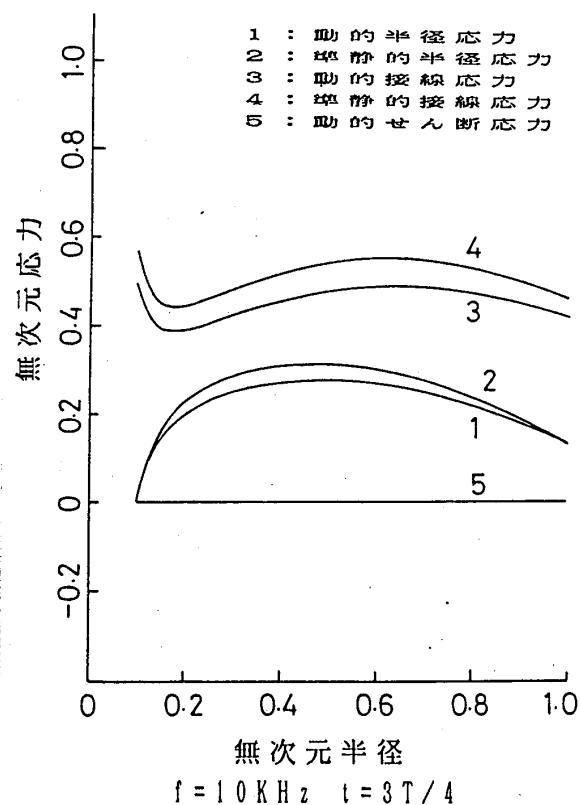


訂正

講演番号 B - 8
P. 157 図2(d)



A-1 メタン燃料を用いたマッハ5クラスのラム燃焼器の研究

* 木下 康裕 (川崎重工業 明石技術研究所)
関 美範 (川崎重工業 明石技術研究所)
北嶋 潤一 (川崎重工業 明石技術研究所)

1. はじめに

民間用超音速輸送機のラムジェットエンジンは優れた経済性と環境適合性を両方兼ね備える必要があり、その主構成要素であるラム燃焼器の開発には全作動範囲で安定して効率よく燃焼すると共に、窒素酸化物 (NO_x) を中心とするエミッションの排出を低減する燃焼技術の確立が求められている。

当社は通商産業省工業技術院の大型プロジェクト「超音速輸送機用推進システムの研究開発」(HYPRプロジェクト)において、飛行マッハ数2.5～5の高速域で作動するラムジェットエンジンの燃焼器の研究開発を受託し、メタンを燃料とする安定・高効率燃焼技術の確立を目標に、実験室規模のVガッタ型ラム燃焼器モデルによる試作試験研究を実施している。

これまで、低飛行マッハ数時における問題点の抽出、性能の改善を中心に研究を行ってきた。そして、低飛行マッハ数時においては比較的低温度の空気が高速で燃焼器に流入するため、圧力損失や保炎、燃焼効率に問題があることを明らかにした⁽¹⁾。特に燃焼効率については、飛行マッハ数3に相当する条件で燃焼させた場合、従来からラム燃焼器に用いられている均一予混合燃焼方式を採用すると70%程度の値しか得られず、燃料消費低減の要求から大幅な効率の改善が望まれた。そこで、保炎器を中心とする領域に燃料濃度の高い予混合気を形成させ、局的に高当量比燃焼させる燃料ゾーニング燃焼法をラム燃焼器に適用することを検討し、ゾーニング燃料ノズルを試作し、燃焼試験を実施した。その結果、燃焼器の圧力損失をあまり増加させずに90%以上の燃焼効率を達成させ、燃料ゾーニング燃焼法が低飛行マッハ数時の燃焼方法として非常に有用であることを明らかにした^{(2) (3)}。

今回は、本ラム燃焼器のもう一方の大きな技術課題である飛行マッハ数5の高温燃焼時における保炎、安定燃焼、エミッションに関する問題点の抽出、基礎的データの取得を目的として、ラム燃焼器モデルを試作し、飛行マッハ数3および飛行マッハ数5をシミュレートする燃焼器入口条件で燃焼試験を実施した。ここでは、試作ラム燃焼器の全圧損失率、燃焼効率および入口温度の高温化による窒素酸化物 (NO_x) の排出特性について報告する。

2. ラム燃焼器モデル

2. 1 V ガッタ保炎器

本ラム燃焼器に用いた保炎器は、HYPRプロジェクトに参加しラム燃焼器の低公害化の研究を実施している、フランスのSNECMA社が原型を提案したもので、垂直主Vガッタにその中央部から左右に一対の水平Vガッタを取り付けた十字型の構造をしている。図1にこのVガッタ保炎器の概略を示す。保炎器のサイズは当社の矩形テストセクションに適用できるように設計し、垂直主Vガッタの長さは153mm、水平Vガッタの両端の長さは90mmで、それぞれのガッタ幅は32mm及び36mmである。本保炎器のブロッケージ比は30%である。

本保炎器は、飛行マッハ数5を模擬する高温条件においても焼損や変形を起こさずに燃焼試験ができるように、外部空気を保炎器内部に取付けたインサートに供給し保炎器を内側からインピング冷却する冷却構造を採用した。また、冷却空気が燃焼性能に与える影響を排除するため、今回の試験では冷却空気は燃焼器外部に放出した。

予混合燃焼方式では安定して保炎する当量比範囲が非常に狭いため、保炎器内部にパイロット燃料ノズルを取付けて、そこから少量燃料を噴射し、保炎器の後流に形成される循環流領域にパイロット火炎を形成させることで上流から流入する予混合気を安定して着火・保炎する方式を採用した。

2. 2 主燃料ノズル

本ラム燃焼器はNO_x排出の低減を図るために予混合燃焼方式を採用しており、主燃

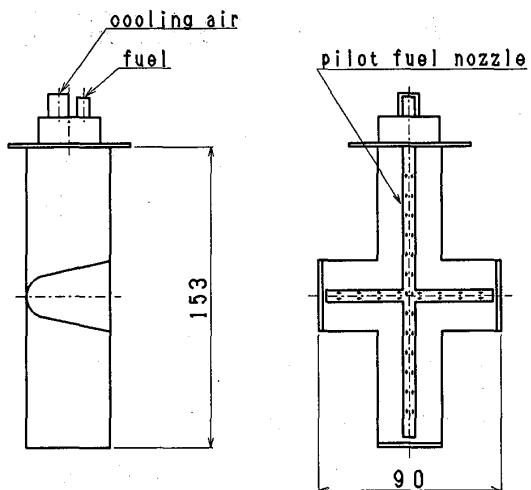


図 1. 供試Vガッタ保炎器

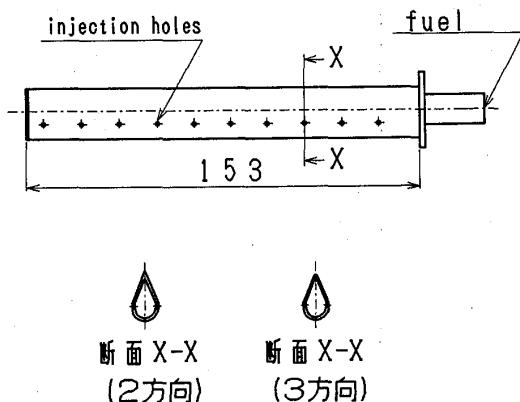


図 2. 供試燃料ノズル

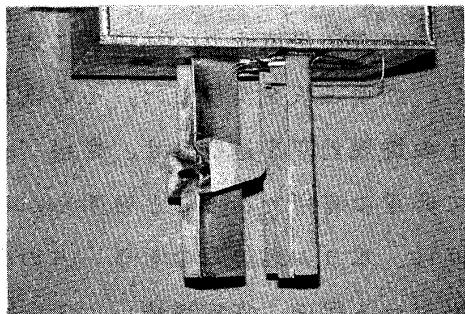
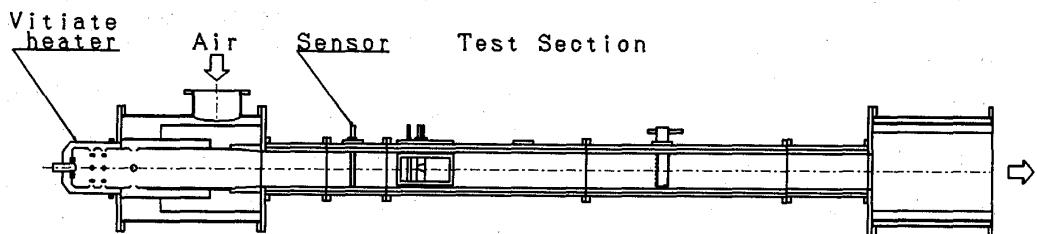
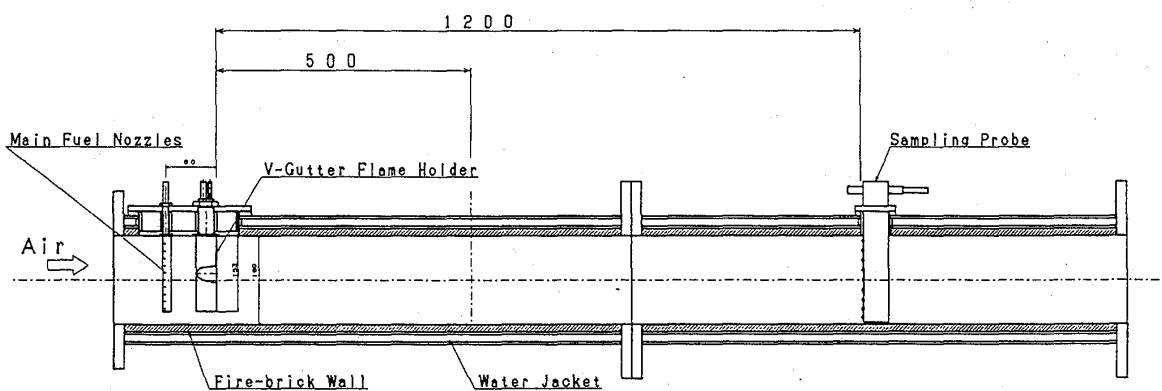


図 3. 保炎器と燃料ノズルの外観

燃料ノズルは保炎器の上流に配置した。低NO_x化のため均一な予混合気を作るには予混合距離を長くすることが望ましいが、一方飛行マッハ数5の条件では燃焼器入口空気温度が1000°Cにも達するため予混合気の逆火・自己着火の発生が問題になり、予混合距離はできるだけ短くする必要がある。この相異なる2つの要求から本モデルでは予混合距離を79mmとした。主燃料ノズルは長さ153mmの直線状のインジェクタで構成され、インジェクタの本数、燃料の噴射方向、噴射孔の直径の違いによりA、B、Cの3種類の燃料ノズルを設計・製作した。燃料ノズルAは、直径が1.0mmの小孔を両側に10個づつあけたインジェクタを鉛直中心軸の両側40mmの位置に取付け、燃料を空気の流れと垂直に噴射するタイプで、燃料ノズルBはインジェクタの配置、燃料の噴射方向などは燃料ノズルAと同じで小孔の直径が0.6mmである。燃料ノズルAおよび燃料ノズルBは比較的均一な予混合気が得られる。燃料ノズルCは、燃料の噴射方向を空気の流れと垂直および同方向の3方向とし、垂直主ガッタの上流位置に取付けたもので、燃料ゾーニング効果を図った燃料ノズルである。また、インジェクタの断面形状としては、ノズル後流に大きな循環流領域が形成されないように涙滴型形状を採用した。表1に燃料ノズルの概要を、図2に燃料ノズルの概略を示す。また、Vガッタ保炎器と燃料ノズルの取付けた状態の写真を図3に示す。



(a) 装置全体概略



(b) テストセクション概略

図4. ラム燃焼試験装置

2. 3 試験装置および試験条件

図4はラム燃焼試験装置の概略で、(a)は装置全体を示している。燃焼試験は明石技術研究所中圧空気源設備を用いて行ったが、空気はプロワから昇圧して供給され、熱交換器により予め750K程度まで昇温した後に本装置に送られる。しかし、後述するように飛行マッハ数5をシミュレートする試験では燃焼器入口温度を1000°Cに設定する必要があるため、空気をさらに装置左端に示す燃焼加熱器(Vitiate heater)で温度を上昇させた。ラム燃焼器入口部において空気の全温、全圧およびガス組成の計測を行った。(b)はテストセクション部を示し、燃焼器は高さ180mm、幅130mmの矩形断面形状をしており、内壁は高温耐火材でできている。燃料ノズルと保炎器の予混合部の長さは79mm、保炎器と燃焼器出口の燃焼領域の長さは1200mmで、従って燃焼器の長さは1279mmとした。燃焼ガス採取には9孔式の水冷ガスサンプリングプローブを用い、燃焼器の代表性能を計測する場合は燃焼器出口断面の鉛直中心軸に取付けサンプル孔全部を集合し、また詳細に計測する場合は中心軸およびその両側40mmの位置にプローブを付け替えて9孔独立して燃焼ガスの採取を行った。採取された燃焼ガスは連続式ガス分析計でその組成を測定し、その結果から燃焼効率及び窒素酸化物(NO_x)の排出指数(エミッションインデックスE.I.)を求めた。さらに、同プローブの小孔を利用して燃焼器出口全圧も計測し、入口全圧との差から燃焼器における全圧損失率を算出した。

燃焼試験は、飛行マッハ数3に相当する燃焼器入口条件および飛行マッハ数5の燃焼器入口温度条件を中心に実施した。また、飛行マッハ数3における基準当量比は $\phi = 0.3$ 、飛行マッハ数5の上昇および巡航時の当量比は、それぞれ $\phi = 0.48$ 、 $\phi = 0.43$ である。表2に燃焼試験条件の詳細を示す。ラム燃焼器の燃料は、メタンが98%、その他2%が不活性ガスを組成とする天然ガスを使用し、燃焼加熱器用には灯油を用いた。

表1. 供試燃料ノズル概要

燃料ノズル名称	燃料噴射方向	噴孔数×孔径(mm)	燃料ノズル位置
燃料ノズルA	垂直2方向	20×1.0	両側40mm 2箇所
燃料ノズルB	垂直2方向	20×0.6	両側40mm 2箇所
燃料ノズルC	垂直2方向 + 同方向	30×1.0	中心軸 1箇所

表2. 燃焼試験条件

項目	条件1 飛行マッハ数3	条件2 飛行マッハ数5
入口温度 K	600	1273
入口圧力 MPa	0.15	0.2 ¹⁾
入口マッハ数	0.2	0.058
入口流速 m/s	98	40
当量比	0.1~0.3	0.1~0.48

1)実作動条件では0.46MPa

3. 試験結果及び考察

3. 1 圧力損失特性について

圧力損失はエンジンの効率に影響を及ぼす重要な因子であり、本ラム燃焼器には圧力損失を評価する1つのパラメータである全圧損失率の値として8%以下に抑えることが求められている。

図5は飛行マッハ数3での非燃焼時のラム燃焼器の全圧損失率を示しており、全圧損失率は入口空気流速の2乗に比例して増大している。飛行マッハ数3における本ラム燃焼器の設計入口マッハ数 $M_n = 0.2$ の条件においては、全圧損失率は3.5%となり要求値8%に対し十分に余裕のある結果が得られた。また、図6は同条件における燃焼時の当量比と全圧損失率の関係を示しており、当量比の増加に伴いモーメンタムロスが増大し、全圧損失率も大きくなっている。しかし、燃料ノズルの違いによる影響が見られ、燃料ノズルCの場合、後述するように燃料ゾーニング効果により燃料ノズルBに比べ同じ当量比においても燃焼効率が高く、その分モーメンタムロスが大きくなり全圧損失率が高くなつたものと思われる。しかしこの場合でも、当量比が $\phi = 0.3$ の基準条件においては全圧損失率が約8%と許容できる結果が得られた。

図7は飛行マッハ数5条件での燃焼時の当量比と全圧損失率の関係を示している。この条件では燃焼器入口マッハ数が

$M_n = 0.058$ と小さく、非燃焼時の全圧損失率が0.4%程度、当量比が $\phi = 0.48$ の条件下においても全圧損失率が約0.7%となり、圧力損失は飛行マッハ数5の条件では問題にならないことがわかる。

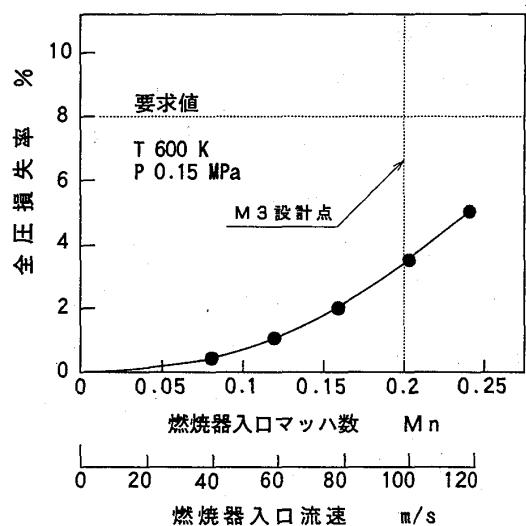


図5. 入口マッハ数と全圧損失率の関係

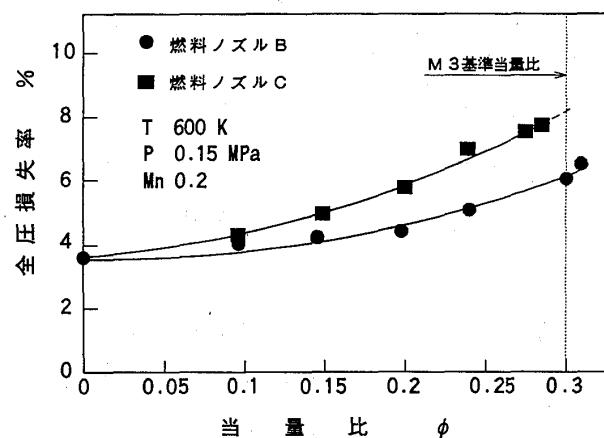


図6. 当量比と全圧損失率の関係

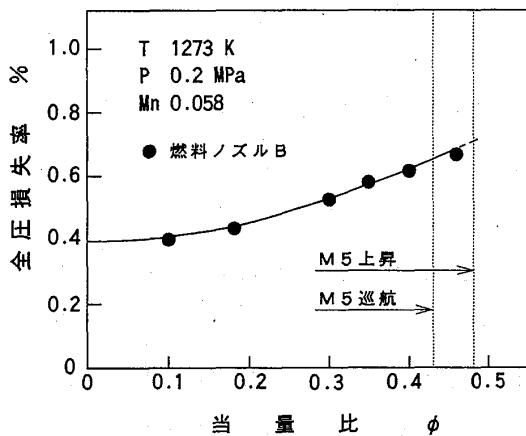


図7. 当量比と全圧損失率の関係

3. 2 燃焼効率について

これまでの研究により、飛行マッハ数3の条件において高い燃焼効率を得るために燃料ゾーニング燃焼法が非常に有効であることを明らかにしたが、この燃焼方法を本ラム燃焼器に適用してその有効性の確認を行った。図8は飛行マッハ数3条件での燃料ノズルAおよび燃料ノズルCの当量比と燃焼効率の関係を示したものである。基準当量比である $\phi = 0.3$ の条件下では、比較的均一な予混合気を形成する燃料ノズルAでは燃焼効率は66%程度にすぎず、一方燃料ゾーニング効果の高い燃料ノズルCではほぼ90%を達成しており、燃焼効率の値としてもこれまでの実験結果と同程度であり再現性、有効性の確認ができた。

図9は飛行マッハ数5の条件における燃料ノズルAおよび燃料ノズルBの当量比と燃焼効率の関係を示している。燃焼器入口温度が高いため、均一な予混合気を用いても試験を行った全当量比範囲で99%以上を達成しており、この条件では燃焼効率は全く問題にならないことが明らかとなった。また、燃料ノズルの噴孔径の違いによる影響は見られなかった。

次に、燃焼器出口断面における局所の燃焼効率分布を図10に示す。どの測定点においても未燃炭化水素の排出濃度は0~2 ppmで燃焼効率は99%以上を示しており、燃焼器全体において良く燃焼していることがわかる。また、試験中は燃焼振動などの異常燃焼は観察されなかった。

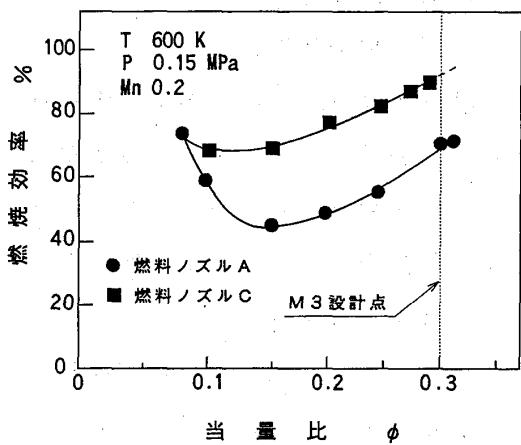


図 8. 当量比と燃焼効率の関係

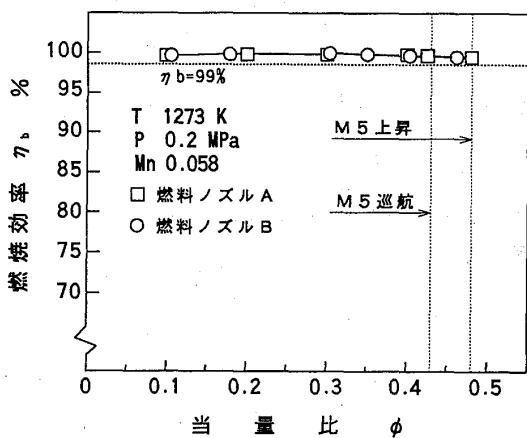


図 9. 当量比と燃焼効率の関係

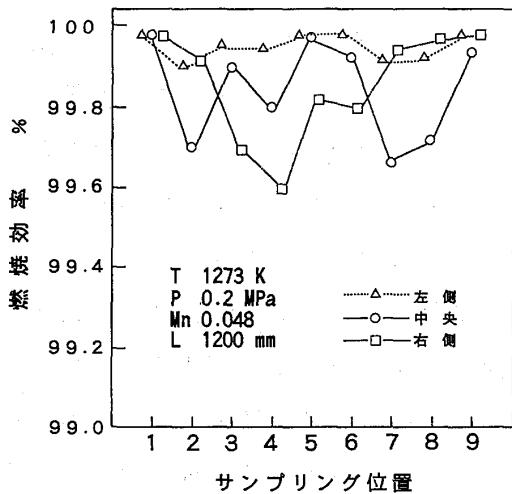


図 10. 燃焼器出口の燃焼効率分布

3.3 NO_xの排出について

成層圏におけるオゾン層の破壊を防ぐ観点から、特に高空巡航時のNO_xの排出を低く抑える必要がある。従って、本推進システムにおいてはマッハ数5巡航時のNO_x排出の低減が最も重要な技術課題の1つである。今回の試験では燃焼加熱により空気を昇温させており、酸素濃度についても補正を行わなかったためNO_xの排出を正確に評価することは困難であると思われるが、高温化がNO_x排出に及ぼす影響を定性的にでも知ることは重要であり、またSNECMAが低公害化の研究の一環として本ラム燃焼器のNO_x排出についてCFD計算を実施しており、その結果と対比、検討することも本試験の目的の一つである。

図11は飛行マッハ数5の入口温度条件における、燃料ノズルAおよび燃料ノズルBを用いた場合の当量比とNO_x濃度の関係を示している。図中左端のプロットは燃焼加熱器が排出するNO_x濃度を表しており、150ppm程度の高い値を示した。いずれの燃料ノズルも当量比が $\phi = 0.2$ まではNO_xはほとんど増加せず、 $\phi = 0.3$ を越えるあたりからNO_xの排出は急激に増加し、M5巡航条件で約350ppm、M5上昇条件で約400ppmを示した。燃焼加熱器の排出するNO_xの量が多いため、当量比が $\phi = 0.3$ あたりまではその影響を受けているが、 $\phi = 0.4$ 以上ではラム燃焼器内で生成するNO_x量が多くなり上記影響は相対的に小さいものと思われる。

図12はNO_xの排出を排出指数でまとめたものである。ラム燃焼器出口におけるNO_x排出量から、入口でのNO_x量を差し引いて排出指数を算出した。当量比が $\phi = 0.3$ 以上においては、燃料ノズルの噴孔径の違いによる影響は見られずほぼ同じ値を示し、M5巡航時ではNO_xの排出指数は約11g/kg fuel（純粋な空気を用いた場合はさらに大きくなる）が得られた。この値はこれまでに得られている飛行マッハ数3条件におけるNO_xの

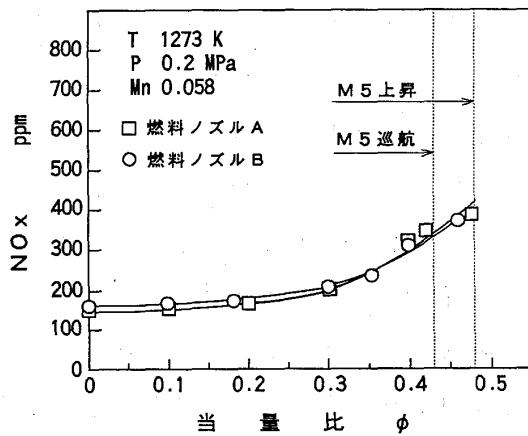


図11. 当量比とNO_x濃度の関係

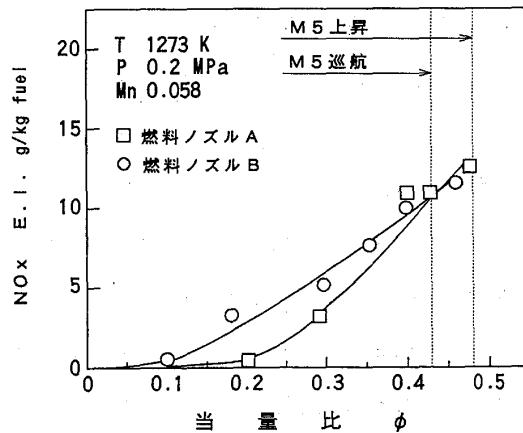


図12. 当量比とNO_x排出指数の関係

排出指数約 1 g/kg fuel と比べると非常に高く、マッハ数 5 の飛行条件においては NO_x の低減が大きな技術課題であることが確認された。

4. まとめ

飛行マッハ数 2.5 ~ 5 の高速域で作動するラムジェットエンジンの燃焼器について、二次元部分モデルを設計・製作し、飛行マッハ数 3 および 5 の入口温度条件において燃焼試験を実施し、圧力損失、燃焼効率、NO_x を中心とする排ガス特性を調べた。この結果、以下のことが明かとなった。

(1) 飛行マッハ数 3 での非燃焼時の全圧損失率は 3.5% 程度で、要求されている 8% 以下は十分に達成できた。飛行マッハ数 5 の条件では燃焼器入口マッハ数が小さく、燃焼時においても 0.7% 程度と全く問題にならないことがわかった。

(2) 飛行マッハ数 3 での基準条件である当量比が $\phi = 0.3$ の条件において、今回の試験でも燃料ゾーニング燃焼法の効果が確認され、燃焼効率 90% が得られた。また、飛行マッハ数 5 の条件では入口温度が非常に高いため、広い当量比範囲で燃焼効率 99% 以上が達成された。

(3) NO_x の排出については、今回の試験では空気を燃焼加熱で昇温させており、しかも酸素濃度の補正も行わなかったため正確な評価はできないが、本試験結果から飛行マッハ数 5 の条件においては著しく NO_x が排出されるものと予想された。

今後は更に、燃焼器モデルの改良と高温燃焼試験を実施することにより、高温安定燃焼に関する基礎的データを蓄積すると共に、NO_x については SNECMA の研究成果を大いに取込んでその排出の低減を進めて行く予定である。

本研究は通商産業省工業技術院の大型プロジェクト制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）から委託を受けて実施したものである。

5. 参考文献

- (1) Kinoshita, Y., et al, "Combustion Study on Methane-Fuel Laboratory Scaled Ram Combustor", ASME 92-GT-413.
- (2) Kinoshita, Y., et al, "Experimental Study on Methane-Fuel Ram Combustor", 大型工業技術国際シンポジウム 超音速輸送機用推進システム 予稿集 1992, pp53-60
- (3) 木下 ほか、「メタン燃料を用いたラム燃焼器の研究（燃料ゾーニング燃焼法の検討）」、第33回航空原動機・宇宙推進講演会講演集 1993

A-2 燃料噴射を伴うVガッタ後流の流れ構造

*細川 茂雄（神戸大学 工学部） 池田 裕二（神戸大学 工学部）
斎藤 剛（神戸大学 大学院） 中島 健（神戸大学 工学部）

1. はじめに

宇宙往還機用のコンバインドエンジンの燃料は、比推力、ロケットエンジンの併用の点から水素が候補に挙がっている⁽¹⁾。水素燃料を用いたラム燃焼器では、保炎器から水素を噴射し、拡散燃焼を行う。水素ラム燃焼実験⁽²⁾⁽³⁾に関する報告があるが、当量比の高い条件下での火炎の伸び、燃焼効率の低下、燃焼騒音等の問題が未解決のままである。これらは、混合特性、保炎特性の悪化が原因と考えられるが、燃料噴射を伴う保炎器後流の保炎機構や混合機構についてはほとんど明らかにされていない。燃焼実験において、当量比、温度分布から保炎機構、混合機構を解明しようとする研究⁽⁴⁾もあるが、ガッタ後流の循環流と噴流の干渉および流れ構造を3次元的に明らかにしなければ保炎機構や混合機構を十分に把握することはできない。

そこで本報では、噴射を伴う環状Vガッタ型保炎器後流の3次元流れ構造、特に噴流の広がりに着目し、保炎機構と混合機構について考察する。燃焼状態で詳細な計測を行う前に、まずレーザー計測器の性能向上を行った。さらに、噴射による乱流特性的変化を定量的に把握し、流体力学的な流れ構造を把握するため、燃料噴射を模擬した空気（運動量比を合わせている）をVガッタ背面から噴射し、非燃焼状態において流速測定を行った。

2 実験装置

水素拡散燃焼用ラム燃焼器において、水素はVガッタから噴出される。この水素ジェットの噴射の位置は、種々考えられているが、火炎の安定性、広い作動範囲の点から、Vガッタ背後からの水素噴射が実用性は高いといわれている⁽³⁾。そこで、本研究では、Vガッタ背後から水素燃料と運動量を合わせた圧縮空気を噴射した。

Vガッタから噴射される噴流の挙動をLDVにより計測する場合には、噴流側への粒子の混入が必要となる。実験では、燃料噴射を模擬した空気に散乱粒子（MSF⁽⁵⁾）を混入した。流速測定には、前報と同じFLDVシステム⁽⁶⁾を用いた。

主流空気のループおよび試験部については前報^{(6)~(8)}と同じである。燃料を模擬した空気は、空気圧縮機（富士コンプレッサー製作所:PUV-15, 圧力 0.69 MPa, ピストン押しのけ量 19751/min）から吐出される。その後、空気に散乱粒子が添加され、流量計と減圧弁によって流量、圧力が調整されVガッタへと流れる。

用いたVガッタを図1に示す。Vガッタの形状は、リング半径30mm、一边12mmの正三角形の断面形状の後方に長さ10mmの矩形部分を持つ五角形をしている。形状より計算されるプロッケージ比は30%である。噴流孔の直径、間隔が問題となるが、今回は燃焼状態との対比を考えて航空宇宙技術研究所で行われている水素ラム燃焼実験⁽⁵⁾に用いられたVガッタを参考にして決定した。噴射孔はVガッタ背面の中心(半径30mmの円上)に配され、直径2mmの穴がピッチ12degで30個空いている。流速測定は、噴流孔の中心軸を含む断面(A断面)及び噴流と噴流の中間の断面(B断面)の2つの断面において行った。

実験条件は、航空宇宙技術研究所で行われている水素燃焼実験⁽³⁾を参考にして表1のように決定した。今回の実験においては、水素燃料の代わりに空気を噴射するため、運動量比(噴流の運動量/主流空気の運動量)を用いた。主流の入口断面平均流速を40m/sに固定し、空気噴流の流量を320 l/min～960 l/minに変化させて実験を行った。この時の噴流の運動量比は $2.39 \sim 21.48 \times 10^{-2}$ であり、水素燃料噴射時の当量比0.4～1.2に対応する。

表1 実験条件

Inlet bulk velocity	40 m/s		
Momentum ratio	2.39×10^{-2}	9.55×10^{-2}	21.48×10^{-2}
Jet speed	56 m/s	113 m/s	169 m/s
Equivalence ratio	0.4	0.8	1.2

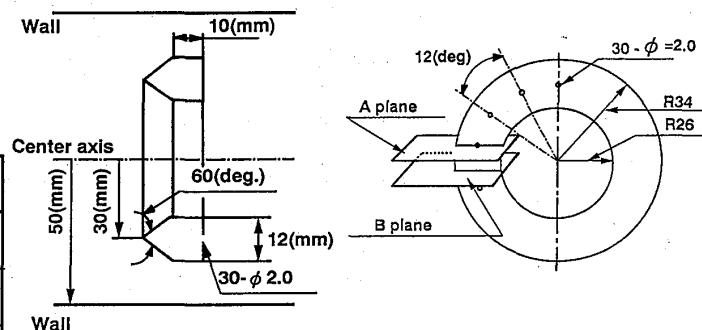


図1 Vガッタ型保炎器

3. 実験結果および考察

3. 1 噴射の有無による流れ場の変化

噴射の有無による保炎器下流の流れ場の差異を調べるために、噴射を行わない条件、噴流の運動量比が 9.55×10^{-2} の条件におけるA断面とB断面の軸方向平均流速(u/U_{bulk})の分布を比較して図2に示す。

噴射を行わない条件では、逆流領域が一つであり一対の循環流は隣合わせで存在している。これに対して、噴射を行うと逆流領域は空気の噴射断面だけでなく、空気を噴射しない断面においても逆流領域が2つに分れるとともに、小さくなっている。また、 $X/D=0.06$ における噴流の最大流速は46m/sであり、噴流供給圧と噴流孔の形状から計算された出口速度113m/sに比べて半分以下の値となっている。このことから、噴流は出口を出るとすぐに広がり、速度が低下していることがわかる。 $X/D=0.14$ より下流のVガッタ中心軸上の速度は、噴射無しの条件と噴射有りの条件でほぼ同じ値を示している。これに対して、Vガッタエッジ下流では噴射有りの条件において噴射無し

の条件では見られなかった速度の高い領域が存在している。このことから、噴流はVガッタ中心軸上をまっすぐ下流に流れるのではなく、 $X/D=0.2$ より下流においてはVガッタのエッジ延長上付近まで広がり、主流空気と合流して流速の高い領域を形成することがわかる。このため、噴射を行った条件においては $X/D=0.2$ のVガッタエッジ下流において強い速度勾配が存在している。

逆流領域の長さは、A、B両方の断面で7mm程度であり、また中心軸側の循環流と外周側の循環流も同程度の長さである。しかし、A断面の循環流の形状は噴流に沿ってまっすぐ下流に伸びているのに対して、B断面の循環流はVガッタエッジ方向に押し広げられた形状をしており、循環流が複雑な3次元的な形状をしていることがわかる。

この循環流の3次元形状をより詳細に把握するため、主流に直交する断面($X/D=0.06, 0.10, 0.14$)における速度分布を図3に示す。 $X/D=0.06$ の断面において、中心軸側の逆流領域の半径方向の幅はA断面で約1mm、B断面で約1.5mmであり、外周側の逆流領域の幅はA断面で約1mm、B断面で約3.5mmである。また、 $X/D=0.06$ の断面における最大逆流速は、-3m/sであり、外周側の逆流領域では-5m/sである。このように、環状Vガッタ下流の循環流はA、B断面で形状が変わることなく、Vガッタの内側と外側で循環流の形状が異なるため、燃焼時には燃焼状態が内側と外側で異なると考えられる。このため、ラム燃焼器の実験においては、Vガッタの曲率やVガッタの内側と外側を通過する流量割合を考慮した実験を行わなくてはならない。

噴射された空気は、Vガッタ周方向に長径を持つ橢円形をして広がっている。 $X/D=0.06$ の断面における $u/U_{bulk}=0.5$ の等高線で噴流の広がりを評価すると、半径方向に対して円周方向への広がりが約2倍になっている。この形状は、噴射された空気が主流空気の巻き込みによってVガッタ中心軸方向に圧縮されるため、噴流が橢円形に広がると考えられる。このため、噴流は燃料噴射のない断面にまで流れ込み、この断面においても循環流を2つに分けている。 $X/D=0.10$ において、 $u/U_{bulk}=0.5$ で囲まれた領域が、Vガッタの中心より内側に片寄っている。このことから、Vガッタの外側からの主流空気の巻き込みが強いために、噴流は燃焼器中心方向に傾いて広がって

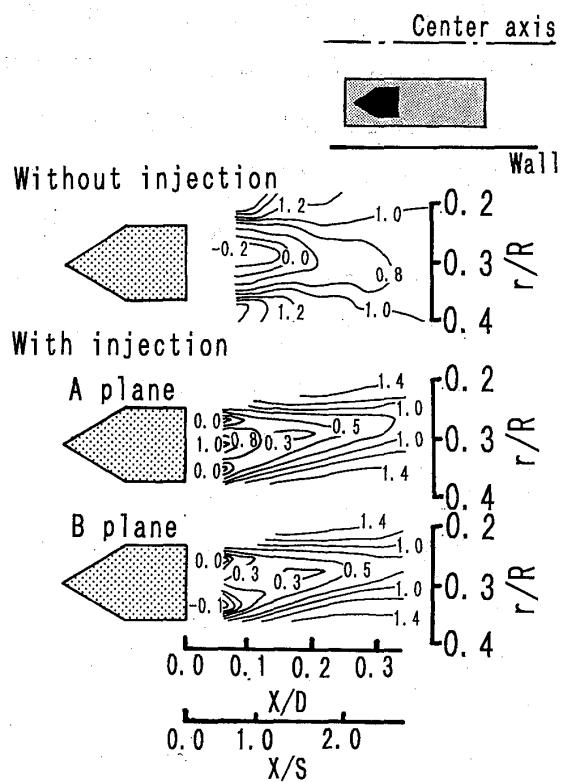


図2 軸方向速度の分布の差異

いると考えられる。これは、Vガッタの内側と外側を通る主流流量やVガッタ側方での最大流速が異なるためである⁽⁷⁾。このため、Vガッタの設計に当たっては、これらのファクターが重要である。 $X/D=1.4$ (14mm) での軸方向速度の分布は、ほぼ円周方向に均一な分布となっており、噴流はVガッタの幅 (12mm) 程度下流において、円周方向に十分広がることがわかる。

次に、噴射と主流空気の乱流混合について考察するために、図2、3と同じ2つの条件における乱れ強さ(u'/U_{bulk})を比較して図4に示す。噴射時の最大乱れ強さは、 $A/X/D = 0.14$ 断面の噴射孔付近に存在している。この領域では、循環流と噴流が干渉して、噴流が急激に減速されるために、強い乱れが発生しており、噴流が出口付近で循環流を形成する流れと激しく混合していると考えられる。循環流の逆流領域における乱れは、中心軸側の逆流領域において乱れが高く、外周側の逆流領域において乱れが低くなっている。循環流の幅は、前述のように外周側の循環流の方が大きいことから、外周側の循環流は大きさが大きく乱れが弱い特徴を有しており、中心軸側の循環流は大きさが小さく乱れが強いという特徴を持っていることがわかる。

循環流より下流の $X/D=0.15\sim 0.20$ のVガッタ内側のエッジ延長上においては、乱れの高い領域が下流に長く伸びている。この領域は、噴流と主流空気の合流位置であり(前述)、噴流と主流空気との間の混合が激しく行われていると考えられる。しかし、Vガッタ外側のエッジ延長上における

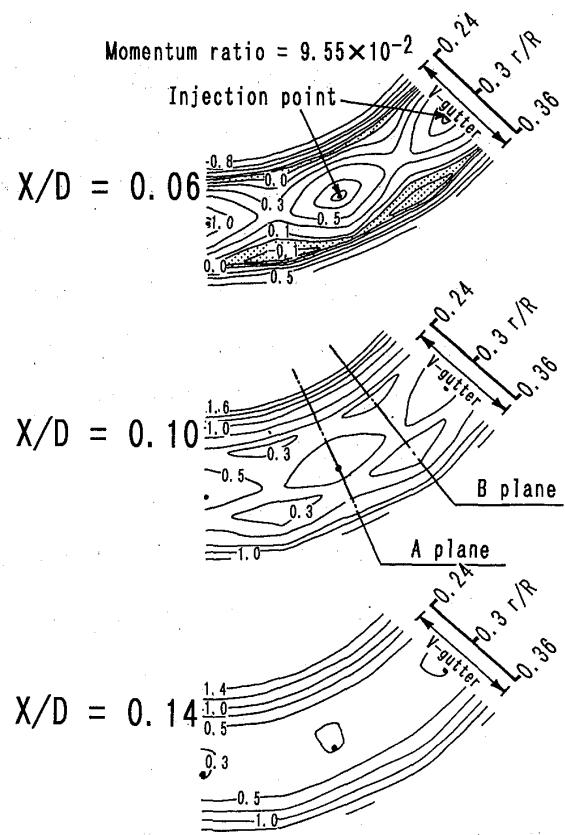


図3 軸方向速度の分布
(主流と直交する断面)

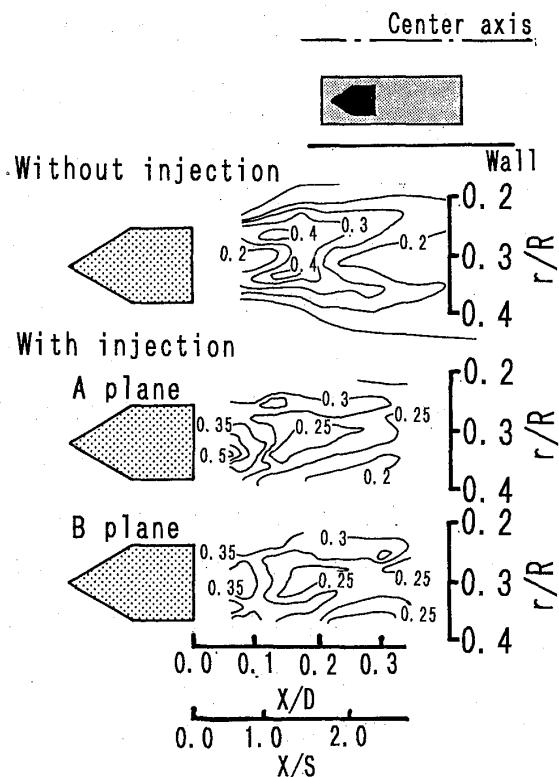


図4 乱れ強さの分布の差異

乱れ強さは、内側ほど高くない。これは、前述した循環流の特性に起因していると考えられる。このように、Vガッタ内側と外側の流量配分やVガッタ側方での最大流速の違いは、噴流の広がる経路や循環流の特性に影響を与え、さらには噴流と主流空気との混合を支配するVガッタ下流の乱れにまで影響を与えていることがわかる。

3. 2 運動量比に対する噴流の広がりの変化

噴流の運動量比が変化した場合の噴流の広がりと循環流の形状の変化を見るために、運動量比が $2.39 \sim 21.48 \times 10^{-2}$ の条件(水素の当量比に換算して0.4~1.2)において、軸方向流速の測定を行った。結果として得られた軸方向速度の等速度線図を図5に示す。

運動量比が 2.39×10^{-2} ($\phi = 0.4$) の条件における循環流の長さは、約6mmであるが、運動量比が 21.48×10^{-2} ($\phi = 1.2$) の条件における循環流の長さは約11mmであり、噴射を行わない条件と同程度の長さの循環流が形成されている(噴射なし: 11mm、噴射有り: 10mm)。また、最大逆流速で比較しても噴射なしの条件で約-20m/s、運動量比が 21.48×10^{-2} ($\phi = 1.2$) の条件では約-23m/sであり、循環流の強さも同程度である。このことから、噴流の運動量が大きい条件では、噴流出口付近に大きな負圧領域が形成されて循環流が強く、また大きくなることわかる。

運動量比の変化に伴う噴流の広がりと循環流の形状の変化を3次元的に見るために、図6に主流に直交する断面における軸方向速度分布を示す。噴流によって形成される高速の領域は、3つの条件においてどれも橢円形をしている。X/D=0.06の断面における $u/U_{bulk}=0.5$ の等高線で噴流の広がりを評価すると、どの条件においても円周方向の広がりが半径方向の広がりのほぼ

2倍になっている。このことから、噴流の半径方向と円周方向への広がる割合は、主にVガッタの幅や噴射孔の直径などの幾何学形状によって決定されると考えられる。

逆流領域は運動量比が 2.39×10^{-2} ($\phi = 0.4$) と 9.55×10^{-2} ($\phi = 0.8$) の条件においては、中心軸側と外周側の2つの帯状の逆流領域が形成されている。これに対して、運動量比が 21.48×10^{-2} ($\phi = 1.2$) の条件では、外

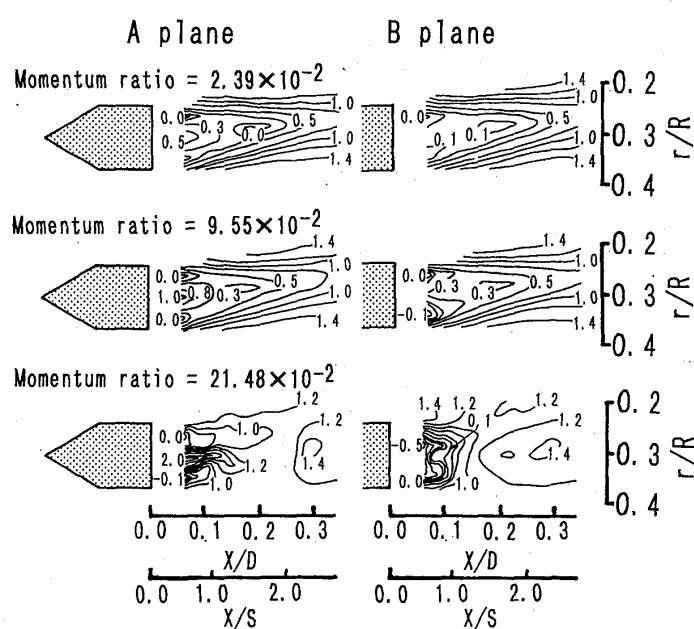


図5 軸方向速度の分布の変化

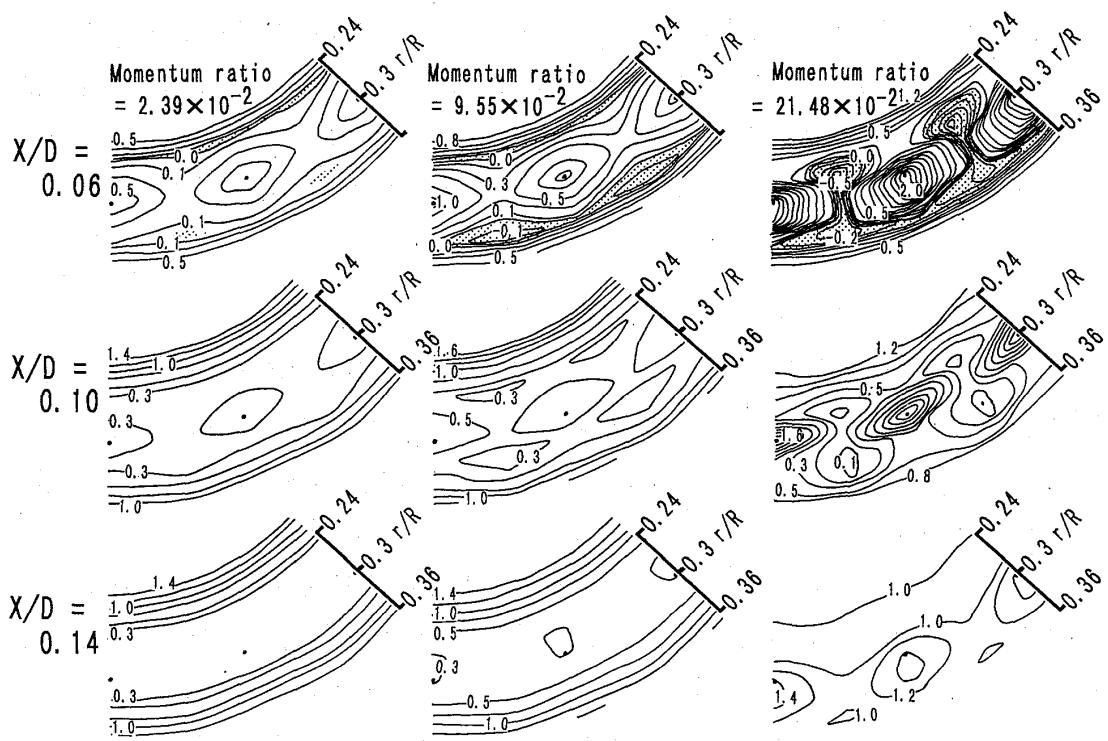


図 6 軸方向速度分布の運動量比に対する変化

側の逆流領域と内側の逆流領域はB断面でつながっており、内側の循環流と外側の循環流との燃料濃度が均一に保たれると考えられる。このため、Vガッタの内側と外側で均一な保炎が可能であると考えられる。

次に、保炎と混合の機構について考察するために、噴流の運動量が変化した場合の乱れの特性について見ていく。3つの運動量比における軸方向速度の乱れ強さの分布

噴流の運動量が増加するにつれて、噴流付近で乱れ強さが高くなっていることがわかる。これは、噴流出口付近において強いせん断流となっているため、乱れが強くなっていると考えられる。つまり、噴流の運動量が高い場合には循環流に火炎形成に必要な燃料が十分に供給可能であると考えられる。Vガッタエッジ付近での乱れ強さは、いずれの条件下においても35%程度である。Vガッタ背後 ($r/R=0.24 \sim 0.36$) での乱れ強さは、

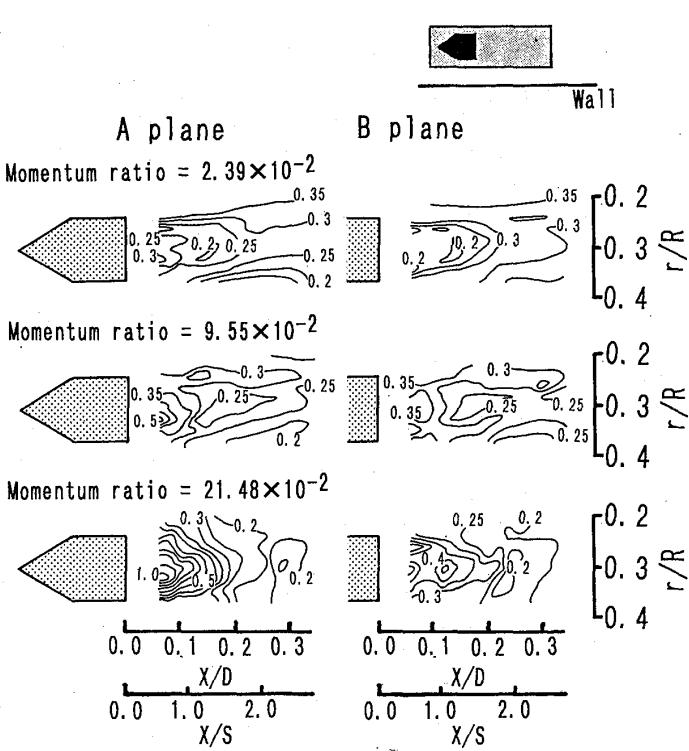


図 7 乱れ強さの運動量比に対する変化

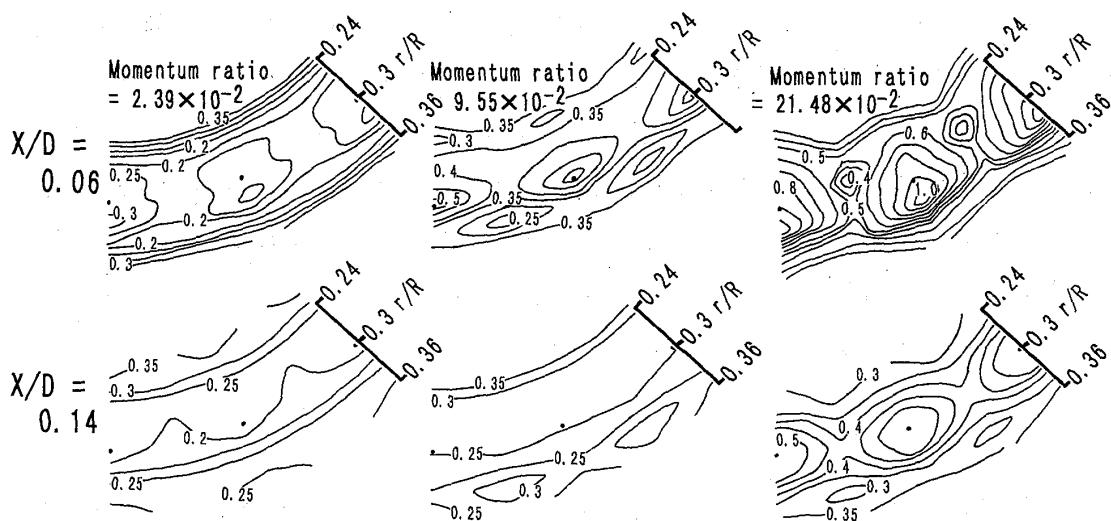


図8 亂れ強さの運動量比に対する変化（主流に直交する断面）

噴流の運動量を増加にしたがって全体的に大きくなっている。特に、運動量比が 21.48×10^{-2} ($\phi=1.2$) の条件では、逆流領域においても乱れ強さが高く、噴流が循環流内で十分に攪拌されていると考えられる。これに対して、 $X/D=0.3$ 付近の乱れ強さは、運動量比が増加するにつれて減少している。このことから、噴流は $X/D=0.3$ より下流においては乱れを抑制する働きがあることがわかる。つまり、噴流の運動量が高い場合には噴流と主流空気との混合領域は下流に引き伸ばされると考えられる。

この混合領域について定量的に把握するため、均一混合距離（後述）と呼ぶ混合に対する指標を次のように定めた。図6の運動量比が 2.39×10^{-2} ($\phi=0.4$) の条件においては、 X/D が0.14で円周方向に均一な流れとなっており、この均一な流れとなるまでの距離が混合の均一性に大きく寄与していると考えられる。このことから、局所の軸方向速度の差（最大平均速度 - 最小平均速度）が主流速度に対して20%になる軸方向の距離（均一混合距離と呼ぶ）を混合を示す指標として用い、当量比の変化に対する変化を図9に示す。この均一混合距

離が大きくなると噴流と主流空
気の混合が遅れると考えられる。

また、以上に述べた3次元流れ場の乱れ強さを評価するために、流れ場全体における最大の乱れ強さを代表値として用いて、保炎に関して評価する指標として、循環流の長さを用いて同図に示す。循環流の長さおよび最大乱れ強さは当量比の増加にしたがって対数的に増加していく。噴

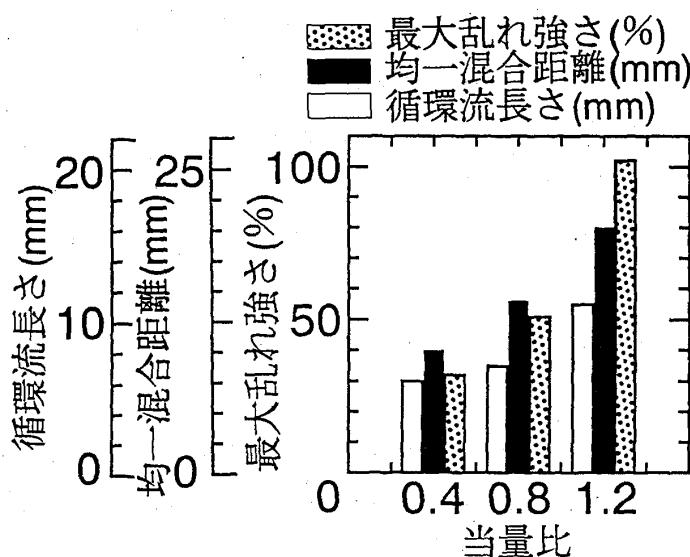


図9 当量比の変化に対する流れの変化

流の運動量の増加にともなって円周方向に均一な流れとなる軸方向距離は直線的に増加していく。当量比0.4に対応する条件と当量比1.2に対応する条件を比較すると、均一混合距離と循環流長さは約2倍、最大乱れ強さは約3倍に増加している。このことから、噴流と主流空気の混合は噴流の運動量の増加にしたがって遅れる傾向がある。以上のことから、当量比が増加すると、循環流が大きくなり保炎性能は向上するが、噴流と主流空気の混合は遅くなり火炎が伸びると考えられる。また、乱れも増加するために火炎が不安定になることが推察される。

4.まとめ

水素を拡散燃焼させるラム燃焼器におけるVガッタ下流の噴流の広がりと循環流の3次元形状を明らかにするため、非燃焼実験によって軸方向速度の3次元分布測定を行った。本実験により得られた知見を以下に示す。

- (1) 円環状の3次元Vガッタを用いた場合に、Vガッタ後流に形成される循環流は、中心軸側の循環流は大きさが小さく乱れが大きいのに対して、外周側の循環流は大きく乱れが小さいという特徴がある。
- (2) 噴流は、主流空気の巻き込みによって橢円形に広がる。また、運動量比が変化しても円周方向と半径方向への広がる割合は約2倍で一定である。
- (4) 循環流の長さおよび最大乱れ強さは当量比の増加にしたがって対数的に増加していく。また、均一混合距離は当量比の増加にしたがって直線的に増加していく。

参考文献

- (1)Sosounov, V., 9th International Symposium on Air Breathing Engines, (1989).
- (2)Tamaru, T., et al., Proceedings: International Symposium on Japan's National Project for a Super/Hypersonic Transport Propulsion System, Oct.(1992), 69.
- (3)田丸ら, ガスタービン学会誌, 19-76 (1992), 64.
- (4)黒沢ら, ガスタービン定期講演会,(1992).
- (5)Ikeda, Y., et al., 6th Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., (1992), 32.2.
- (6)Hosokawa, S., et al., 6th Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., (1992), 19.3.
- (7)Hosokawa, S., et al., AIAA Paper No.93-0020 (1993).
- (8)細川ら, 第20回ガスタービン定期講演会, (1992), 115.

A-3 水素ラム燃焼器内の燃焼流れ

*齊藤 剛（神戸大学） 細川 茂雄 池田 裕二 中島 健
黒沢 要治（航空宇宙技術研究所） 田丸 卓

1. はじめに

近年、宇宙往還機および超音速旅客機の推進機としてラム燃焼器が注目されている⁽¹⁻²⁾。このラム燃焼器に課されている課題は、作動範囲内での安定燃焼、高負荷燃焼、高効率、NOxの低減などが挙げられる。このような燃焼器を設計開発するためには、燃焼器内の燃焼状態における保炎特性および燃料と空気の混合特性を解明する必要がある。

保炎特性は循環流に大きく支配され、混合特性は保炎器後方の乱流特性に支配されていると言つてよい。つまり、保炎と混合を明らかにするためには、保炎器後方の流れ場を詳細に解明しなければならない。

従来、ガス分析により混合状態を定量的に把握した研究、燃焼器出口における温度分布、各種ガス濃度分布から燃焼効率や排気生成物等を解明する研究が行われていた⁽³⁻⁵⁾。また、循環流の定性的な測定に関する研究も行われてきたが、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。

我々は、レーザードップラ流速計（LDV）を用いて、非燃焼状態におけるガッタ後流の流れ、噴射の影響を調べてきた⁽⁶⁻⁹⁾。

本研究は、燃焼状態におけるVガッタ後流を光ファイバLDVを用いて計測し、循環流の挙動と乱流特性を明らかにするとともに、非燃焼場での流動特性が燃焼場での流動特性に対してどの程度まで適応することができるかを検討する。

2. 実験装置

図1に実験装置を示す。コンプレッサ ($65\text{m}^3/\text{min}:1.1\text{kg}/\text{cm}^2\text{G}$) より吐出された空気は、流量を調整されチャンバに流れ込む。チャンバ内で空気は、ヒータ ($9.45\text{kW} \times 5$ 本) により 600 K に加熱された後、絞り面積比 $100:1$ の縮流ノズルにより加速され、試験部へ導かれる。水素燃料はボンベを出た後、レギュレータにより圧力を調整され、流量調整後にVガッタから後方に噴射される。空気、または水素燃料の温度、圧力、流量は常時測定され一定になるように調整した⁽¹⁰⁾。

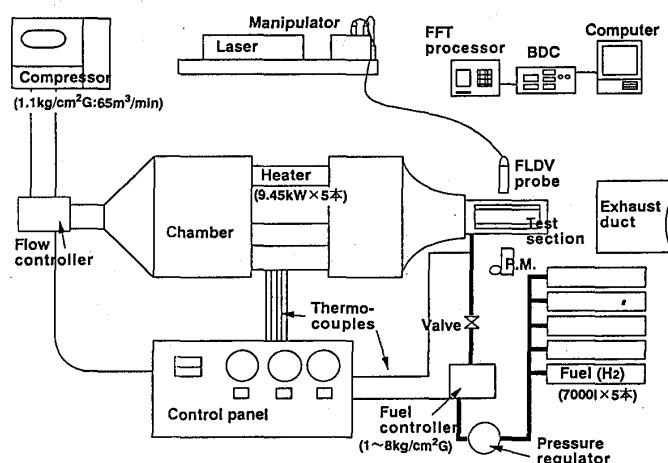
試験部の断面形状は、一辺 50 mm の正方形であり、入口から 80 mm 下流にVガッタが取り付けてある。試験部の両側にはバイコール製の観察窓が設けられている⁽¹⁰⁾。使用したVガッタは、一辺 8.8 mm 、頂角 60° の正三角形の後ろに長さ 8 mm の矩形部を設けた形状になっており、保炎器背後から燃料が噴射できるようになっている。燃

料噴射孔は直径1.6 mm、ピッチ4 mmで11個からなる。燃料噴射を行ったときの燃料は、3次元的挙動をすると報告されている⁽¹¹⁾。そこで流速測定は、噴射孔の中軸を含む断面（A断面）、噴流と噴流の中間断面（C断面）、およびA断面とC断面の中間断面（B断面）の3断面において流速測定を行った。実験条件を表1に示す。実験は主流流速を40 m/s、当量比を $\phi=0.4$ に固定し、非燃焼非噴射条件(Case1)、非燃焼噴射条件(Case2)、燃焼条件(Case3)の3条件で行った。

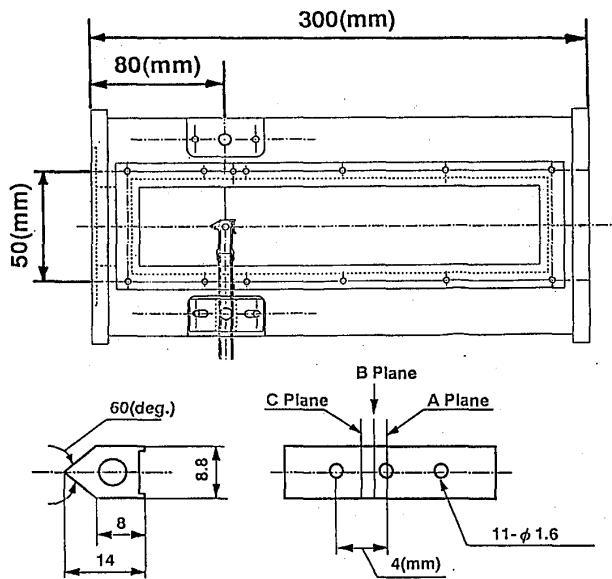
燃焼状態では散乱粒子の発光や窓ガラスの赤熱などによりLDV計測における散乱光が弱くなる。そのため、プローブへのレーザー光の入射効率が高くなるように留意した。また、燃焼により、主流空気や水素燃料は体積膨張を起こし、非燃焼状態よりも高速になることが考えられる。高速流の測定のために光学パラメータを最適化したFLDVを開発した⁽⁷⁾⁽⁹⁾。信号処理器は計測範囲の広い、自己相関を用いた信号処理器(Burst Digital Correlator: BDC)を用いた⁽¹²⁾。また、散乱粒子は、燃焼中でも融解してはならないため、融点が高くなればならない。そこで完全球形でかさ比重が小さく、融点が高いうえに非常に追従性のよいマイクロ・スフェリカルフェザー(MSF)⁽¹³⁾を用いた。

3. 実験結果および考察

はじめに燃焼状態(Case3)と非燃焼状態(Case2)の流れ場について調べる。まず、燃焼による流れ場への影響、特に保炎特性を支配する循環流領域における影響を検討する。図2に燃焼状態(Case3)の直接火炎写真を示す。実験条件は、入口断面



(1) 実験装置概略



(2) 試験部概略

図1 テスト装置の概略(於NAL)

表1 実験条件

	Case1	Case2	Case3
Bulk velocity (m/s)	40	40	40
Equivalence ratio	0.0	0.4	0.4
Combustion	No	No	Yes

平均流速40m/s、当量比0.4であり、表1のCase3に相当する。水素火炎は無色であるが、空気中のミストなどによる発光と窓ガラスの火炎による赤熱を火炎の直接写真として撮影した。火炎はVガッタ後方 ($x/S=1.14$) 付近で一度くびれた形になり、さらに後方で広がっているのが確認できる。

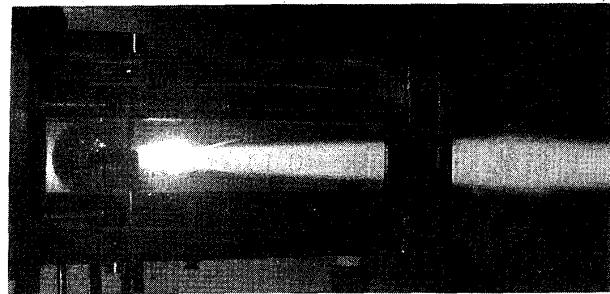


図2 直接写真

燃焼状態 (Case3) での流れ場の詳細を把握するために、図3にA断面のベクトル線図を示す。Vガッタの背面に2つの循環流が観察できる。さらにその2つの循環流の間に噴流が存在する。これより噴流が貫通しているのがわかる。Vガッタ中心軸付近のベクトルの向きに注目すると、 $x/S=0.23$ において、噴流にVガッタ背面の空気が巻き込まれているのがわかる。

燃焼状態 (Case3) と非燃焼噴射状態 (Case2) での流れ場の比較を行うために、図4にCase2とCase3の軸方向速度 (\bar{u}/U_{bulk}) の分布を示す。燃焼による体積膨張のために、噴出孔出口付近でベクトル線図の流れが加速されていることがわかる。噴射された燃料は、出口付近で循環流によって急激に加熱されるため、循環流の最大逆流速度が生じる位置付近で非燃焼時 (Case2) に比べY方向に大きく広がっている。逆流領域の位置が、さらにVガッタエッジ付近まで押されている。これは、噴流の貫通により分離された2つの逆流領域間隔 (LNFR; 逆流領域の最下流端部の間隔) からもわかる。これは、噴流の加速がY方向へも作用するためと考えられる。逆流領域長さは、非燃焼時 (Case2) では、約6mm程度であったが、燃焼時 (Case3) では、約12mmと非燃焼時 (Case2) に比べて下流に伸びている。これは、噴流速度と関係しており、噴流速度

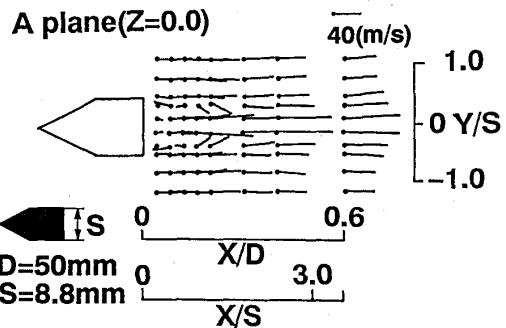


図3 水素噴射孔を含む断面でのベクトル線図

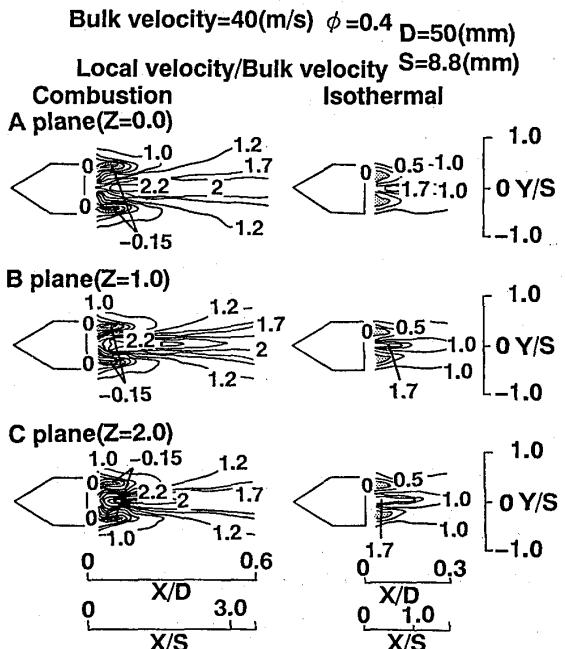
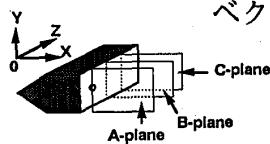


図4 軸方向速度の比較 (Case2, Case3)

が速ければその流れにひきづられる形で循環流は下流に引き伸ばされると考えられる。このように燃焼加熱により体積膨張するので非燃焼状態（Case2）に比べて流れ場は加速される。

図5にCase2とCase3の軸方向速度の乱れ強さ ($\overline{u'}/U_{bulk}$) 分布を示す。乱れの強い領域 ($\overline{u'}/U_{bulk} > 0.1$) は、非燃焼状態（Case2）と同様に保炎器の幅より外側に広がらない。この領域は、目視で観察された火炎の領域であり、火炎の反応帯の内部でのみ強い乱れが存在していると考えられる。燃焼状態（Case3）での乱れ強さは、Vガッタ中心軸上で低く、その周辺で高い、"V字型"の分布形状をしているのがわかる。これは、周囲空気と噴流とのせん断によって生じた渦が存在するためである。この乱れの強い領域で拡散燃焼が進行していると考えられる。しかし、このVガッタ中心軸上の乱れ分布の傾向は、非燃焼（Case2）時には観測されなかった現象である。特に、燃焼状態（Case3）において、B断面では $x/S=1.70$ 以降でしかこのV字型の分布形状が現れていない。これは、渦の生成によるものと考えられるが、詳細な議論をするには3次元的、かつ、時系列データの計測が望まれる。

ガッタ後流の流れ構造が燃焼によってどのように変化するかを調べるために軸方向流速の3断面における分布を図6に示す。噴射孔からの水素燃料の平均流速は（A plane, $x/S=0.23$ ）非燃焼で 100 m/s 、燃焼時で 92 m/s となっている。これは燃料配管と燃焼器との圧損より求めた 240 m/s よりかなり小さな値となっている。この水素噴流は、燃焼しない場合は減速され、 $x/S=1.14$ では約 45 m/s となっている。しかし、燃焼の場合は 88 m/s であり、体積膨張の効果が現われている。さらに、燃焼時には水素噴流は上下、左右にすぐに広がっており、 $x/S=0.45$ では、約 80 m/s の流速が噴流周囲に現われている。また、 $x/S=1.70$ 以降では、非燃焼時には約 40 m/s のほぼ均一流となっているが、燃焼の方ではガッタの中心部で 80 m/s 、エッジ部で 40 m/s の大きな速度勾配のある流れとなっている。この水素噴流は徐々に広がり、 $x/S=1.70$ では $y/S=0.11$ (1mm) が軸中心より (60 m/s) 高速になっている (83 m/s)。また、B、C断面においても噴流周囲が高速になっている。これは、水素が空気と拡散燃焼しているためと考えられる。拡散混合燃焼が噴流周囲で生じており、

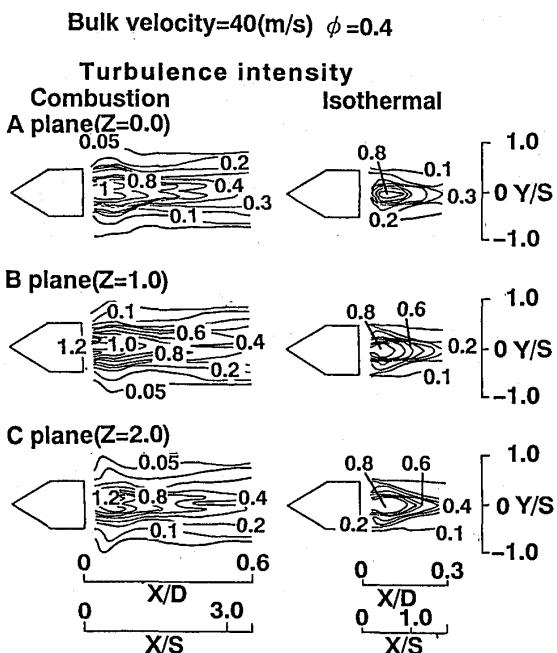


図5 軸方向の乱れ強さの比較
(Case2, Case3)

乱れを生成していると考えられる。これは、図5で乱れがV字型をしていることからもわかる。このように、未燃部が噴流のコア部に生じると火炎を伸ばすことになるため、できるだけこの噴流中心部の混合の促進を図る必要がある。

ガッタエッジに形成されている渦は、非燃焼では約6mm ($x/S=0.7$) の長さであるが、燃焼により約2倍の12mm ($x/S=1.4$) まで伸びている。非燃焼時ではこの渦によって生じる逆流速は約-10m/s程度であるが、燃焼時には約2倍の-20m/s程度まで大きくなっている。燃焼によってガッタエッジで生じる渦は後流に2倍引き伸ばされ、渦の強さは約2倍程となっていることがわかる。この渦の中心（コア）部を通じて未燃の水素がガッタの周方向（図面では奥行き方向）に広がっていくものと考えられる。

水素噴射によって生じる小さな巻き込み渦は、非燃焼時で約8.5mm ($x/S=0.97$) の長さを持っているが、燃焼時には約12mm ($x/S=1.4$) まで伸びている。また、この巻き込み渦のリング径は、燃焼時には大きくなっている。

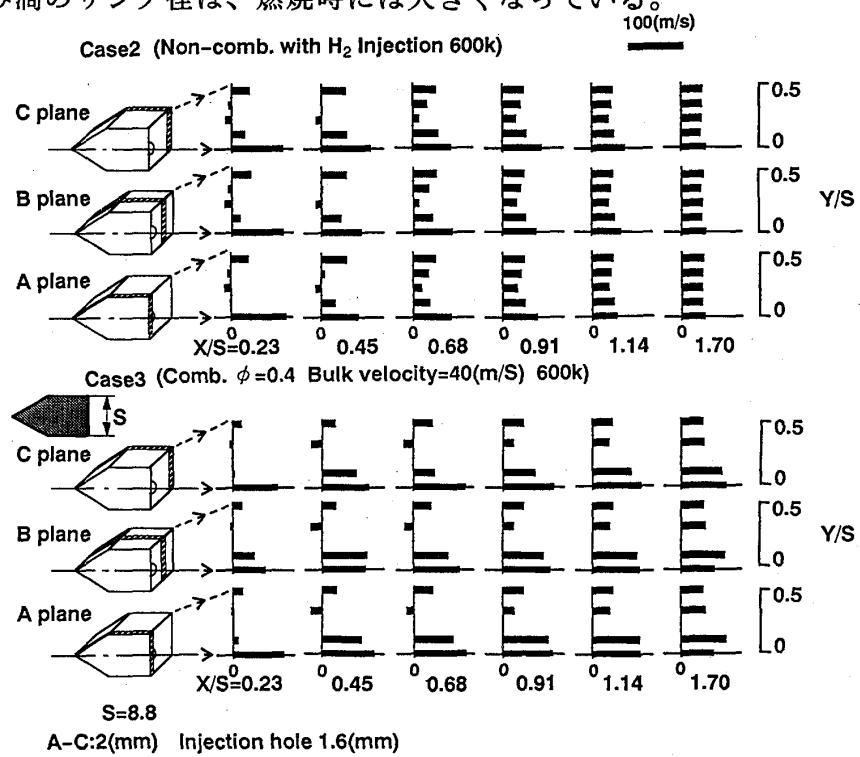


図6 軸方向速度の分布 (Case2, Case3)

これらの流れの関連を図7にイラスト図で示す。

次に燃焼状態 (Case3) での相対逆流量を図8に示す。最大相対逆流量が生じる位置は、非燃焼時 (Case2) の $x/S=0.23$ に対して、燃焼状態 (Case3) では噴流の加速により下流まで引き延ばされるた $x/S=0.45$ で最大相対逆流量

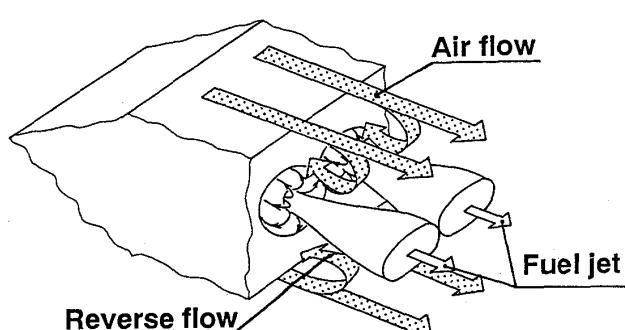


図7 流れ場の模式図

が生じている。最大相対逆流量は、非燃焼時（Case2）では、10%であるが、燃焼時では逆流速度も約1.7倍（非燃焼時： -13.3 m/s → 燃焼時： -21 m/s ）加速されるため、22%（2.2倍）になる。ここで、燃焼作用による体積膨張率を断熱火炎温度（流速40 m/s、当量比0.4の条件では1650 K）と燃焼反応によるモル数の変化より計算すると2.5倍となる。これは、上記の最大相対逆流量の増加率2.2倍とほぼ一致している。

つまり非燃焼（Case2）と燃焼（Case3）の流れの差は、おもに燃焼反応による体積膨張に起因している。このことより、非燃焼時の相対逆流量と燃焼時のそれとは、体積膨張率すなわち燃焼状態での温度を考慮して質量流束（Flux）に換算すると、大差ないことがわかる。

3. 2流れ場の振動

前報⁽⁶⁾において三角形のVガッタでも、本実験のVガッタでも渦が放出されていることを報告した。

図9に非燃焼状態における計測結果を示す。Vガッタの後ろの循環流から渦が放出されているため、速度のヒストグラムに2つのピークが生じている。このような現象を単なる時間平均値で議論することは注意すべきであることを指摘した。これが燃焼場においても生じていることがわかった。

図10に当量比 $\phi=0.8$ 、入口断面平均流速80 m/s（Flight Mach No.=3.0）状態での軸方向速度のヒストグラムを示す。 $x/S=9.1$ における軸方向速度が周囲よりも低くなっている領域（ $y/S=0.0$ 、0.11、0.34、0.57；それぞれA、B、C、D点）の4点における軸方向速度のヒストグラムである。B点とC点の2点では明らかにヒストグラムに2つのピークが存在している。このB、C点での低速側での速度ピークはガッタエッジで形成された渦の放出か、もしくは噴流の振動のどちら

