

A-1 SSTクロスコンパウンド・ターボファンの離陸時ジェット排気速度低減の原理

※ 根本 勇 (株)三幸社

1. 緒 言

超音速機の推進エンジンは抵抗を最小化する為、巡航や遷音速作動時に単位前面面積当たりの高い推力が要求され、単位流量当たりの推力が極めて大きい。その為離陸状態で高いジェット排気速度を生じ、空港管理上許容できるレベルを超えるジェット騒音を発生する。離陸時には推力 F は $\dot{m}_e u_e$ に比例し、ジェット音響パワーは理論的には $P_j \propto \dot{m}_e u_e^8$ である⁽¹⁾。ここで \dot{m}_e : 排気の質量、 u_e : 平均排気速度。従って F 一定とした場合、 \dot{m}_e の増加に比し u_e の減少はジェット騒音の低減に強く効く。

筆者は G T S J 第 21 回講演会で騒音抑制技法としての SST クロスコンパウンドターボファンを提案した。クロスコンパウンドの特質は、離陸時に、 T I T が低下し、圧縮比 ($\pi_c = \pi_t \cdot \pi_h$) に対するタービン全膨張比が極めて大きくなり、また排気流量 \dot{m}_e の増加が大きい事である。この特質を制御すると、①排気が逆転速度分布になり、②離陸時の平均ジェット速度 u_e を低減できる、③しかも、部分負荷の S F C を改善できる、などから可変流量制御エンジンとなる。本報では、上記の事象を報告する。

2. SST クロスコンパウンド・ターボファンの機構

SST クロスコンパウンド・ターボファン（以下 C C ターボファンと略す）とは図 1 に示すように、2 軸ファン・エンジンの 2 つの軸を交差させ、低圧タービンで圧縮機を駆動し、高圧タービンを減速してファンを駆動するようにして、低圧タービン静翼を可変機構とした、SST 搭載用の低バイパス比ターボファンエンジンである。

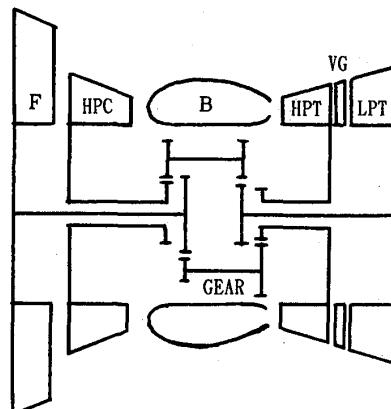


図 1 SST Cross Compound Turbo Fan Engine

3. 記 号

本文に使用する主な記号を以下に列挙する。

F : 正味推力, a_0 : 大気の音速, \dot{m} : コア流の質量流量, W : 重量流量, u_e : 平均ジェット速度, u_0 : 機速, u_s : 主ジェットの速度, u_b : バイパスノズルからの噴出空気速度, M_0 : 飛行マッハ数, μ : バイパス比, κ : 比熱比, $m = (\kappa - 1)/\kappa$, C_p : 定圧比熱。エンジン要素前後の全圧の比を π と記し、全温の比を τ とする。また全温を大気の静温 t_0 で除したものを θ 、全圧を大気の静圧 p_0 で除したものを δ で

記して、要素を表す添字を付す。f : ファン, c : 圧縮機, hc : 高圧圧縮機, b : 燃焼器, t : タービン, ht : 高圧タービン, lt : 低圧タービン, n : ノズル。

4. 平均ジェット速度 u_e を低減する第一の要因 = エンジン全流量の増加

図2に、ストレートコンパウンド・ターボファン(以下SCターボファンと略す)の一例を模式的に示す。理想サイクルでは、ダクト及び主ジェットの速度が等しいとき推進効率は最高になる。2つのジェット速度を等しいとする条件を与えられたターボファンの全空気流量

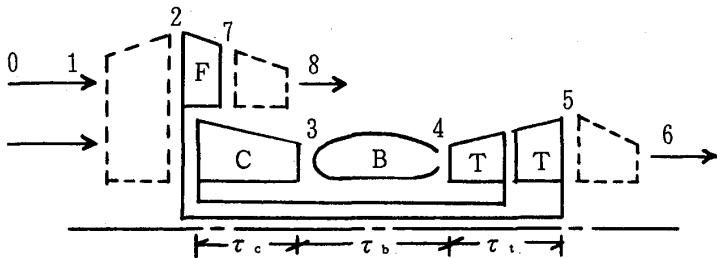


図2 SCターボファンエンジンの模式図

の1単位当たりの推力は、理想サイクルでは次のようになる。

$$\frac{F}{\dot{m} a_0 (1 + \mu)} = \sqrt{\frac{\theta_t - (\theta_t / \theta_0 \tau_c) - \theta_0 (\tau_c - 1) + \mu (\theta_0 - 1)}{((\kappa - 1)/2)(1 + \mu)}} - M_0 \quad (1)^{(1)}$$

式(1)の根号は平均ジェット速度の機速に対する比 u_e/u_0 を表すから、全空気流量の1単位当たりの推力は次式の如く簡単な表現がとれる。

$$\frac{F}{\dot{m} a_0 (1 + \mu)} = M_0 \left(\frac{u_e}{u_0} - 1 \right) \quad (2)^{(1)}$$

式(2)から推力F一定で平均ジェット速度 u_e を減じるには、全流量 $\dot{m}(1 + \mu)$ を増せばよく、その為にはバイパス比 μ を増すか、ガス発生機流量 \dot{m} を増すかの二つの方法がある事が分かる。離陸時にバイパス比を増す方法が可変サイクルターボファンであり、コア流量を増す方法が筆者が提唱するCCターボファンである。以上から離陸時に平均ジェット速度 u_e を低下させる第一の要因はエンジン全流量の増加にある。

5. u_e を低減する第二の要因 = θ_t の減少

式(1)を圧縮機温度比 τ_c で微分し、結果をゼロと置いて τ_c について解くと、単位流量当たりの推力を最大にする τ_c が求まる。

$$\tau_c = \frac{\sqrt{\theta_t}}{\theta_0} \quad \left\{ \frac{F}{\dot{m} a_0 (1 + \mu)} \text{ 最大 } \right\} \quad (3)^{(1)}$$

式(1)の τ_c に式(3)を代入し、根号を $M_0(u_e/u_0)$ と置くと次式が得られる。

$$\left(\frac{u_e}{u_0} \right)^2 = \frac{(\sqrt{\theta_t} - 1)^2}{(\theta_0 - 1)(1 + \mu)} + 1 \quad (4)^{(1)}$$

一方、エンジン寸法固定で質量流量 \dot{m} を増すには、作動流体の密度を高めねばならない。 $\theta_0 = 1$ としたときの燃焼器出口を通過する作動流体の密度 ρ_4 は式(5)となる。

$$\rho_4 = \rho_0 \times \frac{t_0}{T_4} \times \frac{P_4}{p_0} = \rho_0 \times \frac{\tau_c^{1/(\kappa-1)}}{\tau_b} \quad (5)$$

式(4)からバイパス比 μ 一定で平均ジェット速度 u_e を低下させるには θ_t を減じればよく、圧縮機温度比 τ_c を増大させながら燃焼器温度比 τ_b を小さくする事によって θ_t を低める事ができれば、式(5)より作動流体の密度 ρ_4 を高める事ができる。つまり θ_t の減少による単位流量当たりの推力の低下を全流量の増加により補う事ができれば、離陸に於ける平均ジェット速度 u_e を低減できる事になる。よって u_e を低下させる第二の要因は $\theta_t = T_4/t_0$ の減少にある。

6. θ_t の減少を制限する、燃焼器温度比 τ_b と最適圧縮機温度比 τ_c の関係

θ_t の減少、つまり τ_b の減少には限界がある。 $\tau_b = 1$ では推力を生まないからであり、離陸に於いて理論的には、要求推力に対し最小の θ_t となるよう、単位流量当たりの推力を最大にする τ_b を選ぶべきである。式(3)を変形すると式(6)を得る。

$$(\tau_c \theta_0)^2 = \theta_t = \theta_0 \tau_b \tau_c \quad \therefore \tau_b / \tau_c = \theta_0 \quad (6)$$

式(6)は単位流量当たりの推力を最大にする τ_b と τ_c の比 τ_b/τ_c が飛行マッハ数によって変化し、 $\theta_0 = 1$ の時その値が最も小さくなる事を示している。式(6)から θ_t の減少は τ_b/τ_c が θ_0 になるまでであり、 $\tau_b/\tau_c = 1$ が限界である事が分かる。

7. u_e を低減する第三の要因 = タービン全温度比 τ_t の減少

与えられた θ_0 と θ_t に対し、エンジンのパワを最大化する式(3)で示された最適圧縮機温度比 τ_c は、単純ターボジェット、ターボファン、ターボプロップ、何れの場合も同じである。従ってターボファンの離陸時平均ジェット速度 u_e を低減する為の条件は $\tau_b/\tau_c = 1$ のみでは不充分である。離陸時に平均ジェット速度 u_e を低下させ、超音速時に u_e を増大させるという事は、ターボファンを離陸時にターボプロップ化し、超音速時にターボジェット化する事である。そこでターボプロップに用いられる次のようなパラメータを導入する。

$$\chi = (P_e/p_0)^m = (\delta_0 \pi_c \pi_t)^m = \theta_0 \tau_c \tau_t \quad (7)^{(1)}$$

ターボファンの単位ガス発生機流量当たりの全推力を式(7)の χ を用いて表すと、

$$\frac{F}{\dot{m} a_0} = \sqrt{\frac{2\theta_t}{\theta_0 \tau_c} \left(\frac{\chi - 1}{\kappa - 1} \right)} - M_0 + \mu \left\{ \sqrt{\frac{2(\theta_0 \tau_t - 1)}{\kappa - 1}} - M_0 \right\} \quad (8)^{(1)}$$

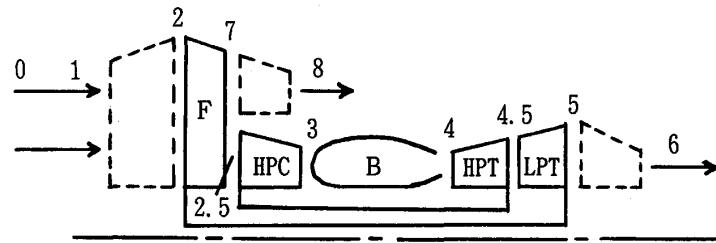
となる。式(8)に於いて右辺第1の根号は主ジェットの速度を表し、第2の根号はバイパスノズルからの噴出空気速度を表す。従って飛行マッハ数 M_0 が大きいときターボジェット化を図るという事は、式(8)の第1の根号の項を高める事を意味し、 χ を増大させる事になる。また飛行マッハ数 M_0 が小さいときターボプロップ化を図るという事は、式(8)の第1の根号の項を減じる事を意味し、 χ を減少させればよい事に

なる。 χ は排気流からどの程度エネルギーを取り出したかを特徴づけるパラメータであり、後述する式(15)との関連から平均ジェット速度 u_e の低減に決定的な意味を持つ。

θ_0 と θ_t が与えられた時、最適圧縮機温度比 τ_t は式(3)により定まってしまう。従って χ の増減は、式(7)よりタービン全温度比 τ_t に依存する事が分かる。つまり飛行マッハ数 M_0 が大きいとき χ を増す為には τ_t を増せばよく、 M_0 が小さいとき χ を減じるには τ_t を減少させればよい。よって離陸時に平均ジェット速度 u_e を減少させる第三の要因はタービン全膨張比を増大させる事にある。

8. 要素の釣り合い

SSTはもともと離陸時に高い推力／重量比を有しているので、超音速巡航時を設計



点、離陸を部分負荷とする。図3 ファン駆動系と圧縮機駆動系を分離したターボファン模式図部分負荷性能を論ずるに当たってターボファンの構成を図3の如く変え(CCターボファンは図1)、コア流中ファンの後方に位置番号2.5、高圧タービンと低圧タービンの間に位置番号4.5を付し、ファン駆動系と圧縮機駆動系の仕事を分離する。またファン、圧縮機、タービンの損失を考慮に入れ断熱効率を導入する。尚、ファンと高圧圧縮機の圧力比の積を圧縮比と称し、 π_c で表す。

※SCターボファンのパワの釣合い

$$C_p(T_3 - T_{2.5}) = C_p(T_4 - T_{4.5}) \text{ より, } T_{4.5} = t_0 \theta_t - t_0 \pi_r^m \left(\frac{\pi_c^m - 1}{\eta_c} - \frac{\pi_f^m - 1}{\eta_f} \right)$$

$$\frac{P_{4.5}}{P_4} = \left\{ \frac{1}{\eta_r} \left(\frac{T_{4.5}}{T_4} - 1 \right) + 1 \right\}^{1/m} \text{ より, } \pi_{ht}^m = 1 - \frac{\pi_r^m}{\eta_r \theta_t} \left(\frac{\pi_c^m - 1}{\eta_c} - \frac{\pi_f^m - 1}{\eta_f} \right)$$

$$(1+\mu)C_p(T_{2.5} - T_2) = C_p(T_{4.5} - T_5) \text{ より, }$$

$$T_5 = t_0 \theta_t - t_0 \pi_r^m \left\{ \frac{\pi_c^m - 1}{\eta_c} + \frac{\mu(\pi_f^m - 1)}{\eta_f} \right\} \text{ 或いは } \tau_f - 1 = \frac{T_{4.5}}{(1+\mu)T_2} (1 - \tau_{1t}) \quad (9)$$

$$\frac{P_5}{P_{4.5}} = \left\{ \frac{1}{\eta_t} \left(\frac{T_5}{T_{4.5}} - 1 \right) + 1 \right\}^{1/m} \text{ より, }$$

$$\pi_{1t}^m = 1 - \frac{\pi_r^m (1+\mu) (\pi_f^m - 1)}{\eta_f \eta_t \{ \theta_t - \pi_r^m (\pi_c^m - 1) / \eta_c + \pi_r^m (\pi_f^m - 1) / \eta_f \}} \quad (10)$$

※CCターボファンのパワの釣合い

$$(1+\mu)C_p(T_7 - T_2) = C_p(T_4 - T_{4.5}) \text{ より, } T_{4.5} = t_0 \theta_t - t_0 \pi_r^m (1+\mu) (\pi_f^m - 1) / \eta_f$$

$$\frac{P_{4.5}}{P_4} = \left\{ \frac{1}{\eta_r} \left(\frac{T_{4.5}}{T_4} - 1 \right) + 1 \right\}^{1/m} \text{ より, } \pi_{ht}^m = 1 - \frac{\pi_r^m (1+\mu) (\pi_f^m - 1)}{\eta_r \eta_t \theta_t}$$

$$C_p(T_3 - T_{2.5}) = C_p(T_{4.5} - T_5) \text{ より, } \tau_{hc} - 1 = (T_{4.5} / T_{2.5}) (1 - \tau_{1t}) \quad (11)$$

$$T_5 \text{は S C ターボファンと同じ。} \frac{P_5}{P_{4.5}} = \left\{ \frac{1}{\eta_t} \left(\frac{T_5}{T_{4.5}} - 1 \right) + 1 \right\}^{1/m} \text{より,}$$

$$\pi_{1t}^m = 1 - \frac{\pi_r^m}{\eta_t} \cdot \frac{(\pi_c^m - 1)/\eta_c - (\pi_t^m - 1)/\eta_t}{\theta_t - \pi_r^m (1 + \mu) (\pi_t^m - 1)/\eta_t} \quad (12)$$

※流量バランス

燃料の添加による作動流体の流量変化を無視すれば、コア流れ $W_{2.5}$ (高圧圧縮機入口流量)と、高圧タービン及び低圧タービンの流量バランスは、それぞれ

$$\frac{W_4 \sqrt{\theta_4}}{\delta_4 A_4} = \frac{W_{2.5} \sqrt{\theta_{2.5}}}{\delta_{2.5} A_{2.5}} \frac{P_{2.5}}{P_4} \sqrt{\frac{T_4}{T_{2.5}}} \frac{A_{2.5}}{A_4}$$

$$\frac{W_{4.5} \sqrt{\theta_{4.5}}}{\delta_{4.5} A_{4.5}} = \frac{W_{2.5} \sqrt{\theta_2}}{\delta_2 A_{2.5}} \frac{P_2}{P_{4.5}} \sqrt{\frac{T_{4.5}}{T_2}} \frac{A_{2.5}}{A_{4.5}} \quad (13)^{(1)}$$

バイパス比一定と仮定すると、コアとバイパスダクトの流量バランスは、

$$W_{2.5} = W_3 = a_3 M_3 p_3 A_3 / (R \sqrt{t_3}) \quad W_7 = \mu W_3 = a_7 M_7 p_7 A_7 / (R \sqrt{t_7})$$

$$M_3 = M_7 \text{として上の二式を結ぶと} \quad \pi_t = \mu \pi_c (A_3/A_7) \sqrt{t_7/t_3} \quad (14)$$

式(14)の π_t は、計算を閉じるために必要な低圧タービン圧力比 π_{1t} を決定付ける。

ここに $A_{2.5}$, A_3 : 高圧圧縮機入口、出口面積, A_4 , $A_{4.5}$: 高低両圧タービンノズル面積, A_7 : ファン出口面積, M_3 , M_7 : 圧縮機とファンの出口マッハ数。

9. クロスコンパウンドの第一の特質=部分負荷時に τ_{1t} が過小になる

式(3)から θ_0 と最適圧縮温度比 τ_c は反比例し、飛行マッハ数が小さい時、最適圧縮温度比は増大する。つまり SST ターボファンでは部分負荷時に π_c が大きくなる。 π_c の上昇は π_{1t} の減少による影響が強く、 π_c と π_{1t} の関係は S C ターボファンは式(10), C C ターボファンは式(12)で示される。2軸直列フリータービンは圧縮比の変動により高圧タービンと低圧タービンの膨張比の配分が変化し、低圧タービンの方が高圧タービンより圧縮比の変動による膨張比の変化が大きいという特性がある。よって π_{1t} が大きく減少すると S C ターボファンでは式(9)よりファン流量が増す。それに対し C C ターボファンでは式(11)より高圧圧縮機の流量が増大するが、 $W_{2.5} = W_2 / (1 + \mu)$ なるが故に π_h の上昇は非常に大きい。式(13)に於いて簡単の為に低圧タービンが閉塞しているとすれば、左辺の低圧タービン修正流量は一定である。従って π_h の上昇により圧縮機流量 $W_{2.5}$ が過大になるという事は、低圧タービン喉部面積が狭過ぎ、低圧タービンが過回転になり、高圧圧縮機がサージング領域に入ってしまう事を意味する。以上からクロスコンパウンドの第一の特質は、圧縮比が小さい時を設計点に選ぶと部分負荷時に圧縮比 π_c が増すにつれ、低圧タービン圧力比 π_{1t} が過小となり、高圧圧縮機の圧力比 π_h が過大となってマッチングが果たせなくなる事である。

先行文献を引用すると、「1/L P/RE と 1/H P/RE を比較すると、比出力は等

しいが熱効率は $1/H P/R E$ の方が大きくなる。これは再熱に要する熱量が $1/L P/R E$ の方が大きい為である。従って熱効率のみを考えると $1/H P/R E$ の方が優秀な性能を示す事になる。しかしこれは設計点のみについて言える事で、部分負荷特性を考えてみると、 $1/H P/R E$ では部分負荷のとき圧縮機がサージング領域に入りやすく、従って運転が不安定になる傾向が多い⁽²⁾」とある。SST ターボファンの離陸時平均ジェット速度低減にクロスコンパウンド型式が適している最大の理由は、上述の如く部分負荷時に τ_{1t} が過小になるクロスコンパウンドの欠点そのものなのである。

10. クロスコンパウンドの第二の特質 = π_t の大幅な減少

前項で述べたクロスコンパウンドの第一の特質、つまり欠点を制御し、利用する為に低圧タービン静翼を可変機構とする。離陸時に可変静翼の喉部面積を広げ、低圧タービンの膨張比の一部を高圧タービンに移せば、圧縮側とタービン側のマッチングを図る事ができる上、ファン圧力比 π_t が増す為ターボプロップ化を、より促進する事ができる。式(13)から圧縮比 π_c とタービン全圧力比 π_t の積を求める式(15)となる。

$$\pi_c \cdot \pi_t = \frac{A_{2.5}/A_{4.5}}{W_{4.5}\sqrt{\theta_{4.5}/A_{4.5}\delta_{4.5}}} \cdot \frac{W_{2.5}\sqrt{\theta_2}}{A_{2.5}\delta_2} \sqrt{\frac{T_{4.5}}{T_2}} \cdot \pi_{1t} \quad (15)$$

式(15)は圧縮比がどれだけ膨張比としてタービンに吸収されたかを表す。計算によれば、CC ターボファンは $A_{4.5}$ を設計点の 1.52 倍としたマッチング点でもなお、SC ターボファンより π_c は高く、 π_{1t} は低い。しかも π_{ht} の減少により $\delta_{4.5}$ は低下する。従って式(15)より π_t は極めて小さな値となる。つまりクロスコンパウンドの第二の特質は、部分負荷時に圧縮比に対するタービン全膨張比が極めて大きくなる事である。

11. クロスコンパウンドの第三の特質 = 離陸時の θ_t の減少

$$\dot{m}_c p (T_4 - T_5) = \dot{m}_c p (T_3 - T_2) + \mu \dot{m}_c p (T_7 - T_2) \quad \text{より}$$

$$\theta_t = \theta_0 \{ \tau_c - 1 + \mu (\tau_t - 1) \} / (1 - \tau_t) \quad (16)^{(1)}$$

式(16)より τ_t の減少は θ_t を小さくし、 τ_c と τ_t の増加は θ_t を増す。CC ターボファンは SC ターボファンより τ_c 、 τ_t とも増すが、前述の如く τ_t の減少が非常に大きい。従ってクロスコンパウンドの第三の特質は、離陸時に θ_t が減少する事である。

12. クロスコンパウンドの第四の特質 = 離陸時のコア流量増加

図 4 に SC 可変サイクルターボファンと CC ターボファンの違いを表す模式図を示す。図に於いて実線がプロペラ駆動機構であり、点線はその機構にエネルギーを供給するガス発生機であると考える。今、点線で示されたガス発生機の回転数を一定に保ち、実線で示されたプロペラ駆動機構を高速飛行時に低速で回転させジェット噴流を増し、離陸時にはプロペラを高速で回転させてジェット噴流を弱めると考えると、SC 可変

サイクルでは離陸時にプロペラの回転数を上げる為に可変静翼を絞る事になり小流量化する事になる。一方、CCターボファンでは前述のクロスコンパウンドの特質から、ガス発生機の回転数を一定に保つ為にはガス発生機駆動タービンへのエネルギー配分をプロペラ駆動タービンに移す必要があり、可変機構を開く事になって、大流量化する事になる。つまりSC可変サイクルとCCターボファンの違いは、離陸時にコア流を小流量化するか、大流量化するかである。CCターボファンの場合、コア流量が増してもなおバイパス比を一定に保つ為にはファン圧力比 π_f が大きくなる。よってプロペラ回転数が増し（バイパスノズルからの噴出空気速度が増し）、逆転速度分布ジェットになる（表2参照）。SSTの場合は離陸に要する大きな推力の確保が必須となるので離陸時の大流量化は有意である。以上からSCターボファンの可変サイクルエンジンに対しCCターボファンは可変流量制御エンジンになる。

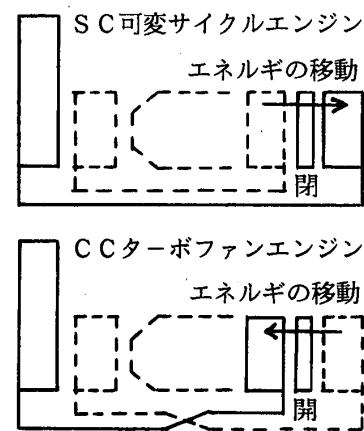


図4 SC可変サイクルエンジンとCCターボファンの比較

13. バイパス比と逆転速度分布ジェットの関係

$\tau_f = \tau_c \tau_t$ ($P_7 = P_5$, 即ち $\pi_f = \pi_c \pi_t$ の理想的な場合) を式(16)に代入し, μ について解くと式(17)になる。

$$\mu = \frac{\theta_t (1 - \tau_f / \tau_c) - \theta_0 (\tau_c - 1)}{\theta_0 (\tau_f - 1)} \quad (17)^{(1)}$$

式(17)から $P_7 = P_5$ を条件とすると, M_0 の変化に伴いバイパス比 μ は変化する。従って設計点で $P_7 = P_5$ とした場合, μ を一定に制御すると, 設計点外では $P_7 > P_5$ となる。よって排気を逆転速度分布とする為には $\mu = \text{const}$ とすればよい事になる。

14. 設定値

※設計点

飛行マッハ数 $M_0 = 2.5$, 飛行高度 18 km , $t_0 = 216.5\text{ K}$, $p_0 = 0.0765\text{ kgf/cm}^2$, タービン入口温度 $T_4 = 1773\text{ K}$, 圧縮比 $\pi_c = 5$ 。

設計点, 離陸時とも一定(固定)としたもの, バイパス比 $\mu = 1$, ファン及び圧縮機の断熱効率 $\eta_f = \eta_c = 0.85$, タービン断熱効率 $\eta_t = 0.9$, 推力効率 $\eta_n = 0.98$, ファン及び圧縮機出口マッハ数 $M_7 = M_3 = 0.45$ 。またジェットノズル及びバイパスノズルでは理想膨張するものとした。設計点では $P_7 = P_5$ を π_f 選定の条件とした。

※離陸時(部分負荷時)

飛行マッハ数 $M_0 = 0$, $t_0 = 288\text{ K}$, $p_0 = 1.033\text{ kgf/cm}^2$, 推力 $F = \text{設計点正味推力の } 2.5 \text{ 倍}^{(3)}$, CCターボファンの低圧タービンノズル面積 $A_{4.5} = 1.52$

$\times (A_{4.5})_{des}$ とした。本計算では、ファン、圧縮機及びタービンの断熱効率を一定と仮定しているので、回転要素の性能特性曲線図を用いず、ファン及び圧縮機はその出口面積から、高低両圧タービンはノズル面積から、連続の式によりそれぞれの流量を求め、部分負荷に於けるマッチングを図る事にした。

15. 計算結果

離陸時に平均ジェット速度 u_e を低減する要因として述べた各パラメータがどのような値になるかを表1に、設計点及び離陸時のエンジン性能を表2に示す。

【表1： u_e 低減要因の数値】

	$W_{2.5}$ (kg/s)	θ_t	τ_b / τ_c	χ	τ_t	$\delta_{4.5}$
設計点	1	8.19	1.28	2.88	0.339	48.1
SC離陸	1.42	5.05	1.4	1.45	0.368	4.61
CC離陸	1.7	4.25	1.02	1.33	0.177	3.69

【表2：エンジン性能】

	M_∞	F (kgf)	π_t	π_c	T_4 (K)	u_e (m/s)	u_s (m/s)	u_e (m/s)	SFC (kg/h/kgf)
設計点	2.5	63.57	1.69	5.0	1773	1292	848~9	1070	1.255
SC離陸	0	159	2.43	7.3	1455	741.7	379.6	560.7	0.679
CC離陸	0	159	3.03	9.2	1225.4	451.5	475.5	463.5	0.577

上表から、CCターボファンは τ_t の減少幅が大きい為 T_4 が低下し、平均ジェット速度 u_e を低減できる。また τ_b / τ_c を1に近付け得る。 τ_b / τ_c の減少は燃料/推力比の減少を意味するから離陸時のSFCを寧ろ低減できる。よってCCターボファンはジェット騒音の低減と、燃料消費率の改善を両立できる事が分かる。

16. 結言

ターボファンはジェットパワ $\dot{m}_e u_e^2$ を一定に保ち、 \dot{m}_e を増して $1/u_e$ に比例する推力 $F \propto (\dot{m}_e u_e^2) / u_e$ を増加させる。CCターボファンは推力F一定で \dot{m}_e を減少させずに(寧ろ増加させて) \dot{m}_e を増し、ジェットパワ $\dot{m}_e u_e^2 \propto F u_e$ を下げる方法である。ジェットパワ低下の為に \dot{m}_e を増すか、減ずるかは、 θ_t の減少に大きく影響する。

参考文献

- (1) J. L. ケルブロック著/梶昭次郎訳：ジェットエンジン概論、東京大学出版会。
- (2) 佐藤豪：ガスタービンサイクル論、山海堂。
- (3) 竹生健三：日本ガスタービン学会誌、VOL. 20, NO77, P38~43(1992 June)。

A-2 ガスター ビンを用いた 水力発電のリパワリング

西 亮

(宮崎大・工)

1. まえがき

水力空気圧縮機(Hydraulic Air Compressor:HAC)⁽¹⁾⁻⁽³⁾ は落差のある水流の位置エネルギーを圧縮空気に変換する一種のエネルギー変換機である。圧縮は、下降水流中に気泡を吹き込み、気泡の体積が縮小する形で行われるので、圧縮中に昇温は起こらず、ほぼ等温に近い圧縮となる点が特徴である。この低温の圧縮空気をガスタービンと組み合わせると、熱交換器を採用することで、水の冷却効果を熱機関の低熱源として利用したことになる。従来の水力発電では、全く利用されてこなかった水のこのもう一つのポテンシャルが利用できることになる。これはまた、理想サイクルであるエリクソンサイクルの低温側が実現できたことになり、高効率のガスタービンシステムを実現できる可能性がある。同時にガスタービンに加えられる燃料分の出力が追加されるので、水力発電にHAC とガスタービンの高温部を組み合わせてリパワリングを実現できる効果は大きい。

HAC を圧縮機とするガスタービンシステムについては既存の熱交換器を用いた性能計算の結果についてすでに述べた。⁽⁴⁾ またこのシステムを水力発電に応用した場合についても検討した。^{(5), (6)} 本報では、最近研究開発中のセラミックガスタービン^{(7), (8)} の要素性能を仮定して、再熱再生システムについて検討する。このシステムは、内燃機関によるエリクソンサイクルの実現を目指す試みであり、このシステムを水力発電に応用することでリパワリングの可能性を示す。

2. HAC を圧縮機とする再熱再生ガスタービンサイクル

HAC と熱交換器を併用することで、エリクソンサイクルの低温側が実現できたことになるので、次の試みは高温側の等温膨張である。これには、従来から再熱を繰り返す方法が考えられてきた。ここでもこの方法を採用することとする。多段の再熱によって、等温膨張を近似できるが、構造的な観点から1段再熱が現実的な選択である。このシステムの概念図を図1に示している。再熱過程を用いる際の問題点は、次の2点である。

- (1) 再熱燃焼器入口ガス温度が高温となる。
- (2) 热交換器入口ガス温度が高温となる。

前者から燃焼器の冷却が困難となり、金属製燃焼器では製作が困難である。それ故この燃焼器にセラミック材を用いることが考えられる。また高温の熱交換器の開発は遅れているが、セラミックガスタービンの開発研究段階で計画中のものの採用を仮定する。こ

のことで後者の条件に対処する。しかし、この熱交換器入口ガス温度がこのシステムの性能を決定する大きな要因となる。

タービン入口温度(TIT)はシステム性能を決定する最大の要因であるが、ここで考へているサイクルは、本質的にTITが低くても高い効率を達成できるので、ここでは全く冷却を必要としないタービン翼の使用が可能な範囲から、少し必要な程度の範囲、すなわち、 $TIT=1173\text{ K}\{900^{\circ}\text{C}\} \sim 1373\text{ K}\{1100^{\circ}\text{C}\}$ の範囲を考える。

3. システム性能の推定条件

3.1 性能計算の条件 HACの性能については既報で述べたが、約90年前にミシガン州に建設された装置の性能を使用する。ただし、等温圧縮効率は、現在の技術レベルから推定して $\eta_{HAC}=0.80$ と与えた。この仕様と性能を表1に示している。つぎに本システムに用いるガスタービン部分の要素性能を次のように与える。再熱によってタービン段が高、低圧段に分かれる。各段の圧力比は、同一または大きく違わないものと仮定すると、各段とも段数が多くないので同一の効率 $\eta_{TH}=\eta_{TL}=0.92$ を仮定した。次に、開発中の小型セラミックガスタービンの目標性能から、燃焼器入口圧縮空気温度は $1010\text{ K}\{737^{\circ}\text{C}\}$ 、熱交換器入口ガス温度を $1100\text{ K}\{827^{\circ}\text{C}\}$ であるので、これらの値を採用する。またこの熱交換器

の温度効率は、目標値の $\eta_R=0.82$ よりやや低い $\eta_R=0.80$ と仮定する。小型セラミックガスタービンの性能を表2に示している。他のガスタービン要素の性能は表3のよう仮定した。これらはの通常ガスタービンの性能計算に用いられる値と比較して、妥当なものである。

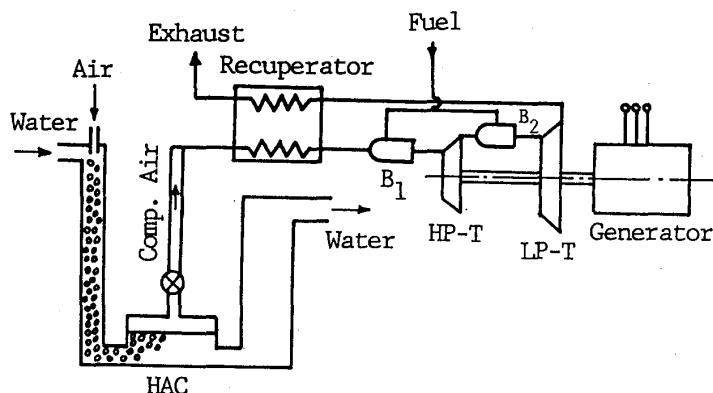


図1 システムの概念図

表1 HACの仕様と性能

Down pipe diameter	D=1.5 m
Down pipe length	H=102.3 m
Return pipe length	h'=80.8 m
Available head	h=21.5 m
Water mass flow	M_w=6119 kg/s
Water temperature	T_w=283 K {10 °C}
Compressed air mass flow	M_a=5.43 kg/s
Compressed air pressure	P=882.6 kPa
Compressed air temperature	T_a=288 K {15 °C}
Isothermal compression eff.	$\eta_{HAC}=0.80$

表2 セラミックガスタービンの性能

Given values	Estimated values
Output 300 kW	Recup. inlet gas temp. 1100 K {827°C}
Thermal eff. 0.42	Recup. outlet air temp. 1010 K {737°C}
Comp. ratio 8	Exhaust gas temp. 707 K {434°C}
T. I. T. 1623 K {1350°C}	Comp. outlet air temp. 568 K {295°C}
Air mass flow 0.89 kg/s	

表3 ガスタービン要素の性能

Atmospheric pressure	$P_0=101.3 \text{ kPa}$
Atmospheric temperature	$T_0=288 \text{ K} {15^\circ\text{C}}$
Turbine efficiency	$\eta_T=0.92$
Burner efficiency	$\eta_B=0.98$
Recuperator efficiency	$\eta_R=0.80$
Mechanical efficiency	$\eta_M=0.98$
Generator efficiency	$\eta_G=0.975$
Turbine inlet temperature	$T_{max}=1173 \text{ K} {900^\circ\text{C}}$ $\sim 1373 \text{ K} {1100^\circ\text{C}}$
Pressure losses	
Silencer	$\delta_s=0.01$
Recuperator gas side	$\delta_a=0.03$
Recuperator air side	$\delta_A=0.025$
Burner	$\delta_B=0.02$
Mass flow ratio	
Burner	$G_B=0.98$
Turbine	$G_T=0.98$

3.2 热効率 このサイクルの热効率は以下のように定義できる。

$$\eta_\alpha = GT_e/Q \quad (1)$$

$$\eta_\beta = (GT_e - \eta_{tot} \cdot HP) / Q \quad (2)$$

$$\eta_\gamma = GT_e / (HP + Q_E) \quad (3)$$

ここに、 GT_e ：ガスタービン出力（電気出力）、 Q ：燃料の発熱量（低発熱量）、 η_{tot} ：水力発電の全効率（水の位置エネルギーと電気出力の比） $\eta_{tot}=0.90$ と与えた。また、 HP ：水の位置エネルギー、 Q_E ：熱源のエクセルギーである。

η_α は加えた熱入力と出力の比で、HAC を駆動する水の位置エネルギーを考慮していないので、高い値を示す。これはまた、 CO_2 の発生量に対する出力の比に相当し、この値が大きいほど環境に対する負荷が小さいことを意味している。

η_β は水力発電を HAC を用いたガスタービンシステムに改良する場合の効率を示している。この際水力発電による出力は当然確保されなければならないと考え、増加した出力が燃料によって与えられると考えたときの効率である。

η_{γ} はこのシステムのエクセルギー効率である。

3.3 出力増加率 水の落差のみを利用する水力発電に比して、このシステムは燃料を加えた分だけ出力が増加する。この割合を出力増加率と定義し、以下のように与える。

$$\sigma = GT_e / (\eta_{\text{tot}} \cdot HP) \quad (4)$$

この値によってリパワリングの効果を評価できる。

4. 性能計算の結果

4.1 热効率 図2に圧力比に対する各熱効率の比較を示している。各効率は全て圧力比の増加に対して増加の傾向を示している。再熱しないシステム(HAC-GTと呼ぶ)では、圧力比の小さな範囲で η_{β} はピークを持つのに対して、再熱時にはピークが現れない。また、TITの違いによる効率の違いが小さいのがこのサイクルの特徴である。このことは逆にTITは低くても高い熱効率が得られることを示している。与えられたHACの圧力比 $r_{\text{HAC}}=8.71$ に対する熱効率は、TIT=1373 K {1100°C} の場合、 $\eta_{\alpha}=0.5$ という高い値を示している。

η_{α} はHACの動力を含んでいないので非常に高い値を示し、 $r_c > 6$ に対して $\eta_{\alpha} > 0.7$ が得られた。

エクセルギー効率 η_{γ} は、TITによる違いが少なく、非常に高い値を示している。

4.2 各部の温度 図3に各部の温度を圧力比に対して示している。性能を決定する制約条件は、熱交換器入口ガス温度である。この値は $T_7=1100$ K {827°C} で、この

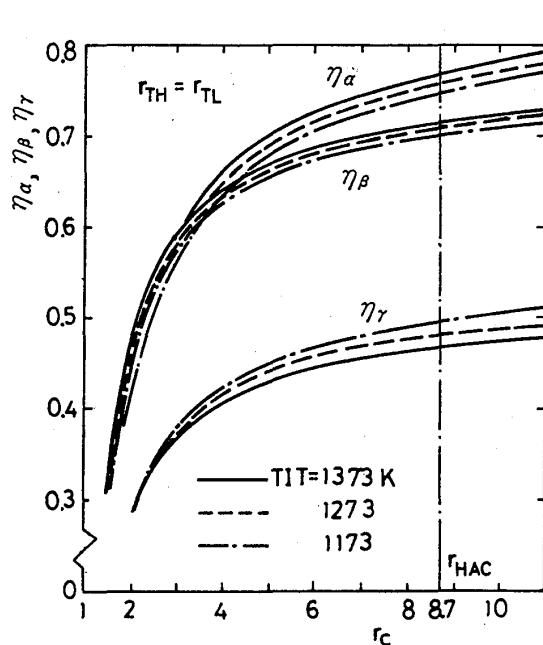


図2 システムの効率

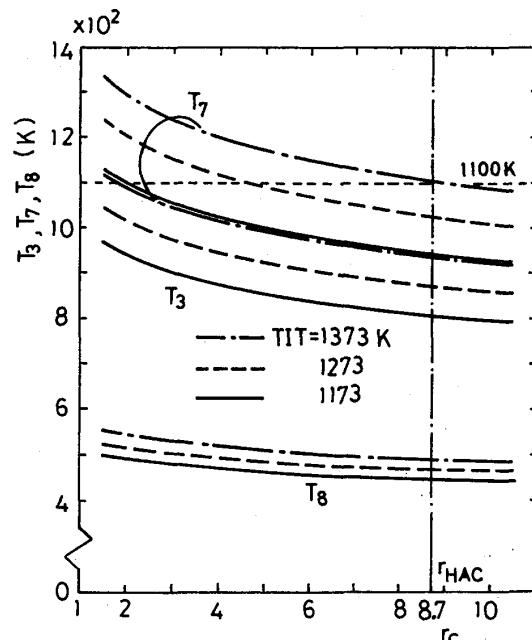


図3 各部の温度分布

条件を満たすには $T_{IT}=1373\text{ K}$ の場合 $r_c > 9$ 程度となることが分かる。与えられた HAC ではこの条件を満たす限界に近い。 T_{IT} が低いと、圧力比も低くてよいことになり、HAC には好ましい条件となる。

T_6 は $r_{TH}=r_{TL}$ の場合、ほぼ T_7 と等しいので、この値が再熱燃焼器の制約条件となる。セラミック製の燃焼器の場合、この程度の温度には十分耐えられるものと考えられる。

T_3 は熱交換器出口の空気温度で、通常のガスタービンに比して高温である。従って高压燃焼器もセラミック材を用いる必要がある。

T_8 は排ガス温度である。200°C 前後の低温であるので、そのまま排気しても大きな損失とはならない。またここで考えている T_{IT} の範囲では排ガス温度も低温となり、 NO_x の排出量は少ないと予想される。各部分の記号は図 5 参照。

4.3 出力増加率 HAC と再熱再生ガスタービンを組み合わせたシステム(HAC-R-GT)の出力増加率を図 4 に示している。圧力比の広い範囲に対してほぼ一定の値を示し、設計上好ましい性能であることが分かる。しかも与えられた T_{IT} に対して、 $\sigma = 2.5 \sim 3.2$ という高い値を示している。この大きな出力増加率と高い効率から、このシステムは水力発電のリパワリングに極めて好ましいものである。

T_{IT} を同一としたときの再熱しないシステム(HAC-GT)の性能と比較するために、同図中に対応するカーブを示している。この比較から、再熱によって出力が増加するため σ が大きく増加することが分かる。

4.4 T-s 線図 図 5 にこのサイクルの T-s 線図を示している。HAC の等温圧縮による圧縮仕事の減少分と、再熱による出力の増加分が示され、通常のガスタービンサイクルに比して高い効率を示すことが理解できる。

4.5 エクセルギー・フロー 図 6 にこのシステムのエクセルギー・フローを示している。このフローの特徴は低温の圧縮空気を熱交換器で加熱するため、循環熱量がきわめて大きくなる点にある。

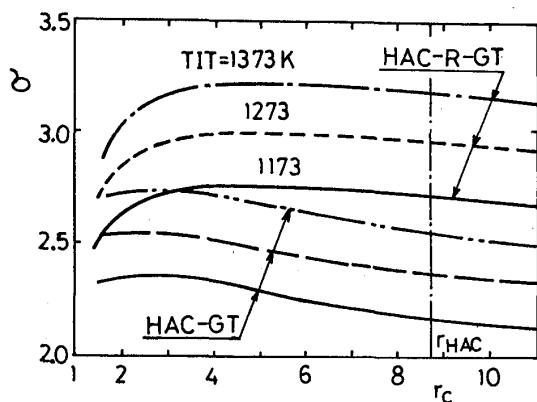


図 4 出力増加率

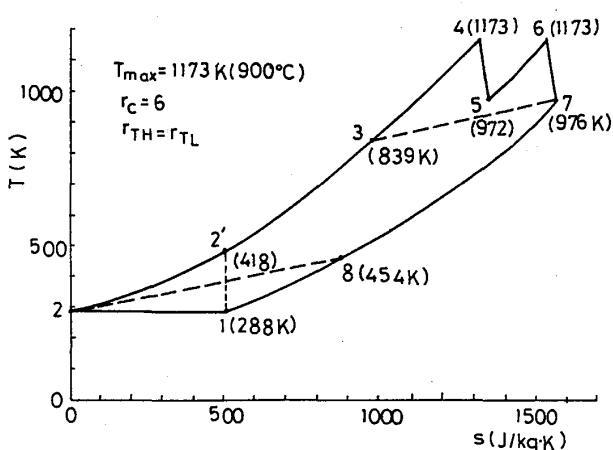


図 5 システムの T-s 線図

$$T_{\max} = 900^{\circ}\text{C}, \quad r_c = 6$$

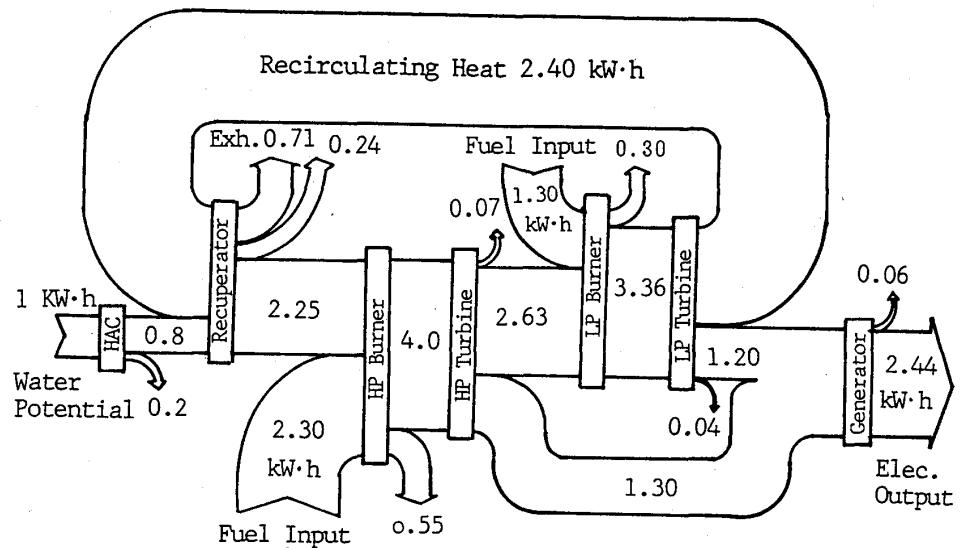


図6 システムのエクセルギー・フロー

4.6 タービン圧力比の配分による性能の相違 図7に高圧タービンと低圧タービンの圧力比の配分を変えたときの効率の違いを示している。高圧段の圧力比 r_{TH} を低圧段の圧力比 r_{TL} より大きくすると性能が低下することが示されている。

5. 水力発電への応用

ダム式の水力発電に応用するには、この場合のHACに必要な落差は $h=21.5\text{ m}$ と僅かであるので、ダムの高落差に対して図8に示すように多段にして利用できる。ダム底の冷水を利用し、効率の上昇を図る。圧縮空気はほぼ水温と等しい温度で、輸送が簡単であるので、ガスタービン設備の設置場所は建設や燃料の運搬などが容易な場所

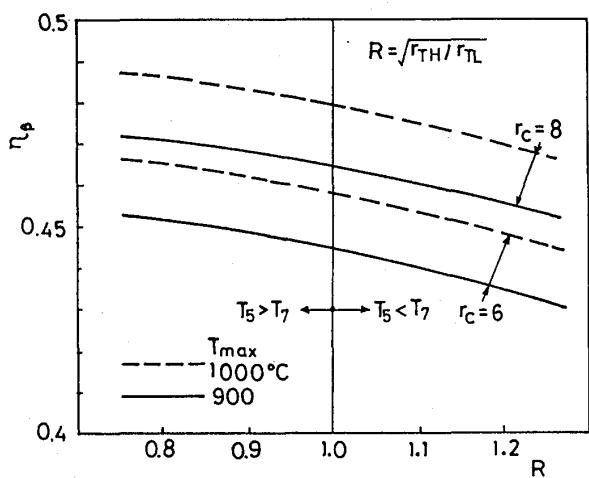


図7 タービン圧力比による性能の相違

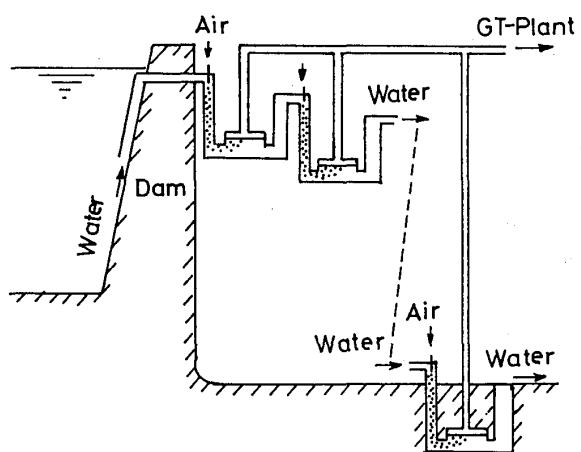


図8 ダム式水力発電への応用

を選ぶことが出来る。既設の水力発電所を改良する場合には、導水管をHACに改良し、ガスタービンシステムの高温部を設置すればよいので、ダムの建設費に比して改良部分の費用は少ない。しかるに、出力が3倍以上に増加するので、その効果は大きい。

HACは表1の例に限らず、圧力の高い圧縮空気を作るにも、また、低くも作れるので、最適な圧力比に対する設計が可能となる。これには下降パイプの長さや、与えるヘッドの組合せを変えるだけで実現できるので、きわめて容易である。ただし、高圧力となると、空気の水への溶解が進むので、この見地から低圧での使用が望ましい。

このシステムの実用化には、燃料の運搬手段が問題となる。新規に設置される水力発電の場合には、適地を選ぶことになるが、既設の発電所の改良にはこの点の限界がある。しかし、諸外国でこの条件を満たす適地が数多くあることが考えられるので、それらにはこの方法が有望である。

6. むすび

HACを圧縮機とし、現在開発中のセラミックガスタービンの燃焼器及び熱交換器を用いることを前提として再熱再生ガスタービンシステムの性能計算を行い、これを水力発電のリパワリングに応用することを検討した。その結果以下の事柄が明かとなった。

(1) HACを圧縮機とすることで、等温圧縮が可能となり、しかも再熱タービンを用いるとエリクソンサイクルを内燃機関によって実現したことになり、本質的に極めて高い熱効率を達成できる。

(2) システムの効率を定義し、その値を計算した。その結果、水力発電で発生する出力を除いた出力は、加える燃料によって増加する出力に相当し、この出力と燃料の比で与えられる熱効率が極めて高い値となることが明かとなった。さらに、全出力と燃料の比、及びエクセルギー効率も高い値を示す。前者は環境へのCO₂の負荷が小さいことを意味し、後者はカルノーサイクルに近いサイクルであることを示している。

(3) 利用できる水力発電の出力に比して、このシステムの発生する出力は大きく、これを出力増加率として表すと、この値が $\sigma=2.5\sim3.2$ という高い値となる。しかも効率は上述のように高くなるので、このシステムは水力発電のリパワリングに最適である。

(4) このシステムは条件が許せば、すなわち、燃料の運搬が容易であれば、既存の水力発電の改良に用いることが出来るばかりでなく、新規の発電に応用するとさらに効果的である。この場合、大きな水のヘッドを必要としないので、燃料の運搬が可能でしかも大量の水量が確保できる場所を選定すると高性能の発電システムとなる。

文献

- (1) Schlze, L.E., Hydraulic Air Compressors, U.S. Dept. of the Interior, Inform. Circular, 7863(1952), 1.
- (2) Rice, W., Performance of Hydraulic Gas Compressors, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 98-4(1976), 645.
- (3) 西・宮城・増田・松田、水力空気圧縮機の研究（第1報 実験的研究）、機論、59-588, B(1993), 125.
- (4) 西、等温圧縮過程を用いた高効率ガスタービンの研究（第1報 性能推定）、機論、59-565, B(1993), 89.
- (5) 西、等温圧縮過程を利用した高効率ガスタービンの応用、ガスタービン秋季講演会講演論文集、(1992), 197.
- (6) 西、水力空気圧縮機の水力発電への応用、機講論（動力・エネルギー技術の最前線'92）、No. 920-93(1992), 137.
- (7) 異、セラミックガスタービン技術開発、NEDO燃料貯蔵技術分科会第12回事業報告、(1992), 25.
- (8) Honjyo K., Hashimoto R. and Ogiyama H., Current Status of 300 KW Industrial Ceramic Gas Turbine R&D in Japan, Trans. ASME, J. Eng. for Gas Turbine and Power, 115(1993), 51.

A-3 回転数が指數関数的に増大する回転円板の応力特性

菊池秀勝 (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部品である。回転体の重量軽減を行うにはその応力状態をできるだけ正確に知ることが不可欠である。一定回転数で回転する回転部品の応力特性については多くの研究があり実用上も問題はないが、回転数が変動する回転部品についての研究は少なく、回転体の応力特性に及ぼす回転数変動の影響についてはよく知られていない。筆者は、等方性及びある種の異方性回転円板の応力特性に及ぼす回転数の変動の影響を研究してきた。¹⁾ 本報告ではその一環として回転数が指數関数的に増加する均質等方性中空回転円板の応力特性について解析式を導き、回転数変動の影響を明らかにした。

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の(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、仮定：(1) 軸応力は無視する、(2) 回転軸に対称な応力状態とする、(3) コリオリの力は無視する、の下で次式となる。

$$\frac{\partial^2 \sigma_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} (\sigma_r - \sigma_t) + \rho r \omega^2 = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial^2 \tau_{rt}}{\partial r^2} + \frac{2 \tau_{rt}}{r} - \rho \frac{d\omega}{dt} r = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (1-2)$$

ただし、 $\sigma_r, \sigma_t, \tau_{rt}$: 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、 t : 時間。

応力、ひずみ及び変位間の関係は(2-1)～(3-3)式で与えられる。ただし、 $\epsilon_r, \epsilon_t, \gamma_{rt}$: 各々半径、接線及びせん断ひずみ、 E : ヤング率、 ν : ポアソン比。

$$\epsilon_r = \frac{1}{E} (\sigma_r - \nu \sigma_t) \quad (2-1)$$

$$\epsilon_t = \frac{1}{E} (\sigma_t - \nu \sigma_r) \quad (2-2)$$

$$\gamma_{rt} = \frac{2(1+\nu)}{E} \tau_{rt} \quad (2-3)$$

$$\epsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} \quad (3-1), \quad \epsilon_t = \frac{u}{r} \quad (3-2)$$

$$\gamma_{rt} = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \quad (3-3)$$

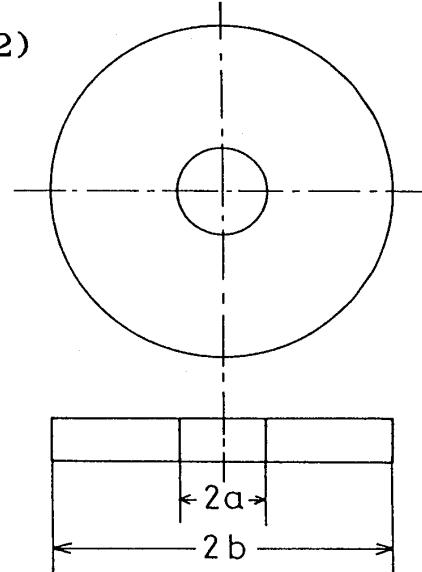


図1 回転円板

(2-1)～(3-3)式を用いて(1-1)式と(1-2)式を変位で表すと次のようになる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{r^2} u + \frac{1-\nu^2}{E} \rho \omega^2 r = \frac{(1-\nu^2)}{E} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r^2} v - \frac{2(1+\nu)}{E} \rho r \frac{d\omega}{dt} = \frac{2(1+\nu)}{E} \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (4-2)$$

回転角速度 ω が指数関数的に増加して最大角速度 ω_0 に達する場合を考え、回転数変動を次式で表す。

$$\omega = \omega_0 [1 - (1-Q) e^{-pt}], \quad (p > 0, 1 > Q \geq 0) \quad (5)$$

境界条件として内周は外力自由、外周では翼荷重に相当する回転角速度の2乗に比例する半径方向外力と作動流体から翼に伝えられるトルクに相当する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。

$$r = a \text{ において } \partial_r r = 0, \quad \partial_t r t = 0 \quad (6-1)$$

$$r = b \text{ において } \partial_r r = C_b \cdot \omega^2, \quad \partial_t r t = -\frac{C_b}{\omega_0} \frac{d\omega}{dt} \quad (6-2)$$

(5) 式を (4) 式に代入すると次式を得る。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{r^2} u + \frac{1-\nu^2}{E} \rho \omega_0^2 [1 - 2(1-Q) e^{-pt} + (1-Q)^2 e^{-2pt}] r = \frac{(1-\nu^2) \rho}{E} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (7-1)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r^2} v - \frac{2(1+\nu) \rho \omega_0 p (1-Q)}{E} r e^{-pt} = \frac{2(1+\nu) \rho \omega_0}{E} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (7-2)$$

(7-1) 式の解を (8) 式の形で求めるものとし、これを (7-1) 式に代入し、 e^{-pt} , e^{-2pt} 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 (9-1) と (9-2) 式を得る。

$$u(r, t) = u^{(0)}(r) + u^{(1)}(r, t) + u^{(2)}(r, t) \\ = u^{(0)}(r) + F_1(r) \cdot e^{-pt} + F_2(r) \cdot e^{-2pt} \quad (8)$$

ただし、 $u^{(1)}(r, t) = F_1(r) \cdot e^{-pt}$, $u^{(2)}(r, t) = F_2(r) \cdot e^{-2pt}$ 。

$$\frac{d^2 u^{(0)}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du^{(0)}}{dr} - \frac{1}{r^2} u^{(0)} + \frac{(1-\nu^2) \rho \omega_0^2 r}{E} = 0 \quad (9-1)$$

$$\frac{d^2 F_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_1}{dr} - \left[\frac{1}{r^2} + \frac{(1-\nu^2) \rho p^2}{E} \right] F_1 \\ - \frac{2(1-\nu^2)(1-Q) \rho \omega_0^2 r}{E} = 0 \quad (9-2)$$

$$\frac{d^2 F_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_2}{dr} - \left[\frac{1}{r^2} + \frac{4(1-\nu^2) \rho p^2}{E} \right] F_2 \\ + \frac{(1-\nu^2)(1-Q)^2 \rho \omega_0^2 r}{E} = 0 \quad (9-3)$$

ここで、 $\alpha_1 = [(1-\nu^2) \rho / E]^{1/2}$, $\alpha_2 = [4(1-\nu^2) \rho / E]^{1/2}$ 。

変位 u が (8) 式で与えられるとき、応力 $\partial_r r$, $\partial_t r t$ は次のように与えられる。

$$\partial_r r = \sum_{i=0}^2 \partial_r r^{(i)}, \quad \partial_t r t = \sum_{i=0}^2 \partial_t r t^{(i)} \quad (10)$$

$$\text{ただし、} \quad \partial_r r^{(i)} = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial u^{(i)}}{\partial r} + \nu \frac{u^{(i)}}{r} \right)$$

$$\partial_t r t^{(i)} = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\nu \frac{\partial u^{(i)}}{\partial r} + \frac{u^{(i)}}{r} \right) \quad (i=0,1,2)$$

半径応力に関する境界条件 (6-1) は次のように分解できる。

$$r = a \text{ において } \partial_r r^{(i)} = 0 \quad (i=0,1,2) \quad (11-1)$$

$$r=b \text{において } \sigma_r^{(0)} = C_b \cdot \omega_0^2 \quad (11-2)$$

$$\sigma_r^{(1)} = -2(1-Q) \cdot C_b \cdot \omega_0^2 \cdot e^{-pt} \quad (11-3)$$

$$\sigma_r^{(2)} = (1-Q)^2 \cdot C_b \cdot \omega_0^2 \cdot e^{-2pt} \quad (11-4)$$

また、せん断応力に関する境界条件は次のようになる。

$$r=a \text{において } \tau_{rt} = 0 \quad (11-5)$$

$$r=b \text{において } \tau_{rt} = -\tau_b \cdot (1-Q) p \cdot e^{-pt} \quad (11-6)$$

(9-1)式の解 $u^{(0)}$ は境界条件 (11-1) と (11-2) から決まる積分定数を A_0, B_0 として

$$u^{(0)} = A_0 r + B_0 \frac{1}{r} - \frac{(1-\nu^2) \rho \cdot \omega_0^2}{8E} r^3 \quad (12)$$

となる。(9-2) 及び (9-3) 式の解はいずれも特殊解と第1種及び第2種の第1次変性ベッセル関数で与えられ、境界条件 (11-1) ~ (11-4) 式より決まる積分定数を A_i, B_i ($i=1, 2$) とすると (8) 式の第2項、第3項は次のように与えられる。

$$u^{(1)} = [A_1 \cdot I_1(\alpha_1 \cdot p \cdot r) + B_1 \cdot K_1(\alpha_1 \cdot p \cdot r) + \frac{2(1-Q)\omega_0^2}{p^2} r] e^{-pt} \quad (13-1)$$

$$u^{(2)} = [A_2 \cdot I_1(\alpha_2 \cdot p \cdot r) + B_2 \cdot K_1(\alpha_2 \cdot p \cdot r) + \frac{(1-Q)^2 \omega_0^2}{4p^2} r] e^{-2pt} \quad (13-2)$$

(7-2) 式の解 $v(r, t)$ は、次の形で求めることができる。

$$v(r, t) = F_3(r) \cdot e^{-pt} \quad (14)$$

(7-2) 式に (14) 式を代入すると $F_3(r)$ に関する常微分方程式を得る。

$$\frac{d^2 F_3}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_3}{dr} - \left[\frac{1}{r^2} + \frac{(1+\nu) \rho p^2}{E} \right] F_3 + \frac{2(1+\nu)(1-Q) \rho \omega_0 p r}{E} = 0 \quad (15)$$

上式の解は第1種及び第2種の第1次変性ベッセル関数で与えられ、次のようにになる。

$$v(r, t) = [A_3 \cdot I_1(\alpha_3 \cdot p \cdot r) + B_3 \cdot K_1(\alpha_3 \cdot p \cdot r) - \frac{(1-Q)\omega_0^2 r}{p}] e^{-pt} \quad (16)$$

ただし、 $\alpha_3 = [2(1+\nu)\rho/E]^{1/2}$ 。 A_3, B_3 は (11-5) 式と (11-6) 式から決まる積分定数である。(12), (13-1) 及び (13-2) 式を (10) 式に代入すると半径応力と接線応力が求まり、(16) 式、(2-3) 式及び (3-3) 式からせん断応力が定まる。

3 数値計算結果例

計算例は内径 $a=1\text{ cm}$, 外径 $b=10\text{ cm}$, 厚さがこれらの寸法に比較して十分小さい中空円板について示した。材料は均質等方性で機械的特性としてはヤング率 $2 \times 10^6 \text{ kgf/cm}^2$, ポアソン比 0.3 , 密度 $8.0 \times 10^{-6} \text{ kgf \cdot s}^2/\text{cm}^2$ とした。回転速度は初期回転角速度 1047.2 rad/s (回転数 $1 \times 10^4 \text{ rpm}$) から最大回転角速度 2094.4 rad/s ($2 \times 10^4 \text{ rpm}$) まで指数関数的に増大するとした。回転数の変動範囲は ω_0 と回転数変動パラメータ Q の値、加速の速さは p の値を変えることにより任意に設定できる。図2は $\omega_0=2094.4 \text{ rad/s}$ ($2 \times 10^4 \text{ rpm}$), $Q=0.5$ のときの $p=1.5, 3, 15, 30$ に対する回転速度の変動を示したものである。図3 (a) ~ 図6 (d) は計算結果を示す。図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、動的応力 (1: 動的半径応力, 3: 動的接線応力, 5: 動的せん断応力) と準静的応力 (2: 準静的半径応力, 4: 準静的接線応力) の比較を示す。準静的応力は、回転数が動的応力のときと同一として一定回転数で回転する円板の応力式から求めた。境界条件は、内周では (11-1) 式と (11-5) 式より外力自由及び拘束ないとし、外周では (11-2) 式~(11-4) 式において $C_b=0.0001$ で与えられる半径応力と (11-6) 式で τ_b が各々 1000 ,

500, 100, 50に相当するせん断応力が作用するとした。

図3 (a) ~ (d) は $p = 1.5$, $\Omega_b = 0.0001$, $T_b = 1000$ に対する計算結果である。動的影響は約4 sec, 回転数では最大回転速度の99.7%まで現れ, 4.5 secでは両者は完全に一致する。応力分布は不連続となり, 不連続となる位置は半径及び接線応力ではほぼ同じである。図3 (a)の縦軸のスケールは他の図のスケールの4倍と大きくなっている。動的応力は準静的応力に比べて非常に大きく約5.5倍にも達する。境界条件は両計算結果で一致する。

図4 (a) ~ (d) は $p = 3$, $\Omega_b = 0.0001$, $T_b = 500$ に対する結果である。半径, 接線及びせん断応力のすべては $p = 1.5$ の場合より不連続発生位置は多くなり, 非

常に複雑な応力分布を示している。最大動的応力は接線応力に発生し, 約1.4であるのに対して静的最大応力(接線応力)は約1.0で大きな差はない。この場合の動的影響は約1.4 sec, 回転数としては99.3%まで現れ, 1.6 secでは完全に消滅する。

図5 (a) ~ (d) は, $p = 15$, $\Omega_b = 0.0001$, $T_b = 100$ の場合である。応力の大きさとしては回転数変動初期においても静的計算と大きな差はないが応力分布としては不連続位置の多い分布を示している。動的影響は0.14 secで消滅する。

図6 (a) ~ (d) は $p = 30$, $\Omega_b = 0.0001$, $T_b = 50$ に対する結果である。この場合の動的応力分布は静的応力分布にほぼ一致する。応力分布としては $p = 15$ の場合と同じように複雑な応力分布を示すようである。この場合も動的影響は短時間で消滅する。

以上の結果をまとめると p の値が小さいとき, すなわち大きな慣性を有する円板では動的効果が支配的であり, また動的応力分布は鋭い不連続を有し, 準静的応力分布とは全く異なる分布を示す。また, 中実回転円板の計算結果との比較から外周の半径応力に対する境界条件の大きさは応力分布の形には影響なく, その効果が動的応力に単に重畠されるのみである。

4 あとがき

(1) 回転数が指数関数的に増加変動する均質等方性等厚中空回転円板の動的応力について検討を行った。その結果、慣性が大きい程動的応力は大きくなり、準静的応力計算による応力分布とは著しく異なる応力分布を示すことが明かとなった。

(2) 短時間継続する動的な高応力の発生が回転体の遠心破壊につながるかどうかについては実験的検証が必要である。これに関する研究報告は見当たらない。今後の研究課題である。

文献

- 1) 菊池; 回転数が指数関数的に増加する回転円板の応力について, 防衛庁技術研究本部 技報475, 46.10

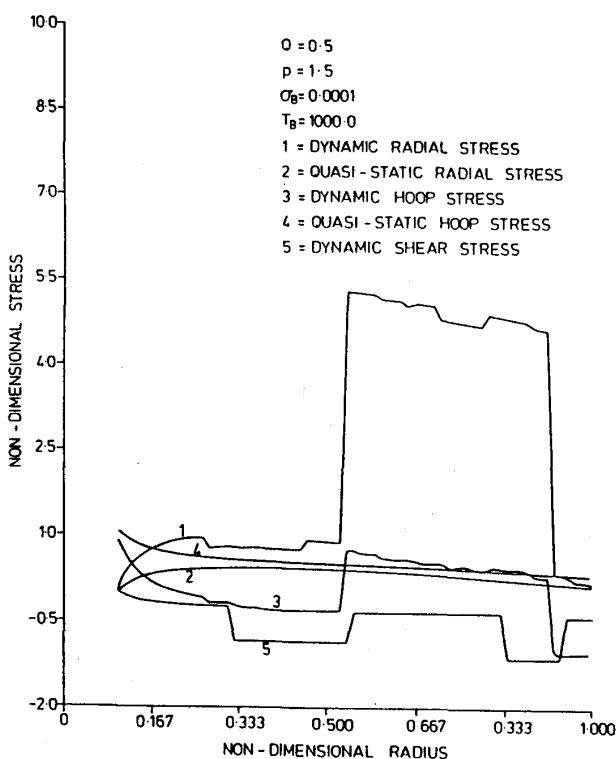


図3 (a) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 1.5$, $t = 0.2$ sec)

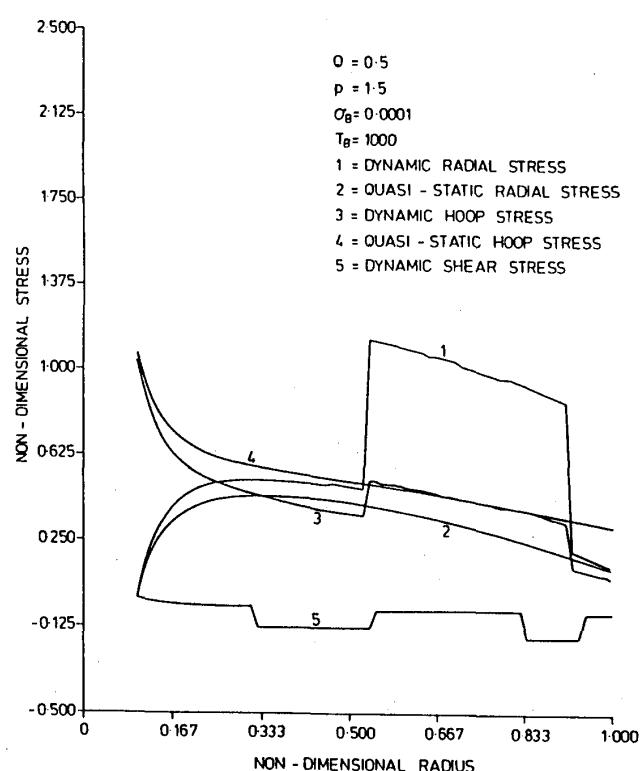


図3 (b) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 1.5$, $t = 1.0$ sec)

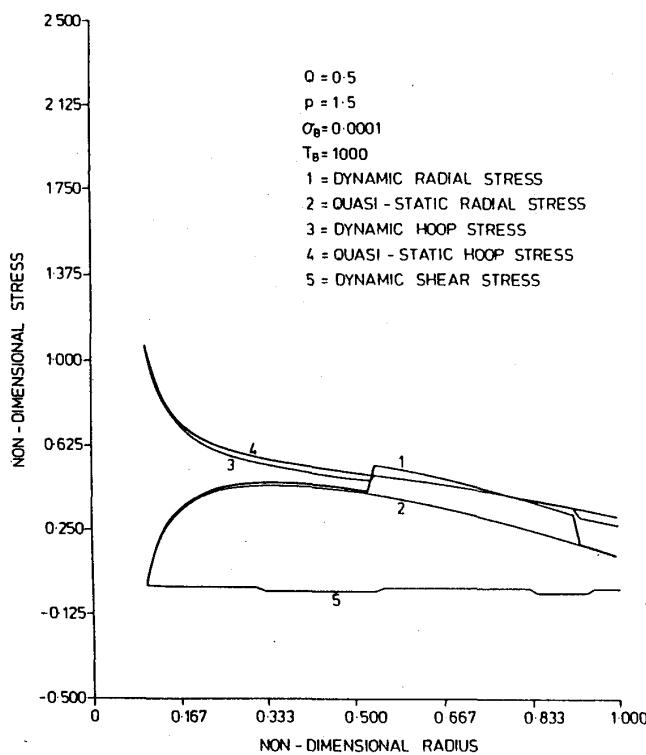


図3 (c) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 1.5$, $t = 2.0$ sec)

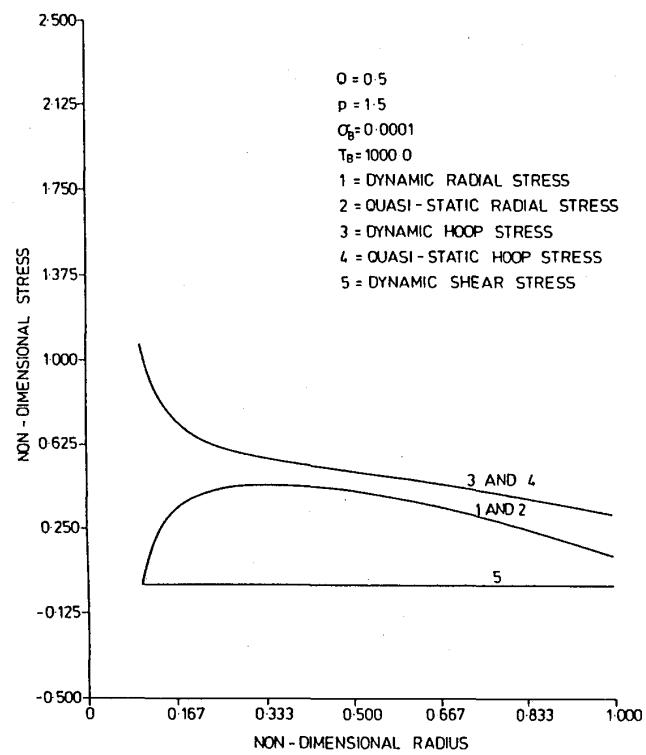


図3 (d) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 1.5$, $t = 4.5$ sec)

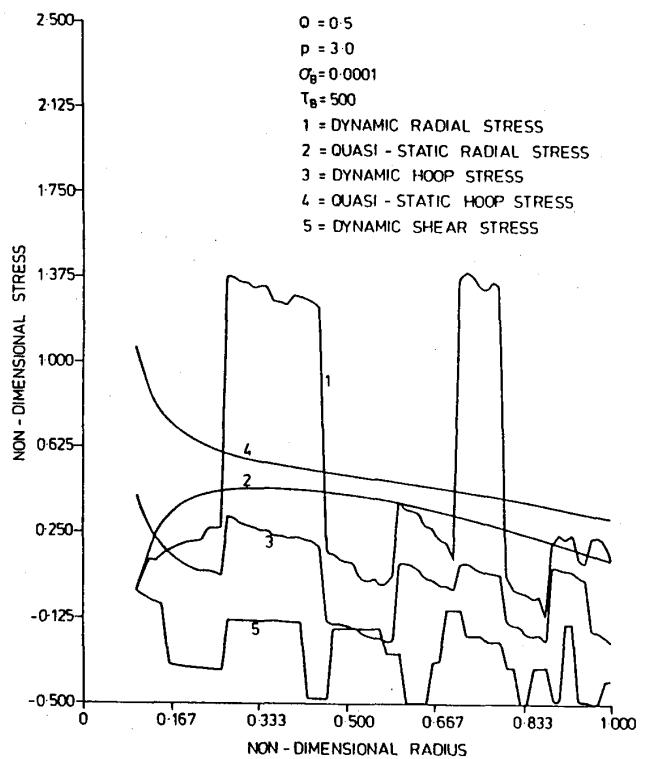


図4 (a) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 3$, $t = 0.1$ sec)

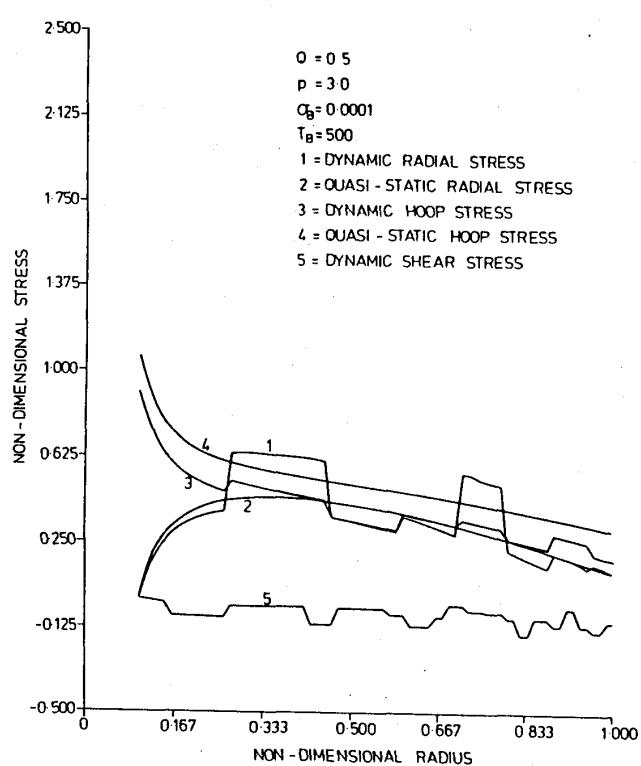


図4 (b) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 3$, $t = 0.4$ sec)

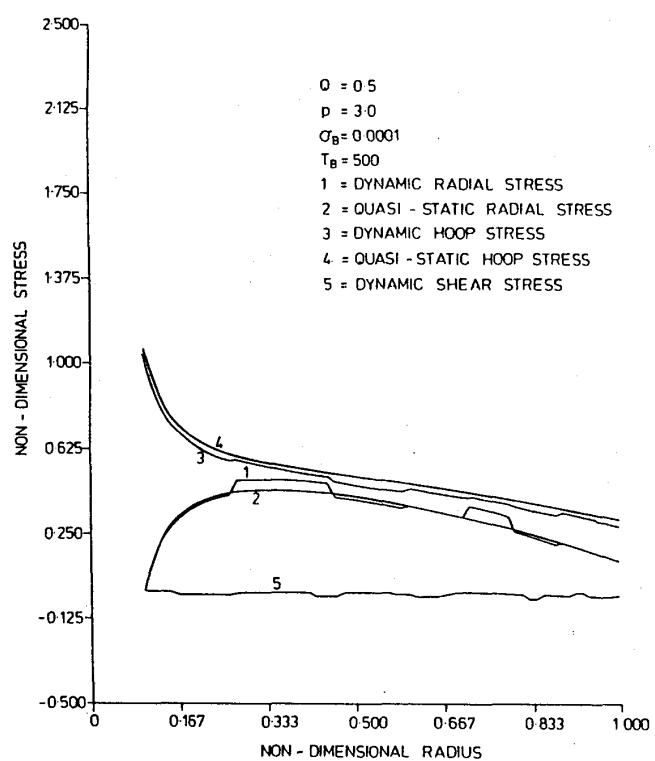


図4 (c) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 3$, $t = 0.8$ sec)

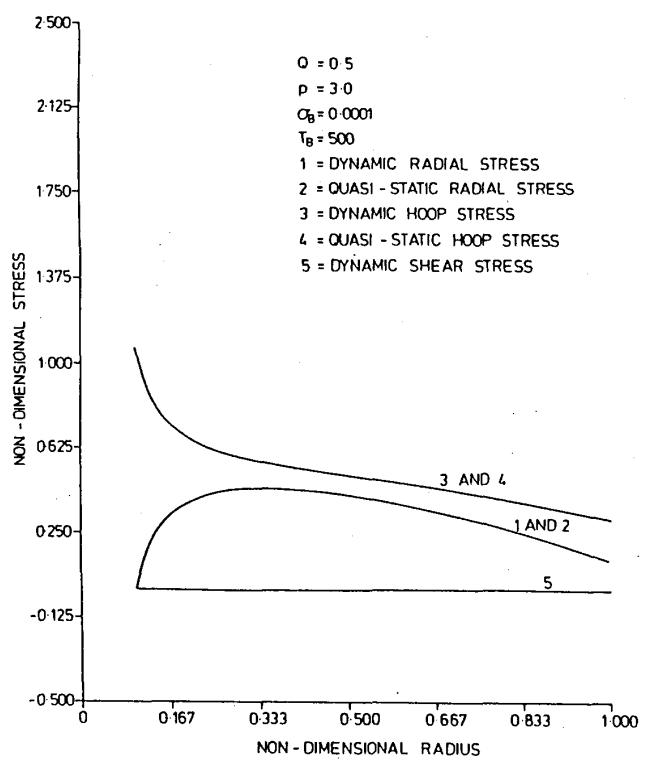


図4 (d) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 3$, $t = 1.6$ sec)

