A－1

旋回流円錐ディフューザの静圧回復と乱れに関する研究

＊鄭　孝致（東大院）　吉識晴夫（東大・生研）
田代伸一（都立科技大）　遠藤敏彦（東大・生研）
高間信行（東大・生研）

1.　はじめに

タービンにおいて円錐ディフューザはその出口に位置し、ディフューザに流入する流れは旋回速度成分を持つことが多い。そこで著者らはこのような旋回流の流入下での乱れを測定し、円錐ディフューザ内の乱れ特性の一部を明らかにした[1]。また、タービンのディフューザでは静圧回復性能が重要視されており、この静圧回復率を改善するための様々な工夫がなされている。例えば、ディフューザに旋回流を流入させることにより静圧回復率を大幅に上昇させる方法[2]、ディフューザ壁面の境界層を制御する方法[3]等がある。また、ディフューザへの流入条件（入口乱流境界層の厚さ、入口形状、レイノルズ数等）も静圧回復に大きい影響がある[4]と報告されている。

そこで、本研究では旋回速度成分を持った流れが円錐ディフューザに入る場合に、静圧回復特性と各断面での乱れの関係から圧力損失のメカニズムの一部を明らかにする。

2.　主な記号

P_s	：	静圧	P_d	：	動圧
P_t	：	全圧	R_i	：	心棒半径
ρ	：	密度	r	：	半径
U,V,W	：	軸、半径、周方向速度			
u',v',w'	：	軸、半径、周方向速度の変動値			
—	：	流量平均値			
下付き添え字		c ： 整定室	1 ：	ディフューザ入口直管	

3.　実験装置及び方法

実験装置は前報と同じである[1]。今回の実験は旋回流の強さm_1（入口直管の軸まわりの運動量と軸方向運動量の比）に対して静圧回復率を測定し、前報の熱線流速計で測定された乱れ特性との関係を調べた。本実験でもディフューザ中心部に直径28mmの心棒挿入を基本にしている。これは、心棒挿入の方が高い静圧回復率を示す[2]か

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

らである。そこで、本研究では心棒の径が静圧回復率へ与える影響を調べるため、心棒直径14mmを入れた場合の静圧回復率も測定した。

入口条件はディフューザ入口の上流 200mmでの測定値を基準にし、入口直管直径を代表長さとするレイノルズ数 $R_e(=\overline{U_1}\cdot 2R_{01}/\nu)$ は約 3.0×10^5 である（$\overline{U_1}$ はAR1での断面平均軸方向速度、R_{01}は入口直管半径、ν は動粘度）。なお、本実験は流量が一定（$\overline{U_1}$ が一定）で行った。また、図中のAR1～AR4はそれぞれ入口直管部との面積比が心棒がない場合に1～4となる位置である。

4. 実験結果及び考察

4. 1 旋回流の強さによる静圧回復率の評価

ディフューザの性能を表す量として、次に定義する静圧回復率を用いた。

$$C_P=\frac{P_{SC}-\overline{P_{S1}}}{\overline{P_{d1}}} \qquad (1)$$

この式(1)を分解すると、次のようになる。

$$C_P=1-\frac{P_{dC}}{\overline{P_{d1}}}-\frac{\overline{P_{t1}}-P_{tC}}{\overline{P_{d1}}} \qquad (2)$$

ここで式(2)の第2項は静圧へ変換されず、流出される動圧成分を、第3項は全圧の損失、すなわち、熱に消散する項を表す。

なお、旋回流発生装置の案内翼の角度βとm_1との関係はβが0°,3°,6°,9°,12°,15°はそれぞれm_1が約0,0.1,0.2,0.3,0.4,0.5に対応する。図1にディフューザ中心部に直径28mmの心棒を挿入した場合の旋回流の強さm_1とディフューザ静圧回復率C_Pとの関係を示す。まず、ディフューザ片広がり角ϕが4°の場合3種類の流量変化(Q/Q_1=1.24,0.75,0.5)によるC_Pの変化を調べた。この結果、流量の変化についての有意な差は見られなかった。　よって、流量一定（$\overline{U_1}$ が約40m/s、このときの流量がQ_1）で実験を行うことにした。また、図1はディフューザの静圧回復率が適度の旋回流を流入させることによって上昇することを示す。

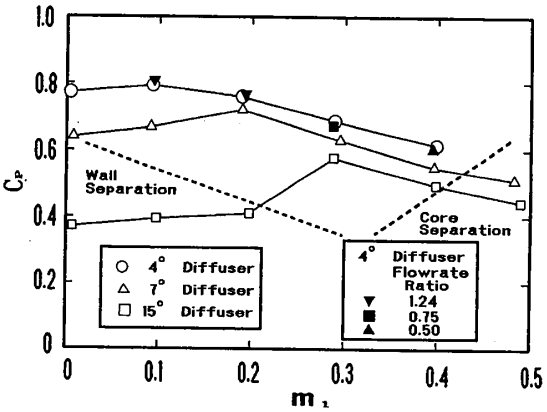


図1　旋回流強さと静圧回復率

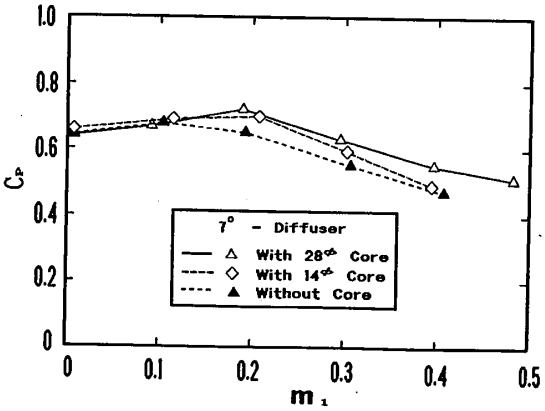


図2　心棒直径と静圧回復率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

すなわち、広がり角について最大の効率を得るためにはそれぞれ適度なm_1が必要である。これは従来の報告[2]と一致した傾向である。

4．2 心棒直径と静圧回復率の関係

図2に$\phi=7°$ディフューザにおける心棒径とC_pの関係を示す。m_1が0.1までは心棒径がC_pに及ぼす影響は少ない。しかし、心棒なしの場合m_1が0.1を越えるとC_pが大きく下がる。また、直径14mmの心棒の場合はm_1が0.2までは直径28mmの心棒の場合と同程度のC_pを示すが、m_1が0.3からはC_pが大きく下がる。これらの結果から中心部に適当な径の心棒を挿入することによってC_pを大きく上昇させることができることが明らかになった。

4．3 心棒の有無による乱れ特性変化

図3には$\phi=7°$ディフューザのm_1が約0.2の場合のAR1における全圧分布を示しており、図4～図6はϕが7°のディフューザの心棒有無についての各断面の乱流エネルギ$k=(\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})/2$の分布を示す。以下の図において横軸は入口直管部半径で無次元化した半径位置を、縦軸は入口直管部の軸方向速度$\overline{U_1}$の2乗で無次元化した乱流エネルギを示す。図3のように心棒なしの場合は、旋回流が与えられると入口では中心部に全圧の低い領域が発達し、乱れも大きくなる(図4)。この乱流エネルギが大きい領域は直径28mmの心棒の占める部分に相当し、他の領域は心棒ありの乱流エネルギ分布と同じである。ディフューザ部に入る

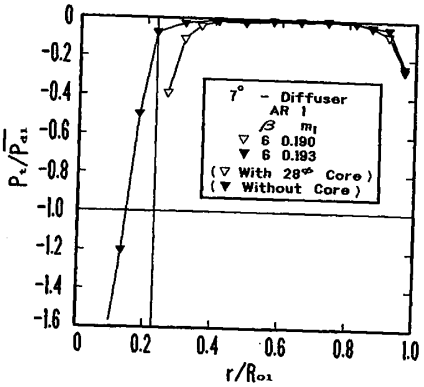


図3 入口全圧分布（$\phi=7°$）

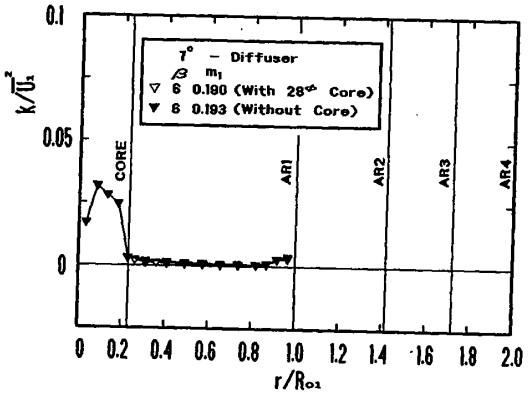


図4 乱流エネルギ分布（入口、心棒有無の比較）

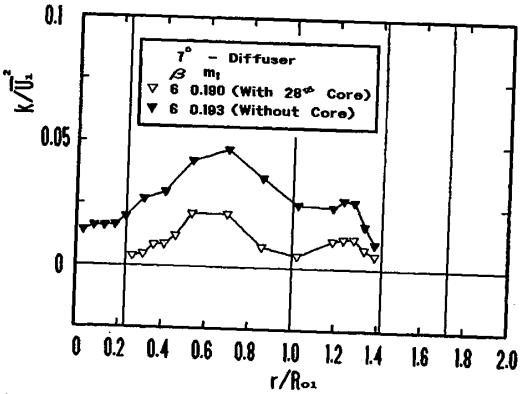


図5 乱流エネルギ分布（2倍断面、心棒有無の比較）

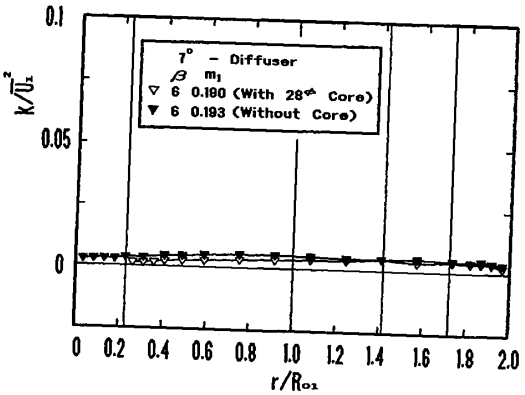


図6 乱流エネルギ分布（出口、心棒有無の比較）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と、心棒ありに比べ断面全体に乱流エネルギが大きくなる(図5)。これは入口中心部での大きい乱れがディフューザ下流の方向に拡散されることと中心部で不安定な流れ場が生じるからである。また、出口に行くにつれ、心棒の有無と関係なく乱流エネルギは全体的に減衰して行く(図6)。このように心棒なしの場合は2倍断面全体に大きな乱れ場ができて、全圧損失が大きくなる。これが静圧回復率を悪くしている原因と考えられる。

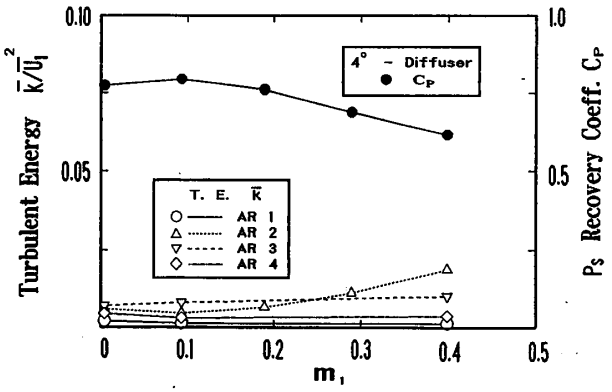


図7 断面平均乱流エネルギ(φ=4°)

4．4 断面平均乱流エネルギと静圧回復率の関係

各断面での乱流エネルギを表す量として、軸対称流れを仮定して求めた流量平均乱流エネルギ$\bar{k}$を定義する。

$$\bar{k}=\frac{2\pi\int_{R_i}^{R_{01}} k\,\rho U r\,dr}{2\pi\int_{R_i}^{R_{01}} \rho U r\,dr} \qquad (3)$$

図7～図9に各φとm_1に対する$\bar{k}$の分布を示す。入口での$\bar{k}$はm_1とφに無関係で小さい値を持つ。これは入口では乱れの少ない均一な流れを示す。φが大きくなるにつれてディフューザ内の$\bar{k}$がだんだん増加する。即ち、φが大きくなるにつれC_pの低下と$\bar{k}$の増加が対応する。また、各φについて、C_pが最大になるm_1に対してディフューザ内の$\bar{k}$が極小値を示す。このような傾向はφが大きいほど著しい。

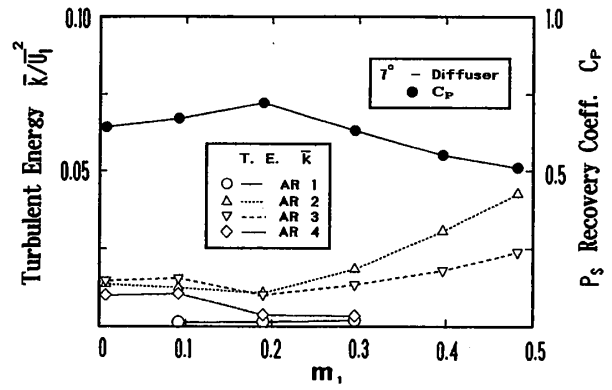


図8 断面平均乱流エネルギ(φ=7°)

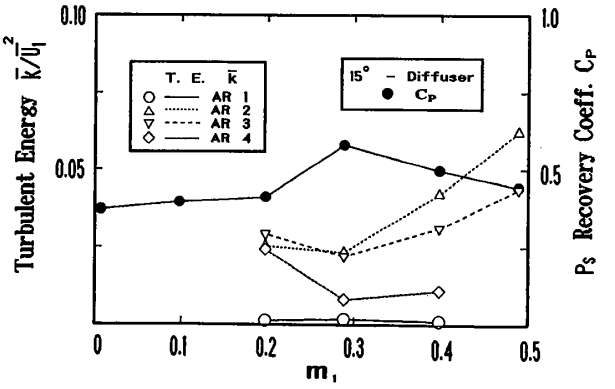


図9 断面平均乱流エネルギ(φ=15°)

以上よりディフューザ断面内の乱れが大きくなるとC_pが大きく下

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

がる。これは乱れの増加によって式(2)の第３項の全圧損失が大きくなることであると考えられる。

4．5 乱れの周波数特性と静圧回復率の関係

ディフューザ内各断面での乱れには種々の周波数成分が含まれている。そこで、次のようなk_i(i=1～5)を求めて 乱流エネルギに含まれている乱れの周波数成分を調べる。すなわち、k_iは 乱流エネルギkから10Hz以下、20Hz以下、30Hz以下、40Hz以下、50Hz以下の周波数成分をそれぞれカットして求めた乱流エネルギである。すなわち、$k_{i-1}-k_i$（但し、$k_0=k$であり、i=1～5）はそれぞれ10Hz以下、11～20Hz、21～30Hz、31～40Hz、41～50Hzの周波数成分の乱流エネルギを意味する。図10～図12に２倍断面でのk_i分布を示す。

本実験でのk_iの分布は次のような３種類のパターンを示した。

①断面内の一種類の目だつ周波数成分が存在する場合：図10のように比較的小さいϕ=7°の場合、弱い旋回流（β=3°）での低周波の乱れが目だつことを示す。断面全体に10Hz以下の低周波数の乱れが支配的である。

②断面内に数種の周波数成分の乱れが目だつ場合：図11 のように大きいϕ=15°について弱い旋回流(β=0°)が入る場合に断面全体に不均一な周波数成分の乱れが現れる。この旋回流のときはディフューザ部入口壁面では激しい剥離が生じているときである。

③断面全体に目だつ周波数成分の乱れが

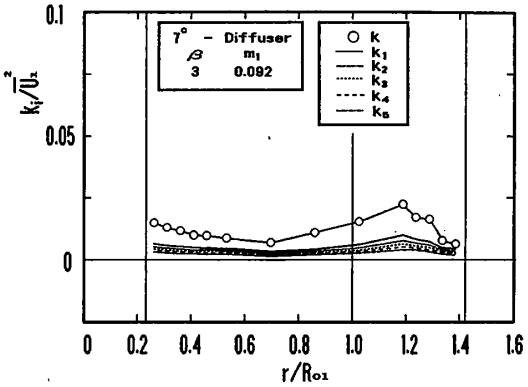


図10 周波数分布（ϕ=7°、β=3°）

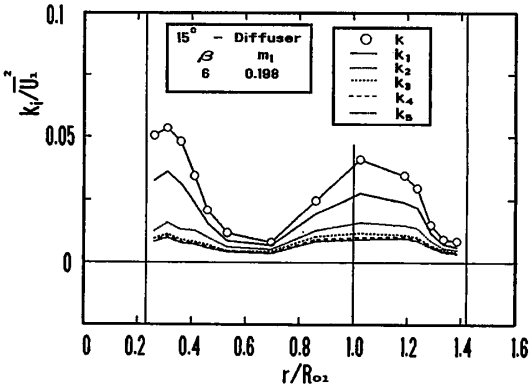


図11 周波数分布（ϕ=15°、β=6°）

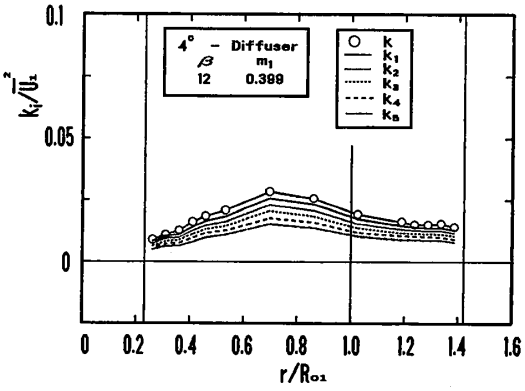


図12 周波数分布（ϕ=4°、β=12°）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

存在しない場合：図12のように断面全体がほぼ均一なk_iの分布であり、このような傾向は最大C_pを示すm_iより大きい旋回流強さのとき生じる現象である。すなわち、強い旋回流の場合であり、広がり角ϕには無関係で起きる。

次に、各ディフューザと旋回流の強さに対して各断面で、各周波数成分の乱れがどの程度含まれているかの割合を調べる尺度として周波数成分割合K_{Ri}を次のように定義する。

$$K_{Ri}=\frac{2\pi\int_{R_i}^{R_{01}}(k_{i-1}-k_i)\,\rho U r\,dr}{2\pi\int_{R_i}^{R_{01}}k\,\rho U r\,dr} \qquad (i=1,5) \qquad (4)$$

K_{Ri}は乱流エネルギkに含まれる5種類の周波数成分（10Hz以下、11～20Hz、21～30Hz、31～40Hz、41～50Hz）の割合をそれぞれ示す。図13～図15に各ϕについての周波数成分K_{Ri}を示す。入口では特に大きな周波数成分は見られないが、ディフューザ部に入ると10Hz以下の低周波の乱れ成分が大きくなっている。特に、弱い旋回流のときは壁面での部分的な剥離（ϕが7°と15°の場合）、もしくは剥離域近傍で発生する低周波成分の影響で低周波数成分が大きい。ϕが15°の場合はK_{R2}の成分がK_{R1}と同程度の値を持っている。以上のように弱い旋回流では壁面剥離によって流路面積が小さくなり、動圧成分が静圧に変換されない状態で放出されることと剥離によ

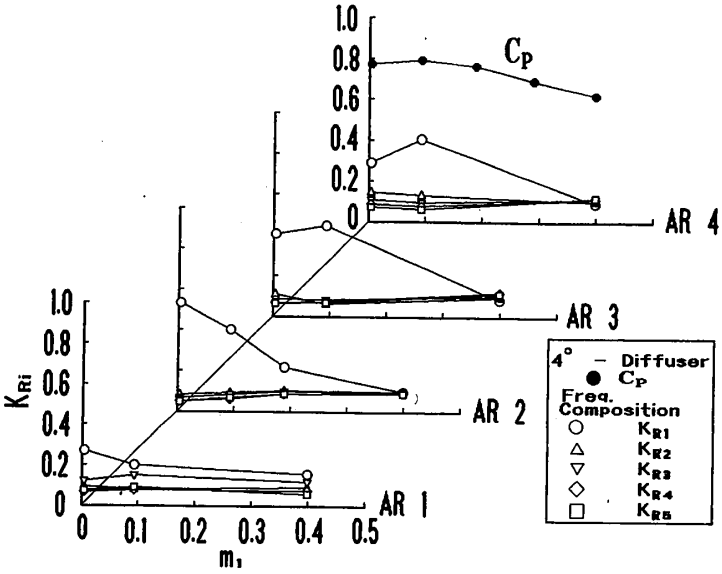


図13　周波数成分（ϕ=4°）

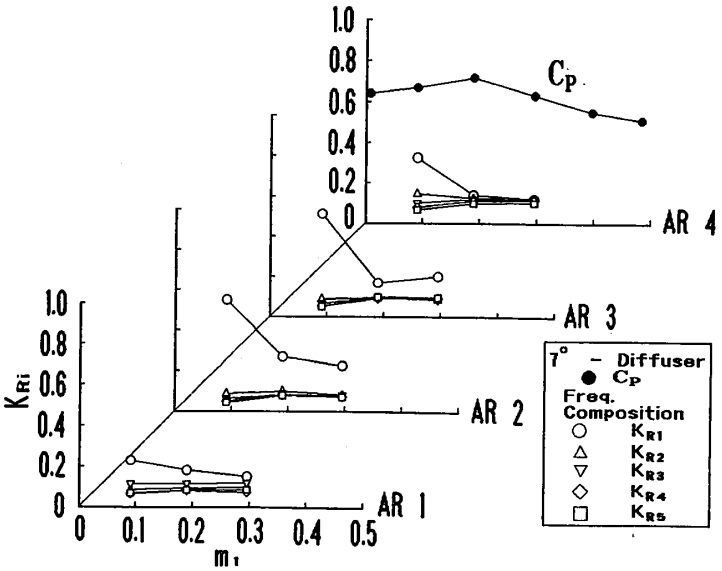


図14　周波数成分（ϕ=7°）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

って生じる大きい乱れにより静圧回復率の大きい減少が起こると考えられる。

5. まとめ

本研究では旋回速度成分を持った流れが円錐ディフューザに入る場合について静圧回復率を測定し、断面内の流量平均乱流エネルギと乱れの周波数特性を調べた。これらの実験結果から次のようなことが解った。

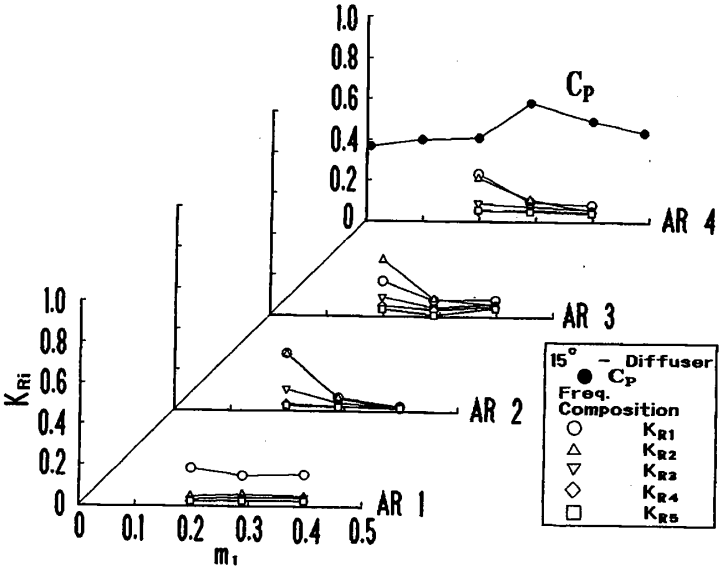


図15 周波数成分（φ=15°）

1)旋回流が流入する場合、最適静圧回復率を得るためにはディフューザ中心部に適当な直径の心棒挿入が必要となる。心棒なしでは入口直管の中心部に非常に不安定な低周波の乱れが発生する。また、ディフューザ内でも心棒ありに比べて、大きい乱れを発生させ、その結果静圧回復率も大幅に下がる。

2)最大静圧回復率を与える旋回強さに対し、流量平均乱流エネルギは最小になる。

3)弱い旋回流の場合は壁面の剥離等による低周波数の乱れが発達する。

なお、本研究の実験装置は本所試作工場により製作されたものである。関係各位に感謝する。

参考文献

1. 鄭・ほか４名 ； 旋回流円錐ディフューザの乱れ特性 ； 第１９回ガスタービン定期講演会 講演論文集 p45～50. 1991

2. 田代、吉識 ； 旋回流円錐ディフューザの静圧回復性能 ； 機論（Ｂ偏）、５１巻、４６２号、（昭６０）

3. C.D.Nelson ; The Design and Performance of Axially Symmetrical Contoured Wall Diffusers Employing Suction Boundary Layer Control ; ASME(Journal of Engineering for Power) Jan. p125-130, 1975

4. A.Klein ; Effect of Inlet Condition on Conical Diffuser Performance; ASME (Journal of Fluids Engineering) Jun. p250-257, 1981

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－2

剛体管内流の旋回一重渦層に起因する流動変動現象の実験検証

瀬　川　頼　英　　（日立機械研）

1.　まえがき

ガスタービンやボイラの燃焼器，また，自動車やロケットのエンジンでは，燃料を燃焼させるために気体あるいは液体の燃料と酸化剤（空気や酸素）とを混合させることが必要となる場合が多い。このような混合に広く利用される霧化において，その初期過程にみられる強いせん断層の不安定性に起因する流動変動の特性を把握しておくことは，燃焼性能の向上や燃焼装置の信頼性，とりわけ，振動燃焼の防止に関連して流動変動の抑制の必要性から，重要であると考えられる。

本研究では，このようなせん断層の不安定に起因する流動変動に関して，これまでの平行流における変動[1]に引続いて，旋回流における変動[2]を取り上げる。研究の目的は，すでに理論解析した旋回一重渦層を伴う管内流の安定性に関して，予測した流動変動現象の実験検証を行うことである。なお，同じ管内旋回流に伴う流動変動に関しては，すでにCassidyらによっても研究されている[3]。それによれば，管内旋回流における変動は，旋回流で形成される剛体渦の不安定性に基づく振れ回りにより発生し，この変動に関する無次元振動数および無次元圧力振幅が旋回流に関する運動方程式の無次元化から導入した無次元旋回強度に対して線型的な強い対応関係のあることを示している。これに対して，本研究で取り上げるものは，同じ管内旋回流に伴う流動変動であっても，剛体渦の不安定性によるものと異なり，旋回渦層の不安定性に基づくものである。これら変動の特性上の相違についても実験的に調べる。

2.　実験装置

研究対象の流動状態を作る実験装置を図1に示し，その流動発生部の詳細を図2，図3に示す。また，流動状態を測定する装置を図1，図4に示す。

図1で，流動状態は垂直に立てた石英管の下部に作り，流体は圧縮空気を用いた。管に流入する空気の流れに伴う緩慢な流動変動を除去するために，可変流量調整弁を使用した。流量Qはオリフィス流量計で測定した。空気温度は室内の温度計で常時監視した。

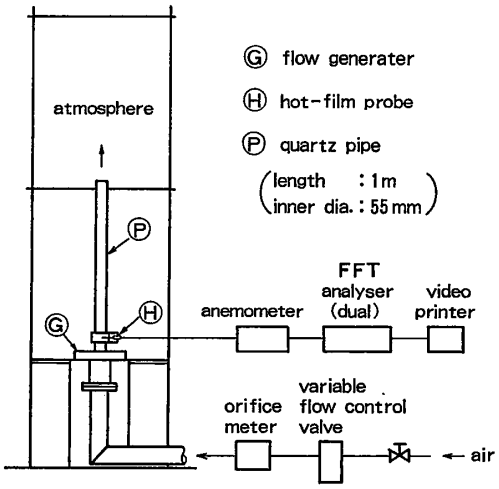
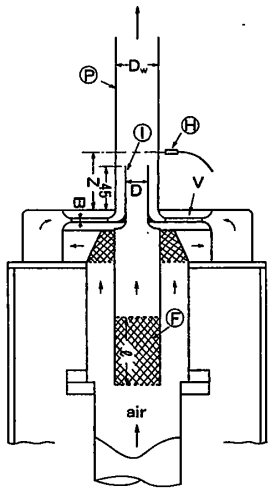


図1　流動発生装置

図2で，管に流入する空気は二流路に分け，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.



Ⓕ filter　Ⓘ inserted pipe
Ⓥ stationary vane (16 vanes)

図2　流動発生部

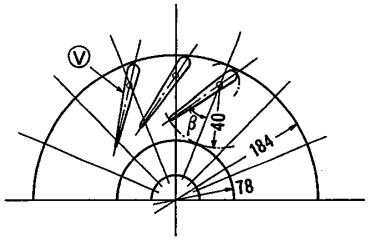


図3　固定翼の形状と取付け角度

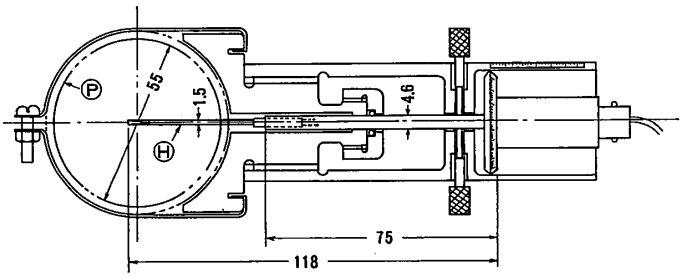


図4　プローブトラバース装置

一方はフィルタ（スチールウール材）入りの補助管とこれに連なる挿入管を通して管中央に平行流を形成させ，他方はもう一つのフィルタ（スチールウール材），ステーおよび輻流型の旋回器をなす固定翼を通して管内壁に沿って旋回流を形成させた。図3で，固定翼は7°のテーパをもった直線翼であり，16枚あり，ねじ止めにより半固定式に取付けた。また，挿入管を除去して円板で孔を閉鎖することにより純旋回流（D＝0に相当）を形成させた。

流動の測定は，図1に示す熱線流速計（リニアライザ付き）とFFTアナライザ（デューアル型）で行い，熱線プローブは標準形のホットフィルムセンサを用いた。また，プローブは図4に示す装置（透明，軽量なアクリル製）でトラバースを行い，管に対して軸方向，半径方向に位置が変え得るようにするとともに，熱線をプローブ軸の回りに回転できるようにした。

3.　実験方法

3.1　流速の測定方法

流速には，時間的にみて平均成分$\bar{u}$と変動成分$\tilde{u}$があるとともに，空間的にみて軸方向（z），周方向（θ），半径方向（r）の3成分u_z, u_θ, u_rがある。これらを完全に測定することは，時間的にも空間的にも大きい制約を受けることから，極めて困難である。本研究では，測定精度をある程度緩和した次の測定方法を用いた。

熱線プローブからの出力をリニアライザを通した後，二つの信号に分け，FFTアナライザで一方は直流成分として，他方は交流成分として同時分析し，とくに，交流成分についてはその振動数と大きさに周波数分析した。また，これら分析値は平均値（平均回数32）として読み取った。

一方，プローブは管に対して軸方向，周方向および半径方向に一定に保ちつつ，プローブ軸を自転させ，熱線の水平面に対する傾き角αを変えたときのプローブ出力の最大値，最小値とこれらに対するαを測定対象とした。実際には，プローブからの平

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

均出力の最大値$\overline{U}_{max}$，これに対するその傾き角α_mおよびセンサの特性上から$\alpha=\alpha_m+90°$に対する出力値すなわちその最小値$\overline{U}_{min}$を測定した。これによって管内流速の平均成分と変動成分を同時測定するとともに，空間的な3次元成分の平均値を3.2節に示す方法で求められるようにした。

3.2 平均流速の算定

熱線プローブからの出力値Uは，熱線とプローブ軸とに垂直な流速成分をu，熱線に平行な流速成分をv，プローブ軸に平行な流速成分をwとすると，

$$U^2=u^2+K^2v^2+G^2w^2 \qquad \cdots\cdots (1)$$

で与えられる。ここに，較正器によってK，Gを単独に実験的に求めたところ，流速0～100m/sの範囲で，K＝0.17，G＝0.97としてほぼ定数値が得られた。ところで，プローブ軸を自転させたときの，プローブからの平均出力の最大値$\overline{U}_{max}$，最小値$\overline{U}_{min}$，その最大値に対する熱線傾き角α_mとこの熱線位置での熱線とプローブ軸に垂直な流速成分$\overline{u}_m$との間には，センサの形状特性から，

$$\overline{U}^2_{max}=\overline{u}_m^2+G^2\overline{u}_r^2 \qquad \overline{U}^2_{min}=K^2\overline{u}_m^2+G^2\overline{u}_r^2 \qquad \cdots\cdots (2)$$

$$\overline{u}_z=\overline{u}_m\cos\alpha_m \qquad \overline{u}_\theta=u_m\sin\alpha_m \qquad \cdots\cdots (3)$$

が成り立つ。したがって，(2)式から$\overline{u}_m$，$\overline{u}_r$が

$$\overline{u}_z=\sqrt{\frac{\overline{U}^2_{max}-\overline{U}^2_{min}}{1-K^2}} \qquad \overline{u}_r=\sqrt{\frac{\overline{U}^2_{min}-(K\overline{U}_{max})^2}{G^2(1-K^2)}} \qquad \cdots\cdots (4)$$

で与えられ，(3)，(4)式から平均流速$\overline{u}_z$，$\overline{u}_\theta$，$\overline{u}_r$が算定される。

4. 実験結果

実験条件および測定範囲は，種々の予備実験を行った後，次のようにした。

B＝10mm，β＝22.5°，30.0°，37.5°，D＝0，20，30，40mm，ℓ＝90mm，Z＝50，75，300mm ……図2参照，r＝0～27.5mm，α＝0°～180°，Q≃130 m³/h

主な実験結果として管内平均流速分布を図5，7，9，11，13に，これらに対応するスペクトル特性の代表例を図6，8，10，12，14に示す。また，主な旋回渦層（D＝30）と純旋回流（D＝0）における主な波形特性を図15に示す。さらに，スペクトル特性のスペクトルの振動数はまとめて表1に示す。ここに，平均流速分布図の表のr，α，f，$\tilde{u}$は流速変動の主成分の振幅が，Z：一定，r＝0～27.5mm，

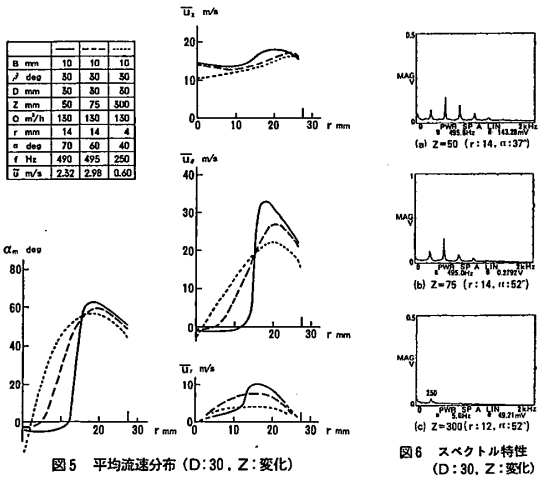
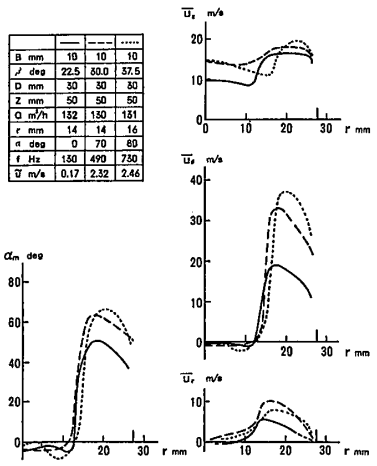


図5 平均流速分布（D:30，Z:変化）

図6 スペクトル特性（D:30，Z:変化）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.



	——	- - -	·····
B mm	10	10	10
β deg	22.5	30.0	37.5
D mm	30	30	30
Z mm	50	50	50
Q m³/h	132	130	131
r mm	14	14	16
α deg	0	70	80
f Hz	130	490	730
$\bar{u}$ m/s	0.17	2.32	2.46

図7　平均流速分布（D：30，β：変化）

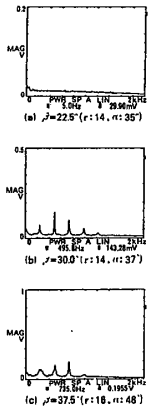
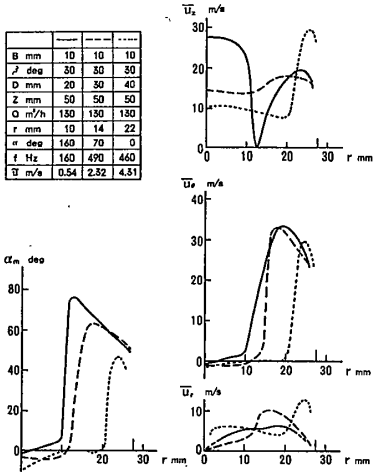


図8　スペクトル特性（D：30，β：変化）



	——	- - -	·····
B mm	10	10	10
β deg	30	30	30
D mm	20	30	40
Z mm	50	50	50
Q m³/h	130	130	130
r mm	10	14	22
α deg	160	70	0
f Hz	160	490	460
$\bar{u}$ m/s	0.54	2.32	4.31

図9　平均流速分布（D：20，30，40）

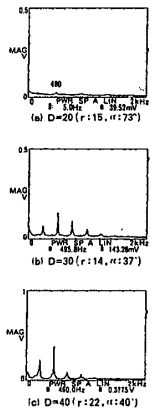
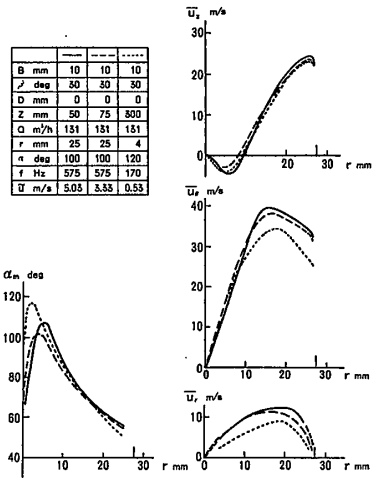


図10　スペクトル特性（D：20，30，40）



	——	- - -	·····
B mm	10	10	10
β deg	30	30	30
D mm	0	0	0
Z mm	50	75	300
Q m³/h	131	131	131
r mm	25	25	4
α deg	100	100	120
f Hz	575	575	170
$\bar{u}$ m/s	5.03	3.33	0.53

図11　平均流速分布（D=0，Z：変化）

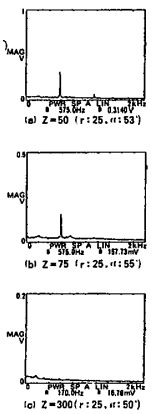
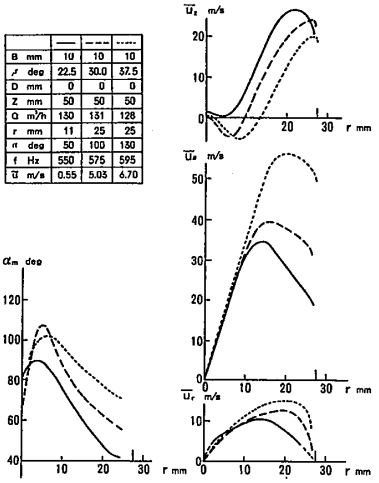


図12　スペクトル特性（D：0，Z：変化）



	——	- - -	·····
B mm	10	10	10
β deg	22.5	30.0	37.5
D mm	0	0	0
Z mm	50	50	50
Q m³/h	130	131	128
r mm	11	25	25
α deg	50	100	130
f Hz	550	575	595
$\bar{u}$ m/s	0.55	5.03	6.70

図13　平均流速分布（D=0，β：変化）

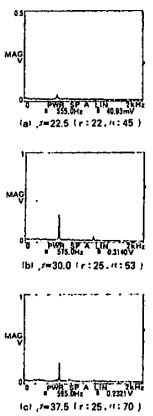
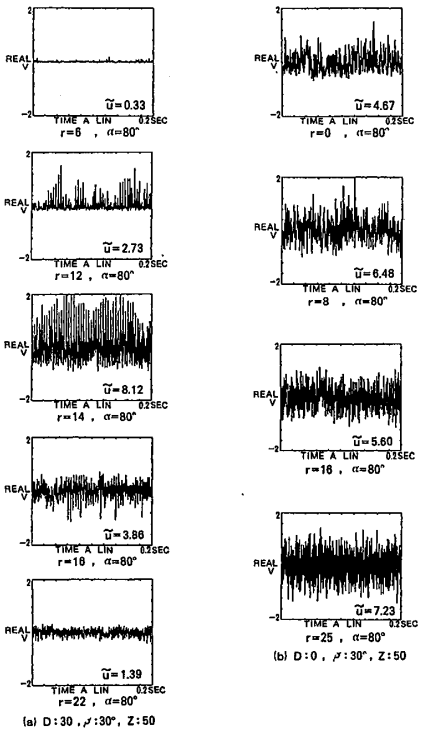


図14　スペクトル特性（D：0，β：変化）



(a) D：30，β：30°，Z：50

(b) D：0，β：30°，Z：50

図15　波形特性

表1　流速変動の主成分振動数の実験値

D mm	β deg	Z mm	Main frequency Hz						
30	30.0	50	245	495	735	990	1230	1480	1730
		75	250	495	740	990	1225		
		300	250						
30	22.5	50	(240)	(450)	(700)	(940)			
	37.0		265	495	735	1010	(1250)	(1485)	
20	30.0	50	(280)	480	900	1355	1740		
40			230	460	690	920	1145	1415	(1620)
0	30.0	50	575	1150	1730				
		75	575	1150	1730				
		300	575						
0	22.5	50	555						
	37.5		595	1190					

Ref. (　)show data obtained by some other measuring conditions.

α＝0°～180°で最大となったときの，プローブ半径方向座標，熱線の水平面に対する傾き角，変動主成分の振動数，同振幅を示す。また，スペクトル特性図および波形特性図の縦座標の単位1Vは10m/s に相当し，

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

波形特性図の$\tilde{u}$は流速変動の実効値を示す。

5. 結果の検討

管内平行流に旋回一重渦層が加わった流れの安定性理論[2]によれば，軸方向の流れの影響を受けない2次元波動を想定すると，管内流速が音速に比べて小さい場合，渦層内外の渦無し一様流の流体密度比は1に近いとして，この波動に関する特性方程式

$$e_1^2/m + c\,e_2^2/m + \Omega^2 = 0 \quad (m>0) \qquad \cdots\cdots (5)$$

$$e_1 = s \qquad e_2 = s - jm\Omega \qquad \Omega = 2\pi n_\ell = \Gamma/2\pi r_0^2$$

s：特性値　m：周方向波数　Ω：渦層の回転角速度　Γ：自由渦の循環　r_0：渦層の半径　r_w：管内半径

c：$\{(r_w/r_0)^{2m}+1\}/\{(r_w/r_0)^{2m}-1\}$，流体付加質量係数

が成り立つ。(5)式をsについて解くと次の結果が得られる。

(1)　m＝1のとき　$f = n_p,\ n_\ell$　……　安定

(2)　m＝2，3，……　$f = c\,m\,n_\ell/(1+c)$　……　不安定

$$v_r = 2\pi m n_\ell \sqrt{\frac{c}{(1+c)^2}\left(1-\frac{m_c}{m}\right)} \quad (\text{不安定波の成長率}) \qquad \cdots\cdots (6)$$

n_p：$\Gamma/(2\pi r_w)^2$，　渦心の微小振れ回り速度

とくに，c≃1の場合，不安定波の振動数および成長率は次式で近似される。

$$f = m\,n_\ell/2 \qquad v_r = \pi\,n_\ell\sqrt{m(m-2)} \qquad \cdots\cdots (7)$$

そこで，これらの理論解析結果を第4章の実験結果と対比させ，理論を検証した。

なお，同じ管内旋回流でも，純旋回流における剛体渦の不安定性による流動変動については，Batchelor が導いた理論式[4]から，その変動振動数 f_sは，

$$f_s = \frac{\omega_0}{4\pi}\left(\frac{n-1}{n}\right)n = \frac{\omega_0}{4\pi}(n-1) \qquad \cdots\cdots (8)$$

ω_0：剛体渦の渦度　n：剛体渦の半径方向変形次数

で与えられるとして，これと実験結果（D＝0に対するもの）とを対比させた。

5.1　D：30，Z：変化の場合

図5で，Z＝50の$\overline{u}_\theta$，$\overline{u}_z$の分布をみると，旋回渦層の理論で仮定した流動状態がかなりよく実現されていることが窺える。すなわち，r_0＝14.5mmを境にして，渦層の内側で渦度零の，その外側で自由渦の渦度零に近いほぼ一様な流れが作られている。もっとも，$\overline{u}_r$の分布について，理論では渦層部を含めて$\overline{u}_r=0$と仮定しているが，実験では渦層部を中心に$\overline{u}_r$は零から外れている。これについては，実際に$\overline{u}_r=0$であっても，図15(a)の波形特性からも推測されるように，半径方向の速度成分u_rの変動が渦層部を中心に存在するとき，熱線プローブの特性上から（流れの向きに係りなく流速が検知される）$\overline{u}_r$がみかけ上生じたものと考えられる。実際タフト法を調べたとこ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ろ，$\overline{u}_r \simeq 0$ であった。

そこで，図5の$\overline{u}_\theta$ の分布から自由渦の循環Γを求めると，$\Gamma = 3.94\,m^2/s$ となった。これから(5)式の特性値を計算すると，( )内は次数mの値を表すとして，波動の振動数は次のようになった。

132(1)，475(1)，512(2)，728(3)，956(4)，1190(5)，1426(6)，1664(7) Hz （1次は安定波の，2次以上は不安定波の振動数）

これらを表1に示す実験結果と対比させると，次数mに関して，

245(1)，495(2)，735(3)，990(4)，1230(5)，1480(6)，1730(7) Hz

の対応関係が推定された。すなわち，計算値と実験値は1次を除いてかなりよく合うことがわかった。これらの結果を表2のように表す。

また，図6(a)のスペクトル特性をみると（表1参照），495Hz 成分を最大振幅として，735Hz，990Hz，1230Hz ……の成分の順に振幅が漸減し，また，245Hz成分が495Hz成分に比べてとくに小さいことがわかる。これを(6)式の不安定波の成長率と対比させると，流体の粘性減衰が次数mの増加に伴って増大する流体の一般的性質を考慮するとき，そこに概ね対応関係があるとしても無理はないと推測される。

表2　流速変動の主成分振動数の計算値と実験値の比較

Condition			Main frequency Hz													
D mm	β deg	Z mm	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
30	30.0	50	*132 475	245	512	495	728	735	956	990	1190	1230	1426	1480	1664	1730
	22.5		*74 463	240	475	450	697	700	927	940						
	37.5		*167 492	265	549	495	767	735	998	1010	1236	1250	1479	1485		
20	30.0		*143 595	280	630	480	906	900	—	1355	1786	1740				
40			332	230	551	460	756	690	970	920	1193	1145	1422	1415	1654	1620
0	30.0	50	520	575	1040	1150	1560	1730								
	22.5		520	555												
	37.5		552	595	1104	1190										

Ref. * The values show frequencies of stable waves.

さらに，これら推定された波動に関して，Z＝50mmの上流からZ＝300mm の下流までの変化を調べると，図6の$\overline{u}_\theta$の分布において旋回渦層の分布から剛体渦を伴う純旋回流の分布に次第に変化していくにも係らず，表1から波動の振動数は殆んど変らず，ただ，振幅の変化するのがみられる。これは，旋回渦層が形成される上流側で発生した波動が下流に伝播していくためと考えられる。

なお，1次の波動について，振動数が計算と実験で著しく異なることについては十分に解明できなかった。しかし，壁の影響を無視した場合の(7)式に示す振動数の計算式に対しては，1次を含めて計算値と実験値はよく合うことがわかった。これらの結果はQを130m³/hから100m³/h に変化させても明確に確かめられた。

5.2　D：30，β：変化の場合

5.1節でZ＝50mmと一定にし，$\beta = 22.5°$，37.5°と変化させた場合について同様の検討を行った。図7で$\overline{u}_\theta$ の分布から，$\beta = 22.5°$ では $r_0 = 11$mm，$\Gamma = 2.21\,m^2/s$，$\beta = 37.5°$ では $r_0 = 16$mm，$\Gamma = 4.97\,m^2/s$として流速変動の振動数について，計算と実験を対比させた結果を表2に示す。実験の1次成分240Hz (22.5°)，265Hz (37.5°)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

を除いて，2次以上の成分ではかなりよい対応をみた。とくに，$\overline{u}_\theta$の分布で自由渦とみられる流域の大きい程，すなわち，βの小さい程，よい一致をみた。もっともβが小さい程，流速変動は発生し難いこともわかった。これは，流量Qが一定で，βが小さくなるとき，無次元旋回強度[3]が減少するためと考えられる。（第5章の本文末尾参照）

5.3　D：20，30，40，β，Z：一定の場合

5.1節でZ＝50mm，β＝30°と一定にし，D＝20，30，40mmと変化させた場合について同様の検討を行った。図9で$\overline{u}_\theta$の分布から，D＝20mmではr_0＝13.5mm，Γ＝4.28m²/s，D＝40mmではr_0＝22mm，Γ＝4.51m²/sとして流速変動の振動数について表2に示す結果が得られた。D＝20，40mmでは計算値と実験値の対応関係の弱いことがわかる。すなわち，D＝20mmでは，

計算値：143(1)，595(1)，630(2)，906(3)，1195(4)，1490(5)，1786(6) Hz

実験値：280(1)，480(2)，900(3)，1740(6) Hz　（( )：次数mの値）

また，D＝40mmでは，

計算値：151(1)，236(1)，332(2)，551(4)，756(6)，970(8)，1193(10)，1422(12)，1654(14) Hz

実験値：230(2)，460(4)，690(6)，920(8)，1145(10)，1415(12)，1620(14) Hz

このような対応関係の弱さは次のように考えられる。D＝20mmではβの大きさに対してDが小さく，上流側で流れが挿入管の横断面円周の接線方向に流入しないことから，旋回渦層が十分に形成されなかったためと考えられる。また，D＝40mmでは，旋回渦層は十分に形成されたものの，$\overline{u}_\theta$の分布で自由渦とみられる流域が殆んど無くなり，半径方向に幅の狭い環状噴流が形成されたためと考えられる。

なお，図5，7，9の表に示す実験結果から，旋回渦層を伴う流れでは，流速の変動主成分の振幅が大きい位置は過層の近傍にあることが認められた。

5.4　D：0，Z，β：変化の場合

図11で$\overline{u}_\theta$の分布をみると，Zの変化に係らず同程度の渦度の剛体渦の形成されているのがわかる。その渦度はω_0＝6.53×10³rad/sであり，流速変動の振動数fについて(8)式から求めた計算値と表1の実験値との対応関係は次のようであった。

計算値：520(1)，1040(2)，1560(3) Hz

実験値：575(1)，1150(2)，1730(3) Hz　（( )は次数nの値）

また，図13で$\overline{u}_\theta$の分布をみると，βの変化に対して形成される剛体渦の渦度は，β＝22.5°ではω_0＝6.53×10³rad/s，β＝37.5°ではω_0＝6.93×10³rad/sであり，表2に示す対応関係が推定された。βの増大に対してその振動数は，実験値では漸増するが，計算値では実験値のようには漸増していない。これは，$\overline{u}_\theta$の分布について，と

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

くに r ＝ 0 で理論上 $\overline{u}_\theta = 0$ であるが，実際には図１５(b)からも推測されるように u_θ の変動が大きいとき，プローブの特性上から $\overline{u}_\theta > 0$ となるために，そこでの正確な流速分布が得られず，剛体渦の渦度 ω_0 の推定が十分でなかったためと考えられる。このような差違は，$\overline{u}_r$ では r ＝ 0 ，r_w で，$\overline{u}_z$ では $r = r_w$ でもみられた。

なお，図１１，１３の表に示す実験結果から，剛体渦を伴う純旋回流では，流速の変動主成分の振幅が大きい位置は剛体渦の外輪近傍にあり，β の大きい程，剛体渦域が拡大して，管内壁に近接することがわかった。

なおまた，主に図５，７，１１，１３の表の $\tilde{u}$ および同図の平均流速分布から求めた無次元旋回強度[3] σ から，旋回流における流速変動の発生状態をまとめた結果を図１６に示す。D＝30mmとする旋回渦層における流速変動も，D＝0とする純旋回流における流速変動も，σ の増大に対して $\tilde{u}$ も概ね増大する傾向が窺える。また，$\sigma < 0.3$ ではいずれの変動に対しても，流速変動の発生しないことが窺える。

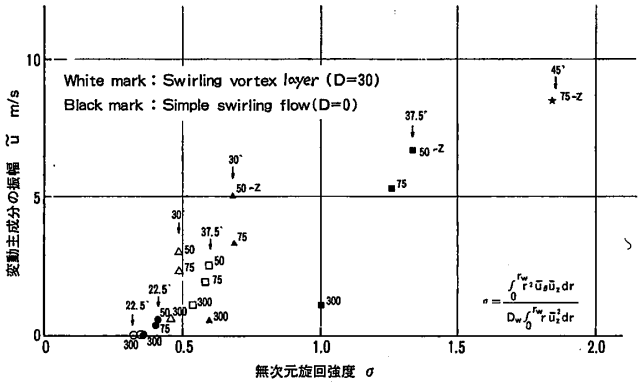


図16　変動主成分の振幅と無次元旋回強度との関係

6. むすび

旋回一重渦層を伴う管内流の安定性について，流動変動の発生現象を流動実験装置で熱線流速計を用いて調べ，次の結論が得られた。

(1) 管内の軸中央に平行流を，管内壁に沿って旋回流を形成させた流動実験装置で，流動変動の発生が認められた。

(2) 流速変動特性について，計算モデルが実現できるとき，２次元波動として実験と計算で概ね対応する。

(3) 同じ管内旋回流での流速変動でも，変動主成分の振幅が大きい位置は，旋回渦層の流れでは渦層近傍に，純旋回流では剛体渦の外輪近傍にあることがわかった。

最後に，本研究で終始相談に与った同研究所柏原康成氏に謝意を表する。

文　献

(1) 瀬川，機論，56—522，B (1990)，314.

(2) 瀬川，機論，56—531，B (1990)，3257.

(3) Cassidy, J.J. and Falvey, H.T., J.Fluid Mech., 41—4 (1970), 727.

(4) Batchelor, G.K., An Introduction to Fluid Dynamics, (1967), 532, Camb. Univ. Press.,

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－3

強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究
第２報 主流乱れを可変制御できる風洞の試作

＊阿　部　裕　幸　（機械技研）
筒　井　康　賢　（機械技研）
吉　識　晴　夫　（東大生研）

１．はじめに

通商産業省工業技術院ではムーンライト計画の一環としてコージェネレーション用および可搬式発電用の300kW級セラミックガスタービンの研究開発を行っている。それらの基本設計(1)～(4)からタービン翼のレイノルズ数を概算すると10^4から10^5の低い値となる。これに関する詳しい考察が筒井ら(2)によって行われ、低レイノルズ数領域における翼性能の低下する可能性が予測され、同時に主流の乱れ度も考慮する必要性が示された。筆者らは単独翼で主流に強い乱れがある場合の翼特性を調べる予備実験(3)を行ったが、低レイノルズ数領域では主流の乱れ度によって翼特性が大きく影響を受けることがわかった。しかし、この実験を詳しく行うためには主流の乱れ度を可変制御できる風洞が必要である。風洞実験において一般的に採用されている主流に乱れを与える方法としては測定部上流に格子を置き、主流と格子の速度欠損による速度差を利用している。しかし、この方法は乱れ度を変えるために格子の交換が必要であり、設置に手間がかかる。さらに個々の格子に対する乱れ度は実験条件によってあらかじめ調べておかねばならない。また格子は流れに抵抗として作用するため風洞に相応の負荷がかかり、十分な風速が得られない。今回は主流の乱れ度を可変制御できる風洞の試作をしたので報告する。

２．記号

Q ：噴流の全流量　l/min
d ：噴出孔の直径　m
N ：噴出孔の数
U ：ピトー管で測定した縮流部出口での主流の時間平均速度　m/s
Uf ：乱れ発生部での主流の時間平均速度　U/2　m/s
Uj ：簡易計算による噴流速度　$Q/(\pi d^2 N/4)$　m/s
V ：熱線風速計で測定した縮流部出口での主流の直流電圧値　v
v ：熱線風速計で測定した縮流部出口での主流の交流電圧値　v
$\overline{V}$ ：Vの時間平均値　v

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Vm ： 測定断面での$\overline{V}$の平均値　v

I ： 主流の乱れ度 $\sqrt{\overline{v^2}}/\overline{V}$

Im ： 測定断面でのIの平均値

X ： 測定断面での横方向位置の無次元値

Y ： 測定断面での縦方向位置の無次元値

C ： 翼弦長　m

ν ： 動粘性係数　m^2/s

Re ： レイノルズ数　UC/ν

t, τ ： 時間　s

τ_D ： 微分尺度　s

R(t) ： 時間相関　$\overline{v(t)\cdot v(t+\tau)}/(\sqrt{\overline{v(t)^2}}\cdot\sqrt{\overline{v(t+\tau)^2}})$

L ： 乱れの尺度　m

ω ： 周波数　Hz

D ： スペクトル密度　dB

3．主流乱れ可変制御装置の構成

主流乱れ可変制御装置の構成を図1に示す。試作した部分は乱れ発生部と縮流部であり、これらが既存の吹き出し風洞出口に取り付けられる。風洞実験ではこの縮流部の先に測定部を取り付けることになる。

乱れ発生部は1000mm×1000mmの断面内に外径12mm、内径10mmの真鍮管を20本並べ、各々の管に設けられた直径2mmの噴出孔より主流方向に圧縮空気を噴出させる構造となっている。噴出孔の数は全体で100と200の2通りとした。

縮流部は工作技術を考えて横方向にだけ縮流させる縮流比2のゴールドシュタイン・ノズルを採用した。試作の大部分は木材を使用し、縮流部の曲面だけは厚さ0.8mmの真鍮板で作った。内面は特にペイントは施さず、継ぎ目をパテで補修しただけである。

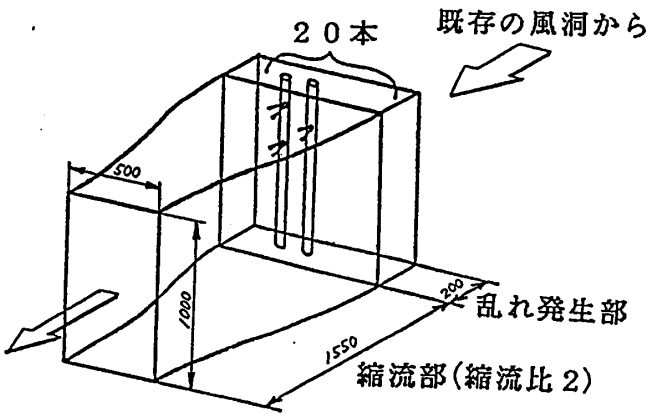


図1.主流乱れ可変制御装置の概略図

圧縮空気は圧縮機からアキュムレータを介して20本の管に供給される。流量はアキュムレータの前にあるバルブで調整される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4．縮流部出口での流れの測定

4．1 実験装置

図2に実験装置の概略を示す。主流の時間平均速度は縮流部出口に固定されたピトー管などで測定し、出口断面の水平方向および垂直方向の時間平均速度分布と乱れ度の分布はＩ型熱線プローブを移動させて測定した。実験装置の制御とデータの処理はパソコンで行った。

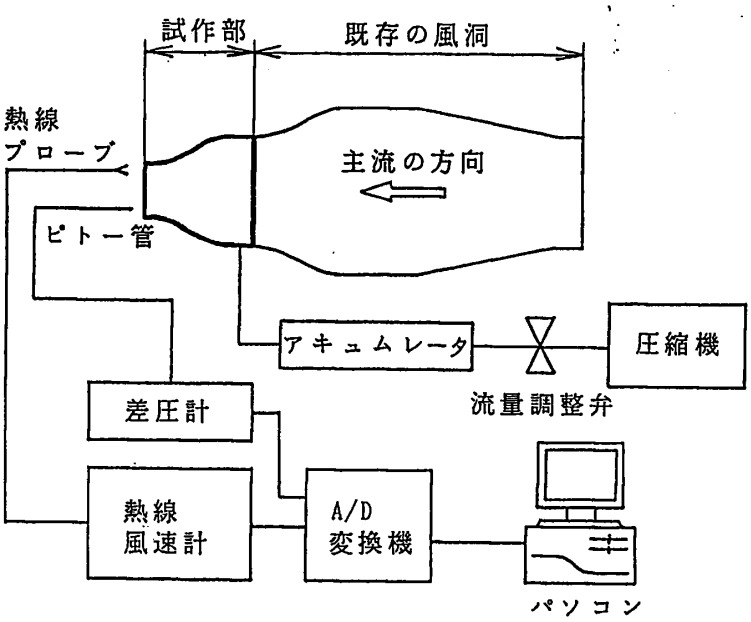


図2.実験装置の概略図

4．2 実験条件

噴流の全流量Qは以下の4通りとした。

Q=0, 750, 1500, 3000 l/min

レイノルズ数Reは将来この風洞で翼弦長Cが0.15mの2次元翼を用いて実験を行うことを計画しているので、代表長さにその翼弦長C=0.15m、代表速度にピトー管で測定した縮流部出口での主流の時間平均速度Uを取った。レイノルズ数Reは以下の3通りとした。

$Re=0.5\times10^5, 1.0\times10^5, 2.0\times10^5$

測定位置は図3に示す様に縮流部出口を横方向10mmおきに49点取り、縦方向には20mmおきに48点取った。

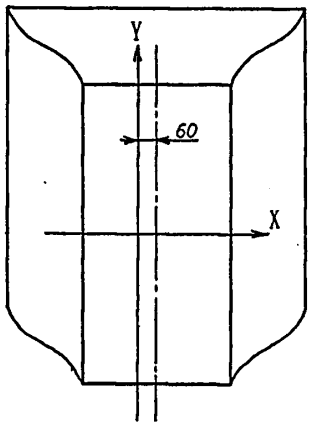


図3.縮流部出口の測定位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

5．実験結果と考察

5．1 時間平均速度と乱れ度の分布

図4に速度比Uj/Ufが異なる場合の無次元時間平均速度V/Vmと乱れ度Iの分布を示す。ここで横軸は測定断面での横方向位置の無次元値Xである。

図より速度比Uj/Ufの増加に伴って乱れ度Iの増加が認められる。乱れ度Iは壁近傍を除いてほぼ一定であるが速度比Uj/Ufの増加に伴って分布にばらつきが見られる。これは乱れを発生させる噴出孔の加工精度、噴出管の設置具合による影響であると考えられる。図は噴出孔の数が100の場合であるが200の場合と大きな差異は認められない。また測定方向が横方向Xと縦方向Yでも分布に差異は認められない。

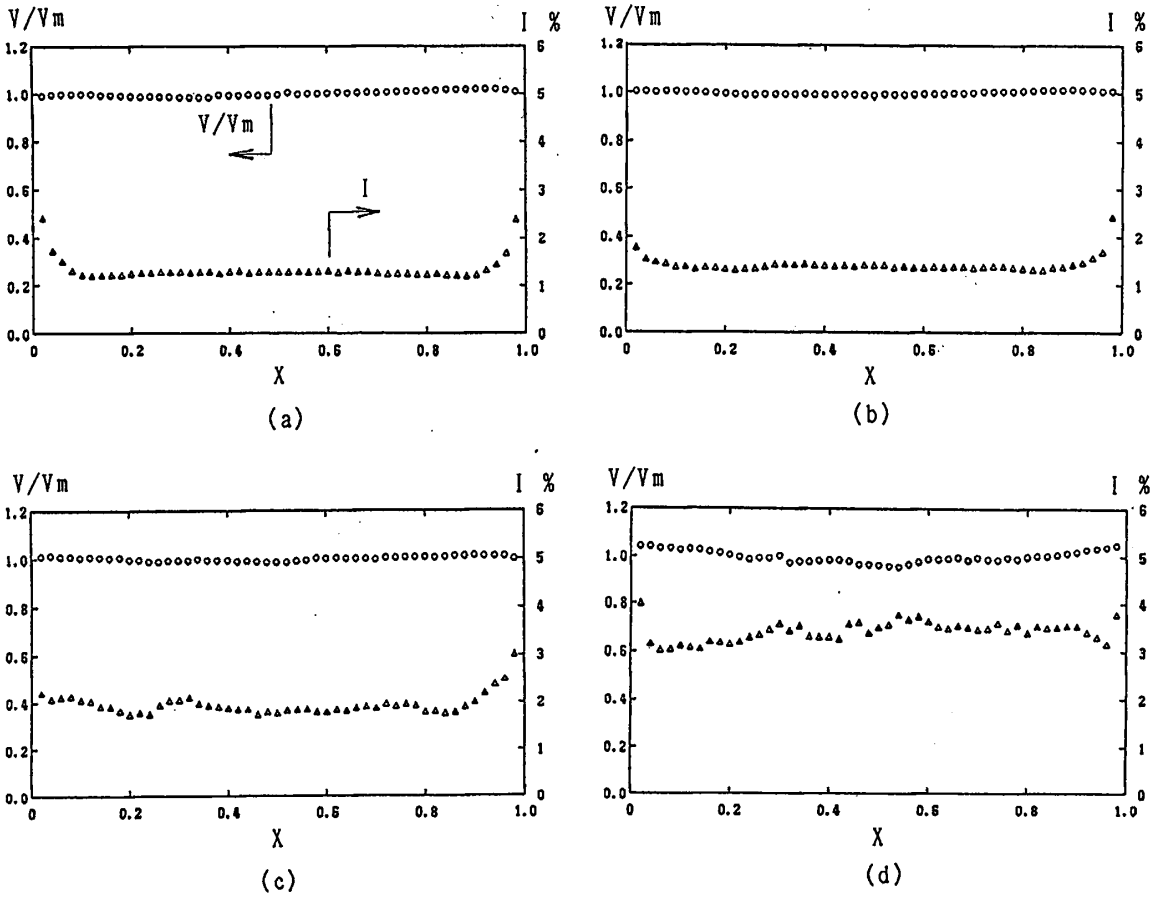


図4.時間平均速度と乱れ度の分布

(a) Uj/Uf=0.0 Re=1.96x10^5 N=100、(b) Uj/Uf=7.8 Re=1.96x10^5 N=100、
(c) Uj/Uf=15.5 Re=0.99x10^5 N=100、(d) Uj/Uf=30.8 Re=0.51x10^5 N=100

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

5．2 速度比による乱れ度の変化

図5に速度比Uj/Ufによる測定断面での平均乱れ度Imの変化を示す。ここでImは壁の影響を考慮して壁から40mm以内の測定値は除いて平均化した。

図より本実験条件下ではUj/Uf>10において速度比Uj/Ufと乱れ度Imに比例関係が成り立つのが認められる。また速度比Uj/Uf=0で噴出管を取り除いたときの乱れ度Im（図中の△印）も示すが、この比例関係の延長線上にあることがわかる。つまり、速度比Uj/Uf<10では噴流と主流の速度差による乱れよりも、主流と噴出管で生ずる速度欠損による速度差が乱れの生成に寄与している事がわかる。

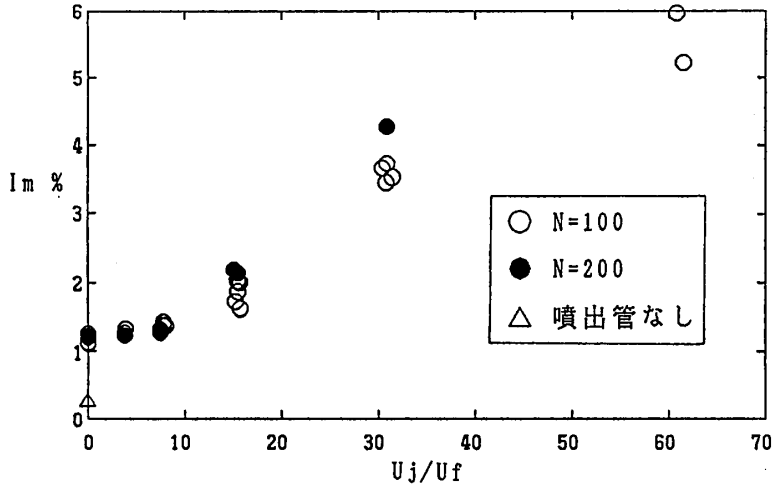


図5.速度比Uj/Ufに対する乱れ度Imの分布

5．3 時間相関

図6に速度比Uj/Ufが約15のときの時間相関の分布を示す。但し、測定位置はX=0.5である。

乱れの尺度Lを微分尺度τ_Dに変動速度成分の二乗平均を乗じたもので定義するなら

$$L=\tau_D \cdot U \cdot I$$

となる。ところで本実験条件下では$\tau_D \cdot U$はほぼ一定となり、乱れの尺度Lは乱れ度Iに比例する。またこの乱れ度Iは速度比Uj/Ufと比例関係があるので、結局速度比Uj/Ufと乱れの尺度Lに比例関係が成り立つ。図は噴出孔の数Nが100の場合であるが、200の場合にも同じ傾向が認められる。

図7にスペクトル解析の一つを示すが、特に卓越した周波数は見られない。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

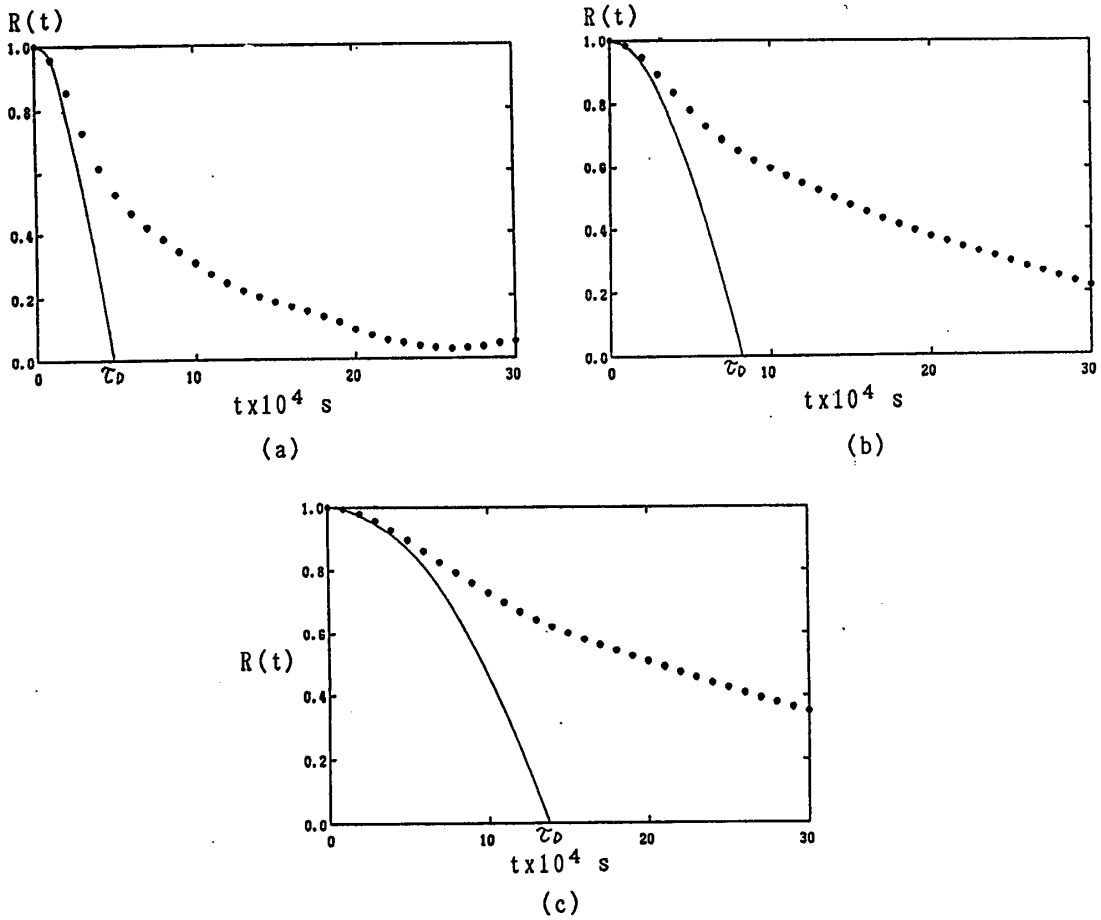


図6. 時間相関

(a) Uj/Uf=14.9 Re=2.00x10^5 N=100 τ_D=4.9x10^{-4}s U=21.2m/s I=1.71% L=0.178mm

(b) Uj/Uf=29.6 Re=1.01x10^5 N=100 τ_D=8.3x10^{-4}s U=10.7m/s I=3.20% L=0.284mm

(c) Uj/Uf=58.2 Re=0.51x10^5 N=100 τ_D=13.7x10^{-4}s U=5.5m/s I=5.62% L=0.423mm

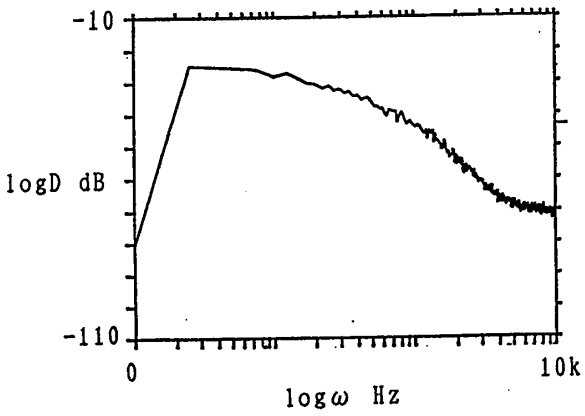


図7. スペクトル解析

Uj/Uf=14.4 Re=1.01x10^5 N=100 I=1.73%

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

6．まとめ

主流の乱れ度を可変制御することを目的に乱れ発生部と縮流部を試作し、これを吹き出し風洞に据え付け、縮流部出口において主流の速度を計測した結果、次のことが明らかになった。

(1)噴流速度、つまり圧縮機から噴出管に送る空気流量を調整することにより主流の乱れ度を外部から制御できる。

(2)主流の速度分布、乱れ度は噴流全流量よりも噴流速度と主流速度の比に強く依存する。従って、適当な噴出孔の数により小流量の圧縮空気で主流に充分な乱れ度を与えることができる。

以上のことより本装置の有効性が示された。

終わりに、本研究を行うにあたり御協力いただいた元筑波大学の瀬下龍之君、元神奈川工科大学の関口泰央君、野澤利明君、神奈川工科大学の金田努君に感謝します。

7．参考文献

(1)永松壮一他：ムーンライト計画における研究開発の概要、日本ガスタービン学会誌17-67(1989)、pp.2-4

(2)倉田公雄：コージェネレーション用再生一軸式セラミックガスタービン、日本ガスタービン学会誌17-67(1989)、pp.5-12

(3)星野昭史：コージェネレーション用再生二軸式セラミックガスタービン、日本ガスタービン学会誌17-67(1989)、pp.13-20

(4)浜田義次：可搬式発電用再生二軸式セラミックガスタービン、日本ガスタービン学会誌17-67(1989)、pp.21-30

(5)筒井康賢他：高温化によるタービンのレイノルズ数の低下の影響について、工業技術院機械技術研究所研究発表会概要(1991-5)、p.20

(6)阿部裕幸他：強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究、日本ガスタービン学会主催ガスタービン秋季講演会講演論文集(1990-11)、pp.29-34

(7)生井武文、井上雅弘：粘性流体の力学、理工学社、pp.76-78

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－4

ラジアルタービンの空転損失（その1）実験結果

三菱重工業㈱　長崎研究所

松尾栄人
樋口　光
高比良信広

1.　まえがき

ラジアルタービンは過給機、小型ガスタービン、ガスエキスパンダー、小型蒸気タービン等に使われている。作動流体は内向き半径方向に流れ、周速差により多くの仕事をするため、単段で高圧力比のタービンに適している。また翼枚数が少なく比較的簡単な規則性のある形状を持ち、精密鋳造で安く出来るため、小型ターボチャージャー用として年間数百万台が生産されている。

小型、特に車両用のターボチャージャーでは加速性を良くするために、排気ガスの運動エネルギーを利用する動圧過給方式が採用されており、タービンに排気ガスが送入されない時は、ロータの慣性で回転する空転状態となる。

大型ディーゼル機関では、ターボチャージャーの効率が向上し、ターボチャージャーに使用される排気ガスは全排気ガス量の90％程度で済み、10％程度の余剰排気ガスのエネルギーを別置きのタービンで回収するパワータービン方式が採用されている。このパワータービンにも小型で高性能であることからラジアルタービンが採用されている。パワータービンはギヤートレーンで機関の出力軸に連結されているため、排気ガスが送入されない時には空転状態となり空転損失が発生し、タービン周りのガス温度が上昇する。

モータ駆動のコンプレッサの補助動力源として、排気ガスや高圧空気で作動するラジアルタービンを使用する場合、モータを先に起動すると、ラジアルタービンは被駆動状態・・・空転状態・・・となり空転損失が発生する。特にモータ駆動の場合、一挙に定格回転まで昇速させるため、ラジアルタービンも定格回転に達し、入口・出口のガス温度が急上昇し、ノズルや動翼がクリープ破壊に至ることもある。このため入口側の圧力上昇を利用し、高温のガスをバイパスラインから排出し、出口側配管に低温ガスの吸入口を設けることによりガスを循環させ除熱する対策がとられている。この循環ガス量などを決定するためには、空転損失の大きさと入口側の圧力を正確に知る必要がある。スタートシークエンスで対処する場合もタービン入口側の温度、昇温速度、圧力及び昇圧速度を知る必要がある。

車両用のガスタービンでは、下り坂走行やアクセルを離した時の様にエンジンからタービンが駆動される状態（理論速度比が1～1.2以上）ではコンプレッサ作動域に入り、タービンの出力が負となる。この負の出力は空転損失と等しく、この空転損失をエンジンブレーキとして利用することができる。

ラジアルタービンの空転損失に関する研究は極めて少なく、精度の高いデータの取得が望まれている。このため本研究ではタービン動翼を他のタービンで駆動して空転損失（タービン入口弁閉時を空転時、開時をコンプレッサ作動時に分けて示す。）を求める試験を行った。

ここでは、その試験結果の概要について報告する。

2.　実験装置と実験方法

供試タービンの断面形状を図2－1に、ラジアルタービン動翼形状寸法と温度計測位置を表2－1及び図2－2に、実験装置の系統図を図2－3に、主要な計測項目と計測箇所を図2－2及び3中に示す。

空転損失の実験装置は、ターボチャージャーを改造し、供試タービンを他の軸端の駆動用タービンで駆動するための実験機、両タービンの入口、出口配管、計測系より構成される。

供試タービンは過給機、ガスタービン、エキスパンダー用として試作したものを使用した。駆動用タービンは、既設の空気源の高圧空気で駆動し、その出力と特性は空気流量及び配管内の空気の温度、圧力の計測値から算出した。機械損失（機械効率）は、軸受への供給潤滑油量及び入口・出口の温度差より算出した。

空転状態及び供試タービンがコンプレッサとして作動する（タービン出口から入口へ流体が流れる）場合の特性を、供試タービンの入口弁（コンプレッサとして考えると出口弁）開度0～100％について、空気流量及び入口、出口の温度、圧力を計測して求めた。

ガスタービン秋季講演会（札幌）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

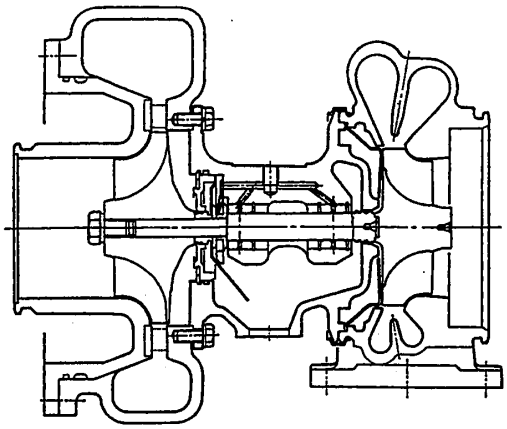


図2－1　供試タービン断面形状図

表2－1　供試タービン要目

供試タービン	動翼外径 D_3(mm)	動翼入口巾 B_3(mm)	スクロール形状	ノズル有無
A	132	17.5	ノズル付	無
B	132	17.5	ノズル付	有
C	132	21.5	ノズルレス	無
D	106	15.9	ノズルレス	無

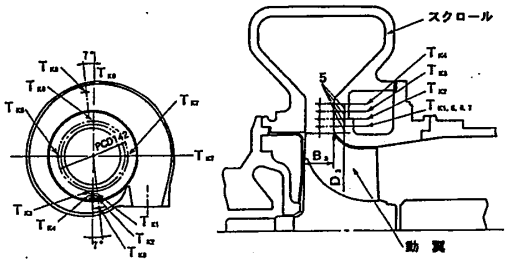


図2－2　ラジアルタービン動翼と温度計測位置

3.　実験結果とその考察

3.1　データ整理式

実験結果を下記の式で整理した。

駆動用タービンの出力　　L_D (kW)

$$L_D = J \cdot C_P \cdot G_D (T_{STD} - T_{TDD}) / 102 \quad (1)$$

機械損失Y　　L_M (kW)

$$L_m = JC_P (T_{DL} - T_{SL}) \cdot G_i / 102 \quad (2)$$

空転損失　　L_F (kW)

$$L_F = L_D - L_M \quad (3)$$

温度上昇係数　　μ_T

$$\mu t = J \cdot C_P \cdot (T_{DT} - T_{ST}) / (U^2/g) \quad (4)$$

流量係数　　ϕ

$$\phi = G / (\gamma_D \cdot A \cdot U) \quad (5)$$

圧力係数　　ϕ_T

$$\phi t = J \cdot C_P \cdot T_{DT} \cdot \{(P_{ST}/P_{DT})^{(\kappa-1)/\kappa-1}\} / (U^2/g) \quad (6)$$

ここで

記号

L ：入力／出力　　κ ：比熱比
J ：仕事当量　　C_P：比熱
U ：周速 (m／s)　　A ：代表面積 (m^2)
γ ：比重 (kg／m^3)　　P ：圧力 (kg／m^2)
G ：流量 (kg)　　T ：温度 (K)
g ：重力加速度

添字

$_S$ ：入口　　$_D$ ：出口
$_S$ ：静状態　　$_T$ ：全状態
$_D$ ：駆動

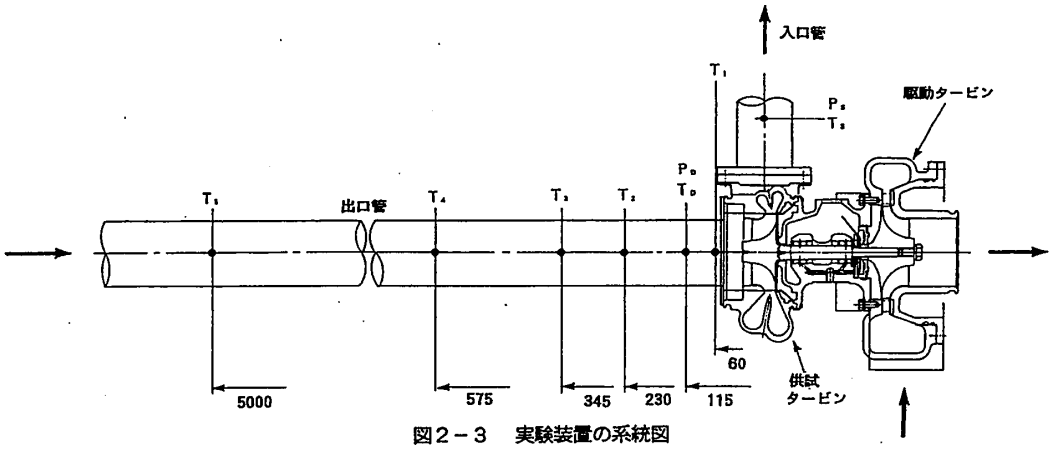


図2－3　実験装置の系統図

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3.2　実験結果とその考察

図3－1、2に供試タービンの空転時及びコンプレッサ作動する場合の温度及び圧力の計測値を示す。図3－1に空転時の周速311（m／s）の場合の動翼入口直前温度$T_{K1\sim4}$、タービン入口温度T_s（計測位置は図2－2参照）及び出口温度T_D（図2－3参照）の経時変化を示す。

いずれの計測点の温度も急速に上昇しており、動翼前縁に近い動翼入口直前温度$T_{K1\sim4}$が最も高く、昇温速度も最も速い。動翼出口管内のタービン出口温度T_Dも急速に上昇しており、動翼に近い程温度が高い。経過時間約20秒後に動翼入口直前温度$T_{K1\sim4}$が550℃に達したためタービン入口弁を開き、供試タービン内部に空気を流して冷却した。このときタービン内部に溜まった高温空気の入口管内への流入によりタービン入口温度T_sが急上昇し、タービン出口管内の低温空気の流入により急低下している。図3－2は温度及び圧力の場所による変化を示す。空転時、コンプレッサ作動時共に、供試タービンの入口・出口の温度が上昇している。温度上昇は動翼に近い程大きく、かつタービンを流れる流量が少ない程（入口弁開度が小さい程）大きい。空気の流れがわずかでもあれば、動翼前縁から入口管内全ての空気温度が等しいことから、大気による冷却効果は小さく、入口弁を締め切った場合のスクロール入口から入口管内の温度低下は高温流体の循環している範囲と強さに比例しているものと考えられる。

以上の結果から、強い循環流が動翼内部で起こっており、循環流は動翼入口側、出口側共に動翼から離れた所まで及んでいる。動翼出口配管内の動翼後縁から575mm

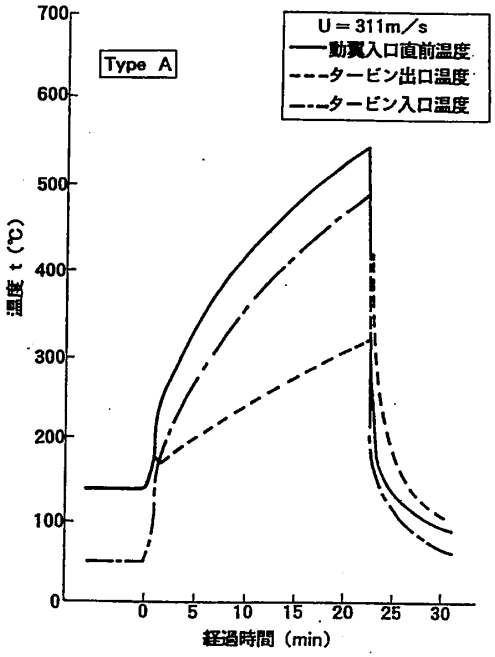


図3－1　空転時及びコンプレッサ作動時のラジアルタービン入口、出口の温度の経時変化

離れた点でも動翼入口直前の温度（最高温度）の約3分の2まで上昇している。また、タービンの入口圧力は、通過流量が多い程高く、スクロール内での圧力損失は大きくなっており、動翼入口部の平行壁及びスクロール内部での圧力回復は見られない。これは、平行壁やスクロー

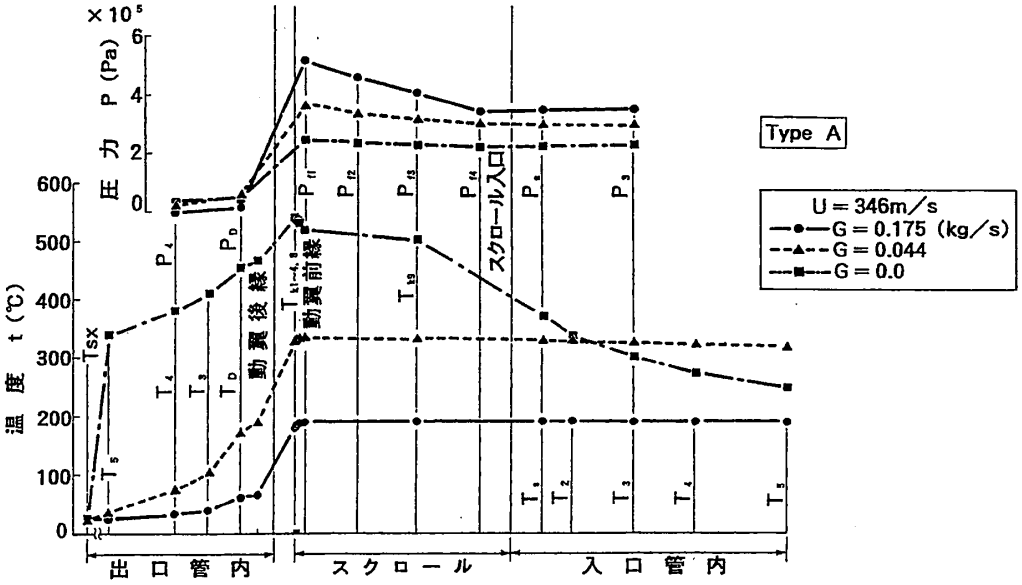


図3－2　空転時及びコンプレッサ作動時のラジアルタービン入口、出口の温度・圧力

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ルの流路面積が通過流量に対して広すぎるとともに、循環流（逆流）が起こり圧力回復していないためと考えられる。図3－3に空転時及びコンプレッサ作動時の供試タービン・タイプAの無次元特性（コンプレッサと同じ無次元整理）を示す。効率と圧力係数は、周速（回転数）によって変化しているのに対し、温度上昇係数は回転数に対して変化せず、流量係数にほぼ比例している。図3－4に供試タービン形状（タイプA, B, C, D）の違いによる周速（回転数）一定の場合の圧力係数と温度上昇係数の流量係数に対する変化を示す。圧力係数は形状により大きく

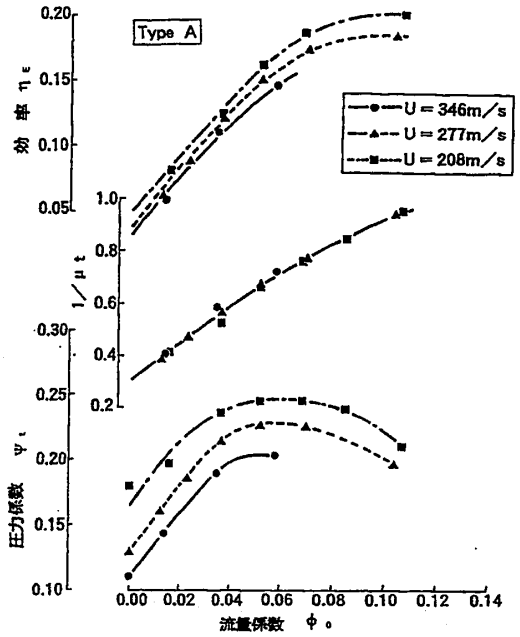


図3－3　空転時及びコンプレッサ作動時のラジアルタービンの周速による空力特性の変化（コンプレッサと同じ無次元特性）

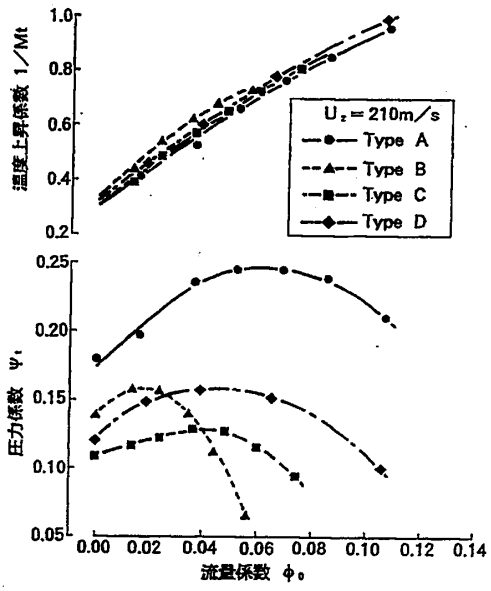


図3－4　空転時及びコンプレッサ作動時のラジアルタービンの形状による空力特性の変化

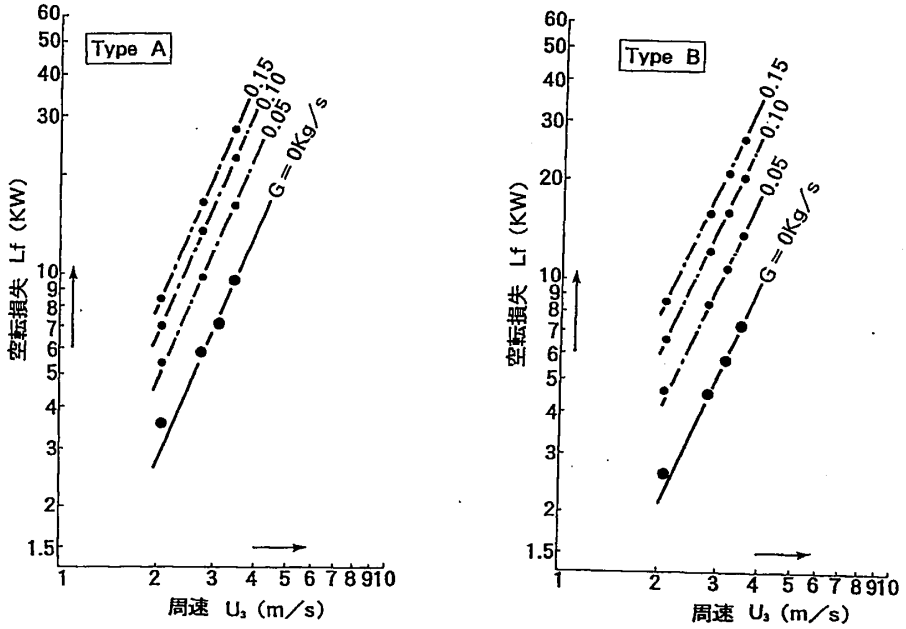


図3－5　ラジアルタービンの空転損失とコンプレッサ作動時の入力

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

変化しているが、温度上昇係数はほとんど変化していない。

通常のコンプレッサの無次元特性に比べ流量係数は約10分の1、温度上昇係数は約3倍、圧力係数は約4分の1から約3分の1であり、効率は7～25％位である。

図3－5に供試タービン・タイプA，Bの空転損失及びコンプレッサ作動時の入力計測結果を示す。いずれの計測結果も流量一定の場合、入力は回転数の2.6～3.0乗に比例し、一定回転数の場合、流量のほぼ1乗に比例している。

4. まとめ

駆動用空気タービンの他方の軸端に設けた供試ラジアルタービンの動翼4種について空転損失を実測し、高精度のデータを取得した。

空転損失（タービン入口弁閉時を空転時、開時をコンプレッサ作動時と分けて示した。）はラジアルタービンがコンプレッサとして作用することにより大きな損失を発生するものであり、このときの空力特性（コンプレッサと同じ無次元特性）を明らかにした。

通常のコンプレッサに比べ流量係数が約10分1、圧力係数が約4分の1から3分の1、温度上昇係数が約3倍であり、空転時とコンプレッサ作動時との間には連続性がある。

ラジアルタービン動翼の入口、出口及び配管各部の空気温度計測の結果、空転時及びコンプレッサ作動時ともに、各計測点の温度が動翼入口直前の温度上昇に比例、動翼からの距離に反比例して変化しており、動翼を中心に入口・出口配管に及ぶ強い循環流が生じている。

空転損失は動翼形状のみでなく、ノズルの有無等、周辺の形状に大きく影響される。これは動翼周りを循環する作動流体の流れが周囲の形状に規制され、循環流量が変化して動翼のする仕事が変化するためと考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－5

翼上面に吹き出しを有する減速翼列の特性

* 白鳥敏正（都立科学技術大学）
桜井忠一（都立科学技術大学）
今井利枝（川崎重工）

1．まえがき

軸流圧縮機の高圧力比化の要求にともない、翼列の高速化、高負荷化が進められている。その中で、高転向角時の失速遅延による高負荷化、ストールマージンの拡大等をねらって、種々の試みがなされてきている。たとえば、タンデム配置翼列、その変形とみなされるスロット付き翼列、吹き出し翼列、ジェットフラップ翼列等[1]がある。タンデム配置翼列、スロット付き翼列では、翼下面側空気を前後翼間の細流路、翼部スロットを通して、翼上面から吹き出させ、上面側の弱くなった境界層にエネルギを与え、はく離を遅らせ、作動範囲を拡げようとするものである。またジェットフラップ翼列では、単独翼と同様に翼の後縁からある角度をつけてジェットを吹き出し、翼の循環を増加させ、ジェットのエントレンメントにより失速を遅らせようとするものである。吹き出し翼列では、スリットから高速空気を吹き出させ、コアンダ効果等により、はく離を遅らせようとするものである。

このような方法により、失速角を数度程度増加させることが出来たと報告されているが、これらの成果が実用の圧縮機に広く採用された例はほとんどないようである。これは、これら翼列の得失、構造上の問題、他の方法の採用等の理由によるものと判断される。なお、ジェットフラップ翼列、吹き出し翼列とも一定のメリットがあるとしても、圧縮機全体としての損得はそのために必要なエネルギ、ペナルティ等を注意深く考慮する必要があることは言うまでもない。しかしながら、部分的適用あるいは他の用途への適用について、このような方法の適用の得失を見直しても良いであろう。

ここでは低速翼列の高負荷化、作動範囲の拡大化を目的として、翼上面に吹き出しを有する減速翼列について、予備的実験を行った結果を報告する。

2．供試翼列

供試直線翼列の基本翼型は、翼弦長１００ｍｍ、翼厚１０％の二重円弧翼とし、吹き出しスロット無しの通常翼と吹き出しスリット付きの翼の二種類を自作した。図１に吹き出しスリット付き翼の形状を、通常翼に対する基本翼型、翼列条件、実験条件とともに示す。通常翼はＮＡＳＡ　ＳＰ－３６翼列設計法に基づき設計し、スリット

ガスタービン秋季講演会（札幌）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

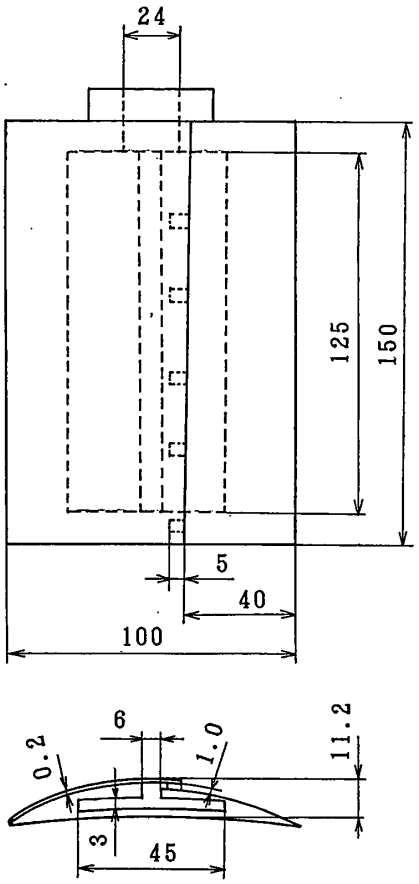


図１　吹き出しスリット付き翼

設計転向角	２８．７°
翼枚数	７枚
反り角	３６．６°
ソリディティ,c／s	１．５４
アスペクト比	１．５
レイノルズ数	約２．４x１０^5
平均吹き出し空気流速	約６９ m/s

付き翼はこの通常翼に吹き出しスリット分の厚みを加えた翼型とした。吹き出しスリット位置は翼前縁から６０ｍｍとし、吹き出し寸法は１ｍｍｘ１２５ｍｍ（実質１１１ｍｍ）である。また、今回は翼の内部構造について、吹き出し流速を一様にするための特別な工夫は行っていない。実験は低速二次元翼列風洞で行った。なお側壁からの抽気等は行っていない。吹き出し空気供給系を図２に示す。ブロアからの送出空気はオリフィス流量計を通って、空気分配器に入り、そこから７枚の翼に導かれる。

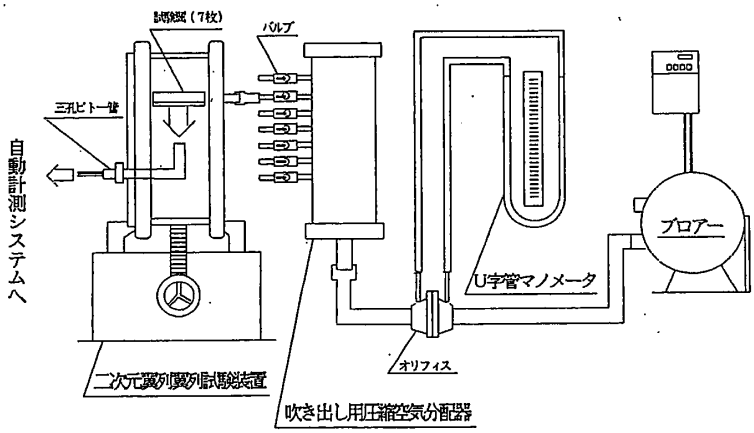


図２　吹き出し空気供給系

３．実験結果

はじめに比較対照のために、吹き出しスリット無しの通常翼列について、入射角ｉに対する全圧損失係数ζと転向角 Δβの測定結果を図３に示す。図中の⊕は設計点での値であるが、全圧損失では、測定値は設計点での推定値の２倍近いが、転向角ではほぼ妥当な値である。次に吹き出しスリット付き翼列についての測定結果を図４（流

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

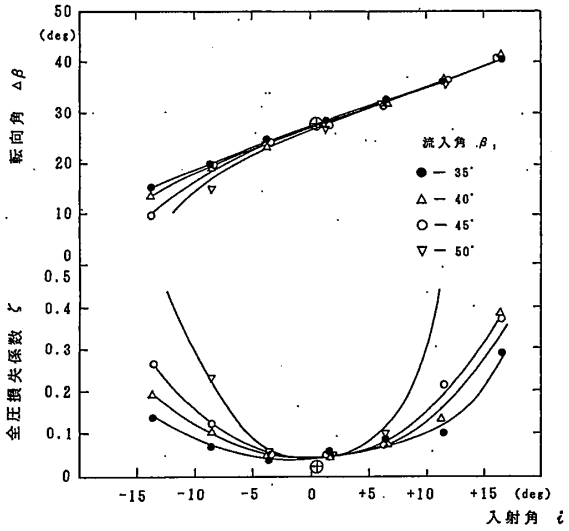


図３　通常翼列の特性

入角β_1＝４０°、４５°）に示す。図においては、（Ａ：●）吹き出しを行った場合（Ｂ：○）行わなかった場合の結果を、比較のために（Ｃ：△）吹き出しスリット無しの通常翼列の結果とともに示してある。（Ａ）と（Ｂ）の結果を比較すると、吹き出しを行った場合、全圧損失係数は行わなかった場合に比べてかなり小さな値となっている。入射角ｉ＞約１０°で、その差は小さくなるが、ここでは前縁はく離状態となり、翼中央部での吹き出し効果が無効となっていると思われる。　また（Ｂ）と（Ｃ）の比較では、（Ｂ）の方が入射角全域で全圧損失係数は大きな値となっている。これは翼上面の吹き出しスリット部の段差により、ここで境界層はく離が発生しているためである。転向角について見ると、（Ｃ）と比べて（Ａ）、（Ｂ）の場合とも若干大きな値となっているが、吹き出し翼の場合、吹き出しスリット部の分だけ基本翼型より翼厚が増し、結果として反り角が大きくなっていること、さらに（Ａ）の場合、コアンダ効果により偏差角が小さくなったためと考えられる。なお本供試翼の場合、測定はスパン方向中央でおこなつたが、吹き出しスリット部の構造上、吹き出し速度はスパン方向均一ではなく、そのため結果にはスパン方向の違いが見られた。さて吹き出し速度を大きくすれば、はく離抑止効果は増す

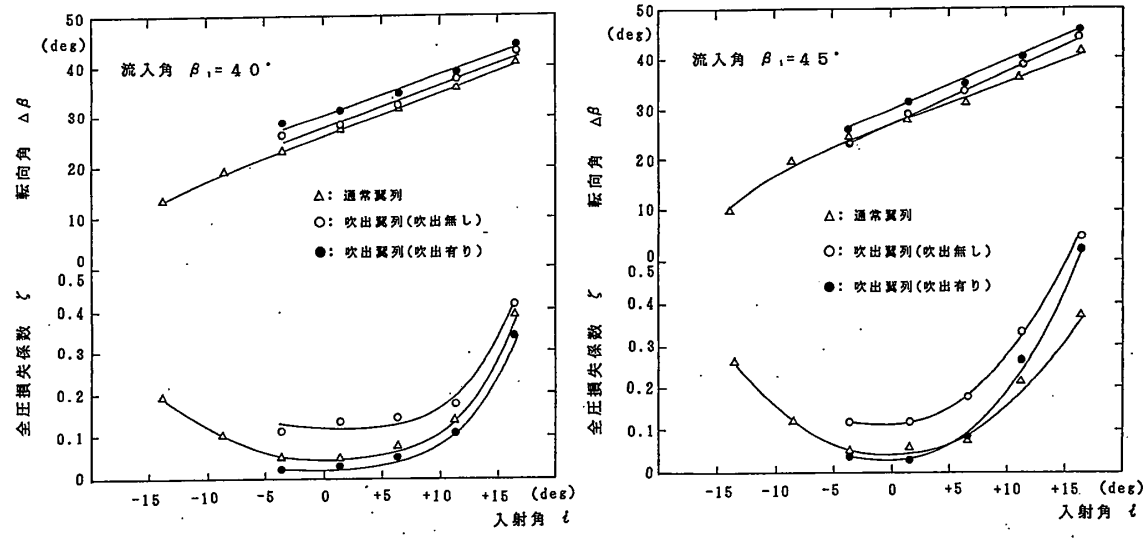


図４　吹き出しスリット付き翼列の特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

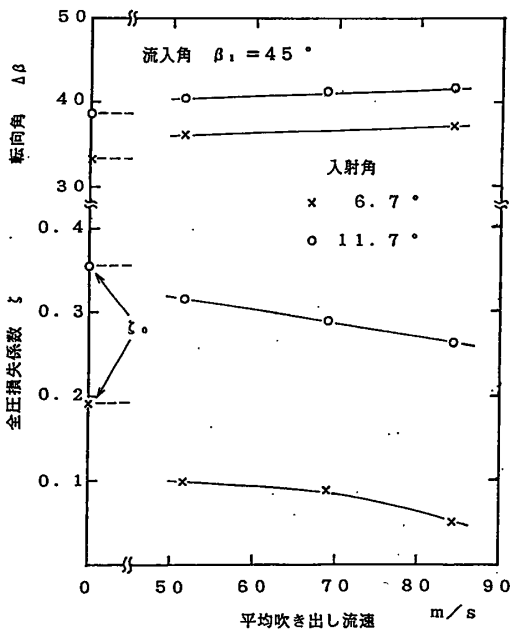


図5　吹き出し流速による変化

と考えられる。そこで流入角45°で入射角6.7°，11.7°の場合について吹き出し流速u_bを変えて測定を行った。図5に示されるように流速が増すと、全圧損失係数は減少し、転向角は増加するが、その変化量は小さい。

吹き出しのために必要となる供給エネルギ量と性能改善量との量的検討も必要であろう。試みに吹き出し流のエネルギ量、P

$$P \fallingdotseq \frac{1}{2}\rho u_b^2 h/s \qquad h:\text{スリット幅}$$

と全圧損失改善量、Δw

$$\Delta w \fallingdotseq \frac{1}{2}\rho U^2(\zeta_0 - \zeta)$$

との比、Δw／Pを求めてみると、次表のようになった。いずれの場合も吹き出し流のエネルギの方が損失改善量よりも大きく、現時点では減速翼列の高負荷化に直ちに有効であると言い切れない。

	u_b m/s	51	69	84
i	6.7°	0.99	0.62	0.57
	11.7°	0.44	0.41	0.37

表　吹き出しエネルギと損失改善量との比

4．まとめ

翼列の高負荷化、作動範囲の拡大化を目的として、翼上面に吹き出しスリットを有する減速翼列について、予備的実験を行った。吹き出しを行った場合、全圧損失係数の測定値は行わない場合と比べ、小さくなっており、また転向角にも若干の増加が見られた。しかしながら本実験では、現在のところ、吹き出し空気の二次元性、翼の製作精度になお検討すべき問題があり、信頼にたる定量的な結果を得るまでにはいたらなかった。さらに吹き出しスリット付き翼では、その吹き出し口の段差形状のため、通常翼列より、かなり損失が大きくなっている。今回、これを吹き出しによりかなり抑える事が出来たので、今後、吹き出し部分の形状の改良によりこの部分に起因する損失の少ない翼列を設計、製作できれば、今回の結果より、一層明確な吹き出し効果が確認できると思われる。

参考文献

（1）　これらの全般については、

Gostelow, J.P., "Cascade Aerodynamics", Pergamon Press, 1984, pp.196-203.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－6

失速迎角近辺に於ける動的剥離特性

藤本一郎　（拓殖大学）
＊平野孝典　（拓殖大学）
石井　進　（日本大学）
長井　浩（佐野女子短期大学）

1．はじめに

高負荷時の流体機械のフラッタ問題に関連して，ダイナミックストール現象や動的剥離現象[1]などが報告されているが両者の場合とも，非失速状態と失速状態の流れ場の両特性が相互に絡み合った非常に複雑な流れ場となる為，なお未解明な点が残されているのが現状である．ダイナミックストール現象に関しては，ヘリコプタの高速前進時にロータブレードに生ずる retreating blade stall の問題等があり，過去多くの研究がなされてきており[2][3]，剥離泡のバーストによって生じた前縁領域からの強い渦に類似した擾乱の流出が特徴的であるとされているが，翼面上の境界層の剥離や前縁渦放出のメカニズム等，まだ未解明な部分が残されている．また航空機に於いても，主翼の失速渦が流され尾翼周辺を通過する際に尾翼に大きな空気力が働き，ヘリコプタのダイナミックストール現象と類似の様相を呈し，構造上あるいは操縦性能上危険な状態となるなど極めて重要な問題もある．

非失速及び失速状態を呈する非定常の流れ場については，著者らは比較的低迎角領域でねじり振動する振動翼についてショートバブルに着目した詳細な解析[4]を行い，また高迎角領域での前縁剥離状態に於ける振動翼の非定常空力特性についての解析[5]も行っている．更に中間的迎角領域に於いても研究を行い[1][6]，静的迎角変化に伴う，いわゆる静的ヒステリシス現象のほかに，翼振動数変化に伴うヒステリシス現象，即ち，失速迎角近辺で翼がねじり振動する際，振動数を増加させる場合と減少させる場合とで，翼周りの流れ場の状態が移行する時点の振動数の値に一致がみられない動的なヒステリシス現象の存在することを示し，ねじり軸位置によってはこの動的なヒステリシス現象により著しく影響され，振動翼の減衰特性が左右されることを報告している．更に翼周りの流れ場は，平均迎角と無次元振動数に依存して4つの領域，すなわち一周期中常に部分剥離である領域，常に前縁剥離である領域，部分剥離と前縁剥離を繰り返すいわゆるダイナミックストール領域，及び上述の動的なヒステリシス現象により発生する双安定（無次元振動数の変化過程［履歴］に依存して，部分剥離か前縁剥離のどちらか一方で安定になる）領域に区分されることを明らかにしている[6]．しかしこれらの領域の境界の様子は明らかになっておらず，特に双安定領域境界に於ける振動翼周りの流れの移行現象，即ち前縁剥離状態でねじり振動数を増加させた時に部分剥離状態へ移行する現象，あるいは逆に部分剥離状態でねじり振動数を減少させた時に前縁剥離状態へ移行する現象の発生機構については未だ詳細な解明はなされていない．

本論文では，双安定領域境界近辺に於いて，振動翼周りの流れ状態が突発的に移行する瞬間の現象を捉える為に，条件付データ集録システムを開発し，それを用いて翼表面上の非定常圧力分布を計測し，動的剥離現象に関する解析を試みた．

2．実験装置及び方法

2-1　風洞

図1に風洞概観図を示す．風洞本体は回流式で，リターンダクトは縦置きにされている．全長14.6m，全高3.5mの鋼板製で，本実験では測定部は開放し，吹き出し風洞として使用する．75kWのサイリスタ制御の直流電動機とターボブロワーにより風洞絞り部出口に於いて0～90m/sの風速を可変でき

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

る．風洞出口は幅0.3m，高さ0.5mの矩形断面を有し，絞り比は14.4である．風洞出口断面内の平均風速分布の変動は断面内ほぼ全域にわたり0.5%以内であり，一様な流れ場が得られている．又，風洞出口断面内の乱れ強さは，風速がほぼ40m/s 以下では風洞出口断面内のほとんどの領域にわたり0.5%以内に収まっていた．本実験レイノルズ数Re (=Uc/ν，U:主流速度，c:翼弦長，ν:動粘度)＝1.0×10^5では，風速は約15m/s程度であり，乱れ強さは0.3%程度であった．

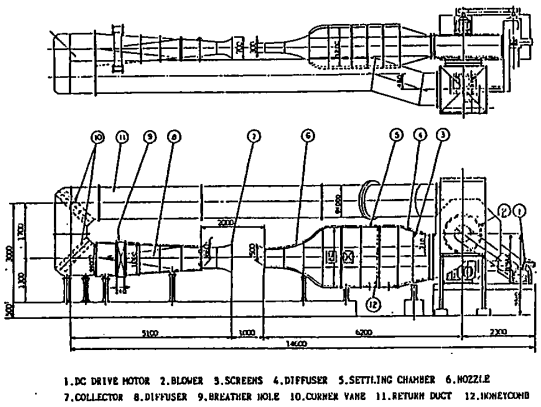


図1　低速風洞

2-2　供試翼及び加振装置

図2に本実験で使用した供試翼の翼形及び圧力測定孔位置を，図3に翼内圧力導出経路の概略図を示す．供試翼は，GÖ801型翼・翼弦長c＝100mm・翼幅180mmのアルミニウム製二次元翼で，直径1mmの圧力孔を翼背面上に31個，翼腹面上に14個設けてある．翼面上の圧力は圧力孔より図3に示す翼内の共通空隙及び圧力導管を通して翼端まで導かれ，シリコンゴムチューブを通して翼外設置の拡散型小型半導体圧力変換器に導かれる．実験時には測定する圧力孔以外はすべてテープで塞ぐ．図4に加振機構の概略図を示す．翼にはモータの回転を②③④のクランク機構を介して，翼弦中心まわりに$\alpha=\alpha_0+\alpha_1\sin\omega t$ (α_0:平均迎角，α_1:片角振幅3°，ω:円振動数)のねじり振動が与えられる．基本となる翼変位はねじり軸に取り付けられた⑫のポテンショメータにより検出される．また，翼変位の基準及びデータサンプリングのスタート信号として，⑩のトリガディスク（円周上1個のスリットを有する）に設置された⑪のフォトマイクロセンサから発生する矩形波（スタートパルス）を用いた．

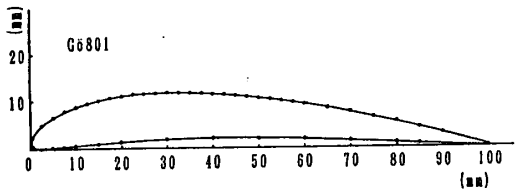


図2　翼形及び圧力測定孔

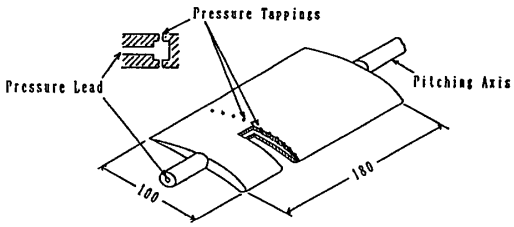


図3　翼内圧力導出経路

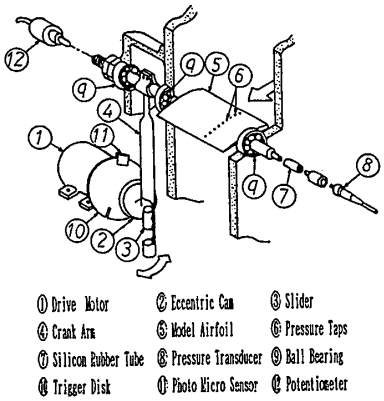


図4　翼加振機構概略図

2-3　条件付きデータ集録システム

静的失速迎角近辺に於いて翼をねじり振動させる場合，翼周りの流れが前縁剥離を呈する状態から翼の振動数を増加させていくと，ある振動数で翼周りの流れは前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行し，その状態から逆に振動数を減少させていくと先に状態の移行した振動数とは異なる振動数で部分剥離状態から前縁剥離状態へ移行する．この様なヒステリシスを呈する動的剥離現象を解析する為に，ねじり振動する翼周りの流れ場の状態が移行する前の10周期と移行した後の10周期の翼面上の非定常圧力分布を測定するシステムを開発した．

本データ集録処理装置のハードウェア構成は付録(1)に記す．次に，図5に動的剥離計測システムブロック図を示す．翼周りの流れが前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行，逆に前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行する瞬間の翼面上の圧力分布を捉える為の条件抽出信号として，下流側に設置されたI型ホットワイヤープローブセンサ(④)の出力を採用した．つまり出力電圧が，翼周りの流れが前縁剥離状態にある時はプローブが剥離後流領域内に入る為ほぼ2v程度を，また部分剥離状態にある時はプローブは主流中に入りほぼ10vを示すことを利用して，流れの状態を判断し，状態

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

移行が発生した時点の前後各10周期の非定常圧力を収録する．この場合，条件抽出信号の出力電圧は翼振動に伴う速度変動や剥離後流領域内での強い乱れによりかなり大きな変動幅及び高周波成分を持つ為，ローパスフィルタ(⑨)を通して高周波成分を除去した後，電圧下降時4ｖ，電圧上昇時7.8ｖで0-5ｖの矩形波を発生するように調整されたパルス整形回路(⑩)を通して条件抽出信号用のパルスを発生させた．なお，プローブは，翼弦95%位置で翼面からの（ｙ方向）高さを調節し，翼の平均迎角及び翼加振周波数に応じて最適な出力信号が得られるように設置した．図６(a),(b) は，各々翼周りの流れが部分剥離状態から前縁剥離状態へ移行しプローブが主流中から剥離後流領域内に入った瞬間，及び前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行しプローブが剥離後流領域から主流中に入った瞬間の，ローパスフィルタを通したホットワイヤ出力電圧と発生した条件抽出信号用パルス（キューパルス）をデジタルストレージスコープで取り込んだ例である．図中破線はキューパルスが発生した出力電圧の位置を示す．これらの図から，翼周りの流れ場の状態移行に対応してホットワイヤ出力電圧が変化し上述の敷居値に達した瞬間にパルスを発生させていることがわかる．すなわち条件抽出信号として，ホットワイヤの出力信号を用いることは十分有効であると考えられる．なお，圧力波形，ホットワイヤ出力及びキューパルスは，実験中常時モニターされる．参考までに，具体的な実験手順を付録(2)に，又，条件付データ集録を行うサブルーチンの基本構想を付録(3)に示す．本実験に於ける翼振動１周期あたりのサンプリングデータ数(N)はN=64とした．

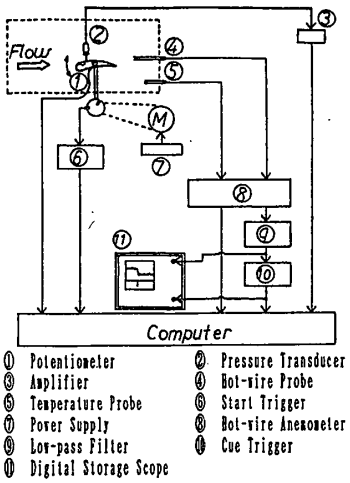
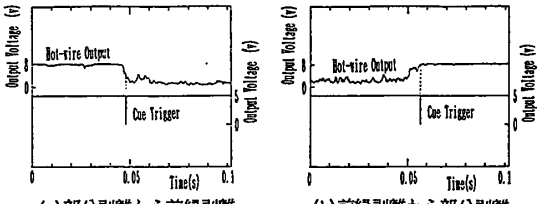


