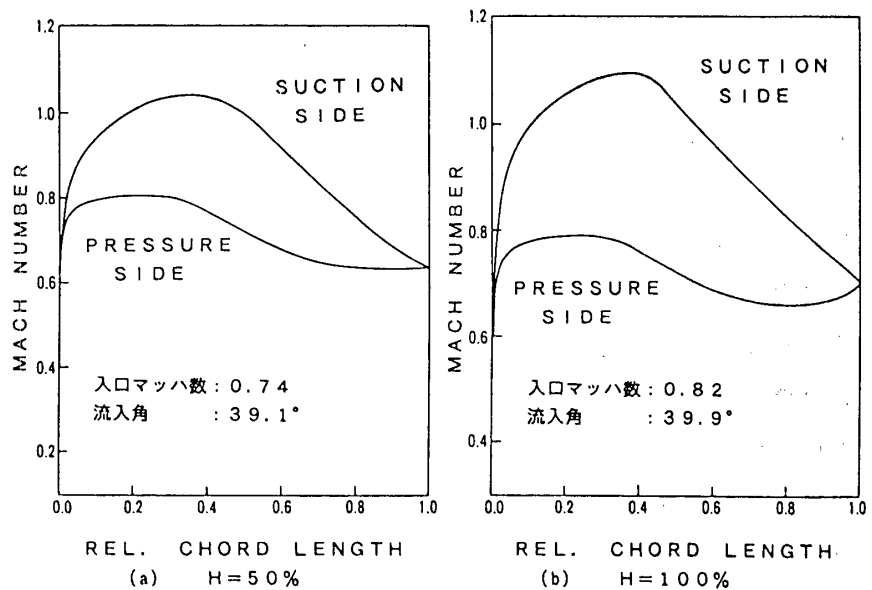


図1 翼面上の設計マッハ数分布 (翼長比H=50, 100%)

表1 3段圧縮機の全体仕様

NUMBER of STAGE	3
PRESSURE RATIO	2.2
MASS FLOW (kg/s)	16.1
ROTATIONAL SPEED (rpm)	17000
HUB/TIP RATIO (1st Stage)	0.621

表2 初段翼列の主要諸元

		1st ROTOR	1st STATOR
AIRFOIL of BLADES		DCA	NACA 65
HUB/TIP RATIO		0.621	0.658
ASPECT RATIO		1.65	3.09
SOLIDITY	TIP	0.88	0.93
	HUB	1.41	0.93
BLADE HEIGHT (mm)		77.2	69.6

種々検討した結果，採用した負圧面，圧力面のマッハ数分布を，ケーシング側から50%，100%翼長の各断面について図1に示すが，翼面速度分布の主な特徴と検討項目は以下のとおりである。

(1) 負圧面での最大マッハ数は，ショックフリーとするため 1.1以下とし，その位置は前縁から35~40%位置とした。

(2) 最大マッハ数位置から後縁までの間は，境界層計算にもとずき境界層の剥離を生じないように滑らかな減速流れとした(図4)。

(3) 圧力面側は速度三角形から定まる翼循環量と，翼の強度振動上の条件から必要な翼厚さが確保されるように決定した。

なお，以上の逆法による翼形計算においては，翼列入，出口間での軸流速度・密度比(AVDR)の変化を考慮した。翼列内では，翼前縁部から翼後縁部まで直線的にこれを変化させた。得られた翼形状の例として 100%翼長の各断面における形状を図2に示す。いずれも図1の速度分布の，衝撃波の生成のない滑らかな減速を達成するように得られたものである。なお，ショックフリー翼の設計はNACA65翼と同一の流路形状，及び静翼入，出口における速度三角形について行なった。翼枚数もNACA65翼と同一とした。図3に 100%断面の翼流路内の等マッハ線図を示す。また図4に翼負面上における境界層の形状係数 H_{12} (=排除厚/運動量厚)の変化を示す。なお得られた翼形状については，図5に示すように直接法(タイムマーチング法)により2次元非粘性翼間流れ計算を行ない，

H = 100%

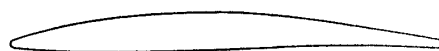


図2 逆法により求めた翼形状

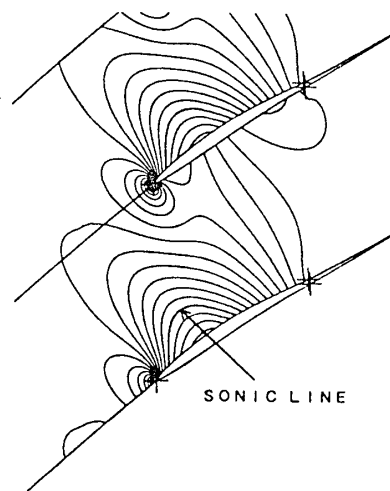


図3 等マッハ線図(翼長比=100%)

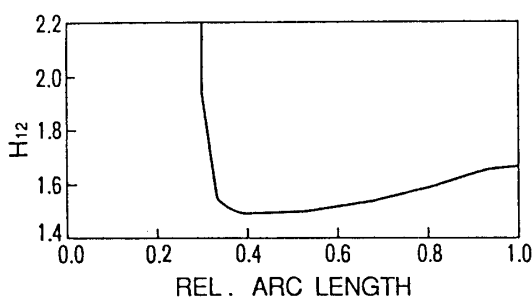


図4 形状係数 H_{12} の分布(翼長比=100%)

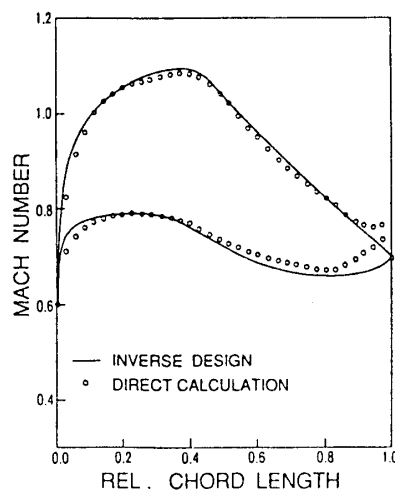


図5 翼面上のマッハ数分布の比較(翼長比=100%)

衝撃波の発生がみられないことを確認した。また入射角を変えた非設計流入角における流れも計算し、翼面上速度分布のチェックを行なった。

3. 試験装置

前章で述べた空力設計にもとずき3段試験機を製作した。流路形状は外径を一定とした。図6に3段試験機の断面図を、図7にロータの写真を示す。3段の動、静翼列に入口、出口案内翼を設けている。図8に圧縮機試験装置の全体配置図を示す。試験は1,500KW誘導電動機を駆動機として使用し、流体継手により圧縮機の回転数を設計回転数以外にも連続的に変更できるようにした。吐出空気量はオリフィスで測定した。吐出配管出口部には、圧縮機吐出圧力の調整を行なう電磁弁と、サージ試験時に安全な作動域へ回復させるための緊急放風弁を設置した。

前述のように、試験はまず初段静翼にNACA65翼を用い3段機の性能を確認をした。ついでショックフリー翼の性能を評価した。この試験には3段機の初段のみを使用した単段機を用いた。静翼をNACA65翼及び新翼に組み換えて試験を行ない、測定結果を比較した。いずれの場合に対しても、入口案内翼、動翼は3段機と同一のものを用いた。図9に単段機の断面図を示す。出口案内翼は単段機用に新たに設計した。

測定は全体性能とともに内部流動を測定した。全体性能に関しては、圧縮機の入口、出口断面にくし形全圧管、くし形全温管を設けて、全圧、全温を計測した。

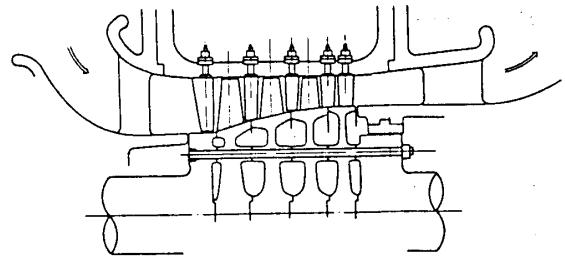


図6 3段試験機の断面図

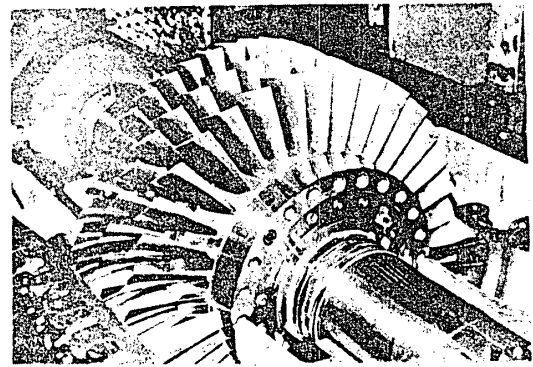


図7 3段試験機のロータ図

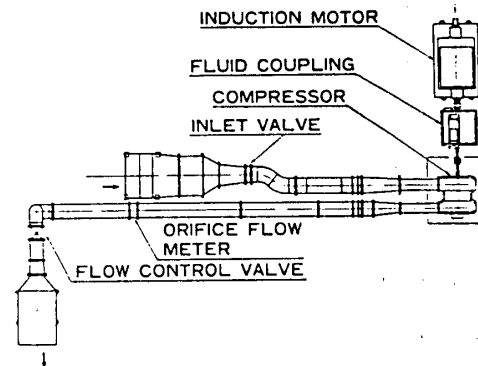


図8 試験装置の全体配置図

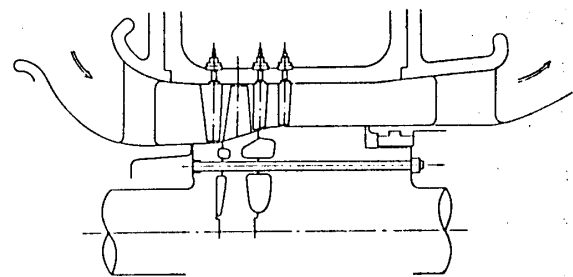


図9 単段試験機の断面図

周方向には入口断面では4個所、出口断面では6個所にプローブを設置した。また入口案内翼上流のケーシング内面同一円周上に14点の静圧孔を設け、周方向の流れの1様性を確認した。内部流動に関しては、翼列前後の流れを3孔ピトー管をケーシング側から半径方向にトラバースして計測した。入口案内翼と初段静翼出口断面では、ケーシング内に埋設したトラバースリングを周方向に回転させ翼列後流の周方向測定を行なった。また旋回失速やサージの発生状況を調べる目的で、ケーシング内面での非定常壁圧変動を小型半導体圧力センサーで計測した。なお、歪ゲージによる静、動翼振動測定もあわせて実施した。

4. 測定結果および結果の検討

4.1 3段機

図10に3段機試験で得た修正回転数比60, 80, 100%における全体性能を示す。設計回転数において、圧力比2.2, ポリトロップ効率90%の目標値が得られ、当初目的の高負荷段落の性能確認ができた。また空力設計の妥当性を確認できた。同図において実線は流線解析法による性能予測計算結果を示す。設計点および設計点以外においても、予測値と実験値は良好な一致を示している。サージ線に関しては、低速回転域で測定値との差が相対的に大きくなっている。サージ発生点の予測は翼列性能予測が基礎となっており、低速回転域での一層の精度向上が必要と考える。

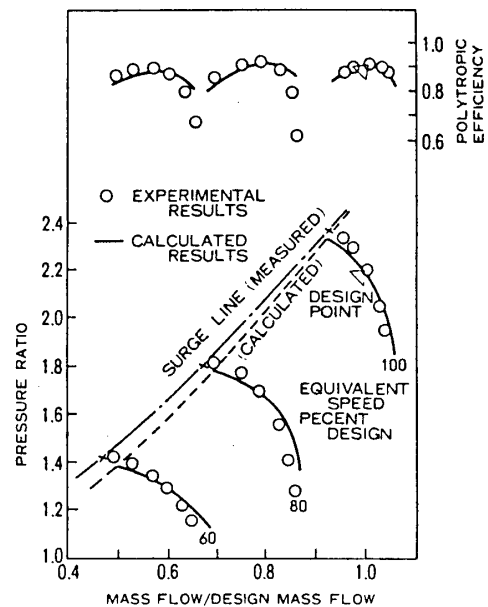


図10 3段試験機の全体性能

サージ発生点の予測を精度よく行なうためにも、サージ試験のデータは重要である。図11に設計回転数でのサージ試験結果の一例を示す。図でみられるように、サージと旋回失速が併発する現象がみられ、一般に圧縮機において単純なサージあるいは旋回失速のみが発生する場合ばかりとは限らないことがわかる。このような非定常現象については別に解析を行なった結果を報

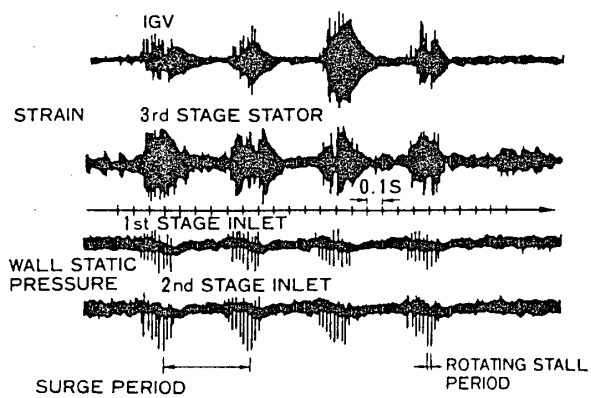


図11 3段機におけるサージ試験結果

告した(5)。

4.2 単段機

図12に、単段機において静翼列にNACA65翼を用いた場合と、ショックフリーとして設計した新翼形を用いた場合の全体性能の比較を示す。圧力、流量特性については、両者の間で大きな差はみられないが、設計回転数における最高効率には新翼のほうが1.2%高い値が得られた。一方サージ試験では、その発生点に差はほとんどなく、作動範囲の変化は特に認められなかった。

新翼採用による効率向上の要因を検討するため、静翼列前後で3孔ピトー管トラバースによる内部流れの計測を行なった。測定結果

の例として、図13に新翼出口での周方向全圧分布を示す。全圧分布は静翼列前後における全圧差を静翼列入口の動圧で無次元化して示してある。図14に翼全圧損失係数の半径方向分布をNACA65翼と比較して示した。翼全圧損失係数はNACA65翼の平均径での値で無次元化して示してある。新翼の方が一般的に損失が小さくな

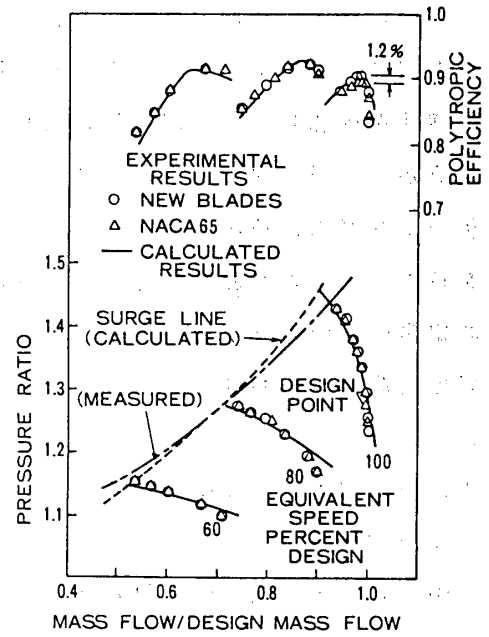


図12 単段試験機の全体性能

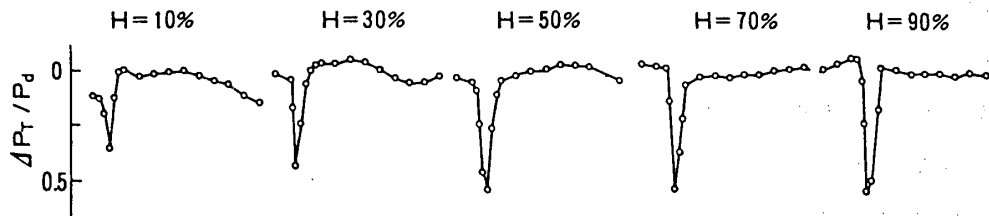


図13 新翼出口部での周方向全圧分布 (測定範囲: 1ピッチ)

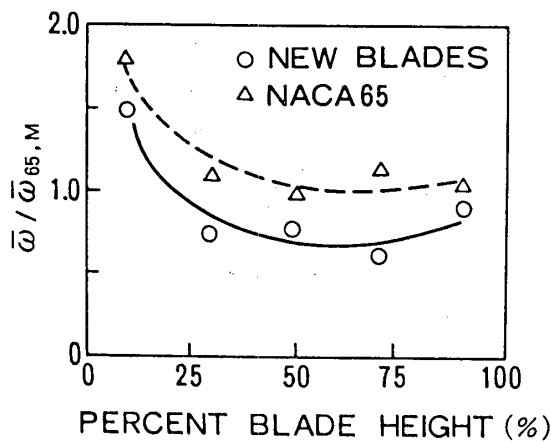


図14 翼全圧損失係数の比較

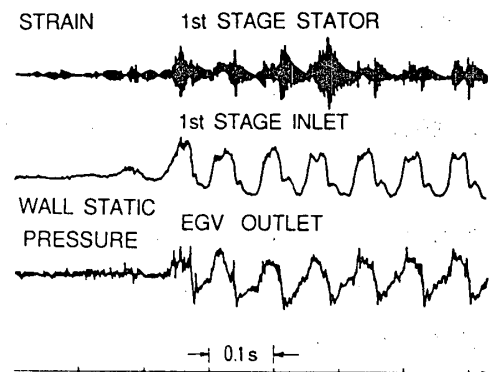


図15 単段機におけるサージ試験結果 (新翼形の場合)

ている。翼流路内の流れの測定を行っていないのでショックフリーの効果によるものと断定はできないが、前述の翼間流れ計算結果等からみて、当初のねらいが達成されているものと考えられる。この点に関しては、今後レーザ計測等による翼内流れ計測を行ない、さらに確認を行なう予定である。図14でケーシング側で損失が増大しているのは、動翼出口の測定結果より、動翼先端部の高マッハ数域で生じた損失増大によるものと推定された。

図15に示した単段機のサージ試験結果からは、NACA65翼と新翼との間に非定常圧力変動の様子に特に差は認められず、図12のサージ発生点がほぼ同じことからみても、作動範囲は同レベルであると思われる。

5. 結言

軸流圧縮機の高負荷段落の検討のため、産業ガスタービン用多段機の入口段を想定した3段試験機を製作し、性能試験を行なった。また初段静翼を対象にショックフリー翼を新設計し、単段試験機を用いてNACA65翼との性能比較を行なった。主な結果は次の通りである。

- (1) 3段機により、高負荷段の設計性能（圧力比 2.2, ポリトローブ効率 90%）の確認ができた。
- (2) 単段機試験の結果、静翼にショックフリー翼を用いることにより、NACA65翼の場合と比較してポリトローブ効率で 1.2%の性能向上が認められた。
- (3) ショックフリー翼とNACA65翼での単段機の非定常性能試験結果の比較から、圧縮機の作動範囲の変化は特に認められなかった。

参考文献

- (1) Stephens, H.E., AIAA Paper No. 78-1138(1978).
- (2) Hobbs, D.E. and Weingold, H.D., ASME J. Eng. for Power, Vol. 106, p.271 (1984).
- (3) Steiner, W. et al., ASME Paper No.90-GT-140(1990).
- (4) Schmidt, E., ASME J. Eng. for Power, Vol.102, p.68(1980).
- (5) 石井・柏原, 機械学会論文集 (B編), 54-503, p.1669 (昭63-7).

B-3 軸流・遠心結合型式小型圧縮機の開発

橋本 啓介 荒井 正志
 須賀 信也 松岡 右典

(川崎重工業株式会社)

1. まえがき

従来の小型航空用ガスタービンは1500馬力を境にして、小馬力になるにつれて燃費が著しく劣化する。(図1)この理由の一つは、大型ガスタービンにおいて、高効率化を促進してきた全体圧力比の向上策を、小型ガスタービンへ同様に適用する事が従来、困難であったからである。

しかし、最近の解析、実験、製造技術の向上に伴い、1000馬力以下の小型ガスタービンに対しても、年次傾向(図2)に示すように、この全体圧力比の向上策が徐々に適用されてきている。本研究は、このような状況下、1000馬力で図1中に示す燃費水準の小型航空用ガスタービンに必要な全体圧力比11.5の小型高負荷・高効率圧縮機の開発を目標としたものである。

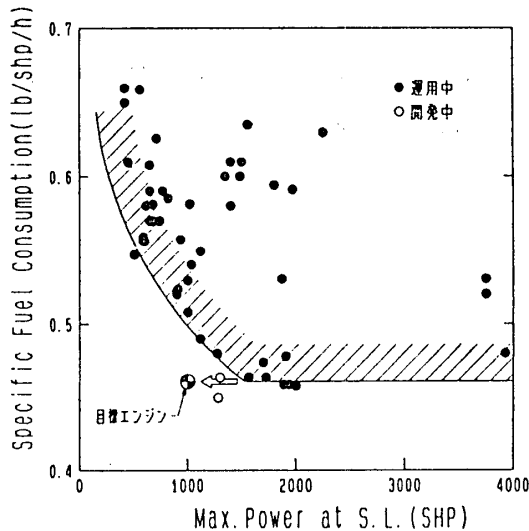


図1 燃費と出力の傾向

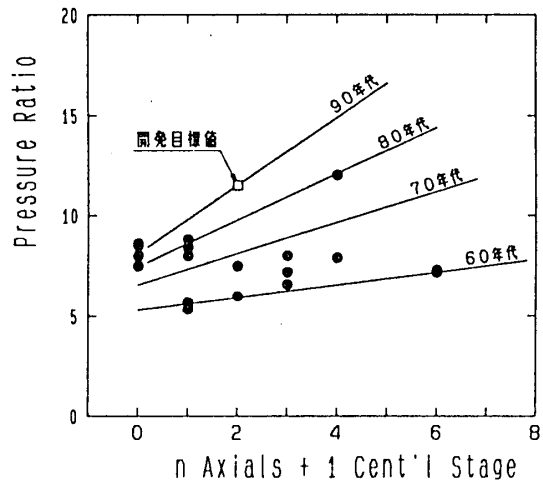


図2 圧力比と圧縮機型式の年次傾向 (1000馬力以下の小型航空用ガスタービン)

2. 基本計画

2.1 主要諸元

圧縮機の開発目標値を表1に示す。その特徴は、これまでの最高水準の圧力比(図2)を目指しかつ大きなサージマージンを狙っている点である。また 最大外径値は

修正回転数	4 9 0 0 0	rpm
修正流量	2. 5 4	Kg/s
圧力比	1 1. 5	
サージマージン	1 5 % 以上	
最大外径	約 4 0 0	mm

表1 開発目標値

機体搭載上のために極力小さな値に抑えている。

2. 2 圧縮機型式

圧縮機としては

遠心単段及び2段

軸流多段

軸流と遠心結合

の各型式が考えられるが、遠心単段でこの仕様を実現しようとする場合、翼車の先端周速値が過大になり、現在使用可能な材料では、強度限界に起因する低周波疲労(LCF)により十分な寿命を達成できない。遠心2段の場合は適切な先端周速に設定できるのでこの材料寿命の問題はないが、軸流機に比べて翼車外径が大きくなり重量が増加して回転系慣性モーメントが過大となるので急加減速特性が悪い。軸流多段の場合は部品点数が増加する上に後段側の翼が小さくなりすぎて成形性や効率面で劣る。一方、軸流と遠心結合の場合は遠心機に比較して部品点数は若干増加するが寿命・慣性モーメントを適切に設定できる。さらに前段側に軸流、後段側に低比速度でも一般に高負荷・高効率・広作動範囲特性である遠心機を使用すれば、これら各型式のなかで最も高効率となる。それで今回は1000馬力水準の小型航空エンジンに最も適切な圧縮機を実現するために軸流遠心結合型式を選定している。

2. 3 仕事配分

軸流と遠心機の仕事配分は、軸流機の採用段数を決定する事でほぼ規定される。この段数は要求される空力性能特性と重量や部品点数といった構造的な面の両方を配慮して二段とした。これを年次傾向と比較する図2のようになる。今回は軸流機が圧力比2.3、遠心機が圧力比5.0としている。

3. 軸流圧縮機設計

フローパターン設計計算には、三次元非粘性流れの基礎式を周方向に1ピッチ間厳密に平均化して得られた子午面内の任意の準直交線に沿う平衡条件式を流線曲率法により解く方法¹⁾を適用している。動翼先端の相対流入マッハ数は1.3、翼面ディフュージョン・ファクターの最大値は0.6となっている。フローパターンの特徴は、高負荷軸流機とするために一段動翼、二段動翼とも入口部の翼高さ方向の大部分で相対マッハ数が遷音速域の値となっていることである。一例として図3に一段動翼入口におけ

るフローパターン計算結果を示す。

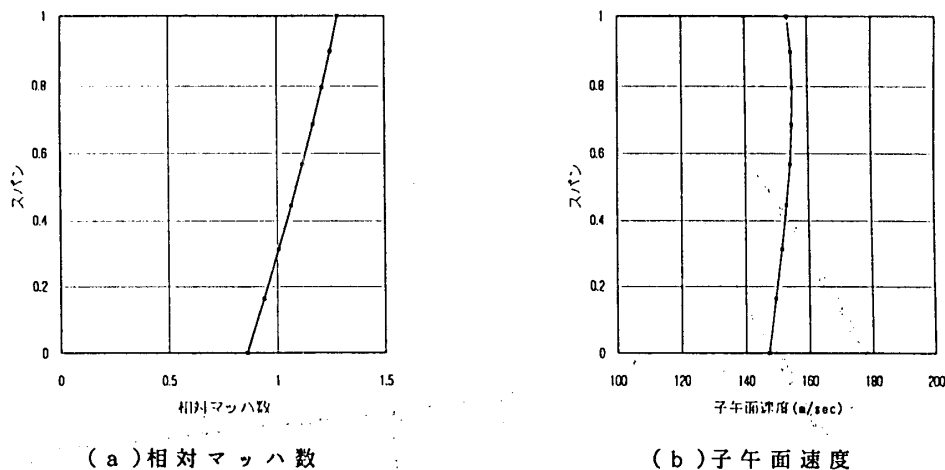


図3 フローパターン計算結果

また小型であるため、大型の圧縮機に比し相対的に境界層の影響を強く受けるので、シュラウド壁面近くの子午面速度を小さくしている（図3）。さらに設計流入角は、翼高さが非常に小さいのでハブ側からチップ側にかけて大きな分布があると翼の成形が困難となる点を考慮して規定している。

フローパターン設計計算結果に基づき設計した一段動翼の形状を図4に示す。軸流機回転系の概観を図5に示す。

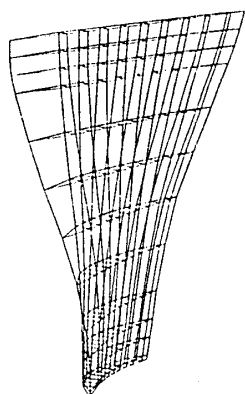


図4 一段動翼



図5 回転系

翼列断面形状については、遷音速流域にMCA翼形、亜音速流域にCDA翼形を適用しているが三次元非粘性流れ解析²⁾を行い最終的な翼形状の調整を行っている。一段動翼のハブ、ミッドスパン、チップ断面での相対マッハ数分布を図6に示す。

チップ断面では翼面相対マッハ数の最大値が1.5に達しておりミッドスパンからハブ側の一部にかけては1.3になっているが、この解析計算から得られた翼面マッハ数分布形状を別途実施した二次元翼列試験³⁾のデータと比較検討した結果、翼形状が適

切であることを確認している。

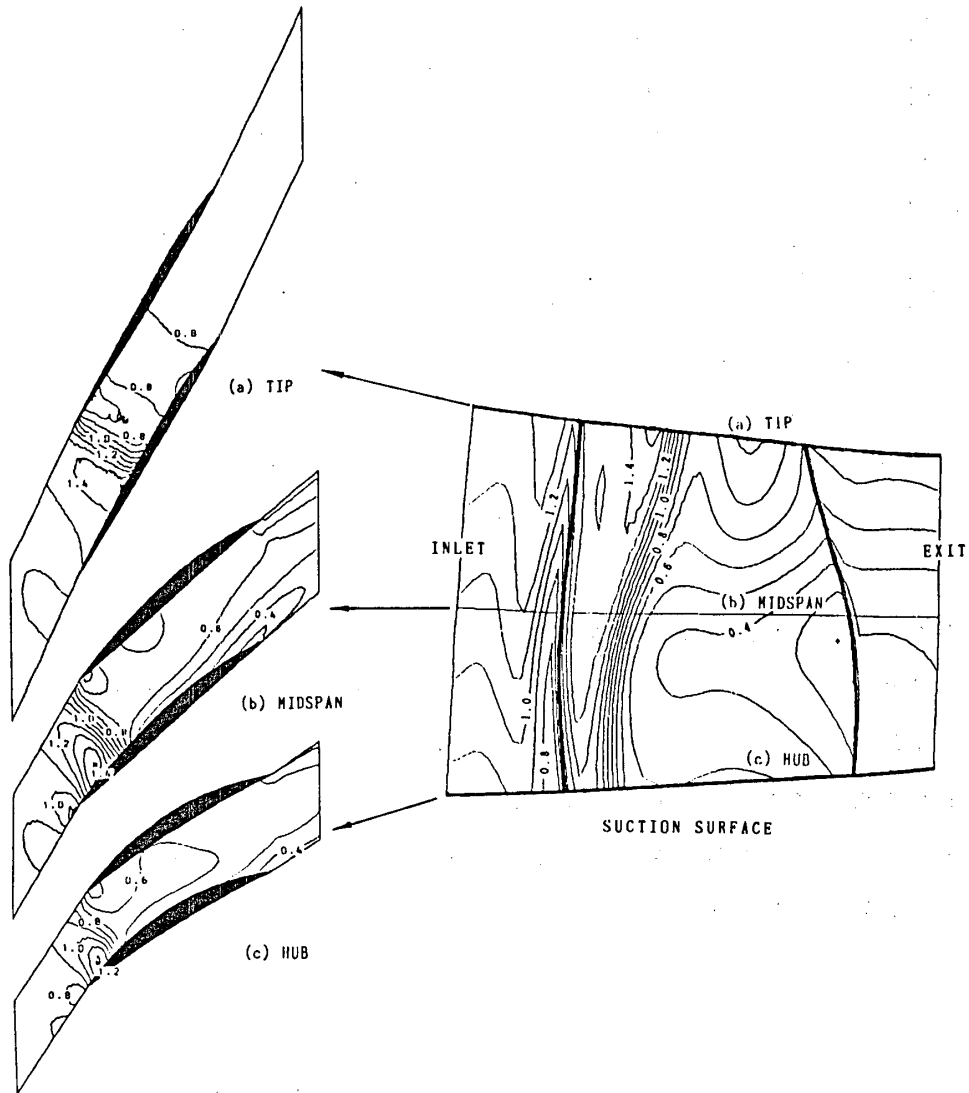


図6 翼面相對マッハ数

4. 遠心圧縮機設計

軸流と遠心機との結合部分の通路形状は軸方向の通路長さを大きくとってスワンネック状の通路として遠心入口部外径を下げた型式と逆に通路長さを短く切り詰めた直線状型式の二方式が考えられるが今回は軸長の短小化・圧縮機の軽量化を重視して直線状型式とした。このためインペラインデューサ部は通常の遠心機に比べボス比が大きく翼高さが小さい狭い通路となっている。このインデューサ部翼形状は、負圧面での流入直後の流速の急増を抑える観点からは転向が小さい翼形状とすべきであるが流路面積が狭いのでスロート面積を確保するには適度な転向が必要である。それで内部流れの解析計算を繰り返し入射角・転向量の調整を行い翼面速度分布・流路面積の最適化を図っている。図7に解析計算結果の一例を示す。

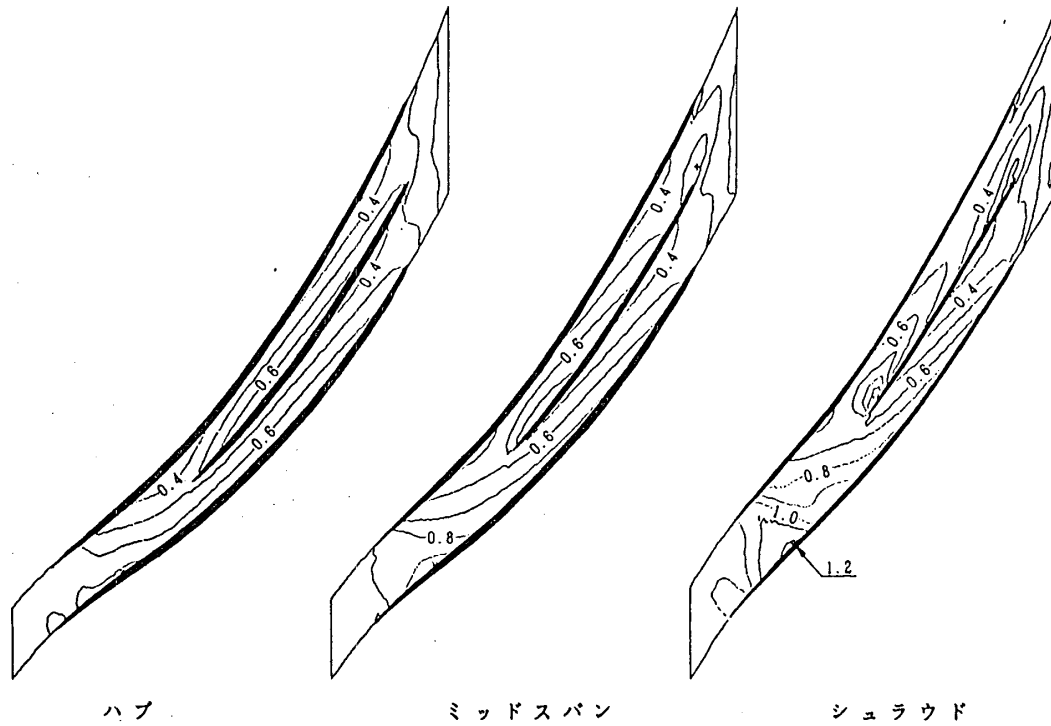


図7 インベラの内部流れ計算結果

インデューサ部の後流側はリアローディングな翼形状とし必要喉部面積を確保して高負荷化を図るためにスプリッタブレードを採用している。ディフューザについては、遷音速流れ場で高性能・広作用範囲が期待できる前縁が半楕円形状のパイプ型ディフューザをインベラ出口径の約1.05倍の位置に設置している。ディフューザ通路部は、軸方向への転向部を持つパイプで構成され、径方向面内での形状は適切な拡大角を持つ円錐形状である。比較的短距離で流れを充分減速させた上で径方向から軸方向へ転向させる形状となっている。これにより適切な静圧回復を図りかつ圧縮機最大外径を極力小さく抑える事ができている。

インベラ（図8）とパイプ型ディフューザ（図9）を以下に示す。

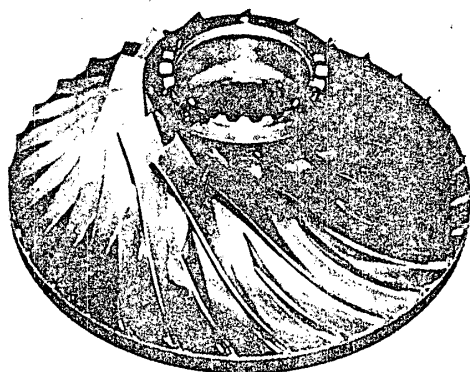


図8 インベラ

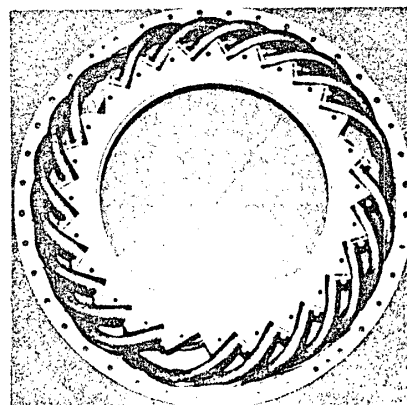


図9 パイプディフューザ

5. 性能試験

5. 1 試験装置

試験装置は、駆動装置（主電動機、増速機）・吸排気・潤滑装置と供試体（図10、11）から成る。供試体は増速機を介して主電動機により駆動される。空気流量は排気側のバルブ開度により調整される。また、軸流・遠心間に抽気ポートを設けてあり抽気量を調整することで非設計点での軸流・遠心特性のマッチング調整ができる。

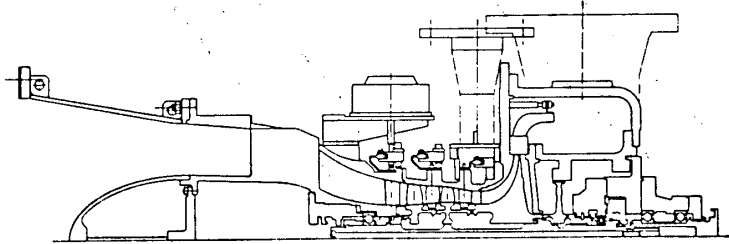


図10 圧縮機供試体断面図

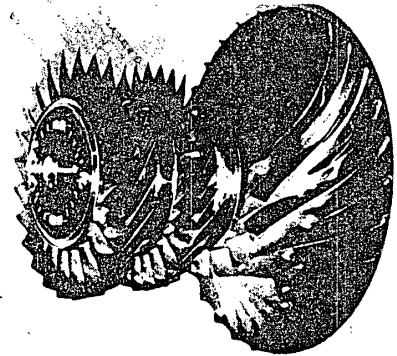


図11 供試体回転系

5. 2 試験結果

試験は、軸流と遠心機を結合した状態で行い圧縮機入口、出口と軸流機出口の全温・全圧を計測する事により軸流・遠心各要素と全体性能を求める。軸流機の可変静翼（IGV、1SV）の角度設定と抽気の開閉は、図12に示したスケジュールに従って回転数により調整した。

全体と軸流・遠心機の性能試験結果を、各々図13、14、15に示す。圧力比については各要素とも目標値を達成しており図13の通り設計点において全体圧力比1.5を確保した上でサージマージン15%が得られている。

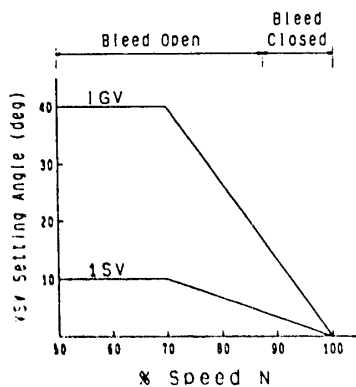


図12 スケジュール

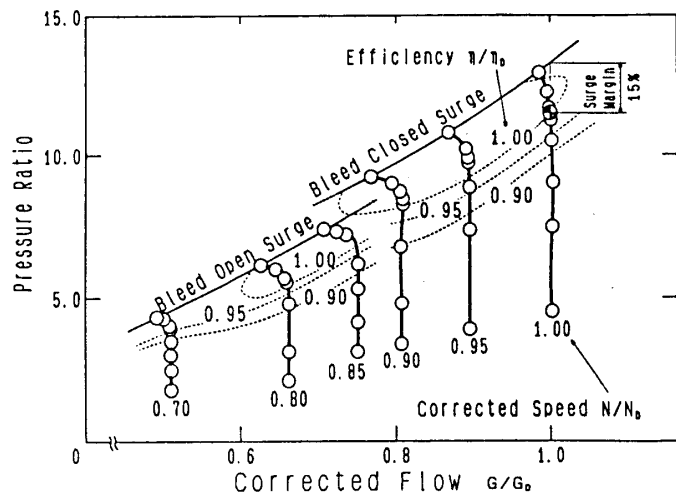


図13 全体性能

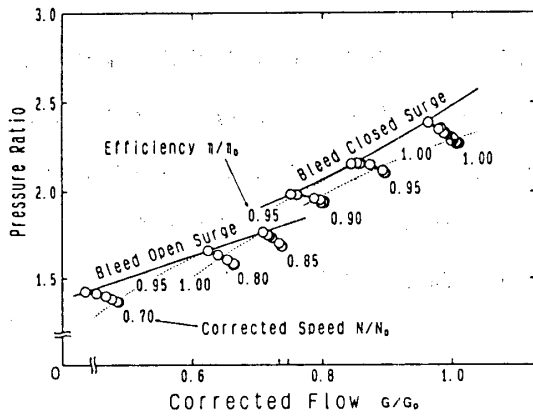


図 1 4 軸流機性能

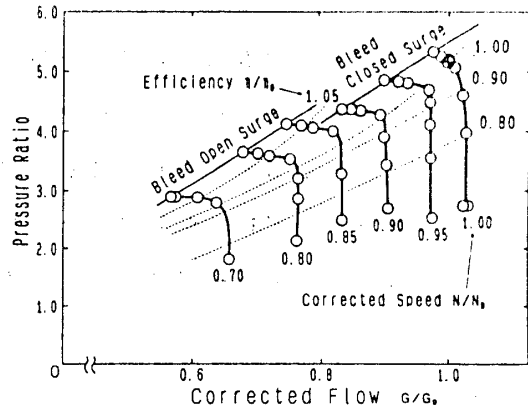
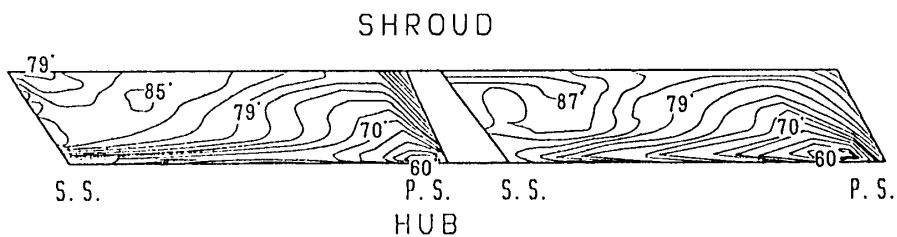


図 1 5 遠心機性能

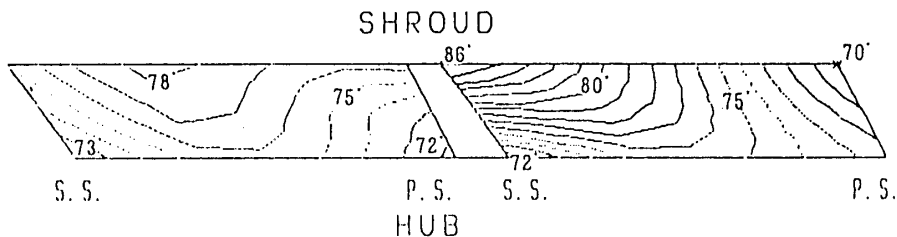
効率については遠心が目標値に対して約 2% 不足しているため全体効率も約 2% 低い値となっている。遠心の効率不足の原因を見いだすためインペラ出口静圧の計測値をもとにインペラ・ディフューザの性能分離を行った。

その結果インペラ効率が低くまたインペラ出口での流出角度が設計値より周方向へ偏っている可能性が強くこのためディフューザとミスマッチを生じているものと思われる。この点を詳細に検討するために三次元粘性解析⁴⁾を試みた。

図 1 6 (a) にインペラ出口での流れ角度の計算結果を示すが、ハブ側圧力面からシュラウド側負圧面にかけて大きな勾配がありその角度差は約 27° に達しており流量平均流れ角は周方向から約 18° である。一方、図 1 6 (b) の設計段階での三次元非粘性流れ解析計算結果では角度差が約 16° 流量平均流れ角が周方向から約 15° となっている。従って設計予測よりも乱れが大きく入射角が大きな流れとなっている可能性がある。この点デュフューザ設定角の調整が必用と思われる。



(a) 粘性解析結果



(b) 非粘性解析結果

図 1 6 インペラ出口流れ角度

6. まとめ

1000馬力水準の小型航空エンジン用軸流機2段、遠心機1段の結合型式圧縮機を開発し所期目標値の圧力比11.5、サージマージン15%、空気流量2.54kg/sを達成した。しかしながら、断熱効率に関しては2%不足した。その一因としてインペラ出口部のフローパターンの予測精度が不足したために、インペラとデュフーザ間で空力的ミスマッチが生じている事が推定できる。今後この点に留意して効率改善を図りたい。

参考文献

- 1)Furukawa,M.,and Inoue,M., "Meridional Through-Flow Calculation Including the Effects of Non-Axisymmetric Flow in Turbomachinery",Memoirs of the Faculty of Engineering,Kyusyu University,Vol.46,No.3(1986),pp.309-321
- 2)Denton,J.D., "A Time Marching Method for Two and Three Dimensional Blade-to-Blade Flow",ARC R&M 3775,1974
- 3)河嶋他、圧縮機二次元翼列試験法に関する研究、日本機械学会関西支部第247回講演会論文集、1987
- 4)Dawes,W.N., "Development of a 3D Navier Stokes solver for Application to all Type of Turbomachinery",ASME Paper No.88-GT-70,1988

B-4 混流タービンの研究

* 大 脇 良 文 (日本工業大学大学院)
波 辺 高 幸 (日本工業大学)
松 木 正 勝 (日本工業大学)

1. 序言

本研究の目的は、スピントスターや低サイクル試験機等の駆動源として求められている高出力且つ高回転のタービンを実用化することである。そこで我々は、基礎理論が確立した単段軸流タービンを原理として応用し、高性能化を図ることとした。本実験機では、ローター直径を6[in]とし、定格回転数40,000[r.p.m.]で動作するものとして設計した。以上を前提とした理論設計を具体化するにあたり、タービンの一次危険速度が十分高い必要があり、ローターと軸受の間隔を極力短縮しなければならない。そこでノズル翼の配列を半径方向に設置し、軸受の設置空間を確保することとした。従ってタービンの構成は、半径流ノズルと軸流タービンローターを組み合わせたものとなり、このタービン形式を混流タービンと呼ぶものとする。我々は、この形式のタービンを設計・試作し、その性能を試験した。

2. 設計

本実験機は、設計の計算過程に於て、翼での圧力降下を反動度50[%]の、単段軸流タービンとした。但し、半径流ノズルから流出した後、軸流ローターへ流入する流路間は、自由渦流れとした。又、損失を考慮し、効率を以下のように仮定した。

タービン $\eta_t = 0.8$

ノズル $\eta_n = 0.9$

ローター $\eta_r = 0.9$

タービン各部での理論計算値は次のようになった。

タービン入口

タービン出口

全温 $T_3 =$ 静温 $t_3 = 293[\text{K}]$

静温 $t_4 = 207[\text{K}]$

全圧 $P_3 =$ 静圧 $p_3 = 50332[\text{kg}/\text{cm}^2 \text{ abs}]$

静圧 $p_4 = 11000[\text{kg}/\text{cm}^2 \text{ abs}]$

タービン性能

降下温度 $\Delta T_t = 86[^\circ\text{C}]$

回転数 $N = 38200[\text{r.p.m.}]$

タービン出力 $L = 78.4[\text{kW}]$

必要空気流量 $Q = 42.1[\text{Nm}^3/\text{min}]$

ノズル及びローター各部寸法

ノズル翼高	$h_n = 4$ [mm]
ローター入口側翼高	$h_{r,i} = 4$ [mm]
ローター出口側翼高	$h_{r,o} = 9$ [mm]
ノズル流出角	$\alpha_n = 62$ [°]
ローター流出角	$\alpha_r = 68$ [°]
ノズル直径	$D_n = 177.8$ [mm]
ローター入口外径	$D_{o,i} = 150.0$ [mm]
ローター入口平均径	$D_{o,i} = 146.0$ [mm]
ローター出口外径	$D_{o,o} = 160.0$ [mm]
ローター出口平均径	$D_{o,o} = 151.0$ [mm]

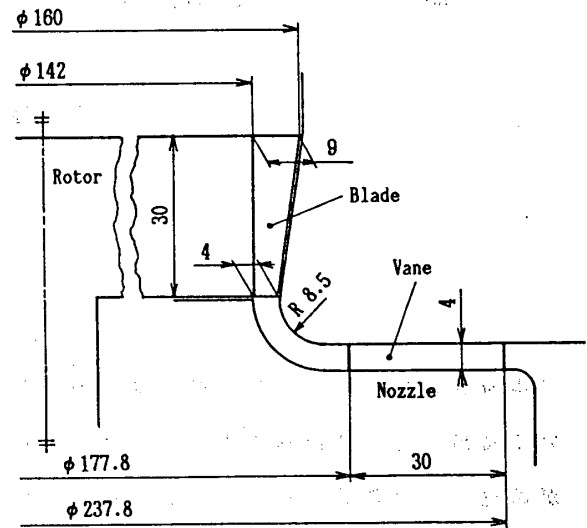


Fig.1 Principal dimensions

以上より、ノズル及びローター翼の形状は、Fig.1のように決定した。但し、実験機製作工程に於て、ノズル出口幅が設計寸法と異なり、3 [mm]に加工していたことが後に試験で判明した。従って、ノズル流出面積が減少し、ノズル流出角 α_n は、計算上54 [°]になっている。

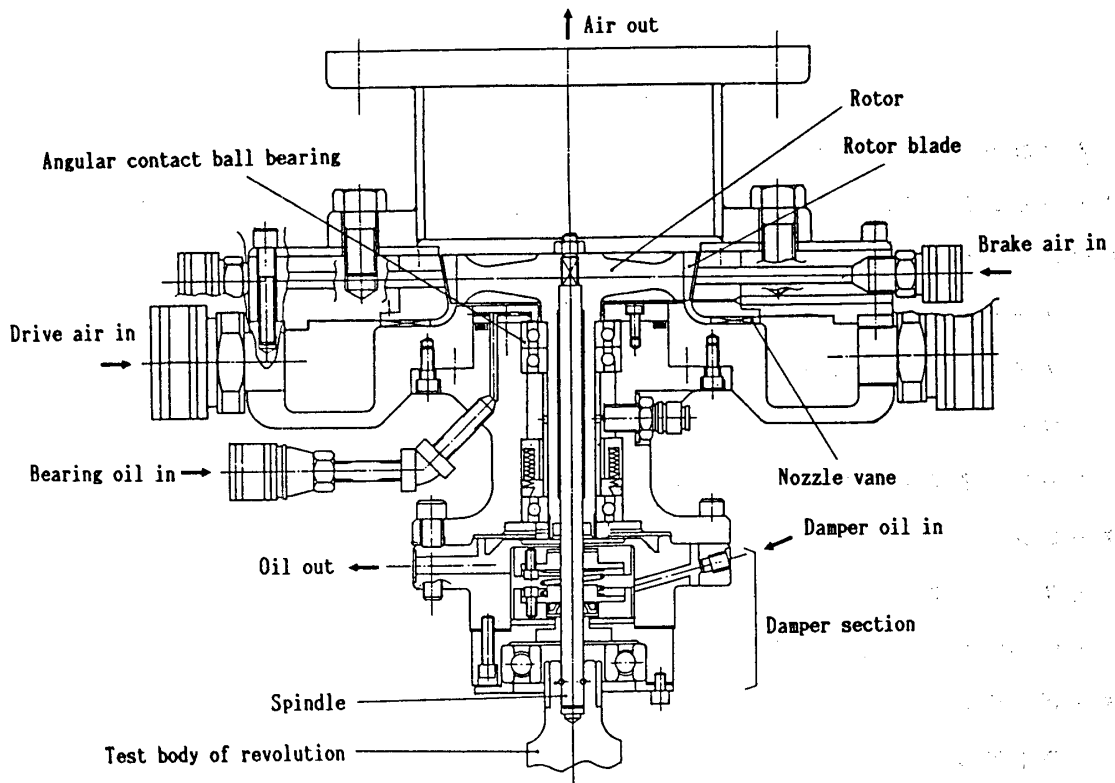


Fig.2 Sectional view of Combined-flow turbine

3. 構成

本研究は、丸和電気株式会社と提携し、共同で開発を行ってきた。同社で現在用いられているスピテスターは、本体下部に供試体を吊り下げ回転試験を行う。本研究タービンは、これに代わるものとして実使用する事を目的としている。よって構造を、その使用状況に適合させる必要性から決定した。構造的な要求は、軸方向を垂直にすること、又試験中の供試体破壊時にタービンの損傷を最小限にとどめる緩衝構造とすることである。垂直軸とするのは、スピテスターのスピンドルが供試体を直接駆動するので、供試体重量の重力方向と軸方向を一致させるためである。よって、縦型タービンとなり、排気は消音装置を設置するため上方向とした。必然的にローター動翼での流動方向も同様に上方向と決定した。

ローターの支持は二ヶ所の軸受で行い、ローター動翼部はオーバーハングさせた。従って、ローターの固有振動数を高くする為にはローター動翼部の重心を軸受に極力接近させ、軸受間距離も短縮することが有効的であり、供試体との間隔を小さくすることが望ましい。既存の軸流タービンとしての構成ならば、この場合静翼と入口マニホールドはローター動翼部の下側に位置する。しかし、上記の理由によりタービン全高は低くしなければならないため、タービン下部の空間には制約が生じる。そこで、静翼と入口マニホールドの配置を軸に対し直角の水平面上とし、静翼は放射状に配列した。尚、減速用ブレーキとして、タービンローター翼へ逆転方向に直接圧縮空気を噴射し、急減速を可能とした。Fig.2 に組立図を示す。

4. 翼型の加工

実験機の製作にあたり、理論設計より得た諸値からローター及びノズルを切削加工するため、コンピュータにより翼型を形成の後、マシニングセンタへ加工情報を転送するプログラムを開発した。これは、翼型の加工や変更が容易に行え、製作過程を簡便化出来るものである。

