

遷音速翼列の理論的設計法

高梨進[○], 広瀬直喜, 田村敦宏

任意に指定された翼面上圧力分布を実現する遷音速翼列の断面形状を理論的に設計する問題をとりあげ, その定式化を行なう。

I. 本設計法の概念

翼断面形状を F , 圧力場を P , 代表マッハ数を M_∞ , レイノルズ数を Re とすると圧力場は抽象的に

$$P = P(F, M_\infty, Re) \quad (1-1)$$

と表わされる。 F と M_∞ と Re を指定して P を求める問題は直接問題と云わゆるものであが、こゝでは逆問題即ち P と M_∞ と Re を与えて形状 F を求めるのが主題である。そこで式 (1-1) の関数と変数とを交換させたものと

$$F = F(P, M_\infty, Re) \quad (1-1')$$

と書くことにする。若し流場のレイノルズ数が非常に高く、しかも剥離がないか、あるいはあっても小さい場合には F の近似式として遷音速ポテンシャル理論から得られる $\tilde{F}$ を用いることができる。即ち

$$F = \tilde{F}(P, M_\infty) + \varepsilon R \quad (1-2)$$

こゝで、 R は誤差項を表わし、 ε はパラメータであり $|\varepsilon| \ll 1$ とする。

今、ある仮定翼 F_0 のまわりの流場が既知であると、その圧力場を P_0 , 目標圧力場を P_T , 求めるべき翼を F_T とし、 $\Delta P_0 = P_T - P_0$, $\Delta F_0 = F_T - F_0$ とおく。 ΔF_0 が F_0 にくらべて小さいと仮定すれば、ある関数を δ として

$$\Delta F_0 = \delta F_0 \quad (|\delta| \ll 1) \quad (1-3)$$

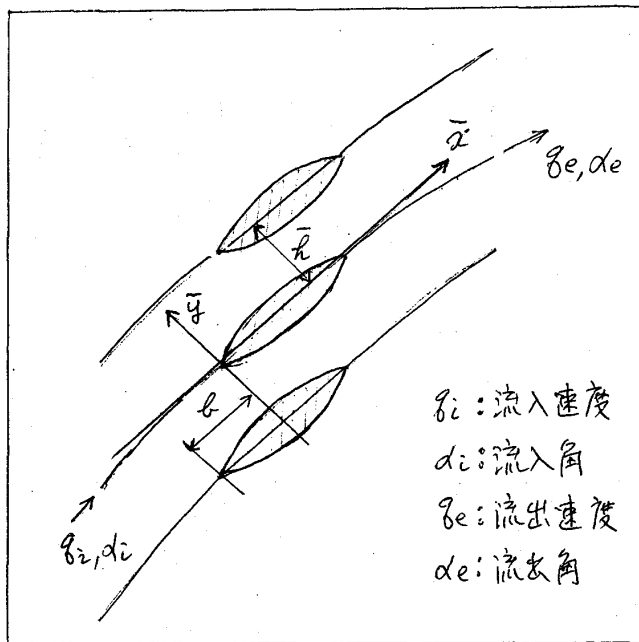
が成立する。よって

$$\begin{aligned} F_T &= F_0 + \Delta F_0 = F_0 + \delta F_0 = F_0 + \delta(\tilde{F}_0 + \varepsilon R_0) = F_0 + \delta \tilde{F}_0 + \delta \varepsilon R_0 \\ &= F_0 + \Delta \tilde{F}_0 + \delta \varepsilon R_0 \\ &\sim F_0 + \Delta \tilde{F}_0 \end{aligned} \quad (1-4)$$

このことから F_T を近似的に求める問題は、圧力差 ΔP_0 に対する翼修正量 $\Delta \tilde{F}_0$ とポテンシャル理論から導き出す問題に帰着する。但し $\Delta \tilde{F}_0$ はあくまで近似値であるから真の値 F_T を得るには、直接問題解法と翼面修正問題解法と交互に反復適用しなければならない。

II. 残差修正問題の積分方程式による定式化

この節の目的は翼面上の圧力残差とそれを補正すべき翼面修正量との関係を積分方程式により表現することである。



[オ1図]

オ1図のように配置した翼列のまわりの遷音速ポテンシャル流を考える。4個の変数 $g_i, g_e, \alpha_i, \alpha_e$ のうち3個は任意の値を選ぶことができるが、他の1個は質量保存則により $g_i \cos \alpha_i = g_e \cos \alpha_e \equiv g_\infty$ を満たすような値を選ばなければならぬ。

定式化を容易にするため、翼の厚さおよび反りは翼弦長 $c=1$ に比して小さいとし、また α_i, α_e も小さいと仮定する。この仮定の範囲内で所謂遷音速微小擾乱理論が成立する。

遷音速完全ポテンシャル流方程式は

$$(1-M_\infty^2) \bar{\varphi}_{xx} + \bar{\varphi}_{yy} = K \left(\frac{1}{2} \bar{\varphi}_x^2 \right) + H \quad (2-1)$$

と書かれる。ここで、 $\bar{\varphi}(x, y)$ は擾乱速度ポテンシャル、 M_∞ は基準速度 $g_\infty=1$ に対するマッハ数、 $K(\gamma, M_\infty)$ は遷音速相似パラメータ、 γ は気体の比熱比、 $H(x, y)$ は遷音速微小擾乱級数展開における高次項である。

流れが翼面に沿うという条件は

$$\bar{\varphi}_y(x, \pm 0) = \bar{f}'_{\pm}(x) + Q \quad \left(\bar{f}'_{\pm}(x) = \frac{d}{dx} \bar{f}_{\pm}(x) \right) \quad (2-2)$$

と書かれる。ここで、 $\bar{f}_+(x), \bar{f}_-(x)$ はそれぞれ翼の上下面における形状関数、 $Q(x, \pm 0)$ はすべての高次項である。

翼面上の圧力係数は

$$C_{p\pm}(x) = -2 \bar{\varphi}_x(x, \pm 0) + S \quad (2-3)$$

と表わされる。ここで $S(x, \pm 0)$ はすべての高次項である。

$$\text{新変数: } \beta = \sqrt{1-M_\infty^2}, \quad x = \bar{x}, \quad y = \beta \bar{y}, \quad \varphi = K/\beta^2 \bar{\varphi} \quad (2-4)$$

を導入すれば式(2-1)~(2-3)はとくでく

$$\varphi_{xx} + \varphi_{yy} = \left(\frac{1}{2} \varphi_x^2 \right) + H \quad (2-5)$$

$$\varphi_y(x, \pm 0) = f'_{\pm}(x) + Q \quad \left(f'_{\pm}(x) = \frac{d}{dx} f_{\pm}(x) \right) \quad (2-6)$$

$$C_{p\pm}(x, y/\beta) = -2\beta^2/K \varphi_x(x, \pm 0) + S \quad (2-7)$$

と変形される。ここで、

$$f_{\pm}(x) = k/\beta^2 \bar{f}_{\pm}(\bar{x}) \quad (2-8)$$

H, Q, S はそれぞれ $\bar{H}, \bar{Q}, \bar{S}$ に対する高次項である。

今、ある翼断面 $f_{\pm}(x)$ に対する方程式 (2-5) の数値解が既存の完全ポテンシャル流解析コードによって既に得られているものとし、これから摂動を考えよう。摂動量にはすべて Δ を冠して表わすことにすれば、この新しい流を支配する方程式として

$$(\varphi_{xx} + \Delta \varphi_{xx}) + (\varphi_{yy} + \Delta \varphi_{yy}) = \left[\frac{1}{2} (\varphi_x + \Delta \varphi_x)^2 \right]_x + H + \Delta H \quad (2-9)$$

が得られる。また流線が翼面に沿うという条件および翼面境界条件はそれぞれ

$$\varphi_y(x, \pm 0) + \Delta \varphi_y(x, \pm 0) = f'_{\pm}(x) + \Delta f'_{\pm}(x) + Q + \Delta Q \quad (2-10)$$

$$C_{p\pm}(x, y/\beta) + \Delta C_{p\pm}(x, y/\beta) = -2\beta^2/k [\varphi_x(x, \pm 0) + \Delta \varphi_x(x, \pm 0)]$$

$$\text{となる。} |\Delta H/H| \ll 1, |\Delta Q/Q| \ll 1, |\Delta S/S| \ll 1 \text{ と仮定して } \quad +S + \Delta S \quad (2-11)$$

高次項の摂動をすべて無視すれば次の摂動方程式が得られる。

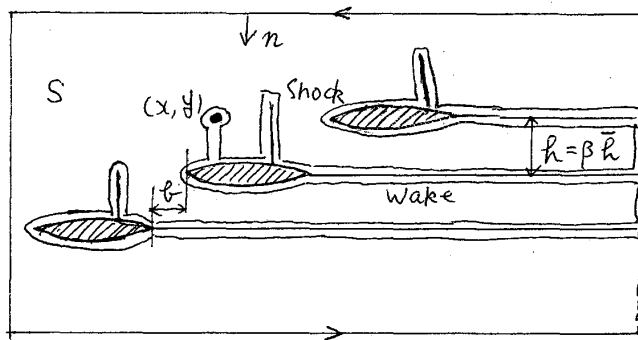
$$\Delta \varphi_{xx} + \Delta \varphi_{yy} = \left[\frac{1}{2} (\varphi_x + \Delta \varphi_x)^2 - \frac{1}{2} \varphi_x^2 \right]_x \quad (2-12)$$

$$\Delta \varphi_y(x, \pm 0) = \Delta f'_{\pm}(x) \quad (2-13)$$

$$\Delta C_{p\pm}(x, y/\beta) = -2\beta^2/k \Delta \varphi_x(x, \pm 0) \quad (2-14)$$

圧力残差 $\Delta C_{p\pm}$ を境界条件として方程式 (2-12) を解いて翼修正量 $\Delta f_{\pm}$ を求めるのが主題である。そのため、まず図 2 に示すような積分路をとり、Green の定理 (文南大 1 参照) を応用して微分方程式 (2-12) と微積分方程式に変換する。

$$\begin{aligned} \Delta \varphi(x, y) = & \frac{1}{2\pi} \oint [\psi(x, y; \xi, \eta) \Delta \varphi_{\eta}(\xi, \eta) - \varphi_{\eta}(x, y; \xi, \eta) \Delta \psi(\xi, \eta)] d\ell \\ & + \frac{1}{2\pi} \iint_S \psi(x, y; \xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \xi} \chi(\xi, \eta) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (2-15)$$



【図 2】

ここで、

$$\psi(x, y; \xi, \eta) = \log \left[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-16)$$

$$\chi(x, y) = \frac{1}{2} (\varphi_x + \Delta \varphi_x)^2 - \frac{1}{2} \varphi_x^2 \quad (2-17)$$

S は、翼面, Wake, 衝撃波, 点 (x, y) をとり除いた全矩形領域である。

衝撃波に沿う線積分は消滅すること (文南大 1) および我々の問題では無限上下流領域での境界条件は不変、即ち $\psi = \infty$ の速度の摂動は

ゼロであることに注意すれば式 (2-15) は次のように書き直される。

$$\begin{aligned} \Delta \varphi(x, y) = & \sum_{n=0}^{\pm\infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} [\psi(x, y; \xi + n\epsilon, \eta h) \{ \Delta \varphi_{\eta}(\xi, +0) - \Delta \varphi_{\eta}(\xi, -0) \} \\ & - \varphi_{\eta}(x, y; \xi + n\epsilon, \eta h) \{ \Delta \varphi(\xi, +0) - \Delta \varphi(\xi, -0) \}] d\xi \\ & + \sum_{n=0}^{\pm\infty} \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_{\xi}(x, y; \xi, \eta) \chi(\xi, \eta) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (2-18)$$

式(2-18)の両辺を x で微分し、 $y=+0$ における $\Delta\varphi_x(x, y)$ と $y=-0$ におけるそれとを足し合わせれば

$$\begin{aligned}\Delta u_s(x) &= \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\Delta u_s(\xi)}{x-\xi} d\xi \\ &+ \sum_{n=\pm 1}^{\pm\infty} \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{x-\xi-nb}{(x-\xi-nb)^2+(nh)^2} \Delta u_s(\xi) d\xi \\ &+ \sum_{n=\pm 1}^{\pm\infty} \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{-nh}{(x-\xi-nb)^2+(nh)^2} \Delta u_a(\xi) d\xi \\ &+ \sum_{n=0}^{\pm\infty} \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{(x-\xi)^2-\eta^2}{[(x-\xi)^2+\eta^2]^2} [\chi(\xi, \eta) + \chi(\xi, -\eta)] d\xi d\eta \\ &+ \frac{1}{2} \chi_s(x); \end{aligned} \quad (2-19)$$

$$\text{すなわち, } \Delta u_s(x) = \varphi_x(x, +0) + \varphi_x(x, -0) \quad (2-20)$$

$$\Delta u_a(x) = \varphi_x(x, +0) - \varphi_x(x, -0) \quad (2-21)$$

$$\Delta v_s(x) = \varphi_y(x, +0) - \varphi_y(x, -0) \quad (2-22)$$

$$\chi_s(x) = \chi(x, +0) + \chi(x, -0) \quad (2-23)$$

同様に、式(2-18)の両辺を y で微分し、 $y=+0$ における $\Delta\varphi_y(x, y)$ と $y=-0$ におけるそれとを足し合わせれば

$$\begin{aligned}\Delta v_a(x) &= \frac{-1}{\pi} \int_0^1 \frac{\Delta u_a(\xi)}{x-\xi} d\xi \\ &+ \sum_{n=\pm 1}^{\pm\infty} \frac{-1}{\pi} \int_0^1 \frac{x-\xi-nb}{(x-\xi-nb)^2+(nh)^2} \Delta u_a(\xi) d\xi \\ &+ \sum_{n=\pm 1}^{\pm\infty} \frac{-1}{\pi} \int_0^1 \frac{nh}{(x-\xi-nb)^2+(nh)^2} \Delta v_s(\xi) d\xi \\ &+ \sum_{n=0}^{\pm\infty} \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{2(x-\xi)\eta}{[(x-\xi)^2+\eta^2]^2} [\chi(\xi, \eta) - \chi(\xi, -\eta)] d\xi d\eta \end{aligned} \quad (2-24)$$

$$\text{すなわち, } \Delta v_a(x) = \varphi_y(x, +0) + \varphi_y(x, -0)$$

翼列の中の1つの翼に注目したとき、その翼の周囲の擾動は主としてその翼自身の ΔC_p によって誘起されたものであり、他の翼からのそれは二次的なものである。それ故、実際の計算では無限個の翼を考慮する必要はなく、高々数個の近隣の翼についての積分を評価すれば充分であろう。更に、それらの翼の前方および後方の領域からの非線形項の影響は小さいので2重積分を評価する際にこれを無視することによって積分方程式を著しく簡単化することができる。

Ⅲ. 空間速度分布に対する近似関係

式(2-13), (2-24)に現われる2重積分を評価するためには空内における速度分布 $u(x, y)$ および $\Delta u(x, y)$ を知る必要がある。こゝでは, $u(x, y)$ を

$$u(x, y) = u(x, \pm 0) + u_y(x, \pm 0)y + \frac{1}{2} u_{yy}(x, \pm 0)y^2 \quad (3-1)$$

によつて近似する。 $u_y(x, \pm 0)$ は渦なしの条件 $u_y(x, \pm 0) = v_x(x, \pm 0)$ と式(2-13)とから近似的に

$$u_y(x, \pm 0) = f_{\pm}''(x) \quad (3-2)$$

によつて求める。又 $u_{yy}(x, \pm 0)$ については基礎方程式(2-12)の両辺を x で2回微分することによつて近似的に

$$u_{yy}(x, \pm 0) = -u_{xx}(x, \pm 0) + \left(\frac{1}{2} u(x, \pm 0)\right)_{xx} \quad (3-3)$$

として求める。

上に定義した速度分布関係はかなり粗い近似ではあるが, 2重積分内の積分域は? が翼面から遠ざかるとにしたが、急速に減衰することから, 翼から離れた点での速度の見積誤差はそれほど大きく解に影響を与えないであろう。

IV. 解の一意性と後縁肉結条件

未知関数 $\Delta u_{\pm}$, $\Delta v_{\pm}$ は, $\Delta u_{\pm}$, $\Delta v_{\pm}$, $\chi_{\pm}$, χ を既知関数として積分方程式(2-19), (2-24)を連立させて解けば得られるが, そのような解は無数に存在し一意には決定されない。(文献2参照)。それは式(2-19)の右辺第1項の特異積分の反転が無数に存在すること起因する。解が一意的に決定されるためには別のもうひとつの条件即ち翼の後縁の肉結条件を課さなければならぬ。それは次のように書くことができる。

$$\int_0^1 \Delta v_{\pm}(x) dx = 0 \quad (4-1)$$

以上によつて, 圧力残差 $\Delta C_{p\pm}(x)$ を補正すべき翼面修正量 $\Delta f_{\pm}(x)$ を求める問題の定式化が完了した。実際の計算では翼面および空内を小さなノセルに分割し1重および2重積分も数値的に求める必要がある。

[参考文献]

1. Heaslet, M.A. and Spreiter, J.R., "Three-Dimensional Transonic Flow Theory Applied to Slender Wings and Bodies," NACA Report 1318, 1957.
2. Takamashi, S., "An Iterative Procedure for Three-Dimensional Transonic Wing Design by the Integral Equation Method," AIAA 2nd Applied Aerodynamics Conference, AIAA-84-2155, 1984.

