

坂牧野 雅樹(東大工院)、 池山 正隆(石川島播磨重工業)、 笠木 伸英(東大工)、
平田 賢(東大工)、 熊田 雅弥(岐大工)

1. まえがき

ガスタービンの入口温度を高めることは、熱エネルギーの効率的利用の立場からも非常に有益である。そのためには、タービン翼用耐熱材料の開発とともにその冷却方法に関して従来以上の冷却性能を実現することが急務である。近年、固体壁上に多数の小孔を一樣に配備してそれらから冷却用二次空気を吹き出す全面膜冷却(Full Coverage Film-Cooling以下FCFC)について¹⁾²⁾、又その冷却性能に影響を与えと考えられる三次元的流れ場の測定³⁾⁴⁾、凸面壁上での熱伝達率の測定⁵⁾、等の流体力学的諸因子について研究が行なわれている。著者らは既報¹⁾²⁾において全面膜冷却に対する壁面曲率の影響に関して吹き出し比 $M=0.5$ の場合の流れの可視化と冷却効率の測定結果を報告した。本報では(i)曲率壁FCFCにおける吹き出し比 M の影響を実験的に調べ、さらに(ii)凹凸面曲率壁上の三次元的温度場の測定を行ない二次流の軌跡と拡散について検討した。

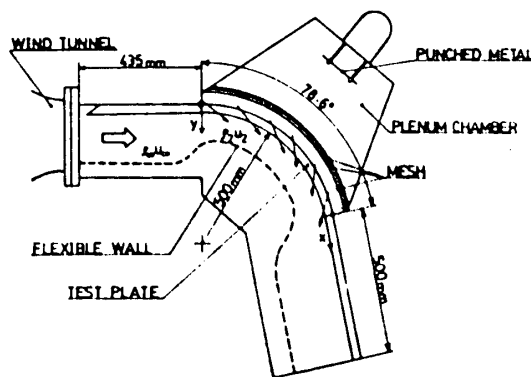


図1 凹面壁FCFC実験装置

2. 実験装置および実験方法

冷却効率測定用テストプレートは、凹面、凸面、平面の三種を作製し、各々の実験に応じて風洞出口にとりつけた。例として凹面壁実験装置を図1に示す。又、表1には主要な実験条件を示す。凹、凸面壁の曲率半径は、各々 $R=\pm 500\text{mm}$ とした。冷却空気吹き出し孔は、孔径 $d=12\text{mm}$ 、孔ピッチ $p=s=60\text{mm}$ である。又、FCFC板材料としてはアクリルを用いた。二次空気吹き出し角度は接線に対して $\alpha=30^\circ$ で、実験を通じて主流速度は $u_\infty=20\text{m/s}$ で一定とした。吹き出し比 $M(=\rho_2 u_2 / \rho_\infty u_\infty)$ は、0.3、0.4、0.5、0.65と変化させた。(注、平面壁では0.3、0.5、0.7)各実験条件下で、FCFC壁に向かい合う対向壁のプロファイルを調整して主流方向の圧力勾配を小さくし、テスト部での壁面静圧の流れ方向の変化は主流動圧の $\pm 2\%$ 以内に保っている、さらに、主流は常に一定温度に保たれ、二次空気供給温度 T_2 (プレナムチャンバ内

表1 実験条件

テストプレート材料	アクリル ($\lambda=0.15\text{W/mK}$)
曲率半径	$R=\pm 500\text{mm}$
孔径	$d=12\text{mm}$
板厚	$t=25\text{mm}$
孔ピッチ	$p/d=s/d=5$
吹出し角度	$\alpha=30\text{deg}$
孔配列	千鳥配列 流れ方向 11列 スパン方向 6, 7列
主流速度	$u_\infty=20\text{m/s}$
圧力勾配	$ \delta P_s / (\rho_\infty u_\infty^2) < 0.02$ (δP_s は助走区間との静圧の差)
排除厚さ [*]	$\delta^* = 2.11\text{mm}$
運動量厚さ [*]	$\theta = 1.64\text{mm}$
形状係数 [*]	$H=1.28$

*) 平面、 $x/d=-7.5$ での値

の温度)は上流の電気加熱により所定の温度に設定して実験を行なった。固体壁上の冷却効率 $\eta_w = (T_w - T_\infty) / (T_2 - T_\infty)$ の算出は、次のような方法によった。FCFC壁表面に感温液晶を薄く均一に塗布し、この発色線により壁温 T_w を測定した。二次空気温度 T_2 を種々に設定することにより液晶の発色線を移動させ、各実験条件下でのFCFC壁面上の等温線(等冷却効率線)を得た。液晶による温度測定の不確かさ¹⁾は $\pm 0.3^\circ\text{C}$ (20:1)、熱電対による温度測定の不確かさは $\pm 0.15^\circ\text{C}$ (20:1)であった。結果的に得られた局所冷却効率の不確かさは $\pm 10\%$ 以下(20:1)である。温度場の測定には $70\mu\text{m Cu-Cr}$ 熱電対を用いたプローブを使用した。温度場測定の不確かさは、無次元温度比 θ に対して最大 $\pm 13.6\%$ (20:1)である。

3. 実験結果

等温線図(等冷却効率線図)の例として、凸面、平面、凹面壁各々における二種の吹き出し比条件下の結果を図2に示す。凹面壁においては、吹き出し孔間に低冷却効率の等値線が下流まで長く伸びて、冷却効率の低い細長い領域が流れ方向に形成されている。一方凸面壁では、等冷却効率線は z 方向に拡がりを示し、冷却効率の低い領域が存在するのは上流域に限られている。又凹面壁の場合、吹き出し比が大きい $M=0.65$ の方が $M=0.3$ に比べて各吹き出し孔直下流の冷却効率の高い等冷却効率線がより下流方向に長く伸びている。逆に凸面壁の場合には、 $M=0.3$ の方が吹き出し孔直下流で冷却効率の高い領域が下流まで伸びている。これらの傾向は、凹、凸面壁上に発達する境界層内の曲率半径方向(壁面に垂直な方向)の圧力勾配と吹き出し流に働く遠心力との釣り合いに基づく吹き出し流の軌跡の変化に対する考察¹⁾と定性的に一致する。即ち、本実験条件下では、凹面壁上では M が小さい程(従って運動量比 $I (= \rho_2 \bar{u}_2^2 / \rho_\infty u_\infty)$)が小さい程)、凸面壁では逆に M

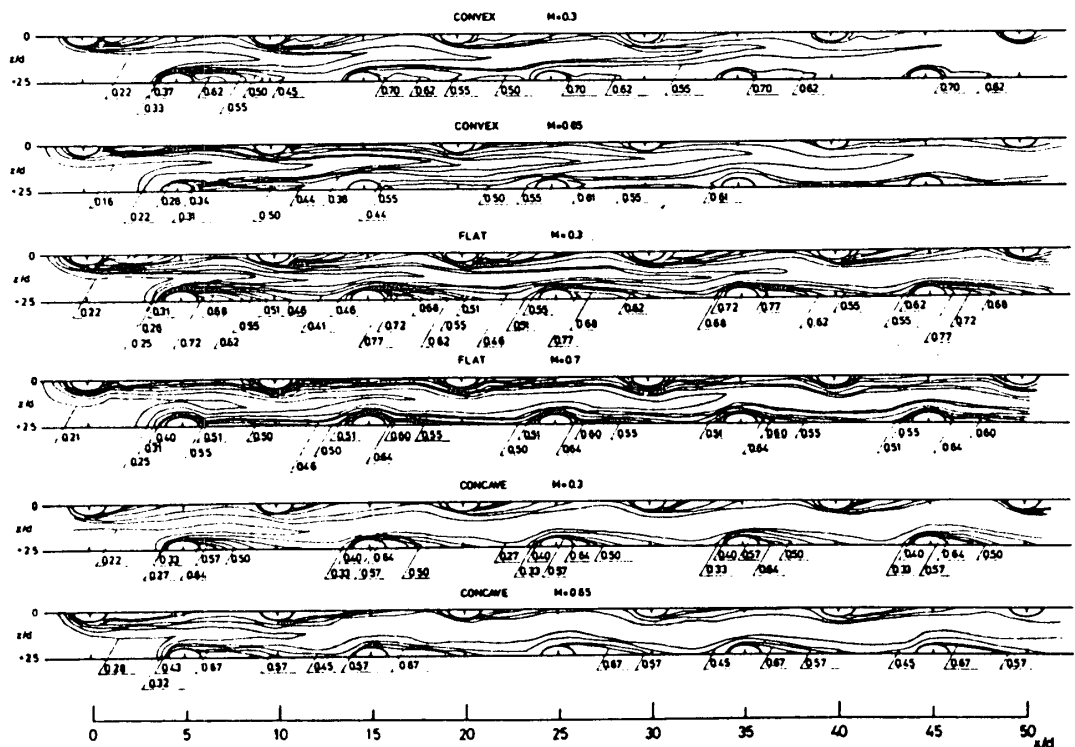


図2 等冷却効率線図

が大きい程、吹き出し流の軌跡が壁面から離れ易い傾向にあることに起因すると考えられる。図3に凹面、平面、凸面壁のスパン方向平均冷却効率の流れ方向の分布を示す。各吹き出し比の条件下で凹面壁の平均冷却効率は平面壁に比べて低く、一方凸面壁の平均冷却効率は平面壁に比べてより高い。凹面壁上では平均冷却

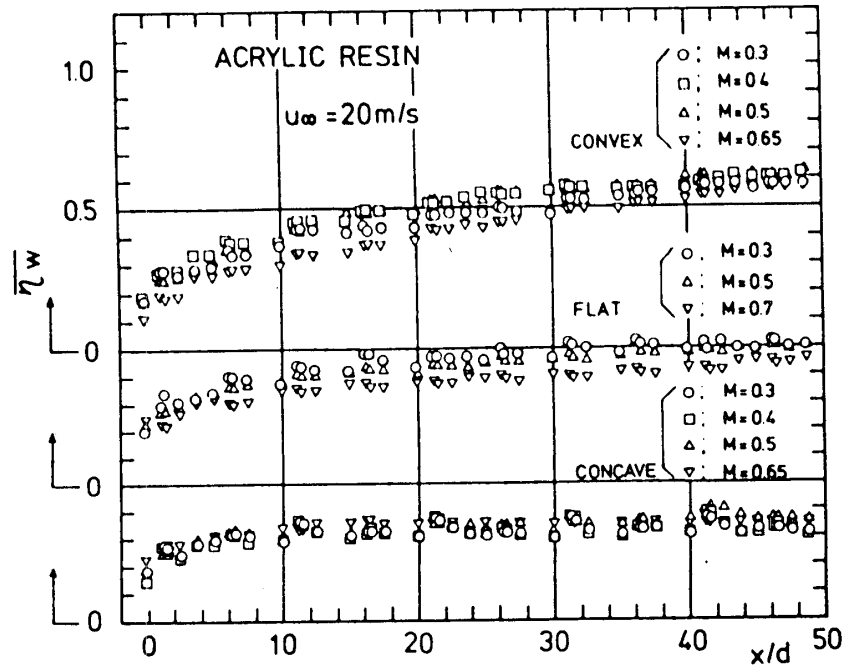


図3 スパン方向平均冷却効率

効率は流れ方向の変化は $x/d=10$ 以降ほとんどなく、その値は $Nu \approx 0.35$ で分布は平坦である。これは、図2の等冷却効率線図よりわかるように、凹面壁では等冷却効率線の分布は各孔の周囲ではほぼ相似となり、流れ方向の孔列で変化が小さいことによると考えられる。凸面壁においては、くり返される吹き出しの影響が重畳して冷却効率は下流に向かって増加傾向にあり、吹き出し比 $M=0.4 \sim 0.5$ の付近に冷却効率の最適値を与える条件があることが分かる。又、 $M=0.65$ の場合、上流域で他の吹き出し比の場合に比べて冷却効率は低い値を示すが、下流域では境界層内の吹き出し流の習慣によって他の吹き出し比と同程度の冷却効率に達している。

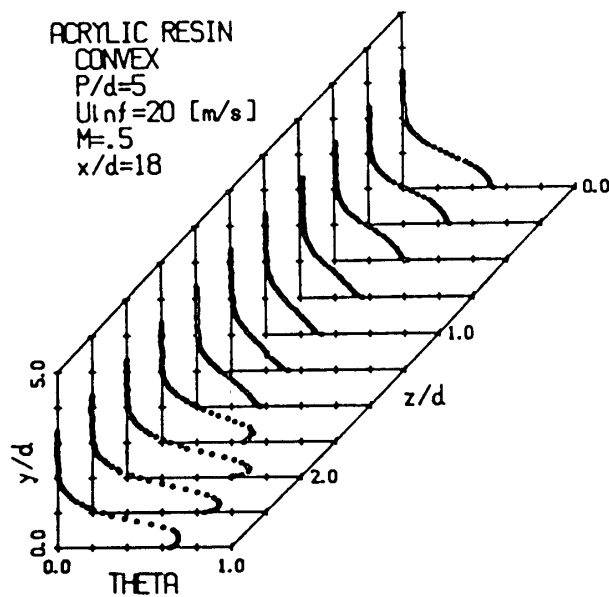


図4 境界層内温度分布

図4に温度場の測定結果の一例を示す。ここで $\theta = (T - T_\infty) / (T_z - T_\infty)$ である。各吹き出し孔からの二次流に対応して、三次元壁面噴流に類似の温度場が形成されている。このような測定結果を基に得られる流れに直交する断面内の温度分布を図5～図8に示す。ここで吹き出し比は $M=0.5$ 、流れ方向の位置は $x/d=18, 38$ (第4及び第8列目の吹き出し孔下流の位置)である。 $x/d=18$ においては、凹面壁上の境界層内温度分布の $z/d=0, 2.5$ での y 方向の拡がり凸面壁上のそれよりも大きく、又 z 方向の温度分布も全般的に変化が大きい。凹面壁上の二次流が凸面壁上に比べてより壁面から離れた軌跡をたどっていることがわかる。なお壁面上($y/d=0$)

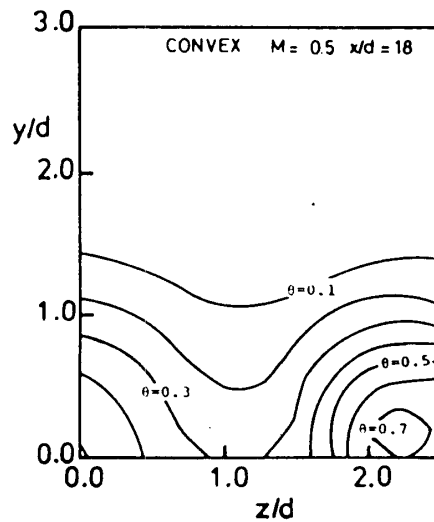


図5 境界層内等温線図

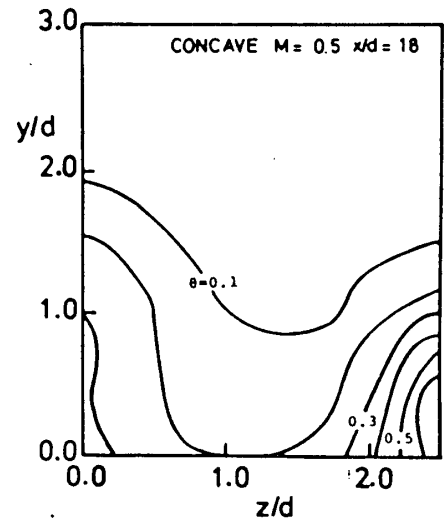


図7 境界層内等温線図

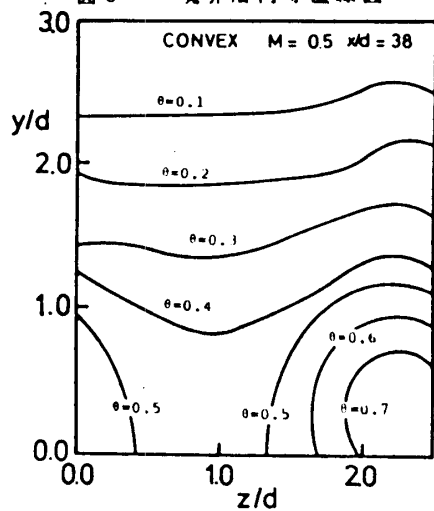


図6 境界層内等温線図

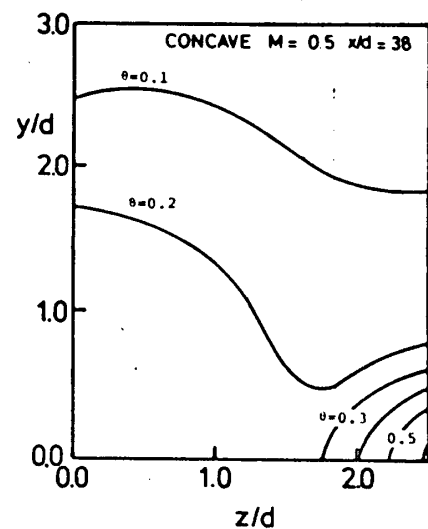


図8 境界層内等温線図

での θ の値は η に等しくその z 方向の分布は前述のスパン方向平均冷却効率の比較と一貫した傾向にある。 $x/d=18$ での等温線と $x/d=38$ でのそれを比較すると、凸面壁の場合には等温線の y 方向の広がりが増加しており、又 z 方向の拡散により外層では、 z 方向に一樣な温度分布に近づいている。このことは、凸面壁においてスパン方向平均冷却効率が下流に向かって増加する原因と考えられる。一方、凹面壁の場合には $x/d=38$ での温度分布の y 方向への拡がりも観察されるものの、境界層内の広い領域での温度上昇が見られず $x/d=18$ と同様に低い温度にとどまっている。又 z 方向への温度分布の変化も上流域と同様である。これらも凹面壁上のスパン方向平均冷却効率が流れ方向の変化が小さい事実と一致している。さらに凸面壁では $x/d=18$ 、 $x/d=38$ ともに $z/d=2.25$ 付近(第4列目及び第8列目の吹き出し孔は、 $z/d=2.5$ に位置している。)にピーク値を示す温度分布が見られ、一方、凹面壁には見られない。又平面壁においても吹き出し孔の下流でこのような“二ツ目”状の温度分布が観察されている⁴⁾。Kadotaniら¹⁾は乱流拡散が比較的小さい時は、吹き出し孔下流に“二ツ目”状の温度分布が現われることを報告しているが、凹面壁上の吹き出し流の方が凸面壁上よりも乱流拡散が顕著であると考えられる。

次に吹き出し比 M の境界層内温度分布に対する影響を示す。図9、10は凹面、凸面各々の

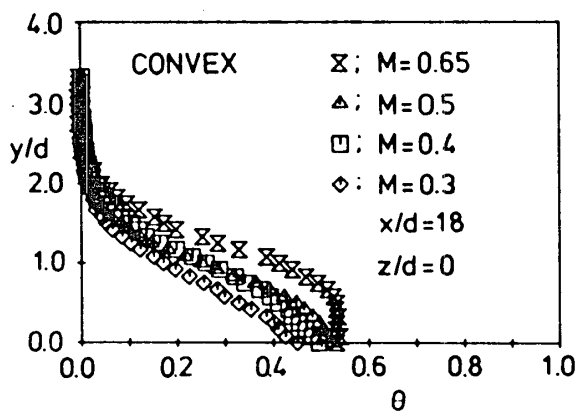


図9 凸面壁温度分布

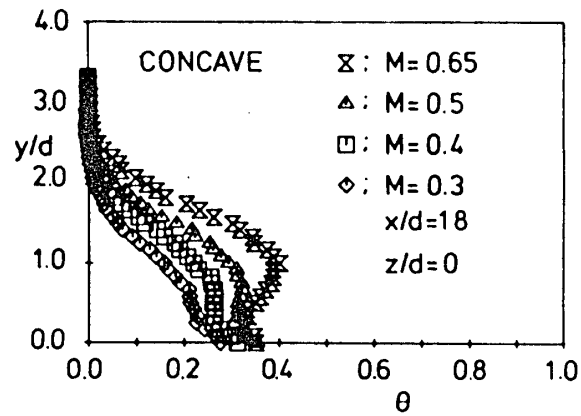


図10 凹面壁温度分布

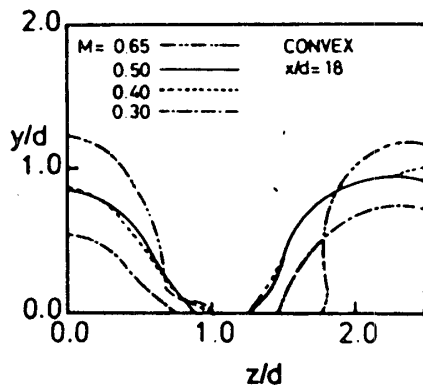


図11 Mによる等温線の変化 ($\theta = 0.3$)

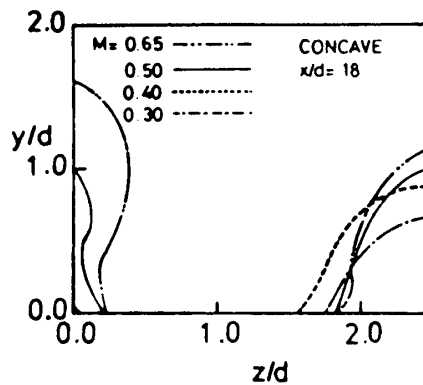


図12 Mによる等温線の変化 ($\theta = 0.3$)

$z/d=0$, $x/d=18$ での y 方向温度分布を各 M について示したものである。すべての M の値に対して凹面壁上の温度場の y 方向の広がり凸面壁上のそれよりも大きいことがわかる。又凹面壁上で M が大きい場合には境界層内に温度分布の第2のピークが現われている。これらは前述のように、凹面壁においては二次流が壁面より離れる傾向にあることに起因していると考えられる。又、凹、凸面共に M が大きくなる程温度場の y 方向の拡がりも単調に大きくなることから、 M の増加にともなう乱流拡散の増加が推察される。

図11、12は凹面壁、凸面壁の $x/d=18$ の断面での $\theta=0.3$ の等温線を各 M について示したものである。凸面壁では凹面壁より等温線の z 方向の拡がり大きく、スパン方向平均冷却効率の結果と一致している。又、等温線の z 方向の拡がり凸面壁では $M=0.4, 0.5$ の場合が最も大きく、これは図3の平均冷却効率が $M=0.4 \sim 0.5$ のとき最大であるという結果と一致している。凹面壁では等温線の z 方向の拡がり小さく、 M によってほとんど変わらず、スパン方向平均冷却効率が M によって変わらないことと一致している。

4. 結論

曲率壁F C F Cについて行なった実験的検討により次のような知見を得た。i)凹面壁F C F Cにおいては、吹き出し比 M による平均冷却効率の変化はほとんどない。ii)凸面壁F C F Cでは、 $M=0.4 \sim 0.5$ の付近で最も良好な冷却効率を得られた。iii)流れ場のモデル化¹⁾による検討

結果より予測された凹凸面壁上の二次流の軌跡に対する予測は、温度場の測定結果により再確認された。iv) 吹き出し流の温度場の発達に対しては吹き出し比 M による二次流の軌跡の変化、及び、その乱流拡散の相互の影響が存在する。v) スパン方向平均冷却効率の流れ方向の変化に関しては、凸面壁では単調に増加する傾向があるのに対し、凹面壁では低い値にとどまりほぼ一定値を示す。これらは各々の場合の吹き出し流の温度場のスパン方向の拡がりの傾向によって説明できる。

謝辞 本研究の遂行にあたっては、昭和59年度科学研究費エネルギー特別研究の助成を受けた。ここに記して関係各位に謝意を表する。

記号 d : 吹き出し孔径、 l : 運動量比、 M : 吹き出し比、 p : 流れ方向孔ピッチ、 R : 壁面曲率半径、
 s : スパン方向孔ピッチ、 t : FCFC板厚さ、 T_2 : 2次空気温度、 T_w : 壁面温度、 T_∞ : 主流温度、
 $\bar{u}_2$: 2次空気平均速度、 u_∞ : 境界層外縁速度、 x : 第1列孔中心より流れ方向への距離、
 y : 壁面に垂直方向の距離、 z : スパン方向距離、 α : 吹き出し角度、 η_w : 局所冷却効率、
 $\bar{\eta}_w$: スパン方向に平均した冷却効率、 θ : 無次元温度

参考文献

- (1) Eckert, E., R., G., ASME, J. of Engrg. for Gas Turbines and Power, Vol.106, 1984, pp.206-213.
- (2) Crawford, M., E., et al., Report HMT-19, Thermosciences Division, Mech. Engrg. Dept., Stanford University, 1975.
- (3) Bergeles, G., et al., ASME, J. of Heat Transfer, Vol.103, 1981, pp.141-145.
- (4) 笠木他、日機論、48(B)-430、昭57-6、pp.1146-1155.
- (5) 熊田他、日機論、48(B)-430、昭57-6、pp.1156-1164.
- (6) 笠木他、日機論、49(B)-447、昭58-11、pp.2455-2464.
- (7) Yavuzkurt, S., et al., J. of Fluid Mech., Vol.101, 1980, pp.129-158.
- (8) Yavuzkurt, S., et al., J. of Fluid Mech., Vol.101, 1980, pp.159-178.
- (9) Furuhashi, K., et al., 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Cong. 16.
- (10) 池山他、第21回伝熱シンポジウム、昭59年5月、pp.52-54.
- (11) Kline, S. J. & McClintock, F. A., Mech. Eng., Vol.75-1, 1983, pp.3-8.
- (12) Kadotani, K., et al., 1977 Tokyo Joint Gas Turbine Cong., pp.46-54.

凹面壁全面膜冷却の局所熱伝達特性

＊機学 伊藤夏樹 岐大工院 機准 三矢輝章 日立研究所
 機正 熊田雅弥 岐大工 機正 平田 賢 東大工
 機正 笠木伸英 東大工

1. 序論 最近ガスタービン翼の冷却効率の向上を目指した全面膜冷却 (Full Coverage Film-Cooling) に関する幾多の基礎的研究が為れているが、(1)~(3) 実機の複雑な温度、流動場のために十分信頼出来る冷却性能の予測が確立されているとは言い難い。著者らはこれまでに、FCFC冷却特性の性能予測の近似計算を行なう為の基礎的知見を得るために一連の実験的検討を進めて来た。冷却効率に対する部材の熱的物性値に関する実験⁽⁴⁾ 平板FCFCにおける表面、穴内、および裏面の局所熱伝達率の等温壁の条件に対応したナフタリン昇華法による測定、⁽⁵⁾ またこの結果を境界条件として部材内の熱伝導を考慮した計算モデルを示し、計算値と実験値とのよい一致より伝導壁への拡張の妥当性を示した。⁽⁶⁾ さらに実機への適用を考えて、壁面の曲率の影響を明らかにするため前報において凸面壁FCFCの局所物質伝達率を測定した。⁽⁷⁾ 本報はさらにFCFC板の局所熱伝達特性に対する凹曲率の影響を明らかにする為に、平板、凸面壁の結果を踏まえて、吹出し穴に関する幾何学的条件の等しい凹面FCFC板を使用して、等温壁の条件に対応するナフタリン昇華法により、吹出し質量速度比 M 、および吹出し無次元温度比 (濃度比) θ をパラメータに局所物質伝達率を測定したものである。さらに回復領域における局所物質伝達率についても測定、検討した。

2. 実験装置および方法 本実験は既報⁽⁷⁾ 同様、空気流を使用し、局所熱伝達率の測定には等温壁の条件に対応するナフタリン昇華法を用いた。図1に実験装置の概略を示す。400x200 (mm)の矩形断面の入口を有する試験部は上流より、平板助走区間、凹面FCFC板、および平板回復領域から成り、それぞれの表面に深さ4 mmのナフタリンが鑄造されている。凹面FCFC板入口では、助走区間前縁に取りつけられたノコ歯、サンドペーパーにより十分発達した乱流境界層 ($\delta = 20$ mm) が得られた。凹面FCFC板は、半径500 mm (中心角78.6, $\delta/R = 20/500$) で、吹出し穴に関する幾何学的条件は既報にならい、穴径 $d = 12$ mm、吹出し角度 $\alpha = 30^\circ$ 、穴ピッチ $p = s = 5d$ の千鳥配列で総計72個設けてある。なお各穴からの吹出し流の一様性は熱線流速計によって

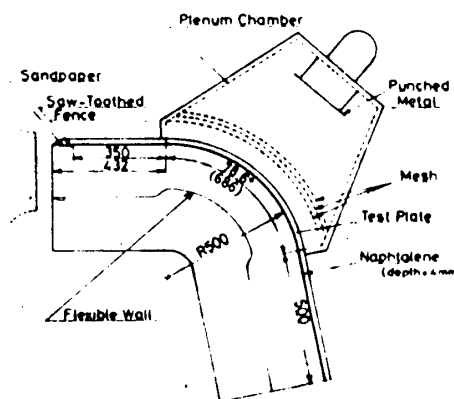


図1 実験装置の概略

確認された。実験は主流速度20m/s一定で吹出し流を調節し、吹出し質量速度比Mを0.3, 0.4, 0.5と変化させて行なった。対向壁には強化アクリル薄板(厚さ1mm)を使用し、その形状を調節して流れ方向の圧力勾配を出来るかぎり小さく保った。これにより壁面静圧の流れ方向変化は主流動圧の2%以内に抑えられた。本実験では、吹出し流のナフタリン蒸気量を調節し、吹出し無次元濃度比 θ を変化させたが、その調節法と計測法、また主流と吹出し流の温度制御などの詳細は既報と同様である。ナフタリン昇華量の測定は既報と同様、自動トラバース装置に保持されたマグネスケール(分解能1 μ m)を用いて流れ方向130断面について行ない、その出力を計算機で処理した。なおその出力より各スパン中央280mmについて十分二次元性が確保されていることを確認した。

3. 実験結果および考察 3.1 吹出し穴の無い滑面のスタントン数 図2に吹出し穴の無い凹滑面壁の $\overline{St}$ の流れ方向変化を示す。図中には比較のために平板、凸面壁の場合⁽⁷⁾の結果も、物質伝達率に換算したSimonら⁽⁸⁾の等温壁における結果とあわせて示してある。凸面壁における St は曲率壁入口部で平板の値から不連続的な減少を示すのに対して本実験条件下における凹面壁では流れ方向には大きな変化は示さない。この結果、曲率壁終端において、凸面では平板の値に対して35%低く、凹面では15%高くなる。これは前報⁽⁷⁾で述べたように凸面壁では遠心力による境界層厚さの増加、表面摩擦係数の減少等を特徴とした凸面壁特有の境界層流れが形成されているためと考えられ、凹面壁ではその逆に、本阿弥ら⁽⁹⁾の示す壁面摩擦係数の増加等のように凸面とは性質が逆の流れが形成されていることに起因するものと考えられる。

なお本実験条件下では、局所物質伝達率分布に凹面壁上の定在的なうず列によると考えられるスパン方向の周期的な変化は、観察されなかった。

3.2 $C_2=0$ における局所スタントン数

図3に吹出し流がナフタリン蒸気を含まない場合($\theta=0$)の $M=0.3, 0.5$ の条件でのスパン方向局所 St 分布を示す。ここで $x/d=11.33$ は第3列穴直後、 $x/d=12.5$ は第3列穴と第4列穴の中間にあたる。分布形状はM, 曲率によらず似ているが、凹面上では他に比べ St の起伏が大きく、絶対値は凹面壁、平板、凸面壁の順に小さくなる。ま

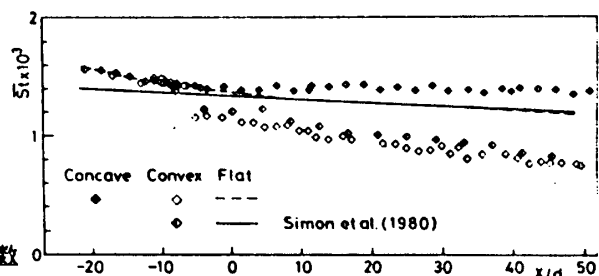


図2 吹出しの無い滑面のスタントン数

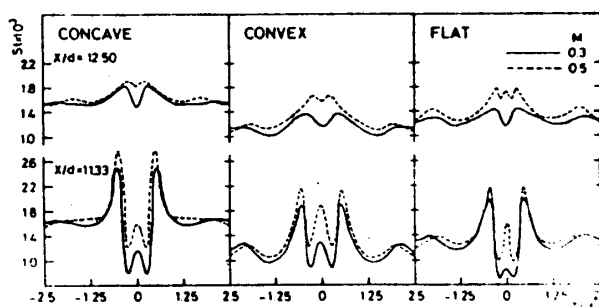


図3 局所スタントン数 ($\theta=0$)

た的鐘状分布の広がり、凹面では平板に比べ小さく、逆に凸面では大きい。

局所スタント数分布を等値線図として整理したものを図4、5に示す。既報の平板、凸面壁の結果と同様に、吹出し流の再付着または主流の巻き込みにより穴直後と穴側方に極大値をもつ分布となっているが、絶対値は平板に対して凸面では低く、凹面では高い。穴のまわりの吹出し流の影響領域が、凸面に対して凹面では小さい。特に再付着領域の高 St 線に囲まれた部分は小さく、これは吹出し質量速度比の小さい $M=0.3$ において顕著である。これらの結果は池山ら⁽¹⁰⁾が簡単な吹出し流の軌跡に関するモデルで予測した様に、本実験条件下では凸面上の吹出し流は壁面に付着する傾向にあり、逆に凹面上では離れる傾向にあること、また特に運動量比 $I(=\rho_2 u_2^2 / \rho_\infty u_\infty^2)$ すなわち M が小さい程それらの傾向が強いことに起因するものと考えられる。図6

に St の流れ方向変化を示す。図中には比較のために、平板、凸面と吹出しの無い場合の結果も示してある。凹面では、全体的に絶対値が凸面に比べ著しく高く、流れ方向に減少の傾向を示さないため、下流でその差は顕著となる。 M による差はないが、 $M=0.5$ が若干高い。吹出し穴列に対応して見られる

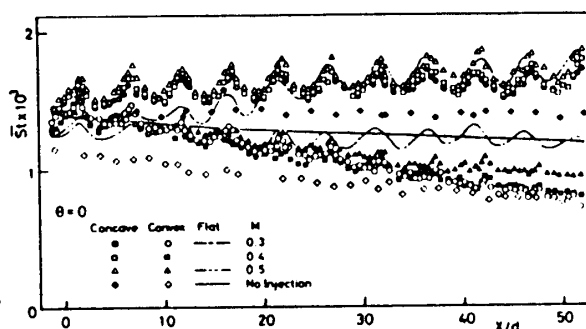


図6 スパン方向平均スタント数 ($\theta = 0$)

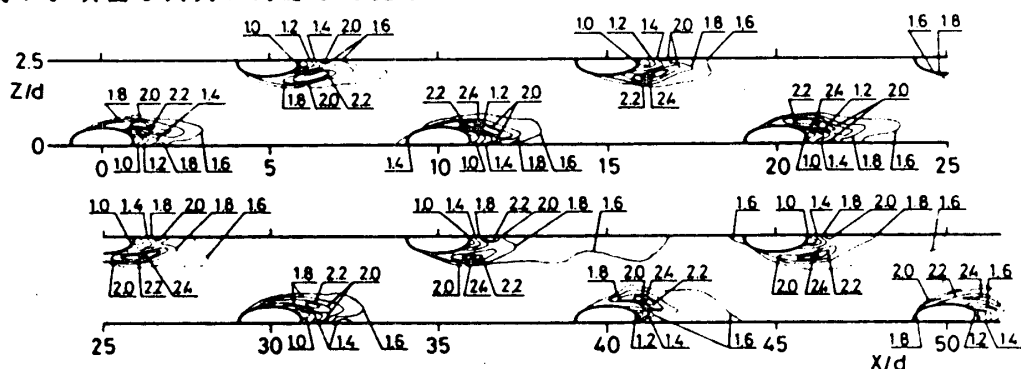


図4 等スタント数線図 ($M=0.3$, $\theta=0$)

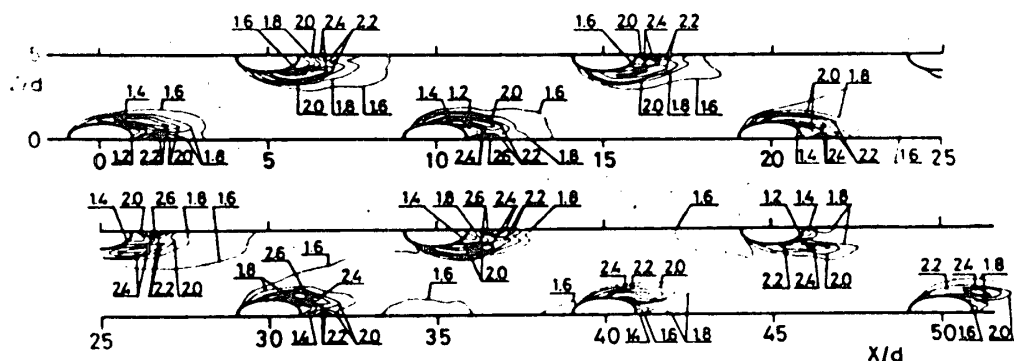


図5 等スタント数線図 ($M=0.5$, $\theta=0$)

ノコ歯状の分布は、凹面では吹出し流の付着性が弱いにも拘らず、実際にはその起伏が凸面に比べ大きくなっている。このことより吹出し流の影響を受ける壁面物質伝達においては、曲率の変化による吹出し流の付着性の程度よりも、境界層流れと吹出し流との干渉による攪乱の程度に大きく依存するものと考えられる。

3.3 $C_2 > 0$ における局所スタントン数 図7に $M=0.3$, $\theta = 0.427$ における等St線図を示す。図4と比較して穴側方の分布パターンは似ているが、絶対値は低く等St線も疎な全般的に平坦な分布になり、吹出し流に含まれたナフタリン蒸気の影響で再付着領域の高いSt線に囲まれた部分が消え、穴後方には大きな低St領域が観測される。これらの傾向はMによらず、また θ が大きい程著しい。図8に $M=0.3$ の各 θ に於ける $\overline{St}$ の流れ方向に対する変化を示す。Mによらず、図に示されるように θ の増加に伴って $\overline{St}$ の減少割合は凸面よりも小さく、またノコ歯状分布の起伏の減少も僅かである。これらは本実験条件下における凹面壁上では吹出し流が壁面を覆って流れにくいことを意味している。

3.4 θ に対する局所スタントン数の線形性 既報の平板、凸面で確認した θ に対する局所Stの線形性(式(1))を本凹面壁でも成立することを確認した。

$$St(\theta)/St(0) = 1 + \{St(1) - St(0)\}/St(0) \quad \theta = 1 + k \cdot \theta \quad (1)$$

図9は $M=0.3$ における代表的な位置について θ に対する局所Stの線形性を示したものである。スパン平均Stについても同様の線形性が成立し、またMによらないことを確認している。

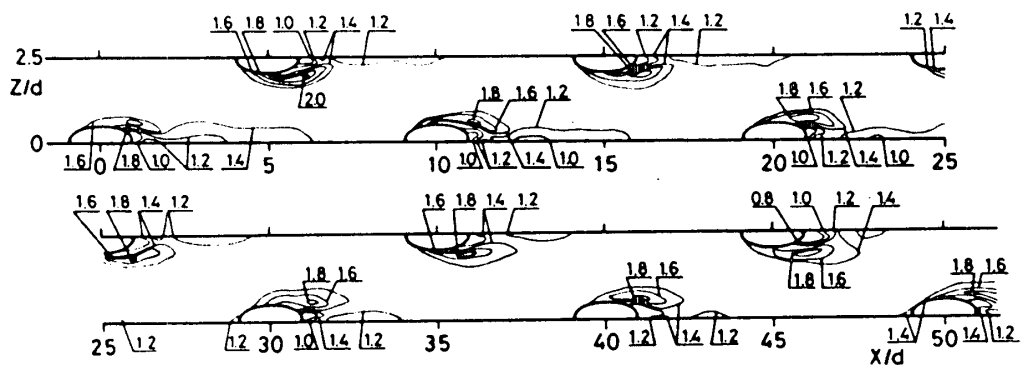


図7 等スタントン数線図 ($M=0.3$, $\theta=0.427$)

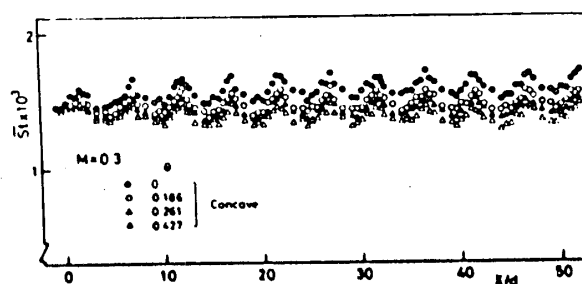


図8 スパン方向平均スタントン数 ($M=0.3$)

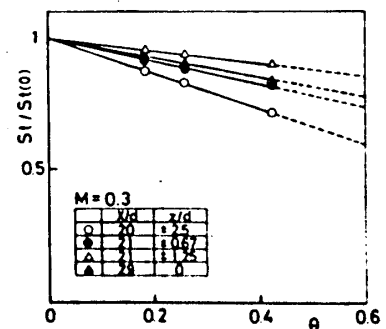


図9 局所Stの線形性

図10に式(1)により算出した $-k$ 値のスパン方向変化の代表例を凹凸面について示してある。 $x/d=20$ は第5列穴中心断面であり、 $x/d=22.5$ は第5列、第6列穴中間断面である。また凹面について $M=0.5$ を例に第4列から第7列穴間の等 $-k$ 値線図として整理したものを図11に示す。これらの図から $-k$ 値は穴側方近傍と穴後方において極大値をとり、流れ方向の穴列間で極小値をとる。また凸面に比して絶対値が低く、 $z/d=1.25$ における低 $-k$ 値領域の幅が広い。等 $-k$ 値線図には、流れ方向穴列間に $-k$ 値の低く一定な細長い領域が形成されており、この領域の値が増加していく凸面と異なる。これらは、前述の吹出し流の軌跡の予測結果、また池山ら⁽¹⁰⁾の可視化で観察されたように、本実験条件下の吹出し流が、凹面においては下流に向かって集中し、凸面においては広がる傾向にあると言う事実とよく対応する。ここで断熱壁の条件においては、式(1)と θ の定義より、前報で述べたように $-k$ と断熱冷却効率 η_{waw} には次式の関係が成立する。

$$\theta_{aw} = -1/k = 1/\eta_{waw} \quad (2)$$

そこで池山らの断熱部材に相当するアクリル壁における結果と対応させれば、両者の一致はよい。

図12にスパン平均 $-k$ 値の流れ方向変化を示す。図中には比較のために、平板と凸面の結果も示してある。他に比べ凹面壁は、全体的に絶対値が低く流れ方向の変化が少なく平坦である。これらのスパン平均値についても前述のアクリル壁の結果とよく一致している。また凹面壁の $-k$ 値には、 M による顕著な差異はみられないが、本実験条件下では $M=0.5$ 近傍に最適条件が存在するようである。

3.5 回復領域の周所 Stanton 数 図13に回復領域における $\theta=0$ の St の流れ方向変化を示す。回復領域に入って凹面壁での遠心力場より解放されると、 St は単調減

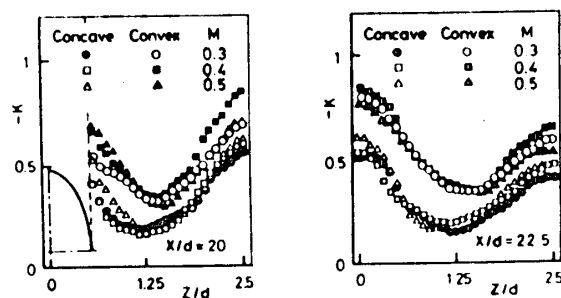


図10 局所 $-k$ のスパン方向分布

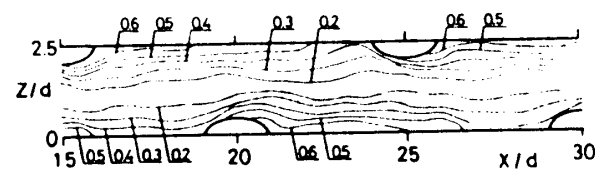


図11 等 $-k$ 線図 ($M=0.5$)

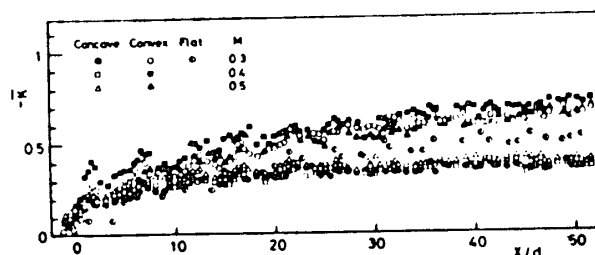


図12 スパン方向平均 $-k$ の流れ方向変化

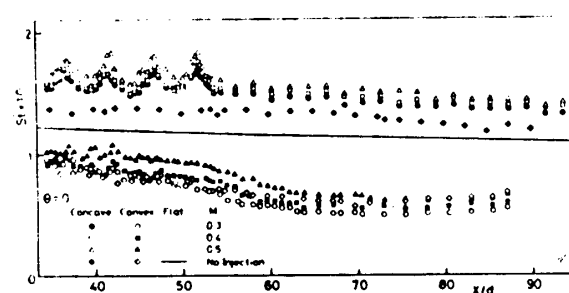


図13 回復領域の St の流れ方向変化

少し平板の値に漸近していく。また図中に示した凸面回復領域の結果と比較すれば、回復開始は早く、また吹出しの有無による回復過程の差異が認められない。

4. 結論 全面膜冷却の局所熱伝達特性に対する曲率の影響を明らかにするため、本報ではこれまでの平板、凸面モデルと吹出し穴の幾何学的条件等の等しい凹面モデルを使用し、局所熱伝達率を等温壁の条件に対応するナフタリン昇華法を用いて、吹出し質量速度比、吹出し無次元濃度（温度比）をパラメータに測定した。得られた結果を平板、凸面モデルと比較検討し要約すれば以下のようになる。

凹面壁上に働く遠心力により、局所 St は凸面壁の場合とは逆に、平板に対して高い値を示す。凹面上の吹出し流は凸面上とは逆に壁面より離れ、下流に向かって集中する傾向があるため、ナフタリン蒸気を含ませた場合、その影響領域は狭く凸面壁に見られたような局所 St の全体的な著しい減少はみられない。しかし局所熱伝達に関して、吹出し流の軌跡と広がり、影響の他に、吹出し流と凹面流れとの干渉による境界層擾乱の相互の影響が存在する。

測定された局所 St と $\overline{St}$ には、 θ に対する線形性が成立する。この比例定数（ $-k$ ）は、断熱壁の条件下で測定された冷却効率とよく対応し、平板、凸面に比べ絶対値が低く M による大差はないが、 0.5 近傍で最大になるようである。

5. 記号 C : ナフタリン濃度、 d : 吹出し穴径、 h : 熱伝達率、 h : 物質伝達率
 k : 定数、 M : 吹出し質量速度比 $= \rho_2 u_2 / \rho_\infty u_\infty$ 、 p = 吹出し穴の流れ方向ピッチ、
 R : 曲率壁の半径、 St : スタントン数、 s : 吹出し穴のスパン方向ピッチ、 T : 温度
 x : 第一列穴中心より流れ方向への距離、 x : スパン方向への距離、 α : 吹出し穴の角度、 δ : 境界層厚さ、 η_w : 冷却効率、 θ : 吹出し無次元温度比 $= (T_2 - T_\infty) / (T_w - T_\infty)$ 、吹出し濃度比 $= C_2 / C_w$ 、 ρ : 密度、添字 w : FCFC板表面における値、 ∞ : 主流における値、 2 : 吹出し流での値、 $-$: スパン方向平均値

参考文献

- (1) Hayle, R.E. and Camarata, F.J., Trans. ASME, Ser. C, 97-4(1975), 534.
- (2) Bergles, G., et al. Trans. ASME, Ser. C, 103(1981), 140.
- (3) Crawford, M., et al. Report HMT-19, Stanford Univ., (1975), 1.
- (4) 笠木 ほか2名、機論、48-430, B(昭57), 1146.
- (5) 熊田 ほか2名、機論、48-430, B(昭57), 1156.
- (6) 笠木 ほか3名、機論、49-447, B(昭57), 2455.
- (7) 熊田 ほか3名、機講論、東海支部岐阜地方講演会、(昭60-6)。
- (8) Simon, T., Report HMT-32, Stanford Univ., (1980), 1.
- (9) 志沢 本阿弥、機論、49-448(昭58), 2915.
- (10) 池山 ほか3名、第21回日本伝熱シンポジウム論集、(昭59), 52.

※^{きつかわ} 吉川 進 三 (同志社大学・工)
奥井 良 明 (同志社大学・院)

1. 緒 言 筆

者の一人は先にガスタービン翼腹面の三次元吹出し膜冷却について報告した⁽¹⁾が、本研究においては、翼背面上の膜冷却効果について報告する。

2. 実 験 実

験に使用した翼列形状を図1に示す。翼背面のスパン方

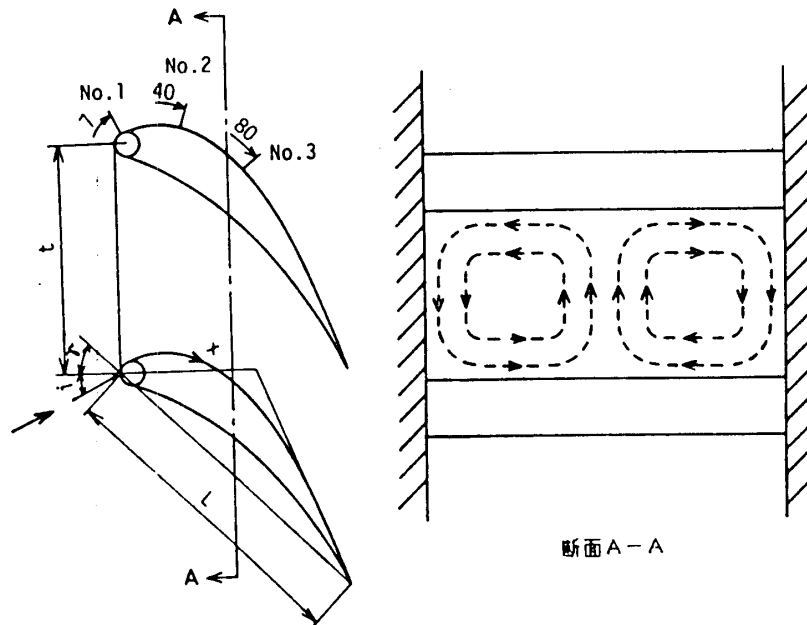


図1. 供試翼列および翼列間の二次的流れ

向中心線上に $2b \times S = 6 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ の矩形形状の孔を各供試翼に1個あけ、この孔から約5%の CO_2 を含んだ空気を吹出させ、熱と物質移動の类推性を利用して膜冷却効率を測定した。吹出し孔は前縁基準点から翼面に沿って、7, 40 および 80 mm の位置にあけた。以後これらの吹出し孔を No. 1, 2 および 3 の孔と呼ぶ。翼背面上に $\phi 0.5 \text{ mm}$ の孔を108個あけ、これらの孔を通してポンプで 3 cc/min の割合でガスを採取し、これを赤外線分析計で分析した。吹出し比 $M = 0.2 \sim 1.8$ 、吹出し角 $I_a = 90^\circ, 60^\circ, 35^\circ$ 、筋弦比 $t/L = 0.6$ 、

0.7, 0.8, 入射角 $i = -6^\circ, 0^\circ, 6^\circ$ に変化させて実験を行った。

中心線上の膜冷却効率 η_c に及ぼす吹出し比 M の影響を No. 1 孔から $I_a = 90^\circ$ と 60° で吹出した場合について図2に示す。

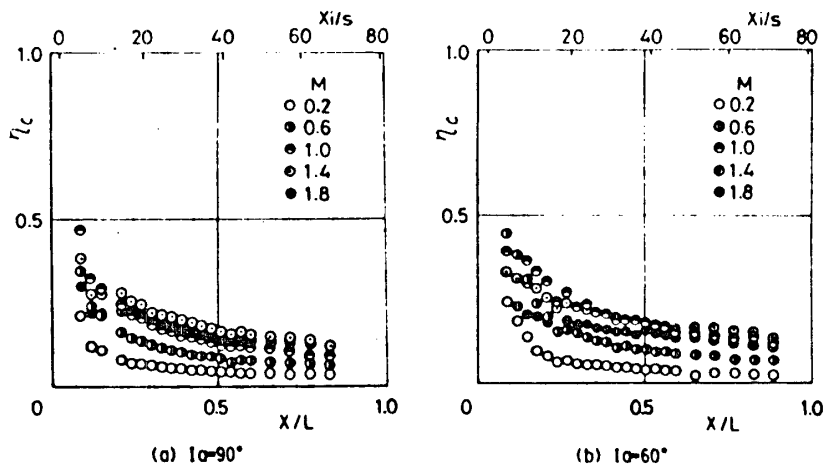


図2. 中心線上膜冷却効率に及ぼす吹出し比の影響 (No. 1)

横軸として前縁基準点からの距離 X を翼弦長 L で無次元化した X/L (下)と吹出し孔中心からの距離 X_i を孔の流れ方向中 S で無次元化した X_i/S (上)とて示す。 L を代表長さにしたレイノルズ数は 1.2×10^5 である。膜冷却効率は吹出し孔の直後で急に減少し、その後はゆるやかに減少する。 $I_a = 90^\circ$ では $M = 1.4$ で、また、 $I_a = 60^\circ$ では $M = 1.0$ で膜冷却効率はほぼ最大となるがその差は僅かであり、 $M = 1.0 \sim 1.4$ が最適吹出し比を与える。また、吹出し角度が減少すると膜冷却効率は増加するがその差も僅かであることがわかる。

比較のために腹面で $X = 7\text{mm}$ の位置から吹出した場合の同様な結果を図3に示す。これら両図より、吹出し比の小さい範囲では膜冷却効率は

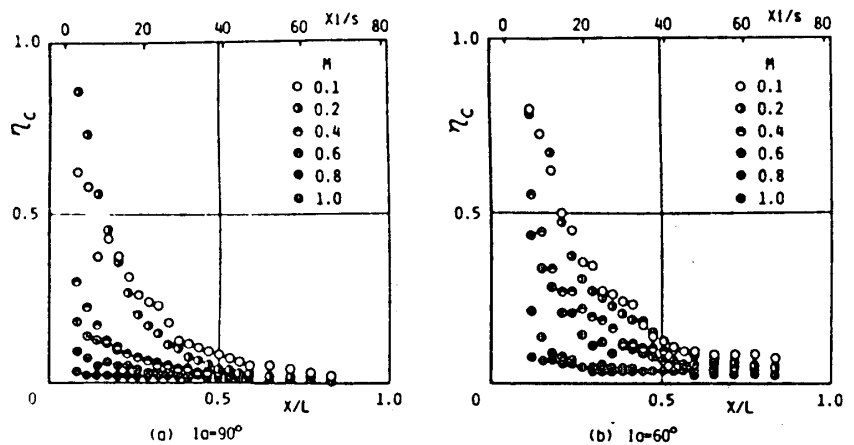


図3. 中心線上膜冷却効率に及ぼす吹出し比の影響(腹面)

腹面の方が高く、吹出し比の大きい範囲ではその逆であること、また、吹出し孔近傍では腹面の方が膜冷却効率は高いこと、更に、吹出し角の減少による膜冷却効率の増加も腹面の方が大きいことがわかる。凹面においてはゲルトラ一渦が発生し、乱れも大きく、⁽²⁾このために平面あるいは凸面に比較して低い膜冷却効率を与えられ^{(3)~(5)}ている。また、吹出し孔上における境界層外端速度は、翼列流入速度を1.0とすると背面で1.735、腹面で0.610となる。⁽¹⁾このことは吹出し流は背面における方が主流によって曲げられやすく、その結果、膜冷却効率も向上するであろうことを示唆している。

図4に翼の背および腹面上の濃度分布の例を示す。これより、吹

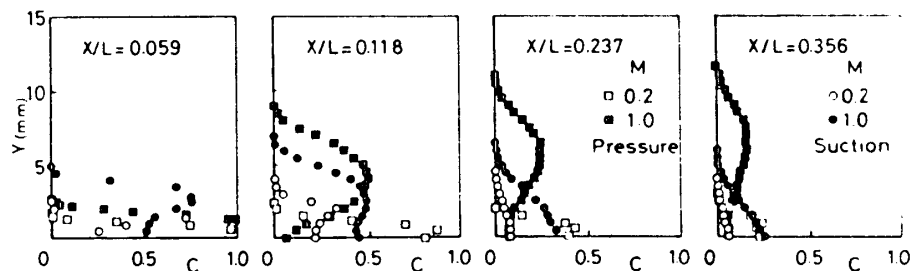


図4. 中心線上方の濃度分布 (No. 1, $I_a = 60^\circ$)

出し孔近傍で、また、低い吹出し比において腹面吹出し流は翼面によく沿っていることがわかる。図は割愛したが、翼面上の乱れ強さ分布の測定結果は、吹出し孔近傍で $M = 0$ あるいは $M = 0.2$ で、背面における乱れ強さは腹面よりはるかに大きく、下流では背面の方が小さいことがわかった。これらのことは図1に示したように、翼列

面に発生する二次的流れが、翼中心線近くでは背面から腹面に向うので、このために腹面での吹出し流は翼面に押しつけられ、一方、背面においては翼面から引き離されることによって生じるのではなからうか。

図5にNo.2の孔から吹出しの場合の結果を示す。X_i/s座標で比較すると、No.1孔からの吹出しより、吹出し孔直後で高い膜冷却効率を示し、その後も高い値

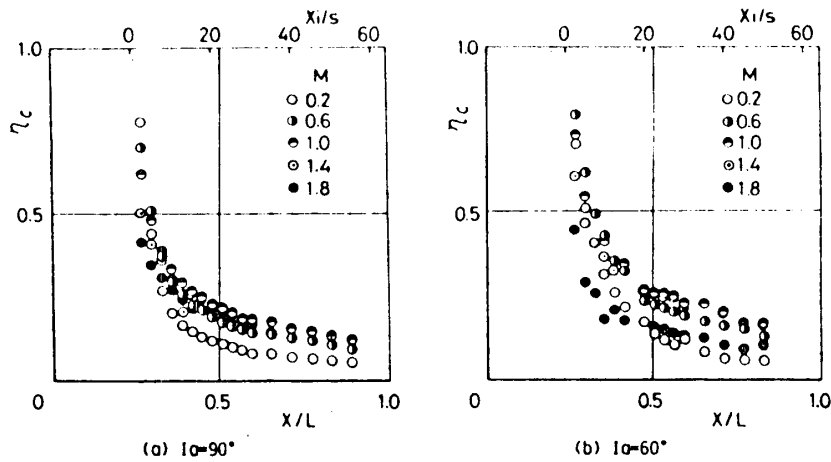


図5. 中心線上膜冷却効率に及ぼす吹出し比の影響 (No. 2)

を示すが両者の差は僅かである。最適吹出し比は大概1.0としてよい。No.2孔吹出しの方が膜冷却効率が高いのは、主流速度が大きく、そのために吹出し流が翼面に沿いやすくなったためと思われる。図は割愛したが、No.2孔から I_a=35°で吹出しの場合には膜冷却効率は相当高い値を示したが最適吹出し比は1.0であった。No.3孔から I_a=35°で吹出した場合はNo.2孔より膜冷却効率は減少した。これはNo.3の位置がほぼ減速域開始点にあたり翼列流路出口に近いと思われる。

吹出し流は流れ方向のみでなく、当然スパン方向にも拡散する。膜冷却効率 η が翼中心線上の値 η_c の 1/2 となるスパン方向座標を Z_{1/2} と定義し、それを吹出し孔のスパン方向巾の半分 b で無次元化した。その結果の一例を図6に示す。全体として Z_{1/2} は流れ方向にはほぼ直線的に増加するが、吹出し比との間に明らかな関係は見られない。このことは他の条件においても同様であった。このようにして求めた Z_{1/2} でスパン方向座標 Z を無次元化し、中心線上の膜冷却効率 η_c で正規化した膜冷却効率分布の一例を図7に示す。図中の曲線はガウスの誤差曲線で次式で表わされる。

$$\frac{\eta}{\eta_c} = \exp \left\{ -\ln 2 \cdot \left(\frac{Z}{Z_{1/2}} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

実験値はほぼこの曲線上にあることがわかる。他の実験条件に対しても同様な結果が得

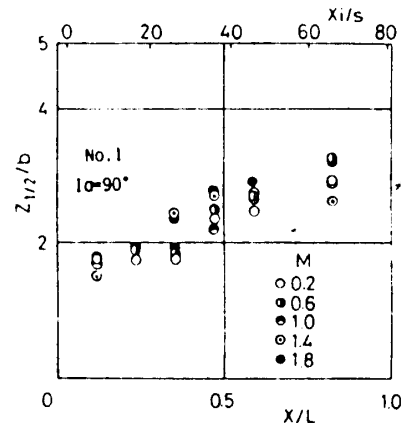


図6. スパン方向半値巾分布

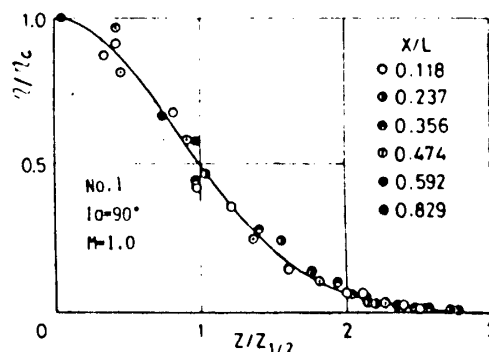


図7. 膜冷却効率のスパン方向分布

られた。

図8に節弦比 t/L が変化した場合の中心線上の膜冷却効率を示す。図より、本実験範囲程度では節弦比によって膜冷却効率はほとんど影響

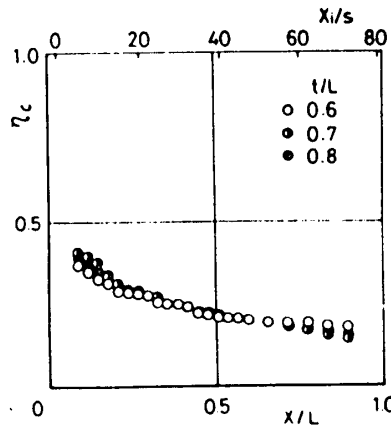


図8. 中心線上膜冷却効率に及ぼす節弦比の影響

(No. 1, $Ia=60^\circ$, $M=1.0$)

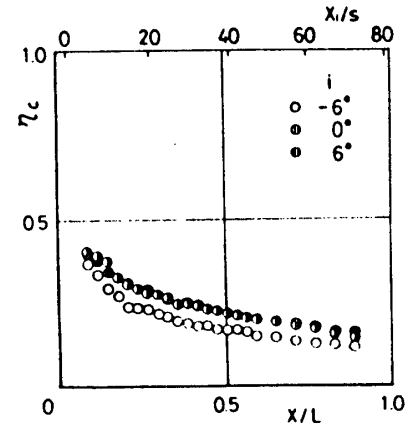


図9. 中心線上膜冷却効率に及ぼす入射角の影響

(No. 1, $Ia=60^\circ$, $M=1.0$)

されないことがわかる。これは腹面において節弦比の増加とともに膜冷却効率が減少したのと異なる。節弦比の増加とともに主流速度は減少するので、吹出し流は主流によって曲げられにくくなり、その結果膜冷却効率が減少すると思われるが、腹面においては最適吹出し比が約0.2と小さく、その運動量が小さいので主流の影響を受けやすいのに比し、背面では最適吹出し比が1.0~1.4と大きく(図8は $M=1.0$) このために主流の影響を受けなかったものと思われる。

図9に入射角 i が変化した場合の中心線上の膜冷却効率を示す。 $i=0^\circ$ と $i=6^\circ$ の差はほとんど見られないが、 $i=-6^\circ$ では少し減少している。これも腹面においては明らかに入射角の減少とともに膜冷却効率が減少したのと異なるが、この相違も最適吹出し比の差によるものと考えられる。

図2, 図6および式(1)を用いると1個の孔から冷却剤を吹出した場合の翼面上の膜冷却効率分布を計算することができる。このようにして求めた結果の一例(No.1孔, $Ia=60^\circ$, $M=1.0$)を鳥瞰図的に図10に示す。この膜冷却効率分布曲線を用いて膜冷却効率一定の一種の等高線を求めることができる。その一例として、No.1の孔から $Ia=60^\circ$, $M=1.0$ で吹出した場合の結果を図11に示す。枠外の矢印は吹出し位置を示す。

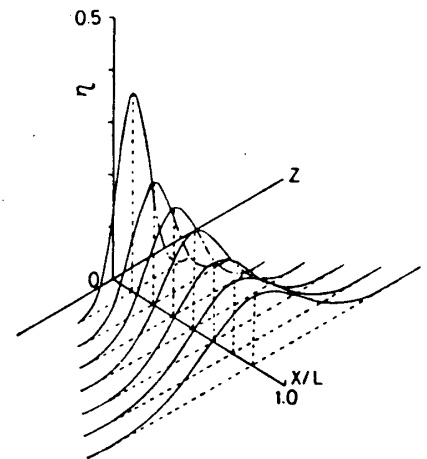


図10. 膜冷却効率分布鳥瞰図

(No. 1, $Ia=60^\circ$, $M=1.0$)

図2からもわかるように、No.1孔からの吹出しでは吹出し孔直後で急激に膜冷却効率が減少するので、

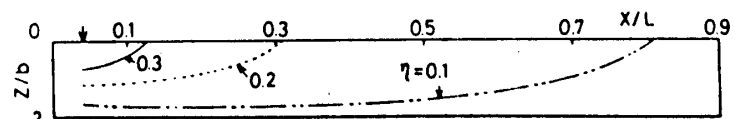


図11. 等膜冷却効率線 (No. 1, $Ia=60^\circ$, $M=1.0$)

図11より、吹出し孔近傍をも含めて、翼全面にわたって冷却効率はごく低い水準にあ

ることがわかる。したがって、翼全面にわたってある程度以上の膜冷却効率に保つためには複数の

の孔から冷却剤を吹出す

ことが必要である。この場合、下流域の膜冷却効率は上流にある複数の孔からの効率を重ね合わせるによって次式で求められ、その結果は実験結果とよく一致すること知られている。(7),(8)

$$\eta = \sum_{i=1}^n \eta_i \prod_{j=0}^{i-1} (1 - \eta_j) \quad , \quad \text{ただし} \quad , \quad \eta_0 = 0 \quad (2)$$

No.1 ($I_a = 60^\circ$)、No.2 ($I_a = 60^\circ$) および No.3 ($I_a = 35^\circ$) の3個所から $M = 1.0$ で吹出した場合の結果を図12に示す。この図はスパン方向に複数の吹出し孔が必要であることを示している。以上の流れ方向の重ね合わせと同じ手法がスパン方向にも可能であると仮定し、 $Z/b = 4$ のピッチで吹出し孔をあけた場合について、(a) ゴボン目配列と(b)千鳥配列の結果を図13に示す。図12と比較して改善されているが $\eta < 0.3$ の領域が相当残っている。

したがって、より(a)多くの位置から吹出すことが必要であるが、本研究ではNo.1~3の3個所のみから吹出しを行ったので、それ以外

の場所から吹出した場合の膜冷却効率の推定を行う。本研究範囲内では最適吹出し比は1.0~1.4であったので、 $M = 1.0$ の場合を考え、実験を行った6つの条件 (No.1, $I_a = 90^\circ, 60^\circ$, No.2, $I_a = 90^\circ, 60^\circ, 35^\circ$, No.3, $I_a = 35^\circ$) について $\eta_c = 0.35$ とする X_i の位置 $X_{i0.35}$ を求めた。その結果を図14に示す。 $X_{i0.35}$ が大きいことは膜冷却効率が良好であることを意味する。

次に実験を行った6条件の $M = 1.0$ に対する η_c を $X_i/X_{i0.35}$ について図15に示す。実験条件にかかわらず、各点はほぼ一本の曲線上にのっている

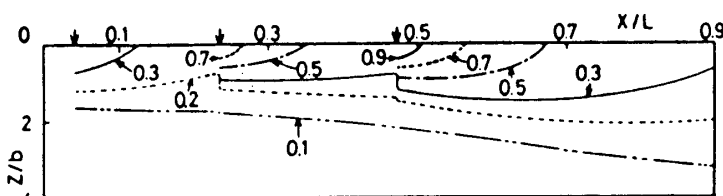


図12. 等膜冷却効率線 (No. 1, $I_a = 60^\circ$, No. 2, $I_a = 60^\circ$, No. 3, $I_a = 35^\circ$, $M = 1.0$) (単列の場合)

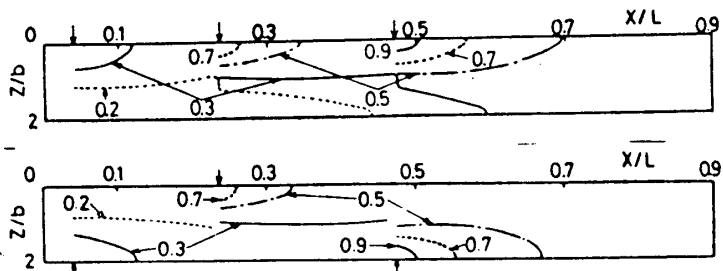


図13. 等膜冷却効率線 (No. 1, $I_a = 60^\circ$, No. 2, $I_a = 60^\circ$, No. 3, $I_a = 35^\circ$, $M = 1.0$) (複列の場合)

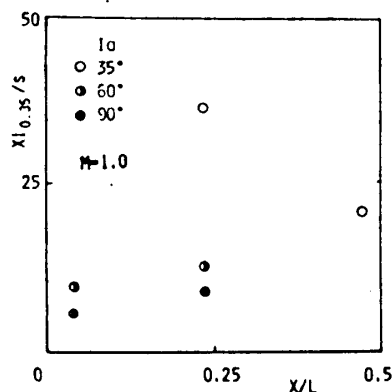


図14. 膜冷却効の流れ方向無次元位置

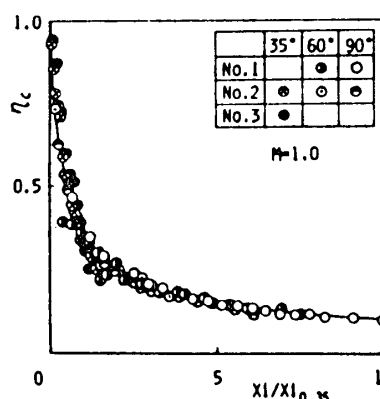


図15. 中心線上膜冷却効の一般分布

ることがわかる。これらの実験点を通る最も確からしい曲線を次のように求めた。

$$\left. \begin{aligned} \eta_c &= 0.3723 \cdot (X_i / X_{i0.35})^{-0.5268} & X_i / X_{i0.35} > 0.07 \\ \eta_c &= 1.0 & X_i / X_{i0.35} \leq 0.07 \end{aligned} \right\} (3)$$

これを図中に示す。以

上の結果を用い、 $X =$

7, 20, 40, 60 および 80

mm の 5 箇所より $M=1.0$

$I_a = 60^\circ$ ($X=80$ mm の

み $I_a = 35^\circ$) と (a) に

ん目および (b) の鳥配

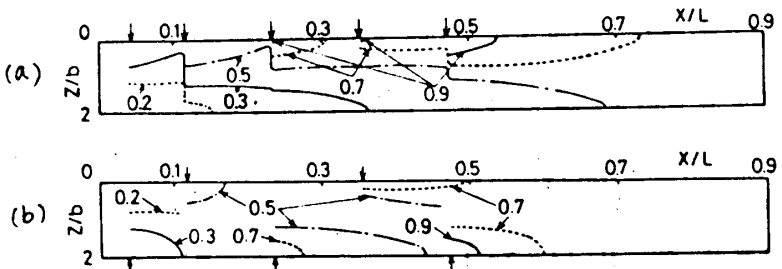


図16. 等膜冷却効率線 (5ヶ所吹き出し, $M=1.0$)

列で吹き出した場合の等膜冷却効率曲線を図16に示す。ほぼ満足すべき結果が得られに。

結論 ガスタービン翼背面中心線上にあけた孔から冷却剤を三次元的に吹き出した

場合の膜冷却効率を実験的に求め、次のことを知り得た。(1) 吹き出し比 1.0~1.4 で最

大膜冷却効率を得られる。(2) スパン方向の半値中 $Z/2$ は下流方向へほぼ直線的に増

加する。(3) $Z/2$ で無次元化したスパン方向の膜冷却効率分布はガウスの誤差曲線で

表わされる。(4) 節弦比および入射角が膜冷却効率に及ぼす影響は僅かである。(5)

$M=1.0$ の場合の中心線上の膜冷却効率 η_c を $X_i/X_{i0.35}$ で整理すると、吹き出し位置、

吹き出し角に関係なく一本の曲線で表わることができる。(6) 以上の結果を用いて翼面

上任意の点に吹き出し孔を設けて吹き出しを行った場合の膜冷却効率分布を推定できる。

記号 b : 吹き出し孔のスパン方向中の半分, i : 入射角, I_a : 吹き出し角, L :

翼弦長, M : 吹き出し比, s : 吹き出し孔の流れ方向中, t : ピッチ, X : 翼前縁基準点

から翼面に沿って測った距離, X_i : 吹き出し孔中心から翼面に沿って測った距離,

$X_{i0.35}$: $\eta_c = 0.35$ となる X_i の値, Z : スパン方向座標, $Z/2$: $\eta = 0.5 \eta_c$ と

なる Z の値, σ : 食い違い角, η : 膜冷却効率, η_c : 翼中心線上の膜冷却効率

文献 (1) 吉川, 中西, 第21回日本伝熱シンポジウム, B117, (昭57), 49.

(2) 藤本, 流体力学, (昭40), 217, 養賢堂, (3) R.E. Mayle ほか3名, Trans. ASME,

J. of Eng. for Power, (1977-1), P. 77., (4) C.O. Folayan & J.H. Whitelaw, ASME

Paper, 76-HT-31, (5) S. Ito ほか2名, Proc. Tokyo Joint Gas Turbine Cong.

(1977), 30. (6) J.P. Sellers, AIAA J. vol. 1, no. 9, (1963-9), p. 2154, (7)

J.F. Muska ほか2名, Trans. ASME, J. of Eng. for Power, (1976-10), P. 457.