ローター翼部分の製作はNC工作機械を用い切削加工によった。ローター周速は300[m/s]に達する設計である。そこで、翼が受ける遠心応力を考慮し、水平断面に於て、翼両端面が平行になるようにエンドミルを運動させ、切削を行うこととした。加工に際して、設計した翼形状を切削するには、縦・横・切込み方向に加え、工作物回転角の四軸制御が必要となる。これは、既存のNCプログラムでは加工不可能なので、パーソナルコンピュータでBASICを用いて、翼型を作図の上、工具軌跡を点群データで出力するプログラムを作成した。プログラムは、単一目的のCAD/CAM構成になっており、計算段階で決定した翼枚数・翼軸方向長・流出角・ローター径等諸値を入力する事により、ディスプレイ上で作図し、翼形状を確認の上、さらに切

削条件を入力すると、ディスプレイ上に工具軌跡を描くと共に、フロッピーディスクへ各軸座標位置を点群データとして書き込むものである。このデータはMS-DOS上のファイルとして記録される。ローター翼切削プログラムのフローシートをFig.3に示す。実際の切削にあたっては、NC工作機械に動作命令を送るホストコンピュータへ、前述のフロッピーディスクからデータファイルを転送し、切削運動命令を付加した後、実行する。点群データを与えられたNC工作機械は、データの座標間を線として結ぶ様に工具を運動させる。従って、細分化した間隔で工具軌跡の座標指定を行うことが望ましく、それにより設計の翼型に忠実で、加工面の良い仕上がりが期待できる。

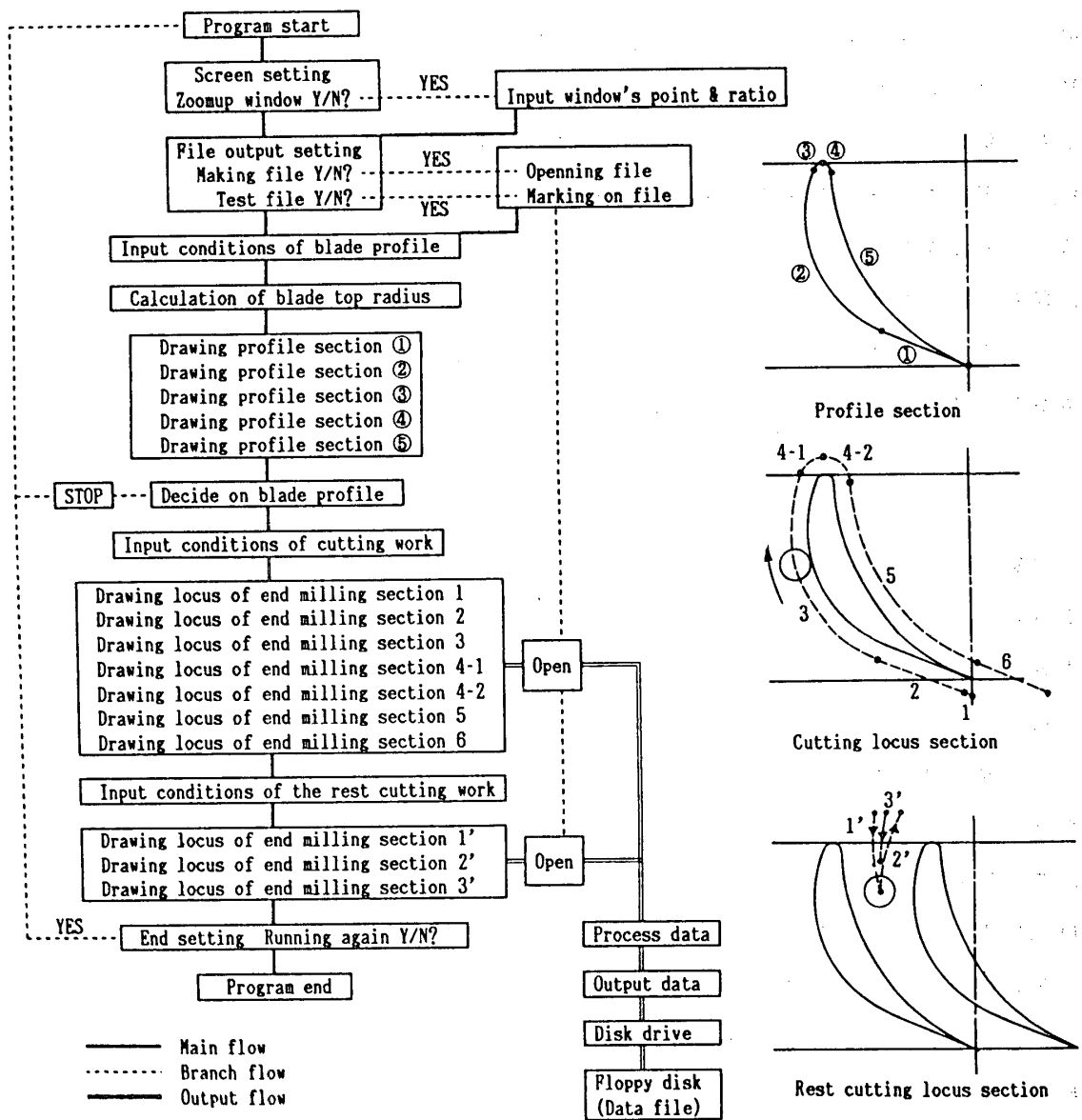


Fig.3 Program flow sheet of blade cutting work

5. 全体試験

5. 1. 試験方法

試験は、タービン効率、更に流入空気圧力に対するタービン出力特性を調査するものである。性能試験に際し、負荷として円柱状の疑似供試体を用いた。供試体は、真空容器内に位置し、回転中の風損や乱気流の発生を避けるため、1 [mmHg]以下の超低圧雰囲気中に置かれる。試験は、10,000[r.p.m.] から 40,000[r.p.m.]まで、5,000 [r.p.m.]ごとに900[sec]間回転数を一定にし、計測を行った。計測箇所は、駆動空気流量、タービン出入口の温度及び圧力である。

5. 2. 試験結果

試験では、各測定回転数に対し、試験圧力の設定が一点のみであるため、媒介変数である修正回転数ごとの曲線が得られなかった。そこでFig.4 に示す比速度-タービン効率線図を作成し、試験実施圧力範囲内ではこれを回転数-タービン出力線図に相似するものとして、計測した各圧力に於ける曲線を作成した。Fig.5 にその出力特性曲線を示す。

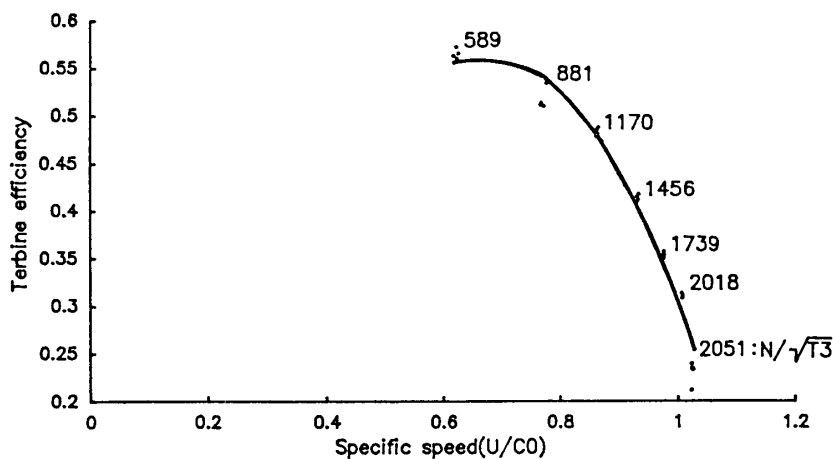


Fig.4 Specific speed-Turbine efficiency curve

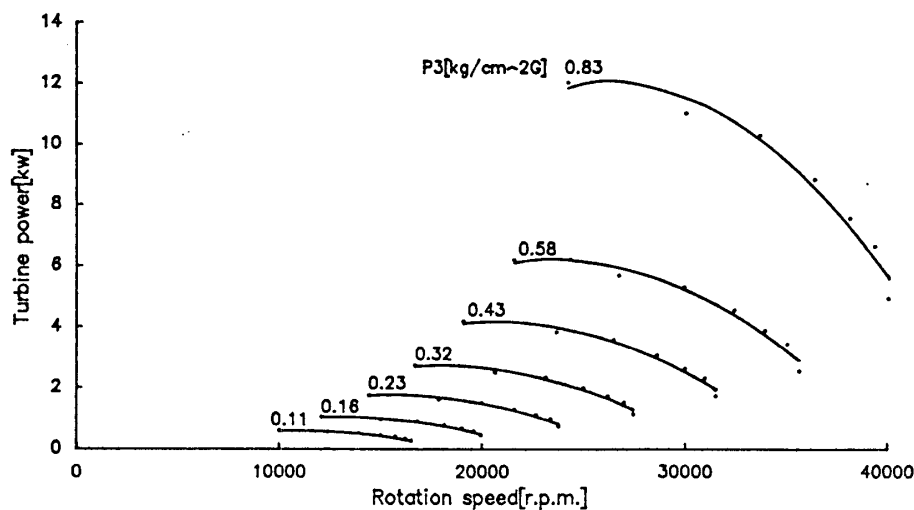


Fig.5 Turbine performance curve

6. ノズル単体試験

ここでは実験機のノズル単体で性能試験を行い、試験結果と理論設計値とを比較検討し、輻流ノズルからの流れが軸流ローターへ流入する状況及び性能への影響を検証した。

6. 1. 試験方法

試験は、ノズル単体での流出角及び効率を得ようとするものである。そこで、事前に検定を行った単孔型ピトー管を使用した。検定では、マッハ数に対し静圧を示すピトー管の回転角を調査し、特性曲線を作成した。Fig.6にノズル測定状況を示す。ローター流入位置に単孔型ピトー管を取り付け、それを微動装置で回転させる。このとき得られ

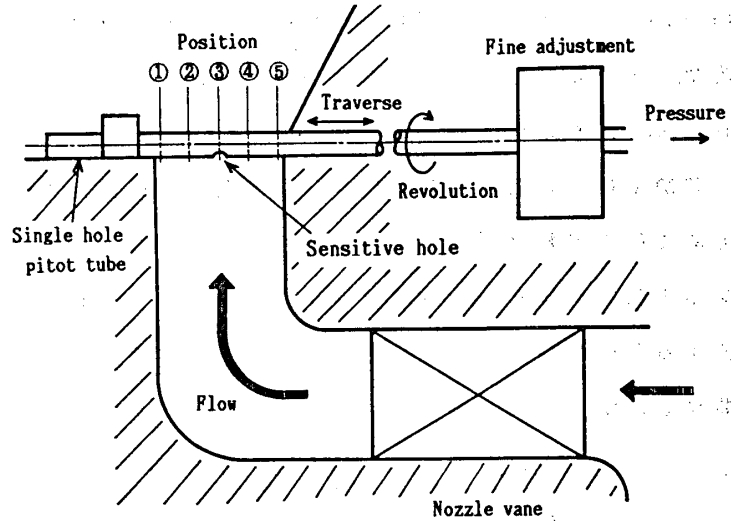


Fig.6 Nozzle measuring position

る回転角-圧力曲線より最大圧が全圧、全圧を示す角度が流出角、更に静圧がピトー管の特性曲線から得られる。ノズル効率は入口全圧・全温及び出口全圧・静圧より算出した。測定位置は、ローター翼高さ方向5箇所とし、全体試験時と空気流量を近似させた。

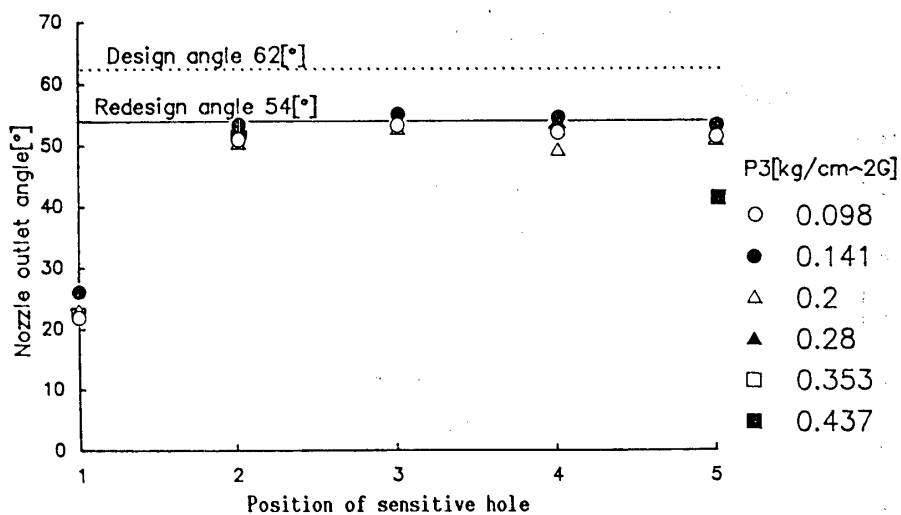


Fig.7 Nozzle outlet angle

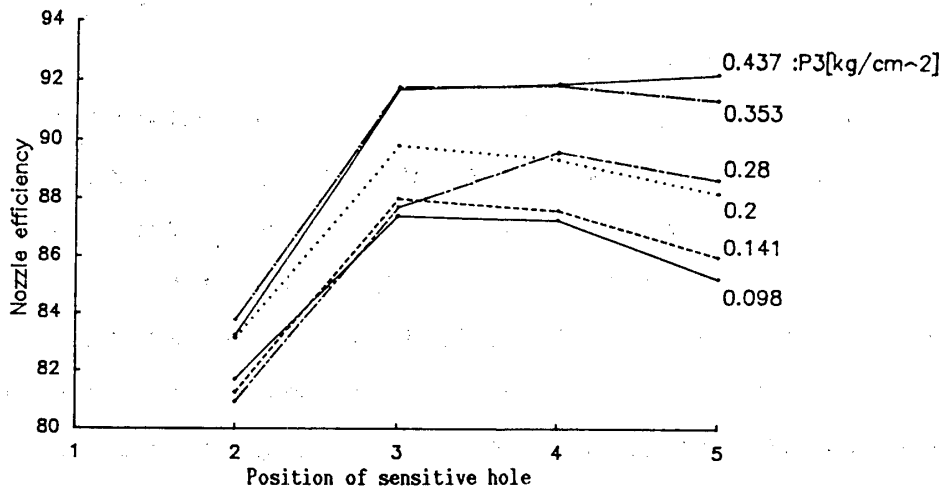


Fig.8 Nozzle efficiency curve

6. 2. 試験結果

各測定位置に於ける流出角をFig.7、効率をFig.8に表す。流出角は、ローター軸側の測定位置①で設計点から離れているが、その他は設計値に近似した。効率曲線では、測定位置①に於てピトー管回転角-圧力曲線が通常の曲率を得られないため、算出が不可能であった。

7. 問題点

実験機は、試験中軸受の機械的構造に起因する油温の上昇が常時危惧された。潤滑系に改良を重ねたが、根本的な解決には至らなかった。軸径×回転数のDN値が 12×10^5 で軸受回転数に余裕があることから、対策は軸受ケーシングの加工精度の再検討、複式としたアンギュラ玉軸受レース接触面を調整し、適正予圧とする事である。

性能試験に於て、タービンの出力に対し、効果的な負荷量を与えられず、設計点付近での測定が行えなかった。試験時の最高回転数ではオーバーラン状態であった。

ノズル単体での試験に於て、加工時の不手際の為、ノズル流出角が設計値より小さくなった。また、定格圧力での試験が行えなかった。

8. 結言

我々は、混流タービンを、スピントスターとして従来型式の駆動源に代わり、実用レベルとするために様々な観点から研究を行ってきた。本実験機は、性能試験時に、定格回転数まで、疑似供試体を取りつけた状態で試験を行うことができた。しかし、タービンの構造的及び試験方法に関する様々な問題点が生じ、設計資料としては不足した結果となった。本実験機の運転環境は、スピントスターの現場であるため、補機類は実用に即した仕様になっている。よって、7.問題点に挙げた軸受部の機械的構造の

改善することで、実使用が可能と考える。今後、設計資料として設計点での性能調査を行い、翼型を検討する必要がある。

スピントレストの現場では、その供試体によって様々な条件で試験をしている。そのため、大小の駆動用タービンを取り揃える必要がある。今回の試作機は、ローター直径6[in]としたが、本研究の基本設計を応用し、又、開発した翼加工プログラムを用いることにより、タービン規模の変更は容易に行えるものである。

最後に、混流タービンの設計・製作及び試験にあたり、終始御指導頂いた松木正勝教授、渡辺高幸講師、また御督励下さった株式会社柴崎精機、並びに丸和電機株式会社の皆様、更に本学部研究生、中島一樹、田村博文の両君に深く感謝申し上げます。

参考文献

- 1) 軸流タービン用羽根無しノズルの研究(第一報 理論解析)
水町長生 浦川卓朗 日本機械学会論文集54巻505号
- 2) 6"軸流エアータービン計算書
丸和電機株式会社 技術部
- 3) JISにもとづく機械設計製図便覧 第4版
大西清 理工学社
- 4) ガスタービンーおよびジェットエンジンー第19巻
西野宏 朝倉書店
- 5) 流体工学
原田幸夫 慎書店
- 6) 新版機械工学便覧ー流体機械ー
日本機械学会編
- 7) 修士論文可変容量ラジアルタービンの研究(1985)
浅古浩 日本工業大学
- 8) 平成2年度卒業研究論文混流型タービンの研究
下田正明 高久啓一 日本工業大学

B—5 C/Cラジアルタービンロータの研究

— 第1報 試作及びコールドスピントテスト —

・ 新島健二、林正裕 (東邦レーヨン㈱)
筒井康賢、阿部裕幸 (機械技術研究所)

1. 緒言

ガスタービンの発達には、タービンロータ、圧縮機などの要素技術と耐熱材料の開発によってなされてきた。特にタービン入口温度(TIT)の上昇が熱効率を支配するため、耐熱金属材料の開発、ブレードの冷却方式に多大な努力がなされてきた。これまでのTITの温度上昇は25℃/年で、その内訳は冷却が15℃/年、材料が10℃/年と言われている。また2000年には1500℃に達し、水素燃焼タービンでは2000℃に達するとの予想もある。

この高温雰囲気下で作動可能なタービンロータを作るには、既存の金属系材料では困難と考えられており、耐熱セラミックス、炭素繊維強化炭素複合材料(C/C)が次世代の超高温耐熱材料の候補として注目されている。特に炭素繊維(CF)で強化されたC/Cの高温での強度特性は他の材料では得られ難いため(図1)、広範な耐熱構造材料に適用すべく、その欠点である耐熱酸化性の改良、機械特性の向上、製造期間の短縮化などが各国で精力的に研究されている。

C/C材を用いたガスタービンロータの開発も報告されている^{2,3)}が、その多くはC/Cブロックより後加工(切削加工)によりロータ形状に削り出しており、ブレード先端での欠けなどの問題が生じている。

著者らは、高性能のタービンロータを製作するには連続繊維が主応力方向に配向していることが非常に重要と考え、最適な繊維配向のC/Cロータを、後加工せずニアネットシェイプにて製作すべく本研究を開始した。

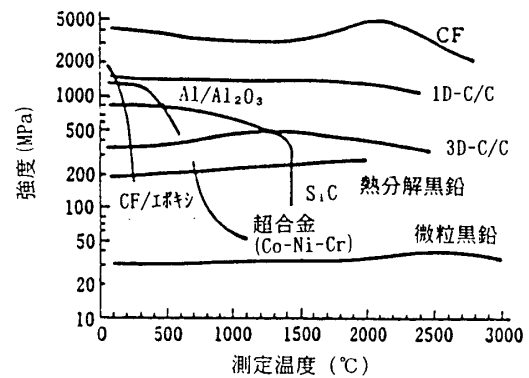


図1. 各種材料の強度の温度依存性¹⁾

2. ロータ試作

2.1 コンセプトモデルの試作

ラジアルロータの半径方向に繊維を配向させれば、高速回転時の遠心力を繊維が支え、高強度のロータが実現できると考えた。先ずこのコンセプトモデルとして、8枚ブレードのラジアルロータを製作すべく、スチロールシートを図2に示すように切り出して、軸方向に積層／接着した。試作した直径100mmのラジアルロータモデルを図3に示す。

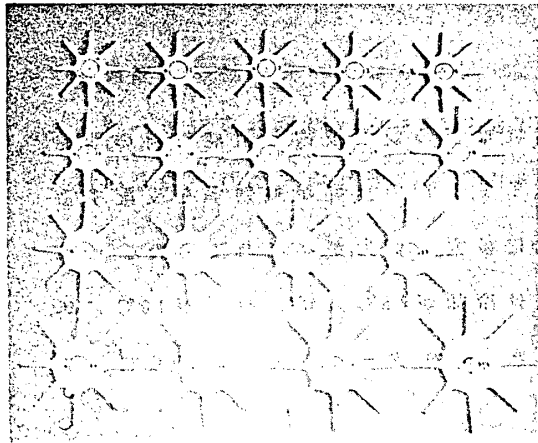


図2. カット形状

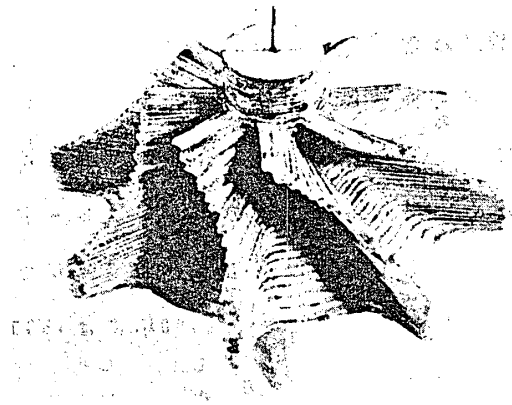


図3. コンセプトモデル

2.2 CFRPロータの製作

2.2.1 織物積層タイプ⁴⁾

コンセプトモデルと同じ方式にて、炭素繊維織物プリプレグ（CF織物に成形用の樹脂を含浸した中間素材）をカット／積層／硬化してCFRP（炭素繊維強化樹脂複合材）ロータを製作した。CF織物としては汎用の（2次元）朱子織を用いて、これにフェノール樹脂を含浸、繊維方向とブレード方向を合わせて切り出し（図5）、積層時に45°ずつ回転させ、ロータ全体としてブレードの均一化を図った。また成形時に加圧が必要なため、補助型（ラバーモールド：雌型）をコンセプトモデルより型取りして用いた（図6）。成形工程のフローシートを図4に示す。

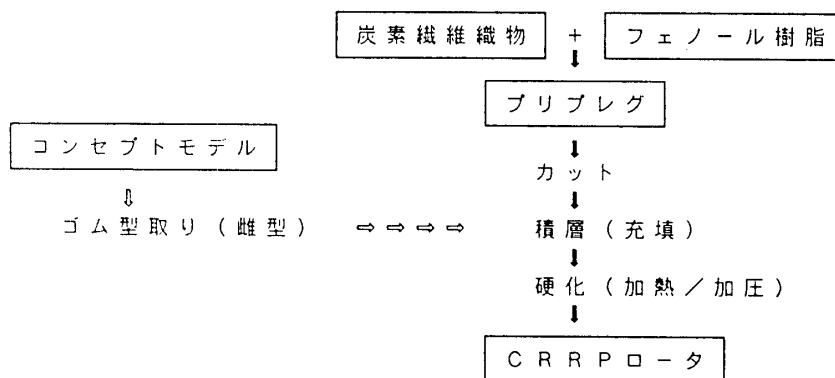


図4. 織物積層タイプの製作フローシート

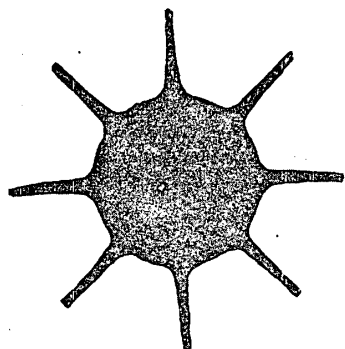


図 5 . 織物プリプレグ カット品

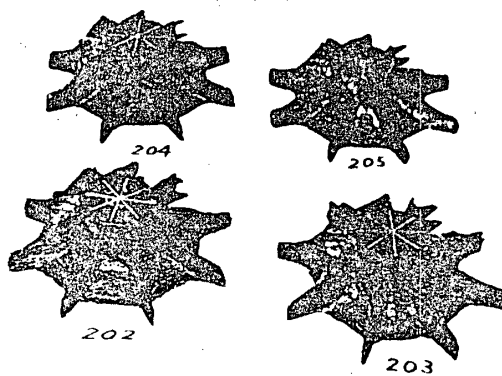


図 6 . 織物積層ロータ

2.2.2 UD 積層タイプ⁵⁾

織物積層品では、織物の $0^\circ/90^\circ$ 方向以外のブレードでは繊維が切断され、また中央シャフト穴部でも繊維が切断される。この改良として、ブレード先端から中央ハブ部を經由して対角線のブレード先端まで連続繊維を配向させる、図7の積層を試みた。

一方向(UD)プリプレグを細巾に切り出して、対角線の1対のブレード形状に積層、順次 45° 回転させて(図8)所定のロータ形状に積層し、織物積層材と同じように加熱硬化してCFRPロータを製作した(図9)。

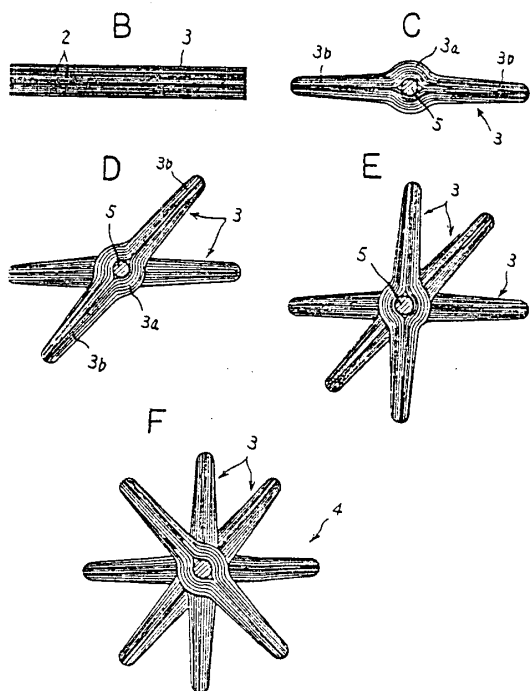


図 7 . UD 積層概念図

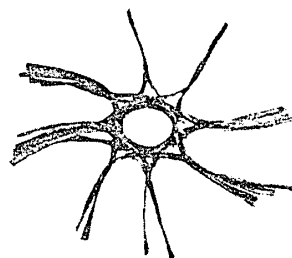


図 8 . 積層状態

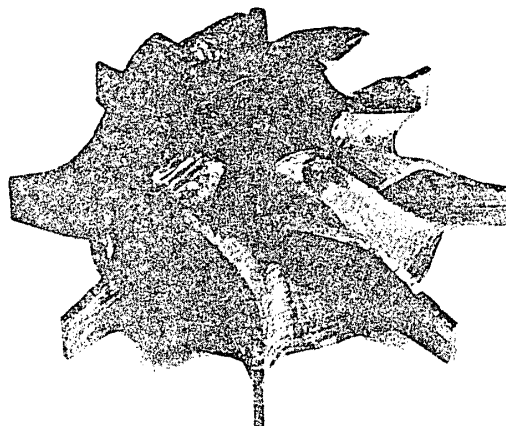


図 9 . UD 積層ロータ

2.3 C / C 化

C / C は使用繊維の種類 / 形態、製造法により特性が大きく異なり、特に高強度材の機械特性は使用繊維、製作工程の影響を大きく受ける⁶⁾。典型的な C / C の製作工程を図 10 に、それに対応する各工程での機械特性（2 D 材：2 方向強化材）を表 1 に示す。

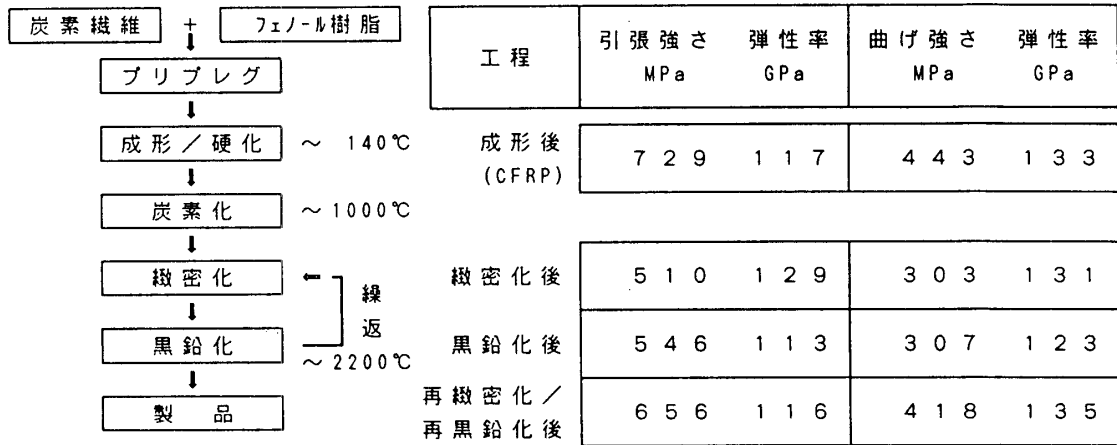
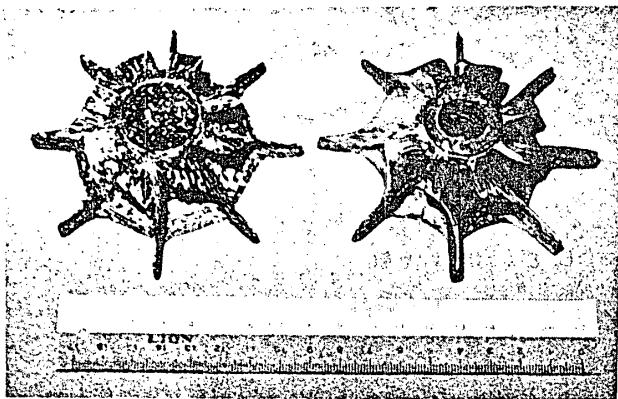


図 10. C / C 製作工程

表 1. 機械特性の変化

試作した CFRP ロータを図 10 の工程にて炭素化 / 緻密化処理を行い、外径 100mm の C / C ロータを製作した (図 11)。



左：織物積層 右：UD 積層

図 11. C / C ロータ

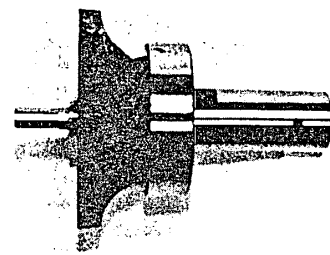


図 12. 回転試験用治具を取りつけたロータ

3. スピントテスト状況

ロータの動バランスを取るため補助治具（金属アーバ）を取りつけて、コールドスピントテスト（バースト試験）を行った（図 12）。

CFRPロータでの破壊回転数を表2に示す。

表2 CFRPロータの破壊回転数

複合材	積層形式	破壊回転数 (rpm)
CFRP	UD積層	97,800
〃	織物積層	90,200



図13 ロータの積層状態 (断面)

本研究では、回転目標値を150,000rpm (785m/s) としているが、UD/織物積層共に100,000rpm以下で破壊している。成形物を切断してみると(図13)、内部、特にブレード付け根付近での繊維の乱れ/ポイドが認められ、これらの欠陥が破壊を早めたと考えられる。破壊の状態は、比較的細かなストランド(繊維束)片になっているが、ハブ部の形状を留める破壊片もあり、更に積層/成形法の改良を行う予定である。



図14 CFRPロータの破壊片

4. 結語

ラジアルロータの半径方向に繊維を配向すれば、高速回転時の遠心応力を繊維が支えて高強度のロータが実現できると考えて、

- (1) 通常の炭素繊維織物プリプレグを軸方向に積層したCFRPラジアルロータと、一方向プリプレグを積層したCFRPラジアルロータをニアネットシェイプで成形した。
- (2) それらを炭素化/緻密化処理を行ってC/Cロータを製作した。
- (3) 一方向プリプレグを積層したCFRPラジアルロータのコールドスピントテストを行った結果、97,800rpm (周速 512m/sec) で破壊した。

今後は成形法の改良を行うと共に、FEMによる応力解析を行って繊維の配向の改善、C/C素材の改良・開発により、更に高性能なC/Cロータを開発したい。

5. 参考文献

- 1) E.Fitzer et al. : High Temperatures-High Pressures. Vol.10. p.29 (1978)
- 2) R.V.Boyle & J.C.Riple : Mechanical Engineering. July 1987. p.38
- 3) A.J.Klein : Advanced Materials & Processes inc.Metal Progress 111. p.64
- 4) 特開平2-78702
- 5) 特願平2-221927
- 6) M.Hayashi et al.: Proc. 2nd Japan International SAMPE Symposium. Dec.11-14. 1991. p.889

B-6 超小型ターボジェットエンジンの概要

* 神津正男 (防衛大学校)
 田村健一 (防衛大学校)
 鶴野省三 (防衛大学校)

1 まえがき

世界で最も小型の、教育用あるいは模型飛行機、小型無人機推進用に設計された超小型ターボジェットエンジン (SR-30) の概要について述べる。

2 性能諸元 (海面静止状態)

常用最大回転数 : 73,000rpm
 推力 : 78.4N(8kg_r)
 圧力比 : 2.8
 燃料消費率 : 23.5kg/h/N
 (2.4kg/h/kg_r)
 タービン入口温度 : 630℃
 空気流量 : 0.32kg/s

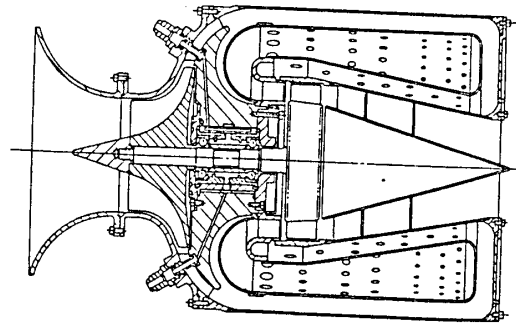


図1 SR-30ターボジェットエンジン断面図

エンジン重量 : 4.8kg
 エンジン最大径 : 17cm
 エンジン全長 : 30cm

3 構造

本エンジンの構成は図1に示すように、

圧縮機 : 遠心1段
 燃焼器 : 逆流式環型
 タービン : 軸流1段
 排気ノズル : 先細ノズル

から成り立っている。

部品総点数は47アイテムから成り、圧縮機とタービンはボルト (図2 ①) により結合され、トルクはキー (図2 ②) を介して圧縮機に伝達されている。

圧縮機とタービンを一体とした回転

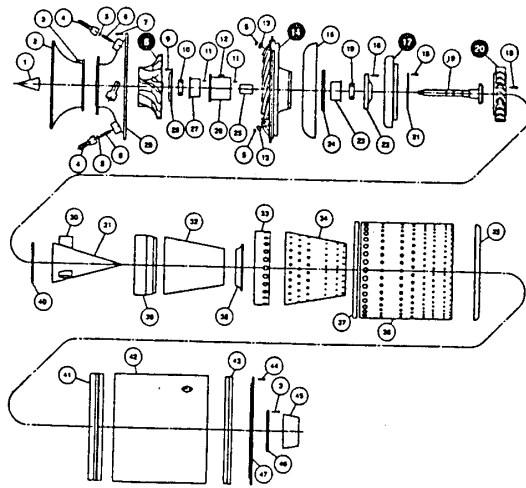


図2 SR-30ターボジェットエンジン部品図 (全47アイテム)

体は2個の玉軸受で支えられている。

4 本エンジンの特徴

上述のことからもわかるように、本エンジンは小型で軽く、かつ構造が簡単であるため取り扱いが容易であり、運転操作、分解組立も一人乃至二人で十分可能なことであることが大きな特徴と云える。

5 運転試験結果

海面上静止状態における試験結果を図3に示す。図は回転数（横軸）と推力（縦軸）の関係を示しているが、実線部は常用最大回転数（73,000rpm）まで、破線は許容最大回転数（86,000rpm）までを示したものである。図3の性能は排気ノズルを全く絞らない状態であるため、排気ノズル面積を変えることによってエンジンの作動を変えることもできる。

図4は横軸に時間（秒）、縦軸に温度をとり、始動時の排気ガス温度制限値を示したものである。図において斜線部の温度と時間領域に曝されたときはタービン部を検査しなければならない範囲である（ホットスタート範囲）。通常の始動時の最高は、これまでの試験では瞬時760-815℃であった。

振動は回転数全域に亘って共振点はなく、異常振動は全く観測されなかった。

エンジンから発生する騒音はCスケールで108dBであり、エンジンの後方10m地点で80dBであった。

6 サイクルおよび主要構成要素

エンタルピ（i）、エントロピ（s）線図で本機の熱サイクルを図5に示す。修正回転数73,000rpmにおける試験、計測結果を解析したものである。

次に主要構成要素の概要を述べる。

6.1 圧縮機

アルミ合金削り出しの遠心式一段である。インペラは18枚、インデューサは1枚おきにインペラの前方に

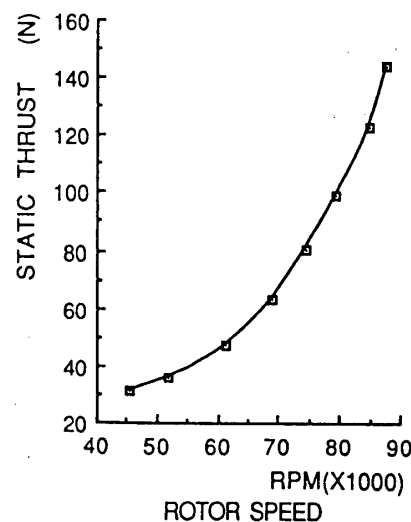
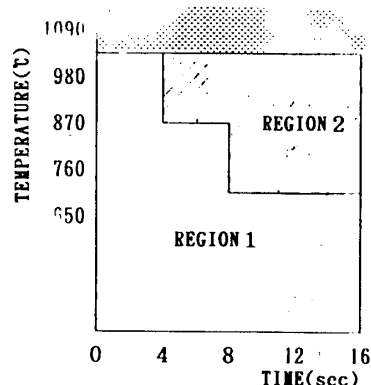


図3 試験結果



REGION 1: 正常スタート
REGION 2: ホットスタート

状況	最大温度 (°C)
始動	1010 (°C)
アイドル運転	715 (°C)

図4 始動時排気ガス温度制限値 (ホットスタート)

取付けられている。

6.2 燃焼器

逆流式環型で、6個の燃料噴射弁を有している。燃焼器後方にはローテンション型点火栓（110V, 50Hz）が1個取り付けられ、点火栓に最も近い燃料噴射弁から噴出された燃料に着火させる。

6.3 タービン

動翼とディスクは一体精密鋳造である。軸流1段で動翼は26枚、タービンノズルは21枚から成る。

7 燃料系統

外部電源（110V, 50Hz）で駆動される燃料ポンプによりエンジンに供給される燃料は前項で述べた6個の噴射弁に送られ、余剰の燃料はタンクにもどされる。使用燃料はJP-4、家庭用灯油である。

8 潤滑油系統

外部電源（110V, 50Hz）で駆動されるポンプにより、2個の玉軸受に潤滑油は送られる。潤滑が終わった油は重力によってタンクにもどされる。

（図6参照） 使用潤滑油はSAE30である。

9 始動系統

始動は圧縮空気（9-10ata）を圧縮機のインペラにふきつけるエアスタート方式である。燃料、潤滑油の系統がそれぞれエンジン駆動ではなく、外部駆動であるため、エンジン始動前に潤滑油が軸受に行かないようにするため、エンジンが始動開始した後、約12,000rpmで燃料をエンジンに送るが、そのスイッチ入れの3秒後にタイムディレイスイッチにより潤滑油はエンジンに供給されるよう設計されている。

これは始動前に潤滑油がエンジンに送られると、燃焼器内にたまった潤滑油が始動後

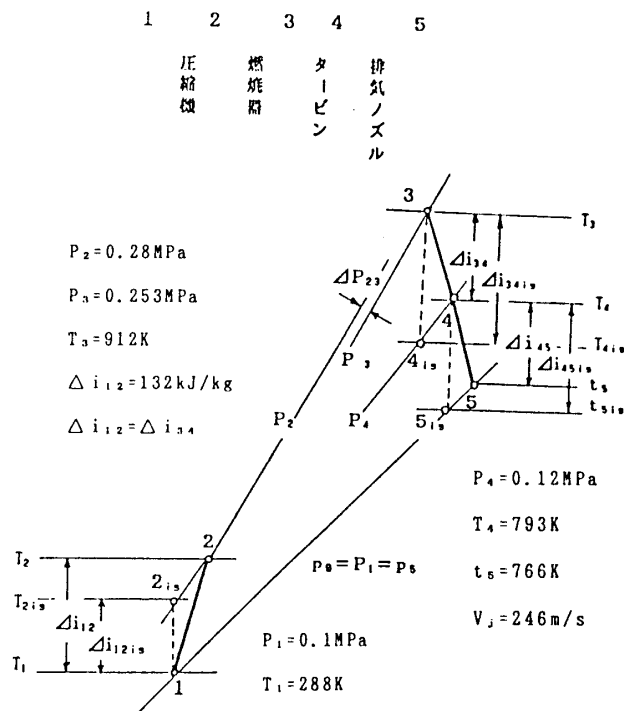


図5 73000rpmにおけるi-s線図

P:全圧 T:全温

p:静温 t:静温

i:エンタルピ

添字 0:大気 3:燃焼器

1:圧縮機入口 4:タービン出口

2:圧縮機出口 5:排気ノズル出口

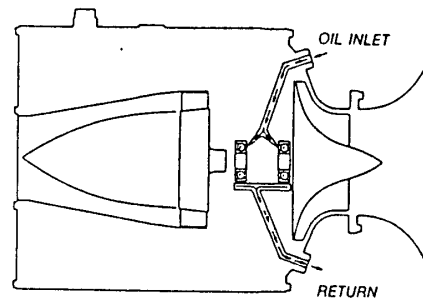


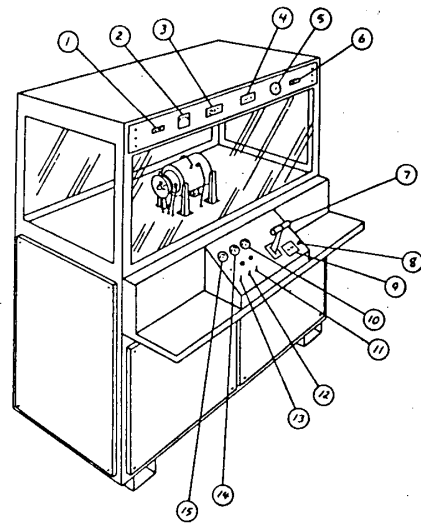
図6 SR-30エンジンの潤滑系統

に燃えて、燃焼器が焼損するのを防止するためである。

10 あとがき

本エンジンは超小型であるため計測系統を付加してパッケージ型、簡易エンジン実験設備（ミニラボ）をつくるのが容易である。この設備には防音装置を施すことにより、騒音の問題にも対処することができ、今後検討していく予定である。

近年益々コンピュータ化されてきているガスタービン技術者の実際の教育にも、このようなエンジンは手ごろに扱えるエンジンであると考えられる。



- | | |
|------------------------|--|
| 1. 排気ガス温度 (°F) | 8. 積算作動時間 (分) |
| 2. 振動監視 (0 ~ 1.00k) | 9. オイル温度計 (130 ~ 200 °F, 60 ~ 100 °C) |
| 3. 回転数 (RPM) | 10. 空気弁開閉スイッチ |
| 4. 推力 (100 l) | 11. 点火スイッチ |
| 5. エンジン圧力 (0 ~ 10 PSI) | 12. 主電源スイッチ |
| 6. T1 (圧縮器出口温度 °F) | 13. オイル圧力計 (0 ~ 100 PSI, 0 ~ 10 kg/cm ²) |
| 7. 燃料絞り弁レバー | 14. 燃料計 (0 ~ 100 lit) |
| 8. ヒューズ | |

図7 簡易エンジン実験設備
(ミニラボ)

B-7 遠心ブロウの騒音予測と低流量域特性

*太田有	(早大・理工)
土屋丈春	(N T T)
大田英輔	(早大・理工)
田島清瀨	(早大・理工)

1. 緒言

遠心ブロウの発生騒音を最も強く支配する翼通過周波数(BPF)成分に対して、物理的にまた定量的に明確な評価法を定め、低騒音側での設計指針を与えることを目的として、伝播特性および音源特性に関する基礎的検討を行った。一般に適用されている評価法では、伝播経路における音圧変化の周波数特性が十分には考慮されていないことから、Neise^{(1),(2)}、Bommes⁽³⁾らの提案に準拠して、伝播特性と音源特性とを区別して評価する騒音相似則を導入する。相似則諸定数を実験的に決定することで、ブロウ幾何形状寸法との関係を整理する。騒音伝播系の周波数特性は、音源波長によって選択される個数の羽根車翼間通路と吸込管路の断面積の差を考慮した平面波の線形モデルによって、実用上有意な精度で推定可能である^{(4),(5)}。一方、音源特性は、ブロウ幾何形状、特に舌部隙間に対して単純な特性を示す。この特性は外部騒音圧変動と渦形室壁面上圧力変動との相関解析、および羽根車吐出流の翼後流形状より壁面上圧力変動を推定する準定常モデルによって高精度で予測することができる⁽⁶⁾。この音源特性および伝播系の周波数特性を考慮することで、運転回転数の変化に伴うBPF騒音レベルの複雑な変動を表現し、その絶対レベルを推定することが可能となる。

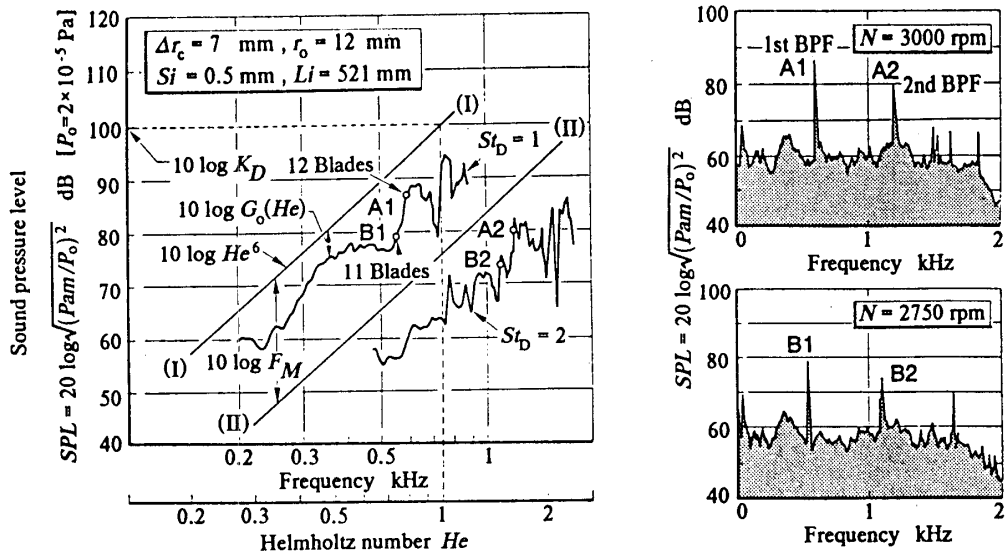
また、本相似則の低流量域への適用可能性について検討を行い、流量低下に伴う騒音レベルの増大が、音源特性に支配されていることを示す。さらに、より低流量域で発生する旋回失速と、それに起因する分離騒音の特性について予備的に調査しておく。

2. 翼通過周波数成分の騒音相似則

ブロウ吸込口で測定したBPF成分音圧 P_{am} の評価に際し、伝播系の周波数特性と音源特性が分離された形で表される相似則[式(1)]を適用する^{(4)~(6)}。

$$\left(\frac{P_{am}}{P_0}\right)^2 = \underbrace{k_0}_{K_D} \underbrace{\frac{A_2}{4\pi} \left(\frac{\pi}{Z}\right)^{\gamma}}_{F_M} \underbrace{\frac{F_0(St_D)}{St_D^{\gamma}}}_{G_M} \underbrace{G_0(He) He^{\gamma} S(\sigma, St_D; He)}_{S_M} \quad (1)$$

相似則各項は各々次のような意味を持つ。第1項 K_D は機械定数と呼ばれ、基準周波数 ($He=1$) でのBPF一次成分の自由音場における rms 値を表す。第2項 F_M はBPF一次成分に対する二次成分の振幅比を表す。第3項 G_M は周波数依存項で、自由音場での



(a) BPF一次・二次成分の周波数軌跡 (b) 外部騒音の周波数分析結果

図1 BPF成分の周波数特性および低減化法

周波数特性 He^6 および伝播経路での音波の減衰を表す周波数応答関数 $G_0(He)$ より構成される。周波数依存指数 γ は、双極子の遠距離場特性より6とする。第4項 S_M は運転点の最高効率点からのずれ σ とBPF次数 S_{fD} を考慮した周波数特性の補正項である。

図1(b)中に顕著に現れるBPF成分の音圧は、回転数を変えると図1(a)の太線のように変化する。これに対し、自由音場における周波数特性 He^6 を、直線(I)-(I)、(II)-(II)のように定めると、第1項 K_D は $He=1$ における(I)-(I)上の値、第2項 F_M は(I)-(I)と(II)-(II)のレベル差として決まる。これらの結果とプロワ静圧効率を図2に示す。

周波数応答関数 $G_0(He)$ は、直線(I)-(I)に対する一次成分軌跡のレベル差をとって、図3のように決定される。

騒音相似則の各項に対する実験結果より、以下に示すような知見が得られる。

(1) 機械定数 K_D は、舌部隙間 Δr_c の増大と共に単調に減少し、15[dB]にも及ぶ音圧低下が認められる。しかし静圧効率 η_s はほとんど変化しない。舌部先端半径 r_0 を小さくすると、 K_D は5[dB]程度小さくなるが、 η_s は5[%]程度低くなる。 Δr_c が十分に大きいと r_0 の K_D に対する影響は少ない。従って、 η_s を確保しながら発生騒音を低く抑える設計指針として、 r_0 を大きくした上で、十分に Δr_c を大きくすることが適切である。

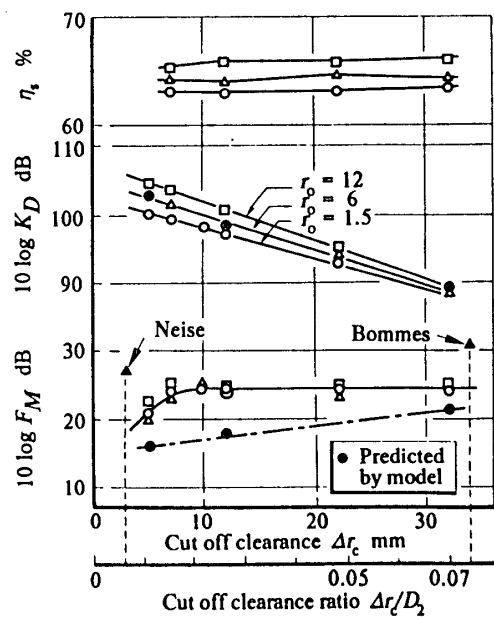


図2 音源特性項とプロワ静圧効率

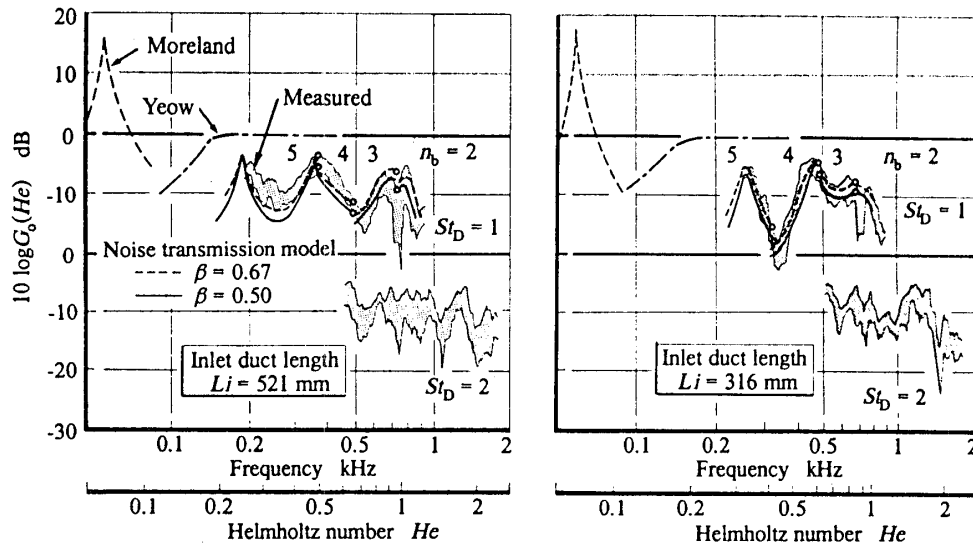


図3 周波数応答関数の実験値とモデルによる推定値

(2)一次・二次減衰比 F_M は、プロワ幾何形状によらずほぼ一定値を示す。

(3)周波数応答関数 $G_0(He)$ は $\Delta r_c, r_o, S_l$ によらず、図3に網掛け部で示す範囲に集約される。しかし吸込管路長 L_i の変化に対し、著しく特性は変化し、BPF成分がその伝播過程において吸込管の周波数特性に影響されることを示している。