遷音速翼列の理論的設計法による 2次元 Euler 翼列設計法

廣瀬直喜[○], 高梨進, 田村敦宏(航技研)

1) はじめに

計算空気力学研究の発展には、めざましいものがある。航空機空気力学の分野では、ポテンシャル流解析から、3次元 Navier-Stokes 解析まで、様々な解法が開発され、実機の設計にも、利用されるようになりつつある⁽¹⁾。ガスタービンの翼列解析についても、翼解析法の発達を遡る形で、様々な解析法が提案され、一部は実用に供せられている⁽²⁾。これは、いづれも、翼(列)の形状が与えられた時に、ある条件の流れに対して、圧力分布がどのようになるかを求める解析法である。一方、翼(列)の設計では、ある設計目標～揚力係数、抵抗係数あるいは揚抗比など～をみたすような形状を求めることが要求される。遷音速翼では、従来の亜音速翼での設計法が必ずしも、十分に役に立たず、しかし、意味もなく、形状を勝手に修正して、よい特性の翼形状を得るのは至難のわざである。Hicks 等の数値的最適化法⁽³⁾は、形状を設計パラメータとする点で、将来性は、あるものの、現時点では、パラメータ数の制約から、必ずしも良い結果はえられていない。そこで、もっとも使用されるのは、圧力分布を指定して、それを実現する翼形状を理論的にもめる理論的翼設計法である⁽⁴⁾。理論的と言っても、定式化の後には、数値的離散化を行

ない、解を求める計算空気力学の方法が通例である。

圧力分布を任意に与えた場合、それを實現する形状は存在するとは限らないし、数学的に存在しても、物理的に正しくない場合もある。このため、理論的設計法は、一般に扱いが困難で、解法も多くないし、十分に実用性の高い方法は見当たらない。著者のひとりには前に、主翼に対する積分方程式に基づく理論的設計法を考案し⁽⁵⁾、遷音速微小擾乱解析法、完全ポテンシャル解析法、2次元 Navier-Stokes 解析法^{(6),(7)}との結合によって、実用的に十分耐えうる翼設計法であることを示した。特に、我が国が YXX 計画として進めている輸送機主翼設計では、風試も行ない、きめめてよい成果を得た⁽⁸⁾。

この報告では、別報で述べる理論的設計法の翼列設計への拡張を先に取りし、主翼設計法コードとそのまま、翼列解析法(このため、新たに開発した Euler 方程式による Finite Volume 法 'CSFVM' コード)に結合し、きめめて粗い近似をから、本設計法が翼列設計に適用出来ることを示すことを目的とする。

圧力分布を実現する設計法を用いることにより、設計者は、圧力分布を媒介に

して、よい特性の翼列設計を容易に行なうことが出来る。特に、粘性評価については、著者が開発中の高Re数粘性解析法⁽¹⁰⁾ NSCAS との結合が考えられ、一方、本法は、本来、3次元設計法であり、3次元翼列解析法と結ばば、たがいに3次元設計が可能となるであろう。また、圧力分布をパラメータとした数値的最適化法とも将来は発展が期待される。

2) 設計法の概要

詳細は別報にゆずり⁽⁹⁾、ここではその概要のみ記す。翼形状を F 、圧力場を P 、マッハ数 M_∞ 、レイノルズ数 Re とすると、抽象的表現として、設計問題は、

$$F = F(P, M_\infty, Re) \quad (1)$$

と表わされる。 $Re \gg 1$ 、剥離はないか、弱い場合、 F の近似 $\bar{F}$ は、完全ポテンシャル解として記述できる。

$$\bar{F} = \bar{F}(P, M_\infty) \quad (2)$$

(1)と(2)を展開すると、 R を高次項として、

$$F = \bar{F} + \delta R \quad (3)$$

ここで $|\delta| \ll 1$ 。

初期翼形状 F_0 、の圧力場 P_0 と、指定(目標)圧力場 P_{target} との差を ΔP とすると、 ΔP に対する F_0 の変化を ΔF_0 として、

$$F_{target} = F_0 + \Delta F_0 \quad (4)$$

(3)を(4)の右2項に導入すると、高次項を省略して、 F_{target} に対する近似(5)を得る。

$$F_{target} = F_0 + \Delta F_0 \quad (5)$$

ここで重要なのは、 F_0 が厳密な形状をつかい、修正量のみ、近似(2)を利用する点である。 ΔF_0 の具体的な形は、完全ポテンシャル方程式の F_0 に対する解 ϕ_0 から

の擾乱 $\Delta\phi$ に対する式を導き、 $\Delta\phi$ と ΔF_0 との関係を定める。さらにこれを積分方程式に変換し、翼面に垂直方向に適當な減衰函数を仮定すると、翼面に関する2次元積分方程式となるから、容易に数値化して解を求めることが出来る。解の一義性は、後続修正量の指定によって与えられる。

3) 2次元Euler解析法⁽¹¹⁾ CSFVM

翼列解析法として、2次精度MacCormack法のFinite Volume Method表示のものを採用した。格子は、単独翼型用の格子形成法AFMESHを用いて作成した。即ち、Euler方程式(6)に対して、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{vol} W dvol + \int_s H \cdot n ds = 0, \quad (6)$$

$$W = (\rho, \rho u, \rho v, e)^T, \quad p = (r-1)\rho e$$

物体適合座標系 (ξ, η) での差分演算は次のように表わされる。

$$W^{n+1} = L_\eta(\Delta t/2) L_\xi(\Delta t) L_\eta(\Delta t/2) W^n(\eta)$$

ただし、 $L_\xi(\Delta t)$ は ξ 方向演算子で、

$$\begin{aligned} W_{j,k}^n &= W_{j,k}^n - \frac{\Delta t}{V_{\xi,j,k}} (H_{j,k}^n \cdot S_{2,j,k} + H_{j-1,k}^n \cdot S_{4,j,k}) \\ W_{j,k}^{n+1} &= \frac{1}{2} \left\{ W_{j,k}^n + \bar{W}_{j,k}^n - \frac{\Delta t}{V_{\xi,j,k}} (H_{j,k}^n \cdot S_{2,j,k} + H_{j-1,k}^n \cdot S_{4,j,k}) \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

$L_\eta(\Delta t)$ も同様に表わされる。 Δt はCFL条件を満たすように適当に与える。

境界条件は、上流境界で、 $M_\infty, \rho_\infty, \rho_\infty$ を指定し、流入角 α を自由にし、下流では、 P_{ext} を指定し、他の量は内部から ξ 方向に外挿した。翼間の周期境界では、 W を連続、翼面ではスリップ条件、後流境界では W を連続とする。

4) 設計の手順

設計の手順は次の通りである。まず、初期翼形データにより、格子を作成する。次に指定の流れ条件 (M_{∞} , P_{ext}) で流れを解析する (解析モード)。得た表面圧力分布 C_p , 目標圧力分布 C_{pt} を、ファイルを紹介して設計コードに入力し、翼の修正量 $\delta y(x)$ を求める。翼形データを修正する。新しい翼形 $y_{new}(x)$ により格子を作成し、指定の流れ条件で解析する。得た圧力分布 C_p^{new} が C_{pt} と実用的に一致すれば停止、差 ΔC_p があれば、設計モードへ進む。以上の手順を流れ図にして Fig. 1 に示す。

今回の設計では、主翼設計コードを適用したので、2次元設計の場合、アスペクト比2.0の矩形翼と看して、各スパン位置に同一圧力分布を指定して、得た解を採用した。また、Navier-Stokes 設計法のために作成した、種々の作業手順プロシジヤを修正して、利用している。(Fig. 2)

この手順では、マンイン・ザループ方式で設計を行なっている。自動化しないう最大の理由は、解析モードの計算時間が大きいため (NS で 1~2hr, CSFVM で 5~10分, FLO272 10分, FACOM M380) であるが、もうひとつの理由は、数値的表現による C_p 分布収束のよい判定基準が作りにくいのに対し、肉眼による判定は、きわめて有効なことである。将来的には AI (人工知能) 的方法がより適切であるかもしれない。設計モードは、計算時間は数秒であり、ひとつの設計は、TSS 端末で1時間前後で可能である。

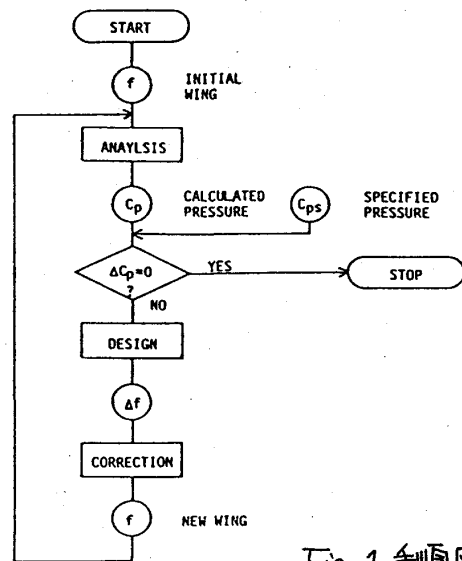


Fig. 1 手順図

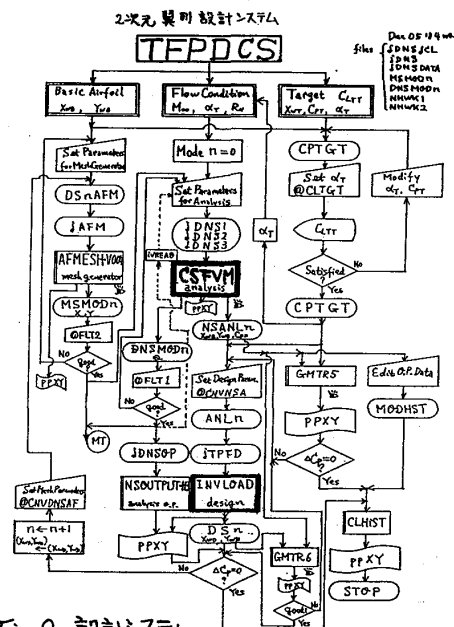


Fig. 2 設計システム

5) 数値計算例

本法の有効性を示すため、簡単な流れ場として、初期形状 $NACA0012$, 取付角 0° , ピッチ 7.0 の翼列をさざる流入マッハ数 $M_{in}=0.60$, 出口圧力 $P_{ext}=P_{in}=1.0$ の流れに対し、適当に与えた目標圧力分布の実現を考える。Fig. 3(a) に格子網を示す。翼に沿う方向に65,他の方向に翼面から周期境界まで21点

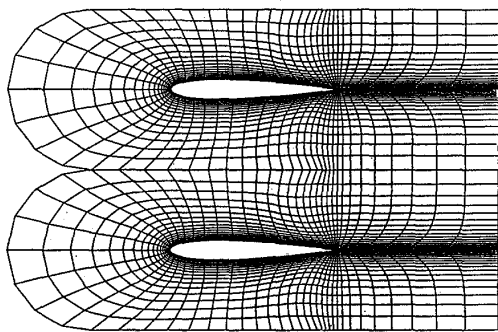


Fig. 3 (a) 格子網, Mode 0

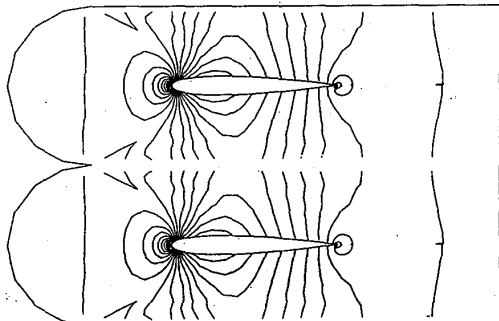


Fig. 3 (b) 圧力分布, Mode 0

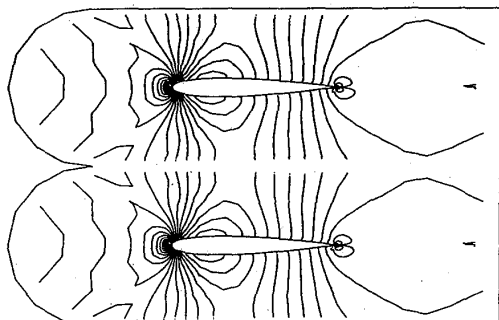


Fig. 3 (c) マッハ数分布, Mode 0

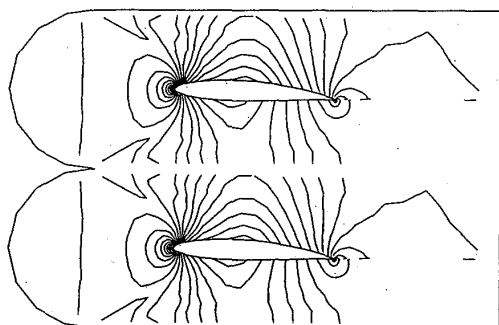


Fig. 8 (b) 圧力分布, mode 10R

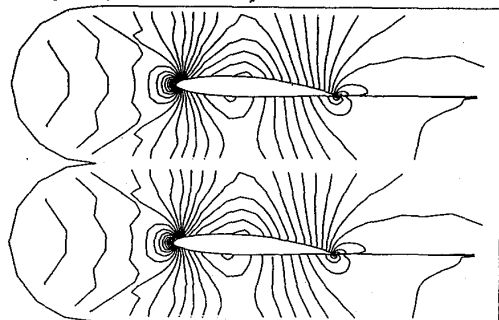


Fig. 8 (c) マッハ数分布, mode 10R

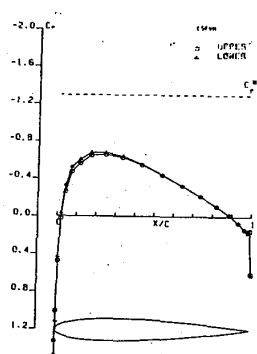


Fig. 4. 圧力分布, mode 0

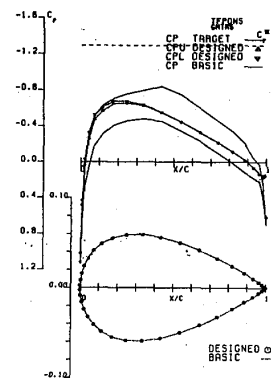
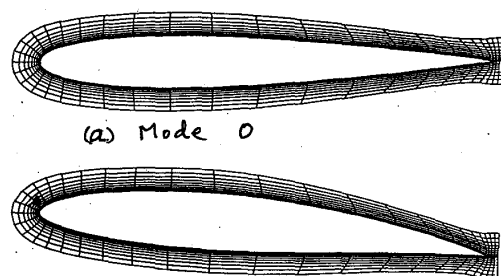