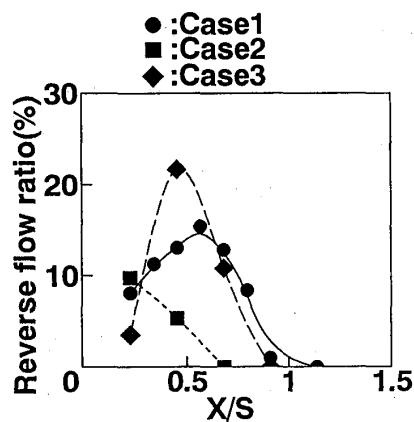


図8 相対逆流量分布

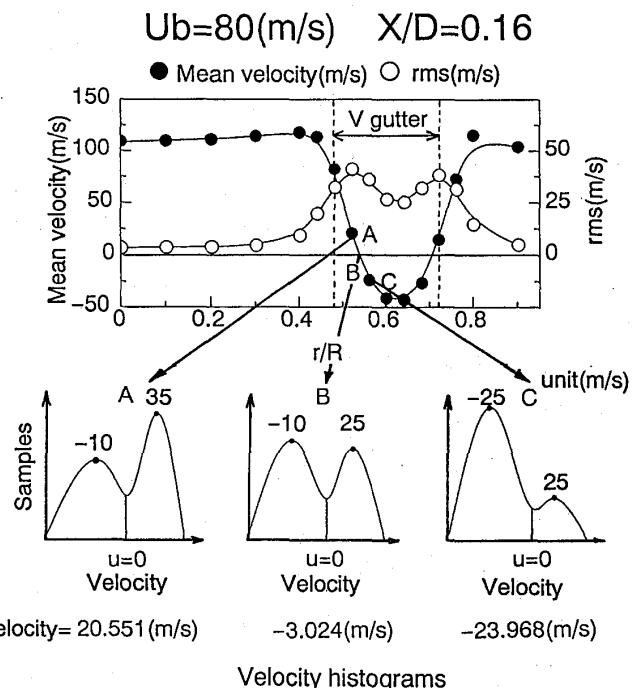


図9 速度分布と速度ヒストグラム

らかである。この放出渦もしくは噴流の振動のスケールにより、燃料と空気の混合が抑制されることも考えられる。さらに、A→D点での高速側のピークに着目すると2つの接近した速度ピークが重なっていることがわかる。これも渦の放出もしくは組織渦の存在が原因と考えられる。また、B点とC点の間隔が2 mmであることより、 $x/S=9.1$ における渦の幅は2から3 mmであることがわかる。また、この条件においては、噴流の流速が高くなるとともに噴流中心の乱れが弱いことより、噴流と空気の混合が悪化していると考えられる。これは、この条件において火炎の伸びおよび燃焼効率の低下が生じることと対応している。

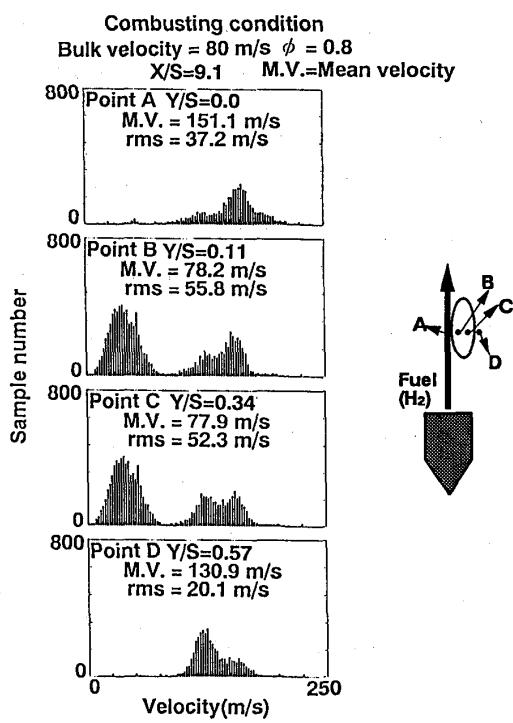


図 10 軸方向速度のヒストグラム

4. 結論

水素拡散ラム燃焼器における保炎と混合を支配する因子を明らかにするため、保炎器後流に着目して解析を行った。本実験より得られた知見を以下に示す。

- (1) ガッタエッジで形成される循還流領域は、燃焼により、約2倍引き伸ばされ、最大逆流速度も2倍となっている。また、水素噴射孔近傍での巻き込み渦が存在しており、複雑な保炎構造が明らかになった。
- (2) 循還流領域での逆流量は、燃焼になると約2.2倍となっているが、燃焼作用による体積膨張の効果を考慮すると、非燃焼時とほぼ変わらない。つまり、質量流束(Flux)で考えると大差ないことがわかった。
- (3) 流れ場を議論するには単なる時間平均値のみでは不十分であり、流れ場の時間的変動を考慮に入れる必要がある。

参考文献

- (1) Proceedings of ISABE 10th,(1991)
- (2) Proceedings of Symp.(Int.) on Japan's National Project

for a Super / Hypersonic Transport Propulsion,(1992),pp69-76

- (3) Tamaru,T.,Shimodaira,K.,9th ISABE Symp.,(1989),282
- (4) 田丸ほか4名,機論B編,57-537,(1991),pp388-394
- (5) 鈴木、下平、第33回航空原動機・宇宙推進講演会,(1993), pp200-205
- (6) 細川ほか3名, 第20回ガスタービン定期講演会,pp115-122
- (7) Hosokawa,S.,et al.,6th Int.Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics,Lisbon(1992),pp19.3.1-6
- (8) 細川ほか3名,第30回燃焼シンポジウム,(1992),pp43-45
- (9) Hosokawa,S.,et al.,AIAA Paper No.93-0020
- (10) 黒沢ほか3名,第33回航空原動機・宇宙推進講演会,(1993),pp206-211
- (11) 細川ほか3名,第21回ガスタービン定期講演会
- (12) Ikeda,Y.,et al.,6th Int.Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics,Lisbon,21.3.1-6
- (13) Ikeda,Y.,et al.,6th Int.Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics,Lisbon,32.2.1-5

A-4 新機能材フレームホルダの研究

柏木 武・○大森保紀・山本政彦（石川島播磨重工業）

山崎禎一・松本和久（三井造船）

1. 緒言

超音速機用エンジンのラム燃焼器では、高温で高速な気流中に何らかの方法で低速な循環流領域を作りだし、この領域で保炎を行う必要がある。循環流領域を作る方法としては、図1に示すようなフレームホルダを高温高速流中におく方法などが考えられている¹⁾。このラム燃焼器は、最近の研究では燃焼器入口温度が約1300Kまで上昇し、この場合フレームホルダの表面温度は1500～1600Kになるものと見積もられる。

図2に各種材料の開発動向を概略実用年度に対する材料表面温度として示しているが²⁾、フレームホルダの表面温度は従来の金属材料の耐熱温度を上回っている。このためフレームホルダに金属材料を用いる場合、図3(a)に示すような燃料・空気等を冷却剤とした冷却構造が必要になると考えられるが、このために構造が複雑化し重量が重くなるという問題が生じる。この解決策の一つとして、耐熱性が高くかつ軽量である材料の使用が考えられ、このような材料をフレームホルダに適用することにより、ラム燃焼器に求められている軽量化と耐熱性の向上を両立することが可能となる。さらに、冷却構造が不要になるため図3(b)に示すように冷却機構を有する金属製フレームホルダと比較して構造が簡単になるという利点があり、材料自体が軽いこととの相乗効果による、より一層の軽量化が期待できる。

必要とされる耐熱性を有する材料としては、セラミックス材料またはセラミックス

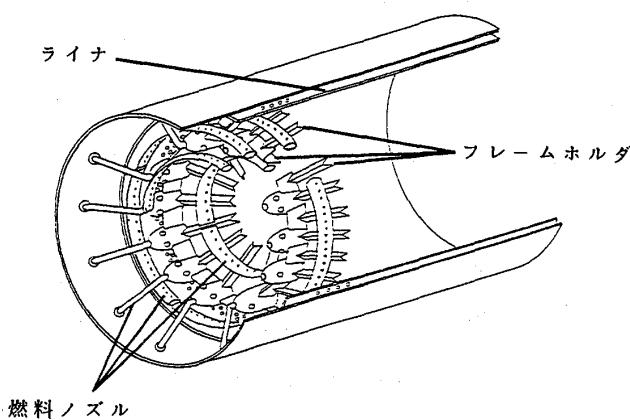


図1 ラム燃焼器の概念図¹⁾

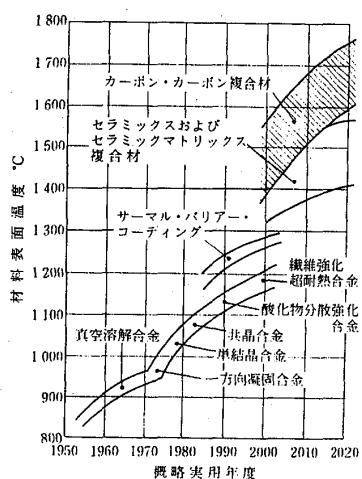


図2 各種材料の開発動向²⁾

基の複合材料が考えられる。しかも、フレームホルダの材料に対しては、耐熱性すなわち高温耐久性以外に耐酸化性、耐熱衝撃性、成形加工性等の要求性能も考慮する必要がある。

本研究では、セラミックス基の複合材料である炭化珪素蒸着複合材（以下SiC複合材と称する）を取り上げて、超音速機用エンジンのラム燃焼器のフレームホルダへSiC複合材の適用を検討した。

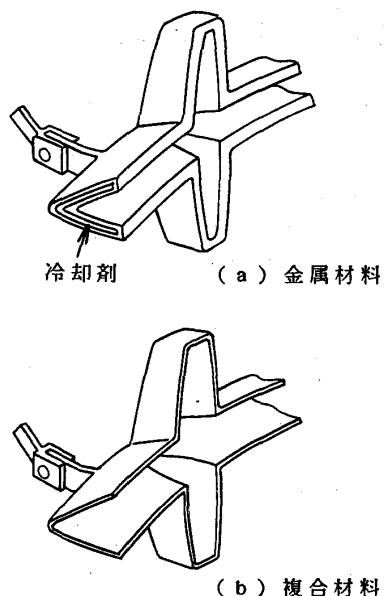


図3 フレームホルダの例

2. SiC複合材の特徴

SiC複合材は炭化珪素(SiC)の無機長繊維からなる多孔質構造体(プレフォーム)の細孔内部で、SiCをマトリックスとして化学蒸気浸透法(Chemical Vapor Infiltration : CVI)により析出堆積(蒸着含浸)させ複合材料化させたものであり、耐熱性・耐酸化性が高く、高強度で高韌性かつ軽量であることを特徴としている。

SiC複合材を、耐熱性を有する他のセラミックス材料やセラミックス基の複合材料と比較をすると次のような利点が挙げられる。

- (1) 焼結セラミックと異なり、焼結助剤なしで低温で反応するため繊維が変質・分解・反応劣化する危険性が少ない。
- (2) SiC繊維は炭素繊維と比較して難燃性・耐酸化性を有し、炭素繊維のような繊維表面に干渉層を造るかSiCの蒸着含浸量を増やすといった特別の加工を必要としない。
- (3) SiC繊維は特別な表面処理をしなくてもプレフォームを作ることが出来る。
- (4) 炭素繊維でも繊維の表面自体に傾斜機能をもたせた研究が進められているが、実用化にはまだ時間がかかる。
- (5) アルミナ、シリカの繊維と比較して強度・耐熱性に優る。
- (6) SiC繊維のウイスカーを用いた焼結セラミックスは強度的に強いが、焼結過程が難しく複雑な形状にした場合の加工性が問題となるのに対して、プレフォームが製作しようとする形状に近いため、ウイスカー系より適用しやすい。

3. フレームホルダの設計／製作

3. 1 フレームホルダの設計

フレームホルダの設計条件は、超音速機用エンジンの作動条件を参考に、入口圧力：0.2 MPa、入口温度：T = 1300 K、空気流速：V = 100 m/s (マッハ数 M = 0.14) に設定した。フレームホルダのVガッタの主要形状であるブロックージ比、ガッタ幅、ガッタ角度、曲率半径等は、現用アフタバーナ³⁾の一般的な値を採用し、試験装置の燃焼室ダクト $\phi 160$ mmに設置できるように定めた。図4にフレームホルダの形状を示す。なおフレームホルダの厚さは、目標である冷却構造を有する金属材料の重量に対し50%軽量化が達成できるように5 mmとした。

また、フレームホルダの支持方法は水冷構造を持つ金属製サポート支柱によりダクトに固定した。ただし、SiC複合材と金属が直接接触すると一種の触媒作用によりSiC複合材が溶融するため、図5に示すように干渉材として耐熱セラミックス製スリープを入れた。

3. 2 フレームホルダの製作

図6にフレームホルダの製作プロセスを示す。まずSiC繊維としてチラノ繊維(宇部興産)を使用し、三次元織りを行いフレームホルダ形状の三次元一体織物基材を製作する。樹脂を含浸した三次元織物を金型にセットして加圧成型し、オートクープ中で硬化させプレフォームを作る。その後温度1300KでSiCを蒸着含浸した。SiC複合材で製作したフレームホルダ(図7)は、繊維の体積含有率：約39%、SiCの体積含有率：約34%、空孔の体積含有率：約27%、密度：約2.1 g/cm³であった。

なお、フレームホルダ部材表面の温度を直接

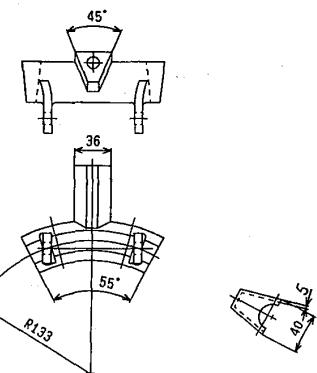


図4 フレームホルダ形状
(ブロックージ比 約40%)

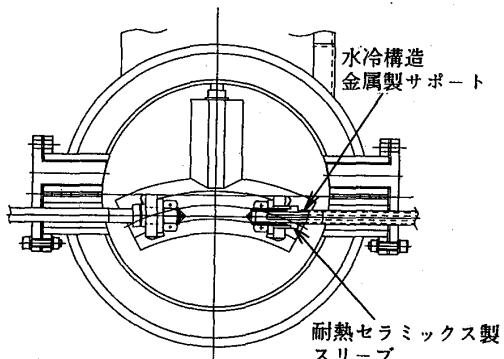


図5 フレームホルダ支持方法

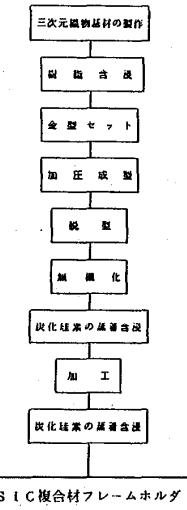


図6 フレームホルダの製造プロセス

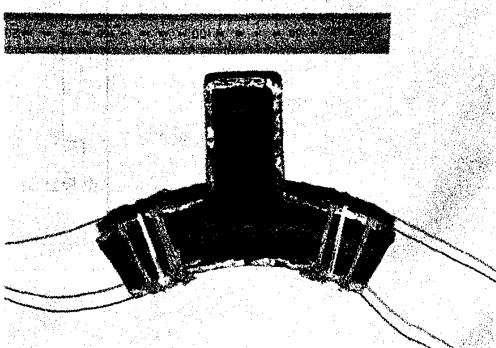


図7 SiC複合材フレームホルダ

計測するためにシーズ熱電対を4本（外壁2本、内壁2本）シリカ系接着剤で被覆、SiC繊維の組紐により固定した。

4. 試験装置および方法

4. 1 試験装置

使用した試験装置を図8に示す。空気源より吐出した主流空気は、熱交換器で加温され流量計測用オリフィスを通過した後、予熱燃焼器により設計条件の温度

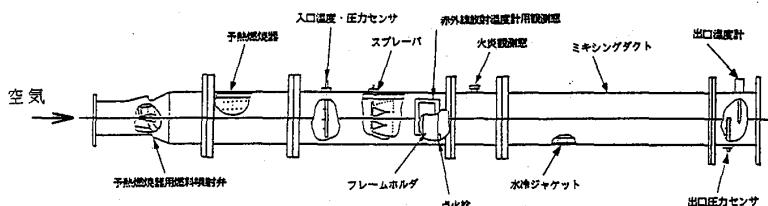


図8 試験装置

まで加熱される。入口条件を入口温度・圧力センサ（各3点）で計測した後、SiC複合材フレームホルダ設置部で燃料が均一に分布するように、スプレー（3本）からJP4燃料を噴射し、フレームホルダに点火栓を用いて着火・保炎させる。フレームホルダ部材表面の温度は、フレームホルダに固定したシーズ熱電対および赤外線放射温度計により計測される。保炎された火炎は、水冷ジャケット付ミキシングダクトを通り、出口計測ダクト（温度1点、圧力20点）をへて、水噴射排ガス冷却器に排出される。

4. 2 試験方法

SiC複合材フレームホルダの高温耐久性、耐酸化性および耐熱衝撃性を調査する目的で図9に示す高温サイクル試験を実施した。サイクルとしては、入口温度1300K(5400sec)、800K(600sec)を1サイクルとし、10時間以上の高温耐久試験を実施し、サイクル毎にフレームホルダの重量計測による耐酸化性調査、損傷目視検査による耐熱衝撃性調査を行った。なお、1300K(5400sec)は性能解析により超音速機が東京～ニューヨーク間を飛行する際にマッハ5相当で巡航する時間から決めている。

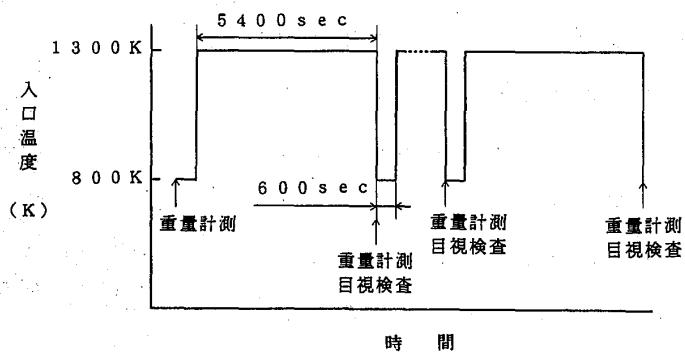


図9 高温サイクル試験

5. 試験結果

(1) フレームホルダ壁温分布

入口温度条件1300Kの燃焼試験(空燃比約30)における複合材フレームホルダ部材の表面温度を赤外線放射温度計で計測した結果を図10に示す。大きな分布はなくほぼ1520~1650Kの間で一様である。また、フレームホルダの内外壁の温度差は最大400K程度発生しており、内壁は約2000K程度になっていると考えられる。しかし複合材の表面温度を正確に計測することは難しく、今後の構造・強度解析を進める上で重要な課題となる。

(2) 高温耐久性

図9に示す高温サイクル試験において約11時間後の複合材フレームホルダの外観写真を図11に示す。大きな損傷・変形は見られず、表面温度約1550K、約11時間の高温耐久性が確認された。

(3) 耐酸化性

図12に高温サイクル試験時にフレームホルダの重量計測した結果を示す。全般的に大きな重量変化はない。微増したのは図5に示すフレームホルダ支持用金属製サポート部の耐熱セラミックス製スリーブが一部溶損し、フレームホルダ表面に付着したためで、耐酸化性については大きな問題はないと考えられた。

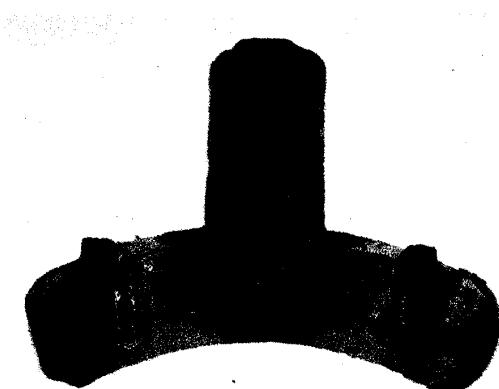
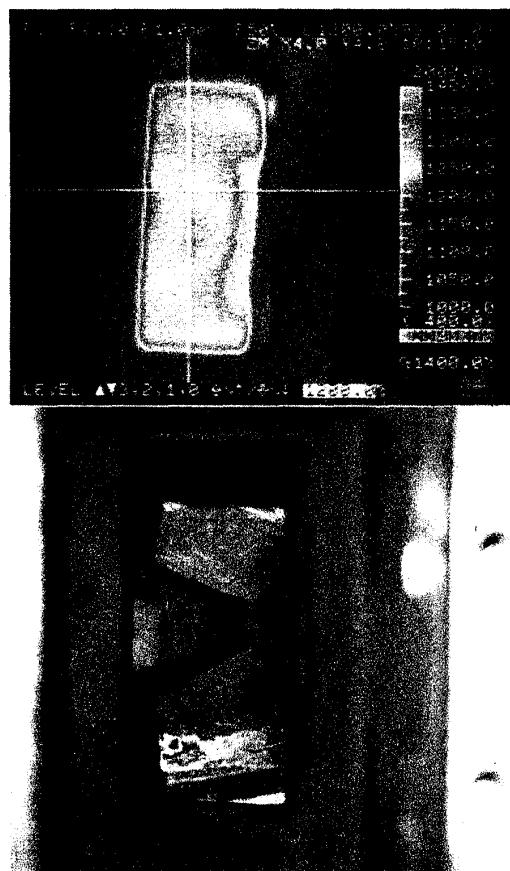


図11 フレームホルダの外観
(高温サイクル試験終了後)



(同じ方向から見た写真)

図10 フレームホルダ壁温分布
(赤外線放射温度計)

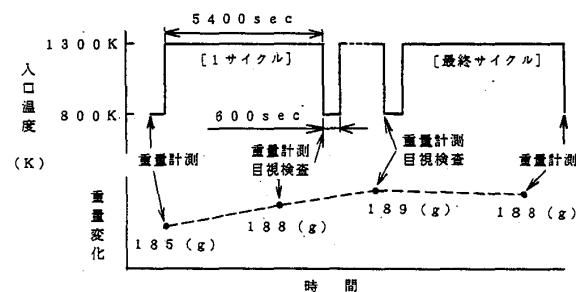


図12 フレームホルダの重量変化

(4) 耐熱衝撃性

熱衝撃性については、高温サイクル試験1サイクル目(100分後)にフレームホルダ本体には損傷・変形は見られなかつたが、側板部に長さ数mm程度の表面クラックが見られ、また高温サイクル試験終了後、Vガット湾曲部に長さ数cm程度の表面クラックが発見された。とくに損傷にいたるほどの問題はないが高温サイクル試験の着火・消火時に起こる熱衝撃、フレームホルダの内外壁の温度差による熱応力などが原因と考えられた。

6. 結言

新機能材フレームホルダとして、セラミックス基の複合材料である炭化珪素蒸着複合材を用いて、高温耐久性、耐酸化性および耐熱衝撃性を調査した結果、以下のことが明らかとなつた。

(1) 炭化珪素蒸着複合材フレームホルダは、冷却構造を有する金属材料のフレームホルダに対し、重量を50%以下に軽量化することが可能であった。

(2) 入口温度条件1300Kの高温サイクル試験を約11時間実施した結果、高温耐久性および耐酸化性については、大きな問題はないことがわかつた。

(3) 耐熱衝撃性については、とくに損傷にいたるほどの問題はないが、側板部、Vガット湾曲部に長さ数mm～数cm程度の表面クラックが発生した。

(4) 今後、実用化に向け

- ・更なる軽量化のために肉厚を薄くする成型加工技術の改善
- ・高温耐久性および耐熱衝撃性向上のための織組織の検討
- ・耐熱衝撃性を緩和できる支持方法の改良
- ・構造・強度解析を進める上で必要な複合材壁温計測の精度向上等が必要である。

最後に、本研究は(社)日本航空宇宙工業会革新航空機技術開発センターの研究補助金によるものである。ここに関係各位に深く感謝の意を表する。

(参考文献)

- (1) 山本、柏木、藤：第3回ラム／スクラムジェットシンポジウム講演論文集、P117, 1993
- (2) 大浜：最近のガスタービン用材料の動向と進歩、日本ガスタービン学会誌、16-66, 1989
- (3) 佐藤、柏木：最近のジェットエンジン、アフタバーナ技術、航空技術、3.4.5.6月号, 1985

A—5 高温高負荷小型噴流保炎燃焼器の特性

* 下平一雄

(航空宇宙技術研究所)

田丸 卓

(航空宇宙技術研究所)

1. まえがき

従来、小型のガスタービン燃焼器では、燃焼器内容積に対する表面積の割合が、比較的大きくなるため、大型の燃焼器に比べ燃焼性能の低下を招いていた。しかし近年の材料技術の進歩により、セラミック等を用いて燃焼器壁面の無冷却化が可能と思われる。

噴流保炎型燃焼器の頭部ドームを無冷却高温化できれば、燃焼性能の向上が図れると考え、セラミックを用いた単純なライナ構造で、小型で高温高負荷をねらった噴流保炎燃焼器（名称 JC）を作成し、燃料として天然ガスを用いた大気圧燃焼試験を行なった。その結果を報告する。

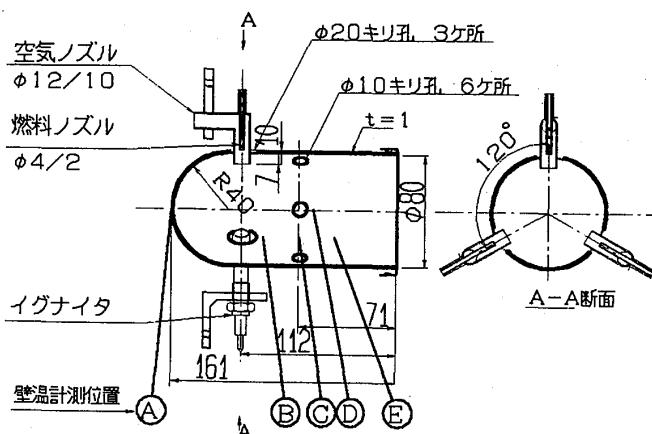


図1 噴流保炎燃焼器 (単位:mm)



図2 CVD-SiC ライナ

2. 燃焼器と試験装置

燃焼器ライナは、図1と2に示すような、内径80mm長さ160mmの缶型で半球状の頭部後方に周方向3カ所の1次空気孔と周方向6カ所の2次空気孔を持つ。材質は、気相蒸着法を用いた炭化珪素セラミック（CVD-SiC 公称耐熱温度1773K）で厚さ1mmである。ライナを除く空気、燃料ノズル、ケーシング（内径230mm）等はステンレス製である。

燃料の天然ガス（メタン 98.5~98.9%Vol.）は、1次空気孔（径20mm）より燃焼器内につき出した空気ノズル（内径10mm）中央の燃料ノズル（内径2mm）から燃焼器中心に向かって噴射される。

ライナは、図3に示すように頭部をバネ構造によって、燃焼器ケーシング後部隔壁に押さえ付けて支持されている。ライナ後部と隔壁の間には、冷却スリットが設けられている。

燃焼用空気は、ブロワからオリフィスを通り、電気ヒータで加熱供給される。燃料の天然ガスは、ポンベから温水による熱交換器、減圧弁を通り、マスフローコントローラで計量、制御されて常温で供給される。

3. 試験方法

噴流保炎燃焼器は、入口空気圧力 大気圧、入口空気温度（以下入口温度、T_Iaとする）600～700K 燃焼器断面平均風速（以下風速、U_Lとする）10～20m/sで当量比（E_R）0.5以上まで高い燃焼効率であることを目標とした。

燃焼器排ガスは、図4に示すような29点を温水冷却式サンプリングプローブで吸引し、ガス分析計（堀場製 MEXA-8120DS）で連続分析し、燃焼効率、窒素酸化物排出指数を計測した。燃焼器出口燃焼ガス温度は、図4に示すような69点をJIS R熱電対プローブで、トラバースして計測した。ライナ壁温は、JIS K熱電対5点を、図1に示すA～Eの位置に、アロンセラミックで接着し計測した。

4. 試験結果

4-1 ライナ壁温と燃焼性能

基本型（JC1）では、入口温度600K 風速10m/sの条件で、99%以上の燃焼効率を当量比0.2～0.6の範囲で達成したが、ライナ壁温は、最高1200Kほどで、とくにライナ頭部では1000Kに達せず、ふく射によって燃焼器ケー

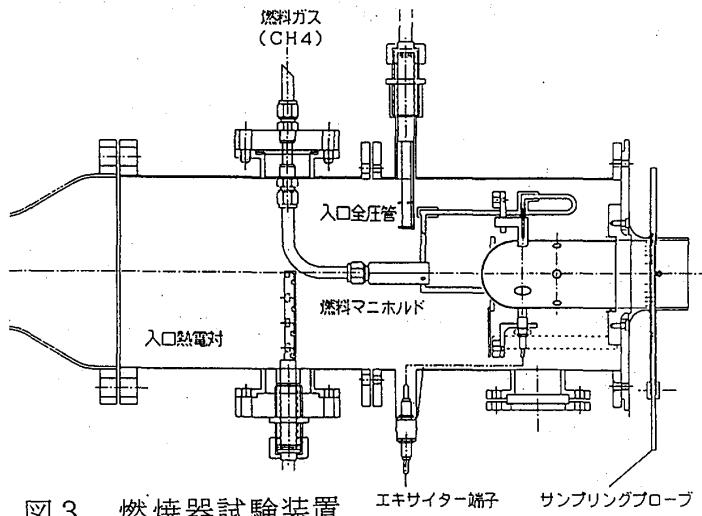


図3 燃焼器試験装置

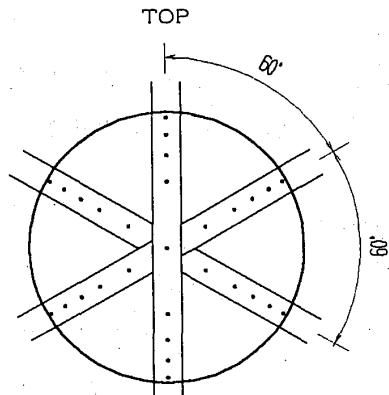


図4 燃焼器排ガス採取位置

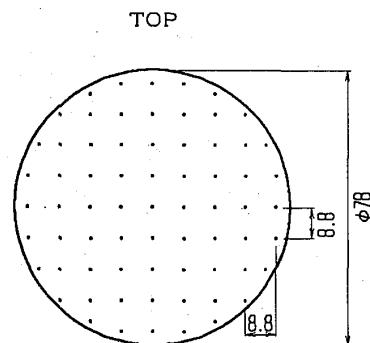


図5 燃焼器出口温度計測位置

シングへの放熱が大きかった。CVD-SiCのライナは、燃焼試験中に、熱応力によって、2次空気孔とライナ後端との中間部分に全周に渡って、クラックが生じた。

このふく射損失を減らして、ライナ壁温の均一化とCVD-SiCの耐熱温度に近づけるため、燃焼器表面外側に、断熱材（ファインフレックス 1300 ウェットフェルト 厚さ5mm）を張り付けたものをJC2とした。断熱材張り付けによって、ライナ壁温は1500Kに達したが、空気流量配分の変化によって燃焼効率の高い範囲が低当量比側に移動してしまった。

空気流量配分を変化させるため、2次空気孔6個の径を10mmから6mmに小さくし、より高当量比側での燃焼効率を上昇させたものをJC3とした。この場合ライナ壁温は1630Kに達した。

図6に燃焼器JC1、JC2、JC3のガス分析による燃焼効率を、図7にライナ壁温を示す。ライナ壁温の300~600K以上の上昇よりも、燃焼効率、燃焼範囲等は、空気流量配分に大きく影響されている。

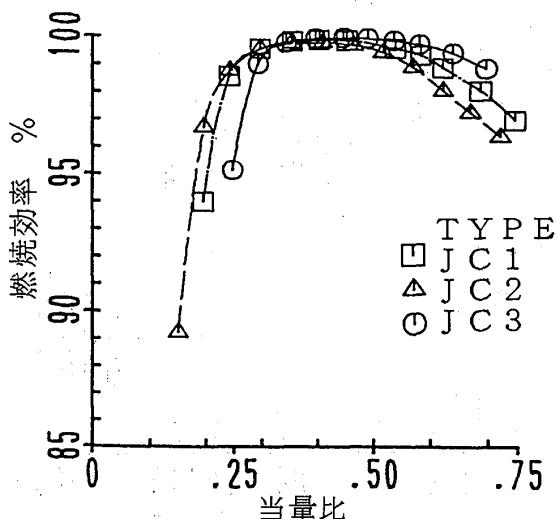


図6 JC1, 2および3の燃焼効率
(T_{la}=600K, UL=10m/s)

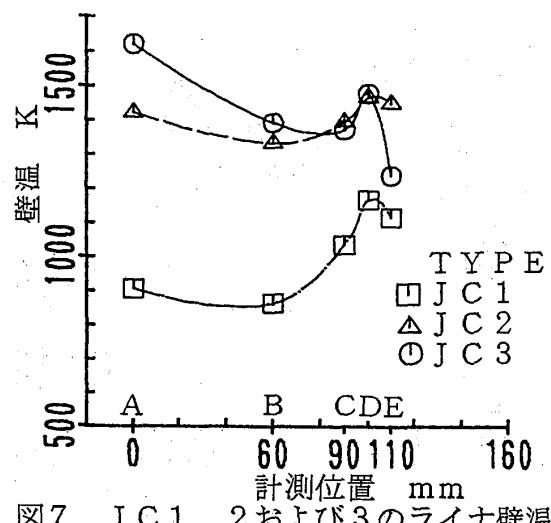


図7 JC1, 2および3のライナ壁温
(T_{la}=600K, UL=10m/s, ER=0.50)

4-2 JC3燃焼器の性能

燃焼効率：図8と9に示すように、入口温度600Kと700Kで風速20m/s 当量比0.3から0.6まで、99%以上の燃焼効率を示した。

ライナ壁温：図10と11に示すように、当量比0.5でもっとも高く0.6では燃焼器頭部の温度が低下してくる。入口温度の上昇には対応して上昇し、風速を変化させてもほぼ同じ温度を示した。

ライナ：JC1で生じたクラックをアロンセラミックで接合し燃焼試験を続けると、1次、2次空気孔から周囲に向かってクラックが生じ成長した。しかしその成長速度は遅く、燃焼停止時に成長するようだった。

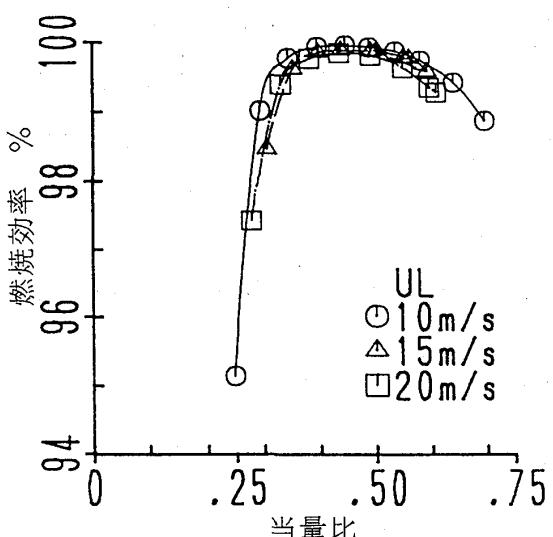


図8 J C 3の燃焼効率
(Tia=600K)

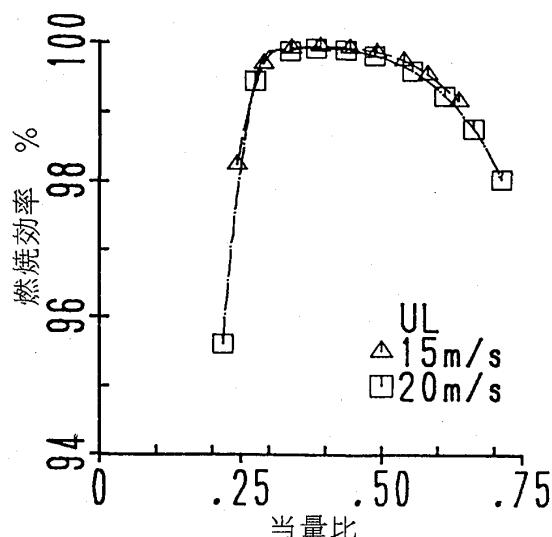


図9 J C 3の燃焼効率
(Tia=700K)

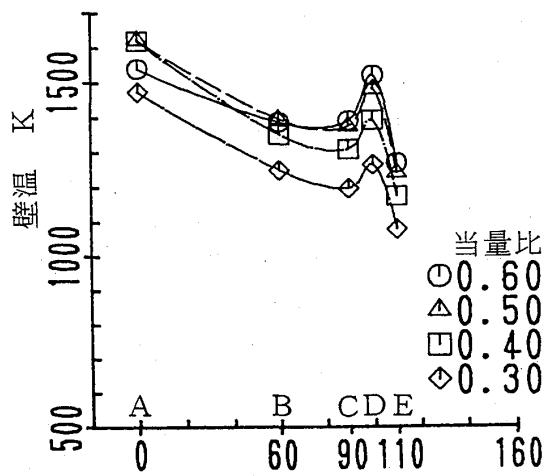


図10 J C 3のライナ壁温
(Tia=600K, UL=10m/s)

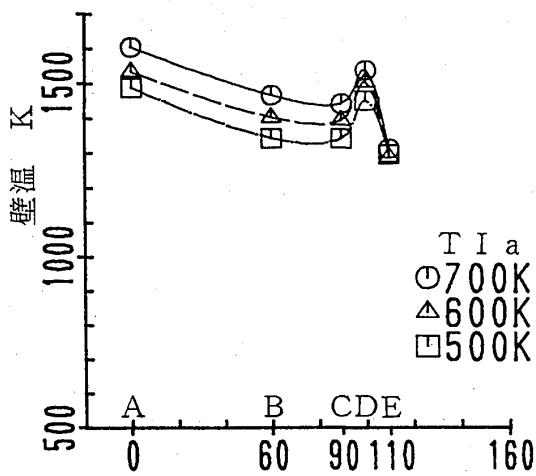


図11 J C 3のライナ壁温
(UL=15m/s, ER=0.50)

出口温度分布： 燃焼器出口温度不均一率（局所最高温度上昇／平均温度上昇）は、入口温度、風速にかかわらず燃焼効率99%以上の当量比では、ほぼ1.2程度であった。

全圧損失率： 入口温度600K 風速20m/s 当量比0.5で4.5%、入口温度700K、風速20m/s、当量比0.5では4.0%程度であった。

窒素酸化物 (NOx)： 図12に排出指数 (EI (NOx) gNO2/kgFuel) で示す。燃焼効率が99%以上になる当量比では、ほぼ一定で入口温度700K、風速20m/sで3g/kg、入口温度700K、風速15m/sでは3.2g/kgであった。

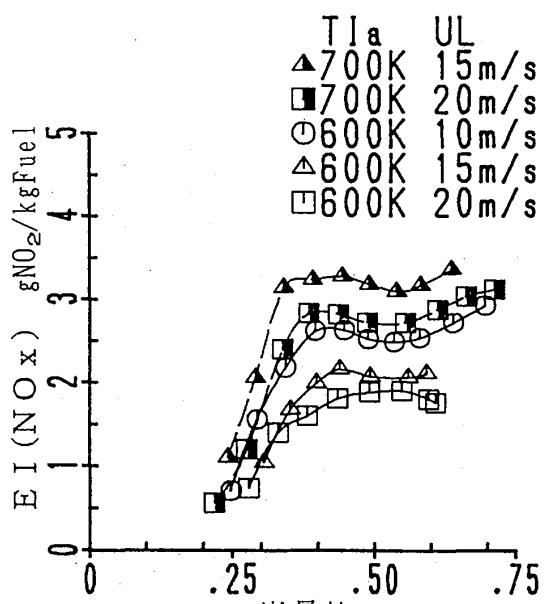


図12 JC3の窒素酸化物排出特性
4-3 金属製フィルム冷却燃焼器
との比較

噴流保炎燃焼器とほぼ同じ大きさの、図13に示すような、従来型の金属製フィルム冷却燃焼器（呼称MS1）設計点（入口温度700K, 風速14m/s, 当量比0.4）について同様の試験を行った。

燃焼効率：図14に入口温度700Kにおける燃焼効率の比較を示す。当量比0.4以上では、MS1は一酸化炭素(CO)が増加して燃焼効率が低下している。その様子は目視によっても観察でき、燃焼器出口の外周部から青い火炎が後方に伸びるが、JC3では、燃焼器出口全体に赤く暗い火炎が伸びる。

出口温度分布：図15に無次元化温度分布（出口温度上昇／平均出口温度上昇）で比較を示す。JC3では壁面附近でも無次元化

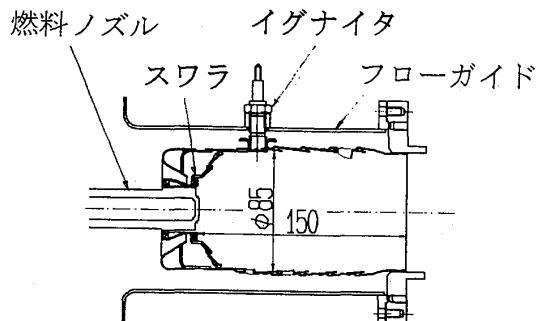


図13 燃焼器 MS1

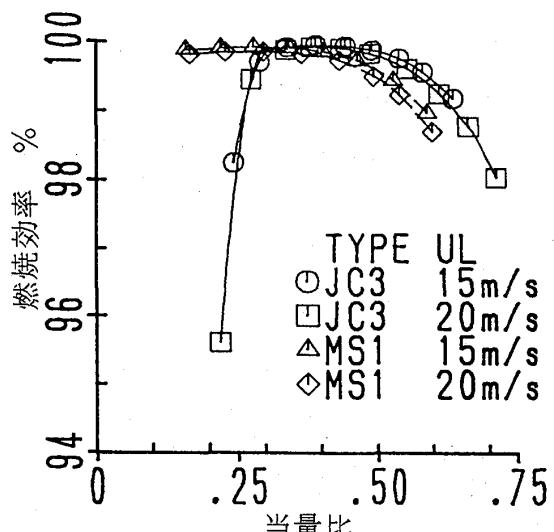


図14 JC3とMS1の燃焼効率
(Tia=700K)

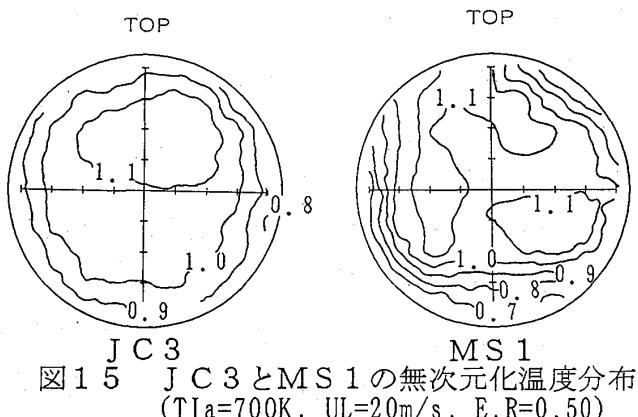


図15 JC3とMS1の無次元化温度分布
(Tia=700K, UL=20m/s, E.R=0.50)

温度分布0.85程度だが、MS1では、0.75以下になっている。これらはMS1燃焼器のフィルム冷却の影響と思われる。この時のMS1ライナ壁温は、上流側で910K、下流側で730K程度であった。

窒素酸化物：図16に排出指数での比較を示す。入口温度700Kで、MS1では風速15m/sで4g/kg以上で、JC3に較べて1~0.7g/kg程度大きかった。

5. まとめ

CVD-SiCセラミックライナを用いた、噴流保炎燃焼器の燃焼試験を大気圧、入口空気温度600~700Kで行ない、次のようなことが判った。

- 1) 入口空気温度700K、燃焼器断面平均風速20m/sで当量比0.6（出口平均温度1943K）まで、99%以上の燃焼効率で燃焼でき、NOxも下がることができた。
- 2) セラミックライナ壁面温度を、1000K以下から1600K以上に上げても燃焼効率の改善は見られなかった。
- 3) 従来のフィルム冷却燃焼器に較べて、燃焼器壁面の無冷却化により、燃焼効率、出口温度分布に改善が見られた。
- 4) セラミックを用いたライナ無冷却燃焼器は、高温の壁面からのふく射熱損失の回収、熱応力の小さいライナ構造等の対策が必要である。

今回使用したCVD-SiCセラミックライナは三井造船（株）との共同研究により、設計製作したものである。

6. 参考文献

- 1) ガスタービンの高効率小型化に関する調査報告書、機械技術研究所、航技術研究所、昭和63年3月
- 2) 田丸、他：新形式ガスタービン燃焼器の研究、航空宇宙技術研究所 TM-332
- 3) 田丸、他：高負荷なガスタービン燃焼器の設計手法、GTSJ 15/50 S63
- 4) 米澤、他：噴流旋回型環状高負荷燃焼器の研究、GTSJ 19/74 H3

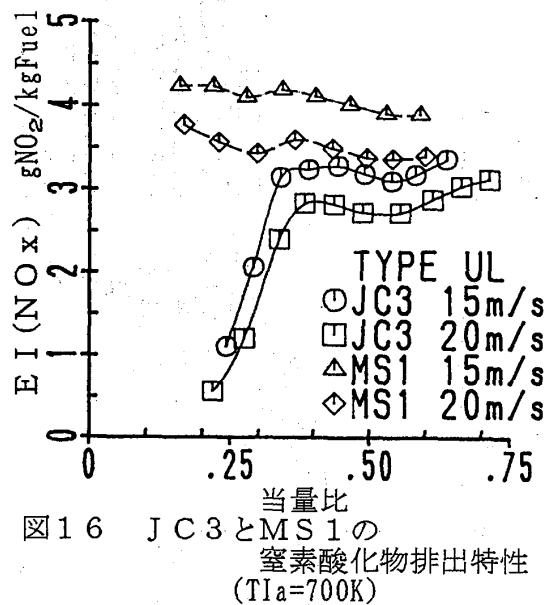


図16 JC3とMS1の
窒素酸化物排出特性
(Tla=700K)

A-6 予蒸発予混合希薄燃焼器の基礎特性 (予混合気濃度の不均一性とNO_x生成)

*吉田祐作 (日本自動車研究所)
林誠司 (日本自動車研究所)

1. まえがき

自動車用100kWセラミックガスタービンの開発では、低NO_x燃焼器として予蒸発予混合希薄燃焼器を開発している⁽¹⁾。この燃焼器は、希薄域で均一予混合気を燃焼させ低NO_x化を図ることを特徴としている。自動車用エンジンに適用するためには、限られたスペースで燃料・空気の急速蒸発・急速混合を行い、均一予混合気を得る必要があり、これらを考慮して燃焼器の設計が行われている。しかしながら、広い範囲の作動条件にわたって均一予混合気を生成するのは難しく、不均一性の発生を伴う恐れがある。これは、NO_xを増大させる要因となる。そこで、予混合気濃度の不均一性とNO_x排出の関係を調べる必要がある。

本研究は、予蒸発予混合希薄燃焼器の基礎特性を調べ、設計基礎資料を得ることを主目的としている。まず、実験用の予蒸発管を試作し、予蒸発管内における燃料の蒸発・予混合気の形成過程を調べるために、予混合気濃度分布を測定し、次に、実験用燃焼器を用いて予蒸発管の長さを変え、予混合気濃度の不均一性がNO_x等の排出特性に及ぼす影響を明らかにした。実験は、JIS2号軽油を用いて、常圧のもとで行った。その結果、NO_x排出に対する不均一性の影響は予混合気濃度の条件によって異なることがわかった。

2. 予蒸発管内における予混合気濃度分布の測定

2.1 予混合気の形成過程

予蒸発管内における燃料噴霧の蒸発と蒸発ガスの予混合過程をモデル化すると図1のようになる。燃料は予蒸発管に噴射後、燃料噴霧を形成し、予熱空気によって加熱されて噴霧粒の周囲に蒸発ガスが生成される。蒸発ガスと予熱空気の混合が進むと不均一予混

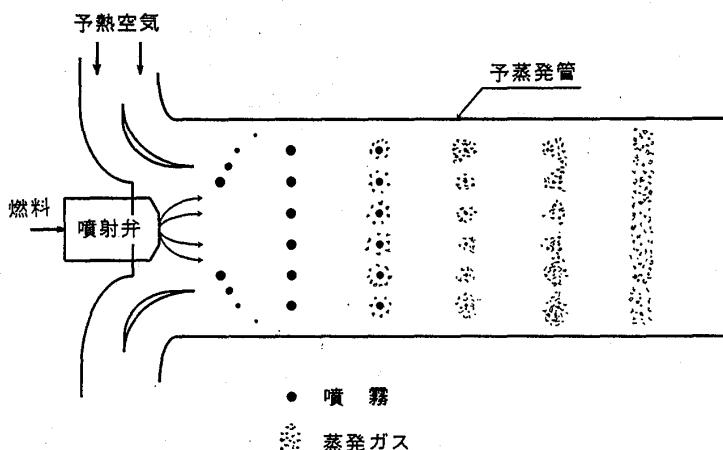


図1 予混合気の形成モデル

合気から均一予混合気へと変化する。したがって、予蒸発管内の燃料噴霧濃度と予混合気濃度分布を測定できれば、燃料蒸発、不均一予混合、均一予混合の過程を把握することができる。

そこで、この過程を調べるために図2に示す分別サンプリングプローブを用いた。図中に示す全量サンプリングプローブは、燃料噴霧と蒸発ガスをサンプリングするもので、蒸発ガスサンプリングプローブは、蒸発ガスのみをサンプリングするものである。これで得られた結果の差が燃料噴霧濃度を表す。

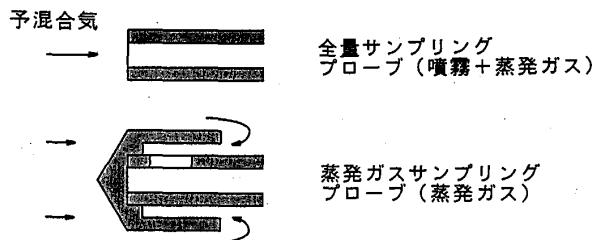


図2 分別サンプリング
プローブの概念図

2.2 供試予蒸発管および予混合気濃度の測定方法

供試予蒸発管と測定装置の概略を図3に示す。予蒸発管は、内径4.6 mm、長さ200 mmの石英管を内側に挿入し、断熱を図るとともに観測窓から内部を観測できる構造とした。予蒸発管内の温度分布や燃料の管壁付着状況等の基礎特性は既報⁽²⁾に示されている。

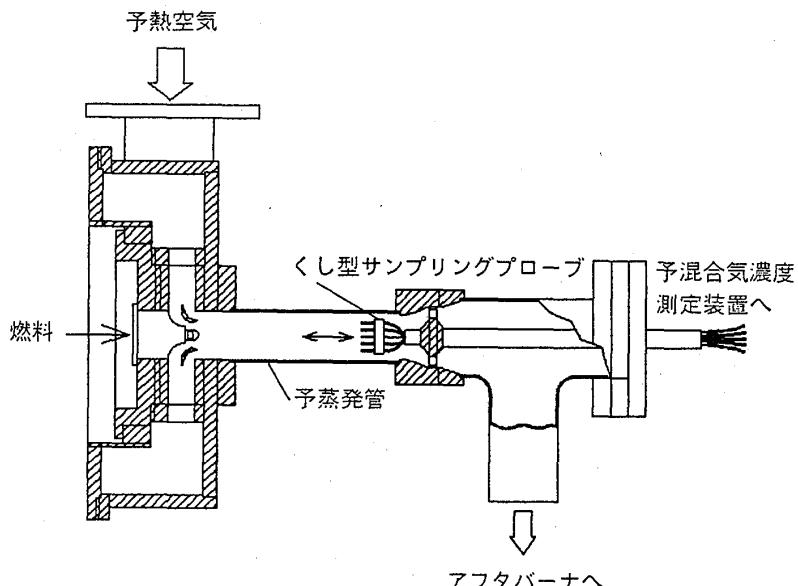


図3 供試予蒸発管と測定装置の概略図

予蒸発管に流入する予熱空気は、可変スワーラによってスワール数0.17の旋回が付与されている。燃料噴射弁は、デラバン製圧力噴射弁、ホローコーン、噴霧角60°、0.85 GPHを用いた。

予混合気のサンプリングは、図4に示すくし型の全量および蒸発ガスサンプリングプローブを用いて、水平面において軸方向にトラバースして行った。それぞれのプローブには、内径1mmのSUS管を用いた。

個々のプローブからのサンプリングガスを電磁弁で切替え、既報⁽³⁾に示す予混合気濃度（空気過剩率）測定装置に送入し、濃度測定を行った。この測定装置は、酸化触媒とガスクロマトグラフ等から構成され、空気過剩率が1より大きい希薄予混合気の濃度測定に適用可能である。

2.3 予混合気濃度分布

入口空気温度(T_a)700°C、空気流量(G_a)30g/s、空気過剩率(λ)3の設定条件について、予混合気の形成過程を調べるために行った予蒸発管内の予混合気濃度分布(λ の分布)の測定結果を以下に示す。本測定では、予混合気濃度分布は空気過剩率の分布として測定する。予蒸発管の基本寸法と座標軸を図5に示す。

全量サンプリングプローブと蒸発ガスサンプリングプローブによる水平方向の予混合気濃度分布(λ_x と λ_y の分布)をそれぞれ図6、7に示す。図6より、噴射弁後流の噴霧が存在するコアの部分で濃い予混合気が形成される。後流に進むにつれ、中央部から周辺部への乱流混合によって混合が促進し、予混合気の均一化が図られる。乱流強度を調べると、Rが±8~16mmのところで最大となっており、後流に進むにつれ減衰している。各Lにおいて、R方向の測定値を用いて標準偏差を平均値で割った変動係数(M)を求めた。 $L = 160\text{ mm}$ から後流では0.01以下となり予混合気の均一性が高くなっている。

また、図6、7より、各LにおけるR方向の λ_x の平均値を $\bar{\lambda}_x$ とし、 λ_y の平均

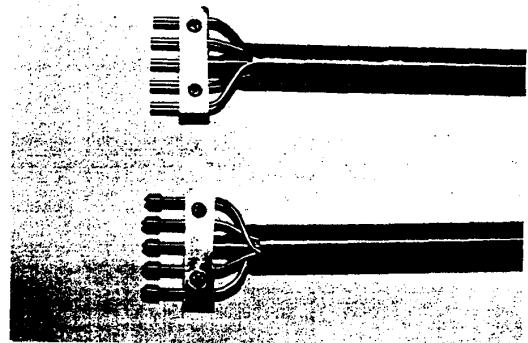


図4 くし型サンプリング
プローブの外観

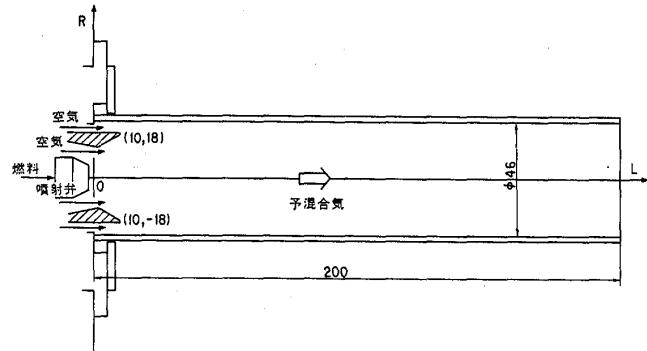


図5 予蒸発管の基本寸法と座標軸

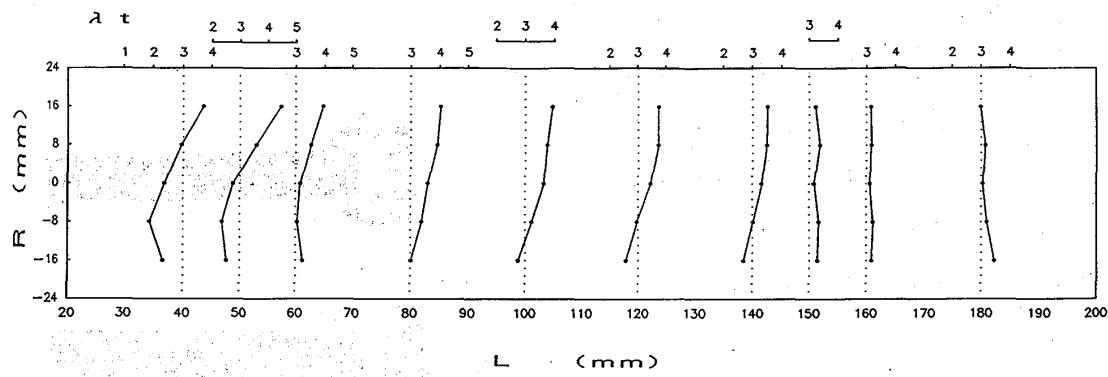


図 6 予混合気濃度分布 (λ_t 分布)

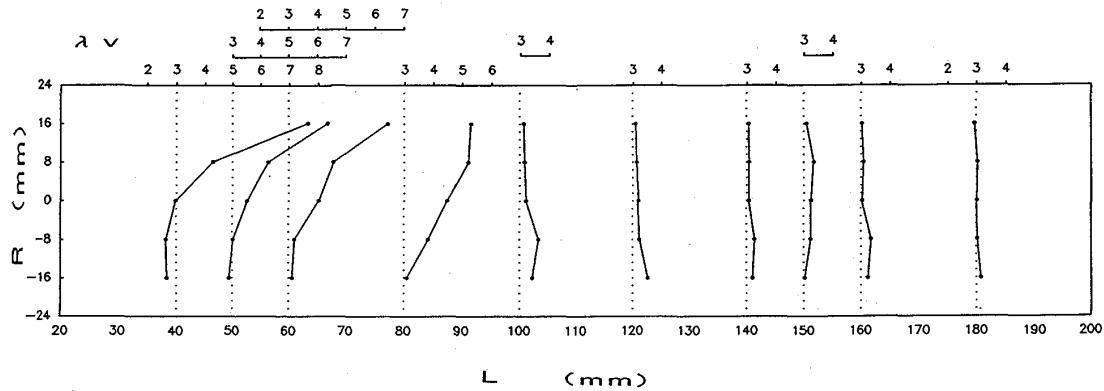


図 7 予混合気濃度分布 (λ_v 分布)

値を $\bar{\lambda}_v$ とし、 $\bar{\lambda}_t - \bar{\lambda}_v$ で噴霧の存在を示したものが図 8 である。L = 100 mm で蒸発は完了していると思われる。

3. 燃焼実験

3.1 実験装置および実験方法

実験用燃焼器と実験装置の概略図をそれぞれ図 9、10 に示す。燃焼用空気は、電気加熱器によって最高 700 °C まで予熱され、燃焼器に供給される。さらに、可変スワーラによって旋回を付与され、予蒸発管に流入する。燃料は、2.2 で示した燃料噴射弁によって予蒸発管に噴射される。

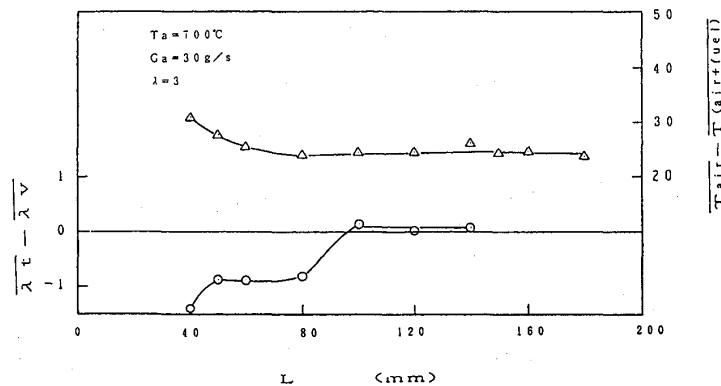


図 8 $\bar{\lambda}_t - \bar{\lambda}_v$

予蒸発管で蒸発・混合した予混合気は旋回羽根角度 50° の軸流スワーラによつて旋回を付与されて燃焼部に流入する。燃焼部に流入する予混合気の不均一性を変化させるために、予蒸発管の長さ(L_v)を変化させ

て実験を行つた。

L_v は、図6、7、

8をもとに蒸

発が完了して

いない状態、

完了している

が予混合気の

不均一性が大

きい状態、不

均一性が小さ

い状態を考慮

し、25、50、

100、150、

200 mmの5種類について実験を行つた。

燃焼部に流入する予混合気の不均一性を測定するために、スワーラ上流10 mm位置の上下左右4カ所で予混合気をサンプリングし、濃度を測定した。サンプリングは、内径2.4 mmのSUS管に1.2 mmの穴を半径方向に3個あけた多孔プローブで行った。

排気ガスのサンプリングは、燃焼器出口から150 mmの位置①と1.5 mの位置②で水冷多孔プローブを用いて行った。排気ガスの分析は、自動車用排気ガス分析計で行った。燃焼器出口ガス温度は、 $\phi 0.3$ のR型熱電対で測定した。

実験条件として、燃焼空気は、予混合気濃度分布の測定と同じ条件に合わせ $T_a = 700^{\circ}\text{C}$ 、 $G_a = 30 \text{ g/s}$ とし、 G_f を変えて λ を変化させた。

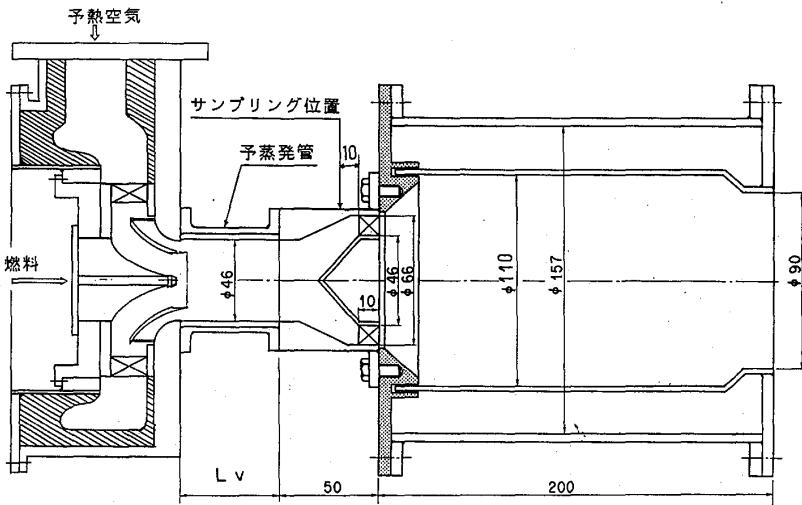


図9 実験用燃焼器の概略図

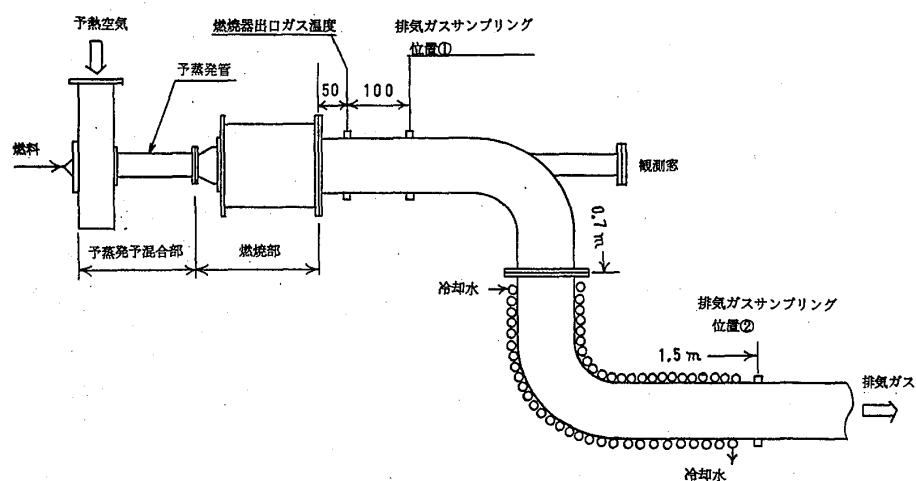


図10 実験装置の概略図

3.2 実験結果

3.2.1 予混合気の不均一性

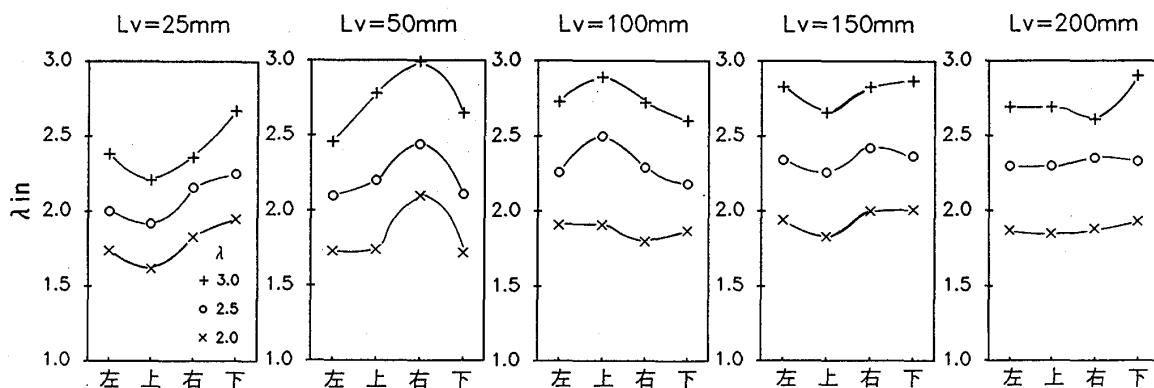


図 1-1 入口予混合気濃度分布

燃焼部に流入する予混合気の不均一性をスワーラ上流 10 mm 位置の入口予混合気濃度 (λ_{in}) の分布で示したものが図 1-1 である。横軸は、上流側から見て左、上、右、下の時計方向の測定位置を示す。各 L_v における上下左右の λ_{in} の分布傾向は、予混合気の λ を変えてもほぼ同じであり、 L_v が大きくなるにつれ、 λ_{in} は均一化されている。予混合気の不均一性は L_v に依存する。

各 λ について、上下左右の λ_{in} の測定値を用いて変動係数 (M) を求め、各 L_v における不均一性のレベルを示したものが図 1-2 である。 $M = 0.01$ が均一混合のレベルと考えられており、 $L_v = 25, 50$ mm は不均一性が高く、 $100, 150, 200$ mm は均一化が進んでおり、特に、 $L_v = 200$ mm、 $\lambda = 2$ では均一性が高い。

3.2.2 NO_x 排出特性

予混合気濃度の不均一性のパラメータとして L_v をとり、NO_x 排出係数における L_v の影響を示したものが図 1-3 である。図中の NO_x は、サンプリング位置①の

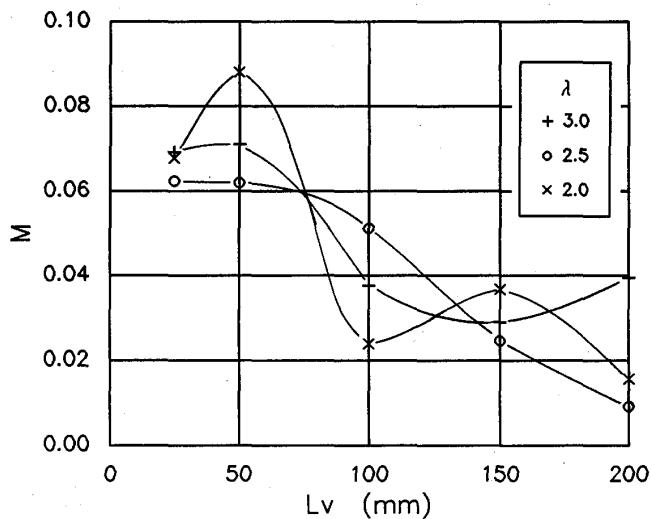


図 1-2 変動係数

測定値である。 λ が3以上では、 L_v を変えても NO_x 排出係数の傾向はほぼ同じで、不均一性の影響は小さい。 λ が2では、 $L_v = 25\text{ mm}$ における NO_x は、 $L_v = 200\text{ mm}$ における場合の約1.4倍となり不均一性の影響が大きく表れる。さらに、 λ が2より小さくなると NO_x は急激に増大する。不均一性の影響も顕著になると思われる。

同様に、 λ と CO 排出係数の関係を示したもののが図14である。希薄側で不均一性の影響が表れるが CO レベルは低い。また、サンプリング位置②における CO は、いずれの条件でも 0.3 g/kg fuel 以下の低濃度レベルであった。

図13、14における CO と NO_x の排出係数の関係を示したものが図15である。 λ が $3.0 \sim 3.5$ の範囲で、 $CO + NO_x$ が最小になる。 λ が $2.0 \sim 2.5$ では、 CO 、 NO_x とも増大し、不均一性の影響が表れる。 $L_v = 100$ 、 150 、 200 mm では変動係数が $0.015 \sim 0.04$ であり均一性が高く、 NO_x 排出傾向も同一曲線上にプロットされる。

燃焼器出口における水平方向10点のガス温度の平均値を燃焼器出口平均ガス温度とし、サンプリング位置①における NO_x 排出係数との関係を示したものが図16

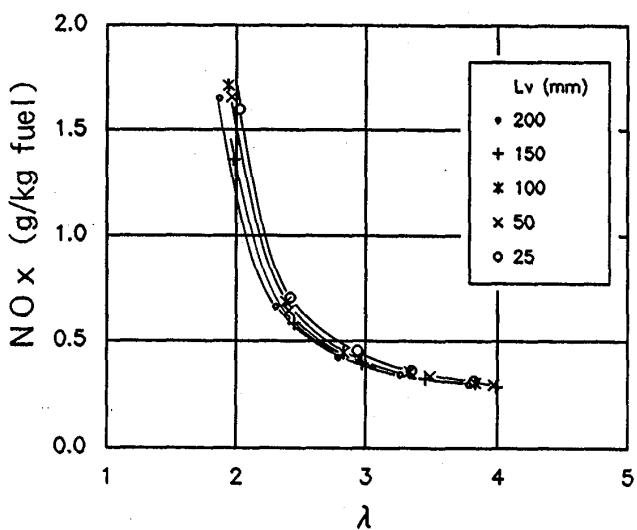


図13 λ と NO_x 排出係数

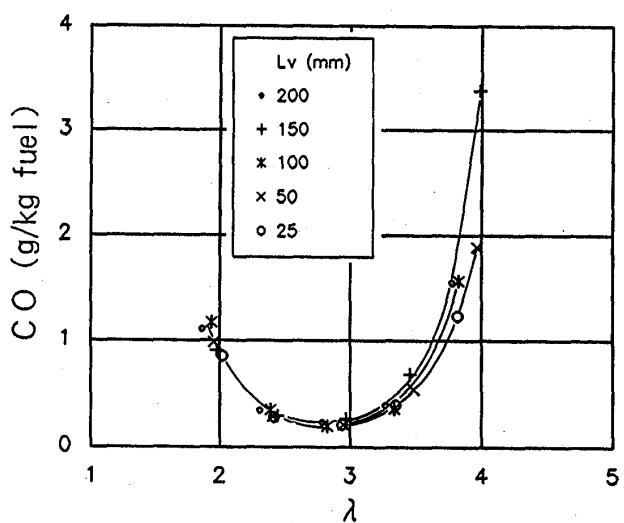


図14 λ と CO 排出係数

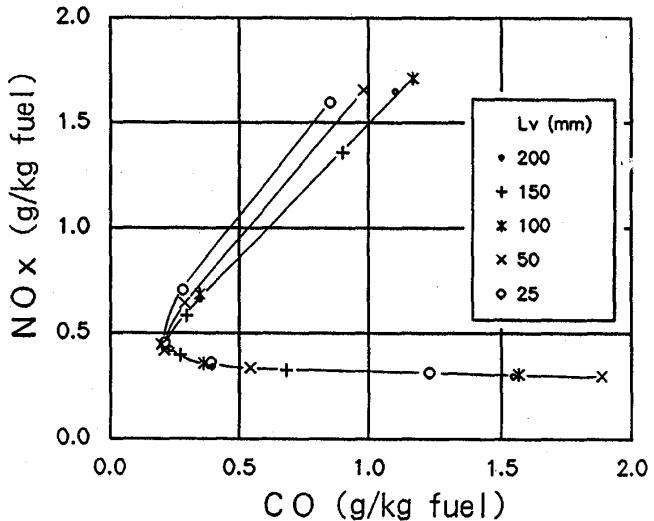


図15 $CO - NO_x$ 排出係数

である。 $L_v = 25, 50 \text{ mm}$ では変動係数が $0.06 \sim 0.09$ となり、ガス温度が同一レベルでも NO_x 排出係数は大きく、不均一性の影響が表れる。

4.まとめ

実験用燃焼器を用いて予蒸発予混合希薄燃焼器の基礎実験を行ない、以下のことが得られた。

- (1) 全量サンプリングプローブと蒸発ガスサンプリングプローブを用いることにより、予蒸発管内の予混合気の形成過程を把握することができた。
- (2) 燃焼部に流入する予混合気濃度の不均一性を、濃度(空気過剰率)分布の変動係数で定量的に整理できることがわかった。
- (3) 予混合気濃度の不均一性が NO_x 排出係数におよぼす影響は、予混合気濃度条件によって異なる。本実験では、予混合気の λ が3以上では不均一性の影響はほとんどない。 $\lambda = 2$ の時、不均一性が高い $L_v = 25 \text{ mm}$ の NO_x 排出係数は、均一性が高い $L_v = 200 \text{ mm}$ の場合の1.4倍になることがわかった。

本研究は、通商産業省の補助金を得て財石油産業活性化センターが実施している自動車用セラミックガスタービン開発研究事業の一環として行われたものである。

参考文献

- (1) 佐々木、他4名：自動車用 100 kWCGT における低公害燃焼器の開発 第1報、ガスタービン秋季講演会(長崎)講演論文集、(平成4-10)、7.
- (2) 吉田：予蒸発予混合燃焼に関する基礎燃焼特性、ガスタービン秋季講演会(仙台)講演論文集、(平成2-11)、139.
- (3) 林、吉田：液体燃料の予混合気濃度測定法の研究、ガスタービン秋季講演会(長崎)講演論文集、(平成4-10)、15.