図5　動的剥離計測システムブロック図



(a)部分剥離から前縁剥離への流れ状態移行時　(b)前縁剥離から部分剥離への流れ状態移行時

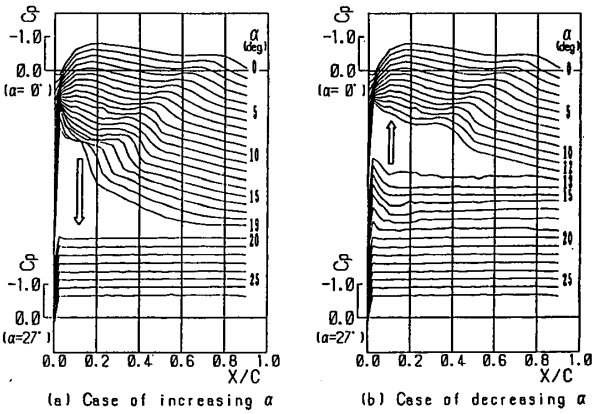
図6　ホットワイヤ出力及び条件抽出信号

3．結果及び考察

3-1　定常圧力分布

図７に α =0°～27°の迎角増加時及び減少時に於ける翼背面定常圧力分布を示す．横軸はx/c，縦軸はCpを表し，迎角毎に1°ずつずらしてある．迎角増加時では α =19°まで部分剥離状態で負圧台地が見られ，剥離泡の存在が確認できる．この剥離泡の再付着点は迎角増加に伴い前縁側に移動し，α =19°付近の迎角になるとほとんど頭打ち状態になる．以上のことから，この剥離泡はショートバブルの性格を有するものであることがわかる．次に翼後縁付近の圧力についてみると，α =17°付近で圧力分布がほぼ水平になり，α =18°,19°と増加するに伴い圧力勾配が零の一定負圧領域が急激に前縁方向に広がり，典型的な後縁剥離現象が確認できる．更に迎角が上がり α =20°以上になると，翼背面全域にわたり圧力分布はほぼ一定になり前縁剥離状態になっていることが確認できる．

次に迎角減少時の図を見ると，α =19°になっても圧力分布は前縁剥離状態を維持し，更に迎角が減少して α =12°になって初めて部分剥離状態の圧力分布に戻る．つまり静的迎角



(a) Case of increasing α　(b) Case of decreasing α

図7　翼背面定常圧力分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

の増減に伴う，いわゆる静的なヒステリシス現象の存在が確認できる．

3-2　動的なヒステリシス現象

翼の定常特性および双安定領域境界を図８に示す．図中破線は静的モーメント曲線を示しており，迎角増減時の静的なヒステリシス現象の存在が確認できる．静的な失速角は19.5°，付着角は12.5°であった．○印は無次元振動数ｋを上げていく過程で翼周りの流れが前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行するｋの境界を，●印はｋを下げていく過程で部分剥離状態から前縁剥離状態へ移行するｋの境界を示している．この両境界に挟まれた部分が双安定（無次元振動数の変化過程［履歴］に依存して，部分剥離か前縁剥離のどちらか一方で安定になる）領域であり，右上がりの２本の実線は双安定領域境界を意味している．図より，平均迎角を一定にした場合，ｋの増加時と減少時とで，振動翼周りの流れ状態が移行するｋの値が一致しない動的なヒステリシス現象の存在が確認される．

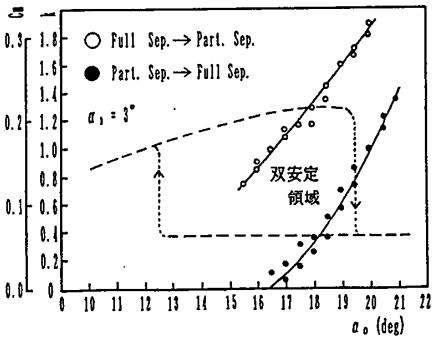


図８　静的モーメント及び双安定領域境界

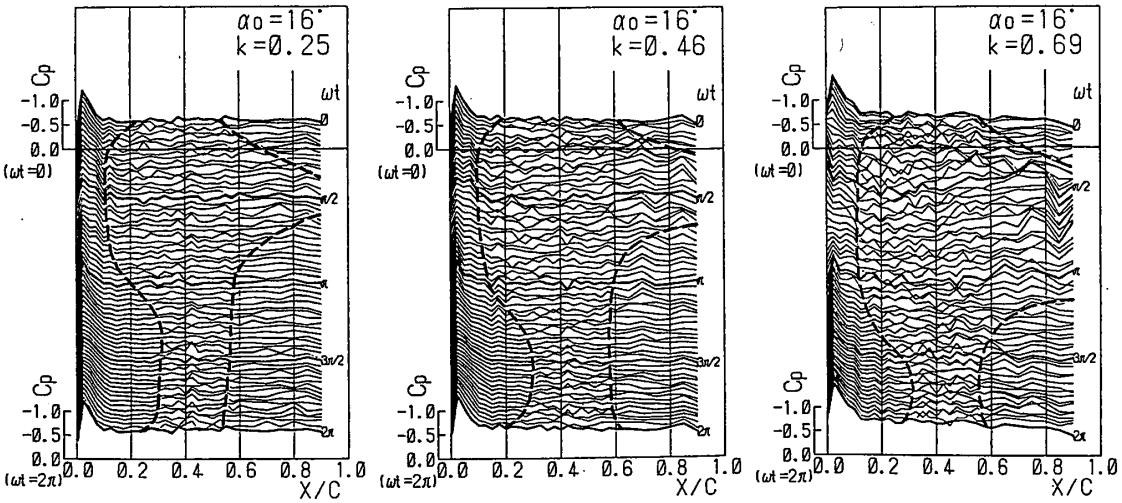
3-3　非定常圧力分布

3-3-1　前縁剥離から部分剥離への状態移行（α_0=16°）

図８に示す双安定領域に於いて，平均迎角α_0=16°に設定し，無次元振動数ｋを上げていく過程で，翼周りの流れが一周期中常に前縁剥離状態を示すｋ=0.25，0.46，0.69の場合の翼振動１周期分の翼背面非定常圧力分布を図９に示す．更に無次元振動数を増し，ｋ=0.75付近で前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行する過程の主要部分の連続４周期分の翼背面非定常圧力分布を抽出し図10に示すが，１周期目以前の状態は図10(a)の１周期目と，又４周期目以降の状態は図10(d)の４周期目とそれぞれ同様であったので省略する．

図９のｋ=0.25の場合，ωt=0の平均迎角ではx/c=0.3～0.55の範囲で圧力変動が大きく，頭上げ過程に於いてその範囲は広がり，最大迎角時（ωt=π/2）にはx/c=0.1から後縁まで広がっている．そして頭下げ過程でその圧力変動領域は前縁，後縁側とも翼弦中心方向に狭まり始め，最小迎角（ωt=3π/2）付近でx/c=0.3～0.55の範囲まで狭まっている．無次元振動数をｋ=0.46，0.69と増加するに伴いこの領域の圧力変動は大きくなる傾向が見られる．又，ｋ=0.69では，ωt=0～π/2の迎角増加時に於いて，比較的負圧の大きな領域が弦央近辺から後縁に向かって移動している様子も確認できる．

更に無次元振動数を増し ｋ=0.75とすると，図10に示す様に翼周りの流れ場は前縁剥離状態から



(a) k=0.25　(b) k=0.46　(c) k=0.69

図９　翼振動１周期分の翼背面非定常圧力分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

部分剥離状態へ移行する．1周期目の図10(a)から前述の圧力変動領域の変動は低無次元振動数時と比べ大きくなっており，図10(b)の2周期目になると更にその変動が大きくなることが認められる．この場合最小迎角（ωt=3π/2）からの頭上げ過程で前縁の負圧は益々大きくなり，x/c=0.1～0.3の範囲に於いて，鮮明ではないが，負圧台地ができ剥離泡が形成され始めているのが認められる．続いて図10(c)の3周期目にはいり，平均迎角(ωt=0)から頭上げが進むと，はっきりと前縁付近に剥離泡の特徴が見られるようになる．最大迎角から頭下げ過程に入ると前縁付近の負圧も徐々に回復してきており，剥離泡の存在もはっきり確認できるようになる．頭下げ過程の平均迎角以降では，ほぼx/c全領域にわたり図10(d)の4周期目と同様の圧力分布形状を呈し，部分剥離状態への移行が完了している．

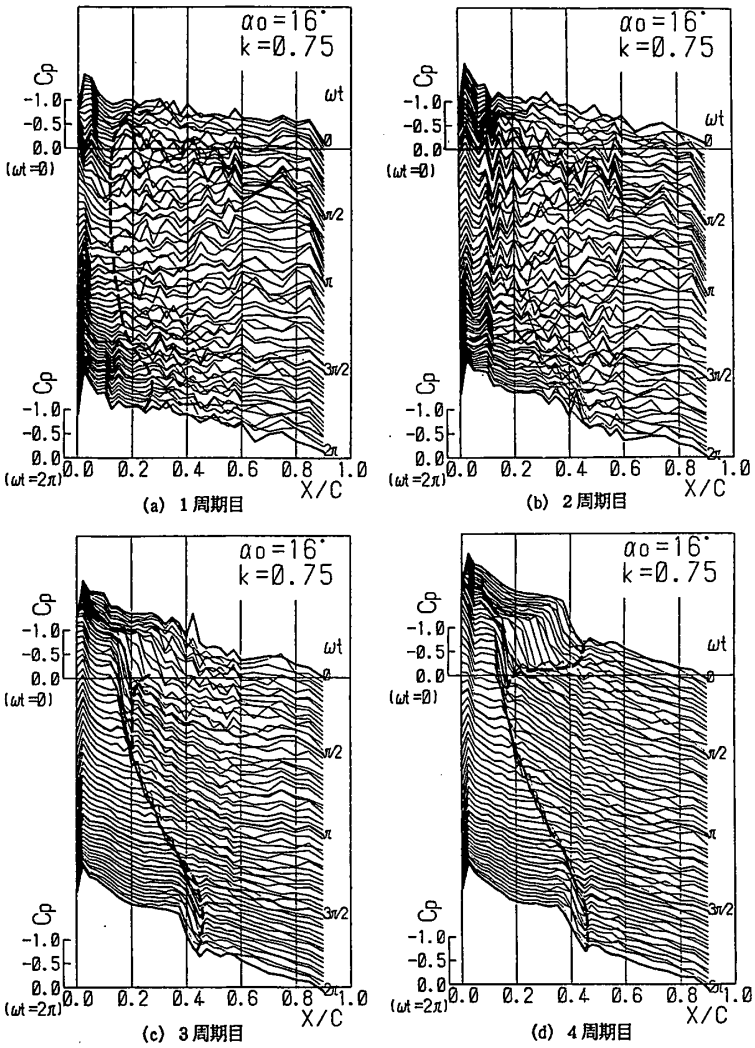


図10 翼振動連続4周期分の翼背面非定常圧力分布
（前縁剥離状態から部分剥離状態への移行）

以上，翼周り流れ場の前縁剥離から部分剥離への状態移行は，主として最小迎角から最大迎角までの頭上げ過程で為されていることが判った．この場合，今回の剥離泡はショートバブルであり一旦剥離した層流せん断層が乱流に遷移して再付着してできるものであることから，翼面上に圧力変動が生ずるのは，完全に再付着する前のせん断層自身が乱流であることやそれが翼振動に伴って変動することなどによるものと考えることが出来，そして無次元振動数の増加とともに乱流せん断層の動きも活発となり圧力変動の増加とともにせん断層自身の翼表面への近接も頻繁となり，或る時点で突発的に付着への移行過程に入るものと予想される．

3-3-2 部分剥離から前縁剥離への状態移行（α_0=18°）

3-3-1と同様に双安定領域で，平均迎角α_0=18°に設定し，無次元振動数kを下げていく過程で，翼周りの流れが一周期中常に部分剥離状態を示すk=0.75，0.50，0.36の場合の翼振動1周期分の翼背面非定常圧力分布を図11に，又，k=0.30付近で部分剥離状態から前縁剥離状態へ移行する場合の翼振動連続4周期分の翼背面非定常圧力分布を図12に示す．両図中の前縁側及び後縁側の破線はそれぞれ剥離泡の再付着点の移動及び後縁剥離の剥離点の移動を示す．

図11より，無次元振動数kの減少に伴い，翼のねじり振動に伴う剥離泡の再付着点の移動の位相遅れは減少し，再付着点が最下流側（ほぼx/c=0.4）に位置する時の位相がωt=3π/2（最小迎角）に近づくことが判る．後縁剥離に関しては，kの減少に伴い，剥離点の最上流側位置がほぼx/c=0.6からx/c=0.55と翼前縁側に上り，又，一周期中に後縁剥離状態が存在する時間的割合も増すことか

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

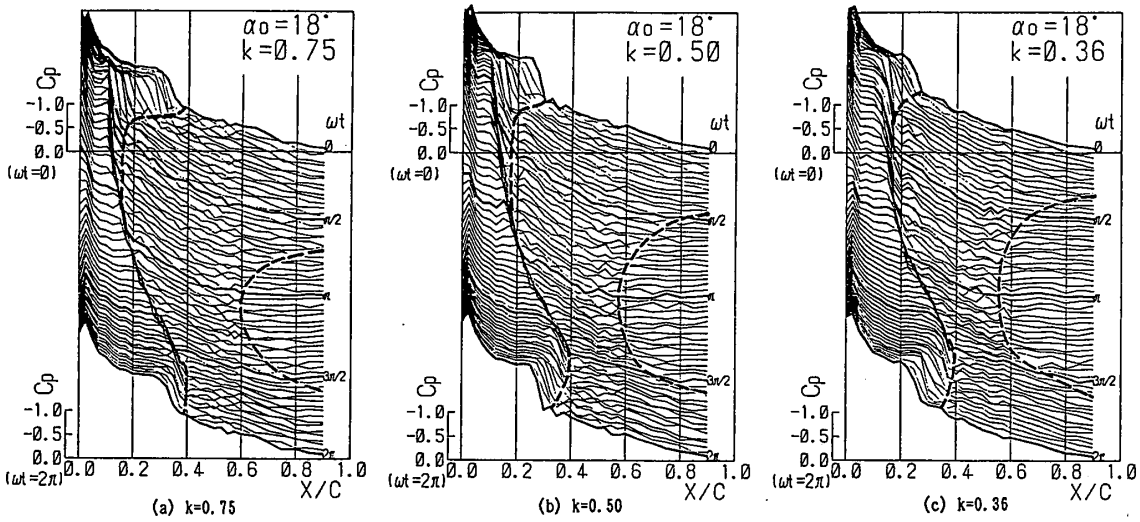


図11　翼振動1周期分の翼背面非定常圧力分布

ら，後縁剥離領域が拡大していることが認められる．この後縁剥離領域の拡大と前述の剥離泡再付着点移動の位相遅れの減少により，特にωt=π/2からωt=3π/2の頭下げ過程に於いて，剥離泡の再付着点から後縁剥離の剥離点に至る迄の翼面上領域がkの減少に伴い縮小する結果となる．つまりkの減少に伴い再付着点とその下流の剥離点が接近することになり，当然，再付着点の安定度は低下すると言える．以上の現象は図11の頭下げ過程に於ける二本の破線間の領域の様子からも明かであるが，図には同時にkの減少に伴うその領域の圧力変動の増大傾向も認められる．

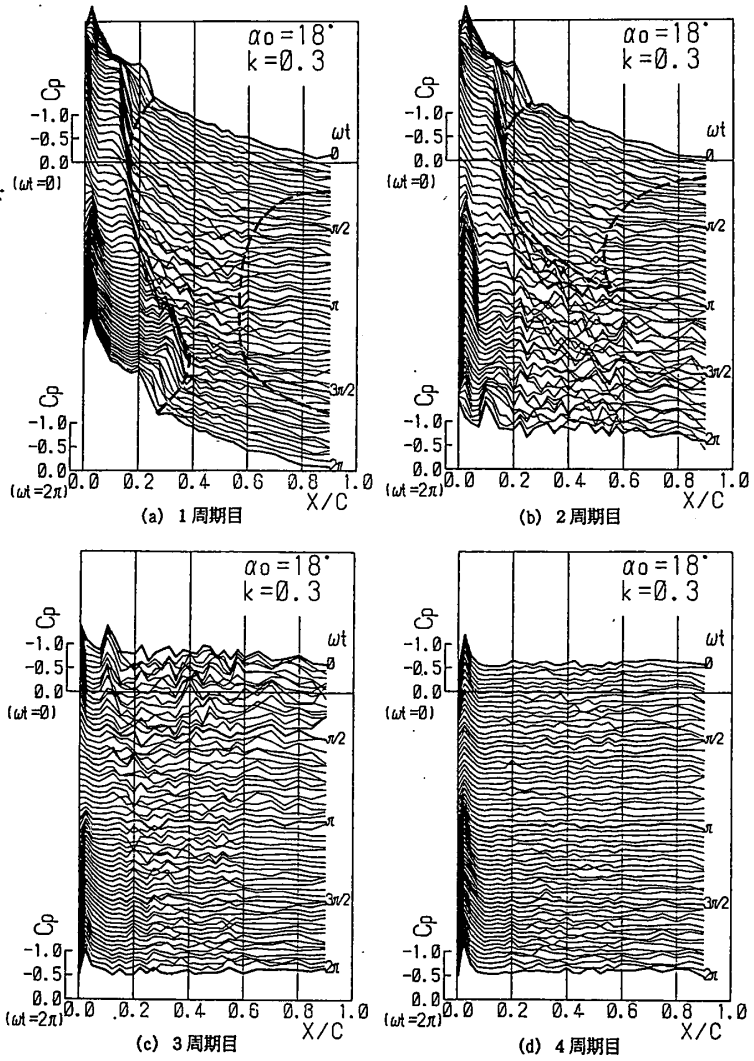


図12　翼振動連続4周期分の翼背面非定常圧力分布
（部分剥離状態から前縁剥離状態への移行）

更に無次元振動数が減少しk=0.3になると，図12に示す様に翼周りの流れ場は部分剥離状態から前縁剥離状態へ移行する．図12(a)に示す1周期目はほぼ図11(c)と同様であり，頭下げ過程での剥離泡再付着点下流の圧力変動が顕著であり，図12(b)に示す2周期目に入ると，頭下げ過程の平均迎角(ωt=π)近辺で前縁付近の負圧が小さくなり始め，剥離泡の再付着点も後縁側へ急速に伸びはっきりしなくなるなどバブルの形成が不確実となると同時に，後縁剥離境界と融合し，前縁剥離状態へ移行する．この時融合領域内での圧力変動はかなり大きく，図12(c)の3周期目の頭上げ過程まで残る．次に翼周り流れ場の状態移行を再確認する為に，2周期目の非定常

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

圧力分布を破線とし，比較する意味で１周期目を実線として同一図面に描いた図13を見ると，剥離泡の崩壊現象と後縁剥離との融合の様子がより明瞭に把握できる．

以上，翼周り流れ場の部分剥離から前縁剥離への状態移行に関しては，主として翼振動中の最大迎角から最小迎角までの頭下げ過程に於いて，剥離泡が崩壊し再付着できなくなると同時に後縁剥離と融合することにより，剥離領域が翼背面全体に急速に広がり前縁剥離に至ることが判った．

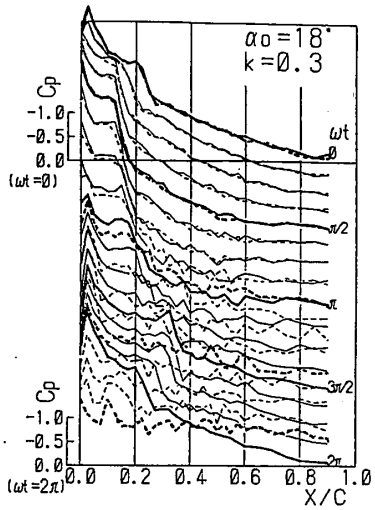


図13 翼背面非定常圧力分布
（１周期目と２周期目の比較）

4．むすび

双安定領域境界近辺に於いて，振動翼周りの流れ状態が突発的に移行する瞬間の現象を捉える為に，条件付データ集録システムを開発し，翼表面上の非定常圧力分布を計測し，動的剥離現象に関する解析を試みた．以下に結果を要約する．

1．翼後流中に設置されたＩ型ホットワイヤープローブの出力を条件抽出信号として用いた条件付データ集録処理システムを開発し，ねじり振動する翼周りの流れが前縁剥離状態から部分剥離状態へ，又，逆に部分剥離状態から前縁剥離状態へ移行する瞬間の翼周りの圧力分布を計測することができ，精度良く動的剥離現象を捉えることができた．

2．双安定領域境界近辺に於ける翼周り流れ場の前縁剥離から部分剥離への状態移行が，主として最小迎角から最大迎角までの頭上げ過程で為されること，つまり翼前縁側から剥離していた流れは主として翼の頭上げ過程で付着することが確認された．

3．翼周り流れ場の部分剥離から前縁剥離への状態移行に関しては，主として翼振動中の最大迎角から最小迎角までの頭下げ過程に於いて，剥離泡が崩壊し再付着できなくなると同時に後縁剥離と融合することにより，剥離領域が翼背面全体に急速に広がり前縁剥離に至ることが判った．

今後は，本システムを用いて翼背面の速度場を計測することにより，流れ場の状態移行に伴う剥離後流境界（剥離せん断層）の変動を解析して全体像を把握するつもりである．

5．参考文献

1)藤本，ほか３名，"はく離を伴うねじり振動翼の非定常空力特性（第３報，失速迎え角近辺における特性）"，機論（Ｂ編），50巻460号（昭59-12），pp.2879-2887.

2)McCroskey, W.J. and Philippe, J.J., "Unsteady Viscous Flow on Oscillating Airfoils", AIAA Journal., Vol.13, Jan., 1975, pp.71-79.

3)McCroskey, W.J., Carr, L.W., and McAlister, K.W., "Dynamic Stall Experiments on Oscillating Airfoils", AIAA Journal, Vol.14, Jan., 1976, pp.57-63.

4)藤本，ほか３名，"はく離を伴うねじり振動翼の非定常空力特性（第１報，バブルを伴う場合）"，機論（Ｂ編），50巻460号（昭59-12），pp.2862-2869

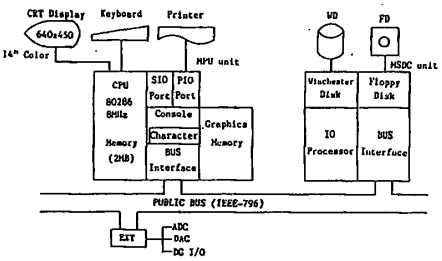
5)藤本，ほか３名，"はく離を伴うねじり振動翼の非定常空力特性（第２報，前縁はく離を呈する場合）"，機論（Ｂ編），50巻460号（昭59-12），pp.2870-2878

6)石井，ほか２名，"ねじり振動する急激失速翼の失速迎え角付近における非定常空力特性（第１報，動的はく離特性とはく離形態に対応する領域について）"，機論（Ｂ編），51巻465号，（昭60-5），pp.1400-1408

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

付録(1)　データ集録処理装置のハードウェア構成

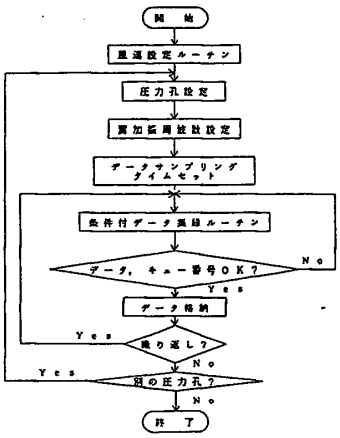
付図1に本研究で使用したデータ集録処理装置のハードウェア構成を示す．図に示すように，メイン・プロセッサ・ユニット（MPU）とマス・ストレージ・デバイス・コントローラ（MSDC）と呼ばれる2個のモジュール・ユニットに納められた論理回路と，ウィンチェスタ・ディスク（WD），フロッピ・ディスク・ドライブ（FD），コンソール・ターミナル等の周辺装置，及びAD変換器（ADC），DA変換器（DAC），デジタル入出力（DG I/O），高速多チャンネル・トランジェントメモリシステムの外部データ収集装置から成る．MPUとMSDCは，各々80286CPUを持つ独立のマイクロ・プロセッサ・システムである．この2個のシステムは独立のプロセッサ・メモリ及び制御ソフトウェアを持ち，相互の連絡はIEEE-796規格のパブリック・バスにより実行される．MPUは32kBのROMと2MBのRAMが搭載され8MHzのクロック周波数で作動する．MSDCは外部記憶装置の制御を行い，ローカル・メモリとして32kBのROMと512kBのRAM が搭載されている．ADCは16チャンネル，DACは8チャンネルを有し，データはDMA（ダイレクト・メモリ・アクセス）によりホールド回路とマルチプレクサを経てメモリ上に直接書き込まれる為高速のデータサンプリングが可能である．



付図1　データ集録処理装置ハードウェア構成

付録(2)　実験手順

付図2に実験手順を示す．設定レイノルズ数(Re=1.0×10^5)になるようにコンピュータで風洞の自動調整を行い風速を設定する．次に測定圧力孔を設定した後，双安定領域境界付近で翼周りの流れ状態移行現象をオシロスコープでモニターしながら翼加振振動数を設定する．コンピュータの内部クロックで周期が計測され，一周期あたりのサンプリングデータ数に応じてデータサンプリングタイムが設定される．条件付データ集録ルーチンでデータ計測終了後，CRT上に表示されるデータ波形及び後述のキュー番号をチェックし，有効なデータのみを格納する．



付図2　条件付データ集録実験全体の流れ

付録(3)　条件付データ集録サブルーチン

付図3には条件付データ集録を行うサブルーチンプログラムの流れ図を示すが，その基本構想は以下のとおりである．

(1) フォトマイクロセンサの矩形波を外部トリガ（スタート信号）としてサンプリングを開始する．

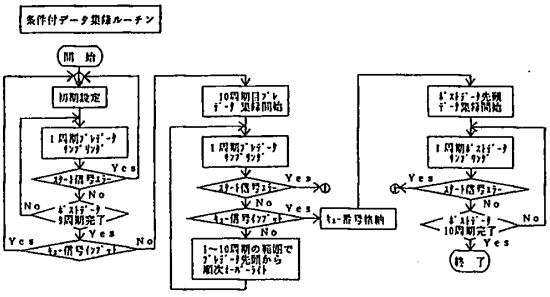
(2) 動的剥離現象（部分剥離状態から前縁剥離状態へ，または前縁剥離状態から部分剥離状態へ移行する瞬間）が起こりキューパルスによるトリガ（キュートリガ）が入った周期とそれ以前の9周期分はプレ・データ・バッファに，現象移行後の10周期分はポスト・データ・バッファに，合計20周期分のデータを取り込む．

(3) 周期的に連続したデータを取り込む為，スタート信号に対するモニター機能を導入する．すなわち，ある周期のデータサンプリング終了以前に次のサンプリング周期のスタート信号が入っていた場合は実験を最初からやり直す．

(4) キュートリガが入る周期以前のデータは，10周期分のプレ・データ・バッファが埋まった後再度先頭バッファから格納を始めるが，もしプレ・データ・バッファに10周期分のデータを取り込む以前にキュートリガが入った場合は最初から実験をやり直す．

(5) キューパルスはデータサンプリング中常時モニターされ，キュートリガが入った場合はその瞬間のサンプリングデータ番号（キュー番号）も記憶される．

なお，プログラムは FORTRAN言語を用いているが，時間的に速い応答を要するADCによるデータサンプリングの箇所については，サブルーチン内でアセンブリ言語を用いた．実験に於ける測定可能な最高加振周波数は，このサブルーチンに於いて，1周期分のデータサンプリング終了時に於ける次のサンプリング周期のスタート信号の入力の有無などの後処理にかかる時間と，次のサンプリング周期のADCスタートに必要な前処理時間との合計時間，及び1周期あたりのサンプリングデータ数により決まるが，これらの処理時間をデジタルストレージスコープを用いて計測したところ，後処理にかかる時間として22μsec，次のサンプリング周期のADCスタートの前処理時間として200μsecが必要であることがわかった．すなわち，データサンプリングタイムΔTは少なくとも222μsec以上必要であり，このプログラムを用いた場合の最高加振周波数 f は，$f=1/(\Delta T\times N)$（$\Delta T=222\times10^{-6}$，N:1周期あたりサンプリングデータ数）の関係から求められる．



付図3　条件付データ集録サブルーチン流れ図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－7

前縁半径の大きな場合の非定常翼列応答解析法の開発

*船崎　健一　（岩手大学工学部）
角館　聰　（日本原子力研究所）
二瓶　晃一　（岩手大学大学院）

1．緒　言

従来よりﾀｰﾎﾞ機械内での翼列干渉に起因する非定常流の研究が数多くなされているが、非定常流解析を積極的に翼設計等に取り入れた実例は、解析ｺｰﾄﾞの信頼性、使い勝手などの不備もあり、ほとんど知見できず、今後さらに解析手法の開発が必要である。

既存の手法として、非定常成分を微小とした線形理論については、著者の一人の一連の研究を含めていくつか報告されている[1][2][3]。これらの多くは、後流速度分布の渦度に着目し、渦度輸送方程式により後流の翼間流路内の移動を考慮している。そのため、密度変化が渦度変化に関与する圧縮流の解析が困難になっている。また、翼前縁部での取扱いの際に、暗黙のうちに cusp を想定しているため、ﾀｰﾋﾞﾝのように翼前縁半径が大きな場合、cusp の設定に一貫性を欠き、また重要な効果を無視している危険性がある。

そこで本研究では、*Goldstein*[4]によって提唱された、鈍頭物体まわりの非定常流解析法を基に、上流側からの後流に対する前縁半径の大きな場合の翼列非定常応答解析法の開発を行った。特に、*Goldstein* 法で問題となる、非定常渦あり変動速度が翼よどみ点以降で発散し、その結果境界条件が不定になる点について、その特異性を打ち消す修正ポテンシャルを導入し、問題の解決を図った。

主な記号

A ：上流側じょう乱速度
C ：翼弦長
c_0 ：定常流の音速
g ：ドリフト関数
i ：虚数単位
$\vec{i}$, $\vec{j}$ ：x,y方向の単位ベクトル
$\vec{k}$ ：波数ベクトル（$=(k_x, k_y)$ or $=(k_s, k_n)$）
k ：無次元振動数
M_0 ：マッハ数
$\vec{n}$ ：ψ_0方向の単位ベクトル
p ：非定常じょう乱圧力
$\vec{s}$ ：ϕ_0方向の単位ベクトル
s ：エントロピー
t_r/t_s ：動、静翼列のピッチ比
U_0 ：一様流の速度
u ：非定常じょう乱速度
u^R ：非定常じょう乱渦あり速度
β_1 ：流入角
λ_s ：静翼列絶対流出角
ρ_0 ：一様流の密度
ρ ：非定常じょう乱密度
σ ：翼間位相差
ϕ ：非定常じょう乱ポテンシャル
ϕ_0 ：定常速度ポテンシャル
$\hat{\phi}, \tilde{\phi}$ ：修正じょう乱ポテンシャル
ψ_0 ：流線関数

添字

s ：ϕ_0方向の成分
n ：ψ_0方向の成分
o ：定常流成分
$-\infty$ ：上流側
∞ ：下流側

2・基礎式

2.1　支配方程式　　流れ場を非粘性流と仮定すると、連続の式、運動量の式、エネルギ式は次式で表される。

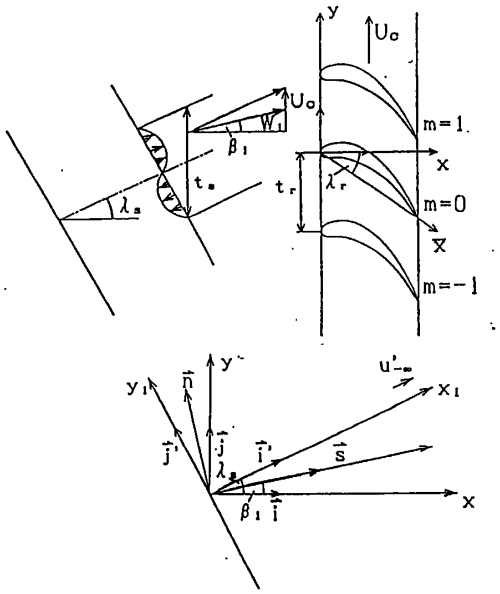


図1　周期変動流中の翼列（翼列配置と座標系）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\frac{D\rho'}{Dt}+\rho'\nabla\cdot U=0 \quad (1) \qquad \frac{DU}{Dt}=-\frac{\nabla P}{\rho'} \quad (2)$$

$$\frac{Ds}{Dt}=0 \quad (3) \qquad \frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+U\cdot\nabla \quad (4)$$

ここで、非定常じょう乱が定常流成分と比して微小であると仮定して、速度、圧力等を以下のように与える。

$$U=U_o(x)+\varepsilon u(x,t) \quad (5)$$

$$p=P_0(x)+\varepsilon p(x,t) \quad (6)$$

$$\rho'=\rho_o(x)+\varepsilon\rho(x,t) \quad (7) \qquad s=s(x,t) \quad (8)$$

$$x=(x_1,x_2) \quad x_1=x \quad x_2=y$$

式(8)では定常流のエントロピは一様で、その値を0としている。さらに、U_o に対して

$$U_o=(U_o,V_o,0) \quad U_o=\nabla\phi_o \quad \nabla\times U_o=0$$

を仮定する。式(5)～(8)より式(1)～(3)を線形化すると、定常、非定常の連続の式,運動量の式、エネルギ式は次式となる。

$$\nabla(\rho_0\cdot U_o)=0 \quad (9) \qquad \rho_o(U_o\cdot\nabla)U_o=0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho U_o+\rho_o u)=0 \quad (11)$$

$$\rho_o\left[\frac{D_0u}{Dt}+(u\cdot\nabla)U_o+\rho(U_o\cdot\nabla)U_o\right]=-\nabla p \quad (12)$$

$$\frac{D_0s}{Dt}=0 \quad , \quad \frac{D_0}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+U_0\cdot\nabla \quad (13)$$

非定常じょう乱速度u を*Goldstein*[4]の提案に従い渦ありと渦なしの和として次のように表す。

$$u=u^R+\nabla\phi \quad (14) \qquad u^R=\frac{s}{2c_P}U_o+u^{(H)} \quad (15)$$

$$s=b(\vec{x}-\vec{i}U_\infty t) \quad (16)$$

b は$(\vec{x}-\vec{i}U_\infty t)$ を引数とする任意関数で、上流でのエントロピと渦あり速度に対する条件を満足するように決定される。圧力変動は、渦あり速度u^R と独立に与えることができる。即ち、

$$p=-\rho_0\frac{D_0\phi}{Dt} \quad (17)$$

これより、$u^{(H)}$ が次の同時方程式から決定される。

$$\frac{D_0u^{(H)}}{Dt}+(u^{(H)}\cdot\nabla)U_o=0 \quad (18)$$

以上から、非定常ポテンシャルϕ を支配する波動方程式は、式(14),(17)より次のように示される。

$$\frac{D_0}{Dt}\left[\frac{1}{c_0^2}\frac{D_0\phi}{Dt}\right]-\frac{1}{\rho_o}\nabla\cdot(\rho_o\nabla\phi)=\frac{1}{\rho_o}\nabla\cdot(\rho_o u^R) \quad (19)$$

式(15),(18)より非定常じょう乱渦あり速度u^R を求め、式(19)から非定常じょう乱ポテンシャルϕ を求めることによって、流れ場の非定常じょう乱速度u を決定できる。

2.2 非定常渦あり速度 *Kershen*, *Balsa*[5]は、座標系を(x,y)系から定常流の等ポテンシャル線ー流線からなる(ϕ_0,ψ_0)系へ写像することにより、式(18)の解が容易に得られることを示した。

$$u^{(H)}=u_s^{(H)}\vec{s}+u_n^{(H)}\vec{n} \quad (20) \qquad U_0=U_0\vec{s} \quad (21)$$

とおくことにより、$u^{(H)}$ をϕ_0,ψ_0座標系で表示すると、

$$u_s^{(H)}=C_1\frac{U_\infty}{U_0}exp(i\alpha') \quad (22)$$

$$u_n^{(H)}\frac{\rho_0U_0}{\rho_s}\left[\int_{-\infty}^{\phi_0}C_1U_\infty\frac{\partial}{\partial\psi_0}\left(\frac{1}{U_0^2}\right)d\phi_0+C'(\psi)\right]e^{i\alpha'} \quad (23)$$

$$\alpha'=-k_s\phi_0-k_sg(\phi_0,\psi_0)+k_n\psi_0+kt \quad (24)$$

$\vec{k}=(k_s,k_n)$は波数ベクトルであり、k は無次元振動数である。上流で流れが一様になることを考慮して、式(23),(24)が上流側で、次のように指定された周期変動流と接続するように未定係数$C_1,C'(\psi)$を決定する。

$$\frac{u_{-\infty}}{U_{-\infty}}=A\,exp(i\alpha'), \quad A=(A_s,A_n) \quad (25)$$

$$s=s_{-\infty}exp(i\alpha') \quad (26)$$

この結果、非定常じょう乱速度u は、ρ_s を$\rho_s=\rho_\infty$とし、長さを翼コード長さC 、速度を上流の流速U_∞ で無次元化すれば、次式で与えられる。

$$u_s^R=\left[\frac{A_s^*}{U_o}+s_{-\infty}U_o\right]exp(i\alpha') \quad (27)$$

$$u_n^R=\rho_oU_o\left[A_n+A_s^*\frac{\partial g}{\partial\psi_o}\right]exp(i\alpha') \quad (28)$$

$$A_s^*=A_s-s_{-\infty} \quad (29)$$

$g(\phi_0,\psi_0)$は *Lighthill* のドリフト関数[6]である。

2.3 上流側周期変動流 図1に表わされる上流側粘性後流を非粘性うずあり流れと考え、上流側速度分布を次のようのように表す。

$$u'_{-\infty}=\vec{i}'\ exp\left(i\frac{2\pi Y_1}{t_s\cos\lambda_s}\right) \quad (30)$$

Y_1 を動翼に固定された座標系(x,y)で表し式(30)に代入し、流入周期変動流$u'_{-\infty}$ のx,y 成分を$u'_{-\infty}=(u_{-\infty},v_{-\infty})$ とすると、各成分に対し次式を得る。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\begin{pmatrix} u_{-\infty} \\ v_{-\infty} \end{pmatrix} = a_m \begin{pmatrix} \cos\lambda_s \\ \sin\lambda_s \end{pmatrix} \exp i\,(kt+kx) \tag{31}$$

ただし、波数ベクトル$\vec{k}=(k_x, k_y)$の各成分は、

$$k_y=\frac{2\pi C}{t_s}\ ,\ \ k_x=-k_y \tan\lambda_s \tag{32}$$

で与えられる。この結果から(ϕ_0, ψ_0)系での表示として、

$$\begin{aligned} k_s=k\cdot\vec{s}&=(k_x\vec{i}+k_y\vec{j})(\cos\beta_1\vec{i}+\sin\beta_1\vec{j}) \\ &=\frac{\sin(\lambda_s-\beta_1)}{\cos\lambda_s}k_y=\frac{\sin\lambda_m}{\cos\lambda_s}k_y \end{aligned} \tag{33}$$

$$\begin{aligned} k_n=k\cdot\vec{n}&=(k_x\vec{i}+k_y\vec{j})(-\sin\beta_1\vec{i}+\cos\beta_1\vec{j}) \\ &=\frac{\cos(\lambda_s-\beta_1)}{\cos\lambda_s}k_y=\frac{\cos\lambda_m}{\cos\lambda_s}k_y \end{aligned} \tag{34}$$

無次元振動数k は次のように定義される。

$$k=\frac{\omega c}{W_1}=2\pi\frac{c}{t_s}\frac{U_c}{W_1} \tag{35}$$

3. 補正ポテンシャルの導入

3.1 翼面上での境界条件

ドリフト関数は

$$g(\phi,\psi)=\int_{-\infty}^{\phi_0}\left(\frac{1}{U^2(\phi_0,\psi_0)}-1\right)d\phi_0 \tag{36}$$

と与えられ、図２のような鈍頭物体回りの流れではよどみ点の存在により、よどみ点下流では$\psi\to\psi_s$（ψ_s：よどみ流線）で$g\to\infty$となる特異性を示し、この影響が物体面に沿って下流まで残るという問題を引き起こす．従って式(28)から、翼面上での非定常じょう乱渦あり速度のu_n^R が発散し、翼面上境界条件が不定になる。*Cargill*[7] *Atassi, Gredzinski*[8]は、このドリフト関数の特異性が対数的特異性となることを示した。即ち、

$$\lim_{\psi\to\psi_s} g(\phi_0,\psi_0) \to a_0 \ln|\psi-\psi_s|\ ,$$

$$a_0=-\left(\frac{\partial U_0}{\partial n_0}\right)^{-1}_{stag.} \tag{37}$$

これを考慮して、ドリフト関数を次式のように考える。

$$\begin{aligned} g&=[g(\phi_0\psi_0)-a_0\ln|\psi_0-\psi_s^+|]+a_0\ln|\psi_0-\psi_s^+| \\ &\equiv\overline{g}(\phi_0\psi_0)+a_0\ln|\psi_0-\psi_s^+| \end{aligned} \tag{38}$$

$\overline{g}(\phi_0,\psi_0)$ は、ドリフト関数のうちの正則部を表す。物体面Ｓ上での境界条件は、法線ベクトルを$\vec{n_0}$ として、

$$\vec{n_0}\cdot\vec{u}=0 \tag{39}$$

前述の関係式より、例えば物体面上ψ_s^+ では

$$\nabla\phi\cdot\vec{n_0}=-\vec{u^R}\cdot\vec{n_0}=-u_n^R \tag{40}$$

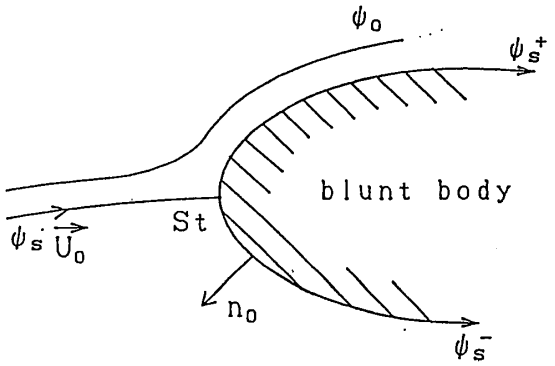


図２　鈍頭物体前縁近傍の流れ

となる。式(28)で明らかなようにu_n には$\partial g/\partial\psi_0$の項が含まれており、境界上（$\psi_0\to\psi_s^+$）では、その特異性のため物体面での境界条件が特異となってしまう。この問題を解消するために、補正ポテンシャルの導入を行う。まず式(40)左辺を変形し、

$$\frac{\partial\phi}{\partial n_0}=\frac{\partial\phi}{\partial\psi_0}\frac{\partial\psi_0}{\partial n_0}$$

$$\frac{\partial\psi_0}{\partial n_0}=\frac{\partial\psi_0}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial n_0}+\frac{\partial\psi_0}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial n_0}=\rho_0 U_0$$

$$\therefore\frac{\partial\phi}{\partial n_0}=\frac{\partial\phi}{\partial\psi_0}\rho_0 U_0 \tag{41}$$

を得る。境界上$\psi_0\to\psi_s$でのu_n^R の特異性より、

$$\begin{aligned} -\frac{\partial\phi}{\partial\psi_0}=\overline{A_n}\exp[\,i\{-k_s\phi_0-k_s(\overline{g}+a_0\ln|\psi_0-\psi_s^+|)\} \\ +k_n\psi_0\}]\ \exp(kt) \end{aligned} \tag{42}$$

$$\overline{A_n}=A_n+A_s^*\frac{\partial g}{\partial\psi_0} \tag{43}$$

となる。ここで、$\psi_0\to\psi_s$で$\psi_0-\psi_s$という挙動を示す任意関数$F(\psi_0)$を導入して

$$\phi=\hat{\phi}+\tilde{\phi}\ ,\ \tilde{\phi}=\beta(\psi_0)F(\psi_0)\exp(i\alpha')\tag{44}$$

とおくと、

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi}{\partial\psi_0}&=\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial\psi_0}+\frac{\partial\beta(\psi_0)}{\partial\psi_0}F(\psi_0)e^{i\alpha'} \\ &+\beta(\psi_0)\left[\frac{\partial F(\psi_0)}{\partial\psi_0}e^{i\alpha'}+F(\psi_0)\frac{\partial}{\partial\psi_0}\{e^{i\alpha'}\}\right] \\ &=-\left(A_n+A_s^*\frac{\partial g}{\partial\psi_0}\right)e^{i\alpha'} \end{aligned} \tag{45}$$

$\psi_0\to\psi_s$の極限では、$F(\psi_0)$ ，$\partial F(\psi_0)/\partial\psi_0$ は

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

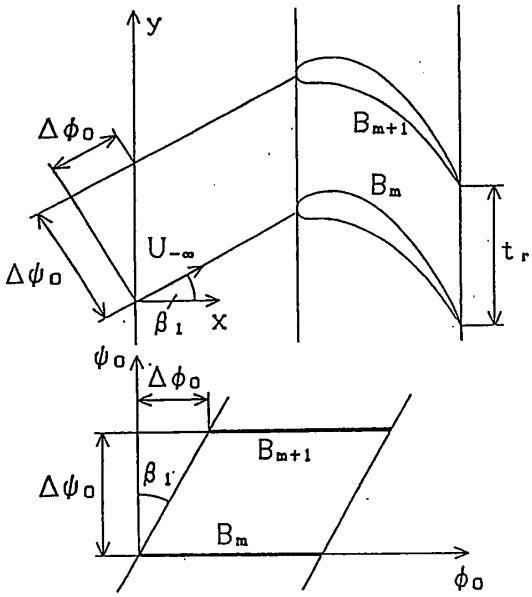


図３　周期変動流の位相関係説明図

$$\lim_{\psi_0\to\psi_s} F(\psi_0)\to\psi_0-\psi_s \quad , \quad \lim_{\psi_0\to\psi_s}\left(\frac{\partial F(\psi_0)}{\partial\psi_0}\right)\to 1$$

となるから、式(45)に対し$\psi_0\to\psi_s$の極限を考えることにより、β を決定するための方程式を得る。

$$\frac{\partial\beta}{\partial\psi_0}(\psi_0-\psi_s)+\beta(1-ik_s a_0)=-\left(A_n+A_s^*\frac{\partial g}{\partial\psi_0}\right) \tag{46}$$

よって、β は次のような形で与えられる。

$$\beta=-\frac{\overline{A_n}}{1-ik_s a_0}+\frac{A_s^*}{ik_s(1-ik_s a_0)}\cdot\frac{1}{(\psi_0-\psi_s)} \tag{47}$$

また、翼面上境界条件は、

$$\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial\psi_0}=0 \tag{48}$$

となる。なお、β は既知量のみで決定されるため、$\tilde{\phi}$ は既知関数とみなせる。物体表面上($\psi_0\to\psi_s$)のψ_s^- については、その境界条件を考えると、結局

$$\frac{\partial\phi}{\partial\psi_0}=-\overline{A_n} \tag{49}$$

となり、$\psi_0\to\psi_s^+$の場合と同様の議論が可能である。よって補正ポテンシャル$\tilde{\phi}$ を導入することにより、問題は残りのポテンシャル$\hat{\phi}$ を境界条件(48)で解くことに帰着され、よどみ点以降翼面に沿って残るドリフト関数の特異性による翼面上境界条件への影響を取り除くことができた。

3.2　$F(\psi_0)$に対する条件　　$F(\psi_0)$は$\psi_0\to\psi_s$で$\psi_0-\psi_s$という挙動を示す任意関数であるが、この他に翼間の周期性条件を満足する必要がある。図３の翼列において、B_{m+1} に対してB_m の位相σは

$$\sigma=-k_s\Delta\phi_0+k_n\Delta\psi_0$$

$$=\frac{k_y t_r}{\cos\lambda_s}\cos(\lambda_m+\beta_1)=k_y t_r \tag{50}$$

となる。よって、

$$\sigma=2\pi\frac{t_r}{t_s} \tag{51}$$

周期性の条件より、結局、

$$\beta(\psi_0+\Delta\psi_0)F(\psi_0+\Delta\psi_0)=\beta(\psi_0+\Delta\psi_0)F(\psi_0) \tag{52}$$

が成立する。$F(\psi_0)$はこの周期性を満足しなければならない。即ち、$F(\psi_0)$は$\psi_0\to\psi_s$で$\psi_0-\psi_s$を満足し、かつ周期性を満足することが要求される。これら２つの条件を満足する関数として次式を与える。

$$F(\psi_0)=\left[\sin\left(\frac{2\pi}{\Delta\psi_0}(\psi_0-\psi_s)\right)\right]\cdot\frac{\Delta\psi_0}{2\pi} \tag{53}$$

(47)式に対し$\psi_0\to\psi_s$時の$\partial\tilde{\phi}/\partial\psi_0$ に定数分の修正項を加えた後、式(44)(53)から次式が成立する.

$$\tilde{\phi}=\left[-(\overline{A_n}+C)\frac{\Delta\psi_0}{2\pi}\sin\left(\frac{2\pi}{\Delta\psi_0}(\psi_0-\psi_s)\right)+\frac{A_s^*}{ik_s}\right]\times\frac{e^{ia'}}{1-ik_s a_0} \tag{54}$$

$$C=\frac{A_s}{1-ik_s a_0}\left(\frac{k_n}{k_s}-\frac{\partial\overline{g}}{\partial\psi_0}\right) \tag{55}$$

ここで、$\tilde{\phi}$ は翼面近傍でのu_n^R の挙動に対して誘導され、また、$\partial\overline{g}/\partial\psi_0$ および$\overline{g}$ が$\psi_0\to\psi_s^\pm$の極限で意味をもつことから、これらを数値計算上の便宜を考慮して次のように書き換える。

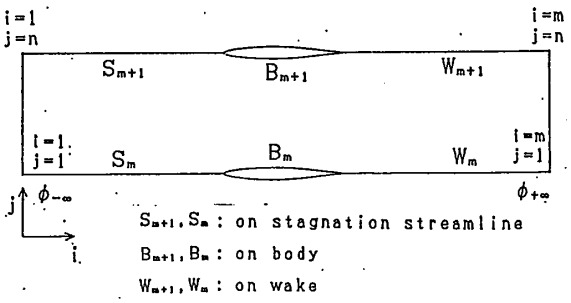


図４　境界条件指定位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\frac{\partial \overline{g}}{\partial \psi_0}=\frac{\partial \overline{g}^{+}}{\partial \psi_0}\cos^2\left(\frac{\Psi_o}{4}\right)+\frac{\partial \overline{g}^{-}}{\partial \psi_0}\sin^2\left(\frac{\Psi_o}{4}\right) \tag{56}$$

$$\overline{g}=g-a_0\ln\left[\frac{\Delta\psi_0}{2\pi}\sin(\Psi_o)\right],\ \Psi=\frac{2\pi}{\Delta\psi_o}(\psi_o-\psi_s) \tag{57}$$

上式(56)のように定義すると

$$\psi_0\to\psi_s^{+}\text{の時}\frac{\partial \overline{g}}{\partial \psi_0}=\frac{\partial \overline{g}^{+}}{\partial \psi_0},\ \psi_0\to\psi_s^{-}\text{の時}\frac{\partial \overline{g}}{\partial \psi_0}=\frac{\partial \overline{g}^{-}}{\partial \psi_0}$$

となる。

4. じょう乱ポテンシャル

非定常じょう乱ϕ の支配方程式(21)を$\phi_0\psi_0$系に変換する。この結果、

$$\frac{1}{U_0^2c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}+2\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial\phi_0\partial t}+\frac{\partial^2\phi}{\partial\phi_0^2}+\frac{\partial}{\partial\phi_0}\left(\frac{1}{c_0^2}\right)\frac{\partial\phi}{\partial t}$$

$$+\frac{\partial M_0^2}{\partial\phi_o}\frac{\partial\phi}{\partial\phi_o}-\left\{(1-M_0^2)\frac{\partial^2\phi}{\partial\phi_0^2}+\frac{\partial}{\partial\psi_0}\left(\rho_0{}^2\frac{\partial\phi}{\partial\phi_0}\right)\right\} \tag{58}$$

$$=\frac{\partial}{\partial\phi_0}\left(\frac{u_s}{U_0}\right)+\frac{\partial}{\partial\psi_0}\left(\rho_0\frac{u_n}{U_0}\right)$$

となる。この式をさらに変形し、式(44)および

$$\phi\Rightarrow\phi\exp(ikt),\ u^R\Rightarrow u^R\exp[i(kt+\alpha)] \tag{59}$$

を代入すれば、結局、次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial\phi_0}\left(\beta_0^2\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial\phi_0}\right)+\frac{\partial}{\partial\psi_0}\left(\frac{\rho_0^2}{\rho_\infty^2}\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial\psi_0}\right)-\frac{2ik}{c_0^2}\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial\phi_0}+$$

$$\frac{\hat{\phi}}{c_0^2}\left[\frac{k_s^2}{U_0^2}+\frac{2ik\partial(\ln c_o)}{\partial\phi_o}\right]=-\frac{\partial}{\partial\phi_0}\left(\frac{U_\infty}{U_0}u_s\right)$$

$$-\frac{\partial}{\partial\psi 0}\left(\frac{U_\infty}{U_0}\frac{\rho_0}{\rho_\infty}u_n\right)-G(\phi_o,\psi_o),\ \beta_0^2=1-M_0^2 \tag{60}$$

ここで、

$G(\phi_o,\psi_o)=$

$$\frac{\partial}{\partial\phi_0}\left(\beta_0^2\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\phi_0}\right)+\frac{\partial}{\partial\psi_0}\left(\frac{\rho_0^2}{\rho_\infty^2}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\psi_0}\right)-\frac{2ik}{c_0^2}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\phi_0}+$$

$$+\frac{1}{c_0^2}\left[\frac{k_s^2}{U_0^2}+2ik\frac{\partial}{\partial\phi_0}(\ln c_0)\right]\tilde{\phi} \tag{61}$$

5. 境界条件

図4の計算領域において、翼の後流（W_m、W_{m+1}）および無限上流($\phi_0=\phi_{-\infty}$)、下流($\phi_0=\phi_\infty$)についての条件を考える。なお、上流側よどみ流線上（S_m、S_{m+1}）では周期性の条件を満足すればよく、翼表面（B_m、B_{m+1}）においては境界条件式(48)を満足すればよい。

(1)後流上（W_m、W_{m+1}）での条件

後流上では法線方向速度の連続性と圧力連続性を同時に満足しなければならない。図のW_m、W_{m+1}に対し法線速度の連続性より

$$u^{+}\cdot\overrightarrow{n_w}=u^{-}\cdot\overrightarrow{n_w} \tag{62}$$

が成り立つ。後流が後縁からの岐点流線と一致すると仮定し、上式に非定常じょう乱速度$u=u^R+\nabla\hat{\phi}+\nabla\tilde{\phi}$を代入すると

$$u_n^{+}+\frac{\partial\hat{\phi}^{+}}{\partial n_w}+\frac{\partial\tilde{\phi}^{+}}{\partial n_w}=u_n^{-}+\frac{\partial\hat{\phi}^{-}}{\partial n_w}+\frac{\partial\tilde{\phi}^{-}}{\partial n_w} \tag{63}$$

となる。ここで、式(41)と同様に、左辺第２項、右辺第２、３項を変形して、式(63)は次式となる。

$$u_n^{+}+\left(\frac{\partial\hat{\phi}^{+}}{\partial\psi_o}+\frac{\partial\tilde{\phi}^{+}}{\partial\psi_o}\right)\rho_oU_o=u_n^{-}+\left(\frac{\partial\hat{\phi}^{-}}{\partial\psi_o}+\frac{\partial\tilde{\phi}^{-}}{\partial\psi_o}\right)\rho_oU_0 \tag{64}$$

$\tilde{\phi}$ はその誘導の過程から明らかなように、$\psi_0\to\psi_s$の極限では$u_n+\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\psi_0}\to 0$ となることから、後流での速度の連続性による条件は次のように表される。

$$\frac{\partial\hat{\phi}^{+}}{\partial\psi_o}(\phi_o,\psi_s)-\frac{\partial\hat{\phi}^{-}}{\partial\psi_o}(\phi_o+\Delta\phi_o-\Gamma,\psi_o+\Delta\psi_o)e^{i\sigma}=0 \tag{65}$$

ここで、Γ は翼まわりの定常循環である。なお、スタガのない翼列の場合において、上式は

$$\frac{\partial\hat{\phi}^{+}(\phi,\psi)}{\partial\psi_0}-\frac{\partial\hat{\phi}^{-}(\phi,\psi)}{\partial\psi_0}\exp(i\sigma)=0 \tag{66}$$

と表される。

一方、後流上の圧力の連続性に式(17)を適用すると

$$\frac{D_0}{Dt}(\hat{\phi}^{+}-\hat{\phi}^{-})+\frac{D_0}{Dt}(\tilde{\phi}^{+}-\tilde{\phi}^{-})=0 \tag{67}$$

ここで、$\psi_0\to\psi_s$のとき、$\tilde{\phi}$ の引数の関係から

$$\frac{D_0}{Dt}\tilde{\phi}=0$$

となるから、式(67)は結局、次のように表される。

$$jk(\hat{\phi}^{+}-\hat{\phi}^{-})+U_0^2\frac{\partial}{\partial\phi_0}(\hat{\phi}^{+}-\hat{\phi}^{-})=0 \tag{68}$$

$\hat{\phi}^{+}$，$\hat{\phi}^{-}$ は、図４に示されるW_m上の値である。

(2)無限上流、下流の条件

無限上流($\phi_0\to-\infty$)に対しては、

$$U_0\to 1,\ M_0^2\to M_\infty^2,\ c_0\to const.,\ \rho_0\to\rho_\infty$$

となり、非定常じょう乱の渦あり速度u^R は、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\nabla\cdot(\rho_o u^R)\to 0$$

であることから、式(60)は次のように表される。

$$\beta_{-\infty}^2\frac{\partial^2\hat{\phi}}{\partial\phi_o^2}+\frac{\partial^2\hat{\phi}}{\partial\psi_o^2}-\frac{2ik}{c_{-\infty}^2}\frac{\partial\hat{\phi}}{\partial\phi_o}+\frac{k_t^2}{c_{-\infty}^2}\hat{\phi} \tag{69}$$
$$=-\left(\beta_{-\infty}^2\frac{\partial^2\tilde{\phi}}{\partial\phi_o^2}+\frac{\partial^2\tilde{\phi}}{\partial\psi_o^2}+\frac{k_t^2}{c_{-\infty}^2}\tilde{\phi}-\frac{2ik}{c_{-\infty}^2}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\phi_o}\right)$$

従って、上流側の条件は、

$$\hat{\phi}\to-\tilde{\phi}+\hat{\phi}_{-\infty}^H \tag{70}$$

となる。ここで、$\hat{\phi}_{-\infty}^H$ は次式で与えられる同次方程式の解である。

$$L_{-\infty}(\hat{\phi})=\left(\beta_{-\infty}^2\frac{\partial^2}{\partial\phi_o^2}+\frac{\partial^2}{\partial\psi_o^2}-\frac{2ik}{c_{-\infty}^2}\frac{\partial}{\partial\phi_o}+\frac{k_t^2}{c_{-\infty}^2}\right)\hat{\phi}=0 \tag{71}$$

一方、無限下流では、

$$U_o\to U_2\ ,\ M_o\to M_2\ ,\ c_o\to c_2$$

$$\hat{\phi}\to-\tilde{\phi}+\hat{\phi}_{+\infty}^H \tag{72}$$

$\hat{\phi}_{-\infty}^H$ は次の非斉次方程式の解である。

$$L_{+\infty}(\hat{\phi})=-\frac{1}{U_2}\left(\frac{\partial u_t}{\partial\phi_o}+\rho_2\frac{\partial u_n}{\partial\psi_o}\right)-L_{+\infty}(\tilde{\phi}) \tag{73}$$
$$L_{+\infty}\equiv\beta_2^2\frac{\partial^2}{\partial\phi_o^2}+\rho_2^2\frac{\partial^2}{\partial\psi_o^2}-\frac{2ik}{c_2^2}\frac{\partial}{\partial\phi_o}+\frac{1}{c_2^2}\frac{k_t^2}{U_2^2}$$

6. 非圧縮流

6.1 非定常じょう乱渦あり速度　非圧縮性流体を考える。式(27)(28)より、$u=(u_s^R,u_n^R)$ は次式となる。

$$\frac{u_s^R}{U_\infty}=\frac{1}{U_0}A_s e^{i(kt+\alpha)} \tag{74}$$

$$\frac{u_n^R}{U_\infty}=U_0\left(A_n+A_s\frac{\partial g}{\partial\psi_0}\right)e^{i(kt+\alpha)} \tag{75}$$

$$\alpha=-k_s\phi_0-k_s g(\phi_0,\psi_0)+k_n\psi_0\ ,\ g=\int_{-\infty}^{\phi}\left(\frac{U^2}{U_0^2}-1\right)d\phi_0 \tag{76}$$

6.2 じょう乱ポテンシャル　非定常じょう乱ポテンシャルϕを支配する方程式は式(21)より

$$\nabla^2\cdot\phi=-\nabla\cdot u^R \tag{77}$$

という*Poisson*の式となる。ここで、式(44)を代入すると

$$\nabla^2(\hat{\phi}+\tilde{\phi})=-\nabla\cdot u^R \tag{78}$$

で表され、上式を$\phi_o\psi_o$系へ座標変換すると、

$$\nabla^2\phi=U_0^2\left[\frac{\partial^2\phi}{\partial\phi_o^2}+\frac{\partial^2\phi}{\partial\psi_o^2}\right]\ ,\ \phi=\hat{\phi}+\tilde{\phi} \tag{79}$$

$$\nabla\cdot u^R=U_0^2\left[\frac{\partial}{\partial\phi_o}\left(\frac{u_s}{U_o}\right)+\frac{\partial}{\partial\psi_o}\left(\frac{u_n}{U_o}\right)\right] \tag{80}$$

と示される。結局、非圧縮流に対して次式を得る。

$$\frac{\partial^2\hat{\phi}}{\partial\phi_o^2}+\frac{\partial^2\hat{\phi}}{\partial\psi_o^2}=-\left[\frac{\partial}{\partial\phi_o}\left(\frac{u_s}{U_o}\right)+\frac{\partial}{\partial\phi_o}\left(\frac{u_n}{U_o}\right)\right] \tag{81}$$
$$-\left[\frac{\partial^2\tilde{\phi}}{\partial\phi_o^2}+\frac{\partial^2\tilde{\phi}}{\partial\psi_o^2}\right]$$

上式を前述の境界条件で解くことにより非定常ポテンシャルϕ が決定される。

7. 数値計算例

7.1 概要　図5のように、上流側周期変動流が翼間流路内に流入する流れ場を扱う。なお、本報では解析法の有効性を確認するため、非圧縮流中のスタガのない翼列（NACA0024）にのみに計算対象を限定する。非圧縮性流体の場合の波動方程式は、式(77)に示すようにPoissonの式となり、楕円型方程式の解法がそのまま使える。今回は計算手法として、非圧縮流に関するPoissonの式を中心差分により離散化し、これに前述の境界条件を含めた形でSOR法を用いて解く。収束判定条件は格子点上の残差の最大値10^{-4}以下とした（詳細は省略[9]）。なお、今回の計算は全てﾊﾟｰｿﾅﾙｺﾝﾋﾟｭｰﾀ（PC9801RA21、ｸﾛｯｸ周波数20MHz、数値演算ｺﾌﾟﾛｾｯｻ　Intel80367付）を使用しており、非定常流解析に要する計算時間は一～二時間程度である。

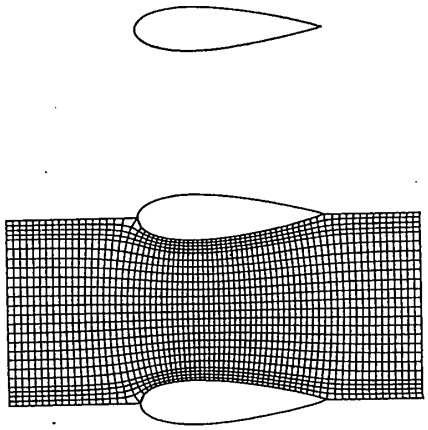


図5　計算対象翼列および計算格子（NACA0024）

表1　係数(a_0)の計算例

pitch　(t_r/C)	1	5	100	exact
cylinder row			0.252	0.250
NACA0012 (R=1.58%C)	0.0129	0.0134	-	
NACA0015 (R=2.48%C)	0.0182	0.0190	-	
NACA0018 (R=3.56%C)	0.0241	0.0254	-	
NACA0021 (R=4.85%C)	0.0306	0.0325	-	
NACA0024 (R=6.33%C)	0.0375	0.0403	-	

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

7.2 格子形成　ϕ_0, ψ_0 座標系に対応する格子形成には、任意翼形を過ぎるポテンシャル流における流線および等ポテンシャル線を既存のプログラム[10]により決定し、その交点を格子点とした（格子点数は71×25）。計算領域入口および出口面は、速度がほぼ一様となったところにとっている。用いたコードは特異点法を使用しており、従ってLaplaceの方程式の境界値問題を解くことと同等である。格子形成上特に注意しなければならない点は、翼表面近傍での格子点の扱いである。先に述べたように物体面の近くでは、$\psi_0 \to \psi_s^-$ のときに渦あり速度の特異性を抑えるように補正ポテンシャル $\tilde{\phi}$ は作用するが、数値計算上でそれが有効に働くためには境界上での差分の精度をあげると同時に、ドリフト関数の格子点上の値を慎重に取り扱わなければならない。そこで、物体面近傍での格子点を図５のように密に配置する。

7.3 ドリフト関数の特異性　式(37)の対数的特異性の係数 a_0 は、翼前縁での法線方向の速度勾配から決定されるが、これを直接求めることは容易ではない。そこで、翼前縁部を円柱（半径 R ）で近似し、その近傍の流れを局所円柱座標系で表す。このとき、流れ場を表すLaplace方程式がよどみ点においても成立すると考えると、

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial r^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial \theta^2}=\frac{\partial u_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}=0 \quad \left(\because \frac{\partial \phi_0}{\partial r}=0\right) \tag{82}$$

となることから、係数 a_0 は結局次式で計算される。

$$a_0 = -\left(\frac{1}{R}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}\right)_{stag.} \tag{83}$$

ここで式(83)右辺は、接線方向速度 u_θ をよどみ点まわり定常速度分布の多項式近似で表すことにより評価する。

表１に円柱列および翼列（NACA0012～0024）の例について計算した係数 a_0 を示す。円柱列（ピッチ100C、C：円柱径）は単独円柱の場合とみなせ、この場合の厳密解（a_0 =-0.25）との比較ができるが、比較の結果、式(83)から数値的に求めた係数 a_0 が厳密解に十分近いことがわかる。翼列の場合、前縁半径の増加にともない係数 a_0 の大きさもほぼ直線的に増加すること、また、翼列ピッチの大きい方が係数 a_0 の絶対値も大きいことがわかる。

図６に、翼間流路内のドリフト関数値（タイムライン）を示す（翼面上の値は補間して与えている）。翼前縁でのタイムラインの歪みが翼面近くに残っており、周期変動流に強く影響することが予想される。

7.4 非定常特性　翼面上非定常圧力分布は式(17)から計算される。ϕ_0, ψ_0 系での表示では次のようになる。

$$Cp \equiv \frac{p}{\rho_0 W_1^2 |A| / W_1^2 e^{jkt}} = -\left(jk\phi + U_0^2 \frac{\partial \phi}{\partial \phi_0}\right) \tag{84}$$

ここで、上式の微分を翼前縁、後縁では片側差分、それ以外では中心差分で評価する。この際、格子点上でじょう乱ポテンシャルが離散化された状態そのままでは、ポテンシャルが有する周期変動特性の空間的捕捉で数値誤差が生じ、圧力算出に少なからぬ影響を与える。そこで、

$$\phi = (\phi / e^{i\alpha}) e^{i\alpha} \equiv \phi' e^{i\alpha} \tag{85}$$

とおき、$\partial g / \partial \phi_0 = 1/U_0^2$ および $k = k_s$ となることを利用し、結局次式で圧力分布を算出する。

$$Cp = U_0^2 \frac{\partial \phi'}{\partial \phi_0} e^{i\alpha} \tag{86}$$

図７には、NACA0024（ピッチ比 t_r/C =0.5）の非定常圧力差分布（$\Delta Cp \equiv Cp_{,pressure} - Cp_{,suction}$ について、本手法（F-K 法）と著者の一人が先に開発した特異点による解法（N-F 法）[1]との比較を示す。なお、F-K 法については、流れ方向の格子間隔（$\delta\phi_0$ ）の影響を調べるために、二種類の格子間隔（$\delta\phi_0$ =0.035 : Fine /

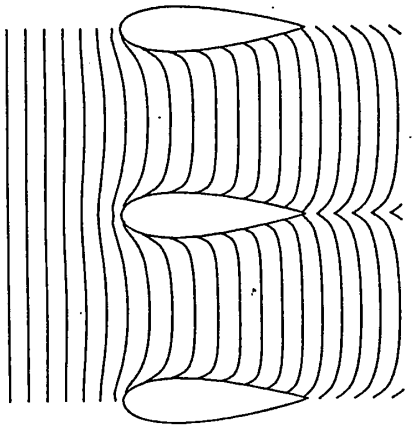


図６　ドリフト関数値（タイムライン）

図６　ドリフト関数値（タイムライン）

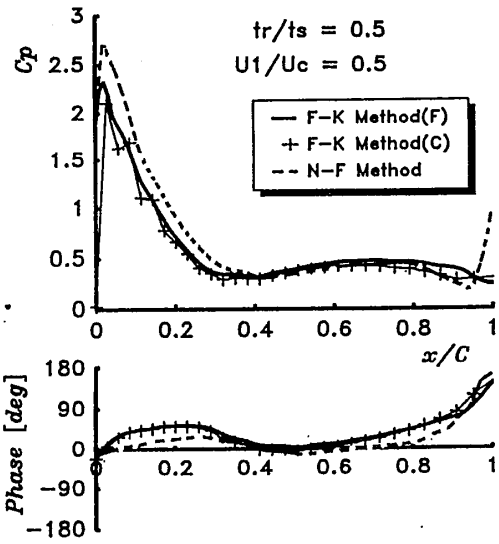


図７　非定常圧力差分布
（上：振幅値、下：位相）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

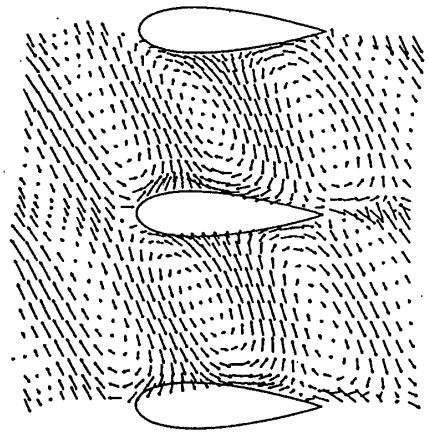


図８　非定常じょう乱速度ベクトル

$\delta\phi_0$ =0.044 : Coarse) で計算している。格子間隔は翼前縁の近傍での圧力差分布に若干の影響を与えているが、それ以外ではほぼ同じ結果となることがわかる。また、F-K 法と N-F 法との比較から、全般的には両者の解法による圧力差分布は振幅値、位相に関してほぼ類似の結果となっているが、振幅値については翼前縁から x/C ～ 0.4にかけて N-F 法が若干大きな値を与えており、また位相については F-K 法による結果が幾分進み側となっている。計算精度については、前縁半径の大きな翼の実験値等がなく検証できないので、今後実験等を行う計画である。非定常じょう乱速度ベクトル $u=u^{n}+\nabla\hat{\phi}'+\nabla\tilde{\phi}$ を図８に示す。上流側からの周期変動流が翼列との干渉により変形し、翼間流路内に渦構造が発生しているのが確認される。図８の非定常速度ベクトルはほぼ境界条件を満足していることが確認されるが、一部不十分な箇所が認められるので、今後計算コードの改良を行い、信頼性の向上を図る。

8. 結言

Goldstein が示した鈍頭物体まわりの非定常流に関する線形解析法を基に、翼前縁半径が大きな翼列の後流に対する圧縮流非定常応答解析法の理論展開を行った。特に、*Goldstein* 法で問題となる、非定常渦あり変動速度の翼よどみ点以降での特異性、およびそれによる翼面境界条件不定性の点について、その特異性を打ち消す修正ポテンシャルを導入することで問題の解決を図った。

数値計算例として、最も単純な非圧縮流の場合を取り上げ、既存の解法との比較を行い、解析法の特徴と有効性を検討した。

本研究の研究費の一部は文部省科学研究費奨励研究(A)(02750108) の助成を受けた。本研究の遂行にあたっては、本学大学院生山野辺寛君、目黒俊勝君の協力を得た。また、*Whitehead* 博士、児玉秀和氏（IHI）からは、本研究の契機となる議論をして戴いた。あわせてここに記し、謝意を表す。

文献

(1) 西山、船崎、機論、50-454、B(1984)、1476
(2) 船崎、機論、57-537、B(1991)、1645
(3) Caruthers,J.E., Proc. 2nd Int'l Symp. on Aero elasticity in Turbomachines(1981), 31
(4) Goldstein,M.E., J. Fluid Mech., 89(1978), 433
(5) Kerschen,E.J. and Balsa,T.F., AIAA J., 19-10 (1981), 1367
(6) Lighthill,M.J., J.Fluid Mech., 1(1956), 31
(7) Cargill,A.M., Proc. 4th Int'l Symp. on Aero-elasticity in Turbomachines and propellers (1984)
(8) Atassi,H.M. and Grzedzinski,J., J. Fluid Mech., 209(1989), 385
(9) 角館、岩手大学大学院修士論文(1991)
(10) 西山、船崎、機論、52-485、B(1986)、3435

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－8

二次元振動翼列内の非粘性流解析

鹿野芳雄　（日立・機械研）
名村　清　（日立・機械研）

1．緒言

タービンや圧縮機などの流体機械の翼が何らかの原因で振動すると、翼に働く流体力やモーメントが非定常的に変動し、これらが翼振動系に対して励振力として働く場合には、フラッターにより翼の破損事故を引き起こすことがある。したがって、翼が振動した時の翼に働く非定常流体力やモーメントが、翼振動系に対して励振力として作用するのか、あるいは減衰力として作用するのかを事前に予測することは、流体機械の信頼性向上を図るために重要となる。

幸い、近年の計算機の発展は著しく、大容量の計算を高速で行うことが可能になってきており、本論文で対象とする振動する翼列内の流れ解析に関しても、Euler 方程式やNavier-Stokes 方程式を用いて計算する方法が提案されてきている。例えば、二次元非粘性流解析についてはHe[1]や著者ら[2]の報告、二次元乱流解析に関しては、Baldwin-Lomax 乱流モデルを導入したHuff[3]や、２方程式乱流モデルを用いた著者ら[4]の報告がある。Huffの方法では、各計算時刻における周期境界条件の適用を前提としているために、翼間振動位相差を有して翼列が振動する場合には、位相差に応じて複数の翼間流れ解析領域を同時に計算する必要がある。一方、Heや著者らの方法では、時間位相遅れの周期境界条件を導入し、一つの翼間流れ解析領域だけで任意の翼間振動位相差を考慮した計算を可能としている。

本論文では、先に提案した時間位相遅れの周期境界条件を用いた振動翼列内の二次元非粘性流解析手法に、新たにMUSCL 法[5]とvan Leerの流束ベクトル分離法[6]を組み合わせた解析手法を導入し、フラッタ問題の基本となる平板翼列を対象とした計算を行った結果について述べる。なお、計算の翼振動モードは、翼重心位置を回転中心とするねじり振動モードに固定したが、計算パラメータとして無次元振動数、翼のスタッガ角、流れの迎え角、および翼振動振幅などを変えた計算を行い、それらのパラメータが翼間流れや翼振動系への入力エネルギに及ぼす影響などを調べた。

2．支配方程式と境界条件

図１に解析領域と座標系を示す。本論文では、図の下方の翼をNo.1翼、上方の翼をNo.2翼と呼び、No.1翼とNo.2翼が、翼間振動位相差を有して振動する場合の翼間流れを計算する。この時、翼振動による計算格子の移動は、あらかじめ作成しておいた代表的な振動位相における格子座標を補間して求める。このような計算格子の移動を含

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

めた圧縮性流体の二次元非粘性流れを記述する支配方程式は、境界Γを有する微小領域Ωを考えると、積分形式で次式のように表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t}\iint_{\Omega} Q\, d\Omega = -\int_{\Gamma} (n_x \cdot F + n_y \cdot G)\, d\Gamma \qquad \cdots\cdots (1)$$

ここで、式(1) のベクトルQ、F及びGは、

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho uU + p \\ \rho vU \\ \rho EU + pu \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho uV \\ \rho vV + p \\ \rho EV + pv \end{pmatrix} \qquad \cdots\cdots (2)$$

と書き表される。式(1)、(2)においてtは時間、ρは密度、u、vはx、y方向の流体の速度成分であり、pは静圧、Eは全エネルギ、n_x、n_yは境界Γに立てた単位法線ベクトルnのx、y方向の方向余弦である。また、U、Vは、境界Γの移動速度のx、y方向成分をb_x、b_yとして、次式で表される。

$$U = u - b_x \quad , \quad V = v - b_y \qquad \cdots\cdots (3)$$

なお、式(1)、(2)に示した支配方程式のほかに、圧縮性流れを扱うための補足関係式として、完全気体の状態方程式を使用する。

次に、境界条件について述べる。図1に示した解析領域の流入境界では流体の全温、全圧、流入角を、流出境界では流体の静圧を与え、それらは周方向に均一で、時間的にも変化しないと仮定する。その他の未知量に関しては、流入境界で運動エネルギ、流出境界で密度と速度成分を解析領域内部から外挿することにより計算する。

周期境界では、図1に示したNo.1翼とNo.2翼が任意の翼間振動位相差φを有して振動するため、同一時刻での周期境界条件を仮定することはできない。ここでは、過去の状態量を用いる時間位相遅れの周期境界条件設定法の導入を考える。いま、翼の振動周期をTとし、No.1翼の振動位相がNo.2翼の振動位相より位相φだけ遅れているとすれば、図1に示した周期境界1、2の時刻tにおける境界の値Q_1、Q_2は、対応する周期境界上での値を用いて次のように設定される。

$$Q_1(t) = Q_2(t-\tau) \quad , \quad Q_2(t) = Q_1(t+\tau-T) \qquad \cdots\cdots (4)$$

ここで、τは振動位相遅れφに相当する時間である。式(4) を適用することで、任意

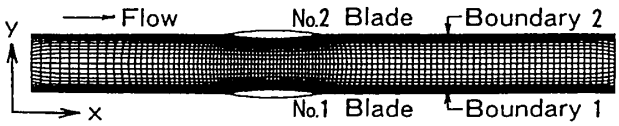


図1　解析領域と座標系

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

の翼間振動位相差を有して翼が振動する場合の翼間流れを、一つの翼間流れ解析領域だけで計算することが可能となる。

最後に翼面境界条件であるが、この境界では流体が翼面に沿って流れるとし、次式により境界条件を設定する。

$$F = \begin{bmatrix} 0 \\ p \\ 0 \\ b_x p \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p \\ b_y p \end{bmatrix} \qquad \cdots\cdots (5)$$

3.数値解析手法

本論文では、解析領域を任意形状の四角形要素に分割し、式(1) の右辺を有限体積法に基づき空間の離散化を行う。この時、四角形要素の辺上の流束は、前述したようにMUSCL 法とvan Leerの流束ベクトル分離法を組み合わせて計算する。いま、流れ方向の要素番号をｉとして、i+1/2 の値$Q^-_{i+1/2}$、$Q^+_{i+1/2}$を次式に示すMUSCL 法により計算する。

$$\left.\begin{aligned} Q^-_{i+1/2} &= Q_i+\{s[(1-ks)\Delta^-+(1+ks)\Delta^+]/4\}_i \\ Q^+_{i+1/2} &= Q_{i+1}-\{s[(1-ks)\Delta^+ + (1+ks)\Delta^-]/4\}_{i+1} \end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots (6)$$

ここで、Δ^-、Δ^+およびｓは、

$$\Delta_i^- = Q_i - Q_{i-1}, \quad \Delta_i^+ = Q_{i+1} - Q_i, \quad s = (2\Delta^+\Delta^- + \lambda)/[(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \lambda] \quad \cdots\cdots (7)$$

と計算される。なお、本論文では、式(6) のｋの値を1/3 とし、３次精度の計算を行う。また、λは10^{-6}程度の定数である。式(6) の値を用いてvan Leerの流束ベクトル分離法を適用するために、Batina [7]のように式(1) の右辺に局所回転行列Ａを用い、速度を計算要素の辺に垂直方向と平行方向の速度成分に分離する。すなわち、

$$n_x \cdot F + n_y \cdot G = A^{-1}A(n_x \cdot F + n_y \cdot G) = A^{-1}H = A^{-1}\begin{bmatrix} \rho U_n \\ \rho U_n u_n + p \\ \rho U_n v_t \\ \rho E U_n + u_n p \end{bmatrix}, \qquad \cdots\cdots (8)$$

$$U_n = n_x U + n_y V, \quad u_n = n_x u + n_y v, \quad v_t = -n_y u + n_x v \qquad \cdots\cdots (9)$$

とする。式(8)、(9)を用い、音速をａとして局所マッハ数を$M_n = U_n/a$ と定義すれば、流束ベクトル分離法による流束ベクトルＨは、次式のように計算される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$
\left.\begin{array}{l}
M_n \geqq 1 \ ; \ H^+=H \ , \ H^-=0 \quad , \quad M_n \leqq -1 \ ; \ H^+=0 \ , \ H^-=H \\
|M_n|<1 \ ; \qquad H^{\pm} = \begin{bmatrix} h^{\pm}_{mass} \\ h^{\pm}_{mass}[(-U_n \pm 2a)/\gamma + u_n] \\ h^{\pm}_{mass} v_t \\ h^{\pm}_{energy} \end{bmatrix}
\end{array}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (10)
$$

ここでγは比熱比であり、$h^{\pm}_{mass}$、$h^{\pm}_{energy}$は次式で記述される。

$$
\left.\begin{array}{l}
h^{\pm}_{mass} = \pm \rho (U_n \pm a)^2/4a \\
h^{\pm}_{energy} = h^{\pm}_{mass}\left[\dfrac{-(\gamma-1)U_n^2 \pm 2(\gamma-1)U_n a + 2a^2}{\gamma^2-1} + \dfrac{u_n^2+v_t^2}{2} + (n_x b_x + n_y b_y)\dfrac{(-U_n \pm 2a)}{\gamma}\right]
\end{array}\right\}
$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (11)$$

式(10)により求めた$H^{\pm}$を用いれば、式(8)の値は次式で計算できる。

$$n_x \cdot F + n_y \cdot G = A^{-1}[H^+(Q^-)+H^-(Q^+)] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (12)$$

次に、時間積分法について述べる。本論文では、2次精度のAdams-Bashforth 法を用いており、時間刻みをδt、時間ステップをmとすれば、m・δt から(m+1)・δt への時間積分は次式により計算される。

$$\Delta S_k^{m+1} \cdot Q_k^{m+1} - \Delta S_k^m \cdot Q_k^m = \delta t(1.5 \cdot RHS_k^m - 0.5 \cdot RHS_k^{m-1}) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (13)$$

ここで、下添字Kは要素番号を意味し、ΔSはその要素面積、RHS は式(12)で計算された式(1)の右辺の値である。

以上に述べた解析手法で周期変動解が得られるまで計算を行うが、本論文で計算対象としたねじり振動モードの翼間流れでは、フラッター評価で重要となる翼振動系への入力エネルギW_Tを、以下に示すように、翼に働くモーメントMから計算する。

$$M = -\int_S n_x p_s L_y \, dS + \int_S n_y p_s L_x \, dS \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (14)$$

$$W_T = \int_0^{2\pi} M \dot{\alpha} \, dt \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (15)$$

ここで、p_sは翼面静圧、Sは翼回りを意味し、L_x、L_yはねじり中心位置からのx、y方向の距離である。また、$\dot{\alpha}$はねじり変位の速度である。

4．計算結果とその検討

本論文では、翼厚み0の平板翼列を翼重心位置を回転中心とするねじり振動モードで振動させた場合の翼間流れの計算例について述べる。表1には、その計算主要パラメータを示す。なお、翼振動は円振動数ωの正弦関数で記述されており、表1に示した無次元振動数$\bar{\omega}$は、翼弦長をC、流入速度をU_iとして次式で定義されている。

$$\bar{\omega} = \omega C / U_i \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (16)$$

図2は、No.1翼の振動位相時間ωtが0度における等速度線分布を5m/s毎に示した

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表1　計算の主要パラメータ

Inlet total pressure (kPa)	120.0
Inlet total temperature (K)	330.0
Inlet flow angle (deg)	55.0
Outlet static pressure (kPa)	99.0
Pitch/Chord	0.75
Stagger angle θ_s (deg)	55.0
Tortional amplitude (deg)	5.0
Reduced frequency $\bar{\omega}$	0.44
Computational elements	85X12

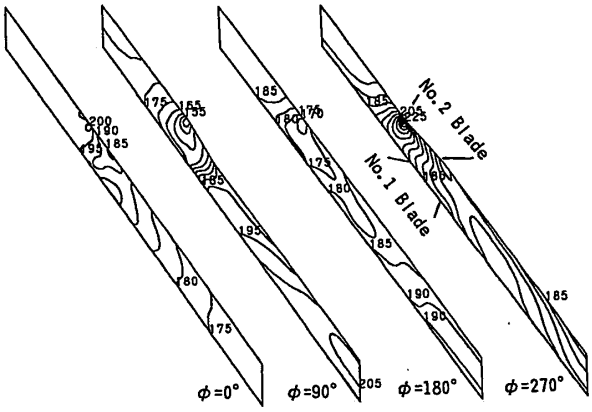


図2　ωt=0°における等速度線分布

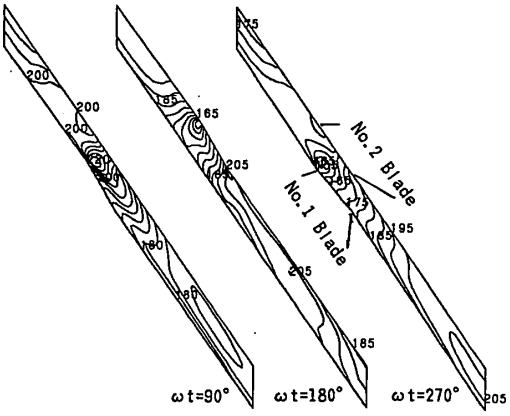


図3　φ=270°の等速度線分布の時間変動

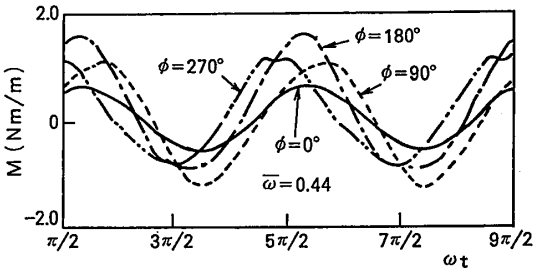


図4　ω̄=0.44のモーメント変動

ものである。なお、以下の説明でも、翼振動の振動位相時間ωtはNo.1翼の値を用いて記述する。図2には、翼間振動位相差φが0度、90度、180度および270度の場合について示しているが、振動位相時間が同一であってもφが異なると、翼間流れも異なる結果が示されている。このことから、振動する翼列内の流れでは、翼間振動位相差が一つの重要なパラメータであるといえる。一方、図2の等速度線分布の粗密の状況を比較すると、φ=270°の等速度線分布が最も密になり、他の翼間振動位相差に比べて翼振動の影響が強く現れているものと考えられる。

このφ=270°の計算における等速度線分布の時間変動を図3に示す。なお、振動位相時間ωtが0度の場合については、図2に示してある。翼の振動に伴い、翼間流れは全領域で変化し、最大流速、あるいは最低流速の位置なども異なっていることがわかる。このような流速変動が、翼振動の1周期毎に繰り返されることになる。

図4には、No.1翼に働くモーメントの時間変動を示す。なお、横軸の時間は翼振動の2周期分である。式(15)に示した翼振動系への入力エネルギの計算ではモーメント変動の位相が重要なパラメータとなるが、φが0度と180度の場合を比較すると、変動振幅は異なるものの、変動位相はほぼ同じである。しかし、φが90度および270度では、φ=0°、180°と変動位相が異なる結果が得られる。また、φが90度と270度のモーメント変動を比較すると、式(15)の$\dot{\alpha}$の符号が変わるωt=5π/2をはさんで変

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

動のピーク値が存在し、その位相のずれはほぼ90度であることなどがわかる。

次に、無次元振動数$\bar{\omega}$の影響を調べるために、振動数を変えて無次元振動数を0.22にした場合のNo.1翼に働くモーメントの時間変動を図5に示す。図4の$\bar{\omega}$=0.44と比較すると、$\bar{\omega}$=0.22のモーメント変動はϕ=270°のピーク値近傍の形状がやや異なるなどの変化を示し、無次元振動数の違いによる影響が現れているものと考えられる。

このようなモーメントの時間変動から、式(15)により翼振動系への入力エネルギを求めた結果を図6に示す。図6の縦軸は入力エネルギW_Tであり、値が正の場合は励振力として作用し、流体力学的には不安定、負の場合には減衰力として作用し、流体力学的には安定であることを意味している。図6から明らかなように、流体力学的に不安定となる領域は、ϕ=270°近傍で発生していることがわかる。このような平板翼列に対する不安定領域の発生に関しては、難波ら[8]の結果と定性的にではあるが一致しており、本解析手法の妥当性を示す結果であると考える。一方、無次元振動数の違いによる入力エネルギの変化は、ϕ=180°以上の領域に現れ、無次元振動数が小さい場合、ϕ=270°に発生する励振力のピーク値は大きくなる。

次に、翼のスタッガ角や流れの迎え角、および無次元振動数が翼振動系への入力エネルギに及ぼす影響を調べるために、前述の励振力がピーク値をもつϕ=270°の条件を固定し、翼のスタッガ角θ_sを0度、20度、55度、62度、θ_s=55°で迎え角を±5度（正は圧力面側流入）、および$\bar{\omega}$を前述した0.22、0.44のほかに、0.88と変えた計

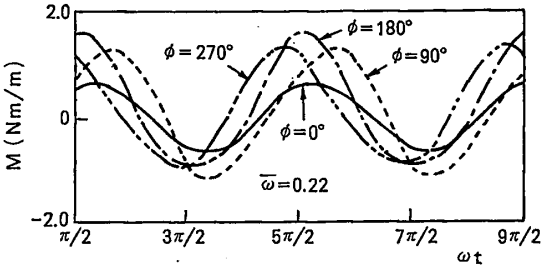


図5　$\bar{\omega}$=0.22のモーメント変動

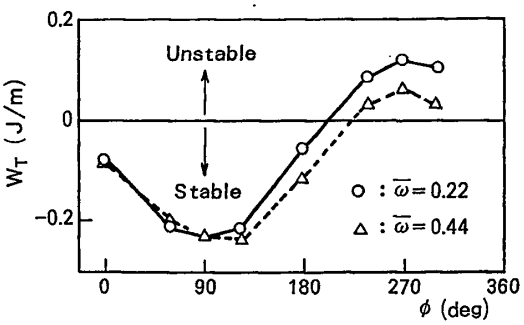


図6　翼振動系への入力エネルギ

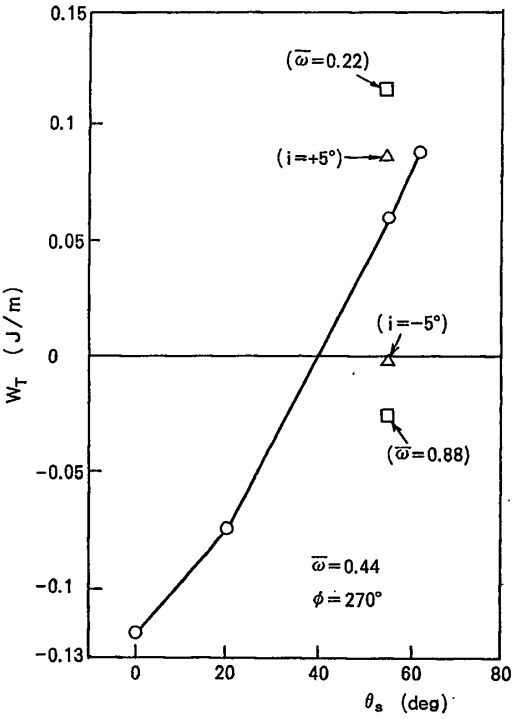


図7　ϕ=270°における各種入力エネルギ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

算を行った。それらの結果をまとめて図７に示す。$\theta_s=0°$ の場合、$\phi=270°$ においても入力エネルギは負の値となり、流体力学的に安定であることを示している。しかし、スタッガ角を次第に増加させていくと、入力エネルギは負の値から正の値へとほぼ直線的に変化することがわかる。一方、迎え角や無次元振動数の影響であるが、迎え角＋５度あるいは $\bar{\omega}=0.22$ では、迎え角０度で $\bar{\omega}=0.44$ の場合と比較して入力エネルギは不安定性を増す方向へ移動し、迎え角が－５度や $\bar{\omega}=0.88$ では安定性を増す方向へ移動する。このように、翼列の構成条件や、流れの迎え角あるいは無次元振動数の違いによって入力エネルギは様々な値となることがわかる。

上述したように、翼のスタッガ角 θ_s を変えると翼振動系への入力エネルギは変化したが、これをNo.1翼に働くモーメントの時間変動の違いで示したのが図８である。図７で入力エネルギが負であった $\theta_s=0°$ 、20° と、正であった $\theta_s=55°$ 、62° ではモーメントの変動振幅はほぼ同じであるが変動位相がずれており、この位相のずれが入力エネルギの正負の違いになって現れたものと考えることができる。

一方、No.1翼に働くモーメントの時間変動が、流れの迎え角の違いによって変わる様子を示したのが図９である。迎え角が異なる場合のモーメント変動位相は、フーリエ解析を行った結果、迎え角が０度の場合を基準として、＋５度の場合では約10度の

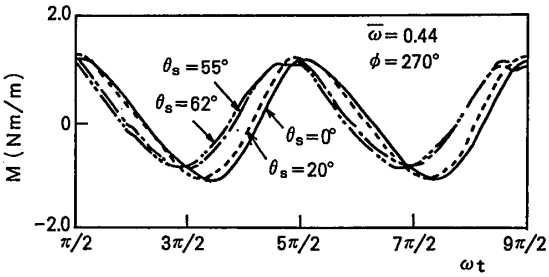


図８　モーメント変動に及ぼすスタッガ角の影響

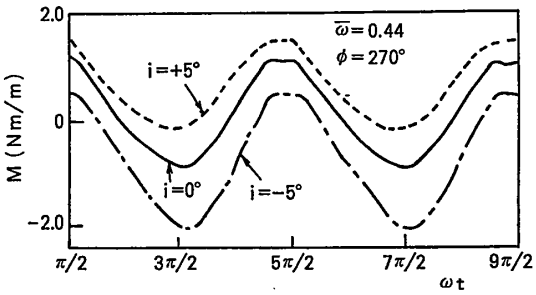


図９　モーメント変動に及ぼす迎え角の影響

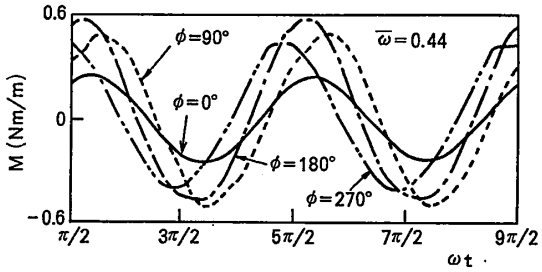


図10　振幅２度のモーメント変動

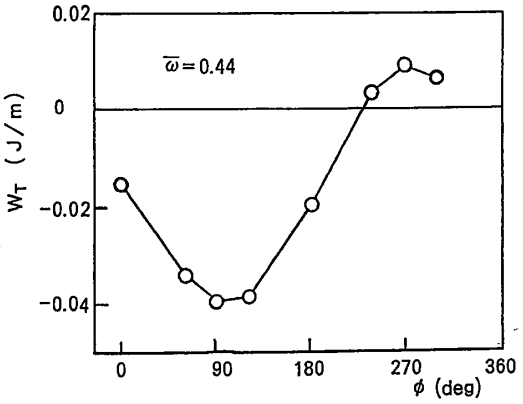


図11　振幅２度の入力エネルギ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

位相進み、－５度の場合には約12度の位相遅れとなる。また、変動振幅に関しては、迎え角が０度の場合を基準として、＋５度の場合が約83％、－５度の場合が約125％程度の大きさになり、変動振幅も異なる。一方、モーメントの値を比べると、＋５度では時間に対してほとんどが正の値、－５度ではほとんどが負の値となり、０度のモーメントからシフトしたようなモーメントの値となる。このようなモーメント変動から翼振動系への入力エネルギを計算すると図７に示したような結果が得られる。

以上、翼の振動振幅が５度の場合の結果について述べてきたが、以下には、スタッガ角が55度、無次元振動数を0.44、翼振動振幅を２度にした場合の計算結果を示す。

図10は、No.1翼に働くモーメントの時間変動を示したものである。図４の振幅５度の場合と比較すると、振幅が小さい振幅２度では変動モーメントの値も小さくなる。しかしながら、各翼間振動位相差ϕにおけるモーメントの変動位相については、翼振動振幅が５度の場合とほとんど同じであるといえる。

図11には、この時の翼振動系への入力エネルギW_Tと翼間振動位相差ϕの関係を示す。振幅２度の場合には、図10に示したモーメントの値が小さいために、図６に示した振幅５度の場合に比べると入力エネルギの値は小さくなる。しかし、入力エネルギが０となる翼間振動位相差は振幅５度の場合とほぼ同じとなり、ϕ=270°近傍にピーク値を有する不安定領域の発生については、振幅５度の場合とほぼ同様の結果が得られている。このことから、本計算例では、不安定領域の発生する領域に関しては、翼振動振幅の影響は小さいものと考えることができる。

５．結言

翼間振動位相差を有する振動翼列内の流れを計算する二次元非粘性流解析手法を提案し、平板翼列のねじり振動モードを対象とした計算を行った結果、次の結論を得た。

(1) 流体力学的に翼振動系が不安定となる翼間振動位相差の領域は、平板翼列を対象とした他の解析手法の結果と比較して、定性的にではあるが一致している。

(2) 振動翼列に関する各種パラメータの影響を、定性的にではあるが明らかにした。

参考文献

(1) He, L., Trans. ASME, J. of Turbomachinery, Vol.112, (1990), 714-722.

(2) 鹿野・名村，機論 No.90-1433, (1990).

(3) Huff, D. L. and Reddy, T. S. R., AIAA Paper, 89-2805, (1989).

(4) 鹿野・名村，機講論 No.710-17, Vol.(B), (1991), 160-162.

(5) Anderson, W. K., et al., AIAA Paper 85-0122, (1985).

(6) van Leer, B., Lecture Notes in Physics, Vol.170, (1982), 507-512.

(7) Batina, J. T., AIAA J., Vol.28, No.8, (1990), 1381-1388.

(8) 難波・利光，機論 53-471, B (1987), 3560-3567.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－9

次世代ガスタービン翼列流れ数値解析用Navier-Stokesソルバーの開発

*山本 悟　（東北大学工学部機械航空工学科）
石坂 浩一　（東北大学大学院工学研究科院生）
大宮司 久明（東北大学工学部機械航空工学科）

1. まえがき

スーパーコンピュータを代表する大型計算機の急速な進歩により、流れ解析技術もかなりの高レベルに達してきている。翼列流れ解析に関していえば、三次元非粘性流れの計算はすでに実用段階に入っており[1]、また、粘性流れ解析の研究も広く行われるようになってきた[2][3]。翼列流れの中でも、ガスタービンを構成する各種翼列流れの数値解析は、今後さらに高速、高効率のガスタービンを開発する上で、必要不可欠なものとなることは、この分野の研究開発者のすでに知るところである。

著者らは、以前より圧縮性流れ、特に衝撃波が発生する遷音速以上の流れを数値解析するための効果的なソルバーの開発を行ってきた[4][5]。またこれらは、翼列流れ用にも拡張されており、すでにいくつかの翼列流れを計算し、興味ある結果を得ている。現在すでに開発され広く使用されている計算コードと比較して、特徴的なことは次の点にある。1)翼列流れ解析に適した支配方程式を導出した。これは反変速度を未知変数に用いることで、非粘性流れの固定壁境界条件や三次元翼列流れの周期境界条件の処理を簡潔かつ陰的に処理することを可能とした。2)衝撃波を鮮明に捕獲するために、特性の理論に基づいたいくつかの高次精度衝撃波捕獲アルゴリズムを開発した。3)非定常流れを計算するために、時間方向最大2次精度が保証された陰的計算アルゴリズムを開発した。4)衝撃波と境界層の干渉から生じる乱流遷移がシミュレートできる乱流計算アルゴリズムを開発した。上記1)-4)は今後、新たに開発すべきガスタービンを構成する翼列流れを数値解析する上で非常に重要な要素であると著者らは考えており、既存のソルバーが実用性、汎用性を重視する余り怠ってきた研究開発要素でもある。すなわちこれらの要素を欠いたソルバーは、亜音速流れのような比較的遅い流れの数値解析にはその開発主旨から威力を発揮すると思われるが、次世代ガスタービンに必要とされる高負荷の翼列流れの数値解析には、その効果はあまり期待できないということである。

本論文では、特に上記2)の著者らが開発してきた衝撃波捕獲アルゴリズムについて、その有効性ならびに必要性を証明するためにいくつかの数値計算を行ったのでその結果を紹介する。

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2. 衝撃波捕獲アルゴリズム

以下に著者らが開発した3種類の衝撃波捕獲アルゴリズムを紹介する。

2.1 従来型TVD差分スキーム

説明を簡単にするために、以下のような一次元非線形双曲型保存則を用いる。

$$\partial q/\partial t + \partial f(a,q)/\partial x = 0 \tag{1}$$

ここでf(a,q)は、未知変数qと特性速度$a=\partial f/\partial q$の関数である。これを、空間方向に保存形で準離散化した式は、次のようになる。

$$\partial q/\partial t + (\hat{f}_{\ell+1/2} - \hat{f}_{\ell-1/2})/\Delta x = 0 \tag{2}$$

この場合の流束$\hat{f}_{\ell+1/2}$には三次精度上流差分スキームを適用する。すなわち、

$$\begin{aligned}
\hat{f}_{\ell+1/2} &= \frac{1}{2}[f(a_{\ell+1/2},q_{\ell+1}) + f(a_{\ell+1/2},q_\ell)] - \frac{1}{2}(Df^+_{1/2} - Df^-_{1/2}) \\
&\quad -\frac{1}{6}D\tilde{f}^-_{\ell+3/2} - \frac{1}{3}D\tilde{f}^-_{\ell+1/2} + \frac{1}{3}D\tilde{f}^+_{\ell+1/2} + \frac{1}{6}D\tilde{f}^+_{\ell-1/2} && (3)\\
Df^\pm_{\ell+1/2} &= f^\pm(a_{\ell+1/2},q_{\ell+1}) - f^\pm(a_{\ell+1/2},q_\ell) = a^\pm_{\ell+1/2}(q_{\ell+1} - q_\ell) && (4)\\
a^\pm &= (a \pm |a|)/2 && (5)
\end{aligned}$$

本スキームでは、流束制限(minmod)関数を以下の式のように適用した。

$$\begin{aligned}
D\tilde{f}^-_{\ell+3/2} &= \mathrm{minmod}[Df^-_{\ell+3/2}, bDf^-_{\ell+1/2}]\\
D\tilde{f}^-_{\ell+1/2} &= \mathrm{minmod}[Df^-_{\ell+1/2}, bDf^-_{\ell+3/2}]\\
D\tilde{f}^+_{\ell+1/2} &= \mathrm{minmod}[Df^+_{\ell+1/2}, bDf^+_{\ell-1/2}]\\
D\tilde{f}^+_{\ell-1/2} &= \mathrm{minmod}[Df^+_{\ell-1/2}, bDf^+_{\ell+1/2}] && (6)\\
\mathrm{minmod}[x,y] &= \mathrm{sign}(x)\max[0, \min\{|x|, y\,\mathrm{sign}(x)\}]\\
&\quad 1 \le b \le 4
\end{aligned}$$

この考えを具体的に方程式系に適用すれば、流束ベクトルは特性の理論を導入することによりサブベクトルからなる一つの式に変形される。すなわち、

$$\begin{aligned}
(D\hat{E}^\pm_i)_{\ell+1/2} &= (J\lambda^\pm_{i1})_{\ell+1/2}(\hat{q}_{\ell+1} - \hat{q}_\ell) + \frac{J\lambda^\pm_{ia}}{\sqrt{g_{ii}}}
\begin{bmatrix} 0 & & & & & 0 \\ & \partial\xi_i/\partial x_1 & & & & \\ & & \partial\xi_i/\partial x_2 & & & \\ & & & 1 & & \\ & & & & 0 & \\ 0 & & & & & 0 \end{bmatrix}_{\ell+1/2}\\
&\quad \times\ (\hat{q}_{a1} - \hat{q}_{a0}) + (J\lambda^\pm_{ib})_{\ell+1/2}(\hat{q}_{b1} - \hat{q}_{b0}) \qquad (i=1,2) && (7)
\end{aligned}$$

$$\hat{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ e \\ \rho k \\ \rho\varepsilon \end{bmatrix}, \quad \hat{q}_a = \frac{p}{c}\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ U_i \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{q}_b = \frac{p}{c^2}\begin{bmatrix} 1 \\ u_1 \\ u_2 \\ \psi^2 \\ k \\ \varepsilon \end{bmatrix} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_{i1} &= \lambda_{i2} = U_i\\
\lambda_{i3} &= U_i + c\sqrt{g_{ii}}\\
\lambda_{i4} &= U_i - c\sqrt{g_{ii}} \qquad (i=1,2;\ j=1,3,4) && (9)\\
\lambda^\pm_{ij} &= (\lambda_{ij} \pm |\lambda_{ij}|)/2\\
\lambda^\pm_{ia} &= (\lambda^\pm_{i3} - \lambda^\pm_{i4})/2\\
\lambda^\pm_{ib} &= (\lambda^\pm_{i3} + \lambda^\pm_{i4})/2 - \lambda^\pm_{i1}
\end{aligned}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$\psi^2 = (e+p)/\rho$, c は音速。

2.2 3次精度MUSCL TVDスキーム

著者らが次に開発したものは、MUSCLアプローチを用いたTVDスキームである。この場合、流束は以下のように与えられる。

$$\hat{f}_{\ell+1/2} = f^+(q^L_{\ell+1/2}) + f^-(q^R_{\ell+1/2}) \tag{10}$$

この時、変数q^L, q^Rは次式より計算される。

$$q^L = q_\ell + \frac{1}{6}[D\tilde{q}_{\ell-1/2} + 2D\tilde{q}_{\ell+1/2}] \tag{11}$$

$$q^R = q_\ell - \frac{1}{6}[D\tilde{q}_{\ell+1/2} + 2D\tilde{q}_{\ell+3/2}] \tag{12}$$

ただし、

$$D\tilde{q}_{\ell-1/2} = \mathrm{minmod}[Dq_{\ell-1/2},\ b_1 Dq_{\ell+1/2}] \tag{13}$$

$$D\tilde{q}_{\ell+1/2} = \mathrm{minmod}[Dq_{\ell+1/2},\ b_1 Dq_{\ell-1/2}] \tag{14}$$

$$D\tilde{q}_{\ell+1/2} = \mathrm{minmod}[Dq_{\ell+1/2},\ b_1 Dq_{\ell+3/2}] \tag{15}$$

$$D\tilde{q}_{\ell+3/2} = \mathrm{minmod}[Dq_{\ell+3/2},\ b_1 Dq_{\ell+1/2}] \tag{16}$$

$$Dq_{\ell+1/2} = q_{\ell+1} - q_\ell \tag{17}$$

式(10)を方程式系に拡張すれば、

$$\hat{E}_{i(\ell+1/2)} = A^-_{i(\ell+1/2)}Q_R + A^+_{i(\ell+1/2)}Q_L \tag{18}$$

$A^\pm_i (i=1,2)$は正もしくは負のみからなるヤコビ行列。R、Lは右と左の格子点からの補間を意味する。$A^\pm_i Q$は式(7)と同様にサブベクトルからなるベクトル形で導出することでき、具体的には以下のようになる。

$$A^\pm_i Q = J\begin{bmatrix} q_0 \\ q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ q_4 \\ q_5 \end{bmatrix}\lambda^\pm_{i1} + \frac{J}{c\sqrt{g_{ii}}}\begin{bmatrix} 0 & + & \Delta\bar{U}_i \\ \xi_{i,1}\bar{p} & + & \bar{q}_1/\bar{q}_0\cdot\Delta\bar{U}_i \\ \xi_{i,2}\bar{p} & + & \bar{q}_2/\bar{q}_0\cdot\Delta\bar{U}_i \\ \bar{U}_i\bar{p} & + & (\bar{\chi}^2+c^2)/\tilde{\gamma}\cdot\Delta\bar{U}_i \\ 0 & + & \bar{q}_4/\bar{q}_0\cdot\Delta\bar{U}_i \\ 0 & + & \bar{q}_5/\bar{q}_0\cdot\Delta\bar{U}_i \end{bmatrix}\lambda^\pm_{ia}$$

$$+ \frac{J}{c^2}\begin{bmatrix} \bar{p} & + & 0 \\ \bar{q}_1/\bar{q}_0\cdot\bar{p} & + & \xi_{i,1}c^2/g_{ii}\cdot\ \Delta\bar{U}_i \\ \bar{q}_2/\bar{q}_0\cdot\bar{p} & + & \xi_{i,2}c^2/g_{ii}\cdot\ \Delta\bar{U}_i \\ (\bar{\chi}^2+c^2)/\tilde{\gamma}\cdot\bar{p} & + & \bar{U}_i c^2/g_{ii}\cdot\Delta\bar{U}_i \\ \bar{q}_4/\bar{q}_0\cdot\bar{p} & + & 0 \\ \bar{q}_5/\bar{q}_0\cdot\bar{p} & + & 0 \end{bmatrix}\lambda^\pm_{ib} \tag{19}$$

$$\bar{p} = q_0\bar{\phi}^2 - \tilde{\gamma}(\bar{q}_1 q_1 + \bar{q}_2 q_2 - \bar{q}_0 q_3)/\bar{q}_0 \tag{20}$$

$$\bar{\chi}^2 = \tilde{\gamma}\bar{q}_i^2/2\bar{q}_0^2 \tag{21}$$

$$\Delta\bar{U}_i = q_0(U_i - \bar{U}_i) \tag{22}$$

$$\bar{U}_i = \xi_{i,j}\bar{q}_j/\bar{q}_0 \tag{23}$$

$$U_i = \xi_{i,j}q_j/q_0 \tag{24}$$

特性速度(固有値)は以下のように定義される。

$$\lambda_{i1} = \lambda_{i2} = U_i$$

$$\lambda_{i3} = U_i + c\sqrt{g_{ii}}$$

$$\lambda_{i4} = U_i - c\sqrt{g_{ii}}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\lambda_{ik}^{\pm} = (\lambda_{ik} \pm |\lambda_{ik}|)/2 \qquad (k=1,3,4) \tag{25}$$
$$\lambda_{ia}^{\pm} = (\lambda_{i3}^{\pm} - \lambda_{i4}^{\pm})/2$$
$$\lambda_{ib}^{\pm} = (\lambda_{i3}^{\pm} + \lambda_{i4}^{\pm})/2 - \lambda_{i1}^{\pm}$$

オーバーラインの付いた物理量は、Roe平均が適用される。すなわち、本スキームはRoeの近似リーマン解を与える流束分離法であると言える。

2.3 4次精度コンパクトMUSCL TVD スキーム

既存の MUSCLスキームは最大3次の空間精度を有する。著者らは新たに5次精度の空間精度を有したコンパクト化された MUSCLスキームを開発した。簡単に説明すれば、これは5次精度と3次精度の上流差分で用いられる流束補間式の差に相当する部分を、3次精度上流差分＋付加項となるようコンパクトな形に再構成を行い、MUSCL型に拡張したスキームである。これにより、付加項の部分のみを新たにコード化すれば良いため、既存のソルバーへの組み込みが極めて簡単である。さらに制限関数を2段階に適用することで、最終的には不連続面を除いた領域で4次精度相当の空間精度を有する MUSCL TVDスキームが完成する。これを導出した動機は次の点にある。1)既存のTVDスキームでは、衝撃波は鋭くかつ単調に捕獲することができるが、すべり面もしくは接触不連続面のような必ずしも特性の符号が変化しないような流れ、たとえば密度変化が支配的な燃焼を伴った流れ、のような弱い不連続面の捕獲能力が不足している。2)1)を改良したものとしてENO(Essentially Non-Oscillatory)スキームがあるが、アルゴリズムが複雑で実用性に欠ける。3)既存のソルバーのわずかな改良で新しいソルバーを構築できた方が良い、などである。最終的に、4次精度 MUSCL TVDスキームは以下のように表される。前述の式(11)(12)に相当する式は、

$$q^L = q_\ell + \frac{1}{6}[D_{\ell-1/2}^{\alpha} + 2D_{\ell+1/2}^{\beta}] \tag{26}$$
$$q^R = q_{\ell+1} - \frac{1}{6}[2D_{\ell+1/2}^{\alpha} + D_{ell+3/2}^{\beta}] \tag{27}$$

式(13)-(16)に相当する式は

$$D_{\ell-1/2}^{\alpha} = \mathrm{minmod}[\bar{D}_{\ell-1/2},\ b_1\bar{D}_{\ell+1/2}] \tag{28}$$
$$D_{\ell+1/2}^{\beta} = \mathrm{minmod}[\bar{D}_{\ell+1/2},\ b_1\bar{D}_{\ell-1/2}] \tag{29}$$
$$D_{\ell+1/2}^{\alpha} = \mathrm{minmod}[\bar{D}_{\ell+1/2},\ b_1\bar{D}_{\ell+3/2}] \tag{30}$$
$$D_{\ell+3/2}^{\beta} = \mathrm{minmod}[\bar{D}_{\ell+3/2},\ b_1\bar{D}_{\ell+1/2}] \tag{31}$$

ここまでの式に関しては、3次精度の場合とほぼ同じである。本スキームの特徴は、式(17)に相当する式が次式のように、二つの項から構成されていることである。

$$\bar{D}_{\ell+1/2} = \Delta q_{\ell+1/2} - \frac{1}{6}\bar{\Delta}^3 q_{\ell+1/2} \tag{32}$$

ただし、

$$\begin{aligned}\bar{\Delta}^3 q_{\ell+1/2} &= \bar{\Delta}^2 q_{\ell+1} - \bar{\Delta}^2 q_\ell \\ &= \bar{\Delta} q_{\ell+3/2} - 2\bar{\Delta} q_{\ell+1/2} + \bar{\Delta} q_{\ell-1/2}\end{aligned} \tag{33}$$

式(32)の第二項が前述の付加項を意味し、ここにさらに以下のような制限関数が適用

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

される。

$$\bar{\Delta}q_{\ell+1/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell+1/2}, \Delta q_{\ell+3/2}, \Delta q_{\ell-1/2}) \tag{34}$$

$$\bar{\Delta}q_{\ell+3/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell+3/2}, \Delta q_{\ell-1/2}, \Delta q_{\ell+1/2}) \tag{35}$$

$$\bar{\Delta}q_{\ell-1/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell-1/2}, \Delta q_{\ell+1/2}, \Delta q_{\ell+3/2}) \tag{36}$$

$$\bar{m}(x,y,z) = \mathrm{sign}(x)\max[0, \min(|x|, b_2\mathrm{sign}(x)*y, b_2\mathrm{sign}(x)*z)] \tag{37}$$

b_2 の値に関しては、理論値は導出していない。現在、$b_2 \simeq 2$ としている。

3. Navier-Stokes ソルバー

上記の衝撃波捕獲アルゴリズムに加えて、強力なNavier-Stokes ソルバーを完成させるためのその他の重要な条件として、非定常計算アルゴリズムと乱流計算アルゴリズムが上げられる。まず前者に関しては、翼列流れが本来非定常流れである事実からその必要性は明かである。ただし、現時点での計算機環境を考えると、それによる計算はまだ必ずしも経済的とはいえない。著者らは、時間方向最大2次精度を得ることができるNewton iteration methodとCrank-Nicholson method を組み合わせた手法を開発している。この利点は、計算アルゴリズムが非常に簡単であり、既存の定常計算用ソルバーに容易に拡張できることである。計算時間はNewton iterationの回数に比例して増加するので現時点では約3回程度のiterationを行っているが、比較的少ない反復回数にもかかわらず、定常計算の場合にその時間方向の打切り誤差に埋もれていた非線形性を十分捕獲することができることがわかった。次に乱流計算アルゴリズムに関しては、実用的な観点から乱流をモデル化するために、二方程式乱流モデルを用いることが経済的であると考えられる。本解法では、非圧縮性流れ用に広く開発されてきた低レイノルズ数型k-εモデルに、衝撃波と境界層の干渉に伴う数値的不安定性を減少させる簡単な制限関数を導入し、衝撃波を伴った圧縮性流れの計算に耐えられるモデルを開発した。特に、衝撃波と境界層の干渉が生じる翼列流れでは、乱流モデルの有無が計算結果に与える影響は大きい。最終的に上記の各種計算アルゴリズムは、反変速度を未知変数に持った一般曲線座標系の Navier-Stokes方程式の数値解法に用いられ、翼列流れが計算される。