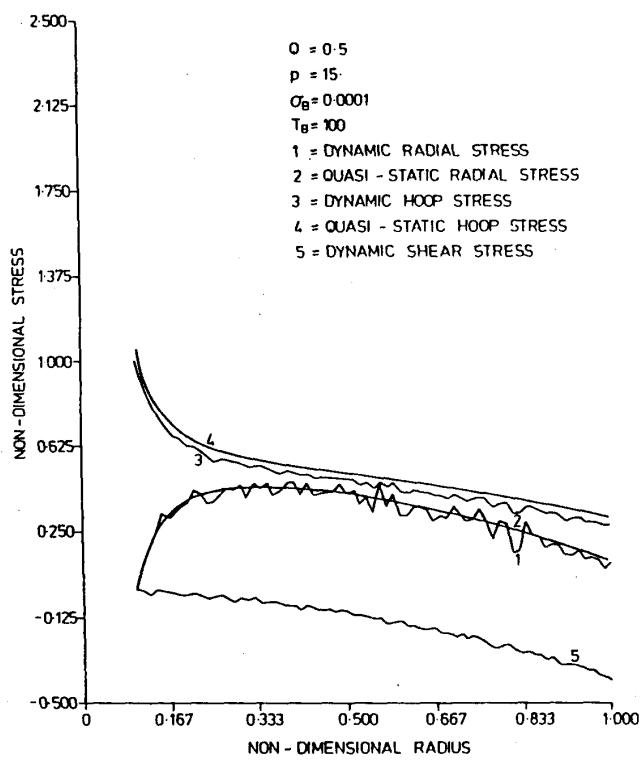


図5 (a) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 15.0$, $t = 0.02$ sec)

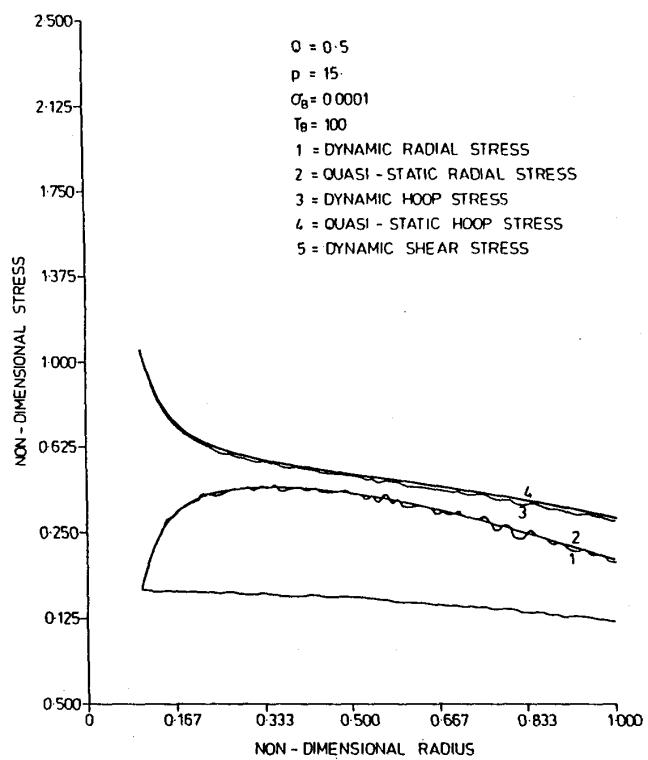


図5 (b) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 15$, $t = 0.06$ sec)

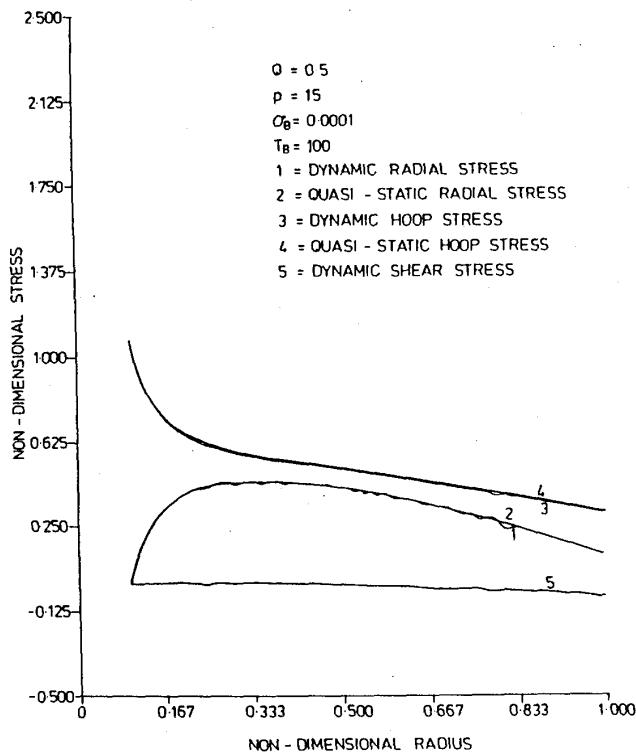


図5 (c) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 15$, $t = 0.1$ sec)

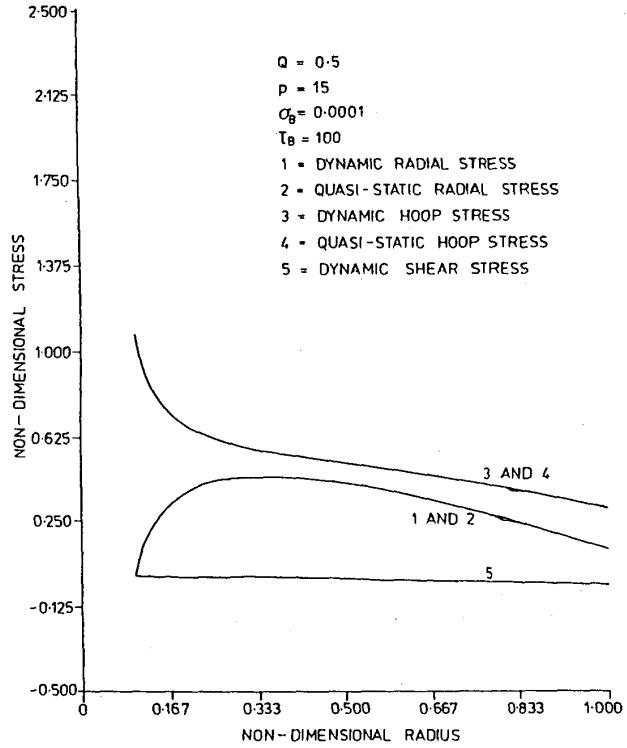


図5 (d) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 15$, $t = 0.14$ sec)

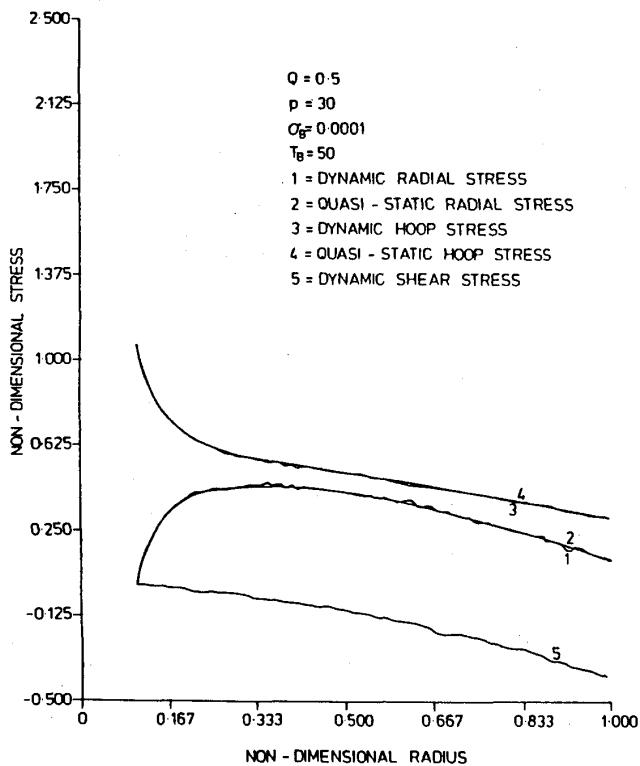


図6 (a) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 30$, $t = 0.01$ sec)

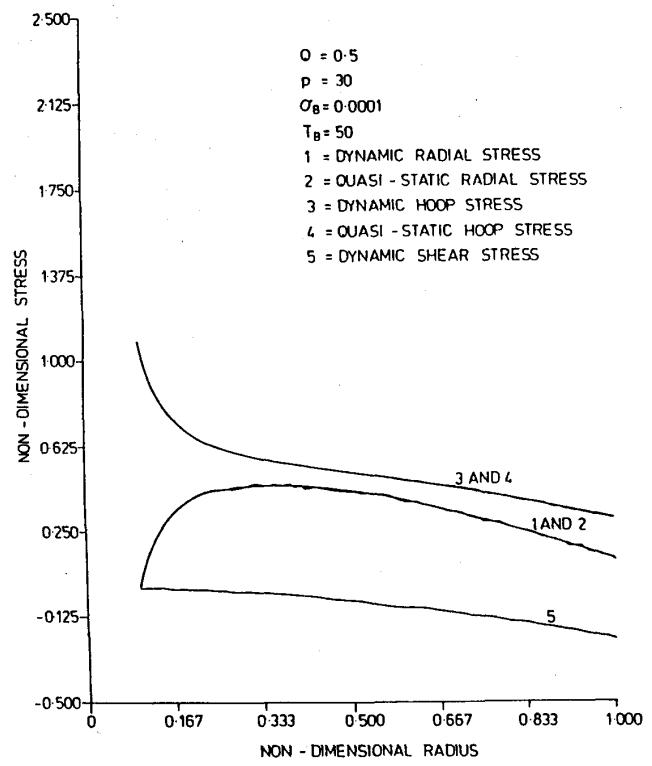


図6 (b) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 30$, $t = 0.02$ sec)

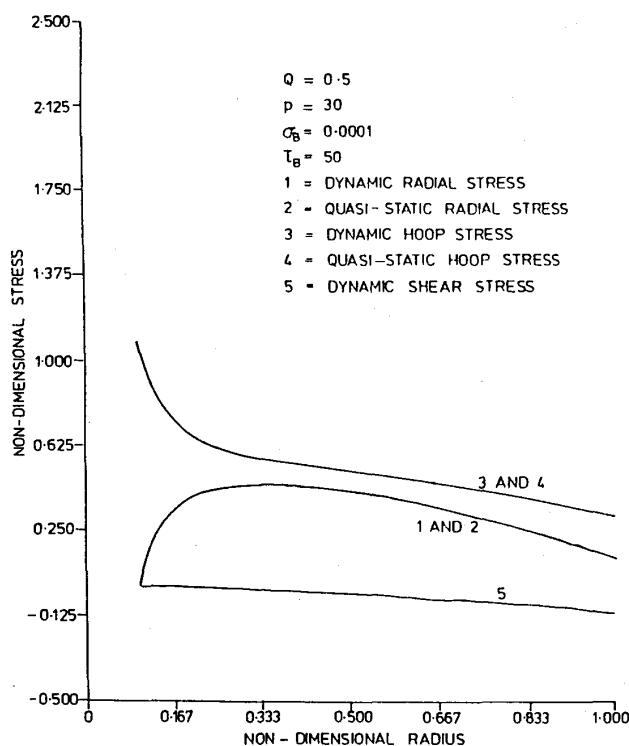


図6 (c) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 30$, $t = 0.03$ sec)

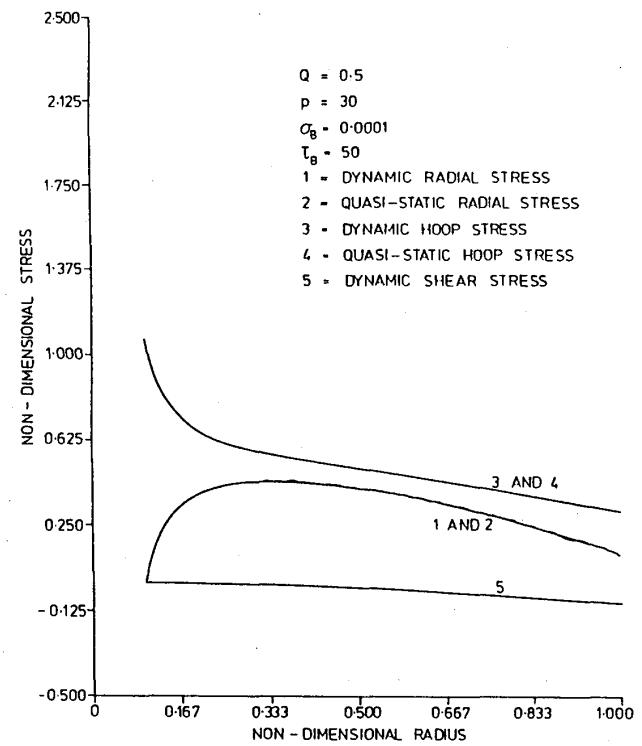


図6 (d) 動的応力分布と準静的応力分布の比較
($p = 30$, $t = 0.04$ sec)

A-4 ラムジェットエンジン燃焼器の部分スケール模型の燃焼特性

*木下 康裕 (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)
関 美範 (川崎重工業 明石技術研究所)

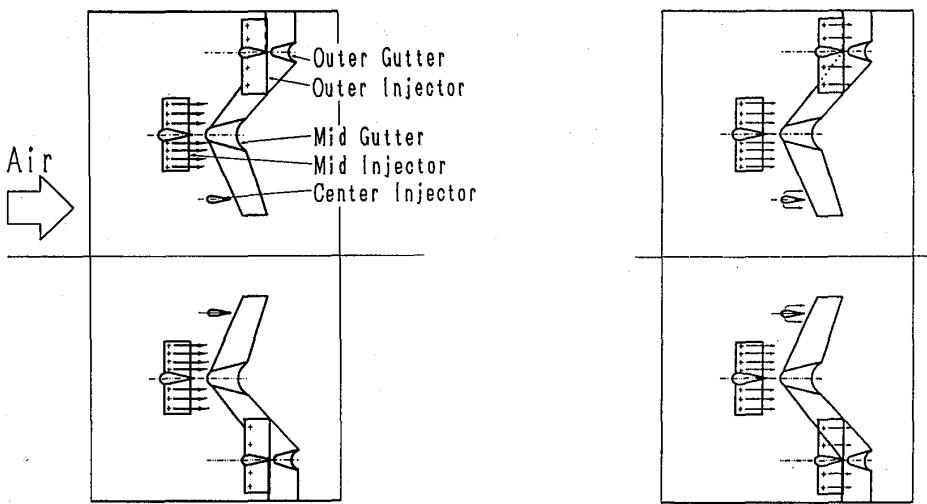
1. はじめに

通商産業省工業技術院は平成元年度から「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)を進めているが、本推進システムはターボジェットとラムジェットを組み合わせたコンバインドサイクルエンジンであり、ターボジェットは離陸から飛行マッハ数3までの低速域で、ラムジェットは飛行マッハ数2.5から5までの高速域で作動する。このようなラムジェットエンジンは世界的にもこれまでに開発された例がなく、実現のためには解決されなければならない技術課題が多い。そのため、HYPRプロジェクトでは要素研究とシステム研究を組み合わせて開発を進めているが、ラムジェット燃焼器の大規模なシステム試験として重量型ラム燃焼器のダイレクトコネクト試験(Heavy Weight Ram Combustor Direct Connect Test 以下ダイレクトコネクト試験と略す)が計画されている。

当社は、本プロジェクトにおいてラム燃焼器の研究開発を担当し、燃焼器要素の研究としてこれまでに実験室規模のラム燃焼器の試作試験を実施し、基礎的な燃焼特性の把握や燃焼性能を改善する燃焼制御技術の確立を図ってきた⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。そして、その要素研究の成果に基づきダイレクトコネクト試験に供するラム燃焼器の一つの形態を提案した。今回、その燃焼器の基礎的な燃焼性能データを取得することを目的として、2次元のスケールモデルを試作し、代表的な作動条件で燃焼試験を実施したのでその結果について報告する。

2. ラム燃焼器の概要

コンバインドサイクルエンジンのラム燃焼器の作動条件は非常に厳しく、マッハ数3を中心とする低速域においては、比較的低温度の空気が高速でラム燃焼器に流入し、一方マッハ数5の高速時においては、燃焼器出口の燃焼ガス温度は1900°Cクラスもの高温に達する。従って本ラム燃焼器では、低マッハ数時には圧力損失、保炎、燃焼効率が問題となり、高マッハ数時には燃焼器の焼損、変形や窒素酸化物(NOx)の排出の増加が重大な問題となる。そこで、これらの問題を解決するために次の様なコンセプトを持つラム燃焼器を考案した。



a. 低飛行マッハ数時における作動状態 b. 高飛行マッハ数時における作動状態

図1 ダイレクトコネクト試験に供するラム燃焼器のコンセプト

- ①マッハ数3を中心とする低飛行マッハ数時においては全体当量比が $\phi = 0.3$ と低いため、Mid Gutterを中心とする領域で理論混合比に近い条件で燃焼させる燃料ゾーニング燃焼法を適用することにより高い燃焼効率を確保する（図1 a. を参照）。
- ②マッハ数5を中心とする高飛行マッハ数時には燃焼器全体で予混合希薄燃焼させることにより火炎温度を低下させ、NOx排出の低減を図る（図1 b. を参照）。

図1は本コンセプトに基づき、当社が提案を行ったダイレクトコネクト試験用ラム燃焼器の概念図である。本燃焼器は、燃焼器内径600mm、長さ2000mm（試験では変化可能）で、燃焼性能の把握を主目的とした短時間のプローダウン試験であるため特別な冷却構造は持たない。

3. 供試燃焼器および実験方法

3. 1 実験室規模ラム燃焼器モデル

今回試験を行った燃焼器は、ダイレクトコネクト試験用に供するラム燃焼器を模擬した実験室規模の2次元スケールモデル（LSC-HK型ラム燃焼器）であり、本ラム燃焼器の概略を図2に示す。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、その外側は水冷ジャケットで構成されている。Mid Gutter後縁から燃焼器出口までの燃焼領域の長さは1250mmである。

本ラム燃焼器の保炎器は2本の水平な直線Vガッタから構成され、下側のVガッタはヘビーウェイト試験用ラム燃焼器のMid Gutterに相当しガッタ幅は35mmで、一方上側のVガッタはOuter Gutterに相当しガッタ幅は22mmである。保炎器のみに注目した場合、LSC-HK型の保炎器はダイレクトコネクト試験用ラム燃焼器の保炎器の約90%の

スケールであり、ブロッケージ比は同じ約32%である。図3にLSC-HK型燃焼器の保炎器付近の概略を示す。また、それぞれのVガッタ内部にはパイロット燃料ノズルが取付けられており、パイロット火炎を形成させることにより確実に着火させ、安定して保炎させた。

LSC-HK型ラム燃焼器では主燃料ノズルはVガッタ保炎器の上流に配置し、Mid Gutterの上流にはMid Injectorが、Outer Gutterの上流にはOuter Injectorが取り付けられている。そして、マッハ数3を中心とする低飛行マッハ数時にはMid Injectorからのみ燃料を噴射し、Mid Gutterにおいて燃料ゾーニング燃焼をさせて高い燃焼効率を確保し、マッハ5を中心とする高飛行マッハ数時には、MidおよびOuter Injectorの両方から燃料を噴射し、予混合希薄燃焼をさせてNO_xの生成を抑制することを狙った。そして、このような燃料ゾーニング燃焼や予混合希薄燃焼をより効果的にするために、Mid InjectorおよびOuter Injectorは、中央マニホールド部の上側および下側に4本のSegment Injectorを取り付けた構造とし、Segment Injector上に多くの燃料噴射孔を配置した。

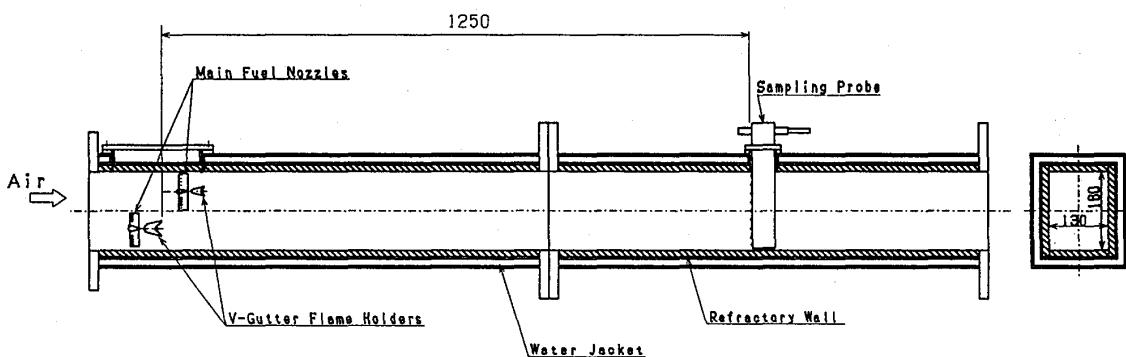


図2 L S C - H K 型ラム燃焼器概略図

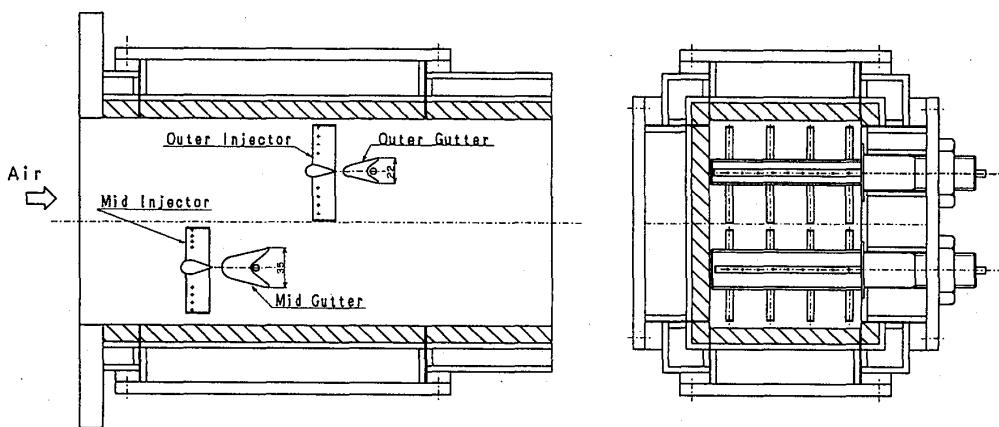


図3 L S C - H K 型燃焼器の保炎器近傍

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、他方マッハ数5の高速飛行時には、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や自己着火の発生が問題になり、予混合距離ができるだけ短くする必要がある。この相異なる2つの要求を検討した結果、本燃焼器では予混合距離を60mm程度に設定した。

3. 2 試験方法

燃焼試験は川崎重工業明石技術研究所の高温ラム燃焼試験リグを用いて行った。飛行マッハ数5を模擬する燃焼試験では、燃焼器入口空気温度を1000°C程度に設定する必要があるため、熱交換器と燃焼加熱器（Vitiate heater）を用いて温度を上昇させたが、今回の試験では試験の実施を簡単にするために酸素濃度の補正は行なわなかった。燃焼器出口には9孔式ガスサンプリングプローブが取り付けられており、燃焼器の代表性能を計測する場合は燃焼器出口断面中央に縦型サンプルプローブで燃焼ガスを集合採取し、燃焼器出口断面を詳細に計測する場合は横型サンプルプローブを用い垂直にトラバースしながらサンプル孔を独立に使用して燃焼ガスの採取を行った。

本試験では、メタンが98%、その他2%の不活性ガスを組成とする天然ガスを使用し、Vitiate heaterの燃料としては白灯油を用いた。表1に燃焼試験条件の詳細を示す。

表1 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 °C	327	1000
入口圧力 kg/cm ²	1.45	2.0 ^{注(1)}
入口マッハ数	0.2	0.058
入口流速 m/s	98	40
当量比	0.1~0.35	0.1~0.5

注(1) 実作動条件では2.0kg/cm²

4. 試験結果および考察

4. 1 飛行マッハ数3での総合燃焼性能

飛行マッハ数3の条件（以下M3条件と略す）においては燃料ゾーニングを行うため、Mid injectorからのみ燃料を噴射した。

(1) 圧力損失について

圧力損失はエンジン性能に性能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非燃焼時に8%以下に抑えることが求められている。本ラム燃焼器の場合、入口流速が最も速い飛行マッハ数3条件での圧力損失が問題となる。図4はM3条件における当量比と全圧損失率

PLRの関係を示している。この結果から非燃焼時における全圧損失率はPLR=4%で要求値である8%以下を十分に満たしており、本条件の基準当量比である $\phi=0.3$ の燃焼時でも全圧損失率は7%程度であることがわかる。

(2) 燃焼効率について

M3条件での当量比と燃焼効率の関係を図5に示す。図中左端のプロットはパイロット燃料のみの燃焼効率を表しており、パイロット燃料を一定として($\phi_p=0.02$)主燃料ノズルから噴射する燃料量を徐々に増加すると、最初主燃料はほとんど燃焼せず未燃のまま排出され燃焼効率は急激に低下する。さらに主燃料を増加させると、当量比が $\phi=0.2$ あたりから燃焼効率は急激に増加し始め、M3における基準当量比 $\phi=0.3$ での燃焼効率は90%以上を示した。

M3における燃焼状態を詳細に把握するため、燃焼器出口において局所的なガスサンプリングを行った。図6は基準当量比である $\phi=0.3$ の時の燃焼器高さ方向の燃焼効率の分布を示したもので、Mid Gutterを中心として高い燃焼効率を示しており、燃料ゾーニングの効果は明瞭である。

(3) NOxの排出特性について

図7はM3条件における、当量比とNOxの排出指数E.I.(NOx)の関係を示している。NOxの排出指数は燃焼効率と同様な傾向を示し、 $\phi=0.2$ から当量比の増大とともに急激に増大し、

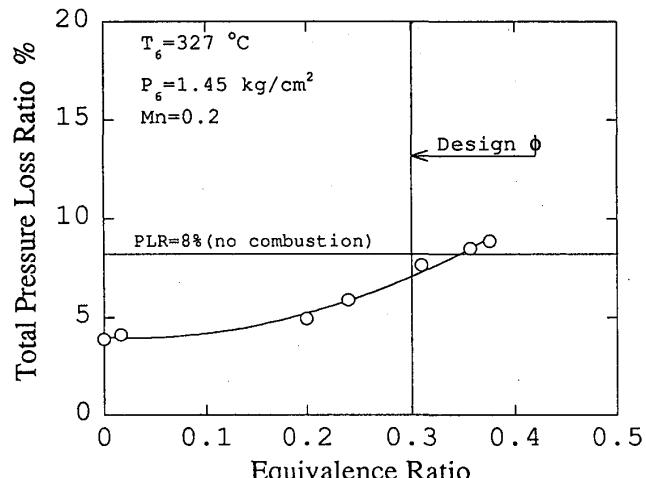


図4 当量比と全圧損失率の関係 ($T_e=327^{\circ}\text{C}$)

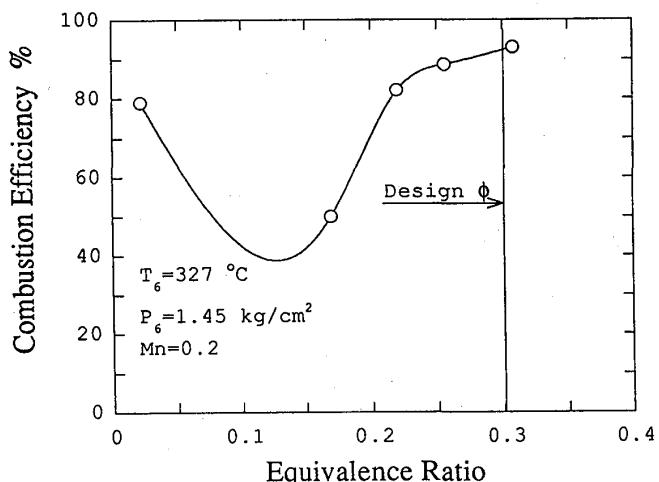


図5 当量比と燃焼効率の関係 ($T_e=327^{\circ}\text{C}$)

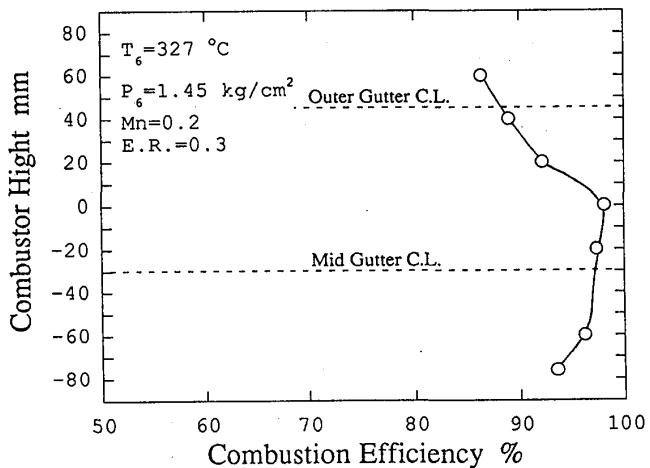


図6 燃焼器高さ方向の燃焼効率分布 ($\phi=0.3$)

基準当量比である $\phi = 0.3$ の時には E. I. (NO_x) = 2.1 g/kg fuel を示すようになる。この値は現在運行している亜音速輸送機の排出レベルと比較すると 1/5 ~ 1/10 程度であり M 3 条件においては NO_x の排出はあまり重大な問題にはならないものと考えられる。

4.2 飛行マッハ数 5 での総合燃焼性能

飛行マッハ数 5 の条件（以下 M 5 条件と略す）においては予混合希薄燃焼を行うため、Mid Injector および Outer Injector の両方から主燃料を噴射した。

（1）圧力損失について

飛行マッハ数 5 の条件における燃焼器入口マッハ数は $M_n = 0.058$ と小さく（流速では約 40 m/s）、非燃焼時では全圧損失率は $\text{PLR} = 0.3\%$ 程度、巡航時の当量比 $\phi = 0.43$ の条件でも 0.45% 程度であり、圧力損失は飛行マッハ数 5 の条件では全く問題にならないことがわかった。

（2）燃焼効率について

図 8 は飛行マッハ数 5 の温度条件、すなわち $T_e = 1000^\circ\text{C}$ における当量比と燃焼効率の関係を示している。当量比が $\phi = 0.2 \sim 0.46$ の広い範囲で燃焼効率は $\eta_b = 99\%$ 以上の高い値を示している。 $\phi = 0.46$ 以上で燃焼効率は若干低下しているが、これは火炎温度の上昇による CO 平衡濃度の増大が原因と考えられる。従って、M 5 条件では燃焼効率も要求値を十分に達成できるものと考えられる。

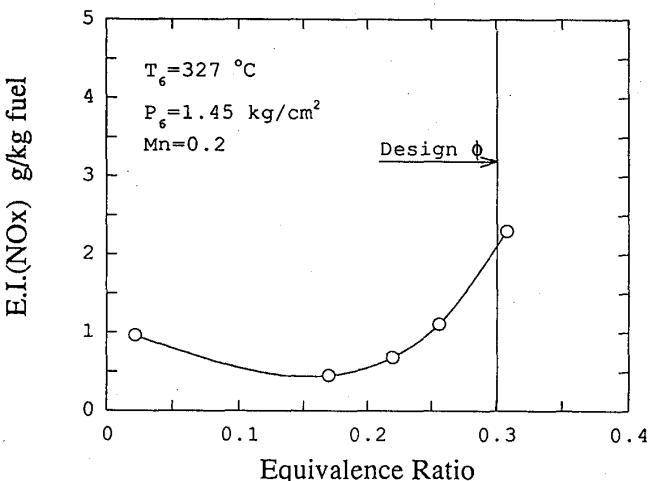


図 7 当量比と NO_x の排出指数の関係 ($T_e = 327^\circ\text{C}$)

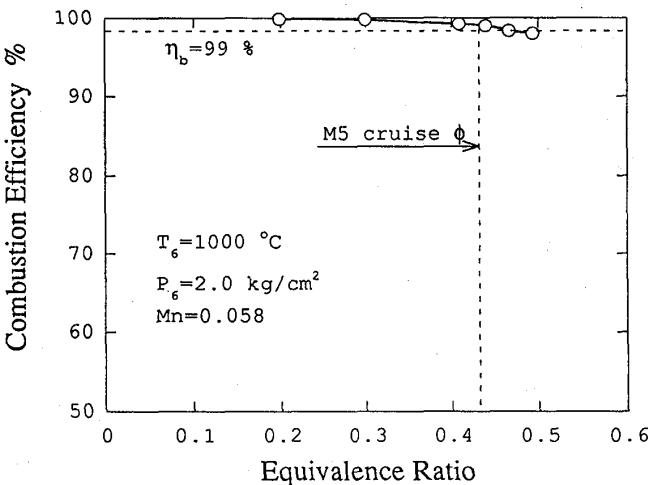


図 8 当量比と燃焼効率の関係 ($T_e = 1000^\circ\text{C}$)

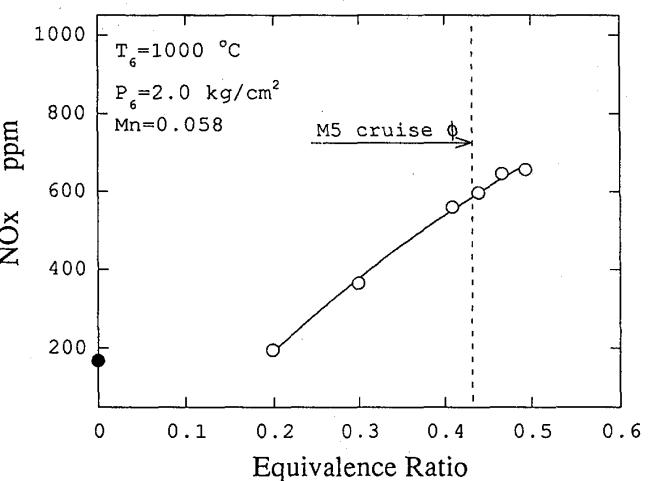


図 9 当量比と NO_x 排出量の関係 (1000°C)

(3) NO_xの排出特性について

成層圏におけるオゾン層の破壊を防ぐ観点から、高空巡航時のNO_xの排出を低く抑える必要がある。今回の試験では燃焼加熱により空気を昇温させたため、本試験結果からNO_xの排出を正確に評価を行うことは困難であるものと思われる。しかし、飛行マッハ数5の高速時におけるNO_x排出特性について、定性的にでも知ることは非常に重要であるものと思われる。

図9にM5条件における当量比とNO_x排出濃度の関係を示す。図中左端の黒塗りプロットは燃焼加熱器が排出するNO_x濃度を表している。当量比の増加とともにNO_xの排出濃度は直線的に急増し、M5巡航条件である当量比 $\phi=0.43$ ではNO_xの排出濃度は約580ppm、M5上昇条件である $\phi=0.48$ では600ppm以上にも達している。NO_xの排出を詳細に調べるために、燃焼器出口におけるNO_x濃度の分布を求めた。図10は当量比が $\phi=0.43$ における燃焼器出口のNO_xの排出濃度分布である。Mid Gutterの後流付近に650ppm以上の高い濃度を示す領域が存在しているのが観察され、その排出低減のためには一層燃料と空気の混合を均一にする必要のあることがわかった。

NO_xの排出を排出指数でまとめたのが図11である。ここで示した排出指数は、ラム燃焼器出口におけるNO_xの排出量から燃焼器入口でのNO_x量を差し引いて算出したものである。当量比の増大とともに $\phi=0.2\sim0.4$ の間で排出指数は大きく増大し、M5巡航条件である $\phi=0.43$ ではE.I.(NO_x)=26g/kg fuelに、上昇条件である $\phi=0.48$ ではE.I.(NO_x)=28g/kg fuel程度にも達することがわかる。この値は、酸素濃度の補正を行っていないVitiated airを用いた試験結果であり、実条件でははるかに高い

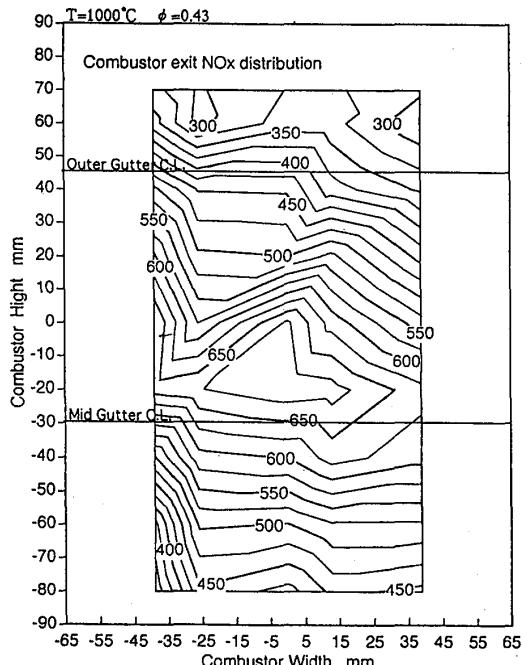


図10 燃焼器出口におけるNO_x濃度分布

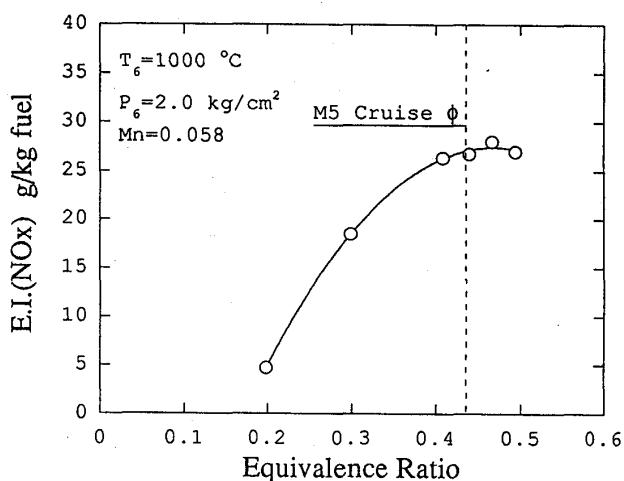


図11 当量比とNO_xの排出指数の関係 ($T_6=1000^{\circ}\text{C}$)

値になるものと予想され、マッハ数5の飛行条件においてはNO_xの低減が重要な技術課題であることが確認された。そして、今後の課題としてNO_x排出の大幅な低減のための改良試験研究を進める必要のあることが明かとなった。

5. まとめ

大規模なラムジェット燃焼器のシステム試験である、ダイレクトコネクト試験に供するラム燃焼器の2次元スケールモデルを試作して、飛行マッハ数3および5を模擬する条件で燃焼試験を実施した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (1)全圧損失率PLRは飛行マッハ数3の条件が最も問題となるが、この条件において非燃焼時PLR=4%が得られ、要求されている8%以下を十分に満足することができた。また、飛行マッハ数5の条件では全く問題のないことが明らかとなった。
- (2)燃焼効率については、従来から実施している要素研究の結果から飛行マッハ数3の条件が最も厳しいことが明らかになっているが、燃料ゾーニング燃焼法を本ラム燃焼器に適用することによって、この条件の基準当量比である $\phi=0.3$ において90%以上の燃焼効率を達成した。また、燃焼器出口における詳細な燃焼ガス組成計測の結果から、燃料ゾーニング燃焼法は高い燃焼効率の達成に非常に効果のあることが明らかとなった。また、飛行マッハ数5の条件では99%程度の燃焼効率が得られ要求値を満足することが明らかとなった。
- (3)NO_xの排出に関しては、飛行マッハ数5の条件でエミッショインペックス26g/kg fuel以上の高い値を示した。この結果は酸素濃度の補正を行わない燃焼加熱空気を用いた試験で得られたものであり、実際の条件でははるかに高い濃度のNO_xの排出があるものと予想され、本条件においてはNO_xの低減が重要な技術課題であることが確認された。

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

6. 参考文献

- (1)Kinoshita, Y., Kitajima, J. and Tatara, A., ASME 92-GT-413, 1992.
- (2)Kinoshita, Y., Kitajima, J. and Nishio, K., 超音速輸送機用推進システム国際シンポジウム, 1992, pp53.
- (3)Kinoshita, Y., Kitajima, J., Seki Y. and Tatara, A., ISABE 93-7080, 1993.
- (4)木下、北嶋、関：第33回航空原動機・宇宙推進講演会講演集, 1993, pp194.

A—5 希薄予混合型燃焼器における混合気不均質性の影響

* 畠上 修 (慶應義塾大学大学院)

斎藤 武雄 (慶應義塾大学大学院)

川口 修 (慶應義塾大学理工学部)

1. はじめに

ガスタービン燃焼器などの連続流燃焼器では、希薄予混合燃焼法を用いることで、燃焼温度を低く抑えて NO_x の低減を試みている。本研究においても、まず第一報において単純化したモデル燃焼器を用い、燃焼器形状及び作動条件をパラメータとして、排気温度、排気組成などを測定し、各々のパラメータがこれらに及ぼす影響を明らかにした。そして安定燃焼範囲の狭さをカバーした希釈空気による燃焼器出口温度の制御及び振動燃焼・騒音の発生についての実験を行なった。⁽¹⁾

第二報においては、燃焼器内部の循環流領域と主流との間の熱交換速度に着目し、これが可燃限界附近の火炎安定化の役割を果たしていると考え、循環流領域と主流間の交換過程を体積交換流束、質量交換速度、熱交換速度で定量化し、燃焼器の作動条件とそれらとの関係を調べた。また、希薄可燃限界の拡大方法として、燃焼器の保炎器根元から燃料を供給する方法により希薄側での火炎の安定性を高める実験を試みた。これらの研究により希薄予混合燃焼法が NO_x 低減に有効であり十分に実用化可能であることが確認された。⁽²⁾

そして本報においては、予混合燃焼法を実機で用いる際に燃料と空気の混合気の均質性が燃焼にどの様な影響を与えるかという点に注目して実験を行なった。実用化されている予混合方式の燃焼器においては、安全性などを考慮し、燃料と酸化剤とを燃焼器の直前で混合させている。ゆえに完全に均質な混合気を形成させることは不可能であり、混合気中に燃料の過濃な領域と希薄な領域が存在することが考えられる。そこでまず混合気の不均質の中で時間変動に注目し、乱流場の流れの定量化に用いられる確率統計理論を用いて混合気濃度の時間変動の定量化を試みた。そして前報までのモデル燃焼器を用いて混合気の濃度不均質度の影響を実験的に調べた。

2. 実験装置および実験方法

2. 1 実験装置

図 1 及び図 2 に実験に用いたモデル燃焼器を示す。図 1 は、上流に半径流スワラーを備えた燃焼筒内径 100mm の大気開放型の缶型燃焼器である。

図2は、燃焼器形状及び燃焼器寸法は図1と同じであるが、燃焼場の圧力の影響を調べるために加圧条件での燃焼実験が行える加圧型燃焼器である。⁽³⁾

形状のパラメータは、前報までの実験をもとに一定の値とし、代表流速、当量比、入口空気圧力など作動条件を変化させて実験を行った。

2.2 実験方法

実用燃焼器の燃料として天然ガスを想定して、その主成分であるメタンを燃料として用いた。燃料は半径流スワラー直前の円周方向8ヶ所に設けたノズルから噴射され、一次空気とともにスワラーを通って燃焼室に送られる。燃焼器入口における濃度分布及び濃度変動を変化させるために燃料を噴射するノズルの本数を8本、4本、2本と変化させた。

2.3 測定方法

混合気の濃度変動の測定は、非燃焼状態において熱線濃度プローブ(図3)及び定温度型熱線流速計制御システムを用いた熱線濃度計で測定した。熱線濃度計はBrown⁽⁴⁾、江良他^(5, 6)、田辺他⁽⁷⁾によって開発された濃度測定法であり、気体の密度によりその熱伝導率が変化することを利用し、熱線周りの放熱変化により濃度を測定する方法である。測定部の熱線濃度プローブ以外は定温度型熱線流速計の制御回路を用いたものである。燃焼筒入口環状口における空間分布及び濃度変動の測定を行なった。

排気温度及び排気組成に関しては、大気開放型燃焼器において燃焼筒出口直後および燃焼筒内部で測定を行った。温度測定にはR型熱電対の水冷プローブを用い、排気組成の測定には水冷式のサンプリングプローブを用いた。 O_2 計(ジルコニア式、柳本

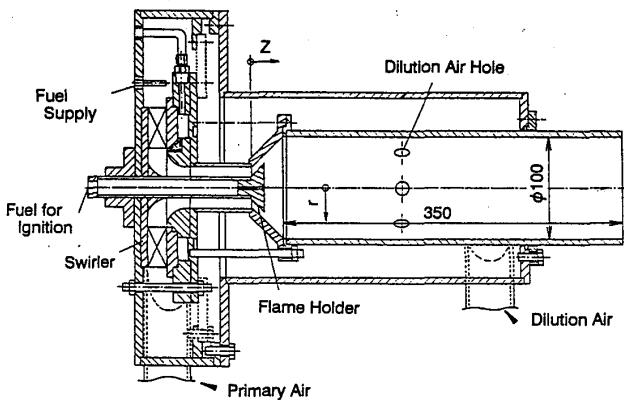


図1 大気開放型燃焼器

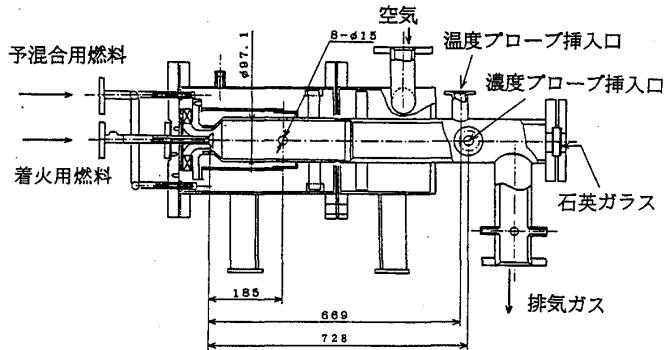


図2 加圧型燃焼器

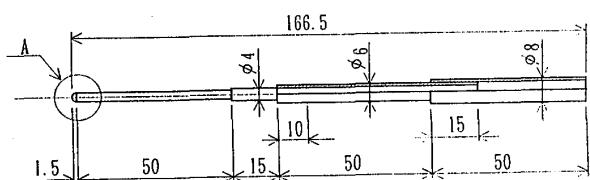


図3 熱線濃度プローブ

EZE-77A)、CO・CO₂計(非分散型赤外線法、柳本EIR-S)、NOx計(化学発光法、柳本ECL-77A)、THC計(水素炎イオン化法、柳本EHF-710)を用いて各種濃度を測定した。

燃焼筒出口に関しては、円周方向には分布がほとんど存在しないため、出口断面において半径方向に5ポイントを測定し加算平均を行なった。燃焼筒内部については、微動装置を用いてプローブを移動させ、半径方向には5mmおき下流方向は40mmおきに測定を行なって燃焼筒内部分布を求めた。

加圧型の燃焼器においては、排気温度は保炎器より下流670mmの排気管断面に設けた熱電対を用いて、また排気ガス濃度は保炎器より下流720mmの排気管中心軸上に設けたステンレス製水冷式のサンプリングプローブを用いて測定した。

2.4 濃度変動の定量化

予混合燃焼における予混合気の不均質度と燃焼特性及び燃焼排気成分との関係を調べるためにには、まず予混合気の不均質度を定量的に表現することが必要となる。混合気濃度の不均質度には、

- (1) 局所濃度の時間変動はないが、濃度の空間分布がある場合
- (2) 濃度の空間分布はないが、局所濃度の時間変動が存在する場合
- (3) (1)、(2)の両方が存在する場合

が考えられ、燃焼器などの実際の場においては空間分布と時間変動の両方が存在する場であると考えられる。

乱流は、不規則に変動する速度の時系列として観察される。乱流場のこの不規則変動を統計理論で説明したのは、G.I.Taylorであるが、以後乱流速度変動は、統計的手法により乱れ強さ、乱れスケール(ミクロスケール、マクロスケール)などで評価されている。

本研究において乱流速度変動場において用いられるこの統計的手法を濃度変動の定量化に用いることを試みた。まず、濃度の時間変動を熱線濃度プローブによって測定し、濃度変動の時系列データを得て、そのデータを基に自己相関関数、周波数スペクトル、ヒストグラムを求めた。測定結果及びデータ処理の例を図4に示す。そして不均質度を量化するために濃度変動強さと時間スケール、空間スケールを定義した。

(1) 濃度変動強さ

濃度変動強さは濃度の時間変動の二乗平均値である。

(2) 時間スケール

自己相関関数とは、時間的にあるいは場所的に変動する一種の量自身が、時間間隔によって隔てられた2点間でどれだけの相関があるかを見るものである。

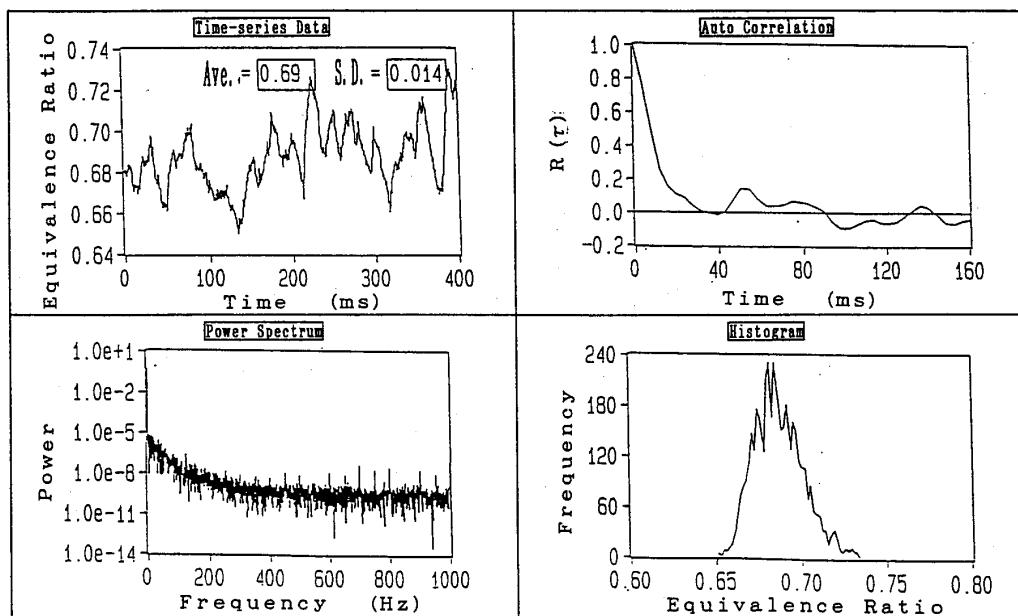


図4 濃度測定結果及びデータ処理

ある場所の時刻 t における濃度 $C(t)$ は、時間平均濃度 C と濃度変動分 $C'(t)$ によって

$$C(t) = C + C'(t)$$

で表される。

そこで局所濃度の自己相関関数 $R(\tau)$ を変動成分 $C'(t)$ を用いて次のように求めることができる。

$$R_c(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int C'(t) C'(t + \tau) dt$$

そして $R(\tau)$ を $\tau = 0$ から $\tau = \tau_e$ ($R(\tau_e) = 0$) までの区間を積分したもの を濃度の時間スケール τ_e とした。これらの時間スケールは、空間に与えられた観測点を通って 1 つの性質を保った濃度の領域が通りすぎるのに必要な時間の平均値を表しているものである。

(3) 空間スケール

さらに、濃度塊の移動が対流によって行われるとし、濃度の空間スケールを時間スケールと時間平均流速によって次のように定義した。

$$\Lambda_c = U * \tau_c$$

U 時間平均流速

τ_c 濃度の時間スケール

Λ_c 濃度の空間スケール

3. 未燃混合気の濃度変動

燃焼器に流入する予混合気の濃度の定量化には、以下の4つを考慮した。

- (1) 燃焼筒入口の予混合気濃度の空間分布
- (2) 空間分布の平均値からの偏差
- (3) 濃度変動の変動強さ
- (4) 濃度変動の時間スケール及び空間スケール

燃焼筒入口における未燃混合気の円周方向空間分布は、どのノズルの本数の場合にも同じ様な分布であり、空間分布の平均値からの偏差も同様な値を示した。そして同じ測定位置における濃度変動強さを図5に示す。設定当量比は0.6の条件である。円周方向にばらつきがあるもののノズルの数が8本、4本、2本と減少するにしたがい、濃度変動強さが増加していることがわかる。ノズルの本数を変化させることにより1つのノズルから噴射される燃料の量が変化するために噴出速度が変化し、濃度変動強さに影響を与えたものと考えられる。代表値として円周方向の平均値をとった結果、ノズル2本の場合の濃度変動強さが0.054、ノズル4本の場合が0.044、ノズル8本の場合が0.039という値が得られた。時間スケールはどの条件においてもおよそ1.6msという値が得られた。

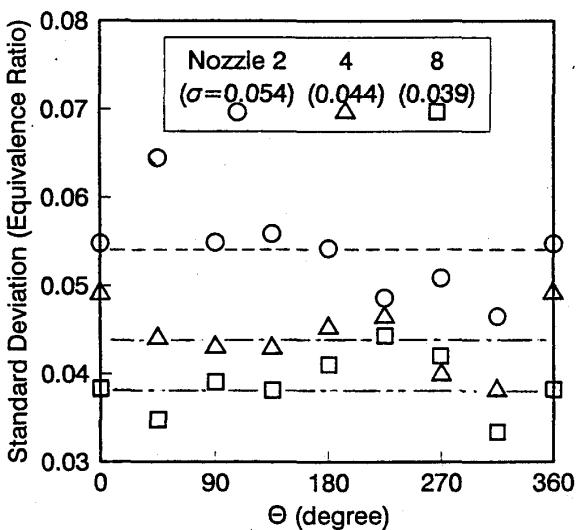


図5 燃焼筒入口における濃度変動強さ

4. 濃度変動を変化させた場合の排気特性

(1) 吹き消え当量比の変化

予混合気の濃度変動が燃焼場にどの様な影響を及ぼすかを調べるために、ノズルの本数が8本（濃度変動強さ0.039）、4本（濃度変動強さ0.044）、2本（濃度変動強さ0.054）の3つの条件において燃焼実験を行なった。まず吹き消え当量比の変化を図6に示す。濃度変動強さの小さい条件ほどまた代表流速の遅い条件ほど低当量比側に安定燃焼範囲が広がっている。濃度変動強さが大きいほど可燃範

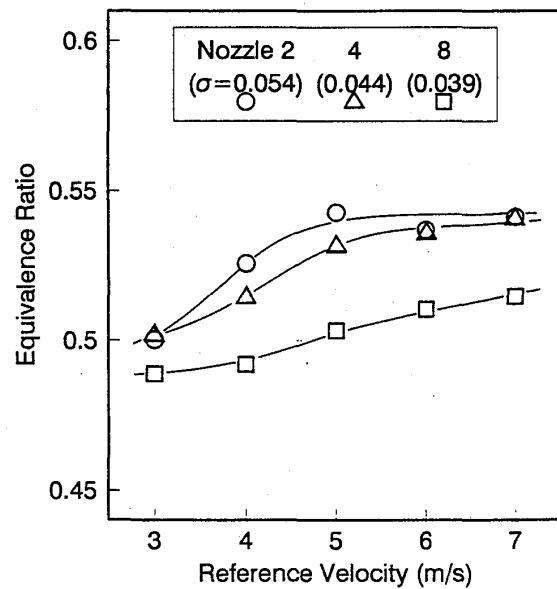


図6 吹き消え当量比の変化

囲外の濃度がより多く燃焼場に流れてくるために循環流領域の温度の低下などによりの吹き消え限界付近では火炎保持が不可能になると考えられる。

(2) 温度場への影響

燃焼筒断面の温度分布を測定した結果、断面における温度分布はほとんどなく循環流領域の温度も一様である。スワラーによる強い旋回流のために混合が促進されて各断面における円周方向の分布がないと考えられる。よって下流方向への燃焼筒内温度分布を測定する際には一断面のみを測定した。ノズルの本数を3条件変化させた場合の燃焼筒内等温線を図7に示す。3つの条件を比較すると、ノズルの本数が少ないほど燃焼筒内における高温度場の領域が上流側により小さく形成されているのがわかる。さらに燃焼場全体の温度もおよそ50K低く観察される。ノズルの本数が少ないほど濃度変動強さが大きいために、安定した火炎伝播が行なわれなはず循環流領域が半径方向に大きく形成されないと考えられる。そのため循環流領域内の温度も低下すると考えられる。図8は、ノズルの本数を変化させた場合の燃焼筒流れ方向のそれぞれの位置における断面平均温度を示したものである。燃焼筒内温度分布で示されたように $z/D = 1$ 付近においてはノズルの本数が少ないほど平均温度は高いが、下流の $z/D = 3$ においては逆にノズルの本数が多いほど平均温度は高くなっている。

(3) 窒素酸化物への影響

濃度変動が燃焼筒内の温度分布に影響を与えているということは、NOxの生成にも影響を与えるのではないかと考えられる。そこで燃焼筒内部の排気ガス組成について検討した。温度測定の場合と同様に燃焼筒断面における円周方向への濃度分布はほとんどないため、下流方向へある一断面を測定した。ノズルの本数を変化させた場合の燃焼筒内NOx分布を図9にそして燃焼筒出口における半径方向分布を図10に示

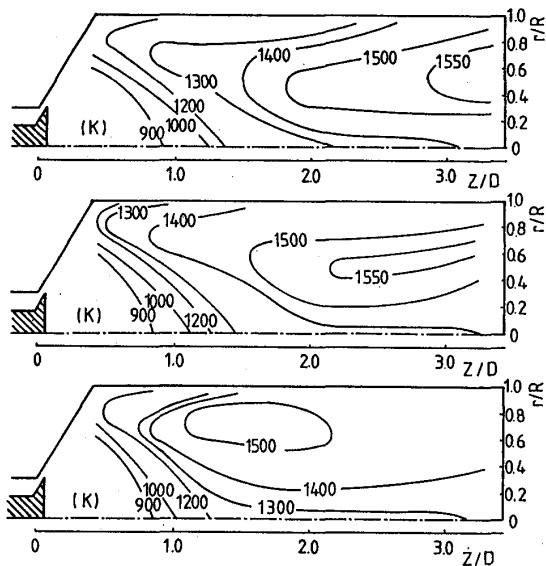


図7 燃焼筒内等温線図

(上: ノズル8本、中: 4本、下: 2本)

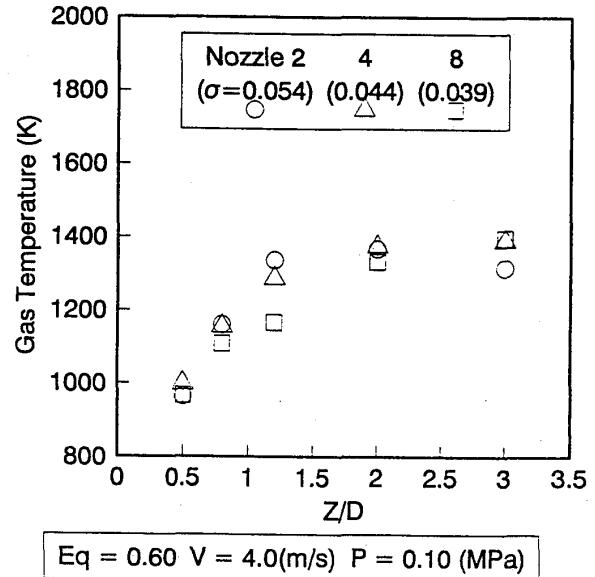


図8 燃焼筒内温度分布

す。温度分布と傾向が似ており、濃度変動が大きいほど高濃度の領域が上流側に形成されており、最高濃度は低い値を示している。燃焼筒出口においては濃度変動が大きい場合の方が NO_x 濃度が約半分の値を示している。 NO_x の生成は燃焼ガス温度に大きく影響を受けるために、濃度変動の増加による燃焼場の温度の低下で生成される NO_x が減少していると考えられる。

循環流領域が上流側に小さく形成されている様子は、燃焼筒内 CO 分布図 1 1 にも表れている。ノズルの本数が少ない（濃度変動強さの大きい）条件の方がより上流側で反応が終了し CO 濃度が早く低下する。

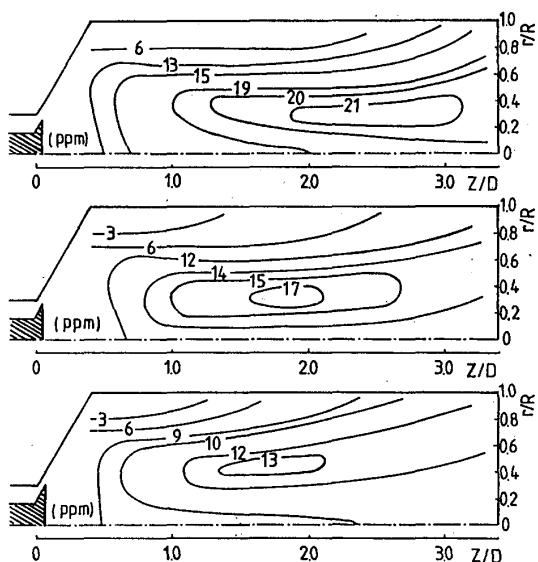


図 9 燃焼筒内 NO_x 分布
(上: ノズル 8 本、中: 4 本、下: 2 本)

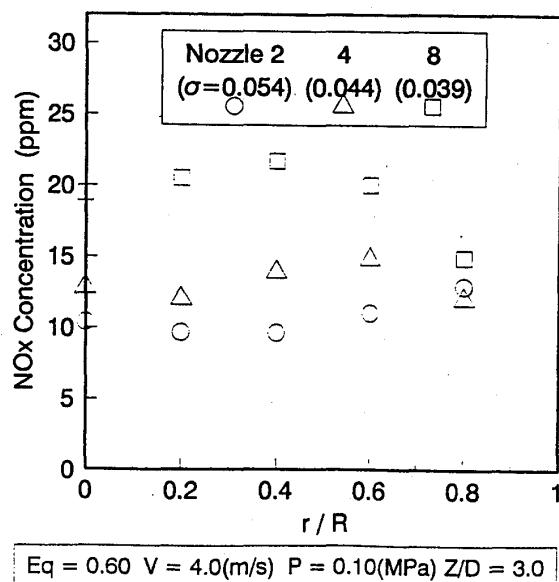


図 10 燃焼筒出口の濃度分布

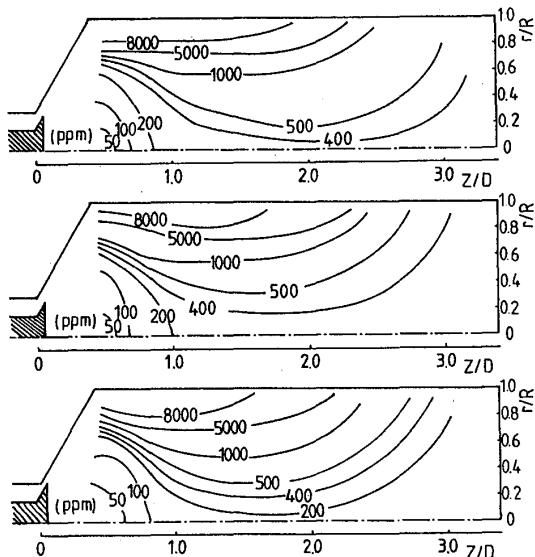


図 11 燃焼筒内 CO 分布
(上: ノズル 8 本、中: 4 本、下: 2 本)

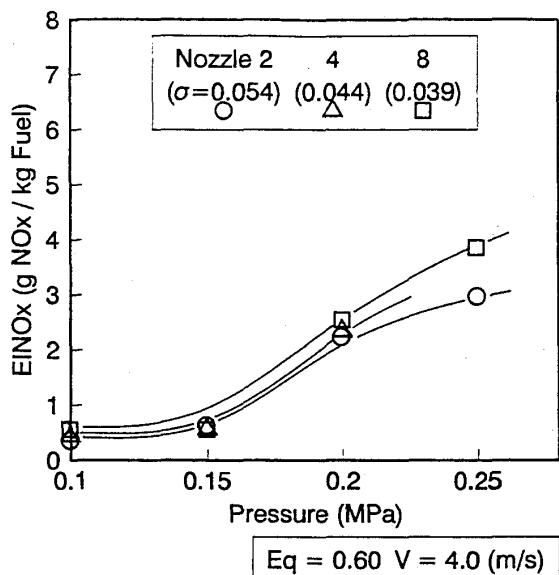


図 12 作動圧力に対する NO_x

(4) 燃焼筒内圧力の影響

図12に燃焼筒内圧力を変化させた場合のNO_xの値を示す。圧力の上昇とともにNO_xの値は増加する。そして濃度変動強さの影響は大気圧場の条件と同様に、濃度変動強さの大きいほどNO_xの値は減少し、圧力が増加するほどその傾向は顕著に表れる。

5. 結論

予混合気の濃度不均質性が燃焼に及ぼす影響を調べることを目的とし、予混合気の濃度変動の定量化を行ない、希薄予混合燃焼器において予混合気の不均質性と燃焼特性の関係を明らかにした。

予混合気の濃度変動強さの大きい条件ほど安定した火炎伝播が行われないために吹き消え限界当量比が上昇し安定燃焼範囲が狭くなる。また燃焼筒内における高温度場の領域が上流側により小さく形成され、燃焼場全体の温度も低い値を示す。燃焼場の温度の低下とともに、生成されるNO_xの量も減少する。

参考文献

- (1) 畠上 修 他、日本ガスタービン学会誌技術論文、Vol.21、No.83、(1993-12)、79-86.
- (2) 畠上 修 他、日本ガスタービン学会誌技術論文、Vol.21、No.83、(1993-12)、87-96.
- (3) 畠上 修 他、日本ガスタービン講演論文集、第20回定期講演会、(1992-6)、95-100.
- (4) G.L.Brown and M.R.Rebollo, AIAA JOURNAL, VOL.10, NO.5, (1972), 649-652.
- (5) 江良 嘉信、日本機械学会論文集、56-528、214-219.
- (6) 江良 嘉信 他、日本機械学会論文集、56-528、220-227.
- (7) 田辺 他、日本設計製図学会誌、79-1、75.

A-6 希薄予混合気の火炎伝播特性

*大塚 雅哉 (日立、エネルギー研究所)

稻毛 真一 (日立、エネルギー研究所)

小林 啓信 (日立、日立研究所)

伊藤 和行 (日立、日立研究所)

1.まえがき

ガスタービン用燃焼器のNOx排出量を低減するために、火炎温度の低い希薄予混合火炎が使われている。希薄予混合気の火炎伝播現象は、NOx排出量の低減に加えて燃焼器の運用性や信頼性に影響を与える重要な現象であるが、乱流と化学反応を伴う非定常な現象であるため、これまで充分に解明されていない。そこで、本研究では、高温の既燃気体と平行に流れるプロパン・空気予混合気を取り上げ、既燃気体で着火した希薄予混合気の火炎伝播特性を実験、解析的に検討した。

2.研究方法

2.1 実験方法

図1に実験装置の概略を示す。燃焼器は矩形断面容器であり、高温の既燃気体とプロパン空気予混合気が仕切板の両側から平行に燃焼器に流入する。ここで、高温の既燃気体としては、前段で燃焼させたプロパン空気予混合気の既燃気体を用いた。予混合気側には、保炎器が設置されており、高温の既燃気体で着火した予混合気は保炎器の背面に火炎を形成する。保炎器形状の影響を見るために、予混合気側の中央に三角形の保炎器を設けた体系1と予混合気側の壁面に三角形の保炎器を設けた体系2の二種類の体系を用いた。

実験に際しては、既燃気体中に予混合気を流入させ、非定常的な火炎の輝度変化を画像解析した。また、非燃焼時の流速をレーザドップラーフローメータで測定した。実験条件としては、既燃気体側の温度1080~1280°C、空気比1.38~1.65、予混合気側の温度300°C、空気比1.2~2.5とした。

2.2 解析方法

差分法による乱流燃焼解析プログラムを用いた。基礎式としては、非圧縮流体を仮定した質量、運動量、エンタルピー、反応進行度（化学種の質量分率）、乱流エネルギー、乱流エネルギー散逸の輸送方程式を用いた。乱流モデルは、Favre平均を施した標準k-ε二方程式乱流モデルである。乱流燃焼モデルとしては、以下に示す

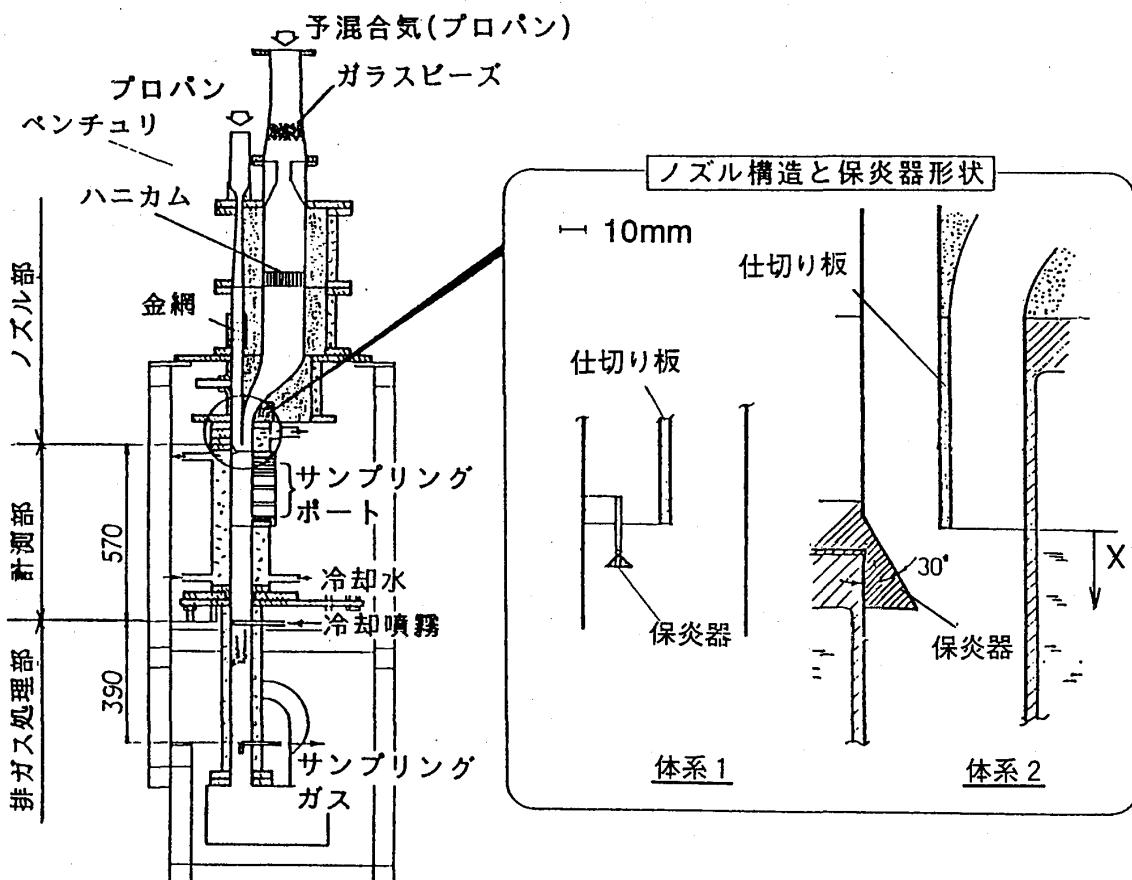


図1 実験装置

flameletモデル(1)を用いた。

$$W = \rho S_u G C (1 - C) (1 + \tau) / \{L (1 + \tau_c)^2\} \quad (1)$$

$$\tau = T_b / T_r - 1 \quad (2)$$

$$L = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / \epsilon \quad (3)$$

ここで、 ρ は密度 (kg/m^3)、 S_u は層流燃焼速度 (m/s)、 G は定数 ($=3.0$)、 C は反応進行度、 T_b は既燃ガス温度 (K)、 T_r は未燃ガス温度 (K)、 C_μ は定数 ($=0.09$)、 k は乱流エネルギー(m^2/s^2)、 ϵ は乱流エネルギー散逸(m^2/s^3)である。

差分法としては、空間に三次風上差分（流速）と一次風上差分（スカラー量）、時間に有理ルンゲクッタ法、アルゴリズムとしてはSMAC法、圧力の解法には前処理付きの不完全コレスキーフ分解法を用いた。境界条件としては、入口で固定条件、出口で自由流出条件、壁面では乱流境界層を仮定し、実験結果から冷却条件を与えた。

3. 結果

3.1 非燃焼特性

燃焼解析に先立って流れの特性を調べるために、非燃焼場での流速と変動流速を測定し、解析結果と比較した。実験条件は、既燃気体側の流体が、温度20°C、流速53m/sの空気、予混合気体側の流体が、温度20°C、流速21.5m/sの空気の条件である。図2に体系1、図3に体系2の主流方向の流速と変動流速の分布を示す。

体系1では、中央に設けられた保炎器により、予混合気側の空気が既燃気体側および壁面側に流出し、徐々に混合する。保炎器の両側の頂点では、せん断力によって変動流速のピークが発生し、下流に進むに従って分布形状が拡がる。一方、高速の既燃気体と低速の予混合気の仕切り板端面でのせん断力で生じた変動流速のピークは、最も大きく、下流でも消失しない。流速と変動流速の解析結果は、これらの実験結果の傾向と一致するが、保炎器の頂点および仕切り板で発生する変動流速のピーク値が小さく、このため、予混合気側の流体と既燃気体側の流体の混合を過小評価する。

体系2では、壁面に設けられた保炎器により、予混合気側の流体が既燃気体側に加速されて流出するため、既燃気体の隣りに流速のピークを生じる。このピークは、下流に進むに従って拡散し、消失する。変動流速は、保炎器の頂点での強いせん断力によって大きなピークが発生し、その隣りに、高速の既燃気体と低速の予混合気の仕切り板端面でのせん断力によるピークが生ずる。下流に進むとともに、二つのピークは合流し、保炎器背面で大きく広がったピークとなる。流速と変動流速の解析結果では、保炎器の頂点および仕切り板で発生する変動流速のピーク値が小さくなるが、流速と変動流速の分布形状は、これらの実験結果の傾向と一致する。

3.2 燃焼特性

体系1の火炎伝播実験について、解析と比較した結果を示す。図4に、実験で得られた火炎伝播時の発光輝度分布を示す。白色の部分が輝度の強い反応域を示している。実験条件は、既燃気体側の温度1130°C、流速50m/s、未燃気体側の温度20°C、流速15m/s、燃空比1.6である。未燃気体は、仕切板の後方で既燃気体と接するが、直ぐには着火せず、保炎器下流の既燃気体側で着火する。着火した火炎は予混合気内を主流と直角方向に伝播し、その後、保炎器背面に回り込み、最後に保炎器に保持されて伝播が完了する。

図5に、解析で得られた火炎伝播時の温度分布を示す。解析でも、実験と同様に、着火は保炎器下流の既燃気体側でおこる。この着火位置は、図3から分かるように、仕切り板の下流位置の変動流速の大きな位置であり、未燃気体と既燃気体が混合される領域である。しかし、混合のみによって反応は急激に進まず、未燃気体の温度が充分上昇した後、着火し、火炎が伝播する。着火後、流速の低い保炎器後部を伝播して

流れに直角方向の無次元距離

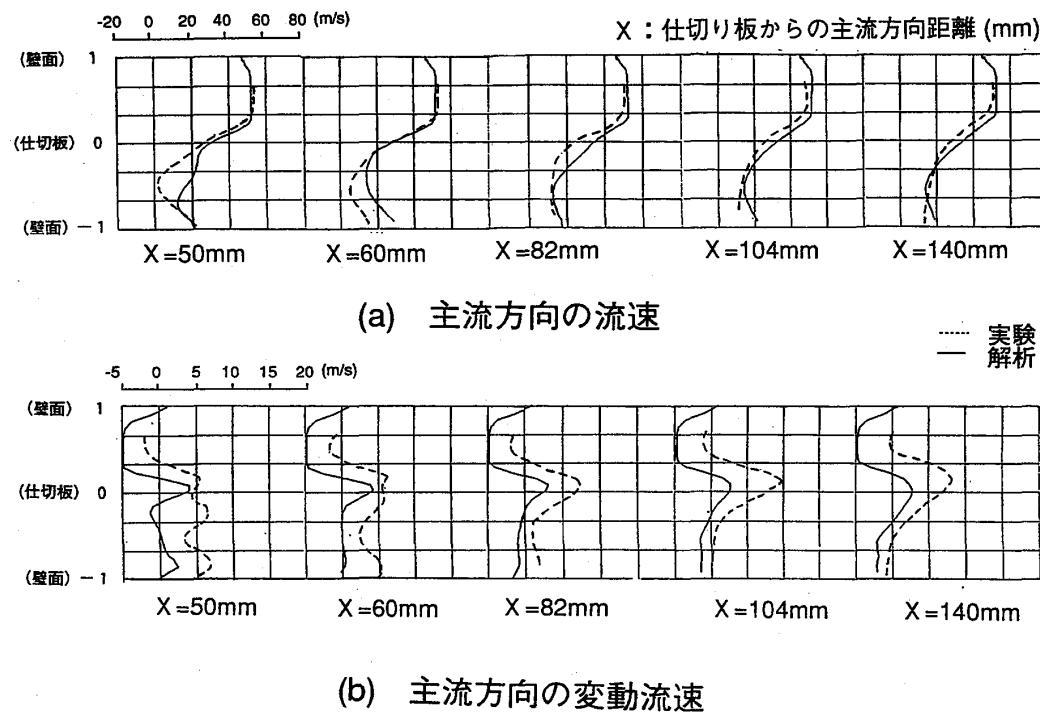


図2 流速と変動流速の分布（体系1）

流れに直角方向の無次元距離

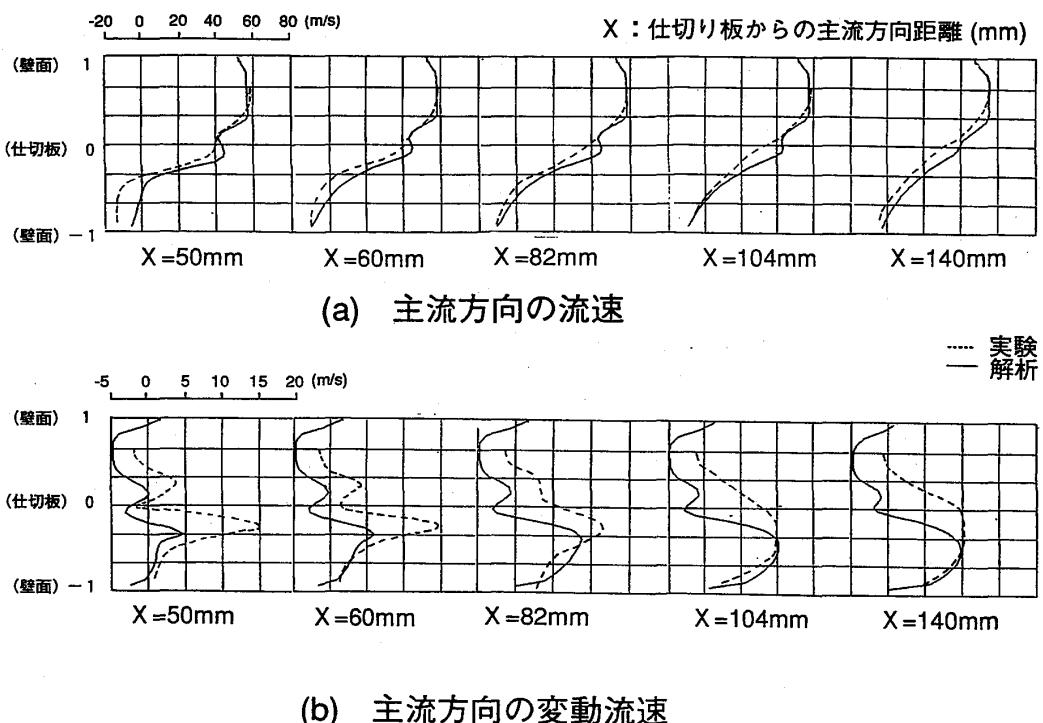


図3 流速と変動流速の分布（体系2）

保炎器背面に達する。解析結果は、火炎の伝播特性を良く再現するが、火炎伝播速度は実験結果よりも大きく、解析精度の向上のためには、反応速度モデルの改良が必要である。

図6に、解析で得られた体系2の火炎伝播時の温度分布を示す。体系2でも、体系1と同様に、着火は保炎器下流の既燃気体側でおこる。しかし、体系2の場合には、火炎は流速の最も低い壁面側を伝播せず、未燃の予混合気が存在し、流速が低く、変動流速の大きい保炎器頂点に向かって伝播する。これは、火炎の移動が乱流燃焼速度と流速の釣合で決定されるためである。