(8) M. Sasaki ほか3名, Trans. ASME, J. of Eng. for Power (1979-1),

P. 101.

流線解析法による遷音速軸流タービンの性能解析

高 木 俊 幸 (三井造船株式会社)

1. まえがき

流線解析法は蒸気タービンあるいは軸流圧縮機などの流体機械内部流れを簡便に予測できる方法として開発され、設計及び性能解析などに広く用いられている。近年、3次元NS方程式を直接解くことによって翼列内部流れを詳細に解析を行うことも盛んに行なわれているが、現在のところ計算時間などの問題から多段軸流機械の計算には不向きであり、流線法などの子午面流れ解析法は今後とも広く用いられると思われる。

流線解析法は多段軸流機械の性能解析に適しており、流路内部に発生する種々の損失及びこの損失の半径方向分布、また、二次流れによる流出角分布などに関する適切なモデルを使用することによってその信頼性を向上させる試みがおこなわれている。¹⁾

一方、ガスタービンの性能改善について多くの研究が積み重ねられているが、これらの成果は適切な方法で計算方法に組み込める必要がある。

本報では、ガスタービンのサイクル圧力比の増加と共に使用されるようになって来ている遷音速タービンの性能解析に適した流線解析法の概要について述べ、公表されている二つの実験例について比較検討した結果を示した。

2. 記号

A : 面積, b : 翼列ブロックageファクタ, D : 直径, F : 体積力, H : 全エンタルピ, h : 翼高さ, M : マッハ数, m : 質量流量, N : 回転数, P : 圧力, r : 半径, S : エントロピ, T : 温度, V : 速度, α : 流出角

添字 : 0 : タービン入口, 1 : 静翼出口, 2 : タービン出口, 動翼出口, E : 翼列出口, T : 激み点, TH : 喉部

3. 流線解析法

3.1 基礎方程式 流線解析法としてはSmith,²⁾ Novak,³⁾ Denton⁴⁾らの理論が知られている。遷音速タービンの解析では翼列喉部の取扱いが重要であり、準直交座標系を用いた解析法が適している。(図1) 定常、断熱、非粘性流と仮定すると次の半径方向平衡方程式が成立する。

$$\frac{d}{dq} \left(\frac{1}{2} v_m^2 \right) = \frac{dH}{dq} - T \frac{dS}{dq} - Fq - \frac{1}{2r^2} \frac{d}{dq} (rv_\theta)^2 + v_m \frac{dym}{dq} \cos(Q-\phi) + \frac{v_m^2}{rc} \sin(Q-\phi) \quad (1)$$

性能計算では、段落形状およびタービン入口出口条件を与えて流量並びに速度三角形を求めることが必要である。そこで、計算をし易くするためにq方向の運動方程式を解くことにした。

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dq} = \frac{v_\theta^2}{r} \sin Q - \frac{v_m^2}{r_c} \sin(Q-\phi) - v_m \frac{dv_m}{dm} \cos(Q-\phi) + F_q \quad (2)$$

この式は各Q断面間で成立するエネルギー式及び運動量保存式と連立して解くことができる。また、各Q断面で連続の式が成立する。

$$m = \int_A^B 2\pi r \rho (1-b) v_m \sin(Q-\phi) dq \quad (3)$$

3.2 損失分布モデル 段落内部で発生する各種の損失、例えば形状損失、二次流れ損失、翼端間隙損失などの評価について多くの研究が行われ、平均流解析法と組み合わせてタービンの設計および性能解析に用いられている。ここでは、単段還音速タービン試験³⁾から評価したCraig & Coxらの提案した損失モデル⁶⁾を採用した。さらに、翼列臨界マッハ数以上で作動するタービンで顕著になる、翼前縁付近で発生する衝撃波による損失についてKackerらの提案したモデル⁷⁾を採用した。ただし、本報ではパラメータである内径側の流入マッハ数を各流線毎の局所マッハ数に置き換え、翼列入口での付加損失とした。

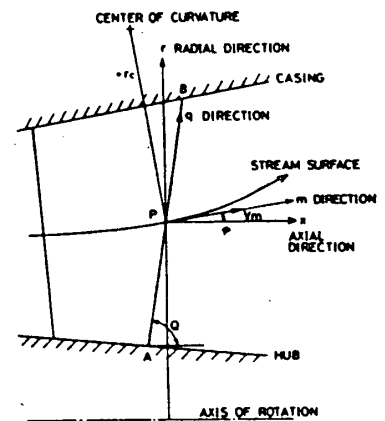


図1 座標系

実際の内部流動のより正確な推定のため半径方向損失分布に関する幾つかのモデルが提案されている。しかしながら、内部流動の複雑さによって一般的なモデルは見あたらず、また、半径方向平衡方程式において損失分布の影響は比較的小さいことから、ここでは内外壁面近くで発生する二次流れ損失についてのみ放物型分布モデルを使用した。形状損失については各流線毎に評価するものとし、先端間隙損失は効率算出時にのみ考慮するものとする。

二次流れ損失の放物型モデルは代表流線を境に内径側、外径側別々の分布をするものとし、その分布形状は、各流線毎に評価した二次流れエンタルピ損失の合計が放物型分布による損失量と同一となるように求めた。

3.3 二次流れによる流出角分布モデル 二次流れに関する研究は数多く、これによる流出角の変化（二次流れ角と呼ぶことにする）について幾つかの分布モデルが提案され、検討されている。Bardonら⁸⁾は非粘性非圧縮の直線翼列に関する理論及び実験結果から転向角、壁面

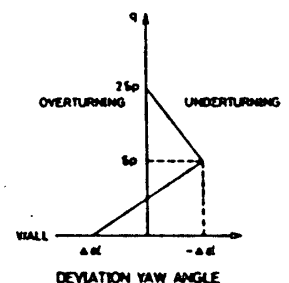


図2 二次流れ角モデル

境界層厚さ、翼列ピッチ及び翼高さのパラメータに関する二次流れ角分布モデルを提案している。Langston⁹⁾は低速二次元翼列の詳細な実験結果から三つの実験パラメータを含んだ二次流れ角分布モデルを提案している。また、植西ら¹⁰⁾は二次元翼列試験を基にした二次流れ角分布モデルを提案している。

本報では、Bardonらの示した二次流れ角分布モデルを採用した。ただし、最大二次流れ角 $\Delta\alpha$ 及び入口境界層厚さ δ_p はそれぞれ植西らの示した最大二次流れ角及び流路渦中心から壁までの距離に相当するとした。

(図2)

3.4 計算法 流量は圧力に関して二価関数であるが、これを回避するため入口出口条件を与えて流量を求める方法で収束計算を行った。したがって、収束条件は流量及び流線形状である。計算フローチャートを図3に示す。

流線には放物線混ぜ合わせ法を用いた。流線に関する不安定性を除くため、式(2)の右辺第2項及び第3項に対してDentonの示した減衰係数 $\cos^N \alpha$ ($N=1 \sim 3$)を用いた。また、初期値として平均流解析法及び単純半径方向平衡理論による計算結果を採用した。

流量を求める場合、多くの超音速タービン翼列では翼列後縁喉部でチョークすると考えられるので、超音速流出である流面では喉部面積にて、一方、亜音速流出である流面では翼列後縁において流量計算を行う。

この喉部面積にはフレアの影響を考慮する必要がある。超音速流出断面での流量に対する補正係数を次のよう定めた。

$$f = 1 + \left(\frac{h_{TH}}{h_E} - 1 \right) (M - M_0) / (1 - M_0) \quad (M_0 \leq M \leq 1) \quad (4)$$

ここで、 M_0 は0.95とした。

4. 計算例

・以上に示した流線解析法を用いて次の二つのタービンについて計算を行い、実験結果と比較検討をおこなった。

4.1 ハノーバタービン¹¹⁾ このタービンは自由渦型の亜音速試験機であるが、損失分布モデル及び二次流れ角分布モデルについて検討するため計算を行った。計算は上記の分布モデルを組み合わせて行った。即ち、いずれの分布モデルをも使用しない場

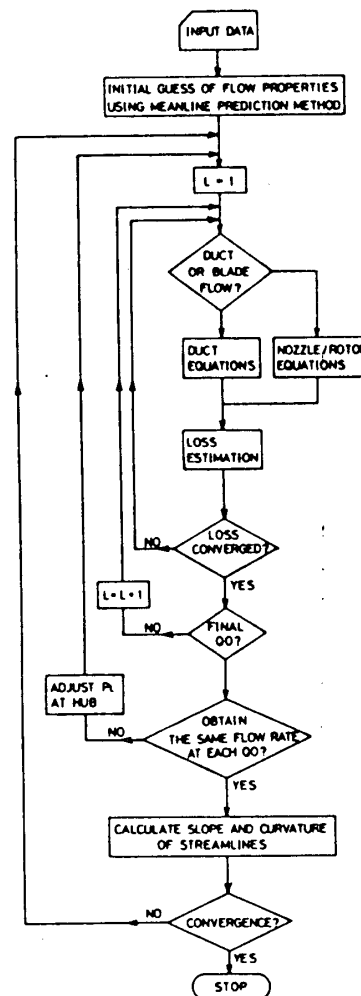


図3 計算フローチャート

合 (MODEL I)、放物型損失分布モデルを使用した場合 (MODEL II)、二次流れ角分布モデルを使用した場合 (MODEL III)、両方のモデルを同時に用いた場合 (MODEL IV) である。

図4は流線形状 (MODEL IV) を示している。実験値との比較は軸流速度分布 (図5) 及び翼列流出角分布 (図6) について行った。静翼出口での分布の様子は計算値と比較的良く一致している。しかし、動翼出口では内外径付近に二次流れの影響と考えられる非一様流領域があり、ここで使用した二次流れ分布モデルでは十分予測できていない。植西らのモデルによると、このタービンの場合 δp 及び $\Delta \alpha$ は静翼内径側で 7.2mm 、 2.52° 、外径側で 8.7mm 、 2.14° 、動翼では各々 1.36mm 、 2.77° 、 1.1mm 、 1.60° である。これは実験値から見ると、特に動翼内径側で過少評価されていることが分る。

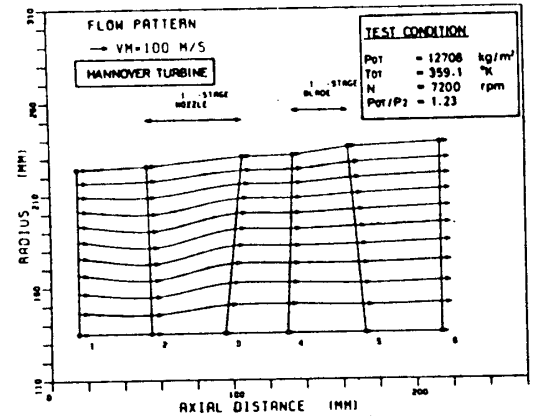


図4 子午面流れ

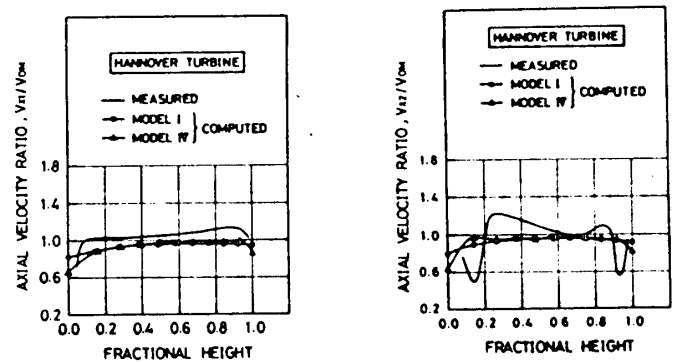


図5 軸流速度分布

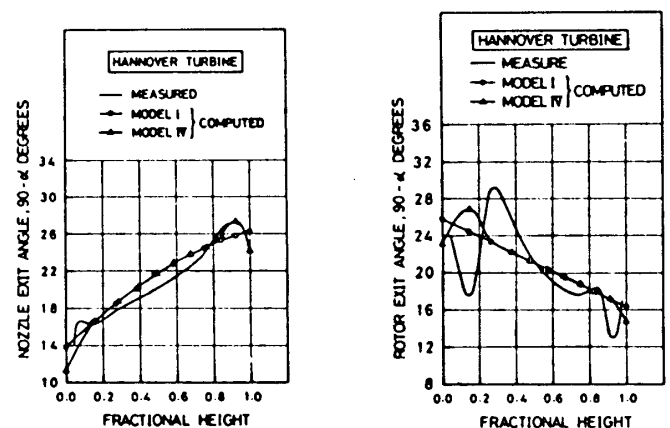


図6 翼列流出角分布

4.2 ロールズ・ロイス タービン⁽¹⁾

ROLLS-ROYCE 社が実験を行った2軸2段空気タービンについて計算を行った。圧力比が比較的高く、二段動翼出口では一部超音速流出となっている。流線形状(MODEL IV)を図7に示す。各翼列出口での絶対流出角分布を図9に、また、マッハ数分布を図8に示した。このタービンの場合も各段動翼出口での流出角分布は実験結果とかなり異なる。このタービンの場合、植西らのモデルによると動翼内径側において δp は大きくなるが、 $\Delta \alpha$ は逆に小さくなり殆ど0になる。この結果内径側の流出角分布を予測出来ていない。

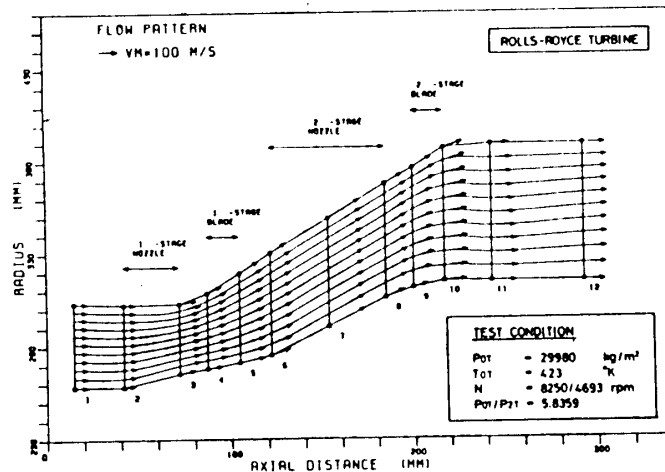


図7 子午面流れ

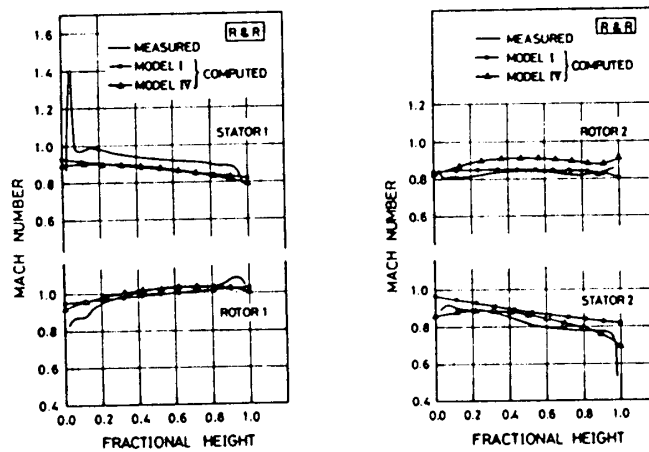


図8 流出マッハ数分布

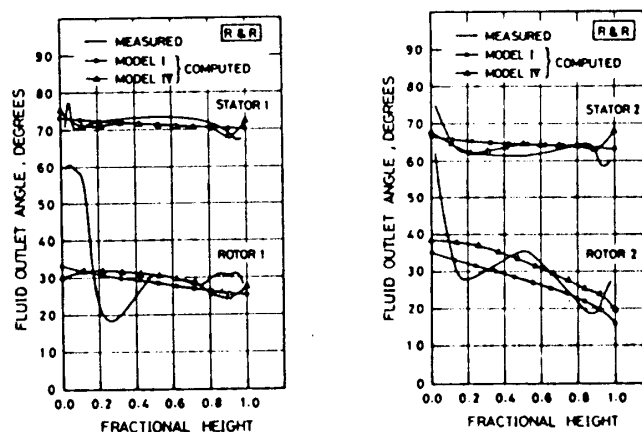


図9 絶対流出角度分布

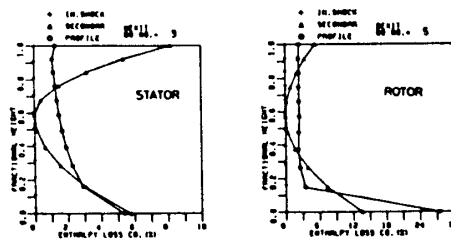


図10(a) 損失分布 (計算結果) - HANNOVER TURBINE

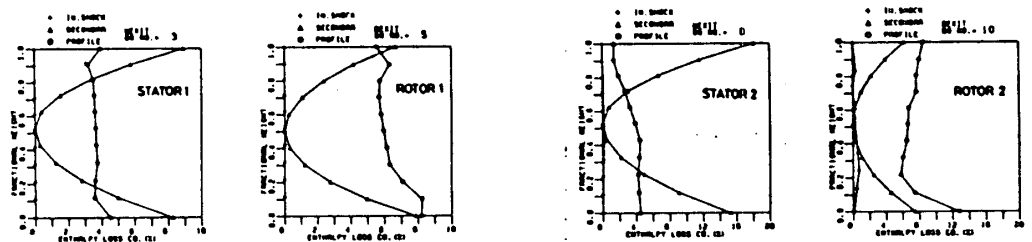


図10(b) 損失分布 (計算結果) - R&R TURBINE

5. 結言

二次流れによる損失分布モデル及び流出角分布モデルを含んだ流線解析法を用いて二実験例について計算を行い比較検討した結果、次の結論を得た。

- (1) マッハ数分布及び静翼出口での流出角分布は比較的良く推定出来る。
- (2) ここで用いた二次流れ分布モデルでは、転向角の大きな動翼内径側での流れを十分推定出来なかった。
- (3) マッハ数分布と流出角分布を比較すると流出角分布の方が実験値と計算値との違いが大きく、二次流れ角分布モデルは、今後検討する必要がある。

(参考文献)

- (1) AGARD AR175, (1981)
- (2) Smith, L.H. Jr., Trans ASME, Ser. A, Vol. 88, No. 1, 1966.
- (3) Novak, R.A., Trans ASME, Ser. A, Vol. 89, No. 4, 1967.
- (4) Denton, J.D., Trans ASME, Ser. A, Vol. 100, Apr. 1978.
- (5) 高木, 機論, 51-462(昭60-2), 545.
- (6) Craig, H.R.M., and Cox, H.J.A., PIME, 185-32, 1971.
- (7) Kacker, S.C., and Okapuu, U., ASME Paper, No. 81-GT-58, 1981.
- (8) Bardon, M.F., et al., Trans ASME, Ser. A, Vol. 97, 1975.
- (9) Langston, L.S., Trans ASME, Ser. A, Vol. 102, Oct. 1980.
- (10) 植西, ほか2名, 機論, 47-416(昭56-4), 684.
- (11) Chauvin, J., and Sieverding, C., VKI MP191, 1976.

若松 逸雄 (名古屋大学工学部大学院学生)

*橋本 孝明 (名古屋大学工学部航空学教室)

1. まえがき

軽量小型で大出力を必要とする航空ジェットエンジン用の圧縮機として超音速軸流圧縮機が考えられている。種々ある形式⁽¹⁾のうち、実用性の最も高いと思われるのは、shock-in-rotor型超音速軸流圧縮機⁽²⁾であり、著者の一人の所属機関でもこれを試作運転したが、断熱効率の設計目標80%に対し、得られた値は67%と低いものであった。⁽³⁾効率の悪かった主原因は通路内に発生するshockの移動、影響を十分考慮していない設計にあると判断している。

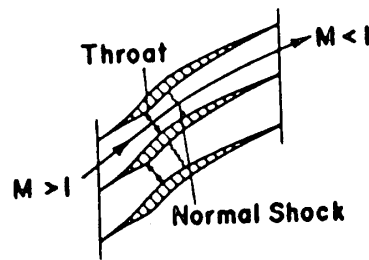


図1 動翼通路内の流れ

shock-in-rotor型超音速軸流圧縮機の設計状態における動翼通路の流れ場は図1に示すものとする。動翼回転数の低い部分負荷状態においては亜音速流、回転数が高くなると超音速流となる場合もある。本論文は、このようなshock-in-rotor型超音速軸流圧縮機の動翼通路の相対流れ場を、非粘性、定常、二次元問題として扱い、Euler方程式をTime Marching法で解析したものである。基礎式を解くにあたっては、有限体積法を応用することとし、Dentonによるスキーム⁽⁴⁾を利用した。

2. 計算法(Denton法)の概略

2.1. 基礎式 Denton法の場合、図2中の斜線で示すように、計算領域内に検査空間 ΔV (control volume) を設けて、保存式を導いたものが基礎式となる。ただし、定常問題の場合、エネルギーの保存式の代わりに、全領域で総エンタルピー一定という関係式を使用する。

$$\Delta \rho = \frac{\Delta t}{\Delta V} \sum_i (\rho_i u_i dA_{xi} + \rho_i v_i dA_{yi}) \quad (\text{質量保存式}) \quad (2.1)$$

$$\Delta(\rho u) = \frac{\Delta t}{\Delta V} \sum_i \{ (\rho_i u_i^2 + p_i) dA_{xi} + \rho_i u_i v_i dA_{yi} \} \quad (x\text{方向運動量}) \quad (2.2)$$

$$\Delta(\rho v) = \frac{\Delta t}{\Delta V} \sum_i \{ \rho_i u_i v_i dA_{xi} + (\rho_i v_i^2 + p_i) dA_{yi} \} \quad (y\text{方向運動量}) \quad (2.3)$$

$$p = \frac{\rho R}{C_p} \left\{ H_0 - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right\} \quad (\text{総エンタルピー式}) \quad (2.4)$$

2.2. control volume の扱い
と計算手順 図2に示すように、 x
方向には適当な間隔、 y 方向には等間
隔(得らぬ線を準流線と名づける)
で、計算領域を四角形要素に分割する。
計算点は準流線上にあるが、 x 方向に
分割した線上にはない。

図3は内部要素に対する扱いを示す
ものである。面1を通る流束を計算す
るための面上の p, u, v は面上流の2
点と下流の1点の値から2次曲線で内
挿する。 p は上流の1点と下流の2点
から2次曲線で内挿する。面3の扱い
も同様である。面2と4を通る流束の
計算には計算点の値を使う。計算され
る、 $\Delta p, \Delta(pu), \Delta(pv)$ は control
volume の中心点に蓄えられる。

図4は壁要素の扱いを示す図で
ある。壁に接する内部要素と1つ
内側の内部要素について、 Δp 等
を求め、壁上の値は線形外挿して
求める。周期要素に対しては同様の
扱いをする。

問題を効率よく解くために計算手順は次のようにする。[1] 計算点における p, u, v を仮定する。[2] 式(2.1)から Δp を求める。[3] 新しい密度 $p + \Delta p$ 、古い速度 u, v を使い、式(2.4)から p を求める。[4] 新しい p 、古い p 、古い u, v から、式(2.2), (2.3)により $\Delta(pu), \Delta(pv)$ を求め、新しい u, v を得る。以後は、[2]に戻って収束値が求まるまで繰り返す。

2.3. 補正係数と緩和係数および時間ステップ 前節の流束の計算に使う p と p
は次式の形式で利用する。 u と v は p と同じ形式のもので省略する。

$$p_{e,j} = p_{j-1} + CF_p \quad (2.5) \quad p_{e,j} = p_j + CF_p \quad (2.6)$$

ここで、 $p_{e,j}, p_{e,j}$ は2次曲線内挿だから、補正係数 CF_p, CF_p の具体形は、

$$CF_p = (3p_{j-1} - 2p_{j-1} - p_{j-2}) / 8 \quad (2.7)$$

$$CF_p = (3p_{j-1} - 2p_j - p_{j+1}) / 8 \quad (2.8)$$

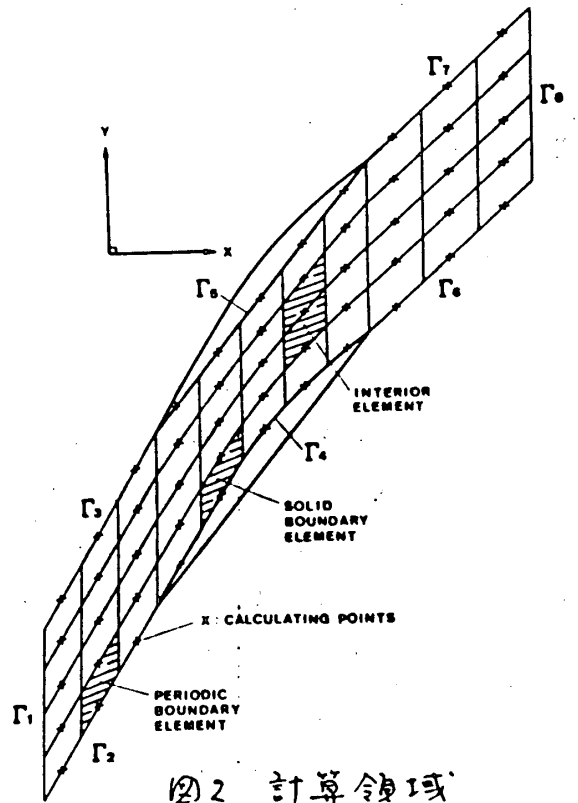


図2 計算領域

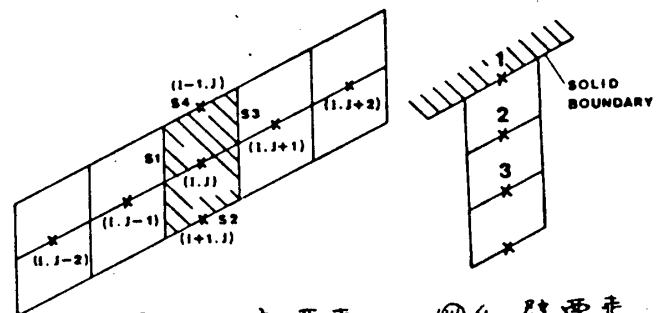


図3 内部要素

図4 壁要素

各時間毎の計算では、安定性を考え、緩和係数 ω を導入してCFP等を利用した。

$$CFP^{n+1} = (1-\omega)CFP^n + \omega(3P_J - 2P_{J-1} - P_{J-2})/8 \quad (2.9)$$

収束解が求まれば ω のとり方は解には影響しない。

繰り返し時の時間ステップ Δt は、次の一次元のCFL条件から判断して与えた。

$$\Delta t \leq \Delta x / (|u| + a) \quad (2.10)$$

3. 境界条件

3.1. 上流の条件 亜音速の場合、総温 T_0 、総圧 P_0 、流入角 β を与える。超音速の場合、 T_0 、 P_0 、それに y 方向の速度 v を与える。後者の場合、相対マッハ数が1以上でかつ軸流マッハ数が1以下の超音速翼列に対する unique incidence の条件を満足させるためである。

3.2. 固体壁の条件 流れが壁に沿い、壁に垂直方向の成分はない。計算で求まる壁上の速度の方向と壁の方向は一致しないので、方向を壁の方向に合わせる。

3.3. 周期条件 スペーシング離れた対応点における流れの諸量を等しいとよく。

3.4. 下流の条件 静圧(背圧)を与える。また、準流線方向に流れの諸量の勾配がないことも条件とした。

4. channel 問題の解析

図5は、通路中間部に10%厚みの円弧突起を持つchannelの等マッハ線である。上流の T_0

$$= 288K, P_0 = 10332 \text{ kg/m}^2, \beta = 0^\circ$$

図5 channel の等マッハ線

で、下流の背圧は7520 kg/m²である。計算点は x 方向60点、 y 方向14点であり、上流、下流は1コード離れた位置とした。

図6は円弧突起上のマッハ数分布であり、同じ問題を Akay 等が有限要素法で解いた結果と比較した。

図7は収束のようすを述べるものであり、Denton は $(\Delta u/u)_{\max} \leq 10^{-3}$ を収束判定のよりどころとしている。本論文では、より単純な減少を示す $\sum (|\Delta u|/u) \leq 10^{-3}$ 、 $\sum (|\Delta u|/u) \leq 10^{-3}$ として、収束判定条件とした。

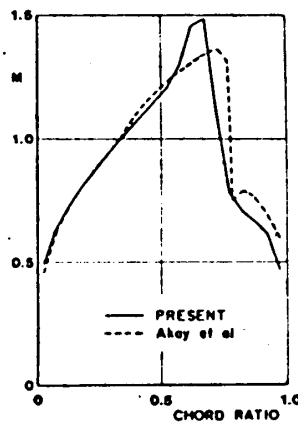


図6 円弧突起上のマッハ数分布

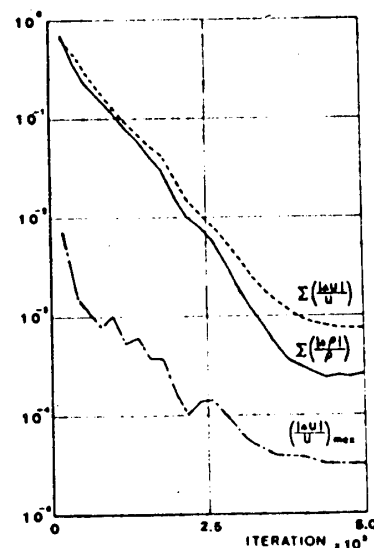
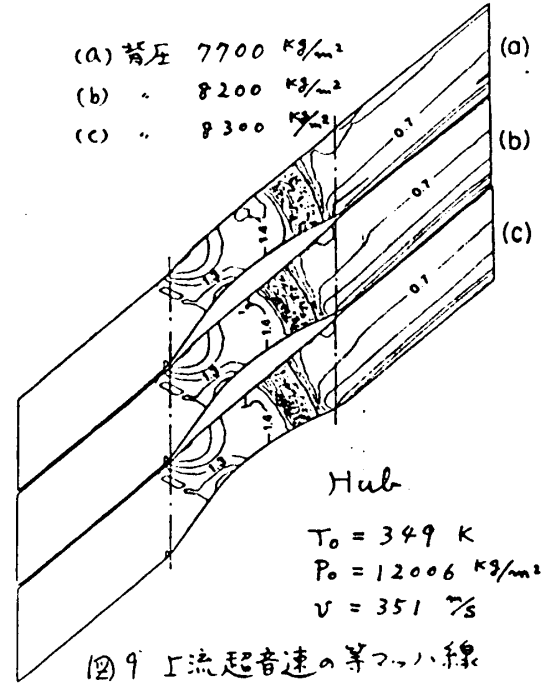
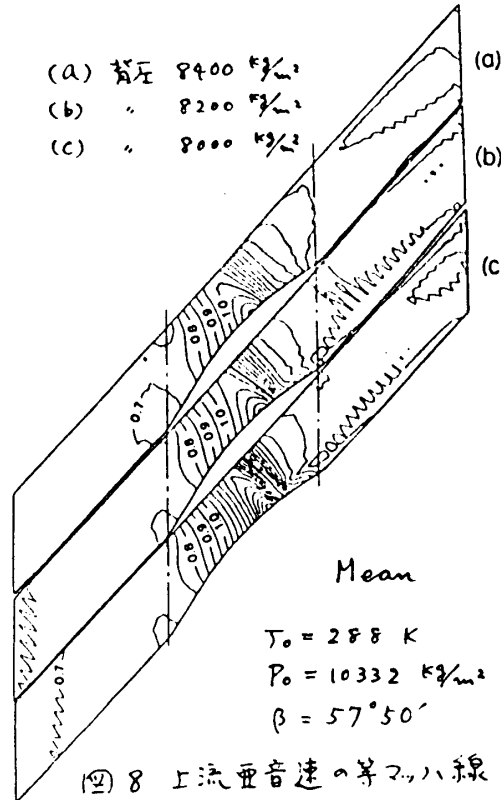


図7 収束のようす

5. 計算結果と考察

現存の shock-in-rotor 型超音速軸流圧縮機の Hub, Mean, Tip における動翼翼列について計算した結果の一部を紹介する。図8は上流亜音速の場合、図9は上流超音速の場合であり、其に背圧を3種類変化させて流れの様子をみた。



上流が亜音速の場合、背圧を下げることで、遷音速状態から choke 状態に移行

することがわかる。また、さらに背圧が下がると shock が後方に移動する。上流が超音速の場合、前縁で oblique shock、その後方の通路内に normal shock が発生する。背圧をあげると shock が前方へ移動していることもわかる。

6. むすび

上流が亜音速と超音速（ただし、軸流マッハ数は1より小）の場合について、実存の shock-in-rotor 型超音速軸流圧縮機の流れ場を、Denton 法を適用し二次元的に解析した。その結果、shock を捕獲し、背圧の変化に対する挙動を調べ、流れの予測と超音速軸流圧縮機の性能推定も可能であることをわかった。最後に、本稿をまとめる上で図面の整理をして頂いた、名古屋大学佐々木敏幸技官に感謝の意を表します。

7. 参考文献

- (1) L.C. Wright and J.F. Klapproth ; NACA RM E8L10 , 1948
- (2) J.F. Klapproth ; ASME Series A , 1961
- (3) S. Otsuka, T. Hashimoto and Others ; Tokyo Joint Gas Turbine Conference , 1971
- (4) J.D. Denton ; ARC R & M 3775 , 1974
- (5) H.U. Akay and E. Ecer ; AIAA Paper 82-0970 , 1982

軸流圧縮機の性能に及ぼす抽気の影響

菅原 昇 斎藤 喜夫 大山 耕一 (航技研)

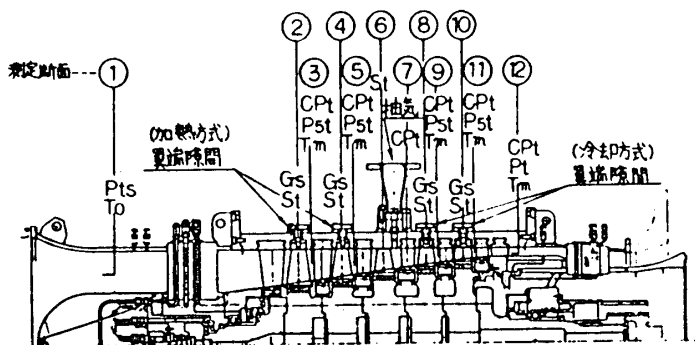
1. まえがき

高圧力比の多段軸流圧縮機では静翼固定のまま運転すると、低速では不安定な状態となり、安定した作動範囲が得られないため、その対策の一つとして、中間段から抽気する方法が採用されている。抽気に最適な個所及び抽気量並びに抽気孔の形状等は圧縮機の設計及びその用途によって異なっているが、圧縮機の性能や作動範囲及び翼列の失速や翼の振動応力などに対するこれらの諸因子の影響も圧縮機設計に備えて、あらかじめ把握しておくことは重要である。これらの問題に対して、今後の圧縮機設計のための資料を得るため、軸流圧縮機の高性能化、高効率化を目指して試作した翼端隙間の調整が可能な軸流圧縮機の場合について検討を行った。本報告では低速小流量域での定常性能及び非定常現象の監視・計測結果について述べる。

2. 試験装置及び測定方法

試験機は軸流圧縮機の性能と翼端隙間との関係を明らかにし、圧縮機性能の向上を図ることを目的として通産省工業技術院の大型プロ（ムーンライト計画）の一つ「高効率ガスタービンの要素技術の研究開発」の一環として試作されたものであり、図1に示すように外径一定の5段軸流圧縮機である。1,2段は加熱方式で、試験機のケーシング内に組込まれた隙間制御リングには電気ヒーターが埋込まれており、その全体または一部を加熱して熱膨張させることにより、また4,5段は冷却方式で、隙間制御リング内を冷却水を通すことにより、リングを収縮させ、動翼の翼端隙間を0.3~0.8 mmの範囲で制御できる。さらに低速での作動範囲を拡大する目的の他、圧縮機の基礎研究として、抽気の影響を調べるため、3段動翼と静翼間に抽気孔（12φ）を円周上均等に38個所設けた。

表1に試験機的主要設計要目を記載した。



記号	名称	記号	名称
Pts	ピトー管((L型))	Tm	CA熱電対((L型))
Pt	全圧管((L型))	CPt	変動圧力センサ
Pst	5孔ピトー管	St	歪ゲージ
To	CA熱電対	Gs	翼端隙間センサ

図1. 軸流圧縮機

修正回転速度	14400 rpm
修正空気流量	15 kg/sec
圧力比	4
温度上昇	162 °C
最大周速	339 m/sec
入口軸流速度	130 m/sec
入口外径	452 mm
ホス比	0.6

表1. 試験機的主要設計要目

試験機は図2に示す減圧可能な試験室に設置し、増速ギヤを介して4600kWガスタービンで駆動した。

図1に示すように圧縮機の空力特性や内部流れなど定常性能計測並びにサージ、旋回失速等の非定常現象や翼端隙間の監視・計測するため、各センサ類を配置した。

試験機の全体性能計測としては、入口案内翼前方の流路内並びに出口案内翼の流路内にピトー管、CA熱電対を差込み(図1の②)，入口の全圧、静圧、全温及び出口の全圧、全温を測定し、それぞれ各計測点の平均値を算出して入口流量、圧力比、断熱効率を求めた。また抽気流量は図2に示すように2本の抽気管に設けたオリフスで測定した。

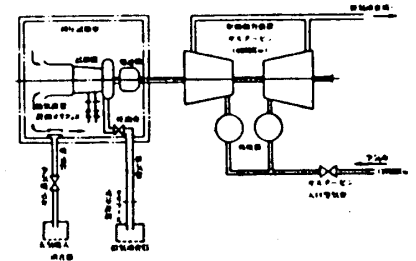


図2. 試験装置

内部流れ計測としては、試験機出口の全圧、全温の他、1, 2, 4, 5段の各動翼出口(③, ④, ⑤, ⑥)で5孔ピトー管の半径方向トラバースを行い、各断面の速度、全圧、流出角を求めた。またCA熱電対を差込み各段の全温を測定した。さらに各段の動翼前後の外壁面に設けた静圧孔から壁圧を測定し、各段の空力的なマッチングを調べた。

サージ、旋回失速等の非定常現象が発生すると、それに基づいて翼が強制振動し、破壊する場合がある。翼破壊を防止し、試験機の安全を図ると共に、抽気の影響を調べるため、非定常現象の監視・計測を行った。翼の振動応力の計測には歪ゲージを用い、1~5段の動翼の翼面(②, ③, ④, ⑤, ⑥)に、それぞれ各段2枚ずつ貼付した。変動圧力の計測には歪ゲージ型圧力センサを用い、試験機の出口及び1, 2, 4, 5段の動翼と静翼の中間位置並びに3段静翼間(③, ④, ⑤, ⑥, ⑦, ⑧)の流路内に配置した。1, 2, 4, 5段の翼端隙間の監視・計測には(②, ④, ⑤, ⑥)，試作開発した渦電流方式の隙間センサを用いた。

3. 試験結果

70% N^* 以下の低速の範囲において、抽気率を変えた2種類の試験(抽気(I)の場合、抽気(II)の場合)を行い、試験機の性能や作動範囲などに対する抽気の効果を確認しかねると共に抽気量の違いによる影響を調べた。

図3は抽気(I)及び(II)の各抽気試験での回転速度比に対する抽気率(各抽気段での抽気量/入口空気流量 $\times 100$)を表わしている。抽気率は圧力の上昇に伴ない増加するが、図3に表示した抽気率は平均値であり、各回転数を平均すると、抽気(I)で約3.5%、抽気(II)で約5.5%であった。

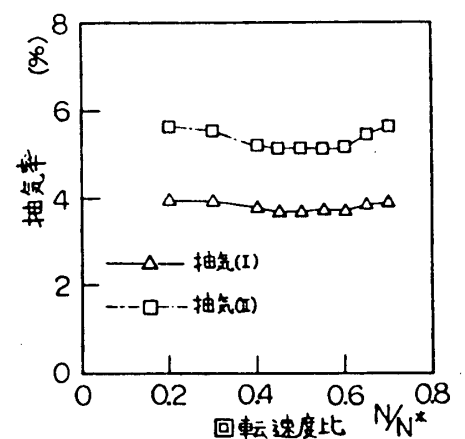


図3. 抽気率

(全体性能)

図4は抽気(I)及び(II)の場合と抽気なしの場合との全体性能の比較を示す。図中の○印は抽気なしの場合、△印は抽気(I)の場合及び□印は抽気(II)の場合での作動点を示し、さらに黒く塗り潰している記号は旋回失速の発生点を表わしている。また破線は抽気なしの場合、実線は抽気(I)の場合及び一点鎖線は抽気(II)の場合での作動限界線を示す。圧縮機の作動限界はサージ点で決定される。しかし低速では前段翼列が失速状態になることが多く、もし翼の振動応力が翼材料の疲労限界応力以上になると危険なため、翼破損を防ぐ目的で、あらかじめ翼の振動応力に制限値を設け、翼振動応力値以上での試験を取り止めた。図4の作動限界はサージ点の他に翼の振動応力値から決定した。また横軸の出口修正流量は試験機入口流量から抽気流量を差引いて求めた。

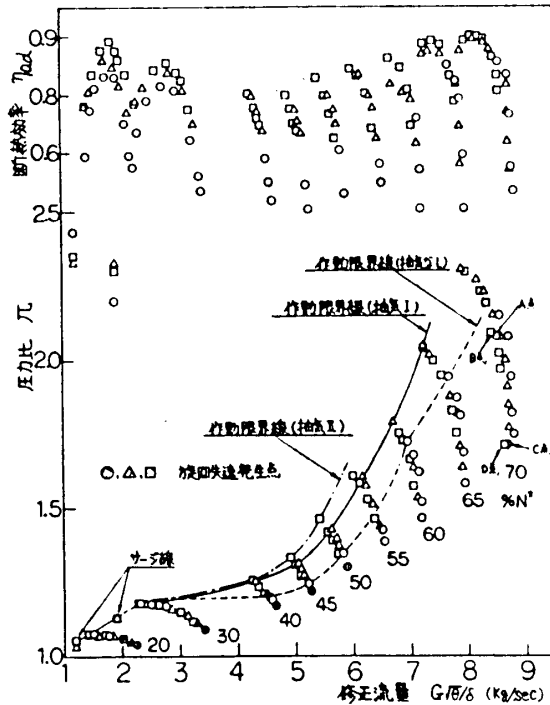


図4. 全体性能

抽気によって、旋回失速の発生範囲が低回転域側に縮小しており(抽気(I)の場合、20~40% N^* 、抽気(II)の場合、20% N^* のみ)、翼列の失速の緩和が得られると共に(図12~14)、翼の振動応力値の減少が認められた(図14)。30% N^* 以下では抽気により効率は向上するが、性能には抽気の影響は少ない。40% N^* 以上では圧力比の上昇や効率の向上が得られ、作動限界線までの作動範囲は拡大しており、性能に抽気の効果が見われた。

抽気量の違いによって試験機の性能や作動範囲に及ぼす影響を調べると、特に40% N^* 以上では動翼の振動応力が増大し、試験機の作動範囲は翼振動応力の制限値で限定されている。抽気率の大きい抽気(II)の方が、抽気(I)の場合と比較してより翼列の失速の緩和の程度が大きいので、翼の振動応力も小さく(図14)、応力制限値

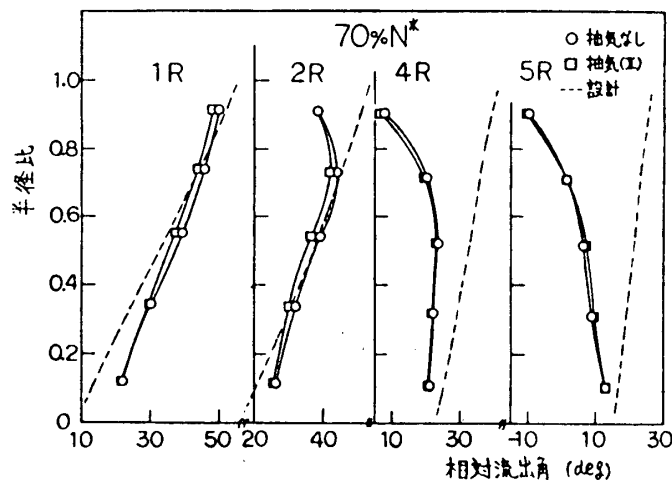


図5. 相対流出角の半径方向分布

に達するまでにはまだ余裕があるので抽気(I)の方よりも効率の向上と作動範囲の拡大が得られた。
(内部流れ)

抽気段より前段の1,2段及び後段の4,5段のそれぞれ動翼出口で5孔ピット管による半径方向トラバースを行い、内部流れに及ぼす抽気の影響を調べた。計測点の半径方向位置としては流路断面積を同心円で5等分し、等分された各流路の平均半径位置で左右Yaw圧がほぼ平衡するようピット管の向きをかえ風向追尾を行って測定した。試験時間等の関係から全温についてはトラバースを行わず、くし型CA熱電対を用いて各段動翼後の全温を測定した。図5~9は70%N^{*}における、抽気なしの場合(図4のA点)と抽気(II)の場合(図4のB点)との計測例を示す。

図5の相対流出角において、1段は設計の流出角分布とほぼ同じ勾配を示しているが、後段になるにしたがって外径側は流出角が小さくなっており、4,5段では逆の勾配となっている。抽気により抽気段前段の1,2段では流出角の値が半径方向全般にわたって小さくなっており(平均半径位置で2°~2.5°)、抽気の影響が現われている。また、軸流速度も抽気によって2段の全半径位置、1,4段内外径で増加しているが認められた。

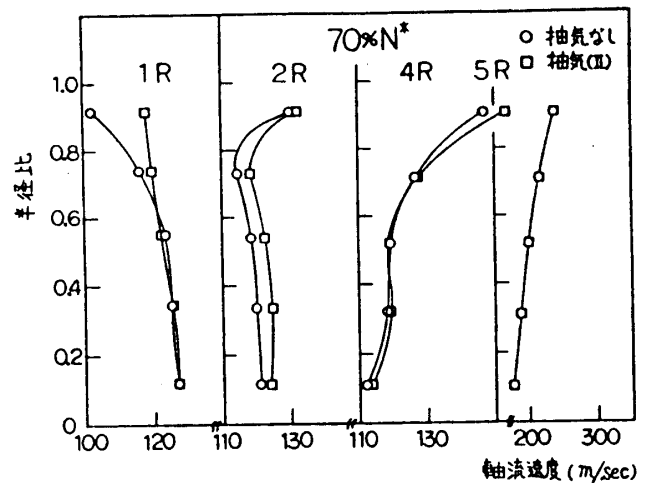


図6. 軸流速度の半径方向分布

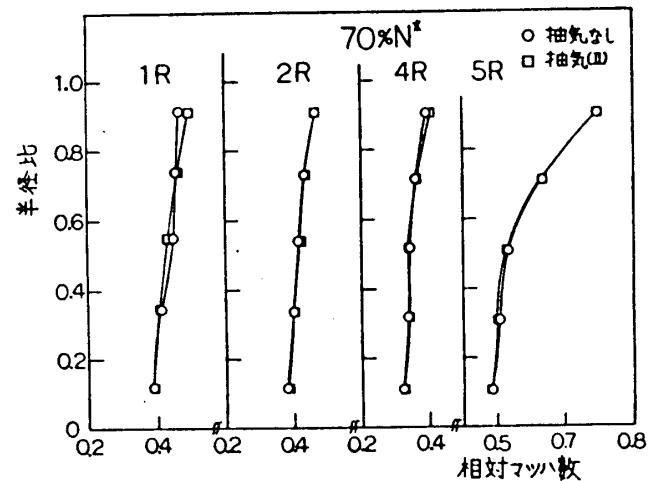


図7. 相対マッハ数の半径方向分布

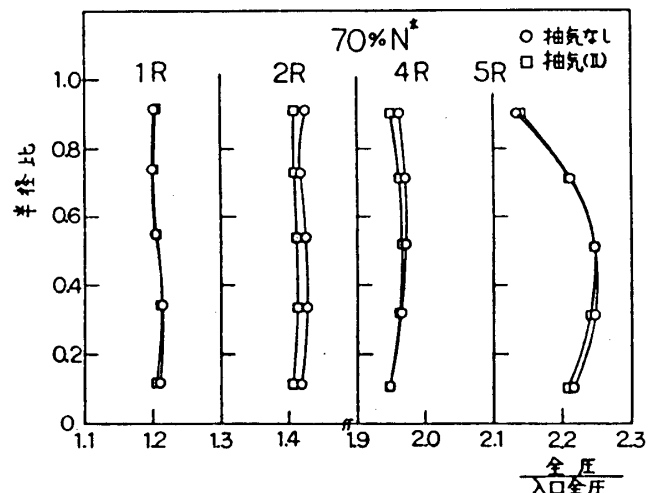


図8. 全圧の半径方向分布

図10は抽気(Ⅱ)の場合と抽気なしの場合における図5~9と同じ作動点での試験機出口の半径方向全圧分布及び全温分布を示したもので、出口全圧、出口全温を入口全圧、入口全温で除いた形で表わしている。出口全圧及び全温の分布の形はほぼ同じであり、全圧、全温分布の形には抽気の影響は現われていない。試験機出口の全圧は抽気(Ⅱ)の場合の方が高くなっており、図8の1,2,4,5段動翼出口の半径方向全圧分布の傾向と異なっている。しかも5段動翼出口の全圧よりも低い値を示しており、5段静翼、OGVでの圧力損失の影響を受けていると思われる。抽気によってこの損失が減少し、圧力が回復している。出口全温は図9の各段動翼出口の全温分布の傾向と類似しており、抽気した場合の方が低くなっている。

(壁面静圧)

図11は抽気(Ⅱ)の場合と抽気なしの場合での各段の壁圧分布の比較を示したもので、図11(a)は図10と同じ作動点(図4のA点、B点)、(b)は図4のC点、D点の作動点を示す。抽気によって1~4段までの壁圧は低下しているが、5段静翼、OGVの圧力損失が緩和されるので5段以降では逆に高くなっている(図11(a))。図11(b)に示すように、この作動点では5段静翼で

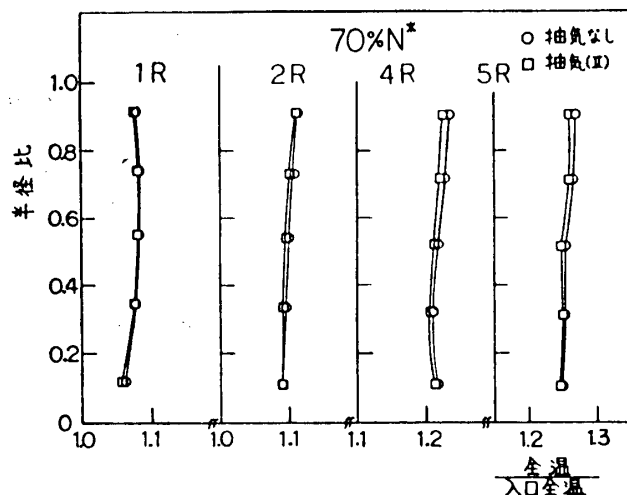


図9. 全温の半径方向分布

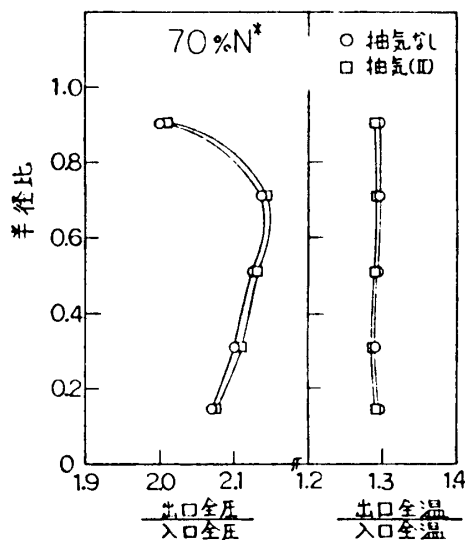


図10. 圧縮機出口全圧、全温の半径方向分布

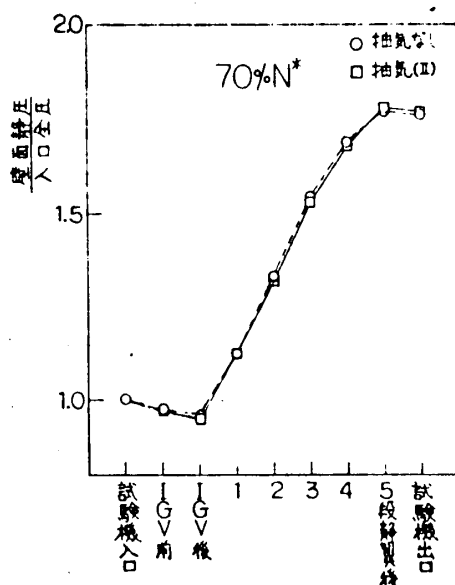


図11(a) 各段の壁面静圧分布(Ⅰ)

チョーキング状態と思われる現象が発生しており、抽気を行っても壁圧分布には顕著に現われていない。

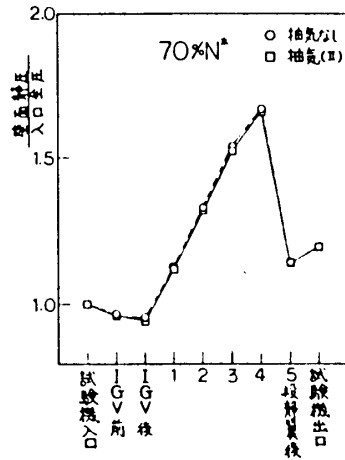


図11(b).各段の壁面静圧分布(2)
(非定常現象)

図12, 13は抽気(II)の場合と抽気なしの場合での翼振動応力の波形も電磁オシログラフに表示したものである。

抽気なしの場合, 1段動翼に発生して 図13. 抽気(II)の場合での翼の振動応力, 変動圧力の波形
いた旋回失速が消滅しており, また翼の応力値が小さくなっているのが認められた。

図14は抽気(I)及び(II)の場合と抽気なしの場合における1, 2段動翼の振動応力の最高振幅と回転数との関係を示す。図中の翼振動は主として1次曲げ振動である。図14に示す如く, 1段の翼応力が回転数の上昇に伴い, 増大し, 翼振動応力制限値を越えており, 図4の作動限界は1段動翼の応力値で決定された。三者を比較すると抽気量の大きい順に翼応力値が減少しているのがわかる。

まとめ

抽気によって, 旋回失速の発生範囲が縮小するなど, 翼列の失速が緩和すると共に回転数全般にわたって翼の振動応力の減少が認められ, 効率の向上と作動範囲の拡大が得られ, 抽気の効果が確かめられた。最後に試験にさいし, 御協力をいただきました能瀬熱伝達研究室長, 井上技官, 白井技官及び小倉技官, 並びに三井造船(株)の方々に感謝いたします。

(文献) 1) 菅原, 大山也, G.T.S.J 第6回定期講演会論文集

2) 菅原, 大山也, 日本航空宇宙学会 第22回航空原動機講演会

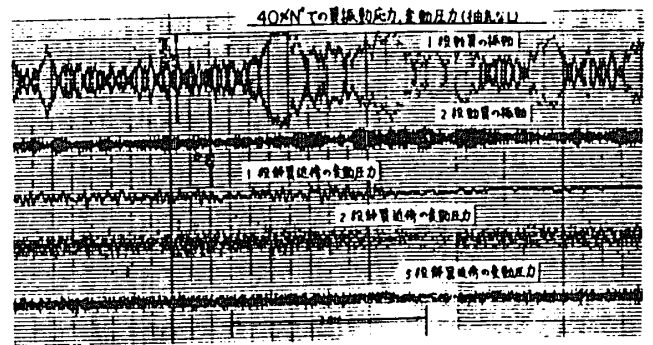


図12. 抽気なしの場合での翼の振動応力, 変動圧力の波形

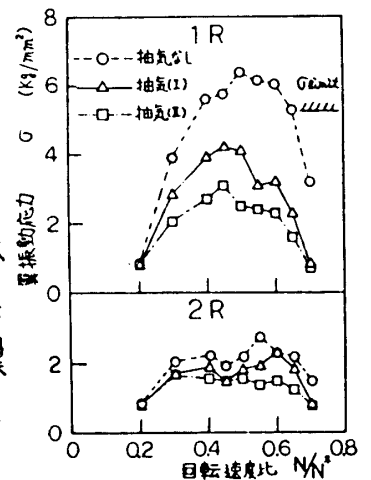
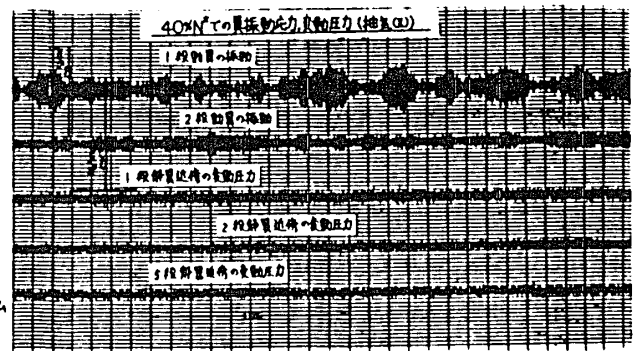


図14. 動翼の振動応力

1. まえおき ———— 従来三次元翼列については非圧縮性の場合等角写像法 (Conformal Transformation Method) および特異点法 (Singular Point Method) とがあり、直接法と間接法によって翼面上の速度分布と圧力分布を求めるが、超音速流の場合にはおぼろげな面内において線形化を行って (Hodograph Method) 非圧縮性の場合に帰結する方法とされている。さらに超音速の場合線形化法又はタイラマング法により偏微分方程式の有限差分法 (Finite Difference Method) によって衝撃波の位置と共に所要のデータを求め、超音速については特性曲線法 (Characteristics Method) が用いられている。ターボ機械の羽根車内部の三次元流については、準三次元流を含めて、(1) 流線曲率法 (Streamline Curvature Method)、これは3次元上で流線にはほぼ直交する準直交線を置き、この方向の運動量方程式と連続式とを解いて流線位置を求める。(2) 有限要素法 (Finite Element Method)、流線の関数式より運動量方程式と連続式とを結合し得られた Poisson の式を準直交線形に変形し数値計算に於いて流線の場に対して高数値化を図る。この場合重みつき残差法の一様である Galerkin 法又は変分原理を適用する。(3) 有限差分法およびタイラマング法 (Time Marching Method)、上記(2)と同じ Poisson の式を流線の場を合算する格子点のそれぞれでの差分として高数値化して解く。(4) パネル法又は境界要素法 (Panel Method or Boundary Element Method)、これは積分方程式による数値解析法として翼面に渦分布を置き三次元特異点法を三次元へ拡張する方法で高数値関数法 (Discrete Function Method) とおける。(5) 運動量方程式と連続式の式とを上述以外の方法で解く。

以上の方法では、三次元流を扱う場合、羽根車内部の羽根を翼列として (Wing Lattice) とし扱うことが困難であり、電子計算機 (Super Computer) を用いてその計算時間が膨大になる。翼の周りの三次元流を詳細に把握するには適していない。この論文では三次元等角写像法 (Conformal Transformation Method) を三次元へ拡張する三次元等角写像法により非圧縮性三次元翼列の周りの速度分布と圧力分布を求める方法を論じる。筆者は先にこの方法によって非圧縮性三次元翼列のスリッパマフタと揚力特性とを求める際に従来のコンバージェントスリッパと流路の三次元流 (非圧縮性・圧縮性流と) について厳密な解を得た。

2. 等温座標系と Cauchy-Riemann の方程式

三次元の Euclid 空間内において曲面の第一基本形式が次のように書ける時、そのパラメータ曲線 $u = \text{const.}$, $v = \text{const.}$ は互いに直交する。これらのラインエレメントは、 $ds^2 = f^2(u, v) [(du)^2 + (dv)^2]$ (1)
 $f(u, v) du$, $f(u, v) dv$ であって $du^2 = dv^2$ とおくと、これらの直交曲線網は曲面と微小な正方形に合っている。この直交曲線網は等温直交網、そのパラメータ (u, v) は等温座標系である。さて Bertrami の

第1次微分パラメータおよび曲面発散 $x_{,i}$ を次式で与える。

$$\Delta_1(\varphi, \psi) \equiv g^{ij} \varphi_{,i} \psi_{,j}, \quad \Delta_1(\varphi) \equiv \Delta_1(\varphi, \varphi) = g^{ij} \varphi_{,i} \varphi_{,j} \quad (2)$$

$$x_{,i} \equiv \frac{\partial x^i}{\partial u^i} + \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} x^j, \quad \varphi_{,i} \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial u^i}, \quad \psi_{,i} \equiv \frac{\partial \psi}{\partial u^i} \quad (3)$$

ここで x^i は曲面反変ベクトルである。E-系、のテンソル微分

$$E_{rst,p} \equiv \frac{\partial E_{rst}}{\partial x^p} - \left\{ \begin{smallmatrix} m \\ r p \end{smallmatrix} \right\} E_{mst} - \left\{ \begin{smallmatrix} m \\ s p \end{smallmatrix} \right\} E_{rmt} - \left\{ \begin{smallmatrix} m \\ t p \end{smallmatrix} \right\} E_{rsm} = 0 \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} = \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} = \frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial u^i} \quad (5)$$

を考慮して(3)に代入すると、曲面座標系において、

$$x_{,i} \equiv \frac{\partial x^i}{\partial u^i} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial (\sqrt{g})}{\partial u^i} x^i = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial u^i} (\sqrt{g} x^i) \quad (6)$$

$$\text{特に, } x^i = g^{ij} \varphi_{,j} \quad (7)$$

と Bertrami の第2次微分パラメータを次で導入する。

$$\Delta_2 \varphi \equiv x_{,i} \varphi_{,i} = g^{ij} \varphi_{,i} \varphi_{,j} = g^{ij} \varphi_{,j} \varphi_{,i} \quad (8)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial u^i} (\sqrt{g} g^{ij} \varphi_{,j}) = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial u^i} (\sqrt{g} g^{ij} \frac{\partial \varphi}{\partial u^j})$$

曲面の第1基本形式が次式で与えられるとき、 $\Delta_2 \psi = 0$ の

$$ds^2 = g_{ij} du^i du^j \quad (9)$$

独立解を $\varphi = \bar{u}^1(u^1, u^2)$, $\psi = \bar{u}^2(u^1, u^2)$ とすると、次式

$$\text{が成立するとき, } \varphi = \bar{u}^1, \quad \psi = \bar{u}^2 \text{ は等温座標系と与える。}$$

$$\Delta_1 \varphi = \Delta_1 \psi, \quad \Delta_1(\varphi, \psi) = 0 \quad (10)$$

すなわち $\Delta_2 \psi = 0$ の一つの解を $\varphi = \bar{u}^1(u^1, u^2)$ とすると、

Bertrami の第2次微分パラメータは、

$$\Delta_2 \bar{u}^1 = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial (\sqrt{g} g^{ij} \bar{u}^1_{,j})}{\partial u^i} = \frac{\partial (\sqrt{g} g^{ij} \bar{u}^1_{,j})}{\partial u^i} + \frac{\partial (\sqrt{g})}{\partial u^i} \bar{u}^1_{,j} = 0 \quad (11)$$

このとき、次の偏微分方程式

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1} = \sqrt{g} g^{12} \bar{u}^1_{,2}, \quad \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2} = -\sqrt{g} g^{22} \bar{u}^1_{,1} \quad (12)$$

は完全積分可能であって、その解を $\psi = \bar{u}^2(u^1, u^2)$ とおくと、

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}^1_{,1} &= \frac{1}{\sqrt{g}} (g_{11} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2} - g_{12} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1}) = \sqrt{g} g^{22} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2} \\ \bar{u}^1_{,2} &= \frac{1}{\sqrt{g}} (g_{21} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2} - g_{22} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1}) = -\sqrt{g} g^{12} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

これをそれぞれ u^2 または u^1 で偏微分すると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial u^2} (\sqrt{g} g^{22} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2}) + \frac{\partial}{\partial u^1} (\sqrt{g} g^{12} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1}) &= 0 \\ \Delta_2 \bar{u}^2 &= \frac{\partial (\sqrt{g} g^{ij} \bar{u}^2_{,j})}{\partial u^i} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

すなわち $\psi = \bar{u}^2(u^1, u^2)$ は Laplacian の解である。

さらに(12)式より

$$\Delta_1 \bar{u}^1 = \frac{1}{\sqrt{g}} \left| \begin{smallmatrix} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^1} & \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1} \\ \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^2} & \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2} \end{smallmatrix} \right| = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial (\bar{u}^1 \bar{u}^2)}{\partial (u^1, u^2)} \quad (15)$$

$$\Delta_2 \bar{u}^2 = \frac{1}{\sqrt{g}} \left| \begin{smallmatrix} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^1} & \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1} \\ \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^2} & \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2} \end{smallmatrix} \right| = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial (\bar{u}^1 \bar{u}^2)}{\partial (u^1, u^2)} \quad (16)$$

したがって $\Delta_1 \bar{u}^1 = \Delta_2 \bar{u}^2$

よって(12)式より $\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1}, \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^2}$ を $\bar{u}^1$ によって逆算できると、

$$\Delta_1(\bar{u}^1, \bar{u}^2) = g^{ij} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^i} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^j} = 0$$

このとき、 $\varphi = \bar{u}^1(u^1, u^2)$, $\psi = \bar{u}^2(u^1, u^2)$ として

(φ, ψ) は等温座標系と与えられる。さて $\varphi = \text{const.}$ と $\psi = \text{const.}$

と等温直交網を形成するとき変数 $\bar{u}$ のある関数 $f(\bar{u})$

について、次式が成立する。

$$\begin{aligned}\Delta_2 f(\bar{u}') &= \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial(\sqrt{g} g^{ij} f(\bar{u}'))}{\partial u^i} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial(\sqrt{g} g^{ij} \frac{\partial f(\bar{u}')}{\partial u^i})}{\partial u^j} = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial(\sqrt{g} g^{ij} \frac{\partial u^i}{\partial u^j})}{\partial u^j} f' \\ &+ \frac{1}{\sqrt{g}} f' \frac{\partial \bar{u}^i}{\partial u^j} g^{ij} \frac{\partial \bar{u}^j}{\partial u^i} = f' \Delta_2 \bar{u}^i + f' \Delta_1 \bar{u}^i = 0 \quad (18)\end{aligned}$$

$$\Delta_2 \bar{u}^i / \Delta_1 \bar{u}^i = -f''(\bar{u}') / f'(\bar{u}') = F(\bar{u}') \quad (19)$$

よって $\Delta_2 \bar{u}^i / \Delta_1 \bar{u}^i$ は $\bar{u}'$ のみの関数であって、このとき式(19)が成立している

$$\begin{aligned}\Delta_1 \bar{u}^2 &= f'^2(\bar{u}') \Delta_1 \bar{u}^1, \quad f'(\bar{u}') \Delta_1 \bar{u}^1 = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial(\bar{u}^1, \bar{u}^2)}{\partial(u^1, u^2)} \\ \Delta_1(\bar{u}^1, \bar{u}^2) &= 0, \quad \frac{1}{f'(\bar{u}')} \Delta_1 \bar{u}^2 = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial(\bar{u}^1, \bar{u}^2)}{\partial(u^1, u^2)}\end{aligned} \quad (20)$$

いづれ座標系を (u^1, u^2) から $(\bar{u}^1, \bar{u}^2)$ に変換すると、

$$\begin{aligned}\bar{g}^{11} &= g^{ij} \frac{\partial \bar{u}^i}{\partial u^1} \frac{\partial \bar{u}^j}{\partial u^1} = \Delta_1 \bar{u}^1 \\ \bar{g}^{12} &= g^{ij} \frac{\partial \bar{u}^i}{\partial u^1} \frac{\partial \bar{u}^j}{\partial u^2} = \Delta_1(\bar{u}^1, \bar{u}^2) = 0 \\ \bar{g}^{22} &= g^{ij} \frac{\partial \bar{u}^i}{\partial u^2} \frac{\partial \bar{u}^j}{\partial u^2} = \Delta_1 \bar{u}^2 = f'^2(\bar{u}') \Delta_1 \bar{u}^1\end{aligned} \quad (21)$$

曲面 $\bar{S}$ について、

$$\bar{g}_{11} = \frac{1}{\bar{g}^{11}} = \frac{1}{\Delta_1 \bar{u}^1}, \quad \bar{g}_{12} = 0, \quad \bar{g}_{22} = \frac{1}{\bar{g}^{22}} = \frac{1}{f'^2(\bar{u}') \Delta_1 \bar{u}^1} \quad (22)$$

ゆえに曲面 $\bar{S}$ についてのラインエレメントは、

$$\begin{aligned}d\bar{S}^2 &= \bar{g}_{11} d\bar{u}^1 d\bar{u}^1 + 2\bar{g}_{12} d\bar{u}^1 d\bar{u}^2 + \bar{g}_{22} d\bar{u}^2 d\bar{u}^2 \\ &= \frac{1}{\Delta_1 \bar{u}^1} d\bar{u}^1 d\bar{u}^1 + \frac{1}{f'^2(\bar{u}') \Delta_1 \bar{u}^1} d\bar{u}^2 d\bar{u}^2\end{aligned} \quad (23)$$

いづれ $\bar{u}'$ のある関数 $f(\bar{u}') = \bar{u}^1$ とおき、 $\bar{u}^2 = \bar{u}^2$, $f'(\bar{u}') d\bar{u}^1 = d\bar{u}^1$, $d\bar{u}^2 = d\bar{u}^2$ とおくと、 $d\bar{S}^2 = f^2(\bar{u}', \bar{u}^2) (d\bar{u}^1 d\bar{u}^1 + d\bar{u}^2 d\bar{u}^2)$ (24)

よって、 $(\bar{u}^1, \bar{u}^2)$ 系と $(\bar{u}', \bar{u}^2)$ 系について同温座標系が得られる。今 (u^1, u^2) 系と $(\bar{u}', \bar{u}^2)$ 系とを $\bar{S}$ の同温座標系とすると、曲面 $\bar{S}$ についての基本テンソルは、

$$\begin{aligned}\bar{g}_{11} &= f^2 = \sqrt{g}, \quad \bar{g}^{22} = \bar{g}_{11} / g = 1/f^2 = 1/\sqrt{g} \\ \bar{g}_{12} &= 0, \quad \bar{g}^{12} = \bar{g}^{21} = \bar{g}_{12} / g = 0 \\ \bar{g}_{22} &= f^2 = \sqrt{g}, \quad \bar{g}^{11} = \bar{g}_{22} / g = 1/f^2 = 1/\sqrt{g}\end{aligned} \quad (25)$$

であるから(12)式より、

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^1} &= \sqrt{g} g^{11} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^1} + \sqrt{g} g^{12} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^2} = \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^1} \\ \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial u^1} &= -\sqrt{g} g^{21} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^1} - \sqrt{g} g^{22} \frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^2} = -\frac{\partial \bar{u}^1}{\partial u^2}\end{aligned} \quad (26)$$

すなわち $\bar{u}^1$ 曲線と $\bar{u}^2$ 曲線とを流線の関数 ψ とし特に曲面 $\bar{S}(u^1, u^2)$ を平面 (ξ, η) とすると、

Cauchy-Riemann 式が成立して、

$$\frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = -\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \quad (27)$$

3. 写像曲面としての三次元の Riemann 空間および Einstein 空間 (W^i) を任意の反変ベクトルとすると、 W^i の第一階共変微分と第二階共変微分は、

$$\begin{aligned}W_{ij;k} &= \frac{\partial^2 W^i}{\partial u^j \partial u^k} + W^l \frac{\partial}{\partial u^k} \left\{ \frac{i}{j} \right\} + \left\{ \frac{i}{m} \right\} \frac{\partial W^m}{\partial u^k} \\ &+ \left\{ \frac{i}{l} \right\} \frac{\partial W^l}{\partial u^j} + \left\{ \frac{l}{k} \right\} \left\{ \frac{i}{m} \right\} W^m - \left\{ \frac{l}{j} \right\} \frac{\partial W^i}{\partial u^k} \\ &- \left\{ \frac{l}{k} \right\} \left\{ \frac{i}{m} \right\} W^m\end{aligned} \quad (28)$$

さらに W_i を任意の共変ベクトルとすると、その第一階および第二階共変微分は、

$$W_{i;j;k} = \frac{\partial^2 W_i}{\partial u^j \partial u^k} - \frac{\partial}{\partial u^k} \left\{ \frac{l}{j} \right\} W_l - \left\{ \frac{l}{j} \right\} \frac{\partial W_l}{\partial u^k}$$

$$- \left\{ \frac{l}{k} \right\} \left[\frac{\partial W_l}{\partial u^j} - \left\{ \frac{h}{l} \right\} W_h \right] - \left\{ \frac{l}{j} \right\} \left[\frac{\partial W_l}{\partial u^k} - \left\{ \frac{h}{l} \right\} W_h \right] \quad (29)$$

$$(28) \text{ と } (29) \text{ 式と } (5) \text{ と } (6) \text{ とを交換して得られる、} \quad (29)$$

$$W_{i;j;k} - W_{i;k;j} = R_{ljk}^i W^l \quad (30)$$

$$W_{i;j;k} - W_{i;k;j} = -W_l R_{ijk}^l \quad (31)$$

(30) (31) 式は Ricci の式である。さらに次式を定義する。

$$R_{ijkl} = g_{in} R_{jkl}^n$$

ここで、 R_{ijkl} , R_{jkl}^i はそれぞれ Riemann-Christoffel の第一種および第二種の曲率テンソルであって次式で与えられる。

$$R_{ijkl} = \frac{\partial \{ \frac{i}{j} \}_k}{\partial u^l} - \frac{\partial \{ \frac{i}{j} \}_l}{\partial u^k} + \left\{ \frac{a}{i} \right\} \left\{ \frac{j}{k} \right\} \left\{ \frac{l}{a} \right\} - \left\{ \frac{a}{i} \right\} \left\{ \frac{j}{l} \right\} \left\{ \frac{k}{a} \right\} \quad (32)$$

$$R_{jkl}^i = \frac{\partial \{ \frac{i}{j} \}_k}{\partial u^l} - \frac{\partial \{ \frac{i}{j} \}_l}{\partial u^k} - \left\{ \frac{i}{h} \right\} \left\{ \frac{h}{k} \right\} \left\{ \frac{l}{j} \right\} + \left\{ \frac{i}{h} \right\} \left\{ \frac{h}{l} \right\} \left\{ \frac{k}{j} \right\} \quad (33)$$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} + \frac{\partial g_{ki}}{\partial u^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial u^k} \right) \quad (34)$$

$$\left\{ \frac{l}{j} \right\} = g^{jk} \left\{ \frac{l}{j} \right\}_k \quad (35)$$

(34) 式および (35) 式はそれぞれ第一種および第二種の Christoffel の記号である。(32) 式において $\{ \frac{i}{j} \}_k$ と $\{ \frac{l}{j} \}_k$ に交換した式を (32) 式の恒等式と得る

$$R_{jkl}^i + R_{kjl}^i + R_{lji}^i = 0 \quad (36)$$

さらに Ricci の式 (30), (31) 式より次の Bianchi の恒等式

$$R_{jkl;i} + R_{kil;j} + R_{lji;k} = 0 \quad (37)$$

$$R_{jkl;m} + R_{jlm;k} + R_{jmk;l} = 0$$

第二種の曲率テンソルについては次の関係がある。

$$R_{ijkl} = -R_{jikl}, \quad R_{ijkl} = -R_{jilk} \quad (38)$$

$$R_{ijkl} = R_{klij}$$

ここで Euclid 空間中の曲面に対しては R_{1212} が本質的曲率テンソルである。次に次式で与えられる Ricci のテンソルを導入する。

$$R_{jk} = R_{jkl}^l = \frac{\partial \{ \frac{l}{j} \}_k}{\partial u^l} - \frac{\partial \{ \frac{l}{j} \}_k}{\partial u^l} + \left\{ \frac{h}{j} \right\} \left\{ \frac{l}{k} \right\} \left\{ \frac{l}{h} \right\} - \left\{ \frac{h}{j} \right\} \left\{ \frac{l}{l} \right\} \left\{ \frac{k}{h} \right\} \quad (39)$$

$$R_{ij} = \frac{\partial^2 \log \sqrt{g}}{\partial u^i \partial u^j} - \frac{\partial \{ \frac{a}{i} \}_j}{\partial u^a} + \left\{ \frac{a}{j} \right\} \left\{ \frac{a}{i} \right\} - \left\{ \frac{a}{j} \right\} \frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial u^i}$$

この Ricci のテンソルは対称テンソルであって、

$$R_{ij} = R_{ji} \quad (40)$$

さらに次式で定義されるテンソルをスカラー曲率と考える。

$$R_j^j \equiv g^{jk} R_{jk}, \quad R \equiv g^{ij} R_{ij} \quad (41)$$

Ricci のテンソル R_{ij} が g_{ij} に比例するとき、すなわち、 n 次元空間において

$$R_{ij} = (n-1)K g_{ij} \quad (42)$$

となるとき、これを g_{ij} によって縮約すると、 $g_{ij} g^{ij} = n$ であることから、

$$R_{ij} = \frac{R}{n} g_{ij} \quad (n \geq 3) \quad (43)$$

このような関係を有する Riemann 多様体又は Riemann 空間を Einstein の空間と称している。いかに Bianchi の恒等式 (37) 式より、

$$R_{jkl;m} + R_{jlm;k} + R_{jmk;l} = 0 \quad (44)$$

に $g^{il} g^{jk}$ をかけて縮約すると、

$$R_{,m} - 2g^{jk} R_{jkm} = 0 \quad (45)$$

ここで (43) 式より、

$$R_{jkl} = (g_{jk}/n) R_{,l} \quad R_{,m} - \frac{2}{n} g^{jk} g_{jkm} R_{,l} = 0 \quad (46)$$

ゆえに

$(\frac{n-2}{n})R_{im}=0, \quad \frac{\partial R}{\partial m}=0$
 したがって $n \geq 3$ のときは R は一定である。今 f^i を任意の
 交替反変テンソルとすると、

$$R_{ic} = \frac{R_{jke} f^j f^k f^e}{(g_{ik} g_{je} - g_{je} g_{ik}) f^j f^k f^e} \quad (47)$$

(47) 式で与えられるスカラー R_{ic} を Riemann 曲率と
 称する。このとき、 f^i のいかにかわからず、 R_{ic} は一定値を
 とるためには、そのとき、

$$R_{jke} = K (g_{ik} g_{je} - g_{je} g_{ik}) \quad (48)$$

なる関係が成立しなければならない。ここで K は Gauss
 の全曲率である。(48) 式が成り立つとき、これを H_{jk} と縮約して得られる共変ベクトルを φ_j とし、
 これに g^{jk} をかけて縮約すると、

$$R_{jk} = (n-1)K g_{jk}$$

さらに (49) 式に g^{jk} をかけて縮約すると、

$$K = R/n(n-1)$$

とよむ。このとき、

$$R_{jke} = \frac{R}{n(n-1)} (g_{ik} g_{je} - g_{je} g_{ik}) \quad (51)$$

ここで $n \geq 3$ のときは R は一定値をとる。定曲率空間である。
 特に $n=3$ とする。3次元の Riemann 空間は Einstein の空間と称する。Ricci のテンソル R_{ik} は
 単位基底テンソル g_{ik} に比例して、

$$R_{ik} = \frac{R}{3} g_{ik} \quad (52)$$

となる。ここで比例定数 R は定数とあり、Gauss
 の全曲率 K は一定値をとる。(Schur の定理)。さらに
 この場合 Weyl の共形曲率テンソル C_{jke} は恒等的に
 零である。

$$C_{jke} = R_{jke} - (g_{ik} R_{je} - g_{je} R_{ik} + g_{jk} R_{ie} - g_{ie} R_{jk}) + \frac{R}{2} (g_{ik} g_{je} - g_{je} g_{ik}) = 0 \quad (53)$$

4. 3次元の Riemann 空間内にある曲面の射影的
 対応 (Projective Correspondence)
 (Bertini の定理) ———— 以下については

Riemann 空間の一断面である Weyl の類似接続空間
 について成立するのであるが、3次元空間と論じるために
 は上記の3次元の Riemann 空間は Einstein の空間
 を考える。さてこの空間において二つの曲面を考え、
 それらの点 $\bar{x}$ と x は対応にあるとする。この曲面の方程
 式を、

$$\bar{S}: \bar{x} = \bar{x}(u^1, u^2), \quad S: x = x(u^1, u^2) \quad (54)$$

とし二つの曲面 $\bar{S}$ と S 上の測地線が互に対応する
 ものとする。さらに測地線の方程式はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} \text{曲面 } \bar{S}: \frac{d^2 \bar{u}^i}{d\bar{s}^2} + \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} \frac{d\bar{u}^j}{d\bar{s}} \frac{d\bar{u}^k}{d\bar{s}} &= 0 \\ \text{曲面 } S: \frac{d^2 u^i}{ds^2} + \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

$$\bar{S}: \frac{d\bar{u}^i}{d\bar{s}} \left(\frac{d\bar{u}^j}{d\bar{s}} + \left\{ \begin{smallmatrix} j \\ k\ell \end{smallmatrix} \right\} \frac{d\bar{u}^k}{d\bar{s}} \frac{d\bar{u}^\ell}{d\bar{s}} \right) \frac{d\bar{u}^i}{d\bar{s}} = \frac{d\bar{u}^i}{d\bar{s}} \left(\frac{d\bar{u}^j}{d\bar{s}} + \left\{ \begin{smallmatrix} j \\ k\ell \end{smallmatrix} \right\} \frac{d\bar{u}^k}{d\bar{s}} \frac{d\bar{u}^\ell}{d\bar{s}} \right) \frac{d\bar{u}^i}{d\bar{s}} = 0$$