A-7 低NO_x燃焼器予混合ダクトの流体特性

川 岸 裕 之

(東 芝)

*岡 本 浩 明

(東 芝)

1. 緒言

近年、エネルギーの有効利用や環境問題の対策としてコンバインドサイクル発電が主力となりつつあり、さらに電力ピーク時に応する機動性に優れたシンプルサイクルガスタービン発電も増加している。いずれも大気汚染防止の観点から排ガス中の窒素酸化物(NO_x)を大幅に、かつ効率よく低減できる低NO_x燃焼器の採用が不可欠となっている。当社では希薄予混合燃焼方法を採用することにより1100°C級ガスタービンでNO_x濃度を通常型の1/3程度まで低減できる低NO_x燃焼器を開発し^{(1),(2)}、127MW級ガスタービンに実用化した。また、同技術は1300°C級ガスタービン用の低NO_x燃焼器にも適用している。

一般に、予混合燃焼を採用する場合の重要な技術的課題の一つに燃焼室内の火炎が燃料と空気を混合させる予混合ダクト内に伝播する、いわゆる逆火現象の防止がある。逆火防止のためには予混合ダクトに再循環流等の無い均一なフローパターンを有する流体特性が第一に要求される。そこで当社では実機サイズの予混合ダクトを用いた流体試験および数値解析を行ってその流体特性を明らかにし、最適な予混合ダクト形状を開発してきた。

本報では開発当初のオリジナル形および実機に採用した改良形の予混合ダクトに対して実施した流体試験および数値解析で得られた流体特性について報告する。

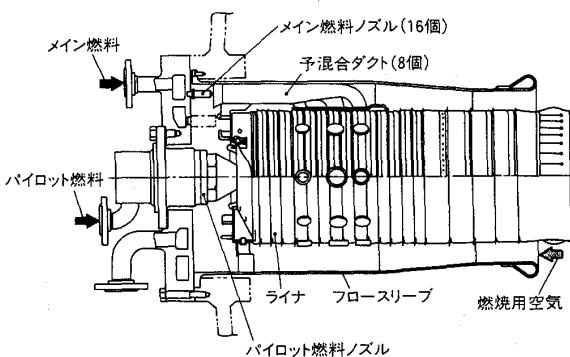


図1 低NO_x燃焼器の構造

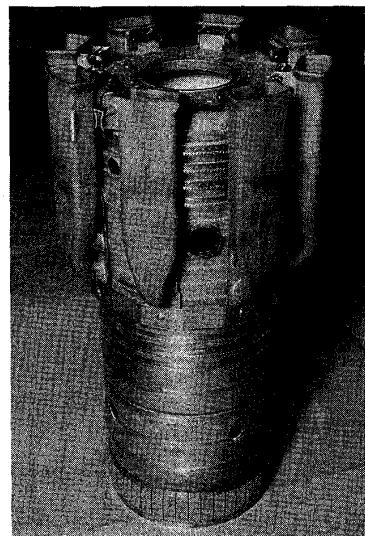


図2 低NO_x燃焼器の外観

2. 低NO_x燃焼器および予混合ダクトの特徴

図1に本報が研究対象とする低NO_x燃焼器の構造を、図2にその外観を示す。低

NO_x 燃焼器は、従来の拡散燃焼方式のパイロット燃料ノズル、予混合燃焼用のメイン燃料ノズルおよび 8 本の予混合ダクトを周囲に配置した燃焼器ライナーから構成され、燃焼用空気の流量調整機構等の可動部がないシンプルな構造である。それぞれの予混合ダクトには噴出口が 3 ケあり、燃焼器 1 缶では合計 24 ケの噴出口から予混合燃料が燃焼室（ライナー）内に供給される。これにより、きわめて安定した希薄予混合燃焼が実現され、低 NO_x 化が可能となっている。

3. 試験方法

今回の研究に使用した試験装置は、燃焼器ライナーの 1 / 8 セクターモデルに実機サイズの予混合ダクトを組み込む構造となっている。図 3 に試験装置および系統図を、図 4 に試験装置の外観を、図 5 に試験に用いた予混合ダクトのオリジナルおよび改良形状をそれぞれ示す。両者を比較すると、改良形では噴出口のコーナー部の角がとれて曲率をもち、先端に行くにしたがって流路面積が小さくなっていることが特徴となっている。

空気源には静圧水柱 600mmAq の送風機を用い、オリフィスで流量を計測した後、試験部に空気を流入させる。予混合ダクトへ流入する空気は、入口部で反転してダクト内に入り、燃料ノズルから供給される気体と混合しながらダクト内を流れ、3 個の噴出口から大気中へ流出する。

計測は、図 3 に示す A ~ D の断面にそれぞれ 15 本の全圧プローブを取り付けてダクト内の全圧分布（合計 60 点）を詳細に計測できるようにした。図 3 の X ~ Z の噴出口部では 3 軸の移動が可能なトラバース装置にピトー管を取り付けて、噴出口の内部および端面の全圧分布を計測した。また、ダクト表面には 26 点の静圧孔を設けた。

表 1 に代表的な試験条件を示す。予混合ダクト内を流れる空気の体積流量が実機の定格運転状態となるように設定した。なお本報では燃料模擬ガスを混入しない条件での試験結果を報告する。

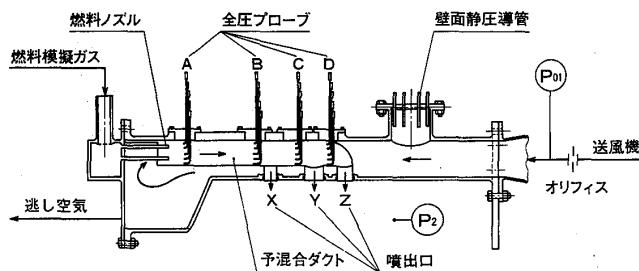


表 1 試験条件

入口全圧 :	P_{01}	0.1081 MPa
出口静圧 :	P_2	0.1022 MPa
入口温度 :	T_1	20 °C
空気流量 :	Q	604 Nm ³ /h

図 3 試験装置および系統図

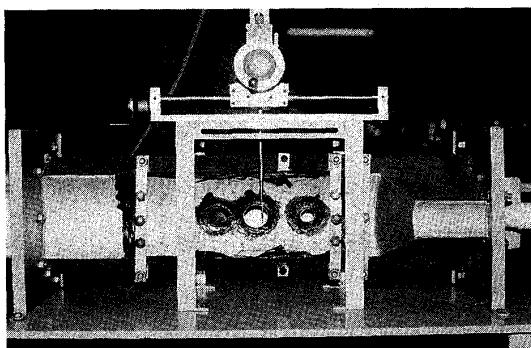


図 4 試験装置の外観

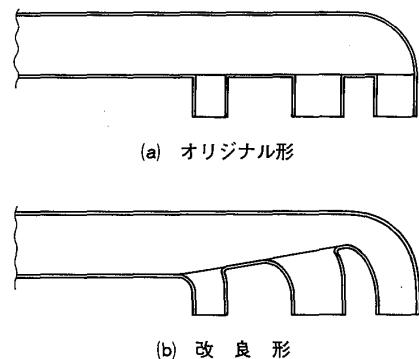


図 5 予混合ダクト形状

4. 解析方法

複雑な流路形状をもつ予混合ダクト廻りを解析するために、非構造格子が使用できる粘性流体解析ソフトを用いた。計算アルゴリズムには SIMPLE 法を、乱流モデルには $k - \epsilon$ モデルを使用した。今回の解析では予混合ダクト流入前の空気通路部から予混合ダクト噴出口までを解析対象とし、燃焼器の中心軸に対称な $1/16$ セクターモデルを用いた。図 6 および図 7 にそれぞれオリジナル形および改良形の予混合ダクト解析メッシュ図を示す。解析に使用した流体要素数は約 5 万である。

オリジナル形については流体試験結果との整合性を確認するために、流体試験時と同じ条件で解析した。改良形は実機定格運転条件で解析を行った。どちらの解析でも入口部の速度、温度、密度および出口静圧を境界条件として与えた。

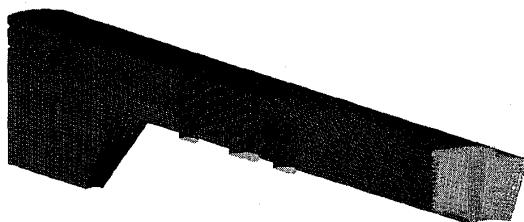


図 6 オリジナル形解析メッシュ図

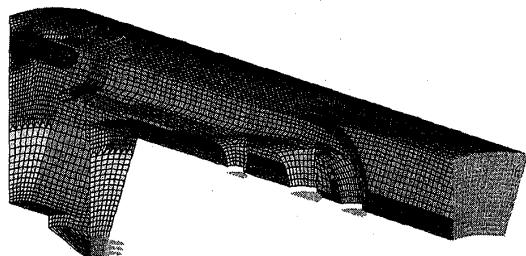


図 7 改良形解析メッシュ図

5. 試験および解析結果

5. 1 オリジナル形予混合ダクト

図 8 は解析による予混合ダクト中央断面内の速度ベクトルを示す。オリジナル形の予混合ダクトでは噴出口近傍に再循環流が認められる。

解析コードの有効性を検証するために、圧力損失について試験結果と解析結果とを比較検討した。(1)式で定義した圧力損失率 ΔP^* は試験結果が 5.4 %、解析結果は 6.7 % となり、解析では圧力損失の絶対値を大きめに見積もる結果となった。

$$\triangle P^* = (P_{01} - P_2) / P_{01} \times 100 \quad (1)$$

そこで流路のどの部分で圧力損失の差が生じているのかを調べるために(2)式で無次元化した全圧 P^* にて比較検討した。

$$P^* = (P - P_2) / (P_{01} - P_2) \quad (2)$$

ここで P : 各部の全圧

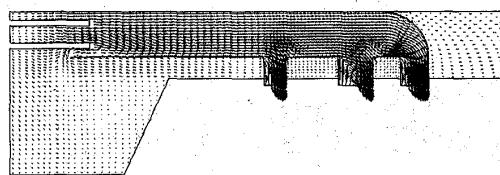


図 8 オリジナル形速度ベクトル図

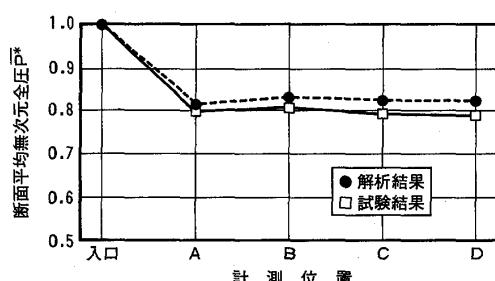


図 9 オリジナル形通路部圧力分布

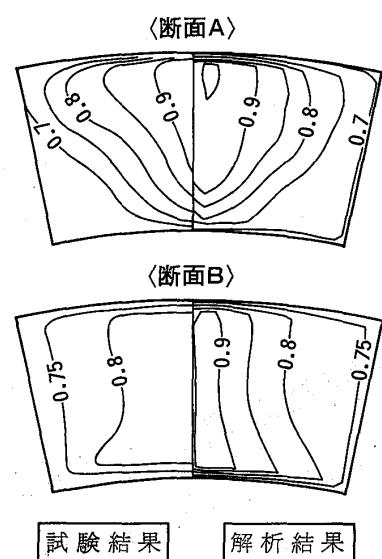


図 10 オリジナル形断面圧力分布

図 9 に通路部の無次元全圧 P^* を代表断面内で算術平均した平均全圧 \bar{P}^* について、試験結果と解析結果を比較して示す。両者は傾向、レベルともほぼ一致した。前述の圧力損失率の相違の原因としては特定の通路部での流れの予測の違いより、通路部全域での壁面摩擦の予測誤差の積算の方が大きく影響していると考えられる。

図 10 に断面 A, B 内の無次元圧力 P^* の分布を試験結果と解析結果を比較して示す。予混合ダクト入口部の流れは 180° 反転するために断面内に大きな圧力差が生じ(断面 A)、流れ方向に進むにつれて平均化していく(断面 B)が、解析結果はこれらの傾向を良く予測している。

図 11 は噴出口端面での無次元圧力分布を試験結果と解析結果とを比較して示す。解析結果は噴出口端面の再循環流の領域を比較的よく予測できている。

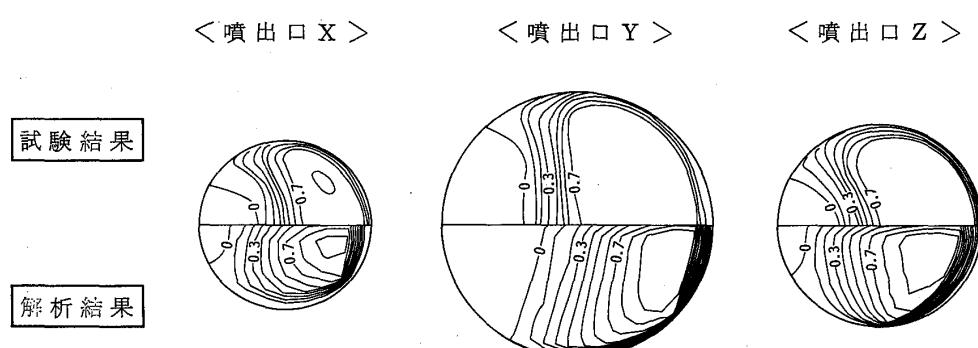


図 11 オリジナル形予混合ダクト噴出口端面圧力分布

上述の通り、本研究で使用した解析コードは再循環流を伴う流れ場でもフローパターン等の流体特性を予測するのに有効であることが検証された。また、予混合ダクトの設計上、オリジナル形は改善の必要性があることが判明した。

5.2 改良形予混合ダクト

予混合ダクトに要求される機能には逆火防止の機能と、燃料と空気を良く混合させるという本来の機能がある。これらの機能を実現させるために改良形の予混合ダクトは次の方針により設計された。(1)燃料と空気の混合に必要な滞留時間をとるために予混合ダクトの本体内での速度を比較的に低速にする。(2)逆火防止の観点から各断面内で均一な速度分布とし、かつ噴出口で高速な流れとする。

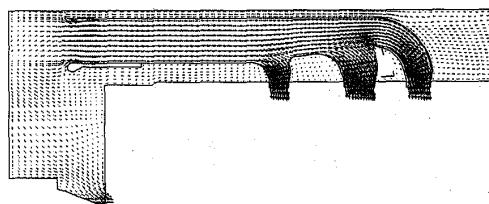


図 1-2 改良形速度ベクトル図

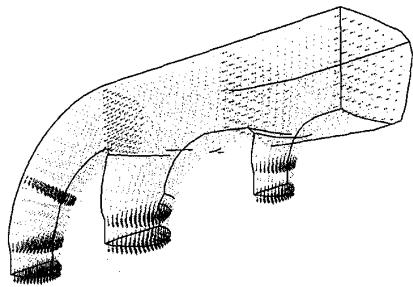


図 1-3 改良形断面速度ベクトル図

改良形の予混合ダクトの解析結果として、図 1-2 に予混合ダクト中央断面速度ベクトル図を、図 1-3 に代表断面の速度ベクトル図を示す。各断面でほぼ均一な速度分布が得られている。特に噴出口の速度は高速かつ均一な分布となっている。

図 1-4 に予混合ダクト噴出口端面での無次元圧力 P^* の分布を試験結果と解析結果

とを比較して示す。どちらも再循環流を伴わない、ほぼ均一な圧力分布であることを示しており、両者の傾向はほぼ一致した。噴出口端面の平均速度と中央の噴出口(Y)の直径を用いて算出したレイノルズ数は試験が 2×10^5 、解析が 8×10^5 と同じオーダー

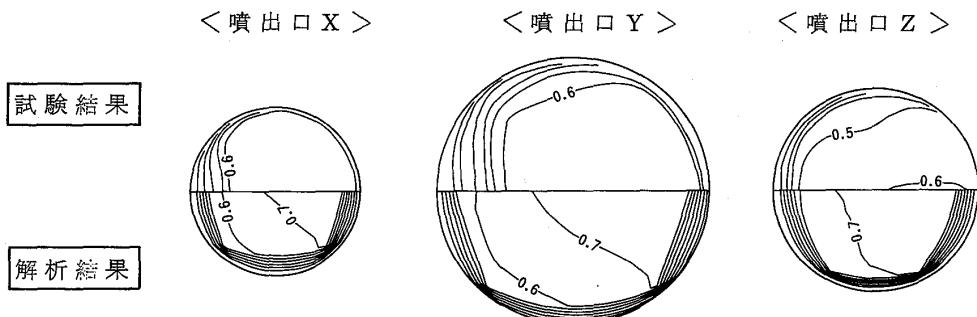


図 1-4 改良形予混合ダクト噴出口端面圧力分布

ダーアリ、乱流としては安定した領域であるために両者のフローパターンに大きな差はないものと考える。

以上、改良形の予混合ダクトのフローパターンはオリジナル形から著しく改良され、低NO_x燃焼器の予混合ダクトに適した流体特性が得られた。

6. 結論

低NO_x燃焼器予混合ダクトの流体試験および数値解析により以下の結論を得た。

(1) 実機に採用した改良形の予混合ダクトは各断面内ではほぼ均一、かつ噴出口で高速な流れを有しており、予混合ダクトとしての要求を満足する流体特性が得られていることが検証された。

(2) 試験および解析結果の比較により、本解析で使用した解析コードはフローパターン等の流体特性に対してほぼ満足できる予測精度を有することが確認された。

本報では低NO_x燃焼器予混合ダクトの開発・研究成果の一つとして、予混合ダクト内の空気の流れに注目して報告した。当社では予混合ダクト内での燃料と空気の混合等についても研究を行い予混合システムの最適化を計ってきた。今後もこれらの流体特性に関する研究を進めると共に、数値解析を活用した燃焼特性の把握等を含めて、低NO_x燃焼器の開発・研究を進める方針である。

参考文献

- 1) 前田 他、日本ガスティービン学会誌、16-64(1989)、31
- 2) 前田 他、東芝レビュー、47-4(1992)、302

A-8 ガスタービン燃焼器内壁の冷却特性について

* 鈴木 勇 前田福夫

佐藤雄三 岩井保憲 (株) 東芝

1. 緒言

コンバインドプラントの効率向上や環境クリーン化対応のため、ガスタービンの高温化やドライ低NO_x燃焼器(DLNC)の開発が現在積極的に推進されており、DLNCからの排出NO_x濃度は、高温化にも拘らず年々低下する傾向にある。一方これらの高温化や低NO_x燃焼条件は、燃焼器内壁冷却用の空気の減少をもたらすためその冷却構造や方法に工夫が必要となっている。

本報ではこれらDLNCにおける冷却条件と、実際の燃焼器を用いて冷却空気の減少による内壁温度の違いを燃焼試験により比較評価したのでその概要を紹介する。

2. DLNCの冷却特性

NG燃料等を使用する実機ガスタービンにおいて、超低NO_xを達成するための燃焼条件は、その形態は種々あるが、できるだけ低い燃焼可能な予混合当量比(燃料稀薄)φ_pの選定と、予混合火炎を安定化させる拡散火炎用燃料流量を減少させ、予混合燃焼割合を増加させることである。一方燃焼器内壁用の冷却空気量は、図1に示されているように高温化やφ_p≤0.6の選定により大巾に減少する。例えばφ_p=0.6と仮定すると、冷却空気量は1100°Cの場合に対して1300°C、1500°Cの場合はそれぞれ1/1.6および1/3.8でより厳しい冷却条件になっている。

また1600°C付近で冷却空気はほぼ零になることがわかる。

これらの冷却空気の減少に対しては被冷却面積の減少(燃焼器長さの短縮等)や冷却側熱伝達率の向上および伝熱面積増加による冷却空気の低減、フィルム冷却等によるガス温度の低下、冷却空気の

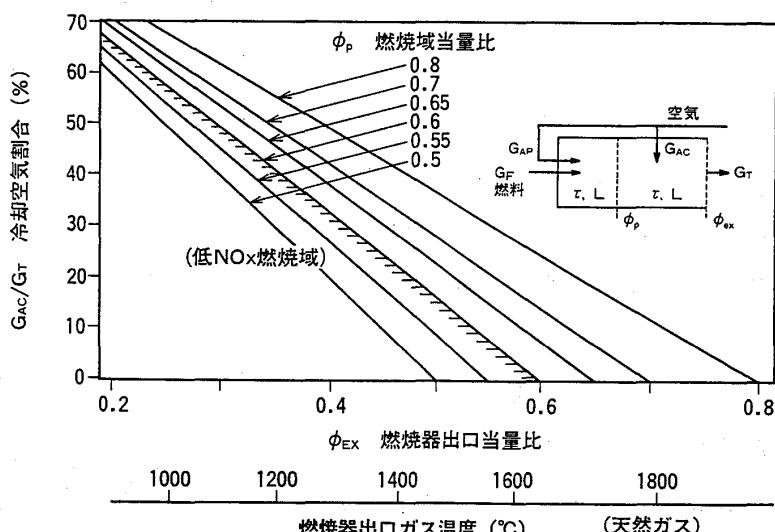


図1. 高温化、低NO_x化に伴う冷却空気割合の減少例

再利用（燃焼器内部に混入させないで対流冷却後に使用後燃焼空気として再利用する）⁽¹⁾および蒸気等の他の冷却媒体の利用⁽²⁾やセラミックの利用等⁽³⁾があり、実際はこれらの幾つかが併用実施されている。

ここで冷却空気不足の程度を知るために、

先ず現状の代表的な冷却方法で可能な被冷却面積を試算してみる。図2に示すインピングジ冷却の場合、メタル温度 $T_m \leq 650^{\circ}\text{C}$ と仮定すると 1300°C D L N C の場合、比冷却空気量 $Q_s = 0.2 \sim 0.6 \text{ m/s}$ である ($\max.$ ガス温度 = 1700°C と仮定)。平均値として $Q_s = 0.4 \text{ m/s}$ 、空気温度・圧力 = 400°C 、 1.4 MPa 、燃焼ガス流量 $G_T = 24 \text{ kg/s}$ と仮定し、図1を参照すると冷却空気量割合は約30%であるから、内筒径 = 0.36 m と仮定して全ての冷却空気が内筒冷却に使用されたとすると約 2 m 相当の内筒長が冷却可能となる。しかし実際の燃焼器においてはシールやリーク空気をある程度確保する必要があり、冷却可能な長さは減少する。

また 1500°C の場合も同様の仮定をすると約 0.9 m と概算される。

現状の燃焼器長さを 2 m (尾筒含む) 弱 (当社例) とすると、 1500°C の場合半分以上は、上述の冷却方法の工夫により対応する必要性が推察される。高温化や入口空気温度の上昇により、 ϕ はさらに小さな値が選定されるため、冷却可能な長さはシールやリーク空気を含めるとさらに減少することになる。そのための工夫としてインピングジ冷却やフィルム冷却構造にピン・フィンやリブを通路に種々の形状を追設して冷却側の熱伝達率向上を計る方法も提案されている⁽⁴⁾。しかしこれらリブ等の追設は燃焼器の圧力損失を増大させるので、同じ圧力損失条件での比較評価が必要である。

本報では図2に示したインピングジ冷却と同様に、図3のスロット(フィルム)冷却形状に対して、実際の燃焼器を用いて全く同一圧力損失、燃焼ガス条件下で比冷却空気量 Q_s の相違によ

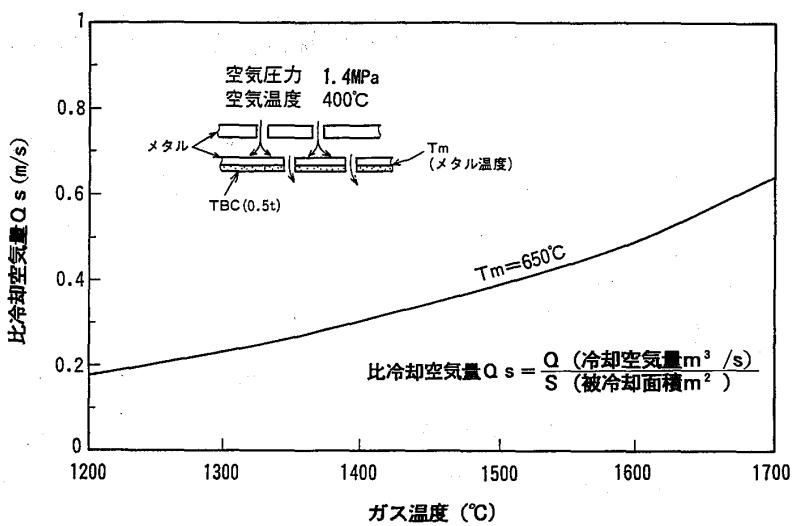


図2. 比冷却空気量 (インピングジ冷却の例)

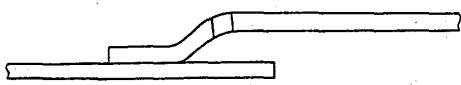


図3. スロット(フィルム)冷却方式

る壁温の変化を燃焼試験により計測したのでその概要を紹介するものである。

3. 試験装置と試験条件

試験装置の系統図を図4に示す。試験装置は装置本体、燃焼空気系、燃料系、排気系および冷却水系により構成されている。

燃料はガスコンプレッサーを介して供給されるNGを使用し、また、燃焼空気は間接予熱器によって予熱供給する方法を用いている。

装置本体は供試燃焼器、尾筒、計測ダクト（出口燃焼ガス温度および排ガスサンプリング計測部）および装置外筒より構成されている。なお装置外筒には燃焼器内の火炎をモニターする覗き窓を設けてある。本試験装置の主な仕様は、最大入口空気圧力0.13MPa、最高出口燃焼ガス温度約1500°Cである。

計測項目		主要仕様	
燃焼器メタル温度	P _{max}	0.13MPa	
出口燃焼ガス温度	T _{max}	約1500°C	
排ガス組成	燃 料	NG	

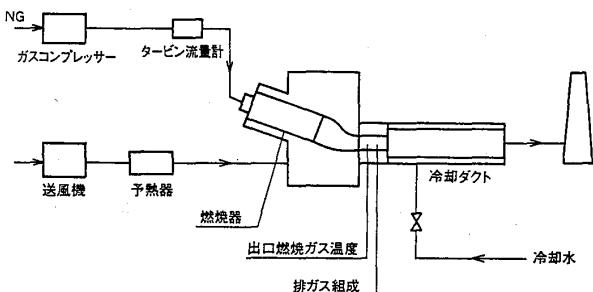


図4. 試験装置系統図

表1. 供試燃焼器

直 径 :	180 mm
長 さ :	540 mm
スロット冷却方式 (120度づつ3等分)	
冷却空気孔径 :	1.1 mm
冷却空気孔径 :	1.6 mm
冷却空気孔径 :	1.9 mm

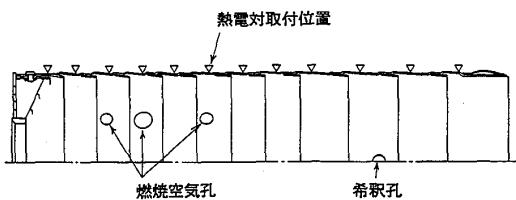


図5. 内筒形状

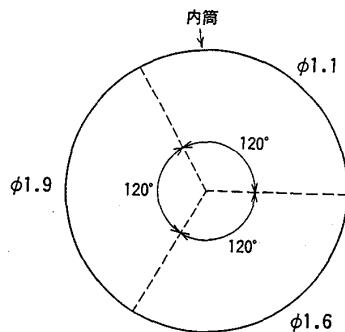


図6. 冷却孔の配分 (3等分)

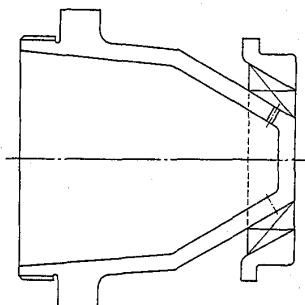


図7. スワラおよび燃料ノズル

計測項目としては、燃焼器メタル温度、出口燃焼ガス温度および排ガス組成を測定する。供試燃焼器の仕様を表1に、構造を図5に示す。供試燃焼器は直径180mm長さ540mmで、同一燃焼条件下において燃焼器の冷却空気量のみの違いによってメタル温度の差異が比較できるように、燃焼器の冷却空気量比が約1:2:3に配分される構造になっている。図6に示すように、周方向に120度で3等分し、それぞ

れの領域に $\phi 1.1$ 、 $\phi 1.6$ 、 $\phi 1.9$ の冷却空気孔が軸方向に一様（同数）に配列されている。なお冷却方式としては、スロット（フィルム）冷却方式を用いている（図3参照）。図7にスワラおよび燃料ノズルを示す。スワラは12個の内向角30度、旋回角30度の矩形の空気通路部と12個の燃料ノズル孔より構成されている。

燃焼器メタル温度計測用熱電対の配置を
図5に示した。燃焼器周方向を120度に3等配し、それぞれの領域の中央部軸方向に12本配列し、各領域の燃焼器メタル温度分布の計測を行う。なお12本の熱電対の取付け位置は、全てそれぞれのスロットフィルム冷却孔位置より15mm下流に取り付けられている。

試験条件を表2に示す。燃料はNGを使用し、入口空気温度約250°C、燃焼空気流量は一定（790Nm³/H）として燃空比を変えることにより出口燃焼ガス温度を設定した。

4. 試験結果

入口空気温度 = 250°C、入口空気圧力 = 0.11 MPa、燃焼器圧力損失 = 3.3%、出口燃焼ガス温度 892°C、1127°C、1327°Cの場合における内筒軸方向温度分布計測値を図8、10、12にしめす。また出口燃焼ガス温度 T_g を用いた冷却効率 η_c を図9、11、13に示す。これらの温度は、 $\phi 1.1$ 、 $\phi 1.6$ 、 $\phi 1.9$ それぞれの冷却孔下流15mmで、フィルム冷却効率は軸方向に一定、比冷

表2. 試験条件

大気圧燃焼試験	
燃 料	: NG
入口空気圧力	: 0.11 MPa
入口空気流量	: 790 Nm³/H
入口空気温度	: 250°C
出口燃焼ガス温度	: ~1300°C

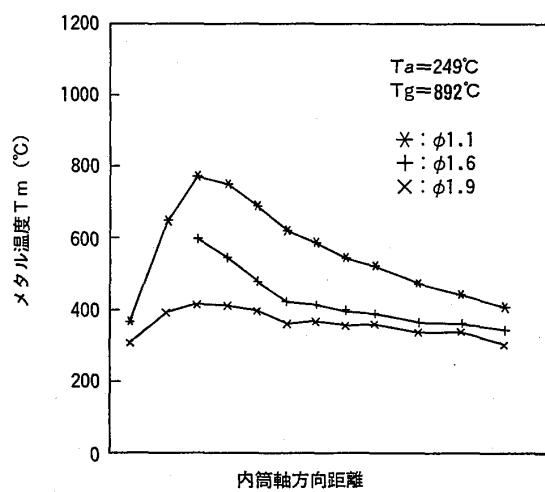


図8. メタル温度分布 ($T_g = 892^\circ\text{C}$)

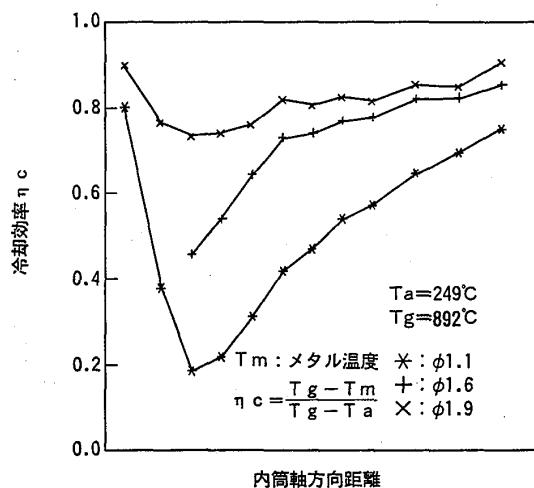


図9. 冷却効率分布 ($T_g = 892^\circ\text{C}$)

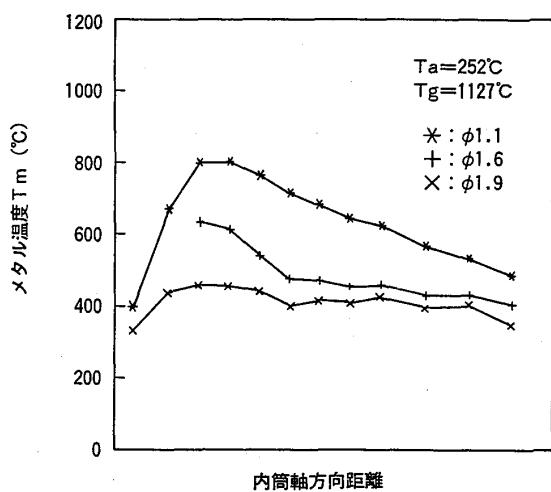


図10. メタル温度分布 ($T_g = 1127^{\circ}\text{C}$)

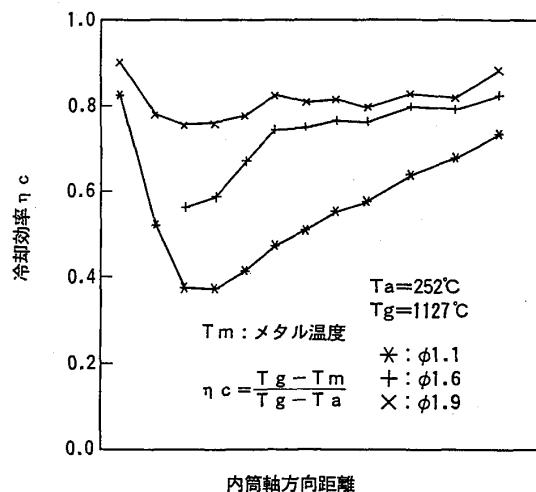


図11. 冷却効率分布 ($T_g = 1127^{\circ}\text{C}$)

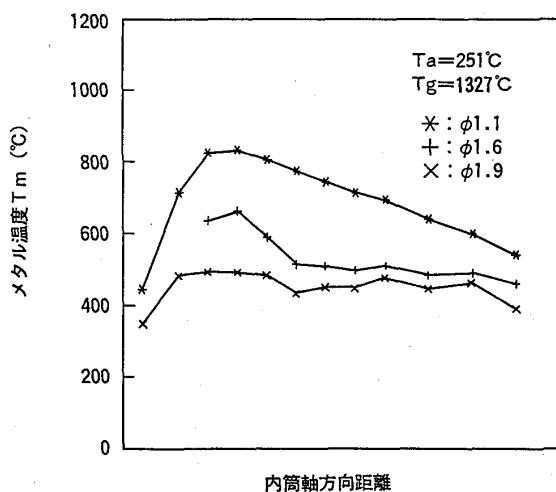


図12. メタル温度分布 ($T_g = 1327^{\circ}\text{C}$)

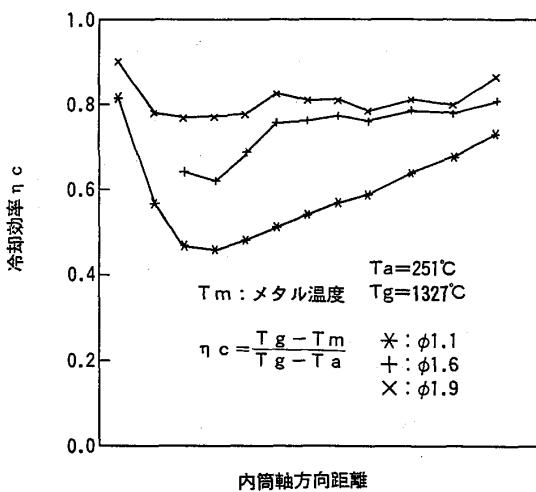


図13. 冷却効率分布 ($T_g = 1327^{\circ}\text{C}$)

却空気量 $Q_s = 0, 22, 0, 44, 0, 66 \text{ m/s}$ で計測されている。またこのメタル温度分布は、輻射伝熱量や内筒内外面の対流伝熱量のバランスで決まり、これらの伝熱量を決定する火炎温度分布や、内筒内外面の対流熱伝達率分布等の厳密な値は未知であるが、同一火炎温度分布や圧力損失下で冷却空気量のみの違いによる温度分布（差）と考えてよい。

φ1.1 の冷却孔に対応する温度分布（図8、10、12参照）はスワラ下流直後の燃焼領域で最高温度を示し、この位置は出口燃焼ガス温度 T_g によらずほぼ同位置である。また最高温度も同様に $800^{\circ}\text{C} \pm 30^{\circ}\text{C}$ 前後でほぼ一定であるが、 T_g の変化に対しては最高温度位置より下流側が対応して変化する傾向を示している。

φ1.6 および φ1.9 に対応する温度分布もほぼ同様の傾向であるが、その変化量は φ1.6、φ1.9 の順に小さくなっている。また φ1.1～φ1.9 に対応した

温度差は、最高温度の生ずる位置で最大となっており、その差は $340^{\circ}\text{C} \sim 370^{\circ}\text{C}$ であるが T_g の低い 892°C の場合がより大きくなる傾向を示している。

出口燃焼ガス温度 T_g を用いた冷却効率 η_c (図 9、11、13 参照) は冷却孔径が大きい程大きく、また燃焼器軸方向に対するその変化幅は、冷却孔 $\phi 1.1$, $\phi 1.6$, $\phi 1.9$ のいずれの場合においても、 T_g の上昇に伴い減少する傾向を示している。例えば一つの冷却孔 $\phi 1.6$ に注目すると、火炎温度の高い燃焼領域では出口燃焼ガス温度 T_g が高いほど冷却効率 η_c は高くなり、燃焼領域より下流域では反対に T_g が高いほど冷却効率 η_c は低くなっている。

従ってこれらの図 9、11、13 等を参照することにより、比冷却空気量 Q_s と燃焼器運転条件 (出口燃焼ガス温度 T_g 等) を関連させて、燃焼器内の温度分布や、適切な冷却空気の配分等の評価検討が可能と考えられる。

5. まとめ

- 1) 高温化や低 NO_x 燃焼条件の選定により、内筒冷却空気が減少し、NG 燃料の場合、出口燃焼ガス温度の上昇 ($> 1300^{\circ}\text{C}$) により、被冷却面積の減少や冷却効率向上による冷却空気の減少対策が必要となり、また約 1600°C で内筒冷却空気が零になることが明かとなった。
- 2) 実際の燃焼器を用いて同一火炎温度分布、圧力損失条件下でスロット (フィルム) 冷却方式の場合の、冷却空気量の違いによる燃焼器全域における冷却効率分布を求めることができた。これにより燃焼器運転条件と関連させて、燃焼器内の温度分布や、適切な冷却空気の配分等の検討・評価が可能となった。

(参考文献)

- (1) D. M. Todd, et al., 91-YOKOHAMA-IGTC-124
- (2) H. Matsuzaki et al., ASME PAPER 92-GT-123
- (3) Y. HARA, et al., ASME PAPER 91-GT-319
- (4) 川池、日本ガスタービン学会誌 vol. 20, NO. 80, 1993, Mar.

A-9 吹き出し・吸い込みを伴うチャネル乱流の数値予測における乱流モデルの評価

* 大箸 勝巳 (東京大学大学院)

笠木 伸英 (東京大学工学部)

鹿園 直毅 (東京大学大学院)

1. 緒言

乱流モデルはより高い予測精度、広い適用性を求めて高次のモデルへと研究が進められてきたが、これを可能にしたものの中として計算機の能力の向上があげられる。近年、低レイノルズ数及び比較的単純な乱流場については、直接数値シミュレーション (DNS) が可能となり、それらのデータベースを用いて乱流モデルの詳細な評価が行なえるようになった。

一方、壁面からの一様吹き出し・吸い込みは乱流制御の代表的な技術の一つである。吹き出しは高温にさらされるガスターイン翼の冷却に応用されているほか摩擦抵抗低減の効果があり、吸い込みは境界層の剥離防止に役立つことが知られている。

本研究では、二つの壁面上で各々一様な吹き出し・吸い込みを伴う発達したチャネル乱流の速度場、温度場を対象として、既存の乱流モデルにより数値予測を行ない、DNS による結果と比較検討した。

2. 解析対象

解析を行なった流れ場を図 1 に示す。二つの壁面上の平均の摩擦速度 u_r^* とチャネル半幅 δ によるレイノルズ数 Re_τ は 150 である。吹き出し、吸い込みは、壁垂直方向の一様平均流として $V/u_r^* = 0.05$ を与えた。温度境界条件は、無次元温度で吹き出し側を 0、吸い込み側を 1 の等温壁とし、また、流体のプランタル数は $Pr = 0.71$ とした。

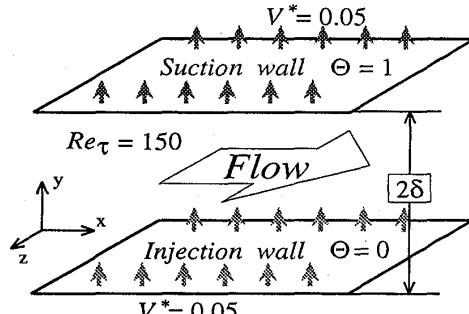


図 1: 解析する流れ場

3. 乱流モデル

本報では、壁面まで直接用いることのできる低レイノルズ数型乱流モデルを使用して解析を行なった。速度場に対しては、明・笠木^[1]による $k - \varepsilon$ モデル (以後 MK モデルと略称、以下同様)、MK モデルを鹿園^[2]が修正した $k - \varepsilon$ モデル (mMK モデル)、長野・田川・新美^[3]による $k - \varepsilon$ モデル (NTN モデル)、島^[4]による応力方程式モデル (島モデル) の 4 種のモデルによる計算を行なった。温度場は、 $k - \varepsilon$ モデルに対して乱流プランタル数を与える方法、長野・田川・辻^[5]による温度場 2 方程式モデル (NTT モデル) による解析を行ない、また鹿園・笠木^[6]による乱流熱流東方程式モデル (SK モデル) による解析も行なった。以下に各モデルの概略を示す。

3-1. MK, mMK, NTN モデル

連続の式、平均運動量式、 k, ε の方程式は本流れ場では次のように書き表される。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu \frac{\partial U}{\partial y} + (-\bar{u}\bar{v}) \right\}, \quad -\bar{u}\bar{v} = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2)$$

$$V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \varepsilon \quad (3)$$

$$V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (4)$$

MK, mMK, NTN の各モデル定数及びモデル関数を表 1 に示す。

表 1: MK, mMK, NTN モデルの定数及び関数

model	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	f_μ	f_1	f_2
MK	0.09	1.4	1.8	1.4	1.3	$(1 + 3.45/\sqrt{R_t})$ $\times [1 - \exp(-y^+/70)]$	1.0	$[1 - (2/9) \exp\{-(R_t/6)^2\}]$ $\times [1 - \exp(-y^+/5)]^2$
mMK	0.09	1.32	1.8	1.4	1.3	$[1 + 13.5/\sqrt{R_t} \exp(-R_t^{1/4})]$ $\times [1 - \exp\{-(R_\varepsilon/150) - (R_\varepsilon/25)^2\}]$	1.0	$[1 - (2/9) \exp\{-(R_t/6)^2\}]$ $\times [1 - \exp(-R_\varepsilon/3.7)]^2$
NT	0.09	1.45	1.9	1.4	1.3	$\{1 - \exp(-y^+/26)\}^2$ $\times \{1 + 4.1/R_t^{3/4}\}$	1.0	$[1 - 0.3 \exp\{-(R_t/6.5)^2\}]$ $\times [1 - \exp(-y^+/6)]^2$

3-2. 島モデル

島モデルでは、以下に示す応力の輸送方程式を解き、 $\bar{u}_i \bar{u}_j$ を得る。

$$\frac{D\bar{u}_i \bar{u}_j}{Dt} = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon + \phi_{ij(1)} + \phi_{ij(2)} + \phi_{ij(1w)} + \phi_{ij(2w)} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(J_{ijk} - \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_i \bar{u}_j \right) \quad (5)$$

$$P_{ij} = - \left(\bar{u}_i \bar{u}_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (6)$$

$$\phi_{ij(1)} = -C_1^* \frac{\varepsilon}{k} \left(\bar{u}_i \bar{u}_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (7)$$

$$\phi_{ij(2)} = -C_2^* \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right) \quad (8)$$

$$\phi_{ij(w1)} = -C_1'^* \frac{\varepsilon}{k} \left(\bar{u}_k \bar{u}_m n_k n_m - \frac{3}{2} \bar{u}_k \bar{u}_i n_k n_j - \frac{3}{2} \bar{u}_k \bar{u}_j n_k n_i \right) \frac{k^{3/2}}{\varepsilon d C_l} \quad (9)$$

$$\phi_{ij(w2)} = \frac{C_2'^*}{C_2^*} \left(\phi_{km(2)} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik(2)} n_k n_j - \frac{3}{2} \phi_{jk(2)} n_k n_i \right) \frac{k^{3/2}}{\varepsilon d C_l} \quad (10)$$

$$J_{ijk} = -C_s \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_l} \quad (11)$$

ここで、 $k = \bar{u}_i \bar{u}_i / 2$, $P = P_{ii} / 2$, d は壁からの距離であり（後述）、 n_i は壁面垂直方向単位ベクトルである。方程式中に現れるモデル定数は $C_s = 0.22$, $C_l = 2.5$ ，モデル関数 $C_1^*, C_2^*, C_1'^*, C_2'^*$ はレイノルズ応力の非等方テンソルの不变量 A, A_2 および乱流レイノルズ数 R_t の関数として次のように与えられる。

$$\begin{aligned} C_1^* &= 1 + 2.58 f_{R1} A A_2^{1/4} & f_{R1} &= 1 - \exp[-(0.0067 R_t)^2], \quad R_t = k^2 / \nu \varepsilon \\ C_2^* &= 0.75 A^{1/2} & A &= 1 - 9 A_2 / 8 + 9 A_3 / 8 \\ C_1'^* &= -2C_1^*/3 + 1.67 & A_2 &= a_{ij} a_{ji} \\ C_2'^* &= [2(C_2^* - 1)/3 + 0.5 + |2(C_2^* - 1)/3 + 0.5|]/2 & A_3 &= a_{ij} a_{jk} a_{ki}, \quad a_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j / k - 2\delta_{ij}/3 \end{aligned}$$

乱れエネルギーの散逸率 ε は、次の輸送方程式を解いて求める。

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = (C_{\varepsilon 1} + \psi_1 + \psi_2) \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon \tilde{\varepsilon}}{k} + \frac{\partial}{\partial x_m} \left(C_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} \bar{u}_m \bar{u}_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} \right), \quad \tilde{\varepsilon} = \varepsilon - 2\nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial y} \right)^2 \quad (12)$$

モデル定数は $C_{\varepsilon 1} = 1.45$, $C_{\varepsilon 2} = 1.9$, $C_\varepsilon = 0.18$ であり、モデル関数は $\psi_1 = 1.5A(P/\varepsilon - 1)$, $\psi_2 = 0.35f_{R2}(1 - 0.3A_2)$, $f_{R2} = \exp[-(0.002R_t)^{1/2}]$ で与えられる。

3-3. 乱流プラントル数

平均温度の方程式には未知項として乱流熱流束 $\bar{u}_i \bar{\theta}$ が現れる。従来より乱流プラントル数 $Pr_t = \nu_t / \alpha_t$ を与え、既知の渦粘性係数 ν_t と渦拡散係数 α_t を関係づける手法が広く用いられており、本報では $Pr_t = 0.9$ とした解析を行なった。

$$V \frac{\partial \Theta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\alpha \frac{\partial \Theta}{\partial y} - \bar{v} \bar{\theta} \right], \quad -\bar{v} \bar{\theta} = \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \quad (13)$$

3-4. NTT モデル

NTT モデルではモデルの普遍性を高めることを目的に、渦拡散係数がタイムスケール比 $R = k_\theta \varepsilon / \varepsilon_\theta k$ の関数で表現される。その際に以下に示す温度乱れ $k_\theta = \bar{\theta}^2 / 2$ 及びその散逸率 ε_θ の輸送方程式を解く。

$$-\bar{v} \bar{\theta} = C_\lambda f_\lambda \frac{k^2}{\varepsilon} (2R)^2 \frac{\partial \Theta}{\partial y}, \quad R = \frac{k_\theta \varepsilon}{\varepsilon_\theta k} \quad (14)$$

$$V \frac{\partial \bar{\theta}^2}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial \bar{\theta}^2}{\partial y} \right\} - 2\bar{v} \bar{\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial y} - 2\varepsilon_\theta \quad (15)$$

$$V \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_\phi} \right) \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial y} \right\} - C_{P1} f_{P1} \frac{\varepsilon_\theta}{\bar{\theta}^2} \bar{v} \bar{\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial y} - C_{P2} f_{P2} \frac{\varepsilon_\theta}{k} \bar{u} \bar{v} \frac{\partial U}{\partial y} - C_{D1} f_{D1} \frac{\varepsilon_\theta^2}{\bar{\theta}^2} - C_{D2} f_{D2} \frac{\varepsilon \varepsilon_\theta}{k} \quad (16)$$

モデル定数及びモデル関数は、 $C_\lambda = 0.10$, $C_{P1} = 1.70$, $C_{P2} = 0.64$, $C_{D1} = 2.0$, $C_{D2} = 0.9$, $C_{\varepsilon 2} = 1.9$, $\sigma_h = \sigma_\phi = 1.0$, $f_\lambda = \{1 - \exp(-y^+/A_\lambda)\}^2 (1 + B_\lambda/R_h^{3/4})$, $A_\lambda = 26/\sqrt{Pr}$, $B_\lambda = 3.4$, $R_h = R_t(2R)^2$, $f_{P1} = f_{P2} = 1.0$, $f_{D1} = \{1 - \exp(-y^+/5.8)\}^2$, $f_{D2} = (1/C_{D2})(C_{\varepsilon 2} f_2 - 1) \{1 - \exp(-y^+/6)\}^2$, $f_2 = 1 - 0.3 \exp\{-(R_t/6.5)^2\}$, $R_t = k^2/\nu \varepsilon$ で与えられる。

3-4. SK モデル

乱流熱流束 $\bar{u}_i \bar{\theta}$ をその輸送方程式をモデル化して解き、温度場を求める。

$$\frac{D\bar{u}_i \bar{\theta}}{Dt} = P_{i\theta} + T_{i\theta} + D_{i\theta} + \Pi_{i\theta} - \varepsilon_{i\theta} \quad (17)$$

$$P_{i\theta} = -\bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} - \bar{u}_j \bar{\theta} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (18)$$

$$T_{i\theta} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_{01} f_R \frac{k}{\varepsilon} \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}_i \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) \quad (19)$$

$$D_{i\theta} = \frac{(\nu + \alpha)}{2} \frac{\partial^2 \bar{u}_i \bar{\theta}}{\partial x_k^2} \quad (20)$$

$$\Pi_{i\theta} = -C_{\Pi} f_{\Pi 1} f_{\Pi 2} \left(0.8 + 0.3 \frac{P}{\varepsilon} \right) \sqrt{A} \sqrt{R_t} \frac{\varepsilon}{k} \sqrt{k k_\theta} R_{i\theta} \quad (21)$$

$$\varepsilon_{i\theta} = C_\varepsilon f_{\varepsilon 1} f_{\varepsilon 2} \frac{1 + Pr}{2\sqrt{Pr} \sqrt{R}} \frac{\varepsilon}{k} \bar{u}_i \bar{\theta} \quad (22)$$

$$\frac{Dk_\theta}{Dt} = \alpha \frac{\partial^2 k_\theta}{\partial x_i^2} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_{02} f_R \frac{k}{\varepsilon} \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial k_\theta}{\partial x_j} \right) + P_\theta - \varepsilon_\theta \quad (23)$$

$$\frac{D\varepsilon_\theta}{Dt} = \alpha \frac{\partial^2 \varepsilon_\theta}{\partial x_i^2} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_{03} f_R \frac{k}{\varepsilon} \bar{u}_j \bar{u}_k \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial x_j} \right) + C_{P1} \frac{P_\theta}{k_\theta} \varepsilon_\theta + C_{P2} \frac{P}{k} \varepsilon_\theta - C_{D1} \frac{\varepsilon_\theta}{k_\theta} \varepsilon_\theta - C_{D2} \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon_\theta \quad (24)$$

ここで、修正関数は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} f_{\Pi 1} &= f_{\varepsilon 1} = 1 - \exp(-10r), & f_{\varepsilon 2} &= \min [6\sqrt{Pr}/\sqrt{R}, 1, \sqrt{R}/\sqrt{Pr}], \\ f_{\Pi 2} &= \min [1, (1/1.2)(\sqrt{Pr}/\sqrt{R})], & f_R &= 2/(0.7/R + 1) \end{aligned}$$

ただし、 $R_t = k^2/\nu\varepsilon$, $Pr = \nu/\alpha$, $R = k_0\varepsilon/\varepsilon_0k$, $r = (0.7/R + 1)/(\sqrt{Re_t}f_{\Pi 2})$, $A = 1 - 9/8(a_{ij}a_{ij} - a_{ij}a_{jk}a_{ki})$, $a_{ij} = (\bar{u}_i\bar{u}_j/k - 2/3\delta_{ij})$, $P = -\bar{u}_i\bar{u}_jU_{i,j}$, $P_\theta = -\bar{u}_i\theta\Theta_{,i}$, $R_{i\theta} = \bar{u}_{(i)}\theta/(\sqrt{\bar{u}_{(i)}^2}\sqrt{2k_\theta})$ である (() 内の添字に関しては縮約をとらない)。モデル定数を表 2 に示す。

表 2: モデル定数

C_Π	C_ε	$C_{\theta 1}$	$C_{\theta 2}$	$C_{\theta 3}$	C_{P1}	C_{P2}	C_{D1}	C_{D2}
0.264	0.8	0.3	0.3	0.3	0.8	0.3	1.0	0.3

4. 計算の手法及び条件

方程式の離散化は有限体積法によって行ない、対流項は一つの付加項として組み込んだ。計算格子は \tanh 関数による不等間隔格子を用い、格子点数はチャネル全体で 100 とした。収束判定条件は各ステップ毎の変数の値とその変化量の絶対値の比(相対残差)が 10^{-8} 以下であれば収束とした。

本研究中で用いた乱流モデル中には壁からの距離 y が現れる。本報で解析する流れ場には壁面が二つ存在するので、それぞれの壁面から注目する点までの物理的距離を y_1 , y_2 , それぞれの壁面で定義される摩擦速度を $u_{\tau 1}$, $u_{\tau 2}$ として y を次のように扱った。MK,NT モデルでは、それぞれの壁から定義される y^+ のより小さい方をとる方法($y^+ = \min[u_{\tau 1}y_1/\nu, u_{\tau 2}y_2/\nu]$, これを Case1 とする)と、物理的により近い壁からの距離及び両壁面の平均の摩擦速度 $u_r^* = \sqrt{(u_{\tau 1}^2 + u_{\tau 2}^2)/2}$ を用いる方法($y^+ = u_r^* \min[y_1, y_2]/\nu$, Case2 とする)の二つを試みた。また、島による応力方程式モデルにも壁からの距離 d が現れるが、これは Launder ら^[7] や島^[8]に従い、 $1/d = 1/y_1 + 1/y_2$ で与えた。

各種の乱流モデルを表 3 のように組合せて速度場、温度場の計算を行なった。

表 3: 速度場、温度場の解析に使用したモデルの対応

速度場	温度場
MK モデル mMK モデル	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Case1} \\ \text{Case2} \end{array} \right.$ $Pr_t = 0.9$
NTN モデル	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Case1} \\ \text{Case2} \end{array} \right.$ NTT モデル
島モデル DNS	SK モデル

5. 乱流モデルの評価

本報で比較の対象としたのは住谷・笠木による DNS^[9] で、計算条件は DNS にあわせている。以下、各モデルごとに計算結果を述べる。

5-1. MK モデル

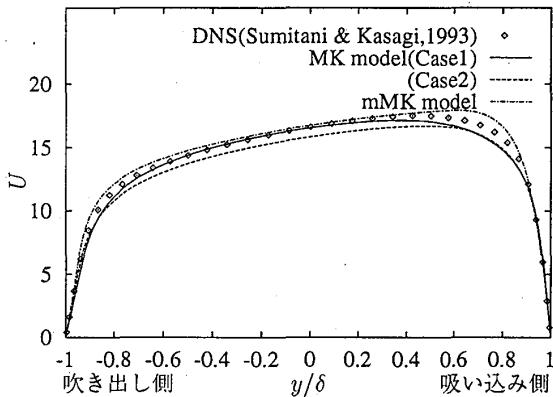


図 2: 平均速度分布

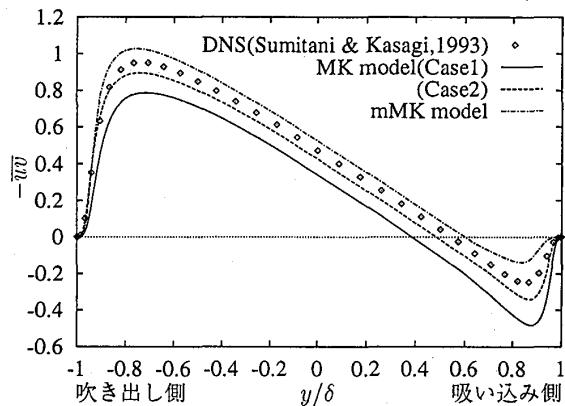


図 3: レイノルズ応力 ($-uv$)

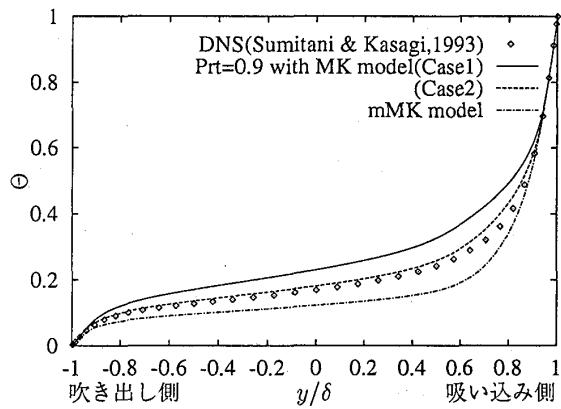


図 4: 平均温度分布

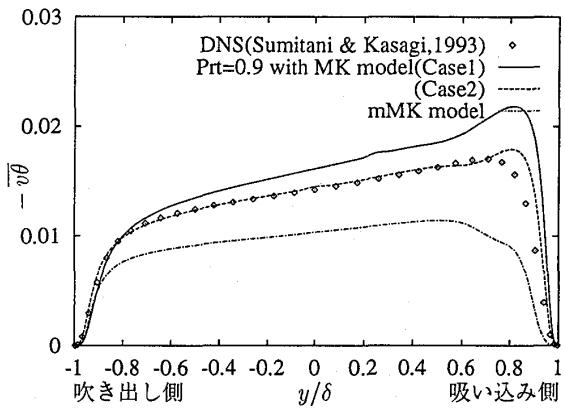
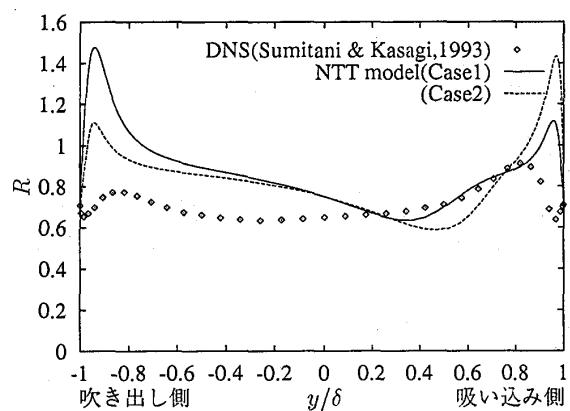
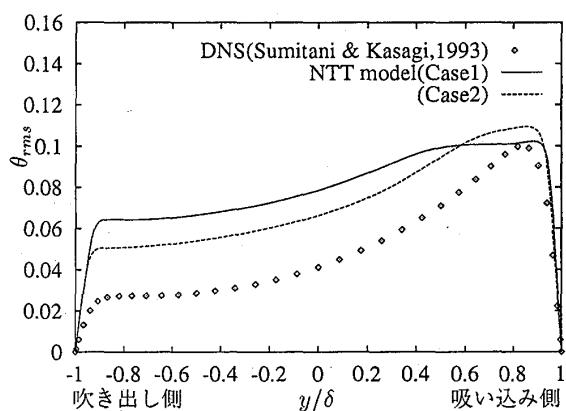
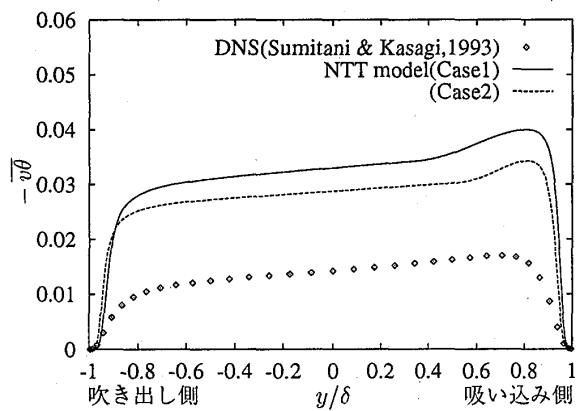
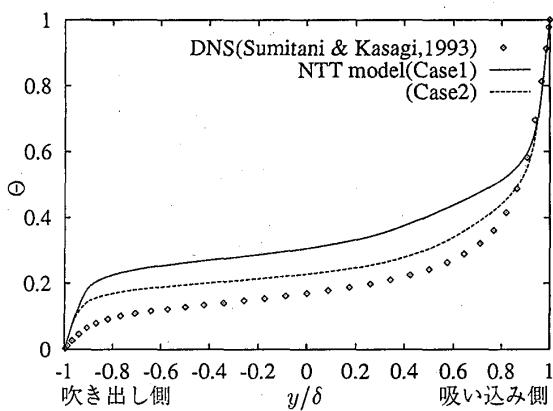
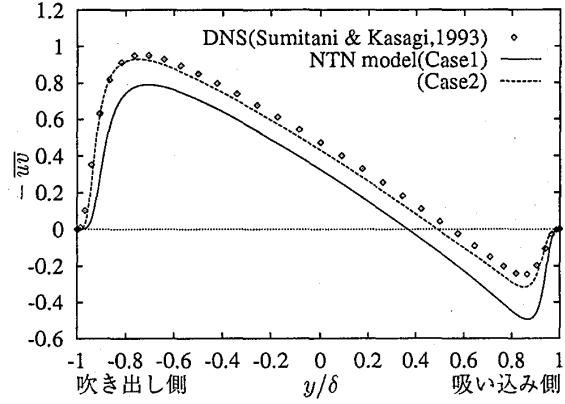
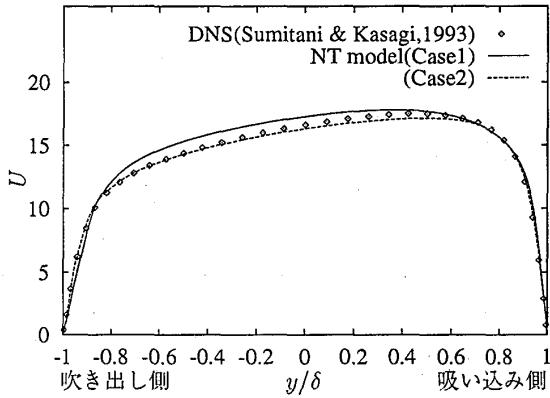


図 5: 乱流熱流束 ($-v\theta$)

MK モデルの Case1, Case2 と mMK モデルでは壁面補正の方法による違いが明確に現れた。DNS による平均速度の分布から、壁面剪断応力が吹き出し側で小さく、吸い込み側で大きくなる一方、レイノルズ応力は吹き出し側で大きく、吸い込み側で小さくなることがわかる。Case1 では、吹き出し側でダンピング効果が過剰、逆に吸い込み側では過小で、レイノルズ応力の分布が DNS に比べ左右対称により近い分布を示した。mMK モデルは f_μ に乱れエネルギーの散逸率 ϵ による無次元距離 R_ϵ を用い、剥離がある流れなど u_r を用いることができない流れの解析に有効であることが確認されている^[10]が、ダンピング効果の傾向が MK モデルの Case1 と逆になり、吹き出し側と吸い込み側でのレイノルズ応力の非対称性が DNS 以上に大きくなつた。MK モデルの Case2 では y^+ を平均の摩擦速度 u_r^* によって与えたことで、ダンピング効果が Case1 に比べ、吹き出し側でより強く、吸い込み側で弱くなり、結果的に DNS に近い値を与えた。

温度場は乱流プラントル数を $Pr_t = 0.9$ として与えて解いたが、速度場の予測精度に依存した結果となつた。これは、吹き出し、吸い込みが存在しても、速度場が正確に予測できれば、温度場に対しては乱流プラントル数を定数とした解析も十分有効であることを示している。

5-2. NTN ,NTT モデル



速度場について、NTN モデルは MK モデルとほとんど同じ傾向を示した。これは壁面補正のダンピングとして MK モデルと同じく y^+ の関数を用いていることによると考えられる。

温度場について、NTT モデルは乱流熱流束 $\bar{v}\theta$ が DNS に比べ 2 倍ほど大きな分布をとった。これは図 11 に示すタイムスケール比 R のモデルによる予測が DNS に比べ大きな値をとり、従って式 (14) で示される渦拡散係数も過大評価されたためと考えられる。

5-3. Shima, SK モデル

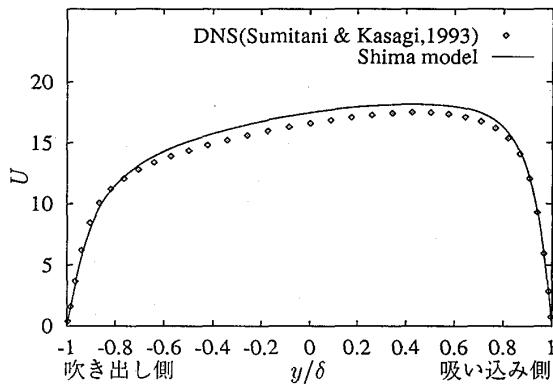


図 12: 平均速度分布

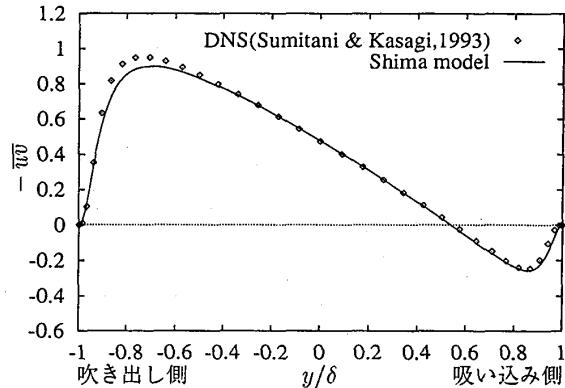


図 13: レイノルズ応力 ($-\bar{uv}$)

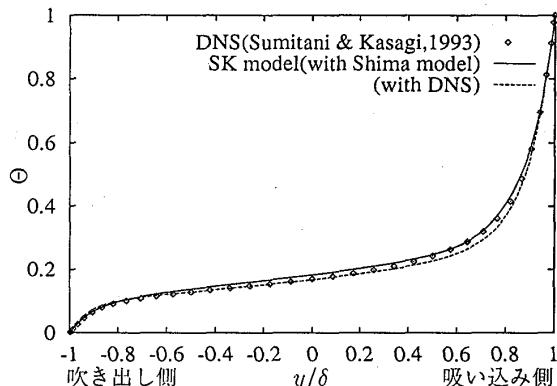


図 14: 平均温度分布

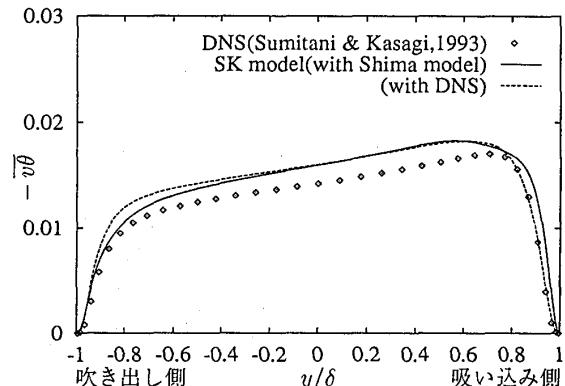


図 15: 乱流熱流束 ($-v\theta$)

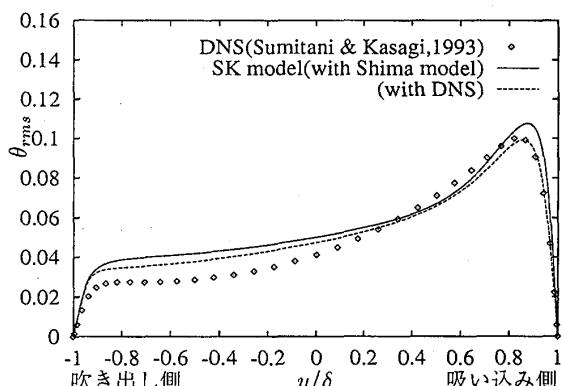


図 16: 温度変動の rms 値

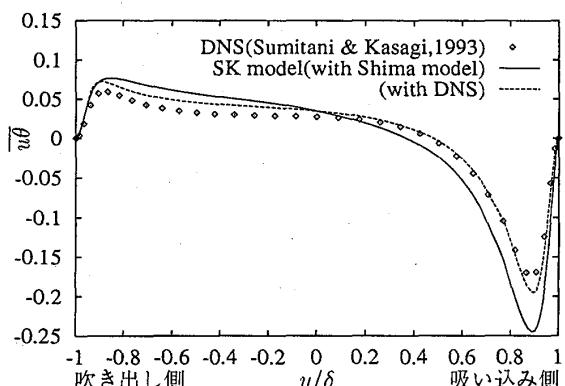


図 17: 乱流熱流束 ($u\theta$)

島モデルは平均速度の絶対値がやや大きめであるが、レイノルズ応力も含めて DNS による結果と良い一致を示した。応力方程式モデルには $k-\varepsilon$ モデルに比べ渦粘性を仮定しないという利点があるが、島モデルの予測が良いのは、モデル中で壁からの距離は圧力・歪相関項に現れるだけで、 $k-\varepsilon$ モデルのように壁からの距離への依存度が高くなることによると考えられる。

SK モデルによる温度場の予測は、DNS と良い一致を示した。図 15 に示す乱流熱流束 $-v\theta$ は DNS に比べやや大きめであるが、温度乱れ θ_{rms} や $u\theta$ など低次のモデルでは得ることが困難な物理量も定量的に予測されている。また、速度場データとして島モデル、DNS の結果のいずれを用いた場合でも結果に大きな差は見られず、応力方程式と組合せた場合の SK モデルの有効性が示された。

6. 結言

吹き出し・吸い込みを伴う2次元チャネル乱流の速度場及び温度場を各種の乱流モデルを用いて解析し、次のような結論を得た。低レイノルズ数型 $k - \varepsilon$ モデルについて、それぞれの壁面で定義される y^+ を修正関数に用いた MK, NTN モデルでは、モデルのダンピング効果が吹き出し側で過剰、吸い込み側では逆に過小に作用し、レイノルズ応力分布が DNS と良い一致は示さなかった。 R_ε を修正関数に用いた mMK モデルでは MK, NTN モデルとは逆に、ダンピング効果が吹き出し側で不足し、吸い込み側で過剰に作用し過ぎて、やはり DNS との一致は不十分であった。ただし、MK, NTN モデルにおいて両壁面の平均の摩擦速度を用い、対称な y^+ を与えた解析では比較的良い予測が得られ、この場合温度場についても乱流プラントル数を一定とした解析では DNS に近い分布が得られたことから、吹き出し、吸い込み効果を考慮した適切なダンピング関数を用いれば $k - \varepsilon$ モデルによっても本報のような流れ場を再現できると考えられる。温度場 2 方程式モデル (NTT モデル) について、乱流熱流束が DNS の結果の約 2 倍となったが、これは温度場と速度場のタイムスケール比 R が過大に予測され、従って渦拡散係数も過大評価されるためであると考えられる。一方、応力方程式モデル (島モデル) による解析では平均速度及びレイノルズ応力 \bar{uv} は DNS と良い一致を示した。これは、島モデルが壁からの距離 y に強く依存せず、壁面の影響は他の変数によって良好に表現されているためと考えられる。乱流熱流束方程式モデル (SK モデル) による温度場の解析結果も DNS と良い一致を示し、特に流れ方向乱流熱流束 $\bar{u\theta}$ や温度乱れ θ_{rms} など低次のモデルでは予測困難な物理量が良好に再現されている点が注目される。

本研究は、文部省科学研究費一般研究 (B)(No. 01460116) の援助を受けた。記して謝意を表する。

参考文献

- [1] 明, 笠木, 日本機械学会論文集 B-54-507(1988), 3003.
- [2] 鹿園, 東京大学大学院修士論文, 1991.
- [3] 長野, 田川, 新美, 日本機械学会論文集 B-55-512(1989), 1008.
- [4] 島, 日本機械学会論文集 B-55-515(1989), 1904.
- [5] 長野, 田川, 辻, 日本機械学会論文集 B-56-530(1990), 3087.
- [6] 鹿園, 笠木, 第 30 回 日本伝熱シンポジウム発表予定 (1993)
- [7] Launder, B. E. , Reece, G. J. and Rodi, W. , *J. Fluid Mech.*, **68** (1975), 537.
- [8] 島, 日本機械学会論文集 B-55-516(1989), 2198.
- [9] 住谷, 笠木, 第 30 回 日本伝熱シンポジウム発表予定 (1993)
- [10] 安倍, 長野, 近藤, 日本機械学会論文集 B-58-554(1992), 3003-3010.