Fig. 5 目標圧力分布



(a) Mode 0

(b) Mode 10R

Fig. 6 設計翼の形状

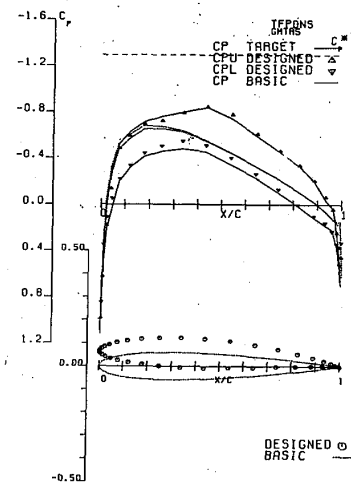


Fig. 7. 圧力分布, mode 10R

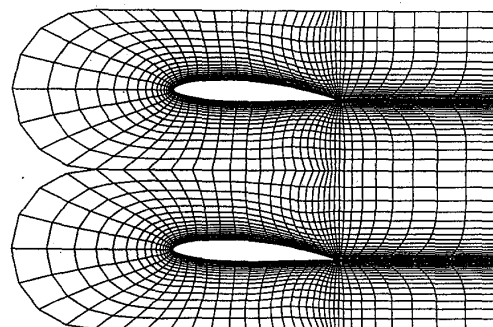


Fig. 8 (a) 格子網, mode 10R

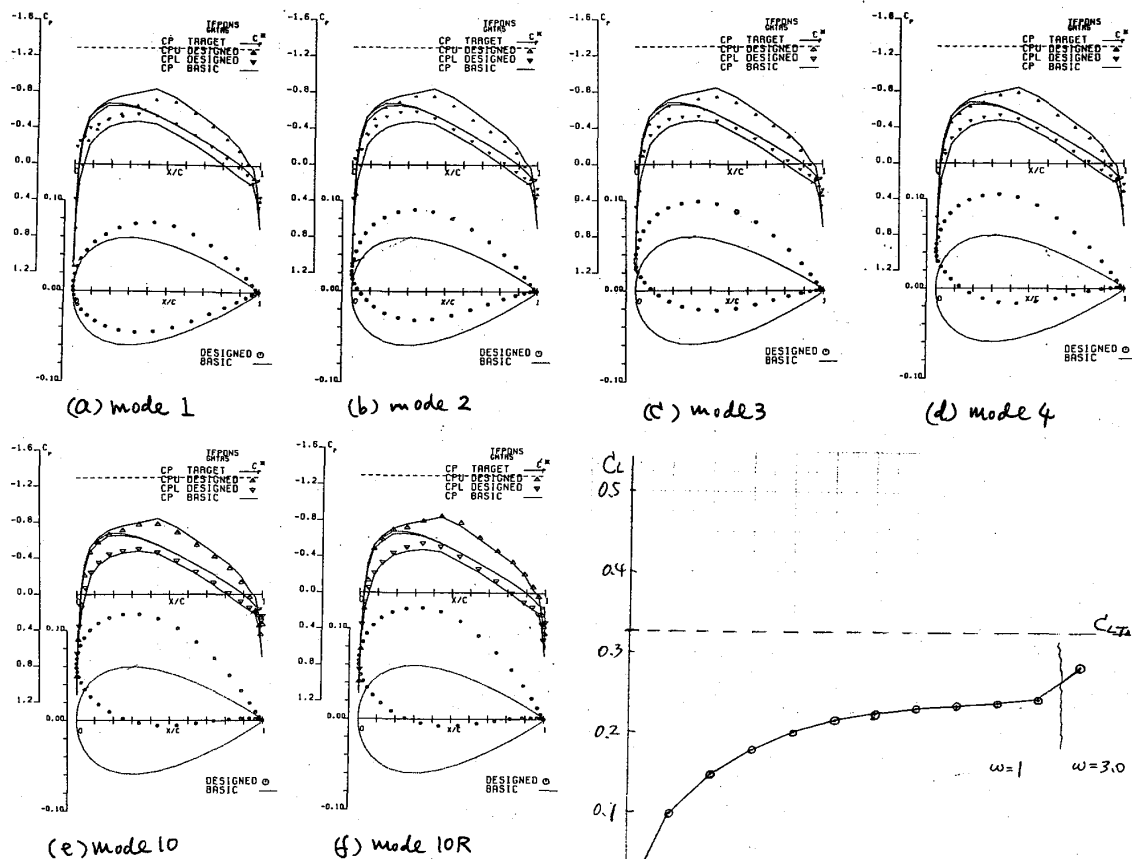


Fig. 9. 反復過程における圧力分布と翼形状

の格子を配した。翼面上には上下面21点づつ、合せて41点を、前縁、後縁を密になるように配してある。

この例は実用的な翼列形状からみると、きわめて粗いモデルに考えられるが、単独翼と翼列との基本的相違である周期性、遷音速に近いハイサブクリテカル流という点を取入れることにより、本法の適用性の検討には十分妥当なものである。

Fig. 3(b)に $M_{\infty}=0.60$ での圧力分布、(c)にマッハ数分布を示す。Fig. 4には表面圧力分布 C_p を示す。目標圧力分布としては、 $C_L=0.325$ の層流翼圧力分布に近いものを、全く任意に与えた (Fig. 5)。前節の設計手順に従い、解析コードと設計コードとの間で、反復をくりかえす。翼形座標が反復の

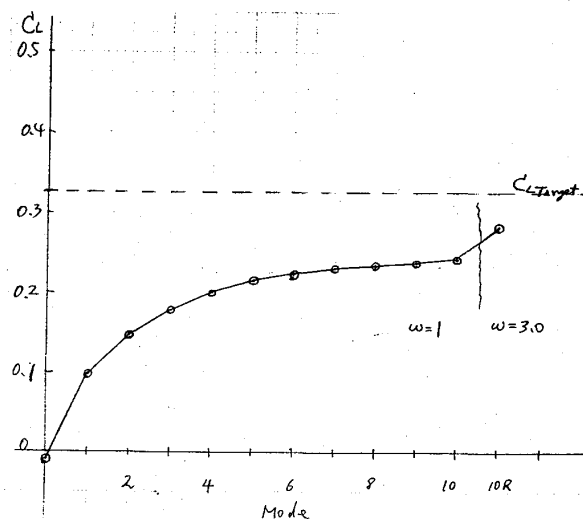


Fig. 10. C_L の収束状況

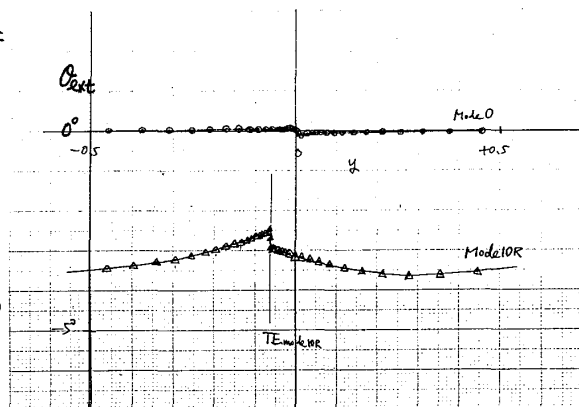


Fig. 11. 吹き出し角分布 (出口流出口)

モードごとに出力されるので、それに基づいて、他のパラメータは一定として、'AFMESH' にあって格子を作り、'CS FVM' で解析を行なう。Fig. 6 に初期翼形 (NACA0012, 取付角 0°) と、最終的に得た設計翼形の形状を示す。取付角、厚み分

布, キャンバとも, 指定圧力分布を実現するために元のものとちがうことがわかる。

Fig. 7に, 得た翼形(○印), 圧力分布(△, □印), 目標圧力分布(実線), 初期圧力分布と翼形(点線)を比較して示す。Fig. 8(a), (b), (c)には, 各々, 格子網, 圧力, マッハ数分布を示す。

反復の途中経過を調べるため, 途中モードでの圧力分布, 翼形を図示したのがFig. 9である。また, CL をモードに対して, 示すとFig. 10のようになった。これより, はじめの数モードで大きな修正が行なわれるが, モード5以上では, ほとんど変化がなくなり, 目標値には達しにくいことが予想される。サアクリカル設計の場合, 単独3次元翼; 翼型では, 通常2~3回のモードで, ほぼ目標値に達するのにくわいて, 収束がきわめて遅いことが明らかになった。その原因としては, いくつか考えられる。①は, 設計コードが単独翼用であり, 周界条件を考慮していないこと, ②は, 設計コードのもつ, 様々な4次元パラメータや離散化パラメータ(格子分布など)を, 解析コードに対して最適化する必要があるが, 今回は, N-S解析コードの場合の値をそのまま用いたこと, ③は, 解析コードの格子が粗く, 翼形状の変化に対して敏感でないこと, 等が考えられる。これは, いずれも解決可能なものであり, 今後の4次元アップを考えている。

収束をはやめるひとつの方法として, 過剰緩和法がある。収束状況から考えて, 本設計法では, 緩和係数を大きめに与えるのがよいと考えられる。そこで, Mode 10の結果に次のような翼形状緩和を行なった。

$$y_y^{nw} = y_y^{old} + \omega \delta y_y^m \quad (9)$$

δy_y^m : Mode m での修正量

ω : 係数 $0 < \omega$

$\omega=1$ が通常の場合である。Mode 10で $\omega=3$ として得たのがMode 10RでFig. 6以下に示した結果は, これである。圧力分布は改善され, $CL=0.29$ となった。Mode 0の緩和があれば, はやく収束に達するのである。Fig. 11には 出口での流出角を示す。平均で $\alpha_{ext}=-3.5^\circ$ という結果を得た。

6] 本報告では, 本設計法が翼列設計に適用可能であることを示した。一方, 翼列特有の流れの性質から, 収束をはやめるには, より解析法との十分なマッシュアップを行なう必要があることもわかった。今後は, その方面の努力を行なう方針である。

文献]

1. —, ①回航空機計算空力学シンポジウム, NAL SP-2 (1983)
2. 機械学会, 「P-SC47 分科会成果報告書」(1983).
3. Hicks, 他, AIAAP. 77-1247,
4. 高梨, NAL TR-830.
5. Takamashi, AIAAP. 84-2155
6. 高梨, ③回航空機計算空力学シンポジウム(予定)
7. Hirose, 他, AIAAP. 85-1592.
8. 高梨, 高梨, 6. に同じ
9. 高梨, 他, 本講演会 A-1 講演
10. 野崎, 他 " A-3
11. 廣瀬, 他 ②3回飛行機シンポジウム講演集

* 野 崎 理	(航空宇宙技術研究所)
廣 瀬 直 喜	(")
河 合 伸 担	(")
田 村 敦 宏	(")

1. はじめに

ガスタービンの重要な要素である軸流圧縮機や軸流タービンの翼列を設計するには、翼列風洞実験等によってその空力性能を知る必要がある。しかし、そのために翼を製作するには莫大な時間と費用を必要とするため、あらかじめ計算によって性能を予測し、実験の効率化をはかることが望まれる。最近ではコンピュータの進歩にともない計算空気力学によるシミュレーションの信頼性が定量的にもかなり向上し、解析的な手法など従来の方法では考えられなかった複雑な条件のもとで、現実の流れに非常に近い解が求められるようになってきている。すでに単独翼では、Navier-Stokes 方程式を任意形状の翼型について解くことも現在では行われており、この計算空気力学も実用段階に入りつつある。

軸流機械の翼列では複数の翼が接近して並び、さらに転向角によって大きな圧力勾配が存在するため、その中の現象は単独翼より複雑である。数値シミュレーションに関しては、現在のところ基礎方程式として Potential 方程式、Euler 方程式などを用いるのが主流である。しかし、衝撃波と境界層の干渉などのように粘性に起因する現象をシミュレートするためには、翼列の場合も Navier-Stokes 方程式を解く必要がある。

そこで航空宇宙技術研究所では Navier-Stokes 方程式を用いた 2 次元翼列解析プログラムの開発にとりかかった。まだ開始したばかりであるが、単独翼のための 2 次元高レイノルズ数遷音速流翼型解析コード NSFOIL⁽¹⁾ がすでに開発されているため、現在はこれを翼列流れに適合するように拡張、改良しているところである。今回は、まず基本コードの NSFOIL について簡単に説明し、次に翼列へ拡張するために現在改良を加えている点を説明し、計算結果の例を報告する。

2. NSFOIL の説明

高いレイノルズ数を対象とする翼型の解析では、境界層や後流を高精度で解析するため、格子間隔を非常に小さくする必要がある。そのため、従来の陽解法では安定条

件を満たすために time step が非常に小さくなり、計算の効率がよくない。そこで NSF01L では、time step が比較的大きくとれるように、Beam と Warming⁽²⁾ による陰解法 (IAF 法) を採用した。また、これに Viviani⁽³⁾ による直交座標系から一般曲線座標系への N-S 式の保存型変換を加えた。また Thomas⁽⁴⁾ が示すように翼面の境界条件を陰的に扱い、さらに後流の境界も上下の面をつないで内点化して陰的に扱っている。乱流モデルとしては Baldwin と Lomax⁽⁵⁾ の 2 層代数モデルをとりいれている。基礎方程式は次に示すが、詳細な説明は文献にゆずる。

$$\partial_t \mathbf{q} + \partial_x \mathbf{E} + \partial_y \mathbf{F} = \frac{1}{R_0} (\partial_x \mathbf{R} + \partial_y \mathbf{S})$$

ただし、

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ u(e+p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ v(e+p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ R_4 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ S_4 \end{pmatrix}$$

$$R_0 = \frac{\rho_\infty a_\infty c}{\mu_\infty}$$

$$\tau_{xx} = \frac{4}{3} \mu u_x - \frac{2}{3} \mu v_y, \quad \tau_{xy} = \mu u_y + \mu v_x, \quad \tau_{yy} = \frac{4}{3} \mu v_y - \frac{2}{3} \mu u_x$$

$$R_4 = u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + \frac{\mu}{P_r (\gamma - 1)} \partial_x a^2, \quad S_4 = u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + \frac{\mu}{P_r (\gamma - 1)} \partial_y a^2$$

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2) \right), \quad a^2 = \gamma (\gamma - 1) \left(\frac{e}{\rho} - \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right)$$

$$\mu = \mu_l + \mu_t, \quad \frac{\mu}{P_r} = \frac{\mu_l}{P_{rl}} + \frac{\mu_t}{P_{rt}} \quad (\text{l: 層流} \quad \text{t: 乱流})$$

γ は比熱比、 P_r は Prandtl 数で、 $P_{rl} = 0.72$, $P_{rt} = 0.9$ である。

このプログラムにはいくつかオプションが用意されており、例えば

- (1) 方程式 : 薄層近似、完全な NS 式
- (2) 乱流モデル : 非粘性、層流、乱流、遷移
- (3) 差分法 : 中心差分のみ、風上差分との混合

などが、主なものである。

3. 格子作成

計算は、図1に示すように流れ場を翼列方向1ピッチ毎に分けて、上流(BC)、下流(AD)、および周期境界(AB, CD)に囲まれた領域で行なう。翼面に沿った方向に ξ 座標、翼から垂直に出て離れていく方向に η 座標をとる。

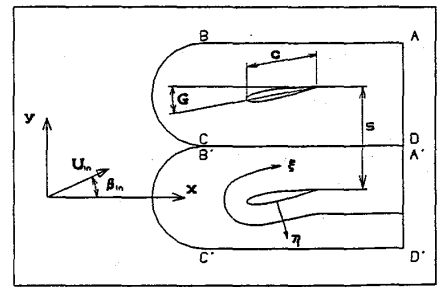


図1 翼列の計算領域

計算に使用した格子は、航空宇宙技術研究所の物体適合座標格子形成汎用プログラム AFMESH⁽⁶⁾を改良して作成したため、まず AFMESH について簡単に説明する。図2に示すように、1つの計算領域を①幾何学的構成領域(LKJ)、②差分解による構成領域(IBC HKL)、③後方領域(AIHD)の3つに分けて格子が形成される。①では翼境界($\eta=0$)から垂直に ξ 線が出るようにし、②では Poisson の方程式を解き、③では η 線は水平に伸ばし、 ξ 線は格子間隔がなめらかに増加するように配分する。

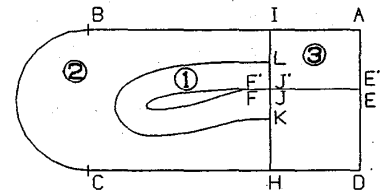


図2 計算の境界

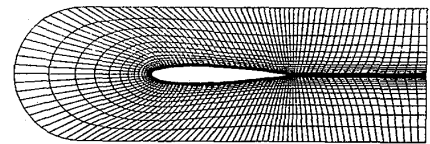


図3 基本的な計算格子

本来 AFMESH は単独翼の解析用に開発されたプログラムであるため、翼列にそのまま応用するのは難しい。特に周期境界(図1のAB, CD)は、単独翼の AFMESH では遠方境界として流入境界(図1のBC)と一括して扱い、翼から離れるにしたがって格子間隔が粗くなるが、翼列の場合は周期境界付近で格子が粗くなり不都合なため、今回は ξ 方向に格子を再配分して等間隔に近くなるように改良している。また、上流および下流の境界はある程度翼から離れていることが望ましいが、上流側の格子を作成する時に境界を離し過ぎると計算が不安定となるため、現時点では前縁より1翼弦長上流にしている。さらに、単独翼にはないパラメータである食違い角が大きい場合や、反りの大きい翼を用いた場合などは、現段階ではこのコードによる格子形成は難しい。そこで、今回の報告では第1段階として食違い角と反りのない場合を扱い、図3のような格子を用いる。

4. 境界条件

翼列のシミュレーションを行なう上で、単独翼との最大の違いは境界条件である。そこで今回翼列に適するように設定した境界条件を説明する。

図2のBC間を上流境界、AED間を下流境界、翼面上 FF'間を翼境界、AB間, CD間を周期境界、EF間をwake cut 境界と呼ぶことにする。

まず上流境界では $\rho_{in} = \rho_{\infty}$, $p_{in} = p_{\infty}$ を固定し、また流入マッハ数 M_{in} と流入

角 β_{in} のうち、 $M_{in}=M_{\infty}$ あるいは $\beta_{in}=\beta_{\infty}$ のいずれかを固定し、他方は内点から η 方向に一次外挿を施した値を用いて、 $u_{in}=M_{in} \cos \beta_{in}$, $v_{in}=M_{in} \sin \beta_{in}$ とする。合計 3 つの量を固定する。