3. 伝播系の周波数特性に関する考察

騒音の伝播特性モデルは種々報告されているが、いずれも集中定数系で扱われているため、実験結果とは低周波数域で一致する程度の有意性しか認められない^{(7)~(9)}。そこで、より高周波数域で適用できるように、図4に示す一次元波動モデルを考える。

(1)舌部近傍で発生した圧力変動 P_c^+ が複数個の翼間通路を通して吸込口へ伝播する。ただし、 $P = |P|e^{j\omega t}$, $\omega = 2\pi f$ 。このとき、 P_c^+ の半波長に渡って開口する翼間通路を圧力波が有効に伝播するとし、有効通路数を $n_b = (a/2f)(Z/\pi D_2)$ によって定める。

(2)翼入口部 ($x = L_1$) において、面積変化により、反射波 $P_A^- e^{-jkL_1}$ と透過波 P_2^+ が形成される。この際、反射係数 R は面積比 $m_{12} (= S_2/n_b S_b)$ を用いて、 $R = (1 - m_{12})/(1 + m_{12})$ で表される。ただし、 S_b : 1個の翼間通路面積、 S_2 : 吸込管断面積。

(3)吸込管路入口 ($x = L_1 + L_2$) において、透過波 $P_2^+ e^{jkL_2}$ は圧力変動 P_1^+ として系外へ放射され、一部は $P_2^- e^{-jkL_2}$ として羽根車に向かって反射する。この際、放射インピーダンス Z_{rad} は第一種 Bessel 関数 J_1 を用いて次式で表される⁽¹⁰⁾。

$$Z_{rad} = \rho a \left\{ 1 - \frac{2}{kD_1} J_1(kD_1) \right\} - j \frac{2\rho a}{k^2 D_1^2} K_1(kD_1) \quad , \quad \frac{\pi}{2} K_1(X) = X - \frac{X^3}{1^2 \cdot 3^2} + \frac{X^5}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2} \dots \quad (2)$$

(4)反射波は P_2^- として羽根車へ入射するが、全翼間通路へ透過する。このとき、伝播方向の変化や翼抵抗の影響を受け、有効伝播通路面積が $\beta Z S_b$ になるとする。

(5) 周波数応答関数 $G_o(He)$ は、羽根車出口音圧と放射音圧の比として次式で計算する。

$$G_o = |P_1^+ / (P_C^+ + P_A^- + P_B^-)| \quad (3)$$

さらに、各接続部における圧力平衡と体積流の連続性から以下の境界条件が成立する。

$$\begin{aligned} x = L_1: \\ P_C^+ \exp(jkL_1) + (P_A^- + P_B^-) \exp(-jkL_1) &= P_2^+ + P_2^- \\ \frac{n_b S_b}{\rho a} (P_C^+ \exp(jkL_1) - P_A^- \exp(-jkL_1)) \\ - \beta \frac{Z S_b}{\rho a} P_B^- \exp(-jkL_1) &= \frac{S_2}{\rho a} (P_2^+ - P_2^-) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} x = L_1 + L_2: \\ P_2^+ \exp(jkL_2) + P_2^- \exp(-jkL_2) &= P_1^+ \\ \frac{1}{\rho a} (P_2^+ \exp(jkL_2) - P_2^- \exp(-jkL_2)) &= \frac{1}{Z_{rad}} P_1^+ \end{aligned} \quad (5)$$

これらの条件式より、式(3)に従って周波数応答関数 $G_o(He)$ の数値解が得られる。

結果は図3中に太い実線と破線で示した通り、一次成分の実験結果と精度良く一致する。 $G_o(He)$ の極小値、極大値は各々、 P_C^+ と P_A^- 、 P_B^- が同位相または逆位相で重なる場合に生じ、これ以外に舌部擾乱波の半波長に含まれる n_b の切り替わりが関与する。

吸込管路長や翼枚数を選定し、 $G_o(He)$ の極大減衰周波数を翼通過周波数に一致させることで、低騒音側での設計が可能となる。図1(a)のように、定格回転数で翼枚数を12から11に変更すると、BPF成分レベルはAからBへ移動し、約10[dB]低下する。

4. 音源特性に関する考察

4.1 渦形室壁面上の音源強さ分布 BPF騒音は、羽根車吐出流が渦形室壁面に衝突する際の圧力変動に起因する双極子の特性を示す。よって、圧力変動 P_s と遠距離場音圧 P_a との関係はCurle⁽¹¹⁾ の一般解より、周波数領域で次のようになる⁽⁶⁾、⁽¹²⁾。

$$S_a(x; f) = \int_S -\frac{jf \cos \theta}{2ar} \exp\left(\frac{j2\pi fr}{a}\right) R_{sa}(x, y; f) dS(y) \quad (6)$$

ここで、 S_a は P_a のスペクトル密度、 R_{sa} は P_s と P_a の相互スペクトル密度である。プロワ外部騒音 P_{am} は、既に $G_o(He)$ の影響を受けているので、以下の関係が成立する。

$$S_a(x; f) = S_{am}(x; f) / G_o(f), \quad R_{sa}(x, y; f) = R_{sam}(x, y; f) \sqrt{G_o(f)} \quad (7)$$

S_{am} は P_{am} のスペクトル密度、 R_{sam} は P_s と P_{am} の相互スペクトル密度を示す。式(6)、(7)より、外部騒音スペクトル S_{am} に関して次の関係が成立する。

$$S_{am}(x; f) = \int_S D(x, y; f) dS(y), \quad D(x, y; f) = -\frac{jf \cos \theta}{2ar} \exp\left(\frac{j2\pi fr}{a}\right) R_{sam}(x, y; f) \sqrt{G_o(f)} \quad (8)$$

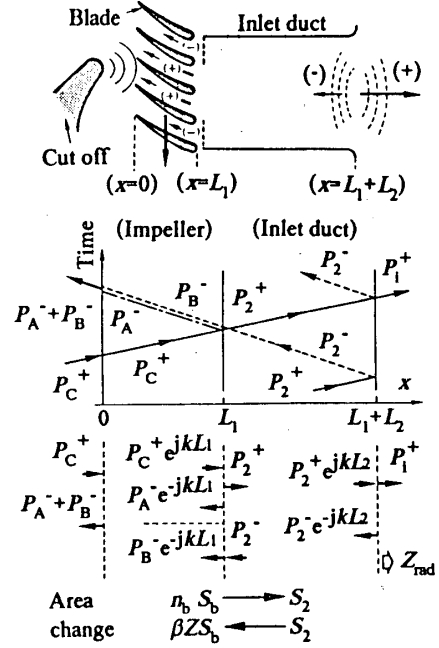


図4 周波数応答関数の推定モデル

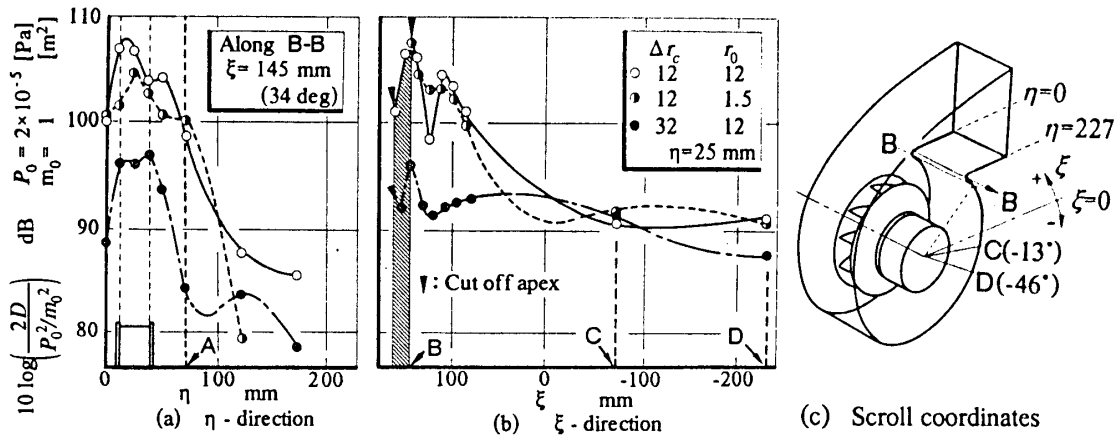


図5 渦形室壁面上の音源面密度分布

上式より，外部騒音圧 P_{am} と渦形室壁面上各点での圧力変動 P_s を計測し， R_{sam} を算出することで，渦形室壁面上に分布する音源面密度 D を求めることができる．3種類の異なる舌部形状を有する渦形室壁面上の音源面密度分布を図5に示しておく．

(1) D の分布は Δr_c に大きく影響され，12と32[mm]の場合のレベル差は約10[dB]にも及ぶ．しかし r_o による顕著な影響は認められない．これより， Δr_c の違いによる外部騒音レベル差は，音源の強さに起因することがわかる．

(2) 図(b)に示す ξ 方向分布では，羽根車と渦形壁の最近点で D は最大値を示し， ξ と共に一定値に漸近する． r_o の外部騒音に与える影響は，羽根車出口に直面する有効音源領域の大きさに起因する． r_o の違いに基づく音源領域の差を斜線部で示しておく．

音源領域として， ξ 方向はB-CおよびB-D， η 方向は羽根車出口幅の2倍（渦形室後壁-A）を考慮し，式(8)に従って数値的に積分した結果を図7に示す．2種類の音源領域の違いはほとんど認められず，いずれも外部騒音の実測値と定量的によく一致する．

4. 2 翼通過周波数騒音の自由音場特性

自由遠距離音場における騒音のスペクトル密度 S_a は，音源である圧力変動のスペクトル密度 S_{s_1} と相関面積 A_{c_1} との積を音源領域内で積分したものであり，次式で表される(6)・(12)．

$$S_a(x; f) = \left(\frac{f}{2ar}\right)^2 \int_S A_{c_1} S_{s_1}(y_1; f) dS(y_1) \quad , \quad A_{c_1} = \int_S \cos^2\theta \exp(j2\pi f \frac{r_1 - r_2}{a}) \frac{R_{ss}(y_1, y_2; f)}{S_{s_1}(y_1; f)} dS(y_2) \quad (9)$$

上式より，壁面上圧力変動の相互スペクトル密度 R_{ss} を実測することで， S_a が推定できる． ξ 方向の音源範囲をB-Cとして，式(9)より得られた自由音場特性を図7中に中空丸で示しておく．結果は，伝播系の周波数特性 $G_o(He)$ を決定する際に仮定した音源特性（図中細線）と良く一致し，周波数に対する勾配 γ も双極子の特性6を示す．

これにより，仮定した音源領域の有効性が確認されたと共に，BPF騒音評価法に関する手がかりが得られた．そこで，壁面上の圧力変動を，羽根車吐出流の翼後流特性を用いて記述する物理モデルを提示し，外部BPF騒音予測法の検討を行う．

4. 3 壁面上圧力変動の準定常モデル

羽根車吐出流の翼後流変動について、X型熱線流速計を用いた詳細な計測を行った。後流形状を表現するパラメータとして、後流振幅 ΔV と後流通過時間 ΔW を選び⁽¹³⁾、後縁からの半径方向距離 Ri に対する拡散状況を調査した。 $\Delta V, \Delta W$ は各々 Ri^{-1}, Ri に比例する二次元円筒形噴流と同様の拡散特性を示す。この特性を考慮し、図6に示す圧力変動の準定常モデルを提示する。

本モデルでは、翼後流が既に示した特性に従って拡散し、渦形壁と干渉すると仮定し、圧力振幅 P_s は衝突噴流の実験式を用いて、流れの動圧で定常的に規定する⁽¹⁴⁾。

$$P_s = \Delta P \exp\left\{-0.694 \left(\frac{4 \sin\alpha \xi}{\Delta W^*}\right)^2\right\} + P_c \quad (10)$$

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho (\Delta V^2 + 2V_c \Delta V^*) \sin^2\alpha \quad (11)$$

$$P_c = \frac{1}{2} \rho V_c^2 \sin^2\alpha \quad (12)$$

圧力変動は羽根車周速度 V_i で渦形壁に沿って移動し、壁面上に圧力波形を構成する。この圧力波形について、渦形室壁面上のa-e点で相互スペクトル密度を計算し、式(9)に従って音源領域内で数値的に積分して S_a を推定した。結果は図7に黒丸で示した通り、実験値（中空丸）と良く一致する。さらに、 $G_o(He)$ を乗じて得られた外部騒音の推定値も実測値と良く一致し、周波数に対する複雑な変動が評価可能となった。

本モデル結果より算出した音源特性項 K_D, F_M を、図2中に黒丸で示す。モデルが r_o の影響を考慮しないにも関わらず、 K_D 値は実験値の特性を良く表現できている。

5. 遠心ブロワの低流量域特性

5. 1 翼通過周波数騒音の低流量域特性

渦形室壁面上の圧力変動を推定する準定常モデルは、最高効率運転点においてその有効性が確認され、外部BPF騒音レベルを数dBの精度で予測することが可能となった。一方、BPF騒音は流量、効率の低下に伴って増大することが知られている⁽¹⁵⁾。図8より、この特性は音源の強さのみに

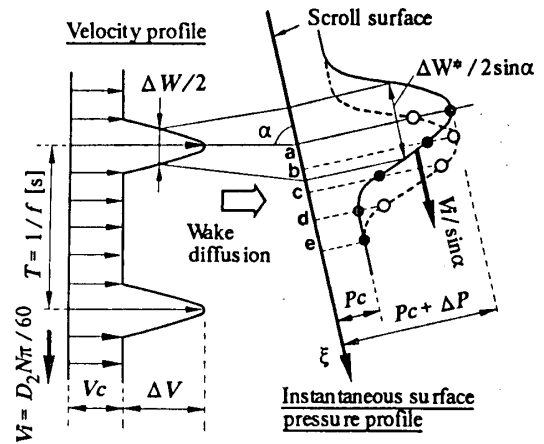


図6 壁面上圧力変動の準定常モデル

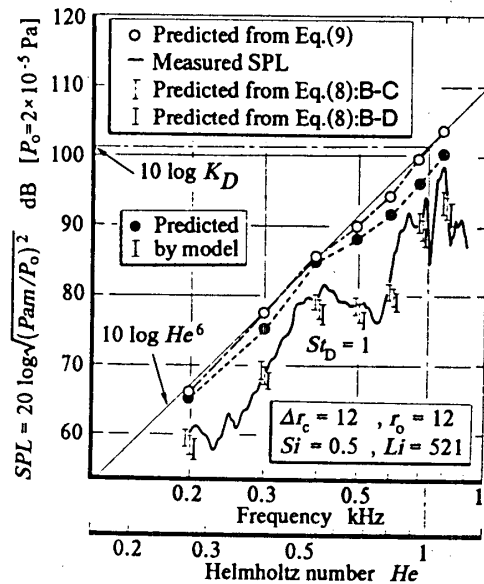


図7 BPF騒音の実験値とモデルによる推定値

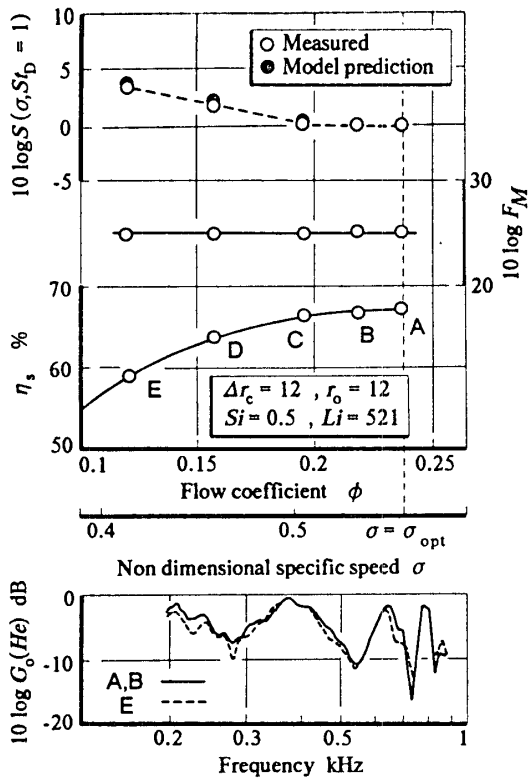


図8 BPF騒音の低流量域特性

支配され、伝播特性 $G_0(He)$ や一次・二次比定数 F_M の影響を受けないことがわかる。流量の低下に伴う音源強さの増大は、相似則第4項の補正関数 S によって評価されるが、既に示した準定常モデルで渦形室壁面上の圧力変動を決定し、前述と同様の相関解析を用いることで、ほぼ完全な形で予測することができる(図中黒丸)。ただし、E点より低流量側では、広帯域騒音レベルの増大や旋回失速などの非定常現象が発生するため、翼後流形状を確定することが困難となり、本評価法が適用できなくなる。

5.2 旋回失速の特性と分離騒音

E点より低流量側では、羽根車内に旋回失速が発生し、それに起因した分離騒音

が認められる。羽根車後方流れ場を熱線流速計を用いて計測し、失速セルの特性や発生騒音と羽根車内流動構造との関連を調査する一つの試みとして、羽根車と失速セルの伝播速度の差を考慮した平均化手法を導入した。羽根車絶対流速の瞬時波形と20回の平均波形の代表例を図9に示しておく。この手法により、失速セルの分布状況や伝播速度などの諸特性をより明確に把握することが可能となった。羽根車に生じる旋回失速および発生騒音に関して以下のような知見が得られた。

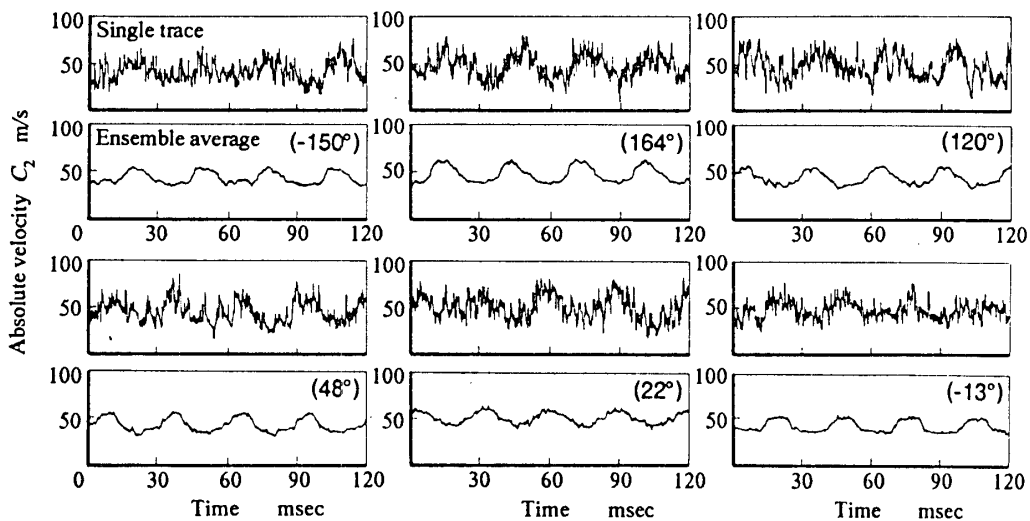


図9 旋回失速時の羽根車吐出瞬時波形と平均波形

(1)失速セルの個数は、流量、回転数によらず1であり、羽根車回転速度の60~70[%]で同一方向に回転する。しかし、渦形室形状の非対称性に起因して、回転速度は羽根車周方向で異なる。この特性は、羽根車-渦形壁間距離の影響を受け、定常運転時の羽根車吐出流特性とも密接に関連する。羽根車と渦形壁の最近点近傍では、流れのプロケイジが形成され、失速が一時的に回避される傾向にある。

(2)流量の低下に伴って翼負圧面側での剥離領域が増大し失速に至るが、シュラウド側は定常的に失速状態にあるため、失速セルはハブ側に偏って存在・回転する。

(3)回転失速に起因する分離騒音レベルは、回転数の増加と共に不規則に増大し、直線的に増加するという従来の報告⁽¹⁵⁾とは異なった傾向が認められる。この特性は、二次成分についても同様に認められるが、伝播系の特性によるものではない。

(4)分離騒音の発生周波数は、流量の低下と共に減少し、極小値をとった後再び増大する。この特性は失速セルが羽根車-渦形壁の最近点近傍を通過する際の伝播速度に影響されるため、舌部形状や渦形室形状に支配されることになる。

以上のように、回転失速とそれに起因する分離騒音の特性に関する予備的検討を行い、幾つかの定性的性質を明かにした。特に、回転失速が渦形室形状の非対称性により、羽根車周方向で異なる特性を有することは、羽根車内非定常流れ場と渦形室形状が密接に関連していることを示す結果であり、更なる調査・研究を必要とする。

6. 結 論

遠心ブロワの発生騒音を支配するBPF成分について、伝播系の周波数特性と音源特性を考慮した騒音相似則を用いて評価した。伝播系の特性は、舌部近傍擾乱波の半波長に渡って開口する翼間通路と吸込管路を有効経路とする。一次元音響波の線形モデルによって実用上推定できる。音源特性は、渦形室壁面上の詳細な圧力測定に基づく相関解析、および翼後流の影響を考慮した圧力変動の準定常モデルによって予測できる。この準定常モデルは、非定常現象が発生しない流量範囲において、騒音レベルの増大をほぼ完全な形で表現することができる。さらに、羽根車に発生する回転失速とそれに伴う分離騒音に関する予備的調査を行い、幾つかの基本的な特性を明かにした。

文 献

- (1) Neise, W., *J. Sound Vib.*, 43-1(1975), 61.
- (2) Neise, W., *J. Sound Vib.*, 45-3(1976), 375.
- (3) Bommers, L., *HLH*, 33-7(1982), 245.
- (4) 太田, 大田, 田島, 機論, 54-500(1988), 890.
- (5) Ohta, Y., Outa, E. and Tajima, K., *Proc. 1987 Tokyo Int. Gas Turbine Congress*, Vol.2, 231.
- (6) Ohta, Y., Outa, E. and Tajima, K., *Proc. 1991 Yokohama Int. Gas Turbine Congress*, Vol.2, 101.
- (7) Moreland, J. B., *J. Sound Vib.*, 36-2(1974), 191.
- (8) Yeow, K. W., *J. Sound Vib.*, 32-1(1974), 143.
- (9) Yeow, K. W., *J. Sound Vib.*, 32-2(1974), 203.
- (10) Morse, P. M., *Vibration and Sound*, (1948), 233, McGraw-Hill.
- (11) Curle, N., *Proc. Roy. Soc. Lond*, Ser.A, Vol.231(1955), 505.
- (12) 秋下, 森主, 梅田, 機論, 44-387(1978), 3797.
- (13) Shaw, L. M., Balombin, J. R., *NASA TT-82703*(1981), 1.
- (14) 鴨井, 田中, 機論, 43-372(1977), 2957.
- (15) 鈴木, 鶴岡, 原田, 機論, 43-372(1977), 3020.

B-8 回転蓄熱式熱交換器のシール漏れ特性 (第1報)

赤尾好之, 酒井逸朗 (三菱自動車工業)

1. まえがき

ガスタービンの熱効率向上に有効な手段として, エンジンの排出ガスからの熱エネルギー回収が考えられるが, 自動車用ガスタービンの再生器としては, コンパクトで高い効率を得られる回転蓄熱式熱交換器が有効である。当熱交換器は, 図1に示すように高压の空気と低压高温ガスが, 作動流体として機能することから, 低压であるガス側に空気が漏れないよう, シールが必要である。シールは通常複数の薄板を組み合わせたダイヤフラム式を採用している。当シールからの漏れは, ダイヤフラムからの漏れと摺動面からの漏れが考えられ, 各部の漏れ特性を把握することは, シールの設計において不可欠である。

ここでは, 摺動面について, 特に熱交換体(ハニカムコア)を目詰めたコア外周部をシールするリム部の漏れ特性に限定し, 高压空気が摩擦のある, 等温, 断熱それぞれの流れと仮定したときの漏れ流れの様子を明らかにし, 漏れ量の最少化を図るための設計上の注目点を明確にするために研究したものである。ガスシールの一次元流れとしての解析で最近のものには, Siomi等の論文¹⁾があるが, 筆者等も同様に一次元流れとして本シールの漏れについて取り扱うこととする。なお, 定格点における代表的な前述の圧力は, 空気側, ガス側それぞれ4~5 ata, 1 ata前後である。

2. シール漏れメカニズムのモデル化

2-1. 仮定

計算に先立って次の仮定を置く

- (1) 作動流体は, 1次元圧縮性流体の加速流れとする。
- (2) 局所的な摩擦係数は, 局所的なRe数と, 表面粗さで決まる。
- (3) 圧縮性を考慮し, 摩擦のある等温または, 断熱流れとする。

2-2. 記号

C_p : 等圧比熱	(kJ/kgK)	R : ガス定数	(J/kgK)
D : 水力直径 (= 2h)	(m)	Re : レイノルズ数	(-)
f : 摩擦係数	(-)	T : 全温	(K)
h : シールとコアの隙間	(m)	t : 静温	(K)
L : 流路長さ	(m)	V : 流速	(m/s)
M : Mach数	(-)	κ : 比熱比	(-)
m : 質量流量	(kg/s)	μ : 粘性係数	(Pa·s)
N : (= 4fL/D)	(-)	ρ : 密度	(kg/m ³)
Nu : ヌッセルト数	(-)	添字	
P : 全圧	(Pa)	1: 流路入口状態	
p : 静圧	(Pa)	2: 流路出口状態	
		*: チョーク条件	

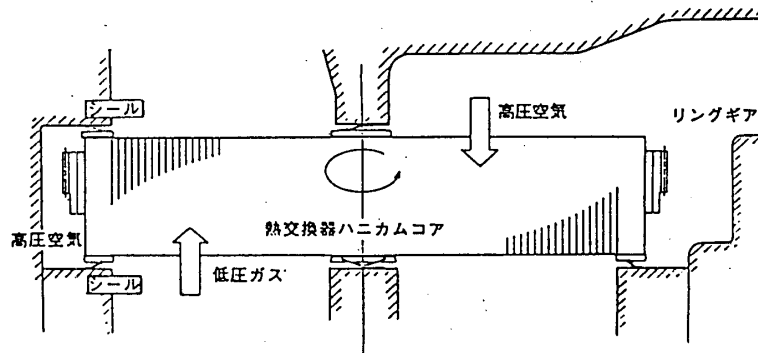


図1 回転蓄熱式熱交換器概念図

2-3. 流れのモデル化

前述のように、回転蓄熱式熱交換器の外周部のシールについて考えるとき、摺動面からの漏れ流れは、図2のような2枚の平行板の間の隙間流れとみなすことができる。さらに、流路の断面積一定とすることから、この流れの取扱いには、断熱で摩擦のある流れであるFanno流れ、等温で摩擦のある流れ、および、熱交換があって摩擦の無い流れのRayleigh流れが考えられるが、水力等価直径が十分小さいことから摩擦の影響は無視しえないことを考慮して、ここではFanno流れと、摩擦のある等温流れの2つに注目して以下の検討を進める。

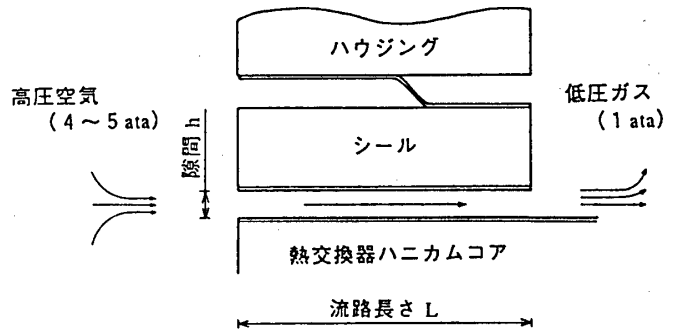


図2 シールリム部の流れモデル

2-3-1. Fanno流れとした場合

流れの断面積一定で、断熱流れを取り扱ったものとしてFanno流れがあり、連続の式、運動方程式、エネルギーの式、および状態方程式を連立させて求めた結果²⁾は、以下に示す通りである。なお、 M_1 、 M_2 をそれぞれ流路の入口、出口のマッハ数とし、 $M_2 = 1$ とするチョーク流れの場合について、式(1)～(5)の関係を図示すると、図3³⁾のように表される。

$$\frac{p}{p^*} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{-1/2} \quad (1)$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{V^*}{V} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{1/2} \quad (2)$$

$$\frac{t}{t^*} = \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{-1} \quad (3)$$

$$\frac{P}{P^*} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{(\kappa + 1)/2 (\kappa - 1)} \quad (4)$$

$$\frac{4 f L^*}{D} = \frac{1 - M^2}{\kappa M^2} + \left(\frac{\kappa + 1}{2 \kappa} \right) \ln \left\{ M^2 \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{-1} \right\} \quad (5)$$

図3を通常の設計において役立つようにアレンジした結果を図4⁴⁾に示す。

図4から明らかなように、 $4fL/D$ の大きい流れ、すなわち抵抗の大きい流れは、流量も小さく、入口のM数も小さくなることを示している。

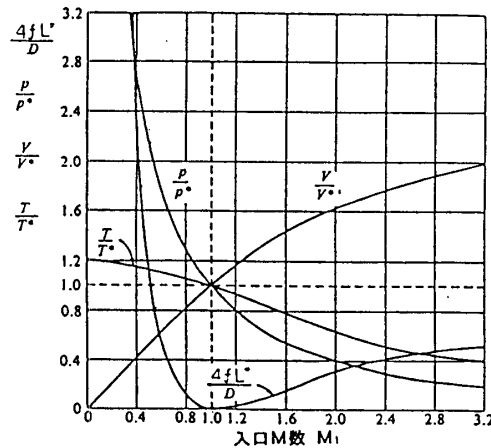


図3 Fanno流れにおける入口M数と諸状態量の関係 ($\kappa = 1.4$)

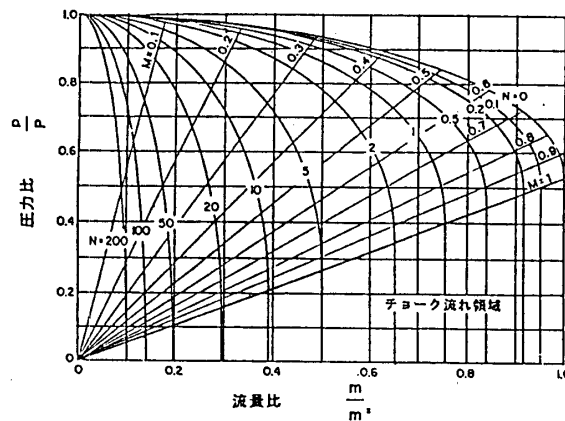


図4 Fanno流れにおける流量比と圧力比の関係 ($\kappa = 1.4$)

2-3-2. 摩擦のある等温流れとした場合

高圧から低圧への流れは加速流れであり、且つ、等温流れであることは、平行板から熱量が、流体側に供給されることから、全温は一定ではなく、M数とともに増大する流れである。従って、ここでは、静温には注目せず、全温、全圧、静圧について、連続の式、運動方程式、エネルギーの式、および状態方程式を連立させて、 $M_2 = 1/\sqrt{\kappa}$ とするチヨーク流れの場合について求めた結果²⁾を以下の式(6)~(9)に示す。

図3同様の等温流れの場合の図を図5³⁾に示す。

$$\frac{p^*}{p} = \frac{\rho^*}{\rho} = \frac{V^*}{V} = \sqrt{\kappa} M \quad (6)$$

$$\frac{P}{P^*} = \sqrt{\kappa} M \left[\left(\frac{2\kappa}{3\kappa-1} \right) \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \quad (7)$$

$$\frac{T}{T^*} = \left(\frac{2\kappa}{3\kappa-1} \right) \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{4fL^*}{D} &= \frac{(1-\kappa M^2)}{\kappa M^2} + \ln(\kappa M^2) \\ &= \frac{1}{\kappa M+1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^2 \right] + \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^2 \end{aligned} \quad (9)$$

さらに、図5を設計上使いやすいように今回筆者等は、図6を作成した。

摩擦のある等温流れでは、最大に加速しても $M_2 = 1/\sqrt{\kappa}$ までであり、それ以上はチョークして流れないことが式(6)および図5, 6から分かる。

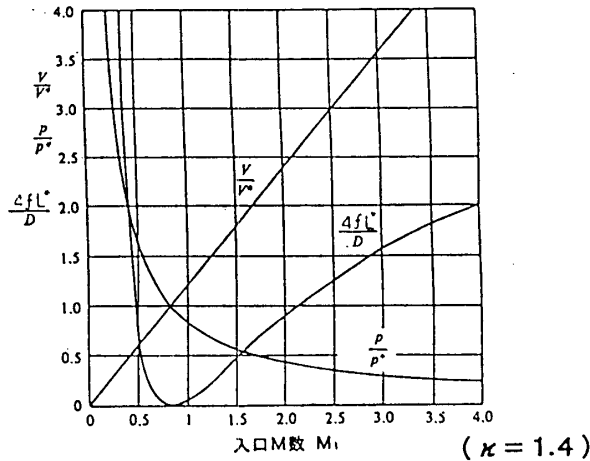


図5 等温流れにおける入口M数と諸状態量の関係

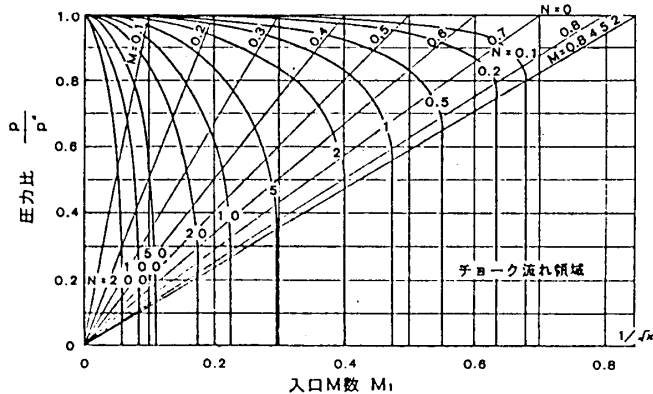


図6 等温流れにおける入口M数と圧力比の関係 ($\kappa = 1.4$)

3. 計算例

隙間 h 、流路長さ L をパラメータとして、空気源圧力 P が大気圧まで膨張する時の流れの、長さ方向の流量、流速、圧力分布、および M 数の関係を理想的な空気 ($\kappa = 1.4$ 、ガス定数 $R = 287.04 \text{ J/kgK}$) として解析した。出口の流速は、チョーク流れとした。また、局所的な摩擦係数は、層流の場合 $f = 24/Re$ 、乱流では $f = 0.079/Re^{0.25}$ とし、濡れ面は、十分

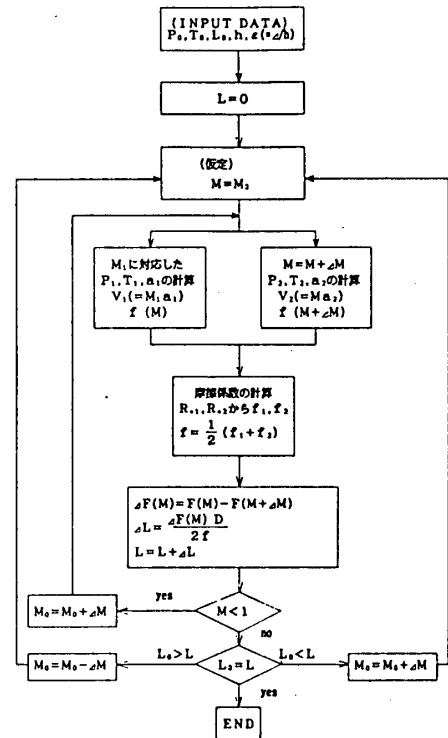


図7 解析のフローチャート

に滑らかであるとする。また、層流と乱流の区分は、 $Re \geq 2500$ を乱流として計算した。解析のフローチャートを図7に示す。

なお、表1、2には、隙間 h と、入口 M 数および単位幅当たりの漏れ空気量 m を示す。参考に、表3には、 $h = 0.05 \text{ mm}$ とする場合の流路長さ L をパラメータとし、 M_1 と m の関係を示す。

3-1. Fanno流れとした場合

具体的な計算は、実機に近いケースとして、

$$P = 500 \text{ kPa}, T = 523 \text{ K}, L = 20 \text{ mm}$$

なお、粘性係数 μ は温度のみの関数として、次の式を採用した。

$$\mu = \frac{\sqrt{t}}{A + B/t - C/t^2 + D/t^3 - E/t^4} \times 10^{-6} \quad (10)$$

$$A = 0.552795, B = 281.089, C = 1.3508 \times 10^5,$$

$$D = 3.93531 \times 10^7, E = 4.14194 \times 10^9$$

Fanno流れの場合にも、等温流れの場合にも、出口条件のチョーク流れを満足するの M 数を最初に算出することになるが、本計算は、境界値問題と同一で、流れは加速流れで、 Re 数が場所の関数となる。従って、微小区間毎に各状態量、 Re 数を計算して、試算を繰り返し、出口条件を満足する入口 M 数および漏れ流量を求めた。最初にその計算結果を表1に示す。

表1 隙間 h と入口 M 数 M_1 、漏れ流量 m の関係 (Fanno流れ)

隙間 h (mm)	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.07	0.10
M_1	0.011	0.049	0.107	0.175	0.244	0.289	0.345
m (g/sm)	0.175	1.494	4.867	10.49	18.00	29.36	49.08

代表的な隙間について流路方向の圧力速度分布を図8に示す。

3-2. 摩擦のある等温流れとした場合

等温流れの場合は、粘性係数 μ が温度のみの関数であり、等温条件であることから、 Re 数は場所と無関係に一定となる。従って、入口条件から、計算を繰り返し、出口条件を満足する M 数と漏れ流量を求めた。その結果を表2に示す。さらに隙間を一定 ($h = 0.05 \text{ mm}$) とし、流路長さが増加した場合の関係を表3に示す。

表2 隙間 h と入口 M 数 M_1 、漏れ流量 m の関係 (摩擦のある等温流れ)

隙間 h (mm)	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.07	0.10
M_1	0.008	0.032	0.070	0.117	0.167	0.262	0.316
m (g/sm)	0.12	0.98	3.19	7.07	12.54	26.84	45.52

表3 $h = 0.05 \text{ mm}$ 流路長さ L と入口 M 数 M_1 、漏れ流量 m の関係 (摩擦のある等温流れ)

長さ L (mm)	10	20	30	40	50	100
M_1	0.265	0.167	0.121	0.094	0.077	0.040
m (g/sm)	19.38	12.54	9.144	7.153	5.856	3.041

代表的な隙間について流路方向の圧力速度分布を図9に示す。

4. 考察

4-1. 流れの入熱量

回転蓄熱式熱交換器のシール部の流れを対象に流れのモデル化を2通り、すなわち Fanno流れと、摩擦のある等温流れの2種類を考え進めてきたが、計算例で示す通り、摩擦のある等温流れでは、特に $h = 0.05 \text{ mm}$ のような、狭い隙間の流れにおいては、入口M数は、0.1近くであり、出口部ではチョーク流れの $M = 1/\sqrt{\kappa} (= 0.8452)$ に達することが計算上求められる。ここで示す計算例から明らかなように、M数は、出口近くで大幅に加速する流れであり、図8に示す、 $M_1 = 0.17$ の $h = 0.05 \text{ mm}$ の流れでは、終端部の約10%の所でM数は0.1~0.845の変化がみられる。M数の変化から温度上昇分を求めると次のようになる。

$$\Delta T = T \frac{(\kappa - 1)}{2} (M_2^2 - M_1^2) = T \frac{(\kappa - 1)}{2} \left(\frac{1}{\kappa} - 0.17^2 \right) \doteq 0.14 T$$

すなわち、約14%の全温の温度上昇分に対応する熱量が、流れの濡れ面から加熱を受けたことになる。

単位幅についての流量および熱交換量を隙間 $h = 0.05 \text{ mm}$ として求めると、流れ流量 $m \text{ (kg/s)}$ は、

$$m = h \rho V = 12.5 \times 10^{-3} \text{ (kg/s)}$$

加熱量 $\Delta Q \text{ (kJ)}$ は、入口の全温を $T = 523 \text{ K}$ として求めると、

$$\Delta Q = C_p \Delta T m = 0.94 \text{ (kW)}$$

一方、伝熱面積 A は流路終端部の10%の両壁面から加熱されたとして、

$$A = 2 \times 0.1 L = 4 \times 10^{-3} \text{ (m}^2\text{)}$$

$Re \doteq 1000$ とし、助走区間は約1~2mmである。従って、出口部のNu数は10程度で、熱伝達係数 α は、次のように推定され、

$$\alpha = \frac{\lambda Nu}{2h} = 4.18 \text{ (kW/m}^2\text{K)}$$

ΔQ の伝熱量に対応する温度差 $\Delta \theta$ は、

$$\Delta \theta = \frac{\Delta Q}{A \alpha} = 5.6 \text{ deg}$$

と求められる。以上の結果から分かるように、シールの濡れ面が、 $300 \sim 400^\circ\text{C}$ に加熱されていれば十分等温流れが期待できる。

同様に、Fanno流れは断熱流れであり、出口近くで約20%近く温度低下が生じる。以上のことから判断して、現実の流れは、Fanno流れと等温流れの間のような現象が生じているものと思われる。

4-2. 漏れ量の比較

$P = 500 \text{ kPa}$, $T = 523 \text{ K}$ とした場合の両者の流れによって求められる流量比較を隙間 h によってどのように変わるかについては表1, 2に示した通りであるが、隙間が小さい側ではFanno流れの方が約30%程度大きくなる。その理由は、等温流れの方は、加熱により空気の粘性が増大し、摩擦抵抗が増加したことによると考えられる。

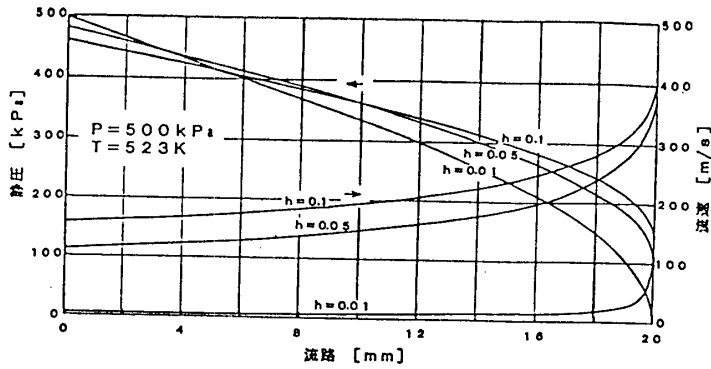


図8 Fanno流れにおける流路方向の圧力，速度分布

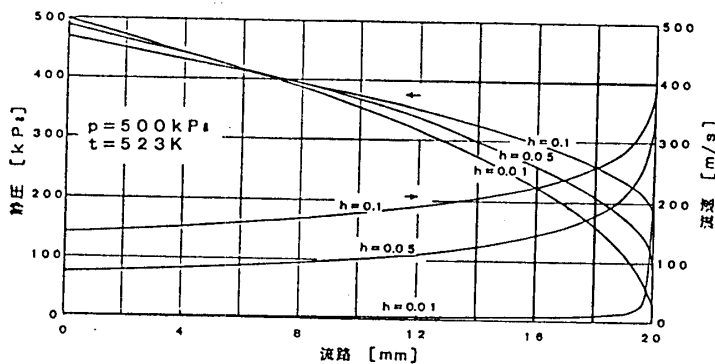


図9 等温流れにおける流路方向の圧力，速度分布

5.まとめ

- ①等温・断熱それぞれの流れと仮定したときの流路方向の漏れ流れの様子を明らかにした。
- ②漏れ量の最少化を図るための設計上の注目点を明確にした。

シールの濡れ面が300℃以上で，入口M数が0.1近くの流れでは等温流れとして扱い，それ以下ではFanno流れとして扱うことが妥当と考えられる。

謝辞

本研究は，(財)石油産業活性化センターの開発プロジェクトである自動車用セラミックガスタービン開発の一環として行ったものである。なお，シール総合メーカーであるイーグル工業(株)古賀，伊藤両氏から適切な助言があったこと記し，ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) S.SIOMI et al, "Gas Flow in a Thin Annulus, With Application to a Stern Tube Seal" STLE Tribology Transation vol 34(1991)2, 223-230
- (2) 例えば M.J.Zucrow, J.D.Hoffman, "Gas Dynamics", vol 1(1976), John Wiley & Sons
- (3) R.H.Sabersky, A.J.Acosta, E.G.Hauptmann, "Fluid Flow" (1964), Macmillan Publishing Comp.
- (4) O.Levenspiel, "The discharge of gases from a reservoir through a pipe, AIChE J.23, 402(1977)

B-9 コア分離型超高バイパス比ターボファンエンジンの性能解析(1)

航空宇宙技術研究所 ※松田幸雄、杉山七契

齊藤喜夫、遠藤征紀

1. はじめに

航空宇宙技術研究所では、超高バイパス比ターボファンエンジンの研究の過程で考案したコアエンジンとファン部とを機械的に分離した形式のエンジンを提案し、これをマッハ0.8程度で飛行する「高速V T O L機」搭載用エンジンシステムとして用いる概念研究を行い¹⁾²⁾、高速V T O L機の運用形態に即したエンジンの設計点性能及び設計点外性能を明らかにした³⁾⁴⁾。本報告では、この新しい着想にもとづくエンジンを一般の固定翼機用エンジンとして用いることを想定し、巡航時及び離着陸時の加減速性能について検討を行った結果について述べる。なお本報告では、この新しい形式のエンジンを「コア分離型超高バイパス比ターボファンエンジン」と呼ぶことにする。

2. コア分離型超高バイパス比ターボファンエンジンの基本性能

図1にコア分離型超高バイパス比ターボファンエンジン(以後 SCUBEと略称する)の概略を示す。SCUBEの最大の特徴は、コアエンジン(以後コアと略称する)とファンが分離しており、両者がコアの高圧圧縮機出口から抽気された空気を、ファン部(燃焼器及びタービンを備えている、以後単にファンと略称する)に導く抽気管により結合されていることである。SCUBEの基本性能として、高度35,000ft、速度マッハ0.8で巡航する時及び地上静止でのエンジン設計点について、表1に示す変数を主パラメータとして設計点性能計算を行なった。

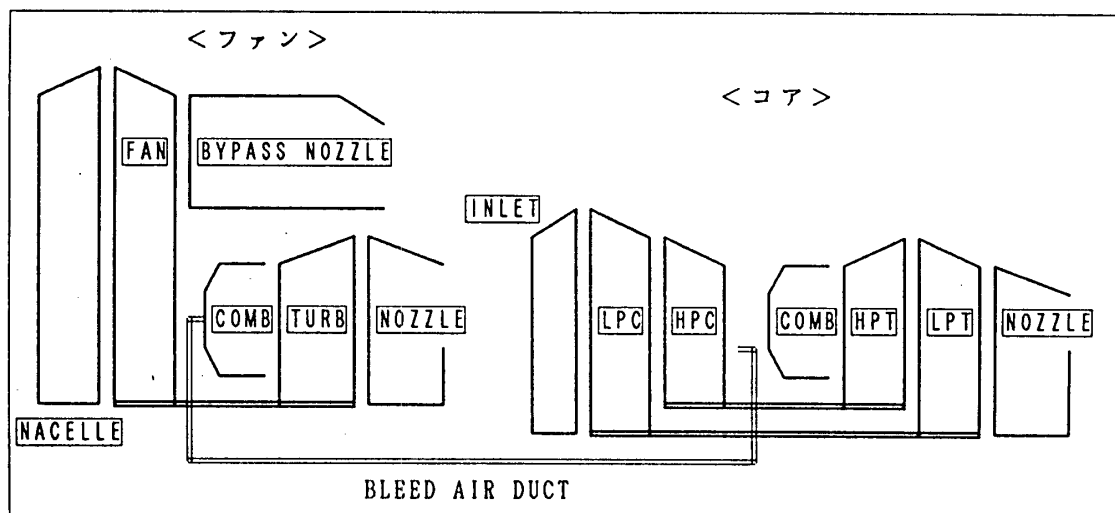


Fig 1. Schematic Diagram of Separated Core Ultra High Bypass Engine

Table 1 Design Point Performance Calculation Parameter and Typical Value

	Parameters	Typical Value	Comments
PRov	Cycle Pressure Ratio	35	
T4cr*	Core Turbine Inlet Temp.	1680 [K]	specific value
Bpc	Bleed Air Ratio	0.415	Bpc = GBcf / Gcr
PRfn	Fan Pressure Ratio	1.3	
T4fn*	Fan Turbine Inlet Temp.	1680 [K]	specific value
Bpfn	Fan Bypass Ratio	17.2	BPfn = Gfn / Gcr
GBcf : Bleed Air Flow Rate		Gcr : Core Inlet Gas Flow Rate	
Gfn : Fan Inlet Gas Flow Rate			

次にSCUBE を搭載する機体仕様を総重量40,000kg、揚抗比10と想定した。これよりエンジンに必要とされる推力は、巡航時設計点では2基×19.6[kN](2,000kgf)／基、また離陸時（地上静止）では、同程度の旅客機の数値を参考にして68.6[kN](7,000kgf)／基とした。以上の必要推力をもとに、表1に示した代表値により求めた燃料消費率(SFC)及び全正味推力(Tとする)を表2に示す。本設計点計算では、エンジンの作動点が設計点から移動しないこと

を条件としたが、その場合コアノズル面積は地上静止で巡航時の49%増及び推進ファンのバイパスノズル面積は16%増に可変することが必要であるとの結果を得た。また地上静止でのTは必要離陸推力の約2倍となることなどが明らかになった。

Table 2 Results of Design Point Performance

	Cruise	G.L.	Unit
SFC	0.0565	0.0223	[kg/hr /N]
Thrust	19.6	151.9	[kN]
Area			
Fan Inlet	2.317	2.317	[m ²]
Core Nozzle	0.150	0.224	
Fan Nozzle	2.345	2.714	

3. 設計点外性能の計算

本設計点外性能を計算したプログラムは航技研で独自に開発されたもので、詳細モデルを採用してシミュレーション忠実度が高い、融通性に富む、要素間容積（ボリューム要素）により繰り返し計算を排除しているため計算時間が短い等の特長がある⁹⁾。本プログラムはFJR710エンジン及び高効率ガスタービン等航技研が関わった全てのエンジン研究開発においてその性能解析、制御法の研究に用いられている。

設計点外性能計算モデルは、スタティック要素16個、ダイナミック要素9個と一般のターボファンエンジンに比べかなり複雑な構成である。コアとファンを結合する抽気空管内の圧力損失(PLcd)は、円管の管摩擦抵抗損失と管路の屈曲部における損失の和として求めており、計算条件としては直径0.1m程度、管路長2m及び管屈曲部を2箇所と仮定した。計算に用いた要素特性マップの設計点流量値等を表3に示す。ファンの要素特性は、NASAが短距離旅客機用ギアード高バイパス比ターボファンエンジ

ン用に設計したファンの性能データ（可変ピッチ角度は一定）を用いた⁶⁾。低圧圧縮機には航技研が試作した高効率圧縮機の実験データを用いた⁷⁾。高圧圧縮機及びタービンの特性はSTOL実験機「飛鳥」に搭載したFJR710/600Sのデータを用いた。ここで低圧圧縮機は全4段を、また高圧圧縮機は前5段を可変静翼とした要素データである。

Table 3 Components Characteristic Map for Off Design Performance

Components	Press. Ratio	Flow Rate	Effi.	Reference
Fan	1.29	700	0.899	NASA QCSEE Fan
LPC	4.4	40.7	0.9	see text
HPC	8.	12.	0.87	FJR710/600S HPC
LPT	1/4.4	1.7	0.91	FJR710/600S LPT
HPT	1/8.	13.	0.9	FJR710/600S HPT
Fan Turbine	1/1.29	1.28	0.9	FJR710/600S HPT

3.1 ノズル面積の影響

2.で述べたように設計点性能計算結果では、巡航時及び地上静止ともエンジンの作動点を設計点と一致させるには、コアエンジンノズル及びファンバイパスノズル面積の可変化が必要であることがわかった。そこでノズル面積の変化に対するエンジンの作動点の変化を調べた。以下これを低圧圧縮機（以降LPCとする）、高圧圧縮機（以降HPCとする）及びファン特性マップ上の作動点の推移として述べる。

図2にLPC、HPC及びファンの性能マップを表す。図で横軸は修正流量を設計点修正流量値で除した相対修正流量、縦軸は圧力比及び効率を設計点効率で除した相対効率である。また図中の数字は各要素入口温度で修正した修正回転速度を設計点修正回転速度で除した相対回転速度(%表示)を、△印は要素の設計点を示している。図2において巡航時設計点をAで(T=19.6kN)、地上静止設計点をBで(T=153.2kN)示す。次にコアノズル及びファンバイパスノズル面積をAの値のまま地上静止に移行させた時の作動点をCで(T=133.3kN)示す。この時 T_{4cr}^* 及び T_{4fn}^* は1680K一定である。

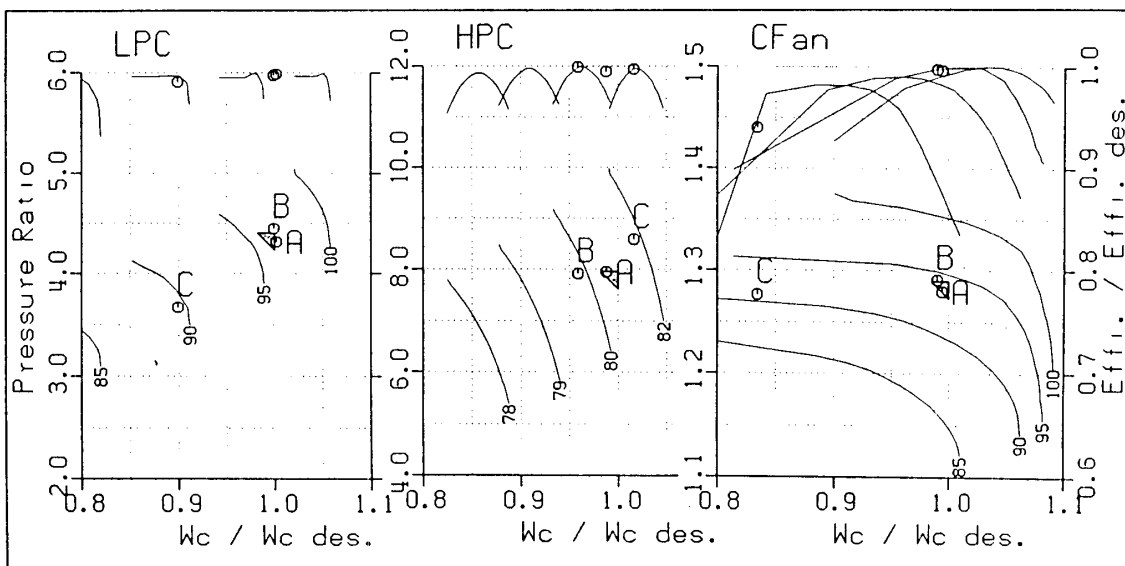


Fig.2 Operating Point on the LPC, HPC and Fan Characteristic Map

Cではエンジンは部分負荷で作動することになるが、Tは必要離陸推力(68.6kN)よりかなり多く、この点から見ればノズル面積の可変は必要無い。図2より地上静止での作動点BとCの違いはコアではあまり見られないが、ファンではかなりサージ側に推移することが分る。

3.2 定常作動線

巡航時設計点Aを100%推力とし、これよりアイドル作動点(10%推力と仮定)までの定常作動線を求める。本エンジンは一般のエンジンと異なりコア及びファンの2つの燃料流量制御が必要である。ここではまずコアとファンの燃料流量の設定方法を調べるため、T一定とした時の両者の設定値について求めた。図3は巡航時においてTが

設計点推力の70、50、30及び10%一定とした時のWFCrとWFfnの設定値を示したものである。図で横軸はコアの相対燃料流量(設計点推力のWFCrに対する相対値)、縦軸はファンの相対燃料流量(設計点推力のWFfnに対する相対値)またA点は設計点(T=19.6kN、図2のA点)である。図3より両者の取り得る値には多くの制限があることがわかる。まずT一定でWFfnを増加し同時にWFCrを減少していくと、エンジン作

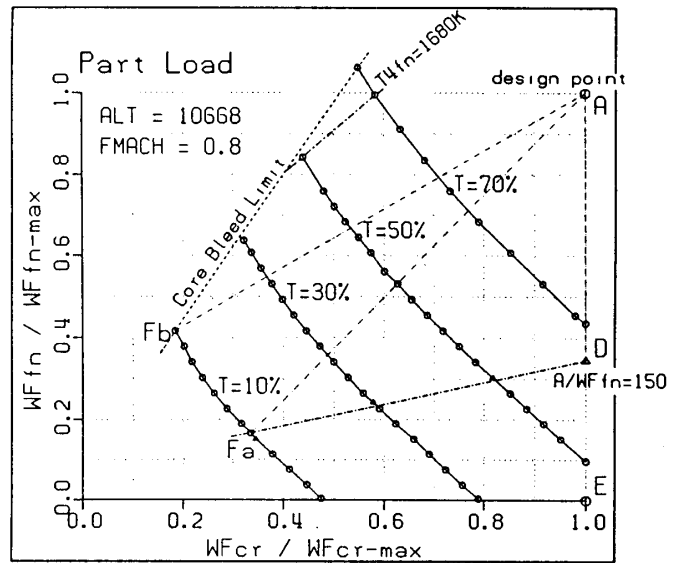


Fig.3 Fuel Flow Rate Setting(Cruise)

動が不可能となる点に達する。これはコアの作動限界を越えた抽気流量が必要な範囲で、その境界線を図にコア抽気限界線として破線で示す。次に燃料流量の上限はT4cr及びT4fnの制限(実温度)で決まるが、ここでは制限温度を設計点温度(1680K)以下とした。図3においてT4fnが制限温度一定である温度制限線を一点鎖線で示した。また燃料流量の下限は燃焼器の吹き消え限界で決まり、これは燃焼器作動上の空燃比で記述される。いまコア及びファンの燃焼器空気流量をGCcr及びGCfnとすれば、それぞれの空燃比は次式で表される。

$$\left. \begin{array}{l} \text{コアの空燃比} ; A/W_{FCr} = GC_{cr} / W_{FCr} \\ \text{ファンの空燃比} ; A/W_{Ffn} = GC_{fn} / W_{Ffn} \end{array} \right\} \text{----- (1)}$$

ここでは吹き消え限界の空燃比を150と仮定したが、これを空燃比制限線として図10に一点鎖線で示す。以上からWFCrとWFfnの設定可能範囲はエンジン抽気限界線、温度制限線及び空燃比制限線に囲まれた範囲内となる。

図3より定常作動線を決めるWFCrとWFfnの設定値を求めるために、まずWFCrを一定のままWFfnを減少させた時の作動点の推移を調べる。これは図ではA点より下方に向

かう線となるが、D点において $A/Wf_{fn}=150$ の点に達する。D点では $T=12.75\text{kN}$ （最大推力の65%）であり、さらに Wf_{fn} を減少させゼロにした場合（E点）でも、 $T=8.69\text{kN}$ （最大推力の44%）である。これはすなわち、ファンがコアからの抽気空気エネルギーのみで回る状態においても、かなりの推力が得られることを示している。以上のことからアイドルまで推力を下げるには、両者の燃料流量を共に下げる必要があることがわかる。この場合図3において直線A～FaとA～Fbに囲まれた範囲内の経路を選ぶことになる。

以上の関係を地上静止について示したものを図4に示す。図4は図2におけるC点での作動点を100%推力作動点としたもので、横軸及び縦軸の燃料流量はC点でのそれぞれの燃料流量値に対する相対値である。地上静止では、C点での T は必要離陸推力（68.6kN）より大きくなるため、まず $T=68.6\text{kN}$ となるよう Wf_{cr} 及び Wf_{fn} を設定する。

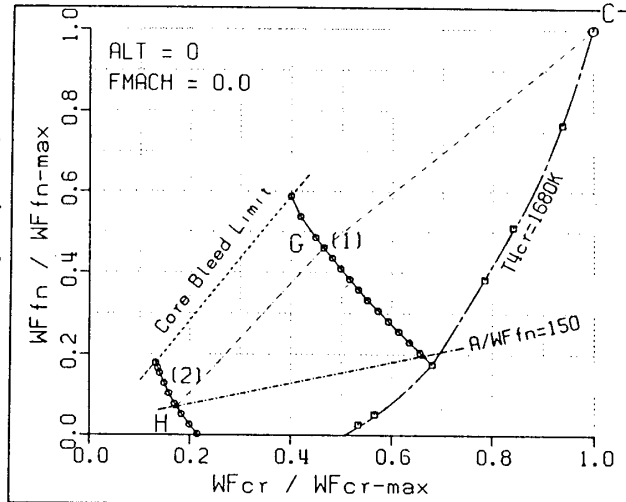


Fig. 4 Fuel Flow Rate Setting (G.L.)