4. 数値計算例

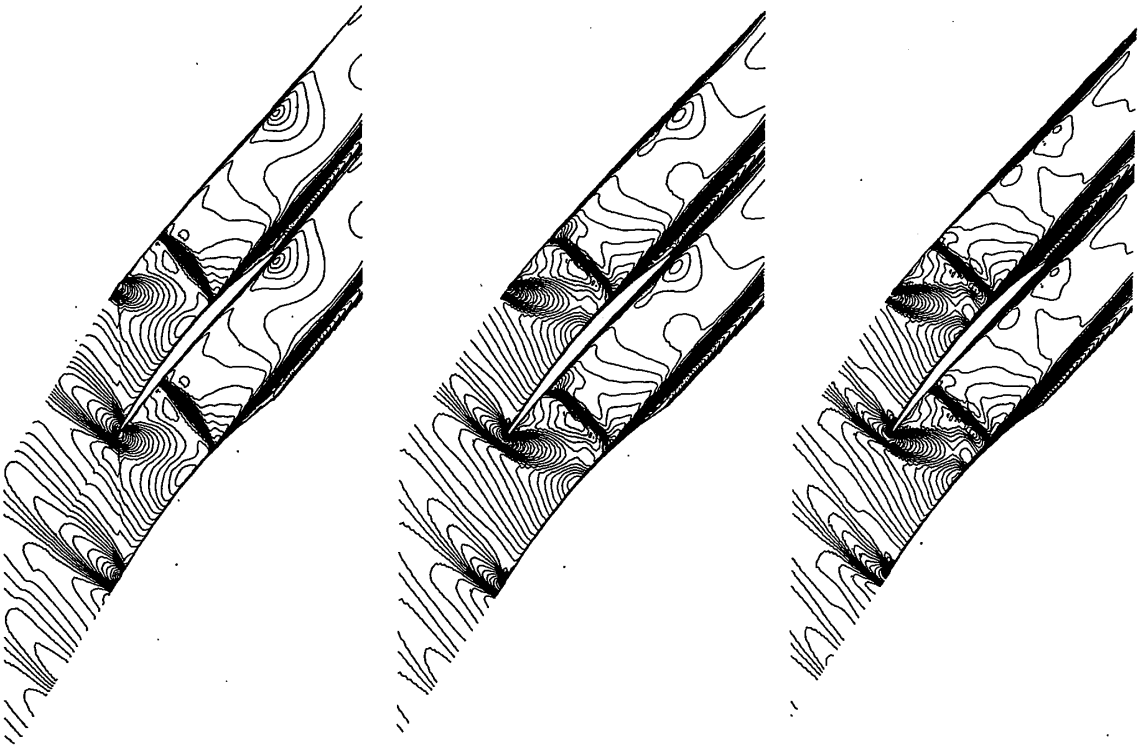
本論文では、高負荷状態で作動する翼列流れの計算に対して、本ソルバーがどの程度耐えられるかを検証するため以下のモデルケースについて計算を行った。

I. 二次元遷音速圧縮機翼列流れ

文献(6)で行われている実験での翼形に関して、数値計算した。実験条件は次の通りである。入口流入角、56.8°、入口マッハ数、1.02、静圧比、1.34、レイノルズ数、1.6×10^6。計算格子は、H型を用い格子点数は181×61。上述の3種類の差分スキーム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

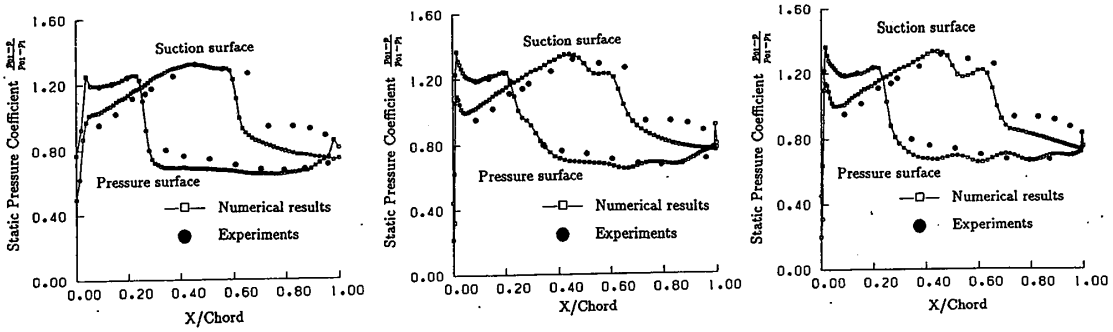
（従来型TVDスキーム(TVD)、３次精度MUSCL TVDスキーム(3rd-MTVD)、４次精度コンパクトMUSCL TVDスキーム(4th-MTVD)）を用いて計算した結果を示す。図1(a),(b),(c)は計算された等マッハ数分布。まず図1(a)と図1(b)を比較するとわかるが、3rd-MTVDにすることで前縁付近に発生する離脱衝撃波の解像度が飛躍的に向上しているのが示されている。さらに、格子の不連続性に起因する非物理的解も完全に取り除かれた。次に図1(b)と図1(c)では、特に境界層外縁付近での衝撃波の解像度が、4th-MTVDを用いることでさらに向上している。これらの違いは翼表面の圧力係数分布を比較することで、さらにはっきりする。それを図2(a)(b)(c)に示す。スキームを改良することにより、実験値に近づく傾向が示されている。ただし、完全な一致を得ることはできていない。その理由としてはいろいろ考えられるが、流れの複雑さや実験結果の信頼性、計算における仮定(二次元流れ、乱流モデルなど)から考えて、空間方向差分スキームによる改善はこの程度が限界であると思われる。事実、4th-MTVDでは、図2(c)の圧力面においてある意味では興味深い分布が得られた。これは境界層内の解像度を向上することにより、擬似的非定常性が現れたものと考えられる。従って非定常計算が必要となるが、今回はそれを行っていない。



(a) TVD　　(b) 3rd-MTVD　　(c) 4th-MTVD

図１　等マッハ数分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

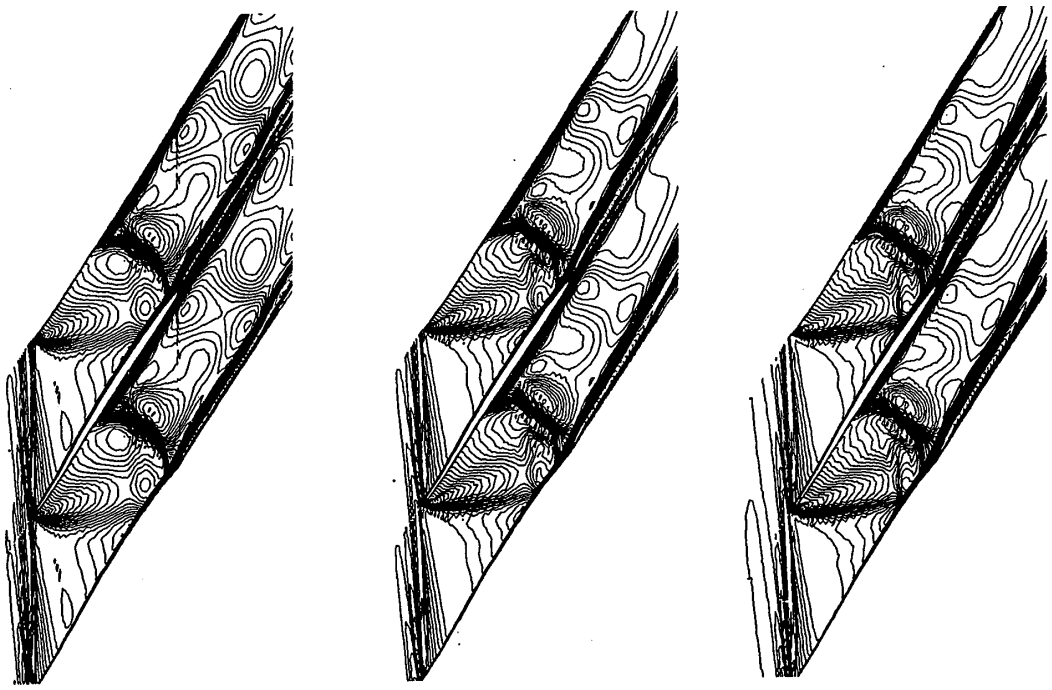


(a) TVD　　(b) 3rd-MTVD　　(c) 4th-MTVD

図 2　翼表面圧力係数分布

II. 二次元超音速圧縮機翼列流れ

I.の場合よりもさらに高速、高圧力比の超音速圧縮機翼列流れを数値計算した。実験条件は次の通りである[7]。入口流入角、57.8°、入口マッハ数、1.59、静圧比、2.12、レイノルズ数1.1×10^6。計算格子はI.の場合と同様にH型で、格子点数は 141 × 61。図3(a),(b),(c)にI.と同様なスキームで計算された場合の等マッハ数分布をそ

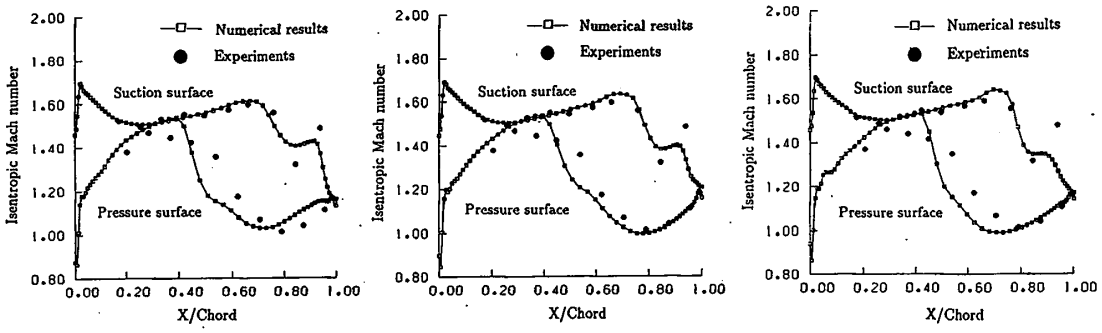


(a) TVD　　(b) 3rd-MTVD　　(c) 4th-MTVD

図 3　等マッハ数分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

れぞれ示す。まずMUSCLスキームにすることにより、格子に起因する非物理的解は解消された。さらに翼負圧面上には、文献(7)に報告されているラムダ形衝撃波も捕獲されている。さらに4次精度にすることで、翼前縁から発生している斜め衝撃波による翼負圧面からの反射衝撃波がより鮮明に捕獲されているのが示されている。図4(a),(b),(c)には、翼表面等エントロピマッハ数分布をそれぞれ示す。衝撃波の捕獲能力に着目すれば、翼負圧面後方の分布の違いがそれぞれの解像度を示しているといえる。しかしながら、依然として翼圧力面での実験結果との部分的な不一致はこの種の流れ計算の困難さを示していると言えよう。



(a) TVD　　(b) 3rd-MTVD　　(c) 4th-MTVD

図4　翼表面等エントロピマッハ数分布

5. おわりに

著者らが開発した3種類の空間差分スキームを用いて、その妥当性を検証するために2種類のかなり複雑な翼列流れについて数値解析を行った。その結果、3次精度MUSCL TVDスキーム、4次精度コンパクトMUSCL TVDスキームへと改良するにつれて、少なくとも衝撃波の捕獲能力はかなり改善されたといえる。特に今後ガスタービンをさらに開発する上で、この種の流れには必ず直面することが予想され、既存の数値解法の大部分がそれらに対し無力であると言わざるを得ない。本ソルバーも決して完全なものではなく、今後より一層の改良が必要である。

参考文献

[1] Huber, F.W. and Ni, R.R., AIAA Paper 89-2578, (1989).
[2] Dawes, W.N., ASME Paper 88-GT-70, (1988).
[3] Rai, M.M., AIAA Paper 87-2058, (1987).
[4] Yamamoto, S. and Daiguji, H., *Proc. of Int. Symp. on Computational Fluid Dynamics-Nagoya*, (1989), pp.710-715.
[5] Yamamoto, S. and Daiguji, H., *Proc. of 12th Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics-Oxford*, (1990), pp.485-489, Springer-Verlag.
[6] Schreiber, H.A. and Starken, H., *Trans. ASME, J. of Engng. for Gas Turbine and Power*, Vol.106, (1984), pp.289-294.
[7] Tweedt, D.L., Schreiber, H.A. and Starken, H., *Trans. ASME, J. Turbomachinery*, Vol.110, (1988), pp.456-466.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

A－10

3次元圧縮機翼列の数値解析

今成　邦之　　（石川島播磨重工）
児玉　秀和　　（石川島播磨重工）
田中　厚成　　（石川島播磨重工）

1、はじめに

近年のコンピュータ計算速度向上とＣＦＤ技術の発達により、３次元粘性流数値解析コードは、ガスタービン翼列の空力設計ツールとして実用化されつつある。しかし、それは主にタービン翼列についてであり[1][2]、ファン・圧縮機翼列については、粘性解析に多くを依存して設計する状況には至っていない。

３次元圧縮機翼列内粘性流れ解析の研究状況を調べてみると、流れのパターンをシュミレートする解析についてはすでに多くの成果[3]~[6]が出ているが、空力設計ツールとして性能予測精度に重点を置いた解析結果は少ない[7]~[10]。また、性能予測精度と計算時間とのバランスという観点からの検討も十分とは言えない。従って、現在はまだ、一つでも多くの翼列について検証計算を行い、解析精度と計算時間の両面から３次元粘性解析の実用性を検討する段階にあると考えられる。

遷音速動翼列の解析に関しては、HAH が２方程式乱流モデルを組み込んだコードを使って、衝撃波・境界層干渉を含む複雑な流れ場について実験値と非常に良く一致する結果を出しており[9],[10]、解析精度という面についてはすでに実用化の域に達したように見える。しかし、これらの計算を実施するのに必要なＣＰＵ時間は、F-ACOM VP100相当のコンピュータを用いた場合、１５～２０時間程もかかると推定され[10]、CLAY-YMP相当以上のコンピュータを用いない限り、実際の空力設計フローに組み込むことは困難であると考えられる。

これに対し、亜音速流入のSHOCK-FREE翼列では、設計点付近に限れば０方程式乱流モデルでも十分精度がでる可能性があり、しかも、衝撃波を捕獲する必要がないため、高速のスキームを用いたり、計算グリッド数の低減も可能である。その結果、遷音速動翼の場合に比べて計算時間を１オーダーは低減できると考えられ、中級程度のスーパーコンピュータを有していれば設計フローに組み込める可能性がある。しかし、上述したように、解析精度および計算時間の両面から、十分といえるだけの検討がなされているとは言えず、空力設計ツールとして実用化されるには至っていない。

そこで、我々は、自社で研究してきたSHOCK-FREEの３次元圧縮機動翼列および静翼列４ケースについて、計算効率の高いと考えられる粘性解析コードを用いて解析を行ない、コードの空力設計ツールとしての実用性を検討した。ここでは、その結果を報告する。

2、解析コード

今回の解析ではDAWES CODE[3] を用いた。このコードの基礎式は、有限体積法により離散化した３次元レイノルズ平均ナビアストークス方程式であり、基本的な解法アルゴリズムはBEAM-WARMINGの方法をベースとしている。ただし、１つの特徴として、左辺時間項マトリクスを３つのマトリクスに近似因子化する際、各マトリクスに現

表１　解析ケース

ケース１	単段圧縮機静翼列
ケース２	ファン静翼列
ケース３	低圧圧縮機静翼列
ケース４	低圧圧縮機動翼列

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

れる５×５のヤコビアンマトリクスをそのスペクトル半径で近似することにより、さらなる計算の効率化を図っている。なお、人工粘性としては、JAMESON の２次および４次のものを付加している。また、乱流モデルとしてはBALDWIN-LOMAX を用い、H型のグリッドで計算を行っている。

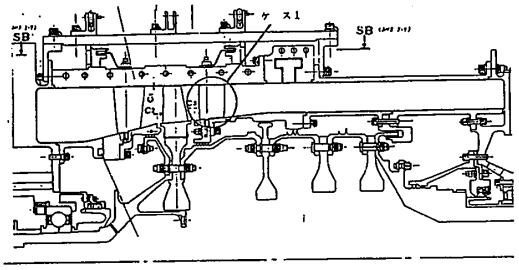


図1.1　ケース１　実機組込み状態

３、解析対象

表１に示すように、静翼列３ケース、動翼列１ケースの４ケースについて、空力設計点付近の流れに対象を絞って解析を実施した。各翼列が要素試験機またはエンジンに組込まれている状態を図1.1,1.2 に示す。

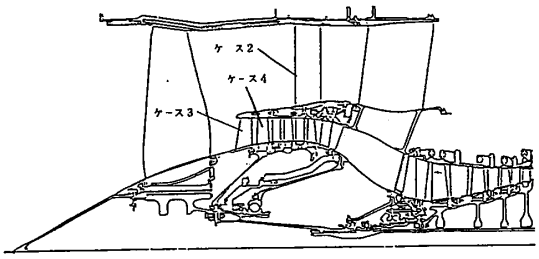


図1.2　ケース２～４　実機組込み状態

４、結果

（１）ケース１　；単段圧縮機静翼列

この翼列は、多段圧縮機中間段をシュミレートすべく設計された研究用単段圧縮機の静翼列である。ミーンスパンでの入口マッハ数レベルは０．５程度、転向角は、３０度程度である。ミーンスパンにおける翼型および計算グリッドを図2.1（流れ方向１０７、周方向３３、高さ方向２１）に示す。解析結果のうち、空力設計上最も重要な性能パラメータである全圧損失係数と出口流れ角を図2.2,2.3 に示す。実験値と良く一致しており、実際の空力設計に適用可能な解析精度と言える。なお、全圧損失係数については、通常の全圧損失係数を５０％スパンにおける値で除したものを示している。以後のケース２～４についても同様である。

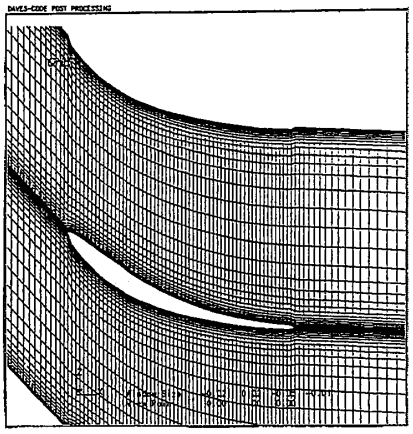


図2.1　ケース１　計算グリッド

（２）ケース２　；ファン静翼列

高バイパス比エンジンへの適用を狙った研究用ファン静翼列の解析結果を示す。ミーンスパンでの入口マッハ数レベルは０．７程度、転向角は４０度レベルである。全圧損失係数と出口流れ角の解析結果を図3.1,3.2 に示す。このケースについても実験値との一致が良く、空力設計に適用可能な解析精度である。なお、計算グリッド数はケース１と同じである。

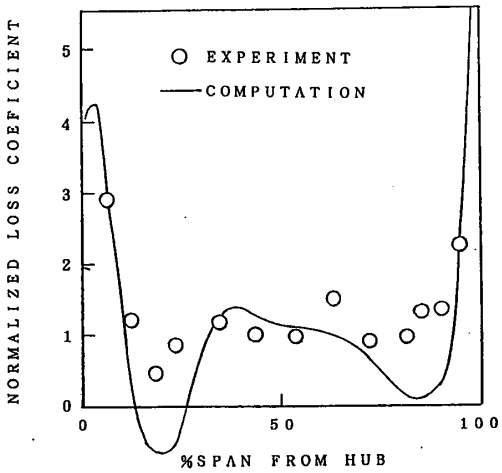


図2.2　ケース１　全圧損失係数

（３）ケース３　；低圧圧縮機静翼列

この翼列は、高バイパス比エンジンへの適用を狙った

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

研究用低圧圧縮機静翼列である。ミーンスパンでの入口マッハ数レベルは０．７５程度、転向角は２５度レベルである。出口流れ角の解析結果を図4.1 に示す。この場合も実験値との一致は非常に良い。計算グリッド数はケース１と同じである。

（４）ケース４　；低圧圧縮機動翼列

高バイパス比エンジンへの適用を狙った研究用低圧圧縮機動翼列について解析した結果を示す。ミーンスパンでの相対入口マッハ数レベルは０．７程度、翼列前後の全温上昇は２０度レベルである。図5.1,5.2 に全圧損失係数と出口流れ角の解析結果を示す。静翼列を扱ったケース１～３に比べて実験値との一致が悪い。なお、チップクリアランスは実機状態に合わせ０．５％スパン長として考慮し、計算グリッドとしては、流れ方向１０７、周方向３３、高さ方向３３のものを用いた。

なお、ケース１～４の各解析に要するＣＰＵ時間は、FACOM VP100 相当のスーパーコンピュータを用いた場合、約１時間程であった。

５、結論

４ケースのSHOCK-FREE３次元圧縮機翼列について、DAWES CODEを用いた粘性解析を行い、下記の結論を得た。

（１）３種類の静翼列についての解析から、空力設計点付近の流れ場については、全圧損失や出口流れ角といった重要な性能パラメータについても解析結果は実験値と良く一致し、本粘性解析コードが空力設計ツールとして実用に耐える精度を有することが分かった。

（２）動翼列については、今回解析したケースについてのみ言えば、静翼列の場合に比べると実験値との一致は悪い。実際の空力設計ツールとして使えるかどうかを判断するには、何ケースかさらに検証計算を行なっていく必要がある。

（３）今回の粘性解析に要するＣＰＵ時間は、FACOM VP 100 相当のスーパーコンピュータを用いた場合、約１時間程であり、中級程度のスーパーコンピュータを有していれば、設計フローへの組み込みは可能であると考えられる。

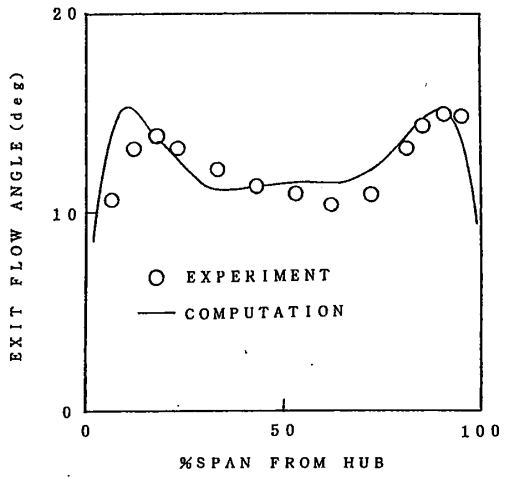


図2.3　ケース１　出口流れ角

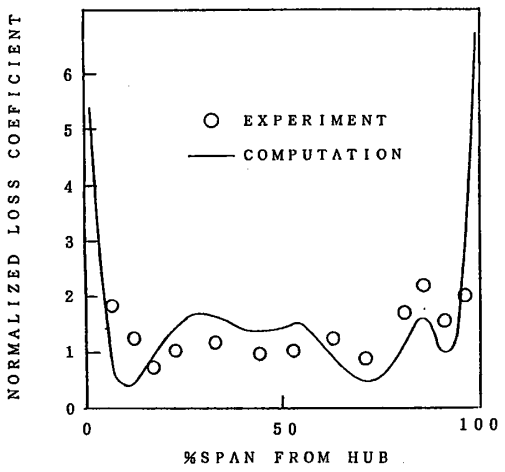


図3.1　ケース２　全圧損失

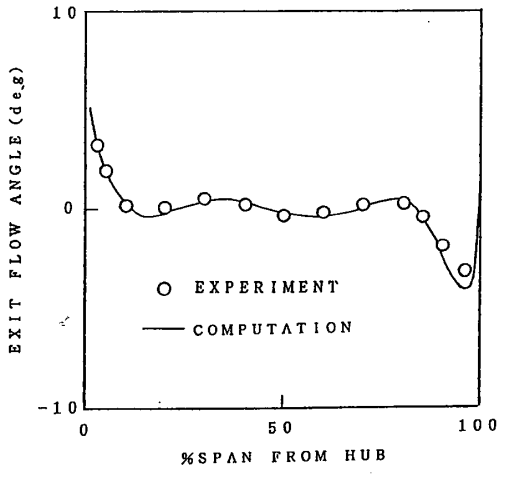


図3.2　ケース２　出口流れ角

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

参考文献

1）MATSUNAGA et al, AIAA 90-2129, 1990

2）佐藤、ほか、三菱重工技報　VOL. 26 NO. 3, 1989

3）DAWES, ASME 86-GT-16, 1986

4）NOZAKI et al, JSME 87-TOKYO-IGTC-43, 1987

5）MORINISHI et al, AIAA-88-0708, 1988

6）山本、ほか、機論NO. 89-0654A, 1989

7）BACKSTROM, ASME 90-GT-304, 1990

8）森下、ほか、航空原動機講演会講演集、1991

9）HAH et al, ASME 90-GT-359, 1990

10）HAH et al, ASME 91-GT-69, 1991

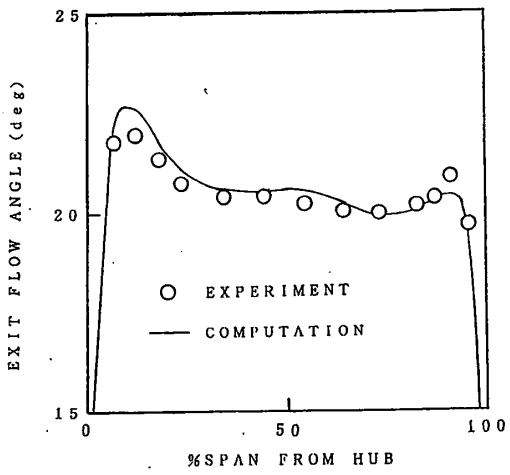


図4.1　ケース3　出口流れ角

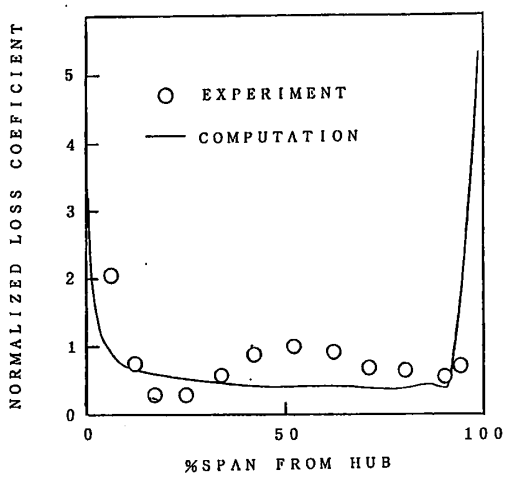


図5.1　ケース4　全圧損失係数

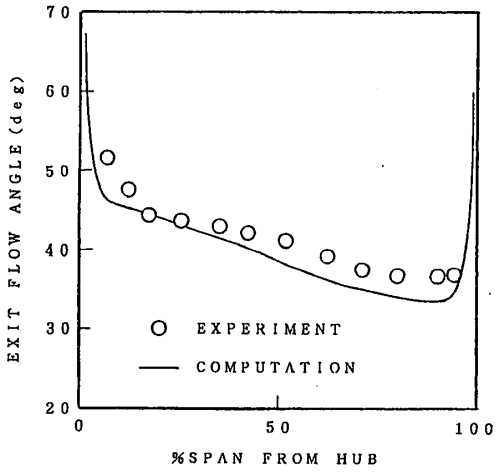


図5.2　ケース4　出口流れ角

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－1

旋回流れ中の気流微粒化噴霧の計測 I 非燃焼時

林　　茂，山田　秀志（航技研）
宇津木克洋，中村　　豊（東電機大）

1．はじめに

環境問題への関心の高まりのなかで，航空エンジンの選定においても汚染物質の排出の低いことが重要な項目のひとつに挙げられるようになっている．NOxや黒煙の排出は，燃焼効率，着火性などとともに，燃料噴霧の特性と密接な関係のあることは経験的に明らかであるが，その理解はごく定性的である．定量的な理解を進め，また有力な開発手段と期待される数値モデリングの進展を図るためにも，燃焼器内の局所的な燃料粒子の粒径や速度，流れなどに関するデータが不可欠である．

今までにも燃料ノズルからの噴霧の粒径に及ぼす噴射圧，雰囲気圧，燃料流量，空気流速などの影響を調べた研究は多いが，そのほとんどは，静止雰囲気中や一様な気流中において行われたもので，実際の燃焼器のような旋回流れ場における測定はほとんどない[1)]．燃焼器内の場所毎の粒径や粒子速度は，流れ場に大きく支配されるので，燃焼器あるいはそれに似た流れ中での測定が必要である．

そこで，われわれは，旋回保炎燃焼場での計測を計画し，その前段階として旋回保炎燃焼器の一次燃焼領域を模擬した旋回流れ中における気流微粒化燃料ノズルからの噴霧の粒子速度と粒径を位相ドップラー粒子計測器を用いて測定した．

2．燃料ノズル・スワーラ

この試験には実用されているのと同構造の燃料ノズル（図1）を使用した．これはPrefilming方式のエアブラス燃料ノズルで，燃料は通路③を通り，接線方向噴出

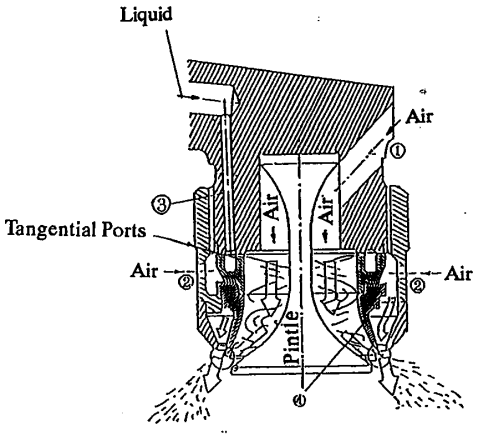


図1　気流微粒化燃料ノズルの構造

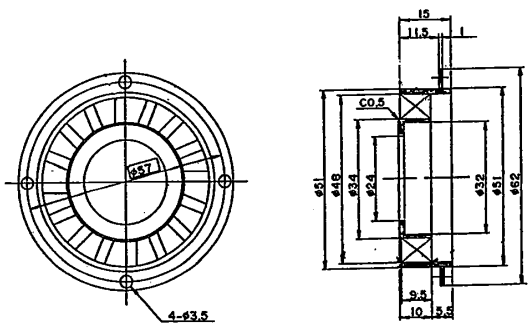


図2　スワーラ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

孔からFilmer壁面上に流出し，膜となり，通路①，②からの空気流によって微粒化される．旋回方向は下流側からみて時計周りである．

組合せたスワラー（図２）は，33.3度のヘリカル羽根16枚で構成され，下流側から見て反時計周りの旋回流を発生させる．計算上のスワール数は0.5 である．

３．実験装置および方法

噴霧試験スタンド

実験装置の概要を図３に示す．鉛直に置かれたアクリル製円筒容器(Φ180 mm)内に，燃料ノズルとスワーラが空気チャンバーに取りけられ，支持されている。これらは，ねじ送り機構によってその鉛直方向に移動される．空気チャンバーには，ブロワーからの空気が計量されて送られ，燃料ノズルの気流通路とスワーラから流出する．液体は，圧縮窒素ガスで加圧された燃料タンクから，円筒容器内のチューブを通り，燃料ノズルに供給される．その流量は，楕円歯車式容積型流量センサにより計測される．空気チャンバー内の圧力および燃料ノズルの噴射圧も測定される．

円筒容器の側面にはレーザ計測のためにガラス窓が設けてある．ガラスに液滴が付着するのを避けるために，延長筒とシャッターが取り付けられている．

円筒容器の下端は，一端が大気開放の排気管に接続され，噴霧は円筒容器から排出される．

粒径と粒子速度の測定

測定にはAerometrics Inc. 製の一元測定用位相ドップラ粒子計測器PDPAを使用した．測定の原理は，Bachaloらの文献[2)]を参照されたい．この実験では，屈折が散乱の主モードとなる前方30度のバースト信号を受けるようにトランスミッタとレシーバを水平なベンチに搭載し，微動装置により測定位置を半径方向に移動できるようにした．

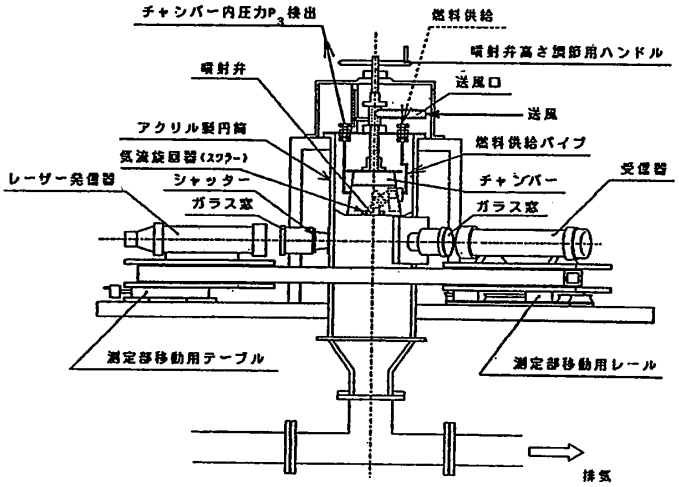


図３　噴霧試験装置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

図３の光学系配置は，軸方向速度成分測定の場合である．接線方向速度成分の測定には鉛直面内にトランスミッタとレシーバを配置した．半径方向の速度成分は測定していない．

測定条件

この実験では，水を液体として使用した．流体流量4，8，12 g/sと霧化空気差圧3，5，8 %を組合せた計９通りの条件で，粒子の大きさと速度を測定した．また，液体を燃料ノズルから噴霧しない場合の円筒容器内の空気の流れを測定した．空気供給管の上流において水噴霧を行い，空気とともに円筒容器内に運ばれた1.7-5.4μmの小さい液滴粒子をシード粒子として用いた．

測定は，軸方向には燃料ノズル先端から20 mmおきに80 mmまで，半径方向には10 mmおきに60 mmまでの箇所で行った．

４．実験結果

４．１．粒径

頻度分布　スワーラ羽根からの空気が流れる主流部，中心の再循環領域［Ａ］，外周部の環状の再循環領域［Ｂ］における粒径の頻度分布の違いを図４に例示する．図のヒストグラムで黒ぬりのは生データであるが，白抜きのものは，粒子計測器の測定体積の粒径依存性を補正して得られた頻度を表している．

領域の領域［Ａ］では，モード粒径は8μm，ザウター平均粒径Ｄ32は約25μmである．ほぼ90%の粒子が30μm以下で，３つの領域の中では最も小さな粒子が多く存在している．主流領域では，モード粒径は10μm，Ｄ32は約50μmで，広い粒径範囲に分布していることが特徴的である．領域［Ｂ］では，モード粒径は14μm，Ｄ32は25－30μmで，領域［Ａ］に比べやや大きな粒子

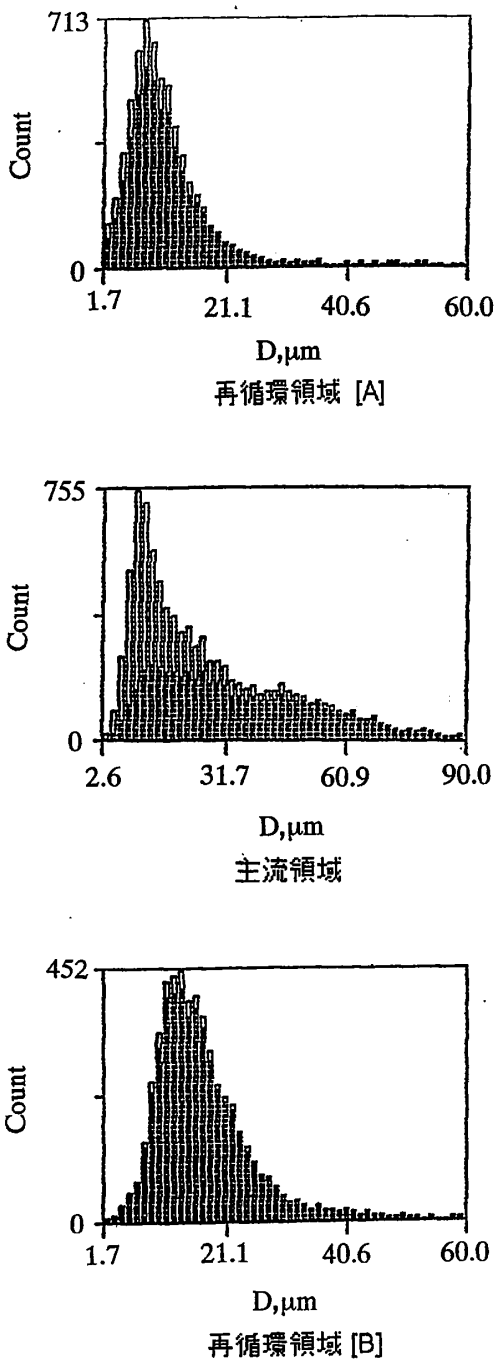


図４　主流領域，再循環領域［Ａ］，［Ｂ］の粒径頻度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

が存在するが，頻度分布の形は類似である．

粒径（D32）　代表粒径としてザウター平均粒径D32を取り上げ，その場所的変化を図5に例示する．図中の円の大きさがD32の大きさを表す．大きな粒子の存在場所から噴霧角は約60度と推定される．これより内側および外側の粒子は小さい．

局所的にみて，燃料ノズルのピントル先端に最も近い測定位置でD32が最大になる．ここでのD32は，空気差圧8 %では約60μmで液体流量によらないのに対し，3 %では流量に依存し，4-12 g/sの変化に対し80μmから170μmまで増加した．

粒子が大きい場合，Z＝20 mmと40 mmの間でのD32の著しい減少は，ここで大粒子が微粒化される可能性を示唆している．ピントル先端に最も近い位置では，気流および噴霧粒子は平均としては逆流しているが，比較的大きな粒子は軸方向速度成分をもっていてスワーラからの気流に入り，大きい粒子が微粒化されるためにD32が小さくなると考えることができる．このことは，著者らが以前に行った，散乱／回折粒径分布測定装置による同一燃料ノズルの粒径測定の結果[3]とも矛盾しない．その実験では，スワーラからの旋回流によって微粒化が促進された．

ただ，燃料ノズル近傍の大粒子が検知された場所でのD32の測定値は，実際よりも大きめになっていることには注意しなければならない．そこでは5μm以下の微小な粒子から200μmを超える大きな粒子までが混在している．大粒子を検知できるような測定レンジを選択したが，PDPAの粒径のダイ

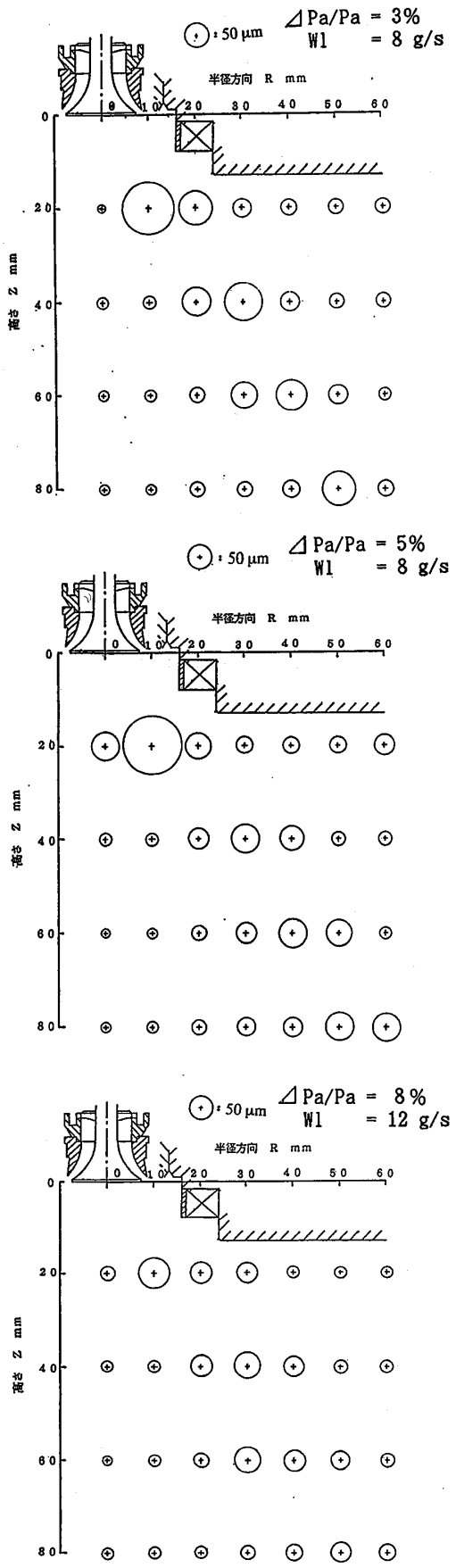


図5　D32の空間分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ナミックレンジが35であるために，微小粒子が計数されていない．

4．2．気流及び粒子の速度

粒子速度の頻度分布　主流領域，領域［A］，領域［B］における噴霧粒子の軸方向速度成分の頻度分布を図6に例示する．領域［A］では，粒子は負の向きに動き，頻度分布のピークは－20 m/sである．主流領域では，粒子はすべて正の向きに動いているが，最大速度は60 m/sと速度の範囲は極めて広く，分布は高速度側に偏っている．領域［B］では，速度の頻度分布は平均値，ほぼ0 m/sの周りにほぼ対称で，分布幅は狭い．

粒子及び気流の速度分布　微小水滴をシード粒子として測定した円筒容器内の気流の軸方向と周方向の速度成分（Vaz, Vaθ）の分布を図7(a)に示す．また，噴霧粒子の速度成分（Vpz, Vpθ）の空間分布を図7(b),(c)に示す．

円筒容器中心軸上の逆流速度はZ＝20mmでは平均で30 m/s であるが燃料ノズルから離れるにつれて減少するが，Z＝80 mmにおいても再循環領域が存在することを示している．この逆流域は，Z＝20 mmでふくらむが，半径は燃料ノズルのピントルの大きさである．

気流の軸流速度成分は，Z＝20 mmでは，スワーラの平均半径にほぼ等しいR＝20 mmで最大で，その外側では急激に小さくなり，R＞30 mmでは－1 m/s程度になる．周方向速度成分Vaθは，スワーラの外側のR＝30 mmで最大で，外側に向って減少する．R＞30 mmでの周方向速度成分分布は自由渦のそれである．

Z＝40 mm，R＝20 mmでは，周方向速度

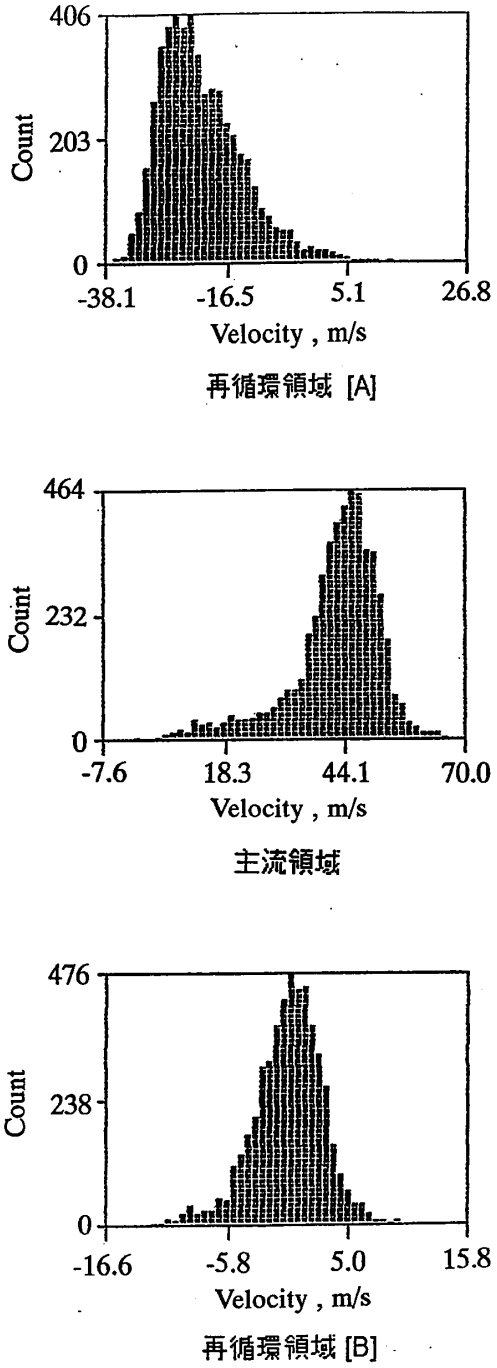


図6　主流領域，再循環領域［A］，［B］の噴霧粒子速度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

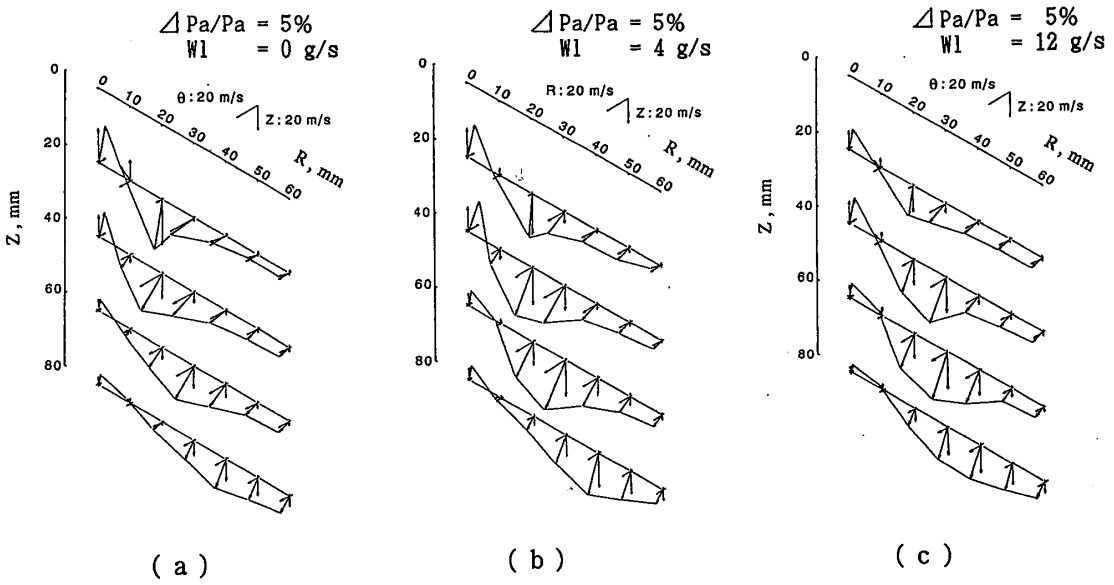


図７　気流速度分布（ａ）と噴霧粒子速度分布　（ｂ），（ｃ）

成分が増大する一方，軸方向成分は減少する．軸方向速度成分は，燃料ノズルから離れるにつれてより外側で最大になる．周方向速度も正になり，最大になる位置も外側に移動する．

なお，燃料ノズルに近い断面のＲ＝0 mmにおいては，反時計方向の周方向速度成分が検出されている場合があるが，これは軸中心の設定がずれている可能性がある．

噴霧粒子の速度分布を気流速度とを比較すると，噴霧粒子の軸方向速度成分は気流のそれよりかなり大きく，場所によっては差が10 m/sにも達する．これに対し，周方向成分の差小さい．直径100μmの粒子でも，その落下速度は0.3 m/s程度であることから，この違いは，粒子が微流化の際に霧化空気によって軸方向に加速され，その慣性が残っているためと考えられる．

逆流領域の大きさは，噴霧液体流量，霧化空気差圧によらず一定である．噴霧液体流量の増加とともに，軸方向成分は増大するが，周方向成分は減少する．しかし，燃料ノズルからの距離が十分になると周方向成分の分布は，噴霧の有無によらない．

５．まとめ

位相ドップラ粒子測定器を用いて，レーザ旋回保炎燃焼器の燃焼領域を模擬した流れ場における，気流微流化燃料ノズルからの噴霧粒子の速度と粒径，および気流速度の分布を測定した．燃料ノズルに近い位置では，粒径範囲がＰＤＰＡの測定器のダイナミックレンジ３５を超えること場合があった

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

主な結果をまとめると，以下のようになる．

1）粒子の大きさと速度の空間分布の大まかな様子が明らかになった。中心部の逆流領域や主流領域など流れのパターンは，空気差圧や液体流量の影響を受けないことが分かった。

2）他の領域と比較すると，主流領域では粒径の頻度分布の幅が最も広く，大きな粒子の割合が高い．再循環領域では，大部分の粒子は 30 μm以下で，分布幅が狭い．

3）大きな粒子の多い主流領域では，噴霧粒子の軸方向速度は気流速度よりもかなり大きい．一方，周方向速度は，液体流量が増えるにつれて非噴霧時の気流速度より小さくなるが，燃料ノズルからスワーラ径の2倍ほど離れると差がなくなる．

4）燃料ノズルからの粒子のうち大きなものスワーラからの流れによって再微流化されている可能性がある

参考文献

1) 例えば，Presser, C., Gupta, A. K., Santoro, R. J., and Semerjian, H. G.: Proc. Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray System (1985).

2) Bachalo, W.D., and Houser, M.J.: Optical Engineering, Vol. 23, No. 5, 585 (1984).

3) 小糸，菱木：航技研修生報告書 (1991).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－2

乗用車用ガスタービン燃焼器の開発
第２報　信頼性確保に関する基礎検討

＊熊倉　弘隆（日産中研）　佐々木　正史　鈴木　大志

１．緒　言

２１世紀の社会的環境に対応できる将来の自動車用代替機関としてセラミックガスタービンエンジンが有望視されている。既報（第１報　概念設計）[1]において、１０モードガソリン車排気規制にも対応可能な予蒸発予混合希薄燃焼器の基本設計指針を、予蒸発システムおよび均一予混合気の燃焼実験結果に基づいて報告した。すなわち、この燃焼器の排気性能、とくに低ＮＯｘ性能は液体燃料の予混合状態に依存し、自己着火や逆火を抑止しつつ均一予混合気を形成させることが必要であること。その際に、最も効果的なのは燃料の微粒化を促進することであること。そして希薄予混合気を安定化させるために燃焼器容積は従来の拡散燃焼器よりも大型化する必要があること、などである。

本報では、先ず乗用車に要求される急峻かつ頻繁な負荷変動に対応するために燃焼器およびその周辺機器がどのような機能、性能を備えていなければならないかを、１０モードの車両走行シミュレーションから検討し、排気規制を満足するための条件を明らかにした。　次に燃焼器入口温度が１２００～１３００Ｋと高いレベルであるが故にセラミック化が有効であろうと思われる燃焼器ライナの構造信頼性について検討を行ない、生涯寿命を満たすために要求される材料特性の設計（選定）手法を示した。また、反応焼結ＳｉＣ（ＲＢＳＣ）製ライナの評価実験を実施し、製品の寿命評価手法の検討を行なった。

２．過渡運転時の性能信頼性

既報に写真を示した、出力７５ｋＷ２軸再生式可変静翼付セラミックガスタービン（ＴＲ－１００Ｖ）の側面断面図を図１に示す。燃焼器は紙面垂直方向からスクロールに挿入される。エンジン諸元を表１に示す。

先進諸国において乗用車は、市街地走行等を想定した急峻かつ頻繁な負荷変動を伴うモデル走行モードにおいて良好な排気性能を実現することが義務づけられている。そこで本報では、我が国の１０モードを例にとり、過渡運転時に良好な排気特性を確保する上で考慮しなければならない問題に関して検討を行なった。

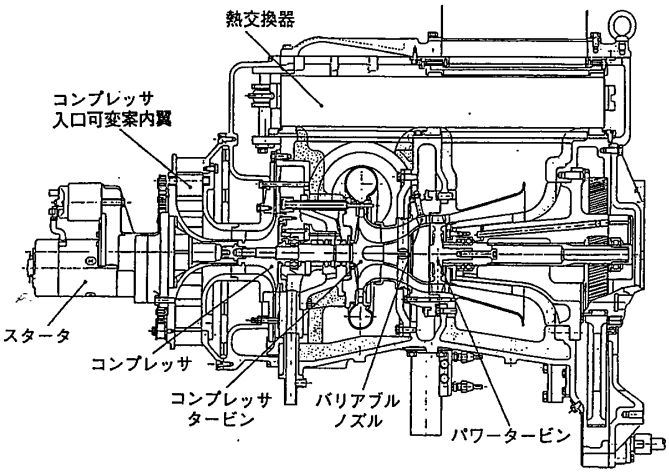


図1　ＴＲ－１００Ｖ　セラミックガスタービン断面図

２．１　１０モード車両走行シミュレーション

２．１．１　熱交換器のモデル化

車両走行シミュレーションを行なうためには、エンジンの動特性モデル、トランスミッションモデル及び車両モデルを必要とする。このうちエンジンの数学モデルは、ＴＲ－１００Ｖ用の各空力コンポーネント及び熱交換器の設計性能、各部の洩れや損失、各軸の慣性モーメントを考慮し、全体を９元の連立微分方程式で表したものを使用した[2]。　走行シミュレーションにおいては、熱交換器の大きな熱容量に起因する応答遅れが、必要燃料流量や燃焼器入口条件を大きく支配する。そこでまず熱交換器のモデル

表1　ＴＲ－１００Ｖエンジン諸元

形式	２軸再生式
定格出力	７５ｋＷ
圧縮機	遠心式１段／可変案内翼付
圧縮機タービン	半径流式１段
出力タービン	軸流式１段／可変静翼付
ガス発生機回転数	１００，０００　ｒｐｍ
出力タービン回転数	７５，０００ｒｐｍ
熱交換器	回転蓄熱式（１基）

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

化検討を行った。本エンジンでは、回転する蓄熱コアが排気熱を回収し燃焼器入口空気を予熱することで、燃費向上を図っている。例えば、コンプレッサ出口空気温度からタービン入口ガス温度迄の温度上昇のうち、熱交換器による再生分は、定格出力域では６０％、アイドル及び低負荷域では８０～９０％にものぼる。これは広い負荷範囲で良好な燃費をねらう高再生式セラミックガスタービンの大きな特徴である。一方このため熱交換器の熱容量が大きくなり、過渡運転時に熱慣性による遅れを生ずる。そこで実走行においては、この熱交換器の動特性が燃料消費量を決める鍵となる。

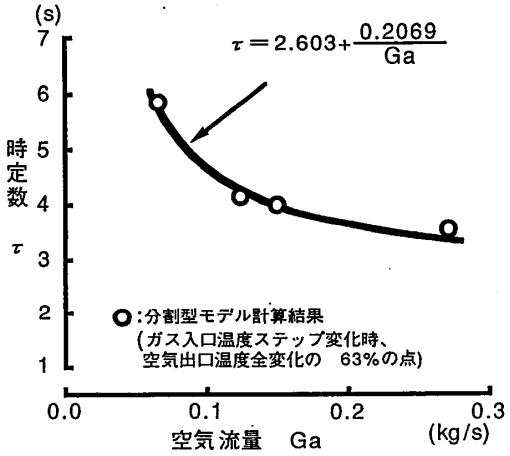
従来この熱交換器の動特性モデルとして、マトリクスコアを周方向及び軸方向に細かく分割して、各々の分割要素を集中化し微分方程式を立てる形式のものを用いていた[3]。この形式のモデルは、精度が高く現象を実際に近い形で表現できる反面、計算精度を上げるためには多くの計算時間を要するため、エンジンモデルに直接組込むことは解析効率上好ましくない。そこで熱交換器の分割型モデルを低次の伝達関数に置き換える簡易モデル化を試みた。

熱交換器のガス入口温度をステップ状に変化させた際の空気出口温度の変化を分割型モデルで算出し、入力をガス入口温度変化、出力を空気出口温度変化としてモデルの同定を行なった。表２に分割型モデルで用いた熱交換器の諸元を示す。

当初、同定計算からかなり良い近似が得られた２次遅れモデルを用いたところ、頻繁なガス入口温度変化に対し部分的にオーバーシュートやアンダーシュートを発生し、物理的現象にそぐわない結果となった。次に１次遅れモデルで同定したところ、時定数までの変化は良く近似され、時定数の２倍の点でも分割型算出結果に対し変化が約１０％大きくなる程度であった。そこで負荷に応じてガス入口温度が頻繁に変化するモード走行時のエンジンにおいては、１次遅れモデルを適用することが妥当と判断した。空気流量により変化する時定数のモデル化及び算出手順を図２に示す。図２中に示すように、時定数τは空気流量Ｇａのみの関数としてモデル化した。

表2　回転蓄熱式熱交換器　諸元表

コア寸法	(mm)	ϕ480 x 71
水力直径	(mm)	0.635
表面積/体積	(mm^2/mm^3)	3.28
比熱	(kJ/kgK)	1.13
ｺﾙﾊﾞﾝﾌｧｸﾀ		2.65/Re
密度	(kg/mm^3)	1.92×10^{-6}
設計温度効率	(%)	94



$$T4REF = T3 + \eta HE\,(T11 - T3)$$

$$T4 = \frac{1}{1+\tau S}\,T4REF$$

T4REF：出口空気温度目標値
T3：熱交換器空気入口温度
T11：熱交換器ガス入口温度
T4：熱交換器空気出口温度
τ　：時定数
ηHE：熱交換器定常理論効率（実験式より算出）

図2　熱交換器のモデル化

２．１．２　１０モード車両走行シミュレーション結果

実際の１０モード試験は、車両がこのモードを数サイクル走行した後のホットの状態で行なわれる。本シミュレーションではこれを模擬するために１０モード走行後の１３５秒目のエンジン状態と走行開始のエンジン状態とを一致させた。また、ガスジェネレータ軸及びパワータービン軸のアイドル回転数を各々定格回転数の５０％及び２０％とした。トランスミッションはクラッチ付きＣＶＴを想定したモデルとし、車両総重量を（１１００ｋｇ＋乗員５名）として計算した。

ＴＲ－１００Ｖのサイクル最高温度（ＴＩＴ）は１６２３Ｋである。熱交換器の耐熱性から決まる入口ガス温度の限界をここでは１３２３Ｋとした。低負荷になるにつれタービンの温度ドロップが小さくなり熱交換器入口ガス温度が上昇するため、ＴＩＴを下げこのガス温度を限界以下に押える必要がある。１０モード走行時は全てこの制限範囲となる。

前記熱交換器モデルを組込んだ１０モード車両走行シミュレーション結果を図３に示す。

＜加速時＞

アイドル状態から燃料を増して車両を加速する際には、熱交換器が比較的低温であり、正味の車両（軸）加速に必要な出力に相当する燃料に加えて、大きな熱容量の熱交換器を加熱するための燃料をも供給しなければならない。このため加速時の燃料噴射量はその初期に急な立ち上がりを持つパターンとなる（図３　燃

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

料流量Ｂ部参照）。従って加速初期の総空気比は、定常での所要出力相当の空気比よりかなり小さく（リッチに）なり、低ＮＯｘ性を維持するための対応が必要となる。

＜定常走行、減速時＞

加速が終了して一定車速での走行時、あるいは減速時においては、熱交換器の熱慣性によって加速時とは逆の現象が生ずる。すなわち、燃料を急減しても熱交換器の蓄えたエンタルピのみによってある程度のエンジン出力をまかなうことが可能な領域が暫時維持される。この場合は総空気比は逆に大幅に増加し（希薄になり）、ＣＯ増加や吹き消え抑止の対応が必要となる。この結果に基づき、本報ではこの領域で燃料供給を遮断してしまうフューエルカット制御を行なうことにした（図３　燃料流量Ａ部参照）。これにより全区間で最低限アイドル燃料流量を供給したときに比べて約１５％の燃費改善が図られた。しかし一方で再着火に際しては多量の未燃ＨＣ、ＣＯが排出される懸念があり、再着火条件及び着火手段の最適化が必要である。

以上の加減速時の応答遅れにより、１０モード走行領域に限定しても予蒸発用（プライマリ）燃料噴射弁のターンダウン比は１０以上を必要とすることが判った。

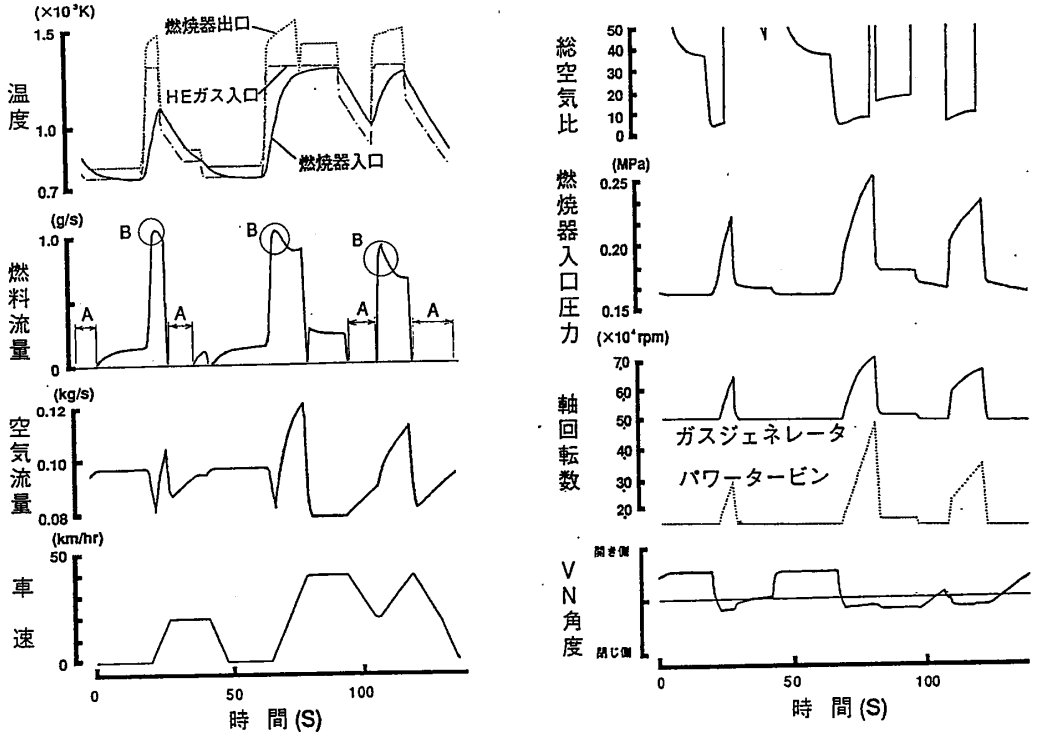


図3　１０モードシミュレーション結果

３．２　排気設計

予蒸発予混合希薄燃焼器の概念構成図を図４に示す。１０モード走行時には全ての燃料が最上流のプライマリ噴射弁より供給され、予蒸発予混合されて主燃焼部で希薄燃焼に供される。この希薄燃焼領域では総空気比の変化に関わらず充分低ＮＯｘかつ充分安定燃焼可能なλpp値を維持しなければならない。

仮に１０モード走行中主燃焼領域の空気比λppを常に２及び３一定に維持した場合、全空気量ＧIN に対する主燃焼域に導入される空気量Ｇppの割合、すなわち主燃焼域の空気配分率は図５に示すように図３の燃料流量とほぼ相似のパターンとなる。

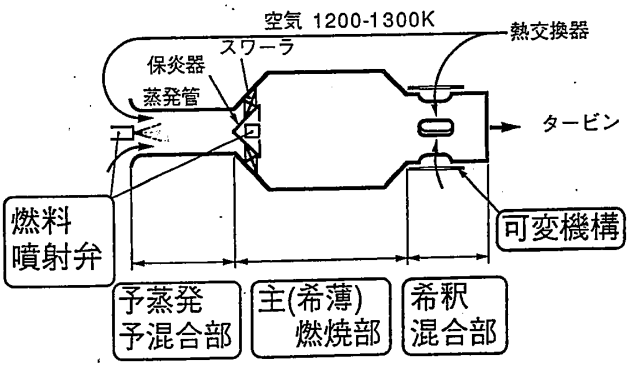


図4　予蒸発予混合希薄燃焼器の概念構成図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

次にこの時のＮＯｘ排出量を予測する。

既報[1]において均一予混合気（ＪＩＳ２号軽油）の希薄燃焼時の実験結果を下式で表した。

$$<NOx>EI = <NOx>EI(REF)\ (P/PREF)^{n} \exp\{k\ (TIN - TIN(REF))\} \cdots\cdots\cdots (1)$$

$$<NOx>EI(REF) = 1.5\lambda pp^{-1.82}$$

但し　TIN(REF)＝７７３Ｋ、PREF＝０．１ＭＰａ、ｎ＝０．３、ｋ＝１．８×１０$^{-3}$ (at λpp=2)

有効範囲　１．９　＜　λpp　＜２．６

式（１）からＮＯｘ排出量の経過は図６のごとく、燃焼器入口空気温度ＴＩＮと燃焼圧力Ｐに関連したプロファイルを示す。これらを積算すると１０モードＮＯｘ排出量が得られ、図６に示すように現行規制値０．２５ｇ／ｋｍを充分クリアできる値となった。

しかし以上の結果は軽油の完全均一予混合気の燃焼実験に基づいた予測である。既報[1]において、初期噴霧の９０％以上完全蒸発完了を必要条件として噴射弁の要求微粒化性能を検討しても、d0.9V（90%体積を占める粒径）＜６０μｍと非常に厳しい目標となった。そこで実際上は蒸発の完了していない燃料滴や不均一混合が残留することを考慮しておかなければならない。式（１）を求めた基礎実験において、燃焼器入口温度（ＴＩＮ）６７３Ｋでの安定な燃焼範囲はλpp＜２．６であったが、ＴＩＮがこの温度より高い所ではより高い（希薄な）λpp領域まで安定可能となる。そこで図６に示すλpp＝３といった希薄域での安定燃焼を目指し、ＮＯｘ排出量の余裕代を更に大きくする必要があろう。

一方ＣＯは、ＮＯｘのように主燃焼域の空気比λppのみに支配されるのでなく総空気比の影響を強く受けるが、図３に示すような２０以上の総空気比に対する系統的なデータが乏しいために減速時などの超希薄領域での挙動は予測できなかった。

この微小燃料流量時の燃焼の安定性を確保するための効果的な方策として、燃焼器入口温度の高温化がある。これは前述の予混合希薄燃焼部の設定空気比λppの希薄化促進（λpp＝２→３）や前節で述べたフューエルカットから再着火する際の未燃ＨＣやＣＯ対策、そして熱交換器加熱用の燃料増を抑える（結果的に空気配分率の最大値が下がり可変機構の守備範囲が減る）といった多くの波及効果も期待できる。この具体的実現手段としては、ガスジェネレータ軸のアイドル回転数を下げる、コンプレッサ入口可変案内翼を用いてエンジンのマッチング温度を上げるなどが考えられる。

このような制御手段を用いたとして、燃焼器入口空気温度の最低温度を現状のシミュレーション値（約７５０Ｋ）から、９７３Ｋ及び１１７３Ｋに引き上げた際のＮＯｘ予測値を表３に示す。この範囲の高温化であれば、ＮＯｘの１０モード排出量は充分低く維持されることが判る。

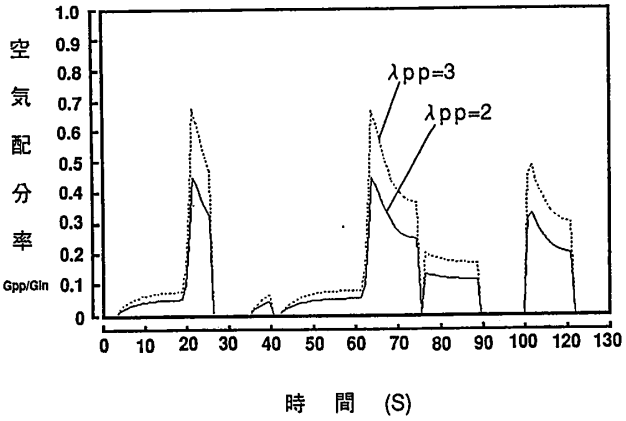
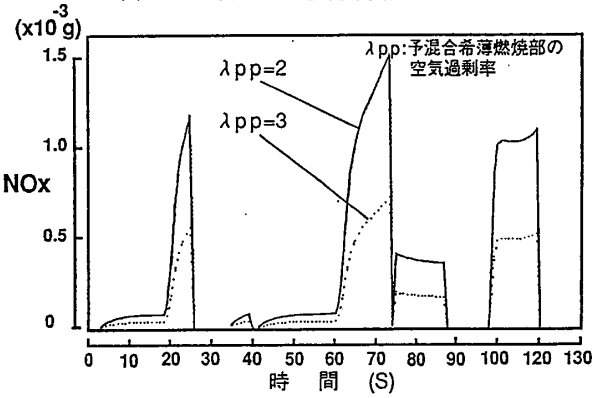


図5　主燃焼域の空気配分率変化



10ﾓｰﾄﾞＮ Ox予測値: λpp=2　0.061g/km
λpp=3　0.029g/km

図6　ＮＯｘシミュレーション結果（λppの影響）

表3　ＮＯｘシミュレーション結果（温度の影響）

燃焼器入口最低空気温度(K)	NOx予測値 (g/km)
約750(ｵﾘｼﾞﾅﾙ)	0.061
973	0.064
1173	0.073

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

２．３　可変機構の設計

２．３．１　可変機構に要求される応答性

可変機構は車両走行条件の変化によらず主燃焼域の空気比λppを適正な範囲内に維持するために主燃焼域に導入される空気量を制御するためのメカニズムである。可変機構は２．２．１で述べた広い空気配分率範囲をカバーするだけでなく、その範囲内を燃料流量に合わせ俊敏に応答して、常に希薄燃焼部の空気比λppを設定値に保つ必要性がある。

図７は、この燃焼器可変機構の応答性（制御指示値に対する追従性）が設定λppとＮＯｘに与える影響を示したものである。簡単のために可変機構の制御量と空気配分率とがリニアな関係にあるものとし、可変機構が図７中の時定数(0.1～0.6秒）を持って応答する場合の計算を行なった。図７より、燃焼器可変機構の追従遅れの影響は、希薄燃焼部の設定λppに対し加速時にはリッチ側、減速時にはリーン側へのずれとして現れ、時定数が大きいほどλppのずれは顕著である。しかし、λpp＝２として制御する限りリーン側へのずれは吹き消えを生ずるほどのものではなく、深刻なのはリッチ側へのずれである（図７ ⬆部参照）。特に20→40km/hrへの再加速時には、時定数０．１秒としても、短期間だがλppが１近くに低下する。時定数0.3秒や0.6秒では１以下（過濃）の領域すら出現する。ＮＯｘモデル（式(1)）の適用範囲は、λpp＞１．９でのものであるため、実際に生ずるＮＯｘの急増を正確に表せていないが、λpp＝１では１桁以上のＮＯｘ増加が予想される。

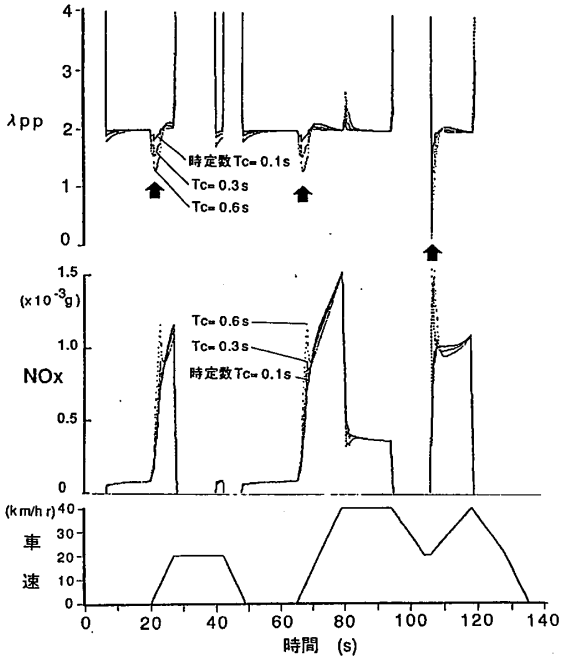


図7　燃焼器可変機構追従遅れの影響（１０モード）

従って加速時初期のＮＯｘ増加期間を短縮するためには、可変機構の追従性は時定数0.1秒以下を確保するのが妥当と考えられる。これでも巡行状態からの加速や急発進時にはλppのリッチ側へのずれを防げないため、可変機構と連動した燃料調量制御が必須である。

２．３．２　可変機構装着部位の検討

可変機構による空気導入孔面積制御部位は、図８に示すように、予蒸発部（Ｐ部）と希釈部（Ｄ部）の２ヶ所が考えられるが、可変部位としては①Ｐ部制御のみ、②Ｄ部制御のみ、③Ｄ部＋Ｐ部制御のみの３方式が可能である。図９は、この３方式の圧力損失特性を定性的に示したものである。Ｐ部制御のみの場合は低負荷域で圧力損失が高くなるという特性を示す。Ｄ部制御のみは、低負荷時に予蒸発部の必要流速条件から最低圧力損失を決めると、負荷が高くなるにつれ圧力損失は急増する。またこの方式では比較的エンジン表面から遠い高温部で可変機構を確実に作動させなければならない。Ｄ部＋Ｐ部制御では基本的に自由に圧力損失を決定でき、素直な圧力損失特性が選べるが、当然可変部位も増え複雑さも増す。

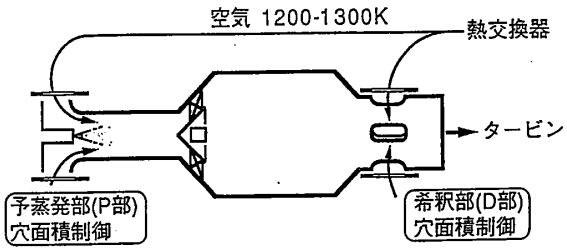


図8　可変機構装着部位

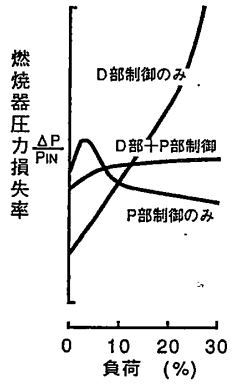


図9　エンジン負荷率と燃焼器圧力損失率との関係

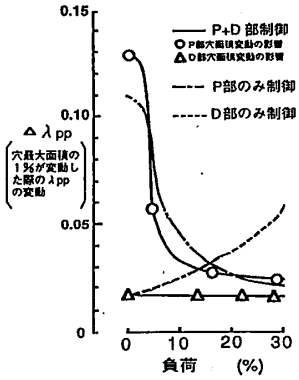


図１０　穴面積設定誤差が設定λppに与える影響

図１０は、穴面積制御時の設定誤差が設定λppに与える影響を示す。Ｐ部のみの制御及びＰ部＋Ｄ部制御のものは、アイドル回転数近傍（低負荷域）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

で穴面積の設定誤差に対するλppの変動感度が高く、設定値がずれやすくなる。従って構成部品の工作精度や制御量の精度を充分高くしなければならない。一方D部制御のみの場合は高負荷域で変動感度が上がるがその感度自体他の２方式に比べ小さく、全体的に設定値がずれにくい。以上３つの観点から可変部位の利害評価をまとめて表４に示す。

設計者は、これらの点に留意し、最適なシステムを選ぶ必要がある。

表４　可変機構装着部位による得失表

	P部制御のみ	D部制御のみ	D部＋P部制御
圧力損失特性	△	×	○
制御感度特性	△	○	△
可変機構のシンプルさ	○	△	△

３．セラミック燃焼器ライナの構造信頼性

３．１　セラミックライナの信頼性解析

高効率の熱交換器の装着により、燃焼器入口空気温度は１２００～１３００Ｋと著しく高く、セラミック材料で無冷却の燃焼筒（ライナ）を構成することは妥当と考えられる。定格相当条件のセラミックライナ（拡散燃焼用）の応力分布のＦＥＭ計算結果を図１１に示す。計算に使用した材料特性を表５に示す。このライナの場合、最大引張応力は２次空気孔周囲に発生し、その値は定常・非定常を問わず定格条件で最大となる。着火時においても最大非定常熱応力は図１１の最大熱応力よりも低く、非定常熱応力は寿命低下に大きく関与しない。これらの応力解析から静疲労（Slow Crack Grouth）寿命の予測を行なった。静疲労特性パラメータは荷重速度に対する感度が低く、信頼できるデータが得られなかったので、Ｎの値として３０～１００の範囲の可能性を考慮した。乗用車の生涯負荷頻度を大まかに表６のごとく想定すると、１５万ｋｍ走行（含1.5×10^4回起動）時の静疲労寿命を定格条件の相当時間に換算することが出来る。負荷が４０％以下の条件では寿命低下への寄与度は低く、定格相当条件に換算した耐用時間t_{LIFE}は２００時間以下である。Ｎ＝３０～１００、またワイブル係数としての期待値がｍ＝１０の場合の定格相当条件下の耐用時間に対する破壊確率の予測値を図１２に示す。表５に示した強度レベルでは定格２００時間（寿命相当）程度の破壊確率は図１４より10^{-4}オーダであり、自動車用部品としては充分とは言えない。寿命耐用時間後の所要破壊確率を　10^{-5}以下とすると、要求材料強度（４点曲げ相当）はおよそσ_{4PB}≧３５０ＭＰでであり、材料の高強度化もしくは応力低減設計が必要となる。また、ライナに発

表６　乗用車負荷頻度と耐用距離

	負荷範囲%	頻度割合
1	0～10	0．1
2	10～20	0．2
3	20～40	0．55
4	40～80	0．1
5	80～100	0．05

１５万ｋｍ走行＋１．５万回始動

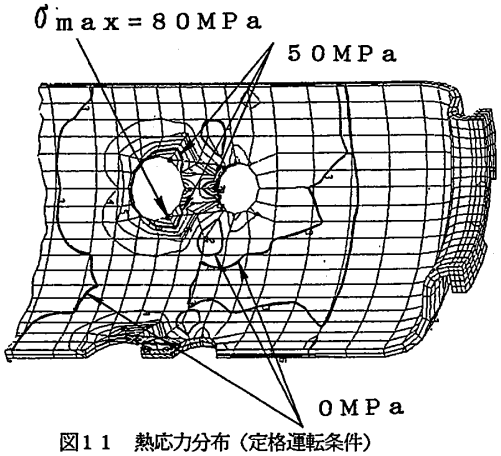


図１１　熱応力分布（定格運転条件）

表５　ＲＢＳＣ材料特性

項目	単位	特性値
ヤング率	MPa	3.1×10^4
熱膨張率	1／℃	4.4×10^{-6}
熱伝導率	W／mK	50．24
比熱	J／mm3･℃	3.2×10^{-3}
ポアソン比	－	0．26
3点曲げ強度	MPa	286＊
ワイブル係数	－	9．4

＊　表面研磨／１２２０℃×１００時間酸化後

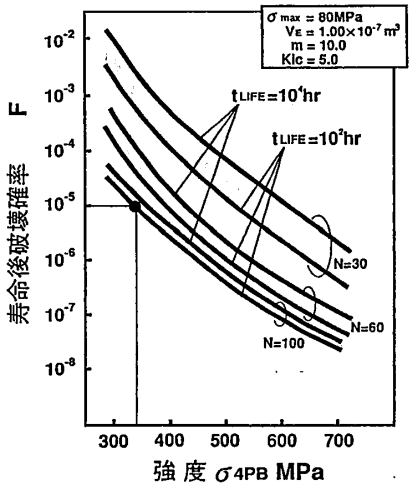


図１２　寿命時間後の破壊確率と材料強度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

生する応力は殆どを熱応力が占め、

（ヤング率）×（熱膨張率）／（熱伝導率）^{C}

（Ｃは温度勾配による常数）の小さい材料を選定することによっても有効に低応力化を図ることができる。

２．２　セラミック拡散燃焼器ライナの評価実験

以上の検討に基づきセラミック（ＲＢＳＣ）ライナの評価実験を実施した。　供試燃焼器ライナ（内径８５ｍｍ、平均肉厚約１．８ｍｍの逆流缶型の拡散燃焼器内筒）の外観を図１３に示す。使用したＲＢＳＣ材料の特性は表５に示すとおりであり、成形はＣＩＰによった。標準試験片の大気中および燃焼ガス流中の酸化増量δは、　１３５０℃×１００時間後で約２ｍｇ／ｃｍ^{2}であるが、酸化増量がこの範囲では強度との有意の相関は認められなかった[4]。ライナの燃焼実験は温度と体積空気流量を実機相当に合わせて常圧下で実施した。この際の最大熱応力は定格相当時３６ＭＰａ、サイクリック運転時３９ＭＰａである。また、熱衝撃運転として熱交換器の機能を殺し、常に燃焼器入口温度を３２３Ｋ＝５０℃以下に保って着火試験を実施した際の最大非定常熱応力は４１ＭＰａ（１２０秒後）である。実験装置は燃焼器入口温度条件を実機相当とするために回転蓄熱式熱交換器の他に予燃焼器による燃焼空気の直接加熱を実施できる構成とした。サイクリック運転パタンを図１４に示す。１本の供試ライナ（＃２）につき１００サイクルの熱衝撃試験の後、１５０サイクル（累計２００時間）のサイクリック実験さらに６７時間の定格相当定常実験を終了した後、ライナから円輪を切り出して圧環強度試験に供した。燃焼実験時のセラミックライナの増量経過を図１５に示す。これらの累積実験（総計約３００時間）後の破壊確率は静疲労解析から６×１０$^{-5}$以下と想定される。一方新品のライナからも同様の円輪を切り出して圧環強度を測定し、表７に示すように使用前後の強度比較を行なった。静疲労モデルから（ｍ＝６．４として）計算するとこの評価試験による強度低下は１７％程度と見込まれる。評価実験後のライナの強度は新品より約１０％低い値となった一方、ワイブル係数ｍはむしろ高くなっており、使用前後の有意の差を確証するには今後より多くの試験が必要である。

この切出し円輪圧環法は、ライナが破壊に到る前に強度低下レベルを把握できること、円輪の圧環という比較的管理し易い試験法を容易に適用できること、製品の表面状態を維持できること等の優れた特徴を有し、今後製品寿命を系統的に評価する上で有力な手法となる。また、直径の異なる円輪同士の比較では有効体積によって寸法効果がきわめて良く記述できることが判った[4]。円輪の圧環応力分布は比較的複雑であるが、円輪厚さに対して円輪直径が十分大きい場合には次の近似式で十分

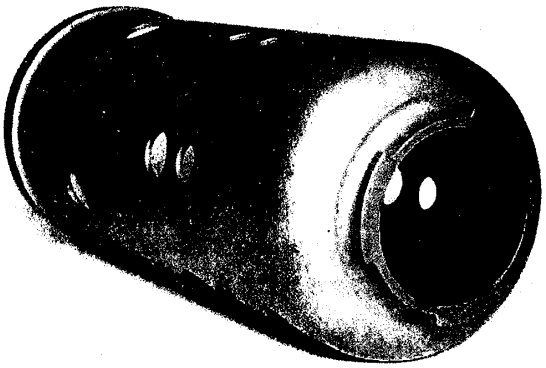


図１３　供試セラミックライナ

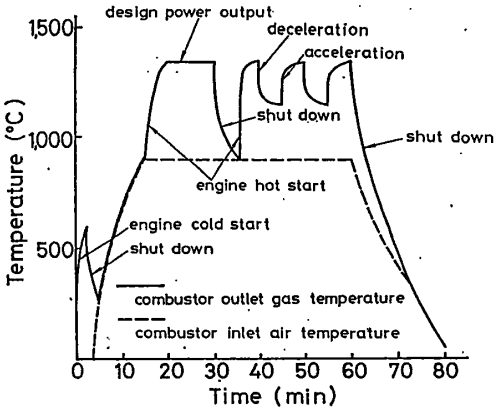


図１４　サイクリック試験パターン

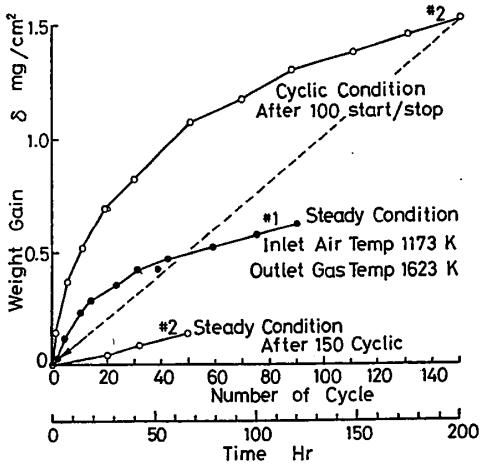


図１５　燃焼試験中の増量経過

表７　ライナ切出し円輪の圧環強度試験結果

	使用履歴	試片数	圧環強度(MPa)	ﾜｲﾌﾞﾙ係数
1	新品	１０	２４４	６．４
2	ｻｲｸﾘｯｸ他300hr	６	２２１	１０．３

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

な有効体積V_{ER}の精度が得られる。

$$V_{ER} = 2bhR(\pi/2 - \phi 0)/(m+1)^2$$

ただし、$\phi 0 = \cos^{-1}\left\{\dfrac{2[1+\kappa(1-2R/h)]}{(1+\kappa)\pi}\right\}$, $\kappa = (R/h)\ln\dfrac{R+h/2}{R-h/2} - 1$

・・・(2)

ここで、b、h、Rはそれぞれ円輪の幅、厚み、中立面半径を、κは断面係数を表す。

3点曲げ試験結果（表7）から有効体積の概念を用いて表7の新品ライナの強度を推定すると有意の差異が認められ、実体の評価のみならず標準試験片および試験法としてもAs－fired表面を有する円輪の圧環試験の方が妥当性は高いと考えられる。

3．3　ライナ支持構造の検討

上記のような燃焼評価実験の初期にはライナの支持構造体のアライメント変化に起因するライナ破損事例が多数発生した。　単なるピン支持からロッド弾性支持、最終的にバヨネット弾性支持に到る設計変更・改良の変遷を図16／a）→d）に示す。最終仕様の3ツ爪バヨネット（図13および図16－d）＋弾性挟持の組み合せにより支持構造に起因するトラブルは皆無になった。このようにセラミック材料の優れた特性を最大限引き出すには、周辺の構造設計にも細心な関心を払う必要がある。

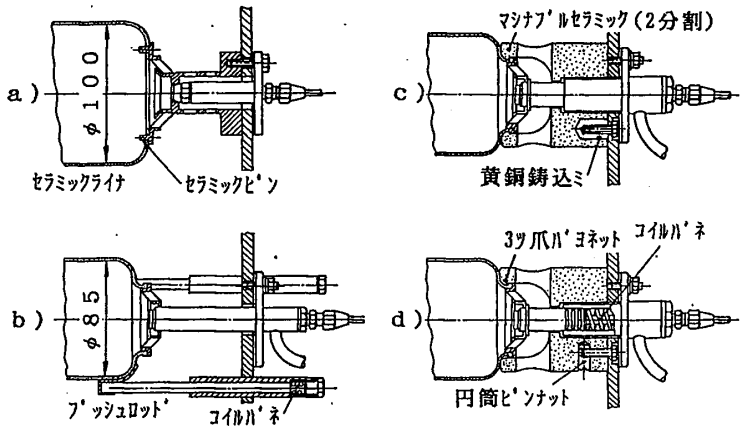


図16　セラミックライナ支持構造の変遷

4．結　言

乗用車用ガスタービンの排気性能を将来の社会環境の要求に適合させる上で、予蒸発予混合希薄燃焼器に着目した。既報[1]の要素実験に基づいた基本寸法、要求諸元設計に引き続いて、本報ではまず自動車特有の急峻かつ頻繁な負荷変動を伴う運転条件下で燃焼器が満たすべき要件について検討を加えた。すなわち、

1．高効率の熱交換器の持つ熱慣性のために過渡運転時の熱的遅れが生じ、このため総空気比や燃料流量など燃焼条件は準定常変化に較べて著しく大きく変動する。

2．このため、主（希薄予混合）燃焼域の空気比を適正な範囲内に維持するための空気配分率可変機構の適用が不可欠となる。

3．可変機構の応答遅れは特に加速時のNOx排出に悪影響をもたらし、0．1秒程度の小さな時定数が要求される。

次に高温（～1300K）の入口温度条件下でライナの構造的健全性を確保するために、セラミックライナを適用する際の設計、評価手法を実際のライナの評価実験結果に基づいて提示した。すなわち、

4．自動車の要求寿命は低負荷・高起動頻度という特徴的な運転形態に沿って設定する必要がある。起動などの非定常条件を考慮しても寿命は静疲労として扱うことができる。

5．標準試験片および強度評価、実体強度評価は円輪の圧環試験によるのが妥当である。

文　献

1)佐々木、鈴木　自動車用ガスタービン燃焼器の開発：第1報　第18回GTSJ定期講演会予稿集、1990

2)H.KUMAKURA et al, Trans. of ASME, Vol.113, J.of GT Power, 1991

3)T.ITOH et al, ASME 79－GT－127、1979

4)佐々木ほか　反応焼結SiC製燃焼器ライナの開発と問題点　GTSJ 16－63、1988

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－3

副室式渦巻燃焼器の排気特性

*大久保　陽一郎（豊田中研）　　野　村　佳　洋（豊田中研）
井戸田　芳　典（豊田中研）　　郡　司　善　壽（トヨタ自）

1．まえがき

ガスタービンは今後さらに熱効率の向上が期待できる、多種類の燃料に対応できる、比出力が大きい、低振動・低騒音である等、車両用エンジンとして優れた特性を有している。しかし、車両用エンジンとするためには第一に急激な加速・減速に対応でき、さらに排気が現用レシプロエンジンと同等またはそれ以上にクリーンであることが要求される。

我々は３００ＫＷ級バス用ガスタービンに副室式渦巻燃焼器[1)]を適応することを試みてきた。前報[2)]では軽油等の液体燃料を噴霧・拡散燃焼させる場合に着火限界と火炎安定化限界に影響する要因を評価し、冷間始動時の確実な着火や加速・減速時の火炎安定化を達成できることを明らかにした。このように、車両用エンジンとして要求される着火や火炎安定範囲を考えると噴霧燃焼方式を採用する利点は多い。

ところで、この燃焼器は基本的には拡散燃焼であるために排気清浄化、特にＮＯx低減化に限界があると考えられている。例えば、ディーゼル重量車両（2.5t以上）の長期排気規制値がＮＯxについて4.5g/kwh以下となっているので、燃焼器としてはＮＯx排出指数を高々10g/kg-fuel程度に抑えなければならない。

従来、副室式渦巻燃焼器で軽油を噴霧燃焼させた場合に希薄化によるＮＯxやＣＯの排出特性を調べた研究報告は少なく、十分にその特性が把握されているわけではない。そこで、車両用ガスタービンの研究開発とともに燃焼器単体の燃焼試験と３次元シュミレーション計算を実施し、排気清浄化の可能性を模索している。

本研究では、副室式渦巻燃焼器で軽油を噴霧燃焼させたとき、主燃焼室に空気導入をした場合の影響を調べた結果を報告する。また、噴霧特性が排気に及ぼす影響を調べるため、二噴孔型渦巻噴射弁と多噴孔型気流噴射弁の場合を比較した。

2．供試燃焼器

図１に今回研究対象とした副室式渦巻燃焼器の形状を示す。この燃焼器は、副燃焼室（副室）に１次空気、主燃焼室（主室）に２次空気、さらにその下流の希釈混合室に希釈空気が導入されるものである。燃焼器寸法と空気導入面積割合を表１に示す。なお、この燃焼器はガスタービン作動条件の最大燃焼負荷時に4×10^7 Kcal/m^3·h·atm程度になる。Combustor Ⅰは、主室に２次空気を導入する空気孔がない構造である。

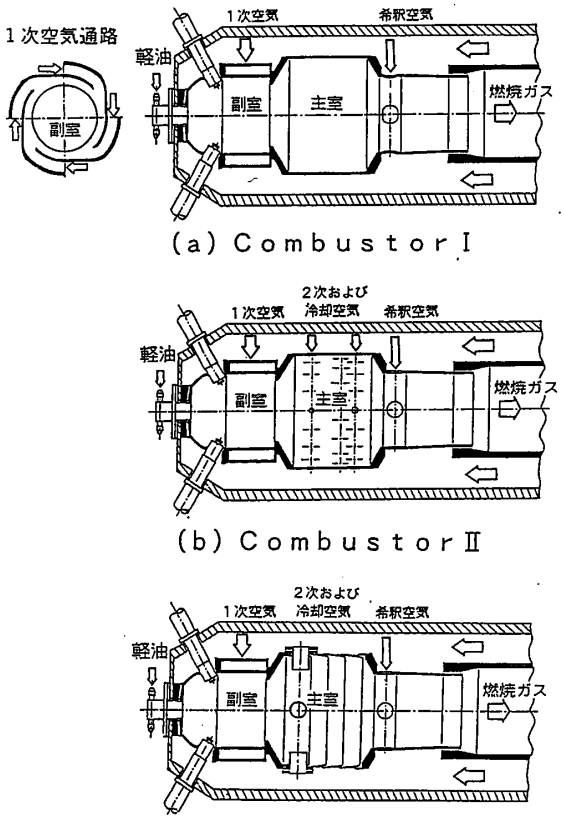
ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表１ 供試燃焼器の寸法

部位名称	直径	長さ/直径	容積	空気開口面積		
				Combustor Ⅰ	Combustor Ⅱ	Combustor Ⅲ
副燃焼室	D	1.1	20%	45%	45%	45%
主燃焼室	1.5D	0.9	60%	0%	38%	33%
希釈混合室	D	1.2	20%	55%	26%	26%
合計	—	—	100%	100%	109%	104%

注記） D=110mm



(a) Combustor Ⅰ

(b) Combustor Ⅱ

(c) Combustor Ⅲ

図１ 供試燃焼器の形状

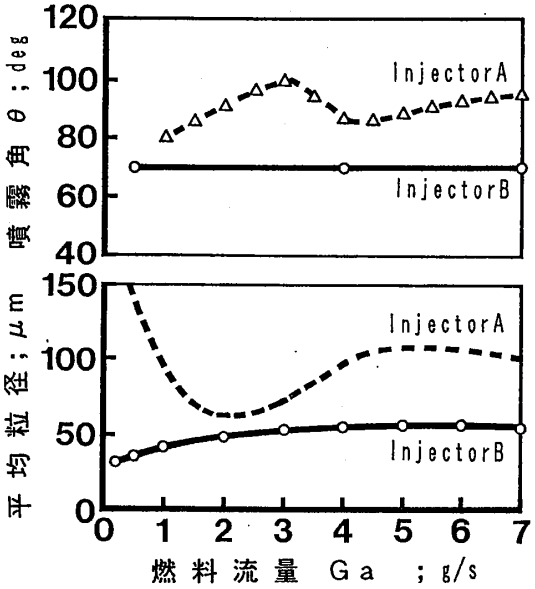
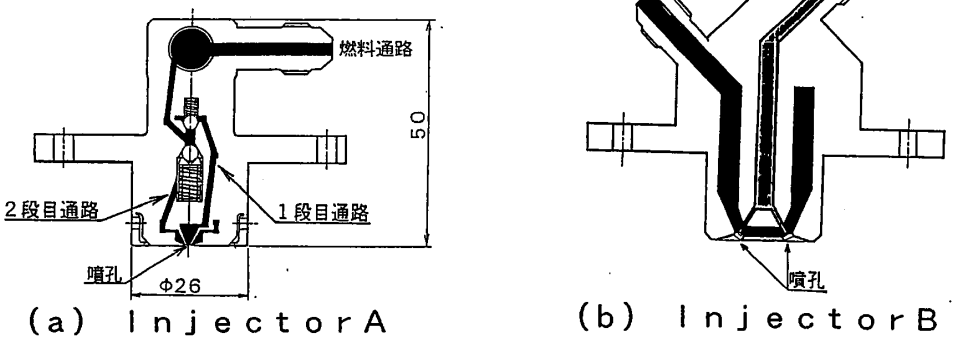


図３ 供試燃料噴射弁の噴霧特性



(a) InjectorA

(b) InjectorB

図２ 供試燃料噴射弁の構造

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

CombustorⅡは、主室の周方向に設けられた多数の丸孔を通して２次空気が導入される構造である。CombustorⅢは、主室壁を膜冷却構造とするとともに２次空気導入管を対抗的に４個配置した構造である。この３つの燃焼器の空気分配は、全開口面積をほぼ同じにして１次空気導入面積は変えずに、２次空気と希釈空気導入面積割合をそれぞれ表１のように振り分けた。

供試した燃料噴射弁は同軸二噴孔型渦巻噴射弁（InjectorＡ）と多噴孔型気流噴射弁（InjectorＢ）で、その概略構造を図２に、噴霧特性を図３に比較して示す。使用した燃料はJIS ２号軽油である。InjectorＢは微粒化用空気流量を2g/sとしたとき、噴霧角が７０°、噴霧の平均粒径（SMD）が５０μｍ以下となり、InjectorＡよりも微粒化性能が優れているものである。

３．燃焼排気特性

３．１　CombustorⅡの排気特性

CombustorⅡでInjectorＡを使った場合について、図４に燃空比Ｆ／Ａを横軸にして燃焼不完全率１－η_bとＮＯｘ排出指数$EINO_2$の傾向を示した。燃空比が大きくなると燃焼不完全率が低減し、ＮＯｘ排出が増加する。しかし、興味深いことに燃空比Ｆ／Ａ≧0.007でＮＯｘ排出指数と燃焼不完全率の値が頭打ちになる傾向を示す。燃焼不完全率についてはＦ／Ａ≧0.012で再び減少する。次に、燃焼器入口空気温度Ｔａが上昇するとＮＯｘと燃焼不完全率は図の上でほぼ上方と下方にそれぞれ平行移動しただけで、燃空比に対する排出傾向はほとんど同じである。この傾向はCombustorⅠとCombustorⅢでも同様である。

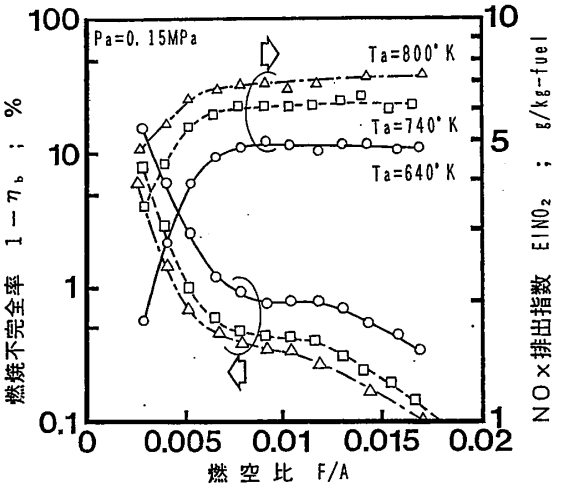


図４　CombustorⅡの排気特性

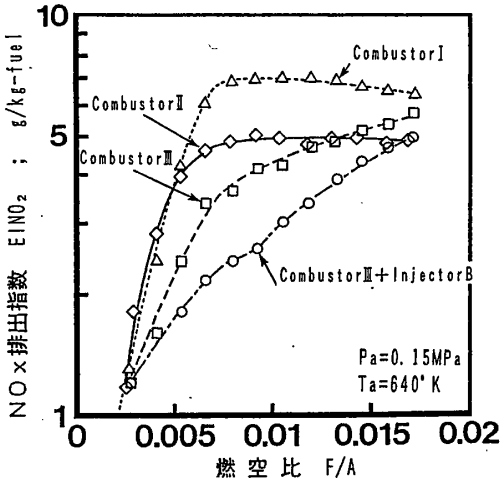


図５　ＮＯｘ排出特性の比較

３．２　燃焼排気特性の比較

CombustorⅠ、CombustorⅡおよびCombustorⅢでInjectorＡを使った場合とCombustorⅢでInjectorＢを使った

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

場合について、燃空比に対するＮＯｘ排出指数を図５に比較して示した。燃空比が0.007を境にＮＯｘ排出傾向が変化する。Combustor ⅠとCombustorⅡでは燃空比が0.007付近まではほとんど差がなく、それより大きい燃空比で２次空気のないCombustor Ⅰの方がＮＯｘ排出指数が高くなる。一方、４本の空気導入管で２次空気を主室に導入したCombustorⅢは、ＮＯｘ排出指数が他のものより低くなる。さらに、InjectorＢを使った場合にはCombustorⅢで主室の２次空気導入効果に副室における燃料分散が改善される効果が重なりＮＯｘ排出が減少したものと推察される。ところで、ＮＯｘ排出量は燃焼が悪化しても減少するため、燃焼効率η_bを高く保った条件でＮＯｘ排出量を比較する必要がある。そこで、図６に示すように燃焼不完全率に対するＮＯｘ排出指数を比較した。CombustorⅢでInjectorＢを使った場合が最もＮＯｘ排出量が少ないことがわかる。

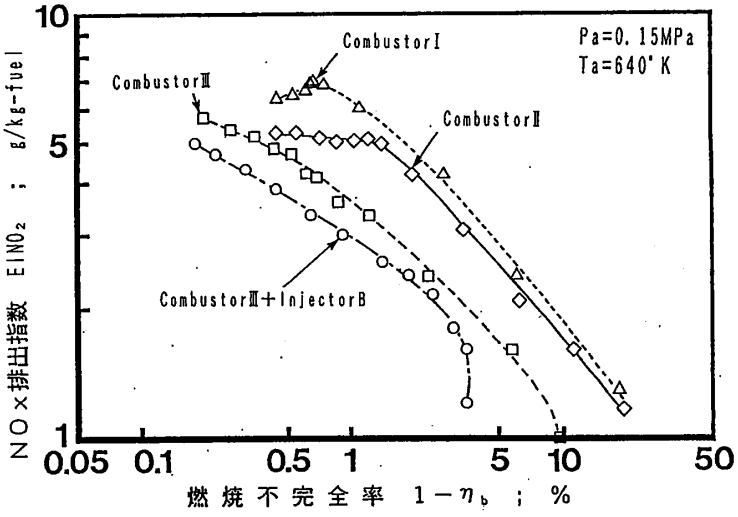


図６ 燃焼排気特性の比較

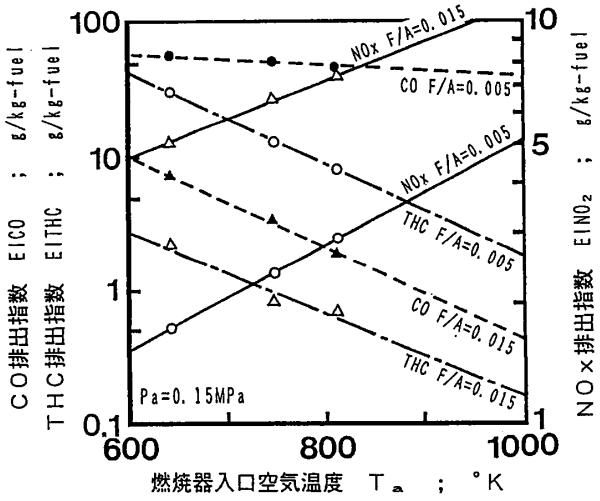


図７ 燃焼器入口空気温度の影響 (CombustorⅢの場合)

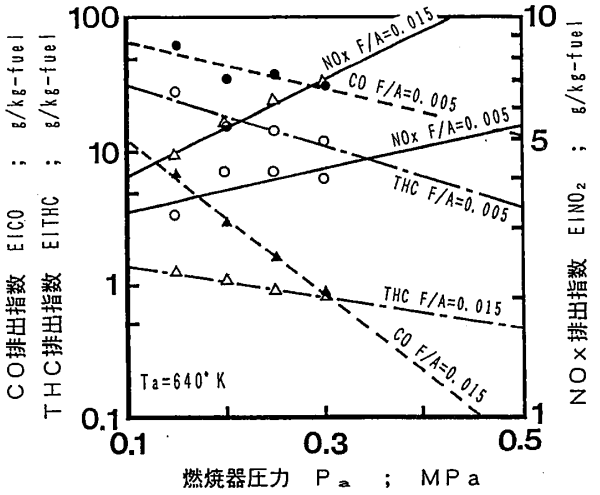


図８ 燃焼器圧力の影響 (CombustorⅢの場合)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表2 係数kと指数n (CombustorⅢの場合)

	係数 k				指数 n			
燃空比	NOx	CO	THC	$1-\eta_b$	NOx	CO	THC	$1-\eta_b$
0.005	3×10^{-3}	-2×10^{-3}	-8×10^{-3}	-5×10^{-3}	0.3	-1	-1	-1
0.010	3×10^{-3}	-7×10^{-3}	-9×10^{-3}	-8×10^{-3}	0.3	-2	-1	-1.5
0.015	2×10^{-3}	-8×10^{-3}	-7×10^{-3}	-8×10^{-3}	0.6	-3	-0.6	-1.5

3．3 燃焼器入口温度と圧力の影響

CombustorⅢでInjectorAを使った場合について、図7に燃焼器入口空気温度Taに対するCO、THCとNOx排出指数を示す。さらに、図8に燃焼器圧力Paに対するCO、THCとNOx排出指数を示す。温度と圧力が各成分ガスの排出指数EIにおよぼす影響を式(1)で表したとき、係数kと指数nを表2に示した。

$$EI/EI_{ref}=(Pa/Pa_{ref})^{n}\cdot\exp\{k(Ta-Ta_{ref})\} \quad \cdots(1)$$

図7からもわかるようにNOxの温度依存性は$k=2\sim3\times10^{-3}$となり、温度が100℃上昇するとNOx排出量は1.22～1.35倍に増加することを意味する。COは軽負荷(F/A=0.005)のときに$k=-2\times10^{-3}$となり、温度が100℃上昇するとCO排出量は0.82倍に減少することを意味する。次に、NOxの圧力依存性は軽負荷(F/A=0.005)のときn＝0.3、高負荷(F/A=0.015)のときn＝0.6となり燃空比により少し異なる。

4．燃焼室内温度の予測結果

上記燃焼室内の温度とNO排出量を3次元シュミレーション計算[3]で検討した。この計算プログラムの基礎式は、非定常3次元Navier-Stokes方程式とk－ε乱流モデルで、燃料噴霧をDiscrete Droplet Model(DDM)で扱う。燃料蒸気の燃焼を1ステップの反応として、反応速度が燃料と酸素の混合速度(渦消散モデル)と化学反応速度(アレニウス型反応モデル)の値の小さい方に律速されるとする。さらに、スス排出量を生成量(生成モデル)とその再燃焼(燃焼モデル)の差で計算し、生成したスス等の輻射を4方向熱流束として吸収と放熱量を計算する。また、各計算格子で10の化学種(O_2,N_2,CO_2,H_2O,H_2,H,O,N,OH,CO)の平衡濃度を求めNO生成量を拡大Zeldovich機構で計算するものである。

4．1 CombustorⅡの場合

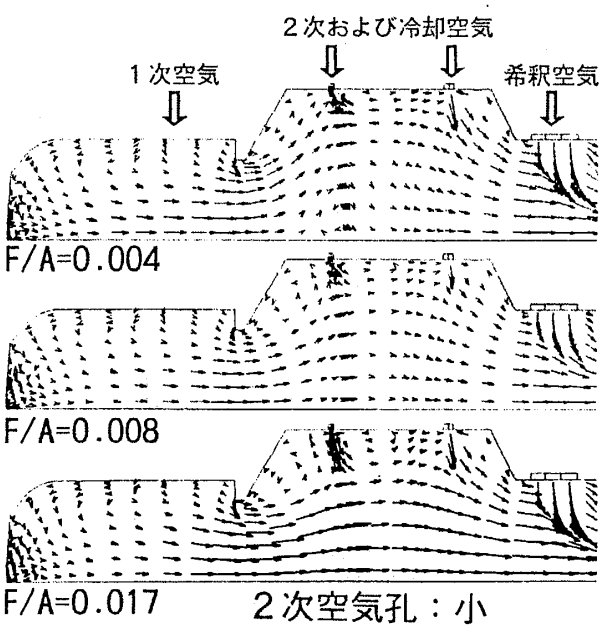
CombustorⅡについて、図9の(a)に燃空比F/A＝0.004, 0.008, 0.017の計算結果を示す。F/A＝0.004では副室に比較的多量に導入される1次空気と燃料が混合・蒸発しつつ燃焼して、副室内でほとんど燃焼が終了している。F/A=0.008になると火炎の一

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

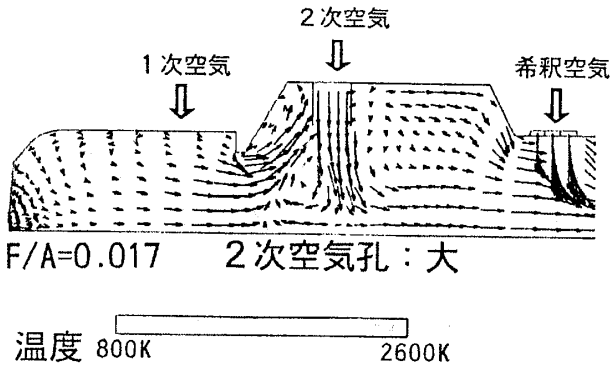
部が主室に伸びている。このとき、副室出口の絞り部で火炎が一旦絞られるために火炎中央領域が相当な高温になり、F/A＝0.004の場合の燃焼とは少し異なったものとなる。さらに、F/A＝0.017になると火炎は主室に大きく伸びて、ほとんど主室で燃焼している。ここでは主室の軸中央付近に広く高温領域が形成され、ここでスス濃度も高い。実際に観測される燃焼火炎は黄白色の輝炎で、目視出来ないほど強い輻射を放出している。このため、計算ではススからの輻射放熱を考慮することが必須であり、その結果、高温領域が減少するとともに最高燃焼ガス温度が３００℃程度低く見積もられることになる。サーマルＮＯｘの生成は主室の最高温度と温度分布に大きく依存しているため、主にススからの輻射放熱の効果で温度上昇が抑制されるとＮＯｘの生成が抑制される。燃空比の増加とともにスス生成が増えるために結果的にＮＯｘの排出量が頭打の傾向を示す。このように、図４に示したＮＯｘ排出指数の傾向はスス生成と輻射を考慮した計算で良く説明できる。なお、この状態では主室に導入される２次空気が効果的に温度上昇を抑制していないし、ススの燃焼を促進していないことがわかる。

４．２　Combustor Ⅲの場合

Combustor ⅢについてF/A＝0.017の場合を図９の(b)に示す。Combustor Ⅱで丸孔１つから導入される空気の運動量が少なく導入された空気が燃焼室壁近傍を沿って流れるのとは異なり、Combustor Ⅲでは空気導入管により２次空気が主室の軸中央付近まで到達して、燃焼ガス温度の上昇を抑制している様子がわかる。



(a) Combustor Ⅱの場合



(b) Combustor Ⅲの場合

図９　２次空気導入の効果（計算結果）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

５．まとめ

副室式渦巻燃焼器で軽油を噴霧燃焼させたとき、主燃焼室への２次空気導入効果と燃料噴射弁の噴霧特性が排気特性に及ぼす影響を調べた。

(1)　副室式渦巻燃焼器においては、燃空比が低い場合にはほぼ副燃焼室で燃焼が完了する。しかし、燃空比が高くなると主燃焼室の燃焼が支配的になる。このため、ある燃空比を境にして燃焼排気のＣＯ、ＴＨＣやＮＯｘの排出傾向が変化する。

(2)　主燃焼室に２次空気を導入しないかまたは少ないと、主燃焼室の燃焼が支配的となる燃空比以上で、主にＮＯｘ排出指数が5g/kg-fuel程度（空気温度Ta＝640K、燃焼圧力Pa＝0.15MPaの時）と頭打ちになる傾向を示す。この現象は、計算結果から主燃焼室の軸中央領域で生成されたススからの強い輻射放熱により燃焼ガス温度の上昇が抑えられるためにサーマルＮＯｘの生成が抑制されるためであると考えられる。

(3)　主燃焼室に２次空気が効果的に導入されて燃焼ガス温度の上昇が抑制されると、ＣＯやＴＨＣの排出指数が同じ燃焼条件でＮＯｘ排出指数が3.5g/kg-fuelとなり２０～３０％程度（燃焼不完全率１％の時）低下する。

(4)　燃料噴霧の供給を渦巻噴射弁から気流噴射弁に変更するとＮＯｘ排出指数が3.0g/kg-fuelとなり、さらに１０～２０％程度（燃焼不完全率１％の時）低くなる。これは、副燃焼室内の燃料分散が改善される結果であると考えられる。

(5)　各成分ガスの排出指数ＥＩについて温度と圧力依存性を(1)式で表したとき、高負荷時のＮＯｘ排出は$k=2\times10^{-3}$、$n=0.6$となる。ここで、$EI_{NO_2ref}=3.0$g/kg-fuelとすれば現状の車両用ガスタービン（３００ＫＷ級）の最高燃焼負荷条件では高々$EI_{NO_2}=10$g/kg-fuel程度である。

参考文献

1) Tanasawa Y.& Nakamura K.,Tokyo Joint International Gas Turbine Conference ,1971

2) 大久保・野村・井戸田・渡辺・郡司，機械学会講演論文集（第68期全国大会） Vol.C, 1990, pp119-121

3) Nomura Y., Ohkubo Y., Idota Y., Ohsawa K., Yokohama International Gas Turbine Congress, 1991

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－4

水素燃料ラム燃焼器模型のNOx排出特性

＊田丸　卓、下平一雄、斎藤　隆、
山田秀志、堀内正司　（航技研）

1．まえがき

宇宙往還機用エンジン[1]では水素を燃料としたラム燃焼器[2]を用いることが検討されている。水素は燃焼生成物が水であるため排出物は大気を汚染しないクリーン燃料とみなされているが、高温燃焼の場合には窒素酸化物（NO_x）の排出が懸念される。NO_xは成層圏飛行の場合、オゾン層を破壊することが知られておりその排出量の推定と抑制法は重要である。ここではその排出特性を明らかにするためほぼ飛行速度M＝3に相当する入口空気温度条件でのNO_x排出を模型燃焼器を使い実験的に調べた。

2．実験装置

図1に示す燃焼器及び試験装置系を用いた。水素燃料は20MPaに充填したボンベ容器より減圧供給した。供給空気温度T_{01}はすべての供試条件で600Kである。

燃焼器は断面が中空5角形断面をもつ同心環状2連の燃料噴射／保炎器（以降、単に保炎器）と燃焼筒とからなる。保炎器外観の一例は図2に示す。保炎器の種類は大別して、燃料噴射方向と内外輪径の違いによる。燃料噴射方向は呼称G4、G6およ

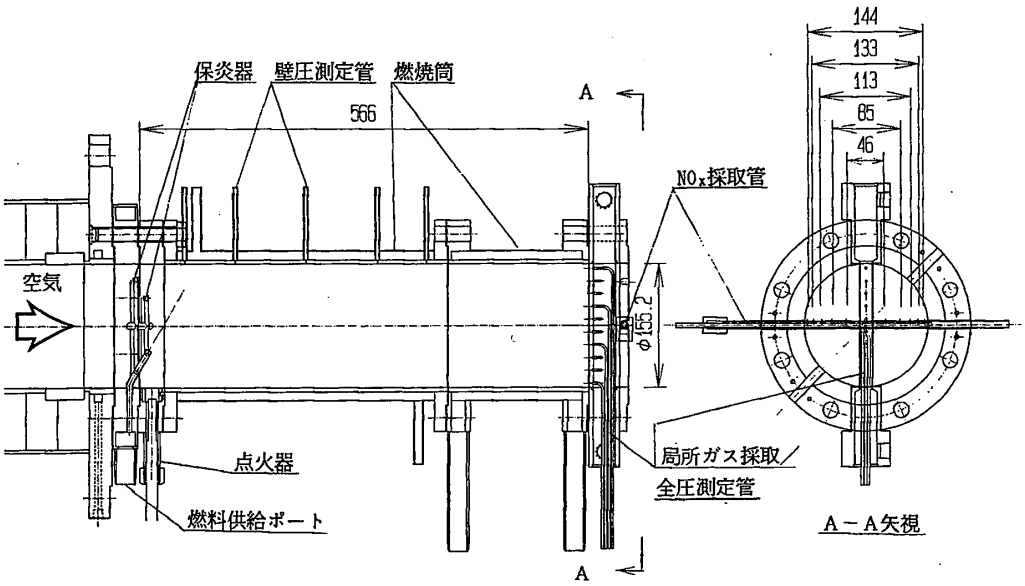


図1　ラム燃焼器模型とその計測

ガスタービン秋季講演会（札幌）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

びG10の模型では図3(a)に示すように気流に向って斜め前方(上流向という)であり、呼称G5、G7およびG9の模型では図3(b)に示すように気流と同方向(下流向という)である。保炎器内／外輪の直径、噴出孔の数などは表1に示す。燃焼筒は図4に示す種々の組合わせで長さにして210、566および744mmのものを用いた。L=744mmの燃焼筒以外は燃料冷却燃焼筒[3]を用いたため、冷媒として用いた燃料温度が上昇し保炎器直前の流入燃料温度が400～550Kとなった。

ガス採取は、燃焼筒の最後端で行った。ガス採取プローブは燃焼筒出口断面を同心円状に5等分した代表点(r/R=0.31, 0.55, 0.71, 0.84および0.95)それぞれ対称位置2箇所からガスを集合採取できるよう直径1mmの孔を10個設けた水冷管である。

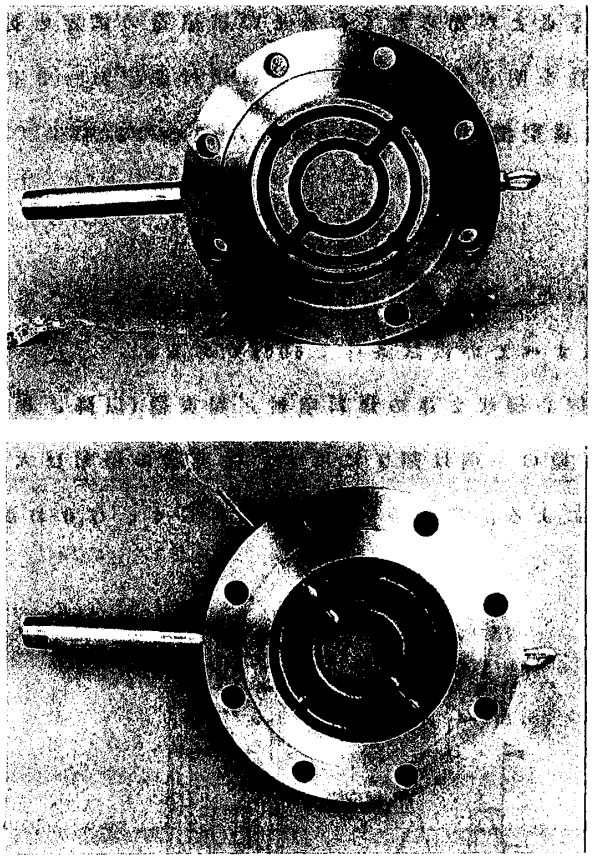


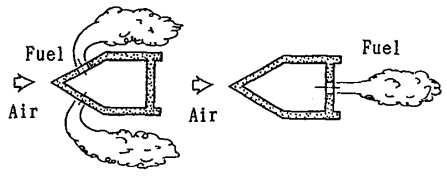
図2　保炎器G5の外観
(上：上流側より、下：下流側より見る)

表1　供試保炎器の種類

呼称	燃料噴射方向	外輪直径 [mm]	外輪噴孔 [直径×個数]	内輪直径 [mm]	内輪噴孔 [直径×個数]
G4	上流向	130	φ1.6×60	76	φ1.6×60
G5	下流向	↑	↑	↑	↑
G6	上流向	122	↑	60	↑
G7	下流向	↑	↑	↑	↑
G9	下流向	↑	↑	45	φ1.8×48
G10	上流向	↑	φ1.0×154	60	φ1.0×154

3．分析データ

ガス分析で、NO_xについては化学発光法(CLD)、残存酸素については磁気式酸素計を用いた。NO_xの排出指数 $EI(NO_x)$ [g/kgfuel]は一般に次式で定義される。



(a) Flame holder G4　(b) Flame holder G5
図3　保炎器からの燃料噴射方向

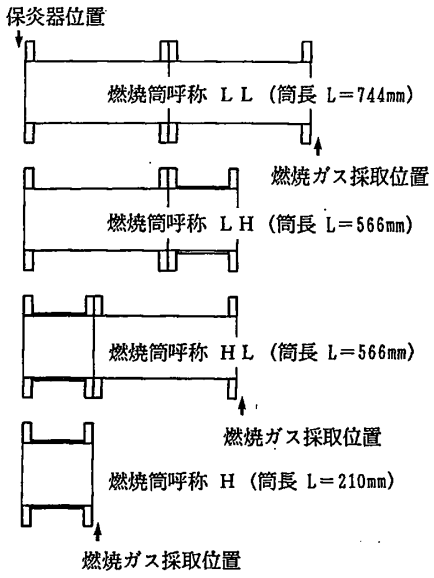


図4　燃焼筒の種類と長さ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$EI(\mathrm{NO_x}) = \frac{\mathrm{NO_x}\text{排出 gr 数}}{\text{消費燃料量}} = \left(1+\frac{m_a}{m_f}\right)\frac{M_{\mathrm{NO_2}}}{M_{\mathrm{MIX}}}\cdot\frac{x_w}{1000} \tag{1}$$