流出境界では上流に対する圧力比 p_{out}/p_{in} のみ固定し、それ以外の変数は ξ 方向に一次外挿を施して求める。

周期境界では、まず境界での値を内点の値から η 方向に外挿し、さらにその値を上下で対応する 2 つの点について平均した結果をあらためて境界での値とする。

翼境界では滑りなし条件 $u=v=0$ と断熱条件 $\partial T / \partial \eta = 0$ を与える。ただし

$$T = a^2 = \gamma(\gamma-1) (e/\rho - (u^2+v^2)/2) \quad \text{である。}$$

wake cut 境界は、未知量として方程式に組み込む内点としての陰的な扱いをしているため、特に外挿などによる境界点としては扱っていない。

5. 数値計算

基本的な例として、薄層近似 N-S 式を用いて NACA0012 翼で構成された翼列を計算した結果を示す。流れは前縁から乱流とする。図 4(1)–(6) に

$$G = 0^\circ, R_e = 1 \times 10^6, M_{in} = 0.6, \beta_{in} = 0^\circ, p_{out}/p_{in} = 1.0$$

の場合の例を示す。上流境界はマッハ数を固定し、流入角は初期条件として与えている。圧力比 p_{out}/p_{in} は、一般的には流れの転向からある程度予想される値を選んで与えないと、現実には存在しないような解が現れたり、解が発散したりする可能性があるので注意を要するが、この場合は転向角がないと仮定して与えた。計算時間は、FACOM M-380 で 1 time step あたり約 1.2 秒を要し、結果は 5000 step 後のものである。

(1)は圧力分布、(2)は密度分布、(3)はマッハ数分布で、これらは全計算領域の結果を翼列方向に 2 ピッチ繰り返して等高線表示で示してあるが、周期境界では解がなめらかにつながっていない。(4)は速度ベクトルを翼の周辺で拡大したもので、下流に向かって境界層が発達していく様子が現れている。(5)は翼面の静圧分布、(6)は境界層厚の流れ方向の変化である。

参考までに、他の条件について計算した翼面静圧分布を図 5(1),(2)に示す。(1)は $M_{in}=0.7$ 以外は前と同じ条件で、衝撃波が存在している。(2)は $M_{in}=0.6$ で、食違い角と迎え角をわずかに与えて軸方向に圧力勾配のある場合で、翼の上下面で圧力差が生じる。この時の格子は図 6(1)に示す。

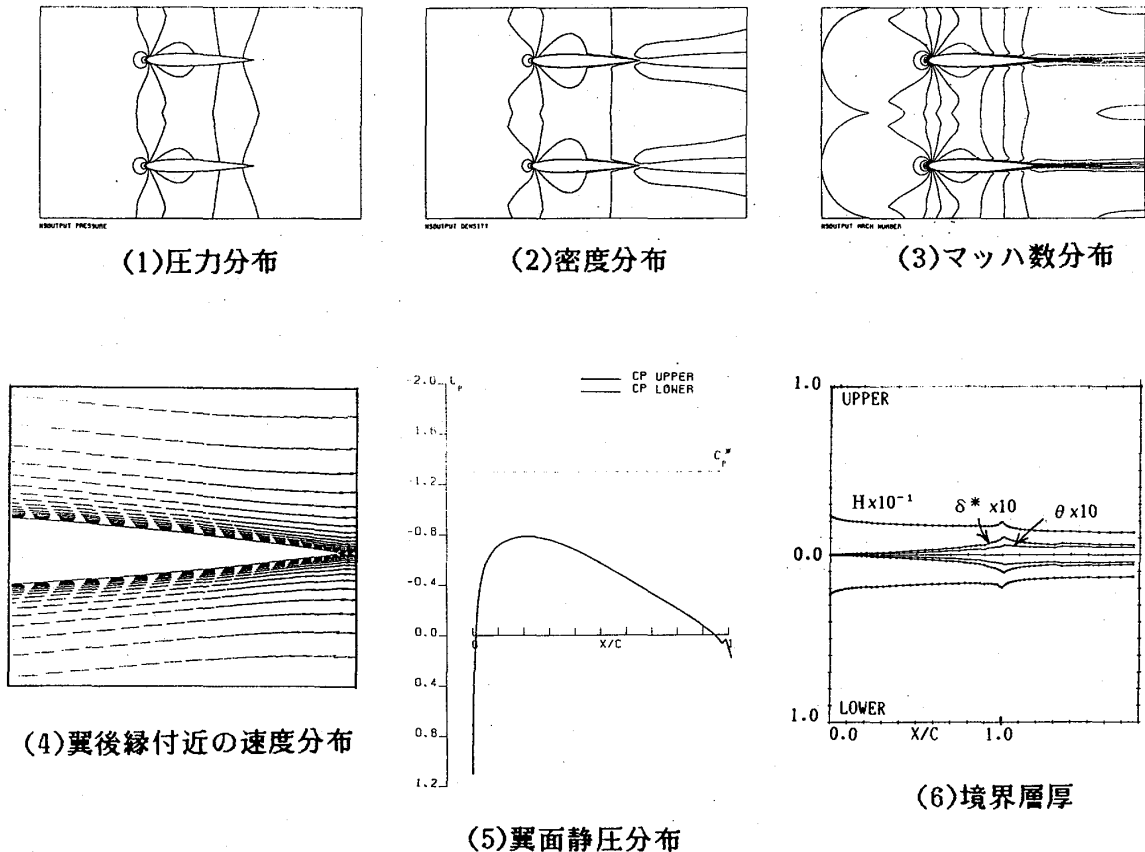
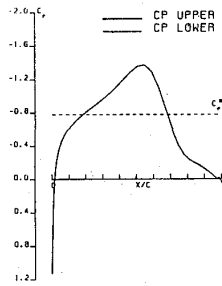


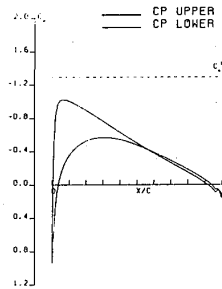
図4 基本的な計算例

6. まとめ

今回は単独翼型解析プログラム NSF01L および格子形成汎用プログラム AFMESH を翼列の流れ解析用に修正し、簡単な例について計算結果を示した。今回はテストケースとして NACA 0012 翼型を用いたこともあり、実験による検証まではしていないが、基本的にはこの方法で翼列の N-S 方程式による計算が可能であることが確かめられた。その反面、いくつかの問題点が提起された。例えば格子に関して、現在のコードでは翼列に本質的に欠かせない大きな食違い角には適用できないこと、上流の境界が翼からあまり離せないこと、また、流れ解析に起因する可能性もあるが、周期境界で物理量が滑らかにつながらないことなどは非常に重要な問題点である。食違い角や反りに関しては、現在の格子作成では図6(1),(2)のようなものが限界で、また上流境界の距離や周期境界での問題は、とりあえず図6(3)のように、一度 AFMESH で作成した格子を再配分する方法が考えられる。しかし、最終的には任意の翼形状・翼配備について物理的に正しい結果が得られるような汎用コードを完成させることが目的であるから、当面は任意の条件について計算できるように格子形成プログラムを翼列用に根本的に作り直すことが課題である。

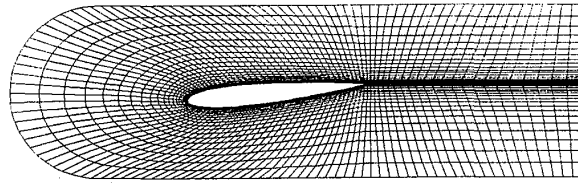


(1) $G=0^\circ, \beta=0^\circ, M_{in}=0.7$

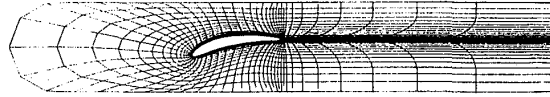


(2) $G=5^\circ, \beta=10^\circ, M_{in}=0.6$

図5 計算例(翼面静圧分布)



(1) 食違い角がある場合



(2) 反りがある場合



(3) 上流境界を離した場合

図6 計算格子

参考文献

- 1) 河合伸担, 廣瀬直喜; "高レイノルズ数遷音速流翼型解析プログラム NSF01Lの開発", 航空宇宙技術研究所報告, TR-816, (1984).
- 2) Beam, R. and Warming, R.F.; "An Implicit Finite-Difference Algorithm for Hyperbolic Systems in Conservation-Law-Form," J.Comp.Phys., Vol.22, (1976) pp.87-110.
- 3) Viviand, H.; "Conservative Forms of Gas Dynamic Equations," La Recherche Aerospatiale, No.1, (1974) pp.65-68.
- 4) Thomas, P.D.; "Boundary Conditions for Implicit Solutions to the Compressible Navier-Stokes Equations in Finite Computational Domains," AIAA Paper 79-1447.
- 5) Baldwin, B. and Lomax, H.; "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper 78-257.
- 6) 廣瀬直喜、河合伸担、伊沢隆男、菊池路子; "遷音速翼型解析法のための格子形成コード AFMESHの開発", 日本航空宇宙学会第13期年会講演会講演集, (1982) pp158-161.

* 田中英穂

(東海大学工学部)

藤本一郎

(東京大学工学部)

1. まえがき

従来翼列フラッタの解析は幾何学的にも弾性的にも均一翼列の仮定のもとに進められて来た。しかし著者らが経験した軸対称環状翼列における自由振動方式のフラッタ実験(1)においても又実機においても、翼列を構成する各翼の固有振動特性の僅かなばらつきが因となって、均一翼列の場合のように全翼が等しいモードの振動を一齐に起こすということはない。このような事実を踏まえ、上記均一の仮定を排し、実機に近い翼列のフラッタ限界を求めるミスマッチングとしての取り扱いが行なわれて来ている(2)~(4)。著者らはこの問題を更に積極的にフラッタ抑制という見地から捉え、交互の隣接翼の僅かな固有振動数の不均一が著しく翼列フラッタ速度を高めることを理論的、実験的に確認し(5)、更に二組の固有振動数よりなる翼群の配列様式を種々変えることによるフラッタ特性への影響に関する基本的性格を詳細に理論解析し、上述の固有振動数の異なる翼を交互に配列する翼列が最もフラッタが起こり難いことを明らかにし(6)、更に一部の実験により上記理論解析法の妥当性を示した(7)。

本報告では上記解析方法(6)により、与えられた固有振動数分布を持つ翼群で翼列を構成する場合の各翼の配列様式によるフラッタ速度への影響、翼群の固有振動数のばらつきの程度とフラッタ速度との関係、更にはある固有振動数分布を持つ母集団翼群より複数翼列用の複数翼群を抽出する場合、フラッタ抑制の見地からの翼群抽出法などについての解析結果を報告する。

2. 理論

フラッタモードは曲げでもねじりでも解析可能であり、又ねじりモードの場合ねじり軸は翼弦方向に任意の場合について解析可能であるが、一応ねじり中心が翼弦中心にある場合のねじりモードを考える。二次元直線翼列を仮定するが、実際の環状翼列におけるフラッタの周期性を考慮してこの直線翼列には固有振動数の異なるN枚の翼より成る多くの翼群が周期的に配列されているものとする。そうすると図1の例に示すように、この翼列の中で同一の固有振動数を持つ翼がN-1枚おきに配列されることになり、この同一固有振動数を持つ翼同士は振幅は同一で互いにある特定の翼群間位相差 τ をもって振動することになる。この翼群間位相差 τ は一つの環状翼列内に存在する翼群の数mに対応した自由度mを持つことになる。この場合フラッタ発生時の振動数及び一つの翼群内の各翼の振幅 α 及び翼間位相差 β はフラッタ速度と共に固有方程式の固有値として決定される。そしてフラッタ発生時の翼群間位相差 τ は、上記自由度mに対応するm個の τ の中で最低フラッタ速度を与える値に決定される。この場合一つの翼群内のN枚の翼に対する固有方程式は式(1)のようになる。

$$\left. \begin{array}{l}
 \text{1 番翼} \quad \alpha_1 B_1 + \alpha_2 B_2 e^{i\tau} + \dots + \alpha_{N-1} B_{(N-1)} e^{i(N-2)\tau} + \alpha_N B_N e^{i(N-1)\tau} = I_1 \ddot{\alpha}_1 + K_1 \alpha_1 \\
 \text{2 番翼} \quad \alpha_1 B_2 + \alpha_2 B_3 + \alpha_3 B_4 e^{i\tau} + \dots + \alpha_{N-1} B_{(N+1)} e^{i(N)\tau} + \alpha_N B_N e^{i(N+1)\tau} = I_2 \ddot{\alpha}_2 + K_2 \alpha_2 \\
 \vdots \\
 \text{k 番翼} \quad \alpha_1 B_k + \alpha_2 B_{k+1} + \dots + \alpha_{N-1} B_{(N+k-1)} e^{i(N-k+1)\tau} + \alpha_N B_N e^{i(N-k)\tau} = I_k \ddot{\alpha}_k + K_k \alpha_k \\
 \vdots \\
 \text{l 番翼} \quad \alpha_1 B_l + \alpha_2 B_{l+1} + \dots + \alpha_{N-1} B_{(N+l-1)} e^{i(N-l+1)\tau} + \alpha_N B_N e^{i(N-l)\tau} = I_l \ddot{\alpha}_l + K_l \alpha_l \\
 \text{(l-1) 番翼} \quad \alpha_1 B_{l-1} + \alpha_2 B_l + \dots + \alpha_{N-1} B_{(N+l-2)} e^{i(N-l+1)\tau} + \alpha_N B_N e^{i(N-l+1)\tau} = I_{l-1} \ddot{\alpha}_{l-1} + K_{l-1} \alpha_{l-1} \\
 \vdots \\
 \text{m 番翼} \quad \alpha_1 B_m + \alpha_2 B_{m+1} + \dots + \alpha_{N-1} B_{(N+m-1)} e^{i(N-m+1)\tau} + \alpha_N B_N e^{i(N-m)\tau} = I_m \ddot{\alpha}_m + K_m \alpha_m \\
 \vdots \\
 \text{N 番翼} \quad \alpha_1 B_N + \alpha_2 B_{N+1} + \dots + \alpha_{N-1} B_{(2N-1)} e^{i(N-1)\tau} + \alpha_N B_N = I_N \ddot{\alpha}_N + K_N \alpha_N
 \end{array} \right\} \quad (1)$$

ここで $B_i (i=1-N)$ は同一振幅、同一振動数で翼群間位相差 τ を持って振動している全ての翼群の1番翼グループが基準翼群内の i 番翼に誘起する単位振幅当たりの非定常モーメント係数を意味しており、これは図1を参照すれば全ての翼群の2番翼グループが基準翼群内の $i+1$ 番翼に誘起する非定常モーメント係数と等しく、又同じ全ての翼群の1番翼グループが基準翼群の左隣の翼群内の i 番翼に誘起する非定常モーメントとは位相 τ だけ異なり $e^{j\tau}$ 倍となる。又 I_i 及び K_i は夫々 i 番翼の慣性モーメント及びねじり剛性をあらわしている。そして上記非定常モーメント係数 B_i は均一翼列における翼間位相差 β を変えた時の着目翼に誘起する非定常モーメント係数の値より求められる(6)。

式(1) はマトリックスの形で式(2) のようにあらわされる。

$$[A_{ij}] \cdot [\alpha_i] = 0 \quad : (i, j = 1 \sim N) \quad \text{-----} \quad (2)$$

ここで $[\alpha_i]$ は翼群内の N 枚の翼の振動に関する固有ベクトルで、 A_{ij} は式(1) の非定常モーメント係数 B_i とは次式に示す関係を有している。

$$\begin{aligned} A_{ij} &= B_{N+i-j+1} e^{-j\tau} & : (i < 1) \\ A_{ij} &= B_{i-j+1} & : (i > 1) \\ A_{ij} &= B_i - I_i (\omega^2 - \omega_i^2) & : (i = 1) \end{aligned} \quad \text{-----} \quad (3)$$

但し ω はフラッタ円振動数をそして ω_i は翼群内の i 番翼の固有円振動数を夫々あらわしている。そしてフラッタ発生時の限界無次元風速即ちフラッタ速度は固有値 ω 並びに固有ベクトル α_i と共に式(2) の解として求められる。 数値計算における翼列条件を表1に示す。

3. 解析結果

3.1 一つの翼群の翼の配列様式の影響

固有振動数にばらつきを持つ翼群により翼列を構成する場合、たとえ同一翼群について考えるとしても翼の配列様式により翼相互の空力弾性的干渉の度合いが変わり、結果としてフラッタ速度 V_{cr} ($=U/c\omega_m$, U : フラッタ発生時の流入速度, c : 翼弦長, ω_m : 翼群の平均固有円振動数) に差のあらわれることが予想される。これらについて検討する為に、先ず8枚の翼より構成される翼群の固有振動数分布を図2(1)-(3)に示すように3通り考え、各翼群毎に想定した各6種類の翼配列様式について解析する。図2は考える翼群を構成する翼の固有振動数に関する