その設定範囲を図4において線分(1)で示す。また必要離陸推力の30%推力に対する設定範囲を線分(2)で示す。図でコア抽気限界線を図3と同様に鎖線で、 T_{4cr} の温度制限線及び T_{4fn} の空燃比制限線を一点鎖線で示す。以上より地上静止での Wf_{cr} と Wf_{fn} の設定範囲はこれ等の制限線に囲まれた範囲内であり、定常作動線はC点から線分(1)上の任意の点と、線分(1)上の任意の点から線分(2)上の任意の点までの経路がとり得る。ここではその一例として、前者については燃料流量の設定を常に $A/Wf_{cr}=A/Wf_{fn}$ として推移させた定常作動線を直線C～Gとして、後者については直線G～Hとして示した。ここでH点は線分(2)において $A/Wf_{fn}=150$ とした作動点である。

4. 加減速性能

加減速性能計算プログラムは設計点外性能計算プログラムと本質的に同じであるが、計算の刻み幅に対応した応答性が得られるようダイナミック要素のパラメータを考慮してある。具体的には計算の刻み幅1 msecに対し、ボリューム要素の大きさを充分小さく取り、またローター要素のイナーシャは実際のエンジンでの値を参考に決めた。

4.1 小ステップ応答

まず巡航時において燃料流量を小さくステップ状に変化させ、推力変化を100～65%とした時の応答を求めた。図5は Wf_{cr} 一定としたまま Wf_{fn} を $A/Wf_{fn}=150$ まで下げた時（図3の直線A～D）のエンジン変数の時間変化を示したものである。図5では

A/WFcrとA/WFfn及びT4crとT4fnについては、両者の値を実線(コア)と破線(ファン)で重ねて画いてある。またバルブ前後の圧力差をdP3とし、減速時に左に加速時を右に示した。A/WFfnは減速時においてWFfnの減少とともにオーバーシュートを生じ、一時的に空燃比制限(150)を越えることがわかる。また抽気空気流量(GBcf)及びdP3は、減速時にはオーバーシュート、加速時にはアンダーシュートを生じる。dP3はSCUBEの作動上重要なパラメータで常に正の値である必要がある。即ちdP3が減少してゼロに近づくことは、GBcfが減少しHPCがサージに向かう危険な方向である。従って加減速制御ではこのようなdP3のアンダーシュートを常に注意する必要がある。特性マップ上の作動点の変化は、LPC、HPCについてはほとんど見られず、ファンでは定常作動線上を安定に推移している。

次に燃料流量の設定を常にA/WFcr=A/WFfnとした条件下で同様な加減速を行った。その結果を図6に示す。図よりエンジン変数の変化は図5と異なりA/WFfnのオーバーシュートは見られずGBcf及びdP3のオーバーシュート及びアンダーシュートは非常に小さい。しかし推力の応答速度から言えば図5の方が速い。特性マップ上の作動点はLPC及びファンではほぼ定常作動線上を推移するが、HPCでは一般のエンジンと同様に加速時にはサージ側に、減速時は燃焼吹き消え側に推移する。

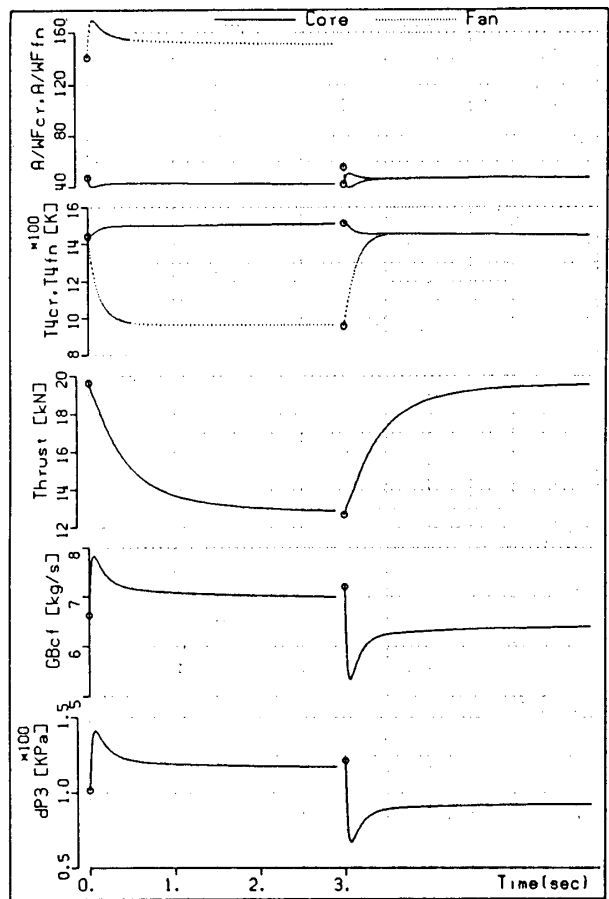


Fig. 5 Transient Data (small step 1)

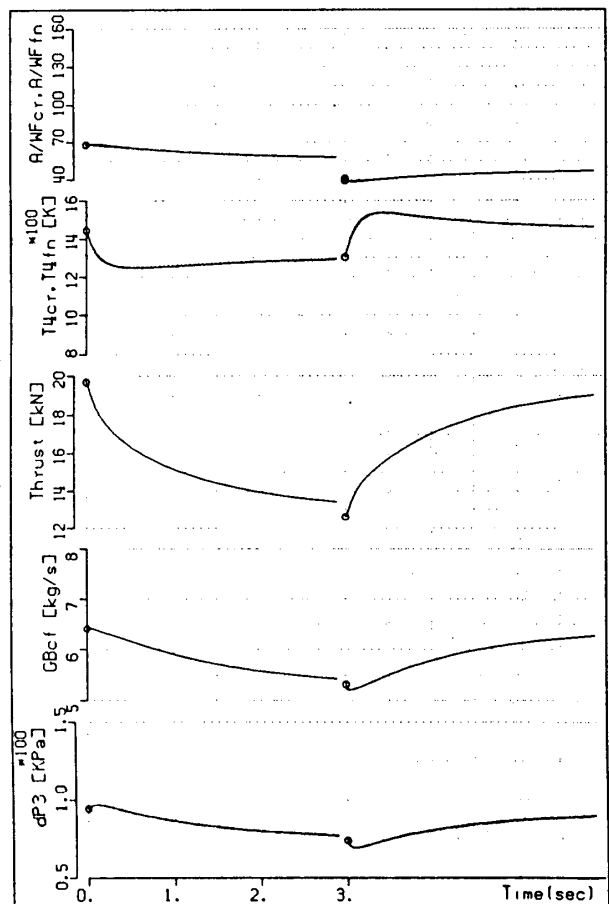


Fig. 6 Transient Data (small step 2)

4.2 加減速応答

巡航時設計点から推力10%までの加減速応答を求めた。燃料流量の設定は4.1より、図3における直線A～Fa(推力10%においてA/Wfn=150)に沿った変化とした。この場合燃料流量の変化幅が大きく、ステップ状入力ではHPCがサージ領域に入り結果が得られないため、燃料流量入力を一次遅れ信号とした。時定数は安定な計算結果が得られ、かつ速い応答が得られることを考慮してWfcr、Wfnとも0.5秒とした。図7はWfcrとWfn及び図5、6と同じエンジン変数の時間変化を示したものである。また図8は、作動点変化をLPC、HPC及びファンの特性マップ上に画いたものである。図で太線は加速時、細線は減速時の軌跡で、◇印及び△印は加速中及び減速中の1秒置きの点を示している。LPC及びファンの作動点は安定に推移するが、HPCでは加速時にサージ側に推移することがわかる。

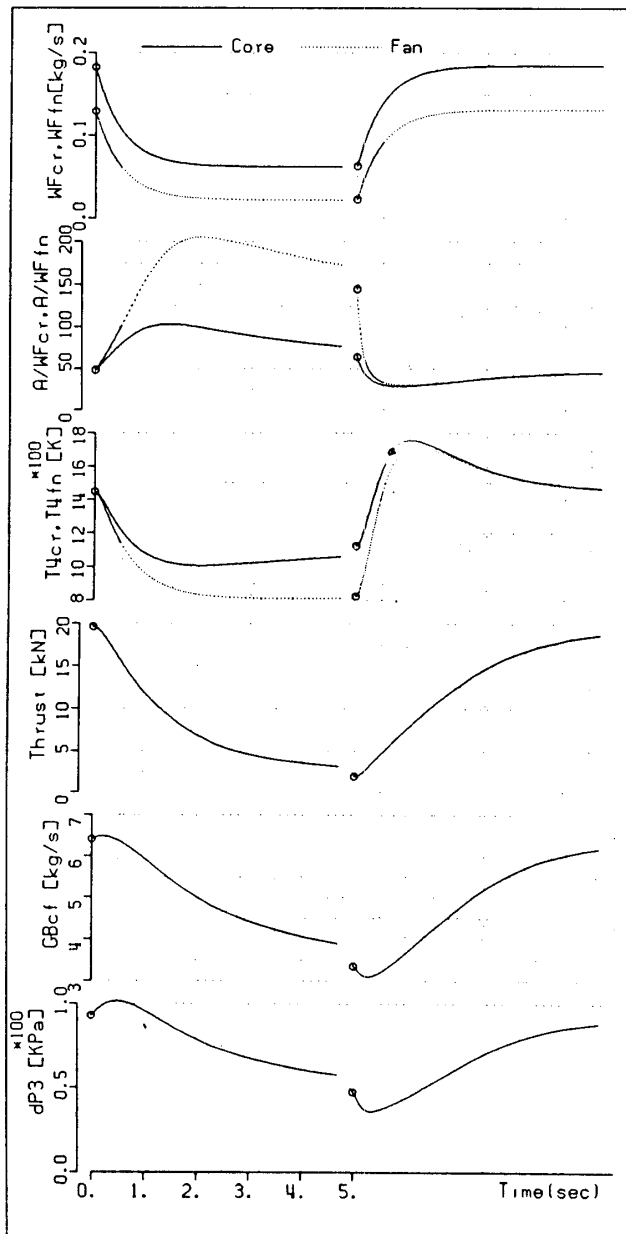


Fig. 7 Transient Data(D. P. to idel)

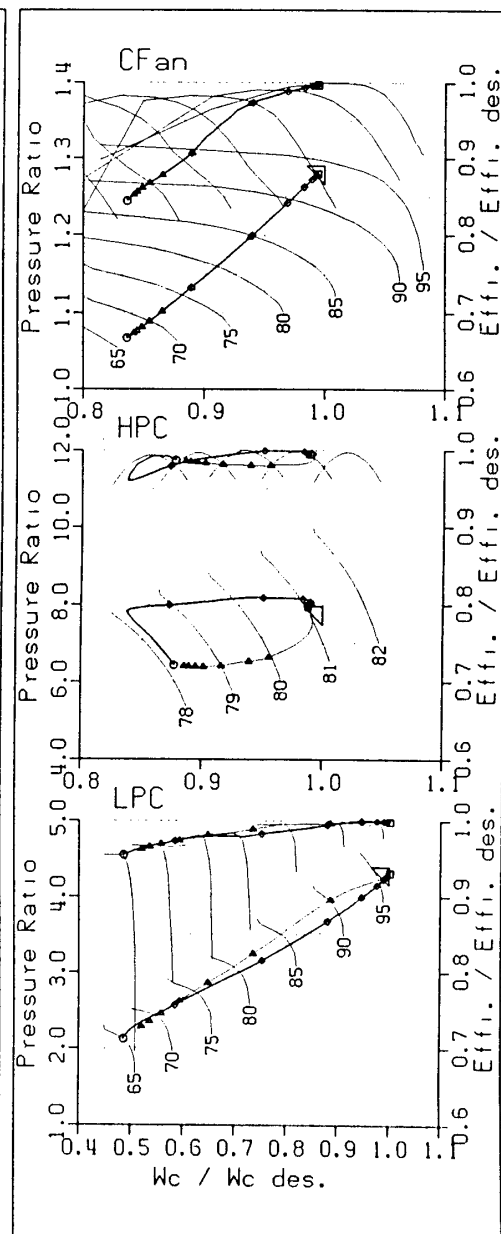


Fig. 8 Transient Data(O. P.)

地上静止については燃料流量の設定を図4における直線C～G及び直線G～Hとし、この2例について加減速応答を求めたが、その結果は図7、8と同様な傾向であった。

5. 結 論

本報告では、新しい概念にもとづくコア分離型超高バイパス比ターボファンエンジンの設計点外性能及び加減速性能計算を行った結果について述べた。その結果、コアとファンの燃料流量の設定方法が明らかになった。

巡航時及び地上静止での加減速応答の結果によれば、コアの高圧圧縮機の安定な動作を得るために、一般エンジンの加減速制御と同様な燃料制御が必要であると思われる。またSCUBEに特有な、コアとファンを結合する抽気空气管前後の圧力差が加速時に減少し、ゼロに近づくことにより生じる不安定現象を避けるため、燃料流量スケジュールの選択、タービン等各要素の最適設計あるいは機械的なデバイスの付加等を考慮する必要があると思われる。

<参考文献>

- 1) 遠藤征紀ほか、「高速VTOL機用低騒音リフトファンエンジンの概念研究」、日本航空宇宙学会、第28回飛行機シンポジウム(1990年11月)
- 2) 齊藤喜夫ほか、「高速VTOL機用エンジンシステムの概念検討」、日本航空宇宙学会、航空原動機に関する講演会(1991年2月)
- 3) 松田幸雄ほか、「高速VTOL機用エンジンシステムの基本性能の検討」、日本航空宇宙学会、航空原動機に関する講演会(1991年2月)
- 4) 松田幸雄ほか、「高速VTOL機用エンジンシステムの性能検討」、日本ガスタービン学会、秋期講演会(1991年8月)
- 5) N. Sugiyama, 「Generalized High Speed Simulation of Gas Turbine Engines」 ASME paper 90-GT-270, 1990
- 6) GENERAL ELECTRIC COMPANY, 「QCSEE, The Aerodynamic and Mechanical Design of the QCSEE Under-the-Wing Fan」, NASA CR 135009, March, 1977
- 7) 齊藤喜夫ほか、「高効率ガスタービンの研究開発、圧縮機技術」、日本ガスタービン学会誌、高効率ガスタービ特集 VOL. 15 NO. 59, 1987年12月

B-10 可変低圧タービン静翼によるターボファンの全効率改善効果

* 根 本 勇 (株式会社 SSP)

1. 序 論

可変低圧タービン静翼は、陸用、船用再生式2軸ガスタービンの部分負荷性能改善に用いられる。部分負荷に於いて可変低圧タービン静翼を絞ると小流量となると同時に、低圧(出力)タービンへのエネルギー配分比の低下を防ぐ事ができる。従って部分負荷時の仕事比が大きくなり、圧力比を維持する為にTITが上昇するのでタービン出口温度も上昇し、排熱を回収すれば部分負荷熱効率を向上させる事ができる。

しかし航空用ガスタービンは、排気の噴流により推進力を得る為、排熱の回収は行えない。従ってTITを高めても低熱源への放熱量が増すだけで熱効率は改善し得ない上、推進効率改善とは無縁である。よって可変バイパス比エンジン、可変サイクルエンジンを除く通常のターボファンでは可変タービン静翼は効果がないとされてきた。

しかし可変静翼は絞るのみでなく、これを開くことも出来る。前部ファン型高圧、低圧2軸式ターボファンでは、低圧タービン入口に可変静翼を設け、巡航時にこれを開くと、絞った時とは逆にエネルギー配分比が高圧タービン側へより偏る為、高圧タービンと直結した圧縮機の回転数が増し、圧力比が高まると同時に流量が増す。

ガスタービン単体の性能に於いては、圧力比を増すと熱効率が向上し、TITを上昇させると比出力が向上するので、TIT一定の場合圧力比が高くなれば熱効率 η_{th} は向上する。また圧力比が高まり、流量が増せばグロス推力も増加するので、機速を早めれば速度比が大きくなって推進効率 η_p は大幅に改善される。

何故なら可変静翼を開くと、ファンタービンである低圧タービンへの膨張比の配分が小さくなるので、圧力比増加の影響は平均噴流速度の増加より、排気流量の増加に寄与するからである。従ってターボファンに可変低圧タービン静翼を用いれば巡航時の全効率($\eta_o = \eta_p \cdot \eta_{th}$)、及び燃料消費率(SFC)を改善出来るはずである。

本研究は上記の単純な発想をサイクル計算により立証しようとするものである。

2. サイクル計算に用いた設定値

空気の比熱比	$\kappa_c = 1.4$	燃焼ガスの比熱比	$\kappa_t = 1.33$
$m_c = (\kappa_c - 1) / \kappa_c$		$m_t = (\kappa_t - 1) / \kappa_t$	
空気の定圧比熱	$C_{pc} = 0.240 \text{ kcal/kgf}\cdot\text{K}$	燃焼ガスの定圧比熱	$C_{pt} = 0.276 \text{ kcal/kgf}\cdot\text{K}$
ガス定数	$R = 29.27 \text{ kgf}\cdot\text{m/kgf}\cdot\text{K}$	ラム圧の圧力損失係数	$\epsilon' = 0.05$
燃焼器圧力損失係数	$\epsilon = 0.03$	ノズルの圧力損失係数	$\epsilon'' = 0.03$

ファン断熱効率	$\eta_f = 0.85$	圧縮機断熱効率	$\eta_c = 0.85$
タービン断熱効率	$\eta_T = 0.87$	燃焼効率	$\eta_{cc} = 0.99$
機械効率	$\eta_m = 0.97$	ケロシン低発熱量	$L = 10300 \text{ kcal/kg}$

バイパス比 $\beta = 5$ 、従って吸入空気流量を G とすれば

コア側ガス流量	$G_P = G / (1 + \beta)$	バイパス側空気流量	$G_F = \beta G / (1 + \beta)$
---------	-------------------------	-----------	-------------------------------

3. 巡航定格出力時の性能計算

飛行高度 10 km (大気圧 $p_0 = 0.2696 \text{ kgf/cm}^2$ 、大気温度 $t_0 = -50^\circ\text{C}$)、飛行マッハ数 $M = 0.8$ 、 $TIT = 1000^\circ\text{C}$ 、機関圧力比 $r = r_f \cdot r_c = 16$ を設計点とする機関を本計算の基準に置く(後述する機関 A)。ここに r_f はファン圧力比、 r_c は圧縮機の圧力比である。

※各部の状態値

図 1、図 2 に基づいてサイクル計算に用いる諸式を示す。計算を簡単にする為、燃料の添加による作動流体の流量変化を省略し、比熱及び比熱比、各要素の効率等は負荷変動に拘わりなく不変なものと仮定する。

$$T_1 = t_0 \left(1 + \frac{\kappa_c - 1}{2} M^2\right) \quad P_1 = p_0 (1 - \varepsilon') \left(1 + \frac{\kappa_c - 1}{2} M^2\right)^{\kappa_c / (\kappa_c - 1)}$$

$$T_{2f} = T_1 \{1 + (r_f^{m_c} - 1) / \eta_f\} \quad P_{2f} = r_f \cdot P_1$$

$$T_2 = T_{2f} \{1 + (r_c^{m_c} - 1) / \eta_c\} \quad P_2 = r_f \cdot r_c \cdot P_1$$

$$T_3 = 1273 \text{ K} \quad P_3 = P_2 (1 - \varepsilon)$$

$$T_4 = T_3 \{1 - \eta_T (1 - r_{HP}^{-m_1})\} \quad P_4 = P_3 / r_{HP}$$

$$T_5 = T_4 \{1 - \eta_T (1 - r_{LP}^{-m_1})\} \quad P_5 = P_4 / r_{LP}$$

ここに r_{HP} : 高圧タービン膨張比、 r_{LP} : 低圧タービン膨張比。ジェットノズルを先細ノズルとし、その出口静圧は臨界圧で、丁度大気圧 ($p_c = p_0$) になるものと仮定すると、

$$t_6 = 2 T_5 / (1 + \kappa_1) \quad p_6 = p_0 (1 + \varepsilon'')$$

$$p_c = p_0 = P_5 \left(\frac{2}{\kappa_1 + 1}\right)^{\kappa_1 / (\kappa_1 - 1)} \quad \therefore P_5 = p_0 \left(\frac{\kappa_1 + 1}{2}\right)^{\kappa_1 / (\kappa_1 - 1)}$$

$$t_7 = 2 T_{2f} / (1 + \kappa_c) \quad p_7 = P_{2f} (1 + \varepsilon'') \left(\frac{2}{\kappa_c + 1}\right)^{\kappa_c / (\kappa_c - 1)}$$

※ファン、圧縮機、及び両タービンの仕事

$$W_f = G_P C_p C T_1 (r_f^{m_c} - 1) / \eta_f \quad W_c = G_P C_p C T_{2f} (r_c^{m_c} - 1) / \eta_c$$

$$W_{HP} = G_P \eta_T C_p t T_3 (1 - r_{HP}^{-m_1}) \quad W_{LP} = G_P \eta_T C_p t T_4 (1 - r_{LP}^{-m_1})$$

※ファン、圧縮機の圧力比、及び高圧、低圧タービン膨張比の算出

次に図 1 に示す如く高圧タービン HP は圧縮機 C を、低圧タービン LP はファン F

のみを駆動するものとして、入出力平衡条件と圧力平衡条件より、ファン圧力比 r_F 、
 圧縮機圧力比 r_C 、高圧タービン膨張比 r_{HP} 、低圧タービン膨張比 r_{LP} を求める。

圧縮機吸収動力と高圧タービン出力の釣り合いより、

$$G_p C_p c T_{2F} (r_C^{m_c} - 1) = G_p \eta_m \eta_c \eta_T C_p t T_3 (1 - r_{HP}^{-m_t}) \quad \dots \dots (1)$$

$$\therefore r_{HP} = \left[1 - \frac{C_p c t_0}{\eta_m \eta_c \eta_T C_p t T_3} \left(1 + \frac{\kappa_c - 1}{2} M^2 \right) \left(1 + \frac{r_C^{m_c} - 1}{\eta_F} \right) \left(\left(\frac{r}{r_F} \right)^{m_c} - 1 \right) \right]^{-1/m_t} \quad \dots \dots (2)$$

ファン吸収動力と低圧タービン出力の釣り合いから、

$$G_p (1 + \beta) C_p c T_1 (r_F^{m_c} - 1) = G_p \eta_m \eta_F \eta_T C_p t T_4 (1 - r_{LP}^{-m_t}) \quad \dots \dots (3)$$

$$\therefore r_{LP} = \left[1 - \frac{C_p c t_0 (1 + \beta)}{\eta_m \eta_F \eta_T C_p t T_3} \cdot \frac{[1 + (\kappa_c - 1) M^2 / 2] (r_F^{m_c} - 1)}{1 - \eta_T + \eta_T r_{HP}^{-m_t}} \right]^{-1/m_t} \quad \dots \dots (4)$$

ラム圧による圧力比を $r_R = P_1 / p_0$ 、ジェットノズル膨張比を $r_{JP} = P_5 / p_0$
 とすれば、圧力平衡条件より、

$$r_R \cdot r (1 - \epsilon) = r_{HP} \cdot r_{LP} \cdot r_{JP} \quad \dots \dots (5)$$

よってファン圧力比 r_F を適当に仮定し、(2)(4)式より得られた r_{HP} 、 r_{LP} が(5)
 式を満足するまで試行錯誤を繰り返せば、 r_{HP} 、 r_{LP} を求める事が出来る。またその
 時のファン圧力比 r_F は既知となっているので $r_C = r / r_F$ より圧縮機圧力比を知
 る事ができる。

※性能計算

ジェットノズル噴流速度 $V_{JP} = \sqrt{g \kappa_i R t_6} \quad \dots \dots (6)$

ジェットノズル面積 $S_{JP} = \frac{G}{1 + \beta} \cdot \frac{R t_6}{p_6 V_{JP}}$

ファン後流ノズル噴流速度 $V_{JF} = \sqrt{g \kappa_c R t_7}$

ファン後流ノズル面積 $S_{JF} = \frac{\beta G}{1 + \beta} \cdot \frac{R t_7}{p_7 V_{JF}}$

グロス推力 $F_G = \frac{G_p}{g} V_{JP} + \frac{G_f}{g} V_{JF} + S_{JF} (p_7 - p_0)$

機速 $V_0 = a M$ ここに $a = \sqrt{g \kappa_c R t_0}$: 音速

ラム抗力 $F_R = G V_0 / g$ 正味推力 $F = F_G - F_R$

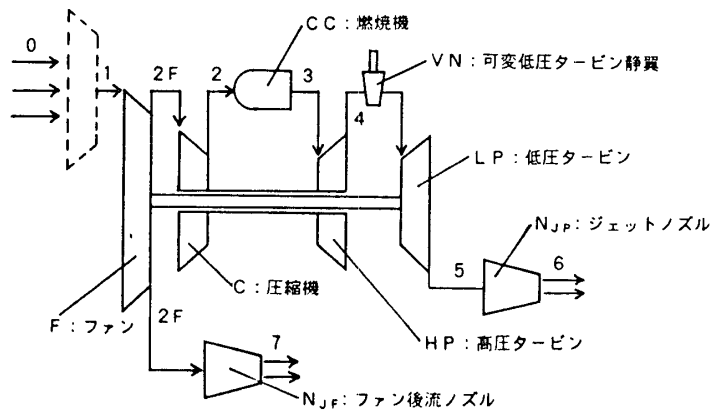


図1、可変低圧タービン静翼付ターボファンの系統図

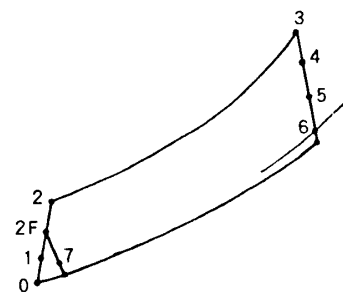


図2、巡航定格出力時のT-s線図

平均噴流速度 $V_{EJ} = F_{cg} / G$ 機関出力 $W_o = \frac{G(V_{EJ}^2 - V_o^2)}{2g}$

受熱量 $Q = G_p C_p t (T_3 - T_2) / \eta_{cc}$

熱効率 $\eta_{th} = \frac{AG(V_{EJ}^2 - V_o^2)}{2gQ}$. . . (7) ここに A : 仕事の熱当量

推進効率 $\eta_p = 2V_o / (V_o + V_{EJ})$ (8)

全効率 $\eta_o = \eta_p \cdot \eta_{th}$

燃料消費率 $SFC = \frac{AG(V_{EJ}^2 - V_o^2) / (2g\eta_{th}L)}{(G/g)(V_{EJ} - V_o)} \times 3600 = (Q/L)(3600/F)$ (9)

次に、静止離陸出力時の計算の為に、高圧、低圧タービンノズル面積 S_{HP} 、 S_{LP} 、及びジェットノズルとファン後流ノズルの入口面積 S_5 、 S_{2F} を求めておく。

高圧、低圧両タービンの臨界流量係数を τ_{max} とすれば、

$$\tau_{max} = \{2 / (\kappa_t + 1)\}^{1/(\kappa_t - 1)} \sqrt{\kappa_t / (\kappa_t + 1)}$$

$$S_{HP} = \frac{G_p}{\tau_{max} P_3} \sqrt{\frac{RT_3}{2g}} \quad (10)$$

$$S_{LP} = \frac{G_p}{\tau_{max} P_4} \sqrt{\frac{RT_4}{2g}} \quad (11)$$

ジェットノズル入口流速を $V_5 = 150 \text{ m/s}$ 、ファン後流ノズル入口流速を $V_{2F} = 100 \text{ m/s}$ と仮定すると、

$$t_5 = T_5 - AV_5^2 / (2gC_p t)$$

連続の法則より、ジェットノズル入口面積は

$$S_5 = S_{JP}(V_{JP} / V_5)(t_6 / t_5)^{1/(\kappa_t - 1)} \quad (12)$$

同様にして、ファン後流ノズル入口面積は

$$S_{2F} = S_{JF}(V_{JF} / V_{2F})(t_7 / t_{2F})^{1/(\kappa_c - 1)} \quad (13)$$

4. 巡航定格出力時に於ける、固定静翼付機関と可変静翼付機関の比較

低圧タービン静翼固定の機関を A、可変の機関を B とし、両者を比較する。

機関 A を搭載の機が巡航速度マッハ 0.8 で飛行中の正味推力 F は、機の全抗力 D と釣り合っているので、

$$F = D = C_D(\rho_0 / 2) V_o^2 A_P \quad (14)$$

ここに C_D : 抗力係数、 ρ : 密度、 A_P : 流れに垂直な機の最大投影面積。

次に可変低圧タービン静翼 V N を持つ機関 B を搭載の、A と同型の航空機を考える。

この場合 TIT は A と同様に 1000°C とし、高圧タービンノズル面積 S_{HP} は機関 A と等しい面積に固定したまま、低圧タービン静翼の面積 S_{LP} を約 1.253 倍に開くと、高圧タービン膨張比 r_{HP} が増大し、機関圧力比 ($r = r_p \cdot r_c$) は 2.0 となる。

低圧タービンノズル面積 S_{LP} の拡大と機関圧力比 r の上昇により吸入空気流量 G が増すので、機関Bの推力は大きくなり航空機は加速する。(14)式の C_H 、 A_P 、 ρ_0 は一定であるから飛行速度約マッハ0.89で正味推力 F と機の全抗力 D が釣り合うようになり定速飛行となる。A、B両者の計算結果を表1に示す。

	M	G (kg/s)	r_{HP}	r_{LP}	P_2/p_0	F_G (kgf)	F (kgf)	F/G (1/s)	V_{EJ} (m/s)	W_0 (kgm/s)	Q/L (g/s)	η_{th} (%)	η_p (%)	η_o (%)	SFC (kg/kgf/h)
機関A	0.8	1	3.365	3.609	23.8	39.2	14.8	14.8	384.6	4622	3	35.1	76.7	26.9	0.728
機関B	0.89	1.372	4.325	3.853	32.6	55.5	18.2	13.25	396.2	6024	3.7	36.7	80.4	29.5	0.739

- i) 機関A、Bの高圧タービン膨張比 r_{HP} と低圧タービン膨張比 r_{LP} を比較するとBの r_{HP} の増加が大きい。その事から平均噴流速度 V_{EJ} の増加より、吸入空気流量 G の増加の割合が大きくなっている。
- ii) グロス推力 $F_G = (G/g)V_{EJ}$ の増加が、平均噴流速度 V_{EJ} より流量 G の増加により齎されている事は、(9)式の分母(正味推力 F)増加に伴う分子(燃料流量 Q/L)の増加割合が少なくなり、SFCを低減させ得る。
- iii) サイクル圧力比 (P_2/p_0) の大幅上昇と吸入空気流量 G の増加は、燃料流量 (Q/L) を増大させるが、それ以上の割合で機関出力 W_0 が増している為、(7)式より熱効率 η_{th} が向上している。
- iv) 機関出力 W_0 、グロス推力 F_G が増大しているにも拘わらず比推力 F/G が減じているのは、機速 V_0 の増加と流量 G の増大によるものであり、可変低圧タービン静翼 V_N を設けるとエンジン外径を増さず、また機速を低下させずに、パイパス比を高めたと同じ効果を生む事ができる。
- v) 飛行マッハ数 M の上昇により、機関Bの推進効率 η_p の改善効果が著しく、本計算条件では全効率 η_o は機関Aより約2.6%向上し、相対的には約9.5%全効率を改善出来る事になる。
- vi) 巡航時のSFCは巡航条件(高度、飛行マッハ数)により異なる。表1に示した機関BのSFCは飛行マッハ数 $M=0.89$ の場合であるが、 $M=0.8$ とした時のSFCを計算すると約0.702 kg/kgf/hとなり、同条件では機関Aに比してSFCを低減できる事になる。換算の意味をもって巡航時のA、B両機関の $\eta_o \cdot SFC / V_0$ を計算すると、両者共その値が3600 A/Lに一致する。よって機関Bは機速 V_0 の増加によるSFCの悪化を全効率 η_o の向上により好転させていると言えよう。

5. 静止離陸出力時の性能計算

静止離陸出力時に於いては、 $P_1 = 1.033 \text{ kgf/cm}^2$ $T_1 = 15^\circ\text{C}$ $TIT = 1350^\circ\text{C}$ 圧力比 $r = 20$ と仮定する。高压タービン流量 G_{HP} 、低压タービン流量 G_{LP} は、それぞれ(10)式及び(11)式より、

$$G_{HP} = S_{HP} \tau_{max} P_3 \sqrt{2g / (RT_3)} \dots\dots\dots (15)$$

$$G_{LP} = S_{LP} \tau_{max} P_4 \sqrt{2g / (RT_4)} \dots\dots\dots (16)$$

連続の法則より $G_{HP} = G_{LP}$ であるから(15)(16)式より、

$$S_{HP} P_3 / \sqrt{T_3} = S_{LP} P_4 / \sqrt{T_4}$$

$$\therefore (S_{LP} / S_{HP})^2 = (1 - \eta_T) r_{HP}^2 + \eta_T r_{HP}^{2-m} \dots\dots\dots (17)$$

巡航定格出力時の計算と同様、ファン圧力比 r_F を適当に仮定すれば、入出力平衡条件より導かれた(2)(4)式より r_{HP} 、 r_{LP} を得られるが、その r_{HP} の値が連続の法則により導かれた(17)式を満足するまで計算を繰り返せば、設計点以外の両タービン膨張比、及びファンFと圧縮機Cの圧力比 r_F 、 r_c を知る事ができる。

ジェットノズルの入口面積 S_5 、入口流速 V_5 、ジェットノズル面積 S_{JP} は既知であり、入口静温 t_5 は前述の式で得られるから、 t_5 より入口静圧 P_5 を算出すれば、ジェットノズル噴流速度 V_{JP} は連続の法則による(12)式より求まる。

$$V_{JP} = \frac{S_5 V_5}{S_{JP}} \left(\frac{P_5}{P_1} \right)^{1/\kappa}$$

ファン後流ノズル噴流速度 V_{JF} も同様にして、(13)式より求める事ができる。

$$V_{JF} = \frac{S_{2F} V_{2F}}{S_{JF}} \left(\frac{P_{2F}}{P_1} \right)^{1/\kappa}$$

以上の諸式から静止離陸出力時の性能を計算できるが、機関Bは低压タービン静翼のスロート面積 S_{LP} を巡航時のままにしておくと S_{LP} が広ろ過ぎて、(17)式より得られる高压タービン膨張比 r_{HP} が(1)(3)式の入出力平衡条件を満たさなくなる。換言すれば圧力比 r と高压タービン膨張比 r_{HP} を固定したまま、推力を上げる為に TIT のみを上昇させる事はできない。従ってそのままでは機関Bは運転不能となる。そこで離陸時には S_{LP} を機関Aの広さ(1/1.253倍)まで絞る必要がある。機関A、B両者の計算結果を表2に示す。表に於いて F_0 は離昇推力である。

表2、静止離陸出力時の性能						
	G (kg/s)	F_0 (kgf)	F_0/G (1/s)	V_{EJ} (m/s)	η_{th} (%)	SFC (kg/kgf/h)
機関A	2.93	96.7	33	323.4	30.7	0.43
機関B	2.93	96.8	33	323.9	30.8	0.43

表2に於いて、機関A、Bの計算結果に僅かな差があるのは、機関Bのジェットノズル及びファン後流ノズルの出入口面積を巡航時 $M = 0.89$ に合わせてある為、機関A、Bのノズル出入口面積比が僅かに異なるからである。

尚、可変低圧タービン静翼を設ける事による留意点は、巡航定格出力時の圧縮機圧力比 r_c が静止離陸出力時のそれより下記の如く大きくなっている点であろう。

$$\begin{array}{ll} \text{静止離陸出力時} & r_F = 1.76 \quad r_c = 11.34 \\ \text{巡航定格出力時} & r_F = 1.59 \quad r_c = 12.58 \end{array}$$

また、この計算では低圧タービン動翼迎角の変化によるタービン断熱効率への影響は考慮されていない事を断っておく。

6. 総括

i) 2軸ガスタービンに於いて高圧、低圧両タービンがチョークしている時は、(17)式より両タービン静翼のスロート面積比によって、高圧タービン膨張比 r_{HP} が定まる。

$$(S_{LP}/S_{HP})^2 = (1 - \eta_T) r_{HP}^2 + \eta_T r_{HP}^{2-m} \quad \dots \dots (17)$$

従って巡航時に低圧タービンノズル面積 S_{LP} を増すと高圧タービン膨張比 r_{HP} が上昇し、離陸時に S_{LP} を減少させると r_{HP} は低下する。

ii) (1)式より、TIT一定の場合、高圧タービン膨張比 r_{HP} が増せば圧縮機圧力比 r_c が高まる(巡航時)。

$$C_p c T_{2F} (r_c^{m_c} - 1) = \eta_m \eta_c \eta_T C_p t T_3 (1 - r_{HP}^{-m}) \quad \dots \dots (1)$$

また(1)式より、高圧タービン膨張比 r_{HP} が減少した場合、所要の圧縮機圧力比 r_c を得るにはTITを高めねばならない(離陸時)。

iii) 低圧タービンノズル面積 S_{LP} を拡大すると(17)式よりタービン膨張比の配分が高圧側へ偏るので、圧縮機圧力比 r_c が上昇しても低圧タービン膨張比 r_{LP} の増加は僅少となる。その上 r_{HP} 増加の為(3)式右辺の低圧タービン入口温度 T_4 が降下するのでファン圧力比 r_F は増加しない(本計算条件では寧ろ僅かに減少する)。

$$(1 + \beta) C_p c T_1 (r_F^{m_F} - 1) = \eta_m \eta_F \eta_T C_p t T_4 (1 - r_{LP}^{-m}) \quad \dots \dots (3)$$

iv) 圧縮機圧力比 r_c が増加すると、ファン圧力比 r_F の変化は僅かなので $r = r_c \cdot r_F$ より機関圧力比 r が増加する。

v) 機関圧力比 r が増すとタービン入口全圧 P_3 が高まり、(15)式よりコア側ガス流量 $G_{HP} = G_P$ が増す。

$$G_{HP} = S_{HP} \tau_{max} P_3 \sqrt{2g / (RT_3)} \quad \dots \dots (15)$$

バイパス比一定なので G_P が増せば吸入空気流量 G も増加する。

vi) TITを上げずに圧力比 r を高めると膨張比も増し、ジェットノズル出口静温 t_0 は降下するので、(6)式よりジェットノズル噴流速度 V_{JP} は小さくなる。

$$V_{JP} = \sqrt{g \kappa_1 R t_0} \quad \dots \dots (6)$$

また前述の如く、ファン圧力比 r_F は増加しないのでファン後流ノズル噴流速度 V_{JP} も高まる事はない。よって吸入空気流量 G が増しても排気ガスの平均噴流速度 V_{EJ} の増加は僅かである。

vii) 以上から、可変低圧タービン静翼VNを開き、そのノズル面積 S_{LP} を拡大すると機関圧力比 r が増すが、 r の増加は平均噴流速度 V_{EJ} の増加より、吸入空気流量 G の増加に寄与する事が分かる。

viii) 流量 G 、平均噴流速度 V_{EJ} が共に増せばグロス推力 F_G が増し、 F_G が増せば正味推力 F も増す。

ix) 定速飛行に於いては、航空機の全抗力 D と正味推力 F は釣り合っているので、正味推力 F が増せば機速 V_0 は早まり、新たな釣り合い状態になる。

x) (8)式より平均噴流速度 V_{EJ} の増加が少なく機速 V_0 の増加が大きければ、推進効率 η_P は向上する。

$$\eta_P = 2 V_0 / (V_0 + V_{EJ}) \quad \dots \dots (8)$$

xi) ガスタービンの熱効率は圧力比の函数である。機速 V_0 の増加により齎されるラム圧の上昇と、機関圧力比 r の増大によって、サイクル圧力比 P_2 / p_0 が高まると熱効率 η_{th} は向上する。

xii) よって推進効率 η_P と熱効率 η_{th} の積である全効率 η_0 が改善される。

以上から可変低圧タービン静翼VNの作用は、亜音速域に於ける推進効率を向上させるターボファンの特長を、より助長するものであって、巡航時にVNを開くとエンジン直径を増加させず、巡航速度を低下させずに、バイパス比を高めたと同様全効率を向上させる事ができる上、離昇時にVNを絞ると離昇推力を回復させる事ができるのである。

以上

B-11 ブレイトナーブレイトンサイクル

複合発電の最適化

竹矢 一雄 (徳島大学)

*高谷 拓也 (徳島大学)

1. 緒言

現在の発電システムでは、ガスタービンの高温の排気ガスの損失エネルギーを排熱回収ボイラー、蒸気タービンで有効動力として取り出すブレイトナーランキンのコンバインドサイクルが主流である。このシステムは、高効率を可能にできる有効なシステムである反面、高コストである。また、単純ガスタービンサイクルは、低コストであるかわりに低効率である。そこで、この両者の中間範囲を満たすサイクルとして、ガスタービンの排気ガスの損失エネルギーを空力的に有効動力に回収、変換する空気ボトミングサイクルを取り入れたブレイトナーブレイトンのコンバインドサイクルの最適化を試みた。ガスタービンワールドの91年5～6月号に参考例が示されている。

空気ボトミングサイクルでは、圧縮動力をできるだけ少なくし、空気タービンの入口温度は主ガスタービン排気温度に近づけることが必要で、そのため、比空気流量、圧力比、中間冷却器の配列等が性能に影響する。また、中間冷却器は圧縮動力の節減には寄与するが、熱エネルギーを系外に放出する点では損失となるので、温水の形で回収し、再生熱交換器で圧縮空気中に噴射し、タービンへは、空気と蒸気の混合気を送ることで、より効率的に回収することを考えてみる。

2. サイクルの説明と設定条件

空気ボトミングサイクル(A/T)の基本的な構成は、空気圧縮機が3段、中間冷却器が2器、熱交換器(dry型(ガス・空気熱交換)、wet型(温水噴射型熱交換))、空気タービンから成り立っている。サイクル構成図を図1(dry型)、図2(wet型)に示す。

作動流体は、空気を使用し、タービン部では、dry型は空気のみであり、wet型では温水を熱交換器で噴射して、

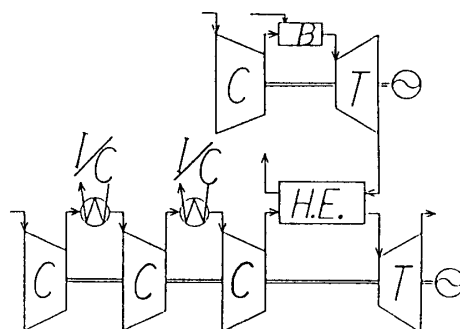


図1 空気ボトミングサイクル
(dry型)の構成図

空気と蒸気の混合気となる。

本システムのトッピングサイクルには、単純ガスタービンサイクル (SGT) と再熱ガスタービンサイクル (RGT) の2つのサイクルについて考える。SGTは、最新のコンバインドサイクル型を想定し、1350℃級のものを採用し、圧縮機、燃焼器、タービンの主3要素から成る。RGTは、圧力比の高い航空機転用型を想定し、ガス発生機と出力タービンの間に再燃焼器を挿入する。このサイクルも1350℃級のものを採用する。

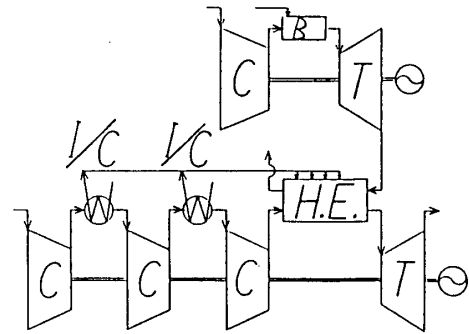


図2 空気ボトミングサイクル (wet型) の構成図

以下のサイクル計算における設定条件を下記に示す。

タービン入口温度 (T)	TIT = 1350℃
同上等価サイクル温度 (T)	Teq = 1150℃
再熱温度 (T)	TRT = 1350 ~ 1127℃
同上等価サイクル温度 (T)	Teq = 1150 ~ 1000℃
圧縮機 断熱効率 (T, B)	$\eta_c = 0.88$
タービン断熱効率 (T, B)	$\eta_T = 0.90$
燃焼器、再燃焼器圧力損失 (T)	$\epsilon_B = 0.03$
熱交換器圧力損失 (T, B)	$\epsilon_R = 0.06$
中間冷却器圧力損失 (B)	$\epsilon_{IC} = 0.05$
熱交換器ピンチポイント (B)	PPR = 30℃
中間冷却器ピンチポイント (B)	PPIC = 25℃
大気条件 (T, B)	15℃ × 1.033 ata
中間冷却器出口空気温度 (B)	TIC = 50℃

T : トッピングサイクル, B : ボトミングサイクル

3. 空気ボトミングサイクル

まず最初に、3段の圧縮機の圧力比の配分を考えてみる。入口空気圧力を P_1 、圧縮空気圧力を P_a 、全圧力比を P_R 、3段の圧力比をそれぞれ P_{R1} 、 P_{R2} 、 P_{R3} とすると、

$$P_R = \frac{P_a}{P_1 \times (1 - \epsilon_{IC})^2}$$

全圧力比に対する1段目の圧縮機の圧力比の配分を X_1 とすると、

$$PR_1 = PR \frac{X_1}{100}$$

2, 3段目の圧力比に対する2段目の圧力比の配分を X_2 とすると、

$$PR_2 = \left(PR \frac{100-X_1}{100} \right) \frac{X_2}{100} = PR \frac{(100-X_1) \times X_2}{100 \times 100}$$

$$PR_3 = \left(PR \frac{100-X_1}{100} \right) \frac{100-X_2}{100} = PR \frac{(100-X_1) \times (100-X_2)}{100 \times 100}$$

また、 A/T の最適化は、 A/T によって変換される有効動力の排気エネルギーに対する割合（転換効率 η_{at} [%]）として表し、それによって評価を行う。 A/T の作動空気量は、排気ガス流量に対する割合で表し、比空気流量 G_a とする。