さらにこの対応で上記の方程式系 (55) (55') は同値
 とある。そのために次式

$$\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} - \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} \left(\frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} \right) = (d-d) \frac{du^i}{ds}$$

または、

$$\left(\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} - \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} \right) \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} = \left(\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} - \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} \right) \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} = 0 \quad (56)$$

が成り立つ。このとき、 $\bar{S}$ と S の点 $\bar{x}$ と x は対応にある。
 したがって、ここで、

$$H_{jk} = \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} - \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} \quad (57)$$

とよむ。これは混合テンソルの成分である。(56) 式より

$$H_{11}^2 \left(\frac{du^1}{ds} \right)^2 + (2H_{12}^2 - H_{11}^1) \frac{du^1}{ds} \frac{du^2}{ds} + (H_{22}^2 - 2H_{12}^1) \frac{du^1}{ds} \frac{du^2}{ds} - H_{22}^1 \left(\frac{du^2}{ds} \right)^2 = 0 \quad (58)$$

すなわち、

$$H_{11}^2 = H_{22}^1, \quad H_{11}^1 = 2H_{12}^2, \quad H_{22}^2 = 2H_{12}^1 \quad (59)$$

とよむ。これは混合テンソルの成分である。(56) 式より

$$\varphi_j = \frac{1}{3} H_{jk}^i g_{ik} \quad (60)$$

(49) とすると、(59) 式より、

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} H_{11}^1, \quad \varphi_2 = \frac{1}{2} H_{22}^2$$

(50) とある。このとき、

$$\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} - \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} = H_{jk}^i = \delta_j^i \varphi_k + \delta_k^i \varphi_j \quad (61)$$

(51) 式で δ_j^i は Christoffel の記号とあり (5) 式より、

$$\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} - \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ jk \end{smallmatrix} \right\} = 3\varphi_k \quad (62)$$

$$\frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial u^k} - \frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial u^k} = 3\varphi_k \quad (62')$$

ここで φ_k は二つの曲面 $\bar{S}$ と S 上の測地線が互に対応する測地線の射影的
 対応である。Christoffel の記号
 の間に (61) 式または (62) 式が成立している。

さて3次元 Riemann 空間における Weyl の射影曲率テンソル

$$W_{jke} = R_{jke} - \frac{1}{(n-1)} (\delta_k^i R_{je} - \delta_e^i R_{jk}) \quad (63)$$

である。このとき、(61) 式の射影的変換において W_{jke} は不変で
 ある。二つの曲面に対して同一であり、今の場合定曲率
 空間である。このとき、

$$W_{jke} = 0 \quad (64)$$

(61) 式または Riemann-Christoffel の曲率テンソル
 R_{jke} を定義する (32) 式に代入すると、

$$\bar{R}_{jke} = R_{jke} - \varphi_j \delta_k^i \delta_e^i + \varphi_e \delta_j^i \delta_k^i \quad (65)$$

$$\varphi_j \delta_k^i \delta_e^i - \varphi_e \delta_j^i \delta_k^i \quad (66)$$

この式で $i=R$ とおいて縮約すると、

$$- \varphi_j \delta_k^i \delta_e^i = (R_{jk} - \bar{R}_{jk}) = - \varphi_j \delta_k^i + \varphi_e \delta_j^i \quad (67)$$

したがって、

$$\varphi_j \delta_k^i = (R_{jk} - \bar{R}_{jk}) + \varphi_j \delta_k^i \quad (68)$$

これを $i=R$ とおいて縮約すると、

$$\varphi_j \delta_k^i \delta_e^i - \varphi_e \delta_j^i \delta_k^i = - \varphi_j \delta_k^i \delta_e^i \quad (69)$$

と Ricci の式に代入すると、

$$(\bar{R}_{jk} \delta_e^i - \bar{R}_{je} \delta_k^i) - (R_{jk} \delta_e^i - R_{je} \delta_k^i) + \varphi_j W_{jke} = 0 \quad (70)$$

(56) 式より、Weyl の射影曲率テンソルは恒等的に零
 $W_{jke} = 0$

である。互いに射影的対応にある二つの曲面に対して

テンソル $R_{j\bar{k}} = R - R_{j\bar{k}}$ は同一である。特に曲面 S を平面とすると、この平面と任意曲面 S とが互いに射影的対応にある場合には、

$$R_{j\bar{k}} = R - R_{j\bar{k}} = 0 \quad (71)$$

ここで $R_{j\bar{k}}$ は Ricci のテンソルを共変微分したものであって、(42) 式を上式に代入すると、

$$K_{;i} g_{j\bar{k}} - K_{;j} g_{i\bar{k}} = 0$$

が得られ、この式に $g_{j\bar{k}}$ をかけて縮約すると、

$$K_{;i} = 0 \quad (72)$$

すなわち平面と曲面 S とが射影的対応にある場合、

Gauss の全曲率は一定値とする。次に Gauss の全曲率が一定値をとる平面と曲面とは射影的対応に置くことができる。

5. 平面直線写列および平面ラジアル写列の

三次元等角写像 ———— 対数変換を有

するラジアル写列についての三次元写像については前記 (2) に示した。さらにその詳細については後報にて述べる。ここでは平面直線写列を三次元写像曲面に等角写像することを考える。図 3 に示すように三次元写列の回転曲面を三次元の Riemann 空間内の回転面とする。物理曲面と写像曲面との間に共形写像および等長写像の対応 (近似的を含む) があれば、必ずしも回転面である必要はない。この回転曲面の方程式

$$x_1 = C u^1 \cos u^2, x_2 = C u^1 \sin u^2, x_3 = C \psi(u^1) \quad (73)$$

と最初の基本テンソルは、

$$g_{11} = 1 + \left(\frac{d\psi(u^1)}{du^1} \right)^2, g_{12} = 0, g_{22} = (u^1)^2 \quad (74)$$

ラインエレメントは

$$ds^2 = C^2 \left\{ 1 + \left(\frac{d\psi}{du^1} \right)^2 \right\} (du^1)^2 + C^2 (u^1)^2 (du^2)^2 \quad (75)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}^1 &= C g(u^1), u^1 = g^{-1}\left(\frac{\bar{u}^1}{C}\right) = f(\bar{u}^1) \\ g(u^1) &= \int \sqrt{1 + \left(\frac{d\psi}{du^1} \right)^2} du^1, \bar{u}^2 = u^2 \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

と変数変換すると、ラインエレメントは、

$$ds^2 = (d\bar{u}^1)^2 + \{ f(\bar{u}^1) \}^2 (d\bar{u}^2)^2$$

さらに、

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon} &= \int \frac{d\bar{u}}{f(\bar{u})} = \bar{\epsilon}(\bar{u}), \quad \eta = \bar{u}^2 \\ \bar{u} &= \bar{u}(\bar{\epsilon}), \quad \bar{u}^2 = \eta \end{aligned}$$

と変数変換すると、

$$ds^2 = f^2(\bar{u}) (d\bar{\epsilon}^2 + d\eta^2)$$

このとき $(\bar{\epsilon}, \eta)$ 曲座標系は等温座標系となっている。今複素平面 (写像平面) において、図 2 に示すように $\zeta = \bar{\epsilon} + i\eta$ なる複素座標をとり、平面直線写列と図 3 の写像曲面との対応を考える。このとき、 $\bar{\epsilon} = \text{const}$ (虚軸に平行) は $u^1 = \bar{u}^1 = \text{const}$ (円周に平行) に対応し、 $\eta = \text{const}$ (実軸に平行) は $u^2 = \bar{u}^2 = \text{const}$ (半径線) に対応している。

写像曲面として擬球面をとり (73) 式において R_0 を擬球半径、 C を流面定数とすると、

$$\psi(u^1) = C R_0 \ln \left\{ \frac{C R_0 - \sqrt{(C R_0)^2 - (\bar{u}^1)^2}}{\bar{u}^1} \right\} + \sqrt{(C R_0)^2 - (\bar{u}^1)^2} \quad (77)$$

において次の変数変換

$$u^1 = \exp(\bar{u}^1 / C R_0), \bar{u}^1 = C R_0 \ln u^1 \quad (80)$$

$$u^1 = -\frac{C R_0}{\bar{\epsilon} + C_1}, u^2 = \bar{u}^2 = \eta \quad (80)$$

によって、擬球面のラインエレメントは、等温直交系で書いて

$$ds^2 = \left\{ \frac{C R_0}{\bar{\epsilon} + C_1} \right\}^2 (d\bar{\epsilon}^2 + d\eta^2) \quad (81)$$

同様に、写像曲面が球面の場合には (73) 式に

$$\psi(u^1) = \sqrt{(C R_0)^2 - (\bar{u}^1)^2} \quad (82)$$

があるから、

$$u^1 = C R_0 \cos \bar{u}^1, \bar{u}^1 = \sin^{-1} \left\{ \frac{e^{2 C R_0 \bar{\epsilon}} - 1}{e^{2 C R_0 \bar{\epsilon}} + 1} \right\} \quad (83)$$

$$u^2 = \bar{u}^2 = \eta$$

と変数変換すると、球面の等温直交系は次のようになる。

$$\text{すなわち,} \quad ds^2 = \frac{4 (C R_0)^2 e^{2 C R_0 \bar{\epsilon}}}{(1 + e^{2 C R_0 \bar{\epsilon}})^2} (d\bar{\epsilon}^2 + d\eta^2) \quad (84)$$

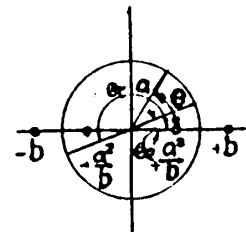


FIG.1

TURBINE

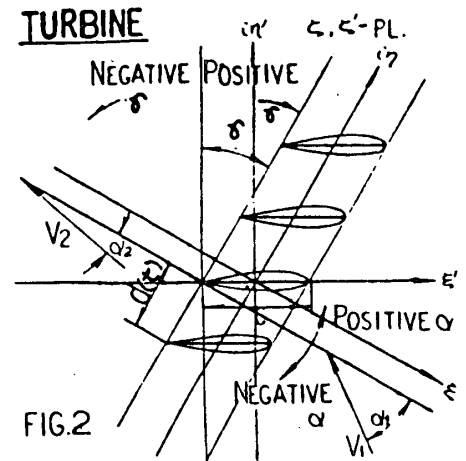


FIG.2

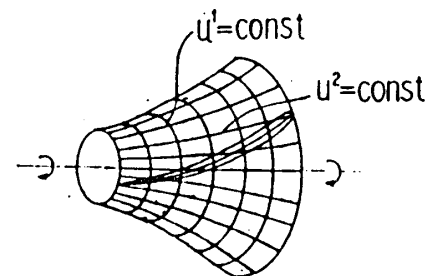


FIG.3

(73) 式の回転曲面 (図 3) において半径 r と定角 θ

で交わる曲線が飛行線となる。この飛行線上に

$$\text{よって,} \quad \cot \theta = \frac{\sqrt{1 + \left\{ \frac{C \psi(u^1)}{du^1} \right\}^2}}{u^1} \cdot \frac{du^1}{du^2} \quad (85)$$

ける関係が成立するが、この航行方程式は媒介変数 (u^1, u^2) について次式で与えられる。

$$\int \frac{\sqrt{1 + \left\{ \frac{dC(u^1)}{du^1} \right\}^2}}{u^1} du^1 - u^2 \cot \delta + C_0 = 0 \quad (86)$$

ここで C_0 は積分定数である。

(86)式に(79)式と(82)式とを代入し、(80)式と(83)式の変数変換を考慮すると、楕球面、球面いずれの場合にも、

$$E - \eta \cot \delta = C_1 \quad (C_1: \text{定数}) \quad (87)$$

となるが、図2において翼形の翼弦長のみを考慮すると、これは平板翼と考えられ、上記に示した(80)式と(84)式との変換によって平板翼は写像曲面上の航行翼に三次元等角写像されることになる。これを図2に示すようなシンメトリ翼形は写像曲面上では、航行翼翼形となるが、キャンバを有する厚翼の場合では三次元写像すると、任意の翼形の2次元速度分布と圧力分布が求められる。特に対数渦翼を有する平面ラジアル翼列の場合と同様に写像曲面上で航行翼となるが、ここでは射影的対応により写像される。

平面直翼翼列でも平面ラジアル翼列でも等角写像法による場合には、円を写像関数によって翼列に写像し、翼の周りの流れを円の周りの流れとして把握することになるが、(1)~(16)結果集法の場合には、ここでは数学的詳細についての論議は行わないが(後報にて詳述する)、複素平面上において吹き出し(又は吹き込み)と渦とから翼列の周りの流れの速度分布を求めるものであるが、非粘性非圧縮性の場合には速度ポテンシャル Φ と流れ関数 Ψ とが存在し、これは Laplace の式と Cauchy-Riemann の式が成立しているから、前述において二次元翼列のデータ(近似を含む)から三次元翼列のデータを求めることができる。

次に円を平板翼列および対数渦翼翼列に写像する写像関数および翼列の周りの速度の例を示す。これは Riemann 空間内における三次元航行翼を与えるものである。平板翼列については Weing によって始めて写像関数が与えられ、Garvick によって任意翼形の翼列に対する基礎解が与えられた(図1.2参照)

円から平板翼列への写像関数:

$$z = \frac{z}{2\pi} \left\{ e^{-i\delta} \ln \left(\frac{b + \frac{a^2}{b}}{b - \frac{a^2}{b}} \right) + e^{i\delta} \ln \left(\frac{b' + \frac{a'^2}{b'}}{b' - \frac{a'^2}{b'}} \right) \right\} \quad (88)$$

平板翼列上の速度分布:

$$V = V_m (\cos \alpha dz + \frac{N}{M} \sin \alpha dz), \quad V_m: \text{平均速度}$$

ここで:

$$M = \frac{\cos \delta \sin \theta}{\sin R \delta_0} - \frac{\sin \delta \cos \theta}{\cos R \delta_0}$$

$$N = \frac{1}{(\cos R \delta_0 - \sin^2 \delta)^2} + \frac{\cos \delta \cos \theta}{\cos R \delta_0} + \frac{\sin \delta \sin \theta}{\sin R \delta_0} \quad (89)$$

円から対数渦翼翼列への写像関数については、König および Sörensen によって与えられ、Busemann-Acosta によって対数渦翼上の速度分布が与えられた。

円から対数渦翼翼列への写像関数: (図4.5.6)

$$\begin{aligned} \frac{2\pi\lambda}{t} &= e^{-i\delta} z \ln z \\ &= e^{-i\delta} \ln \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0 - 1} \right) + e^{i\delta} \ln \left(\frac{\bar{\omega}_0 - \frac{1}{\omega}}{\bar{\omega}_0 - 1} \right) \end{aligned} \quad (90)$$

$\lambda - PL.$

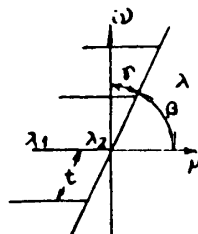


FIG.6

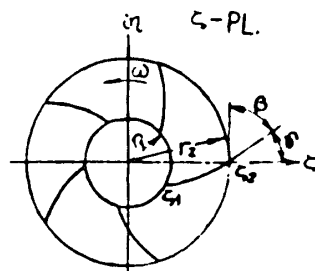


FIG.4

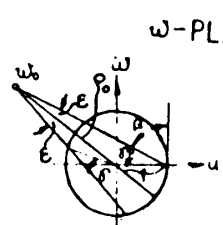


FIG.5

対数渦翼翼上の速度分布と圧力分布:

$$\frac{W}{r_2 \omega} = \left(\frac{r}{r_2} \right) \left\{ \sin \delta - \frac{Nz}{2\pi a i} \cdot \frac{1}{H(\theta)} \left[\frac{|a| \cos \delta}{Nz} \{ I(\theta) - I(\omega) \} + \frac{Q}{\omega} \{ J(\theta) - J(\omega) \} \right] \right\} \quad (91)$$

$$\text{圧力分布: } C_p = \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 - \left(\frac{W}{r_2 \omega} \right)^2$$

$$H(\theta) = \{ |a| \sin \delta - \sin(\theta + \epsilon) \}$$

$$\times \exp \left[\left(\frac{1 + \cos 2\delta}{2} - 1 \right) \ln \{ 1 - 2|a| \cos(\theta - \delta_0) + |a|^2 \} - \frac{2 \sin 2\delta}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{|a| \sin(\theta - \delta_0)}{1 - |a| \cos(\theta - \delta_0)} \right\} \right]$$

$$I(\theta) = \int_0^{2\pi} H(\varphi) \cot \left(\frac{\varphi - \theta}{2} \right) d\varphi$$

$$J(\theta) = \frac{|a| \sin(\theta - \delta_0)}{1 - 2|a| \cos(\theta - \delta_0) + |a|^2}$$

$$\omega_0 = \rho_0 e^{i\delta_0}, \quad \sin \epsilon = |a| \sin \delta, \quad \delta = \frac{\pi}{2} - \beta$$

$$|a| = \frac{1}{\rho_0}, \quad a = \frac{1}{\omega_0}, \quad \delta_0 = \pi - (\delta + \epsilon)$$

$$N = (1 - a)^2 \cdot (1 - \bar{a})^2 = (\cos \epsilon + |a| \cos \delta)^2 \frac{2(1 + \cos 2\delta)}{2}$$

$$\times \exp \left(\frac{2E \sin 2\delta}{2} \right)$$

$$Q = \frac{1 + e^{-2\delta}}{2}, \quad \bar{Q} = \frac{1 + e^{2\delta}}{2}$$

$$Q_c = \frac{2}{2\pi r_2^2} \left(\frac{Q}{\omega} \right)$$

$$|a|^2 = \frac{\left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{z}{2\cos^2\delta}} \exp(zE \tan\delta)\right]^2}{\left[1 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{z}{2\cos^2\delta}} \exp(zE \tan\delta)\right]^2 \cos^2\delta} + \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{z}{2\cos^2\delta}} \exp(zE \tan\delta)\right]^2 \sin^2\delta$$

Q: 翼面1流路単位中当りの流量, z : 翼枚数
 r_1/r_2 : 翼車の半径比 ($r_2=1$), δ : 翼角の補角
 (3): 翼角, ω : 翼車の回転角速度, ϕ : 流量係数

6. あとがき ———— 三次元等角写像法に

より速く分布と圧力分布を求める方法を示した。
 平面直翼列については共形的対応により、平面ラジアル翼列については射影的対応によるが、この場合前者については、Weylの共形曲率 C_{Weyl} が、後者については、同じくWeylの射影曲率 C_{proj} が、恒等的に零となっている。直線平板翼列および対数渦面ラジアル翼列については、これを三次元等角写像すると、いづれも子午線と一定の角をなす無行の翼を有する三次元翼列を与える。詳細はここでは述べないが、近似解法として二次元翼列については、特異点法を用いて求める速く分布において、三次元翼列の速く分布を求めることとなる。写像曲面および物理曲面としては、回転面を用いたが、近似とを含めると、Gaussの全曲率一定で等長写像が可能であれば必ずしもこれを回転面とする必要はない。ほど厚翼と薄い翼の大きい翼形の場合には、複素平面又は写像平面上で理論値を求めるには、複雑さを増さざるを得ないが、この三次元等角写像法を用いると任意の翼形の回りの速く分布と圧力分布を正確に求めることができる。可圧縮性・圧縮性流体という場合にも三次元翼面上の圧力分布(圧力勾配)が求められる。前者については翼に沿っての流れの剥離点、後者については衝撃波の位置を推定することができる。数値計算例については実際の例に基づいて「あとがき」において他の方法との対比の点に後報にて述べる。

7. 参考文献

- (1) J. Weinig; Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen. Leipzig, 1935.
- (2) J.E. Garrick; On the plane potential flow past a lattice of arbitrary airfoils. NACA T.R. Nr. 788, Washington, 1944.
- (3) W. Traupel; Die Berechnung der Potentialströmung durch Schaufelgitter. Sulzer Techn. Rdscr. Nr.1 (1945)
- (4) E. Pistolesi; Sul calcolo dei schiere infinite di ali sottili. Aerotecnica, Bd.17 (1937)
- (5) N. Scholz; Berechnung der durchverteilung der ebenen Platte im Gitterverband. Abh. Braunsch. Wiss. Ges. Bd.5 (1953)
- (6) A. Busemann; Das Förderhöhenverhältnis radialer Kreiselpumpen mit logarithmisch spiraligen Schaufeln. ZAMM., Bd.8, Heft 5, 1928, pp.372~384.
- (7) A.J. Acosta; An Experimental and Theoretical Investigation of Two-dimensional Centrifugal Pump Impeller. Trans. ASME, Vol. 1954, pp.747.
- (8) E. König; Potenziellströmung durch Gitter. ZAMM., Bd.2, 1922.
- (9) E. Sørensen; Potential Flow Through Centrifugal Pumps and Turbines. NACA. TM., 973. April, 1941.
- (10) S. Uchmaru and S. Kito; On Potential Flow of Water Through a Centrifugal Impeller. Journal of the Faculty of Eng. Tokyo Univ., Tokyo, Japan, Vol.19, 1931.
- (11) A.J. Acosta; An Experimental and Theoretical Investigation of Two-dimensional Centrifugal Pump Impeller. Trans. ASME, 1954, pp.749.
- (12) B. Fujimoto and K. Hirose; Calculation Method of Pump Impeller. Trans. Japan Soc. Mech. Engrs., Vol.15, No.50 (1949), p.39.
- (13) G. Kamimoto and Y. Matsuoka; Theory of Centrifugal-Type Impeller with Vanes of Arbitrary Form. Bulletin of Japan Soc. of Mech. Engrs., Vol.2, No.8, 1959, pp.630
- (14) W.S. Hall and B. Thwaites; On the Calculation of Cascade Flows. A.R.C. CP 806, Nov. 1962
- (15) W.S. Merchant and A.R. Collier; Flow of an ideal fluid past a cascade of blades (Part II) A.R.C. R&M. No.1893, May, 1941.
- (16) J.P. Gastelow; Potential Flow through cascade - A comparison between exact and approximate solution. A.R.C. CP. N807, Nov. 1963
- (17) J.P. Gastelow; Review of Compressible Flow Theories for Airfoil Cascades. Trans. ASME, J. of Eng. for Power, Oct., 1973, pp.283
- (18) T. Katsanis; Use of Arbitrary Quasi-Orthogonals for Calculating Flow distribution in the Meridional Plane of a Turbomachine. NASA TND-2546, 1964.
- (19) D.H. Wilkinson; Calculation of Blade-to-Blade Flow in a Turbomachine by Streamline Curvature. A.R.C. R&M NO. 3704, 1972
- (20) Y., Krumerman and D. Adler; The Complete Three-dimensional Calculation of the Compressible Flow Field in a Turbo Impeller. J. of Mech. Eng. Sci., Vol.20, 1978
- (21) Ch. Hirsch and G. Warzee; An Integrated Quasi-3-D Finite Element Calculation Program for Turbomachinery Flows. ASME J. of Eng. for Power, Vol.101, 1979
- (22) T. Katsanis and W.D. McNally; Fortran Program for Calculating Velocities in a Magnified Region on a Blade-to-Blade Stream Surface of a Turbomachine. NASA TND-5054, 1969
- (23) M. Ribaut; Trans. ASME, Ser. A, 90-3 (1968)
- (24) Y. Miyake; Tokyo Int. Gas Turbine Congr. Paper No.IGTC-1983-57 (1983)
- (25) M. Tokunaga; On the Three dimensional Impeller of Turbomachine with Loxodromic Blade. Bulletin of the JSME, 23-177 (1980-3), 368.

電力用セラミックガスタービンにおける接合技術の研究

伊東 正道

渡部 教雄

(東京電力株式会社)

長島 義悟

江波戸 智

*高木 俊幸 (三井造船株式会社)

1. はじめに

ガスタービンの高温部品にセラミックス (本報では、工業的に焼結させた特殊セラミックスを単にセラミックスと呼ぶ) を利用するための研究が、ガスタービンメーカーセラミックスメーカーをはじめ各方面で実施されている^{1) 2) 3)}。

セラミックスは、高温で優れた強度を有する反面、硬度が高く、脆いという欠点がある。従って、機械加工によって成形することはむづかしく、焼結過程で寸法形状を調整する必要がある。しかしながら現在の製造技術では、高強度で複雑な形状あるいは大型、中型の構造物を一体で成形、焼結させることは困難である。また、セラミックスの持つ脆さを補う目的から他の材料、例えば合金などとの複合化が必要になることがある。

ガスタービンへの適用を考えた場合も例外ではない。図1は、セラミックス製のタービン1段静翼の概念図である。セラミックス製の翼部とエンドウォール部とを接合し、また金属製仕切板と静翼との接合部には機械的接合、いわゆるかん合技術を適用したものである。

本報はこのような観点に立ち、電力用の大型ガスタービンの高温強度部品にセラミックスを利用するための技術の一つとして、セラミックス同士あるいはセラミックスと金属 (主に耐熱合金) との接合技術について

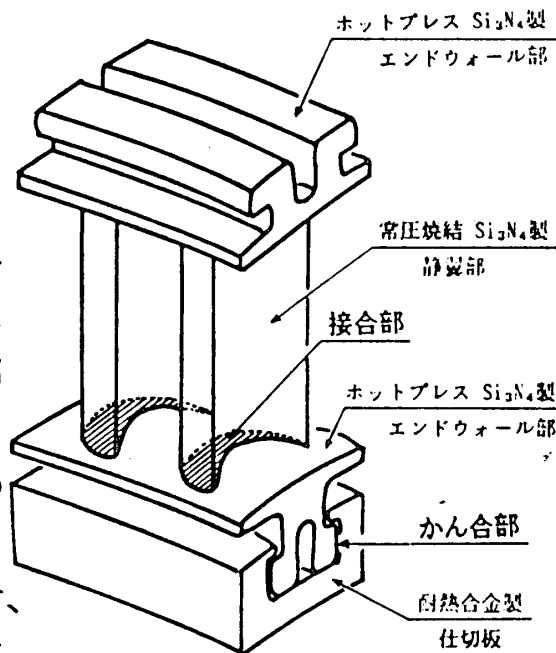


図1 セラミックス製静翼の概念図

て幅広く実験的に検討したものの中から、比較的優れた接合強度が得られたものについてまとめたものである。

2. ブレージング法を用いた接合試験について

各種接合法の中からブレージング法⁴⁾を選び、セラミックス同士およびセラミックスと金属との接合試験をおこなった。ブレージング法は、接合面に金属箔などのインサート材をはさみ、高温雰囲気中でインサート材を熔融させて接合させるものである。

セラミックス材としては、高温における強度が優れている窒化珪素 Si_3N_4 (常圧焼結品) および炭化珪素 SiC (常圧焼結品) を選定した。接合相手材には、同一セラミック

表1 供試セラミックスの特性

	窒化珪素	炭化珪素
かさ比重 (—)	3.2	3.1
ヤング率 (N/m ²)	3×10^{11}	4×10^{11}
ポアソン比 (—)	0.28	0.16
線膨張係数 (1/°C)	3.2×10^{-6}	4.2×10^{-6}
4点曲げ強さ (MPa)	520	440

ス材および金属を用いる。また金属には、ガスタービンの高温部材としての適用を考慮して、SUS403、Hastelloy X および IN738 を採用した。各接合面は、 $1 \mu\text{m}$ 以下の研磨仕上げ面とした。表1に供試セラミックスの特性を示す。

インサート材には、Cu-Ti 合金箔を用いた。Cuは熱応力緩衝層としての効果を、またTiは接合性に重要な影響を及ぼす漏れ性⁵⁾を向上させる効果を狙ったものである。

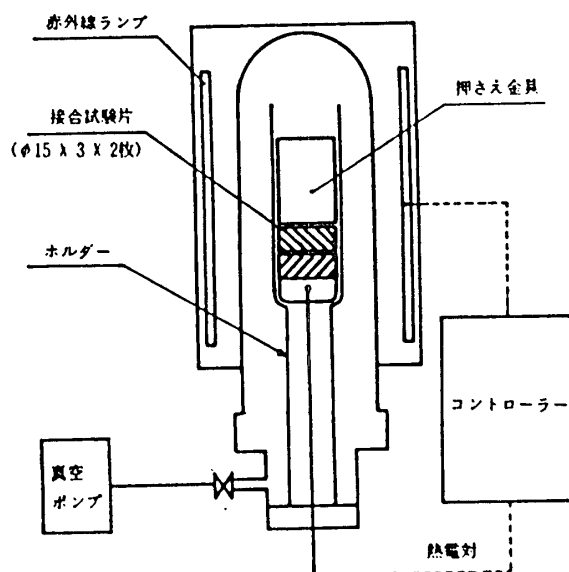


図2 真空反応炉の原理図

接合実験で使用した真空反応炉の原理図を図2に示す。炉内は、真空ポンプで炉内圧力 $5 \times 10^{-4} \text{ torr}$ ($7 \times 10^{-2} \text{ Pa}$)まで真空にし、その後赤外線ランプによって所定の温度パターンに従った昇温、降温をおこなわせるものである。

セラミックスと金属との接合に先立ち、セラミックスとインサート材との反応性を調べるために、Cu-Ti インサート材を用いてセラミックス同士の接合試験をおこなった。その結果、 Si_3N_4 同士の場合には接合温度 800°C では反応が開始されないが、接合温度を 850°C まで上昇させると、図3に示すとおり反応層が形成され、接合体を得ることができる。一方 SiC 同士の場合には、接合温度を 1000°C まで上昇させても接合体が得られず、接合温度を 1100°C まで上昇させる必要がある。

ここで使用したCu-Ti 合金箔の融

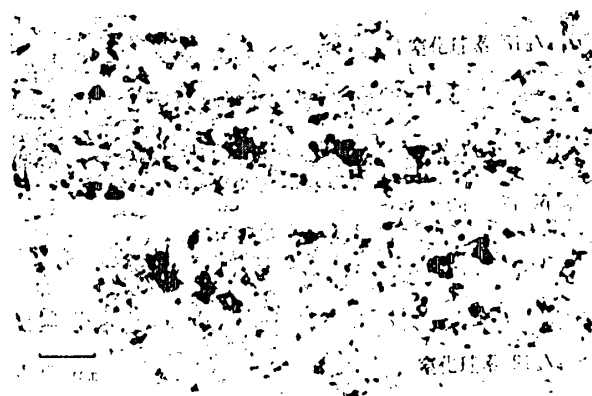


図3 ブレージング接合させた

Si_3N_4 同士の接合界面の顕微鏡写真

点は、約 910℃である。しかし上記のとおり、接合界面の反応あるいは接合層の形成は、インサート材の融点とは異なった温度で起こり、しかもセラミックス材によってもそれぞれ必要接合温度が異なることが明らかとなった。

金属との接合の場合には、インサート材と金属との反応も問題となる。Si₃N₄ — SUS403との接合例では、接合温度1000℃ではインサート材とSUS403との間の反応が進まず接合させることができないが、接合温度を1100℃まで上昇させると図4に示すとおり、接合反応層が形成され接合体

を得ることが可能となる。SiC — SUS403 接合の場合も同様に、接合温度を1100℃まで上昇させると接合が可能となる。一方、Hastelloy X およびIN738 との接合の場合には、接合温度1100℃では接合体を得ることはできない。Hastelloy X との接合試験で、接合温度をHastelloy X の融点に近い1200℃まで上昇させた

が、接合反応層が十分に形成されず、接合体を得るまでには至っていない。

接合界面の様子をさらに検討するために、電子線マイクロアナライザ EPMA を用いて特定元素の拡散状況を探った。

図5に、Si₃N₄ — SUS403 接合界面のEPMA分析結果を示す。同図から明らかなように、TiはSUS403側へ拡散するが、Si₃N₄ 側へはほとんど拡散していない。一方Cuは、Si₃N₄ 側およびSUS403側の両方向へ拡散する。SUS403の元素としてCrに注目すると、図5(c)に示すとおり、インサート材の内部まで拡散していることがわかる。

接合性の定量的評価には、4点曲げ試験(JIS R1601)を採用した。試験片は、接合界面がほぼ中央に位置するようにφ15X40mmの接合体から、巾4mm、高さ3mm、長さ40mmに製作したものである。各接合体の4点曲げ強さσ_bを図6に示す。同図横軸は、4点曲げ試験の雰囲気温度を意味する。SUS403との接合体の場合は、雰囲気温度 600℃条件でσ_b = 1 kg/mm² (10MPa)と非常に小さな

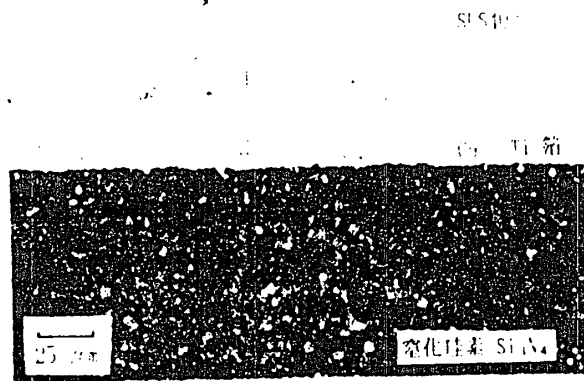


図4 プレージング接合させた

Si₃N₄ - SUS403接合界面の顕微鏡写真

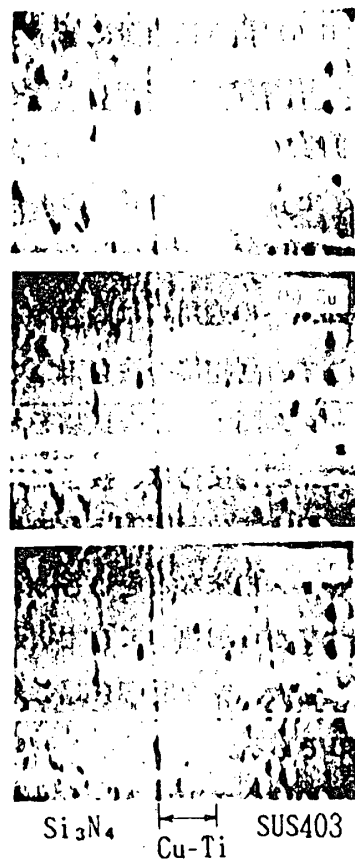


図5 Si₃N₄-SUS403接合界面のEPMA分析結果

4点曲げ強さとなった。また切断面は、セラミックス同士の接合体の場合と異なり、接合面から2～3mmずれたセラミックス材内に発生した。これは、セラミックス側に残留応力あるいは熱膨張係数差に起因する微小割れが発生したためと思われる。一方、 Si_3N_4 同士の接合体の場合には、室温雰囲気における4点曲げ強さ σ_b が34～42 kg/mm^2 (340～420 MPa)と比較的高い値となる。しかし、雰囲気温度が600℃を越えると急激に4点曲げ強さが低下して、雰囲気温度800℃では

$\sigma_b = 11 \sim 14 \text{ kg}/\text{mm}^2$ (110～140 MPa)に、また雰囲気温度1000℃では $\sigma_b = 7 \text{ kg}/\text{mm}^2$ (70 MPa)以下に低下する。 SiC 同士の接合体の場合には、 Si_3N_4 同士の場合に比べて全般に4点曲げ強さは低く、室温から800℃雰囲気まで $\sigma_b = 9 \sim 11 \text{ kg}/\text{mm}^2$ (90～110 MPa)である。また雰囲気温度が800℃を越えると SiC 同士の接合体の場合も、4点曲げ強さは急激に低下する。

3. 固相接合法を用いた接合試験について

前項で述べたブレイジング法でも、セラミックス同士の接合が可能であるが、800℃を越える高温雰囲気への適用には問題がある。そこで、固相接合法を用いてセラミックス同士の接合試験をおこなった。固相接合は、接合面に塑性変形しやすい金属箔あるいはセラミックス粉末などはさみ、圧着させながら加熱して固相状態で相互に拡散、界面反応を起こさせるものである。

固相接合で用いたホットプレス装置の原理図を図7に示す。ステンレス製の圧力容器内に黒鉛で作ったプレス型を組込み、上部から油圧による荷重を加え、さらに周囲から黒鉛発熱体による加熱をおこなう。雰囲気は、Arガスへ置換する。

接合試験に用いたセラミックスは、ブレイジング法の場合と同一の Si_3N_4 常圧焼結

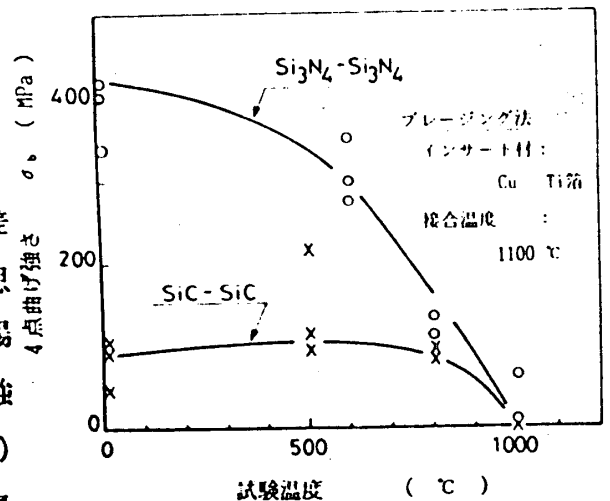


図6 ブレイジング法によって得られた接合体の4点曲げ強さ

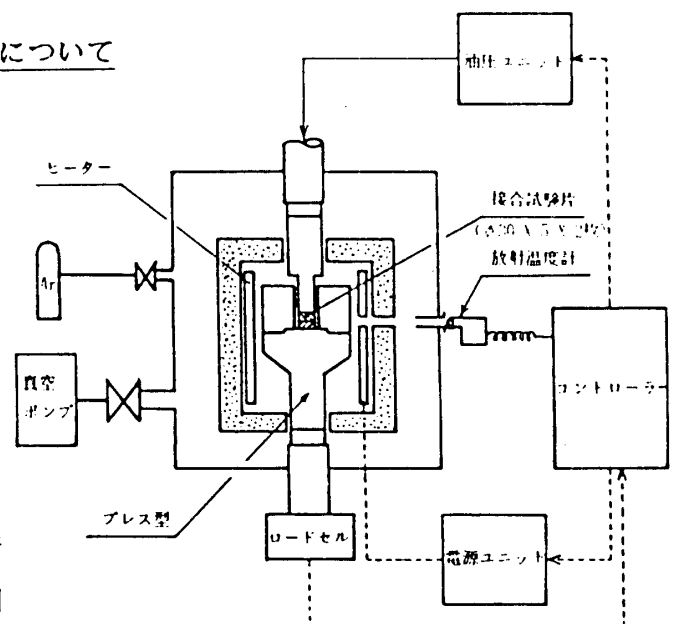


図7 ホットプレス装置の原理図

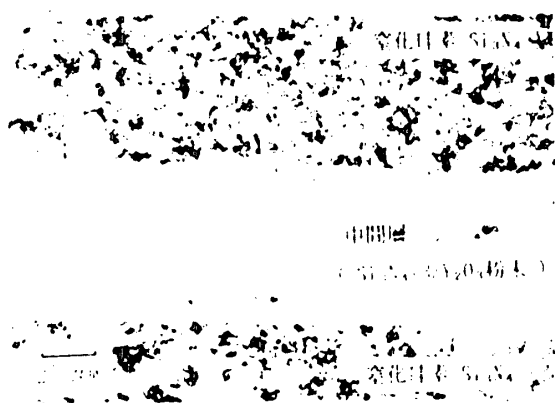


図8 Si_3N_4 同士の接合界面

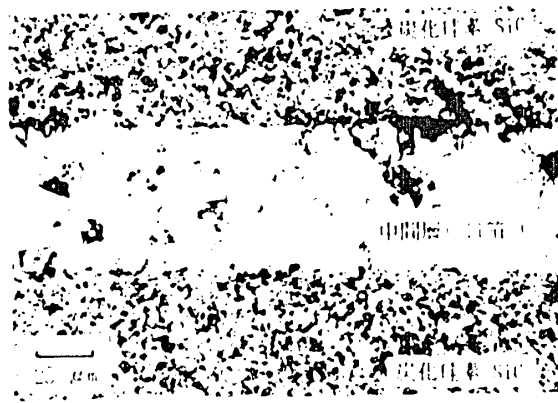


図9 SiC 同士の接合界面

品および SiC 常圧焼結品である。接合面にそう入する中間層材には、 Si_3N_4 同士の接合の場合には Si_3N_4 に Y_2O_3 を3%添加した粉末を、また SiC 同士の場合には Ti 箔（融点約 1660°C ）を用いた。接合温度はそれぞれ 1500°C とし、加圧力 $2\text{kg}/\text{mm}^2$ （ 20MPa ）、保持時間60分もそれぞれ同一とした。

図8および図9は、それぞれ Si_3N_4 同士および SiC 同士の接合断面の顕微鏡写真である。それぞれ接合界面および中間層の内部にまで反応層が形成されていることがわかる。

各接合体について4点曲げ試験をおこなった結果を図10に示す。 Si_3N_4 系粉末を中間層とした Si_3N_4 同士の接合の場合には、室温雰囲気ではブレイジング法の場合と同様な $\sigma_b = 42\text{kg}/\text{mm}^2$ （ 420MPa ）の4点曲げ強さとなる。雰囲気温度の上昇と共に4点曲げ強さは低下するが、 800°C 雰囲気では $\sigma_b = 28\text{kg}/\text{mm}^2$ （ 280MPa ）、 1000°C 雰囲気では $\sigma_b = 7 \sim 9\text{kg}/\text{mm}^2$ （ $70 \sim 90\text{MPa}$ ）と、ブレイジング法の場合に比べて高

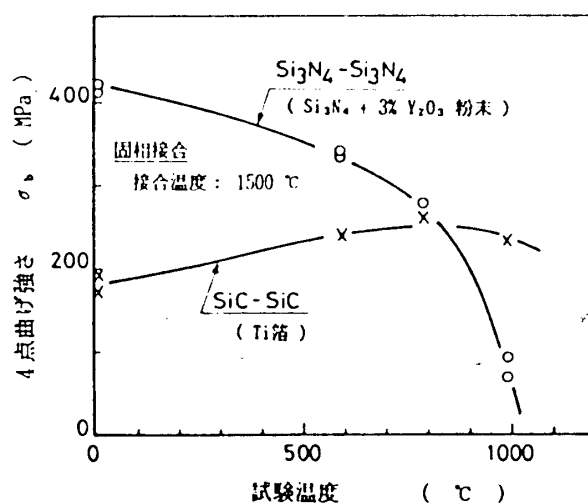


図10 固相接合法によって得られた
接合体の4点曲げ強さ

温雰囲気における4点曲げ強さは高くなる。一方、 Ti 箔を中間層とした SiC 同士の接合の場合には、室温から 1000°C の高温雰囲気まで $\sigma_b = 17 \sim 26\text{kg}/\text{mm}^2$ （ $170 \sim 260\text{MPa}$ ）と比較的高い4点曲げ強さが得られる。

4. 緩衝材の反応性試験について

機械的接合、いわゆるかん合技術によってセラミックスと金属とを接合させる場合には、かん合部に接触応力あるいは摩擦抵抗を緩和させるための緩衝材をそう入させる必要がある。

かん合技術に関しては、かん合部の形状、使用条件などによって適用技術が限定されてるため、基礎的な研究⁶⁾はあまり例をみない。そこで本研究では、前述のとおり緩衝材が重要と考え、その材料選定のための基礎実験をおこなった。

緩衝材に要求される特性としては、融点、熱膨張係数、伸び、硬さなどがある。本研究では、融点、熱膨張係数および縦弾性係数に着目して、チタンTi、タンタルTaおよび銅Cuを緩衝材に選定し、 Si_3N_4 あるいはSiCとの反応性について研究した。

実験は、前項で述べたホットプレス装置を用い、 10^{-3} torr (10^{-2} Pa)真空中、 $4\text{kg}/\text{mm}^2$ (40MPa) 荷重条件でセラミックスと緩衝材を面接触させ、 600°C 、 800°C および 1000°C の3種類の加熱サイクルを加え、それぞれセラミックスおよび緩衝材の表面状態を観察した。

その結果、Tiは 800°C 以上の条件でセラミックスと反応を起こし、緩衝材としては不適当であることが明らかとなった。一方、融点が高く(約 2500°C)、しかも熱膨張係数が Si_3N_4 あるいはSiCと比較的近いTaは、 800°C 以上の条件でTa表面に若干の変色の跡が認められるが、表面粗度も変化せず、セラミックスとはほとんど反応していないことが確認できた。また融点が低く(約 1100°C)、熱膨張係数が高いCuは、加熱によってCu表面の広い部分に変色層が形成された。この変色層を蛍光X線分析した結果、多量のSi元素が検出された。Cu表面の粗度も、加熱によって図11に示すとおり変化し、緩衝材としては不適当と考えられる。

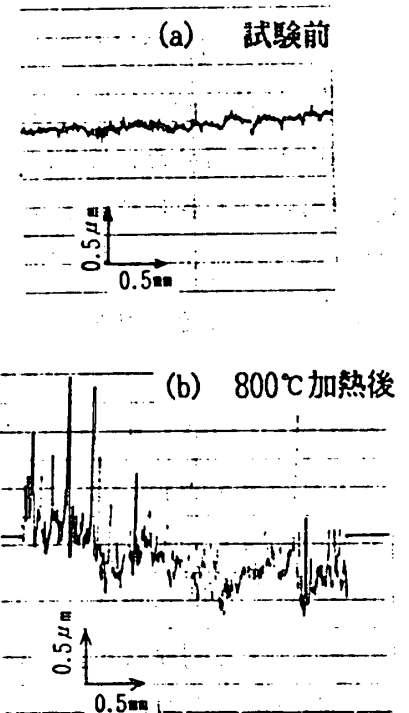


図11 銅緩衝材の表面粗度

4. おわりに

以上述べたように、セラミックスの接合技術に関する研究をおこない、ガスタービンの高温強度部品への適用のための基礎資料を得た。しかしこれらは、実験室規模の限定された条件下における結果であり、実用化のためにはさらに製造技術の研究、信頼性の向上などまだ解決しなければならない問題が多く残されている。

- 参考文献 : (1) M.U.Goodyear, et al, Army Mater Technol Conf., 4, (1975), 113-153
 (2) R.L.Mehan, et al, J. of Materials Science, 14, (1979), 2471-2481
 (3) 井関 孝善ほか 2名, 窯業協会誌, vol.19, No.1054, (1983), 259-264
 (4) D.A.Canonico, et al, Welding J., vol.56, No.8, (1977), 31-38
 (5) 高塩 治男, セラミックス, vol.15, No.6, (1980), 427-434
 (6) Richerson, D.W., et al, Fract Mech Ceram, vol.6, (1983), 163-184, Plenum Press

*竹 田 博 光 (東芝 総合研究所)

鈴 木 隆 夫 (")

伊 藤 昌 行 (")

高 橋 由 和 (")

1. 緒言

ガスタービンの作動温度上昇に伴ない、しゃ熱コーティング(TBC)の適用例が増加し、実績もあがっている¹⁾。特に、航空機用ガスタービンの高圧一段静翼にTBCを施工したものが商用路線に使用されるようになったことは、注目に値する。しかしながら、発電用ガスタービンのように長時間運転を標準とする場合には、TBCの耐久性²⁾をどのように設定するかが懸案となっており、未だ実用には至っていない。本報においては、TBCの劣化・破損の因となる要素を検討し、耐久性を推測する式の組立を試みた。

2. TBCの劣化・破損

TBCは高温部材表面に熱伝導率の低いセラミック被膜を、結合層とよばれる金属被膜の上に形成したものである。TBCの効果は、このセラミック層の存在によるものであるから、逆に、TBCの劣化・破損はセラミック層の減耗あるいは剥離として捉えることができる。

図1はTBCの損傷の形態を表すものであるが、LNG等クリーンな燃料を用いる場合の最も一般的な形態はIVである。即ち、セラミック層/結合層界面における結合力の低下と熱応力による、セラミック層の剥離である。結合力の低下の原因には主に二つの要素がある。

それらは、

1. 結合層の酸化

2. 疲労

である。これらの要素に対し数式化を図り、TBCの耐久性を推測する式を組立てた。

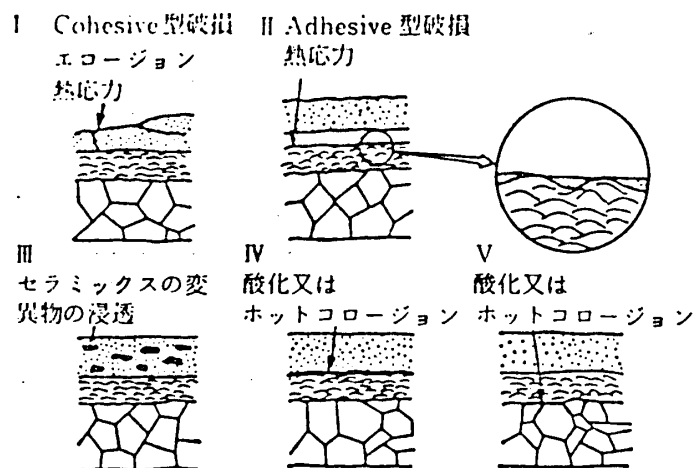


図1 TBCの損傷の形態

3. TBCの耐久性推測の概念と仮定

上述の通り、TBCの機能はセラミック層の剥離によって消滅するが、現実のセラミック層の剥離は、同時に生じるものではなく、写真1に示すように局所的な剥離がまず生じ、その後全面に剥離が進行する。従って、TBCの耐久性を検討する際初期剥離と全面剥離とに分ける必要がある。

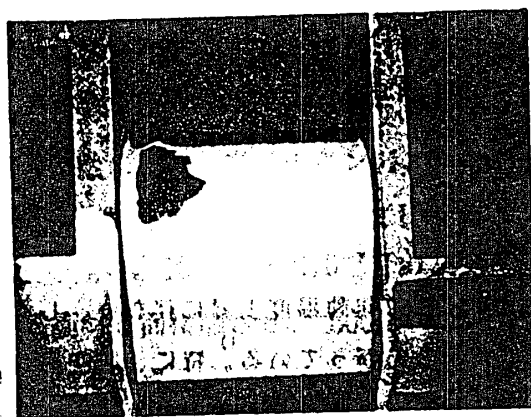


写真1 TBCの初期剥離

3.1 初期剥離条件

TBCの剥離はセラミック層/結合層界面に発生する熱応力が両者の結合力を上回る時に生じる。この熱応力 σ は、次式で与えられる。

$$\sigma = \Delta \alpha \Delta T \gamma E_c E_b \theta b / ((1-\nu)(E_c \theta c + E_b \theta b)) \quad (1)$$

ここで、 Δ ：差分、 α ：熱膨脹係数、 γ ：溶射層特有の界面の低弾性化効果、 T ：温度、 E ：ヤング率、 θ ：厚さ、 ν ：ポアソン比、 c 、 b ：それぞれセラミックス、結合層を意味する。

セラミック層/結合層界面の結合力は、結合層の酸化および疲労によって低下する。結合層の酸化は図2にその一般形態を示すように温度と時間の関数である。酸化層厚さ d (μm)と時間の関係は次式で与えられる。

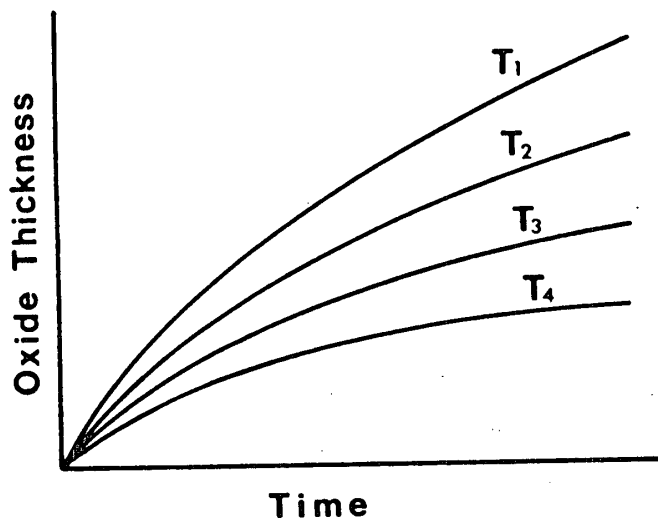


図2 金属結合層の酸化（一般形態）

$$d = \sqrt{K_p \cdot t} \quad (2)$$

K_p ：温度の関数として与えられる材料定数、 t ：時間である。

セラミック層／結合層界面の結合力 b (kg/mm) と酸化層厚さ d (μm) との関係は、Suttonらの実験例³⁾(図3参照)と溶射被膜付着強度試験結果から次式を得る。

$$\log b = 0.9 - 0.6 \log d \quad (3)$$

結合力 b の疲労を考慮して、繰返し負荷がかかる場合の結合力を b_f とすると、図4に一般形態を示すように、温度と繰返し数の関数となる。これは、次式で与えることができる。

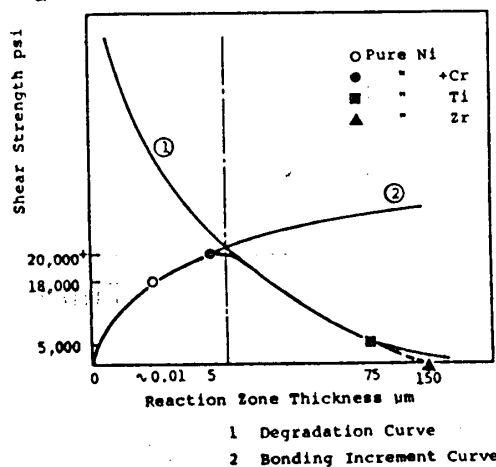


図3 界面の結合力と反応層の厚さの関係³⁾

$$b_f = b_i \{1 - (\log n) / (CZ)\} \quad (4)$$

b_i : 結合力初期値、 n : 繰返し数、 C : 定数、 Z : 材料定数

以上から、セラミック層の初期剥離は次式を満たす時間 t から始ると考えることができる。

$$\sigma > b_f = 10^{(0.9 - 0.3 \log(Kp \cdot t))} \{1 - (\log n) / (CZ)\} \quad (5)$$

3.2 全面剥離

先に述べたように、セラミック層の剥離は同時に生ずるものではない。セラミック層／結合層界面の結合力のバラツキ、酸化進行速度のバラツキ等の要因により、徐々に進行する。一般にこれらの要因は統計学的に取扱うべきものである。単純に正規分布を取ると仮

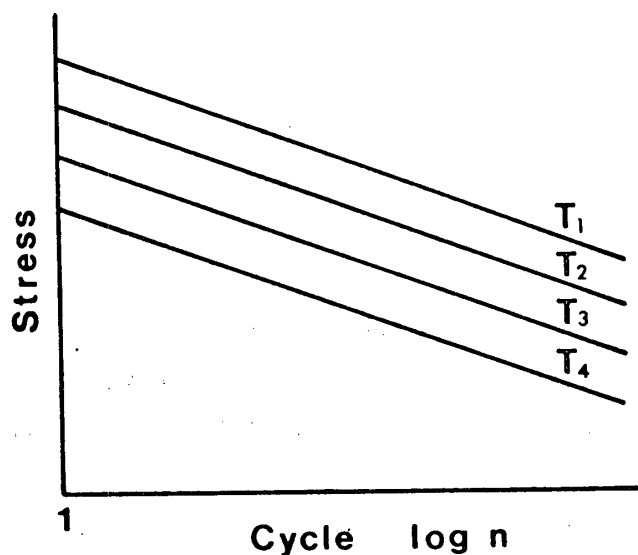


図4 界面結合力の疲労（一般論）

定すれば、その概念は図5に示すことができる。式(5)は結合力の平均値で検討しているから、累積剥離率50%の時間が初期剥離の推定時間に相当する。

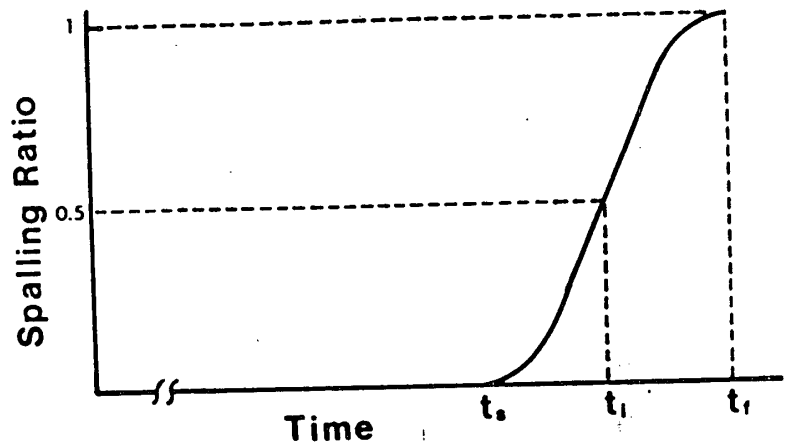


図5 初期剥離と累積剥離

但し、この図は静的な条件下でのもので、局所的な剥離が生じた

後に高速ガス流によっ

て受ける引剥し力、およびTBC効果の逸失による結合層温度の上昇に伴う酸化の促進については考慮していない。

4. 具体的計算例

代表的なTBCの例である $ZrO_2-8\%Y_2O_3/NiCrAlY$ および $ZrO_2-8\%Y_2O_3/Ni-20Cr$ について初期剥離時間を計算してみる。

係数例 (1000℃)

	$ZrO_2-8\%Y_2O_3$	NiCrAlY	Ni-20Cr	備考
α	12	15.7	15.7	$\times 10^{-6}/^\circ C$
ν	0.3	0.3	0.3	
E	2450	11200	11200	kg/mm ²
Z		1.0	1.0	
Kp		16	82	$\times 10^{-2} \times (T/1000)^{20}$

式(1)のEbについては基材厚さの影響を受けるが、上表の値をそのまま用い θb に反映さす。式(4)のCについては $n = 10^4$ で初期値が1/2となるものとする。

NiCrAlY: $\Delta\alpha = 3.7 \times 10^{-6}$, $\gamma = 0.1$, $\Delta T = 1070^\circ C$, $\theta c = 0.2mm$, $\theta b = 1.1mm$, $n = 2t$ (1時間に2回の熱サイクル)を代入すると、 $\sigma = 1.33kg/mm^2$ となり、剥離までの時間tは120時間となる。

Ni-20Cr:同様の条件で33時間となる。図6に高温炉中熱疲れ試験結果を示すが、計算結果に近い値を示している。但し、試験値はいずれも計算値にくらべて低い値を示している。これは、試験においては微小な剥離が最初に出現した時間をとっているた

めに、計算による累積剥離50%のものよりは低い時間になったと考えられる。

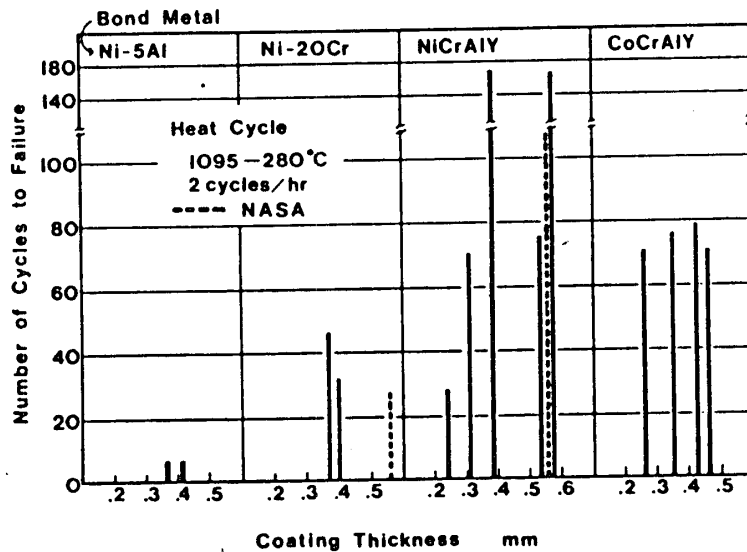


図6 TBC耐久性に及ぼす結合層の種類の効果

5. 結論

TBCの破損形態の検討から、結合層の劣化に依存することを見だし、通常の金属材料に観察される劣化挙動を基本に、耐久性推測の計算式を組立てた。炉中試験結果との対応はおおむね一致する。しかしながら、基本となるデータベースが静的条件下のものであるから、実際の設計に寄与できるようにするためには、さらに動的試験結果を導入し修正する必要がある。本計算式は第一近似である。

参考文献

1. H. Takeda et al: "Performance of Thermal Barrier Coating for Gas Turbine Airfoil in Engine Test.", 83IGTC, Nov. 1983, 83-IGTC-95
2. H. Takeda et al: "Effect of Bond Metal on Durability of Thermal Barrier Coating.", Proc. JIMIS-3, Nov. 1982, p. 591
3. W. H. Sutton: "Role of Interface in Metal-Ceramic (Whisker) Composites.", GE Tech. Info. Ser., R66SD4, 1966

* 和泉隆夫 佐々木正史

伊藤高根 (以上 日産自動車中央研究所)

1. まえがき

ガスタービン (以下GT) を乗用車用エンジンに適用する多くの試みがなされているが、乗用車用エンジンに要求される燃料消費率 (以下SFC) は極めて厳しく、GTエンジンの低SFCを実現するためにはサイクル最高温度の上昇と高効率熱交換器が不可欠である。GT用熱交換器としてはコンパクトで高い温度効率の得られる回転蓄熱式熱交換器 (以下HE) が有効であるが、圧縮空気の洩れを皆無とすることはできない。この圧縮空気洩れが1%増加すると出力は約2%低下し、SFCは約1.4%悪化する。圧縮空気洩れは、①キャリーオーバー洩れ、②HEコア壁面の透過洩れ、③シール摺動面からの洩れに分類でき、洩れの大部分は③のシール摺動面からの洩れである。当社開発バス用GTのHEシステムでは約4%の洩れ率であったが同レベルのシステムを乗用車用GTに適用した場合には高圧力比、低空気流量のため推定洩れ率は約20%以上にも達し、より洩れの少ないシール装置の開発が不可欠となる。さらに、サイクル最高温度の上昇に伴うHE入口温度の上昇に対応できる無潤滑シール摺動材料の開発も必要となる。

本報ではこのような将来型シールシステムの要求に対応できるシール材料の選定や機構開発を行なった結果を報告する。

2. 実験装置

シール摺動材料の初期評価を実施するための摩耗実験装置を図1に示す。本実験ではシール摺動材料としてリング状のグラファイトを用い、相手材としてLAS (Lithium Aluminum Silicate) およびAS (Aluminum Silicate) マトリックスを用いた。また、温度はRT~1200K、摺動速度は20~100cm/s、摺動面圧は40~200KPaの範囲で評価を実施した。

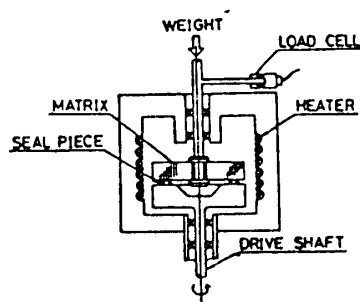


図1 摩耗実験装置

実機相当の運転条件でHEシステムを評価するためのリグ・テスト装置の概略を図2に示す。ガス側と空気側は互いに独立した系路で、それぞれの流量はバルブ V_1 と V_2 で調整され、空気側圧力はバルブ V_2 で制御できる。通常の洩れ率はHE前後流量差から算出したが、この方法は洩れ量が少ない時に精度が悪い¹⁾。洩れ量を正確に求める時には、Heをトレーサとして空気側上流に混入してガス

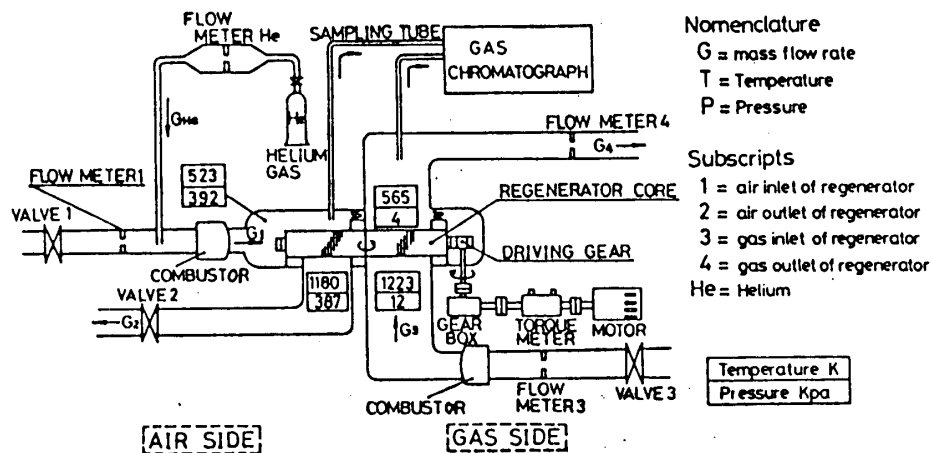


図. 2 リグ・テスト装置の概略図

側出口のHe濃度をガスクロマトグラフによって分析して洩れ量を算出した。

本実験において、HEコアはAC可変速モータによって回転すると共に位相差式トルクメータにて駆動トルクを測定した。

3. シール摺動材料の選定基準

シール摺動材料を選定するためのダイアグラムを図.3に示す。シール押付力が同一であればシール巾が大きいほど洩れは少ない。ただし、シール巾を不用意に大きくすると熱変形によって洩れががえって増加することもある。また、シール巾が同一であれば一般にシール押付力が大きいほど洩れは減少する。ただし、ある一定値以上のシール押付力を付与しても洩れは減少しなくなる。

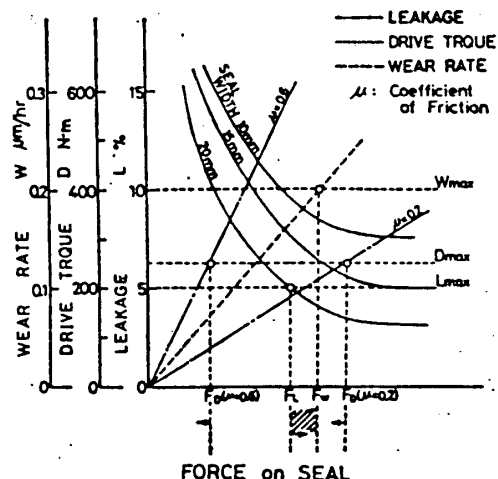


図.3 摺動材料選定ダイアグラム

一方、コアの強度又はエラストマの寿命によって定まるコア駆動トルク上限値 D_{max} 、要求SFCから決定される洩れ上限 L_{max} 、要求寿命とシール追従性から求まるシール磨耗上限値 W_{max} があって、各々に対応するシール押付力 F_d , F_L , F_w とその許容範囲が与えられる。全運転域において各々の許容範囲全てを満たすシール押付力 F の範囲が存在すれば、その材料は適用できることになる。コア駆動トルクとシール摩擦係数 μ は $D \propto \mu \cdot F$ の比例関係にあるので、この条件に適合する摺動材料は μ が 0.2 以下、 W が $0.2 \mu\text{m/hr}$ 以下である必要がある。すなわち、従来バス用GTで用いたNiOをベースとした高温側シール材 ($\mu \sim 0.6$) では乗用車用シール材としては不適当であり、新たな摺動材料選定が必要であるがシール摺動部は低温側でも 550K 、となるため無潤滑の摺動状態とならざるを得ず、前記の適合基準を満足するような低摩擦係数、低磨耗速度の材料を見出す自由度は極度に

狭くならざるを得ない。

4. 摺動材料の摩耗試験

グラファイトは無潤滑の低摩擦係数摺動材料として広く知られている²⁾。図.1に示す摩耗試験機において、グラファイトvs LAS, ASマトリックスの摺動実験の結果を図.4に示す。どちらの場合にも同様な温度依存性を示す。摩耗速度が温度上昇に伴って

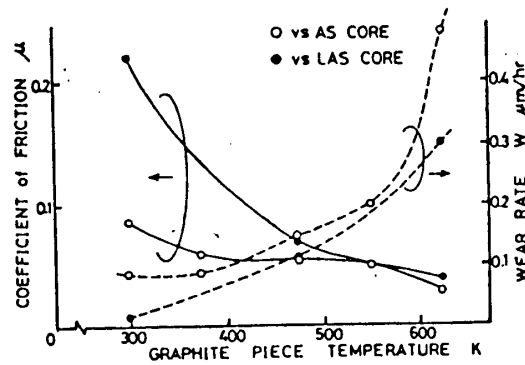


図.4 グラファイト摩擦摩耗特性

増加するのに対し、摩擦係数は減少する傾向がある。しかしながら、600Kまでの温度域であればグラファイトは前節に示した摩擦係数0.2以下、摩耗速度0.2 $\mu\text{m}^3/\text{m}^2$ 以下のスペックに適合し、低温側シール摺動材料としては十分な特性を有することが判った。

次に高温側摺動材料として窒化ケイ素SN、炭化ケイ素SC等ファインセラミックスに注目し同様の摩耗実験を実施したが、比較的摺動性に優れたSCも、自身は摩耗しないがマトリックス摺動面の摩耗が著しいばかりか摩擦係数も0.3~0.6と大きく前述の基準に適合しなかった。そこで、マトリックス摺動面にもSC製プレートも接着してSC同志の摺動実験を試みたが、この場合も適度な固体潤滑剤の供給によって摩耗速度は小さくできたものの摩擦係数は0.6~1.0と大きく基準に適合できなかった。

5. 低温側シール装置の構成

前節の摺動実験に示されたように、低温側シール摺動材料としてはグラファイト系材料が使用できる。しかし、シールシステムとしては前後の圧力差に応じて適切なシール押付力を発生し、かつ、コアおよびシール摺動体の摩滅に追従して押付力を維持できる機能も要求される。このような機能を発揮する機構は低温側に集中させ、高温側をできるだけ簡素化することが望ましい。図.5に低温側シール装置断面図を示す。

シールとハウジングは柔軟なフォイルで全周密封結合しており、受圧プレートとバックプレートの中を変えることで受圧率、すなわち、コアへの押付力 F_p を任意に設定できる構造とした。受圧巾と受圧率は、

$$\text{受圧巾 } S_p = S_1 + S_2/2$$

$$\text{受圧率 } P_R = \text{受圧巾} / \text{シール巾} \times 100\%$$

と定義される。また、摺動面には図に示すような分布圧力 P_s によるシールを押上げる力 F_s が作用するため、シール押付力 F としては、それらの力の差がシールに作用する。すなわち

$$F = F_p - F_s$$

$$= (P_i - P_4) \times S_p \times l - \int S P_s ds \times l$$

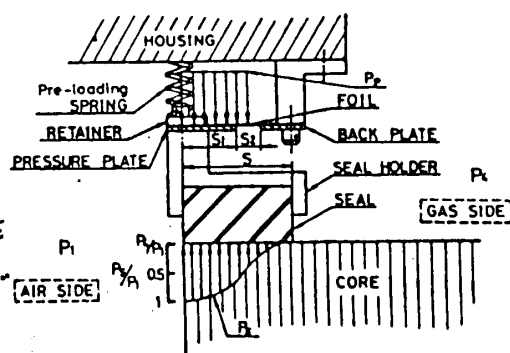


図.5 初期低温シール装置

l : シール長

となる。また、圧力差の小さい始動時にはスプリングが初期押付力を与える。

このシール装置のトルク特性を図.6に示す。まず、常温ガスで確認してみると空気圧力に比例してトルクは上昇する。しかしながら、実際の使用条件に相当する高温ガスでの実験では受圧率に無関係に空気圧力の上昇に伴ない、かえってトルクは減少してしまい、シール装置がシール押付力を発揮していないことが明らかになった。

この原因を調査した結果、シールとホルダーは圧縮空気とはほぼ同程度の温度($\sim 550\text{K}$)になるものの、ハウジング温度はシールに比較して $100 \sim 150\text{K}$ 低い温度であるため、両者の熱膨張差によって両者を結合しているフォイルに強い張力が作用し、所定のシール押付力をキャンセルしていることが明らかになった。この問題を改善したシール装置の構成を図.7に示す。

この改良シール装置は図.5のシール装置の受圧プレートとバックプレートの内外の位置関係を逆転し、高温運転時に発生するシールとハウジングの熱膨張差をフォイルのタワミ変形で吸収する構造としたものである。

6. 高温側シール装置の構成

6-1 円弧シール (Peripheral Seal)

第3, 4節に述べてきたように高温側シールとして要求基準に合致する摺動材料を見出すことは極めて困難なことがわかった。しかし、仮に摺動部温度を低くすることができれば材料選択の自由度を増やすことが可能である。その一例として、高温シール円弧部をグラファイトが使用できる温度にまで断熱する方法を検討した。すなわち、図.8に示すように高温流体側流路を断熱材で被い、グラファイトの内周をフッ化ホウ素 $\text{BN}^{2)}$ 成形体で断熱したものである。フッ化ホウ素は易摩耗性の低摩擦係数材料であり、コア摺動面を傷つけることなく、また、グラファイト摺動面とコアとの接触を妨げない。一方、低温流体の冷却効果を有効にするため、グラファイトと低温流体の接触

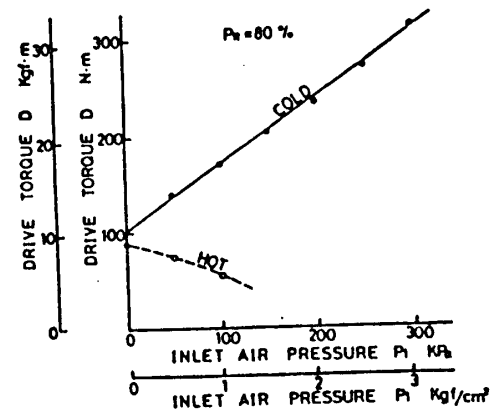


図.6 初期低温シール装置のトルク特性

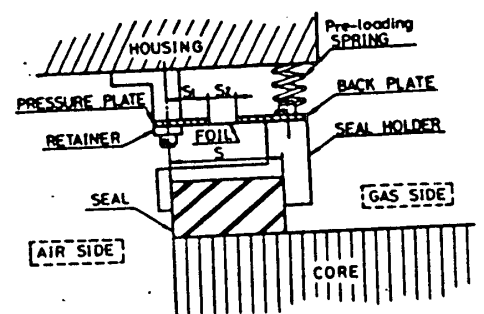


図.7 改良型低温シール装置

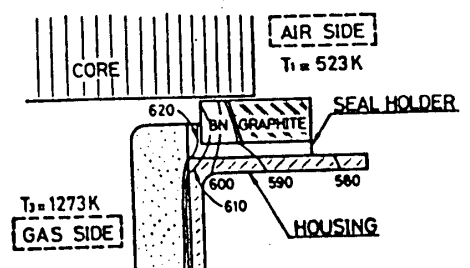


図.8 高温シール装置の構成

面は大きくとった。この複合シールの温度分布を有限要素法によって計算した結果を図中に示す。この計算は高温ガスの温度と熱伝達率を大きく目に見積っており、この場合でもグラファイトは600Kを越えることはなく高温摺動材料としても適用できる可能性が示された。

6-2 直線部シール (Cross-bar Seal)

直線部分の摺動速度は円弧部分のそれに比べて、回転中心に近づくに従って小さくなる。一方、シール摩耗速度は面圧が同じであれば概略摺動速度に比例するため、直線部分の摩耗速度は円弧部分に比較して小さく、従って、シール摩耗が進むに従って図.9のようにシール平面度が損なわれ洩れの原因となる。

GAS SIDE AIR SIDE

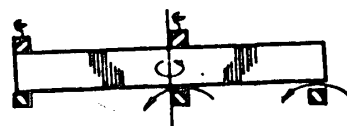


図.9 高温シールの偏摩耗

そこで、直線部も非常に摩耗しやすい材料で構成し、押付力は円弧部シールだけで支持することに、高温側直線部は高压側、低压側共に高温で、シール温度が1100K以上の高温になるため、耐酸化性にも優れた材料でなければならない。このような高温中で使用可能な易摩耗性摺動材料として前出のBNが最適と考えられる。

このコンセプトシールを実機に使用した時のシール測温結果を図.10に示す。図において T_3 を1223K、 G_1 と G_3 を0.3 kg/sとした時の高温シールのグラファイト温度を外挿すると約593Kとなり、このコンセプトが実現可能であることが確認された。