A-10 管軸に垂直な軸まわりに回転する正方形断面流路の熱伝達特性 (半径方向外向き流れと内向き流れの熱伝達特性)

* 小 西 金 平 (東京農工大学)

望 月 貞 成 (東京農工大学)

村 田 章 (東京農工大学)

1. まえがき

近年、ガスタービン性能の一層の向上を図るべくタービン入口ガス温度の高温化が進められつつある。これにともない、タービンの動翼および静翼は苛酷な温度条件にさらされるようになってきており、高温下での翼の強度・耐久性を確保するために、効果的な翼の冷却は必須なものとなっている。実際の高性能空冷タービン翼においては、強制対流冷却、膜冷却および衝突噴流冷却などが組み合わされて冷却が行なわれている場合が多い。このうち、強制対流冷却は翼の内部に冷却流路を設け、そこに圧縮機からの抽気を導き、それにより翼内部に侵入した熱を除去しようとするものである。動翼の場合には、冷却流路内での冷却空気の流れおよび熱伝達の機構は、(1)流路軸方向の強制流れによって影響されるだけではなく、(2)コリオリ力および(3)遠心加速度場における浮力の影響を受けるため非常に複雑なものとなる⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。また、流路壁には一般にタービュレンスプロモーターとしてリブが設置されるため、その影響が加わり⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾、さらに冷却流路が往復流路である場合には180度曲がり部で発生する流れの3次元的構造が下流の熱伝達に影響を与える⁽⁸⁾⁻⁽⁹⁾。

現実のタービン動翼冷却流路においては、上に述べたように極めて複雑な流れと伝熱が生じている。しかし、管軸に直角な軸まわりに回転する平滑壁を有する單一直線流路の場合でさえも、強制流れ、コリオリ力による二次流れおよび遠心浮力の影響が共存する場合についての伝熱機構は未だ明かにされていない。例えば、遠心浮力の存在は伝熱を促進する方向に効くのかあるいは妨げる方向に作用するのかというような基本的な事柄についてさえもよくわかっていない。著者らの知る限りでは、この観点からの研究は少なく、わずかにSiegel⁽¹⁰⁾および田村・石垣⁽¹¹⁾らの研究にみられるのみである。しかし、これらはいずれも、流れは層流で、流れ場・温度場ともに十分発達した領域（現実のタービン動翼冷却流路には存在しない）を扱っており、前者はポアズイユ流れからの微小擾動解を、後者は数値計算による解を求めている。遠心浮力が存在しなければ、強制流れの向きが半径方向外向きの場合でも内向きの場合でも、周方向平均熱伝達率に及ぼすコリオリ力の影響は全く同じになる。しかし、遠心浮力は常に半径方向内向きに作用するため、それが存在する場合には、強制流の向き（半径

方向外向きか内向きか)により現象が異なることが予想される。最近、回転する往復流路を用いての実験は盛んに行なわれるようになってきており^{(1),(2),(5),(6)}、それらの実験結果には上述の影響も含まれているのではあるが、往復流路の折返し部(180度急激曲がり部)を経た後の復流路における流れには曲がり部で生じた3次元流れの影響が強く残っているため、それらの研究においては復流路において遠心浮力の影響のみを抽出して議論することは困難であった。

本研究は、上述の背景のもとに、管軸に直角な軸周りに回転する正方形断面を有する平滑壁直線流路を用いて、強制流の方向が半径方向外向きの場合と内向きの場合の各々について局所熱伝達率の管軸方向分布を詳細に測定し、その結果より両者における伝熱特性の違いを明らかにするとともに、特に、遠心浮力と強制流(レイノルズ数の影響)およびコリオリ力による二次流れとの関係を考察し、熱伝達の機構を探ることを目的とする。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置概略系統図を、また図2にテストセクション詳細図を示す。以下に、半径方向外向き流れについての実験を行なう場合を例にとって説明する。ターボファンより送り出された空気は、層流型流量計によりその流量が測定された後、静止部から回転部へのつなぎ部分を経て回転中空軸内に流入し、さらに90度向きを変え、ハニカム(7.2mesh/inch)および金網(58mesh/inch)を通り、ベルマウス(絞り比0.033)により絞られ、ほぼ一様流速分布をもってテストセクションに送り込まれる。ベルマウス絞り終了部の4壁面上には、再層流化を防ぐためにトリッピングワイヤー(直径0.8mm)が貼られている。テストセクションは、10mm×10mmの正方形断面(等価直径 $d_e = 10\text{ mm}$)を有する直管で、伝熱区間の長さは140mm、回転軸から伝熱区間入口までの距離(半径)は260mmである。テストセクション内壁面には、スーパーインバー箔(厚さ50

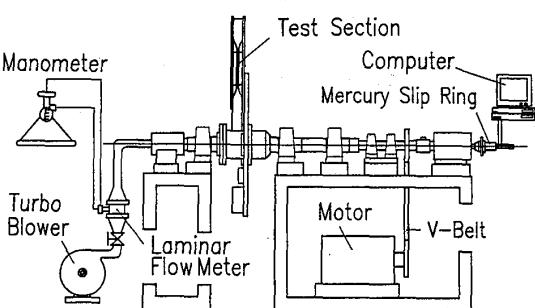


図1 実験装置系統図

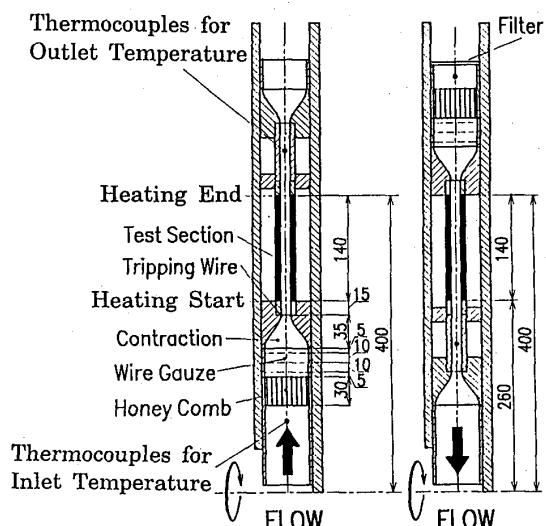


図2 テストセクション詳細図

μm) が貼られている。これに直接通電することにより空気流は一様熱流束の条件で加熱される。壁面温度計測のためにK型熱電対(素線の直径50 μm)が、流路の4壁面それぞれの中心線上の流れ方向に7点ずつ、計28点に取り付けられている(図3参照)。熱電対出力は、回転体内部に設けられた温度基準接点を経て、マイクロリレーに導かれており、コンピュータからの信号でマイクロリレーを切り替えることにより任意の熱電対出力を選択することができる。選択された熱電対出力はS/N比を大きくするためにアイソレーションアンプにより約100倍に増幅された後に、水銀スリップリングを介して静止系に取り出され、コンピュータに送られる。熱伝達率 α は測定される伝熱面温度 T_w 、印加電力と伝熱面積から求められる熱流束 \dot{q} およびエネルギーバランスから求められる入口加熱開始点からの距離 z における混合平均温度 $T_b(z)$ より求める。テストセクションは回転軸に取り付けられた円板に設置されており、軸はVベルトを介して可変速モータによって駆動される。半径方向内向き流れの実験を行なう場合には、テストセクションの向きを180度変えて設置し直し、かつプロアにより空気を吸い込み駆動させる。

テストセクションの4壁面の各々を、図4に示すように、Leading、Right、Trailing、Left面と呼ぶこととする。

3. 実験結果および考察

実験は、半径方向外向きおよび内向き流れの各々の場合について、レイノルズ数 Re 、ローテーション数 Ro 、およびレイリー数 Ra 、(それぞれ強制対流、コリオリ力および浮力の影響を表わす無次元量)の各パラメータを変化させて行なった。その範囲は、

$$Re = 5000, 10000, 20000, 30000$$

$$Ro = 0.0087 \sim 0.11,$$

$$Ra = 6.5 \times 10^6 \sim 1.0 \times 10^8$$

である。

図5aおよび5bは、それぞれ半径方向外向き流れおよび内向き流れについて、Leading、

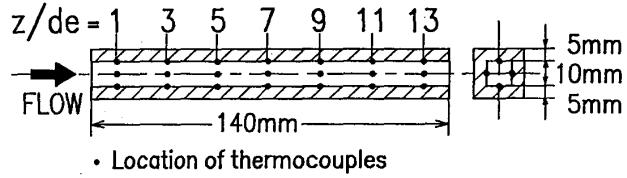


図3 热電対取り付け位置

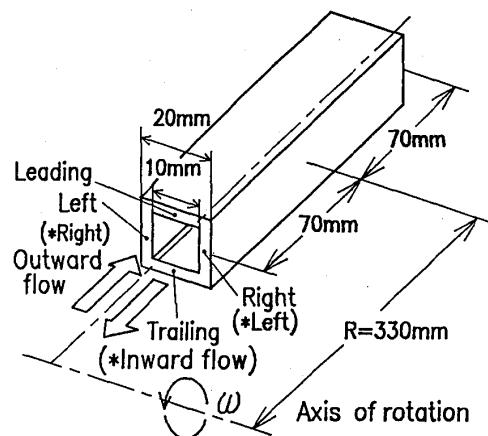


図4 各伝熱面の名称と諸寸法

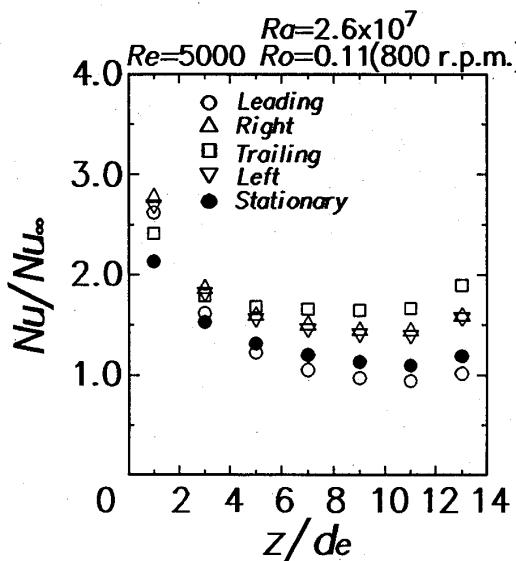


図5a 局所 Nu の管軸方向分布
(外向き流れ)

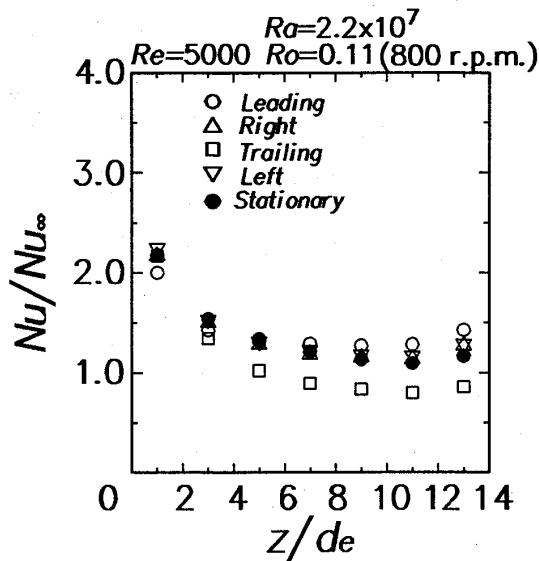


図5b 局所 Nu の管軸方向分布
(内向き流れ)

Trailing、Left および Right の各面における局所ヌセルト数 Nu の管軸方向分布の実測結果例 ($Re=5000$, $Ra = (2.2 \sim 2.6) \times 10^7$, $Ro =$

表1 Leading面と Trailing面の Nu に及ぼす流れの向きの影響

	Leading surface	Trailing surface
Outward flow	Decrease	Increase
Inward flow	Increase	Decrease

0.11) を示す。図の縦軸は、

Nu を流れ場・温度場ともに十分発達した乱流域のヌセルト数 $Nu_{\infty}^{(12)}$ で規格化した値 Nu/Nu_{∞} であり、横軸は、伝熱区間の入口から測った流れ方向距離 z と流路等価直径 d_e との比である。これらの図より以下のことがわかる。

(1) 外向き流れ(図5a)の場合には、 Nu は、Trailing面(□)で高く、Leading面(○)で低く、LeftおよびRight面(▽および△)ではそれらの中間の値を示す。

(2) これとは逆に、内向き流れ(図5b)の場合には、 Nu は、Trailing面(□)で低く、Leading面(○)で高くなる。LeftおよびRight面の Nu はそれらの中間の値となる。

上述の(1)および(2)の内容を、とくに Leading面および Trailing面についてまとめると表1の様になる。これらの現象は、既によく知られている様に、コリオリ力に起因して流路内に発生する2次流れによって引き起こされる。すなわち、図6に模式的に示される様に2次流れが生じている場合には、渦対の流れが合流しそれが衝突する側の面(面A)で熱伝達率は高く、逆に面Bの熱伝達率は低いことによる。

図7aおよび7bは、それぞれレイノルズ数が比較的低い($Re=5000$)ときと高い(

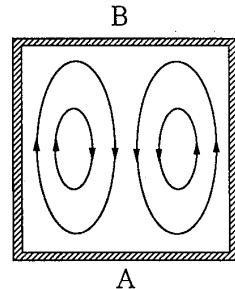


図6 断面内2次流れ模式図

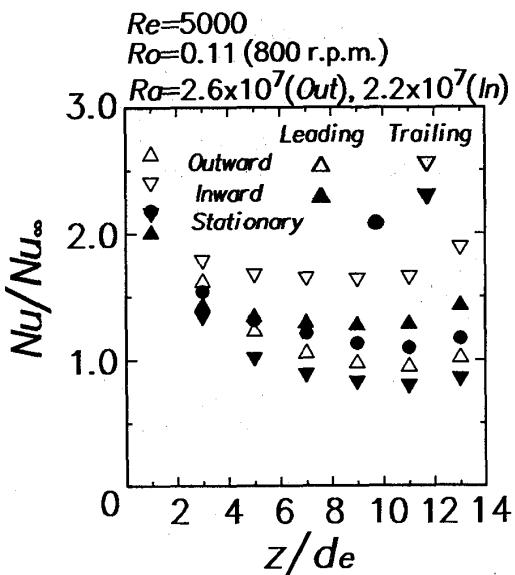


図7a 局所 Nu の管軸方向分布
 $Re=5000$ の場合

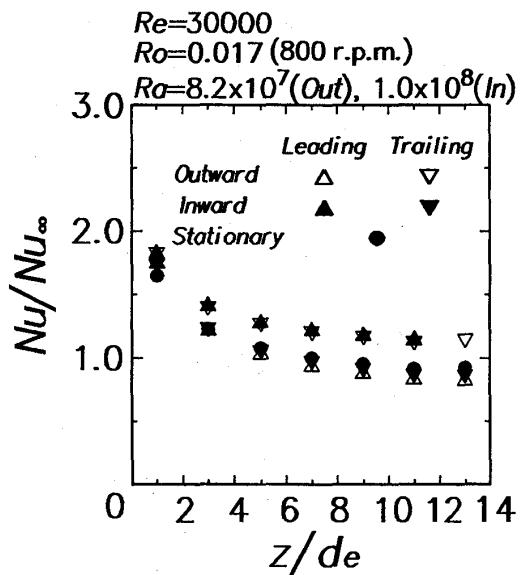


図7b 局所 Nu の管軸方向分布
 $Re=30000$ の場合

$Re=30000$ ときとについて、表1に示される4つの場合を比較したものである。これらの図より次のことがわかる。

- (1) Re が比較的小さいとき（図7a）には、外向き流れの Trailing 面の Nu (∇) は、内向き流れの Leading 面の Nu (\blacktriangle) より大きく、また外向き流れの Leading 面の Nu (\triangle) は、内向き流れの Trailing 面の Nu (\blacktriangledown) より大きい。すなわち、回転により静止時に比べて Nu が増大する面同士および減少する面同志を比べると、いずれの場合にも内向き流れよりも外向き流れの Nu の方が高い値を示す。
- (2) 内向き流れの場合 (\blacktriangle と \blacktriangledown) にも、外向き流れの場合 (\triangle と ∇) にも Leading 面の Nu と Trailing 面の Nu との間には差を生じるが、その大きさの程度は外向き流れの場合の方が大きい（図7a）
- (3) しかし、 Re が大きくなると、その差はほとんど見られなくなる（図7b）。

本来、強制流にコリオリ力基づく2次流れの影響のみが加わる場合であれば強制流の向き（内向き・外向き）によらず現象は同じ（Leading 面と Trailing 面が入れ替わるだけ）になるはずである。しかし、本実験により、上述の(1)および(2)の様に、半径方向の流れの向きが外向きか内向きかによって熱伝達に違いを生ずることが明らかにされた。以下このことについて考察を試みることにする。

冷却流路内の流体温度は壁面近傍で高く流路中央部で低いため、流路断面内に非一様密度分布を生じる。遠心加速度場における非一様密度分布の存在は密度の小さい流体部分に浮力を生じしめる。すなわち、密度が小さい壁面近傍の流体には半径方向内向きの浮力が作用する。半径方向外向き流れの場合には、壁面近傍の流路軸方向流速は減速され、質量保存を満たすためにその分だけ流路中央部の流速が増加する。内向き流れの場合にはその逆に、浮力の存在は、断面内流速分布を一様化する方向に作用

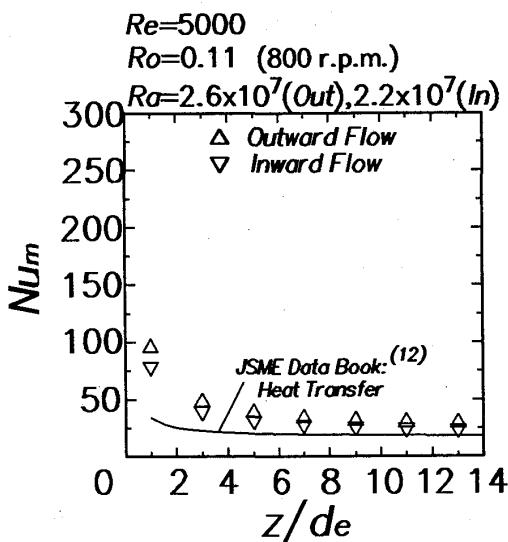


図8a 流れの向きと Nu_m の関係
 $Re = 5000$ の場合

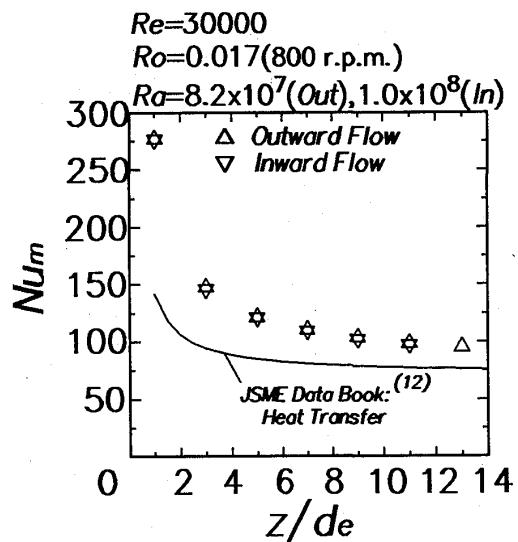


図8b 流れの向きと Nu_m の関係
 $Re = 30000$ の場合

する。一方、流体要素に作用するコリオリ力は、その流体要素部分の軸方向流速に比例するため、断面内の軸方向流速分布が非一様であればあるほど、断面内のコリオリ力分布も非一様となり、その結果生じる2次流れも強くなる。この様に、遠心浮力の存在は、外向き流れにおいては2次流れを助長する方向に作用し、内向き流れの場合にはそれを弱める方向に作用する。外向き流れと内向き流れにおける、上述のような2次流れ挙動の違いがそれぞれの熱伝達特性の違いの主要因になっているものと考えられる。

先に述べた(3)については、 Re が大きくなると強制対流が支配的となり、浮力の影響はそれに比べて小さくなるために、外向き流れと内向き流れの Nu 分布に違いが見られなくなるものと考えられる。

図8aおよび8bは、それぞれ $Re=5000$ および 30000 の場合について、加熱区間入口から任意の位置 z/d_e までの平均ヌセルト数 Nu_m を z/d_e を横軸にとりプロットした結果である。ここで、 Nu_m は、0 から z までの積分平均温度差 ΔT_m (記号表参照) を用いて定義されている。図中の実線は、ベルマウスつきの流入口を有する静止伝熱円管内の速度および温度場とともに助走域における経験式⁽¹²⁾である。本実験結果が、経験式に比べて高い値を示しているのは、本実験装置のベルマウス出口部に故意にトリッピングワイヤを設置し流れに攪乱を与えていたためである。下流に至り流れ場および温度場の発達にともない両者は次第に一致する様になる。図より、次のことがわかる。

- (1) Re が比較的小さい場合 ($R=5000$) には、冷却流路の長さによらず流路全体の平均ヌセルト数は、外向き流れの場合の方が内向き流れの場合よりも高い値を示す。
- (2) しかし、 Re が比較的大きく ($Re=30000$) なると両者の間に違いは観られなくなる。

4. 結 論

管軸に直角な軸まわりに回転する正方形断面を有する平滑壁直線流路を用いて、強制流の向きが半径方向外向きの場合と内向きの場合の各々について局所熱伝達率の管軸方向分布測定し、両者における伝熱特性を比較した。その結果、比較的 Re が小さいときには、冷却流路の平均ヌセルト数は内向き流れの場合よりも外向き流れの場合の方が高いことが明らかになった。また、その主要原因として、遠心浮力の存在は、外向き流れの場合には2次流れを強める方向に働くのに対し、内向き流れの場合には逆に2次流れを弱める方向に働くためであるとの考察を加えた。

記 号

a : 正方形流路断面の1辺の長さ

c_p : 空気の比熱

d_e : 流路の等価直径

k : 空気の熱伝導率

m : 空気の質量流量

\dot{q} : 熱流束

R : 回転半径

T_1 : テストセクション入口空気温度

$T_b(z)$: 流体混合平均温度 = $T_1 + 4a\dot{q}z/(mc_p)$

$T_{wm}(z)$: 周方向平均壁温 = $(T_{w,left} + T_{w,right} + T_{w,leading} + T_{w,trailing})/4$

ΔT_m : 管軸方向 0から z までの区間の積分平均温度差 = $\frac{1}{z} \int_0^z [T_{wm}(z) - T_b(z)] dz$

U : 流路断面平均流速

z : テストセクション入口からの流路軸方向距離

α : 局所熱伝達率 = $\dot{q}/[T_w - T_b(z)]$

α_m : 管軸方向 0から z までの区間の平均熱伝達率 = $\dot{q}/\Delta T_m$

β : 体膨張係数

ν : 動粘性係数

ω : 回転角速度

Nu : 局所ヌセルト数 = $\alpha d_e/k$

Nu_m : 管軸方向 0から z までの区間の平均熱ヌセルト数 = $\alpha_m d_e/k$

Pr : プラントル数

Ra : 修正レイリ一数 = $R\omega^2\beta d_e^4 \dot{q} Pr / (k\nu^2)$

Re : レイノルズ数 = Ud_e/ν

Ro : ローテーション数 = $\omega d_e/U$

参考文献

- (1) J.H.Wagner,et al., "Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages with Smooth Walls," ASME Paper 90-GT-331
- (2) S.Mochizuki,et al., "Heat Transfer in Serpentine Flow Passages with Rotation," ASME Paper 92-GT-190
- (3) J.C.Han,et al., "Influence of Surface Heating Condition on Local Heat Transfer in a Rotating Square Channel with Smooth Walls and Radial Outward Flow," ASME Paper 92-GT-188
- (4) J.Guidez, "Study of the Convective Heat Transfer in Rotating Coolant Channel," ASME Paper 88-GT-35
- (5) J.H.Wagner,et al., "Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages with Trips Normal to the Flow," ASME Paper 91-GT-265
- (6) B.V.Johnson,et al., "Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages with Trips Skewed to the Flow," ASME Paper 92-GT-191
- (7) H.A.EI-Husayni,et al., "Experimental Heat Transfer Investigation of Stationary and Orthogonally Rotating Asymmetric and Symmetric Heated and Turbulated Channels," ASME Paper 92-GT-189
- (8) M.K.Chyu,et al., 1991, "Regional Heat Transfer in Two-Pass and Three-Pass passages with 180-deg Sharp Turns," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 113, pp.63-70
- (9) D.E.Metzger,et al., 1984, "Pressure Loss Through Sharp 180-Degree Turns in Smooth Rectangular Channels," Trans. ASME, J. Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.106, pp.677-681
- (10) R.Siegel, 1985, "Analysis of Buoyancy Effect on Fully Developed Laminar Heat Transfer in a Rotating Tube," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol.107, pp.338-344
- (11) 田村 洋および石垣 博, "遠心力が作用する直行回転流路の流動伝熱特性," 日本伝熱シンポジウム講演論文集," 1991-5, pp.400-402
- (12) 伝熱工学資料, 改訂第4版, 日本機械学会 (1986), pp.56-57

A-11 高温使用下での材料の組織変化に基づいたタービン翼の熱伝達特性解析

*岡村 隆成（東芝） 古閑 昭紀（東芝） 油谷 好浩（東芝）
吉岡 洋明（東芝） 藤山 一成（東芝） 岡部 永年（東芝）

1. はじめに

ガスタービンの高温化並びにタービン翼の耐久性や運転信頼性にとって、高い精度の翼温度解析が必要であるが、そのためには、冷却側の熱伝達率の推定精度は勿論のこと、翼面の熱伝達率についても同様にその精度が極めて重要である。タービン翼間流れは非常に複雑で、二次流れや燃焼器出口での主流乱れそして翼面境界層の層流から乱流への遷移等が熱伝達率に大きな影響を与えるものであり、翼面の熱伝達率を求めるための種々の方式やモデル化の提案や評価が行われている⁽¹⁾⁽²⁾。動静翼干渉のような周期的変動のある流れ場での熱伝達率への影響についても、タービンの回転試験や非定常解析による研究が行われている^{(3)~(6)}。

ここに、高温雰囲気下での材料の時効効果による組織変化を利用して、材料の温度を求める方法を示すと同時に、この方法をタービン動翼に適用して運転時のメタル温度の推定を行う。そして、翼面の熱伝達率を二、三の計算法によって求め、これらを使って計算した翼の温度解析結果とメタル温度推定値との比較によるタービン翼面の熱伝達特性について検討したので報告する。

2. 組織変化に及ぼす時効及び応力の影響

1) 供試材

実験に供した鋳造Ni基超合金 IN738LCの化学組成を表1に示す。インベストメントキャスティングにより鋳造した試験材を 1120℃で2h保持後、Arガス急冷の溶体化処理と843℃で 24hの時効処理を施し、次の処理に供した。長時間時効処理温度は実機の運転温度を考慮して、750℃、800℃、850℃、900℃の4条件の各温度で 1000h, 3000h, 10000h, 24000hの保持を行った。又、900℃・10kgf/mm²のクリープ試験条件で 2500h, 5000h, 7500hの中断材及び破断材(14440.8h)を作製し、そのクリープ損傷が組織に及ぼす影響についても検討を行った。

組織観察は、マーブル試薬でエッチングした後、2段レプリカ法を用い、透過電子顕微鏡にて、特に、本材料の主強化相であるγ'相 [Ni₃(Al,Ti)]に着目して観察を行うと共に、画像処理解析を施し、結晶粒内に析出したγ'相の面積率、粒径及び析出密度を求めた。

2) 組織変化に及ぼす時効の効果

IN738LC時効材の組織観察結果を写真1に示す。未時効状態では、平均約 0.4 μm の立方状γ'相の間に平均約 0.02 μm の微細な球状γ'相の析出がみられるが、時効と共に微細γ'相は消失し、又、立方状γ'相は丸みを帯びて粗大化する傾向が認められる。この粒内に析出したγ'相を画像処理解析した結果を図1に示す。単位面積当たりに析出したγ'相の面積率は時

表1 供試材 IN738LCの化学組成

	C	Ni	Cr	Co	Al	Ti	W	Mo	Ta	Nb	B	Zr
長時間時効材	0.10	Bal.	15.82	8.60	3.58	3.40	2.90	1.68	1.83	0.87	0.011	0.056
クリープ化	0.09	Bal.	15.92	8.18	3.52	3.54	2.55	1.74	1.76	0.89	0.010	0.034

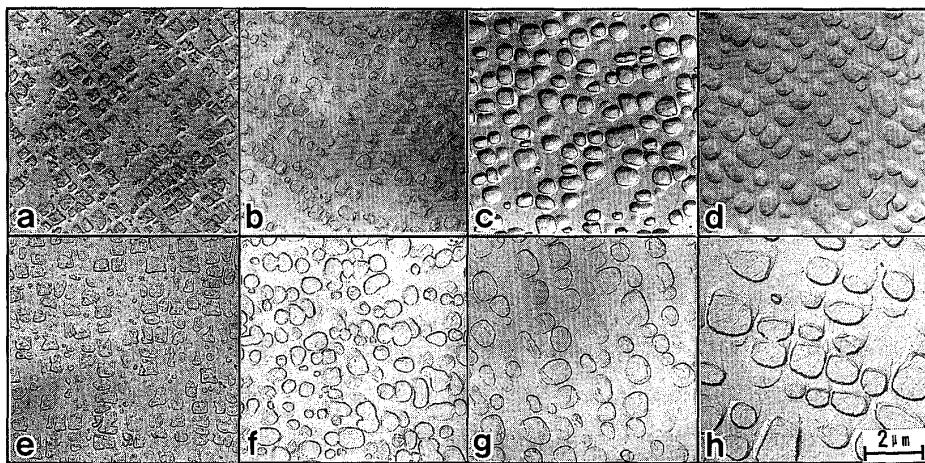


写真1 IN738LC材の透過電子顕微鏡組織に及ぼす時効の影響

850°C時効 : a) 0h b) 1000h c) 3000h d) 10000h
24000h時効 : e) 750°C f) 800°C g) 850°C h) 900°C

効により変化しないが、析出密度は減少し、それに伴い平均粒子径は大きくなる傾向が認められた。この平均粒径の3乗を各時効温度毎に時効時間で整理したものを図2に示す。いずれの時効温度の結果も非常によい直線性が認められ、時間の1/3乗則に従うオストワルド成長を示した。これにより、Lifshitz-Slyozov-Wagnerの理論⁽⁷⁾⁽⁸⁾を用いて下式からその成長速度を求めた。

$$r^3 - r_0^3 = b t \quad (1)$$

$$b = 6.4 \gamma_e D c_0 V_m^{-2} / 9 k T$$

但し、

r : γ' 相の平均粒径

c_0 : γ' 相の平衡濃度

r_0 : 未時効材の γ' 相平均粒径

V_m : γ' 相の体積率

t : 時効時間

k : ボルツマン定数

γ_e : γ/γ' 界面エネルギー

T : 時効温度

D : γ 中の γ' 相溶質元素の拡散係数

ここで、 r_0 、 c_0 、 V_m の温度依存性は小さいと仮定すると、 D は、

$$D = D_0 \exp(-Q_d/kT) \quad (2)$$

とおけることから、縦軸を $\ln(bT)$ 、横軸を $-1/T$ で整理すると、図3に示す直線関係が得られ、 γ' 相の成長速度は以下の式で示すことができる。

$$r^3 - r_0^3 = C/T \exp(-Q_d/kT) t \quad (3)$$

$$C = 4.35 \times 10^4$$

$$Q_d = 2.33 \times 10^{-19} \text{ J/K}$$

ここで、 Q_d は γ' 相中の溶質元素の拡散エネルギーを示すが、 $2.33 \times 10^{-19} \text{ J/K}$ と Ni或いは Ni-Al中の Al或いは Tiの拡散の活性化エネルギー ($4.28 \sim 4.49 \times 10^{-19} \text{ J/K}$) と類似した値を示した。図4に計算結果と実測値の相関を示す。両者にはよい相関が得られている。

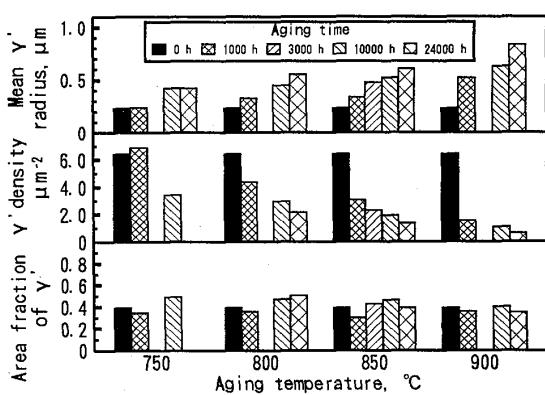


図1 IN738LC材の γ' 相の析出形態に及ぼす時効の影響

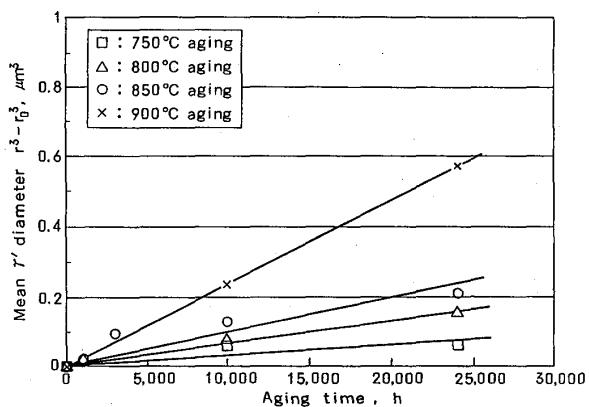


図2 IN738LC材の γ' 相平均粒径の時効による変化

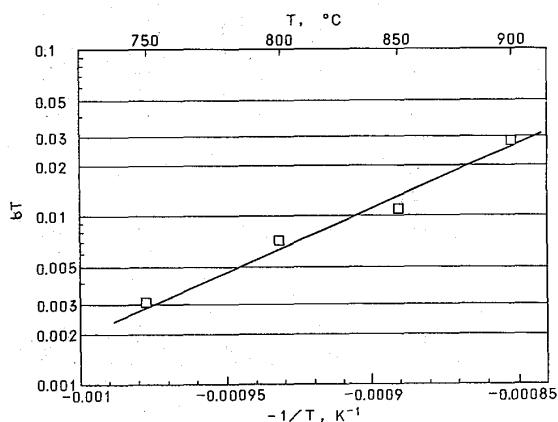


図3 IN738LC材の γ' 相成長速度係数と時効温度の関係

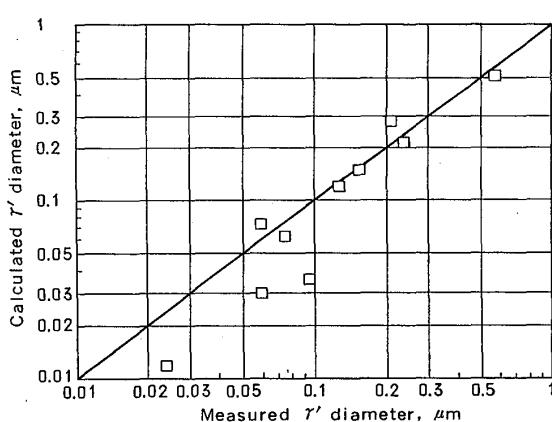


図4 IN738LC材の γ' 相平均粒径の実測値と計算値の相関

3) 組織変化に及ぼす応力の影響

次に、900°C・10kgf/mm²の試験条件で、途中 2500h、5000h、7500hで中断した試験材及び破断材を作成し、粒内 γ' 相の成長に及ぼす応力の影響を調査した。ここでは、試験中応力の影響を受けなかったチャック部との比較のもとで評価を行っている。応力の影響を受けた平行部の組織観察結果を写真2に示す。尚、応力方向と組織変化の相関を見るため、ここでは試験片の応力負荷方向が本ページの上下になるように作成した。組織は結晶粒内でも比較的形状変化の著しい粒界近傍から採取したが、応力軸にはほぼ垂直方向に成長するラフト組織が認められた。この組織は試験時間と共に成長し、破断材において最も顕著に現れた。

粒内 γ' 相の画像処理解析結果を図5に示す。ここでは、クリープ中断材及び破断材の解析結果を応力の影響を受けた平行部と受けないチャック部に分けて整理したが、面積率、析出個数密度及び平均 γ' 相粒径共ほぼ同等の値を示しており、これらの値に及ぼす応力の影響は認められなかった。

従って、本解析法によって応力の作用に関わらず、時効時間が分かれれば、材料の使用条件下での温度を推定することが出来る。

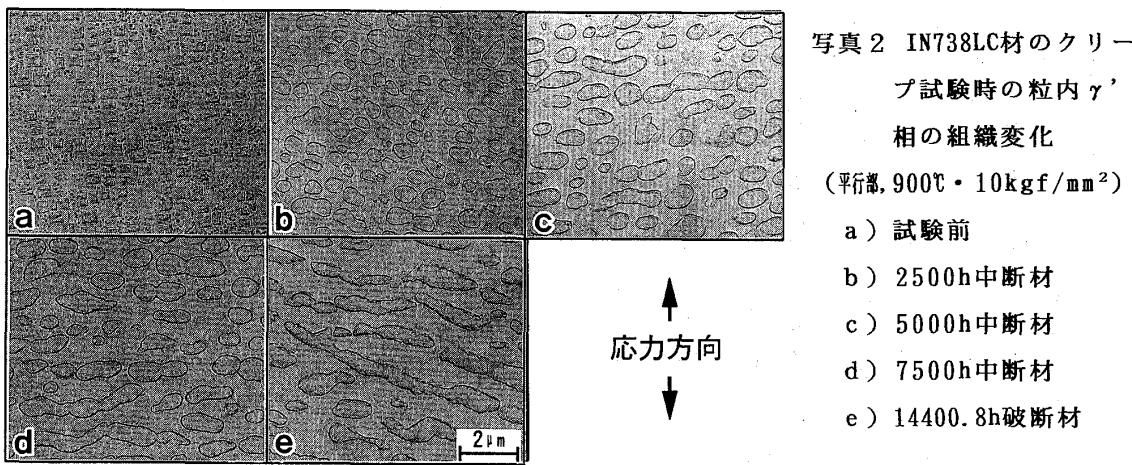


写真2 IN738LC材のクリープ試験時の粒内 γ' 相の組織変化
(平行部, 900°C・10kgf/mm²)

- a) 試験前
- b) 2500h中断材
- c) 5000h中断材
- d) 7500h中断材
- e) 14440.8h破断材

3. 热伝達解析

1) 翼面热伝達率

翼面の热伝達率を求めるための计算は境界層の積分法及びレイノルズ平均NS方程式(RANS)による。積分法の计算は、解析コードの乱流遷移判定に基づく場合(解析1)と境界層全域を乱流とする場合(解析2)の2ケースを行う。RANSの解析コードはSTAN5をベースコードとして、これに2方程式乱流モデルを組み込んだものであり⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、これによる计算(解析3)の計3ケースを行う。翼周り速度分布は、動翼出入口の计算条件を与えて、2次元非粘性解析コードを使用して计算する。各翼断面のメッシュ分割数は1642ヶである。

動翼出口の相対速度と動粘性係数及び翼の代表コード長で定義されるRe数はスパン方向で多少異なり、1.08~1.23×10⁶の範囲にある。

翼面热伝達率の计算結果を代表的な3%, 49%, 96%スパンの三ヶ所について図6に示す。Nu数は热伝達率と翼の代表コード長及び動翼入口主流ガスの热伝導率によって定義される。前縁部の热伝達率は両解析コード共、円柱として取り扱われており、この値は主流乱れを考慮して、乱れが0%の場合に比べて、スパン方向で多少異なるが、ほぼ1.4倍高い値となつた。

背側では、(解析1)の乱流遷移は翼コードの20~30%で起こり、チップに近いスパンでのみ30~50%である。乱流遷移以降の热伝達率は(解析2)とほぼ同じ値を取る。(解析3)の乱流遷移は翼コードの20~40%で起こり、ルートに近いスパンでのみ10%近傍で起こっている。これら遷移点は(解析1)と多少異なるが、層流及び乱流境界層での热伝達率はほぼ同一レベルの値を示している。

一方、腹側では、(解析1)の乱流遷移は全スパンで翼コードの10~25%で起っている。热伝達は(解析2)と比べると、翼コード中央まではほぼ同一レベルであるが、それ以降の

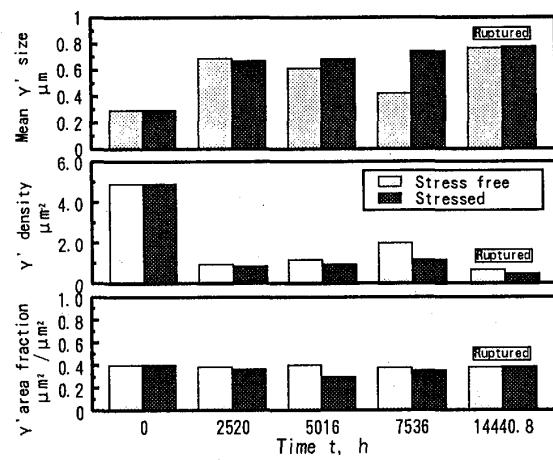


図5 IN738LC材の900°C・10kgf/mm²クリープ試験下における γ' 相組織変化的画像処理解析結果

後縁にかけては、(解析2)の方が大きな値を取る。(解析3)の乱流遷移は翼コードの5～15%で起り、(解析1)に比べて遷移は多少早く起っている。(解析3)の熱伝達率は遷移以降、翼コード中央までは(解析1)よりも大きな値を取るが、それ以降後縁にかけては小さくなってくる。

エンドウォールについては、動翼入口のロータ側からシール空気がエンドウォールの面に沿って主流側に流れるので、これを膜冷却として取り扱う。その他動翼植込部端面の熱伝達率は回転円盤として、空気雰囲気の条件で求める。

2) 冷却側の熱伝達率

冷却は多孔方式なので、熱伝達率は円管乱流の式としてColburnの式によって求める。但し、回転場の影響を考慮する。冷却空気側の計算は予め、動翼植込部の冷却空気通路部入口の全温、全圧及び出口の静圧の条件から、ガス側からの熱流束とポンピング作用を考慮した冷却空気の流量と冷却通路部を通る間の温度上昇を同時に求めることができる1次元の解析コードを使用する。冷却空気は温度上昇によって流速が増加するので、半径方向に沿って熱伝達率は増加する。回転場における熱伝達はRe数とPr

数の他にロスビー数Roとグラッシュフ数Grの影響を受けており、サーベンタイヤや直管の冷却構造を有する回転試験装置で熱伝達の特性が調べられている^{(11)～(16)}。冷却空気が翼のルート側からチップ方向に流れる場合には、冷却面の熱伝達率は回転方向との位置関係によって異なり、熱伝達率は回転方向と同じ方向の面で最も小さく、その逆の面で最も高くなる。そして、その両サイドはこれらの中間の値を取る。タービン翼の作動条件からRo数及びGr数を求め、回転場での熱伝達率を非回転の直管の熱伝達率と比較すると、文献によって多少異なるが、ほぼ1.0～1.3倍の値が得られ、ここでは、1.2倍の値を採用する。冷却側の熱伝達率の増加に伴い、熱流束も増加するので、冷却空気の温度上昇が早くから始まり、冷却空気流量は非回転に比べて減少するが、翼表面のメタル温度はルートからスパン中央にかけては約11℃程度低下し、チップ側では約5℃程度の低下と回転場の影響は余りない。

以上、直管の熱伝達率を求める式は精度が高く、又、メタル温度に対する回転場の影響も小さいことが分かった。従って、冷却空気側の条件設定の精度は高いので、これで翼面の熱伝達特性評価の条件が整うことになる。

4. 温度解析及び結果

翼メタル温度解析は上記翼面熱伝達率の3ケースの計算結果とこれに対応した冷却側の熱伝

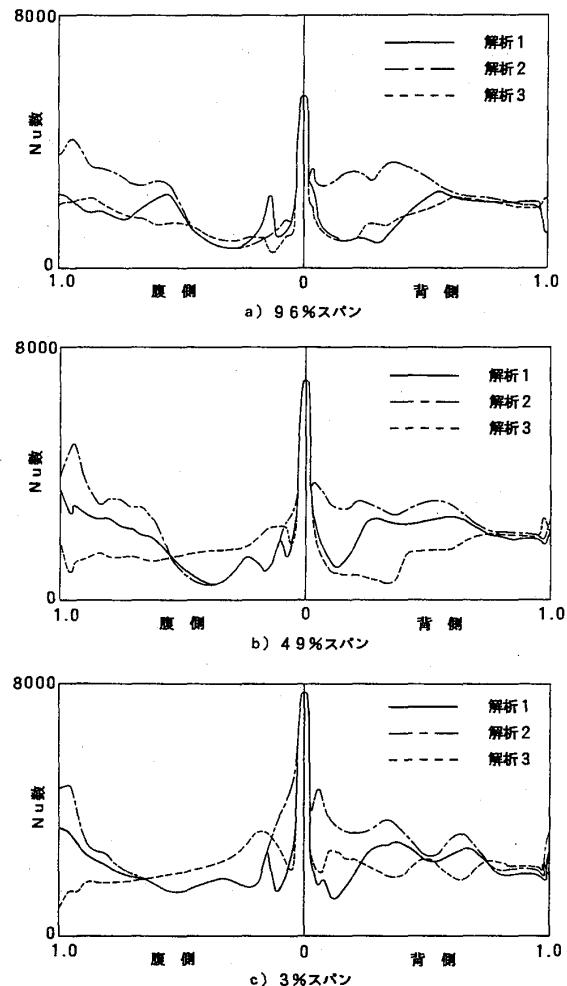


図6 翼面熱伝達率分布

達率及び冷却空気温度を使用して行う。更に、計算に必要な主流ガス温度分布については、高温タービンのガス温度計測結果等を参考にして設定する⁽¹⁷⁾。温度解析は汎用の有限要素法解析コードを使用し、3次元定常解析を行った。要素分割数は1450、節点数は2254である。

約21000hの運転に供せられたタービン初段動翼の99, 59, 19%スパンでの材料の組織変化から求めた翼表面のメタル温度の計測値と温度解析によって求めた計算の結果を図7に示す。又、エンドウォールの翼間中央部の入口から出口にかけての表面温度の計測値と計算結果を図8に示す。計測値の標準偏差は13.5℃である。

a) 99%スパン

3ケースの計算結果において、前縁部はほぼ同じ値であり、計測値が計算値よりもやや高い。背側においては、前縁側で（解析1, 3）が（解析2）に比べて低く、翼中央から出口側にかけては3者ほぼ同じ値となる。計測値は前縁近傍を除き、計算値とほぼ一致している。腹側では3ケースの計算値がほぼ同じ値であるが、計算値は全体的に計測値に比べて低い値を示している。

b) 59%スパン

このスパンにおいても、前縁部の計算結果は計測値とよく一致している。背側では、（解析3）は（解析1, 2）に比べて後縁部を除いて低いレベルにあるが、（解析2）は計測値と比較して前縁近傍で多少低いが、その他の領域ではほぼよい一致が見られる。腹側については、（解析3）は（解析1, 2）に比べて中央部で多少低い値を取る。計算値は翼周り全体で計測値に比べて低いレベルにある。

c) 19%スパン

このスパンの前縁部の計算値は計測値に比べて高い値であり、又、背側でも、計算値の方が高く、計測値は後縁に行くに従って低い値を示すようになり、上記のスパンと傾向が異なっており、特に、後縁部で計算値との開きが大きくなる。腹側においては、計測値は背側と逆の傾向になり、前縁近傍で急激に下がり、計算値と開きがあるが、後縁にかけて上昇して、翼中央

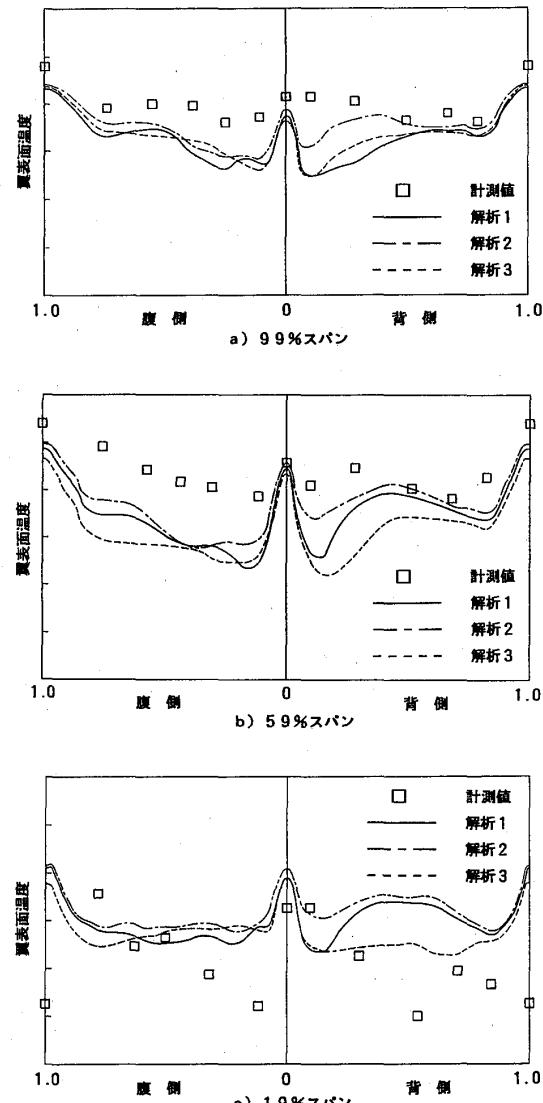


図7 翼表面温度分布

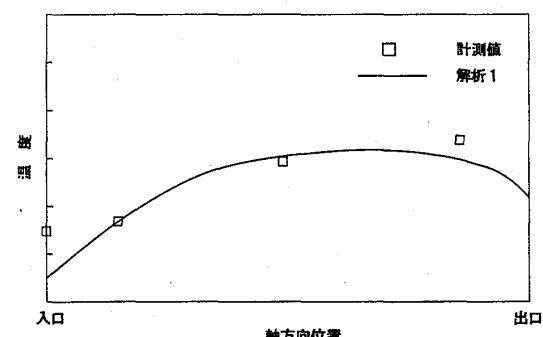


図8 エンドウォール表面温度分布

部から後縁にかけて計算値と一致してくる。

d) エンドウォール

計算値は（解析1）の結果を示しているが、他の2ケースも殆ど同じ計算結果であり、計測値とほぼ一致している。計算値が入口から出口にかけて温度上昇して出口側で低下しているが、これは動翼端面がシール空気によって冷却されている条件によるものである。

5. 考察

メタル温度の計算結果は図6に示す翼面の熱伝達率に依存しており、前縁部の計算値と計測値の一致の程度から、主流乱れ強さによる熱伝達率の促進の割合が妥当であることが分かる。スパン中央からチップにかけては、まず、背側については、境界層が全乱流とした（解析2）の結果が計測値とほぼ一致しており、乱流遷移は初期段階で起こっていることが予想される。しかしながら、前縁近傍での計測値は前縁と同じ程度の高い温度を示しており、計算値はこれに比べて低い値となっている。腹側では、全域で計算値が計測値よりも低い結果を示していることから、これらの領域では熱伝達率に何らかの促進作用があることが推測される。ここで使用した解析コードは、主流乱れ強さの影響を考慮しているが、これは前縁部の熱伝達率及び乱流遷移に対してであり、特に、タービン動翼は静翼の後流による規則的な乱れを受け、上記の不規則な主流乱れと区別して、この後流の乱れの効果を考慮する必要がある。最近、タービン回転試験による静翼後流の乱れの熱伝達率への影響について研究が行われており、その促進効果が明らかにされつつある。又、このコードでは表面粗度の影響は考慮されていないが、表面粗度で定義される特性値に対して臨界値を越えると、熱伝達率が大幅に増加することが報告されており⁽³⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾、使用前に表面粗度が管理されていても、長期使用での粗度の増加も考慮する必要がある。更に、チップ近傍については、背腹側共チップリーグ流れの影響も考慮しておかなければならない。

一方、ルートに近いスパンでの計測値は、背側では前縁から後縁にかけてメタル温度は下がり、腹側では逆に温度が上がっていくことが示された。この現象は次のように推定できる。翼間における二次流れで、エンドウォールに沿う流れは腹側から背側に偏ることが認められている^{(20)~(22)}。ガス温度の半径方向分布はスパン中央で高く、チップとルート側で低く、且つ、エンドウォールには動翼入口側からシール空気が流れ込むので、ルートに近い背側は温度の低いガスが覆うことになり、他方、腹側では温度の高いガスがルート側に降下して来る。従って、この領域では上記の熱伝達率への影響の他に、翼面に沿う主流ガス温度分布の変化の影響についても考慮しておく必要がある。

6. 結言

材料の時効によって結晶粒内に析出した γ' 相の平均粒径の変化を利用して、運転に供されたタービン動翼のメタル温度推定を行い、翼面上の熱伝達特性の解析を行った結果、次に示す知見を得た。

- (1) 時効による γ' 相の平均粒径の変化は時間の1/3乗則に従うオストワルド成長を示し、材料の使用温度推定が可能である。又、この粒径の変化は応力の影響を受けないことが認められた。
- (2) 前縁部の計算値と計測値とはよく一致しており、主流乱れ強さによる熱伝達率促進の推

定が妥当である。

- (3) スパン中央からチップにかけて、背側及び腹側の熱伝達率は全域乱流として取り扱うことができ、更に、この熱伝達率に対し、背側では特に前縁近傍で、腹側は全域で熱伝達率の促進作用に対する配慮が必要がある。
- (4) ルートに近いスパンのメタル温度は、二次流れに伴う翼面に沿うガス温度分布の変化の影響を考慮する必要がある。
- (5) エンドウォールのメタル温度の計算値は計測値とほぼ一致していることを確認した。

参考文献

- (1) R. J. Boyle, ASME Paper 90-GT-42, 1990.
- (2) 福山, D. Biswas, 日本ガスタービン学会誌, 20-78, p25~31, 1992.
- (3) M. F. Blair, ASME Paper 92-GT-195.
- (4) M. G. Dunn, J. Kim, K. C. Civinskas, R. J. Boyle, ASME Paper 92-GT-194, 1992.
- (5) R. S. Abhari, G. R. Guenette, A. H. Epstein, M. B. Giles, ASME Paper 91-GT-268, 1991.
- (6) K. Dullenkopf, R. E. Mayle, ASME Paper 92-GT-377, 1992.
- (7) I. M. Lifshitz, V. V. Slyozov: J. Phys. Chem. Solids, 19, p35, 1961.
- (8) C. Wagner: Z. Electrochem., 65, p581, 1961.
- (9) D. Biswas, 福山, 荒木, 日本ガスタービン学会誌, 20-77, p68~75, 1992.
- (10) D. Biswas, 福山, 荒木, 日本ガスタービン学会誌, 20-78, p25~31, 1992.
- (11) 日本機械学会編, 伝熱工学資料, p240~243, 1986.
- (12) W. D. Morris, R. Salemi, ASME Paper 91-GT-17, 1991.
- (13) J. C. Han, Y. M. Zhang, C. P. Lee, ASME Paper 92-GT-188, 1992.
- (14) H. A. Ei-Husayni, M. E. Taslim, D. M. Kercher, ASME Paper 92-GT-189, 1992.
- (15) S. Mochizuki, J. Takamura, S. Yamawaki, Wen-Jei Yang, ASME Paper 92-GT-190, 1992.
- (16) B. V. Johnson, J. H. Wagner, G. D. Steuber, Y. C. Yeh, ASME Paper 92-GT-191, 1992.
- (17) 土方, 岡村, 福田, 伊藤, ガスタービン秋季講演会, p185~192, 1990.
- (18) M. H. Hosni, H. W. Coleman, R. P. Taylor, ASME Paper 90-GT-53, 1990.
- (19) R. P. Taylor, J. K. Taylor, M. H. Hosni, H. W. Coleman, ASME Paper 91-GT-266, 1991.
- (20) A. Yamamoto, ASME Paper 88-GT-235, 1988.
- (21) M. T. Boyle, M. Simonds, K. Poon, Trans. ASME, J. of Turbomachinery, Vol. 111, Oct., p530~53, 1989.
- (22) P. H. Chen, R. J. Goldstein, ASME Paper 91-GT-35, 1991.

A-12 1600°C級航空エンジン用 冷却タービン翼の研究

* 山脇 栄道

(石川島播磨重工業(株))

真家 孝

(")

1. はじめに

航空エンジンにおいて1400°C～1500°Cに達しているタービン入口温度は、今後も着実に上昇していくと考えられ、それに対処するために材料の進歩とともに冷却性能の一層の向上が求められている。

平成元年より通産省大型プロジェクトとして、「超音速輸送機用推進システムの研究開発」が行われており⁽¹⁾、その中で考えられているターボジェットエンジン部は表1に示されるような仕様を目標としており、タービン入口温度は1700°Cを目指している。その第1段階としてタービン入口温度1600°Cの試作エンジンを目標として研究開発が進められてきた。いずれにしても図1に示すように現状のタービン入口温度から飛躍的な冷却性能の向上が必要となる。⁽²⁾

さて、1600°C級タービンに対する冷却としては、インピングメント冷却および乱流促進体を設けたサーペンタイン通路等を用いた対流冷却とフィルム冷却のこれまで培ってきた冷却技術をベースとして目標を満たすような冷却構造を検討するが、従来に比べて必要最小限の冷却空気量の増加にとどめることが求められる。そのためには、翼温度分布の均一化を計り、これまでにも増して無駄なく冷却空気を使う必要がある。したがって冷却設計における翼温度の予測精度の向上が必要となり、特に実機運転状態における予測精度の向上が重要である。近年この観点からの研究が進んでおり、ここでは、冷却性能試験だけでは得られない実機条件下の影響因子について説明し、検討した結果について報告する。

2. 冷却設計

冷却設計条件を表2に示す。1600°C級タービンの最高ガス温度は静翼で1890°C、動翼で1470°Cとなり、冷却効率 η ($= (T_g - T_w) / (T_g - T_c)$)、 T_g : ガス温度、 T_w : 翼表面温度、 T_c : 冷

表1 エンジン仕様

高性能ターボジェット	
作動マッハ数	0～3
タービン入口温度	1700°Cレベル
燃料消費率(MACH 3)	約1.5 kg/hr/kgf

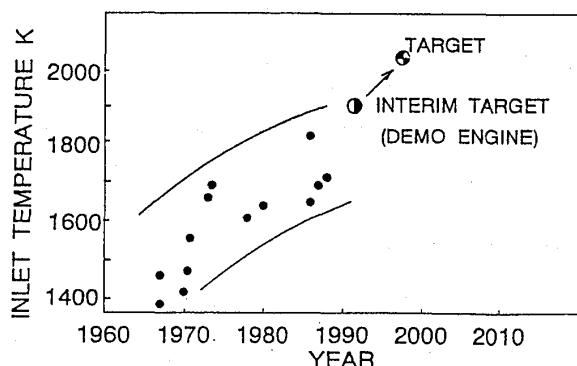


図1 タービン入口温度の推移

T_c : 冷却空気温度) にすると静翼で 0.66、動翼で 0.62 と非常に高い。これらの冷却効率を達成するために許される冷却空気量は限られており、フィルム冷却の大幅適用、ディフュージョンシェイプトフィルム冷却孔の採用、インピングジ冷却孔配置の最適化、乱流促進体の適正な配置、サーベンタイン流路の流量配分の適正化を計る。

設計された冷却構造の概略を図 2、3 に示す。これは次に述べる冷却性能試験用の 2 次元モデルの場合である。

表 2 冷却設計条件

	静翼	動翼
主流ガス平均全温 (°C)	1630	1380
最高温度 (°C)	1890	1470
冷却空気温度 (°C)	610	610
流量 (%)	7.5	5.5

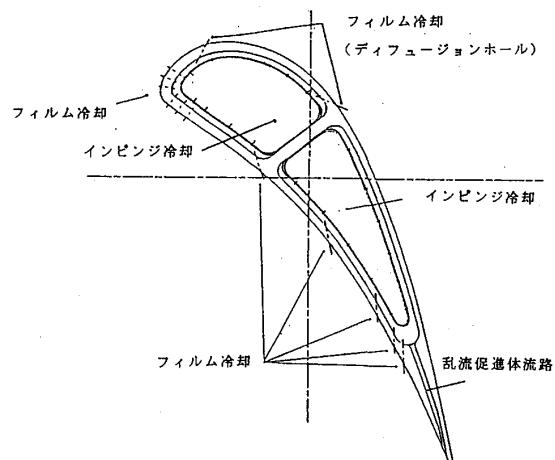


図 2 静翼冷却構造

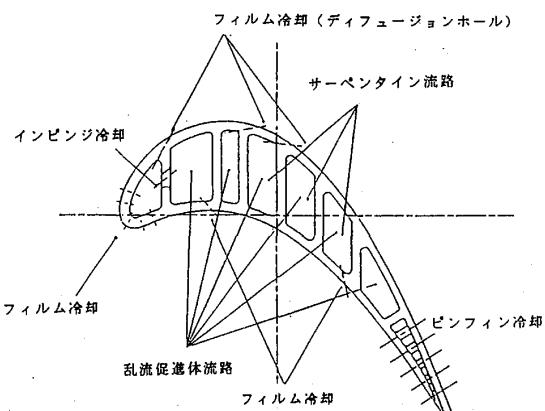
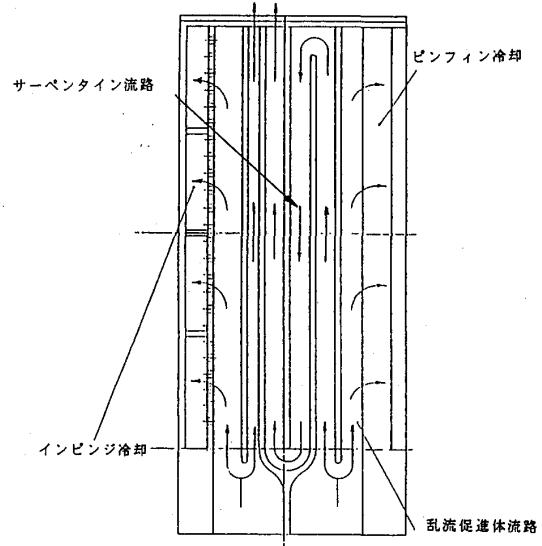


図 3 動翼冷却構造



3. 冷却性能試験

設計された冷却翼の 2 倍の拡大モデルを用いて、二次元翼列試験を実施した。本試験によって設計計算の確認を行うことを目的としている。主な試験条件を表 3 に示す。試験は、実機に比べ低い温度 (400~500°C)・圧力 (0.02~0.03 MPa,g) で行うが、拡大モデルを用いることでレイノルズ数は実機と近いレベルに設定できる。また、ガス温度を低くすることで計測の不確かさを小さくでき、設計計算の確認としては十分な試験条件を確保できている。供試体の全体図を図 4、5 に示す。

冷却性能試験の結果、図6に示すような平均冷却効率が得られた。平均的には要求される冷却性能を十分に満足できていることが分かる。次に、翼まわりの冷却効率分布を図7、8に示す。冷却空気量は設計値に合った場合のみを代表して示す。静翼は翼背側後縁付近を除き比較的高い冷却効率が平坦に分布している。動翼は前縁部で冷却効率が低くなっているが、翼背側では高い値を示している。図7、8には、試験条件に合わせた設計予測計算も併せて示してある。解析は比較的粗いメッシュで計算されており、分布が大きく異なる傾向があるが全般的に良い一致を見せている。

本ターピン動・静翼を、実エンジンに適用するためには、さらに冷却性能試験では加味されていない実機環境下で新たに加わる影響因子について、検討を加える必要がある。以下では、それらの影響因子について述べる。

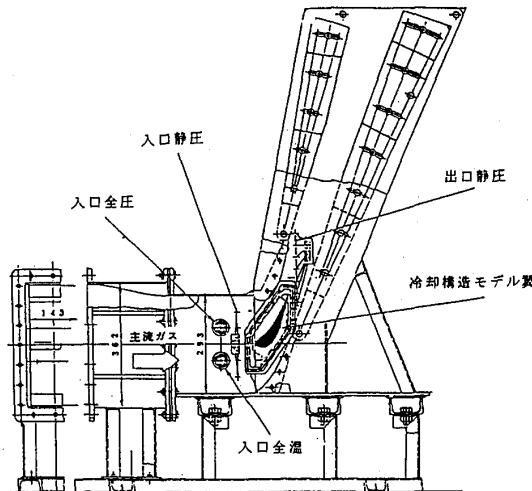


図4 静翼冷却性能試験供試体全体図

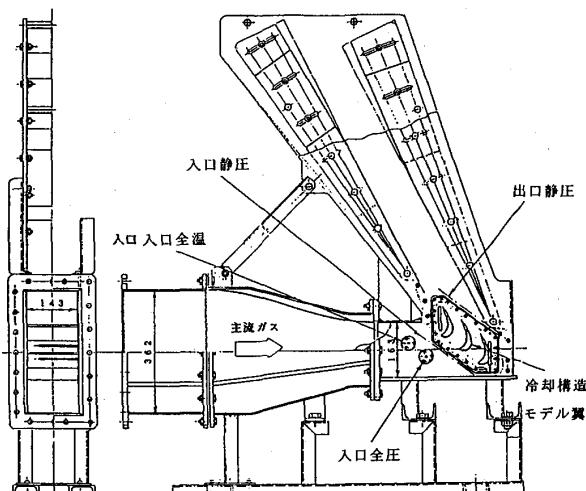


図5 動翼冷却性能試験供試体全体図

表3 冷却性能試験条件

	静翼	動翼
主流ガス温度 (°C)	500	485
翼列出口マッハ数	0.83	0.89
冷却空気量 (%)	6.2 ~ 7.9	4.2 ~ 8.6
レイノルズ数 (10^5) (実機)	9.7 (8.3)	4.9 (3.0)

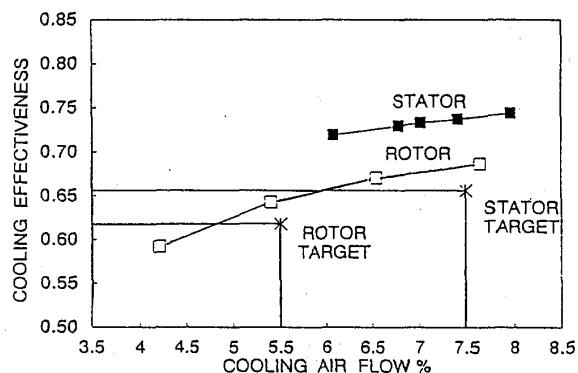


図6 平均冷却効率

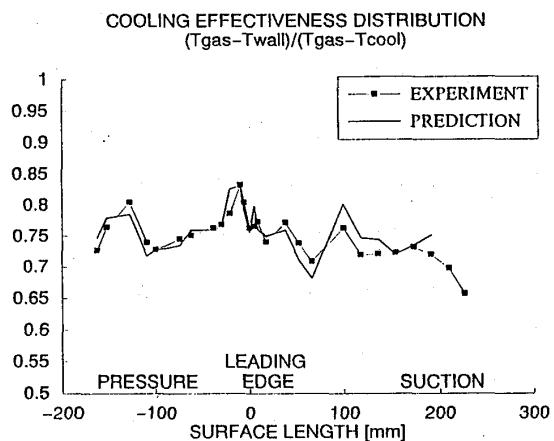


図 7 静翼冷却効率分布

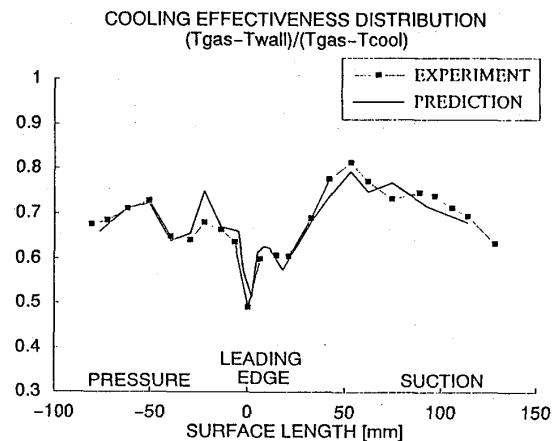


図 8 動翼冷却効率分布

(1) 主流乱れの影響

燃焼器直後に位置する高圧タービン静翼には、燃焼器での希釈空気の流れ込み等により非常に乱れた流れが流入しており、乱れ強さで 10 % ~ 20 % の主流乱れがあると言われている。そのため静翼表面の熱伝達率は、主流乱れが小さい場合に比べ大きく増大する。主流乱れの熱伝達率に対する影響については 古くから研究が行われてきたが、P. Maciejewski & R. Moffat⁽³⁾ は、フリージェット中の境界層あるいはステップ流などいろいろな種類の主流乱れが大きな境界層について、最大乱れ強さ (u'_{\max}/U) に基づくスタントン数を適用して、主流乱れによる熱伝達の増加を整理し、その予測を可能にした。

また、主流乱れのフィルム冷却に与える影響についても検討が必要で、最近研究も進められている。⁽⁴⁾

(2) 放射の影響

また、ガス温度の増加とともに燃焼室から高圧タービン第1段静翼への放射伝熱量が多くなり、次第に無視し得ない値となる。タービン入口温度が 1400 °C を越えると、輻射伝熱量は対流の伝熱量の 10 % 程度となると言われている。これは近年、3次元放射伝熱解析の研究が進み、モンテカルロ法を用いて放射伝熱量を求めることが可能になってきたことによるものであり、⁽⁵⁾ この種の解析を駆使した放射伝熱量の精度良い見積もりが必要である。特に、サーマルバリアコーティング等により表面放射率の違いを含めた3次元形態による解析が重要である。

(3) 表面粗さの影響

通常タービン翼の表面は、流体力学的に十分なめらかに製作することが可能である。したがって、製作直後は考慮する必要がないが、実機のタービン翼は高温の過酷な環境下にあり、エンジン運転中に次第に表面が劣化し、粗さが増大する。定められた運転時間の最終段階においてもメタル温度を許容温度に維持しなければならないことは言うまでもない。したがって、劣化後の表面粗さを想定した翼温度予測が必要となる。表面粗さの熱伝達に

対する影響については、既に古典的なものと考えられるが、問題は、実際の荒れた表面の等価粗さをどう定めるかと言う点であり、その観点からの研究も進められている。⁽⁶⁾

(4) 静翼ウエイクの影響

図9に示すように静翼ウエイクによる周期的な乱れが動翼翼面上を通過するため、動翼表面熱伝達率は影響を受ける。これを主流乱れの平均的な増加と置き換えその影響を考慮する方法もあるが、船崎ら⁽⁷⁾は周期的なウエイクが通過する平板境界層の研究を進め、図10に示すように乱流遷移に対するウエイクの影響の予測が可能となった。これはウエイクによる強制遷移中の間欠度をウエイク周期等によってモデル化したもので熱伝達率分布の計測のみならず、乱れ強さの時間的分布の計測結果も取り

込んでモデル定数の決定を行っており、その予測手段としては比較的簡単であるにもかかわらず、良い精度で強制遷移中の熱伝達率分布を予測することができる。このウエイクの影響は翼背側のみに現れ、翼腹側は前縁近傍の翼面速度の減速により乱流に遷移するのでウエイクの影響は現れないと考えられる。

また、主流乱れと同様に静翼ウエイクも主流乱れが高いことには違いはなく、さらにそれが周期的になることから、動翼フィルム冷却に対する影響も大きいと考えられ、熱伝達と同様、フィルム冷却に関する静翼ウエイクの影響を予測する必要がある。

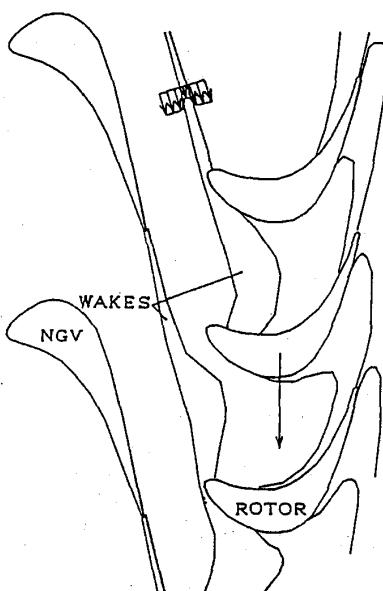


図9 ウエイクの影響（模式図）

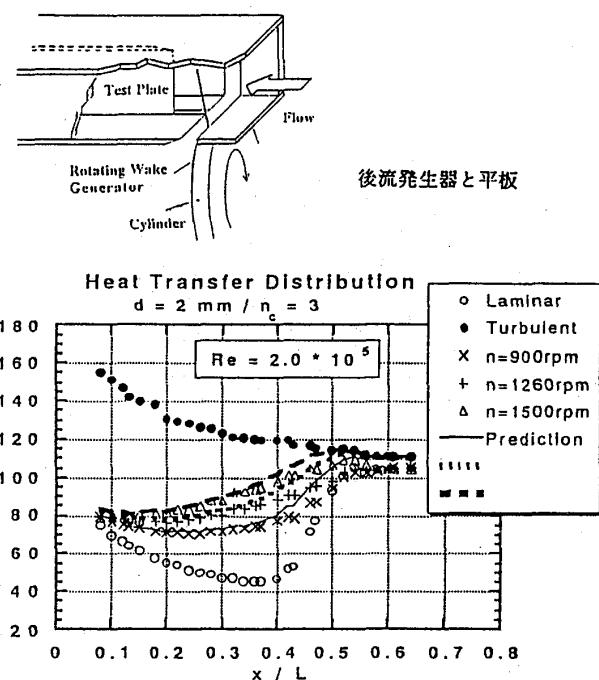


図10 平板境界層に対するウエイクの影響

(5) 回転の影響⁽⁸⁾

動翼にはさらに、冷却側熱伝達に対する回転の影響を実機では考慮しなければならない。回転する動翼のサーペンタイン流路を流れる冷却空気には厳しい熱負荷と大きな遠心力が作用している。そこには図11に示すような翼の回転にともなうコリオリ力の作用による2次流れと強い遠心加速度場の中での冷却空気の密度差による大きな浮力の複合した影響が加わり、流路の場所によって熱伝達率が変化する。望月ら⁽⁹⁾はサーペンタイン通路モデルを使った熱伝達率分布の計測を行っている。その結果図12に示すように半径方向外向きに流れる場合は翼腹側に相当するTrailing Surface、内向きの流れでは翼背側に相当するLeading Surfaceの熱伝達が上昇する様子が計測されている。この影響を取り込むために浮力パラメータとして G_r / Re^2 (G_r : グラスホフ数、 Re : レイノルズ数) に対する静止時のヌセルト数比を整理したものを図13に示す。まだ、データのばらつきも多いが熱伝達の変化は無視しえないほど大きく、回転の影響を考慮した熱伝達率の見積もりも必要である。

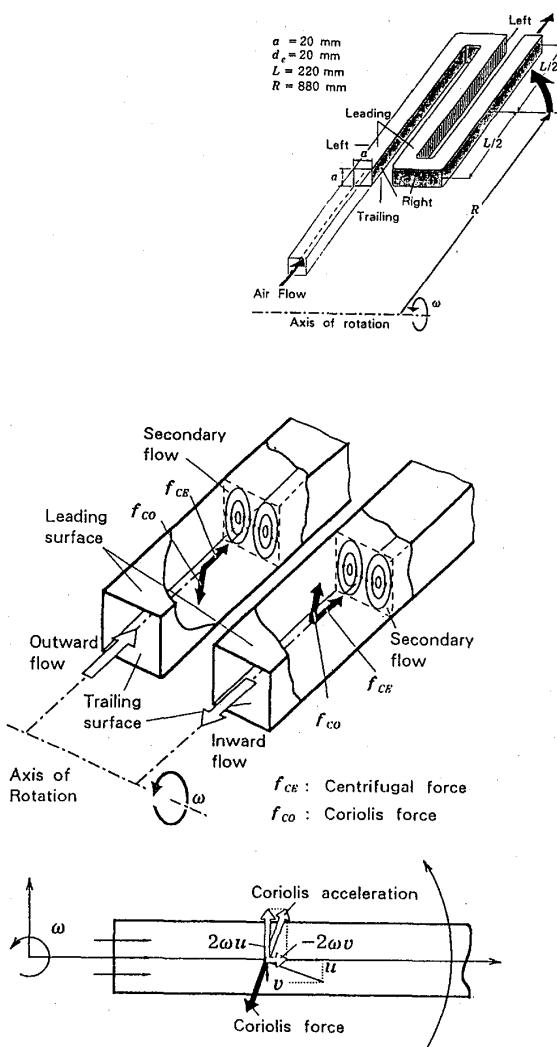


図11 回転による2次流れの模式図

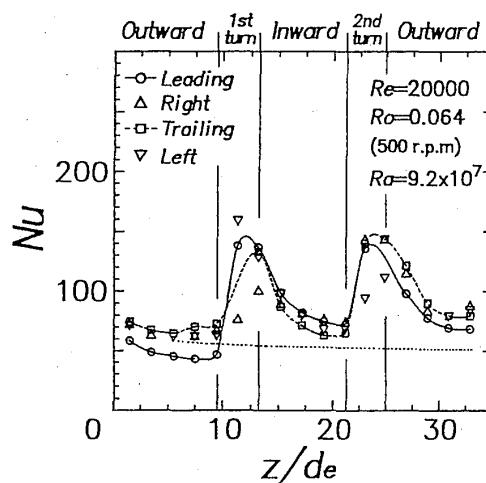


図12 回転時の冷却側ヌセルト数分布

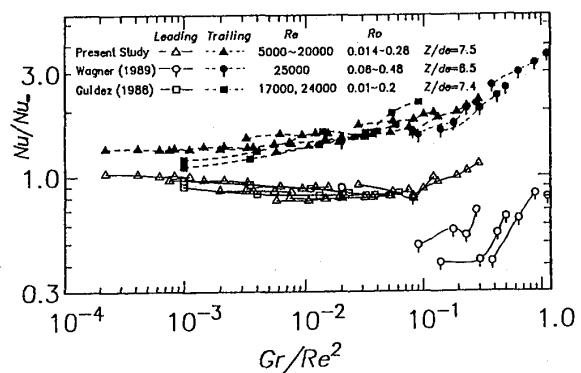


図13 浮力パラメータによる整理

4. まとめ

これらの実機環境下での影響因子について、 1600°C 級タービンに適用してその影響について計算したものを図14、15に代表例を示す。これらの影響を考慮するとメタル温度で 100°C 程度の違いが認められることが分かる。このように、タービン入口温度の上昇に伴い、これらの影響因子に関する研究が重要であることがわかる。

さらに、ここで示した以外にもまだ、実機環境下での性能などを予測計算に取り込む必要があり、今後の研究が望まれる。最後に、 1600°C 級タービンとして試作エンジンに組み込む翼の冷却構造を図16に示す。今後、試作エンジンに組み込まれ、実機での冷却性能が評価できる予定である。

5. 最後に

本研究は通商産業省工業技術院大型プロジェクト制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として、新エネルギー産業技術総合開発機構（NEDO）から委託を受けて実施したものである。また、研究成果を引用させて頂いた関係各位に深く感謝の意を表する。

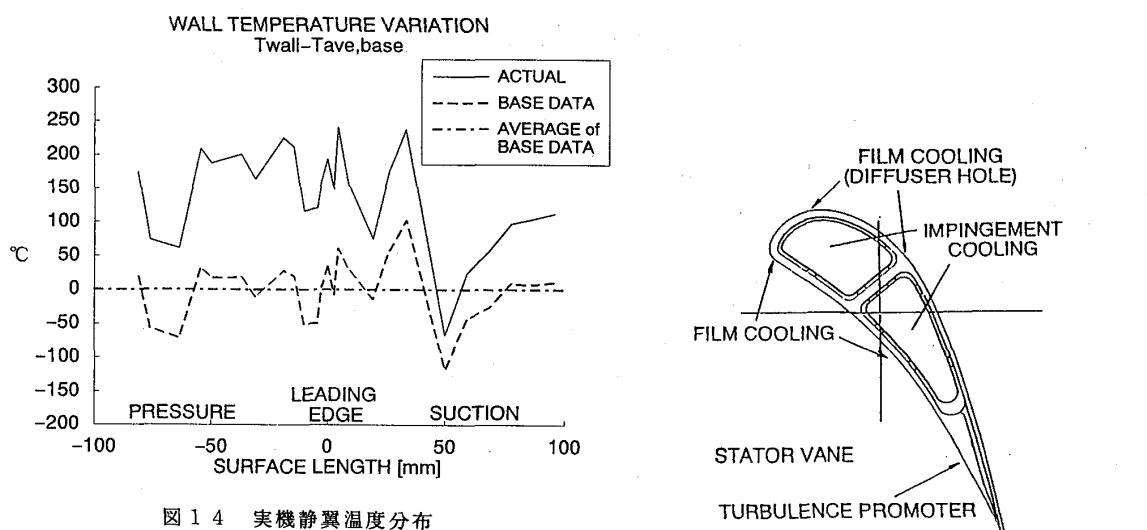


図14 実機静翼温度分布

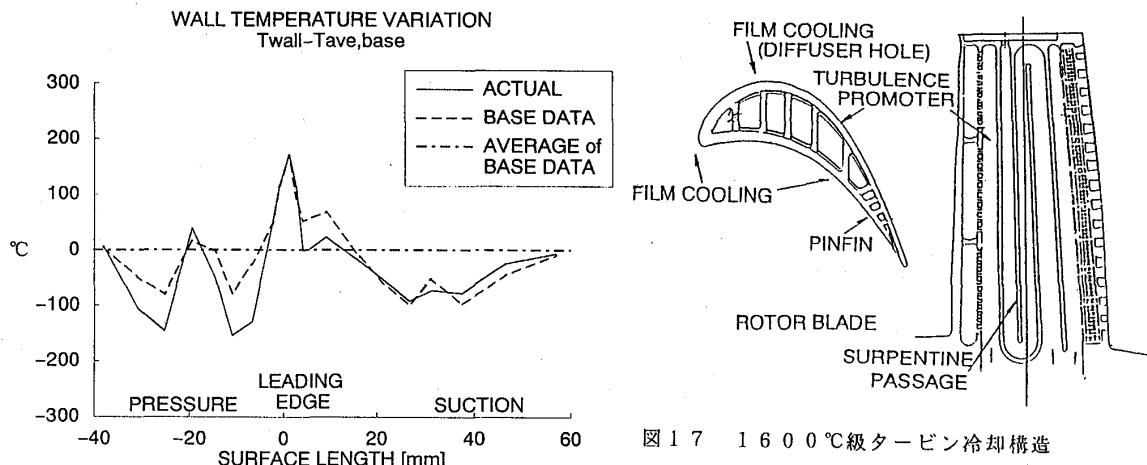


図15 実機動翼温度分布

参考文献

- (1)市丸・黒沢、ガスタービン学会誌、VOL.20, NO.80, P.4(1992 JUNE)
- (2)玉木、ガスタービン学会誌、VOL.20, NO.80, P.18(1992 JUNE)
- (3)P. Maciejewski & R. Moffat, Stanford Mechanical Engineering Thermosciences Division Report:HMT-42(1989)
- (4)S. Ou & J. Han, ASME Paper 92-GT-254(1992)
- (5)M. Obata, 他 4 名、Proceeding of the Sixth International Conference on Numerical Method in Thermal Problems(1989)
- (6)M. Hosni, 他 2 名、ASME Paper 90-GT-53
- (7)船崎 他 2 名、ガスタービン学会誌、VOL.20, NO.80, P.77(1992 MARCH)
- (8)山脇・望月、ガスタービン学会誌、VOL.20, NO.80, P.34(1992 MARCH)
- (9)S. Mochizuki, 他 3 名、ASME Paper 92-GT-190(1992)

「特別公演」自動車用ガスタービンの最近の動向

石渡 正治
(J A R I)

1.はじめに

温室効果ガスによる地球温暖化、酸性雨による森林破壊、エネルギー資源の大量消費による環境汚染、化石燃料の枯渇など車社会をとりまく環境は極めて厳しいものがある。

次期自動車用エンジンの有力候補としてガスタービンがとりあげられ開発が進められてきた。

車をとりまく環境が厳しくなった今日耐熱構造材としてのセラミック材料技術の進歩から再びガスタービンが注目されている。

わが国の通産省は、その開発の必要性から、平成2年より、(財)石油産業活性化センターの補助事業として自動車用セラミックガスタービンの開発プロジェクトをスタートさせた。

この事業には、トヨタ自動車、日産自動車、三菱自動車工業、豊田中央研究所の協力を得て、(財)日本自動車研究所が参加している。

2.自動車用エンジン

自動車は道路条件、交通状況、ドライバーによって車の運転の仕方は様々に変わる。停止状態から発進、加速、減速、定速走行をくり返し、エンジンの負荷は常に変動する。

従って自動車用エンジンは無負荷の状態から最高出力までの運転範囲で良好な動力性能が發揮され、排気が清浄で、燃料経済性、静粛性、快適性に優れるほか、車への搭載から軽量、小型でなければならない。

自動車用ガスタービンの要素ごとの開発課題を表1にまとめて示す。

このプロジェクトのねらいと目標は、燃料多様化への対応、環境保全への対応と熱効率を向上させて、燃費向上への要求を満足させる自動車用セラミックガスタービンを開発し、実験によってそのポテンシャルを実証することである。表2に最終達成目標を示す。

3.エンジン諸元とエンジンの構造

エンジン形式として、構造簡単で、部品点数の少ない1軸式を選定した。

タービン入口ガス温度は、1350°C、圧力比は5、定格回転数は毎分110,000rpmとした。表3にエンジン諸元を示す。

このプロジェクトは平成2年にスタートし、平成8年までの7年間が予定されている。前半は要素開発を中心とし、後半はエンジンを完成させ、性能目標を達成させる計画で取り組まれている。

図1に開発対象エンジンの模型、図2に断面図を示す。

(1)圧縮機

上流にラジアル式可変入口案内翼（V I G V）を備え、外径104mm、翼枚数20、バックワード角40°とした。

単体性能評価試験の結果、最高断熱効率は目標値81%に対して79%を達成し、引続き効率向上と作動範囲の拡大を目指して改良設計が行われている。

(2)タービン

セラミックロータと同一形状の金属製ロータによる性能試験を行った。

最高効率は、86%が得られ引続き最終目標87.5%を達成すべく改良設計が行われている。

またセラミックロータを試作しコールドスピントスト、ホットスピントスト(1200°C)が開始された。

まだ、データ数は少ないが、コールドスピントストの平均破壊回転数は、大略120,000rpm、ホットスピントストの平均破壊回転数は、大略119,000rpmであった。

なお、ホットスピントストでの最高破壊回転数は、124,000rpm(周速825m/S)を記録した。

(3)熱交換器

熱交換器の断面図を図3に示す。熱交換器シール部からの空気やガス洩れを完全に防ぐことは困難だが、空気洩れは、直接損失に関係する。従って、洩れを防ぐにはどのようにするか、シール方式の選択、シール構造の設計、材料の選定が重要となる。

熱交換器シール部の熱変形を最少にするようセラミック製シールプラットホームを設けた。シールの摺動面には、NiCrのアンダコートの上にトップコート材が溶射されている。ダイヤフラム部は、前後差圧が約4Kg/cm²で、コア入口の最高温度は、1100°Cとなることから耐熱合金を用いている。

コアは、外周3点支持とし、コアの外周にリングギアを設けた外周駆動方式が採用されている。熱交換器の単体評価試験では空気洩れ、及びコア駆動損失が計画値を越

えていることから、シール部の構造、材質について改良が進められている。

(4) 燃焼器

低NO_x燃焼をねらって予蒸発予混合燃焼方式が採用された。

燃焼器の全体構造は、図4に示すように予蒸発予混合部、ライナー部、支持部、可変機構部、燃料噴射部から構成されている。

燃焼器の各部は高温となるので、燃焼噴射弁以外はセラミック材が用いられている。

燃焼器は、エンジン負荷が30%以下では予蒸発予混合燃焼を、また30%以上では主燃焼室に直接燃料を噴射し、予蒸発、予混合と拡散の混合燃焼させる構造となっている。

(5) セラミック部品

エンジン部品のうち高温度となる部品は全てセラミックを用いた。主要なセラミック部品を表4に示す。

図5にセラミック部品の一例を、また図6にセラミック部品の組立図を示す。

セラミック部品の開発は、本プロジェクトを成功させる上で最も重要な課題の一つである。金属に比べ脆い性質のセラミックをどのように使いこなすか、セラミック部品の支持や固定をどのようにするか、また部品の合わせ面からのガス洩れをどのように防ぐか、いずれもセラミック材の適合に当たって、新しい技術の開発が必要となる。

セラミックガスタービンの設計に当たっては、

- ①熱応力の発生を最少とするように、できるだけ軸対称に近い構造とし、かつ単純化した形状になるよう工夫して応力の集中をさける。
- ②部品は、できるだけ小物に分割し、組合せ構造とする。
- ③金属との結合部は、熱膨張差による応力の発生や、弛みなどに配慮した構造とする。

などが留意されている。

(6) セラミック部品及びセラミック組合せ部品の試験

① セラミック部品の試験

使用環境条件を想定した温度、圧力、負荷の下で部品単体の強度、信頼性評価試験が実施されている。また、部品にした場合の強度とテストピースの強度とで

は差があるので、部品から試験片を切り出し強度評価を行っている。

以下に主要な部品について実施された主な試験を示す。

- (イ) タービンロータ
 - ・ テストピースによる曲げ強度試験
(R/T, 1000 °C, 1200°C, 1400°C)
 - ・ 切り出し試験片による曲げ強度試験
 - ・ コールドスピンテスト
 - ・ ホットスピンテスト
- (ロ) タービンノズル
 - ・ 热衝撃試験
- (ハ) タービンシュラウド
 - ・ 単体強度試験
- (インナー、アウター)
- (二) 燃焼器
 - ・ 燃焼器構成部品の単体強度試験
 - ・ 燃焼器組立状態での熱衝撃試験
- (ホ) タービンスクロール
 - ・ 単体強度試験
- (インナー、アウター)
- (エ) ロータバックプレート・単体強度試験
- (ト) スクロールサポート
 - ・ 単体強度試験
- (インナー、アウター)

②セラミック部品の組合せ試験

単体試験が終了した部品について、部品を組合わせた場合に発生する問題点を把握し、対策することをねらって、組合せ試験が実施された。試験装置を図7に示す。

ガス温度1200°Cで連続加熱試験を実施したが部品に損傷は認められなかった。
引続き試験が実施されている。

(7)まとめ

①自動車用セラミックガスタービン開発プロジェクトは、通産省の補助のもと(財)石油産業活性化センターの事業として1990年にスタートし、7年間の計画で実施されている。