以下で示される図3～6では、想定したSGTの標準的な排気ガス温度に近い600℃の場合を一例としてあげている。

3段の圧縮機の圧力比の配分による A/T での排気エネルギーの転換効率の様子を図3（dry型）、図4（wet型）に示す。これに示される結果より、 X_2 を決定する。dry型では、 $X_2 = 50$ （2, 3段目の圧力比が等しい）のとき最大値となる。wet型では、 $X_2 = 100$ のときに最大値となり、これは、圧縮機を2段にして、中間冷却器と後部冷却器を備えるシステムにおいて最高転換効率をもつことを示している。尚、この計算では、 $X_2 > 100$ の領域では、 η_{at} はほとんど変化せずほぼ一定値となる。この状態では、2段圧縮機、後部冷

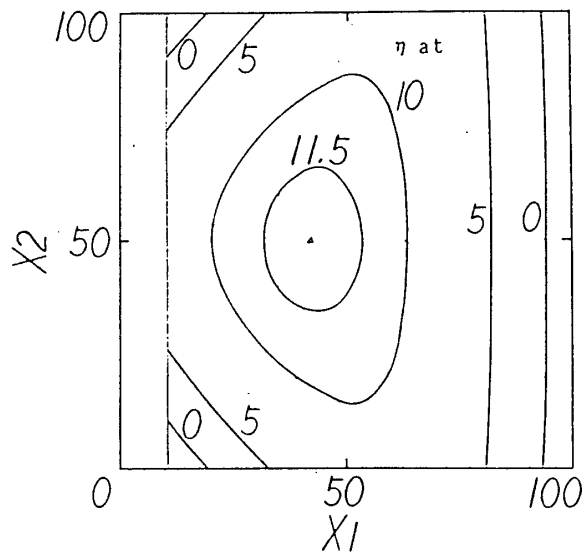


図3 圧力比の配分 (X_1, X_2) による A/T の転換効率 (dry型)

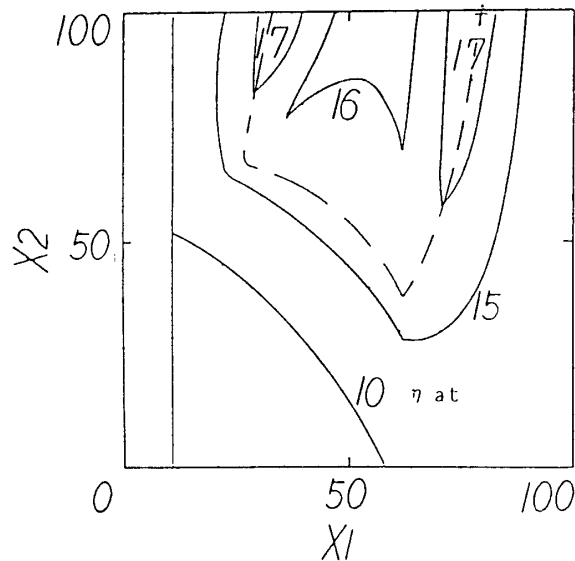


図4 圧力比の配分 (X_1, X_2) による A/T の転換効率 (wet型)

却器の後に膨張タービンを設け、その後熱交換器を設けることを意味し、システムとして優位性はない。図4に示される鎖線は、熱交換器の低・高温側の両側が最小温度差（熱交換器ピンチポイント=30℃）の線であり、排気ガスのエネルギーが最もよく回収される場所であるので、各X2に対しての最大値をもつ。

次に、A/Tの比空気流量Gaと1段目の圧縮機の圧力比の配分X1との関係を図5（dry型）、図6（wet型）に示す。この結果から、GaとX1が決定される。dry型では、X1=42のときに最高転換効率点をもち、比空気流量は、排気ガス流量とほとんど1対1の割合にある。X1, X2, Gaのdry型の最適化には、排気ガス温度（主ガ

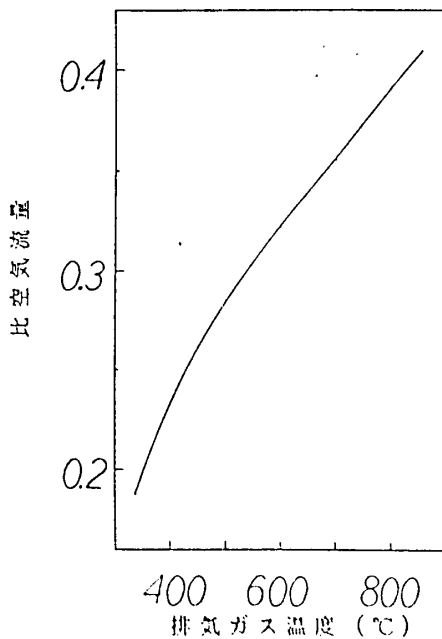


図7 排気ガス温度と比空気流量の関係 (wet型)

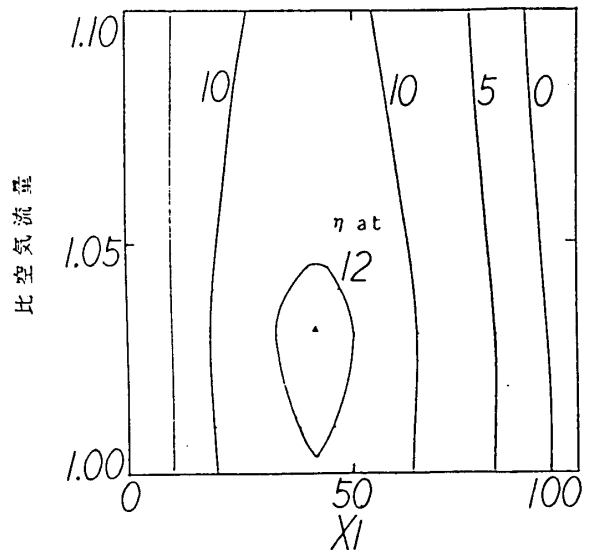


図5 比空気流量と1段目の圧力比の配分によるA/Tの転換効率 (dry型)

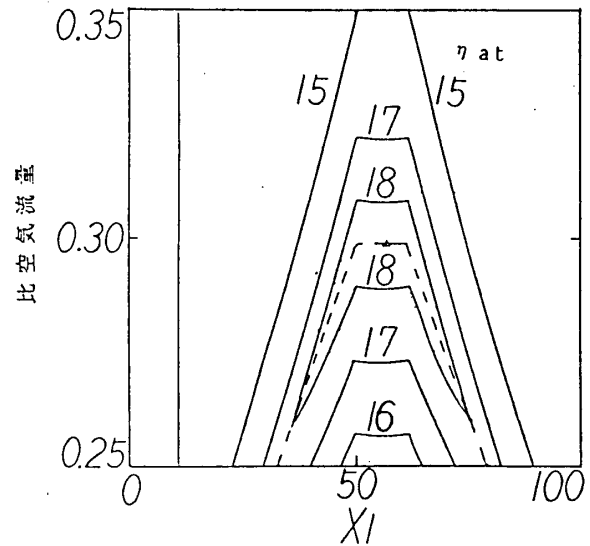


図6 比空気流量と1段目の圧力比の配分によるA/Tの転換効率 (wet型)

スタービン)はほとんど影響しないことが判明した。wet型では、X1=58のときに最高転換効率を得る。また、図7に示されるように、最適比空気流量は、排気ガス温度に大きく影響されるが、排気ガス流量の30~40%で最適な転換効率を得る。これは、dry型と比較してA/Tの設備規模を小さくすることができ、経済性を考えたときに有益であり、wet型にお

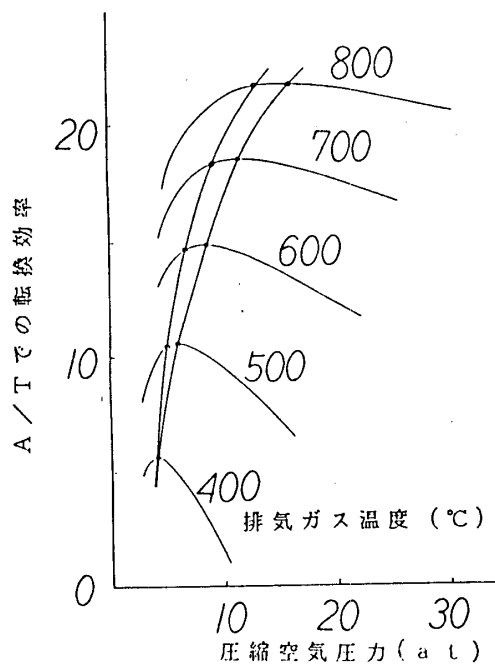


図8 圧縮空気圧力と
A/Tの転換効率の関係
(dry型)

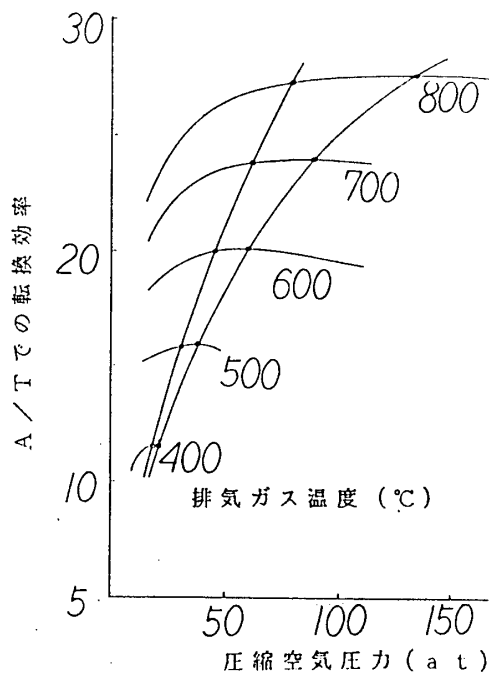


図9 圧縮空気圧力と
A/Tの転換効率の関係
(wet型)

ける注目点の1つである。

以上で示されたdry型, wet型の最適な圧力比の記分, 比空気流量において, 圧縮空気圧力に対するA/Tでの転換効率を排気ガス温度(主ガスタービン)をパラメーターとして, 図8(dry型), 図9(wet型)に示す。これをみると, 排気ガス温度が高くなると共に転換効率も高くなるが, 圧縮空気圧力の影響は少なくなり, 最適な圧縮空気圧力の範囲(図に示される2本の縦線で挟まれる範囲)が広く, その範囲内で任意の選択ができる。この傾向は, wet型で特に顕著に現れている。

4. ブレイトン—ブレイトンサイクル

3. 項で, 最適化されたA/TをSGTとRGTの2つのトッピングサイクルに付加したブレイトン—ブレイトンのコンバインドサイクルのときの熱効率と比出力との関係を図10に示す。

A/Tでは, 排気ガス温度が高いほど, 高い転換効率を得られることから, 両サイクルとも, 高温の排気ガスが得られる低圧力比ほど排気エネルギーの回収が多くなり, 全体の熱効率がよくなる。また, 高圧力比では排気エネルギーの回収による出力の伸びは少ないが, トッピング側の熱効率が高いので全体の熱効率はよくなる。このために, 通常のブレイトン—ランキンのコンバインドサイクル(BR—CC)では, 最適な圧力比の範囲が狭く, その範囲を越えて高圧力比になると熱効率は低下する傾向をもつが, SGT+A/Tのときには, システムの熱効率は平準化し, 広範囲の圧力比

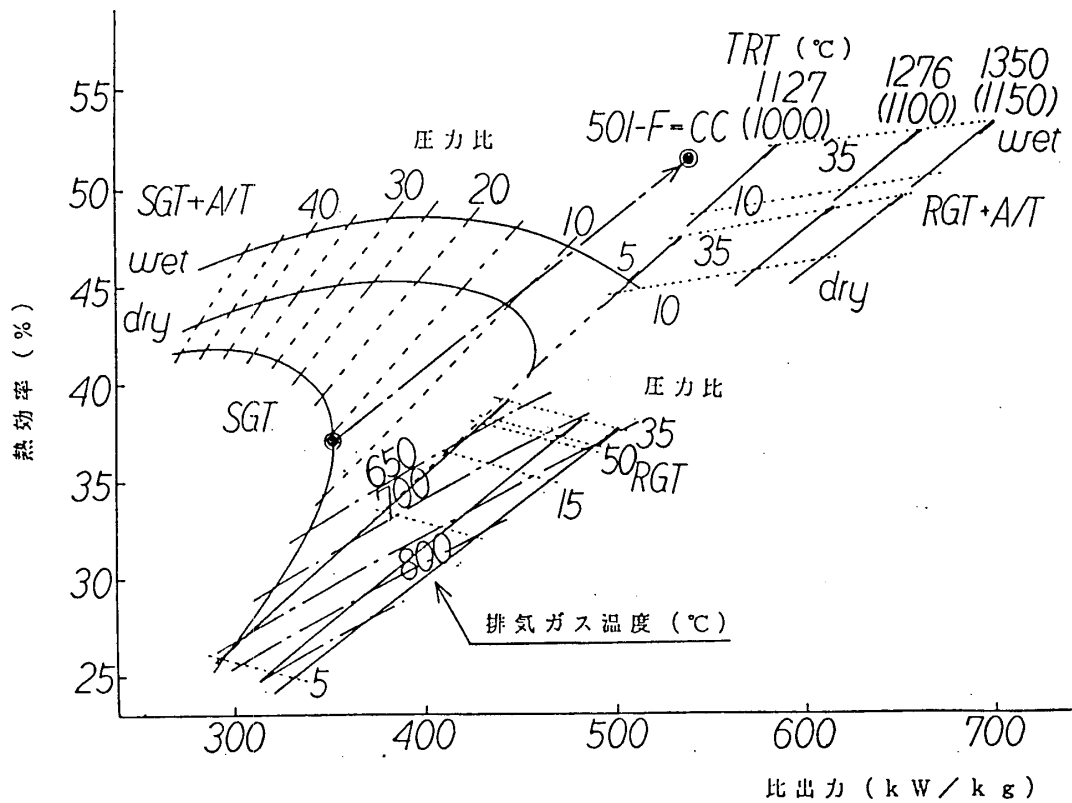


図10 ブレイトン-ブレイトンサイクルの熱効率と比出力の関係

において、最高熱効率付近の値が維持される。

また、RGT+A/Tのときには、A/Tの比出力の増加によって、全体が高出力、高効率に平行移動し、圧力比に対する傾向に変わりはない。

SGT+A/T (dry/wet型)では、SGTの比出力最大点付近(圧力比 10~15)に最適点がある。wet型では、圧力比を下げても排気エネルギーの回収が効率よく行われ、十分に実用範囲にある。

SGT+A/T (dry型)は、比出力、熱効率ともにSGTからBR-CCへの改善率の約50%であり、wet型では、約70%である。このことから、SGTとBR-CCの中間範囲を満たすことが可能であることが分かる。

一方、RGTは、図11 (TRT=1350℃の場合)に示されるようにTRT=1350~1127℃の範囲で、単体のとき、圧力比が35付近で比出力、効率とも

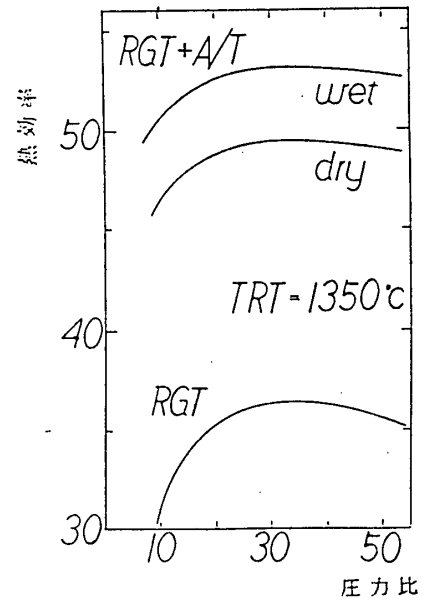


図11 RGTにおける熱効率と圧力比の関係

最大となり、明かな最適点が示される。

これは、A/Tを組み合わせたときでも同じようにこの圧力比で最適点をもつ。

RGTは、再燃焼器を備えているために単体の比出力が大きく、さらに、排気ガス温度が高いので、A/Tの効果が大きくなり、dry型では、BR-CCに迫る効率を示し、wet型では、BR-CCを上回る効率を示す。また、RGTの再熱温度によって、RGT+A/T (wet型)の比出力は約10~15%減少するが、熱効率に与える影響は比較的小さい。

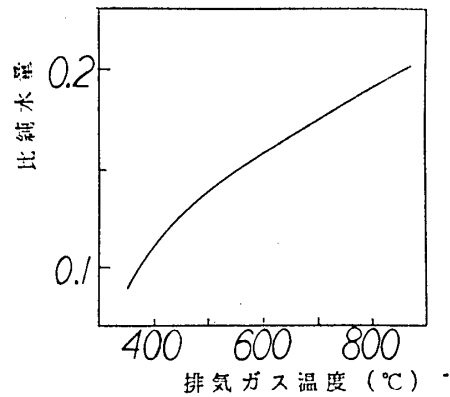


図12 wet型における比純水量と排気ガス温度の関係

図12にwet型を使用した場合に排気ガス温度に対して必要とされる純水の量を比純水量(排気ガス流量に対する注入水量の割合)として示しておく。

5. 結 言

単純/再熱ガスタービンサイクルにおいて、高温の排気ガスのエネルギーを回収する空気ボトミングサイクルのサイクル計算により、このサイクルが有効であることが明らかになった。トッピングサイクルに再熱ガスタービンサイクルを採用すると、dry型では、ブレイトン-ランキンのコンバインドサイクルに匹敵し、wet型では、それ以上の性能が得られた。

単純ガスタービンよりも排気ガス温度が高い再熱ガスタービンの方が排気エネルギーの回収量が多くなり、このシステムにおいては、有効である。

結論として、航空機転用型ガスタービンに再燃焼器を設置し、wet型熱交換器を用いれば、最新鋭のコンバインドサイクルに十分対抗し得る性能が期待できることが明らかになった。

2次元圧縮性N-S数値シミュレーション

*加藤 大 (早大院)
太田 有 (早大・理工)
大田 英輔 (早大・理工)
千葉 薫 (I H I)

1. 緒言

軸流圧縮機動・静翼列の相対運動に基づく非定常問題については、翼列間距離を短縮する目的もあって、後流の内部構造や下流翼列への動的作用等^(1,2)が詳細な流れ場計測や数値解析により多数研究されている。また旋回失速等の低流量非定常問題についても、構造の把握とモデル化^(3,4)に対する実験的研究が蓄積されている。一方、計算機と数値解析法の進歩に伴い、Navier-Stokes方程式による翼列数値解析はこれら非定常現象を大局的に把握する上で不可欠な手段になり^(5,6)、等ピッチ系では3次元干渉⁽⁷⁾までも扱われている。しかし、旋回失速等の多翼間非定常現象になると渦点法⁽⁸⁾や単独翼列のN-S解析⁽⁹⁾があるのみで、未だ発展段階にあるともいえる。

本研究では圧縮機実験と並行してN-S方程式による数値シミュレーションを行い、2次元流れの範囲で翼列系の種々の非定常過程を把握することを目的とする。ここでは低亜音速の等翼間ピッチ動静翼列系の流れについて解析した結果を報告する。空間差分に2次精度中心型TVD法^(10,11)を用い、非定常性を考慮して対角化近似因子化法⁽¹²⁾にNewton反復法を組み合わせ時間積分⁽⁷⁾する手法をとっている。乱流モデルは用いてない。動翼列の静止から定常速度に至る運動が誘導する流れ場を扱い、流出境界に仮想抵抗を配して系の作動点を变化させる。流れの加速過程、後流の形成過程、失速渦の成長等の興味深い様相が得られる。また通常は流入境界条件で規定する入口流入角も翼列の作用により誘導される。一部の結果について実験値と比較しておく。

2. 翼列モデル及び計算格子系

2.1 圧縮機翼列 対象とする動・静翼列の概略を図1に示す。これは関連して製作した過渡実験用小型軸流機(翼先端径130mm, 翼端周速85m/s)の平均径での環状翼列断面を平面展開したものである。実機では動翼枚数12, 静翼枚数15の不等ピッチ翼列であるが、本報告の段階では等ピッチとする。このため、静翼列の弦節比は実機の80%に縮退し、静翼での静圧回復効果は著しく弱められている。

2.2 計算格子系 動静翼間通路各々について解析的手法によりH型計算格子を

生成し、動翼出口・静翼入口境界を1格子重ね合わせる(図1)。静止静翼格子に対し動翼格子を移動させるが、格子移動は一般座標系への変換により反変速度の形で評価される。

動・静翼格子点数は各々 ξ, η 方向151×90, 141×120である。乱流モデルは用いない為、全域で格子間隔を $Re^{-1/2}$ 以下とすべきだが、ここでは流れのせん断の大きい翼面近傍 η 方向と前・後縁近傍のみにこの条件を課す。

3. 基礎方程式及び数値計算法

3.1 基礎方程式 作動流体を空気とし、

比熱比 κ の完全気体の状態方程式を適用する。密度 ρ 、圧力 p 、軸方向・直角距離 x, y 、時間 t 、各方向速度成分 u, v 等は標準状態(0.1MPa, 293K)の圧力 p_n 、密度 ρ_n 、粘性係数 μ_n 、動翼弦長 L 、音速 $a_n = (\rho_n/\rho_n)^{1/2}$ で無次元化されてお

り、計算Reynolds数 $Re = \rho_n a_n L / \mu_n$ である。空間変数 ξ, η 、時間変数 τ として2次元圧縮性N-S方程式は一般座標系で以下の様な保存形式で記述される。

$$Q_\tau + E_\xi + F_\eta = Re^{-1}(R_\xi + S_\eta) \quad (1)$$

ここで加速、対流、粘性・散逸項を表すベクトルは転置形式で以下の様に表される。

$$Q = J^{-1} [\rho, \rho u, \rho v, e]^T \quad (2)$$

$$E = J^{-1} [\rho U, \rho u U + \xi_x p, \rho v U + \xi_y p, (e+p)U - \xi_i p]^T \quad (3)$$

$$F = J^{-1} [\rho V, \rho u V + \eta_x p, \rho v V + \eta_y p, (e+p)V - \eta_i p]^T \quad (4)$$

$$R = J^{-1} [0, \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy}, \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy}, \xi_x r + \xi_y s]^T \quad (5)$$

$$S = J^{-1} [0, \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy}, \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy}, \eta_x r + \eta_y s]^T \quad (6)$$

$$e = p/(\kappa-1) + \rho(u^2 + v^2)/2 \quad (7)$$

メトリックの変換ヤコビアン J 、反変速度(U, V)は以下の様に表される。

$$\tau = t, J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x, U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v, V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v \quad (8)$$

またStokes則、分子熱伝導則を適用すれば各応力成分、消散項は次のようになる。

$$\tau_{xx} = \mu(4u_x - 2v_y)/3, \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu(u_y + v_x), \tau_{yy} = \mu(-2u_x + 4v_y)/3 \quad (9)$$

$$r = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \mu\kappa(\kappa-1)^{-1}Pr^1(p/\rho)_x, s = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + \mu\kappa(\kappa-1)^{-1}Pr^1(p/\rho)_y \quad (10)$$

粘性係数 μ は温度依存性を考慮しSutherland則を用い、Prantl数 $Pr = 0.72$ とする。

3.2 差分法

基本的にPulliamの陰解法⁽¹²⁾を用いる。時間方向を1次前進差分近似し、対角化近似因子化法を適用する。粘性項は陽的に扱う。これら時間精度の

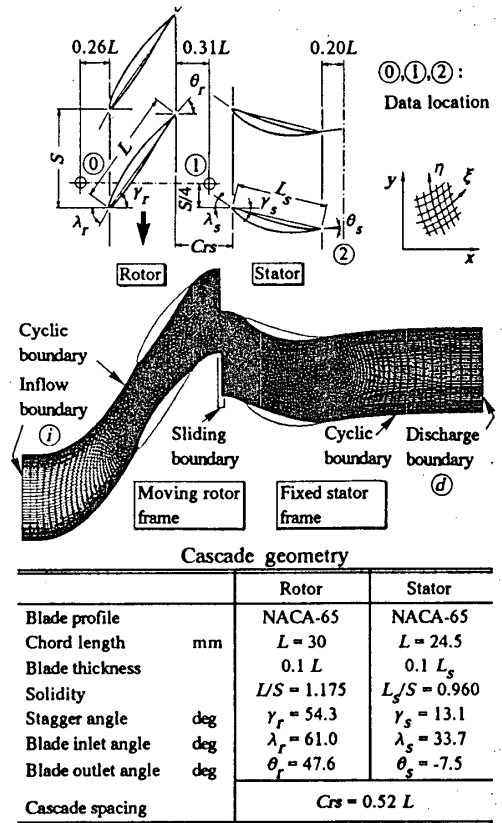


図1 動静翼列系とH型計算格子の形状

低下を補う為Newton反復法を組み合わせ⁽⁷⁾時間積分する。空間方向の離散化には、対流項に2次精度中心型TVD法^(10,11)を用い、粘性項に2次精度中心差分を用いる。式(1)に適用すれば、時間ステップ $(n+1)$ の解 Q^{n+1} の第 $(m+1)$ 回反復修正量 $\Delta Q^m = Q^{m+1} - Q^m$ に対する差分式(11)が得られる。既知解 Q^n を反復の初期値として、

$$(T_E)_{ij}^m \left\{ 1 + h \left[(H_E)_{i+\frac{1}{2},j}^m - (H_E)_{i-\frac{1}{2},j}^m \right] \right\} D_{ij}^m = (Q_{ij}^n - Q_{ij}^m) - h \left[\tilde{E}_{i+\frac{1}{2},j}^m - \tilde{E}_{i-\frac{1}{2},j}^m + \tilde{F}_{ij+\frac{1}{2}}^m - \tilde{F}_{ij-\frac{1}{2}}^m - \text{Re}^{-1} \left(R_{i+\frac{1}{2},j}^m - R_{i-\frac{1}{2},j}^m + S_{ij+\frac{1}{2}}^m - S_{ij-\frac{1}{2}}^m \right) \right] \quad (11)$$

$$D_{ij}^m = (T_E^T T_F)_{i,j}^m [1 + h K_F] (T_E^T)_{i,j}^m \Delta Q_{ij}^m \quad (12)$$

$$K_F = (H_F)_{ij+\frac{1}{2}}^m - (H_F)_{ij-\frac{1}{2}}^m \quad (13)$$

ただし空間刻み、時間刻みを $\Delta \xi = \Delta \eta = 1$, $\Delta \tau = h$ とする。 E のヤコビ行列に関して添字 E を用い、固有値を $(\pi_E)^l$, $(l=1, 2, \dots, 4)$, 固有値行列を Π_E , 固有ベクトル行列を T_E で表す。式(11)左辺の簡略化した人工粘性、及び右辺の数値流束ベクトル \tilde{E} は、

$$(H_E)_{i+\frac{1}{2},j} = \left[(\Pi_E)_{i+1} + (\Omega_E)_{i+\frac{1}{2},j} \right]_j / 2 \quad (14)$$

$$(\Omega_E)_{i+\frac{1}{2},j} D_{i,j} = -\max_l \left[(\pi_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l \right] |D_{i+1,j} - D_{i,j}| \quad (15)$$

$$\tilde{E}_{i+\frac{1}{2},j} = \left[E_i + E_{i+1} + (T_E)_{i+\frac{1}{2}} (\Phi_E)_{i+\frac{1}{2},j} \right]_j / 2 \quad (16)$$

$$(\Phi_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l = -[J^{-1} |\pi_E^l| (\alpha_E^l - q_E^l)]_{i+\frac{1}{2},j} \quad (17)$$

$$(q_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l = \min \text{mod} \left[(\alpha_E)_{i-\frac{1}{2},j}^l, (\alpha_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l \right] + \min \text{mod} \left[(\alpha_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l, (\alpha_E)_{i+\frac{3}{2},j}^l \right] - (\alpha_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l \quad (18)$$

$$(\alpha_E)_{i+\frac{1}{2},j}^l = \left[(T_E^T)_{i+\frac{1}{2}} (Q_{i+1} - Q_i) \right]_j^l \quad (19)$$

H_F, T_F についても F のヤコビ行列に関し添字 F を用い、同様にまとめられる。

3.3 境界条件 図1における各境界での解は、流路側の周期境界(内点と同様に陰的に解く)を除き、陽的に求めるが、各反復毎に内点の解に応じて修正する。

(1) 流入境界 全温度とエントロピを与え、 x 方向Riemann不変量を内点から外挿する。 y 方向流速は内点から1次外挿して定める。

(2) 流出境界 静圧 p_d の上昇を2乗流速に比例させて、次式により定める、

$$p_d^{n+1} = 1 + \zeta (\overline{\rho_d} \overline{u_d} | \overline{u_d} |)^m / 2 \quad (20)$$

$\overline{\rho_d}, \overline{u_d}$ は流出境界の断面平均密度と軸流速、 ζ は圧縮機系の負荷抵抗に相当するパラメータである。エントロピ、 x 方向Riemann不変量、 y 方向流速を内点から外挿する。

(3) 翼面境界 流速は粘着条件により定める。圧力は法線方向の運動方程式から、密度は断熱条件を仮定して定める⁽¹²⁾。前・後縁の特異点では平均操作を施す。

(4) 動・静翼列滑り境界 一般に分割格子系では、流れ場全域の保存則を満たす配慮が必要である。しかし、ここでは低亜音速で不連続面が現れないので、各時刻において対応する相手側格子内点を検索し、解 Q を補間しあって接続させる⁽⁷⁾。

3.4 初期条件と計算条件 標準状態の静止場から、動翼を $(-y)$ 方向に起動させる。動翼列が時刻 $T=10$ で最終速度 $V_b=0.21$ となるように設定する。 T, V_b は各々 L/a_n ,

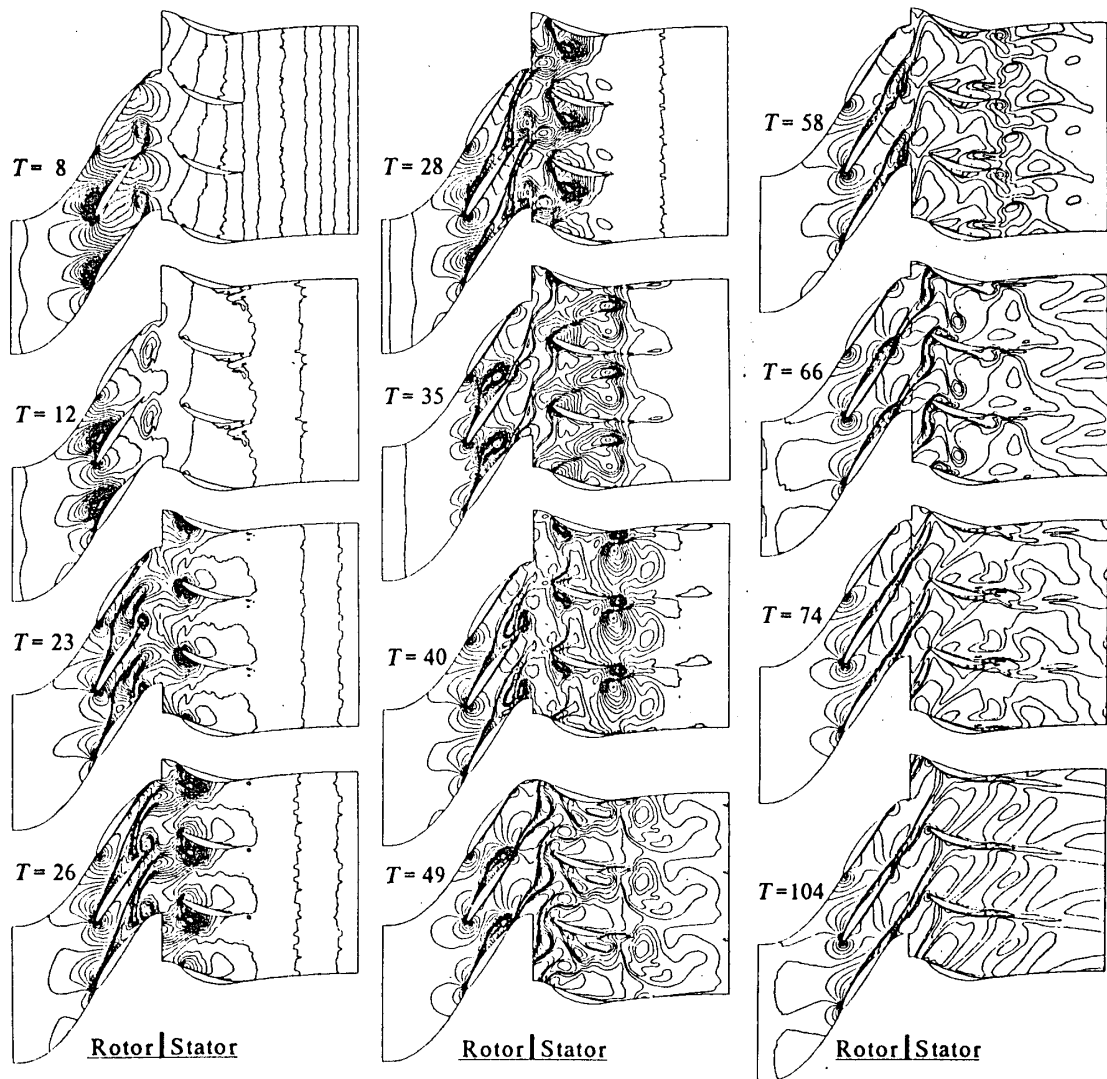


図2 動翼始動から定常作動に至る密度場の変遷 [$0 < T \leq 10$: 動翼加速期間, $10 \leq T$: 等速期間, 負荷係数 $\zeta = 0.05$, 動翼マッハ数 $M_b = 0.18$, 動翼レイノルズ数 $Re_b = 2.5 \times 10^4$, 等密度線間隔 $\rho_n / 1000$]

a_n で無次元化しており, 最終速度は実機12000rpmでの平均径周速に相当する. 時間刻み幅 $h = 4 \times 10^{-4}$ 一定 (最大Courant数約4.2)とし, 動翼を約10000ステップで1ピッチ移動させる. 負荷抵抗係数 ζ は一定値に設定しておく. また $Re = 1.2 \times 10^5$ とした.

4. 動翼始動後の流れ場の変遷

4.1 始動過程のフローパターン

図2に代表的時刻の瞬時密度場を示す. 等密度線間隔は標準密度の0.1%である. $T=8$ にて, 加速動翼の後縁から始動渦が放出するとともに, 負圧面前縁に剥離渦が成長する. $T=12$ では放出渦が静翼域へ移流している. $T=23$ にて, $T=8$ の剥離渦が移流し第2の後縁渦を誘起している. $T=26-28$ にかけて静翼域流れ場が形成しつつあり, 静翼背面で生成した剥離渦が翼間を横切りつつ下流へ移動している. 動翼剥離渦は後縁渦と合体し, $T=35$ にて後流を形成するが第2の剥離渦により分断される. 干渉した後, $T=49$ 以降明確な後流が持続する. 主流

が発達し、迎角が減少するにつれ、蛇行した後流は $T=104$ で見られる様な直線的形態をとる。この最終状態では動翼後流が静翼により周期的分断され静翼内に規則的移流形態が存在する。なお格子が粗な為、剥離域が大きい等の層流的傾向も認められる。

4. 2 圧力・流量特性 図3は流入①, 流出②境界で断面平均をとった流量係数 $\phi = \bar{c}_x / V_b$, 全圧上昇係数 $\psi_{T-T} = (\bar{p}_{Td} - \bar{p}_{Ti}) / V_b^2$ の時間軌跡である。

$c_x, p_T, (\bar{\quad})$ は各々軸流速, 全圧, 断面平均量を示す。 $\zeta = 0.05$ で動翼始動後, 最終状態Iに至る。IIは $\zeta = 0.5$ にステップ変化させた後の最終状態で, その後VIに至る軌跡は $\zeta = 2.5$ まで絞った失速状態での瞬時作動点の過渡的変遷である(5. 2 参照)。

後流が形成され始める時刻 $T=49$ までの流量増加は比較的速いが, 定常運転状態に近づくに従って, 作動点は $(\phi - \psi_{T-T})$ 面で右回りの循環経路を描きながら緩慢にIへ漸近する。この変動周期は動翼通過周期に一致し, 動翼通過と動翼後流と静翼との干渉・分断の周期が一致することに対応している⁽¹³⁾。不等ピッチ系では, 両者の周期がずれ, 振幅は減少すると思われる。I, IIの定常特性は実機特性と類似するが, ϕ, ψ_{T-T} 共に過小となっている。流れの3次元性, ピッチ比の不一致もあるが, 格子間隔が十

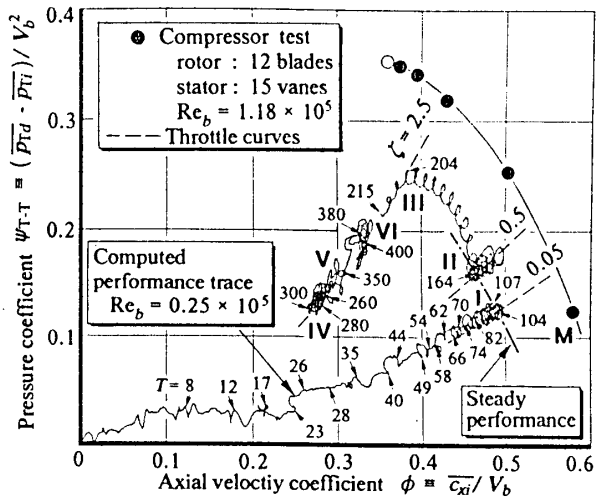


図3 圧力・流量特性および実験値との比較

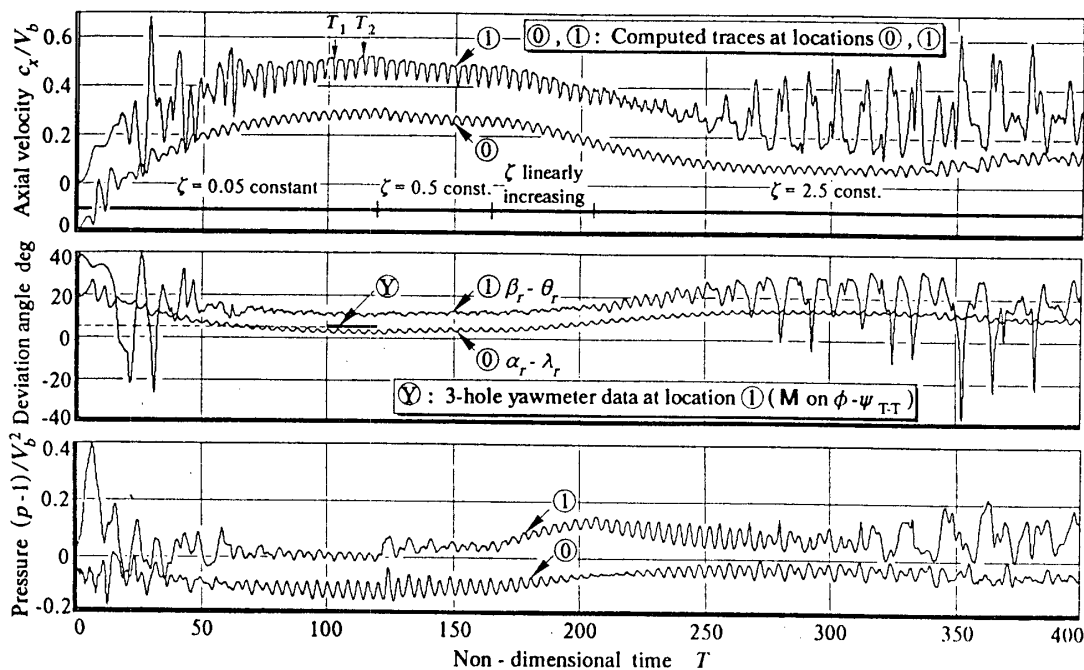


図4 動翼列上・下流静止系観測点①, ②における軸流速, 流れの偏角, 静圧の時間変化

分小さくないため層流的となって背面剥離が強く生じたことにも因ると考えられる。

4.3 動翼観測点での変動 図4に動翼上・下流の静止系観測点①, ②(図1)での軸流速, 流れの偏角, 静圧の時間変化を示す。ここで偏角は動翼相対流入・流出角 α_r, β_r と幾何的翼入・出口角 θ_r, γ_r との差。T=165以後の失速過程は後述することにし, ここでは始動過程に着目する。T=7付近で動翼の急加速に伴う圧縮波の通過が大振幅圧力変動として, T=20-50では後縁放出渦の通過

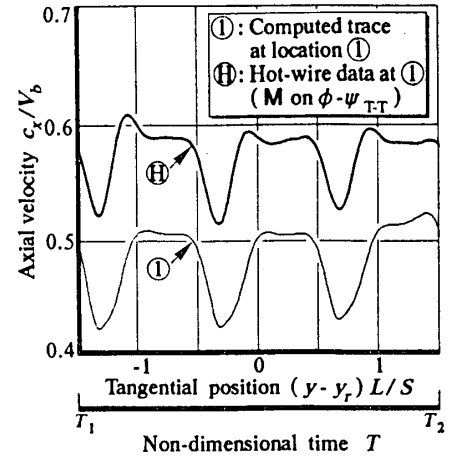


図5 動翼下流観測点①での翼後流形状

が振幅の大きな軸流速と偏角の変動として①で観測される。上流側の過渡変動は下流程顕著には現れていない。T=100以降の最終状態では定常的に形成された動翼後流が周期的に観測点を通過するようになり, 下流観測点での軸流速変動は周期的になる。図5に軸流速の計測値との比較を示すが, 形状は非常によく似ている。しかし前述した様に剥離が過大なため後流幅は広く, 平均レベルも計測値よりかなり小さい。また, 下流の偏角も計測値(図4併記)に比べ大きく, これらは今後の改善点としたい。

4.4 流れの加速に伴う渦系の挙動 図6の動翼相対速度場には, 動翼の運動に

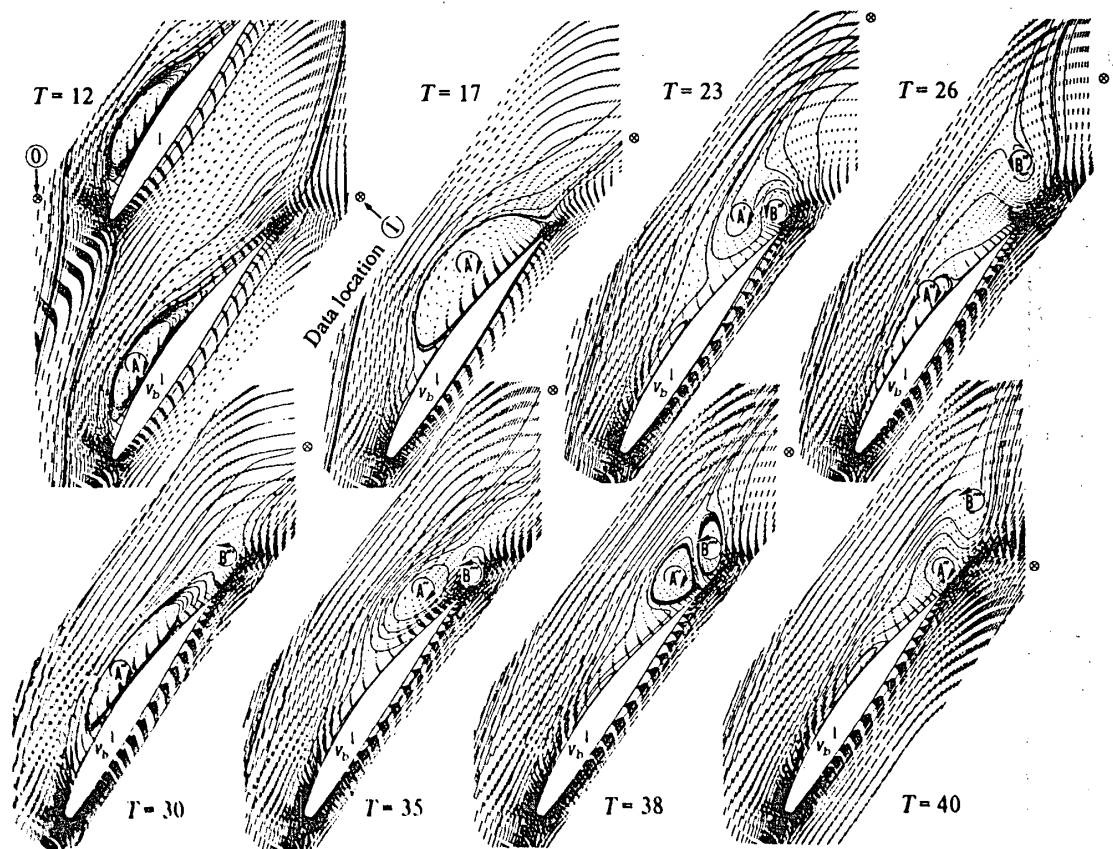


図6 動翼列始動流れにおける瞬時相対速度場と渦系の挙動 [$M_b = 0.18, Re_b = 2.5 \times 10^4, \zeta = 0.05$]

より成長離脱する負圧面剥離渦 A と後縁渦 B の干渉 (第 1, 第 2 パターン) を示す. なお図中には代表的な瞬時流線を併記してある. これらの渦系の干渉は急激な加速を終え等速過程に移行した動翼に流れが追随するため起こる現象である.

$T=12$ で負圧面前縁に発生した剥離渦 A' は, $T=17$ で後縁まで移流, 強い逆流域を作り後縁渦 B'' の発生を促す. $T=23$ にて A' , B'' は双子渦を形成する. また, 第 2 の剥離渦 A'' が A' よりも後縁側で発生しており, 付着流が前縁側から形成されることが分かる. A' は $T=26$ にて B'' に吸収されるが, 図 2 では温度の対流が弓状の痕跡として記録されている. その後, 移流した A'' に駆動され発達した B''' は, 後縁負圧面に強い逆流域を作り, 再度 A'' を離脱させ双子渦を形成する ($T=26$). 主流が発達しているので $T=40$ で A'' は B''' と後縁の間に入り配列され, 後流の基本形状が形成される. なお, 図中の観測点 ① と放出渦の関係から図 4 の軸流速の急増減が理解できる.

5. 負荷抵抗による流れ場の変化

5.1 定常流れ場

本計算では流出境界に式(20)の形で負荷抵抗を与え, 図 4 に併記した手順で ζ を変化させることで図 3 の I \rightarrow VI の作動点変化を得ている. これらの状態での動翼相対流れ場と密度場を図 7 に示す. I, II は各々の設定負荷での定

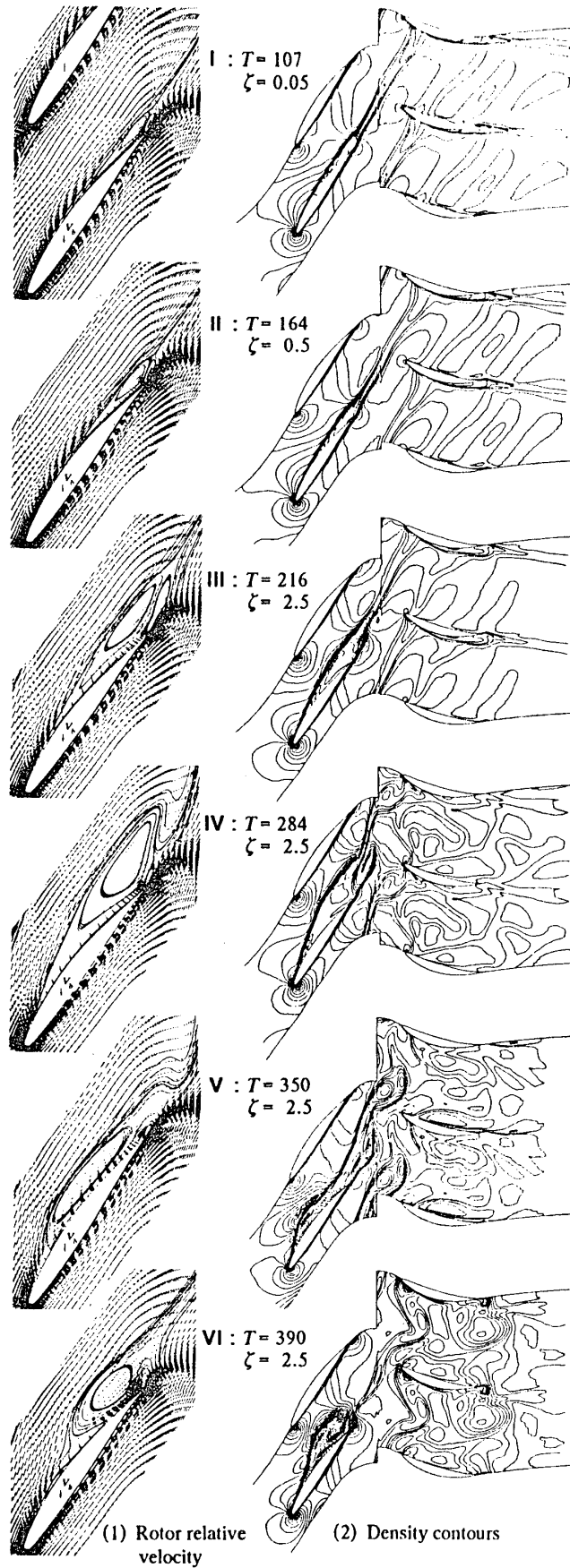


図 7 負荷増加による定常流れ場の変化と失速流れ場

常作動状態で、剥離域の拡大を除き両者の流れ場に質的变化はない。動翼背面剥離渦と後縁渦とが付着対になり後縁に停滞している。剥離が大きく発生しているため後流は一度収縮した形状となる。静翼間通路には分断された動翼後流が規則的に移流する。

5. 2 失速過程の流れ場 IIから連続的に $\zeta=2.5$ まで増加させると、瞬時作動点はIIIを経て循環的な経路を描きながら負荷抵抗曲線に沿って失速する。IVに至り一時停留した後、 ϕ, ψ_{T-T} 共に不規則に増加する(V, VI)。IIIでは剥離域が急激に増加し後流収縮も顕著となるが、剥離渦、後縁渦は後縁に付着し静的状態が維持される。IVでは剥離がさらに増大すると共に、後縁渦が周期的に放出するパターンに変遷する。動翼後流は蛇行し、静翼間流路は動翼放出渦の移流によりかなり乱れた様相を呈する。図4でも、動翼下流観測点①にて放出渦の周期的通過が記録されており、 $T=240$ 付近にて静的な状況から大振幅の動的な変化へ遷移している。この後、動翼後縁渦により付着剥離渦が離脱し、V, VIでは始動過程に似た負圧面剥離と後縁渦との干渉パターンが現れる。瞬時作動点Vでは剥離渦が翼面上を下流へと移行しており、VIでは双子渦の形成がみられる。この過程では、一時的に動翼後流が形成され負圧面剥離渦と干渉して分断される状態が繰り返されている。本報告での最終状態VIの後の系の作動点やフローパターンの変化については改めて報告したいが、再び失速傾向を強めてIVの状態に再度戻り、IV \leftrightarrow VI間でループが形成されることが期待される。

6. 結 論

等ピッチ動静翼列系の2次元流れに対し、対角化近似因子化法にNewton反復とTVD差分を導入し圧縮性N-S解析を行った。動翼の運動が流れを誘導する始動過程、負荷抵抗増加による作動点変遷、失速域の過渡流れ等の系全特性の把握を試みた。始動時の渦系の挙動や後流形成の機構を可視化し、また、系作動点軌跡が定常作動に近づくに従い等ピッチに因る小振幅の循環的経路を描くことも示した。失速域では静的剥離状態を経て渦干渉・放出を伴う動的状態へ遷移する過程を得たが、失速特性の全容に関しては今後の計算結果を基に検討したい。全体特性や動翼後流は定性的に実験値とよく対応するが、定量的な差は大きい。剥離渦の層流的傾向が未だ強いと思われる。今後格子の細密化など改善を図る。多段/不等ピッチ系への拡張も期待できる。

文 献

- (1) Gallus, H.E. and Hoenen, H., *Proc. 1983 TOKYO Int. Gas Turbine Congress* (1983), 531.
- (2) Poensgen, C. and Gallus, H.E., *ASME Paper*, 90-GT-21 (1990).
- (3) Cumpsty, N.A. and Greitzer, E.M., *J. Eng. Power, Trans. ASME*, 104-1 (1982), 170.
- (4) Jackson, A.D., *J. Turbomachinery, Trans. ASME*, 109-4 (1987), 492.
- (5) Gundy-Burlet, K.L. and et al, *J. Turbomachinery, Trans. ASME*, 113-2 (1991), 227.
- (6) Yamamoto, S. and et al, *Proc. 1991 YOKOHAMA Int. Gas Turbine Congress* (1991), II-1.
- (7) Rai, M.M., *AIAA Paper*, 87-2078 (1987).
- (8) Nishizawa, T. and Takata, H., *Proc. 1991 YOKOHAMA Int. Gas Turbine Congress* (1991), I-49.
- (9) Davoudzadeh, F. and et al, *AIAA Journal*, 28-3 (1990), 492.
- (10) Yee, H.C., *NASA Tech. Memo*, 89464 (1987).
- (11) Takakura, Y. and et al, *AIAA Paper*, 87-1151 (1987).
- (12) Pulliam, T.H., *Notes for COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS USER'S WORKSHOP*, The University of Tennessee Space Institute, (1984).
- (13) Stauter, R.P. and et al, *J. Turbomachinery, Trans. ASME*, 113-2 (1991), 219.