4. まとめ

高温の既燃気体と平行に流れるプロパン・空気希薄予混合気の火炎伝播特性を、実験および解析的に検討した。空気比1.2~2.5の条件で実験を実施し、以下の結論を得た。

- (1) 未燃気体の着火は既燃気体と未燃気体の境界で生じるが、未燃気体は即座に反応せず、混合による未燃気体の温度上昇の後、保炎器下流で着火する。
- (2) 着火した火炎は、未燃気体の流速の低い領域を伝播し、保炎器背面で保持される。
- (3) 平均流速や温度分布の解析結果は、実験結果と一致するが、変動流速や反応速度の解析精度の向上が必要である。

(参考文献)

- (1) Cant. R. S., Bray. K. N. C., 22nd Int. Symp. on Combustion (1988)

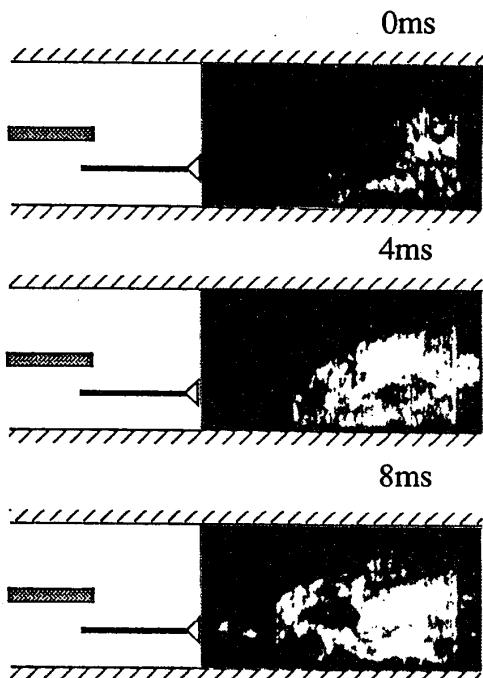


図4 火炎伝播時の発光輝度分布
(体系1、実験結果)

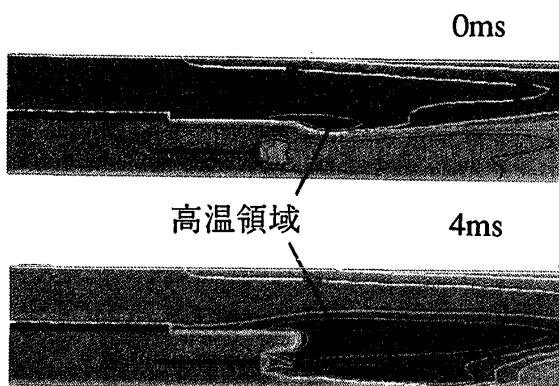


図5 火炎伝播時の温度分布
(体系1、解析結果)

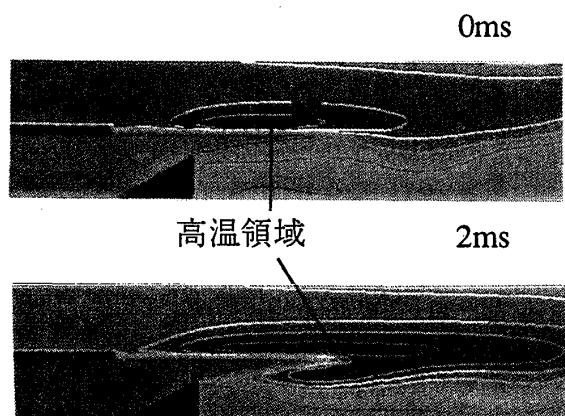


図6 火炎伝播時の温度分布
(体系2、解析結果)

A-7 超高温タービン翼基礎模型の伝熱特性

吉田豊明 熊谷隆王 瀧 將展（航技研）

*田口英俊(日本工大[院]) 青木真樹(元 日本工大[学])

松木正勝(日本工大)

1. まえがき

近年、タービン入口ガス温度は、最先端の実用ターボファンエンジンにおいて1500°Cレベルに達し、材料／冷却技術が従来技術の発展に依存する限り、天井領域と思われる。この限界を克服すべく、革新技術の模索が世界的に試みられている¹⁾。

著者らは、このような認識を背景に、超高温タービンの概念を構築し、基礎的な研究を多方面に進めている²⁾。本報告は、その根幹となる超高温タービン翼の伝熱特性を実験と数値解析によって明らかにし、構築した構造の概念が成立する条件について考察したものである。

2. 超高温タービン翼の概念と供試体

構築した超高温タービン翼の概念は次のとおりである。1)最外表面には遮熱コーティング(Thermal Barrier Coating)を施工し、熱流入を軽減させる。TBCの将来技術として、革新的な遮熱材料自身や材料の傾斜機能化を期待している。2)翼のコア部には、強度メンバーとして耐熱性、非強度の高い先進的な材料を適用する。当面は近未来において実用化が期待される酸化物分散強化型(Oxide Dispersion Strengthened)の超合金の適用を研究する。3)翼内面側には熱伝導率の高い材料を使用し、かつ対流熱伝達効果の大きいフィン構造を形成する。高熱伝導率材料を用いることによって温度の均一化を図り、強度メンバー部の最高温度の低下を期待する。結果として、超高温タービン翼の基本構造は三層である。製作においては、TBC施工技術、異種材料の接合技術など取組むべき研究対象があるが、別途、傾斜機能材料の研究、拡散接合の研究なども並行して進めている。

ここでは、上記のような概念の有効性を検証するため、円筒型の基礎模型を取上げ、伝熱試験体を試作し、高温風洞による伝熱試験を進めるとともに、この試験条件において構造部材の熱伝導解析を行った。図1に試験模型（以下UBE1）の構造、適用した材料、大きさなどを示す。構造部材の熱伝導率の違いによる温度分布の差異を明確にするため、模型は三種類としたが、実機型はタイプ(A)の三層構造である。

表面温度計測用の薄膜温度センサ³⁾の取付状態の事情により、実験解析はこれまでにタイプ(C)についてのみ解析を終え、現在(A), (C)の実験を行っているところである。

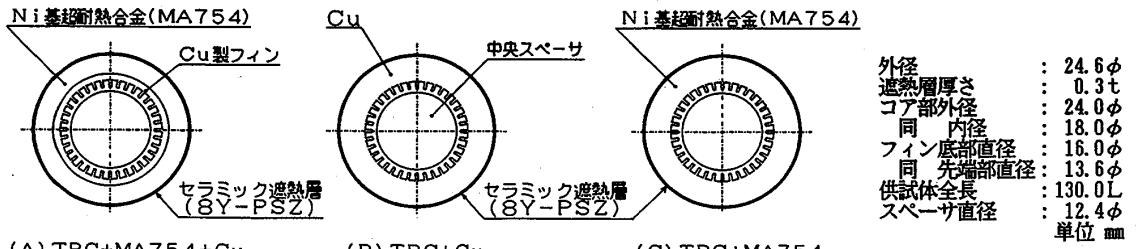


図1 供試体(UBE 1)の構造

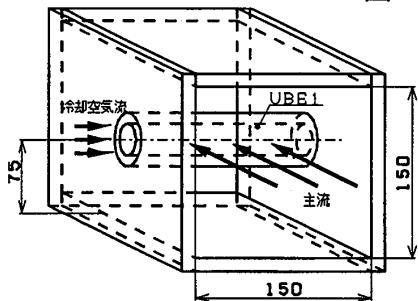


図2 供試体組付け概略図

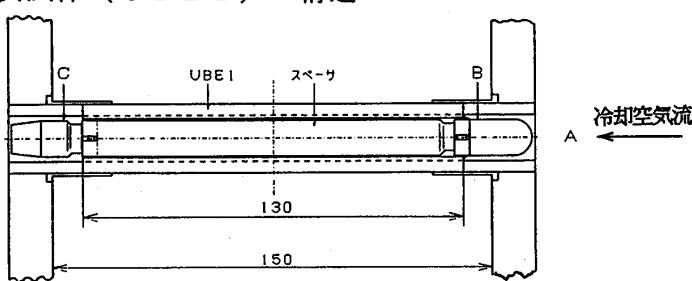


図3 実験時の供試体構成(スペーサ有)

3. 風洞実験及び実験条件における熱伝導解析

3-1. 実験概要

まず高温風洞⁴⁾を使用して、なるべく実機に近い条件において供試体がどのような伝熱特性を示すかを検証することとした。実験に使用した供試体は図1(C)に示したTBC+MAの形態である。この供試体を図2及び図3のように支持枠に取付け、図4に示すように供試体表面に構成された4点の測温部の内、1、2、3が主流に対して前縁よどみ点位置になるよう設置した。点4は点2から円周方向で90°離れた位置にある。測定温度は次式による冷却効率で無次元化を行った。

$$\eta_c = (T_g - T_w) / (T_g - T_c) \times 100 \%$$

η_c : 冷却効率 T_w : 測温部温度 T_g : 主流温度 T_c : 冷却空気温度

なお、図3において供試体に挿入されているスペーサは冷却空気をフィンの間にも充分流し、対流熱伝達の増進を図るものである。

3-2. 実験条件

高温風洞での実験においては、主流を非加熱(空気、温度約390K)、加熱(Jet A-1燃料による燃焼、温度673K、837K)の場合について、主流側レイノルズ数(Re)あるいは、冷却空気流量比(β)を変化させることとし、これをスペーサが挿入されている場合と挿入されていない場合について実施した。

3-3. 部材の熱伝導解析

高温風洞における実験と並行して、差分法によるUBE 1の二次元熱伝導解析を行い、その結果得られる表面温度の内、実物のUBE 1の測温部のある前縁及び前縁より90°上方の温度と、実験により得られた同位置の温度とを比較検証した。

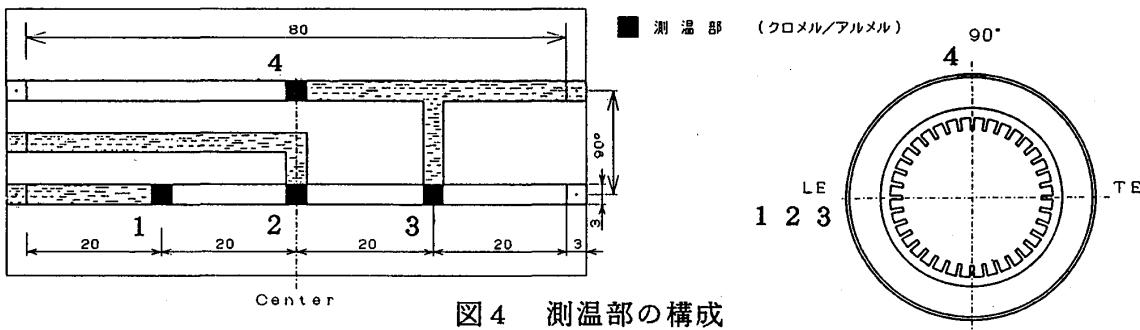


図4 測温部の構成

3 - 4. 結果及び考察

図5は前縁と前縁より 90° の位置にある測温部における冷却効率の傾向を、 β を変化させた場合について見たものである。この図のように前縁と 90° 位置及び実測値と計算値では、定性的に良い一致を示している（よって図6以降は実測値、計算値とともに前縁のみを示す）。全体に実験結果の冷却効率が高い値を示している。表面温度センサの測定精度は校正の結果問題がないことを確認しているので、冷却空気の温度の評価、試験体入口出口部における冷却空気の汚れなどに問題が含まれているものと考えられる。特に非加熱実験のときは、主流温度と冷却空気温度が近く、わずかな温度誤差が大きな冷却効率の相違となる。

主流温度の変化が冷却効率に与える影響（図6）については、主流温度が増加すると冷却効率は低下する方向に向うが、高い温度域では低下の度合いが減小している。また、この図では主流温度393Kの際の実測値による冷却効率を二通り示しているが、これは冷却効率を算出する際に主流が非加熱、つまり主流側温度が低い時冷却空気温度を図3のA、Bどちらにおける温度とするかによって冷却効率が大きく変化するため、●の冷却効率はB、それ以外はAにおける温度を冷却空気温度としている。

スペーサの有無が冷却効率に与える影響（図7）については、計算においては冷却空気流路中心付近を流れる空気は、冷却にはほとんど寄与しないものとしているためスペーサの有無による影響はほとんど見られないが、実測値による冷却効率はスペーサの無い状態の方がより高い値を示している。このことから冷却空気流路内における冷却空気流は、流路表面近傍における流れだけでなく中心付近の流れも冷却に関与しているものと考えられる。

Re数については、図8に示すとおりRe数が大きいほど冷却効率も高くなっている。

計算値と実測値とを比較すると、総じて計算値より実測値の方が高い効率を示している。加熱実験（図9、図10）では冷却空気温度の評価誤差は低減するので、冷却効率の値はそれほど大きな誤差はないと思われる。実際、得られた値は過大／過小でなく、真値に近いと思われる。そこで計算値が低いのは、外部熱伝達率(H_g)が過大 and/or 内部熱伝達率(H_c)が過小に評価されていると解釈される。図9は内部熱伝達率を増大

させた場合、図10は外部熱伝達率を減少させた場合を示す。どちらも一方の熱伝達率のみを変更したものであるが、実験式、グラフを引用して評価した $Hg^{(5)}$, $Hc^{(6)}$ に対してどの程度のファクターを考慮すると実験値と良い一致を示すかが明らかになった。

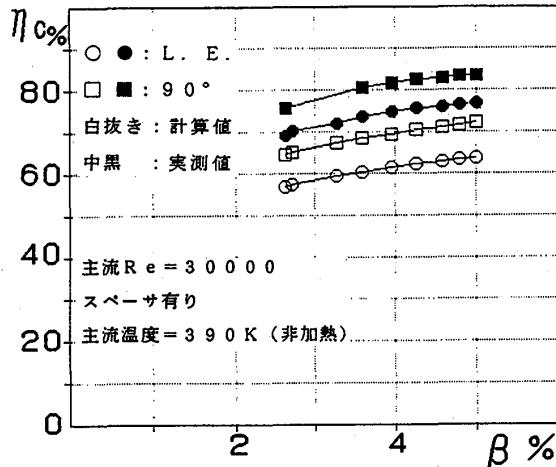


図5 前縁と90°位置との冷却効率の比較

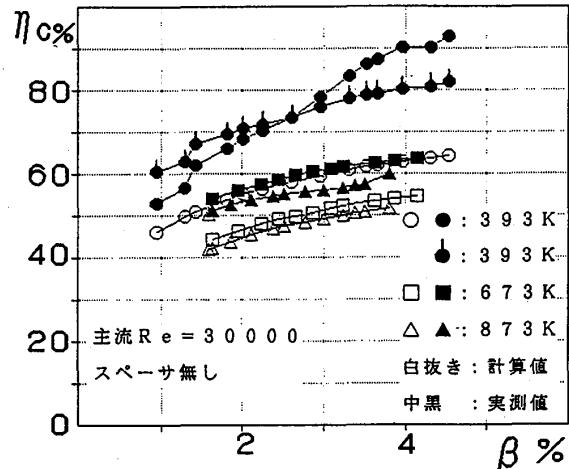


図6 冷却効率の主流温度依存性

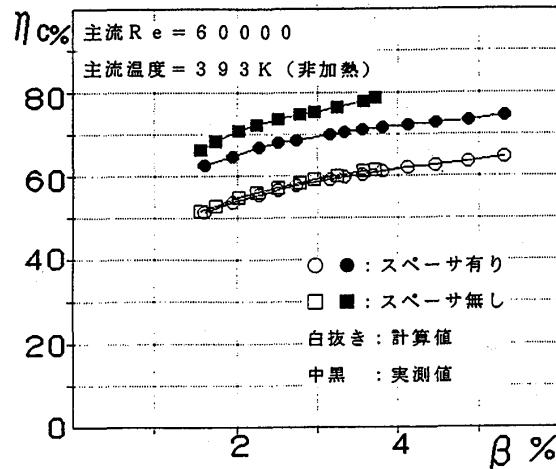


図7 スペーサの有無が冷却効率に与える影響

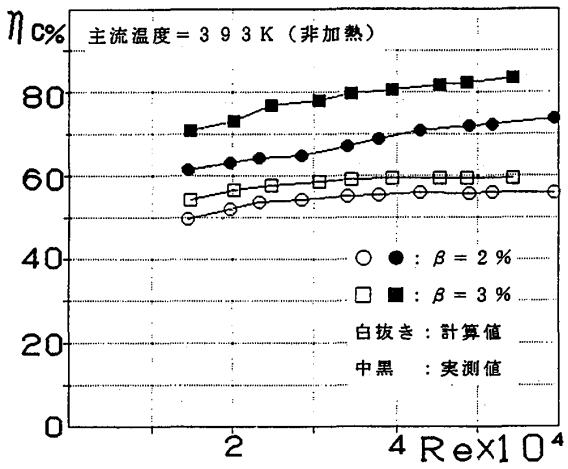


図8 冷却効率の Re 数依存性

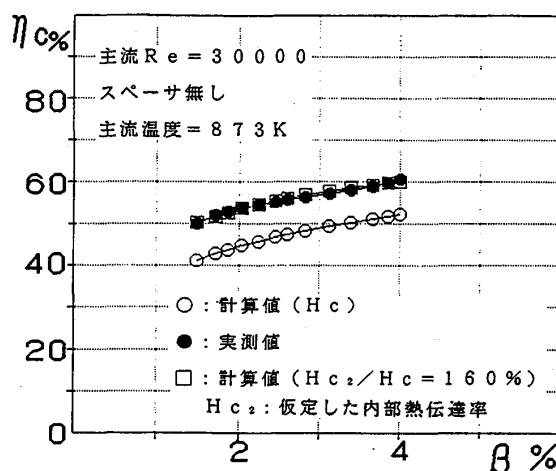


図9 内部熱伝達率を増大させた場合

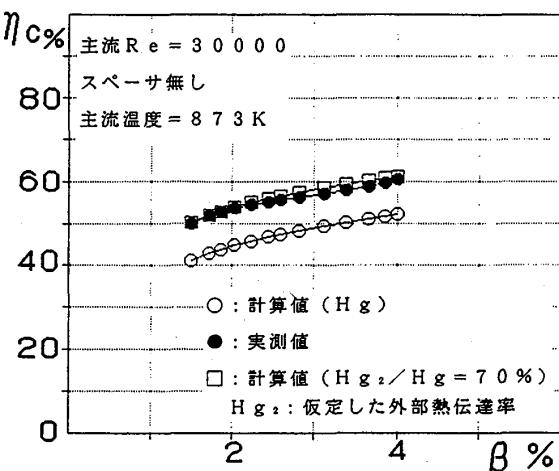


図10 外部熱伝達率を減少させた場合

4. 実機条件における供試体温度分布

4-1. 概要

次に差分法による数値計算によって、実機条件において供試体である UBE 1 がどのような温度分布を示すかを模擬することとした。計算で想定する条件としては、現在進められている H Y P R (超音速輸送機用推進機関の研究開発) のコンバインドサイクルエンジンにおける目標ターボエンジンの高圧タービン第一段静翼に対し、その前縁部に図 1-1 のように UBE 1 を適用するというものである。

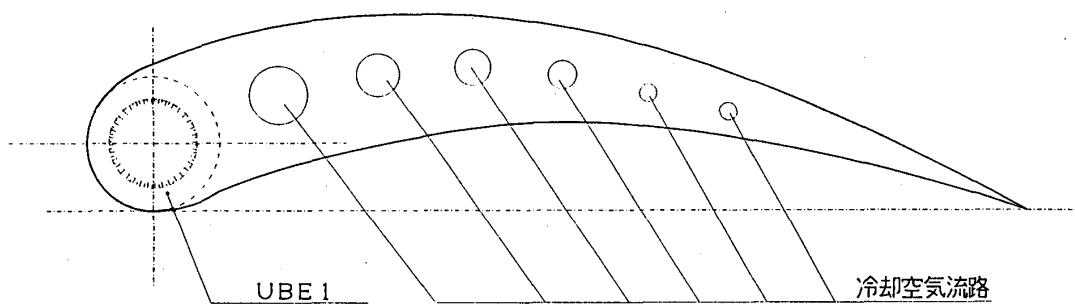


図 1-1 供試体適用概念図

4-2. 計算条件について

数値計算を実施するにあたって、UBE 1 に施工された TBC、Cu ライナー、及び冷却空気の条件がどのような効果をもたらすかを判定するために、いくつかのケースを想定することとした。表 1 に計算ケースごとの条件を示す。

表 1 計算条件

ケース	供試体構造	冷却空気条件	備考
A	TBC+MA+Cu	$T=600[K]$	基本構造
B	TBC+Cu	$T=600[K]$	部材の熱伝導率の効果判定
C	TBC+MA	$T=600[K]$	Cu ライナーの効果判定
D	MA+Cu	$T=600[K]$	TBC の効果判定
E	TBC+MA+Cu	$T=625[K], M_c=95[%]^*$	冷却空気条件の変更
F	TBC+MA+Cu	$T=1079[K], Ma=1$	目標エンジンの冷却空気条件

* 冷却空気質量流量を仮定値（下記参照）の 9.5 [%]としたもの。

冷却空気条件において冷却空気流量（質量流量、 M_c ）は、図 1-1 に示したように供試体である UBE 1 を静翼前縁に適用した場合に前縁近傍の冷却空気流路に流れであろうと考え得る値であり、ここでは高圧圧縮機流量の 7.5 % を 49 枚の静翼に等分し、その 1 枚あたりの冷却空気流量の 1 / 3 が流れるものとした。また、冷却空気の温度（全温）は前述の流量で流路内で音速を超えずに、かつ強度メンバー部の温度

が充分強度を保持できる温度である 1320 K 以上とならないような温度とした。

また、ケース F は H Y P R 目標エンジンにおける冷却空気条件をそのまま使用したものであるが、流量に関してはマッハ数 $Ma = 1$ となる流量とし、それ以上は増加しないとして計算した。

主流側の条件としては、流れは Jet-A-1 燃料の燃焼ガス（燃空比 = 0.0312）とし、H Y P R 目標エンジン概念設計の高圧タービン入口における各値をとることにした。

表 2 に主流及び冷却空気流の条件を示す。

表 2 計算条件

			主流(F/A=0.0312)	冷却空気流
流量 [Kg/s]			195	0.1128/0.1072*
入口圧力(全圧)[MPa]			0.981	1.03
入口温度(全温)[K]			2023	600/625*

* : ケース E における値

4 - 3. 計算結果

表 3 に計算結果として各ケースについて代表的な値を示す。

表 3 計算結果

ケース	主流側条件			冷却空気側条件				全体の温度			コア部の温度			
	流量 [kg/s]	全温 [K]	熱伝達率 [W/m²K]	流量 [kg/s]	全温 [K]	熱伝達率 [W/m²K]	流入熱量 [W]	温度上界 [K]	最大 [K]	最小 [K]	温度落差 [K]	最大 [K]	最小 [K]	温度落差 [K]
A	195	2023	L・E 1491 90° 440 T・E 1757	0.113	600	90° 1640 T・E 1634	6439	99.2	1526	1175	351	1297	1178	119
B	195	2023	L・E 1491 90° 440 T・E 1757	0.113	600	90° 1626 T・E 1624	6901	106	1500	1228	272	1259	1228	31
C	195	2023	L・E 1491 90° 440 T・E 1757	0.113	600	90° 1638 T・E 1634	6231	96.0	1540	1134	406	1318	1134	184
D	195	2023	L・E 1491 90° 440 T・E 1757	0.113	600	90° 1613 T・E 1609	7314	113	1414	1260	154	1414	1264	150
E	195	2023	L・E 1491 90° 440 T・E 1757	0.107	625	90° 1633 T・E 1630	6328	96.8	1535	1192	343	1311	1195	116
F	195	2023	L・E 1491 90° 440 T・E 1757	0.0834	1079	90° 1973 T・E 1969	4669	66.9	1668	1423	245	1505	1426	79

次に図 12 ~ 14 に代表的な計算ケースであるケース A、C、D の温度分布を示す。

- ・ケース A : このケースでは U B E 1 の構造は図 1(A)に示した実機型の翼と同様の

TBC + MA + Cu となっており、全体の最高温度は 1526 K、最低温度は 1175 K、中央強度メンバーにおける最高温度は 1297 K、最低温度は 1178 K となっている。強度メンバーの温度は MA 754 の融点である 1673 K を 400 K 弱下回っており、また温度落差も 120 K 程度と小さいことから、熱応力もそれほど大きくなないと考え得るため長時間にわたり充分強度を保持することが可能であると考えられる。

・ケース C : ケース C では UBE 1 は図 1 (C) に示した TBC + MA 構造の物であり、幾何学条件は (A) と同一ながら Cu ライナーがないため、Cu ライナーの効果が判定できる。MA 754 は Cu より熱伝導率が低いため熱通過率が小さくなる。よって TBC 最外表面においてはケース A に比べて温度が上昇し、最内表面においては低下することになる。強度メンバーの温度を見てみるとケース A に比べケース C では最高温度で +21 K、最低温度で -44 K、温度落差 +65 K となっており、このことから Cu ライナーは最低温度の引き下げよりむしろ温度落差の低減、温度の均一化に効果があり、Cu ライナーを取り付けることによって強度メンバー部の熱応力の軽減化が期待できると考えられる。

・ケース D : ケース D における供試体 UBE 1 は、ケース C と同様に幾何学的条件は (A) と同一であるが TBC を除し MA + Cu としたものである。表面に熱伝導率の小さい TBC がないために熱通過率が大きくなり、流入する熱量が大幅に増加したためコア部の温度は、最大値、最小値ともに 100 K 程度上昇している。このことから TBC による遮熱効果は強度メンバーの温度低下に極めて有効であると考えられる。

・ケース B : コア部を Cu のみで構成するとコア部の温度落差は著しく低下するが、温度の絶対値は Cu の溶融点近くに達するので、実用形態にはならない。

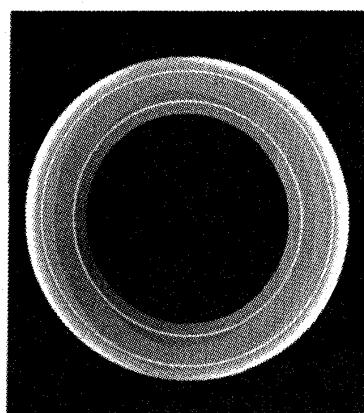


図 1-2 ケース A 温度分布

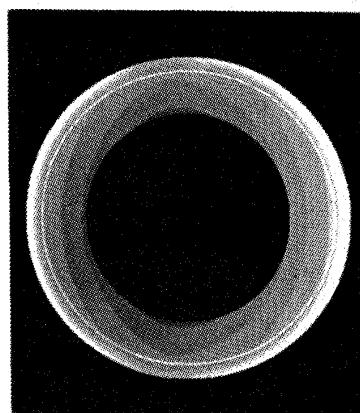


図 1-3 ケース C 温度分布

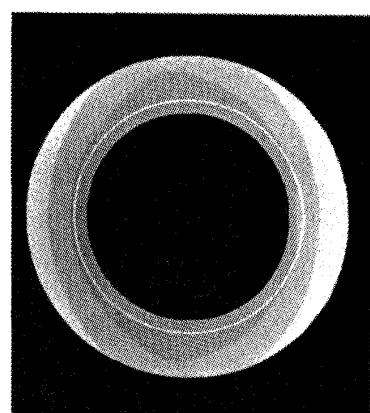


図 1-4 ケース D 温度分布

- ・ケース E : 冷却空気の予冷の程度を 25 K 緩和し、流量を 95 % に減少させると、冷却空気のマッハ数は約 0.9 から約 0.8 に下り、コア部の温度は約 15 K 上昇する。
- ・ケース F : 目標エンジンの概念設計値としての冷却空気温度をそのまま実機型(A)に適用すると、構成部材の温度は、それぞれすべて耐用温度をはるかに超えるのでまったく実用にはならない。

5. 結 論

本研究で得られた主な結論は次のとおりである。

- イ. 構築した超高温タービン翼の構造について、その伝熱特性を実験的に明らかにし、熱伝導解析による検証から、当該形態における内外表面の熱伝達率の適切な定量的評価、構造部材の温度の詳細な評価が可能になった。
- ロ. 実験との比較検証で保証された数値解析による部材の温度評価を、超高温タービンの一例である H Y P R の目標エンジン条件（タービン入口温度 1750°C）に適用し、遮熱層、高熱伝導率材料の有用性を定量的に明らかにした。ただし、この形態のタービン翼が実用的に成立する条件として、冷却空気の供給温度を相当低い温度（適用例では約 350°C）まで予冷する必要がある。

6. あとがき

構築したタービン翼の概念の根底には、フィルム冷却の適用ができるだけ少なくし、冷却空気の消費量を格段に低減させたいという願望がある。本研究により、冷却空気の予冷の問題は、予測した以上に大きな課題であることがわかった。相変化を含む高性能な熱交換器の開発、冷却空気の循環使用またはタービン後段への繰り返し使用等を考慮して、今後さらに諸課題を追求したい。なお、本研究は、通産省工技院の産業科学技術研究開発制度における「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として行っているものである。ここに記し、関係の各位に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) 吉田、日本ガスタービン学会誌、20-80, pp4/9, 1993.
- (2) T. Yoshida and others, Proc. of the 11th ISABE, pp749/756, 1993.
- (3) 吉田 ほか 5 名、第18回ガスタービン定期講演会講演論文集、pp55/58, 1990.
- (4) 坂田 ほか、航技研資料 NAL TM-488, 489, 490, 1983.
- (5) 日本機械学会、伝熱工学資料 改訂第 4 版、pp61, 1986.
- (6) 同上 pp193 より、T. C. Carnavos, Heat Exchangers (Design and Theory Source Book), pp441, McGraw-Hill, 1974.

A-8 鈍頭形状をしたガスタービン静翼背側のフィルム冷却性能

福山 佳孝 (東芝R D C)

*大友 文雄 (東芝R D C)

佐藤 実 (東北電力)

小林 雄一 (東北電力)

松崎 裕之 (東北電力)

1. はじめに

コンバインドサイクル熱効率50% (H H V) 以上を目指として翼冷却に高圧過熱水蒸気を用いた閉ループ蒸気冷却方式の高温ガスタービン開発を進めている^{(1), (2), (3), (4)}。1500°C級ガスタービン第1段静翼に本冷却方式を採用する場合、翼面熱流束を低減する必要があり、鈍頭形状をした翼型を選択し、空気のフィルム冷却を併用したハイブリッド型冷却構造を採用した。しかし、フィルム冷却は良好な熱遮蔽効果が得られる反面、翼面から空気を吹き出すことによる翼列の空力損失の増大も予測される。

翼前縁近傍背側に採用したフィルム冷却に関して、低速風洞を使用したフィルム冷却性能と空力性能の試験計測を実施し、鈍頭形状の翼背側フィルム吹き出しに関して知見を得、フィルム吹き出し位置等の最適化を行ったので報告する。

2. 試験装置

実機条件では、精度良いフィルム冷却性能試験は困難であるから本試験ではフィルム冷却性能への影響が大きい試験パラメータを考慮して低速風洞で行った。

図1に低速翼列風洞試験装置の概要を示す。本風洞に2次元モデル翼列を設置し、冷却空気流量比、レイノルズ数を試験パラメータとしてフィルム冷却効率を計測した。静止場で浮力の影響は無視できるから主流側は常温とし、吹き出し空気を70°C前後に温度

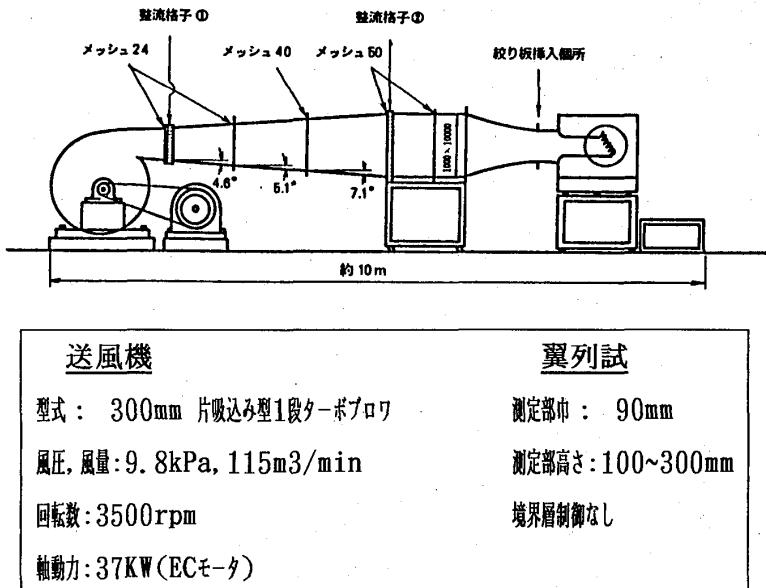


図1 低速翼列風洞試験装置

調整して試験を行った。主流流量はオリフィスで、主流流速、圧力、温度は翼列入口に全圧管、静圧管、全温管を挿入して測定した。フィルム吹き出し空気温度は供給口直前に挿入した熱電対で、流量は浮子式流量計で測定した。主流流速は送風機の回転数を制御することにより、またフィルム吹き出し空気流量は、空気供給配管系に設けられた手動バルブにて調整した。

翼列モデルの外観を図2に示す。翼列は6枚の翼で構成し、中央の1枚が試験翼で他の5枚はアルミ製のソリッド翼である。

図3に試験翼形状を示す。前縁近傍背側に孔径 $d = 0.6\text{ mm}$ 、ピッチ比 $p/d = 3$ の吹き出しを2列設けた。前縁側のフィルム孔列をNo. 1、下流側のフィルム孔列をNo. 2と呼ぶ。翼面上には外径 0.25 mm のシース型熱電対 (K type) を翼スパン中央の翼弦方向 (ピッチ 2 mm) に51本埋め込み翼温度を計測した。

データ収録には、パーソナルコンピュータ (J3100)、データ収録装置 (TR2731) 等を用いて自動化している。

全圧損失の把握は翼列性能を知る上で最も重要な項目のひとつである。特に、フィルム冷却を採用する場合、冷却空気と主流ガスとの混合により流体損失が発生する。本研究では、フィルム吹き出しによる全圧損失の変化をピトーヨーメータにより計測した。本試験ではレイノルズ数は最大で $R_e 2 = 1.4 \times 10^5$ まで試験でき、吹き出し空気質量を主流の $0.2 \sim 2.7 [\%]$ (以下冷却流量比) の範囲で変化させたときのフィルム冷却効率 (以下フィルム効率) と冷却流量比および吹き出し位置の基本関係、翼面からの単列吹き出し効果と多列 (2列) 吹き出しによる重ね合わせの効果を調べた。

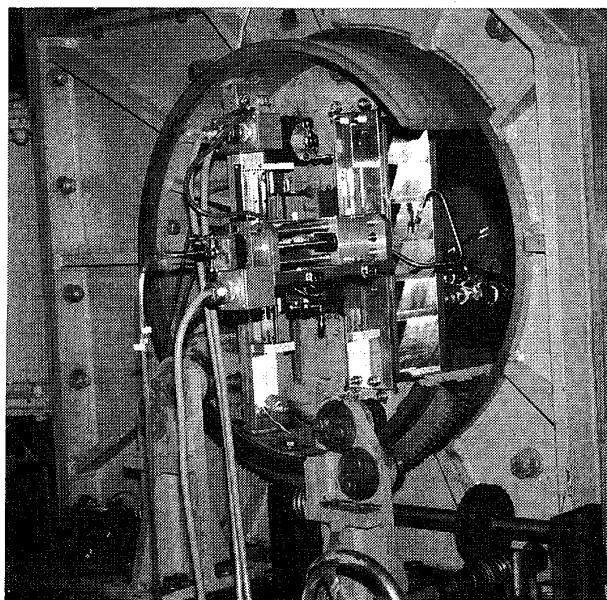


図2 翼列モデル外観

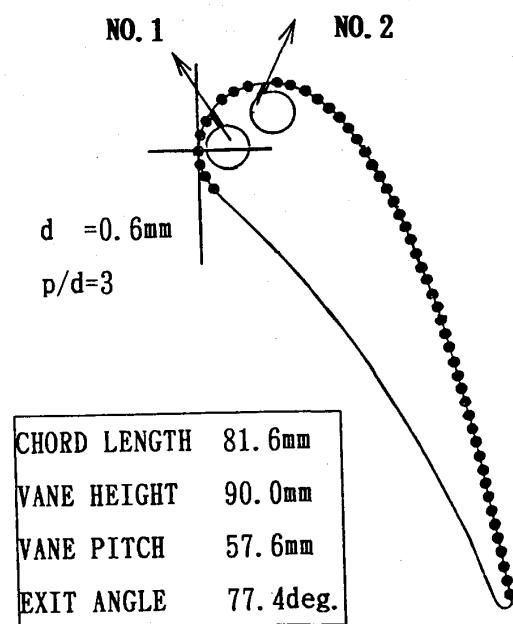


図3 2次元モデル翼

3. フィルム効率と全圧損失係数

試験翼モデルは、ベークライト製であり実機に比べて翼内面側Bi数が10倍以上（実機では0.2、試験条件では2.3程度）と大きく、フィルム冷却孔より充分下流では断熱モデルと考えることができ、翼表面計測温度（T_m）をフィルム温度（T_f）とした。しかし、フィルム吹き出し近傍の局所では吹き出し空気による対流熱伝達・熱伝導の影響が無視できず、断熱モデルとみなすことができない。ここではフィルム効率η_fを次式で定義する。

$$\eta_f = \frac{T_g - T_f}{T_g - T_c} \div \frac{T_g - T_m}{T_g - T_c} \quad (1)$$

T_g：主流ガス温度、T_f：翼面局所フィルム温度

T_m：翼表面計測温度、T_c：フィルム吹き出し空気供給温度

一方、翼列の全圧損失係数ζ_bは次式で定義する。

$$\zeta_b = \frac{P_{t1} - P_{t2}}{P_{t1} - P_s} \quad (2)$$

P_{t1}：翼列入口全圧

P_{t2}：翼列出口全圧

P_{s2}：翼列出口静圧

4. 試験結果

4-1. ノーマルタイプ吹き出しによるフィルム冷却性能

試験は主流条件一定（Re=1.4×10⁵, 0.7×10⁵の2ケース）で、フィルムの吹き出し空気流量と吹き出し位置をパラメータとして実施した。

図4に冷却流量比G_c/G_g（フィルム吹き出し空気質量流量／主流空気質量）と翼面上の各位置でのフィルム効率の関係を示す。フィルム効率は冷却流量比の増減に対して単調に変化するのではなく、翼面の吹き出し位置、質量流速比等の吹き出し条件の違いで極大値・極小値が存在することを示している。背側フィルム冷却孔No.1の場合、冷却流量比0.2～0.4[%]、x/d<60の範囲では冷却流量比が増加するに従い急激にフィルム効率が低下し、冷却流量比0.5[%]で最小値となる。冷却流量比0.5[%]以上ではフィルム効率は増加の傾向を示し、冷却流量比が約1.5[%]で最大値となり、以後僅かではあるが減少する傾向を示す。x/d>60で、冷却流量比の小さい領域では、冷却流量比増加と共にフィルム効率が低下するような現象はみられず、冷却流量比増加に伴いフィルム効率は単調に増加するが、

フィルム効率は最大でも 0.06 程度である。これらの結果から、フィルムの冷却効果を下流まで持続させるには冷却流量比を 1.5 ~ 2 [%] にとれば良いことが分かる。2 [%] 以上の過剰な空気供給はフィルムの主流との混合が強まりフィルム効率が低下し、好ましくない。ただし、吹き出し直後のフィルム冷却効率は減少せず、いわゆるフィルムの“吹き抜け”は起こっていないと考えられる。また、冷却流量比 0.2 ~ 0.3 [%] でも良好なフィルム効率が得られるが、フィルム効果の持続距離は短い（小流量では主流側より吹き出し側のモーメンタムが小さく背面凸部では空気フィルムの主流との混合が抑えられるためと考えられる）。一方、フィルム冷却孔 NO. 2 の場合、冷却流量比の増加と共にフィルム効率は増大し、冷却流量比 0.4 ~ 0.6 [%] で最大値を取り、その後は減少する。冷却流量比 1 [%] 以上ではフィルムの主流との混合が強まってきていていることを示している。NO. 1 と 2 を同一冷却流量比で比較した場合、フィルム吹き出し直後では NO. 2 の方がフィルム効率が大きいが、NO. 2 のフィルム効果の減衰が大きく、 $x/d > 20$ でフィルム効率は逆転する。この傾向は冷却流量比 $G_c/G_g > 1 [%]$ で特に顕著となる。

主流条件のことなる 2 ケースについて、2 列のフィルム冷却孔から吹き出しを行った場合のフィルムの重ね合わせの効果を図 5 に示す。一般に重ね合わせの効果によるフィルム効率は次式で与えられる。

$$\eta_f(1-2) = \eta_{f1} + \eta_{f2} \times (1 - \eta_{f1}) \quad \cdots \quad (3)$$

η_{f1} : 1 列目のフィルム効率, η_{f2} : 2 列目のフィルム効率

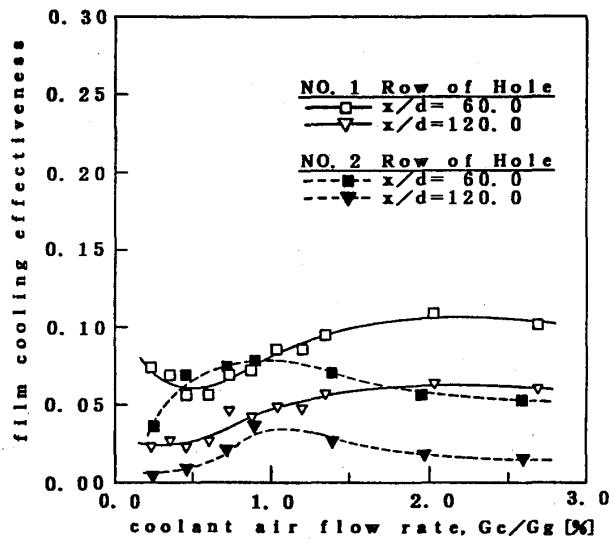
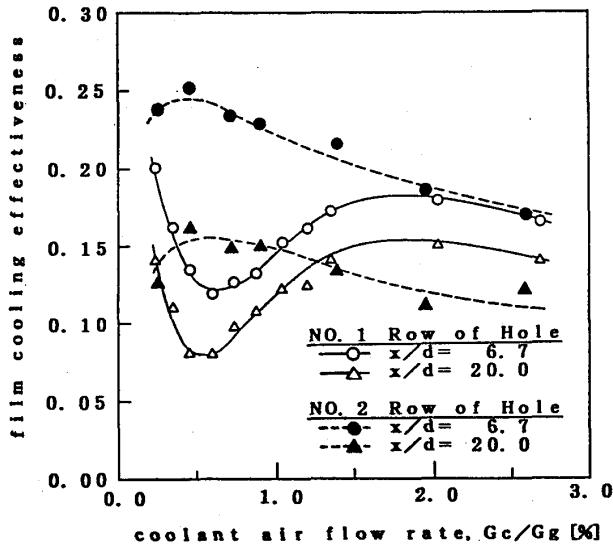


図 4 ノーマルタイプのフィルム効率特性

図5はフィルム冷却孔No. 1, 2からそれぞれ主流の0. 90~1. 05 [%] のフィルム空気を吹き出したときの重ね合わせフィルム効率の実験値と(3)式による推定値を比較したものである。本試験条件では、各冷却孔より単独吹き出しを行ったときのフィルム効率をもとにした重ね合わせのフィルム効率の推定値と重ね合わせフィルム効率の試験値は若干の相違はあるものの、フィルム効率0. 03以内で一致することを確認した。

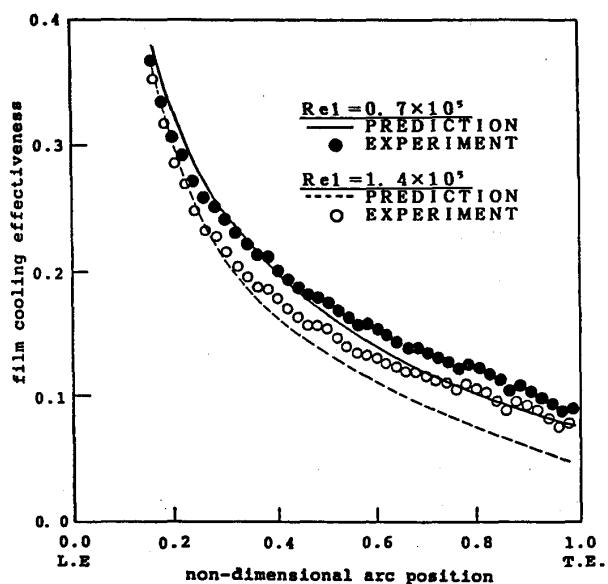


図5 重ね合わせフィルム効率

4-2. シェイプトホールタイプによるフィルム冷却性能

吹き出し孔出口形状を翼後流に徐々に広げたディフュージョンシェイプトホールタイプ(以下シェイプトタイプ)は吹き出し側のモーメンタムを小さくすることが可能で翼背側のフィルム効率の向上に有効と考えられている⁽⁵⁾。図6にシェイプトタイプによるフィルム冷却性能試験結果を示す。No. 1吹き出しでは、冷却流量比1%程度では両者ほぼ同程度の冷却性能を示すが、冷却流量比が減少するに従ってシェイ

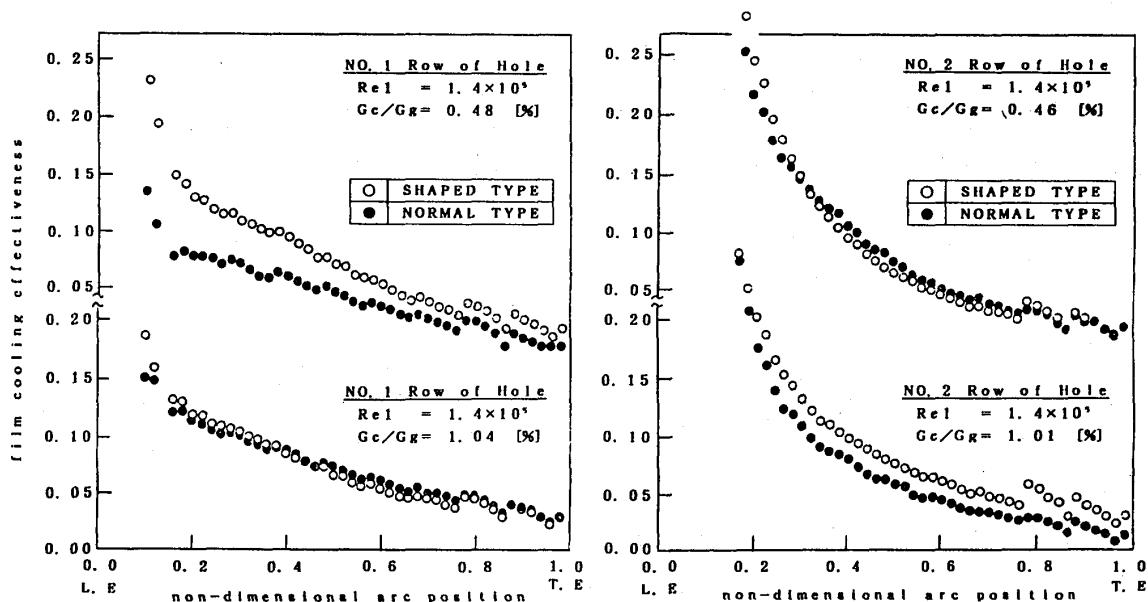


図6 シェイプトタイプのフィルム効率分布

プトタイプのフィルム効率が高くなる傾向を示す（フィルム効率で最大0.05程度）。この傾向は吹き出し直後の無次元翼面長さ0.1～0.5で顕著であるが、後縁近傍ではフィルム効率そのものが小さくなるため相違は認められない。一方、N O. 2吹き出しでは、N O. 1と異なり流量比が増加するに従ってシェイプトタイプのフィルム効率がフィルム効率で最大0.03程度高くなり、無次元翼面長さ0.2～0.8の広い範囲で冷却性能の向上に有効と考えられる。

以上の結果から、ノーマルタイプと比較してシェイプトタイプのフィルム冷却法は広い範囲でその有効性が確認された。

4-3. フィルム冷却性能比較

翼前縁近傍背側から2列のノーマルタイプによるフィルム吹き出しを行ったとき、前縁に近いN O. 1吹き出し位置で冷却流量比0.8[%]、より背側に近いN O. 2吹き出し位置で冷却流量比1.1[%]のフィルム効率試験値を図7に示す。いずれのフィルム吹き出しもフィルム効率の流れ方向の低下が著しく、後縁近傍まで広範囲にフィルム効率を高くすることはできない。この対策として、N O. 1吹き出しにシェイプトタイプを、N O. 2吹き出し位置を図8に示すように翼前縁鈍頭部の曲率変化の小さくなる位置まで後縁側にシフトすれば図7の破線で示すようにフィルム効率を0.06程度高くできることが分かった。

4-4. 翼列の全圧損失

翼列後流トラバースは、翼後縁から軸方向の無次元長さ $X/CHORD = 0.394$ 離れた位置で、1ピッチ分を0.2mm間隔で圧力計測を実施した。ウエーク部の全圧計測では測定誤

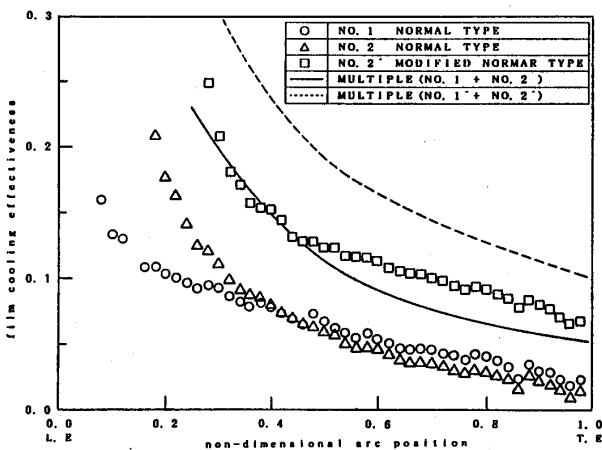


図7 フィルム効率比較

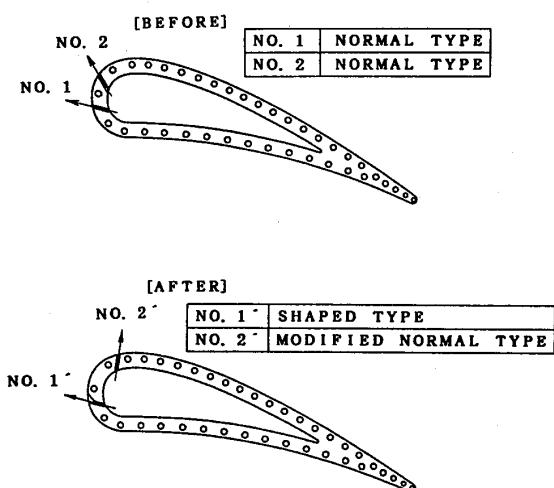


図8 フィルム吹き出し位置

差が生じないようにヨーメータの差圧を常にゼロになるように自動制御（回転制御）して求めた。

ノーマルタイプとシェイプトタイプによるフィルム吹き出し（吹き出しなしを含む）の違い、冷却流量比等をパラメータとする翼列全圧損失係数分布比較を図9に示す。

吹き出しなしの平均全圧損失係数は3. 6 [%]、冷却流量比が2 [%]程度ではノーマルタイプで5. 4 [%]、シェイプトタイプではやや大きく6. 5 [%]であった。

冷却流量比変化に対しノーマルタイプNO. 1吹き出しは冷却流量比増加により全圧損失係数が若干大きくなるが、ノーマルタイプNO. 2吹き出しでは逆の傾向を示すようになりフィルム効率変化との相関が認められる。すなわち、フィルム効率が高いところでは翼面に沿う境界層を若干厚くするようであり、これが後流ウエークの全圧損失を大きくしていると考えられる。

ノーマルタイプ2列同時吹き出しは、全圧損失の冷却流量比変化に対する影響が両者で相殺されるため平均全圧損失係数の冷却流量比変化に対する影響は小さいようである。一方、シェイプトタイプ2列同時吹き出しでは、冷却流量比増加により全圧損失係数が若干大きくなり、冷却流量比1 [%]増加で平均全圧損失係数が1 [%]程度高くなることが分かった。

5. 結論

低速風洞試験を実施し以下の結論を得た。

(1) フィルム吹き出しのモーメンタムを低く抑えられるシェイプトホールタイプの採用はフィルム冷却効果の面では有効であるが、翼面に沿う境界層を厚くするため翼列損失は若干大きくなる。

(2) 前縁に近いNO. 1吹き出し位置にシェイプトタイプを採用した場合、ノーマルタイプと同等の翼列損失で高いフィルム冷却性能が得られるが、より背側のNO. 2吹き出し位置にシェイプトタイプを採用した場合は、高いフィルム冷却効率が得られるものの、冷却流量比1. 9 [%]以下では、急激なフィルム効率の低下がみられること、翼列全圧損失がノーマルタイプより0. 015程度大きくなることから好ましくない。

(3) 前縁に近いNO. 1吹き出し位置にシェイプトタイプを、より背側に近いNO. 2吹き出し位置に、より後縁にシフトしたノーマルタイプ（吹き出し位置をより後縁にシフトさせると翼面曲率の影響によりフィルムと主流の混合が弱まるためかフィルム効率は0. 06程度全体的に向上する）を採用することによりフィルム冷却効率を高くし、翼列損失増大も抑えられる。

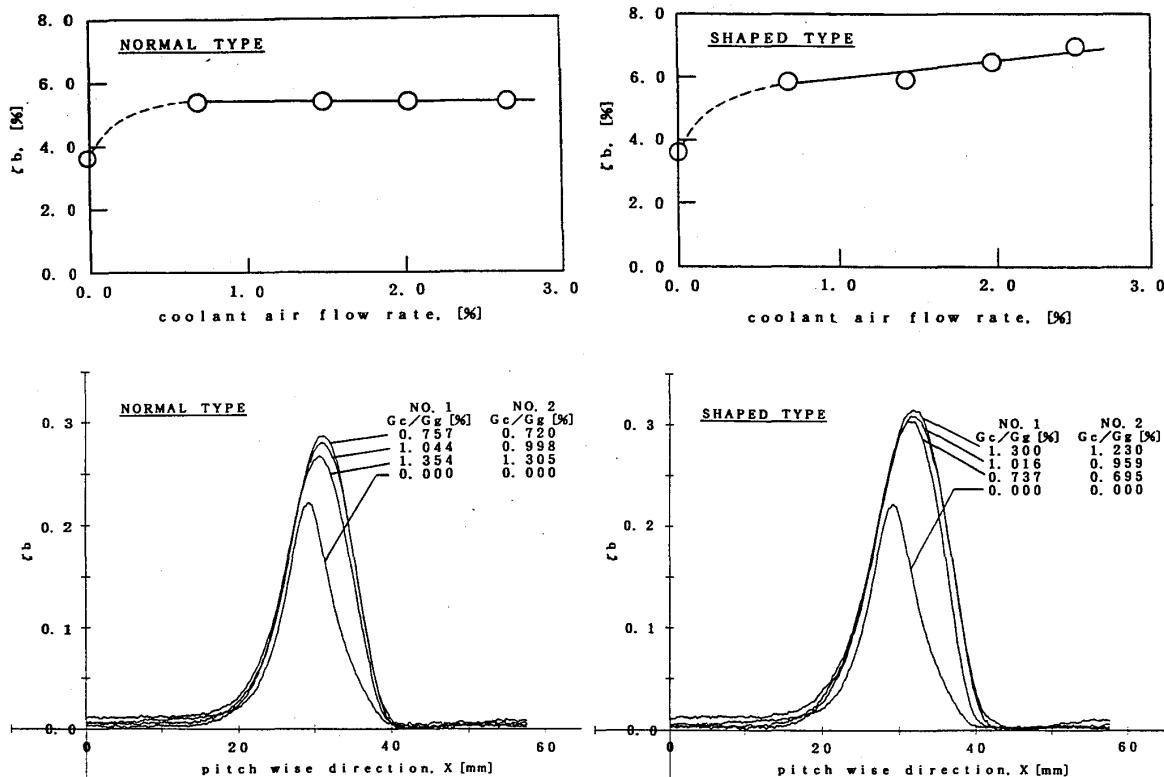


図9 翼列全圧損失分布比較

6. おわりに

本研究は東北電力(株)との共同研究である『高効率ガスタービンの開発研究』の一環として実施したものであり関係各位に謝意を表する。

7. 参考文献

- (1) 天笠, 大友, 福山, 松浦, 荒木, JSME69期通常総会, No. 920-17B, 1991.
- (2) 福山, 大友, 松浦, 天笠, 松崎, JSME70期全国大会, No. 1909, 1992.
- (3) 松崎, 下村, 福山, 荒木, 石井, 山本, 渡谷, 奥原, ASME Paper92-GT-240, 1992.
- (4) 福山, 大友, 松浦, 青木, 門脇, GTSJ92年秋季講演会B-9, 1992.
- (5) 武石, GTSJ誌 Vol. 20, NO. 80, pp18-25, 1993

A-9 石炭ガス化用 1500°C級ガスタービン燃焼器の開発

-第2報 1500°C級燃焼器の試作とその性能評価

*二宮 徹 (電中研)

佐藤 幹夫 (電中研)

長谷川武治 (電中研)

中田 俊彦 (東北大工)

1. はじめに

当研究所は、石炭ガス化複合発電の一層の高効率化と環境保全性の向上をめざして、1500°C級ガスタービン燃焼器の研究開発を進めている。ガスタービンの高温化にともない、燃焼器壁面の冷却空気の不足やNO_x排出量の増加が懸念されるため、1500°C級ガスタービン燃焼器の開発にあたっては、燃焼器壁面冷却特性や低NO_x特性の高性能化が重要な課題である。

本研究では、1300°C級燃焼器の研究開発¹⁾で培ってきた知見をもとに、1500°C級燃焼器を設計、試作し、大気圧燃焼実験により性能評価を行った。その結果、ガスタービン燃焼器の研究開発上で有用な工学的指針が得られたので報告する。

(記 号)

CH ₄ : 燃料中のメタン濃度	Vol %	T _a : 空気温度	°C
CO : CO排出濃度	ppm	T _{adia} : 断熱火炎温度	°C
C.R. : 燃料中のアンモニアから NO _x への転換率	%	T _f : 燃料温度	°C
F/A(W) : 燃空比 (重量比)		T _g : 燃焼器出口ガス温度	°C
F/A(V) : 燃空比 (体積比)		T _w : 燃焼器ライメタル温度	°C
HHV : 燃料の高位発熱量	KJ/m ³	TFN : 窒素系化合物の総和 (=NO+HCN+NH ₃)	
LHV : 燃料の低位発熱量	KJ/m ³	u : 平均断面流速	m/s
L : 燃焼器の軸方向距離	mm	ギリシャ文字	
NH ₃ : 燃料中のアンモニア濃度	ppm	μ : 燃焼効率	
NO _x : NO _x 排出濃度	ppm	λ : 空気比	
NO _x (16%O ₂) : 燃焼ガス中の酸素濃度を16%に 換算したときのNO _x 排出濃度	ppm	φ : 当量比	
P.F. : 燃焼器出口ガス温度不均一率 (バーソフタ)	%	φ ₁ : 一次燃焼領域の当量比	
Q _a : 空気流量	m/s	φ _{ex} : 燃焼器出口の当量比	
Q _f : 燃料流量	m/s		
t : 時間	sec	略 号	
		CGT5001 : 石炭ガス化低加熱-燃料用 1300°C級燃焼器	
		CGT7001 : 石炭ガス化低加熱-燃料用 1500°C級燃焼器	

2. 石炭ガス化用1500°C級ガスタービン燃焼器の設計

2. 1 燃焼器の設計思想

空気吹き噴流床石炭ガス化炉から生成する石炭ガスは、その燃料組成を表1に示す

ように、発熱量がメタン等の高カロリー燃料に比べて約10分の1と低く、COを主要可燃成分とする。また、燃料NO_xの生成源となるNH₃を、標準で約1000ppm含むことが特徴である。

図1は、石炭ガス化低カロリー燃料を用いるガスタービン燃焼器において、燃焼器出口ガス温度と空気配分の関係を示したものである。ガスタービンの高温化にともなって燃焼用空気の割合が増加するために、冷却・希釈用空気の割合が大きく減少し、燃焼器設計の裕度が狭まることが示される。

これらの特徴をまとめると、低カロリー燃料を用いるガスタービン燃焼器の高温化にともなって、次に示す課題を考慮した燃焼器設計が必要となる。

- (1) 燃焼性の劣る低カロリー燃料を安定に保炎する、燃焼安定性。
- (2) 燃料中のNH₃に起因する燃料NO_xの生成を抑制するための、低NO_x燃焼技術。
- (3) より少ない空気で燃焼器壁面を効率的に冷却する、冷却構造。

2. 2 燃焼器の構造

設計、試作した1500度級燃焼器の特徴を図2に示す。燃焼器の全長は1320mm、内径は356mmである。

表1 石炭ガス化低カロリー燃料の組成

Composition	CO	22.9 %
	H ₂	8.6 %
	CH ₄	0.5 %
	CO ₂	12.9 %
	H ₂ O	2.0 %
	N ₂	53.1 %
	NH ₃	1000 ppm
HHV	4190 kJ/m ³ (1000 kcal/m ³)	
LHV	3960 kJ/m ³ (950 kcal/m ³)	

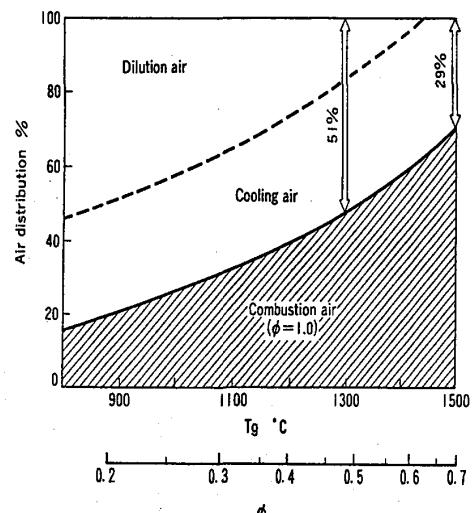


図1 石炭ガス化低カロリー燃料用ガスタービン燃焼器の空気配分

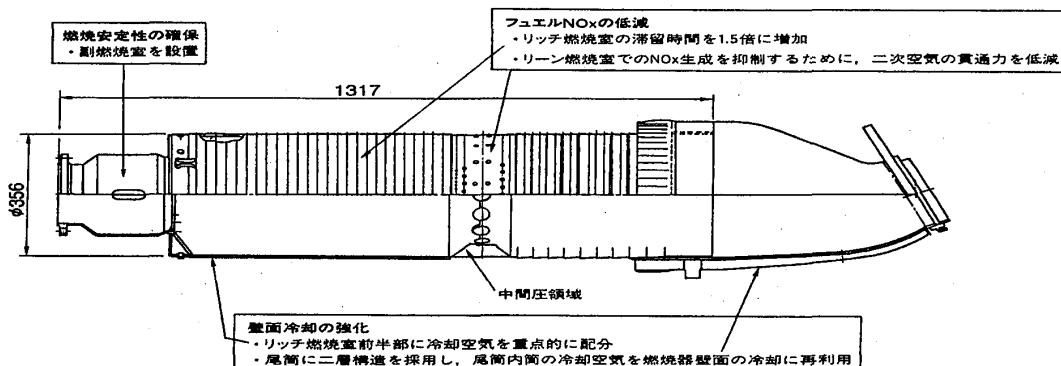


図2 1500°C級燃焼器(CGT7001)の設計思想

(1) 燃焼安定性の確保

低カロリー燃料の保炎性能を確保するために、燃焼器の入口部に副燃焼室を設けた。副燃焼室の燃料割合は全体の15%とし、定格時の当量比を1.0と量論混合比に設定することにより、常に安定した火炎を形成させる。この火炎は、とくに次項に示すリッチ燃焼域の保炎に効果をもたらす。

(2) フュエルNO_xの低減

燃料中のNH₃に起因して生成するフュエルNO_xを抑制するために、二段燃焼法（リッチ・リーン燃焼法）を導入した。供試燃焼器は、一次燃焼領域と二次燃焼領域を明確に分離した二室構造を採用するとともに、三つの設計上の特徴を有している。

1) 一次燃焼室の当量比設計 一次燃焼室の当量比を、別途実施した小型拡散バーナを用いた燃焼実験²⁾の結果を考慮して決めた。図3は、実験結果の一例であるが、二段燃焼時において燃料中NH₃のNO_xへの転換率に及ぼす一次燃焼室の当量比の影響と、燃料中のCH₄濃度の影響を示している。実験結果から、一次燃焼領域を燃料過濃にするほど転換率は減少するが、燃料中にCH₄を含む場合には、NH₃の分解とともに一次燃焼領域で生成するHCNが二次燃焼領域でNO_xに転換され易いために、転換率が極小となる当量比条件が存在することがわかる。このことから、供試低カロリー燃料はCH₄を約0.5%含むことから、一次当量比を1.6に設定した。

2) 一次燃焼室の滞留時間 一次燃焼領域のガス滞留時間を約1.5倍に増加させた。1300°C級燃焼器において、二次空気孔から乱入した空気の一部が、一次燃焼領域に逆流し、一次燃焼領域が設計値よりも燃料希薄になり、所定のリッチ・リーン燃焼が実現されていない現象が観察された³⁾。この経験をふまえて、供試燃焼器では、一次燃焼領域の長さを1300°C級燃焼器に比べて約200mm延長し、滞留時間を約9msから13msに増加させた。

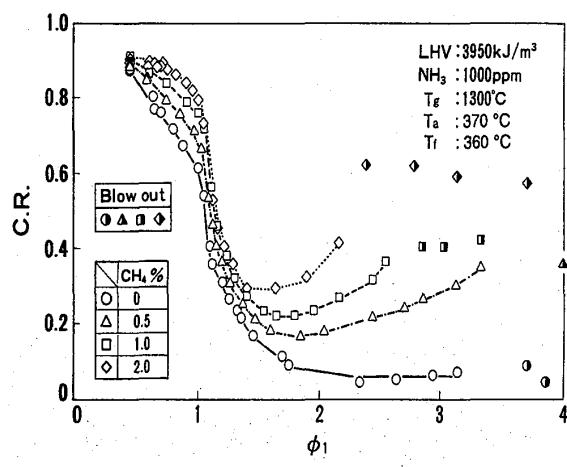


図3 NO_x生成特性に及ぼすメタンの影響

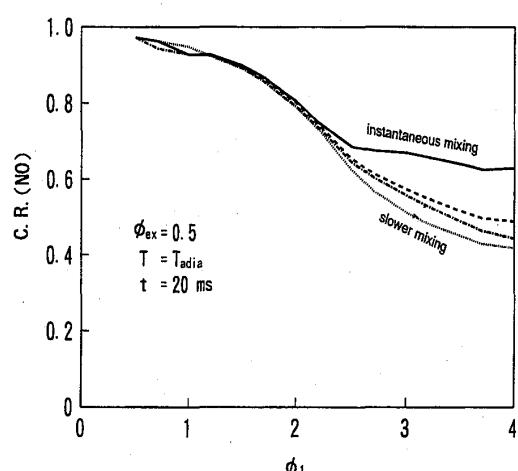


図4 ガスタービン燃焼器における一次当量比と転換率の関係⁽⁴⁾

3) 二次空気の導入方法 二次空気の導入方法に工夫をこらした。フェュエルN分の分解にともなって、一次燃焼領域で生成するNO, HCN, NH_i等のTEN(Total fixed nitrogen)の大部分が、二次燃焼領域でNO_xに転換する。二次空気の混合条件がNO_xの生成に及ぼす影響を反応動力学的に検討し、二次空気の混合を緩慢にするほどNO_xが低下する結果を得た(図4⁴⁾)。この結果を生かして、供試燃焼器の二次空気孔の流入部に、外壁を設け二重構造とした中間圧領域を設けた。これにより、二次空気の燃焼室内への流入速度が、外壁がないときの120m/sから70m/sに低下し、二次空気の混合が弱まることになる。

(3) 燃焼器壁面の冷却

ガスタービンの高温化にともなう冷却用空気割合の現象を補うために、供試燃焼器では、尾筒を二重構造に改造し、尾筒の冷却空気を燃焼器壁面の冷却に再利用する方式とした。外壁から流入した冷却空気は、内壁をインピングメント冷却した後に、上流の燃焼器壁面の冷却空気としても使用できることになった。

つぎに、とくに燃焼器壁面が高くなると予想される副燃焼室と一次燃焼領域には、インピングメント冷却とフィルム冷却を組み合わせた積層冷却構造を、二次燃焼領域にはフィルム冷却を採用した。

以上の特徴に加えて、一次空気孔は、一次燃焼領域を所定の燃料リッチ条件に保つために除去し、また全長を1300°C級燃焼器と同等とするために、一次燃焼領域が延長した分、希釈領域を削除している。

3. 実験設備および実験方法

3. 1 実験設備

ガスタービン燃焼器の実験設備の概要を図5に示す。燃料ガスは、空気吹き噴流床方式の石炭ガス化炉の生成ガスと同組成になるよう、製造、調整される。まず、原料のLPGを水蒸気でCOとH₂に改質した後に、H₂分離膜を通してCO/H₂モル比を調整する。さらに、N₂を添加し所定の燃料発熱量まで下げるとともに、NH₃を燃料ガス中に注入する。燃焼器に供給する空気は、電動機出力が2810kWの四段階遠心型圧縮機で2.0MPaまで昇圧する。燃料と空気は、それぞれ予熱器によって所定の温度まで加熱される。

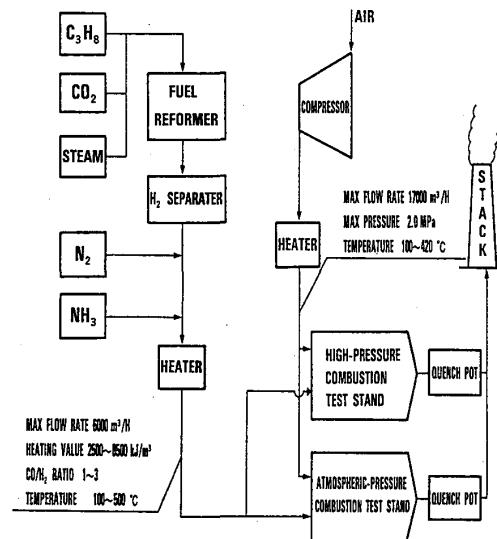


図5 実験設備の系統図

燃焼器の大気圧燃焼実験スタンドの断面を図6に示す。燃焼器の外壁面には、約100本のシース径1mmのK型熱電対を溶接し、燃焼器のライナメタル温度を計測する。高温の燃焼排ガスは、尾筒を通過した後、計測ダクトにて成分とガス温度を測定する。燃焼ガス成分は、自動ガス分析計によって、NO_x, NO₂, CO₂, O₂, THCなどの各成分が連続分析される。燃焼ガス温度は、計測ダクトに挿入した5本のR型熱電対を縦方向に移動して測定する。

3. 2 実験方法

表2に1500°C級燃焼器の定格実験条件を示す。この定格条件を基準として、燃料流量変化試験、燃料発熱量変化試験、NH₃濃度変化試験およびCH₄濃度変化試験を実施した。

4. 実験結果および考察

4. 1 燃焼器ライナメタル温度特性

図7に、燃焼器出口ガス温度を変化させたときの、燃焼器ライナメタル温度の分布を示す。全体の温度分布から、副燃焼室、一次燃焼室ともに十分な温度上昇がみられ、燃焼器内で安定した保炎がなされていることがわかる。燃焼器出口ガス温度約1500°Cに上昇しても、壁面温度全体に800°C以下に留まって、壁面の冷却性能が充分であることが示している。

4. 2 燃焼器出口温度不均一率

燃焼器出口ガス温度分布から算出したパターンファクタ（出口ガス温度不均一率）を図8に示す。パターンファクタは、燃焼器出口ガス温度が約1500°Cの条件では8.3%であった。ガスターイン側からの設計基準として17

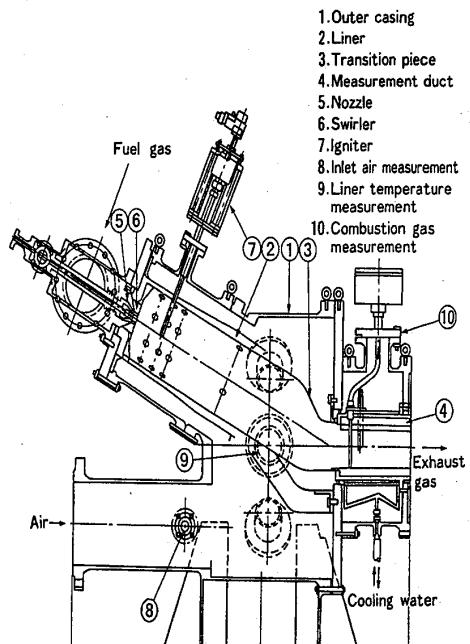


図6 大気圧燃焼実験スタンド

表2 1500°C級燃焼器の定格条件

T _a	427	°C
T _f	360	°C
T _g	1500	°C
F/A(w)	0.73	
F/A(v)	0.77	
ϕ	0.62	
O ₂	5.0	%
Q _a	2570	m ³ /h
Q _f	1950	m ³ /h
u	28.4	m/s
P	0.1	MPa

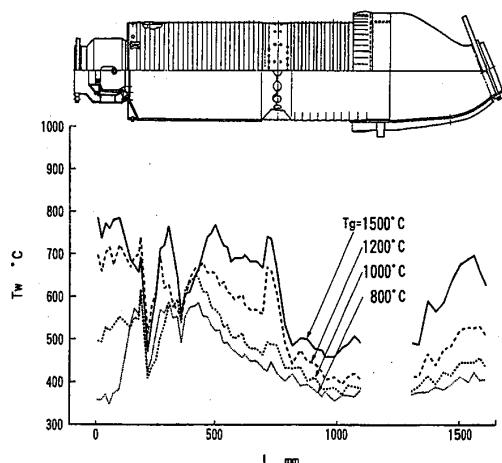


図7 燃焼器ライナメタル温度分布

%以下に要求されているので、本結果はきわめて良好であるといえる。供試燃料の理論最高火炎温度は約1660°Cであるために、出口ガス温度(T_g)の増加にしたがって、最高火炎温度と T_g との差が小さくなつたこともパターントファクタが小さいことの一因と考えられる。

4. 3 NO_x排出特性

図9に、当量比と、燃料中NH₃のNO_xへの転換率の関係を示す。転換率は、供試燃焼器の設計条件である燃焼器出口ガス温度が1500°Cの条件で最小値36%を示し、これより負荷の低い範囲でも転換率は40%以下と良好であった。1300°C級燃焼器(CGT5001)を用いた実験結果⁵⁾と比較しても相対値で30%減少している。本燃焼器設計の特徴である、一次燃焼領域の滞留時間の増加、および二次空気混合の緩慢化によって、フュエルNO_xの一層の低減が図れたものと考えられる。

図10は、燃焼器出口ガス温度が1500°Cとなる条件での、燃料中のNH₃濃度の影響を示したものである。NH₃濃度が増加するとともに、NO_x排出濃度は増加し、転換率は減少する。この傾向は、従来の出口ガス温度が1300°Cの実験結果と同様である。ちなみに、NH₃濃度が標準条件の1000ppmのとき、NO_x排出濃度は54ppm(16%O₂)であり、大気汚染防止法に定められている環境規制値の70ppmを下回っている。

図11は、燃料中のCH₄濃度の影響を示したもので、同じ当量比条件でもCH₄が少ないほど転換率が低下する傾向が示される。

図12は、定格条件における燃料発熱量の影響を示したものである。燃料発熱量の増加とともに転換率はやや減少する傾向がある。

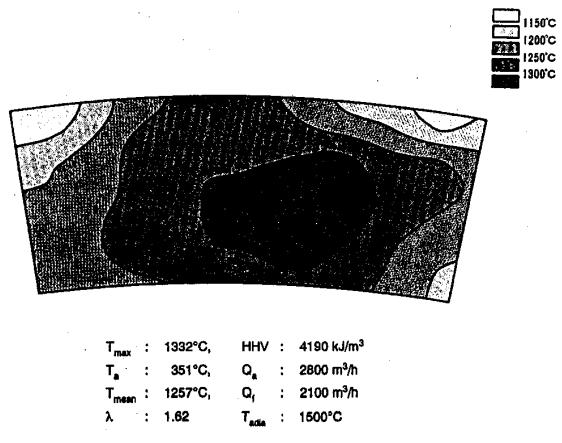


図8 燃焼器出口ガス温度分布

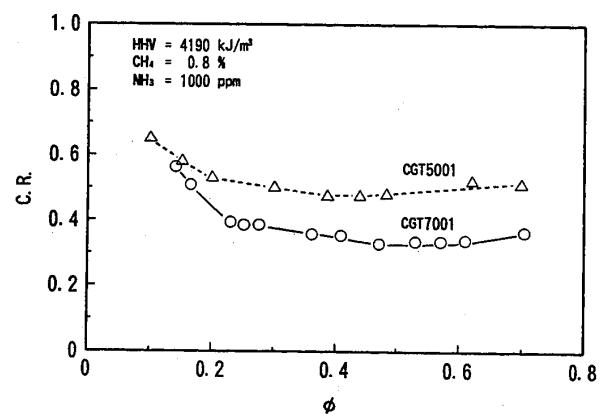


図9 NO_x排出特性

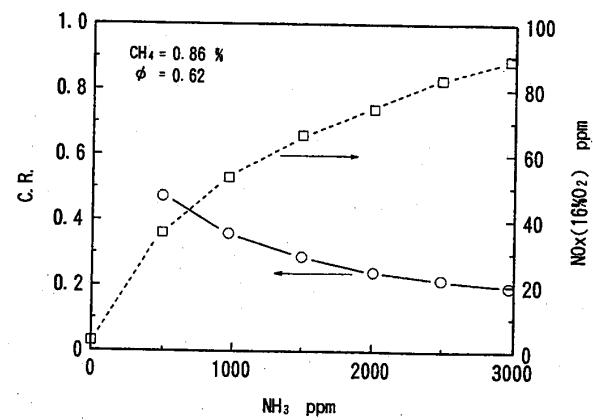


図10 NH₃濃度の影響

4. 4 CO排出特性

図13にCO排出濃度と燃焼効率の関係を示す。燃焼器出口温度の上昇とともにCO排出濃度は増加し、燃焼効率は低下している。出口ガス温度が1500°Cの条件ではCO排出濃度は3000ppm、燃焼効率は約98%であった。

図14に、燃料発熱量を低下させたときの燃焼効率を示す。燃料発熱量が4000kJ/m³より高いと燃焼効率は99%以上であるが、燃料発熱量が3000kJ/m³に減少すると燃焼効率は95%まで低下する。

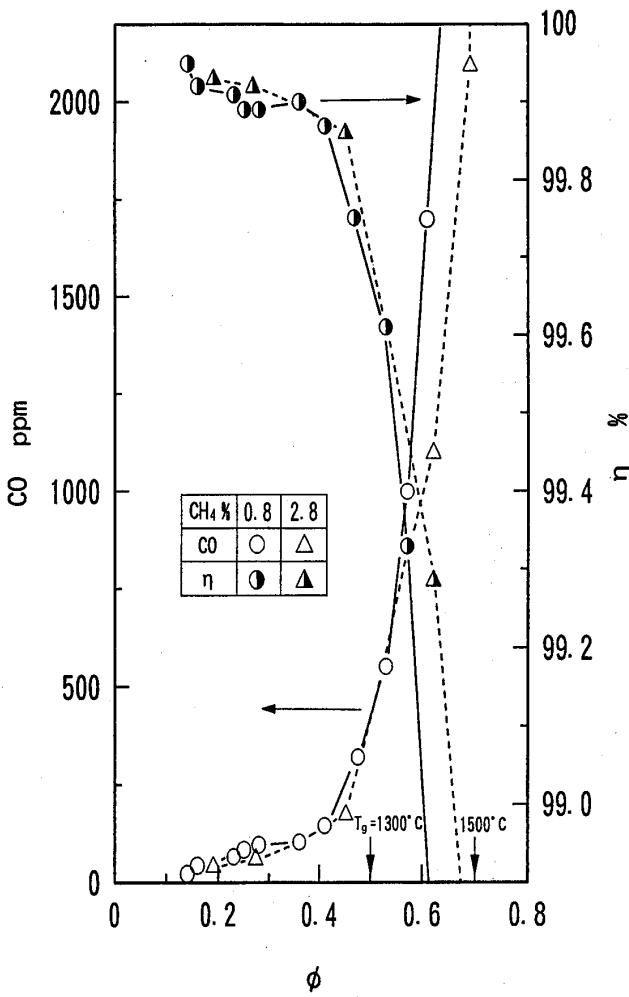


図13 CO排出特性

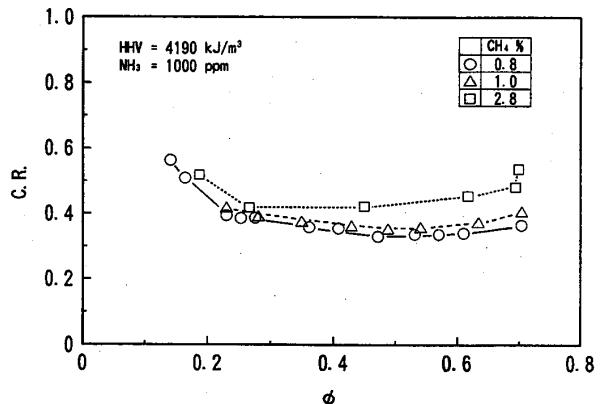


図11 CH₄濃度の影響

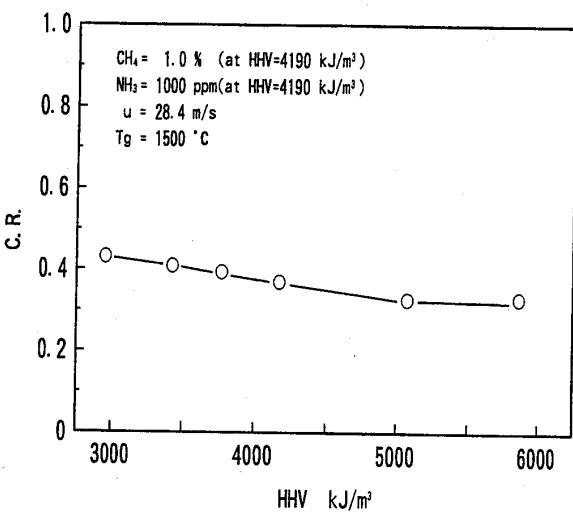


図12 定格条件における燃料発熱量の影響

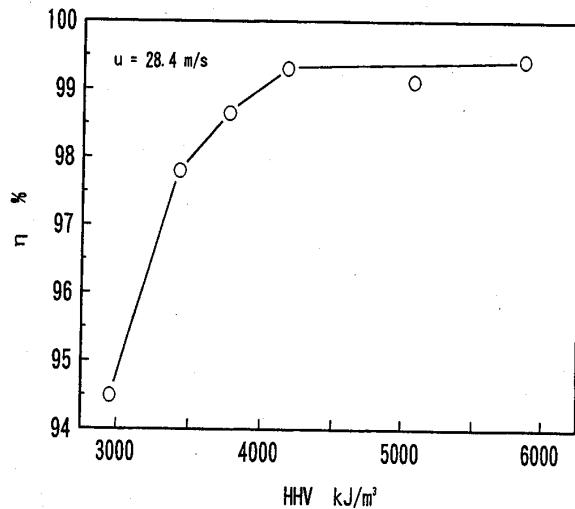


図14 燃料発熱量低下時の燃焼効率

5.まとめ

石炭ガス化用1500°C級ガスタービン燃焼器の高性能化を目的として、1次燃焼域の滞留時間の増加と2次空気の混合緩慢化を図った燃焼器を設計、試作し、大気圧燃焼試験を実施した結果、以下の知見を得た。

- (1) 燃焼器壁面温度から燃焼状態を推測すると、供試燃焼器は、副燃焼室、リッチ燃焼室とともに十分な温度上昇がみられ、燃焼器内で安定した保炎がなされていることが確かめられた。
- (2) 燃焼器出口ガス温度が1500°Cに上昇しても、壁面温度は800 °C以下に留まり、壁面の冷却性能が十分であることが示された。
- (3) 燃料中のアンモニアからNO_xへの転換率は、燃焼器出口ガス温度が1500°Cとなる定格条件において36%を示し、従来の燃焼器に比べて大幅な低減を図ることができた。¹⁾

謝 辞

燃焼実験の実施にあたっては、電力中央研究所 川島 健氏、香坂幸雄氏、(株)テクノサービス 堀内智和氏、馬場義照氏、ウエキコーポレーション(株) 清野忠吉氏のご協力を得た。また、燃焼器の製作に関しては、(株)東芝重電技術研究所の芳根俊行氏、山田正彦氏のご協力を得た。各位に甚大なる感謝の意を表する。

参考文献

- 1)佐藤幹夫, 他5名, 機論, 57巻535号(1991), 803.
- 2)佐藤幹夫, 他2名, 燃料協会誌, 69-10(1990), 952.
- 3)二宮 徹, 他9名, 電力中央研究所研究報告, W89017(1989).
- 4)中田俊彦, 他2名, 機論, 59巻564号(1993), 2568.
- 5)中田俊彦, 他3名, 電力中央研究所研究報告, W91048(1992).