初年度には要素部品及びテストリグが設計され、現在は部品の強度評価試験、要素の単体性能評価試験が実施され、改良設計が行われている。

②セラミック部品については単体強度試験が開始され、また静止部品を組合せエンジン稼動条件下での高温加熱試験が実施されている。現在のところ特に問題は発生していない。

③タービンスクロール、タービンシュラウドなどの大型薄肉構造のセラミック部品については寸法精度の向上のため改善が行われている。

④セラミックタービンロータのコールド及びホットスピントストが開始された。テストの結果からセラミックタービンロータの実現可能性が得られた。

表 1 エンジン要素の開発目標と課題

要 素	開 発 目 標	主 要 技 術 課 題
圧縮機	・エンジンの負荷変動に柔軟に対応でき、作動範囲を広げ高効率化を図る。	①エンジンの負荷変動に対応可能な作動範囲の拡大 ②部分負荷効率の向上 ③ディフューザの小型化および高効率化
ターピン	・ターピンローターにセラミックスを適用し、高温高圧軸に耐え、かつ効力特性を改善し、ターピンの高効率化を図る。 ・ターピン入口温度 1350°C	①クリアランスの最小化 ②部分負荷効率の向上 ③ガス流れ通路形状の最適化 ④セラミックローターの強度信頼性の向上
燃焼器	・自動車の路上走行における全ての負荷条件で、排気が清浄で多種燃料適用性に優れ安定した燃焼特性を有する燃焼器を開発する。 ・乗用車の排出ガス規制値を充分満足する。	①低 NOx 燃焼技術の開発 ②定常性能の向上(ランダウング比が大きいこと) ③過渡性能の向上(圧縮の空燃比制御を図る) ④燃料供給系、燃料噴射弁の性能向上 ⑤多種燃料対応 ⑥セラミック部品の強度信頼性の向上
熱交換器	・全ゆる運転条件下でも信頼性耐久性に優れ、高い過度効率を確保する。 ・残れ空気を最小限に抑える。	①小型化とコア部の耐熱性、伝熱性の向上 ②シール部の洩れ防止機能および高温耐久性の向上 ③熱交換器駆動方式の信頼性の向上
高速軸系および減速機	・低速から高速までの広い回転範囲で安定した振動特性を有する。	①高速軸系の振動特性の向上 ②軸受損失の低減 ③高効率対応軸のおよび潤滑法の開発 ④減速機の駆動損失の低減
エンジン・制御システム	・エンジンを構成する各要素の機能を充分引き出し、エンジンの動性能、排気特性および燃費性能を最適に制御する。	①車両の要求に応じたエンジン制御システムの開発 ②小型、高応答性に優れたセンサ、アクチュエータの開発 ③アイドル燃費と加速性を両立させた制御系の設計手法の確立

表 3 各エンジン要素の形式主要諸元

要 素	形 式	主 要 諸 元	
		上	下
圧縮機	遠心単段	インペラ出口外径	95 mm
		入口可変案内翼	半径流方式
		出口流路形状	2方向スクロール式
		回転数	11万 rpm
ターピン	ラジアル単段	入口翼外径	127 mm
		入口流路形状	スクロール方式
		出口流路形状	ディフューザ方式
		回転数	11万 rpm
燃焼器	単筒型	燃焼方式	予混合子混合希薄燃焼+局部燃焼
		燃焼筒内径	100 mm 以下
		燃焼筒全長	400 mm 以下
熱交換器	回転密熱式	コア個数	2個
		コア外径	411 mm
		コア厚み	85 mm
		支持方式	外周リングギア駆動、外周支持
高速軸	カービック	受け付け方式	軸がり受け圧縮機両端支持
	カーブリント組合式	回転数	11万 rpm
減速機	2段減速式	入力軸回転数	11万 rpm
		出力軸回転数	6000 rpm
		減速比	18.3
变速機	無段变速機	入力軸回転数	6000 rpm
		出力軸回転数	ストール可能

表 2 最終達成目標

多種燃料性、排気特性に優れ、熱効率 40%以上の自動車用セラミックガスターピンを設計、試作し、台上運転にてその優れたボテンシャルを実証する。	
最大出力	100 kW
熱効率	40%以上
排気特性	ガソリン乗用車規制値以下
信頼性	10年間、10万 km 走行後、破壊確率 1/10 ⁴ 以下相当

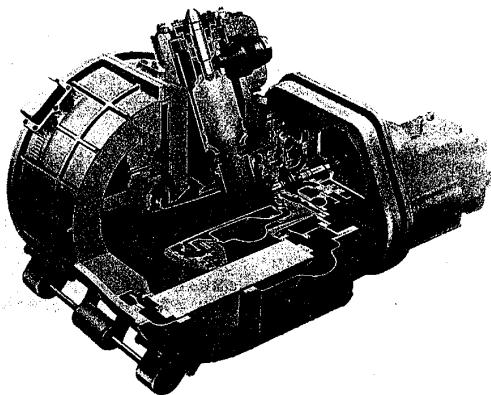


図 1 エンジン構造図

表 4 主要なセラミック部品一覧

要 素 部 品	材 料	成形法
燃焼器	スワーラ	Si ₃ N ₄ IM ^{**}
	スクロール	Si ₃ N ₄ IM
	ノズル	Si ₃ N ₄ IM
	ガバクション ローター	SIC CIP ^{**}
	ガバクション ローター	SIC CIP
	ギヤモーニング ローター	Si ₃ N ₄ SC ^{**}
	ギヤモーニング ローター	Si ₃ N ₄ CIP
	ホルダー	Si ₃ N ₄ CIP
スクロール	TFP-ATD-6	Si ₃ N ₄ SC
	TFP-ATD-6	Si ₃ N ₄ SC
シール	TFP-ATD-6	Si ₃ N ₄ CIP
熱交換器	TFP-ATD-6	SiC Si ₃ N ₄ CIP SC
	コア	MAS LAS
シェル	TFP-ATD-6	CIP
	TFP-ATD-6	CIP

*IM(IW):Injection Molded *SC(CIP):Cold Isopressed

*SC(SC):Slip Casting **(Ex.):Extrusion

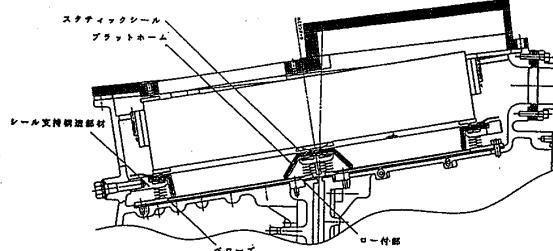


図 3 热交換器シール座の組立図

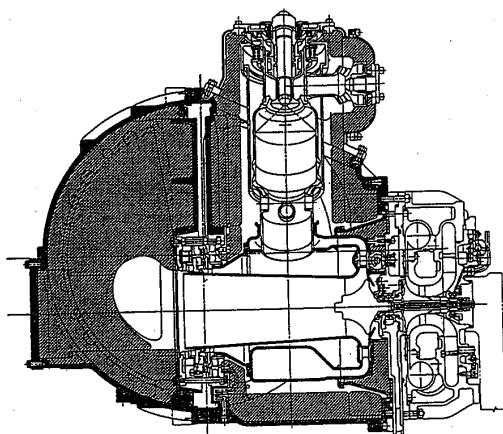


図 2 エンジン断面図

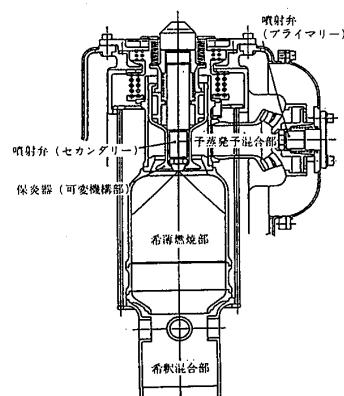


図 4 第一次設計図

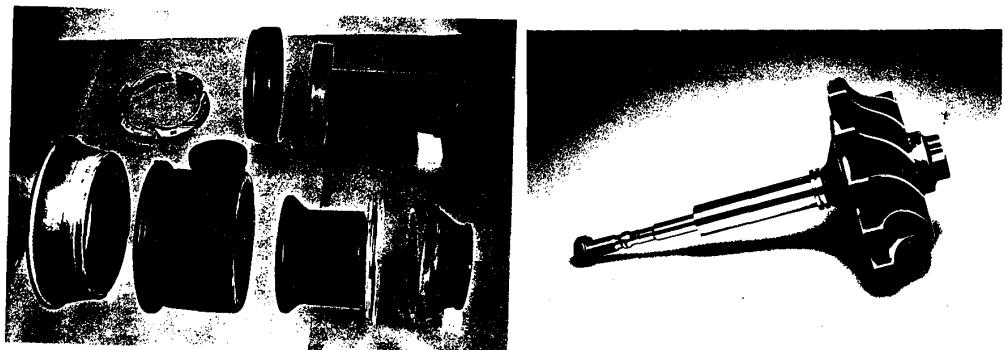


図 5 セラミック部品例

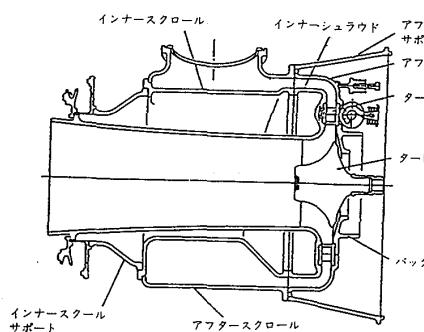


図 6 セラミック部品の第一次設計図

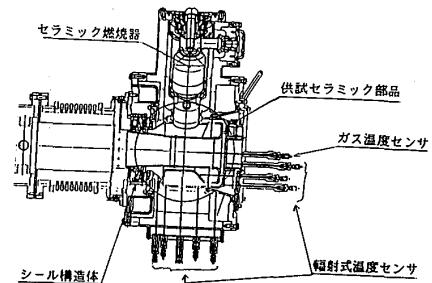


図 7 静止部品組合せ試験装置の本体構造図

新制約条件を考慮したブレイトンサイクルについて

永 田 勝

(大阪産業大学)

1. 緒 言

ガスタービンの基本理論サイクルのブレイトンサイクルについて、その理論研究は検討する余地が無いほど完成されているとみなされており、特に、今まで、ブレイトンサイクルの熱効率は

$$\eta = 1 - \left(\frac{1}{\varphi} \right)^{\frac{(\kappa-1)}{\kappa}} \quad \cdots (a)$$

(ただし、 φ ：圧力比、 κ ：比熱比)

と導かれ、比熱比が物質により定まる定数とすると圧力比のみの関数である⁽¹⁾⁽²⁾と説明されていた。

ところで、それ以外の変数の制約をまったく受けないのかどうか、また、式(a)は常に成立するのかどうか、改めて詳細に検討した。

さて、従来タービンでの膨張仕事と圧縮機での圧縮仕事との差のサイクル全体の正味仕事について正であることや供給熱量より大であることの確認はなされていたが、その前に、タービンでの膨張仕事は供給熱量を限度とする⁽³⁾制約条件の存在が見いだされた。すなわち、供給熱量以上の膨張仕事が生じることは、供給エネルギー以上のエネルギー変換が行われ熱力学第二法則を満足しなくなり、ありえないことである。そのため、膨張仕事が供給熱量より大となる場合は供給熱量を限度として計算処理した。

その場合は最高温度に応じて熱効率等を最大とする最適圧力比が存在し、それ以上になると熱効率等は急激に低下した。また、圧力比を一定とすると、ある温度比以上になって始めて式(a)が成立し、その温度比

表 1 記号一覧

Symbol	Quantity	Unit
c_p	Specific heat at $P=\text{Const.}$	$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
m_0	$= (\kappa-1)/\kappa$	
\dot{m}	Mass flow	kg/s
P	Pressure	Pa
R	Gas constant of a substance	$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
S	Entropy	kJ/K
T	Temperature	K
V	Volume	m^3
Q	Energy supplied during a change	(kW)
Q_H	Energy supplied in a cycle ($= \oint dQ$)	(kW)
W	Work (Output)	(kW)
W_m	Non-dimensional specific work (output) [$= (W_T - W_C) / (\dot{m} \cdot c_p \cdot T_A)]$	
λ	Excess air ratio	
κ	Adiabatic (isentropic) exponent	
η_{th}	Thermal efficiency	
τ	Ratio of temperature ($= T_{max.} / T_{min.}$)	
φ	Ratio of pressure ($= P_{max.} / P_{min.}$)	
Subscripts		
a_d	Adiabatic change	d : State of D
A	State of A	r : Reduced value
B	State of B	t : Turbin or
C	State of C or Compressor	Isothermal change

以下では圧力比以外の変数の影響も受けることが見いだされた。

以上より、この制約条件を考慮しなかった従来の説はいわゆる必要条件は満たされているが十分条件が満たされていなかったといえ、この制約条件を考慮して始めて十分条件が満たされ、ブレイトンサイクルの理論は完成したといえる。

以上、新しく見いだされた制約条件を考慮して、ブレイトンサイクルの詳細な検討を行った結果について報告する。

2. 計算方法と制約条件について

ブレイトンサイクルの計算方法については検討の余地がないほど完成しているとみなされていたが、新しく見いだされた制約条件⁽³⁾を考慮し、改めて検討した。後に示すサイクル線図を参考に、記号一覧を表1、計算式一覧を表2そしてサイクルの限界および制約条件を表3に示す。

ここで、計算式は基本的には従来の方法と同じである。ただし、従来タービンでの膨張仕事は表2の式(2')と与えられていたが、後述のように条件に応じて式(2")となることが見いだされた。

ところで、サイクルの完成を制約する限界条件や制約条件については今一度検討し、表3にまとめた。限界条件の①については最高温度(T_c)を設定すると、圧縮機での圧縮後の温度 T_b は

$$T_A \leq T_b \leq T_c$$

(ただし、 $T_b = T_A$ あるいは $T_b = T_c$ なら仕事等は0となる。)

の範囲にて理論的にサイクルは可能である。なお、 T_b が T_c と等しくなる場合が限界で、一例として、温度比が6なら、次に示す制約条件の③を考慮しないなら、その

表 2 ブレイトンサイクルの計算式一覧

Value State	P/P_A	V/V_A	T/T_A
A Q=0	1	1	1
B P=C.	φ	$1/\varphi^{1/\kappa}$	φ^{m_0}
C Q=0	φ	τ/φ	τ
D	1	τ/φ^{m_0}	τ/φ^{m_0}
① Compressor work (output)			
$\dot{W}_c = \dot{W}_{t_{BA}} = \dot{m} \cdot R \cdot T_A \cdot (\varphi^{m_0} - 1) / m_0 \quad \dots (1)$			
② Turbine work (output)			
$\dot{W}_t = \dot{W}_{t_{CD}}$ $= \dot{m} \cdot R \cdot T_A \cdot \tau \cdot (1 - 1/\varphi^{m_0}) / m_0$ $[\dot{W}_t \leq \dot{Q}_h] \dots (2')$ $= \dot{Q}_h \quad [\dot{W}_t \geq \dot{Q}_h] \dots (2'')$			
③ Non-dimensional specific output			
$\dot{W}_M = (\dot{W}_t - \dot{W}_c) / (\dot{m} \cdot c_p \cdot T_A) \quad \dots (3)$			
④ Energy supplied in a cycle			
$\dot{Q}_h = \oint d\dot{Q}_h = \dot{Q}_{BC} = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_c - T_b) \quad \dots (4)$			
⑤ Thermal efficiency			
$\eta_{th} = (\dot{W}_t - \dot{W}_c) / \dot{Q}_h \quad \dots (5)$			

表 3 ブレイトンサイクルのサイクル制約条件

	Condition	Range et al
① (Limit C.) $T_A \leq T_b \leq T_c$		When τ is given, $1 \leq \varphi \leq \tau^{1/m_0}$.
② (Restrict C.)	$\dot{W}_c \leq \dot{W}_t$	must be satisfied. When $\dot{W}_c = \dot{W}_t$, $\dot{W}_M = 0$ and $\eta_{th} = 0$. This is a self-evident truth.
③	$\dot{W}_t \leq \dot{Q}_h$	must be satisfied. When $\dot{W}_t \geq \dot{Q}_h$, \dot{W}_t should be equal to \dot{Q}_h .

限界圧力比は 529 となった。

次に、タービンでの膨張仕事を用いて圧縮機での圧縮仕事を供することより、制約条件の②が成立する。

さらに、従来、タービンでの膨張仕事と圧縮機での圧縮仕事との差のサイクル全体の正味仕事については供給熱量より大であるとの確認はなされていた。しかし、その確認の前に膨張仕事は供給熱量を限度とする⁽³⁾ 制約条件が存在し、制約条件の③が見いだされた。すなわち、供給熱量以上の膨張仕事が生じることは供給エネルギー以上のエネルギー変換が行われ熱力学第二法則を満足しなくなり、ありえないことである。そのため、タービンでの膨張仕事が供給熱量より大となる場合は供給熱量を限度として計算処理した。

3. 計算結果と考察

3.1 圧力-体積 ($P-V$) 線図について

始めに、空気標準サイクルとし、また、前述の制約条件の③を考慮し、タービンでの膨張仕事が供給熱量より大となる場合は供給熱量を限度として計算処理した。

最高温度と最低温度との比の温度比 τ を一定とした場合は各温度比に応じて熱効率等を最大とする最適圧力比が求まり、一例として、温度比が 5 の場合は最適圧力比は約 16.7 となつた。その場合の $P-V$ 線図を換算圧力 ($P_R = P / P_A$) および換算体積 ($V_R = V / V_A$) を用いて図 1 に太線の実線にて示した。

ところで、状態 B から C_F までそして C_F からの断熱膨張を示す細線の破線は、温度一定を考慮せず前述

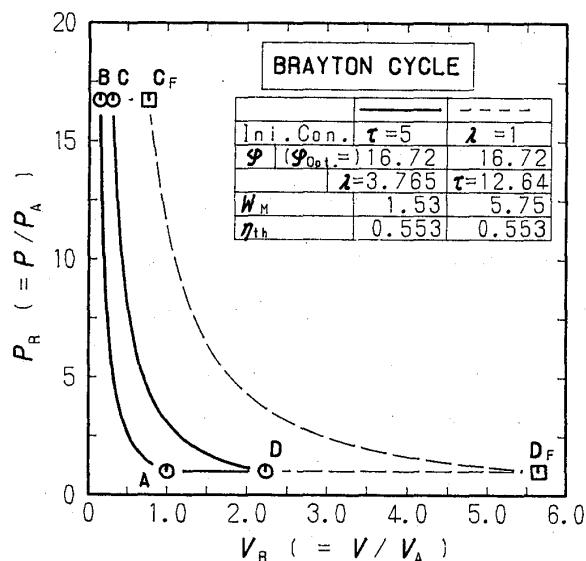


図 1 ブレイトンサイクルの $P-V$ 線図

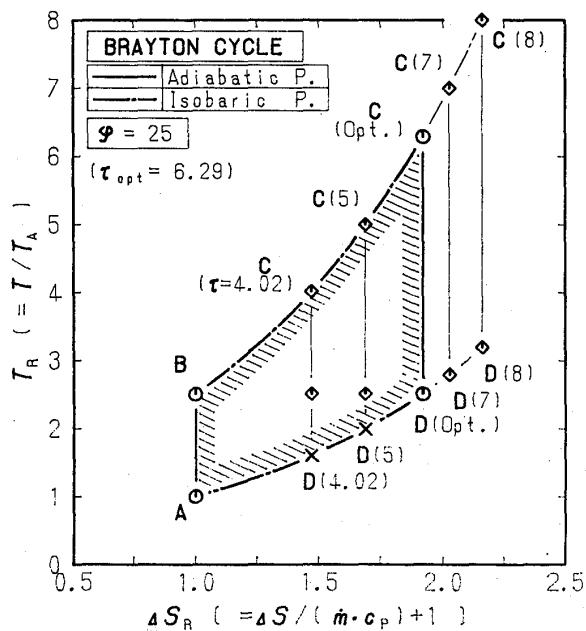


図 2 ブレイトンサイクルの $T-S$ 線図

の条件の場合の吸入空気に対しその量論空燃比の燃料が供給され、その燃焼熱がすべて供給熱量となった場合の変化を示す。参考に、発熱量にもよるがその場合の空気比は1.0、一方、太実線の場合は約3.77となった。両方法の諸量の算出結果の一例を図中の表に示したが、圧力比を等しくすると熱効率は一致するがその他の量は異なった。

3.2 溫度-エントロピー ($T-S$) 線図について

一例として、圧力比が25の場合にて、温度比を変化させた場合の $T-S$ 線図を換算温度 ($T_R = T / T_A$) および換算エントロピー ($\Delta S_R = \Delta S / (m \cdot c_p) + 1$) を用いて図2に示した。

圧力比が一定(25)なら、最適温度比は約6.29となり、その場合のサイクルは図2のA～B～C (Opt.)～D (Opt.)となつた。ここで、温度比を変化させると、等圧変化曲線B～C上のCの位置が変化し、例えば、温度比を最適温度比より高めた場合の温度比が8なら、サイクルはA～B～C (8)～D (8)となる。しかし、温度比が最適温度比より低い場合の温度比が5なら、制約条件の③から最低圧力の P_A の等圧曲線上の状態D (5) (×印)まで膨張できず、C～D間の△印までが限度となつた。

また、同制約条件を考慮しなければ、最低限界温度比は約2.5まで可能であるが、同条件を考慮すると、最低限界温度比は約4となつた。すなわち、図のC ($\tau = 4.02$)～D (4.02)間の△印までの膨張が限度で、しかもBC間で供給された熱量にて状態Cから中間の△印までの膨張仕事が得られるが、その仕事はすべてAB間の圧縮仕事に費やされ、理論仕事は0となり、この場合が限界となつた。

A～B～C～D～Aとサイクルが常に成立するのではなく、制約条件の③を考慮することにより、実際の膨張とは別にて、理論であれ理想膨張できないことも有り得ることが見いだされた。

3.3 比動力と圧力比との関係について

無次元化しての比動力 (\dot{W}_m) と圧力比との関係を温度比をパラメータにとり図3に示した。

図にて、温度比一定にて圧力比を高めると比動力は増大するが、温度比に応じて最大比動力が得られる最適圧力比の存在が確認された。例えば、温度比が5なら、最適圧力比の約16.7までは圧力比を高めると比動力も増加し、最大比動力は無次元化

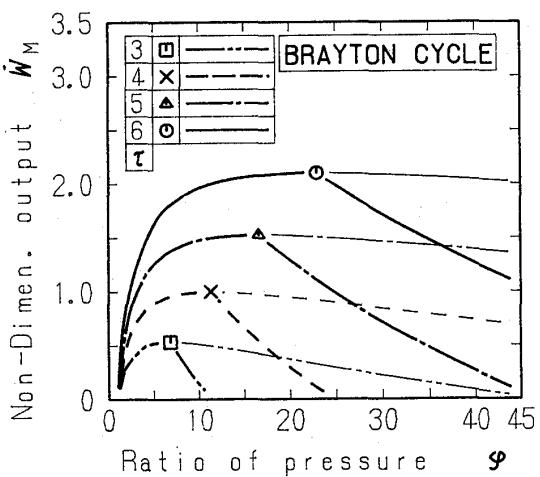


図3 無次元比動力と圧力比との関係

した値で約1.5が得られた。

ところで、従来はそれ以上に圧力比が大となった場合、細線にて示されるように比動力は緩やかに低下するとなっていた。しかし、制約条件の③を考慮すると比動力は太線のように急激な低下となり、従来の細線の結果とは異なった。すなわち、最適圧力比以上にむやみに圧力比を高めても、比動力は急激に低下し逆効果となることを示した。なお、温度比を高めると比動力は全体にほぼ比例して増大することは確認された。

3.4 熱効率と圧力比との関係について

熱効率と圧力比との関係を温度比をパラメータにとり図4に示した。従来、熱効率は式(a)と求められ、比熱比の κ は物質により定まる定数となるとすると、圧力比のみの関数となりしかも単純増加するとなっていた⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、制約条件の③を考慮すると、温度比に応じて熱効率を最大とする最適圧力比が求まりその場合の最大熱効率が求まった。例えば、温度比が5なら、最適圧力比は前述のように約16.7で最大熱効率は約55.3%となった。そして、最適圧力比より大となると太線のように熱効率は急激に低下した。すなわち、単純増加するのではなく、最高温度等の条件に応じて最適圧力比が定まり、それより圧力比が大となると熱効率は低下することが見いだされた。従来の最高温度等の影響

を受けずに単純増加する説は制約条件の③を考慮すべきことの十分条件を満たしていないかったと考えられる。

なお、同制約条件の制約を受けない範囲では式(a)は成立し、圧力比のみの関数の曲線にて示された。

3.5 比動力と温度比との関係について

無次元化しての比動力(\dot{W}_m)と温度比との関係を圧力比をパラメータにとり図5に示した。

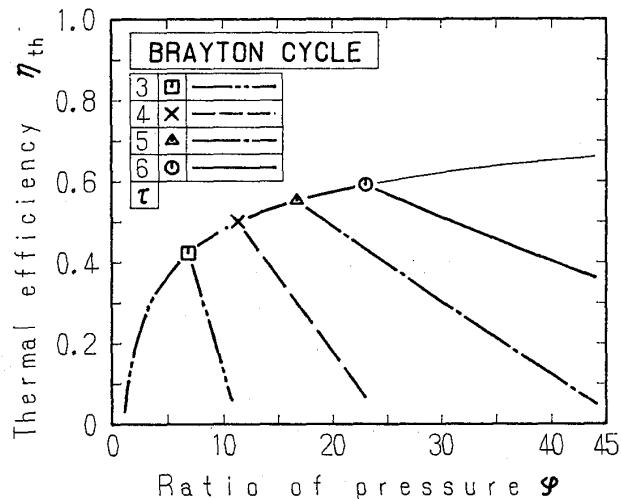


図4 熱効率と圧力比との関係

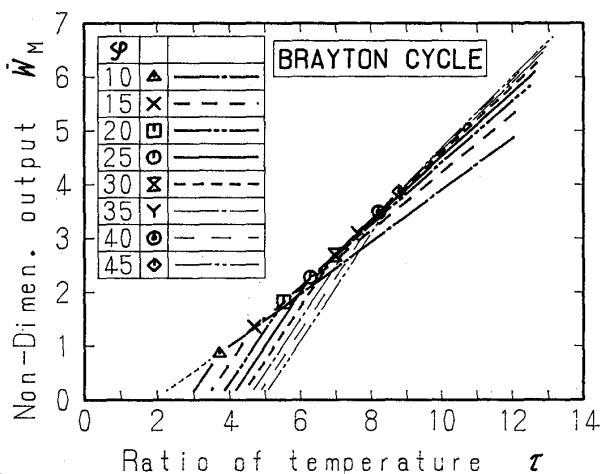


図5 無次元比動力と温度比との関係

図にて、基本的に圧力比が一定なら比動力は温度比に正比例した。例えば、圧力比が10の場合、同制約条件を考慮しなければ温度比が約3.73の△印以下では細い破線そしてそれ以上になると太い一点鎖線のように温度比の増加と共に正比例して比動力も増加した。しかし、制約条件の③を考慮すると、△印以下では太い一点鎖線の変化となり、温度比が約2.86にて比動力は0となった。この各記号は変曲点温度比を示す。すなわち、その変曲点温度比以下と以上とでは勾配は異なった。なお、圧力比が15以上の場合の細い破線に相当する線は省略した。

また、圧力比が大となるほど、最低限界温度比は大となり、変曲点温度比も大となつた。しかも、変曲点温度比以下では勾配は圧力比に関係なく一定であるが、それ以上では圧力比が大となるほど勾配も大となつた。なお、温度比の最高限界は空気比が1の場合の供給燃料の燃焼による発熱量を供給熱量とした場合とした。

3.6 热効率と温度比との関係について

热効率と温度比との関係を圧力比をパラメータとして図6に示した。制約条件の③を考慮しない場合の热効率は圧力比が定まると温度比に無関係に一定となつた。例えば、圧力比が10の場合、温度比が約3.73の△印以下では細い破線そしてそれ以上になると太い一点鎖線のように温度比の変化にかかわらず一定となつた。

しかし、同条件を考慮すると温度比が前述の変曲点温度比以下になると热効率も低下することが見いだされ、一例として、圧力比が10なら温度比が約3.73以下になると、温度比の低下とともに热効率も低下した。そして、同条件を考慮しない場合は最低限界温度比が約1.93にて比動力のみが0となり热効率は圧力比にて定まる一定値となる異常な結果に対し、同条件を考慮した場合、圧力比は約2.86にて比動力と热効率は共に0となり理に適う結果が得られた。

また、各圧力比において図中の記号にて示した変曲点温度比以上に高めて始めて従来の圧力比のみの関数の热効率が得られることが示された。

このように、制約条件の③を考慮することにより十分条件が満たされ、理に適う結果が得られた。

なお、温度比の最大限界は比動力の場合と同様である。

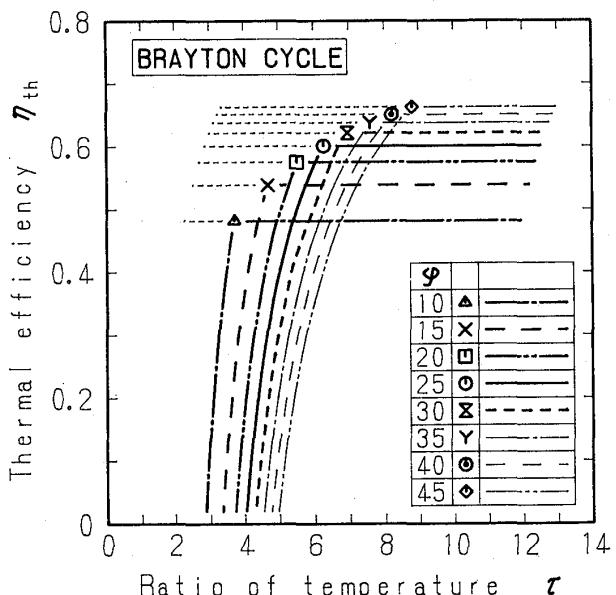


図6 热効率と温度比との関係

表 4 ブレイトンサイクルの限界値、最適値そして変曲点温度比一覧

$\tau = \text{Const.}$					$\varphi = \text{Const.}$			
Limit value ($\dot{W}_c = \dot{W}_T$)		Optimum & maximum value			φ	$\dot{W}_T = \dot{Q}_H$		
No Con.	$\dot{W}_T = \dot{Q}_H$	$[\dot{W}_T = \dot{Q}_H]$						
τ	φ_{Limit}	$\varphi_{\text{Opt.}}$	$\dot{W}_{M \text{ max.}}$	$\eta_{\text{th max.}}$				
	τ^a	B^a	$\tau^{a/2}$	$(\tau - \varphi^{m_0}) \cdot$ $(1 - 1/\varphi^{m_0})$				
	$a = 1/m_0, B = (\tau + 1)/2$							
3	46.77	11.31	6.84	0.5359	0.423	10	3.728	
4	128.0	24.71	11.31	1.000	0.500	15	4.700	
5	279.5	46.77	16.72	1.528	0.553	20	5.539	
6	529.1	80.21	23.00	2.101	0.592	25	6.293	
7	907.5	128.0	30.12	2.709	0.622	30	6.983	
8	1448	193.3	38.05	3.343	0.646	35	7.626	
9	2187	279.5	46.77	4.000	0.667	40	8.231	
10	3162	390.2	56.23	4.675	0.684	45	8.804	

3.7 温度比を一定とした場合の限界値と最適値および圧力比を一定とした場合の変曲点温度比について

以上より、ブレイトンサイクルのサイクル完成可能限界圧力比ならびに熱効率等が最大となる最適圧力比とその最大値および圧力比一定の場合の変曲点温度比を理論的に求め表4に示した。

限界圧力比において、例えば温度比が5なら、制約条件の③を考慮しない場合は限界圧力比は約280と非常に大となったが、同条件を考慮すると約47と約6分の1となつた。このように、限界条件の①および制約条件の②より求められる限界値は制約条件の③を考慮する場合と考慮しない場合とでは相当異なつた。

次に、比動力ならびに熱効率において、同条件を考慮すると、前述のように温度比に応じての各値が最大となる最適圧力比が存在することが見いだされた。それは膨張仕事と供給熱量とが等しくなる場合で、温度比が5なら最適圧力比は約16.7となり、無次元比動力は約1.5そして熱効率は約55%となつた。しかも、比動力と熱効率のそれぞれの最適圧力比は一致した。

次に、圧力比を一定とした場合は制約条件の③の制約を受ける範囲と受けない範囲とがあり、その境目の変曲点温度比を求めた。例えば、圧力比を25とすると変曲点温度比は約6.29となつた。このことは、変曲点温度比以下を含め実用範囲にて制約条件の③の制約を受けていることが確認された。従来の熱効率が圧力比のみの関数にて求められていたのは十分条件が満たされていない結果であったといえる。

4. 結 言

ブレイトンサイクルについては、検討の余地がないほど完成していると考えられていたが、改めて詳細に検討したところ膨張仕事は供給熱量を限度とする新制約条件が見いだされた。そのことを考慮して検討した結果、次の新しい知見が得られた。

- 1) 従来、1サイクルを完成して得られる理論仕事を取り上げてサイクルの是非が検討されていたが、その前に、タービンでの膨張仕事は供給熱量を限度とする制約条件が存在することが見いだされた。この膨張仕事が供給熱量を上回ることは熱力学第二法則を満たさなくなりありえないことである。そのため、膨張仕事が供給熱量を上回る場合は供給熱量を限度として計算処理した。
 - 2) 1)の制約条件を考慮して、比動力や熱効率を求めたところ、最高温度等の条件により比動力や熱効率が最大となる最適圧力比が存在することが見いだされた。例えば、温度比が5なら熱効率が最大となる最適圧力比は約16.7で、その場合の熱効率は約55%となった。なお、比動力と熱効率の各最適圧力比は一致した。なお、最適圧力比より大となると比動力や熱効率は急激に低下し、むやみに圧力比を高めることは逆効果となることが確認された。
 - 3) サイクル可能限界圧力比は1)の制約条件を考慮すると相当小となった。例えば、温度比が5なら、同制約条件を考慮しない場合は限界圧力比は約280と極端に大となったが、同制約条件を考慮すると約47と約6分の1になった。
 - 4) さらに、圧力比を一定にして温度比を変化させた場合、従来、熱効率は圧力比のみの関数となるとみなされていたため、温度比に関わらず一定の値となるが、1)の制約条件の制約を考慮すると制約を受ける範囲と制約を受けない範囲とに分けられることが見いだされた。その制約を受ける範囲では温度比の低下と共に熱効率も低下した。その境の温度比を変曲点温度比とおいたが、それ以下を含め実用範囲となり、制約の影響は大であることが確認された。
さらに、最低限界温度比を求めたところ、同制約条件を考慮しない場合は比動力は0となるものの熱効率は圧力比のみの関数にて定まる一定の値となるのに対し、同制約条件を考慮すると最低限界温度比は大となるものの比動力および熱効率は共に0となり、理に適う結果が得られた。
- 以上より、ブレイトンサイクルについて新しい制約条件を考慮するすなわち十分条件を補充することにより理論的に完成したと考えられる。

参考文献

- 1) 例えば、(新版)「機械工学便覧 A 6 熱工学」日本機械学会編、
(社)日本機械学会、p.57, 1985
- 2) 例えば、(新版)「機械工学便覧 B 7 内燃機関」日本機械学会編、
(社)日本機械学会、p.127, 1985
- 3) 永田 勝「ガスタービンサイクルの新理論研究(第2報、制約条件を考慮しての圧力比と熱効率等について)」日本機械学会第3回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集、p.107, 1992, 11

B—2 数式処理によるガスタービンのサイクル計算

航空宇宙技術研究所

※田頭 剛、杉山 七契

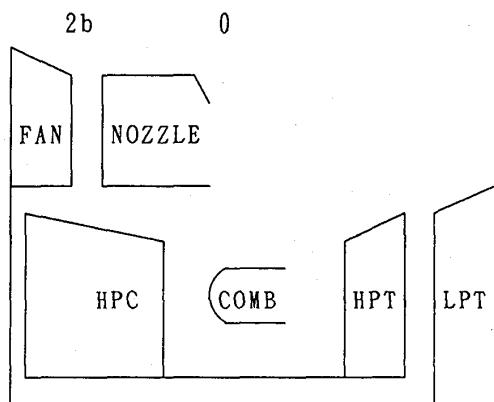
1. はじめに

近年、高水準の数式処理ソフトウェアが発表されており、その特徴は、(1) 数式処理ができる、(2) 高度のグラフィック機能を有する、(3) 小規模のパーソナルコンピュータで実行可能である、などがあげられこれらの機能を使って特定の分野のニーズに合ったシステムを作ることが出来る。そこで数式処理ソフトウェアをガスタービンの分野に応用し汎用サイクル計算パッケージを試作し、性能の評価、従来の数値計算との比較、等を試みた。

2. 数式処理

従来、性能解析はパラメータを数値で与え、それをパラメトリックに変化させて計算する方法がよく用いられる¹⁾。しかしどのパラメータを動かすかを決めるには、計算機上とは別に自らの手により解析的に式をあつかい、その後適当な言語によりプログラミングするのが一般的な方法かと思われる。数式処理ソフトはこのような煩わしく、ともすればケアレスミスを生じがちな作業をコンピュータ上で簡単かつ正確に実行でき、その強力な「数値計算能力」によって必要な数式を数値化、グラフ化することが可能である。すなわち、今まで別々に行われていた数式処理および数値計算を同じ様に自由に取り扱うことが出来る²⁾。今回、この様な数式処理ソフトを用いた一例として2軸のターボファンエンジンを取り扱った。

A



B

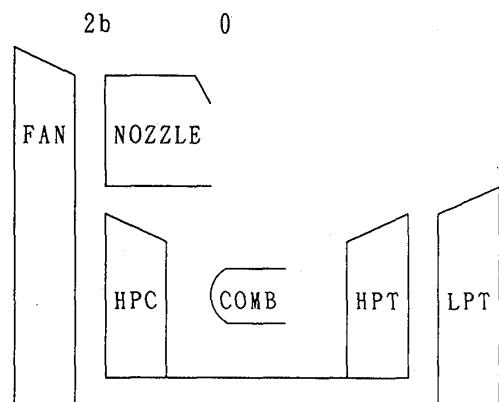


図 1

3. 計算例

図1に対象としたエンジンの構成図を示す。計算方法およびそのガステーブルは以下に示す三つのモデルで行った。

モデル1（ガステーブル無しのモデル）

作動流体の定圧比熱 C_p および比熱比 γ を一定として計算する。

モデル2（多項式近似モデル）

従来の数値計算による方法で、作動流体は窒素、酸素、アルゴン、二酸化炭素および水蒸気の混合気とし、各成分ガスの定圧比熱 C_p 、エンタルピ h 、およびエントロピー S を温度 T の多項式で近似し、 $(C H_2)_n$ であらわせる燃料が完全燃焼するものとしてダルトンの法則より混合気の C_p 、 h および S を算出する²⁾。

モデル3（データテーブル内挿モデル）

数式処理による方法で、作動流体の相対圧 P_r およびエンタルピ h を T のスプライン関数とし、さらに空気過剰比 n の逆数の1次関数とする。

図2にモデル2とモデル3に用いたガステーブルを比較する。図の実線が $n = \infty$ 、点線が $n = 4$ 、一点鎖線が $n = 2$ である。縦軸はモデル3による C_p からのモデル2による C_p のずれを百分率であらわしたものである。モデル3に用いたガステーブルは173.15kから100kごとの値を用いて作ったスプライン関数であり、最も正確であると考えられるので、モデル2に用いたガステーブルの相対的な誤差は0.2%以内であることが分る。特に標準大気温度よりやや高い附近の誤差がやや大きい。またモデル1の C_p および γ はタービン入口温度 $T_{IT} = 1515.15k$ 、圧縮機圧力比 $\pi_c = 16$ においてモデル3と一致するように定めた。またいずれの計算においても低圧タービン出口圧を大気圧とし低圧タービンの発生し得る出力は全てファンで使われるものとする。以下にサイクル計算における設定条件および主なパラメータを示す。

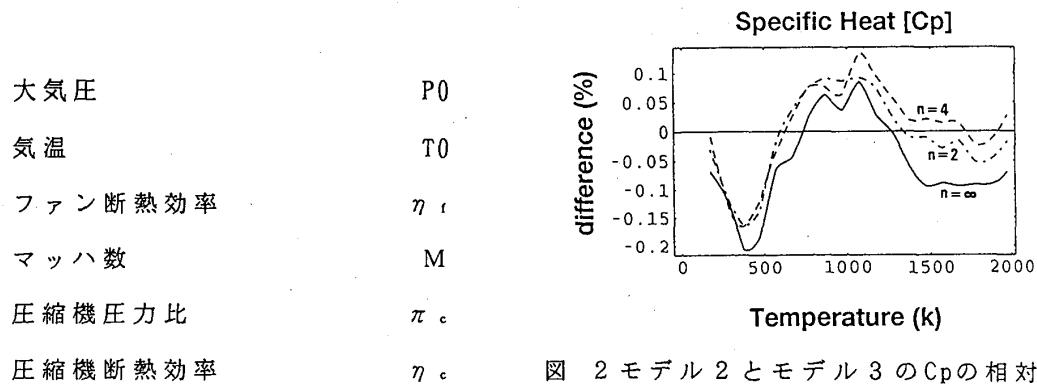


図2 モデル2とモデル3の C_p の相対誤差

燃焼器圧力損失	3 %
燃焼効率	99 %
高圧タービン断熱効率	η_{HT}
低圧タービン断熱効率	η_{LT}
ノズル効率	90 %
バイパス比	μ
定圧比熱	C_p
比熱比	κ
空気過剰比	n
また表 1 に試作したパッケージの主な サブルーチンを示す。	

表 1 主なサブルーチンと入出力

主な入力	サブルーチン	主な出力
飛行マッハ数	Intake	温度、圧力
圧力比	Comp	入力パワー
入力パワー	Compres	圧力比
出口圧力	Turbine	出力パワー
出力パワー	Turb	出口圧力
出口圧力	Nozzle	推力
出口温度	Comb	燃料流量
熱交換器温度効率	ReGene	出口温度圧力
メタル温度	Cool	クーリングエア流量

3. 1 計算方法の違いと特徴

図 1 に示したエンジンのサイクル計算を行う場合のフローチャートを図 3 に示す。

A の場合、入力は P_0 、 T_0 、 T_4 および π_c であり例えば推力 F に注目すると数値計算では入力および出力は具体的な数値でなければならないので図 3 中のファンにあたる Compress を Intake の後にコールしようとすると、 P_2 および T_2 は Intake すでに計算されているので

$$F = f(P_0, T_0, 1f) \quad (1)$$

となる。この時点では $1f$ はまだ未知数であるので計算は出来ない。つまり低圧タービンにあたる Turbine までコールされて $1f$ が具体的な数値として与えられるまで Compress をコールすることは出来ない。従ってサブルーチンをコールする順番は Intake → Comp → Comb → Turb → Turbine → Compres → Nozzle とならなければならない。一方、数式処理では具体的な数値である必要はないので任意の順序で要素サブルーチンをコールすることが出来る。エンジンの先頭要素から順々に要素サブルーチンをコールしていく最後に Turbine で

$$1f = g(P_0, T_0, T_4, \pi_c) \quad (2)$$

と与えられるので (1) 式は

$$F = f(P_0, T_0, g(P_0, T_0, T_4, \pi_c)) = F(P_0, T_0, T_4, \pi_c) \quad (3)$$

とあらわすことが出来る。

Bの場合、数値計算および数式処理ともに最終的に低圧タービン出口圧力P5が大気圧P0と等しくなるファン圧力比 π_f を求めなければならないが、数値計算の場合は π_f を仮定し最後まで計算した後、P5がP0と等しくなければ π_f の値を変更し、一致するまで繰り返し計算を行わなければならないのに対して、数式処理の場合はとりあえず π_f を記号で与えてP5を最終的に $f(\pi_f)$ というようにあらわした後、 $P0=f(\pi_f)$ を π_f について解けばよい。つまり数値計算ではエンジンの構成によってその都度サブルーチンをコールする順番を決める必要があり、また繰り返し計算が必要な場合もある。数式処理では各サブルーチンをどの様な順番にコールしてもかまわず、全体の繰り返し計算ではなく最終的な式を数値的に解くことに帰着できる、ということが分る。

また数式で各パラメータをあらわすと微分をはじめとした数学的な解析が容易に行え（次節で紹介する）、さらに数式で取り扱っているあいだに限っていえば計算上の誤差が累積することはない。

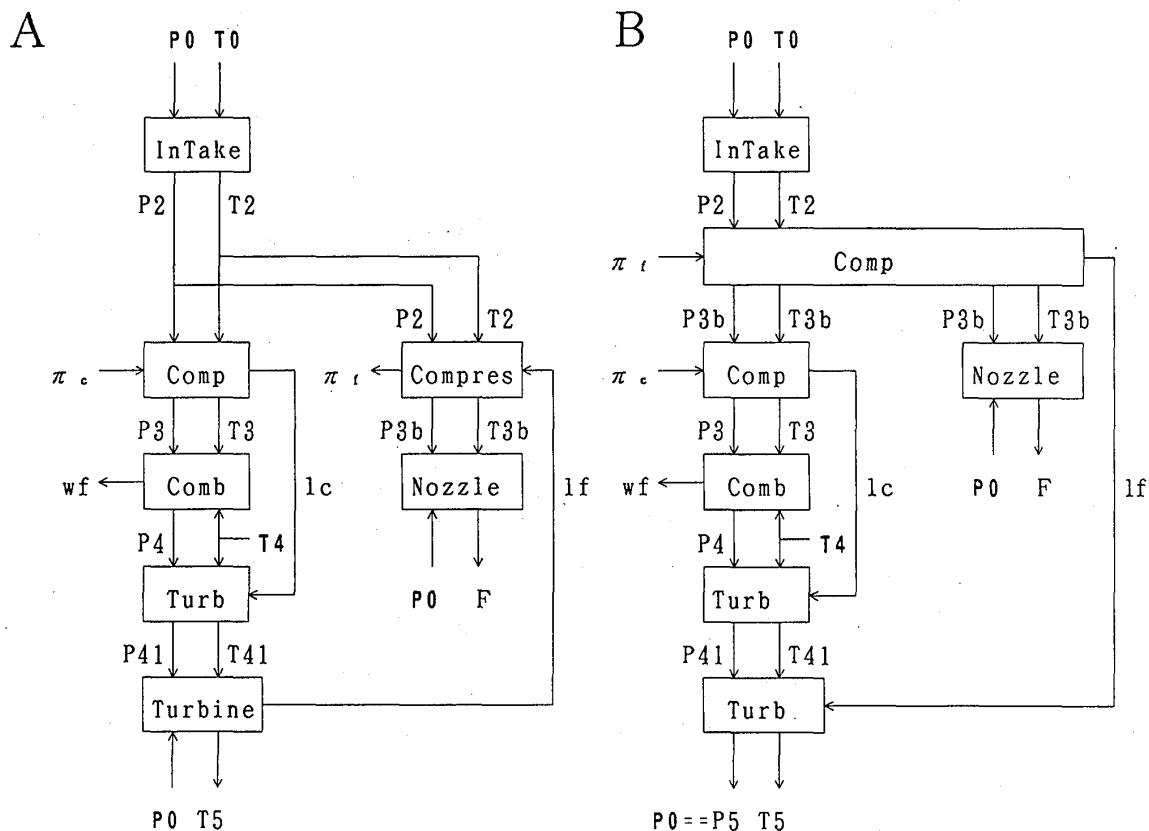


図3 フローチャート

3.2 計算結果

以下の計算結果においてバイパス比 $\mu=4$ と固定した。またファン、圧縮機、高圧タ

ービンおよび低圧タービンの断熱効率は特にことわりがない場合 $\eta_t = 0.85$ 、 $\eta_c = 0.82$ 、 $\eta_{H\tau} = 0.84$ 、 $\eta_{L\tau} = 0.88$ とする。また、図中の A から G までの記号は順番に TIT が 1623.15k から 1023.15k まで 100k ごとに違う線をあらわし、a から f までの記号は π_e が 48 から 8 まで 8 きざみに違う線をあらわす。

図 4-1 および図 4-2 はそれぞれモデル 2 およびモデル 3 の SFC を比推力でプロットしたものである。実線はタービン冷却を行った場合、点線は冷却を行わなかった場合である。冷却空気量はタービン入口温度およびタービンメタル温度から、技術レベルを考慮して算定される。図 4-3 は数値計算によるモデル 2 と数式処理によるモデル 3 の SFC を比較したものでモデル 2 の方がわずかに右にずれているがその誤差は大きいところでも 1%未満である。これはガステーブルのファン出口の温度に当たる附近が特に誤差が大きく、ファンでの流量が大きいことが原因であると考えられる。図 4-4 はマッハ数 $M = 0.0$ で κ および C_p を一定にして計算したモデル 1 とモデル 3 の SFC を比較したものである。TIT = 1623.15k、 $\pi_e = 16$ の点を離れるにしたがって誤差が大きくなりグラフ上での最大誤差は数パーセントにも及んでいる。

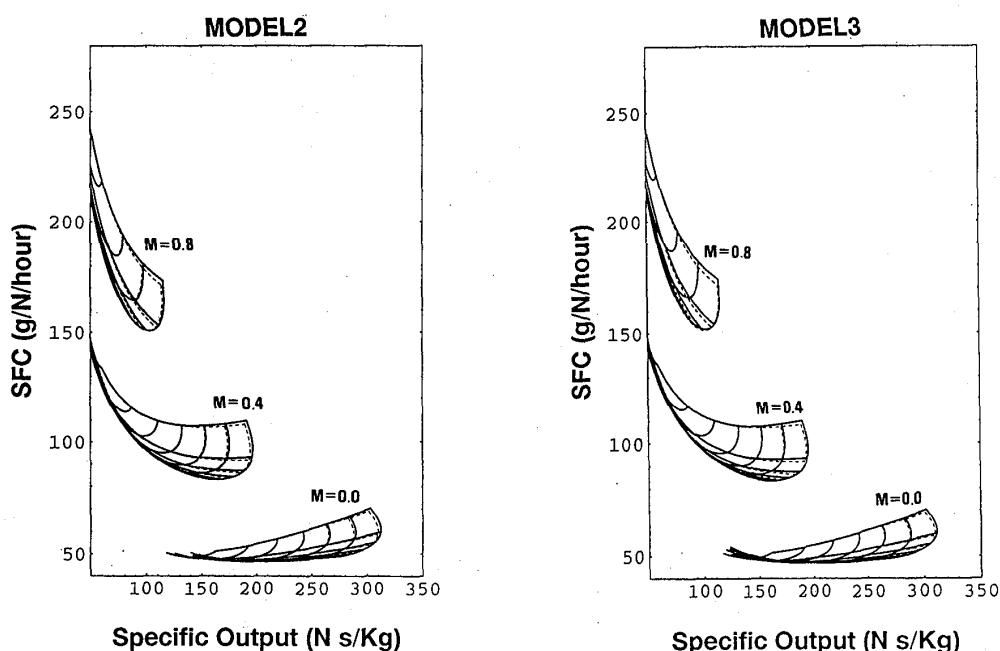


図 4-1 全体性能

図 4-2 全体性能

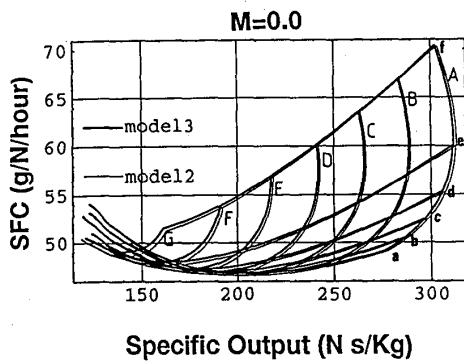


図 4-3 モデル 1、3 の比較

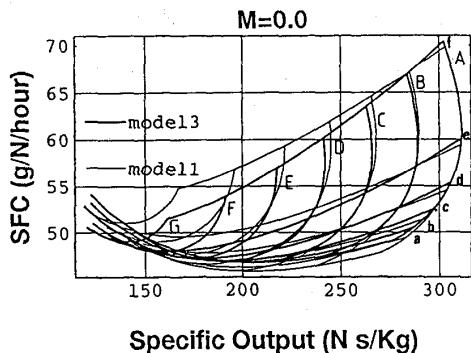


図 4-4 モデル 2、3 の比較

図 5 の三つの図はそれぞれモデル 3 の SFC、 $\partial SFC / \partial \pi_c$ および $\partial^2 SFC / \partial \pi_c^2$ をコンプレッサ圧力比 π_c でプロットしたものである。従来数値計算では微分に関してはかなりの工夫をしても満足な結果を得にくかったが、数式処理では式による微分を行えるので良好な結果が得られる。

$$\frac{\partial SFC}{\partial \pi_c} = 0 \quad \frac{\partial^2 SFC}{\partial \pi_c^2} > 0$$

を満足する π_c は SFC を最小にする。従って図 5-2 の各 TIT 一定線と $SFC' = 0$ との交点は、その TIT での最適 π_c を決定する。

図 6 にモデル 3 における A と B の熱効率の比較を示す。図 6-1 は A の熱効率を TIT をパラメータとして π_c でプロットしたものである。図 6-2 はこれを 3 次元的にプロットしたものである。図 6-3 は等高線グラフであらわしたものである。

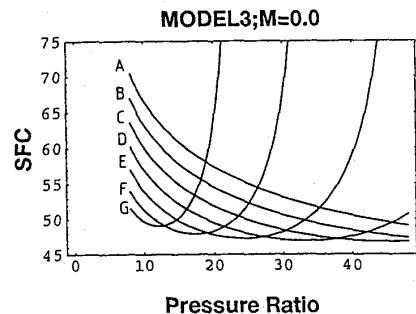


図 5-1 モデル 3 SFC- π_c

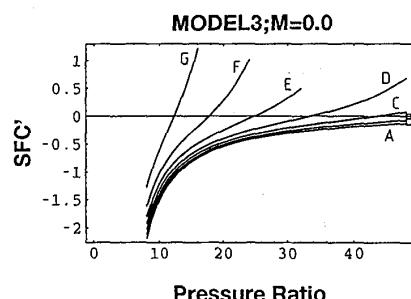


図 5-2 モデル 3 $\partial SFC / \partial \pi_c - \pi_c$

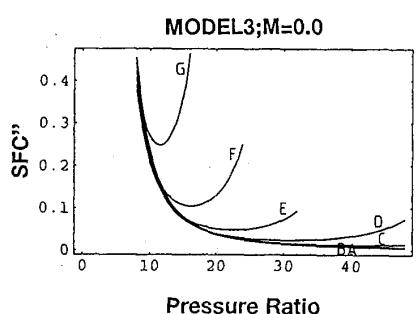


図 5-3 モデル 3 $\partial^2 SFC / \partial \pi_c^2 - \pi_c$

Bについても図6-1～3と同様のグラフが得られるが、若干の差異を生ずる。これはタービン及び圧縮機効率に断熱効率を用いたためで、もしポリトロープ効率を用いれば、AとBとは同じ結果となる。

5. まとめ

数式処理ソフトにより汎用ガスタービンサイクル計算パッケージを試作し、数式処理がガスタービンの様なパラメータの多いシステムの解析に有効であることを示した。

今回試作したプログラムおよびパッケージは数式処理ソフトの強力なコマンドとその使い勝手の良さにより非常にコンパクトかつ簡単に作ることが出来た。今後は熱解離等の影響を考慮した複雑なガステーブルの生成や、それを必要とするサイクル等の計算、さらにダイナミックシミュレーション等にも応用していくことが出来るであろう。

<参考文献>

- 1) Ryoji YANAGI 「SOME CONDITIONS OF THE RAMJET PERFORMANCE」 International Project for a Super/Hypersonic Transport Propulsion System Proceedings, 1992
- 2) 長島 昭ほか「ガスタービン設計のための燃焼生成物特性の計算法」日本ガスタービン学会誌、12巻、47号、1984年
- 3) 戸川隼人「数値解析とMathematica」 Mathematicaセミナー講演集 1991

4) 鳥崎忠雄ほか「ファンエンジンの性能に関する考察」航空宇宙技術研究所報告 TR-317 (1973年5月)

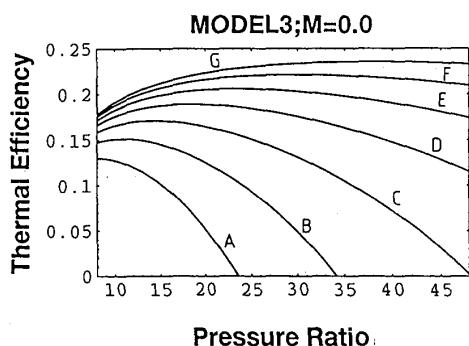


図6-1 热効率-圧縮比

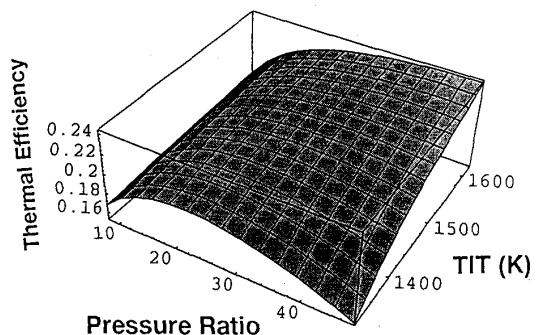


図6-2 三次元プロット

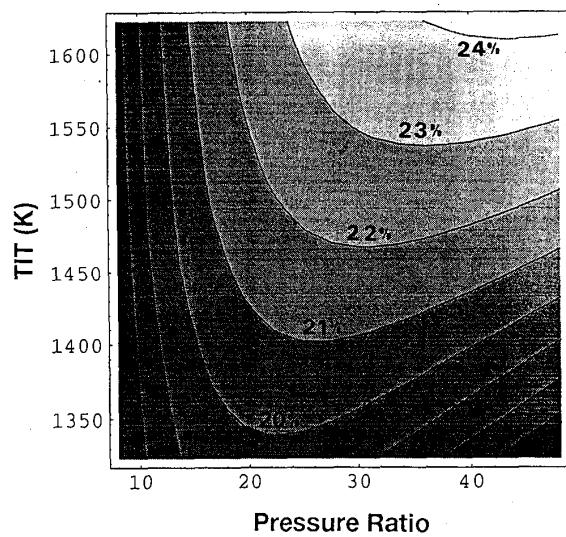


図6-3 等高線

B-3 複合サイクルのエクセルギ効率

神津 正男 (防衛大学校)

* 鶴野 省三 (防衛大学校)

1 緒言

石油危機以来、資源、環境の両面にわたって厳しさを増してきているエネルギー問題は人類の未来に重苦しい影を投げかけている。今日このエネルギー問題への対応はアイデアとしては多くの方法が提案され、また研究されているが、当面の実現可能な方法としては原子力発電の拡大と熱機関の効率改善（エネルギーの効率的利用）しか頼れない状況にある。このような中で複合サイクルはコ・ジェネとともにエネルギー問題の有効な対策として、近年普及してきたが、ガスタービンの高温化や新しいサイクルの開発、またボトミングサイクルの改善などにより、なお熱効率改良の余地がある。

本研究は複合サイクルの構成をT-S線図上に正確に描いて、エクセルギの利用状態を目視により確認しながら、サイクル決定を行う方法を試みるものである。

すなわち従来の複合サイクルの決定は廃ガスの熱を蒸気に移動させる際に、高温側のガスと低温側の蒸気の温度差が逆転しないようにサイクルを決定するものであった。これはエネルギー保存則に基づくサイクル決定法であり、エクセルギ評価は通常サイクル決定後に行っている。それゆえ従来の方法ではサイクル作成時に廃ガスのエクセルギのどの部分がどのように利用されているか、十分把握することができず、これがエクセルギの有効利用の観点からみて難点となっている。

これに対してT-S線図上に正確にサイクルを描く方法はサイクル効率とエクセルギ利用の関係を目視しつつ進めることができるので、熱効率に対する物理的背景と意味が明解となる利点がある。

本報告はこのような観点よりサイクル作成の方法について考察するものであるが、最初は従来の代表的なボトミングサイクルを例にとり、T-S線図を画く方法を示し、ついで近年高温化しつつあるガスタービンの複合サイクルについて考察する。

2 代表的なボトミングサイクルのT-S線図

従来の研究で取り上げられたボトミングサイクルにはあらゆる形のランキンサイクルがある。しかしここでは基本ランキンサイクルと廃熱回収の観点から開発されたボトミングサイクルである2重圧サイクル⁽²⁾、飽和蒸気圧の混圧サイクル⁽⁴⁾についてT-S線図を描き、各サイクルの特徴について述べる。

本研究で取り扱うボトミングサイクルは表1に示す単純ガスタービンサイクルをト

ッピングサイクルとするものである。

(1) 基本ランキンサイクル

ボトミングサイクルの基礎は基本ランキンサイクルである。ここでは初温 500°C , 初压 5 MPa , 復水圧力と温度が 0.005 MPa , 32.9°C , ターピン効率を 0.85 とした場合を考える。

図1はこのサイクルのT-S線図を示したものである。図において破線はガスターピンサイクルの排気の冷却過程であり、この過程は作動ガス 1 kg に対するものである。したがってランキンサイクルは廃ガス 1 kg に対するものである。サイクルの決定はピンチポイント温度差を 10°C として行い、この場合の蒸気流量比は $g_{ST} = 0.226$ 、熱効率は 31% である。（蒸気サイクルのみの効率である）

ボトミングサイクルの描き方

ガスターピンサイクル（単位流量 1 kg 当り）のT-S線図にボトミングサイクルを描く場合を述べる。まずこの蒸気サイクルで単位流量の蒸気を発生させる過程のエントロビ

変化、 $\Delta S_{ST} = S_d - s_a$ （図1参照）に蒸気流量、 $g_{ST} = 0.226$ をかけると、ガス 1 kg に対する蒸気サイクルの寸法が決まる。そこでその蒸気サイクルの点aを $S = 0.2\text{ kJ/K}$ に合わせてガスターピンのサイクルに重ねると、廃熱により作られるサイクルができる。図1はそのようにして描いた廃熱によるランキンサイクルである。

図によるとランキンサイクルの ΔS_{ST} が廃ガスの ΔS_{GT} よりも大きく、直感的に低温熱源に捨てる熱（アネルギ）が増加することが分かる。これは廃ガスの保有する熱を蒸気サイクルに移すとき、蒸気サイクルの温度が低いので必然的にエクセルギ損失が生じることによるもので、廃熱回収もアネルギの増加をできるだけ抑えることが効率改善のポイントであることを示している。なお斜線を施した部分がアネルギの増加を伴う部分である。

表1 ガスターピンの条件

(a) $TIT = 1623\text{ K}$ の場合

圧力比	1.0
大気条件	$0.1\text{ MPa}, 288.2\text{ K}$
(入口圧力、温度)	
ターピン入口温度	1623.2 K
ターピン出口温度	1028.2 K
圧縮機効率	0.85
ターピン効率	0.85
燃焼器圧力損失	3%
廃ガスボイラ圧力損失	5%
ガスターピンの熱効率	34.2%
内部エクセルギ	829.5 kJ/kg
加熱量	1230.1 kJ/kg

(b) $TIT = 1773.2\text{ K}$ の場合

ターピン入口温度	1773.2 K
ターピン出口温度	1129.7 K
ガスターピンの熱効率	34.5%
内部エクセルギ	993.3 kJ
加熱量	1423.6 kJ

ここで蒸気流量 g_{ST} は蒸気 G_{ST} とガス G_{GT} の流量比であり、式(1)によりガスと蒸気のエンタルピの比より求める。

$$g_{ST} = G_{ST} / G_{GT} = (h_4 - h_5) / (h_d - h_b) \quad (1)$$

式(1)の分子はガス、分母は蒸気のエンタルピ差であるが、ガスの h_5 は蒸気の h_b の 10 °C 高い温度のエンタルピである。なお破線に印した数字 1 は圧縮機入口、4 はガスター・ビン出口を意味し、5 はガス側のピンチポイントの位置である。

(2) 2重圧サイクル⁽²⁾

2重圧サイクルの計算例を図2に示す。高圧サイクルは初圧 5 MPa、初温 500°C、低圧サイクルは圧力 0.5 MPa、温度 500°C である。低圧サイクルの過熱は高圧サイクルの再熱と混合させて行う。高圧と低圧の蒸気流量比は高圧側が $g_{ST,H} = 0.184$ 、低圧側が $g_{ST,L} = 0.016$ である。この流量はボイラ効率を 95%とした場合である。図2は低圧サイクルは左側の小さいサイクルであり、高圧サイクルは右側のサイクルであるが、低圧サイクルと高圧サイクルは矢印で示した部分がつながっており、ここで両サイクルの蒸気が混合する。また熱効率は 33.5% であり、基本サイクルに比し、2.5%高い値である。

(3) 混圧サイクル⁽⁴⁾

ガスター・ビンの排ガス温度が 500°C 以下の場合の蒸気サイクルは過熱蒸気としないで、異なる圧力の蒸気ドラムをつないだ混圧サイクルが使われる。この場合のタービンは飽和蒸気タービンであり、乾き度の低い蒸気を使うことになる。図3は飽和蒸気温度が (a) 114°C ($p=0.163\text{ MPa}$)、(b) 261.5°C ($p=4.5\text{ MPa}$)、(c) 360°C (18.67 MPa) の 3段階の飽和蒸気サイクルで構成した混圧サイクルを示したものである。各サイクルの流量比は

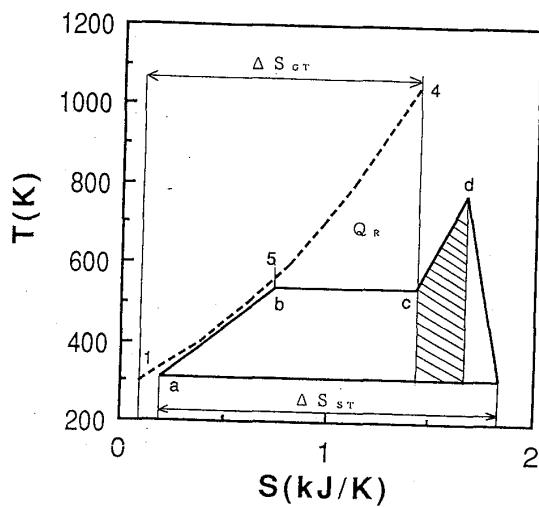


図1 基本ランキンサイクル

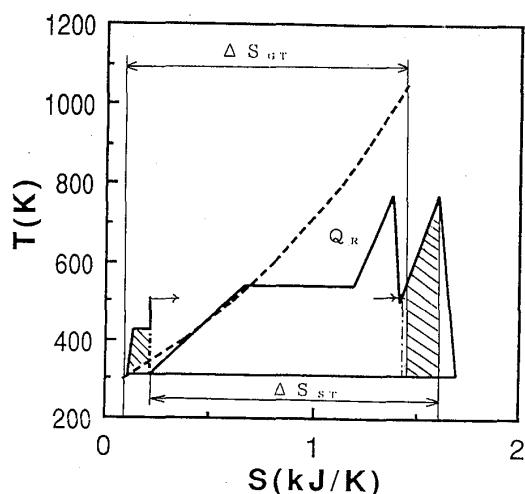


図2 2重圧サイクル

(a) $g_{STa} = 0.0739$, (b) $g_{STb} = 0.0153$, (c) $g_{STc} = 0.102$ であり、熱効率は 28.5% である。

但しこの場合はこのサイクルの特性に合わせて、廃ガスの最高温度（廃ガスボイラ流入温度）を前 2 例の 1028.2K(755°C) に比べ約 250°C 低い 500°C に設定してある。

以上 3 例を見て分かることは、蒸気サイクルの温度が低いこともあり、廃熱を回収するためにはサイクルのエントロピーが増加し、アネルギの増加となることが避けられない。また多重圧にしても臨界点以下のサイクルではアネルギ増加を抑制することは容易でない。また廃ガスの高温部に未利用熱(Q_R)が残るので、これも効率改善から好ましくない。表 3 は本報告で検討したサイクルの計算結果をまとめたものであるが、蒸気サイクルが臨界圧以下の場合は熱回収率（廃熱のサイクルへの取り込み率）が高くて、熱効率に限界があり（31-33%），全体効率の改善を抑えることが分かる。

3 高温ガスタービンに対する蒸気サイクル

ガスタービンの高温化は複合サイクルの効率改善にとってもっとも重要な条件であるが、近年高温化技術の進歩により、タービン入口温度(TIT)が約 1300°C 以上になると、ボトミングサイクルは廃熱のみで作動させるときに最高効率を与えることを示した。本報告では表 1 に示した TIT=1623K(1350°C) および 1773.2K(1500°C) のガスタービンとするので、蒸気サイクルは追い炊きなどを必要としない。ここではまず表 1 の (a) に対する蒸気サイクルを、次いで (b) について取り扱う。

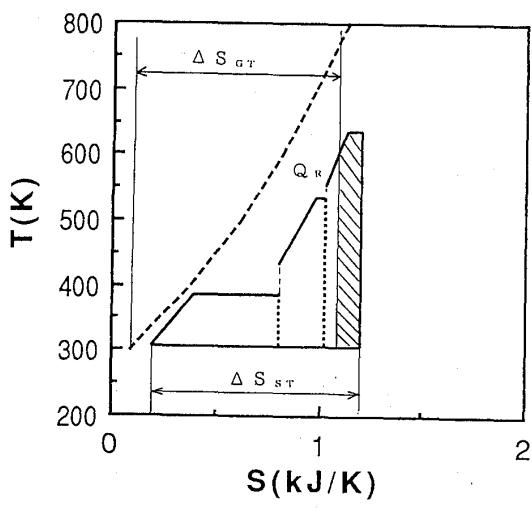


図 3 混圧サイクル

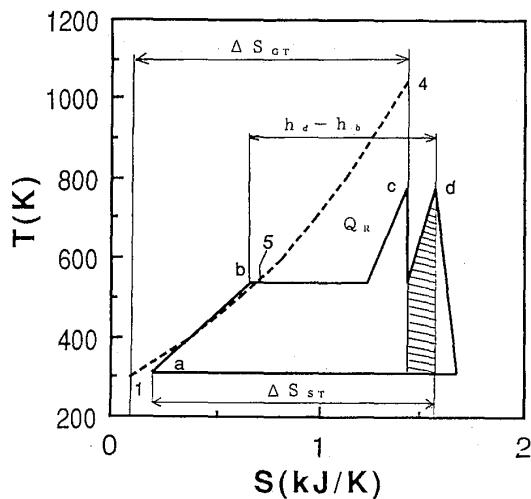


図 4 再熱サイクル

3. 1 $T_{IT}=1623.2K$ に対する場合

廃熱回収のための蒸気サイクルは前述したように臨界点以下の基本サイクルや多重圧サイクルでは廃熱の効率的な利用は困難である。本報告ではT-S線図上で効率的な廃熱回収について考察する。蒸気サイクルは表2に示す再熱サイクルと超臨界圧サイクルを取り上げる。超臨界圧サイクルは初温、再熱温度が773.2Kと823.2Kの2つの場合を比較する。

(1) 再熱サイクル

再熱サイクルは再熱により廃ガスの高温部の熱を温度をあまり下げることなく回収できるので、エネルギーの増加をおさえ、効率改善が可能ではないかとの観点より検討する。

T-S線図への作図法は前述したものと同じである。サイクルの決定はピンチポイント温度(ガス側)を飽和温度より10°C高い537.1Kとして、式(1)より蒸気流量を求め、表2に示したエントロビ変化量に蒸気流量比を掛けて、サイクルの大きさを算出する。エントロビ変化量および式(1)の蒸気サイクルのエンタルピ差は図4に示した。

図4はこの場合の結果を示したものである。図において斜線部が廃ガスの高温部に残った熱 Q_R を吸収した部分である。この部分のエントロビ変化量は図1の基本サイクルに比べやや減少しているように見えるが、蒸気サイクルの熱効率は31.3%であり、再熱の効果は極めて小さい。これはランキンサイクルは蒸発部があるために、蒸発部の真上の Q_R を利用できないことによる。

(2) 超臨界圧サイクル

超臨界圧サイクルは初温、再熱温度を773.2Kと823.2Kの2つの場合を検討する。再熱はいずれも3段再熱である。

超臨界圧サイクルの場合はピンチポイントがどこになるか予測できない。したがって蒸気流量の算定は明確な方法はなく、反復法で最適流量を探すことになる。このとき初期流量が必要となるが、ここでは次式を用いた。

$$g_{ST} = \Delta S_{GT} / \Delta S_{ST} \quad (3)$$

ΔS_{ST} は蒸気1kg当りのエントロビ変化量、 ΔS_{GT} は廃ガスのエントロビ変化量である(図5)。この式で求めた流量は最適流量近傍の値が得られ、この数値を初期値として図6のT-Q関係を反復法により最適解を求めた。

図5は初温が773.2Kの場合のT-S線図である。破線は前例と同じくガスター・ピンサイクルの冷却過程である。図6はT-Q線図であり、また表3には数値結果を示してある。図7と8は初温が823.2Kのサイクルに対するものである。

表 2 蒸気サイクルの条件（その 1）

1 再熱サイクル		2 超臨界圧再熱サイクル	
初圧	5 MPa	初圧	30 MPa
初温	773.2 K	初温	773.2 K 823.2 K
再熱圧力	1 MPa	再熱温度	773.2 K, 823.2 K
再熱温度	773.2 K	1段再熱圧力	10 MPa
再熱開始点	1 MPa 534.4 K	2段再熱圧力	3.5 MPa
復水圧力	0.005 MPa	3段再熱圧力	0.5 MPa
同温度	306.1 K	復水圧力	0.005 MPa
エントロピ変化量	7.286 kJ/kgK	同温度	306.1 K
タービン効率	85%	エントロピ変化量	7.611 kJ/kgK
		タービン効率	85%

図 5 によれば蒸気サイクルで廃熱の範囲からはみだしている部分を斜線で示したが、この場合注意すべき点はこの斜線に相当する熱量の加熱に Q_R が充てられるのではないことである。すなわちこのサイクルでは 3 段再熱をしてるが、各タービン段（最終段を除く）の不可逆断熱膨張による自己加熱があるので、はみだした部分すべてが外部からの加熱を必要としないからである。しかし T - S 線図で見る限りでは廃熱の回収とそれに伴うエントロピーは少なく、基本サイクル、再熱サイクルに比べ廃熱の有効利用が促進されていることが分かる。図 6 の T - Q 線図もまた熱の回収は限界までしていることが分かる。

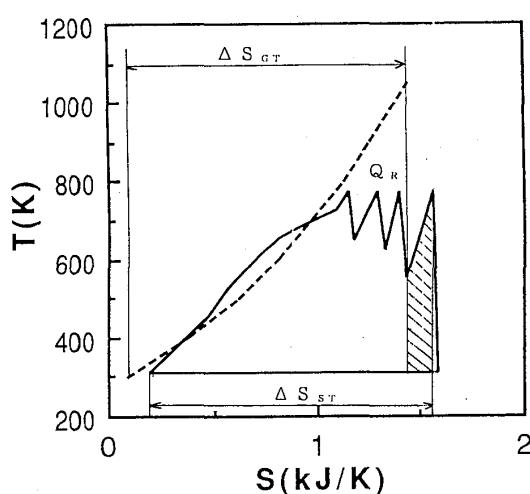


図 5 超臨界圧サイクル
初圧 30MPa, 初温 773.2K

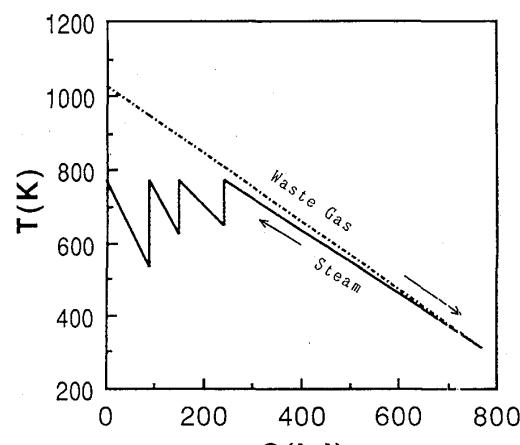


図 6 T - Q 線図
(図 5 に対応)

図7はサイクルの初温を823.2Kと50°C高くした場合である。この場合は蒸気サイクルの ΔS_{ST} はガスタービンの ΔS_{GT} の範囲に収まり、サイクルの熱効率がさらに改善されることが分かる。熱効率は蒸気サイクルは40.5%，複合サイクルとしては約60%，エクセルギ効率は約89%である。しかし熱回収率は約86%とやや低いので、熱回収の余地が残されている。したがって廃熱回収の蒸気サイクルは超臨界圧サイクルが好ましいことが分かる。

3. 2 TIT=1773.2Kの場合

ガスタービンの高温化技術の進展の速度からみてガスタービンのTITが1500°Cの時代が近いと云えよう。そこでここでは表1-(b)のTIT=1500°C(1773.2K)のガスタービンをトッピングサイクルとした複合サイクルを考える。蒸気サイクルは表2の(2)の超臨界圧サイクル(初温が823.2K)とする。またガスタービン出口の排気の温度は約1130Kである。その結果は表3に示すように蒸気サイクルの熱効率は42.7%，複合サイクル全体としては62.5%，エクセルギ効率は約91%である。したがって廃ガスボイラ入口のガス温度が約900°Cであれば、超臨界圧サイクルが有効であることが分かる。

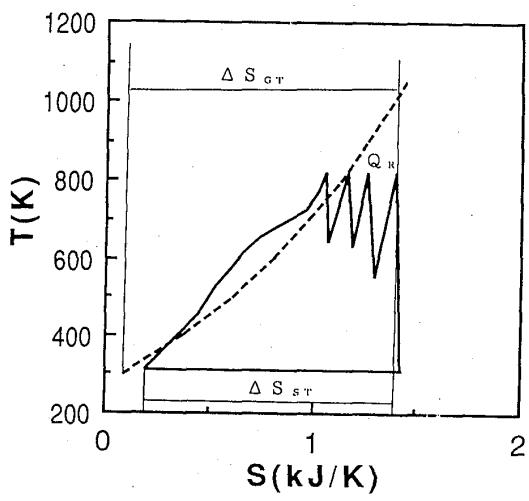


図7 超臨界圧サイクル
初圧30MPa, 初温823.2K

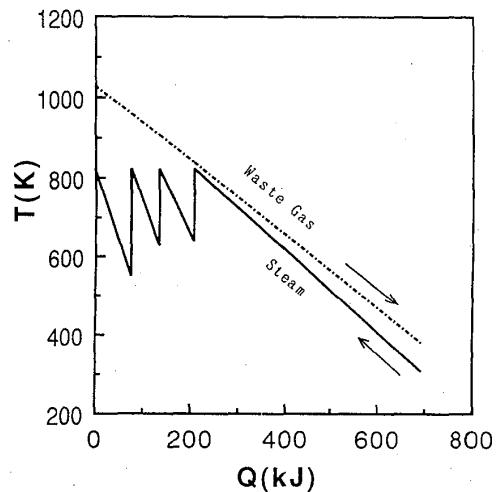


図8 T-Q線図
(図7に対応)

4 結言

複合サイクルのボトミングサイクルをT-S線図上の廃ガスの熱量の領域に描き、目に見える方法で検討した。その結果廃ガス温度のレベルが低いところでは第2法則の制約により複合サイクルの効率は(本計算の条件では)約55%が限界であるが、超臨界圧サイクルでは60%以上(エクセルギ効率は90%以上)に達し、廃熱をほぼ限界まで回収することが可能になることを示した。

記号

ΔS_{GT} , ΔS_{ST}	サイクルの全エントロピー変化量 (kJ/K)
Δs_{ST}	単位流量当たりの蒸気サイクルのエントロピー変化量 (kJ/kgK) Δ
Q_R	T - S 線図において蒸気サイクルの真上の廃熱の領域
G_{ST}, G_{GT}	蒸気及びガスの流量 (kg/s)
h	エンタルピ (添え字はサイクルの要素の位置)
w	作動流体の単位流量当たりの発生仕事 (kJ/kg)
CC	複合サイクルを意味する
GT	ガスタービンを意味する
ST	蒸気サイクルを意味する
η	熱効率
ζ	エクセルギ効率