ここでm_a, m_fは供給空気と燃料の質量流量、Mは分子量、x_wは排出ガス中のNO_x体積濃度[ppm]である。用いた分析計では燃焼ガスを脱湿したあとのNO_x体積濃度x_d[ppm]を測定するため、その水分補正を行った。なお混合気の平均分子量M_{MIX}も当量比ϕにより大幅に変わるためその変化を考慮し次式によって算出した。

$$EI(\mathrm{NO_x}) = \left(1+\frac{m_a}{m_f}\right)\frac{46x_d}{1000}\left(\frac{2}{1+\phi/4.774}-1\right)\Bigg/\left(4+\frac{118.57}{\phi+4.774}\right) \quad [\mathrm{g/kg\ H_2}] \tag{2}$$

4．NO_x排出測定結果

模型呼称G4とG5の保炎器について、実測したEI(NO_x)の大きさをみてみると、図5と6に示すようにそれぞれ同一の入口空気温度、風速条件で比較しているが筒長の違いによって値の相異がみられる。異なる燃料噴射方向の模型G4とG5について同一燃焼筒条件で比較してみると図7に示すようにそれら若干の相異はあるが流速の影響が著しい。

<u>滞留時間の影響</u>　燃焼筒長さLを入口空気流速V_1で除した代表滞留時間 $\tau = L/V$ あたりのEI(NO_x)をみてみると図7は図8のように表わせる。同図よりτへの依存性がきわめて大きいことがわかる。

同一保炎器で燃焼筒長さと風速が異なっている場合の EI(NO_x)/τ を図9と図10に示す。図9のG4の場合はϕ＝0.6～1にかけて高い排出を示しϕ＝0.4以下ではその

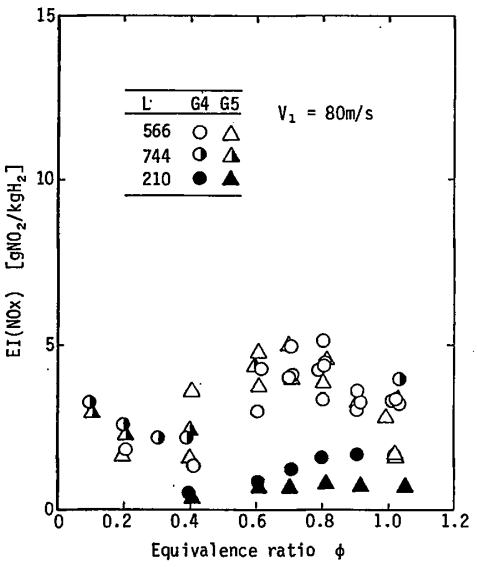


図5　当量比変化に対するNO_x排出指数(V_1=80m/s)

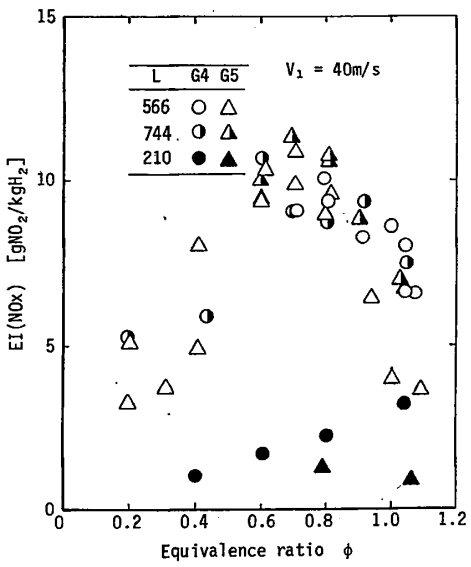


図6　当量比変化に対するNO_x排出指数(V_1=40m/s)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

半分程度である。図10に示すＧ５の場合はＬ＝210mmのケースを除いて最大点がϕ＝0.7付近にありそれよりϕが大きくなるにつれ低下する。

燃料温度の影響　筒長さの異なるものも含め各当量比条件ごとに燃料温度に対するEI(NOx)/τを示すと図11のようである。高負荷で最大EI(NOx)/τ＝±0.2程度のバラツキがみられるが低負荷では比較的温度依存性が少ない。

一方、模型Ｇ５では図12のように50K程度の差で当量比の小さい領域に顕著な相異が現れる。すなわち、T_fが上昇するとNOx排出値は低下する。これは燃料噴射速度が増加したために混合が良好となりNOx排出値が低下したものと考える。

保炎器が異なる影響　Ｇ４と同様、燃料を上流側へ噴射するＧ６とＧ10の

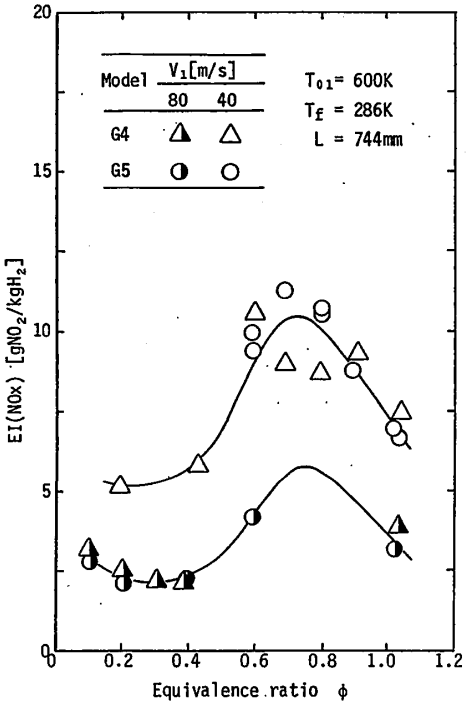


図7　同一長燃焼筒の場合のNOx排出指数

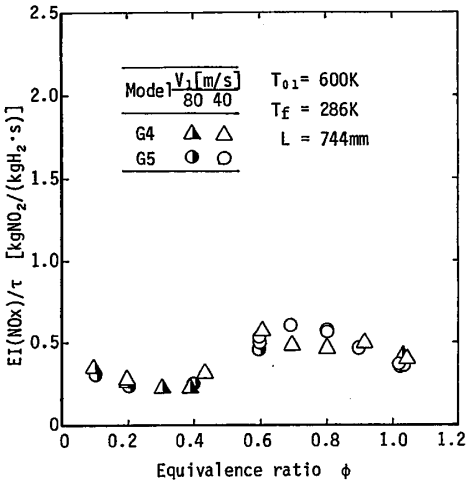


図8　代表滞留時間あたりのNOx排出指数

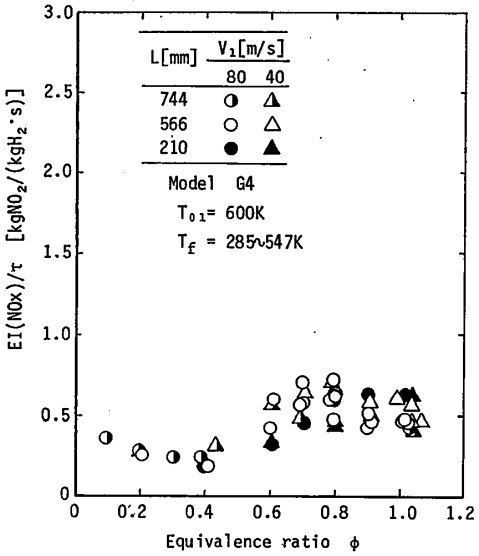


図9　燃焼筒長さの異なる場合の
代表NOx排出指数（保炎器Ｇ４）

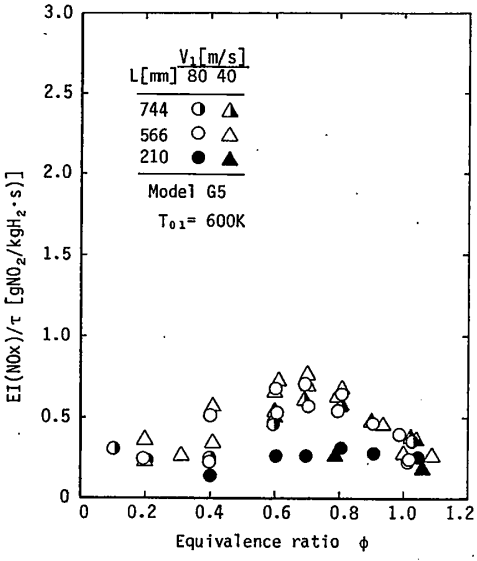


図10　燃焼筒長さの異なる場合の
代表NOx排出指数（保炎器Ｇ５）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

EI(NOx)/τ を図13に示す。G10が最も大きい値を示し、G6が比較的小さい。G6とG10の違いは噴孔径とその数だけ（表1参照）である。比較的噴孔径が大きく数の少ないG6が低いNOx値となることが示された。この場合もまた燃料噴流の混合が良好でNOx排出レベルを低下させたものと推測する。

燃料を下流向へ噴射するG5、G7およびG9では図14のようである。G5の排出がわずかに少ない。全体として当量比 ϕ = 0.6～0.7付近で最大のEI(NOx)値となる。

燃焼効率の影響　模型G4とG5の燃焼効率はそれぞれ図15と16に示す。G5の場合は当量比が上昇するにつれ燃焼効率の低下が著しい。図13と14の排出レベル比較において図14の量論比付近でのNOx排出が図13の場合より少ない理由は、著しい燃焼効率の低下により火炎温度が比較的上がらないことに起因すると思われる。しかし、燃焼効率の十分高い ϕ = 0.6付近で図13の

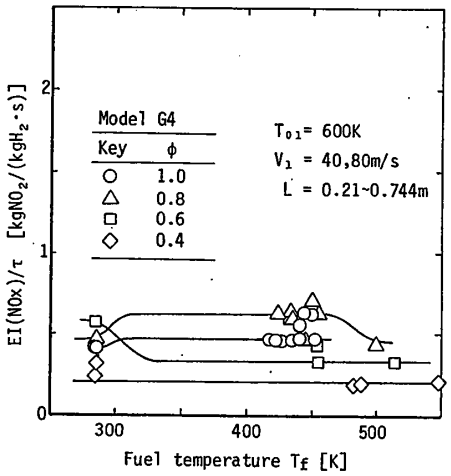


図11　燃料温度変化に対する代表時間NOx排出指数

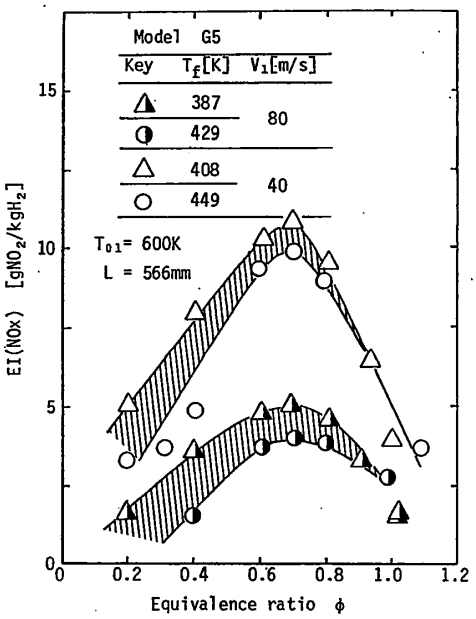


図12　保炎器G5における燃料温度の影響

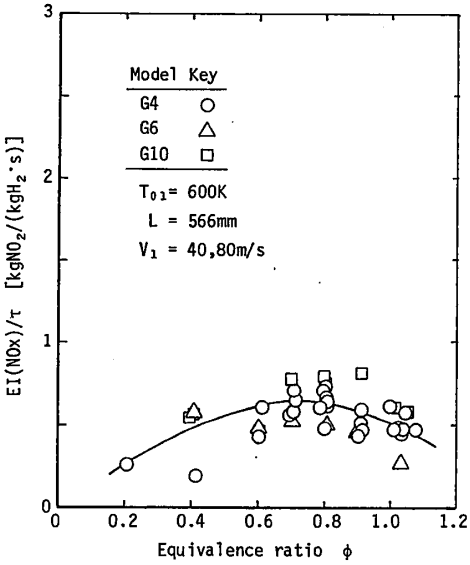


図13　上流向燃料噴射保炎器での代表NOx排出指数

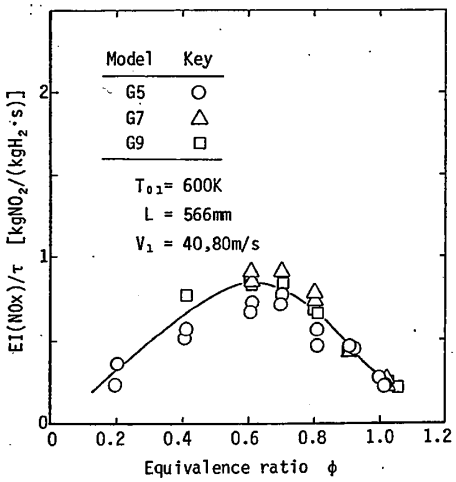


図14　下流向燃料噴射保炎器での代表NOx排出指数

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

NO_xレベルが低いことは燃料噴射法の相異、すなわちＧ４の燃料／空気混合が良好であることに起因すると考えられる。

<u>採取ガスの妥当性</u>　燃焼筒出口で採取したガスが正しく燃焼ガスの平均値を示しているかを判断する一資料として、酸素濃度を理論値と比較してみる。理論値は各当量比で燃料が完全燃焼した場合に残存すべき酸素量を示したものである。燃焼筒が十分長い図17の場合には各採取値は比較的よく理論値と一致している。L=210mmの場合は図18に示すように、燃焼ガスが十分空気と混合せず、採取ガス中に空気がかなり含まれていることを示している。したがってこの場合の採取ガス中のNO_x値は薄められた値となっている。なおL=566mmの場合の各種保炎器の残留酸素濃度を図19に示すが、Ｇ７およびＧ９の模型では濃い混合気条件で残留酸素が理論値より低い値となっている。これはＧ７やＧ９が内輪直径が比較的小さく後流噴射であるため燃焼筒中心付近での燃焼ガス濃度が高まり、壁面近傍の境界層を含む比較的薄い燃焼ガスは流速も遅いため寄与が少なかったためと解釈できる。したがってNO_x濃度は真の平均値より高

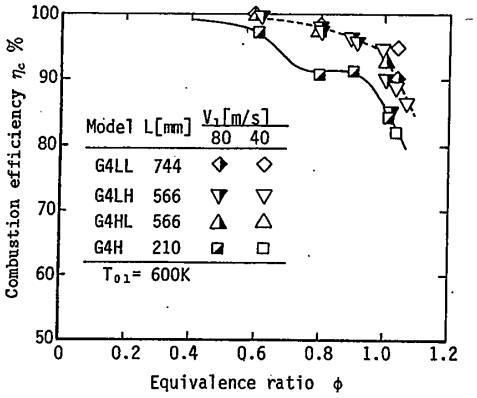


図15　保炎器Ｇ４の場合の燃焼効率特性

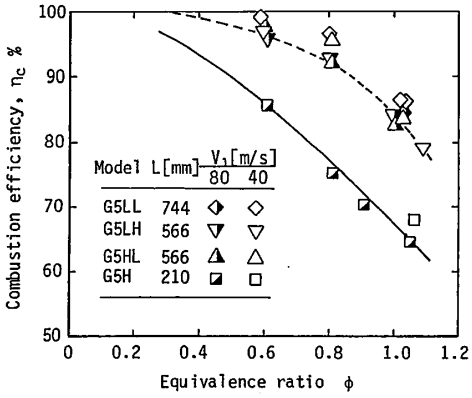


図16　保炎器Ｇ５の場合の燃焼効率特性

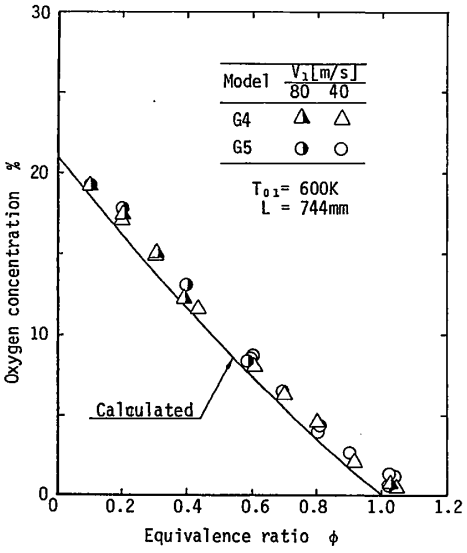


図17　燃焼筒長さL=744mmの場合の残留酸素濃度

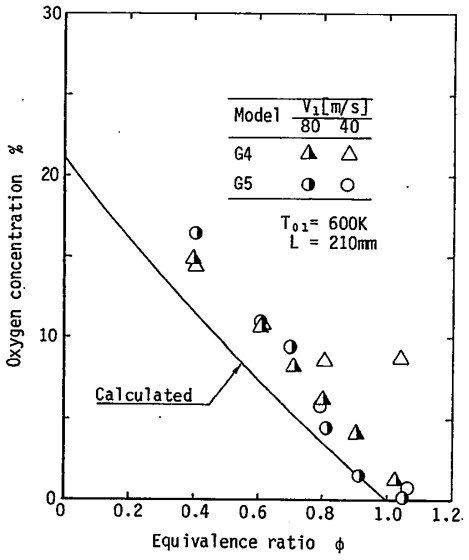


図18　燃焼筒長さL=210mmの場合の残留酸素濃度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

濃度となった可能性がある。しかしG5については比較的平均的ガス採取がされておりほぼ理論値に近い酸素濃度を示している。この結果と図14よりみてG4のシリーズよりわずかながら高い排出量となることがわかる。

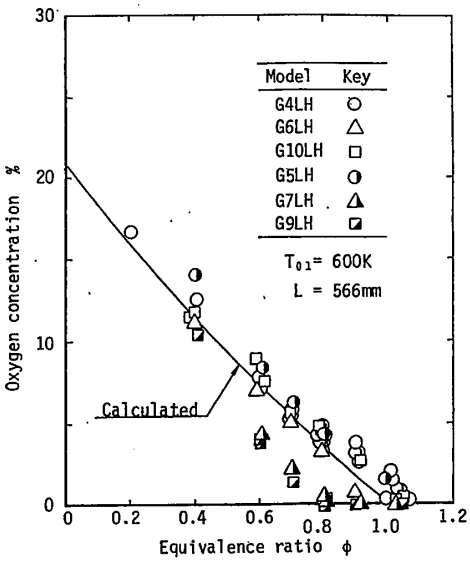


図19 燃焼筒長さL=566mmの場合の全保炎器における残留酸素濃度

5．まとめ

(1) NO_xの排出は滞留時間に大きく依存する。したがってNO_x排出量を少なくするには燃焼安定性を損わない限り高速気流中で、燃焼効率を低下させない限り燃焼筒を短くして燃焼させることが有効である。

(2) NO_x排出レベルには「混合」が影響し、燃料噴射速度、方向、噴射孔配置などの相異による排出レベルの違いが生ずる。傾向として噴射速度が大きく、噴孔がまばら、もしくは上流向噴射など燃料が早く混合する状況で低いNO_x排出を示した。

(3) 上流噴射の模型G4、6、10ではϕ＝0.6～0.9にかけて高いNO_x排出を示す。下流噴射の模型G5、7、9ではϕ＝0.5～0.7にかけてより高いNO_xを排出する。しかし後者の場合は平均濃度以上の濃い燃焼ガス中での測定したため、実際の平均排出絶対値はこれより低い値となる。

(4) 燃焼筒が566mm以下の場合には燃焼筒出口に至っても燃焼ガスの拡散・混合が均質でなく、ガス採取位置には十分な配慮が必要である。

なお今回の試験でT_{01}=600K、V_1=80m/sのNO_x排出レベルは最大6g/kgfuel程度であった。エンジンの出力は燃料重量よりも発熱量にほぼ比例することからこの値にメタン燃料と同一発熱量換算を行うと2.6g/kgfuelに相当する。

参考文献

1) 能瀬弘幸：航空機およびスペースプレーン用エンジン、日本機械学会誌、93巻855号 (1990) 150-157

2) Tamaru,T., et al.: Hydrogen Fueled Subsonic-Ram-Combustor Model Tests for an Air-Turbo-Ram Engine, ISABE 89-7028 (1989/9) 282-290

3) Tamaru,T., et al.: Hydrogen Gas Cooling Capability of Combustor Wall for a Turbo-Ram-Engine, ASME Paper 91-GT-353 (1991/6) 1-6

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－5

セラミックコンバスターの信頼性評価

*梶　正己（京セラ）　小梶　彰　（京セラ）
大橋　一生（ヤンマーディーゼル）
稲垣　正祥（京セラ）　西村　道明（京セラ）

1．緒　言

低燃費、低エミッション化を目指して、セラミックスをガスタービンに応用する研究開発が国内外で行われている。セラミックスは高温高強度、低比重などの優れた特性を有する反面、脆性を示すため、金属等に用いられてきた従来の信頼性評価方法とは異なった評価方法が必要である。

構造部材として用いられるセラミックスの信頼性評価を行うには、一般にワイブル統計[1]を用いて算出した部材の破壊確率を基準にする。この理論は1軸応力状態でしか考えていないものであり、一般に実験よりかなり危険側の評価を与えることが知られている[2]。

セラミックスのより信頼性の高い評価を行うためには、線形破壊力学と確立された統計理論を統合した理論を用いる必要がある。本論文では破壊確率の計算に、多軸の破壊クライテリアを考慮できるＣＡＲＥＳ[3]を用いた。これはＮＡＳＡで開発されたもので、有限要素法によって得られた応力を基にして、セラミック部品の即時破壊確率を算出することができる。また、このＣＡＲＥＳは４点曲げや引張試験などの比較的単純な実験結果から、ワイブルの特性パラメータを算出することができる。

以上の破壊確率計算をより正確に行うためには、内部、表面を区別した材料の破壊確率を求めるなど、解析に必要な材料特性を精度よく評価しておく必要がある。本論文は、セラミックコンバスターの解析例において、セラミック部品の構造部材としての信頼性評価を行うための解析手法及び材料評価の手法について述べることを目的とする。

2．材料特性と評価

評価材料は窒化ケイ素であり、図１に示す形状のコンバスターから試験片を切り出し、応力解析および破壊確率解析に必要な材料特性を評価した。応力解析に要する特性はヤング率、ポアソン比、熱膨張率、熱伝導率、比熱であり、破壊確率解析に要する特性は４点曲げ強度、ワイブル係数およびポアソン比である。それぞれ温度依存性を考慮した。

ヤング率およびポアソン比は、それぞれJIS R1601 およびASTM C848-78に準じて測

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

定した。常温から 1400 ℃までの結果を図２に示す。ヤング率は温度上昇に伴って低下し、ポアソン比はほぼ一定値を示した。熱膨張率は JIS C2141に準じて測定した。温度上昇に対する線膨張量は、図３に示すようにほぼ直線的に増加し、平均熱膨張率 3.1 ×10^{-6}／℃を得た。熱伝導率と比熱はレーザーフラッシュ法[4]によって測定した。図４に示すように温度上昇に伴って、熱伝導率は低下し、一方、比熱は増加した。

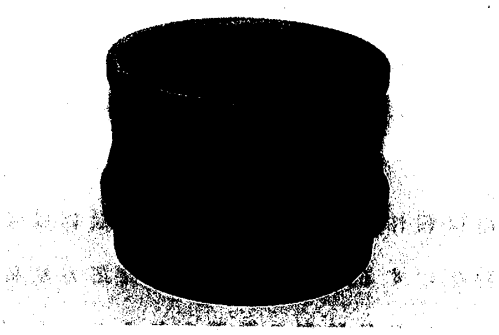


図１　窒化ｹｲ素ｺﾝﾊﾞｽﾀｰ

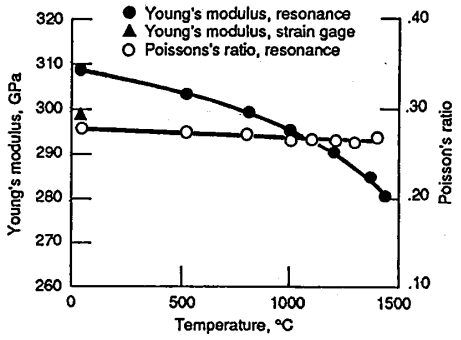


図２　ﾔﾝｸﾞ率とﾎﾟｱｿﾝ比

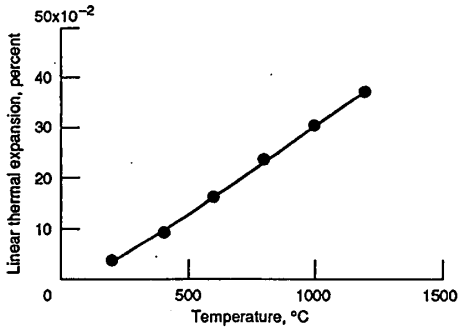


図３　熱膨張率

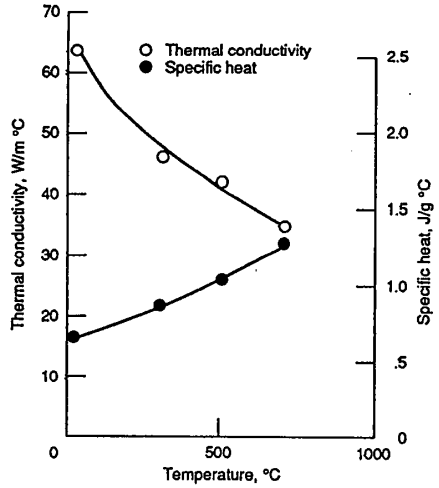


図４　熱伝導率と比熱

４点曲げ強度は JIS R1601 および 1604に準拠し、コンバスターから切り出した、断面が 3×4mm の試験片を用いて測定した。試験片は研削後に 1150 ℃大気中で 1.5 時間熱処理し、機械加工の影響を取り除いた。支点の上スパン、下スパンはそれぞれ 10 および 30mm であり、クロスヘッド速度は 0.5mm/minであった。測定温度は 25、1000および 1371℃であり、各温度で最低 27本の抗折試験データを得た。破壊源の種類と位置（表面に繋がっているか、または完全に内部か）は光学的顕微鏡と必要に応

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

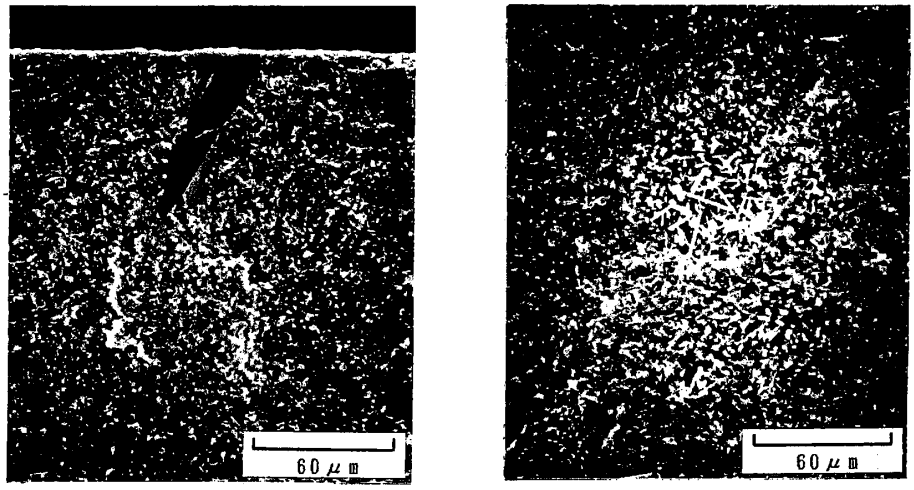
じて走査型電子顕微鏡（SEM）を用いて決めた。結果を表1に示す。特性強度（σ_0）とワイブル係数（m）の両者とも温度上昇に伴い低下した。ここで、特性強度とは試験片の 63.2 %が破壊する応力に相当する。破壊源は 30～100μm の粗大粒か、または、15～70μm のポアであった。典型的な例を図5（a）および（b）に示す。

25℃と 1000 ℃において内部欠陥から破壊した試料数は少なく、統計データを得るのが困難であった。一方、1371℃においては試料の約 50 %が内部欠陥から破壊した。また、25℃において 31本中 6 本、1000℃においては 27本中 3 本が、試験片コーナー部に繋がった欠陥から破壊した。これらの破壊は表面破壊として分類した。

表1　4点曲げ試験結果

Temperature (°C)	Flaw Location	Number of Specimens	Least Square Fit: Characteristic Strength (MPa)	Least Square Fit: Weibull Modulus	Maximum Likelihood: Characteristic Strength (MPa)	Maximum Likelihood: Weibull Modulus
25	S	26	693	18.36	693	18.65
	V	3	751	21.44	748	32.44
	U	2				
1000	S	26	591	13.78	591	13.33
	V	1	622	17.00	622	23.80
	U	0				
1371	S	29	565	10.12	574	8.86
	V	21	584	13.95	584	15.31
	U	0				

S = Surface Flaw; V = Volume Flaw; U = Unknown Origin.



（a）粗大粒　　（b）ポア

図5　破壊源

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3. コンバスター破壊確率計算

3－1）熱応力解析

機関の急停止時、セラミックコンバスターは急冷され、その希釈ホール部に熱応力が急激に発生する。この熱衝撃現象がもたらす熱応力の時間変化をＦＥＭにより解析した。図６にコンバスターの有限要素モデルを示す。対称性から1/16の部分を解析した。表２には解析に使用した、定常および急冷状態におけるガス温度と熱伝達率を示す。機関運転時のガス温度は、コンバスターの内部で1350℃、外部とプライマリーホール部で 913℃とした。熱伝達率は定常時と急冷時で等しいと仮定した。

図７はＦＥＭ静解析によって得られた定常時の温度分布である。コンバスター内のプライマリーホールと取り付けフランジとの温度差は 30℃ 以下である。これによって得られた熱応力は比較的低く、プライマリーホールの端部で最大 60MPaである。一方、急冷時のこの部分の最大主応力は、ＦＥＭ非定常解析によって得られ、図８に示すように時間経過と共に変化し、30秒

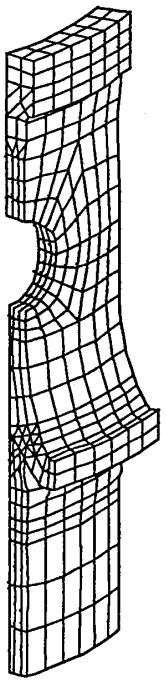


図６　ＦＥＭﾒｯｼｭ

表２　ｶﾞｽ温度と熱伝達率

		Inside	Outside	Primary Hole
Heat Transfer Coefficient (W/m^2K)		85.5	113.3	1032
Gas Temperature (°C)	Steady State	1350	913	913
	Transient State	300	300	300

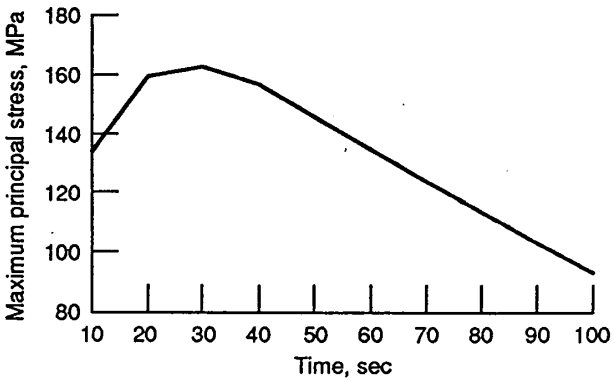


図８　応力－時間曲線

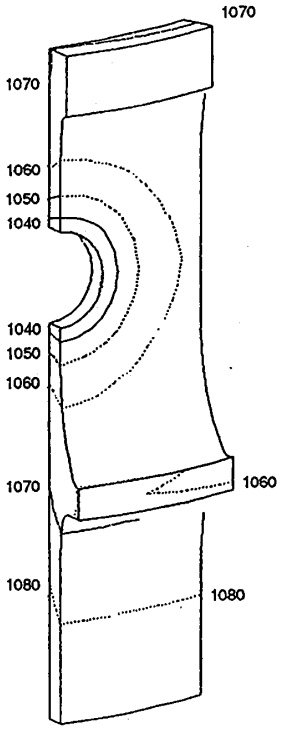


図７　定常時温度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

後に最大値 163MPaを示した。図９と１０はそれぞれ 30秒後における温度分布と最大主応力分布を表す。プライマリーホールと取り付けフランジ間の温度差は約200 ℃である。この場合、プライマリーホールの端部に比較的大きな温度勾配が発生しているため高い引張応力が生じている。

以上の結果より定常時に比較的低応力であったものが、機関停止時の急冷により高応力となることが示されたので、以下、燃料遮断後 30 秒における引張応力に着目して信頼性解析を行う。

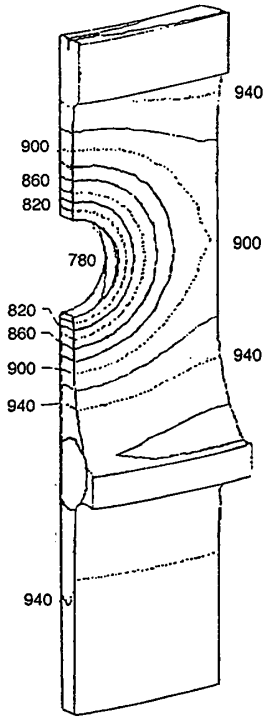


図９　急冷時温度分布

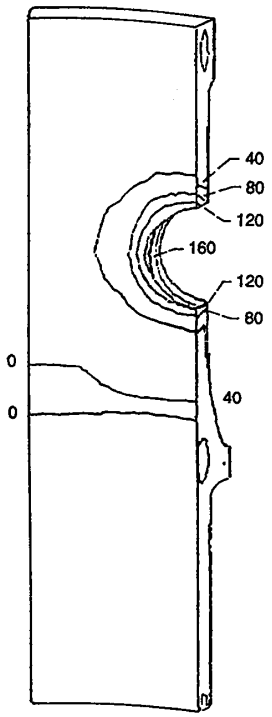


図１０　急冷時最大主応力分布

３－２）破壊クライテリアおよび破壊確率計算

ＣＡＲＥＳは Batdorf[5]によって提唱された理論が基本になっており、そこでは多軸応力下の有効応力構成式を導入するのに線形破壊力学が使用されている。なお、ＣＡＲＥＳにある線形破壊クライテリアは、垂直応力クライテリオン、全ひずみ解放率クライテリオン、最大主応力クライテリオン、ＰＩＡクライテリオンおよびシェティの現象論的なクライテリオン[6]の５つである。

ＣＡＲＥＳで用いられる材料強度パラメータは、特性強度（σ_0）とワイブル係数（ｍ）であり、曲げ試験などの材料強度実験から求める。これらのパラメータは材料強度と破壊確率の関係から、最尤法（ＭＬ）または最小自乗法（ＬＳ）を用いることによって算出されるが、本論文で用いた値は特に断わりの無い限り最小自乗法による

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ものである。また、通常、破壊源は表面と内部の両方に存在する。この破壊源の位置を表面と内部で区別したものを Censoredデータ、区別しないものを Uncensoredデータと定義する。

Censoredデータの結果から、上記５つの破壊クライテリオンを用いて算出したコンバスターの破壊確率を表３に示す。いずれのクライテリオンにおいても、内部破壊および表面破壊に拘らず非常に低い破壊確率が得られた。さらに、表面の破壊確率が内部の破壊確率よりも大きくなった。全破壊確率の最大値は、シェティのクライテリオン（シェティパラメータ C＝0.80）の場合で、2.463×10^{-9} となった。また、最小値はＰＩＡクライテリオンの場合で、6.962×10^{-10}となった。

表３　ＣＡＲＥＳによるコンバスターの破壊確率

Criteria	Probability		
	Volume	Surface	Total
Shetty's Semi-Empirical Penny Shape (Semi-Circular) Mode I Fracture	1.823×10^{-11}	2.445×10^{-9}	2.463×10^{-9}
Shetty's Semi-Empirical Penny Shape (Semi-Circular) Shear Sensitive	3.874×10^{-13}	7.719×10^{-10}	7.723×10^{-10}
Strain Energy Release Rate Penny Shape (Semi-Circular) Mode I Fracture	1.146×10^{-12}	9.929×10^{-10}	9.940×10^{-10}
Strain Energy Release Rate Penny Shape (Semi-Circular) Shear Sensitive	4.217×10^{-13}	7.050×10^{-10}	7.055×10^{-10}
Normal Stress Fracture	5.223×10^{-13}	7.001×10^{-10}	7.006×10^{-10}
Maximum Tensile (Normal Stress) Penny Shape	9.954×10^{-13}	7.001×10^{-10}	7.011×10^{-10}
PIA Model	5.246×10^{-13}	6.957×10^{-10}	6.962×10^{-10}

Uncensoredデータから得たパラメータからも部品の信頼性計算ができ、シェティの実験式を用いて破壊確率を推定したものを表４に示す。内部破壊確率は1.106×10^{-13}となり、表面破壊確率は 2.315×10^{-12} となった。これらの値を表３のものと比較すると、Censoredデータと Uncensored データから得られた破壊確率には明白な有意差がある。Uncensoredデータから得られた材料パラメータは、試料数が多いので統計的な意味はあるが、破壊源位置を区別していないために、表面からの破壊による特性を正しく取り入れていない。この結果、区別した場合よりも破壊確率が明白に小さくなっていることに留意しておく必要がある。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

次に最悪の事態の評価として、最尤法から求めたワイブル係数と特性強度の 90 % 信頼区間の下限値を用いて、破壊確率の計算を行った。このような極端な場合には表4に示すように破壊確率が増加し、5.302×10^{-6} となった。

また、算出した応力はＦＥＭのメッシュ分割法に依存すると考えられる。本解析において、応力はプライマリーホールの端部に集中している。部品の全破壊確率は応力集中している部分の応力のワイブル係数乗で決まるため、全破壊確率もメッシュ分割に依存する。シェティの破壊クライテリオンの場合について、標準メッシュ（粗）と微細メッシュにおける破壊確率を表３と４に示した。微細メッシュで得られた破壊確率は標準メッシュのものよりも小さくなっている。

以上の計算ではコンバスターの破壊確率は、最悪の場合でも非常に小さくなった。従って、仮定した条件下で、このコンバスターの信頼性は高いことが判った。

表４　ＣＡＲＥＳによるコンバスターの破壊確率

Criteria : Shetty's Semi-Empirical Mode I Fracture
Penny Shape (Semi-Circular)

	Probability		
	Volume	Surface	Total
Uncensored	1.106×10^{-13}	2.315×10^{-12}	2.426×10^{-12}
Extreme Weibull Modulus	2.888×10^{-12}	5.302×10^{-6}	5.302×10^{-6}
Fine Mesh	1.249×10^{-16}	4.976×10^{-12}	4.976×10^{-12}
Fine Mesh with Extreme Weibull Modulus	1.665×10^{-16}	2.482×10^{-8}	2.482×10^{-8}

4. 結　言

破壊確率の定量的評価はセラミック部品の設計に重要な指針を与えることをコンバスターの解析を用いて示した。窒化ケイ素コンバスターの統計的な材料パラメータを求め、種々の破壊クライテリオンによる破壊確率を算出したところ、仮定した負荷条件下で信頼性の高いことが判った。また、この解析において材料特性の統計解析に内部および表面欠陥の区別をする重要性を示した。しかしながら、従来の単純な曲げ試験だけは内部破壊解析に十分なデータを得ることができなかった。より多くの内部破壊のデータを得るには、引張試験も必要となろう。また、本論文ではシェティ等の現象論的破壊クライテリアにおけるパラメータ評価については触れなかった。これらの数値の評価を多軸試験等で行うことも信頼性評価の上で重要であることを記しておく。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

本論文では即時破壊モードのみ考慮しており、寿命予測評価に関しては疲労試験のみならず、より理論的な研究を継続していく必要がある。

なお、本研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構（ＮＥＤＯ）の委託により行われたものである。

5. 参考文献

1. W.Weibull, 'A Statistical Theory of the Strength of Materials,' Ingeniörs Vetenskaps Akademiens Handlingar, Nr. 151 (1939)
2. J.P.Gyekenyesi, 'SCARE: A Postprocessor Program to MSC/NASTRAN for Reliabilty Analysis of Structural Ceramic Components, 'J.Eng.G.T.Pow. 108 [7] 540-46 (1986)
3. N.N.Nemeth, J.M.Manderscheid and J.P.Gyekenyesi, 'Ceramics Analysis and Reliability Evaluation of Structures (CARES) User's and Programmers Manual,' NASA TP-2916 (1990)
4. T.Hirai, S.Hayashi and K.Niihara, 'Thermal Diffusivity, Specific-Heat and Thermal-Conductivity of Chemically Vapor-Deposited Si_3N_4,' Amer.Ceram.Soc. Bull., 57 [12] 1126-30 (1978)
5. S.B.Batdorf and H.L.Heinisch,Jr., 'Weakest Link Theory Reformulated for Arbitrary Fracture Criterion,' J.Amer.Ceram.Soc., 61 [7-8] 355-58 (1978)
6. D.K.Shetty, 'Mixed-Mode Fracture Criteria for Reliability Analysis and Design with Structural Ceramics,' J.Eng.G.T.Pow. 109 [7] 282-89 (1987)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－6

各種気体中での非灰色放射解析

谷口　博　（北大工）　　工藤　一彦　（北大工）
黒田　明慈　（北大工）　　小幡　正一　（ＩＨＩ）
*大高　円　（北大院）

１．緒言

化石燃料を用いるガスタービンの燃焼において、燃焼生成物としてH_2O、CO_2が発生する。また粗悪燃料、不完全燃焼などのためにNO_X、SO_X、CO、未燃C_XH_Yの発生も見られる。これらの燃焼生成物は特有の熱放射物性を有し、それらに対する放射伝熱解析は工学的に重要な研究課題である。(1)

従来より行われてきたこれらのガスに対する放射解析のほとんどは、簡単化のため、解析に際し必要となるガスの放射物性に対し、放射エネルギー（電磁波）の波数によらず一定とする灰色近似を用いている。固体表面の場合、この灰色近似は、実用上かなり良い近似を与えることが知られているが、ガスの場合、吸収と射出がガスの種類に固有な幾つかの離散的な波数域で行われるため、放射物性が放射エネルギーの波数に依存しないとする灰色近似は、かなり大胆な近似となる。

本研究では、多次元への拡張性・変形境界等の扱いが容易なモンテカルロ法を用い燃焼ガス中のH_2O、CO_2、CO、NOを対象として、一次元系における非灰色放射解析を行った。

２．記号

A　：壁面要素の面積 [m^2]
d　：線間隔 [cm^{-1}]
E_B：黒体の放射能 [W/m^2]
K_ν：単色吸収係数 [1/m]
L_P：透過距離 [-]
P_e：圧力パラメータ [-]
Q　：エネルギー・熱量 [W]
q　：熱流束 [W/m^2]
R　：乱数
S　：線強度 [$cm^{-1}/g\cdot m^{-2}$]
V　：ガス要素の体積 [m^3]

α　：バンド強度 [$cm^{-1}/g\cdot m^{-2}$]
β　：線拡がりパラメータ
γ　：線半幅値 [cm^{-1}]
ε　：壁面放射率
η　：射出角度 [rad]
ν　：波数 [cm^{-1}]
ρ　：密度 [kg/m^3]
ω　：バンド幅パラメータ [cm^{-1}]

添え字

w、g、ν：壁面、ガス、単色
out、in、a：射出、吸収、受熱

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．解析手法

解析に用いた系は、図１に示すように、温度の異なる２枚の無限平行平板と、これに囲まれた非灰色ガスからなる。解析にあたり、２枚の壁面はそれぞれT_{w1}、T_{w2}の温度一定の黒体面とする。また、ガス要素は、壁面に平行な１０の要素に分割する。

１）エネルギー方程式

壁面要素、ガス要素が満たすべきエネルギー方程式は、それぞれ式(1)(2)となる。

$$Q_{w.out}+Q_{w.a}=Q_{w.in} \quad \cdots\cdots (1)$$

$$Q_{g.out}=Q_{g.in} \quad \cdots\cdots (2)$$

ここで$Q_{w,out}$、$Q_{g,out}$はそれぞれ壁面、ガスより射出されるエネルギーであり次式のように求められる。

$$Q_{w.out}=A\varepsilon\int_0^\infty E_{B,\nu}d\nu \quad \cdots\cdots (3)$$

$$Q_{g,out}=4V\int_0^\infty K_\nu E_{B,\nu}d\nu \quad \cdots\cdots (4)$$

また$Q_{w,in}$、$Q_{g,in}$はそれぞれ壁面、ガスによって吸収されるエネルギーであり、モンテカルロ法によるエネルギー粒子の追跡によって求められる。系が熱平衡にある場合、式(2)より各ガス要素の温度が決定され、式(1)により壁面受熱量$Q_{w,a}$が求められる。これより壁面熱流束は式(5)となる。

$$q_w=Q_{w,a}/A \quad \cdots\cdots (5)$$

２）ガスの単色吸収係数

ガスのある吸収バンドにおける単色吸収係数は、Elsasserモデル[(2)]を仮定することにより式(6)となる。（$\nu^*=|\nu-\nu_0|$：吸収バンドの代表波数ν_0との波数差）

$$K_{\nu,i}=\rho\left(\frac{S}{d}\right)\frac{\sinh(2\pi\gamma/d)}{\cosh(2\pi\gamma/d)-\cos(2\pi\nu^*/d)} \quad \cdots\cdots (6)$$

ここで各ガスの吸収バンドの代表波数ν_0は表１の値の逆数（$1/\nu_0$）を用いた。

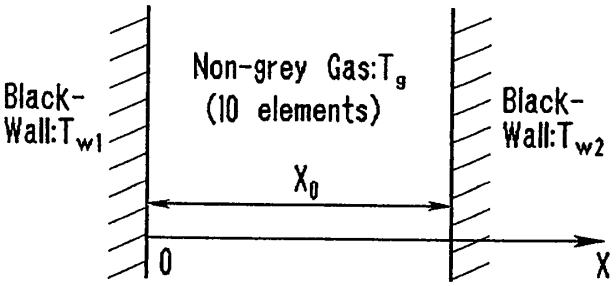


図１ 解析系

表１ 吸収バンドの代表波長（$1/\nu_0$）

H_2O	CO_2	CO
Rotational 6.3μm 2.7 1.87 1.38	15μm 10.4 9.4 4.3 2.7 2.0	4.7μm 2.35
		NO
		5.3μm

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

また式(6)中の各パラメータは、Edwardsらの提唱する指数型広域バンドモデル[3]のパラメータにより式(7)(8)のように書き換えられる。

$$\left(\frac{S}{d}\right)=\left(\frac{\alpha}{\omega}\right)\exp\left(-\frac{\nu^*}{\omega}\right) \quad \cdots\cdots (7)$$

$$\left(\frac{\pi\gamma}{d}\right)=\beta Pe \quad \cdots\cdots (8)$$

式(6)の、右辺分母ｃｏｓ項を無視し、式(7)(8)を代入することにより、吸収バンドの単色吸収係数は、式(9)となる。

$$K_{\nu,i}=\left(\frac{\alpha}{\omega}\right)\exp\left(-\frac{\nu^*}{\omega}\right)\tanh(2\beta Pe) \quad \cdots\cdots (9)$$

式(4)中に用いているガスの単色吸収係数は、それぞれの吸収バンドにおける単色吸収係数の総和として求められ、式(10)となる。

$$K_\nu=\sum_{i=1}^{n}K_{\nu,i} \quad (\text{ｎは吸収バンドの総数}) \quad \cdots\cdots (10)$$

ここで、式(9)に表れるパラメータ（α、β、ω、Pe）は、気体の温度と圧力の関数であることから、K_νは、温度、圧力、波数の関数となる。

３）エネルギー粒子の追跡

先にも述べた通り、式(1)(2)の$Q_{w,in}$、$Q_{g,in}$は、エネルギー粒子の追跡によって求めている。まず式(3)(4)から各要素の総射出エネルギー量を求め、これを多数のエネルギー粒子に分割する。次に各エネルギー粒子に対し、射出波数、射出位置、射出方向および透過距離をモンテカルロ法により決定し、射出されたエネルギー粒子が、どの要素において吸収されるかを幾何学的に求める。

射出波数の決定は、次のように行う。面積Ａの壁面および体積Ｖのガスより、波数領域０～νにおいて射出される放射エネルギーは、

$$Q_{w,out}(\nu)=A\varepsilon\int_0^\nu E_{B,\nu}\,d\nu \quad \cdots\cdots (11)$$

$$Q_{g,out}(\nu)=4V\int_0^\nu K_\nu E_{B,\nu}\,d\nu \quad \cdots\cdots (12)$$

ここで次のような関数ｆ（ν）を考える。

$$f(\nu)=\frac{Q_{out}(\nu)}{Q_{out}(\infty)} \quad \cdots\cdots (13)$$

式(13)は$Q_{out}(\nu)$の累積確率分布となっているので、これを０～１の乱数と等置すると、波数νはｆ（ν）の逆関数$f^{-1}(\nu)$によって式(14)のように表される。

$$\nu=f^{-1}(R_\nu) \quad \cdots\cdots (14)$$

これにより射出エネルギーの波数分布に対応した波数の決定がなされることになる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

この様子をガスから射出されるエネルギーを例に図２(a)～(c)に示す。(a)はある温度、圧力のガスの単色吸収係数K_νとその温度における単色黒体放射$E_{B,\nu}$を示したものであり、(b)(c)は式(12)(13)に対応する。

図３に示すガス要素から射出されるエネルギー粒子の射出位置は、式(15)となる。

$$X_e=\Delta X\cdot R_X \quad \cdots\cdots (15)$$

射出方向は、壁面要素およびガス要素に対し、それぞれ式(16)(17)となる。

$$\eta_W=\cos^{-1}\sqrt{1-R_\eta} \quad \cdots\cdots (16)$$

$$\eta_g=\cos^{-1}(1-2\cdot R_\eta) \quad \cdots\cdots (17)$$

射出されたエネルギー粒子の透過距離は、Beerの法則により式(18)から決定される。

$$L_P=-\ln(1-R_L) \quad \cdots\cdots (18)$$

要素ｊから射出されたエネルギー粒子は、射出波数に対する各ガス要素の単色吸収係数と、透過経路の幾何学的長さX_gとの積の総和が、透過距離に等しくなる要素ｋにおいて吸収される。

$$\sum_{i=j}^{k} K_\nu(i)X_g(i)=L_p \quad \cdots\cdots (19)$$

また、射出されたエネルギー粒子が壁面に達した場合、壁面は黒体面を仮定しているので、全て吸収される。全エネルギー粒子が吸収された時点でエネルギー粒子の追跡は終了する。

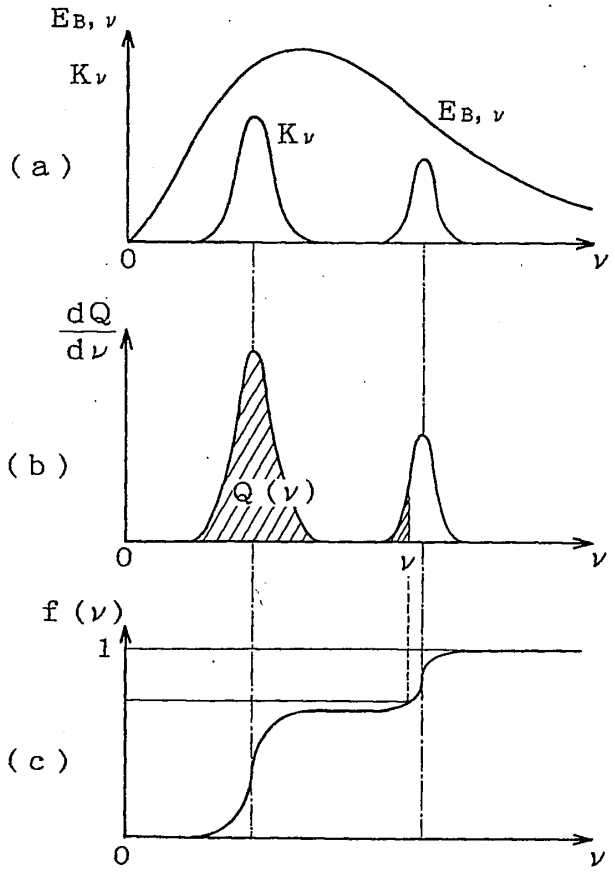


図２ 波数選択 (a)(b)(c)

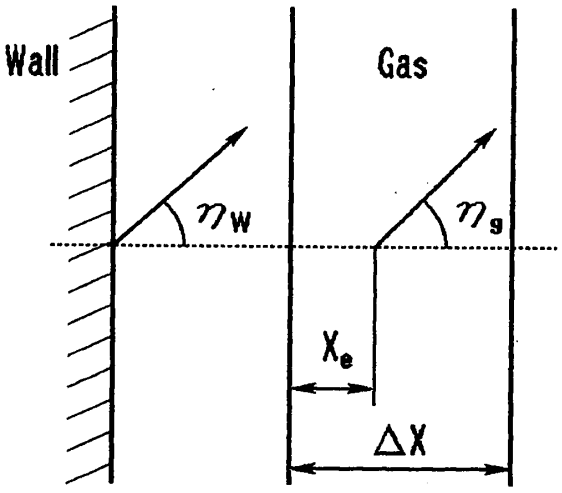


図３ 解析モデル
（射出位置・射出方向の決定）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

4）解析手順

解析の全体的な手順を以下に示す。最初に各ガス要素に対し圧力を与え、初期温度を仮定し、これに対するガスの単色吸収係数を式(10)より求める。次に式(3)(4)から各要素における全射出エネルギーを求め、これらを多数のエネルギー粒子（本解析では１０万個）に分割し、各要素から射出されるエネルギー粒子の有するエネルギー量を求めておく。全てのエネルギー粒子に対し、射出波数、射出位置、射出方向、および透過距離を式(14)～(18)から決定し、式(19)によって吸収要素を求めることにより、各要素の全吸収エネルギーを求める。この段階で、熱平衡条件（式(2)）が成立しない場合には、その非平衡度に応じて各ガス要素温度を変更して、計算を繰り返す。平衡状態が成立した場合、式(1)(5)より壁面熱流束を求め解析を終了する。

４．解析結果

1）解析条件

本解析では、各ガスに固有な吸収バンド（表１参照）の影響を明確にするため、H_2O、CO_2、CO、NOについて別々に解析を行った。解析条件は以下のとおり、壁面間距離X_0は1.0 [m]、壁面温度T_{w1}、T_{w2}は1000,1500 [K]、ガス圧力ｐは1.0 [ata]

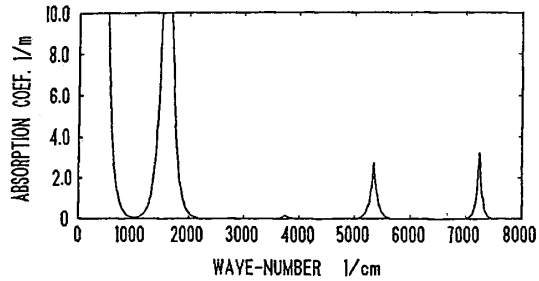
2）解析結果

図４～７の（ａ）にそれぞれのガスの1.0[ata]、1000[K]における単色吸収係数、（ｂ）には高温壁から低温壁へ直接入射するエネルギースペクトルの波数分布を示す。単色吸収係数の大きくなっている吸収バンドと入射エネルギースペクトルの落ち込んでいる波数域とが、よく一致している。これによって、これらのガスが吸収バンドのみによって吸収を行い、それ以外の波数域では吸収を行わず、高温壁から射出された強さのまま、低温壁に入射していることがわかる。

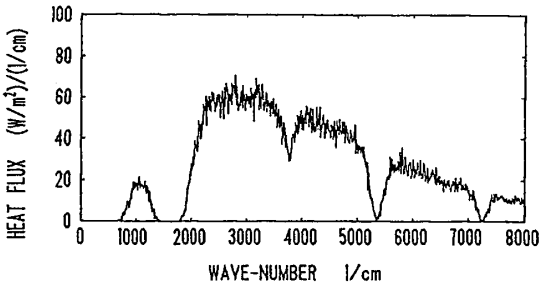
図８に示す温度分布によって比較を行うとCO、NOは、比較的緩やかな温度勾配であるのに対し、H_2O、CO_2は、急な温度勾配を示す。これは、H_2O、CO_2において吸収バンドの単色吸収係数が大きく、高温壁近くのガスにおいて壁面から射出される放射エネルギーが急激に吸収されるためと思われる。

図９に示すように、低温壁へ入射するエネルギーの総量の各ガスによる差は少ない。また、入射エネルギーの大部分は、高温壁から吸収係数の小さい窓領域を通して、直接入射するもので占められる。しかし、黒体の単色放射能がピークになる波数域において広い吸収バンドを有するCO、NOでは、ガス層からの入射エネルギーも比較的多く、COではH_2Oの3.5倍程度である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

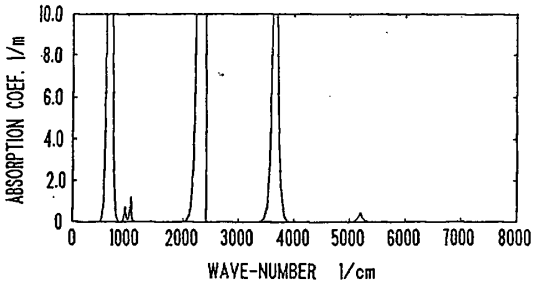


（ａ）　単色吸収係数の波数分布

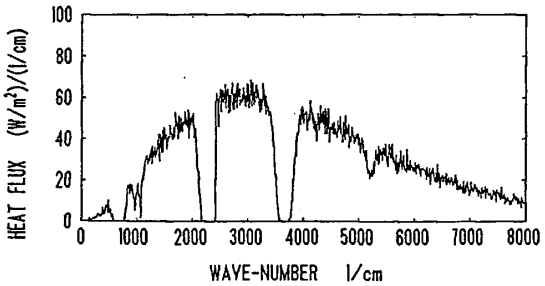


（ｂ）　高温壁から低温壁への
入射エネルギースペクトル

図４　H_2Oの解析結果

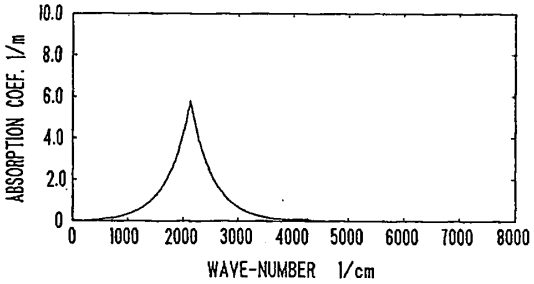


（ａ）　単色吸収係数の波数分布

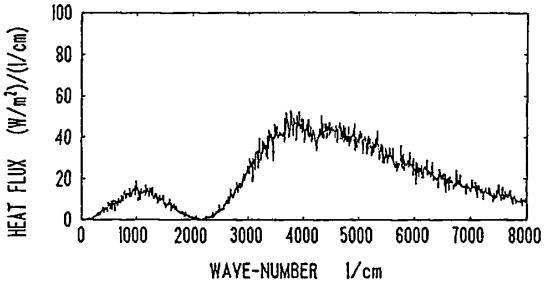


（ｂ）　高温壁から低温壁への
入射エネルギースペクトル

図５　CO_2の解析結果

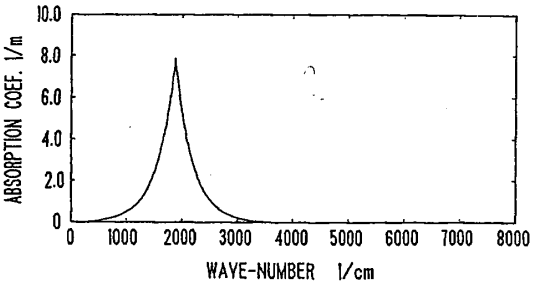


（ａ）　単色吸収係数の波数分布

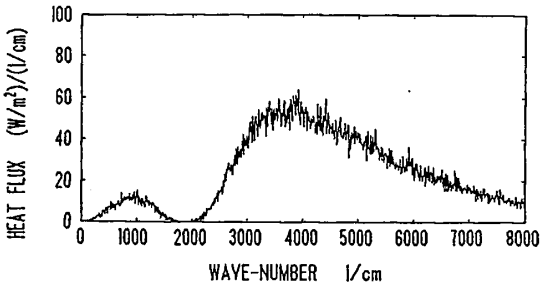


（ｂ）　高温壁から低温壁への
入射エネルギースペクトル

図６　COの解析結果



（ａ）　単色吸収係数の波数分布



（ｂ）　高温壁から低温壁への
入射エネルギースペクトル

図７　NOの解析結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

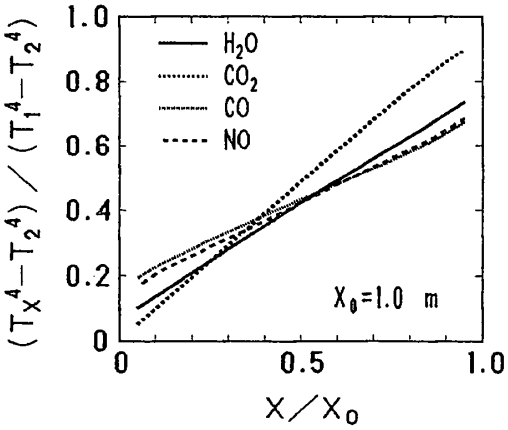


図８　温度分布

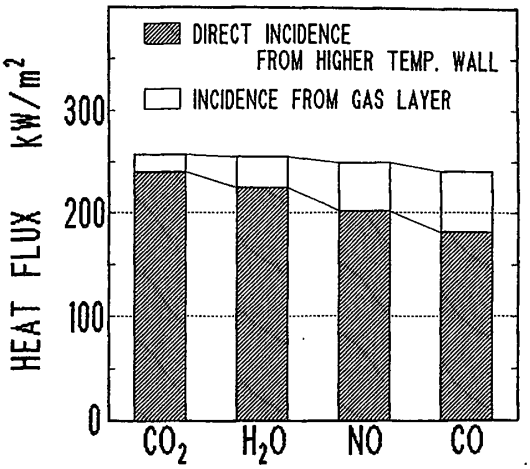


図９　低温壁への入射エネルギー

５．結言

（１）H_2O、CO_2、CO、NOを対象にして、モンテカルロ法による非灰色放射解析を行う手法を確立した。

（２）各吸収バンドにおける単色吸収係数の値が高いH_2O、CO_2は、この値が低いCO、NOに比べて、高温壁近傍のガスによる放射エネルギーの吸収が大きい。

（３）低温壁に入射するエネルギーは、いずれのガスにおいても、高温壁から直接入射するものが支配的であるが、吸収バンドの広いCO、NOではガスからの入射が全体の20～25%を占める。

《参考文献》

(1) 平野・宮内・森，機論，52-473 （昭61），190.

(2) Edwards,D.K.,*Radiation Heat Transfer Notes*,(1981),195,HPC.

(3) Edwards,D.K.,*Advances in Heat Transfer*,12(1976),135,Academic Press.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－7

高速ＶＴＯＬ機用エンジンシステムの性能検討

航空宇宙技術研究所　○松田幸雄　杉山七契
齊藤喜夫　遠藤征紀

１．はじめに

航空宇宙技術研究所では、図１に示すような高度10,000mをマッハ0.8で巡航する高速ＶＴＯＬ機を提案しその概念検討を進めている[1]。この高速ＶＴＯＬ機には、従来のターボファンエンジンのコアエンジンとファンとを分離した新しいエンジンシステムが採用されている。このエンジン（コア分離型ターボファンエンジンと呼称する）は、コアエンジンと、コアエンジンの圧縮機から抽気した空気により動作する推進ファンエンジン及びリフトファンエンジン（両者とも圧縮機を持たない）で構成される。ここでコアからの抽気空気は巡航時及びホバリング時にそれぞれ切換えてファンに供給されることにより、エンジンシステム全体の重量を軽減することが可能である。特にリフトファンエンジンは、重量、形状及び騒音等で従来のエンジンに比べ非常に優れた特長が得られる[2]。

筆者らは先にこのエンジンシステムの設計点性能及び騒音予測結果を報告し、このエンジンシステムが表１に示す高速ＶＴＯＬ機搭載用エンジンの要求性能と低騒音性を同時に兼備えることを述べたが[3]、ここでは高速ＶＴＯＬ機の運航に即した巡航、離陸及びホバリング時における設計点外性能について検討した結果について述べる。

２．設計点性能計算

図２に本エンジンシステムの概略を示す。図２に示すように本エンジンシステムは１基のコアで１基の推進ファンまたは２基のリフトファンを駆動する。ここで性能計算では１基のコアと１基のファン（リフトファンは２基分）との組合せを計算の対象として扱うことにする。

2.1 性能計算パラメータと代表値

エンジン性能計算パラメータと設計点計算結果により選択した代表値を表２に示す。表２で抽気空気流量比Ｂpc及びファンバイパス比Ｂpxは次の様に定義した。

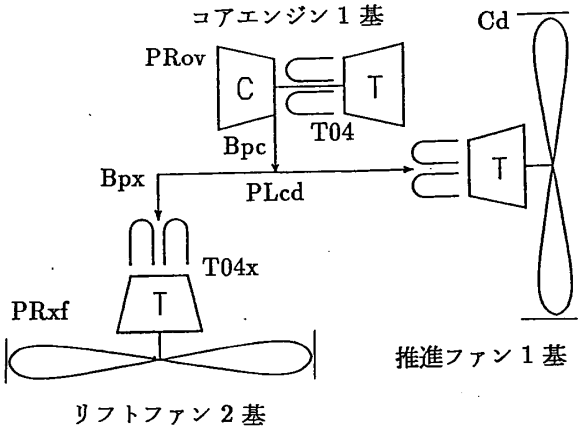


図２．高速ＶＴＯＬ機用エンジンシステム

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

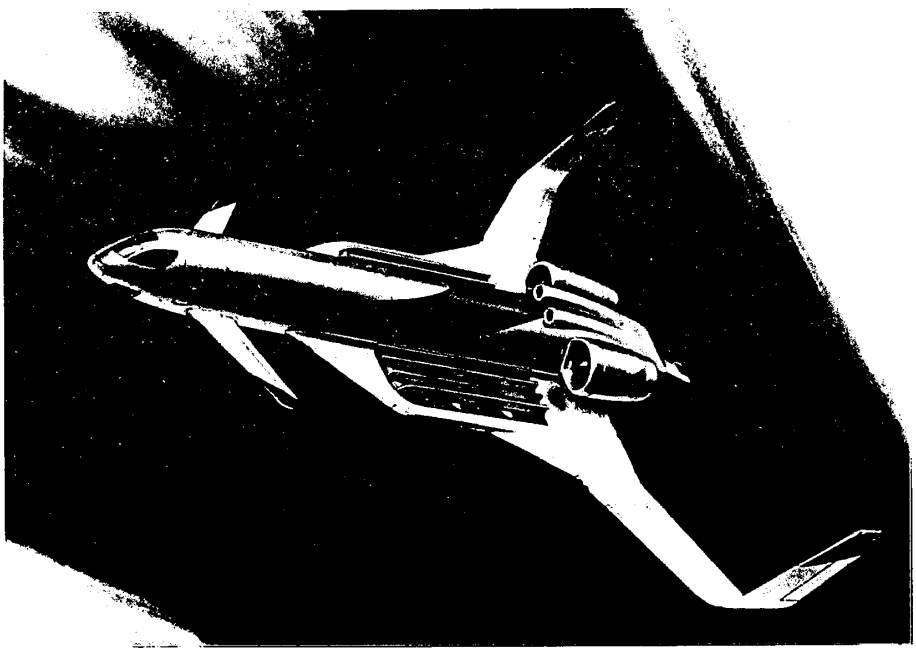


図1　高速ＶＴＯＬ機の概念図

表1　機体の主要諸元および性能

全　長	３０．５ｍ	エンジン構成		飛行マッハ数	０．８
全　幅	２４．２ｍ	コアエンジン	３基	飛行高度	３５，０００ ft
総重量	４０　ｔ	推進ファン	２基	航続距離	２，５００　ｋｍ
乗客数	１００　名	リフトファン	６基		

表2　性能計算パラメータと計算代表値

コアエンジン			ファン		推進ﾌｧﾝ	ﾘﾌﾄﾌｧﾝ
サイクル圧力比	ＰＲov	３５	ファン圧力比	ＰＲxf	１．３	１．１２
タービン入口温度	Ｔ04*	１６８０	ﾀｰﾋﾞﾝ入口温度	Ｔ04x*	１６８０	１４７５
抽気空気流量比	Ｂpc	０．４１５	バイパス比	Ｂpx	１７．２	３５．６
			抽気管圧力損失	ＰＬcd	０．０２	０．０５
＊ 修正温度、単位はＫ			ナセル抵抗係数	Ｃｄ	０．０３	

表3．エンジンシステム設計点性能計算結果

運用形態	巡　航 コア＋ＣＦ	地上静止 コア＋ＣＦ	ホバリング コア＋ＬＦ	単　位
ＳＦＣ	０．５５４	０．２１９	０．１５３	[kgf/ kg/hr]
推　力	２，０００	１５，５００	１０，１００	[kgf]
ファン空気流量	６９１．２	６９１．２	７２５．５	[kgf/s]
ファン入口直径	２．３１７	２．３１７	２．３７４	[m]
ノズル面積 コア ファン	 ０．１５０ ２．３４５	 ０．２２４ ２．７１４	 ０．２２４ ――	[m²]

注：コアの空気流量（40.6[kgf/s]）及び入口直径（0.62[m]）は共通。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$Bpc = Gb / Gc \quad \text{----------} \quad (1)$$

$$Bpx = Gxf / Gc \quad \text{----------} \quad (2)$$

ここにGc、Gb及びGxfはそれぞれコア入口空気流量、抽気空気流量及びファン入口空気流量である。また燃料消費率（ＳＦＣ）は次の様に定義した。

ＳＦＣ＿ＣＦ＝（コア＋ＣＦの燃料流量）／(コア＋ＣＦの推力)---- （３）

ＳＦＣ＿ＬＦ＝（コア＋ＬＦの燃料流量）／ＬＦの推力 ---- （４）

ここにＣＦは推進ファン、ＬＦはリフトファンの略記号である。

次にここで扱うような超高バイパス比エンジンでは、ナセル抵抗を無視することはできなくなりＳＦＣに直接関係するパラメータとなる。ここでは推進ファンのナセル抵抗（Ｆｄ）を次の式で求めた。

$$Fd = 0.5 \cdot \rho V^2 \cdot A \cdot Cd \quad \text{----------} \quad (5)$$

ここにＶは飛行速度、Ａはナセル前面面積及びρは飛行高度における大気の密度である。ナセル抵抗係数Ｃｄの値については0.03一定としたが、この場合Ｆｄは巡航時において推力の７％程度の値となる[4]。抽気管圧力損失の値はコアエンジンとファンとの距離を考慮して推進ファンで２％、リフトファンでは５％と仮定した。

2.2 エンジンシステムの必要推力と設計点性能計算結果

表１で表した機体主要諸元値より、エンジンシステムに必要とされる推力は次の様である。まずホバリング時のリフトファン必要推力は４基×10ｔ／基である。次に巡航時（高度35,000ft、飛行マッハ数0.8)必要推力は、揚抗比10と想定した場合２基×２ｔ／基となる。また必要離陸最大推力は現在の旅客機の数値を参考にして２基×７ｔ／基とした。以上の必要推力をもとに、表２に示した性能計算代表値により求めた設計点性能値を表３に示す。ここでリフトファンのタービン入口温度を1475Kとしたのは、ホバリング状態にて緊急時に推力増大が可能なように余裕を持たせたためである。本設計点計算では、エンジンの作動点が設計点から移動しないことを条件としたが、その場合コアノズル面積は地上静止時に巡航時の49％増及び推進ファンのバイパスノズル面積は16％増に可変することが必要であるとの結果を得た。また地上静止での発生推力は必要離陸推力の約２倍となることなどが明らかになった。

３．設計点外性能の計算

本設計点外性能を計算したプログラムは航技研で開発されたもので、FJR710エンジン及び高効率ガスタービン等の研究開発において性能解析に用いられている[5]。

3.1 設計点外性能計算モデル

設計点外性能計算モデルのブロック図を図３に示す。図では推進ファン及びリフトファンを共通と見做して扱っている。図で示したようにコアエンジンは実際のエンジ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ンを想定して２軸とした。各エンジン要素のうちスタティック要素はエンジンインレットまたはナセル（ＩＮＴ，ＮＣＬ）、圧縮機（ＣＭＰ）、燃焼器（ＣＭＢ）、タービン（ＴＲＢ）及びノズル（ＮＺＬ）、ダイナミック要素はボリューム要素（ＶＯＬ）及びローター要素（ＲＴＲ）である。なおタービン冷却及び制御用ブリード要素（３個）は図では省略してある。本エンジンシステムはスタティック要素17個、ダイナミック要素12個とターボファンエンジンに比べかなり複雑な構成である。

ここでコアエンジンの圧縮機からの抽気空気をファンに導くには、次の２つの方法がある。

（１）通常のブリード要素を介する

（２）一定圧力差以上では下流の変動が上流側に影響を与えないチョークバルブ（ＣＫＶ）を介する

(１)の場合には下流側（ファン）の作動条件の変化が直接上流側（コアエンジン）に影響を及ぼすが、全圧損失は抽気管内の圧力損失のみである。(２)の場合には上流側の動作を常に安定に保つことが可能であるが、全圧損失はさらにチョークバルブ内での全圧損失が加わる。本報告では、(２)の方法を採用すると仮定する。なお計算ではチョークバルブ内の全圧損失は抽気管圧力損失の増加と同等に扱うことができる。

次に計算に用いた要素特性マップは表４に示すものを用いた。推進ファン及びリフトファンの要素特性は、ＮＡＳＡが短距離旅客機用ギアード高バイパス比ターボファンエンジン用に設計したファンの性能データを用いた[6]。低圧圧縮機には航技研が試作した高効率圧縮機の実験データを用いた[7]。高圧圧縮機及びタービンの特性はＳＴＯＬ実験機「飛鳥」に搭載したFJR710/600Ｓのデータを用いた。ここで低圧圧縮機は全４段を、また高圧圧縮機は前段側を可変静翼とした要素データである。

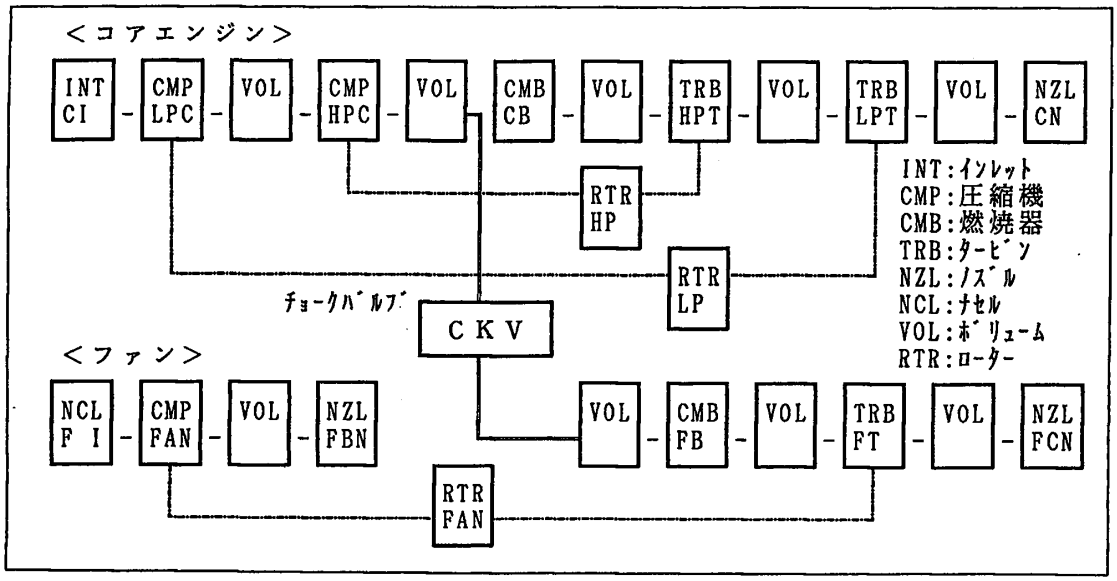


図３　設計点外性能計算モデルブロック図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3.2 ノズル面積の影響

2.で述べたように設計点計算結果では、巡航及びホバリング時にエンジンの作動点を設計点と一致させるには、コアエンジンノズル及びファンバイパスノズル面積を可変にする必要がある。そこでコアエンジンノズル面積（以降ＡＣＮとする）の変化に対するエンジンの作動点の変化を調べた。以下これを低圧圧縮機（以降ＬＰＣとする）特性マップ上の作動点変化として述べる。なおノズル面積の値及びコアエンジンの大きさは巡航時設計点の値を基準にして設定した。

図４にコアエンジンのＬＰＣ性能マップを表す。図で横軸は修正流量を100%修正流量値で割った相対修正流量、縦軸は圧力比及び相対効率である。また図中の⊿印は要素の設計点を示し、数字は回転速度を設計回転速度で割った相対回転速度を表す。図で□印は地上静止時、○印は巡航時の定常作動点を表している。図４においてＡ点は巡航時でコアエンジン出力としての抽気条件（抽気流量、圧力及び温度）が設計点の値と一致する作動点である。次にコアエンジンをＡ点の条件のまま地上静止に移行させた時の作動点をＢ点で示す。ここではコアエンジンは部分負荷で作動することになり、この抽気条件下でのリフトファン発生推力は設計推力（10ｔ）に満たず設計推力の88%程度（T04xを1475Kとした場合、設計点条件）に留まる。そこでリフトファンの発生推力が設計推力と一致する抽気条件になるまでＡＣＮを拡大した場合の作動点をＣ点に示す。この時タービン入口温度、T04は1680K一定で、またＡＣＮの大きさはＢ点に比べ200%であった。以上より巡航とホバリング時においてコアエンジンに要求される抽気条件を得るにはＡＣＮの可変が必要であることがわかった。

次に図４中Ａ点のコアエンジン抽気条件下で推進ファンの燃料流量を変え、巡航時の定常作動線を求めた結果を図５中○印で示す。この時巡航時発生推力及びＳＦＣは設計点の値とほぼ一致する。また図４中Ｂ点の抽気条件下における、推進ファンの地上静止時の定常作動線を図５中□印で示す。この時推進ファンのバイパスノズル面積は巡航時と同じであり、また推進ファン発生推力は設計推力（７ｔ）よりかなり多い。以上のように、推進ファンバイパスノズル面積の可変は必要がないことがわかった。

3.3 コアエンジンノズル面積の可変範囲

上記の結果では、リフトファンの設計推力を得るためのＡＣＮの可変範囲は100%であった。ここではＡＣＮの可変範囲をより少なくすることを目的に、ＡＣＮの可変範囲と発生推力及びＳＦＣとの関係を調べた。3.2 の計算ではコアエンジンの大きさを巡航時設計点の値を基準にして設定したが、ここではホバリング時の設計点値に合せた。図６のＬＰＣ特性マップ上において、ホバリング時のコアエンジン抽気条件が設計点の値と一致する作動点をＣ点で示す。またＢ点はＡＣＮをＣ点の値に比べ51%縮小した時の作動点である。次にコアエンジンをＢ点の条件のまま巡航に移行した時の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表４　計算に用いた要素特性マップ

（Ａ）推進ファン及びリフトファン	ＮＡＳＡ　ＱＳＣＥＥファン
（Ｂ）低圧圧縮機	実験用高効率圧縮機モデル
（Ｃ）高圧圧縮機	FJR710/600Ｓ高圧圧縮機
（Ｄ）低圧タービン	FJR710/600Ｓ低圧タービン
（Ｅ）高圧タービン及びファンタービン	FJR710/600Ｓ高圧タービン

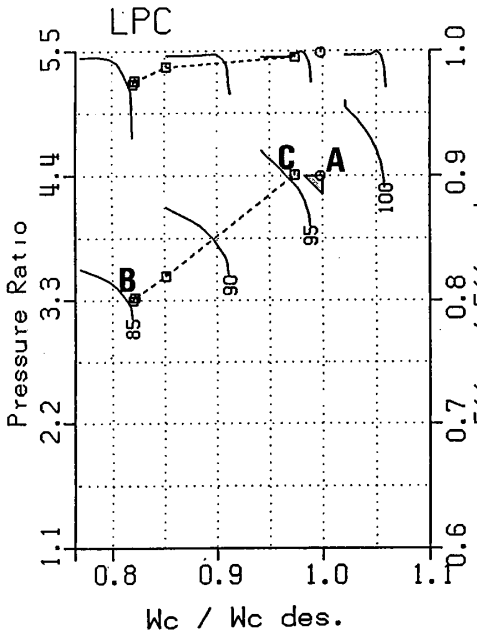


図４．低圧圧縮機性能マップ
（ノズル面積の影響）

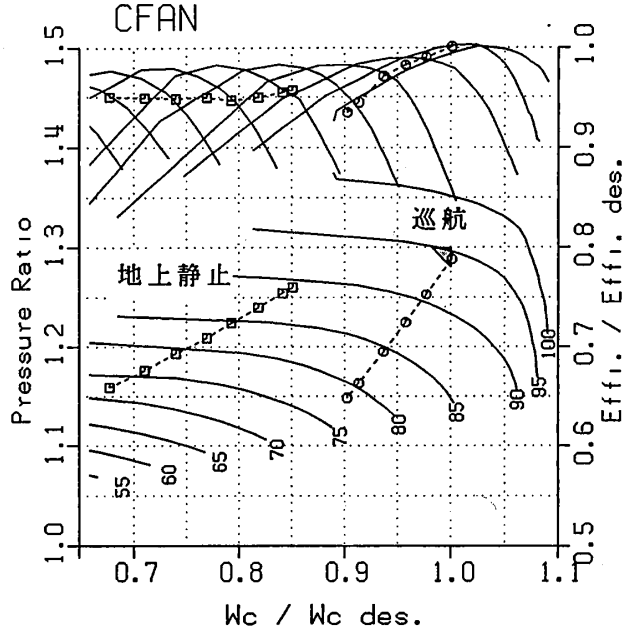


図５．推進ファン定常作動線

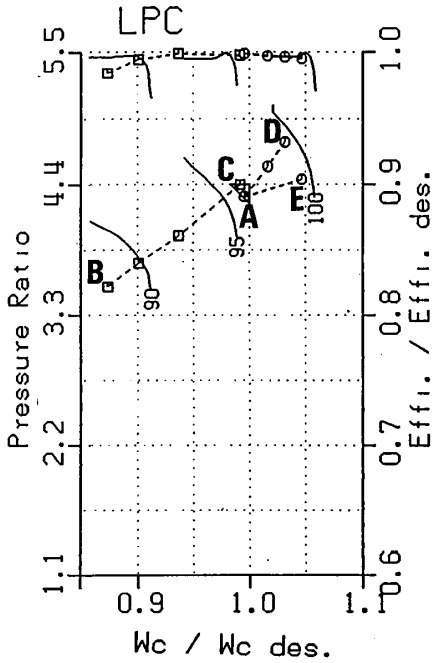


図６．低圧圧縮機性能マップ
（ＡＣＮの可変範囲）

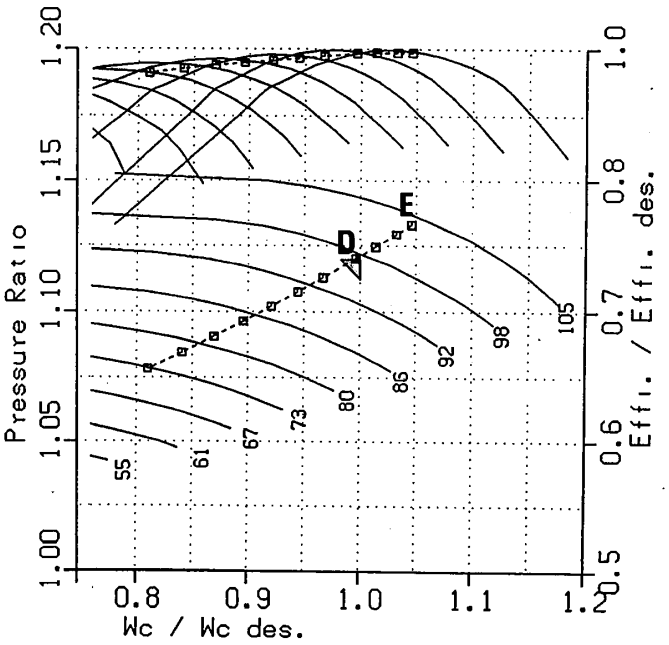


図７．リフトファンと定常作動線

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

作動点をＡ点で示す。Ａ点の抽気条件下での推進ファン発生推力は巡航時設計推力（２ｔ）を満たしている。ここでＡ点より発生推力が巡航時設計推力一定の条件のもとにＡＣＮを可変した場合の作動点をＤ点で、またＡ点のＡＣＮのままＴ04を1680Ｋとした作動点をＥ点で示す。これらの各作動点の性能値を比較した結果を次に述べる。

①ＡＣＮの可変範囲が最小で巡航時設計推力が得られる作動点（Ｄ点）では、ＳＦＣが設計点値の1%増程度になる。この時ＡＣＮ可変幅は26%。

②ＳＦＣが最小な作動点（Ｅ点）では推力が設計推力の8.6%増となる。この時ＡＣＮの可変幅は51%。

このようにＡＣＮの可変幅を小さくすると巡航時のＳＦＣは悪化する傾向にある。また逆にＳＦＣを最小にするには可変幅を大きくとることになるが、ＳＦＣの絶対値は設計点値より高く、同時に推力が余る傾向となる。すなわちコアエンジンの大きさは巡航時設計点で設定した場合より、ホバリング時の方が大きいことがわかる。

図７はコアエンジンが図６中Ｃ点で定常運転している条件下でのリフトファンの定常作動線を画いたもので、Ｄ点はリフトファン発生推力100%作動点（T04xは1475Ｋ）、Ｅ点は緊急時運用としてT04xを1680Ｋまで許容した場合を示し、この時推力は110%となる。以上述べた巡航、地上静止及びホバリング時の性能値を表５に示す。表５では比較のため巡航時設計点の値を表３より転載した。

４．結　論

本報告では、新しい概念にもとづく高速ＶＴＯＬ機用エンジンシステムの設計点外性能について述べた。その結果検討対象である高速ＶＴＯＬ機に要求される性能を得るにはコアエンジンノズル面積を可変にする必要があることがわかった。コアエンジンノズル面積の可変幅と発生推力及びＳＦＣとの関係を調べた結果、設計点推力が得られる条件のもとで、可変幅の大きさと巡航時のＳＦＣとは反比例の関係にあることがわかった。またファンバイパスノズルは固定のまま地上静止から巡航に至るまで安定な作動が可能である。

本計算の段階では概略的な結果しか得られなかったが、今後は本エンジンシステムの要素特性及び高速ＶＴＯＬ機のエンジン運用条件が明らかになるに従い、より詳細なエンジンシステムの性能検討を行ない、エンジン運用条件に従った最適条件を求めるとともに、本エンジンシステムに特有な遷移飛行からホバリングへ移行する際の抽気空気切替状態におけるエンジン運用形態について検討を進める予定である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

＜参考文献＞

1)遠藤征紀ほか、「高速ＶＴＯＬ機用低騒音リフトファンエンジンの概念研究」、日本航空宇宙学会、第28回飛行機シンポジウム（1990年11月）

2)齊藤喜夫ほか、「高速ＶＴＯＬ機用エンジンシステムの概念検討」、日本航空宇宙学会、航空原動機に関する講演会（1991年２月）

3)松田幸雄ほか、「高速ＶＴＯＬ機用エンジンシステムの基本性能の検討」、日本航空宇宙学会、航空原動機に関する講演会（1991年２月）

4)遠藤征紀、杉山七契、「超高バイパス比エンジン」、日本航空宇宙学会誌 第36巻　414号　1988年7月

5)N. Sugiyama,「Generalized High Speed Simulation of Gas Turbine Engines」 ASME paper 90-GT-270, 1990

6)GENERAL ERECTRIC COMPANY 「QCSEE, The Aerodynamic and Mechanical Design of the QCSEE Under-the-Wing Fan」, NASA CR 135009, MARCH,1977

7)齊藤喜夫ほか、「高効率ガスタービンの研究開発、圧縮機技術」、日本ガスタービン学会誌、高効率ガスタービン特集　VOL.15 NO.59, 1987年12月

表５　定常作動点計算結果

		巡航(設計点)	巡　　航	地上静止	ホバリング	単　位
全体	ＳＦＣ	０．５５４	０．５５７	０．２３８	０．１６０７	kgf/kg/hr
	推　力	２，０００	２，１７２	１３，６６５	１０，００２	Ｋｇｆ
コアエンジン	Ｇｃ*	４０．６６	４２．６	３５．７	４０．５７	ｋｇ／ｓ
	ＰＲov	３５	３６．４４	３０．５６	３５．０４	
	Ｔ04*	１６７８	１６７８	１６７９	１６８０	Ｋ
	ＡＣＮ	０．１５０	０．１５０	０．１５０	０．２２６７	m^2
	Ｂpc	０．４１５	０．４１	０．４１	０．４１	
	Ｇｂ*		１７．３９	１５．０２５	１６．９４	ｋｇ／ｓ
	Ｐ３		１３．３９	３１．５７	３６．２	kg/cm^2
	Ｔ３		７５３．７	８２４．３	８５２．６	Ｋ
ファン	Ｇxf*	６９１	７１７．３	５９４．７	７０７．５	ｋｇ／ｓ
	ＰＲxf	１．３	１．２９	１．２７５	１．１２	
	Ｔ04x*	１６７８	１６７８	１６６１	１４７８	Ｋ
	Ｂpx	１７	１６．８４	１６．６３	３４．８７	
	ＡＢＮ	２．３７４	２．４	２．４	４．３６８	m^2

注：*エンジン入口条件による修正流量及び修正温度
Ｐ３；抽気空気圧力
Ｔ３；抽気空気温度
ＡＢＮ；ファンバイパスノズル面積

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－8

ターボファンエンジンの始動特性

※佐々木　誠，関根　静雄　（航空宇宙技術研究所）
柳　　良二，森田　光男　（　　同　上　　）

1．まえがき

航空用ガスタービンエンジンは始動が容易であることが特徴の一つとされているが、高バイパス比のターボファンエンジンは、その高性能化に伴って低回転領域の圧縮機失速余裕が少なくなり、始動時間が長くなったり、運用によっては始動時に失速をまねくなどの始動特性に関する技術課題も生じている。航空宇宙技術研究所のＳＴＯＬ実験機「飛鳥」に搭載されたＦＪＲ７１０／６００Ｓエンジンにおいても、搭載運用時にいく種類かの始動不良事象を経験し、始動特性改善のための技術開発が行われてきた。[(1)(2)]　また、航空用エンジンは、地上でのスタータによる始動だけでなく、空中でのウインドミル状態からの始動についても、その特性を調査し、始動可能範囲を明らかにしておくことが求められており、著者らは既報でターボファンエンジンの地上始動特性から空中再始動特性を推定する方法を報告した。[(3)(4)]

表１は、ＦＪＲ７１０／６００Ｓエンジンの運用時に発生した始動失敗を事象別に分類し、その推定原因と始動失敗中の割合を示したものである。正常な始動では、エンジンは圧縮機ストールや排温超過に至ることなく、規定の時間（Time to Idle）以内にアイドルに到達しなければならない。ここで、燃料スケジュールやスタータ供給圧力による始動特性の変化は、エンジン要素特性が既知であれば性能計算によって予測できる過程であるが、一般に始動時のような低回転領域のエンジン組込み形態での正確な要素特性は与えられていない場合が多く、理論的な推定も困難である。本研究では、実エンジンの始動試験データに基づいて始動過程における要素作動状態を分析し、燃料スケジュール及びスタータ供給空気圧力が始動特性に及ぼす影響を調べた。

2．供試エンジン及び試験方法

供試エンジンＦＪＲ７１０／６００Ｓの断面図を図１に示す。本エンジンは、バイパス比６の２軸ターボファンエンジンであり、最大圧力比は 19、高圧タービン入口温度は 1523K、離陸推力は 4800kgf(47kN) である。

表１　始動失敗の分類（ＦＪＲエンジン運用時）

事象	推定原因	割合
着火回転数（N2＝30%）に達しない	スタータ出力不足（供給空気圧不足）	2%
N2＝40～50%で停滞 T6＞550℃	着火燃料過多による圧縮機失速及びスタータ出力不足	50%
N2＝50～55%で停滞 T6＜400℃	始動燃料スケジュール過少及びスタータ出力不足	13%
N2＝50～55%で突然低下 T6～500℃	始動燃料スケジュール過多による圧縮機失速	32%
その他	燃料閉止弁，ｺﾝﾄﾛｰﾙﾕﾆｯﾄ，ＦＣＵ，ＳＢＶ等特定原因	3%

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

地上での始動は一般のターボファンエンジンと同様、エアタービン式スタータ（ｴｱﾘｻｰﾁ社ATS100-403F）に高圧空気を供給し、回転トルクをギアボックスを介して高圧軸に伝達して圧縮機を駆動して行う。同図に示した数字はエンジン内部のステーション番号を示している。始動に必要な高圧空気は貯気槽より、圧力調整バルブ、急開ボールバルブを経てスタータに供給される。

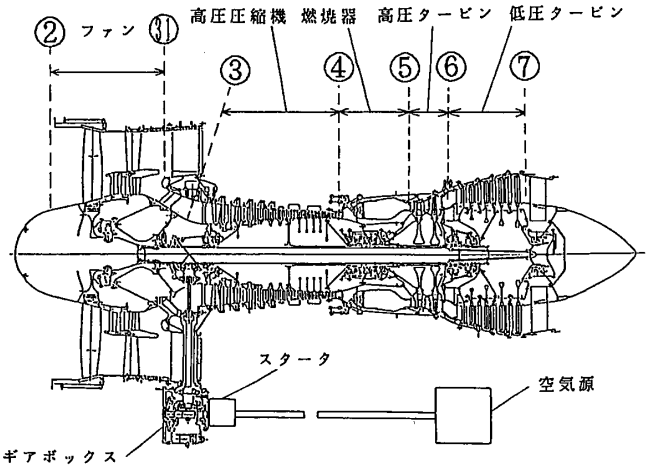


図1　エンジン断面図

本エンジンには通常、機械油圧式の燃料制御装置が装着されているが、今回の始動試験では本エンジン用に試作した地上試験用の電子式燃料制御装置（ＦＡＤＥＣ）を用いた。[5]

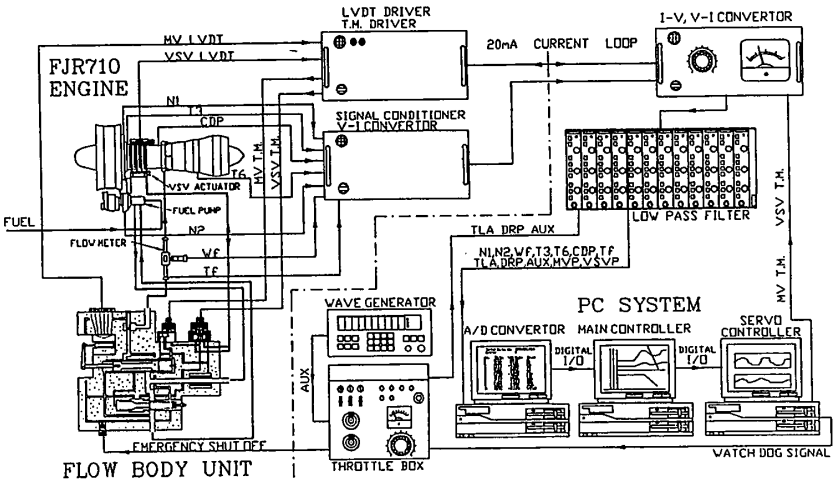


図2　エンジン制御システム系統図

このＦＡＤＥＣは、図２の系統図に示す通り、パソコンベースの演算制御部とその制御信号を受けて燃料流量及び可変静翼角度（ＶＳＶ）を設定するＦＢＵ(Flow Body Unit)で構成されている。キー入力により任意の燃料及び可変静翼スケジュールの設定が可能であり、またポテンショ入力により任意のスロットル角度設定が可能である。ただし、本エンジンでは、始動過程（アイドル以下の回転）においてはＶＳＶ角度は一定（48° Full Close）であり、またこれと連動する始動抽気弁（ＳＢＶ）は全開のままである。

表２　試験条件及び試験結果

ｹｰｽ NO.	燃料スケジュール (スケジュール名)	始動圧力 (kgf/cm²a)	試験結果 (Time to Idle)
1	標　準　(F145)	4.0(標準)	始動可(27 sec)
2	Rich 1　(F155)	〃	〃　(24 sec)
3	Rich 2　(F165)	〃	始動不可(ｽﾄｰﾙ)
4	Lean 1　(F130)	〃	始動可(31 sec)
5	Lean 2　(F115)	〃	〃　(41 sec)
6	標　準　(F145)	3.6	〃　(31 sec)
7	〃	3.0	始動不可(ｽﾄｰﾙ)

始動試験の試験条件及び結果を表２に示す。ケース１～５は、燃料スケジュールを標準からRich側及びLean側へ変化させた場合の始動試験であり、設定した燃料スケジ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ュール（W_F**/CDP**とN_2**との関係で表わされる）を図３に示す。始動にはエンジンが十分に冷えている状態（Cold状態）からと、エンジン停止後再始動するような温かい状態（Hot状態）からの始動がある。Hotの状態ではエンジン温度の不均一から圧縮機失速による始動失敗を起こしやすいとされている。このため、本試験では各始動前に60秒のモータリング（スタータで高圧系を駆動し、冷たい空気をエンジン内に吸い込み内部温度を一様にする）を行うことにより、エンジン状態を出来るだけ同一にした。ケース６～７は、スタータ入口全圧（P_{ST}）が標準よりも低い場合についての始動試験である。ただし、始動用空気圧は時間とともに低下するので、始動開始時の圧力で設定した。

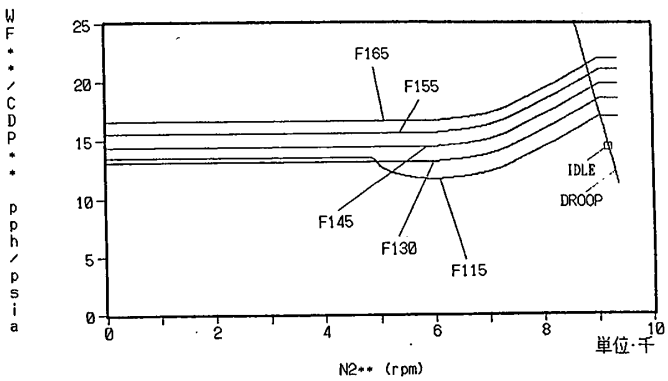


図３　燃料スケジュール

表３　計測項目一覧表

NO.	記号	計測項目	変換器	定常計測	非定常計測
1	P0	大気圧力	標準大気圧計	1	
2	T0	大気温度	温度計	1	
3	N1	低圧系回転速度	回転計	1	1
4	N2	高圧系回転速度	回転計	1	1
5	WF	燃料流量	燃料流量計	1	1
6	CDP	圧縮機出口静圧	圧力変換器	1	1
7	TLA	スロットル角度	FADECより	1	1
8	VSV	ＶＳＶ角度	ＬＶＤＴ	1	
9	FN	推力	ロードセル	1	
10	P2	ファン入口全圧	圧力変換器	4×2=8	1
11	PS2	ファン入口静圧	〃	4×2=8	1
12	P3	圧縮機入口全圧	〃	5×1=5	1
13	PS3	圧縮機入口静圧	〃	5×1=5	1
14	P31	ファン出口全圧	〃	7×1=7	1
15	P4	圧縮機出口全圧	〃	5×1=5	1
16	P6	高圧ﾀｰﾋﾞﾝ出口全圧	〃	1	1
17	P7	低圧ﾀｰﾋﾞﾝ出口全圧	〃	4×1=4	1
18	T2	ファン入口全温	ＣＡ熱電対	4×2=8	1
19	T3	圧縮機入口全温	〃	5×1=5	1
20	T31	ﾌｧﾝ静翼出口全温	〃	7×1=7	1
21	T4	圧縮機出口全温	〃	5×1=5	1
22	T6	高圧ﾀｰﾋﾞﾝ出口全温	〃	6	2
23	T7	低圧ﾀｰﾋﾞﾝ出口全温	〃	1	1
24	TF	燃料温度	〃	1	1
25	PST	スタータ入口全圧	圧力変換器		1
26	TST	スタータ入口全温	ＣＡ熱電対		1

定常計測及び始動過程の非定常（トランジェント）計測の計測項目と計測点数を表３に示す。定常計測には多点データ収録装置（YEW-DA2500）を用い、アイドル計測のほか、低回転域の正確なエンジン定常性能を取得するため、アイドル到達後ゆっくりスロットルを下げて圧縮機失速による排温上昇が感知される直前までの定常計測を行った。またスタータ入口全圧を変えてモータリングを行い釣合点での定常計測を行った。トランジェント計測にはアナライジングレコーダ（YEW-AR3200)を用い、0.1秒間隔でサンプリングした。温度・圧力の非定常計測点はエンジン内部の各ステーションにおける定常計測点のうち断面平均値に最も近い計測点を選ぶとともに、定常分布により断面平均値への補正を行った。また、温度計測についてはセンサ熱容量により、圧力計測については圧力変換器までの配管により応答遅れを生じるので、実物と同等のセンサ及び配管について時定数を測定し、計測データの補正を行った。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．試験結果及び考察

3．1　始動過程の要素性能及び作動線

図４に標準的な始動過程（燃料スケジュール F145，スタータ入口全圧 P_{ST}＝４ kgf/cm$_2$a）のトランジェント計測例を示す。始動用空気をスタータに供給することにより、N_2回転が上昇し、所定回転数（本試験では25％N_2）に達したところでスロットルをアイドル位置に進め、始動燃料が供給されると、４～５秒後に着火してT_6が上昇する。その結果N_2及びＣＤＰが急上昇し、燃料がさらに増加してアイドルに到達する。

図５に各始動過程におけるN_2回転数とN_1回転数の関係を示す。始動過程は加速状態であり、また熱的にも平衡に達していないことから、N_1回転は定常マッチング線よりも低く、その程度は始動条件により変る。

標準始動の場合について、エンジン各ステーションの温度、圧力のトランジェント計測値から要素性能を解析した結果を、定常性能の測定結果と比較して図６～図９に示す。ここで、G_F, G_C, G_Tは、ファン、圧縮機、タービンの空気流量を示し、＊はエンジン入口状態量、＊＊は圧縮機入口状態量、＊5 タービン入口状態量による各修正値を示す。その他の記号

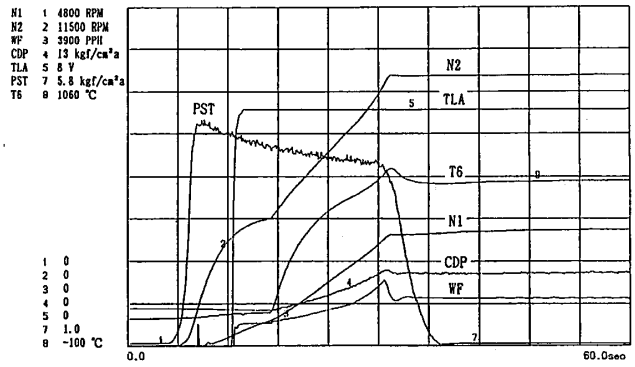


図４　始動過程のトランジェント計測例

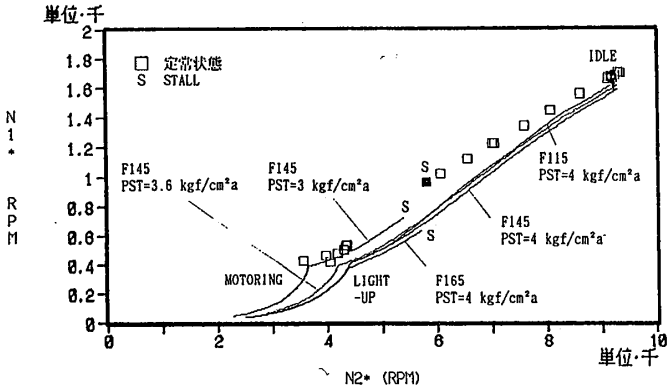


図５　低圧系回転数と高圧系回転数

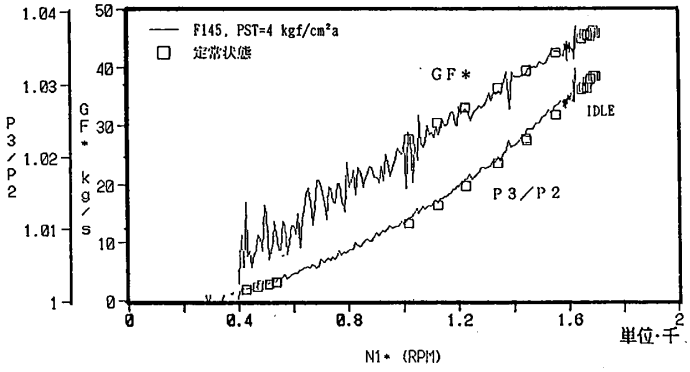


図６　ファン空気流量及び圧力比

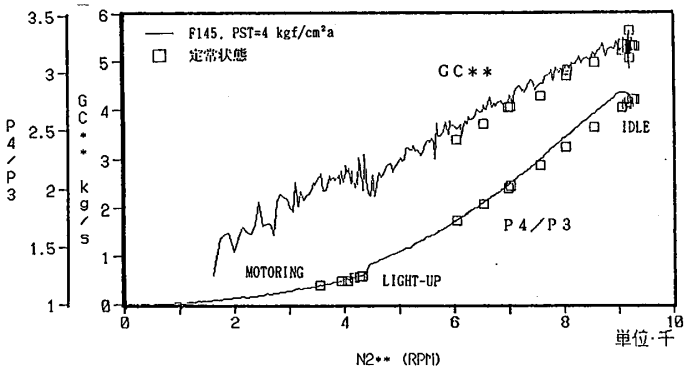


図７　圧縮機空気流量及び圧力比

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

については表３参照。性能解析は、アイドル点以上の通常の解析と基本的には同一の手法を用いた。高圧タービン入口全温は燃料流量から、また定常状態のタービン出口全温はパワーバランスから算出する方法を用いた。始動抽気を含む各位置の抽気率は設計値を用いた。

図６は、ファンの全体流量と平均圧力比であり、始動過程の作動線は定常状態とほとんど変らない。図７、図８は圧縮機の特性であり、始動過程の作動線は、加速状態であるにも拘らず、低回転域では定常状態よりも開き側となっている。図９はタービン部の特性を示し、高圧及び低圧タービンの膨張比の配分は定常状態とほとんど変らないが、修正流量は始動過程の方が若干多くなっている。これは回転数の相違及び熱的平衡状態の相違によると考えられる。

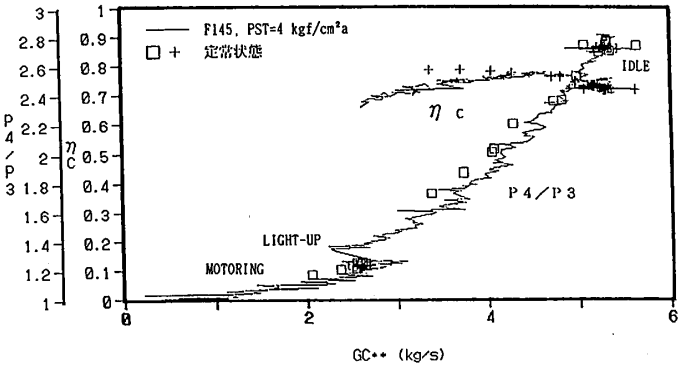


図８　圧縮機作動線

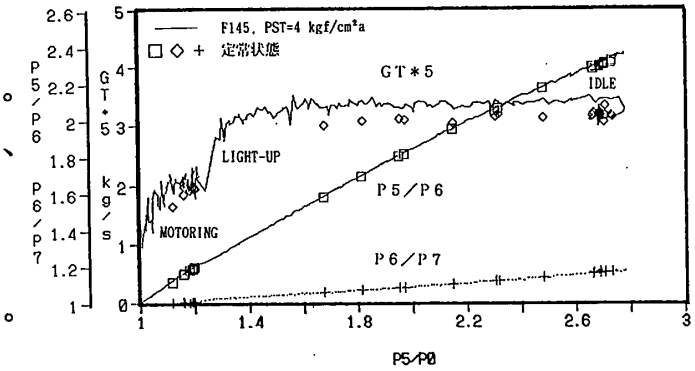


図９　タービン流量及び膨張比

３．２　燃料スケジュールの影響

燃料スケジュールをRich側及びLean側に変えた場合（ケース１～５）のN_2回転数及びT_6実測値の時間経過の比較を図１０、図１１に示す。燃料がRichな程、Time to Idle（始動開始後N_2がIdleに達するまでの時間）が短縮されるが、過多（スケジュール F165）の場合は着火後N_2≒41%でストールし、始動不可となった。

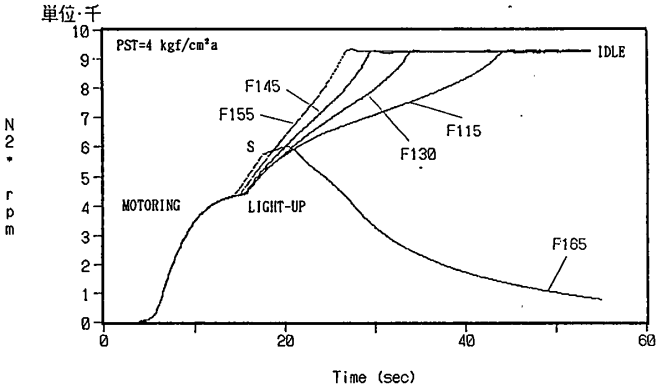


図１０　高圧系回転数（燃料スケジュールの影響）

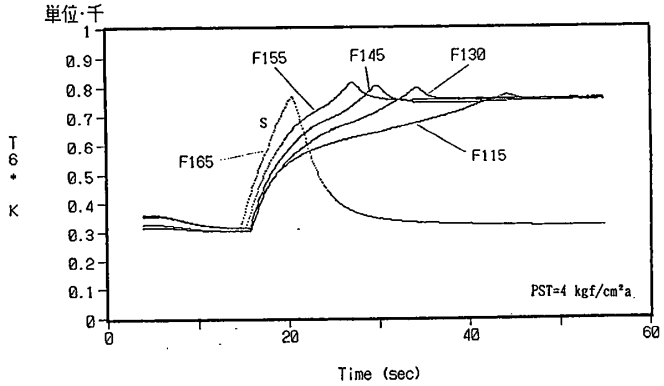


図１１　高圧タービン出口温度（燃料スケジュールの影響）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

図１２は、これらの試験ケースについて、スタータ入口の全温、全圧からスタータの性能曲線を用いてスタータトルク τ_S を計算するとともに、N_2の計測結果から $Ip \cdot dN_2/dt$（Ip：慣性モーメント)を求め、これらから高圧系運動方程式よりドラグトルク

$$\tau_D = \tau_S - Ip \cdot dN_2/dt$$

を計算した結果である。燃料スケジュールの増加によりドラグトルクが減少する。図１３は圧縮機作動線を比較したもので、ストールしたケースを除き、その差はわずかであり、流量変動幅よりも小さい。そこで、作動線の変化は無視できるとして燃料スケジュールの違いによる高圧軸ドラグトルク

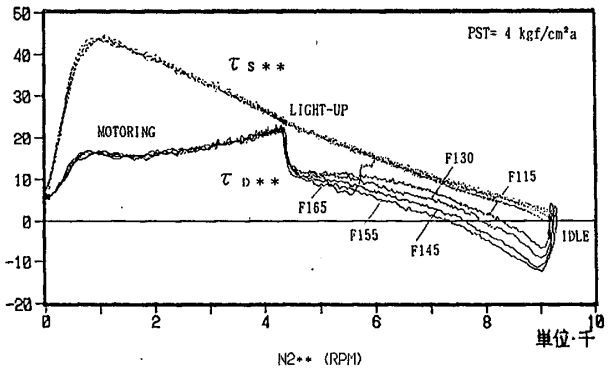


図１２　スタータトルク及び高圧系ドラグトルク

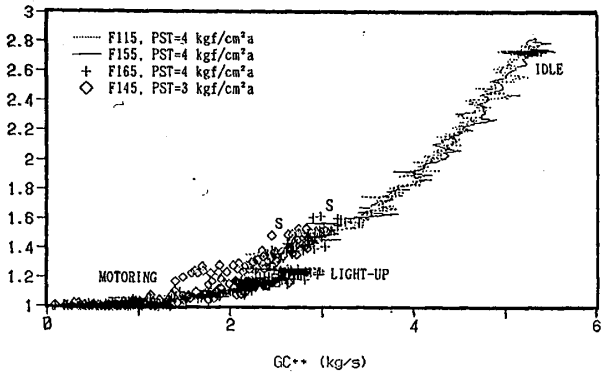


図１３　圧縮機作動線の変化

$$\tau_D = \tau_C - \tau_T$$

の変化を評価する。ただし τ_C は圧縮機駆動トルク、τ_T はタービン発生トルクあり、補機等の損失トルクは機械効率に含める。同一のN_2**における修正ドラグトルクの変化は　$\Delta\tau_D{**} = \Delta\tau_C{**} - \Delta\tau_T{**}$

上記の仮定より、圧縮機動力H_C**は変らないとして

$$\Delta\tau_C{**} = \Delta H_C{**} / N_2{**} \fallingdotseq 0$$

したがって、ドラグトルクの変化は高圧タービン動力H_T**の変化分として

$$\Delta\tau_D{**} \fallingdotseq -\Delta\tau_T{**} = -\Delta H_T{**} / N_2{**}$$

$$= -G_T{**} C_p \Delta T_5{**} (1 - T_6/T_5) / N_2{**}$$

$$\fallingdotseq -H_U \eta_B \eta_T \{1 - (P_6/P_5)^{(\kappa-1)/\kappa}\} \Delta W_F{**} / N_2{**}$$

ただし、H_Uは燃料の発熱量、η_Bは燃焼効率、また図９より高圧タービンの膨張比及び断熱効率 η_Tは変らないと仮定した。これによりN_2**＝7000RPM において各燃料スケジュール（図３）の差１.５ pph/psia に対応する$\Delta\tau_D$**を計算すると約２.５ kgf･mとなる。図１２の実験結果はこれより２割程小さい。ただし定常状態のデータからη_B＝０.９，η_T＝０.６と仮定した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．3　スタータ空気圧の影響

標準燃料スケジュール（F145）でスタータ入口圧を減少させた場合のN_2回転数及びＣＤＰの時間経過の比較を図１４、図１５に示す。スタータ入口全圧の減少によるスタータトルクの低下のため、高圧系加速トルクが減少し、Time to Idle が長くなる。ケース７（P_{ST}＝３ kgf/cm²）の場合は、N_2≒３８％で圧縮機ストールのため、始動不可となった。これはモータリングトルクの不足により着火回転数が低めとなるとともにN_1回転数が定常マッチングライン近くまで上昇する（図５）ことにより、圧縮機作動点がストール領域に入るものと考えられる。図１５にストール状態のＣＤＰの変動が現われている。なお、高応答圧力センサによるストール発生時の変動圧力の測定を別途行っているが、本報告では省略する。図５及び図１３にこれらストールの発生点を示した。

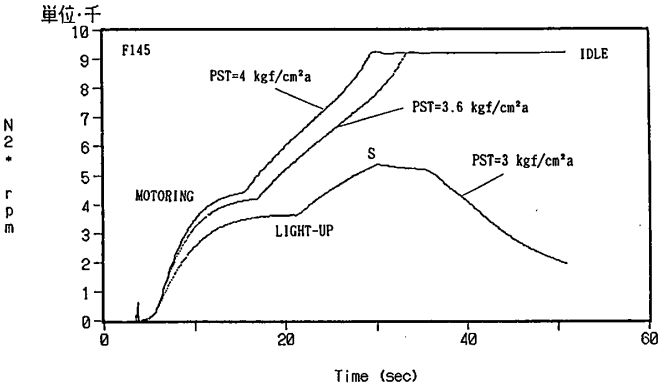


図１４　高圧系回転数（スタータ供給空気圧力の影響）

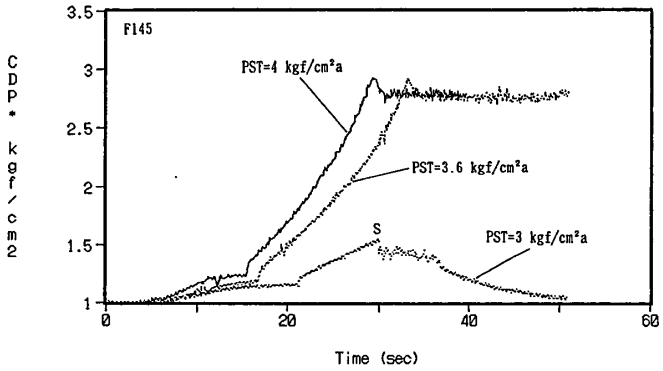


図１５　圧縮機出口静圧（スタータ供給空気圧力の影響）

4．まとめ

ターボファンエンジンの始動特性に関して、ＦＪＲエンジンの試験結果を分析することにより、始動過程における要素作動状態を解析し、始動特性におよぼす燃料スケジュール及びスタータ供給空気圧力の影響について調べた。本エンジンの場合、

(1) アイドル以下の低回転領域において、始動過程の作動線は低圧系回転数及び熱的平衡状態の相違により定常作動線より開き側となっている。

(2) 始動燃料スケジュールを変えた場合の圧縮機作動線の変化は通常はわずかであり、エンジンドラグトルクの増減は主としてタービン動力の変化分として評価できる。

(3) 始動時の圧縮機ストールは、始動燃料過多の場合のほか、スタータ供給空気圧力が低くスタータトルクが不足する場合にも発生する。その原因はモータリングトルクの不足により着火回転数が低めとなるとともに、N_1回転数が定常マッチン

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

グライン近くまで上昇することにより、圧縮機作動点がストール領域に入るものと考えられる。

本研究を行うにあたり御協力を得た石川島播磨重工業（株）の小林英夫、吉村伸二、清水真一、高橋信之の各氏及び東海大学工学部動力機械工学科の幸尾治朗教授ならびに卒研生の本田光明、増谷延久君に感謝します。

参考文献

(1) 鷺谷儀正ほか：FJR710/600Sエンジンの始動特性，石川島播磨技報，第29巻第2号(1989.3).

(2) 能瀬弘幸ほか：FJR710/600Sターボファンエンジンの開発とＳＴＯＬ実験機「飛鳥」による運用，日本航空宇宙学会誌，第38巻第438号(1990.7).

(3) 森田光男ほか：ファンエンジンの空中再始動特性，第１６回ガスタービン定期講演会講演論文集(1988.6)，P121.

(4) M.Morita, M.Sasaki, T.Torisaki：Restart Characteristics of Turbofan Engines, ISABE89-7127(1989.9).