A-10 ガスタービン用ドライ低NO_x燃焼器のNO_x予測

*岩井保憲

前田福夫((株)東芝)

1. 緒言

コンバインドサイクル発電の効率向上や環境対策のため、ガスタービンの高温化やドライ低NO_x燃焼器(DLNC)の開発が積極的に進められており、DLNCからの排出NO_x目標値は高温化にもかかわらず、年々低下する傾向にある。これらDLNCでは火炎の安定化を図りつつ、NO_xを低減するために燃焼条件や運転条件を最適に設定する必要がある。そのため、燃焼条件や運転条件に対応したNO_x特性の正確な予測が望まれている。

最も一般的なNO_x予測法は燃焼器内の3次元流動・燃焼反応解析による方法である。これらの手法に関する研究は現在も積極的に行われているが、計算コスト、予測精度等の問題から実用化のレベルには至っていない。

また種々の実機運転データに基づくNO_x予測法としては、拡散燃焼によるデータを相関したSullivan⁽¹⁾や、火炎温度とNO_xの関係を相関したLewisの式⁽²⁾などを用いて比較評価する方法等がある。これらの予測方法ではまったく新しい火炎構成を持つ燃焼器やその運転条件の変化等に対するNO_xの絶対値予測が困難であり、実圧燃焼試験によりその特性を求めているのが現状である。

今回、拡散燃焼と予混合燃焼が併用されるドライ低NO_x燃焼器の全運転範囲におけるNO_x特性を予測するために、簡潔なNO_x予測モデルを作成した。実圧燃焼試験結果と予測NO_xとの比較も行ったので、その概要を紹介する。

2. NO_x予測モデル

燃焼によるNO_x生成には、Fuel-NO_xの他にThermal-NO_xとして拡大Zeldovich機構やN₂Oが関与した機構、prompt-NO等があり、燃焼条件によりそれぞれ支配的になる発生機構が異なる等の報告がある。⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾

そこで、本予測モデルの適

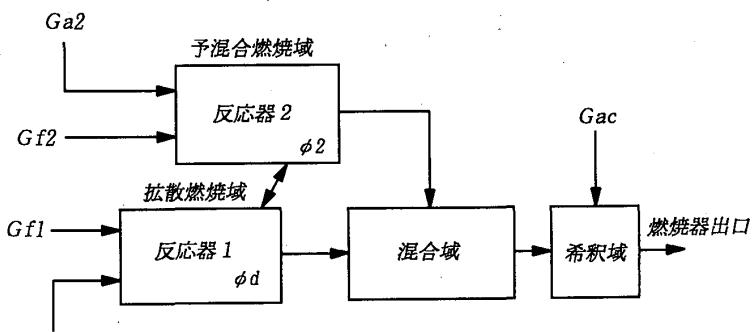


図1 NO_x予測モデル

用を想定しているドライ低NO_x燃焼器の使用条件や、その特徴を示す。まず、燃料はクリーンな天然ガスで、拡散火炎と複数の予混合火炎（予混合当量比<0.7）が併用されており、拡散燃焼領域での滞留時間は短く、予混合燃焼領域における滞留時間は比較的長い。これらの特徴も考慮して以下の仮定を設定した。

- 1) NO_xの生成モデルは拡大Zeldovich機構を用いる。
- 2) 拡散燃焼によるNO_x生成には適切な拡散燃焼割合 β と当量比 ϕ_d を仮定する。

すなわち、拡散燃料流量G_{f1}（図1参照）のうち βG_{f1} が当量比 ϕ_d で燃焼し、 $(1 - \beta) G_{f1}$ は反応器2または3以降で予混合燃焼すると仮定する。

- 3) 各燃焼領域（反応器）はそれぞれ独立に燃焼反応後、下流で均一に混合する。

2段燃焼器の場合のモデルを図1に示す。この場合、反応器は2個であり、1個は拡散燃焼、残りは予混合燃焼を行うとする。段数が増えた場合も同様である。

反応器1で燃焼する燃料G_{fd}、燃焼に要する空気G_{ad}はそれぞれ

$$G_{fd} = \beta G_{f1}, \quad G_{ad} = \beta G_{f1} / (\alpha_{th} \phi_d)$$

反応器2で燃焼する燃料G_{fp}、燃焼に要する空気G_{ap}はそれぞれ

$$G_{fp} = (1 - \beta) G_{f1} + G_{f2}, \quad G_{ap} = (G_{a1} - \beta G_{f1} / (\alpha_{th} \phi_d)) + G_{a2}$$

ここで α_{th} は理論燃空比である。このようにして反応器1、2でそれぞれ当量比 ϕ_d 、 ϕ_2 で燃焼し、燃焼ガス温度T_{f1}、T_{f2}が求められる。燃焼ガス温度T_{f1}、T_{f2}よりNO_x濃度は以下の手順で求める。まず、NO_xと滞留時間の関係を例えば図2の様に求める（拡大Zeldovich機構を用いたC. William Gearの方法による計算例である）。各反応器1、2での滞留時間 τ_1 、 τ_2 はそれぞれの燃焼器形状や燃焼域の流れ等を想定して仮定する。簡便化のため圧力依存性も含め、図2に示すNO_xを圧力P、燃焼ガス温度T_f、滞留時間 τ を用いて次式で近似する。

$$(NO_x)_I = (P_I / P^*)^x F_{INO_x}(T_{fI}, \tau_I)$$

ここで添字Iは各反応器を表し、xは実験値、P^{*}は図2のNO_x計算に使用した基準圧力である。反応器1、2でのNO_x濃度(NO_x)_I、(NO_x)₂は仮定した τ_1 、 τ_2 及び燃焼ガス温度T_{f1}、T_{f2}を用いて上式より計算し、混合域でのNO_xはこれらNO_x濃度の各反応器での燃焼ガス流量割合による重み付け平均値として求める。

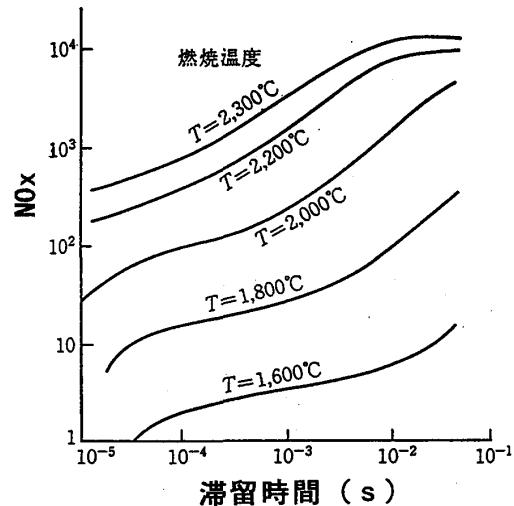


図2 滞留時間とNO_xの関係

3. 試験装置・試験条件

試験装置の系統図を図3に示す。

試験装置は装置本体、燃焼空気系、燃料系、排気系、冷却水系より構成されている。燃料はガスコンプレッサを介して供給される天然ガスを使用し、燃焼用空気はコンプレッサより供給され、温度は冷却器により調整される。装置本体は供試燃焼器、尾筒、計測部（出口燃焼ガス温度、排ガスサンプリング計測）、装置外筒より構成されている。燃焼器メタル温度分布や燃焼器出口ガス温度および燃焼器出口ガス組成（NO_x、THC、CO、O₂、CO₂）の連続サンプリングが可能である。

供試燃焼器の仕様を表1に示す。A燃焼器は従来の拡散型燃焼器であり、保炎器としてスワラを採用している。スワラは12個の旋回角30°の矩形の空気通路と12個の燃料ノズル孔より構成されている。スワラと燃料ノズルの形状を図4に示す。図5にB燃焼器の形状を示す。B燃焼器は2段予混合型燃焼器であり、拡散燃焼部はA燃焼器と同じスワラを採用している。燃焼器のまわりに8本の予混合ダクトが取り付けられており、この予混合ダクトの中で燃料と空気が混合し燃焼器内に噴出し、燃焼する。C燃焼器はB燃焼器とほぼ形状は同じであり、燃焼器直径

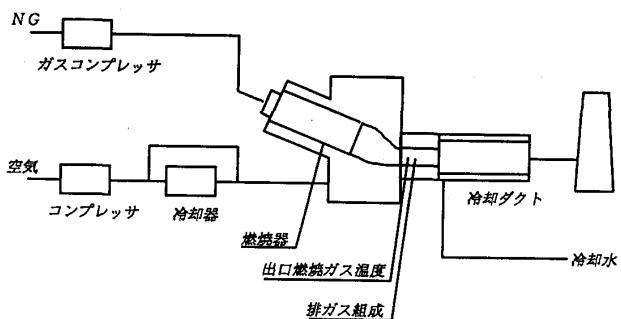


図3 試験装置系統図

表1 供試燃焼器仕様

A燃焼器
直径 : 360 mm
長さ : 900 mm
燃料 : NG 1系統
B燃焼器
直径 : 360 mm
長さ : 930 mm
燃料 : NG 2系統
C燃焼器
直径 : 180 mm
長さ : 530 mm
燃料 : NG 2系統

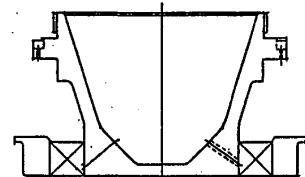


図4 スワラ
および燃料ノズル

表2 試験条件

燃料 : NG
入口空気圧力 : ~1.27 MPa
入口空気流量 : ~26 Kg/s
入口空気温度 : ~350 °C
出口燃焼ガス温度 : ~1200 °C

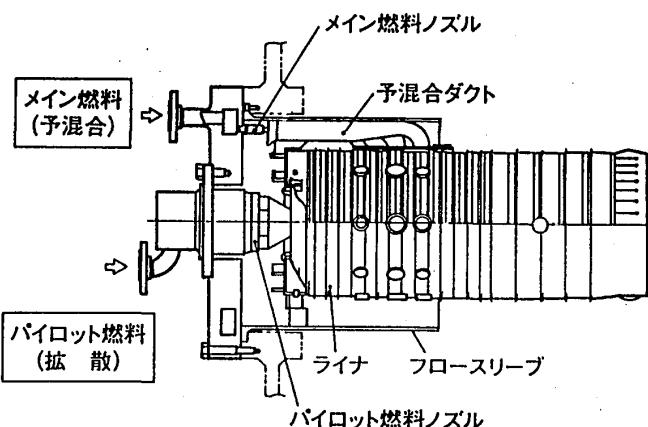


図5 燃焼器形状 (B燃焼器)

がBの1/2である。試験条件を表2に示す。燃料はいずれも天然ガスである。

4. 試験結果との比較

図6にA燃焼器の試験結果と予測値を示した。横軸には燃焼器出口ガス温度、縦軸にはNO_x濃度の相対値をとってある。予測値は線にて、試験結果は白抜きの丸にて表してある。予測値の計算条件としては拡散燃焼当量比 ϕ_d は0.87、パラメータは拡散域での拡散燃焼割合 β 、つまり反応器1に入った燃料のうち当量比 $\phi_d=0.87$ で燃焼する燃料の割合である。この燃焼器は拡散燃焼のみの燃焼器であり、この図からこのタイプの燃焼器では β を0.4とするとよく一致することがわかる。

図7にB燃焼器の試験結果と予測値を示した。同様に横軸には燃焼器出口ガス温度、縦軸にはNO_x濃度の相対値を示した。試験結果、予測結果とともにパラメータは燃焼器の予混合燃料割合

である。ここでの予測値はA燃焼器と同様に $\phi_d=0.87$ とし、使用しているスワラもA燃焼器とほぼ同じ形状であるため、 $\beta=0.4$ とした。予混合燃料割合0%（拡散燃料割合100%）では一部予測値とず

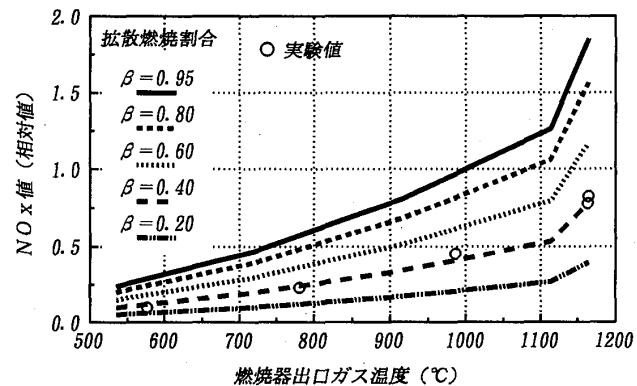


図6 NO_x予測値と試験結果（A燃焼器）

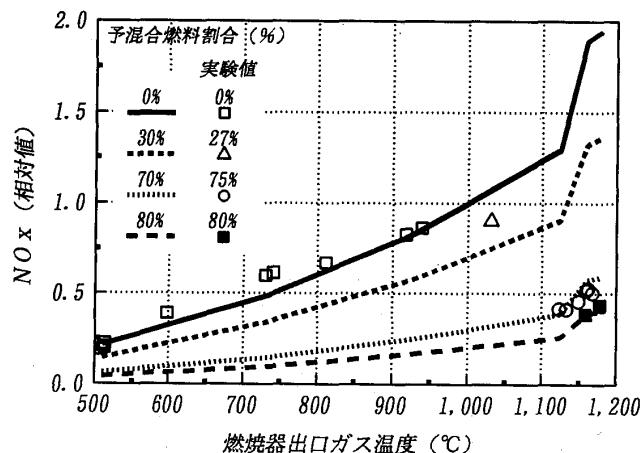


図7 NO_x予測値と試験結果（B燃焼器）

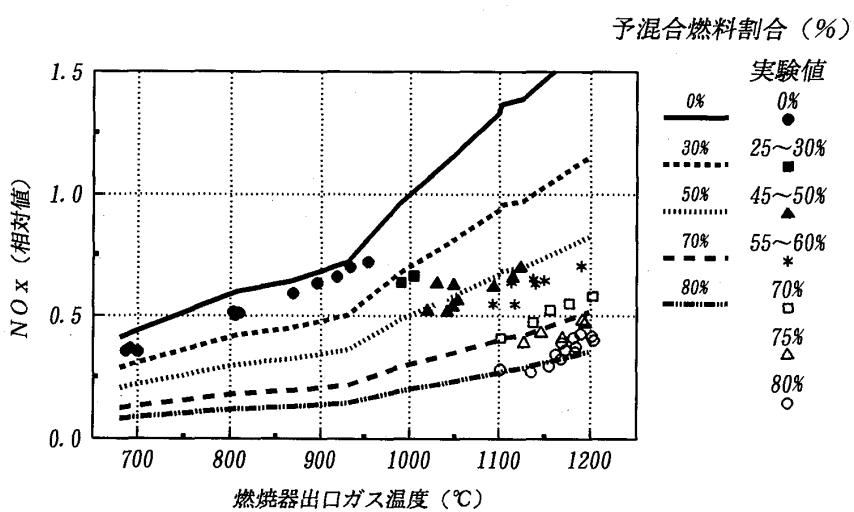


図8 NO_x予測値と試験結果（C燃焼器）

れている点があるが、燃焼温度が高いガスタービン負荷 100%付近も含め比較的良い一致を示している。

C 燃焼器の結果を図 8 に示した。ここでも予測値は $\phi d = 0.87$ 、 $\beta = 0.4$ として計算を行った。B 燃焼器と同様に 100% 拡散燃焼時には予測値と試験結果の NOx にわずかな差がみられるが、燃焼ガス温度が高い部分ではほぼ一致する傾向となっている。

5. まとめ

拡散火炎と複数の予混合火炎が共存するドライ低 NOx 燃焼器について、簡潔な半実験的 NOx 予測モデルを提案し、実圧燃焼試験により求められた NOx 特性と良く一致するトレンドが得られた。この理由としてはドライ低 NOx 燃焼器の場合は予混合火炎の当量比が設定され既知であることや、拡散燃焼割合を実験値から選定するために比較的良い一致が得られたものと考えられる。

さらに広い燃焼条件範囲に適用するには、それぞれの機構（例えば prompt - NO 等）による NOx をその支配的なパラメータで近似、組み合わせることにより、同様に簡潔なモデルが可能と推察される。

参考文献

- (1) Sullivan, "A Simple Gas Turbine Combustor NOx Correlation Including the Effect of Vitiated Air" ASME 76-GT-5 (1976)
- (2) Lewis, "Prediction of NOx Emissions" ASME 81-GT-119 (1981)
- (3) N. K. Rizk, H. C. Mongia, "Evaluation of Emission Model for Diffusion Flame, Rich/Lean, and Premixed Lean Combustors" ASME 93-GT-165 (1993)
- (4) D. G. Nicol, R. C. Steele, N. M. Marinov and P. C. Malte "The Importance of The Nitrous Oxide Pathway to NOx in Lean-Premixed Combustion" ASME 93-GT-342 (1993)
- (5) N. A. Rokke, J. E. Hustad and S. Berg "Pollutant Emissions from Gas Fired Turbine Engines in Offshore Practice-Measurements and Scaling" ASME 93-GT-170 (1993)
- (6) 佐野妙子 "NOx とその生成" 日本ガスタービン学会誌 Vol. 21-No. 81～Vol. 21-No. 83(1993)

A-11 ガスタービンの低NO_x化のための非予混合希薄燃焼 (第二報 燃焼領域における燃料と空気の混合)

*寺崎 岳** (法政大院)
林 茂 (航技研)

1 はじめに

現在、航空機用や産業用のガスタービンにおいて、燃費の向上のために高温化・高圧化が進められている。圧力比36、燃焼器入り口温度 860K、タービン入り口温度1700Kのエンジンが実用されており、さらに高圧力比・高温のエンジンの研究が始まっている。また、日本において研究開発(HYPR)¹⁾が行われている次世代の超音速輸送機用のターボジェットエンジンは、巡航時の燃焼器入り口温度が1000K、出口ガス温度が1800Kと現用の航空用ガスタービンに比べて非常に高い。このような燃焼温度や圧力の上昇は、NO_xの生成を加速するので、より効果の大きい低NO_x燃焼技術の確立が求められている。

均質予混合希薄燃焼は、ガスタービン燃焼器の低NO_x化に本質的に適した方法ではあるけれども、混合気形成過程における逆火や自発着火などの航空機の安全に関わる問題がある。²⁾著者らは、燃料と空気を予混合しないで、どれくらいまでNO_xが低減できるかを実験的に調べてきた。³⁾その結果の一例として、形態やハブ径の異なる3種類のスワーラによるバーナのNO_x排出指数EINO_x(g NO₂/kg Fuel)と当量比との関係を図1に示し、そのうち最も優れた

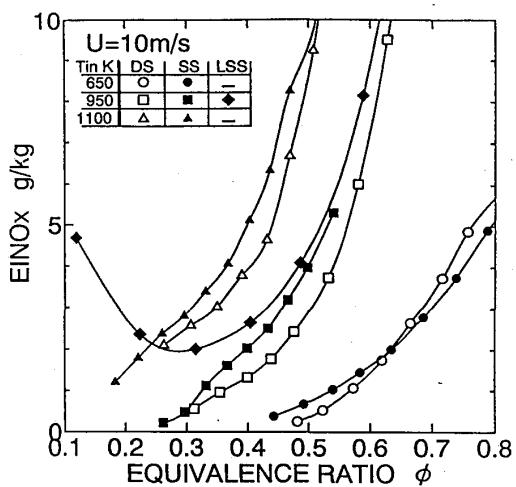


図1 EINO_xと当量比との関係

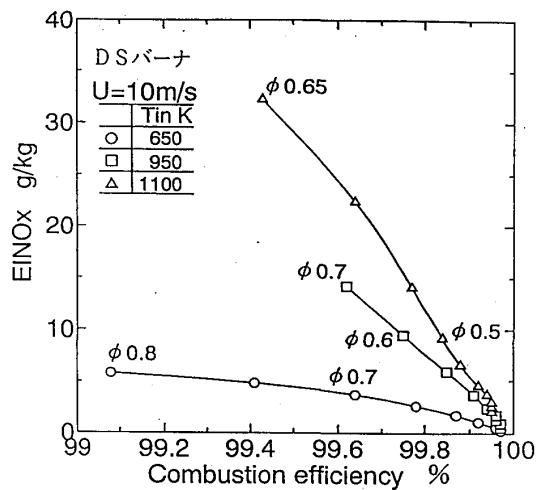


図2 EINO_xと燃焼効率との関係

**航空宇宙技術研究所研修生、現在、(株)ノーリツ基礎研究所

特性を示したDSバーナのEIN₀xと燃焼効率との関係を図2に示す。予混合でなくとも希薄燃焼によってNO_xの排出を著しく低減できることが示されている。また、NO_xの排出低減をねらって燃焼領域を希薄にすると、COやHCの排出が増加することが一般的であるが^{4) 5)}、図2に示したDSバーナの結果は、燃焼効率を犠牲にすることなくNO_xの排出を著しく低減できる可能性を示している。

本報告では、この優れた特性の原因を明らかにするために、燃焼器内部の燃焼ガス濃度測定および燃焼器内部の燃焼ガス温度測定を行った。その結果について報告する。

2 実験装置及び方法

図3は、燃焼器の概要図である。燃焼器ダクトは、 $\phi 80 \times 300$ の炭化けい素製の円筒で、熱損失を小さくするために、断熱材で覆われている。スワーラは、二重スワーラとハブ径の異なる一重スワーラ2個（ハブ径の小さい方をSS、大きい方をLSSと呼ぶ）を使用した。これらのスワーラの通路面積は同じである。それらの形状を図4に示す。SSとLSSのスワール数は、それぞれ、0.8と0.88である。DSバーナは、内側の旋回空気流に燃

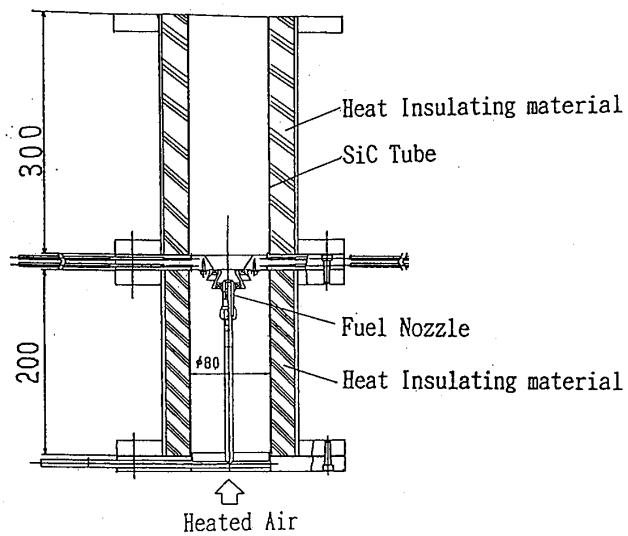


図3 燃焼器の概要図

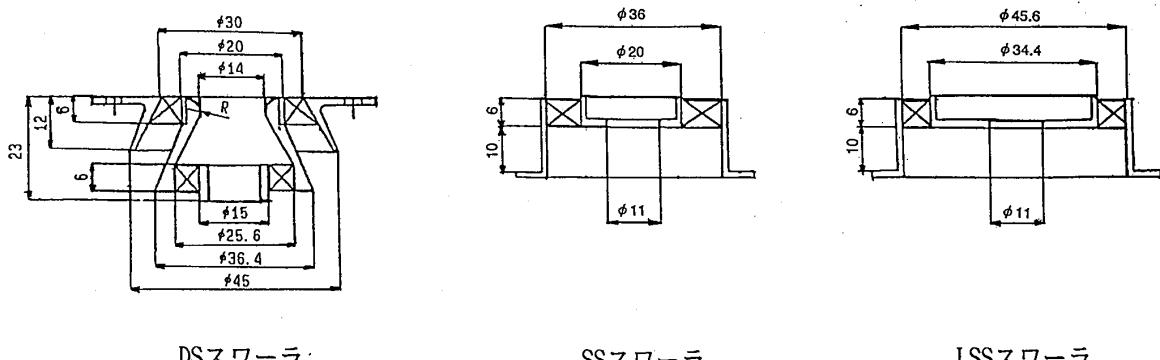


図4 スワーラの形状

料を噴射して燃焼領域へ供給する。燃料ノズルには、多孔ノズルを使用した。燃料は、産業用ガスタービンに広く用いられ、また先に述べたHYPRにおけるエンジンの燃料としても想定されているメタンを使用した。

電気ヒーターで加熱された燃焼用空気は、スワーラを通り燃焼領域へ流入する。ガス燃料は、ボンベから調圧器を経てマスフローメーターによって流量測定されて燃焼器に供給される。

燃焼器内部の燃焼ガス濃度測定は、スワーラ出口からの距離を変えてその断面での直径に沿って行った。燃焼ガスは、外径5.5mm ($\phi 2\text{mm}$ の試料採取孔) の単孔温水冷却サンプリングプローブで採取され、排気濃度測定装置で分析された。この実験条件を表1に示す。ここで、流速 U は、非燃焼状態における空気の燃焼ダクト断面平均速度である。

燃焼器内部の燃焼ガス温度測定は、スワーラ出口からの距離を変えてその断面での直径に沿って行った。使用した熱電対プローブはR型(素線径 $100\mu\text{m}$)である。その素線は、触媒反応を避けるために、シリコンコーティングされている。実験条件は、燃焼器入り口空気温度650K、流速10m/s、当量比0.5である。

3 実験結果及び考察

3. 1 燃焼器内部の燃焼ガス濃度分布

ここでは、各バーナにおける流速10m/s、当量比0.5の時の結果を比較する。

(1) NO_xの濃度分布

図5(a)～(c)に各バーナにおけるNO_x濃度の空間分布を示す。ここで'H'は、スワーラ出口からの距離を表す。図から明らかのように、DSバーナではどの断面においても濃度分布は他のバーナのそれに比べて平坦で、しかも、濃度は非常に低い。燃焼領域内の上流側では、バーナによって差はあるが、濃度は燃焼ダクト中心軸付近

表1 実験条件：ガス分析

条件 スワーラ	入口温度 T_{in} K	流速 U_m /s	当量比 ϕ
DS	650	10	0.5
			0.7
SS	650	5	0.5
		10	
LSS	650	5	0.5
		10	

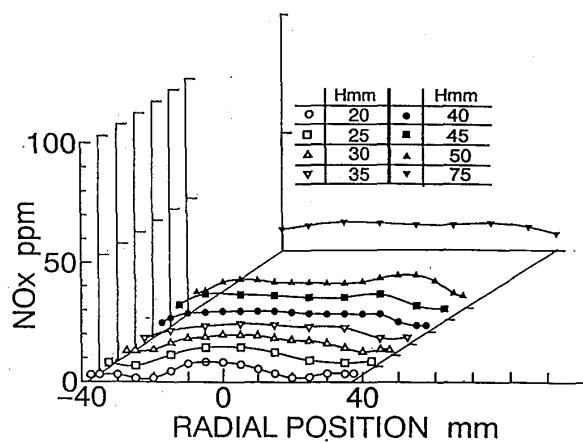


図5(a)DSバーナにおけるNO_x濃度の空間分布

の方が壁面付近よりも高くなっている。例えば、 $H=20\text{mm}$ での中心軸における濃度を比較すると、DSバーナはSSバーナの $1/3$ 、LSSバーナの $1/6$ になっている。それよりも下流へ行くにつれて、中心軸付近の濃度が低くなり、一方、燃焼器壁面付近の濃度が高くなってくる。 $H=75\text{mm}$ では、DSバーナとSSバーナの濃度分布は一様になっている。その一様になった濃度を比べても、DSバーナはSSバーナの $1/2$ (10ppm)程度である。そして、LSSバーナの濃度分布は、他のバーナのそれに比べて高い。これは、図1に示したそれぞれのバーナの燃焼器出口における NO_x 濃度の測定結果に対応している。 $H=30\text{mm}$ よりも下流での濃度の増加はあまりみられず、むしろそれよりも上流側での濃度の増加が大きい。上流での濃度が高いバーナほど、下流での濃度が高くなっている。

(2) 当量比分布

$H=10\text{mm}$ におけるSSバーナとLSSバーナの当量比の半径方向の分布を図6に比較する。同じ設定当量比にもかかわらず、燃焼ダクト壁面近傍ではほぼ同じ濃度であるが、中心軸付近での当量比の分布は大きく異なっている。それは、LSSバーナはSSバーナよりも中心付近において当量比が約2倍になっており、その値は化学量論比の約

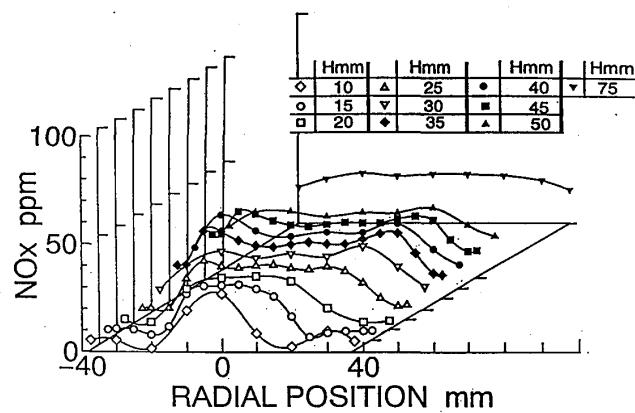


図5(b)SSバーナにおける NO_x 濃度の空間分布

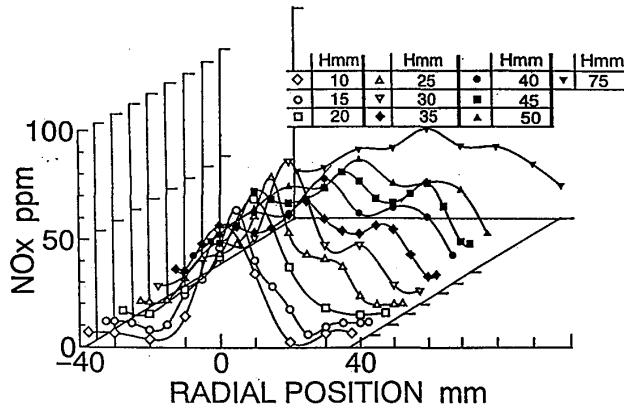


図5(c)LSSバーナにおける NO_x 濃度の空間分布

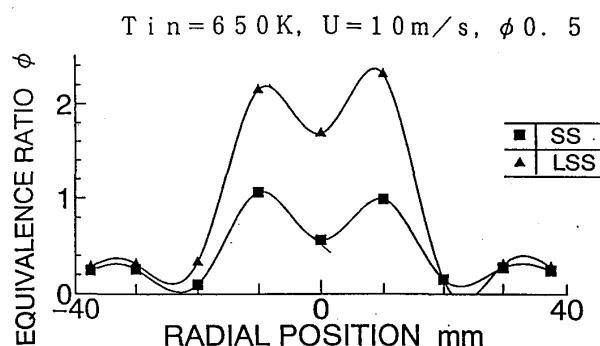


図6 各バーナにおける当量比の分布($H=10\text{mm}$)

2倍になっていることである。 $H=30\text{mm}$ （図7）ではDSバーナとSSバーナの当量比の分布には差がない。図5(a)、(b)より分かるように、その位置での NO_x の濃度分布はDSバーナの方がSSバーナよりも低い。これは、その位置より上流の燃料と空気の混合の差によって生じたものと考えられる。 $H=20\text{mm}$ の当量比分布（図8）から明かなように、DSバーナの分布の方が他のバーナの分布よりも均一で、しかも、低い分布を示している。

以上のようなことから、DSバーナやハブ径の小さいSSバーナでは、燃焼領域内の上流側で燃料過濃な部分が少なく、当量比の分布を迅速に均一化することができ、その結果 NO_x の排出を低減できることが分かる。

（3）燃焼効率の分布

燃焼効率の半径方向の分布を示した図9から分かるように、DSバーナは他の2つのバーナに比べて、燃焼ダクト壁面付近の燃焼効率は低い。これは、図には示していないが、DSバーナにおける未燃焼成分HC、COの濃度は、 $H=0\sim40\text{mm}$ の燃焼ダクト壁面付近で、他の2つのバーナよりも若干高くなっていることによる。当量比分布（図7）から分かるように、DSバーナは他の2つのバーナよりも希薄な状態で燃焼しているので、燃焼ダクト壁面付近での温度が低くなり、そこでの反応が遅くなるために起こるものと考えられる。しかし、それよりも下流において、DSバーナにおけるHCの濃度は、SSバーナとLSSバーナにおけるのと同様に無視できるくらい低くなり、COの濃度も低くなる。そして、図10に示すように、どのバーナにおいても

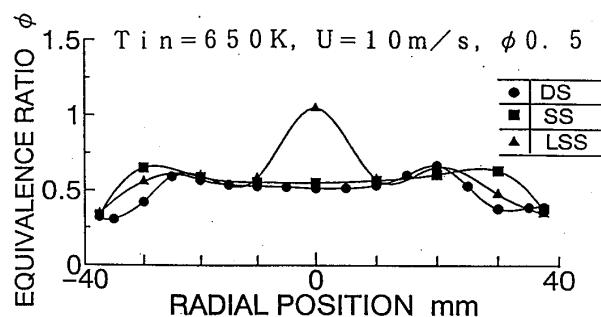


図7 各バーナにおける当量比の分布($H=30\text{mm}$)

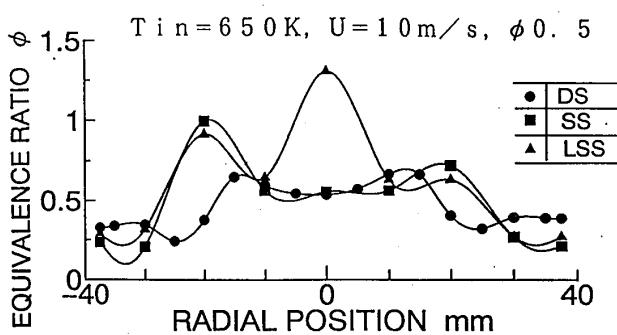


図8 各バーナにおける当量比の分布($H=20\text{mm}$)

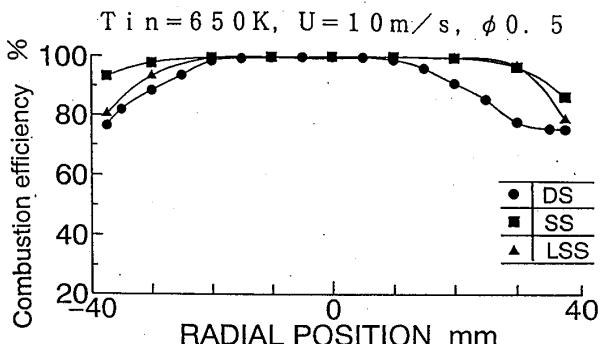


図9 各バーナにおける燃焼効率の分布($H=40\text{mm}$)

$H=75\text{mm}$ で燃焼効率は断面全域で99%を越え、特に中心軸付近では99.5%を越える分布になっている。この結果から $H=75\text{mm}$ ですでに、燃焼はほぼ完了していることが分かる。

3. 2 燃焼器内部の燃焼ガス温度分布

各バーナの半径方向の燃焼ガス温度の分布を図11(a)～(c)に示す。DSバーナにおいて(図11(a))、 $H=10\text{mm}$ の中心軸付近で温度が高くなっている。それより下流へ行くにつれて、温度の高い部分(約1800K)は円錐状に広がっている。

SSバーナにおいて(図11(b))、燃料ノズルのすぐ下流で温度が高くなっている。それより下流では、

DSバーナの時の温度分布と同様な広がりをしている。そして、図6に示されている $H=10\text{mm}$ における当量比分布の結果を合わせて検討すると、燃料濃度の高いところすでに火炎が形成されていることになる。このことは、図5(b)に示した $H=10\text{mm}$ の中心軸付近で NO_x の濃度が高くなっている原因であると考えられる。

LSSバーナにおいて(図11(c))、SSバーナと同様に燃料ノズルのすぐ下流で温度が高くなっている。それよりも下流におけるLSSバーナの温度分布の広がりは、DSバーナ

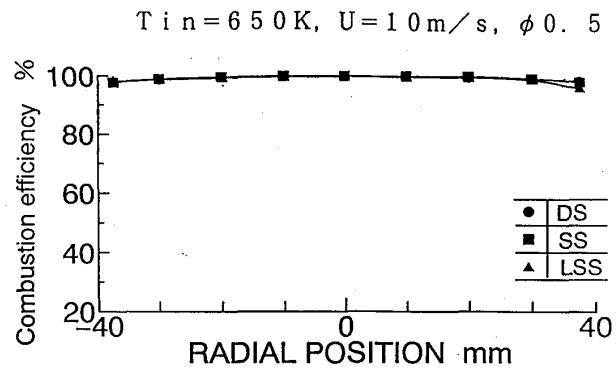


図10 各バーナにおける燃焼効率の分布($H=75\text{mm}$)

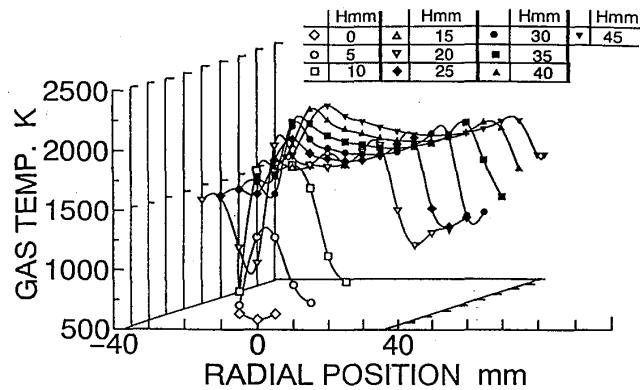


図11(a) DSバーナにおける燃焼ガス温度の空間分布

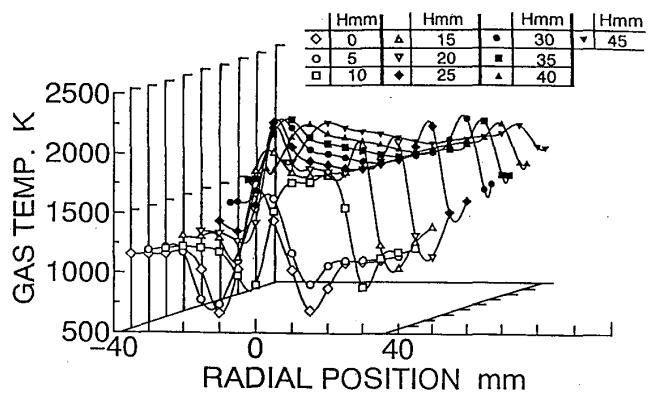


図11(b) SSバーナにおける燃焼ガス温度の空間分布

やSSバーナと異なっている。図12に示したH=10mmの温度分布からも分かるように、DSバーナやSSバーナと比べて高温領域が多い。つまり、LSSバーナにおける円錐状の火炎の広がりは、他のバーナのそれに比べて大きい。このことは、図5(c)のH=10mmの中心軸付近におけるNO_xの濃度の高い部分が、SSバーナのそれより多くなっている原因と考えられる。

図13より分かるように、H=75mmでの温度分布は、どのバーナにおいても均一になっている。

以上のようなことから、DSバーナとSSバーナは、燃焼領域内の中流側において燃焼ガス温度の高くなる部分が少ないと分かる。

4. 結論

ターボジェットエンジンやガスタービンの燃焼器からのNO_xの排出低減を目的とし、大気圧下で形態の異なるバーナの燃焼器内部において、燃焼ガスの濃度測定および温度測定を行い、NO_xの生成について調べた。

主な結論は次のとおりである。

- (1) 非予混合燃焼でも、燃焼領域に燃料過濃な部分がなく、当量比の分布が一様な状態を実現でき、NO_xの排出を著しく低減できることが分かった。DSバーナのNO_x排出の少ない理由は、燃料と空気の混合が迅速であることによる。
- (2) ハブ径の大きいスワーラでは、燃料と空気の混合が緩慢なうえに、高温の燃焼ガスの領域が大きく、これがNO_x低減を困難にしていると考えられる。
- (3) NO_xは燃焼領域内の比較的上流側で急激に生成され、下流における生成は少ない。

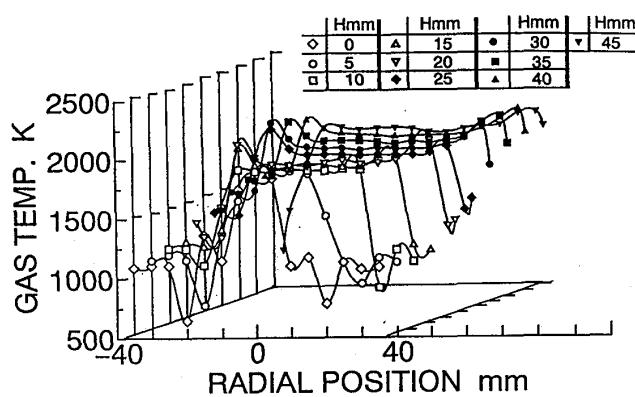


図11(c) LSSバーナにおける燃焼ガス温度の空間分布

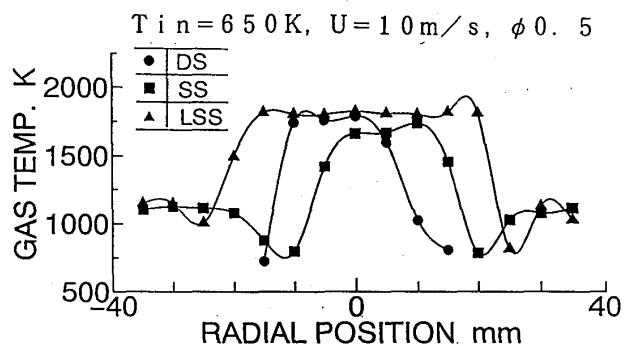


図12 各バーナにおける燃焼ガス温度の分布(H=10mm)

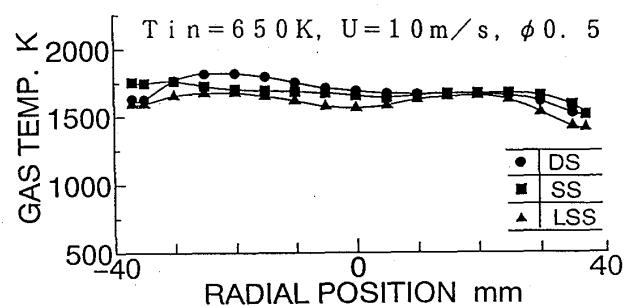


図13 各バーナにおける燃焼ガス温度の分布(H=75mm)

参考文献

- 1) William L. Webb and James D. Hill; MACH5 TURBORAMJET REQUIREMENTS AND APPROACH, ISABE 93-7015, 1993.
- 2) Edward J. Mularz; LEAN, PREMIXED, PREVAPORIZER COMBUSTION FOR AIRCRAFT GAS TURBINE ENGINES, NASA Technical Memorandum 79148, 1979.
- 3) 寺崎、斎藤、林；ガスタービンのNO_x排出低減のための非予混合・希薄燃焼：排出特性、ガスタービン秋季講演会（盛岡）講演論文集、p. 31、1993.
- 4) 下平、田丸；高温高負荷小型噴流保炎燃焼器の特性、第21回ガスタービン定期講演会講演論文集、p. 31、1993.
- 5) 細井、藤、中北；低NO_x燃焼器の研究、ガスタービン秋季講演会（盛岡）講演論文集、p. 39、1993.

A-12 ガスタービン用低NO_x燃焼器の研究開発（第3報）

梶田眞市 *大賀信一 緒方正裕 (川崎重工業株式会社)
木村武清 佐々木亨 (川崎重工業株式会社)

1. まえがき

当社では1500kW級ガスタービンを対象に、ガス焚き用希薄予混合燃焼方式低NO_x燃焼器の開発を行っており^{(1)～(5)}、東京都等の規制値(150ppm以下、O₂=0%換算)に対応できる燃焼器については既に商品化を終了している。しかしながら現在の環境問題は、世界的に深刻なものとなってきているため、当社ではより一層の低NO_x化を目指して種々の改良試験を行ってきた。その結果、実機エンジン試験において非常に良好なNO_x排出特性を得ることができた。本報では、これら改良試験結果の概要について報告する。

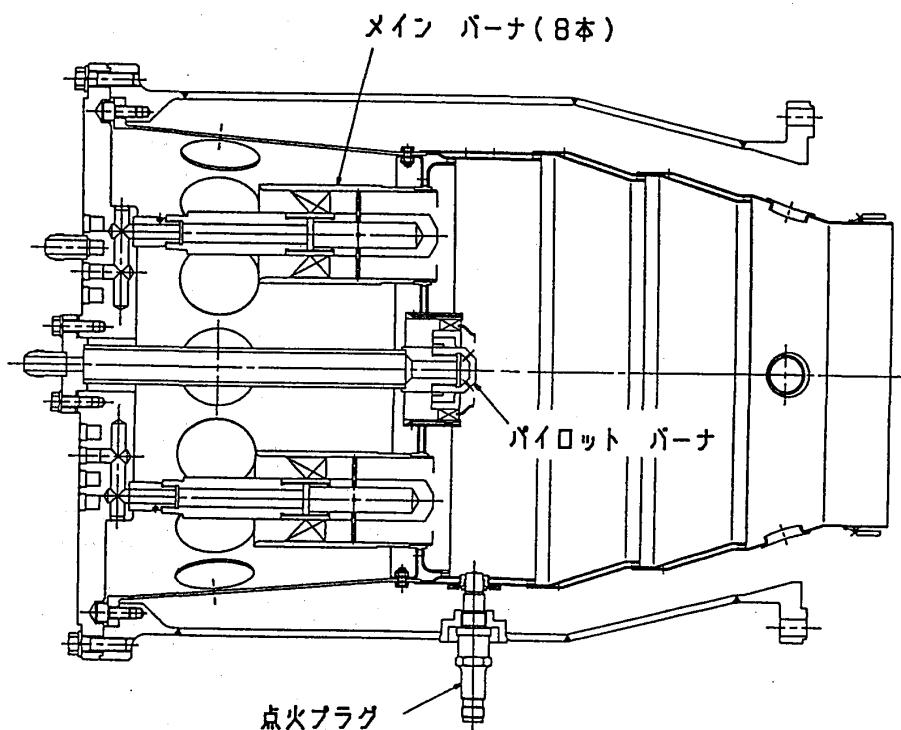


図-1 低NO_x燃焼器

2. 低NO_x燃焼器の構造

低NO_x燃焼器の構造を図-1に示す。保炎用のパイロットバーナを中心置き、4組(8個)の予混合メインバーナを環状に配した構造はこれまでと同じであるが、一層の低NO_x化を図るために前報⁽⁵⁾に示したものから以下のようない改変を行っている。

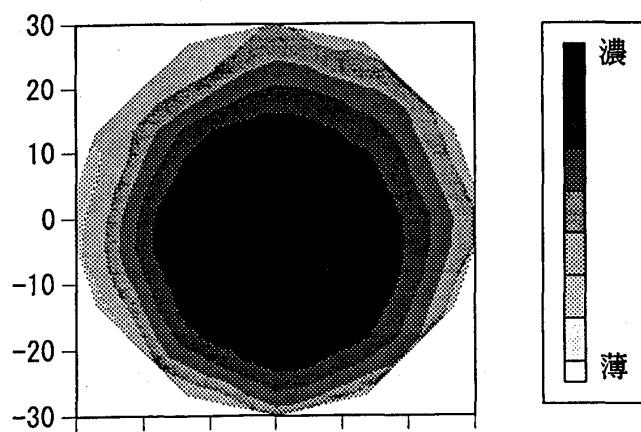
- (1) メインスワーラの直径を大きくして空気量を増やすことにより、混合気を更に希薄化した。
- (2) 均一な燃料濃度分布が得られるように、燃料噴射ノズルの最適化を行った。
- (3) 滞留時間を長くしてCOおよびTHCの酸化を促進するため、燃焼器の直径を大きくした。
- (4) 燃料噴射スポットをスワーラの下流側に設けて、逆火によるスワーラの焼損を回避した。

3. 予混合バーナの燃料混合試験

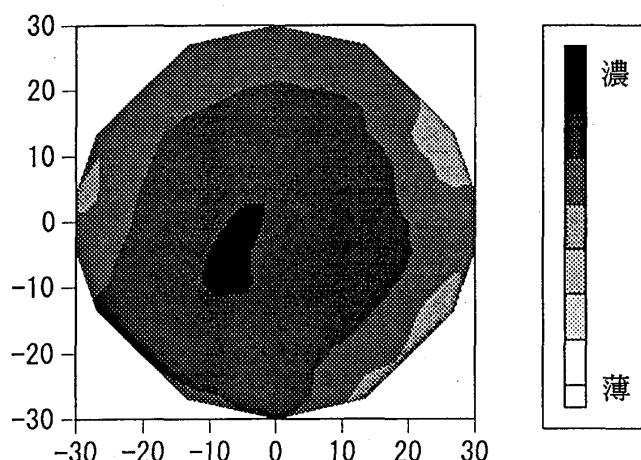
低NO_x化を進める上で、予混合バーナにおける燃料と空気の混合はきわめて重要な因子である。このため予混合バーナ単体を用いた混合試験を実施し、バーナ出口の燃料濃度分布をFID分析計で多点計測し燃料と空気のマクロな混合の評価を行った。

図-2に結果の一例を示す。

(a)は改良前 (Type A) のバーナ出口の濃度分布である。バーナ中心部に燃料が集まっていることがわかる。このバーナを用いて燃焼試験を行った結果では、図-3に示すように充分な低NO_x化を果たすことができなかった。一方、(b)は燃料噴射ノズルの改良 (Type B) により、外周部への燃料噴射量を増やして濃度分布の均一化を図った結果である。このバーナによる燃焼試験の結果では、図-3に示すように



(a) 燃料噴射ノズル改良前 (Type A)



(b) 燃料噴射ノズル改良後 (Type B)

図-2 予混合バーナ出口の燃料濃度分布

大幅なNO_x低減が達成されており、予混合バーナにおける燃料の濃度分布の均一化がNO_x低減に有効であることがわかる。

4. 燃焼器入口空気流れの均一化

本燃焼器のように、単筒缶型の燃焼器を持つガスタービンでは、燃焼器に流入する空気流速の分布に不均一が生じることは避けがた

い。このような不均一が生じた場合、本燃焼器では4組で構成するメインバーナを装着しているため、各バーナでの空気量にアンバランスを生じ希薄化の効果が十分に発揮できないものとなってしまう。このため実機エンジンと同じ流路形状を持つ中圧燃焼試験装置を用いて、燃焼器入口空気流れを均一化するために、各メインバーナ毎の燃焼特性のばらつきを測定した。図-4にその結果を示す。(a)は従来型で、燃焼器ケーシング入口空気をベーンで旋回させることにより均一化を目指した場合の結果を示している。バーナの違いによる燃焼特性の違いが明瞭に現れておりバーナ間の空気量にアンバランスが依然として残っていると推定される。一方(b)では流入空気の上流部すなわちケーシングとスクロールの間に、フローガイドを装着した場合の結果を示している。バーナの違いによる燃焼特性に差がないことがわかる。これによりバーナ間の空気量が均一化され、低NO_xの効果が十分に発揮されると考えられる。

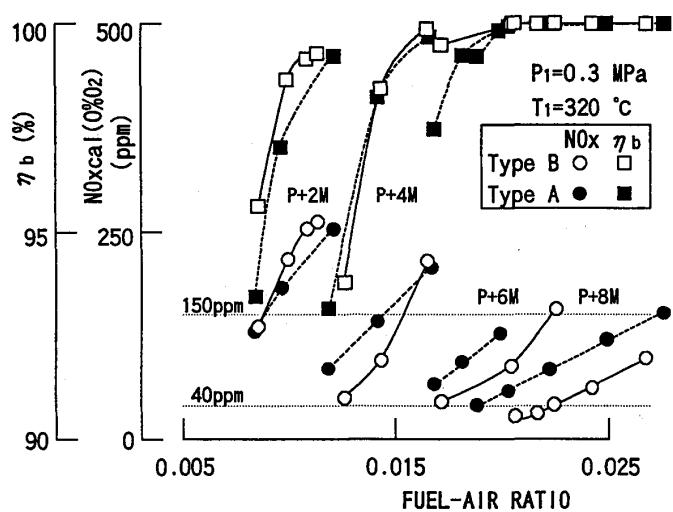


図-3 濃度分布改善前後の燃焼試験結果
(圧力指数0.5として実機換算した場合)

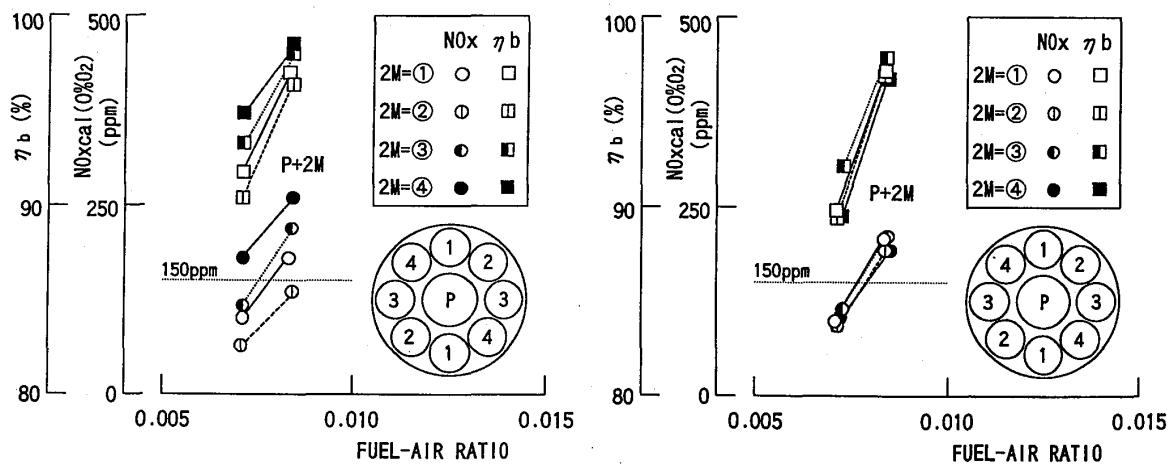


図-4 燃焼器入口空気の流れが燃焼に及ぼす影響

5. 実機試験結果

5-1 燃焼特性

本低NO_x燃焼器の実機試験を当社の1500kW級ガスタービン(M1A-13型)を使用して行った。燃料供給系統と制御系統は、前報⁽⁵⁾に示した通りである。

その結果を図-5に示す。出力を横軸に、NO_x排出量(0₂=0%換算)と燃焼効率η_bを縦軸に示す。燃料はパイロットバーナに加えて、出力とともにメインバーナを1組(2個)ずつ増加し、最終的にはパイロットバーナと4組(8個)のメインバーナ全てを燃焼させている。NO_x排出量は大幅に低減されて、定格出力時で約50ppm(0₂=0%換算)であった。燃焼効率については定格出力時で約100%であったが、出力を減少させた場合の効率の低下が早く、高い効率で運転できる範囲が非常に狭いものとなった。更に従来型の低NO_x燃焼器に比べて、バーナの切替ポイントが高負荷側に移動していると同時に、同一バーナによる運転範囲が高負荷側ほど狭くなっている。これらは次の三つの効果による結果と考えられる。

- (1) スワーラ径を大きくしたことにより混合気が一層希薄化された。
- (2) 燃料噴射方法の改善により燃料と空気の濃度分布がより均一化された。
- (3) フローガイドの装着によりバーナ間の燃焼空気量が均一化され、低NO_xの効果が十分に発揮された。

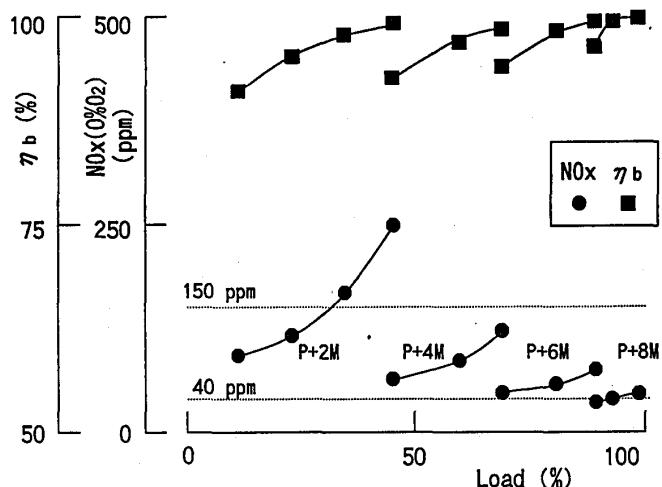


図-5 低NO_x燃焼器の実機試験結果

また、エンジン性能への影響を評価するために、燃焼器流入空気均一化の方法を従来式の旋回式に戻した場合と比較した。その結果、同条件下におけるエンジン排気温度が定格出力時で約7°C低下していることがわかった。すなわちフローガイドを装着した場合は、エンジン効率が向上したことになり燃焼器における圧力損失が低下していると推定される。このことから、フローガイドは従来型に対してバーナ間のばらつきを小さくするだけでなく圧力損失も低減することになり、これが混合気の希薄化を促進し低NO_x化を一層押し進めたと考えられる。

5-2 蒸気噴射の効果

今回、本燃焼器については大幅な低NO_x化を実現したが、NO_x低減の限界を見極めるために、更に蒸気噴射した場合の燃焼特性についても実機試験した。その結果を図-6に示す。定格出力におけるNO_x排出量と燃焼効率を縦軸に蒸気噴射率(蒸気重量流量／燃料重量流量)を横軸にあらわしている。56%の蒸気噴射率においてNO_xは30ppmとなつたが、燃焼効率の低下が著しいために現状の噴射方法では、蒸気噴射率40%；NO_x値40ppm程度が限界と推定される。

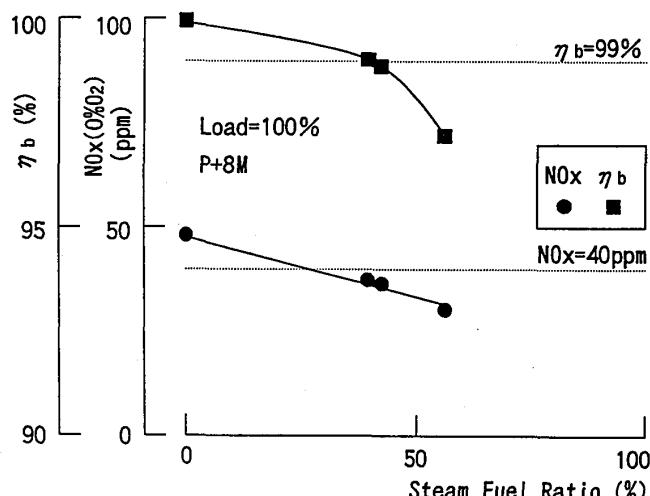


図-6 蒸気噴射の効果

尚、実機試験終了後の分解点検の結果、いずれの場合においても本燃焼器に異常は見られなかった。

6. あとがき

今回の試験の結果、本燃焼器については燃焼効率が高い運転範囲が狭いという問題を残すものの大幅な低NO_xが実現可能であることを確認できた。

今後は、低NO_xかつ燃焼効率の高い運転範囲が十分に広く得られるように改良試験を続け、早期商品化を実現していく予定である。

参考文献

- (1) 木村、北嶋：ガスタービン用低NO_x燃焼器の研究開発、ガスタービン秋期講演会（仙台）、P151-157, 1990
- (2) 星野、梶田、森、木村、日本ガスタービン学会誌、7-25, 1979
- (3) 森、木村、北嶋：ガスタービン燃焼器の排ガス制御の研究（第1報）、川崎技報、No. 69, Jan. 1979
- (4) K. Mori, J. Kitajima, et al. ; ASME Paper No. 87-GT-62(1987)
- (5) 木村、北嶋、梶田、大賀：ガスタービン用低NO_x燃焼器の研究開発（第2報）第19回ガスタービン定期講演論文集（'91-5）、P169-173, 1991

「特別講演」 船用ガスタービンの最近の動向

1. はじめに

1940年代後半に英国でガスタービンが船用主機として初めて搭載されて以来、約半世紀が経過している。今日、艦艇用主機はまさにガスタービンの時代を迎え、民間用としても高速船の分野での本格的なガスタービンの採用が始まっている。

本講演では、船用ガスタービンの発展の歴史を振り返るとともに、最近の動向と将来への展望を述べてみたい。

2. 今日までの船用ガスタービンの歴史

最初の船用ガスタービン主機は、1947年のMGB砲艦（英國）に搭載されたGatric (2500馬力) と言われている。それからの世界のガスタービン艦の変遷を図1に、ガスタービンの開発年代とSFCの向上を図2に示すが、合せてみると、船用ガスタービンの歴史が理解しやすい。

Gatric (2500馬力) はジェットエンジンF2を船用化したものであったが、船用化対策が不十分であったようで、各種のトラブルが発生している。このため、初期の段階では船用ガスタービンは重構造型が有利との考えが生まれたようで、1950年代～60年代前半は重構造型ガスタービンを使用した艦船が作られている。しかし、その後の採用数は十数隻と限られており、大きな伸びは見られていない。

1960年代後半に入ると航空用ターボジェットエンジンの発達にともない、これらを船用化したガスタービンが開発された。これらは、軽量・小型・大出力の特性を生かし艦艇用機関及び高速艇用の主機として採用された。機種としては、オリンパス（英國・RR社）、LM1500（米国・GE社）、FT4（米国・P&W社）、プロチウス（英國・RR社）、タイン（英國・RR社）、LM100（米国・GE社）などがあり、第一世代のガスタービンといわれる。1970年代になると、高効率の航空用ターボファンエンジンをもとに、高効率・高耐久性・整備性の良い第二世代の船用ガスタービンが開発され、艦艇用主機として採用が一層拡大した。第二世代の船用ガスタービンとして代表的なものとしてLM2500（米国・GE社）が先行した。（図3、4参照）

LM2500は、カラハン号（Ro-Ro船）において第一世代のガスタービンであるFT4Aと比較試験が実施され、優れた性能を実証した。LM2500は従来の第一世代のガスタービンと比べ、SFCで約30%の向上、耐久性（オーバーホール間隔）で2倍以上の性能を示し、主に艦艇用として世界各国で700台以上が使用

商	船	年	1950		1960		1970		1980		1990		2000	
			英	米	英	米	英	米	英	米	英	米	英	米
排水型	高速型	1950	▼オリース号タンカ (1200HP) ▼オーリス号タンカ (500HP) 日 ■北斗丸練習船 (500HP)	オーストラリア ■ノルウェー ■ルシアン号LNG船 (MSS002R)	オーストラリア ■ノルウェー ■シェブロンタンカー (3002R) ニュージーランド ▼シーウェイブリンクス号RoRo船 (MS3002R)	オーストラリア ■カラハーノ号RoRo船 (LM2500/FT4A) △ランド △インジェット号客船 (FT4A)	オーストラリア ■Pコナム号貨物船 (6500HP×2) 米 △K船 (4500HP×2) △スミノフ級 RoRo船 (熱回収方式)	オーストラリア ■アイアンモナー号、バラ積み船 (MS3002RB)	オーストラリア ■イタリア ●テストリエロ (LM1600) ●アクワストラーダ (LM1600)	オーストラリア ■イタリア ●ステナフエリー (LM2500/LM1600)	オーストラリア ■イタリア ●デストリエロ (LM1600)	オーストラリア ■イタリア ●アクトラード (LM1600)	オーストラリア ■イタリア ●スティラフエリー (LM1600)	
艦	英	1955	凡例 ▼産業型ガスタービン △第1世代航伝型ガスター・ビン ●第2世代航伝型ガスター・ビン	△SRM4ガバーラフト (Gnome) 日 △ホーバクラフト (M100)	△SRM4ガバーラフト (Gnome) 日 △ホーバクラフト (M100)	△D963ミサイル駆逐艦 (LM2500) ●PHM高速艦 (LM2500)	△D963ミサイル駆逐艦 (LM2500) ●FFGフリゲート艦 (LM2500)	△DDG51ミサイル駆逐艦 (LM2500) ●AE6輸送艦 (LM2500)	△DDG51ミサイル駆逐艦 (LM2500) ●TSL実験船 (FT8/501KE)	△DDG51ミサイル駆逐艦 (LM2500) ●AE6輸送艦 (LM2500)	△DDG51 Flight2A (LM2500)	△DDG51 Flight2A (LM2500)	△DDG51 Flight2A (LM2500)	
艇	日本	1960	1960	1960	1960	1960	1960	1960	1960	1960	1960	1960	1960	
その他	西独	1965	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△エクスマス級フリゲート艦 (オリンパス)	△21型フリゲート艦 (オリンパス/タイン)	△21型フリゲート艦 (オリンパス/タイン)	△22型フリゲート艦 (オリンバス/タイン)	△はやぶさ駆逐艦 (5000HP)	△PT11魚雷艇 (IM300)	△PT11魚雷艇 (IM300)	△PT11魚雷艇 (IM300)	△PT11魚雷艇 (IM300)	
	その他	1970	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	
	その他	1975	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	
	その他	1980	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	
	その他	1985	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	
	その他	1990	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	
	その他	1995	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	
	その他	2000	△ケルン級駆逐衛艦 (1200HP)	△ヤロー型フリゲート艦 (オリンパス)	△ハリコイ級駆逐空母 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	△オーストラリア ●ガルボ級フリゲート艦 (LM2500)	

図1. 世界のガススタービン船年表（出典 JANE年鑑他）

されている。第二世代の船用ガスタービンとしては他にスペイSM1A, SM1C(英國・R R社)、LM500, LM1600, LM5000(米国・G E社)、FT8(米国・P & W社)等が代表的なものである。

1980年代後半から90年代にかけ、高速商船用の主機としてのガスタービンの採用も増えてきており、いよいよ艦艇用主機中心から商船用主機としての展望も徐々に開けて来ている。最近の第二世代のガスタービンを使用した商船の例としてフォイルキャット(ノルウェー、GE社LM500)、デストリエロ(イタリア、GE社LM1600)アクワストラーダ(イタリア、GE社LM2500)等がある。各船の仕様・外観を表1及び図5~7に示す。

商船向けのガスタービン主機の現状は、高速艇・高速船がほとんどであるが、3章で述べるように今後のIMOの排出ガス規制や自動化・省力化への対応等を考えると、排水量型の低速船の市場も将来有望と考えられる。

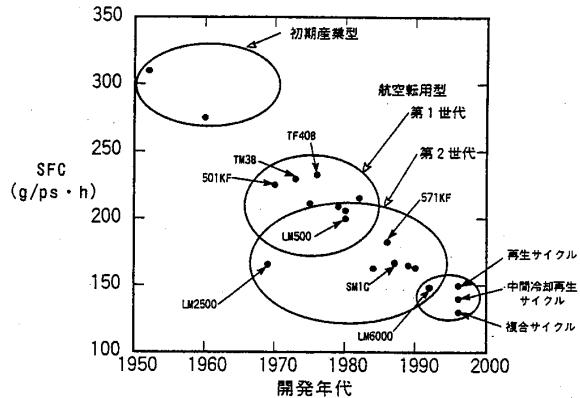


図2 ガスタービンの開発年代と
SFCの向上

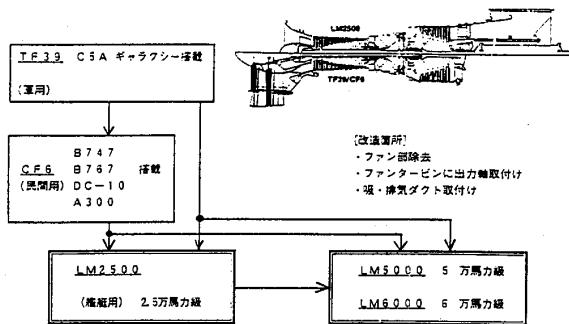


図3 LM2500の系列エンジン
(航空用CF6エンジンとの関係)

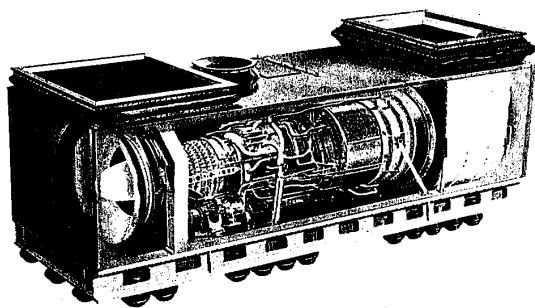


図4 船用LM2500モジュール

船名	國名	船用途	速力	推進システム	就役年	その他
Felicat	ノルウェー	400人乗り高速船 (40m, Catamaran)	50kt	C O G A G LM500(5,900HP)×2 Water Jet×2	1991	
Atteca	ドイツ	World Class Yacht (73.5m)	38kt	C O D A G LM1600(18,500HP)×2 Diesel(4,800HP)×2 Water Jet×3	1991	低騒音 サンダーベルトで70dB(A) 内底居住区50dB(A)以下
Destriero	イタリア	Fast Yacht (87.7m)	53kt	C O G A G LM1600(20,000HP)×3 Water Jet×3	1992	1992.8月に、大西洋横断 で最速記録達成 (平均53kt)
Aquastrada	イタリア	450人乗りカーフェリー (101.75m)	42kt	C O G A G LM2500×1 Diesel×2 Water Jet×3	1995	
Stena	イタリア	1500人乗りカーフェリー (124m)	40kt	C O G A G LM2500×2 LM1600×2 Water Jet×4	1995	

表1 最近のガスタービン船仕様



図5 Foilcat

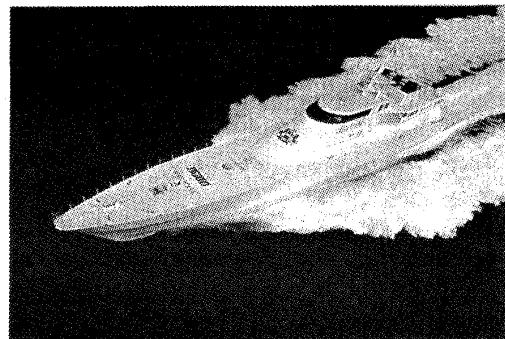


図6 Destriero

3. 今後の展望

舶用ガスタービンは、他のディーゼルや蒸気タービン主機と比較して主に次のような利点・欠点を持っている。この利点・欠点を考慮して、船の各種用途による主機選定のトレードオフがおこなわれる。



図7 Aquastrada

- [利点]
- (1) 同出力級の他のエンジンと比べて、軽量・小型。
 - (2) 急速起動性に優れ、制御・操作が容易。
 - (3) 信頼性が高く、保守・整備が容易。
 - (4) 振動が少ない。
 - (5) 騒音はエンクロージャ・消音器等で容易に対策可能。
 - (6) ぎ装・据付が容易。
 - (7) NO_xの排出量が少ない。
- [欠点]
- (1) 高温腐食の面から、単価の高い蒸留油の使用となる。
 - (2) 部分負荷において、他のエンジンと比べて燃料消費率が悪い。
 - (3) 同出力級の他のエンジンと比べて、吸気・排気の空気量が大きく吸排気ダクトの所要スペースが大。
 - (4) ディーゼル機関に比べて燃料消費率が悪い。

主機選定のトレードオフの分析を表2に示す。表2の分析からわかるように、現在までに舶用の主機としてガスタービンが艦艇用・高速艇用にほぼ限られていたのは、

表2. 航空輸用ガスタービンの競合機関に対する優位性

番号	項目	艦艇			商船			
		船舶	補助船	高速艇	高速船(>40Kt)	フェリー(25~30 Kt)	コンテナ船	LNG船
1	重量	○	△	○	○	△	-	-
2	容積 (1)	○	△	○	○	○	△	-
3	プラント起動性	○	▲	●	▲	-	-	-
4	燃費 (100%出力) (2)	△	●	△	●	●	●	○
5	燃費 (30%出力) (3)	●	▲	▲	-	-	-	-
6	振動	● (4)	○	○	△	△	-	-
7	騒音 (機関室)	▲	△	-	▲	○	○	▲
8	無人化	△	▲	▲	▲	▲	●	○
9	船上メンテナンス	△	△	△	○	○	○	○
10	対環境 (まだ問題でない)	(△)	(△)	(△)	(○)	(○)	(○)	(○)
11	イニシャルコスト	△	▲	△	●	●	▲	△
12	燃料に対する特殊要求 (5)	▲	▲	△	▲	●	●	●
13	メンテナンスコスト	▲	▲	△	○	●	●	●
14	耐久性	▲	▲	△	▲	●	●	●
15	信頼性 (実績)	●	●	●	●	●	●	●
評価	[凡例] 白 ○△勝 半塗 ●▲引分け ぬりつぶし●▲負 ○ 特性上重要な項目 △ やや重要 - 特に考えなくてよい	実用化されて いる。	高速化による 大出力化で重 量、容積の優 位性が燃費な どの欠点をし のぐようにな る。	重量、容積の 優位性が燃費 (30%)の欠点 をしのぎ実用 化されている。	船によって重 量容積の点で ディーゼルが成 立しない場合あり。 勝/負の両ケース がある。	航路によって重 量優位性が出る ケースがあり。 実用化が始ま っている。	環境規制が強 まり、高速化 されれば、可 能性が出よう。	優位であるが 船の数が少な いので実績の 点でリスクを おかず船主が 出てこない。
	対象競合機関	蒸気タービン	中速 ディーゼル	高速 ディーゼル	高速 ディーゼル	中速 ディーゼル	低速 ディーゼル	蒸気 タービン