本報告で用いた計算式

ガスタービンと蒸気サイクルの仕事を W_{GT} , W_{ST} とすると複合サイクルの発生仕事 W_{CC} は

$$W_{CC} = W_{GT} + W_{ST}$$

複合サイクルの熱効率はガスタービンの加熱量 (kJ/kg) を Q として

$$\eta_{CC} = W_{CC}/Q$$

蒸気サイクルの熱効率は廃熱を $Q_{EX} = Q - W_{GT}$ とおいて

$$\eta_{ST} = W_{ST}/Q_{EX}$$

エクセルギ E はここでは内部エクセルギとする

$$E = Q - T_0 \Delta S_{GT}$$

(内部) エクセルギ効率は

$$\zeta = W_{CC}/E$$

である。

参考文献

- (1) Allenn, R.P., Kovacik, J.M., J. Eng. Power, Trans. ASME, 106(1884), 725
- (2) Chin, W.W., El-Masri, M.a., J. Eng. Power, Trans. ASME, 109(1987), 2
- (3) Cerri, G., J. Eng. Power, Trans. ASME, 109(1987), 47
- (4) 菊沢 清, 川崎技報, 74号(1980, 4), 82
- (5) 菊沢 清, 第12回エネルギー資源学会講演予定、1993.4.14-15

表3 計算結果

	基本サイクル	2重圧縮	再熱	超臨界圧(1) 廃ガス温度 1028.2K 初温, 再熱温度 773.2K	超臨界圧(2) 同上 初圧 30MPa, 初温 773.2K	超臨界圧(3) 廃ガス温度 1129.6K 初圧, 初温 同上
加熱量, Q (kJ)				1230.1 (kJ/kg)		1423.6 (kJ/kg)
内部エクセルギ $\eta_{GT}\%$				829.5 (kJ/kg)		978.6 (kJ/kg)
				34.2		34.5
$\eta_{ST}\%$	31.0	33.2	31.3	34.5	40.5	42.7
$\eta_{CC}\%$	54.5	56.0	54.7	56.7	59.8	62.5
$\zeta_{cc}\%$	80.7	83.0	81.0	84.1	88.6	90.8
W_{CC} (kJ/kg)	669.9	688.4	672.5	697.9	753.3	889.1
R_{ST}	0.226	高圧 0.184 低圧 0.016	0.19	0.174	0.155	0.195
熱回収率(%)	91.9	95	87.5	94.9	85.9	93.9

B-4 高速VTOL機用エンジンシステムの性能検討(2) (遷移飛行時のエンジン性能)

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、これを高度1万m、飛行マッハ数0.8程度で飛行する「高速VTOL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VTOL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)}。

高速VTOL機用エンジンシステムは、機体後部に搭載した3基のコアエンジン（以下コアと略す）及び2基の推進ファン（以下CFと略す）と、主翼内に搭載した6基のリフトファン（以下LFと略す）から構成される。このエンジンは、コアの高圧圧縮機出口から抽気された空気を導く抽気管によって、コアとファン部（燃焼器及びタービンを備えている）が結合されており、コアはその抽気空気を巡航時にはCFに、またホバリング時にはLFに供給する。従って、それぞれの場合のエンジン性能は、コアとCFまたはコアとLFの組合せで求められる⁵⁾。

一方巡航からホバリング、あるいはその逆の形態の遷移飛行時では、コアからの抽気空気はCFとLFに同時に供給され、またその供給量は徐々に変化させることになる。同時にCFとLFには、機体の離着陸時の予定飛行経路を維持する推力が要求される。

本報告では、この遷移飛行時におけるエンジン推力をシミュレーション計算によって検討した結果について述べる。

2. 基本性能

文献2)の高速VTOL機は、総重量392[kN] (40ton) 及び巡航時揚抗比10で3基のコア、設計推力19.6 [KN] (2ton) のCF 2基及び設計推力 98 [KN] (10ton) のLF 6基を搭載する仕様であるが、ここでは計算の便宜上図1に示すように、設計推力19.6 [KN] のCF及び設計推力196 [KN] (20ton) のLFを各1基とコアを1基搭載する機体を想定した。

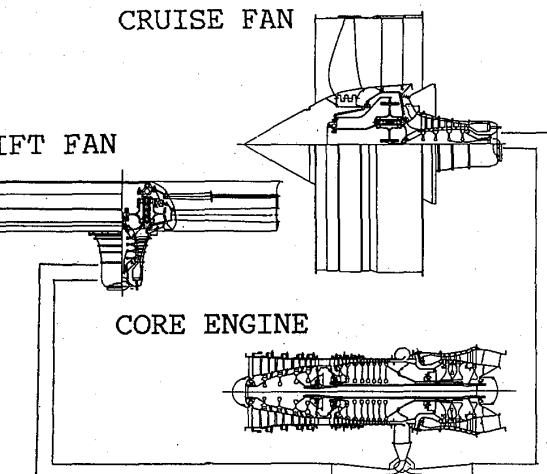


図1. エンジンシステムの構成

本エンジンシステムの基本性能を、巡航時（高度35,000ft、飛行マッハ数0.8）及び地上静止時を基準として計算した。設計点計算パラメータ及び各設計値を表1に示す。なお離着陸時においてコアを設計点で作動させるためには、コアノズル面積を巡航時の49%増にする必要があるが^{④⑤}、ここでは固定ノズルと仮定した。これより離着陸時にはコアは部分負荷運転となるが、LFの発生推力は設計推力を十分満たす。

表1. 設計点計算パラメータ及び設計値

	パラメータ	代表値
π_{ov}	サイクル圧力比	35
T4c*	コターピン入口温度	1680 K
μ_b	抽気流量比	0.415
π_{cf}	CF圧力比	1.3
T4cf*	CFターピン入口温度	1680 K
μ_{cf}	CFバイパス比	17.2
π_{lf}	LF圧力比	1.12
T4lf*	LFターピン入口温度	1680 K
μ_{lf}	バイパス比	35.7

表2. 要素特性マップと代表値

要素	圧力比	流量	効率
CF	1.29	685	0.899
LF	1.12	1552	0.89
LPC	4.4	40.3	0.9
HPC	8.	11.6	0.87
HPT	1/8.	1.67	0.9
LPT	1/4.4	11.8	0.91
CF Turb.	1/35	1.23	0.91
LF Turb.	1/35	1.27	0.91

2-1. シミュレーションプログラム

本報告で用いたシミュレーションプログラムは航技研が独自に開発したもので、過去FJR710エンジン、高効率ガスタービン等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きたものである^⑥。

本エンジンモデルは、スタティック要素21個、ダイナミック要素12個と一般のターボファンエンジンに比べ非常に複雑な構成である。コアとファンを結合するバルブモジュールは、抽気空気管内の圧力損失とCF及びLFに供給する抽気空気分配をモデル化したもので、抽気管は直径0.1m程度、管路長2m及び管屈曲部2箇所の円管と仮定している^⑦。計算に用いた要素特性マップの設計点代表値を表2に示す。ファンの要素特性は、ギヤード高バイパス比ターボファンエンジン用ファンの性能データ（可変ピッチ角度は一定）を用いた^⑧。低圧圧縮機には航技研が試作した高効率圧縮機（4段、全段可変静翼）の実験データを、また高圧圧縮機及びタービンの特性はFJR710/600Sのデータを用いた。ここで高圧圧縮機は前5段を可変静翼とした要素データである。

2-2. ファン特性とリフトファン空気吸込み特性

本報告で扱う遷移飛行時の運転では、LF及びCFの起動／停止及びファン前面ラム圧によるウインドミル現象のため、ファン圧力比が1以下で回転する状態がその過程で起きる。このためファンの特性マップを、前述した巡航用のファン特性をもとに回転速度を0%及び圧力比を0.95まで拡張した。

次に遷移飛行時のリフトファン運転においては、ファンに吸込まれる流れはファンに直角方向となるため、その空気流量はファン前面流速、ファン内部流速及びエンジン入口の形状やスクープなどの付帯設備によって大きく異なる。本報告ではこのリフトファン特有の空気吸込み特性について、航技研が昭和40年代に行った「V T O L 機

の研究」の一環として行われた「V T O L エンジン空気取入れ口の実験」の結果を参考した¹⁰。これは航技研が開発したリフトターボジェットエンジンJR100を模擬したエンジン模型を、風胴の壁面に装着して行った実験で、その測定結果の一例を図2に転載する。これは横軸にエンジン前面流速 V_0 と内部流速 V_i の比 V_0/V_i をとり、これに対する平均全圧損失係数 ξ_{mean} を縦軸に表したものである。ここで、 P_0 、 P_i をそれぞれエンジン前面全圧及びエンジン入口全圧、 ρ を空気密度とすれば、

この結果は、本報告で扱うLFのような低圧力比、大流量ファンの場合とは、エンジン入口形状等の構造が異なるため必ずしも一致しないと思われるが、現段階ではこの結果（図2実線で表した特性）を用いることにした。

2-3. リフトファン運転によるドラグ

本エンジンシステムでは、一般的のエンジンと異なり、エンジンシステム全体の発生推力を機体水平方向と機体垂直方向（それぞれ $T_{hor.}$ 及び $T_{ver.}$ とする）に分け次のように定義する。

$$\begin{aligned} T_{\text{hor.}} = & T_{\text{CfBN}} + T_{\text{CfCN}} + T_{\text{CN}} \\ & - DR_{\text{CfBN}} - DR_{\text{Naccel}} - DR_{\text{CN}} \\ & - DR_{\text{LfBNH}} \quad \dots \dots \dots \quad (2) \end{aligned}$$

$$T_{ver.} = T_{LfBN} + T_{LfCN} - DR_{LfBNV} \dots \dots \dots \quad (3)$$

式2)において第1行は前よりそれぞれCF
バイパスノズル、CFコアノズル及びコア

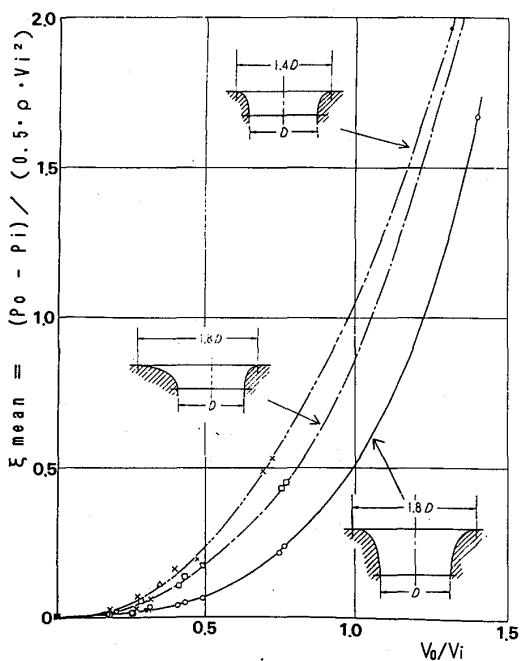


図2. 空気吸込み特性⁹⁾

エンジンノズルの発生推力を表し、第2行はそれぞれCFの入口、ナセル及びコアエンジン入口でのドラグを表す。ここで第3行に記述したDR_LfBNHは、LFの吸込み空気により生じる機体水平方向のドラグを表す。この様にT_hor.は、CFの発生推力以外にLFの運転状態の影響も受けるため、遷移飛行時のエンジン推力は非常に複雑なものとなる。ここでLF駆動によるドラグ発生の状況は、リフトファンとその駆動タービンの特性及びファン入口形状等で異なり、現時点では定量的に表すことはできないが、現象的には一般的のエンジン起動と同様に急激な変化が生じるものと思われる。T_ver.は式3)の様にLFのバイパスノズル及びLFのコアノズル発生推力とLFの機体垂直方向のドラグDR_LfBNVで表される。

次に T_{hor} , 及び T_{ver} を決めるパラメータは、エンジン諸元を 2. で表した値に固定した場合次の様になる。

$$T_{\text{hor.}}, T_{\text{ver.}} = \int (\text{ALT}, M, T4c, T4cf, T4lf, \mu bf) \dots (4)$$

ここに μ_{bf} は、抽気空気バルブの空気分配比率で、100% は全量を CF に供給していることを示す。また ALT, M はそれぞれ飛行高度及び飛行マッハ数を表す。CF 及び LF の燃料流量をそれぞれ WF_{cf} , WF_{lf} として、空燃比 n を次の様に定義する。

ここに G_{Ccf} 及び G_{Clf} はそれぞれ CF 及び LF の燃焼器空気流量である。

3. 着陸飛行経路と必要推力

着陸時の遷移飛行中の必要推力を求めるには、機体が巡航から着陸に至る飛行経路を決める必要がある。この飛行経路の開始点からコアはCFとLFの両者に抽気空気を供給し、その比率 μ_{bf} を次第に変えて、その終点であるホバリングではLFの作動のみで飛行高度を維持する過程となる。ここでエンジンの推力は高度及び速度によって変化するため、決められた飛行経路上の高度及び速度を維持する条件での計算は複雑になると思われる。以上のことからここでは問題を単純化するために、図3に示すような着陸飛行経路を仮定した。図で機体は着陸のため水平飛行に入り（A点）、飛行速度を徐々に減少させてホバリングに入り（C点）、垂直に降下して着陸する。この着陸飛行経路において、A点ではエンジンシステムはCFのみの作動であり、B点に至るまではCF及びLFの両者が推力を刻々と変化させ、C点ではLFのみの作動となる。ここでA点での飛行マッハ数を0.25、機体の失速限界飛行マッハ数を0.22及びA～Cでの飛行高度を100mとした。またこの飛行高度で必要な水平方向推力を求めるために、揚抗比=10一定と仮定した。この様な着陸飛行経路において機体を浮上させ得ることを条件とした必要推力は、A～B間では $T_{hor.} = 19.6 \text{ [kN]}$ 、またB、C点では $T_{ver.} = 196 \text{ [kN]}$ となる。A及びB点において、上記の必要推力を得る場合の各タービン入口温度及び μ_{bf} の値を表3に示す。

A点ではT4cとT4cfの取り得る範囲は広いが、ここではT4cfを最小値（吹き消え限界点、 $n_{cf}=150$ ）に設定すると仮定する。この場合T4cは1300Kとほぼフライトイドル点と考えられ、またLFは停止している。B点ではコアの95%の抽気空気

表3. 図3 各点のターピン入口温度と μ_{bf}

	A 点	B 点	C 点
T4c	1300K	1680K	1680K
T4cf	885K	1140K	-
T4lf	-	1680K	1680K
μ bf	100 %	5 %	0 %

がLFに供給され、T_{4c}及びT_{4lf}は最大値(1680K)をとる。以上のようにA～Bの過程において式4)の各パラメータの変化は図4のようになると考えられる。図でA～Cは図3に対応したエンジン作動点、DはLFの起動点である。このように着陸時ではコアの燃料流量とバルブの空気分配比率を同時に変え、その過程中にLFの起動が起こる非常に複雑なエンジン運転を行うことになる。

4. 着陸時のエンジン推力

4-1. 着陸時の推力特性

着陸時のエンジン推力は式4)で示した6個のパラメータの内、ALT、Mを環境条件として残る4個のパラメータ、 μ_{bf}

及び各タービン入口温度で決まる。今T_{4cf}とT_{4lf}をそれぞれ最大値(1680K)、最小値($n_{lf}=150$)及び停止($WF=0$)の3つの状態で整理すれば、表4に示す様に計9個のケースが考えられる。この内◎印で示した4つのケースについて、 $\mu_{bf}=80\%$ におけるT_{hor.}をT_{4c}(1180K～1680K)に対して求めた結果を図5に示す。この様に図5の各線に囲まれた範囲内が着陸時での本エンジンシステムの作動範囲となる。ここで2000[kgf]を示す線は、A～B間での必要推力を表す。図5より分るように、T_{4cf}が最小値であっても必要推力は十分得られる。従って表3のA点においてT_{4cf}を最小値としたが、以下CF停止に至る全過程でも常に最小値に制御すると仮定する。これよりA～Bでの推力を決めるパラメータはCFに関して一定となり、T_{4c}、T_{4lf}及び μ_{bf} について考慮すれば良いことになる。

次に図3のA点において、 $WF_{lf}=0$ 及びT_{4cf}=最小値の条件下で μ_{bf} を変えた場合の結果を図6に示す。図においてT_{hor.}は、 $\mu_{bf}=100\sim70\%$ の範囲ではT_{4c}にほぼ比例して増加している。しかし $\mu_{bf}=60\%$ ではT_{4c}が1550Kを超えるとT_{hor.}は増加せず、T_{4cf}=1600K以降で急速に減少している。これはLFに供給される抽気空気及びT_{4c}の増加に伴い、LFのタービンが駆動されることによりリフトファンが回転して、T_{hor.}に対するドラグ(式2)のDR_LfBNH)が発生することによる。この様にLFの起動以前にドラグが生じまたその値はかなり大きいため、図6から分るように $\mu_{bf}=55\%$ 以下では必要推力を満たすことができない。従ってエンジンの運転は、図6 A点よりD点まで μ_{bf} の減少及びT_{4c}の増加を行い、この点から $\mu_{bf}=60\rightarrow5\%$ 、T_{4c}=1580K→1680K及

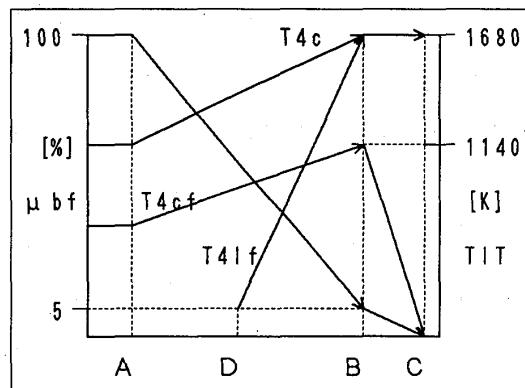


図4. パラメータの変化

表4. 各タービン入口温度の設定

	T _{4cf}	最大値	最小値	停止
T _{4lf}		1680K	$n=150$	$WF=0$
1680 K	◎	◎	○	○
$n = 150$	○	○	○	○
$WF = 0$	◎	◎	○	○

びLFの起動からT4lfを最大値にする操作を同時に行うことになる。従って T_{hor} 及び T_{ver} は急激に変化し、機体は大きな飛行速度及び高度の変化を受け、安定な着陸飛行経路を保つことは難しいと思われる。

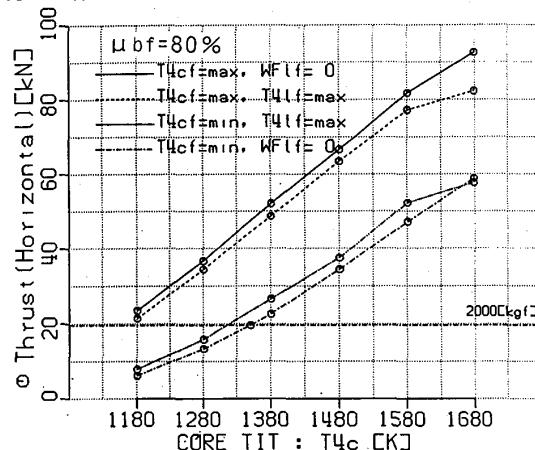


図5. 各タービン入口温度に対する推力

4-2. 推力方向可変装置（ルーバー）

前項で述べたドラグ発生による急激な推力変化を避ける方法の一つとして、LFの推力方向可変装置が考えられる。これはLFノズルの下方に流れを偏向させる板（ルーバー）を備え、推力方向を連続的に可変しようとするものである。ここではルーバーによる流れの機体垂直方向からの偏向角 θ を最大 60° （ 0° で垂直）と仮定する。図7は $\mu_{bf} = 62\%$ でルーバー使用時（ $\theta = 60^\circ$ ）の推力（実線）を求めたもので、ルーバー使用によりドラグが低減される様子がわかる。図ではLFを起動し $T4lf = \text{最小値}$ （破線）及び最大値（一点鎖線）をとる場合についても示した。これによれば $\mu_{bf} = 62\%$ 一定のまま、図7のD点でLFを起動し、E点においてT4lfを最大にする操作を行うことにより、大きな T_{hor} の変化無しにLFの起動及び最大推力まで運転が可能である。

次にエンジン運転は、 $T_{hor} = 19.6$ [kN]一定を維持しながら μ_{bf} を徐々に減少させ、かつ $T4c$ を1680Kまで増加させる過程となる。図8は $T_{hor} = 19.6$ [kN]一定を条件とした場合の μ_{bf} に対する $T4c$ の値を示したものである。すなわち図8において $T4c = 1530$ K、

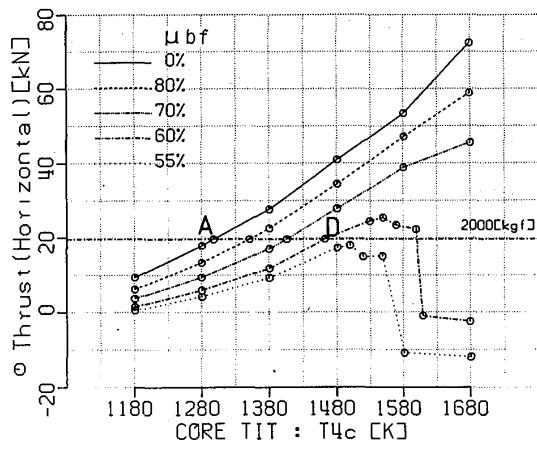


図6. μ_{bf} の変化に対する推力

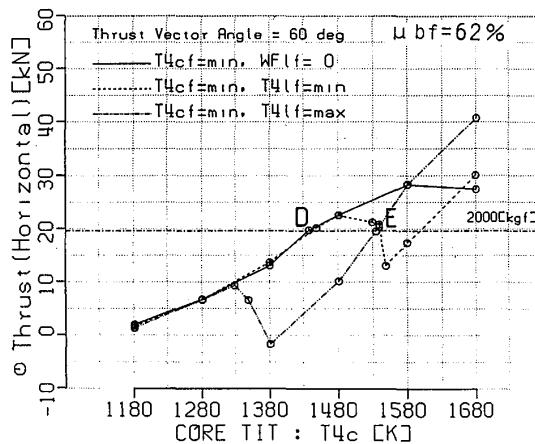


図7. LFの起動及び最大推力運転

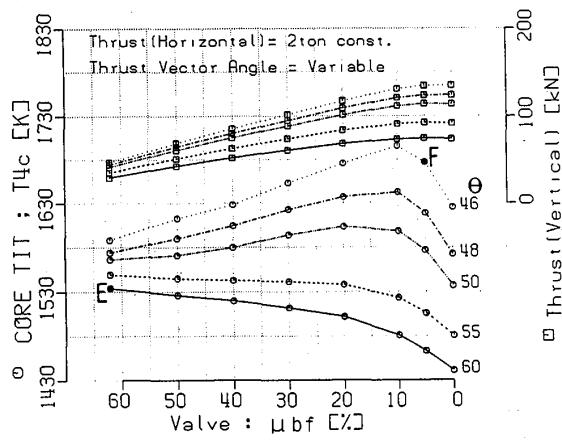


図8. 定推力での $T4c$ と μ_{bf}

$\mu_{bf} = 62\%$ の点 (E) から、 $T_{4c}=1680K$ 、 $\mu_{bf}=0\%$ の点 (F) まで任意の軌跡をとる様に運転を行うことにより、必要推力を維持したまま表 3 の B 点におけるエンジン作動点に移行することが可能であり、ホバリング (C 点)への移行はルーバー操作のみとなる。また CF の停止は $\mu_{bf} = 10\%$ 以下で T_{hor} への影響なしに行える。なお図 8 では T_{ver} についても示した。

以上の結果より、着陸時での式 4) に表した各パラメータの変化を図 9 に示す。これは μ_{bf} を変化させて行く過程で、 $T_{hor} = 19.6 [kN]$ 一定を条件とした場合の各タービン入口温度及び θ の値を表したものである。

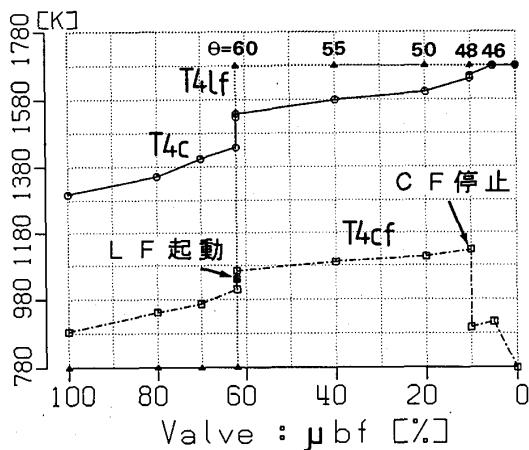


図 9. 着陸時のパラメータ変化

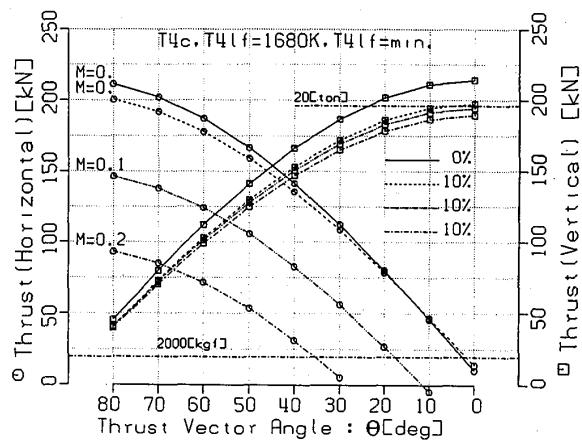


図 10. 離陸時の推力

5. 離陸時のエンジン推力

離陸時は図 3 の C 点、すなわち高度 100m でホバリング状態にある点を起点とする。この時 T_{4c} 及び T_{4lf} は最大値であり、 $\mu_{bf} = 0\%$ で CF は停止している。今この状態で、 $\mu_{bf} = 10\%$ とし、CF を起動すると仮定した場合の各状態でのエンジン推力を図 10 に示す。これはホバリング時 (実線) 及び CF 起動時 (破線) の T_{hor} 及び T_{ver} を θ の変化に対して示したもので、図で明らかなように $\mu_{bf} = 10\%$ の状態であっても非常に大きな T_{hor} が得られる。また図では飛行速度が増加した場合についても示した (二点鎖線: $M = 0.1$ 、一点鎖線: $M = 0.2$)。以上より離陸時の必要推力を得るためのエンジン運転は着陸時より容易であることがわかる。

次に図 10においてホバリング時 C 点の T_{hor} は、コアエンジンノズルにより生じる推力のためゼロでは無い。これは 2. で述べたように、コアノズル面積を一定としたために設計点よりかなり大きい推力となった。従って実際のエンジンシステムでは、この様な点についても考慮が必要であると思われる。

6. 結論

本報告では、高速 V T O L 機用エンジンシステムの遷移飛行時におけるエンジン性能をシミュレーション計算により明らかにした。

機体が着陸時に水平飛行よりホバリングに至る過程では、コアエンジン燃料流量と、

コアエンジンから推進ファン及びリフトファンに供給する抽気空気の分配比率を徐々に変え、同時に推進ファンの燃料流量と起動を含むリフトファンの燃料流量制御を、機体の安定な高度及び速度変化が可能なように行う必要がある。しかしながらこの過程において、リフトファンの起動によりリフトファンが吸込む空気流量に比例した機体水平方向のドラグが発生し、機体は急激な速度変化を受ける。これを避けるには、リフトファンの推力方向を可変し得る装置を用い、リフトファン起動時にはその推力方向を偏向し、発生するドラグを軽減させる装置が有効である。

本報告では、この推力方向可変装置（ルーバー）を用いて、遷移飛行時の安定なエンジン推力が得られることを示した。

ここで行ったシミュレーション計算では、機体速度がある状態でのリフトファンの作動特性（空気吸込み特性）、ルーバーによる推力方向可変特性などを簡単な近似で表したが、実際にはかなり複雑な特性となることが予想される。また本計算では、遷移飛行中に機体を浮上し得る必要推力を得ることを目的としており、予定飛行経路の飛行高度及び速度を維持する条件は満たしていない。今後はこの点について、機体運動も含めて考察する予定である。

<参考文献>

- 1) 遠藤ほか、「高速V T O L 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) 齊藤ほか、「高速V T O L 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) 松田ほか、「高速V T O L 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) 松田ほか、「高速V T O L 機用エンジンシステムの性能検討」、G T S J 秋期講演会（1991年8月）
- 5) 松田ほか、「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)」G T S J 定期講演会（1992年6月）
- 6) Y. MATSUDA et al., 「Design and Off-Design Point Characteristics of Separated Core Ultra High Bypass Engine(SCUBE)」, AIAA 92-3776
- 7) N. Sugiyama, 「Generalized High Speed Simulation of Gas Turbine Engines」ASME 90-GT-270
- 8) GE, 「QCSEE, The Aerodynamic and Mechanical Design of the QCSEE Under-the-Wing Fan」, NASA CR 135009, March, 1977
- 9) 近藤ほか、「ジェットエンジン空気取り入れ口の実験(II)」、航技研資料TM-83

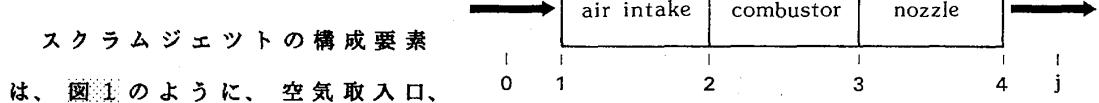
B-5 I-S 線図から推定される スクラムジェットの成立条件

* 橋本孝明 (愛知技術短期大学)

高原北雄 (高原総合研究所)

1. まえがき

極超音速飛行をしているエンジン内で流れをせき止めた時、せき止め温度が上昇し過ぎるため、燃料を吹き込んでもプラズマ化して有効な温度上昇が得られない。超音速流中で燃焼させることができればこの問題を克服できるということで、スクラムジェットの構想が生まれた。



は、図1のように、空気取入口、

図1 スクラムジェットエンジンの要素

構造的には従来のジェットエンジンより簡素であるが、流れはエンジンの入口から出口まで大部分超音速になることが求められる。超音速流の中に物体を置いたり、燃料の液体、気体を吹き込めば、衝撃波の発生が不可避である。特に垂直衝撃波が発生すると大きな総圧損失をもたらす。その場合には、発生すべき推力が出ずに抗力となったり、たとえ出たとしても極めて効率の悪いエンジンになってしまう。

スクラムジェットを実現するためには、要素個々の詳細な研究などすべきことは多々あるが、エンジン全体として作動条件の問題点を整理しておくことも極めて重要である。この論文は、エンタルピとエントロピー(I-S)線図を利用して、総圧損失を考慮することによってスクラムジェットの成立に必要な条件を検討したものである。

実際の流れは三次元流であり、エンジン内の作動流体は、空気取入口で空気、燃焼器で空気と燃料および燃焼ガス、そしてノズルでは燃焼ガスである。このままの流れを複雑な実機操作条件で直接扱うのは極めて難しいので、エンジン内は一次元流とし、作動流体は空気で、定圧比熱、比熱比は温度、圧力にかかわらず一定とした。対流圈と成層圏の界面の高度11kmをマッハ数5.0で飛行し、燃焼室内での温度上昇が1000Kのスクラムジェット¹⁾について解析する。表1は参考のため飛行状態(外界の大気状態)と音速状態およびせき止め状態の各流れについて、圧力、温度を比較したものである。

このように簡単化された考察からではあるが、スクラムジェットは、垂直衝撃波の発生を防ぎ、総圧損失を低く抑えなければ実現不可能であることが推測された。

2. 理想作動条件のスクラムジェット

I-S線図は図2となり、ブレイトンサイクルである。一様流から燃焼器直前(0-2)までおよび燃焼器直後から外部(3-j)までいずれも等エントロピ変化で、燃焼器で等圧燃焼である。従って、エンジン内総圧は一定であり、流れは等総圧線上を変化する。Iは絶対温度0Kにおける値を0kJ/kgとし、Sは273.15K(0°C)と0.101325MPa(1atm)における値を0kJ/kg·Kとして計算してある。図中、2*-3*は音速となる圧力線を示す。超音速燃焼を保持するならば、燃焼器内の静圧は2*-3*以下大気圧0-jまでの斜線の範囲である。

要素の役割は以下の通りである。

(1) 空気取入口(1-2)：超音速ディフューザとして働き、超音速流を等エントロピ的に減速し、ラム圧を得る。

(2) 燃焼器(2-3)：超音速流中で、総圧損失なしに圧力一定で燃料を燃焼させ、空気を加熱し、エンタルピーを上昇させる。

(3) 超音速ノズル(3-4)：流れを等エントロピ的に大気圧まで膨張させる。

エンジン内を通じて総圧は一定であり、入口、出口とも静圧は大気圧であるから、空気取入口前のマッハ数(一様流マッハ数)と超音速ノズル出口のマッハ数(噴流マッハ数)は同じとなる。従って、空気取入口の入口面積とノズルの出口面積とは等しくなければならない。保炎や燃焼の容易さなどを考慮すれば、燃焼は可能な限り減速した超音速流中で行われると考えられ、燃焼器は流体力学的にはスロートになると想定される。噴流マッハ数は一様流マッハ数と同じになるが、燃焼器でエンタルピーが上昇するので、噴流の総温が大きくなる。それに従って静温が大きくなり音速が速くなるから、噴流速度 V_3 が飛行速度 V_0 より大きくなつて、空気に対して燃料の質量を無視す

表1 各状態における圧力と温度

状態	マッハ数	圧力(MPa)	温度(K)
飛行	5.0	0.022632	216.65
音速	1.0	6.32	1083.25
せき止め	0.0	11.97	1299.90

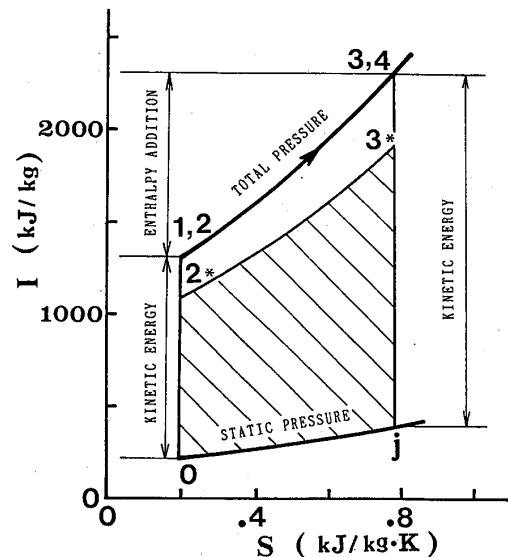


図2 理想作動のI-S線図

表2 エンジン入口と出口の流れ
(理想作動)

位置	マッハ数	音速(m/s)	速度(m/s)	総温(K)
入口	5.0	295.1	1475.7	1299.90
出口	5.0	392.6	1982.9	2299.90

れば次式で計算される比推力が得られる。

$$\frac{F}{m} = (V_j - V_0) \quad (1)$$

表2はエンジン入口と出口の流れの計算結果である。これより比推力は487.2 m/s と得られる。

3. 予想される総圧損失と スクラムジェットの成立条件

空気取入口、燃焼器、ノズル各要素とも流体力学的な総圧損失として、亜音速流と同じ摩擦損失と混合損失、超音速流独特の衝撃波損失が考えられる。スクラムジェットでは衝撃波損失の重要性が特に高い。理論的にスクラムジェットがエンジンとして成立するか否かは推力を発生できるかどうかで判定できるので、推力発生の限界を要素内で発生する総圧損失から

推定する。

始動条件を満たさないと入口に垂直衝撃波が付着したままで、外界の一様流は超音速であっても、通路内は亜音速となり超音速燃焼が実現できない。この場合にはスクラムジェットとは言えないので考察を除外する。一次元流の関係式によればスロート面積の最小値には制限がある²⁾が、始動できれば入口からスロートまで狭まり流路となるため、この部分は垂直衝撃波の存在しない超音速減速流となる。燃焼はスロート付近で行われると思われる所以、総圧損失源として、空気取入口と燃焼器とをあわせて、基本的には超音速ディフューザとみなせば良い。燃焼器後の超音速ノズルは最終的に超音速增速流となるため別の総圧損失源と考えるべきである。

エンジン内で総圧損失が発生し、推力が得られなくなる限界をI-S線図で示したのが図3である。超音速ディフューザと超音速ノズルは損失源としては別のものとみなすべきであるが、推力発生の限界を探るのに、個々の損失を区別して知る必要は特になないので、全体として総圧損失を見積った。燃焼器で加えられるエンタルピは損失の有

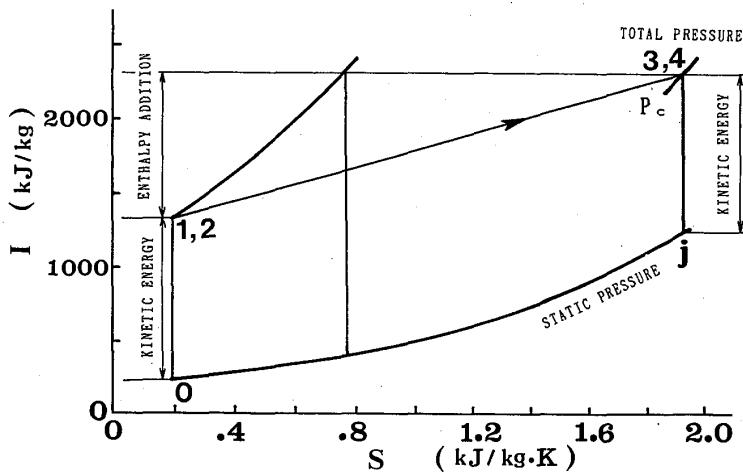


図3 推力発生の限界

無にかかわらず同じとする。エンジン内総圧が P から P_0 に下がり、エンジンの入口と出口の流速が同じ場合が限界となる。このときの超音速ノズル出口の限界最小総圧 P_c は、次のようにして計算できる。

$$P_c = \left(\frac{I}{i_s} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} P_0 \quad (2)$$

ここで、 i_s は出口の静エンタルピ、 P_0 は出口の静圧で大気圧、 I は総エンタルピ、 κ は比熱比である。

表2の場合について計算すると、 $P_c = 0.2$ 10 MPaとなる。 P は 11.97 MPaであつて、圧力回復比は 0.0176 となる。これは、マッハ数 6.7 程度の垂直衝撃波の総圧損失に相当する。飛行マッハ数は 5.0 であるから、エンジン内でこのマッハ数にはならないが、エンジン内でマッハ数 5.0 に相当する垂直衝撃波が発生する可能性はある。図4に示すように、マッハ数 5.0 の垂直衝撃波が発生するすれば、0.0617 の総圧回復比である。これ以外に、空気取入口、燃焼器、ノズルの総和として 0.285 の総圧回復比となる損失が生ずるならば、推力は出なくなる。

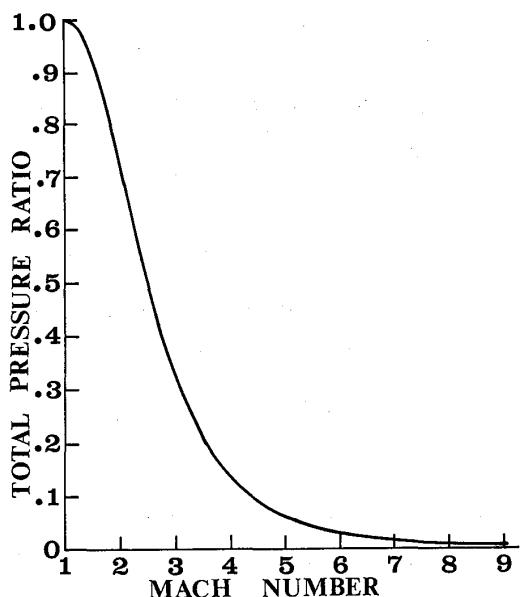


図4 垂直衝撃波による総圧回復比

4. 準理想作動の性能

前と同じように、空気取入口と燃焼器はまとめて超音速ディフューザと考え、ひとつの損失源と扱うものとする。固定スロートの一次元超音速ディフューザでは、入口マッハ数 5.0 に対して、計算上最小スロートのマッハ数 4.48 までしか減速できないが、可変スロートならば理論上 1.0 (音速) まで減速可能である。しかし、報告³⁾によれば、それでも実際には 4.48 程度までしか減速できないと言われている。

別の研究では、上流マッハ数 5.0 に対し、8° のくさび角を使って入口に斜め衝撃波を作り、スロートで亜音速の場合 0.19 の総圧回復比が得られたという実験結果が報告されている⁴⁾。斜め衝撃波後のマッハ数を計算すると 4.24 となり、この 4.24 を入口マッハ数として始動可能最小スロートを求め、そのときのスロートにおけるマッハ数を計算すると 3.80 である。スロートにおいてマッハ数 3.80 の垂直衝撃波が発生したとして、総圧回復比を求める 0.16 である。この総圧回復比は実験値 0.19 に近い値であり、流れの推定がある程度できている。また、マッハ数 5.0 のラムインテークの実験結果で

総圧回復比0.2程度との記述⁵⁾も見られる。

以上のことから、実際に実現可能で最も効率の良い固定スロートを持つ超音速ディフューザの流動形式は、入口マッハ数に対する始動可能最小スロートを持ち、そのスロートにおいて垂直衝撃波が発生しているが、他には総圧損失のない場合と考えられる。スクラムジェットとしてはこの後部に総圧損失を生じない超音速ノズルを備えるのが理想となる。一様流マッハ数5.0についてこの形態のスクラムジェットの要所のマッハ数と面積比（一様流を等エントロピー的に音速まで減速した時の面積を基準）を求めたのが表3である。図5はこの面積比で描いたスクラムジェットの模型図である。流れ方向の寸法は適当である。表4は各位置の流れの諸量を示したものである。総温と速度はエンジン入口と出口のみとしてある。比推力は285.1 m/sが得られる。図6はI-S線図である。図1、図3に重ねてある。

表3 準理想作動の各要素
のマッハ数と面積比

位置	マッハ数	面積比
1	5.0	25.00
2	4.48	16.28
t	1.0	10.73
4	3.19	54.41

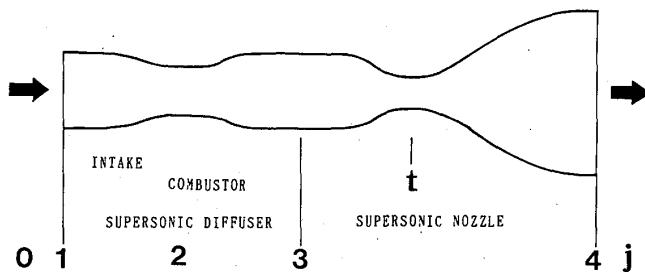


図5 スクラムジェットの要素模型図

表4 エンジン内部の流れ
(準理想作動)

位置	マッハ数	総圧(MPa)	総温(K)	速度(m/s)
1	5.0	11.97	1299.90	1475.7
2	4.48	11.97		
2	0.43	1.12		
t	1.0	1.12		
4	3.19	1.12	2299.90	1760.8

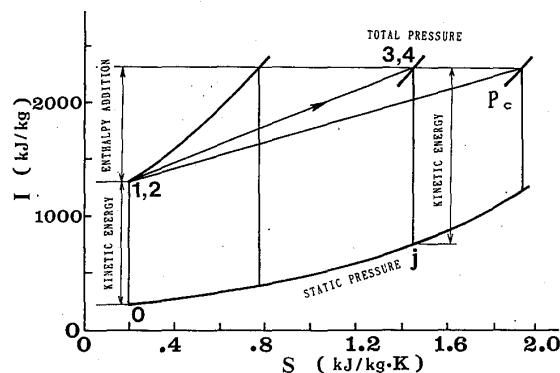


図6 準理想作動のI-S線図

5. 抗力となる場合の計算例

入口マッハ数5.0に対する限界最小マッハ数4.48より少し大きいスロートマッハ数4.5を仮定し、このマッハ数の垂直衝撃波が発生したとする。超音速ノズルに損失があるとし断熱効率を65%⁶⁾とする。図4からマッハ数4.5の垂直衝撃波による総圧回復比は

0.092であり、垂直衝撃波直後の総圧は1.098 MPaとなる。総圧損失は10.9 MPaである。ノズルの断熱効率を η_n とすると、燃焼器出口の気流の持つ総エンタルピIとノズル入口の総圧Pとから、

$$\frac{P'}{P} = \left(\frac{\frac{i_j}{I}}{1 - \eta_n \left(1 - \frac{i_j}{I} \right)} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (3)$$

$$\frac{i_j}{I} = \left(\frac{P_j}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (4)$$

のようにノズル出口の総圧 P' が求まる。数値として、 $P' = 0.168$ MPaとなる。この総圧から大気圧まで膨張すると、噴流マッハ数1.97が得られる。総圧損失の有無にかかわらず、出口の総温は同じで表2に示す値である。噴流マッハ数と総温から静温を求め、出口の音速を計算すると721.55m/sであるので、噴流速度1421.45m/sが得られる。表2の入口速度との比較からわかるように比推力が負となり、燃料を燃やしているにもかかわらず推力が出ず、抗力が発生することがわかる。I-S線図を示すと図7となる。図中にはこれまでの結果も加えてある。表5に各位置の流れの諸量を示す。

表5 エンジン内部の流れ
(抗力となる場合)

位置	マッハ数	総圧(MPa)	総温(K)	速度(m/s)
1	5.0	11.97	1299.90	1475.7
2	4.50	11.97		
2	0.42	1.10		
t	1.0	1.10		
4	1.97	0.168	2299.90	1421.4

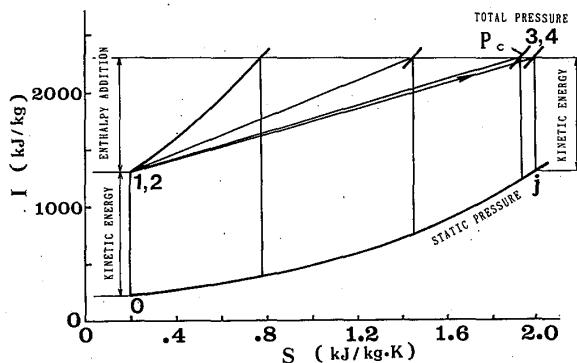


図7 抗力が発生するI-S線図

6. 結び

スクラムジェットの理想的な作動状態と形態を一次元流から考察すると、エンジン入口マッハ数と出口マッハ数は同じで入口と出口面積は等しく、燃焼器がスロートを構成し、エンジン内を通じて流れは超音速であるものが想定される。しかし、超音速ディフューザの始動条件を考慮すると、この流れを実現することは不可能と思われ、最も効率の良い場合でも、スロートに垂直衝撃波が発生せざるを得ないものと予想される。実際にはその他各要素で総圧損失が発生する。計算例で示したように、総圧損失が大きいと、燃料を燃やしていても推力が出ず、抗力となる場合さえもある。垂直

衝撃波が発生すると、その危険性がきわめて高い。

超音速ディフューザ内は減速流となり境界層の剥離の問題が予想され、また垂直衝撃波の発生が不可避のようである。超音速ノズル内は増速流であり境界層に対する悪影響は少ないとと思われるが、形状を可変にしないと強い垂直衝撃波が発生したり、過膨張や不足膨張に伴う損失が生ずる。燃焼器には、超音速空気と燃料の干渉、燃焼に至る過程など、本論文で触れなかつたが、大きな総圧損失を引き起こす要因となりそうな考慮すべき課題が多い。

本論文では複雑な流れを簡単化して考察したが、効率の良いスクラムジェットの成立は極めて困難なことが予想される。実機操作条件ではさらに多くの困難な問題が予測され、スクラムジェットの成立にはエンジン内各要素の流体力学的性能をあげて、全体の総圧損失をどれだけ低く抑えられるかにかかっているといえるが、超音速流に伴う不可避の衝撃波損失がある以上、現在のところ悲観的な結論しか出てこない。

7. 文 獻

- 1) 多々良篤輔；ラムジェットの研究開発の現状；日本ガスタービン学会誌第20巻
第77号（1992）
- 2) 橋本孝明、高原北雄；スクラムジェットエンジンの性能と損失；第5回熱工学
シンポジウム講演論文集、日本機械学会（1992）
- 3) 八田桂三、浅沼強 編集；内燃機関ハンドブック、朝倉書店（1969）
- 4) Y-C Hsia, Ben Gross and Paul Ortwerth ; Invalid Analysis of a Dual
Mode Scramjet Inlet, AIAA-89-2671(1989)
- 5) 鈴木二郎；システム構成要素の研究開発の現状；日本ガスタービン学会誌
第20巻第77号（1992）
- 6) 平岩徹夫他8名；2次元スクラムジェットノズルの性能評価；日本航空宇宙學
会誌第40巻第464号（1992）

B-6 ファン・エンジンの流量制御に関する考察

※ 根本 勇 (株) S S P

1. まえがき

ファン・エンジンのサイクル計算によれば、飛行マッハ数の増加に伴い、SFCを最小にする最適機関圧力比は大幅に減少するのに対し、ファン圧力比は寧ろ上昇する。ここで言う機関圧力比とは、圧縮機出口と空気取入口出口の全圧の比である。従ってファン・エンジンは、飛行マッハ数の広い範囲にわたってSFCを最小にする条件を維持しながら飛行しようとすると、換言すれば各飛行状態を、それぞれ所要の推力を得る設計点とし、各設計点(SFC最小点)を結んだ低燃費飛行を仮想すると、ファン圧力比 π_F と機関圧力比 π_c の変化に著しい差が生じる。つまり高圧ターピン膨張比が減少する時、低圧ターピン膨張比が増す事になる。よって流量のマッチングが成立せず、従来の要素配列では仮想したような低燃費飛行の実現は不可能である。

本研究はファン・エンジンの簡単なサイクル計算法を工夫し、その計算法によってターピン流量制御に関し考察を加え、研究成果として上記低燃費飛行と排気騒音低減を同時に実現し得るクロス・コンパウンド式ファン・エンジンを提案するものである。

2. 各部の状態(4変数の消去)

森田光男氏著による「ファン・エンジンの特性(日本航空宇宙学会誌)」に、同じサイクルのファン・エンジンとターボジェット・エンジンを比較する方法が提示されている。その方法とは図1の上半部に示したターボジェット・エンジンと全く同じ流量、サイクル圧力比、ターピン入口温度を有するコア・エンジンにファンを駆動する低圧ターピンを設けて、これによりファンを駆動する図1下半部に示したファン・エンジンについて考察する方法である。本研究ではこの方法を引用させて頂く。

ファン・エンジンの全効率 η_0 は9変数の関数である。

$$\eta_0 = f(\tau, \mu, \pi_R, \pi_c, \pi_{HPT}, \pi_{LPT}, \pi_J, \pi_F, \pi_B)$$

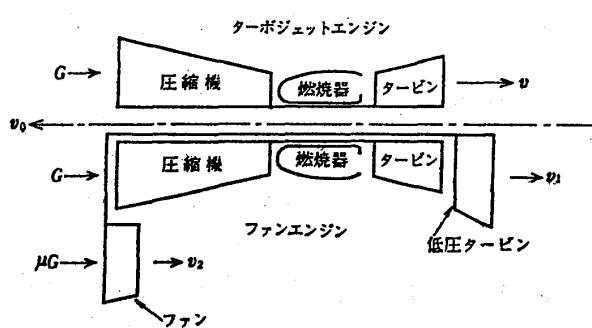


図1 ファン・エンジン説明図

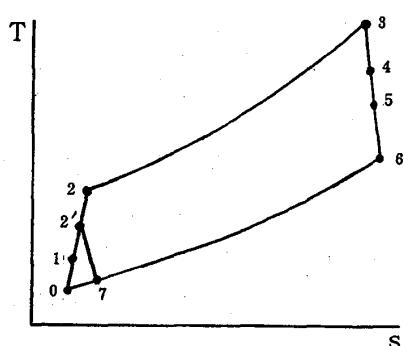


図2 T-s線図

ここに $\tau = T_3/t_0$: サイクル最高最低温度比, μ : バイパス比, π_R : ラム圧力比, π_c : 圧縮機圧力比, π_{HPT} : 高圧タービン膨張比, π_{LPT} : 低圧タービン膨張比, π_J : ジェットノズル膨張比, π_F : ファン圧力比, π_{BJ} : バイパスノズル膨張比である。

ファン・エンジンの性能についてサイクル論的に考察を加えようとする時, このように変数が多過ぎては, 計算が非常に複雑で多大の労力を要し, 計算がもたらすものの本質的な意味を洞察する事が困難になる。そこで計算を簡単にする為, 9変数の内まず膨張比 $\pi_{HPT}, \pi_{LPT}, \pi_J, \pi_{BJ}$ の4変数を消去する。つまり図2に示すファン・エンジンの $T - s$ 線図に基づき各部の状態を圧縮系圧力比の関数として表す。尚, 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, 各要素の効率は不变なものと仮定した上, 圧力損失, 燃焼効率, 機械効率, 推力効率は省略する。また空気取入口の圧力回復係数は1としこれも省く。

$$\begin{aligned} \pi_R^m &= 1 + (\kappa - 1) / 2 M^2 & T_1 &= t_0 \pi_R^m & P_1 &= \pi_R p_0 \\ T_2' &= t_0 \pi_R^m \{1 + (\pi_F^m - 1) / \eta_F\} & & & P_2' &= \pi_R \pi_F p_0 \\ T_2 &= t_0 \pi_R^m \{1 + (\pi_c^m - 1) / \eta_c\} & & & P_2 &= \pi_R \pi_c p_0 \\ T_3 &= \tau t_0 & & & P_3 &= P_2 \\ C_p(T_2 - T_1) &= C_p(T_3 - T_4) \text{ より,} & T_4 &= \tau t_0 - t_0 \pi_R^m (\pi_c^m - 1) / \eta_c & & \\ \frac{P_4}{P_3} &= \left\{ \frac{1}{\eta_T} \left(\frac{T_4}{T_3} - 1 \right) + 1 \right\}^{1/m} \text{ より,} & \pi_{HPT}^{-m} &= 1 - \frac{\pi_R^m (\pi_c^m - 1)}{\tau \eta_c \eta_T} & & \\ \mu C_p(T_2' - T_1) &= C_p(T_4 - T_5) \text{ より,} & T_5 &= \tau t_0 - t_0 \pi_R^m \{(\pi_c^m - 1) / \eta_c + \mu (\pi_F^m - 1) / \eta_F\} & & \\ \frac{P_5}{P_4} &= \left\{ \frac{1}{\eta_T} \left(\frac{T_5}{T_4} - 1 \right) + 1 \right\}^{1/m} \text{ より,} & \pi_{LPT}^{-m} &= 1 - \frac{\mu \pi_R^m (\pi_F^m - 1)}{\eta_F \eta_T \{ \tau - \pi_R^m (\pi_c^m - 1) / \eta_c \}} & & \end{aligned}$$

図1上半部のターボジェット・エンジンと下半部のファン・エンジンは同じサイクルであるから, タービン断熱効率 η_T とジェットノズル効率 η_J を等しいと仮定すれば, 4, 6間の膨張比も同じ値となるので, ターボジェット・エンジンのノズルに於ける膨張比を r_{TJ} とすれば, t_6 は(尚, 以下の計算では $\eta_T = \eta_J$ として η_T のみを用いる),

$$t_6 = T_4 (1 - \eta_T + \eta_T \pi_{TJ}^{-m}) = \{ \tau t_0 - t_0 \pi_R^m (\pi_c^m - 1) / \eta_c \} (1 - \eta_T + \eta_T \pi_{TJ}^{-m})$$

t_6 を求める上式の π_{TJ}^{-m} を次式により消去する事ができる。

$$\pi_{TJ}^{-m} = \left(\frac{P_3}{P_0} / \frac{P_3}{P_4} \right)^{-m} = \left(\frac{\pi_R \pi_c}{\pi_{HPT}} \right)^{-m} = \frac{\tau \eta_c \eta_T}{(\tau \eta_c \eta_T + \pi_R^m) \pi_R^m \pi_c^m - \pi_R^{2m} \pi_c^{2m}}$$

同様にバイパスノズルに於ける膨張による速度増加を, タービン仕事と等しいとして π_R, π_F の関数として表せば, t_7 は

$$t_7 = T_2' \{1 - \eta_T + \eta_T (p_7/P_2')^m\} = t_0 \pi_R^m \{1 + (\pi_F^m - 1) / \eta_F\} (1 - \eta_T + \eta_T \pi_R^{-m} \pi_F^{-m})$$

$$p_6 = p_0 \quad p_7 = p_0$$

次に, ファンエンジン化のメリットを最大にするファン圧力比, 及び SFC を最小

にする最適圧縮機圧力比を求める際必要となるので、 π_{TJ}^{-m} を π_c^m で微分しておく。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \pi_{TJ}^{-m}}{\partial \pi_c^m} &= \frac{\partial}{\partial \pi_c^m} \left\{ \frac{\tau \eta_c \eta_T}{(\tau \eta_c \eta_T + \pi_R^m) \pi_R^m \pi_c^m - \pi_R^{2m} \pi_c^{2m}} \right\} \\ &= \left[\frac{\tau \eta_c \eta_T}{\{(\tau \eta_c \eta_T + \pi_R^m) \pi_R^m \pi_c^m - \pi_R^{2m} \pi_c^{2m}\}^2} \right] \{ (\tau \eta_c \eta_T + \pi_R^m) \pi_R^m - 2 \pi_R^{2m} \pi_c^m \} \dots \dots \quad (1)\end{aligned}$$

次にジェットノズル及びバイパスノズルをCONVERGENT-DIVERGENT NOZZLEと仮定し、

v_0, v_1, v_2 を求めれば

$$v_0^2 = 2gJC_P(T_1 - t_0) = 2gJC_P t_0 (\pi_R^m - 1)$$

$$v_1^2 = 2gJC_P(T_5 - t_6)$$

$$= 2gJC_P t_0 [(\eta_T - \eta_T \pi_{TJ}^{-m}) \{ \tau - \pi_R^m (\pi_c^m - 1) / \eta_c \} - \mu \pi_R^m (\pi_F^m - 1) / \eta_F] \dots \dots \quad (2)$$

$$v_2^2 = 2gJC_P(T_2' - t_7) = 2gJC_P t_0 \eta_T \pi_R^m \{ 1 + (\pi_F^m - 1) / \eta_F \} (1 - \pi_R^{-m} \pi_F^{-m}) \dots \dots \dots \quad (3)$$

ここに C_P : 定圧比熱, g : 重力加速度, J : 热の仕事当量, η_F : ファン断熱効率, η_c : 圧縮機断熱効率, η_T : タービン断熱効率, κ : 比熱比 $m = (\kappa - 1) / \kappa$, M : 飛行マッハ数, v_0 : 飛行速度, v_1 : ファン・エンジンのジェットノズルからの噴出ガス速度, v_2 : ファン・エンジンのバイパスノズルからの噴出空気速度である。

以上から、4つの膨張比 π_{HPT} , π_{LPT} , π_J , π_B を用いずに各部の状態を表す事ができた。

3. ファン・エンジン化のメリットを最大にする条件

次に図1上半部のターボジェット・エンジンを基にファン・エンジン化し、ターボジェット・エンジンの噴出ガスエネルギーの一部をファン駆動に利用した、図1下半部に示すファン・エンジンについて考察する。ファン・エンジン化のメリットは燃料を増さずに推力が増加し、推進効率が向上する事にある。

前述の森田光男氏の論文にファン・エンジンの正味推力 F_f とジェット・エンジンの正味推力 F の比 (F_f/F) を最大にする条件について以下の如く述べられている。

「最大推力比を与える条件は、バイパス・ノズルから噴出する空気速度とジェット・ノズル圧から噴出するガス速度の比がファン断熱効率とタービン断熱効率の積に等しいこと」。従ってファン・エンジン化のメリットを最大にするジェット・ノズル噴出ガス速度 v_1 とバイパス・ノズル噴出空気速度 v_2 の関係は、 $v_2/v_1 = \eta_F \eta_T$ である。この条件式は既知の事として、条件式を導く方法は省略し、そのまま引用させて頂く。

よってバイパス比一定の時、最大推力比 (F_f/F) を与える条件 $v_2/v_1 = \eta_F \eta_T$ を満たすファン圧力比 π_F を求めるには、 $v_2^2 = (\eta_F \eta_T v_1)^2$ に(2)式と(3)式を代入し、

$$a = (1/\eta_F + \eta_F \eta_T \mu) \pi_R^m$$

$$b = \eta_F^2 \eta_T^2 (1 - \pi_{TJ}^{-m}) - \{ \tau - \pi_R^m (\pi_c^m - 1) / \eta_c \} + (\eta_F \eta_T \mu + 1 / \eta_F - 1) \pi_R^m + 1 / \eta_F$$

$$c = 1 - 1 / \eta_F$$

と置くと(4)式を得る。

$$\pi_F^m = (b + \sqrt{b^2 + 4ac}) / 2a \quad \dots \dots \dots (4)$$

SFCを最小にする最適圧縮機圧力比を求める際、ファン圧力比 π_F を消去していく必要があるので(4)式を π_c^m で微分する。その際(1)式により π_{TJ}^{-m} と π_c^m を関係付ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi_F^m}{\partial \pi_c^m} &= \frac{\partial \pi_F^m}{\partial b} \cdot \frac{\partial b}{\partial \pi_c^m} \\ &= \frac{\eta_F^2 \eta_T^2}{a} \left[\left(\frac{\partial \pi_{TJ}^{-m}}{\partial \pi_c^m} \right) \left\{ \frac{\pi_R^m (\pi_c^m - 1)}{\eta_c} - \tau \right\} - (1 - \pi_{TJ}^{-m}) \left(\frac{\pi_R^m}{\eta_c} \right) \right] \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (5)$$

以上から、ファン・エンジンの全効率 η_0 を表す関数の9変数の内、5変数を消去できた事になる。

4. ファン・エンジンのSFCを最小にする最適圧縮機圧力比 $\pi_{c,op}$

次にファン・エンジンのSFCを最小にする最適圧縮機圧力比 $\pi_{c,op}$ を求める。

$v_2/v_1 = \eta_F \eta_T$ を用いてSFCを表せば、

$$SFC = \frac{G_f \times 3600}{F_f} = \frac{C_p(T_s - T_2)(3600 \times g/H_u)}{(1 + \mu \eta_F \eta_T)v_1 - (1 + \mu)v_0} \quad \dots \dots \dots (6)$$

ここに G_f : 燃料重量、 H_u : 燃料の低発熱量。(6)式の分子をA、分母をBと置き換え、それぞれを π_c^m で微分する。その際(5)式を用いて π_F^m と π_c^m を関係付け、 π_F^m を消去する。

$$\frac{\partial A}{\partial \pi_c^m} = (3600 \times g/H_u) (-C_p t_0 \pi_R^m / \eta_c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial \pi_c^m} &= g J C p t_0 \left[\eta_T \frac{\partial \pi_{TJ}^{-m}}{\partial \pi_c^m} \left\{ \frac{\pi_R^m (\pi_c^m - 1)}{\eta_c} - \tau \right\} - (1 - \pi_{TJ}^{-m}) \frac{\eta_T \pi_R^m}{\eta_c} - \frac{\mu \pi_R^m}{\eta_F} \cdot \frac{\partial \pi_F^m}{\partial \pi_c^m} \right] \\ &\quad \times \{(1 + \mu \eta_F \eta_T)/v_1\} \end{aligned}$$

従ってSFCを π_c^m について微分すると、

$$\frac{\partial SFC}{\partial \pi_c^m} = \left(\frac{\partial A}{\partial \pi_c^m} B - A \frac{\partial B}{\partial \pi_c^m} \right) / B^2 \quad \dots \dots \dots (7)$$

以上から、バイパス比 μ 、飛行マッハ数M、サイクル最高最低温度比 τ の3変数を仮定すれば、試行錯誤法により $\partial SFC / \partial \pi_c^m = 0$ に近似する $\pi_{c,op}$ 、及び最適ファン圧力比 π_F を同時に求める事ができる。よってファン・エンジンのSFCを最小にする設計点性能を計算する事が可能となる。

5. 部分負荷時の正味推力 F_{op} を特定した場合のサイクル最高最低温度比 τ

次に部分負荷に於いて、所要の推力を得る為のサイクル最高最低温度比 τ を求める。

或る飛行状態にあるファン・エンジンの正味推力 F_{oD} を設計点正味推力 F_D の n 倍とすれば $F_{oD} = n F_D$, その時の流量 G_{oD} が設計点流量 G_D の n' 倍であれば $G_{oD} = n' G_D$ 従って $F_{oD} = n F_D = (n' G_D / g) \{(1 + \mu) \eta_F \eta_T\} v_1 - (1 + \mu) v_0\}$

$$\therefore \frac{n F_D g}{n' G_D (1 + \mu) \eta_F \eta_T} + \frac{(1 + \mu) v_0}{1 + \mu \eta_F \eta_T} = v_1 \quad \dots \dots \dots (8)$$

(8)式に(2)式を代入すると(9)式を得る。

$$\tau = \frac{\left\{ \frac{n F_D g}{n' G_D (1 + \mu) \eta_F \eta_T} + \frac{(1 + \mu) v_0}{1 + \mu \eta_F \eta_T} \right\}^2}{2 g J C_P t_0 \eta_T (1 - \pi_T^{-m})} + \frac{\mu \pi_R^m (\pi_F^m - 1)}{\eta_F \eta_T (1 - \pi_T^{-m})} + \frac{\pi_R^m (\pi_F^m - 1)}{\eta_C} \quad \dots \dots (9)$$

SFC を最小にする最適圧縮機圧力比 $\pi_{c.o.p}$ を求める(7)式が試行錯誤法なので、(9)式から直接設計点外の τ を求める事はできない。しかし、多くの計算を繰り返せば(9)式により部分負荷に於いて SFC を最小にする最適温度比 τ を知る事ができる。

尚、流量 G_{oD} は、設計点に於いて燃焼器の面積を定めておけば容易に求める事ができる。 G_{oD} は部分負荷時に正味推力を特定した場合の、SFC を最小にできるタービン流量である。

6. 計算結果と問題点

本計算は超音速機用バイパス・エンジンのサイクル計算である。基本的な考え方としては、SFC 低減の為、燃料消費量の多いアフターバーナーの使用は避ける事。離陸時に於ける空港周辺の騒音問題に配慮し、排気速度(平均噴出速度 v_E)を300m/s 以下に押さえ得るバイパス比を選定する事。よって $\mu = 1$ とする。飛行中、所要の推力を得る為(9)式により定まるサイクル最高最低温度比 τ に於いて、SFC を最小にする為、低圧タービン静翼を可変機構(ノズル面積自由)とする事である。

次に設計点をマッハ 3 に置き、設計点の TIT を 1773K、流量 G を 1 kg/s とし、 $\eta_F = \eta_C = \eta_T = 0.9$ とする。またマッハ 3, 2, 0.9 に於ける推力を等しく、離陸時の推力を設計点の 4 倍に設定する。以上の条件に基づいて計算した結果を表 1 に示す。表 1 に於いて S_{LPT}/S_{HPT} は低圧タービンノズルと高圧タービンノズルの面積の比である。

【表 1】

M	高度 (km)	t_0 (K)	T_s (K)	π_F	π_C	F (kg)	SFC (kg/h/kg)	S_{LPT} S_{HPT}	V_E (m/s)
0	0	288	1119	1.53	34	162.1	0.14	11.83	292
0.9	10	223	1022	1.95	24.5	40.53	0.69	6.91	457
2	18	216.5	1604	2.38	23.8	40.53	1.19	5.98	809
3	18	216.5	1773	1.89	5.63	40.53	1.52	2.61	1083

SFCを最小にする最適圧縮機圧力比で飛行しようとすると、飛行マッハ数の増加に伴って、圧縮機圧力比 π_c の低下が非常に大きく、ファン圧力比 π_f は寧ろ増加する事が分かる。M=0に於いて π_c が非常に高い事によるメリットは、離陸時のSFCと排気速度を低減できることである。ところが表1から分かるもう一つの事は、(4)式(7)式及び(9)式を遵守すると、飛行マッハ数Mの増加につれ、上表 S_{LPT}/S_{HPT} より、低圧タービンノズル面積を極端に絞り込まなければならないと言う問題が生じる事である。マッハ3と離陸時の低圧タービンノズル面積 S_{LPT} の比は1:4.53にもなる。

7. 直列フリータービンの流量特性

直列のフリータービンでは、負荷の変動により2つのタービンへの膨張比の配分が変化する。図3は2個のタービン特性を示したものであり、横軸は高圧タービンのチョーク状態の入口修正流量に対する相対修正流量である。直列両タービンの流量Gは同一で、また高圧タービン出口修正流量は低圧タービン入口修正流量と同一である。高圧タービンの出口と入口の間には次式が成立する。

$$\frac{G\sqrt{T_0}}{P_0} = \frac{G\sqrt{T_1}}{P_1} \cdot \frac{P_1}{P_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{\Delta T}{T_1}}$$

添字oは出口、iは入口、 ΔT は高圧タービンの温度降下を示す。従って入口修正流量の変動は出口修正流量で拡大される。つまり設計点に於いて両タービン間の関係が図3の実線で示すように結ばれているとすると、部分負荷時に全膨張比が減ると点線のようになり、高圧タービンでは膨張比の減少少なく、低圧タービンで大きく減少する。

ファン・エンジンでは低圧タービンはファン駆動であるから、圧縮機圧力比(高圧タービン膨張比)を僅かに下げてもファン圧力比(低圧タービン膨張比)は激減してしまう。またファン・エンジンは飛行マッハ数の増加に伴い全圧力比($\pi_R \cdot \pi_c$)は増加するがラム圧力比 π_R の増加が大きい為圧縮機圧力比 π_c は減少する。従って負荷の増加に伴い圧縮機圧力比 π_c は低下し、ファン圧力比 π_f は上昇する事になるが、この現象は直列フリータービンの特性と丁度反対である。そこで可変低圧タービン静翼を絞る必要が生じるが、負荷の上昇につれ圧縮機圧力比を下げた上、その下流で流路を極端に絞れば圧縮機はサージングを起こしてしまう。従って従来の要素配列では、飛行マッハ数の広い範囲にわたってSFCを最小にする飛行を行う事は不可能である。換言すれば、たとえ可変タービン静翼を用いたとしても、表1に示したようなSFCを

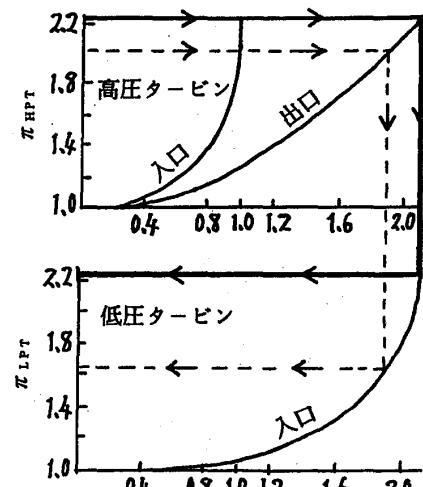


図3 2個のタービン特性

実現する流量マッチングはあり得ないと言う事になる。

8. 直列タービン特性を生かすクロス・コンパウンド型式

飛行マッハ数の広い範囲にわたって SFC を低減させる為には、寧ろ直列タービンの特性を逆に利用すればよい事を、図3より直感的に感知する事ができる。

- ① ファン・エンジンは、飛行マッハ数の増加(負荷の増加)に伴い圧縮機圧力比 π_c が大幅に減少するのに対し、ファン圧力比 π_f は寧ろ上昇する。
- ② 直列フリータービンは負荷によって、高圧タービンより低圧タービンで膨張比が大きく変化する。

この2つの相反する特性を整合させる為には、クロス・コンパウンド型式が有効である事が思い浮かぶ。つまり従来とは逆に高圧タービンでファンを駆動し、低圧タービンで圧縮機を駆動すればよい事になる。

9. ファン・エンジンに於けるクロス・コンパウンドの機構と計算結果

軽量小型である事が必須条件の航空機用原動機で、ファン・エンジンのクロス・コンパウンド化を図るには、流路をクロスさせるのではなく、軸を交差させる事になる。その機構を図4に示す。図示するように外軸である圧縮機軸と内軸である低圧タービン軸は同心の一本の軸として連結されており、内軸であるファン駆動軸と外軸である高圧タービン軸は歯車列により連結されている。従ってノズル入口温度が高く高速回転となる高圧タービンの回転力を、歯車列により減速してファン駆動軸に伝達する事ができる。クロス・コンパウンド型式とした場合の計算方法は T_4 のみを

$$T_4 = \tau t_0 - t_0 \pi_r^m \mu (\pi_f^m - 1) / \eta_f$$

とすればよく、性能に変わりはない。各マッハ数に於ける S_{LPT}/S_{HPT} を表2に示す。

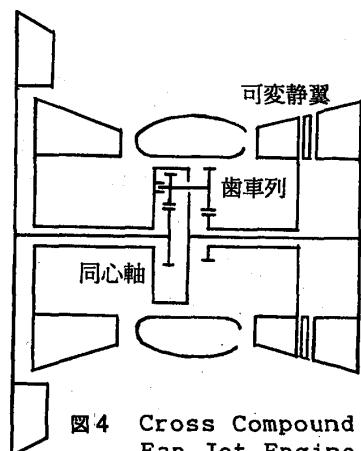


図4 Cross Compound Fan Jet Engine

【表2】

	M = 0	M = 0.9	M = 2	M = 3
S_{LPT}/S_{HPT}	0.8	1.03	1.18	1.18

表2より、ファン・エンジンをクロス・コンパウンド型式にする事によって、圧縮機圧力比 π_c の低下に伴い、従来の要素配列とは逆に、可変低圧タービン静翼を僅かに開く事になり、高圧タービンと低圧タービンの間の流量マッチングが可能となる。

よって飛行マッハ数の広い範囲にわたって S F C を低減させる事ができる。

10.まとめ

- i) サイクル計算式に於いて、4つの膨張比を消去し、 $v_2 = \eta_F \eta_T v_1$ よりファン圧力比を消去すると、比較的簡単な計算法で、ファン・エンジンの S F C を最小にする最適な性能を知る事ができる。
 - ii) ファン・エンジンは、設計点外でも S F C を最小にする最適圧縮機圧力比、最適ファン圧力比で飛行しようとするとき、亜音速域と超音速域では π_c と π_f の比が著しく異なり、特にマッハ 2 を越えるとその差が顕著になる。従って流量のマッチングが成立しない。
 - iii) 2 軸ファン・エンジンの 2 つの軸を交差させクロス・コンパウンド型式にすると、飛行マッハ数の増加に伴って圧縮機圧力比が低下する時、従来の要素配列とは逆に可変低圧タービン静翼を僅かに開く事になり、高圧タービンと低圧タービン間の流量のマッチングが可能となる。
 - iv) クロス・コンパウンド型式では、離陸時に圧縮機圧力比を高く出来るので、ジェットノズル入口温度が降下する為、排気速度が低下し、騒音が減少する。
 - v) 以上の 2 点からクロス・コンパウンド式ファン・エンジンは、飛行マッハ数の広い範囲にわたって S F C を低減できると同時に、空港騒音の低減をもたらす S S T 用のエンジンになり得ると思われる。
- 最後に、本研究に際し、ご自身の論文をご送付ください、ご支援を賜った航空宇宙技術研究所の森田光男先生に心底より感謝申し上げます。

【参考文献】

- 1) 森田光男 他 2 名：ファン・エンジンの特性(日本航空宇宙学会誌 第22巻 第251号)。
- 2) 同：ファンエンジンの性能に関する考察(航空宇宙技術研究所報告 TR-317)。
- 3) 八田桂三：ガスタービンおよびジェットエンジン。

B—7 主流乱れと後流の影響を受ける非定常平板境界層に関する研究

船崎健一（岩手大工） ○山下嘉宏（岩手大院） 山脇栄道（IHI）

1 緒 言

航空エンジンなどのターボ機械内における後流と翼列との干渉について、それが翼面境界層遷移に与える影響に関する研究が、近年著者らを含む多くの研究者によって盛んに行われ、干渉効果のメカニズムの解明が進んでいる⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。また、これに関連するいくつかの優れた解説もなされている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。著者らの研究では、上流側翼列を模した移動円柱からの周期的な後流を用いて、圧力勾配がなく主流乱れ度の小さな平板境界層の遷移が後流によってどのように影響を受けるかを、熱伝達特性計測および境界層計測を通じて明らかにし、後流による強制遷移モデルを提示した⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。また、著者らは、強制遷移モデルで重要となる後流持続時間および強制遷移開始点に関する実用的な式の検討を行っている⁽⁹⁾。

以上の研究から、主流乱れの小さな場合での後流による平板境界層の強制遷移に関する理解がかなり進んだと思われるが、実際のターボ機械内での現象に遷移モデルを適用する場合に重要な主流乱れや圧力勾配等の効果が未検討のままである。これらの効果についての重要性と現在までの知見についてはMayle⁽⁴⁾やWalker⁽⁵⁾に詳しいが^{*1}、後流効果が共存する場合の検討については今後の課題とされている。

今回の研究では、主流乱れと後流とが共存する流れ場において、平板境界層の遷移がどのように影響を受けるかを実験的に明らかにする。同様の研究はMayle,Dullenkopf⁽¹⁾がすでに行っているが、直接主流乱れ度を変化させた実験は行っておらず、また、後流持続時間や強制遷移開始点を求めるための見通しのよい方法を提示することなく、データごとのfittingからこれらの値を求めるなど、不備な点も多い。著者らは、今回の実験で得たデータおよび先に展開したモデル、実験式等を用いて、主流乱れを含む流れ場での後流による強制遷移モデルを検討する。

主な記号

h	: 熱伝達率
L	: 代表長さ（平板長さ）
n, n_c	: 乱流スポット発生率または回転数、円柱本数
Re	: Reynolds数 ($= U_\infty L / v$)
Re_x	: 局所Reynolds数 ($= U(x)x/v$)
Re_θ	: 運動量厚さに基づくReynolds数 ($= U(x)\theta/v$)
Re_λ	: 遷移長さに基づくReynolds数 ($= U(x)\lambda/v$)
S	: ストローハル数 ($= L/\tau U_\infty$)
Tu	: 主流乱れ度[%]
Tu_{max}	: 後流内乱れ度分布の最大値[%]
U, U_∞	: 流速、入口一様流速
x	: 流れ方向の座標
θ	: 境界層運動量厚さ
λ	: 遷移長さに関するパラメータ ($= x_{\gamma=0.75} - x_{\gamma=0.25}$)
λ_θ	: 加速パラメータ ($= (\theta^2/v) dU/dx$)
v	: 動粘度
τ	: 後流通過周期
$\tau_{1/2}$: 後流内乱れ度分布の半値幅
τ_w	: 後流持続時間
$\bar{\tau}_w$: 無次元後流持続時間 ($\tau_w U_\infty / L$)

添字

L	: 層流境界層	,	N	: 自然遷移
T	: 乱流境界層	,	t	: 自然遷移点
t_w	: 強制遷移点	,	w	: 強制遷移

¹ Mayleは主流乱れ度の小さな条件で得られた遷移に関する情報は、ガスタービンの設計には実質上役に立たないとしているが、Walkerはこの見解に異を唱えている。