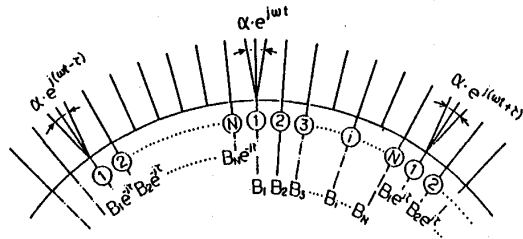


図1 翼列モデル

表1 翼列条件

食い違い角 G	30°
入射角 α	4°
弦節比 S/C	1.0
反り角 θ	16°
ねじり中心 e	50%
質量比 μ	300
慣性半径 r	$\sqrt{0.073}$

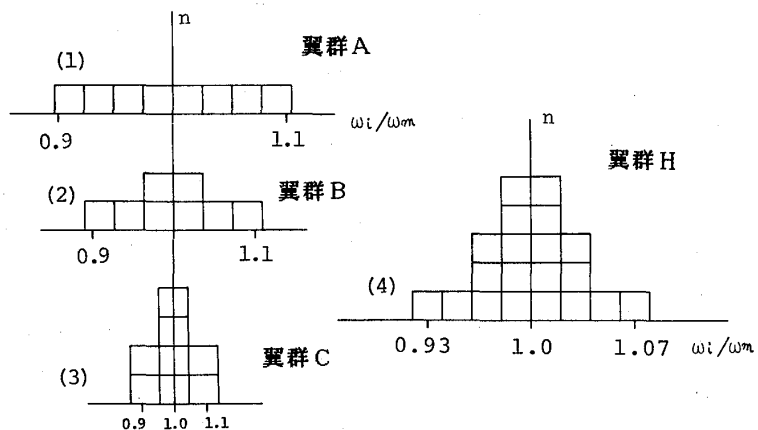


図2 翼群の固有振動数分布

頻度分布図である。これらについて求めたフラッタ速度 V_{cr} 及びフラッタ振動数 ω/ω_m (ω : フラッタ発生時の翼の振動数) を表 2-A, B, C に示す。表 2-A, B について見ると、配列様式 2、即ち隣接翼の固有振動数が順次増加した後逆に順次減少するような山型配列の場合がフラッタ速度が一番低く、最もフラッタが発生し易い配列であることがわかる。次に配列様式 1、即ち隣接翼の固有振動数が順次増加する鋸歯状配列がフラッタが発生し易いことがわかるが、前者と比較すると配列一周期毎に隣接翼間に固有振動数の大きな段差が生じている分だけ連成し難く、フラッタ速度が高くなっていることがわかる。上記鋸歯状配列が配列一周期中二度生ずるような配列様式 3 は配列様式 1 と比較すると隣接翼間固有振動数差の大きな段差が配列一周期中二度生ずる分だけ、より空力弾性的連成が難しく、フラッタ速度は様式 1 よりやや大きくなっている。各翼毎に隣接翼間固有振動数差が大きくなるような配列様式、即ち様式 5, 6 のように固有振動数の高い翼と低い翼を交互に配列した交互配列様式は比較的フラッタ速度が高くなっていることがわかる。同じく交互配列様式でも様式 6 のように隣接翼間固有振動数差が順次少なくなるような減衰型交互配列様式は、様式 5 のような非減衰型交互配列様式と比較するとフラッタ速度はやや低くなっている。この点に関し更に詳しく調べる為に、一翼群の翼枚数を 8 枚とし、その翼群の平均固有振動数及び固有振動数のばらつきの程度をあらわす標準偏差をほぼ等しく保ち乍ら 8 枚の翼の固有振動数を変化させ比較的単純な減衰型交互配列において減衰の程度を変えた解析を行ないその結果を表 3 に示す。この場合 γ の配列様式は減衰の程度 0 即ち非減衰型交互配列で、高低二種類の振動数の翼を交互に配列した様式となっている。表よりわかるように減衰型交互配列で減衰の程度が強くなる程フラッタ速度が低下しフラッタが起こり易くなっていることがわかる。配列様式 4 は比較的固有振動数の近い翼を配列一周期の前半、後半に配列したものであるが、結果的には中間

表 2-(A) 8枚翼群 A における配列様式の影響

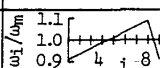
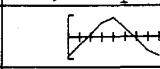
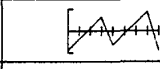
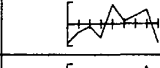
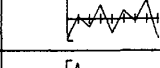
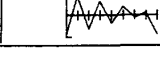
翼群記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}(\text{unif})}$	ω/ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
A-1		2.895 (1.236)	0.738	5.951
A-2		2.810 (1.199)	0.769	5.951
A-3		2.931 (1.251)	0.677	5.951
A-4		2.909 (1.242)	0.716	5.951
A-5		2.956 (1.262)	0.663	5.951
A-6		2.919 (1.246)	0.665	5.951

表 2-(B) 8枚翼群 B における配列様式の影響

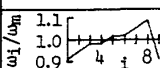
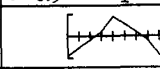
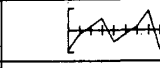
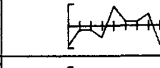
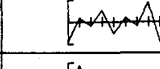
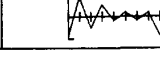
翼群記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}(\text{unif})}$	ω/ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
B-1		2.869 (1.225)	0.715	5.455
B-2		2.778 (1.186)	0.771	5.455
B-3		2.839 (1.212)	0.706	5.455
B-4		2.854 (1.218)	0.719	5.455
B-5		2.867 (1.224)	0.682	5.455
B-6		2.848 (1.216)	0.676	5.455

表 2-(C) 8枚翼群 C における配列様式の影響

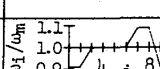
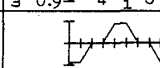
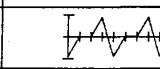
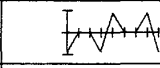
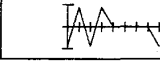
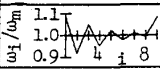
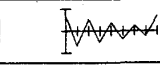
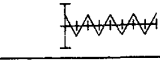
翼群記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}(\text{unif})}$	ω/ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
C-1		2.850 (1.216)	0.678	6.428
C-2		2.897 (1.237)	0.744	6.428
C-3		2.949 (1.259)	0.669	6.428
C-4		2.962 (1.264)	0.666	6.428
C-6		2.889 (1.233)	0.671	6.428

表 3 交互配列様式における減衰の程度の影響

翼群記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}(\text{unif})}$	ω/ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
α		2.814 (1.120)	0.684	5.028
β		2.860 (1.221)	0.672	5.037
γ		2.893 (1.235)	0.667	5.000

2ヶ所の隣接翼間固有振動数の段差がきいてフラッタ速度は比較的高くなっている。

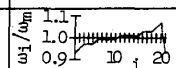
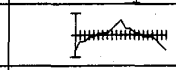
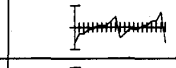
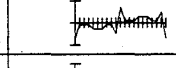
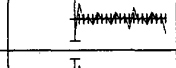
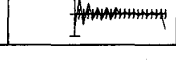
次に翼群の固有振動数分布がやや鋭く比較的ばらつきの少ない表2-Cの翼群について上記に近い配列様式を目標として配列した場合について検討すると、全般的には上記に近い傾向は見出されるが、個々に点検すると多少異なる傾向も見出される。この場合も様式1は上記鋸歯状配列に近い配列を、様式2は山型配列に近い配列を意図したものである。表2-Cでこの二者の配列様式は他の配列様式に比し多少フラッタ速度が低い傾向は見られるが、両者の比較では表2-A,Bの場合には様式1の鋸歯状配列の方が様式2の山型配列よりフラッタ速度が高かったものが、表2-Cの場合には逆に配列様式1の方がフラッタ速度が低くなっている。この場合の配列様式1について詳細に検討すると、翼群の固有振動数分布のばらつきが少なく、翼群枚数8枚のうち半数の4枚の固有振動数は全く同一になっており、配列上同一固有振動数の翼4枚が連続して配列されているため、この部分の隣接翼相互の空力弾性的干渉が容易になりフラッタ速度を低下させたものであると考えられる。

同様の検討を多少現実の状態に近づけ図2(4)のような一翼群の枚数を20枚と増加した場合について計算した例を表4に示す。この場合は表2の場合に比べ最高最低の固有振動数比が小さく、全体のばらつきも小さくなっている。このために配列様式によるフラッタ速度の変化は表2の場合程顕著ではないが、やはり隣接翼間固有振動数差の大きい非減衰型交互配列の場合がフラッタ速度は一番高くなる傾向は表2の場合と一致している。しかし翼群内の翼枚数が多く固有振動数のばらつきの少ない表4の場合、同じく隣接翼間固有振動数差の大きいように高低固有振動数の翼を交互に配列したものでも前記減衰型交互配列様式の場合はフラッタ速度が最も低くなっており、前述のように減衰型配列はフラッタ抑制の見地から好ましくないことが認められる。

3.2 翼群の固有振動数分布の影響

前節の検討により翼の配列様式としては隣接翼間固有振動数差が出来るだけ大きくなるように高低固有振動数翼を交互に配列する交互配列様式がフラッタ抑制の見地から好ましいことが判明した。本節では翼群の固有振動数分布の幅や形、即ち固有振動数のばらつきの程度を変えた場合の影響について、上記減衰型及び非減衰型交互配列様式を中心に検討することにする。図3に示す固有振動数のばらつきの少ない翼群Gから、ばらつきの大きい翼群JまでG,H,I,J 4種類の翼群及び均一翼列の場合についての計算例を表5に示す。表中の σ_ω は標準偏差で各翼群の固有

表4 20枚翼群Hにおける配列様式の影響

翼群 記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}^{(unif)}}$	ω/ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
H-1		2.622 (1.119)	0.760	3.256
H-2		2.621 (1.119)	0.768	3.256
H-3		2.625 (1.120)	0.757	3.256
H-4		2.625 (1.120)	0.776	3.256
H-5		2.632 (1.123)	0.760	3.256
H-6		2.611 (1.114)	0.750	3.256

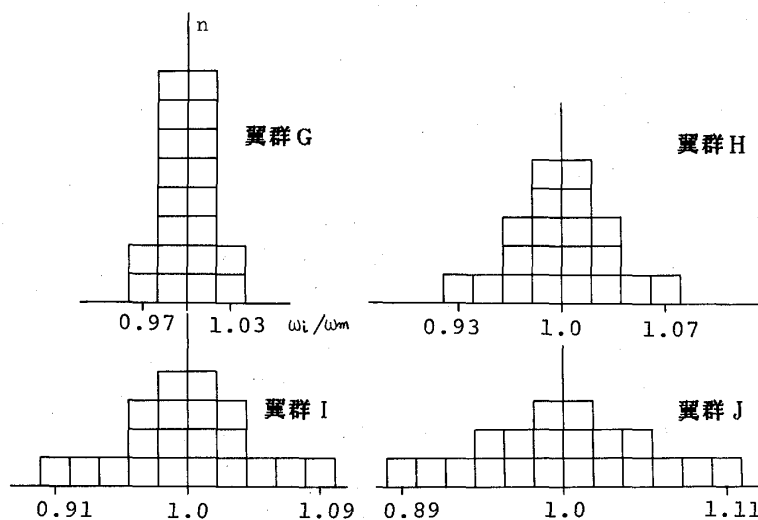


図3 20枚翼群の固有振動数分布

振動数のばらつきの程度をあらわしている。
表5で先ず減衰型交互配列様式5と非減衰型交互配列様式6とでは前節で検討したように、何れの固有振動数分布の場合でも常に非減衰型交互配列様式の方がフラッタ速度は高く、フラッタは発生し難いことが再確認される。そして固有振動数分布の影響としては表5に示す如く、ばらつきのない配列様式Uの均一翼列の場合がフラッタ速度は最も低く、ばらつきが大きく即ち標準偏差 σ_ω が大きくなる程フラッタ速度は高くなり、フラッタは起こり難くなる傾向のあることが明らかにされた。

3.3 一つの母集団翼群からの複数翼群抽出法

同一機種の複数台数の軸流圧縮機や軸流タービンなどを同時製作する場合、特定の翼列に使用する翼は全台数分の翼枚数を同時製作し、その母集団翼群の中から夫々の翼列で使用する翼群を抽出することになる。この場合一般には当然のこととして一つの翼列を構成する個々の翼は寸法的にも弾性的にも出来るだけそろった翼を一つの翼群として抽出している。即ちある固有振動数分布を持った母集団があるとすれば、その中からある組の翼群は固有振動数が低いなりにばらつきの少ない翼を選び、別の翼群は逆に固有振動数は高いなりにばらつきの少ない翼を選び、又別の翼群としては比較的固有振動数に近い翼を中心に選出し、夫々の翼列は出来るだけ均一に近い翼列とするように努めている。これに対し母集団翼群から複数の翼群を抽出する場合、抽出された夫々の翼群の固有振動数分布

が母集団の固有振動数分布と等しくなるような抽出法も可能である。そこで従来のような前者の抽出法による各翼群と、後者のような各翼群内の固有振動数のばらつきが比較的大きくなるように選出した場合についてフラッタ抑制の見地から検討することにする。

基になる母集団としては翼群H三組の計60枚及び四組の計80枚から構成される2種類を考え、その翼の固有振動数分布を図4に示す。上記のような点を考慮すると図に示すように60枚母集団からは翼群H三組又は翼群K, N, P各一組、そして80枚母集団からは翼群H四組又は翼群K二組、L, M各一組又は翼群U二組、L, M各一組が選出される。各翼群の配列様式については3.1, 3.2節での検討結果に従い、フラッタが最も起こり難い非減衰型交互配列様式5について比較することにする。この場合、母集団の固有振動数のばらつきの程度は平均値に対し最高最低値は夫々 $\pm 7\%$ で、標準偏差は3.256%である。

夫々の翼群についての解析結果が表6に示されている。表からわかるように各翼群の固有振動数のばらつきの幅の広いもの程フラッタ速度は高く、フラッタが発生し難いことをしめしている。

表5 固有振動数分布の影響

翼群記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}} \left(\frac{V_{cr}}{(V_{cr})_{unif}} \right)$	ω/ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
G-5		2.451 (1.046)	0.793	1.612
G-6		2.449 (1.045)	0.791	1.612
H-5		2.632 (1.123)	0.760	3.256
H-6		2.611 (1.114)	0.750	3.256
I-5		2.731 (1.166)	0.713	4.313
I-6		2.704 (1.154)	0.728	4.313
J-5		2.866 (1.223)	0.653	5.675
J-6		2.832 (1.209)	0.691	5.675
U	均一	2.343 (1.000)	0.818	0

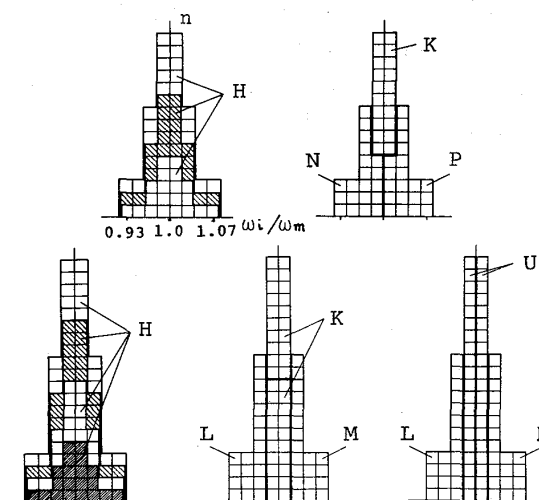


図4 60枚及び80枚母集団翼群の固有振動数分布

極端な例として示した翼群Uの場合は完全に均一翼列となりフラッタ速度は最低の2.343(均一翼列の値)を示しており、逆に母集団の固有振動数のばらつきと等しいばらつきを持つ翼群Hの場合はフラッタ速度が最も高くなっていることがわかる。従ってフラッタ抑制の見地からは従来の各翼群内の固有振動数のばらつきが出来るだけ小さく均一翼列に近づくような抽出法は避けるべきであり、何れの翼群も母集団の固有振動数分布と等しくなるような抽出法が好ましい。

4. まとめ

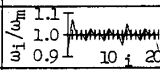
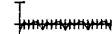
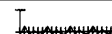
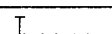
現実の翼列を構成する翼群の固有振動数には多少ともばらつきがあることに着目し、これらの事実をフラッタ抑制の見地から逆に有効利用することを考え、与えられた母集団翼群から複数量群の抽出法、与えられた翼群により翼列を構成する場合の配列様式などについて検討し、以下の結論を得た。

- 1) フラッタ抑制の見地から、ある固有振動数分布を有する翼群の翼の配列様式として、隣接翼間固有振動数差が大きくなるような配列様式、即ち高低固有振動数翼を交互に配列する様式が望ましい。
- 2) この場合でも配列一周期中隣接翼間固有振動数差が順次減少するような減衰型交互配列は避けるべきである。
- 3) 逆に隣接翼間固有振動数差が小さい配列様式、即ち配列一周期中隣接翼の固有振動数が順次増加する鋸歯状配列又は順次増加し次いで順次減少し元に戻る山型配列は避けるべきである。
- 4) 特に固有振動数の等しい又は極く近い翼を何枚も連続配列することは避けるべきである。
- 5) 翼群のばらつきの程度が大きい程フラッタ速度は高く安全側となる。
- 6) 一つの母集団翼群から複数量群を抽出する場合には、各翼群内の固有振動数のばらつきが小さく均一翼列に近くなるような抽出法は避け、何れの翼群の固有振動数のばらつきも母集団のばらつきと等しくなるような抽出法を採るべきである。

【参考文献】

- (1) 小林 紘, 田中英穂: 日本機械学会論文集 40巻 334号 (昭49-6) p1615
- (2) Whitehead, D.S., J. of Mech. Engg. Sci., Vol. 8, No. 1, 1966, pp15-21.
- (3) Srinivasan, A.V. & Frye, H.M., NASA CR-165137, Aug. 1980.
- (4) Kaza, K.R.V. & Klieb, R.E., AIAA J., Vol. 20, No. 8, 1982, p1120.
- (5) 花村庸治, 田中英穂: 日本機械学会論文集 46巻 403号 B編 (昭55-3) p373.
- (6) Tanaka, H., Hanamura, Y. & Fujimoto, I., Proc. the 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congress, Vol. 2, Apr. 1984, pp651-658.
- (7) 藤本一郎, 田中英穂, 花村庸治: 第13回ガスタービン定期講演会講演論文集、(昭60-6) p127.