注) (1) ガスタービンの比流量の向上により改善されている。

(2) 大形商船ではコンバインドサイクル採用により将来有利になる。

(3) 再生器付のサイクルにより改善可能。

(4) 艦艇では別置ポンプ類が少ないので水中発生音が少なくなる。

(5) 環境問題でガスタービンの優位性が増す方向にある。

主に燃料費及び小型ではイニシャルコストで競合他種機関に劣るためであり、この問題が解決されれば舶用ガスタービンの市場は大きく拡大すると思われる。以下に今後の技術的改善のポイントとその動向を示す。

3. 1 燃料費の改善

舶用ガスタービンが燃料コストで劣る理由は、①燃料消費率がディーゼル機関に比べて悪い（機関としての熱効率の差）及び ②単価の高い蒸留油の使用（使用燃料の差）の2点であるが、それぞれ次のように考えられる。

(1) 機関としての燃料消費率の向上（熱効率の向上）

図2のからもわかるように、最近の高効率ガスタービンの燃料消費率は $150 \text{ g}/\text{ps} \cdot \text{hr}$ 程度まで下がってきており、定格点ではディーゼルの燃料消費率とほぼ同レベルである。ディーゼル機関は、後に述べる排気ガス対策のためこれ以上大幅な燃料消費率の向上が困難と思われるが、ガスタービンとしては継続して今後も要素効率の向上が望めることと、排気ガスの廃熱回収により更に 20%程度の燃料消費率の改善が可能と考えられる。具体的には、①再生サイクルや中間冷却再生サイクル化等再生器を用いるものと、②蒸気タービンとの複合サイクル化によるものが考えられている。それぞれのシステム図を図8～11に示す。①②ともに部分負荷での燃料消費率も改善される。（図9参照）

(2) 使用燃料

地球環境保護の観点から、今後IMO等で舶用エンジンにも排気ガス対策が義務づけられた場合、特にSO_xの排出抑制から競合他種機関がB/C重油等のイオウ含有量の多い重質油を使用できなくなる可能性があり、この場合、ガスタービン・ディーゼル機関とともにA重油の使用となると考えられ、使用燃料の差による価格差は無くなる。

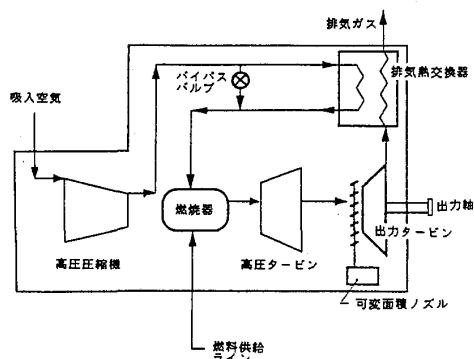


図8 再生サイクル

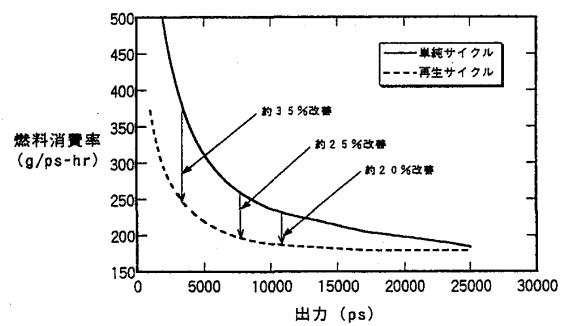


図9 再生サイクルによる
燃料消費率の改善の例

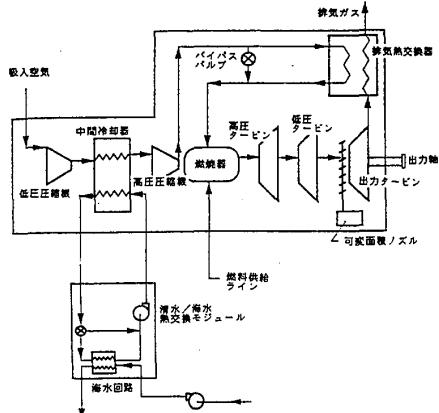


図10 中間冷却再生サイクル

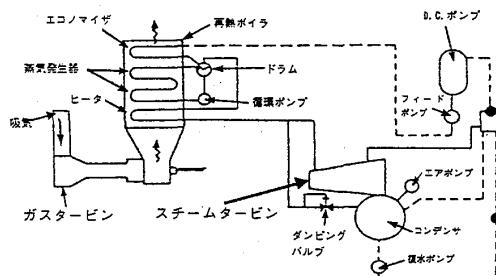


図11 複合サイクル

3. 2 環境保全のための排気ガス対策

排出ガス対策としては、スモーク・SO_x・NO_x・CO₂ 等があるが、スモークについてはほぼ技術的には解決されており、また、SO_xについては燃料中のイオウ含有量によるため3-1(2)項に述べたとおりである。したがって、舶用ガスタービンの排気ガス対策としてはNO_xとCO₂対策が主なものとなる。NO_xとCO₂の対策はある意味で相反するものとなる。すなわち、サーマルNO_x抑制のためには燃焼温度を下げる必要があるがCO₂の生成の傾向は燃焼温度が高い方が少なくなる。したがって、両方を満足させるためには、全運転領域において計画された狭い燃焼温度の範囲に燃焼を制御する必要がある。

図12に各種ディーゼル機関と比較した場合の、ガスタービン機関の出力当りの NO_x 排出量を示すが、現状においてもガスタービン機関はディーゼル機関の 1/2 以下の排出量である。エンジンの種類・出力により幅があるが、現状のガスタービン機関は 2.5 ~ 8.5 g/kW · hr に分布し、ディーゼル機関は中速ディーゼルで 14 ~ 21 g/kW · hr、低速ディーゼル機関で 18 ~ 25 g/kW · hr 程度に分布するようである。将来、1 g/kW · hr 程度の非常に厳しい地域規制が行われた場合でも、ガスタービン機関の場合は水噴射関連装置や排気脱硝装置用の付帯設備が不要なドライ方式による対策が可能であり、軽量・小型の利点を崩すことなく、今後の舶用機関として非常に有望と思われる。図13に G E 社で開発されたドライ方式の低 NO_x 燃焼器の例を示す。前述したように、NO_x と CO₂ 両方を目標レベルに下げるため、全運転領域において計画された狭い燃焼温度の範囲に燃焼を制御した稀薄予混合燃焼をさせている。現在はガス燃料に対しての実用化がされているが、液体燃料に対しても同じコンセプトで対応が可能であり開発中である。

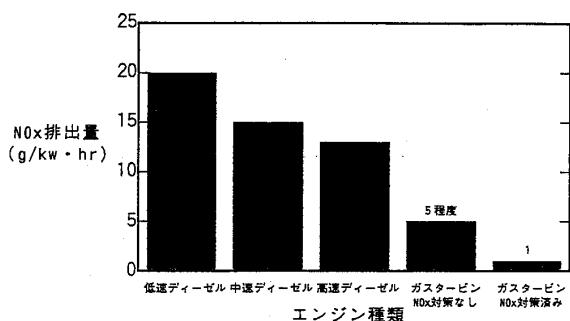


図12 各種機関のNO_x排出量

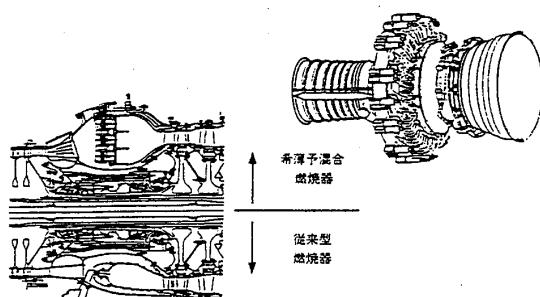


図13 ドライ方式低NO_x燃焼器
の例 (G E社、LM 6000)

3. 3 その他

燃費向上・排出ガス特性改善のみでなく、最近は船主側からの要求として、少ない船員での運行のための自動化・省力化の実施、魅力化のための労働環境改善として低騒音・低振動・居住スペースの拡大等が生じている。これらに対しては、いずれもガスタービン機関の方が他の機関より優れていると考えられる。また、船上での整備性についても他の機関に比べ必要項目・所要時間とも少ない。

4. 結び

軽量・小型・操作性が容易な機関として、ガスタービンは従来より舶用機関として期待されながら、そのマーケットは艦艇用及び小型高速艇用に限られていた感がある。しかし、最近の動向は舶用機関に対して軽量・小型・操作性のみならず地球環境保全の為の排出ガス成分改善・船員への魅力化等を求めており、これらの点に対してはガスタービン機関が他の舶用機関より優れている。つまり、ガスタービン機関はまさしく今の時代の要請にあった舶用機関であると言えるのではないだろうか。残念ながら、現在使用されている舶用ガスタービンは航空用ガスタービンの転用型が主流であり、初めから舶用に開発されたものはない。今後の開発テーマとしても航空用ガスタービンや産業用ガスタービンの開発と同様大変魅力的なものと考える。舶用ガスタービンの研究・開発にたずさわる者の一人として、少しでもその発展に寄与したいと考えている。

B-1 超音速圧縮機翼列の不始動フラッタに関する数値解析

* 渡辺紀徳（東京大学工学部）

土井博史（防衛庁技本3研）

梶昭次郎（東京大学工学部）

1. 緒言

航空エンジン用の超音速圧縮機翼列では、近年、設計点に近い高回転数・高圧力比の運転時に、サージ線に近い運転領域で曲げモードフラッタの発生が見いだされ、大きな問題になっている。これは、超音速翼列の高背圧時の不始動状態における、離脱衝撃波を伴うフラッタであり、離脱衝撃波の非定常挙動と翼の振動とが互いに関連して発生するものと考えられるが、その発生条件や発生機構は未だ解明されていない。

本研究では離脱衝撃波を伴って振動する圧縮機翼列の非定常流れを、Euler方程式を基礎式としてTVDスキームにより数値解析し、このような衝撃波が振動翼の非定常空力特性にどのような影響を及ぼすかを明らかにして、不始動フラッタの現象を詳細に解明する事を目的としている。

本報告では不始動状態における翼に働く非定常空気力の計算結果を、翼間衝撃波を伴う始動状態における結果と比較し、衝撃波の挙動と非定常空気力との関係を明らかにして、翼振動の安定性を論じる。

2. 解析方法

本研究では基礎式として、一般座標系で保存形表示した二次元オイラー方程式を用いる。差分スキームにはHarten-Yeeの2次精度風上型TVDスキームを使用し、陽解法で非定常流れ場を解く。はじめに翼が静止した定常状態でローカルタイムステップを用いて計算を行い、収束した解を初期値として振動翼列に対する非定常計算を行った。

計算格子は図1に示すようなH型で、代数的に生成した初期格子点配置をポアソン方程式を解くことによって再配置した。定常流れの計算は周期性条件により、1ピッチ分の計算領域で行う。格子点数は流れ方向に91、翼列方向に21である。

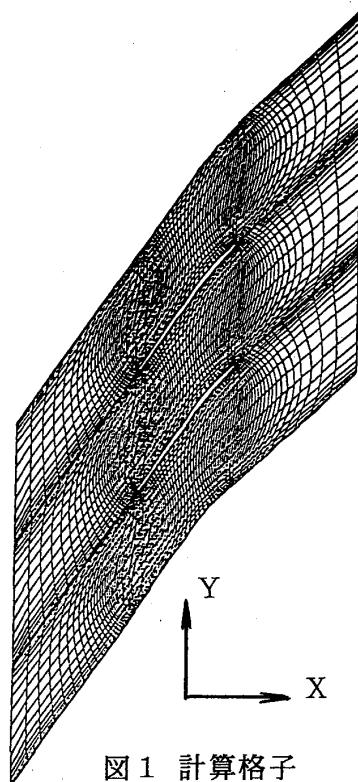


図1 計算格子

非定常流れの計算は、図2に示すような6ピッチ分の計算領域で行う。図の右側に付した数字は翼の番号を示している。中央の0番翼1枚を振動させ、各翼面上の非定常圧力の計算結果を影響係数法により合成して、全翼振動時の非定常空気力を求める。計算格子は振動翼の上下2ピッチ分の流路内部で、翼の振動に従って時間的に変形させる。翼は翼列方向(y方向)のみに運動するとし、計算格子の変形もy方向にのみ行わせる。翼面近傍の格子点は翼と同じ振幅を持ち、翼から離れるに従って次第に振幅が減少するような内挿法で格子点を移動させ、各ステップでポアソン方程式を解く格子再配置を省略して、計算量を抑えた。

境界条件は入口境界で全温、全压、周方向速度を与え、上流伝播リーマン不变量を内側の格子点から外挿する。また、出口境界では静压を固定する。周期境界では境界の両側にある一つ隣りの格子点の計算値を平均して境界上の点に与える。翼面境界では法線方向の相対速度を0とおく。

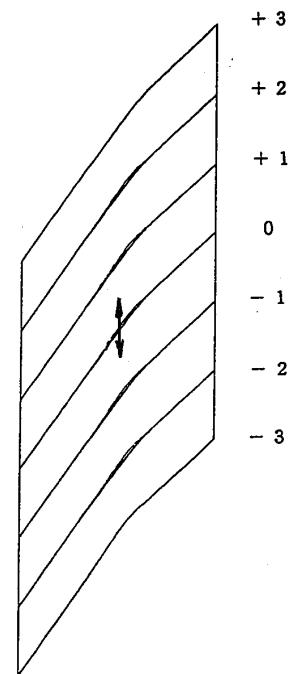


図2 振動翼列の計算領域

3. 結果及び考察

計算には General Electric社が Experimental Quiet Engine Program で設計した Fan B の動翼翼端部の翼型を用いた。主要諸元を表1に、設計点の諸量を表2に示す。不始動状態をシミュレートする場合には出口静压を高く与え、全圧比を大きくした。

図3は計算した定常流の等圧線図で、(a)は始動時、(b)は不始動時のものである。始動時には翼負圧面の後縁から衝撃波が生じ、上側(負圧面側)隣接翼の正圧面に付

表1 翼列諸元

主要諸元	
ロータ半径	: 0.9162 m
スタガ角	: 53.42°
ソリディティ	: 1.296
コード長	: 0.2869 m
最大翼厚比	: 0.0219
前後縁厚み比	: 0.0050
キャンバ角	: 13.84°

表2 設計点流れパラメータ

設計点	
周速	: 353.6 m/s
軸流速度	: 179.0 m/s
相対流入マッハ数	: 1.200
流入角	: 63.15°
相対流出マッハ数	: 0.853
流出角	: 45.71°
全圧比	: 1.5297
全温比	: 1.1545

着している。一方不始動時には前縁で衝撃波が発生し、これが下側（正面側）隣接翼の負圧面に付着する。この衝撲波は前縁に付着しておらず、離脱衝撲波になっている。計算結果から入口と出口の流れの諸量を検討したところ、始動時と不始動時で入口流れはほとんど変化していなかった。一方出口では不始動の状態で圧力が高く（全圧比が始動時で1.381に対し、不始動時は2.015）、マッハ数が低くなっていた（始動時:0.860、不始動時:0.581）。

図4はこのときの翼面上の圧力上昇係数分布である。始動時には正圧面上の、隣接翼の負圧面後縁からの衝撲波が当たる位置付近で圧力が急激に増大する。負圧面では単調に緩やかに圧力が減少する。翼の前半部ではほとんど負荷がかからず、後半部の衝撲波後方に大きな負荷が集中している。不始動時には負圧面で隣接翼の前縁離脱衝撲波が当たる点の付近において圧力が急増する。負荷は翼弦全域にかかっている。

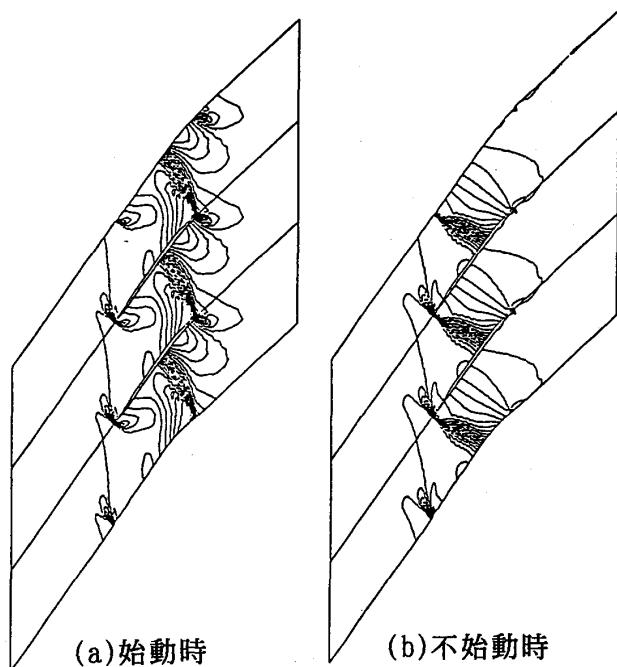


図3 定常等圧線図

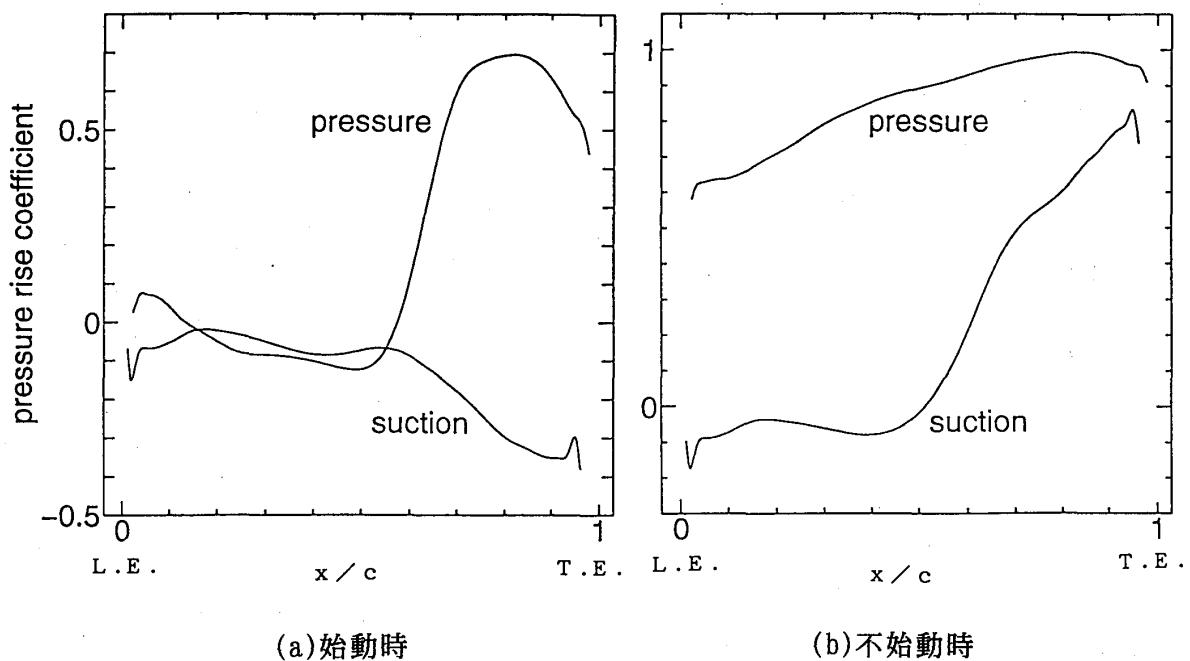


図4 翼面上圧力上昇係数分布

次に振動翼列についての計算結果を示す。これまでに、中央振動翼の振動数が100Hz～250Hz、振幅が翼弦長の10%というケースで計算を行った。振動数100Hzのとき、翼弦長を基準とした無次元振動数は0.431である。いずれの計算もCFL条件を満たすように、振動の1周期を等分割してタイムステップを決定した。例えば不始動状態100Hzの場合には、1周期を12,000分割している。

図5は不始動状態の100Hzの振動数に対する計算で得られた等圧線図から、翼振動に基づく離脱衝撃波の運動を調べた結果である。位相90°は振動翼が負圧面側にもっとも大きく移動した状態、270°は逆に正圧面側にもっとも大きく移動した状態である。衝撃波の運動を模式図で見ると、振動翼が負圧面側（上側）に移動するときは、翼間隔が狭くなる上側の流路で衝撃波が前方に移動する。このとき同時に上側隣接翼の前縁における衝撃波離脱距離が増加する。一方、翼間隔が増加する下側の流路では衝撃波が後方へ移動する。これとは逆に、振動翼が正圧面側（下側）に移動すると、流路が狭まる下側では衝撃波が前進し、流路が広がる上側では衝撃波が後退する。このような衝撃波の挙動は、計算した振動数のすべてにおいて同様であった。

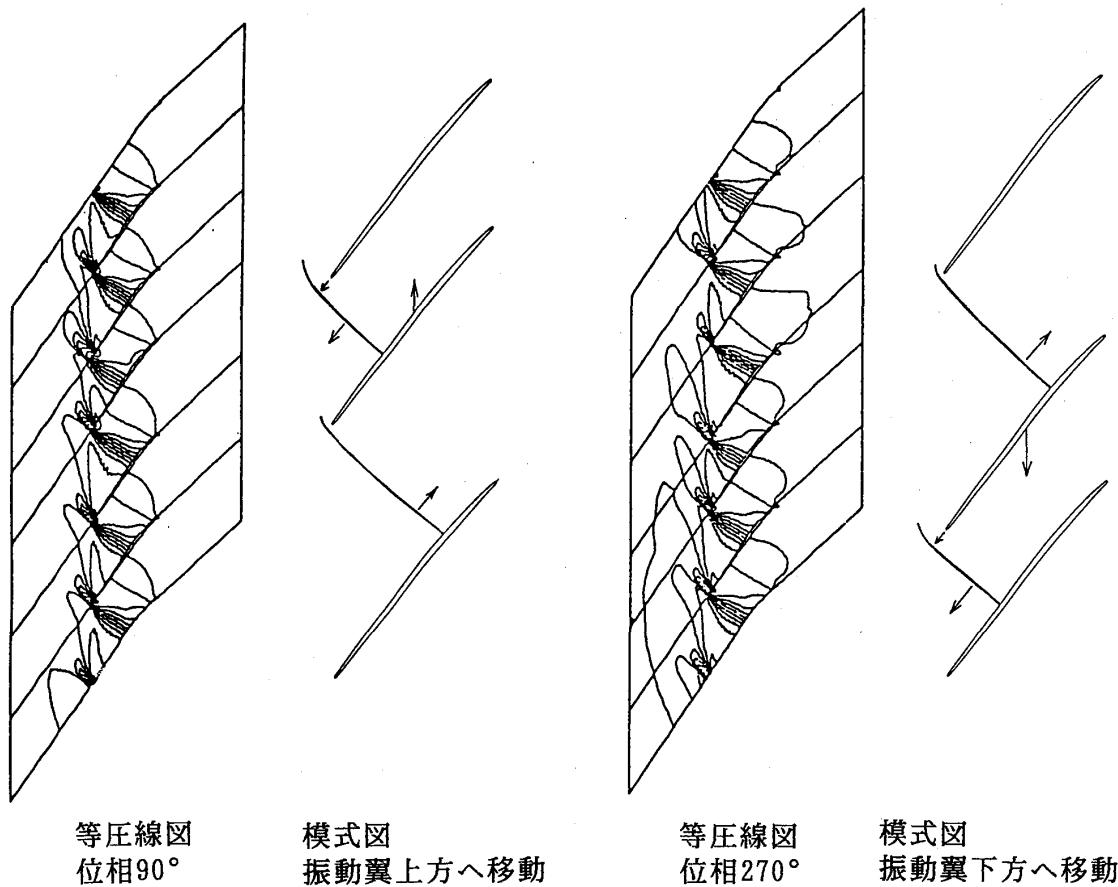


図5 翼振動による前縁衝撃波の移動（不始動時、100Hz）

図6には不始動状態において各翼に働く変動圧力 C_p の、翼振動数100Hzと同じ振動数の成分を示す。(a)は C_p の実数部(C_{pr})の負圧面及び正圧面におけるコード方向分布を示し、(b)は虚数部(C_{pi})の分布を示している。 C_p の実数部は翼振動速度と同位相の成分であり、虚数部はこれより位相が90°遅れた成分である。シンボルに付した番号は翼番号を表し、図2に示した翼番号と対応している。図(a)を見ると、負圧面での C_{pr} は0番の振動翼と、下側静止翼(-1番)で大きい。ピークが見られる付近は隣接翼の前縁衝撃波が当たる場所に対応しており、衝撃波付着点で C_{pr} の符号が入れ替わる傾向を持っている。正圧面側では振動翼と上側隣接翼の前縁付近で少し大きな C_{pr} が見られる他は、ほとんど0である。図(b)の C_{pi} を見ると、0番と-1番の負圧面で、中央に大きなピークがあり、それ以外の負圧面では C_{pi} はほとんど値を持たない。ピークの位置は衝撃波の付着点に対応しており、その絶対値は C_{pr} に比べて非常に大きい。正圧面では全体に C_{pi} の値が小さいが、0番、1番の翼では前縁付近に C_{pi} のピークが見られる。

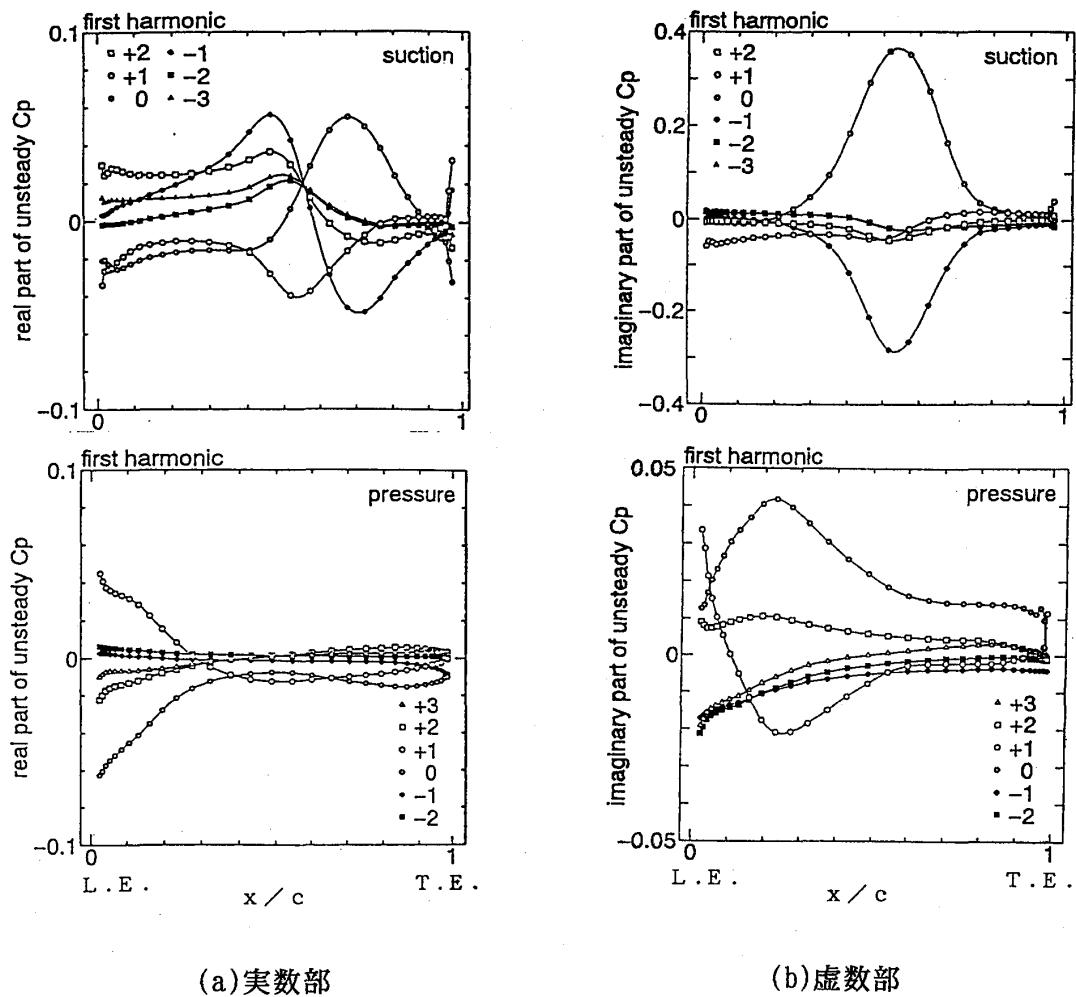


図6 変動圧力のコード方向分布（不始動時、翼振動数成分）

これらの非定常圧力を影響係数法で合成すると、全翼振動時に翼に働く非定常空気力が任意の翼間位相差で算出される。その結果を図7に示す。図7(a)は始動状態における結果を100Hz、150Hz、200Hz、250Hzの振動数について示しており、(b)は不始動状態における結果を同様の振動数について示している。各図の横軸は翼間位相差を表し、縦軸は1周期中に非定常空気力が翼に与える仕事の無次元量である。縦軸の無次元空力仕事の値が正の時、振動は不安定である。

図(a)の始動状態ではすべての振動数で翼間位相差-110°を中心とする部分に不安定な領域が見られ、フラッタの発生が予測される。負の翼間位相差は、負圧面側位相進みのフラッタ形態に対応する。振動数が大きくなるにつれて正の翼間位相差の領域で無次元空力仕事が増大し、不安定状態に近づく様子が見られる。図(b)の不始動状態でも、始動時と同様に翼間位相差-110°を中心とする不安定領域が見られるが、始動時よりも不安定領域が明らかに広くなっている。不始動状態では始動状態よりも翼列フラッタが発生しやすいという結果になっている。振動数が大きくなると、不始動状態でも翼間位相差が正の領域で空力仕事が増大し、250Hzでは不安定状態に入りかかっている。

図8には100Hzの振動数について、図7で空力仕事が不安定側で極大値を持っていた付近の翼間位相差と、安定側で極小値を持っていた付近の翼間位相差における、合成

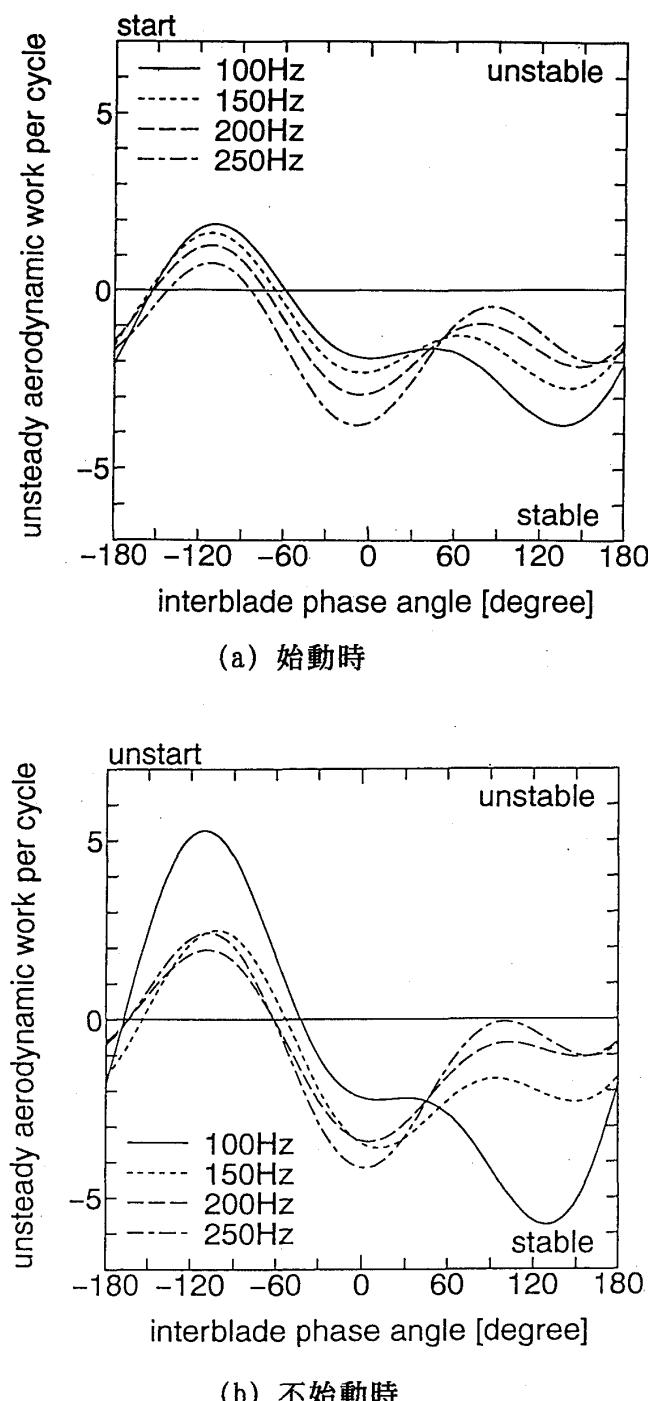


図7 非定常空力仕事の翼間位相差による変化

した翼面変動圧力係数の実部 C_{p_r} のコード方向分布を示す。図 8 (a) は始動状態で翼間位相差が -110° の場合の結果で、(b) は翼間位相差 $+135^\circ$ の場合の結果である。同様に (c) は不始動状態における翼間位相差 -110° の場合の結果を、(d) は翼間位相差 $+130^\circ$ の場合の結果を示している。いずれの結果も C_{p_r} の翼振動数成分で、実線は負圧面における値を、破線は正圧面における値を表している。始動状態で不安定領域において空力仕事が最大の図 8 (a) では、正圧面の後縁付近に励振力が働いているのがわかるが、この位置は隣接する翼の後縁から出た衝撃波が正圧面に当たる点の近傍に対応している。一方、安定領域で負の空力仕事最大の (b) では、正圧面上の衝撃波付着点付近にか

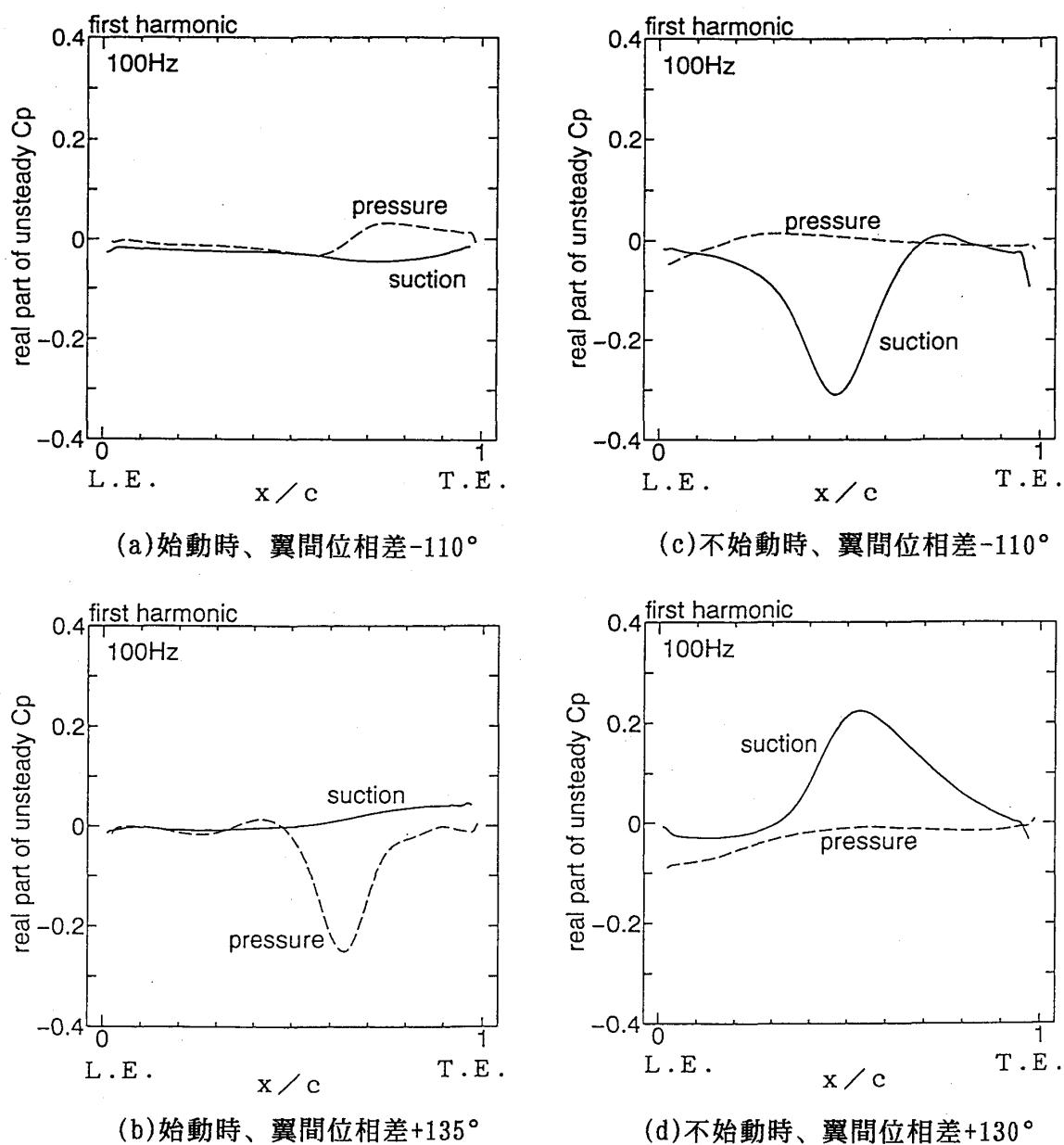


図 8 合成変動圧力のコード方向分布 (100Hz、翼振動数成分、実数部)

なり大きな空力減衰力が働いている。また、(a)、(b)いずれの場合も負圧面の C_{p_r} は翼面全体にわたって小さいことがわかる。これとは対照的に、不始動状態の図(c)、(d)では正圧面上の C_{p_r} は比較的小さく、負圧面上の C_{p_r} の変化が顕著である。不安定領域の図(c)では、背面側隣接翼の前縁離脱衝撃波が負圧面に付着する点の近傍で、大きな空力励振力のピークが現れている。図6と対応させると、このピークには0番翼と-1番翼の負圧面に働く非定常圧力の虚部 C_{p_i} が、多大な寄与をしていることがわかる。(影響係数法による C_{p_r} の合成の過程で、各翼の C_{p_i} が含まれて来る。) 安定領域である図(d)では、衝撃波付着点付近に空力減衰力の大きなピークが見られ、これにも図(c)同様、0番翼と-1番翼の負圧面上の C_{p_i} が寄与している。以上の結果から、始動時、不始動時いずれの場合においても、隣接翼からの衝撃波が当たる翼面上の点の近傍で大きな非定常空気力が現れ、これが翼振動の安定性を支配していることが明らかになった。

4. 結言

超音速圧縮機翼列における不始動フラッタの発生条件と発生機構を明らかにすることを目的に、2次元オイラー方程式を基礎式に用い、離脱衝撃波を伴って振動する翼列の流れを数値解析する手法を開発した。

これまでの計算結果から、翼振動による離脱衝撃波の運動の様子や、翼面上の非定常圧力分布が把握された。翼になされる非定常空力仕事の解析から、始動状態・不始動状態いずれの場合においても、負圧面側位相進みの翼間位相差で、翼振動の不安定領域が現れたが、不始動状態の方が不安定領域が広く、より不安定性が強いことが明らかになった。また、いずれの場合も隣接翼からの衝撃波が翼面に当たる点の付近で大きな変動圧力が生じ、これが翼振動の安定性を支配していることがわかった。

今後は解析精度を向上させると共に、より広範囲の翼列条件で計算を行い、不始動フラッタの現象を詳細に解明して行く予定である。

B-2 三次元タービン翼列の乱流数値解析

* 大庭 芳則 * 荒川 忠一 †

1 緒言

今日、ターボ機械は航空機エンジン、発電機械など、幅広い分野で用いられており、ターボ機械の性能向上を目的としたタービン翼列などの各要素の研究は、工学上非常に重要な課題である。設計では実験と経験則に頼る所が大きく、実験には多大な費用がかかる上、実験装置設計、実験準備など長期間必要であり、研究、設計に大きく影響している。また、実験では測定装置、測定方法などによる制限から、流れ場を十分高精度に捉えることは困難であり、実験を用いる研究で問題となっている。この様な理由から、この分野の研究で高精度の数値計算を活用することに大きく期待される。しかし、数値計算によるタービン翼列の性能予測は多数行われているが、現段階では、多種多様な流れのパターンが組み合わされている複雑な流れ場を、十分高い精度で予測するには至っていない。

本研究では、高次精度 TVD スキームに低レイノルズ数型 $k - \epsilon$ 乱流モデルを使用してタービン翼列周りの流れ場の数値計算を行ない、航空宇宙技術研究所で行なわれた同形状の実験結果と比較して、その有効性を検討する。

2 計算対象

表 1 に、タービン翼列の形状寸法、計算条件を示す。入口境界条件などの計算条件は実験条件を用い、表 2 に示す C1, C2 の条件で二次元と三次元の数値解析を行なった。

表 1: 翼列寸法

翼弦長 C	ピッチ S	スパン長 L	$\frac{S}{C}$
51.55 mm	36.00 mm	90.00 mm	0.6984

表 2: 計算条件

実験番号	C1	C2
流入マッハ数	0.131	0.202
流出マッハ数	0.398	1.203
流入レイノルズ数 $\times 10^6$	0.33601	1.21910
全圧 (mmHg)	375.65	385.85
全温 (K)	848.11	1860.41
大気圧 (mmHg)	760.4	760.4

3 計算格子

(1). 二次元計算: 実験で用いられた翼列形状から、代数的手法と解析的手法の二種類の H 型格子を使用した (図 2,3)。

* 東京大学大学院

† 東京大学工学部 (〒113 文京区本郷 7-3-1)

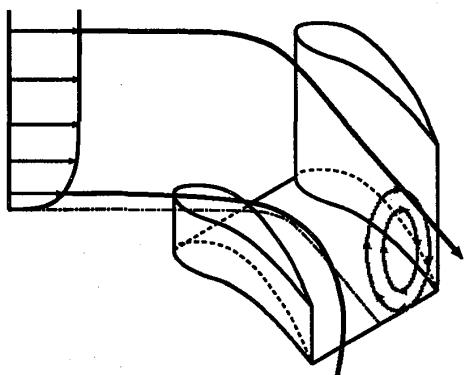


図 1: 三次元タービン翼列模式図

(2). 三次元計算: 代数的手法で得られた二次元格子を、スパン方向に積み重ねて生成した三次元格子を使用した(図5)。

代数的手法を用いた格子(図2, 以後 GRID1)は、滑らかさに欠けているが、流れ場全体に同じ程度の直交性を得ることを目的として格子点の配置を行なっている。周期境界領域では、格子点位置に対応して簡単な代数的補外を用いて境界条件を与えている。一方、解析的手法を用いた格子(図3, 以後 GRID2)は、周期境界上の格子点の位置を一致させるよう配位し、流れ場の中央付近の格子点には直交性を考慮せずに、全体の格子形状を滑らかにしている。そのために、流路中心では流れ方向に極度に歪んだ格子となっている(図4)。なお、表3に示すような格子点数を使用している。

表 3: 総格子点数

-	$\xi \times \eta \times \zeta$	総格子点数
二次元計算	111×61	6771
三次元計算	$110 \times 59 \times 38$	246620

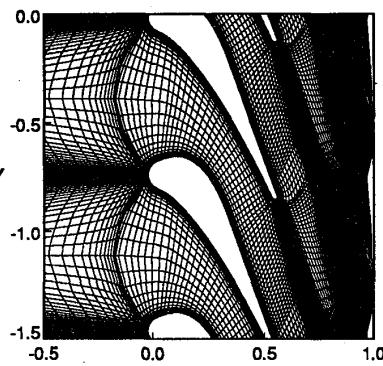


図 2: 二次元計算格子(代数的生成法)

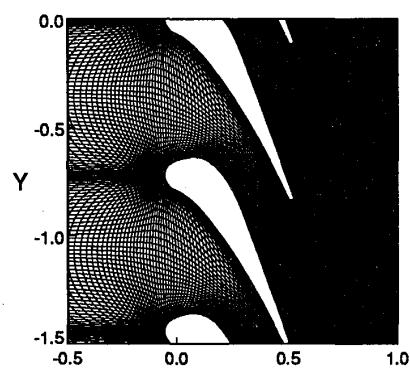


図 3: 二次元計算格子(解析的生成法)

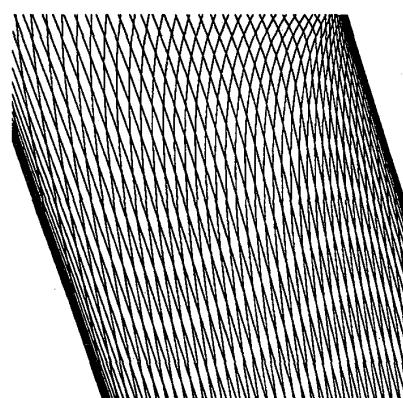


図 4: 格子一部拡大図(解析的生成法)

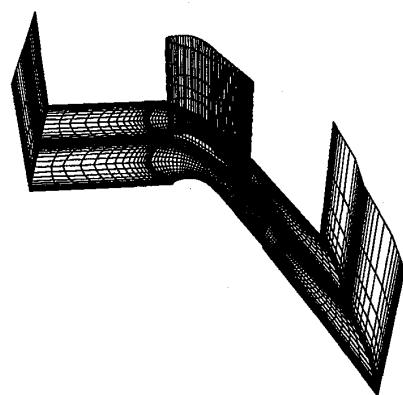


図 5: 三次元計算格子(格子全体)

4 基礎式・数値解法

基礎方程式系は、代表長さを翼弦長として無次元化した圧縮性ナビエ-ストークス方程式を用いる。数値解法は、時間差分に一次精度オイラー陰解法を用いたデルタ形式を使用、行列演算の簡略化のために左辺に対して近似因子分解法、対角化、不完全LUD分解法の諸操作を施した。また、衝撃波などの不連続領域を安定に予測するために、対流項に風上化、TVD(total variation diminishing)スキームを使用した[1][2][3][4][5]。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left(\hat{F}_j - \frac{1}{Re} \hat{F}_{vj} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\hat{F}_k = \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_i u_j + \delta_{ij} p \\ \rho H u_j \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\hat{F}_{vk} = \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{ij} \\ \tau_{kj} u_k - q_j \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\sigma_{ij} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (5)$$

$$q_j = \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial a^2}{\partial x_j} \quad (6)$$

$$\left[I + \Delta t \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left(\frac{\partial \hat{F}_j}{\partial \hat{Q}} - \frac{1}{Re} \frac{\partial \hat{F}_{vj}}{\partial \hat{Q}} \right) \right] \Delta \hat{Q} = -\Delta t \left(\frac{\partial \hat{F}_j}{\partial \xi_j} - \frac{1}{Re} \frac{\partial \hat{F}_{vj}}{\partial \xi_j} \right) \quad (7)$$

乱流モデルについては、二次元計算の場合、Baldwin-Lomaxモデル[6]、Jones-Launderモデル[7]、及び層流計算の三通り、三次元計

算では Jones-Launder モデルを用いて計算を行なった。

5 結果及び考察

5.1 二次元計算結果

5.1.1 格子形状による影響

条件 C2 の GRID1 を用いた結果では、翼後縁部で流れ角が急激に圧縮する方向に変化するために斜め衝撃波が発生し、隣の翼の負圧面に当たって反射する様子が得られている(図 6,7)。しかし GRID2 の場合では、衝撃波の形状は明確な形をしておらず、負圧面での反射も得られていない(図 10,11)。この理由として、衝撃波付近の格子形状が極度に歪んでいるために(図 4)、幅の広い衝撃波を予測していると考えられる。このことから衝撃波の形状、反射位置を予測するためには、十分な直交性のある格子が必要である。

5.1.2 乱流モデルによる影響

条件 C2 の場合、翼面静圧分布に関してほとんどの乱流モデルの違いは現れない(図 10,11)。このことから出口速度が速く、レイノルズ数が高い場合には境界層が薄くなり、流路中央の流れの影響が支配的になることが言える。しかし後流の圧力損失分布に関して、計算結果の傾向は実験結果と同じであるが、損失最大値、最大となる位置などは一致しておらず、使用した乱流モデルでは、後流の予測が完全でないことを示した。

5.2 三次元計算結果

三次元翼列周り流れの特徴として、端壁面付近では粘性力により、流れ方向の慣性力が減少し、翼列間の正圧面から負圧面への圧力勾配に従って、大きく流れ角が変化する二次流れの発生がある(図1)。更に、流路中央の流れと二次流れの間の流れ角の差によって、後縁下流に二次渦が発生する。また、衝撃波が発生する場合、衝撃波と境界層との三次元的な干渉がある。

条件C2の計算結果は二次元計算同様に翼後縁部から衝撲波が発生し、隣の翼の負圧面で反射する様子が見られる(図16,17)。翼列間の流れには三次元性はほとんどなく、衝撲波は端壁面に垂直な形状となっている(図19,21)。また、端壁面付近では薄いながらも境界層が分布し、二次流れが発生している(図25)。この二次流れから、翼後縁下流に二次渦が発生していることが判る(図21,27)。一方条件C1の場合、出口マッハ数が低いため翼後縁での衝撲波は発生していないが、C2と同様に端壁面付近で二次流れが発生している(図23)。図25と図23を比較すると、図23の方が、二次流れの流れ角は強い勾配で変化している。二次流れが、翼の正圧面と負圧面との間の圧力勾配の影響を受けているのであるから、図18と図19を比較して、C1に強い二次流れが存在することが理解できる。更にこの強い二次流れによって、後流に強い二次渦が発生している(図26)。

また、端壁面での境界層厚さはC1の方が厚くなってしまっており(図26)、粘性の影響範囲が境界層として現れることから、境界層厚さが厚い場合、二次流れ、二次渦の影響する範囲が大きくなる。ここで、境界層厚さが最も影響

する無次元数はレイノルズ数であり、C1ではレイノルズ数が 10^5 程度、C2では 10^6 程度であることからも二次流れの強さにレイノルズ数が影響することがわかり、条件C1程度のレイノルズ数の流れには強い三次元性がある。

6 結論

- (1). 三次元ターピン翼列の二次流れを乱流数值解析で明かにし、正圧面と負圧面の静圧差が大きい場合、及び、境界層が厚い場合に、より強い三次元性を有することを示した。
- (2). 流れ方向に対して歪んでいる格子では、衝撲波の形状を正確に得ることができない場合があり、衝撲波の位置や反射を正確に捉えるには、格子の直交性が重要である。

なお、実験データに関して航空宇宙技術研究所の坂田公夫氏から、また、計算格子に関して東北大学中橋和博氏から協力を得たことに感謝の意を表します。

参考文献

- [1] 松尾 裕一, 高速ターボプロップ流れの数値解析, 東京大学, (昭和 63 年度)
- [2] Charles Hirsch, Numerical Computation of Internal and External Flows, John Wiley & Sons Ltd, vol.1, (1988)
- [3] Obayashi,S., Fujii,K., Computation of three-dimensional viscous transonic flows with the LU factored scheme, AIAA Paper 85-1510 (1985)
- [4] Chakravarthy,S.R., Osher,S., A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws, AIAA Paper 85-0363 (1985)
- [5] Beam, R.F. & R.M.Warming, 'An implicit finite difference algorithm for hyperbolic systems in conservation laws', J. Comp. Phys., Vol.22, 1976, pp.87-110.
- [6] Baldwin, B., & H.Lomax, "Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows", AIAA Paper 78-257, 1978.
- [7] W.P.Jones and B.E.Launders. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. Int.J.heat Mass Transfer, Vol.15

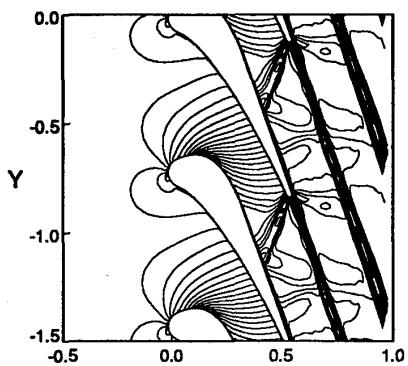


図 6: 等マッハ線図 (B-L モデル,GRID1)

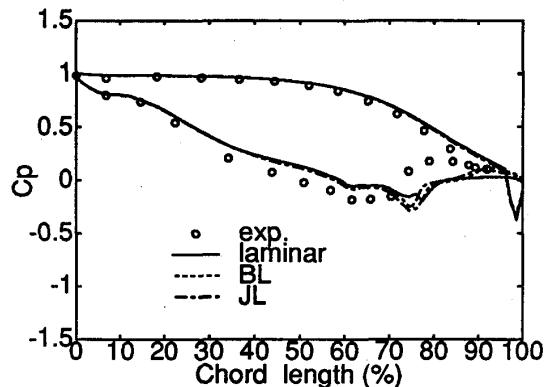


図 10: Cp 線図 (GRID1)

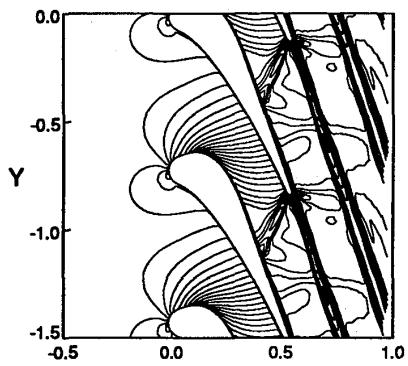


図 7: 等マッハ線図 (J-L モデル,GRID1)

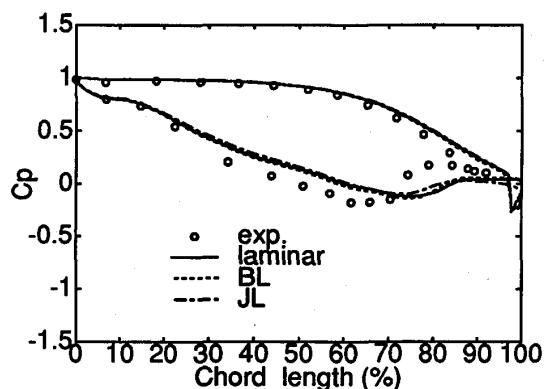


図 11: Cp 線図 (GRID2)

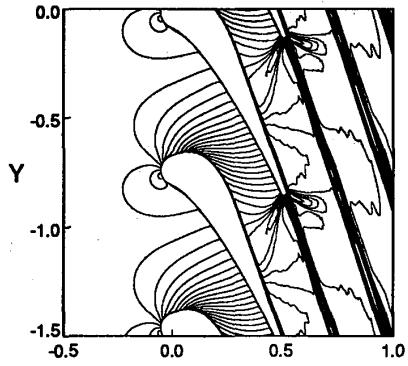


図 8: 等マッハ線図 (B-L モデル,GRID2)

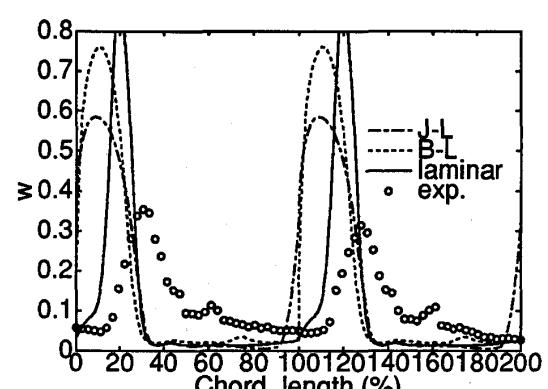


図 12: 壓力損失分布図 (GRID1)

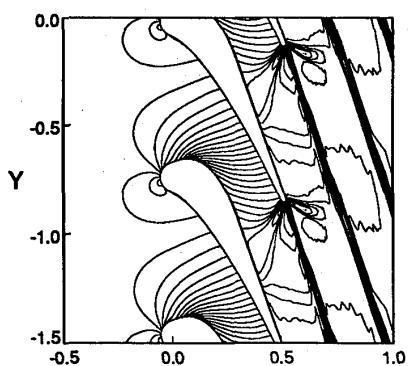


図 9: 等マッハ線図 (J-L モデル,GRID2)

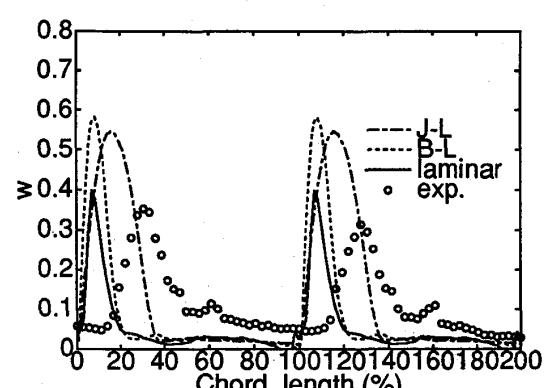


図 13: 壓力損失分布図 (GRID2)

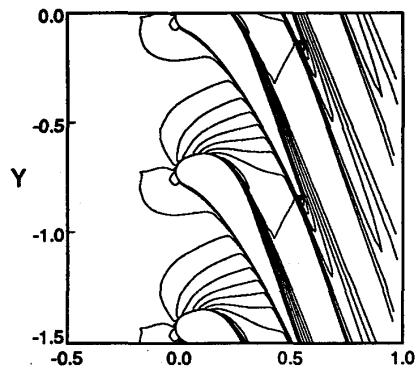


図 14: C1 等マッハ線図 (midspan)

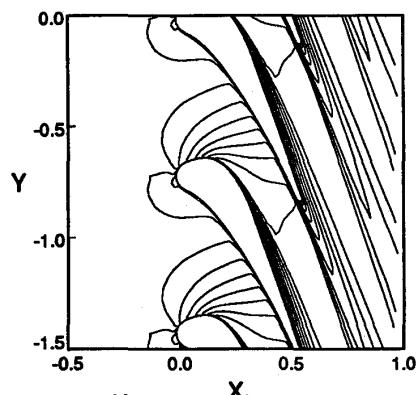


図 15: C1 等マッハ線図 (5.55%span)

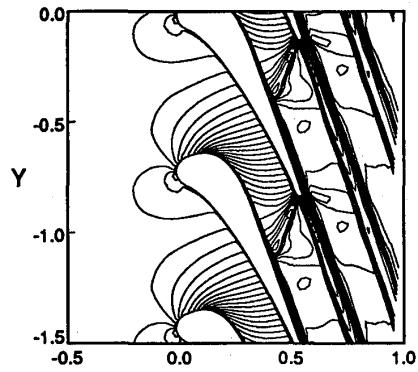


図 16: C2 等マッハ線図 (midspan)

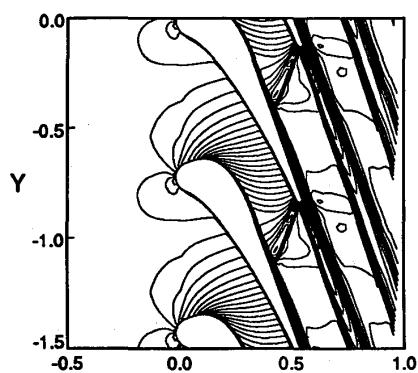


図 17: C2 等マッハ線図 (5.55%span)

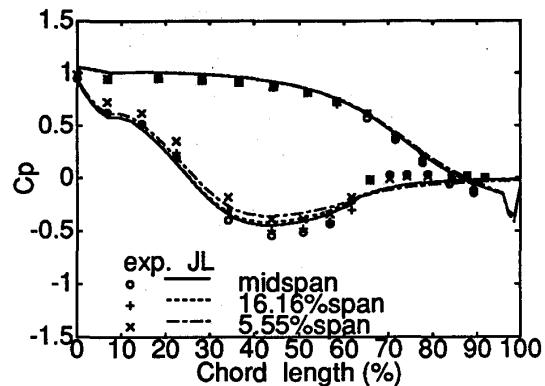


図 18: Cp 線図 (C1 三次元計算)

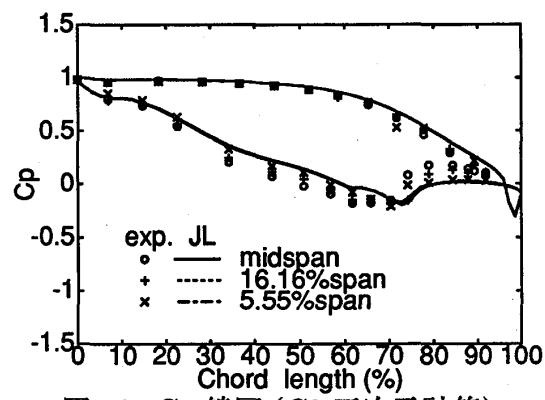


図 19: Cp 線図 (C2 三次元計算)

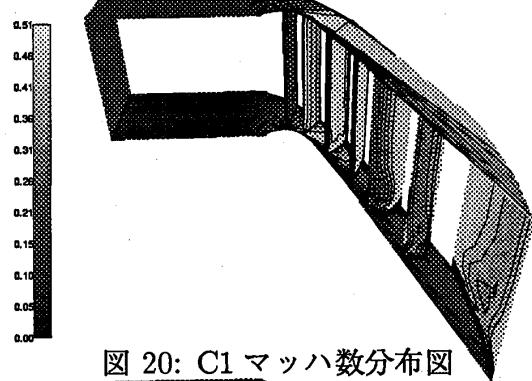


図 20: C1 マッハ数分布図

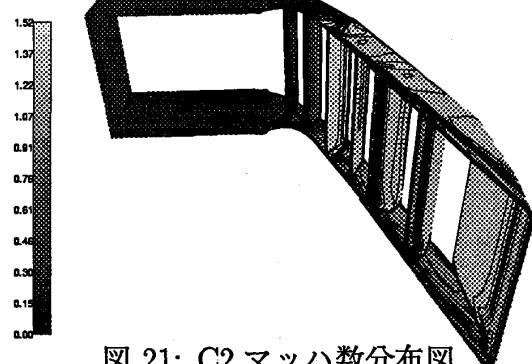


図 21: C2 マッハ数分布図

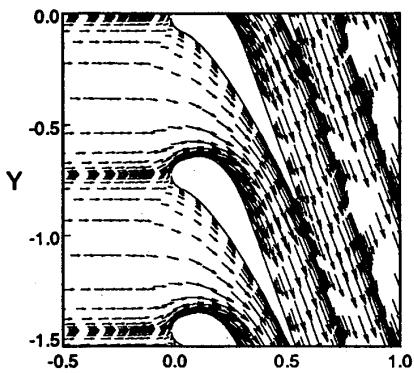


図 22: C1 ベクトル図 (midspan)

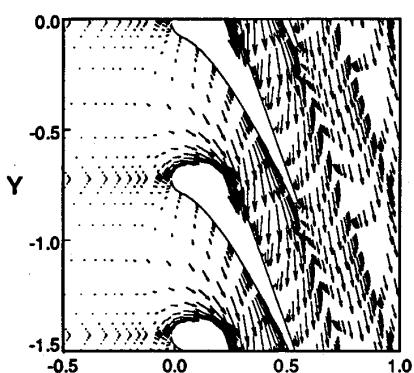


図 23: C1 ベクトル図 (端壁面付近)

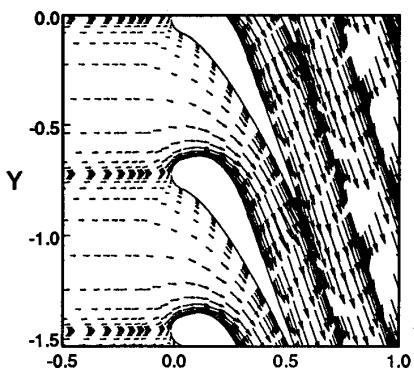


図 24: C2 ベクトル図 (midspan)

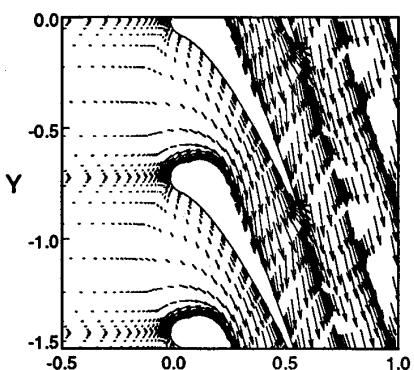


図 25: C2 ベクトル図 (端壁面付近)

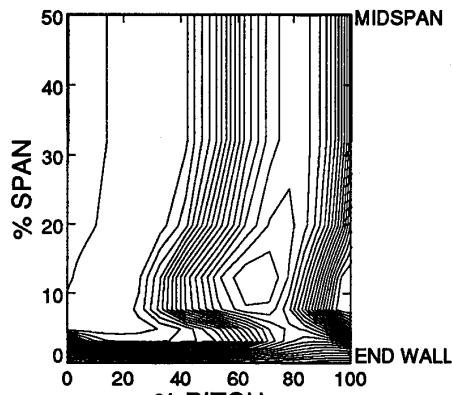


図 26: C1 損失分布図 (0.5 翼弦長下流)

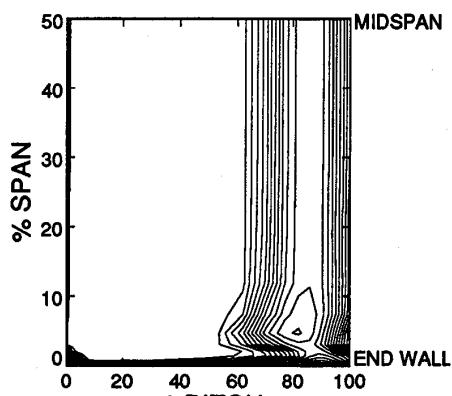


図 27: C2 損失分布図 (0.5 翼弦長下流)

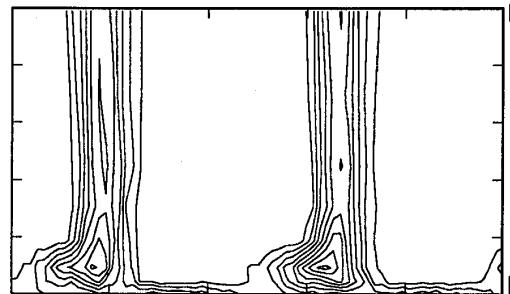


図 28: C1 損失分布図 (実験値, 0.5 翼弦長下流)



図 29: C2 損失分布図 (実験値, 0.5 翼弦長下流)

B-3 二次元超音速エジェクタノズルの内部流れの数値解析

* 榎本 俊治 関根 静雄

柳 良二 佐々木 誠 (航空宇宙技術研究所)

1 はじめに

将来の超音速輸送機用推進システムとして、ターボラムジェットエンジンの研究開発が現在進められている。その巡航マッハ数は5と想定されており、離着陸から超音速巡航まで幅広い飛行マッハ数にわたり効率良く推力を発生させるために、排気ノズルはスロート面積および膨張比を大きく変化させる必要があり、このため二次元矩形可変ノズルの採用が考えられている[1]。

さらに、外気の導入による離着陸時の騒音低減や、インテーク抽気の導入による超音速巡航時のノズル内壁の冷却などを目的として、図1に示すようなエジェクタ型のノズルが有効であることが知られている[2]。著者らは既にこの高マッハ飛行状態への応用を想定した二次元エジェクタノズルの設計資料を得るための基礎実験を行なっている[3]。それに加え、実験データを補い、流れ場に対する理解を深め、また、エジェクタノズルの数値予測技術を確立することを目的として、数値解析を試みている。今回は二次元エジェクタノズルの内部流れの乱流数値解析を行なったので、その結果について報告する。

2 試験模型

実験[3]に用いた模型の断面図を図2に示す。模型は出口マッハ数3クラスの2次元エジェクタノズルの一形態を想定したもので、1次ノズルはスロート半幅7mm、出口角20度のコンバージェントノズル、2次ノズルはスロート半幅($H=$)10mm、入口角45度、出口角15度、スロート曲率半径10mm、面積比4.235のコンバージェントダイバージェントノズルである。模型の奥行きは100mmである。1次ノズルのスロートと2次ノズルの幾何学的スロートとの距離は6mmである。実験では、1次流、2次流とも常温の乾燥空気を用い、ノズル出口圧を5kPa程度に減圧して行なった。基準状態をよどみ点状態(全圧520kPa、全温283K)、長さスケールを2次ノズルのスロート半幅10mmに取ると、レイノルズ数は 1.16×10^6 であった。

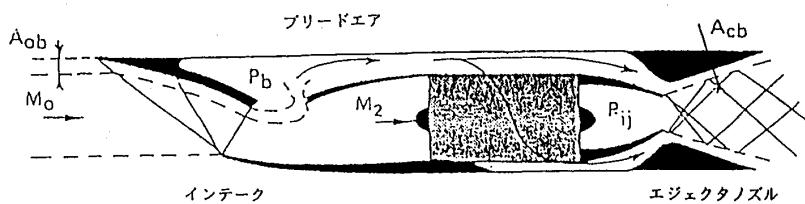


図1: 超音速機用エジェクタノズルの例

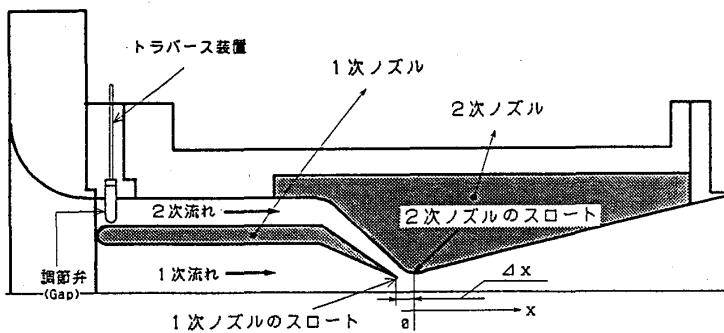


図 2: 二次元エジェクタノズル基礎模型断面図

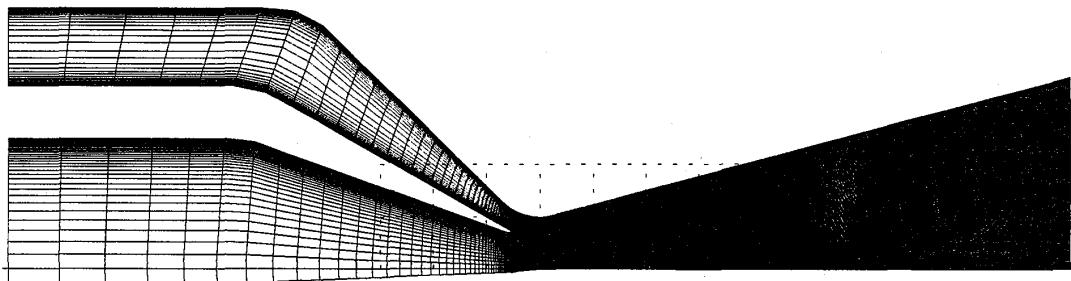


図 3: 計算格子

3 数値解法

実験では非定常性の無い上下対称な流れ場が得られたため、数値計算では定常解法を用い、対称面を境に上側半分のみを解くこととした。

流れの基礎方程式には二次元一般座標系の保存形レイノルズ平均圧縮性 N.S. 方程式を用いた。完全気体を仮定し、粘性係数に関してはサザーランド則を用いた。

離散化には一次時間精度のオイラー陰解法を用いた。これに Beam-Warming 法を基に LU-ADI 法 [4] により離散化した。右辺対流項の数値流束には Chakravarthy-Osher による TVD スキーム [5] を用い、粘性項には二次精度中心差分を用いた。乱流モデルには、内部流への適用の容易さなどから Jones-Launder の低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデル [6] を採用した。このモデルは平板境界層や乱流混合層の計算において、他の新しい低レイノルズ数型モデルに比べて速度プロファイルなどの予測精度はやや劣るが、境界層厚さや混合層の幅などマクロな値は比較的少ない格子点で十分に予測することができる。

実験においては二次流側は調節弁により流量が制限され、それによって二次流全圧が決まったと考えられる。数値解析は逆に、実験結果にあわせて二次流側全圧を設定し、それによりどれだけの流量が二次流側に流れるか、という形で行なった。計算は全圧比が 0.24, 0.35, 0.43, 0.55 の 4 ケースに対して行なった。

図 3 に計算格子を示す。合流点を境に計算格子は三領域(一次流、二次流、合流後)に分かれしており、格子点数はそれぞれ 53×81 , 53×80 , 95×160 である。

乱流計算に於いては乱流境界層を正しく再現するために壁面近傍に格子を集め、壁面隣

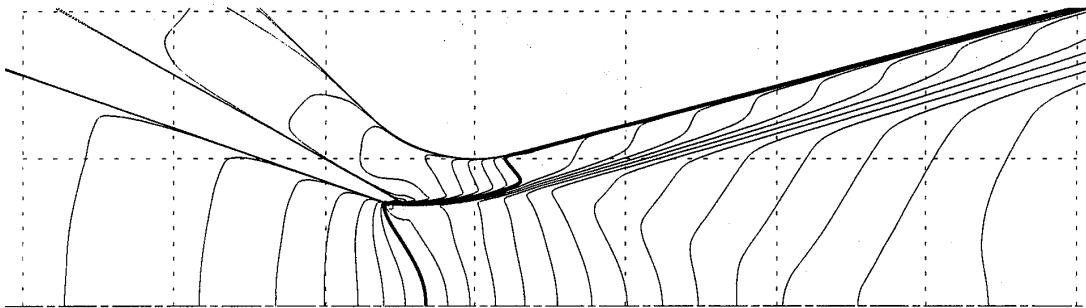


図 4: 等マッハ数線図 (全圧比 0.43, 等高線間隔 0.1, 太線は音速線)

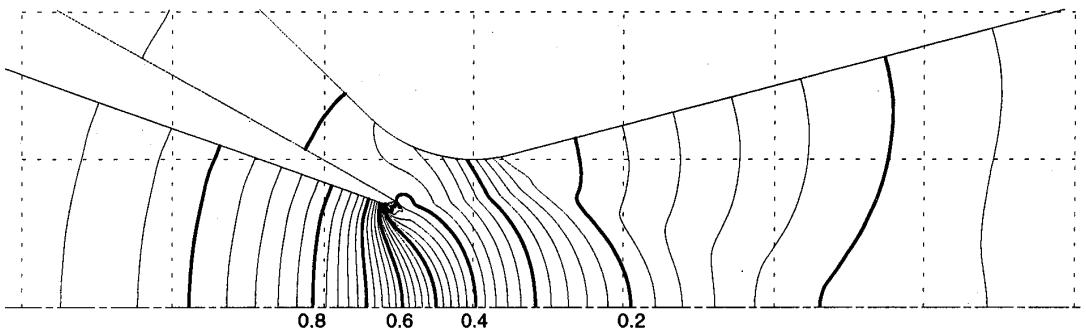


図 5: 等圧力線図 (全圧比 0.43)

接格子点の y^+ が 2 以下になるようにした。

必要とした計算時間は、航空宇宙技術研究所の数値風洞システム (1 プロセッサのみ) を用いて 1 ケース約 6 時間であった。

用いた境界条件は次の通りである。まず、一次流、二次流の入口はどちらも全圧、全温を固定した亜音速流入条件、ノズル出口は超音速流出条件。壁面上は滑り無しで断熱とした。対称境界では対称面よりも格子点 1 点分計算領域を外側に伸ばし、対称条件を課した。各計算領域の接続部分では格子点を 4 点分重ね、領域接続部で計算精度が落ちないようにした。乱流モデルの入口境界条件は、乱流粘性が層流粘性に比べて無視できる程度になるよう k を十分小さく設定した。

4 計算結果と考察

図 4 は全圧比 0.43 の場合の等マッハ線図、図 5 は等圧力線図である。圧力は静圧 (p) を一次流全圧 (P_{t1}) で無次元化して表している。一次流と二次流との間に滑べり面が形成され、それをはさんで異なるマッハ数で流れている様子が分かる。滑べり面の両側で静圧はバランスしている。混合層は緩やかに発達している。

図 6 は実験のシュリーレン写真である。この図は 5 色のフィルタを用いたカラーシュリーレン写真を白黒化したものである。フィルタのスリットは縦向きである。グレーの部分は弱い膨張領域、一次流スロート部に見えるやや明るい部分は強い膨張領域である。この写

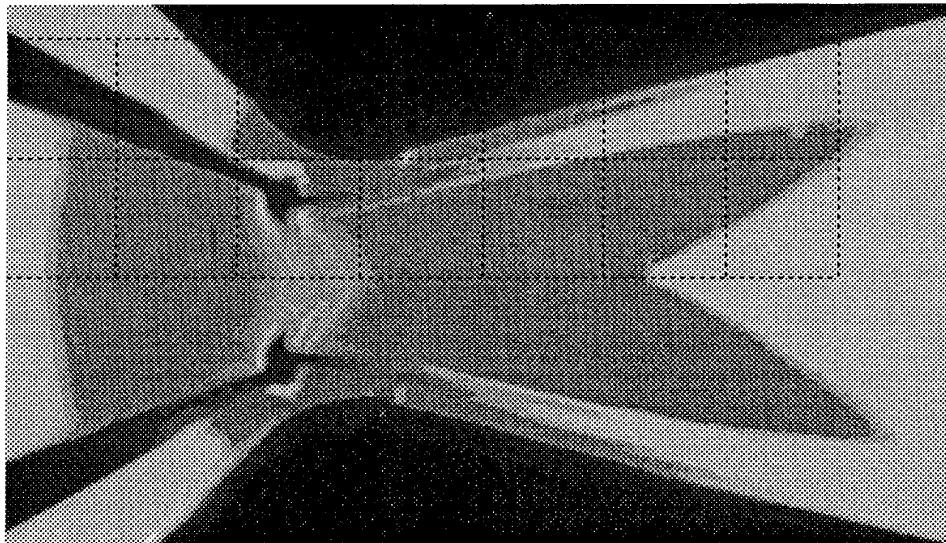


図 6: 実験のシュリーレン写真 (全圧比 0.43)

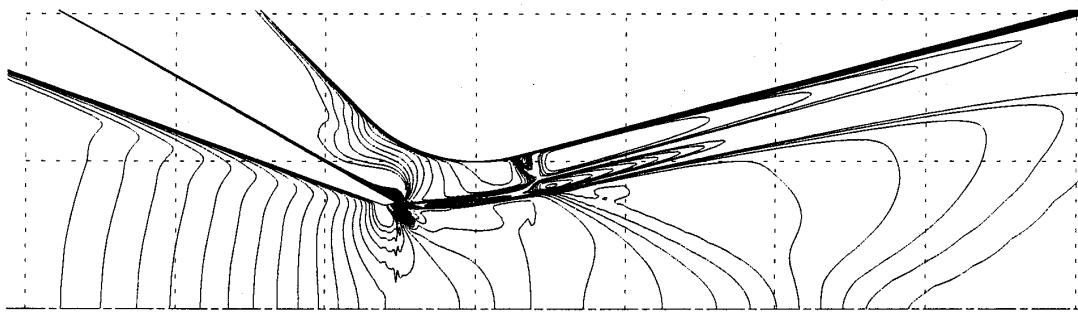


図 7: 等 $d\rho/dx$ 線図

真と計算結果とを比較するために、計算結果から密度 (ρ) の横方向 (x 方向) の微分 $d\rho/dx$ を求め、その等高線図を描いたものが図 7である。シュリーレン写真的色の変わり目は等 $d\rho/dx$ 線図の等高線の一本に対応すると考えられる。膨張領域の始まりや終り、滑べり面付近などを比較すると、良く一致していることが分かる。