* 山根 敬 (航空宇宙技術研究所)
長島 利夫 (東京大学工学部)

1 緒言

遠心系タービンの特徴は、3次元的に複雑な流路形状と回転系での半径方向流動による強い相対力の作用である。流れは入口で半径方向に流入し、 90° 転向して軸方向に流出する。また、翼形状は2次元翼型を単純に積み重ねた形ではなく、さらに強度上の問題からインペラー出口では翼の付け根が非常に厚く設計されている。小型のラジアルタービンについては軸流タービンよりも高回転であるために、遠心力、コリオリ力の効果も強くなり、複雑な流路形状によりそれらの力が流れに作用する強さと向きが流路位置によって変化する。また、軸流タービンと比べ極端にアスペクト比の低い流路形状は粘性による影響を強く受けると考えられる。

したがってラジアルタービンの流れ場は複雑になることが予想されるが、その中でも特徴的なものの1つとして流路断面内に形成される渦(流路渦)があげられる[1]。また筆者らが行った、中心差分に基づく陰解法コード[2]を用いた3次元粘性数値解析によっても、この流路渦をとらえることに成功し、このような3次元的な流れのために翼面の流速分布から圧力分布を類推することができないことを明らかにした[3][4]。

その後、TVDスキームに基づく数値解析コードを開発し、ラジアルタービンの流れ場の解析に適用した。その結果、流路渦を同様にとらえることができたが、境界層内部の流れの向きなど細部には数値解析手法による相違点が現れた。さらに翼端隙間の影響、 $q-\omega$ 乱流モデルによる乱流計算も行い、それ

らの結果を相互比較した。

2 数値解析手法

開発した数値解析コードはChakravarthy-OsherのTVD法に基づいているが、計算の安定性を向上させるために、流束制限関数にminmodにかえてdifferentiable limiter [5]を適用した。時間積分にはLU-ADI法を用いた。

翼端隙間を考慮した計算では、翼端形状を厳密に取り扱うことはせずに、翼端から10格子点ぶんを周期境界として扱い、翼の圧力面と負圧面を接続することで簡単に取り扱った。

乱流計算では、2方程式モデルの1つである $q-\omega$ モデルを適用した。翼列流れの解析には、これまでBaldwin-Lomaxの代数モデルが多く用いられており、2方程式モデルの適用例はあまり多くない。しかし代数モデルで対応できる流れ場には限界があり、これからは輸送方程式モデルの使用例が増えてくるものと考え、 $q-\omega$ モデルによる乱流解析を試みた。

3 数値解析結果

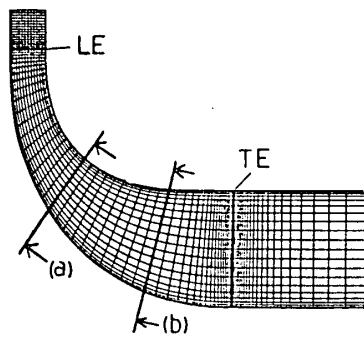
3.1 計算モデル

数値解析は2つのタービンモデルに対して行った。いずれも低温の空気源を用いた実験が報告されているものである[6][7]。計算条件もこれらの実験条件に合わせた。表1に主な諸元と計算条件を示す。

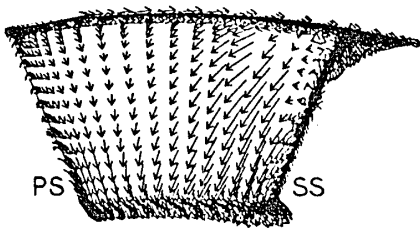
この2つのモデルについて、層流粘性計算、乱流粘性計算、翼端隙間を考慮した層流粘性計算を行った。

	モデル1	モデル2
インペラー入口直径,mm	150.4	180.0
インペラー出口直径,mm	94.4	140.0
インペラー出口ボス比	0.484	0.379
翼枚数	12	14
入口全温,K	322.2	404.0
入口全圧,Pa	1.292×10^5	1.959×10^5
回転数,rpm	33260	27700
圧力比	3.05	2.0
入口絶対流れ角,deg	75	76
設計点流量,kg/s	0.3054	1.068

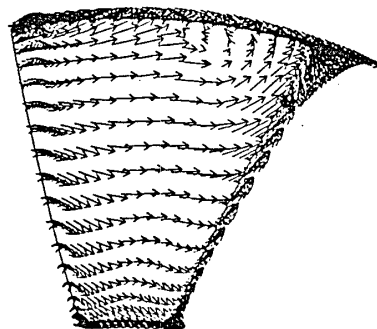
表1 計算モデルの主要諸元



計算格子 (子午面)

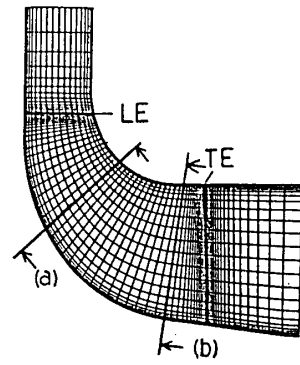


断面 (a)

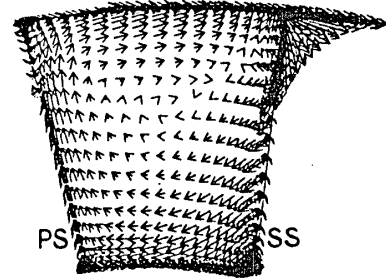


断面 (b)

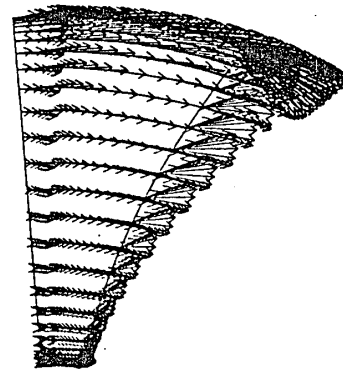
図1 モデル1の2次流れ



計算格子 (子午面)



断面 (a)



断面 (b)

図2 モデル2の2次流れ

3.2 流路渦

前述の流路渦はいずれのモデルの計算でも現れ、今回の TVD コードによる結果と中心差分コードの結果は一致している。しかし流路渦の現れ方にはモデルにより特徴がある。モデル1では(図1)インペラー後半部において、圧力面では下向きの、負圧面では上向きの2次流れが存在し、全体として回転方向と同じ向き(図では反時計回り)の渦を断面内に形成しているのに対して(断面(b))、モデル2につ

いては(図2)逆向きの流路渦が前縁と後縁の間あたり(断面(a))で現れている。

これら2つの異なる向きの流路渦の成因は、次のように考えられる。まずモデル2の時計回り(即ちインペラーの回転と逆方向)の流路渦は、インペラーに流入する流れは静止系から観測すれば回転成分を持たないが、インペラー上の相対回転座標から見れば回転と逆の相対渦成分を垂直面内に持つことになり、流れが半径方向から軸方向へ向きを変えるにつれこの相対渦が流路断面内に現れたためと考えられる。モデル1では前縁でのインシデンスが大きく、翼間に速度分布が存在したために、相対渦を打ち消して、この第1の流路渦は現れなかったと推定される。一方モデル1にのみ現れた流路渦は翼面の静圧分布に起因すると推定される。翼面等圧線図(図3)を見ると、インペラー後半部では圧力面はShroudの静圧がHubより大きく、負圧面では逆である。この圧力勾配はモデル1に現れた流路渦の方向に一致す

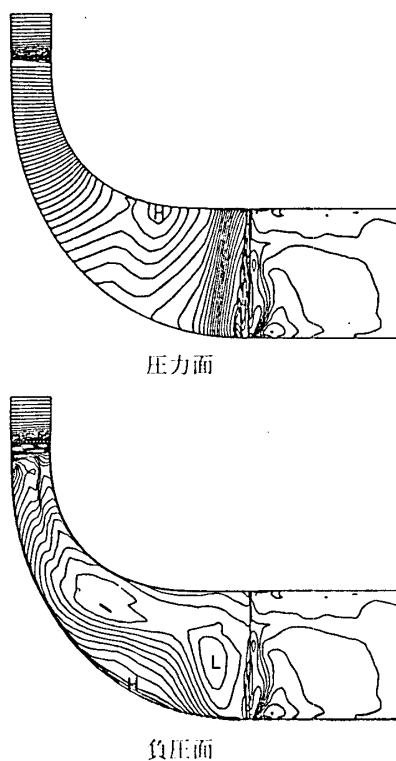


図3 モデル1の翼面静圧分布

る。そしてモデル2ではこの圧力勾配が相対渦による流路渦を打ち消すのに寄与したと考えられる。

3.3 翼面オイルフローによる各計算結果の比較

モデル1について、翼面から1つ離れた格子点での相対速度をもとに流跡線を描いたのが図4で、翼面オイルフローを模擬している。中心差分計算の結果(a)では、前述の流路渦を反映して翼後半部で負圧面では主流に対して上向き、圧力面では下向きとなっている。また静止しているShroud壁に引きずられた流れが負圧面の翼端にぶつかってHub方向に向かい、上向きの流跡線とぶつかって限界流線を形成している。一方、TVDコードによる層流計算では(b)、限界流線の位置が中心差分結果よりも翼端から離れ、また圧力面では流跡線の方向が流路渦を反映していない。

この違いを流路断面の速度ベクトルで比較したのが図5で、圧力面の境界層内の速度ベクトルの向きが中心差分コードによる計算ではほぼ境界層外のベクトルと一致しているのに対して、TVDコードではベクトルがねじれて上向きになっている。プログラム上2つのコードの違いは、中心差分コードで用いている人工粘性項のみであり、速度勾配の大きい境界層で人工粘性が何らかの影響を及ぼしていると思われる。

TVDコードで $q-\omega$ 乱流モデルを適用した乱流計算によるオイルフローが図4(c)で、負圧面の限界流線が層流計算よりもかなりShroudに近づいている点が大きな違いである。また層流計算で翼スパンの1%の翼端隙間を考慮したのが図4(d)で、翼後半部ではShroud壁に沿う流れが隙間を通して翼負圧面から圧力面に通り返るために、限界流線が途中で消えている。

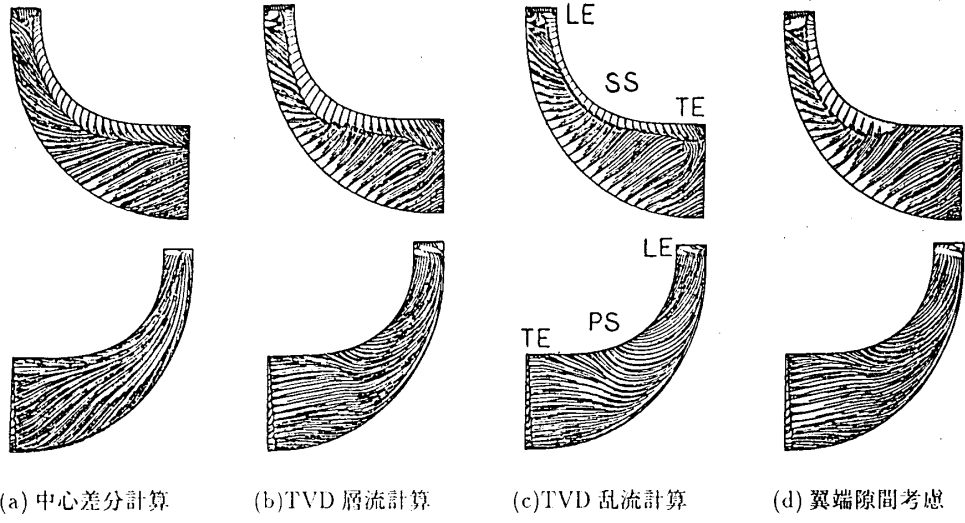


図4 オイルフローによる計算結果の比較
(上：负压面、下：圧力面)

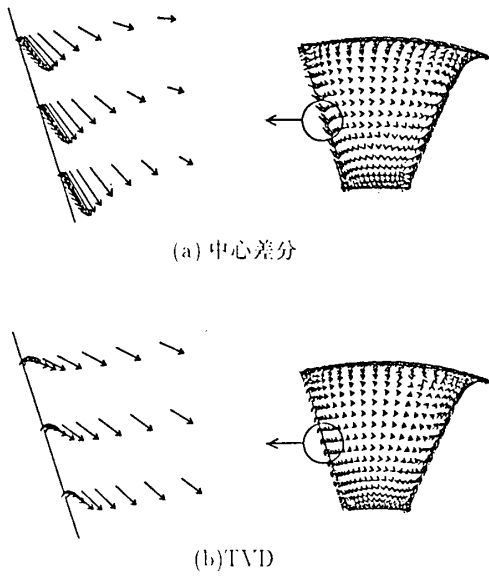


図5 境界層内の速度ベクトルの比較

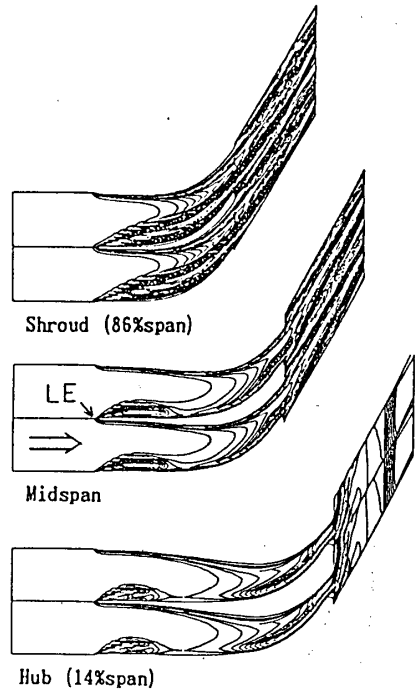


図6 モデル2の乱流粘性係数分布
(Blade-to-blade 断面)

3.4 乱れの分布

翼列の数値解析で多く使われてきた Baldwin-Lomax 乱流モデルは、計算量が少なくすむメリットはあるが、内部流のように四方を固体壁に囲まれた流れ場では壁面から垂直な方向に計算する長さ y^+ をどの壁から求めるのが適当か不明確で、乱れの影響が流路中央にまで及ぶような流れには適用できない。

今回の $q-\omega$ モデルを用いた計算では、現状ではその成否を確かめるには到っていないが、モデル 2 の計算で乱れ分布が流路中央にまで発達する結果が得られた。図 6 は Blade-to-blade 断面での乱流粘性係数の等高線図であるが、前縁から翼前半部までは値の大きい部分は翼回りに限られているが、後半部では流路中央にまで広がっている。このように乱れが 3 次元的な広がりを持つ流れ場では、既存の代数モデルでは対応できず輸送方程式モデルの方が有利である。

4 まとめ

TVD スキームに基づく数値解析コードを用いてラジアルタービンの流れ場の解析を行い、これまでに行った中心差分コードによる解析結果と同様に流路渦などの特徴的な流れの現象を捕らえることができた。しかし境界層内の流れは両者に相違点が現れ、人工粘性の影響が疑われる。

$q-\omega$ 乱流モデルを用いた計算では、乱流粘性係数が翼表面のみならず流路中央でも大きくなり、乱れの 3 次元的な分布が見られた。

参考文献

- [1] Matsuo,E. Imakiire,K. Matsudaira,N. : "Development of High Performance Radial Turbine Blade", 87-TOKYO-IGTC-106, Proc. 1987 Tokyo International Gas Turbine Congress
- [2] Nozaki,O. Nakahashi,K. Tamura,A. : "Numerical Analysis of Three Dimensional Cascade Flow by Solving Navier-Stokes Equations", 87-TOKYO-IGTC-43
- [3] Yamaue,T. Nagashima,T. : "A Numerical Study on Three Dimensional Viscous Flows of a Radial Inflow Turbine", Proc. 10th ISABE, 1991
- [4] Yamaue,T. Nagashima,T. Matsuo,E. : "Numerical Prediction of Radial Turbine Performance for an Advanced Small Turbocharger", 91-YOKOHAMA-IGTC-62
- [5] Van Leer,B. : "Flux-Vector Splitting for the Euler Equations", Lecture Note in Physics Vol.170, 1982
- [6] McLallin,K. Haas,J. : "Experimental Performance and Analysis of 15.01-Centimeter-Tip-Diameter, Radial-Inflow Turbine With Work Factor of 1.126 and Thick Blading", NASA TP-1730
- [7] Higashimori,H. Matsuo,E. Noda,M. : "Flow Study in Radial Impellers Using a Laser Velocimeter", 87-TOKYO-IGTC-2

デバシス ビスワス 東芝総合研究所
 福山 佳孝 東芝総合研究所
 荒木 達雄 武蔵工業大学

1. 序論

本報では改良型低レイノルズ数バージョン k-ε 乱流モデル⁽¹⁾による境界層解析結果と実験データの比較を行い改良モデルの有効性をより現実に近い場合に付いて評価する。まずゼロ圧力勾配下の発達した乱流域に於ける境界層内乱流諸量の分布を Patel⁽²⁾の実験データに従って比較する。次に少し複雑な系、Blair と Werle⁽³⁾により実験が行なわれた正圧力勾配下の境界層遷移と熱伝達の問題にモデルを適用し比較を試みる。最後に現実の問題としてガスタービン翼外面熱伝達率分布の予測を試みる。ガスタービン翼周りでは流れ場の大部分は比較的低いレイノルズ数に支配され境界層は急激な加減速を受ける。よって低レイノルズ数バージョン k-ε 乱流モデルによる層流と乱流の中間的な流れの予測に非常に大きな期待が寄せられるテーマである。このガスタービン翼外面熱伝達率分布の予測解析には2つのケースを選定した。一つは Daniels と Browne⁽⁴⁾の動翼翼列試験結果、もう一つは Hylton, Mihelc による C3X 静翼翼列試験結果⁽⁵⁾で、主流レイノルズ数と主流乱れ度の熱伝達率分布に対する影響及びモデルによる結果の相違を評価する。

2. 解析モデル

数値解析手法と使用した乱流モデルの詳細は前報⁽¹⁾と同様であるので省略する。比較計算には Launder-Sharma モデル (以下 LS)⁽⁶⁾、Iam-Bremhorst モデル (以下 LB)⁽⁷⁾、Nagano-Tagawa モデル (以下 NT)⁽⁸⁾、Kasagi-Sikasono モデル (以下 KS)⁽⁹⁾の4種類のモデルを使用した。

本報では熱伝達を解析するためエネルギー式を解く。エネルギー式は次のように書ける。

$$\rho U \frac{\partial H}{\partial x} + \rho V \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{k}{c} \frac{\partial h}{\partial y} - \rho h' v' \right] + U \left(-\rho u' v' \right) + \left[\mu \left(\frac{\partial U^2}{\partial y} \right) \right] \quad (1)$$

ここで、H は全エンタルピ、 $H = h + U^2 / 2$ 、h は静エンタルピである。又、k

は熱伝導率、 c は比熱、 x が流れ方向、 y が境界層厚さ方向の座標で、それぞれの方向の速度成分が U 、 V である。変動成分の相関項は次のように定義する。

$$-\rho u'v' = \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$-\rho h'v' = \mu_t / Pr_t \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right) \quad (3)$$

ここで μ_t は乱流粘性係数、 Pr_t は乱流プラントル数であり $Kays - Crawford$ のモデルを使用して次のように与えた。

$$Pr_t = \left[\frac{1 + \alpha c Pe_t}{2 + (c Pe_t)^2 \{1 - \exp(-\alpha / c Pe_t)\}} \right]^{-1} \quad (4)$$

$$\text{乱流ベクレ数: } Pe_t = (e_w / \nu) \quad (5); \quad e_w = \mu_t / \rho \quad (6)$$

$$\alpha = PR T \quad (7) \quad PR T \text{ は乱流プラントル数 } Pr_t$$

の主流への漸近値であり今回は 0.87 を使用した。 α は定数で 0.2 である。

エネルギー式の境界条件として壁では壁温度 T_w を主流では主流温度 T_e を実験条件に合わせて規定した。熱伝達率 h_o は壁面での熱流束 q_w を使用して次式で定義する。

$$h_o = q_w / (T_w - T_e) \quad (8)$$

$k-\epsilon$ モデルに使用される 5 つの経験定数、 C_μ 、 $C_{\epsilon 1}$ 、 $C_{\epsilon 2}$ 、 σ_k 、 σ_ϵ の値を表 1 に示す。低レイノルズ数バージョンでは壁近傍など低レイノルズ効果を与える為に標準 $k-\epsilon$ モデルに加えて関数 (f_μ 、 f_1 、 f_2) を使用する。上記異なったモデルに於いて関数の形は異なっても関数を使用する目的は同様である。関数型、方程式の付加項 (D 、 E)、 ϵ の壁面境界条件も表 1 に示す。

表 1 各種 $k-\epsilon$ 乱流モデルの定数値及びモデル関数

Model	C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ	f_μ	f_1	f_2	D	E	$\epsilon_w - B.C.$
L-S	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	$\exp\left[\frac{-3.4}{(1+R_f/50)^2}\right]$	1.0	$1-0.3\exp(-R_f^2)$	$2\nu\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right)^2$	$2\nu\epsilon\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right)^2$	0
L-B	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	$\frac{[1-\exp(-0.016R_f)]^2}{x(1+\frac{19.5}{R_f})}$	$1+(0.05/f_\mu)^3$	$1-\exp(-R_f^2)$	0	0	$\frac{\partial \epsilon}{\partial y} = 0$
N-T	0.09	1.45	1.90	1.4	1.3	$\frac{[1-\exp(-\frac{y^+}{26})]^2}{x(1+\frac{4.1}{R_f^{0.75}})}$	1.0	$[1-0.3\exp(-\frac{R_f^2}{6.5})]$ $x[1-\exp(-\frac{y^+}{6})]^2$	0	0	$\nu\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}$
K-S	0.09	1.32	1.80	1.4	1.3	$[1+(\frac{13.5}{R_f})\exp(-R_f^{0.25})]$ $x[1-\exp(-\frac{R_e}{150})-(\frac{R_e}{25})^2]$	1.0	$[1-2/9\exp(-\frac{R_f}{6})]^2]$ $x[1-\exp(-\frac{R_e}{3.7})]^2$	0	0	$\nu\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}$
Present	0.09	1.46	1.90	1.4	1.3	$\frac{[1-\exp(-\frac{R_f}{150})]}{x(1+\frac{18.5}{R_f})}$	$1+0.3\exp(-\frac{R_f}{50})^2$	$[1-0.3\exp(-\frac{R_f}{6.5})]$ $x[1-\exp(-\frac{R_f}{10})]$	0	0	$\frac{\partial \epsilon}{\partial y} = 0$

$$R_f = \frac{k^2}{\nu \epsilon}; \quad R_y = \frac{\sqrt{k} y}{\nu}; \quad y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu}; \quad R_e = y / (\nu^2 / \epsilon)^{0.25}$$

3. 解析結果と検討

3.1 ゼロ圧力勾配下の発達した乱流境界層

ゼロ圧力勾配下の発達した乱流域に於ける境界層内乱流諸量の分布を Patel (2) の実験データに従って比較する。

図 1 は発達した乱流境界層 (運動量厚さレイノルズ数 $Re_\theta = 5000$) に付いて次の

無次元乱流諸量の分布を比較したものである。\$U_\tau\$ は摩擦速度である。

$$k^+ = k / U_\tau^2 \quad (9)$$

$$\epsilon^+ = \epsilon \nu / U_\tau^3 \quad (10)$$

$$-uv^+ = -uv / U_\tau^2 \quad (11)$$

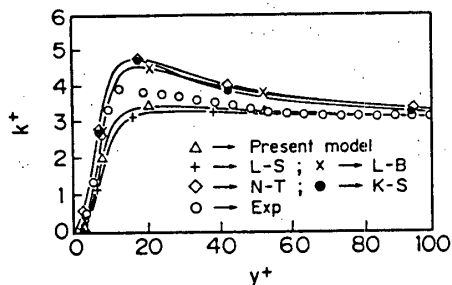


図1(a) 境界層内の乱流運動エネルギー分布

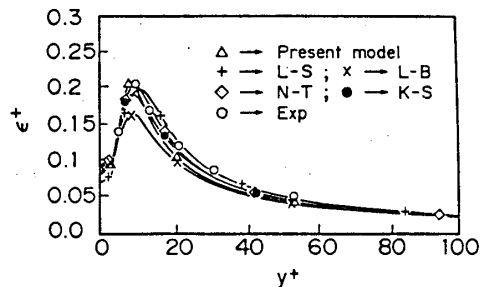


図1(b) 境界層内の散逸率分布

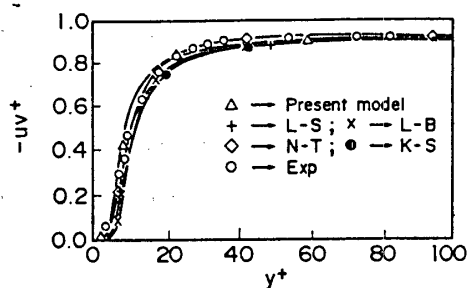


図1(c) 境界層内のレイノルズ応力分布

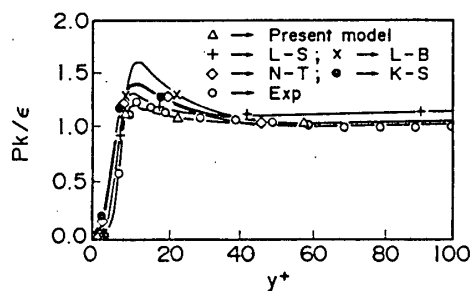


図1(d) 境界層内の \$P_k/\epsilon\$ 分布

図中のシンボル \$\Delta\$、+、x、\$\diamond\$、\$\bullet\$ はそれぞれ本モデル、L-S、L-B、N-T 及び K-S モデルの計算結果を示し、\$\circ\$ は実験データを示す。実験データはかなりの分散を持つためここでは平均値を図示した。発達した乱流域の乱流諸量 (\$k^+\$、\$\epsilon^+\$、\$-uv^+\$) の境界層内分布はいずれのモデルを使用しても比較的良く実験結果を説明する。モデルによって若干値は異なるものの \$k^+\$ が最大となる場所、\$\epsilon^+\$ の値はほぼ同程度であり、さらにレイノルズ応力分布の一致は極めて良いことが分かる。

図1dは乱流運動エネルギー \$P_k\$ の散逸率 \$\epsilon\$ に対する割合 (\$P_k/\epsilon\$) を比較したものである。実験結果から壁面の極近傍では散逸 \$\epsilon\$ が非常に強く \$P_k/\epsilon\$ は0に近付く事、\$P_k\$ が増加し \$P_k/\epsilon\$ は1.2程度の最大値を持つ事、対数領域 (\$40 < y^+ < 100\$ では \$P_k\$ は \$\epsilon\$ とほぼバランスし \$P_k/\epsilon \sim 1\$ となることが示されている。本モデルはこの傾向を非常に良く模擬していることが分かる。他のモデルでは \$P_k/\epsilon\$ のピークが若干高く計算され、L-Sモデルでは対数領域に於いて \$P_k\$ を若干高く見積もる事が分かった。

図2は境界層内平均速度分布 (\$Re_\tau = 5000\$) を比較したものである。図中には次式の普遍速度分布を併記する。

$$U^+ = 2.5 \ln(y^+) + 5.5 \quad (12)$$

図中のシンボルは図1と同様である。L-Sモデルのみ速度を若干高く見積もっており、これは、前報⁽¹⁾図2、3で

L-Sモデルが c_r を低く見積もっていることと対応する。本モデルも含めてその他のモデルはほぼ同程度良好に速度分布を解析できる。

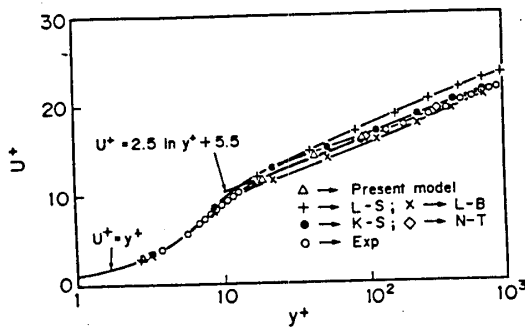


図2 境界層内の平均速度分布

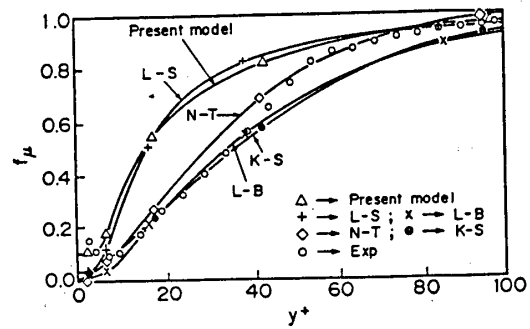


図3 境界層内の f_μ 分布

境界層内の ν 、のダンピング関数 f_μ の分布も低レイノル数バージョン乱流モデルに要求される重要な評価点である⁽²⁾。図3は各モデルで計算された f_μ の分布を実験データと比較したものである。 f_μ に関してはN-Tモデルが全領域で最も良く分布を表現する。L-BとK-Sモデルは $y^+ < 40$ の壁面近傍で f_μ の分布を非常に良く表現しているが $y^+ > 40$ の対数領域で f_μ を低く見積もる傾向がある。逆に本モデルとL-Sモデルは壁近くでは f_μ を高く予測するものの、 $y^+ > 60$ 以上の分子粘性の影響が減少する領域で f_μ の分布を良く表現している。

以上の様に本モデルはゼロ圧力勾配下の発達した平板乱流境界層に関して乱流諸量の分布も従来モデルと同程度以上に予測することができる。

3.2 正圧力勾配下の遷移境界層の熱伝達率分布の予測

各乱流モデルのもう少し複雑な流れ場への適用性を見るために加速境界層の熱伝達率分布の解析を実験に基づいて行い比較した。BlairとWerle⁽³⁾の実験は一定の加速係数 $[K = (\nu/Ue^2)(dUe/dx) = 0.2 \times 10^{-6}]$ のもとで行われたもので、主流流速分布は流れ方向座標を x として次式で表わされる。この速度分布を図4に示す。 $Ue = 89.9144 \times (5.08 - x)^{-1.066}$ (13)

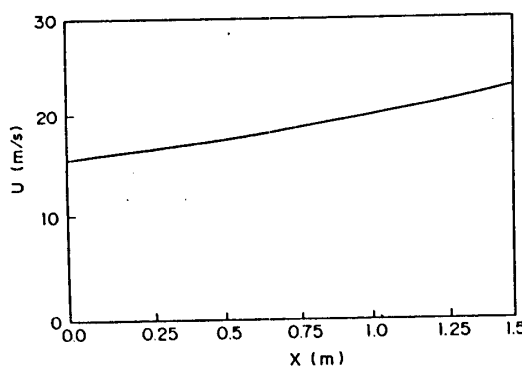


図4 主流速度の流れ方向変化

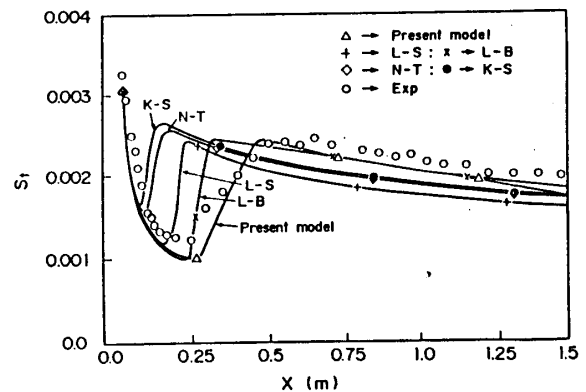


図5 スタントン数の流れ方向変化

解析開始点 $x = 0$ に於ける主流速度と乱れ度はそれぞれ 15.9 m/s 、 2.1% 、壁温度と主流流体温度の温度比 T_w/T_∞ は 1.03 、 T_∞ は 297 K である。図5に流れ方向

のスタントン数 ($St = Q_w / \rho U_\infty c_p \Delta T$) 分布を解析と実験を比較して示す。

実験では $x = 0.25$ 辺りで乱流遷移が生じスタントン数が上昇し $x = 0.6$ 程度で発達した乱流に達している。ここでも NT と KS モデルは遷移を早く予測し、本モデル、LS、LB モデルは遷移を比較的良く予測する。但し、LS、NT、KS の各モデルでは乱流域のスタントン数をかなり低めに計算し、本モデルと LB モデルは同程度に良い予測値を与えることが分かる。また、本モデルは遷移域のスタントン数変化を他のモデルに比較して緩やかに計算する特徴がある事が明らかである。

3.3 ガスタービン翼外面熱伝達率分布解析

実際問題としてガスタービン翼外面熱伝達率分布解析を行った。選定したデータは Daniels と Browne の動翼翼列⁽⁴⁾ と Hylton と Mihelc の C3X 静翼翼列⁽⁵⁾ である。図 6、7 にこれら試験翼の形状を示す。

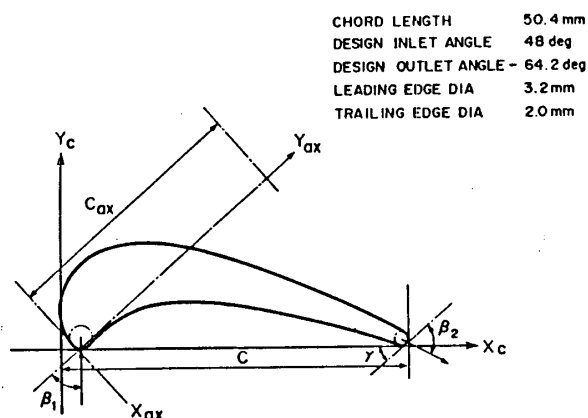


図6 Daniel翼の形状

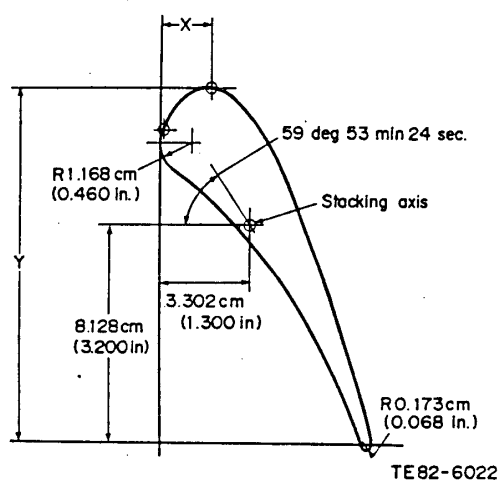


図7 NASA C3X翼の形状

それぞれの場合に付いてレイノルズ数の異なる2種類の実験データを選定し解析した。レイノルズ数 (Re_c) は翼列入口状態と軸方向コード長で定義し、Daniels の実験は $Re_c = 6.7 \times 10^5$ と 1.3×10^6 の比較的高レイノルズ数条件、Hylton の実験は $Re_c = 3.9 \times 10^5$ と 6.4×10^5 の中程度のレイノルズ数条件である。これら解析条件は表 2 にまとめる。

表 2 翼外面熱伝達率分布解析に用いた流れの条件

Data	Case	M_1	M_2	P_0 (Mpa)	T_0 (K)	T_w (k)	Re_c	Tu (%)
Daniel	1	0.35	0.94	0.292	432	288	6.7×10^5	4%
Daniel	2	0.33	0.94	0.581	432	288	1.3×10^6	4%
NASA	1	0.17	0.92	0.245	795	644	3.9×10^5	6.5%
NASA	2	0.16	0.91	0.395	792	642	6.4×10^5	6.5%

M_1 : 入口マッハ数; M_2 : 出口マッハ数
 P_0 : 入口全圧; T_0 : 入口全温
 T_w : 壁面温度; Re_c : 入口レイノルズ数 ($U_1 \rho_1 C / \mu_1$)
 Tu : 主流乱れ度

図8、9にDanielsの実験、 $Re_c = 6.7 \times 10^5$ と 1.3×10^6 に対応する解析と実験の熱伝達率分布を比較する。図の縦軸は熱伝達率、横軸は無次元翼表面距離で中央が前縁、図の左右がそれぞれ翼面腹側と背側に対応する。

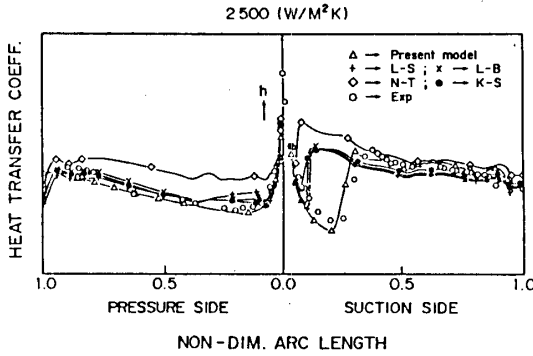


図8 Daniel翼外面の熱伝達率分布 ($Re_c = 6.7 \times 10^5$)

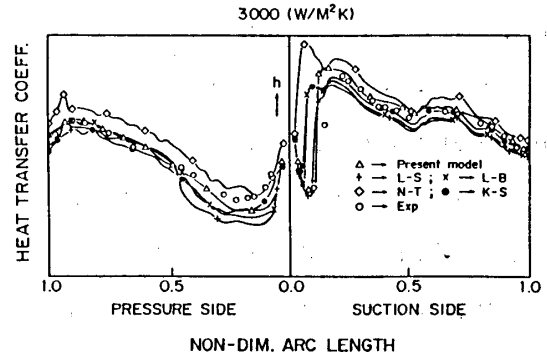


図9 Daniel翼外面の熱伝達率分布 ($Re_c = 1.3 \times 10^6$)

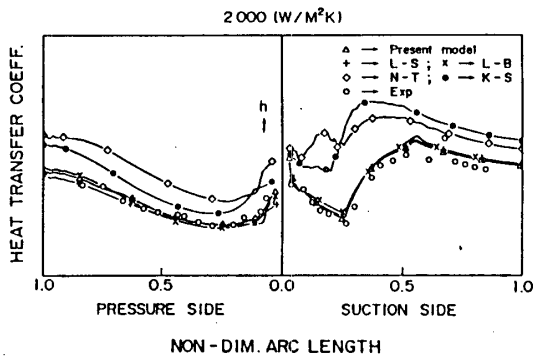


図10 NASA C3X翼外面の熱伝達率分布 ($Re_c = 3.9 \times 10^5$)

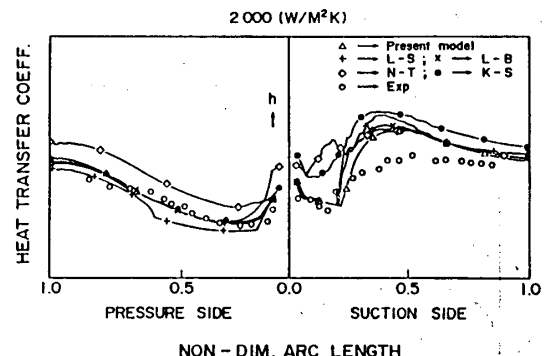


図11 NASA C3X翼外面の熱伝達率分布 ($Re_c = 6.4 \times 10^5$)

図8から、翼面背側の乱流遷移に関して本モデルが最も実験データに近い予測を与えることがわかる。翼面背側無次元距離0.35以上の乱流域ではいずれのモデルも、実験の不確かさを考えれば、精度良く熱伝達率レベルを与えている。翼面腹側では、ほぼ全領域が層流と乱流の中間的な流れになっているとも考えられるが、N-Tモデルを除くモデルはかなり良く熱伝達率分布を与えることが分かる。

より高いレイノルズ数の図9の場合N-Tモデルは層流域を全く表現せず前縁から乱流状態の熱伝達率を与える。翼面背側では本モデルはL-Sモデルと同程度、L-B及びK-Sモデルに比較して下流で遷移を予測し、実験との一致は良い。発達した乱流と考えられる無次元翼表面距離0.3以上の領域ではすべてのモデルがほぼ妥当なレベルの熱伝達率を与えている。翼面腹側ではN-Tモデルは熱伝達率を高く表現する。また、翼前方(無次元距離0.1~0.5)では他の全てのモデルが熱伝達率を低く見積もる中で本モデルは実験値に比較的近い値を示している。

図10、11にHylltonの実験、 $Re_c = 3.9 \times 10^5$ と 6.4×10^5 に対応する解析と実験の熱伝達率分布を比較する。図10から、この低レイノルズ数のデータではN-T、K-Sモデルは乱流遷移を非常に早く予測するとともに層流に近い領域の熱伝達率を高く予測する事が分かる。L-S、L-Bと本モデルは互いに非常に近い予測値を示し、実験デ

ータとの一致も非常に良い。図11のより高いレイノルズ数の場合、翼面背面の熱伝達率分布は本モデル、L S、L Bモデルではほぼ同程度に予測されることが分かる。但し、翼中間部分で実験と解析の誤差が大きく、解析に与えた境界条件に何等かの不確かさがあったとも考えられる。翼面腹側ではN Tモデルでは熱伝達率をかなり高く、L Sモデルでは若干低く予測する。その他のモデル、L B、K S、本モデルは前縁近くを除いてほぼ同程度の熱伝達率を予測し、この値は実験データと良好に一致する。

以上の様に実際問題に近い翼面熱伝達率の予測解析に於いて、翼形状、レイノルズ数にかかわらず本モデルによって流れと熱伝達率の変化を良好に解析する事ができる事が分かった。

5. 結論

改良モデルを含めて5種類の低レイノルズ数バージョン $k-\epsilon$ 乱流モデルを使用し、境界層遷移を含む流れと熱伝達率の変化を解析し実験データとの比較による評価検討を行った。

平板加速境界層の遷移と熱伝達率分布の解析では遷移点と遷移領域の幅をかなり良く予測されることが分かった。また、より実用に近いガスタービン翼外面熱伝達率分布解析では2種類の翼形状、それぞれ2種類の主流レイノルズ数に於いて比較検討を行ったが本モデルは全ての条件で良好な熱伝達率分布の予測値を与えることが分かった。

本モデルはこれら検討の範囲では流れ方向の境界層の変化（乱流遷移）と発達した乱流領域の境界層厚さ方向の性格の変化（壁効果）をいずれも良好に反映するモデルである。

参考文献

- (1) Biswas, D., Fukuyama, Y. and Araki, I. To Be Published in Journal of Gas Turbine Society of Japan.
- (2) Patel, V. C., Rodi, W. and Scheuerer, G., AIAA Journal, 23(1985), 1308-1319.
- (3) Blair, H. F. and Werle, H. J., UIRC Report, R81-914388-17(1981).
- (4) Daniels, L. C. and Browne, W. B., Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 24(1981), 871-879.
- (5) Hylton, L. D., Mihelc, H. S. 他, NASA CR-168015, (1983)
- (6) Launder, B. E. and Sharma, B. I., Letters in Heat and Mass Transfer, 1(1979), 131-138. (7) Lam, C. K. G. and Bremhorst, K., Trans. ASME Journal of Fluid Engng., 103(1981), 456-460.

- (8) Nagano, Y. and Tagawa, M., Trans. ASME Journal of Fluid Engng., 112(1990), 3-39.
- (9) Personal Communication with Prof. N. Kasagi, Tokyo University.

B-15 チップクリアランスのある 2次元タービン翼列の空力特性

山崎 紀雄, 進藤 重美

坂田 公夫

(航空宇宙技術研究所)

*穂刈 高志

(石川島播磨重工)

1. はじめに

ガスタービンエンジン内の翼列と通路壁との隙間チップクリアランスは、翼列内に二次流れを発生させて圧力損失の増大・流出角の減少を招く。このチップクリアランスによる流れの変化を予測し翼列の空力設計に取り込むことは、高効率・高圧力比の圧縮機・タービンの開発にとって重要なことである。

一方、コンピュータによる流れの数値シミュレーション(CFD)は、そのハードとソフト両面の進展により3次元の粘性解析が翼列の空力設計に実用化の段階に入り始めている。チップクリアランスについてもCFDによる解析が行われているが、空力設計に使用するためには実験データに基づいたCFDコードの検証を充分に行う必要がある。しかし、検証に使用できるレベルの情報明らかになっている実験データは比較的少ない。

そこで、翼列としては最も単純な2次元翼列を用い、その片端にチップクリアランスを設けて風洞実験を行い、翼列に対する基礎的なチップクリアランスの影響を実験的に明らかにするとともに、CFDの検証データを取得する。今回は、タービン翼を用いた翼列の風洞実験について報告する。

2. 実験方法

実験は、航空宇宙技術研究所の大気吹き出し式高速翼列風洞で行った。翼列は2種類で、高負荷な静翼(A翼)と負荷の低い動翼(B翼)の翼型を使用した(図1・表1)。

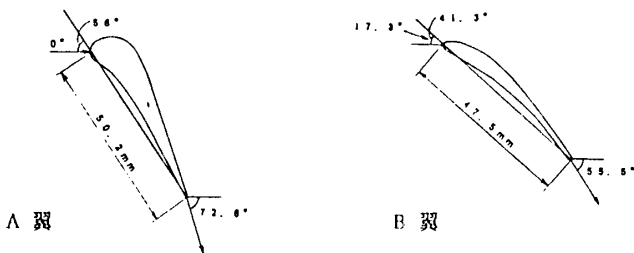


図1 用いた翼型

表1 翼列の諸元

項目	翼列	
	A	B
翼コード長	50.2 mm	47.5 mm
翼スパン長	90.0 mm	90.0 mm
設計流入角	0.0°	-17.6°
設計流出角	-72.6°	-55.5°
翼取付角	-56.0°	-41.3°
ソリディティ	1.39	1.40
翼枚数	11枚	11枚

翼列は片側の通路壁に埋め込み、反対側の通路壁との間にチップクリアランスができるようにした。クリアランス幅はスペーサにより可変とした。

試験条件は、表 2 に示す 20 ケースにて行い、計測は圧力計測と流れの可視化の 2 種類の方法で行った。圧力計測では、

- ① 風洞入口で、全圧・全温を各 1 点、壁圧を 10 点
- ② 翼列出口で、2 ピッチ (A 翼 73 点、B 翼 69 点) × 1 スパン (20 点) の範囲を 5 孔ビトー管によるトラバース計測
- ③ 翼端から 5, 15, 45 mm のスパン位置に 3 列、背・腹側それぞれ 13~16 点の静圧孔
- ④ 翼チップ端面に 12 点の静圧孔
- ⑤ チップクリアランス側通路壁に、2 ピッチ × 2 軸コードの範囲に A 翼 149 点、B 翼 140 点の静圧孔
- ⑥ 境界層プローブによる翼列入口チップ側全圧分布計測

を行った。計測システムを図 2 に示す。

流れの可視化では、

- ⑦ オイルフロー

酸化チタンとシリコンオイルを混合した塗膜を、翼面・翼チップ端面・両通路壁に塗布

- ⑧ カラーシュリーレン

中央の 2 枚の翼のチップ端面とハブ面に鏡面を取り付け、図 3 に示すシステムによる

- ⑨ ベーパースクリーン

チップ側通路面中央にガラスを取り付け、翼チップ端面の静圧孔から水を噴射させ、平面レーザー光を流出角に垂直に入れてトラバースさせる

の 3 つの方法を取った。

表 2 試験条件

項目	翼列	
	A	B
出口マッハ数	0.7, 0.9, 1.0, 1.1	
クリアランス幅 (%スパン)	0, 0.5, 1, 2, 5	
流入角	0°	-7.3°

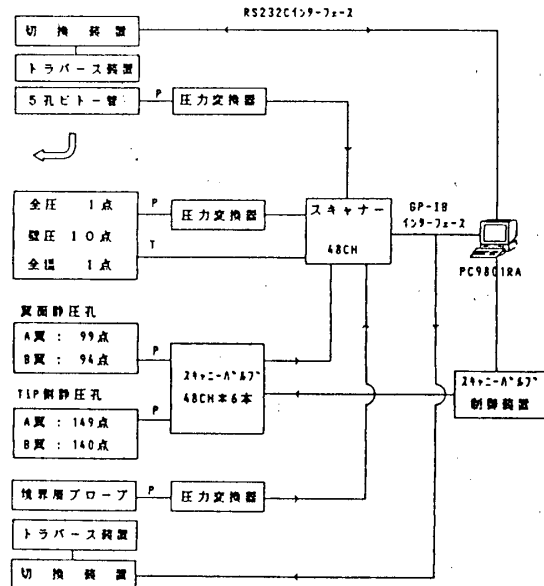


図 2 圧力計測システム

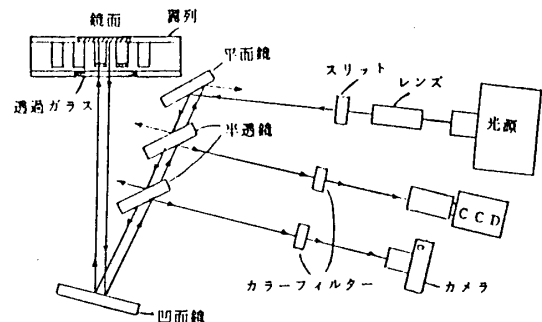


図 3 シュリーレン計測システム

3. 結果

圧力計測では、②で図4に示すとうりチップクリアランス幅により影響範囲が比例的に変化する様子がはっきり見られた。圧力損失分布では、負荷が高いA翼は影響範囲がピッチ方向に全域広がっているのに対し、負荷の低いB翼は渦と主流が区別される。流れ角分布では、A・B翼ともピッチ方向に全域広がりB翼ではやはり渦が見えている。

③の結果を図5にC_p分布で示す。翼の腹側よりも背側に大きく影響が現れ、A翼背側ではクリアランス幅に比例してC_pの谷が後方にずれている。B翼では、背側でC_pが翼前半で増え後半では減っているが、前半の増加はクリアランス幅を0としてもなくなるため壁の境界層の影響とも考えられる。

⑤の結果を図6に圧力係数分布で示す。クリアランス幅が広い場合には、クリアランスからの流れがはっきり見える。

流れの可視化では、⑦のオイルフローで翼の背側により広い影響範囲がみられ(図7)、⑨のペーパースクリーンで円形の渦が観測された(図8)。⑧のカラーシュリーレンでは翼間の衝撃波を捕らえることができたが(図9)、鏡面が風圧や熱の影響で歪み完全とはいかずチップクリアランスの影響がはっきりとは見えなかった。

4. まとめ

ガスタービンエンジンの翼列の性能に大きな影響を及ぼすチップクリアランスについて、それに起因する流れの構造およびその幅に対する流れの変化をタービン翼列に対し実験的に捕らえることができた。

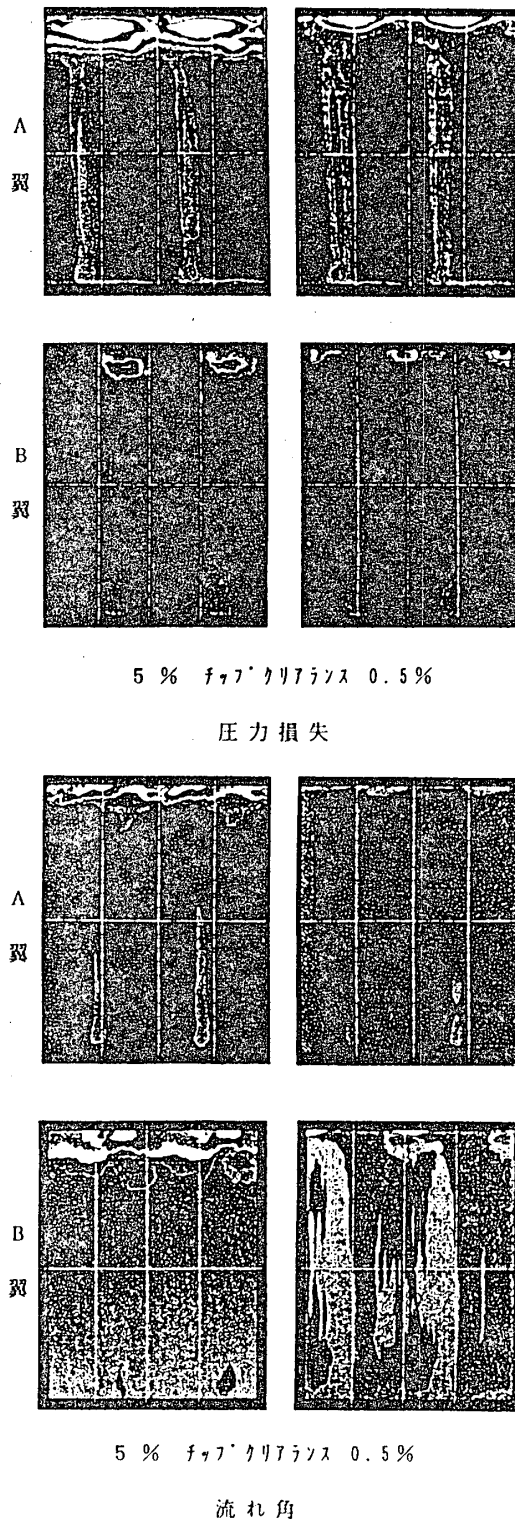


図4 翼列出口トラバース計測結果

また、タービン翼列に対するCFD検証データとして20ケースの試験条件で、各種の細かい圧力計測データおよび3つの方法による可視化データを取得することができた。

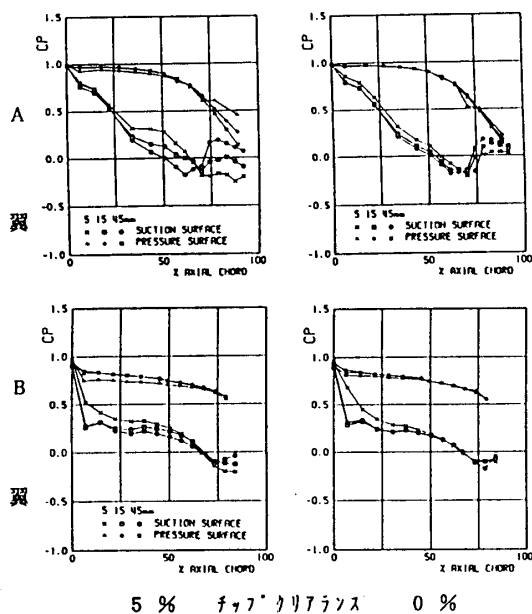


図5 翼面Cp分布(出口マッハ数1.1)

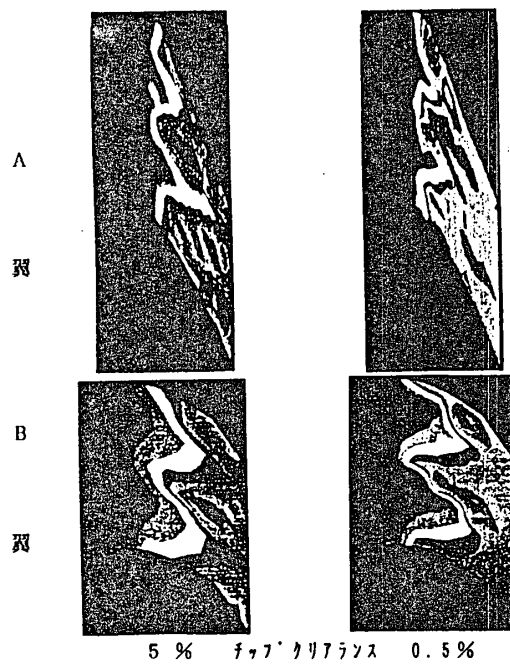


図6 チップ側壁圧分布(出口マッハ数0.9)

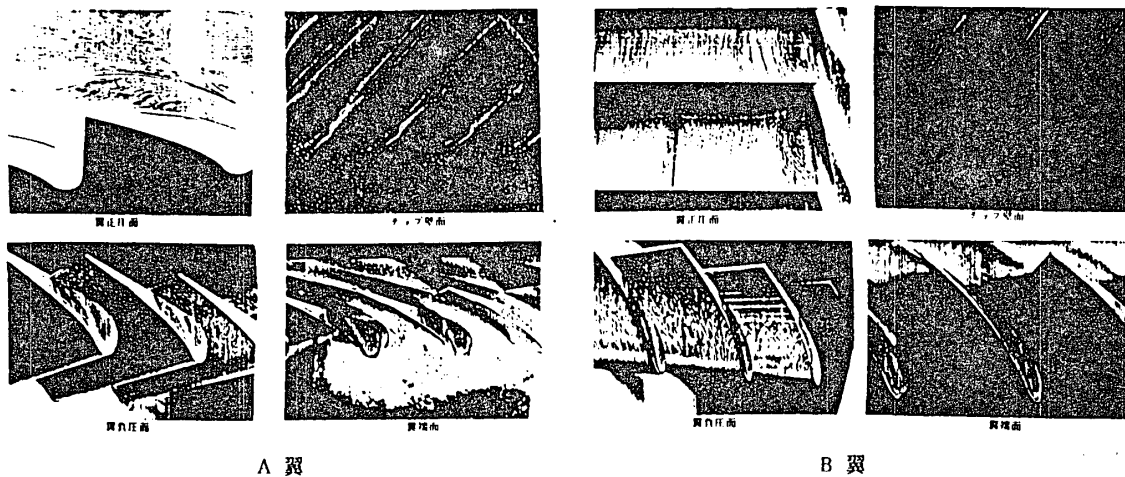


図7 オイルフロー結果(チップクリアランス5% 出口マッハ数0.7)

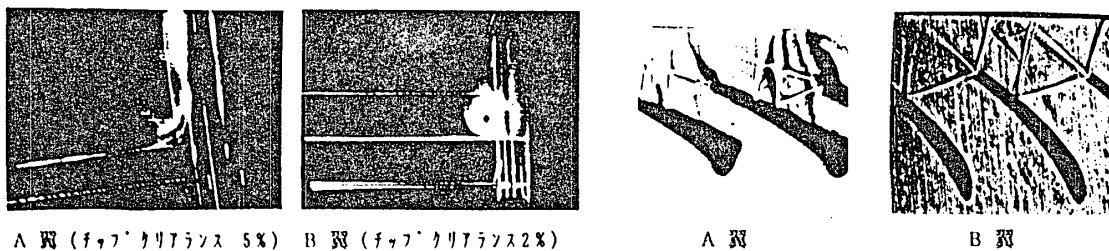


図8 レーザシート結果(出口マッハ数0.7)

図9 シュリーレン結果(チップクリアランス5% マッハ1.1)

B-16 断面変形を伴って振動する翼列翼に働く非定常空気力

*小林 孝雄 (東 芝)
中山 透 (神奈川県警)
高田 浩之 (東海大学)

1. まえがき

一般に軸流圧縮機や軸流タービンの翼列翼が流体中で振動するとき、その振動は三次元的であり、しかも同時に翼断面の変形を伴っているのが普通である。しかし、フラッタの研究において、翼を剛体として扱った報告は多くなされているが、翼の断面変形を考慮した例は僅か⁽¹⁾⁽²⁾である。

本研究は、二次元翼列翼が一様流中で断面変形を伴って微小振動する場合に、それに働く非定常空気力を数値計算によって求め、そのフラッタ特性を調べようとするものである。二次元翼列翼の振動変位は計算対象として選んだある三次元翼列翼の振動モードを計算し、その翼端断面振動変位をとることによって求めた。ただし、流れは非粘性、非圧縮、渦なしとし、速度ポテンシャルを導入する。数値計算には翼振動に伴って変動する移動格子を用い、非定常計算の精度向上を計った。

2. 支配方程式

翼は剛体的な並進振動や回転振動だけでなく、断面変形を含む微小な振幅の調和振動(角振動数 ω)を行うものとする。物理空間 (x, y) における非圧縮ポテンシャル流れの支配方程式は、速度ポテンシャルを ϕ とするとき、 $\nabla^2 \phi = 0$ である。空間を格子に分割し、その格子も翼の振動に伴って微小な振幅の調和振動を行うものとする。一方、各格子点と共に移動する座標系 (X, Y) を考え、それを計算空間とする。計算空間上の各格子点座標を物理空間における振動の平均位置座標と一致させると、 (x, y) 座標と (X, Y) 座標の関係は、格子点の振動振幅の各方向成分を ζ_x, ζ_y とすると、

$$x = X + \zeta_x e^{i\omega t}, \quad y = Y + \zeta_y e^{i\omega t} \quad (1)$$

となる。これより、

$$\nabla^2 \zeta_x = 0, \quad \nabla^2 \zeta_y = 0 \quad (2)$$

を満たすような ζ_x, ζ_y の分布を仮定すれば、計算空間における支配方程式は総和規約(Einsteinの規約)を用いて、

$$(1 + \zeta_{,i}) \nabla^2 \phi - 2\phi_{,ij} \zeta_{,i,j} = 0 \quad (3)$$

となる。なお、上式で i, j は座標成分を表し、 $(X_1, X_2) = (X, Y)$ 、

$(\)_{,i} = \partial(\) / \partial X_i$, $(\)_{,ij} = \partial^2(\) / \partial X_i \partial X_j$ とする.