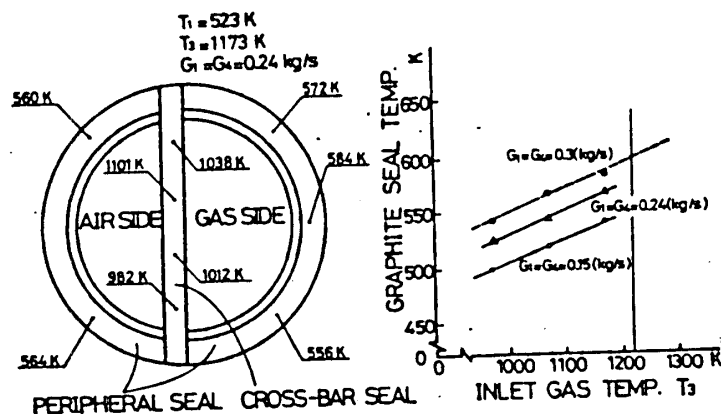


図.10 高温シール温度分布

7. 組み合わせシールの特性

第5, 6節に述べた低温側および高温側シール装置を組み合わせ、実際の使用に供して評価を行った。

まず低温側シール装置の機能を確認するために空気圧力に対する駆動トルクの関係を調べた。図.11に示すように常温、高温いずれの時にも空気圧力に比例した

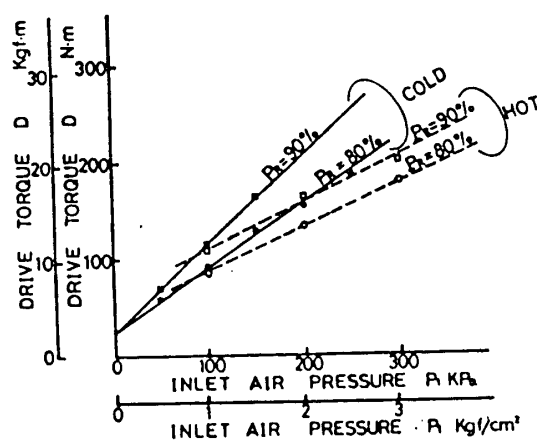


図.11 改良低温シール装置のトルク特性

駆動トルクを示し低温側シール装置が前記の改良によって正しくシール押付力を発生することが確認できた。

次に低温側シール装置の追従性を調べるために、シール装置組付高さ x を変えて駆動トルクの変化を調べた。図.12に S_2 が8mmの場合の結果を示す。ファイルがコアと平行な状態を $x=0$ とし、このレベルからのバックプレート面の位置をコア側にマイナスとしてとる。図から明らかのように組付高さ x の設定が $-0.6 \sim +0.9$ mmの範囲で正常なシール押付力を発生している。すなわち、シール追従性は1.5 mm以上あることが確認された。また、 S_2 をより大きくすることで2 mm以上の追従性を確保することが可能と考えられる。

図.13に組合せシール装置の洩れ、および、駆動トルクを示す。定格点での洩れ率は約10%であり、目標値の5%以下にはまだ到達していないが、このシール巾としてはほぼ予想の値であってシール巾を広げることによって洩れ率は一層低下させることが可能であることが示唆された。

8. まとめ

以上、洩れ低減のためのシールシステムの改良について述べた。すなわち、

1. シール押付機構を低温側に集中し、シールとハウジングをファイルで全周密封結合した受圧押付式とし、洩れの少ない追従性の大きいシール装置とすることができた。
2. 高温側円弧シールを低熱伝導率の易摩耗性材料と組み合わせる複合構成とすることで、シール摺動材料選定の自由度を大巾に向上できた。
3. 高温直線シールも易摩耗性材料で構成することでシール偏摩耗を防止できた。

参考文献

- 1) S. Higuchi, ほか1名, 83-TOKYO-IGTC-13
- 2) 松永正久 監修, 津谷裕子 編集, 『固体潤滑ハンドブック』 辛書房(1982)

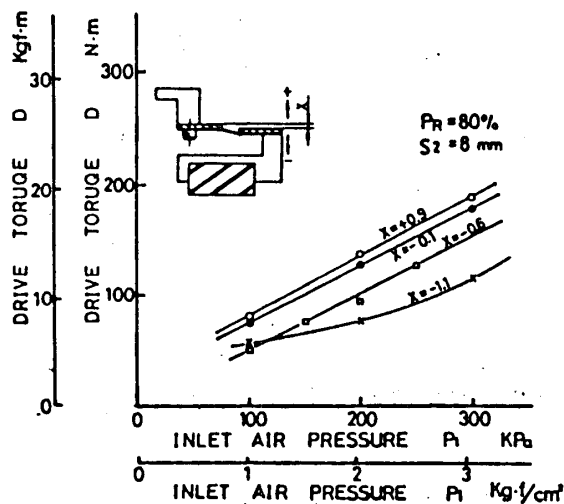


図.12 組付高さの影響

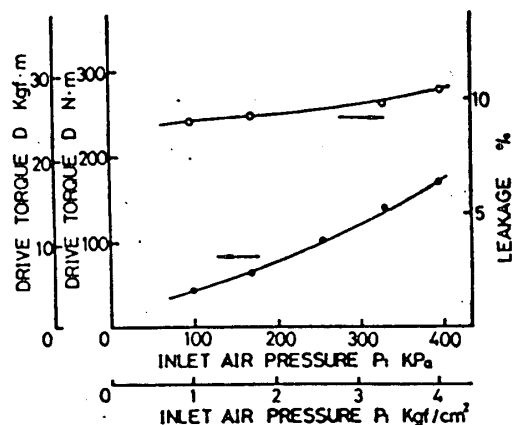


図.13 洩れおよびトルク特性

セラミックタービンロータの開発

- * 小林芳人 (三菱自工 トラック・バス技術センター)
 中沢則雄 (三菱自工 トラック・バス技術センター)
 稲垣登治 (三菱重工 名古屋航空機製作所)

1. 緒言

三菱自動車では、トラック用ガスタービンを開発中であり、現在⁽¹⁾メタルタービンのエンジンで走行テストを実施している。又、メタルの空冷タービンでタービン入口ガス温度(TIT)⁽²⁾1120°Cのエンジンテストを実施した。これらのテストにより、ガスタービンは優れた自動車用エンジンとなる可能性が実証された。唯一の欠点は燃料経済性が現行のディーゼルよりも劣る点であった。この欠点を解決するためには、トラック用エンジンとしてはTITを1250°C以上に上げる必要があり、セラミックスの適用が不可欠である。当社では、高効率の自動車用ガスタービン実現のカギを握るセラミックタービンロータに焦点を絞り開発を進めている。ここでは、窒化ケイ素ラジアルタービンロータのホットスピンテストの状況について述べる。

2. タービンホイールの材料と製作方法

タービンホイールの素材は常圧焼結の窒化ケイ素である。その特性を表1に示す。タービンロータを図1に示す。外径約90mm、翼枚数10枚のラジアルタービンである。タービンホイールは翼部を射出成形、ハブ部をラバープレス成形し、それらを接合焼成したものである。この接合方式は射出成形後の肉厚部の脱脂容易化のため考案された。翼部、ハブ部、および接合部の化学組成は同一である。又、翼部とハブ部の縦弾性係数、熱膨張係数、ポアソン比、等の特性もほぼ等しい。焼成後のタービンホイールは、目視、X線、蛍光探傷、超音波等の欠陥検査、研削加工、バランス修正を経てホットスピンテストに供される。

TIT 1150°C

表1 窒化ケイ素の特性

密度	3.0 Mg/m ³
4点曲げ強度	520 MPa (室温)
	330 MPa (1000°C)
縦弾性係数	234 GPa
ポアソン比	0.22
破壊靱性	5.2 MN/m ^{3/2}
熱膨張係数	4.0×10 ⁻⁶ K ⁻¹ (40~1000°C)
熱伝導率	29.3 W/(m·K)
比熱	795 J/(Kg·K)

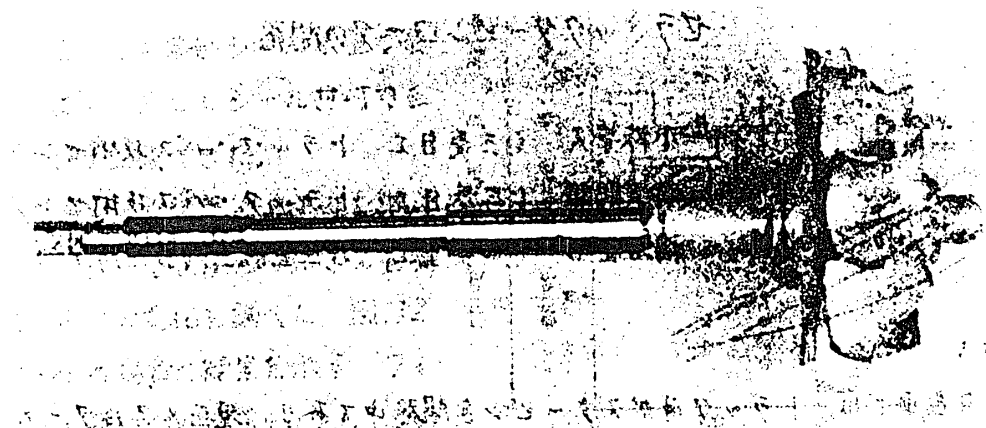


図1 セラミックタービンロータ

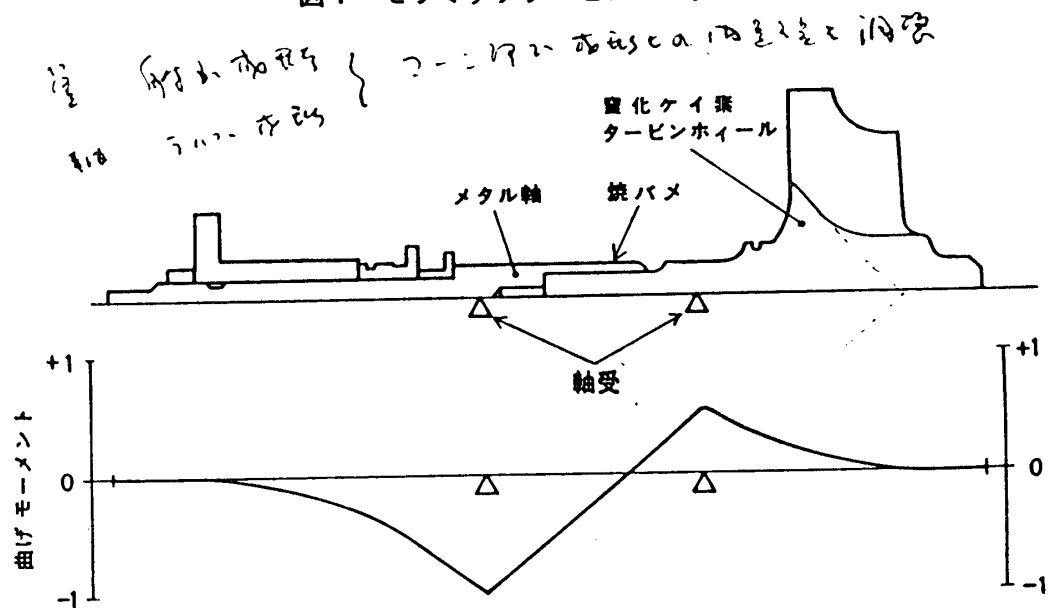


図2 セラミックタービンロータ回転時の曲げモーメント

3. 窒化ケイ素タービンホイールとメタル軸の接合

ホットスピントテストでは、窒化ケイ素タービンホイールにメタル軸を接合した。この接合には、焼バメ、ろう付、接着剤によるもの等が考えられるが、ここでは図1示す焼バメ方式を採用した。焼バメは、比較的容易に高精度の同軸度と強固な結合得られる接合方式である。ただし、窒化ケイ素を外筒となるスリーブとする場合、窒化ケイ素は引張強度が低いのでスリーブの肉厚を大きくする必要がある。又、窒化ケイ素は熱膨張係数が低いので、焼バメ温度を高くしなければならないが、焼バメ時温のメタル軸と接触する際に熱衝撃により窒化ケイ素にクラックを発生しやすいという不都合も生ずる。

ここではメタル軸をスリーブ側とする焼バメ方式を採用したが、この場合以下の点が問題となる。第1点は焼バメ部のセラミック軸の強度的な問題である。図2にホットスピントテストを想定した軸振動解析の一例である。焼バメ接合位置を曲げモ

メントの低い位置に設定し、この問題の解決を計った。第2点は通常のメタル軸材料（例えばSCM435H）では熱膨張係数が窒化ケイ素の約3倍であるので接合部の温度が上昇すると締め代が低下する問題である。この点に関しては焼バメ位置をタービン側からは軸受よりも遠い位置とした。焼バメ部の温度を有限要素法により計算したところ、TIT/300℃で運転中は100℃、又最も苛酷な条件として運転停止後のヒートソークバックによる到達最高温度は250℃という結果が得られた。この温度はまだ十分な焼バメ面圧が保たれる温度である。ただし、この計算ではハウジングは充分断熱されており、ハウジングからタービンロータへの入熱はないものとしている。

この方式の焼バメ接合に関しては、後述過給機に組み込み、TIT/1000℃までのホットスピンテスト、又ディーゼルエンジンに装着した約10万kmの走行テストで異常は認められていない。

4. ホットスピンテスト破壊回転速度の予測

窒化ケイ素、炭化ケイ素等構造用セラミック材料の強度のバラツキは通常の耐熱金属材料に比べて大きい。従って、セラミック部品の信頼度を確保するためには確率論的な考察が不可欠である。開発

段階であっても、ある形状、ある製法によるセラミック部品の信頼度があらかじめ予測できれば設計および製造プロセスを効率よく改良することができる。

ここではセラミックタービンホイールのホットスピンテストの破壊回転速度をテストピースの曲げ強度データから予測するために著者が試みている簡易手法について述べる。

図3にその概略を示すように、有限要素解析により所定のタービン回転速度(N_d)、タービン入口ガス温度(TITd)における各分割要素($i=1 \sim n$)における遠心応力(σ_{cdi})、熱応力(σ_{tdi})、温度(T_{di})を求める。又、分割要素

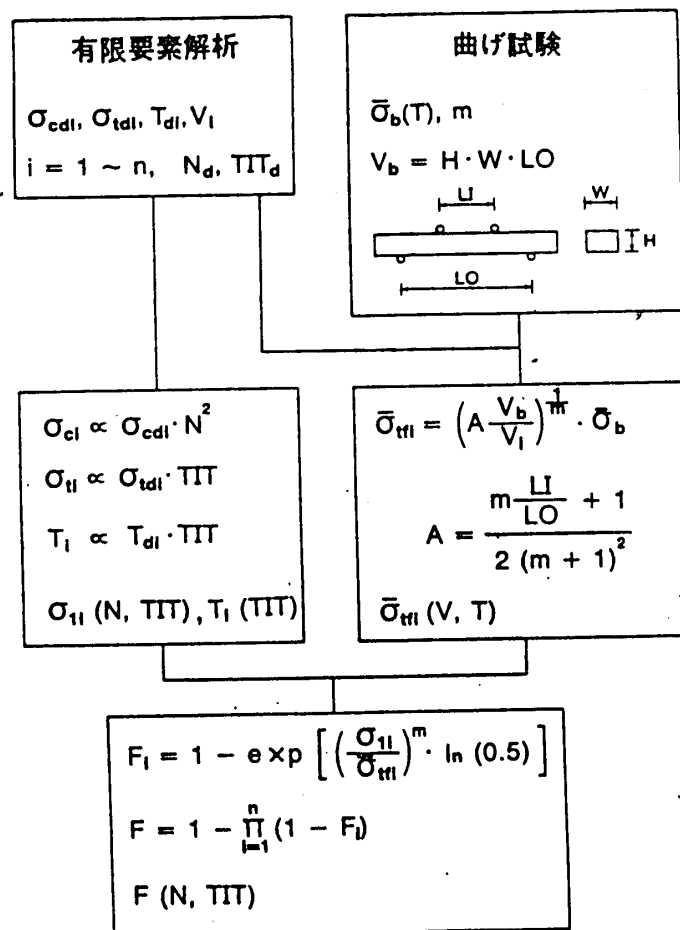


図3 破壊回転速度簡易予測法

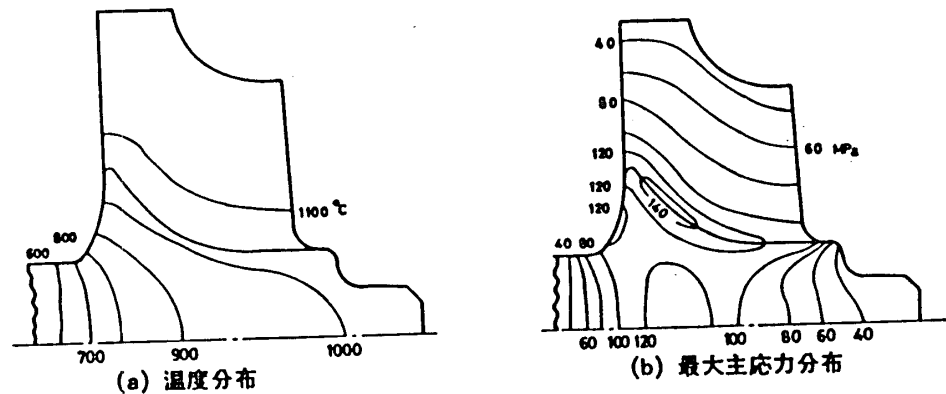


図4 定常運転状態の温度応力分布

タービン入口ガス温度: 1300°C, タービンチップ周速: 500m/s

の体積(V_i)も求める。ある任意の分割要素の遠心応力(σ_{ci})はタービン回転速度の2乗に、熱応力(σ_{ti}), 温度(T_i)はTITに比例すると仮定する。 σ_{ci} と σ_{ti} とから最大主応力(σ_{ci})を求める。

一方、タービンホイールと同じ製法によるテストピースの曲げ試験により、平均曲げ強度($\bar{\sigma}_b$), ワイブル係数(m)を計測する。次いで $\bar{\sigma}_b$ と m から体積 V_i の要素の平均引張強度($\bar{\sigma}_{ti}$)を求める。 $\bar{\sigma}_{ti}$ と先に求めた σ_{ci} とからある分割要素の破壊確率(F_i)を求め、これからタービンホイール全体の破壊確率(F)を求める。

ここでは寸法効果のうち体積効果のみを考慮し、表面効果を無視している。又、破壊基準としては最大引張応力説を採用しており、使用した曲げ試験データは短時間強度である。ワイブル係数(m)は温度によらず常温での値14と同一であると仮定した。

図4に3次元有限要素法により求めたタービンホイールの温度と応力の分布を示す。分割要素総数は610である。素材の平均曲げ強度と温度との関係を図5に示す。図4, 5の結果を用い、図3の方法で求めた予測破壊確率を図6に示す。図でTITが。

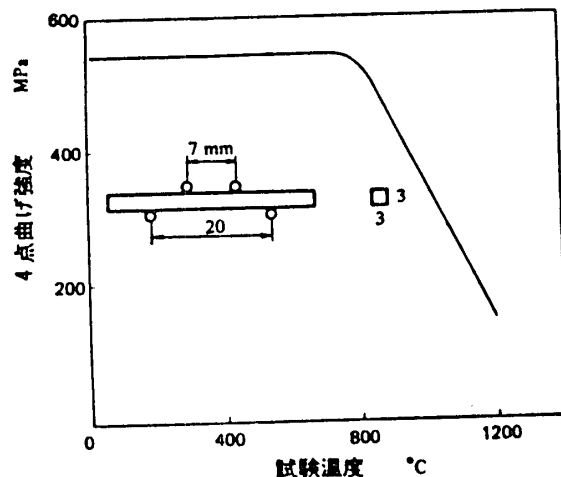


図5 曲げ強度と温度

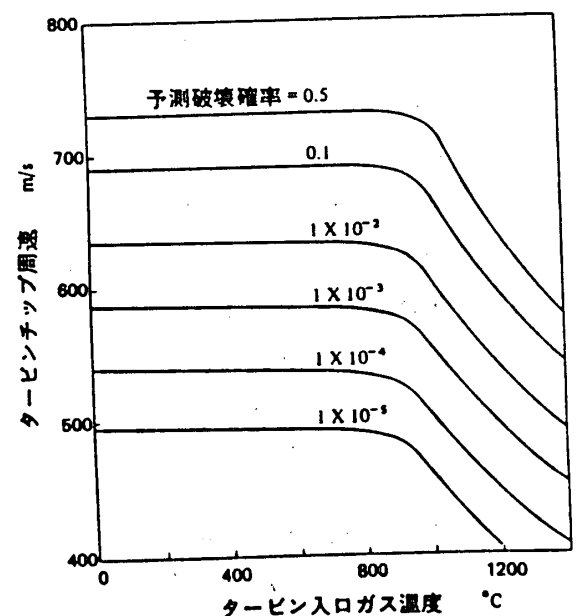


図6 予測破壊確率マップ (定常時)

900℃までの範囲で等破壊確率線がわずかに右下りであるのは、熱応力の影響によるものであり、900℃以上で急激に下降しているのは材料強度の高温での急激な低下に対応している。

定常状態での破壊予測マップ図6に対し、同様の手法で非定常状態について求めたものが図7である。タービン入口ガス温度の急激な上昇の結果生ずる非定常熱応力により、破壊回転速度は著しく低下することがわかる。図7を保証試験条件の設定に利用することが可能である。

例えば最高周速500%で700℃までの急激なガス温度の上昇が考えられるタービンの保証試験のめやすとしては同じ破壊確率である600%でコールドスピントテストを実施すればよいことになる。実際には、局所的な主応力の方向、大きさがこの2条件で異なる点を考慮する必要がある。

図3に示す各々の分割要素の破壊確率(F_i)に寸法効果の補正を施せば、任意のタービン回転速度、タービン入口ガス温度条件においてタービンホイール内部の破壊確率の等高線が、図4と類似の形で求めることができる。これによりタービンホイールの設計、製法、検査の重要箇所が明確にされ重点的な改良が可能となる。

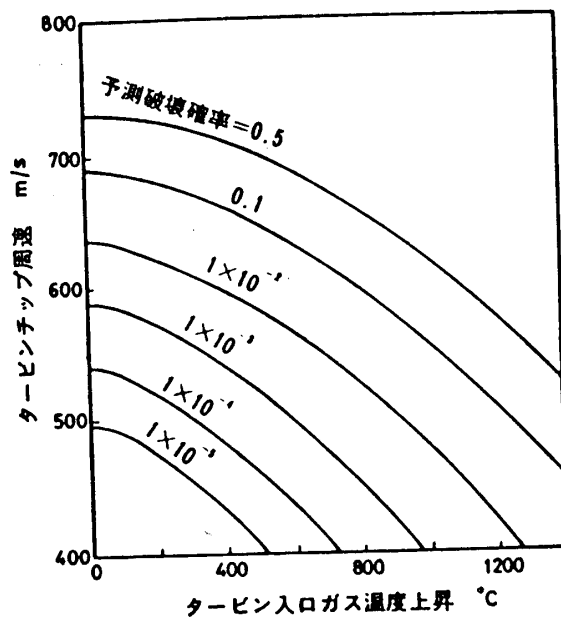


図7 予測破壊確率マップ (ガス温度急上昇時)

5. ホットスピントテスト

図8に過給機を利用したホットスピントテストの状況を示す。セラミックタービンが破壊した場合流出潤滑油の排気管内での引火防止のためタービン出口で水を噴霧させ排気ガス温度を下げた。図7に示されたように非定常熱応力は大きく、破壊時の応力の正確な推定が困難であるので、ホットスピントテストでは非定常熱応

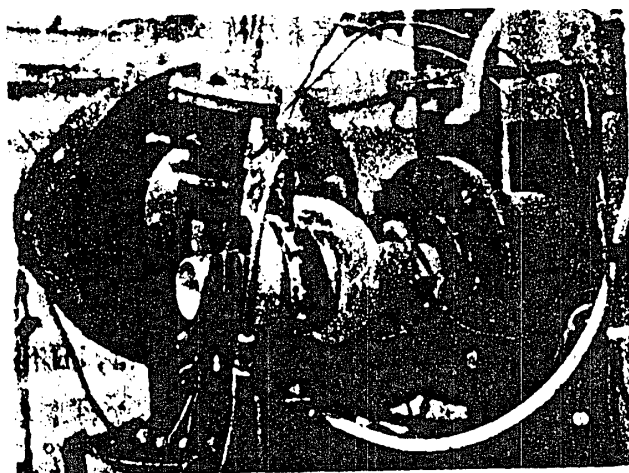


図8 ホットスピントテスト

力が生じないように回転速度とガス温度は極力ゆるやかに変化させた。タービンホイール内の温度分布がほぼ一定となる4分間所定の温度、回転速度に保持し合否を判定した。

タービン入口ガス温度1000°Cにおける破壊周速のワイブルプロットを予測値と共に図9に示す。予測と実測では線の傾きはほぼ同等であるが、平均破壊周速で比較すると実測値は予測値の約74%である。これは素材強度の約55%の応力でタービンホイールが破壊していることを意味する。即ちテストピースには存在せずしかも45%の強度低下をもたらすような欠陥が実体タービンホイールに存在していることを示している。ガスタービン用タービンホイールとして500%を定格周速のめやすとした場合、今回のホットスピンテストのTIT 1000°C定常運転での歩留まりは約90%である。

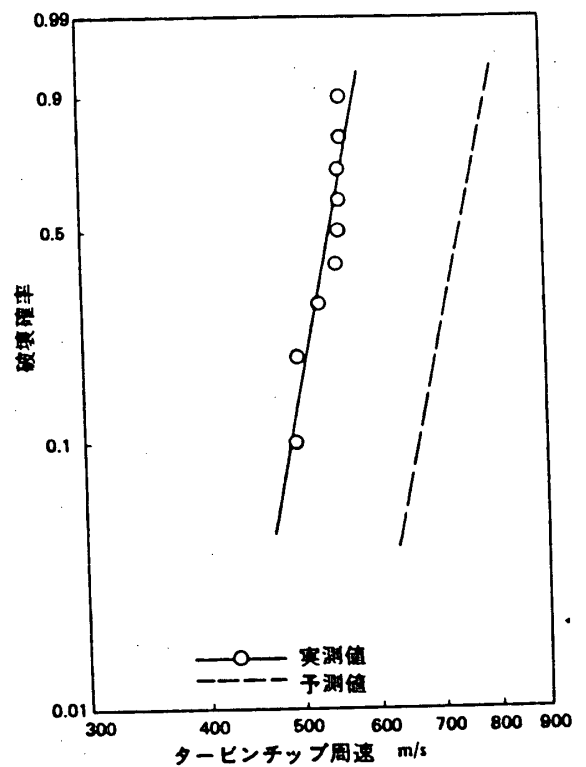


図9 破壊回転速度の実測値と予測値の比較

6. まとめ

外径約90mmの常圧焼結窒化ケイ素ラジアルタービンホイールを試作し、メタル軸を焼バメ接合してホットスピンテストした。タービン入口ガス温度1000°Cレベルでは約90%のタービンロータが周速500%に4分間耐えた。

ワイブル理論と有限要素解析とを組合せた破壊予測法を用い、ホットスピンテストでの破壊周速を予測した。平均破壊周速の実測値は予測値の約74%であった。これは、タービンホイールの強度が素材強度より約45%低いことを意味している。

ガスタービン用タービンロータとしては、さらに高温での信頼性を向上させる必要がある。

本報の窒化ケイ素タービンホイールは、日本碍子(株)で製作されたものである。

参考文献

- (1) Satoh, H., et al., Proc. 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congr., IGTC-88, (1984), 683.
- (2) Sato, T. et al., Proc. 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congr., IGTC-8, (1984), 59.
- (3) Kaneno, M. & Oda, I., SAE Paper, 840013, (1984).
- (4) Weibull, W., Ing. Vetenskaps Akad. Handl., 151 (1939).

セラミックラジアルタービンロータの強度評価 (第1報 回転試験)

* 佐々木 正史, 和泉 隆夫
阿知波 清次, 伊藤 高根
(以上 日産自動車 中央研究所)

1. 緒言

乗用車用セラミックガスタービンのセラミック部品の中で、高い熱および遠心力下に置かれるタービンロータの開発は最も困難なものの中のひとつである。筆者らのひとり(1)は既報(2)において窒化ケイ素製小型モデルタービンロータの強度と3点抗折強度からWeakest Link Theory (WLT)(3)に基づいて推定しようと試み、常圧焼結法(SSN)の場合にはある程度の精度が確保できることを示した。

一方、実際のガスタービン用のコンプレッサ・タービンとして炭化ケイ素(SSC)製ラジアルタービンロータの開発を引き続き実施し、同様の強度推定を試みてきた。しかし、既報においても指摘したように、抗折試験片と複雑形状の实体ロータとは内部欠陥の分布を揃えることが困難であり、この時点で既に予測精度と制約する要因が含まれるという問題が残った。

本報ではこの点を考慮して、实体ロータから切り出しに試験片の抗折試験を実施し、そのデータに基づいて实体ロータの回転強度評価を試みる。その結果から期待される回転強度より低い回転数で破壊してしまうロータについて、その原因推定と改良を重ね、セラミックラジアルタービンロータの開発上のポイントについて2,3の知見を得たので報告する。

2. 供試ロータおよび実験装置

供試ロータは耐高温酸化性(1600K~)を考慮して常圧焼結炭化ケイ素(SSC)製とした。翼形状の違いにより、タイプ1ロータおよびタイプ2ロータの2種類があり、各々に軸一体型と軸穴アキの2種類がある。図1に供試ロータの一例を示す。

回転強度試験と実施するための実験装置(スピントラ)は2種類あり、そのひとつは図2に示す真空スピントラである。これは外部駆動タービン(2)により、供試ロータ(1)が 755 mm Hg 以下のピット(4)内で駆動され、破壊瞬間の写真撮影が可能である。他のスピントラはより実

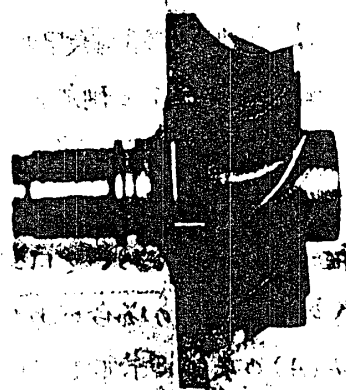


図1 供試ロータ(タイプ2 軸一体)

際の使用条件に近づけるため、供試ロータを直接高温燃焼ガスで駆動する装置で、コンプレッサの取り付けも可能な構成となっている。

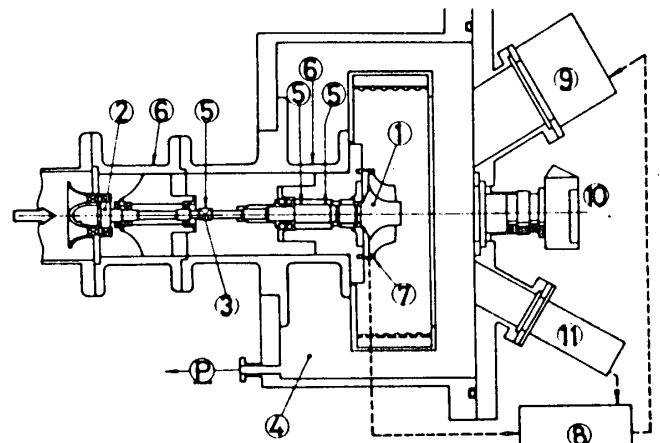


図2 真空スピントスタ

3. ロータ切り出し試験片の抗折試験

ロータの破壊強度を推定するためのベースとなるデータを得るため、ロータ実体から直接試験片を図3(A)に示すように切り出し、2セット計16本について抗折試験を実施した。図3(B)に3点抗折試験の結果と金型圧粉成形の同一材料試験片の3点抗折試験結果と比較して示す。図中一点鎖線は、圧粉成形試験片の強度から有効体積を考慮した際の、切り出し試験片に期待される強度分布の予測線がある。これに対して実際の切り出し試験片強度はかなり低い値を示す。これは主に成形法の相違に起因するものと考えられるが、本報ではこの差異については特に詳述せず、以下切り出し試験片の抗折試験結果に基づいて議論を進めることとする。

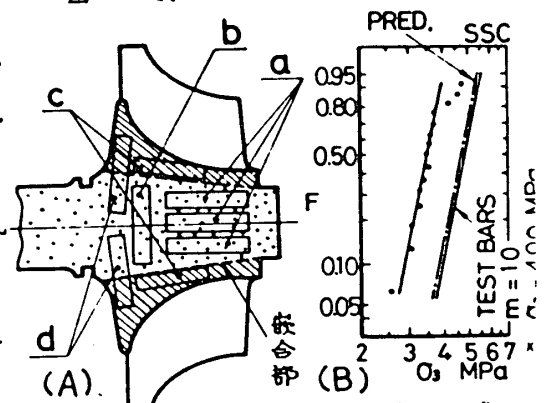


図3 ロータ切り出し試験片強度

4. 回転強度試験中のロータ応力解析

軸一体ロータと軸穴アキロータの回転中の遠心応力分布の一例を図4(A)および(B)に示す。応力値は全て最大主応力方向の引張り値である。軸一体ロータにおいては常圧ガス駆動と約700 Kのガス駆動の場合があり、700 Kの時には図4(A)の矢印に示すようにロータと軸の付根付近に40 MPa程度の熱応力が付加されるが、最大応力の発生位置(フレード根元)や最大応力値には殆んど影響はない。図4(B)の軸穴アキロータにおいては最大応力は軸穴周上の背板端面付近に位置し、この位置での最大主応力方向は接線方向にはほぼ一致する。

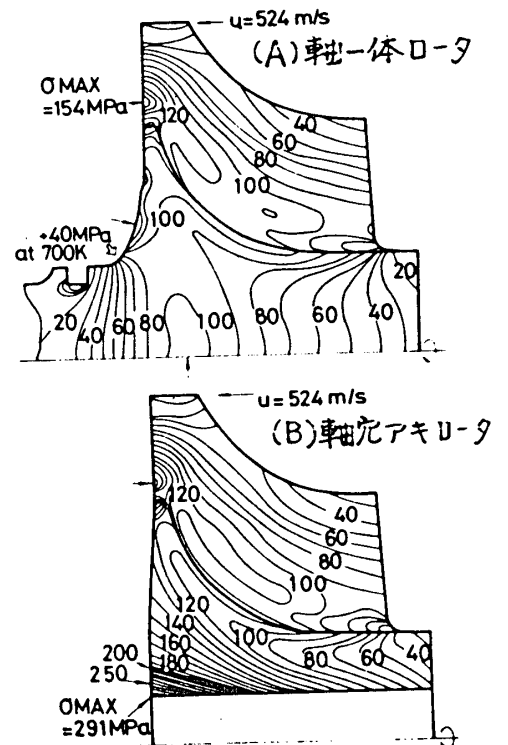


図4 遠心応力分布(FEM)

以後、破壊最大応力 σ_{BMAX} は、破壊回転数に対応する (A)、(B) 各々の最大の最大主応力値をも、で定義することとする。

5. 回転強度試験結果

5.1 破壊瞬間写真

真空スピントスタ (図2) では既報に使用したシステムによりロータ破壊時の瞬間写真を撮影した。図5 (A) のごとく翼端のみが切損 (→) し、他の翼には何ら変化が見られもい場合と、(B) のごとく破壊初期の段階でロータ全面にクラックが網目状に走っている場合とがあり、破壊起点の差異が明示される。しかし撮影タイミングが遅れて破壊がかなり進行している写真では明確な判断ができないので、より早期のタイミングでストロボを発光させる要求がある。

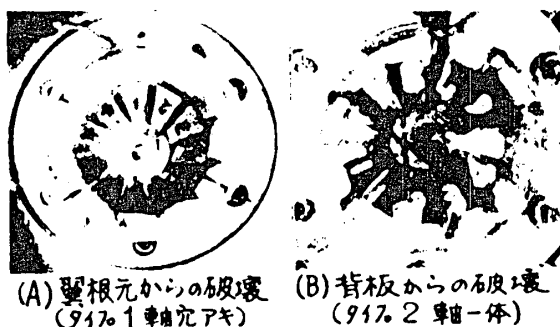


図5 破壊瞬間写真

セラミックロータの破壊時には図6に示すように、強い赤熱発光を伴う。この発光はバリアリングセンサの検知タイミングよりも若干早期に始まるので、現在は図2に示すように、光電子増倍管⑩出力とバリアリング⑦出力のいずれか早い方の信号をトリガとしてストロボ④を起動する構成としに。



セラミックロータの破壊時には図6に示すように、強い赤熱発光を伴う。この発光はバリアリングセンサの検知タイミングよりも若干早期に始まるので、現在は図2に示すように、光電子増倍管⑩出力とバリアリング⑦出力のいずれか早い方の信号をトリガとしてストロボ④を起動する構成としに。

5.2 タイプ1ロータの回転破壊試験

タイプ1ロータの回転破壊試験の経緯をワイフスロットして図7に示す。横軸には破壊時の最大応力の σ_{BMAX} と共に軸穴アキと軸一併型の各々に対する相当破壊回転数 N_B を示した。また、軸穴アキロータには H (=hollow シンボル $\circ$)、軸一併ロータには S (=solid シンボル $\bullet$) を付し、さらに真空スピントスタには (V)、ガス駆動テストには (G) を付して運転条件を示す。

まずロータの素性を調べるために軸穴アキロータの真空スピントスタ (1H(V)) を実施した。切り出し試験結果 (図中実線) と図4 (B) の応力

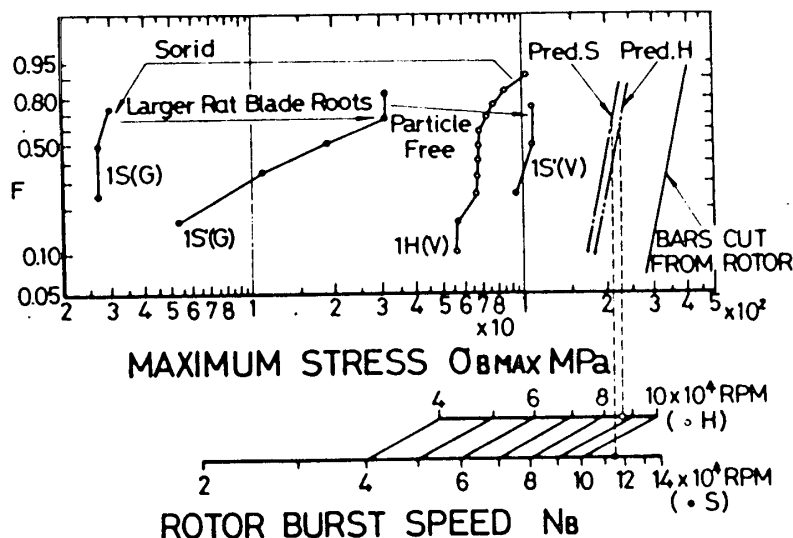


図7 タイプ1ロータの回転強度試験

分布から算出しに有効体積^{1), 2)}から推定した破壊強度分布 Pred. H (図中2点鎖線) に比べて半分以上の平均強度しか示さない。次に軸一体ロータを常温ガスで駆動した試験 (IS(G)) を実施してみると異常に低い回転数で破壊してしまう。軸穴アキロータ試験 (IH(V)) の破壊瞬間写真には図5(A)のように翼端が先ず折損する場合が頻発しているため、翼根元に強い応力集中があるものと考え、翼根元のフィレット R を図4の応力分布が実現される程度に十分大きくする対策を施した。

フィレット R 対策を実施した軸一体ロータの試験 (IS'(G)) の結果、著しい強度向上は認められにものの依然として推定強度 Pred. S (図中1点鎖線) からは程遠い回転数レベルで破壊している。ガス駆動による試験では破壊時の回収時に上流にある断熱材粒子や酸化した金属片などが混入しており、こうした異物の衝突が低回転での破壊を招いている可能性がある。そこでフィレット R 対策を施した IS' ロータを2万 rpm 一定に保持し、駆動ガス上流から種々のメッシュのサンドブラスト用 SiC 粉を混入したところ、上流から飛来する異物の衝突により、ごく低回転でも破壊に到ることがあることが確認された。

さらに IS' ロータを真空中で試験 (図7 IS'(V)) すると、ガス駆動の場合よりはるかに高回転まで破壊せず、異物衝突の影響を検証する結果となった。

5.3 タイプ2 ロータの回転破壊試験

タイプ2 ロータはタイプ1の翼形状を空力的に改善したもので、上記の経験と反映して、翼根元のフィレット R は十分大きくしてある。まず軸穴アキロータの真空スピントスト (2H(V)) を実施した。このロータは軸一体ロータの軸部嵌合の影響を同等に評価するため、軸穴アキにもかかわらず軸一体と同様の嵌合部を設けたものである。図8に示す結果 (シンボル○) から明らかなように、推定強度 Pred. H なみ、もしくはそれ以上の強度が実現された。タイプ1 ロータでは確認できなかったが、

翼根元応力集中を抑えに軸穴アキロータの真空スピントストでは強度推定がかなりの精度で可能であり、この意味で実体からの切り出し試験および WLT の有効性は高いと判断できる。

しかし軸一体ロータのガス駆動試験 (2S(G)) では、タイプ1と同様

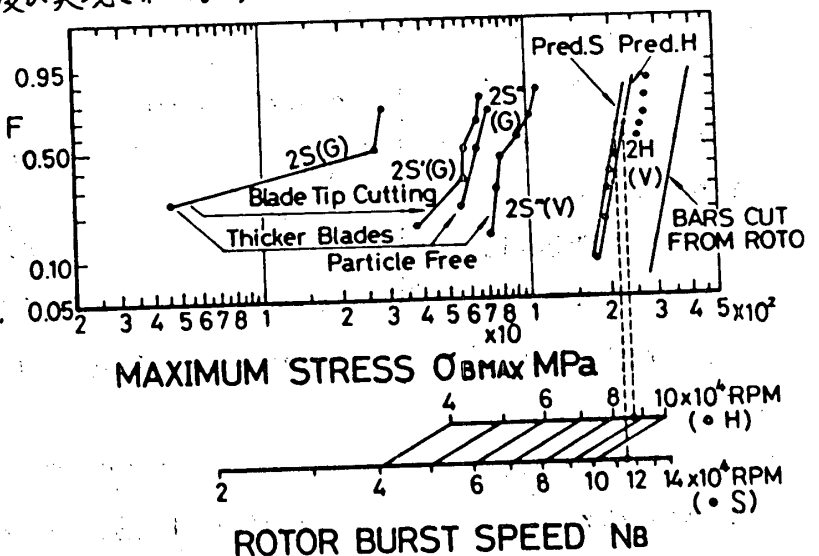


図8 タイプ2 ロータの回転強度試験

異常に低い回転数で破壊し、依然として異物衝突の強い影響が認められる。そこで翼先端を最大外径から8~12 mm 切り落として翼への異物衝突の影響を軽減したロータの試験(2S'(G))を実施したところ、破壊回転数の著しい向上が認められた。このデータには翼端カット量が8 mm のものと12 mm のものが混在しており、目立つ差異は認められない。これらの結果から粒子衝突に強く関与する部位は翼の比較的先端部に集中していることが示唆される。この部位では周速にそれ程差はなく、翼厚の影響が深いかかわっている可能性がある。

ここで翼厚を先端0.5 mm から1.0 mm に増し、かつ翼根元の応力極大値を変えないように翼厚変化を与えに改良ロータのガス駆動試験(2S''(G))を実施したところ翼端カットのみ、もしくはそれと併せて破壊回転数が得られ異物衝突に対する翼厚増加の効果が高いことが示された。

さらにこの厚肉翼ロータの真空スピントスト(2S''(V))を実施したが、タイプ1(1S'(V))とはほぼ同等のレベルで依然として軸一体ロータの推定強度Pred. Sに及ばないことが明らかになった。

6. 考 察

前節において翼根元の応力集中を抑え、粒子衝突の生じない真空スピントストでも軸一体ロータは期待される回転数よりかなり低い回転数で破壊してしまうことが判った。すなわちこの2点以外に軸一体ロータのみにかかる破壊要因が存在することになる。ここで以下の2項目、すなわち翼倒れ効果およびバランス修正研削部の効果について検討を加える。ただしこれら2項目共それ自体には軸一体ロータと軸穴アキロータの間に有意差は全くない。

6.1 翼倒れ効果

本研究で対象としたロータはラジアル翼であるが、金型の精度や成形から焼成に至る過程上徹密にラジアル方向と一致させることはできない。翼のラジアル方向からの倒れは遠心力により翼根元に曲げ応力を生じ、図9中に定義した倒れ角が1°に達すると翼根元付近の極大応力に約10%程度の引張り応力を付与することになる。各翼の時の最大翼倒れ角と2S''(V)の破壊回転数の自割 N_B^2 ($\propto$ 応力)との関係を図4に示す。右下がりの相関があるといえます。試料数も少ないことから明

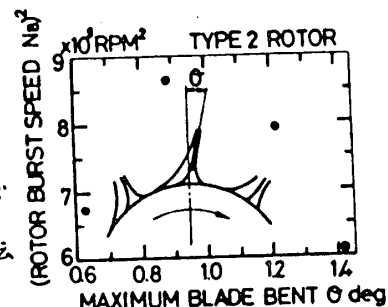


図9 翼倒れ効果

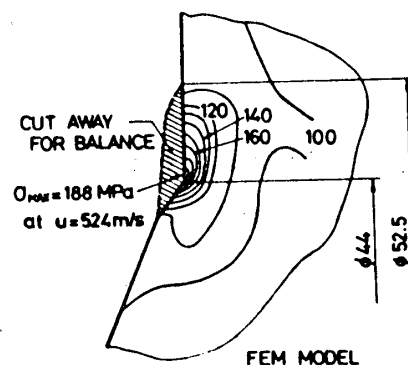
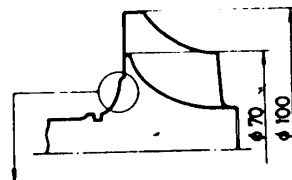


図10 バランス修正の効果 (軸一体ロータ)

言はできないが、少なくとも10%程度の応力付与のみから図8の推定破壊応力 $Pred. S$ との差を説明することはできない。

6.2 バランス修正用研削の効果

上に述べた回転試験において、破壊瞬間写真はいずれも背板からの破壊を示唆しており、しかも破片の移動距離から推定される破壊起点方位と、背板のバランス修正のための研削部の方位が近いものが散見される。そこでバランス修正用研削部の応力場を与える影響をFEMを用いて求め、軸一体ロータと軸穴アキロータとで比較を行う。研削代および形状は同等になるようにモデル化し、軸一体ロータの場合の計算結果を図9に示す。図4(A)に示すように元来応力の集中値が存在しに近く研削するのために45%もの強い応力増加が見られる。最大応力の発生位置は翼根元からバランス修正部に移り、その値は20%以上増加している。実際にはより大規模な修正と必要とする場合もあり、修正部表面の研削キズの応力集中をも考慮するとバランス修正が軸一体ロータの低回転破壊原因の主要因である可能性は高いと考えられる。

これに反して軸穴アキロータの場合は修正研削形状による応力の増加は僅かで、軸穴上に生ずる最大応力が依然として応力場全体を支配している。

以上の考察を総合すると軸一体ロータと軸穴アキロータとは形状その他を同じに保つてもそれらに対する感応性に着し、相違が生ずることになる。すなわち軸一体ロータでは複数の所に生ずる応力集中値が互いに近い値となるように設計しているのに対して一つの破壊要因(例えばバランス修正)が解決されると、これまで二次的だった要因(例えば翼倒れ)が強調されて来るというように、問題解決の方向も複雑化を余儀なくされるものと考えられる。

7. ま と め

本研究において得られた知見を以下に要約する。

1. 靱性に乏しい炭化ケイ素ロータでは、上流から飛来する異物粒子の衝突によって期待回転数より低い回転数で破壊することがある。
2. 翼厚の増加により耐粒子衝突性を向上することができる。
3. 翼根元の応力集中を抑制すれば、粒子衝突のない状態で軸穴アキロータは切り出し試験片の3点抗折試験から推定される平均破壊強度と実現できる。
4. 軸一体ロータにおいては設計形状からの比較的に軽微な逸脱にも応力場は敏感に感応し、それが破壊の要因となる可能性がある。

なお、本報における供試ロータの製造および切り出し抗折試験等については、日本特殊陶業(株)の協力によって実施されたことを付記する。

- 参考文献
- | | |
|----------------|----------------------------------|
| 1) 佐々木 昭・2名, | GTSJ 第9回定期講演会中編集, 1981 |
| 2) 佐々木 昭・2名, | GTSJ 学会誌 9-36, 1982 |
| 3) Weibull W., | J. of Appl. Mech., vol. 18, 1951 |

電力用セラミックガスタービンの 開発方法について

伊 藤 文 夫 (東京電力 技術開発研究所)

*伊 東 正 道 (東京電力 技術開発研究所)

1. はじめに

近年、世界的なエネルギー事情から石炭の有効利用が大きく叫ばれている。石炭の利用方法として、環境性、経済性、運用性等の面からガス化複合発電システムが注目されているが、このシステムを成立させるには、ガスタービンの超高温化による経済性の確保が極めて重要な鍵となっており、ガスタービンの主要部品である燃焼器、静翼および動翼の耐熱性能の飛躍的向上が求められている。

耐熱性能を向上させるためには、現在の耐熱合金による空冷方式では限界があり、ファインセラミックスのような新耐熱材料の開発と新材料の特性を踏まえた設計法の開発など機器への適用についての研究開発が強く求められている。

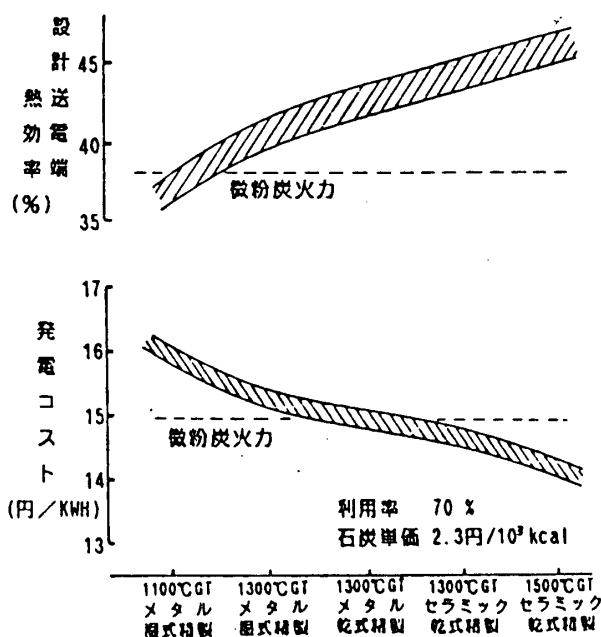
このため、東京電力では、冷却用空気を大幅に減少するとともにタービン入口温度の高温化を計り、熱効率の飛躍的向上を計るため、耐熱性の優れたセラミックスを電力用ガスタービンに適用するための基本研究に59年度より着手してきている。

2. セラミックスガスタービン開発の背景

石炭ガス化複合発電システムの開発については、そのうちのガス化炉の開発は国内外で積極的に進められており、東京電力においてもアメリカのクール・ウォーター・プログラムに参加し⁽¹⁾、多大の研究成果を得つつあって、その技術的見通しはかなり明るいものとなってきている。しかしながら、石炭ガス化複合発電システムを経済的に成り立たせるためには、高温ガスタービンの開発が最大の課題であるにもかかわらず、これの開発が大きく遅れているのが現状である。

第1図に石炭ガス化複合発電プラントのガスタービン入口温度とプラント総合効率、送電端発電コストとの関係の試算例を示すが、現在実用化されている1100℃級空冷ガスタービンでは経済的優位性が得られ

ず、また鋭意開発が進められており、数年後には実用化が予定されている1200℃～1300℃級空冷ガスタービンですら微粉炭焚きに比較して経済性を得ることが難しい。いきおい経済性を得るためには、ガスタービンの高温部分をセラミック化して冷却空気を減少し入口温度を1300℃級以上に向上させ、プラントとしての総合効率を試算例が示すように送電端で44% (HHVベース) 程度にすることが要求されてくる。さらに将来、実用性の高い石炭ガス化複合発電プラントを求めていくためには、より経済的優位性を得ることが求められ、そのためには入口温度1400～1500℃級と高温化するとともに大型化(150～200MW)し、総合効率も46～47%程度に向上させることが目標となる。



第1図 石炭ガス化複合発電システムの目標性能
および経済性試算

セラミックスをガスタービン部品のような精密大型構造材に適用するための技術開発は、国内外の各方面で進められているが、今だ実用化には至らず、また、これらの開発は必ずしも石炭ガス化燃料のようなアルカリ金属その他の不純物を含んだ燃料を対象としたものでない。

3. セラミックガスタービン開発方法の考え方

電気事業としては西暦2000年までには、石炭ガス化複合発電プラントの実用化開発に大きな期待が寄せられている。そのためには、ガスタービン入口温度1400℃級以上で、出力150～200MW級の高温大容量セラミックガスタービンの開発が不可欠の要素となる。ガスタービンのなかでセラミックスを適用する部材は、燃焼器内筒及び尾筒、1、2段静翼、1、2段動翼ならびに初段シュラウドの高温部材が対象となる。

しかしながらセラミックスの一般的な特性としては、耐熱性、耐食性、耐摩耗性などに優れている反面、延性、靱性に欠け、熱膨張係数が小さいなどの特徴を有し、微細な欠陥からも破壊にいたる恐れがあり、大型化すればするほどその確率は高くなる。また、大型化に伴って熱衝撃性、引張り強度が低下し、成形加工技術も難しくなってくる。これを電力用ガスタービンのような大型の高温精密構造材に適用するに当たっては、セラミックス材に要求される性能物性値や性能評価試験方法、製品の品質保証検査手法、機械設計技術さらには金属部分との接合技術等の基礎的技術が確立されていないのが現状であり、これの研究開発が不可欠である。また、セラミックス部品は寸法効果が大きく影響し、小型のガスタービンでさえセラミックス適用技術が未だ実用化されていない段階で、いきなり大型の電力用セラミックガスタービンを開発することは、多くの技術的課題があつて極めて困難でありリスクも大きい。

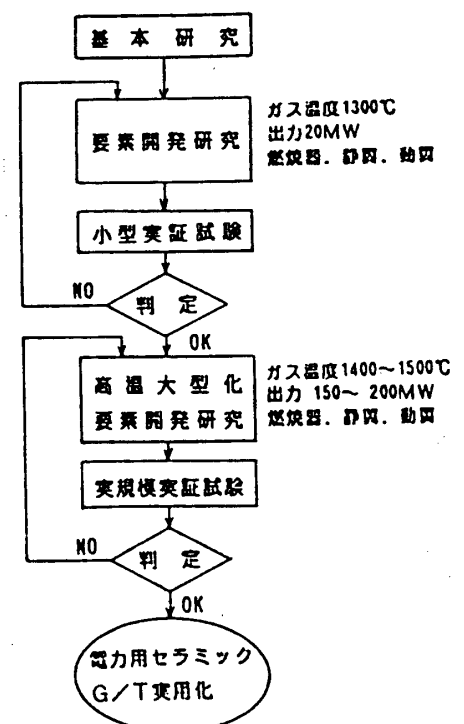
したがって、開発の順序としては、先づ温度1300℃級で出力20MW級の比較的小容量の小型実証プラントに向けての技術開発を行ない、これの運転経験と実績を積み重ねた上で、次に高温・大型化の研究開発を行ない、実規模の実証プラントによる試験に持っていくことが重要と思われる。第2図に開発のフローを示す。以下、基本研究と要素技術の開発研究の方法について述べるが、大型化へ向けての要素技術開発についてもほぼ同様な方法が取り得るものと思われる。

4. 基本研究

一般産業用を中心に比較的小型の耐熱耐摩耗耐蝕材として、セラミックスを広く普及していくための基礎技術の開発については、通産省工業技術院において昭和56年度より次世代基盤技術研究開発制度に沿って、ファインセラミックス技術組合のもとで進められているが⁽²⁾、石炭ガス化複合発電システムの早期実現のためには、石炭ガス化燃料を用いた電力用セラミックガスタービンの開発に重点を置いた研究を早期に実施し、まず基礎的技術の開発に努めることが重要である。以下に基本研究の概要を述べる。

(1) セラミックス材適用石炭ガス化ガスタービンの試設計

セラミックス適用部材の形状強度等を決定するため、概念設計を行ない、主要部分の寸法と形状の概略を決定し、セラミックス材に要求される強度、耐熱耐食性、靱性等を提示するとともに、パイロットプラントへ向けての要素技術開発のための基本とする。



第2図 電力用セラミックガスタービンの開発フロー

(2) セラミックス材の性能評価試験方法の研究

セラミックスのような脆性材料においては、その機械的性質の測定値は、試験片の表面状態、試験片の形や大きさ、試験条件等によって影響を受けやすく、試験方法の差異がそのまま測定値における差となる。従って、ガスタービンへ適用するセラミックスに適した性能評価試験方法を確立する。

性能評価項目としては、物理定数（密度、気孔率）、熱定数（比熱、熱膨張係数、熱伝導率、温度伝導率）、曲げ強度試験（3点曲げ、4点曲げ、ワイブル係数）、引張強度試験、破壊靱性、耐熱衝撃性、耐食・耐酸化性（重量変化、強度変化）、弾性定数（ヤング率、剛性率、ポアソン比）、クリープ破断強さ、疲労試験（高温腐食環境下）を対象とし、性能評価方法として不確定な項目については、確認試験を行ないその妥当性を判定する。また、試験装置や治具等についても調査検討を行ない最新で最適の評価方法を定める。これらの評価方法は、今後のJIS規格化等を検討する際の参考になるものと思われる。

(3) セラミックス材の全品保証検査手法の研究

非破壊試験、保証試験技術や受入品質基準について検証し、全品品質保証検査手法を確立する。

a. 非破壊試験技術

ガスタービン用セラミックス部材の品質保証に求められる非破壊試験技術は、より微細な欠陥をも検出し得るものでなければならない。

放射線・超音波探傷・液体浸透探傷試験や走査型超音波顕微鏡、光音響スペクトロスコピー、レーザー、AE法などの技術について、検出可能な欠陥の種類、検出限界等を調査し、適用の可否、適用にあたっての開発要素の抽出、改良を行ない、欠陥検出性の精度確認試験を実施する。

b. セラミックス部材の保証試験手法

動翼の保証試験に適用するスピニング方法、燃焼器、静翼に適用する保証試験手法を選定し、品質を保証するに最適な試験方法を確立する。

c. 受入品質基準の設定

セラミックスの微細組織（内部欠陥）、部品形状、作用応力と亀裂伝播速度との関係を各種データを用いて検証し、適正な受入品質基準を設定する。

(4) 機械設計手法の研究

セラミックス材を使用してガスタービンの部品を設計する手法を確立するためには、従来の弾性材料の延長線上にない設計概念の確立が必要である。このため、セラミックスを使用してガスタービン部品を設計する際に必要な評価手法、解析手法について調査、検討を行ない、設計に必要な評価、解析プログラムを作成する。

a. セラミックス製ガスタービン部品の破壊クライテリアの検討

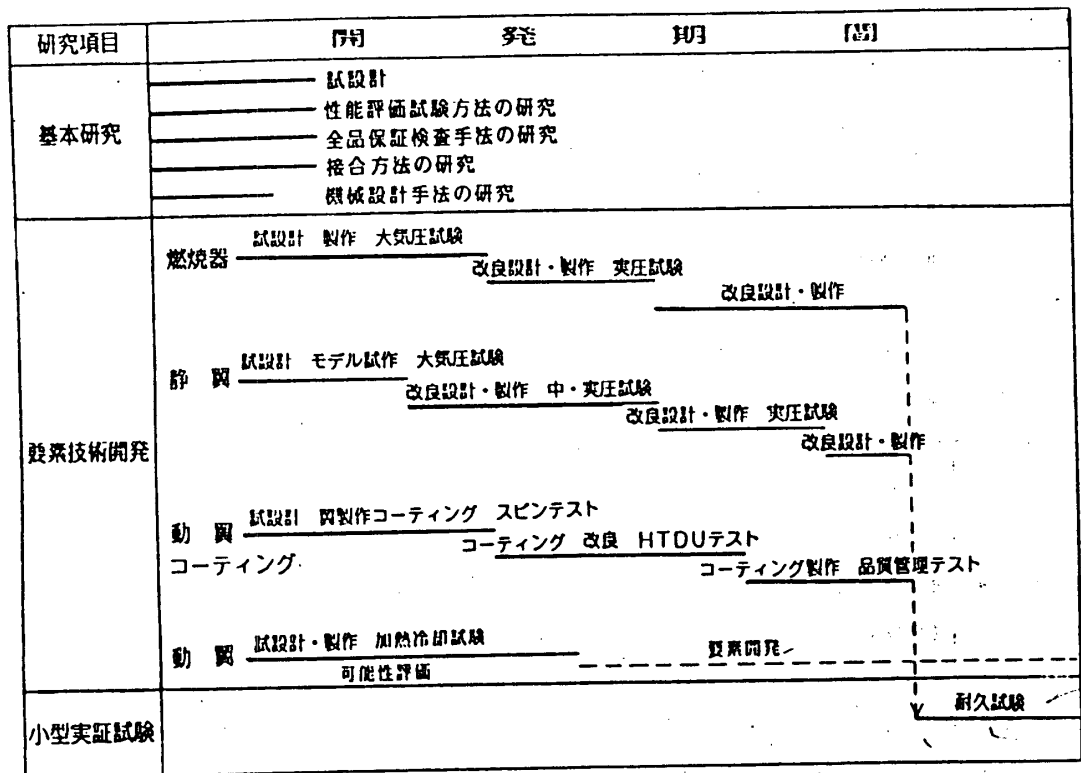
短時間破壊（遠心力、熱応力、振動による過大応力、熱衝撃）、クリープ域での時間依存型破壊、繰り返し応力による疲労破壊の各損傷モードについて調査検討する。

b. セラミックス製ガスタービン部品の強度評価、信頼性評価プログラムの開発

有限要素法を用いた構造解析、温度分布解析結果をもとに、破壊確率、平均強度、有効体積、各種安全係数の計算を行なう。

(5) セラミックス材接合方法の研究

ガスタービン部品にセラミックスを適用するには、セラミックス及び金属の特性を活用したセラミックス-金属の接合・嵌合、また、複雑で大型のセラミックス部品を製作するには、セラミックス-



第3図 セラミックガスタービンの開発スケジュール

セラミックスの接合等の開発が必要である。このため、セラミックスの機械的、化学的な接合方法を⁵⁶⁴⁻⁶⁷検討し、モデル形状による強度評価試験等を行なって、最適接合方法を確立する。^{pilot 56}

5. 要素技術開発研究

基本研究に引き続いて、燃焼器、静翼、動翼の各コンポーネントに分けた要素技術の開発研究を実施し、セラミックス材料の選定、構造設計、燃焼試験等を行なう。また、最終的には石炭ガス化燃料を使用した小型実証プラントでの耐久試験を実施し、将来の大型高温化へのセラミックス部品の開発課題の抽出を行なう必要がある。現状技術からみて、要素技術開発として何が必要であり、どのような方法になるか考え方の一端を述べる。概略の開発スケジュールを第3図に示す。

(1) セラミック燃焼器の開発

a. 基礎的検討

セラミックスの各種候補材について、瞬時破壊強度特性及び遅れ破壊強度特性等の評価試験を行ない、燃焼器に適した材料の選定、燃焼器の型等の試設計のためのデータを得る。また、燃焼器の型、使用部分形状、寸法に応じた製造方法の検討を行なう。その結果をもとにモデル部材の試作をするなどの実形状品の製造性の検証試験を行ない、燃焼器試作へ反映させる。

b. 試設計・試作および大気圧燃焼試験

セラミック燃焼器設計のための基本仕様を検討を行ない、一体型、タイル型等代表的な数種類の形状について概略形状の設定、詳細構造の検討、試設計、試作を行なった上で、大気圧、実温、実流速条件下で、燃焼試験を実施する。

c. 実圧燃焼試験

大気圧燃焼試験で選定された燃焼器について、改良設計、製作を行ない、実条件（燃料のみが異なる）でもって燃焼試験の評価を実施する。

d. 小型実証プラント耐久試験

実圧燃焼試験の結果をもとに改良されたセラミック燃焼器を設計製作し、小型実証プラントの実ガスによる耐久試験を行なって実証する。

(2) 1. 2段セラミック静翼の開発

a. 基礎的検討

ガスタービン1. 2段静翼のセラミック化に必要な材料データを取得するために、セラミックスと金属との接合強度、低・高サイクル疲労強度、高温腐食下における材料強度等の試験を行なう。

b. 試設計、モデル翼製作と大気圧試験

一体型、分割型等の各種構造について、基本形状の検討、静翼のシール隙間の検討等組立方法を検討し、モデル翼を製作、構造体としての強度を各種破壊試験、熱衝撃試験を通じて把握した上で、セラミック静翼の形状の修正を行なう。

c. 実形状翼設計、製作と中・実圧試験

大気圧試験での結果を考慮して、実形状のセラミック翼を設計・製作し、中圧での燃焼試験を実施、翼温度分布の計測、熱応力の計算を行なう。さらにこの結果を踏まえて、組立方法、形状等を改良製作し、次に実圧による燃焼試験を行なう。

d. 改良設計、製作、実圧燃焼試験

翼形状の改良等を行ない、大量生産可能な形状としてセラミック翼を製作し、最終的な実圧での燃焼試験を実施、温度・応力分布の計測を行なう。

e. 小型実証プラント耐久試験

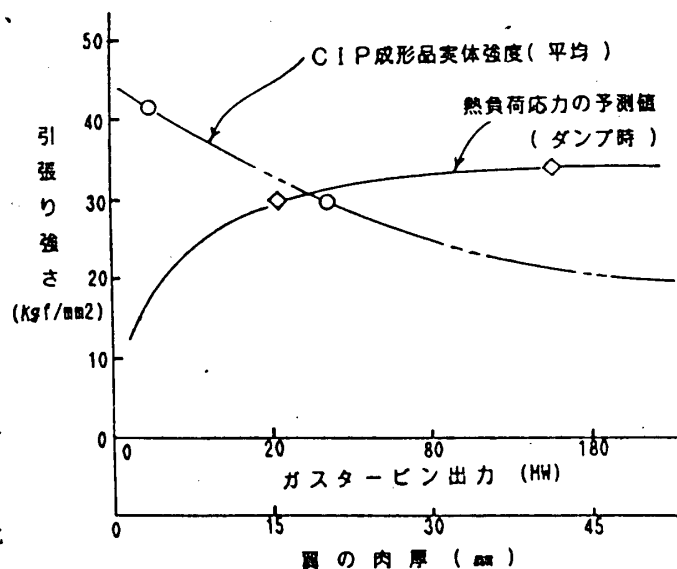
必要な改良を加えて、小型実証プラントでの実燃焼試験用のセラミック翼の設計製作をし、実ガスでの耐久性燃焼試験を行なう。

(3) ガスタービン動翼におけるセラミック利用技術の開発

ガスタービン動翼にセラミックスを使用することは、セラミックスの現状技術、即ち、靱性が低いこと、大型化した時の耐熱衝撃性に難点があること、成形・焼結技術に寸法限界があること等々から、極めて難しい。

セラミック初段動翼を例にとると、第4図に1例を示すように、負荷応力は大変厳しい条件下にあり、大型成型品の実体強度の向上と、これを補う構造設計技術の開発に努めなければならない。

このような現状から、動翼をセラミックで作ることは材料の信頼性向上、成形・焼結技術の向上をも含めて、今後とも技術開発を進めなければならない分野が多い。一方、ガスタービン燃焼器や静翼をセラミック化することによって冷却空気量が大幅に減少し、その分だけ動翼はより高



第4図 セラミック翼の必要耐熱強度

温にさらされることとなる。また、動翼自体でも効率向上の上から極力冷却空気量の減少を図ることが必要である。これらの観点から、ガスタービン動翼にセラミックスを利用する技術開発課題として、一つはセラミック動翼の開発の可能性を評価することであり、あと一つは耐熱合金空冷翼に対して、セラミックコーティング技術の改良と空冷技術の改良を行ない、開発の可能性が比較的高いと思われる新しいコーティング翼を開発することである。

a. セラミック動翼の開発可能性評価

動翼のセラミック化に関し、問題点を抽出し部分モデルの試験片を製作し、強度試験を行ない試験翼の構造改良の基礎データとする。

次に、具体的構造を検討して応力解析を行ない、試験翼の詳細設計、製作を行なう。高温での熱衝撃性、熱応力試験を行なって、供試翼の破壊状況を調査し、セラミック動翼の適用可否を評価する。

b. セラミックコーティング動翼の開発

セラミックコーティングの厚みの異なる各種のテストピースを製作し、熱衝撃性、高温腐食、振動疲労に対する試験を行ない、動翼へのコーティング仕様を決定する。さらに石炭ガス化燃料に適した冷却方法を考慮してモデル翼の設計製作を行ない、所定のコーティングを施して、ガス温度と冷却空気量、母材温度の関係を明らかにするとともに回転試験により強度確認を行なう。

次に、コーティング材料、方法、厚み等の改良検証を行ない、実形状コーティング翼を設計製作して、HTDU (High Temperature Development Unit) による高速回転試験を行なう。

さらに改良を加えたコーティング翼の製作を行ない、HTDUによる品質管理試験を行なった上で、小型実証プラントによる実ガスでの耐久試験を行なう。

6. おわりに

セラミックガスタービンを開発し、ガス温度の高温化、冷却空気量の減少を図ることは、石炭ガス化複合発電プラントの実現化のために必要であるばかりでなく、LNG複合発電プラントの経済性を高めるためにも極めて有効である。セラミックスを構造材として実用化する研究は、日本及び諸外国において精力的に進められているが⁽³⁾、電力用ガスタービンの耐熱材のような大型の構造材料としての使用実績がないこと、脆性材料であるがため微細な欠陥が強度を大きく支配すること、製造・加工技術が難しく品質にばらつきが多く、また設計データの信頼性にも乏しいことなどから、構造部品として長時間使用可能までには至っていないのが現状である。

セラミックガスタービンの開発には多くの課題があり、大変に困難なことではあるが、石炭ガス化複合発電システム実現のためにも是非とも開発すべき技術であり、関係各方面の積極的な取り組みが強く望まれる。研究開発の方法等も含めて諸兄の御批判・御意見を拜ぐとともに、有益な情報をお寄せいただければ幸甚に存じます。

参考文献

- (1) 荒木成光, 動力, 169, 昭和59年-IV, P.32.
- (2) 上田尚祥, 工業材料, VOL.32, NO.4(1984), P.82, 他.
- (3) 電力中央研究所, 調査報告: 283032, 昭和59年 2月.