図 8,9 はそれぞれ二次流上壁の静圧、一次流側壁の静圧を実験と比較したものである。横軸は二次ノズルスロート高さ (H) で無次元化した流れ方向の位置 (x) で、二次ノズルスロート位置で $x=0$ である。4 ケースともかなり良く一致しているものの、特に一次流側壁のノズルスロート部近傍 ($0 < x/H < 2$) に実験と計算の間で若干の差異が見られる。図 10 は縦軸に一次流と二次流の流量比を、横軸に一次流全圧 (P_{t1}) と二次流全圧 (P_{t2}) の比をとって示したものである。計算結果は全体的に実験結果を上にシフトしたものになっており、例えば全圧比 0.43 のケースでは約 15% くい違っている。特に全圧比 0.24 のケースは、実験では二次流調節弁を締め切った状態だが、数値計算では二次流が少し流れる結果となっている。

一次流はスロートでチョークしているため 4 ケースとも流量はほとんど変わらない。す

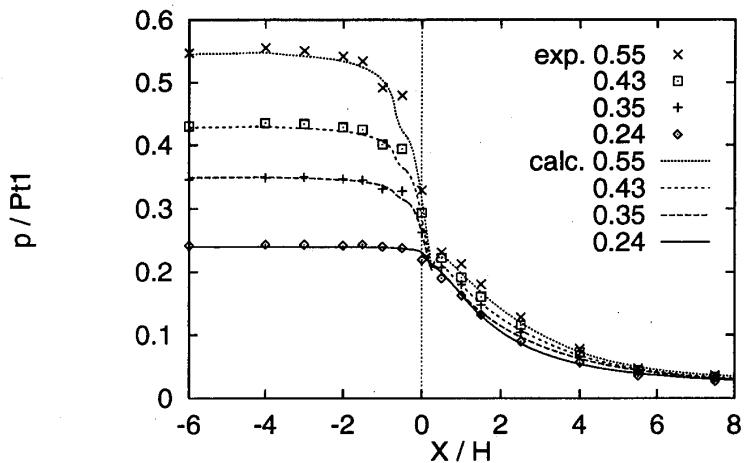


図 8: 二次流上壁中心線上の静圧

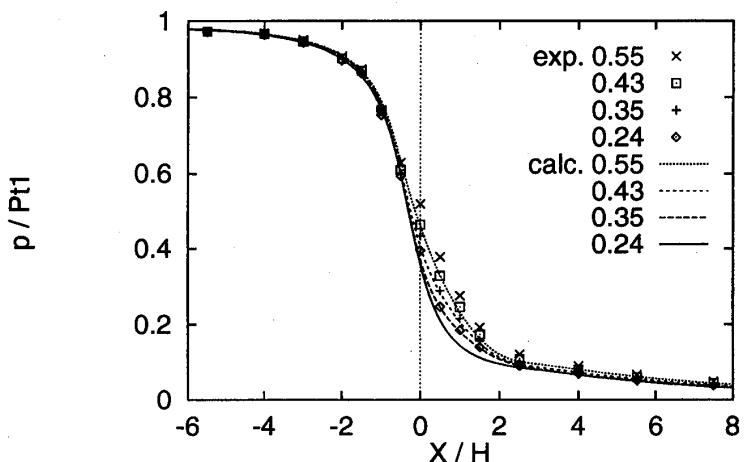


図 9: 一次流側壁中心線上の静圧

なわち流量比は二次流の流量で決まる。二次流の流量は全圧と仮想的なスロート高さとで決まるが、図 8から考えて仮に全圧が実験と計算とで十分に一致しているとすると、二次流の流量を主に支配するものは二次流の仮想的スロート高さになる。しかし、シュリーレン写真からは一次流と二次流との境界を 10%以内の精度で評価することは困難であり、二次流の仮想的スロート高さの数値予測精度を評価することは難しい。また、実験結果の流量の測定精度にもやや疑問があり、現在再検討中である。さらに、マッバツエンダ干渉計による密度測定を計画しており、その結果が得られればより詳細な検討が可能になると考えている。

一方、図 9で示したように実験の側壁圧と計算結果とが食い違っていることから、側壁上の境界層の影響も考えられる。3次元数値解析による側壁効果の推定も有効であるかも知

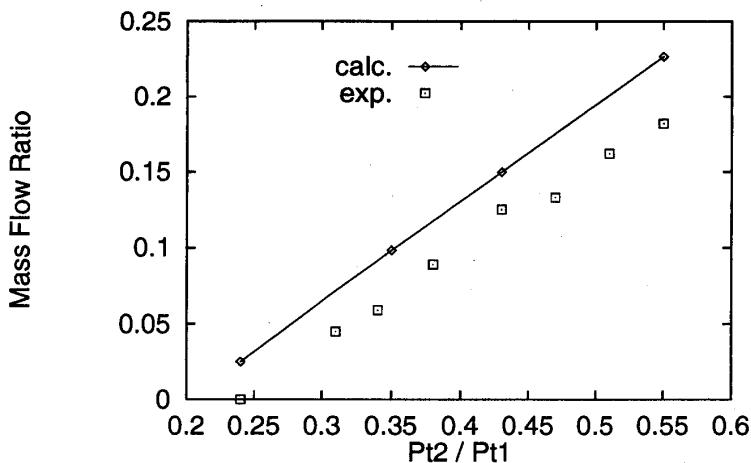


図 10: 一次流と二次流の流量比

れない。

5まとめ

二次元エジェクタノズルの内部流れに対し、 $k-\epsilon$ モデルを用いた乱流数値計算を行ない、可視化結果や壁圧測定結果と良く一致する結果を得た。しかしながら、二次流の流量の評価はやや大きな誤差を含むものとなった。これは二次流の流量が流れ場の比較的微妙な変化に大きく左右されるためであり、この評価には実験、数値予測ともに慎重な条件設定と精密な測定が要求される。

本研究は工業技術院の産業科学技術研究開発「超音速輸送機用推進システム」の一環として行なわれた。

参考文献

- [1] 「超音速機用二次元可変排気ノズルの研究(第2報)」徳永、桜中ほか、日本航空宇宙学会 第4回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演論文集(1994)
- [2] **Fundamentals of Fighter Aircraft Design: Engine Intake and Afterbody** ONERA T.P. No.1986-83 (1986)
- [3] 「二次元エジェクタノズルの内部流れと流量特性」佐々木ほか、日本航空宇宙学会 第25期年会講演会講演集(1994)
- [4] S. Obayashi, K. Fujii, **Computation of Three-Dimensional Viscous Transonic Flows**, AIAA Paper 85-1510 (1985)
- [5] S.R. Chakravarthy, **A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws**, AIAA Paper 85-0363 (1985)
- [6] W. P. Jones and B. E. Launder, **The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence**, Int. J. Heat Mass Transfer, vol.15, pp.301-314 (1972)

B-4 周期的後流による平板境界層の強制遷移に及ぼす圧力勾配の効果

船崎 健一 (岩手大学工学部)

※北澤 貴 (岩手大学院)

佐々木啓徳 (岩手大学 学)

1. 緒言

ターボ機械内の流れ場において、上流翼列により発生した後流は翼面上の境界層に直接的に作用し、空力特性や熱伝達特性に大きな影響を与える。周期的後流の影響を受ける平板境界層の強制遷移のメカニズムに関する影響は船崎らの研究⁽¹⁾などにより理解されつつある。しかし、実際のターボ機械内での境界層の挙動を予測するためには圧力勾配の効果の把握が不可欠となる。Blairは主流乱れを伴う加速流における境界層遷移の研究⁽²⁾を行っているが、上流からの周期的後流の影響を考慮した研究はあまり行われていない。

さて、船崎らは周期的な後流の影響を受ける平板境界層の強制遷移について研究を行い、強制遷移モデル⁽³⁾を提案している。しかし、そのモデルは圧力勾配のない場合の実験結果に基づいており、それにより実機翼問題での信頼性のある予測を行うためには、圧力勾配が存在する流れ場での実験値との比較および検討が必要である。本研究では、順圧力勾配が周期的後流による平板境界層の強制遷移に与える影響を、主に伝熱特性の変化を調べることにより明らかにする。さらに、後流発生装置の回転方向を変え、相対的なnegative-jet特性を変化させ、時間的に変動する圧力勾配（速度変動）を伴う場合の熱伝達特性も調べる。

2. 実験装置

2.1 実験装置概要

図1に実験

装置の概観を示す。供試流体はベルマウスを介しブロワに流入され、風洞整流部の3枚の整流網により整流さ

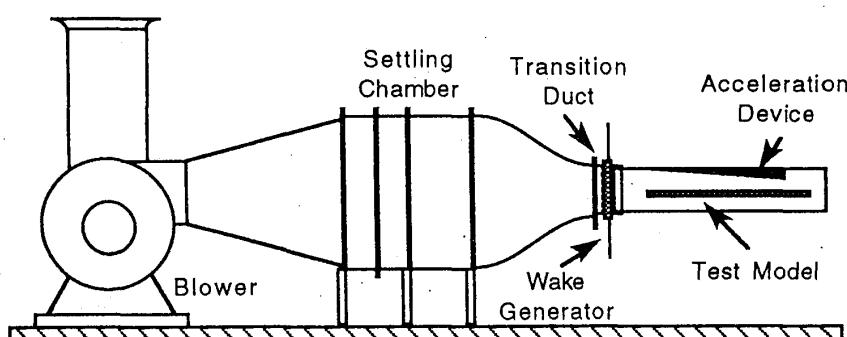


図1 実験装置概観

れた後、絞りノズル（出口断面350mm×250mm）で加速され、供試部に送り込まれる。ノズル出口にはアクリル製のトランジションダクトを取り付けられており、ターボ機械内の周期的後流をシミュレートするために幅35mmのスロットを設け、回転ディスクに取り付けられた円柱が通過できるように考慮されている。供試ダクトは流路断面高さ300mm、幅200mm、長さ1500mmである。素材はアクリル製であり、表面粗さは無視できる。上下左右に10mmの隙間でトランジションダクトに挿入されている。また、供試ダクト上面には測定装置挿入や加速装置取り付けの目的から幅10mmのスロットを設け、不要の場合はプラグにより塞いでいる。

後流発生器は直径400mm、厚さ40mmの真鍮製の回転ディスク、および直径5mm、長さ250mmのステンレス製の円柱より構成されており、回転ディスクには最大12本の円柱が取り付けられるように設計されている。ディスクをモータで定回転させ円柱が流れを横切ることにより後流を発生させることができる。

図2に加速装置を含む供試ダクトの詳細図を示す。本実験は、回転円柱中心と供試平板前縁の距離 l_D を200mmに固定して行う。加速装置に関する実験条件は、加速の大きさとして加速装置出口部の流路断面高さ l_E を70mm (Type-1)、35mm (Type-2) にすることにより2種類、それぞれのTypeで加速装置前縁位置 l_A を3種類（供試体前縁からの距離0、100、200mm）、計6種類の加速条件で実験を行った。

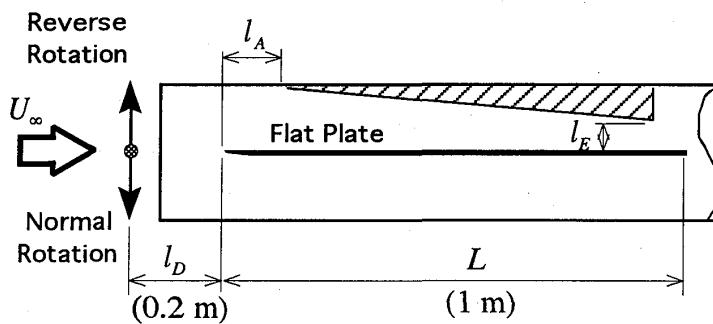


図2 供試ダクト詳細図

2.2 供試体

2.2.1 圧力測定および境界層測定用供試体 圧力測定用供試体は厚さ10mm、長さ1000mm、そして流路高さ200mmのアクリル製であり、前縁に角度20°のエッジを設けている。供試体前縁から60~865mmの範囲にφ0.5mmの静圧孔を中心から左右20mmの位置に千鳥に24個設けている。圧力測定用供試体を後述の温度測定用供試体と同じ形状にするため、圧力導管は供試体内に納める必要がある。そのため、圧力導管はL型ジョイント、およびテフロン製チューブ（内径φ=3mm）で構成される。この圧力導管は塩化ビニール製チューブを介しGöttingen式マノメータ（計測精度±0.49Pa）につながれている。また、圧力測定用供試体は熱線プローブによる境界層測定にも用いられる。

2.2.2 溫度計測用供試体 図3に溫度計測用供試体および周辺機器を示す。前縁から60~650mmの範囲の中心線上にK熱電対の温接点が計60本埋め込まれている（実際の測定には30本のみ使用）。平板の両面には熱流束一定の条件を得るため、ヒータとして短冊状のステンレス箔（幅30mm、長さ750mm、厚さ30μm）を1mmの間隔で計10枚貼付し、加熱膨張によるしわの発生を防ぐため箔表面に透明テープ（3M製 Scotch BookTape 厚さ90μm）を貼っている。各熱電対からの熱起電力はパソコン制御のデータロガー（日本電気三栄TV14）で取得され、温度値に変換される。また、主流温度は供試ダクト下流に配置された温度補償ユニットの白金抵抗温度計で測定され、供給電力はデジタルボルトメータによって計測される。

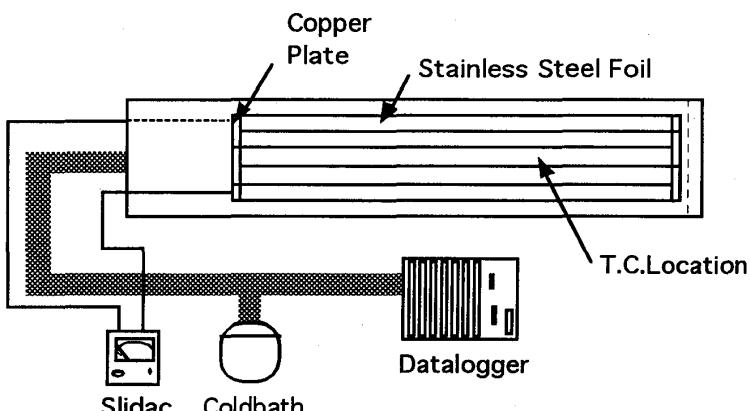


図3 溫度計測供試体および周辺機器

3. 実験

3.1 热伝達特性計測

3.1.1 実験およびデータ評価の方法 本研究では供試ダクトへの流入速度を約20m/s（レイノルズ数 $Re = 13 \times 10^6$ ）にして実験を行った。測定面温度分布を測定する前に、圧力測定用供試体により各静圧孔の圧力分布を計測し、測定面の局所流速 U_x を求める。また、加速の大きさをあらわすために、加速度パラメーター K を次のように定義する。

$$K = \frac{1}{Re} \left(\frac{d(U_x / U_\infty)}{d(x/L)} \right) \quad (1)$$

各実験条件における局所加速度パラメーターは後に示すスタントン数分布図と共に示すこととする。供試体を温度計測用のものに取り替えた後、後流発生装置を動作させ、温度測定用供試体のステンレス箔を加熱する。そして、表面温度分布がほぼ変化しなくなった時点で、データロガーで各点において10回の測定を行い、その平均値を各点での温度とする。得られた温度分布より、局所スタントン数を算出する。

ここで、熱伝達率特性計測の実験結果を評価する目的から、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上で実証されている船崎らの間欠度モデル^④による予測値との比較を行う。次式にモデルを示す。

$$\gamma_w(x) = \min[1, \Gamma_w(x)] \quad (2)$$

$$\Gamma_w(x) = S \left(\frac{1}{\beta_E} - \frac{1}{\beta_F} \right) \int_{x=x_{tw}}^x \frac{U_\infty}{U(x')} \frac{dx'}{L} + \frac{S}{S_w}, \quad x \geq x_{tw}$$

$$\Gamma_w(x) = \frac{S}{S_w}, \quad x \leq x_{tw}$$

強制遷移境界層でのスタントン数は、No-Wake、乱流境界層でのスタントン数 $St_{NoWake}(x)$ 、 $St_{Turbulent}(x)$ および間欠度 $\gamma_w(x)$ を用い次式より推定される。

$$\overline{St} = (1 - \gamma_w(x)) St_{NoWake}(x) + \gamma_w(x) St_{Turbulent}(x) \quad (3)$$

この間欠度モデルは、加速場において評価されていないため、加速場におけるこのモデルの妥当性を検証することにもなる。なお、評価の際には実験値と推定値がおよそ一致するように強制遷移開始点 x_{tw} を調節して、圧力勾配のない場合との違いを調べている。このとき、 x_{tw} における境界層厚さに基づくレイノルズ数 Re_θ も算出しておく。ここで、強制遷移開始点の境界層運動量厚さ θ を次に示す Thwaites の理論⁴⁾により算出する。

$$\frac{\theta^2}{v} = \frac{0.45}{U(x_{tw})^6} \int_0^{x_{tw}} U(x)^5 dx \quad (4)$$

なお、速度分布は測定された速度分布のデータを3次関数で curve-fit した式を用いている。求められた運動量厚さを用い運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_θ を次式により算出する。

$$Re_\theta = \frac{\theta U(x_{tw})}{v} \quad (5)$$

この間欠度モデルで推定されたスタントン数分布および強制遷移点での運動量厚さに基づくレイノルズ数を実験結果と共に以下の図に示す。

3.1.3 加速（正回転）の影響

(A) Type-1の場合 後流の影響はストローハル数 $S = fL/U_\infty$ をパラメータにしてあらわす。 $l_A=0, 200\text{mm}$ のスタントン数分布をそれぞれ図4、5に示す。加速により境界層内の流れが安定に保たれるため、測定範囲内で No-Wake のスタントン数分布は完全乱流に遷移していないことが観測される。また、ストローハル数の増加に伴いスタントン数分布が増加していることから、加速流中という安定した流れ場においても後流内の強い乱れにより強制的に遷移することがわかる。

図4、5を比較すると加速装置を下流に移動し加速レベルを下げることにより、

各ストローハル数に対するスタントン数分布が増加する傾向にある ($l_A = 100\text{mm}$ の場合も含め)。この理由として、供試体前縁より強い加速を受ける場合、後流内の強い乱れにより境界層内に発生する乱流パッチの形成および発達を抑え、局所的な間欠度を低くするためではないかと考えられる。これは図からも明らかであり、加速装置を下流に移動するにしたがい順に遷移領域が短くなっている。

間欠度モデルで推定した場合、 $l_A = 0, 100, 200\text{mm}$ と加速レベルを下げるに伴い、強制遷移開始点を上流にシフトさせることで実験値と良い一致が得られた。これは、加速の効果により強制遷移開始点が下流に移動することを明確に示している。また、強制遷移開始点における運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_θ は、どの条件においても約200と予測される。

(B) Type-2の場合 加速装置Type-2の $l_A = 0, 200\text{mm}$ に対するスタントン数分布および間欠度モデルによる推測値をそれぞれ図6、7に示す。このとき、加速装置の不調で一定の加速が得られなかった。加速装置を下流に移動し加速レベルを下げることにより、各ストローハル数に対するスタントン数分布が増加する傾向は、Type-1と同様である。しかし、供試平板前方部のスタントン数はType-1の場合と比べ大きくなってしまっており、逆に後方部では小さくなっている。前方部における増加は強制遷移開始点がType-1と比べ上流に移動したためであると考えられる。これは

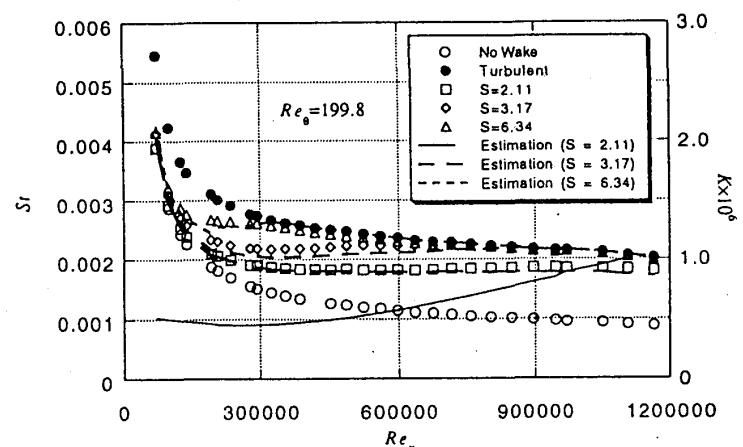


図4 加速の影響を受ける場合のスタントン数
(正回転、Type-1、 $l_A = 0\text{mm}$)

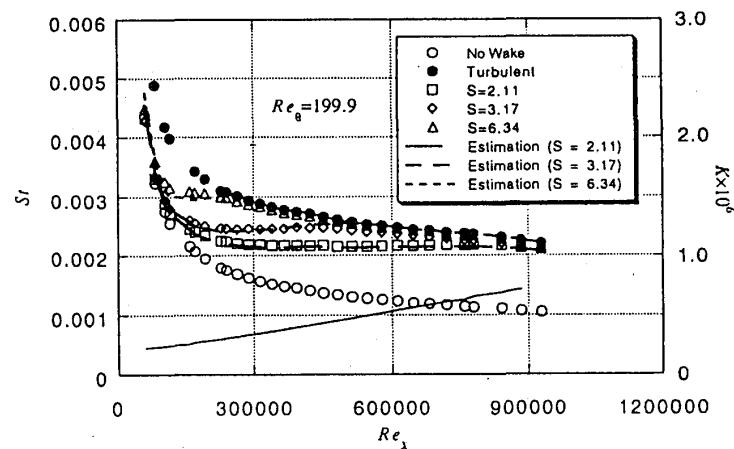


図5 加速の影響を受ける場合のスタントン数
(正回転、Type-1、 $l_A = 200\text{mm}$)

Type-1の場合に述べた、
加速レベルの増加にした
がい強制遷移開始点が下
流に移動する、という現
象に反するものである。
だが、強制遷移開始点付
近の加速度パラメータが
減少していることから、
実験装置固有の現象であ
る可能性が高い。また、
後方部の減少は強い加速
による境界層の安定のた
めに乱流スポットの発達
を抑えているためだと考
えられる。

間欠度モデルで推定し
た場合、Type-1同様加速
レベルを下げるに伴い、
強制遷移開始点 x_{nw} を上流に
シフトさせることで実験値
と良い一致が得られた。し
かし、加速レベルが高い
にもかかわらず x_{nw} が下流

に移動しないことより、各強制遷移開始点の運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_θ は150前後となり200とは大きく異なる結果になる。以上の結果から、供試
平板前縁付近で実験装置固有の加速状態にあると思われるが、推定に用いた間
欠度モデルは強制遷移開始点を調節することにより定量的に予測が可能である
と考えられる。

3.1.4 回転方向の影響 後流発生器を逆回転にしたとき、すべての加速条件でス
タントン数分布が減少する傾向が観測された。そこで、回転方向の効果のみを検討す
るために、加速なしの条件で計測された結果を示す。図8、9を比較すると、逆回転にす
ることにより各ストローハル数でスタントン数分布が減少し、遷移長さが増加してい
ることがわかる。この原因を調べるために、非定常境界層計測を行った。実験は加速

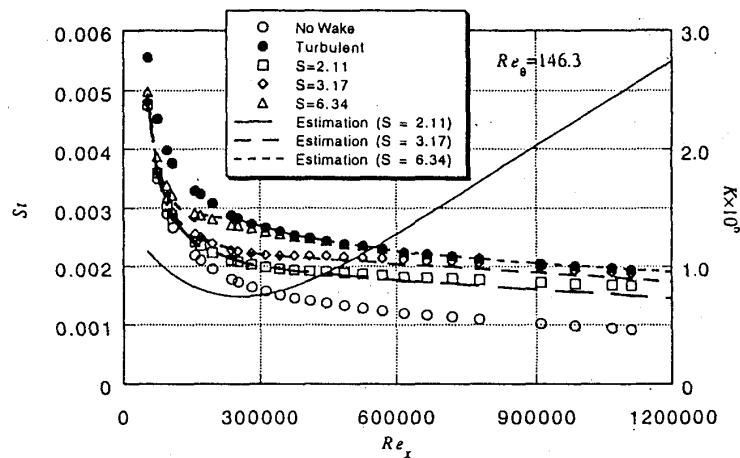


図6 加速の影響を受ける場合のスタントン数
(正回転、Type-2、 $l_A = 0\text{mm}$)

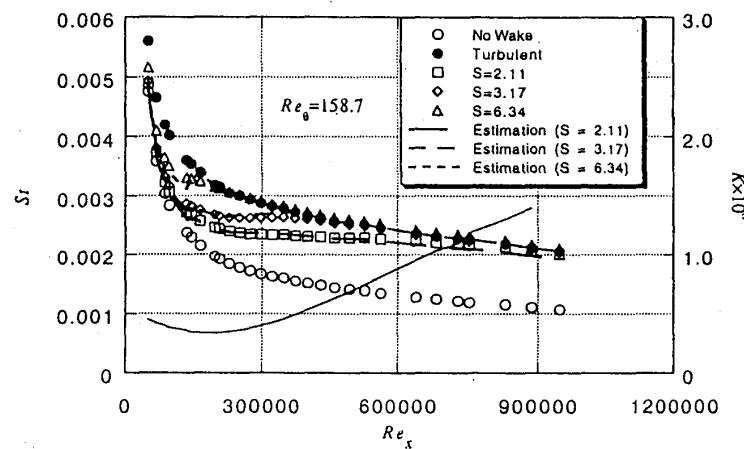


図7 加速の影響を受ける場合のスタントン数
(正回転、Type-2、 $l_A = 200\text{mm}$)

なしの条件で、I型熱線プローブを用い計測している。 $x/L=0.1$ 、 $Y=0.2\text{mm}$ における速度および乱れ度分布を図10に示す。図より、回転方向により乱れの幅が大きく異なっていることが観測される。この原因としてnegative-jetの効果が考えられる。正回転の場合、negative-jetは供試平板に向かう方向に働き、逆回転の場合は供試平板から離れる方向に働く。よって、速度変動を見ると正回転の場合、後流が通過する瞬間局所的に加速し、その後減速している。逆回転の場合には全く逆の現象がおきている。この局所的な圧力勾配の変動（速度変動）の違いが境界層内に生成される乱流パッチに大きな影響を与え、間欠度を変えるものと考えられる。

次に間欠度モデルによる推定値と実験値を比較する。逆回転の場合、回転方向の影響によるスタントン数分布の減少を考慮し、強制遷移開始点を x_m 下流に移動し間欠度を低く見積もった場合に実験値と一致する。しかし、前縁付近で一致していない領域があり、特にストローハル数が6.34のとき顕著にあらわれている。これより、強制遷移開始点は正回転の場合とほぼ同じであり、局所的に間欠度が低くなっていると考えられる。また、 x_m における運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_θ は、正回転の場合190と予測される。逆回転の場合は x_m を下流側にシフトしたため、 Re_θ は300になる。したがって、船崎らの間欠度モデルはタービン背面側をシミュレートしている正回転にはそのまま適用できるが、逆回転（コンプレッサー背面）の場合には何らかの修正等が必要であると考えられる。

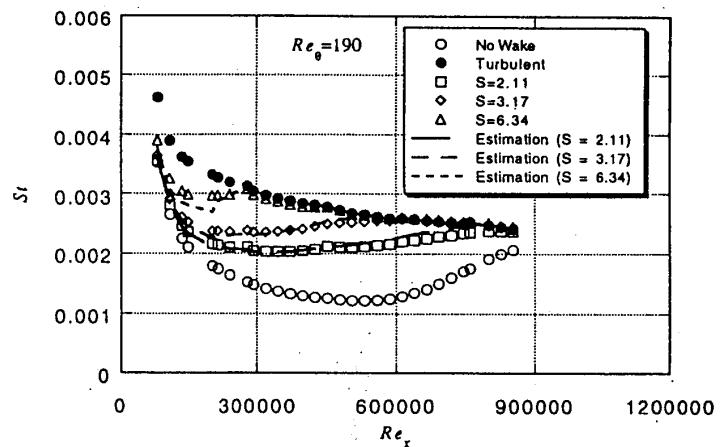


図8 加速なしの場合のスタントン数（正回転）

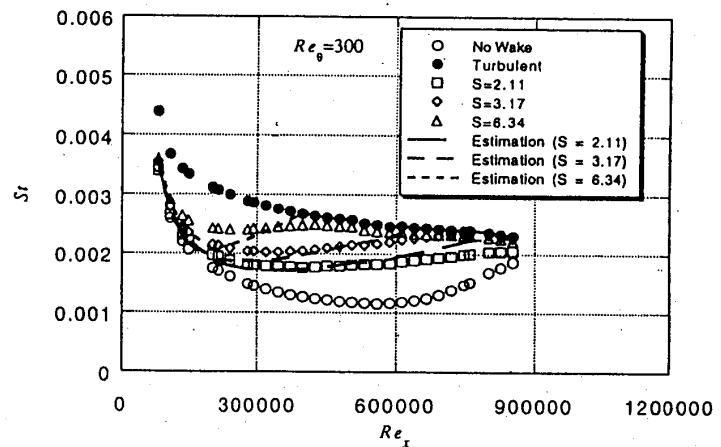
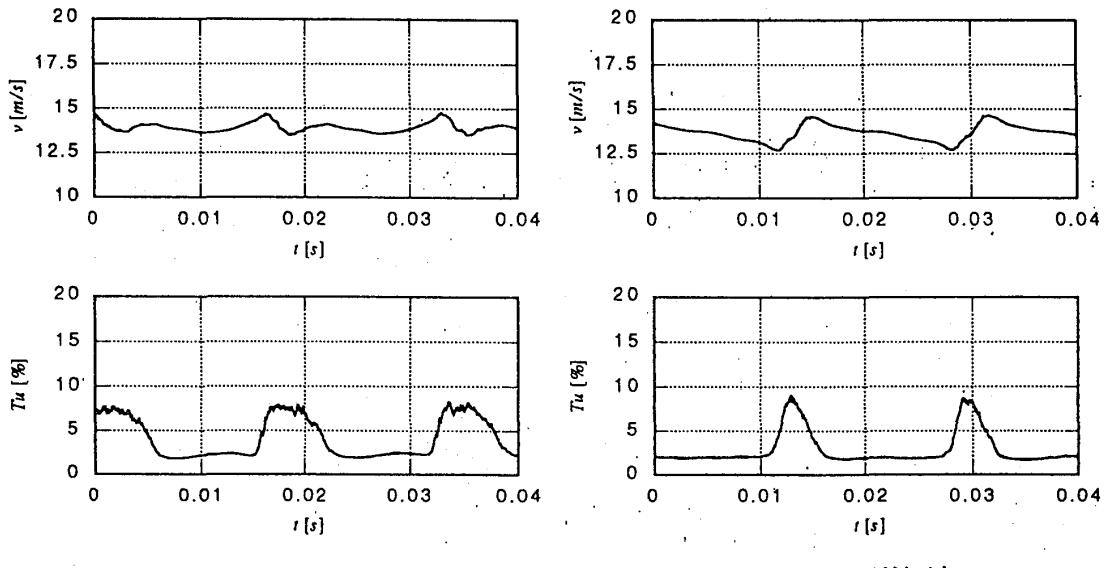


図9 加速なしの場合のスタントン数（逆回転）



(a)正回転

(b)逆回転

図10 速度および乱れ度分布 ($x/L = 0.1$ 、 $Y = 0.2\text{mm}$)

5. 結 言

周期的後流による平板境界層の強制遷移に及ぼす圧力勾配の効果について、主に熱伝達特性を計測し、間欠度モデルを用いた評価結果との比較を行った。得られた知見をまとめると以下のようになる。

- (1) 加速流においても供試体表面の熱伝達は円柱後流により促進され、その割合はストローハル数によって増加する。
- (2) 加速レベルを上げることにより、強制遷移開始点が下流側に移動すると考えられる。また、それに伴い熱伝達は減少する。
- (3) negative-jetの効果による局所的な圧力勾配の変動（速度変動）は、境界層の強制遷移に大きな影響を与えると考えられる。
- (4) 加速流においても、船崎らが提示している間欠度モデルは強制遷移開始点を調節することにより、定量的予測がある程度可能となる（正回転の場合）。しかし、逆回転の場合は修正等が必要となる。

参考文献

1. 船崎、目黒、山脇、JSME International Journal、Vol.36、532
2. 船崎、山下、山脇、GTSJ、21-83、1993、62
3. M.F.Blair、J.Fluids Engineering、Vol.114、313
4. 生井、井上、粘性流体の力学、理工学社、128

B-5 低レイノルズ数域におけるタービン翼列特性

* 阿部裕幸（機械技研）

村田耕史（元・筑波大院）

筒井康賢（機械技研）

1. はじめに

通商産業省のニューサンシャイン計画で開発中の300kW級産業用セラミックガスタービン⁽¹⁾ ⁽²⁾ ⁽³⁾ のタービンブレードのレイノルズ数を、試算すると $4 \sim 6 \times 10^4$ の値になり、良く知られている円柱などの臨界レイノルズ数 3×10^5 に比べて1桁小さい値となる。セラミックガスタービンでは、翼冷却を行わず、翼面からの冷却空気の吹出しがなく、翼面の流れが乱されず、このような低レイノルズ数域⁽⁴⁾ では、良好なタービン性能が得られない可能性が強い。しかし、タービン内ではガスの流れに強い乱れがあるので、主流乱れの影響も無視できない。このような背景のもとに、低レイノルズ数域のタービン翼列の特性とそれらに及ぼす乱れの影響について研究を行っている。

これまで、低レイノルズ数域の流れの基本特性を把握するために単独翼に対して、乱流格子を用いた翼型特性実験⁽⁵⁾、主流乱れ度を可変に制御できる風洞⁽⁶⁾ ⁽⁷⁾ を用いた実験⁽⁸⁾、油膜法を用いた可視化実験⁽⁹⁾ をレイノルズ数 $4 \sim 20 \times 10^4$ の範囲で行った。これらの単独翼の実験結果からは、レイノルズ数約 5×10^4 の領域では、十分なタービン翼列性能が期待できないことが予想される。上述の乱れ度可変風洞を用いて翼列実験を開始したので、その結果を報告する。

2. 実験装置の概略と実験方法

使用した翼型は、弦長 $L = 152\text{mm}$ 、翼幅 500mm 、節弦比 $S/L = 0.7$ 、反り角 $\theta = 107^\circ$ 度であり、食違い角 35° に設定した時の翼列の形状・諸元を図1に示す。同図に示すように、翼列軸を y 、それに直角な方向を x 、翼弦方向を X 、直角な方向を Y にとっている。翼列試験装置には、7枚の翼と2枚のダミー翼（整流翼）を用いており、中央翼には46個の静圧孔が設けられ、導管は翼内部から左右に引き出されている。また、翼列に対する迎角と食違い角を広くとれるように、上部の測定用ダクトと下部のバイパスダクトをスプリッタで分ける構造になっており、それぞれのダクトに設けた2つの同型ピトー管の静圧差がなくなるように、バイパスダクト後端のシャッタの開度を調整して2つのダクト内の流速を等しく設定する。

乱れ度は、翼列試験装置の上流に設置した可変乱れ発生装置⁽⁶⁾⁽⁷⁾を用いて与えた。この可変乱れ発生装置は、縮流部上流の1,000mm×1,000mmの断面内に外径14mm、内径10mmのパイプ20本が、流れに垂直に設置されており、そのパイプの下流側にあけられた直径2mmの孔から、別置きの圧縮機からの圧縮空気でジェットを噴出し、ジェットの速度と周囲の速度の差で乱れを発生し、ジェットの速度を変えることにより乱れ度を変える仕組になっている。

実験条件は、表1に示す食違い角 γ 、迎角 α 、レイノルズ数Re、乱れ度TIの範囲で行ったが、装置の性能などの限界により、それらの組合せの中で実現できなかった部分もある。乱れ度TI=1.3%は、ジェットなしで、乱れ度TI=0.4%はジェット噴出用パイプを撤去して実験した。それらの場合は、乱れ度の調整機能がないので、レイノルズ数によって乱れ度がわずかに変化した。通常、タービン翼列のレイノルズ数は、翼列下流の流速を基準に求めるが⁽¹⁰⁾、本研究では、測定しやすい前方の流速 W_{∞} を基準に、 $R_e = W_{\infty}L/\nu$ から求めた。ここに、 ν は空気の動粘性係数である。先の $4 \sim 6 \times 10^4$ という値も同様に求めたものである。なお、今回の実験では、レイノルズ数Re=4×10⁴の時の前方流速 W_{∞} は、約4m/sとなる。

今回、翼列の周期性を確認するために後流の計測を行った以外は、翼面圧力分布を主体に実験を行った。翼面圧力は、翼面に46個設けた静圧孔からの導管をスキャニバルブで切り替え1つの圧力変換器で計測した。

3. 実験結果と考察

(1) レイノルズ数の影響

図2、3、4は食違い角 $\gamma = -30, -35, -40$ 度、迎角 $\alpha = 78$ 度、乱れ度TI=1.3%の場合にレイノルズ数Reを変えた場合の圧力分布を示す。図の中には、圧力分布を積分して求めたx、y方向の力(係数) C_x, C_y も示している。いずれの図でも、翼弦方向の位置X/Lの圧力係数 $C_p = (p - p_{\infty}) / \frac{1}{2} \rho W_{\infty}^2$ を示している。ここに、 p は翼面の静圧、 p_{∞} は、翼列前方の静圧である。パラメータとなるレイノルズ数は、図を見やすくするために4、10、 16×10^4 と間引いて示している。また、図中の実線は、特異点解法(パネル法)を用いたポテンシャル解析から求めた圧力分布である。レイノルズ数が小さいと背面の圧力分布はポテンシャル解より下に出ているが、レイノルズ数が大きくなるにつれてポテンシャル解に近づく傾向にある。3(4)で述べるように、背面側(負圧側)の圧力分布で、平坦な部分とそれに続く急激に圧力回復するところが、層流剥離後に再付着した剥離泡の部分と考えられるが、食違い角 $\gamma = -30$ 度(図2)では、剥離泡の部分が明確であり、レイノルズ数の上昇とともにその長さが短くなる。食違い角 $\gamma = -35$ 度(図3)、 -40 度(図4)では、剥離泡の存在が明確でなくなる。

表1 実験条件

食違い角（度）	-30, -35, -40
迎角（度）	68, 73, 78, 83, 88, 93
レイノルズ数	4, 6, 8, 10, 12, 14, 16×10 ⁴
乱れ度（%）	0.4, 1.3, 3, 4

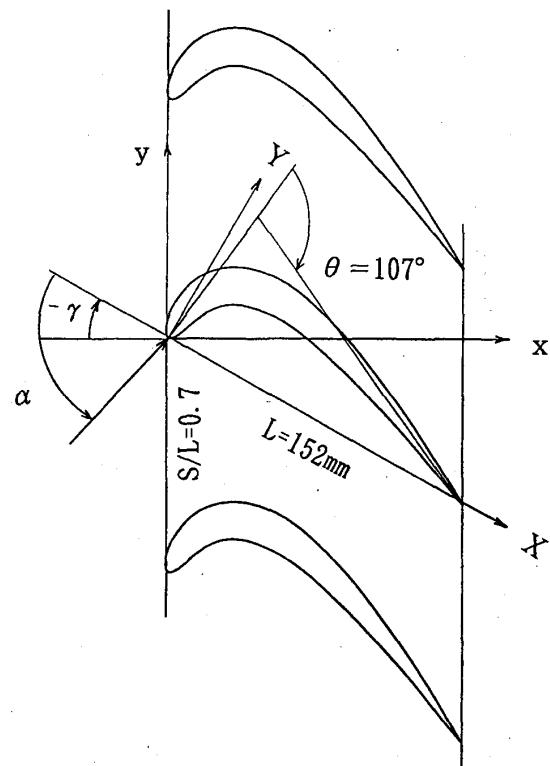


図1 供試翼列の形状と諸元

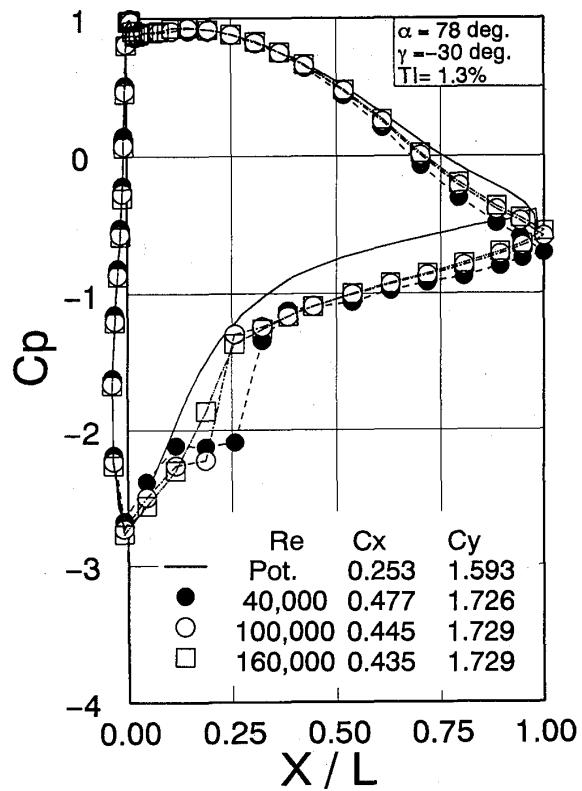


図2 圧力係数に及ぼすレイノルズ数の影響
($\gamma = -30^\circ$, $\alpha = 78^\circ$, $TI = 1.3\%$)

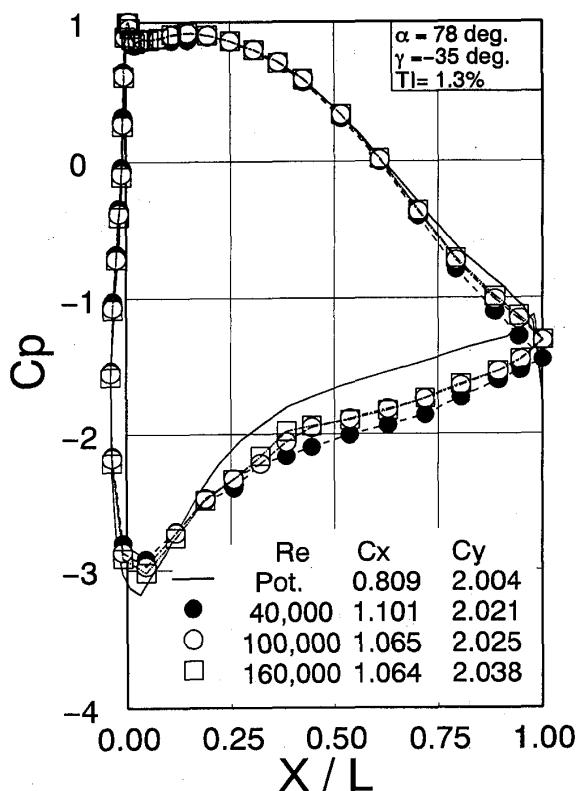


図3 圧力係数に及ぼすレイノルズ数の影響
($\gamma = -35^\circ$, $\alpha = 78^\circ$, $TI = 1.3\%$)

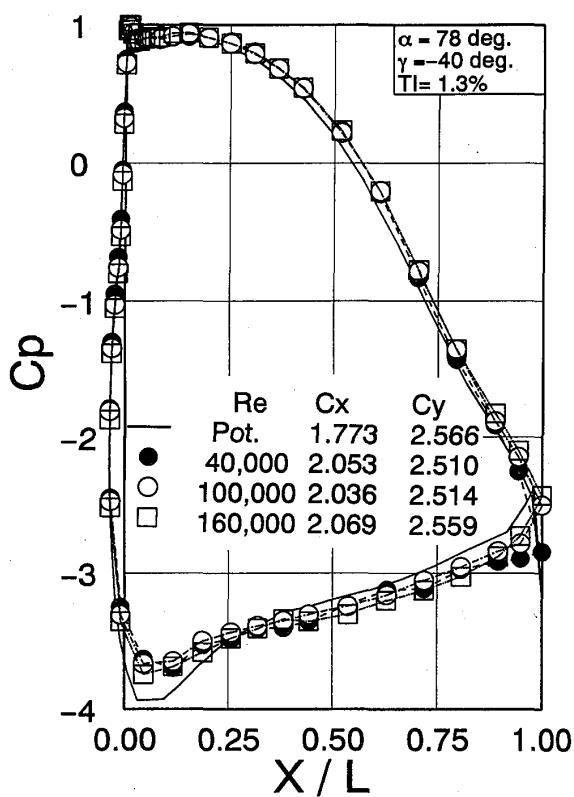


図4 圧力係数に及ぼすレイノルズ数の影響
 $(\gamma = -40^\circ, \alpha = 78^\circ, TI = 1.3\%)$

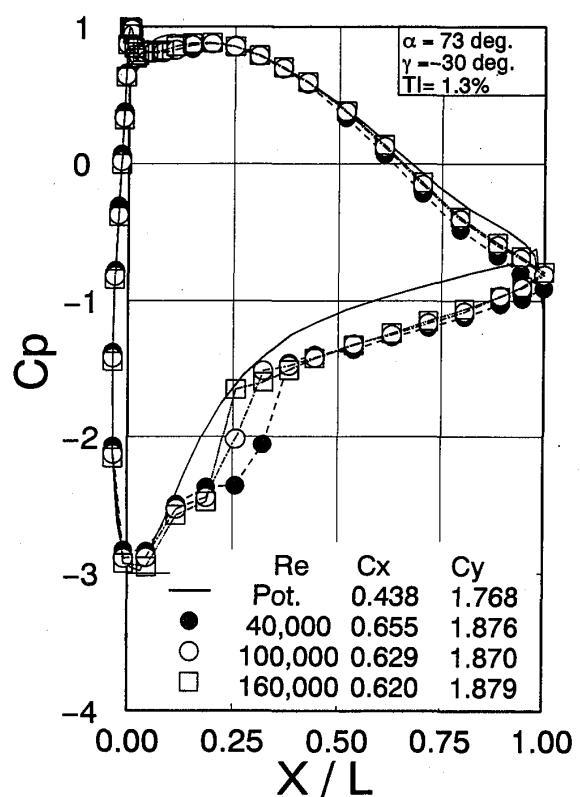


図5 圧力分布($\gamma = -30^\circ, \alpha = 73^\circ, TI = 1.3\%$)

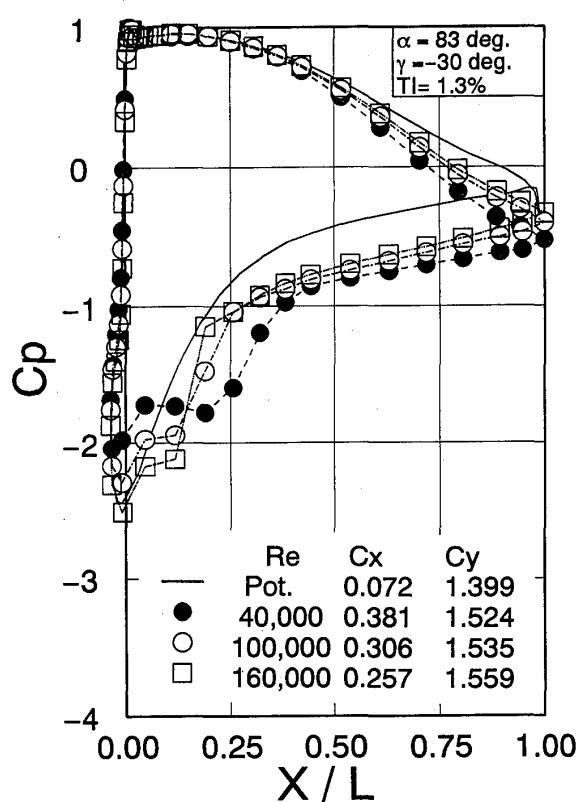


図6 圧力分布($\gamma = -30^\circ, \alpha = 83^\circ, TI = 1.3\%$)

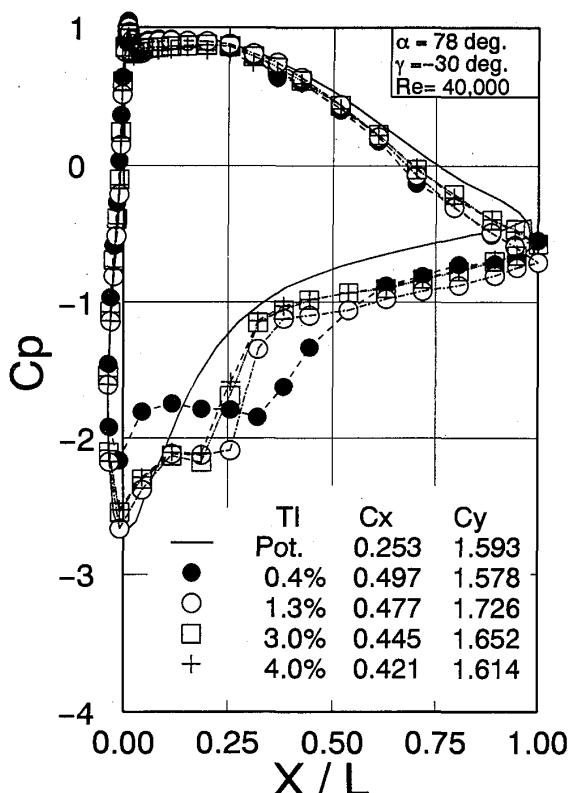


図7 圧力分布に及ぼす乱れ度の影響
 $(\gamma = -30^\circ, \alpha = 78^\circ, Re = 4 \times 10^4)$

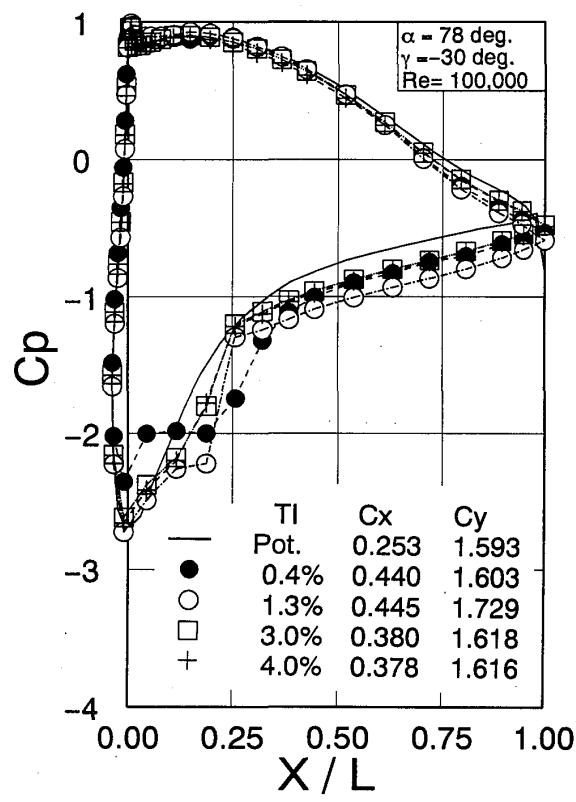


図8 圧力分布に及ぼす乱れ度の影響
($\gamma = -30^\circ$, $\alpha = 78^\circ$, $Re = 10 \times 10^4$)

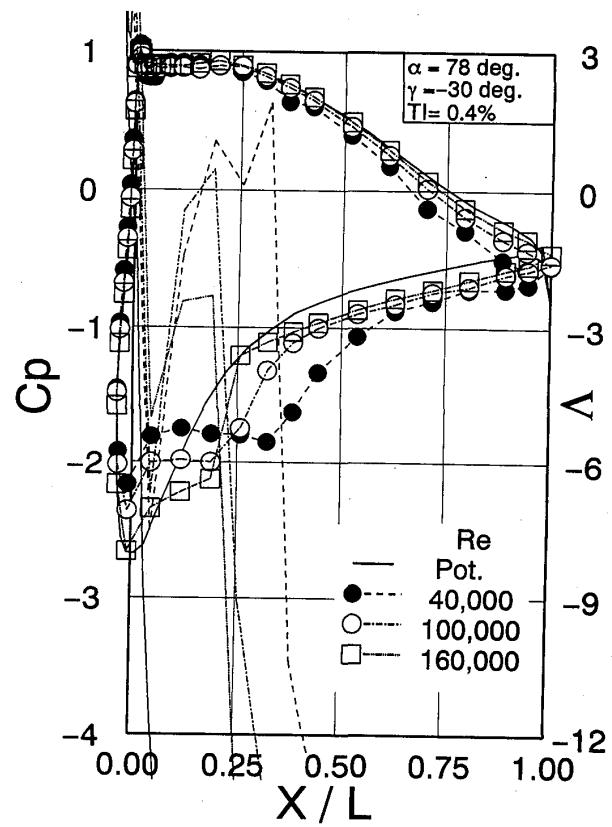


図9 圧力分布とΛ($\gamma = -30^\circ$, $\alpha = 78^\circ$, $TI = 0.4\%$)

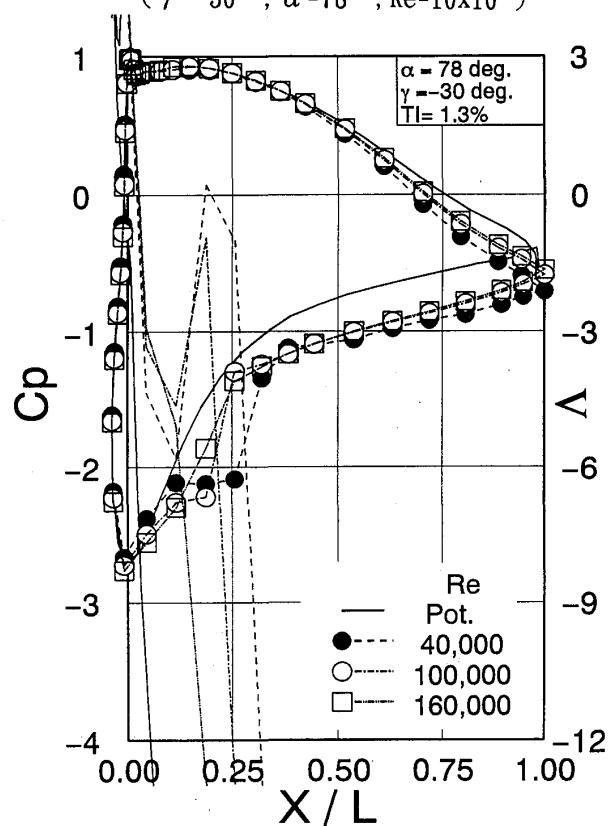


図10 圧力分布とΛ
($\gamma = -30^\circ$, $\alpha = 78^\circ$, $TI = 1.3\%$)

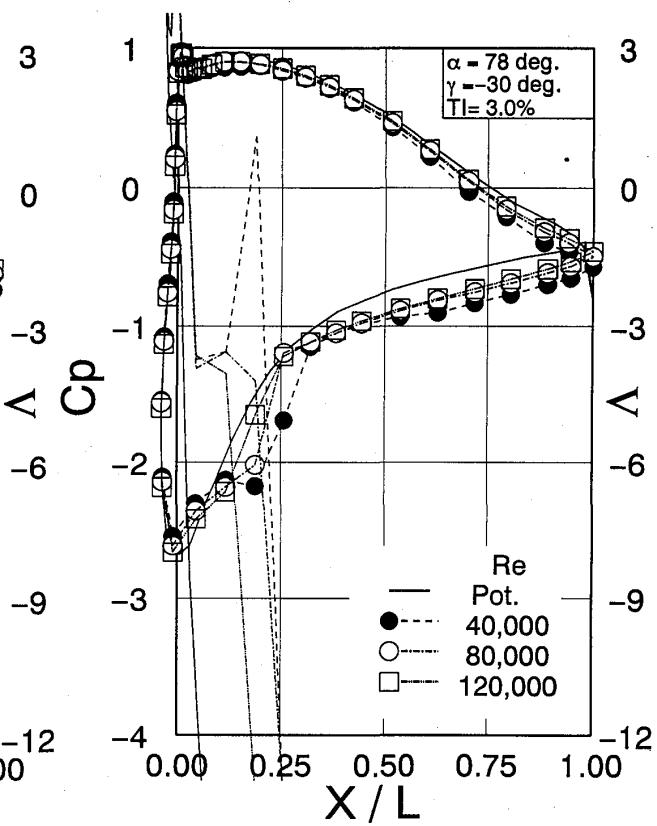


図11 圧力分布とΛ
($\gamma = -30^\circ$, $\alpha = 78^\circ$, $TI = 3\%$)

これは、迎角が一定で、食違い角が、増大（負側に）すると、翼列での反動度が増大し、背面側（負圧側）での圧力上昇が小さくなつて層流剥離が起こり難くなるためと考えられる。

(2) 迎角の影響

図5、6には、食違い角 $\gamma = -30$ 度、迎角 $\alpha = 73, 83$ 度、乱れ度 $TI = 1.3\%$ の場合の圧力分布を示す。食違い角が一定で、迎角が増大すると反動度が低下し、背面側の圧力回復が大きくなり、剥離泡の部分が大きくなることが、特に $Re=4 \times 10^4$ の場合に顕著である。

(3) 乱れ度の影響

図7、8には、食違い角 $\gamma = -30$ 度、迎角 $\alpha = 78$ 度、レイノルズ数 $Re=4, 10 \times 10^4$ の場合の乱れ度の影響を示す。乱れ度 $TI = 0.4\%$ の場合にはいずれも、大きな剥離泡がみられるが、乱れ度が強くなると剥離泡は小さくなる。

(4) 層流剥離点と再付着点

図9、10、11には、食違い角 $\gamma = 30$ 度、迎角 $\alpha = 78$ 度、乱れ度 $TI = 0.4, 1.3, 3\%$ の場合の圧力分布と、Karman-Pohlhausenによる層流境界層の近似解法に、 $F(K)$ と K の関係を1次式で近似した簡易計算法⁽¹¹⁾によるPohlhausenの Λ の値を示す。これは、翼表面で剥離のあるなしにかかわらず、すべての位置でBernoulliの式が成立するものとして翼面圧力分布から速度を逆算し、簡易計算方法で Λ を求めたものである。この図から、-6付近まで減少していた Λ の値が、急に上昇する部分で、翼面では層流剥離が起こり、再度急減少する部分で剥離が再付着しているもの判断できる。

既に報告した単独翼の実験結果では、レイノルズ数 $Re = 5 \times 10^4$ の場合には、層流剥離すると再付着しないことが多かったが⁽⁸⁾、今回の実験を行った範囲では、翼列の場合には再付着しているように見える。上下翼の拘束により、剥離すれば流路が狭くなり、流路内の流れは增速して剥離が再付着する傾向にあるのであろう。

(5) 翼列の損失、タービン効率

今回の実験では、後流計測などを行っていないので、損失や効率についての考察はしていない。

4.まとめ

低レイノルズ数域のタービン翼列の特性とそれらに及ぼす乱れの影響について調べるために乱れ度可変の風洞を用いた翼列実験を行った。その結果、

- (1) 一定な迎角で食違い角が減少、あるいは一定な食違い角で迎角が上昇すると反動度が低下し、剥離泡が大きくなる。
- (2) タービン翼列の場合は、剥離しても再付着する。

などのことが分かった。

今回の実験は、翼面圧力分布の計測を中心に行ったが、今後は、後流の計測を行い、全圧損失、流出角などについても計測し、さらに節弦比や翼型を変えた実験を続けていく予定である。

終わりにのぞみ、本研究に多大な協力をいただいた佐藤公一氏(丸和電気(株))に感謝致します。

参考文献

- (1)倉田公雄、コージェネレーション用再生一軸式セラミックガスタービン、ガスタービン学会誌17-67(1989), 5
- (2)星野昭史、コージェネレーション用再生二軸式セラミックガスタービン、ガスタービン学会誌17-67(1989), 13
- (3)浜田義次、可搬式発電用再生二軸式セラミックガスタービン、ガスタービン学会誌17-67(1989), 21
- (4)M.Gad-el-Hak, Control of Low-Reynolds-Number Airfoils:A Review, Lecture Notes in Engineering 54, Springer-Verlag(1989), 246
- (5)阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫、低レイノルズ数域において翼型特性に及ぼす主流乱れの影響
(乱流格子による実験)、機論集(B) 56-567(1993), 3388
- (6)阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫、強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 ー第2報ー
主流乱れ可変制御できる風洞の試作、ガスタービン秋季講演会(札幌) 論文集(1991-8), 17
- (7)阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫、強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 ー第3報ー
乱れ度可変風洞の改良とその特性、ガスタービン秋季講演会(長崎) 論文集(1992. 11), 121
- (8)阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫、強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 ー第4報ー
乱れ度可変風洞を用いた実験、ガスタービン秋季講演会(長崎) 論文集(1992. 11), 127
- (9)阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫、強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 ー第5報ー
油膜法による流れの可視化、ガスタービン秋季講演会(盛岡) 論文集(1993-10), 155
- (10)例えば、八田桂三・ほか5名、熱機関体系4、ガスタービン・ジェットエンジン・ロケット、山海堂(1957), 109
- (11)H.Schlichting, Boundary Layer Theory, 7th ed., Trans. by J.Kestin, McGraw-Hill(1979), 214

B-6 混流タービンの研究

*吉野泰文 (日本工業大学大学院)
渡辺高幸 (日本工業大学)
松木正勝 (日本工業大学)

1. 序言

本研究の目的は、スピントスターや低サイクル試験機等の駆動源として求められている高出力、高回転のタービンを実用化することである。本研究のタービンは、基礎理論が確立した単段軸流タービンを用いるが軸受の間隔を極力短縮するためノズル翼を半径方向に設定し、軸受の設置空間が確保された形式である。つまり、半径流ノズルと軸流タービンローターを組み合わせたものとなり、このタービン形式を混流タービンと呼ぶものとする。ベーン付きと、ベーンレス式の2つのタイプの混流タービンの性能を試験し性能の比較し検討を行った。

2. 設計

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

タービン $\eta_t = 0.8$

ノズル $\eta_n = 0.9$

ローター $\eta_r = 0.9$

タービン各部での理論計算値は次のようになつた。

タービン入口

全温 $T_3 = \text{静温 } t_3 = 293[\text{K}]$

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

タービン出口

静温 $t_4 = 207[\text{K}]$

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

タービン性能

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

回転数 $N = 38200[\text{r.p.m.}]$

タービン出力 $L = 78.4[\text{kW}]$

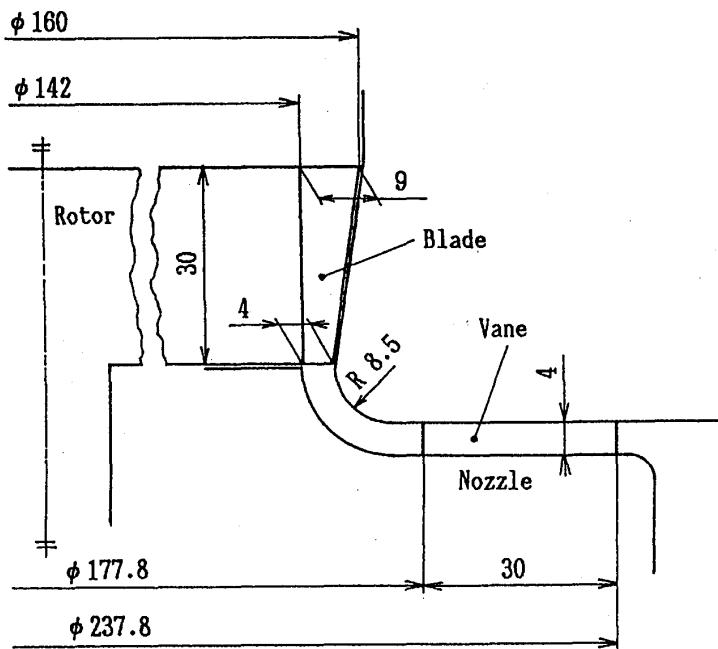
必要空気流量 $Q = 42.1[\text{Nm}^3/\text{min}]$

ノズル及びローター各部寸法

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

Fig.1 Principal dimensions

以上より、ノズル及びローター翼の形状は、Fig.1 のように決定した。



Principal dimensions

3. 構成

本研究は、丸和電気株式会社と提携し、共同で開発を行ってきた。同社で現在用いられているスピンドルは、本体下部に供試体を吊り下げ回転試験を行う。本研究タービンは、これに代わるものとして実使用する事を目的としている。よって構造を、その使用状況に適合させる必要性から決定した。構造的 requirement は、軸方向を垂直にすること、又試験中の供試体破壊時にタービンの損傷を最小限にとどめる緩衝構造とする

ことである。垂直軸とするのは、スピンドルが供試体を直接駆動するので、供試体重量の重力方向と軸方向を一致させるためである。よって、縦型タービンとなり、排気は消音装置を設置するため上方向とした。必然的にローター動翼での流動方向も同様に上方向と決定した。

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

として、タービンローター翼へ逆転方向に直接圧縮空気を噴射し、急減速を可能とした。Fig.2-1にペーン型、Fig.2-2にペーンレス型の組立図を示す。

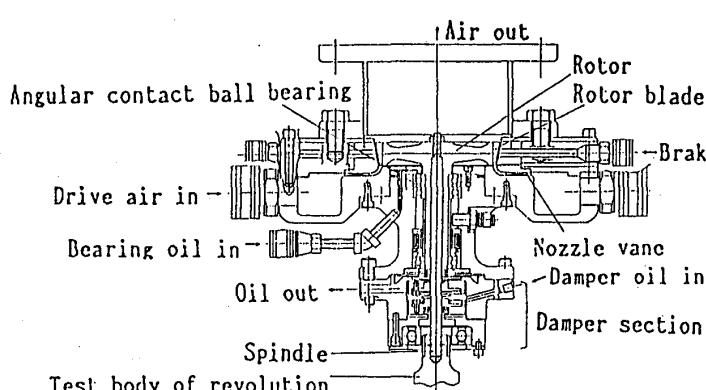


Fig. 2-1 Sectional view of combined-flow turbine ベーン型

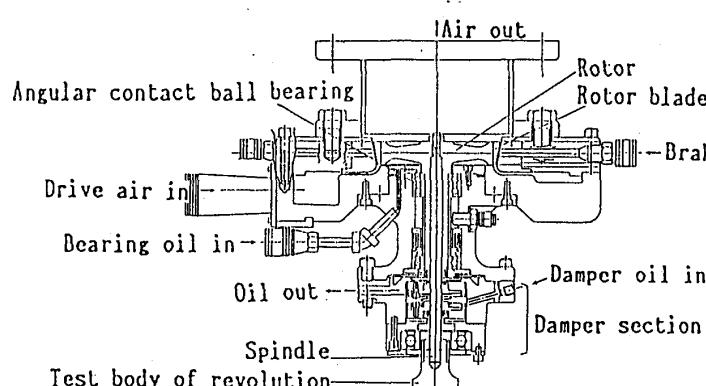
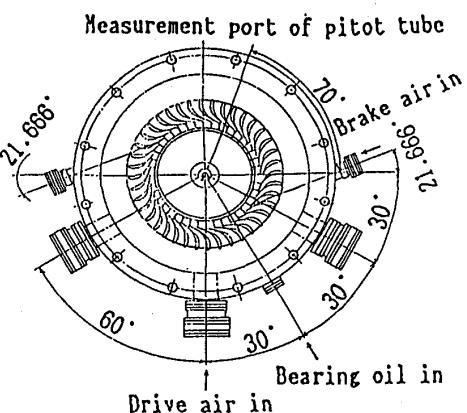
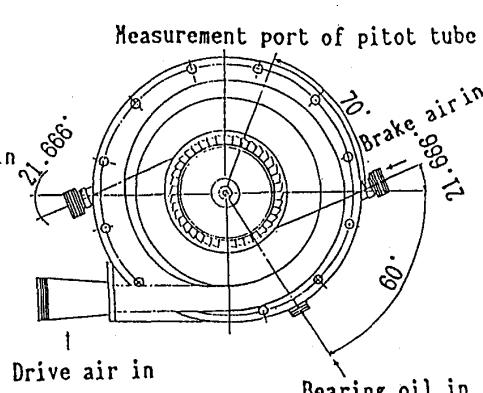


Fig. 2-2 Sectional view of combined-flow turbine ベーンレス型



4. 全体試験

4. 1. 試験方法

試験は、タービン効率、更に流入空気圧力に対するタービン出力特性を調査するものである。性能試験に際し、負荷として円柱状、自重22[kg]の疑似供試体を用いた。供試体は、真空容器内に位置し、回転中の風損や乱気流の発生を避けるため、1[mmHg]以下の超低圧雰囲気中に置かれる。試験は、10,000[r.p.m.]から40,000[r.p.m.]まで、5,000[r.p.m.]ごとに900[sec]間回転数を一定にし、計測を行った。計測箇所は、駆動空気流量、タービン出入口の温度及び圧力である。

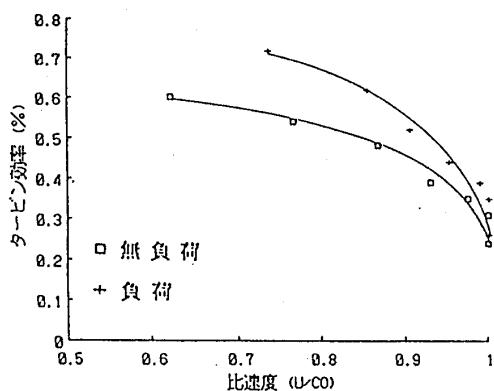


Fig. 3-1 比速度 - タービン効率曲線
(ベーンレス)

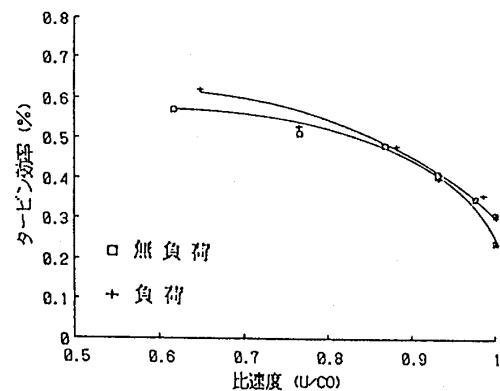


Fig. 3-2 比速度 - タービン効率曲線
(ベーン)

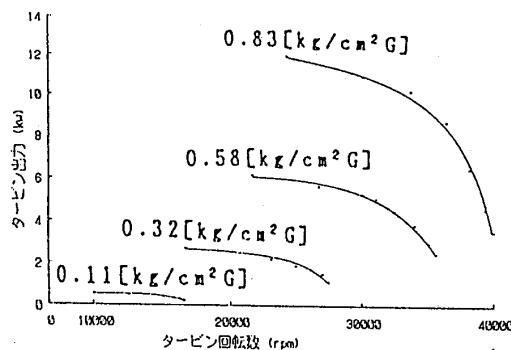


Fig. 3-3 性能曲線（無負荷ベーンレス）

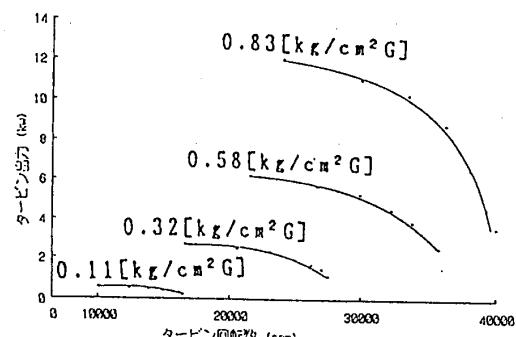


Fig. 3-5 性能曲線（無負荷ベーン）

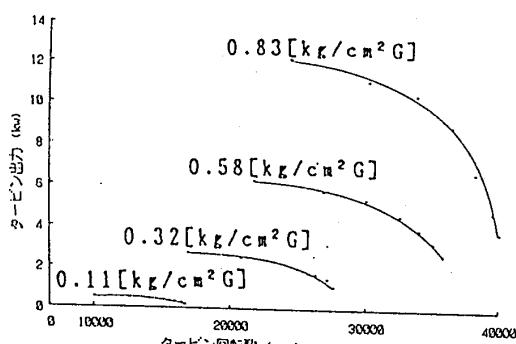


Fig. 3-4 性能曲線（負荷ベーンレス）

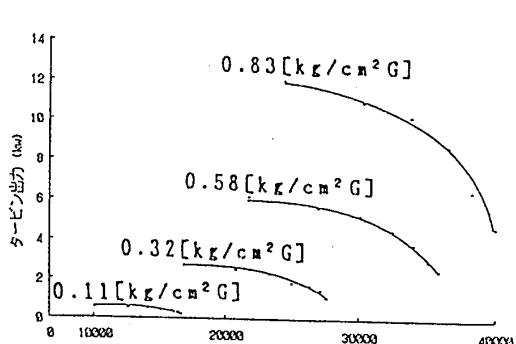


Fig. 3-6 性能曲線（負荷ベーン）

4. 2. 試験結果

試験では、各測定回転数に対し、パラメータの修正回転数ごとの曲線が得られなかつた。これは負荷量が変えられず、試験圧力の設定が一点のみであったためである。

そこで、

Fig.3-1, Fig.3-2 に示す比速度 - タービン効率線図を作成し、試験実施圧力範囲内ではこれを回転数 - タービン出力線図に相当するものとして用い、各圧力に於ける出力特性曲線を作成した。Fig.3-3, Fig.3-4, Fig.3-5, Fig.3-6 にその出力特性曲線を示す。

本実験機は、性能試験において疑似供試体を取り付けた状態で定格回転数に至る事ができた。運転環境は、スピニテスタの現場であるため補機類は実用に即した仕様になつていて。よつて問題点となつたラビリンスシール部の改善で、十分実用が可能である。

5. ノズル単体試験

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

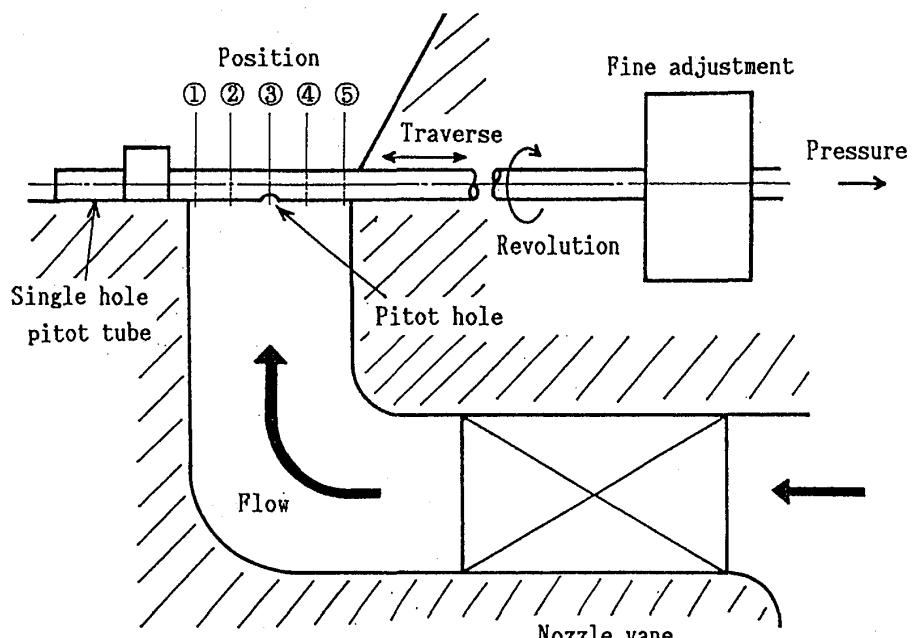


Fig.4-1 Nozzle measuring position

5. 1. 試験方法

試験は、ノズル単体での流出角及び効率を得ようとするものである。そこで、事前に検定を行った単孔型ピトー管を使用した。検定では、マッハ数に対し静圧を示すピトー管の回転角を調査し、特性曲線を作成した。Fig.6にノズル測定状況を示す。ローター流入位置に単孔型ピトー管を取り付け、それを微動装置で回転させる。このとき得られる回転角-圧力曲線より最大圧が全圧、全圧を示す角度が流出角、更に静圧がピトー管の特性曲線から得られる。ノズル効率は入口全圧・全温及び出口全圧・静圧より算出した。測定位置は、ローター翼高さ方向5箇所とし、全体試験時と空気流量を近似させた。また、測定箇所は4方向(各 90°)に於て測定した。単孔型ピトー管は、角度を 1.44° ずつ回転させ、測定圧力の最高値を示した検出角をノズル流出角度とした。

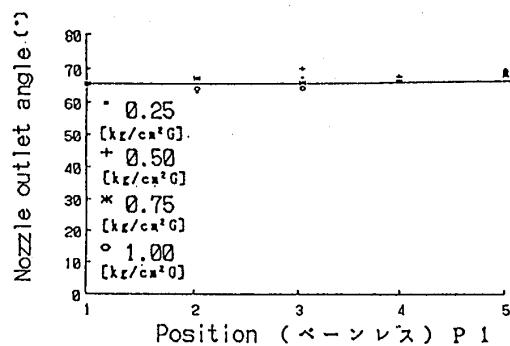


Fig. 4-2 Nozzle outlet angle

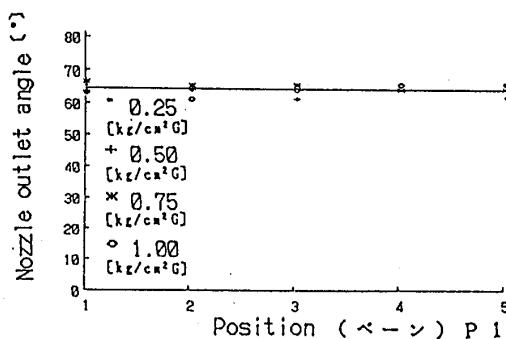


Fig. 4-5 Nozzle outlet angle

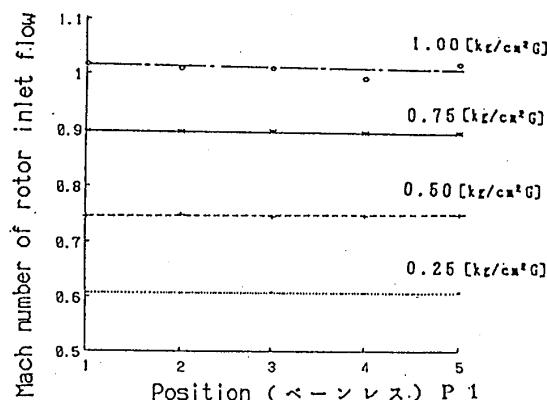


Fig. 4-3 Mach number of rotor inlet flow

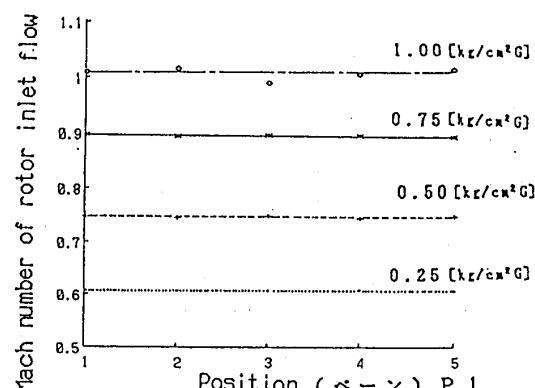


Fig. 4-6 Mach number of rotor inlet flow

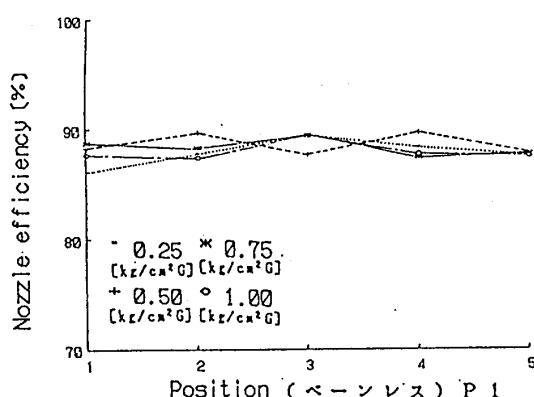


Fig. 4-4 Nozzle efficiency curve

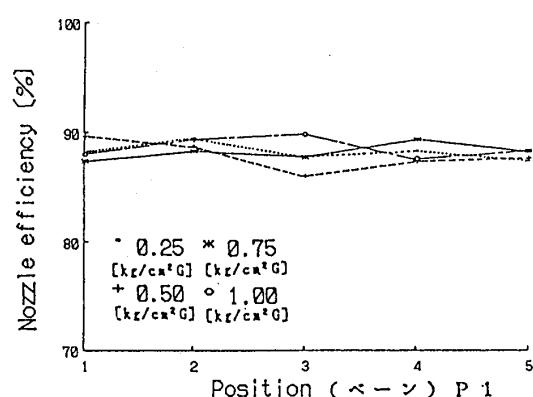


Fig. 4-7 Nozzle efficiency curve

5. 2. 試験結果

この試験の目的は、ノズルの流出状況に加え、ローター翼の実効率を調査する事であった。つまり、タービン全体の効率を全体試験で求め、本試験で得たノズル効率をそれから差し引く事により、ローター効率を求めようとするものである。しかし、4.1.試験方法に述べた様に、この方法ではローター翼が無いため、ノズルを流出した空気は大気中へ開放される。