表6 母集団翼群からの翼群抽出法の影響

翼群 記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr} / ((V_{cr})_{unif})}$	ω / ω_m	$\sigma_\omega \times 10^2$
H-5		2.632 (1.123)	0.760	3.256
K-5		2.394 (1.022)	0.802	1.000
L-5		2.455 (1.048)	0.792	1.670
M-5		2.442 (1.042)	0.794	1.536
N-5		2.493 (1.064)	0.780	2.029
P-5		2.480 (1.059)	0.786	1.895
U	均 一	2.343 (1.000)	0.818	0

円形翼列におけるクリアランス損失の予測手法について

* 高村 東作, 小菅 秀顕, 伊藤 高根 (日産自動車)

1. 緒言

円周上に翼を配置した円形翼列のノズルをもつラジアルタービンにおいて、タービンの流量範囲を可変にするための一つの方法として、ノズル翼の取り付け角を可変にする方式がある。この方式では、ノズル翼が高温下で無潤滑にて摺動するため、ノズル翼とケーシング間にクリアランスが必要である。このクリアランスによって生じるタービン効率の低下は大きく、特にターボチャージャ、自動車用ガスタービンなど小型タービンにおいては、ノズル翼高さが小さいため、クリアランスの影響は相対的に大きくなる。これまで、円形翼列でのクリアランスの影響を定量的に予測する方法を扱った研究は少なく、タービンの効率低下量、流量特性の変化を事前に精度良く評価できなかった。本論文においては、定量的な予測手法を得るため、Meitner⁽¹⁾が提案した損失モデルのほか、新たに二種類の損失モデルを作成し、これら三つのモデルについて、翼形状の異なる二種のノズルを試作し、各々の予測精度を実験的に確認したところ、そのうちの1つのモデルが良好な結果が得られたので報告する。

2. 損失モデル

2.1 モデル I

このモデルはMeitner が提案したモデルであり、ノズルを翼無しノズル部と翼付きノズル部に分割して扱うモデルであり、翼形状や翼の速度分布などに関係なく、次のような仮定にもとづくものである。

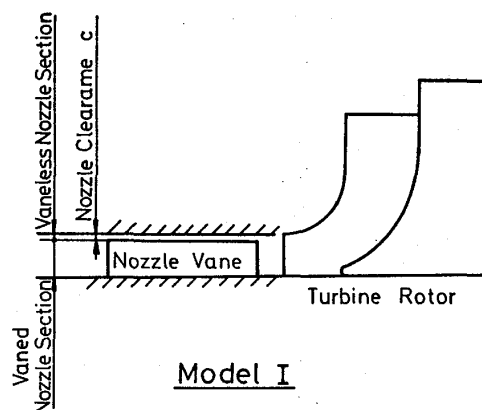


Fig.1 損失モデル I

〈仮定〉

- ① ノズルクリアランスを C 、ノズル通路高さを B とすると、通路高さがそれぞれ、 C 、 $(B-C)$ である翼無しノズル部と翼付ノズル部に分割する。
- ② 翼付きノズル部では、クリアランスが存在しない時と等しいノズル損失と流出角を持つとする。
- ③ 翼無しノズル部では、ノズル入口での角運動量が保存され、ノズル出口において、圧力、温度、流速、圧力損失は翼付ノズル部と等しいとして出口状態を求める。
- ④ ノズル出口直後において、二つの流れは完全に混合し、混合損失が発生する。

2.2 モデルⅡ

このモデルは、ノズル翼面上の速度分布をモデル化し、これに基づいてクリアランスを通して漏れ出る流れの速度ベクトルを仮定してクリアランス損失を求めるものである。

〈仮定〉

- ①翼面上の速度分布をFig.2にて実線で示す様に、
短形の速度分布であるとする。すなわち

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{負圧面} \text{-----} \text{ノズル出口流速 } V_s \text{ 一定} \\ \text{圧力面} \text{-----} \text{ノズル入口流速 } V_p \text{ 一定} \end{array} \right\} \text{とする。}$$

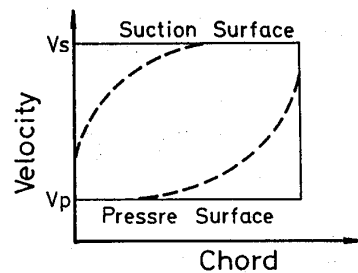


Fig.2 モデルⅡの速度分布

- ②クリアランスを漏れ出る流れは、圧力面と負圧面との圧力差によって増速し、負圧面での流速に等しい速さで流出する。この流れの圧力、温度、圧力損失は、主流の出口での値に等しいとする。
- ③圧力面と負圧力面との圧力差により増速する成分は、翼に垂直であり、漏れ出る前の流速ベクトル $\vec{V}_p$ の成分は、漏れ出した後も保存されるとして、漏れ出した流れの方向を求める。
- ④主流と、クリアランスを漏れ出た流れは、ノズル出口直後で混合し、混合損失が発生する。

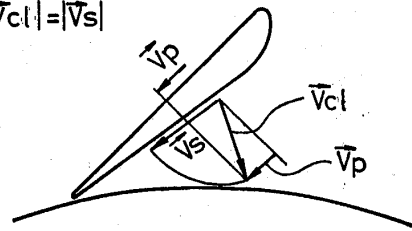


Fig.3 漏れ流のベクトル

このモデルでは、翼枚数、コード、翼の取り付け角などが組み込まれることになる。

2.3 モデルⅢ

このモデルは、モデルⅠと同様にノズルを翼なしノズル部と翼付ノズル部に分けて扱う点は共通であるが、クリアランスの影響によって翼端近傍の翼面圧力分布が変化することを考慮して、有効な翼付ノズル部の領域を仮定した点がモデルⅠと異なる。

妹尾⁽²⁾らの遠心羽根車におけるクリアランスの性能への影響に関する研究によれば、クリアランスを通して、翼の圧力面から負圧面へ漏れ出る流れがある時、翼端近傍では、圧力面と負圧面との圧力差は減少するので、その減少量を縮流係数と関係づけて考察している。すなわち、縮流係数を α 、クリアランスを C 、通路高さを B とすると、翼面上において、圧力面と負圧面との圧力差がなく、翼負荷が無い翼の中は、 $(2\alpha - 1)C$ となり、翼負荷を持つ有効な翼巾は $B - (2\alpha - 1)C - C = B - 2\alpha C$ としている。（クリアランスのために生じる圧力差の減少が無ければ $\alpha = 0.5$ となり、有効な翼巾は $B - C$ となり、モデルⅠと等しくなる。）

妹尾らが扱った圧縮機では、下流に向うほど圧力が上昇するため、クリアランスを

含めた翼負荷の無い部分の流速は減少し、この部分はブロッキングとして扱われているが、本論文にて扱う円形翼列のノズルにおいては、下流に向うほび圧力が低下するので、クリアランスを含めた翼負荷のない部分の流れは、半径方向成分を増しながら、かつ、ノズル入口の角運動量を保存して流出すると考えられる。

以上のような考え方にもとづいた損失モデルの仮定を整理すると、

①ノズルを通路高さ方向に、翼無しノズル部と翼付ノズル部に分ける。

②各ノズル部の通路高さは $\left\{ \begin{array}{l} \text{翼なしノズル部} \text{ ----- } 2\alpha C \\ \text{翼付きノズル部} \text{ ----- } B-2\alpha C \end{array} \right\}$ とする。

③縮流係数の値は、半径比の小さいオリフィスにおいて、 $\alpha = 0.6$ であるが、クリアランスを通じて漏れ出る流れの場合は、オリフィスに比べて大きいと思われるので、 $\alpha = 0.7 \sim 0.8$ とする。(後で述べる計算結果は $\alpha = 0.75$ とした。)

④各ノズル部の流れについては、モデルIの②～④の仮定と同一である。

NOZZLE	BLADE NO.	CHORD	BLADE Height
A	14	33.0 ^{mm}	7.14 ^{mm}
C	14	28.0	7.14

3. 供試品、実験装置、実験方法

3.1 供試ノズル

各損失モデルの精度を調べるため、翼形状の

表1 ノズル諸元

異なる二種類のノズル(以下ノズルA, C)を実験に用いた。表1, Fig.4 に示したように、各ノズルは同一の翼枚数、翼高さを持つが、コードが異なる。このため、Fig.5, 6 に示した翼の速度分布(計算による)からも解るように、ノズルの翼負荷はノズルAが軽く、ノズルCが重いノズルとなっている。

クリアランスの設定は、これらのノズルが組立式ノズルであるため、通路高さを一定に保つ必要からFig.7 のように、ノズル前縁部の一部を残し、ノズル翼を切削してクリアランスを設けた。

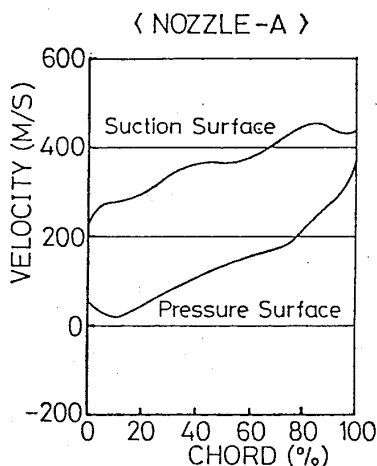


Fig.5 速度分布

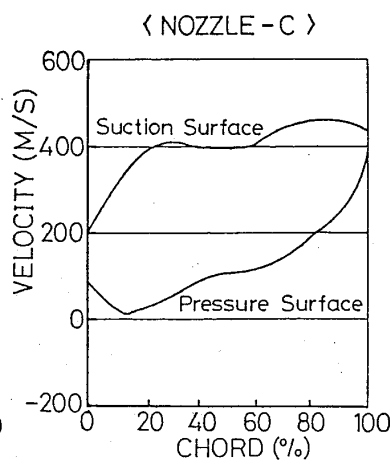


Fig.6 速度分布

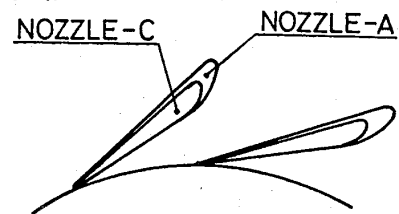


Fig.4 ノズル翼型

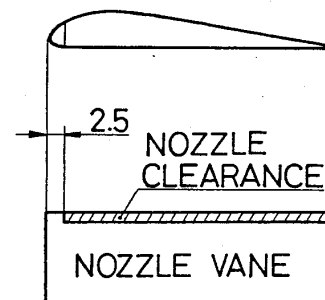


Fig.7 クリアランスの設定

3.2 ノズル単体流量特性実験

損失モデルの評価を流量特性と効率の予測精度に分けて行うため、ノズル単体での流量特性計測とローターと組み合わせた性能計測に分けて実験を行った。

ノズル単体での実験では、ノズル出口における周方向の圧力分布、ノズル1ピッチ間の圧力分布による計測誤差を防ぐため、Fig 8 に示したようにノズル翼1ピッチ間に静圧口を6点づつ、翼一枚おきに7ヶ所設け、合計 $6 \times 7 = 42$ 点でノズル出口静圧を計測し、単純平均してノズル出口静圧とした。ノズル入口については、予旋回翼列にて 30 度の旋回を与え、供試ノズル入口上流 15mm の位置で全圧、全温、静圧を各々 4 点づつ計測した。

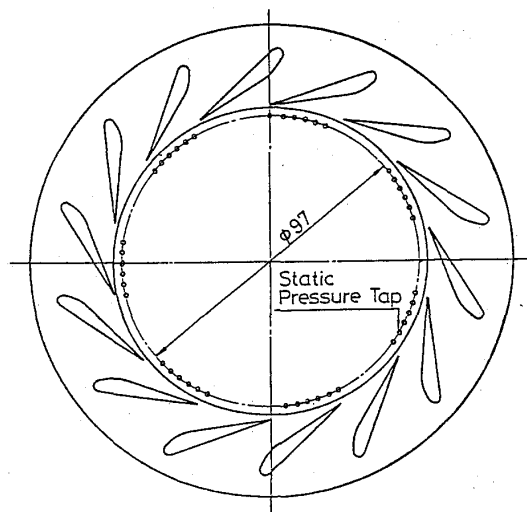


Fig. 8 ノズル出口静圧測定位置

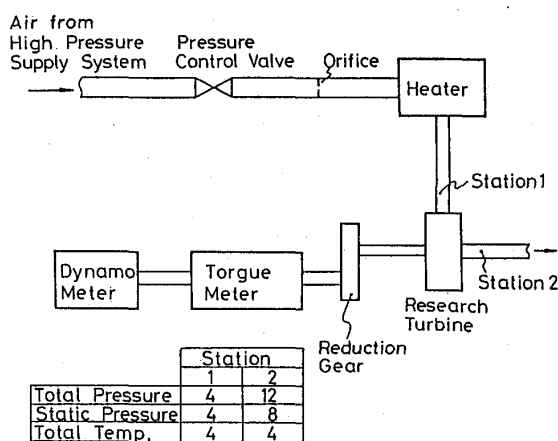


Fig. 9 実験装置

3.3 タービン性能試験

二種の供試ノズルに対して、同一の入口外径φ100のラジアルタービンローターを組み合わせ、タービン効率を計測した。

実験装置の概略をFig 9に示す。タービン出力は、減速機を介してダイナモで動力吸収し、トルクをトルクメーターで計測した。軸受損失、減速機の機械損失については、潤滑油の温度上昇から計測した。タービン効率の計測精度は、 $\pm 0.8\%$ である。

4. 予測計算法

4.1 タービン効率

三種のクリアランス損失モデルを用いて、タービン効率の変化を予測するため、C. Rodgers⁽³⁾の性能予測法を基本とし、幾つかの損失計算式に修正を加えたタービン性能予測プログラムに対し、三種のクリアランス損失モデルを組み込み、効率を計算した。ノズルクリアランスが無い条件では、効率の実験値と予測値の差は、最高効率で比較すると 0.5% であり、十分な予測精度を持つ。

4.2 ノズル流量特性

ノズルクリアランスが無い条件で、実験値と計算値の特性を合わせるため、以下の手

順で計算モデルを設定した。

- ①ノズル損失係数は、性能予測プログラムに用いている損失式から求める。
- ②ノズル後縁から出口静圧測定位置までは、半径で約6 mmあるので、壁面摩擦係数を0.01として損失を計算する。
- ③実験値の流量特性にほぼ一致する流出角を求め、クリアランス無しでの流量特性を設定する。

5. 結果

5.1 ノズル単体流量特性

①ノズルCによる結果

Fig 10,11,12 に、各モデルによる計算値と実験値の比較を示す。図から明らかなように、モデルⅡ、Ⅲが非常に良い一致を示し、モデルⅠは、過小評価である。

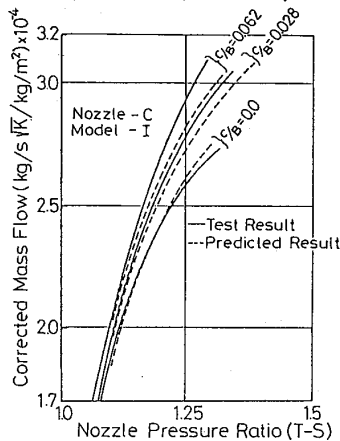


Fig.10 流量比較(モデルⅠ)