2 後流による境界層強制遷移モデル（主流乱れを考慮した場合）

2.1 自然遷移と強制遷移が共存する場合の間欠度

図1に、後流のみが存在する場合の時空間上での強制遷移状況図(a)および自然遷移と強制遷移とが共存する場合の遷移状況図(b)をそれぞれ示す。さて、境界層遷移における流れ方向間欠度分布に関する議論では、Emmonsのモデル⁽¹⁰⁾が用いられることが多い。しかし、本論文では、議論を見通しよくするため、間欠度を「ある場所(x)での境界層計測全サンプルのうち、乱流状態に対応するサンプル数」と定義する。この定義は、ある瞬間の境界層の状態を調べたとき、境界層が乱流である確率に他ならない。そこで、自然遷移だけが存在する場合(事象N)の確率(即ち間欠度)を $\gamma_N(x)$ とし、後流による強制遷移だけが存在する場合(事象W)の確率(間欠度)を $\gamma_W(x)$ とする。このとき、事象Nと事象Wとの独立性を仮定すると、自然遷移と強制遷移とが共存する状態(共存モード)での乱流である確率 $\gamma(x)$ は、次式で表される。

$$\gamma(x) = 1 - (1 - \gamma_N(x))(1 - \gamma_W(x)) \quad (1)$$

実際には、事象Nと事象Pとは完全には独立ではなく、例えばPfeilら⁽¹¹⁾が指摘しているように、becalmed regionと呼ばれる乱流スポットが発生しない状態が、後流通過によって境界層内に発生した乱流領域に付随して発生する⁽³⁾など、互いの干渉効果が存在する。このbecalmed regionの発生には、乱流領域の移動速度とTollmien-Schlichting波と伝播速度($0.29 U_\infty$)との違いが関係するが、主流乱れ度がある程度大きくなると、遷移がTollmien-Schlichting波を伴わない、いわゆるBypass遷移に移行すると考えられ⁽⁴⁾、これに応じてbecalmed regionの影響も小さくなると期待できるので、式(1)による表示も妥当なものと考えられる。

2.2 自然遷移での間欠度に関する相関式

2.2.1 一般的表示 自然遷移での間欠度 $\gamma_N(x)$ に関しては従来より多くの式が提案されており、その種類も乱流スポット発生率に基づく式や遷移長さに基づく式など多岐にわたる。それらは文献(4)(5)に詳しいが、以下では標準的と思われるものを示す。

Dhawan,Narasimha⁽¹²⁾によれば、 $\gamma_N(x)$ は乱流スポットの発生率 n を用いて次のように表される。

$$\gamma_N(x) = 1 - \exp\left[-\frac{n\sigma}{U}(x-x_t)^2\right] = 1 - \exp\left[-\hat{n}\sigma(Re_x - Re_{xt})^2\right] \quad (2)$$

ここで、 σ は定数、 $\hat{n} = nv^2/U^3$ は無次元乱流スポット発生率である。 $\hat{n}\sigma$ は主流乱れ度 Tu や加速パラメータ λ_0 などに

影響を受ける。Gostelowら⁽¹³⁾は $\hat{n}\sigma$ に対して次式を提案している。

$$\hat{n}\sigma = 0.86 \times 10^{-3} Re_{\theta_t}^{-3} \exp[2.134 \lambda_{\theta_t} \ln(Tu) - 59.23 \lambda_{\theta_t} - 0.564 \ln(Tu)] \quad (3)$$

ここで、 Re_{θ_t} は遷移点での運動量厚さに関するReynolds数で、一般にAbu-Ghannam, Shaw⁽¹⁴⁾の次式が用いられる。

$$Re_{\theta_t} = 163 + \exp(6.91 - Tu) \quad (4)$$

一方、Mayle⁽⁴⁾は以下の式を提案している。

$$\hat{n}\sigma = 1.5 \times 10^{-11} Tu^{7/4}, \quad Re_{\theta_t} = 400 Tu^{-5/8} \quad (5)$$

2.2.2 圧力勾配のない場合 圧力勾配のない場合の間欠度としては、Dhawan, Narasimhaの次式が知られている。

$$\gamma = 1 - \exp \left[-0.421 \frac{(Re_x - Re_{xt})^2}{Re_\lambda^2} \right] \quad (6)$$

ここで、 Re_λ は遷移長さに関するパラメータ λ （間欠度が0.25から0.75となる点間の距離）に基づくReynolds数であり、Dhawan, Narasimhaは式(7)を、Narasimhaは式(8)を提示している。

$$Re_\lambda = 5 Re_{xt}^{0.8} \quad (7)$$

$$Re_\lambda = 9 Re_{xt}^{3/4} \quad (8)$$

2.3 実用的方法

前節では、相関式に基づく自然遷移での間欠度推定方法を検討した。一方、最近では $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる遷移境界層解析⁽¹⁵⁾も一般的な手法として設計等に用いられている。さて、今回の研究では、自然遷移での間欠度を求める手法の検討そのものが目的ではなく、何らかの方法でその間欠度が既知となればよい。その一つの方法として、境界層解析コードまたは実験により、乱流境界層（主流乱れ度大の場合）、層流境界層（主流乱れ度小の場合）および遷移境界層（を考えている流れ場での主流乱れ度の場合）を数値的／実験的に算出し、それらから間欠度を割り出すことを以下に検討する。

遷移境界層での熱伝達率 $h(x)$ は、乱流、層流境界層での熱伝達率 $h_T(x)$, $h_L(x)$ および間欠度 $\gamma_N(x)$ を用いて、

$$h(x) = (1 - \gamma_N(x))h_L(x) + \gamma_N(x)h_T(x) \quad (9)$$

で表される。この関係より、間欠度 $\gamma_N(x)$ は次のように決定される。

$$\gamma_N(x) = \frac{h(x) - h_L(x)}{h_T(x) - h_L(x)} \quad (10)$$

2.4 後流による強制遷移での間欠度

既報で示した強制遷移での間欠度モデルを、主流速度が変化する場合に拡張する。即ち、

$$\begin{aligned} \gamma_w(x) &= \min[1, \Gamma_w(x)] \\ \Gamma_w(x) &= S \left(\frac{1}{\beta_E} - \frac{1}{\beta_F} \right) \int_{x=x_{tw}}^x \frac{U_\infty}{U(x')} \frac{dx'}{L} + \frac{S_w}{S}, \quad x \geq x_{tw} \\ \Gamma_w(x) &= \frac{S_w}{S}, \quad x \leq x_{tw}, \quad S = \frac{L}{\tau U_\infty}, \quad S_w = \frac{L}{\tau_w U_\infty} \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 β_E, β_F は後流によって境界層内に発生した乱流領域の後縁、前縁の移動速度と主流速度との比であり、それぞれ0.55, 1である。 x_{tw} は後流による強制遷移開始点であり、無次元後流持続時間 τ_w を用いて次式から算定する。

$$Re_{\theta_{tw}} = 163 + \exp(4.83 - 30.8 \tau_w) \quad (12)$$

なお、後流持続時間は、ある点上で後流自身の乱れ(4%以上)が持続する時間を表し、次式で与えられる。

$$\tau_w = 3.36 \tau_{1/2} \sqrt{-\ln(\frac{4}{Tu_{max}})} \quad (13)$$

3. 実験

3.1 実験装置

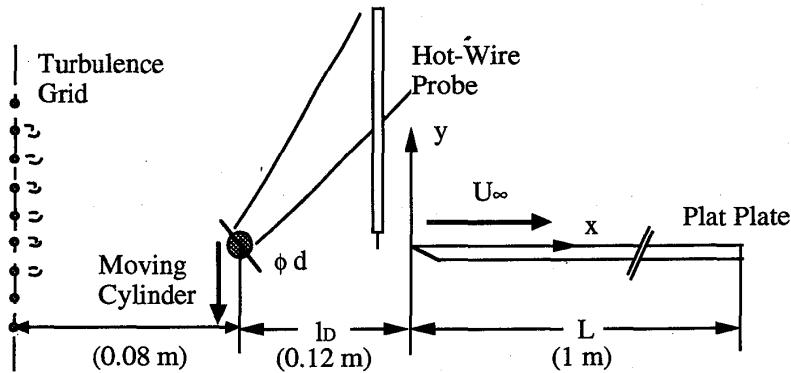


図2 供試平板と座標系

実験装置は、乱流格子を除き前報⁽⁹⁾と基本的には同じものを使用したので、詳細は略す。図2には、供試平板とその座標系を、前方で移動する円柱および乱流格子との位置関係とともに示す。なお、主流乱れを発生させるための乱流格子は3種類あり、それぞれ収縮ノズル出口面に取り付けられる。格子の構成、発生する乱れ強さについては表1に示した。

実験では、移動円柱からの周期的な後流および主流乱れの影響

を受ける平板境界層について、熱流束 q_{wall} 一定の条件での熱伝達率 h および後流内の乱れ度分布を計測する。熱伝達率は次式で与えられる。

$$h = \frac{q_{wall}}{T_{wall} - T_{\infty}} \quad (14)$$

表1 乱流格子の構成と乱れ強さ

Grid No.	Configuration	Turbulence Intensity
1	screen mesh #5	1.5 - 2.0 %
2	Cylinder $\phi 5$	4.0 - 5.0 %
3	Cylinder $\phi 5$ + screen mesh #5	3.0 - 4.0 %

ここで、 T_{wall} は平板上温度、 T_{∞} は主流温度である。乱れ度分布

は、熱線流速計からの信号をA/D変換した $v_i(t_j)$ を用いて、その集合分散(ensemble variance)から決定する。即ち、

$$Tu(t_j) = \sqrt{\frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k [v_i(t_j) - \bar{v}(t_j)]^2}, \quad \bar{v}(t_j) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k v_i(t_j) \quad (15)$$

ここで、サンプリング周波数は50kHzである。

3.2 実験結果

3.2.1 主流乱れを含む流れ場での後流内乱れ度分布 以下では、円柱本数 n_c を3本に固定し、主流速度を20, 30および40 m/s ($Re = 1.3 \times 10^6, 2.0 \times 10^6, 2.7 \times 10^6$)、円柱回転数 n を900, 1260および1500 rpmと変化させる。

図3には後流内乱れ度分布の計測例を、前報で示した評価式⁽⁹⁾

$$Tu = \max[Tu_b, Tu_{\max} \exp(-0.345(t/\tau_{1/2})^2)] \quad (16)$$

と比較して示す。ここで、 Tu_b は乱れ度分布がほぼ平坦になったところでの乱れ度で、主流乱れ度に相当する。なお、乱れ度の最大値 Tu_{\max} は主流乱れ度の小さな場合 ($Tu_b \sim 0.6\%$) で得られた測定値を用いている。Grid No.1およびNo.3の乱流格子を使用した場合の後流内乱れ度分布は、評価式(16)とよく一致している。また、Grid No.2の乱流格子を使用した場合、大規模な渦がそこから発生するため、移動円柱からの後流もかなりの影響を受け、主流乱れ度分布が大きく変形しているが、分布を詳細にみると式(16)による評価値と一致する部分が存在している。さらに以上の比較から、今回の試験範囲内では見かけ上 Tu_{\max} は主流乱れ度の影響をほとんど受けていないことわかる。

3.2.2 定常熱伝達率 図4、5には乱流格子を替えた場合の定常熱伝達率分布例 ($Re = 1.3 \times 10^6$) を示す。なお、Grid No.2の場合には、境界層が温度計測点上流から乱流に遷移していた。また、式(9)に主流乱れ度 Tu を適宜推定し決定した間欠度 (式(6)) を代入し、自然遷移状態での熱伝達率を評価した結果も図中に併記してある。ここで求めた間欠度 γ_N を共存遷移モード (式(1)) に対して用いる。

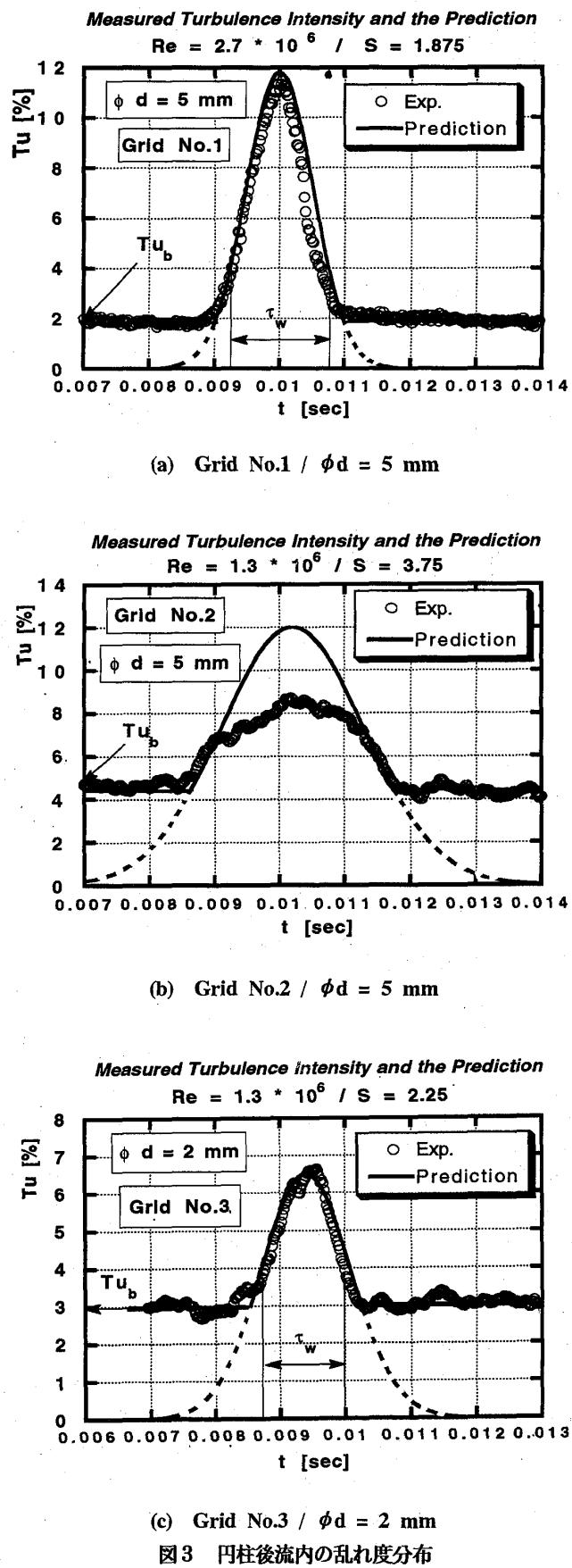
3.2.3 後流影響下での時間平均熱伝達率

Grid No.1の場合

図6、7には、 $Re = 1.3 \times 10^6$ の場合に円盤回転数900、1260および1500 rpmに相当するStrouhal数について得た時間平均熱伝達率分布を示す。これらの図には乱流格子がない場合の結果 (no grid) も示してある。また、式(1)に式(6)および式(11)を代入して共存遷移モードでの間欠度 $\gamma(x)$ を算出し、

$$h(x) = (1 - \gamma(x))h_L(x) + \gamma(x)h_T(x) \quad (17)$$

で時間平均熱伝達率を推定した結果も併せて示す。このReynolds数の場合、自然遷移は $x \sim 0.3$ で開始しており、共存モードでの間欠度を決定する要因は後流である。従って、自然遷移と後流による強制遷移とが互いに独立であるならば、Grid No.1とno gridの結果は一致しなければならない。さて、乱流格子を装着しない場合には、実験



(c) Grid No.3 / $\phi d = 2 \text{ mm}$

図3 円柱後流内の乱れ度分布

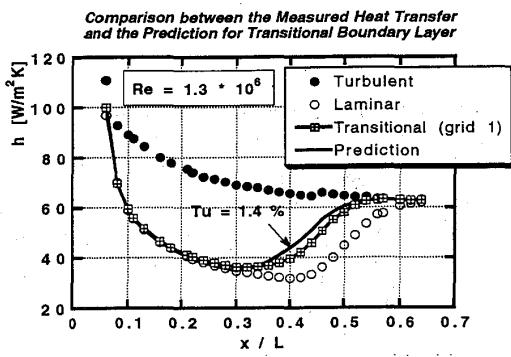


図4 定常熱伝達率 (Grid No.1)

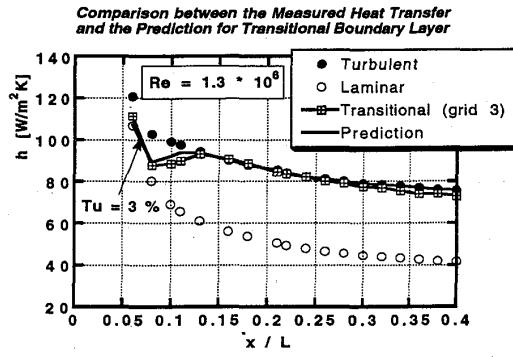


図5 定常熱伝達率 (Grid No.3)

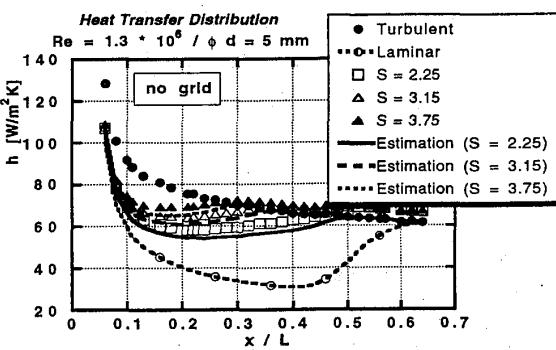
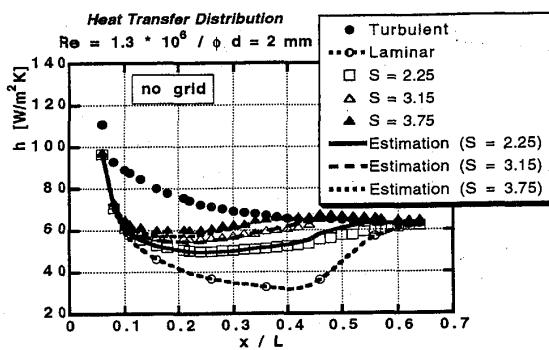
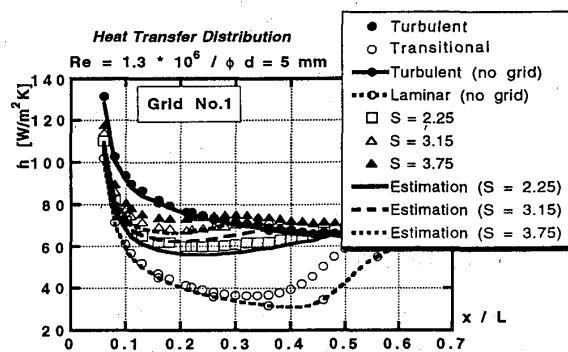
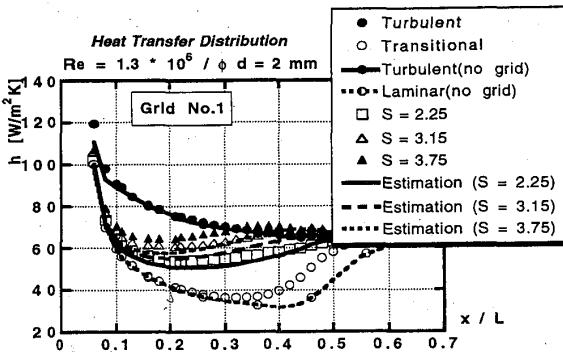


図6 時間平均熱伝達 ($Re=1.3 \times 10^6, d=2\text{mm}$, Grid No.1)

図7 時間平均熱伝達 ($Re=1.3 \times 10^6, d=5\text{mm}$, Grid No.1)

結果および評価値とは全般的によく一致している。ただし、共存遷移モードでの遷移終了後で得られた熱伝達率が乱流境界層のそれを若干上回る場合があり、その影響で評価値と実験値とがわずかに異なる状況が発生している。一方、Grid No.1を装着した場合には、とくに高Strouhal数の場合に実験値と評価値との差が顕在化していく傾向にある。この差の原因として考えられる要因の一つとして、後流による強制遷移と自然遷移とが独立でない、即ち相互干渉効果の存在を考えられるが、これについては後で考察する。

図8、9には $Re = 2.0 \times 10^6$ の場合での時間平均熱伝達率分布を示す。このReynolds数の場合、自然遷移は $x \sim 0.15$ で開始しており、後流の効果と自然遷移とが共に間欠度全体に影響を与えている。この場合も上の例と同様に、乱流格子を装着しない場合には、実験結果および評価値とは全般的によく一致するが、Grid No.1を装着した場合には、とくに高Strouhal数の場合での差が比較的大きい。この差は円柱径が大きいほど顕著である。

上で見たように、後流による強制遷移モードが支配的であるにもかかわらず、乱流格子の有無で時間平均熱伝達分布に変化が生じている理由として、二つの遷移モードの相互干渉が考えられる（円柱後流特性への影響は図3で見たように小

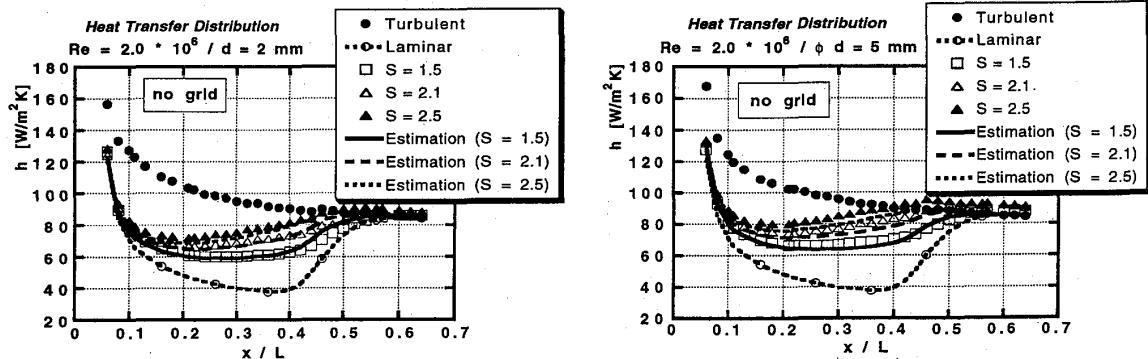
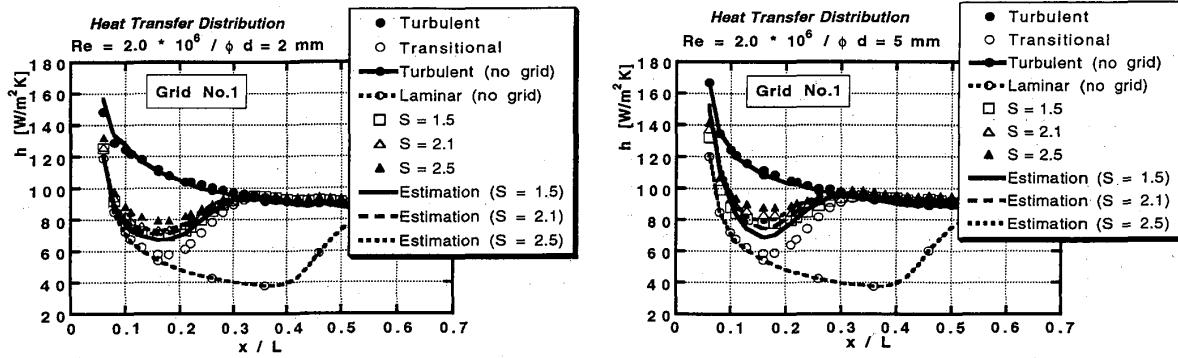


図8 時間平均熱伝達 ($Re=2.0 \times 10^6$, $d=2\text{mm}$, Grid No.1)

図9 時間平均熱伝達 ($Re=2.0 \times 10^6$, $d=5\text{mm}$, Grid No.1)

さい)。例えば、平板前縁付近での境界層が主流乱れの効果によりじょう乱の影響を受け易くなり、強制遷移開始点 x_{tw} が主流乱れ度の小さな場合の相関式(12)によって推定される位置よりも上流側に移動したと考えることができる。そこで、最も極端な場合として、 $x_{tw}=0.0$ とおいた場合の時間平均熱伝達分布を算定し、先の結果と比較した。その結果を図10、11に示す。これらの図から、 $x_{tw}=0.0$ とおいた場合の評価結果のほうが実験値にかなり近くなることがわかった。このことは、主流乱れ度が無視しえない状況での強制遷移開始点は、境界層の開始点($x=0.0$)にすることが妥当であることを意味している。

Grid No.3の場合 図12には、 $Re=1.3 \times 10^6$ での時間平均熱伝達率分布を示す。上の議論に従い、 $x_{tw}=0.0$ として熱伝達率を評価した。図5で示したように、Grid No.3の乱流格子の場合には、定常流での遷移が速やかに終了しているため、後流による遷移の効果は明瞭には現れず、わずかに後流による熱伝達率の上昇が認められる程度である。この場合

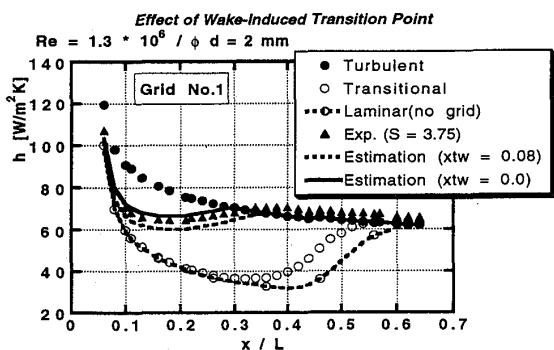


図10 強制遷移開始点の効果($Re=1.3 \times 10^6$, $d=2\text{mm}$)

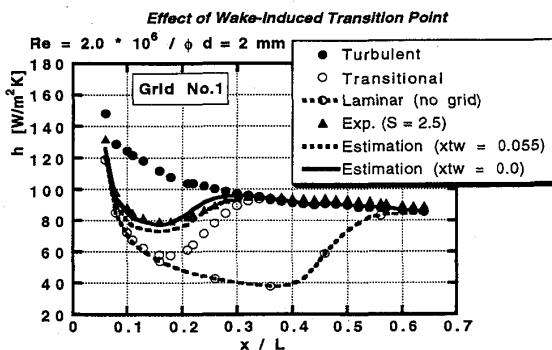


図11 強制遷移開始点の効果 ($Re=2.0 \times 10^6$, $d=2\text{mm}$)

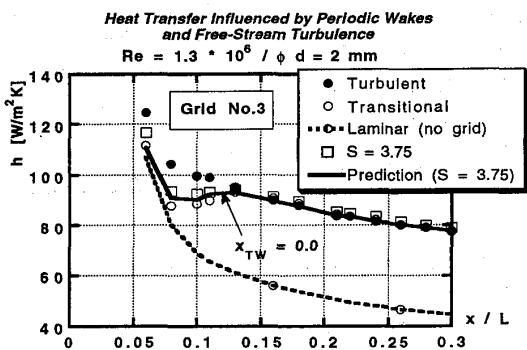


図12 時間平均熱伝達 ($Re=1.3 \times 10^6$, $d=5\text{mm}$, Grid No.3)

(2) 両者の遷移モードは必ずしも独立ではない。特に主流乱れ度は、後流による強制遷移開始点の位置を上流側にシフトさせるものと考えられる。

参考文献

1. Mayle,R.E., and Dullenkopf,K., *J. Turbomachinery*, Vol.112, 1989, 188
2. Addison,J.S., and Hodson,H.P., *J.Turbomachinery*, Vol.112, 1990, 206
3. Orth,U., ASME Paper 92-GT-283, 1992
4. Mayle,R.E., *J. Turbomachinery*, Vol.113, 1991, 509
5. Walker,G.J., ASME Paper 92-GT-301, 1992
6. 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 58-549, B(1992), 1401
7. 船崎, 目黒, 山脇, 機論, 58-550, B(1992), 1761
8. 船崎, 目黒, 山脇, 山下, 機論, 59-558, B(1993), 357
9. 船崎, 山下, 山脇, ガスタービン秋季講演会講演論文集(長崎), 1992, 113
10. Emmons, H.W., *J.Aero.Sci.*, Vol.18, 1951, 490
11. Pfeil,H., Herbst,R., and Schroder,T., *J. Eng. Power*, Vol.105, 1983, 23
12. Dhawan,S., and Narasimha,R., *J. Fluid Mech.*, Vol.3, 1958, 418
13. Gostelow,J.P., Blunden,A.R., and Walker,G.J., ASME Paper 92-GT-380, 1992
14. Abu-Ghannam,B.J., and Shaw,R., *J. Mech. Eng. Sci.*, Vol.22, 1980, 213
15. ビスワス, 福山, 荒木, 日本ガスタービン学会誌, 20-77, 1992, 68

でも、本論文で提示した評価法は、実験結果とよく一致する結果を与えていることがわかる

4. 結言

上流からの周期的な後流および主流乱れの影響を受ける平板境界層での熱伝達特性に関する実験的研究を行うとともに、両者の影響によって引き起こされる遷移モードが共存する場合の間欠度モデルを提案した。実験結果と遷移モデルによる評価値との比較により得た結果を以下にまとめる。

(1) 後流による強制遷移モードと自然遷移モードとの独立性の仮定に基づく遷移モデルは、比較的低いStrouhal数の場合の実験結果と比較的よく一致する結果を与える。

回転数が変動する異方性回転円板の応力特性（回転数が正弦関数的に変動するとき）

菊池秀勝 萱場邦彦 永井正夫（防衛庁技本3研）

1 まえがき

航空機の高性能化の要求に伴い、それに搭載するエンジンに対しても高性能化の要求が厳しくなっている。その要求の一つは推力／重量比の向上に伴う重量の低減に対する要求である。ガスタービンエンジンにおいて回転部品は重量の占める割合が大きく、常に重量軽減の対象になっている。近年新素材の開発が急速に進みFRM（Fiber Reinforced Metal）等による異方性回転体が検討されている。筆者らはある種の異方性材料を回転体に適用することにより最大応力が減少し、より一層の高回転化又は重量低減が可能であることを示した。¹⁾ 異方性回転体の応力特性に関する研究は一定回転数で回転する場合のみに限られており、回転数が変動する場合についての研究は見当らない。本報告では回転数が正弦関数的に変動する極直交異方性中空回転円板について応力解析式を導き、応力特性に及ぼす回転数変動の影響を理論的に明らかにした。

2 解析式の誘導

厚さが直径に比較して十分小さい円板が中心を通る回転軸まわりを時間的に変動する回転角速度 $\omega(t)$ で回転する場合の力の平衡方程式は極座標 (r, θ) を用いて

$$\frac{\partial^2 \sigma_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} (\sigma_r - \sigma_t) + \rho r \omega^2 = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial^2 \tau_{rt}}{\partial r^2} + \frac{2\tau_{rt}}{r} - \rho \frac{d\omega}{dt} r = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (1-2)$$

で与えられる。ここで、 σ_r 、 σ_t 、 τ_{rt} ：半径、接線及びせん断応力、 ρ ：密度、 u 、 v ：半径及び接線方向変位。極直交異方性体の応力、ひずみ及び変位間の関係は(2)または(3)式で与えられる。ただし、 ϵ_r 、 ϵ_t 、 γ_{rt} ：各々半径、接線及びせん断ひずみ、 E_r 、 E_t ：半径及び接線方向ヤング率、 G ：せん断定数、 ν_r 、 ν_t ：各々半径（又は接線）方向伸びによる接線（又は半径）方向縮みを示すボアソン比。

$$\epsilon_r = \frac{1}{E_r} \sigma_r - \frac{\nu_t}{E_t} \sigma_t \quad (2-1)$$

$$\epsilon_t = -\frac{\nu_r}{E_r} \sigma_r + \frac{1}{E_t} \sigma_t \quad (2-2)$$

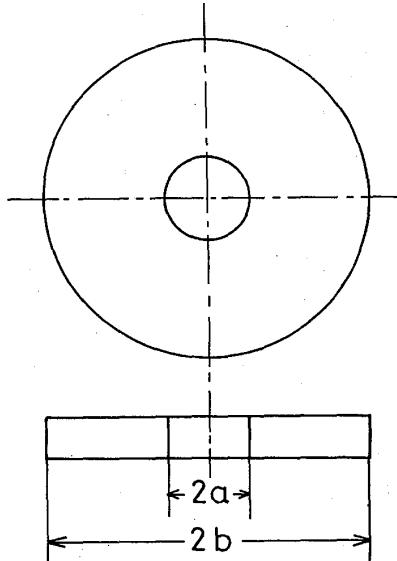


図1 中空回転円板の形状

$$\gamma_{r,t} = \frac{1}{G} - \tau_{r,t} \quad (2-3)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} \quad (3-1), \quad \varepsilon_t = \frac{u}{r} \quad (3-2), \quad \gamma_{r,t} = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \quad (3-3)$$

ただし、ヤング率とポアソン比の間には相反定理により次の関係がある。

$$\frac{E_t}{E_r} = \frac{\nu_t}{\nu_r} = K^2 \quad (4)$$

上式の K を異方性パラメータと名づける。(2)~(4)式を用いて(1)式を変位で表すと

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{K^2}{r^2} u + \frac{K^2 - \nu t^2}{E_t} \rho \omega^2 r = \frac{K^2 - \nu t^2}{E_t} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (5-1)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r^2} v - \frac{\rho}{G} \frac{d\omega}{dt} r = \frac{\rho}{G} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (5-2)$$

となる。回転角速度 ω が ω_0 を平均として振幅 ω_1 、回転角速度 $\Omega (= 2\pi f)$: ただし、 f は周波数) で正弦関数的に変動する次式で与えられる場合を考える。

$$\omega = \omega_0 (1 + \beta \sin \Omega t) \quad \text{ただし } \beta = \omega_1 / \omega_0 \ll 1 \quad (6)$$

(6)式を(5)式に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{K^2}{r^2} u + \frac{K^2 - \nu t^2}{E_t} \rho \omega_0^2 \left\{ \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) \right. \\ \left. + 2\beta \cdot \sin \Omega t - \frac{\beta^2}{2} \cos 2\Omega t \right\} r = \frac{K^2 - \nu t^2}{E_t} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (7-1)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r^2} v - \frac{\rho}{G} \omega_0 \cdot \beta \cdot \Omega \cdot \cos \Omega t \cdot r = -\frac{\rho}{G} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (7-2)$$

(7-1)式の解を次の形で求める。

$$\begin{aligned} u(r, t) &= u^{(0)}(r) + u^{(1)}(r, t) + u^{(2)}(r, t) \\ &= u^{(0)}(r) + F_1(r) \sin \Omega t + F_2(r) \cos 2\Omega t \end{aligned} \quad (\varepsilon)$$

上式を(7-1)式に代入し、 $\sin \Omega t$ 、 $\cos 2\Omega t$ が任意関数であることを考慮すると

$u^{(0)}(r)$ 、 $F_1(r)$ 及び $F_2(r)$ に関する常微分方程式を得る。

$$\frac{d^2 u^{(0)}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du^{(0)}}{dr} - \frac{K^2}{r^2} u^{(0)} + \frac{K^2 - \nu t^2}{E_t} \rho \omega_0^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) r = 0 \quad (9-1)$$

$$\frac{d^2 F_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_1}{dr} + \left(\alpha_1^2 \Omega^2 - \frac{K^2}{r^2} \right) F_1 + \frac{2(K^2 - \nu t^2) \rho \omega_0^2 \beta}{E_t} r = 0 \quad (9-2)$$

$$\frac{d^2 F_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_2}{dr} + \left(\alpha_2^2 \Omega^2 - \frac{K^2}{r^2} \right) F_2 - \frac{(K^2 - \nu t^2) \rho \omega_0^2 \beta^2}{2 E_t} r = 0 \quad (9-3)$$

ただし、 $\alpha_1 = [(K^2 - \nu t^2) \rho / E_t]^{1/2}$ 、 $\alpha_2 = [4(K^2 - \nu t^2) \rho / E_t]^{1/2}$ 。

境界条件として内周で外力自由、外周では翼荷重に相当する外力として回転角速度の2乗に比例する半径応力と回転角加速度に比例するせん断応力が作用する場合を考える。

$$r = a \text{において } \sigma_r = 0, \quad \tau_{r,t} = 0 \quad (10-1)$$

$$r = b \text{において } \sigma_r = \sigma_b \cdot \omega^2, \quad \tau_{rt} = -\frac{\tau_b}{\omega_0 \Omega} \frac{d\omega}{dt} \quad (10-2)$$

変位 u が(8)式で与えられるとき応力 σ_r, σ_t は次のように与えられる。

$$\sigma_r = \sum_{i=0}^2 \sigma_r^{(i)}, \quad \sigma_t = \sum_{i=0}^2 \sigma_t^{(i)} \quad (11)$$

$$\text{ただし、 } \sigma_r^{(i)} = \frac{E t}{K^2 - \nu t^2} \left(-\frac{\partial u^{(i)}}{\partial r} + \nu t \frac{u^{(i)}}{r} \right)$$

$$\sigma_t^{(i)} = \frac{E t}{K^2 - \nu t^2} \left(\nu t \frac{\partial u^{(i)}}{\partial r} + K^2 \frac{u^{(i)}}{r} \right) \quad (i = 0, 1, 2)$$

境界条件(10)の半径応力に関する境界条件は次のように分解できる。

$$r = a \text{において } \sigma_r^{(i)} = 0 \quad (i = 0, 1, 2) \quad (12-1)$$

$$r = b \text{において } \sigma_r^{(0)} = \sigma_b \cdot \omega_0^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) \quad (12-2)$$

$$\sigma_r^{(1)} = 2 \sigma_b \cdot \omega_0^2 \cdot \beta \cdot \sin \Omega t \quad (12-3)$$

$$\sigma_r^{(2)} = \frac{1}{2} \sigma_b \cdot \omega_0^2 \cdot \beta^2 \cdot \cos 2 \Omega t \quad (12-4)$$

(9-1)式の解 $u^{(0)}$ は境界条件(12-1)から決まる積分定数を A_0, B_0 として

$$u^{(0)} = A_0 r^k + B_0 r^{-k} - \frac{(K^2 - \nu t^2) \rho \cdot \omega_0^2}{(9 - K^2) E t} \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) r^3 \quad (13)$$

となる。(9-2)及び(9-3)式の解はいずれも無限級数からなる特殊解と K 階の第1種及び第2種のベッセル関数で与えられ、(8)式の第2項、第3項は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= [A_1 \cdot J_k(\alpha_1 \cdot \Omega \cdot r) + B_1 \cdot Y_k(\alpha_1 \cdot \Omega \cdot r) + \\ &\quad + \frac{2(K^2 - \nu t^2) \rho \cdot \omega_0^2 \cdot \beta}{E t}] \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\prod_{s=1}^n \frac{1}{\{(2s+1)^2 - K^2\}} \right] (\alpha_1 \cdot \Omega)^{2n-2} r^{2n+1} \sin \Omega t \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u^{(2)} &= [A_2 \cdot J_k(\alpha_2 \cdot \Omega \cdot r) + B_2 \cdot Y_k(\alpha_2 \cdot \Omega \cdot r) + \\ &\quad + \frac{(K^2 - \nu t^2) \rho \cdot \omega_0^2 \cdot \beta^2}{2 E t} \times \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \left[\prod_{s=1}^n \frac{1}{\{(2s+1)^2 - K^2\}} \right] \\ &\quad \times (\alpha_2 \cdot \Omega)^{2n-2} r^{2n+1} \cos 2 \Omega t] \quad (15) \end{aligned}$$

ただし、 A_i, B_i ($i = 1, 2$) は境界条件(12-1)～(12-4)式より決まる積分定数である。

(7-2)式の解は1階の第1種及び第2種のベッセル関数で与えられる。

$$v(r, t) = \{A_3 J_1(\alpha_3 \cdot \Omega \cdot r) + B_3 Y_1(\alpha_3 \cdot \Omega \cdot r) + \frac{\omega_0 \beta}{\Omega} r\} \cos \Omega t \quad (16)$$

ただし、 $\alpha_3 = [\rho/G]^{1/2}$ 。 A_3, B_3 は式(10-1)、(10-2)から決まる積分定数である。

(13)、(14)及び(15)式を(11)式に代入すると半径応力と接線応力が、(16)式と(3-3)式からせん断応力が求まる。

3 数値計算結果例

計算例は $a = 1 \text{ cm}$ 、 $b = 1.0 \text{ cm}$ 、 $E = 2 \times 10^8 \text{ kgf/cm}^2$ 、 $\nu = 0.3$ 、 $K = 1.5$ の中空円板が平均回転数 $2 \times 10^4 \text{ rpm}$ ($\omega_0 = 2094.4 \text{ rad/s}$)、回転数変動 $1 \times 10^3 \text{ rpm}$ ($\omega_1 = 104.7 \text{ rad/s}$) で正弦関数的に変化する場合について示した。図2～図5は横軸に無次元半径 r/b 、縦軸に $\rho \omega^2 b^2$ による無次元応力をとり、回転数変動周期を T とするとき時間 $t = 0, T/4, T/2$ 及び $3T/4$ における応力を示した。 $t = 0, T/2$ における回転数は $2 \times 10^4 \text{ rpm}$ 、 $t = T/4$ 及び $t = 3T/4$ における回転数は各々 $2.1 \times 10^4 \text{ rpm}$ 、 $1.9 \times 10^4 \text{ rpm}$ である。各図において動的半径応力、動的接線応力及び動的せん断応力を番号1、3、5で、準静的半径応力及び準静的接線応力を番号2、4で示し、動的及び準静的応力解析の比較を行い、準静的応力解析法の適用限界と応力特性に及ぼす回転数変動の影響を検討した。

図2は $f = 10 \text{ KHz}$ に対する比較である。 $t = T/4$ と $t = 3T/4$ では両者は異なり、回転数変動の影響が現れている。本前刷には示していないが回転数の変動速度が小さい 3 KHz の場合には両者が完全に一致することは確認されている。したがって、回転数の変動速度によっては準静的応力解析では正確な応力が得られないことがある。

また、図2より内周における動的半径応力と準静的半径応力がともに0、外周で両者が完全に一致していることからいづれも境界条件を満たしていることがわかる。

図3は回転数変動が 30 KHz の場合である。この場合も $t = T/4$ と $t = 3T/4$ において動的解析結果と準静的解析結果は異なることは前述と同様であるが、非常に複雑な応力分布となっている。 $t = T/4$ においては半径応力と接線応力とも動的解析の方が小さく、 $t = 3T/4$ においてはこの逆の傾向を示している。

図4は変動速度が 50 KHz の場合である。この場合も $t = T/4$ と $3T/4$ において両応力解析間に相違が現れ、 10 KHz の場合に比べて非常に複雑な応力分布を示す。また、内周近傍における動的接線応力は準静的接線応力に比べて著しく大きい。

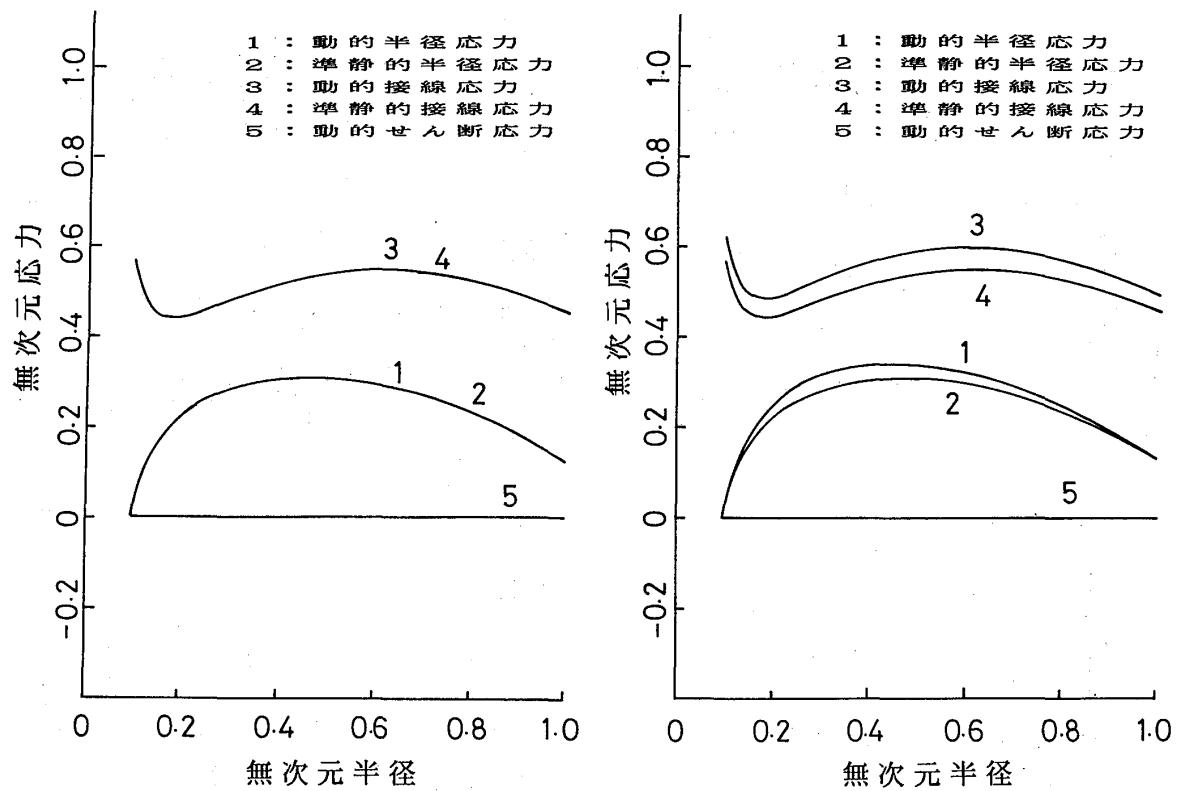
図5は 65 KHz の場合である。前記の解析結果と大きく異なる点は $t = 0, T/2$ においても回転数変動の影響が顕著に現れ、非常に複雑な応力分布を示していることがある。特に、 $t = T/4$ において内周部の動的接線応力は非常に大きな応力を示す。

4 あとがき

- 1) 極直交異方性等厚中空回転円板に対する動的応力解析式を誘導し、回転数変動が応力に及ぼす影響を明らかにすることを可能にした。
- 2) 回転数の変動周波数が低いときには準静的応力解析でも応力の推算が可能であるが、周波数が高くなると準静的応力解析による応力の推算は困難となる。

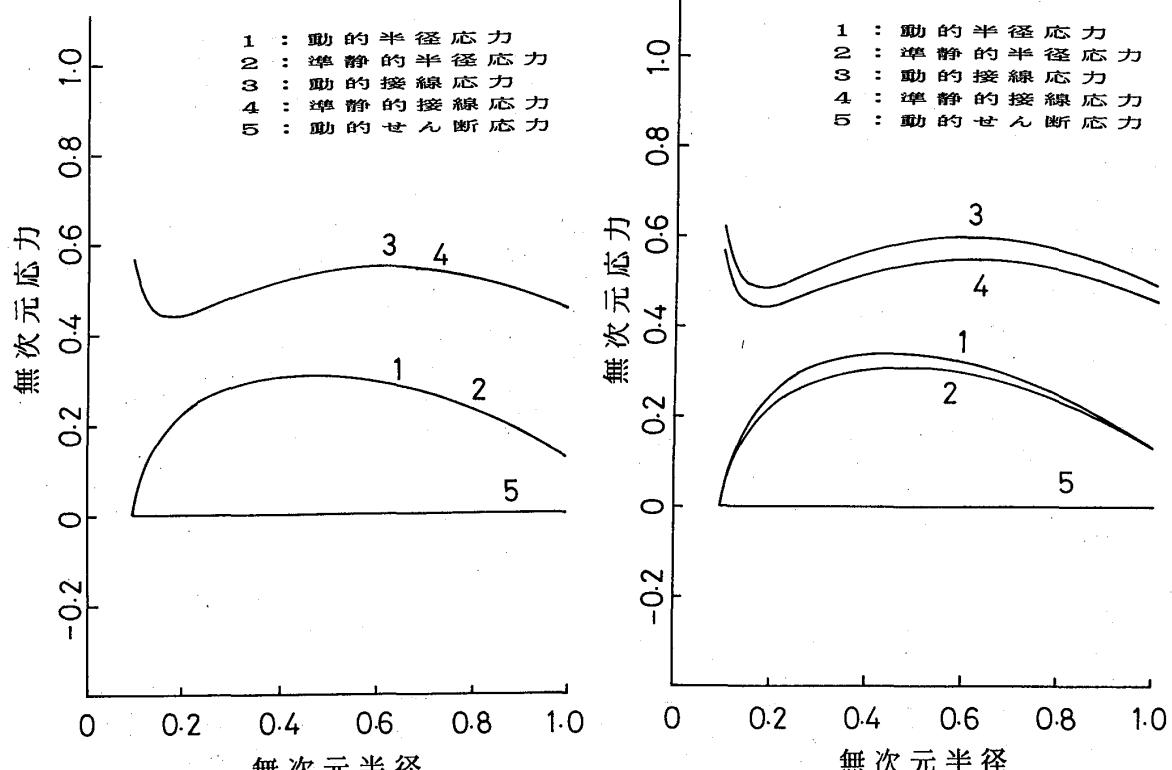
文献

- 1) 菊池；機械学会第764回講演前刷集（'67-2-28）



(a) $t = 0$

(b) $t = T/4$



(c) $t = T/2$

(d) $t = 3T/4$

図2 中空円板の応力分布
($f = 10 \text{ KHz}$)

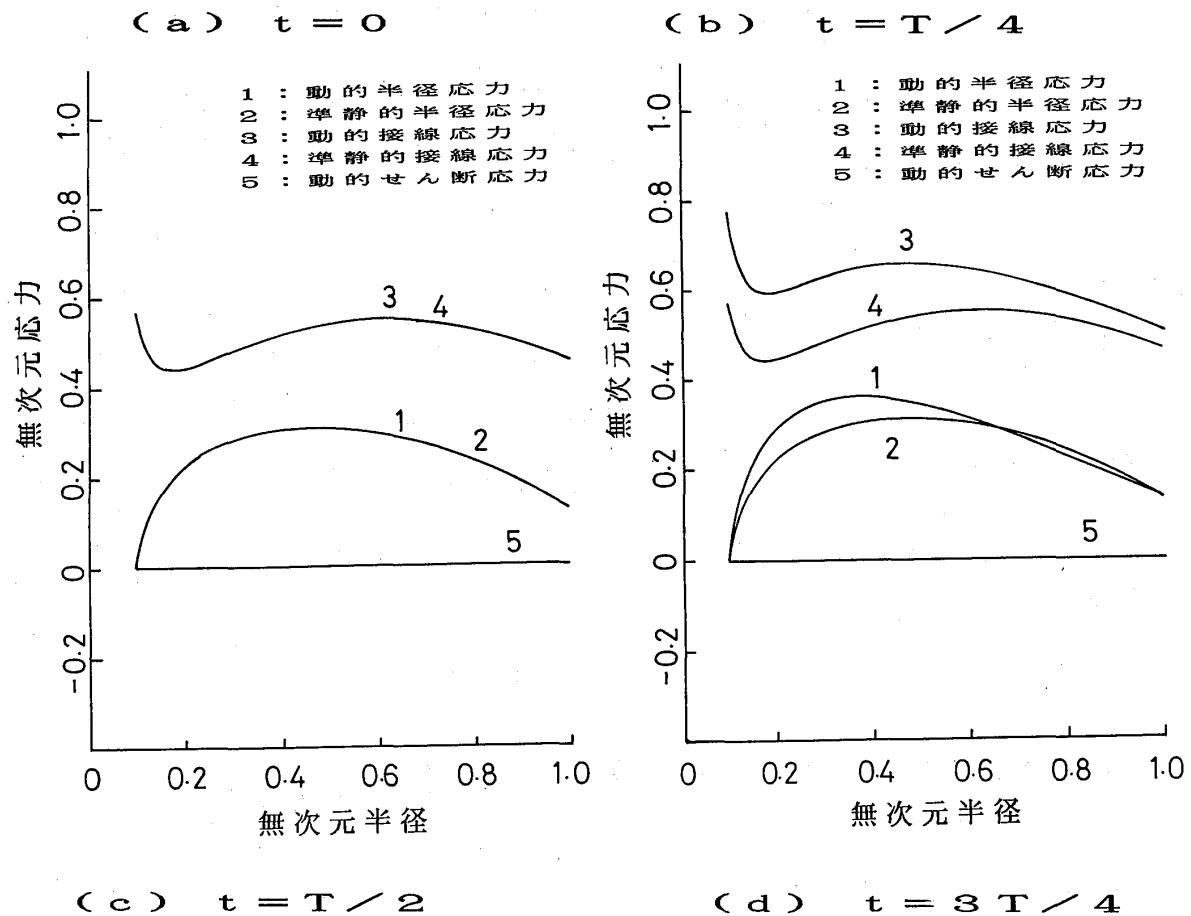
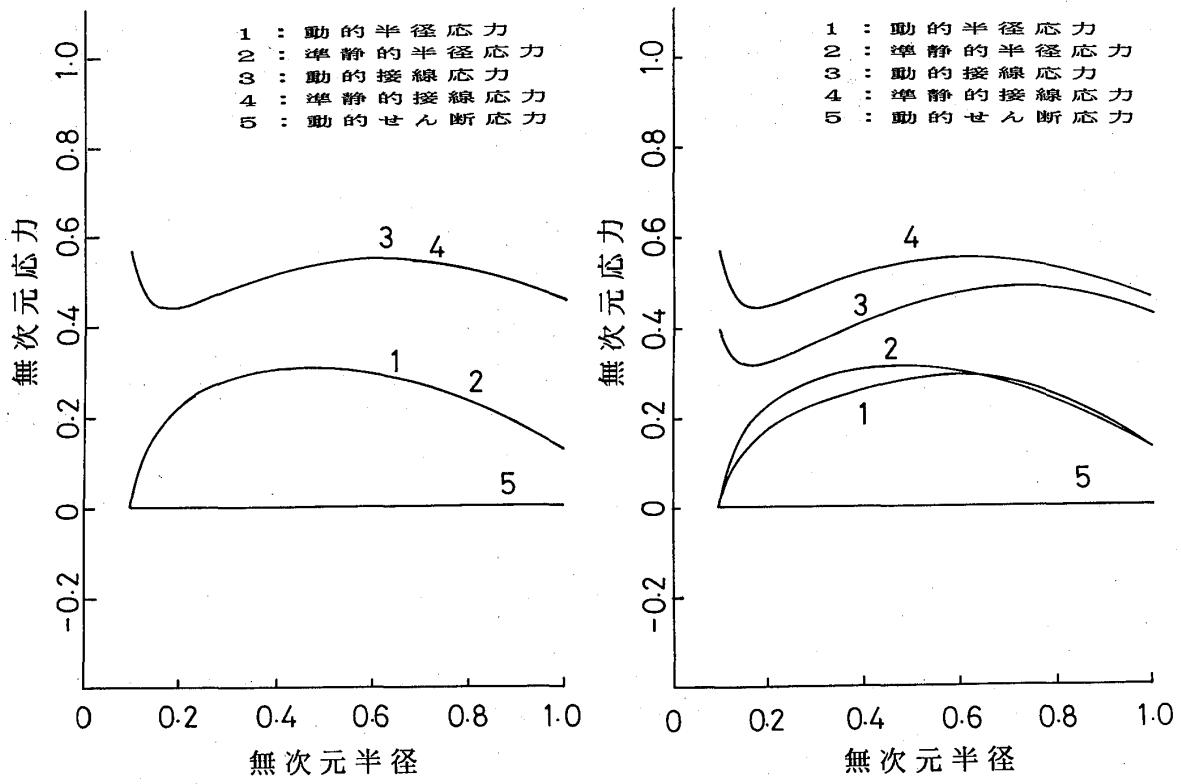


図3 中空円板の応力分布
($f = 30 \text{ KHz}$)

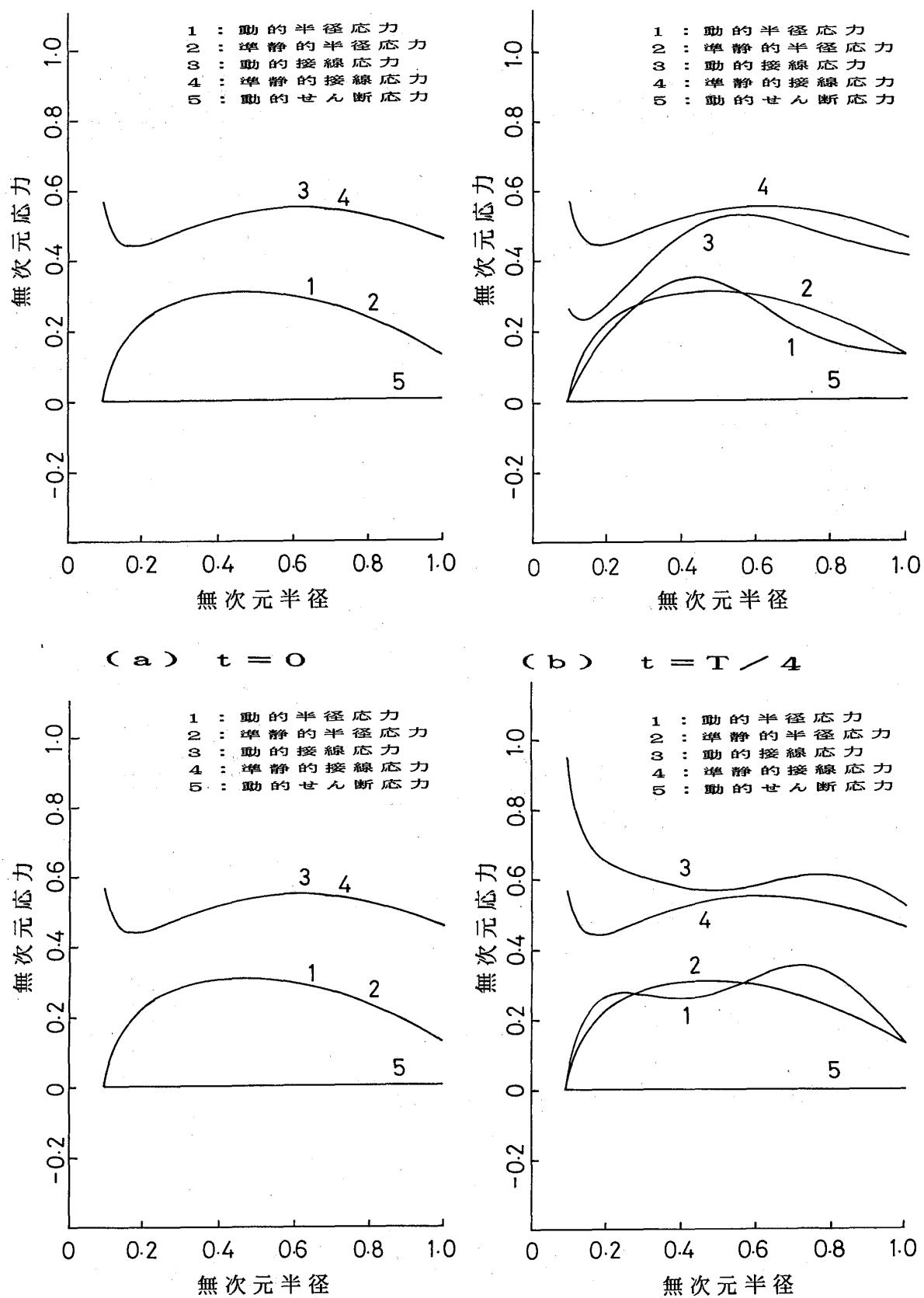


図4 中空円板の応力分布
($f = 50 \text{ KHz}$)

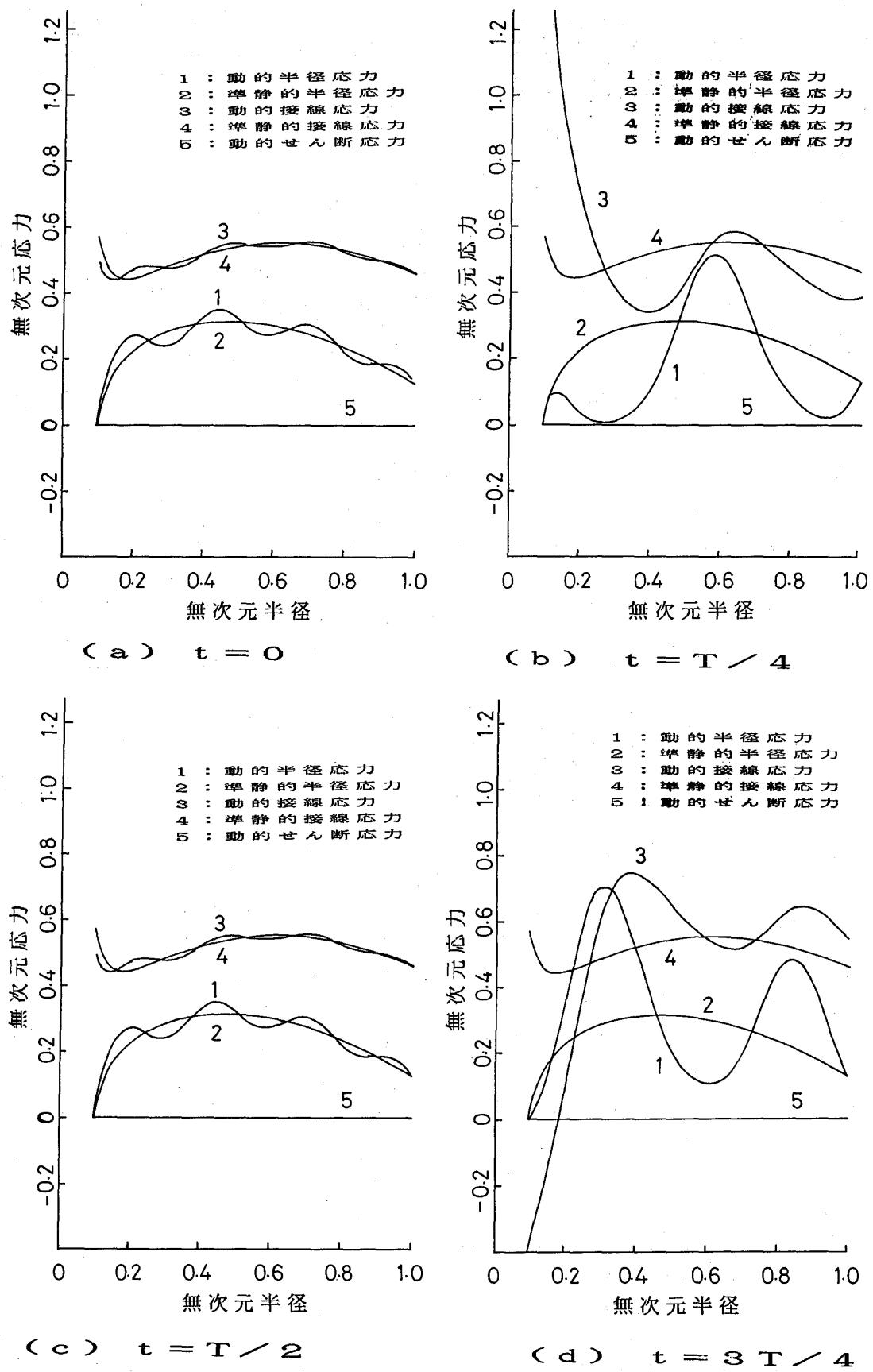


図5 中空円板の応力分布
($f = 65 \text{ KHz}$)

B-9 ガスタービン排気音の アクティブ制御

* 渡邊朝紀（鉄道総合技術研究所）

工藤信之（荏原製作所）

佐瀬敏次（荏原製作所）

丸田芳幸（荏原総研）

1. はじめに

浮上式鉄道用車両として、超電導磁石を用いる誘導反撥式磁気浮上とリニアシンクロナスマータ（L S M）を利用した車両の開発が進められている。車内の負荷（ヘリウム圧縮機、冷凍機、空気調和装置、制御装置等）には、走行中はリニアジェネレータ又はラムエアタービン発電機より電力が供給され、駅停車時は集電器を介して地上の給電レールより供給される。筆者らは非常用として他の車上発電装置を検討し、その一つとしてガスタービン発電装置を考えている。350kW ガスタービン発電装置の排気音について、我々は軽合金とロックウールを用いたダクト（約 2 m）にて、115 dB A から 80 dBA まで低減できると見込んでいる。これを更に低減するためアクティブノイズコントロール（A N C）を適用することを考え、基礎的な研究を行った。

2. アクティブノイズコントロールのための要求事項と研究の進め方

浮上式鉄道車両用ガスタービン発電装置のアクティブ消音に対し次の様な要求事項を設定した。

- (1) 対象とするガスタービンは Pratt and Whitney ST6
- (2) 発電機の出力は 350kW
- (3) ダクト内排気の温度は約 350°C
- (4) ガスタービン排気ダクトは車両に搭載可能のこと、ダクト自体で排気音を115dBA より 80dBA に減衰させることとする。
- (5) アクティブ消音により Passiveな方式で低減の困難な 500Hz以下の騒音を10dB程度低減することを目標とする。
- (6) 装置は出来るだけ軽いことが好ましい。

次のような段階をふまえて研究を進めることとした。

- (a) ガスタービン排気音の分析
- (b) 模型ダクトと録音されたガスタービン排気音を用いたアクティブ消音試験
- (c) (b)に低騒音風洞による気流を付加したアクティブ消音試験

(d) ノイズセンシング方法の検討

(e) 高温環境下での2次音発生方法

今回(a)-(c) および(e)を中心に基盤研究を行ったので、以下に報告する。

3. 検討及び試験結果

3-1. ガスタービン排気音の分析

ガスタービン(ST6)発電装置を定置して、車両搭載用排気ダクトを取りつけ、出力350kWにて排気ダクト出口の騒音を測定し、オクタープ分析した結果を図2に示す。ダクトは厚さ1mmのSUSと、厚さ100mmのロックウールを用いている(図1)。この結果より、騒音レベルは82dBAとなっているが、Passiveな方法では低周波域の減音が困難なので、100~200Hzの音圧レベルが高く、90dB程度となっていることが分かる。この周波数帯域は、アクティブ消音を最も適用しやすい帯域である。

3-2. 模型ダクトと録音されたガスタービン排気音を用いたANC試験

3-1で録音したガスタービン発電装置の排気ダクト出口の騒音を1次音源スピーカより発生させ、入力マイクロホン、アクティブ消音コントローラ(Digisonix製dx-45)、および2次音源スピーカを用いて、アクティブ消音試験を実施した。排気ダクト入口は低騒音風洞に接続し、気流を発生できるようにした。ダクトはいくつかの形状寸法のものを使用した。図3で入力マイクロホンと2次音源スピーカ、2次音源スピーカとエラーマイクロホン間の距離を、それぞれ2.32m、0.52mとした時の気流0m/s時の試験結果を図4と図5に示す。図4は、アクティブ消音制御を行っていない時の入力マイクロホン信号(1次音源)とダクト出口音の相互相関係数、図5は、アクティブ消音制御を行った場合と行わなかった場合のダクト出口音の周波数スペクトルである。図5において、20Hz以下の周波数の音は試験に用いた低騒音風洞の発生音であり、ガスタービンの音ではない。気流0m/sで周波数100~200Hzにおいて5~15dBの騒音低減ができた。

3-3. 気流をえた模型ダクトによるアクティブ消音試験

図3の構成で2m/sの気流を付加した時の試験結果を図6と図7に示す。今回の装置では、1次音源の音圧レベルが実際のガスタービンの音より小さいため、気流音の影響を受けている。それでも100~200Hzの周波数帯域で2~8dBのノイズ低減が得られた。

気流速度に対する気流音の測定結果を図8に示す。今回使用したダクトでは、特にエルボウ部で気流音が発生すると思われ、気流音については入力マイクロホン信号と

ダクト出口音とで相互相関はない。従ってこの場合の気流音のアクティブ消音は非常に困難であり、気流音を低減するダクト構造の検討が今後必要である。

しかし、例えば 100Hzにおいては図2よりガスタービンの排気音は 9.3 dBであり、図8に示す様に 12.7 m/sにおける排気口での気流音 70dBより 20dB程度大きく、ガスタービン排気音のアクティブ消音による騒音低減には十分な可能性がある。

例えば気流により発生する極低周波音によりアクティブ消音の性能改善を図る方法の一例として、入力マイクロホンとエラーマイクロホンの出力にハイパスフィルタを挿入することを提案する(図9)。

3-4. 耐熱スピーカの開発と耐熱試験

ガスタービン排気の熱印加状況下でのアクティブ消音を行うに先んじて、耐熱性を持たせたスピーカの開発を行った。使用した耐熱スピーカの諸元を表1に、スピーカ外形図を図10に示す。なお、耐熱スピーカの開発は(株)フォスター電機と共同で行った。この耐熱スピーカの特徴は以下のとおりである。

(1) 断熱材が低温、200Hz 以下

で吸音性が少ないとより、
スピーカの前面に断熱材を配
し高熱が直接振動板に伝わら
ない様にした。

(2) キャビネットを放熱性の良
いアルミ製としてスピーカの
温度上昇を抑える構造とした。

(3) 振動板には、紙と同じ製造
方法の抄紙で特殊な耐熱樹脂
を纖維化して用いた。

(4) 接着剤に耐熱性の良いシリ
コンを採用した。

スピーカの耐熱試験は、図11

に示す様にガスタービン発電機システムの排気ダクト部に、開発した耐熱スピーカを取り付けて行った。

無負荷でガスタービンを運転した時の耐熱スピーカ各部の温度の時間変化を図12に示す。この時のガスタービンの排気温度は約 480°C であった。

スピーカ耐熱試験の結果、最も高温となったスピーカ前面部(吸音材前部)の定常時の温度は約 250°C であり、スピーカユニットにおいては各部とも 100°C 以下で

表1 耐熱スピーカ主要諸元

型名	N C - 3 6 2 S S
形式	Moving Coil 型
公称インピーダンス	8 Ω ± 1.2 Ω [1V, 150Hz]
最低共振周波数	63Hz ± 13Hz
実効定格周波数帯域	20Hz ~ 3 kHz
出力音圧レベル	90dB ± 3 dB [1W, 1m]
定格入力	20 W
最大入力	50 W
磁束密度	1 T
設計最高温度	300°C (連続常用使用時は 200°C)

あった。連続常用使用時の設計最高温度（スピーカユニット）は200°Cであり、十分な余裕を持っていることが判明した。なお、スピーカユニットのフレーム部およびヨーク下部の熱時定数はそれぞれ20分、25分であった。

以上より今回開発した耐熱スピーカのガスタービン排気ダクトにおける適用に対し、十分使用できる見通しを得た。

またマイクロフォンについては、スピーカの試験結果より放熱構造に配慮すれば比較的容易に対応できると思われる。

4.まとめ

- (1) ガスタービン用模型排気ダクトと模擬音を用いてアクティブ消音試験を行った結果、100～200Hzで5～15dBの排気口騒音低減が可能であった。
- (2) 2m/sの気流を付加した場合 100～200Hzで2～8dBの騒音低減ができた。
- (3) ガスタービン実機の騒音レベルで試験すれば、気流12.7m/sに対してガスタービン排気音の方が約20dB(100Hzにおいて)以上大きくなるはずであり、アクティブ消音による騒音低減には十分な可能性がある。

今後の課題として以下の事柄がある。

(a) 実際の騒音レベルでの模型ダクトによるアクティブ消音試験

(b) センサの課題

- ・耐熱マイクロホン
- ・断熱又は冷却の方法
- ・入力信号のセンシング方法、例えば振動の利用

(c) 気流音の低減

- ・ダクト構造の検討
- ・整流板の利用

(d) ガスタービン排気音の消音に最適なアクティブ消音手法

(e) 装置の軽量化

(f) ガスタービン発電装置でのアクティブ消音試験

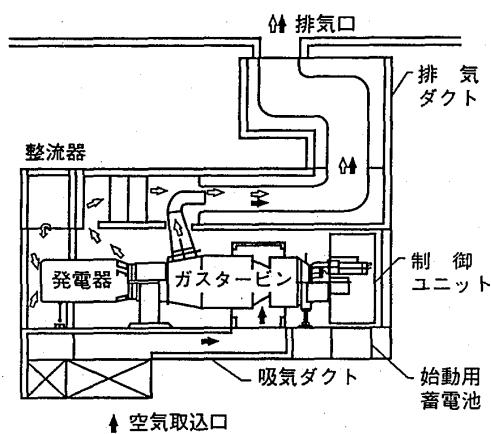


図 1 ガスタービン発電機外観

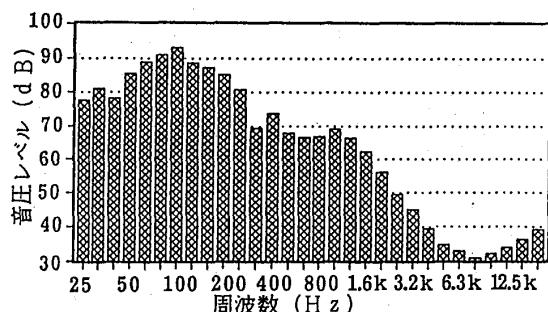


図 2 ガスタービン排気ダクト出口における排気音の周波数特性

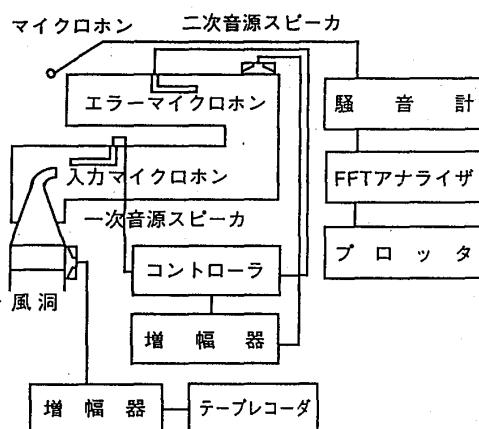


図 3 模型ダクトを用いたアクティブ
消音のブロック図

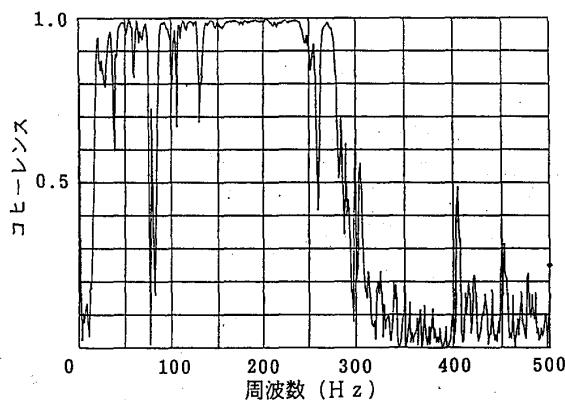


図 4 気流速度 0 m/s 時の入力信号と
誤差信号のコヒーレンス

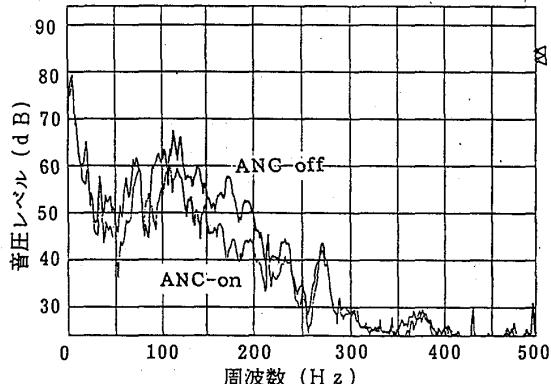


図 5 気流速度 0 m/s 時の周波数特性

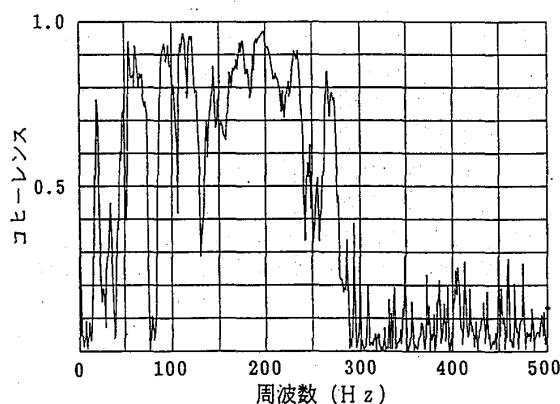


図6 気流速度 2 m/s 時の入力信号と
誤差信号のコヒーレンス

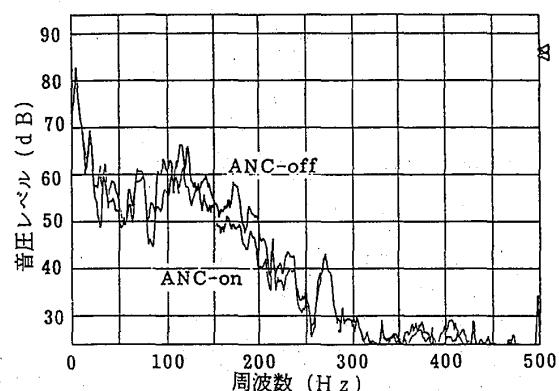


図7 気流速度 2 m/s 時の周波数特性

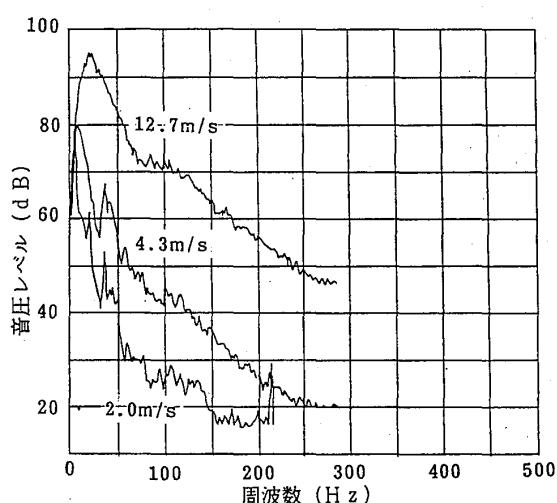


図8 気流音の周波数特性

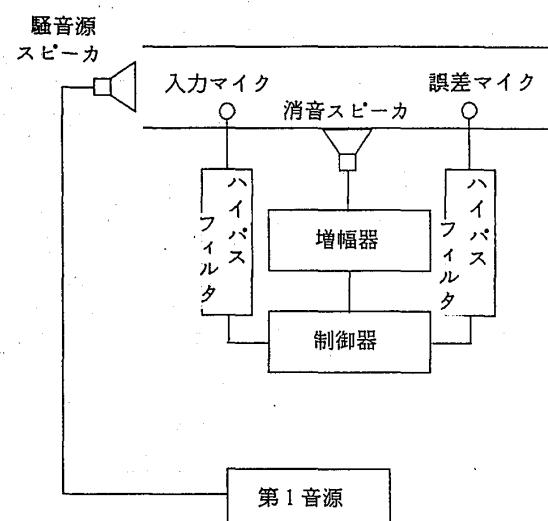


図9 提案するアクティブ消音システム

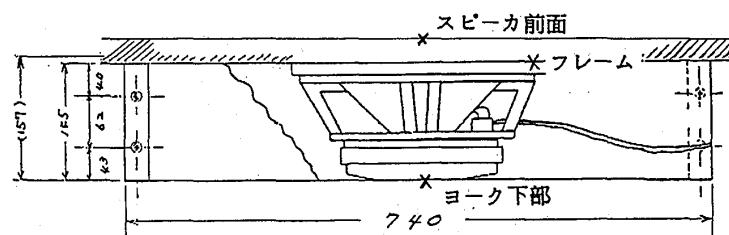


図10 耐熱スピーカ断面図

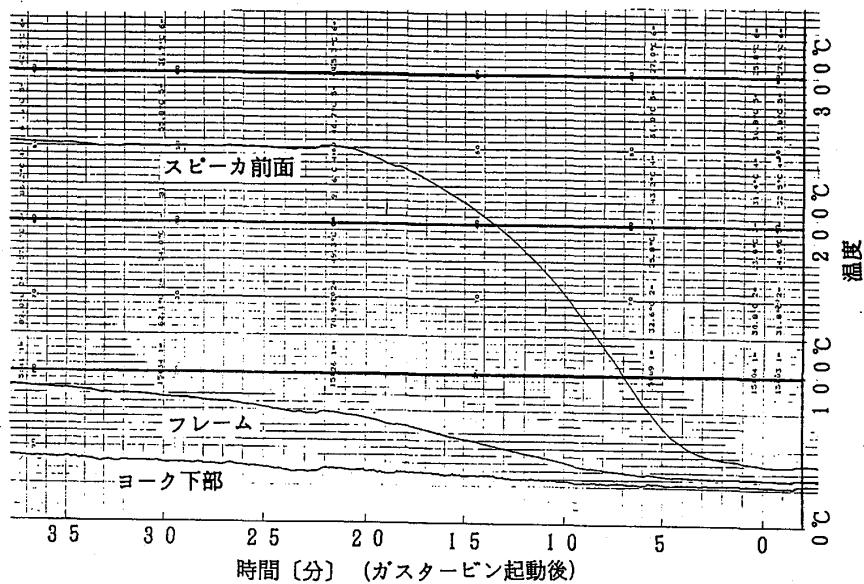
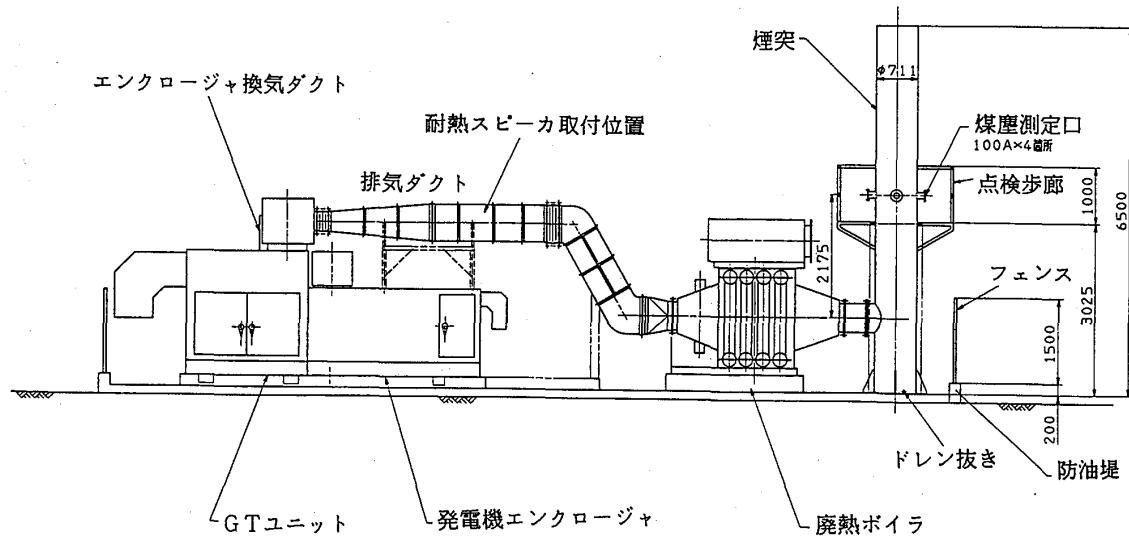