試験では、ペーン付、ペーンレス共にノズル流出角、効率曲線、マッハ数の値は、設計値に近い。また、Fig.4-2～Fig.4-7にその特性曲線を示す。

(ただし、この概要に記載した結果は測定箇所1つのみである。他の3箇所についても同じことがいえる。)

効率曲線では、ペーン付、ペーンレス共に平均88%であり、測定範囲内では圧力が上昇しても効率は変化しない。

以上の結果により、ノズルから流出した流れは流量によって方向が変わつても、ペーン付、ペーンレス共に理論設計値に近いことがわかった。

6. 問題点

実験機は、試験中軸受の機械的構造に起因する油温の上昇が當時危惧されたが潤滑系に改良を重ねた結果、解決に至ることができた。また、負荷試験を行うとき本体下部にあるダンパーからオイルが漏れることが問題点になっていたが供試体を取り付ける際、スピンドルでダンパー内部のパッキンを傷つけないように取り付けることで改善することができた。また、30,000[r.p.m.]以上の高速で回転させると本体上部のエアー出口から軸受潤滑油が霧上に吹き出してしまうことも問題となつた。これは、高速回転になるとノズル内部からエアー出口にかけて高圧がかかり軸受部に注入している潤滑油がロータ軸との接触部であるラビリンスシールの間から高圧エアーと一緒に出てくるものと思われるそのため、今後の研究に於て、ラビリンスシールの改善を検討する必要があると思われる。性能試験に於て、試験運転中の最高回転数ではオーバーラン状態であった。現在この問題は、本体を組み立てる際に回転に關係する部品すべての加工精度を慎重に確認すると共に徹底した同心度の追求を行うことで改善するしかないが、今後の研究に於て、新たな改善方法を検討し場合によつては、設計、製作する必要があると思われる。

7. 結言

我々は、混流タービンを、スピントスターとして従来型式の駆動源に代わり、実用レベルとするために様々な観点から研究を行ってきた。本実験機は、性能試験時に、定格回転数まで、疑似供試体を取りつけた状態で試験を行うことができた。しかし、タービンの構造的及び試験方法に関する様々な問題点が生じた。本実験機の運転環境は、スピントストの現場であるため、補機類は実用に即した仕様になっている。よつて、6.問題点に挙げたラビリンスシール部の機械的構造の改善することで、実使用が可能と考える。今後、設計資料として設計点での性能調査を行い、翼型を検討する必要がある。

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

最後に、混流タービンの設計・製作及び試験にあたり、終始御指導頂いた松木正勝教授、渡辺高幸講師、また御督励下さった丸和電機株式会社の皆様、更に本学部研究生、鈴木正彦君、高尾聰一君、永谷和俊君に深く感謝申し上げます。

参考文献

1) 6" 軸流エアタービン計算書

丸和電機株式会社 技術部

2) J I Sにもとづく機械設計製図便覧 第4版

大西 清著 理工学社

3) ガスタービン -およびジェットエンジン- 第19巻

西野 宏著 朝倉書店

4) 流体工学

原田 幸夫著 横書店

5) 新版 機械工学便覧 -流体機械-

日本機械学会編

6) 修士論文 混流タービンの研究 (1992)

大脇 良文著 日本工業大学

B-7 放電式翼端隙間測定法の研究 (その3)

○渡辺 高幸 (日本工業大学)
松木 正勝 (日本工業大学)

1. はじめに

放電式翼端隙間測定法についての基礎的技術資料は少なく¹⁾²⁾、筆者等はこれを試作し、印加電圧の測定値への影響³⁾、紫外線照射の効果、翼端を極としないで測定する一方法⁴⁾、翼端各翼の測定法⁵⁾等について考案および実験調査してきた。本報告では、当測定法における(1)圧力の影響、(2)探針移動速度、湿度、研磨等の影響(3)高周速度での測定について実験調査したので報告する。

2. 圧力の影響

平等電界での火花電圧 V_s は気体の温度 $T = \text{一定}$ のもとでは気圧 P と間隙長 d の関数となる(Paschen の法則)。すなわち、

$$V_s = f_T (P d) \quad (1)$$

放電式翼端隙間測定法は火花放電を利用することから、上式に従い、測定値に直接影響を与える間隙長 d が印加電圧の影響をうけると予想され(放電可能な330[V]以上の電圧をかけるので、印加電圧が V_s となる)、これが確かめられた³⁾。火花電圧は気圧と間隙長の積に比例することから、同じ印加電圧なら圧力が増加した場合、間隙長は減少し、その結果測定値が変わるものと予想されるので、これについて調べた。

2-1. 間隙長の計算

圧力が変化した場合、間隙長 d がどのように変化するか次に示す火花放電の式より計算しておく。

$$V_s = \frac{B (P d)}{\ln A - \ln \ln (1 + 1/\gamma) + \ln (P d)} \quad (2)$$

ここで、A、Bは電離係数 α に対する実験式が、Eを電界とすると、 $\alpha / p = A e^{-B/E/p}$ にて与えられた時の気体定数、 γ は二次電離係数である。(2)式の適用範囲は $P = 0.01 \sim 2400 [\text{mmHg}]$ 、 $d = 0.005 \sim 200 [\text{mm}]$ 、 $T = -15 \sim 860 [\text{°C}]$ 、平等および準平等電界である。空気の場合、 $A = 15 [1/\text{cm} \cdot \text{mmHg}]$ 、 $B = 365 [\text{V/cm} \cdot \text{mmHg}]$ (ただし、 $E/p = 100 \sim 800 [\text{V/cm/mmHg}]$) で、 $\gamma = 0.01$ を用いて計算

する。また、翼と探針での放電は針對平板電極での放電とし、この電極での圧力を変えた時の特性を求め上記の計算値と比較した。針電極の直径は1[mm]、平板電極の直径は12.5[mm]、材質は共に銅である。微動装置の最小読取り値は0.001[mm]である。図. 1に計算値と実測値の結果を示す。計算値と実測値は同一とはならないが、圧力に対するギャップと火花放電電圧の傾向は同じで、同じギャップでも圧力が高くなると火花電圧は高くなる。

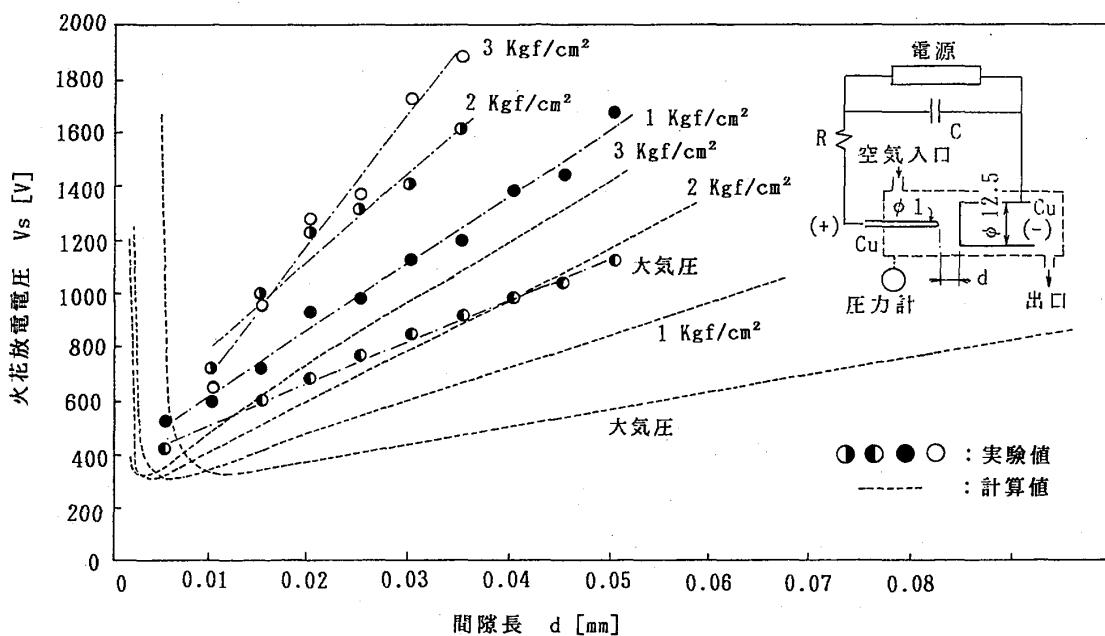
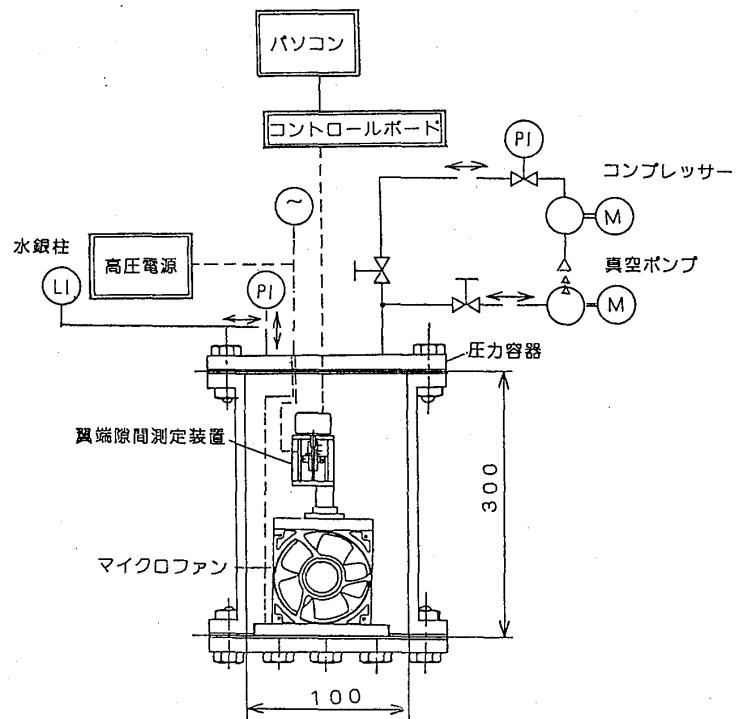


図. 1 圧力が変化した場合のPaschen 曲線と針對平板特性

2-2. 実験装置・実験方法

図. 2に実験装置を示す。自作した放電式翼端隙間測定装置は探針をステッピングモータ、ボールネジにより駆動し1[step]当たりの送りは0.0025[mm]、探針の直径は1[mm]、黄銅製である。供試回転体は直径100[mm]のマイクロファンで定格回転数2650[r.p.m]、翼数5枚、鉄製である。圧力の影響を調べるために、駆動部、



ファンを圧力容器中にいれ、圧縮機、真空ポンプにより加圧、減圧した。また高電圧ケーブル、制御ケーブルは圧力端子を介して容器内へ通電した

2-3. 実験結果

図. 3 (A) は各印加電圧における圧力の影響を調べた結果である。図中の点線は大気圧を基準としたときの各圧力における計算値を示す。各圧力における測定値は殆ど一定である。大気圧以下で測定値の変化が多少見られる。(B) は翼の代わり平板を置いて実験したときの結果である。平板は図. 1 の特性をとるときに用いたものである。圧力が高くなるにつれ測定値が変化し、計算した曲線の傾向に近いことがわかる。大気圧以下でも測定値の変化が多少見られる。

実機試験において圧力の影響がみられないということは、計測器としては利点である。しかし、理論上は測定値の変化があるはずなので、今後検討してゆく。

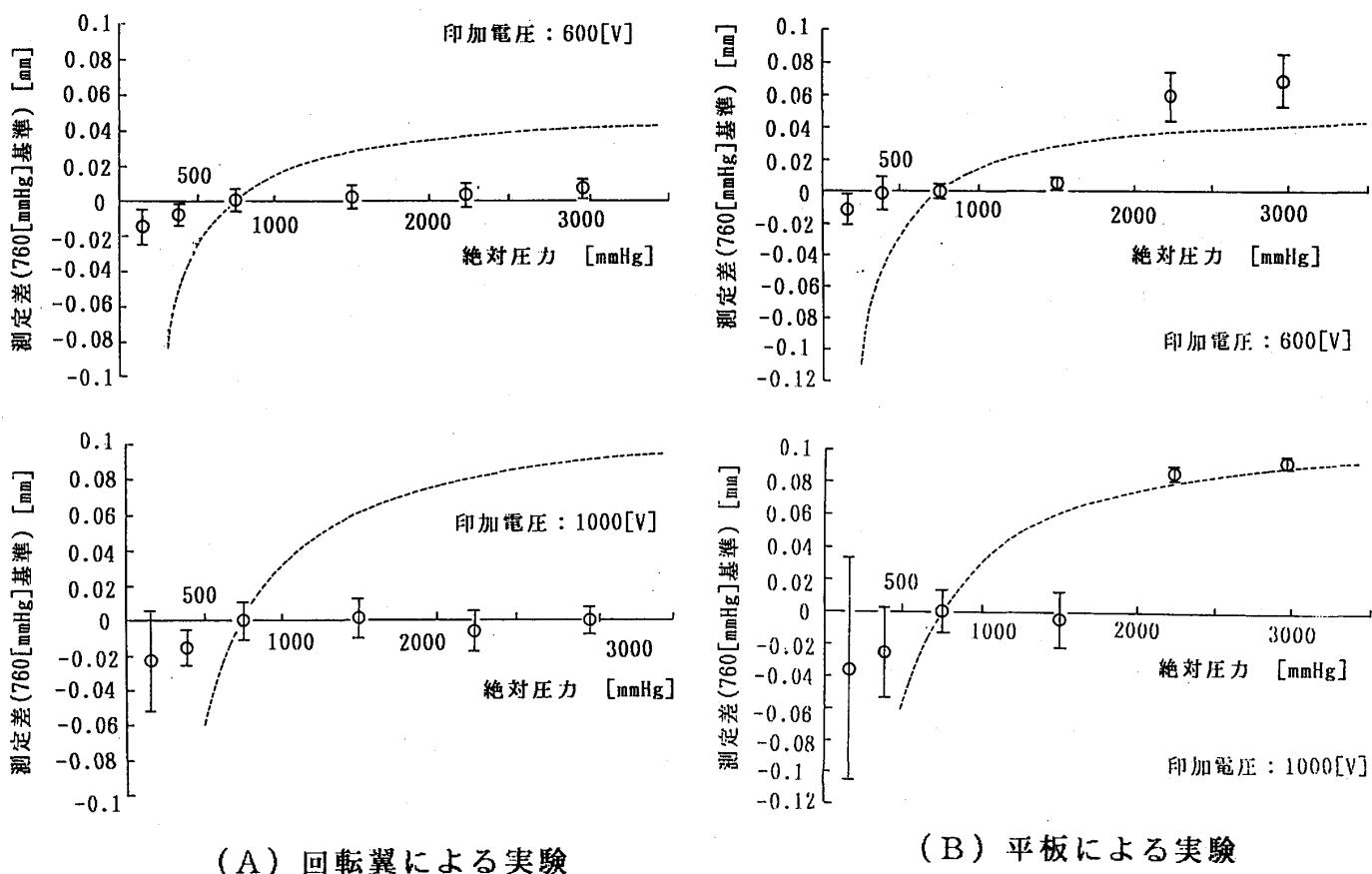


図. 3 圧力の影響

3. 探針移動速度の影響

当装置で得られる信号は、翼の回転周期と同じ周期をもつことから、放電は探針とケーシング壁に最も近い翼で生じているものと判断される。ステッピングモータ 1 ステップ当たりの探針の送り f [mm/step] はつぎのように決定される。ここ

で、放電ギャップを di とする。

- ① $f > di$ のときは、上記の翼が一回転する前に探針が先行してしまうと、探針と翼は接触することになる。従って、接触しないための条件は、ロータの回転数を N [r.p.m]、ステッピングモータの毎秒ステップ数を s [step/sec] とすると、 $s < (N/60)$ である。
- ② $f < di$ のときは、探針と翼は接触することはない。最低印加電圧が約400[V] でありこのときの放電ギャップ di が約0.01[mm]であることから、 $f < 0.01$ [mm/step] の条件を満たすことが必要である。

試作した装置では②の条件を満たすが、この場合でも探針移動速度が測定値にどのように影響するか調べてみた。図. 4はこの結果で横軸に探針移動速度 [mm/sec]、縦軸に最小探針移動速度を基点とした測定値を示す。移動速度が大きくなると測定値のバラツキは大きくなり探針と翼の接触がみられた。探針移動速度は遅い方が望ましいが、計測時間を考慮して0.2[mm/sec]とした。

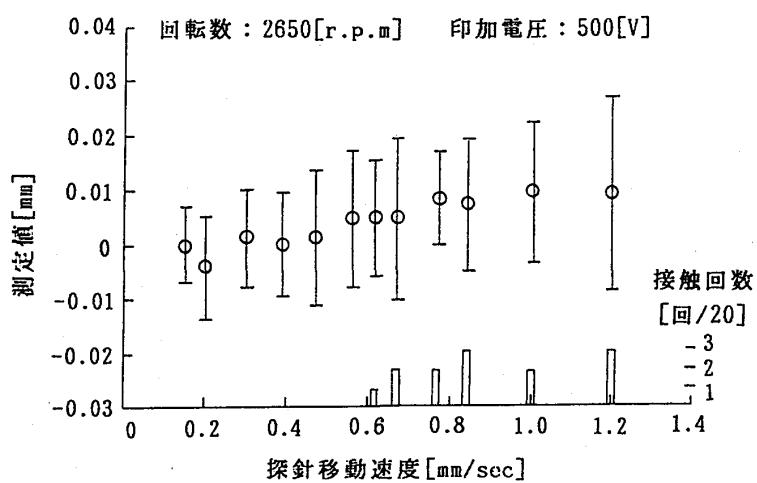


図. 4 探針移動速度影響

4. 湿度の影響

(1) 式から湿度が放電特性に影響するといえないが、静的な放電特性は外気の影響を受ける³⁾。当装置を箱で覆い、じょじょに加湿したときの測定値の変化を図. 5に示す。加湿するに従い測定値が変動することがわかる。

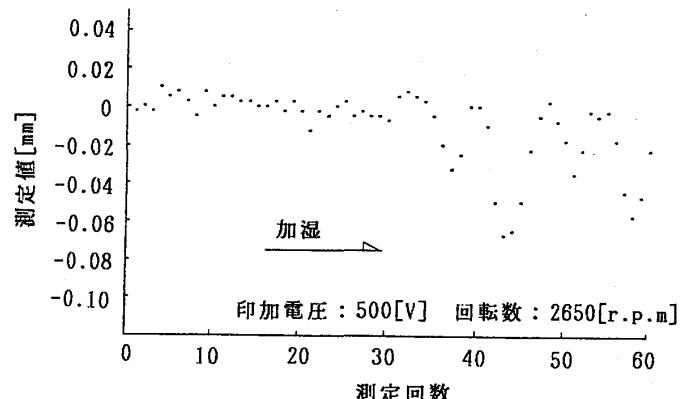


図. 5 湿度の影響

5. 研磨の効果

放電は電極表面の状態により影響を受ける⁶⁾。図. 6 は探針をおよそ半年間放置した後、その状態で測定した場合のデータと研磨して用いたときのデータを示す。研磨した場合データのバラツキが小さいことがわかる。

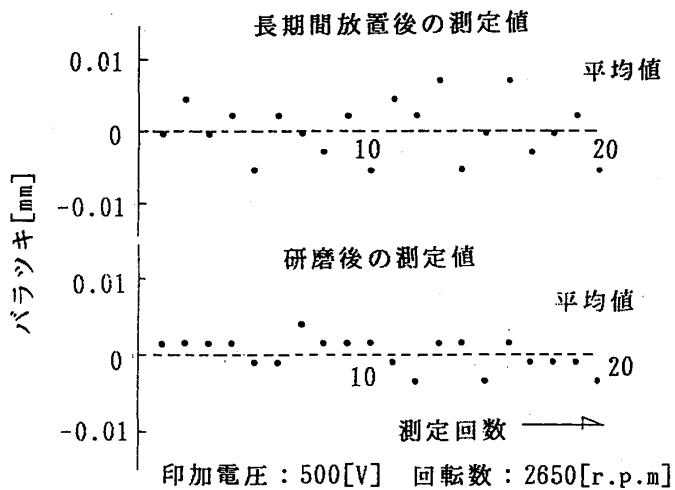


図. 6 研磨の効果

6. 高周速度での測定

当装置が高周速度において測定できるか否か実験した。用いた回転体を図. 7 に示す。高周速度における放電状況を調べるために、翼形を図のように不均一とした。高速モータは三相かご形誘導電動機（横軸・全閉・水冷形）で周波数70.0[Hz]、回転数範囲は2000～40000[r.p.m]、出力22[kw]である。図. 8 はこの回転円盤に電極針を近付け放電させたときの状況である。周速約400[m/sec]においても放電は翼巾の大きさに関わらず全翼で生ずることがわかる。

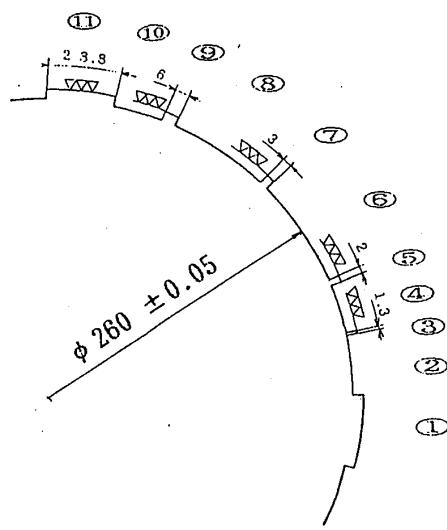


図. 7 試験用回転円盤

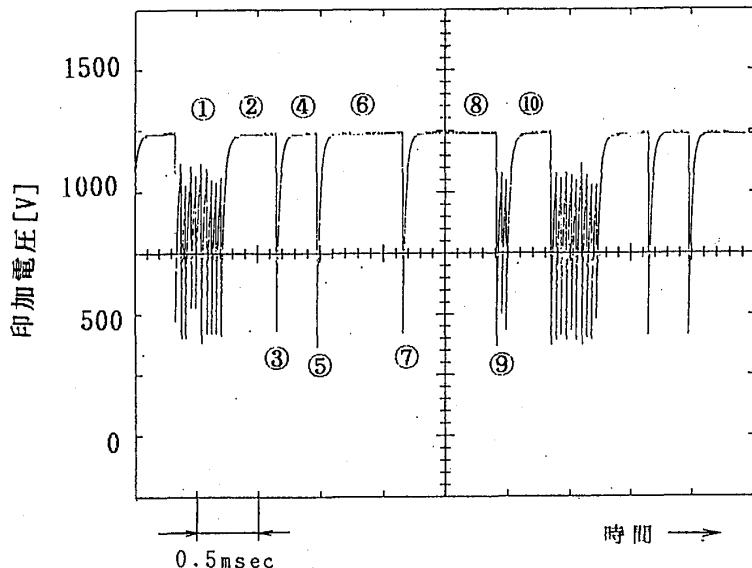


図. 8 高周速度での放電

高周速度での放電の結果から、当装置が周速約400[m/sec]まで測定可能と判断し、翼端隙間の測定を試みた。測定結果を図. 9に示す。印加電圧は400[V]、1000[V]について、また回転数5000～30000[r.p.m]（周速度68～408[m/sec]）の範囲で行なった。図は周速度68[m/sec]を基準としたときの測定値の変化で、周速度が高くなるに連れて測定値の変化が大きくなることがわかる。図中の点線は各周速度における円盤の伸びを計算した結果である。円盤の材質はNi-Cr-Mo鋼(SN CM439)、ポアソン比 $\mu = 0.36$ 、比重 $\rho = 7800 [Kg/m^3]$ 、綫弾性係数 $E = 1.9 \times 10^{10} [Kgf/m^2]$ である。厚さの変化する円盤なので遠心力による半径方向応力は σ_r は次式による。

$$\sigma_r = \frac{E}{1-\mu^2} \{ (\mu+n_1)C_1 r^{n_1-1} + (\mu+n_2)C_2 r^{n_2-1} + (3+\mu)C_3 r^2 \} \quad (3)$$

ここで、 r は任意の位置での半径、 C_1 、 C_2 、 C_3 、 n_1 、 n_2 は次式による。

$$n_1 = \frac{1}{2} \{ q + \sqrt{q^2 + 4(1+q\mu)} \}, \quad n_2 = \frac{1}{2} \{ q - \sqrt{q^2 + 4(1+q\mu)} \}$$

$$C_1 = - \frac{C_3(3+\mu)(R_1^2 R_2^{n_2-1} - R_1^{n_2-1} R_2^2)}{(\mu+n_1)(R_1^{n_1-1} R_2^{n_2-1} - R_1^{n_2-1} R_2^{n_1-1})} \quad (4)$$

$$C_2 = - \frac{C_3(3+\mu)(R_1^2 R_2^{n_1-1} - R_1^{n_1-1} R_2^2)}{(\mu+n_2)(R_1^{n_2-1} R_2^{n_1-1} - R_1^{n_1-1} R_2^{n_2-1})}$$

$$C_3 = - \frac{1}{8-(3+\mu)q} \frac{\rho\omega^2}{g} \frac{1-\mu^2}{E}$$

q は板厚 t 、 $r=1$ での板厚 t_0 として $t=t_0 \cdot r^{-q}$ で与えられる係数、 R_1 は外半径、 R_2 は内半径、 ω は回転角速度[rad/sec]、 g は重力加速度である。

グラフからわかるように、円盤の伸びと測定値の曲線の傾向は近い。印加電圧1000[V]時の平均値が400[V]のときより大きいことは、探針と翼間の放電ギャップが大きくなつたと判断され、また印加電圧1000[V]時の測定値のバラツキが大きいことは、この装置の印加電圧が高くなつたときの特性⁴⁾を示していると判断される。従つて、測定値は円盤の周速度による伸びを測定していく、当装置が周速度400[m/sec]においても翼端隙間の測定が可能であることがわかった。

終わりに、高周速度での測定実験に御協力戴きました丸和電機(株)に感謝いたします。

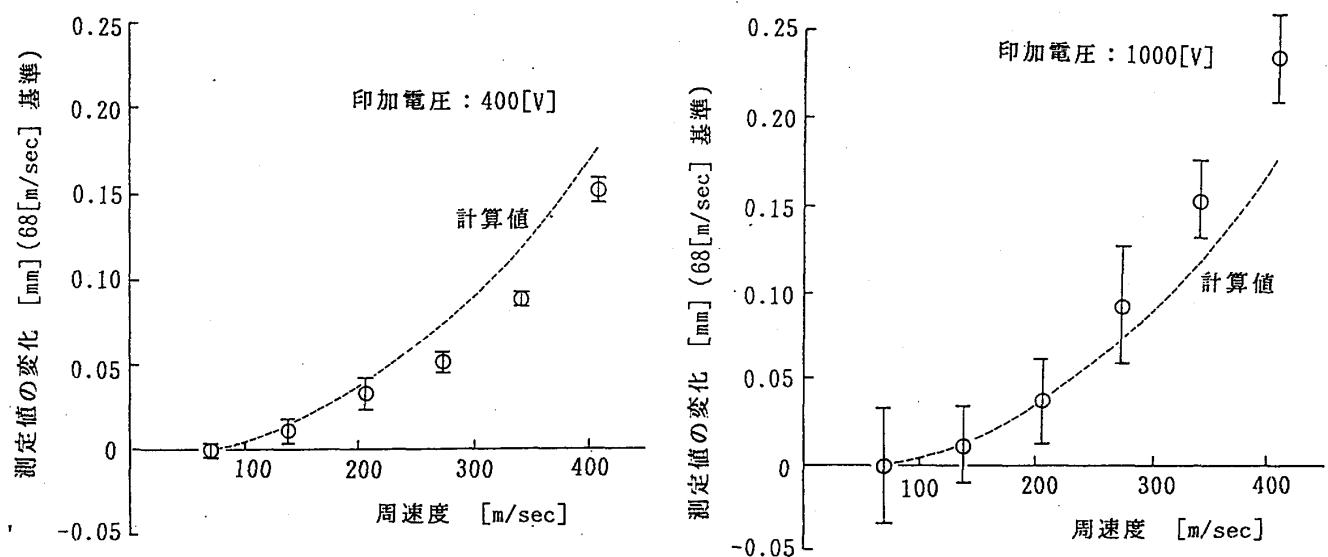


図. 9 高周速度での測定

参考文献

- (1) 革新航空機技術開発に関する研究調査成果報告書 (No.908) : 翼端隙間最適制御に関する研究, ISSN 0910-1500, 日本航空宇宙工業会, 昭60.
- (2) Rotadata Ltd., Clearance Microsystem カタログ(1980)
- (3) 渡辺、松木：「放電式翼端隙間測定法の研究」，1989，第17回ガスタービン定期講演会講演論文集
- (4) 渡辺、松木：「放電式翼端隙間測定法の研究（その2）」，1990，第18回ガスタービン定期講演会講演論文集
- (5) T.Watanabe,K.Takahashi,M.Matsuki,"Measurement of tip clearance of a blade",11th ISABE,Japan 1993.
- (6) 放電ハンドブック, 電気学会.

ガスタービンモデルの同定と α パラメータ制御系設計法

* 田中 泰太郎 (川崎重工業株式会社)
永留 世一 (川崎重工業株式会社)

1 まえがき

ガスタービンの制御は、航空用、発電用、船舶用のいずれをとっても回転数制御を主目的として燃料流量を操作する場合が多い。このとき、回転数制御の応答性を高めようとして燃料流量を急激に変化させると、サージング、あるいは、吹き消えが起こる。このため、制御系には、回転数、温度、圧力で規定される許容運転範囲に保つための機能が加わる。このような機能をもつガスタービン制御の特徴は、その制御則にエンジンの特性モデルを用いることである。例えば、タービン入口温度を制限する機能において、ガスタービン出口の排気温度からエンジンモデルを用いてタービン入口温度を推定する。あるいは、サージングおよび吹消えを防止するのにガスタービンの運転状態のひとつである回転加速度等のガスタービン状態を制御する方式がある。これらの制御方式は、F A D E C (Full Authority Digital Electronic Control)により、可能あるいは高精度で行えるようになってきている。

最近では、このようなガスタービンモデルに基づく制御をさらに発展させデジタルコンピュータを使った有効な制御方式が研究されている[1]。航空機の高度、速度、姿勢などにより周囲の大気条件が変わってガスタービン特性が変化したとき、これらの変数を航空機よりガスタービン制御系に取り入れ最適な制御を行うものである。これは、I F P C (Integrated Flight and Propulsion Control) のひとつである性能追求制御P S C (Performance Seeking Control) と呼ばれる。機体運動によるもの以外でも、ガスタービンの経年変化が起こったり、同じ機種のガスタービンにおいても個体差に応じて、ガスタービンのモデルは異なってくる。このまで、同じ制御系で制御を続けると、制御装置が理解しているモデルと実際のモデルが異なるために、十分な制御性能が得られなくなる。性能追求制御というのは、ガスタービンからのセンサ情報によりガスタービンモデルの変化を同定して、新しいモデルに対して制御ロジックを自動的、適応的に変化させ、常に最大の制御性能を得るものである。そこで、技術課題のひとつは、このような適応制御システムを評価する技術である。制御系設計の前提となるモデルが変化し、それに応じて制御系を自動的に変えてしまうため、安定性等の安全性を損なうことがないことを確実に保証する制御系の評価技術が必要である。これは、一種のロバスト制御問題である。

α パラメータ制御系設計法 [2][3][4] は、ガスタービンモデル上の変化するパラメータに応じてきめ細かく安定性、制御性能を評価できるガスタービンに適したロバスト制御系設計法であり、PSC に適用することが有効になる。本論では、PSC の実用化をめざした基礎研究として、カルマンフィルタによるシステム同定と α パラメータ制御系設計法を用い、制御系を評価し制御パラメータの自動調整を行う手法とガスタービンの運転試験での実例を示す。

2 ガスタービンモデル変動の法則性とガスタービンに適した制御系設計法

ガスタービンの制御系を設計もしくは評価する上で、ガスタービン特性の変化の基本的な法則性をつかむことが重要である。航空用ガスタービンは、負荷の変化、飛行高度、速度によるエンジン入口、出口の大気条件等によって、特性が大きく変動する。Fig.1 は、Altitude Test Facility (高空性能試験装置) を用いたジェットエンジンの動特性試験結果である。ジェットエンジンを、ある負荷 (回転数)、飛行高度、飛行速度の下で定常的に運転しておいて、ステップ的に微小燃料流量変化を与え、その後のエンジンの動特性を計測し、回転数の燃料制御弁に対する (1) 式の伝達関数のパラメータ変化をまとめたものである。

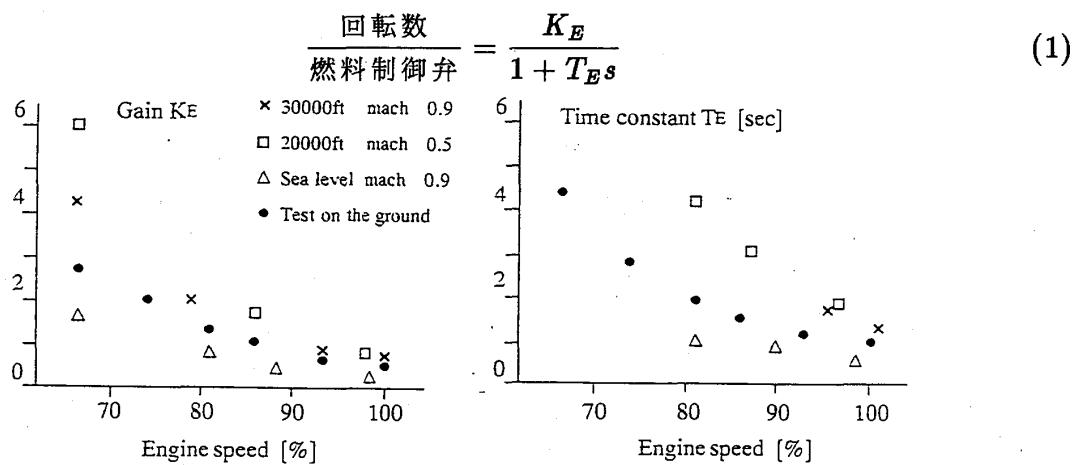


Fig.1 ガスタービン動特性試験結果

負荷 (初期回転数)、飛行条件の変化により、エンジンのゲインおよび時定数は大きく変動するが、そこにはマクロ的な法則性がある。すなわち、エンジンゲインが大きくなると時定数も大きくなる性質である。これは、負荷あるいは飛行条件の変化で、空気密度が小さくなり、同じ空気速度でも実流量が少なくそれに応じてエネルギーも

全体的に小さくなる。このような相似条件においては、回転数変化に対する燃料流量は少くなり、ゲインが大きくなる。しかしながら、機械力学的慣性モーメントは一定であるから時定数は長くなる。

以上のようなガスタービンの特性変化に相似則等の基本的物理法則に基づくグローバルな法則性があることは、ロバスト制御系設計に大きな影響を与える[2]。したがって、このようなガスタービンのパラメータ変化の性質を取り入れ易い制御系設計法がガスタービンにとって有効な制御系設計法となってくる。 α パラメータ制御系設計法は、このような考え方に基づく実用的制御系設計法である。

3 α パラメータ制御系設計法の概要

α パラメータ制御系設計法は、フィードバック制御における部分的モデルマッチング法のひとつであるが、制御対象の特性変化を考慮したロバスト制御であること、および、極配置と関係付けることで多変数制御への応用を可能としたことが新たに特徴となる点である。伝達関数の特性多項式あるいは分母系列表現の分母多項式を(2)式とする。

$$F(s) = a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 + \cdots + a_n s^n \quad (a_i > 0, n \geq 3) \quad (i = 2, 3, \dots, n) \quad (2)$$

(2)式の特性多項式における連続する項の係数の減衰性を表すパラメータとして(3)式の α_i を α パラメータとして定義する。

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \frac{a_{i+1}}{a_i} / \frac{a_i}{a_{i-1}} \\ &= \frac{a_{i-1} a_{i+1}}{a_i^2} \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \end{aligned} \quad (3)$$

(2)式が安定であるための十分条件は(4)式である。

$$\alpha_i < 0.68 \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \quad (4)$$

また、オーバーシュートが起こらない制御系を実現するための、全ての根が実根である条件は(5)式である。

$$\alpha_i \leq 0.25 \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \quad (5)$$

根と係数の連続性および任意の根がその根に応じた特定の α と対応関係にあることから、 α を 0.25 に近い小さい値にするほど実軸に近い極配置を実現できる。例として、 α 一定での 6 次多項式の根の実軸中心の扇型での存在範囲とこれを分母とする伝達関数のステップ応答とを Fig.2 に示す。

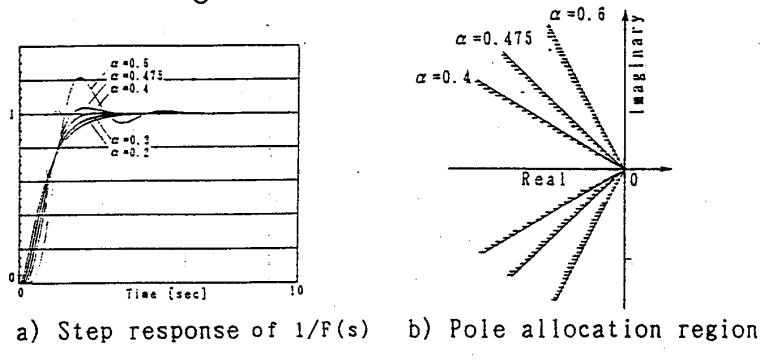


Fig.2 ステップ応答、極配置と α パラメータとの関係

ひとつの望ましい応答を得る α の値は $\alpha = 0.5$ である。オーバーシュートを防止する制御系に対しては、 $\alpha = 0.3$ が望ましい。制御対象の特性が変動したとしても、制御系の α を各項でこの値に近づけることで、望ましい制御性能の範囲に入るように制御系を設計できる。また、実際の制御系の α とこれらの値との差および(4)式の条件とが、簡単で応用範囲の広い制御系評価基準となる。制御系の設計は、(4)式の条件のもとで目標の α である α_{ss} を設定し、制御系モデルの制御パラメータが関係する項の範囲の α が α_{ss} に近くなるように制御パラメータを算出する。すなわち、伝達関数多項式を α パラメータの評価で整形する。この目的で、非線形性による制御対象のパラメータ変動に応じて、目標の α_{ss} と制御系の特性多項式から導かれる α とを近付ける(6)式の評価関数を導入する。

$$J = \sum_i (\log(\alpha_i / \alpha_{ss}))^2 \quad (6)$$

制御対象モデルの想定される変化の範囲にわたってこの評価関数を最小にする制御パラメータを求ることでロバスト制御を実現する。

4 オンラインシステム同定法と制御系調整・評価法

経年変化によって制御パラメータの制御対象との不適合が起こり、調整し直すことは、様々な産業分野の製品でしばしば経験されることである。今後のガスタービン制御において、最適化、高性能化を指向し、このような調整を自動化する適応システム

を実用化しようとすれば、ロバスト制御として確実に制御性を自動的に評価する技術が必要である。ここでは、ガスタービンの特性をカルマンフィルタで同定し、その結果に基づいて制御系を α パラメータ制御系設計法を用いて評価して最適な制御パラメータを調整する手法、および、これを適用した試験結果を示す。

Fig.3 に制御系を示す。一軸ジェットエンジンの I-P 制御による回転数制御系である。

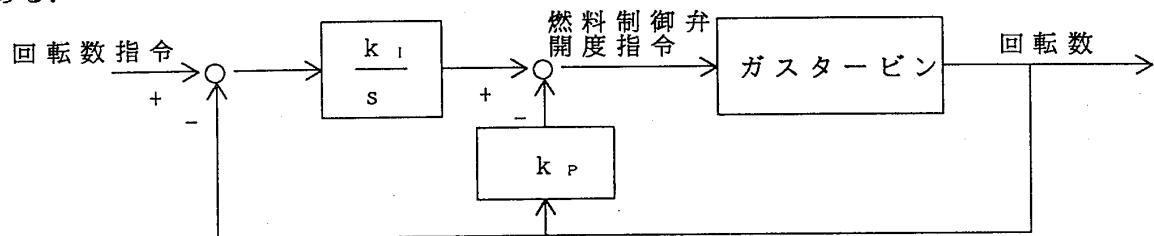


Fig.3 ガスタービン回転数制御系

以下に、システム同定から制御パラメータの自動調整までの手順を示す。

(1) 同定手法

・制御対象のモデル

システム同定に用いる制御対象のモデルは種々のものが考えられるが、簡単で、少ないパラメータ数で正確に同定できるものとして(7)式の5次のARMAモデル（自己回帰移動平均モデル）を用いた。

$$\frac{\text{回転数}}{\text{燃料制御弁指令}} = \frac{y}{x} = \frac{b_1^* z^{-1} + b_2^* z^{-2} + b_3^* z^{-3} + b_4^* z^{-4} + b_5^* z^{-5}}{1 + a_1^* z^{-1} + a_2^* z^{-2} + a_3^* z^{-3} + a_4^* z^{-4} + a_5^* z^{-5}} \quad (7)$$

・オンライン逐次同定法

簡単で、速く、安定な収束性が得られるカルマンフィルタ（逐次型最小二乗法）を用いた。

$$\theta = [a_1^*, a_2^*, \dots, a_5^*, b_1^*, b_2^*, b_3^*, \dots, b_5^*]^T \quad (8)$$

$$\phi_K = [-y_{K-1}, -y_{K-2}, \dots, -y_{K-5}, x_{K-1}, x_{K-2}, \dots, x_{K-5}]^T \quad (9)$$

$$\theta_K = \theta_{K-1} + P_K \phi_K (y_K - \phi_K^T \theta_{K-1}) \quad (10)$$

$$P_K = P_{K-1} - \frac{P_{K-1} \phi_K \phi_K^T P_{K-1}}{1 + \phi_K^T P_{K-1} \phi_K} \quad (11)$$

$$P_0 = \text{diag}[10000, 10000, \dots, 10000] \quad (12)$$

・システム同定結果の離散系から連続系への近似

α パラメータ制御系設計法は、連続系の伝達関数の係数により制御系を評価する方法である。 (7) 式の離散系モデルを (13) 式の 3 次の Padé 近似を用いて、(14) 式の連続時間系モデルに近似した。

$$e^{-ts} = \frac{1 - (1/2)ts + (1/10)(ts)^2 - (1/120)(ts)^3}{1 + (1/2)ts + (1/10)(ts)^2 + (1/120)(ts)^3} \quad (13)$$

$$\frac{\text{回転数}}{\text{燃料制御弁指令}} = \frac{y}{x} = \frac{b_0 + b_1 s + b_2 s^2 + b_3 s^3 + b_4 s^4 + b_5 s^5}{a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 + a_4 s^4 + a_5 s^5} \quad (14)$$

(2) 制御パラメータ調整法

・制御パラメータ調整のための評価関数

システム同定で得られた結果に応じ、 α パラメータ制御系設計法 [2][3] にならって制御パラメータを決める。目標の α を $\alpha_{si} = 0.3$ ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) と設定し、応答速度を規定するために (15) 式の $\sigma = 1.0$ の条件を加えた。この条件の下で (16) 式の評価関数を最小にするように制御パラメータを決めた。これにより、エンジン特性変化に対しても制御性能（応答速度、応答波形）が変化しにくい制御系とした。

$$\sigma = \frac{a_0 + b_0 k_P + b_1 k_I}{b_0 k_I} = 1.0 \quad (15)$$

$$J = \sum_{i=1}^5 (\log(\alpha_i / \alpha_{si}))^2 \quad (16)$$

・評価関数の最小化法

最急降下法を使用し、(16) 式を最小にする制御パラメータを求めた。

5 ガスタービンのシステム同定試験、制御系調整試験結果

試験用のガスタービン制御装置は、32bit の C P U を用いて、制御演算を行う C P U とシステム同定および自動調整を行う C P U とのマルチ C P U 構成とした。

最初に開ループ試験として燃料制御弁ステップ試験を行った。また、I-P 制御のパラメータの初期値として、種々の値を与え目標値変化の閉ループ試験を行った。この 2 つの試験結果からシステム同定を行い、その結果に基づいて閉ループ試験の場合の制御系の α を評価した。この結果を Fig.4 に示す。各々のケースで α の値に対応した制御性の特徴が現れており調整の余地を残す不適正な応答となっている。次に制御パラメータの調整を自動的に行わせた結果も Fig.4 に示す。初期の閉ループの応答は異なるが、ほぼ一定の I-P 制御のパラメータが自動調整されている。その調整値を用いた目標値変化閉ループ試験結果は、Fig.5 に示すものであり、望ましい制御性能となっている。これにより、本手法の有効性が確認できた。

試験項目	試験結果	システム同定結果 と制御系の性能評価	最適調整値 と 対応する α
①開ループ試験結果	<p>2秒</p> <p>回転数 燃料弁開度</p>	$a_0 = 1.0 \quad b_0 = 0.93$ $a_1 = 2.86 \quad b_1 = -0.016$ $a_2 = 0.22$ (高次の係数はほぼ零)	$k_I = 11.5$ $k_P = 10.5$ $\sigma = 1.0$ $\alpha_1 = 0.25$ $\alpha_2 = 0.32$
②閉ループ試験結果 $k_I = 2.5$ $k_P = 7.0$	<p>設定値</p> <p>回転数 燃料弁開度</p>	$a_0 = 1.0 \quad b_0 = 0.90$ $a_1 = 3.17 \quad b_1 = -0.005$ $a_2 = 0.304$ (高次の係数はほぼ零) $\alpha_1 = 0.13 \quad \alpha_2 = 0.23$ 比例制御ゲインは高いが α_1 が小さいため応答は遅い	$k_I = 11.4$ $k_P = 10.3$ $\sigma = 1.0$ $\alpha_1 = 0.30$ $\alpha_2 = 0.32$
③閉ループ試験結果 $k_I = 2.0$ $k_P = 1.9$	<p>設定値</p> <p>回転数 燃料弁開度</p>	$a_0 = 1.0 \quad b_0 = 0.79$ $a_1 = 3.15 \quad b_1 = -0.018$ $a_2 = 0.30$ (より高次係数は零) $\alpha_1 = 0.81 \quad \alpha_2 = 0.08$ ループゲインが小さいもの、 α_1 が大きいために応答は振動的	$k_I = 11.4$ $k_P = 10.4$ $\sigma = 1.0$ $\alpha_1 = 0.33$ $\alpha_2 = 0.31$

Fig.4 システム同定試験結果

試験項目	試験結果	制御系の評価
②閉ループ試験結果 に基づく調整値 $k_I = 11.4$ $k_P = 10.3$	<p>2秒</p> <p>回転数 燃料弁開度</p>	$k_I = 11.4$ $k_P = 10.3$ $\sigma = 1.0$ $\alpha_1 = 0.30$ $\alpha_2 = 0.32$ ループゲインも高く、応答も速い。オーバーシュートもみられない。 制御性は良好。

Fig.5 最適調整確認試験結果

6 あとがき

今後のガスタービン制御はデジタルコンピュータを使って安全性を確保しつつ最適化を指向していく。そのため、ガスタービン設計そのものにもインパクトを与えていく。その中で性能追求制御は有用な技術であるが、これまで産業界で実用化しにくかった適応システムの一種である。そのキーとなる技術は、安全性である。すなわち、設計時からのガスタービン劣化にともない変化した制御系を評価する技術である。制御パラメータはこのままでよいかの評価、とくに自動調整する場合、運用上想定される全範囲でのガスタービン特性に対して、許容される性能を満足する制御パラメータの調整が必要である。

α パラメータは、ガスタービン制御系の評価、あるいは、制御系調整のための簡単で確実な評価パラメータであり、これを用いた評価基準は制御装置に組み込み易いという利点も備えている。したがって、PSCのための適切な制御系設計法となり得ると考えられる。

参考文献

- [1] G.Gilyard J.Orme : *Subsonic Flight Test Evaluation of a Performance Seeking Control Algorithm on an F-15 Airplane*, AIAA-92-3743 (1992)
- [2] 田中、足利：ガスタービンの低感度ロバスト制御、計測自動制御学会論文集、28-2,255/263、(1992)
- [3] 田中泰太郎：ロバスト制御系設計のための α パラメータ、計測自動制御学会論文集、28-12、1501/1503、(1992)
- [4] 田中泰太郎： α パラメータ限界感度法、計測自動制御学会論文集、31-4、(1994)

B-9 ガスタービン翼用耐熱超合金の疲労・クリープ寿命評価法とそれに基づく冷却翼の寿命評価の概念について

* 松田 憲昭（日立NE） 市川 国弘（日立）
福田 嘉男（日立） 飯島 活巳（日立）
鳥谷 初（日立）

1. まえがき

ガスタービンの頻繁な起動、停止に伴って、翼には熱応力と遠心応力が繰り返され、疲労損傷が、また、定格運転中にはクリープ損傷が与えられる。翼の信頼性を向上させるためには、疲労やクリープ損傷が重複して負荷される場合(FCI)の寿命評価法の確立が急務とされている。

金属材料のFCI下の寿命評価法については、種々の寿命評価法(例えば、線形損傷則¹⁾、ひずみ範囲分割法²⁾、周波数修正損傷関数則³⁾、周波数修正疲労寿命則等⁴⁾)が提案されているが、これらの評価法では、高耐力であるために負荷ひずみの大部分が弾性ひずみ成分となる動翼材料には適用し難く、また、動翼外表面での定格運転中における圧縮熱応力によるクリープ損傷に対しても適切に評価できなかった。さらに、最近になって、クリープ破壊強度の優れている一方方向凝固超合金(DS材)や単結晶合金(SC材)が、動翼材料として使用され、また、候補材料とされるようになってきた。これらは、機械的性質や強度特性に結晶方位依存性がある異方性材料であり、熱疲労やFCI下の損傷に対する異方性の影響について明確にする必要がある。著者らは、これらの点を考慮した評価法の検討を行った結果、周波数修正全ひずみエネルギー則を提案した。^{5)~9)}

本論文においては、単結晶、一方方向凝固合金や普通鋳造超合金等の動、静翼材料の疲労・クリープ寿命に対する周波数修正全ひずみエネルギー則への適用性について述べ、さらに、実機動、静翼に本寿命則を適用する場合の寿命評価法の概要について述べる。

2. 動、静翼材料の低サイクル疲労、疲労・クリープ寿命評価

2.1 低サイクル疲労(LCF)寿命評価

DS材やSC材の全ひずみ範囲にて評価した低サイクル疲労寿命には、以下に示すように、結晶方位依存性が見られる。Fig. 1はDS材の全ひずみ範囲($\Delta \epsilon$)と破損繰返し数(N_f)の関係を示す。比較のために普通鋳造材(CC材)の結果も示した。同一 $\Delta \epsilon$ に対して、結晶成長方向{(100)}の方が直角方向やCC材よりも長寿命であるのが分かる。このようにひずみ範囲を基準にした時、DS材の寿命がCC材よりも、長くなる傾向について

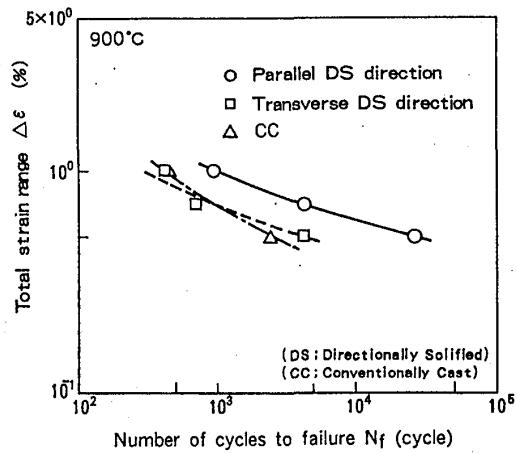


Fig. 1 DS材のLCF強度
(全ひずみ範囲による評価)

^{10)~12)} は、他にも報告されている。また、SC合金の $\Delta \varepsilon$ とNfの関係をFig. 2に示す。これにおいても、(110)方位に対して、(100)方位の方が破損寿命が長くなっている。このように、LCF寿命に結晶方位依存性が現れるのは、これらの材料が高強度材料であり⁽²⁾高ひずみ範囲での実験にもかかわらず、弾性ひずみ範囲($\Delta \varepsilon_0$)が $\Delta \varepsilon$ の大部分を占め、これの寿命に及ぼす影響が大きいこと。さらに、結晶成長方位(100)と他の方位との間に縦弾性係数に相違があり、同一 $\Delta \varepsilon$ でも発生応力に相違があるものと考えられる。そこで、 $\Delta \sigma$ とNfの関係でFig. 1、2の実験値⁹⁾を再プロットした。その結果をFig. 3、4に示す。DS合金においては、結晶成長方位(100)と直角方向、SC合金においては、(100)方位と(110)方位の $\Delta \sigma$ とNfの関係はそれぞれ一本の曲線に表すことができた。この結果より、結晶方位依存性のある異方性材料の低サイクル疲労破損寿命は応力範囲で統一的に評価できることが分かる。

2.2 周波数修正全ひずみエネルギーによる疲労・クリープ寿命評価

著者は、Ni基やCo基鋳造合金のFCI以下の寿命評価パラメータとして、周波数修正全ひずみエネルギーを提案している。それは次式の形で表される。

$$\Delta W_{TT} \cdot (\tau_{TT})^n \cdot N_f^m = C \quad (1)$$

ここで、 ΔW_{TT} は引張側全ひずみエネルギー(MPa · mm/mm)、 τ_{TT} は引張応力作用時間(min)、 N_f は破損繰返し数、m、n、Cは定数である。

周波数修正全ひずみエネルギーの概要について、Fig. 5に示したDS合金のFCI試験時のヒステリシスループを用いて述べる。結晶成長方向、直角方向いずれにおいても、保持がない場合は、ひずみ、応力共に完全両振り状態にある。しかし、引張側にひずみ保持がある場合は、ひずみ保持中に応力緩和が起

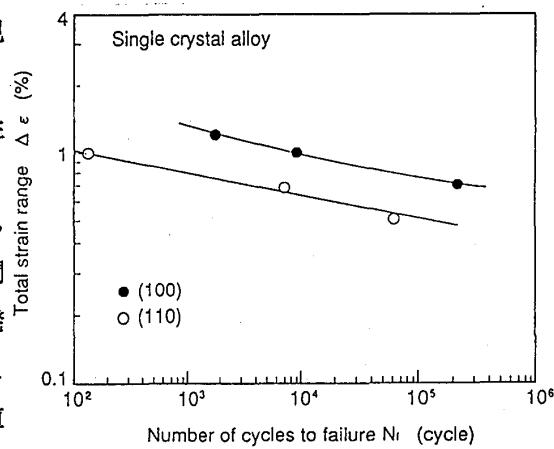


Fig. 2 SC材のLCF強度
(全ひずみ範囲による評価)

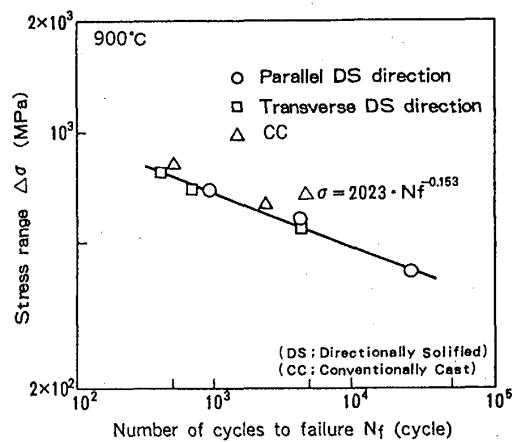


Fig. 3 DS材のLCF強度
(応力範囲による評価)

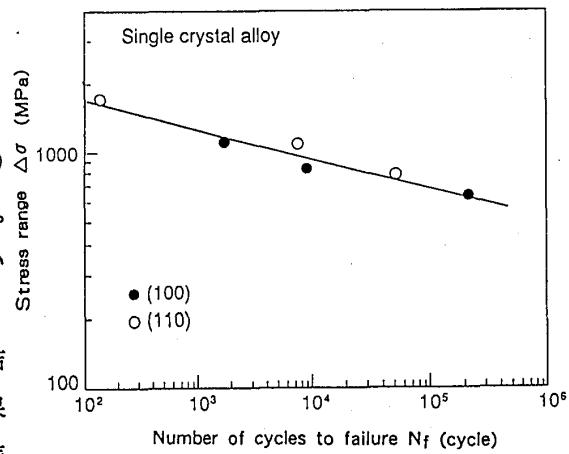


Fig. 4 SC材のLCF強度
(応力範囲による評価)

こり、ヒステリシスループは全体に圧縮側に移動する。その結果、圧縮の平均応力を有することになる。これに対して、圧縮側にひずみ保持がある場合は、ヒステリシスループは引張側に移動し、平均応力が引張となる。したがって、 $\Delta \varepsilon$ は同じでも σ_{\max} が異なる。このように、Ni基耐熱合金は高耐力材料であり、全ひずみ範囲の大部分が弾性ひずみ成分であるために、ひずみ保持に伴う応力緩和の寿命に及ぼす影響は σ_{\max} 値に表れ、FCI 寿命を評価するパラメータとして、 σ_{\max} 値を考えるのが妥当である。しかし、低耐力合金の場合には、比較的早期に塑性変形し、非弾性ひずみが発生し、全ひずみ中に占める弾性ひずみ成分の割合は非常に小さく、応力の増加が伴わないので、 σ_{\max} を主要パラメータとする評価は精度が悪いことになる。そこで、高耐力材料にも、低耐力材料にも使用できる普遍的パラメータとして、引張側全ひずみエネルギーを考慮し、これを FCI 寿命評価用パラメータとして採用することとした。さらに、高温雰囲気にさらされる場合には、寿命に及ぼす酸化の影響を考慮する必要がある。そこで、高温低サイクル疲労寿命の大部分がき裂の進展過程であることから、き裂の進展に及ぼす酸化の影響を考慮して、引張応力が作用している時間で補正した周波数修正全ひずみエネルギー $\Delta W_{TT} \cdot (\tau_{TT})^n$ を定義した。その概念を Fig. 6 に示す。この $\Delta W_{TT} \cdot (\tau_{TT})^n$ を用いて、SC、DS 並びに CC 材の FCI 下の破損寿命の評価を行った。CC 材の結果を Fig. 7、8、DS 材の結果を Fig. 9、10、SC 材の結果を Fig. 11、12 に示す。

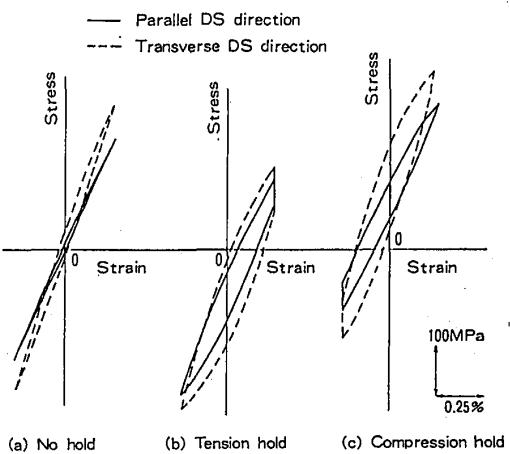


Fig. 5 DS 材の FCI 試験時の
応力-ひずみヒステリシス曲線

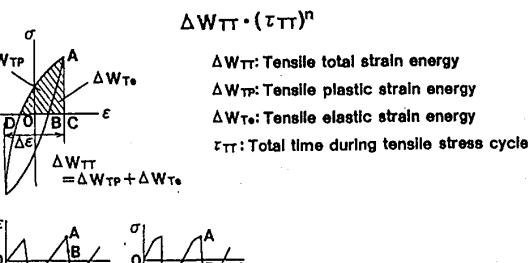


Fig. 6 周波数修正全ひずみエネルギー則の定義

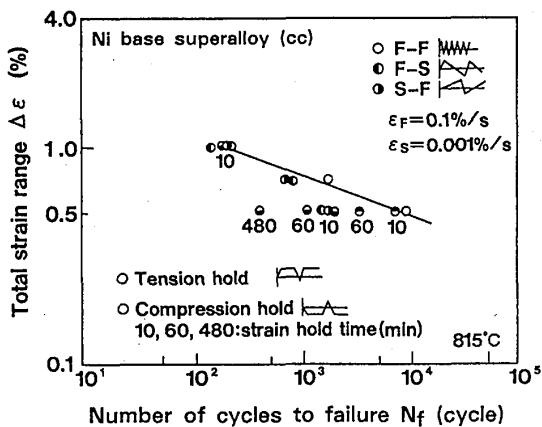


Fig. 7 CC 材の FCI 強度
(全ひずみ範囲による評価)

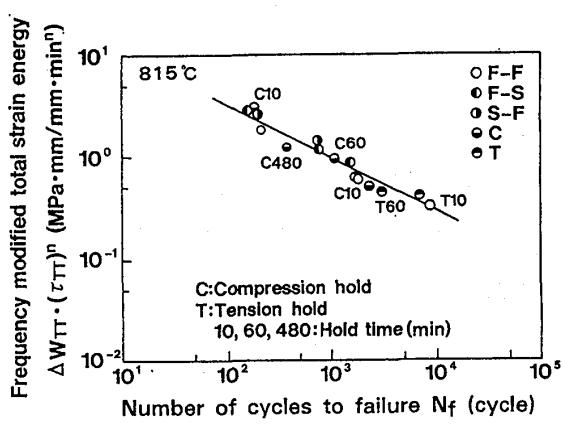


Fig. 8 CC 材の FCI 強度(周波数
修正全ひずみエネルギーによる評価)

す。いずれの材料においても、ひずみ保持無、引張側ひずみ保持、圧縮側ひずみ保持の条件での結果を示している。ただし、CC材については、鋸歯状波形(F-S、S-F)についても実施した。Fig. 7、9、11は、 $\Delta \varepsilon$ で各材料の試験結果を整理したものである。いずれの図においても、保持無、引張側保持、圧縮側保持の順に寿命が短くなり、さらに、DS材においては、同一実験条件において、結晶成長方位(100)の寿命が直角方向のそれより長くなっているのが分かる。このように、全ひずみ範囲で評価したFCI下の破損寿命には結晶方位依存性と負荷ひずみ波形依存性が現れている。波形により異なる寿命を示す動翼材料のデータに対し、著者等が提案している周波数修正全ひずみエネルギーを用いて評価を試みた。その結果をFig. 8、10、12に示す。いずれの図においても、FCI寿命に対する結晶方位依存性と負荷ひずみ波形依存性がなくなり、周波数修正全ひずみエネルギーと破損繰返し数の関係は、一本の直線で表され、等方性材料であるCC材、異方性材料であるDS、SC材の疲労・クリープ破損寿命を評価するパラメータとして、周波数修正全ひずみエネルギーは適切なパラメータであるといえる。また、低耐力耐熱合金である静翼用Co基合金のFCI寿命に対する本寿命則の適用性の検討も行った。その結果をFig. 13に示す。動翼材料の結果と同様に、周波数修正全ひずみエネルギーと破損繰返し数との関係は一本の直線でまとめられ、⁷⁾

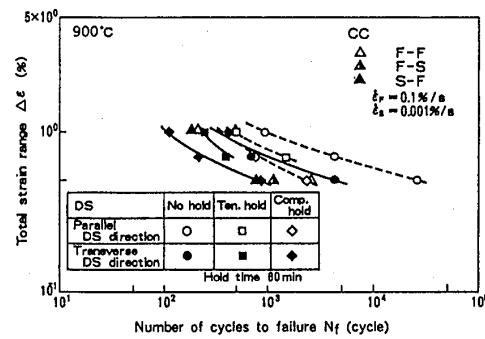


Fig. 9 DS材のFCI強度
(全ひずみ範囲による評価)

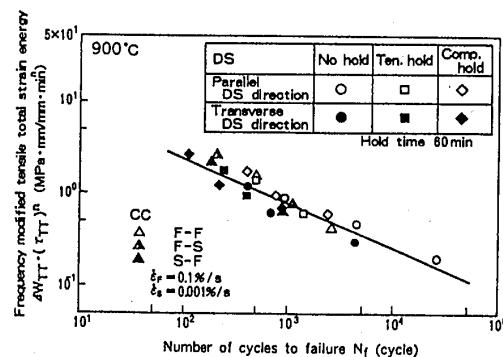


Fig. 10 DS材のFCI強度(周波数修正全ひずみエネルギーによる評価)

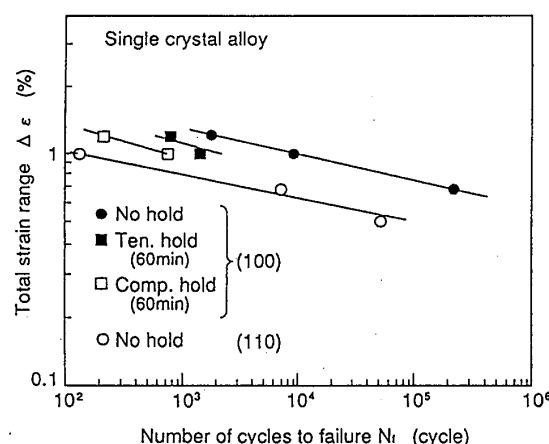


Fig. 11 SC材のFCI強度
(全ひずみ範囲による評価)

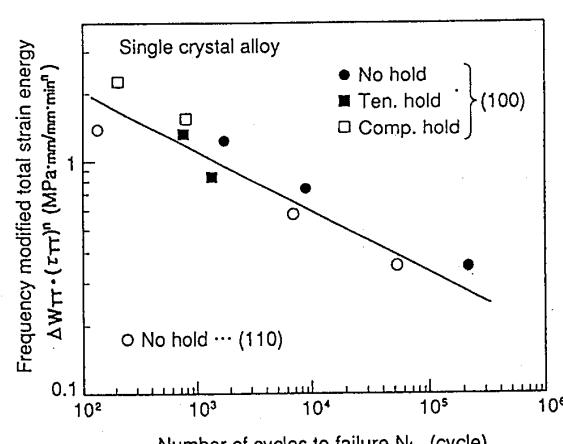


Fig. 12 SC材のFCI強度(周波数修正全ひずみエネルギーによる評価)

Co基合金のFCI寿命にも本パラメータが有効であることが分かる。

3. 冷却翼の疲労・クリープ寿命評価法の概念

3.1 冷却翼の熱応力評価手法について

ガスタービンの燃焼ガス温度の高温化に伴って、燃焼ガスに直接触れる翼外表面の昇温防止のために、内部を中空構造とした強制冷却構造を有する冷却翼が採用されるようになった。冷却翼の場合には、定格負荷運転条件において、翼の肉厚方向に非常に大きな温度こう配ができ、熱応力(熱ひずみ)が誘起される。したがって、荷重制御型応力の他に熱応力(熱ひずみ)などの変位制御型応力に対する評価が必要となる。この荷重制御型応力や変位制御型応力はプラントに頻繁に起動、定格運転、停止が繰り返される結果、翼には疲労損傷とクリープやリラクゼーションによるクリープ損傷が与えられ、これらの相互作用による寿命評価が必要となる。

Fig.14に冷却翼の熱応力評価手法の概念を示す。翼形状は空力、冷却設計により決定され、これに基づき3次元熱伝導、熱弾性応力解析により、冷却翼に発生する熱応力を求める。一方、LCFやFCI試験により、翼材料の基本的な強度データの収集を行い、LCFやFCI寿命の評価を行うのに適切な評価関数の決定を行い解析により得られた熱応力値との比較により寿命評価を実施する。この時、既に、述べたように、DS材やSC材のLCF寿命には応力範囲、また、CC材を含めた動、静翼材料のFCI寿命には周波数修正全ひずみエネルギーを評価関数として採用すれば、結晶方位依存性、負荷ひずみ波形依存性を適切に評価できる。

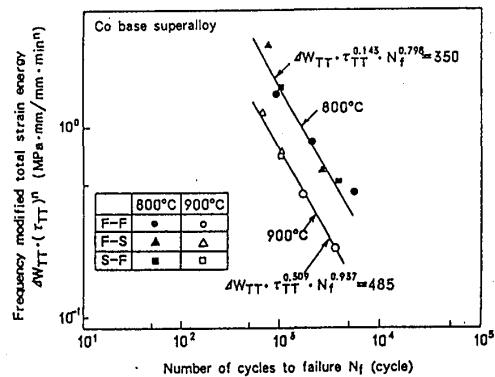


Fig.13 静翼用Co基合金のFCI強度
(周波数修正全ひずみエネルギー則による評価)

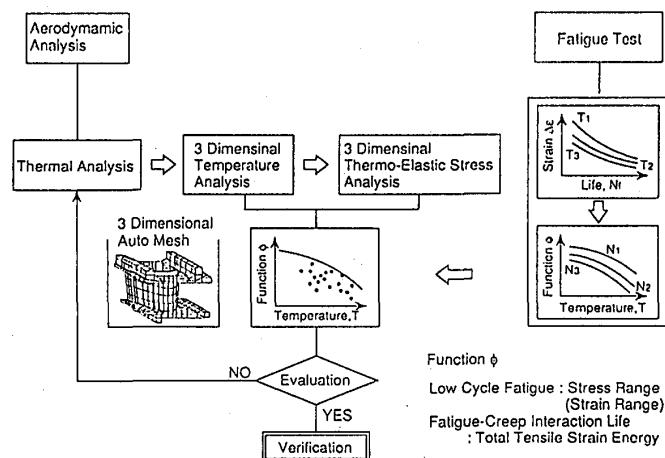


Fig.14 热応力に対する寿命評価システム

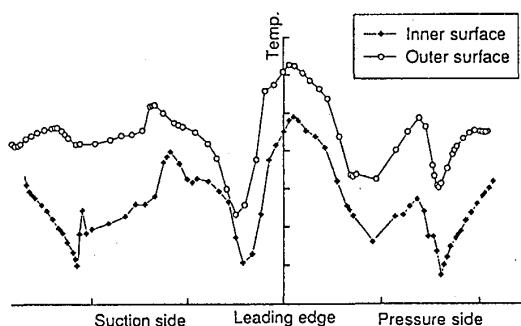


Fig.15 静翼の温度分布の一例

3.2 冷却翼に発生する熱応力の挙動

さらに、冷却翼の寿命評価を行うためには冷却翼に誘起される熱応力の分布を知る必要がある。Fig.15は、定格運転中における静翼の平均半径断面の内外表面に沿った温度分布の一例を示す。この温度分布に基づいて発生する翼内外表面の熱応力分布をFig.16に示す。外表面は温度が高温であるために基本的には圧縮応力を示し、翼内表面は低温であるために引張応力を示しているのが分かる。一方、Fig.17は実機プラントより取り出した静翼について、測定した残留応力分布を示す。局部的には異なるが、基本的には、外表面は引張残留応力を示し、内表面は圧縮残留応力を示しているのが分かる。これは、実機運転中に翼外表面は圧縮側で非弾性変形を、翼内面は引張側で非弾性変形を起こした結果このような残留応力分布が発生したものと考える。この発生機構の解明には本来ならば3次元非線形応力解析を実施すべきと考えるが、費用、時間的などの総合的な面で得策ではない。そこで、静翼材料を用いた実験により検討を行った。温度分布により発生する応力は変位制御型応力であり、高温側だけを考えた場合、圧縮ひずみが負荷され、プラントの起動、停止により近似的には圧縮ひずみの完全片振り疲労となる。また、定格運転中には温度分布が保持されるため、近似的に圧縮ひずみも保持される。そこで、静翼材料の800°Cにおけるひずみ制御による圧縮完全片振りクリープ・疲労試験を実施した。その結果、得られた圧縮ひずみ繰返しに伴うヒステリシスループの変化をFig.18に示す。静翼材料は低耐力であるため、1cycle目の起動に伴う圧縮側の負荷増大とともに塑性変形を起こし、さらに、ひずみ保持中に伴い応力緩和を起こす。塑性変形と応力緩和が起きなけ

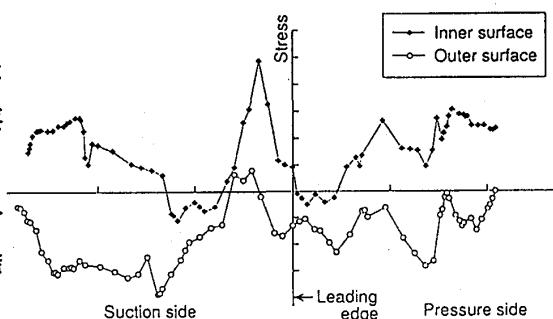


Fig.16 静翼の応力分布の一例

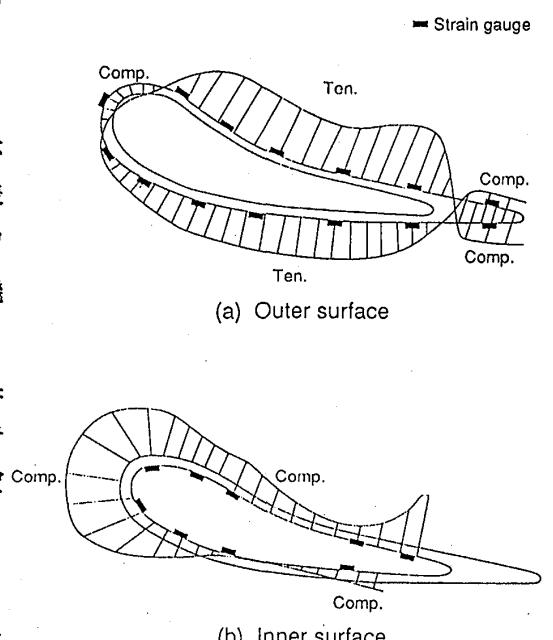


Fig.17 静翼の残留応力測定例

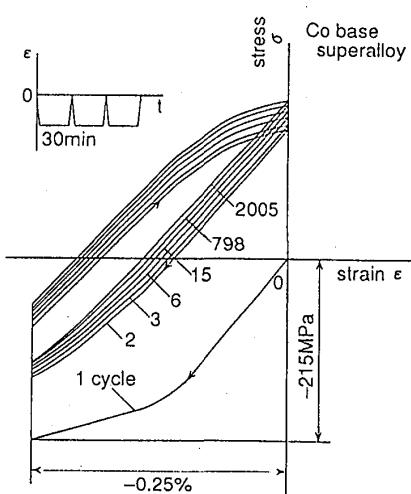


Fig.18 静翼材料のひずみ制御での圧縮完全片振りFCI試験時に得られた応力-ひずみ関係

れば、その後の停止に伴う除荷された段階において、応力値はゼロの点にもどるはずであるが、両者が起こったために、応力は引張側に移行し、引張残留応力が発生する。この状態がガスタービンプラントにおいては、停止した状態である。2 cycle目以降においては、起動に伴う圧縮ひずみの増大とともに、応力は引張より圧縮に移行するが、引張残留応力状態より負荷されたために、圧縮側最大応力は1 cycle目より小さくなり、そのため、応力緩和量も小さくなる。しかし、各1 cycle毎に、わずかづつでも緩和が起きるために、2 cycle目以降のヒステリシスループは除々に引張側に移動し、引張残留応力値が増加していく。この引張残留応力が起動、定格運転、停止に伴って繰り返され、静翼に損傷を与えるものと考えられる。さらに、動翼用材料であるNi基合金の場合の応力-ひずみ関係をFig.19に示す。高耐力材料であるため、塑性変形は起こらず、応力緩和のみが発生する。その結果、1 cycle目の応力-ひずみ関係とほぼ平行に、2 cycle以降の応力-ひずみ関係は移動し、引張側に残留応力が発生する。動翼の前縁部分を模擬した円筒モデルを用い、肉厚方向に温度分布を与えて熱弾塑性クリープ解析を実施し、応力-ひずみ挙動を調べた。その結果、得られた応力-ひずみ関係をFig.20に示す。材料定数の温度依存性を考慮しているために、応力-ひずみ関係は直線を示さないが、Fig.19と同じ傾向を示しているのが分かる。

3.3 実翼の寿命評価への本寿命則の適用

以上のように、ガスタービンの起動、停止により引張残留応力が繰り返され、その結果、翼に損傷を与える。そこで、周波数修正全ひずみエネルギー則を用いた翼の寿命評価手法を示す。引張側全ひずみエネルギーを算出するには、精度上、3次元非線形応力解析を実施するのが望ましいが、費用、時間的などの総合的な面で得策ではない。そこで、弾性応力より弾塑性応力-ひずみ、応力緩和挙動の推定を行い、プラント停止時の全ひずみエネルギーを求める。その結果、得られた周波数修正全ひずみエネルギーと破損繰返し数の関係の一例をFig.21に示す。この時、前述したように、動、静翼の局部モデルなどによる3次元非線形応力解析を併用すると、推定精度を向上させることができる。Fig.21は静翼の場合でクリープ領域と考えられる高温部分の節点の値のみを

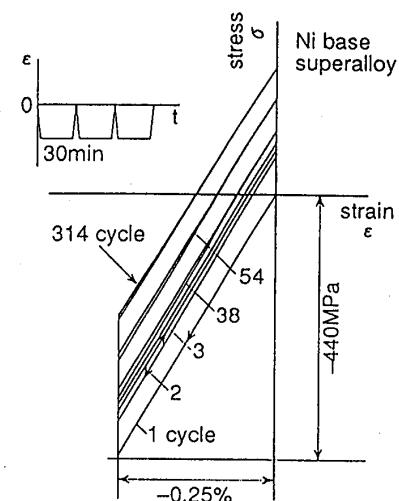


Fig.19 動翼材料のひずみ制御での圧縮完全片振りFCI試験時に得られた応力-ひずみ関係

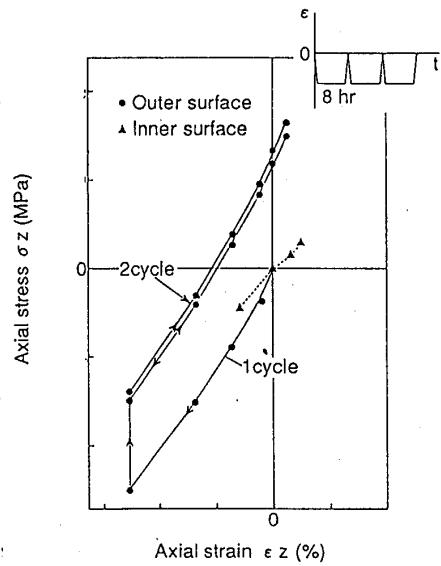


Fig.20 円筒モデルによる繰返し熱応力負荷時の応力-ひずみ挙動

示した。実機の損傷状態とよく一致した評価が得られているが、詳細については、次報にて述べる。

4. 結 言

単結晶、一方向凝固合金や普通铸造超合金等の動、静翼材料の疲労・クリープ寿命評価及び実機動、静翼の寿命評価への周波数修正全ひずみエネルギー則の適用性について検討し、以下の結論を得た。

(1) 異方性材料の低サイクル疲労強度の評価用パラメータとして、応力範囲を用いることにより、疲労強度の結晶成長方向依存性を考慮することができる。

- (2) 単結晶、一方向凝固合金や普通铸造超合金等の動、静翼材料の疲労・クリープ寿命評価に、周波数修正全ひずみエネルギー則を用いれば、結晶方位依存性、負荷ひずみ速度依存性を考慮することができる。
- (3) 動翼に発生する熱応力の弾塑性応力-ひずみ応答をモデルを用いて解析した結果、実験と同様な挙動を示した。
- (4) 周波数修正全ひずみエネルギー則を適用した実機動、静翼の疲労・クリープ寿命評価法の概要について示した。

6. 参考文献

- 1) G.J.Lloyd and J.Wareing, Met.Technol., 8, 297 (1981)
- 2) S.S.Manson, G.R.Halford, and M.H.Hirschberg, Design for elevated temperature environment, p.12 (1971)
- 3) W.J.Ostergren, J. Testing and Evaluation, 4, [5], 327 (1976)
- 4) L.F.Coffin, Jr., Met. Trans., 5, 1053 (1974)
- 5) 松田憲昭、梅沢貞夫他、材料 38、809 (1989)
- 6) 松田憲昭、梅沢貞夫、材料 39、419 (1990)
- 7) 松田憲昭、梅沢貞夫、材料 39、810 (1990)
- 8) 松田憲昭、中村重義、材料 40、561 (1991)
- 9) 松田憲昭、材料 42、65 (1993)
- 10) 大南正瑛、坂根政男、材料学会第26回高温強度シンポジウム講演論文集(1988)
- 11) 桑原和夫、新田明人、材料学会第22回高温強度シンポジウム講演論文集(1984)
- 12) 北川正樹、服部博、材料学会第33期学術講演会講演論文集(1984)

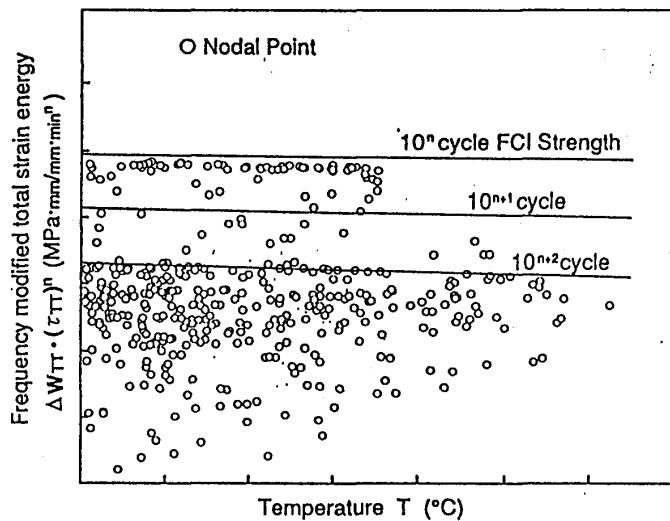


Fig. 21 周波数修正全ひずみエネルギー則による静翼の寿命評価例

B-10 高温小型ガスタービンのタービン翼の運転使用による金属組織変化

*難波浩一（三井造船(株)）

1. 緒言

長期にわたり高温下で運用されるタービン高温部品の保守管理を行う上で、材料の経年劣化ならびに材料に蓄積される損傷の定量的把握が必要である。このうち、前者の経年劣化は、運転加熱の金属組織変化によってもたらされる場合が多い。Ni基超合金のタービン翼では、 γ' 相および粒界炭化物の析出形態の変化があげられる⁽¹⁾。

ここでは、高温小型ガスタービンの運転に用いたタービン静翼ならびに動翼において、 γ' 相の析出形態に着目した組織検査結果に若干の検討を加えて報告する。

2. 供試翼および検査方法

図1に供試翼を組込んだガスタービンのタービン段落図を示す。定格タービン入口温度1245°C、出力500kW級の産業用小型ガスタービンである。供試翼の材質はタービン1段静翼がIN939、タービン1段動翼がCM247LCで、それらの化学組成を表1に示す。Cr量の高いIN939は舶用、産業用ガスタービンを中心に、タービン動・静翼に使用されている等軸晶材である。CM247LCは、MM247をベースに一方向凝固材用に改良された柱状晶材である。図2に代表的な運転パターンを示す。供試翼の運転履歴は、フィールドテストでの起動回数が256回(DSS)、運転時間が約1000時間である。

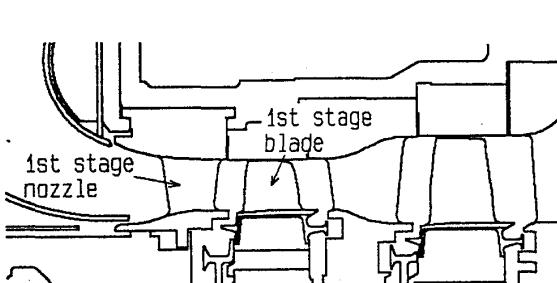


図1 タービン段落図

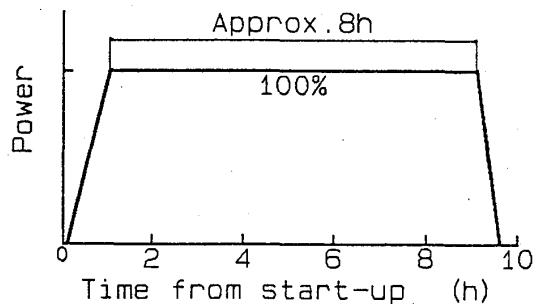


図2 運転パターン例

表1 供試翼材の化学組成

	C	Cr	Co	Mo	W	Ta	Nb	Al	Ti	Hf	Zr	B	Ni
IN939	0.15	22.4	19	-	2	1.4	1	1.9	3.7	-	0.1	0.009	Bal.
CM247LC	0.07	8	9	0.5	10	3.2	-	5.6	0.7	1.4	0.01	0.015	Bal.