(5) 柳　良二ほか：ファンエンジン地上試験用ＦＡＤＥＣの試作，ガスタービン金沢地区講演会論文集(1989.10)，p161.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－9

自動車用セラミックガスタービンの研究開発

（第１報：エンジンの基本設計）

＊伊　藤　高　根　　（（財）日本自動車研究所）
石　渡　正　治　　（　　同　　上　　）
松　下　　通　　（　　同　　上　　）

１．はじめに

ガスタービンエンジンを自動車用原動機として開発しようとの試みは１９４０年代後半にさかのぼる。以来、金属性ガスタービンを中心に研究開発が欧米及びわが国の自動車メーカを中心に続けられてきたが、１９７０年代の世界的なエネルギ危機を契機に熱効率の向上に対する要求がさらに高まり、タービン入り口温度を飛躍的に上昇できるセラミックガスタービンの研究開発が行われてきている。

特に石油エネルギ資源に乏しいわが国においては、エネルギ資源の安定供給、有効利用の観点から、オクタン価、セタン価等に縛られることなく多様の燃料が使用でき、しかも熱効率が高く、排気の清浄な自動車エンジンの出現が大いに期待されており、中でもセラミックガスタービンが最も有力な候補の一つとして考えられている。このような情勢を踏まえ、１９９０年６月より通産省資源エネルギ庁からの補助事業として「自動車用セラミックガスタービンの開発」プロジェクトが石油、自動車、セラミックス等の関連業界の積極的な協力のもとに（財）石油産業活性化センターでスタートした。

本論文は、上記プロジェクトに於いて、（財）日本自動車研究所が担当しているセラミックガスタービンエンジンの設計、試作及び性能評価に対する課題のうち第１年度までに実施したエンジン開発の基本計画、基本設計を中心に述べる。

２．研究開発の基本計画

２．１　開発目標

本プロジェクトのねらいとするところは、わが国の輸送分野に於ける燃料多様化と環境問題への対応、更には熱効率の大幅な向上への強い期待に対応して、レシプロエンジンにかわる将来の自動車用エンジンとしてのセラミックガスタービンのポテンシャルを実験を通じて実証することである。自動車用エンジンはバス、トラック等の大型エンジンから軽自動車用の小さなエンジンまで幅広く存在するが、全てのエンジンに対してハードで実証することは不可能であるから、代表的な大きさのエンジンを予め定め、それを例にセラミックガスタービンの技術課題を解決し、評価していくこと

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

が合理的である。そこで、本プロジェクトで取り組むべきエンジンの大きさ、形式等について検討した。

（１）　開発対象エンジンの出力レベル

ガスタービンは特性上は大型車両に向いていることもあり、従来開発の主力は大型用であった。しかしながら、セラミックス適用技術が未だ未熟な現状では、先ず適用し易い小型から出発し、できるだけ早くセラミックガスタービンとしての評価が可能なレベルに到達すべきである。かといって、あまり小さなエンジンは効率を確保するのが困難である。また、わが国の自動車台数で最も数の多い領域は、小型車であり、その領域で貢献できるならばインパクトも大きい。小型車の中心である１００ｋｗクラスを対象にすれば、その技術を大きい方にも、小さい方にも拡張しやすい。以上の様な考えから、本プロジェクトに於いてハードで立証すべきエンジンの出力は１００ｋｗが適当と判断した。

（２）エンジン形式

自動車用メタルガスタービンは開発の主流が大型であったことと、トルク特性が良いと言う理由で２軸式が主に開発されてきた。米国における乗用車用１００ＨＰのセラミックガスタービンエンジン開発プロジェクト（ＡＧＴ）の開始にあたってビッグ３の提案したエンジンコンセプトはアリソン（ＧＭ）が２軸式（ＡＧＴ１００）、フォードおよびクライスラが１軸式（ＡＧＴ１０１、１０２）であり、最終的には、２軸式のＡＧＴ１００と１軸式のＡＧＴ１０１が開発対象とされた。１軸式、２軸式ともにそれぞれに利害得失があり２つの方式を対象に研究開発することは賢明な措置であるが、今回のプロジェクトの場合２形式を並行開発する余裕はなく１形式に絞る必要がある。限られた開発期間、資源の中でセラミックガスタービンのポテンシャル（燃費、排気、多種燃料性）を台上で立証するためには、ガスタービンの基本的機能が凝縮され部品点数の圧倒的に少ない１軸式の方が重要な技術課題に勢力が集中でき、良いとの結論に達した。しかし１軸式はトルク特性が十分ではなく無段変速機との組み合わせが必須である。むしろ今までは無段変速機が実用化されていなかったため１軸式よりは２軸式と言う考えもあったが、昨今の無段変速機の実用化の例や、今後の技術進歩を考え合わせれば、将来無段変速機がネックとなることはないであろうとの判断を行い、無段変速機付き１軸式ガスタービンを開発対象とすることとした。

（３）開発目標

本プロジェクトは７年間の開発期間が予定されており、この開発期間終了時には、その時の主流のエンジンに対して、優位性が十分主張出来るセラミックガスタービンの特性が実証される必要がある。このような観点から将来の自動車、エンジンの動向を予測し検討した結果、自動車用としての一般特性の他、「熱効率」と「排気特性」、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

「多種燃料性」が特に重要と判断した。表１に最終達成目標を示す。

２．２　開発日程

各要素の現状の性能レベルを寄せ集めただけでは到底エンジン開発目標は達成できない。従って、先ずエンジン開発に先だって、各要素のレベルを上げるための開発が先行して行われる必要がある。７年間を大きく２つに分け、前期３年間（１９９０年度～１９９２年度）と後期４年間（１９９３年度～１９９６年度）とし、前期は主として要素開発を、後期は主としてエンジン開発を中心に進める。また、境となる４年目に中間評価を行い、その時点で達成されている各要素の開発レベルを判断して、最終エンジンの開発に取り組むのが合理的であるとの判断がなされた。この時点で全ての要素が最終要求性能値を満足している必要はなく、むしろ、その後の開発の進め方、見通しにより、エンジン最終目標値が達成できると確信できるレベルに到達しているかが重要である。表２に７年間の開発日程の概要を示す。

表１　最終達成目標

多種燃料性、排気特性に優れ、熱効率４０％以上の自動車用セラミックガスタービンを設計、試作し、台上運転にてその優れたポテンシャルを実証する。
最大出力：　１００ｋｗ
熱効率：　４０％以上
排気特性：　ガソリン乗用車規制値以下

表２　研究開発日程の概要

	H2（'90）	H3（'91）	H4（'92）	H5（'93）	H6（'94）	H7（'95）	H8（'96）
全体計画	ENG 基本計画図						
	設計、試作	要素開発実験			94/10		
				設計、試作	エンジン性能実験		
マイルストン	▲ 第１次設計完了	▲ 要素単体評価開始		▲ エンジン開発開始	組合 ▲ テスト 1350℃運転開始	▲ 出力目標メド	▲ ▲ 燃費目標メド

３．エンジンの基本構造

３．１　エンジンサイクルパラメタの検討

（１）タービン入口温度

タービン入り口温度は熱効率の面からは高いほど良いが、セラミックスと言えども限度があり無冷却で１４００℃以上は現状では期待できない。また、自動車用エンジンは低負荷燃費改善のため熱交換器による排熱回収は必須であるが、熱交換器材料の耐熱温度にも制限がある。専門メーカでは耐熱性向上の努力はなされているものの、このプロジェクトの開発期間内ではその上限温度は１１００℃程度と思われる。従って、部分負荷においては、熱交換器の制限温度によりタービン入口温度が規制されることになる。そこで、タービン入口温度としては、熱効率、材料の耐熱性を考慮し、１３５０℃とすることとした。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

（２）圧縮機圧力比

再生サイクルでは熱効率の面からは圧力比は４～６程度が良い。１軸式の場合、最も応力的に厳しいセラミック部品はタービンロータであり、少しでも応力を下げるためには圧力比は低いほど良い。一方、エンジンの熱効率、特に部分負荷の熱効率を高く保つためにはタービン入り口温度をなるべく高く維持することが必要である。またすでに述べたように、熱交換器の耐熱性から熱交換器に入る高温側ガス温度は制限する必要があり、そのためには圧力比（即ちタービン膨張比）は高いほうが有利である。しかしながら一般に、圧力比の高いほど圧縮機効率は低下し、空気漏れも増大する傾向にはある。以上のような観点から圧力比が部分負荷燃費、走行燃費、ロータ応力に及ぼす影響等を検討し、圧力比は５．０とすることとした。

３．２　主要エンジン要素の形式検討

（１）圧縮機：

必要な圧力比は５程度であり１段で圧縮可能、小型で堅牢と言う面から、遠心式を選んだ。また、自動車用の場合、加速性と部分負荷性能の向上が重要との観点から作動範囲の広いバックワード式とし、さらに入口可変案内翼付きとした。

（２）タービン：

従来より自動車用には軸流式とラジアル式がともに用いられており、一長一短があるが、セラミックス化の経験、堅牢さ、作動範囲の広さ等を考慮し、ラジアル式を採用することとした。

（３）燃焼器：

エンジン構造、セラミックス適用性からは軸対称なアンニュラ式が優れているが、本プロジェクトの大きな技術課題である排気ガスの清浄化に対する実績、経験がなく、従来より自動車用で使用されてきた単缶式を採用することとした。燃焼方式は従来は拡散燃焼方式が採られてきたが、今後のより厳しい排気の規制値（特にＮＯｘ）を満足させるためには拡散燃焼方式では困難と判断し、新たな乾式クリーン化方法として実用化の可能性の高い予蒸発予混合希薄燃焼方式に先ず取り組むこととした。

（４）熱交換器：

伝熱式と回転蓄熱式が考えられるが小型と言う面では蓄熱式が優れており、シール等の難しさはあるが、従来より自動車用では経験もあり、回転蓄熱式を選定した。蓄熱コアの個数については１個と２個が考えられ、温度効率を同じとすればシール部分の周長は１個の場合の方が短く、原理的には洩れは１個の場合の方が少なくなるはずであるが、一つのコアの大きさが大きくなるためシール面の変形を許容値以下に抑えることが難しく実際はかえって洩れが多くなる可能性もある。また１個とした場合は大きな蓄熱コアをエンジンハウジング内におさめる必要がありエンジン全体の形状が

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

車両への搭載性と言う面からやりにくくなることが懸念される。以上の他、エンジンの熱的な対称性等も勘案し２個とすることとした。

３．３　各エンジン要素への要求性能

エンジンとしての目標性能である熱効率４０％以上を確保するためにはエンジンの中で、各要素がそれぞれに定められた性能を発揮する必要がある。３．１及び３．２で検討されたサイクルパラメタ及び各エンジン要素形式から推定される要素性能、各種損失等を種々仮定しサイクル計算を行なった。これらの計算結果を検討し、各エンジン要素ごとに今後達成すべき技術向上代を勘案し、現実的と思われる要求性能を主要諸元とともに表３のごとく定めた。いずれも小型のガスタービン要素としては厳しい値である。

表３　各エンジン要素主要諸元と要求性能

要素	形　式	主　要　諸　元	
エンジン	１軸＋ＣＶＴ	出力	１００ｋＷ
		熱効率	４０％以上
		圧力比	５．０
		タービン入口温度	１３５０℃
		空気流量	０．４４５ｋｇ／ｓｅｃ
		空気洩れ率	２．０％（ＨＥ以外）
		流路圧力損失率	６．７％（ＨＥ以外）
		動力損失	１４．６Ｐｓ
		回転数	１１万ｒｐｍ
圧縮機	遠心単段	インペラ出口外径	９５ｍｍ
		入口可変案内翼	半径流方式
		出口流路形状	２方向スクロール式
		断熱効率	８１．０％
タービン	ラジアル単段	入口翼外径	１２７ｍｍ
		入口流路形式	スクロール方式
		出口流路形式	ディフューザ方式
		断熱効率	８７．５％
燃焼器	単缶型	燃焼方式	予蒸発予混合希薄燃焼＋拡散燃焼
		燃焼筒内径	１００ｍｍ以下
		燃焼筒全長	４００ｍｍ以下
		燃焼効率	９９．５％
		圧力損失率	３．０％
熱交換器	回転蓄熱式	コア個数	２個
		コア外径	４１１ｍｍ
		コア厚さ	８５ｍｍ
		支持方式	外周リングギア駆動、外周支持
		温度効率	９３％
		空気洩れ率	５．０％
		圧力損失率	６．０％＋０．３％

３．４　エンジン基本構造の考え方

自動車用セラミックガスタービンは限られたスペースのエンジンルーム内でその機能を達成せねばならないから、エンジン構造は軽量、小型であり、振動にも強く堅牢でなくてはならない。機能的には、セラミックス部品をはじめ、主要要素部品のそれぞれの機能を十分に発揮させるための入れ物であるばかりでなく、高温・高圧ガスの流路を形成し、一種の圧力容器でもあり、また、周りへの熱の放熱等をできるだけ少なくする断熱容器の役割も必要である。

ハウジングの小型軽量設計は、エンジンの小型軽量化に極めて有効なため、これを念頭に置いた設計とするが、第１次設計においては、エンジン各要素の性能確保を優先して大きさ及び材料面では余裕を持った構造とすることとし、以下の点に重点を置き全体構造の検討を行った。

（イ）エンジン性能に大きく影響するセラミック部品間からの空気洩れを最少にする構造はどうあるべきか？

（ロ）強度的にも変形にも弱いセラミックス静止部品をどの様にハウジング内に支持

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

すべきであるか？

（ハ）外部への放熱を最少にするには、エンジンハウジングの２重構造は有効か？

（ニ）高温になる金属部分（バルクヘッド部近傍部品）はどの様に冷却すべきか？

（ホ）洩れを増大させる熱交換器シール座の熱変形はどの様にして抑えるか？

（ヘ）高速回転部分と静止部分の同芯度をいかに保つか？

以上を考慮し検討された主要部の基本構造について述べる。

（１）セラミック静止部品の基本構造

セラミック静止部品の周囲は熱交換器で予熱された高圧空気が取り巻く構造とした。セラミック部品間の隙間からの空気洩れの影響をできるだけ少ない構造とするため、従来の経験から平面でシールする方法が簡単で効果があると判断し、各部品を平面で接触させ、積み重ねるスタックアップ構造とし、その全体をバネ力を用いて片側から押し付ける弾性支持構造とした。部品間のコンタクト荷重の最適化をはかるためバネの他、空気の圧力差を利用したバランスピストンを設けた。タービン出口はディフューザとし、もれ防止のため、タービンシュラウドと一体化した。燃焼器はタービンスクロールに対して斜め（タンジェンシャル）配置とし、スクロールとの相互の移動を考慮し、独立に支持する構造とした。静止部品及び燃焼器のアッセンブリ図を図１、２に示す。

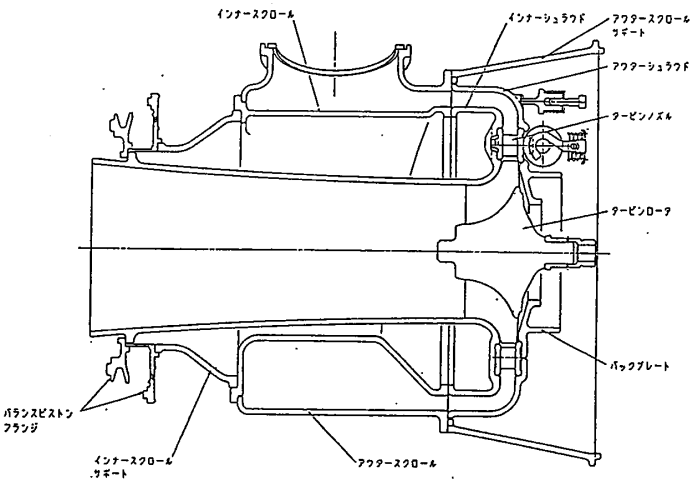


図１　セラミック静止部品アッセンブリ図

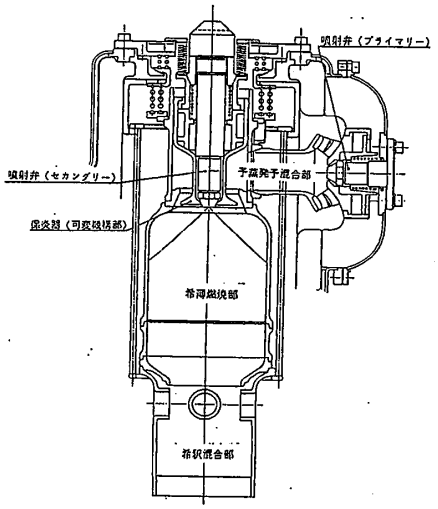


図２　燃焼器アッセンブリ図

（２）エンジンハウジングの基本構造

２重構造よりも、内面に断熱材を適正に配置して、金属部材の温度を管理することにより、材料の耐熱性を確保するとともに、放熱損失の低減を図る構造とした。高温となるバルクヘッド内部のシール周辺部、熱交換器シール座のクロスアーム部等は必要に応じ部分的に圧縮機出口空気で冷却できる構造とした。

（３）熱交換器部の基本構造

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

熱交換器はすでに述べたように、左右に１個づつ配置する構造とした。また、熱交換器のシールはセラミックス製ハニカムコアと金属製ハウジングの間に位置し、ハニカムコアと摺動しながら洩れを防ぐ機能を持つ。しかしながら、金属ハウジングは運転中熱変形し、シール面がこの変形に追従出来ない場合には洩れ隙間が増大し、エンジン性能を非常に悪化させる恐れがあるため、熱交換器シール座は、メタルベローズを介してハウジング本体に接続する構造とした。

（４）高速回転部分の基本構造

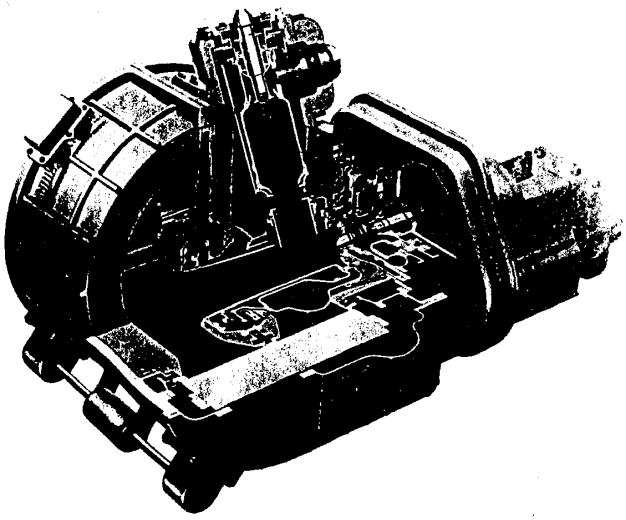
回転数が１０万ＲＰＭ以上となるため、アイドルから定格回転数までの使用範囲に軸系としての危険回転数が入ることは避けられない。今回はいわゆる剛体軸の考えに基づき、３次の曲げモードの危険回転数を使用回転数範囲からなるべく離すため、軸としての剛性を確保するとともに、１次、２次の危険回転数に対しては、軸受をオイルフィルムダンパーで支え、振動の減衰をはかる構造とした。タービンノズル、シュラウドの芯だしはラジアル方向の熱膨張に対応すべく、ローラを介して行なう方式とした。

（５）変速機の基本構造

本プロジェクトの直接的な開発課題ではないが自動車用１軸式ガスタービンの特性を最大限に引き出す為には、エンジン本来のトルク特性を改善する無段変速機が不可欠である。無段変速機としては現在レシプロエンジン用に開発が進められているが、可能性の高い形式としては、ベルト式、トラクション式の２つがある。これらの無段変速機をガスタービンに適用する場合、従来のＣＶＴ方式は出力軸停止状態からの変速が出来ないので、今回検討するものは回転速度ゼロから変速可能なＩＶＴ式無段変速機を念頭に、その性能、大きさ、構造の概念設計を専門メーカに依頼し行った。

以上の検討の結果得られた第１次設計のエンジン全体構造を図３に示す。

図３　エンジン全体構造図



Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

以上の基本構造にそって、エンジン各部の第１次設計検討が行われた。
詳細は文献[1]及び続報に譲るが、空力部品は流れ解析による性能検討、セラミック部品については有限要素法を用いた応力解析をもとにワイブル理論による信頼性の検討等を実施し、第１次設計としては問題ないレベルであることを確認した。

１９９１年度には、これらの各要素部品を試作し、実験的に性能を確認していく予定である。

４．まとめ

（１）１９９０年度より７年間の計画で、「自動車用セラミックガスタービンの開発」プロジェクトが通産省の補助のもとに、（財）石油産業活性化センターの事業として開始された。（財）日本自動車研究所は、自動車メーカの援助のもと、このプロジェクトに参加しセラミックガスタービンエンジンの設計、試作、運転評価を担当する。
（２）研究開発の基本計画を検討し、開発の重点目標（熱効率、排気清浄性、燃料多用性）、対象とすべきエンジンの大きさ（１００ｋＷ）、エンジン形式（無段変速機付き１軸式ガスタービン）、開発日程を明確にした。
（３）対象とする１軸式ガスタービンエンジンの各要素の形式、要求性能、セラミック部品の構成、形状等を検討し、エンジンの基本構造を決定した。
（４）基本構造にもとずき、各要素、部品の第１次設計が終了し、１９９１年度より、試作部品の実験が開始される予定である。

参考文献

１）「自動車用セラミックガスタービン技術開発報告書」：
（財）石油産業活性化センター、平成３年３月、（ＰＥＣ－９０Ｃ０１）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

B－10

セラミックガスタービンを用いた石炭ガス化複合発電プラントの熱効率解析

*三　巻　利　夫　（㈶電力中央研究所）
和　田　克　夫　（㈱日立製作所）
久　松　　暢　（㈶電力中央研究所）
中　門　公　明　（㈱日立製作所）

1. まえがき

噴流床石炭ガス化複合発電は、我が国における次世代石炭火力発電の有力な方式として位置づけられ、国および電気事業では積極的に技術開発を推進している。現在ＮＥＤＯ－ＩＧＣ組合では２００Ｔ／日噴流床石炭ガス化複合発電パイロットプラントの調整運転を行っているが、その開発目的は、設計・建設・運転を通じガス化複合発電の炭種適合性、経済性、運転制御性、環境保全性などを総合的に評価・研究し、実証プラントの実現に足る技術的成果をおさめることとされている。

石炭ガス化複合発電の高効率化を実現するためには、高性能のガス化技術やガス精製技術の開発と並んでガスタービン入口温度（ＴＩＴ）の高温化技術の開発が重要な鍵を握っている。このため耐熱性や耐食性に優れたファインセラミックスを燃焼器およびタービン翼に適用して、ガスタービンの高温化と冷却空気量の大幅な削減を図ることが各方面で検討されている。著者らは昭和５８年度から脆性材料であるセラミックスを高度な信頼性が求められる発電用ガスタービンに適用するために、セラミック燃焼器および静翼の強度信頼性を飛躍的に向上させることを目的として、燃焼試験や解析的方法により材料面、構造設計面並びに運転制御面から総合的な検討を行っている。

本報では、セラミックス利用によるプラントの熱効率向上効果を明らかにするために、実証プラント規模の石炭ガス化複合発電にＴＩＴ１３００℃および１５００℃の金属空冷ガスタービンまたはセラミックガスタービンを適用した場合について熱効率解析を行った結果を述べる。

2. 石炭ガス化複合発電プラントの概要

石炭ガス化複合発電プラントは図２－１に示すように、(1)石炭前処理装置、石炭ガス化炉、熱交換器、チャー回収装置等からなるガス化設備、(2)集じん装置と脱硫装置からなるガス精製設備、(3)ガスタービン、(4)排熱回収ボイラと蒸気タービンからなる排

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

熱回収プラント等が組合わさったシステム構成となっている。

また、(1)集じん装置で捕集されたチャーをガス化炉へリサイクルする、(2)リサイクルチャー搬送のために脱硫装置出口ガスをリサイクルして用いる、さらに空気吹き噴流床石炭ガス化炉では、(3)ガス化用空気としてガスタービン圧縮機の抽気を用いる等プラント内部を循環する複数の系統を有する。

本章では、検討対象とした空気吹き加圧噴流床石炭ガス化複合発電プラントを構成する各設備の特徴について述べる。構成機器の主な仕様は表２－１に示すとおりである。

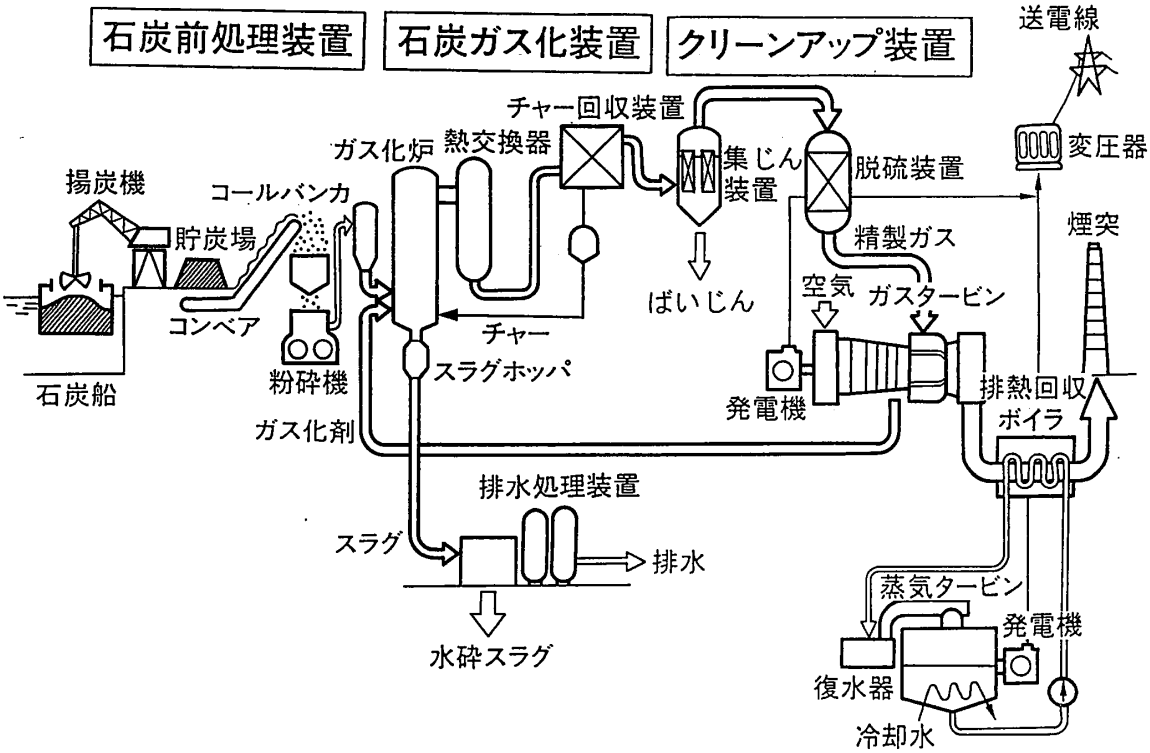


図 2-1 石炭ガス化複合発電プラント構成

表２－１ 石炭ガス化複合発電構成機器の主仕様

構成機器		主仕様
ガス化炉		空気吹き加圧二室二段噴流床方式
ガス精製	脱じん	ポーラスフィルタろ過集じん方式
	脱硫	酸化鉄系脱硫剤による乾式吸着・再生方式
ガスタービン		ＴＩＴ１３００℃、１５００℃ (1)金属空冷 (2)初段、二段静翼セラミック (3)初段動・静翼、二段静翼セラミック
蒸気タービン		再熱混圧復水形

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2.1　空気吹き加圧二段噴流床石炭ガス化炉

空気吹き加圧二段噴流床石炭ガス化炉は、炉壁に絞りを設けて炉内を下段のコンバスタ部と上段のリダクタ部の2室に分割し、微粉砕した石炭を上段・下段から各々炉内に供給することにより効率よくガス化できる装置である。コンバスタ部は、燃焼用空気と石炭およびチャーとの反応により、石炭中に含まれる灰の融点以上という高温が保持され、リダクタ部における石炭のガス化に必要な高温熱源としての機能と、石炭灰を溶融スラグとして排出する機能とを有している。コンバスタ内で溶融された灰分は、スラグとして炉底より排出され、スラグホッパ水により急冷破砕される。リダクタ部では、吸熱反応であるチャーのガス化反応等により一酸化炭素（CO）、水素（H_2）を主成分とする可燃性の低カロリーガスが生成される。ただし、リダクタ部では供給された石炭中の炭素分が十分にガス化されず、炭素分を多く含むチャー粒子が生成される。このチャー粒子は、サイクロン等でできるだけ捕集して、コンバスタ部に循環供給してやる必要がある。リダクタ部で生成されたガスは、ガス冷却器により後流のガス精製設備に適する温度まで冷却される。

2.2　ガス精製設備

後流の高温域で作動するガスタービン翼の腐食・摩耗の防止や環境排出物の低減のため、ガス化炉生成ガス中に含まれるばいじん、硫黄化合物（H_2S、COS等）、ハロゲン化合物、アルカリ金属等の有害物質を極力除去するガス精製設備が必要である。ここでは、熱効率上有利で、運転信頼性に優れる固定床乾式ガス精製設備、すなわち脱硫装置としてはセラミック担体に酸化鉄を含浸させた脱硫剤によるハニカム固定床方式、集じん装置としては多孔質セラミック製円筒のポーラスフィルタ方式を想定している。

2.3　石炭ガス化用ガスタービン

現在、LNG等のクリーン燃料用としては1300℃級ガスタービンが実用化され高効率化が進んでいる。石炭ガス化ガス用としては、高温の低カロリー・低NO_x燃焼器、耐食性・耐摩耗性に優れたタービン翼の開発が必要である。ここでは、ガスタービンの燃焼温度が石炭ガス化複合発電全体の熱効率に与える影響を検討するためTIT1300℃並びに1500℃のガスタービンを対象とした。1500℃の金属空冷ガスタービンは、実際には材料の耐熱性向上や翼の冷却技術の向上が伴って初めて実現されるものであるが、ここでは比較のため1300℃の金属空冷ガスタービンと同レベルの技術をベースとして検討した。

2.4　排熱回収蒸気タービンプラント

ガスタービン後流の排熱回収ボイラとガス化炉熱交換器に適当な伝熱管を配置し、そこで発生した蒸気を蒸気タービンへ導き発電を行う。伝熱管配置により、排熱回

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

収蒸気系の構成には種々のものが考えられるが、ここでは混圧・再熱型の熱回収システムを想定して検討を行った。

3. 石炭ガス化複合発電プラントの熱効率解析

本章では、石炭ガス化複合発電熱効率解析プログラムを用いて、ＴＩＴ１３００℃および１５００℃の金属空冷ガスタービンおよびセラミックガスタービンを適用した場合について熱効率解析を行い、ガスタービンのセラミック化により期待される熱効率向上効果について検討した結果を述べる。熱効率解析のマクロフローを図３－１に示す。

3.1 石炭ガス化炉の主仕様とガス化性能

表３－１に検討対象ガス化炉の主な仕様を示す。

石炭処理量は、ガスタービン単機最大容量の定格燃料流量を得るために必要な容量とした。ガスタービンの容量は、本報で検討した６ケースでそれぞれ最大効率を得るよう設計したため、ガス化炉の容量も各ケースで異なっている。

空気比はスラグの安定した溶融排出が十分維持できる範囲でガス化効率を最大限に高めるため出来るだけ低く設定し０．４２とした。

このガス化炉の主なガス化性能を表３－２に示す。

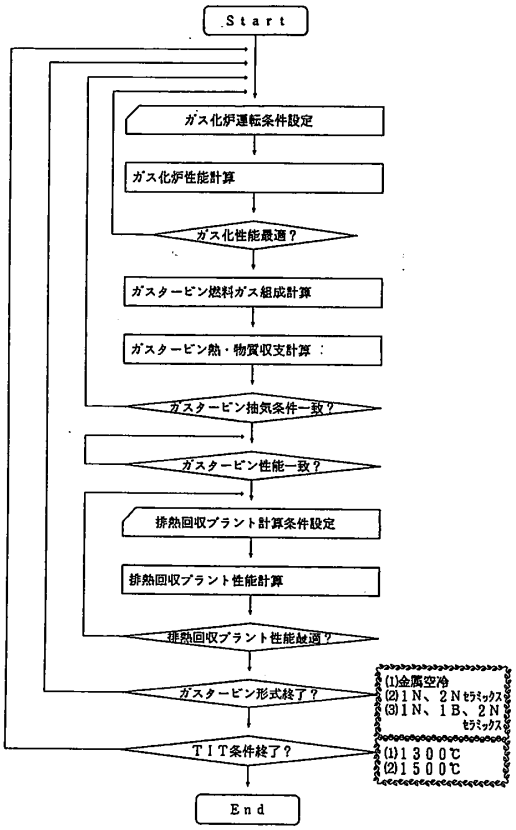


図3-1 熱効率解析マクロフロー

表３－１ 石炭ガス化炉の主仕様

項　　目	主　仕　様
(1) 石炭処理量	約 2,400 ～ 3,300 Ｔ／日
(2) 炭種	太　平　洋　炭
(3) 空気比	０．４２

表３－２ ガス化性能

冷ガス効率	６９　　％
炭素転換率	９７　　％
発熱量 (HHV,DRY)	1,070 ｋｃａｌ／ｍ³ Ｎ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3.2　ガスタービンの主仕様と熱効率

ガスタービン用燃料ガスの性状を表３－３に示す。可燃性成分としてＣＯ、H_2を主成分とし、N_2により希釈された発熱量１，０２６ｋｃａｌ／m^3Ｎ（ＨＨＶ、Ｗｅｔ）の低カロリガス燃料である。

ガスタービンの主な仕様は表３－４に示すように、ＴＩＴ１３００℃および１５００℃、ガスタービン出力は単機最大容量である１６６～２３３ＭＷとした。

表３－５に本報で検討を行った計６ケースのガスタービンの主要設計パラメータを示す。これらの内、代表的な熱・物質収支例を図３－２、図３－３に示す。

表３－３　燃料ガス性状

温度		４４４　℃
圧力		２３　ａｔａ
組成（Vol％）	ＣＯ	２２．６　％
	H_2	１１．３　％
	CO_2	４．７　％
	N_2	５６．９　％
	A_r	０．７　％
	H_2O	３．９　％
発熱量（ＨＨＶ）		1,026　kcal/m^3N

表３－４　ガスタービン主仕様

項　　目	主　仕　様
(1)ガスタービン出力	約１６６～２３３　ＭＷ
(2)ＴＩＴ	１３００、１５００℃
(3)石炭ガス化用ガスタービン抽気流量	約３９５～５３５　T/h

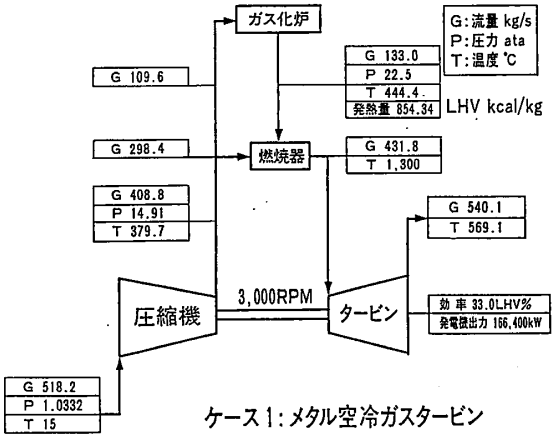


図 3-2 ガスタービンの熱・物質収支
(TIT 1300℃)

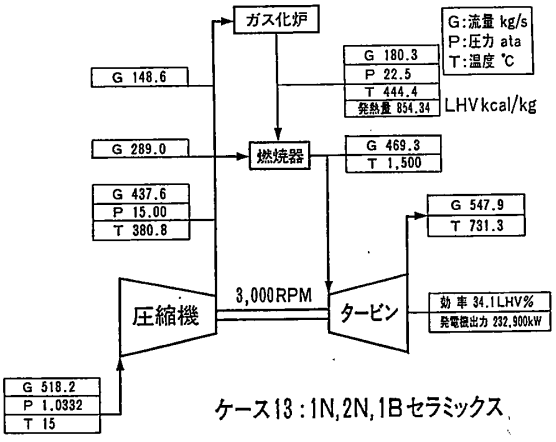


図 3-3 ガスタービンの熱・物質収支
(TIT 1500℃)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表 3－5 ガスタービンの主設計パラメータ

機器	項目	単位	TIT 1300℃			TIT 1500℃		
			ケース 1	ケース 2	ケース 3	ケース 11	ケース 12	ケース 13
			メタル空冷	1N：セラミックス 1B：コーティング 2N：セラミックス 2B：コーティング	1N：セラミックス 1B：セラミックス 2N：セラミックス 2B：コーティング	メタル空冷	1N：セラミックス 1B：コーティング 2N：セラミックス 2B：コーティング	1N：セラミックス 1B：セラミックス 2N：セラミックス 2B：コーティング
圧縮機	入口圧力	ata	1.021	1.021	1.021	1.021	1.021	1.021
	入口温度	℃	15	15	15	15	15	15
	入口相対湿度	%	60	60	60	60	60	60
	吸込空気流量	kg/s	518.2	518.2	518.2	518.2	518.2	518.2
	圧力比	—	14.6	15.3	15.8	14.7	14.7	14.7
	回転数	rpm	3000	3000	3000	3000	3000	3000
	断熱効率	%	88.5	88.5	88.5	88.5	88.5	88.5
	出口ディフューザ圧損	%	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
燃焼器	燃焼効率	%	99.9	99.9	99.9	99.9	99.9	99.9
	圧力損失	%	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7
冷却・シール空気	冷却空気流量	kg/s	52.8	21.8	6.7	97.8	41.6	23.1
	シール空気流量	kg/s	55.5	55.5	55.5	55.5	55.5	55.5
	シール空気圧力	ata	14.91	15.60	16.12	15.00	15.00	15.00
タービン	排気圧力	ata	1.1018	1.1018	1.1018	1.1018	1.1018	1.1018
	排気流量	kg/s	540.1	541.4	542.1	542.8	546.6	547.9
	断熱効率	%	91.4	91.7	91.7	91.6	91.9	92.1
その他	機械効率	%	98	98	98	98	98	98
	発電機効率	%	98	98	98	98	98	98

図3－4に冷却空気流量比と熱効率比の関係を示す。冷却空気流量比は、圧縮機吸込空気流量に対する全冷却空気流量（冷却空気流量＋シール空気流量）の比率を示している。また熱効率比は、TIT1300℃金属空冷ガスタービンの熱効率を1.0とした時の相対比を示している。

TIT1300℃、1500℃いずれの温度の場合においても、ガスタービンをセラミック化することによりガスタービン単体熱効率の大幅な向上が期待できることがわかる。

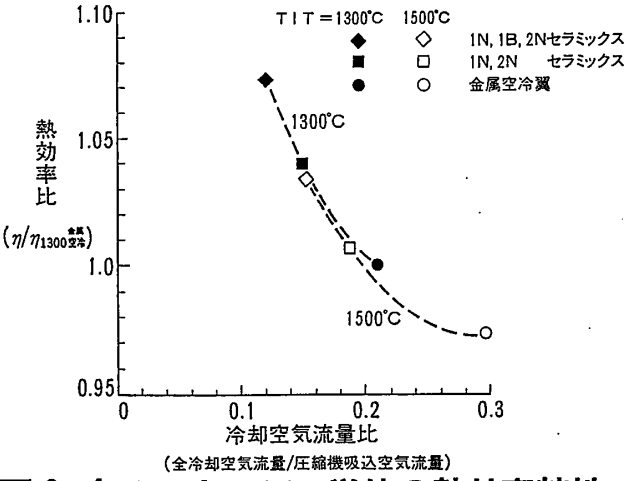


図 3-4 ガスタービン単体の熱効率特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

一方金属空冷ガスタービン、セラミックガスタービンいずれの場合においても、ＴＩＴを１３００℃から１５００℃に上昇しても冷却空気流量の増大幅が大きいためガスタービン単体熱効率はかえって低下している。

3.3　石炭ガス化複合発電プラントの熱効率解析

図３－５（ａ）（ＴＩＴ１３００℃）、（ｂ）（ＴＩＴ１５００℃）に従来の金属空冷翼ガスタービンを用いた石炭ガス化複合発電プラントの熱効率をベース（ＴＩＴ１３００℃）として、初段及び２段静翼をセラミック翼とし、動翼はコーティング翼を用いた場合（ケース２、１２）並びに初段及び２段静翼に加え初段動翼をセラミック翼とし、２段動翼はコーティング翼を用いた場合（ケース３、１３）の発電端熱効率の向上比率（ケース１の熱効率に対する相対値で表示）を示す。ガスタービンをセラミック化することにより、(1)ガスタービン単体熱効率の向上、(2)ガスタービン排ガス温度上昇による排熱回収ボイラ吸熱量の増加、(3)排熱回収プラント蒸気条件の向上による石炭ガス化複合発電プラントとしての熱効率向上が図れる。

ＴＩＴ１３００℃の場合、図３－５（ａ）に示されるように、ケース２の場合で約２．３％、ケース３の場合で約４．２％という大幅な熱効率向上が期待できる。

ＴＩＴ１５００℃の場合、図３－５（ｂ）に示されるように、ケース１１の金属空冷ガスタービンの場合でもガスタービン単体ではＴＩＴ１３００℃の場合よりも熱効率は低下するが、複合発電効率としてはガスタービン排ガス温度の上昇により

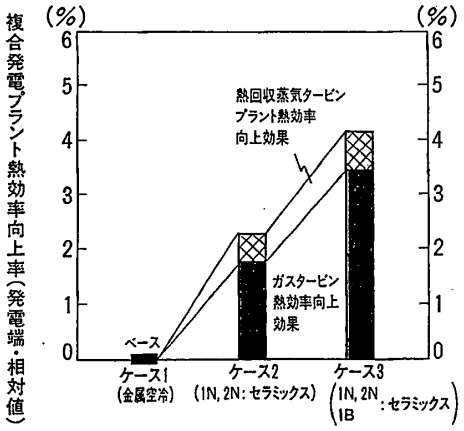


図３－５(a) セラミックガスタービン導入による石炭ガス化複合発電プラントの熱効率向上効果（TIT 1300℃）

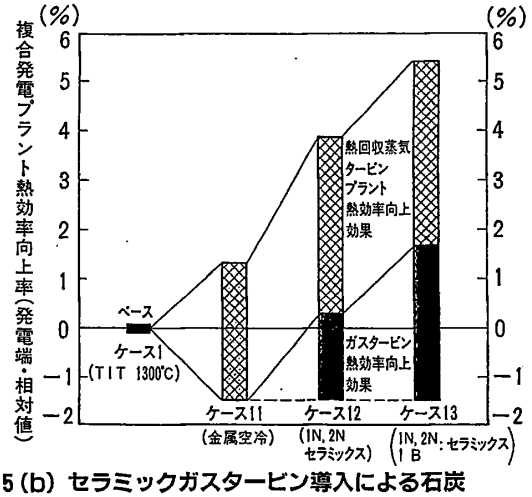


図３－５(b) セラミックガスタービン導入による石炭ガス化複合発電プラントの熱効率向上効果（TIT 1500℃）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

約１．３％の熱効率向上が期待できる。一方セラミックガスタービンの場合には、ケース１２の場合で約３．９％、ケース１３の場合で約５．４％という大幅な熱効率向上が期待できる。

図３－６に冷却空気流量比と複合発電熱効率比の関係を示す。熱効率比はＴＩＴ１３００℃金属空冷ガスタービンを用いた複合発電の熱効率を１．０とした時の相対比を示している。ガスタービンのセラミック化により、ＴＩＴ１５００℃以上においてもなお効率向上が見込めることがわかる。

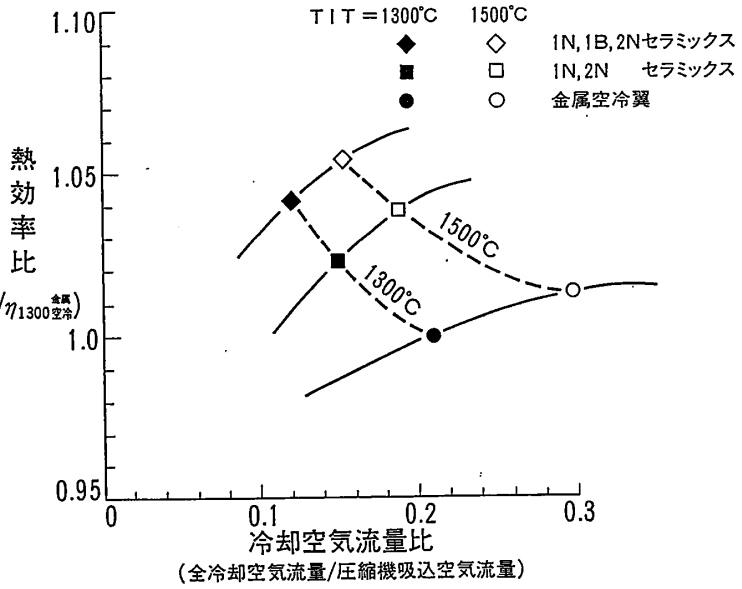


図 3-6 複合発電プラント熱効率特性

4. あとがき

石炭ガス化複合発電プラントにセラミックガスタービンを適用した場合の熱効率向上効果を明らかにするために、実証プラント規模石炭ガス化複合発電プラントの総合熱・物質収支計算プログラムを用いて、ＴＩＴ１３００℃および１５００℃のそれぞれの場合について、金属空冷翼１ケースとセラミック部品の適用範囲の異なるセラミックガスタービン２ケースの計６ケースの熱効率解析を行った。

その結果従来の金属空冷ガスタービン（ＴＩＴ１３００℃）に比して、初段及び２段静翼をセラミック翼とし、動翼はコーティング翼を用いた場合で約２．３～３．９％（発電端・相対値）、初段及び２段静翼に加え初段動翼をセラミック翼とし、２段動翼はコーティング翼を用いた場合で約４．２～５．４％（発電端・相対値）の効率向上効果が期待できることが明らかになった。

今後セラミックガスタービンのより一層の熱効率向上を目指すには、セラミックガスタービン特有の構造を活かして、シール空気流量の低減を図るなど全冷却空気流量の一層の低減をめざしてさらに詳細な検討を進める必要があるものと考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－1

トランスピュータを用いたガスタービン動特性の並列処理（第2報：リアルタイム処理の検討）

＊稲垣　詠一　（東理大　理工）
稲葉　励　（東理大　理工　院）

1．まえがき

ガスタービンの動特性解析、制御系の設計には、ダイナミックシミュレーション技術が重要な役割を担っており、コンピュータの性能向上と密接に関連している。最近のコンピュータは複数のＣＰＵを用いた並列処理により高速化、大規模化の方向に向かっている。最近では、パーソナルコンピュータをホストとして並列処理用のマイクロプロセッサであるトランスピュータが利用できるようになってきた。　トランスピュータは、ＣＳＰ(Communicating Sequential Processes)の概念により設計された並列処理用のマイクロプロセッサである。パーソナルコンピュータの拡張ボード上にネットワークが構築でき、並列処理が容易に構成できるという特徴を備えている。

著者らは、これまでにガスタービンの動特性が強いスティッフの性質を持つこと、サージを含めた広域シミュレーションには、スティッフ非線形微分方程式を解く必要があることを明かにしてきた[1]。さらに、ガスタービンの動特性解析にトランスピュータを用いた並列処理[2]を導入し、並列計算手法の研究を続けている。

本研究では、前報に引き続きガスタービンのダイナミックシミュレーションの高速化を行い、パーソナルコンピュータのレベルで、ほぼリアルタイムシミュレーションが可能になったので報告する。

一方、杉山[3]は高性能な計算システムであるＡＤ１００を用いて汎用性があり、リアルタイム、あるいはそれ以上の高速シミュレーションを実現している。本研究は、これとは対照的にパソコンレベルでのリアルタイム処理であり、デスクサイドでの簡便な数値実験装置として位置づけられるであろう。

主な記号

G：流量 [kg/s]　P：圧力 [kg/m^2]　T：温度 [°K]　N：回転数 [rpm]　η：効率
ΔP：圧力損失 [kg/m^2]　I：軸慣性能率 [kgms^2]　η_m：機械効率　R：ガス定数 [kgm/kgK]
H_u：低位発熱量 [kcal/kg]　J：熱の仕事当量 [kgm/kcal]　L：比出力 [kgm/kgK]/[kg/s]
C_P：定圧比熱 [kcal/kgK]　V_B：吐出管容積(圧縮機容量＋燃焼器容積) [m^3]
θ：可変ノズル角 [deg] ($\theta>0$ ノズル開　$\theta<0$ ノズル閉)　$f_{rc}(*,*)$：圧縮機圧力上昇
$f_{rTH}(*)$：高圧タービン圧力降下　$f_{rTL}(*,*)$：低圧タービン圧力降下
$M=\int_0^{\ell}\frac{1}{Ag}dx$：流路の慣性係数 [s^2/m^2]　A：流路断面積 [m^2]　ℓ：流路長 [m]　g：重力加速度

添字は以下に示す。

c　圧縮機　b　燃焼器　T　タービン　TH　高圧タービン　TL　低圧タービン
f　燃料　0　大気状態　2　圧縮機出口　3　燃焼器出口　in　吸入ダクト
out　排気ダクト　L　負荷　d　設計点　θ　可変ノズル　$^-$　修正量

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2．動特性の方程式

可変ノズル付２軸型ガスタービンの動特性方程式は、ガス発生機部分については次式のように表わされる。図１にブロック線図を示す。

圧縮機：

$$M_c\dot{G}_c = f_{rc}(\bar{G}_c, \bar{N}_c) - (P_3 - P_0) - \Delta P_{in}(\bar{G}_c) - \Delta P_b(\bar{G}_c)$$

$$T_2 = T_1(1 + (f_{rc}^{m_c} - 1)/\eta_c) \tag{2-1}$$

燃焼器：

$$\begin{pmatrix} V_B/RT_3, & -P_3V_B/RT_3^2 \\ -V_B/J, & C_{P3}P_3V_B/RT_3 \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\dot{P}_3 \\ \dot{T}_3\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_C - G_T \\ C_{P2}T_2G_C - C_{P3}T_3G_T \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_b H_u \end{pmatrix} G_f \tag{2-2}$$

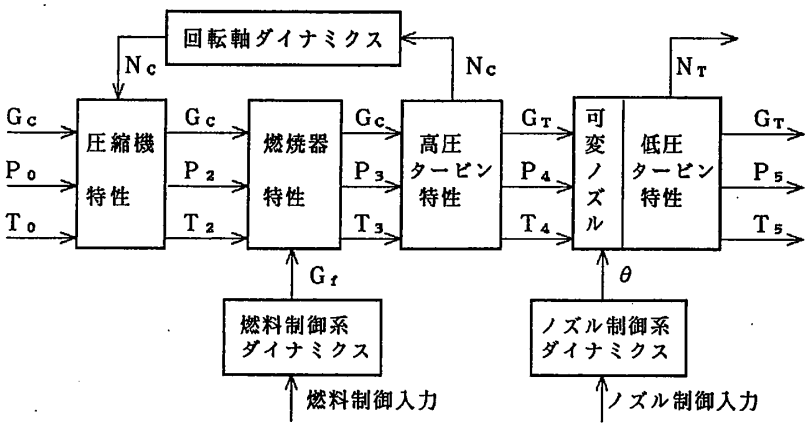
タービン：

$$M_T\dot{G}_T = P_3 - P_0 - f_{rTH}(\bar{G}_T) - f_{rTL}(\bar{G}_T, \theta) - \Delta P_{out}(\bar{G}_T)$$

$$T_4 = T_3(1 - \eta_{TH}(1 - f_{rTH}^{-m_{TH}})) \tag{2-3}$$

回転軸：$(2\pi/60)^2 N_c I_c \dot{N}_c = \eta_{mc} L_{TH} G_T - L_c G_c$ (2-4)

制御系：$\tau_f \dot{G}_f + G_f = u_f$ 、$\tau_\theta \dot{\theta} + \theta = u_\theta$ (2-5)



Ｆｉｇ．１　可変ノズル付２軸型ガスタービン（ガス発生機）

（２－１）～（２－５）式の時間微分項の変数を状態変数に選んで設計点で規格化して無次元化すると、（２－７）式を得る。ここで、状態ベクトル $\mathbf{x}$ は（２－６）式で定義される。以下、太字はベクトル、’はベクトルの転置を表わす。

$$\mathbf{x} = (G_c/G_{cd}, P_3/P_{3d}, T_3/T_{3d}, G_T/G_{Td}, N_c/N_{cd}, G_f/G_{fd}, \theta/\theta_d)'$$

$$= (x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, x_7)' \tag{2-6}$$

$$\dot{x}_1 = k_{11} f_{rc}(x_1, x_5) - k_{12}x_1^2 - k_{13}x_2 - k_{14}x_1^2$$

$$\dot{x}_2 = k_{21} f_{T2}(x_1, x_5)x_1 - k_{22}x_3x_4 + k_{23}x_6$$

$$\dot{x}_3 = (k_{31} f_{T2}(x_1, x_5)x_1 - k_{32}x_1x_3 + k_{33}x_6 - k_{34}x_3x_6 - k_{35}x_3x_4)x_3/x_2$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\dot{x}_4 = k_{41}x_2 - k_{42}f_{p5}(x_4)\,f_{rTH}(x_2, x_3, x_4)\,f_{rTL}(x_2, x_3, x_4, x_7)$$

$$\dot{x}_5 = (k_{51}x_3x_4 - k_{52}f_{T4}(x_2, x_3, x_4)\,x_4 - k_{53}f_{T2}(x_1, x_5)\,x_1 + k_{54}x_1)/x_5$$

$$\dot{x}_6 = -k_{61}x_6 + k_{61}u_1$$

$$\dot{x}_7 = -k_{71}x_7 + k_{72}u_2 \qquad (2\text{-}7)$$

k_{ij} は設計点の情報で決まる定数であるがシステムのパラメータ（慣性係数、吐き出し管容積、軸慣性、制御系定数）を含んでおり、［１/ｓ］の次元を持つ。

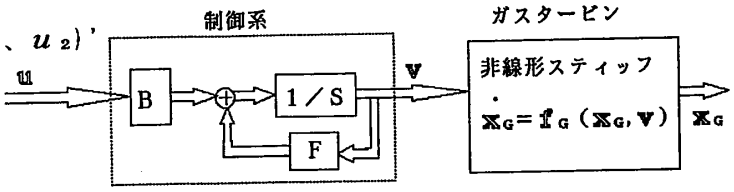
ここで、新たにガスタービンシステムの状態ベクトルを $\mathbf{x}_G$，制御系の出力ベクトルを $\mathbf{v}$，制御入力ベクトルを $\mathbf{u}$ で表わすことにして、（２－７）式をガスタービンと制御系に分離すれば（２－８）式と（２－９）式を得る。

$$\mathbf{x}_G = (x_1,\ x_2,\ x_3,\ x_4,\ x_5)'$$

$$\mathbf{v} = (x_6,\ x_7)' \qquad \mathbf{u} = (u_1、u_2)'$$

$$\dot{\mathbf{x}}_G = \mathbf{f}_G(\mathbf{x}_G,\ \mathbf{v}) \qquad (2\text{-}8)$$

$$\dot{\mathbf{v}} = F\mathbf{v} + B\mathbf{u} \qquad (2\text{-}9)$$



Ｆｉｇ．２　制御系とガスタービンシステム

（２－８）式がガスタービンの動特性方程式であり、スティッフ非線形の性質を持つという特徴がある[1]。（２－９）式が制御系を表わしており、スティッフ性に関係なく、また燃料制御、ノズル制御にそれぞれ分離されている（（２－５）式参照）。

図２にブロック線図を示す。

３．並列演算アルゴリズム

まず、（２－８）式を線形項と残差非線形項に分離する。

$$A_G = \left[\frac{\partial \mathbf{f}_G}{\partial \mathbf{x}'}\right]_{x=xd} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 & a_{15} \\ a_{21} & 0 & a_{23} & a_{24} & a_{25} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} \\ 0 & a_{42} & a_{43} & a_{44} & 0 \\ a_{51} & a_{52} & a_{53} & a_{54} & a_{55} \end{pmatrix} \qquad (3\text{-}1)$$

$$B_G = \left[\frac{\partial \mathbf{f}_G}{\partial \mathbf{v}'}\right]_{v=vd} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ a_{26} & 0 \\ a_{36} & 0 \\ 0 & a_{47} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad (3\text{-}2)$$

ここで、A_G、B_Gは設計点の情報のみによって定まる定数マトリックスであり、ガスタービンシステムが強いスティッフ性を示すことから、スティッフ性を吸収するために導入した項である。最も強いスティッフ性を示す設計点の値に固定することにする。したがってパラメータの変動はすべて非線形項に含まれることになる。

このとき（２－８）式は

$$\dot{\mathbf{x}}_G = \mathbf{f}_G(\mathbf{x}_G, \mathbf{v}) = A_G\mathbf{x}_G + B_G\mathbf{v} + \mathbf{f}e(\mathbf{x}_G, \mathbf{v})$$

$$\mathbf{f}e(\mathbf{x}_G, \mathbf{v}) = \mathbf{f}_G(\mathbf{x}_G, \mathbf{v}) - A_G\mathbf{x}_G - B_G\mathbf{v} \qquad (3\text{-}3)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と書換えられる。

並列計算の効果を上げるためには（１）計算負荷が均一であること、（２）独立に計算できる部分が多いことが必要である。（１）、（２）の条件を満たすようにするために（３－３）式を対角化する。

相似変換行列 P を用いて

$$\mathbf{x}_G = P\boldsymbol{\xi}\ ,\qquad \boldsymbol{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5)' \tag{3-4}$$

として、（３－４）式を（３－３）式に代入すれば、（３－５）式を得る。

$$\dot{\boldsymbol{\xi}} = P^{-1}A_G P\boldsymbol{\xi} + P^{-1}B_G\mathbf{v} + P^{-1}\mathbf{f}e(\mathbf{x}_G, \mathbf{v}) \tag{3-5}$$

システムマトリックス A_G の固有値 λ がすべて異なるとき

$$P^{-1}A_G P = \Lambda = diag(\lambda_1、\lambda_2、\lambda_3、\lambda_4、\lambda_5) \tag{3-6}$$

となり、対角化される。P は固有値 λ_i に対応した固有ベクトル$\mathbf{P}_i$から生成される。一般には物理系から導かれるマトリックス A_G（式３－１）は非対称行列であるから固有値がすべて相異なるとは限らないが、数値計算の結果、ガスタービンの定常動作点では負の相異なる固有値が得られた。したがって、定常動作点ではガスタービンは安定に作動していることになる。また、（３－５）式の右辺第２項の $P^{-1}B_G$（５ｘ２マトリックス）は可制御性に関係しており、ゼロになる要素がないことを確かめた。すなわち、ガスタービンは可制御である。

サンプリング周期をτとして、（３－５）式を離散値系で書くと（３－７）式を得る。

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\xi}_{k+1} &= e^{\Lambda\tau}\boldsymbol{\xi}_k + (e^{\Lambda\tau} - I)\Lambda^{-1}P^{-1}B_G(\mathbf{v}_{k+1} + \mathbf{v}_k)/2 \\ &\quad + e^{\Lambda\tau}P^{-1}\int_0^{\tau} e^{-\Lambda\eta}\mathbf{f}e(\mathbf{x}_G(k\tau+\eta), \mathbf{v}(k\tau+\eta))\,d\eta\end{aligned} \tag{3-7}$$

積分項は計算精度を確保するために（$k+1$）τ時点と$k\tau$時点の平均として評価すると、Iを単位行列として（３－８）式で表わされる。以後、残差非線形項を略記して$\mathbf{f}e_{k+1}$、$\mathbf{f}e_k$で表わす。

$$\begin{aligned}&e^{\Lambda\tau}P^{-1}\int_0^{\tau} e^{-\Lambda\eta}\mathbf{f}e(\mathbf{x}_G(k\tau+\eta)、\mathbf{v}(k\tau+\eta))\,d\eta \\ &= (e^{\Lambda\tau} - I)\Lambda^{-1}P^{-1}(\mathbf{f}e_{k+1} + \mathbf{f}e_k)/2\end{aligned} \tag{3-8}$$

（３－８）式を（３－７）式に代入して、i成分について書き下せば、$e^{\Lambda\tau}$、$(e^{\Lambda\tau} - I)\Lambda^{-1}$の部分が対角化されていることに注意して

$$\begin{aligned}\xi_{ik+1} &= e^{\lambda_i\tau}\xi_i + (e^{\lambda_i\tau}-1)/2\lambda_i(\langle \mathbf{s}_i、\mathbf{v}_{k+1} + \mathbf{v}_k\rangle \\ &\quad + (e^{\lambda_i\tau}-1)/2\lambda_i(\langle \mathbf{q}_i、\mathbf{f}e_{k+1} + \mathbf{f}e_k\rangle) \qquad i = 1、2、\cdots 5\end{aligned} \tag{3-9}$$

を得る。ここで、$\langle\cdot、\cdot\rangle$はベクトルの内積、$\mathbf{s}_i$、$\mathbf{q}_i$はそれぞれ$P^{-1}B_G$、$P^{-1}$の第$i$行ベクトルを表わす。$i$=1、2、‥、5はそれぞれ状態変数$x_i$と対応関係が成立するよ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

うに固有ベクトルを求めてある。（３－９）式の右辺第１項と第２項は線形項であり計算負荷としてみた場合には同一負荷となる。また、独立に計算できることを示している。さらに、バデー近似式を用いることなく計算が実行できるというメリットも生まれる。

計算負荷のアンバランスが生じるのは（３－９）式の右辺第３項の計算部分である。この部分では、ガスタービンの各要素の特性（圧縮機、燃焼器、タービン、ノズル等）を計算している。結局ガスタービンのダイナミック・シミュレーションで計算に最も負担がかかるのが、このような多変数関数の計算部分であることが分かる。
そこで、テーブル・ルック・アップ・データの高速演算法[4]を採用することにする。この方法はガスタービンの各要素特性を等間隔データに直して係数をマップとして記憶しておき、次式で特性値を求める計算法である。１変数、２変数関数の場合には、それぞれ(４－８）式で求められる。

$$f(x_1)=C_0(i)+C_1(i)x_1$$

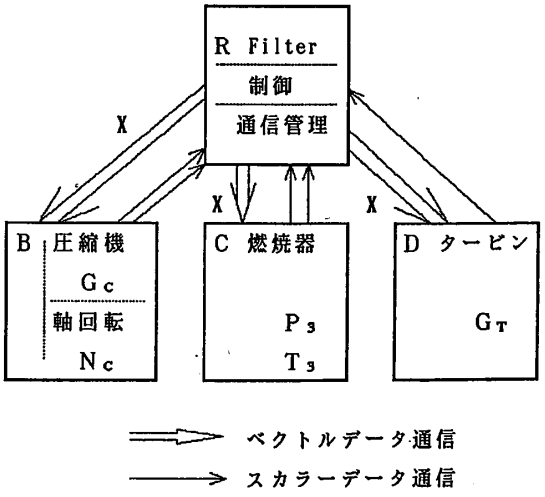
$$f(x_1,x_2)=C_{20}(i,j)+C_{21}(i,j)x_1+C_{22}(i,j)x_2+C_{23}(i,j)x_1x_2$$

$$i,\ j=\mathrm{INT}((x-x(1))/\tau) \qquad (3\text{-}10)$$

本報告の並列処理システムは分散メモリー型であるから、各トランスピュータのメモリーにこれらの係数を記憶させておけば良い。

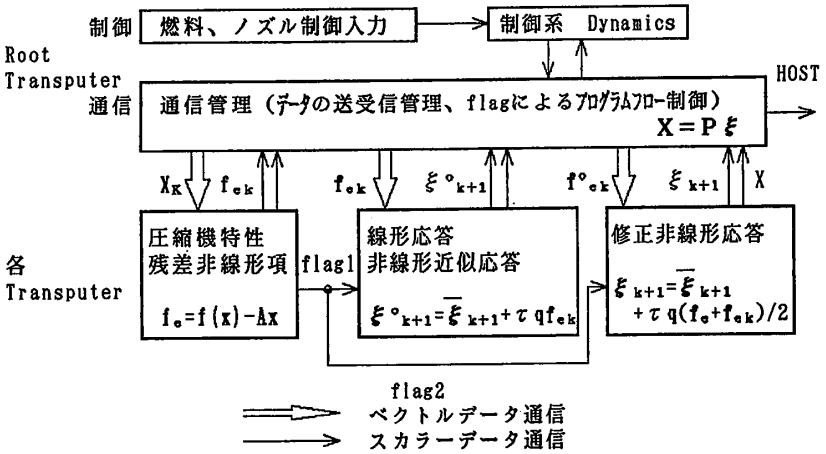
４．並列処理装置とシミュレーション結果

並列処理装置は前報と同じである。パーソナルコンピュータの拡張ボードにＩｎｍｏｓ社のＴ８００トランスピュータ[5]を４台実装し、１台あたり４チャンネルのシリアルリンクを用いてネットワークを構築した。基本的な接続法は密接続であるが、３．で述べたアルゴリズムにしたがって階層接続（図３）として使用している。ルートトランスピュータは制御系の計算とプログラムのフロー制御、データ通信の同期制御を行っている。トランスピュータＢでは圧縮機と軸回転、Ｃでは燃焼器、Ｄではタービンの方程式をそれぞれ分担して解いている。５つの方程式を３つのトランスピュータに分割するので計算負荷のアンバランスは避けられない。図４に計算の流れ図を示す。それぞれのトランスピュータはルートトランスピュータの同期制御のもとでガスタービンの



Ｆｉｇ．３　並列プロセッサの配置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.



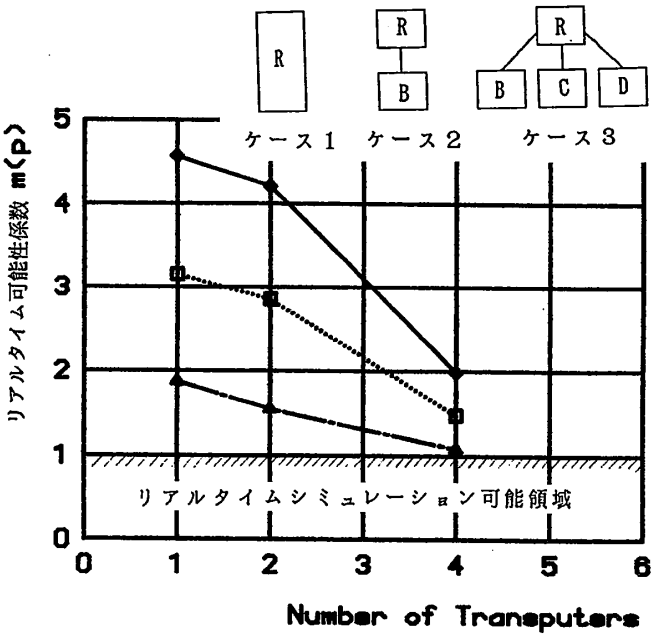
Ｆｉｇ．４　並列化アルゴリズム

各要素特性を計算し残差非線形項を計算するブロックと、非線形近似応答を計算するブロック、（$k+1$）時点での非線形応答を修正するブロックに分かれ、これら３つのブロックは逐次計算される同時に、３台のトランスピュータで並列に実行される。以上のアルゴリズムとトランスピュータの配置にしたがって並列処理向きの開発言語ＯＣＣＡＭにより、計算コードを作成した。いま、P台のトランスピュータ用いたときの計算時間を $C_T(P)$，リアルタイムをT_Rとすると、前報と同様にリアルタイム可能性係数は

$$m(P)=C_T(P)/T_R \tag{4-1}$$

と表わされる。$m(P)\leqq 1$でリアルタイム処理が可能となる。図５に結果を示す。一点鎖線が今回の結果である。

図５のトランスピュータの台数１、２、４がそれぞれケース１、２、３に対応する。実線は時間ステップ（$k\tau$）を一歩進めるごとに結果をホストに転送した場合であり、ケース２、３は１００ステップごとに１回だけ転送した場合である。ケース３の場合に$m(p)=1.08$となり、ほぼリアルタイム処理がパソコンレベルで可能となっ



Ｆｉｇ．５　リアルタイム処理の可能性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

たと考える。

次に、リアルタイム処理について検討してみる。並列処理の効果を計る指標として速度向上率Sと効率（プロセッサ利用率）E_Pがあり、それぞれ次式で定義される。

$$S = T(1)/T(P)、\quad E_P = T(1)/PT(P) = S/P \tag{4-2}$$

リアルタイム可能性係数$m(P)$との関係は　$T(P) = m(P)T_R$　を用いて

$$S = T(1)/T(P) = m(1)/m(P) \tag{4-3}$$

を得る。いま、ケース２と３の比較からガスタービン系の動特性方程式を分割したときの効果につて概略の見積もりをする。　図４に示した各ブロックでの計算時間は、ルートトランスビュータが通信の同期をとっているので、通信時間を無視すれば、次のように表わされる。添え字Ｂ、Ｃ、Ｄをトランスビュータ Ｂ，Ｃ，Ｄに対応させて、

（１）残差非線形項のブロックでの計算時間をT_B，T_C，T_D

（２）非線形近似応答のブロックでの計算時間をT_H

（３）修正非線形応答のブロックでの計算時間をT_S

とすると、ケース２のＢでの計算時間$T(1)$とケース３の３分割したときの計算時間$T(3)$は１ステップあたり概略

$$T(1) \cong 2(T_B + T_C + T_D) + 5(T_H + T_S) \tag{4-4}$$

$$T(3) \cong 2\max(T_B,\ T_C,\ T_D) + 2(T_H + T_S) \tag{4-5}$$

である。（４－４）、（４－５）式の第１項の係数２は収束が１回で終了すると仮定しても１ステップあたり２回残差非線形項を計算するためである。（４－４）式第２項の係数５は解くべき方程式が５次元であることに由来している。また、（４－５）式の第２項の係数２は５次元の方程式を３分割するために１ブロックでの計算時間が最大２になるためである。max（T_B，T_C，T_D）は同期待ちのために、Ｂ，Ｃ，Ｄのトランスビュータで最も計算時間の長くかかる時間を選ぶことを意味している。

（４－４）、（４－５）式より速度向上率Ｓは

$$S = \frac{2(T_B + T_C + T_D) + 5(T_H + T_S)}{2\max(T_B, T_C, T_D) + 2(T_H + T_S)} \tag{4-6}$$

となる。T_H，T_Sはベクトルの内積計算が主でありほぼ一定値である。計算負荷のアンバランスが起こるのはガスタービンの各要素の特性計算を含むT_B、T_C、T_Dである。いま、最も理想的に負荷が配分されている場合として

$$\max(T_B, T_C, T_D) = (T_B + T_C + T_D)/3 = T \tag{4-7}$$

とすると、（４－６）式は

$$S = \frac{6T + 5(T_H + T_S)}{2T + 2(T_H + T_S)} \tag{4-8}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

さらに、すべてのブロックでの計算時間も同じであるとしても速度向上率は２．６６、効率では８８％をを越えることはない。実際には通信時間等を考慮すればさらに低下するであろう。

結局、本報告のような並列計算では（４－６）式の$\max(T_B, T_C, T_D)$を最小にするように残差非線形項f_eを各トランスピュータに配分するミニマックスのスケジュール問題に帰着するであろう。

５．まとめ

４台のトランスピュータを用いてガスタービンの動特性の並列化を行なった。ガスタービンの動特性は状態変数間に相互干渉が強く、また、多変数関数による特性計算を多用する。特性計算部分にはテーブル・ルック・アップ・データによる高速計算法を採用し、さらに、動特性の微分方程式を対角化して独立性を高めることにより、相互干渉による演算回数を減少させた。このことによりパーソナルコンピュータのレベルでほぼリアルタイムシミュレーションを実現できた。

ガスタービンが不安定になったとき、サージ現象がシミュレートできること、リアルタイムシミュレーションが可能であること、という二つの条件を満たす手軽な数値実験装置として、今後は制御系設計問題へと発展させていきたいと考える。

終わりに、本研究に対して、討論の場を提供していただきました東京大学工学部の葉山教授に深く感謝いたします。葉山・金子研究室の流体振動研究会の方々に快く議論に応じていただきましたことを感謝します。また、数値計算に協力してくれた武田芳和君に感謝します。

参考文献

１）稲垣詠一、ＧＴＳＪ学会誌、１６－６４（１９８９）、８５

２）稲垣詠一、稲葉励、河村洋、ＧＴＳＪ学会誌、１９－７３（１９９１）、５７

３）Sugiyama、Ｎ．、ＡＳＭＥ-paper　９０－ＧＴ－２７０（１９９０－６）

４）渡辺顕、計測自動制御学会論文集、２１－１（１９８５）、１０４

５）IMS　T800　Architecture　Technical　Note　６、INMOS　Limited、１９８８

付録

（２－９）式の線形制御系はスティッフ性に関係していないから、離散値系で書けば

$$\mathbf{v}_{k+1} = e^{F\tau}\mathbf{v}_k + (e^{F\tau} - I)B\mathbf{u}_k$$

となる。ここで、Ｆ，Ｂは（２－７）式から明らかなように（２ｘ２）の対角行列である。これを（３－９）式に代入すると非線形近似応答は結局、ｋ時点の状態のみで決まることになる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－2

2軸ガスタービンに於けるタービンノズル最狭部面積比を最適化する為の研究

＊根　本　勇　　（株式会社　ＳＳＰ）

１．はじめに

ガスタービンは、排熱が高温である事を利用して、複合発電プラントや熱電併給システム等に組み込めば総合効率が高まると同時に、多種燃料への対応が優れている長所を生かす事ができる。タービン高温化がより進めば、排熱を動力又は熱エネルギとして物理的に回収するのではなく、化学的な回収方法として、排熱による燃料の改質が考えられよう。ガスタービンが自身の排熱により、その燃料を改質できれば、エネルギ資源安全保障、石油資源の柔軟・有効な利用、地球環境保全等に大いに貢献できることになろう。しかしその為には負荷変動下に於いても排熱による燃料の改質反応を続行できるよう、ガスタービン自体の部分負荷特性を改良する必要がある。本研究はガスタービンの高温／高圧化時代に於ける部分負荷時のＴＩＴ低下防止策として、タービンに可変静翼を用いる事なく、タービンノズル面積一定のまま、部分負荷時のＴＩＴを一定に近付け得るノズル最狭部の最適面積比を捜し出そうとするものである。

２．２軸直列ガスタービンの部分負荷特性

タービン配列を直列とする２軸ガスタービンには、１/ＬＰと１/ＨＰがある。２軸直列ガスタービンは部分負荷時に低圧タービンへのエネルギ配分比が減少し、高圧タービン膨張比 r_{HT} に比して低圧タービン膨張比 r_{LT} が著しく低下する短所がある。

図１に１／ＬＰの相対出力Ｌｏに対する r_{HT} と r_{LT} の減少傾向を示す（この計算例は設計点に於けるＴＩＴを１５７３Ｋ、圧力比 r_c を１５としたものである）。

また１／ＬＰ及び１／ＨＰの相対出力 L_o に対する部分負荷熱効率 η を図２に、Ｌｏに対するＴＩＴを図３に示す。１／ＬＰは部分負荷時に出力タービン膨張比 r_{LT} が激減するので仕事比が低下しＴＩＴが降下する、従って部分負荷熱効率 η が劣化する。逆に１／ＨＰは部分負荷時に圧縮機駆動タービン膨張比 r_{LT} が激減するので、仕事比ＷＲが過大になる。従ってＴＩＴは極端に過昇となり、部分負荷熱効率 η はより劣化する。しかしこれらの図より１／ＬＰと１／ＨＰの間に、両者の中庸としてＴＩＴを一定に近付け得るタービンノズル面積比が存在する事を予感できる。

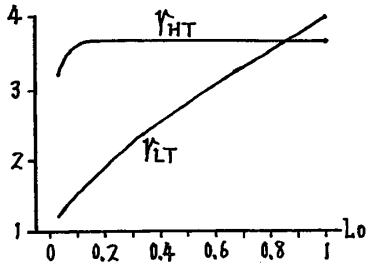


図１　膨張比の減少傾向

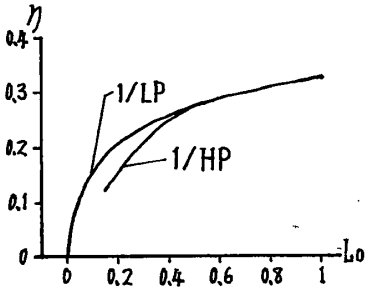


図２　部分負荷熱効率

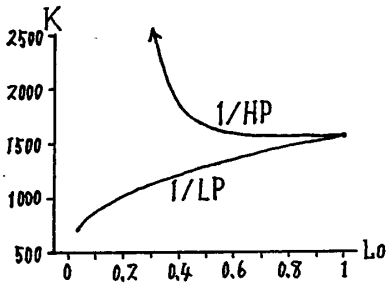


図３　部分負荷時のＴＩＴ

ガスタービン秋季講演会（札幌）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

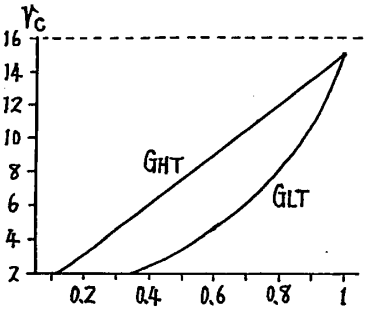


図4　圧力比とタービン流量

次にこれも思考実験として、1／LPに於いてTIT＝1573K一定のまま、圧力比r_cを15から漸次減少させる事により負荷率を低下させてみる。その時、直列2段タービンのノズル最狭部面積を全負荷時の値に固定しておくと、高圧タービンノズル流量G_{HT}、低圧タービンノズル流量G_{LT}は計算上図4の如くになる。図から負荷率が低下すると$G_{HT}<G_{LT}$になる事が分かる。この不等式こそ、2軸直列ガスタービンの部分負荷に於いてタービン間にエネルギ配分比の片寄りを齎す原因であるが、部分負荷性能を改善する為には、タービン初段側のノズル流量を増し、終段側のノズル流量を減少させれば良い事を、この不等式は示唆してくれる。

3．部分負荷時にタービン初段側ノズル流量を増し、終段側ノズル流量を減じる方法

2軸直列ガスタービンに於いて、タービンノズル面積を固定したままG_{HT}を増加させ、G_{LT}を減少させる為には、タービン段を三つに分け、高圧タービンと低圧タービンを連結して、中圧タービンをフリーとすれば良い。何故なら軸流タービン段では部分負荷に於いてタービン入口側で軸流速度が増し、出口側で軸流速度が減少するからである。上記のタービン配列によるガスタービンは1／H・LPと1／IPが考えられる。しかし本稿では1／H・LPについてのみ報告する。1／H・LPのサイクル及び構成例を図5、図6に示す。図に於いてCは圧縮機、HTは高圧タービン、ITは中圧タービン、LTは低圧タービン、CCは燃焼器、Gは歯車列、Lは負荷である。

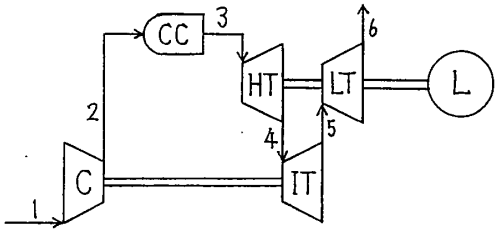


図5　1／H・LPの構成図

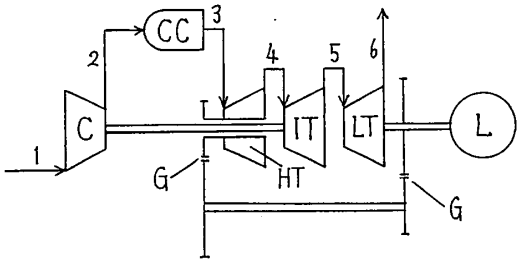


図6　1／H・LPの構成図

4．サイクル及び流量の計算に用いる記号並びに設定値

W_c：圧縮機仕事、W_{HT}、W_{IT}、W_{LT}：高圧、中圧、低圧タービン仕事、W_o：比出力、WR：仕事比、Qi：燃焼器供給熱量、η：熱効率、L_o：相対出力、τ：温度比、r_c：圧力比、r_T：タービン全膨張比、r_{HT}、r_{IT}、r_{LT}：高圧、中圧、低圧タービン膨張比、G：圧縮機流量（タービン流量）、G_{HT}、G_{IT}、G_{LT}：高圧、中圧、低圧タービンノズル流量、S_{HT}、S_{IT}、S_{LT}：高圧、中圧、低圧タービンノズル最狭部面積、ϕ：流量係数、ϕ_{max}：臨界流量係数。次にサイクル計算の為の設定値を示す。

空気の比熱比　$\kappa_c=1.4$　　燃焼ガスの比熱比　$\kappa_t=1.33$

$mc=(\kappa_c-1)/\kappa_c$　　$mt=(\kappa_t-1)/\kappa_t$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

圧縮機部定圧比熱	Cpc=0.240 kcal/kgf・K	タービン部定圧比熱	Cpt=0.276 kcal/kgf・K
ガス定数	R=29.27 kgf・m/kgf・K	燃焼器圧力損失係数	$\varepsilon=0.03$
圧縮機断熱効率	$\eta_c=0.82$	タービン断熱効率	$\eta_T=0.85$
燃焼効率	$\eta_{cc}=0.99$	機械効率	$\eta_m=0.97$

計算を簡単にする為、燃料の添加による作動流体の流量変化を省略し、比熱及び比熱比、各要素の効率等は部分負荷時にも不変なものと仮定する。

5．サイクル計算式

次に図5、図6に基づいて1／H・LPのサイクル計算に用いる諸式をしめす。

$T_2=T_1\{1+(r_c^{mc}-1)/\eta_c\}$　　$P_2=r_c\cdot P_1$

T_3：設計点ではこれを仮定する　　$P_3=r_c\cdot P_1(1-\varepsilon)$

$T_4=T_3\{1-\eta_T(1-r_{HT}^{-mt})\}$　　$P_4=P_3/r_{HT}$

$T_5=T_4\{1-\eta_T(1-r_{IT}^{-mt})\}$　　$P_5=P_4/r_{IT}$

$T_6=T_5\{1-\eta_T(1-r_{LT}^{-mt})\}$　　$P_6=P_5/r_{LT}=P_1$

$r_T=P_3/P_6=r_c(1-\varepsilon)=r_{HT}\cdot r_{IT}\cdot r_{LT}$　　・・・・・・・・・・・・・(1)

$W_C=CpcT_1(r_c^{mc}-1)/\eta_c$　　$W_{HT}=\eta_T CptT_3(1-r_{HT}^{-mt})$

$W_{IT}=\eta_T CptT_4(1-r_{IT}^{-mt})$　　$W_{LT}=\eta_T CptT_5(1-r_{LT}^{-mt})$

$W_O=\eta_m(W_{HT}+W_{LT})$　　$WR=(W_{HT}+W_{LT})/(W_{HT}+W_{IT}+W_{LT})$

$Q_1=Cpt(T_3-T_2)/\eta_{cc}$　　$\eta=W_O/Q_1$

6．設計点性能の計算

$P_1=1.033$ kgf/cm²　　$r_c=15$　　$T_1=288$K　　$T_3=1573$K

設計点に於いて上の如く仮定する。先ず高圧タービン仕事W_{HT}と中圧タービン仕事W_{IT}を係数αによって結ぶ、　　$\alpha=W_{HT}/W_{IT}$　　・・・・・・・・・・・・(2)

(2)式の意味はαの値を変化させる事によって、設計点に於いて全タービン段に於ける圧縮機駆動タービンITの位置を前後に移動し、各タービンの最適ノズル最狭部面積比を発見する事にある。次に高圧タービン膨張比r_{HT}を求める。

(2)式及び　$W_C=\eta_m W_{IT}$ より　$W_C=\eta_m\alpha^{-1}W_{HT}$

$$\alpha CpcT_1(r_c^{mc}-1)=\eta_m\eta_c\eta_T CptT_3(1-r_{HT}^{-mt})$$

$$\therefore r_{HT}=\left\{1-\frac{Cpc}{Cpt}\cdot\frac{\alpha(r_c^{mc}-1)}{\eta_m\eta_c\eta_T\tau}\right\}^{-1/mt}$$

中圧タービン膨張比r_{IT}も　$W_C=\eta_m W_{IT}$ より

$$CpcT_1(r_c^{mc}-1)=\eta_m\eta_c\eta_T CptT_4(1-r_{IT}^{-mt})$$

$$\therefore r_{IT}=\left\{1-\frac{Cpc}{Cpt}\cdot\frac{r_c^{mc}-1}{\eta_m\eta_c\eta_T\tau(1-\eta_T+\eta_T r_{HT}^{-mt})}\right\}^{-1/mt}$$

低圧タービン膨張比は(1)式より　$r_{LT}=r_c(1-\varepsilon)/(r_{HT}\cdot r_{IT})$ ・・・・・・・(3)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

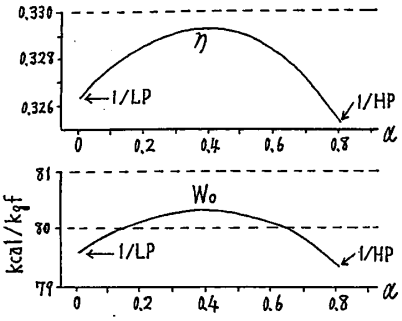


図7　設計点熱効率と比出力

図7にαを変化させた場合の設計点に於ける熱効率ηと比出力W_oを示す。図に於いて $\alpha=0$の時1／LPとなり、$\alpha \fallingdotseq 0.806$ の時1／HPとなる。

1／H・LPは高圧タービンHTと低圧タービンLTが機械的に結ばれている為全運転域に於いてHTとLTの回転比は常に一定である。両タービンの断熱効率を等しいと仮定しているのでタービンの相似則により次式が成り立つ。

$$\beta = W_{LT}/W_{HT} = \frac{(1-\eta_T+\eta_T r_{HT}^{-mt})(1-\eta_T+\eta_T r_{IT}^{-mt})(1-r_{LT}^{-mt})}{(1-r_{HT}^{-mt})} = \mathrm{const} \cdots\cdots(4)$$

部分負荷計算の為、αの変化に対応するβの値を設計点で求めておく必要がある。また単位重量流量当たりの各タービンのノズル最狭部面積も求めておく。

7．部分負荷性能の計算

部分負荷の計算は圧力比r_c(ガス発生機軸回転数)を変化させて行う。先ず中圧タービン膨張比r_{IT}を求める為にT_4を適当に仮定する。設計点と同様 $W_c=\eta_m W_{IT}$ より

$$r_{IT} = \left(1 - \frac{C_p c T_1}{C_p t T_4} \cdot \frac{r_c^{mc}-1}{\eta_m \eta_c \eta_T}\right)^{-1/mt}$$

高圧タービン膨張比r_{HT}は　$\beta = W_{LT}/W_{HT} = \mathrm{const}$　なる(4)式より求まる。ここで　$A = \beta/(1-\eta_T+\eta_T r_{IT}^{-mt})$　　$B = \{r_c(1-\varepsilon)/r_{IT}\}^{-mt}$ と置き換え、r_{LT}を消去し、整理すると(4)式は次のように変形できる。

$$B(\eta_T - 1) r_{HT}^{mt} + (\eta_T + A) r_{HT}^{-mt} = A + \eta_T + \eta_T B - 1$$

次に　$C = (\eta_T - 1)B$　　$D = A + \eta_T + \eta_T B - 1$　　$E = \eta_T + A$　と置き換えれば、

$C r_{HT}^{2mt} - D r_{HT}^{mt} + E = 0$　左式の解は　$r_{HT}^{mt} = (D - \sqrt{D^2 - 4CE})/(2C)$

r_{HT}が分かればT_3は次式で得られる、　$T_3 = T_4/(1-\eta_T+\eta_T r_{HT}^{-mt})$

低圧タービン膨張比r_{LT}は(3)式より求まる。

次に、それぞれが数段のタービン段からなる高圧、中圧、低圧タービンを、それぞれ一つづつの静翼と動翼からなるとする思考上の模擬的軸流タービンを考える事にする。その上で、高圧タービンに於いて臨界流量係数をϕ_{max}とすれば、

$$\phi_{max} = \left(\frac{2}{\kappa t + 1}\right)^{1/(\kappa t - 1)} \sqrt{\frac{\kappa t}{\kappa t - 1}}$$

また臨界流れに達していない時の流量係数をϕ_{HT}とすれば、

$$\phi_{HT} = \sqrt{\frac{\kappa t}{\kappa - 1}\left\{\left(\frac{p_4}{P_3}\right)^{2/\kappa t} - \left(\frac{p_4}{P_3}\right)^{(\kappa t+1)/\kappa t}\right\}}$$

よって高圧タービンノズル流量G_{HT}は臨界流れに於いて、

$$G_{HT} = S_{HT}\phi_{max} P_3 \sqrt{2g/(RT_3)} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

臨界流れに達していない時は　$G_{HT} = S_{HT}\phi_{HT} P_3 \sqrt{2g/(RT_3)}$　$\cdots\cdots(6)$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

以下同様に、中圧タービンノズル流量G_{IT}と低圧タービンノズル流量G_{LT}は下記の式で表され、これ等の式により各タービンのノズル流量を算出できる。

$G_{IT}=S_{IT}\phi_{max}P_4\sqrt{2g/(RT_4)}$ ・・・・・(7)　又は　$G_{IT}=S_{IT}\phi_{IT}P_4\sqrt{2g/(RT_4)}$ ・・・・・(8)

$G_{LT}=S_{LT}\phi_{max}P_5\sqrt{2g/(RT_5)}$ ・・・・・(9)　又は　$G_{LT}=S_{LT}\phi_{LT}P_5\sqrt{2g/(RT_5)}$ ・・・・・(10)

しかし(5)～(10)式はそれぞれタービン単体としてのノズル流量であり、高圧、低圧タービンを連結した場合の軸流タービン段の流量ではない。従って負荷の減少につれ、高圧タービンノズル流量G_{HT}と低圧タービンノズル流量G_{LT}の関係は先述の如く$G_{HT}<G_{LT}$となる。つまり(5)～(10)式は静翼のみの流量を求める式であって、動翼の回転数(タービン周速)が軸流速度に影響を及ぼし、軸流速度の変化がタービン流量に影響する問題を含んでいない。回転数の低下に伴って生ずる軸流タービン段の流れの現象は、軸流圧縮機段と丁度逆の現象である。

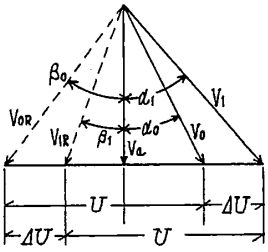


図8

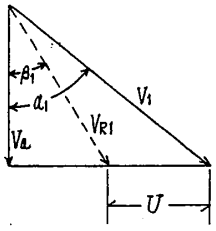


図9

図8に軸流圧縮機に於ける動翼の速度三角形を示す。図に於いてVa：軸流速度、U：周速、ΔU：旋回速度差、V_0、V_1：動翼入口、出口絶対速度、V_{0R}、V_{1R}：動翼入口、出口相対速度、β_0：相対流入角、β_1：相対流出角、α_0：絶対流入角、α_1：絶対流出角である。周速Uと軸流速度Vaの間には図8より、

$U=Va(\tan\beta_1+\tan\alpha_1)=Va(\tan\beta_0+\tan\alpha_0)$　の関係がある。

つまり軸流速度Vaと周速Uの比は　$Va/U=1/(\tan\beta_0+\tan\alpha_0)$・・・・・・・(11)

一方、軸流タービンのタービン動翼入口(添字1)の速度三角形は図9の如くであり、図9よりタービン動翼に於ける周速Uと軸流速度Vaの間には次式が成り立つ。

$U=Va(\tan\alpha_1-\tan\beta_1)$　タービン動翼では円周方向速度成分は減速だから、

$U=-Va(\tan\beta_1-\tan\alpha_1)=1/\{Va(\tan\beta_1-\tan\alpha_1)\}$

$\therefore UVa=1/(\tan\beta_1-\tan\alpha_1)$　・・・・・・・・・・・(12)

(11)式より軸流圧縮機ではUとVaは比例し、(12)式より軸流タービンではUとVaは逆比例する。従って高圧、低圧、両タービンを連結すると、それぞれが独立した単体の場合よりHTは回転数(周速)が下がるので軸流速度が増し、LTは回転数(周速)が上がる為軸流速度が低下する。以上から(5)(6)式、(9)(10)式により単体タービンのノズル流量としてタービン回転数を無視して計算した場合の$G_{HT}<G_{LT}$が、図10に示す如く軸流速度の変化により、連続の原理に従って　$G_{HT}=G_{LT}=G$　となる。

つまり1／H・LPは、部分負荷時にタービン初段側と終段側の軸流速度が変化するので、可変静翼を設けた場合と同じ効果を生むのである。

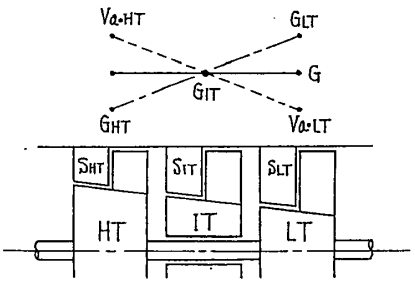


図10　ノズル流量と軸流速度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

この部分負荷計算の要は、中圧タービンノズル流量G_{IT}である。1／H・LPの特徴は図10に示す如く、部分負荷時に各ノズル流量が$G_{HT}<G_{IT}<G_{LT}$となる事である。1／LP及び1／HPは$G_{HT}=G_{LT}$である。CとITの流量は等しいから図10に於いて$G_{IT}=G$である。そこで負荷率の変化に伴いG_{HT}と$G_{IT}=G$の差、$G_{IT}=G$とG_{LT}の差が如何程になるのかを確定しなければならない。各タービンのノズル流量は、ノズル最狭部面積、入口温度、入口と出口の圧力によって規定されるが、この内仮定したT_4によって影響を受けずその値が既知であるものはノズル最狭部面積のみである。よって三つのタービンのノズル面積比とノズル流量比を関係付ける為に、高圧タービンのノズル最狭部面積S_{HT}とノズル流量G_{HT}を計算上の基準にして、ノズル面積比の差の比は、ノズル流量比の差の比に等しいとして、次式によりG_{IT}を位置付けた。

$$\frac{(G_{IT}-G_{HT})/G_{HT}}{(G_{LT}-G_{HT})/G_{HT}}=\frac{(S_{IT}-S_{HT})/S_{HT}}{(S_{LT}-S_{HT})/S_{HT}} \qquad \therefore G_{IT}=\frac{(S_{IT}-S_{HT})(G_{LT}-G_{HT})}{S_{LT}-S_{HT}}+G_{HT} \quad \cdots\cdots(13)$$

以上から中圧タービンITが臨界流れの時、(13)式のG_{IT}と(7)式のG_{IT}が等しくなるよう、また臨界流量以下の場合は、(13)式と(8)式のG_{IT}が一致するようT_4をいろいろ変えて計算を繰り返せば、流量と出力がマッチングするT_4及び各タービン膨張比を知る事が出来る。部分負荷に於ける相対出力L_oは次式より算出した。

$L_o=W_o\times G_{IT}$／設計値

8．1／H・LPの部分負荷特性

設計点に於いてαの値を変化させ、αに対応するβ及び各タービンのノズル最狭部面積を算出し、それ等の値を固定した上で数多くの部分負荷計算を繰り返すと、タービン入口温度T_3が一定に近付くタービンノズル面積比を捜し出す事が出来る。このような幾多の試算の結果として $\alpha=0.3$ $\beta\fallingdotseq1.7178=\mathrm{const}$ を選び、従来の2軸ガスタービン(1/LP)と対比して図示する。

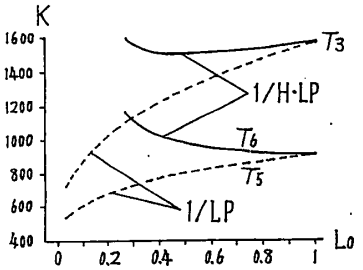


図11 タービン入口、出口温度

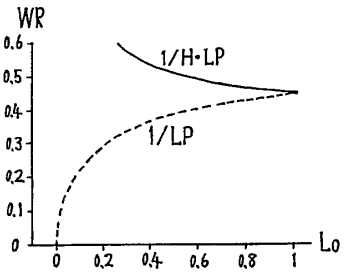


図12 仕事比

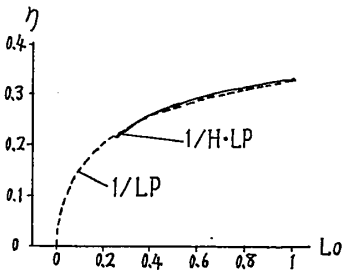


図13 部分負荷熱効率

図11は相対出力L_oと、タービン入口温度T_3及び出口温度T_6(1/LPではT_5)の関係を示したものであり、図12にはL_oに対する仕事比WRを、図13にはL_oに対する部分負荷熱効率ηを示した。図11から$\beta\fallingdotseq1.7178=\mathrm{const}$、$S_{IT}/S_{HT}\fallingdotseq1.274$ $S_{LT}/S_{HT}\fallingdotseq4.53$ではタービン入口温度$T_3$が一定にかなり近付く事が分かる。図12に示す如く1／H・LPは負荷の減少につれ仕事比WRが向上するが、図11より排気温度T_6が高まり、低熱源への放熱量が増す為、図13の部分負荷熱効率ηは1／LP

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と大差なくなる。しかし部分負荷に於けるＴ$_3$の上昇は有効仕事として回収可能な熱量が増す事を意味し、仕事比ＷＲの向上と相俟って、排熱を回収した場合、１/Ｈ・ＬＰを用いたシステムは部分負荷時のプラント効率が大巾に向上する。排熱回収の一例として、再生サイクル（１/Ｈ・ＬＰ/Ｅ）の計算結果を１/ＬＰ/Ｅと対比して示す。図14には再生サイクルの相対出力Ｌｏに対する熱効率ηを、図15にはＬｏに対するタービン入口温度Ｔ$_3$の関係を示す。

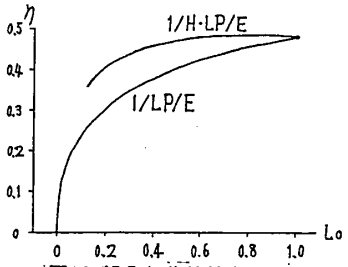


図14 部分負荷熱効率(再生)

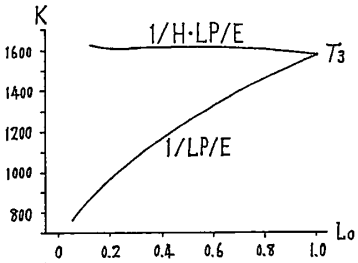


図15 タービン入口温度(再生)

この計算では設計点圧力比を $r_c=5$ に下げ、再生熱交換器の温度効率を $\eta_{HE}=0.9$ 圧力損失係数を空気側、燃焼ガス側とも $\varepsilon'=0.02$と仮定し、その他の計算条件は前記の如くした。尚、設計点に於けるαは０.７、βは０.９３０２４、$S_{IT}/S_{HT}=1.388$、$S_{LT}/S_{HT}=2.53$ である。図14、図15から１／Ｈ・ＬＰ／Ｅは部分負荷時にＴ$_3$がほぼ横這いになると熱効率ηが大巾に向上する事が分かる。

因みに図14より負荷率（相対出力）２０％近傍の熱効率を取り出してみると、負荷率２０.２％の時 １/Ｈ・ＬＰ/Ｅは４０.８４％ １/ＬＰ/Ｅは ３０.６７％ となり、その差は１０.１７％、故に本計算条件では、再生サイクルにより排熱を回収すると、負荷率約２０％の時、１／Ｈ・ＬＰ／Ｅは１/ＬＰ/Ｅの熱効率に対して３３％の利得を得られる事になる。

９．天然ガス・重油改質型熱電併給システム

タービン高温化がより進むと、必然的に排気温度が高まる。従って高温で反応する為今まで排熱では改質出来なかった天然ガスや重油を水蒸気改質する事が可能となる。

そこで１／Ｈ・ＬＰガスタービンを組み込んだ天然ガス・重油改質型熱電併給システムの概念図を図16に示す。作動は、燃料Ｆと水Ｗをポンプ Ｐで昇圧し排熱回収装置ＨＥに圧送、加熱する。加熱された燃料と水蒸気はニッケル系触媒Ｎｉを内蔵する改質反応器Ｒに入り、そこで熱媒Ｍの循環により排熱から回収した熱を利用して、燃料を水素と炭酸ガスに改質し、改質ガスの燃焼によりガスタービンを駆動、発電機ＧＥで発電する。燃料改質後の余剰の排熱は水管Ｔｕに於いて回収し熱水を外部に供給する。

天然ガス・重油等炭化水素の水蒸気改質反応は、

$C_mH_n+mH_2O\rightarrow mCO+\{m+(n/2)\}H_2$　　$CO+H_2O\rightarrow CO_2+H_2$

ここでC_mH_nをメタンに例を取ると、$CH_4+2H_2O\rightarrow CO_2+4H_2-\Delta H_T^\circ$ ・・・・・(14)

この反応は吸収熱ΔH_T°の吸熱反応であり、ニッケルを触媒として１０気圧程度、温度６００～８００℃で行われる。

ガスタービンの圧力比を１３としてタービン入口温度を１４５０℃まで高めると、排気温度は約１０２４Ｋ（７５１℃）となる。この時単位重量流量（１kgf）当たりの作

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

動流体に燃料から供給されるべき熱量Ｑｉは約２９４ｋｃａｌである。

今、全供給熱量Ｑｉを水素のみによって賄うと仮定すると、水素１モルの低発熱量は５７.８ｋｃａｌであるから、　２９４÷５７.８＝５.０８５６ｍｏｌ　の水素を要する事になる。従って(14)式での水素５.０８５６ｍｏｌ当たりの吸熱量$\Delta H_T'$は

$\Delta H_T' = 5.0856 \times (\Delta H_T^\circ / 4)$

次に、熱交換は定圧下で行われるので、エンタルピ変化$\Delta H_T'$によりT_6が降下する温度T_8は　$T_8 = T_6 - (\Delta H_T' / Cpt)$

T_6とT_8の平均温度をT_7とすると、　$T_7 = T_8 + (T_6 - T_8)/2$

今(14)式の反応が温度T_7で定温・定圧のもと行われると仮定すれば、エンタルピ変化ΔH_{T7}°、及び(ギブス)自由エネルギ変化ΔG_{T7}°は次式で得られる。

$\Delta H_{T7}^\circ = \Delta H_0^\circ + (\Delta a)T_7 + (\Delta b/2)T_7^2 + (\Delta c/3)T_7^3$　……(15)

$\Delta G T_7^\circ = \Delta H_0^\circ - \Delta a \cdot T_7 \ln T_7 - (\Delta b/2)T_7^2 - (\Delta c/6)T_7^3 - KT_7$

上式に代入すべきそれぞれの数値は、計算過程を省略して、次の如くである。

$\Delta H_0^\circ = 3.52$ kcal、$\Delta a = 16.109$、$\Delta b = -13.044 \times 10^{-3}$、

$\Delta c = 2.113 \times 10^{-6}$、平衡定数$K = -62.86$

計算方法は、先ず(14)式のΔH_T°を適当に仮定して計算を進め、(15)式より得られるΔH_{T7}°が、仮定したΔH_T°と等しくなるまで計算を繰り返せばよい。計算結果は、

$\Delta H_{T7}^\circ \fallingdotseq 44.592$ kcal・mol^{-1}、　$\Delta G_{T7}^\circ = -4.073$ kcal・mol^{-1}

$T_7 = 943$K(670℃)　各成分を理想気体と見なせば、圧平衡定数Ｋｐは次式より得られる(但し、本計算では圧力を１ａｔｍとしている)。

$\ln Kp = -\Delta G_{T7}^\circ / (RT)$ ……(16)　　よってＫｐは８.７８２となる。

尚、(16)式のＲは１.９８７ｃａｌ/ｍｏｌ・Ｋである。以上の計算から　$Kp > 1$　$\Delta G_{T7}^\circ < 0$　となるから、$T_7 = 943$K の温度下に於けるこの反応は平衡が生成系に傾き、(14)式は順方向に進行する事が分かる。この水蒸気改質法自体は従来のガスタービンでも行える。但しそれは設計点のみであり、問題は部分負荷時である。従来のガスタービンは１軸であれ２軸であれ部分負荷に於いて排気温度が低下するので負荷変動下で天然ガスや重油を水蒸気改質する事はできない。しかるに１／Ｈ・ＬＰは図11に示した如く部分負荷時に寧ろ排気温度T_6が上昇する。よって天然ガス、重油等高温で反応する炭化水素を負荷変動下でも排熱により水蒸気改質する事ができるのである。

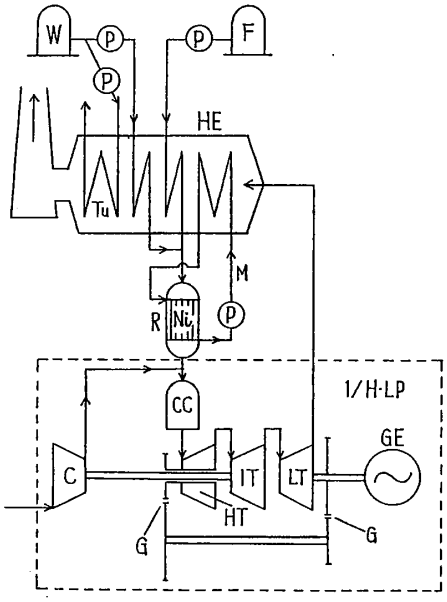


図16　天然ガス・重油改質型熱電併給システム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－3

非斷熱過程における圧縮機およびタービンの性能評価

澤田　照夫　　（岡山理科大学）
森　　恭之　　（川崎重工）

1、まえがき

一般に圧縮機やタービンなどの回転機械の性能評価には断熱過程を前提とする断熱効率を用いて行なわれている。 しかしこれらの装置が使用される場合には，非断熱流れ場の状態が少なくない。非断熱状態，すなわち過程内において仕事と熱移動が共存する状態における回転機械の性能評価に関する研究は少なく，その評価方法は十分には明確にされていないと考えられる。

本研究では典型的な非断熱状態で使用される自動車エンジン用の小型ターボチャージャーを用いて実験を行ない，非斷熱状態において作動する圧縮機とタービンの性能評価をポリトロープ効率を用いて行なった。

2. 非断熱過程の熱力学的考察

ターボチャジャーに対するTs線図は図1の様になり，圧縮機では受熱が，タービンにおいては放熱が存在するため圧縮機においてはエントロピの増加が断熱状態に比較して大きくなり，一方タービンにおいてはエントロピは減少することになる。

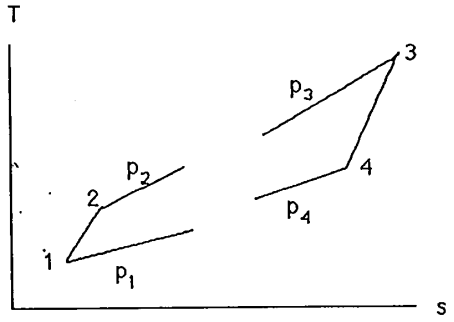


図1 ターボチャージャーTs 線図

受熱のある圧縮機に対するTs 線図を求めると図2の様になる。 図において12が圧縮過程であり，面積1 2 3 S_3S_1は圧縮ポリトロープ仕事 l_{pc} を表わし，面積12 S_2 S_1 が受熱量 q_c に相当する。この受熱量は摩擦熱量 q_{fc} とタービン部からの伝熱量 q_{tc} の和と考えられるので圧縮機入力 l_c を明確にするためには両者を分離し，摩

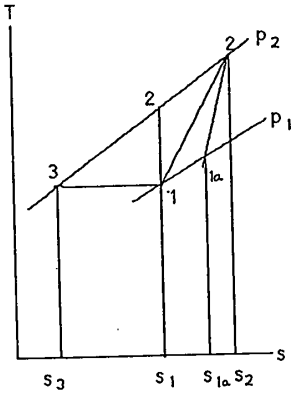


図2 圧縮過程 Ts 線図

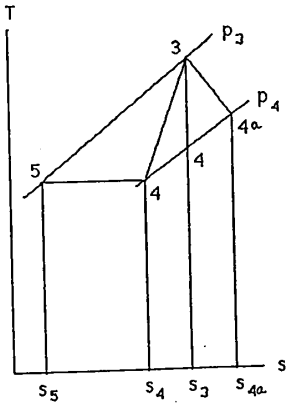


図3 膨張過程 Ts 線図

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

擦熱量を求める必要がある。いま 2 を通り断熱状態での圧縮ポリトロープ指数 nac を用いて状態 1a を求め，過程 1a2 と s 軸で囲まれる面積，すなわち面積 21a $S_{1a}S_2$ を非断熱圧縮過程での摩擦熱 qfc とする。圧縮ポリトロープ仕事と圧縮機入力の比をこの過程におけるポリトロープ効率と定義すれば，非断熱圧縮過程でのポリトロープ効率は次の式で表わされる。

$$\eta_{pc} = l_{pc} / l_c = l_p / (l_{pc} + q_{fc}) \qquad (1)$$

$$l_{pc} = [n_c/(n_c - 1)]\, RT_1(r_c^{\theta_c} - 1)$$

$$q_{fc} = R/(k-1)\{(n_{ac}-k)/(n_{ac}-1)\}\, T_1 r_c^{\theta_c}\,(1 - r_c^{-\theta_{ac}})$$

ここで nc は圧縮過程のポリトロープ指数で， nac は斷熱ポリトロープ指数であり、$\theta_c = (n_c - 1)/n_c$，$\theta_{ac} = (n_{ac}-1)/n_{ac}$ で rc は圧縮機圧力比である。

放熱の存在するタービン部の Ts 線図を 図 3 に示す。タービン出口温度 T_4 は等エントロピ出口温度 T_4' よりも一般に低く，断熱効率は 100% を越えることになる。タービンのポリトロープ効率を圧縮機の場合と同様にタービン出力に対するタービンポリトロープ仕事の比と定義すれば，タービンポリトロープ仕事 lpt は Ts 線図上では面積 3 5 $S_5 S_4$ 4 3で表わされる。これに対してタービン出力はエネルギ式から明らかなように，タービン段におけるエンタルピの降下量から全放熱量 qt を引き去った量で表わされる。この量は一見するとポリトロープ仕事と一致するように思われるが，Ts 線図上で 3 4 $S_4 S_3$で表わされる熱量は圧縮機の場合と同様に摩擦熱 qft と放熱量 qtt の和であり，圧縮過程と異なるのは摩擦熱は正の熱量であるのに対し，放熱量は負の値になる。したがって，Ts 線図上では摩擦熱が欠落している。このことは T_4 と T_4' が一致している状態を考えれば明白になる。

ここでは考察を簡単にするため非断熱過程における摩擦熱量は，タービン段の圧力比が同一の断熱状態の場合と同量であると考え，3 を通る断熱ポリトロープ指数 nat の線が p_4 の圧力線と交わる点 4a を求め，面積 3 4a S_{4a} S_3 が摩擦熱量 qft に相当するものとする。このことから非断熱過程でのタービン出力 lt はタービンポリトロープ仕事から摩擦熱量を引き去った量となり，ポリトロープ効率はつぎように表わされる。

$$\eta_{pt} = l_t / l_{pt} = (l_{pt} - q_{ft}) / l_{pt} \qquad (2)$$

$$l_{pt} = [n_t/(n_t - 1)] \cdot R\, T_3(1 - r_t^{\theta_t})$$

$$q_{ft} = R/(k-1)\{(n_{at} - k)/(n_{at} - 1)\}\, T_3\,(1 - r_t^{\theta_{at}})$$

ここでnt はタービンポリトロープ指数，nat は断熱タービンポリトロープ指数であり，$\theta_t = (n_t-1)/n_t$，$\theta_{at} = (n_{at}-1)/n_{at}$ で rt はタービン圧力比である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3。実験方法と実験結果

実験に用いたターボチャージャーは日産のＣＡ１８ＥＴ型エンジン用の機器で、設計ブースト圧力は350ｍｍＨｇであり、圧縮機、タービンのインペラーの径はそれぞれ48ｍｍと46ｍｍである。

a) 断熱実験　断熱状態での測定は空気タンクに充填された高圧空気を作動流体としてタービンを駆動する方法で行なわれた。タービン入り口の空気温度は室内温度よりも１０～２０Ｋ高く，出口温度は室温よりも10～２０Ｋ低くなるように設定されており，タービンはほぼ断熱状態で駆動される。タービンと同軸の圧縮機は室内の空気を吸入し２０～４０Ｋの温度上昇の後 室内に放出される。

断熱実験ではタービンおよび圧縮機の入り口，出口の温度，圧力，両者の流量と回転数が測定された。

断熱測定で得られた圧縮機，タービンの温度比，圧力比と回転数との関係を図４と図5に示す。またこの結果に基ずく圧縮機とタービンのポリトロープ効率とそれぞれの圧力比の関係は図６，図７のようになる。この結果から nac, nat が求められる。

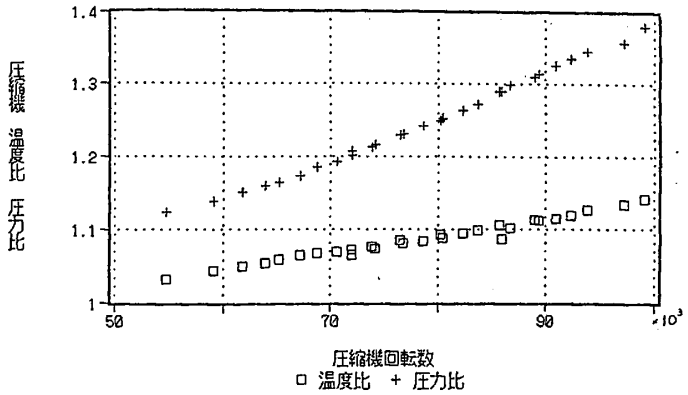


図4 圧縮機断熱温度比，圧力比

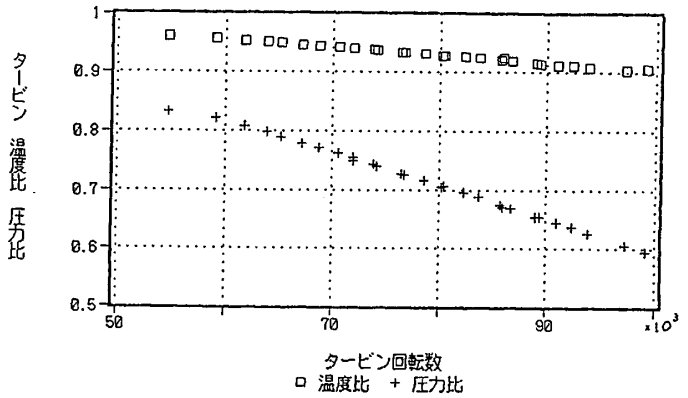


図５ タービン断熱温度比，圧力比

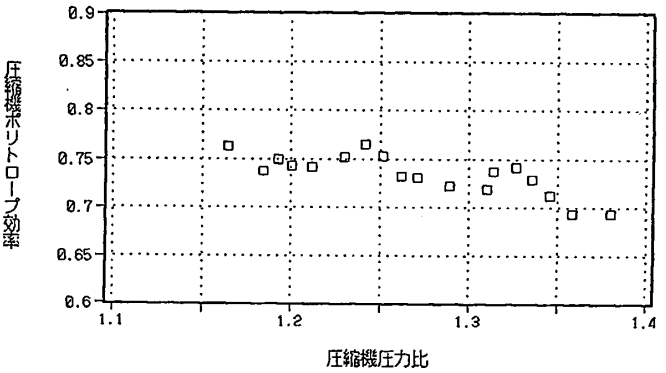


図６ 圧縮機断熱ポリトロプ効率

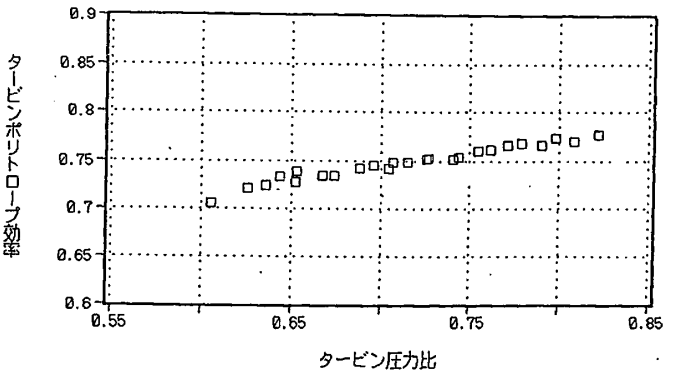


図７ タービン断熱ポリトロープ効率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

b) 非断熱実験　非断熱測定はターボチャジャーがエンジンに装備された状態で行なわれた。測定はエンジン回転数とスロットルの開度を変化させて実施し，エンジンへの吸入空気流量，圧縮機およびタービンの入り口，出口での温度と圧力が測定された。測定の結果はエンジン吸入空気流量に対する圧縮機およびタービンの温度比，圧力比の形で図８、図９に示す。断熱測定結果に比較していずれの場合にも同じ圧力比に対する温度比が大きくなる。なおこの測定におけるタービン入り口のガス温度は 1000~1100 K である。

図８、９の値に基ずく圧縮機とタービンの断熱効率、すなわち等エントロピ温度比と測定温度比による効率を求めると図10と図 11 が得られる。圧縮機における効率の乱れは受熱量が圧力比には関連しないためであり、タービンにおいては温度降下が等エントロピ温度降下よりも大きくなるため効率が１を越えることになる。いずれの場合にも効率としての意味を持たない。なおタービンにおいて断熱効率が１に近ずく場合は摩擦熱量と放熱量の値の差が僅少であり、エンジンの負荷の大きい場合

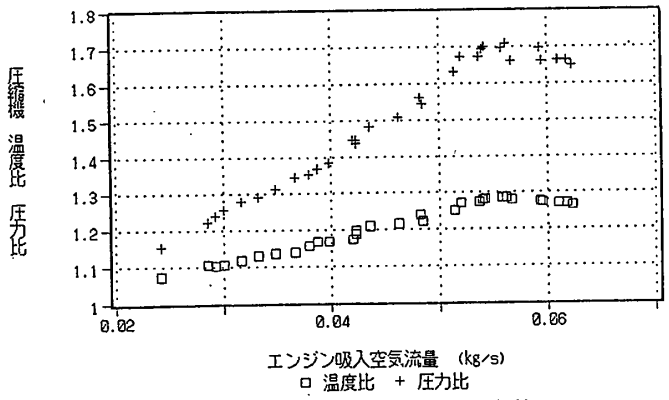


図 8 圧縮機非断熱温度比，圧力比

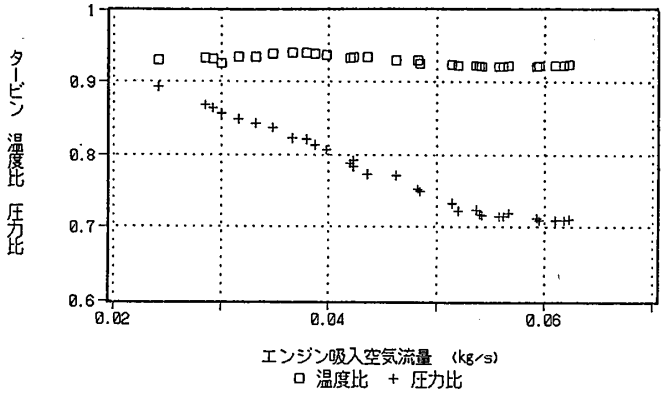


図 9 タービン非断熱温度比，圧力比

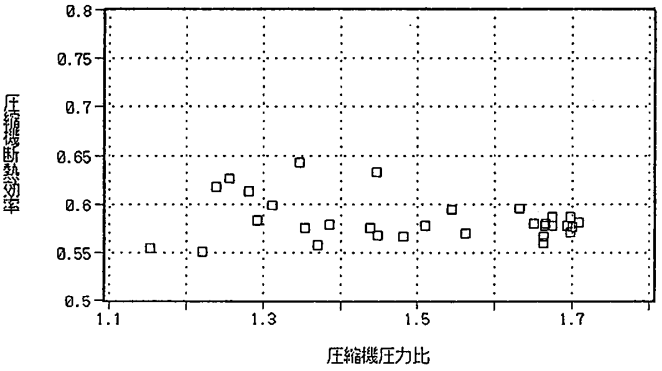


図 10 圧縮機非断熱過程断熱効率

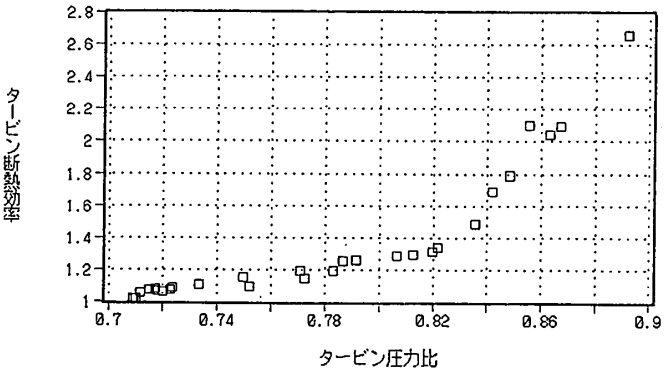


図 11 タービン非断熱過程断熱効率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

このような現象が見られる。

4) 非断熱過程での効率

断熱測定の結果と式(1)と式(2)を用いて得られた非断熱過程での圧縮機とタービンに対するポリトロープ効率を求め図12と図13に示す。図の＋印は断熱測定の結果であり，両者は極めてよい一致が得られている。