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

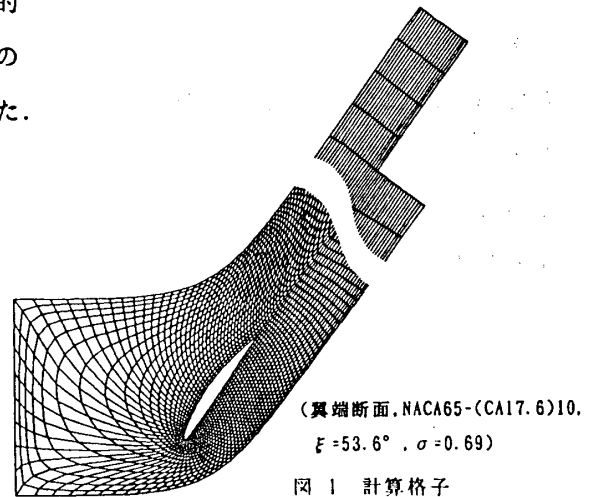
$$\nabla^2 \bar{\phi} = 0 \quad (4)$$

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

となる。この支配方程式の導出に当たっては ζ_x , ζ_y の分布に関する仮定(2)を用いると共に、二次の微小量を省略した。ここでの ϕ' は物理空間における移動格子点上のポテンシャルの非定常成分であり、本方法によれば、既報⁽³⁾の ϕ' を用いる方法で、 $\bar{\phi}$ の二階微分の存在により非定常圧力分布に誤差が顕著に現れるという計算精度上の困難を解消し、また、 $\bar{\phi}$ の二階微分を回避した ϕ' を用いる方法において、変位が剛体的な並進と回転、あるいはその合成振動モードに限定されるという制約を取り除き、任意の断面変形を伴う振動モードに対する非定常計算を精度よく行うことができる。ちなみに、並進振動と回転振動のみの典型的な問題に対し、本報による計算結果と上述の ϕ' による計算結果との一致は良好であった。

3. 計算方法

支配方程式の離散化には有限要素法を用いる。計算格子としては、翼前縁付近の形状に適合するようC型格子を採用することとし、ポアソン方程式を用いて数値的に生成した。また、翼面境界近傍では格子幅、格子角度の制御を行っている(図1)。



3.1 定常計算

ここでは、速度ポテンシャル ϕ の定常成分 $\bar{\phi}$ を求めると共に、繰り返し計算によって後流面を決定することを目的としており、その結果はそのまま非定常計算のベースとして用いられる。境界条件は、既報⁽³⁾と同様である。

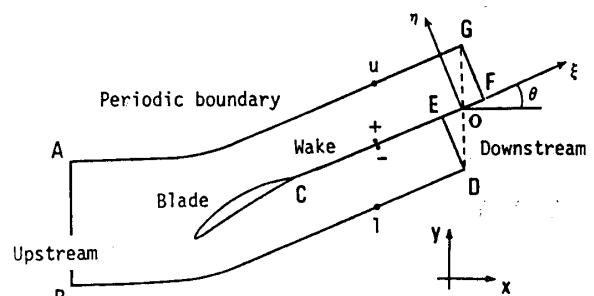


図2 計算領域

3.2 変位分布計算

式(5)の右辺に現れる振動変位 ζ_x , ζ_y の分布は、先に仮定した式(2)を解くこと

表1 翼列緒元

(NACA65系圧縮機翼, 翼厚10%, 翼高さ90mm)

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

により求める。その境界条件（図2）としては、まず翼面上の変位は翼の振動モードにより与えられる変位分布とし、周期境界、上流境界、下流境界では変位を零とする。後流面CE上の変位は、翼後縁および下流点Eにおいてそれぞれの変位と滑らかにつながるように与える。これは、式(5)に現れる変位の一階微分の急激な変化を回避し、 ϕ' の変化を滑らかにするためであって、翼後縁近傍では特に重要である。

3.3 非定常計算

翼が振動している場合にも周囲の流れは翼面を過ぎることはない。この条件を翼表面の境界条件とする。つまり、計算空間において反変速度の翼面法線方向成分は零である。この反変速度を速度ポテンシャルで表し、さらに定常成分と非定常成分に分けると、非定常計算の翼面境界条件として次式が得られる。

$$\frac{\partial \phi'}{\partial n} - \bar{\phi}_{,i} \frac{\partial \zeta_i}{\partial n} = \bar{\phi}_{,j} \zeta_{i,j} n_i + i\omega \zeta_i n_i \quad (6)$$

ここで、 n_i は外向き法線の方向余弦である。

周期境界AG, BD, 後流面CF, 上流境界AB, 下流境界DEFGの条件は既報⁽⁹⁾と同じ考え方で与えるが、詳細は紙面の都合上省略する。

翼面上の非定常圧力 p'_s はベルヌーイの式より導かれる次式を用いて求められる。

$$\frac{p'_s}{\rho} = -\frac{\partial \phi'}{\partial t} - \bar{\phi}_{,i} \left(\phi'_{,i} - \zeta_{i,j} \bar{\phi}_{,j} - \frac{\partial \zeta_i}{\partial t} \right) \quad (7)$$

ここで、 ρ は流体の密度である。

4. 翼の振動特性

計算例の対象としては、翼厚10%のNACA65系圧縮機翼を備えたある低速軸流圧縮機の動翼列を採用した。翼列緒元を表1に示す。翼高さは90mmである。翼厚が翼高さや翼弦長に比べて小さいことを考慮し、厚肉シェルの理論を用いて翼列翼の根元固定で振動解析を行った。離散化には有限要素法を用い、要素としては8節点アイソパラメトリック要素を用いて、翼弦方向4要素、スパン方向6要素に分割した。得られた固有振動数と振動モード（1次から10次まで）を図3に示す。

本研究では、そのうちの翼端断面に着目して非定常空気力を二次元的に計算する。翼端断面は大部分の振動モードにおいて振動変位が他の断面に比べて最も大きく、また断面変形が最も顕著に現れるところである。各振動モードにおける翼端断面の振動変位分布を図4に示す。最小二乗法を用いて振動変位 ζ を並進成分（翼弦に垂直方向成分 ζ_N 、翼弦方向成分 ζ_T ）、回転成分 ζ_R （回転角 α （度）：翼重心まわり、頭下げ正）、断面変形成分 ζ_D （最大変位 $|\zeta_D|_{max}$ で表す）に分離した結果を表2に示す。ただし、変位の大きさは各モードに対し最大振幅点における変位を翼弦長($c=1$)の1%として正規化したものである。また、断面変形成分のみの分布を図5に示す。

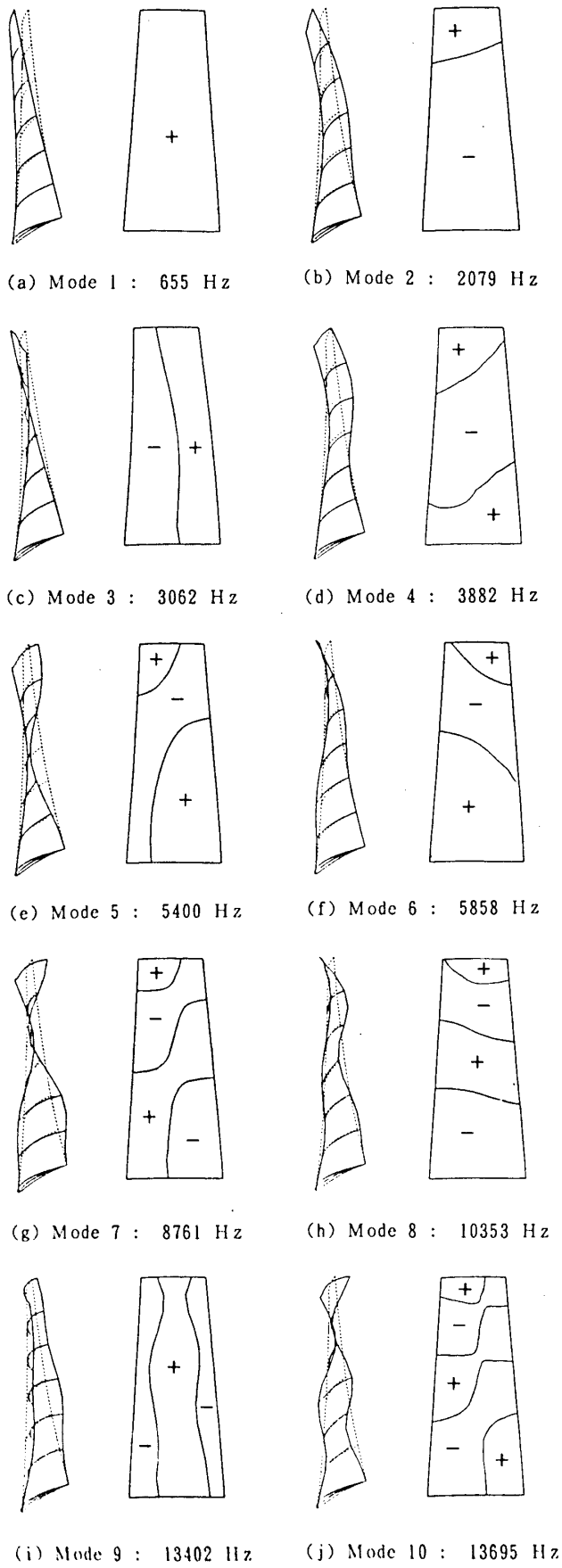


図3 翼列翼の振動モード

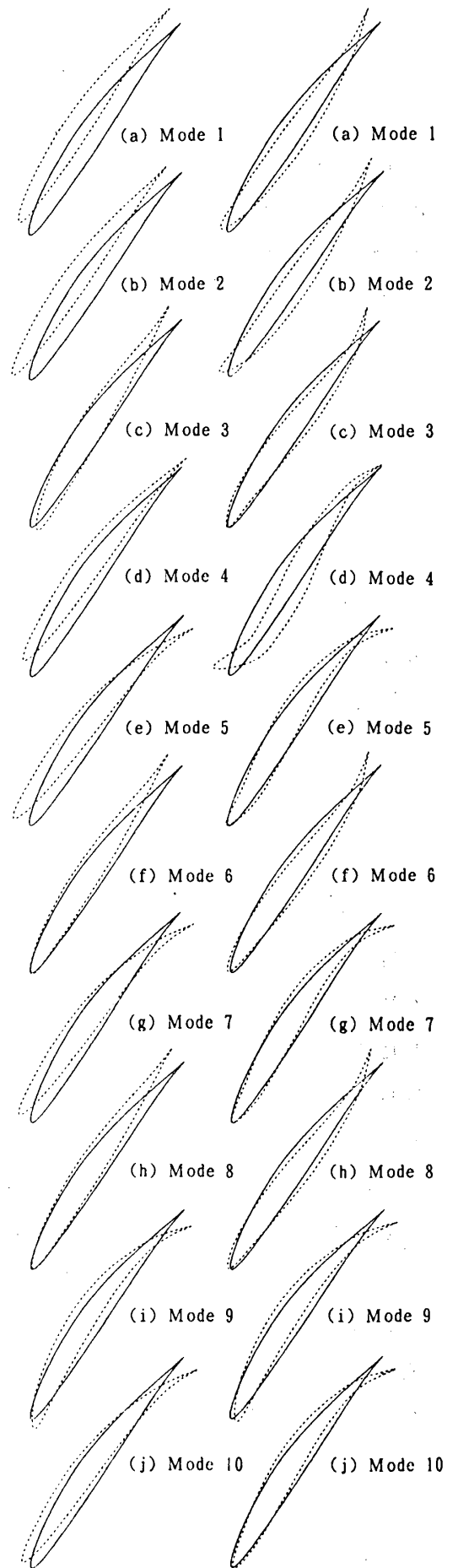


図4 翼端断面の振動変位分布 図5 翼端断面の断面変形成分

表 2 振動変位の成分分離

Mode	$\zeta_N \times 10^{-3}$	$\zeta_T \times 10^{-3}$	$\alpha^* \times 10^{-1}$	$ \zeta _{max} \times 10^{-3}$
1	8.638	2.730	0.233	0.723
2	8.092	-3.154	-0.711	1.422
3	0.831	0.572	6.538	2.623
4	4.868	5.281	-4.098	0.758
5	3.106	-1.815	-8.425	3.019
6	2.579	-0.608	4.564	2.936
7	2.115	0.044	-7.994	4.179
8	2.536	0.596	4.641	2.811
9	0.400	-3.736	1.577	10.621
10	1.590	0.129	-6.551	5.098

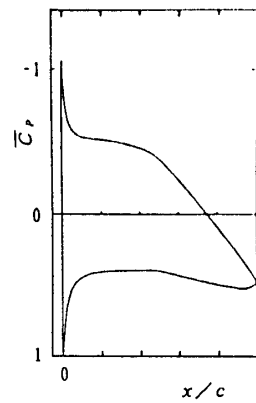


図 6 翼面上定常圧力分布（翼端断面）

5. 計算結果および考察

5.1 定常計算

入射角 $i=0^\circ$ の場合の翼面上定常圧力分布を図6に示す。ここに圧力係数 $\overline{C_p}$ は圧力を上流動圧 $\rho U^2/2$ で無次元化したものである。以下、本論文では非定常計算のベースとする定常流はすべてこの入射角 $i=0^\circ$ の場合に限っている。

5.2 非定常計算

翼列の非定常計算に必要なパラメータは、各振動モードに対する翼列翼の翼間振動位相差 β 、および無次元振動数 $k (= \omega c/2U, \omega: \text{角振動数}, c: \text{翼弦長}, U: \text{上流一様流流速})$ である。

非定常空気が翼振動の一周期の間に翼になす仕事（非定常仕事）がフラッタ特性を決定する。すなわち、 $W = \oint \pi(\zeta, n_i) p_i ds$ とすると、その虚数部 $Im(W)$ がその仕事に相当する。ただし、 n_i は翼面上の内向き（解析領域からみて外向き）法線方向余弦であり、積分は翼面に沿って行うものとする。なお、 W を翼面最大振幅点における最大変位 $|\zeta|_{max}$ を用いて無次元化し、 C_w を次のように定義すると共に、以下、 $Im(C_w)$ を非定常仕事係数と呼ぶこととする。

$$C_w = W / \left(\frac{\pi}{2} \rho U^2 |\zeta|_{max}^2 \right) \quad (8)$$

振動モード1, 2, 3, 4に対する非定常仕事係数 $Im(C_w)$ と翼間振動位相差 β との関係を図7に示す。無次元振動数 k が小さくなっていくとき、最初に $Im(C_w)$ が負から正に移り変わるのは、振動モード1, 2の場合には $\beta = 300^\circ$ 付近であり、振動モード3, 4の場合には $\beta = 60^\circ$ 付近である。この β を限界翼間振動位相差 β_c と呼ぶことにする。

振動モード1から10までの全モードに対する非定常仕事係数 $Im(C_w)$ と無次元振動数 k との関係を図8に示す。 $Im(C_w)$ の k に対する変化の様子は、振動モード1と2で同様な変化を示している。これは、振動モード1, 2が同様な振動変位分布（図4）を持っていることと対応している。振動モード6, 8および5, 7, 10についてもそれぞれ同様であ

る。無次元振動数 k を小さくしていくとき、翼間振動位相差 β_c において非定常仕事係数 $Im(C_w)$ が負から正に移り変わる k を限界無次元振動数 k_c と呼ぶことにする。

表3に振動モード1から10における β_c と k_c を示す。

5.3 各変位成分の非定常仕事への寄与

非定常計算の結果、ある場合には $\beta = 60^\circ$ 、ある場合には $\beta = 300^\circ$ でフラッタに入るといふ顕著な相違が得られた。そこで、翼の各振動モードの変位を各種の剛体的な変位と翼断面の変形を伴う成分（これを以後、断面変形成分と呼ぶことにする）とに分離し（表2）、各変位成分に対する非定常仕事を求め、それらがどの様にフラッタに寄与しているかを調べることによってその原因を明らかにすることを試みる。

非定常圧力は重ね合わせが可能であり、各振動モードの変位分離により得られた並進（翼弦に垂直方向および翼弦方向）、回転（翼重心まわり）、断面変形の各振動成分により誘起される非定常圧力場 p_N, p_T, p_R, p_D の和として求めることができる。そして、そのそれぞれの圧力場の中で翼は上記のそれぞれの成分をもった振動を行うのであるから、非定常仕事 W は次の様な16種類の成分非定常仕事に分解できる。

$$W = \sum_{I,J} W_{IJ}, \quad W_{IJ} = \oint \pi(\zeta_{Jin}) p_i ds \quad (I, J = N, T, R, D) \quad (9)$$

ここで、添字 N, T, R, D はそれぞれ翼弦に垂直方向の並進振動、翼弦方向の並進振動、回転振動、断面変形振動を表す。また、成分非定常仕事 W_{IJ} の第一添字は非定常圧力場の成分を、第二添字は変位成分を表す。例えば、 W_{DN} は断面変形振動によって誘起される非定常圧力場中で翼が翼弦に垂直方向の並進振動を行うことによって発生

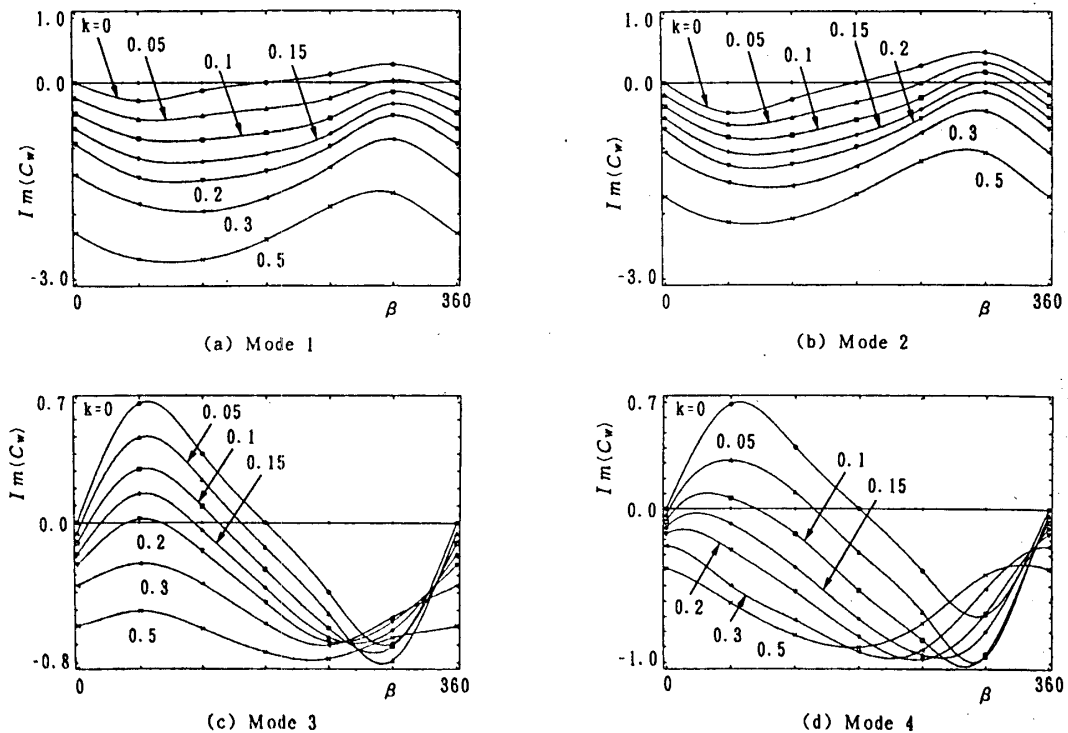
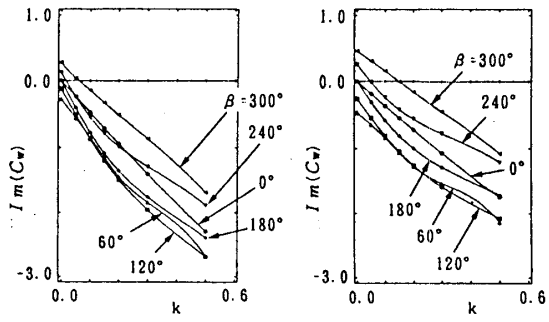
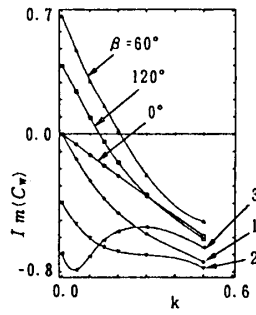


図7 非定常仕事の β に対する変化

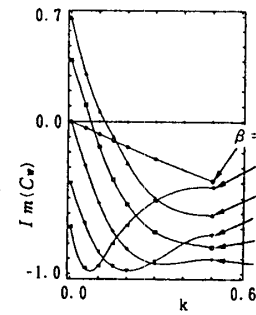


(a) Mode 1

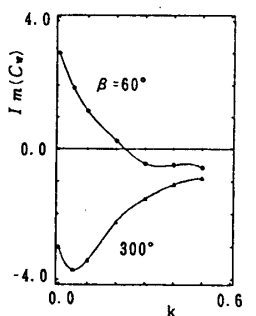
(b) Mode 2



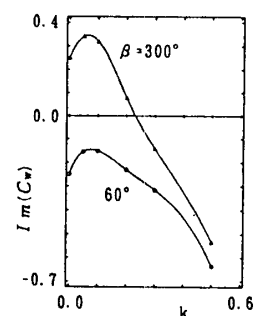
(c) Mode 3



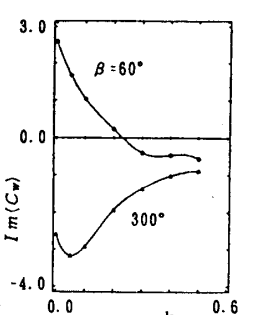
(d) Mode 4



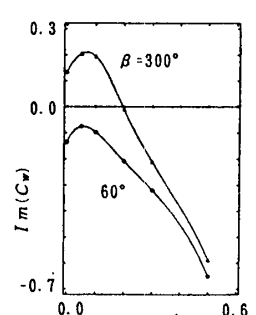
(e) Mode 5



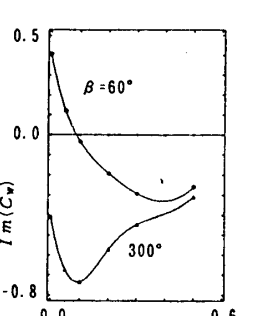
(f) Mode 6



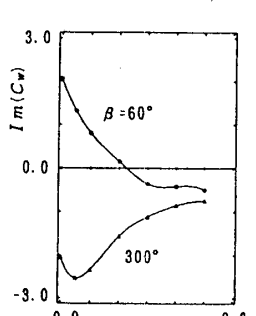
(g) Mode 7



(h) Mode 8



(i) Mode 9



(j) Mode 10

表 3 各振動モードに対する β_c と k_c

Mode	β_c	k_c	Mode	β_c	k_c
1	300°	0.060	6	300°	0.235
2	300°	0.150	7	60°	0.235
3	60°	0.200	8	300°	0.200
4	60°	0.120	9	60°	0.090
5	60°	0.230	10	60°	0.230

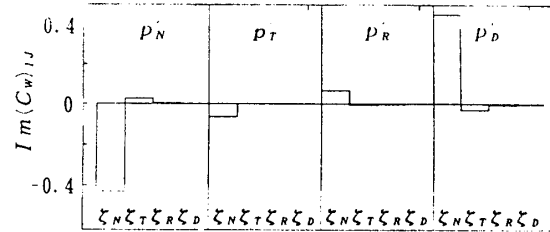
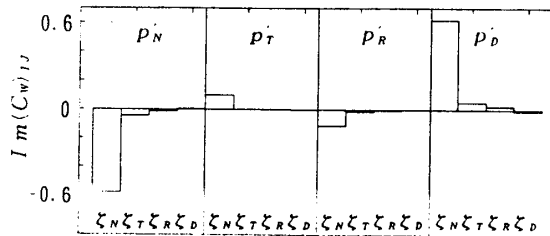
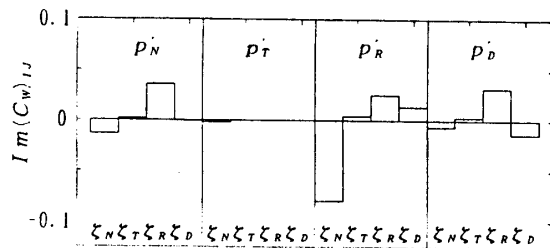
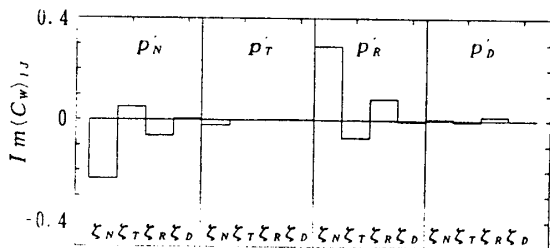
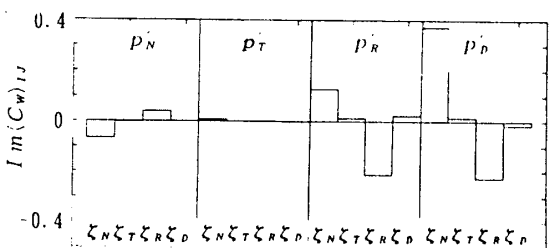
(a) Mode 1 ($k=0.05, \beta=300^\circ$)(b) Mode 2 ($k=0.15, \beta=300^\circ$)(c) Mode 3 ($k=0.2, \beta=60^\circ$)(d) Mode 4 ($k=0.1, \beta=60^\circ$)(e) Mode 6 ($k=0.2, \beta=300^\circ$)図 8 非定常仕事の k に対する変化

図 9 フラッタ限界近傍での成分非定常仕事

する成分非定常仕事である。

振動モード1, 2, 3, 4および6における β_c と k_c 付近の条件において非定常仕事の各成分への分離を行った結果を図9に示す。 $\beta = 300^\circ$ でフラッタに入る振動モード1, 2では、フラッタに寄与している非定常仕事の主成分は圧倒的に W_{DN} であることがわかる。逆に最もフラッタを減衰させようとするのは W_{NN} である。モード6においてもフラッタに寄与する非定常仕事の主成分は圧倒的に W_{DN} である。

$\beta = 60^\circ$ でフラッタに入るモード3では、フラッタに寄与する非定常仕事に特に卓越した成分は見られないが、剛体的変位に起因するものが断面変形成分に関連するものよりも大きい。また、モード4では W_{RN} がフラッタに寄与している主成分であり、逆にフラッタを減衰させようとするのは W_{NN} がその主たるものである。これらにおいては従来の断面変形を考慮しない剛体変位のみに基づく非定常仕事が主役を演じている。

以上のことから、断面変形成分により誘起される非定常圧力場 p_b の中で翼弦に垂直方向の並進振動を行う場合の非定常仕事成分の振る舞いが、フラッタの特性に大きな影響をもつことがわかり、このことが振動モード1, 2, 6, 8で $\beta_c = 300^\circ$ となった主要因であることがわかる。この場合、翼列翼は翼弦に対して垂直方向に並進変位すると同時に、翼後縁にはそれと同方向に折れ曲がるような断面変形が生じている。モード6では一見して回転振動成分も大きいように見えるが、この場合でも β が 300° でフラッタに入るのは断面変形に基づく非定常圧力場 p_b 中で翼が翼弦垂直方向へ変位することによるものであって、 p_b 中での回転変位はむしろフラッタ減衰側に働いている。

6. むすび

3次元翼列翼の振動解析によって得られる固有振動モードの翼端断面変位分布に着目し、断面変形を伴って一様流中で微小振動する2次元翼列翼の非定常空気力を移動格子を用いた数値計算法によって求めた。その結果、以下の事が明らかになった。

(1) 各振動モード間で限界翼間振動位相差 β_c が 60° と 300° の二種類に分かれるという顕著な相違がみられた。

(2) 非定常仕事を振動変位の各成分に対応して16種類の成分に分解して調べた結果、断面変形成分がフラッタ特性の決定に重要な役割を果たしていることが明らかになった。限界翼間振動位相差 β_c が通常と異なって 300° となるのは、翼が翼弦に対して垂直方向に並進変位すると同時に、翼後縁にそれと同方向に折れ曲がるような断面変形が生じている場合である。

文献

- (1) 今成, 楓, 機論, 53-496, B(1987), 3586.
- (2) 利光, 難波, 機論, 58-545, B(1992), 145.
- (3) 小林, 高田, 機論, 55-509, B(1989), 135.

船崎健一 (岩手大工)
山脇栄道 (石川島播磨)

○目黒俊勝 (本山製作所)
山下嘉宏 (岩手大[院])

1. 系 要

若者らは先に後流の影響を受ける平板境界層の時間平均熱伝達特性の計測を行い⁽¹⁾⁽²⁾、後流の熱伝達促進効果を明らかにするとともに、実験結果から、間欠度に基づく境界層強制遷移モデルを提示し、これにより実験結果をほぼ予測できることを確認した。しかし、前回は行われた実験は、時間平均の熱伝達という、遷移モデルの検証という立場からは間接的な量についての計測であり、後流干渉という複雑な流れ場についてのモデルを検証するには不十分である。特に、後流強制遷移開始点の位置、前報で問題となった強制遷移と定常流遷移との関連、また後流持続時間などについての情報は、直接非定常境界層の非定常特性の計測を行う必要がある。

本研究では、前報の伝熱特性計測に引き続き、回転円柱後流の影響を受ける非定常平板境界層を1型熱線プローブで詳細に計測し、それから位相平均乱れ度を求めることにより時空間上での乱流領域の成長、また各瞬間での後流と境界層との干渉を詳細に調べた。そして、得られたデータを基に、主に前報で提示した強制遷移モデルの妥当性の検証を行った。その結果、モデルでは想定しなかった乱流スポット発生位置と後流自身が有する乱れ度との相関、計測条件等によるデータの若干のバラツキなどの点はあるものの、前報で提示した強制遷移モデルがほぼ妥当であることを確認した。また、比較的低い後流周波数において、前報でその存在を予測した二次的な乱流領域の発生、およびそれが後流による乱流領域によって抑制される現象を確認した。

主な記号

- d : 後流発生用円柱径
- L : 平板長さ
- l_0 : 円柱と平板との距離
- n : 円柱回転数
- n_0 : 円柱本数
- t : 時間
- T : 後流通過周期
- Tu : 位相平均乱れ度
- U_0 : 主流速度
- x : 流れ方向
- y : 平板垂直方向

- x_{TW} : 強制遷移開始点
- $\beta_{f,e}$: 乱流領域前縁, 後縁伝播速度比
- δ_{95} : 主流速度の95%の位置
- τ_w : 後流持続時間

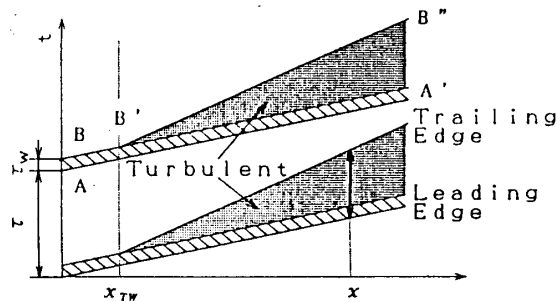


図1 時空間上での後流による強制遷移モデル図

2. 強制遷移モデル

はじめに、図1に示すモデル図をもとに、前報で示した後流による強制遷移モデルを概説する。

強い乱れを含む後流が平板上を通過する場合、その間境界層は後流のもつ強い乱流拡散効果により乱流状態に達するが(図中帯状の部分)、粘性効果が支配的な前縁近傍では、乱れのエネルギーが層流境界層内で散逸するため乱流スポットは発生しない。しかし、層流境界層の不安定点以降、後流の乱れにより境界層が活性化し、後流による乱流スポット発生へと推移する(強制遷移の開始)。ここで、後流内の高レベルな乱れ度を考慮すると、境界層不安定点と強制遷移点との距離は小さいものと判断されるので、強制遷移開始点として境界層不安定点を用いている。

なお図の乱流領域で、時間的に先行する部分(A A')を乱流領域の前縁、領域の終端部(B B' B'')を後縁と呼ぶ。また、このモデルでは乱流領域後縁の移動速度の変化が時空間上で顕在化する点(B')を強制遷移開始点としており、必ずしも乱流スポット発生点を意味しない点に留意されたい。

3. 実験方法

3.1 実験装置および計測方法 実験装置、計測方法は前報と同様である。図2に非定常境界層計測システムを示す。

プローブの移動は、平板垂直方向へはコンピュータ制御されたトラバース装置および流れ方向へは手動トラバース装置により行う。平板垂直方向の距離を決定する場合、アクリル平板の面精度や平板と流れ方向トラバース装置との平行度が十分には高くないので、各流れ方向計測位置ごとに熱線プローブ先端が平板に接触する点を原点としている。なお、1回の計測時間は連続約3時間程度であるが、熱線の出力低下現象には十分に注意を払った。

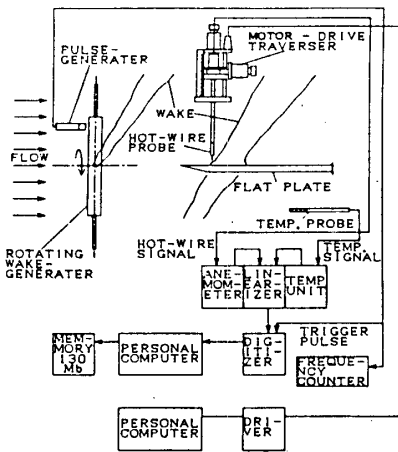


図2 計測システム

3.2 データ処理法 非定常境界層の計測では次のような処理を行う。即ち、円盤の回転に同期したトリガー信号により熱線流速計からのリニアライズされたアナログ信号を高周波サンプリングし、計測点ごとに取得された合計27 = 128個の速度の生データ $v_i(t_j)$ をハードディスクに保存する。そして、off-lineでアンサンブル平均 $\tilde{v}(t_j)$ およびアンサンブル分散 $v'^2(t_j)$ を次式のように計算する。

$$\tilde{v}(t_j) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i(t_j) \quad (1)$$

$$v'^2(t_j) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \{v_i(t_j) - \tilde{v}(t_j)\}^2 \quad (2)$$

非定常流での乱れ度 $Tu(t_j)$ は式(1)(2)から

$$Tu(t_j) = \frac{(v'^2(t_j))^{1/2}}{U_\infty}, \quad U_\infty: \text{一様流速度} \quad (3)$$

と定義される。

計測点数は、平板垂直方向に平板からの距離 $0.2 \times 10^{-3} \text{m} \sim 4.8 \times 10^{-3} \text{m}$ の間に10点、また、流れ方向には、強制遷移モデルの検証に必要と思われる平板前縁近傍および後流が引き起こす乱流領域が合体する近辺に計測の重点を置いて、平板前縁から0.6mの間に22点の合計220点である。ただし、非定常流の高周波サンプリングおよび位相平均化処理には膨大な外

部メモリ容量を必要とするため(各計測点1点で約2MB)、

一回の実験での計測点数はこの半分程度に制約される。

3.3 実験条件 非定常流に関する実験は、先に行われた熱伝達特性計測と同様に、流速 30m/s (平板長さに関するレイノルズ数は約 2×10^6) に限定して行われた。各種実験条件は表1に示してある。円柱と平板との距離 l_D が0.12mの場合、トラバース装置と回転円柱とが干渉するため、平板前縁近傍での計測は行うことができなかった。

3.4 不確かさ解析 熱線プローブによる計測値(位相平均速度・乱れ度)について、不確かさ解析を標準的手法⁽³⁾に基づき行った。その結果、各計測値の不確かさの範囲は約±6% (約95%包括度)である⁽⁴⁾。

表1 実験条件と乱流領域後縁速度比

No.	d mm	n rpm	n_c	l_D m	x/L	β_E
1	2	1500	3	0.12	0.3~0.6	0.54
2	2	1260	3	0.12	0.3~0.6	0.54
3	2	1020	3	0.12	0.3~0.6	0.55
4	2	900	3	0.12	0.3~0.6	0.54
5	5	1500	3	0.12	0.3~0.6	0.50
6	5	1260	3	0.12	0.3~0.6	0.59
7	5	1020	3	0.12	0.3~0.6	0.52
8	10	1020	3	0.12	0.3~0.6	0.54
9	2	1020	3	0.24	0.3~0.6	0.53
10	5	1020	3	0.24	0.3~0.6	0.57
11	2	1020	3	0.24	0.0~0.15	0.53
12	5	1020	3	0.24	0.0~0.15	0.51
13	10	1020	3	0.24	0.0~0.15	0.59
14	2	1020	3	0.48	0.0~0.15	0.53
15	5	1020	3	0.48	0.0~0.10	—
Average						0.54
Deviation						0.03

4. 非定常境界層計測

4.1 非定常境界層計測の方針 本研究の目的である、強制遷移モデルの検証、という観点から、特に、強制遷移開始点および発生した乱流領域の成長速度に重点を置いて、非定常境界層計測およびデータ整理を以下のように行った(かつこ内は円柱と平板との距離を表す)。

- (1) 強制遷移開始点近傍 $x/L = 0 \sim 0.15$ (L : 平板長さ = 1m) の境界層を、円柱3種類についてをそれぞれ計測し、後流による遷移開始点を決定する ($l_D = 0.24\text{m}$)。
- (2) 円柱径 $d = 2\text{mm}, 5\text{mm}$ について、平板前縁と円柱との距離をさらに広げ、後流中の乱れ度と強制遷移開始点との関連を調べる ($l_D = 0.48\text{m}$)。
- (3) $x/L = 0.3 \sim 0.6$ の区間の境界層を、円柱3種類について計測し、後流による乱流領域の時空間上での成長過程をとらえ、その成長速度を算定する ($l_D = 0.12\text{m}$ および 0.24m)。
- (4) (3)の区間で、円柱の回転速度 n (後流周波数) を変え、乱流領域の合体挙動と、それらが定常流で観測された遷移に与える影響を調べる ($l_D = 0.12\text{m}$ および 0.24m)。これらの項目について順次述べていく。

4.2 強制遷移開始点近傍での計測

4.2.1 円柱-平板距離 $l_D = 0.24$ mの場合 図3に円柱径2mmで得られた時空間上での位相平均乱れ度分布を、高さ方向3カ所 ($y = 0.2, 1.8, 3.8$ mm) について示す (Case No. 11). 最も平板に接近した $y = 0.2$ mm面内での分布には、前縁直後の後流乱れ度の急激な減衰、 $x/L = 0.05$ までの前・後縁ほぼ平行な乱流領域とその領域内 $x/L \approx 0.03$ を原点とする高い乱れ度領域発生が確認される。ここで、乱流領域が $x/L = 0.05$ を過ぎたところから次第に時間方向に拡大、即ち乱流領域後縁がその前縁に対して遅れ始めているが、この現象は図1の強制遷移モデルで想定したものに近い形で現れている。この領域拡大現象は計測平面が平板から離れるにつ

れ弱まり、後流幅の流れ方向への変化程度になってくる。

以上の現象は、図4に示される各瞬間ごと ($t/T = 0.45 \sim 0.70$, T : 後流周期) の $x-y$ 平面内乱れ度分布でより明確に理解される。なお、図中の実線 ($\langle \delta_{95} \rangle$) は、位相平均速度が主流の95%となる位置を示している。この線は、近似的な境界層厚みを表すとともに、後流が存在するときは、後流のおおよその位置を示すことになる。また、縦軸と横軸のスケールが異なる点に注意されたい。

まず、 $t/T = 0.45$ で乱れ度約4%の後流中心が平板前縁に達する。その際、後流中心の強い乱れは急激に減衰するが、 $t/T = 0.5$ で $x/L = 0.03$ 付近で新たに乱れ度4%の強い乱れを有する部分[S]が後流中心の位置に現れ、時間の進行とと

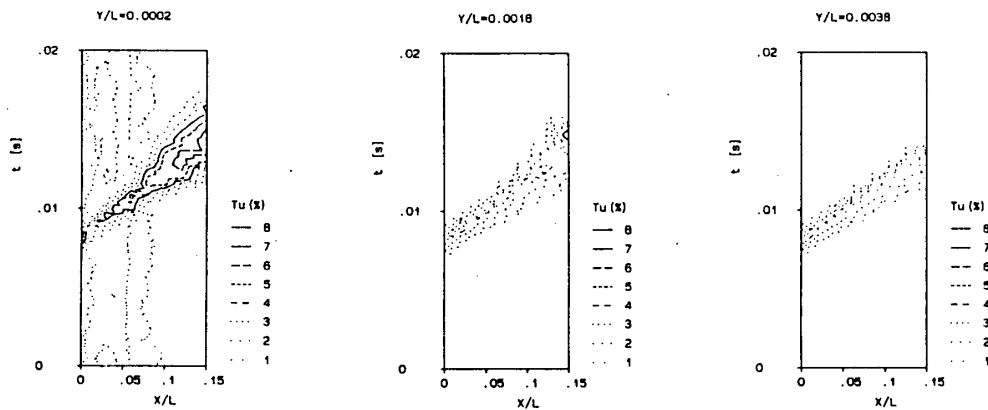


図3 平板前縁近傍での時空間上の位相平均乱れ度分布 ($d = 2$ mm, $l_D = 0.24$ m, $n = 1020$ rpm, $n_c = 3$)

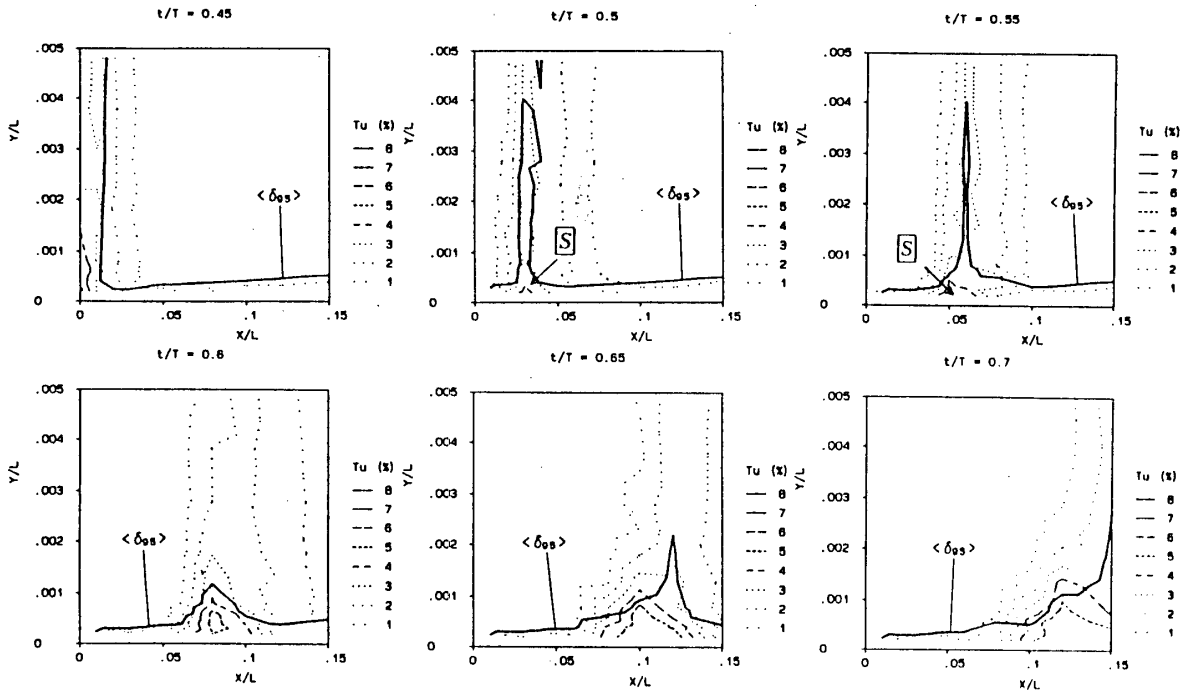


図4 平板前縁近傍での $x-y$ 平面内位相平均乱れ度分布の瞬間図 ($d = 2$ mm, $l_D = 0.24$ m, $n = 1020$ rpm, $n_c = 3$)

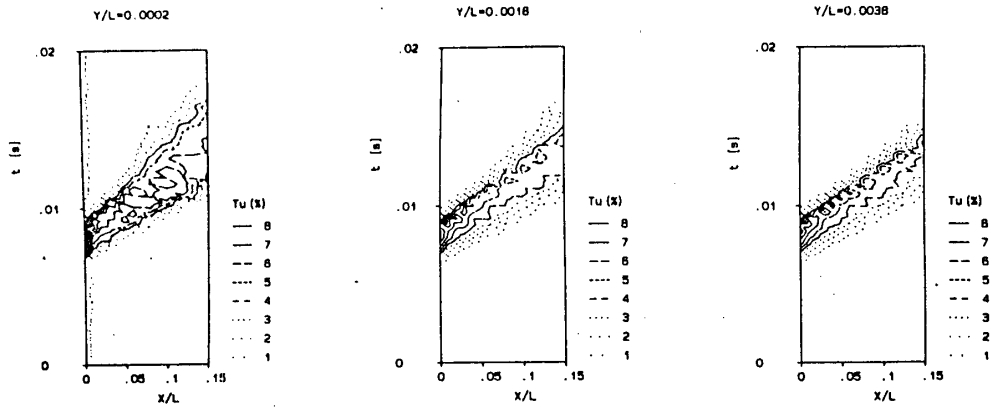


図5 円柱径をかえた場合の時空間上の位相平均乱れ度分布
 ($d = 5 \text{ mm}$, $l_D = 0.24 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