図12 スピーカ耐熱試験結果

B-10 2次元超音速ジェットスクリーチ

*須田広志（東京大学大学院航空学専攻）

Ted A. Manning（元 I H I ）

梶 昭次郎（東京大学航空学科）

1 まえがき

超音速ジェット流から発生する騒音は、いわゆる乱流による騒音の他にスクリーチ音と呼ばれる離散的な周波数をもつ騒音が発生する。スクリーチ音は、一般にノズル出口と音源との間でフィードバック機構が成り立つことがいわれているが、具体的な発生メカニズムはまだ明らかになっていない。このスクリーチ音の発生メカニズムを解明するため2次元ジェットによる超音速ジェット流において流れ場と、スクリーチ音の音場の可視化実験を行った。その結果ジェット流には、2つの振動モードが存在しておりそれ各自的で音波の伝播の様子及びジェットの振動の様子を観察することができた。

2 実験設備

実験に使用した風胴は、プローダウン方式でタンクに貯めた高圧の空気を矩形断面の超音速ノズルより、無響室に放出する。ノズルは、コンバージェントダイバージェントノズルで、コンバージェント部及びダイバージェント部ともに上下の壁が動くことによりスロート面積、出口面積を任意に設定できる。今回は、スロート高さ6mm、出口高さを9.3mmとし、幅は、72mmで固定である。設計マッハ数は、約1.9である。また、2次元性を強調するためノズル出口から下流に300mm程度側面にガラスの側壁を取り付けてある。以後の可視化映像の視野には、すべて側壁が存在している（図1）。

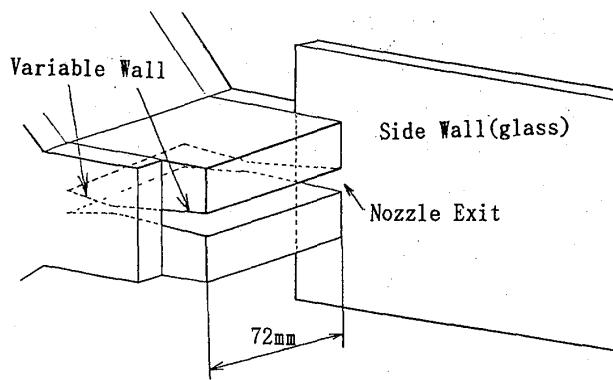


図1：矩形ノズル

3 可視化手法

可視化手法としては、シュリーレン法を基にした。しかし、ジェット流だけでなく時間とともに伝播していく音波をも可視化することを目的としたため、可視化装置を工夫した。図2に

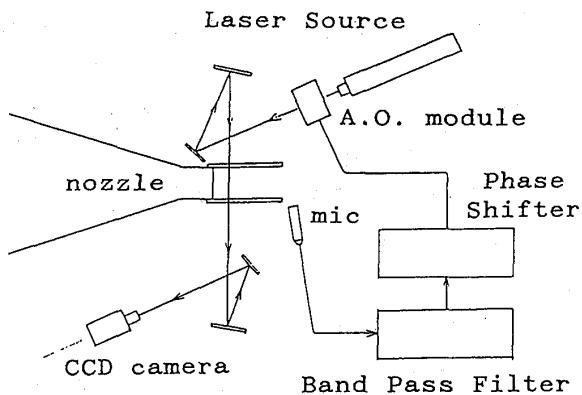


図2：音波同期シュリーレン可視化装置の概念図

構成図を示す。まず最初にジェット流から放出される音波をノズル出口付近にセットした1/2マイクロフォンで測定する。次に、その信号はバンドパスフィルター及び増幅器によりスクリーチ周波数以外のノイズが除去される。バンドパスフィルターはあらかじめスクリーチ周波数付近のみを通過させるようにセットしておく。そしてその信号は、正弦波から矩形波に波形整形され信号遅延器に入力される。信号遅延器では、入力された信号を任意の時間だけ遅らせて出力する。この出力信号をA.O.moduleに入力する。A.O.moduleは、レーザー光路の途中に設置されており信号が入力されたときのみレーザー光を設定された時間だけ通過させ、それ以外の時は、遮断させる。よって音波の信号によりレーザーを通過または、遮断させ音波のある特定の位相の時の映像を可視化させることができる。現象が周期的であれば、映像は見かけ上静止することになる。シュリーレン映像は、白黒CCDカメラを用いてモニターで観察すると同時にVTRに記録される。解析手法としては、記録されたVTR映像をコンピュータに取り込み各種画像処理をすることにした。以後このシステムを音波同期シュリーレン法と呼ぶ。

この計測法の利点として、同じ位相の映像を重ね合わせているので一種の平均化をしていることになり映像のノイズ減少になること、本来移動していくはずの音波及びジェットの流れを見かけ上静止することができる等がある。一方欠点として、重ね合わせた映像なので、ある位相において本当に現象が、得られた映像の通りなのか確認にかけることである。そのため(株)ナックの協力で超高速の瞬間写真をとり、VTR画像と同様の映像が得られることを確認しこの手法の妥当性を確かめた。

4 実験結果

4.1 スクリーチ周波数

可視化実験に先だってジェット流の全圧と背圧の比であるNPRを変化させてスクリーチ音の測定を行った。図3に、NPRに対するスクリーチ周波数の変化を、図4に代表的なスクリーチ音のパワースペクトルを示す。図4をみるとスクリーチ音が非常に離散的な、正弦波に近い音になっていることがわかる。また、図3からNPRを増加させる、すなわち全圧を増加させていくとスクリーチ周波数がほぼ連続的に減少していくことがわかる。しかし、 $NPR = 3.75, 5.7, 5.8$ では、スクリーチ周波数が不連続に増加している。これは、後述するジェットの振動モードが変化するためスクリーチ周波数のみならず、ジェット流の挙動も劇的に変化することがわかった。この例では、NPRを約3.75にするとジェットが上下に振動する非対称モードから、ジェットの中央面に対して上下が対称な対称モードに変化する。対称モードはNPRが一定ならば安定に振動していて時間がたつと減衰することは無い。NPRを

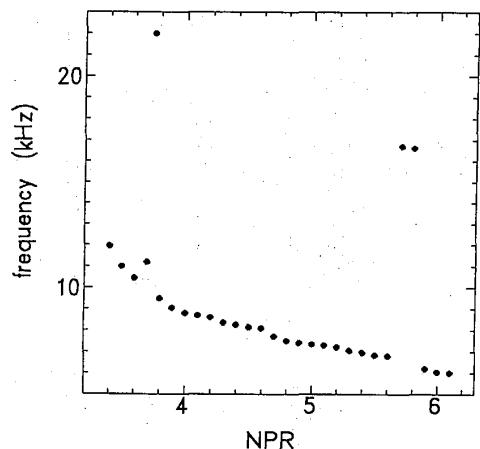


図3：スクリーチ周波数

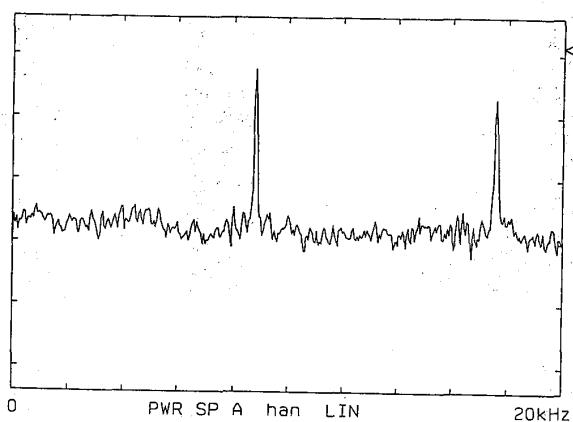


図4：パワースペクトル

増加させていくと $NPR = 3.8$ をわずか下回るところで対称モードから、非対称モードに戻る。 $NPR = 5.7$ 付近でも同様に 5.6 から 5.7 の間で対称モードに変化して 5.8 を越えたところでまた非対称モードに戻る。なぜこのような圧力で対称モード、非対称モード間の移行があるのかは、わかっていない。またこの変化は、徐々に変化していくわけではなく、ある特定の NPR になったら瞬間に変化する。

次に流れ場及び音場を可視化した。

4.2 非対称モード

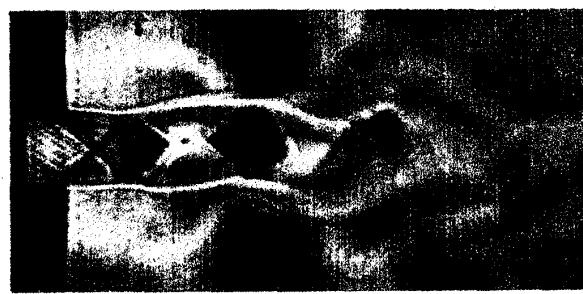
図5に代表的な非対称モードでの音場を、図6にその時のジェット流の振動の様子を、それぞれ音波同期シユリーレン法で可視化したものと示す。各映像の時間は、信号遅延器で遅らせた時間を示してある。ほぼ一周期分であり、映像間の時間間隔は、 $20\mu s$ である。また、図7に高速度カメラでとらえた瞬間の写真を示す。フレーム間の時間は $10\mu s$ である。これにより音波同期シユリーレン法で得られた映像が実際のジェットの挙動を明確に捉えているのがわかる。以後の解析は、音波同期シユリーレン法を用いて得られた映像に対して行った。

このケースでは、スクリーチ周波数は 8800Hz であった。図5ではスクリーチの音波がジェット流から放射され時間とともに伝播していく様子がよくわかる。音波の波面は、円弧状になっておりこの円弧の中心が音源だと推測される。時間に対して音源から波面までの距離の変化を図8に示す。横軸をスクリーチ音の周期Tで縦軸を波長入で無次元化している。この図から音波は、ほぼ同じ速度で伝播していくこと、上面及び下面に放射される音波の位相は、半周期ずれていることがわかる。傾きが音速になるが、ほぼ 340m/s であった。また音源の位置は、時間によらずほぼ一定でノズル直後ではなくすこし下流である。またプロットした点を結んだ直線と横軸との交点の時間が音波の放出される時間だと推定される。図8から、およそ $T=20 \sim 30\mu s$ あたりで音波が放出されていることになる。よって図5から音源の位置を調べ図6において $T=25\mu s$ での映像の対応する音源の位置に印をつけてある。これにより、音源はショックセルで4セルめの中程に存在することがわかった。

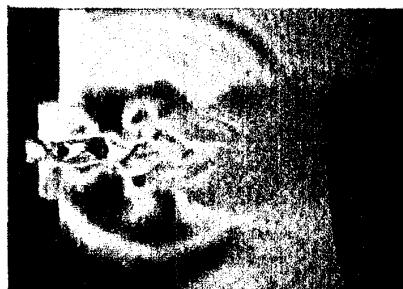
次にジェット流の振る舞いに注目すると、このケースではノズル出口の静圧が背圧よりも低くなる過膨張ジェットになるので最初に斜め衝撃波によるセルが存在し、次からは膨張圧縮を繰り返すショックセルが形成されている。明かにジェット流は上下に振動しておりその周波数は、スクリーチ周波数と一致している。ジェットの剪断層は下流にいくほど大きく振動して



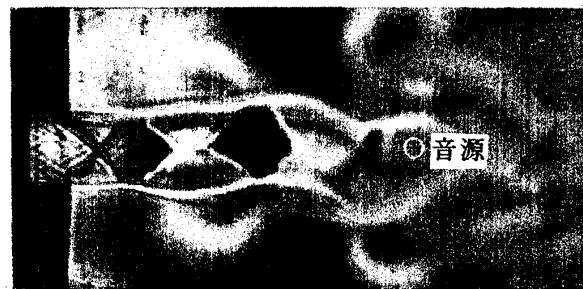
(a) $T = 5\mu s$



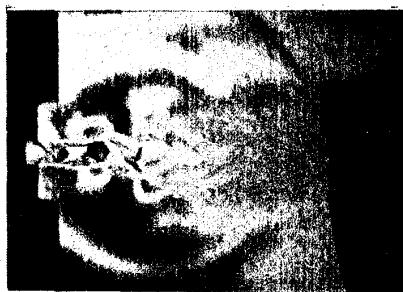
(a) $T = 5\mu s$



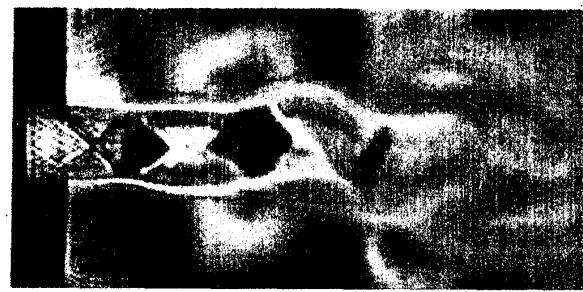
(b) $T = 25\mu s$



(b) $T = 25\mu s$



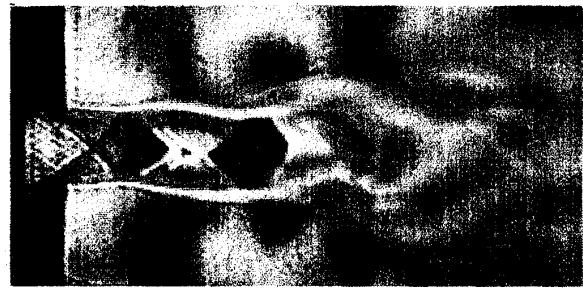
(c) $T = 45\mu s$



(c) $T = 45\mu s$



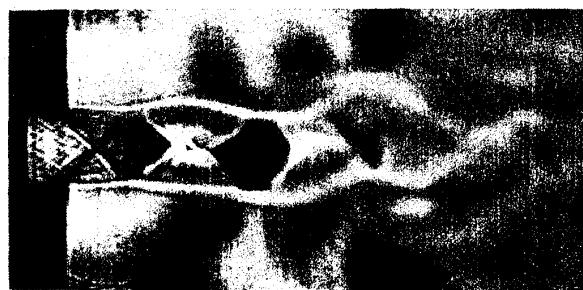
(d) $T = 65\mu s$



(d) $T = 65\mu s$



(e) $T = 85\mu s$



(e) $T = 85\mu s$

図5：スクリーチ音場（非対称モード）

図6：ジェット流の様子（非対称モード）

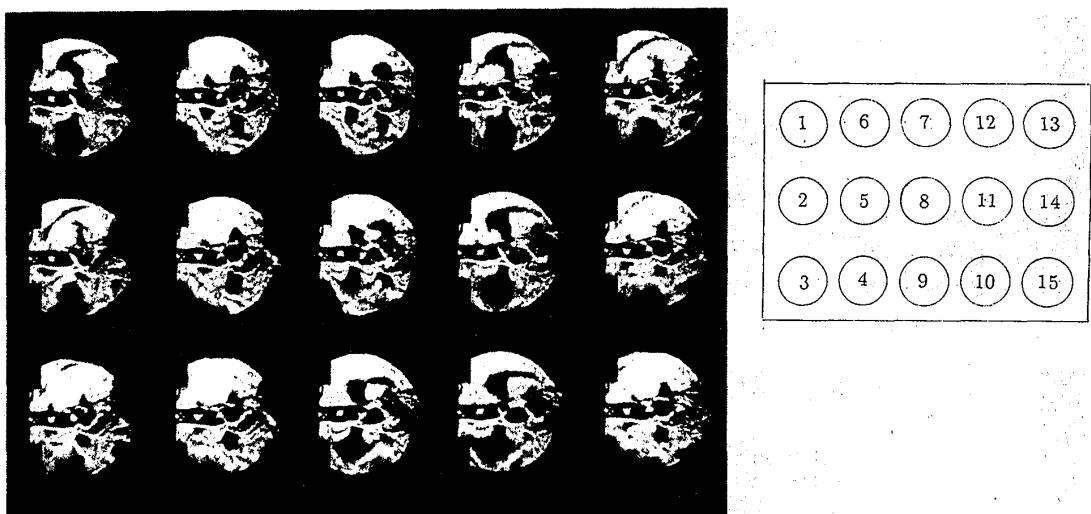


図7：高速度カメラで捉えたジェット流の様子（非対称モード）

おり渦を形成している。これらの渦が下流方向に進行する様子を時間に対してプロットしたものが図9である。この図からほぼ同じ速度で下流に流れしていくことがわかる。この速度は、ほぼ170m/s程度である。

セルに注目すると、第1、第2セルは上下に振動しているがセルの形状はそれほど変わらない。それに対して、第3セルでは、形状がかなり変化している。また第4セル以降は、明確なショックセルは見られなくなっている。特に剪断層から渦が剥離するのがほぼ2セル目と3セル目の境目であることがわかる。このことからジェットの振動には、ショックセル構造が深く関与していると思われる。

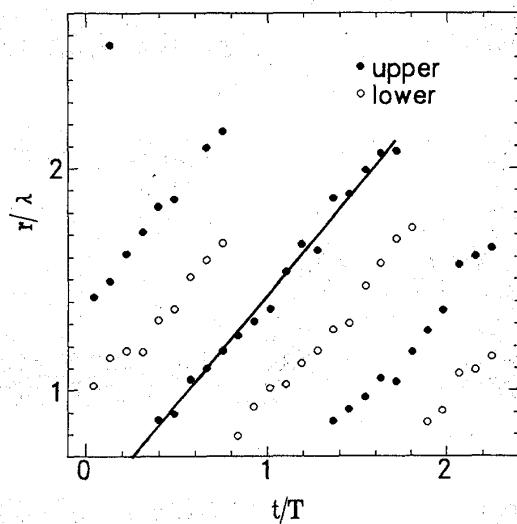


図8：音波の伝播の様子（非対称モード）

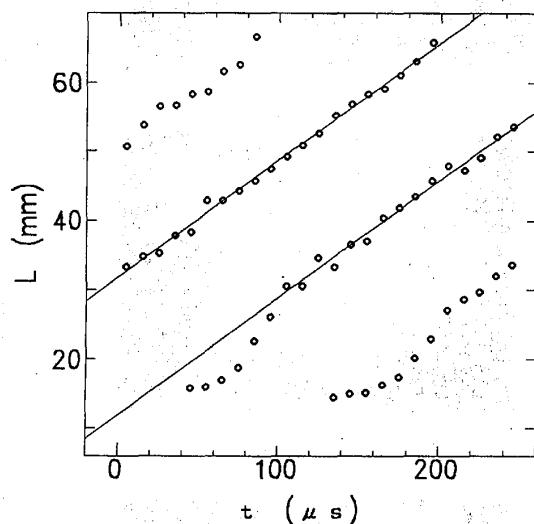


図9：渦の移動の様子（非対称モード）

4.3 対称モード

NPR を3.75にするとジェットは対称モードとなる。図10に音場を、図11にジェット流を、それぞれ音波同期シュリーレン法で可視化した映像を示す。音場は、非対称モードの場合とは異なり、平面波に近くなっている。しかし、ノズル出口高さを7mmに、 $NPR = 5.1$ とし



(a) $T = 15\mu s$



(a) $T = 15\mu s$



(b) $T = 25\mu s$



(b) $T = 25\mu s$



(c) $T = 35\mu s$



(c) $T = 35\mu s$



(d) $T = 45\mu s$



(d) $T = 45\mu s$



(e) $T = 55\mu s$



(e) $T = 55\mu s$

図10：スクリーチ音場（対称モード）

図11：ジェット流の様子（対称モード）

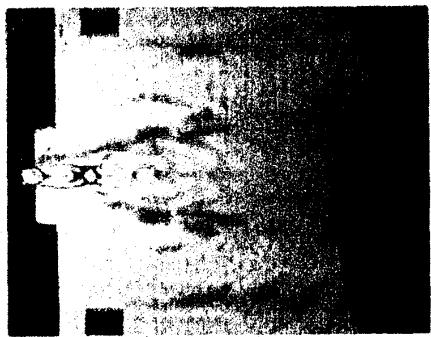


図12：対称モードで円弧状の音波が明確に捉えられた場合

た別のケースでは、対称モードでも円弧状になっている（図12）。

図12では、音波は、非対称モードの場合と同様円弧状になっている。それに加え、複数の音源からの音波を観察することができる。両者での音波の形状の違いは、図12では、 $NPR = 5.1$ と全圧が高くなっている。ジェットのショックセル長さ等も大きくなっているため、各音源から放射される音波が比較的よく観察できるのに対し、図10では、ショックセル構造が小さく、各音源からの音波を個別に識別できずに複数の音波の包絡線として平面波に近い形状が現れていると考えられる。これは、音源がほぼ等間隔でならんでいて、同位相で同じ強さの音波を放出しているからであろう。図10で観察される各音波の波面が時間とともに移動していく様子を調べるために、ジェットノズルの中心線から音波の波面までの距離を時間に対してプロットしたものを図13に示す。

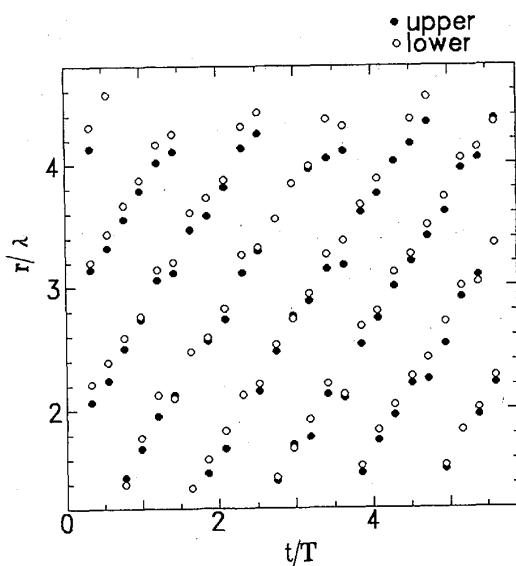


図13：音波の伝播の様子（対称モード）

非対称モードと異なり音波は、上下同位相で放射されている。スクリーチ音は、約 22kHz であった。図11をみるとショックセルの構造が興味深い。振動は、中心線に対して上下対称であり3セル目から通常のショックセル構造とは異なるものになっている。この場合でも渦が離れていくのは、第2セルと第3セルとの境からである。対称モードでなぜこのようなセルの構造になるかは、まだ明らかになっていない。

5 結論

2次元矩形ノズルから出る超音速ジェット流れ及びその時のスクリーチ音場を音波同期シュリーレン法を用いて可視化した。そして以下のことが判明した。

- ジェットの振動に2つのモードが存在する。
- あるモードから異なるモードに移行するのは、*NPR*に因っている。
- 対称モード非対称モードとともに音源は、ノズル出口直後ではなく少し下流に存在する。
- 非対称モードでは、音波は上下交互に放射されるが、対称モードでは、上下同時に放射される。
- 剪断層から渦が離れるのは、非対称モード、対称モードともに2セル目と3セル目の境からである。

なお、本研究は、第22回（平成3年度）三菱財団自然科学研究助成を受けた。また高速度写真撮影には、（株）ナックのご好意により超高速度カメラ”ULTRANAC”を使用させていただいた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- [1] C.K.W.Tam and J.M.Seiner and J.C.Yu, PROPOSED RELATIONSHIP BETWEEN BROAD BAND SHOCK ASSOCIATED NOISE AND SCREECH TONES, Jurnal of Sound and Vibration(1986)110(2),309-321
- [2] A.Powell,Y.Umeda and R.Ishii, The Screech of Round Chocked Jets,Revisited,1990 AIAA-9-3980
- [3] A.G.Hammitt, The Oscillation and Noise of an Overpressure Sonic Jet, Journal of the Aerospace Science Vol 28 Sept. 1961 No.9

B-11 超音速ジェット騒音低減のためのタブ寸法

効果

小林 紘	航空宇宙技術研究所
* 木島 基博	早稲田大学大学院
生沼 秀司	航空宇宙技術研究所
大田 英輔	早稲田大学

I. まえがき

航空輸送量のめざましい増大と高速化の要求から再び超音速輸送機の開発ニーズが高まり、21世紀の初めにその実現が期待されている。この次世代超音速旅客機ではエンジンのジェット排気速度が高速となることから、主音源となるジェット騒音低減のために、ジェット排気速度の低減法と機械式のジェット騒音低減法の両面から多くの研究開発が欧米において進められている⁽¹⁾⁽²⁾。機械式騒音低減法に関しては、小さなエンジン推力損失で大きな騒音低減が得られ、加えて装備・操作が容易な装置の研究開発が必要とされている。

機械式騒音低減法の一つとして、タブ（ジェットノズル出口端面で、流れに挿入する小さな挿入物）を用いた強制混合による超音速ジェット騒音低減がある。これまで、タブは衝撃波関連騒音の中の広帯域騒音の特性や発生メカニズムの研究のためにスクリーチ騒音成分抑制の一手段として使用され⁽³⁾⁽⁴⁾、近年において、エジェクターとの組合せによる超音速ジェット騒音低減への研究も行われ始めている⁽⁵⁾。

しかしながら、タブによる騒音低減量と推力損失との関係、タブによる可能騒音低減量および可能低減周波数領域とジェット排気速度との関係、並びに航空機騒音規制をクリアーするに必要な騒音低減量の指向特性、並びに最適な騒音低減を得られるタブ形状、タブ寸法、ノズルへの取り付け位置と個数に関する情報を始め、騒音低減へのジェット排気温度の影響や飛行効果並びにエジェクターとの組合せによる騒音低減効果等、騒音低減メカニズムを含めて明らかにされていない事が多い。

そこで、航技研では騒音低減量／推力損失の小さな可能性があり、装備・操作の容易と思われるタブを、機械式ジェット騒音低減法の一つとして取り上げて一連の研究を進めている。研究の第一ステップとして、推力損失低減の観点から、流れのブロックゲージファクター1.5%⁽⁵⁾や4.1%⁽⁶⁾の従来のタブより小さなブロックゲージ(1.0%)の矩形形状タブを先細円錐ノズル端に2個軸対象に取り付け、不足膨張時のジェット騒音低減への効果を調べた。その結果、本タブの効果として広いジェット速度領域($M_j=1.16 \sim 1.88$)におけるスクリーチ音の完全な消滅と一部の衝撃波関連広帯域騒音の低減、並びに最大7 dBの全音圧レベル低減の可能性を明らかにした⁽⁷⁾。次いで、タブ効果に対するジェット温度の影響を明らかにするため、先細円錐ノズル端に前回の寸法のタブを2個、1個およびタブ無しの場合について、超音速臨界以上の7種類の圧力比に対し、ジェット排気温度比を5種類(ノズル上流の全温 373 K. ~ 773 K)変えて、遠距離場騒音測定による騒音低減特性試験を行った。その結果、タブは全てのジェット温度範囲内でスクリーチ音を消滅させるとともに、一部の衝撃波関連広帯域騒音も低

減すること、並びにジェット温度の上昇に伴い騒音低減効果はノズル側面よりもジェット軸に近い方向に移動する事等を明かにした⁽⁸⁾。

本研究では、前回の研究成果を踏まえ、騒音低減量／推力損失の比のより大きなタブ寸法の可能性を明らかにすることを目的として、前回の実験で使用したタブの 0.25 ~ 8.5 倍のブロックゲージ範囲内の 16 種類の矩形形状タブを選び、先細円錐ノズルに軸対象に 2 個取り付けて、ジェットマッハ数 0.991 ~ 1.884 の範囲内の 10 種類の条件下で、不足膨張時の常温の超音速ジェット騒音低減特性の研究を行った。そして、同一ブロックゲージのタブでも円周方向と半径方向の寸法によってその効果が異なること、タブの騒音低減の有効なジェット速度範囲が存在すること、並びに最小の 0.25% ブロックゲージのタブによって最大 8.54% のタブとほぼ同一の騒音低減効果が得ること等の多くの興味ある結果を得た。

II. 実験装置と実験方法

300KW の圧縮機から供給された空気は超音速ジェット騒音試験装置（図 1）の圧力コントロールバルブを通過した後、電気式熱交換器を通して必要温度に加熱され、ノズルから無響室内へ放出されている。本実験では、ノズル出口を中心とした半径 1.5m (R/D=75) の円周上、ジェット軸 30° から 130° の範囲で 10° 間隔に 11 個の 1/4° のマイクロホンを設定して、0 ~ 80kHz の周波数範囲で遠距離騒音測定し、FFT アナライザーおよびミニコンピューターを用いて狭帯域周波数分析、1/3 オクターブ分析並びに音響パワーの解析・計算を行った。

先細円錐ノズルを用い、実験に必要なジェット速度を得るための圧力比 10 点 ($P_o/P_a = 1.90, 2.10, 2.40, 2.77, 3.18, 3.67, 4.25, 4.95, 5.75, 6.70$) において、ノズル上流の全圧 P_o を圧力変動 1 % 以内に抑えて 16 種類のタブの騒音低減特性を調べた。

試験装置の詳細については参考文献 7 を参照されたい。本実験に使用されたノズル形状と本実験での最大寸法のタブをノズル出口端面に取り付けた状態図および 16 種類のタブの寸法等を図 2 (a), (b) および表 1 に示す。

III. 実験結果と考察

III の 1. 先細円錐ノズルからの不足膨張時の超音速ジェット騒音の特性

不足膨張時の超音速ジェット騒音は、下流に衝撃波を発生するため、図 3 (a)-(c) に示すよう

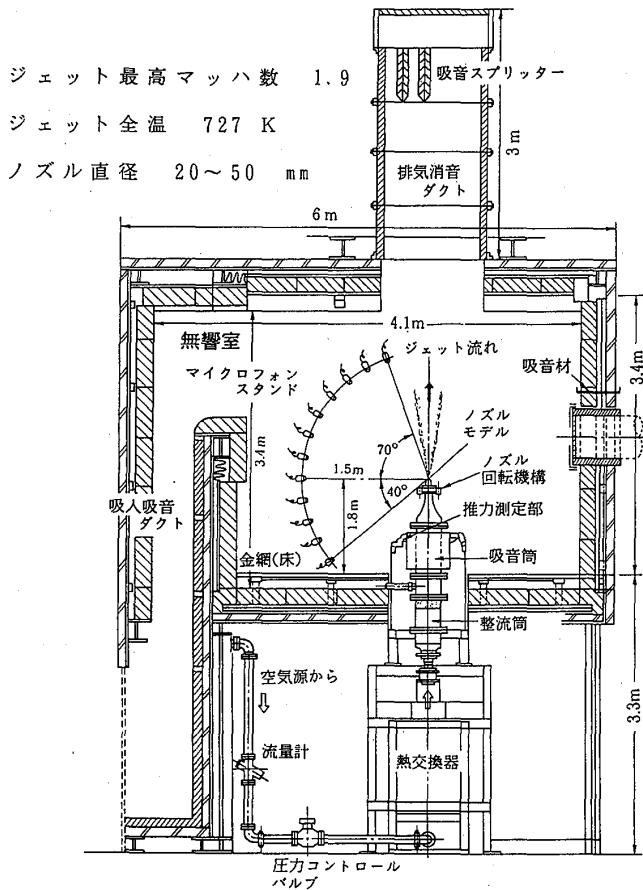
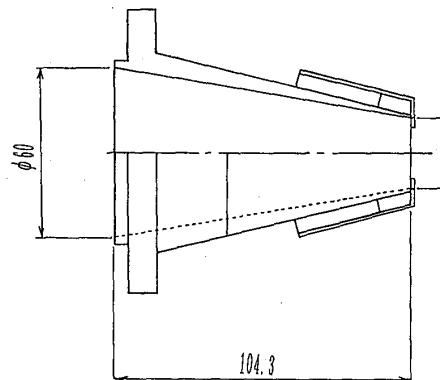
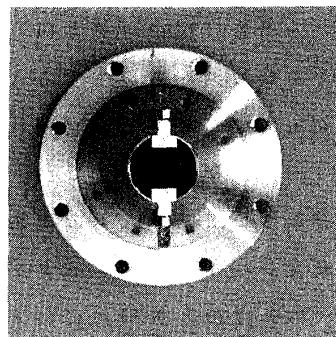
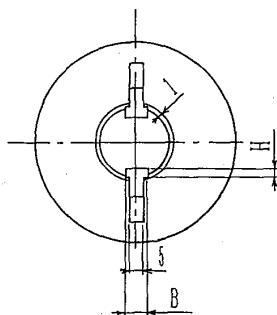


図 1 無響室に設置された超音速ジェット騒音試験装置の概略図



(a) ノズル形状と寸法

図 2. 2 タブ付き先細円錐ノズル



(b) タブ付きノズル

な離散周波数音のスクリーチ音とそれを含む高い周波数領域の衝撃波関連広帯域騒音および低い周波数領域を占めるジェット混合騒音等から構成されている。図3は狭帯域周波数分析結果の一例として、ジェットマッハ数 $M_j = 1.484$ 場合のジェット軸より 20° , 50° および 90° 測定点での音圧スペクトルを表示しており、図中の①の曲線およびSPL1はタブ無し場合のスペクトルおよび全音圧レベルである。ノズル側面の 90° 位置では2次のスクリーチ音、他の位置では1次音が近傍の広帯域騒音より $10 \sim 20$ dB も高い音圧レベルを有している。超音速ジェット騒音

のジェット軸周りの全音圧レベル分布は、本実験全てのジェット速度を通して、ジェット軸より 130° 位置から 20° 位置に向かって約 10 dB 程度の一様なレベル増加の傾向にあり、 20° 位置で最大全音圧レベルを有し、 $M_j = 1.884$ では 135 dB の音圧レベルを示している。

図4はジェット速度の変化に対するスクリーチ基本周波数音の波長 λ (ノズル直径 d で無次元化した値) の変化を示したものであり、図中のA1からEの文字で表示された領域は現在ま

表 1. 実験に使用したタブの寸法一覧表

タブ番号	幅 : B mm	高さ : H mm	パッケージ %	低減流量の平均値
1	1.55	0.8	0.250	0.7
2	1.55	1.6	0.502	1.74
3	1.55	3.2	1.007	2.73
4	1.55	4.8	1.513	4.7
5	3.1	0.8	0.484	1.48
6	3.1	1.6	0.990	2.4
7	3.1	3.2	2.000	5.19
8	3.1	4.8	3.011	7.96
9	6.2	0.8	0.847	2.86
10	6.2	1.6	1.857	5.13
11	6.2	3.2	3.878	9.14
12	6.2	4.8	5.899	
13	9.3	0.8	0.957	2.47
14	9.3	1.6	2.473	8.2
15	9.3	3.2	5.504	13.14
16	9.3	4.8	8.535	18.95

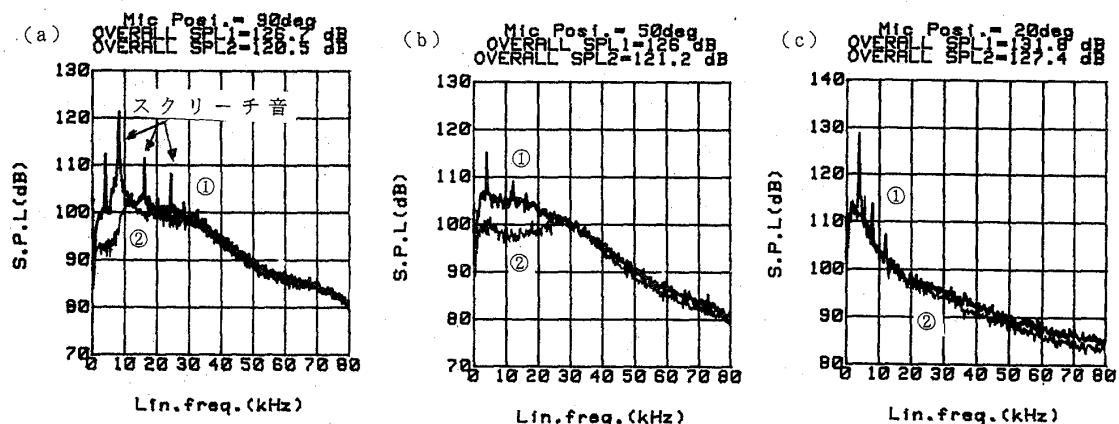


図 3. タブ無し時および No. 1 タブ装備時の測定点での音圧スペクトル

での研究から明らかにされた種々の発生モード領域を表している⁽⁹⁾。本実験で得られたスクリーチ音（図中の黒丸印）は現在までの研究結果との比較から、ジェットの下流の軸対象構造の衝撃波列から発生するAモード、並びに螺旋構造配列の衝撃波から発生するB & Dモードで発生しているものと考察される。図5と図6は90°測定位置で得られた全音圧レベルのジェット速度 V_j 並びに β ($\beta^2 = M_j^2 - 1$) に対する変化をタブ無し、タブNo.1とNo.6の場合について調べたものである。ジェット速度の増加に従ってスクリーチ音や衝撃波関連広帯域騒音レベルの急増するタブ無しの場合は、特に $V_j = 370 \text{ m/s} \sim 480 \text{ m/s}$ の範囲でジェット音響パワーの速度の8乗則に従わず、タブ装備の場合の方が8乗則に近づく傾向が見られる。衝撃波関連騒音の音響パワーは下流の衝撃波の強さ ($M_j^2 - 1$) の2乗に比例する可能性のある事から⁽⁹⁾、本実験での傾向を調べたのが図6である。タブの有無を含めて音響パワーは β の4乗に比例する傾向があり、不足膨張時の超音速ジェット騒音レベルは下流の衝撃波に強く支配されていることを表している。

III-2. タブによる超音速ジェット騒音低減効果

タブ効果の一例として、最小寸法タブNo.1装備時とタブ無しノズル時の全音圧レベルの差、即ちタブによる騒音低減効果のジェット軸方向分布を10種類のジェット速度について図7に示す。タブによる騒音低減効果はジェット速度の増加とともに増加して、 $M_j = 1$ 。

285で全方向に渡り 4 ~ 5 dB の 図4. スクリーチ音の波長のジェットマッハ数に対する変化

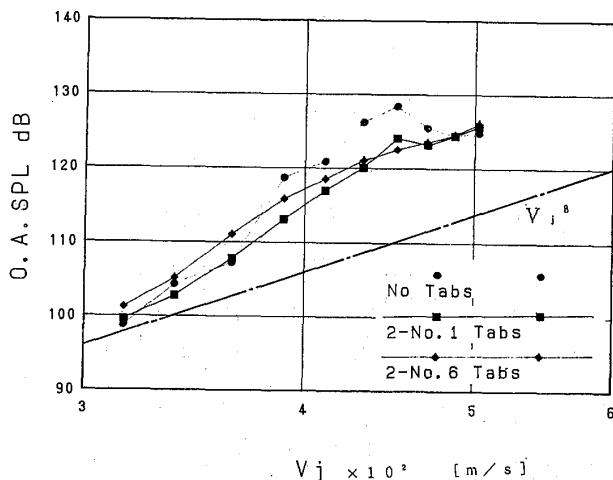
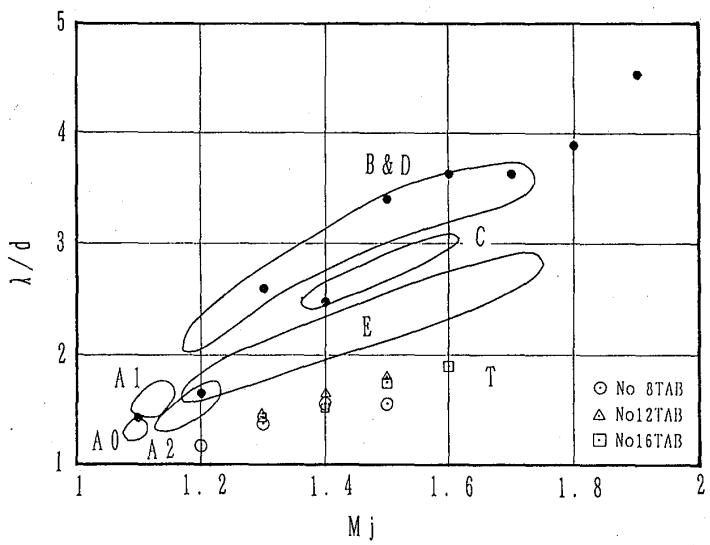


図5. 全音圧レベルのジェット速度に対する変化
(ジェット軸から 90° 測定位置)

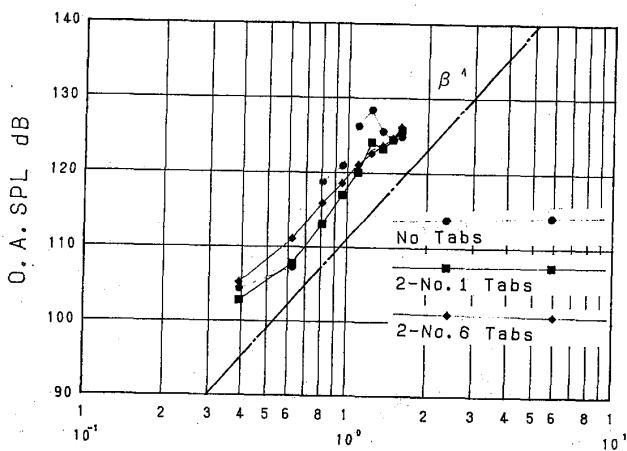
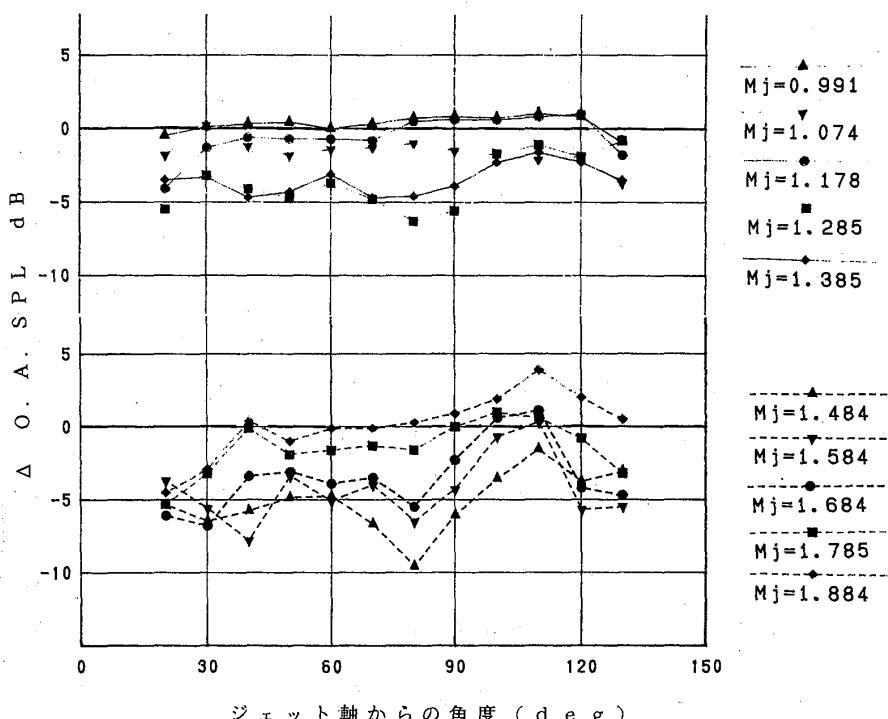


図6. 全音圧レベルの β に対する変化
(ジェット軸から 90° 測定位置)

低減、 $M_j = 1.484$

で最大 10 dB の低減が得られ、それより高いジェット速度では低減効果が減少する傾向を示している。このタブの騒音低減効果のジェット速度依存性はタブの超音速ジェット騒音低減メカニズムと深く関係している。

図 3 中の②のスペクトル曲線は No. 1 タブを装備した時



に得られたもので、図 7. No. 1 タブによる騒音低減効果のジェットマッハ数に対する変化あり、①のスペクトル

ル曲線との各周波数での音圧レベル差はタブによる騒音低減効果を示す。タブはノズルリップ円周上で衝撃波からの音との干渉で発生する、新たな流れの乱れ強さの円周不均一あるいは乱れ発生時刻の円周上不規則な分布を作り、衝撃波とノズルリップからの乱れとの自励振動システム系を崩壊してスクリーチ音を消滅させている。その効果により図 3 (a)では 9 kHz 附近で 20 dB もの低減が得られており、この騒音低減量は大きな寸法のタブを使用した他の研究結果⁽⁵⁾、⁽⁶⁾と同レベルである。この様にタブにより低減される超音速ジェット騒音成分としては主にスクリーチ音とその発生周波数領域の衝撃波関連広帯域騒音である。このため、図 7 に示すタブの騒音低減量はスクリーチ音の音響パワーの強くなるジェット速度と強い相関を有し、 $M_j = 1.484$ で最大低減となっているものと考察される。図 7 と同様な方法でタブ No. 1 ~ No. 4 の幅 $B = 1.55 \text{ mm}$ 一定で、高さ H が $0.8 \text{ mm} \sim 4.8 \text{ mm}$ 間で異なる 4 種類の矩形タブ（図 2 および表 1 参照）の騒音低減効果を異なるジェット速度について比較してみると、幅 B 一定条件下で、タブの高さ H の変化に対するタブの騒音低減量はジェット軸方向の指向性を含めて殆ど変化が無く、 $M_j = 1.285$ で $20^\circ \sim 90^\circ$ の範囲内での 5 dB の騒音低減、 $M_j = 1.485$ での最大 9 dB の騒音低減が得られている。

III-3. 最小と最大ブロックゲージを持つタブ間の騒音低減効果の比較

6 つのジェット速度の場合について、本実験での最大寸法のタブ No. 16 と最小寸法のタブ No. 1 との騒音低減効果の比較を図 8 に示す。ジェット速度 $M_j = 1.178, 1.285, 1.385$ の場合にはむしろ No. 1 タブの方が騒音低減効果が大きく、ジェット方向に平均的に 5 dB の騒音低減量を得ている。ジェット速度 $M_j = 1.584$ を除けば、No. 1 と No. 16 タブはほぼ同等な低減効果を示す。

ている。ジェット速度 $M_j = 1.584$ の場合 No. 1 タブでは完全にスクリーチ音の消滅は出来ず僅かに残るため、効果に差が生じている。しかし、半径方向寸法の大きい No. 8 のタブではスクリーチ音は完全に消えることから、ノズルリップからの流れの乱れと衝撃波の干渉によって発生するスクリーチ音発生メカニズムにおいては、半径方向に干渉領域幅が存在することを本実験結果は示唆している。実験結果の一例として、ジェット速度 $M_j = 1.484$ の場合で No. 1 タブと No. 16 タブをノズルに装備した時の 20° , 40° と 90° 測定位置での音圧スペクトルを重ね書きした結果を図 9 に示す。図中の曲線①および②はそれぞれ No. 16 タブと No. 1 タブ時の音圧スペクトルを表す。No. 16 タブ使用時にはスクリーチ音に代る、新たな離散周波数音が発生しており、そのため、 20° 位置ではジェット混合騒音が低減がなされているにかかわらず大きな全音圧レベルの低減が得られていない。この離散周波数音については III-5 で検討する。

III-4. 超音速ジェット騒音低減へのタブ寸法効果

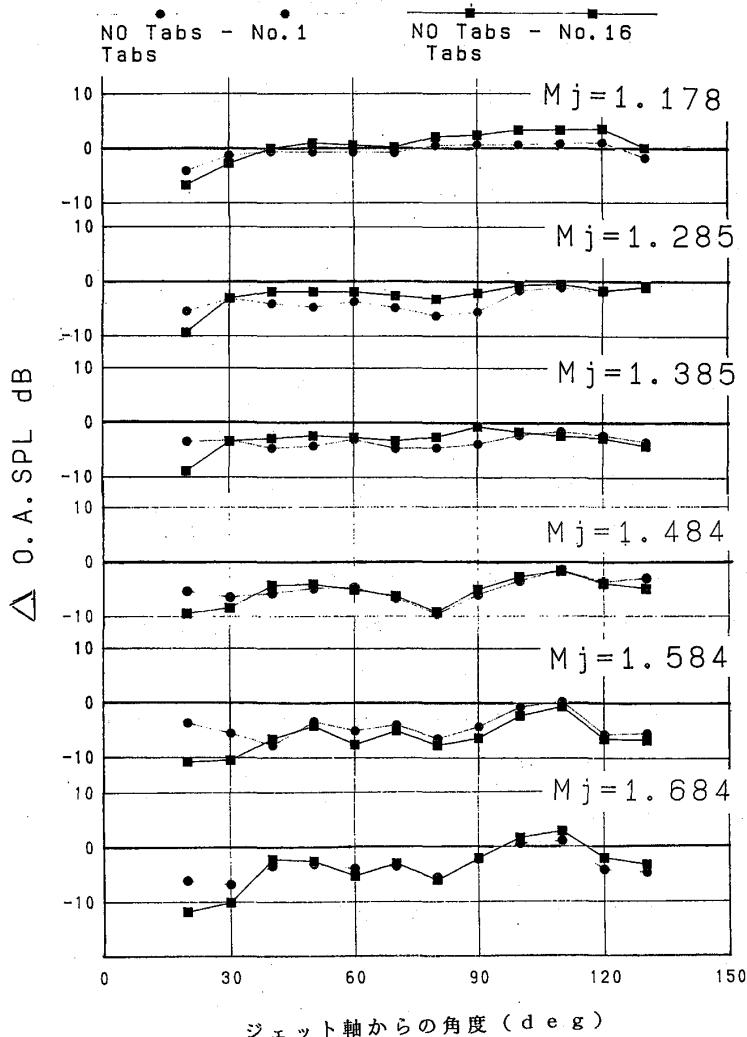


図 8. No. 1 タブと No. 16 タブによる騒音低減効果の 6 種のジェット速度における比較

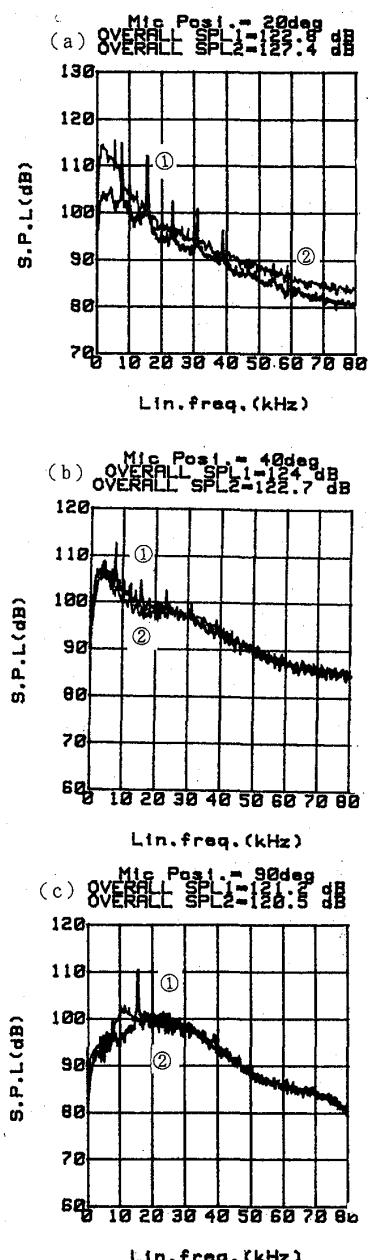


図 9. No. 1 タブと No. 16 タブ装備時の音圧スペクトル比較

11点の騒音測定位置から得られた音圧データを用い、タブ無しを含めた17ケースタブについて各ジェット速度時の音響パワーを計算し、タブ無しの場合を基準としてタブによる音響パワー低減量を全ての寸法のタブについて比較した結果の一例を図10(a)-(d)に示す。図はジェット速度 $M_j = 1.385, 1.484, 1.584, 1.684$ の4ケースであり、各々のジェット速度においてタブ寸法の変化、即ち幅B一定で高さHを変えた場合、あるいはその逆の場合に対しても、低減量に少し変化はあるものの特に音響パワー低減量に規則的な変化は見られず、2.5~4dB, 2.5~4dB, 5.2~6.3dB, 4.7dB~6.7dBの各々の低減が得られている。タブの使用による推力損失は正確に測定されていないので、損失の目安として各々のタブ使用によるタブ無し場合を基準とした流量の低減量を%で表1に示す。この値は10ケースのジェット速度の場合の平均値であり、この低減流量はタブのプロックゲージ、即ち推力損失と相関性をもつ値と考えられ、プロックゲージの増加とともに増加する傾向が見られる。本実験から得られた騒音低減効果、流量低減量並びに新たな離散周波数の発生を含めて総合的に見ると、タブ幅Bは0.06~0.12Dで、高さHは0.03~0.1D程度が騒音低減／推力損失の点からタブ最適寸法範囲と判断される。

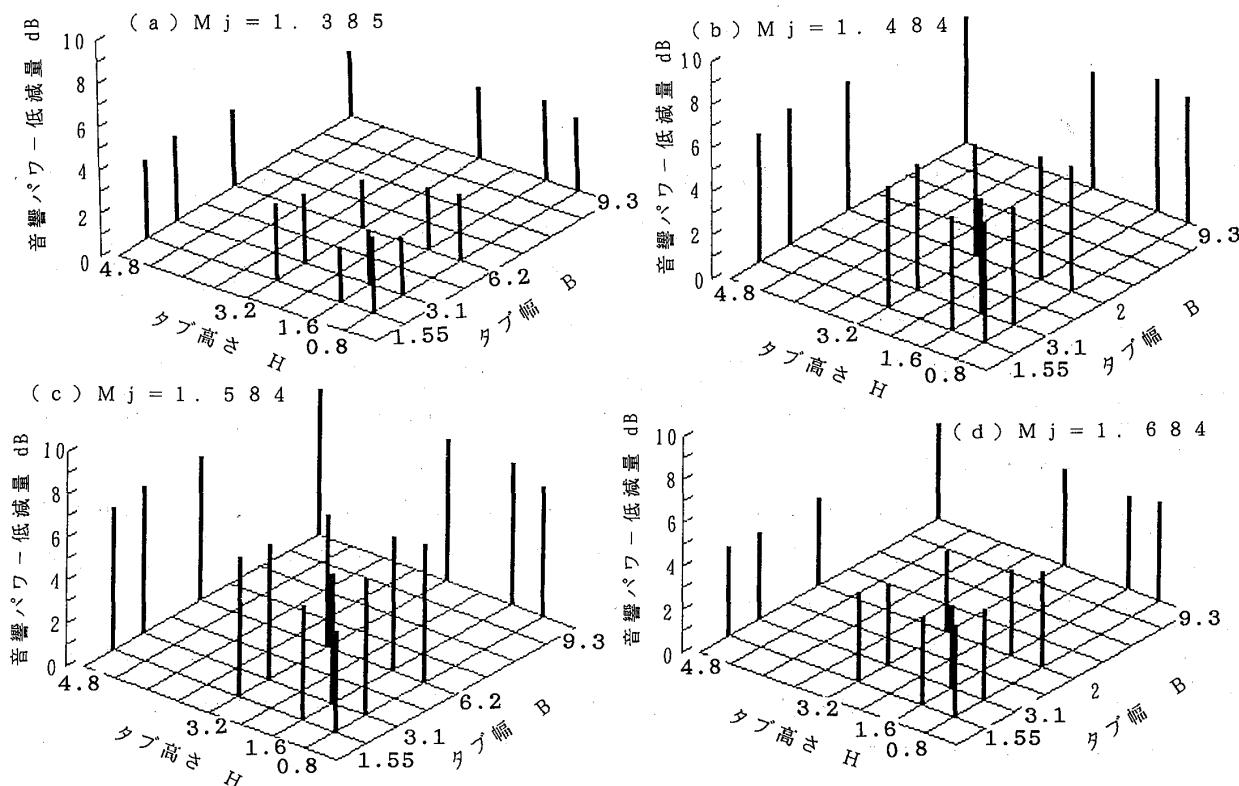


図10. 異なるジェット速度でのタブによる低減音響パワーのタブ寸法効果

III-5. 幅広タブから発生する離散周波数音について

本実験に使用したタブにより、スクリーチ音は消滅されたが、タブの円周方向幅Bの大きなNo.9~No.16のタブとNo.8のタブにおいて新たな離散周波数音が発生した(図9参照)。結果の一例として、圧力比(ジェット速度)とその基本周波数および音圧レベル並びにストラハル数(タブ幅Bとジェットノズル出口での速度を音速として求めた)を表2に示す。この離散周波数音は次の特徴を持つ。
① 基本周波数音レベルより2次の騒音レベルが高く、ノズル側面よりジェット軸方向での騒音レベルが高い。
② 高調波音まで存在し、周波数は同一タブ幅

B でも圧力比（ジェット速度）の増加に従い減少する。また、一定タブ幅 B の時でも高さ H の減少とともに発生周波数は低下する。^③ 発生するジェット速度に範囲がある。これらの音の波長とジェット速度の関係を図 5 中に T グループとして示したが、スクリーチ音の各種発生モードとの関係は明らかでない。この音の発生原因と

表 2. タブの挿入により発生した離散周波数音

（測定位置はジェット軸から 90° 位置）

タブ N o	圧力	M j	周波数	音圧レベル(dB)	ストローハル数
8	2.40	1.179	11500	94.9	0.10485
8	2.77	1.286	9750	94.2	0.08889
8	3.18	1.385	8750	93.1	0.07977
8	3.67	1.485	8750	96.3	0.07977
12	2.77	1.286	9000	108.2	0.16411
12	3.18	1.385	8250	94.1	0.15044
12	3.67	1.485	7500	96.2	0.13676
16	2.77	1.286	9500	93.0	0.25985
16	3.18	1.385	8750	102.4	0.23933
16	3.67	1.485	7750	99.9	0.21198
16	4.25	1.585	7250	101.6	0.19830

してはタブ幅方向のカルマン渦に類似したエッジからのはく離渦の揚力・抗力変動に基づくもの、およびタブの半径側エッジからのはく離渦、また新たな機構の衝撃波音等が考えられるが、上述①～③の特性を満たす現象は特定できず、新たな解明すべき課題として現在研究を進めている。

IV. 結論

過不足膨張時の超音速ジェット騒音低減のため、騒音低減量／推力損失の比の大きな騒音低減装置の可能性を明らかにするため、0.25%～8.5%のブロックゲージの矩形形状タブを16種製作し、ジェットマッハ数 0.991～1.884の10ケースについてタブによる騒音低減特性試験を行い、下記の事柄を明らかにした。

(1) 最小寸法のタブ（最小寸法タブで $0.062D \times 0.032D$ の矩形形状）では、最大寸法のタブと同一の最大 10 dB 騒音低減量が得られ、騒音低減量／推力損失の比の大きな装置の可能性の見通しが得られた。

(2) タブ寸法の変化に対する騒音低減量の明確な関係は得られなかったが、タブの騒音低減量、流量低減量並びに新しい離散音の発生等から判断して、タブ幅 B は $0.06 \sim 0.12D$ で、高さ H は $0.03 \sim 0.1D$ 程度の小さな寸法タブが有効であると思われる。

(3) タブは超音速ジェット騒音の中で主としてスクリーチ音と一部の衝撃波関連広帯域騒音を消滅あるいは低減する作用があり、そのため、タブの有効なジェット速度範囲はスクリーチ音の強い速度範囲に対応している。

(4) スクリーチ音の完全な消滅のためには、タブの半径方向寸法が $0.125D$ 程度必要である事が明かとなり、スクリーチ音発生メカニズムの解明に重要な情報を提供をした。

(5) ノズル周方向の幅広いタブではスクリーチ音に代る新たな離散周波数音の発生が生じた。

特殊な周波数ならびに放射指向特性を有しており、今後の解明が待たれる。

参考文献 (1) 小林、騒音制御学会誌、Vol.14, No.5(1990)pp.17. (2) J. M. Seiner & E. A. Krejsa, AIAA-89-2358(1989). (3) H. K. Tanna, J. of Sound Vibration, 50(3), (1977), pp429-444. (4) T. D. Norum, AIAA-82-0050, (1982). (5) M. Samimy, et.al, AIAA-91-2263(1991). (6) K. K. Ahuja, et.al, AIAA-90-3882 (1990). (7) 小林、他、機械学会“振動・音響新技術シンポジウム”(1992.8). (8) 小林、他、機械学会70期全国大会(1992.9). (9) J. M. Seiner, AIAA-84-2275 (1984)

B-12 ミキサ付エジェクタによるジェット騒音の制御

石川島播磨重工業(株) ○渡辺忠昭 中村良也 大石勉 宇田川裕

1. 序論

次世代超音速輸送機は環境適合性の面から低騒音であることが成立の条件となっている。現在この超音速輸送機に適用される実際的な騒音基準は定められていないが、世界的な騒音規制の動向としては超音速機も現行亜音速輸送機並(ICAO ANNEX16 CHAPTER3相当)でなければ受け入れられないと考えられる。

近年、次世代超音速輸送機を対象にしたエンジン騒音低減研究が活発になされており、各種の騒音低減コンセプトが提示されているが、まだ完全に騒音低減目標を達成したものは報告されていない。

わが国においては、平成元年から始まる通産省大型プロジェクトにおいてHST/SST用推進システムの研究が行われており、エンジン低騒音化研究も進められている。

2. ミキサエジェクタによる騒音低減コンセプト

超音速輸送機用の推進システムは、超音速域の高効率を達成するため高排気速度を採用する必要がある。従って低騒音化にあたってはまずジェット騒音低減が課題となるが、エジェクタは排気速度低減手段としては構造が簡単で実用化の可能性が高いと考えられる。しかし通常のノズルとエジェクタの組み合わせでは十分なミキシングを行うためにはノズル直徑の約10倍程度のエジェクタダクト長が必要であり、これをエンジンに適用することは非現実的である。そこで積極的にエンジン排気と外部から引き込んだ二次空気をミキシングするためのデバイスを併用したものがミキサエジェクタである。ミキサはノズルをロープ状にして二次空気との接触面積を増せん断力によるミキシングを増大すると共にノズル後縁からの排気を主流方向と適当な角度で噴出して強制的に縦渦を発生させさらにミキシングを促進しようとするものである。しかし効率よくミキシングを行い騒音を低減するためにどのような形状が望ましいか、またミキサエジェクタがどのような騒音低減特性を有しており、それをどう改良すべきかなどについて未解明な点が多い。

そこで本研究ではまずミキサエジェクタの基本特性と騒音低減の可能性を検討する目的でいくつかの供試体を作成し、音響試験を実施した。

3. 試験装置概要

図1に試験装置の概観を示す。騒音試験は無響室内に設置されたジェット騒音試験装置のノズル先端に取り付けたミキサエジェクタの形態を変えながら2~2.5の圧力比で運転し、エジェクタ後端を中心とする半径3.0mの円弧上に固定したスタンド上のコンデンサマイクロホンでその騒音を計測した。

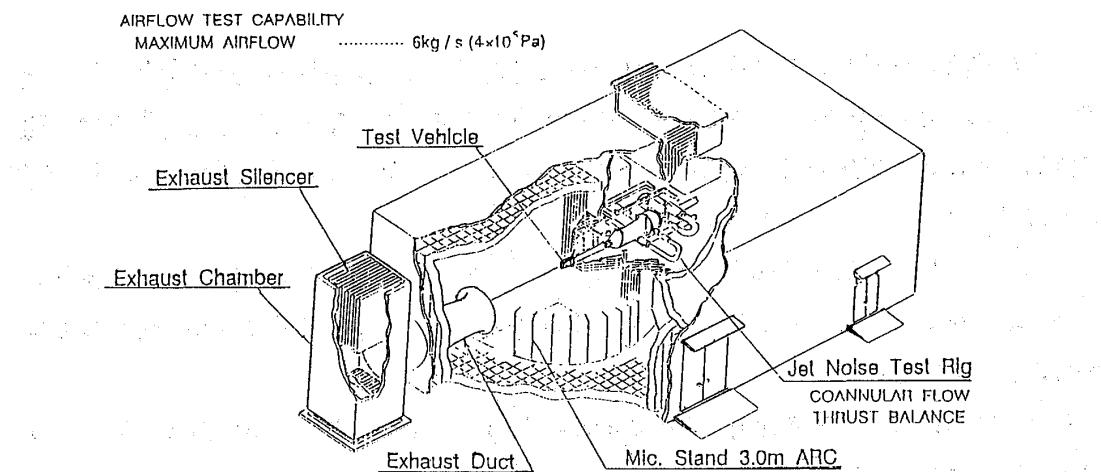


図1 ジェット騒音試験設備

図2にエジェクタ概観とミキサノズル供試体を示す。エジェクタダクトは幅つまり一次二次ノズル面積比 (A_s/A_p) が連続的に変更可能な面積一定の矩形直管ダクトである。

ミキサノズルはロープ高さを変えたもの3種類のほか、ボルテックスジェネレータ付きノズルを試験に供した。

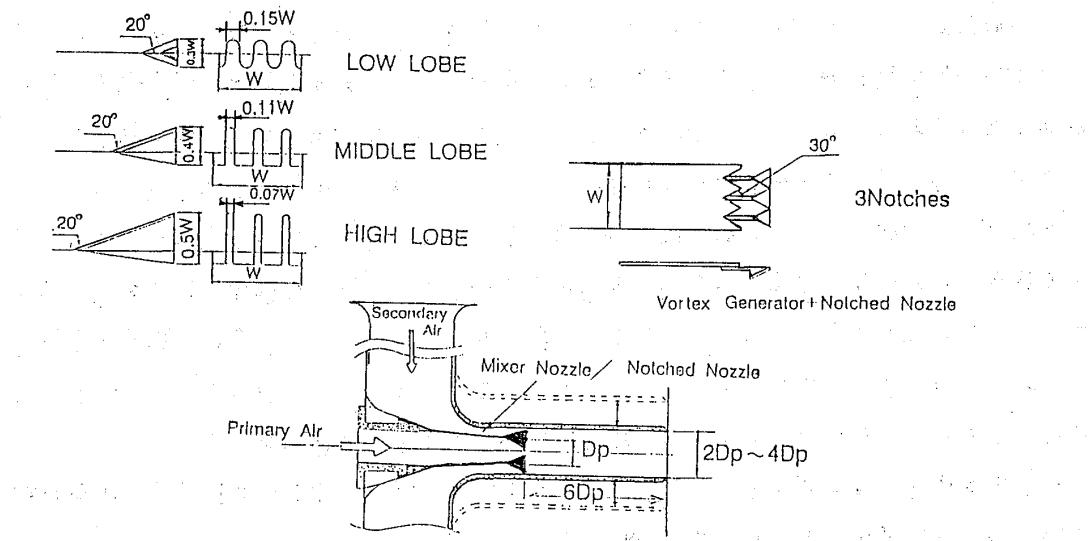


図2 ミキサエジェクタ供試体

4. 試験結果

4. 1 ミキサエジェクタによる騒音低減の概要

静止状態での音響試験における騒音低減量は、同一の作動状態にあるコンバージェントノズルの騒音レベルからの差として評価している。評価のベースとなるコンバージェントノズルの騒音レベルについて図3に圧力比2.5の例を示す。図は方位角90度と140度の周波数分布を示したものである。方位角90度の場合周波数約2300Hzと4500Hz付近に鋭いピークが見られる。これはスクリーチノイズと呼ばれるもので、ジェットマッハ数が超音速になると衝撃波によって発生すると考えられている特徴的な騒音である。それ以外の広帯域に渡る周波数分布はジェットと周囲の流体とのミキシング等によって発生する騒音である。一方140度方向ではミキシングノイズによる広帯域騒音レベルが高くなり、スクリーチノイズの寄与はわずかに認められる程度になっている。

これに対しミキサエジェクタを使用したときの騒音特性をコンバージェントノズルと比較して以下に述べる。コンバージェントノズル単体、ミキサノズル、ミキサエジェクタのそれぞれについて140度方向の周波数分布特性を示したのが図4である。ミキサノズルは高周波域でコンバージェントノズルより騒音レベルが増すものの、低周波域での低減量が大きく、全体としては騒音が低減できる。またエジェクタダクトがあるとミキサノズル単体のときよりもさらに全周波数域で騒音低減が行える。ミキサエジェクタの音響特性はロープによって分割さ

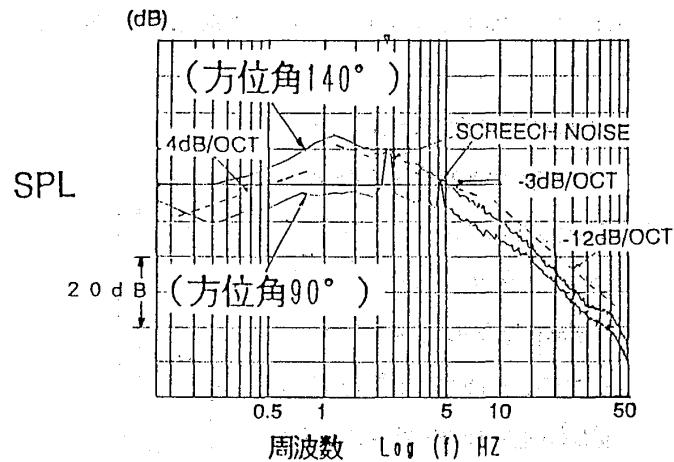


図3 コンバージェントノズルの
ジェット騒音周波数特性（圧力比2.5）

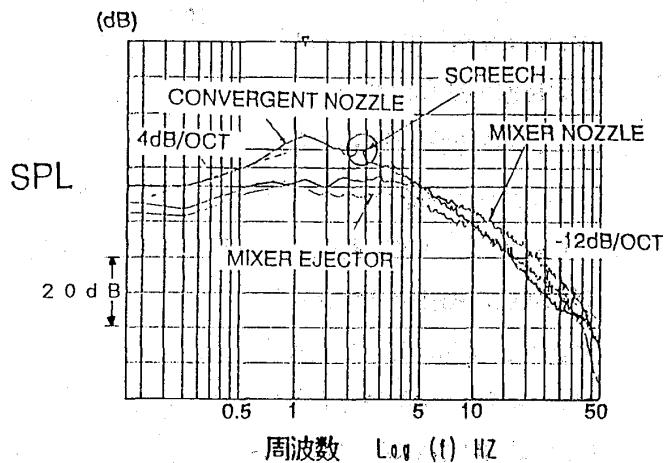


図4 ミキサエジェクタの周波数特性
(θ = 140°)

れた小ジェットの周波数分布（ピークが高周波数にずれた広帯域騒音）とエジェクタまでにミキシングされひとつの大きなジェットになって低周波数にピークを持つ周波数分布の和となっていることが判る。

4. 2 各種ミキサエジェクタの騒音低減効果

圧力比2.5におけるピーク値で騒音低減量を評価すると、図5のようになる。エジェクタの一次二次ダクト面積比は2.5である。ロープミキサは高い程騒音低減も大きい傾向を示している。一方推力増加率 C_v^* （コンバージェントノズルの理論推力で無次元化）はロープの低い方が良い。これから要求騒音レベルを満たす範囲では小型のロープの方が性能上有利であることが予想される。

導入する二次空気量と騒音低減の関係の例を図6に示す。図中の実線は、推力一定の際の流量増化とそれによる排気速度低減を簡単な速度の8乗則に従って描いたものである。図にはロープミキサ（四角）、切欠ノズル（三角）の他、矩形ノズルエジェクタによる値も黒丸で併記する。試験値と簡易予測カーブは概ね

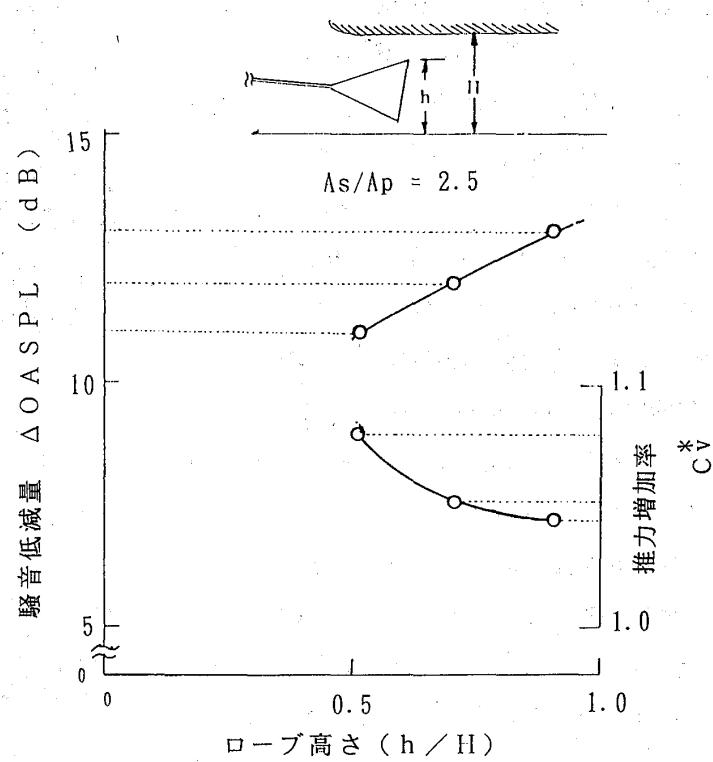


図5 ロープミキサエジェクタの騒音低減特性と空力性能

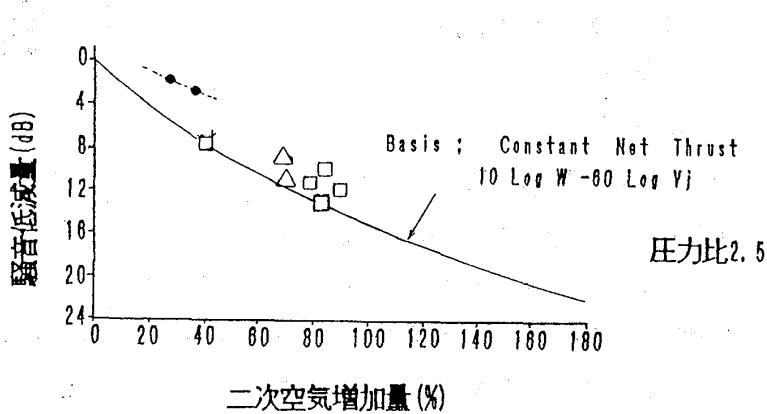


図6 二次空気量と騒音低減量の関係

一致しており、第一近似としてこの推定曲線を用いることができる。これは排気速度域が比較的低速で騒音レベルがジェット混合騒音に支配されているためと考えられる。

ミキサエジェクタによってどの程度混合促進かを図7に示す。完全な一様流速は得られていないものの、矩形エジェクタに比べ高排気速度域が大きく減少しているのが判る。

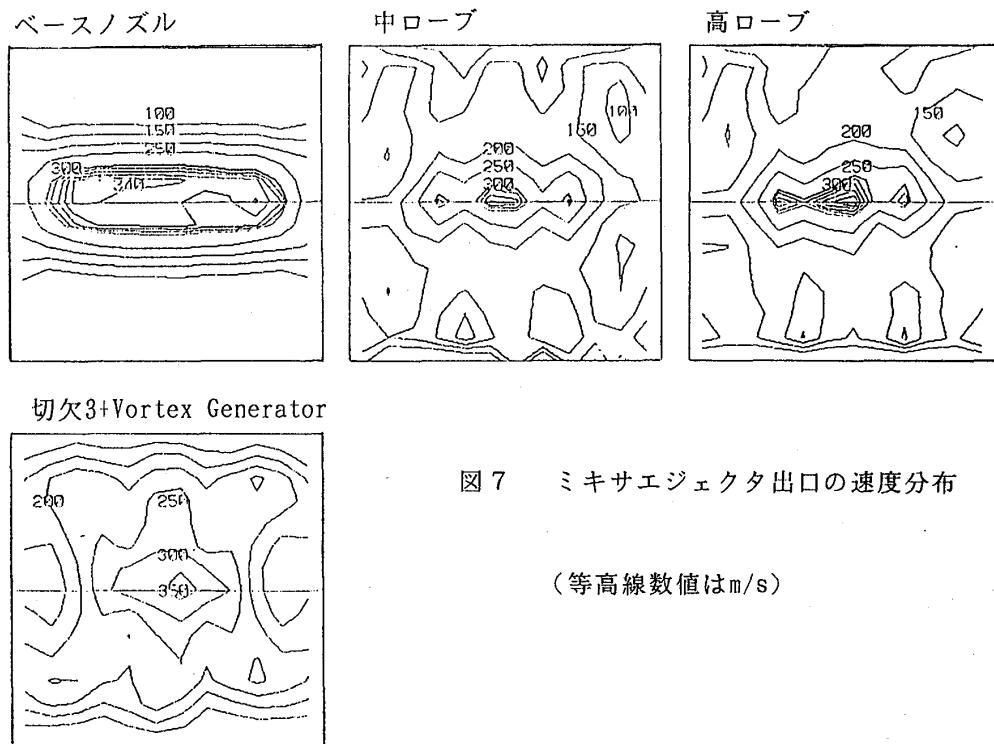


図7 ミキサエジェクタ出口の速度分布

(等高線数値はm/s)

5.まとめ

ミキサエジェクタによる騒音低減の有効性を確認できた。また騒音低減はジェットの分割による混合促進と出口排気速度の低減によるものであることが判った。ロープミキサの形状効果についてはロープ高さと騒音低減量の関係について整理し、今後のミキサ設計に有効なデータを得た。十分な混合が行われている場合にはその騒音低減は二次空気の導入量によって近似的に評価することができる。

ミキサエジェクタによる騒音低減を進めるにあたり、評価すべき多くのパラメタについて系統的な試験研究が必要と考えられる。

また技術的にはエジェクタ装着に伴う推力損失をいかに小さくするかが主要な課題のひとつといえる。

なお本研究は新エネルギー産業技術総合開発機構（NEDO）からの委託により実施されたものである。

© (社)日本ガススタービン学会 220 '93,5