※ 田中照司，末光 毅 [川崎重工業機]

工博 藤岡順三，工博 西山幸夫 [同 上]

1. 緒言 ガスタービンエンジンの性能を左右するタービンブレードの大半は精密鋳造法で製作されるが，このタービンブレードの発達 of 歴史の中でも1960年中頃に米国で開発された一方向凝固材(DS)および単結晶材(SC)の出現は画期的な出来事といえる。DS材は欧米ですでに実用化され，今日ではこれらDS材が急速にSC材へ移行している状況である。これら新材料の製法はすでにいくつか開発されているが最近注目されている方法に米国で開発された免熱鋳型法があげられる。この方法は高価な専用鋳造装置を必要とせず製法特許上の制約のないことを特徴としており，元々は比較的小物で中空のDS材やSC材の製作用に開発されたものである。本研究は，小ロット生産においてはコスト的に有利と思われるこの免熱鋳型法に着目して，これにより各種のDS材およびSC材を開発し，それらを当社産業用ガスタービンに組み込むことを目的として，開始されたものである。本稿では，免熱鋳型法の概要，技術的問題点，その可能性および産業用ガスタービンへの適用例について述べる。

2. 実験方法 図1に免熱鋳型法の原理図を，一般に用いられている引拔法の原理図と比較して示す。

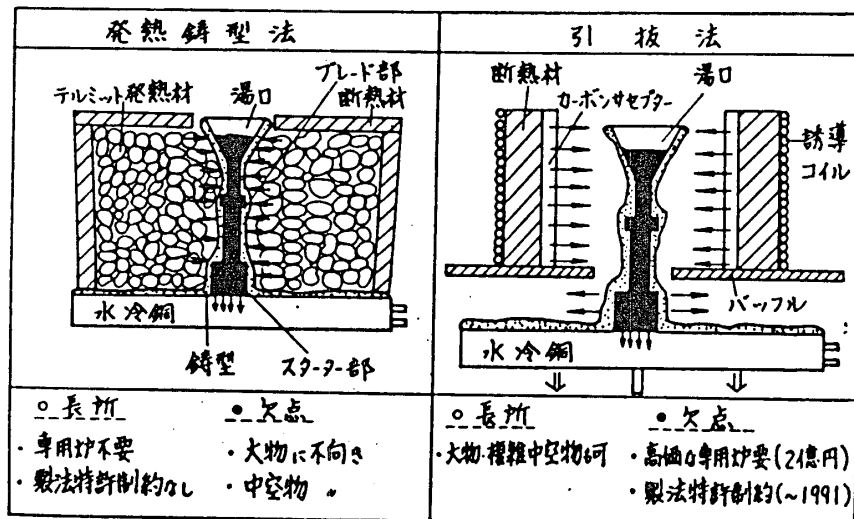


図1 免熱鋳型法および引拔法の原理図

どちらも，鋳型を高温で予熱した状態でこの中に溶湯を鋳込み，鋳型底にセットした銅製のチルプレートから溶湯の熱を奪うことにより一方向にのびた組織の材料を得ようとする方法である。両者の最も大きな違いは，免熱鋳型法では鋳型予熱に用いら

れる熱エネルギーが有限で発熱体着火後は時間経過とともにこの熱エネルギーが系外へ放出されるため型温が徐々に低下していくのに対して、引拔法では予熱に必要な熱エネルギーは外部の熱源から連続的に供給されるため型温のコントロールがいつの時点でも自在にできるという点である。本研究で用いた発熱鋳型法の工程図を図.2に示す。

特に、SC材の製作では、DS材の場合と異なり図.8のように、製品とスターター部の間にセクターと呼ばれる回路がおかれ、この部分で一方向にのびた多数の結晶からただ一つの結晶が選出される。

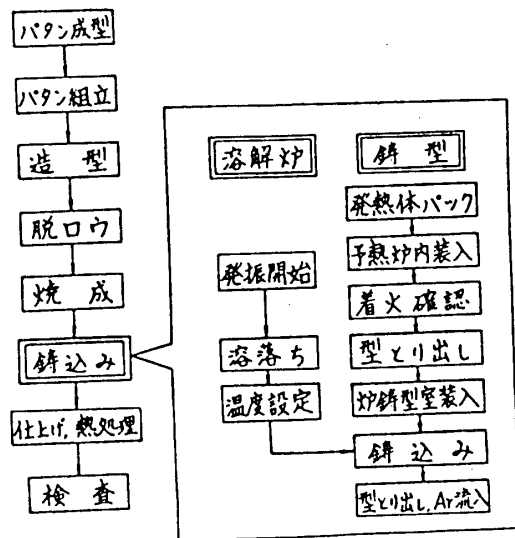


図.2 発熱鋳型法の基本工程図

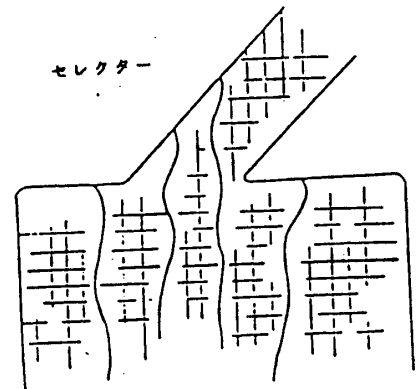


図.8 単結晶を得るためのセクター概略図

鋳造材には米国 Cannon Muskegon 社製の Ni 基超耐熱合金である CM247LC, CMSX-2 を用い、鋳型はロストワックス鋳造法によるジルコンアルミナ系のセラミックシェールで、鋳型の肉厚は約 7 mm とした。また鋳造試験片は、産業用ガスタービンに用いられる中実、中空の各種ブレード実製品、板状試験片、丸棒試験片などで、鋳込み時の鋳型の温度は約 1600℃、鋳込温度は DS 材で液相線温度 + 200℃、SC 材で液相線温度 + 280℃とし、鋳込み時の 1 サイクル所要時間は約 80～90 分であった。

8. 実験結果

(1) DS 材、SC 材の製作では組織制御だけでなく表面欠陥の少ない鋳物の生産が必要であるが、発熱鋳型法におけるこれら 2 つの問題点についての要点を特性要因図で整理すると、図.4 のように高品質のブレードを製作するためには広範囲の問題に対して慎重な配慮を払う必要があることが明らかとなった。

(2) 本法は長さ 50 mm 程度の比較的小物の中実 DS および SC タービンブレードの製作作用として開発されたもので、これより大きなものや中空物には不向きとされていたが条件を適当に選ぶと、DS 材では中実物で 120 mm 長さ、中空物で 100 mm 長さのものが

得られ、SC材では中実物で90mm長さ、中空物で80mm長さのものが80%以上の歩留りで製作されることが明らかとなった。図.5に中実の従来材、DS材、SC材の試作品のマクロ組織を、また、図.6に中空SC材の試作品のマクロ組織を示す。

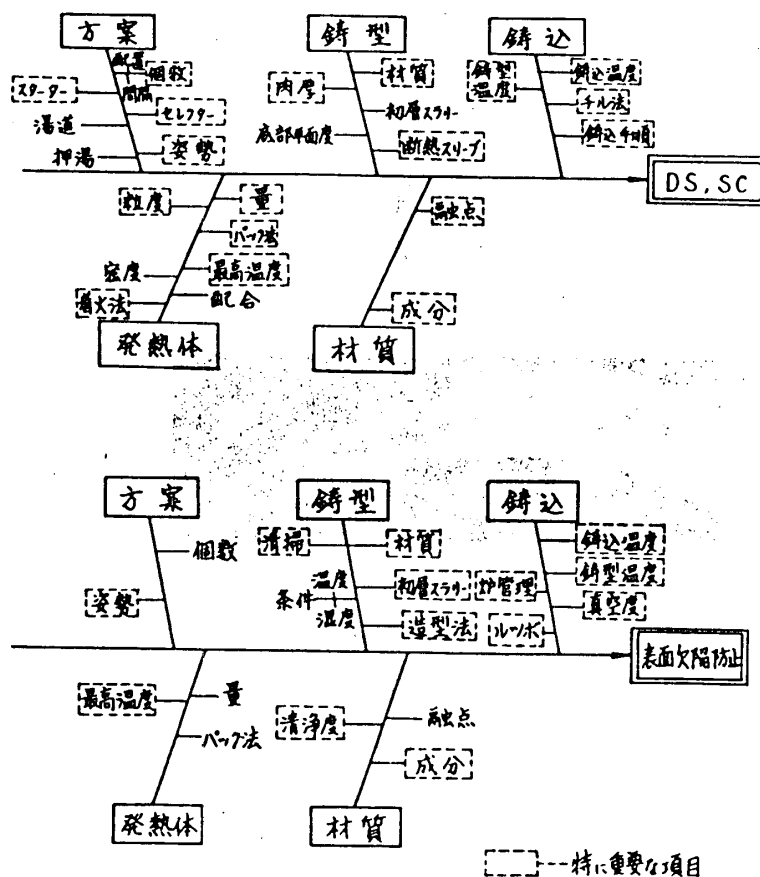


図.4 DS、SC材製作における特性要因図

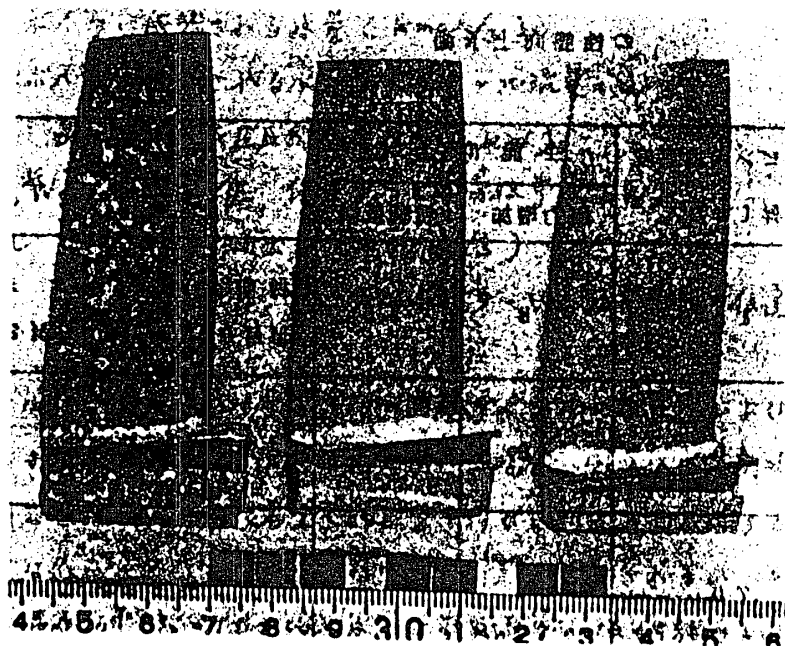


図.5 中実従来材、DS材およびSC材のマクロ組織

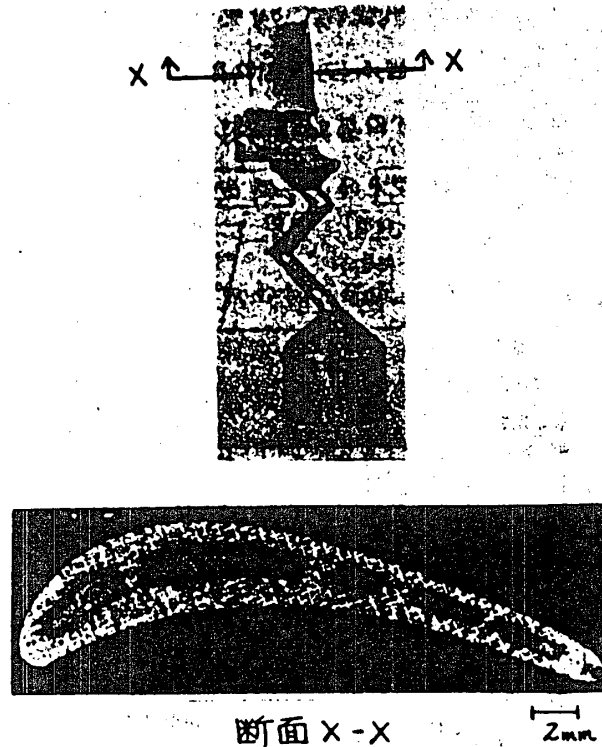


図.6 中空 SC 材のマクロ組織

(8) 従来、DS、SC 材を適用した産業用ガスタービンの開発例は少ないが、当社で計画しているこれら先端材料の産業用ガスタービンへの導入による性能向上の概要を表.1 にまとめて示す。ここでは、タービン入口温度の上昇に対応して、DS、SC 材の導入だけでなくノズル材の変更などの種々の先端材料を取り入れている。

表.1 中実 DS 材の導入による当社産業用ガスタービンの性能向上予測

タービン入口温度 の上昇(℃)	性 能 向 上 (%)		具 体 的 方 法
	出力増加	燃費低減	
15	8	1.5	材質変更 MM007→Mar-M247
40	8	4	材質変更+DS化
70	18	7	材質変更+SC化

改質メタノールのガスタービンサイクル
(第3報 中間冷却-再熱サイクル)

鶴野省三 (防衛大) *八坂利己 (防大理工)
藤本司郎 (防衛大) 金子靖雄 (防衛大)

1 緒言

メタノール改質器と排熱回収装置を組み合わせた排熱回収システムをガスタービンサイクルに導入すれば熱効率および出力を大幅に改善できる可能性がある。著者らは単純開放サイクルに排熱回収とメタノール改質を組み合わせたサイクルの熱力学的特性を考察したが、本報では大容量ガスタービンシステムにこれを適用する場合を検討する。本報で取り上げるサイクルは中間冷却-再熱サイクルである。圧力比は $P_2/P_1 = 10 \sim 50$ までとり、前報と同様改質と水注入の熱効率、比出力に及ぼす効果を中心に考察する。

2 主な記号

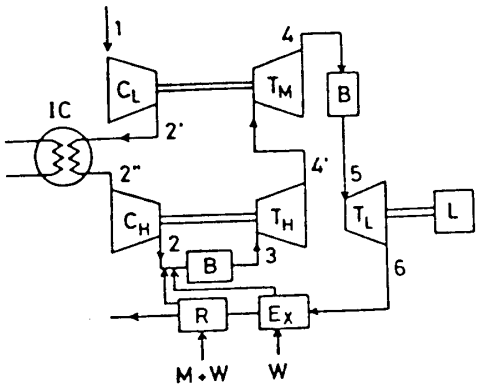
P : 圧力 (添字は図1, 2の各部の位置と対応)	r : 圧力比 $= P_2/P_1$
T : 温度 (同上)	T_w : 冷却水温度
G_a, G_b : 吸入空気量, タービン内動作流体量 (kmol/s)	
G_{F1}, G_{F2} : 燃焼器および再熱器に加える燃料流量 (kmol/s)	
G_{w1} : 水噴射冷却用の噴射水量 (kmol/s)	
G_{w2} : 蒸気ボイラに供給される水量 (kmol/s)	
W/M : 蒸気ボイラに供給される水量とメタノール流量の比	
W_{CH}, W_{CL} : 高圧および低圧圧縮機の仕事 (kW)	
W_{TH}, W_{TM}, W_{TL} : 高圧, 中圧, 低圧タービンの仕事 (kW)	
ϕ : 当量比	W : 比出力 (kW/kg/s)
S : 熱効率	η_c, η_r, η_m : 圧縮機, タービン効率と動力伝達のための損失

3 解析

3.1 サイクル 図1, 2は中間冷却-再熱サイクルに改質器およびボイラを導入したサイクルを示す。図1は中間冷却器を用いる場合、図2は水噴射冷却の場合である。便宜上前者を Case 1, 後者を Case 2 と呼び区別することにする。

Case 1 では低圧圧縮機を出た空気は中間冷却器で冷却されるが、冷却水温度は $T_w = 288 \text{ K}$, 温度効率 $\eta_c = 1.0$, 冷却水量は空気流量の10倍程度と仮定した。燃焼器には改質ガスと水蒸気 (573 K) が注入され、 T_3 まで燃焼により昇温され高圧タービンに入る。高圧, 中圧タービンは圧縮機駆動用であり、動力供給は低圧タービンで

行う。再熱器はタービンの後方に置くが、燃料供給量は燃焼器のものの30%と50%の2種類とした。図においてExとあるのは蒸気ボイラであり、Rは改算器である。またMはメタノール、Wは水を意味している。



Case 2 の場合は水噴射冷却を想定したものであるが、水噴射量は低圧圧縮機出口温度 T_2' と T_1 まで下げるに必要な量とした。そのため高圧圧縮機内の流体物性値は空気-蒸気の混合流体として与える必要がある。

燃焼温度および燃焼ガス組成は化学平衡計算で算出した。燃焼器、再熱器は燃料以外に蒸気を加えたり、また残存酸素による燃焼もあるので、ここで燃焼器および再熱器における完全燃焼の化学式を記し、夫々の燃焼現象の概略を述べる。

図1 サイクル Case 1

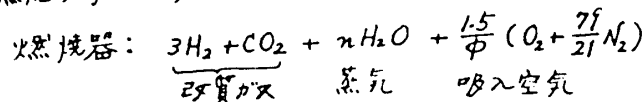
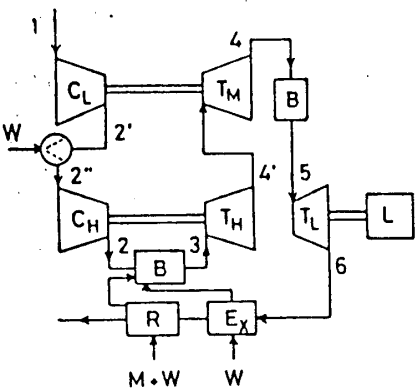
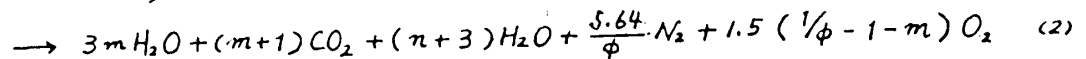
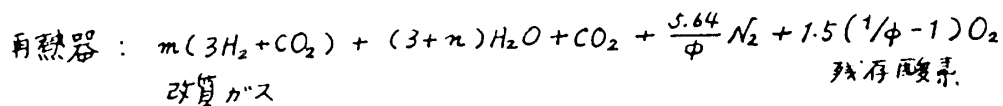
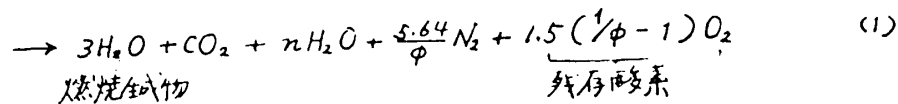


図2 サイクル Case 2



式1, 2はCase 1に対するものである。

Case 2 の場合は式1の nH_2O の n の中に水噴射量も含ませれば同じものになる。メタノールの改算率は便宜上100%と仮定し、再熱器への燃料流量は燃焼器1に対して m ($1 > m$) とする。また m は完全燃焼させるため $m < \frac{1}{\phi} - 1$ を満足させるように与える。

表1. 計算条件

3.2 計算の概要

低圧圧縮機の圧力比および出口温度は

$$P_2'/P_1 = \sqrt{\gamma} \quad (3)$$

$$T_2' = T_1 \left[\left\{ \left(\frac{P_2'}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right\} / \eta_c + 1 \right] \quad (4)$$

	CASE 1	CASE 2
Compressor efficiency		0.85
Turbine efficiency		0.85
Pressure losses —		
Combustion chamber and re-heater		0.02
Reformer and boiler		0.05
Pressure ratio	10, 15, 20, 30, 40, 50	
Equivalent ratio		0.3, 0.4, 0.5, 0.6
Fuel flow rate C_{Fk}/C_{Fc}		0.3, 0.5
Water supply rate W/M		0, 1, 2, 3, 4, 5
Inter-cooling system	Inter cooler	Water Injection
Thermal effectiveness	1.0	—
Injected fuel and vapor temperature		573 K
Mechanical transmission efficiency		0.98
Ambient conditions		1 atm. 288 K

である。中間冷却器 (Case 1) を通過するに際し出口圧力は全圧損失により

$$P_2'' = P_2' (1 - \varepsilon'') \quad (5)$$

となり、出口温度 T_2'' は温度効率 η_c より

$$T_2'' = T_2' - \eta_c (T_2' - T_w) \quad (6)$$

また冷却により捨てられる熱は次の如くである。

$$Q = G_a \cdot C_p \cdot (T_2' - T_2'') \quad (7)$$

水噴射冷却の場合 (Case 2) は $T_2'' = T_1$ とするために必要な冷却熱量は

$$Q = G_a \cdot C_p \cdot (T_2' - T_1) \quad (8)$$

である。この Q を水の蒸発潜熱 q で分かちるとすれば、噴射水量 G_{w1} は

$$G_{w1} = Q/q \quad (9)$$

となる。圧縮機の仕事は次式で与えられる。

$$W_{CL} = G_a \cdot C_p (T_2' - T_1) \quad (10)$$

なお各過程における C_p, K は各過程の平均値を用いている。(以下同様)

高压圧縮機出口圧力は圧力比 r から

$$P_2 = P_1 \cdot r \quad (11)$$

を得る。Case 1 の場合の高压圧縮機の出口温度 T_2 は (中間冷却器の全圧損失を考慮して) (12)

$$T_2 = T_2'' \left[\left\{ (P_2/P_2'')^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right\} / \eta_c + 1 \right] \quad (12)$$

したがって高压圧縮機の仕事は

$$W_{CH} = G_a \cdot C_p (T_2 - T_2'') \quad (13) \quad \text{次式で与えられる。}$$

となる。一方 Case 2 の場合は全圧損失を考慮する必要がないので、 T_2 は $T_2'' = T_1$ となる。 W_{CH} は

$$T_2 = T_1 \left[\left\{ (P_2/P_1)^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right\} / \eta_c + 1 \right] \quad (14)$$

$$W_{CH} = (G_a + G_{w1}) \cdot C_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (15)$$

燃焼器ではメタノール換算 1 kg mol/s の改質ガスが水蒸気と共に供給され燃焼するとして燃焼温度 T_3 とガス組成を求めた。

高压タービンの出口温度 T_4' 、出口圧力 P_4' は

$$P_3 = P_2 (1 - \varepsilon') \quad (16) \quad \varepsilon' = 0.02$$

$$W_{TH} = W_{CH} / \eta_M \quad (17) \quad \eta_M = 0.98$$

$$T_4^* = T_3 - W_{TH} / (G_b \cdot C_p \cdot \eta_T) \quad (18) \quad T_4^*: \text{等エントロピー膨張した時の}$$

$$P_4' = P_3 (T_4^* / T_3)^{\frac{K}{K-1}} \quad (19) \quad \text{出口温度}$$

$$T_4' = T_3 - W_{TH} / (G_b \cdot C_p) \quad (20)$$

のように求められる。中圧タービンの場合と同じで P_4, T_4 を得る。

再熱器では燃焼器と同様の燃焼計算を行っている。低压タービンの出力は

$$P_5 = P_4 (1 - \varepsilon') \quad (21)$$

$$P_6 = P_1 (1 + \varepsilon'') \quad (22)$$

等エントロピー膨張の出口温度 T_6^* は

$$T_6^* = T_5 * (P_6 / P_5)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (23)$$

であるので

$$W_{TL} = G_b' \cdot C_p \cdot \eta_T (T_5 - T_6^*) \quad (24)$$

となる。また比出力は吸入空気量 G_a とし

$$w = W_{TL} / G_a \quad (25)$$

と定義する。なお主要計算条件は表 1 に示し

た。

4 結果と考察

4.1 熱効率 図3～6に Case 1 と 2 の熱効率

を示す。図3は Case 1 で再燃器の燃料流量が

$G_{F2}/G_{F1} = 0.3$ の場合、図4は $G_{F2}/G_{F1} = 0.5$ の場合

である。圧力比は $P_2/P_1 = 10 \sim 50$ の範囲、 $\phi = 0.3$ と

0.4、燃焼器における注水量は W/M で示してあ

る。図は P_2/P_1 に対して W/M を増加させていくと T_3 は減少するのに対し η はほぼ直線的に

に増加していく。しかし P_2/P_1 が増加するにつれて W/M の範囲が減少するが、これは圧

力比の増加に伴いタービン出力が増加するため排気の比熱エネルギーは減少し、それ

が注水量を減少させるのである。図3と4と比べると図3の場合(再燃器の燃料流量

が $G_{F2}/G_{F1} = 0.3$) の方が熱効率が高くなっている。(しかし注水量の範囲 W/M は図4の

方が大きくなっており、これは後述の如く比出力を増加させる。当量比は熱効率にか

かりの影響をもっているが、前報で述べたように熱効率が最大になる中から存在するこ

と関係があり、前報の場合 $W/M = 3$ の場合で $\phi = 0.3 \sim 0.4$ の最大値があった。本報

の場合もほぼ同じ傾向であると考えられるので、 $\phi = 0.3, 0.4$ は熱効率の点に低い領域

であるが、 $T_3 = 1300 K$ において $\eta = 43 \sim 45\%$ ($P_2/P_1 = 40$) に達しており、単体

としての効率は良いと云える。但しこの場合は中間冷却により本来熱を捨てたため熱効率はこの影響を受ける。

図5は中間冷却の熱効率に与える影響を

示したものである。図において S.C. と示

したものが前報の単純サイクルの結果の一

例であり、Case 1 が本報の場合である。

図によると $\phi = 0.3$ の観点から比べると、

中間冷却により熱効率は矢印で示した方へ

移行する。ここでは T_3 が減少するというプ

ラス面はあるが熱効率は 5～6% 減少して

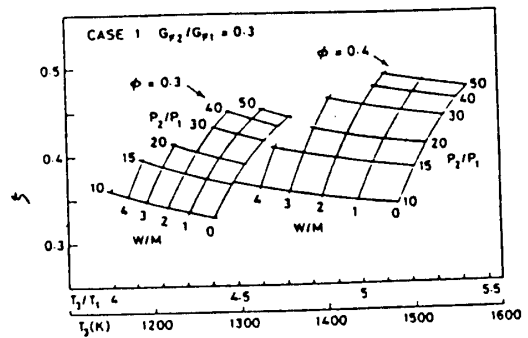


図3 熱効率 Case 1 $G_{F2}/G_{F1} = 0.3$

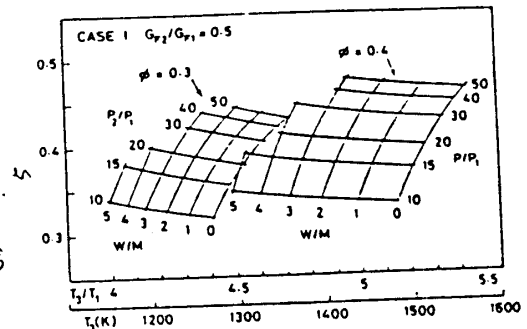


図4 熱効率 Case 1 $G_{F2}/G_{F1} = 0.5$

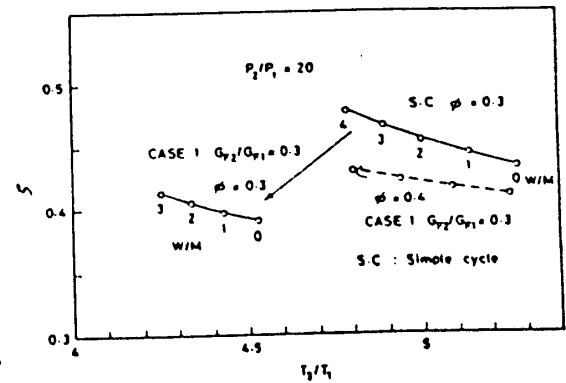


図5 中間冷却の影響

あり、中間冷却による熱効率低下の大きさを知ることができる。一方 T_3 の値からみると Case 1 の場合は $\phi = 0.4$ の場合 (破線) が対応するが、 T_3 のレベルが同じ場合でも熱効率は 3~4% 低く、中間冷却の熱効率に与える影響は大きい。したがって中間冷却は T_3 と関係するが、あまり大きくしないことが望ましいと云える。

図 6 は Case 2 の $G_{F2}/G_{F1} = 0.5$ の場合の熱効率を示したものである。図では W/M の等値線が勾配が非常に大きく、かつ作動温度領域が 100 K ほど低温側に移動している。また熱効率は図 4 に比べ 1~2% 減少しているが、このような傾向は水噴射冷却によって W/M 値で示す以上に動作流体中に水分が含まれるために生じる。水噴射の場合は Case 1 の場合のように系の外への捨熱はなくエネルギーは保存されるにも拘らず熱効率が減少し、不思議の感を受けるが、これは多量の水が燃焼温度を下げ、かつ温度低下を減少させるために生じるものである。したがって水噴射量も T_3 の低下との関係を考えて、最適値を求める必要があると考えられる。

4.2 比出力 図 7, 8 は図 3, 4 に対応する

比出力を示したものである。いずれの場合でも $\phi = 0.4$ の場合の比出力が大きい。これは $\phi = 0.4$ の方が熱効率も高く、かつ吸入空気に対する水分量が多いため出力も大きくなるからである。図 7 と 8 とは後者の方が大きい。これは再熱器の燃料流量の差である。

図 9 は Case 2 の場合の比出力である。この場合は熱効率と同様前者のそれよりやや低いが、この理由は熱効率の場合と同じである。しかし Case 2 の場合は Case 1 よりタービン入口温度までさらに 100 K 低下させることができるので、従来の通念からみると低温側大出力ガスタービンと云える。

表 2 はタービン入口温度 T_3 , T_4 の一例である。

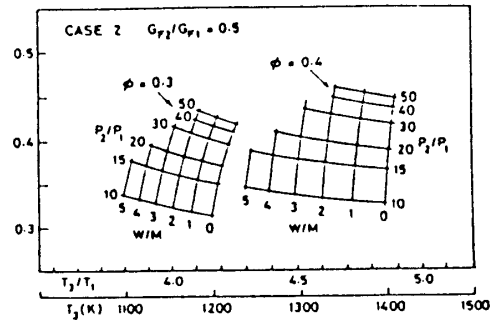


図 6 熱効率 Case 2 $G_{F2}/G_{F1} = 0.5$

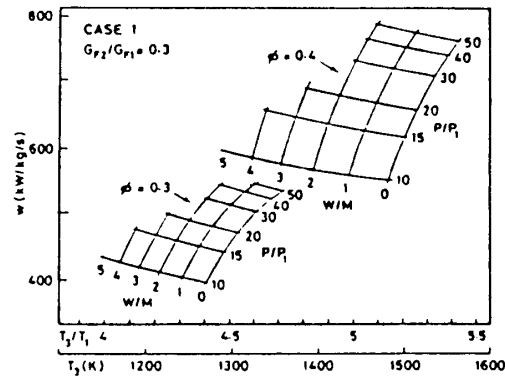


図 7 比出力 (中間冷却)

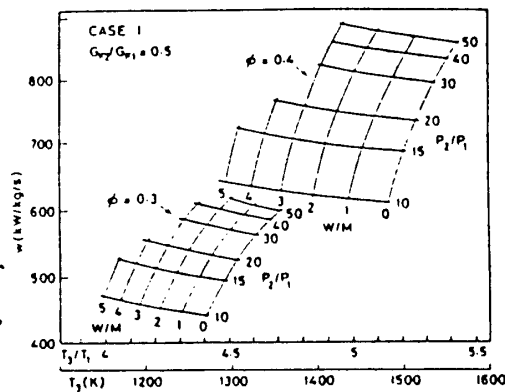


図 8 比出力 (中間冷却)

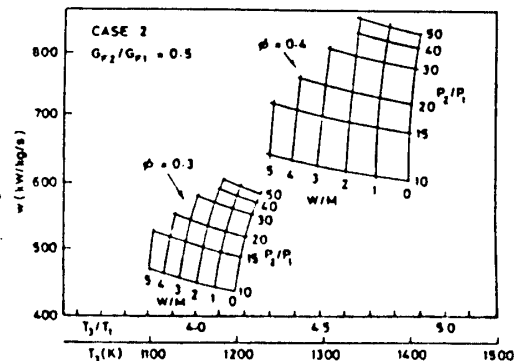


図 9 比出力 (水噴射)

表2 タービン入口温度

		CASE 1				CASE 2			
G_{F2}/G_{F1}		0.3		0.5		0.3		0.5	
Equivalent ratio		0.3	0.4	0.3	0.4	0.3	0.4	0.3	0.4
P_2/P_1	30	1270/1125	1445/1335	1270/1220	1445/1435	1175/1020	1335/1210	1175/1095	1335/1295
	40	1285/1110	1455/1320	1285/1205	1455/1420	—	1340/1185	1180/1065	1340/1265
	50	—	1470/1310	1300/1195	1470/1410	—	—	1185/1045	1340/1245

T_6 は T_5 に比しゃ低い、が通常の再熱器の加熱状態と同程度である。

4.3 他のサイクルとの比較

図10は他サイクルと本報のCase 1とを比較したものである。横軸に比出力、縦軸に熱効率ととり、熱効率と比出力を同時に比較してある。他のサイクルは単純サイクル(SC)とこれを蒸気タービンと複合したものおよび再熱サイクルも同様の組合せのものを示したが、いずれも文献(3)より引用したものである。

図によるとCase 1の $\phi=0.3$ の場合は $\phi=0.4$ より比出力が低く、S.C.とR.C.の中間に位置しているが、これは $\phi=0.3$ の場合が含水

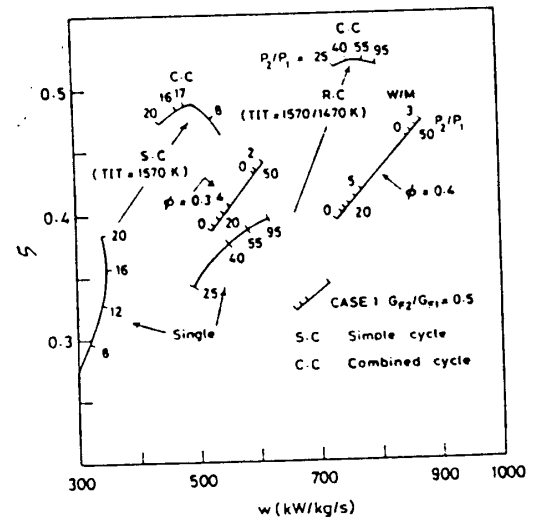


図10 他のサイクルとの比較

率が高いからである。Case 1はS.C.、R.C.の単体に対しては熱効率は高く、比出力も大きい、複合サイクルに対しては熱効率の面でも劣っている。これは前述したように中間冷却によるものである。比出力は定義に原因する部分もあるといえ、かなり大きな値を示している。複合サイクルは熱効率の面でも本報のサイクルを上回っているが、タービン入口温度は1570 Kと高く、この高効率はこの温度の高さに依存しているのに対し、本報のサイクルはW/Mを増加(T_3 は減少する)するにつれて η は増加し従来のガスタービンとは異なる特性を示す。

5 結言

中間冷却・再熱サイクルにメタノール改質と水注入過程を導入したサイクルの熱効率と比出力を検討した。現在のところ最高効率と与える条件を見出すに至っていないが、水注入に伴うサイクル特性の傾向は明らかにされたと考えている。

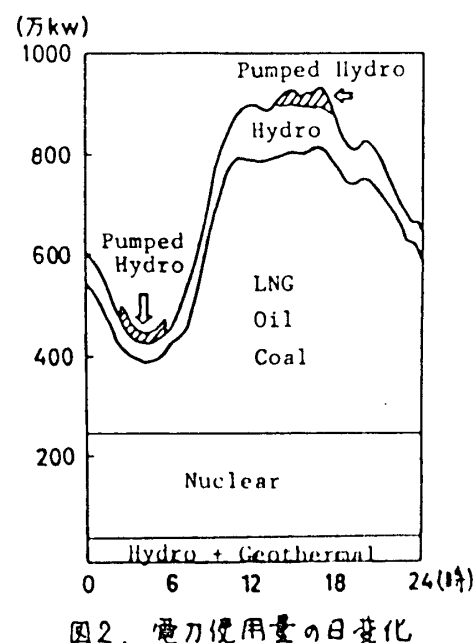
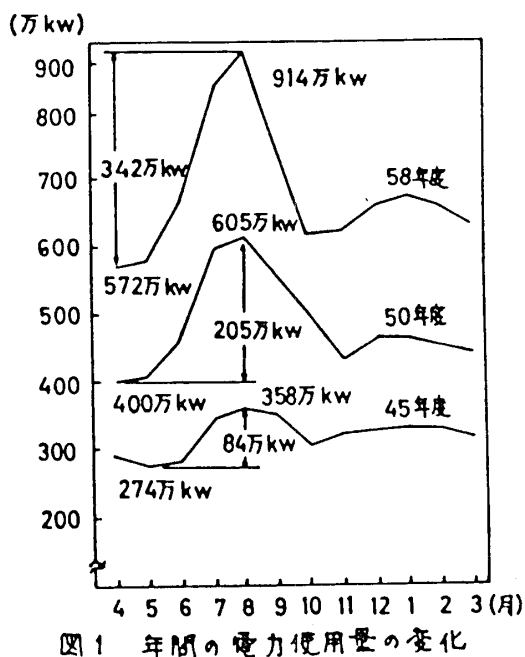
文献 (1) 鶴野, 金子, オ11回ガスタービン定期講演会講演集, (2) 鶴野, 久保ら, 第12回ガスタービン定期講演会講演集, (3) 井口, 福井工大研究紀要オ13号, 1983.

西 亮 (宮崎大学工学部)

1. まえがき

クーラーの増加によって電力需要が毎年急激な増加を示している。一方夏季以外は省エネ効果もあらわれて、低下の傾向を示しているので、最高使用量と最低の差は年々開いてゆくばかりである。またクーラーの使用は午後の数時間に集中するので、昼間と夜間の電力需要にも大きな開きが生じている。図1および2は九州電力の年間および夏季の特定日の電力使用量の変化を示したものである。⁽¹⁾このような大きな変動量を平均化できれば、発電設備を20%以上も減らすことができるし、化石燃料の有効利用にもなる。そのためには大電力を長期間または短期間貯蔵できる装置の開発が緊急に必要となっている。この目的には現在、水力発電と揚水発電があり、新しい揚水発電所の建設も行われている。アメリカやヨーロッパでは岩塩層を使った圧縮空気の地中貯蔵の研究が進んでいる。^{(2),(3)}

本研究は深海の静水圧を利用して圧縮空気を貯蔵し、必要な時期にガスタービンによって発電を行う、エネルギー貯蔵とピーク発電を兼ねた装置の提案と、その性能解析を行うものである。また静水圧を利用した空気圧縮や貯蔵および膨脹過程などは海流や潮流または波力発電など自然エネルギーの利用と組合わせて考えることもできるので、そのための基本的な実験結果の一例についても述べる。これによって自然エネルギーの間欠性や非一様性と電力需要の傾向とを合わせる役目を果たせることができ、将来の自然エネルギー利用に大きな役割を期待できる。



2. 圧縮空気貯蔵システム

深海に圧縮空気を貯蔵するシステムの概念図を図3に示している。図3(a)は構造の簡単な円筒形のタンクで、底部の近くに固定の底があり、その下部に圧縮空気を貯蔵する。浮力によって円筒全体が浮き上がり、海面上のタンク内の水量と釣り合うことになる。(b)図は波浪の大きい場所で、その影響を少なくするために、水面と接する部分の断面積を縮小した構造を示している。この場合には圧縮空気を入れると浮き蓋が浮き上がり、水が海面上のタンク内に持ち上げられ釣り合うことになる。(a)、(b)の構造ではともに海水中の容器の容積が大きいため、この部分の利用には例えば淡水を貯蔵することができる。(c)図は圧縮空気のみを貯蔵する場合の例である。このような深海への圧縮空気貯蔵装置には、つぎのような長短両面が考えられる。長所には、

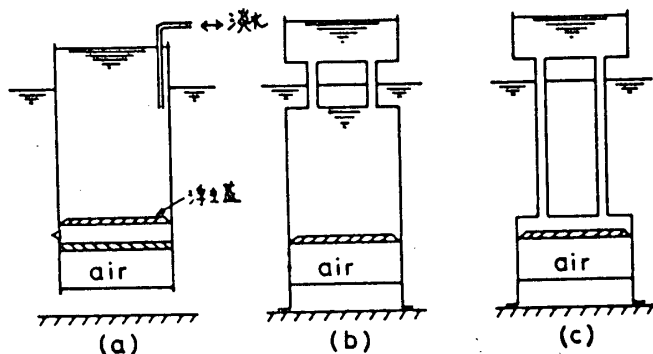


図3. 圧縮空気貯蔵システムの例

(1) 日本の立地条件に適している。(2) 長期および短期のエネルギー貯蔵が可能。(3) 大きな圧力差が生じないので構造が簡単でコストが安い。(4) 淡水の貯蔵が可能。(5) 一定圧の圧縮空気が利用でき、ピーク発電が可能。(6) 余剰電力の貯蔵のみでなく、自然エネルギーとの組合せも可能。

などが考えられ、一方短所としてはつぎのようなことが考えられる。

(1) 構造的に不安定な場合がある。(2) 係留、とくに流れがある場所では係留に問題が残る。(3) 発電所や大都市の近くでは水深の浅いところが多い。

3. システムの性能

3.1 基本システムと貯蔵エネルギー量

基本システムとして、水深500 mまでの深さに容積100,000 m³の貯気槽を考える。水深によって貯蔵できるエネルギー量が異なり、これと比較するために、揚水発電を対象とすることを考える。揚水発電では一定容積の水を一定高さまで押し上げたときの位置エネルギーが基準となり、これに対して同じ水深の位置に、同じ容積を考へ、これに空気を押し込み、この圧縮空気を等温膨脹させて得られる仕事の比較を E_R とし

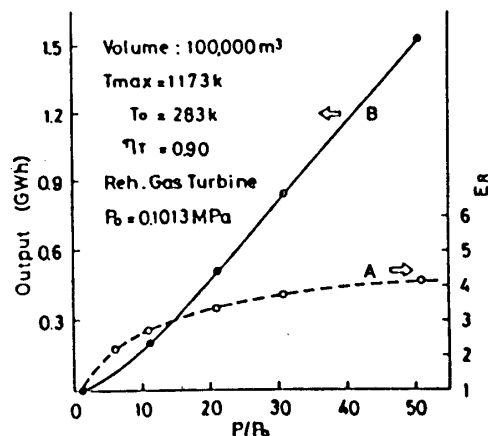


図4. 基本システムの性能

て示したのが図4の曲線Aである。これから圧縮空気の方が数倍大きなエネルギーを貯蔵できることが分かる。

一方貯蔵された圧縮空気を用いてピーク発電を行うことを考えると、燃料を加えてタービンで膨張させることになる。条件として燃焼室出口温度 $T_{max} = 1173 \text{ K} (900^\circ\text{C})$ 、タービン断熱効率 $\eta_T = 0.90$ の再熱2段膨張を仮定したときに得られる出力 (GWh) を図4中の曲線Bで与えている。このシステム1基でもかなり大きな出力が得られることが分かる。

3.2 ピーク発電の性能計算例 上述のピーク発電機として利用する場合を詳細に検討する。圧縮と膨張過程を組合せて考えると、これらの間には時間的な差があるが、一種のガスタービンサイクルと考えることができる。圧縮空気は貯気槽で低温の海水温度になるため、圧縮過程は中間冷却を持つ2段圧縮（圧力比を等しくとる）を仮定し、膨張は上例と同じく再熱2段膨張で、再生サイクルを考える。このサイクルの模式図を図5に示している。サイクル計算では熱交換器 (RG) の効率を $\eta_R = 0.5, 0.6, 0.7$ の各場合について求めた。このサイクルの熱効率としては、つぎのような定義が可能であろう。

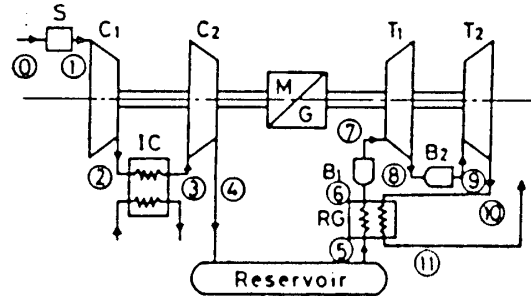


図5. ガスタービンサイクルとしての表示

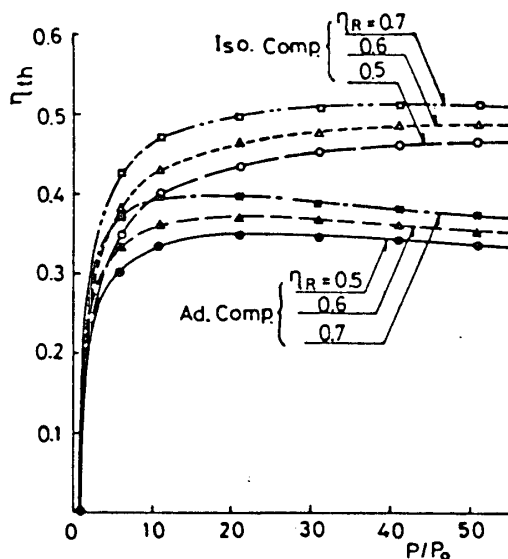


図6. サイクルの熱効率

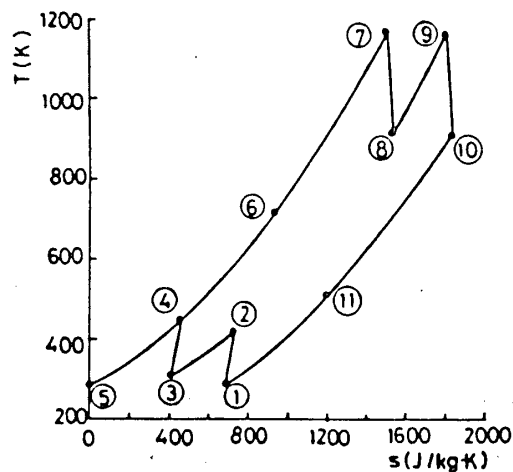


図7. T-s 線図 ($\eta_R = 0.7, P/P_0 = 11$)

$$\eta_{th(1)} = \frac{P_T - P_C}{Q} \quad \text{---(1)}, \quad \eta_{th(2)} = \frac{P_T}{Q + P_C} \quad \text{---(2)}, \quad \eta_{th(3)} = \frac{P_T}{Q} \quad \text{---(3)}$$

ここに P_T はタービン出力、 P_C は圧縮機入力、 Q は燃料の発熱量である。式(1)は従来のガスタービンの効率の定義であり、式(2)は P_C に発電所での発電効率等と考慮すると式(1)とほぼ同じとなる。また式(3)は余剰電力で空気が圧縮され、これを考慮してはいない。

表現である。ここでは式(1)による熱効率を求め図6に示している。また同図中に圧縮過程を等温圧縮と考えたときの熱効率も示している。この場合圧縮過程の効率を0.85と与えている。

このサイクルのT-s線図を図7に示している。圧縮機出口で高温となった圧縮空気が貯気槽で再び低温になるため、熱交換器出口のガス温度が低く、燃料が有効に利用されたことになる。

4. 静水圧を利用する空気圧縮と膨脹過程

海底の貯気槽に圧縮空気を送り込むには上述のように圧縮機による方法がある。しかしこれ以外にも多くの方法が考えられるが、その一例としてバケツを逆にして水中に沈め、静水圧を利用して圧縮する方法について考える。この方法は夜間電力などの大量のエネルギーと短時間に圧縮空気に変換して貯蔵するためには必ずしも適当ないが、海流や潮流、波力発電などの自然エネルギーを有効に利用するために、ゆっくりとバケツを沈める

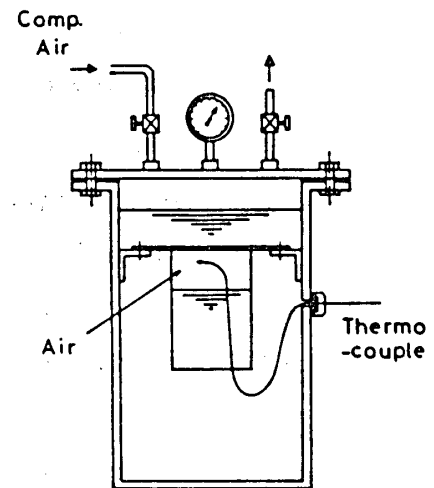


図8. 水中での空気圧縮実験装置

ことによって、等温に近い圧縮と膨脹過程が実現できるものと考えられ、これらに対しては適していると考えられる。そこで図8に示す実験装置を試作し、上部から圧縮空気を注入して容器内の空気を水中で圧縮し、圧力と温度上昇を同時に測定した。得られた結果の2例を図9に示している。上図は圧縮過程で、大気圧から約0.6 MPa (約5 kgf/cm² G)まで圧縮している。左側は短時間の圧縮 (約25 s)，右側は長時間 (約70 s) の例である。

短時間の圧縮では圧縮の初期に高い温度上昇のピークが現われることがわかる。一方下図は膨脹過程で、圧縮過程と比較して短時間の場合でも急激な温度低下は見られない。

温度上昇のピーク値を、乾燥空気の断熱圧縮による温度上昇に対して、時間を横軸に示したのが図10である。短時間の圧縮では断熱圧縮に近いピーク温

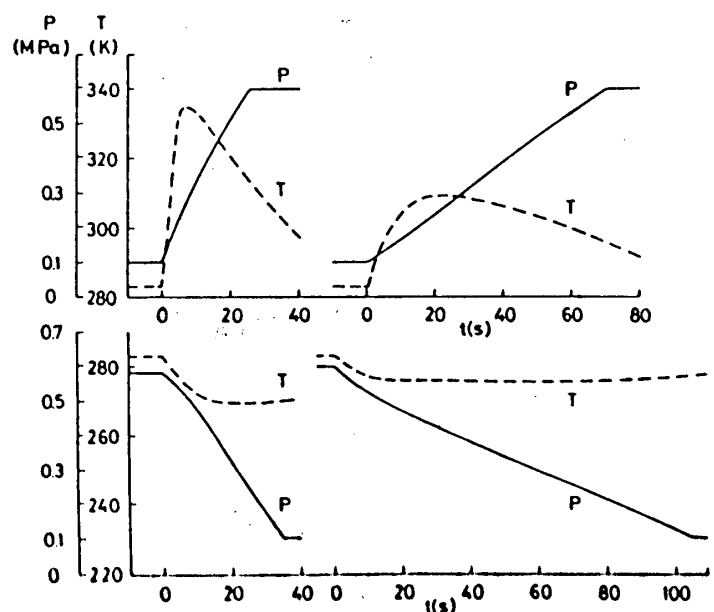


図9. 水中での空気圧縮と膨脹

度上昇を示すが、膨脹の際にはほとんど温度が下がらず、等温に近い過程となることがわかる。各曲線は長さの異なる種類の容器に対応するもので、容器が短かいと、空気容量に対する水面の接触面積が増大するため、温度上昇のピーク値が低下することになるが、膨脹過程ではその差が顕著にあらわれていない。その主な理由としては、膨脹過程では空気中の水蒸気の凝結による発熱の効果が大きいと考えられる。

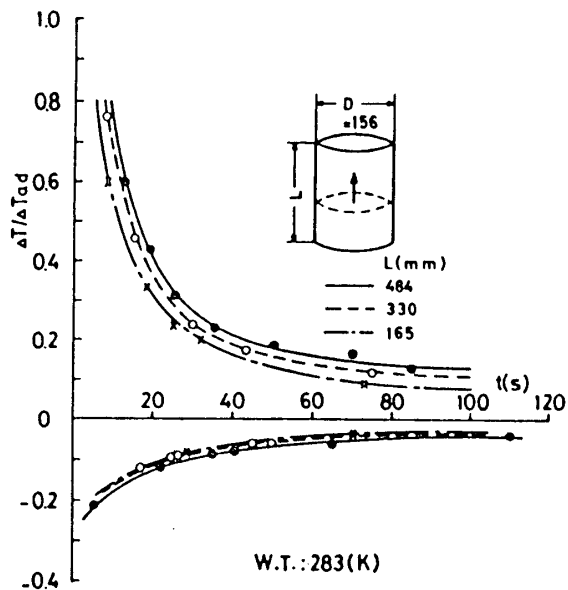


図10. 圧縮および膨脹時間に対する温度上昇ピーク値

このように反縮過程では一時的に温度のピークが見られるが、すぐに冷却されるため、あまり急激な反縮過程では限り、(例えば $t = 50$ s では 1% の水深増に相当する。このときには図10 からピーク値が断熱反縮の 20% 以下となる) 等温過程に近い反縮となる。したがってこのような装置を実現すれば、ほぼ等温反縮ガスタービンサイクルが実現できることになる。

5. おわりに

電力需要の変動が年々大きくなってゆく現状に対して、発電設備の過大化を防ぐために、大電力を圧縮空気の形で海中に貯蔵するシステムを提案した。この海中に貯蔵された圧縮空気は、燃料を加えタービンを介してピーク発電装置として使用することができ、圧縮過程も含めて性能の一例を計算した。このシステムには他にも多くの長所を持っているので、今後さらに詳細に検討されるべきであろう。

また空気圧縮の一方法として、静水圧を利用した圧縮過程の一例について実験を行った。これによると、圧縮過程があまり急速に行われないう限り、等温に近い圧縮および膨脹が実現できることが明らかとなり、貯蔵装置と組合せることにより効率の良いシステムを実現し得る可能性が示された。またこの考え方は海流や潮流、波力発電などの自然エネルギー源の利用の際に用いることができ、有効利用が期待できる。しかしこの圧縮、膨脹過程の実際的な方法や、水中での拘束などにはさらに検討を要する。

この研究の一部は昭和59年度科学研究費補助金(エネルギー特別研究(2))によるものである。

【文献】

- (1) 九州電力; 現状とご理解 11月12日付。 (2) Vosburgh, K.G.; Compressed Air Energy Storage, J. Energy, Vol. 2, No. 2, 1978. (3) Decher, R. and Davis, R.N.; Performance Characteristics of Compressed Air Energy Storage System, J. Energy, Vol. 2, No. 3, 1978.

東新潟火力発電所 第3号系列複合発電設備について

橋 爪 保 夫 (東北電力株式会社)

山 下 三 千 夫 (東北電力株式会社)

1. ま え が き

当社は、昭和60年夏季以前時の供給力を確保するために電需開発を進めており、東新潟火力発電所第3号系列はその一環として建設されたものである。また当社は脱石油化の施策を強力に進めており、さらに省エネルギーの観点に立って、高効率プラントの建設、所内動力の節減、熱効率の改善など一連の対策を実施している。こうしたことから電需立地に必要とされる諸条件が整っている東新潟火力発電所に、脱石油、省エネルギーの両面を満足するLNGを燃料とする複合発電プラントを建設することとなったものである。

本複合発電プラントは、排熱回収式の複合発電プラントで、ガスタービン3台と蒸気タービン1台を組合せた多軸形構成を1系列として、計2系列から構成される。

このうち3-1系は、昭和59年4月にガスタービンの初起動による試運転を開始し、以降各種の試運転、調整を行ない59年12月21日予定とおり営業運転を開始した。

本複合発電プラントは、プラント熱効率44%（発電機端、高位発熱量基準）台が実測され、昨年12月運用以降2月末までの利用率も98%台と従来形火力発電設備では達し得ない高効率で、順調な運転を継続中である。なお残りの3-2系は、今年10月の営業運転開始を目指し鋭意試運転が進められている。

2. 東新潟火力発電所第3号系列の概要

第3号系列は、既設1、2号機各600MWに隣接して建設されこのプラントが完成すれば発電所の総出力が2290MWとなり当社最大の発電所となる予定である。

(1). プラントの構成系統

プラントの構成系統を図-1に示す。

ガスタービンは、発電所に隣接する日本海エル・エヌ・ジー（株）から配管が直接供給されるLNG気化ガスを燃料として発電しており、ガスタービンからの高温熱エネルギーを持つ排ガスは排ガスボイラにて蒸気を発生し熱回収された後、煙突から大気から放出される。ガスタービンと排ガスボイラは、各1台ずつ組になっており発生した蒸気は3台分まとめて1台の蒸気タービンに導かれ発電する。この組合せが1系

列(外気温差15℃、7ボルト45MW)を構成し、それら2系列でオアラン1が構成され出力は、1090MWとなっている。

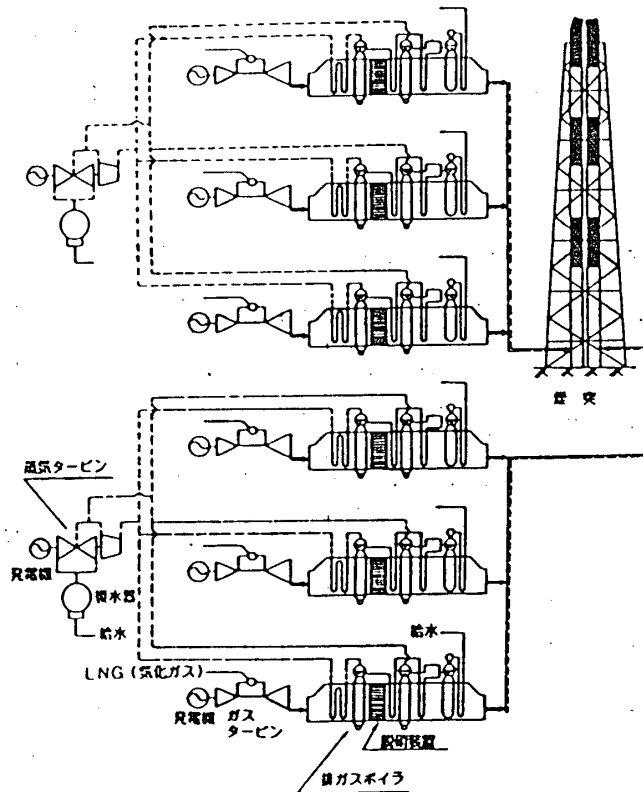


図-1 フラント構成系統

(2). フラントの主な特徴

本複合発電プラントの主な特徴は次のとおりである。

- プラント熱効率を上げるため排熱回収サイクルの複合発電プラントを採用している。
- ガスタービンの運転台数を適切に切り替えることにより、定格負荷時と同様に部分負荷時においても高い効率が得られる。
- ガスタービンの熱効率を左右するガスタービン入口温度は実用化されているガスタービンでは最高クラスの1154℃である。このためガスタービン本体についても、ガスタービン入口温度の上昇に耐えるよう、従来採用していた第1段動翼冷却の強化に加え、第2段動翼の冷却を用意しており、また、ガスタービン熱効率の向上のため第4段動翼の長翼化(18.8インチ→21.3インチ)を図るなど数多くの新技術を用意し採用している。また、ガスタービンは工場において実負荷試験設備により全負荷試験を行ない熱効率、信頼性を確認した。
- 環境保全、ガスタービン熱効率の向上を重視し、水あるいは蒸気のガスタービン燃焼器への噴射によるNOx低減対策に關する燃焼方式の改善による効果を

らい新方式の予混合形燃焼器を用笔し採用した。(図-2参照)

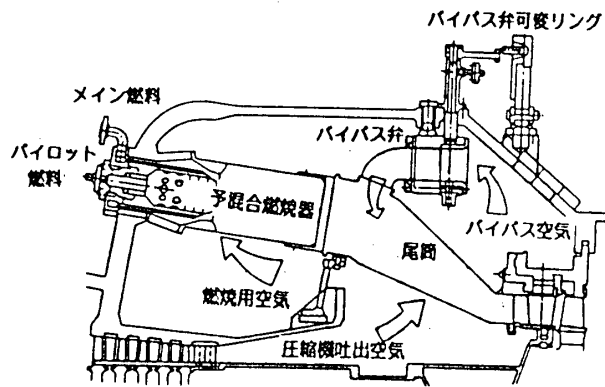


図-2 低NOx 予混合燃焼装置

- e. ガスタービン排ガスの熱エネルギーを有効回収し、排ガス損失を少なくするため排ガスボイラは、高圧蒸気と低圧蒸気の2種類の蒸気を発生させる複圧式とした。
 - f. ガスタービンと蒸気タービンの組合せ方式は、3台のガスタービンにそれぞれ連絡した排ガスボイラから発生する蒸気を1台の蒸気タービンに導く多軸形とした。同軸形より相対値で約1.6%フランク熱効率の向上を図っている。
 - g. 蒸気タービンも排ガスボイラに台せて2種類の蒸気圧力による複圧タービンであり、また最終段置に排ガス損失の少ない3000rpm用40インチ翼を採用し熱効率の向上を図っている。
 - h. 環境規制に対処するため全量脱硝装置を有している。
 - i. 補機が少ないため所内動力比率は従来形火力に対して50%程度と低い。
 - j. ガスタービン出力が全フランク出力の2/3を占めるため温排水量は従来形火力の約80%と少ない。
 - k. フランク構成は、6台のガスタービン、6台の排ガスボイラ、および2台の蒸気タービン、と特性の異なる3種類の原動機が複数台で構成されている。従ってこの3種類の協調を図りながらフランク全体を統合的に制御する階層別機能分散形総合デジタル計算機制御システム方式を導入している。
 - l. 従来形火力プラントでは、発電機主回路の構成は高圧同期投入方式が多く採用されてきたが、複合発電プラントにこの方式を採用すると主変圧器、用別所機器等の台数が多くなり取置上、運転操作上繁雑になる。
- 本プラントでは、3台のガスタービン発電機と1台の蒸気タービン発電機計4台(1台の主変圧器を設置し、その間に4組の断路器、および負荷用回路を設けた低圧同期方式を採用し、主変圧器、用別所機器等の合理化を図った。(図-3参照)

機器配置の決定に際しては、縮尺 1/50、および 1/25 のフロントモデルを製作し、運転性、保守性、および建設の容易性を含めた総合的検討を行なった。

機器配置上の主な特徴は次のとおりである。

- ガスタービン6台と蒸気タービン2台は屋内に配置し、適正な分解スペースを確保するとともに、騒音対策を配慮した。
- ガスタービンは6台を並列にガスタービン建屋内に配置し、それぞれの排ガスボイラはガスタービンと直列に屋外に配置した。
- 蒸気タービンは、保守スペース、主蒸気管ルート、電気品配置等によりミラー対称に2台を直列に蒸気タービン建屋内に配置した。
- ガスタービンと蒸気タービンはT字型に配置し、中央制御室は将来の増設を配慮して増設側の蒸気タービン建屋に隣接して配置した。

(4) 機器の仕様と計画性能

フロント性能と機器仕様の決定に際しては、ガスタービンの排ガス条件に見合う最適な蒸気サイクルを選定し、最高フロント効率を達成するとともに、新潟地区の大気温度を反映したフロント定格容量と機器仕様を選定した。主要機器の諸元を表-1に示す。

表-1 主要機器の諸元

(1) ガスタービン 6 台 種類 形式 一軸開放サイクル形 出力 133,000 kw (外気温 15℃ 時 118,000 kw) 入口圧力 13.5 kg/cm 入口温度 1,154℃ (常用) 回転数 3,000 rpm	(4) 発電機 6 台 a. ガスタービン用発電機 種類 形式 交直同期発電機 容量 148,000 kVA 電圧 15 kV 相数 3 相 周波数 50 Hz 回転数 3,000 rpm
(2) 排ガスボイラー 6 台 種類 形式 排熱回収炉式 蒸気量 (高圧) 194 t/h (低圧) 57 t/h 出口圧力 (高圧) 68 kg/cm (低圧) 6 kg/cm 出口温度 (高圧) 505℃ (低圧) 飽和温度	b. 蒸気タービン用発電機 2 台 種類 形式 交直同期発電機 容量 218,000 kVA 電圧 15 kV 相数 3 相 周波数 50 Hz 回転数 3,000 rpm
(3) 蒸気タービン 2 台 種類 形式 反動くし形 2 段排気式復圧復水形 出力 198,500 kw (外気温 15℃ 時 191,000 kw) 入口圧力 (高圧) 65 kg/cm (低圧) 5 kg/cm 入口温度 (高圧) 500℃ (低圧) 飽和温度 回転数 3,000 rpm	(5) 変圧器 2 台 種類 形式 屋外形 容量 652,000 kVA (外気温 -1℃) 電圧 (1次) 14.5 kV (2次) 275 kV 相数 3 相 周波数 50 Hz

a. フロントの定格容量と性能

本複合発電プラントの定格容量は、新潟地区の年間平均外気温 15℃ にて 1090 MW を選定した。この定格容量における計画フロント効率は 43.7% (発電機端、高位発熱量基準) であり、従来形の火力発電プラントに比し相対値が

約10%向上させたものである。

0. 大気温度と出力特性

ガスタービンには外気温度が低くなる程高い出力が得られる特性を有している。このガスタービン出力と蒸気タービン出力の和である複合発電プラント出力も同様の特性となる。

本複合発電プラントの出力特性を図-5に示す。この特性に基づき、ガスタービン、排ガスボイラ、および蒸気タービンは、新潟地域における冬季最低気温(2月の日最低気温の月平均値)である-1℃を基準として設計している。従って各ガスタービンの定期点検を冬季に実施することによりプラント発電電力量の減少を最小限に押えるメリットがある。

C. ガスタービンの運転台数とプラント熱効率

複数のガスタービンを使用する複合発電プラントでは、プラント出力に見合うガスタービンの運転台数を適切に選定することにより常に高いプラント熱効率を確保できる。ガスタービン運転台数とプラント熱効率の関係を図-6に示す。

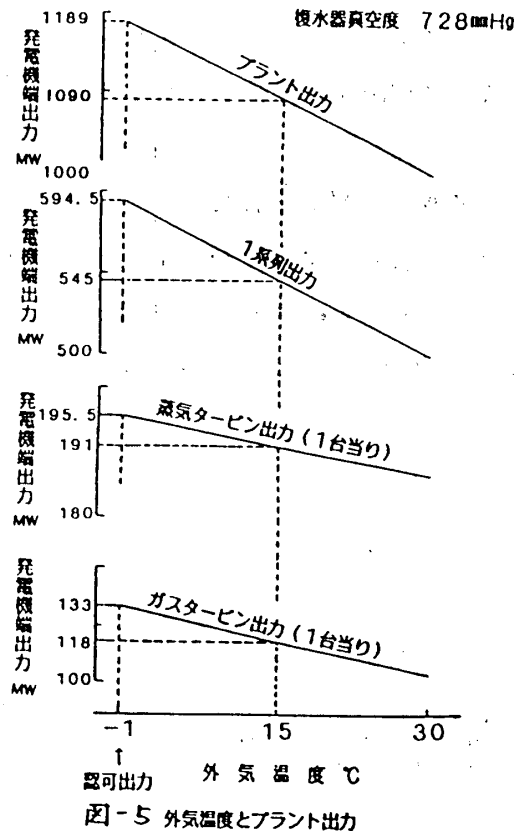


図-5 外気温度とプラント出力

(5). 環境保全対策

a. 大気関係

燃料がLNG気化ガスであることから、ばいじん、硫酸酸化物の排出は無く、窒素酸化物のみが対策の対象となる。この窒素酸化物は予混合形低NOx燃焼器と脱硝装置とを組み合わせることにより15ppm以下(O₂15%換算)として高圧200mmの2筒身集合煙突より排出する。

b. 温排水関係

復水器冷却用海水の取水は、カーテンウォール形取水口を

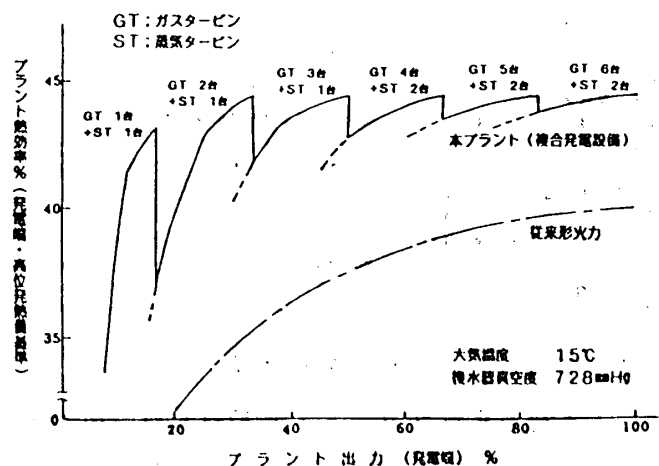


図-6 ガスタービン運転台数とプラント熱効率

計けて深層より取水し、取水と持水の温度差を7℃以下として放水口より排水する。

C. 騒音関係

本総合発電プラントの設置地点は騒音振動の規制区域であるため、騒音については、ガスタービン、蒸気タービン等の主要機器は可能な限り建屋内に設置するとともに壁の構造についても吸音壁を設け、更にガスタービン出口には排気サイレンサを設置する等の対策を行ない発電所境界で60ボーン以下としよう。

3. 試運転の経過と結果

東新海火力発電所第3号系列の試運転は、機器単体の試運転ならびにインターロックテスト等を経て、昭和59年4月に第3-1号ガスタービン初起動による試運転を開始し、種々の確認調整試験を実施し、5月にガスタービンの定格負荷運転を達成した。以降、第3-2号、および第3-3号ガスタービンの試運転を実施し、8月には第3-1号蒸気タービンが初投入し、総合発電プラントとしての試運転を開始した。同年9月には3台のガスタービンと蒸気タービンコンバインドによる3-1系としての100%負荷を達成した。その後順調に試運転を継続し、各主機の運転特性の確認試験、制御システムの総合協調試験等を経て昨年12月21日、1090MWのうち半量(3-1系)が営業運転を開始した。この間ガスタービンについては通常計画に加え約300点におよぶ各種の特殊計画を行ない、出力、機械的強度、性能などが計画値を満足していることを確認した。主な特殊計画項目は次のとおりである。

○ 予混合燃焼装置関係

- i. 燃焼器各部メタル温度
- ii. 尾筒各部メタル温度
- iii. 燃焼器の圧力変動
- iv. 主要部の応力
- v. NOx発生量
- vi. 未燃炭化水素量

○ タービン関係

- i. 第1段静翼メタル温度
- ii. 動翼先端間隙
- iii. ロータと車室との伸び差
- iv. 車室温度
- v. 各冷却系統の冷却空気量

試運転の途上7-8号ガスタービンの前点検を実施すると信頼性確保には十分な配慮を行なった。

試運転過程で確認された、プラント総合性能、運転特性および環境保全特性は、いずれも計画値を満足する結果を得た。なお残りの3-2系は、機器単体の試験、調整を終え、本年2月に第3-4号ガスタービンの初起動、3月には総合発電プラントとしての試運転を開始し、10月に営業運転を開始する予定である。以下に3-1系の試運転段階での主要特性を述べる。

(1). プラントの総合性能

外気温変動約5℃～25℃の広範囲で実測された出力特性は、ほぼ計画値となりの特性となっている。また複合発電プラントの最大の狙いであるプラント熱効率も計画値43.7%（外気温15℃にて、発電機端、高位発熱量基準）に対し44%台が実測され、更に部分負荷におけるプラント熱効率も計画値を上まわる結果となっている。なお複合発電プラントでは、従来形火力発電プラントに比し、所内動力が半減できるという長所があるが実測された所内動力比率は約1.3%と計画値を下まわる値となった。

(2). 環境保全

環境保全対策として重点が置かれたのは、NOx対策、および騒音対策であるが、いずれも所定の値を下まわっており環境保全対策として十分初期の目標を達成した。煙突出口におけるNOx排出値は計画値15ppm以下（O₂15%換算）を十分満足する値であった。また境畔騒音は目標値60dBを十分に下まわった値を得た。

なお、第3号系列全体としての騒音特性は、3-2系が運転された時点で総合的に測定、解析する予定としている。

(3). プラントの運用特性

昨年9月から12月に至る試運転期間中にAPS試験（Automatic plant start-up and shut-down）、およびAPR試験（Automatic Power Regulation）等、プラントの運用特性に関する数多くの試験を実施し、プラントの起動・停止、ガスタービン運転台数の切替、およびプラント出力制御が計画とおり運用できることを検証し営業運転後のプラント運用のフレキシビリティを確認した。

4. 運転実績

本複合発電プラント（3-1系）の昭和59年12月21日営業運転開始から2月末日までの運転実績は図-7のとおりで、平均熱効率は44.2%、平均利用率は98.4%と高効率で順調な運転を継続中である。

5. あとがき

東新潟火力発電所第3号系列複合発電プラントの計画内容、ならびに3-1系の試運転結果で得られた貴重な成果を引

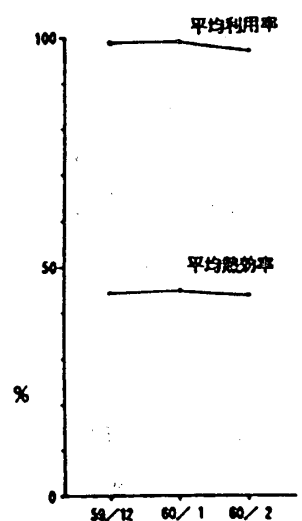


図-7 3-1系運転実績

航試試験中のロー２系に十分反映することは勿論であるが、更に大容量、高性能複合発電プラントの先駆プラントとして将来の発電設備計画に大いに寄与できることを期待している。

最後に、本複合発電プラントの用先実用化に共同参加した三菱重工業（株）、三菱電機（株）の関係各位に謝意を表するものである。

木川口 修 (慶大理工)

兵藤 克哉 (慶大院)

中村 直 (日本鋼管)

1. はじめに

ガスタービン燃焼器に代表される連続流燃焼器の一次燃焼領域の燃焼状態をガス組成分布、温度分布、イオン電流分布などの測定から詳細に検討してきた(1)(2)が、旋回気流による循環流領域が燃焼場にどのように寄与しているか、主流と循環流領域との間でどのように物質交換が行われているかについて考察するためには、流れに関する詳細な測定が必要である。

近年のレーザ利用の測定技術の進歩発展により、燃焼器の内部の流れを燃焼時にも測定できるようになった。本研究においてもL D Vによって種々の条件における流速の測定を試みているので、その測定結果と燃焼場との関連について報告する。

2. 実験装置及び実験方法

実験に用いた直流缶型旋回流燃焼器は、図1に示すように前報までと同一のもので、燃焼筒の径 125 mm の透明石英製であり、一次空気に任意の旋回を与えることができる。本報の実験においては二次空気は導入していない。燃料は工業用の純プロパン (97 %) である。

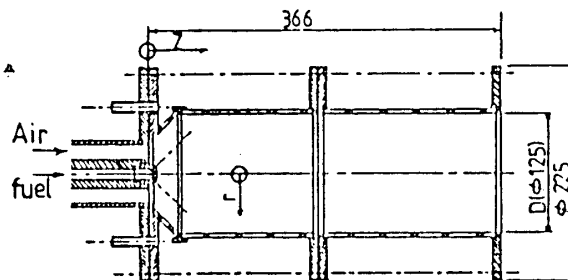


図1. 供試燃焼器

ガス温度は JIS R 型熱電対の测温プローブによる測定、ガス組成は採取ガスのガスクロマトグラフによる分析、イオン濃度はイオン静電探針による測定を行った。

ガス流速の測定には図2に示す後方散乱型L D V (KANOMAX 8127) を用い、信号処理にはカウンタ型の倍号処理器 (KANOMAX 8001) を用い、マイクロコンピュータで流速に換算している。また逆流の測定のために40MHzの周波数シフトを行っている。トレーサにはMgO (5 μm 前後) を選び、一次空気入口付近より導入している。

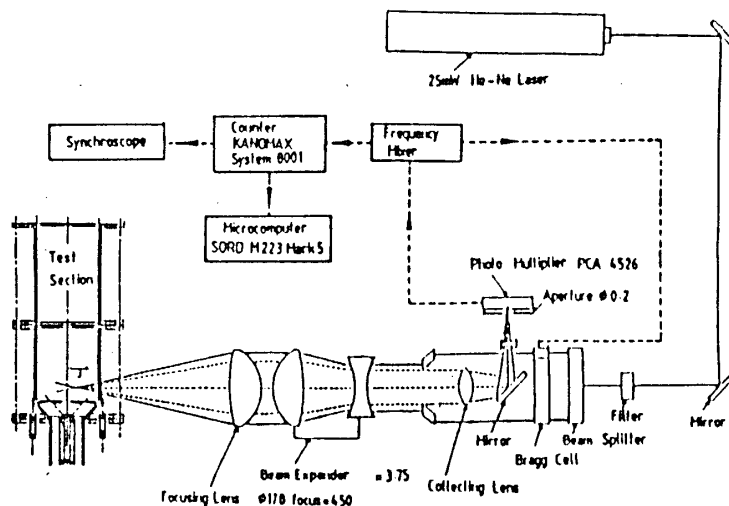


図2. L D V 光路系および信号処理系

3. 燃焼場における流速分布

一次燃焼領域には安定な火炎を保持するために、旋回流による高温燃焼ガスの循環流領域を形成させる。この循環流領域の容積、燃焼ガスの流れ、熱の流れなどが詳細に判明すれば、一次燃焼領域における循環流領域の働きが明確になる。

図3の下方部分には旋回度 $S = 1.0$ 、空気流量 $Ma_1 = 43 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、空燃比 15.7 の場合の、燃焼筒軸方向位置 z/D (z : 軸方向距離、 D : 燃焼筒径) = 0.5, 0.8, 1.0, 1.1 におけるガス流速の軸方向成分の分布、およびこれによって求めた流線を示す。循環流領域の下流端は $z/D = 1.1$ 付近であり、渦中心は r/R (r : 半径方向距離、 R : 燃焼筒半径) = 0.64, $z/D = 0.5$ 付近に存在する。

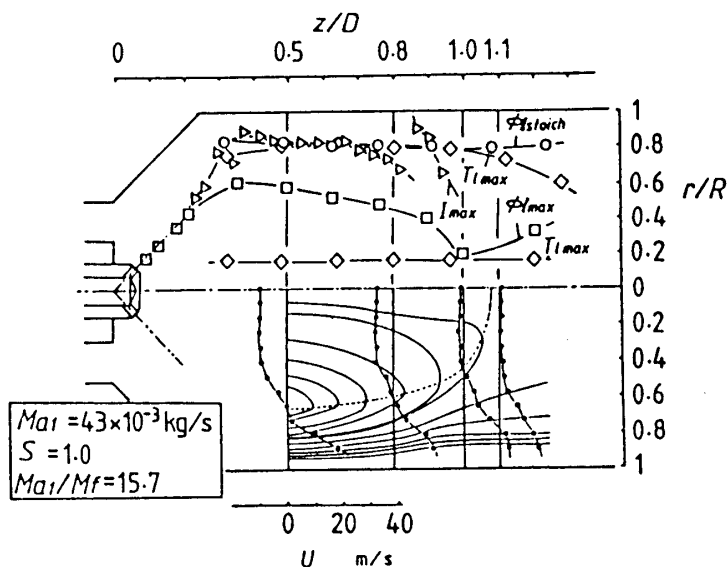


図3. 代表的な条件における流線とガス温度、イオン電流、局所当量比との関係

図3の上方部分には、各断面においてガス温度が極大値 T_{lmax} を、イオン電流の時間平均値が極大値 I_{max} を、局所当量比が極大値 ϕ_{lmax} を、および ϕ_l が当量比 $\phi_{lstoich}$ となる位置を示す。 $\phi_{lstoich}$ の位置は、図3の循環流領域と主流の境界の位置に対応しており、燃料の拡散、混合が盛んな所である。そしてこの位置は下流を除いては T_{lmax} および I_{max} を示す位置とも一致しており、きわめて燃焼反応が盛んに行われていると思われる。 ϕ_{lmax} を示す位置は、逆流領域の渦中心よりもわずかに内側にあり、噴射された燃料の一部が十分に酸素と混合することなく還流していると思われる。

4. 旋回度による流速分布の変化

図4(a),(b)には $z/D = 0.5$ における通風時の軸方向流速 U および旋回方向流速 W の分布を、一次空気の旋回度 S をパラメータとして示す。なお、空気量は前述の

条件と同一である。

軸方向流速分布については、旋回度 $S = 0.5$ の場合には逆流が見られず、中心軸付近に低流速部が存在している。これに対して旋回度 $S = 1.0$ の場合には、 $r/R \approx 0.7$ 付近を境として内側は逆流領域であり、また外側は筒壁に向かって急激な速度上昇が見られる。旋回方向流速分布については、中心付近では旋回度によって大きな違いはないが、 $r/R = 0.3$ 付近から外側では差がでている。

速度変動成分を示す図5によれば、軸方向成分については $S = 0.5$ の場合には中心軸付近をピークとする山形の分布であるが、 $S = 1.0$ となると逆の傾向を示し、逆流領域内部では速度変動成分が小さくなり、外側で大きくなる。一方、旋回方向成分については $S = 0.5, 1.0$ どちらも中心軸から筒壁側へ向かって増加する。

これに対して図4と同一条件の燃焼時流速分布を図6(a),(b)に示す。通風時と比較すると $S = 0.5$ の場合はほとんど変化がない。この条件においては、火炎が下流にあ

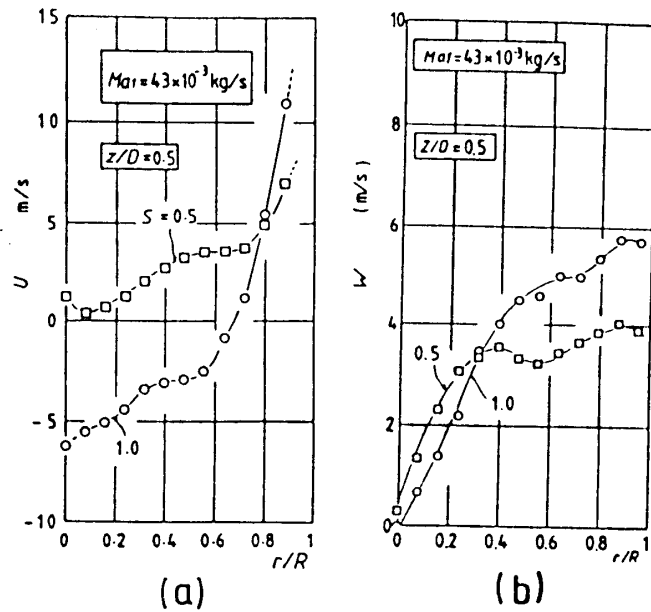


図4. 通風時の軸方向流速 U ・旋回方向流速 W の分布

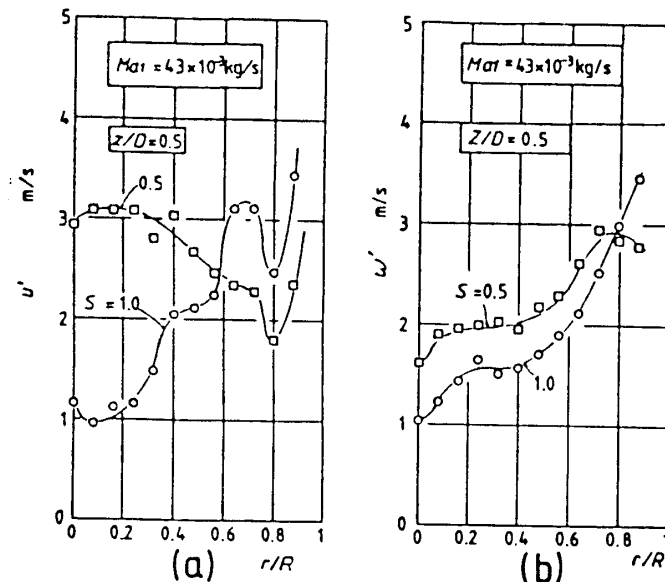


図5. 通風時の軸方向・旋回方向速度変動成分の分布

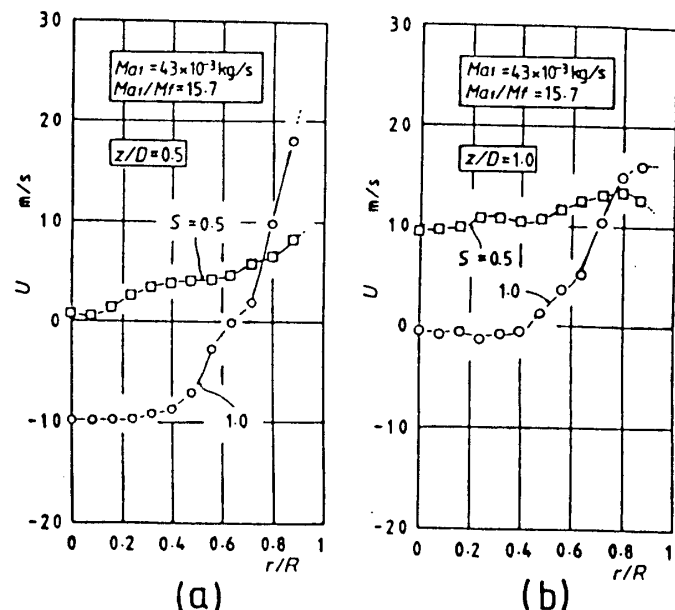


図6. $z/D = 0.5, 1.0$ における軸方向流速 U の分布

焼が行われておらず、温度上昇も少ないと思われる。

$S = 1.0$ の場合には燃焼時に軸方向流速の分布形状はほとんど変化しないが、その絶対値はほぼ2倍となっている。この条件では火炎は循環流領域を中心として保持されており、この測定断面においては温度の上昇が著しく、そのため主として熱膨張によって流れが加速されているものと思われる。

速度変動は、 $S = 1.0$ の場合には中心付近で著しく増加しているが、その他の領域ではほとんど変化がない。これは燃焼による温度上昇で粘性の増大による速度変動の抑制と、増速による速度変動の増加とが互いに相殺しているものと思われる。

5. 熱発生・熱伝達に関する考察のための試算

一次燃焼領域における燃焼の状態を評価するために実験によって得られた諸データを用いて熱流量の推算を試みた。推算にあたっては、一次燃焼領域にお

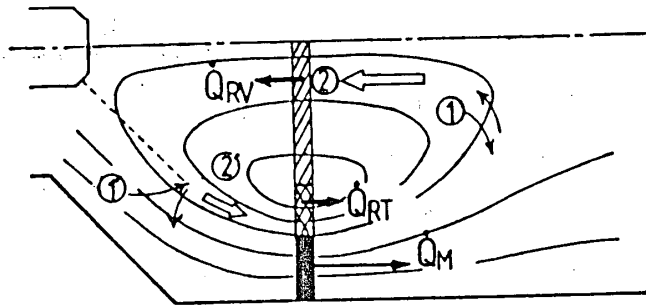


図7. 熱発生・熱伝達に関する簡易モデル

ける $z/D = 0.5$ の断面付近の熱流量について、図7に示すような簡単なモデルを考えた。対象とする燃焼器の断面において、循環流領域に含まれる部分と、その周りを流れる主流に含まれる部分とに分ける。さらに循環流領域を逆流域と下流に向かって流れる正流域とに分ける。そしてこれらの3つの部分を流れて、対象とする断面を横切る熱流量を $\dot{Q}_{RV}$ (逆流域の熱流量)、 $\dot{Q}_{RT}$ (正流域の熱流量)、 $\dot{Q}_M$ (主流の熱流量) とする。 $\dot{Q}_{RV}$ は、正流域で断面を横切る流れが循環してくるうちに主流との間で熱交換 ① し、あるいは熱発生 ② して逆流域で断面を横切る流れの持つ熱量、 $\dot{Q}_{RT}$ は、逆流してきた高温気流の一部が反転して下流に向かう間に乱流熱伝達によって主流に熱を供給 ① し、また循環流の内部に噴射された燃料を加え、主流からの渦拡散による酸素を加えて熱発生 ② し、断面を下流に向かう気流の持つ熱量、 $\dot{Q}_M$ は断面を横切る主流が持つ熱量を表す。熱流量を計算する際には、実測されたガス流速、ガス温度、およびガス組成とガス温度より求めた定圧比熱、密度を用いた。

$S = 1.0$, $M_{al}/M_f = 15.7$, $M_{al} = 43 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ の条件においては

$$\dot{Q}_{RV} = 12.8 \text{ kJ/s} , \quad \dot{Q}_{RT} = 8.9 \text{ kJ/s} , \quad \dot{Q}_M = 34.7 \text{ kJ/s}$$

である。 $\dot{Q}_{RV}$ が $\dot{Q}_{RT}$ を上回っているのは循環流領域において下流へ通り過ぎた未反応成分が途中で熱発生し、これが熱伝達によって主流に失った熱量より大きいためである。このことを下流側において説明すると、逆に主流に失う熱量の方が発生する熱

量を上回り、 $\dot{Q}_{RT}$ が $\dot{Q}_{RV}$ を下回ることとなる。

この3つの熱流量を正負を考慮して加算すると、断面を下流に向かって流れる熱流量となり、その値は 30.8 kJ/sとなる。すなわち、この断面では大半の熱量が主流によって運ばれている。

噴射される燃料（プロパン）の低
発熱量 $\dot{Q}_f$ と $(\dot{Q}_{RV} + \dot{Q}_{RT} + \dot{Q}_M)$

とから、この断面における燃焼率 ε
 $= (\dot{Q}_{RV} + \dot{Q}_{RT} + \dot{Q}_M) / \dot{Q}_f$ を求
め、設定空燃比との関係として図8
に示す。空燃比が上昇するほど、す
なわち空気過剰になるほど ε が増加
する傾向を示している。これは一次
領域付近においては、まだ十分に燃
料と空気との拡散が行われていない
ため、空気過剰の条件の方が循環流

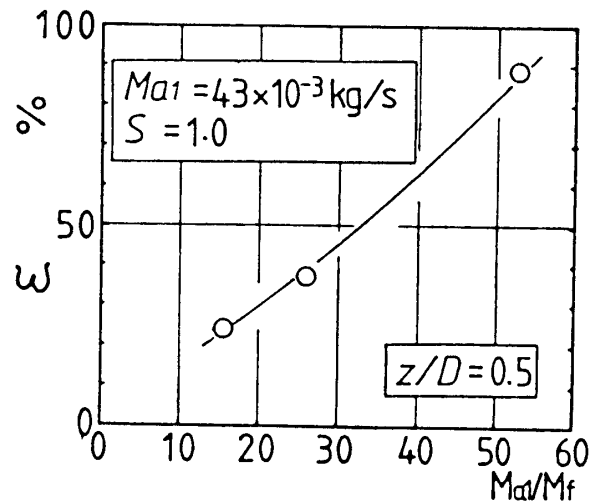


図8. 空燃比と燃焼率との関係

領域を中心とした一次領域の大半の
混合の状態が良好であるためである。また、空燃比 15.7 の場合について一次燃焼
領域の下流端に相当する $z/D = 1.0$ の ε は 44 %となり、一次燃焼領域で発生す
る熱量の約半分が循環流領域の中心付近の断面までで発生している。

6. おわりに

L D Vを用いてガスタービン型連続流燃焼器の一次燃焼領域付近の流速、流速変動
を燃焼時、および通風時に測定し、循環流領域が形成される旋回度 $S = 1.0$ の場合と
循環流領域が形成されない旋回度 $S = 0.5$ の場合について比較した。また、一次領域
の中心部を横切る断面を通過する熱流量を、ガス流速、温度およびガス組成の測定結
果から求め、一次燃焼領域における燃焼状態について条件の違いと関連させて説明す
ることができた。

今後さらに燃焼器の運転パラメータを広い範囲で変化させ、流れと燃焼状態の関連
について明らかにして行くつもりである。

謝辞

本研究を進めるにあたり、L D Vの信号処理装置を快くお貸し下さった防衛大学校
の後藤正和先生に謝意を表するとともに、実験にご協力いただいた当時慶応義塾大学
理工学部学生 由留部 俊春君に謝意を表します。

文献

- (1) 中村 ほか 3 名 : 日本ガスタービン学会誌 10-37 (昭和 57 年) , 89.
- (2) 中村 ほか 4 名 : 日本ガスタービン学会誌 11-43 (昭和 58 年) , 51.