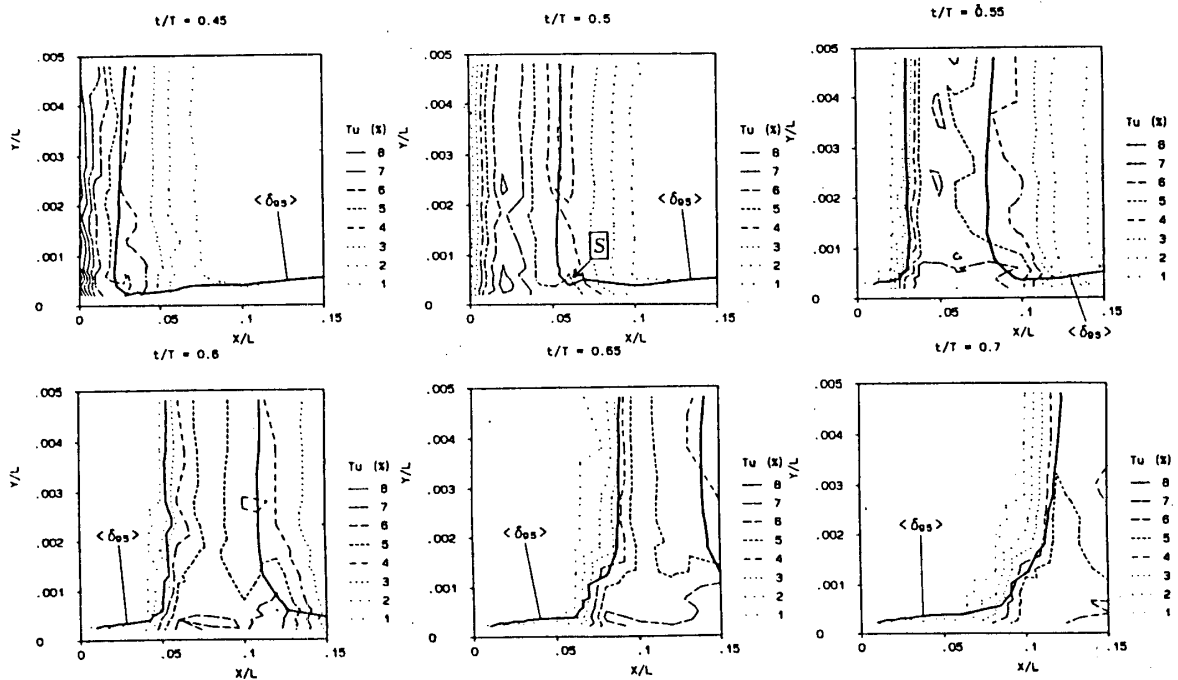


図6 円柱径をかえた場合のx-y面内位相平均乱れ度分布の瞬間図
 ($d = 5 \text{ mm}$, $l_D = 0.24 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

もに流れ方向および高さ方向に成長しながら下流側に移動している。この乱れの領域は、境界層厚み程度の高さであることから、後流によって引き起こされた乱流スポットと考えるとよいだろう。この乱流スポットは、 $t/T = 0.6$ あたりまでは後流幅の内側に存在しているため、乱流領域全体としては、前縁・後縁はほぼ平行を保ちながら主流速度で移動している。その後、後流との移動速度との違いにより、後流によって発生した乱流スポットが後流に対し $x/L = 0.06$ 以降から遅れ始め ($t/T = 0.65$)、結果として平板表面近傍での乱流領域が拡大していく。

ここで、後流中心 (与 $\langle \delta_{95} \rangle$) のピーク (低速部) に着目すると、後流速度欠損の減衰に伴ってピーク値が t/T

$= 0.45 \sim 0.60$ にかけて減少するが、その後次第にピーク値が増加し、低速部の拡大現象が確認される。そして、この低速部の拡大は乱流スポットの成長と密接な関係があることが図4から理解される。

図5, 6には、円柱径5mmの場合の時空間上での乱れ度分布および各瞬間でのx-y面内の乱れ度分布を示す (Case N o. 12)。なお、後流中心の時間的な位置関係は2mmの場合とほぼ同じである。この場合、円柱径の増加とともに時空間上での後流幅が拡大し、また乱流領域全体の乱れ度が若干高くなっている。ある点を原点として乱流スポットが発生成長した円柱径2mmの場合と比較すると、5mmの場合は特定の乱流スポットを識別することは困難で、ある幅をもって乱流領域

が拡大するように見える。一方、乱れ度の瞬間図には、2mmの場合に確認された後流中心での乱流スポットの発生およびその成長は見られないが、乱流領域前縁近くに乱流スポットと思われる乱れ度の高い部分 S が発生、成長する様子が読み取れる ($t/T = 0.5 \sim 0.6$)。また、これより上流で発生したと思われる乱流スポットとの合体のような現象も見られる ($t/T = 0.55$) そして、 $t/T = 0.6$ 以降乱流領域が後流に対し遅れ始め領域の拡大が顕在化する。

後流中心に先行して乱流スポットが発生する現象は, Addison, Hodson⁽⁵⁾の乱流スポット発生に関する仮説と類似の現象であり、後流がその周辺部においても十分に高い乱れ度(乱れエネルギー)を保持していることに起因すると考えられる。

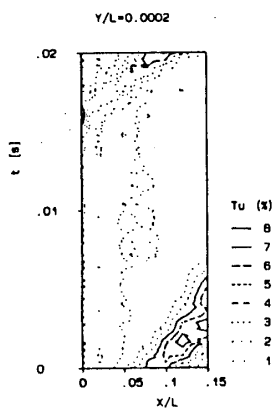


図7 時空間上乱れ度分布
($d = 2 \text{ mm}$, $l_D = 0.48 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

4.2.2 円柱-平板距離 $l_D = 0.48 \text{ m}$ の場合 図7には、2mmの場合の時空間上乱れ度分布 ($y = 0.2 \text{ mm}$)、図8には瞬間図を示す。2mmの円柱径の場合、 $t/T = 0.85$ で平板前縁に後流中心が到達しているが、後流の減衰は緩やかで、後流中心ではまだ4%近い乱れ度を有している。 $t/T = 0.95$ において $x/L = 0.05$ 付近で乱れ度3%程度の乱流スポットが現れ、以後徐々にその乱れの領域が成長している。時空間上での乱流スポットおよび乱流領域の成長過程に関して、 $l_D = 0.24 \text{ m}$ の場合と比較すると、平板前縁直後の乱れの領域の広がりや若干大きいほかは全般的な特徴には大差はなく、このことは、平板を円柱から離れた場合でも時間平均熱伝達分布には大きな変化が生じない、という前報の伝熱計測の結果と符合している。ただし、後流の瞬間図を詳細に詳細に検討すると、例えば図6の $t/T = 0.45 \sim 0.65$ 間の変化と図8の $t/T = 0.85 \sim 1.05$ ($= 0.05$)間の変化から明らかなように、乱流スポットの高さ方向への成長速度が $l_D = 0.24 \text{ m}$ の場合よりも遅いことがわかる。

図9に5mmの円柱径についての乱れ度分布瞬間図を示す。図6の場合よりも乱れ度がかかなり減衰しているので乱流スポットの識別が比較的容易になっている。この図から、 $t/T = 0.9$ で $x/L = 0.5$ 近くに比較的成長した乱流スポットが現れ、続いて $t/T = 0.95$ で $x/L = 0.35$ において後流中心からの乱流スポットが認められる。

4.2.3 強制遷移開始点 まず2章で述べた強制遷移モデル(図1)を基に、モデル上での強制遷移開始点 x_{TW} を図式

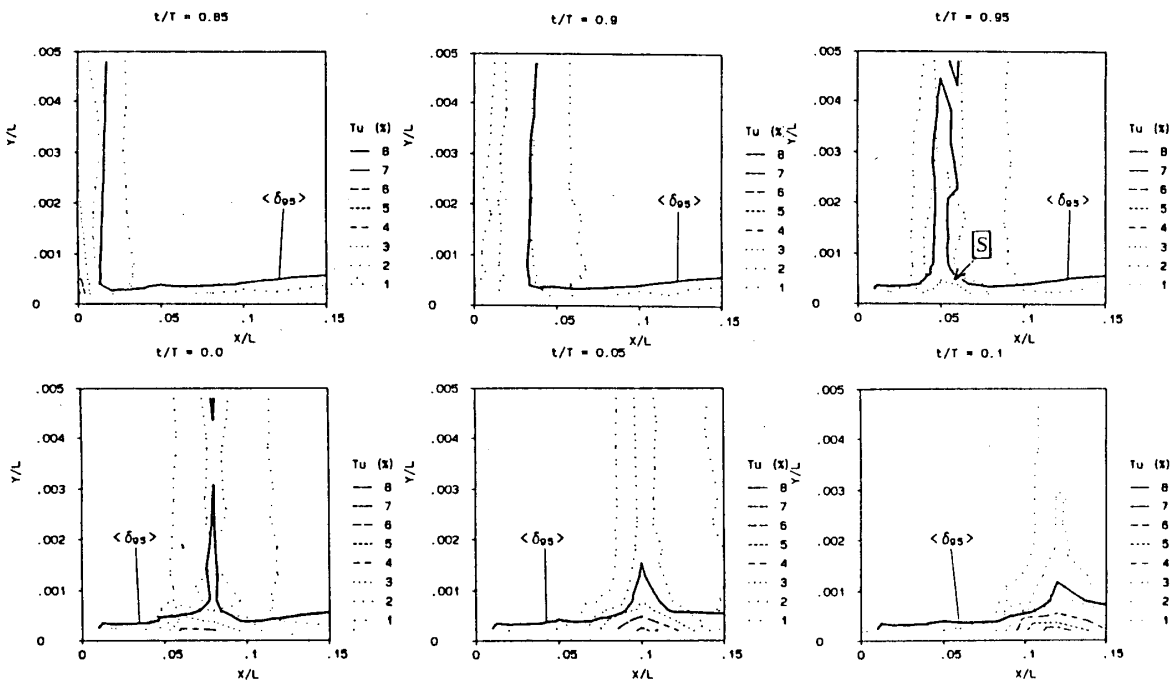


図8 円柱と平板との距離を拡大した場合のx-y面内位相平均乱れ度分布の瞬間図
($d = 2 \text{ mm}$, $l_D = 0.48 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

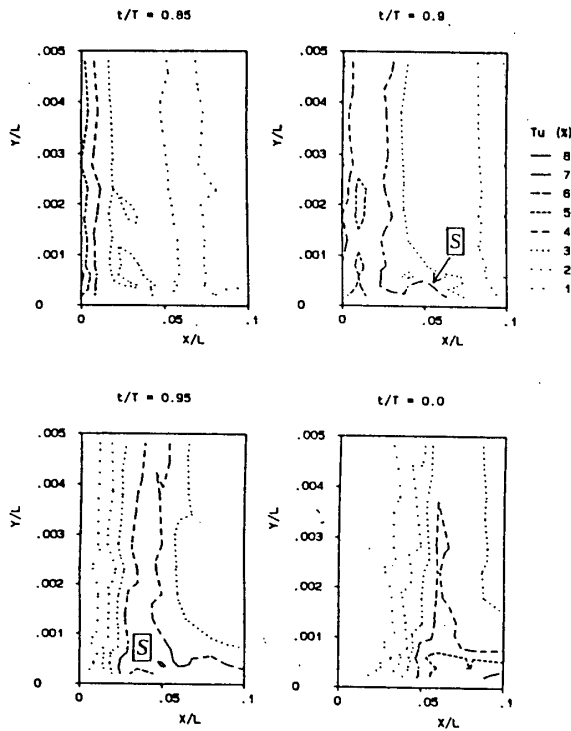


図9 x-y 面内位相平均乱れ度分布の瞬間図
($d = 5 \text{ mm}$, $l_D = 0.48 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

的に求め、続いて、上記の計測結果を基に遷移開始点を決定する要因について検討する。

図10には、2 mmおよび10mmの各円柱径の場合の時空間上乱れ度分布を示す (Case No. 11, 13)。ここで、図中のハッチング部は乱れ度4%以上の領域であり、この乱流領域後縁が主流速度に対して遅れ始め、時空間上での傾きが変化する位置を遷移開始点 x_{TW} として定める。この4%というしきい値には物理的な根拠はないが、後述するように、4~5%以上の乱れ度の範囲を選ぶことで、前報での伝熱試験での結果とよい一致が見られること、乱流スポットが明確に確認できる値ということで便宜的にこの値を選んだ。以後、乱流領域は乱れ度4%以上の領域を指すものとする。

表2には、上記のように求めた x_{TW} を示す。前報で示したモデルでは、層流境界層の不安定点を遷移開始点と考え、 $x/L = 0.045$ の位置を遷移点とした。この値を用いた場合の評価値は、3つの円柱径に対する伝熱計測のデータとほぼ一致することを前報で確認している。一方、非定常境界層計測からの結果では平均的位置が $0.041 (\pm 0.005)$ となり、モデルとしての実用性という立場から、前報での推定は概ね妥当であると考えられる。ただ、モデルでは遷移点を後流特性によらず一定と仮定しているが、表2の結果では、円柱径の増加とともに強制遷移点が上流側に移動している。この違いには、4%というしきい値の任意性、図からの読みとりに伴う誤差なども関与しているが、モデルでの遷移開始点と乱流ス

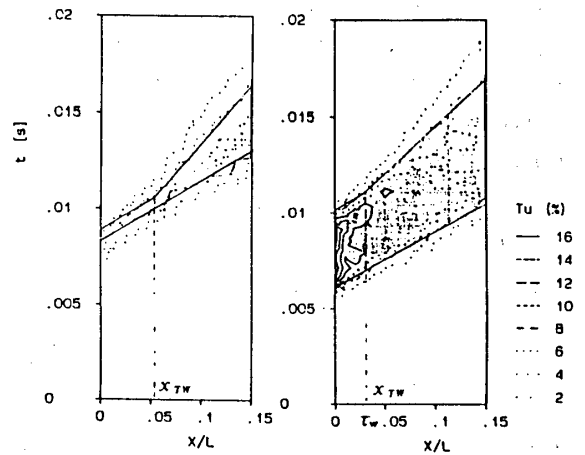


図10 強制遷移開始点 x_{TW} の決定

ポット発生位置が一致しないことが主な原因である。即ち、上記の結果を見る限り、乱流スポットは $x/L = 0.03 \sim 0.04$ の区間で発生しており、後流れ度が高い場合には後流後端近傍においても乱流スポットが発生し、そのまま乱流領域拡大につながっているが、後流れ度が弱い場合には乱流スポットは後流中心で発生するため、乱流領域拡大が顕在化するのに若干の距離を必要とするためである。

今回検出された乱流スポット発生点は、運動量厚さに関するレイノルズ数 Re_δ では120~160程度の位置であり、Abu-Channamらの式⁽⁶⁾による推定値 (≈ 163 , $Tu \geq 4\%$) に比較的近い結果となっている。モデルの予測精度の向上には乱流スポット発生位置の推定が重要であり、今後さらに関連する実験結果の蓄積を行いながらモデルの改良を行う必要がある。

表2 強制遷移開始点

d mm	2	5	10	Ave.	Model
x_{TW} m	0.054	0.038	0.032	0.041	0.045

4.3 乱流領域の成長過程の計測 前節で確認した後流により発生する乱流スポットを含む乱流領域の成長過程を、 $x/L = 0.3 \sim 0.6$ の区間で計測し、前節での結果もふまえて、乱流領域前縁・後縁移動速度比 β_F , β_E および後流持続時間 τ_w を算出し、前報で提示したモデルと比較検討する。

4.3.1 乱流領域の成長 図11には、円柱径2 mmの場合の時空間上乱れ度分布を、円柱回転数を変えて計測した結果を示す (Case No. 1, 2, 3)。これらの結果から、後流により引き起こされた乱流領域は、時空間上で周期的にほぼ三角形に成長していることがわかる。これらの乱流領域は、例えば、最も回転数が高い図11(c) ($n = 1500 \text{ rpm}$) 場合には $x/L = 0.45$ で、また図11(b) ($n = 1260 \text{ rpm}$) の場合には $x/L = 0.55$ で後流の領域に追いつかれ合体、完全乱流状態になり、強制遷移が完了している様子が明瞭になっている。伝熱計測の

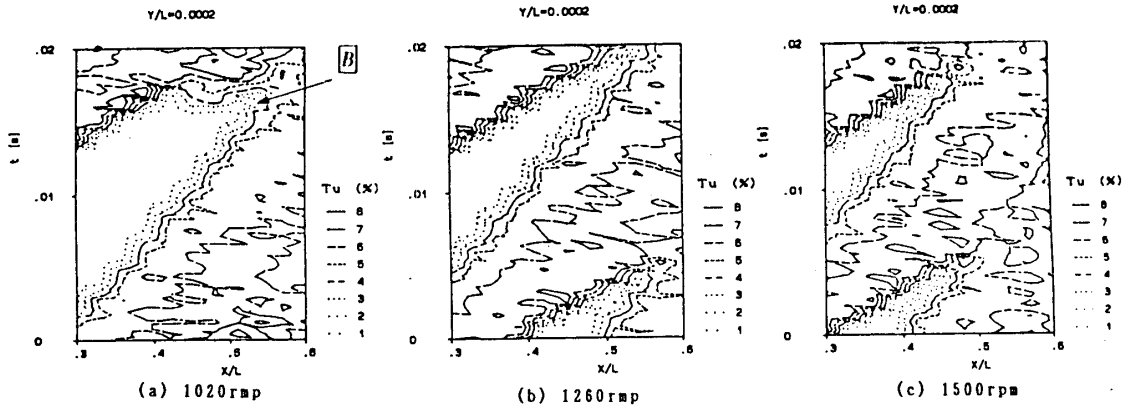


図11 強制遷移終了点近傍での時空間上の位相平均乱れ度分布
 (* $d = 2 \text{ mm}$, $l_D = 0.12 \text{ m}$, $n_c = 3$)

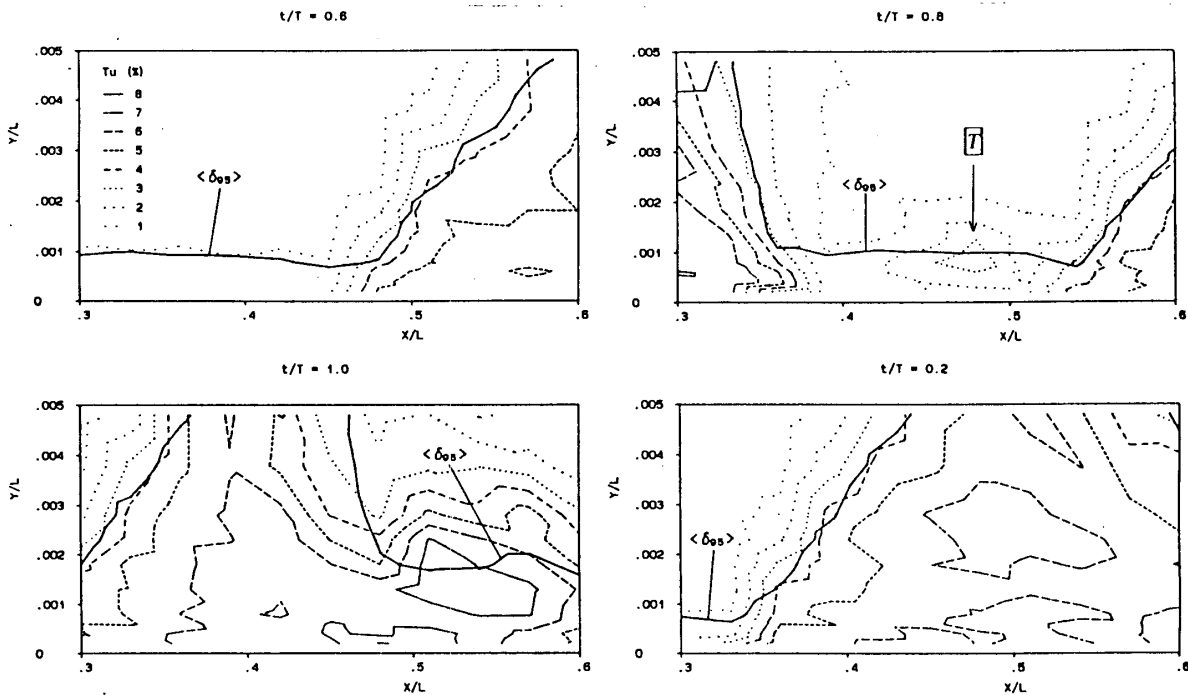


図12 強制遷移終了点近傍でのx-y面内位相平均乱れ度分布の瞬間図
 (* $d = 2 \text{ mm}$, $l_D = 0.12 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

結果⁽²⁾と比較すると、4~5%の領域について、若干の違いはあるがほぼ同じ場所に遷移終了点が位置している。

一方、回転数が低い図11(a)の場合 ($n = 1020 \text{ rpm}$)、後流による乱流領域の間に、明らかに別の乱流領域が発生し、この領域の存在により結果として図11(b)の場合よりも完全乱流への移行が早くなっている。円柱回転数が高い場合が遷移完了位置が下流に位置するという現象は、前報での伝熱計測でも確認されており、この二次的な乱流領域 **回** は、周期的な後流間に発生した定常流遷移に関連するものと考えられる。時空間上での二種類の乱流領域の間に、比較的乱れ度の低い領域 ($x/L = 0.5 \sim 0.55$) が確認できるが、その発生状況か

ら判断して、これはPfeilらが指摘した"Bealmed Region"⁽⁷⁾と考えられる。"Bealmed Region"は後流により影響を受けた境界層が平衡状態に回復するまでの緩和時間と考えられており、その間定常流遷移は抑制される。後流周波数が高くなると、後流による乱流領域および"Bealmed Region"が時空間上かなりの割合を占め、その結果定常流遷移が発生せず、本実験で観測されたような結果となったと考えられる。

図12には、 $n = 1020 \text{ rpm}$ について各瞬間での乱れ度分布を示す。後流により発生した乱流領域の通過後、若干の時間差をおいて別の乱流領域 **T** が発生し、後続の後流前縁部と合体する様子がよく理解できる。また、図13には5mm円柱径の場

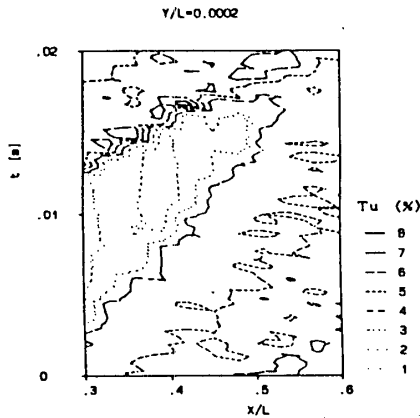


図13 円柱径をかえた場合の時空間上の位相平均乱れ度分布 ($d = 5 \text{ mm}$, $l_D = 0.12 \text{ m}$, $n = 1020 \text{ rpm}$, $n_c = 3$)

合の時空間上乱れ度を示す。この場合にも、図11(a)で見られた二次的な乱流領域が、縮小された形ではあるが現れている。

4.3.2 乱流領域移動速度比 図11に示すような時空間上での乱流領域前縁・後縁移動速度比 β_F , β_E を、強制遷移開始点と同様に乱れ度4%以上の領域に着目し、図式的に求めた。その結果、 β_F はほぼ1であり、モデルで想定したように、乱流領域は主流速度で移動していることが確認された。ただし、主流速度で移動している前縁を構成しているものが後流自身であるのか、後流先端部から発生した乱流スポットか、または上流側で発生した乱流スポットの先端部なのかは、今回の実験でははっきりとは識別できなかった。また、 β_E については、表1に各計測条件ごとにまとめて示してある。若干のばらつきが生じているが、平均値としては $\beta_E = 0.54$ で、モデルでの推定値0.55 にほぼ一致する結果となっている。

4.4 後流持続時間 4.2節および4.3節の結果を基に、後流持続時間 τ_w を算出する。まず、図11にある乱れ度4%以上の乱流領域 ($l_D = 0.24 \text{ m}$) で、平板前縁直後の乱流領域前縁、後縁の時間差 τ_w を図から読みとる。この結果を表3(a)に前報の伝熱計測 ($l_D = 0.12 \text{ m}$) で推定した後流持続時間算出とともに示す。 $l_D = 0.24 \text{ m}$ の場合の平板に到達する時点での後流幅は $l_D = 0.12 \text{ m}$ の場合よりも拡大するため、実験値とモデル値との差が現れているが、この差は乱流領域全体と比べて大きくはなく、またその効果分を除いて考えれば、前報で推定した後流持続時間は概ね妥当であると判断される。また、5mm, 10mmの円柱の場合の τ_w と2mmの円柱の場合の τ_w との差(表3(b))に関しては、モデル値と実験値との違いは小さい。

$x/L = 0.3 \sim 0.6$ の区間での乱流領域について、 $x/L = 0.3$ および0.4での乱流領域前縁、後縁の時間差 $\tau_{w,2}$ を、図11から読みとり、各周波数についての平均値を表4に示す。また、円柱と平板との距離 l_D を拡大した場合の $\tau_{w,2}$ を比較すると(表4)、 $\tau_{w,2}$ はわずかに減少する程度であり、乱流持続時間(間欠度)としてはほとんど差がないと考えてよく、伝熱試験の結果を裏付けている。

後流持続時間自身の予測は困難だが、本報および前報での

表3(a) 後流持続時間 τ_w ($n = 1020 \text{ rpm}$)

d mm	2	5	10	
τ_w msec	0.479	2.125	3.962	$l_D = 0.24 \text{ m}$
Model	0.15	1.77	3.40	$l_D = 0.12 \text{ m}$

(b) 後流持続時間差

	$\tau_w / * 5 - \tau_w / * 2$	$\tau_w / * 10 - \tau_w / * 2$
Exp.	1.646 msec	3.483 msec
Model	1.62 msec	3.25 msec

表4 乱流領域持続時間 ($n = 1020 \text{ rpm}$)

x/L	$\tau_{w,2} / * 2$		$\tau_{w,2} / * 5$	
	$l_D = 0.12; l_D = 0.24$	$l_D = 0.12; l_D = 0.24$	$l_D = 0.12; l_D = 0.24$	$l_D = 0.12; l_D = 0.24$
0.3	7.427	7.388	9.205	9.113
0.4	10.228	10.151	12.049	11.709

結果をあわせ考慮すると、あるしきい値(今回は4%程度)以上の後流乱れ度の持続時間をもって後流持続時間とみなすことが可能であると判断される。

5. 結 言

後流の影響を受ける非定常平板境界層を計測し、その強制遷移挙動を詳細に調べ、強制遷移モデルの妥当性を検討した。本研究で得られた知見は以下のようになる。

- (1) 強制遷移開始点近くでは、比較的乱れ度の低い後流の場合、後流による乱流スポットはほぼ後流中心で発生する一方、乱れ度の高い(5mm, 10mmの円柱径)の場合、乱流スポットは初めに後流先端部から発生する。その発生位置の平板前縁からの距離は $x/L = 0.3 \sim 0.4$ であった。
- (2) 発生した乱流スポットは下流側に成長を続け、時空間上での乱流領域の合体により完全乱流への遷移が完了する。
- (3) 比較的低周波数の低い場合に、後流による乱流領域の間に別の強い乱流領域が発生し、高周波数の場合よりも完全乱流状態への移行が早まる場合がある。
- (4) 伝熱計測の結果に基づいて提示された後流による強制遷移モデルに関して、モデルを構成する重要なパラメータである強制遷移開始点、乱流領域の成長速度また後流持続時間等を非定常境界層計測から算出し、結果として前報で示した値に近い値になることを確認するとともに、モデルの妥当性を検証した。ただし、乱流スポット発生位置は後流特性に依存する傾向にあり、この点に関するモデルの改良が必要である。

参 考 文 献

- 1 船崎 日黒, 山脇, 機論投稿中(論文No. 91-1584)
- 2 船崎 日黒, 山脇, 機論投稿中(論文No. 91-1749)
- 3 ANSI/ASME PTC 19.1-1985, 1985, ASME
- 4 日黒, 岩手大学大学院修士論文, 1992
- 5 Addison, J. S. and Hodson, H. P., Trans. ASME Paper 91-GT-282, 1991
- 6 Abu Ghannam, B. J. and Shaw, R., J. Mech. Eng. Scie. 22-5, 1980, 213
- 7 Pfeil, H., Herbst, R. and Schroder, T., Trans. ASME, Vol. 1, 1983, 130

・ 新聞 良樹 (株式会社 東芝)

酒井 俊道 (東京理科大学)

1. 緒 言

遠心型や斜流型の圧縮機・ブロワに用いられるステンレスディフューザ内の旋回流では、壁面近傍の低エネルギー領域では主流に比べて小さい流れ角度で半径方向圧力勾配と釣り合うために子午線方向速度成分が主流と比べて小さくなり、ねじれ境界層が発達する。とくに、斜流機械に用いられる円錐環状ディフューザでは流れの旋回による遠心力の流路幅方向成分のために流れは大きくシラウド側に偏り、ハブ側でのねじれ境界層の発達が著しくなると逆流を生じ、このために十分な静圧回復が得られない傾向がある。

この点を改善し、斜流ディフューザの性能を向上するためには入口に適切な絞りを設ける方法や半径流型に移行させることによって子午断面の流線曲率によるハブ向きの遠心力を利用する方法が提案されている^{(1) (2) *}。これに対しディフューザ壁面上のねじれ境界層の抑制には背の低いガイドフェンスを装着することも大きな効果があり、斜流や遠心のディフューザ^{(3) (4) (5) *}の性能を大きく改善できることが報告されているが、その内部流れは十分には解明されておらず、設計手法が確立されているとは言えない。

このため、本研究は円錐環状ディフューザのハブ壁面にガイドフェンスを装着した場合の内部流れを実験的に明らかとすることを目的としている。

2. 実験装置・実験方法

図 1 に実験装置を示す。本研究では、入口平均半径 $\phi 200$ 、流路幅 25.6mm、頂角 120° の 2 枚の円錐壁で形成された平行壁ディフューザを用い、ハブ側に 30° 等角らせん形状、厚さ 1 mm のガイドフェンスを入口から半径比 $R = 2.0$ まで装着した。ガイドフェンスは全周 12 枚であり、この場合フェンス間に対する等価 2 次元ディフューザの広がり角は 15° 程度となる。また、ここでは流路幅に対するガイドフェンス高さを $h = 0$ (ガイドフェンス無し)、 $h = 0.2$ 、 0.4 に選んだ。モデル流れとしてはディフューザには羽根車後流の影響を避けるため、ブロワによる押し込み流れを用い、回転スクリーンによって旋回成分を与え流れ角度が入口流路幅方向に一定となる流れを作成した。また、流入角 $\theta_i = 30^\circ$ を中心に正負のインジデンスを与えてガイドフェンスに対する流入角度の影響を調べた。ディフューザ入口径を代表長さ、平均流入速度を代表速度とする Re 数は 1.8×10^5 程度である。

図 2 はフェンス形状と計測点位置を示す。計測は外径 $\phi 0.7$ ステンレス管を用いて製作され

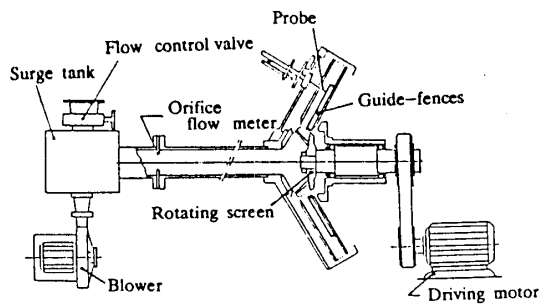


図1 実験装置

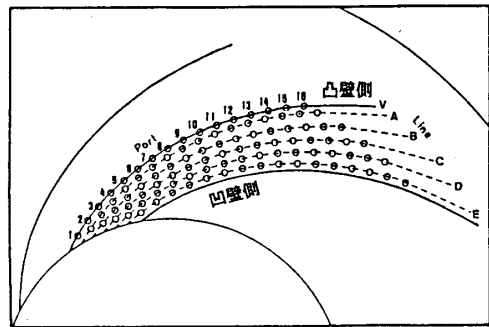


図2 ガイドフェンスと計測位置

た3孔コラ型ピトー管をシラウド側に半径方向16点設けられた計測孔より挿入して実施した。プローブの最大投影面積は入口環状面積の0.3%程度となる。周方向の計測点はフィン間に12のラインを設定し(図には6本のみ示す)、シラウド側計測孔がこのライン上と一致するようにシラウド側ディフューザ壁位置を周方向に調整した。

3. 実験結果

3-1 静圧回復率とインシデンス

図3はガイドフェンス無しと高さ $h=0.2$ のガイドフェンスを装着した場合のインシデンスと静圧回復率の関係を示す。また、高さ $h=0.2$ のガイドフェンスを装着することによって静圧回復率はインシデンス 0° では約30%向上する。

流入角度の変化に対し、ガイドフェンス無しの場合には流入角度が大きくなるほどハブ側逆流域の発達が小さくなるために静圧回復が高くなるが、 $h=0.2$ のガイドフェンスを装着した場合には正のインシデンスが大きくなると逆に静圧回復は悪化してインシ

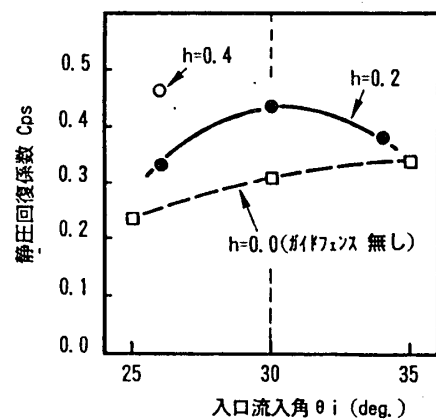


図3 入口流入角と半径比 $R=1.70$ における静圧回復係数の関係

ンス 0° 程度が最適インシデンスとなり、ガイドフェンス無しの場合と異なる傾向を示す。ただし、インシデンスによる静圧回復率の変化幅はインシデンス $\pm 4^\circ$ 程度の範囲ではガイドフェンス無しの場合の26%に対して23%とほぼ同程度であってインシデンスの変化に比較的鈍感であるというバールディフューザの特徴はこの程度の高さのガイドフェンスを装着した場合には失われぬ。

3-2 ガイドフェンス無しの場合

図4はガイドフェンス無し(入口流入角 $\theta_i=30^\circ$)の場合の $y/H=0.08, 0.27, 0.58$ における速度ベクトルを示す。ハブ側で子午線方向速度が徐々に失われ、流れがねじれて逆流を生

じる様子がわかる。また、図5に示した子午断面内の等静圧線・等全圧線より、入口近傍からハブ側で逆流を生じているために流れがシャroud側に偏り、有効断面積が減少するために十分な減速が行われず、静圧回復が損なわれていることがわかる。図6は熱線流速計およびピトー管を用いて計測した剪断応力分布であって τ_{ref} は入口流路中央の値である。また、等流量線によって各半径比の値を結んであり、このうち破線は逆流点を示している。壁面剪断応力は境界層の安定化するハブ側では小さくなり、逆にシャroud側では高くなるが、剪断応力のレベルは主流と循環流れとの境界付近で最大値をとり、この部分での損失が支配的であると考えられる。また、図7は入口流入角 $\theta_i = 25^\circ$ および $\theta_i = 35^\circ$ の場合の流れ角度であり、 θ_i が小さくなるほど逆流域が大きくなり、このために性能が悪化することがわかる。

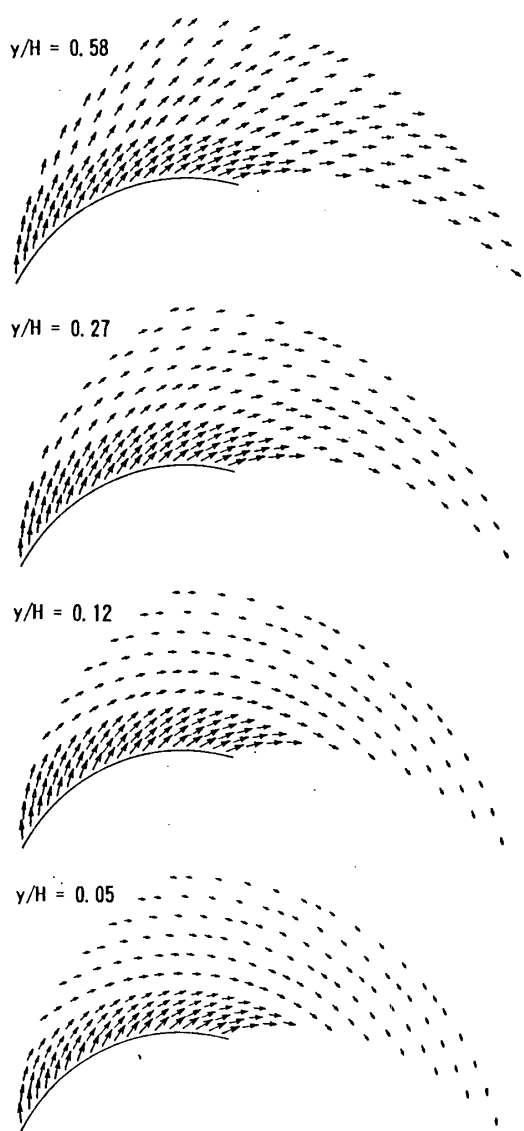


図4 速度ベクトル (ガイドフィン無し, $\theta_i = 30^\circ$)

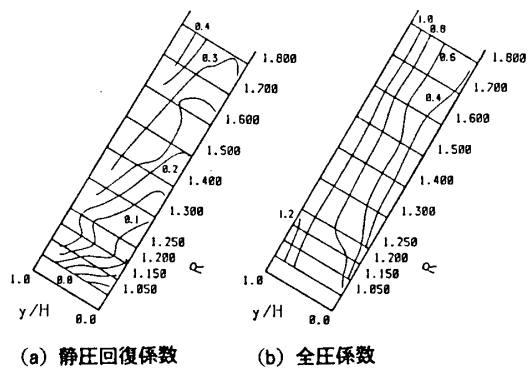


図5 静圧および全圧係数分布 (ガイドフィン無し, $\theta_i = 30^\circ$)

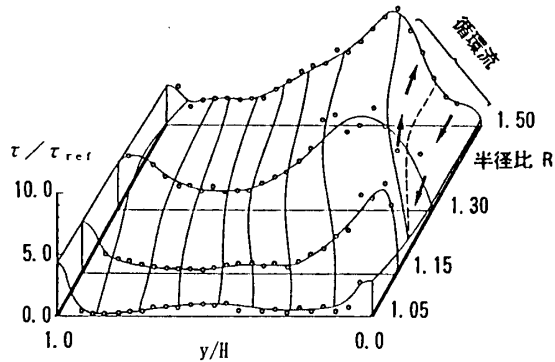


図6 剪断応力分布 (ガイドフィン無し, $\theta_i = 30^\circ$)

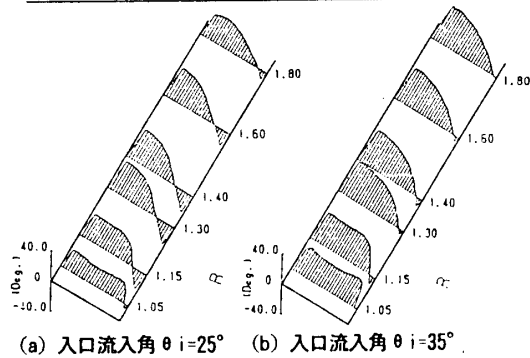


図7 入口流入角による流れ角度分布の変化 (ガイドフィン無し)

3-3 ガイドフェンスを装着した場合

図 8 は $h = 0.2$ のガイドフェンスを装着した場合流入角 30° (インシデンス $= 0^\circ$) の場合の静圧分布を図 2 の line-A, C, E に沿う断面について示している。とくに流路中央の line-C では等静圧線は半径に対してほぼ一定となっていて、図 8 のガイドフェンスが無い場合に比べて理想的な静圧回復が得られている。一方、凹壁側の line-A では入口側ガイドフェンス先端付近での静圧の回復が極端に悪くなっている。

図 9 は流入角 30° (インシデンス 0°) の場合の $h = 0.2$ のガイドフェンスを装着した場合の半径比 R 一定 ($R = 1.05, 1.30, 1.80$) の断面における全圧分布を示している。半径比 $R = 1.05$ をみると、この場合にはややシュラウド側で高い全圧分布をもって流入しているが、この位置では周方向の変化はまだほとんど見られず、ガイドフェンスの影響は少ない。一方、半径比 $R = 1.30$ ではガイドフェンス先端凹壁側に明らかな低エネルギー領域が存在している。この低エネルギー領域は $R = 1.80$ では不明瞭となり、低エネルギー領域はほぼハブ側壁面およびガイドフェンス壁面に沿って分布しているが、ハブ、シュラウド間では大きな勾配は無くハブ側での全圧がシュラウド側に対して極端に低くなる図 5 に示したガイドフェンス無しの場合とは大きく異なる。

図 10 はハブ面からの距離 y/H が一定の面における流速ベクトルを示し、図 12 は line-A, C, E に沿う断面に対する全圧および静圧の変化 (流路幅方向の積分値) を示し、さらに図 11 は半径比 $1.1 \sim 1.3$ の範囲の流れをスモーク法によって観察した結果を示したものであって、これらから、次のような挙動が推定できる。

ねじれ境界層は入口より成長し、ハブ近傍での流れ角度が徐々に小さくなって流れはガイドフェンス凸壁側に向かうが、ガイドフェンス、ハブ面が存在するためにハブからシュラウドに向かって方向を変え、 $R = 1.3$ 近傍でガイドフェンス先端に達し、ついにはこれを超えて凹壁側に低エネルギー領域を形成する。図 7 に示したようにこの部分では静圧レベルも低い。さらに半径比が大きい所でもハブ近傍で流れはねじれようとするが、この部分の流体は壁面摩擦によってエネルギーレベルが下流に向かう程低く、さらに流れ角度の減少の大きいハブ側から、ガイドフェンス面に沿ってガイドフェンス端に向かう流れとなるために流線長さが長くなること、ガイドフェンスによって流れが転向するためエネルギー損失が大きくなることからガイドフェンス端部分では凹壁側とほぼエネルギーレベルが等しくなりガイドフェンス端を超えて凸壁側に向かうことができず、ほぼガイドフェンスに沿った流れとなる。したがって、ガイドフェンスを超える流れが観測されるのは、ハブ側でねじれ境界層がある程度発達し、しかも、ガイドフェンスを超えるだけの十分なエネルギーレベルが維持される範囲に限定される。

$R = 1.3$ 付近でガイドフェンスを超えた流れは凹壁側のほぼガイドフェンスに沿う流れの中で拡散し、さらに流れがガイドフェンスを超える部分は上述の理由で限定されるために凹壁側で流れ角度が小さくなる領域もガイドフェンス近傍のごく限られた範囲となる。

流れがガイドフェンスを超える部分より下流域では凹壁側の混合損失は少なくなり、

流れ方向の全圧降下は遅かに緩やかとなる。また、凸壁側ではガイドフィンを乗り越えられない低エネルギー流体が停滞する。

一方、流入角度 θ_i が小さくなるとねじれ境界層の発達は著しくなり、ガイドフィン無しの場合には逆流域の占める割合が大きくなって性能が悪化することは図 3 の説明で述べた。ガイドフィン付きの場合においてガイドフィン高さが不十分な場合にも流入角度 θ_i が小さくなってねじれ境界層の発達が著しくなったときに流れがガイドフィンを乗り越える領域が広がって性能が悪化する。

図 13 はガイドフィン高さ $h=0.2$ と 0.4 の場合のインデックスと子午線速度分布の関係を示したものである。インデックス $= -4^\circ$ のときを見ると、 $h=0.2$ ではガイドフィンよりシラウド側でも流路幅方向の子午線速度勾配は大きく、流れがねじれていることから、ガイドフィンの高

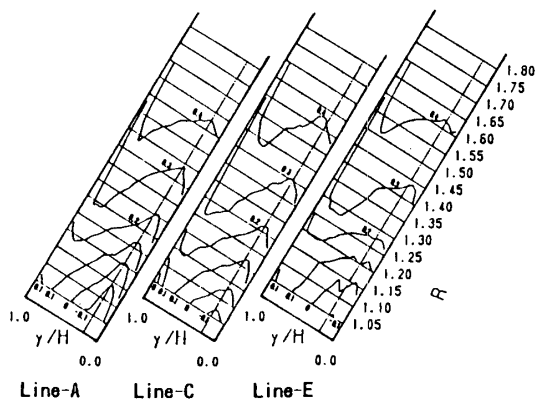


図8 静圧回復係数分布 (ガイドフィン高さ $h=0.2$, $\theta_i=30^\circ$)

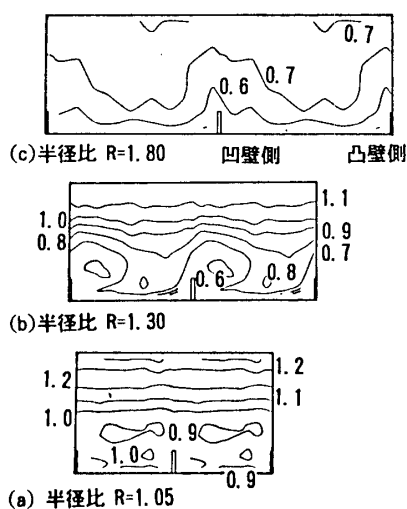


図9 全圧係数分布 (ガイドフィン高さ $h=0.2$, $\theta_i=30^\circ$)

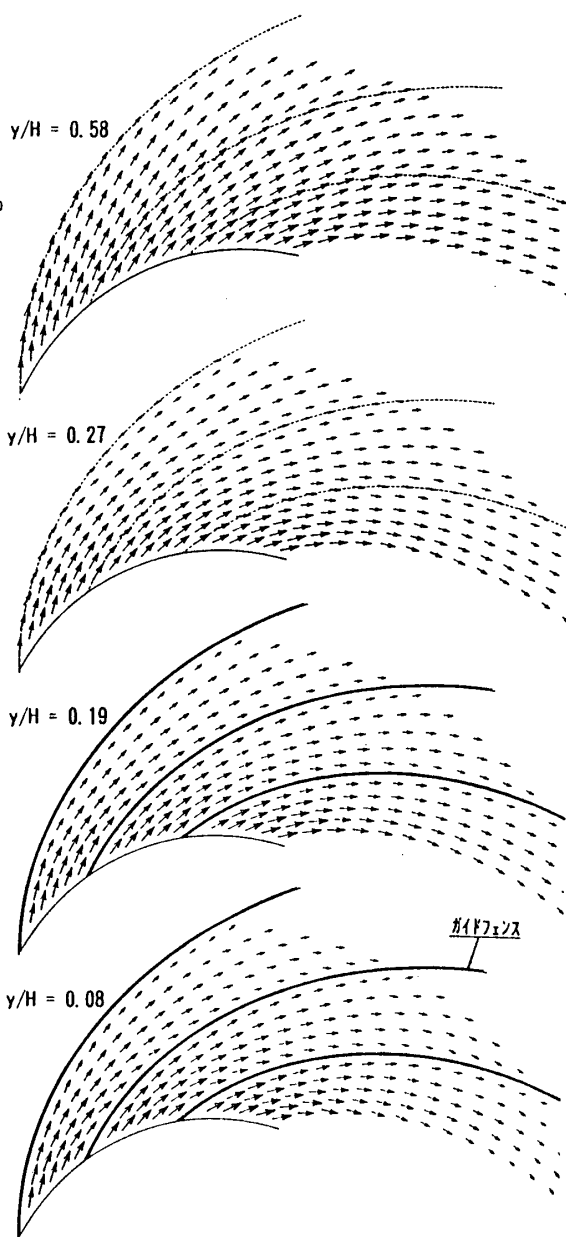


図10 速度ベクトル (ガイドフィン高さ $h=0.2$, $\theta_i=30^\circ$)

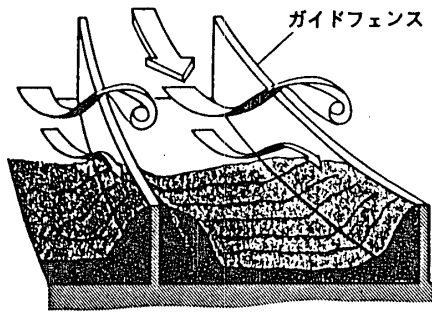


図11 ガイドフェンスを装着した場合の流れの概要
(可視化結果)

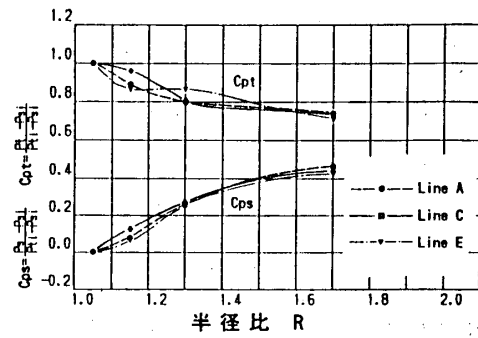


図12 全圧係数と静圧回復係数
(ガイドフェンス 高さ $h=0.2$, $\theta i=30^\circ$)

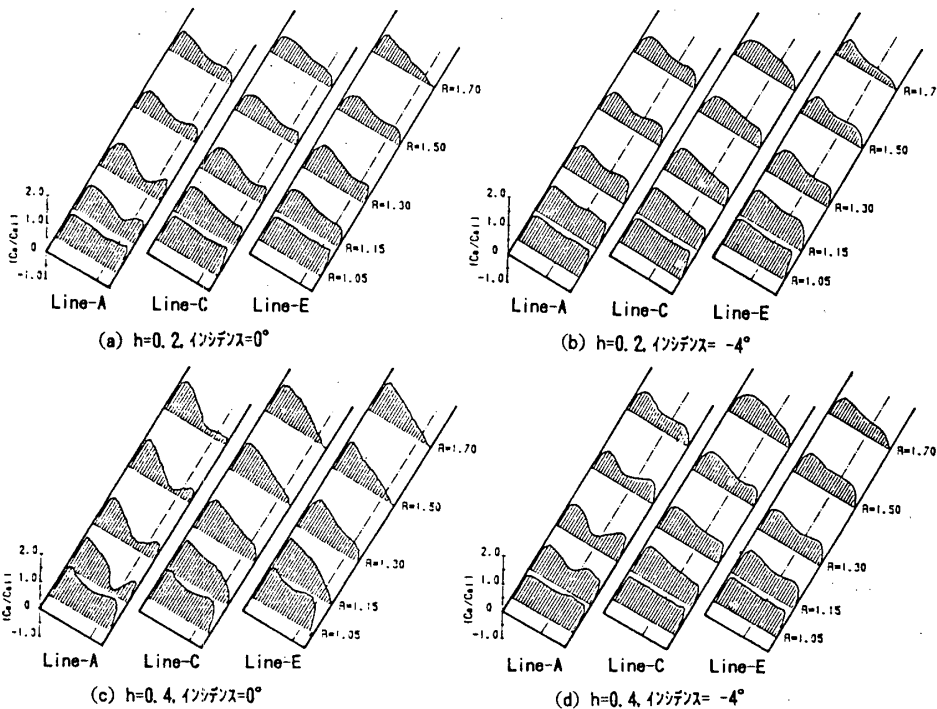


図13 内部流れとインシデンスおよびガイドフェンス高さの関係
(子午線方向速度分布)

さが十分でないために性能が悪化していることがわかるが、ガイドフェンス高さを $h=0.4$ とすると図 3 に示したように著しく改善される。また、インシデンス $=0^\circ$ の場合にも $h=0.4$ とした場合には半径比 1.3、ガイドフェンス先端近傍での流れのねじれは小さくなっていて、ガイドフェンス高さが十分であるために先に述べたようなこれを超える流れがほとんど無くなっていることがわかる。

図14は 25° の等角らせん状ガイドフェンス ($h=0.2$) を半径比 1.4 まで設けた場合の line-C (流路中央) にお

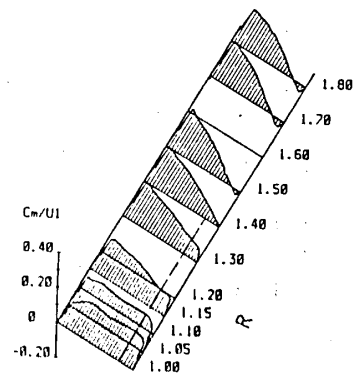


図14 ガイドフェンス長さの影響
(子午線方向速度分布)

ける子午線方向速度分布を示したものである。この場合、ガイドフィンスは先に述べたような先端からの乗り越え流れを生じる部分までは装着されているが、これより下流側ではガイドフィンス無しの場合と同様に流れが急激にねじれることがわかる。

4. 結 論

頂角 120° の平行円錐壁斜流ディフューザのハブ側壁面に流路幅に対する高さが $h=0.2$ 、 $h=0.4$ のガイドフィンスを装着した場合について内部流れを計測した結果次の結論を得た。

1) 背の低いガイドフィンスを装着することによってハブ側のねじれ境界層および逆流の生成が抑制され、静圧回復率は30%程度向上した。

2) インシデンス $\pm 4^\circ$ 程度の範囲では静圧回復率の変化幅はガイドフィンス無しの場合と変わらず、流入角度に鈍感というバースレスディフューザの特性は維持される。ただし、斜流バースレスディフューザの場合には 25° から 35° の範囲での流入角の増加に対し静圧回復率は単調に増加するが、ガイドフィンスを装着した場合には最適流入角が存在する。

3) 背の低いガイドフィンスを装着した場合には半径比 $1.2\sim 1.3$ 程度でガイドフィンスを凸壁側から凹壁側へ流れが乗り越え、低エネルギー領域が凹壁側ガイドフィンス先端近傍に形成されるが、この現象は局所的である。ガイドフィンス無しの場合には逆流域における損失が支配的であったが、背の低いガイドフィンスを装着した場合には上流域でのガイドフィンスを乗り越える流れに起因する損失がおよび、下流域でのガイドフィンス凸壁側での損失が大きく、静圧回復も妨げられる。

4) 例えば流入角が小さくなることによって、入口でのねじれ境界層の発達ที่著しい場合にはガイドフィンス高さが低いと十分な効果を得ることができず、静圧回復率、全圧損失ともに悪化する。ガイドフィンス高さの決定には入口近傍の速度分布についての予測が必要である。目安としてガイドフィンス無しの場合の $R=1.2$ 程度までの逆流域を上回る高さが必要である。

5. 参考文献

- (1) Brawn, W. B., Bradshaw, G. R., NACA TN-1426, (1947)
- (2) RC-60 斜流ターボ機械の準3次元設計と性能予測調査研究分科会研究成果報告書, pp. 156-181, (1984)
- (3) Sakai, T., et. al., Trans. ASME, J. Eng. Power, 101-2, (1979), 281.
- (4) 伊吹, ターボ機械, Vol. 7, No. 4, (1979)
- (5) 吉永, 学位論文, (1986)