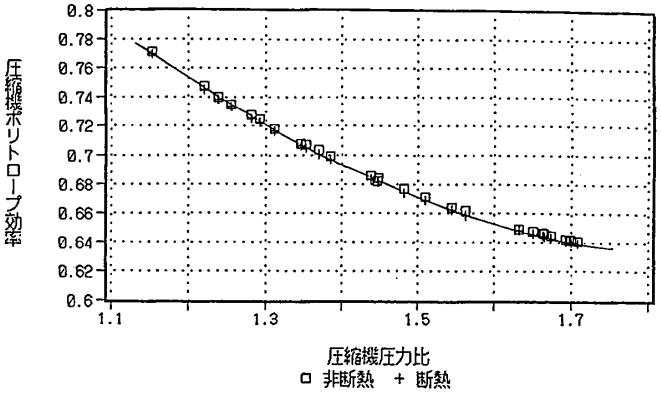


図 12 非断熱圧縮機ポリトロープ効率

5) まとめ

非断熱過程で作動するターボチャージャーを用いて圧縮機とタービンの効率について考察した。その結果ポリトロープ効率を用いることにより非断熱状態においても，断熱過程と同様に評価が可能であることが明らかになった。

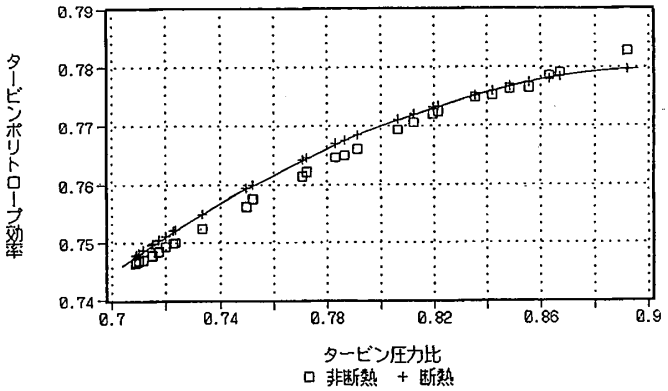


図 13 非断熱タービンポリトロープ効率

参考文献

M.Routenberg, A.Mobarak,M.Maloabic ; Tokyo I GTC(1983) , 567/574

M.Maloabic, M.Routenberg ; Tokyo IGTC(1987) , I-57/64

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－4

回転蓄熱式熱交換器のコアのセル形状の最適化

酒　井　逸　朗　　（三菱自動車工業㈱）
小　澤　理　夫　　（日本ガイシ㈱）

1．まえがき

小型ガスタービンにおいてサイクル熱効率の向上を図る手段としては、排ガスからの熱回収を行う再生サイクルの採用が有効である。特に自動車用ガスタービンの場合、コンパクトで高性能を要求される熱交換器としては、回転蓄熱式が最適な形式といえる。

ここでは当形式の熱交換器の最適化の検討を、熱交換器コアの体積が一定という条件のもとに、ガスタービンのサイクル熱効率の最大化を図ることを目標として検討を進めた。熱交換器一般において、熱交換単位数NTU すなわち伝熱面積と熱伝達係数の積と作動流体の熱容量流量との比を大きくすることは、熱交換器の温度効率すなわちEffectiveness を大きくすることに対応し、そのためには、コアのセル密度、すなわちハニカムコアの単位面積当たりのセル数の増大を図ればよい。しかし強度および製造上の制限からハニカムセルの壁厚は、ある限度以上にすることが要求される。さらに開口率を小さくすれば、通過する作動流体の圧力損失が増大し、エンジン全体のサイクル熱効率が悪化することになる。

以上のような状況から、本稿ではガスタービンの熱効率を最大とするハニカムコアの最適なセル寸法，形状を予測した。なお、ここでの検討では、エンジンの運転が定常状態であるとした。

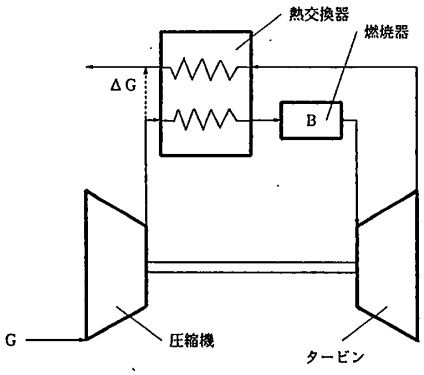


図１　ガスタービンの基本構成

2．考え方

再生式ガスタービンサイクルにおける熱効率η_{GT}について考察すると、η_{GT}の向上に対し、正の寄与は熱交換器のEffectiveness ε_R であり、負の寄与は作動流体の圧力損失および高圧空気の熱交換器からの洩れ量である。従ってη_{GT}に対する熱交換器の寄与の和を最大とすることが、熱交換器の最適化である。以下その詳細について述べる。

2-1 サイクル熱効率と熱交換器のEffectiveness，圧力損失との関係

再生式ガスタービンの構成は基本的には図１に示され、サイクル熱効率η_{GT}は文献[1] などに示されているように式(1) で示される。

$$\eta_{GT}=\frac{\left[(1-e_G)\,\tau\,\eta_T\left\{1-\phi^{-m}\left(\frac{1-e_B-e_a}{1+e_g}\right)^{-m}\right\}-\left(\frac{\phi^{-m}-1}{\eta_c}\right)\right]\eta_B}{\tau-\left\{1+\frac{1}{\eta_c}(\phi^m-1)\right\}-\varepsilon_R\left[\tau\left(1-\eta_T\left\{1-\phi^{-m}\left(\frac{1-e_B-e_a}{1+e_g}\right)^{-m}\right\}-\left(1+\frac{\phi^m-1}{\eta_c}\right)\right]\right.} \tag{1}$$

ここで

η_c　:圧縮機断熱効率（－）　　η_T　:タービン断熱効率（－）

η_B　:燃焼器燃焼効率（－）　　ε_R　:熱交換器Effectiveness　（－）

κ　:作動流体の比熱比（－）　　m　:断熱指数（κ-1)/κ（－）

ϕ　:圧力比(=P_2/P_1)（－）　　τ　:温度比(=T_3/T_1)（－）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

T_1 :圧縮機入口空気温度(K)　　T_3 :タービン入口ガス温度(K)

ΔP_a : 熱交換器の空気側の圧力損失 (Pa)　　ΔP_g : 熱交換器のガス側の圧力損失 (Pa)

ΔP_B : 燃焼器の圧力損失 (Pa)　　G : 空気流量 (kg/s) (ここでは燃焼流量はGに比べ無視できるとする)

ΔG_1:熱交換器の高圧空気の洩れ量 (kg/s)　　ΔG_2:熱交換器のcarryover による洩れ量 (kg/s)

e_B :燃焼器圧力損失率($=\Delta P_B/P_2$) (−)　　e_G :漏れ損失率($=(\Delta G_1+\Delta G_2)/G$) (−)

e_g :熱交換器ガス側圧損率($=\Delta P_g/P_1$) (−)　　e_a :熱交換器ガス側圧損率($=\Delta P_a/P_2$) (−)

Σe :総合圧損率 ($=e_B+e_a+e_g$) (−)

タービンの膨張比P_3/P_4 の値は $P_3=P_2-\Delta P_B-\Delta P_{RA}=P_2(1-e_B-e_a)$, $P_4=P_1+\Delta P_{RG}=P_1(1+e_g)$ より $e_B \ll 1$, $e_a \ll 1$, $e_g \ll 1$ であるから

$$(P_3/P_4)^{-m}=\left\{\frac{P_2(1-e_B-e_a)}{P_1(1+e_g)}\right\}^{-m}=\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{-m}(1+m\Sigma e) \tag{2}$$

同様に、式(1) は式(3) のように表される。

$$\eta_{GT}=\frac{\eta_B\left[\tau\eta_T\left\{1-\phi^{-m}(1+m\Sigma e)\right\}-\dfrac{\phi^m-1}{\eta_C}\right]}{\tau-\left\{1+\dfrac{1}{\eta_C}(\phi^m-1)\right\}-\varepsilon_R\left[\tau\left(1-\eta_T\left\{1-\phi^{-m}(1+m\Sigma e)\right\}\right)-\left(1+\dfrac{\phi^m-1}{\eta_C}\right)\right]} \tag{3}$$

式(3) において注目すべきことは、η_{GT}と ε_R, e_a, e_g および e_G の関係であるから、全体が把握しやすいように、次のように置換する。

$A=\tau\eta_T\eta_B$　　$R=\tau-1-C'$

$B=\phi^{-m}$　　$S=R-\eta_T\tau(1-B-B\cdot m\cdot e_B)$

$C=\eta_B(\phi^m-1)/\eta_C$　　$T=\eta_T\tau B\cdot m$

$L=A(1-e_G)(1-B-B\cdot m\cdot e_B)-C$　　$C'=C/\eta_B$

$M=A(1-e_G)B\cdot m$

従って(3) 式より η_{GT}とe_a, e_g および ε_R の関係は次式のように整理できる。

$$\eta_{GT}=\frac{L-M(e_a+e_g)}{R-\varepsilon_R[S-T(e_a+e_g)]} \tag{4}$$

2-2 ハニカムのセル形状と伝熱特性および圧力損失の関係

①セル形状

高密度なセル形状の製造プロセスとしては、押出成形法が、現状では適切である。セル形状としては、長方形，正三角形が通常採用されるが、ここでは高い効率が比較的容易に得られる長方形について検討する。図2 に示すようにセルの長，短辺寸法をa, b とし、壁厚をt とする。ハニカムコアの外径をDo, 厚みをH とすれば、コア全体の体積V は、

$$V=\pi Do^2H/4 \quad (m^3) \tag{5}$$

と求まる。コアのセル密度を$n_s(m^{-2})$ とすれば、コア全体のセル数N は$\pi Do^2n_s/4$となる。

セル当たりの伝熱面積$a_s(m^2)$はコアの厚みがH(m)であるから、

$$a_s=2(a+b)H \quad (m^2) \tag{6}$$

従って、体積V 内の全伝熱面積A_sは

$$A_s=\pi Do^2n_s/4\cdot a_s=2n_s(a+b)V \tag{7}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

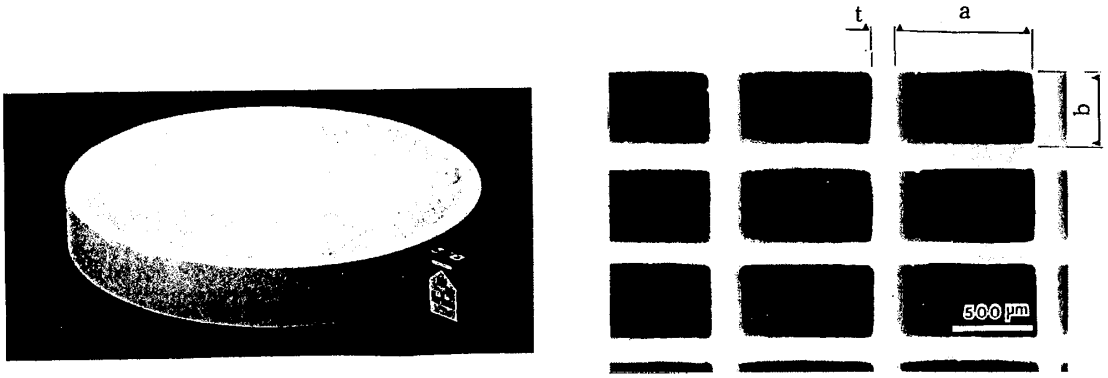


図2 ハニカムコアおよび長方形セルの形状

一方n_sは

$$n_s = 1/[(a+t)(b+t)] \tag{8}$$

式(7) に式(8) を代入すると、

$$A_s = \frac{2(a+b)}{(a+t)(b+t)} V = \frac{2(1+\alpha)aV}{ab+(a+b)t+t^2} = \frac{2(1+\alpha)V}{a^2[\alpha+(1+\alpha)t/a+t^2/a]} = \beta V \tag{9}$$

ここで

$$\alpha = b/a, \quad \beta = \frac{2(1+\alpha)}{a[\alpha+(1+\alpha)t/a+(t/a)^2]} \quad (m^{-1}) \tag{10)(11}$$

コアの開孔率σは

$$\sigma = \frac{ab}{(a+t)(b+t)} = \frac{\alpha}{\alpha+(1+\alpha)t/a+(t/a)^2} \tag{12}$$

水力直径 D_h は

$$D_h = 2a\alpha/(1+\alpha) \quad (m) \tag{13}$$

セル内の作動流体の流れは通常、空気，ガス側ともに層流の範囲にあり、D_h が十分小さい値であることから、$H/D_h \gg 1$ である。従って、流れは流路長さH のすべての範囲に渉り発達した層流として近似できる。次に長方形のセルを通過する流れによって生ずる圧力損失ΔP および熱伝達係数h について考察する。

②圧力損失ΔP

ΔP と管内の流動摩擦係数f との関係はRe数の代表寸法として式(13)に示すD_h を採用すれば、

$$\Delta P = 4f \frac{\rho_m H}{2D_h} U^2 \ (Pa), \quad Re = D_h U/\nu \tag{14)(15}$$

ここで U: 管内の平均速度(m/s)，　ρ_m: 作動流体の平均密度(kg/m³)，　ν:作動流体の動粘性係数(m²/s)

f･Reの値については円管であれば16となるが、長方形の管内流れについては、f･Reはαの関数$F(\alpha)$ として表される[2] 。

$$f \cdot Re = F(\alpha) = 24(1-1.3553\alpha+1.9467\alpha^2-1.7012\alpha^3+0.9564\alpha^4-0.2537\alpha^5) \tag{16}$$

従って式(16)を式(15)に代入すると

$$f = \frac{F(\alpha)}{Re} = \frac{\nu F(\alpha)}{D_h U} \tag{17}$$

$$\Delta P = \frac{4V \cdot F(\alpha)}{D_h \cdot U} \cdot \frac{\rho_m \cdot H}{2D_h} \cdot U^2 = \frac{2\nu \rho_m F(\alpha) U}{D_h^2} \tag{18}$$

熱交換器の空気、ガス側ともに流量をG(kg/s) とし、ハニカムコアの分割比を1:1 とすれば、セル内を通過する平均流速u との関係は

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$G=\frac{\pi Do^2\sigma/4}{2}\rho_m U=\frac{\pi}{8}Do^2\sigma\cdot\rho_m\cdot U \quad (kg/s) \quad より、$$

$$\rho_m\cdot U=\frac{8G}{\pi Do^2\sigma} \tag{19}$$

式(19)を式(18)に代入すると

$$\Delta P=\frac{2\nu H\cdot F(\alpha)}{D_h^2}\cdot\frac{8G}{\pi Do^2\sigma}=\frac{16\nu H\cdot G}{\pi Do^2}\cdot\frac{F(\alpha)}{D_h^2\sigma} \quad (Pa) \tag{20}$$

式(12)および式(13)に示されるようにD_h, σはそれぞれa およびαの関数である。よって、式(20)の$F(\alpha)/D_h^2\sigma$の値を$P(a,\alpha)$と定義すると式(20)は

$$\Delta P=\frac{16\nu H\cdot G}{\pi Do^2}P(a,\alpha) \tag{21}$$

と整理される。

従ってe_a, e_g はそれぞれ式(22)(23)のようになる。

$$e_a=\frac{\Delta P_a}{P_2}=\frac{16HG}{\pi Do^2P_2}P(a,\alpha)\nu_a \tag{22}$$

$$e_g=\frac{\Delta P_g}{P_1}=\frac{16HG}{\pi Do^2P_1}P(a,\alpha)\nu_g=\frac{16HG}{\pi Do^2P_2}\phi\ P(a,\alpha)\nu_g \tag{23}$$

③熱伝達係数　h

作動流体とハニカムコアとの間の熱伝達は熱流束が一定の条件に近く、長方形管の熱流束一定条件でのヌッセルト数 N_{uH}は次式のように表される[2]。

$$N_{uH}(\alpha)=8.235(1-2.0421\alpha+3.0853\alpha^2-2.4765\alpha^3+1.0578\alpha^4-0.1861\alpha^5) \tag{24}$$

ただし $N_{uH}=hD_h/\lambda$.　λ: コアの熱伝導率 (kW/mK)

回転蓄熱式熱交換器のEffectiveness ε_R は NTU(=$A_s h/C$)およびNr(=MC_MR/C)の関数である[3] 。従って、これよりNTU は次のようになる。ただし、蓄熱体であるハニカムコアの空気側とガス側の分割は前述のように均等とする。

$$NTU=\frac{A_s h}{C}=\frac{\beta}{C}\cdot\frac{V}{2}\cdot\frac{\lambda N_{uH}(\alpha)}{D_h}=\frac{\lambda V}{2C}\cdot Q(a,\alpha) \tag{25}$$

$$ここで\quad Q(a,\alpha)=\beta N_{uH}(\alpha)/D_h \tag{26}$$

空気、ガス側のそれぞれのNTU をNTUa, NTUgとすると、総合のNTU_0は

$$1/NTU_0=1/NUTa+1/NTUg \tag{27}$$

と求まる。さらに、$NTUa=V\cdot Q(a,\alpha)(\lambda/2C)_a$, $NTUg=V\cdot Q(a,\alpha)(\lambda/2C)_g$ であるから

$$NTU_0=\frac{V}{2}Q(a,\alpha)\cdot\frac{1}{(C/\lambda)_a+(C/\lambda)_g} \tag{28}$$

となる。従って熱交換器のEffectiveness ε_R は

$$\varepsilon_R\fallingdotseq NTU_0/(1+NTU_0) \tag{29}$$

3．数値計算および考察

ここではハニカムコアのセル形状が再生式ガスタービンの性能すなわち熱効率η_{GT}に及ぼす因果関係を明らかにするため、次の条件のもとに具体的な数値計算を行う。

3-1 計算条件

エンジンの運転条件としては、表1 のものを設定する。熱交換器のハニカムコアについては、コアサイズを外径Do=0.5 (m), コア高さ H=0.075 (m)とする。またハニカムコアのセルの肉厚は強度上および製造

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

上の制限からあまり薄くすることはできない。ここではコアの正面面積に対するセルの全開口面積の比（開口率）を一定とすることにより、セル寸法およびセルのアスペクト比を変化させても、セルの壁厚が実用的な値となるように考慮し、実際のガスタービンに用いているコージェライト製ハニカムコアと同じ開口率=0.71 を用いた。なおハニカムコアのセル形状を決める独立変数a およびαの範囲はa=(0.5～5)×10^{-3}(m), α=0～1.0 とする。またこの時 tの範囲はt=0.05～0.25 (mm) となる。

表1 ガスタービンの運転条件

圧縮機入口温度 (K)	T_1 = 288
圧縮機入口圧力 (Pa)	P_1 = 1 ×10^5
熱交換器入口圧力 (Pa)	P_2 = 5 ×10^5
タービン入口温度 (K)	T_3 = 1623
空気流量 (kg/s)	G = 0.4
断熱指数	m = 0.2857
圧力比	ϕ = P_2/P_1=5
圧縮機効率	η_c = 0.85
ﾀｰﾋﾞﾝ効率	η_T = 0.95
燃焼器効率	η_B = 0.99
燃焼器圧力損失	e_B = 0.03
熱交換器漏れ損失	e_G = 0.05

3-2 計算結果

セルの長辺a およびアスペクト比αに対する、熱交換器のEffectiveness ε_R，圧力損失e_a+e_g，およびガスタービンの効率η_{GT}の計算結果を図 3～5 に示す。なおここでは作動流体の物性値すなわち空気，ガスの熱伝導率λ_a，λ_g (W/mk)、動粘性係数ν_a，ν_g (m^2/s)はコアの入口および出口の平均温度で決まるものとして取扱った。またガスタービンの効率は単純サイクルでの効率を 1 とした時の相対値として表した。

図3 より、熱交換器のEffectivenessはa およびαが小さくなるほど大きくなっていることがわかる。また図4 より圧力損失もEffectiveness と同様な傾向があった。さらに図5 よりガスタービンの効率は、(a=1, α=0.5) ～ (a=5, α=0.1) にわたる偏平な領域で最も高くなっている。

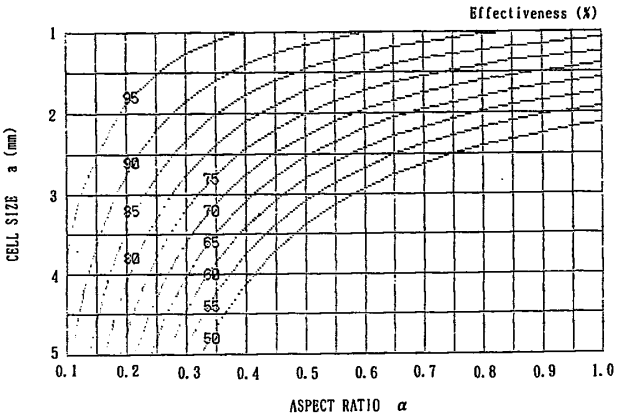


図3 a, αとEffectiveness の関係

3-3 考察

①セル形状，密度のガスタービン効率，熱交換器効率，圧力損失に与える影響

回転蓄熱式熱交換器のEffectivenessは作動流体の流量一定の場合、コアの熱伝達率と伝熱面積によって定まり、熱伝達率あるいは伝熱面積が大きくなるに従って高くなる。また今回、コアのセル形状として長方形を検討したが、長方形ダクトではダクトのアスペクト比αが大きくなるほど熱伝達率は大となり、同時に管内摩擦係数が大きくなるため圧力損失が増えることが知られている[4]。

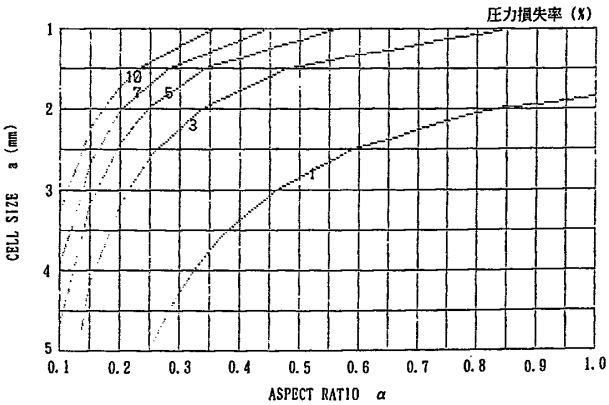


図4 a, αと圧力損失の関係

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

計算結果ではセルの長辺寸法aおよびアスペクト比αが小さいほどEffectivenessが大きくなっているが、これはαが小さくなるほど熱伝達率が大きくなり、aが小さくなるほどセル密度が大となり伝熱面積が増えるためである。一方圧力損失も Effectivenessと同様な傾向を示しているが、これはαおよび aが小さくなったことにより管内の抵抗が大きくなったためである。これらのことより熱交換器のEffectiveness と圧力損失はトレードオフの関係にあり、 Effectivenessを上げることは、同時に圧力損失を増大させることになることがわかる。ガスタービン効率は両者の影響をいずれも大きく受けるため、最適なコアの形状αおよびサイズaが存在し、今回の計算条件では(a=1, α=0.5) ～ (a=5, α=0.1) にわたる偏平な領域で最も高効率となると言える。また回転蓄熱式熱交換器ではシールと接触しながらハニカムコアが回転するため、セルが摺動によって破損しないようにセルの壁厚t と長辺寸法a の比t/a は、ある値以上にする必要がある。そこでセル壁に生ずる応力を等価にすることから、実用的な値として、t/a=0.13を選び同様の計算を行ったところ、開口率=0.71 一定の場合とほぼ等しい値となることが判った。

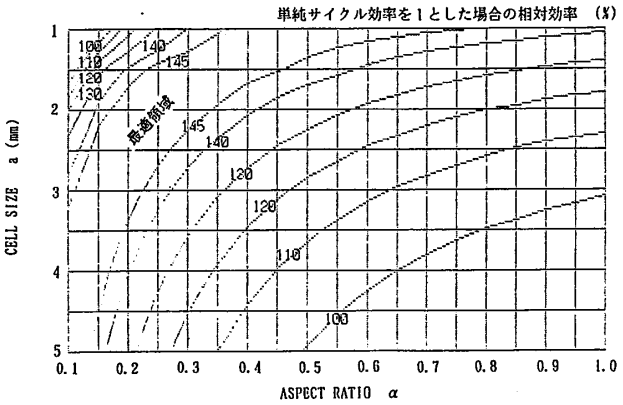


図5 a, αとガスタービン効率の関係

②製造法からみたセルの最適化

自動車ガスタービン用のセラミックコアは高い熱交換性能とともに、優れたコンパクトネスが必要である。コア用セラミックハニカム構造体としてはＭＡＳ（コージェライト），ＬＡＳなどの低膨張セラミックスをコルゲート法，エンボス法および押出し法などによりハニカム形状に成形し、焼成したものが知られている。このうち押出し法は成形用口金の成形溝の形状により任意のセル形状をもつハニカム体を成形できることが特徴である。図6 に押出し成形用口金の模式図を示す。

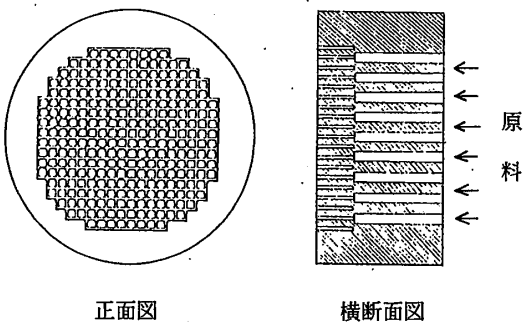


図6 コアの押出し成形用口金の模式図

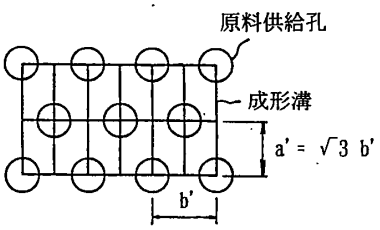


図7 成形溝と原料供給孔の位置

成形用口金はセル形状に対応する成形溝と成形溝に原料を供給するための供給孔よりなる。計算結果からわかるように、ガスタービンの効率を高めるには、セル密度を高める方向と、セル形状をアスペクト比が大きくなるようにする方向の 2種類がある。まず初めのセルの高密度化のためには成形溝および原料供給孔の微細化、高密度化を行う必要がある。しかし成形溝および原料供給孔の微細化、高密度化には微細加工技術の限界があり、さらに原料の流動性からの限界もある。現在製造されているコージェライト製ハ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ニカムコアではセル壁厚110μm，セル密度190(1/cm²)程度のものが最も高密度なマトリックスである。

次にアスペクト比について検討する。微細なセルを均質に成形するためにはセルの成形溝に原料を均等に送る必要がある。最密配置をするため口金の原料供給孔は正三角形に配し、これに沿って成形溝を設けているためこの高密度マトリックスはセルピッチが 1: √3 に設定されている（図7 参照）。この場合セルのアスペクト比は 1:1.9であり、セルサイズは 810×420 μm となる。このマトリックスについて計算したガスタービンの効率は単純サイクル効率比の1.45倍とほぼ最大値に近い。すなわち押出し法により製造されている最近のコージェライト製ハニカムコアは製造法，効率計算結果のいずれからみても、ほぼ最適化されていると考えられる。

4．結論

①回転蓄熱式熱交換器用ハニカムコアを熱交換器の温度効率 Effectivenessおよび圧力損失を考慮し、ガスタービンの熱効率を最大にするようハニカムコアのセル形状，セル肉厚およびセル密度，等のセル特性を最適化する計算法を提案した。

②自動車用ガスタービンの運転条件を基に、ハニカムコアを長方形セルとした場合について、上記のセル特性を計算し、最適領域を求めた。

③またこれらの値は現状押出成形法で製造しているコージェライト製ハニカムコアのマトリックスの値とほぼ一致し、現状のコアが自動車用ガスタービンに対し、ほぼ最適化されていることを確認した。

5．謝辞

本研究に多くのご助言，ご指導を頂いた東京工業大学 土方邦夫教授に謝意を表す。

6．参考文献

1) 佐藤,「ガスタービンサイクル論」，山海堂 (1972)

2)R.K.Shah and A.L.London, "Laminar Flow Forced Convection in Duct", Supplement 1 to Advances in Heat Transfer, Academic Press (1978)

3) 酒井，松久，川崎,「ガスタービン用回転蓄熱式熱交換器の動特性」，機論 57-535B (1991)

4) K.Shah and A.L.London, "Laminar Flow Forced Convection Heat Transfer and Flow Friction in Straight and Curved Ducts", Stanford Univ. Technical Reprt No.75 (1971)

5) 北川,「自動車用排気ガス浄化セラミックスハニカム」，工業材料 38-9 (1990)

6) 加藤，松久，特開昭60-78707 (1985)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－5

$2CaO \cdot SiO_2 - CaO \cdot ZrO_2$ 系熱遮蔽皮膜の高温安定性

中平　宏　原田良夫*　三船法行　（トーカロ㈱）
余頃孝之　山根　洋　（小野田セメント㈱）

1 緒　言

ガスタービンの高温化対策として、耐熱材料や冷却構造設計の開発が精力的に行われている。[1] 溶射法によって形成されたZrO_2系皮膜は、溶射皮膜特有の微小気孔の存在と、ZrO_2質が保有する低熱伝導性によって、比較的薄膜でも高温被曝部材を効果的に保護する機能を有することから、熱遮蔽膜(Thermal Barrier Coating 以下TBC）として広く採用されている。[2] しかし現状のZrO_2系溶射皮膜では、熱衝撃抵抗が十分でないうえ、燃料や空気中に含まれている微量の腐食成分、例えばV、S、Naなどの腐食作用に弱い欠点があり、その改善が望まれている。[3] これまでにも、溶射皮膜の耐熱衝撃性を改善する方法として、皮膜の熱処理による内部応力の緩和[4]、薬剤処理による皮膜の多孔質化の促進[5]、レーザによる微細割れ加工[6]などが研究されているが、いずれも皮膜形成後の加工工程の増加を伴うと共に性能的にも改善の余地がある。

本研究では、溶射成膜状態のままで、すでに微細な垂直割れを有し、耐熱衝撃性と高温耐食性を兼備したTBCを開発することを目的として、$2CaO \cdot SiO_2 - CaO \cdot ZrO_2$系セラミックを採り上げ、そのプラズマ溶射皮膜の性状及び高温安定性を評価したので報告する。

2 実験方法

2－1　TBC試験片の製作と皮膜施工条件

市販SUS304鋼材から、熱衝撃試験用として30×450×13mm、高温腐食試験用として、50×100×5mm寸法の試験片を採取し、表1に示す溶射材料と溶射条件によって、TBCを施工した。すなわち、アンダコートとして21Cr－10Al－0.8Y－残Ni合金を100μm溶射し、その上に$CaO \cdot ZrO_2$含有量の異なる$ZCaO \cdot SiO_2 - CaO \cdot ZrO_2$系セラミックスを300μm目標で施工し、二層構造のTBC試験片を製作した。また比較のため、TBCとして製造されている。$Ca'O \cdot ZrO_2$、$CaO \cdot SiO_2$系セラミックス溶射試験片を同条件で製作した。尚、図1は溶射試験片の形状・寸法を示したものである。

表1　溶射材料と溶射条件

Item		Materials and parameters
TBC powder		
Top coat	(mass%)	$31CaO \cdot ZrO_2$、$10CaO \cdot ZrO_2$、$65CaO \cdot SiO_2$ $2CaO \cdot SiO_2$-10~75($CaO \cdot ZrO_2$)
Thickness	(μm)	300
Under coat	(mass%)	21Cr-10Al-0.8Y-Bal. Ni
Thickness	(μm)	100
Spraying Parameter		
Spray gun	(-)	Plasma Technik F4-B
Power	(KW)	Top coat (48)　Under coat (43)
Plasma gas	(-)	Ar/H_2
Spray distance	(cm)	10

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.124, 2025/08/23.

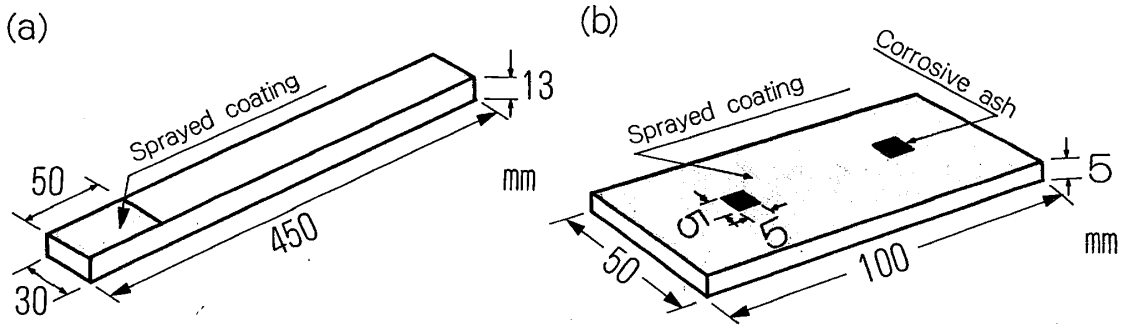


図１　熱衝撃及び高温腐食試験用試験片（(a)：熱衝撃、(b)腐食試験）

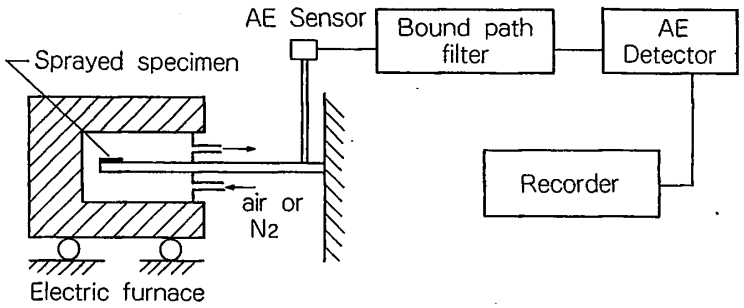


図２　ＡＥセンサーを用いた熱衝撃試験装置

２－２　熱衝撃試験

ＴＢＣの耐熱衝撃性は、図１(a)に示すように、試験片の先端50×30㎜の面積に溶射皮膜を形成させる一方、その反対側の位置に、Acoustic Emission（以下ＡＥ）センサーを接触させ、皮膜部のみを1273ｋに維持した電気炉中に挿入し、15ｍｉｎ保持後、炉外で放冷する操作を繰返した。図２は熱衝撃試験装置の概要を示したもので、試験片は固定し、電気炉を前後に移動させることによって、試験部の加熱・冷却が繰返されるようになっている。

２－３　高温腐食試験

ＴＢＣの高温腐食特性は、図１(b)に示すように、試験片が正方形となるように二等分し、それぞれの中心部に当たる５×５㎜の範囲にのみ、腐食薬剤を10㎎／㎠の割合いとなるように塗布した。腐食薬剤として、100V_2O_5、85V_2O_5－15Na_2SO_4、15V_2O_5－85Na_2SO_4、90Na_2SO_4－10ＮａＣｌ（数字はｍａｓｓ％）を用い、それぞれ1273ｋの電気炉中に３ｈ静置した。

２－４　ＴＢＣの評価法

熱衝撃試験では、ＴＢＣの外観観察と共に加熱・冷却サイクルの繰返しに伴うＡＥカウント数とその分布状態を調べ、高温腐食試験では、外観観察、断面組織、腐食部のＸ線回析及びＥＰＭＡによって高温安定性を評価した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3 実験結果及び考察

3－1 $2CaO \cdot SiO_2 - CaO \cdot ZrO_2$ プラズマ溶射皮膜の微細構造

$2CaO \cdot SiO_2 - CaO \cdot ZrO_2$ 系プラズマ溶射皮膜の代表的な断面組織を図3に示す。皮膜内には無数の微細な割れが、垂直方向に発生し、またこれらの割れは比較的短かく、皮膜を構成する単一粒子の大きさ程度にとどまっており、皮膜全体を貫通するものは認められない。このような微細な垂直割れが顕著に発生する組成は、$CaO \cdot ZrO_2$ 成分が10～30%の範囲に限定されることが判明した。

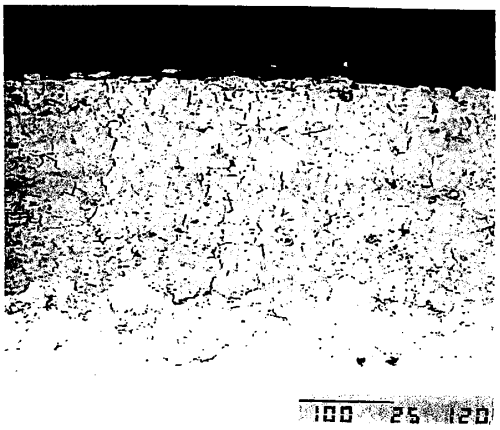


図3　C_2S-CZ皮膜の断面組織

一方、図4は溶射皮膜のX線回析パターンを示したものである。（以下CaO＝C、SiO_2＝S、ZrO_2＝Zと省略）C_2S-CZ系では・α、α′、βC_2S相が検出されるが、特に$C_2S-25CZ$皮膜では、非晶質成分の存在を示唆するブロードな回析像が認められる。この非晶質相の成因は、C_2S-CZ成分中では最も熱的に不安定なCaOが、プラズマ環境中で昇華（3123k）[7]し、その結果、図5に示す平衡相図[8]の矢印方向の$C_2S-CZ-C_3S_2Z$ 3成分系に移行したものと考えられる。溶射中におけるCaOの昇華現象については、F. Gitzhofer[9]も認めており、融点（3025k）と昇華温度が近接しているCaO成分の挙動とガラス質を形成しやすいSiO_2の存在が非晶質化を促進している可能性が大きい。このようにして生成した$C_2S-CZ-C_3S_2Z$3成分系は1908k[10]の低温でc－ZrO_2（CZ_4）＋C_2Sに分解して液相化することとなる。プラズマ環境中で液相化した溶射粒子が基板あるいは堆積している粒子上に衝突して強固に密着する一方、急冷され液相から脆性な固相へ移行する際、粒子の外表面では引張り応力が発生し、この応力に耐えきれなかった粒子に多数の微細な割れが発生したものと推定される。なお、皮膜を構成する多数の粒子間及びアンダーコート間に殆んど割れは認められず、良好な密着状態を示しているのが観察される。

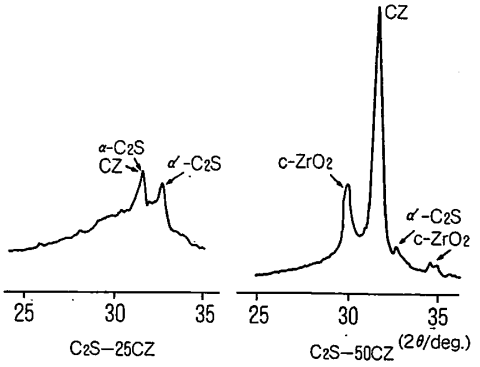


図4　C_2S-CZ系皮膜のX線回析像

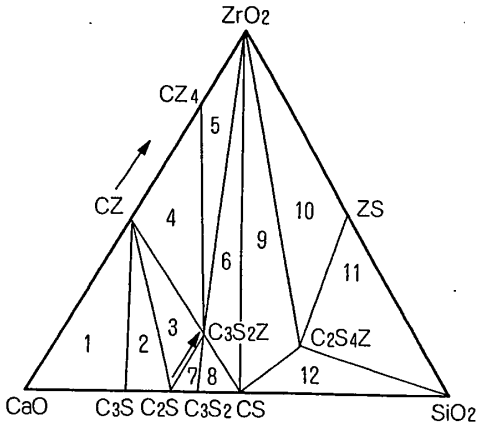


図5　$CaO-SiO_2-ZrO_2$系相平衡

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3－2　熱衝撃試験結果

C_2S－CZ系溶射皮膜を加熱•冷却した際に検出されるAEカウント数を取纒め図6に示した。CZ、C_2S－75CZのように、SiO_2成分を含まないか、あるいは含んでいてもその量が少ない皮膜は、初回の熱サイクル時からAEが検出され、CZは初回、C_2S－75CZ皮膜は3回目で剥離した。またZrO_2を含まないC_2S単体皮膜では、3回目の熱サイクルからAEが検出され、その後試験回数の増加に伴って徐々に増加したが、外観上からは皮膜の剥離は認められなかった。これに対し、多数の微細な垂直割れを有するC_2S－25CZ皮膜は、14回目までの熱サイクルには、AEは殆ど検出されず、また皮膜も健全な状態を示し、この種の熱衝撃に対し極めて安定であることが確認された。

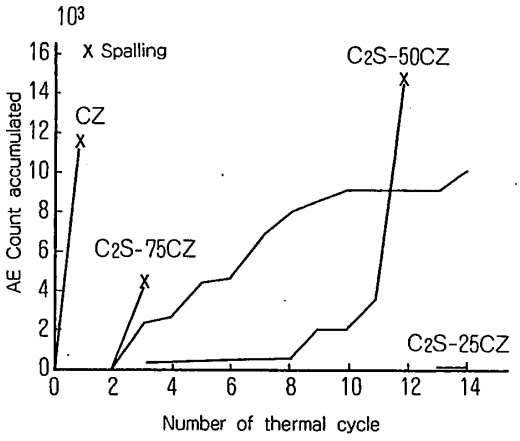


図6　$2CaO \cdot SiO_2$-$CaO \cdot ZrO_2$溶射皮膜の熱衝撃試験回数とAEカウント[11]

3－3　高温腐食試験結果

C_2S－15CZ溶射皮膜の高温腐食試験後の外観状況を、現用の$10CaO \cdot ZrO_2$[12]TBCと共に図7に示す。$10CaO \cdot ZrO_2$は、すべての腐食灰成分と激しく反応し、特に$NaSO_4$成分の多い腐食灰に対しては、腐食灰塗布部は勿論のこと、非塗布部を含め皮膜全体がアンダーコート部から剥離する一方、微細な板状となって脱落し、耐高温腐食性に乏しいことがわかる。C_2S－15CZ皮膜はV_2O_5含有量の多い腐食灰に対しては、白色化を呈するものの皮膜の剥離は全く認められなかった。また腐食部の断面を観察すると、図8に示すように腐食灰との反応は極く表層部のみに限定され、アンダーコートとの接合部を含め、ほぼ全体が健全な状態を維持しており、優れた耐高温腐食性を有することが確認された。

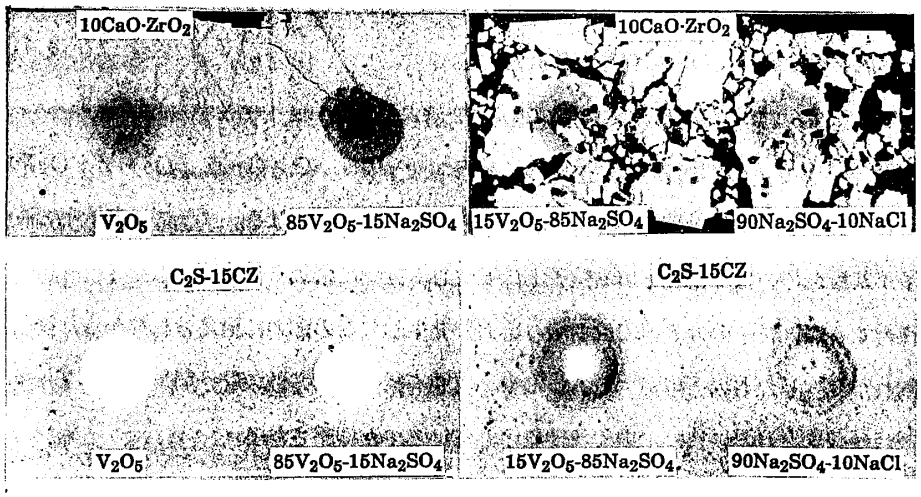


図7　高温腐食試験後の外観

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

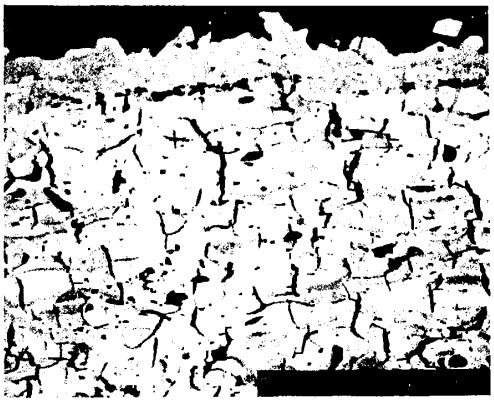


図8　腐食試験後の$C_2S-15CZ$皮膜の断面

表2　溶射皮膜の高温腐食生成物のX線回折結果

Coating	Corrosion products
C_2S-25CZ	$Ca_2V_2O_7$、CaV_2O_6、$CaSO_4$、SiO_2
$10CaO \cdot ZrO_2$	$Ca_2V_2O_7$、CaV_2O_6、$CaSO_4$

Corrosive ash : $85V_2O_5$-$15Na_2SO_4$

表2は腐食灰（$85V_2O_5-15Na_2SO_4$）と接触していた皮膜部のX線回析結果を示したものである。腐食部ではZrO_2の組織安定化成分のCaOと腐食灰成分が反応したCaV_2O_7、CaV_2O_6、$CaSO_4$が検出され、この傾向は$10CaO \cdot ZrO_2$と$C_2S-15CZ$ともほぼ同様である。このようなCaOの腐食灰成分との反応は概略次のように示され[13]、安定化成分としてのCaOの消耗を促すものと考えられる。

$$nCaO + V_2O_5 \rightarrow n\underline{CaO + V_2O_5} \quad (n:1\sim3)$$

$$Na_2SO_4 \rightarrow Na_2O + SO_3$$

$$CaO + SO_3 \rightarrow CaSO_4$$

$$2CaSO_4 + V_2O_5 \rightarrow 2\underline{CaO \cdot V_2O_5} + 2SO_3$$

$10CaO \cdot ZrO_2$皮膜ではCaOの反応消耗によって、ZrO_2の立方晶⇄正方晶転移を防止する作用を消耗した結果、皮膜が微細な板状となって脱落したものと考えられる。これに対し、$C_2S-15CZ$皮膜では、ある程度のCaOの消耗は伴うものの、共存する非晶質成分（SiO_2）が、過剰なCaOの反応を抑制すると共に、腐食成分そのものの内部拡散の障壁となっていることがうかがえ、皮膜全体として優れた耐食性を維持していることがうかがえる。

なお、今回の実験では、$C_2S-15CZ$皮膜に見られる微細な垂直割れ部には、腐食成分の侵入は殆ど認められなかったが、ガスタービン実機の環境における腐食成分は、大部分が気相状態で存在しているので[14]、これらの局部腐食反応及び微細な割れの挙動については、別途検討する予定である。

4　結　　言

ガスタービンの高温化対策の一つとして、$2CaO \cdot SiO_2-CaO \cdot ZrO_2$系プラズマ溶射皮膜の高温安定性について実験研究し、次のような結果を得た。

(1)　$CaO \cdot ZrO_2$を10～30%含む$2CaO \cdot SiO_2-CaO \cdot ZrO_2$皮膜には、溶射状態のままで多数の微細な垂直割れが発生し、加熱・冷却の繰返しによる熱衝撃試験において極めて安定した状態を示し、優れた耐剥離性が認められた。

(2)　微細な垂直割れを示す皮膜は、α、α'、β、C_2S、CZ及び非晶質成分から構成され、溶射環境中

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

におけるＣａＯの昇華に伴う低融点の$C_2S-CZ-C_3S_2Z_3$３成分系の生成によって、液相化した溶射粒子が成膜時に急冷され、固相化する際に発生した可能性が大きい。

(3) Ｖ、Ｎａ、Ｓ化合物などの腐食成分との反応によって、ＣａＯ成分は消耗するものの、その範囲は腐食灰と接触する部分のみに限定され、皮膜全体として良好な耐高温腐食性を示し、ＴＢＣとして有望である。

参　考　文　献

1）田中良平：金属学会　昭和56年秋期講演大会予稿 209 (1981)

2）A. S. Grot : Ceram. Bull. 60 807 (1981)

3）岩本信也：鉄と鋼　73 2187 (1987)

4）日本特許：特開昭58－87273

5）日本特許：特開昭59－140377

6）根崎孝二　他５名：溶接学会　全国大会講演概要、第47集　184 (1990)

7）玉虫文一　他編　：理化学辞典第３版（岩波書店）510 (1979)

8）A. C. ING. Phase Diagrams for Ceramists 1975 Supplemet 230

9）F. Gitzhofer : Proc. Intern. Therm. Spray Conf. 269 (1987)

10）植月　徹　他２名：旭硝子工業奨励会研究報告　45　186 (1984)

11）今若　寛　他５名：日本セラミックス協会1991年会講演予稿集 577 (1991)

12）中平　宏　他３名：第37回腐食防食討論会講演集　231 (1990)

13）W. D. Niles : J. Eng. Power 84 178 (1962)

14）A. W. Fletcher : Oxford University Press 40 (1954)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－7

熱伝達係数の不確かさを考慮した温度及び熱応力解析

森　昌彦　（三菱重工・高砂研究所）
近藤　充　（三菱重工・システム技術部）

1. まえがき

ガスタービンでは高効率化のため，タービン入口ガス温度が高温になってきている。そのため，タービンの動静翼は非常な高温にさらされることになるので，空冷翼の設計が進められている。これらの翼寿命がガスタービンの信頼性に重大な影響を与えるので，動静翼のメタル温度及び熱応力を正しく把握することが重要になってきている。一方，翼まわりの流体の動きそのものはある程度の揺らぎがあるもので，熱伝達境界面における熱伝達係数の不確かさを考慮した検討が不可欠であるが，現状はほとんど確定的な熱的境界条件で検討している。

そこで，中桐らにより提唱され実用化が計られつつある確率有限要素法の考え方[(1)~(3)]を静翼の翼まわりの熱伝達係数が揺らぐ場合の定常温度解析に適用し，熱伝達係数の揺らぎが翼メタル温度に与える影響を検討した。さらに，その翼メタル温度の揺らぎによる静翼に発生する熱応力の期待値と分散を求め，強度評価上の揺らぎについても考察した。本手法は熱的境界条件等が揺らぐ場合においても翼寿命をある程度定量的に評価するのに有効な方法であることを確認した。

2. 理論の展開

ここでは定常熱伝導解析を考えており，形状・材料定数等は揺らがず，熱伝達係数のみが揺らぐ場合を考える。定常熱伝導方程式は式(1)で表わされ，境界条件が変動すると温度Tにも変動が生じる。

$$[C]\{T\}=\{Q\} \qquad (1)$$

熱伝達係数Hの揺らぎを変動量αを用いて式(2)のように表わす。

$$H_k=H_k^0(1+\alpha_k) \qquad (2)$$

但し，H_k^0は要素kの面上での熱伝達係数の確定値で，α_kは要素kの面上での熱伝

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

達係数のゆらぎ量（αの平均値は零）である。

熱流束qは熱伝達係数Hより式(3)のようになる。

$$q = H_k(T_{sk} - T) = H_k^0(1+\alpha_k)T_{sk} - H_k^0(1+\alpha_k)T \quad \cdots\cdots (3)$$

但し，T_{sk}は表面温度で，Tは雰囲気温度である。

熱伝達マトリックス$[B_{ij}]$は熱伝達係数Hの揺らぎを考慮して一般的に表わすと式(4)のようになる。

$$B_{ij} = \sum_k B_{ijk}^0 H_k^0 + \sum_k B_{ij\,k}^{11} H_k^0 \alpha_k \quad \cdots\cdots (4)$$

但し，αの変動のない点では$B_{ij\,k}^{11}=0$であり，また，熱伝達境界でない点では$B_{ijk}^0 = B_{ij\,k}^{11}=0$である。

熱伝達マトリックス$[B_{ij}]$を熱伝導マトリックス$[C_{ij}]$に重ね合せると，

$$K_{ij} = C_{ij}^0 + \sum_k B_{ijk}^0 H_k^0 + \sum_k B_{ij\,k}^{11} H_k^0 \alpha_k = K_{ij}^0 + \sum_k K_{ij\,k}^{11} \alpha_k \quad \cdots\cdots (5)$$

温度Tを熱伝達係数の変動量αに関してティラー展開すると式(6)が得られる。

$$T_i = T_i^0 + \sum_k T_{ik}^{11} \alpha_k + \sum_k \sum_l T_{ikl}^{21} \alpha_k \alpha_l \quad \cdots\cdots (6)$$

式(5)，(6)を定常熱伝導方程式$[K]\{T\}=\{Q\}$に代入すると，

$$\begin{aligned}
[K]\{T\} &= \left[K_{ij}^0\right]\left\{T_j^0\right\} + \sum_k \left[\left[K_{ij}^0\right]\left\{T_{jk}^{11}\right\} + \left[K_{ijk}^{11}\right]\left\{T_j^0\right\}\right]\alpha_k + \sum_k \sum_l \left[\left[K_{ij}^0\right]\left\{T_{jkl}^{21}\right\} + \left[K_{ijk}^{11}\right]\left\{T_{jl}^{11}\right\}\right]\alpha_k \alpha_l \\
&= \left\{\sum_j \sum_k B_{ijk}^0 H_k^0 T_{sk}\right\} + \left\{\sum_j \sum_k B_{ijk}^{11} H_k^0 T_{sk} \alpha_k\right\} \\
&= \left\{Q_i^0\right\} + \left\{\sum_k Q_{ik}^{11} \alpha_k\right\} \quad \cdots\cdots (7)
\end{aligned}$$

となり，摂動法を適用すると次のようになる。

$$\left[K_{ij}^0\right]\left\{T_j^0\right\} = \left\{Q_i^0\right\} \quad \cdots\cdots (8)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$\left[K_{ij}^{0}\right]\left\{T_{jk}^{11}\right\}+\left[K_{ijk}^{11}\right]\left\{T_{j}^{0}\right\}=\left\{Q_{ik}^{11}\right\} \quad \cdots\cdots (9)$$

$$\left[K_{ij}^{0}\right]\left\{T_{jkl}^{21}\right\}+\left[K_{ijk}^{11}\right]\left\{T_{jl}^{11}\right\}=0 \quad \cdots\cdots (10)$$

故に，定常熱伝導解析における確定解と感度が得られる。

$$\left\{T_{j}^{0}\right\}=\left[K_{ij}^{0}\right]^{-1}\left\{Q_{i}^{0}\right\} \quad \cdots\cdots (11)$$

$$\left\{T_{jk}^{11}\right\}=\left[K_{ij}^{0}\right]^{-1}\left[-\left[K_{ijk}^{11}\right]\left\{T_{j}^{0}\right\}+\left\{Q_{ik}^{11}\right\}\right] \quad \cdots\cdots (12)$$

$$\left\{T_{jkl}^{21}\right\}=-\left[K_{ij}^{0}\right]^{-1}\left[\left[K_{ijk}^{11}\right]\left\{T_{jl}^{11}\right\}\right] \quad \cdots\cdots (13)$$

温度Tはその確定値T^0と微係数T_k^{11}, T_{kl}^{21}が求まっているので，その期待値及び分散は次のように求めることができる。

$$E[T]=T^{0}+\sum_{k}T_{k}^{11}E[\alpha_{k}]+\frac{1}{2}\sum_{k}\sum_{l}T_{kl}^{21}E[\alpha_{k},\ \alpha_{l}]$$

ここで，α_kの期待値$E[\alpha_k]=0$であるとしたので，

$$E[T]=T^{0}+\frac{1}{2}\sum_{k}\sum_{l}T_{kl}^{21}E[\alpha_{k},\ \alpha_{l}] \quad \cdots\cdots (14)$$

$$V_{ar}[T]=E\left[\left(T-E[T]\right)^{2}\right]=E[T^{2}]-\left(E[T]\right)^{2}=\sum_{k}\sum_{l}T_{k}^{11}T_{l}^{11}E[\alpha_{k},\ \alpha_{l}] \quad \cdots\cdots (15)$$

となる。なお，αの3次以上の項は無視している。

3. 解　　析

ガスタービンの静翼を例に取り，翼まわりの流体速度に応じた熱伝達係数を設定し，これを揺らがせた場合の感度解析を実施することにより翼温度の熱伝達係数に対する感度を求めるとともに，熱応力に及ぼす影響についても検討した。

2枚つづり翼の解析モデルを図1に示す。使用した要素は8節点6面体ソリッド要素（節点数2886，要素数1571）である。また，使用した材料定数を表1に熱応力解析

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表1　材料定数

	熱伝導率	密　度	ヤング率	ポアソン比	線膨張係数
	λ : $\frac{kcal}{mm \cdot sec\,℃}$	ρ : $\frac{kg}{mm^3}$	E : $\frac{kg}{mm^2}$	ν : —	α : $\frac{1}{℃}$
ピンフィン部	0.0295	6.45×10^{-6}	12800	0.22	15.3×10^{-6}
上記外	0.0295	8.85×10^{-6}	17500	0.30	

時の拘束条件を図2に示す。

静翼まわりの確定熱的境界条件の一例を図3に示す。ここでは，翼まわりのガス面側の熱伝達係数の値が20%揺らぐ場合の伝熱感度解析を実施する。尚，その時の熱伝達係数の揺らぎとしては，翼高さ方向に隣合う要素及び2枚の静翼の位置的に対応する要素同士は完全相関と見なしている。（図4参照）また，翼まわりに沿っての要素間は完全無相関と見なしている。更に，シュラウドまわり及び翼内面の熱的境界条件は揺らがないものとしている。

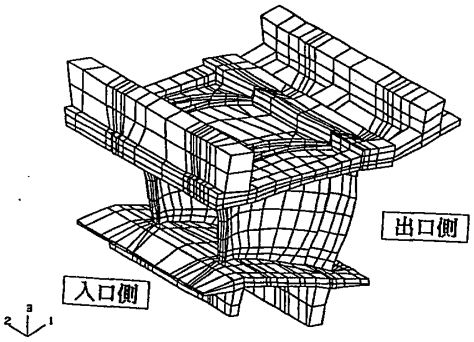


図1　2枚つづり翼の解析モデル

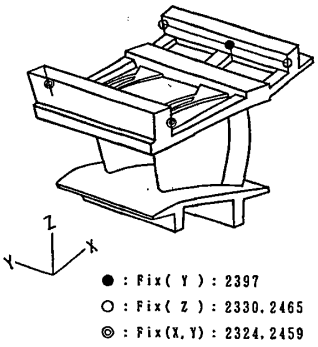
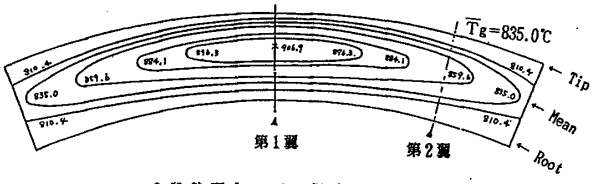


図2　熱応力計算時の拘束条件



2段静翼入口ガス温度分布

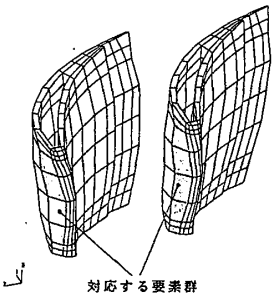
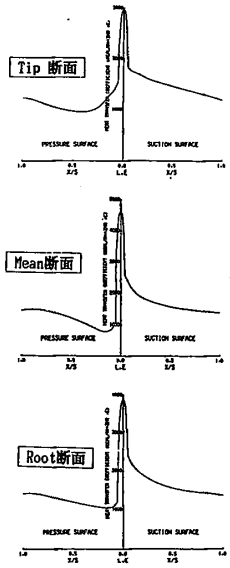
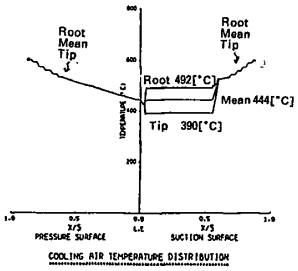


図4　対応する要素群

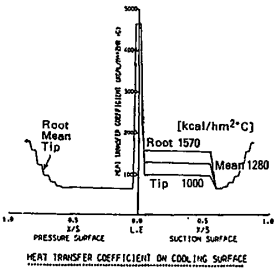


翼まわりの熱伝達係数

(ガス側)



冷却空気の温度分布



冷却側の熱伝達係数

図3　静翼まわりの確定熱的境界条件の一例

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

熱応力感度解析は上記熱伝導解析結果の節点温度の揺らぎをベースにして求めている。

それらの結果を統計処理して，静翼の温度及び熱応力の期待値と標準偏差を求めている。この一連の解析手順を図５に示す。

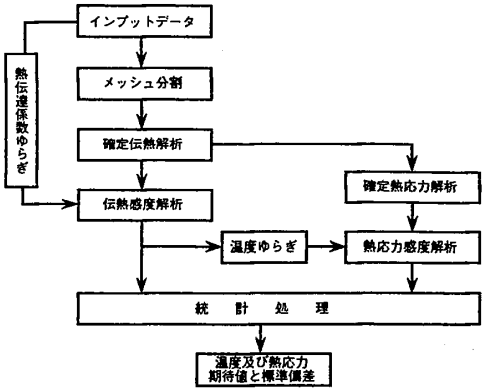


図５　解析手順

解析結果の一例を以下に示す。図６は確定熱伝達係数による本コード「SAINT」での温度解析結果であり，汎用構造解析コード「MARC」の結果と比較したものである。図中，黒丸印が本コードによる解で，白丸印が「MARC」による解であり，両者はよく一致していることがわかる。

図７は熱伝達係数が２０％揺らいだ時の翼断面における温度の期待値と揺らぎ（標準偏差）幅を示したものである。実線が期待値で，破線で揺らぎ幅を示している。期待値から揺らぎ（標準偏差）幅の大きい所は50％翼高さ断面の前縁近傍背側であり，その値は約±15℃であることがわかる。

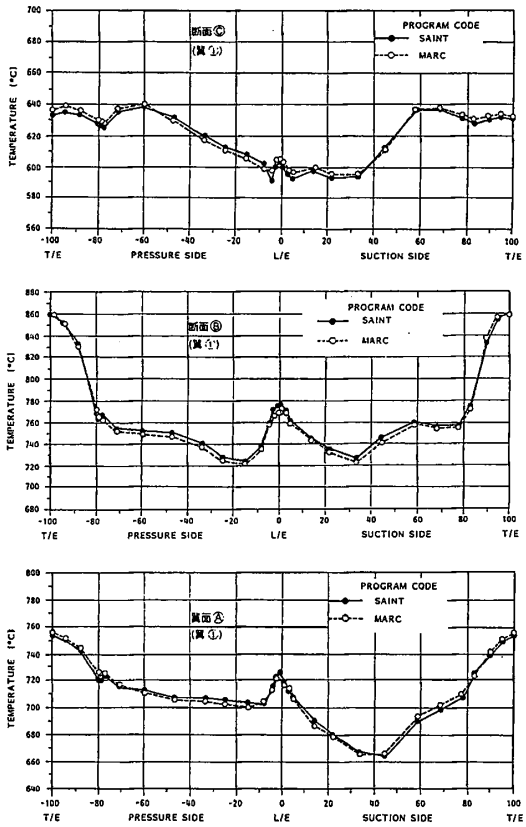


図６　確定熱伝達係数による温度分布
（ガス側の温度）［解析コードの比較］

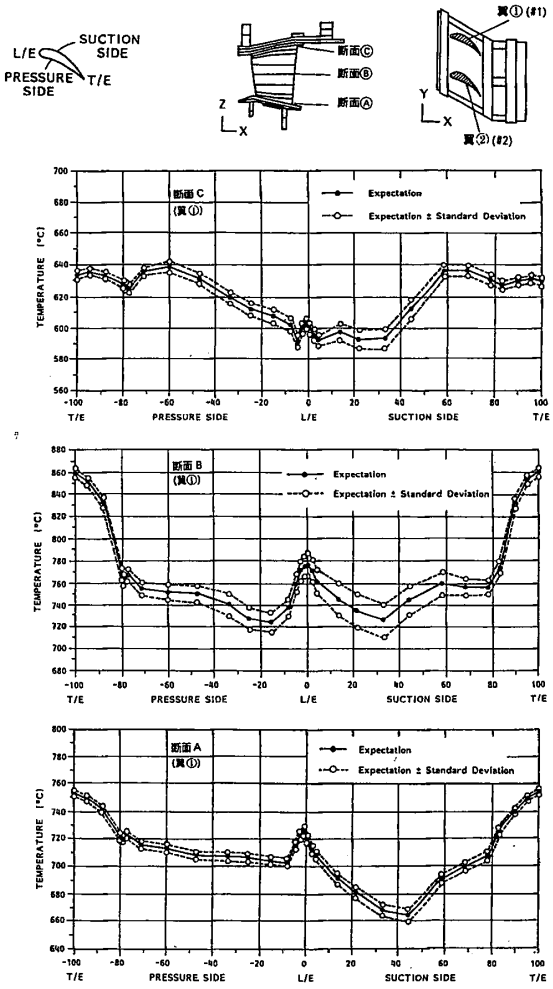
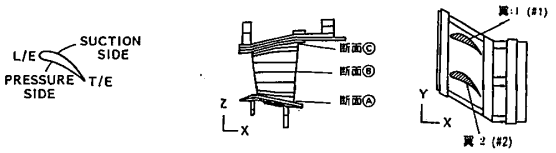


図７　熱伝達係数が20％揺らいだ時の温度の揺らぎ
（ガス側の温度）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

次に，確定温度解析結果による熱応力分布を図８に示す。図中，黒丸印が本コードによる解で，白丸印が汎用構造解析コード「MARC」による解であり，両者はよく一致している。熱応力の大きい所は翼後縁側で内外シュラウドとの付根部であり，実機においてき裂発生を経験する場所と一致している。

図９は熱伝達係数が20%揺らいだ時の翼断面における熱応力の期待値と揺らぎ（標準偏差）幅を示したものである。実線が期待値で，破線が揺らぎ幅を示しており，翼前縁近傍の背側で揺らぎが大きいことがわかる。50%翼高さ断面での熱応力の揺らぎ幅は約±13kgf/mm²である。



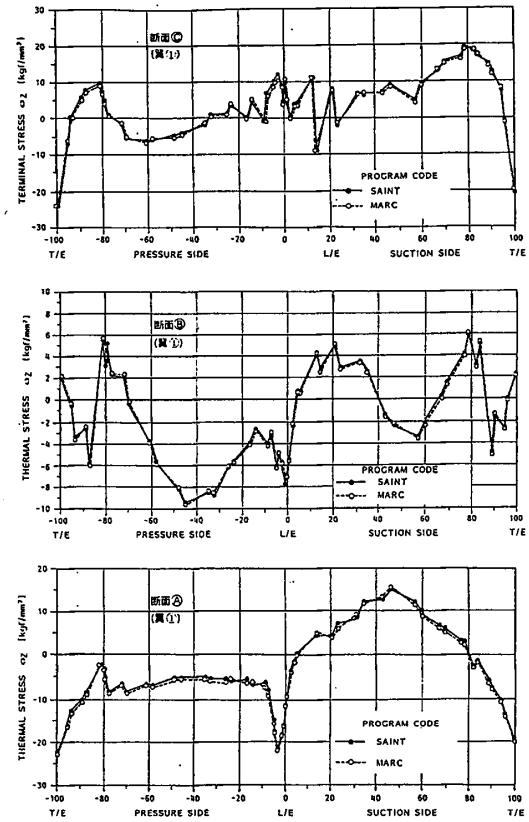


図８　確定温度結果による熱応力分布
（ガス側の温度）［解析コードの比較］

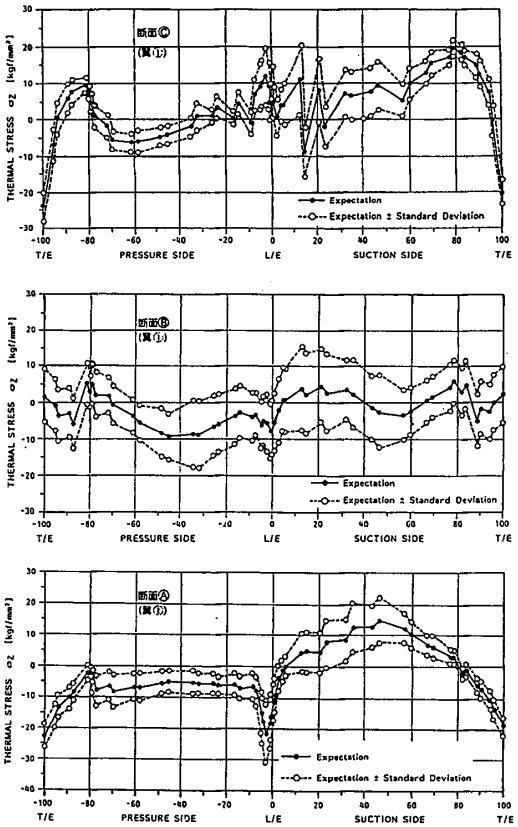


図９　熱伝達係数が20%揺らいだ時の熱応力の揺らぎ
（ガス側の温度）

以上より，熱伝達係数の揺らぎが温度及び熱応力の揺らぎに大きく影響していることが定量的に理解できるようになる。

次に，本解析結果をベースに静翼の寿命を評価すると図10のようになる。図10は従来の確定計算結果をベースにした翼寿命を1.0として，温度及び熱応力の揺らぎを考慮した翼寿命の寿命比を図示したものである。今回のように熱伝達係数の揺らぎを考えた場合，従来の翼寿命に対しかなり大きく翼寿命が揺らぐことになる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

今後，実機データをベースにガス温度分布や材料データなどについて同様な感度解析を実施してやれば，翼寿命を従来以上に定量的に評価できるものと期待できる。

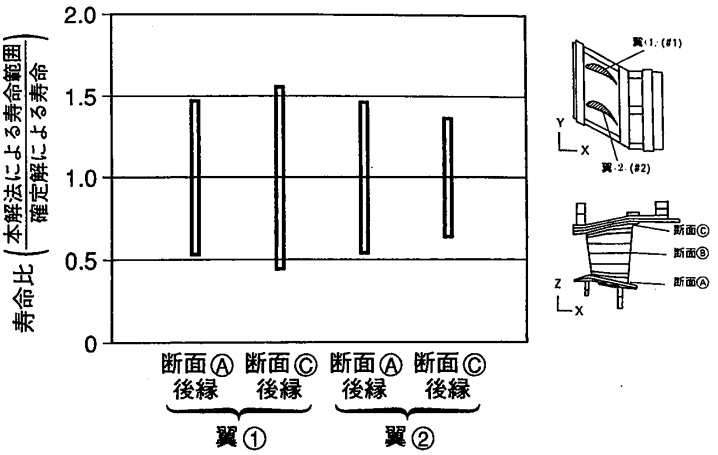


図10　熱伝達係数の揺らぎを考慮した時の寿命の揺らぎの一例

4. まとめ

翼まわりの熱伝達係数に揺らぎを持つ静翼を例に，定常温度及び熱応力解析を確率有限要素法を適用して実施した結果，次のことが明らかとなった。

(1) 本コード「SAINT」は汎用構造解析コード「MARC」と同レベルの解析精度を有していることが確認できた。

(2) 従来の汎用コードでは解析不可能な熱伝達係数の揺らぎによる温度及び熱応力の期待値と分散を求めることができ，設計に必要な感度解析が容易に実行できるようになり，実設計での活用が期待できることがわかった。

(3) 実機データをベースに種々の感度解析を実施すれば，翼強度に対する信頼性を従来以上に向上させることが可能な解析ツールとして利用できる。

謝　辞

本研究におけるコード開発に際しては三菱総研の関係者に大変お世話になりました。ここに謝意を表わします。

5. 参考文献

(1) 中桐・久田，確率有限要素法入門 (1985), 培風館

(2) 谷・高畑・中桐・久田，機論，51-465, A (1985)

(3) 森・鵜飼・近藤，機論，56-526, A (1990)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－8

超高温タービン冷却翼の基礎研究

＊ 吉田 豊明、 熊谷 隆王、 瀧 將展 （航技研）

1．まえがき

ジェットエンジン、ガスタービンの高温化は、エンジンの発祥以来、常に時代の最先端を行く材料・加工、冷却技術等の適用によって、驚異的な進展をとげてきた。近年大型航空エンジンにおけるタービン入口温度は、耐熱合金の融点近傍（1300～1400℃）に達し、一部の開発エンジンでは1500℃クラスが目標とされている。これらエンジンのタービン翼は、表面に遮熱被膜（TBC）を施工した超耐熱合金の単結晶（SC）翼で、周到な内部対流冷却と全面フィルム冷却（FCFC）を採用したものである。この方式は、現在では従来技術の延長線上にあり、実現性は高いが、冷却空気消費量が多く、SC材の耐用温度の限界近傍で作動するため、さらなる高温化は望めない。この壁を越えるには、原理、過去の経過が示すように、材料と冷却技術のそれぞれに革新が必要である。

著者らは、タービン高温化のための研究開発を行ってきたが、近年、この革新技術として超高温タービンの一つの新しいシステムの概念を構築し、その検証のため基礎的な研究を多面的に始めている。本報告は、この新しい概念と研究の一部の概要を紹介するものである。

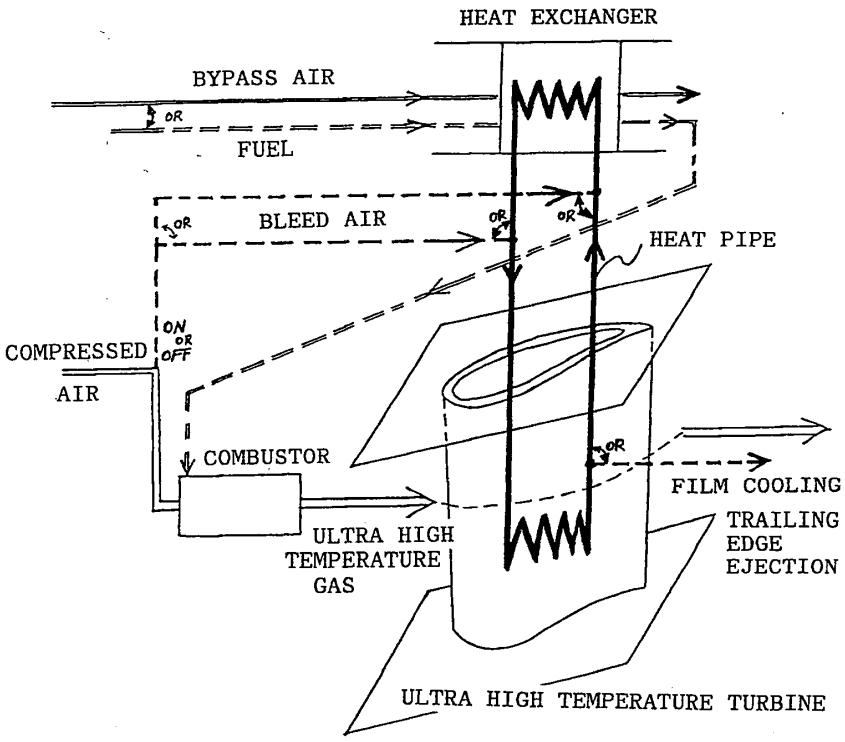


図1 超高温タービンシステムの概念図

ガスタービン秋季講演会（札幌）

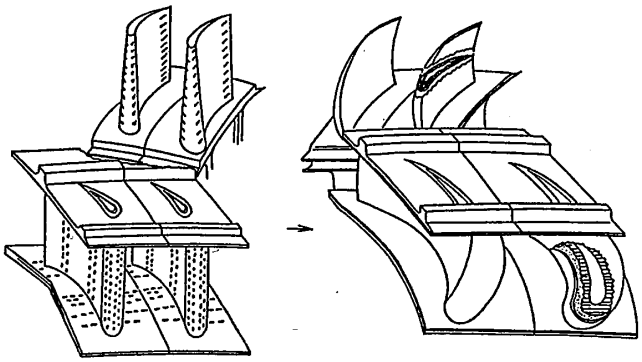
Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2．超高温タービンシステムの概念

図1に概念図を示す。従来の冷却空気系統との大きな違いは、バイパス空気／燃料をヒートシンクとして、圧縮機出口からの抽気空気を熱交換器を介して冷却すること、およびヒートパイプを導入して冷媒を循環させること、である。ヒートパイプのみで冷却が十分であれば、冷却空気の供給は不要となる。このシステムがもたらす熱効率の向上は多大であるが、新たな冷却システムの付与による様々な問題もよく検討する必要がある。小型軽量、高性能、安全な冷却システムが開発できれば、図2に示すように従来のFCFC翼は、フィルム冷却なしで超高温に耐えるタービン翼となろう。

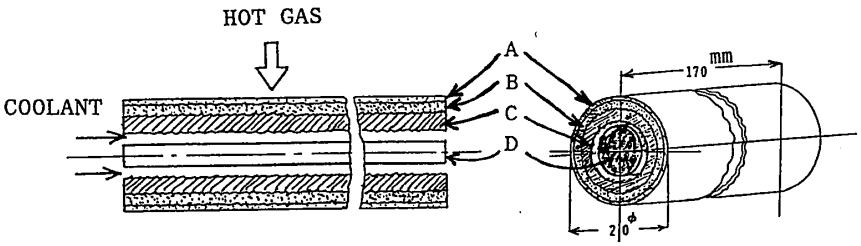
ヒートパイプの導入は別問題としても、これからのエンジンは、圧縮機出口ガス温度がますます高くなるため、何らかの熱交換器により燃焼前のガス温度を下げることが必須となろう。高効率ガスタービンAGTJ-100Bの先駆的な例は、記憶に新しいところであり、航空エンジンにおいても、世界的に様々な研究開発が行われているものと推察されるが、あまり多くは知られていない[1]。

2-1 超高温タービン翼　図3は、本システムの根幹となる超高温タービン翼の概念を示す。外被（A）には、遮熱層を配備し、流入熱負荷を軽減させる。これには、従来からのボンド層(MCrAlY)とセラミック層(Y－PSZ)をプラズマスプレーにより施工する技術(TBC)を適用できるが、さらにはがれにくく熱応力緩和機能を付与できる傾斜機能材料[2]の適用に発展させることを期待している。翼構造部材としてのコア（B）には、SC材を越える耐熱性材料を配備する。当面の候補材は、酸化物分散強化合金(ODS－Mechanical Alloy)である。将来的には繊維強化金属(FRM)、セラミックス



(a) 現状技術の最先端翼　　(b) 将来のタービン翼

図2 高温タービン翼のイメージ



A:Thermal Barrier Coating (Ceramics, Functionally Gradient Materal)

B:Substrate (Mechanical Alloy, FRM, C-C composit)

C:Heat Transfer Augmentation Fins (High Heat Conductive Metal)

D:Spacer

図3 超高温タービン翼の構造概念図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

およびその複合材、C-C複合材等へと発展させられよう。図4は代表的な鋳造材とODS-MA材(MA-X, TMO-2)の高温強度を示す。図から明らかなようにMA材は高温環境において鋳造材より強度が高く、同じ強度ならば、50～100℃耐用温度が高い。しかし、MA材の成形には鋳造法が適用できないので、拡散接合や、電気・化学的な加工法を適用しなければならない。翼内部(C)には、熱伝導率の大きい材料たとえば銅を配備し、微細冷却構造を形成して温度の均一化と対流冷却の増大を図る。中心部(D)には、対流冷却を有効に行うために必要ならば、スペーサーを配備する。

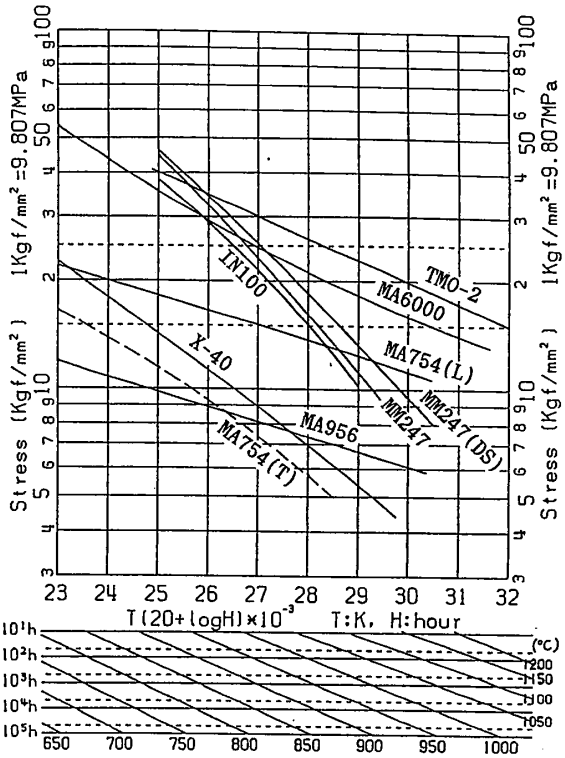


図4 代表的な超耐熱合金の高温強度

2-2 ヒートパイプ、熱交換器 ヒートパイプを実際にエンジンに適用する研究開発例はおそらくまだないと思われるが、ガスタービン用水冷却翼は、かつて内外にその開発例があり、本システムの目的とする冷却機構に類似性があるので、参考にすべきものと考えている。高温ヒートパイプについては、原子炉、宇宙動力炉等において、その利用研究が進んでいる。また、超高速飛翔体の前縁部にパネル状の高温ヒートパイプを装備する研究もある[3]。いずれにしても、本システムで予期される冷媒温度の条件(600～1000℃)では、ナトリウム等の液体金属を使わざるを得ないので、きわめてチャレンジ的な研究対象となろう。

高温熱交換器については、様々な分野のみならず、ガスタービンの分野においても多くの研究開発例があり、著者らも現在、金属製、セラミックス製でガス－ガス方式熱交換器の基礎研究を行っている[4]。これらの成果を生かしながら、超高温タービン冷却システム供試体の設計、試作、実験検証に進みたいと考えている。

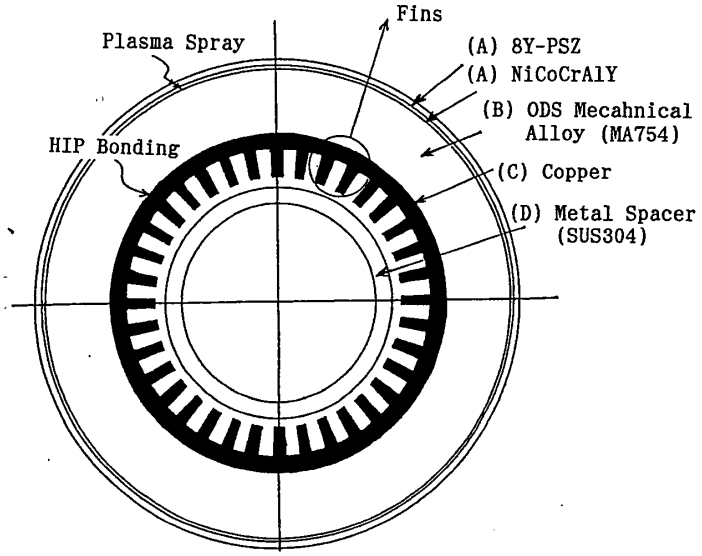


図5 超高温タービン翼第1次伝熱試験模型の断面構造

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

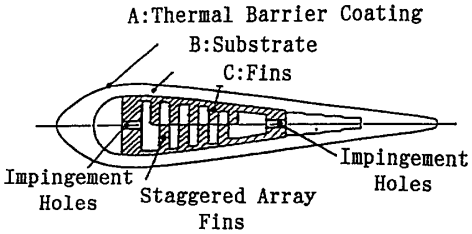
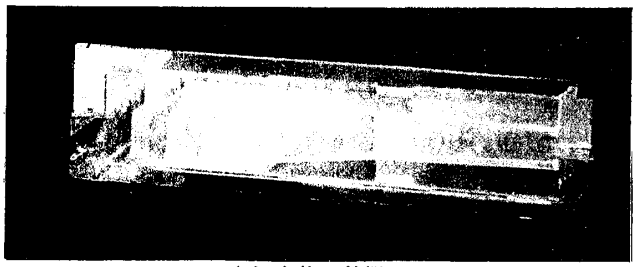
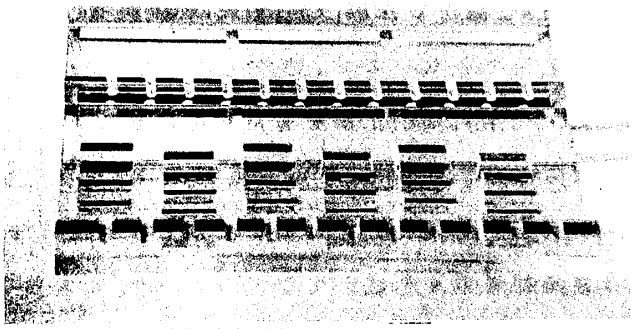


図6 超高温タービン翼第2次試験模型の断面構造



(a) 全体の外観



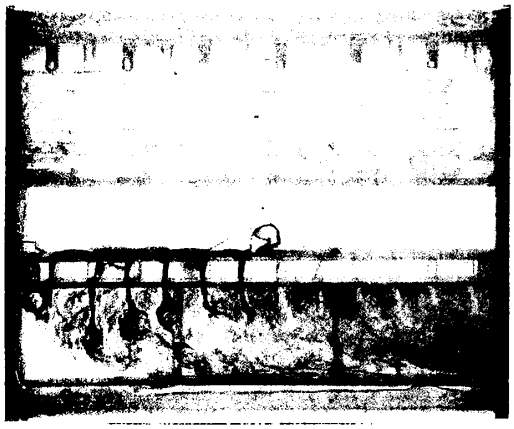
(b) 内部冷却構造の外観

図7 第2次超高温タービン翼の水流模型

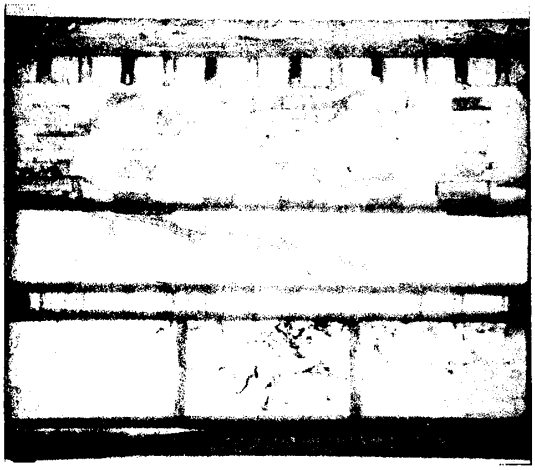
3．超高温タービン翼基礎模型

2-1 節で述べた超高温タービン翼については、図5、図6に示すような基礎模型の試作研究を行っている。第1次模型（図3，図5）では、コア材としてMA754を用い、内部には無酸素銅を配備して、HIPによりコア材と接合したが、結果は満足すべきものであった。この模型では内部の微細なフィンを放電加工で成形したが、

(a) 中央部と前縁部の流れ



(b) 中央部と後縁部の流れ



(c) 全体の流れ

図8 水流可視化実験の結果

内張部は、連続鋳造法によれば、さらに伝熱性能の高い様々なフィン形状が成形できる。なお、この他に全体が同じ形状で、MA754のみ、無酸素銅のみの供試体も製作した。外表面部のTBCについては、遮熱特性を別途評価ができるので、いずれの供試体にも施工はしていない。今後高温風洞による実験で伝熱特性を解析する予定である。

第2次模型（図6）は、より実際に近い対称翼形状とし、コア材も高温強度のより高いMA6000を採用した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

内部の対流伝熱促進用フィンとインピンジ孔の形状、配備については、ピンフィン冷却翼の研究開発シリーズ（たとえば[5]等）を参考とし、水流模型による内部流れの可視化を行って決定した[6]。図7(a),(b)にアクリル樹脂製模型の外観を示す。図8(a),(b),(c)に結果の代表的な例を示す。(a)は千鳥状にフィンを配列した中央部とインピンジ孔列を含む前縁部、(b)は中央部とインピンジ孔列を含む後縁部、(c)は全体における流れの様相に着目した場合の結果である。冷却流は、図の左端から中央部に入り、フィンの間を通って、上方の前縁部と下方の後縁部にそれぞれインピンジ孔を経て分れ、右端の上下から出る。フィルム冷却はない。適用した可視化法は色素注入流脈法である。一連の実験により、図に示されるように、フィン間の流れ、前縁と後縁への分配などが良好な配備を選定することはできたが、後縁のインピンジ流れが後方の淀み点近傍まで十分に達しない傾向は避けられなかった。この空間は、後縁吹出しがなく、後方になるほど狭いので、適切な冷却構造を備えることがむづかしい。

これら予備的検討の後、第2次模型(図6)の伝熱試験用模型を試作した。図9に外観を示す。コア材(MA6000)と内部フィン(無酸素銅)の接合はHIP、フィン加工を行う

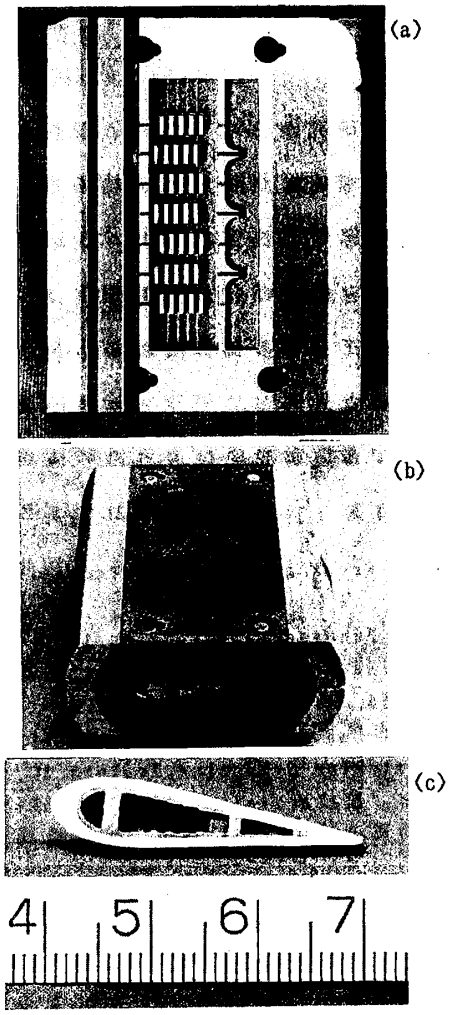


図9 超高温タービン翼第2次伝熱試験模型の外観

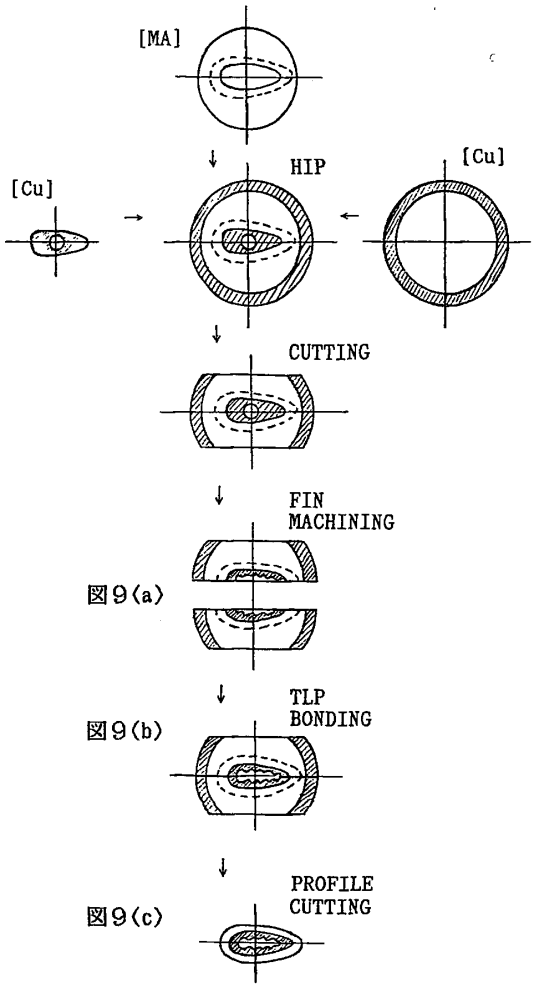


図10 超高温タービン翼第2次伝熱試験模型製作の手順

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ため二分割方式とし、加工後の接合は液相拡散接合(TLP)を適用した。図9(a)はTLP直前の模型であり、後縁部ではインピンジ孔の配備に改良を加えたことが見られる。(b)はTLPのため上下二つの模型を組合せた状態を示し、(c)は接合後ワイヤカットで翼外形に切出した状態を示す。模型製作の手順を図10に示す。いずれの工程も精細な寸法精度と高度な加工技術を必要としたが、なお、TLP接合時にMA6000と銅の接合部が一部はがれるという問題が生じた。現在、修復方法の検討およびHIP、TLP接合技術の基礎的検討を行っている。第2次試作でも全体が同じ形状でMA6000のみの模型を製作したが、この場合のTLPは問題がなかった。

第1次模型の研究手順と同様に、これら模型の外表面に高温型薄膜温度センサ[7]を多点配備した後、高温風洞による実験解析を行うとともに、数値解析による考察も進めることとしている。

4. あとがき

本研究は、「超高バイパス比可変幾何形状エンジンの研究」の一部として着手され、現在、通産省工技院の大型工業技術研究開発制度(大プロ)における「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として行っているものである。ここに記し、関係の各位に感謝の意を表する。

また、本研究は、試作研究、実験検証と考察、評価の研究からなるため、現在は先行する試作研究に努力を注いでいる。この段階では、先端的な材料、加工技術等を有する企業の研究開発部門との連係が特に重要であり、実際、超高温タービンシステム検証モデルの概念検討、予備的技術検討や超高温タービン翼の基礎模型製作には、㈱神戸製鋼所、石川島播磨重工業㈱、三井造船㈱、川崎重工業㈱の関係各位から熱心な支援と協力をいただいている。ここに感謝の意を表するとともに、満足すべき研究の成果を得るため、今後のさらなる連係を期待するものである。

5. 参考文献

(1) Pellischek, G., Compact High Performance Heat Exchangers for Intercooled /Recuperated Aero Engines, MTU Focus 1 (1991), 4.
(2) Taki, M., Fujisawa, Y., Sofue, Y., Yoshida, T., Fundamental Study on the Application of FGM to High Temperature Rotating Members, Proc. of the First Int'l Symposium, FGM, Sendai (1990), 353.
(3) Camarda, C. J., Thermostructural Applications of Heat Pipes for High-Speed Aerospace Vehicles, Proc. of the 3rd Int'l Heat Pipe Symposium, Tsukuba, 31.
(4) 吉田, 高温熱交換器試験装置と要素試験体の製作, 航技研ニュース, 1989-3 No.359.
(5) 安部, 土井, 山根, 吉田, 高原, ﾌｨﾝ冷却方式ﾀｰﾋﾞﾝ動翼の研究, ﾀｰﾎﾞ機械, 第15巻 第8・12号 (1987), 486・721.
(6) 柿崎, ｼﾞｪｯﾄｴﾝｼﾞﾝのﾀｰﾋﾞﾝ冷却翼に関する基礎研究, 日本工業大学 工学部 機械工学科 平成元年度 卒業論文, (1990.3).
(7) 吉田, 瀧, 三村, 藤沢, 山崎, 嶋村, 高温型薄膜温度センサの研究開発(2), 日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会 第10回定期講演会 講演論文集, (1990.6), 55.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－9

ガスタービン動翼の劣化・損傷形態と寿命評価

（株）東芝　重電技術研究所　吉岡洋明
斉藤大蔵
藤山一成
岡部永年

Abstract

This paper deals with the life exhaustion and refurbishment concepts in each hot gas path components of gas turbins. In the natural-gas-fired base-load operation, creep and oxidation lives are primarily determinant to the first-stage buckets. Coating life should also be taken into consideration to extend the mechanical life of the underlying bucket material.

Creep deflection is important for the transition pieces especially in the case of the material Hastelloy X as well as for the buckets. Metallurgical methods to estimate the mechanical properties are also dealt.

1. 緒言

ガスタービンは、蒸気タービンと組み合わせてコンバインドサイクルとして用いた場合、現用のガスタービンと蒸気タービンの組み合わせで４３％の高効率が得られる。また、起動時間が短い、建設期間が短いといった特徴を有する事から、今後ますます建設される傾向にある。しかし、運転経験が増すに従い、ガスタービン高温機器の点検、補修および部品交換時期の延長の要求が高まってきており、ひいては、精度の高い寿命評価技術の開発が望まれてきている。

ここでは、実機における高温部品の寿命消費形態を、初段動翼を一例として述べると共に、その評価手法として、クリープ変形が問題となる燃焼器トランジションピース材ハステロイＸで開発した冶金的に機械的性質を推定し残存寿命を評価する手法について述べる。

2. 初段動翼の劣化損傷形態と寿命消費形態のコンセプト

ガスタービンの高温部品の寿命は、運転方法、使用燃料、使用環境等によって大きく異なるが、また、部品毎にも損傷形態が大きく異なり、異なる寿命のクライテリアの基で用いられている。ガスタービン静翼は、その運転の初期で既にクラックが発生することから、クラックそのものは許容し、許容基準以下のものについては残存させたまま、また、基準以上のものについては溶接補修し用いる。燃焼器ライナー、トランジションピースも同様に、摩耗による減肉あるいは疲労によるクラックを補修する

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と共に、トランジションピースの場合は、運転中に生じるクリープ変形を修正し運転に供している。しかし、動翼は、原則的にクラックを許容せず、その発生を見越して、かなり安全サイドで部品の交換時期が設定されている。一例として、図1に当社におけるガスタービンのメインテナンスの経験から作成した、初段動翼の寿命消費形態のコンセプトを示す。この種の材料では、クリープクラックは遷移クリープ域から第3時クリープ域に入る時期に発生する事から、材料におけるばらつきも考慮し、0．5％クリープ歪寿命[1]で管理している。高温腐食・酸化および材料劣化等の寿命消費を加速する因子も考慮にいれて管理する必要があり、ここでは組織・構造の変化とし、前者は有効断面積の低下による実応力レベルの上昇として、後者は材力の低下として取り入れている。

高温腐食・酸化を防止するため、初段動翼は耐食コーティングを施している。しかし、一般にコーティング層の寿命は母材のクリープ寿命に比較し短く、このため、基材に損傷が及ぶ前にリコーティングを行う必要がある。ところで、日本では電力向けのガスタービンの燃料はＬＮＧを使用している事から高温酸化のみが問題となる。この場合、コーティング層中のＡｌの寿命に及ぼす影響は大きく、Ａｌ濃度が一定値以下になると強固な酸化被膜が形成できなくため耐酸化性は大幅に低下する。このため、

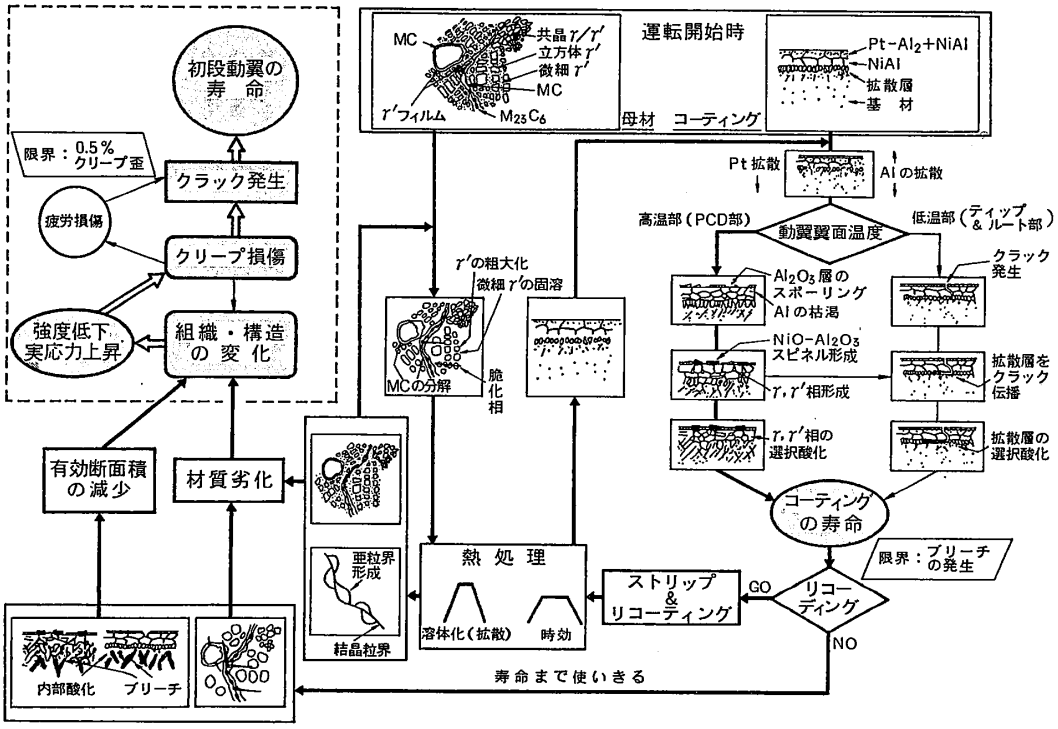


図１　初段コーティング動翼の寿命消費形態のコンセプト

（ＬＮＧ燃料、ベースロード運転）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Ａ１の拡散速度の最も速い、最高温部である翼中央部がこの寿命を支配する。翼のルート部あるいはチップ部では、コーティング層にクラックが生じる。特に応力的に高いルート部において多く認められるが、これは、温度が低くコーティング層の延性が十分でない事に起因するものと考えられる。しかし、温度は比較的低いため酸化速度は遅く、且つ、運転時は圧縮応力が表層部に負荷されている事からクラックは閉じた状態となっている。このため、このクラックが基材に対し進展性のものでない限り、コーティング層の寿命は翼中央部の最高温部で支配されるものと考えらる。

コーティング層の寿命は運転条件、燃料、立地環境によって大きく左右される。それ故、現地での先行機の経験が重要となる。

コーティング層が寿命に達し、基材に酸化損傷が及ぶ前に古いコーティング層を除去し、再コーティングを施す。この場合、基材の材質の回復とコーティング層と基材の密着性を増すために拡散処理を兼ね、基材の熱処理と同様の熱処理を行う。動翼におけるコーティング層及び基材の寿命消費及びメンテナンスモデルを図１に示す。最終的には、リコーティング時の再熱処理にも関わらず、基材の寿命は完全には回復せず、次回定検までに0.5%クリープ歪がくると推定される時期をもって新翼との交換を行う。この間、経済性を考慮したリコーティング時期の最適スケジュール化により、可能な限り動翼の設計寿命に近ずけるようにメンテナンスを行う事が望ましい。

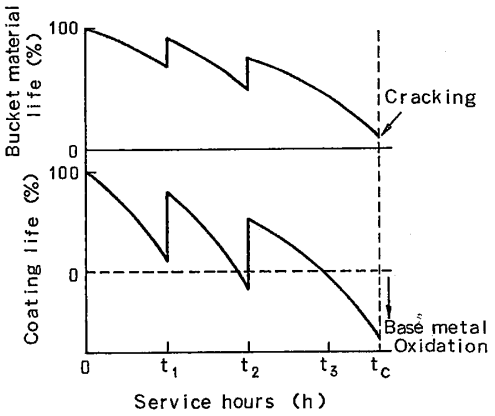


図２　初段動翼の寿命消費・メンテナンススケジュールモデル

３．寿命評価技術への冶金学的アプローチ

動翼の寿命に関しクリープが重要であるように、トランジションピースにおいては、特にハステロイＸを用いたものに関しクリープ変形が大きな問題となっている。これらの部品に関しては、そのクリープ特性を含めた材料特性の非破壊的推定手法の開発が部品を管理する上において重要となる。ここでは、ハステロイＸ材に関し、加熱時効により異なる析出物の析出状態を有する材料を作成し、画像処理装置によりこの組織変化を定量化し、機械的性質との相関を求め、相関式を見いだした。

３．１　試験方法

表１に試験材の材料組成を示す。ＡＭＳ５５３６５に準じた圧延材を用い、１１５０℃／１時間／水冷の溶体化処理後、７５０°、８００°、８５０°、９００℃の４温度で１００００時間までの時効処理を施し、各種評価試験に供した。

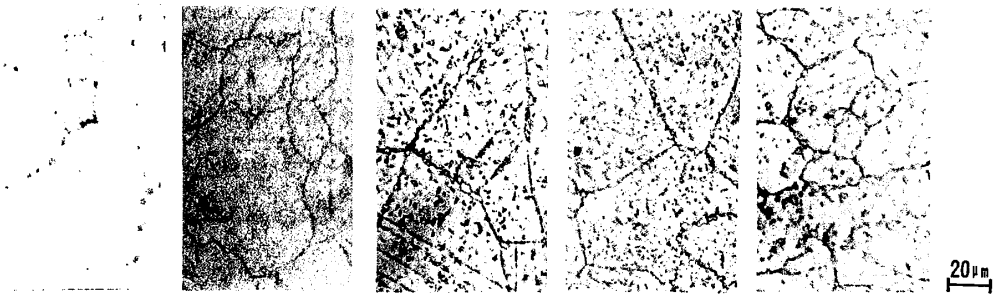
Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表１　供試材ハステロイＸの化学組成（重量％）

C	Si	Mn	S	Cr	W	P	Co	Fe	Ni
0.06	0.4	0.7	0.01	22.3	0.6	0.01	1.0	17.4	Bal.