ガスタービン筒形燃焼器出口断面での風速および温度分布
とそれによぼす供試条件の影響

*下平一雄	(航空宇宙技術研究所)
田丸 卓	(航空宇宙技術研究所)
久山利之	(川崎重工業株式会社)
高本浩一	(川崎重工業株式会社)

1. まえがき

ガスタービンエンジンのタービンは、燃焼器の直後にあつて、高温、高圧、高連の燃焼ガス中で作動している。その耐久性や空力性能は、タービンの冷却方法や金属材料の改善によって近年著しい向上をみせているが、そのタービンの設計に用いられている燃焼器出口における風速と温度の分布は、大まかなものでしかない。

そこで、燃焼器出口における風速と温度の分布が、詳細に得られると、タービンの設計のための有益な参照データになるものと思われる。しかし高温高圧条件での風速、温度の詳細な分布計測は現在のところ不可能である。ここでは、当所で燃焼試験を行なっている筒形燃焼器の扇形出口断面での、燃焼ガスの風速と温度分布を、出口大気開放条件で、供試条件を変化させて計測した。

また同燃焼器(1/1と呼称)の1/2スケールの燃焼器(1/2と呼称)の、高圧燃焼試験時の出口温度分布との比較を行なった。

2. 試験方法

出口大気開放条件での燃焼器と計測プローブの組み立て状況を、図1に示す。燃料は、天然ガスを用いた。

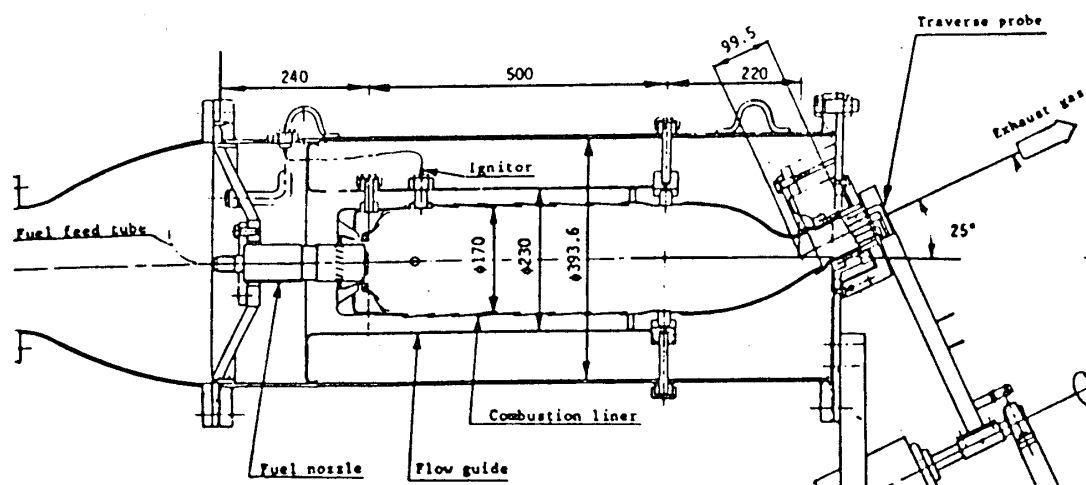


図1 装置組立図

図2は、尾筒形状を示すもので、尾筒出口ではライナ円筒部の断面積 0.0227m^2 が 0.0133m^2 へと58.5%に絞られている。計測プローブは、外径 3mm のビトー管と外径 1.6mm 素線径 0.32mm の先端露出K型熱電対を、それぞれ5本と6本組み合わせたものである。尾筒出口扇形断面におけるビトー管と熱電対による計測点は、図3に示すように、出口断面の左端(-16deg)から右端($+16\text{deg}$)までを、 2deg おきにトラバースしたものである。また、ビトー管と熱電対は、半径方向位置が異なるため、風速計算に用いるビトー管部のガス温度は、ビトー管の上下の熱電対の値を、位置補間してもとめた。

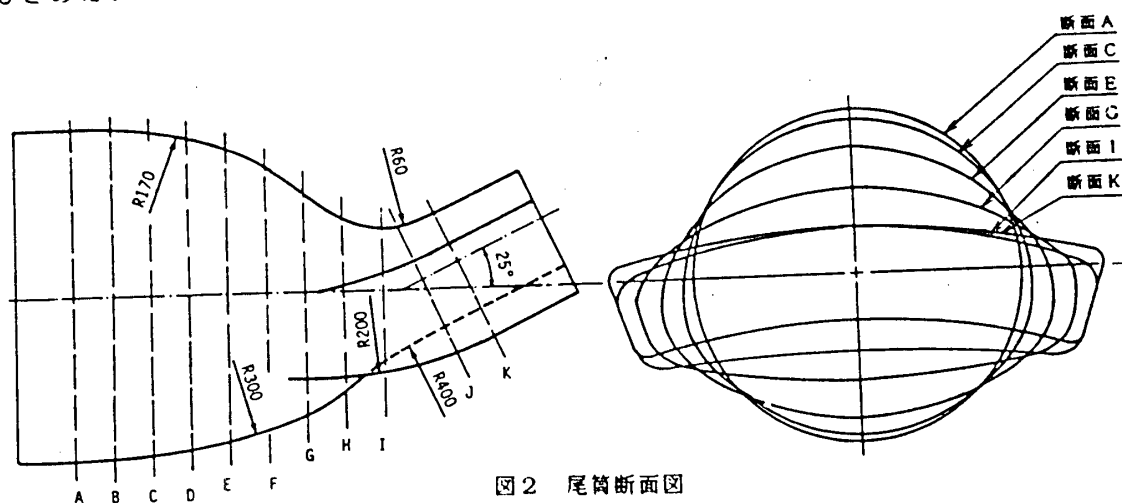


図2 尾筒断面図

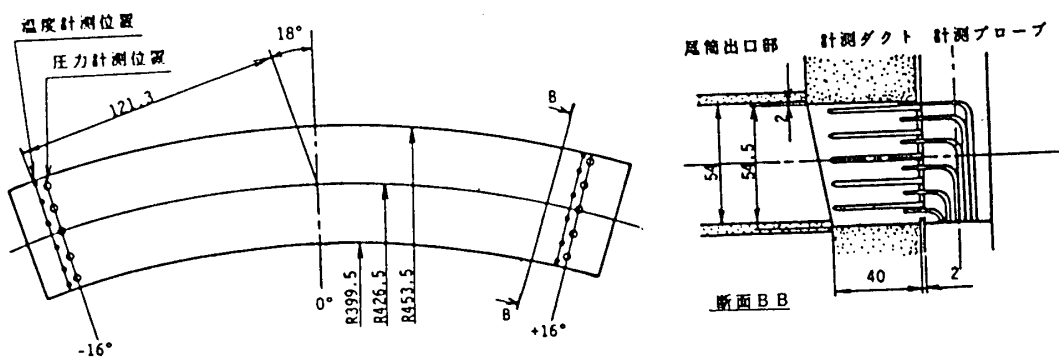


図3 計測断面図

計測条件を、表1に示す。実験燃焼器設計点は、入口圧力(P_{1a}) 5.4MPa 、入口空気温度(T_{1a}) 753K 、燃焼器代表断面風速(U_L) 27.7m/s 、燃焼器出口温度(T_{Eav}) 1673K である。タービン設計には、燃焼器出口での燃焼ガスマッハ数が問題になるため、設計点のそれに合わせることを第一目標とした。表1中の①のように入口圧力のみを、大気圧として試験することが望ましいが、燃焼器出口温度 1673K は、計測プローブの耐熱強度から困難である。そこで②のように出口マッハ数と温度上昇(ΔT_E)を合わせた条件を設定した。しかし②では、代表断面風速が低くなり燃焼状態の変化が懸念されるため、代表断面風速と温度上昇を合わせた③を試みたが、

入口空気温度300Kでは、実験装置の特性により、供試空气中に凝結された水滴がまじり計測不能であった。よって、⑥の②より入口温度を50K上げたもの、⑦の②の圧力損失を設計点に合わせたもの、⑧の代表断面風速を合わせたもの、と各の非燃焼の4種について行なった。

3. 計測結果と検討

表1 ⑥の条件での風速分布と温度分布を図4に示す。同図中の記号は風速または温度のオーターを区別し、大きさはその大小を概略している。

表1 燃焼器出口断面計測条件

CASE	Tia K	UL m/s	UTE deg K	TEav K	M no.	m _r g/s	m _a kg/s
①	753	27.7	920	1673	0.134	8	0.30
②	300	12.9	920	1220	0.134	9	0.35
③	300	27.7	920	1220	0.288	19	0.75
④	600	23.0	920	1520	0.134	8	0.31
⑤	300	25.9	(通風)	300	0.134	0	0.70
⑥	350	14.7	920	1270	0.134	9	0.34
⑦	400	20.2	489	889	0.134	5	0.41
⑧	600	27.7	450	1050	0.134	5	0.38

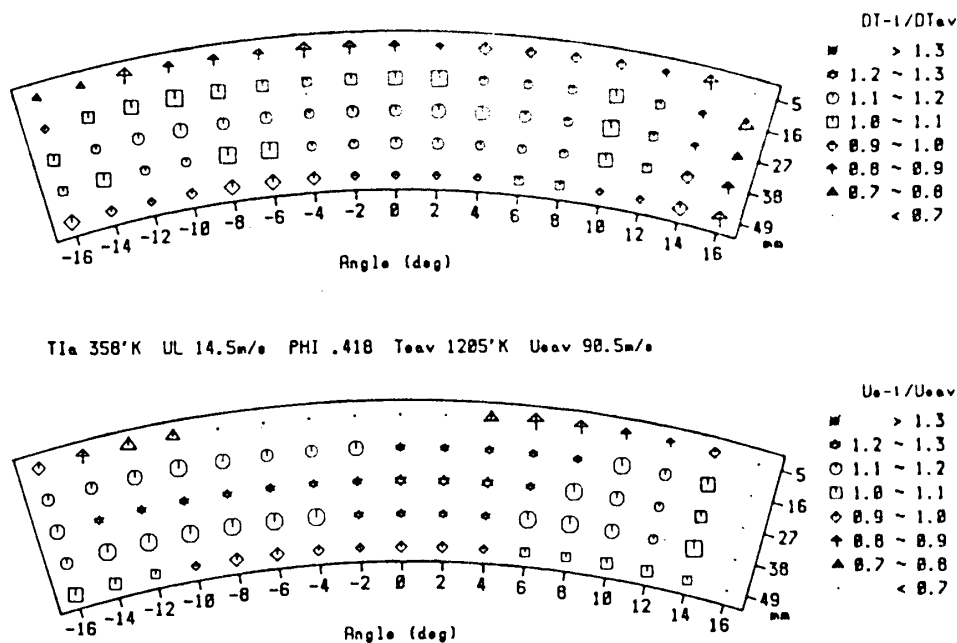


図4 燃焼器出口断面風速、温度分布

風速分布

図5に各条件における燃焼器出口扇形断面の半径方向中心位置での周方向風速分布と、周方向中心(0deg)と左右に8deg回転した点の半径方向風速分布を示す。全条件で、外径側での風速の落ち込みが大きい。条件⑤の非燃焼時には、周方向には平坦で、半径方向には内径側に極大値のある速度分布が、条件⑥⑦⑧の燃焼時に周方向には左右非対称で、半径方向には山形となり、とくに周方向0deg位置では内径側での落ち込みが大きくなっている。それは図4に示すように全体的な非対称であり、内径側0deg付近の落ち込みも左にずれている。⑥の条件では⑦⑧の条件より分布の非対称が大きい。

温度分布

図6に風速分布と同様に燃焼器出口温度分布をしめす。周方向には、風速分布と同様に左右非対称がみられる。

条件⑥では周方向分布に他の条件より大きい非対称がある。

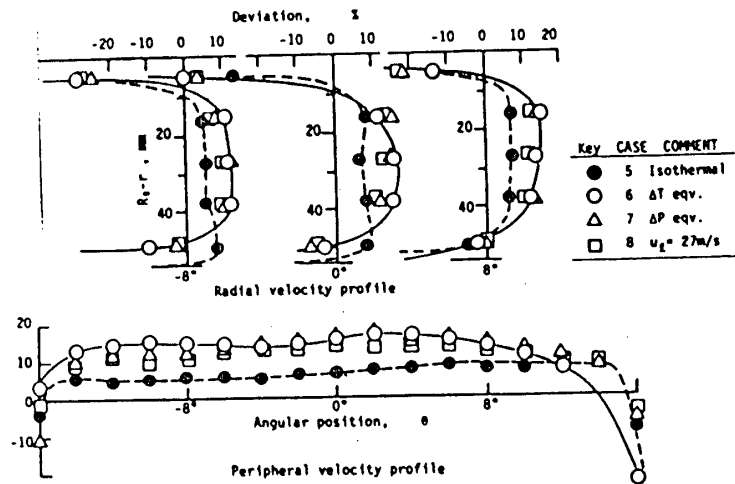


図5 各条件における出口風速分布

風速分布、温度分布ともに左右非対称と、外径側での落ち込みがみられるのは、前者はスワールによる旋回の影響であり、後者は、図2にしめす尾筒形状のR60の部分の影響と考えられる。また周方向0degの内径側での落ち込みも同様に尾筒形状の影響と考えられる。

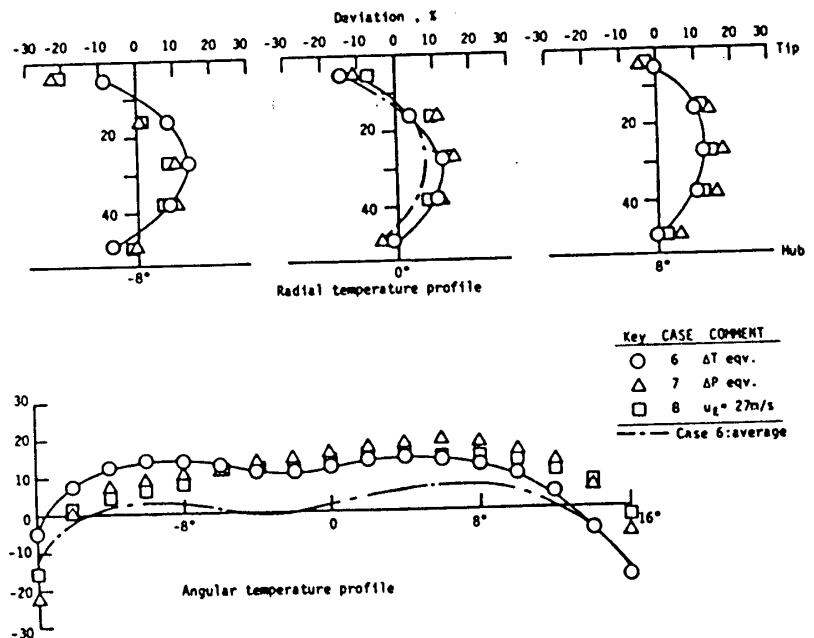


図6 各条件における出口温度分布

1/2 燃焼器との比較

図7に1/1と1/2燃焼器の大気開放条件での燃焼器出口温度分布と1/2燃焼器の高圧燃焼実験時の出口温度分布とを示す。大気開放条件の1/2燃焼器では、壁面に近い点での温度低下が大きい、1/1燃焼器と同様に全体的な非対称がみられ、温度計測位置の違いのため顕著ではないが、内径側0deg付近での落ち込みもあるなど、ほぼ同様の燃焼器出口温度分布である。

高圧燃焼実験時には出口温度計測位置が周方向に5点、半径方向に4点と少ないが、大気開放実験時に近い出口温度分布形状で、温度不均一率がやや大きいことがわかる。

これは両側面位置の熱電対が壁面の影響を受け温度を低く計測するためと考えられる。

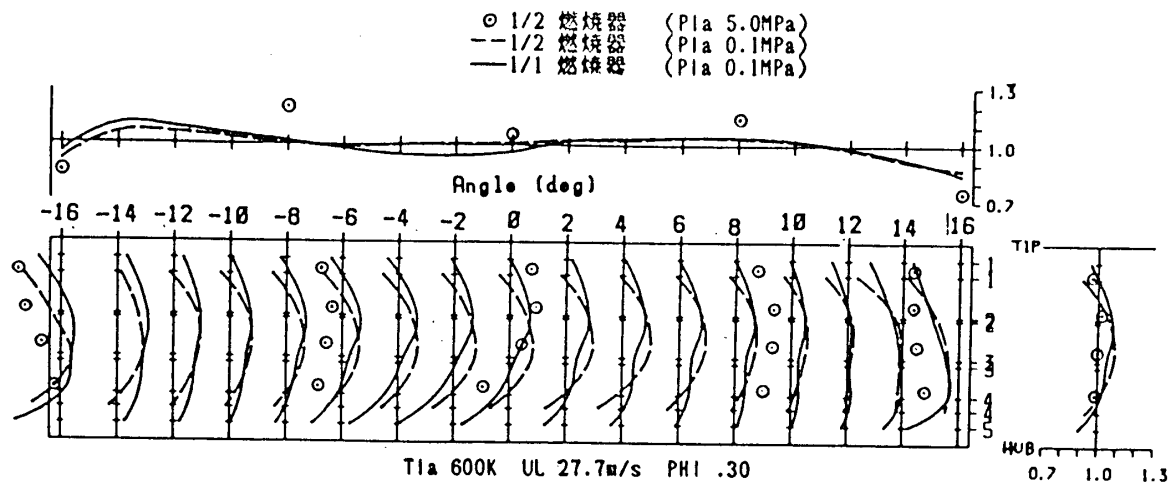


図7 1/1 と1/2 燃焼器の出口温度分布

4 . まとめ

これまで実測データのなかった筒形燃焼器扇形出口断面での燃焼時の風速と温度分布を詳細に計測した。その結果、以下の事柄が明らかになった。

- (1) タービン側としては流入マッハ数を重視して設計を行なうが、同一マッハ数条件であっても燃焼器側では、温度上昇、圧力損失などによって異なった影響を風速、温度分布に与える。
- (2) 筒形燃焼器ではスワールによる旋回の影響が燃焼器出口においても風速、温度分布の非対称となってあらわれる。
- (3) 供試燃焼器の場合、尾筒変曲部の曲率半径の影響により、外径側風速の著しい低下がみられる。
- (4) 出口大気開放試験で得られた温度分布の形状は、高圧試験時の実測値の特徴とよく一致している。

本研究は、通産省工業技術院の「高効率ガスタービンの研究開発」の一環として行なわれた。

ハイブリッド触媒燃焼器の研究

伊東正道（東京電力）, ※古屋富明
芳根俊行, 山中 矢, 前田福夫
肥塚淳次（東芝）

1 緒 言

ガスタービン燃焼器から排出されるNO_xの低減策として、種々の方法が検討されてきている。その内でも、最もNO_xの低減効果が大きいものとして触媒燃焼法が国内外で注目されている。

触媒燃焼では希薄燃料で燃焼し、燃焼器内のピーク温度が低いため、Thermal-NO_xの発生が極めて少ない。そのため、LNGコンバインドサイクルでは排煙脱硝装置が省略でき、建設費及び運転費が低減できる。この超低NO_xである触媒燃焼を実用化するためには、高温耐久性の有る触媒の開発と燃焼器システムの開発が必要であるが、未だ実用化段階には達していない。

そこで、本報では発電用ガスタービン燃焼器における好ましい触媒の特性をシミュレーションによって検討し、触媒開発上の指針を得たので報告するとともに、触媒の長寿命化と将来のガスタービンの高温化に対して有効であると考えるハイブリッド（触媒燃焼と気相燃焼の組み合わせ）触媒燃焼方式を紹介し、この方式による燃焼試験結果とそのシステム検討について報告する。

2 シミュレーションによる触媒特性の検討

2-1 計算式

触媒燃焼のモデルは種々検討されているが、ここでは以下の仮定の基で考えた。¹⁾

- ①触媒セル内の流れはプラグフローとし、セル内半径方向の温度、速度、濃度の分布は無い。
- ②触媒セル内の触媒外表面では、周方向の温度、濃度の分布は無い。
- ③燃焼は触媒表面上の不均一系燃焼（触媒反応）とセル内気相での均一系燃焼のみとし、均一系燃焼はセル内の半径方向で一定である。
- ④不均一系燃焼の反応速度式は燃料（メタン）濃度に対して1次、酸素濃度に対して0次であり、均一系燃焼の場合は燃料と酸素のそれぞれに対して1次である。
- ⑤不均一系燃焼の反応速度式は触媒の単位外表面当りで定義し、均一燃焼の場合は触媒セル内空間の単位容積当りで定義する。
- ⑥熱移動に関しては、放射及びガス-ガス間の伝導は無視する。セル内のガスは、

触媒表面上での燃焼熱による強制対流と気相側自体での均一系燃焼による燃焼熱によって加熱される。

以下に上記仮定の基での物質収支，エネルギー収支などの基礎式を示した。なお，式は定常状態下のものである。

<触媒セル内の気相側での燃料の物質収支式>

$$S \cdot \{d(vC_f)/dZ\} + S \cdot r_h + \delta \cdot k(C_f - C_{fs}) = 0 \quad (1)$$

ここで，均一系燃焼の反応速度式 r_h は

$$r_h = A_h \cdot \exp(-E_{ah}/RT) \cdot C_f \cdot C_{O_2} \quad (2)$$

<触媒表面上での燃焼の物質収支式>

$$k(C_f - C_{fs}) = r_c = A_c \cdot \exp(-E_{ac}/RT_s) \cdot C_{fs} \quad (3)$$

<気相中のエネルギー収支式>

$$-S \cdot \rho \cdot v \cdot C_p(dT/dZ) + \delta \cdot h(T_s - T) + S \cdot (-\Delta H) \cdot r_h = 0 \quad (4)$$

<触媒固体内のエネルギー収支式>

$$S_s \cdot \lambda_s \cdot (d^2 T_s/dZ^2) - \delta \cdot h(T_s - T) + \delta(-\Delta H) \cdot r_c = 0 \quad (5)$$

<運動量収支式>

$$-(\rho \cdot V) \cdot (dv/dZ) - (dP/dZ) - (\delta \cdot f/2S) \cdot (\rho v) \cdot v = 0 \quad (6)$$

<連続の式>

$$d(\rho v)/dZ = 0 \quad (7)$$

<状態方程式(理想気体)>

$$P = (\rho/M)RT = (\rho_0 v_0/M_v) \cdot RT \quad (8)$$

<燃料と酸素との量論関係>

$$vC_{O_2}/(vC_{O_2})_0 = 1 - \alpha \{1 - \{v \cdot C_f/(vC_f)_0\}\} \quad (9)$$

<境界条件>

$$\text{入口 } Z = 0 : C_f = (C_f)_0, v = v_0, T = T_0, dT_s/dZ = 0 \quad (10)$$

$$\text{出口 } Z = L : dT_s/dZ = 0 \quad (11)$$

また，以上の(1)~(11)式の連立微分方程式を解くに当り，以下の無次元数を導入した。

$$\xi = Z/L, \theta = (T - T_0)/T_0, \theta_s = (T_s - T_0)/T_0, \omega = v \cdot C_f/(v \cdot C_f)_0 \quad (12)$$

(5)式を無次元化した時の第一項

$$\{1/[(L\rho_0 v_0 C_p/\lambda_s) \cdot (S/S_s)]\} \cdot (d^2 \theta_s/d\xi^2) - (1/Pes) \cdot (d^2 \theta_s/d\xi^2)$$

は，ハニカム触媒を構成するセラミックスの熱伝導が小さいため，Pes 数が数千と大きいので，無視できるものとした。

更に，物質移動係数 k ，熱伝達係数 h ，は以下の関係式より算出して用いた。

$$Nu = h \cdot D/\kappa = 1.86(Re \cdot Pr \cdot D/L)^{1/3} \quad (13)$$

$$Sh = k \cdot D/D_f = 1.86(Re \cdot Sc \cdot D/L)^{1/3} \quad (14)$$

2-2 触媒の反応速度式

触媒燃焼において、触媒の具体的な反応速度についての詳細な発表は少ない。種々の貴金属触媒を用いたメタンの酸化反応速度は報告されているが、それらは触媒単位重量あたり、あるいは単位体積あたりで表示されているため、その値を直接に本報での定義である単位表面積あたりに変換することは困難である。しかし、活性化エネルギー E_{ac} の値については適用が可能であり、 $32 \sim 120 \text{ kJ/mol}$ 程度であると報告されている。そこで、ここでは E_{ac} をこの範囲で想定した。また、頻度因子 A_c の値は著者らの実験結果を参考に任意の値を想定した。

2-3 シミュレーション結果

まず、活性化エネルギー E_{ac} が小さい触媒の場合について検討した。図-1～図-3 に E_{ac} を 34 kJ/mol とし、 A_c を $10 \sim 3 \text{ m/sec}$ と変えた時の触媒層の温度及び濃度分布を示した。また、図-4～図-5 に同じく E_{ac} を 34 kJ/mol 、 A_c を 4.5 m/sec として、入口温度が 400°C 及び 600°C の時の結果を示した。

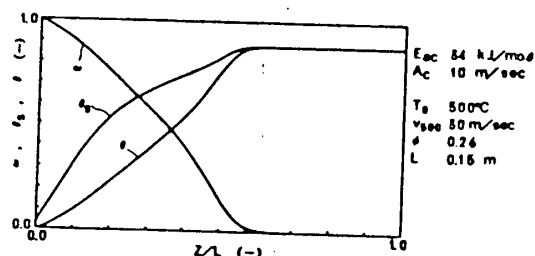


図-1 触媒層内の温度・濃度分布

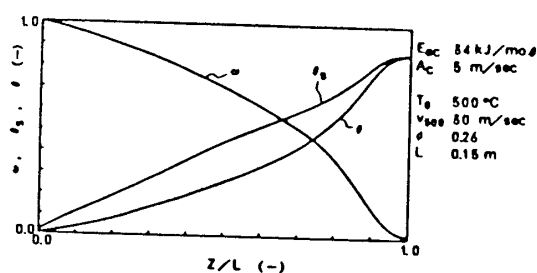


図-2 触媒層内の温度・濃度分布

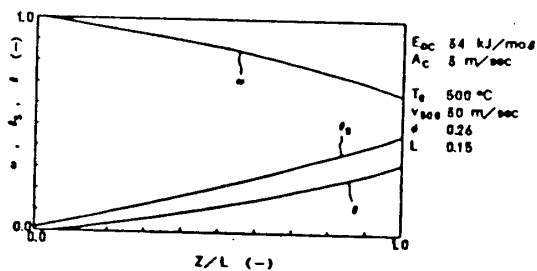


図-3 触媒層内の温度・濃度分布

次に、活性化エネルギーが大きい場合について検討した。図-6、図-7 に E_{ac} を 84 kJ/mol 、 A_c を 1500 m/sec とし、入口温度が 500°C と 550°C の時の結果を示した。この様に E_{ac} が大きい場合は、入口温度が低い時には燃焼がほとんど進行しないが、ある温度に達すると急激に触媒温度が上昇し、そこから下流の触媒の温度は断熱火炎温度にも達してしまうことがわかった。

以上の計算例に示した様に、触媒の反応速度を支配する活性化エネルギー E_{ac}

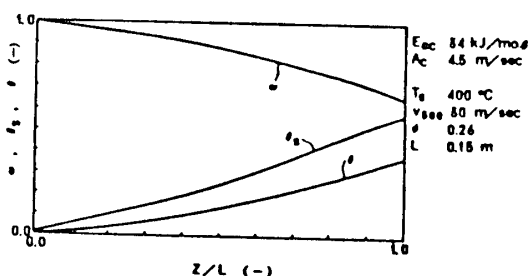


図-4 触媒層内の温度・濃度分布

と頻度因子 A_c について検討した結果、出口において同じ燃焼効率を示す触媒でも E_{ac} 及び A_c の値によって触媒温度の分布は大きく相異した。

ここで、今後ガスタービンの高温化に伴って燃焼器出口温度が1300あるいは1500℃級になることを考えると、図-7に示した様な活性化エネルギーの大きな触媒を目標として開発を進めたのでは、触媒温度も1300～1500℃程度となり、高温下での触媒の劣化あるいは熔融による破損などの問題が生じると予想される。そこで、著者らは触媒としては図-1に示した様な活性化エネルギーの小さなものを目標として開発を進め、かつ触媒層の最適操作設計（長さ・流速・ F/A など）を行なって、触媒の耐熱範囲内で用いることが好ましいと考える。

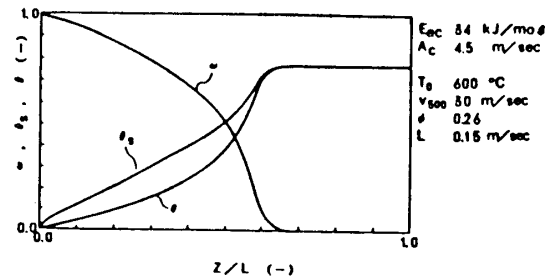


図-5 触媒層内の温度・濃度分布

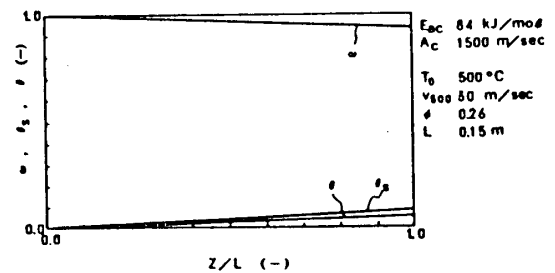


図-6 触媒層内の温度・濃度分布

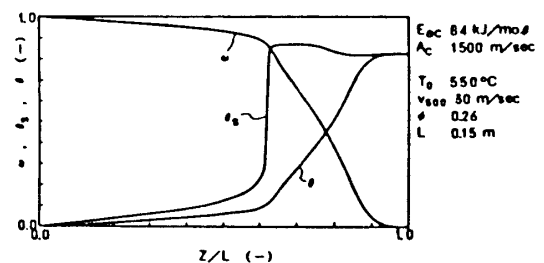


図-7 触媒層内の温度・濃度分布

3 ハイブリッド触媒燃焼方式

3-1 概略

2-3項で述べた様な触媒及び触媒層の操作設計が必要であると考え、これだけでは燃焼効率が悪く、今後のガスタービンの高温化に対応が困難である。

そこで、著者らは、更に触媒層の下流に気相燃焼域を設け、燃料を負荷に応じて添加して完全燃焼させる方式が最適であると考え、この方式をハイブリッド触媒燃焼方式と呼んでいる。この方式の特徴は、従来の触媒燃焼方式が触媒層内で大部分の燃料を燃焼させるため触媒温度が高く、また触媒層の下流の気相燃焼は極く僅かに自然発生的にしか起きていないのに対して、この方式では触媒及び触媒層操作の最適化によって、触媒温度を耐熱範囲内とし、触媒層の下流の気相燃焼域で目的とする高温ガスを得ようとするところにある。

すなわち、この方式による燃焼器では触媒の耐久性が従来より長く、また今後のガスタービンの高温化にも対応が可能であろうと考える。

3-2 試験結果

化学

直径が30mmφと100mmφの触媒（日本触媒製）を試作し、各々燃焼試験を行なった。

図-8に100mmφの触媒の燃焼試験系統図を示した。30mmφの触媒の燃焼試験も図-8と同様なものを別途試作して行なった。触媒径30mmφの場合はガスの予熱は電気炉加熱により、触媒径100mmφの場合は予燃焼による直接加熱により行なった。

図-9に触媒径30mmφの場合の燃焼試験結果例を示した。触媒温度は最高部でも950℃程度と低いにもかかわらず燃焼効率99.9%以上、NOx 3 ppmと良好な結果であった。図-10に100mmφの場合の結果を示した。同様に、燃焼効率、NOxともに良好な結果を得た。

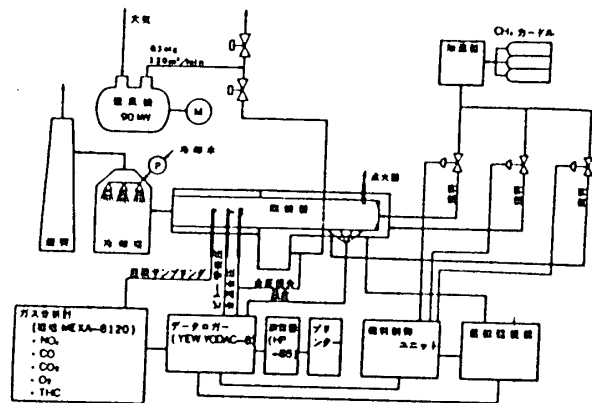


図-8 燃焼試験系統図

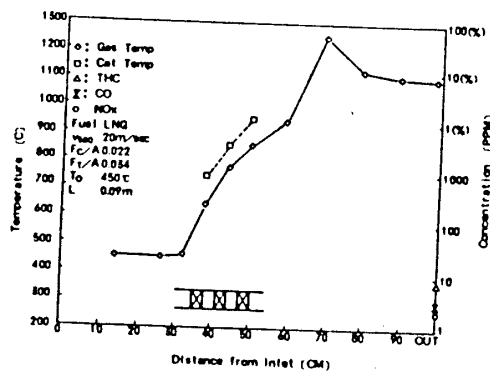


図-9 燃焼管内温度分布及び排ガス濃度

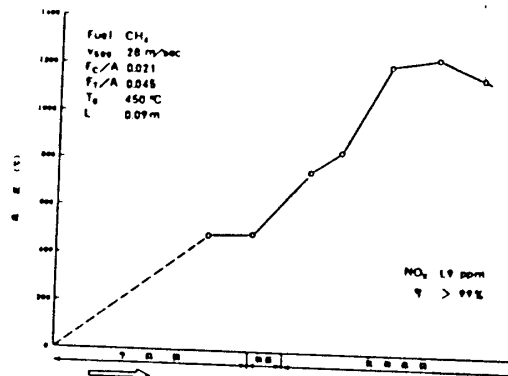


図-10 燃焼器内ガス温度分布

4 システム検討

4-1 燃焼器システムのモデル

ハイブリッド触媒燃焼器は、燃料系統が予燃焼用、触媒層用、気相燃焼域用の3系統に分れていること、空気系統もそれに応じた配分が必要であることなどにより、従来の燃焼器システムとは異なる。そこで、図-11に示した燃焼器モデルを用いて、シミュレーションによりシステム検討を行なった。

図-11に示したモデルの概略は次の様である。空気はガスタービン圧縮機により圧縮されて燃焼器に流入する。圧縮空気の一部は流量調節が可能な3次空気穴より3次空気(G3)として内筒へ入る。残りの空気は1次空気(G1)及び2次空気(G2)として一定開口面積をもつ穴より内筒へ入る。G1とG2の比は燃焼器形状により一定値とする。一方、燃料は触媒入口温度調整用の1次燃料(F1)、触媒層用の2次燃料

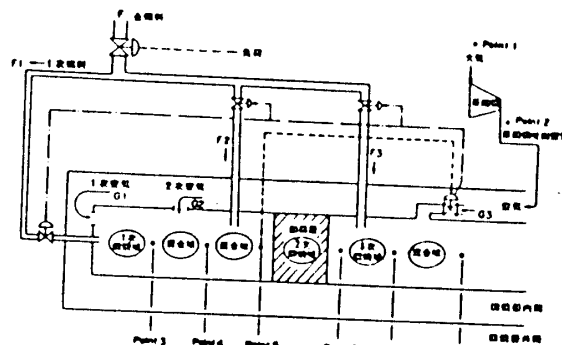


図-11 ハイブリッド触媒燃焼器のモデル

(F2), 気相燃焼域用の3次燃料(F3)に別れて内筒へ入る。全燃料は負荷に応じて調整される。気相燃焼域(3次燃焼域)で完全燃焼した燃焼ガスは3次空気と混合されてガスタービンに流入する。

4-2 計算結果

図-12に各ポイントでの温度、図-13に流速の計算結果例を示した。これらの結果より、①調節可能な3次空気穴の設定によって全負荷に対応可能であること、②触媒層入口流速も、20~30 m/s 前後となり、触媒の活性上あるいは圧力損失上も実現

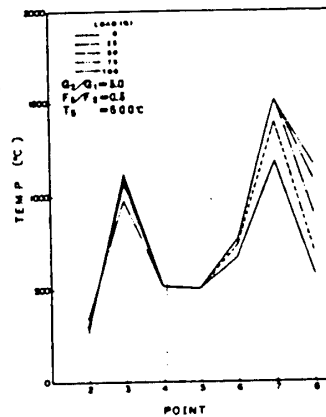


図-12 燃焼器内温度分布

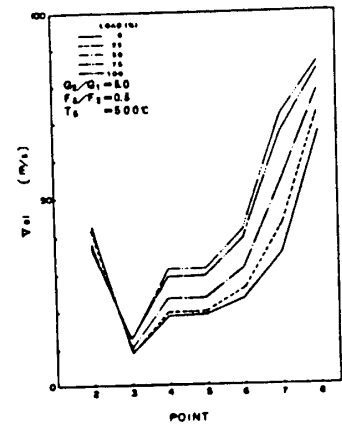


図-13 燃焼器内流速分布

性が高いこと、③気相燃焼域の温度もフルロードで1500℃程度であり、NOxの発生も微少であると推定できること、が明らかとなり燃焼器システム構成上も実現性が高いと考えられた。

5. 結 言

触媒層のシミュレーションによって、触媒燃焼における触媒は活性化エネルギーが小さいことが重要であることが明らかとなった。そして、その様な触媒を用いた触媒層の最適操作設計と触媒層の下流に気相燃焼域を設けることを特徴とするハイブリッド触媒燃焼方式によれば、触媒の寿命が長く、将来のガスタービンの高温化にも対応が可能であると考えられる。更に、燃焼試験によって低NOx性を確認するとともに、燃焼器システムの検討を行い、システム構成上も実現可能であることを明らかとした。

以上のことから、本報の方式は発電用ガスタービンにおいて有効性が高いと考えられるので、今後更に開発を進めていく予定である。

参考文献

- 1) 例えば, Larry C. Young, et al., "Mathematical Models of the Monolith Catalytic Converter," AIChE J., 22 331 (1976)
- 2) R. B. Bird, et al., Transport Phenomena, J. Wiley & Sons,
- 3) 例えば, D. D. Eley, Advances in Catalysis, vol 14 (1963)

120MWガスタービン用低NO_x燃焼器の開発

* 青 山 邦 明 (三菱重工業 高砂製作所)

萬 代 賢 実 (三菱重工業 高砂研究所)

1. まえがき

最近ではエネルギー有効利用の観点から、高性能大容量ガスタービンと蒸気サイクルとを組み合わせた複合発電の実用化が図られてきている。当社は、天然ガス専焼の出力1090MWの複合発電プラントを受注し、このたび試運転を無事終了し営業運転を開始した。このプラントの排出ガス中の窒素酸化物(NO_x)の規制値は、在来火力並であり、高圧下で燃焼するガスタービンには厳しい値である。ガスタービンから発生するNO_xの低減方法として、水あるいは蒸気を燃焼器内に噴射する方法が従来より実用化されている。しかし、蒸気噴射を本プラントに使用した場合、1日当たり約4000トンもの多量の水が消費され、総合熱効率も低下する。そこで、当社では、予混合燃焼の原理を利用した、水または蒸気噴射を用いない低NO_x燃焼器を開発した。ここでは、低NO_x燃焼器の開発経緯を述べるとともに、実機での運転実績について紹介する。

表-1 開発目標値

燃焼性能	
燃焼効率	>99.5% (全運転範囲)
圧力損失	≦4% (定格点)
出口温度不均一率	≦17% (定格点)
燃温	>1033K (全運転範囲)
高サイクル疲労	安全係数にて2以上
排ガス濃度	
NO _x	<75ppm (全運転範囲)

2. 開発目標値

低NO_x燃焼器の開発目標値を表-1に示す。

3. 開発経緯

図-1に示す通り、1980年7月に開発を開始した。まず、開発の初期段階において、予混合および二段燃焼法の効果を概略把握する目的で予備試験を実施した。予備試験は、図-2に示す5種類の燃焼器を使用し、LPG燃料大気圧下で行なった。

形状-1は従来形、形状-2、3は希薄拡

散形、形状-4、5は予混合形である。形状-2は、従来形の希釈空気をなくし燃焼用空気として1次燃焼域に供給したもの。形状-3は、形状-2の第2リングスリーブを肩部に移し頭部径を大きくしたもの、形状-4、5は、第1リングと第8リングにそれぞれ予混合装置を付け加え、従来ある頭部燃料噴射装置をパイロット

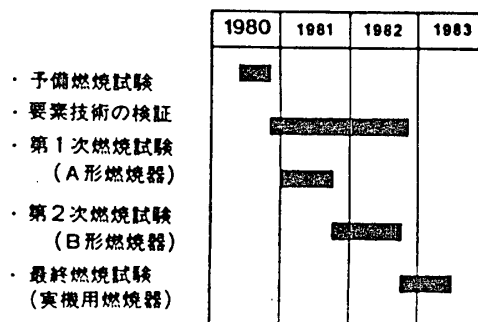


図-1 開発経緯

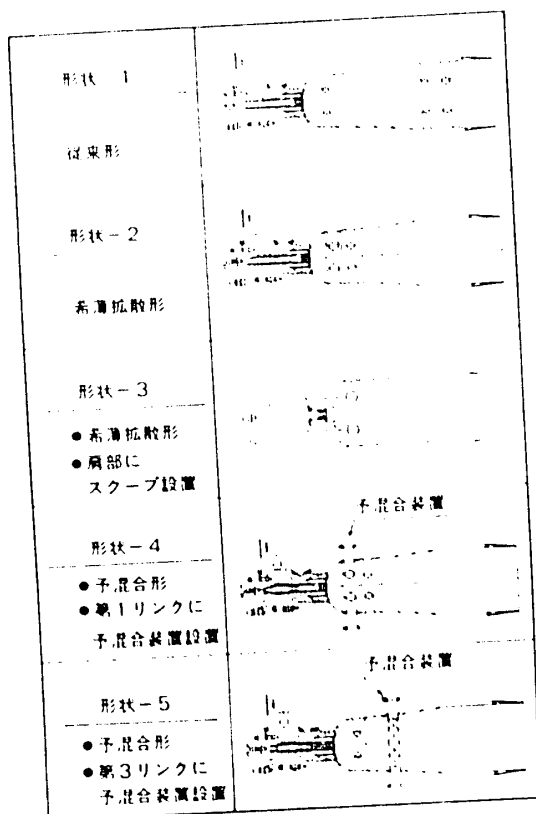


図-2 予備試験用燃焼器

燃料噴射弁とした二段燃焼法を採用したものである。試験結果を図-3に示す。希薄拡散形および予混合形のNO_x値は従来形に較べて低く、なかでも、予混合形が最も優れており、定格負荷相当条件で従来形の約1/3である。しかし、予混合形の部分負荷相当条件での一酸化炭素(CO)発生量が多く燃焼性が悪い。したがって、空気をバイパスさせて燃焼域の燃空気比を高め、部分負荷時の燃焼性を改善する必要がある。

予備試験の結果を踏まえて図-4に示すA形燃焼器を設計、要素試験を引き続いて実施した。

まず、A形燃焼器の実寸大透明アクリルモデルをつくり流れ試験を行なった。流れの可視化にあたっては土にカイロ灰を使用し、パイロットでの燃焼ガスと予混合気の混合、希薄空気と燃焼ガスの混合等の様子を観察した。試験状況を図-5に示す。また、予混合装置の逆火試験も実施した。大気圧下では逆火時の予混合気流速は1.0 m/s程度であったが、0.4 MPaまで加圧した条件下では2.0 m/sまで増加した。

A形燃焼器を使用した約1年間にわたる各種試験の後、改良形燃焼器として図

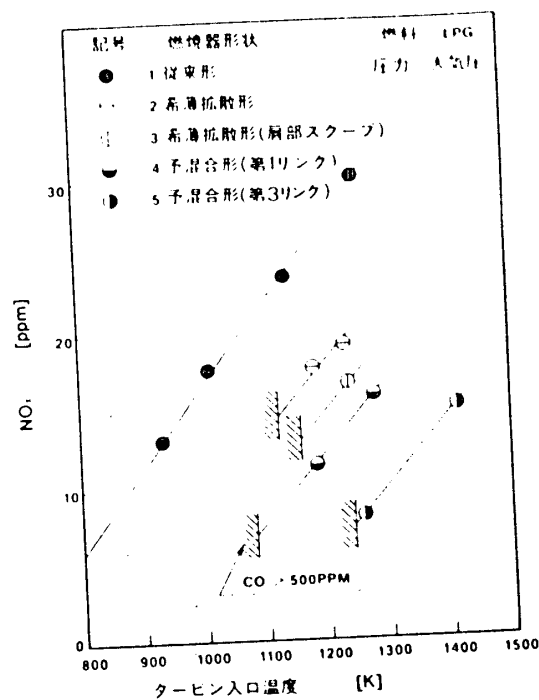


図-3 予備試験結果

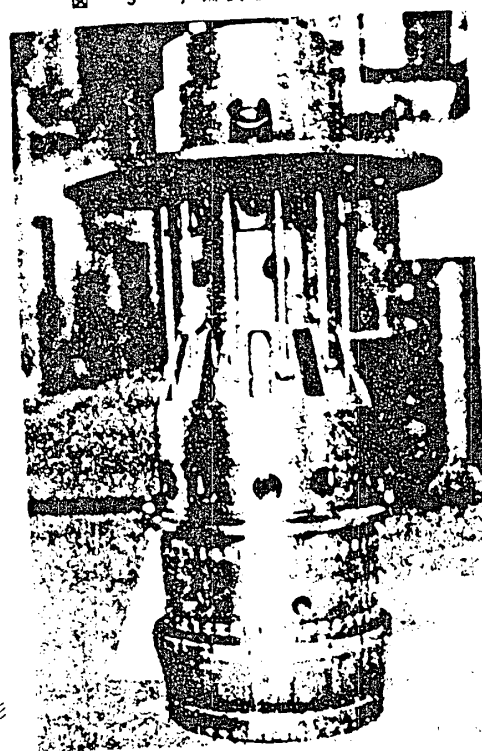


図-4 A形燃焼器

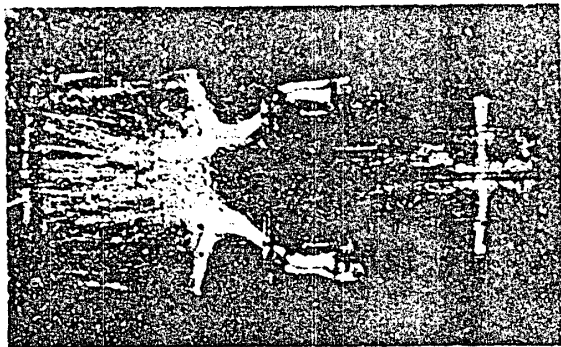


図-5 流れの可視化試験

図-6に示すB形燃焼器を開発した。B形はA形に較べ実用的な構造とするため、構造部材の温度、振動等の耐久性ならびに組立性を考慮したものである。B形燃焼器による約1年間の試験の後、大量生産性を考慮した図-7に示す実機形の燃焼器を完成した。この燃焼器の実圧下での燃焼試験結果を以下に述べる。

4. 燃焼試験装置

図-8および図-9に示す実圧燃焼試験設備を用いて燃焼試験を実施した。本設備は、MW-701Dエンジンの実機条件を模擬することができ、30MWの2軸式MW-252エンジンによって駆動される空気源圧縮機は、空気流量50kg/sの容量で圧力比1.6まで昇圧可能である。試験装置の圧力、流量は、圧力調節弁および2個の流量調節弁によって調節する。試験装置には、灯油、天然ガスおよびLPGの3種類の燃料が供給できる。

試験装置には、実寸大の燃焼器内筒、尾筒およびパイパス装置一式を組み込んだ。尾筒上流部に計測タクトを設置し、出口温度分布を計測するとともに、分析に供する視窗を取り出した。耐久性確認の為、燃焼器内筒および支持機構の温度、振動電力を計測した。遠隔監視用として、予混合装置の壁温、メイン燃焼器内の圧力変動を計測した。

5. 試験条件

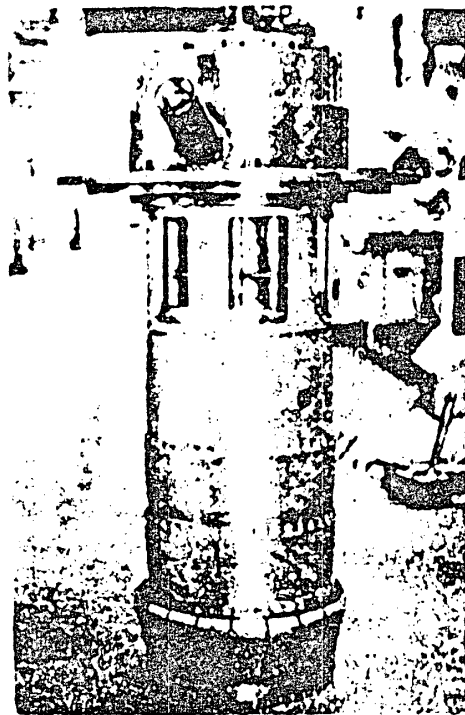


図-6 B形燃焼器

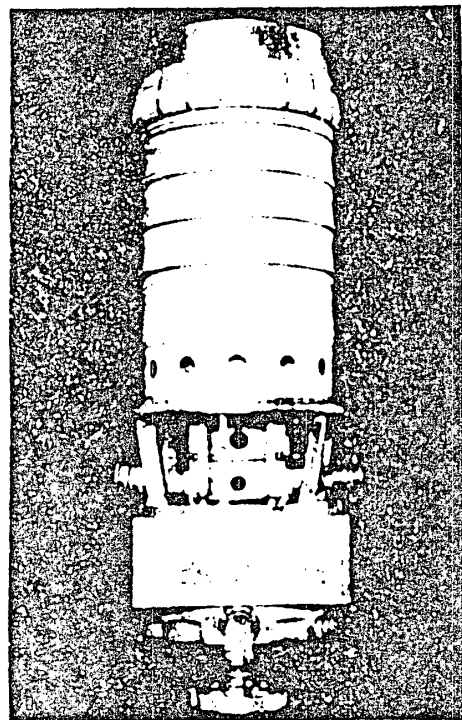


図-7 実機用燃焼器

予備試験，要素試験および燃焼試験に使用した天然ガスおよびLPGの成分を表-2に示す。また，各負荷相当の試験条件を表-3に示す。

試験設備には，空気源圧縮機出口空気の温度および湿度を制御する装置がないので，計測NO_x値はすべて(1)式により補正した。

修正NO_x値 = 計測NO_x値

$$\times \text{EXP} \left(\frac{T_1^* - T_1}{250} \right)$$

$$\times \text{EXP} [-19 (H^* - H)]$$

..... (1)式

ここで，T₁は燃焼器入口空気温度（単位：K），Hは絶対湿度である。また，星印は計測値であることを示す。

6. 低NO_x燃焼装置の概要

低NO_x燃焼装置は，図-10に示す通り内筒，尾筒およびバイパス機構により構成される。内筒は，上流側のパイロット燃焼域と後流側のメイン燃焼域と後流側のメイン燃焼域とから成る。パイロット燃料は従来の方法で，メイン燃料は予混合装置によって空気と予め混合された後，それぞれの燃焼域に供給される。バイパス機構は，圧縮機吐出空気を内筒から迂回させて，直接尾筒上流部導入し，燃焼域の燃料と空気の配合比率を適切な値に調節する。

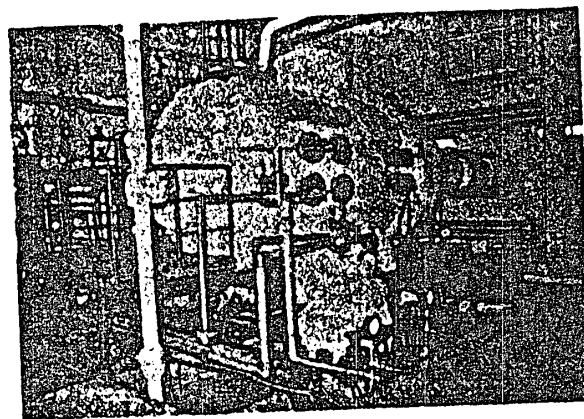


図-8 燃焼試験装置

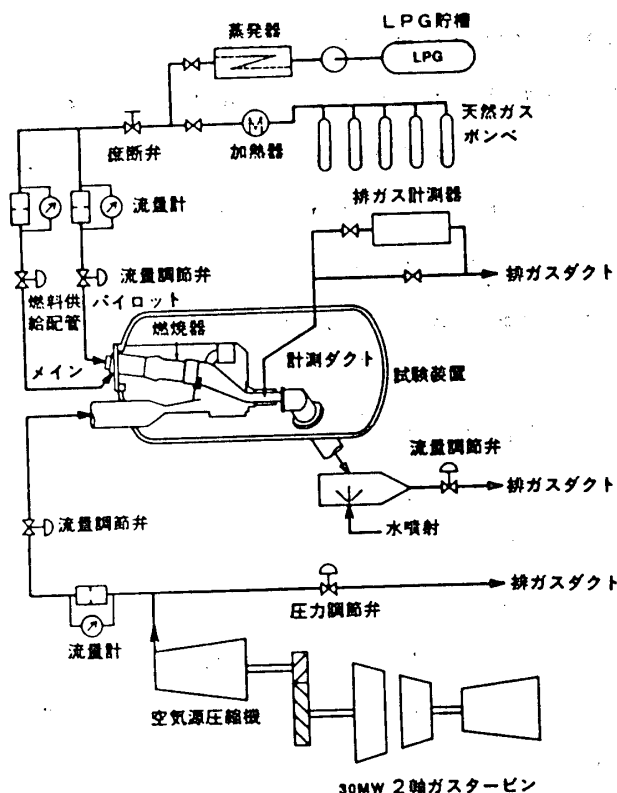


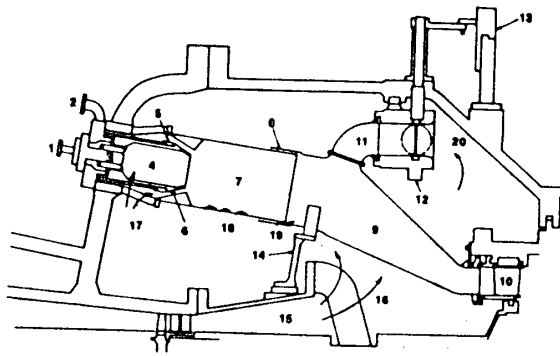
図-9 燃焼試験設備系統線図

表-2 燃料成分

	LPG	天然ガス
比重	0.507	0.558
総発熱量 MJ/Kg	51.5	54.7
真発熱量 MJ/Kg	47.4	49.3
成分	CH ₄ , Vol%	— 99.4
	C ₂ H ₆ , Vol%	1.0 —
	C ₃ H ₈ , Vol%	98.3 —
	C ₄ H ₁₀ , Vol%	0.7 —
	N ₂ , Vol%	— 0.1
	CO ₂ , Vol%	— 0.5

表-3 試験条件

出力	無負荷	25%	50%	75%	全負荷
空気流量 Kg/s	15.3	15.3	15.3	16.9	20.5
入口空気温度 K	567	579	589	604	637
入口空気圧力 MPa	0.77	0.83	0.90	1.03	1.27
出口ガス温度 K	909	1098	1285	1388	1427



- 1 パイロット燃料供給配管 6 予混合装置 11 バイパス曲管 16 ディフューザ
- 2 メイン燃料供給配管 7 メイン燃焼器 12 バタフライ形 18 圧縮機吐出空気
- 3 パイロット燃料噴射装置 8 燃焼筒 調節弁 17 燃焼用空気
- 4 パイロット燃焼器 9 尾筒 13 返助装置 19 冷却空気
- 5 メイン燃料噴射装置 10 タービン静翼 14 尾筒支持板 20 希釈空気

図-10 燃焼器断面図

7. 試験結果

図-11に NO_x 値とタービン入口温度の関係を示す。 NO_x 値は(1)式によって絶対湿度 0.008 の状態に換算してある。

無負荷から88%負荷まではパイロット燃焼域のみが着火している。 NO_x 値は負荷上昇とともに高くなり88%負荷で最高値に到達する。88%負荷以上ではメイン燃焼域にも着火し、バイパス弁の役割が重要となる。一定負荷条件下にてバイパス弁を開くと NO_x 値は増加する。逆に閉じると、未燃炭火物(UHC)、一酸化炭素(CO)が急増し燃焼効率が悪くなる。この点をCO限界として図中に示す。バイパス弁角度は、CO限界に対して余裕のある範囲に設定されることが望ましく、その時の NO_x 値を実機運転予想値として図中に示す。

内筒壁温の計測値を図-12に示す。最高壁温は985Kとメイン燃焼域にて計測された。希薄燃焼を採用していることが壁温低減にも役立っている。

振動応力は、パイロット燃焼域、メイン燃焼域、メイン燃料供給配管、支持板およびU形支持板にて計測した。ひずみゲージ取付位置や方向は、予め加振試験を行ない決定した。図-13に、振動応力値を燃焼器壁温に対して許容応力値とともに示す。振動応力値は、有限要素法による応力解析結果を用いて、局所最大応力値に変換してある。

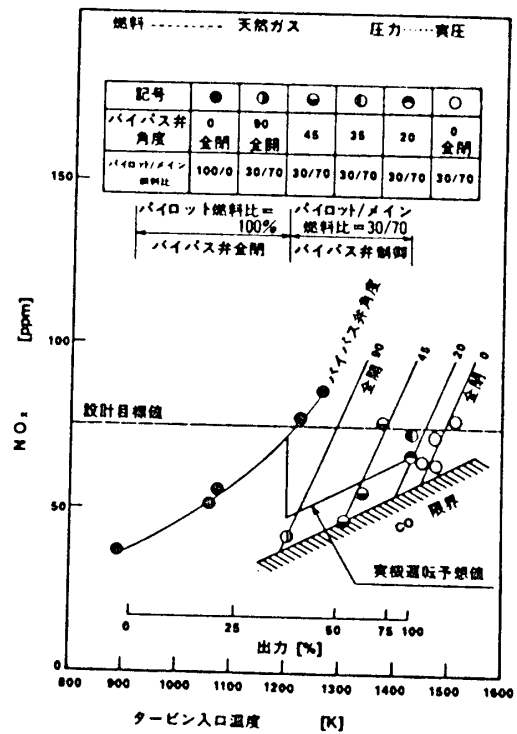


図-11 NO_x 値

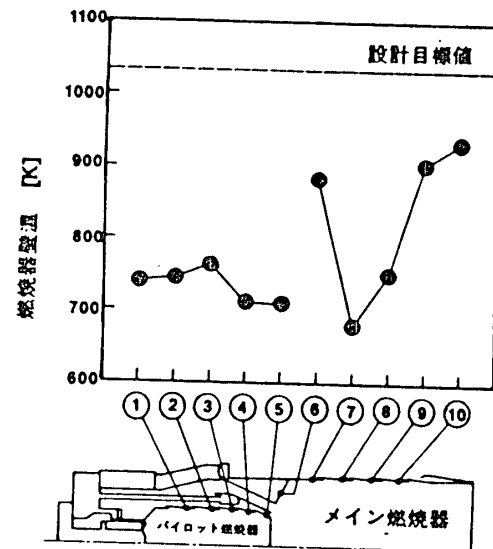


図-12 内筒壁温

8. 実機 NO_x 値実績

MW-701Dエンジン排ガスタクトでの計測値を図-14に示す。縦軸は、計測 NO_x 値の定格運転時に対する割合を、横軸はガスタービン出力を示す。 NO_x 値は、開発目標値より低く、また、バイパス弁開度に対する傾向も燃焼試験結果と良く一致している。バイパス弁が自動制御された時の NO_x 特性の1例を、運転作動ラインとして示す。

9. ま と め

① 水または蒸気噴射を使用しない低 NO_x 燃焼器を開発、実証下にて燃焼試験を行ない、 NO_x 値および耐久性を検証した。

② MW-701Dエンジン運転時においても、 NO_x 値が目標を達成したことを確認した。

③ 低 NO_x 燃焼器の実用化にあたっては、バイパス弁機能を十分に発揮する最適制御技術を確認した。

④ 本低 NO_x 燃焼器に使用した予混合技術とバイパス弁の制御技術とは、将来超低 NO_x 燃焼を実現する可能性のある触媒燃焼等に利用できる。

【参考文献】

1. Vaneveld, L., Hom K., and Oppenheim, "Secondary Effect in Combustion Instabilities Leading to Flashback," AIAA Paper No.82-0037, 20th Aerospace Sciences Meeting, Jan. 1982.
2. Lewis, G.D., "Prediction of NO_x Emissions," ASME Paper No.81-GT-119, Mar. 1981.
3. Marchiona, N.R., Diehl, L.A., and Trout, A.M., "Effect of Inlet Air Humidity, Temperature, Pressure, and Reference Mach Number on the Formation of Oxides of Nitrogen in a Gas Turbine Combustor," NASA TN D-7396, Oct. 1973.