組織観察は、翼を切断して鏡面仕上げ・エッティングを施した後、光学顕微鏡および走査電子顕微鏡(SEM)にて行った。エッティングには電解クロム酸あるいはマーブル試薬を用いた。静翼では、 γ' 相析出粒子の平均寸法を測定した。すなわち、各観察位置ごとに100個以上の粒子をカウントし画像処理によって直径を読み取り、その平均値を求めた。

また、動翼材 CM247LCについては、別鋸込み素材からクリープ試験片(平行部直径6.25mm、標点距離25mm)を切出し、1020°C(171MPa)および810°C(666MPa)の条件で破断させた試験片での、縦断面における γ' 相の析出形態も観察した。

3. 検査結果

3-1. ターピン1段静翼

ターピン1段静翼は、高さおよそ15mm、平均径コードおよそ26mmの翼内部に空冷構造をもつ精密铸造品である。図3に、翼部をコード方向に切断して、前縁の光顯組織およびSEM組織を示した。図3(a)に示した酸化層では、図3(b)のように γ' 相析出粒子は消失しており、板状の生成物が存在している。 γ' 相粒子が存在しない酸化層の成長は、薄肉の空冷動翼の場合、遠心力荷重をうけもつ有効な断面積が減少するので、クリープ寿命の低下をもたらす有害な経年劣化であるといえる。なお、本ガスターピンの運転期間中、一部はTBCを施工したものを使用したが、供試翼にはTBCを施工していないものを選んだ。図4に、板厚中央における γ' 相粒子の析出形態をSEM組織で示す。図4(a)は未使用品の場合の位置Lを観察した結果で、粒子の形はほぼ球状に、大きさおよび間隔が均一に析出しており、同材の標準的な析出形態である。一方、図4(b)および(c)は運転後の前縁Lおよび背側Sをそれぞれ観察した結果である。

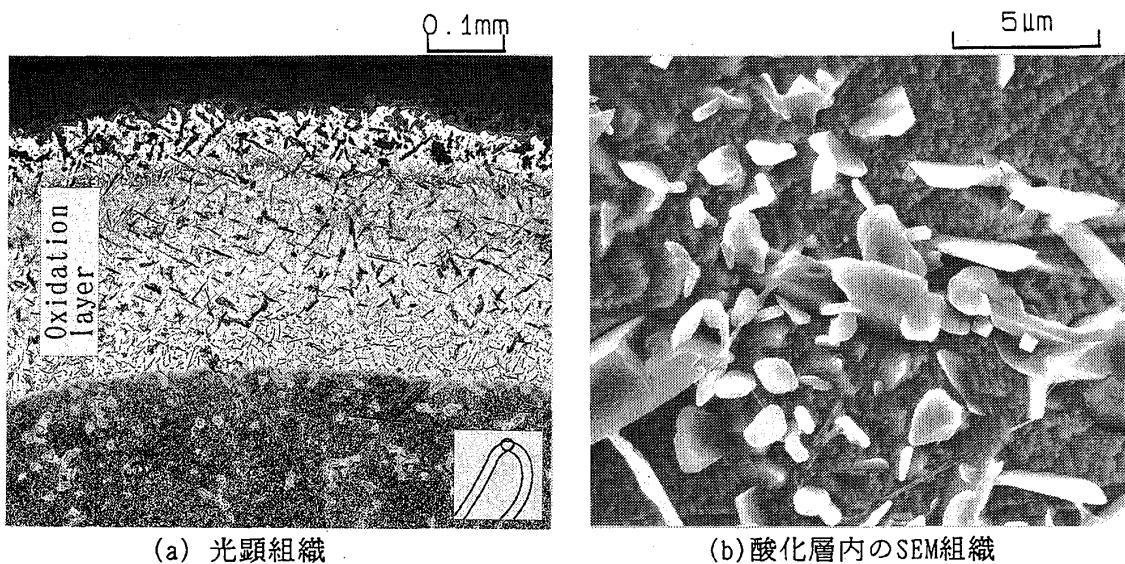


図3 1段静翼の前縁部組織

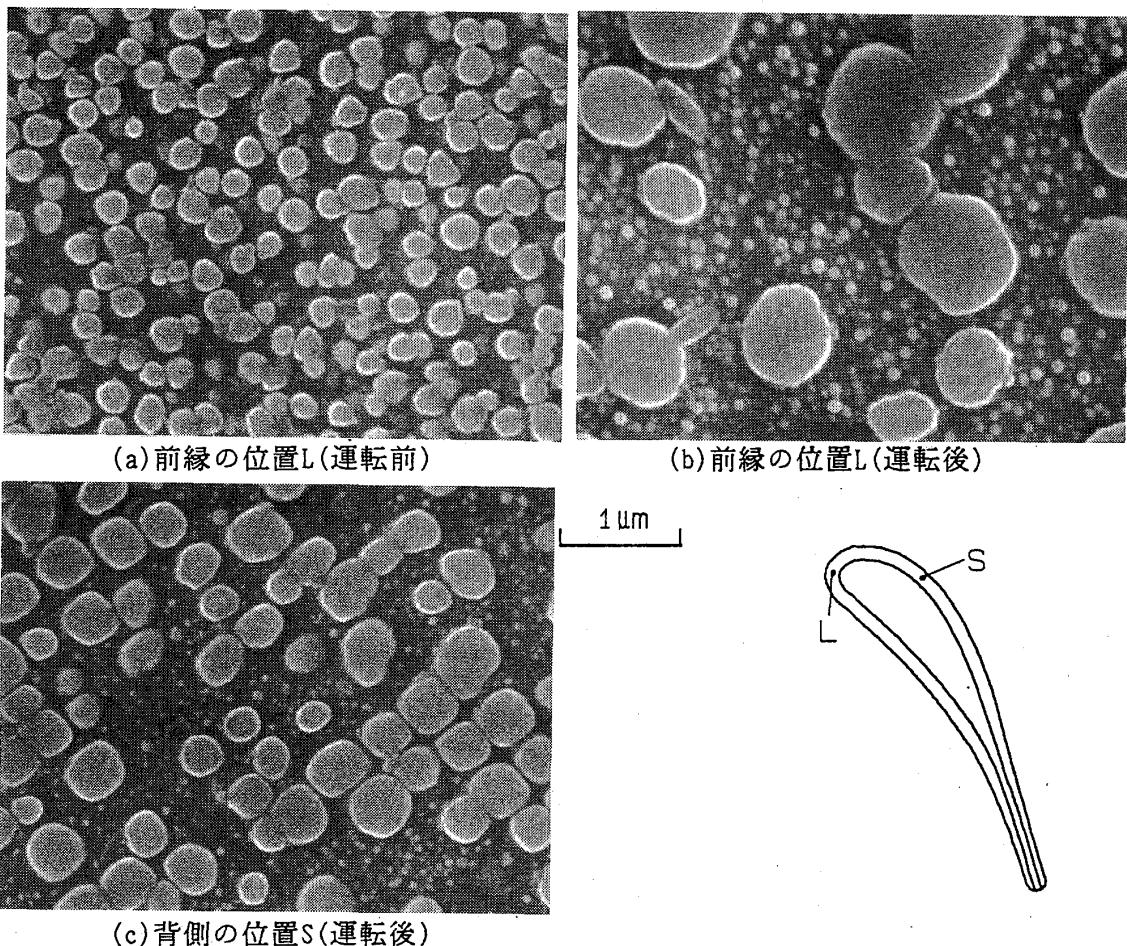


図4 1段静翼の γ' 相析出形態

いずれの位置においても、 γ' 相粒子は運転前に比べて寸法が大きくなり、かつ析出間隔が不均一で粗くなっていることがわかる。とくに、位置Lではその傾向が著しい。また、粒子の形状は丸みをおびた立方体であることもわかる。

図5に、3次元熱伝導計算(有限要素法)によって求めた翼部平均径断面のメタル温度分布を実線で示す(定格運転条件)。縦軸は板厚中央での温度を表す。横軸は断面上での位置を表しており、 X_p および X_s は前縁から翼面に沿った距離を、腹側および背側の翼面長さで除して無次元化している。なお、図中のプロット点については後述する。この図からわかるように、前縁(横軸が0)付近と後縁(横軸の X_p 、 X_s がそれぞれ1)付近の温度が比較的高い。図6に同じ断面の板厚中央において測定した γ' 相の平均寸法分布を示す。運転後の粒子寸法は、いずれの位置においても運転前の $0.21\mu\text{m}$ に比べ大きくなっている。とくに計算温度がほかの位置よりも高い前縁では、粗大化が著しい。なお、後縁では図3(b)に示した前縁部の組織と同様に γ' 相が消失していた。

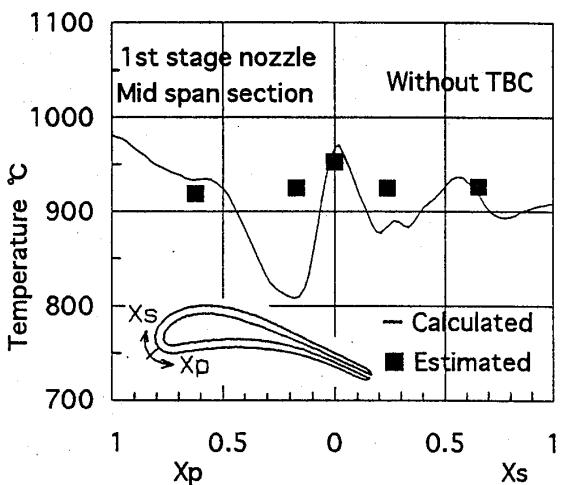


図5 1段静翼のメタル温度分布

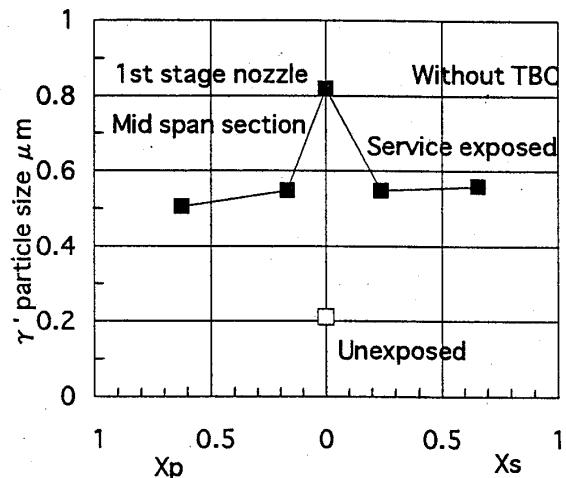


図6 γ' 相析出粒子の平均寸法分布

一般に、本供試材のようなNi基超合金の γ' 相析出粒子は、

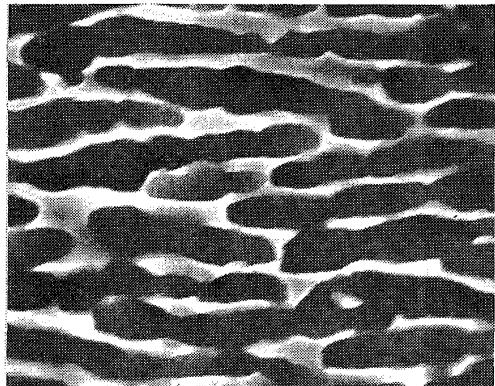
$$d^3 - d_0^3 = C \cdot t \quad (1)$$

の関係に従って粗大化成長することが知られている。ここで、 d 、 d_0 、 C および t はそれぞれ加熱後の平均寸法、初期平均寸法、定数および加熱時間である。この成長則にもとづき加熱温度に依存する定数 C を求めて、翼のメタル温度分布を推定することが行われている^(2,3)。以下では、本観察結果の粗大化成長も式(1)に従うものとして、図6の粒子寸法測定結果を用いて、測定位置の温度推定を試みた。すなわち、加熱温度 T が既知の場合に得られたIN939材の定数 C を文献⁽⁴⁾から引用して、 $\ln(C \cdot T)$ と $1/T$ の関係を求める。これを用いて、測定位置ごとに式(1)より得た C の値から温度を推定した。ただし、 d_0 は位置によらず $0.21\mu\text{m}$ 一定とし、また加熱時間は1000時間とした。温度推定結果を図5にプロットした。計算値と推定値を比較すると、前縁に近い腹側($X_p=0.17$)を除き、両者の分布傾向は一致している。推定点数は少ないが、 γ' 相粒子の寸法測定からメタル温度の推定が可能であることがわかる。いいかえると、本供試翼の観察位置によって異なる γ' 相粒子の形態変化は、メタル温度分布を反映した結果であることがわかる。なお、計算結果と推定結果に多少の違いがみられるが、この原因是計算に用いた境界条件、ならびに γ' 相粒子寸法の測定精度と定数 C の加熱温度依存性などが影響しているためと考えられる。

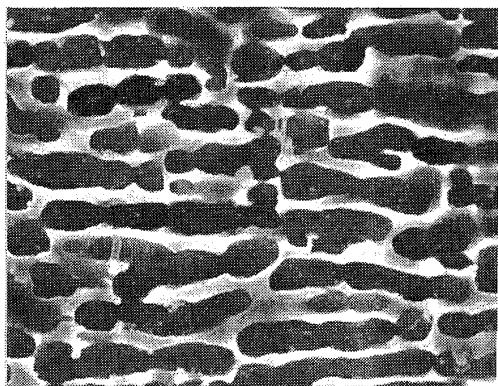
以上では、タービン静翼に関する組織観察結果について述べた。同様なミクロ組織変化は、供試翼材と γ' 相体積率が同程度の翼材を動翼に使用した場合にも生じる。タービン動翼の保守管理を行う上で、長期運転中のミクロ組織変化とクリープ強度特性の関連を定量的に把握することは重要であり、今後の課題としたい。

3-2. タービン1段動翼

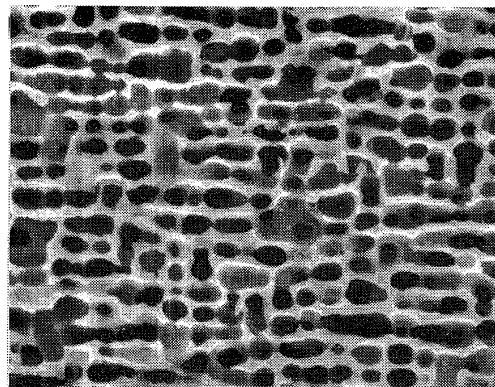
一方向凝固材のタービン1段動翼は高さ約15mm、平均径コード約20mmの翼内部に空冷構造をもつ精密鋳造品である。図7に、運転後の γ' 相の析出形態をSEM組織で示す。スパン方向断面について、図7(a)、(b)、(c)、(d)にそれぞれ翼高さ92%、83%、69%、41%での板厚中央位置を示した。また、図7(e)にツリーパーを示した。いずれも、デンドライトコア内の観察結果である。図7(a)および(b)では、 γ' 相が遠心力軸に垂直な方向に粗大化するラフティングを生じている。図7(c)では不完全ながらもラフティングの傾向がみられる。図7(d)では、 γ' 相が丸みをおびた立方体状に存在して、ラフティングの傾向は部分的にしかみられない。図7(e)では立方体状の γ'



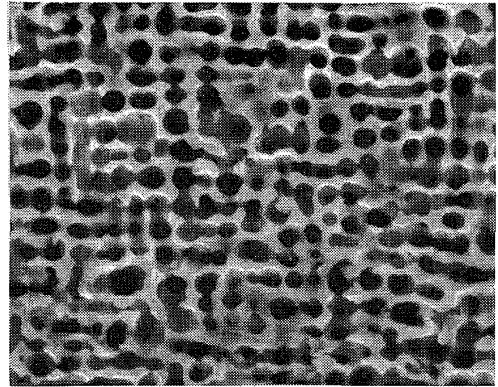
(a) 翼高さ92%(位置A)



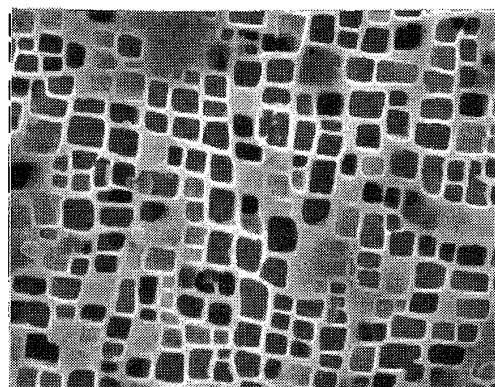
(b) 翼高さ83%(位置B)



(c) 翼高さ69%(位置C)



(d) 翼高さ41%(位置D)



(e) ツリーパー(位置E)

1 μm

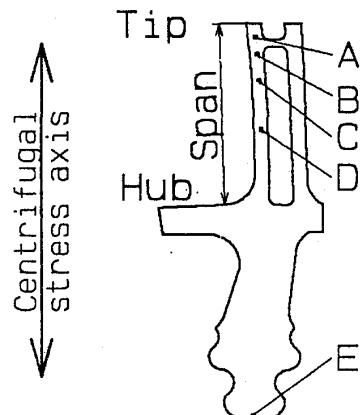


図7 1段動翼のSEM組織

相が規則的に配列しており、未使用品での析出形態とほとんど変わらなかった。また、翼高さ0%のHubから41%の位置D付近にかけて、 γ' 相の析出形態は図7(d)のような丸みをおびた立方体であり、位置による明瞭な差はみられなかった。

単結晶動翼の運転によって生じるラフト組織の形態について、温度、応力および時間と関連させた検討が行われている⁽⁵⁾。ここでは、翼温度計算結果ならびにクリープ破断材での観察結果をもとに、図7に示した翼高さで異なる析出形態を温度分布と関連させて検討した。

図8に、定格運転条件における設計メタル温度分布ならびに遠心力による主応力分布を示す。3次元有限要素法による計算結果で、組織観察と同じスパン方向断面の板厚中央での値を示した。なお、応力計算には、簡単のため弾性定数の異方性を考慮していない。図8をみてわかるように、遠心応力は翼高さの増加に伴って減少する。一方、温度は、翼高さが0%のHubから50%付近までは850°C以下で、70%をこえると900°Cに達し、翼高さ100%のTipに近づくにつれて急激に上昇する。

図9に、クリープ破断材の縦断面における γ' 相析出形態を示す。図9(a)は、図8の翼高さ90%付近の温度計算値に相当する1020°C(171MPa)の場合で、破断部から20mmチャック部側へよった位置の観察結果を示している。一方、図9(b)は翼高さ0%のHubから40%付近の温度計算値にほぼ相当する810°C(666MPa)の場合で、破断部ごく近傍の観察結果を示している。いずれの場合も破断時間は100時間以下であった。図9(a)では、明瞭なラフティングがみられるのに対して、図9(b)ではまったくラフティングしていないことがわかる。

図8ならびに図9より、1000時間運転の本供試翼で観察されたスパン方向における γ' 相の析出形態の差(図7)は、スパン方向のメタル温度分布に起因しているものと考えられる。また、応力が比較的高い翼根元付近のメタル温度は、ラフティングがみられないことから、設計温度レベルにおおよそ一致していると判断できる。ただし、定量的には、温度だけでなく応力ならびに時間の影響も考慮する必要がある。

4. 結言

タービン入口温度1245°C、出力500kW級の産業用小型ガスタービンにおいて、ターピン動・静翼の運転使用による金属組織変化を調べた。その結果について以下に要約する。

1) IN 939材を使用した1段静翼のコード方向断面において、 γ' 相析出粒子の粗

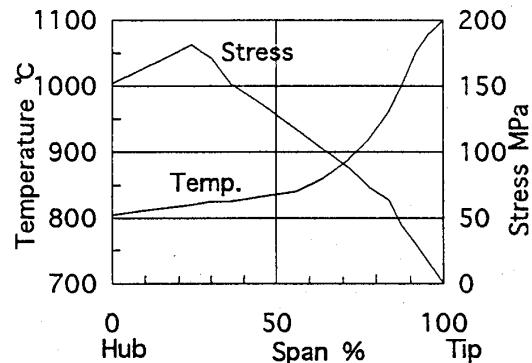


図8 1段動翼の遠心応力
および温度分布

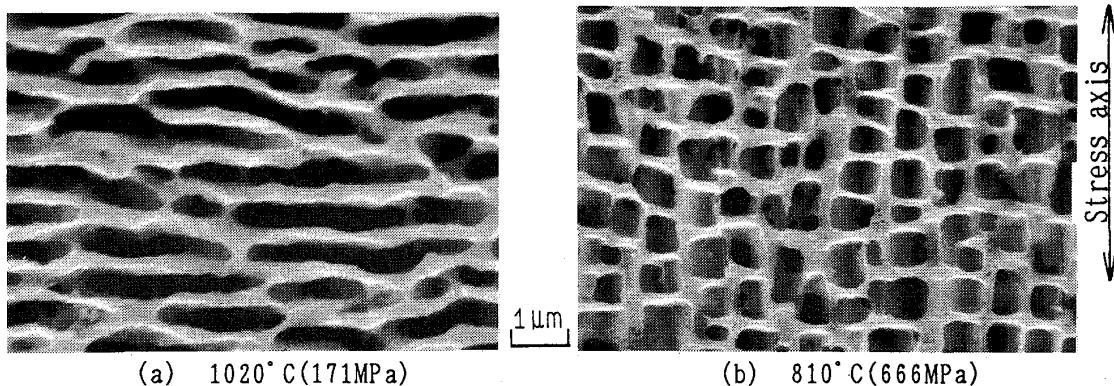


図9 CM247LCクリープ破断材のSEM組織

大化は位置によって不均一であった。粗大化が著しい位置では、粒子形状は球状からいびつな立方体状に変化していた。メタル温度分布との対比によって、運転翼での粗大化成長を定量的に把握することができた。

- 2) CM247LC柱状晶材を使用した1段動翼のスパン方向断面において、 γ' 相の形態は位置によって異なっていた。翼高さほぼ80%から翼先端にかけて、 γ' 相が遠心応力軸と垂直な方向に粗大化したラフト組織を形成していた。一方、翼高さほぼ40%から0%の翼根部にかけて、ラフト組織はみられなかった。スパン方向のメタル温度分布の計算値と対比させて、定性的にはラフト組織の有無を説明できた。

最後に、本研究は、アドバンス・コーディネーションシステム技術研究組合(AC T 90)において、省スペース型高効率ガスタービンコーディネーションシステム実用化開発の一環として行った結果である。関係各位に厚く感謝する次第である。

5. 参考文献

- 1) R. Viswanathan, DAMAGE MECHANISMS and LIFE ASSESSMENT of HIGH-TEMPERATURE COMPONENTS, p415, ASM International, 1989
- 2) J. M. Aurrecoechea, W. D. Brentnall, J. R. Gast, ASME Paper 90-GT-23, 1990
- 3) 岡村, 古閑, 油谷, 吉岡, 藤山, 岡部, 第21回ガスタービン定期講演会講演論文集, p73, 1993
- 4) S. Basso, V. Lupinc, Strength of metals and alloys, vol. 1, p719, Pergamon Press, 1985
- 5) S. DRAPER, D. HULL, R. DRESHFIELD, Metall. Trans. A, vol. 20A, p683, 1989

B-11 長繊維複合セラミックス材の力学的特性・損傷評価について

○ 岡部永年 (株) 東芝 重電技術研究所
小林英男 東京工業大学機械宇宙学科
金沢健二 金属材料技術研究所
市川 宏 日本カーボン(株) 研究所

1. まえがき

ガスタービンの効率向上は、冷却技術と耐熱超合金の開発により作動流体である燃焼ガス温度の上昇で図られてきた。また、金属に比べ耐熱性、耐食・耐酸化性あるいは耐摩耗性に優れる Si_3N_4 や SiC などのモノリシック系セラミックスが冷却空気の低減による効率向上として高温部品への適用研究も盛んに行われ実用化における諸問題点が明らかになってきた。ばらつきが大きく、破壊靭性が極めて小さいという欠点は新しいセラミックス材料開発でかなりのところまで改善され、高温強度の大幅向上もされてきた。しかし、実用化や大型部品化においては不確定要因の負荷に対する損傷許容性の点で、まだまだ、非常に難しいようである。

長繊維系複合セラミックスはモノリシック系セラミックスに比べ破壊靭性が高いので、発電用大型ガスタービン高温部品へのセラミックスの実用化の実現にも、将来的に大いに期待されている。しかし、現状では、モノリシック系セラミックスに比べて破壊強度レベルや耐熱性・耐熱劣化性に劣り、特性改善の余地が大いにある。そこで、実用化や大型化の観点から基本的に明らかにしておくべき力学的特性および損傷評価に関して現状材での強度特性レベルや破壊特性および耐環境性について明らかにした。

2. 実験

2. 1 供試材

本調査・研究で対象とする長繊維系複合セラミックスは、 SiC 長繊維の2次元織物にマトリックス材として SiC を含浸させたものである。約 $\phi 14 \mu\text{m}$ 極細の SiC 長繊維の約500本束のヤーンを繩子織した2次元織物を積層し、ポリカルボシュランを繰り返し含浸・焼成した板状焼成体を供試材とした。

2. 2 評価試験方法と試験片

特性評価試験は、強度評価としては3点、4点曲げ試験、破壊靭性評価としてCT試験とSEN試験、耐衝撃性評価としては飛翔体試験、耐環境性評価としては大気中高温酸化增量試験を行った。

3. 実験結果および考察

3. 1 曲げ強度特性

図1は4mm角試験片および10mm角試験片に対して図2に示すようなAタイプおよびBタイプの3点および4点曲げ試験を室温で行った結果を示す。内スパン/外スパンの比Rの増大とともに、Aタイプ試験での積層面外曲げ強度は増大する。これに対してBタイプ試験での積層面内曲げ強度は減少する。試験片の寸法効果に着目してみると、Aタイプの試験では曲げ強度に明瞭な寸法効果が認められないが、Bタイプの試験では曲げ強度に明瞭な寸法効果が認められた。破壊様相としては、Aタイプでは長纖維織物間の層間剥離であり、Bタイプでは纖維破断・引き抜きである。これらのこととは、Aタイプの曲げ強度が積層間に作用するせん断応力に支配され、Bタイプの曲げ強度は長纖維に作用する引張り応力に支配されることを示している。層間せん断強度<纖維の引張り強度であり、A, B両タイプの強度差が最も大きいのはR=0のとき、すなわち、3点曲げ強度の場合である。その強度差はRの増大とともに減少する。図3は供試材からの曲げ試験片の切り出し方向を示したものである。Aタイプの曲げ強度には切り出し方向の依存性がほとんど認められないが、Bタイプの曲げ強度ではその依存性が明瞭に認められ、0°と90°で最も大きな値を示す。図4はタ

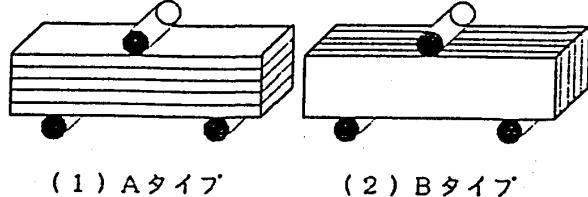


図1. 異方性の曲げ強度試験方法

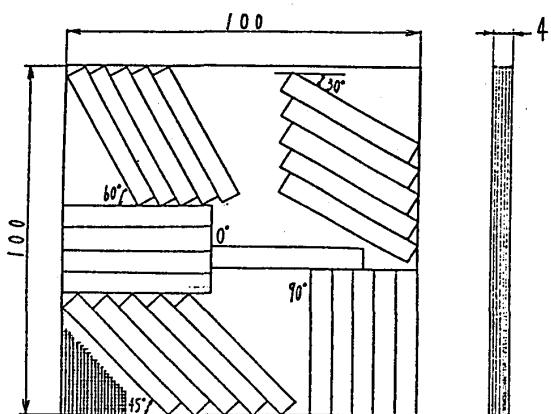


図3. 試験片の切り出し方向

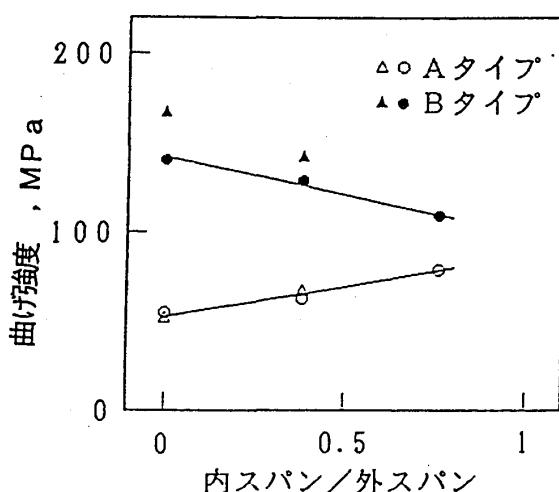


図2. 異方性曲げ強度特性

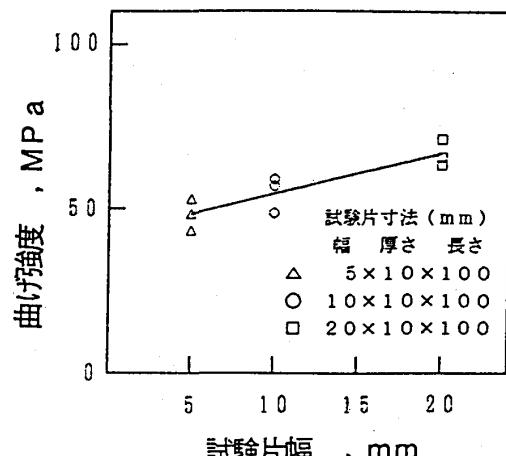


図4. 曲げ強度の試験片幅依存性

イプの曲げ強度の試験片幅の依存性を示し、幅の増大と共に強度上昇する傾向がある。

3. 2 破壊強度の温度依存性

図5は $3^t \times 12^w \times 60^l$ の試験片に対する室温、高温大気中(1200°C)および高温アルゴン雰囲気中(1200°C)でのAタイプの3点曲げ試験における各荷重-変位曲線を示す。室温での荷重-変位曲線は荷重が最大荷重に達した後、瞬時に除荷せずに段階的に低下する。これは破壊に際してき裂が停留しながら進展するためである。これに対して高温大気中の試験では、荷重が直線的に上昇し破断荷重に達した後、瞬時に除荷する。また、高温アルゴン雰囲気中の試験では、室温と同様な荷重-変位曲線を示す。これらの荷重-変位線図の特性に対応するき裂進展経路としては、室温での破壊はき裂が積層纖維の切斷と層間を繰り返しながらジグザグに進展し、最終的に試験片を分断することなく停留する。これに対して高温大気中では多少の折れ曲がりはあるものの、き裂がほぼ直線的に進展し試験片の裏側にまで達する。また、高温アルゴン雰囲気中では、室温と同様なき裂進展経路を示す。図6は曲げ破壊強度の温度依存性を示したもので、As材は試験片の表面を焼成ままとしたものであり、Gr材は試験片の引張り側表面を研磨したものである。焼成ままの試験片と表面研磨試験片を比較すると、いずれの高温試験条件でも焼成ままの方が強度が高い。また、高温大気中の強度は室温に比べて低下する傾向にあるが、高温アルゴン雰囲気中の強度は室温と同じか、もしくは上昇する傾向にある。図7は各試験後の破面状況を示し、室温ではSiC纖維の引き抜けが顕著に観察されるが、大気中1200°Cでは観察されない。大気中アルゴン雰囲気でも、室温同様、引き抜けが見られるが、纖維表面にひだ状の生成物が生じている。これらの温度依存性の特徴は纖維と母材との界面状況や纖維の引き抜けの状況と非常に密接な関係がある。

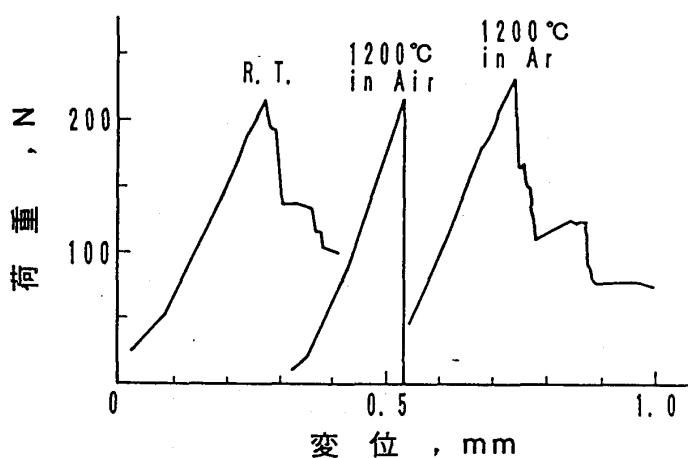


図5. 曲げ試験での荷重-変位曲線

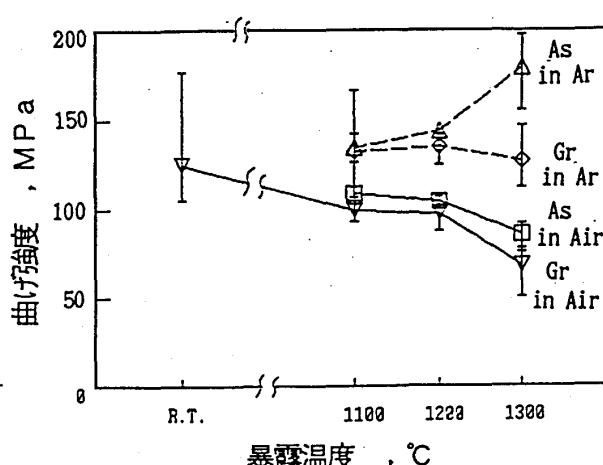


図6. 曲げ強度の温度依存性

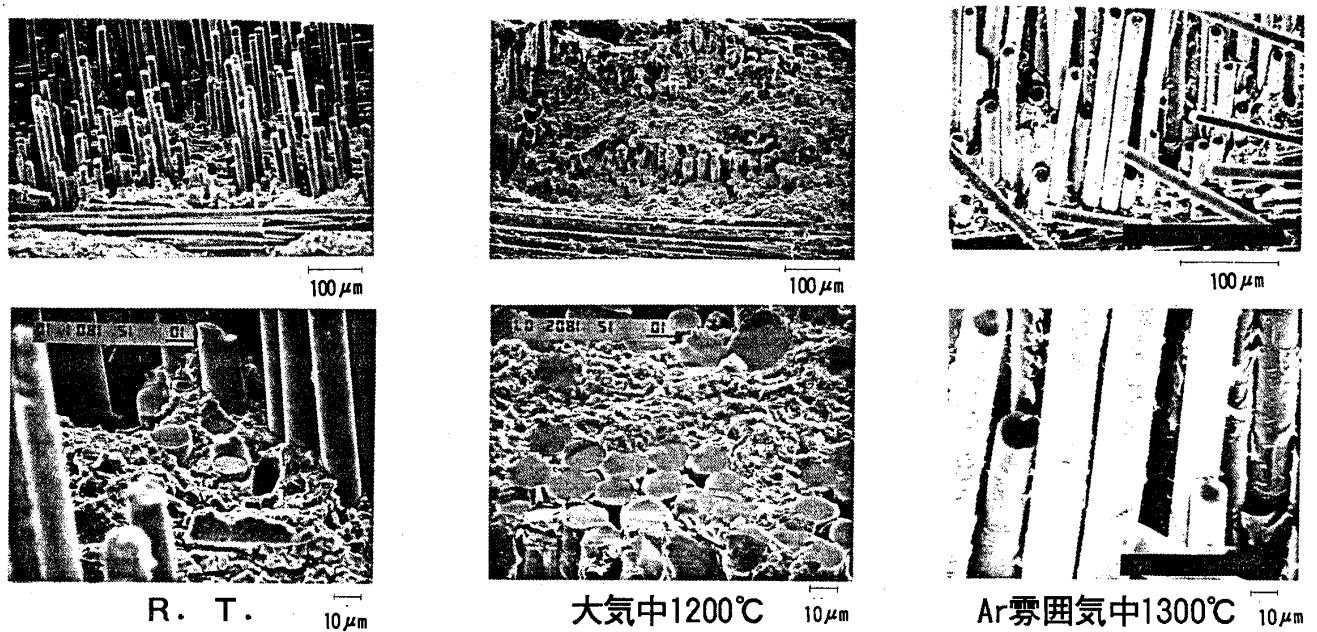


図7. 各曲げ試験後の破面状況

3. 3 耐衝撃性

図8は $\phi 3\text{ mm}$ の鋼球の飛翔体が衝突したときの長纖維系複合セラミックスとモノリシック系セラミックスの損傷状態を示したものである。モノリシック系セラミックス(Sialon)はヘルツの接触応力によるリングき裂から成長したコーンき裂と放射状き裂とが生じて飛散する。これに対して長纖維複合セラミックスはコーン状の貫通孔が生じるのみである。実機部品に適用した場合、その損傷の影響は前者が壊滅的な被害となるのに対して後者は局部被害で済むという大きな相違がある。

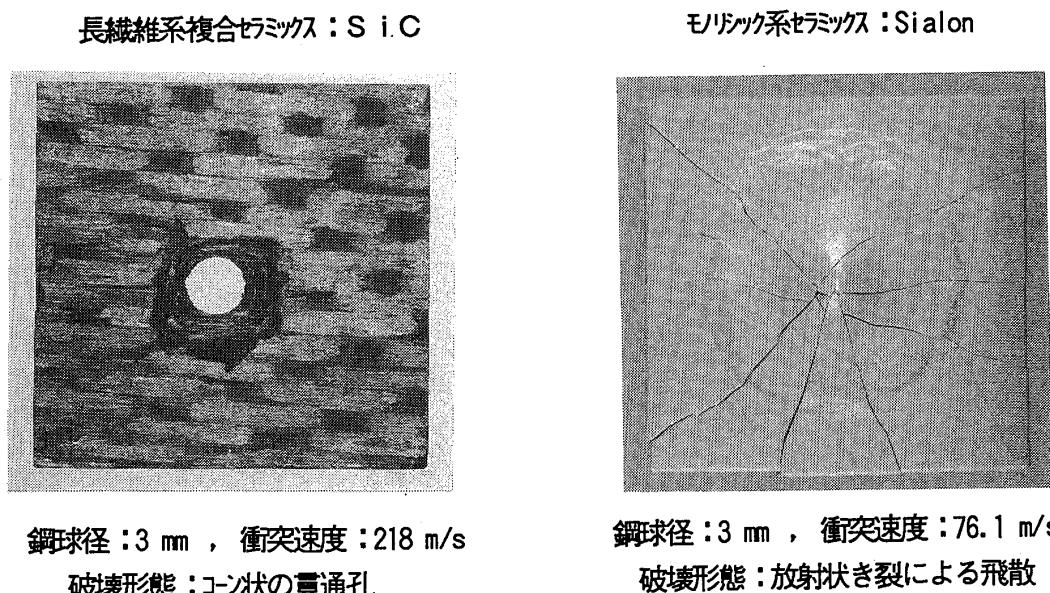


図8. 飛翔体による損傷状況の比較

図9は長纖維系複合セラミックスの飛翔体衝突における鋼球の直径dと損傷限界速度 V_c との関係を示したものである。同図中の実線は損傷限界線で、 $V_c \propto d^{-3/2}$ の関係があり、 V_c は $d^{3/2}$ に反比例して減少する傾向がある。同図中の破線はモノリシック系セラミックスSiCの損傷限界線を示す。このように試験片表面に損傷が生じるか否かを境界とする判定では、長纖維系複合セラミックスと大きな差異はほとんど認められない。長纖維系複合セラミックスの特徴は損傷許容性にあり、大きな損傷を受ける条件下で有用性が高いことがわかる。

3.4 耐熱劣化・高温酸化特性

図10は本供試材用のSiC長纖維(Nicalon)の耐熱性を示したもので、同図中のほかの長纖維同様に、1200°C以上では強度が急激に低下する。これはニカラロン纖維中の○の熱分解に基因する。図11の方は本供試材の曲げ試験片状態での高温暴露後の強度変化を示したもので、ニカラロン纖維の熱劣化特性に依存した強度低下が明らかに認められる。長纖維系複合セラミックスSiCとモノリシック系セラミックスSiCに対する大気中高温酸化試験では、いずれも、ほぼ放物線則に基づく酸化増量するが、その酸化速度定数 $K_{p,SiC}$ で比較すると、長纖維系複合SiCの方が2桁高い値で酸化増量が進行する。これは表面に露出する気孔を通して内部酸化も生じるためである。

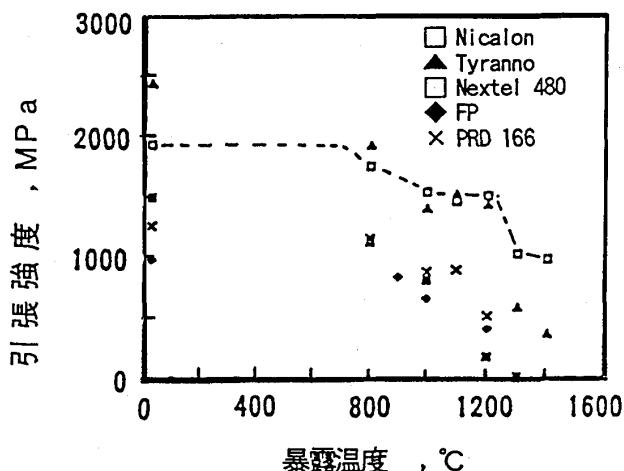


図10. SiC長纖維の熱劣化特性

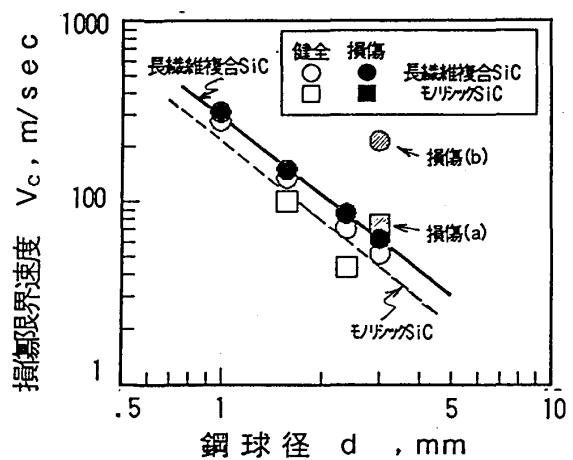


図9. 損傷限界速度と鋼球径の関係

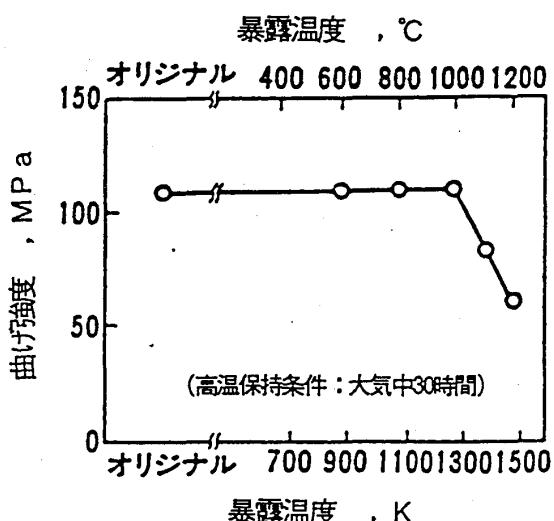
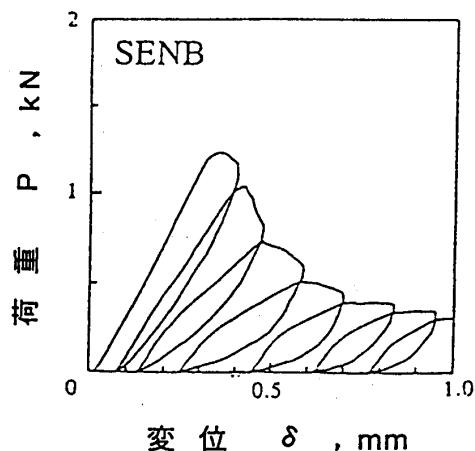


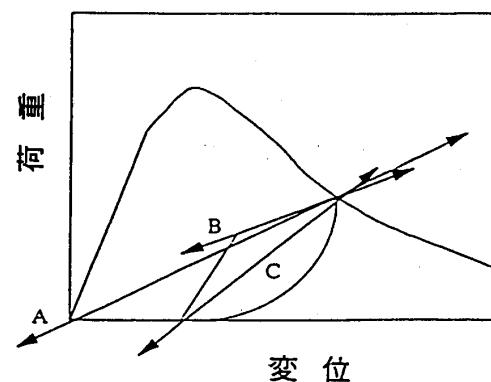
図11. 長纖維複合SiC強度の熱劣化特性

3.5 破壊靶性

長繊維系複合セラミックスの損傷許容性を評価するパラメータとして、破壊靶性値 K_c が適用できるか、また、どのようにしたらその評価パラメータとして適用できるかについて検討した。



(a) 荷重-変位曲線



(b) コンフライアンスの定義方法

図12. 繰り返し負荷・除荷曲げ試験での荷重-変位関係とコンフライアンスの決め方

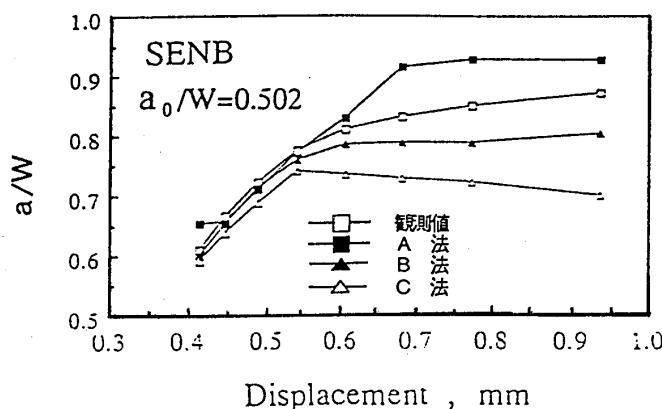


図13. 等価き裂長さの比較

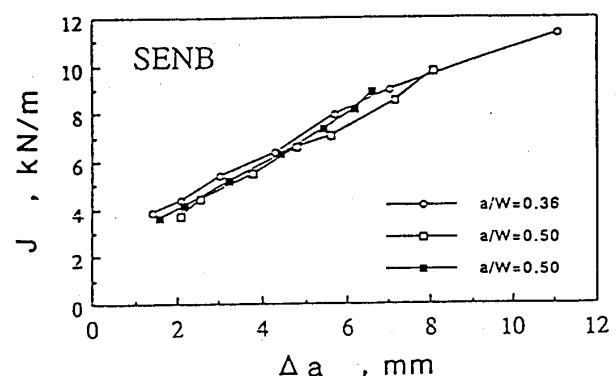


図14. J値によるき裂進展抵抗曲線

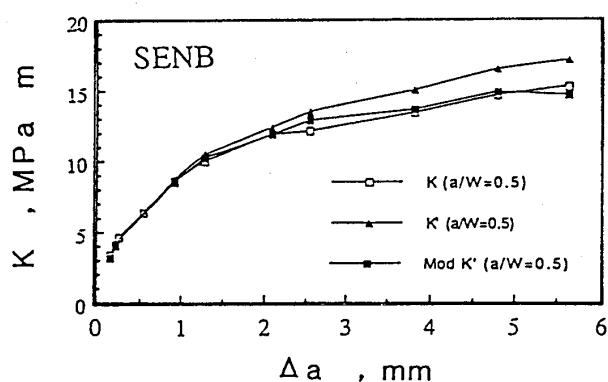


図15. K値によるき裂進展抵抗曲線

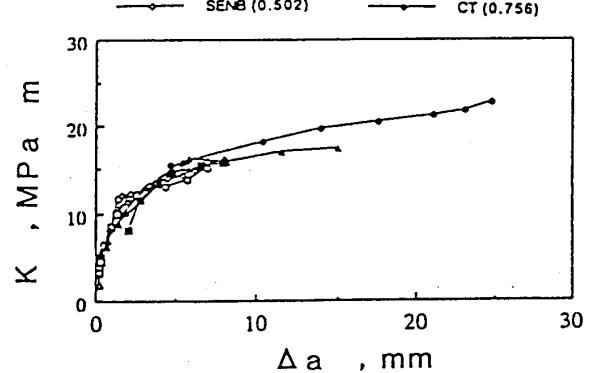


図16. き裂進展抵抗の比較

図12(a)は材料の破壊靱性評価のための手法の一つであるSENB試験片に対する3点曲げ試験での代表的な荷重-荷重点変位曲線を示す。除荷時に大きな非線形ループを描くので、き裂長さの推定のための除荷コンプライアンスの定義の如何によってその結果が異なり、本供試材の除荷-負荷プロセスの非線形ループにおいては広範囲の直線部分が認められるのは負荷後半部分のみである。そこで、図13(b)のように①非線形ループの開始点と原点とを結ぶ直線A、②負荷後半部分の直線B、③ループ開始点と除荷終点を結ぶ直線Cの3手法を検討した。図13は各手法により算出した等価比き裂長さおよび読み取り顕微鏡による側面き裂長さを試験機のクロスヘッド変位との関係で両き裂長さを比較したものである。損傷が小さいときには実測値と計算値はほぼ一致しているが、損傷が大きくなると、差異が生じる。特にC法ではき裂長さが減少してしまい、また、B法でも損傷が大きい範囲では再負荷後半部分に直線部分が認められなくなる。これに対してA法では剛性の低下が進んでも常に等価き裂が進展するので、損傷評価手法として適合性があると判断できる。図14は初期切欠き長さの異なるSENB試験片に対する靱性試験の破壊抵抗曲線を示す。縦軸はA法による等価き裂長さを基にRiceのJ積分によるJ値であり、横軸は等価き裂長さ増分 Δa である。初期切欠き長さの異なるSENB試験片の結果はよく一致しており、物性値としてのき裂進展抵抗が測定されていると推察される。非線形挙動は原点を結ぶ直線Aのコンプライアンスによって単一等価き裂に換算されていることから、き裂長さとして非線形効果を含んだ等価き裂長さを用いれば、この長纖維系複合セラミックスは線形弾性体として取り扱うことができると推定できる。そこで、図15はこの長纖維系複合セラミックス材のき裂進展抵抗曲線を応力拡大係数K、K'およびMod K'で評価したものである。比較のための同図中のK'およびMod K'はRiceの簡便式から計算したJ値およびき裂進展を考慮したMod Jから換算したK値である。Mod K'はKにはほとんどよく一致していることからA法による直線のコンプライアンスによって算出した等価き裂長さを用いることによって応力拡大係数Kで評価できると判断できる。一方、最も代表的な破壊靱性試験法のCT試験片とSENB試験片のKを用いた破壊抵抗曲線を図16に示す。いずれも、初期切欠き長さの異なる場合も含めて両者は非常によく一致し、この実測の破壊抵抗曲線はこの長纖維系複合セラミックスの物性値と判断できる。この評価結果からこの長纖維系複合セラミックス材の破壊靱性値は靱性向上が図られ、モノリシック系セラミックスSiCの4倍の12MPa mである。

3.6 繊維界面制御の影響

SiC長纖維系複合セラミックスでは、通常、マトリックスSiC強度<SiC繊維強度であるので、破壊メカニズムとしてはマトリックスSiCに先に発生したき裂が進展してのち、SiC繊維が破断し抜け出しながら最終的に破壊するのが理想的で

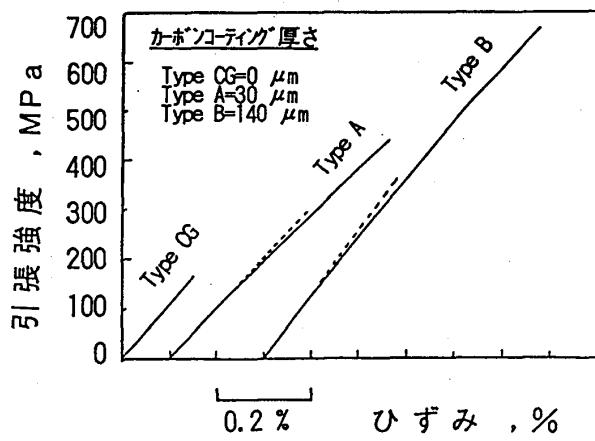


図17. カーボンコート厚さの効果

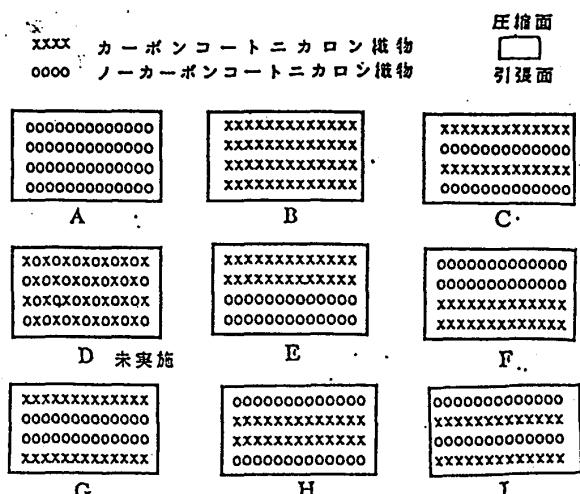


図18. カーボンコート有無の長纖維織物の組合せ方法

ある。そのために、SiC長纖維には、マトリックスSiCとの反応を防止するためにカーボンコートあるいはB, Nが施される。本供試材のニカロセラムの場合、 $30\text{ }\mu\text{m}$ のカーボンコートがCVDで行われている。図17は、SiC/ガラスセラミックスを用いてカーボンコートの纖維表面処理厚さの影響を調べたものである。カーボンコートが厚いほど、界面すべり効果で長纖維の強度が活かされ高い引張り強度を示すことがわかる。

コート無しではマトリックスと纖維のSiCが反応融着し纖維の引き抜け効果が見られない。図18はノーカーボンコート纖維とカーボンコート纖維を適当に組み合わせて荷重-変位曲線に及ぼす影響を調べたものである。

このように損傷許容性のパラメータとなる破壊仕事（荷重-変位曲線の面積値）と最大破壊強度が大幅に変化することがわかる。この場合、Iタイプの構成が最も優れていることになる。

4. あとがき

超高温ガスタービンの高温部品への適用が期待される長纖維系複合セラミックスの有力な候補材のひとつに対して実用化や大型部品化の観点から基本的な力学特性および耐環境性について損傷機構と評価方法を含めて検討し、現状材の特性レベルおよびその特性改善の方向が把握できた。

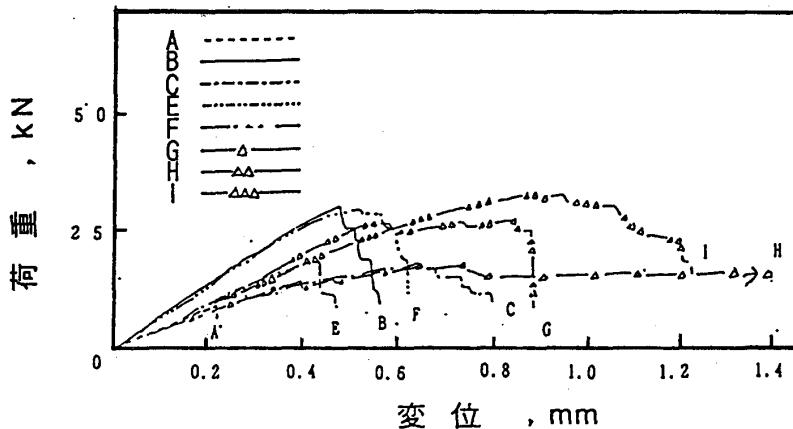


図19. 長纖維織物の各組合せ材の荷重-変位特性

B-12 焼結接合法による傾斜組成遮熱コーティングの作製と熱衝撃特性

* 結城 正弘 (IHI 技術研究所)
中西 保正 (" ")
大鍋 寿一 (" 航空宇宙事業本部)
川崎 亮 (東北大学 工学部)
渡辺 龍三 (")

1. 緒 言

最近、航空・宇宙分野において熱応力緩和のための傾斜機能材料(FGM)が注目され、その適用性に関する調査研究も行われている¹⁾。航空機エンジンにおいては、高温部材に対して遮熱コーティング(TBC)が適用されている。TBCの代表的製法はプラズマ溶射法であるが、この製法による従来のTBCは基板金属との接合の信頼性が高いとはいえず、ジェットエンジンにおいては静止部品(燃焼器ライナー、タービン静翼、アフター・バーナ)のみに用いられている。したがって、熱負荷(熱応力)がより厳しく、高い遠心力を受けるタービン翼においては熱応力緩和を計るとともに、膜自身に高い強度を持たせることが必要である。今まで、プラズマ溶射膜を多層化あるいはFGM化し、熱応力を緩和することによりTBCの耐久性向上を目的にした研究が報告されている²⁾。しかし、膜の強度向上に関する研究例はない。

本研究では、熱応力緩和と強度向上を同時に狙った成膜技術として、タービン翼を対象とするPSZ/IN100材料系に対し粉末焼結法をベースにした製法によるFGM膜(焼結FGM膜と記す)の創製技術を開発し、このFGM膜の有効性を実験により確認する。

2. 実験方法

2.1 焼結FGM膜の作製方法

(1) 基板および供試材

基板材料には、タービン翼に使用されている材料IN100(12Cr-18Co-3Mo-4Ti-5Al-Ni)を用いた。基板形状は、直径14mm、厚さ6mmとした。

基板上に形成させる焼結FGM膜の原料粉末には遮熱材として3molイットリア添加部分安定化ジルコニア(平均粒径0.8μm、PSZと記す)と、IN100(平均粒径25μm、)を用いた。また、FGM膜の組成変化は段階的とし、そのために原料粉末をあらかじめPSZ-75vol%IN100、PSZ-50vol%IN100、PSZ-25vol%IN100の組成比にボールミル混合処理(乾式48h)した。

(2) 焼結FGM膜の作製手順

積層すべき原料粉は、水溶性有機バインダーを添加してスラリーに調合し、基板に塗布した。この処理を組成の異なる原料粉末を用いて繰り返すことにより、基板上に段階的組成分布を有する粉末層を堆積させる。この粉末塗布体を脱バインダー処理、ガラスカプセリングした後、HIP処理(1423K、196MPa)することにより緻密化と基板への接合を同時に施した。以上の工程を図1に示す。

2.2 焼結FGM膜の評価方法

焼結FGM膜の熱衝撃特性を評価するために、川崎ら³⁾の考案したガスバーナ加熱試験(図2)を施した。

まず、焼結FGM膜を形成したIN100基板を銅製水冷ホルダーにロー付けし、加熱装置にセットする。ついで、バーナ出力をあらかじめ設定し、シャッタの開閉(開時間60sec)により試料を加熱冷却する。ここで、バーナ加熱後の試料が健全である場合には、次回のバーナ出力を5% (100%=3kW相当)ずつ上げて同様な処理を繰り返す。この時の銅製ホルダー内部の温度分布を実測(3点)し、この値と材料の熱伝導率から熱流束および試料内部温度が算出できる。

比較材として現在広く実施されている遮熱コーティング(TBC)であるジルコニアのプラズマ溶射膜(アンダーコート:ニクラリー使用、以後プラズマ溶射膜と記す)に対しても同様な試験を施した。

2.3 热応力解析方法

焼結FGM膜の熱応力緩和効果、バーナ加熱試験時の損傷を考察するために、熱応力解析を行った。解析には汎用FEMプログラム-MARCを利用した。解析は定常加熱状態における弾性応力解析とした。

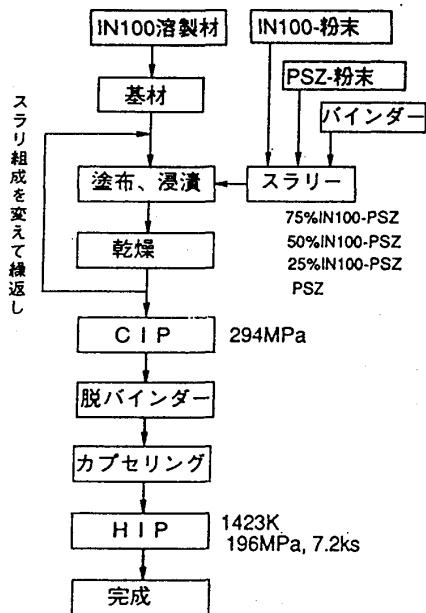


図1 焼結FGM膜の作製手順

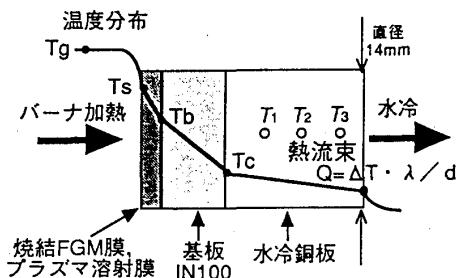


図2 バーナ加熱試験
 T_1, T_2, T_3 : 热電対

また、解析に必要な材料常数は、PSZ-100、75、50、25、0vol%IN100の複合焼結体を作製し、それらに対して4点曲げ試験法により曲げ強度と弾性率を、レーザフラッシュ法により熱伝導率を、押し棒式測定法により熱膨張係数を実測した値（いずれも室温）を使用した。

3. 結果と考察

3.1 焼結FGM膜の試作

IN100基板にPSZ-75vol%IN100、PSZ-50vol%IN100、PSZ-25vol%IN100、10%PSZの順に段階的組成傾斜層を目標厚さ各0.05mm、全体0.2mmとして形成した試料の断面組織を図3に示す。

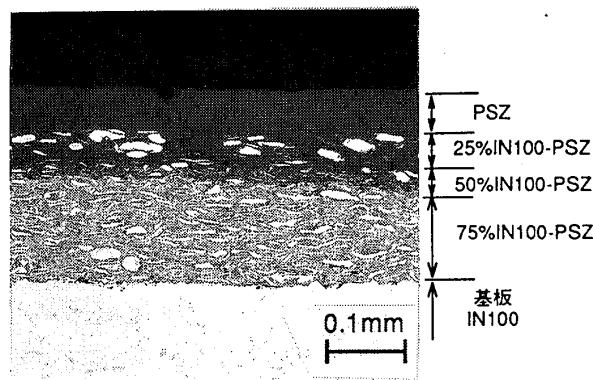


図3 焼結FGM膜の試作例

焼結試料には、外観上、そり・変形などは無く、また、断面組織観察においても割れ・剥離などの欠陥は認められず、焼結接合が健全に行われたことが確認できた。ただし、実際に作製された各組成層の厚さは目標値に比べて、75%IN100層がやや厚く、また50%と25vol%IN100層が薄くなり、膜厚制御方法に関して今後検討の余地があることがわかった。

3.2 PSZ/IN100系の複合焼結体の特性

PSZ/IN100系の複合焼結体の曲げ強度、ヤング率、熱伝導率および熱膨張係数の組成依存性測定結果を、それぞれ図4、5、6、7に示した。また、図中にはプラズマ溶射法によるジルコニア膜の特性^{4)、5)}を併記している。

遮熱層に相当するPSZの特性をプラズマ溶射膜と比べると、曲げ強さ約8倍、ヤング率約4倍、熱伝導率約3倍である。

3.3 バーナ加熱試験結果

遮熱コーティングは基板表面温度の低下を目的としている。したがって、焼結FGM膜（図3に示した断面組織を有する）とプラズマ溶射膜（PSZ:0.15mm, ニクライ:0.05mm）に対して、基板IN100の表面温度（膜と基板の界面における温度）

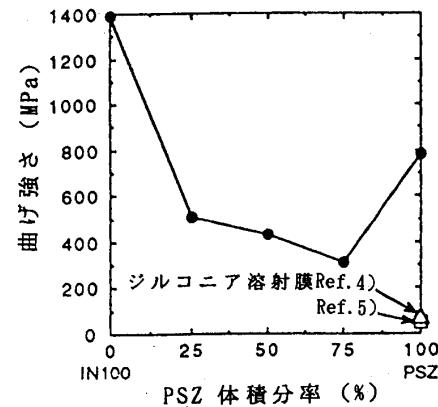


図4 PSZ/IN100複合焼結体の曲げ強さ

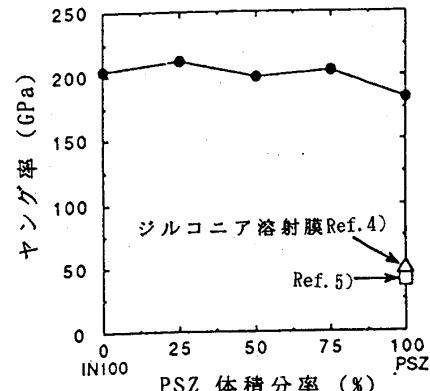


図5 PSZ/IN100複合焼結体のヤング率

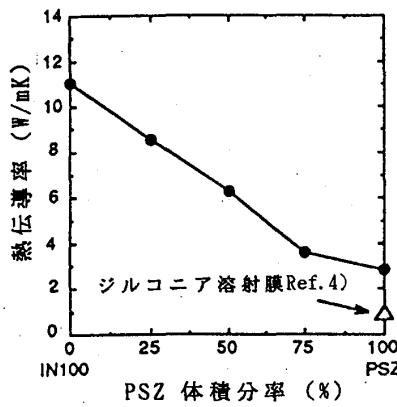


図 6 PSZ/IN100複合焼結体の熱伝導率

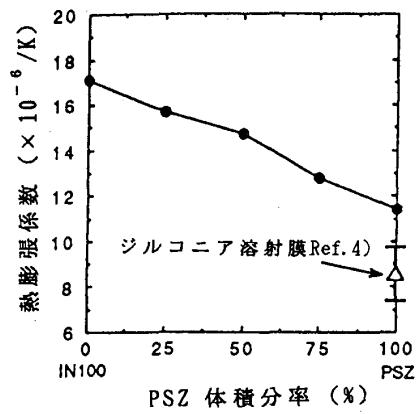


図 7 PSZ/IN100複合焼結体の熱膨張係数

を同じにしてバーナ加熱した時の膜の損傷発生を比較した。

その結果、基板表面温度1160K、熱流束2MW/m²に達する1回の加熱条件において、溶射膜は剥離したが、焼結接合法による傾斜組成膜は外観上損傷は認められなかった。試験後の外観を図8に示す。

3.4 バーナ加熱試験時の熱応力解析

ガスバーナ加熱試験時の焼結FGM膜とプラズマ溶射膜に対する熱応力解析をおこなった。膜および基板に発生する熱応力は、いずれの試験体においても外周部（側面）で最大であった。そ

こで、外周部の深さ方向に対する熱応力分布を図8 バーナ加熱試験後の外観図9に示す。

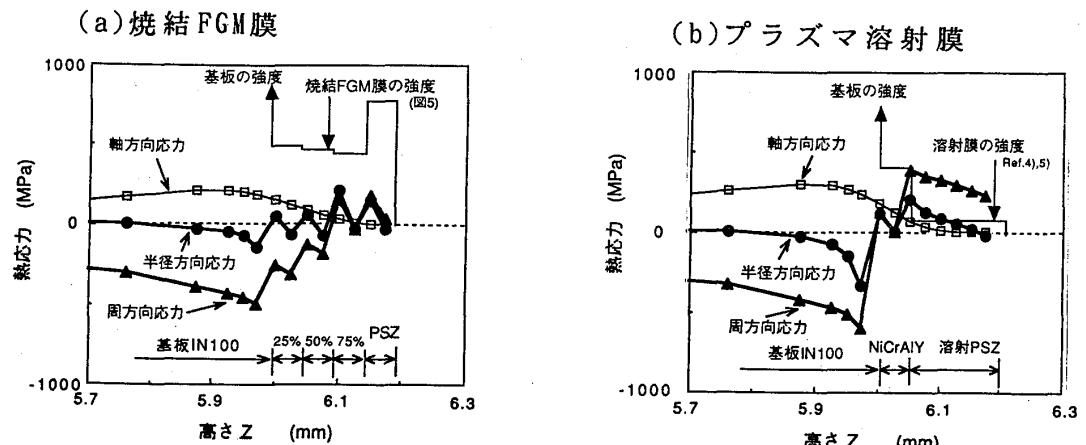


図 8 バーナ加熱試験後の外観

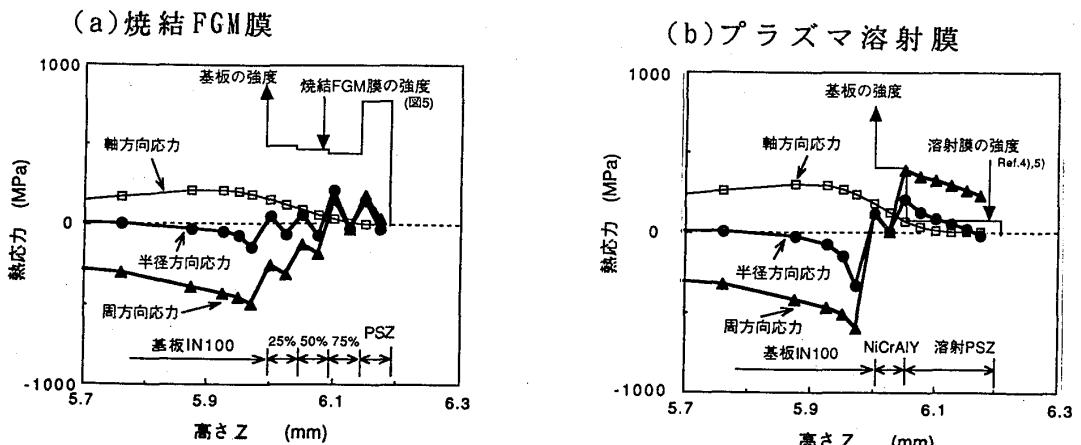


図 9 バーナ加熱時の熱応力分布（外周部）

図9には、それぞれの材料の破壊強度（曲げ強さ）を併記した。

前項に記したバーナ加熱試験結果は、両者の膜に対して基板内部の温度分布が同じ場合についてのものである。このときの加熱試験片の膜に生じる熱ひずみは、膜厚に対する基板厚さが大きいために、基板の熱変形に支配されている。基板の熱変形が同じになる加熱条件での焼結ジルコニア膜とプラズマ溶射膜を比較すると、前者ではヤング率が大きいために発生応力は大きくなるはずである。しかし、焼結FGM膜では、熱膨張係数が基板からジルコニア膜にかけて順次に小さくなっている（図7）。したがって、熱膨張差によってジルコニア膜に生じるひずみは、熱膨張係数の傾斜した中間層を介することにより減少し、発生熱応力はプラズマ溶射膜よりもむしろ低くなる（図9）。プラズマ溶射膜ではこの熱応力が破壊強度を越えたために損傷したものと理解できる。一方、焼結FGM膜では熱応力緩和効果と素材の破壊強度が十分高いために損傷が防止できたと考える。

プラズマ溶射膜に対しても傾斜組成化することにより熱応力緩和が期待できるが、冒頭に記したとおり膜自体の強度が低いために本試験条件のような厳しい熱負荷環境ではこの効果だけでは不十分であると考える。また、焼結FGM膜の熱伝導率はプラズマ溶射膜に比べて大きく、遮熱特性の点では劣る。焼結FGM膜に対して遮熱性を大きくする必要がある場合には、傾斜組成化させながら膜厚を大きくすることが有効であると言える。これらの点は今後明らかにしていくべき検討課題である。

4. 結 言

- (1)タービン翼を対象として、IN100基板にIN100-25、50、75、100%PSZの段階的組成傾斜膜（焼結FGM膜）を焼結接合法により作製する方法を開発した。
- (2)プラズマ溶射膜に対する焼結FGM膜の特徴として、①熱膨張係数が基板からジルコニア膜にかけて傾斜変化しているためバーナ加熱時の発生熱応力が緩和される、②曲げ強さが大きく（ジルコニア層では約8倍）損傷を受けにくい、③熱伝導率が大きく遮熱性は劣ることがわかった。
- (3)基板表面温度1160Kに達するバーナ加熱加熱条件下（熱流束 $2\text{MW}/\text{m}^2$ ）で、プラズマ溶射膜は剥離したが、焼結FGM膜は外観上損傷は認められず、試作した膜の優位性が確認できた。また、この結果は膜の物性値に基づく熱応力解析からも裏付けられた。

【参考文献】

- 1)未踏科学技術協会 平成4年度宇宙開発事業団委託業務成果報告「傾斜機能材料の将来輸送系への適用性に関する調査研究」1993年2月
- 2)児島、和田、古瀬、寺前：ガスタービン仙台地区講演会講演論文集(平成2,秋) p. 179
- 3)川崎、日比野、渡辺：金属学会誌 第56巻 第4号 p. 472-480(1992)
- 4)R. C. Brink: Trans. ASME, Vol. 111 p. 570(1989)
- 5)納富、武田、児玉、北原：溶接学会講演概要 第43集 p. 314(1988)

© (社)日本ガススタービン学会 220 '94,5