３．２試験結果

供試材の時効後の組織観察結果を図３に示す。本材料は、固溶強化型のＮｉ基合金であり、凝固時に形成するM_6C型炭化物を除き析出物は観察されないが、時効により７５０～８５０℃では$M_{12}C$と$M_{23}C_6$型の炭化物が、９００℃ではM_6C型の炭化物が析出し、時効時間と共にその形態はμ相へと変化した。析出物の時効による変化を画像処理解析した結果を図４に示す。時効により析出物数は急激に増加するが、時効と共に凝集粗大化する傾向が認められ、その速度は時効温度が高いほど大きかった。



未時効材　850℃/10^3h　850℃・10^4h　800℃/10^4h　900℃/10^4h

図３　時効材の組織変化（時効温度／時効時間）

図５に時効による常温の機械的性質の変化を示す。時効と共に、一時的な引張・耐力および硬さの上昇と、その後に低下する挙動が認めらた。その速度は時効温度が高いほど大きく、析出物の挙動と良い相関が認められた。図６に８５０℃におけるクリープ性質の変化を示す。ラプチャー寿命は、時効時間と共に一様に低下する傾向を示しており、また、最小クリープ速度は逆に速くなる傾向が認められ、常温の引張性質、硬さと異なる挙動を示した。

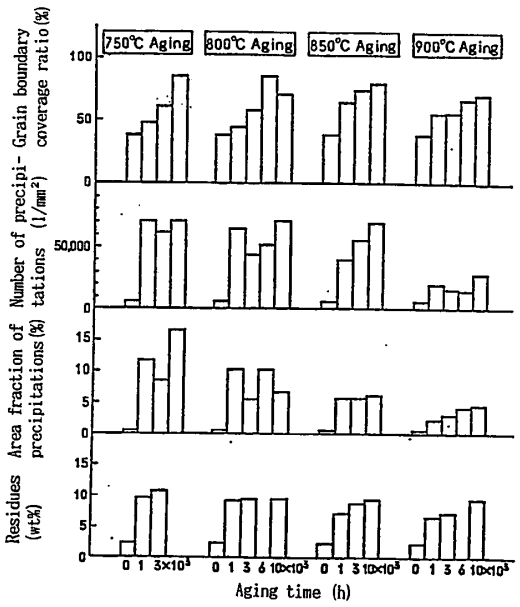


図４　時効材の組織の画像処理解析結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

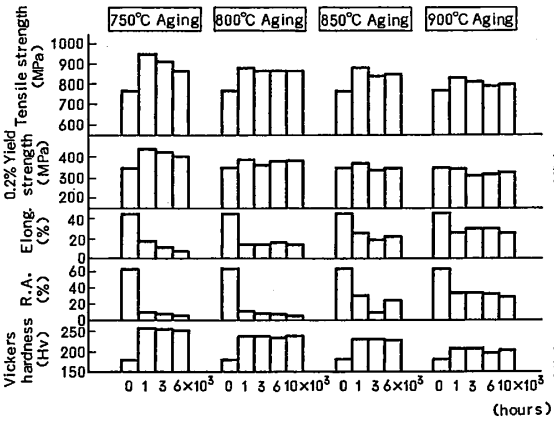


図５　時効材の常温の機械的性質の変化

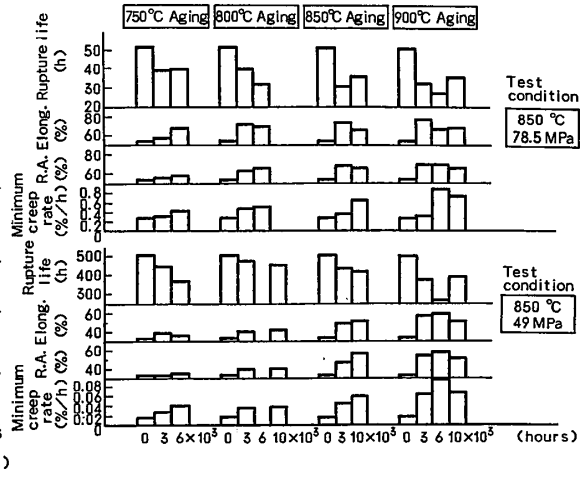


図６　時効材の850℃でのｸﾘｰﾌﾟ性質の変化

３　考察

時効材の組織変化を定量化し、粒内析出物数、粒内析出物の体積率、析出物の粒界被覆率と常温及び８５０℃における機械的性質の相関について検討を行った。

図７に常温の機械的性質と粒内の析出物数の関係を示す。析出物は転位の運動に対する障害となり硬化に寄与するが、この場合、常温の硬さ（ＨＶ）、引張強さ（ＴＳ）、耐力（ＹＳ）と粒内析出物数との間に以下に示す直線関係が認められた。

$$HV=179.7+0.0009433*N^{1} \quad \text{--------(1)}$$

$$TS=756.2+0.001588*N \quad \text{--------(2)}$$

$$0.2\%YS=292.6+0.001279*N \quad \text{----(3)}$$

但し

Ｎ：単位面積あたりの析出物数（１／ｍｍ^2）

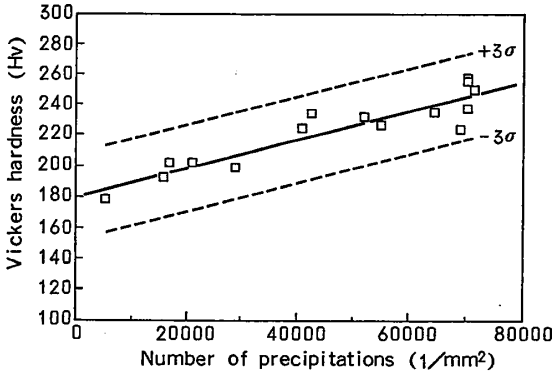


図７　硬さと析出物数の相関

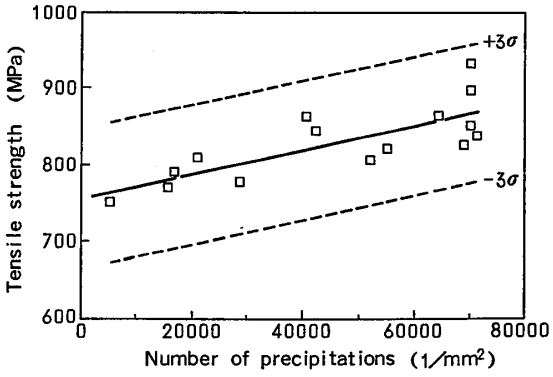


図８　引張強さと析出物数の相関

クリープの変形抵抗は、粒界と粒内の変形抵抗の相乗効果により得られる。ここで粒界の変形抵抗は、析出物のない粒界の割合との間に比例関係が認められている[2]。し

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

かし、粒内の析出物に関しては、析出に伴う強化作用は認められておらず、逆に、クリープ速度の上昇とラプチャー寿命の低下が認められており、これを析出物の体積率で整理すると、以下に示す式で各試験条件下におけるクリープ速度及びラプチャー寿命とに相関が認められた。時効により析出した析出物は、特にμ相のような粗大な析出物の場合、高温強度の強化にほとんど寄与せず、逆にＭｏ等の固溶強化元素が析出することにより粒内の変形抵抗の低下を来たしたためと考えられる。以下に８５０℃／４９ＭＰａおよび８５０℃／７８．５ＭＰａの試験条件下における最小クリープ速度（ＣＲ）の相関式を示す。

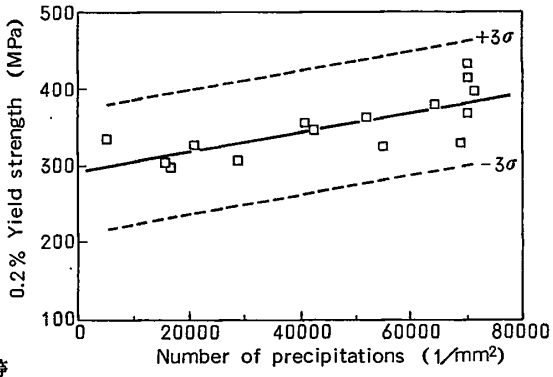


図９　0.2%耐力と析出物数の相関

$$CR(850,49)=(1-\rho)\{\{3.82*10^{9}\exp(250321/RT)\}(V-0.306)^{2}+0.439\} \quad \text{------(4)}$$

$$CR(850,78.5)=(1-\rho)\{\{8.92*10^{8}\exp(257541/RT)\}(V-0.306)^{2}+0.0260\} \quad \text{---(5)}$$

但し

ρ：粒界被覆率、Ｔ：実機温度（Ｋ）、Ｒ：ガス常数（Ｊ／ｍｏｌ，Ｋ）

Ｖ：析出物の体積率（％）、ＣＲ：最小クリープ速度（％／ｈ）

図１０に（４）、（５）式を用い求めた計算値と実測値の相関を示す。

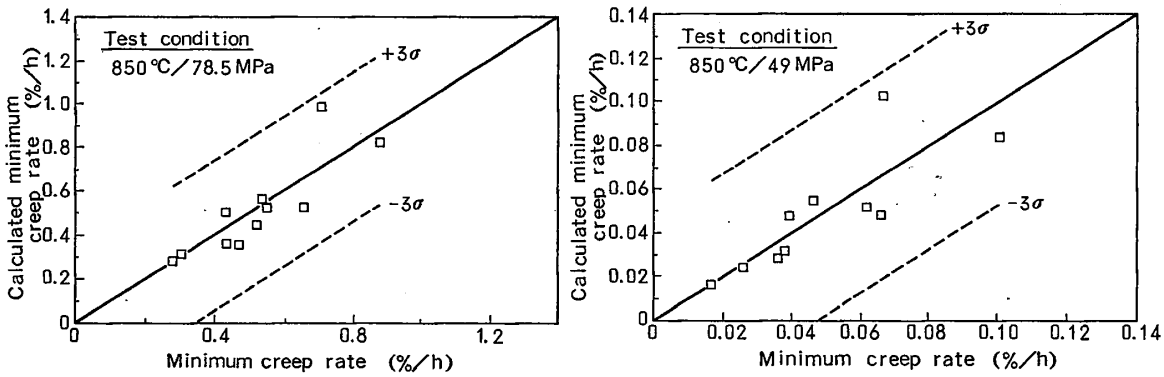


図１０　最小クリープ速度の計算値と実測値の相関

ラプチャー寿命（t_r）に関しては最小クリープ速度との間にMonkham-Grantの経験則から下記の相関式が得られた。

$$t_r=184.6*CR^{-0.2503} \quad \text{----------(6)}$$

計算値と実測値の相関に関しては図１１に示したが、低応力側でばらつきは認められるものの、比較的良い相関が認められた。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

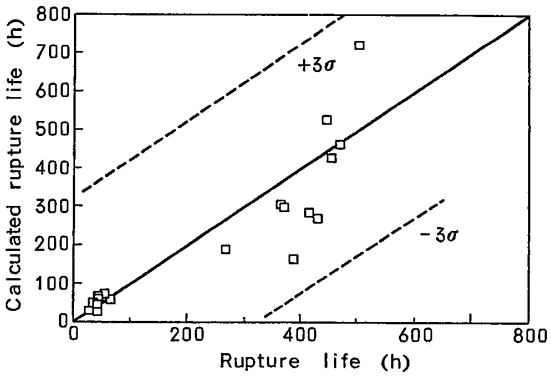


図１１　ラプチャー寿命の計算値と実測値の相関

４．結論

（１）ガスタービンの初段動翼はクリープクラックの発生寿命が重要であり、評価手法としては、酸化に起因する有効断面積の減少、材質劣化等を考慮した０．５％クリープ歪寿命の推定手法の開発を行う必要がある。また、コーティングの酸化寿命も考慮にいれる必要があり、経済性を考慮したリコーティングの最適スケジュール化を図る為の診断技術の開発を行う必要がある。

（２）燃焼器材料ハステロイＸの常温の機械的性質、８５０℃におけるクリープ性質と組織との間に相関があり、常温の強度は、析出物数の一次関数で、クリープ速度は粒界における析出物の被覆率と粒内析出物の体積率から評価することができた。また、ラプチャー寿命は、Monkham-Grantの経験則によりクリープ速度から推定可能である事が確認できた。

参考文献

1) H.L.Bernstein,Life Assessment $ Repair Technology for Combustion Turbine Hot Section Components, ASM International,(1990),111-118

2) 石井、松尾、菊池 ほか、材料とプロセス、No.6,Vol.2 (1989),p1857

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

C－10

ガスタービン静翼材の熱疲労き裂シミュレーションによる寿命評価法の検討

＊藤山一成　（株式会社　東芝）
村上　格　（　〃　）
吉岡洋明　（　〃　）
岡部永年　（　〃　）

1．はじめに

近年、火力発電プラントに高い発電効率と変動負荷に対する柔軟性が要求されるようになり、コンバインドサイクル発電プラントが増加する傾向にある。このような状況下で発電用ガスタービンは大形化と高温化が進み、かつ使用条件が苛酷化しているため、高温ガス通路部品において劣化・損傷が顕著に現われている。従って、適切な検査と補修を施すことにより部品の延命化を計ることは、ガスタービンの安定運用と保守管理コストの大きな割合を占める予備部品費用を低減するうえで重要な課題である[1)]。

特に、燃焼器で発生した高温ガスが直接当たる第１段静翼は、起動停止時のガス温度の変動や空気冷却に伴う温度分布の不均一等により、図１に示すような位置に多数の熱疲労き裂が短期間のうちに発生する。その補修あるいは交換の判定を的確に行うためには、熱疲労き裂の発生・成長の的確な予測が必要である[2)]。

そこで、本稿では、ガスタービン第１段静翼に生じる劣化・損傷の形態を分析し、それをもとに熱疲労き裂の発生・成長を予測する方法について検討する。即ち、ガスタービンにおいて劣化・損傷の出現頻度が高いことを利用して、実機の定期検査データの統計処理を行い、傾向解析手法により評価する第１のアプローチと、多数の熱疲労き裂の複雑な成長過程を、モンテカルロシミュレーションにより予測する第２のアプローチの有効性について検討した結果を述べる。

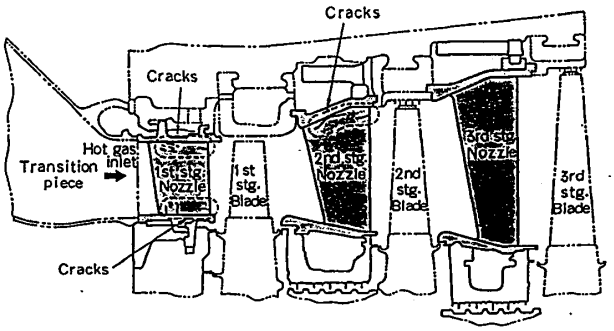


図１　ガスタービン静翼に発生する熱疲労き裂

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

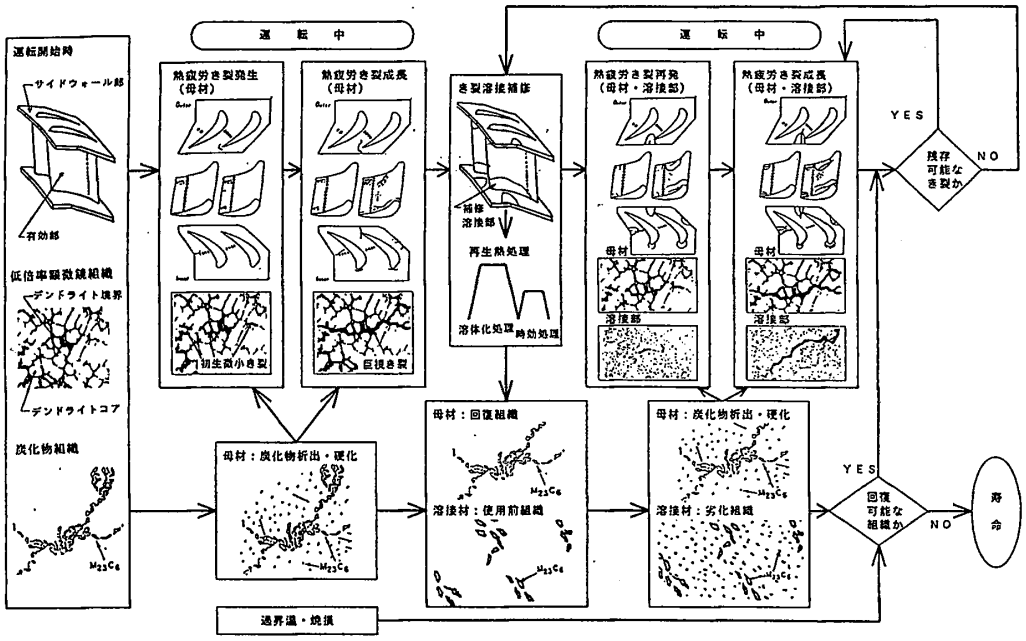


図２　ガスタービン第１段静翼の寿命消費形態

２．第１段静翼の寿命消費形態

図２に第１段静翼の寿命消費形態を示す。第１段静翼はＣｏ基超合金ＦＳＸ４１４の多結晶精密鋳造品である。そのミクロ組織は、デンドライト組織を形成しており、使用前にはデンドライト境界に$M_{23}C_6$共晶炭化物の析出が認められるが、高温で使用するに伴いデンドライトコア内に炭化物の析出がおこり、経時的な硬化が生じる[3)]。

運転開始後、まず最初に、静翼有効部のトレーリングエッジとサイドウォール部の周辺にき裂が入り、次に、翼有効部付根近傍等静翼各部分全般にわたって多数のき裂が発生・成長する。き裂長さが許容寸法を越えた場合は、き裂を除去し溶接補修する。溶接補修の前後には、炭化物組織を初期状態に戻すための溶体化および時効処理を施す。再び運転に供したき裂は再発し、検査と補修を繰返すことになるが、補修と組織の回復処理による延命効果にも限界が存在する。

図３に、第１段静翼の寿命評価と保守管理の概略を示すが、まず、実機のき裂計測結果をもとに、傾向管理的手法に基づき、き裂の発生・成長予測を行う。この解析結果をもとに、寿命の判定についてクリティカルとなる部位を選定し、検査時のき裂分布から将来のき裂成長をコンピュータシミュレーションにより予測する。最後に補修コストと延命効果の比較解析による部品交換の判定を行う。

以下ＳＴＥＰ１，２の寿命評価法について述べる。

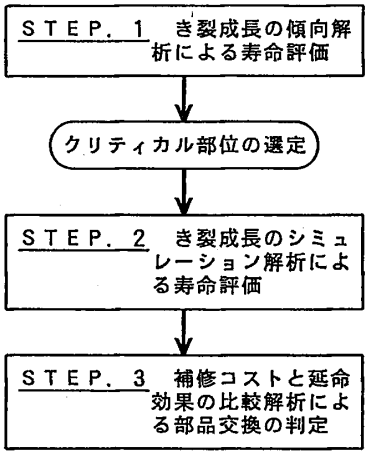


図３　第１段静翼の寿命評価ステップ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

3．き裂発生・成長の傾向解析による寿命評価

図４に、き裂発生・成長の傾向解析システムの概要を示し、図５に、データの形式と傾向解析の内容を模式的に示す。本システムは、リレーショナルデータベースを用いて、定検ごとのユニットの運転履歴、部品ローテーション記録補修記録およびき裂計測記録をデータファイルに格納し、これらのデータを照合して抽出した個々の部品の運転履歴と、翼面を領域分割した各位置におけるき裂発生個数、き裂長さおよびその分布の変化傾向とから、き裂発生・成長予測ならびに使用限界の判定を行う。

図６に、サイドウォール部のき裂成長傾向を１周の第１段静翼群について示す。き裂は、成長すると共に成長速度が低下し、熱疲労き裂成長の特徴を示している。

図７に、翼面中央の多数き裂分布域のき裂分布をワイブル確率紙にプロットした結果を示す。この場合、き裂長さℓの分布は２母数ワイブル分布で近似され、次式で表わされる。

$$F\ell = 1 - \exp\{-(\ell / \ell o)^{m}\} \quad (1)$$

ただし、Fℓ：累積確率

ℓo, m：定数

ここで、データの下限は計測精度から０．２㎜で打切っている。

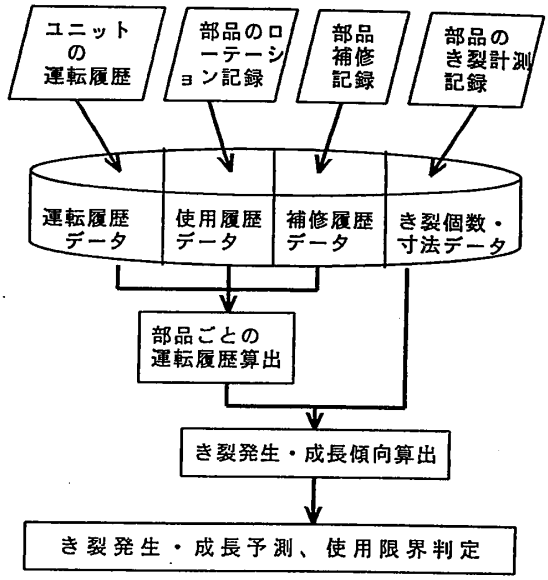


図４　き裂発生・成長傾向解析システムの構成

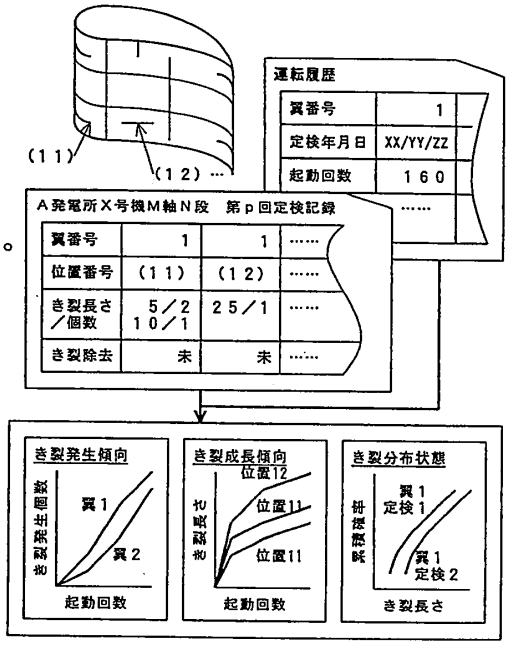


図５　入力および出力形式の模式図

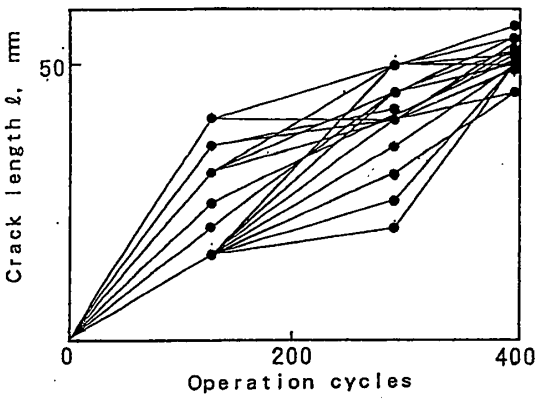


図６　き裂成長傾向の例

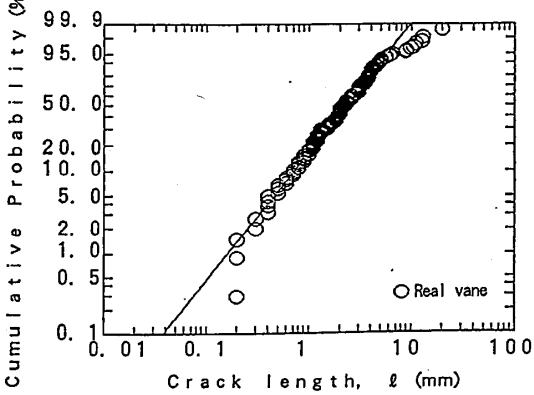


図７　き裂長さ分布の例

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

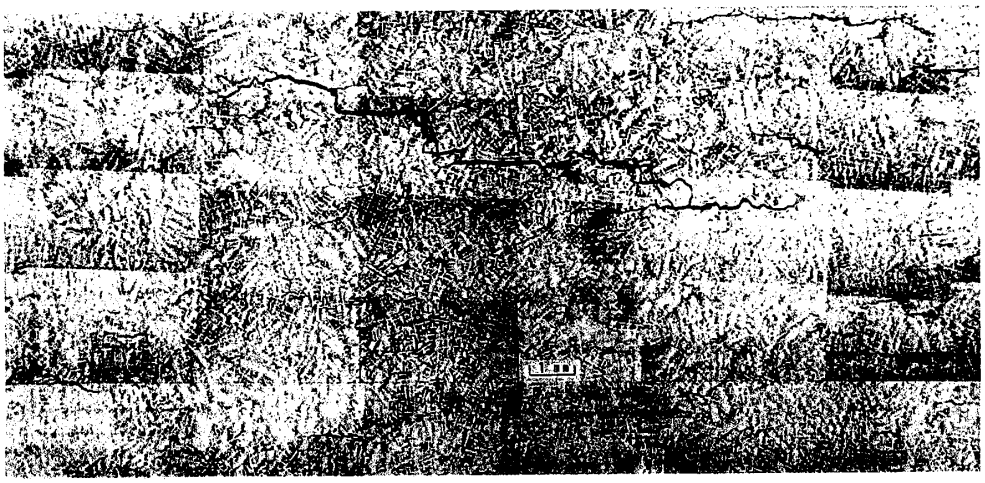


図８　ＦＳＸ４１４材高温低サイクル疲労試験片のき裂成長形態

４．き裂成長のシミュレーションによる寿命評価

き裂成長のシミュレーションを行うに当たって、まず、ＦＳＸ４１４材の高温低サイクル疲労試験を実施し、試験片レベルでのき裂分布形態を調査してモデル化の方法を検討した。

高温低サイクル疲労試験片は、中央標点間部が直径φ１０×ℓ２５の平滑丸棒試験片であり、これを高周波誘導加熱装置により８５０℃に加熱し、電気油圧サーボ疲労試験機により、標点間ひずみ制御にて全ひずみ範囲１％の両振対称三角波形を繰返し負荷した。

図８に、ＦＳＸ４１４材の高温低サイクル疲労試験片表面におけるき裂の形態を示す。この試験片は７４２回繰返した後停止したもので、破損繰返し数Ｎｆ＝７１６回（繰返しに伴う引張りピーク応力が最大値から２５％低下した時の繰返し数）をわずかに越えた繰返し数である。き裂は粒内き裂で試験片表面に多数分布し、主にデンドライト境界に沿って成長している。主き裂はき裂の合体によって成長している。この観察結果をもとに、き裂成長のシミュレーション方法について検討する。

図９に、き裂成長のシミュレーションによる寿命評価の手順を示す。まず、評価対象エリアとしてＸ－Ｙ整数値座標領域に、デンドライト模擬組織を生

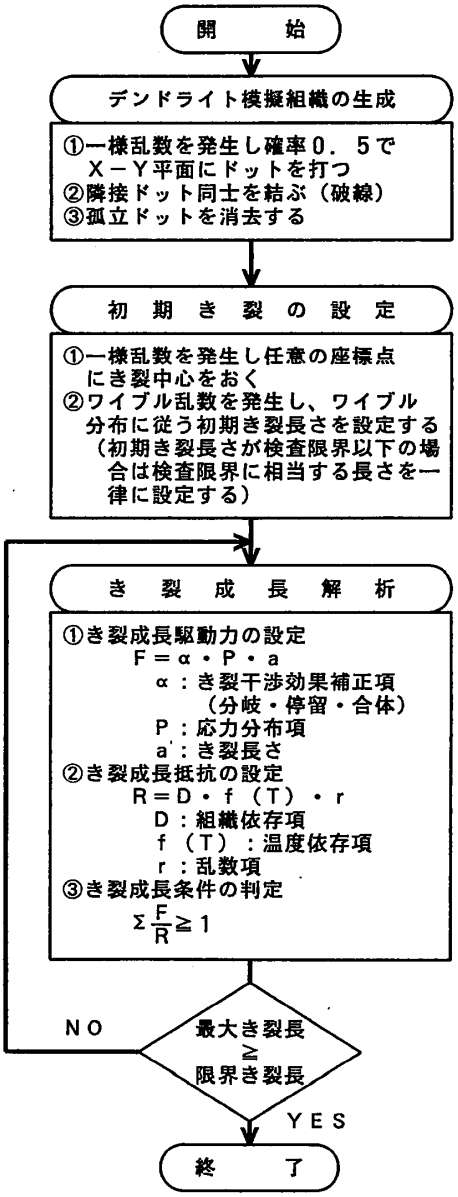


図９　き裂成長シミュレーション解析手順

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

成する。ここで用いる図形は、パーコレーションクラスターと呼ばれるもので、一様乱数を発生させ、各X－Y座標点に確率0．5となるようにドットを打ち、隣接するドット同志を結ぶもので、フラクタル図形の一種である[4]。

次に、初期き裂の設定を行う。き裂中心の座標点は、一様乱数により設定する。次にき裂長さは、実機の査で、き裂分布が既知の場合は検査結果に相当するワイブル乱数によりき裂長さを設定する。また、未使用材や補修材などでは、検査限界き裂長さを一律に設定する。

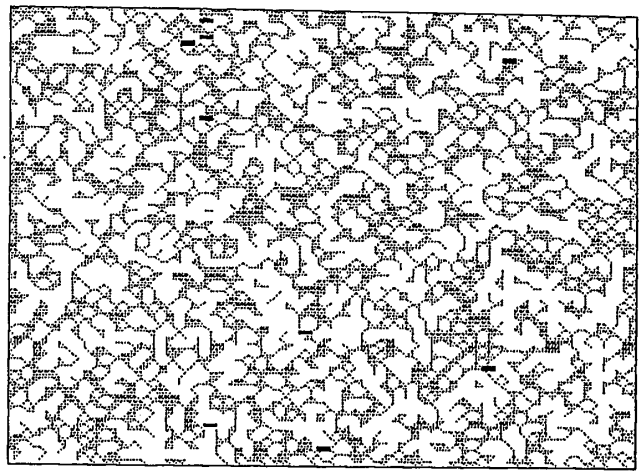
き裂成長解析は、き裂成長駆動力Fと、き裂成長抵抗Rの比F／Rの計算に基づいて行う[5),6)]。

き裂成長駆動力Fは、破壊力学により応力拡大係数の2乗に比例するものとし、き裂長さaと応力項Pの積により求める。即ち、

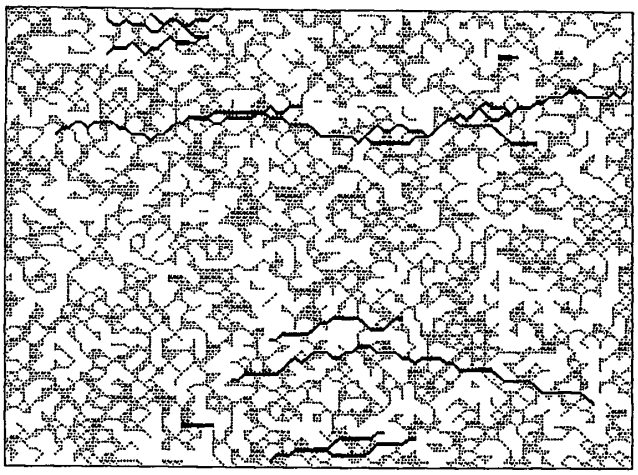
$$F = \alpha \cdot P \cdot a \qquad (2)$$

ただし、応力項は、応力分布形を分布関数の形に表わしたもである。また、複数き裂の干渉効果も応力分布関数に含める。き裂が分岐した場合には補正係数αとして、1／4を乗じ、合体した場合には、吸収されたき裂の先端が停止するように設定する。

一方、き裂成長抵抗Rについては、組織依存項Dと温度依存項f（T）と乱数項rの積で表わす。即ち



（a）初期き裂（一様長さ）の設定



（b）き裂進展後

図10　初期き裂長さを一定とした場合のき裂成長シミュレーション解析例

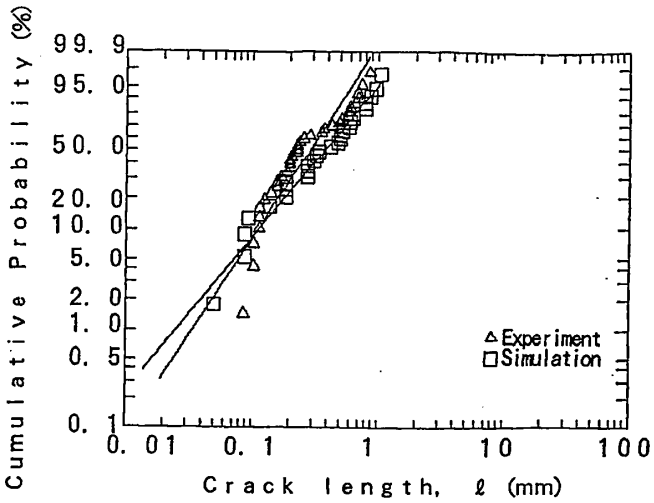


図11　試験片とシミュレーションによるき裂長さ分布の比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$$R = D \cdot f(T) \cdot r \qquad (3)$$

こごて、き裂成長抵抗Dは、デンドライト境界に比べデンドライトコアに１００倍の値を設定し、デンドライト境界を優先的に進展する条件を付与する。また、温度による材料特性の変化はアレニウス形式の温度補正項

$$f(T) = A\exp(-Q/kT) \qquad (4)$$

ただし、A，Q，k：定数

T：絶対温度

として与える。さらに、一様乱数項rは材質のバラツキを考慮たものである。

き裂の成長はき裂成長駆動力と成長抵抗の比で決まると考え、F／Rを繰返し数ごとに累計して、F／R≧１の条件が成立するとき裂を１単位座標進展させる。この手順を繰返して最大き裂長さが限界き裂長さ以上となった時点で寿命と判定する。

図１０に、以上の手順をもとに、応力・温度一定分布（両端部は、応力レベルを低く設定し画面の中央部でき裂が進展しやすいようにした）の場合のシミュレーション結果を示す。デンドライト模擬組織は、実際の組織のランダム性を良く再現しており、一定長さの初期き裂分布からの成長形態は、試験片表面き裂の分布形態と良く一致している。図１１に試験片とシミュレーションによるき裂長さ分布の比較を示すが、両者は良く一致している。

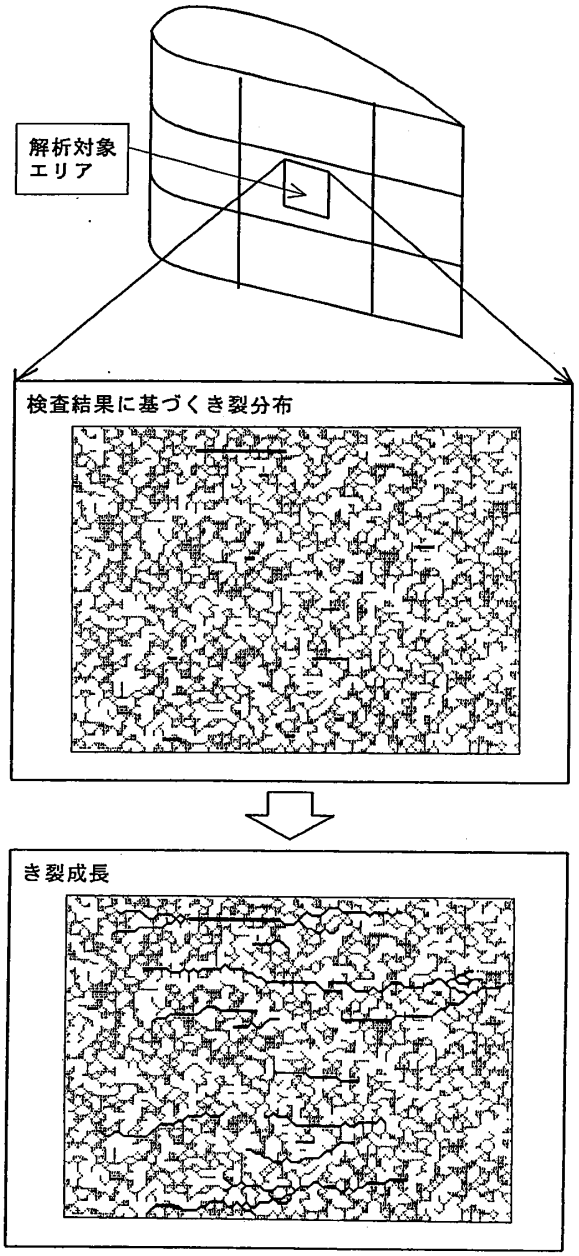


図１２　実機き裂分布をもとにしたき裂成長シミュレーション結果

図１２には、（１）式に示した実機のき裂分布をもとに初期き裂を設定した場合のシミュレーション結果を示す。この場合初期の最長き裂以外のき裂が成長仮定で合体することにより急速に成長したり、デンドライト境界において阻止される場合のあることが分かる。このような解析と実機のき裂データを照合することにより、モデルの精密化をはかることができ、実機定検時の情報に基づいた多数き裂の成長予測を行うことが可能となる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

5．おわりに

ガスタービン静翼の熱疲労き裂発生・成長寿命を、傾向解析的手法並びにコンピュータシミュレーションによって評価する方法を提案した。静翼にはき裂などの損傷現象の生起する頻度が高く確率・統計論的手法の適用が有効であり、特に、シミュレーションによる評価方法は、き裂成長に及ぼす金属組織、温度分布、応力分布、き裂分布などの多岐に渡る影響因子を確率論的観点から反映できる方法として有望である。

6．参考文献

（１）初芝，第１８回ＧＴＳＪガスタービンセミナー講演集(1990).

（２）藤山他，日本機械学会No.910-37 シンポジウム講演論文集(1991),34.

（３）Fujiyama,K.,et.al., Proc. ICM-6,Vol.2(1991),73.

（４）高安他，フラクタル科学，朝倉書店(1987).

（５）多田他，日本材料学会第２５回高温強度シンポジウム前刷集(1987),122.

（６）Bowman,R.,et.al.,Constitutive Laws of Plastic Deformation and Fracture (1990),15.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

“ガスタービンに関連する数値解析上の諸問題” －調査研究概要報告－

航空宇宙技術研究所　田村　敦宏

1．まえがき

ターボ機械におけるＣＦＤ技術の走りとして流線曲率法がその設計に活用されて２０年以上が経過している。タービンや圧縮機の全システムの設計、解析に用いられる流線法に対し、翼間流れ解析法としてポテンシャルや、オイラー方程式を基礎とした非粘性翼列解析が使われ出してからも１０年以上がたっている。これらの非粘性解析は実験データの補間的役割を果たしたり、近似的予測手段として重要な働きをしてきた。このような非粘性解析をＣＦＤ技術の青年期とすれば、最近の乱流、熱伝達、化学反応を含む三次元粘性解析は、ＣＦＤ技術の成熟期への移行のきざしを見せているといえる。これは、ＣＦＤ技術がターボ機械設計の助っ人から主役に躍り出ることを意味し、将来、設計システムが、流体、熱伝達、化学反応、構造強度等を包括した数値シュミレーション技術を柱とする体系に移っていく曲がり角にあると考えられる。数値シュミレーション技術による設計システムを構築するには、数値シュミレーション技術の、精度、効率の向上と、信頼性の確立、そのための精度の高い実験検証など、なお一層の研鑽が必要である。この時期に当たって、ガスタービン学会において“ガスタービンに関連する数値解析上の諸問題”として調査研究が行われたことは、非常に意味深いものがある。もとよりこのような大きな課題を短期間に数少ない委員によって調査することは、きわめて困難であったが、多忙な委員及びその他の執筆者の協力を得て、一応の形を整えることができた。本調査報告はいずれ、学会誌等で公表されると思われるが、あくまでもガスタービンに関連する数値シュミレーション技術の一部の実態と将来の方向を示したにすぎないものと御理解願いたい。これは発展途上の技術であるため、断定的で明快な方向を見い出すことは困難で予測し難い面があるためである。

2．調査研究委員会の構成

調査研究委員会は、ターボ機械の研究並びに設計に詳しい、大学、国立研究機関、ガスタービン関連企業からなる総数１４名の委員で構成された。なお特殊な課題に対しては、かなり多くの委員以外の諸兄にも調査を依頼し協力を得ることができた。大学側の委員には、ＣＦＤ技術の基本的課題を、又企業側委員には、その豊富な実施例をもとに現状のＣＦＤ技術の問題点を浮き彫りにしていただいた。

3．調査研究の課題

調査研究は次のような枠組みに従って

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

行われ、２章はＣＦＤ技術の基本的な問題と将来展望を、又第３章は各委員に広範囲にわたる実施例に基づいて、問題点の指摘と将来の課題を示していただいた。

１．序論
２．ソフトウエアの基本的問題
２.１方程式、境界条件
２.２数値解法
２.３計算格子
２.４乱流モデル
２.５反応モデル
２.６実在気体効果
３．現段階における実際の応用例とその問題点
４．実用化への課題と将来展望
５．周辺関連技術等の問題
５.１大型計算機ハードウエアの動向
５.２ＥＷＳ
５.３ソフトウエア管理
５.４画像処理
６．結語
７．参考文献
８．付録

４．調査研究の結果について

本委員会は未だ調査研究の途上にあるため、調査結果の詳細は、調査研究成果報告書にゆずるものとして大まかな問題点と方向付けにふれてみる。

最近のＣＦＤ技術の進歩は、三次元の複雑な流れや化学反応をも含んだものも対象となり、そのカラフルな出力結果を見せられると、もはや何でもＣＦＤ技術によって解析できるような錯覚をおぼえる人もいるかも知れない。又ＣＦＤ技術がかなりの程度実用に供せられるようになってきたこともまた事実である。ＣＦＤ技術が本格的な実用技術として設計システムの中核を担うようになるには、まだまだつめなければならない問題や未解明な問題が山積みしており、散発的でバラバラな研究開発体制では、処置しきれないのが現状である。

調査研究項目の一つの主な側面は現状のＣＦＤ技術が立脚している、純粋にＣＦＤ的技術の問題点、即ち方程式と境界条件、又これを離散化して数値的に解く解法についてメスをあてる視点である。最近、高亜音速から上のマッハ数の流れの時間依存解法に著しい進歩があり、中心差分に人工粘性を付加して安定性を保つ解法からＴＶＤ型に進み安定性衝撃波の捕獲精度も格段に改善されている。しかし計算時間が余分にかかる点などまだまだ改良の余地がある。低マッハ数（Ｍ＜０．２）になると、現行の時間依存解法は本質的な理由から収束せずＭＡＣ法やＳＭＡＣ法、又はＳＩＭＰＬＥ法などに頼らざるを得ないが、計算の安定性、効率、精度などに多くの問題を残している。又、圧縮性流れの時間依存解法からのアプローチとして疑似圧縮性の解法などが提案されているが、未だ実用の域に到達してはいない。とにかく圧縮性流れに関しては、ＴＶＤを取り入れた時間依存解法の最新のものは、実験事実を良く説明でき、その有用性は一般に認められているようである。今後コンピューターが並列演算機となる可能性が大であるため、数値解法アルゴリズムも、並列計算機に適したものに改良する必要がある。

次に数値解法と並んで重要な計算格子の問題にふれるならば、計算格子には大別して構造格子系と、非構造格子系があり、差分解法はおもに構造格子系を、又有限要素法等は、非構造格子を採用するのが一般である。後者は形状適合性に優

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

れていると考えられるが、有限要素等の計算効率のあまり良くない解法を用いなければならないデメリットがある。しかしこれも並列コンピューターの本格的な出現と相まって、このデメリットが減少する可能性は大きい。ただ有限要素法は境界条件の扱いに高精度を期待することが難しく、あまり将来を楽観できない。一方、差分解法の方は、構造格子系を用い、計算効率の良さと高精度というメリットを有するが、複雑な形状の流れを扱う場合に応用上難点があるように思われていたが、最近の新しいトポロジーによる格子生成法を用いることによって難点がかなり緩和されつつある。特に構造格子系でも、領域分割法としての複合格子法によって、形状適合性については、非構造格子系にひけをとらないようにすることが可能になった。解の精度、効率性から領域分割法の複合格子による構造格子系の方が将来性があると考えられる。実用上ネックとなっている格子自動生成法の確立が今後ますます力を入れるべき対象であろう。実際に適用するさい、N.S.三次元の解析時間より、人的依存性が大きいため、格子生成の方が圧倒的に時間がかかっている点から、格子自動生成法が実務家の最も改善したい問題の一つである。　又計算格子のタイプとして、C型やO型の格子は物体表面近くの流れを正しく捕らえるのに適し、H型のthrough flow meshは入口、出口条件の設定がやり易いなどの特徴を持つと共に、それぞれ相反する欠点を持っている。これらの良い点をうまく活用する領域分割法が将来のやり方になろう。当然のことながら差分計算の精度や安定性は強く計算格子の善し悪しに左右され、物理量の変化の激しい所で格子を細かく、又出来得る限り直交に近い計算格子が精度も安定性にも優れている。解依存計算格子は確かに必要な所を細かくする優れた性質を持つが、現在の所余り用いられないのは、大規模計算では格子の作り直しをあまり頻繁にやることの手間と時間の問題であろうか。

乱流モデルと遷移モデルに関しては、多くのケースに妥当な結果を与えるモデルはないが、ターボ機械においては、翼列の入口からも乱れが流入し、下流の翼列にその乱れが輸送されることから、2方程式型の$k\varepsilon$モデルでしかも低Re数型のが適用範囲が広いようである。しかしこれとて、圧縮性や逆圧勾配がある場合にも実状に合うようモデルの改良が必要である。ターボ機械では上に述べたように、代数型のモデルはあくまで便法にすぎないし、応力方程式モデル等はその扱いのやっかいさに比べてほとんど優れた面がでないのが現状である。又遷移モデルはまったく研究不足で今後の研究を待たねばならない。化学反応のある場合の反応モデルや、電離、解離、又物理量の実在気体効果などシミュレーション技術が進歩するにつれ、扱う問題の幅が広がると共に、物性モデルの妥当性が定性的にも定量的にも問われ始めており対象とする現象毎に再吟味しなくてはならな

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

い。

実際の応用例と問題点と言う観点から、指摘された点について以下に述べる。翼列に関しては、ＣＦＤと実験の比較をする場合、はたして二次元翼列試験に問題はないのか。特に高負荷の場合の翼列試験の二次元性に疑問があることなど、ＣＦＤと比較の条件が異なっているのではないかという問題がある。この疑問に対しては、二次元翼列試験と称せられる実験を三次元的に計測し、三次元ＣＦＤシミュレーションと比較することによって解明しなければならない。上述のような疑問が生じたのは、衝撃波とそれによる剥離を伴う減速翼列のＣＦＤシミュレーションが、実験とあまりに合わなすぎるという事態が生じているためである。

又、ターボ機械に対するＣＦＤの実施の最も重要な損失の予測精度がきわめて悪く、その原因は解法の精度と遷移を含む乱流モデルの不完全さにあるものと思われ、これらに関する基礎的、独創的な研究が待たれる。実施例では、二、三次元翼列、段解析、非定常翼列干渉、燃焼器に及んでおり、基礎技術の急速な応用への展開には驚かされるものがある。

調査研究のあらましを述べてきたが、詳しいデータや検討については調査研究成果報告集を参照されたい。

尚、本委員会の委員及び執筆に協力していただいた方々のほとんどが本講演会に参加されておられますので、続くパネルディスカッションにおいて基調講演をもとに活発な討論をお願い致します。なお基調講演の１）は本調査研究のＣＦＤソフトウエアの基本的問題、特に方程式、境界条件並びに数値解法の問題点と将来展望に関するものであり、基調講演２）は乱流モデルに焦点をあてたＣＦＤ技術の現状分析である。

5. 結び

未だ調査途上ではあるが、本調査研究委員会に御協力下さった委員並びに執筆者の方々に心から感謝すると共に、本調査研究成果を土台として数値シュミレーション技術が更に発展し強力な実用技術となることを願ってやみません。又調査の不完全な面は偏に筆者の力が及ばないほど荷の重かったことを意味し、将来の適当な時期に、より充実した調査活動を行ってＣＦＤ、ひいては数値シュミレーション技術の発展の方向を確かなものとするよう希望します。

6. 参考文献

1. 第３回ＣＦＤワークショップ成果報告集、日本機械学会１９９０．４月
2. 田村、翼列数値解析の現状－実用化への課題、第４回数値流体力学シンポジウム
3. ガスタービンに関する数値解析上の諸問題、ガスタービン学会調査研究成果報告、刊行予定

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ガスタービンの流れ解析法

東北大学工学部　　大宮司　久明

ここ10年来、圧縮性流れの数値スキームは著しい進歩を遂げたが、中でも特筆すべきは、流束分離法とTVD単調スキームの提案であろう。これら二つの計算技法は、圧縮性流れの物理に根差すもので、衝撃波などの不連続を鮮明かつ安定に捕獲することを可能にしている。

1.　高解像度スキームの基礎

流束分離法は、Steger-Warming(1981)[1] によって提案されたもので、それまでの流速の符号にしたがっての上流化を、特性の理論にもとずいて各特性に沿って伝播する波の位相速度の符号にしたがって合理的に上流化するようにしたものである。実在の流れは多少とも粘性効果を含むため、その支配方程式は双曲形ではないが、圧縮性のある高速流れでは、一般に粘性効果は弱く、ナビエ･ストークス方程式を拡散項の付加されたオイラー方程式として双曲形方程式の解法で解くことができる。オイラー方程式は、前節にも述べたように、AF法を適用し1次元問題に分解し、それから特性の理論を適用すれば、二つの音波と流跡線に沿って伝播する三つの波の常微分方程式の系になる。

今、未知変数ベクトル q 、流束ベクトル F とすれば、オイラーの同次関係により、

$$F = Aq \tag{1}$$

となる。ここに A は、ヤコビ行列で、さらに

$$A = L^{-1}\Lambda L \tag{2}$$

のように分解できる。ただし Λ は A の固有値の対角行列、L は A の固有ベクトルからなる行列である。これらの固有値は上記の五つの波の位相速度で、これを符号によって

$$\Lambda = \Lambda^{+} + \Lambda^{-} \tag{3}$$

のように分離する。ただし $\Lambda^{\pm}$ は正または負の固有値のみからなる行列である。今 $A^{\pm} = L^{-1}\Lambda^{\pm}L, F^{\pm} = A^{\pm}q$ のように定義すれば、流束 F は位相速度の符号にしたっがて次のように分離できる。

$$F = F^{+} + F^{-} \tag{4}$$

前節の $\hat{F}$ と $\tilde{F}$ も同様に分離できる。流束分離法では分離後の流束に対してそれぞれ上流差分が取られる。

TVD単調スキームの考えは、Harten(1981)[2] によって提案されたもので、解の安定化のため人工粘性や散逸を無差別に付加するのではなく、解の状態を見ながら必要なところにのみ必要量の人工粘性を付加するものである。総変化量 TV は

$$TV(u) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \mid u_{j+1} - u_j \mid \tag{5}$$

のように定義される。TVD(total variation diminishing) 条件

$$TV(u^{n+1}) \leq TV(LHS) = TV(RHS) \leq TV(u^{n}) \tag{6}$$

を満足するスキームをTVDスキームと言う。TVD条件のもとでは、時間進行法の計算の過程で、最大値の増加、最小値の減少、新たな極値の発生が許されないことになる。なおこれらのことはこの種の流れの物理と矛盾するものではない。

1次上流差分スキームはTVDスキームである。2次以上のスキームは制限関数を導入することによってはじめてTVD化できる。すなわち当該勾配を隣の勾配と比較し、その大小関係により当該勾配の大きさを制限し、TVD化が達成される。結果的に、たとえば3次上流差分が制限関数の働きにより部分的に1次上流差分に切換わることになる。

もう一つの重要なものにエントロピー条件がある [3]。この条件は

$$a_L > C > a_R \tag{7}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

のように表される。C は不連続の伝播速度、a_L , a_R は不連続の左側と右側領域の特性に沿って伝播する波の位相速度である。この式は、不連続に特性が吸収されること、すなわち不連続が圧縮波の中に形成されることを認め、逆に不連続から特性が放出されること、すなわち不連続が膨張波の中に形成されることを認めないというものである。エントロピー条件は保存の関係式、状態方程式、エントロピー増大の法則から導かれる。逆にこの条件が成立すれば、保存の関係式、状態方程式を用い、衝撃波のところでエントロピーが増大することを証明できる。

TVD スキームは必ずしも式 (7) を満足しない。例えば Roe のスキームでは、膨張波で $a=0$ の音速点のところに膨張衝撃波が現れる。しかしながらここで $|a|$ をある値よりも小さくならないように修正してやれば、膨張衝撃波は膨張扇に変わり、式 (7) が満足されなくなる事態は回避できる。

2. 初期の解法

現在の圧縮性流れの解法に大きな影響を与えた Godunov スキーム (1959) と Lax-Wendroff スキーム (1960) から説明を始める。その説明は、基本的には 1 次元のオイラー方程式

$$q_t + F_x = 0 \tag{8}$$

に対してなされるが、状況により　より簡単な 1 次元のスカラー方程式

$$u_t + f_x = 0 \tag{9}$$

また必要に応じて多次元のナビエ・ストークス方程式に対してなされる。ここに F は q のみ、f は u のみの関数で、式 (8) と (9) は次のように線形化される。

$$q_t + Aq_x = 0, \qquad u_t + au_x = 0$$

ただし $A = \partial F/\partial q$, $a = \partial f/\partial u$ である。

Godunov スキーム [4] では、図 1 に示すように、流れ場の 3 組の 1 パラメータ特性曲線族を計算セルの境界に集中させる。この種の流れでは、流れの状態は特性曲線を横切るときにのみ変化するので、特性曲線を集めた後では、初期値 $q^n(x)$ は区分的定数値関数になり、式 (8) の初期値問題は、多数のセル境界でのリーマン問題（衝撃波管内の流れ）を解くことに置換わる。式 (8) をセル ABCD にわたって積分すれば、

$$q_j^{n+1} = q_j^n - \lambda(\hat{F}_{j+1/2} - \hat{F}_{j-1/2}) \tag{10}$$

ただし、$\lambda = \Delta t/\Delta x$ 。$\hat{F}$ は数値流束関数と呼ばれるもので、この解法では BC 間で一定値になり、リーマン問題を解くことによって決定できる。$q^{n+1}(x)$ の値は DC 上で変化するが、Godunov 法では式 (10) からその平均値が求められることになる。式 (8) の初期値問題の解は、このような計算を繰り返すことによって時間軸方向に延長できる。

Godunov 法は、上述のように $\hat{F}_{j+1/2}$ が区間 $[x_j, x_{j+1}]$ のすべての波の上流側のものであるという意味で、1 次精度の上流差分で、解は常に安定に求められる。各波の位相速度にしたがって上流化されている点に注目すべきである。ただし、1 次精度であることと、リーマン問題の解を求めるのに多くの計算を要することがこの解法の欠点である。

次に Lax-Wendroff スキーム [5] を式 (9) に対して説明する。テイラー級数展開

$$u^{n+1} = u^n + \Delta u_t + \frac{1}{2}\Delta t^2 u_{tt} + O(\Delta t^3)$$

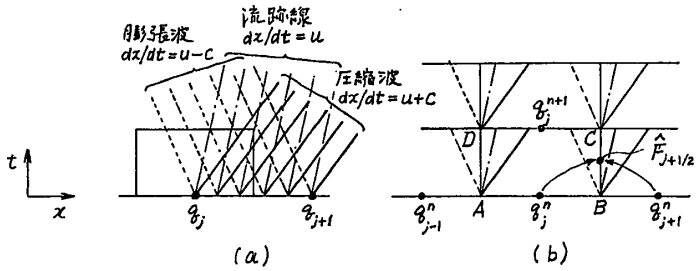


図 1　特性曲線族とリーマン問題

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

に式 (9) から得られる関係

$$u_t = -f_x, \qquad u_{tt} = -\partial f_t/\partial x = \partial(af_x)/\partial x$$

を代入すれば、

$$u^{n+1} = u^n - \Delta t f_x + \frac{1}{2}\Delta t^2 \frac{\partial}{\partial x}(af_x) + O(\Delta t^3)$$

さらに空間微分に 2 次中心差分を用いれば、次の Lax-Wendroff スキームの式が得られる。

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \frac{1}{2}\lambda(f_{j+1}^n - f_j^n) + \frac{1}{2}\lambda^2\{a_{j+1/2}^n(f_{j+1}^n - f_j^n) - a_{j-1/2}^n(f_j^n - f_{j-1}^n)\} \tag{11}$$

これを保存形表示

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \lambda(\hat{f}_{j+1/2} - \hat{f}_{j-1/2}) \tag{12}$$

に書き換えれば、数値流束関数は次のようになる。

$$\hat{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(f_j^n + f_{j+1}^n) - \frac{1}{2}\lambda(a_{j+1/2}^n)^2 \Delta u_{j+1/2}^n \tag{13}$$

Lax-Wendroff スキームの式は、図 2 に示すように、式 (9) の中心差分近似式

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \lambda(f_{j+1/2}^{n+1/2} - f_{j-1/2}^{n+1/2}) \tag{14}$$

から出発し、これに u したがって $f(u)$ が特性曲線 $dx/dt = a$ に沿って一定になるという関係

$$f_{j+1/2}^{n+1/2} = f(x_j + \frac{1}{2}(\Delta x - a\Delta t), t^n) \equiv f^*$$

を用い、さらに f^*を 1 次補間

$$f^* = \frac{1}{2}(1 + \lambda a_{j+1/2})f_j^n + \frac{1}{2}(1 - \lambda a_{j+1/2})f_{j+1}^n$$

によって求めれば導くことができる。Lax-Wendroff スキームの意味はこのように解釈することができ、クーラン数 $C \equiv a\lambda = 0, \pm 1$ のときに解 $u_j^{n+1} = u_j^n, u_{j\mp 1}^n$ となり厳密解が得られ、$|C| \leq 1$ の範囲で安定になる。式 (13) を $n \to n+1$ として陰解法に拡張することは無理で、このようなスキームでは解がΔt に依存することになる。

式 (12)(13) はそのままオイラー方程式 (8) に拡張することができる。すなわち

$$\hat{F}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(F_j^n + F_{j+1}^n) - \frac{1}{2}\lambda(A_{j+1/2}^n)^2 \Delta U_{j+1/2}^n \tag{15}$$

このスキームの更に TVD 化、多次元への拡張については後で説明する。

次にターボ機械流れへの応用という観点からは、MacCormack スキーム (1969) と Denton スキーム (1974) がかつて広く使われている。MacCormack スキーム [6] は、1 次差分方程式を用いる予測子修正子法による計算の重ね合わせで、2 次精度相当の結果を得ようというものである。式 (9) に対しては、

予測子：

$$\bar{u}_j = u_j^n - \lambda(f_{j+1}^n - f_j^n) + \Delta t g_j^n \tag{16p}$$

修正子：

$$\bar{\bar{u}}_j = u_j^n - \lambda(\bar{f}_j^n - \bar{f}_{j-1}^n) + \Delta t \bar{g}_j \tag{16c}$$

$$u_j^{n+1} = \tfrac{1}{2}(\bar{u}_j + \bar{\bar{u}}_j)$$

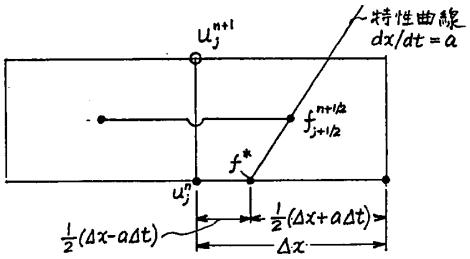


図 2　Lax-Wendroff スキーム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ただし$\bar{f}=f(\bar{u})$、gは式(9)の右辺に付加された粘性と力の項である。式(16)の空間差分は、予測子で前進差分、修正子で後退差分を用いるという点で非対称である(図3)。計算結果に非対称効果の出ることを嫌って、タイムステップごとに前進、後退差分の順序を変える方法が考えられており、特に多次元ではその変え方が複雑になる。

MacCormackスキームの式(16)はまとめて次のように標準形で表すことができる。

$$u_j^{n+1}=u_j^n-\lambda(f_{j+1/2}^{n+1/2}-f_{j-1/2}^{n+1/2})+\Delta t g_j^{n+1/2}$$
$$f_{j+1/2}^{n+1/2}=\frac{1}{2}(f_{j+1}^n+\bar{f}_j)$$

すなわち　式(9)のコンパクトな2次中心差分の式(14)をともに、$f_{j+1/2}^{n+1/2}$の値を既知のf^nと$\bar{f}$の平均値として与えている。したがって平均を取っていることと1次精度の$\bar{f}$を用いていることのために、このスキームの精度は他の2次スキームよりも多少劣ることになり、解のΔtへの依存性も出る。

MacCormackスキームはオイラー方程式、ナビエ・ストークス方程式にそのまま拡張できる。また多次元への拡張は、たとえば、

$$\bar{q}_{i,j}=q_{i,j}^n-\lambda_x(F_{i+1,j}^n-F_{i,j}^n)-\lambda_y(G_{i,j+1}^n-G_{i,j}^n)$$
$$\bar{\bar{q}}_{i,j}=q_{i,j}^n-\lambda_x(\bar{F}_{i,j}-\bar{F}_{i-1,j})-\lambda_y(\bar{G}_{i,j}-\bar{G}_{i,j-1})$$
$$q_{i,j}^{n+1}=\frac{1}{2}(\bar{q}_{i,j}+\bar{\bar{q}}_{i,j})$$

または、時間分離(time-splitting)法による。

$$q_{i,j,k}^{n+1}=L_z(\frac{\Delta t}{2})L_y(\frac{\Delta t}{2})L_x(\Delta t)L_y(\frac{\Delta t}{2})L_z(\frac{\Delta t}{2})q_{i,j,k}^n \tag{17}$$

ただし、$L_x(\Delta t)$は式(16)の演算子を表す。また固定壁の近傍などでクーラン数の制約からy方向にΔtを大きくとれる場合には、

$$L_y(\frac{\Delta t}{2})\rightarrow[L_y(\frac{\Delta t}{2N})]^N$$

のように置かれる。MacCormackスキームは、当初から差分法と有限体積法のものが提案されている。人工粘性を付加せずに衝撃波を捕獲できるが、かなりの振動を伴うものになる。

Dentonスキーム[7]は翼列流れ解析用に開発されたものである。格子セルは図4に示すようにθ方向にオーバーラップしており、変数はセル中心に定義される。このスキームは陽的有限体積法で、その計算に必要な各セル面中心の変数値は、点Aでは上流側に多少シフトした3点の値から2次補間したものが(QUICK法と同様に)、また点Bでは与えられたものがそのまま用いられる。このスキームの基礎方程式は

$$q_{i,j,k}^{n+1}=q_{i,j,k}^n-\frac{\Delta t}{V_{i,j,k}}[(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{F}dS)_{i+1/2,j,k}+(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{F}dS)_{i-1/2,j,k}+\cdots\ ]-\Delta t H_{i,j,k} \tag{18}$$

ただし$V_{i,j,k}$はセルの体積、$(\boldsymbol{n}dS)_{i+1/2,j,k}$はセルの面ベクトルである。なおこのスキームは、オイラー方程式の解法として開発されたもので、後にDenton自身によって陰解法に改良され、またDawesによってナビエ・ストークス方程式の解法に拡張されている。しかしながら、流れの物理に必ずしも則ってスキームが構成されていないため、最近の進んだスキームに比べ解の精度や衝撃波の解像度に甘さが見られる。

最後にBeam-Warming(1978)のスキーム[8]について述べる。式(8)の時間微分に、梯形則を一般化したものを用いれば、

$$(1+\varphi)\Delta q^n-\varphi\Delta q^{n-1}=-\Delta t[\theta F_x^{n+1}+(1-\theta)F_x^n]+\left(\theta-\frac{1}{2}-\varphi\right)O(\Delta t^2)+O(\Delta t^3) \tag{19}$$

ただし$q^{n+1}=q^n+\Delta q^n$。θとφを変えることにより各種のスキームが得られる。

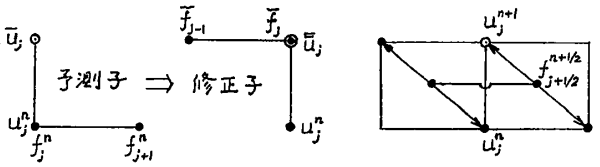


図3　MacCormackスキーム

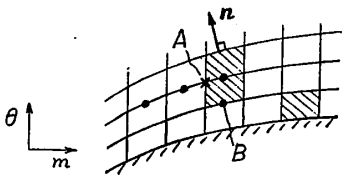


図4　Dentonスキーム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

θ	φ	スキーム	精度
0	0	Euler 前進法	$O(\Delta t)$
0	-1/2	leapfrog 法	$O(\Delta t^2)$
1/2	0	Crank-Nicholson 法	$O(\Delta t^2)$
1	0	Euler 陰解法	$O(\Delta t)$
1	1/2	Gear 法 (2 次後退差分法)	$O(\Delta t^2)$

$\theta \neq 0$ の陰解法では、まず $F(q)$ を線形化し q の連立 1 次方程式に持っていく必要がある。この線形化は Briley-McDonald(1975) のスキーム、Beam-Warming(1976) のスキームにすでに導入されている。また多次元問題は、Briley-McDonald のスキームでは ADI(alternating direction implicit) 法、Beam-Warming スキームでは近似因子化 (approximate-factorization) 法で 1 次元問題に帰着させ、連立 1 次方程式を小さくしてから解かれる。テイラー級数展開を用いれば

$$F^{n+1} = F^n + \Delta t F_t^n + O(\Delta t^2) = F^n + \Delta t (Aq_t)^n + O(\Delta t^2) = F^n + A^n \Delta q^n + O(\Delta t^2)$$

これを式 (19) に代入すれば

$$\left[(1+\varphi) + \Delta t \theta \frac{\partial}{\partial x} A^n\right] \Delta q^n = -\Delta t F_x^n + \varphi \Delta q^{n-1} + \left(\theta - \frac{1}{2} - \varphi\right) O(\Delta t^2)$$

空間微分に中心差分近似を用いれば、次の Beam-Warming スキームの式が得られる。

$$[(1+\varphi) + \theta\lambda\delta_x A^n]\Delta q^n = -\lambda\delta_x F^n + \varphi \Delta q^{n-1} \tag{20}$$

ただし δ_x は中心差分の演算子である。

Beam-Warming スキームの精度を調べるために相当のスカラー方程式

$$(1+\varphi)\Delta u_j^n + \frac{1}{2}\theta C(\Delta u_{j+1}^n - \Delta u_{j-1}^n) = -\frac{1}{2}C(u_{j+1}^n - u_{j-1}^n) + \varphi \Delta u_j^{n-1} \tag{21}$$

にテイラー展開を代入すれば、次式が得られる。

$$u_t + a u_x = \left(\theta - \varphi - \frac{1}{2}\right)\Delta t u_{tt} - \frac{1}{6} a \Delta x^2 \{1 + C^2(1+3\theta)\} u_{xxx} \tag{22}$$

この式の右辺は打切り誤差で、このスキームの精度は一般に 1 次で、$\theta - \varphi - 1/2 = 0$ のときに 2 次となることが分かる。次にこのスキームの安定性をノイマンの方法で調べるために式 (21) に $u_j^n = r^n \exp(-ikj\Delta x)$ を代入すれば、次式が得られる。

$$(1 + \varphi + i\theta C \sin k\Delta x)(r-1) = -iC \sin k\Delta x + \varphi(1 - 1/r) \tag{23}$$

今 $\varphi = 0$ ならば、$\theta \geq 1/2$ でスキームは安定であることが分かる。なおこのスキームでは安定解を得るために、左辺に 2 次の人工粘性$-\varepsilon_{\mathrm{I}}\delta^2\Delta q^n$ を付加し、また右辺にも 4 次の人工散逸$-\varepsilon_{\mathrm{E}}\delta^4 q^n$ を付加する必要がある。$0 \leq 8\varepsilon_{\mathrm{E}} \leq 1 + 2\varphi + 4\varepsilon_{\mathrm{I}}$ 。

多次元への拡張は近似因子化法の適用によって行われる。$\varphi = 0$ とすれば、

$$(I + \theta\lambda_x\delta_x A_{i,j})(I + \theta\lambda_y\delta_y B_{i,j})\Delta q_{i,j}^n = -(\lambda_x\delta_x F_{i,j}^n + \lambda_y\delta_y G_{i,j}^n) \tag{24}$$

この式は 2 段階に分けて解かれる。

$$\left.\begin{aligned} (I + \theta\lambda_x\delta_x A_{i,j})^n \overline{\Delta q}_{i,j} &= -\lambda_x\delta_x F_{i,j}^n - \lambda_y\delta_y G_{i,j}^n \\ (I + \theta\lambda_y\delta_y B_{i,j})^n \Delta q_{i,j}^n &= \overline{\Delta q}_{i,j} \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

これらの式の右辺は既知で $\overline{\Delta q}$, Δq^n の値は 4×4 ブロック三重対角行列の連立 1 次方程式を解くことによって求められる。

2. TVD 単調スキーム

以下に述べる 1 次精度のスキームは、精度上の問題はあるにせよ安定で、また TVD 単調スキームになっている。これらの 1 次精度スキームでは、先に Godunov スキームの説明に用いた図 1(b) のように、特性曲線族を

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

セル境界 $x_{j+1/2}$ に集め、数値流束 $\hat{f}_{j+1/2}$ をその上流側に取り上流化を図っている。式 (9) に対しては、f_j を基準に取れば

$$\left.\begin{aligned} &\hat{f}_{j+1/2} = f_j + \int_{u_j}^{u_{j+1}} a^-(u)du = f_j + a^-_{j+1/2}\Delta u_{j+1/2} \\ \text{同様に}\quad & \\ &\hat{f}_{j+1/2} = f_{j+1} + \int_{u_{j+1}}^{u_j} a^+(u)du = f_{j+1} - a^+_{j+1/2}\Delta u_{j+1/2} \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

ただし $\Delta u_{j+1/2} = u_{j+1} - u_j$, $a^{\pm} = (a \pm |a|)/2$, a は特性速度で

$$a_{j+1/2} = \begin{cases} (f_{j+1} - f_j)/\Delta u_{j+1/2} & (\Delta u_{j+1/2} \neq 0) \\ a(u_j) & (\Delta u_{j+1/2} = 0) \end{cases} \tag{27}$$

一様流れでは上式が使えないので、下式が用いられる。式 (26) の二つの式は等価で、Engquist-Osher(1980) のスキーム [9] では積分表示の平均が用いられる。

$$\hat{f}^{E\text{-}O}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(f_j + f_{j+1}) - \frac{1}{2}\int_{u_j}^{u_{j+1}} |a(u)|du \tag{28}$$

また Roe(1981)[10] のスキームでは式 (26) の差分表示の平均が用いられる。

$$\hat{f}^{ROE}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(f_j + f_{j+1}) - \frac{1}{2}|a_{j+1/2}|\Delta u_{j+1/2} \tag{29}$$

式 (9) を梯形則と式 (29) を用いて離散化し、さらに線形化すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} &u_j^{n+1} + \theta\left[\frac{1}{2}C(u_{j+1} - u_{j-1}) - \frac{1}{2}|C|(u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1})\right]^{n+1} \\ &\quad = u_j^n - (1-\theta)\left[\frac{1}{2}C(u_{j-1} - u_{j+1}) - \frac{1}{2}|C|(u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1})\right]^n \end{aligned} \tag{30}$$

まずこの式に $u_j^n = r^n \exp(-ikj\Delta x)$ を代入しノイマン安定性を調べる。

$$r + \theta[iC\sin k\Delta x + |C|(1 - \cos k\Delta x)]r = 1 - (1-\theta)[iC\sin k\Delta x + |C|(1 - \cos k\Delta x)]$$

したがって

$$1 - r\bar{r} = \frac{2|C|\{1 - (1-2\theta)|C|\}(1 - \cos k\Delta x)}{1 + 2\theta|C|(1 + \theta|C|)(1 - \cos k\Delta x)} \geq 0$$

これより

$$(1 - 2\theta)|C| \leq 1 \tag{31}$$

ならば、1 次精度のスキームはノイマン安定であることが分かる。すなわち $\theta = 0$ の陽解法ではクーラン数 $|C| \leq 1$ で、また $\theta \geq 1/2$ の陰解法では無条件にこの判別法では安定ということになる。次に TVD 安定性について調べる。式 (30) の右辺の TV を取れば、条件

$$C^+ \geq 0 \ , \ C^- \leq 0 \ , \ (1-\theta)|C| \leq 1 \tag{32}$$

のもとで $TV(RHS) \leq TV(u^n)$ になることが分かる。同様に左辺の TV を取れば、同じ条件のもとで $TV(u^{n+1}) \leq TV(LHS)$ になることが分かる。したがって 1 次精度のスキームは、$\theta = 0$ の陽解法では $|C| \leq 1$ で、$\theta = 1/2$ の Crank-Nicholson 法では $|C| \leq 2$ で、$\theta = 1$ の完全陰解法では無条件に TVD 安定である。

先に 1 章でも述べたように TVD スキームは必ずしもエントロピー条件、式 (7) を満足しない。式 (28) の Engquist-Osher スキームはエントロピー条件を満足するが、式 (29) の Roe スキームは何らかの対策を講じないと膨張波の音速点のところでエントロピー条件を満足しなくなる。今 $f(u)$ が凸関数であるとすれば、膨張波で

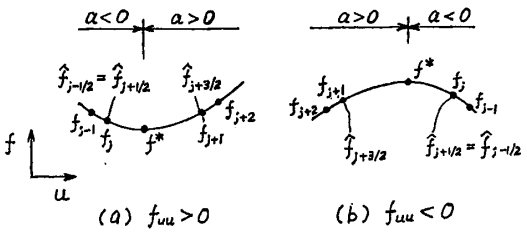


図 5　1 次上流差分の $\hat{f}$ (膨張波の場合)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

は f_{j-1} , f_j , $\cdots$ と $\hat{f}_{j-1/2}$, $\hat{f}_{j+1/2}$, $\cdots$ は図5に示すようになる。また特性速度 $a=0$ の音速点のところで u の初期値が不連続になるものとすれば、u_j の値は $\hat{f}_{j-1/2}=\hat{f}_{j+1/2}=f_j$ であるから一定に得られ、また u_{j+1}の値も $f_{j+1}\to f_j$になるまで変化するが、その後は一定に保たれ、u の不連続は持続し、ここに膨張衝撃波が定在することになる。ここでは、$a_L<C(=0)<a_R$となり、エントロピー条件が破綻する。しかしこの不連続は、たとえば$\hat{f}_{j+1/2}=f^*$のように上流化すれば、ここに膨張扇が形成され解消される。通常はその手段として修正特性速度が用いられる。たとえば [11]

$$|a_{j+1/2}|_m=\begin{cases}|a_{j+1/2}| & (|a_{j+1/2}|\geq\epsilon)\\ \frac{1}{2}\left\{\frac{(a_{j+1/2})^2}{\epsilon}+\epsilon\right\} & (|a_{j+1/2}|<\epsilon)\end{cases} \tag{33}$$

ただし$\epsilon=\max[0,\ a_{j+1/2}-a_j,\ a_{j+1}-a_{j+1/2}]$。

式 (9) の陽解法の差分スキームは、一般に次のように表わされる。

$$u_j^{n+1}=u_j^n-\Delta t(au_x)_j^n\approx H(u_{j-k}^n,\cdots,u_{j+k}^n) \tag{34}$$

ただし H は $u_{j-k},\cdots,u_{j+k}$ の 1 次式で

$$H(u_{j-k}^n,\cdots,u_{j+k}^n)=\sum_{l=-k}^{k}b_lu_{j+l}$$

この H を u_jのまわりにテイラー級数展開すれば

$$H(u_{j-k},\cdots,u_{j+k})=\sum_{l=-k}^{k}b_l[u+l\Delta xu_x+\frac{1}{2}l^2\Delta x^2u_{xx}+\cdots\ ]_j$$

これを式 (34) と比較すれば、差分式 H は

$$\sum b_l=1,\ \ \sum lb_l=-\lambda a_j \tag{35}$$

になるように作られていなければならないことになる。したがって

$$H(u_{j-k},\cdots,u_{j+k})=[u-\lambda\Delta xau_x+\frac{1}{2}\Delta x^2(\sum_{l=-k}^{k}l^2b_l)u_{xx}+\cdots\ ]_j \tag{36}$$

式 (35) から $H(u,\cdots,u)=u$ 、また

$$0\leq b_l\qquad(l=-k,\cdots,k) \tag{37}$$

ならば、式 (34) は単調スキーム (monotone scheme) である。

他方、u_j^{n+1}をテイラー級数展開すれば、Lax-Wendroff スキームの場合と同様にして、

$$u_j^{n+1}=[u+\Delta tu_t+\frac{1}{2}\Delta t^2\frac{\partial}{\partial x}(a^2u_x)+\cdots\ ]_j^n \tag{38}$$

式 (34) に式 (36) 、(38) を代入すれば、

$$u_t+f_x=g_x \tag{39}$$

ただし g_xは式 (34) の打切り誤差である。

$$g=\frac{1}{2}\Delta t\left[\left(\frac{1}{\lambda^2}\sum_{l=-k}^{k}l^2b_l-a^2\right)u_x\right]_j^n \tag{40}$$

これより、条件式 (37) の成立する単調スキームでは、式 (40) の$\sum l^2b_l$ が零にならないので、式 (34) は Hをどのように調整しても 1 次精度しか得られないことが分かる

Harten(1981) の修正流束法 (modified flux method)[2] は、式 (9) を 1 次単調スキーム (34) で解くことが、結果的に式 (9) に 1 次の打切り誤差 g_xを加えた式 (39) を 2 次精度で解いていることになるので、式 (9) からあらかじめ g_xを差引いた方程式

$$u_t+(f+g)_x=0 \tag{41}$$

を式 (34) で解けば、式 (9) の 2 次精度の解が得られるという発想によるものである。1 次単調スキームとして式 (12) を用いれば、これを式 (41) に適用することによって得られる式 (9) の 2 次スキームは

$$\hat{f}_{j+1/2}^{(2)}=\frac{1}{2}(f_j+f_{j+1})+\frac{1}{2}(g_j+g_{j+1})-\frac{1}{2}|a+b|_{j+1/2}\Delta u_{j+1/2} \tag{42}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ただし、

$$g(x)=\frac{1}{2}\Delta\frac{1}{\lambda^2}|C|(1-|C|)u_x \tag{43}$$

また a は式 (27) から、b は次式から求められる。

$$b_{j+1/2}=\begin{cases}(g_{j+1}-g_j)/\Delta u_{j+1/2} & (\Delta u_{j+1/2}\neq 0)\\ b(u_j) & (\Delta u_{j+1/2}=0)\end{cases} \tag{43a}$$

式 (42) は、安定な 1 次精度スキーム（ fの項）をもとに、これに負の人工粘性項（ gの項）を加えた 2 次精度スキームである。TVD 化は

$$g_j=\mathrm{minmod}(g_{j-1/2},g_{j+1/2})$$

と置いてなされている。これは u_xの符号の反転する u の極値のところで $g=0$ とし、安定化していることになる。なお Lax-Wendroff スキームは次のように書くことができる。

$$\hat{f}^{L\text{-}W}_{j+1/2}=\frac{1}{2}(f_j+f_{j+1})-\frac{1}{2}|a|_{j+1/2}\Delta u_{j+1/2}+g_{j+1/2}$$

スカラー方程式 (9) に、2 次上流差分と 2 次中心差分を 1 次結合したものを用いれば、数値流束関数は次のようになる [12]-[14]。

$$\begin{aligned}\hat{f}_{j+1/2}=\hat{f}^{(1)}_{j+1/2}&+\frac{1}{4}a^+_{j+1/2}\{(1-\kappa)\Delta u_{j-1/2}+(1+\kappa)\Delta u_{j+1/2}\}\\&-\frac{1}{4}a^-_{j+1/2}\{(1-\kappa)\Delta u_{j+3/2}+(1+\kappa)\Delta u_{j+1/2}\}\end{aligned} \tag{44}$$

ただしκは結合のパラメータで、κ の選び方によって式 (44) は次の各種のスキームになる。

κ	スキーム		打切り誤差
-1	2 次上流差分	$(f_{-2}-4f_{-1}+3f_0)/2\Delta x$	$O(\Delta x^2)$
0		$(f_{-2}-5f_{-1}+3f_0+f_1)/4\Delta x$	$O(\Delta x^2)$
1/3	3 次上流差分	$(f_{-2}-6f_{-1}+3f_0+2f_1)/6\Delta x$	$O(\Delta x^3)$
1/2	QUICK スキーム [15]	$(f_{-2}-7f_{-1}+3f_0+3f_1)/8\Delta x$	$O(\Delta x^2)$
1	2 次中心差分	$(-f_{-1}+f_1)/2\Delta x$	$O(\Delta x^2)$

式 (44) に制限関数$\psi(r)$ を導入し、TVD スキームに書換えれば

$$\begin{aligned}\hat{f}_{j+1/2}=\hat{f}^{(1)}_{j+1/2}&+\frac{1}{4}a^+_{j+1/2}\{(1-\kappa)\psi(r^+_{j-1/2})\Delta u_{j-1/2}+(1+\kappa)\psi(r^-_{j+1/2})\Delta u_{j+1/2}\}\\&-\frac{1}{4}a^-_{j+1/2}\{(1-\kappa)\psi(r^-_{j+3/2})\Delta u_{j+3/2}+(1+\kappa)\psi(r^+_{j+1/2})\Delta u_{j+1/2}\}\end{aligned} \tag{45}$$

ただし、$r^+_{1/2}=\Delta u_{3/2}/\Delta u_{1/2}$、$r^-_{1/2}=\Delta u_{-1/2}/\Delta u_{1/2}$。

制限関数には、図 6(a) に示すように各種のものがある。制限関数は $r\leq 0$ で$\psi(r)=0$ 、また$\psi(1)=1$ である [16]。これは $u(x)$ が極値を取るところでは、最大値がさらに増大、最小値がさらに減少することのないように 1 次上流差分に切換え、また $u(x)$ が 1 次変化するところでは $u_{j+1/2}$を線形補間で求めることを意味する。$\psi(r)=1$ のときには制限関数は働かず、2 次上流差分 (2U) は 2U のまま、2 次中心差分 (2C) は 2C のままになる。また$\psi(r)=r$のときには、2U は 2C になり、逆に 2C は 2U になる。図 6(b) と (c) は、2U または 2C が制限関数の働きによってどのようになるかを示したものである。制限関数は minmod(1, r) と superbee の間に入らなければならないが、その理由は、$u_{j+1/2}$の値を実際に外挿または内挿で求めてみれば明かである。

式 (9) に梯形則と式 (45) を用いて離散化した差分方程式

$$u^{n+1}_j+\lambda\theta(\hat{f}_{j+1/2}-\hat{f}_{j-1/2})^{n+1}=u^{n+1}_j-(1-\theta)(\hat{f}_{j+1/2}-\hat{f}_{j-1/2})^n \tag{46}$$

の TVD 安定性は式 (30) との比較において証明できる。今制限関数として$\psi(r)=\mathrm{minmod}(1,br)$ を用いることにすれば、

$$\begin{aligned}\tilde{C}^{\pm}_{j\mp1/2}=a^{\pm}_{j\mp1/2}\Bigg[1&+\frac{1-\kappa}{4}\left\{\frac{a^{\pm}_{j\pm1/2}}{a^{\pm}_{j\mp1/2}}\mathrm{minmod}(1,br^{\pm}_{j\mp1/2})-\mathrm{minmod}(r^{\mp}_{j\mp1/2},b)\right\}\\&+\frac{1+\kappa}{4}\left\{\frac{a^{\pm}_{j\pm1/2}}{a^{\pm}_{j\mp1/2}}\mathrm{minmod}(r^{\pm}_{j\mp1/2},b)-\mathrm{minmod}(1,br^{\mp}_{j\mp1/2})\right\}\Bigg]\end{aligned} \tag{47}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

と置くことによって、式 (32) と同様の条件

$$\tilde{C}^+ \geq 0, \quad \tilde{C}^- \leq 0, \quad (1-\theta)|\tilde{C}| \leq 1 \tag{48}$$

のもとで式 (46) が TVD 安定になることを証明できる。式 (48) の条件は式 (47) から $r^{\pm}_{j\mp1/2} = 0$ 、$r^{\mp}_{j\mp1/2} \geq b$ のときに最も満足され難い。しかしそのような状況のもとでも

$$1 \leq b \leq \frac{3-\kappa}{1-\kappa} \tag{49}$$

ならば、式 (48) の第 1 、2 式は満足され、式 (46) は TVD スキームになる。

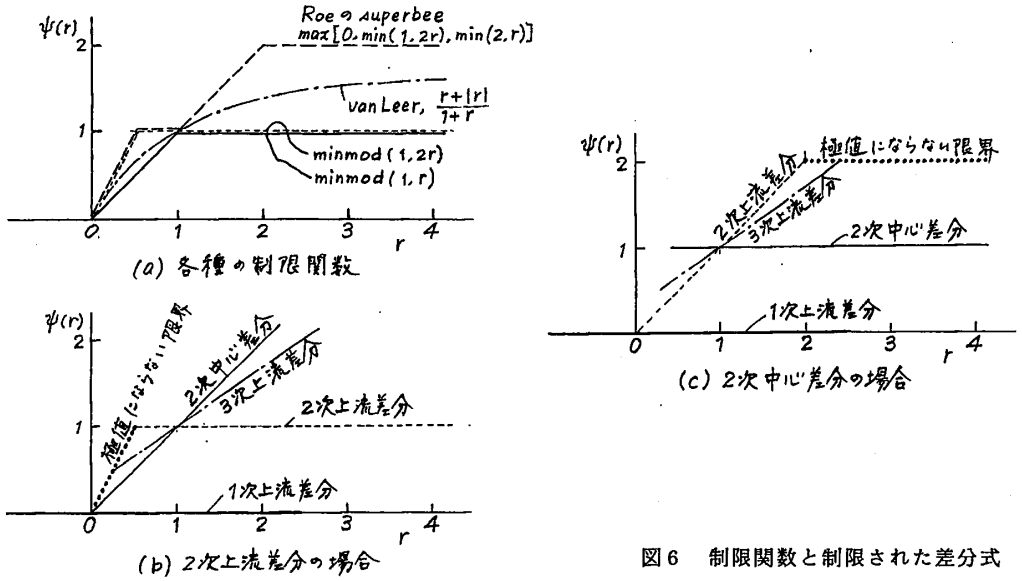


図 6　制限関数と制限された差分式

Davis(1984)[17] と Roe(1984)[18] のスキームは Lax-Wendroff スキームの式 (11) に制限関数を導入し TVD 化したものである。式 (13) の数値流束は次のように式 (29) とこれを 2 次精度にする付加項の和で表すことができる。

$$\hat{f}^{L\text{-}W}_{j+1/2} = \hat{f}^{ROE}_{j+1/2} + \frac{1}{2}|a_{j+1/2}|(1-\lambda|a_{j+1/2}|)\Delta u_{j+1/2}$$

今付加項の勾配$\Delta u_{j+1/2}$をその両隣の勾配$\Delta u_{j-1/2}$、$\Delta u_{j+3/2}$と比較し制限することにすれば、L-W TVD スキームの数値流束は

$$\begin{aligned}\hat{f}_{j+1/2} &= \hat{f}^{ROE}_{j+1/2} + \frac{1}{2}|a_{j+1/2}|(1-\lambda|a_{j+1/2}|)\psi(r^-_{j+1/2},\ r^+_{j+1/2})\Delta u_{j+1/2} \\ &= \hat{f}^{L\text{-}W}_{j+1/2} - \frac{1}{2}|a_{j+1/2}|(1-\lambda|a_{j+1/2}|)\{1-\psi(r^-_{j+1/2},\ r^+_{j+1/2})\}\Delta u_{j+1/2}\end{aligned} \tag{50}$$

次の場合に制限関数の果たす役割は先の 2 次の上流差分、中心差分の場合とはやや違ってくる。

$$\psi(r^-, r^+) = \mathrm{minmod}(1, r^-, r^+) \tag{51a}$$

$$\begin{aligned}\psi(r^-, r^+) &= \max\{0,\ \min(1, 2r^-),\ \min(2, r^-)\} \\ &\quad + \max\{0,\ \min(1, 2r^+),\ \min(2, r^+)\} - 1\end{aligned} \tag{51b}$$

L-W スキームはもともと図 2 に示すように、$\hat{f}_{j+1/2} = f^*$ の値を f^n_j と f^n_{j+1}から 1 次補間で求めるものである。これを TVD 化した式 (50) では、$a = a^+ > 0$ の場合には、図 7 に示すように f^n_jをもとに補間や外挿によって f^*の値が決定される。まず式 (51a) の minmod 関数の場合には、r^- or $r^+ \leq 0$ の極値のところでは $f^* = f_j$で 1 次上流差分になり、r^- and $r^+ \geq 1$ の場合には f^*は f_jと f_{j+1}から 1 次補間で求められ、L-W スキームのままになる。その中間の残りの場合には小さい方の勾配を使って f_jの方から 1 次外挿される。

	$r^+ \leq 0$	$0 < r^+ < 1$	$r^+ \geq 1$
$r^- \leq 0$	0	$\boxed{0}$	0
$0 < r^- < 1$	$\boxed{0}$	$\min(r^-, r^+)$	$\boxed{r^-}$
$r^- \geq 1$	0	$\boxed{r^+}$	1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

$a = a^- < 0$ の場合には同様に f_{j+1}をもとに f^*の値が決定される。ところで上表の中で、通常点は枠で囲まれた状態で、この minmod 関数の場合には一般に傾斜を小さくして f^*を求めるようになる。次に式 (51b) の Roe の superbee[19] の場合には

	$r^+ \le 0$	$0 < r^+ < 1/2$	$1/2 \le r^+ \le 1$	$1 < r^+ < 2$	$r^+ \ge 2$
$r^- \le 0$	-1	$\boxed{2r^+ - 1}$	0	$r^+ - 1$	1
$0 < r^- < 1/2$	$\boxed{2r^- - 1}$	$2(r^- + r^+) - 1$	$2r^-$	$2r^- + r^+ - 1$	$2r^- - 1$
$1/2 \le r^- \le 1$	0	$2r^+$	1	$\boxed{r^+}$	2
$1 < r^- < 2$	$r^- - 1$	$r^- + 2r^+ - 1$	$\boxed{r^-}$	$r^- + r^+ - 1$	$r^- + 1$
$r^- \ge 2$	1	$2r^+ - 1$	2	$r^+ + 1$	3

この場合には一般に傾斜を大きくして f^*を求めるようになる。しかも f^*は一般に極値にならないように制限される。

次に Yee(1987) の TVD スキーム [20] について説明する。L-W スキームは前述のように非対称性のため陰解法に拡張するのは適当でない。Yee スキームは、L-W TVD スキームから非対称成分を除き、陰解法にもできるようにしたものである。その数値流束関数は

$$\hat{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(f_j + f_{j+1}) - \frac{1}{2}|a_{j+1/2}|\{1 - \psi(r^-_{j+1/2}, r^+_{j+1/2})\}\Delta u_{j+1/2} \tag{52}$$

この式は 2 次中心差分の式で制限関数が働かなければ 2 次精度である。陰解法の方程式は

$$\begin{aligned} & u_j^{n+1} + \frac{1}{2}\lambda\theta[(au)_{j+1} - |a_{j+1/2}|(1 - \psi_{j+1/2})\Delta u_{j+1/2}]^{n+1} \\ & \quad -\frac{1}{2}\lambda\theta[(au)_{j-1} - |a_{j-1/2}|(1 - \psi_{j-1/2})\Delta u_{j-1/2}]^{n+1} \\ & = u_j^n - \frac{1}{2}\lambda(1-\theta)[f_{j+1} - |a_{j+1/2}|(1 - \psi_{j+1/2})\Delta u_{j+1/2}]^n \\ & \quad +\frac{1}{2}\lambda(1-\theta)[f_{j-1} - |a_{j-1/2}|(1 - \psi_{j-1/2})\Delta u_{j-1/2}]^n \end{aligned} \tag{53}$$

式 (53) は、式 (51) の制限関数に対しては、条件

$$1.5(1-\theta)|C| < 1 \tag{54}$$

が満足されるときに TVD 安定である。

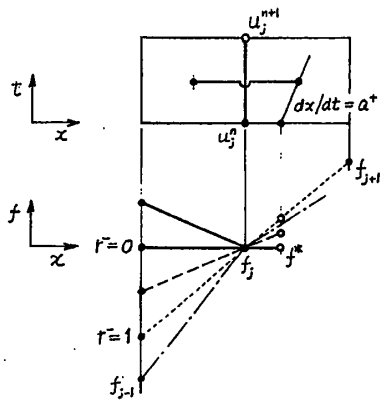


図 7　Lax-Wendroff TVD スキーム

文　献

[1] Steger, J. L. and Warming, R. F., J. Comput. Phys., **40**, 263 (1981).

[2] Harten, A., J. Comput. Phys., **49**, 357 (1983).

[3] Lax, P. D., *Hyperbolic Systems of Conservation Laws and the Mathematical Theory of Shock Waves*, (1973, SIAM Publications).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

[4] Godunov, S. K., Math. Sbornik, **47**, 271 (1959). あるいは, Holt, M., Numerical methods in Fluid Dynamics, 28 (1977, pringer-Verlag).
[5] Lax, P. D. and Wendroff, B., Comm. Pure Appl. Math., **13**, 217 (1960).
[6] MacCormack, R. W., AIAA Paper 69-354 (1969).
[7] Denton, J. D., ARC R & M 3775 (1974).
[8] Beam, R. and Warming, R. F., J. Comput. Phys., **22**, 87 (1976). AIAA J., **16**, 393 (1978).
[9] Engquist, B. and Osher, S., Math. Comput., **34**, 45 (1980). **36**, 321 (1981).
[10] Roe, P. L., Lecture Notes in Physics, Vol.141, 354 (1980, pringer-Verlag). J. Comput. Phys., **43**, 357 (1981).
[11] Harten, A. and Hyman, J. M., J. Comput. Phys., **50**, 235 (1983).
[12] Van Leer, B., J. Comput. Phys., **32**, 101 (1979).
[13] Chakravarth, S. R. and Osher, S., AIAA Paper 85-0363 (1985).
[14] Anderson, W. K., Thomas, J. L. and Van Leer, B., AIAA J. **24**, 1453 (1986).
[15] Leonard, B. P., Comput. Meth. Appl. Mech. Engng., **19**, 59 (1979).
[16] Sweby, P. K., SIAM J. Num. Anal., **21**, 995 (1984).
[17] Davis, S. F., ICASE Report 84-20, (1984).
[18] Roe, P. L., ICASE Report 84-53 (1984).
[19] Roe, P. L., Lecture in Applied Mathematics, Vol.22, 163 (1985, SIAM).
[20] Yee, H. C., J. Comput. Phys., **68**, 151 (1987).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

翼列数値シミュレーション技術の検証 —乱流モデル—

松 尾 裕 一　（航空宇宙技術研究所）

1．はじめに

スーパーコンピュータが本格的に動き始めて早10年，ハードウエアの急速な進歩に支えられて，流れの数値シミュレーション技術は，試行錯誤の実験段階を経て，風試に取って代わり設計へ寄与する実用化の時代を迎えつつある．翼列解析も例外に漏れず，非粘性から粘性へ，二次元から三次元へ，定常から非定常へと着実に大規模化，複雑化の道を歩み，扱う対象は少しずつ実際の流れに近づきつつある．近頃では，定常とはいえ粘性流解析がさしたる困難なく行えるようになった．このような状況を一見すると，数値翼列風洞の実現が手の届くところまで来ているように見えるが，その内実は将来を楽観視できるほど十分に確立されているのだろうか．

数値解析全般のここ10年の歩みを展望してみると，以前は計算効率や耐久性の改善に重点を置いた研究が盛んで，ただ計算が速くできますという論文が多かったのに対し，最近の趨勢は，AGARD[1]やAIAA[2]のワークショップに例を見るように，計算の精度や信頼性の向上に重きが置かれるように変化してきている．それは，計算機の発達によって，いままで目立たなかった欠点や問題点が露呈し，見過ごすことができなくなったこともさることながら，精度や信頼性の向上に対する利用者側の要請が以前にもまして強くなっていることも大きな理由だろう．このような観点から翼列解析をながめたとき，機械学会の二次元翼列流れのワークショップ[3]の結果に象徴されるように，重要な指標である流出角と圧力損失という2大性能パラメータの予測精度は未だ十分とはいえず，まだまだ改善すべき点が多いように思われる．その中には，乱流モデルはもちろん，格子，境界条件，スキーム等々が含まれるだろうし，実験データの妥当性の問題も無視できないだろう．

著者は，こうした状況に鑑み，翼列解析の精度と信頼性を如何に向上させるかということをテーマに，上記の基本事項の見直しを行ってきた．本稿ではそれら一連の研究[4]-[8]を基礎に，特に重要と思われる乱流モデルを取り上げ，翼列数値シミュレーション技術の検証を試みる．そして，乱流モデルが解にどの程度の影響を及ぼすか，今の乱流モデルで何が問題でどう対処したら良いのか等について考えて行くことにする．なお，ここでいう精度とは数学的に厳密なものではなく，あくまで実験との比較の意味で幾分大ざっぱに使っていることを予め断っておきたい．

2．計算法の概要

まず，議論を明確にするために著者の用いている解法の概要を記す．

基礎式には時間平均の圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いる．これを曲線座標系で書き直した後，乱流モデルと組み合わせて差分法を用いて時間方向に解き定常解を求める．流出角等の性能パラメータは出口での流量平均で算出する．

乱流モデルのように副次的な問題を扱うとき，スキームの誤差がモデルの特性による結果の差異をならしてしまわないような高精度のスキームを用いる必要があろう．ナビエ・ストークス方程式は，空間2次微分の粘性項を持つので，有意な空間解像度を得るためには，少なくともテーラー展開の意味でのスキームの持つ数学的な空間精度が2次以上あることが不可欠である．しかし，圧縮流には衝撃波等の非線形的な不連続が存在するので，スキームの精度を高くするとそこに数値的振動が生じやすい．従って，これを押さえつつ如何に精度を保つかがスキーム構成上の鍵となる．著者は，最近の高速流の解析で成功裡に用いられるようになっているＴＶＤと呼ばれるスキーム[9]を使用している．ＴＶＤスキームは，数値拡散を陽に加えることなく鮮明な衝撃波が捕獲でき，また高精度にしても安定性が崩れないという特徴がある．計算法の詳細は文献5を参照されたい．

格子については，H型トポロジーのものを用いている．H型格子は，格子点の利用効率は劣るが，境界を自由に遠くに取れる点で有利である．タービンの場合は流出境界を，圧縮機の場合は流入境界を充分遠方に取るようにして，境界の影響を低減している．格子点数は少なくとも前縁，後縁の

ガスタービン秋季講演会（札幌）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

丸みが表現され，かつ壁近傍で $y^+<1$ が満たされる程度には細かく取っている．図1に作成した格子の例を示す．

一方，境界条件は対応する実験に従って慣例的な方法で与えている．流入境界では，全圧，流入角を固定する．流出境界では静圧のみを与え，他量は内点より外挿する．静圧は流出条件が実験に合致するよう補正している．

以上の解法を用いることで，乱流モデル以外の原因による誤差の混入，精度の悪化は極力押さえられていると考えられる．

3．翼列解析と乱流モデル

翼列流れが乱流的であり，また遷移とか剥離とかいった乱流に関する予測や特性量を必要とすることを念頭に置くと，翼列解析における乱流モデルの特別の重要性がより明確になろう．従来の翼列解析では，外部流からの転用で Baldwin–Lomax モデル[10]（以下 B–L モデル）と呼ばれる代数型のモデルがしばしば用いられてきた．代数モデルは，簡単で計算時間が短いという利点を持つ他に，経験定数，経験関数を豊富に盛り込んでいるので，限られた流れに対しては確かに精度が良く，一種の指標としてのその存在意義は未だ大きい．著者は，解析する流れの特徴を踏まえた上でこのモデルを用いるようにしている．しかし，翼列流れは，主流に圧力勾配があり周囲を壁で囲まれているので，流れが増減速を受ける点で，明らかに外部流とは性格が異なっている．また，元来このモデルは付着流，特に境界層タイプの流れに対して構成されたものなので，そうでない場合には予め混合距離を与える必要があり，大きな剥離のある流れや複雑形状物体まわりの流れには原理的には適さない．従って，このモデルの翼列解析における横流し的な乱用は危険であり，特に遷音速圧縮機翼列のように，剥離や衝撃波が混在する場合には，このモデルで精度を期待するのは難しい思われる．

こうした場合の打開策として考えられるのが，1方程式，2方程式といった高次モデルの適用である．これらのモデルは，輸送方程式を扱うのでその分計算時間が増えるのは否めないが，乱れの対流や拡散を考慮できる，あるいは圧力勾配の影響を取り込める点で原理的には代数モデルより適用範囲が広く，精度も高いと考えられる．1方程式モデルでは，最近 Johnson–King モデル[11]（以下 J–K モデル）という一種の応力輸送を考慮したモデルが剥離のある場合にも適用可能で注目を浴びているが，依然境界層型の流れからは脱皮していないので，経験的な長さスケールの仮定が必要であり，翼列流れには必ずしも適さない．

一方，2方程式モデルは，速度スケールと長さスケールの輸送式を解くので，経験関数の仮定が不要となり，翼列のように場全体としての解析精度が必要な場合には有効であると考えられる．非圧縮流れでの幾多の成功から，通称 $k-\varepsilon$ モデルと呼ばれることも多い．また，主に管路などの内部流れに適用例がみられるので，翼列流れへの適用にも無理がない．実際に翼列の圧縮流へ適用した例[12]–[15]も幾つか報告されている．

2方程式モデルを用いるとき，壁法則を用いる方法と低レイノルズ数モデルを使う方法の2通りが考えられる．前者は，対数速度分布を仮定して，

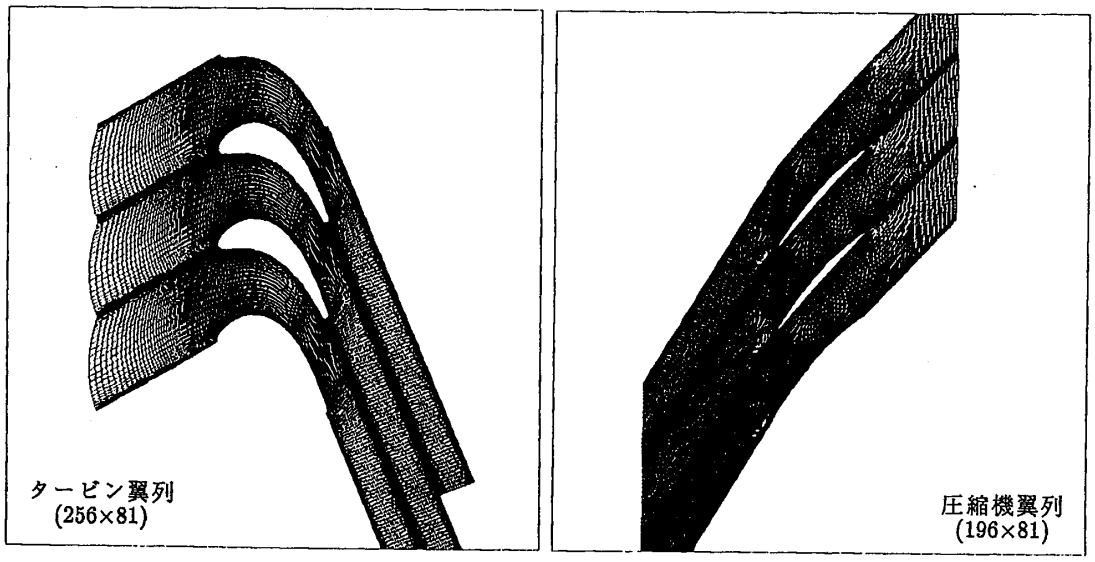


図1　計算格子の例

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

k と ε の壁での境界条件を設定する方法であるが，衝撃波や剥離が存在する場合の妥当性に難がある．一方，後者は輸送式を壁まで直接積分するタイプのものである．壁近傍での乱れの挙動の扱いにより，多くのモデルが提案され，未だ確立されたものがなく，Jones–Launder モデル[16]を皮切りに Chien のモデル[17]等枚挙にいとまがない．最近では壁近傍での挙動を忠実に扱ったモデル[18]が提案されている．

低レイノルズ数モデルを用いるときの鬼門に数値的な不安定性の問題がある．このモデルは壁まで積分する手前，必然的に壁近傍で格子を細かくする必要がある．ところが，輸送式の右辺に乱れの生成や消滅をあらわす非同時項を持つので，格子が細かくなったときこれがいわゆる系の "stiffness" を増大させ数値的な不安定を引き起こす．著者は，化学反応を含む流れの解析に用いられている点陰解法[19]を応用して，この不安定性の問題を回避している．また，最近では，圧縮流の計算に適するような k と ε 以外の変数の組を用いたモデル[20][21]も提案されている．

4．計算例と考察

まず，各種の乱流モデルの特性を把握するためにいくつかの例題に対する計算結果を示そう．

はじめに，古典的な圧縮コーナーの問題で衝撃波と境界層の干渉する場合のモデルの性能を検討した結果を図2に示す．凹状の角部に斜め衝撃波が生じ，その根元に境界層との干渉により剥離域が生じる．角付近の剥離の様子の比較から，代数モデルに比べ，J–K モデル，Coakley の2方程式モデル[20]は，剥離域を大きく捕える傾向にあることがわかる．しかし，角付近の表面圧力を実験[22]と比べると J–K モデルは剥離を大きく見積りすぎている．現在のモデル化の範囲では，干渉場における密度変動や乱れの変化は扱えないから，こうした剥離域の相違は，まさに圧力勾配に対する各モデルの特性を反映しているものと思われる．

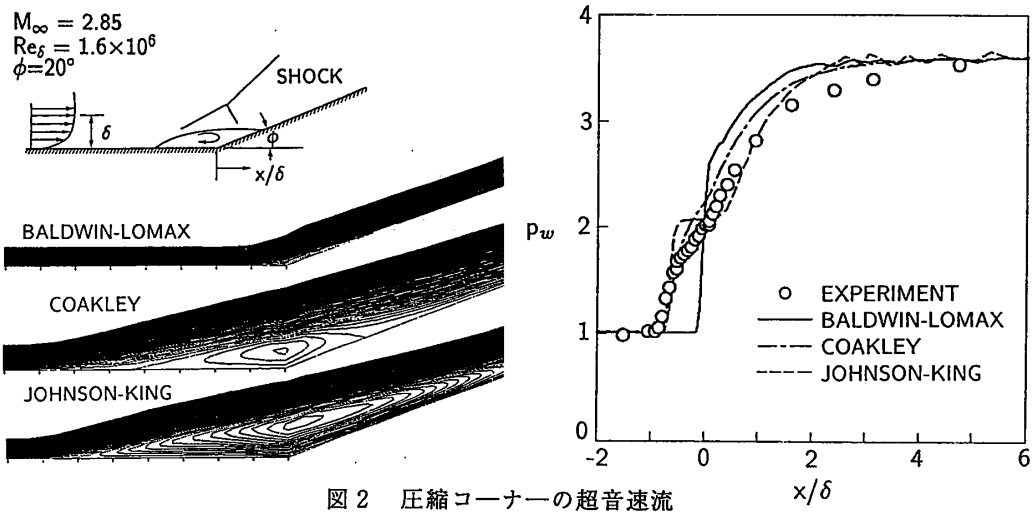


図2　圧縮コーナーの超音速流

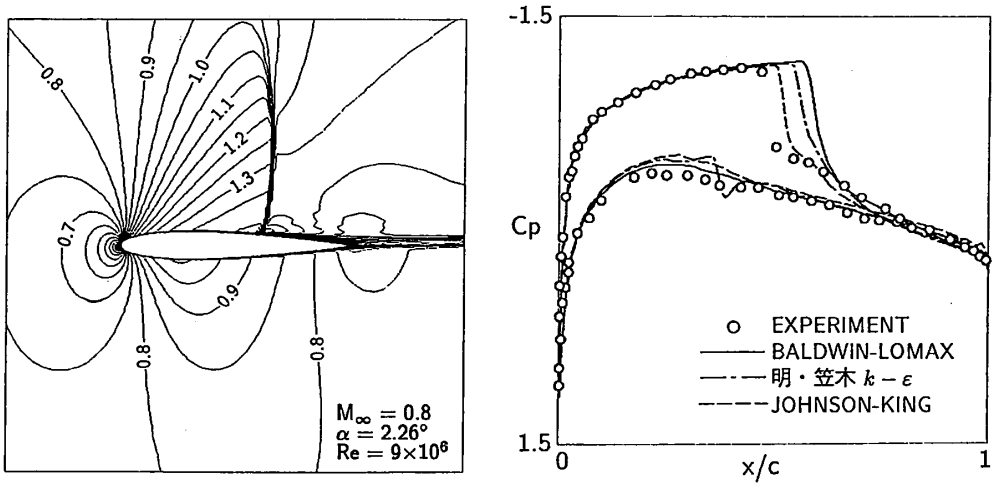


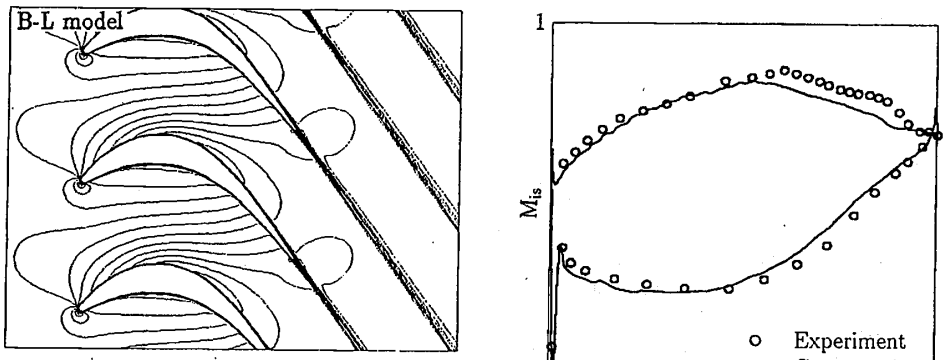
図3　NACA0012翼型まわりの遷音速流

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

次に，もう少し具体的な問題，NACA0012翼型まわりの遷音速流れでモデルの特性を検討した結果を図3に示す．翼まわりのマッハ数分布に示されているように，翼上面に強い衝撃波が生じ，翼面境界層と干渉してその後部に剥離域ができる．この流れは，AIAAの翼まわりの粘性流計算ワークショップ[2]でも取り上げられ，J–Kモデルのみが衝撃波位置に関し実験との良い一致を与えることが報告されている．ここでは2方程式モデルとして比較的新しい明・笠木[18]の$k-\varepsilon$モデルを用いてみた．翼面圧力分布を実験と比較すると，J–Kモデルの結果は報告の通りであるが，$k-\varepsilon$モデルもこれに似た特性を示し，衝撃波位置が改善される傾向がある．J–Kモデルほど一致が良くないのは，おそらくこうした翼流れに対してチューニングされていないからであろう．

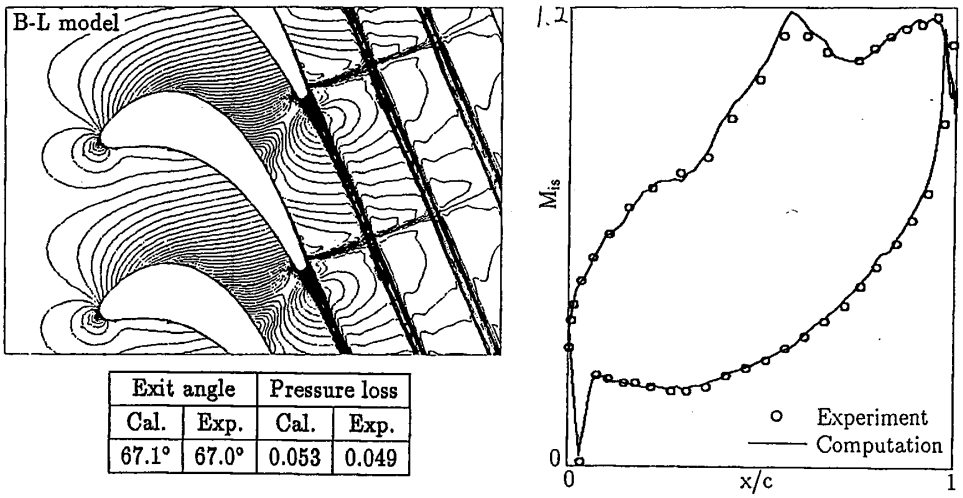
以上から，流れが付着している場合には，どのモデルも総じて良い結果を与えるが，衝撃波によって剥離が生ずる強い干渉場にB–Lモデルは有効でなく，J–Kモデルや$k-\varepsilon$モデルを用いればある程度の予測が可能であるということがわかる．ここに示した限られた例だけから一般的な特性を導くのは無理だが，各系統のモデルの特色を一面では良く表している結果と思われる．

以上の準備を基に，翼列流れへの適用例を紹介する．まず，タービン翼列の結果を示す．図4に亜音速タービン翼列[23]の，図5に遷音速タービン翼列[24]の，いずれも設計点での計算結果を示す．乱流モデルにはB–Lモデルを用いている．翼面マッハ数の実験との一致は両者とも概ね良好であり，性能パラメータも数%の精度で予測できている．また，遷音速タービンについては衝撃波パターンもシュリーレン写真[24]と良く一致している．これらのことから，少なくとも設計点ではB–Lモデルでも十分に精度良い解析が可能であるといえる．タービンの場合は，順圧力勾配で増速流れのため境界層が発達しにくく，代数モデルでも良い結果を与えたものと察せられる．



Exit angle		Pressure loss	
Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
53.8°	54.1°	0.033	0.029

図4　亜音速タービン翼列[23]の計算結果（$M_1=0.5$, $\beta_1=38.8°$, $M_2=0.7$）



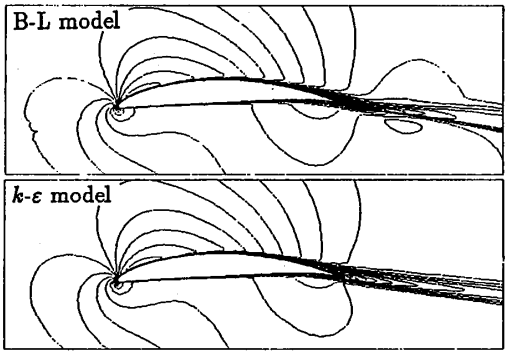
Exit angle		Pressure loss	
Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
67.1°	67.0°	0.053	0.049

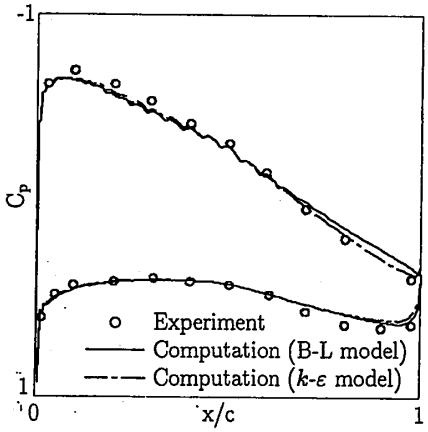
図5　遷音速タービン翼列[24]の計算結果（$M_1=0.28$, $\beta_1=30°$, $M_2=0.96$）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

次に，圧縮機翼列の結果を示す．乱流モデルにはB–Lモデルと明・笠木[18]の $k-\varepsilon$ モデルを用い比較してみた．図6は亜音速圧縮機翼列[25]の結果である．この場合は，速度が遅く圧力比も小さいので，流れは滑らかに推移し，翼面圧力の実験との一致も比較的良く，モデルによる差も小さい．しかし，流出角については，$k-\varepsilon$ モデルに比べB–Lモデルの予測精度が意外に良くない．翼まわりのマッハ数分布を比べると，$k-\varepsilon$ モデルの伴流はきわめて自然な形で拡散しているのに反しB–Lモデルのそれは明らかに不自然さが見え，これが精度が悪い原因と察せられる．確かに，B–Lモデルはもともと外部流で作られたものなので，注目の対象は主に物体近傍に限られ，伴流の扱いはいい加減なところがある．これに対し，流出角等の性能パラメータを予測するとき，伴流を含めた流れ場全体としての精度が問われるので，$k-\varepsilon$ モデルのような場のモデルが良い結果を生んだものと推測される．

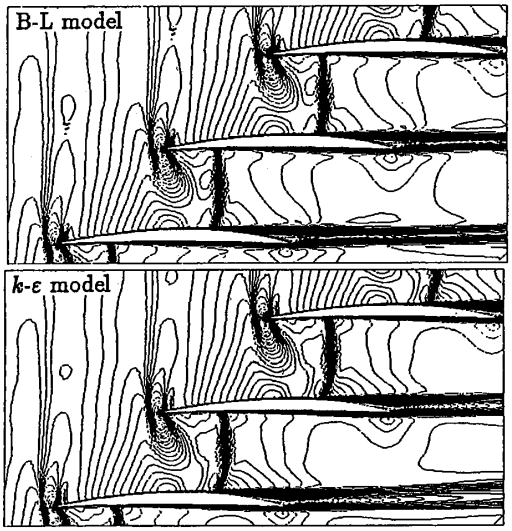
一方，図7は遷音速圧縮機翼列[26]の結果である．この翼列では圧力比が高く流速も速いので，翼間に衝撃波や剥離が生じるようになる．まず，翼面上のマッハ数分布を比較すると，$k-\varepsilon$ モデルの衝撃波の位置はB–Lモデルより実験に近く，改善される傾向にあることがわかる．しかし，$k-\varepsilon$ モデルといえども，衝撃波近傍の圧力変化を完全に予測できているわけではないし，ましてや剥離域での圧力回復の遅れには相変わらず追従できていない．一方，翼まわりのマッハ数分布を見ると，B–Lモデルでは波状の伴流になっているのに対し，$k-\varepsilon$ モデルでは，拡散的な安定な伴流が生じている．$k-\varepsilon$ モデルで流出角や圧力損失の予測精度が良いのは，この伴流の解像度の差にも原因があると考えられる．

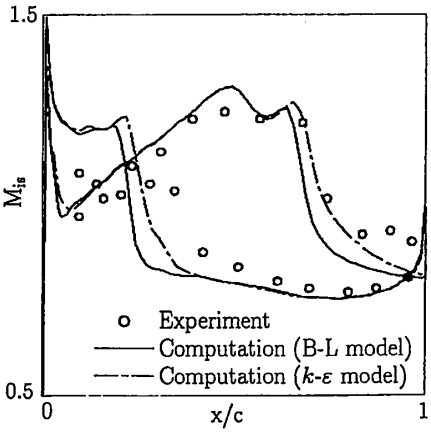




Exit angle			Pressure loss		
B-L	k-ε	Exp.	B-L	k-ε	Exp.
20.0	22.2	23.3	0.008	0.002	–

図6　亜音速圧縮機翼列[25]の計算結果（$M_1=0.41$, $\beta_1=45°$, $p_2/p_1=1.06$）



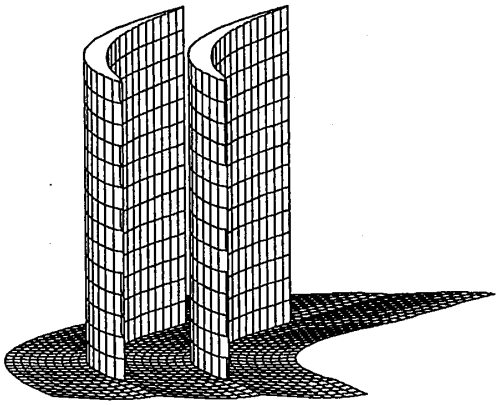


Exit angle			Pressure loss		
B-L	k-ε	Exp.	B-L	k-ε	Exp.
51.0	50.0	47.3	0.083	0.095	0.091

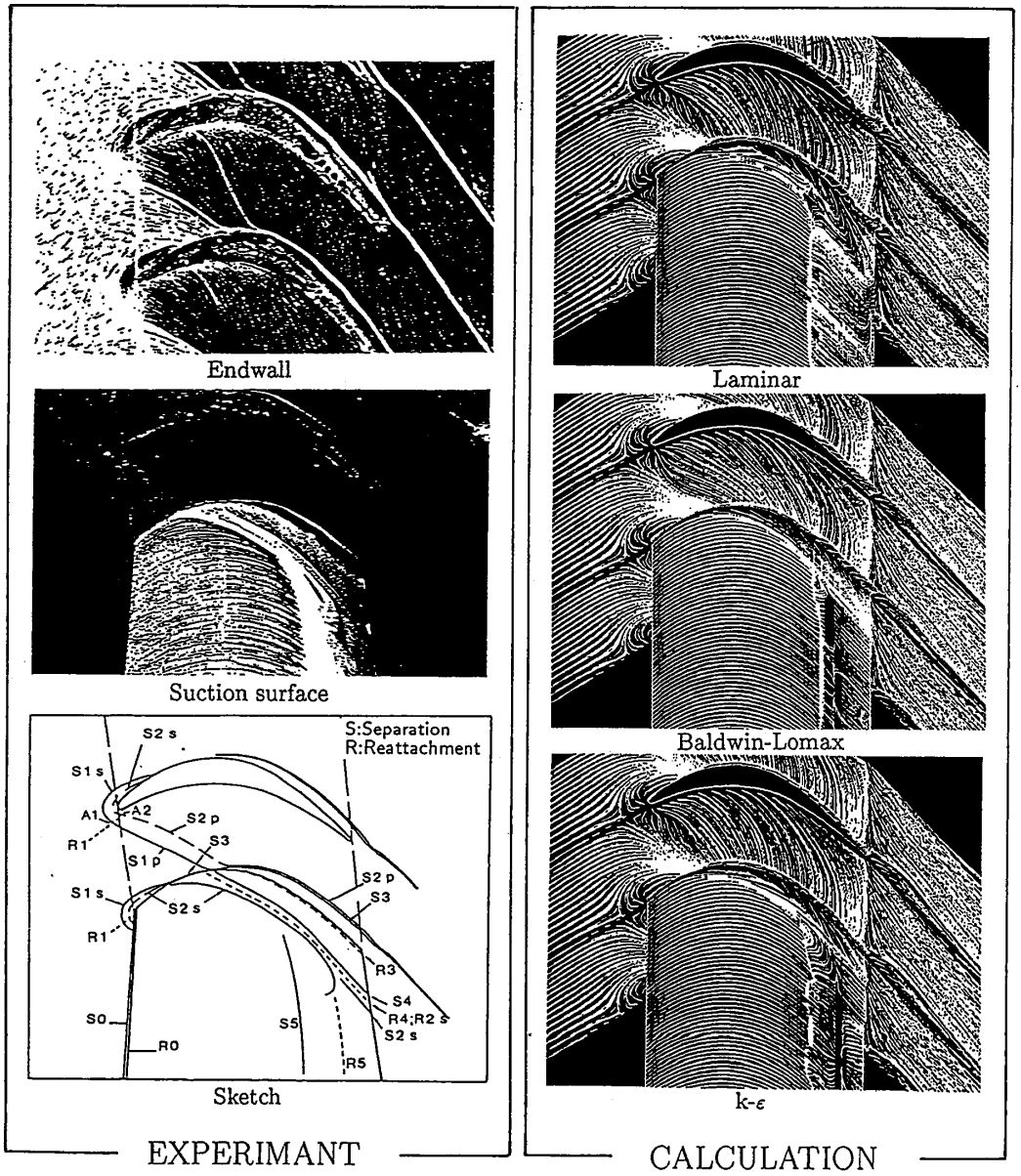
図7　遷音速圧縮機翼列[26]の計算結果（$M_1=1.02$, $\beta_1=56.8°$, $p_2/p_1=1.34$）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

これまでは二次元翼列流れの例であったが次に三次元翼列流れへの適用例を紹介する．はじめは亜音速の線形タービン翼列[23]について，層流の計算とB–Lモデル，Chienの$k-\varepsilon$モデル[17]の計算を試みた結果である．ブレード背面側に逆小さな剥離が生じるが，タービンの場合はこうした剥離によってホット・スポットが生じるので小さいといえども無視できず，これをどの程度精度良く予測できるかが重要なポイントである．計算で求めた背面上の表面流れの様子を，油膜実験[23]の結果と比較すると，背面上の剥離域が層流計算では大きすぎ，B–Lモデルでは逆に小さすぎ，$k-\varepsilon$モデルがほぼ妥当な予測をしていることがわかる．



(a) タービン翼列の外観

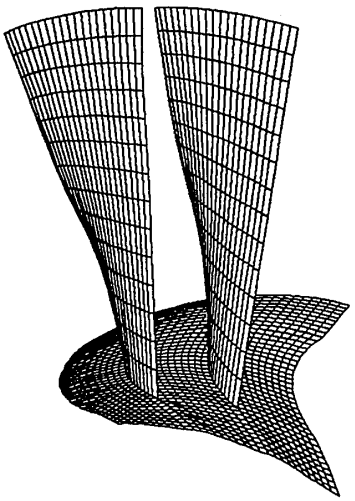


(b) 表面流れの計算と実験の比較

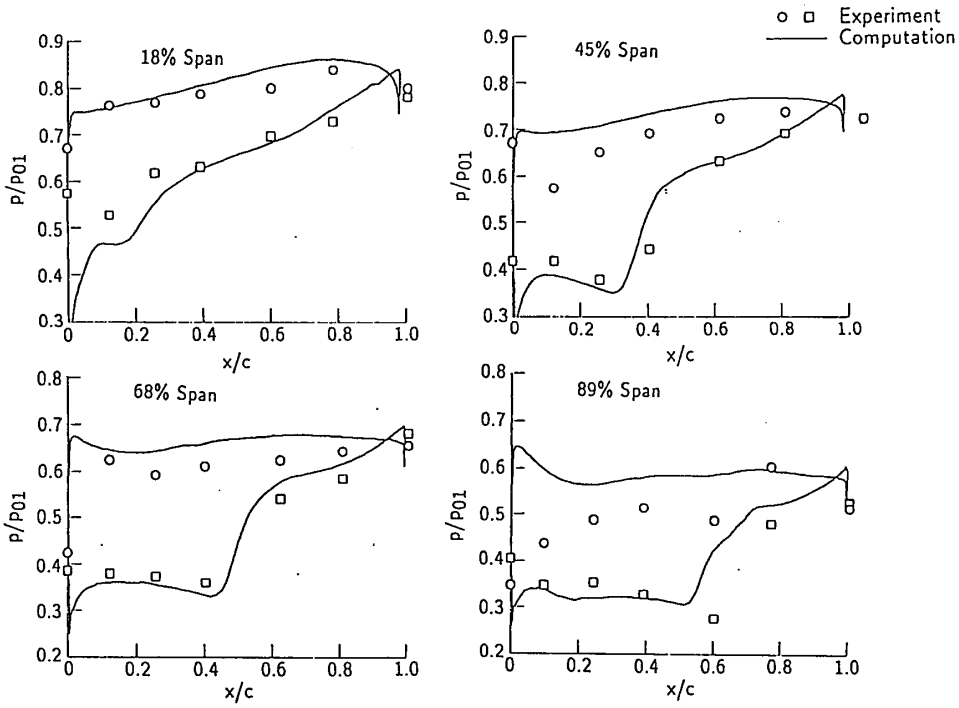
図8　三次元亜音速タービン翼列[23]の計算結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

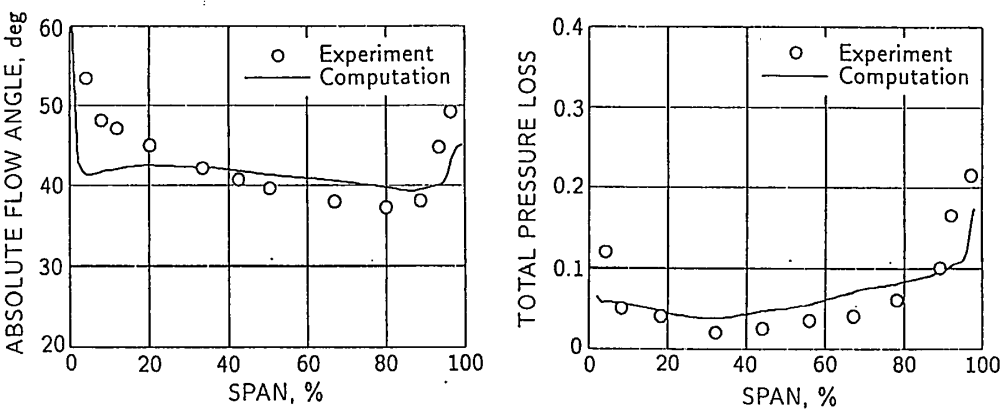
最後は，遷音速のファン・ロータ[27]の計算結果を示す．乱流モデルにはB–Lモデルを用いたが，格子や境界条件に留意し，また計算条件は実験に忠実に合わせ，かなり緻密な計算を行った．速度が速く逆圧力勾配もあるので，良い結果を得るのは難しいと思われたが，各スパン断面における圧力分布，また出口での性能パラメータとも実験との比較的良い一致が得られている．今までの例では$k-\varepsilon$モデルの優位性が強調される結果となったが，ここではB–Lモデルでも緻密な計算を行えば，それなりに良い結果が得られることがわかった．



(a) ファン・ロータの外観



(b) 各スパン断面における翼面上の圧力分布



(c) 流出角，圧力損失のスパン方向の分布

図 9　三次元遷音速ファン・ロータ[27]の計算結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

5．まとめ

以上，翼列解析における乱流モデルの検証ということで，著者の計算例を紹介してきた．もちろん，これで十分ということはないが，乱流モデルの特性や問題点が多少とも明らかになったと思う．タービンについては，増速流で剥離しにくい流れの性質から代数モデルの良さが発揮されB–Lモデルでも十分精度が良い．しかし，一旦剥離が生じるとこのモデルの守備範囲を超え，剥離のあるような圧縮機翼列ではB–Lモデルは有効でなく，$k-\varepsilon$モデルが，比較的良い結果を与える．総じて，B–Lモデルの限界が見え，$k-\varepsilon$モデルの良さが徐々に発揮されてきたということができるだろう．

しかし，現状では$k-\varepsilon$モデルといえども十分な精度が得られるわけではない．その原因の一つは，今の$k-\varepsilon$モデル，特に低レイノルズ数バージョンが未熟なことが挙げられるだろう．このモデルの汎用化には，壁近傍の処理の統一化や安定な計算法の開発など，克服すべき課題がいくつかある．その他に，著者自身$k-\varepsilon$モデルの適用はまだ始めたばかりのため，このモデルに対する知識や経験が十分でなく，モデル本来の機能を完全には引き出せていないのかもしれない．

とはいうものの，少ない実績ながら翼列解析における2方程式モデルの実質的有効性が徐々に明らかになってきた．また，翼列解析で重要な流出角や圧力損失という性能を求めるためには，伴流も含む流れ場全体としての精度が必要なことから，$k-\varepsilon$モデルのような場のモデルが別の意味でも有効といえよう．しかし，B–Lモデルも多くの場合適度に良い結果を与えること，またこのモデルの持つ経験，手軽さを考慮すると，ひとえには捨て難い側面があることも否定できない．従って，現時点ではタービンには代数モデル，圧縮機には2方程式モデルというように問題によって適切なモデルを選択するのが望ましいと思われる．

いずれにしても，翼列解析における乱流モデルは未だ不十分であり改善の余地は多々ある．今後は，対象としては特に圧縮機翼列に絞って，また現象論的には強い干渉場での剥離域の予測と圧縮性の考慮にポイントを置いて改良して行く必要があるだろう．また，乱流モデルの場合，理論的根拠や適用限界が明白なことから，翼流れにおけるJohnson–Kingモデルのような流れの特徴を考慮に入れたモデルを翼列流れにおいても構築して行くのも一つの手であろう．

6．おわりに

本稿では，翼列数値シミュレーション技術の精度と信頼性を向上させるには，乱流モデルの検討・整備が重要であるという立場から，検証例として著者の計算を紹介し，現状や問題点についてを探ってみた．本稿が翼列数値シミュレーション技術の発展にいくらかでも貢献できれば幸いである．

参考文献

(1) AGARD-CP-437: *Validation of Computational Fluid Dynamics* (1988).

(2) Holst, T.L.: AIAA Paper 87-1460 (1987).

(3) 日本機械学会：第3回CFDワークショップ成果報告集 (1989).

(4) 松尾裕一：第3回数値流体力学講演論文集 (1990) pp.89-92.

(5) 松尾裕一：機構論，No.900-59, B (1990) pp.106-108.

(6) 松尾裕一：航技研特別資料 SP-14 (1990), pp.239-244.

(7) 松尾裕一：機構論，No.910-17, A (1991) pp.345-347.

(8) Matsuo, Y.: AIAA Paper 91-2237 (1991).

(9) Chakravarthy, S.R. and Osher, S.: AIAA Paper 85-0363 (1985).

(10) Baldwin, B.S. and Lomax, H.: AIAA Paper 78-257 (1978).