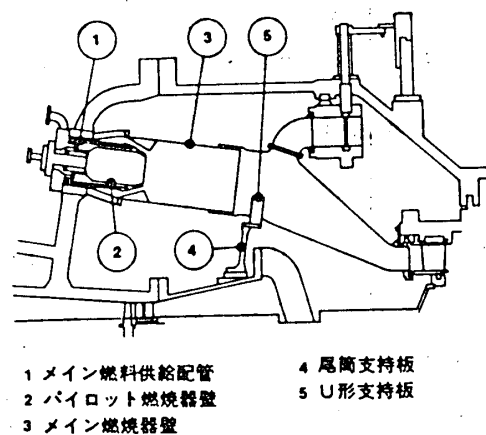
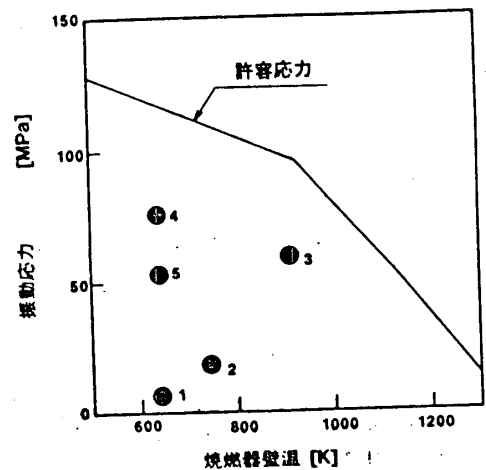


図-13 振動応力

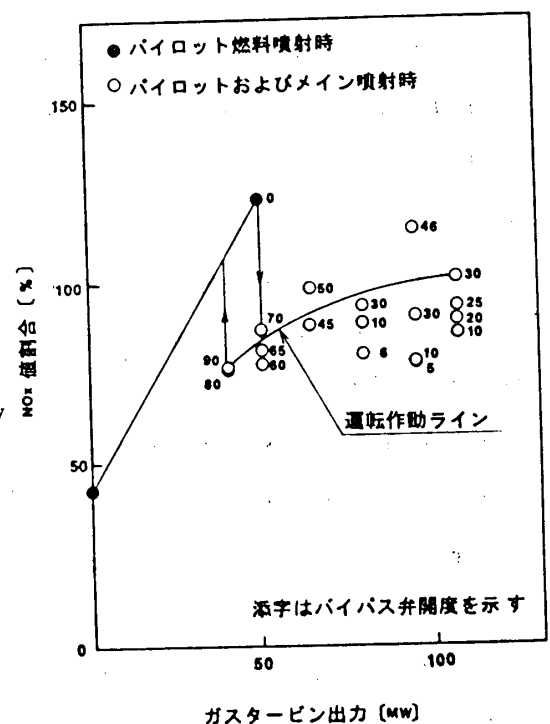


図-14 実機 NO_x 値

* 藤 本 一 郎 (東京大学工学部)
 田 中 英 樹 (東海大学工学部)
 花 村 廣 治 (東京大学工学部)

1. 序 論

翼列フラッタの理論解析に於いては、簡単の為に均一翼列を取り扱うことが多い。例えば個々の翼の振動数及び隣接振動翼との翼間位相差を均一と仮定して簡略化するのである。しかし、実験に於いてはその様に均一な振動は実際問題として発生し難いものと考えられ、近年この観点から上述の均一の仮定を排しより現実に近い解析を目的として不均一翼列を考慮した所謂ミスチューニング問題が解析されつつある。^{1,2)}

一方著者らは、従来のミスチューニング解析とは異なった立場で不均一翼列のフラッタ問題を取り扱い、積極的なフラッタ抑制の観点から解析を進めている。³⁾ その結果、具体的にはフラッタ抑制効果に対する個々の翼の固有振動数の変化の寄与が明らかとなり、又フラッタの発生機構の物理的解釈なども可能となって来ている。今回は、過去に著者らが行なった理論解析の妥当性を吟味することを目的として、個々の翼の固有振動数を不均一にした翼列実験による検証を行なったので報告する。

2. 実験装置及び方法

先ず著者らによる理論解析の概略を述べる。翼列は直線翼列として扱うが、環状翼列の軸対称性を考慮して便宜上、翼列内の翼は一定枚数毎に同じ配列を繰り返すと言う仮定を置く。即ちN枚の固有振動数が必ずしも同じでない翼群が多数同一の条件で配列されるということになる。この問題を解く場合、図1の様に、上記翼列モデルのある一枚の翼が翼群間位相差 τ で振動している時にその前後(N-1)枚までの隣接翼に及ぼす単位振幅当たりの非常空気力係数(これについては既に求められている)、翼①から翼①までの慣性モーメント及び弾性係数を考慮して各翼毎に運動方程式を立て固有方程式に帰着させる。詳細は文献3)で述べているのでここでは省略するがこの場合翼群内の全翼の振動振幅や翼間振動位相差は、フラッタ速度、振動数と共に固有ベクトルや固有値として決定される。

本実験には吹出口が180mm×400mmの直線翼列風洞が用いられ、風速は5-100m/sまで調整可能であり乱れはほぼ0.2%程度である。供試翼列は図2に示す様に七枚のNACA65(04)10型翼で構成され、翼弦長及び翼幅はそれぞれ80mm及び180mmである。尚、図中振動翼の角変位をポテンシオメータにより検出することに

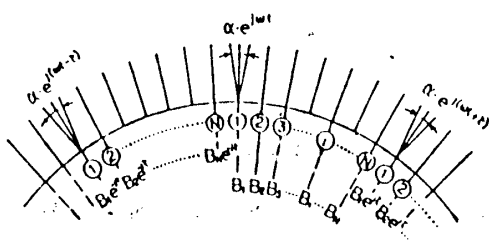


図1 翼列モデル

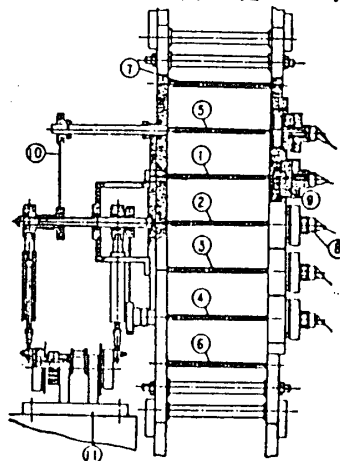


図2 直線翼列及び翼加振装置

1	自由振動翼 1
2	自由振動翼 2
3	自由振動翼 3
4	加振翼 1
5	加振翼 5
6	固定翼
7	固定翼
8	ポテンシオメータ
9	十字形スプリング
10	翼加振用ワイヤ
11	翼加振用クランク機構

よりフラッタ発生時の振動モードを捉えることが出来る。

著者らが行った理論解析と比較する為に、今回はある固有振動数配列を有する翼四枚を一組の翼群として採り上げ、自由振動法により実験を行なった。又、理論解析に於いては多数の翼群が同一条件で繰り返し配置されると仮定しているが実験装置の都合上翼群を多数配置するのが不可能となる為、図2に示す様に振動翼群の一部を強制的に想定される振動モードに規定する手法を用いた。つまり翼①から翼④で構成される翼群のうち①-③はC字形スプリングを用いたねじり自由振動翼とし、④及び隣接翼群の⑤をクランク機構によるねじり加振翼とする。この場合、④及び⑤を翼群間位相差 τ で加振することにより、①-④の四枚一組の翼群の振動モードがある程度規定されるものと考えられる。しかし、この場合④の加振翼の固有振動数は規定されない為以下の様に考える。本実験では翼①から翼④の固有振動数配列を①を基準として固有振動数比の配列で表示するが、一例として(1.0,1.0,1.1,1.1)の固有振動数比配列を有する翼群を調べることにする。先ず自由振動翼①-③の固有振動数を(1.0,1.0,1.1)及び(1.0,1.1,1.1)の二種類設定した場合、加振翼④の固有振動数を未知数 f 、 f' としたそれぞれ(1.0,1.0,1.1, f)及び(1.0,1.1,1.1, f')の二種類の実験を行なっているものと考え次に実験結果が両者で一致する所を(1.0,1.0,1.1,1.1)の実験状態とみなすことにする。

実験方法としては、上述の振動数比が1.0及び1.1に対応して、C字バネを用いた自由振動翼のねじり固有振動数をそれぞれ22.9Hz及び25.3Hzに設定し、主流速度 U を一定に保ち、加振翼④及び⑤の振動数を変化させ、フラッタ発生時のフラッタ速度 $FV(=U/cw_1)$ ； c ：翼弦長、 w_1 ：翼①のねじり固有円振動数)、フラッタ振動数 v/w_1 (v ：翼振動数)及びフラッタモードを捉える。翼列条件としては、くい違い角 $G=30\text{deg}$ 、節弦比=1.0、迎え角 $=5\text{deg}$ とし、翼群間位相差は $\tau=60\text{deg}$ 及びそれとは 180deg 位相をずらした $\tau=240\text{deg}$ の二種類とした。

3. 結果及び考察

3.1 フラッタ速度と フラッタ振動数

翼固有振動数配列が(1.0,1.0,1.1, f)及び(1.0,1.1,1.1, f')の場合のフラッタ発生時の理論と実験の比較を目的として、先ず翼群間位相差 $\tau=60\text{deg}$ の場合のフラッタ速度 FV とフラッタ振動数(v/w_1)の関係を図3に示す。実験結果を図3(a)に示すが、実験時に流速 U を一定にすることにより FV を一定に保ち、加振翼の振動数 v を徐々に増加させて全自由振動翼が振動し始めた時

を捉えその状態をフラッタ発生点とし図中に実線(o,●印)で示す。更に高い加振振動数域に於いては v/w_1 の増加に伴い、自由振動翼は一度激しく振動する状態となりその

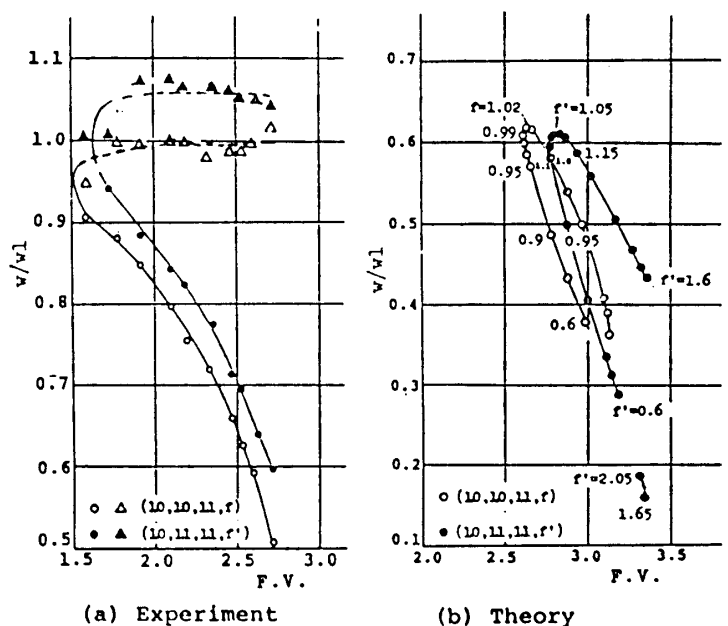


図3 フラッタ速度 FV とフラッタ振動数 v/w_1 の関係 ($\tau=60\text{deg}$)

状態を経てやがて振動は消滅するが、その消滅点を図中に破線(Δ , Δ 印)で示す。つまりフラッタは実線より上且つ破線より下の領域でのみ生じているのである。但しこの場合前章でも述べた様にフラッタ発生時の翼④の振動数比 f や f' は規定できず、四枚翼群の配列は確定出来ない。

一方、理論解析による結果を図3(b)に示すが、 f 及び f' を0.6 程度の値から徐々に増加させると、 w/w_1 は増大しそれぞれ $f=1.02$, $f'=1.05$ で最大値となり、更に f, f' を増すと減少する様子が認められる。図中 f, f' の増加に伴い w/w_1 が最大値をとる迄の左上りの曲線の様態は実験結果の図3(a)の実線で示されるフラッタ発生時の様子と類似しているが、他の範囲の曲線は図3の(a)と(b)で全く異なった形状を呈している。この点に関しては次の様に考えられる。例えば $(1.0, 1.0, 1.1, f)$ の配列について、図3(b)の $f < 1.02$ の曲線が図3(a)の実線(o印のフラッタ発生点)に対応するものと考えられるが、図3(b)の $f > 1.02$ の曲線は $f < 1.02$ の曲線よりフラッタ速度の高い領域に位置する為、 $f > 1.02$ の状態を本実験により求めることは出来ない。つまり、本実験では図3(a)の実線で示されるフラッタ発生点(o印)より右側の領域では既にフラッタが生じており f を規定出来ない関係上フラッタ発生点を捉えることは出来ない。従って、前章で述べた配列 $(1.0, 1.0, 1.1, f)$ 及び $(1.0, 1.1, 1.1, f')$ の二種の実験結果の一致点として $(1.0, 1.0, 1.1, 1.1)$ の結果を求める試みも、図3(b)の様に一致点(交点)のフラッタ速度が他の配列翼群のフラッタ速度より高い場合には実現不可能となってしまう。

次に翼群間位相差 $\tau=240\text{deg}$

の場合の (w/w_1) と FV の関係を図4に示す。 $\tau=60\text{deg}$ の場合と同様に配列 $(1.0, 1.0, 1.1, 1.1)$ の結果は実験では求まていないが、実験結果のフラッタ発生点を示す曲線の形状は理論結果と類似している。全般的には、理論と実験との間で定量的一致は見られないものの $\tau=60\text{deg}$ 及び 240deg の場合とも、常にフラッタ発生点を示す曲線が左上がりであり且つ $(1.0, 1.0, 1.1, f)$ の曲線が $(1.0, 1.1, 1.1, f')$ の曲線の左側に位置しており、不完全ではあるが理論と実験との間で定性的一致を得ている。

3.2 フラッタモード

3.1 で述べた様にフラッタ発生点に於けるフラッタ速度とフラッタ振動数との相互関係については不完全ではあるが理論と実験との定性的一致が得られている。本節では更に細部にわたって理論の妥当性を吟味する意味で、フラッタ発生点を示す曲線上のフラッタモードの様子を調べることにする。

先ず翼群間位相差 $\tau=60\text{deg}$ の場合、実験結果として図3(a)の配列 $(1.0, 1.0, 1.1, f)$ のフラッタ発生点を示す実線上でフラッタ速度 $FV=1.8, 2.3, 2.6$ の三点を選び、それ

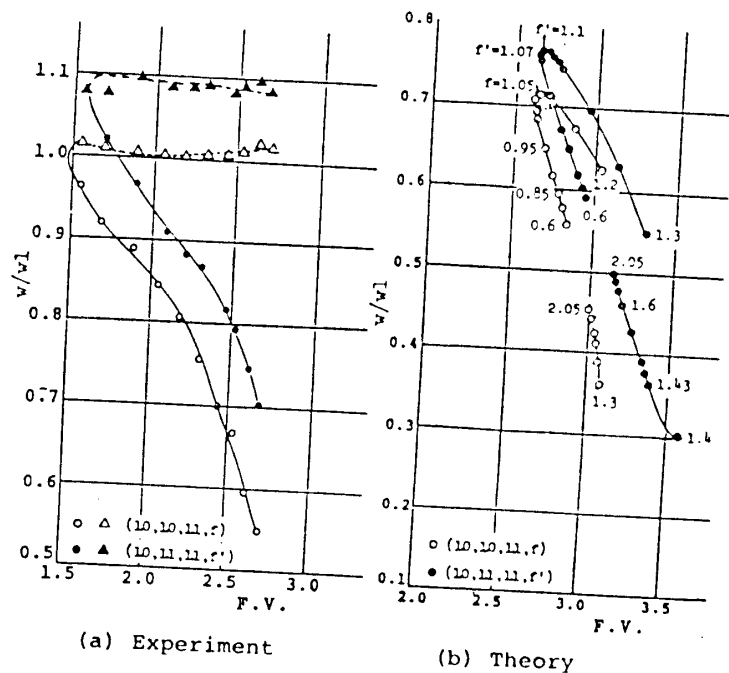


図4 フラッタ速度 FV とフラッタ振動数 w/w_1 の関係 ($\tau=240\text{deg}$)

らに対応する理論計算結果として図3(b)の翼④の固有振動数比 $f=0.99, 0.9, 0.6$ の三点を選び両者の様子を比較する為、図5に(翼①を基準とした)各翼の振動振幅比及び翼間振動位相差を示す。翼間位相差については、翼番号の大きな翼の位相から小さな翼の位相を差し引いた値とし、横軸の二翼の中間位置にプロットしている。図5より実験と理論との間で、振幅比のパターンは全く異なるが翼間位相差のパターンはほぼ一致していることが判る。更に実験結果でのFVの変化に伴う翼間位相差パターンの変化も理論計算結果での f の変化に伴うそれと一致している。又、配列(1.0,1.1,1.1, f')に対する結果を図6に示すが実験と理論との間で翼間位相差パターンに強い類似性がみられ、振幅比パターンに於いてもやや類似性が認められる。

次に $\tau=240\text{deg}$ の場合の配列(1.0,1.0,1.1, f)と(1.0,1.1,1.1, f')に対する結果を図4の曲線上で適当に三点ずつ選びそれぞれ図7及び図8に示す。この場合にも、全般的には実験と理論との間で、振幅比はかなり異なっているが翼間位相差には類似性が

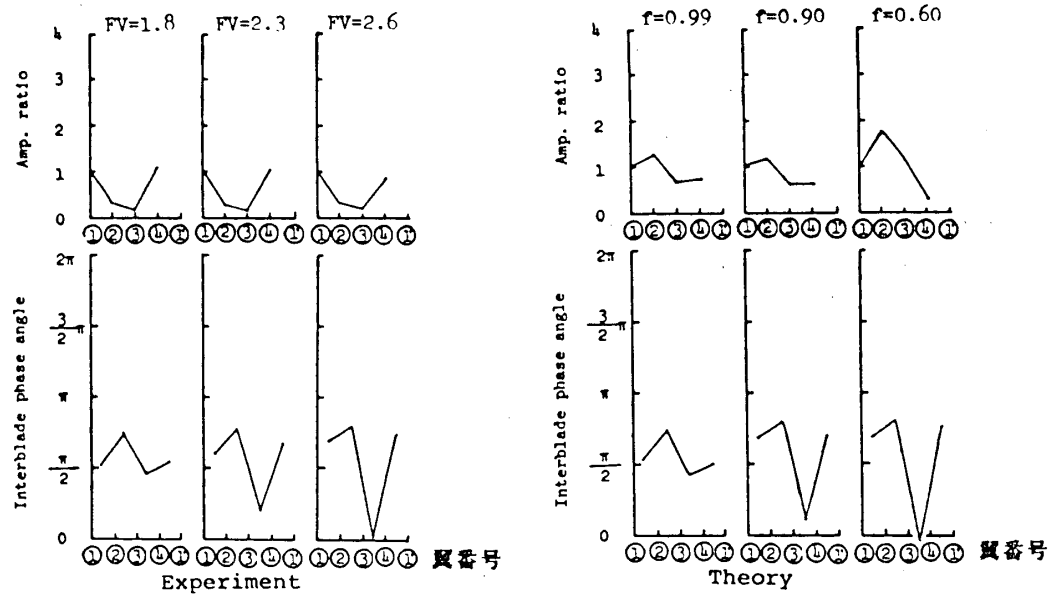


図5 配列(1.0,1.0,1.1, f)のフラッタモード ($\tau=60\text{deg}$)

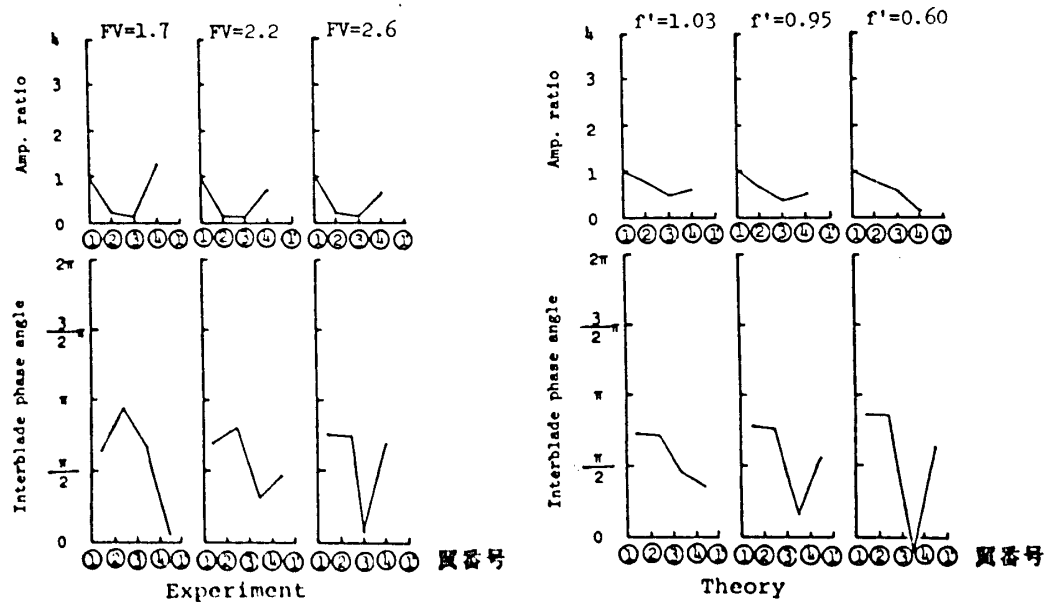


図6 配列(1.0,1.1,1.1, f')のフラッタモード ($\tau=60\text{deg}$)

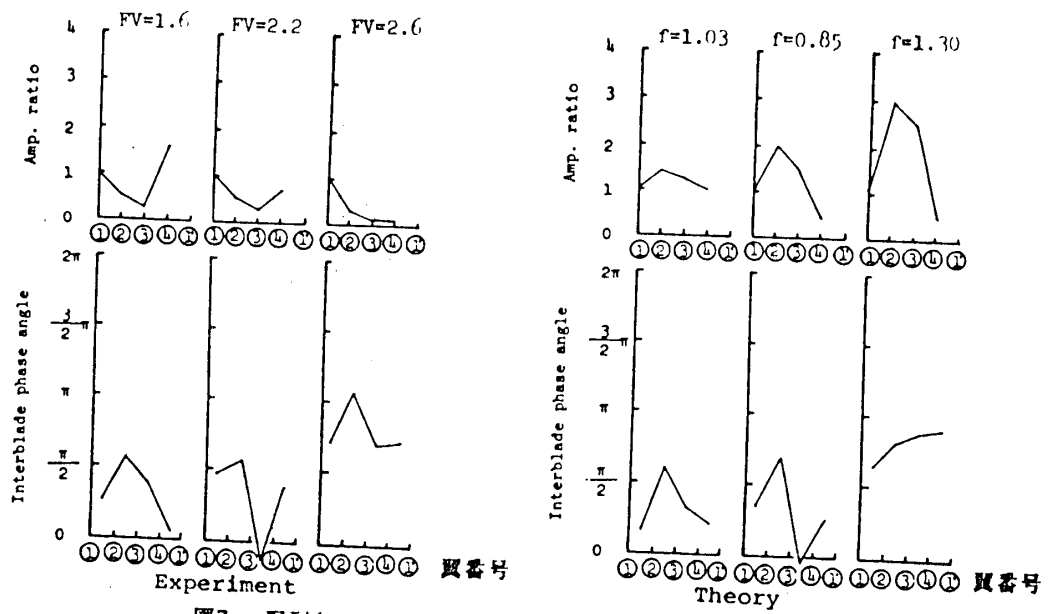


図7 配列(1.0,1.0,1.1,f)のフラッタモード ($\tau=240\text{deg}$)

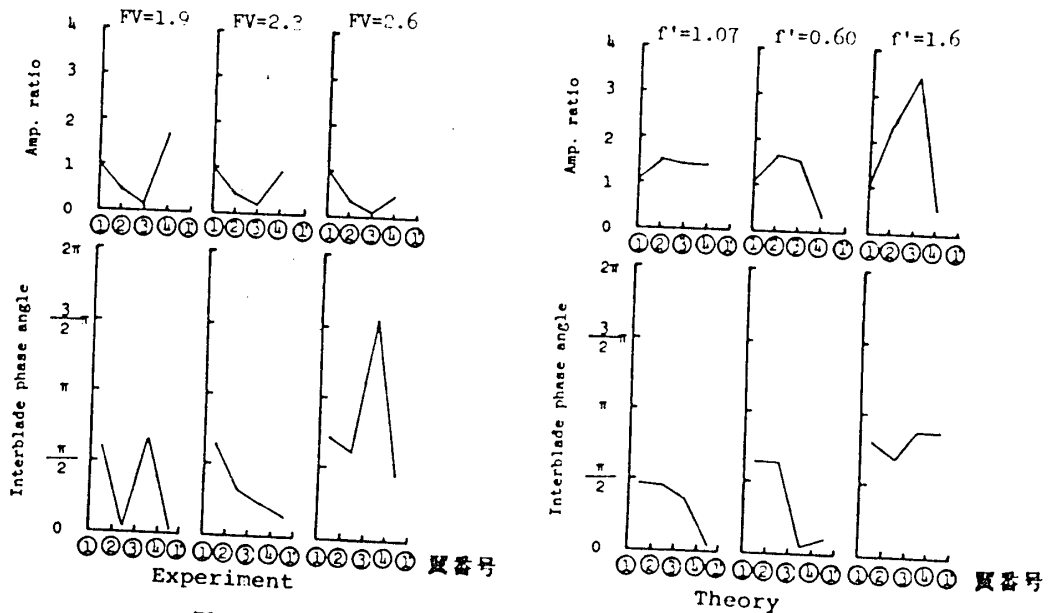


図8 配列(1.0,1.1,1.1,f')のフラッタモード ($\tau=240\text{deg}$)

認められる。

4. 結論

参考文献3)に於いて著者らによって行なわれた不均一翼列に対する理論解析の妥当性を吟味することを目的として自由振動法による実験を行なった結果、フラッタ速度とフラッタ振動数との関係並びにフラッタモードに関しては実験と理論との定性的一致が得られ、不均一フラッタ現象の本質が本理論解析に反映されていることが確認された。

【参考文献】

- 1) Srinivasan, A.V., NASA CR-165137, Aug. (1980)
- 2) Kaza, K.R.V. and Kielb, R.E., AIAA Journal, Vol. 23, No. 8, Aug. (1982), 1120
- 3) Tanaka, H., Hanamura, Y. and Fujimoto, I., Proceedings of the 1983 Tokyo International Gas Turbine Congress, (1983), 651

タービン翼列フラッタの環状翼列風洞実験 (フラッタに及ぼす翼間振動位相差の影響)

*小林 紘 (航空宇宙技術研究所)

1. 序論

ガスタービンを構成するターボ機械の空力弾性問題は、ターボ機械の性能向上並びに軽量化にともない、その重要性を増してきている。この問題を解決するためには、振動する翼列翼に作用する空力減衰力を明らかにすることが必要である。低速領域での空力減衰力は多くの理論及び実験的研究によって明らかにされているが、高速度領域の空力減衰力に関する研究は少なく、最近、その解明に力が注がれている。⁽¹⁾ 航技所では、高速度から高速度領域で作用する環状翼列翼に働く空力減衰力を強制振動法にて測定し、圧縮機並びにタービンの両翼列に関する非定常空力特性の研究を進めている。タービン翼列の空力減衰力に及ぼす流出マッハ数と無次元振動数の影響の一部を明らかにした前回の研究⁽³⁾に続き、今回はもう一つの重要なパラメータである翼間振動位相差を取り上げた。翼間振動位相差を3種類変え、その各々において翼列流出速度と無次元振動数を変化させ、翼弦方向の変動圧力分布測定より空力減衰力を得た。本論文では非失速領域で作用する高速度タービン翼列翼の空力弾性並びに不安定に及ぼす翼間振動位相差の影響を中心に述べる。

高速度流れでは、翼面上で発生した衝撃波の翼振動にともなう位置変動は、翼面に急激な圧力変動を起し、大きな変動揚力、変動モーメントを誘起させることから、衝撃波の存在は高速度翼列の空力減衰力を支配する主要な要因となっていると考えられる。そこで、この圧力変動に及ぼす翼間振動位相差と無次元振動数の影響についても報告する。

2. 実験装置と方法

実験は16枚から成る高速度タービン翼列を流れの中で、一定振り振面、任意の一定翼間振動位相差の条件のもとに強制加振する機械的加振装置を内蔵した、フロン環状振動翼列風洞を用いて行われた。図1に風洞測定部と機械的加振機構の断面図を示す。

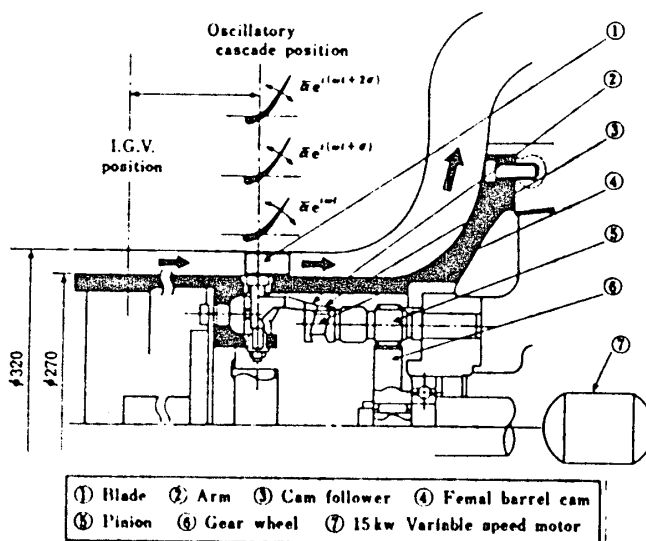


図1. フロン環状振動翼列風洞の測定部

加振装置を含むフロン風洞の特性、悪音速タービン翼列の主要諸元並びに測定方法の詳細については参考文献2,4,3を参照されたい。振動翼に作用する空力減衰力は、翼面上のスパン中次の翼弦方向、22ヶ所（翼の背面と腹面に各11点の合計22点）に開けられた $\phi 0.5\text{mm}$ の圧力孔と内径 $\phi 2.5$ の細管に取付けられた小型圧力センサーによって測定されている。計測された非定常圧力データに細管系の周波数応答特性補正を施した後、翼の背面及び腹面に作用する単位面積当りの非定常圧力振動 A と翼振動を基準とした位相遅れ ϕ の翼弦方向分布及び局所エネルギー分布図、並びに非定常振りモーメント C_{m1} が得られている。翼列翼の振り振動に対する空力的不安定、不安定は空力減衰力である非定常振りモーメント係数 C_{m1} から判定することとした。なお、非定常振りモーメント係数 C_{m1} の位相が 0° から 180° 間にある場合、流体力は負減衰力として翼に作用し、翼は空力的不安定すなわち翼列フラッタの発生を意味する。計算に使用された式を以下に示す。

(i) 無次元非定常振りモーメント係数

$$C_{m1} = |C_{m1}| \cdot e^{i\phi_m} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_2^2 C \alpha_1} \int_0^1 \{ \Delta P_{ai}^-(Q^*-x_i^*) - \Delta P_{ai}^+(Q^*-x_i^*) \} dx^* \sim (1)$$

(ii) 翼系エネルギー ΔE を単位面積当りのエネルギーとして、

$$\Delta E = \Delta P_{ai}^*(Q^*-x_i^*) \sin \phi_i / \left(\frac{1}{2} \rho U_2^2 C \alpha_1 \right) \sim (2)$$

また、圧力振動 A を $A e^{i\phi} \equiv \Delta P_{ai} / \left(\frac{1}{2} \rho U_2^2 \alpha_1 \right)$ と定義した。ここで、 α_1 は翼振動、 ΔP_{ai} は変動圧力の内の翼振動数成分を表す。 Q^* , x_i^* はそれぞれ振り軸と測定孔の無次元座標を示す。+は翼背面、-は翼腹面を示す。

3. 実験結果と考察

悪音速タービン翼列の空力減衰力に及ぼす翼間振動位相差の影響を調べる目的で、翼間振動位相差 β を $+67.5^\circ$, 0° , -67.5° と3種類変え、その各々において流出マッハ数 $\bar{M}_2$, $\bar{M}_2 = 0.682$ (流量調整絞り弁開度 $\phi = 20\%$), $\bar{M}_2 = 0.958$ ($\phi = 30\%$), $\bar{M}_2 = 1.242$ ($\phi = 40\%$), $\bar{M}_2 = 1.390$ ($\phi = 60\%$)の4点、無次元振動数 $K = c\omega/U_2$ を $0.056 \sim 0.915$ の範囲内の8点の、合計96ケースの実験を行った。翼弦長を用いた実験中の Re 数は、 1.91×10^6 から 5.4×10^6 の範囲内であっ

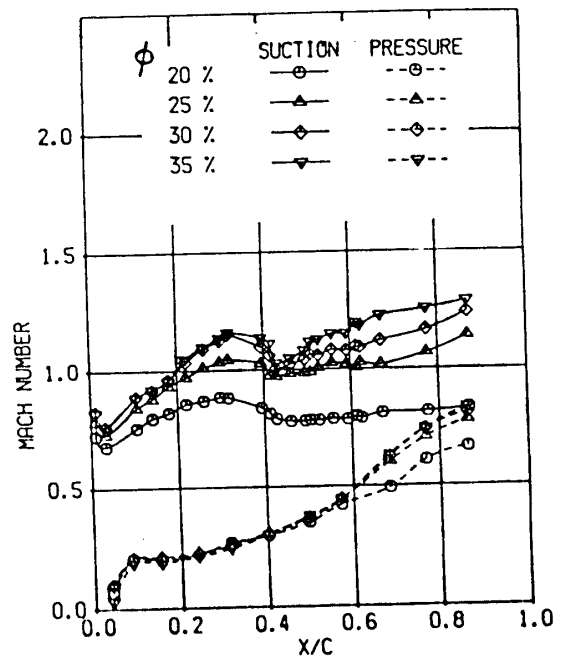


図2. タービン翼面上のマッハ数分布

た。翼列特性の一例として、翼面上のマッハ数分布を図2に示す。全絞り弁開度を通して翼腹面の殆どどの部分は亜音速流れである。翼背面は $\alpha=20\%$ では亜音速流れであるが、それより大きな絞り弁開度では超音速となり、45%翼弦長付近で衝撃波によるマッハ数変化が生ずる。弁開度30%以上では1ピッチ間の平均流出マッハ数は1.0を越える。詳細な翼列特性は文献3と4を参照されたい。本実験においては、翼列を構成する16枚の全ての翼振幅は1°で一定であり、また、翼間振動位相差も設定値 $\pm 5^\circ$ 程度の範囲内において、強制振動法に必要なモードの設定がなされた。

3.1. 空力減衰力に対する翼間振動位相差の影響

図3-5は、亜音速から超音速流出の3つの場合について、空力減衰力である非定常振りモーメントに及ぼす翼間振動位相差 β と無次元振動数 K の影響を示したものである。亜音速流出の弁開度20%の場合、 $\beta=0^\circ$ の2~3の点を除けば、 $K=0.33$ 以上で、3つの β の非定常振りモーメントの位相中は 180° より大きく、流体力は正減衰となるため、翼列フラッタは発生しない。一方、 $K=0.33$ 以下では $\beta=+67.5^\circ$ と 0° でフラッタが発生している。亜音速タービン翼列の場合、位相遅れの

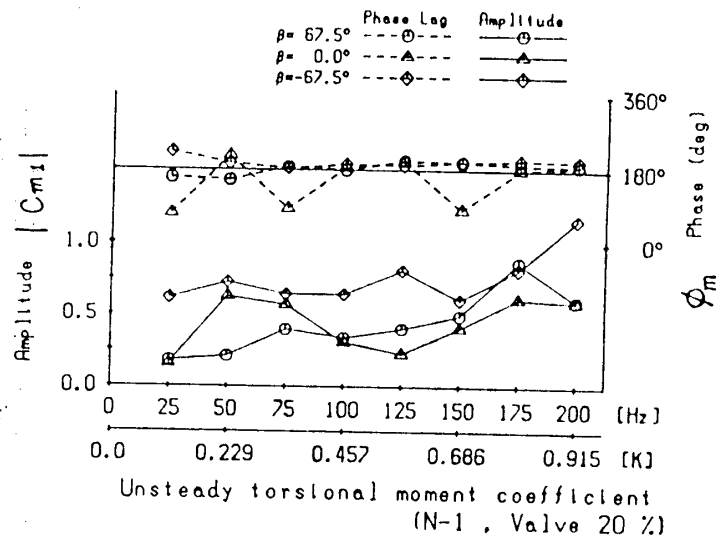


図3. 翼に作用する非定常振りモーメント(弁開度20%)

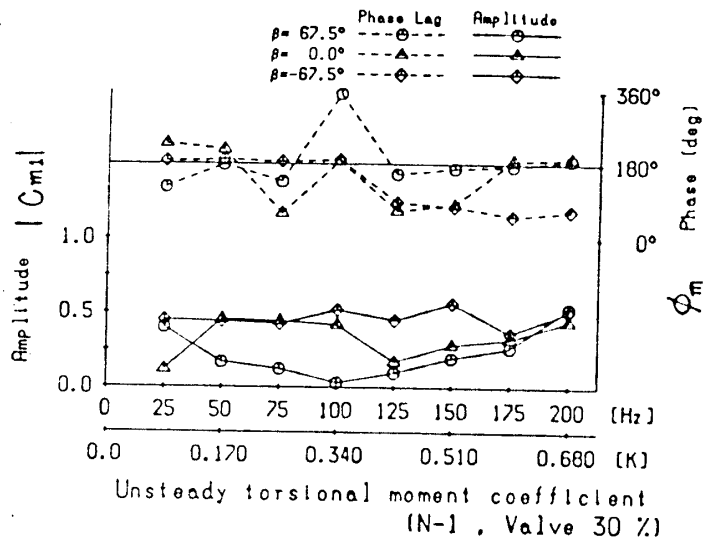


図4. 翼に作用する非定常振りモーメント(弁開度30%)

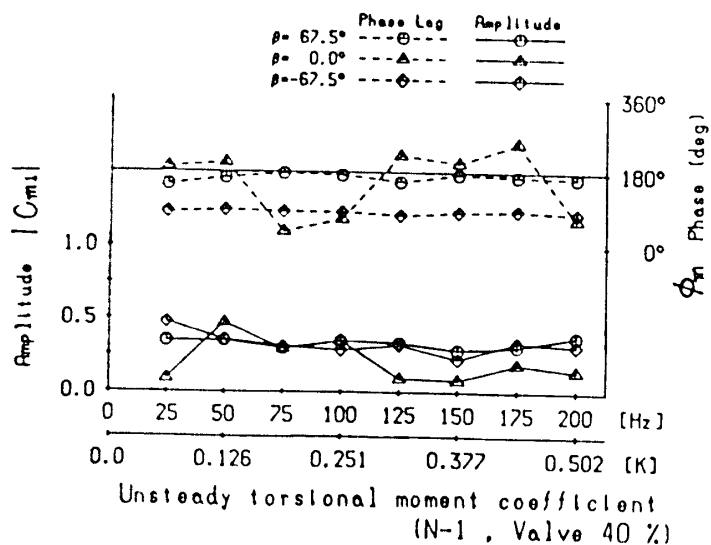


図5. 翼に作用する非定常振りモーメント(弁開度40%)

方がフラッタが発生し易いことの従来結果と本実験結果は異なる傾向を示している。

この原因としてはキャンバーや翼厚の影響等も考えられるが、多くの β 値での検討が必要である。この現象を翼面上の非定常圧力分布から見ると、 $\beta=0^\circ$ と $+67.5^\circ$ の場合、振り軸下流の翼背面に作用する変動圧力は翼を励振する作用を、腹面のものは振動を減衰する作用をなし、前者が後者よりも大きな値であるため、全体として流体力は負減衰となりフラッタが発生している。これに対して、 $\beta=-67.5^\circ$ では翼背面と腹面の流体力の作用が $\beta=+67.5^\circ$ の場合と全く逆になるとともに、振動を減衰させる作用が大きくなって、左力的安定になっている。翼背面が超音速流れとなる較り升開度30%の場合、3つの翼間振動位相差 β とも $K=0.170$ 以上で ϕ_m が 180° より小さな値となり、フラッタが発生する。この場合の発生領域は超音速流れの場合よりも広い K 値となっている。 $\beta=0^\circ$ と -67.5° の場合の非定常振りモーメント $|C_m|$ 値は $\beta=+67.5^\circ$ のものに比して大きく、加えて、 ϕ_m も 90° に近いので、より大きな負の左力減衰力が発生している。 $\beta=-67.5^\circ$ と $+67.5^\circ$ は、 $\beta=0^\circ$ の場合に比してフラッタが発生する K の範囲が幾分広く、 $\beta=-67.5^\circ$ では本実験の最高 K 値0.68においてもフラッタが発生している。流出マッハ数が1.24となる升開度40%の場合には、 $\beta=\pm 67.5^\circ$ の両方の場合とも K の全域にわたってフラッタが発生し、升開度30%よりもフラッタ発生 K 値の範囲が増加している。非定常振りモーメント $|C_m|$ は $\beta=\pm 67.5^\circ$ ではほぼ等しい値である。しかし、 $\beta=-67.5^\circ$ の場合、位相は 90° に近いので、大きな負の左力減衰力が作用し、フラッタが発生し易いことを示している。 $\beta=0^\circ$ では K の変化に対して、左力的安定と不安定間を変化する度合が激しいことを表わしている。

3.2 振動翼に作用する変動圧力の翼間振動位相差の変化による影響

振動翼に作用し、翼を左力的安定、不安定へと導く翼面上の変動圧力の大きさと作用を、翼面上の非定常圧力分布(振動と位相差)及び翼素エネルギー分布図として表

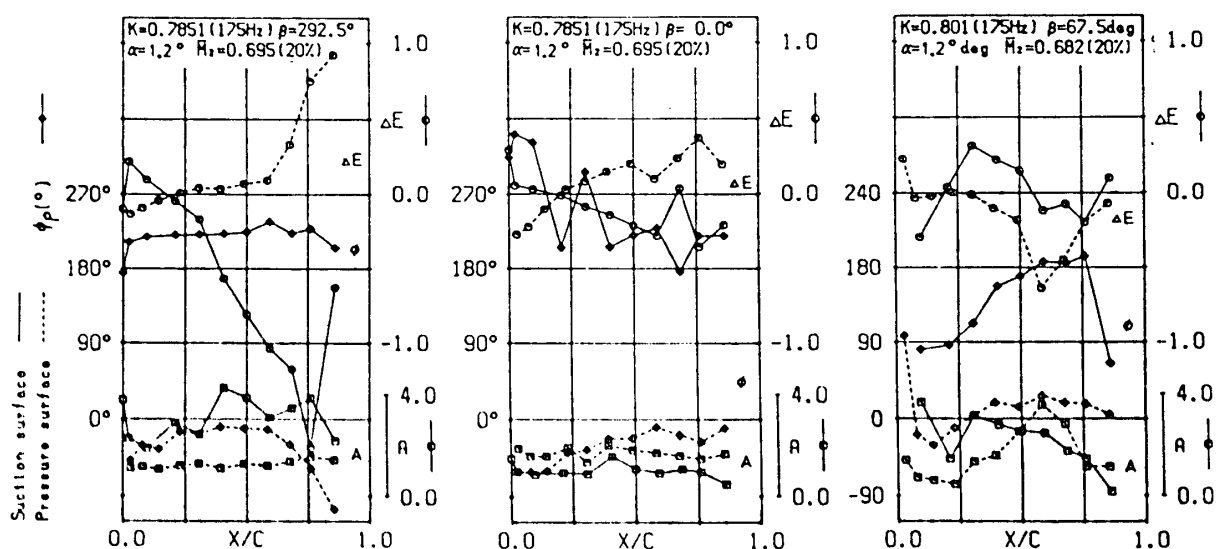


図6. 翼面上の非定常圧力分布図 (超音速流れの場合、 $\phi=20\%$)

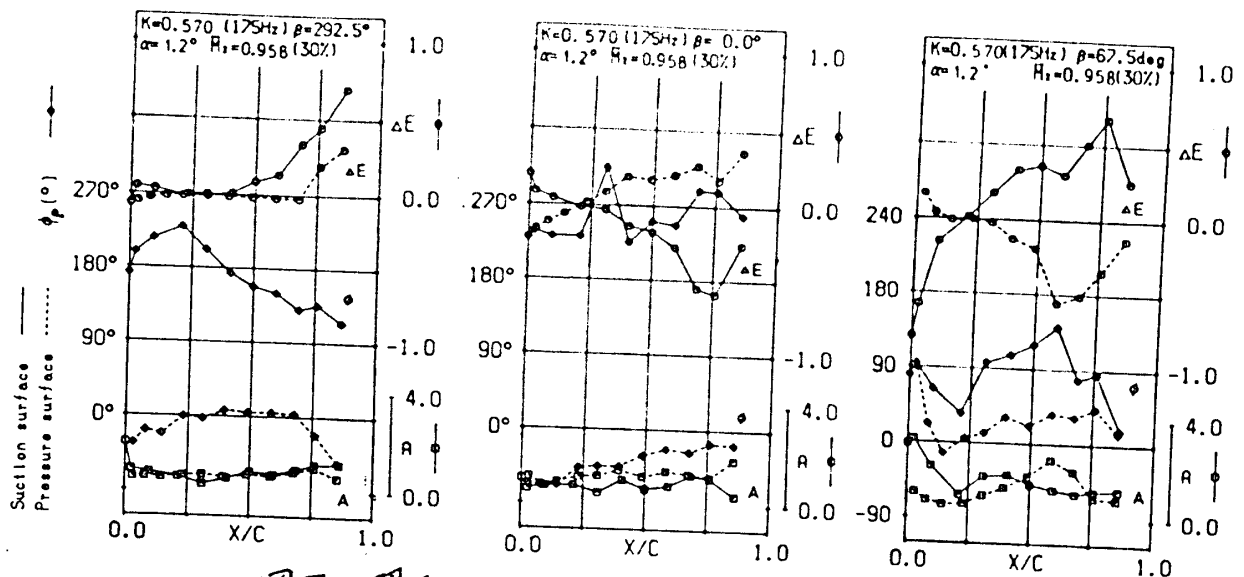


図7. 翼面上の非定常圧力分布図 (超音速流れの場合 $\alpha=30^\circ$)

現したものを図6と7に示す。図は流入マッハ数2種類の結果の一例を表わしている。各々の図には、同じ無次元振動数を有し、翼間振動位相差 β の異なる3種類の結果が比較されている。図中の局所エネルギー $-\Delta E$ が正值の場合、流体はその局所で翼を励振する作用をなしていることを表わしている。弁開度20%の場合を比較すると、翼背面では、 $\beta=\pm 67.5^\circ$ の非定常圧力振幅 A は $\beta=0^\circ$ のもののおよ2~3倍の大きさであるとともに、位相 ϕ 分布は β によって大きく異なっている。このため、局所エネルギー $-\Delta E$ は、 $\beta=-67.5^\circ$ の場合、挟り位置($X/C=19.5\%$)下流で大きな負の値を生じ、 $\beta=0^\circ$ ではこれが小さな負値となり、 $\beta=+67.5^\circ$ では翼面の一部で正值となっている。一方、翼腹面では、 $\beta=+67.5^\circ$ の A の値が他の2つの β のものより大きい。挟り軸下流の ϕ の値は $\beta=-67.5^\circ$ から $+67.5^\circ$ へと変化するにつれて、位相遅れから位相進みへと変化する。そのため、 ΔE の値は正值から負値へと変化し、翼振動の励振から減衰へと作用が変化している。翼背面が超音速流れとなる場合(弁開度30%)には、非定常圧力 A は翼全面にわたって値が超音速流れの場合よりも小さくなる。また、位相差中は流れが超音速となる挟り軸下流では、 $\beta=-67.5^\circ$ から 0° にかけて位相進みの量が増加し、 $\beta=+67.5^\circ$ では逆に小さくなっている。そのため、局所エネルギー $-\Delta E$ は $\beta=\pm 67.5^\circ$ では正值、 $\beta=0^\circ$ では負値となっている。一方、翼腹面の ΔE 値は $\beta=+67.5^\circ$ で、翼前縁の一部で正值を示し、 $\beta=0^\circ$ ではこの正值領域が広がる。しかし、 $\beta=-67.5^\circ$ では負値にな

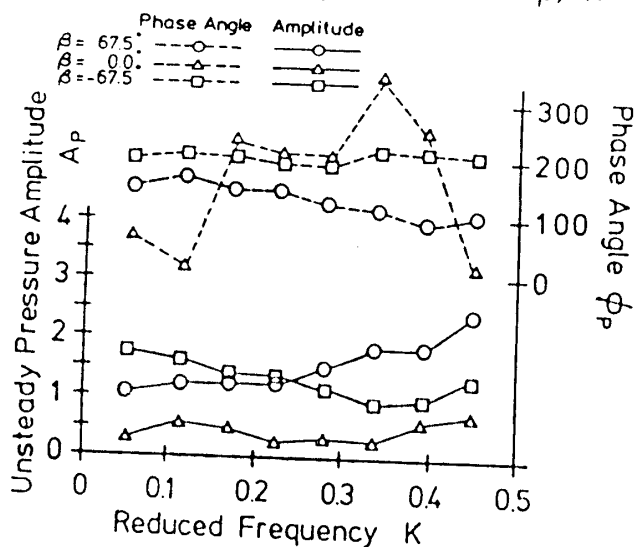


図8. 翼振動にともなう流場変動に起因する圧力変動 (絞り弁開度40%)

っている。

3.3. 翼振動にともなう衝撃波変位に起因する圧力変動

翼表面の非定常圧力変動測定値の中から、衝撃波位置変化の影響が最も強く現われた位置での翼振動成分の圧力変動振幅並びに位相差を取り出して、これらの翼間振動位相差と無次元振動数に対する

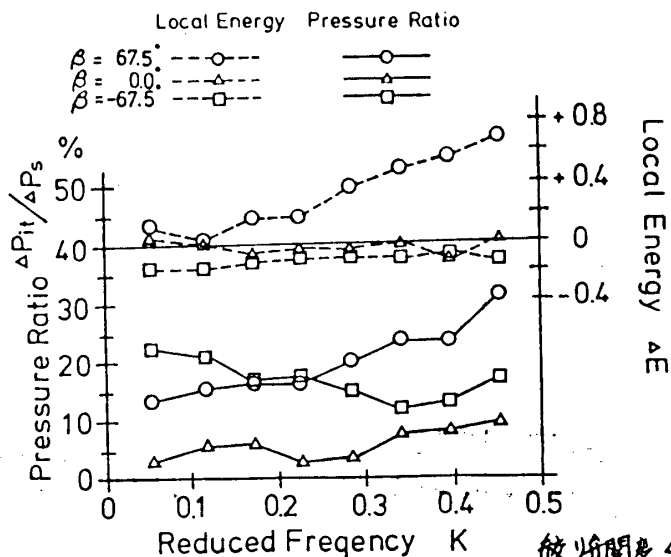


図9. 衝撃波の影響による変動圧力振動の静的圧力変化に対する割合

を示す。図8は圧力変動と位相差、図9は衝撃波による翼表面の静圧上昇 ΔP_s に対する圧力変動振幅の比と、圧力変動の翼振動に対する仕事を表わしている。正值は翼を励振し、負値は翼振動を減衰する働きをする。衝撃波変位に起因する圧力変動振動は、 $\beta = +67.5^\circ$ の場合、Kの増加とともに割合大きくなるが、 $\beta = \pm 67.5^\circ$ の値はKに対して似かよっている。これに対して $\beta = 0^\circ$ では振幅値が $\beta = \pm 67.5^\circ$ の約1/2～1/3程度であり、この割合はKの変化に対して殆んど一定である。位相差率は $\beta = -67.5^\circ$ の場合、Kに対して 200° とほぼ一定であり、 $\beta = +67.5^\circ$ ではKの増加にともない $150^\circ \sim 100^\circ$ とゆるやかに変化している。これに対して $\beta = 0^\circ$ ではKの変化に対し、 360° 間で大きく変化して、衝撃波変位が安定していない様子を示している。衝撃波の静圧上昇に対する圧力変動比は約16～25%程度であり、この値は圧縮機翼列の場合の60%と比較すると、その約1/2である。圧力変動の働きは、 $\beta = +67.5^\circ$ では翼の励振作用を、一方、 $\beta = 0^\circ$ と -67.5° では振動減衰作用をなし、翼間振動位相差によって、圧力変動は翼振動に対して異なる作用をなすことを表わしている。

4. 結論

超音速タービン翼列の空力減衰力に及ぼす翼間振動位相差の影響を調べる実験を、フロンガス環状振動翼列風洞を用いて行い以下の要約を明らかにした。

(i) 亜音速流出の場合、翼間振動位相差 β の非定常振動モーメントへの影響は明確でない。しかし、超音速流出の場合には $\beta = -67.5^\circ$ の方が $\beta = +67.5^\circ$ の場合よりも空力不安定となり、翼列フラッタが発生しやすい。また、超音速流出のマッハ数が増加するにつれて、空力不安定となり、翼列フラッタの発生する無次元振動数の範囲が広くなる。

(ii) 翼振動にともなう衝撃波変位に起因する圧力変動は、 β の相違により、その振幅が異なること。この振幅の衝撃波による静圧上昇に対する比は、約20%程度と圧縮機翼列の場合より小さいこと。圧力変動の翼振動に対する作用は β によって異なること。

参考文献 1) 小林, 航空宇宙学会誌31-354, P.345, 2) 小林, 第12回航空宇宙学会大会(84/6), NAL-TR-838
3) 小林, 機動誌, 840-13 (1984-10), 4) H. Kobayashi, 83-Tokyo-IGTC, 69 (1983.10) (84/10)

回転翼振動の非接触計測法の研究 (第V報)

(産業用ガスタービンの圧縮機動翼振動計測)

※松田 幸雄 (航空宇宙技術研究所)

遠藤 征紀 (航空宇宙技術研究所)

1. まえがき

圧縮機、タービン動翼の振動計測にはひずみゲージによるのが一般的であるが、この方法は回転する動翼表面にひずみゲージを付着し、その出力を外部に取り出すため種々の問題がある。我々は光ファイバー式センサをケーシング上に配置するだけで、非接触に全動翼の振動を同時に測定する新しい計測法を開発した。これについては既に第I報で計測原理、第II報で光ファイバー検出器について報告し、さらに第III報、第IV報にて計測装置、計測プログラムの概略及び計測例としてジェットエンジンのファン動翼の計測結果を報告した。

ここでは本計測装置を産業用ガスタービンの圧縮機動翼振動計測に用い、有益な結果を得たので報告する。

2. 非接触回転翼振動計測装置

図1に本計測装置の構成を示す。図で光ファイバーセンサ(以下Sセンサと言う)は、ケーシング上に被測定対象となる動翼に対向して装着する。Sセンサは動翼の通過を光学的に検出するもので、各動翼がセンサ前面を通過する度にフォトディテクタ出力として図2(a)に示すパルスを出力する。図2(a)にて実線を動翼の振動が殆ど無視できる状態(これを標準状態と言うことにする)とすれば、動翼の振動が大きい場合にはこのパルス出力は点線で画いたように時間的に前後に移動した形となる。

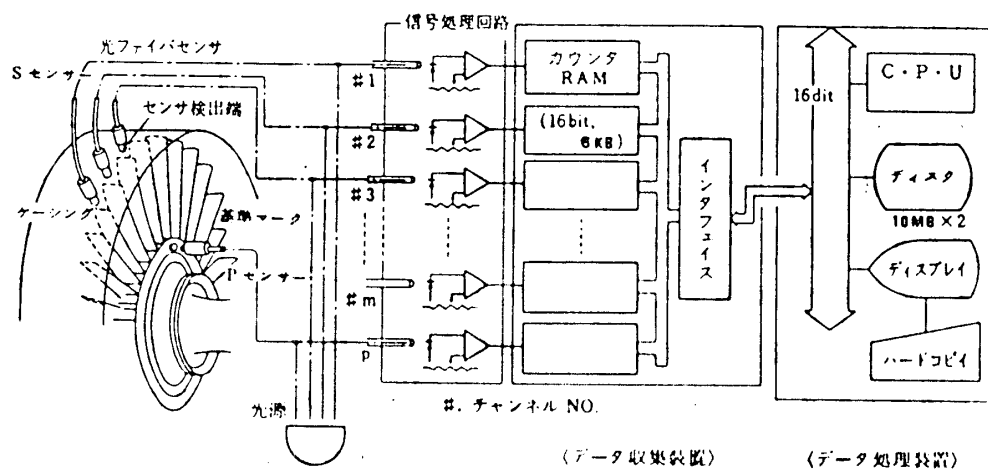


図1 非接触回転翼振動計測装置の全体構成

従って両者の時間差を測定すれば各Sセンサ位置での全動翼の変位が得られ、これを各動翼ごとに整理すれば図2(b)に示すように任意の動翼についての振動波形が求められる。ここで時間測定の基準にはロータなどの非振動部表面にマークを付け、この通過をSセンサと同様な基準マークセンサ(図1参照、以下Pセンサと言う)で検出して得られたパルス出力(以下基準信号と言う)を用いている。

図1にてデータ収集装置は各チャンネルごとに信号処理回路、カウンタ(16bit)RAM(6KB)を

持ち、計測開始とともにPセンサ出力よりSセンサの各動翼出力までの時間を、それぞれ内部クロック($0.1 \sim 10 \mu\text{s}$)でカウントしてRAMにストアする。計測終了後ストアデータはパラレル I/Oライン(30 m)を通じて計算機(DEC LSI-11/23, 256KB)を中心としたデータ処理装置に転送され、所定の計算を行ない、ディスプレイでの振動波形表示、計測データのディスクへのストアを行なう。計測開始より波形表示までの時間はチャンネル数、測定サンプル数、動翼枚数で決り、例として15チャンネル、サンプル数3回転分、動翼50枚では10数秒である。実際の計測ではデータ収集装置は被測定ガスタービンに近接して置き、データ処理装置は計測室等に離して設置し計測オペレーションを行なう。なお計測プログラムはオペレータが計算機と対話形式で簡単に測定を実行できるように作成してある。

3. 圧縮機動翼振動計測(その1)

3-1. 測定対象及びセンサ装着の概要

測定対象は産業用単軸ガスタービン(出力12MW)の圧縮機動翼で、本ガスタービンを発電用として運用する試運転と並行して動翼振動計測をおこなった。測定動翼は前側抽気ポート直前位置の第4段動翼である。Sセンサは内部ケーシングの上半部に14本、 5° おきに配置した。Sセンサの先端

は 3ϕ のステンレス管で、これを挿入、固定できるような構造のアダプタを製作し、ケーシングに加工した穴にまずこれをねじ込み、後にセンサを装着する方法を採った。図3にSセンサの装着方法を示す。また各Sセンサは本ガスタービンが2重ケーシングであるため、抽気室内を

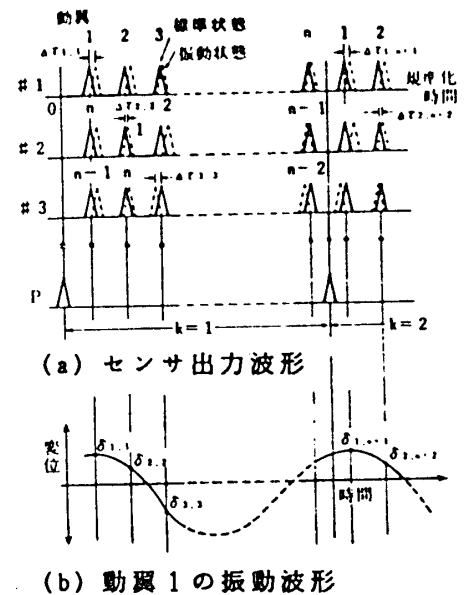


図2 回転翼振動計測原理図

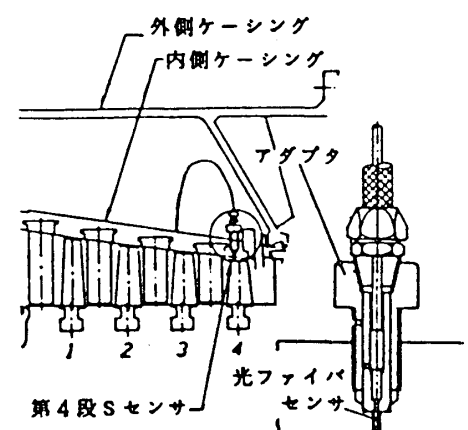


図3 Sセンサ装着方法

部に取り出している。このためセンサ導入部の耐熱性が必要となり、ここでは従来使用した外部被覆がビニールのを、金属螺旋管で覆う改修を施して使用した。また基準信号はロータ軸上に黒線を描き、他の金属部分より反射率が減少することを利用して得た。なお本計測ではデータ収集装置及び光源はガスタービン設置架台の下に置き、データ処理装置は10m程度離れた仮設の小屋内に設置した。

3-2. 計測方法と結果

本ガスタービンの運転スケジュールは起動後約9分で定回転制御領域に入るが、途中の点火開始時期の1000 RPM付近で一時回転上昇が止まる状態がある。この状態は回転数も低く、2.で述べた標準状態と推定できるので本計測ではこの状態で標準データを測定した。また動翼の振動が予想される点は、回転上昇中の3箇所の抽気バルブを閉じる点(3000, 3700, 4700 RPM)、一次曲げ固有振動と回転5次との共振点に近づく回転数(過回転トリップは6000 RPM付近なので事実上最高回転数)及び負荷投入時である。今回の被測定ガスタービンは無負荷試験、無負荷での過回転トリップ動作試験、起動試験、部分負荷

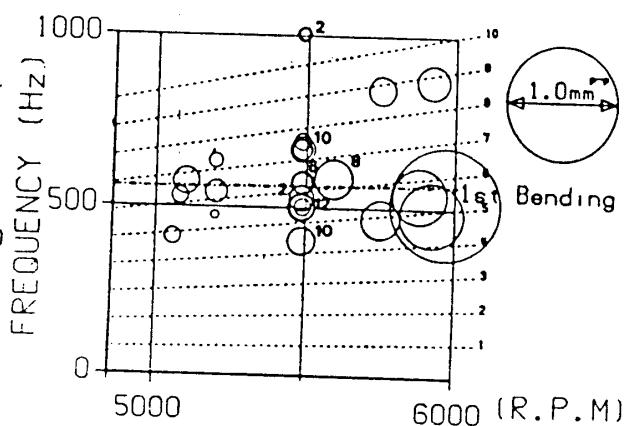


図4 動翼振動計測結果(1)

及び全負荷連続運転試験などを行ない、測定はそれぞれの運転中に約54点行なった。測定結果は3枚の動翼についてディスプレイ上に出した振動波形より、振動周波数、振幅を直接読み取り、図4に示すようなキャンベル線図上に表わした。図で細線で画

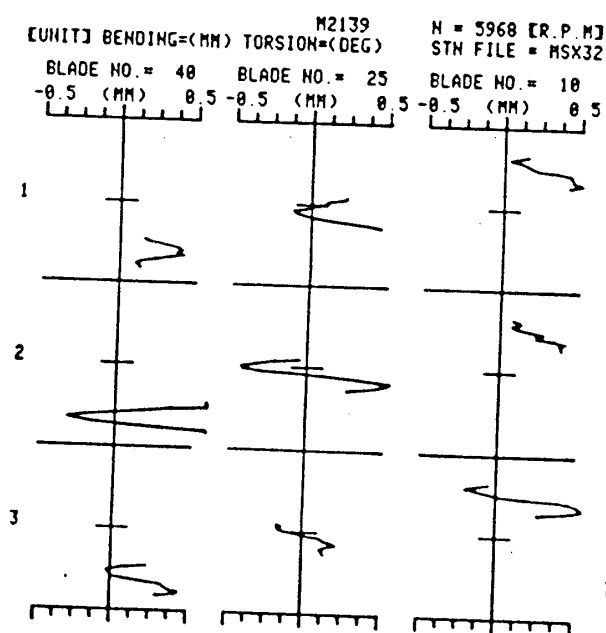


図5 振動波形出力例(1)

いた円は無負荷時の、太線で画いた円は負荷時の測定結果を示し負荷の値(MW)は円の上方に示した。これによれば5800 RPM以上で一次曲げ固有振動による振動が大きく、0.9~1.0 mm P-Pの振動が生じている状態の波形も観測された。図5にそのディスプレイ出力をしめす。他の点では負荷投入時も含めて振動振幅はかなり小さく、測定点以外では特に問題のある現象は見られなかった。なお振動周波数はディスプレイ上の振動波形を直接読み取って測定したもので、基本周波数成分しか読み取っておらず、また振動周

波数の値についてかなりの読み取り誤差が見込まれる。なお本測定では運転前に動翼先端をよく磨いておいたため各センサ出力は計測開始時にて 3~10 Vであったが、運転終了時では 0.1~0.5 V に減少していた。これは計測後のセンサ出力測定よりセンサの劣化ではなく、動翼先端の汚れによるものであることがわかった。

4. 圧縮機動翼振動計測 (その2)

4-1. 測定対象及びセンサ

測定対象は発電用ガスタービン (出力100 MW) の圧縮機第1段動翼及び第12段動翼で、その試運転と並行して動翼振動計測をおこなった。第1段動翼の測定ではセンサをケーシング上に直接装着できるため、センサには従来のものを15本そのまま使用し、装着方法も3-1と同様な方法で行なった。しかし12段動翼の測定ではセンサ先端の温度は 350~400℃程度になると予想され耐熱性が要求されること、また内部ケーシングへの装着方法、外部に取り出す方法等の問題がある。光ファイバセンサの耐熱性はセンサ先端で多数の光ファイバ素線を固着する接着剤の耐熱性でほぼ決まる。従来のセンサでは耐温度が 100℃程度で、高温下ではこれが溶出してセンサ前面を覆ってしまうため使用できない。ここでは耐高温用として用いられるガラスレジンの接着剤でセンサを試作し、センサ先端を高温の気流に晒す方法で耐温度性能を調べたが、400~410℃の範囲で約20時間の試験に対してもセンサ出力の低下は認められなかった。しかしこの接着剤は使用法が難しく、一定の穴径に挿入固着できる光ファイバ素線の本数が通常のものに比べ少なくなり、またその製作上のバラツキも大きい欠点がある。次に本センサの装着位置は内部ケーシングと直角にセンサを挿入することが難しく、抽気室の側壁から斜めに挿入する形となる。またセンサは3.と同様に抽気室内を

通って抽気管より外部に取り出す方法をとるが、抽気室内はセンサ先端と同程度の環境であり、同時にフレキシブルに配管する必要がある。以上より12段動翼測定用Sセンサとして図6に示すような形状のものを製作した。図で抽気室を通して抽気管に至る部分は、耐熱性及び可換性の点より鈍し銅を用いた。また外部への取り出しは抽気管の出口にてセンサを半割れの平板で挟み込み接着剤で固定した。なお抽気管の内径が狭いため取り出せるセンサは一箇所につき一本まで、この制約から測定に用いたセンサは計測本に限定された。

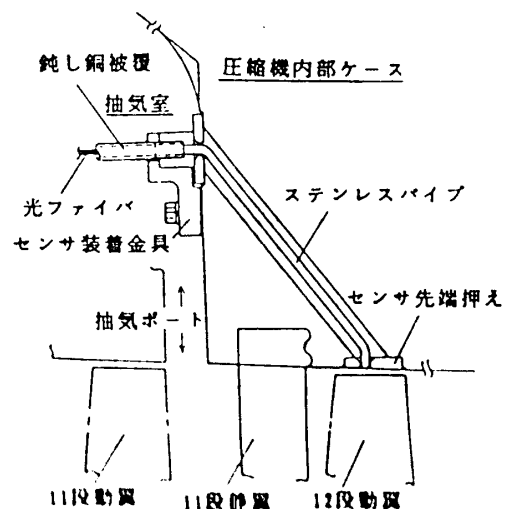


図6 12段用Sセンサ

4-2. 計測方法と結果

本ガスタービンではガスタービン着火運転の前に起動モータのみで運転する状態（バージング）がある。バージングでは 2600 RPM 付近で定回転の状態が数分続くため、この状態を標準状態と推定して標準データを測定した。今回の試運転では無負荷及び負荷試験を 9 回ほど行ない、第 1 段動翼では全体として 124 点余を測定した。

しかし 12 段動翼の測定では製作したセンサの内 3 本が使用前の出力測定時で既に所定の性能を示さず、また測定中に内部ケーシングのセンサ装着部分に不具合が生じた為、有効な測定結果を得ることはできなかった。以後第 1 段動翼の測定結果についてのみ述べる。

図 7 は第 1 段動翼の測定結果を図 4 と同様に示したものである。これによれば 1 次曲げ固有振動と回転 4 次との共振点が存在する 6800 RPM 付近にて 0.2~0.35 mm P-P の振動が、また負荷投入時の 7500 RPM 付近での 2 次曲げ固有振動による 0.2~0.25 mm P-P の振動が顕著である。図 8 にディスプレイ出力を示す。次に S センサの出力は測定開始時で 2~6 V であったが、終了時で 0.5~1 V と減少した。これは 3. と同様にセンサ自体には劣化はみられず、運転中の動翼の汚れによるものではないかと思われる。また 12 段動翼のセンサでは測定開始時で 1~4 V、終了時で 0.3~0.6 V であった。ここで本センサの装着位置付近の温度（11 段静翼）は 7000 ~ 7500 RPM にて 320~360 °C であったが、測定終了後のセンサ先端の状態に熱的な損傷があった形跡は見られず、予定通りの耐熱性が確認できたものと思われる。

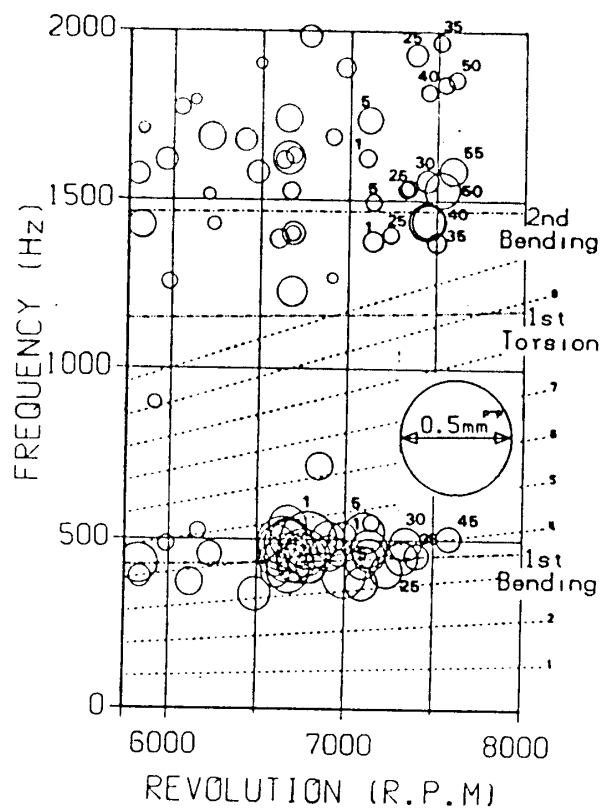


図 7 動翼振動計測結果

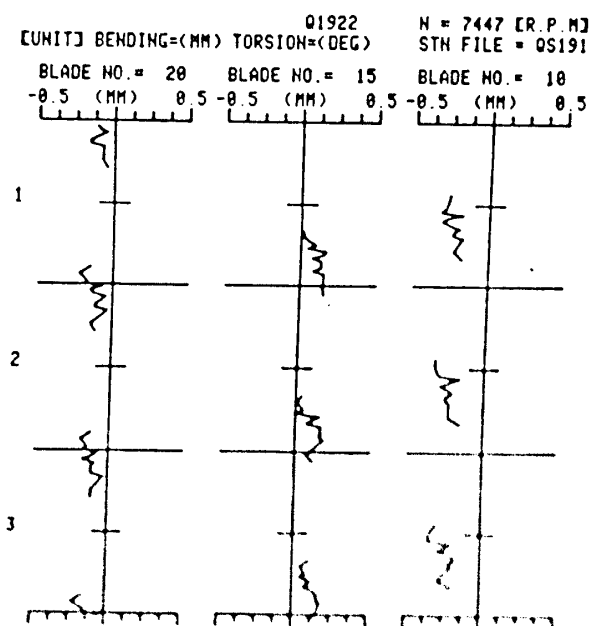


図 8 振動振幅出力例 (2)

5. まとめ

非接触回転翼振動計測装置を2種類の産業用ガスタービンの圧縮機動翼振動計測に用いて、それぞれ多数の測定点での振動周波数と振幅を計測した。これによれば振動の顕著な例は何れも1次曲げ固有振動によるものであり、他に2次曲げ固有振動と思われる測定例もあった。本計測では2重ケーシングを持つガスタービンを測定対象としたが、センサの装着方法、センサ先端及び導入部分の耐熱性、外部への取り出し方法など、主にセンサについて解決すべき問題があった。特にセンサを確実に装着する必要性を実例によって再認識した。確実性を高めるには測定対象の設計製作時からセンサ装着の検討を行なっておくことが望ましい。また光センサは汚れによる性能劣化が欠点であるが、本計測では動翼先端の運転中の汚れが予想以上であり、長時間の測定を行なうには何等かの対策が必要と思われる。なお本研究は通産省工業技術院が実施する「ムーンライト計画」のもとで行なった。また本計測を行なうにあたって、高効率ガスタービン研究組合、特に杉山晃氏及び兼田年光氏に多大な協力をいただいたことを記しここで感謝いたします。

参考文献

1. 遠藤征紀、松田幸雄、松木正勝「回転翼振動の非接触計測法の研究（第Ⅰ報）」
第23回自動制御連合講演会前刷（昭和55年11月）
2. 松田ほか「回転翼振動の非接触計測法の研究（第Ⅱ報）、動翼先端検出器の研究」
機械学会講演論文集 No.810-6('81-4, 第58回期通常総会・流体工学、流体機械)
3. 遠藤ほか「回転翼振動の非接触計測法の研究（第Ⅲ報）、ファン動翼振動の計測」
第9回ガスタービン定期講演会講演論文集 昭和56年6月 B-5
4. 遠藤他「回転翼振動の非接触計測法の研究（第Ⅳ報）、ソフトウェア及び計測例」
航空宇宙学会 第22回航空原動機に関する講演会前刷 昭和57年2月
5. 遠藤、松田ほか「ファン動翼振動計測装置の試作」航空宇宙技術研究所資料
TM-471 1982年9月
6. Endoh M., Matsuda Y., Matsuki M. "Noncontact Measurement of Rotating Blade Vibrations", Proceedings of 1983 Joint Tokyo International Conference,
83-TOKYO-IGTC-123
7. 松田ほか「動翼振動監視装置の研究（Ⅰ）、光ファイバによる動翼先端検出器」
航空宇宙技術研究所資料 TM-535 1984年7月

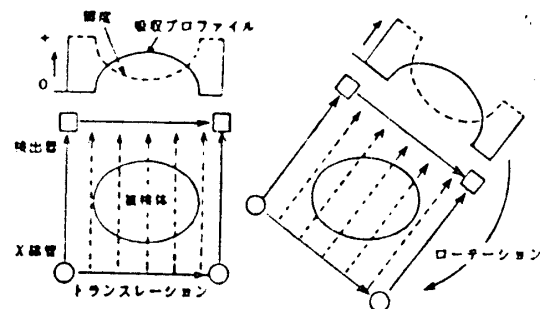
*

古田 豊明、高原 北雄（航空宇宙技術研究所）

1. まえがき

コンピュータトモグラフィ（断層撮影法、CT）は医療用として進歩をとけ、近年広く非破壊検査、非接触測定分野でも適用されるようになってきた。次章に述べる如く、CT装置は電磁波等の放射源、検出器、回転装置、データ処理システムで構成されるので、医療用の総合システムの場合は高価であるが、創意工夫によってはそれほど巨額な費用を要しないで応用できる場合もある。

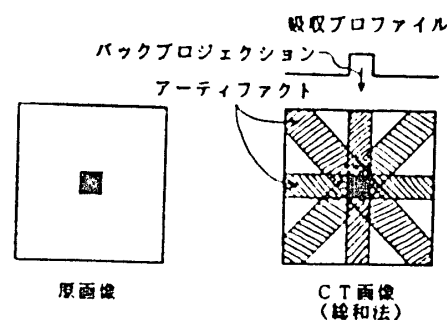
タービン冷却翼は冷却性能の向上のために内部に微細で複雑な冷却通路が形成される。精密製造法等で製作される翼の検査は通常X線写真で行なわれている。CT技術を適用すれば、原理的にはさらに詳細で必要十分な非破壊検査を行なうことができる。航技研ではX線CT装置によって固体ロケットモータの非破壊検査等の研究が進められている¹⁾。ここではこの装置を用いFJR710ターボファンエンジン第1段動翼の実機大模型（エポキシ樹脂製）の非破壊検査を試みた結果を報告する。



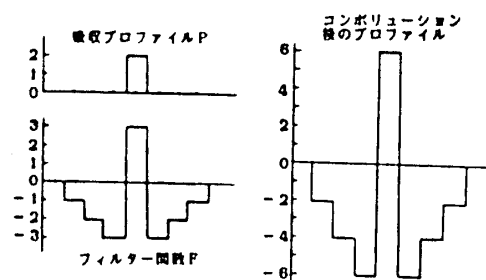
a. プロジェクション（投影データ）

2. CTの原理（重畳積分逆投影法）

図1 a、b、cにCTの最も一般的な方法の簡単化した例を示す^{2,3)}。図aのように対向するX線管と検出器を被検体を通ずるように一定方向に走査する（トランスレーション）と検出器の出力分布は透過強度（輝度）として図の上方に示す分布となり、被検体の密度分布は吸収プロファイルに示すようになる。この手続きを投影（プロジェクション）と称する。透過強度の対数は密度の積分平均に対応する。さてX線管-検出器の系（または被検体）を少し回転させて（ローテーション）同様なトランスレーションを行なう。こうして十分小さい角度毎に吸収プロファイルデー



b. バックプロジェクション（逆投影法）



c. コンボリューション（重畳積分法）

図1 CTの原理

タを一回転または半回転まで採る。図bに画像の再構築を示す。原画像の一つの吸収プロファイルを採取した方向で画像全体に描く。図示の例では、左右全体に広がる吸収プロファイルを上端から下端まで描くと縦方向に一本の帯状分布ができる。この手続きを逆投影（バックプロジェクション）と呼ぶ。この逆投影をデータ採取の角度それぞれについて描いたもの全部を重ねると右図のようになる（総和法）。これには原画像と対応して被検体が描かれるが、アーティファクトと記す不要な線が同時に描かれる。

図cはこの不具合を補正する方法を示す。吸収プロファイルPに対しフィルター関数Fを導入し、Fを検出線の左端から右端まで一掃づつ移動させ、各位置のFについて $P \times F_i$ を実行する。これをすべて加算する（重畳積分（コンボリューション））と右に示す分布となる。このプロファイルについて図bの方法で画像の再構築を行なうと適切なフィルター関数ではアーティファクトのきわめて少ない画像が得られるはずであるが、実際にはX線源、回転系、検出器等の不具合が存在するので、問題に応じてハード/ソフト両面で修正を要する場合が多い。

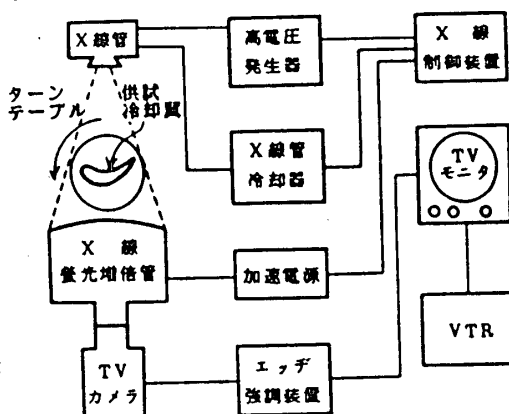


図2 X線TV透視装置構成図

3. X線CT装置

用いたCT装置の構成を図2に示す。前章の原理に基づいているが、X線源がペンシルビーム

（図1a）でなく、ファン（扇形）ビームであること、検出器にX線蛍光増倍管（イメージインテンシファイア）を用いているので投影データが二次元分布として得られることに差異がある（X線TV透視法）。また被検体のタービン翼はター

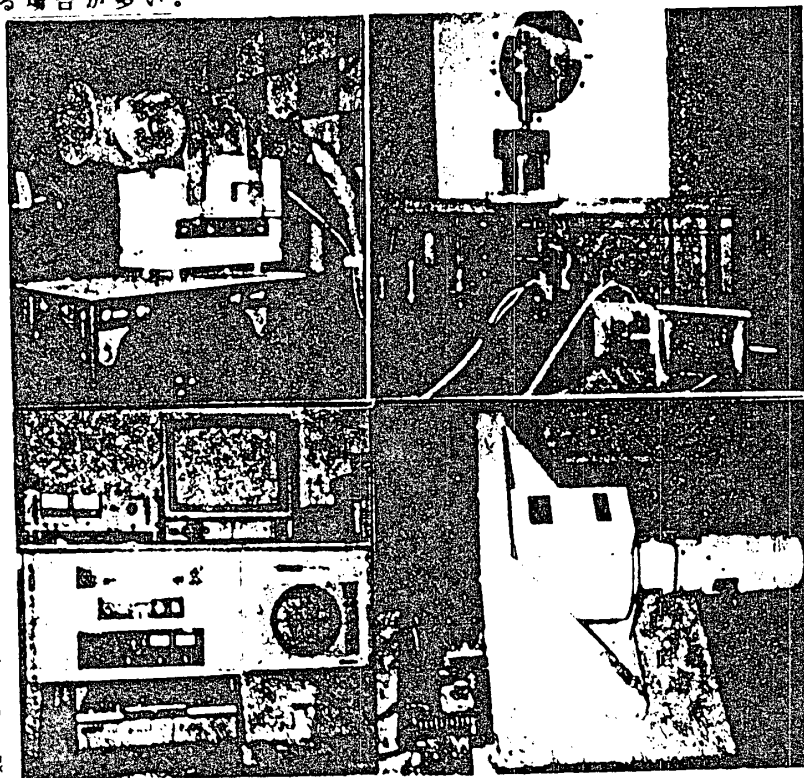


図3 X線TV透視装置外観

左上より時計まわり a. X線源 b. ターンテーブル、供試体、(I. I.)
c. (I. I.), TVカメラ d. X線制御装置, TVモニター, VTR
* (I. I.): イメージインテンシファイア

テーブル上に設置され、ステッピングモータ駆動で回転される。今回の試験では設定角度を1°ピッチで半回転(180回)とし、一つの角度を約5秒持続させて微小な時間で次の角度に移る(一つの角度で合計5秒となる)ようにした。投影データはUタイプのVTRテープに記録された。図3に装置の外観を示す。X線源は25~160 kV(可変)であり、X線蛍光増倍管は6インチ外径である⁴⁾。投影データが二次元であることから任意の一本の線を選択して断層図を作る手順を繰り返せば、被検体の内部構造が三次元的にすべて明らかとなる。

4. データ・画像の処理・表示装置と断層図作成手順

VTRテープに採取された投影データ群から各角度位置における吸収プロフィールを集め、コンボリューション、バックプロジェクションを実行して断層図を作り、さらに画像処理・表示を行なうコンピュータシステムについて述べる。

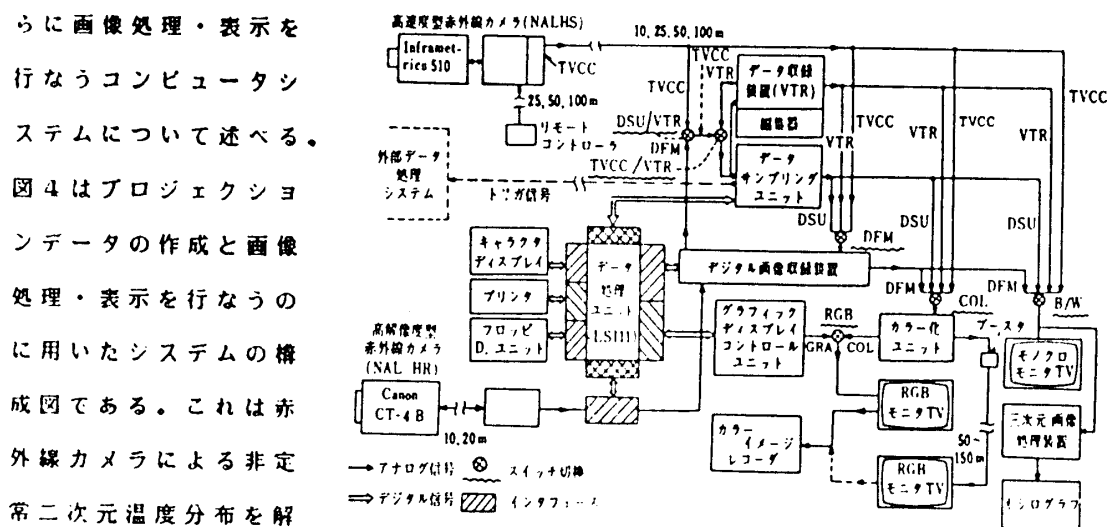


図4 データ・画像の処理・表示装置構成図

であるが、TV信号または二次元マトリクス状のスカラ量のデータファイルを画像処理・表示できる⁵⁾。

図5に外観を示す。主要な構成部品は中央演算処理装置のLSI11/23(32Kワード、96Kワード延長メモリ付)

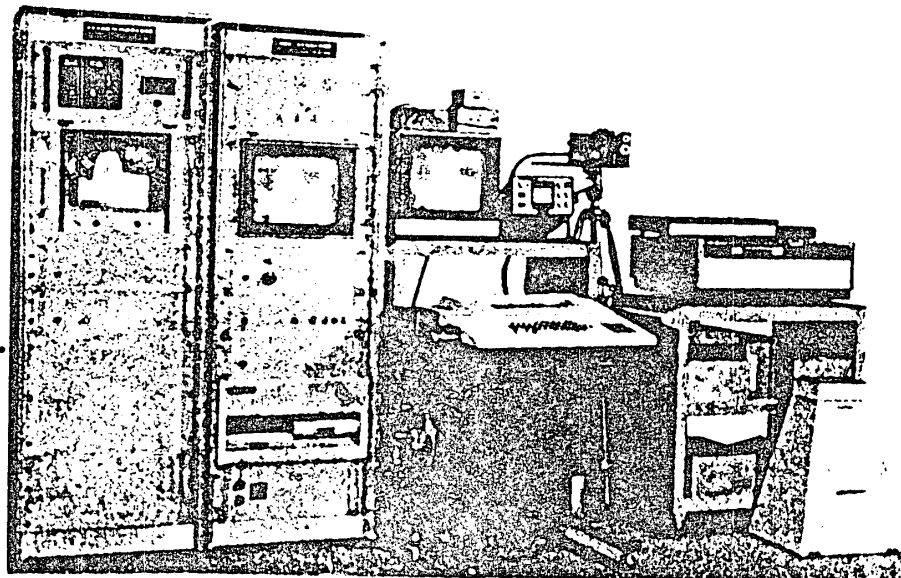


図5 データ・画像の処理・表示装置外観

と画像収録装置のフレームメモリ（512×480×8ビット）であり、カラー化ユニットで画像を12階調に擬似カラー化している。画像の処理・表示のためには各種ソフトウェアが作っており、必要に応じて適当なライブラリを利用できるが、問題に特有な処理についてはフォートランでライブラリを使いながらソースプログラムを作成する⁶⁾。

図6は断層図作成のための一連の手順を示す。VTRテープを再生し断層位置の指定を行なって、5秒おきに一本の線上の値（50回の加算平均〔50×1/60=5/6秒間〕）を採取し、180回繰り返して投影データファイル（I）を作る（180×241点）。前処理では値のスケーリング（輝度分布→吸収プロファイル等）、値の空間的補正、試料の回転中心とデータの中央位置を一致させる処理等を行なう（データファイル（II）完）。重畳積分と逆投影の演算は時間がかかるので、ファイル（II）をフロッピに移し、ミニコンVAX11/750で行なう。この例では一枚の断層図作成に約20分を要した。この結果をLS111のシステムで表示し、拡大、スケーリング等を行なって最終図を得る。

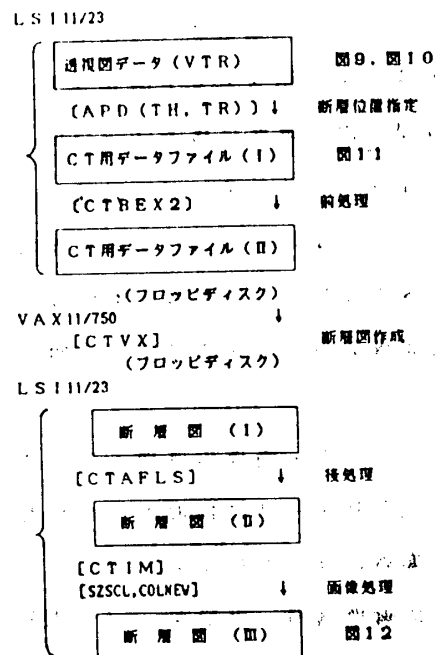


図6 断層図作成のソフトウェア手順
[] : プログラム名

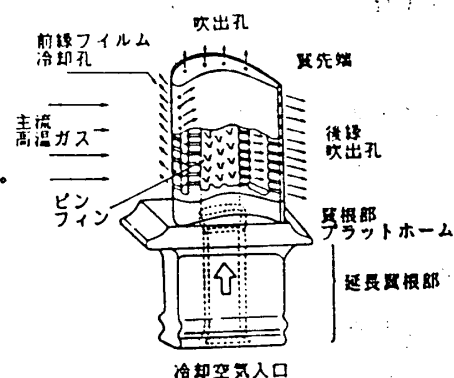


図7 供試タービン冷却翼の構造概念図

5. 供試翼

X線源の最高電圧値（160kV）でも実験翼（超耐熱合金製）では透過強度が不足であるため、試験は光弾性試験のために作成したエポキシ樹脂製模型翼についておこなった⁷⁾。供試翼の冷却構造は中実翼（実験では翼高方向に円形断面の小さい冷却孔が多数あり）と中空翼である。図7に中空翼の冷却構造を示す。翼弦長は19mmで肉厚は1.5mm程度であり、翼部高さ33mm、延長翼根部高さ28mmの合計翼高さは61mmである。図8に翼の外観を示す。

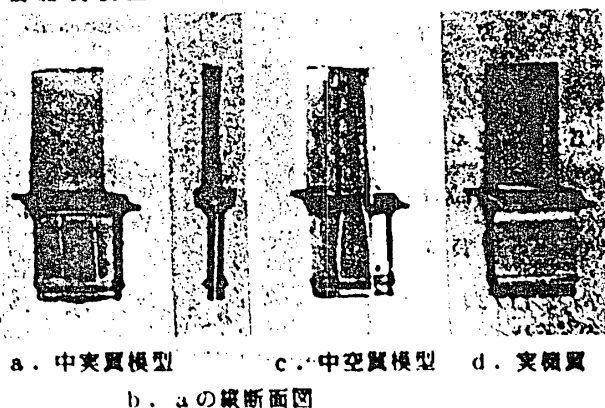


図8 供試タービン冷却翼外観

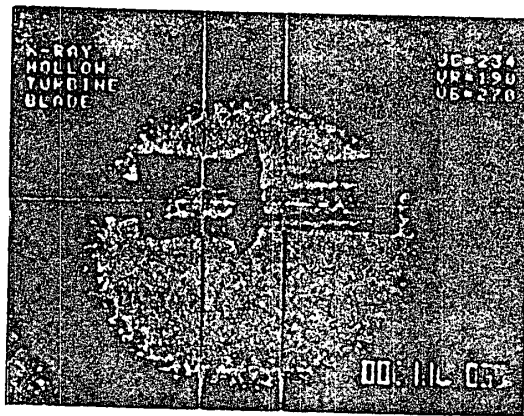


図9 中空翼透視図

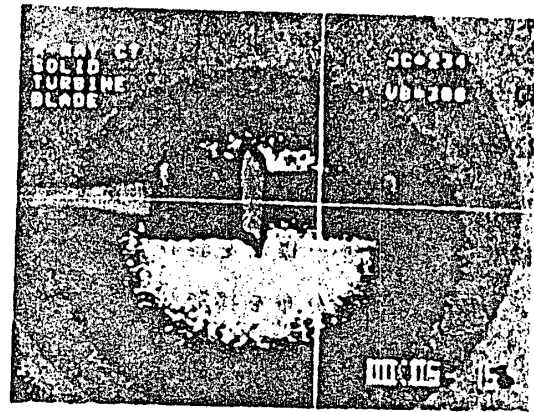


図10 中実翼透視図

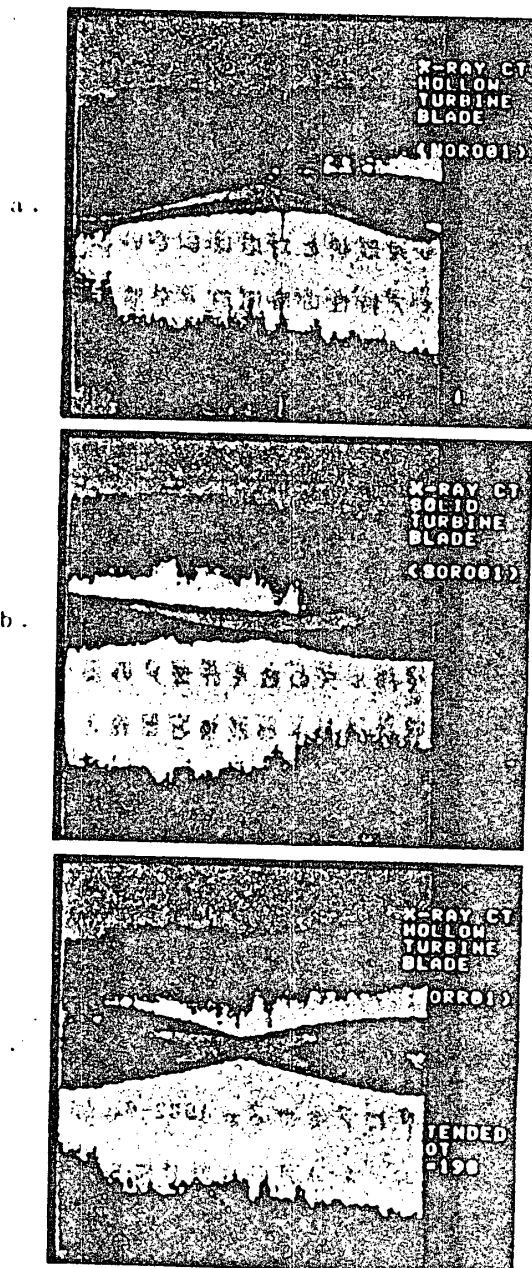


図11 CT用データファイル(1)

a. 中空翼 b. 中実翼 c. 延長翼根部

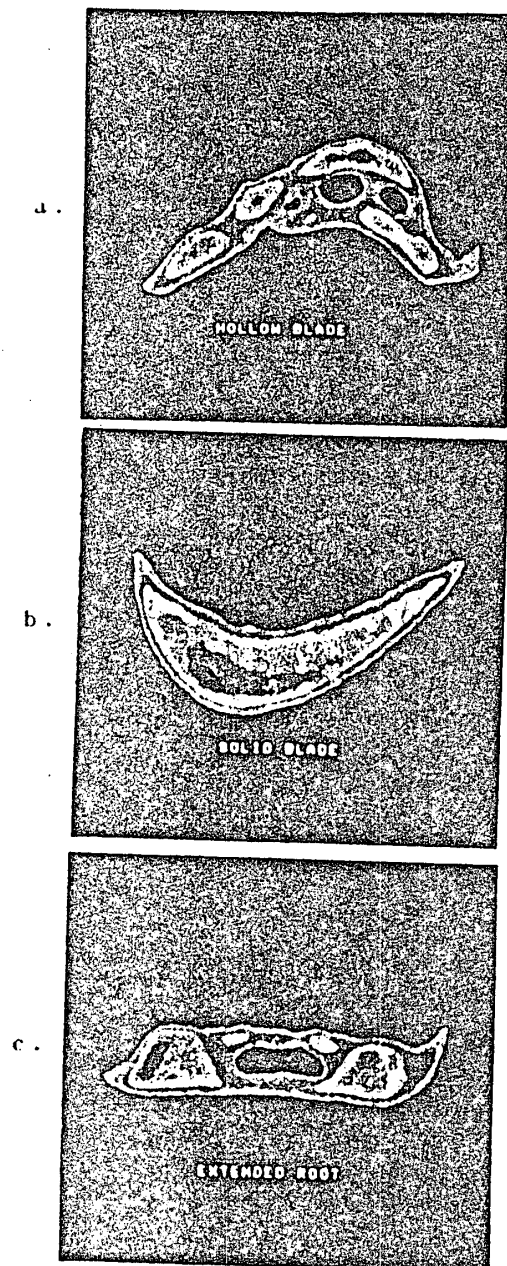


図12 最終の断層図(III)

a. 中空翼 b. 中実翼 c. 延長翼根部

6. 試験結果と考察

図9、図10にそれぞれ中空翼、中実翼のX線透視図を示す。両図ともに白い水平線は模型の回転中心線を示し、垂直の白線は断層図作成位置を示す。オリジナル写真はカラーで透過強度の二次元分布がより鮮明に認められるが、同心円状のパターンはX線源の空間的非一様性を表わすもので前処理においてこの影響は補正した。図11 a、b、cは輝度分布を採取したオリジナルのデータファイル(1)(図6参照)であり、横軸が角度(時間)変化軸で縦軸は図9、図10の垂直白線位置と対応している。3種の図いずれにおいてもX線源と検出系、記録系での時間的変動が現われている。この影響も前処理において補正した。図12 a、b、cに最終的な断層図を示す。理想的には2階調(冷却孔の部分は平均的な密度として中間調になるとすれば3階調)すなわち空隙部と翼材部の画像となるべきであるが、肉厚の大きさに応じて階調の変化が見られる。非破壊検査の目的には空隙部の輪郭が明確に出ればよいので翼材部の階調の変化はそれほど欠点ではなく、必要なら2値化を行えばよい。しかし、結果としての断層図の輪郭は凹凸があり、かつ肉厚分布も実形状と対応はしているものの、忠実に再現されてはいない。すでに述べたハードウェア特性の時間的・空間的ゆらぎとソフトウェアにおけるフィルタ関数、各種補正になお改善すべき事項がある。ハード/ソフト両面から推測される空間的分解能はこの場合、約0.5mmである。

7. あとがき

実機翼の非破壊検査を行なうためにはX線源の強さがさらに大きいものを必要とするが、一連のハード/ソフトの構成は同じでよいから、試みとしては一応見通しを得たと思われる。この種の検査では投影データ取得のために要する時間はある程度長くてもよいから、放射源として透過力、時間的安定度(パルス数を計量)のよい γ 線を用いる方法は大変有望である。本システムのハード/ソフトの改善とこれらの検討はこれからの問題としたい。本試験に際しては宇宙グループ 清水盛生、藤原 勉、伊藤克弥の諸氏、上智大学の池谷 大氏の御協力を得た。ここに謝意を表わしたい。

文献

- 1) Shimizu, M. ほか7名、Proc. of the 14th Int'l Sympo. on Space Tech. and Sci. Tokyo, 1984-5, 83.
- 2) 柳島律製作所、X線コンピュータ断層装置入門—機器編—、SX-1105.
- 3) 阪上ほか2名、工業用簡易CTシステム、インターフェース、1982-6, 168.
- 4) 藤原ほか4名、航技研報告 TR-730, 1982-8.
- 5) 三村ほか4名、航技研資料 TM-514, 1983-6.
- 6) 古田、航技研資料 TM-531, 1984-5.
- 7) 古田ほか3名、航技研報告 TR-427, 1975-9.