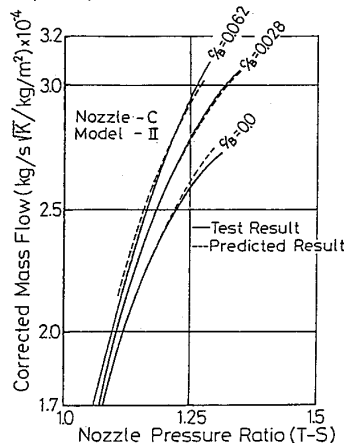


Fig.11 流量比較(モデルⅡ)

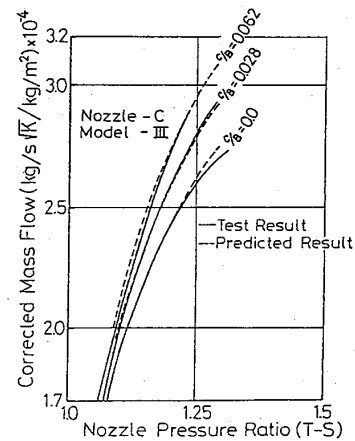


Fig.12 流量比較(モデルⅢ)

②ノズルAによる結果

ノズルCで精度が良かったモデルⅡ、Ⅲについて、実験値の比較をFig13,14に示す。このノズルでは、モデルⅡは、流量を過大評価し、モデルⅢは、実験値と良い一致を示す。

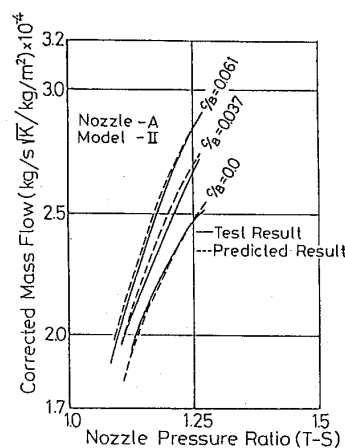


Fig.13 流量比較(モデルⅡ)

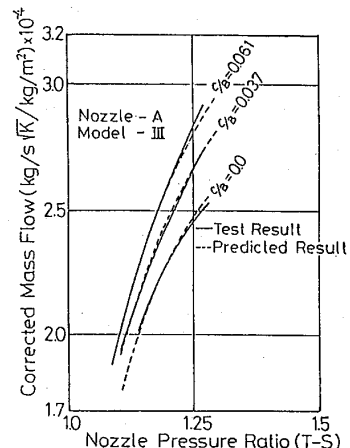


Fig.14 流量比較(モデルⅢ)

ノズル単体流量試験の結果、

モデルⅢだけが、両ノズルについて精度良く流量変化を予測できることがわかった。

5.2 タービン効率

ノズルクリアランスによるタービン効率の低下は、Fig.15の実験結果(ノズルAによる)が示すように著しい。この例では $\gamma_b = 0.062$ の時、効率低下 $\Delta\eta$ は6.5%に達する。各損失モデルによる効率変化の予測値と実験値の比較を表-2,3に示す。

表に示した値は、速度比 $V/C_0=0.7$ での値であり、計算値、実験値とも、それぞれクリアランスなしの場合に対する効率の低下量を示す。

ノズルCにおいて、実験値と良く一致する損失モデルはモデルⅡ、Ⅲであり、ノズルAでは、モデルⅢである。この結果はノズル単体流量特性を精度良く予測するモデルと一致しており、流量変化を精度良く予測するモデルは、効率変化も精度よく予測できることがわかる。

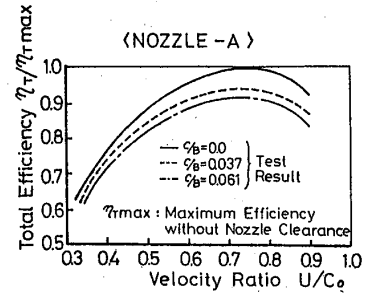


Fig.15 効率変化

(NOZZLE-A)	Nozzle Clearance / Blade Hight	
	0.037	0.061
TEST RESULT	4.5 (%)	6.5 (%)
MODEL Ⅱ	6.5	9.7
MODEL Ⅲ	4.5	7.0

表 3 効率低下量の比較

	Nozzle Clearance / Blade Hight	
	0.028	0.062
TEST RESULT	3.5 (%)	7.5 (%)
MODEL Ⅰ	2.5	5.0
MODEL Ⅱ	4.0	7.7
MODEL Ⅲ	3.5	7.5

表 2 効率低下量の比較

6. 考察

二種のノズルに対して、モデルⅢは精度良い予測値を与えた。この理由は、クリアランスにより生じる翼表面の圧力変化を、巨視的に縮流係数と関係づけて、有効に働く翼部の減少と捕えた点にある。これにより、翼形状に囚われず、仮定の少ない一般性のある損失モデルとなった。他方、モデルⅡがノズルCのみ精度が良かった原因は、仮定した翼面上の速度分布にある。Fig 5,6から解るように、ノズルCは翼負荷が重く、仮定した速度分布に近いが、ノズルAは負荷が軽く、仮定との差が大きいため、損失を大きく見積り、精度に差が生じた。モデルⅡで用いたクリアランスを漏れ出る流れの仮定は、微視的な漏れのメカニズムを説明し、実際の速度分布を用いて流れを求めれば、精度良い予測が可能と考えられる。

7. 結論

- (1) 翼負荷を支える有効な翼部を縮流係数の考えを用いて算出した損出モデルが、ノズルクリアランスによるタービンの効率低下、流量特性の変化を、翼形状を問わず、精度良く求められることが解った。
- (2) 同一の特性を持つノズルにおいて、クリアランスの影響は、翼形状、翼負荷に無関係に定まる。

8. 参考文献

- (1) Peter L.Meitner, Arthur J.Glassman SAE paper 801135, 1980
- (2) 妹尾, 石田 JSME 第63期全国大会学術講演・論文講演416A, 1985.10.1 講演予定
- (3) C.Rodgers SAEpaper 66074, 1966

脈動流下における排気過給機用 タービンの性能に関する研究

※ 小 西 奎 二 (東京都立工科短期大学)

平 山 直 道 (東京都立大学)

1. まえがき

排気エネルギーを有効利用して動作ガスの吸入圧力を上昇させ、容積型内燃機関の出力を増大させるために排気過給機が広く用いられている。それらの動力源として比較的回転速度の遅い船用機関等で多用されている動圧駆動型排気タービンは、現在相当な高圧力比のものが多く、航空用や車両用と異なり大きな脈動流——非定常流——の下で動作させられている。さらに、ラジアルタービンでは、軸流タービンと比較して動翼の平均流路が長く、流れの転向角も大きいいため、その特性は流れの非定常性を強く受けるものと思われる。したがって、過給機用タービンを選択し、機関との良好な適合を考えると、脈動流下でラジアルタービンがどのように作動しているかを知ることが重要である。このような動圧駆動される排気タービンの非定常特性に関する研究は、既にな行なわれている^{(1)~(10)}が、タービン性能に影響を与える因子が多く、それらが相互に複雑に関連し合っているため、未だ十分な結果が得られていないようである。

脈動流の中で問題となるのは、速度ならびに圧力変動の振幅、周波数、および波形であるが、本質的には速度型機械である過給機用タービン特性は、その入口速度三角形で代表されるようにタービンに流入する動作流体の流速に最も大きな影響を受けると思われるので、本研究ではその基礎として速度振幅と周波数の影響のみに問題を絞り、波形は比較的正弦波に近い状態で実験を行なった。今回は主として、脈動周波数および速度振幅比とタービン流量特性の関係について、時間平均法および準定常法を用いて実験的に評価を試みた。

2. 実験装置

供試タービンは、小型ディーゼル機関排気過給機用ラジアルタービンで、圧力比2.6、定格回転速度46,000 rpm (973K)、動翼外径140 mm、円周二分割の部分送込方式のもので日本ガスタービン学会秋季大会鹿児島地区講演会講演論文集

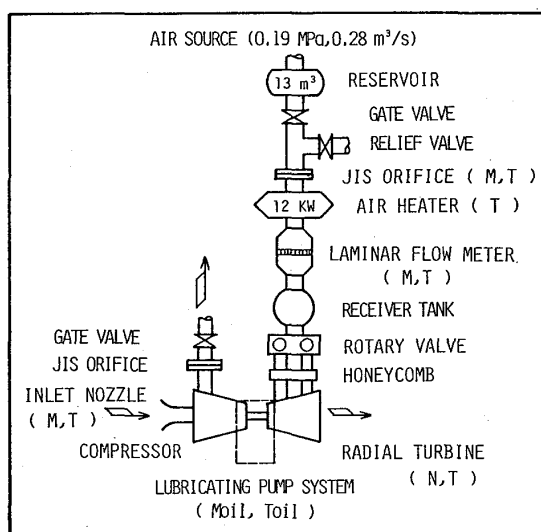


図1 実験装置全体図

あるが、この両分割を結合して用いた。これを図1に示すような装置で全周送入として空気運転した。流量調整された動作流体は、標準オリフイスで流量計測され、水分の凝縮をさけるため空気加熱器で約50℃に加熱された後、回転弁で10～60Hzの脈動流となり、整流格子を経てタービンを駆動し大気に放出される。

動力の吸収および計測は、タービンと同軸上に配された圧縮機の特性を利用し、また負荷の調整は圧縮機出口流量を変化させて行なった。また、脈動流発生装置は、図2に示すようにケーシング内で通風孔を持ったロータが回転することにより非定常流を発生させる。速度振幅の調整はバイパス弁の開閉によって行なった。なおこれは特定の機関の排気を模したのではなく図4に示すように、一般的な正弦波に近い波形が得られる。さらに対辺長3mm、長さ50mmのハニカム構造の整流格子をそう入しタービン入口での流れを整えた。また、潤滑系においては、タービン入口・出口での潤滑油温をシーース熱電対で検出し、オイル加熱器および冷却器により一定温度に制御した。さらに重量法により潤滑油量を計測し、軸受による損失動力の補正を行なった。

計測法の発達した現在でも、温度変動を伴った非定常流速を正確に求めることはいろいろな困難を伴う。本実験では温度補償を行なった熱線風速計を主として用いた。これは図3に示すような2センサプローブに装着されたいずれも線径(d)5μm、感流部の全長(ℓ)1mmのタングステン線であり、一方を流速検出用の熱線とし、他方を温度検出用の冷線として用いた。最終的な流速の検定は、実際の使用状態で回転弁を止めタービンを定常流運転して行なった。ここで脈動流れで熱線を用いる場合最も問題となる時間遅れについて考える。タービンの最大流量時で、温度検出用コールド・ワイヤの自己加熱電流を1mAとし、熱線の全長と線径との比 $\ell/d=200$ 、dを代表寸法にとったレイノルズ数とヌセルト数は、それぞれ $ReD=24.5$ 、 $Nu=2.56$ となる。したがってこのときの時定数は $\tau=1.378$ (ms)となるが、これに熱線風速計の電気回路による一次応答周波数の改善を行なっているため、今回の実験範囲では十分対応していると思われる。図4は代表的な速度波形例で、脈動周波数 $f=20$ Hz、タービン修正回転速度 $N^*=901$ のものであり、ローパス・フィルタを通して1KHz以上の高周波成分をカットしてある。

脈動流下での平均流量は、回転弁の影響を受けないよう整定タンクを置き、その前流で、JIS

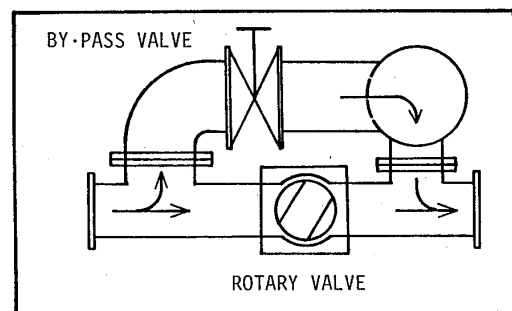


図2 脈動流発生装置

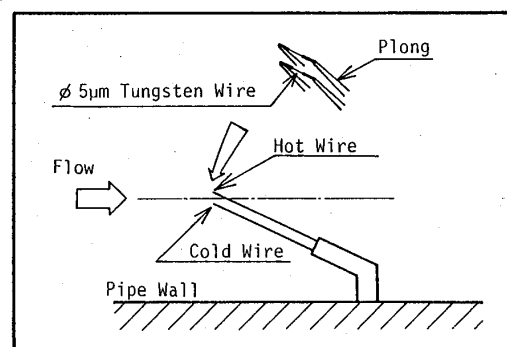


図3 温度補償熱線プローブ詳細図

標準オリフィスによって時間平均値を得た。圧力の測定は、細管により圧力変動を減衰させた後、水または水銀マノメータを主としたが、タービン入口の変動総圧は、シリコンオイルを封入した総圧ピトー管と半導体小形圧力変換器（受圧面径 3mm, 固有振動数 $f_0=50$ KHz）を組合せたものによった。温度計測は $50\mu\text{m}$ の熱電対を感温部とする総温度プローブ、および外径 0.75mm のシース熱電対を適宜用い時間平均温度を得た。

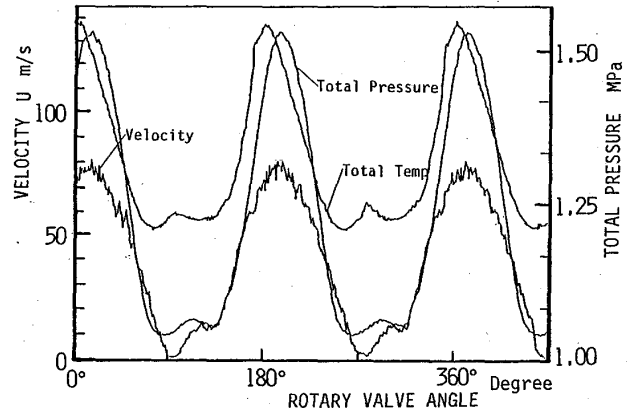


図4 タービン入口速度波形例

定常流下での実験は、回転弁を固定して同じ装置で行ない、非定常流下では、脈動周波数を 10～60 Hz と変化させ、タービン修正回転速度を 585～901 の間で、負荷を 7～10 点変化させて行なった。

3. 実験結果および考察

主な記号

P : 圧力	MPa	T : 温度	K	U : 流速	m/s
M : 質量流量	Kg/s	L : 出力	KW	R : 膨張比	
f : 脈動周波数	Hz	N^* : 修正回転速度		θ : 速度振幅比	

添字

exp : 実測値	std : 時間平均特性	quasi : 準定常法特性
01 : タービン入口状態	* : 修正状態	

定常流下のタービン流量および出力特性を図5に示す。タービンにかかる負荷を圧縮機の出口を絞る変化をさせ、通常に表示に従い修正流量、修正出力（軸受損失を含む）の平均膨張比に対する変化を、修正回転速度 $N^*=N/\sqrt{T_{01}}$ をパラメータとして表したものである。同図中、流量曲線の縦軸上の各点は、タービンへの流入空気量が零の状態であるウィンディジ領域（風車状態）での特性を示す。これはタービン入口を閉そくし、圧縮機を駆動源としてター

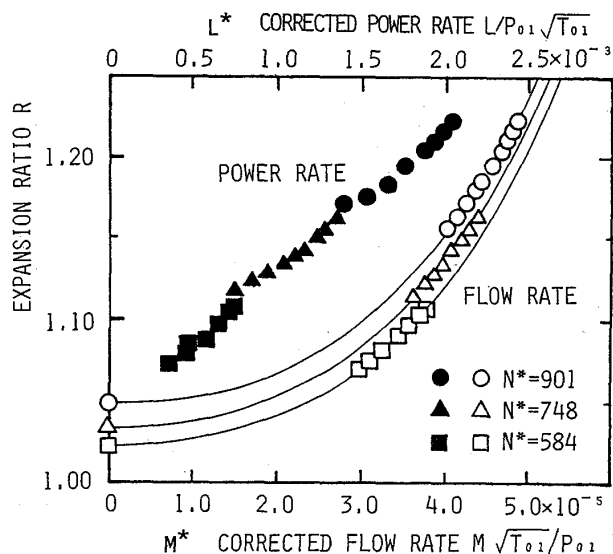


図5 定常流下のタービン流量、出力特性

ピンを順方向に作動させた時における値で、境界条件を外そうすることなく実測より求め、基本性能の正確を期した。

脈動流下のタービン性能を実験的に予測する方法として、次の二つが考えられる。

(1) 時間平均法 (std) —— タービン入口の総圧、総温度の平均値を測定して平均膨張比を算出し、定常流性能曲線から見積る。(2) 準定常法 (quasi) —— 変動流中でも各瞬間は、定常性能が成り立つとして、各瞬間の膨張比と定常流性能曲線から脈動流下のタービン性能を得ようとするものである。