(11) Johnson, D.A. and King, L.S., *AIAA Journal* **23** (1985) pp.1684-1692.

(12) Hah, C. and Leylek, J.H.: ASME Paper 87-GT-84 (1987).

(13) Knight, C.J. and Choi, D.: AIAA Paper 87-2150 (1987).

(14) Liu, J.S., Sockol, P.M. and Prahl, J.M.: AIAA Paper 88-0594 (1988).

(15) Yokota, J.: AIAA Paper 89-0467 (1989).

(16) Jones, W.P. and Launder, B.E.: *Int. J. Heat Mass Transf.* **15** (1972), pp.301-314.

(17) Chien, J.Y.:*AIAA Journal* **20** (1982) pp.33-38.

(18) 明賢國，笠木伸英：日本機械学会論文集 **54-507**, B (1988), pp.3003-3009.

(19) Bussing, T.R.A. and Murman, E.M.: AIAA Paper 85-0331 (1985).

(20) Coakley, T.J., AIAA Paper 83-1693 (1983).

(21) Speziale, C.G., Abid, R. and Anderson, E.C.: AIAA Paper 90-1481 (1990).

(22) Settles, G.S., Fitzpatrick, T.J. and Bogdonoff, M.: AIAA Paper 78-1167 (1978).

(23) Hodson, H.P. and Dominy, R.G.: ASME paper 86-GT-106 (1986).

(24) Kiock, R., Lehthaus, F., Baines, N.C. and Sieverding, C.H.: ASME Paper 85-IGT-44 (1985).

(25) Briggs, W. B., *NACA TN* 2649, (1952).

(26) Schreiber, H. A. and Starken, H., *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, **106-2** (1984), 288.

(27) Dunker, R.J., Strinning, P.E. and Weyer, H.B.: ASME Paper 77-GT-28, 1977.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ガスタービンと新素材

高原北雄　　（名古屋大学）

1。はじめに

ガスタービンエンジンは当初航空機の推進用に使われていたが、現在では熱効率の高い発電用にも利用が拡大されつつある。これはタービンの入口ガス温度の高温化と圧縮機の高圧化のほかにもガスタービンを構成する各要素性能が向上してきたことによる。ガスタービンの部品はロケットエンジンと並んで作動環境は極めて厳しい。ロケットエンジンでは短時間での高性能が要求されるが、ガスタービンエンジンでは長時間での高性能と耐久性を合せ要求される。このガスタービンエンジンの材料には高温、高強度、高疲労、高クリープ、高い耐酸・耐食性が要求される。長年の研究開発によりガスタービン要素の断熱効率も頭打ちになってきた。今後もガスタービンの性能を向上させるために新素材に期待するところが大きいと考えられている。しかし、過去からガスタービンに関する極めて多くの新素材の研究がなされてきたが実用になってきた材料はそれほど多くはない。素材の原料は周期表で確認されている元素以外にはない。素材も材料も多くの元素を組合せて好ましい特性を持つようにプロセス管理をした生産品と考えられる。素材を優れた材料にするためには部品としての作動環境に耐えるためにプロセス処理や新しい加工方法で経済的に供給する必要がある。多くの素材や部材の研究がなされても実用部品が実機内でのどのような作動環境にどのように耐えているのか研究者でもその判断は極めて難しい。

2。動環境とファン、圧縮機

最近のファン動翼は軽量で拡散結合が可能で高い強度を持つTi(6Al4V)で作られている。翼振動を防止するスナッバーは空力損失を起こすのでこのスナッバーを取り去るために翼弦長の長い中空ハネカム構造のものが最近実用になってきている。鳥の打込み試験や破損時のダイナミックバランスを考慮して図1に示すハネカムファン動翼が

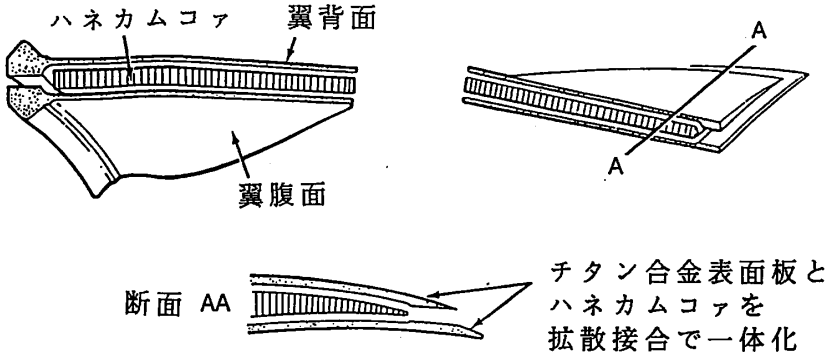


図1　ハネカムファン動翼（V2500エンジン）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Ｖ２５００エンジンに登場した。従来からファン動翼の前縁は小石や鳥の衝突のため割れが生じるので応力集中が生じないようにグラインダーで割れを切除してきた。ある限界値までくれば廃棄処分にしていたが、次第に高価なファン動翼にもなり現在では補修して最利用できるようになってきた。過去、ファン動翼に新素材としてＦＲＰ複合材を採用しょうとした企業があったが現在に至るも実現していない。これは鳥が吸込まれた時の衝突時や地上運転時に石が翼に衝突した時に層間剥離が生じやすい。また翼とディスクとの結合箇所の応力分散にも問題があったのではないかと考えている。このように新しい素材でエンジン部品に適用する試みは過去に多くのトラブルがあった。チタン合金は高温での反応が高いにもかかわらず圧縮機のチタン合金翼も鋳造製で供給されるようになったのは周辺技術の進歩も大きく影響している。

３。燃焼器内での燃焼現象の吟味

ガスタービンエンジンに期待されている新素材は高温部材のものが多い。この高温特性を把握するにはエンジン（図２）の燃焼器の特性を充分に理解することが大切であ

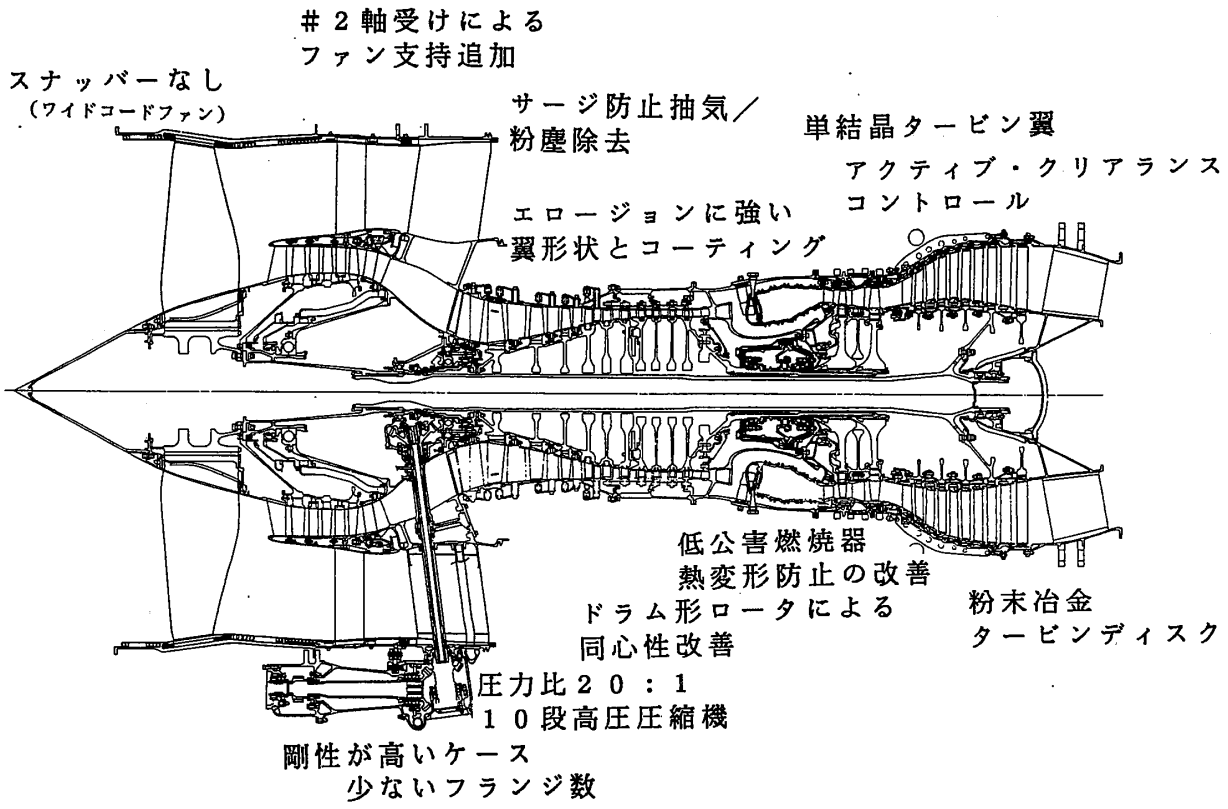


図２　Ｖ２５００エンジンに取込んだ主要新技術

る。ガスタービンでは圧縮機からの流出速度を減速して燃焼器内の平均流速を遅くして平均動圧を低くしている。このことで燃焼器よる圧力損失を少なくしてサイクル効率を高めている。一般に燃焼器内での圧力損失は３％程度であるので圧力が３０気圧であると１気圧（１０ｍＡｑ）に相当する。その時、平均動圧は０．５ｍＡｑ程度で

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

あり圧力損失係数は２０程度になる。この燃焼器に入る空気（２０％の酸素と７９％の窒素と１％の稀ガス）５０kgに対して燃料約１kgの割合で燃焼させて約８００℃の温度上昇を得ている。即ち化石燃料と空気中の酸素の１／３弱程度を分子レベルで燃焼反応させている。２／３強の残存酸素と８０％程度含まれている窒素はこの極めて高くなった燃焼ガスの冷却材として働きタービン部材が耐えることが出来る温度にしている。Ｖ２５００エンジンでは燃焼器の出口温度は約１４００℃程度である。しかし、このガスは温度伝導度が極めて低いため燃焼時の体積膨張や低い動圧による乱流でしか希釈混合が行われないと考えられる。航空機用では軽量にする必要から燃焼器長が短く燃焼ガスと冷却ガスとが温度的にも均一化していない。燃焼器ライナーの後端からもライナーの冷却とタービンへガスの希釈として高圧空気を混入させているので図３のＩ－Ｓ線図に示すように温度が分散した高圧空気と燃焼高温ガスが分散混合してタービンに入っていると考えられる。従来ガスタービンを論ずる時には単純に流量平均化したＩ－Ｓ線図を用いてサイクル論を吟味してきた。しかし、材料的にはタービン翼の熱容量から時間的に平均化されるので上述した混合ガスでも実用上あまり大きな問題は生じていない。タービンの半径方向でのガス温度はタービン動翼の冷却と高い遠心応力分布から平均半径よりも外周側に最高温度が来るように計画的に設計している。しかしタービンの短時間の性能評価試験では時間平均で均一温度になっていても長時間の評価試験や実機の運航時にはタービンノズル翼が図４のように溶損している。これは燃焼器の長期間使用時にライナーの変形や燃料の不完全燃焼時に発生するカーボンによる柱が生成したり燃料噴射弁の汚損などによる温度分布に変化が生ずたことによると考えられている。冷却しながら溶損していることは約2,000℃以上の高温ガ

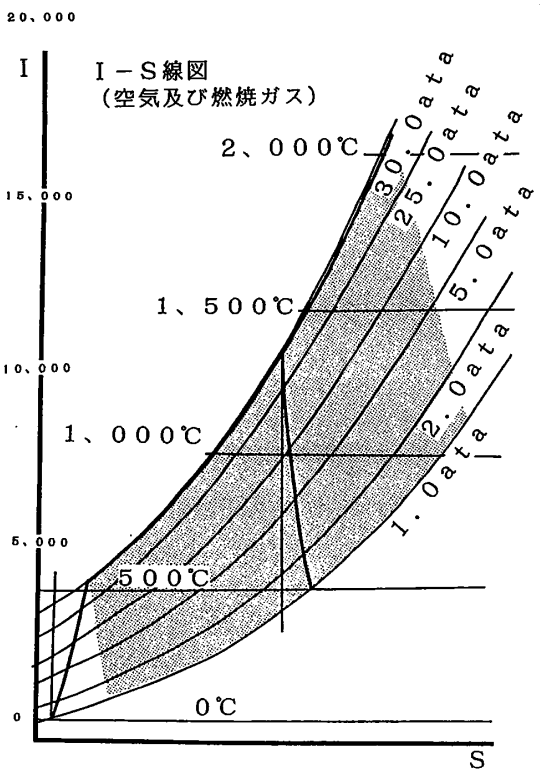


図３　燃焼器の特徴を組入れたＩ－Ｓ線図

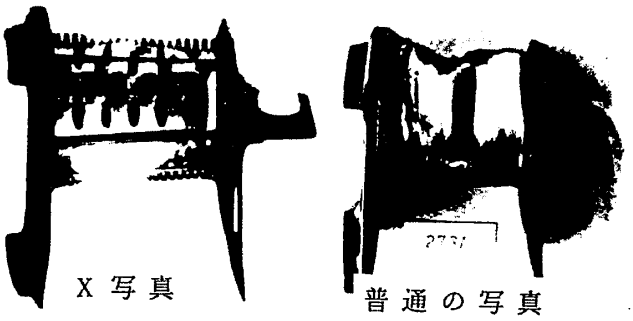


図４　融解した冷却タービンノズル翼

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

スがタービンノズル翼の熱容量を越えて長時間加熱し超耐熱合金が約１３００℃程度の溶融温度を越したことを意味している。多くの新素材開発者はタービン入口温度のサイクル平均値でしか材料評価をしていないように見受けられる。

４。タービン

高温に晒されるタービン翼は以前板金や鍛造で製作されていたが、次第に鋳造製に移り初期のものは多結晶製翼であった。現在の高性能ガスタービンでは柱状晶や単結晶に移行しているものもある。単結晶材は強度の弱点を持つ結晶粒界が存在しないので粒界の強度を増すための添加材を加える必要がないので融点が高くなり同じクリープ強度でも従来のタービン材のものより作動温度を約１００℃高くできる。この単結晶に関する特許は約２０年以上も前に出されていたがタービンノズル翼と動翼は長い時間がかかって単結晶中空冷却翼が歩留りよく製作されるようになってきた。タービンディスクの高性能化の追及から鍛造による微細クラックの発生が生じやすくなってきたので粉末冶金（メカニカルアロイ）を用いた Hot Isostatic Pressing で研削代の少ない加工法が実用されてきた。この加工法も次第に信頼性が向上してきたと聞いている。次世代の冷却タービン材料としてγ'-ＯＤＳ材が研究開発されている。この材料は高温化しても拡散しにくいジルコニァの超微粉末等を分散化させたものである。しかし、この拡散接合の技術開発が極めて困難でなかなかγ'-ＯＤＳ材が実現できないと見る見方もある。共晶合金等は今にも実用化が始まると考えられていた時期もあったが実用化は困難なようである。

５。高温高強度セラミックスの実用化

ターボチャージャーは現在セラミック化され自動車用レシプロエンジンに採用されている。このようにセラミック材を構造材として実用化したのは極めて意味のある重要な技術開発であった。このターボチャージャーは容積型エンジンに大気圧以上の密度で多くの空気を取込んで多くの燃料を燃焼させ高出力を生みだしている。金属製に比較して比重の軽い分だけ優れた応答性を発揮しており需要が旺盛である。このセラミックスターボチャージャはエンジンからの排気温度が900℃以下で強度もそれほど高くはない。この高温高強度セラミックスをガスタービンに使うとなるとサイクル平均温度が１３００℃程度の温度に耐える必要がある。このことは局所最高ガス温度は１５００℃と考える必要があるのかもしれない。また破壊靱性値にもよるが厳しい作動条件下での設計強度も２０kg/mm²程度にする必要があろう。このような破壊靱性値の低いセラミックスは結晶構造が本質的に金属と違って共有結合やイオン結合をしており破壊のメカニズムが本質的に違うので破壊強度（図５）は金属材料に較べて大きく分散している。セラミックの平均強度の意味は金属のものと違うことを意識しておく必要がある。今まで金属材料を取扱ってきたガスタービン開発者がこのガスタービ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ン内での実際のセラミックスの破壊のメカニズムを充分に理解することは難しい。このためにセラミック材料で部品を作り実機条件で総合的に検証する必要がある。このように前述したように素材開発者とガスタービン開発者が温度や強度で値が分散化している問題を平均値として表示するために相互に誤解しているように思われる。この問題解決のためにもっと本質的な材料と部品と環境条件について議論を行う必要があると考えている。

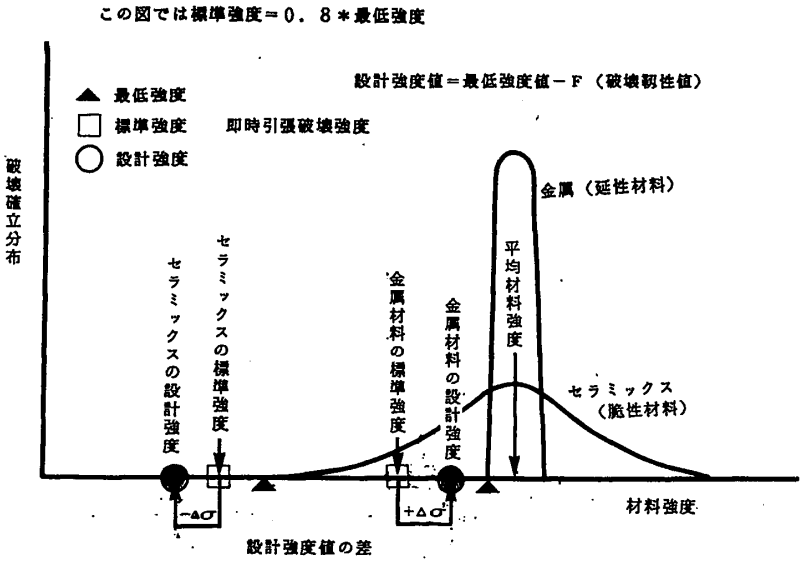


図５　セラミックスの破壊強度と設計値（概念図）

６。使用条件の拡大による問題点

航空機が超音速／極超音速飛行をするとエンジン内の作動温度が極めて高くなる。このために使えると考えられている材料はカーボン／カーボンなどが吟味されている。このカーボン／カーボンは炭素であるのでは無酸素状態での高温強度は高いが空気中の酸素が燃焼に関与するガスタービンサイクルで完全な被覆処理をしなければ酸化し燃料の様に発熱することを充分に考慮しておく必要がある。

７。優れた材料とする視点

議論してきている新素材は長所を持つ一方解決が難しい欠点も合せ持っている。優れた利点だけの素材ならば既に実用化されており最近新素材として出現したのならば実用化されるのは目前である。このように優れた特性だけで具現化できる部品にできれば良いが、多くの欠点を持つこの新素材では逆に欠点をいかに実エンジン内で克服することが出来るかに着目した開発思想が必要となる。多くの新素材は願望的観測から共晶合金や高融点材料が研究開発されてきたが具体的解決を導く成果が出ていない。最近の技術開発はシステムとして総合化されて優れた性能を発揮している。例えば翼先端間隙損失はケーシングの温度管理をして翼端間隙を少なくして空力損失を下げている。またファン動翼のスナッバーによる圧力損失を下げるために中空ハネカム構造のチタン合金の拡散接合で解決している。単結晶翼も鋳造時の温度管理やセラミック中子の進歩に負う所が大きい。このガスタービンエンジンも部品点数を少なくしてボルト結合部分を少なくして剛性を高め寸法精度を高めることにより高圧になって

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

も洩れ空気量を減少させる努力も進んでいる。このように新素材を使い込む時には数多くの影響因子を総合的に捕え幅の広い技術思想も必要になると考えられる。

8。終りに

先端材料を開発する時にガスタービン開発者と材料開発者と充分に実機作動環境について吟味しながら研究を進める必要がある。特に温度や材料の欠陥や破壊強度について吟味する時に平均化と分散化を充分に考慮する必要がある。ガスタービンの性能改善を進めている研究者でも分散値を平均化することで情報を捨ててガスタービン内での現象の本質を見誤る可能性を含んでいると最近感じている。さらに重要な因子であるタービン入口温度を正しく計測することが出来ないので計測誤差を評価しながら事実を知る努力が必要となろう。このためには多くの実験データや理論的考察で深く現象を考察する必要があると思われる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

構造用C／C複合材料の強度試験

※小河昭紀　（航空宇宙技術研究所）
祖父江靖　（　〃　）
橋本良作　（　〃　）
松末勝利　（　〃　）

1．はじめに

カーボン／カーボン複合材料(以降C／C材と略記する。)は、軽量で、2000℃以上の高温強度が高く、熱膨張係数が低い事からＳＳＴ／ＨＳＴ（超音速機）や宇宙往還機用構造材料として注目されている。しかし、この材料には現在、構造強度と耐酸化性の面で改良すべき問題点が多い。構造強度に関して、C／C材の各メーカより独自の試験片と試験方法で評価した各種強度値が発表されているが、相互の関連が不明の点が多い。この研究は現在、国内で入手可能なC／C材の引張及び曲げ強度レベルを同一の試験条件で評価し、併せて評価試験法について検討を行う事を目的とする。

これまで、国内１１社２５種類のC／C材料の評価試験を実施した。その内１０種類の材料の試験結果については既に報告した[1)2)3)]。ここでは、構造強度用C／C材の観点から、これまで実施した試験から１７種類のC／C複合材を選び、引張及び曲げ強度試験を実施した結果について報告する。供試材のC／C材はカーボン繊維として各種のＰＡＮ系及びピッチ系の代表的繊維を使用し、ﾏﾄﾘｯｸｽは主にCFRP用樹脂としてﾌｪﾉｰﾙ樹脂、緻密化含浸用としてﾋﾟｯﾁを使用している。繊維配向は実用上の観点から、主に平織、朱子織、一方向材(UD)のクロス（0/90)積層である。他に±45層も加えた疑似等方積層材３種類[4)]及び１種類の３Ｄ積層材を含む。評価用試験片としてＪＩＳの他慣用的に使用されている形状の計３種類の引張試験片及び１種類の曲げ試験片を使用した。　この結果、最高強度レベルは引張で740MPa、曲げで500MPa，弾性定数は100～300GPaの範囲であった。C/C材特有の構造としてブロック構造が観察された。

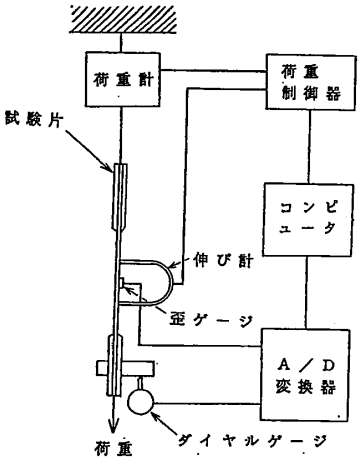


図１(a)試験システムの概要

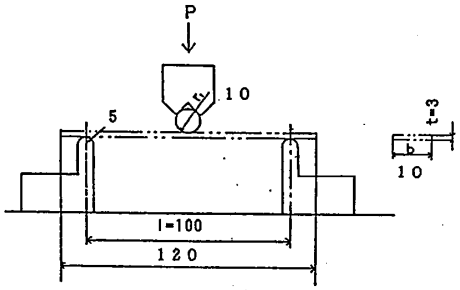


図１(b)３点曲げ試験

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

2．試験装置及び方法

引張試験システムを図1(a)に示す。試験機はINSTRON 1185（容量100KN）を使用し、引張試験に於けるｸﾛｽﾍｯﾄﾞ速度は1mm/分である。伸びはクリップ・ゲージ（INSTRON製　評定部：25～50mm）、歪の計測に3軸ロゼットゲージ(共和)を使用した。曲げ試験方法を図1(b)に示す。曲げ試験のクロスヘッド速度は1mm/分である。ｸﾘｯﾌﾟ・ｹﾞｰｼﾞにより試験片中央圧子裏面の変位を計測した。

表1　供試カーボン・カーボン複合材

材質番号	繊維種類	繊維配向	焼成温度	繊維含有率	比重	曲げ l／t	備考
1	ﾍﾞｽﾌｧｲﾄ	朱子織り	1000 ℃	42 %	1.57	20	短繊維紡績使用
2	ｶｰﾎﾞﾛﾝ Z	平織	2000	55	1.65	20	T300相当品
3	T800	平織	>2500	55	1.71	20	高強度繊維使用
4	ｸﾞﾗﾉｯｸ XN40	3D織物	1700	49	1.79	24	ピッチ系繊維/ﾏﾄﾘｯｸｽ
5	ｶｰﾎﾞﾛﾝ Z	平織	2000	55	1.62	30	2 のﾏﾄﾘｯｸｽ改善
6	M40	8枚朱子織り	1000	60	1.75	20	
7	HMS-35	0/90 (UD)	1000	53	1.65	25	ﾍﾞｽﾌｧｲﾄ系
8	M40	8枚朱子織り		58		四	疑似等方積層
9	K339	0/±45/90UD	2400	57		点	〃、ピッチ系繊維
10	ｶｰﾎﾞﾛﾝ Z	平織	2000	57		曲	
11	M40	8枚朱子織り		67		げ	疑似等方積層
12	ｶｰﾎﾞﾛﾝ Z	平織	2000	55	1.62		
13	M40	5枚朱子織り	2000	50			
14	HM20	5枚朱子織り	2000	55	1.78	30	ピッチ系繊維
15	HR40	0/90 (UD)	2000	>60	1.82	30	
16	K339	0/90 (UD)	2400	60	2.11	30	ピッチ系繊維
17	HMS-46	0/90 (UD)	2200	57	1.69	30	ﾍﾞｽﾌｧｲﾄ系

3．供試体

各構造用C／C材の主な仕様を表1に示す。材料として、国内で入手できた物から、構造強度の視点で選択した17種類のデータを示す。入手の順に材質番号が付けられている。カーボン繊維はPAN及びPitch系の代表的な物を含む。PAN系ではT300やその相当品ｶｰﾎﾞﾛﾝ Zの他に、ﾄﾚｶM40,ﾊﾟｲﾛﾌｨﾙHR40,ﾍﾞｽﾌｧｲﾄHTS46等の高弾性、高強度繊維が使用されている。Pitch系はｸﾞﾗﾉｯｸ XN40,ﾀﾞｲｱﾘｰﾄﾞ K339及び ﾍﾟﾄｶ HM20の高弾性繊維である。ﾏﾄﾘｯｸｽは主にCFRP用樹脂としてﾌｪﾉｰﾙ樹脂、緻密化含浸用としてﾋﾟｯﾁが使用されている。

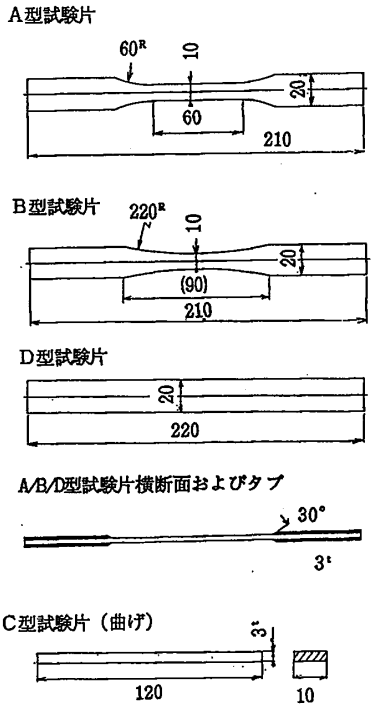


図2　試験片形状

繊維配向は二次元積層として、UD(1方向)材、朱子織り及び平織の0/90クロス積層の他に0/±45/90の疑似等方積層も含む[4]。材質番号（4）は厚さ方向にも繊維補強した3D積層材である。繊維含有量（体積比）は50～60%でほぼ一定である。顕微鏡観察ではﾏﾄﾘｯｸｽ内の空隙は耐熱仕様C／C材より少ないが無視できない程度に存在する。試験片形状として前報[1,2]と同様に4種類（図2参照）用いた。引張試験用として、タイプA、B及びDの三種類、曲げ試験用としてタイプCを選択した。原則として表面加工をさけた為、板厚は3mmに一定していない。曲げ試験片の長さは供試体の種類により70～120mm、支点間距離も60～100mm(l/tとして23～33)の範囲にある。材質毎の曲げ試験片長さ/板厚(l/t)比を表1に示した。大部分の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

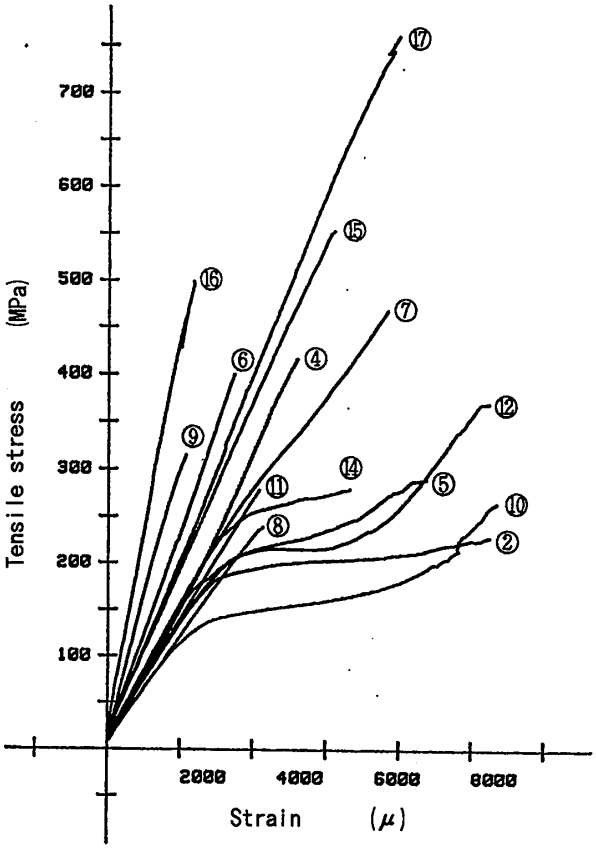


図３ 構造用Ｃ／Ｃ複合材の
引張応力ーひずみ曲線

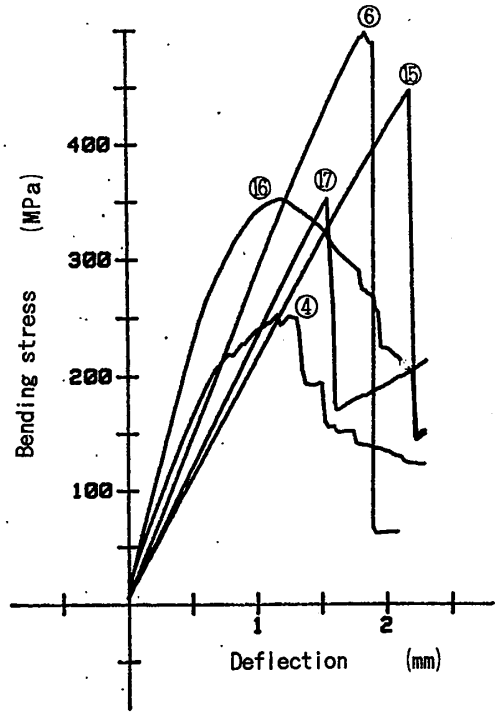


図４ 構造用Ｃ／Ｃ複合材の
曲げ応力ーたわみ曲線

材料／試験片形状の各々について５～６本の試験を行なつた。加工は原則として同一加工メーカに依頼した。タブはアルミニュウム1000相当材で製作し[2]、エポキシ系接着剤により試験片に貼付してある。寸法はタブにかかる平均剪断応力が10MPa以下になるよう 55mm長さにした。しかし、引張強度が500MPa以上の高強度材の(D)タイプ試験片の場合タブ内破壊又はタブの剥離を生じる事があった。このため、タブの負荷剪断応力を減少させる目的で高強度Ｃ／Ｃ材の短冊試験片(D)については試験片長さを240mmにして、長さ70mmのタブを使用した。

４．実験結果

4.1 引張試験

引張試験下のＣ／Ｃ材の変形挙動を調べるため、各Ｃ／Ｃ材のＤ型試験片（短冊型）引張荷重下の代表的な応力ーひずみ変化を図３に示す。ひずみとしてクリップゲージの変位値を標定間長さで割って求めた値を使用している。この値はひずみゲージ値と良く一致した。弾性的に破断点まで直線的に伸びて急激に破壊する材料と、金属材類似の塑性状の挙動を示す材料に分けられる。後者では、塑性状の変形開始点から体積膨張が観察される事より、強化繊維とﾏﾄﾘｯｸｽの分離が進行すると思われる。大部分のＣ／Ｃ材は、破断歪に関してﾏﾄﾘｯｸｽの破壊ひずみを超える伸びを示した。これは、構造用Ｃ／Ｃ材としてﾏﾄﾘｯｸｽの靱性改善及び繊維/ﾏﾄﾘｯｸｽ界面の結合度の緩和によるき

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

裂伝播防止によるものと思われる。破壊断面はピッチ系の高弾性繊維C／C材も含め、繊維状破面を示し、繊維の引抜けが見られる。特に、700MPa以上の強度を示した(17)ではこの傾向が著しい。前報[1)]で見られた脆性破面は観察されなかった。図3には、タブの一部剥離による応力減少が(16)(17)の破断点付近に生じている。しかし、破断箇所はタブ付近ではなかった。ﾀｲﾌﾟ(A)試験片では、破壊箇所はR部に多く発生した。一方、ﾀｲﾌﾟ(B)では破壊は最小断面部で生じた。ﾛｾﾞｯﾄ3軸ｹﾞｰｼﾞの出力から評価したポアソン比は2次元クロス積層材では同一材質でも土に変動して一定しない。一方向及びクロス積層C／C材のﾎﾟｱｿﾝ比は平均的にはゼロと評価される。±45度方向にも積層した疑似等方材では古典積層理論に一致するﾎﾟｱｿﾝﾋ比が得られた。

4.2 曲げ試験

3点曲げ試験による応力(σ_b)－たわみ(δ)変化例を図4に示す。応力はたわみ量を考慮したJIS(ISO)の(1)式を用いた。

$$\sigma_b = \frac{3WL}{2bt^2}\left\{1+4\left(\frac{\delta}{l}\right)^2\right\} \cdots (1)$$

W:荷重　l:支点間距離　b:板幅　t:板厚

ここでは図の煩雑さを避けるために一部の代表的材料についてのみ図示した。破壊モードとしては曲げ破壊（内訳：引張、圧縮、圧縮ﾊﾞｯｸﾘﾝｸﾞ破壊）と剪断破壊が観察された。図4の変形曲線では，ピッチ系の(4)(16)材は圧縮側での繊維の圧縮破壊の進行を示す、なだらかな頂上が存在する。図5に材料(16)の圧縮破壊のSEM写真を示す。圧縮荷重方向のピッチ繊維（繊維径13μ）の破壊欠損が見られる。材質番号（15)(17)は層間又は90度積層内の剪断破壊を生じた。この場合曲げモード破壊を得るためには支点間距離として200mm（l/t=70）程度に倍増する必要があるが、むしろ引張強度に比較して剪断強度が低すぎる点に問題があると思われる。材料(6)は曲げモードでの引張側破壊を示し、繊維とﾏﾄﾘｯｸｽのぬれ性が良く、曲げ強度が引張強度より高い。

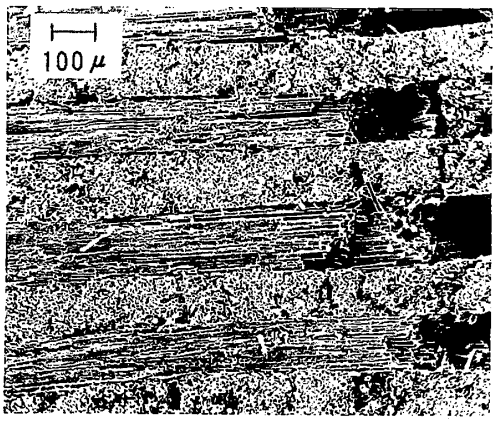


図5 C／C複合材の曲げ破壊のSEM写真
ピッチ系繊維の圧縮破壊

4.3 C／C材の機械強度値に及ぼす試験片形状及び材質の影響

各材質、各形状試験片の弾性率、破断強度及び破断伸びの平均値（5～6ｻﾝﾌﾟﾙ）を表2に示す。横軸の(1)～(17)は材料、A B C Dは試験片形状を表わす（黒塗Cは曲げ試験結果）。材料によっては、A～D型の内から一部試験が省略されている。

弾性率に関してはピッチ系高弾性繊維を使用した材料(16)が最大の弾性率(270GPa)を示した。次いで、同繊維を疑似等方性積層した(9)が高い。(9)と(16)は積層方法が異なるのみで製法的には同じ材質と考えられる。標定部断面積の変化するB型試験片

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

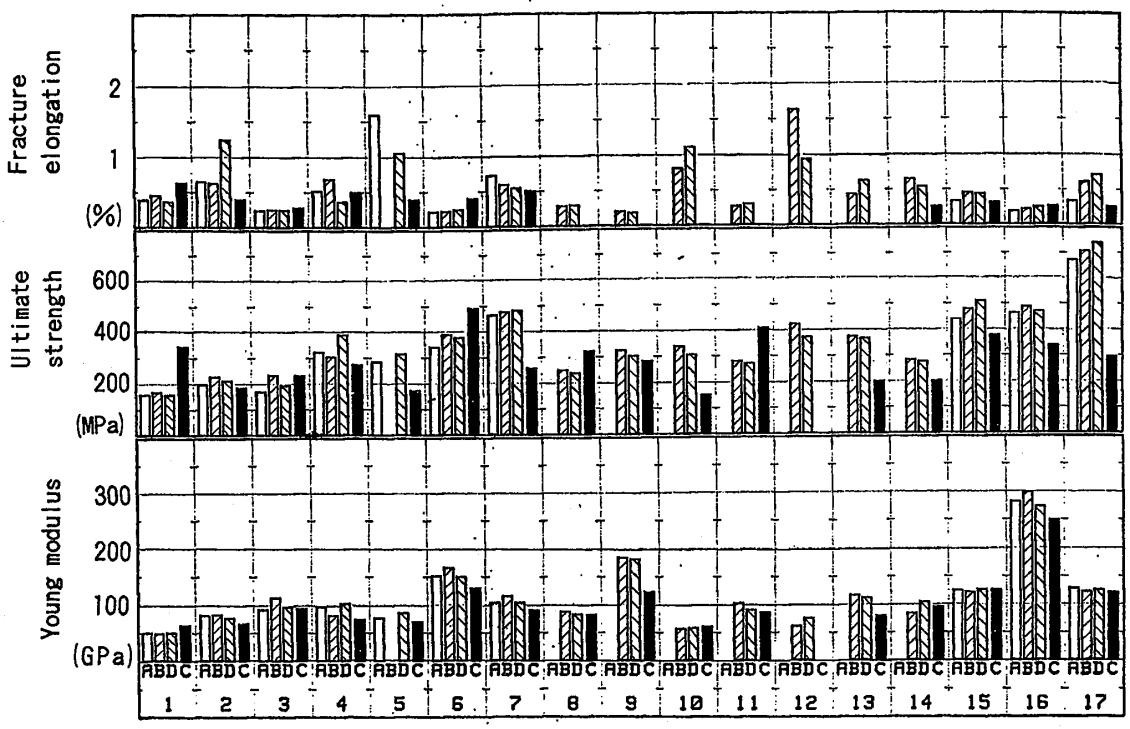


表２　各構造用Ｃ／Ｃ材の試験片形状による弾性率、破断強度及び破断歪変化

の弾性率は他タイプの試験片より最大で10％程度の高めの値を示す傾向が見られた。平行標定部の存在するタイプ(A)(D)からの弾性率は同程度であった。

曲げ弾性率は引張よりもやや低めの値を示す。特に、ピッチ系繊維Ｃ／Ｃ材(4)(9)(16)ではこの傾向が明白である。これは、ピッチ系カーボン繊維の圧縮荷重下での特異性によるものと思われる。各Ｃ／Ｃ材の弾性率が繊維の弾性率とVfからの推定値よりも高い傾向がある。これは熱処理による繊維への影響を示すものである。

引張強度に関してはクロス材では(17)が平均740MPaで最も高く、(7)(15)(16)が500MPaクラスにある。疑似等方材(8)(9)(11)はクロス積層材に比較して荷重方向繊維割合が半分、直交方向繊維割合も半分づつ減少し、その分だけ±45°方向繊維が入った構成となっている。材料(9)と(16)は同材質で積層方法と板厚が異なっている。ちなみに、(9)材の板厚は2mm、(16)材の板厚は3mmである。板厚の影響が無視できるとすると、疑似等方積層とクロス積層の比較が可能である。この結果、疑似等方積層材はクロス材の強度比で64％、弾性率比で66％になる。ほぼ積層理論に従った結果が得られる。試験片形状の影響として、JIS金属試験片用のタイプ(A)は低い強度値を示す。Ｃ／Ｃ材の場合、(A)型形状では1.2以上の応力集中が生じる事がFEM解析により示される[5]。(B)(D)型試験片はいずれもＣ／Ｃ材の評価試験片として適している。(D)の短冊型形状は加工も容易で、弾性率の測定も同時にできる。しかし高強度材試験ではタブ剥離の可能性があり、又高温強度試験には使用できない。これより、Ｃ／Ｃ材の引張評価試験片形状として(B)型が適していると思われる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

曲げ強度に関して、500MPaが最高で、表２ではむしろ剪断強度の低下による曲げ試験結果の低下が見られる。引張強度と曲げ強度の相関を調べるため、横軸に曲げ強度、縦軸に引張強度｛試験片(B),(D)の結果のうち大きい強度値を選ぶ｝をとつて図示したものが図６である。各データを繊維グループ別及び積層方法により区分けをした。PAN系繊維のﾍﾞｽﾌｧｲﾄ系は同一メーカから供給され、主に繊維の高強度化による引張強度の改善が得られているが、曲げ強度についてはやや低下の傾向がある。ピッチ系繊維では供給メーカは複数であるが、曲げと引張強度間に比例関係が見られる。ｶｰﾎﾞﾛﾝ Z を使用したＣ／Ｃ材は同一メーカから供給され、繊維は同じものを使用して主に製造ﾌﾟﾛｾｽを変えている。曲げと引張強度は無関係か、やや反比例している。PAN系高弾性繊維M40,HR40のグループは多くのメーカから供給された。このグループの曲げ強度は広い範囲に分散した。以上の事よりPAN系繊維に関して曲げ強度は供給メーカの製法によるﾏﾄﾘｯｸｽ状態に、引張強度は強化繊維により大きな影響を受けると考えられる。破断歪に関しては表２で、ｶｰﾎﾞﾛﾝ Z を使用した材料が著しく大きな伸びを示した。その場合の破壊モードは'ほうき状'の繊維破断である。高弾性Ｃ／Ｃ材は低い伸びで破壊した。同質系統の(9)(16)及び(6)(11)では積層の違いにかかわらず破断歪は同程度であった。

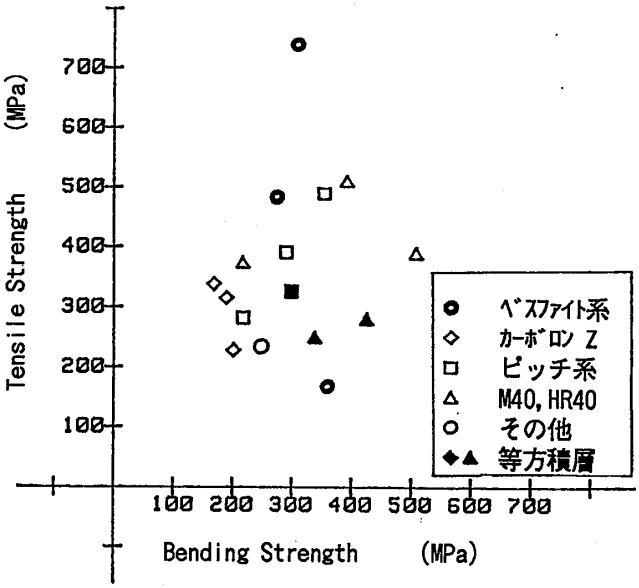


図６　曲げ強度と引張り強度の関係

4.4　偏光顕微鏡による組織観察

試験前のＣ／Ｃ材の横断面顕微鏡写真例を図７に示す。横方向積層にはさまれた（紙面に垂直方向の）軸方向積層にﾏﾄﾘｯｸｽの収縮による割れが、ある間隔をおいて並んでいる。これは0/90積層材の引張荷重下で観察される剪断遅れ破壊[6]に類似の現象と考えられる。この現象は周期的な割れを発生する事が判っている。クロス積層材では、交互にこの様な割れが交差していると考えられる。

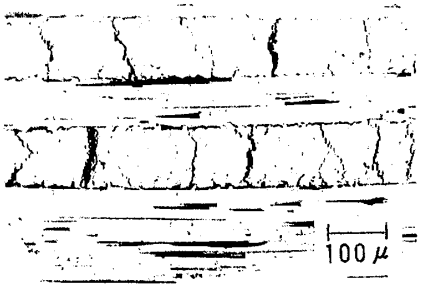


図７　Ｃ／Ｃ材のﾏﾄﾘｯｸｽの収縮割れ
UD材の0/90積層横断面

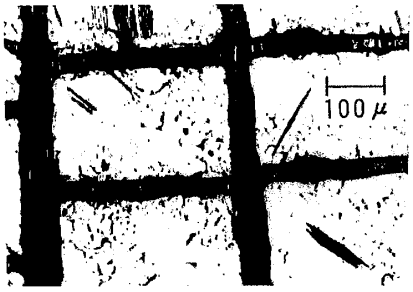


図８　Ｃ／Ｃ材ﾏﾄﾘｯｸｽの矩形ﾌﾞﾛｯｸ構造
表面より1mm深さの研磨面

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

このためﾏﾄﾘｯｸｽは極端な場合では、碁盤の目の様に多数の矩形ブロックに分割された状態となる。この結果、ブロックどうしを強化繊維が連結した一種のネットワーク構造が形成される。試験前のＣ／Ｃ材平板表面を1mm深さ研磨し、積層境界のﾏﾄﾘｯｸｽを撮影した顕微鏡写真例を図８に示す。明瞭な矩形ブロックにﾏﾄﾘｯｸｽが分離し、溝に繊維が並んでいる事が観察される。Ｃ／Ｃ材ではピッチ等の含浸処理で緻密化を図っているので図８の様な極端なブロックの分離は少ないと考えられるが、ブロック間の境界はブロック内部より弱い結合状態にあると推定される。剪断剛性が著しく低い事、及びポアソン比がゼロに近い事等の等方弾性論からのへだたりはこの様なブロック構造により説明されると考えられる。

５．結論

構造用Ｃ/Ｃ複合材17種類の室温下の引張／曲げ強度試験を実施して、次の結論を得た。

１．　構造用Ｃ／Ｃ材の引張強度レベルは最高で740MPa程度のレベルに達したが、曲げは500MPaのレベルにとどまった。これは剪断強度が低い事が原因である。引張破壊歪は0.2～1.5％の広い範囲に分布する。弾性定数は50～300GPaであった。破壊様式は繊維破壊が観察された。

２．　Ｃ／Ｃ材引張強度試験片として、Ｂ型（砂時計）及びＤ型（短冊）が常温強度用試験片として適している。Ａ型（ダンベル）試験片は比較的に低い強度及び伸びを示す傾向がある。

３．　引張と曲げ強度の相関はPAN系繊維では殆ど存在しない。主に、引張り強度は繊維に、曲げ強度はマトリックスに影響される。ピッチ系繊維では比例関係が観察された。

４．　Ｃ／Ｃ材表面の顕微鏡観察からマトリックスの周期的割れによるブロック組織とそれらをカーボン繊維が連結しているネットワーク構造が観察された。

６．参考文献

1)小河、他２名：第14回複合材料ｼﾝﾎﾟｼﾞｳﾑ、日本複合材料学会、PP85-88(1989)

2)小河、他３名：第18回ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ定期講演会、日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会、PP161-166(1990)

3)小河、他３名：第34回材料研究連合講演会、日本材料学会、PP91-92(1990)

4)NAL/NASDA共同研究成果報告書　HOPEの研究-HOPE耐熱構造技術の基礎研究,1990

5)小河、他３名：第19回ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ定期講演会、日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会、PP161-166(1991)

6)Bailey,J.E.etc:Proc.R.Soc.Lond.A.366,PP.599-623(1979)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

セラミックラジアルロータの開発

＊小澤理夫　（日本ガイシ㈱）
小林芳人　（三菱自動車工業㈱）
松尾栄人　（三菱重工業㈱）

1．緒言

自動車用ガスタービンを実現するためにはタービン入口温度を上昇させ、熱効率をレシプロエンジン以上にすることが重要である。このため、高温部品を金属から耐熱性の高いセラミックスに代替し、タービン入口温度を高温化する努力が各国で行われている。日本においても、燃料多様化と環境問題への対応から通産省により100KW 自動車用セラミックガスタービン開発を目指し2年間のFeasibility Study の後、1990～1996年の本格的な研究開発が開始された。それに先行し、各社でセラミックコンポーネントの研究開発が進められて来たが、三菱自動車工業、三菱重工業及び日本ガイシの三社はセラミックスのエンジン部品への適用可能性を評価するために最も重要な部品であり、かつ過酷な使用条件にさらされるラジアル型セラミックタービンロータの開発を目的とする、共同研究を1979年より実施し、セラミック材料の開発・評価及びセラミックタービンロータの設計・試作、さらにホットガススピンテストによる評価を行ってきた。[1]-[5]　今回1400℃までの抗折強度が700MPaを超える新しい耐熱窒化珪素材料(SN-88)を開発、セラミックロータ化することに成功し、その評価を行った。本稿ではこの材料の機械的特性の評価結果及びセラミックローターの評価結果を紹介する。

2．ロータ材料および製造プロセス

2－1　ロータ材料(SN-88)の特性

焼結助剤の改良、原料粉末の品質向上、原料処理プロセスの改良、焼成プロセスの改良等により窒化珪素の耐熱性を向上する努力がこれまで多くのセラミックメーカーにおいてなされてきた。

今回新しく高温高強度材料として開発されたSN-88は1400℃まで 4点曲げ強度が700MPaを超える高強度材料で炭化珪素並みの高温での耐酸化性をもつ耐熱性の優れた材料である。表1に材料特性を示す。また図-1に示す様に、常温曲げ強度に関し2母数ワイブル分布に於けるワイブル係数は約20であり、強度のバラツキの小さい材料である。

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

表-1　ロータ材料特性

Material code No.		SN-88
Density	g/cc	3.5
Flexural Strength(4-point)		
(RT)	MPa	790
(1000℃)	MPa	770
(1200℃)	MPa	770
(1400℃)	MPa	760
Young's Modulus (RT)	GPa	300
Poisson's Ratio (RT)		0.26
Fracture Toughness, K_{Ic}	$MN/m^{3/2}$	7
Thermal Expansion Coefficient		
(40-1000 ℃)	$\times 10^{-6}$/℃	3.4
Oxidation Resistance		
(1000℃,1000h)	mg/cm^2	<0.1
(1200℃,1000h)	mg/cm^2	0.3
(1400℃,1000h)	mg/cm^2	0.5

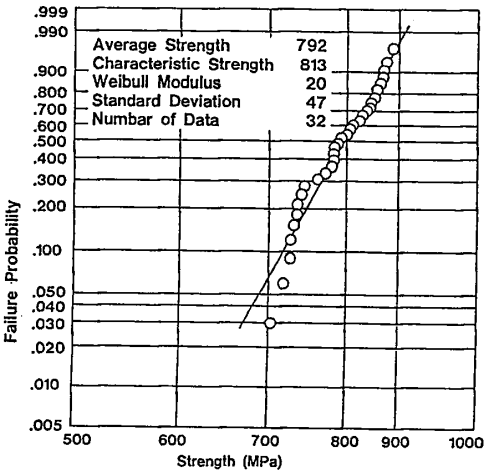


図-1　4点曲げ強度のワイブルプロット

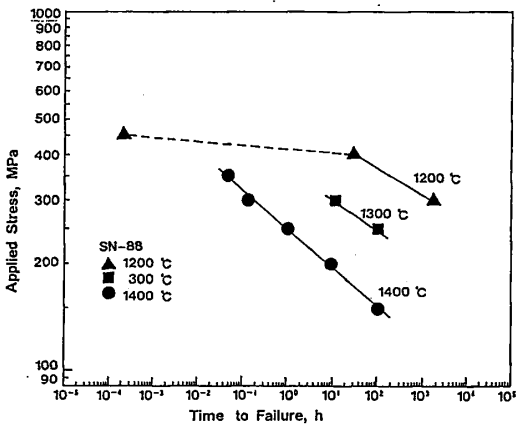


図-2　引張クリープ試験結果

図-2に SN-88の引張クリープ特性を示す。引張クリープ試験は直径 6mm、30mmの有効長を有するボタンヘッド型試料にて測定した。[6]　測定温度は1200～1400℃、最長1000時間までの引張クリープ試験を行った。

2－2　製造プロセス

製造プロセスを図-3に示す。まず最初に窒化珪素原料は焼結助剤と混合される。翼の部分は射出成形で成形され、脱脂後軸部との接合のために加工される。一方、軸の部分は予めプレス成形で成形され、翼の部分と同様に接合のための加工が行われる。翼と軸を接合・一体化した後に焼成が行われ、一体型のラジアル型タービンロータ焼結体が得られる。得られた焼結体を更に仕上げ加工して、バランス修正を施し、非破壊検査を実施した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

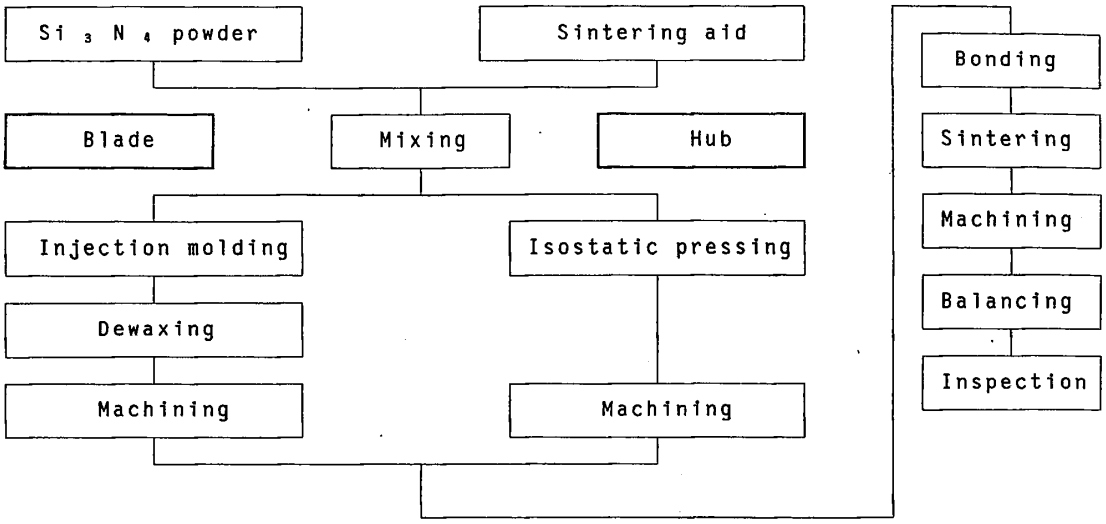


図-3　タービンロータの製造プロセス

図-4に出来上がったタービンロータの写真を示す。直径はφ83.5mmである。

3．評価結果

3－1　ロータ切出し試験片の強度

タービンロータの評価として、タービンロータから曲げ試験片を切り出してその強度を測定した。図-5にタービンロータからの切出し場所を示す。射出成形で製造された軸部として Shaft A部、プレス成形で製造された軸部として Shaft B部、射出成形とプレス成形の接合部として Hub部から、それぞれのテストピースを切り出した。翼部の焼成面強度については、実際のタービンロータの翼面では、曲率の関係から抗折試験片が切り出せないため射出成形で厚さ7mm の平板を成形し、タービンロータと同じプロセスを経て得られた焼結体から焼成面を持つテストピースを切り出した。

曲げ強度は、室温と1400℃の温度で4点曲げの抗折試験により測定した。タービンロータから切り出されたテストピースのサイズは 1.5' × 4" × 20 ' mm、4点曲げのスパンは、上スパン 5mm、下スパン 15mmであった。

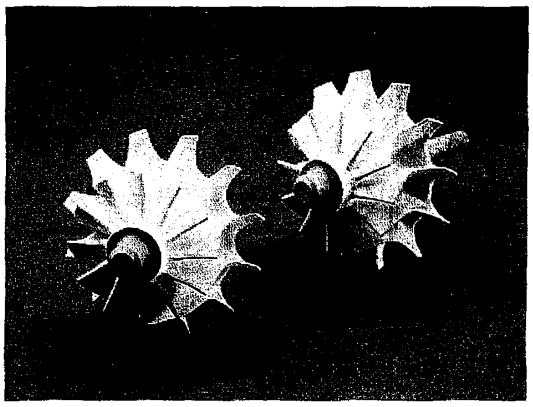


図-4　セラミックタービンロータの外観

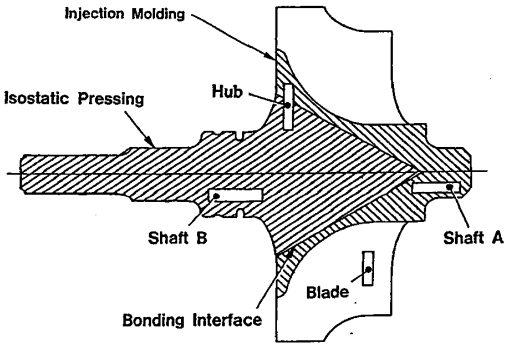


図-5　強度試験片採取位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

結果を図-6に示す。比較のために金型プレスで作成した角板から得られた標準テストピースの強度も合わせて示す。テストピースサイズの異なる結果も含むため、単純な比較は出来ないものの、標準テストピースより約10% 低い曲げ強度をタービンロータから切り出されたテストピースは有することが分った。

以上の結果より、このような複雑形状を有するタービンロータでも射出成形とプレス成形を組み合せることにより、単純な角板をプレス成形で作成した場合と、ほぼ同等の強度が発現できることが確かめられた。また高温における強度も室温強度と同等であることから、製造プロセスの違いにより、高温強度が劣化するような異物混入等の問題も、起こっていないと判断された。

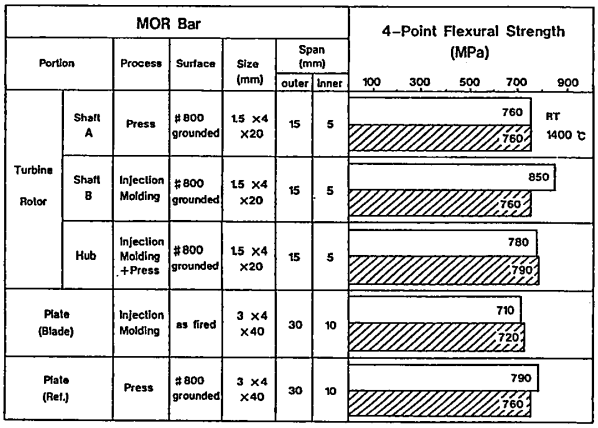


図-6　ロータ各部の4点曲げ強度

3－2　コールドスピン試験

回転部品であるタービンロータの強度を評価するためには、コールド（室温）スピンによるバースト試験が有効である。コールドスピン試験用のタービンロータは高応力形状の翼形とした。

図-7に有限要素法によって計算した、コールドスピンテスト時の応力分布を示す。

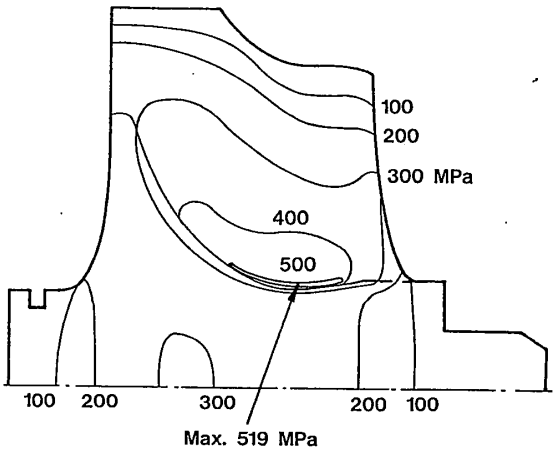


図-7　コールドスピン用形状のロータ応力（周速 750m/s）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

コールドスピンテストは真空中で行った。2ケのタービンロータは周速777m/s、1ケのタービンロータは751m/s、でそれぞれバーストした。図-7の応力解析結果よりバーストしたタービンロータに発生した最大応力はそれぞれ 557，519MPaと推定され、ロータの有効体積を勘案すると、ロータ切出し強度との良い対応が見られる。

3－3　ホットガススピン試験

試験に用いた装置は1450℃のタービン入口温度まで使用可能である。高温部分は耐熱鋼製の2重構造となっており、外側部分を空冷している。耐熱性、安全性、測定精度等を逐次改良してきている。[3]

ホットガススピン試験はロータの部材温度が最も高くなる無負荷条件で実施し、厳しい評価をしている。図-8にその結果を示す。同図に示すように SN-88製タービンロータはタービン入口ガス温度1410℃、周速700m/sの条件で 1時間耐え、その後タービン入口温度を保ちながら周速を742m/sに増加させた時にバーストした。

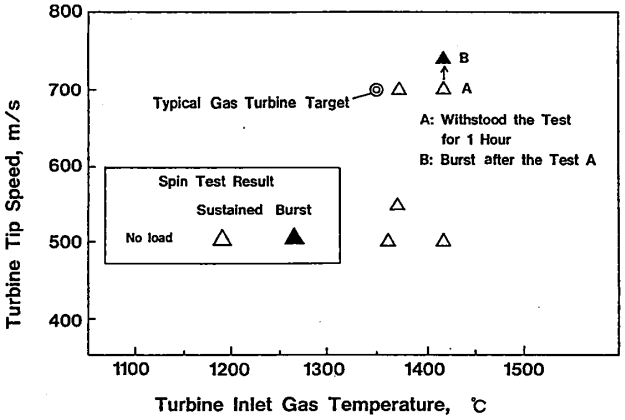


図-8　ホットガススピン試験結果

4．考察

4－1　クリープラプチャー試験結果の整理

任意の温度と時間における許容応力を推定するために、図-2に示した引っ張りクリープデータを(1) 式に示すLarson-Miller パラメーターP により整理した。各応力、温度に対する、破断時間データを基に、縦軸に応力の対数、横軸にパラメーターP をとってプロットすると、c=30と置いた時、図-9に示されるように引張クリープデータがほぼ直線となりLarson- Millerパラメータによる表示が可能であることが確認された。[7] T，及び t_e はそれぞれ部材温度(K) 及び寿命時間(h) である。本データを利用して、種々の使用条件に於ける部品の寿命を推定することができる。

$$P = T \times (c + \log t_e) \times 10^{-3} \qquad (1)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

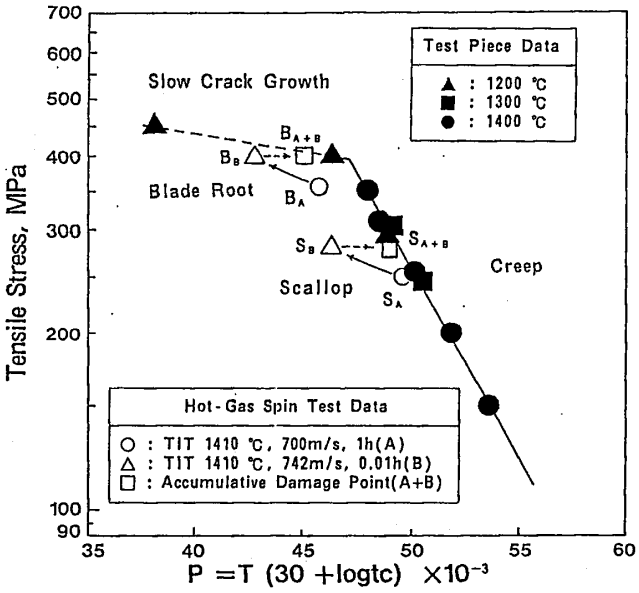


図-9　クリープ試験結果のラーソンミラーパラメータによる表示

4－2　ロータ破壊寿命の推定

①静的疲労に於ける累積損傷率の推定

2以上の異なる応力、温度条件で任意の時間試験される材料の寿命推定を試行した。既に述べた様に、ある条件下（σ_i ,T_i ）に於ける材料の寿命はLarson-Miller parameter より t_{ci}で示される。従って、各条件の損傷率が線型に加算されると仮定すれば $t_i(t_i < t_{ci})$時間の試験が終了した材料の累積損傷率D は(2) 式で表される。[8]

$$D = \sum_i (t_i / t_{ci}) \qquad (2)$$

②ホットガススピンテスト結果とStatic fatigue data との関係

図-10 にタービン入口温度1400℃タービン周速700m/s，無負荷に於ける温度分布と応力分布を示す。[4] タービンの最大応力はタービン翼の付根部であり応力値は 355 MPa 、温度は約1250℃である。ホットガススピンテストのうち最も過酷な A条件での試験(TIT 1410 ℃,700m/s,無負荷）に1時間耐えたタービンロータに於いて、タービン翼の付根部は図-9の B_A となる。 B_A 点は許容応力値以下でありロータが破壊することはなかった。その後 B条件での試験(TIT 1410 ℃一定のまま周速を徐々に742m/sまで増加）は図-10 より応力は400MPa、温度1250℃と考えられ、保持時間を約0.01時間程度と仮定すると B_B 点がプロットされる。この B_B 点に B_A 点での損傷率を線型に累積すると B_{A+B} 点を得る。この点はSlow crack growth によって決まる許容応力に非常に接近している。

一方、水掻き部は温度が約1370℃と非常に高く、応力値も250MPaと比較的高応力な部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

位である。タービン翼の付根部と同様に、A,B 各試験条件での損傷率を見積もるとS_A, S_B, S_{A+B} の各点を図-9にプロットすることができる。S_{A+B} 点はクリープによって決まる許容応力レベルに非常に接近している。

以上の考察から、ホットガススピン試験においてタービンロータはタービン翼の付根部のSlow crack growth または水掻き部のクリープによって破壊したと推定された。

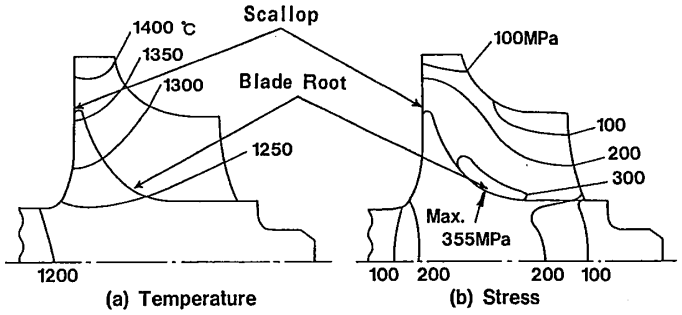


図-10 ホットガススピン試験時のロータ温度・応力分布[9]

(TIT:1410 ℃, 周速 700m/s, 無負荷)

5. 結言

1. 新しい耐熱性に優れる窒化珪素材料 SN-88を開発し、ラジアルタービンロータの試作レベルでの製造プロセスを確立した。
2. 試作した窒化珪素ロータからの切出し試験片の強度は標準試験片強度より 10%低強度であった。
3. 高温での引張クリープ試験結果はラーソンミラーパラメータにより整理することができた。
4. 試作ロータはホットガススピン試験にて、自動車ガスタービンの定格運転条件と同等レベルのタービン入口温度1410℃、周速700m/s、無負荷条件で1時間の運転実績を得た。

上記結果はセラミックガスタービンの実現に向け、高信頼性のセラミック部品の製造の可能性が高いことを示唆している。

謝辞

本研究の推進にあたり、御協力いただいた三菱自動車工業㈱トラック・バス開発本部CGT 関係者各位および三菱重工業㈱名古屋航空宇宙システム製作所 稲垣登治主任に謝意を表します。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

参考文献

1. Sato,H., Miyauchi,J. and Iwasaki,K., "Truck Turbine Engine Development at Mitsubishi", 83-TOKYO-IGTC-88(1983),683.
2. Miyauchi,J. and Kobayashi,Y., "Development of Silicon Nitride Turbine Rotors", SAE Paper, 850313(1985),31.
3. Kobayashi, Y., Matsuo, E. and Kato, K., "Hot-Gas Spin Testing of Ceramic Radial Turbine Rotor at TIT around 1250℃", SAE Paper 880727(1988-3).
4. Ozawa, T., Matsuhisa, T., Kobayashi, Y., Matuso, E. and Inagaki,T., "Hot-Gas Spin Testing of Ceramic Turbine Rotor at TIT 1300℃", SAE Paper 890427(1989-3).
5. Kobayashi, Y., Matsuo, E., Inagaki, T. and Ozawa, T., "Hot-Gas spin Testing of Ceramic Radial Turbine Rotor at TIT 1400℃", SAE Paper 910401(1991-3).
6. JIS R1606-1990, "ファインセラミックスの室温及び高温引張試験方法"
7. 桝田昌明，松井實 ： セラミックスの疲労（第４報）── 常圧焼結窒化ケイ素の引張応力下の静的疲労挙動 ──，セラミックス論文誌，98[1], 83-92 (1990)
8. Robinson, E.L., "Effect of Temperature Variation on the Creep Strength of Steels", Trans. ASME, Vol.60(1938),pp.253-259.
9. Kobayashi, Y., Matsuo, E. and Watanabe, K., "Development and Hot-Gas Spin Testing of Silicon Nitride Radial Turbine Rotors",91-YOKOHAMA-IGTC(1991), (to be published).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

「超耐熱合金単結晶タービン翼の製造技術」

本　多　　弘（石川島精密鋳造）

1．まえがき

ジェットエンジンや産業用ガスタービンでは、タービン入り口温度の上昇がエンジンの性能や効率の改善に直接寄与するため、タービン翼材料の耐熱温度の上昇、冷却性能の改善に関して研究開発が盛んに行われ、今日ではリターンフローと呼ばれるような複雑な中空構造を有した単結晶翼が実用化されている。

ＵＳＡ（ﾊｳﾒｯﾄ）では1978年頃から生産が開始され、1987、1988年の２年間で約６０万個を生産している。また、1990年の初期では２０以上のエンジンで量産を行う一方、さらに２０以上のエンジン開発/運転段階に達している[1]。ＦＳＸ、ＹＴＦ等の戦闘機用候補エンジンを始めとし、ボーイング777用のような最新の民間航空機用エンジンにも単結晶翼の搭載が予定されている。このような背景のにある単結晶製造技術について以下に現状を概説する。

2．単結晶（ＳＣ）用合金

図１に単結晶合金の耐用温度を示す[2]。冷却方式の格段の進歩と相まってタービン入り口温度は１４００℃以上に達しており、メタル温度でも１０００℃を越えている。

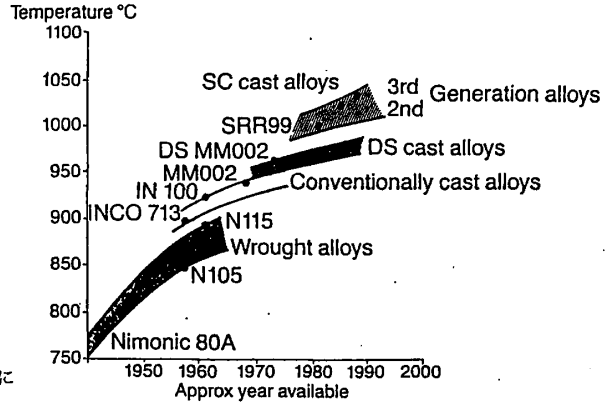


図１．タービン翼材料の耐熱温度の推移

代表的な単結晶材料の主成分を表１に示す。一般に単結晶合金はそのクリープ強度から第１世代、第２世代に分類され、第１世代にはその当時のＤＳ（柱状晶一方向凝固）材料より約２５～５０℃耐用温度を上昇させたPWA1480 CMSX-2/3、N-4、SRR99等がある。これに対して第２世代はこれらよりさらに３５～４５℃上昇させており、PWA1484、CMSX-4、N-5等のレニウムを含有するグループとMC2、TMS合金，SC83K等のレニウムを含有しないグループに分類される。単結晶合金の開発はほぼ限界に近づきつつあり、開発当初ほどの格段の耐用温度の上昇は望めないがさらに１５～２０℃の上昇を目指し、耐食性向上のためにレアアース元素の

表　1　　代表的な単結晶合金の主成分

Alloy	Ni	Co	Cr	W	Mo	Ta	Al	Ti	Re	Others
PWA1480 (1)	Bal	5.0	10.0	4.0	-	12.0	5.0	1.5	-	
PWA1484 (1)	Bal	10.0	5.0	6.0	2.0	8.7	5.6	-	3.0	
CMSX-2 (2)	Bal	4.6	8.0	8.0	0.6	6.0	5.6	1.0	-	
CMSX-3 (2)	Bal	4.6	8.0	8.0	0.6	6.0	5.6	1.0	-	0.1Hf
CMSX-4 (2)	Bal	10.0	6.5	6.0	0.6	6.0	5.6	1.0	3.0	0.1Hf
SRR99 (3)	Bal	5.0	8.5	9.5	-	2.8	5.5	2.2	-	
N-4 (4)	Bal	7.5	9.0	6.0	1.5	4.0	3.7	4.2	-	0.5Cb
MC2 (5)	Bal	5.0	8.0	8.0	2.0	6.0	5.0	1.5	-	
SC83K (6)	Bal	1.0	6.4	7.3	4.3	7.3	5.1	-	-	0.1Hf
SC16 (5)	Bal	-	16.0	-	3.0	3.5	3.5	3.5	-	

(1)Pratt & Whitney tradename　(2)Cannon-Muskegon Corporation tradename
(3)Hollis-Hoys plc tradename　(4)General Electric Company tradename
(5)ONERA tradename　(6)日立金属 tradename

ガスタービン秋季講演会(札幌)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

添加等を試みた第３世代の合金開発が行われている。これにともない、鋳型・セラミックコア材料はより合金と反応し難いものが求められている。図２に第１～第３世代の関係を模式的に示す[3]。

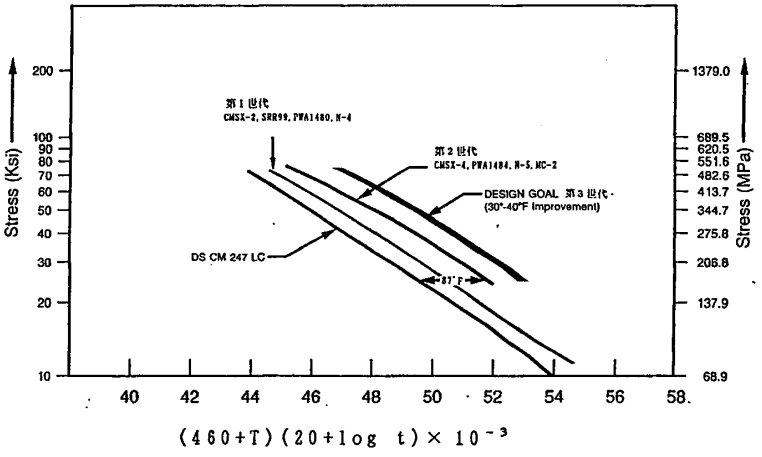


図２．単結晶合金の世代別１％クリープ強度

以上は航空用ガスタービンの例であるが産業用ガスタービンでも適用/研究が開始されており、小型ガスタービンから適用が始まっている。産業用ガスタービンでは耐食性の改善、長時間安定性の確保等が要求され、それに伴い、強度をやや犠牲とした高Ｃｒ型のSC16のような合金が開発されている。

３．単結晶製造プロセス

３－１．製造装置

基本的プロセスはＤＳ（柱状晶一方向凝固）の延長上にあり、それをベースに改善が加えられている。現在、公表されている基本的プロセスは下記の通りである。

（１）発熱鋳型法[4],[5]

鋳型を発熱材で高温に予熱した状態でこの中に溶湯を鋳込み、鋳型の底面にセットしたＣｕ製の水冷チルプレートで溶湯の熱を奪うことにより、一方向に成長させた単結晶組織の材料を得ようとする方法である。図３に模式図を示す。

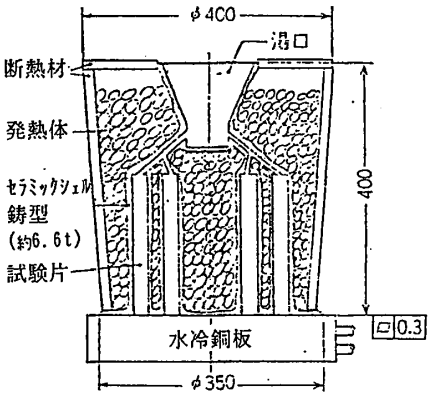


図３．発熱鋳型の概要（川重）

（２）高速凝固法（ＨＲＳ法）[5]

現在、一般的に用いられている商用炉は図４に示すような高速凝固炉（通常これをＤＳ炉と呼んでいる）である。

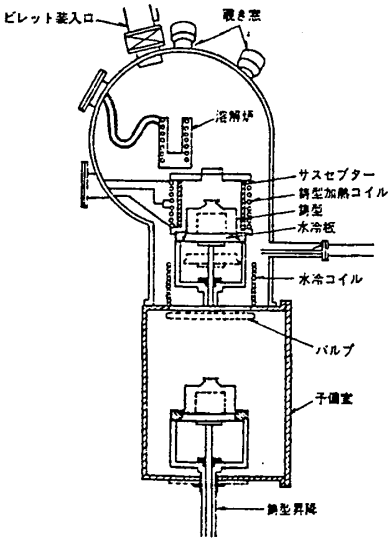


図４-１．一般的なＤＳ炉

鋳型、水冷チルプレート系を駆動装置で加熱炉外に引き出すことにより、チルプレートの熱吸収に加え、炉外に出た鋳型面からの輻

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

射により放熱量を増加し、凝固後半の過程でも高い熱勾配を確保することが可能である。したがって凝固速度を比較的大きく保持することができるので生産性が高く、また高翼長の鋳物が製造可能であること、熱勾配と凝固速度を分離して制御できること等の利点がある。現在、実用化されている装置は下記の二つに大別される。

(a) 小型ＤＳ炉（Rolls-Roys方式[6]）

- チルプレートが比較的小さい（φ140mm）
- グラファイト抵抗加熱
- 下注ぎ

個々の装置のコストは低いが大物はできない。

(b) 大型ＤＳ炉

- チルプレートが比較的大きい（φ300～600mm）
- グラファイト誘導加熱
- 上注ぎ

個々の装置のコストは高いが小物から大物までできる。

溶解方法はｴﾚｸﾄﾛﾝﾋﾞｰﾑ、ﾌﾟﾗｽﾞﾏﾋﾞｰﾑ熱源等も検討されたが現在は誘導加熱が主流である。凝固界面近傍の温度勾配を高く取るために鋳型加熱炉が上下に２ゾーンや３ゾーンに分割されているものもある。凝固条件は各社のノウハウで部品毎に鋳型加熱炉の温度や引き抜き速度をコントロールしている。

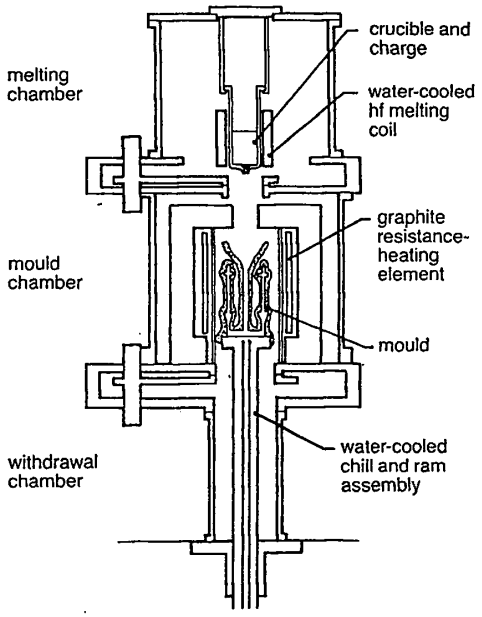


図4-2. ＲＲ方式のＤＳ/ＳＣ炉

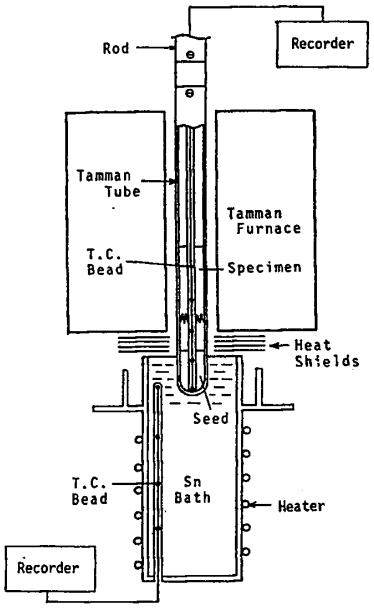


図５．ＬＭＣ法の模式図

（３）ＬＭＣ法[5],[7]

さらに高熱勾配の実現のために鋳型の加熱炉からの引き出しに伴って溶融した低融点金属（Ｓｎ）中に投入する方法がＬＭＣ法である。これは現在でも研究所レベルで行われているのみで実用化はされていない。図５に模式図を示す。

（４）ＳＭＣＴ（Sulzer-MTU Casting Technology）[8],[9]

１９８３年頃から公表され始めたプロセスでＨＲＳ法と異なり、一方向の熱勾配は図６に示すように鋳型の厚さを変化させることで生じさせ、鋳型の加熱を真空炉外で実施するため、ＤＳ炉のような鋳型加熱装置を真空炉内に設置する必要はない。通常の真空溶解炉をチルプレート取付可能な構造に改

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

造するのみでよいので設備コストが低減される。サイクルタイムはＨＲＳ法が通常６０～１５０分程度要するのに対してこのプロセスは加熱時間が不要であるため、２０～３０分程度で終了する。現在公表されている範囲では全長１５０ｍｍの翼まで製造可能とされている。

３－２．単結晶化プロセス

超合金の単結晶化プロセスは先に述べた製造装置の如何にかかわらず、主に次の二つに大別される。

（１）セレクター法

鋳型下部にスターターブロックと呼ばれる柱状晶成長部の空間を有し、その上部にセレクターと呼ばれる単結晶選択のための制限回路が設けられている。両者とも各社特有のデザインがなされている。代表的なセレクターおよびスターターブロックの形状を図７[10],[11]に示すが一般的には効率性を考慮したらせん形状（ピグテール）が用いられる。

（２）種結晶法[6]

セレクター法が熱勾配方向の結晶方位のみ制御可能であるのに対し、種結晶法は予め測定された望ましい方位の単結晶を鋳型下部に蝋型組立時もしくはＤＳ炉に鋳型を設置する前にチルプレート上にセットするため、２次方向（熱勾配に直角方向）の結晶方位も制御可能である。その模式図を図８に示す。セレクター法に比べ、比較的手間がかかるので２次方向を制御する必要がある部品および生産性、信頼性等を考慮して利点が大きい場合に利用される。

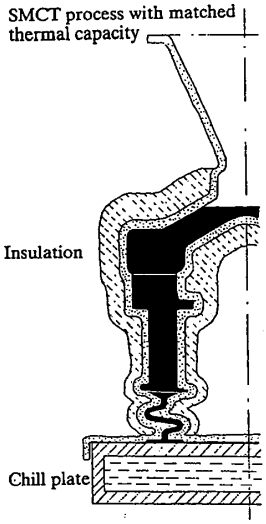


図６．ＳＭＣＴ法の模式図

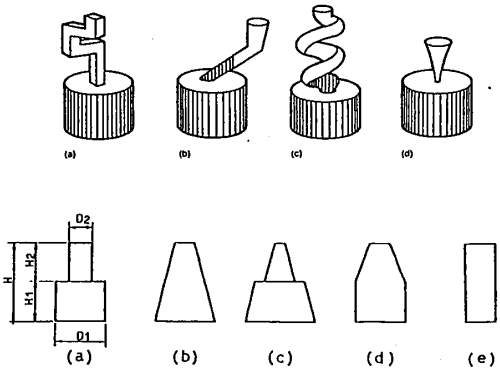


図７．代表的なセレクターおよびスターターブロックの形状

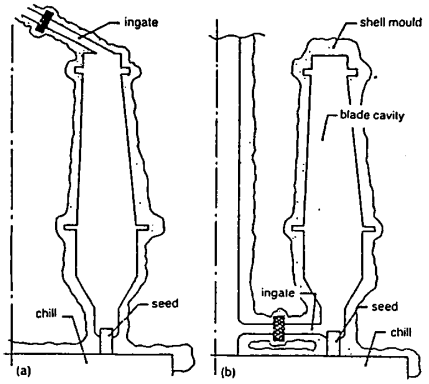


図８．種結晶法の模式図

３－３．製造工程および検査工程

単結晶精密鋳造プロセスは基本的には一般の精密鋳造プロセスと同様であるので個

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

々の細かい説明は割愛し、以下に特徴のある部分のみ概説する。

（１）セラミックコア

一般的にはＤＳ材用と同様、シリカベースもしくはシリカージルコンベースのコア材料が主に使用され、耐火度向上のために粒度、クリストバライト量の調整が行われている。複雑中空ＤＳ/ＳＣ翼ではコアの特性が歩留まりに大きく影響を及ぼすため、さらに耐火度向上をめざした開発が行われるとともに高反応性合金に対応したコアが開発されつつある。

（２）鋳型

通常の精密鋳造プロセスでは溶融シリカ、ジルコン、シャモット、ムライト等が用いられるのに対してＤＳ/ＳＣでは鋳型はより高い高温強度が要求されるため、アルミナ、ムライト系統の材質が用いられることが多い。しかし、鋳型の選定にあたっては単に高温強度に注目するだけでは不十分で強度も強すぎれば再結晶の要因と成り得るし、高熱勾配を得るためには輻射、熱伝導特性も十分に考慮することが必要である。

（３）熱処理

単結晶製造プロセスでは重要工程の一つである。単結晶材料は溶体化熱処理可能な温度範囲の狭い合金が多く、通常の熱処理炉よりも温度分布、温度制御、冷却速度等が厳しく管理できる専用炉を用いることが多い。単結晶合金の溶体化熱処理条件はプロセス、マスターヒート間等で異なり、ある一定の温度で規定することが困難である。よって部分溶融、残留粗大γ'、カーバイドサイズ等のミクロ組織で判断し、各社それぞれのプロセス、マスターヒートに対応した条件で実施される。溶体化熱処理時に鋳型の拘束、機械的応力等を起点に再結晶が生成する可能性が高いが熱処理パターンを変更するだけでこれを防止することは困難である。

（４）グレン検査

単結晶鋳造品のグレン検査は通常、化学的もしくは電気化学的なエッチングを行った上で実施される。代表的なグレン欠陥を以下に示す。

(a) Low Angle Boundary : 結晶粒間の角度差が５～６°以内程度の粒界

(b) Equiax/Recrystallized Grains : 等軸晶および再結晶

(c) Striations : 結晶粒間の角度差がわずかなLow Angle Boundaryの集合体で結晶成長方向に並んでいる。

(d) Slivers : 結晶成長方向に細長く延び、独立して存在する結晶粒

(e) Zebra Grain : 結晶粒間の角度差がわずかなLow Angle Boundaryの集合体で縞模様状に現れる結晶粒

（５）結晶方位検査

単結晶材料は結晶方位による強度依存性が強いため、部品毎のＸ線を利用した結晶

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

方位検査が実施される。図９にクリープ強度の結晶方位依存性の例を示す[12]。これらの結果から、通常、判定基準は〈００１〉から１０～１５°の範囲で設定される。代表的な結晶方位の検査方法を以下に示す。

(a)　背面ラウエ法[13]　：

ｲ.　Ｘ線フィルム/ポラロイドフィルムで回折ピークを取り、手動/自動で解析を行う。

ﾛ.　ディテクターで回折ピークを取り、自動解析を行う。（ＡＣＯＳ：Nicolet[14]）

(b)　側面反射ラウエ法　：

試料軸に対してＸ線発生源およびディテクターを傾け、中心部の不感域をなくし、ディテクターで回折ピークを取り、自動解析を行う。

（ＳＣＯＲＰＩＯ：Rolls-Roys[6]）

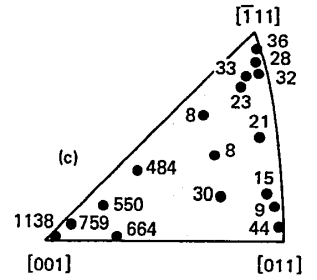
(c)　Ｘ線回折法　　：

４軸ゴニオ付きディフラクトメーターで空間の回折ピークを取り、自動解析を行う。

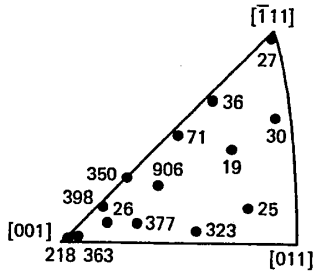
（ＲＡＳＣＡＬ：PWA[15]）

(d)　Ｘ線ﾄﾎﾟｸﾞﾗﾌｨｰ法　：

擬似菊池パターンを利用し、自動解析を行う。製品形状および表面状態の影響を受けにくい利点がある。（TURBOMECA[16],[17]）



stress rupture life (in hours) at 760°C and 750 MPa of CMSX-2 single



stress rupture life (in hours) at 760°C and 758 MPa of alloy 454 single

図９．クリープ強度の結晶方位依存性

（６）その他の検査

上記以外に通常、蛍光浸透探傷検査、Ｘ線検査、目視検査、寸法検査等が行われる。リターンフローのような複雑な中空構造を有する動翼ではさらに超音波肉厚検査、流量検査、時には残留セラミックコアの検査として中性子放射線検査が要求されることもある。

（７）単結晶タービン翼の不良要因

複雑中空構造を有する単結晶タービン翼の不良率は開発当初、７０～８０％程度にも達するが量産開始後、数年経過すれば３０％程度まで低下し得る[18]。その不良要因にはコア割れ、肉厚不良、介在物、グレン不良、シュリンケージ、流量不良、結晶方位不良等が挙げられる。通常、不良要因の７０％程度をコア割れ、肉厚不良、介在物が占めており、単結晶特有の不良は以外と少ない[19]。もっともこれらは形状因子に大きく影響される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

（８）凝固シミュレーション

最近はＤＳ/ＳＣの凝固過程のシミュレーションを行うことで熱の流れ、凝固の推移を把握し、最適凝固条件を見い出そうとする努力が各社でなされている。凝固シミュレーション例を図１０[20]、[21]に示す。

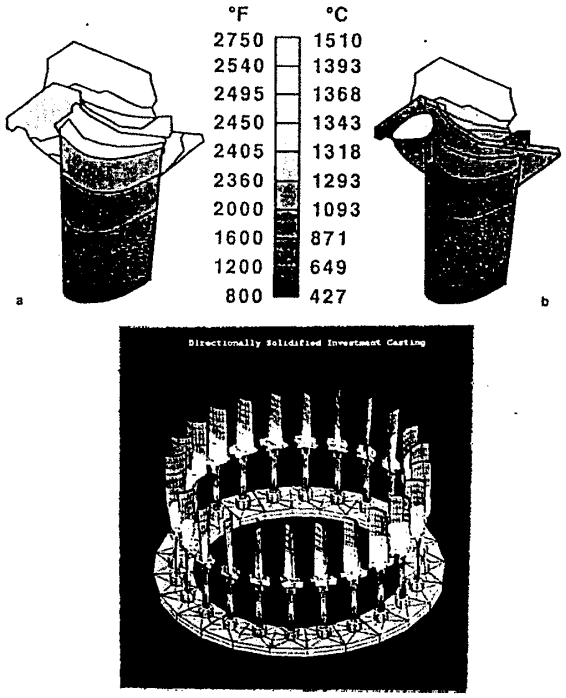


図１０．凝固シミュレーション例

４．あとがき

ジェットエンジンでは単結晶の適用がますます拡大する傾向にあり、現在では約３００ｍｍ程度のＬＰタービン動静翼でも実用化されている。これに対して産業用ガスタービンは大型ＤＳ翼がようやく実用化に達した段階で小型ガスタービンを除けば単結晶の適用はこれからであり、各社とも研究開発の域を脱していない。大型翼になればなるほどセラミックコア技術、単結晶化技術、再結晶対策、肉厚対策等が技術的に一層難しくなるため、設計技術を含めた製造技術の開発/改良が求められる。

ＩＨＩ/石川島精密鋳造（ＩＣＣ）の単結晶量産化にあたり、基礎研究面で次世代産業基盤技術研究開発制度の関係者の方々および基礎/応用研究面でＩＨＩ航空宇宙事業本部、技術本部の関係者の方々に心より感謝致します。

参考文献

(1) NETALWORKING NEWS, APRIL 23 1990, P.8A-12A

(2) K. Schneider : "Advanced Blading" High Temperature Materials for Power Engineering 1990 Proceedings of a Conference Held in Liege, P.935-954

(3) Cannon-Muskegon Technical Report

(4) S. Tanaka, Y. Nishiyama : 内燃機関 Vol.24 No.308(1985), P.12-19

(5) Y. Nakagawa, A. Ohtomo, Y. Saiga : 日本金属学会会報 Vol.17 No.7(1978), P.589-597

(6) M.J.Goulette, P.D.Spilling and R.P.Arthey : "Cost Effective Single Cryst-als" Superalloys 1984, Proceeding of the Fifth International Symposium on Superalloys, 7-11 Oct. 1984, P.167-176

(7) 小野清雄、磯部 晋、今村元昭、野田俊治 : 学振19委員会研究報告、1986

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

(8) F.Staub,B.Walser : Sulzer Technical Reivew 3/1988, P.11-16

(9) J.Wortmann,A.Kounitzky :"An Alternative Single Crystal Casting Process" WESTEC ´91 CONFERENCE, Los Angeles 18-21 Mar.,1991

(10) G.J.S Higginbothom : Materials & Design Vol.8 No.1,1987

(11) 昭和59年度次世代産業基盤技術研究開発制度成果報告書

(12) P.Caron,Y.Ohta,Y.G.Nakagawa and T.Khan : "Creep Deformation Anisotoropy in Single Crystal Superalloys",Superalloys 1988,Proceeding of the Sixth International Symposium on Superalloys,18-22 Sep. 1988, P.215-224

(13) カリティ X線回折要論

(14) Nicolet Technical Report

(15) R.S. Mullin,J.M.Lagrotta,J.E.Doherty : "Low cost-high speed methods for determining the orientation of single crystal components",Proceeding of the 13th Symposium Nondestructive Evaluation,1981, P.188-195

(16) M.Meurtin,M.Brun : "Automated Crystallographic Quality Control of Single Crystal Turbine Blade Airfoils using an Original X-ray Topographic Technique",Proceeding of the 12th World Conference on Non-Destructive Testing,23-28 Apr. 1989, P.1537-1539

(17) TURBOMECA/intercontrole Technical Report

(18) G.J.S Higginbothom : Materials & Design Vol.7 No.5,1986

(19) N.Kumar,C.B.Besant and M.Ristic : The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, Vol.3 No.2 1988, P.3-19

(20) A.F.Giamei,R.J.Mador,M.O.Duffy and P.M.Morris : Journal of Metals Vol.40,1988

(21) UES Technical Report

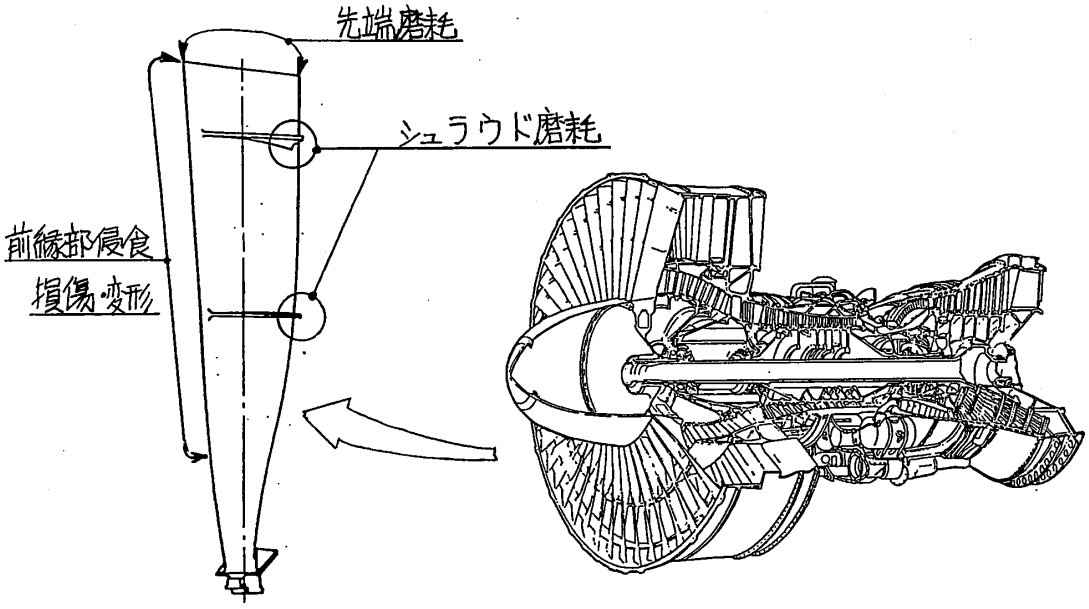
Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

ファンブレードの再生修理

山下 章　　（日本航空株式会社）

1. はじめに

最近の高バイパス比 ターボファンエンジンでは、その推力の約70%をファンブレードが発生している事から、ファンブレードの性能がエンジンの性能を左右すると言っても過言ではない。 このファンブレードは、エンジンの最前方に位置しているため、空気中のゴミ・砂などの比較的小さな異物の吸い込みにより、前縁部が侵食され時間の経過とともに性能が低下するばかりか、鳥・小石などの比較的大きな異物の吸い込みにより、損傷・変形等が発生する事もあるので、絶えず細心の注意を払って整備を行なう必要がある。 又、翼先端やシュラウド（スナバ）は、磨耗する為、定期的な検査／計測及び修理が必要である。



ファンブレード　　ジェットエンジン断面図

2. ファンブレードの状態

A. 前縁部の侵食

流入空気と共に吸い込まれる小さな異物は、ファンブレード前方にあるインレットコーン（スピンナー）の影響と遠心力により外方へ飛ばされる為、前縁部はブレード全長の約1/2より外側が特にひどく侵食される。 その侵食速さは、エンジンの使用環境によりまちまちであるが、平均的には、0.010インチ（0.25ミリ）／10,000エンジン使用時間との調査結果が得られている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

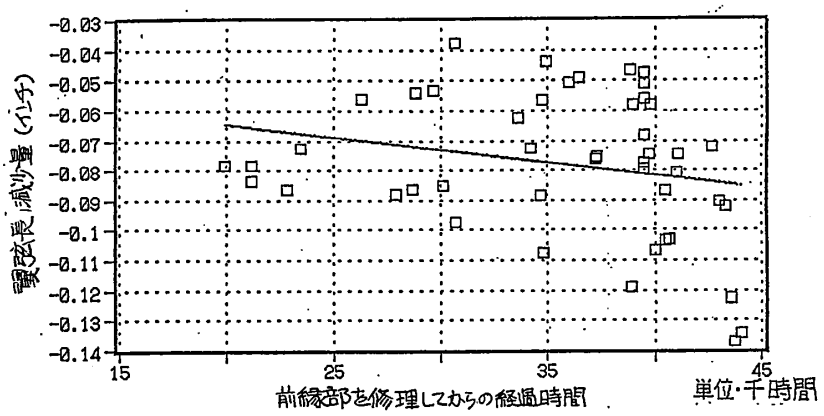


図1　翼弦長の減少量と時間の関係

この侵食部は、きり欠きが連続したような状態になっており、このまま放置することは、疲労割れの発生原因となるばかりか、燃料消費率の悪化へと結びつくことから定期的にグラインディング　および、ポリッシングを行ない設計寸法と同等の先端形状を有する前縁に仕上げている。　しかし、この修復をくり返すことにより、ファンブレードの翼弦長が減少し、当初の性能が維持できなくなるのである時点で、翼弦長を回復する為の修理が必要となる。

尚、当社で、翼弦長だけが0.090インチ（2.29ミリ）異なる2種類のファンブレード・セットを用い、同一エンジンを使用してテスト・セルで検証したところ、標準大気状態換算で最大離陸推力時の燃料消費量に約0.6％（約100ポンド/時）の差が認められた。

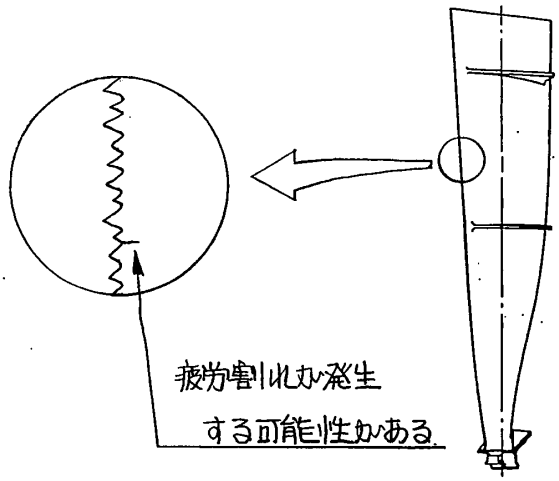


図2．前縁部の侵食

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124. 2025/08/23.

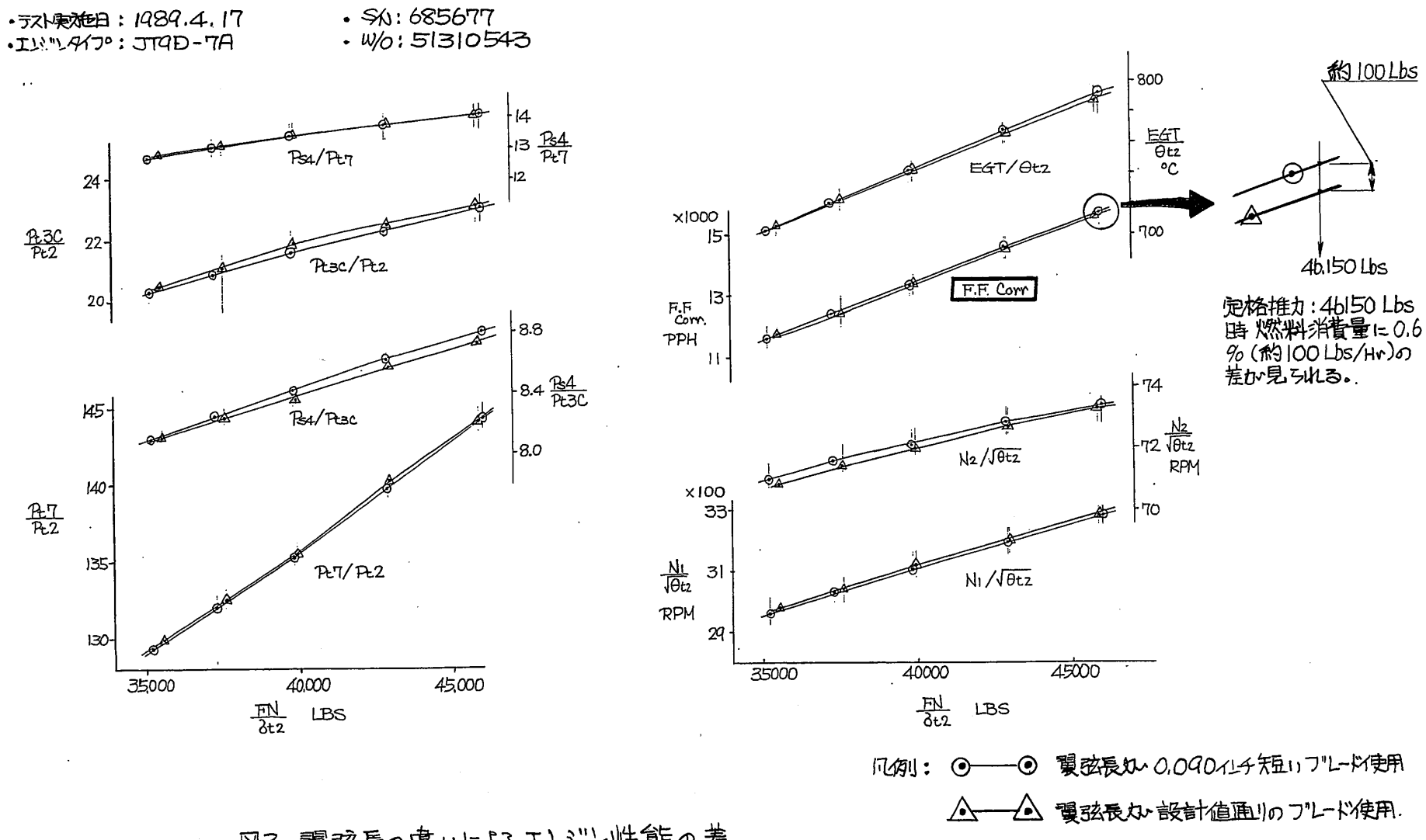


図3. 翼弦長の違いによるエンジン性能の差.

B. 翼の損傷・変形

ファンブレード翼の損傷・変形原因の代表的なものに鳥の衝突がある。当社でも、エンジンへの鳥の衝突は、1990年度、ボーイング747型機で40件（＝10，000離陸回数当り約6件）経験している。しかし、その後の検査で、エンジン本体に異常が無い事を確認し、継続使用されるケースの方が多いが、ファンブレードに使用限界を超える損傷や変形が発見され交換される場合もある。

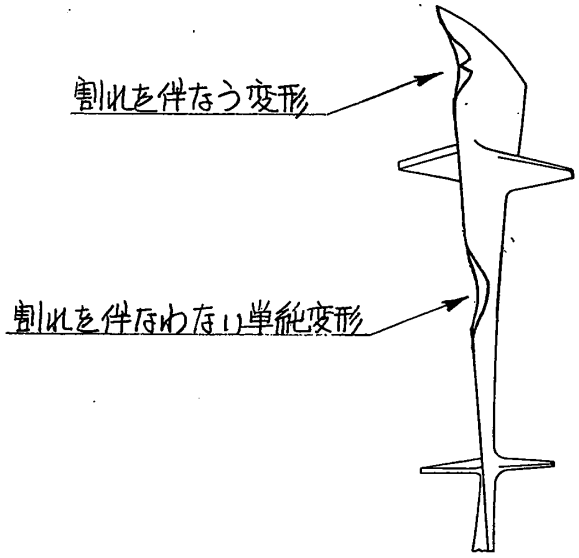


図4．鳥の衝突による代表的な損傷・変形

C. シュラウド及び翼先端の磨耗

エンジン運転中のファンブレードのねじれ及び振動をおさえる為，翼面に1及至2ヶ所のシュラウド（スナバ）が設けられているが、駐機中、風によるエンジンの自由回転時には、隣同志のシュラウドが衝撃的にあたる為、表面の耐磨耗コーティング層を超える偏磨耗が起きる場合がある。

又，翼先端は、相手側シールとのこすれにより絶えず磨耗するが、全ブレードで、ほぼ均一で適切な翼先端間隔を確保する為，定期的に翼全長の測定を実施しファンブレード・セット（40及至46枚）内での翼全長のバラツキを0．015インチ（0．38ミリ）以内におさめる様にしている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

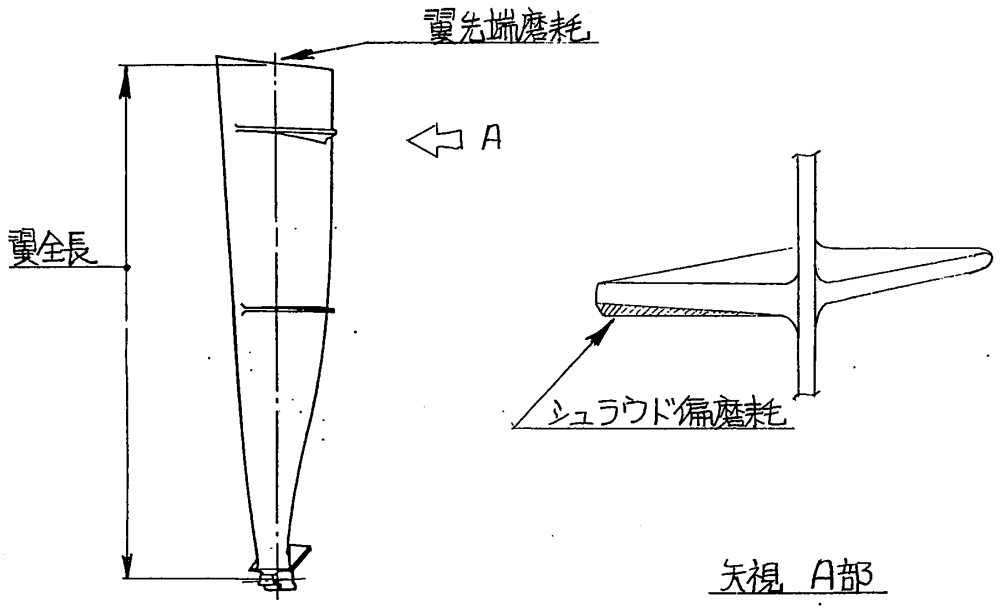


図5. ファンブレードの磨耗

3. 再生修理

ファンブレードの状態によって、以下に示す代表的な3通りの再生修理方法を使いわけている。

- TIG溶接による肉盛り修理 ——— 翼先端及びシュラウドの磨耗
- 熱間変形修正 ——— 翼の変形
- トリムカットまたは、
  パッチ溶接による修理 ——— 前縁部の侵食及び翼の損傷

A. TIG溶接による肉盛り修理

不活性ガス雰囲気中で、磨耗部分をマニュアルTIG溶接（溶接棒：AMS 4954 Ti-6Al-4V）により修理する。溶接後の品質確認は、螢光浸透探傷及び、X線撮影にて行ない、熱処理は、大気雰囲気炉を使用し、524°C～551°C×2時間で実施している。

溶接肉盛り部は、専用フライス盤を用いて、所定の寸法で機械加工している。又、シュラウド磨耗部の修理時は、溶接前に耐磨耗コーティングの除去及び事後に、再コーティングが必要である。

B. 熱間変形修正

前縁の限定された範囲及び翼端に近い前・後縁部について、認定された修理会社で最大3回までの熱間修正が許容されている。加える温度と圧力は、会社によってまちまちであるが、加熱温度は、最大650°C，圧力は、約7kg/cm²

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

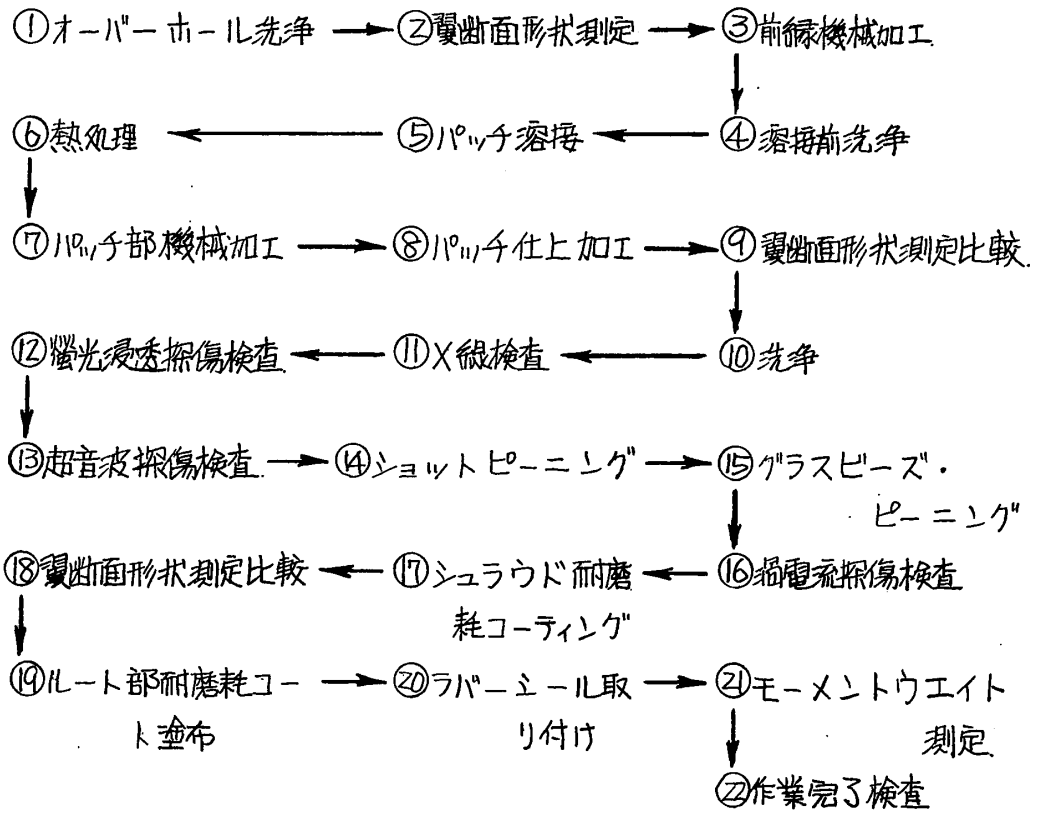
で、必要に応じ、不活性ガス雰囲気内で実施する。　尚、当社では、本修理発生時、米国の認定修理会社に修理を依頼している。

C. トリムカット または、パッチ溶接による修理

現在、ファンブレードの前縁・後縁部のほぼ全範囲にわたり、軽度な損傷〔0.250インチ×1インチ（約6ミリ×25ミリ）〕に対しては、トリムカットか、またそれより大きな損傷及び前縁侵食部のくり返し修理による翼弦長減少に対する修復については、電子ビーム溶接機を使用したパッチ溶接修理が許容されている。　当社では、その中で最も発生頻度の高い前縁侵食部のくり返し修理による翼弦長減少に対する全前縁パッチ溶接修理を開発し、エンジンメーカーであるプラット・アンド・ホイットニー社から、1988年8月　航空会社としてはじめてその認可を受けた。

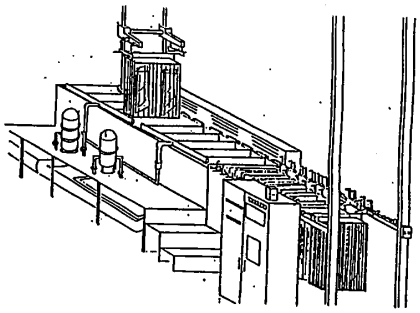
当該修理は、ファンブレード・リファービッシュメントと称され、総額5億円を超える設備投資を行ない、1989年7月から修理が開始され、順調に稼動している。　それでは、全22工程から成るこのファンブレード・リファービッシュメント・システムについて順をおって紹介する。

ファンブレード・リファービッシュメント工程

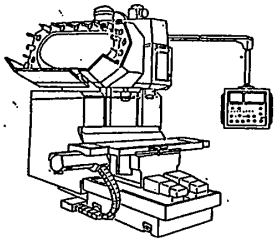


Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

(1)洗浄：炭酸ナトリウム等を主成分としたアルカリ性水溶液と，硝酸とフッ酸を主成分とする酸性水溶液を使用し，コンピューターで洗浄順，時間等を管理した自動洗浄装置を用いて無人で実施している。

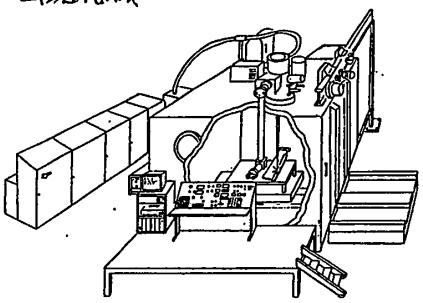


(2)機械加工：ファンブレードを金型に固定し，NC付き倣いフライスで，侵食された前縁部をパッチの形状に合わせ加工する。溶接時の品質を確保する為，機械加工精度は，プラスマイナス0．0004インチ（0．01ミリ）が要求される。



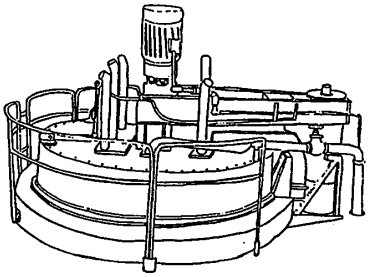
(3)溶接：NC付き，高電圧，高真空型電子ビーム溶接機を使用し，同時に複数枚のファンブレードの溶接ができる治具になっている。

溶接部自動検出装置でティーチングし，テレスコープでモニターしながら溶接を行なう。この時のフォーカス位置を調節する事によりアンダーカットを最少限の，0．002～0．005インチ（0．05～0．13ミリ）におさえ，補修溶接は実施しないようにしている。尚，前処理として，溶接前8時間以内に表面酸化層の再除去を行ない，溶接部の品質を高めている。



(4)熱処理：大気雰囲気炉を使用し，546°Cで1時間の応力除去処理を実施する。

この時のファンブレードは，自由保持状態であるが，熱による変形は，溶接変形同様無視できる程度である。

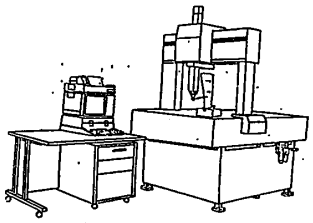


(5)仕上加工：溶接したパッチの前縁と凹凸両翼面を，1台の倣いフライス盤及び2台のマシニングセンターを駆使し，仕上げ加工を行なう。この時，ファンブレード翼面とパッチとの段差を少くする事が機械加工後の手仕上げ作業の簡略化につながる事から，当社で独自に開発したソフトウェアーでは，荒削りを行なった後，ファンブレードの形状をティーチングし，設計形状に最も

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.

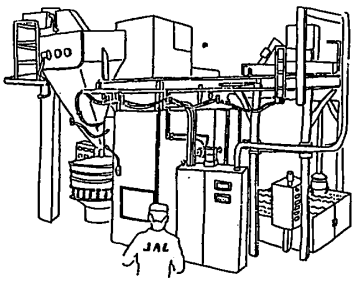
近く、かつ段差が最も少なく〔最大0.004インチ(0.1ミリ)〕なる様な補正加工がプログラミングされている。

(6)検査：溶接部位については、X線検査、超音波探傷検査 および高感度蛍光浸透探傷検査等の非破壊検査手法を用いて欠陥等が無い事を確認する。 その後は、3次元自動計測ロボットで、溶接・加工部のみならずファンブレード全体の形状計測が実施される。



ファンブレードの翼断面形状は、設計値に対して、プラス・マイナス0.007インチ(0.18ミリ)という厳しい許容限界が規定されている。しかし、その反面、倒れなどは、プラス・マイナス0.310インチ(7.9ミリ)という曖昧な許容限界もある。 このように両極端な許容限界にも対応する為、この3次元自動計測ロボットは、種々の補正機能を備えている。又、測定データーは、全てコンピューターで処理され、数値でも、グラフでも取り出すことができる。

(7)グラスビーズ・ピーニング：直径0.2ミリのセラミック粒子をファンブレード翼面に衝突させることにより、表面に圧縮応力層を形成させ、材料の疲労強度を高めている。ピーニングを片面ずつ実施すると翼面が反ってしまう可能性がある為、両面ほぼ同時にかつ、徐々に応力層が形成されるような工夫が装置に施してある。



3. 最後に.

現有、ソリッド・タイプ ファンブレードの再生修理に対しては、以上のように種々の方法が開発されているが、次世代中空(スーパープラスチック製法)又は、複合材のワイド・コード/シュラウドレス ファンブレードに対しては、新たな修理技術開発が必要となると考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.124, 2025/08/23.