・小河昭紀 (航空宇宙技術研究所)

祖父江靖 (航空宇宙技術研究所)

1. まえがき

近年、航空用ガスタービンは、高温、高負荷化の傾向にある。そのため、タービンディスクに代表される高温部回転要素に発生する大きな熱応力を、軽減するために、ディスクのボア部厚さを増す結果となっている。しかし、非定常熱応力の観点から、ボア部の肥大化は、熱衝撃の危険を生ずるため、ディスク全体の冷却設計も含めて総合的に考えねばならない。本報では、ボア部の冷却（2次空気による）が、非定常熱応力におよぼす影響を知るために、航技研で開発を行なっているSTOL実験機用 FJR710/600Sエンジン（2軸ターボファン推力5トンクラス）1段高压タービンを例にとり、ボア部周辺の熱伝達率を $40 \sim 4000 \text{ Kcal/m}^2 \text{ h}$ の範囲で、変化させた場合の、離陸時非定常熱応力変化を、軸対称有限要素法により、数値シミュレーションを行なって調べた。この結果、非定常熱応力のピーク値を、最小にする最適の熱伝達率が存在する事、及び、これによって非定常熱応力を著しく低減させ得る事がわかった。

2. 非定常熱応力解析法

タービンロータ等の、比較的複雑な回転体の非定常熱応力解析を行なう際、考慮せねばならぬステップとして、次のものがあげられる。 a) ロータ各部の熱伝達率等の境界条件の推定。 b) 熱伝達方程式の数値解法の選択。 c) 求められた温度場から、熱応力を計算する方法の選択。タービンロータの熱伝達率の推定について、これ(1)～(5)まで多くの研究が実験又は解析的に行なわれて来た。熱伝達率に影響を与える因子として、回転数、シュラウド及び隣接ディスクの有無とその間隔、冷却空気速度、冷却空気流れのパターン等の多数のものが存在し、その影響も非線形で、変化も激しい。このような事情のため、実際のタービンロータの熱伝達率を正確に求める事は困難であるが、簡単な形状のロータについて計算式がいくつか提案されている。ディスクの非定常温度及び熱応力計算法として現在では有限要素法 (FEM) が汎用性、柔軟性及び安定性の点から広く用いられている。最近の傾向として、高次のアイソパラメトリック要素を用いて、少ない分割で計算を行なう方向にある。しかし、弾性率、熱膨張率、熱伝導率等の物性値が温度によって変化し、その影響が無視できない場合（弾性率、熱膨張率の温度変化が熱応力に大きな影響を与えるケースが J.H. Allen によって報告(6)されている。）十分に細かい分割を用いる必要がある。時間に関する離散化手法として、Crank-Nicolsonの差分式がよく用いられる。適当な時間増分を使用することで、非定常温度計算には比較的精度良く使用できる。

3. 解析タービンモデルと解析条件

第1図に、解析例として FJR710/600Sの高圧タービン1段、2段ロータ部を示す。燃焼器及び静翼等の周辺構造は示されていない。空冷タービン翼で、冷却空気は図中矢印の示す方向に流れる。負荷条件として2つの状態(クーリングと離陸最大出力)を考え、クーリング定常状態から離陸出力への移行はステップ状に切り替わるとして、回転数およびディスク各部の熱伝達率、雰囲気温度そして動翼部から、ディスクに流入する熱量は第2図に示されるような変化をするとした。解析は前段の高圧1段タービンディスク部について実施した。2段ディスクから1段ディスクへの流入熱は無く、スペーサ中央部の挟み角をゼロとして計算を行なった。動翼及びボルトナットによる遠心力を考慮した。第1(b)は、FEMの分割モデルを示す。使用要素は、線形3角形要素で計659要素、411節点になる。FEM解析中で剛性マトリックス等の計算に必要な積分計算は総て解析的に実施し、数値積分による誤差を除いた。ディスク各部の熱伝達率は、第3図に示す α_B 、 $\alpha_1 \sim \alpha_{10}$ の区間に分けて入力した。表1に、クーリン

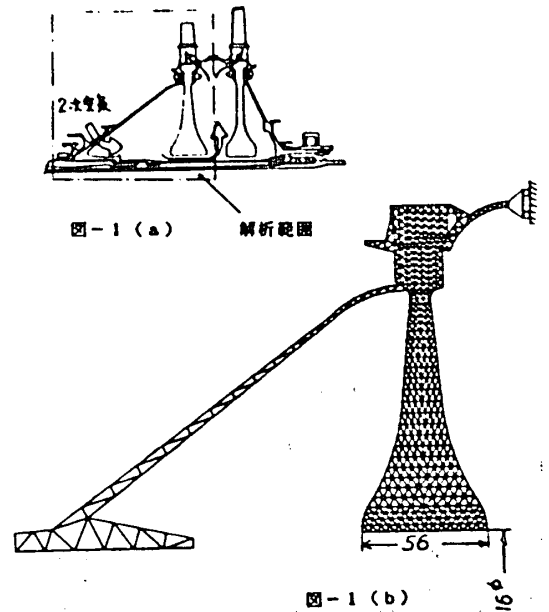


図-1 解析タービンモデル

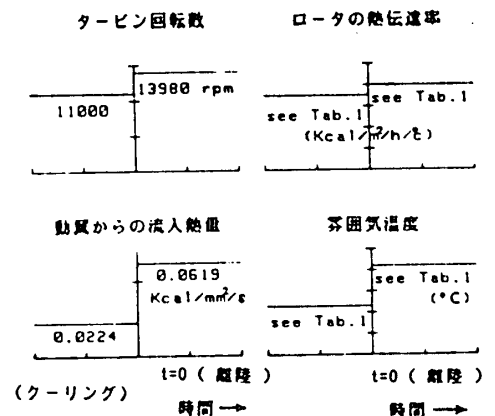


図-2 タービン回転数及び境界条件の時間変化

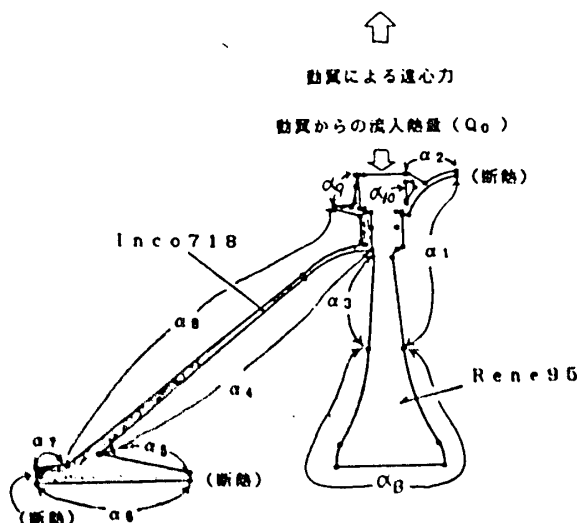


図-3 境界条件

	熱伝達率計算式 (単位)	熱伝達率 クーリング (Kcal/m²h°C)	雰囲気温度 クーリング (°C)
α_B	$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}$ [7] $\alpha_m / \alpha_{m0} = 1.11 \left[\frac{Re^{0.2}}{(L/d)^{0.2}} \right]^{0.275}$ $Nus = 0.195 \sqrt{Ta} Pr^{1/4} : \alpha_0 = \alpha_m = \alpha_5$	(350)(400)	230 421
α_1	$\bar{Nu} = 0.07 C_w Re^{1/2}$ [3]	450 500	245 444
α_2	$Nur = 0.0151 Re_r^{0.8}$ [7]	200 220	275 493
α_3, α_5	$\bar{Nu} = 0.57 G^{0.38} Re_r^{0.77} E^{0.61} (M/T)^{0.12}$ [3]	430 480	230 421
α_6	α_8 と同式	53 70	68 153
α_7	$\bar{Nu} = 0.0157 Re^{0.8}$ [1]	100 120	184 337
α_8	"	150 160	233 426
α_9	$Nur = 0.0268 Re AL(K_v, x) Pr^{0.6}$ [4]	250 300	285 505
α_{10}	$Nud = 0.94 Pr^{0.4} Re_D^{0.5}$ [9]	500 550	245 444

表-1 タービンロータの熱伝達率と雰囲気温度

グ及び離陸時の熱伝達率と計算式又は引用データ文献を示す。ボア部の熱伝達率として、350 (クーリング), 400 (離陸出力) $\text{kcal/m}^2 \text{h}$ の値が推定されたが、解析では40~4000までの範囲について変化させた。表2

	Inco 718			Rene 95		
	20	300	500	20	300	500
ヤング率 (kg/mm^2)	20800	19200	17100	21090	19760	18700
比重 g/cm^3	8.22	8.22	8.22	8.19	8.19	8.19
ポアソン比	0.294	0.275	0.273	0.3	0.3	0.3
熱膨張率 ($\text{mm/mm}^\circ\text{C}$)	1.29×10^{-5}	1.38×10^{-5}	1.47×10^{-5}	1.197×10^{-5}	1.251×10^{-5}	1.314×10^{-5}
比熱 ($\text{Kcal/kg}^\circ\text{C}$)	0.1029	0.1206	0.1287	0.0967	0.1170	0.1175
熱伝達率 ($\text{Kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$)	4.32×10^{-3}	5.25×10^{-3}	5.74×10^{-3}	8.45×10^{-3}	11.66×10^{-3}	14.14×10^{-3}

表-2 材料物性表

に、タービンディスク材料と各種物性値を示す。解析に於いては、弾性率、熱膨張率、ポアソン比の温度変化を要素毎に考慮したが温度伝導率、比熱等の温度計算に必要な物性値は200 $^\circ\text{C}$ の値を用いた。予備解析で、これによる誤差は最大で1 kgf/mm^2 以下であった。時間増分は、0.25秒に選んだ。これによる計算上の不安定は見られず、長時間後に定常値に収れんした。

4. 数値解析結果

第2図に示す境界条件変化を与えた場合の温度分布と、応力分布 (σ_θ) の代表例を第4~第7図に示す。第4図は、ボア部の熱伝達率 (離陸) $\alpha B = 400 \text{ Kcal/m}^2 \text{h}$ で、45秒経過した後の等温曲線を示す。ボア部及びリム部に、低温核が見られる。その時の非定常熱応力を第5図に示す。最大応力は、ボア部内部に見られる。ちなみにクーリング定常状態での最大引張応力はボア底面に存在した。最大圧縮応力は、リム部のシール部先端に発生している事が示される。この後、非定常熱応力は定常状態へと減少してゆく。第6図は、離陸最大出力での定常状態の温度分布、第7図は、その応力分布を示す。最大引張応力はボア底に、最大圧縮応力はリムの上面に移っている。 $\alpha B = 40, 300, 4000 \text{ Kcal/m}^2 \text{h}$ の各ケースについて、最大非定常応力の時間変化を第8図に示す。 $\alpha B = 40$ の場合、180秒で最大応力に達した後、定常値まで漸減する典型的变化を示す。 $\alpha B = 4000$ の場合16秒で最大に達した後、急激に低下し、

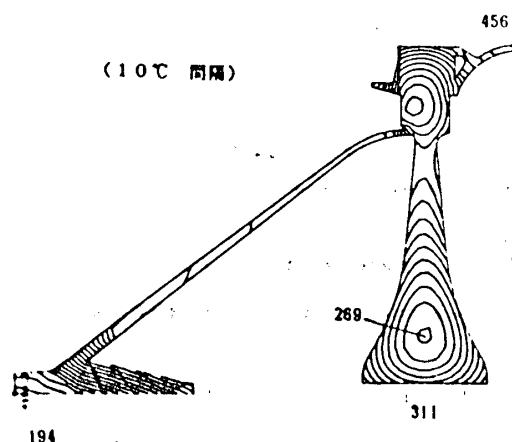


図-4 離陸から4.5秒後の温度分布
($\alpha B = 400 \text{ Kcal/m}^2 \text{h}$)

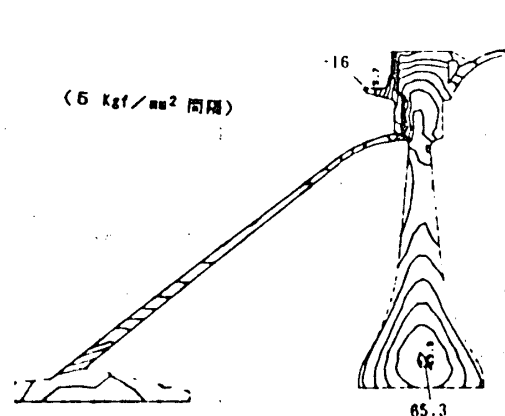


図-5 離陸から4.5秒後の応力 (σ_θ)
($\alpha B = 400 \text{ Kcal/m}^2 \text{h}$)

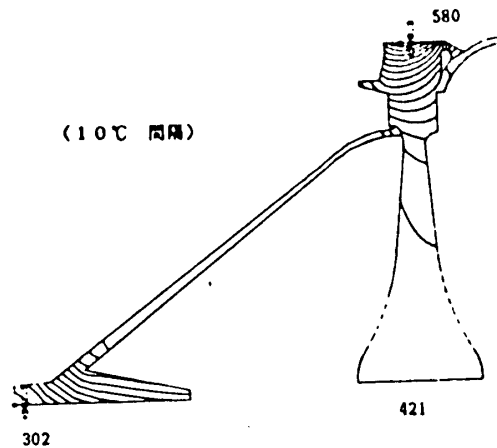


図-6 離陸出力での定常状態温度分布
($\alpha B = 400 \text{ Kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$)

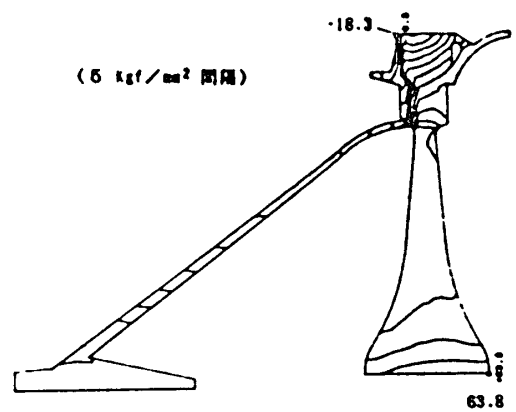


図-7 離陸出力での定常状態応力 (σ_θ) 分布
($\alpha B = 400 \text{ Kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$)

その後定常応力へ漸増する。 $\alpha B = 300$ の場合、両者の中間的状態変化を示すが、ピーク値の後に応力低下の谷がわずかに存在する。ピーク値について比較すると、 $\alpha B = 40$ が最大で、4000, 300 の順になる。これより、ピーク非定常応力が最小になるボア部熱伝達率が存在すると考えられる。なを同図において破線は遠心力によるボア底での接線応力を示す。解析例は冷却翼構造で高回転のため遠心力に起因する応力割合は大きい。

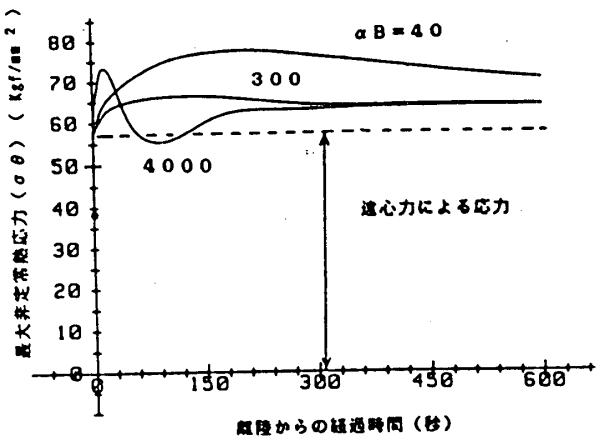


図-8 最大非定常熱応力 (σ_θ) の時間的変化

第9図は、ボア部熱伝達率 αB を横軸に、ピーク非定常応力と定常熱応力（遠心力分を除いてある）の比率を縦軸にした。これより、 $\alpha B = 400$ 付近でピーク非定常応力が最小になっている事がわかる。

この時今の計算モデルではピーク値の後に値がながら応力の一時低下の谷が見られた。上述の変化を更に明らかにするためにリム部

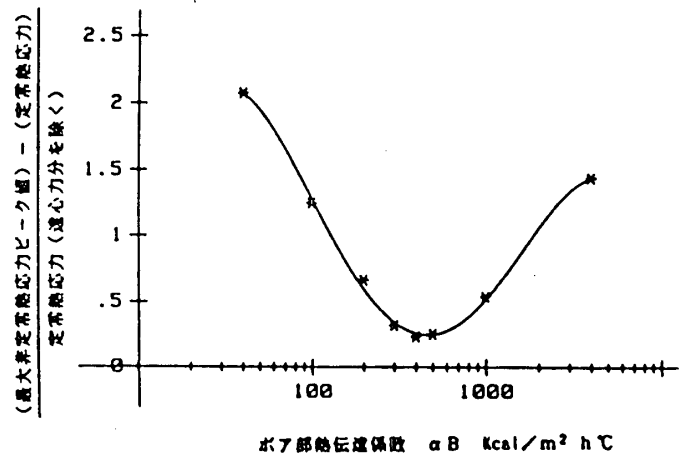


図-9 最大非定常熱応力比率とボア部熱伝達係数の関係

とボア部をそれぞれ切離して同様の回転数、温度条件の変化を与えて計算を行なった。第10図は横軸に時間（秒）、縦軸に最大非定常応力（実線）およびリム・ボア重心間変位差（破線）の値をとって、 $\alpha B = 4000, 400, 40$ の各ケースについて、その時間変化を示している。この変位差に比例した熱応力がリムからボアへの引張力として作

用する。実線の熱衝撃応力に破線の変位差による熱応力が重畳した結果が実際のディスクのボア部に生ずると考えられる。これより、 αB が小さい場合（冷却が行なわれず断熱境界に近い）にはリム部とボア部の温度差による変位差のため大きな非定常熱応力が発生する。 αB が大きい場合、熱衝撃により内部に引張りの非定常応力が発生する

（この程度は、ボア部の熱容量に比例して増す）。 αB が減少すると熱衝撃分は低下し、リム、ボア間の伸の差による熱応力分が増加する。 $\alpha B = 400$ 付近で、この両者の影響が拮抗して、結果として応力は最小になると考えられる。

5. 結論

航空機用ガスタービンのボア部冷却（熱伝達率）と離陸時非定常熱応力の関係を数値解析によって調べた結果、下記の結論が得られた。

（Ⅰ）ボア部熱伝達率が大きい場合、熱衝撃により、又、小さい場合は、ボア・リム間の温度差によっていずれも大きな非定常熱応力が発生する。

（Ⅱ）非定常熱応力を最小にする熱伝達率が存在し、これによつて、非定常熱応力と定常熱応力は同程度になる。

6. 参考文献

- 1 Kreith, F., Advances in Heat Transfer, (Academic Press), Vol 5, 1968
- 2 Evans, D.M., Journal of Engineering for Power, Vol.95, NO.4, Oct, 1973, P309-318
- 3 Owen, J.M., etc, ASME Paper NO.82-GT-151, 1982
- 4 Kapinos, V.M., Journal of Engineering Physics, Vol.8, NO.1, Jan., 1965, P35-38
- 5 Owen, J.M., etc, Journal Mechanical Engineering Science, Vol.19, NO.4, 1977, P175-187
- 6 Allen, J.M., Journal of Engineering for Power, Vol.104, NO.2, Apr., 1982, P349-353
- 7 日本機械学会, 伝熱工学資料(3版), 1975

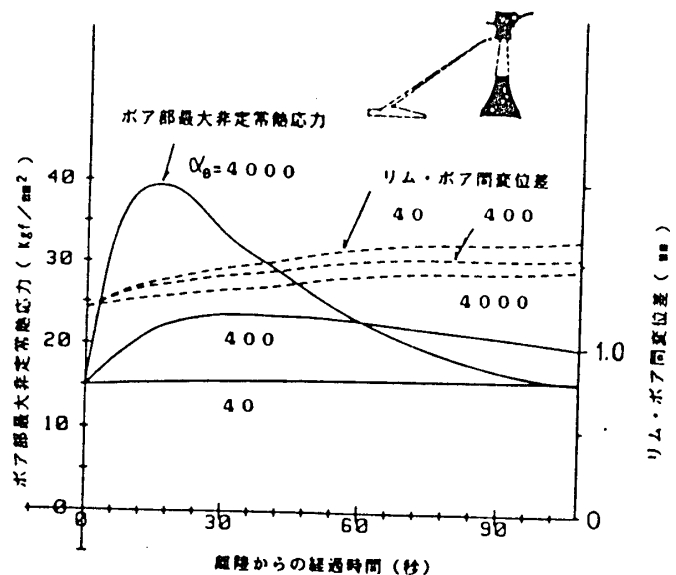


図-10 リム無しボア部の非定常熱応力とリム・ボア間変位差の時間的变化

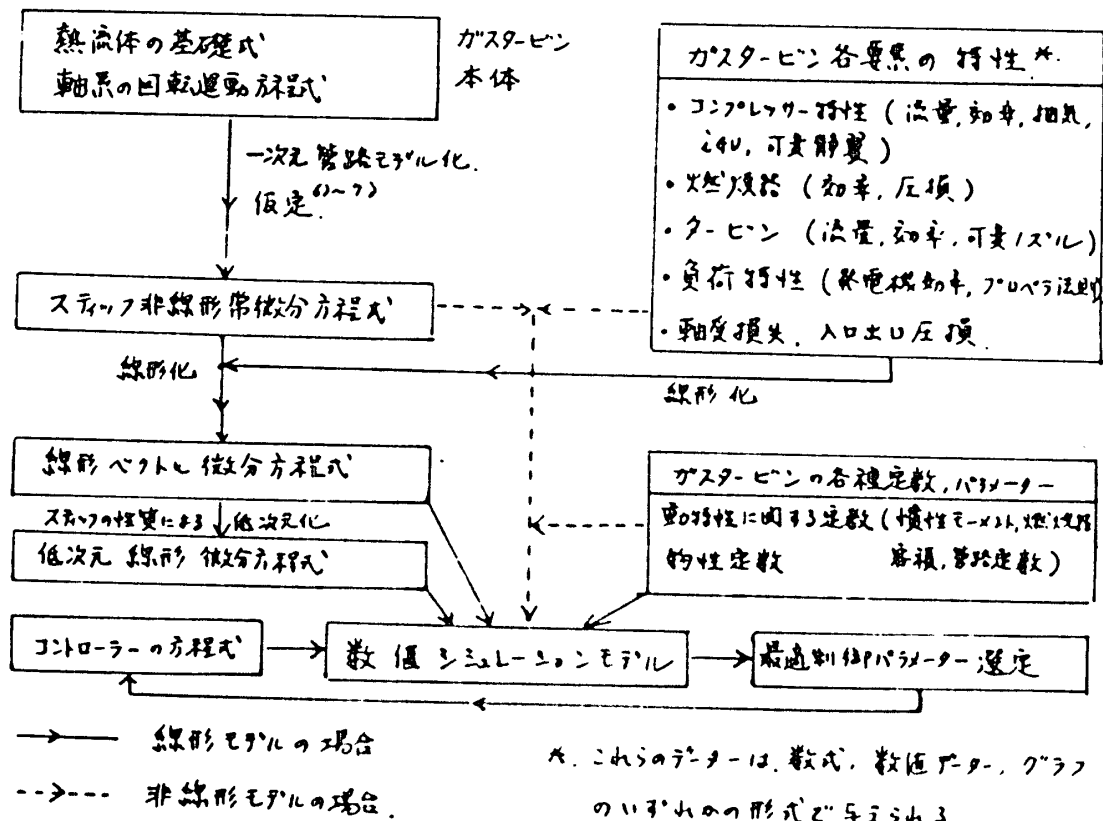
* 稲垣 詠一 (東京理科大学・理工)

1. まえがき

大型発電用ガスタービン¹⁾(発電機直結, 軸回転数 3600 rpm, 定格出力 70 MW 級)を研究対象モデルとして, ガスタービンに最も過酷な条件下で作動する負荷切断時の特性を明らかにする。本報告は, 一概として線形モデルを用いた場合を取っている。ガスタービンの動特性は, ステップ非線形常微分方程式で表わされるが, 本章で述べる計算法の基礎を構成しているのは, 線形系であり, 現代制御理論による制御系設計の容易さから, まず, 線形系モデルを用いて解析することとし, 非線形系への拡張のための基礎データを得ることを目的とした。線形系に対して, 拡大系を考え, 最適PI制御系を設計し, 負荷変動, 負荷切断に対して制御性の検討を行なった。負荷切断時に制御系の遅れが, 大きな過回転の原因となること, この時に圧力比に逆応答が現われていること, についても検討を行なった。

2. 一軸型ガスタービンの数学モデル^{2)~7)}

一般に, ガスタービンの動特性を表わす微分方程式は, 以下に示すフローチャートに従って求めることができる。



この手順に従って求めた $1/2$ 型ガスタービンの数学モデル (非線形系) は、次式である。

$$\text{圧縮機流量} \quad M_c \frac{dG_c}{dt} = P_0 - P_3 + f_{rc}(\bar{G}_c, \bar{N}_c, \alpha; G_0) - \delta P_{in} - \delta P_0 \quad (2-1)$$

タービン入口圧力

$$V_B \frac{dP_3}{dt} = \kappa R T_3 (G'_c + G_f - G_r) + \kappa R G'_c (T_2 - T_3 + \frac{\gamma_0 H_u G_f}{G'_c C_p}) \quad (2-2)$$

タービン入口温度

$$V_B \frac{dT_3}{dt} = \frac{\kappa T_3^2 (\kappa - 1)}{P_3} (G'_c + G_f - G_r) + \frac{\kappa R T_3^2 G'_c}{P_3} (T_2 - T_3 + \frac{\gamma_0 H_u G_f}{G'_c C_p}) \quad (2-3)$$

タービン流量

$$M_T \frac{dG'_r}{dt} = P_3 - P_5 - f_{Tr}(\bar{G}_r, \bar{N}_r) - \delta P_{out} \quad (2-4)$$

回転軸

$$(\frac{2\pi}{60})^2 I_c N_c \frac{dN_c}{dt} = \gamma_m L_T - L_c - L_g - L_L \quad (2-5)$$

また各要素の特性として、タービンは積分法則に従うものとし、その効率は、

$$\eta_T = \eta_{Td} \{-0.5(R_v - 1)^2 + 1\}, \quad R_v = \sqrt{A_{LTD}/A_{LT}} \quad (2-6)$$

燃焼効率は、燃空比の関数として、その変化を考慮する。圧縮機特性は、Fig.

1. に示す。図中のタービン入口温度 T_3 - 圧線は、タービンの流量特性式と圧縮機特性曲線上に描いたものである。また $\circ$ 印は、定格出力に対する比をパラメータにした部分負荷特性である。さて、(2-1) ~ (2-5) 式は、状態ベクトル形式で表わすと、

$$\dot{x} = f(x, u), \quad x = (G/G_0, P/P_0, T/T_0, G_r/G_0, N/N_0, G_f/G_0)^T \quad (2-7)$$

となる。ただし、制御信号 u に対して燃料流量は一次遅れで変化すると仮定している。

(2-7) 式は、定常点でテーラ展開すると、

$$\dot{x} = \frac{\partial f}{\partial x} \bigg|_0 (x - x_0) + \frac{\partial f}{\partial u} \bigg|_0 (u - u_0) + f_e \quad (2-8)$$

で表わされる。右辺第1項と2項は線形項であり、第3項は非線形項となり、(2-8) 式では外乱として考えればよい。ここで

$$f_e = f_e(x, u) - (A(x - x_0) + B(u - u_0)) \quad (2-9)$$

(2-9) 式からもわかるように、 f_e は、線形項を基準にした非線形性 $f(x, u)$ の誤差と考えられる。スリッパ性は線形項で吸収できる。スリッパ性は、 A の固有値の絶対値のうち最大と最小固有値の比、すなわち状態指数の大小で表わされる。本研究で対象としたガスタービンでは状態指数は 1.5×10^6 程度であり、スリッパ性が強いのである。

(2-1), (2-4) を定常値に置き換えることにより、

したがって、低次元化線形モデルは、

$$\dot{x}' = F x' + b u + d v \quad (2-10)$$

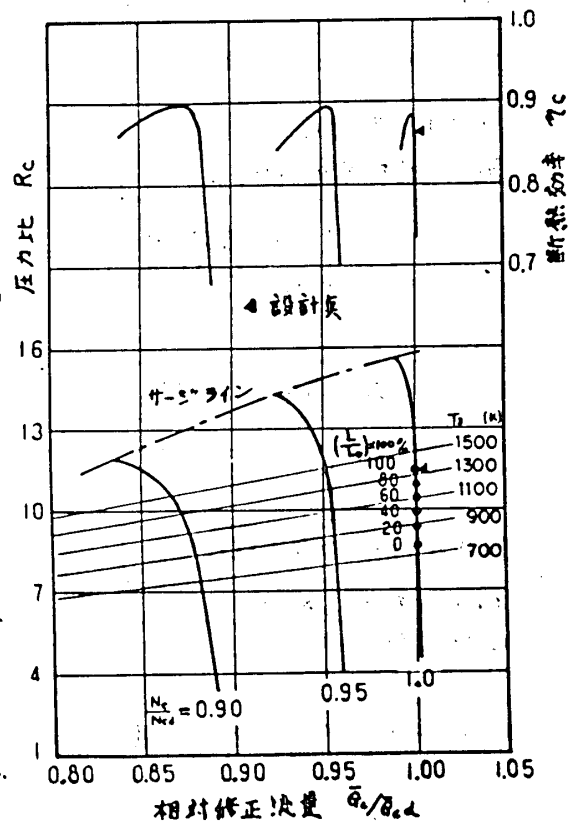


Fig.1. $1/2$ 型ガスタービンの圧縮機作動曲線。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \left(\frac{\Delta P_3}{P_3}\right) \\ \left(\frac{\Delta T_3}{T_3}\right) \\ \left(\frac{\Delta N_c}{N_c}\right) \\ \left(\frac{\Delta G_f}{G_f}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ F_{31} & F_{32} & F_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & F_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \left(\frac{\Delta P_3}{P_3}\right) \\ \left(\frac{\Delta T_3}{T_3}\right) \\ \left(\frac{\Delta N_c}{N_c}\right) \\ \left(\frac{\Delta G_f}{G_f}\right) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ b \end{pmatrix} u + d \begin{pmatrix} \left(\frac{\Delta L_g}{L_g}\right) \end{pmatrix} \quad (2-11)$$

で表わされる。

3. 基本応答

式(2-11)において、 u は制御信号、 $\left(\frac{\Delta L_g}{L_g}\right)$ は発電機負荷であり、外乱として作用している。 F はガスタービンシステムのマトリックスであり、全負荷(0~100%)に対して、その固有値の実数部が全て負となる。したがって、(2-11)式は安定である。80%負荷時の固有値の一例を表1に示す。Fig.2は、80%負荷時の基本応答を圧縮機特性曲線上で調べたものである。①は、定常非動線であり②③は、負荷80%-一定のまま、燃料を5%ステップ的に増減させた場合である。④は加速、⑤は減速に対応する。 T_3 にオーバーシュート、アンダーシュートがほとんど現れない。これは、アイドルリングからの加速時に T_3 に大きなオーバーシュートが現れることと対照的であり、圧縮機流量特性が緩んでいるか、立っているかに関係している。④⑤は、PI制御を行ない、負荷をそれぞれ15%増減させた場合である。積分制御が働いて、いずれも定回転数(3600 rpm)に安定する。⑥は負荷10%急減の場合であり、負荷切断時も同様の傾向を示す。さて、⑦は、80%負荷時の燃料流量を一定に保ったまま、負荷切断

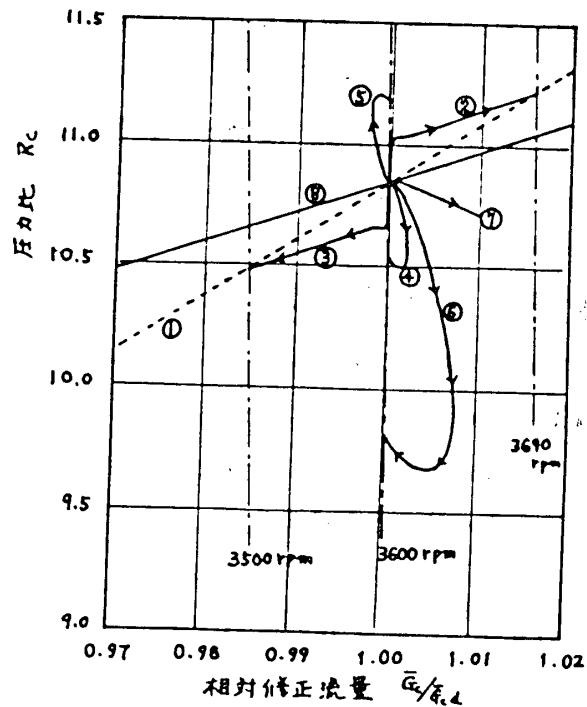


Fig. 2. コンプレッサー特性曲線上的基本応答軌跡 (80%負荷の場合)

表1. Fマトリックスの固有値, 80%負荷

	Real	Imaginary
1	-7.30E+00	0.00E+00
2	-6.01E-02	0.00E+00
3	-1.46E+01	0.00E+00
4	-1.00E+01	0.00E+00

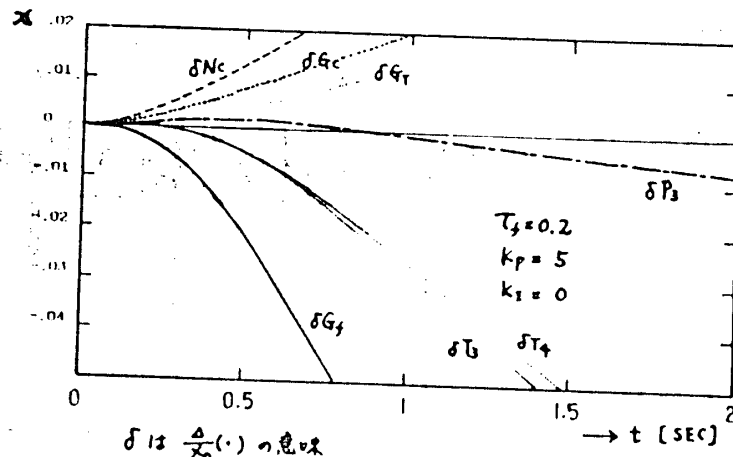


Fig. 3. P_3 (ガス turbine 入口圧) の逆応答現象

負荷増加を行った場合である。この曲線は燃料流量一定線に対応しており、右よりである。したがって、燃料制御系に遅れ、むだ時間、あるいは回転数計測に不感帯があると、④の曲線の折線方向に動くこととなり、圧力比に逆応答が現れられる。結果的に回転数が大きくオーバーシュートすることとなる。Fig. 3は、制御系の遅れ時定数を0.2秒、わずかな比例制御をかけた場合の時間応答であり、たしかにBに逆応答が現れている。以上のことから、制御系の遅れは極力小さくなるように設計すべきであり、これが避けられない場合は、出力フィードバックを用いる方法、負荷切断時の過回転を小さくできることになる。実機で、別系統に加速バルブ減速バルブを設けて対応したという報告もある²⁾。

4. 最適制御系の設計²⁾

ガスタービンのダイナミクス (2-11) に対して、出力 $y = Cx'$ を考える。

$$\text{偏差 } e(t) = r - y(t) \quad (4-1)$$

$$\dot{u}(t) = v(t), \quad z(t) = [\dot{x}', e']^T \quad (4-2)$$

とき、次の拡大系を考える。

$$\begin{bmatrix} \dot{x}' \\ \dot{e} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F & 0 \\ -C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ e \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} B \\ 0 \end{bmatrix} v, \quad \dot{z} = Sz + wv \quad (4-3)$$

$$\text{この拡大系の評価指数を } J = \int_0^{\infty} (e^T Q e + \dot{u}^T R \dot{u}) dt \quad (4-4)$$

考える。制御信号の時間的変動に対してペナルティをつけて、重み R で評価する。

Q, R は、正定対称行列であり、 Q は偏差に対する重みである。(4-4) 式を最小にする $v(t)$ 、すなわち $\dot{u}(t)$ は $\dot{u}(t) = [k_p, k_i] \begin{bmatrix} \dot{x}' \\ e \end{bmatrix}$ (4-5) となり、(4-5) を積分すれば

$$u(t) = k_p x(t) + k_i \int_0^t e(\tau) d\tau \quad (4-6)$$

を得る。(4-6) 式は

Fig. 4 に示した積分補償型状態フィードバックシステムとして構成できる。

分補償型状態フィードバックシステムとして構成できる。

k_p, k_i は、(4-4)

に対応するリカチ

方程式を解けば

得られる。リカチ

方程式の解法は²⁾

表2. 拡大系 $F+BK$ の固有値

	Real	Imaginary
1	-1.46E+01	0.00E+00
2	-1.00E+01	0.00E+00
3	-7.29E+00	0.00E+00
4	-8.68E-01	-8.71E-01
5	-8.68E-01	8.71E-01

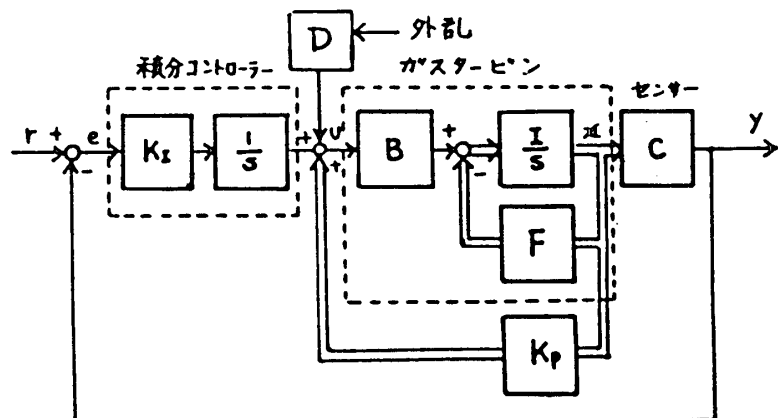


Fig. 4. 積分補償型最適状態フィードバック系

Kleinmanの方法に従って解いた。

5. シミュレーション結果

5.1. 負荷切断シミュレーション

(4-4)式の評価指数の重み Q, R の選み方によって制御系の応答が変化する。 Q を R に較べて大きくすれば応答は速くなる。 R は制御の時間変量の重みであるから R を大きくすると、ゆっくりとした制御入力を得られる。Fig. 5は、80%負荷から、負荷切断が起きたとき、 R をパラメータとした応答の一例である。負荷切断時に、燃料を急激に下げると、熱応力、吹き消えの問題があり、シミュレーションにより適当な応答をする Q, R を定めることになる。このためにもシミュレータは制御系設計に不可欠の道具である。Fig. 6は、 $Q=100, R=0.2$ に選んだときの全状態の応答であり、このときのフィードバックゲインを表3に示す。表2は、拡大系の $F+BK$ マトリックスの固有値を示したものであり、安定なフィードバックループを構成している。

表3. $Q=100, R=0.2$ のときの最適フィードバックゲイン

	x_1 (deg/s)	x_2 (deg/s)	x_3 (deg/s)	x_4 (deg/s)
k_p	-2.73E-01	1.88E-02	-2.75E+01	-1.68E-01
k_i			2.24E+01	

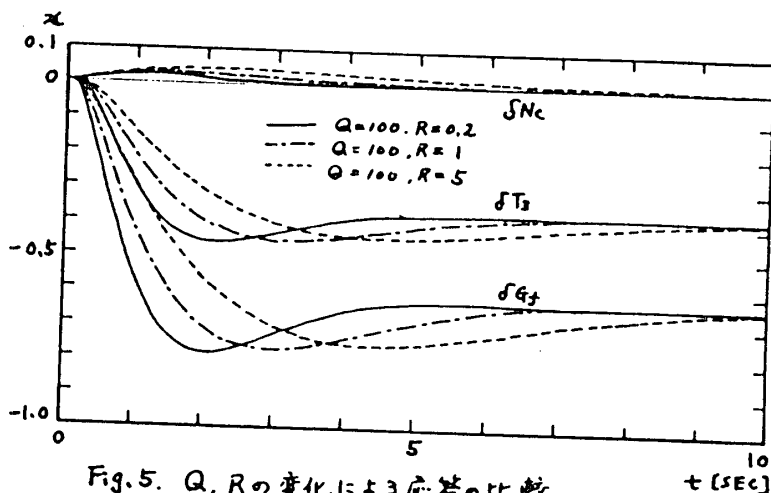


Fig. 5. Q, R の変化による応答の比較

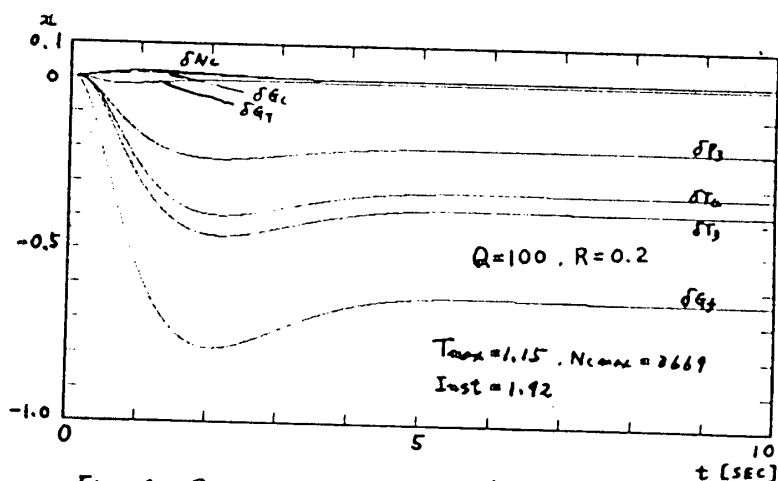


Fig. 6. $Q=100, R=0.2$ のときの負荷切断時の応答

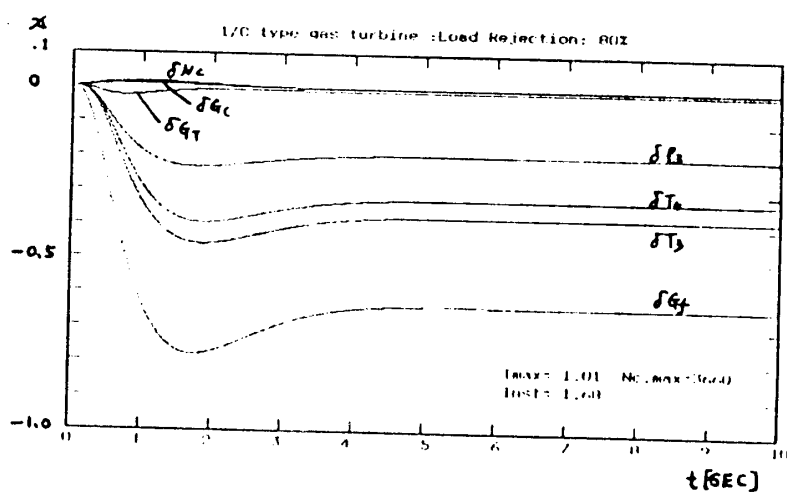


Fig. 7. 出力フィードバックによる応答例 (負荷切断)

このときの瞬時回転数
変動率は、1.92%であ
り、良く制御されている。

Fig. 7 は、表3からわか
るように回転数のフィ
バック信号が他に較べ
て大きいので、 x_1, x_2, x_4
を無視した場合である。

燃料流量の変化が大き
くなった分だけ、 T_3 の変
化が大きくなっている。

5.2. 負荷変動シミュレーション

Fig. 8, Fig. 9 は、20%負
荷から負荷が $\pm 10\%$ 変動
したときの応答である。
回転数変動率は、一例0.2%
+例0.32%である。

6. シミュレーションモデル

カスターヒンの定格と記号

標準大気状態にて、

発電機出力 $L_g = 72.9 \text{ [MW]}$, 圧縮機流量 $G_c = 271 \text{ [kg/s]}$, 9-ヒン入口温度 $T_3 = 1085 \text{ [K]}$,
圧力比 $\pi_c = 11.5$, 回転数 $N_c = 3600 \text{ [rpm]}$, 9-ヒン排気温度 $T_4 = 527 \text{ [K]}$, 圧縮機効
率 $\eta_c = 86\%$, 燃焼効率 $\eta_b = 99\%$, 機械効率 $\eta_m = 98\%$, 9-ヒン効率 $\eta_r = 90\%$, 燃料
低位発熱量 $H_u = 10306 \text{ [kcal/kg]}$, 発電機効率 $\eta_g = 97\%$, 入口圧損 $\varepsilon_{in} = 1\%$, 燃焼器
圧損 $\varepsilon_b = 3\%$, 排気ダクト圧損 $\varepsilon_{out} = 1\%$ である。

参考文献

- 1) 徳永; オフド カスターヒン講演論文集 ('79-6), p.151
- 2) 榊, 藤川, 鍾江, 仲西; オフド カスターヒン講演論文集 ('78-6), p.31
- 3) 吉富; オフド カスターヒン講演論文集 ('82-6), p.67
- 4) 梅田, 葉山; 日本ガスターヒン学会誌, Vol.2, No.5, p.22-30, (1974)
- 5) 松本; 日本ガスターヒン学会誌, Vol.8, No.31, p.43-51, (1980)
- 6) 稲垣, 須之部; オフド カスターヒン講演論文集 ('80-6), p.63
- 7) 稲垣, 須之部; オフド カスターヒン講演論文集 ('81-6), p.113
- 8) 木村, 藤井; システムと制御, Vol.22, No.7, p.426-436, (1978)

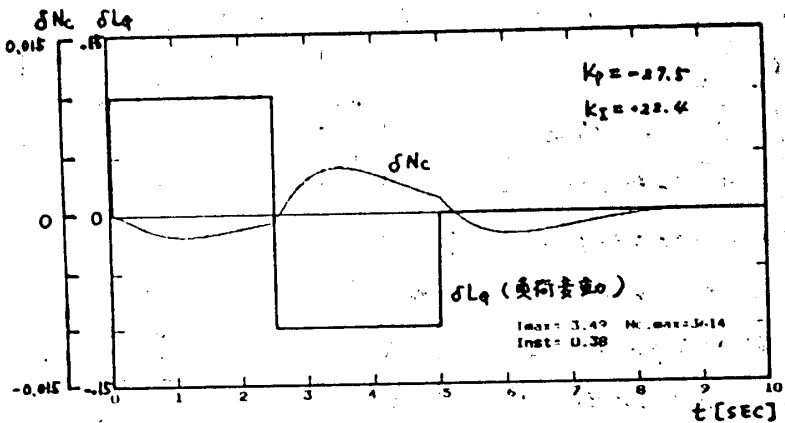


Fig. 8 負荷変動と回転数の変化

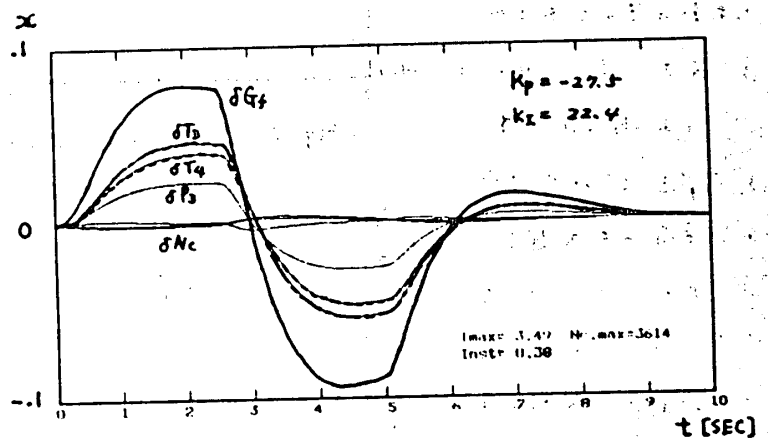


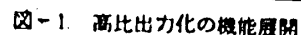
Fig. 9 負荷変動時の全状態量の応答

1. まえがき

その中で、低速大型船用ディーゼルエンジンで高平均有効圧力（高BMEP: Brake Mean Effective Pressure）を得るための高過給化手段として一般化している。2段ターボ過給を中小型高速ディーゼルエンジンに適用する方法も考えられ、種々の文献発表も行なわれている。

2. ディーゼルの高比出力化

ディーゼルエンジンに
対するこの機能展開を
図1に示すが、ガソリン
エンジンに比べ、筒内最
高圧力 (P_{max}) の高いデ
ィーゼルエンジンでは、
各部の強化設計を行って



おり、慣性力増大等を伴うため、回転速度増大よりも高BMEP化に選ぶのが妥当といえる。

3. 開発エンジン

2段過給のシステム構成は、低圧段、高圧段の各ターボおよび段間のインタークーラ、高圧コンプレッサ後のアフタークーラの4要素が考えられるが(図2)、給気冷却を、アフタークーラのみで行い、その冷却もエンジン冷却水で行う3要素タイプがベースエンジンとの部品共通化を図ることができ、一般的である。以上の2段過給システムのうち、3要素タイプを適用し、当社では小型船用エンジンとして“小松ターボ&ターボ”EM645TTAを開発した。本機は1段過給エンジンである小松EM645A-A(7.13l, ターボ・アフタークーラ付)をベースエンジンとして開発したものである。エンジン基本構造は同一とし、各部の設計特性値をにらみながら、極力部品共通化を図り、シリンダヘッド・シリンダブロック・クランクシャフト・コンロッド・ピストン素材・ヘッドガスケット等はベースエンジンと共通としている。

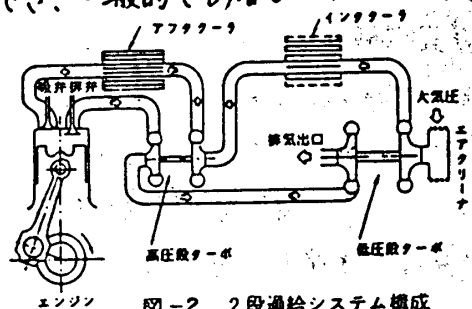


図-2 2段過給システム構成

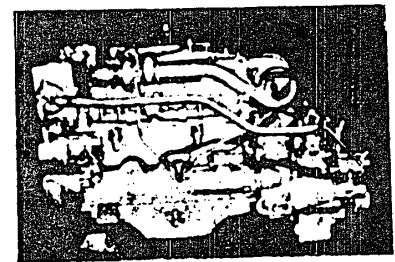


図-3 エンジン外観写真

表-1. 機関諸元

項 目	EM645TTA	EM645A-A
形 式	4サイクル水冷直列	—
燃 焼 形 式	直接噴射式	—
シリンダ数・ボア×ストローク (mm)	6-110×125	—
総 排 気 量 (l)	7.13	—
過 給 方 式	2段排気ターボ過給	1段排気ターボ過給
圧 縮 比	13.0	14.5
定格出力/回転速度 (PS/rpm)	300/2,600	250/2,600
最大トルク/回転速度 (kgm/rpm)	96/1,600	76/1,600
燃料消費率定格点/最大点 (g/PSH)	163/155	165/155
機関寸法 (長×幅×高) (mm)	1,240×622×1,036	1,249×782×1,048
機 関 乾 重 (kg)	732	704
排気ターボ	高圧段 キャレット社製TO4B 低圧段 キャレット社製TV 61	キャレット社製TO4B —
過 給 方 式	リケット水アフタークーラ	—
噴 射 ポンプ 形 式	PE-AD改形	PE-AD形
オイルポンプ 形 式	歯車ポンプ圧送式	—
オイルクーラ 形 式	5段プレート式	—
オイルフィルタ 形 式	フルフロー式	—
使 用 油 料	軽油またはA重油	—
スタータ出力 (V/kw)	24 7.5	—

図3にエンジン外観写真、表1にエンジン諸元を示す。開発機は、ベースエンジンに対し、20%の高出力化を行ない、定格出力300 PS/2600 rpm、比出力42.1 PS/lと、このクラスでは最大級の出力を達成している。

4. 2段過給の利点

2項で高比出力化の機能展開を示したが、これらの中で、特に高過給化に限って考えると、現状手段である1段での排気ターボ過給によつて高過給化を進めて行くと、幾つかの欠点が目立って来るが、これに対する処置に排気ターボ過給の2段化が有効であると考えられ、次の3項にまとめることができる。

(1) 翼強度

1段過給で高圧力比を得るには、ターボコンプレッサの翼周速を上昇する必要がある

り、そのために回転速度、または翼径の増加のいずれかを行なうが、圧力比増加による圧縮後空気温度の高温化と相まって、翼強度の限界が比較的わずかな高圧力比化をもたげることになる。

この圧力比の値の目安として、廉価なアルミ系材料で実用上最大圧力比3、または翼周速で550m/sが限度といえる。また、Cu₂成分の小値の分を大径化で補

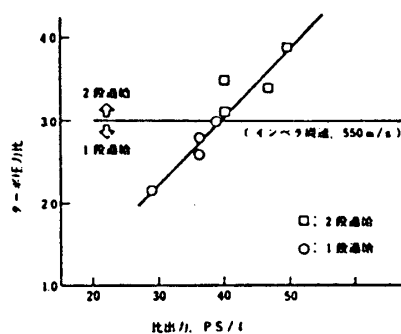


図-4 ターボ圧力比から見た1段過給の限界と比出力、ターボ圧力比よりの検討

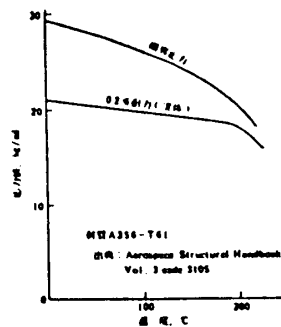


図-5 コンプレッサ用アルミ材料の機械的強度

うバックワードタイプでは、この値よりやや低い値となる。これに対して2段過給では、各段圧力比の積が総合圧力比として与えることができ、小径、低回転で十分であるため、各段の翼・軸受の負担は少ない。(図4、図5)

(2) サージマージン

1段過給で高圧力比域までコンプレッサの高效率を維持しようとする、空力設計上コンプレッサマップ上のサージマージンが狭くなり、エンジン作

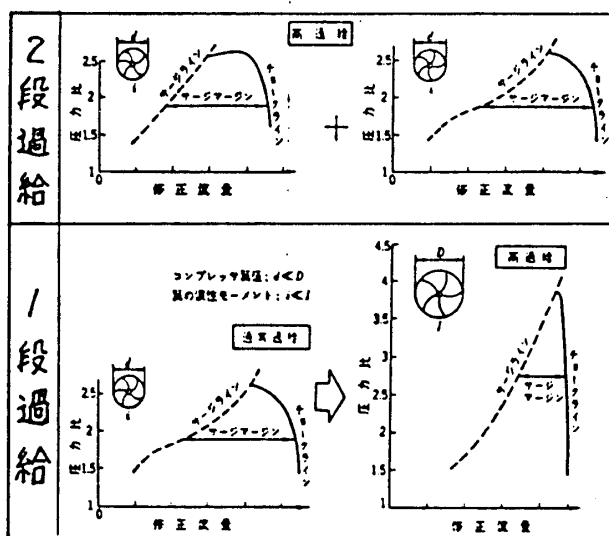


図-6 同高圧力比を1段過給と2段過給により得る場合の比較

動域、特に中低速高負荷部の作動域を大幅に制限させてしまう。これに対して2段過給では、各段の作動は圧力比の低い範囲で十分であるため、各段は高效率を楽に得られ、その総合効率も各段の加算平均に近い。有利である。(図6)

(3) レスポンス

ターボ回転部の慣性モーメント増加はエンジン加速応答性を悪化させるが、1段過給による高

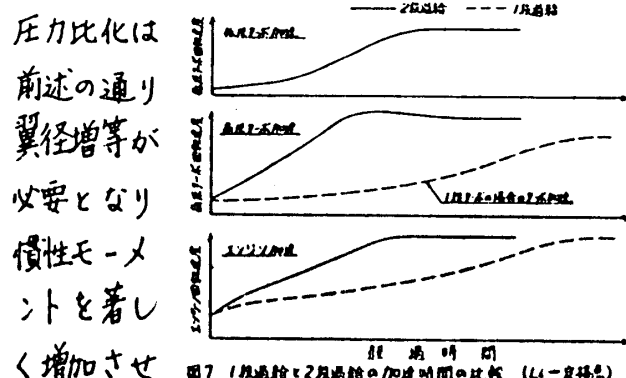


図7 1段過給と2段過給の加速時間の比較 (1-1定積比)

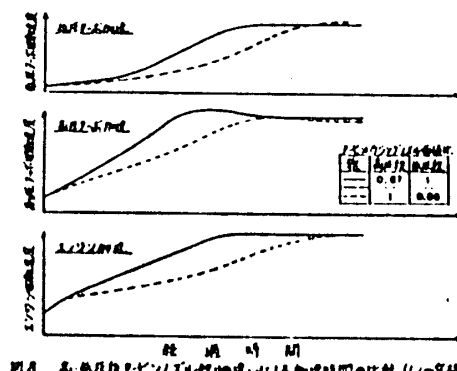


図8 高・中・低圧力比域の加速時間の比較 (1-1定積比)

るため不利である。個々の回転部慣性モーメントの小さい2段過給では、タービンノズル(Ax)の高低圧段の選択も比較的自由であり、加速応答性を支配する高圧段側のタービンノズルを可能なかぎり絞ることにより、1段過給よりも加速応答性を改善できる。(図7、図8)

5. 2段過給のターボマッティング

開発機の2個のターボチャージャは、図9のコンプレッサマップに示すとおり、個々の圧力比はたかだか1.5~2程度の作動を行なう。大気を吸引する低圧段は取扱う体積流量が高圧段より多いことにより大型であり、流量範囲も高圧段より広い。エンジン各回転の最大出力を連ねた作業時負荷曲線上の各コンプレッサの作動線は、低圧段ではマップ中央を横断するのに対し、高圧段では狭い範囲を作動し、総合圧力比の高くなる高速高負荷部で圧力比上昇は頭打ちとなり、ほぼ一定の圧力比を保っている。この様子をさらにエンジン各回転による高低圧段の「きき方」の差として示したものが図10である。2段のタービンは2段構成のノズルであり、低流量時には、後流側の低圧段のノズル面積が相対的に広く、全膨張に占める低圧段の膨張割合は小さい。これに対し、回転速度が増加するに従い、低圧段の流量・膨張比は図11にみられるように、増加傾向は高圧段より大きく、低圧段の占める膨張割合が相対的に増加して行くことが認められる。図10の結果は、以上の特性がコンプレッサ側に反映したものである。上記の様に本機では今のところ、ターボチャージャはそれ自体1段過給エンジンにマッチングする特性を持つコンベンショナルターボから選定しているが、今後は各段の持つべき特性に合った空力コンポーネントの設計が必要とも考えられる。

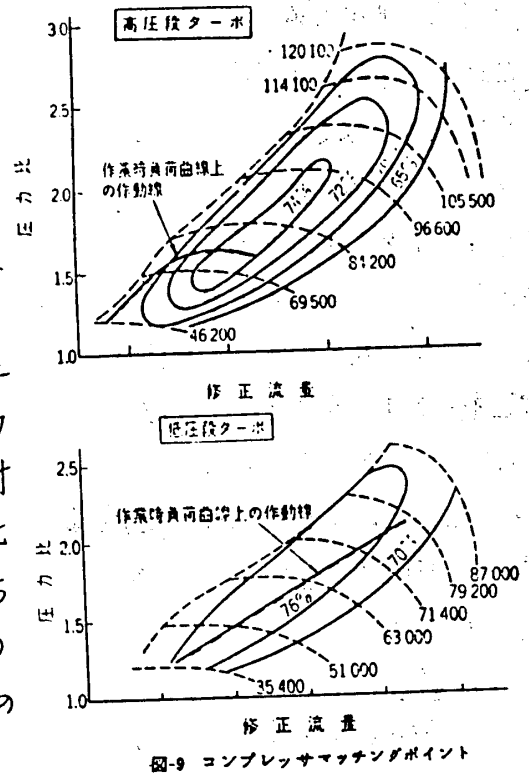


図9 コンプレッサマッチングポイント

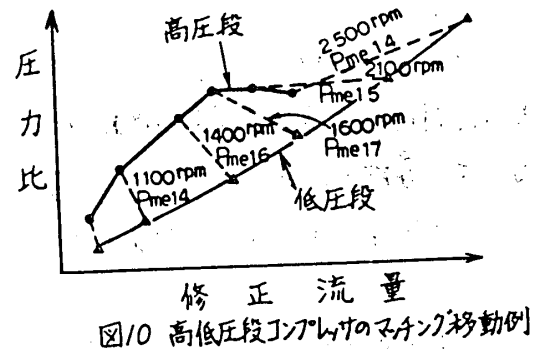


図10 高低圧段コンプレッサのマッチング移動例

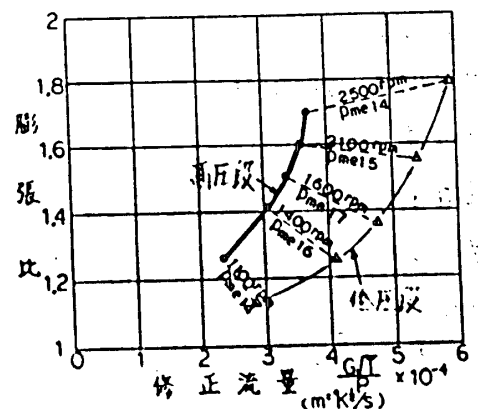


図11 高低圧段タービンのマッチング移動例

6. エンジンバルブタイミング

過給ディーゼルエンジン一般のエンジン回転速度-トルク線図上での筒内最高圧力と過給圧力比の関係は、図12に模式的に示す通りであるが、筒内最高圧力限界、排気温度限界を高BMEP側に移動させる手段としては、圧縮比の低下と過給圧力の上昇が有効であることが限界線の移動方向により理解できよう。また、低速運転時の過給圧力不足、高速高負荷時の過給圧力過大となる傾向も読みとれる。

低速トルクの向上のため圧力比の上昇をみると、高速高負荷部の過給圧力が過大となり、これは筒内圧力を過大に上昇させることになる。これは信頼性上多くの処置を要することになるため、本機では、バルブタイミング、特に吸気弁閉時期を早期化する処置をとった。図13に同一過給圧力時に吸気弁を早めることにより、高速高負荷である定格点の体積効率が低下し、合わせて筒内最高圧力が低下する特性のシミュレーション結果を示す。またこの体積効率の低下は、中低速時には生じにくいこともトルク点のデータから理解できる。本機のバルブタイミングを図14にベースエンジンのバルブタイミングと比較して示すが、吸気閉を早期化は、エンジン圧縮比低下分による始動性悪化を補う有効圧縮比増加効果をねらっても設定している。

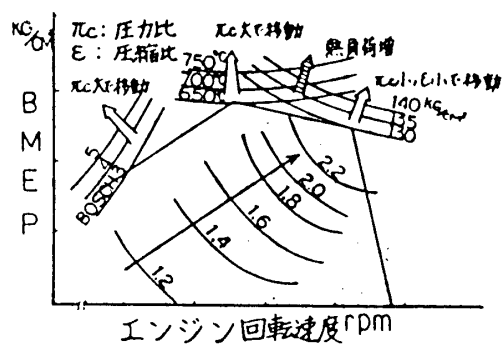


図12 エンジン出力トルク制約条件の模式図

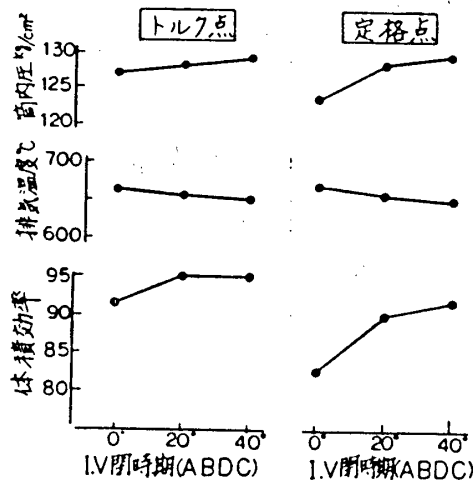


図13 吸気バルブ閉時期変更の性能変化

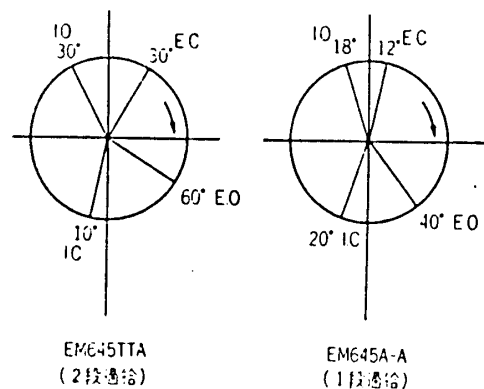


図14 バルブタイミング比較

7. 信頼性・耐久性

1段過給であるベースエンジンに対して20%の高出力化を行ったため、燃焼室内部熱負荷増大が信頼性・耐久性上の問題点となるが、これに対し、給気温度の低減が有効となる。本機では、高効率な給気冷却を行なうべくアフタークーラコアをフィンチューブタイプより、高密度フィンプレートタイプに変更し、ピストン、ピストンリング、シリンダライナ、シリンダヘッド下面の温度低下をはかった。各部の温度低減の

一例を図15に示す。また高圧段ターボチャージャは、タービン側から多量の熱がセンタハウジング内ベアリング部へ流入し、高い熱負荷となるが、これに対しても冷却効果の高いセンタハウジングを採用し、信頼向上を行った。さらに潤滑系統では、ピストン熱負荷の低減をはかってピストンクレーング油量増加も行っている。'

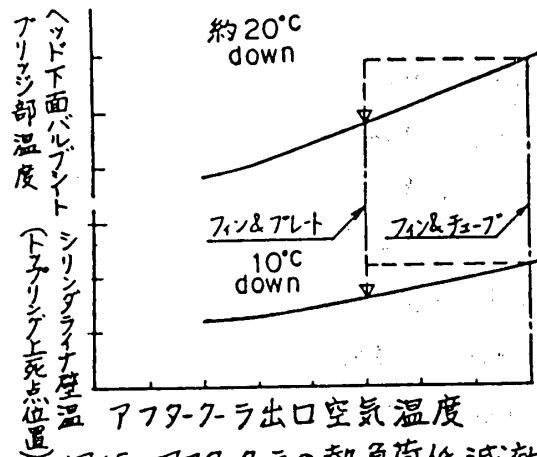


図15 アフタークラの熱負荷低減効果

8. まとめ

高比出力化のための高過給化の1つの手段である2段過給は、1段過給のままの高過給化より、作動領域の広さ、レスポンスの良さ、ターボ空力コンポーネントの設計・選定のし易さの点で、小型高速ディーゼルエンジンに対しても有効と考えられる。

今後も、開発エンジンの小型軽量高出力化の傾向は続くものと考えられ、本機もユーザー満足度の高いエンジンへと育てて行く所存である。