本報では、計測器によって得られた実測値を真の値として、前記(1),(2)による値と比較することによって二方法の妥当性を評価した。

図6は、脈動流下の時間平均タービン流量特性を同一修正回転速度 $N^*=901$ について流量比—速度振幅比 θ の関係で表したものである。ここで速度振幅比 θ は、速度変動波形の実効値を速度の平均値で除した値で、

本実験で用いた波形では、 θ が1.5 辺りから部分的に逆流が起る。図から明らかなようにタービン流量特性は、同一波形でこの周波数範囲であれば、脈動周波数の影響は少なくほぼ同一の曲線で示されるが、速度振幅比には大きく依存している。正弦波に準じた波形では、速度振幅比をタービン特性表示のパラメータとすれば、従来用いられていた圧力変動を中心としたものより良く整理できることを示している。本実験範囲では、速度振幅比 $\theta=1.5$ 、脈動周波数 $f=10\text{ Hz}$ の場合、同一膨張比でみた実測値流量特性が、時間平均法で求めた値より約33%少ないことを示しており、これはタービンの負荷条件および脈動周波数に余り関係なく同じ速度振幅比であれば、ほぼ同一の傾向を示すようである。実験値のバラつきは、図2の回転弁から得られる脈動波形が基本的には図4に示したような正弦波状をなしているが、周波数や振幅によって多少異なることなどに起因するものと思われる。即ち、脈動周波数が小さいときには、回転弁による流れの完全な締切時間が存在し、低速部分の長いいわゆる非定常不連続流れであり、周波数が増大するにつれて弁の閉じている時間は減少し、流れは非定常性が強く残るけれども連続的なものとなる。

このことより、速度振幅比が大きくなる程流量比に大きな影響を与え、 θ は非定常性を強める大きな因子として作用する。したがって、機関が高負荷運転され、過給機が速度振幅比の大きな条件下で動作させられているような場合には、定常特性を用いて脈動流下の流量見積りを行なうと大きな誤差の原因となる。

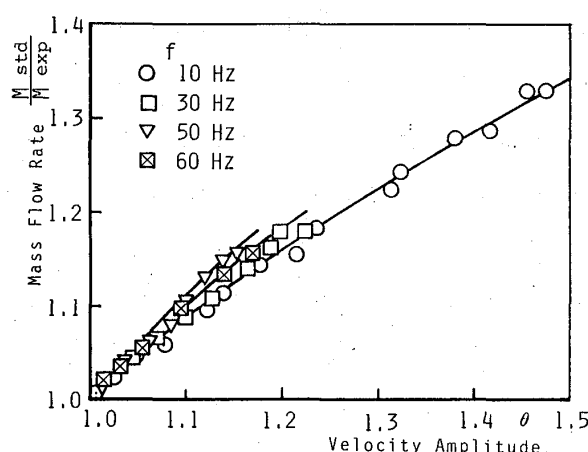


図6 流量比と速度振幅比 θ の関係
(時間平均法)

図7は、準定常法による流量比と速度振幅比 θ の関係について表したものである。準定常法によるタービン質量流量は、タービン入口での変動総圧より各瞬間における瞬間膨張比を求め、これに対応する修正流量を図5の定常特性曲線より得、これを回転弁による一周期について積分し流量 M_{quasi} を算出する。これと先に求

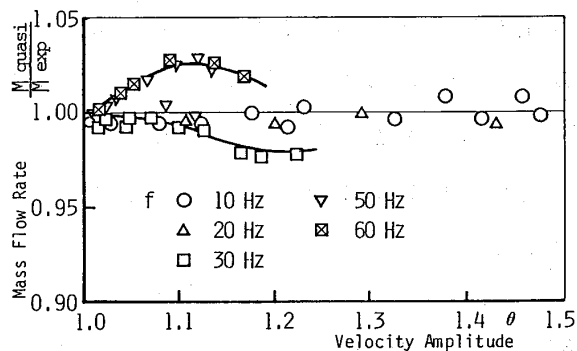


図7 準定常法による流量予測と速度振幅比

めた脈動流下での実測値 M_{exp} を真の値として、両者を比較し準定常法の成立程度を検討した。周波数が30Hz位までは、準定常法で求めた流量は、実測値をかなり良い精度で見積もることができ、この場合速度振幅比の依存性も少ない。脈動数が50Hzを越えると θ の増大と共に準定常値流量は過大評価されるようになるが、ある速度振幅比を過ぎるとこの傾向は減少する。また、脈動周波数の影響については明確な傾向は現れていない。

もちろん、測定誤差として、定常性能曲線の内・外そう領域および非線形性や、瞬間膨張比を求める場合のA/D変換による分解能に基因する実験誤差なども考えられる。

しかし準定常法による見積り予測誤差は全体でも5~6%の範囲にあり、準定常法を用いて脈動流下の流量を予測することは、時間平均法によるものが30%以上にも達することを考えて一つの有効な手段と思われる。特に、脈動周波数30Hz、速度振幅比が1.25位まではかなり高精度で準定常流れ仮定は成立できるものと考えられる。

出力に関しては未だ十分な結果が得られていないが、同様な手法で脈動流下のタービン出力予測を試みたのが図8と図9である。図8は時間平均法によるもの、図9は準定常法を用いたものである。実験条件は先の流量予測を行なったときと同一である。図8から時間平均法によって、約5%の精度で出力予測が可能であるように見える。しかし図6による流量

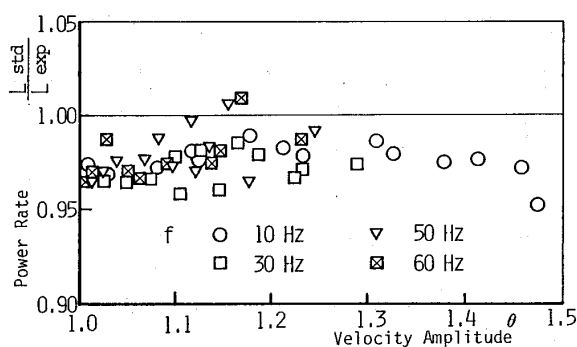


図8 出力比と速度振幅比 θ の関係 (時間平均法)

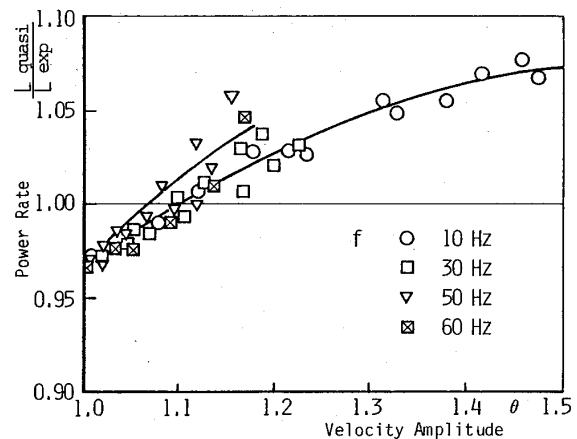


図9 準定常法による出力予測と速度振幅比

の推定値に大きな誤差があるのに、出力の誤差が少ないことは理論的にその妥当性を検討する必要があると考え、現在研究中である。準定常法を用いた図9の場合については、幾分周波数の影響が見られるものの、速度振幅比への依存性の方が大きい。なお、実験装置による誤差も幾分見込まれるため、出力特性については今後の検討課題である。

4. あとがき

脈動流下の排気過給機用ラジアルタービンの流量、出力特性について調べた結果、以下のような結論を得た。

- (1) 時間平均法による流量予測は、実測値に対して過大評価される。
- (2) この場合、速度振幅比が大きな因子として作用する。したがって機関の高負荷運転域で影響が大きい。
- (3) 準定常法による流量予測は、脈動周波数 30 Hz, 速度振幅比 1.25 位まではかなりよい精度で実測値を見積ることができ一つの有効な手段と思われる。
- (4) 出力については両方法とも誤差は必ずしも大きくないが、特に時間平均法については理論的にその妥当性を検討する必要がある。

最後に、本研究を行なうにあたり東京都立大学工学部 森棟隆昭先生および当時大学院生 柴田 隆氏（現日立製作所）に大変お世話になりましたことを記して深く謝意を表します。

参 考 文 献

- (1) Wallance, F.J. and Blair, G.P., ASME Paper, 65-GTP-21 (1965), 1.
- (2) Wallance, F.J., Adgey, J.M. and Blair, G.P., Proc. Inst. Mech. Engrs., vol. 184, Pt. 1 (1969-70), 183.
- (3) Benson, R.S. and Scrimshaw, K.H., Proc. Inst. Mech. Engrs., vol. 180, Pt. 3J Paper 23, (1965-66), 74.
- (4) 水町・ほか3名, 機講論, No 700-7 (昭45-4), 231.
- (5) 宮下・ほか3名, 石播技報, 13-3 (昭48-5), 259.
- (6) Kosuge, H. et al., Trans. ASME, J. Eng. Power, 98-1 (1976), 53.
- (7) 小菅・ほか3名, 機論, 44-386 (昭53-10), 3497.
- (8) 水町・ほか4名, 機論, 44-388 (昭53-12), 4272.
- (9) 吉識・ほか3名, 機論, 45-394 (昭54-6), 904.
- (10) 吉識・ほか3名, 日本ガスタービン学会誌, 12-47 (1984), 41.

空冷ラジアルタービンの空力性能

松 尾 栄 人 (三菱重工業 長崎研究所)
 富 岡 信 (三菱重工業 相模原製作所)
 中 沢 則 雄 (三菱自動車工業
 トラック・バス技術センター)

1. ま え が き

三菱重工業と三菱自動車工業では、1974年から400 P Sのトラック用ガスタービンの開発を行なってきた。⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾ このガスタービンは、二軸再生式でガスジェネレータ・タービンに空冷ラジアルタービンを採用している。ガスタービンの燃費低減の方法として、①高温化、②要素性能向上があげられる。この両方ともに関連する空冷タービンの空力性能は、重要な課題である。空冷軸流タービンについては、多くの研究が行なわれており、冷却空気の空力性能についても詳しく研究されている。⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾ 空冷ラジアルタービンは、実用例、研究開発例ともに少く、⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ 冷却空気が空力性能に与える影響について示された例は少い。このため、ガスタービンの要素研究の一環として、空冷ラジアルタービンの空力性能研究を行った。

ここでは、その中からノズル冷却空気が空冷ラジアルタービンの効率および流量特性に与える影響について述べる。

2. 空冷タービンの性能

空冷タービンの性能については、前述のごとく軸流タービンのノズル、動翼について数多くの研究がなされ、冷却空気流量、冷却方式の違い、冷却空気の吹き出し位置や方向等による空力性能の変化量および翼列内や出口でのフローパターンの変化等が示され、その性能推定法も作られている。空冷ラジアルタービンについても、同様の手法を用いて、実験データの整理、解析を行うため、ここでは、その手順、計算式の誘導、パラメータの選定を行う。空冷タービンの性能は、一般に次の手順で整理されており、本報告でもこの手順を用いる。

- ① 無冷却時のタービン性能を求める。文献(2)参照。
- ② 無冷却時と空冷時の性能変化を求める。
- ③ 空冷時のタービン空力性能計算式およびパラメータで整理する。

次に、ノズルのみ空冷する場合についての流量特性、効率の計算式およびそのパラメータについて述べる。

2-1 効 率

空冷タービンの効率計算式として、次の二つの定義式が使われる。一つは、タービンに出入りする全てのエネルギーは、有効な仕事をすると考えて全てのエネルギー収支から理論熱落差、実熱落差を算出して求める熱効率 (Thermal Efficiency) であり、もう一つは、主流のみが有効な仕事をすると考えて算出される主流効率 (Primary Efficiency) である。タービンの入口、出口および冷却空気入口の全温、全圧を基準とした主流の流量、理論熱落差、実熱落差をそれぞれ G_p , ΔH_{thp} , ΔH_p , 冷却空気の流量、理論熱落差、実熱落差をそれぞれ G_n , ΔH_{thn} , ΔH_n とすると、上記二つの効率定義式は次の通りである。

$$\text{熱効率} \quad \eta_{t-t \cdot t} = \frac{G_p \cdot \Delta H_p + G_n \cdot \Delta H_n}{G_p \cdot \Delta H_{thp} + G_n \cdot \Delta H_{thn}} \quad (1)$$

$$\text{主流効率} \quad \eta_{t-t \cdot p} = \frac{G_p \cdot \Delta H_p + G_n \cdot \Delta H_n}{G_p \cdot \Delta H_{thp}} \quad (2)$$

$$\text{ここで,} \quad E = \left(\frac{G_n}{G_p} \right) \left(\frac{\Delta H_{thn}}{\Delta H_{thp}} \right) \quad (3) \quad \eta_{nc} = \frac{\Delta H_n}{\Delta H_{thn}} \quad (4)$$

とすると、熱効率と主流効率との間には、次の関係式が成り立つ。

$$\eta_{t-t \cdot p} = (1 + E) \eta_{t-t \cdot t} \quad (5)$$

無冷却時、即ち $G_n = 0$ のときの効率を $\eta_{t-t \cdot 0}$ とすると、上記の (1), (2) 式は、次のように書き換えることができる。

$$\eta_{t-t \cdot p} = \eta_{t-t \cdot 0} + E \cdot \eta_{nc} \quad (6)$$

$$\eta_{t-t \cdot t} = \eta_{t-t \cdot 0} \frac{1 + E (\eta_{nc} / \eta_{t-t \cdot 0})}{1 + E} \quad (7)$$

以上の式より、空冷タービンの効率を支配するパラメータは、エネルギー比 E であり、無冷却時のタービン効率をもとに空冷タービンの効率を求めるためには、冷却空気効率 η_{nc} を実験的に求める必要があることがわかる。

2-2 流量特性

空冷タービンの無次元化流量 ($G\sqrt{T}/P$) は、流量を主流と冷却空気の和 G_m 、温度を混合後の全温 T_m 、圧力は主流の入口の全圧とし、無冷却時と同じと考えると

$$\frac{G_m \sqrt{T_m}}{P_m} = \frac{G_o \sqrt{T_o}}{P_o} \quad (8)$$

$$G_m = G_p + G_n, \quad P_m = P_p \quad (9)$$

3-2 実験機

実験機の断面図を図2に、設計条件と主要寸法を表3に示す。この実験機は、ノズル、動翼ともに冷却翼も非空冷翼も組み込める構造となっている。本報では、ノズル、動翼ともに冷却翼を組み込み、動翼冷却空気量を0にして、ノズルの冷却空気量を変えた場合について報告する。非空冷翼を組み込んだ場合については、すでに文献(2)で報告している。

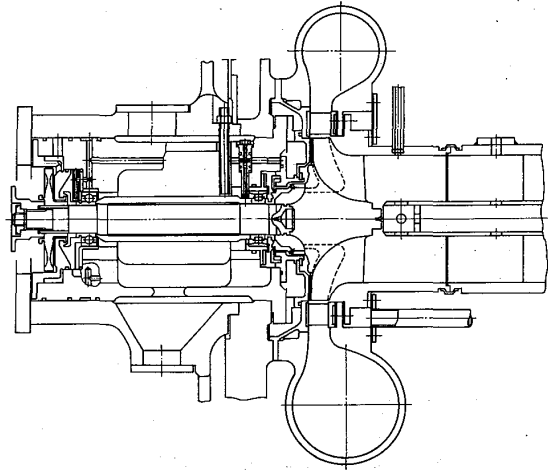


図2. 実験機の断面図

表3. タービンの設計条件と主要寸法

設計条件		主要寸法		
タービン入口温度 T_{it} (°K)	1393	ノズル入口径 D_1 (mm)		233.2
入口圧力 P_{it} (ata)	約 5.0	出口径 D_2 (mm)		187.2
圧力比 π_{t-s}	2.04	動翼入口径 D_3 (mm)		180.0
流量 G_p (kg/s)	1.47	入口巾 B_3 (mm)		22.0
設計回転数 N (rpm)	48500	出口外径 D_4 (mm)		140.0
冷却空気流量 G_n/G_p (%)	2	出口内径 D_{4i} (mm)		40.0
	G_b/G_p (%)	2	ノズル翼枚数 Z_n (枚)	23
タービン効率 $\eta_{t-t.d}$ (%)	89	動翼 Z_b (枚)		14

4. 性能計測結果とその考察

空冷タービン性能の基準となる無冷却時のタービン効率と流量特性(無次元化流量)を図3に示す。ガスジェネレータ・タービンの設計点および部分負荷の作動範囲を図中に示す。

以下に、図3のタービン効率および流量特性を基準として、空冷タービンの性能を示す。

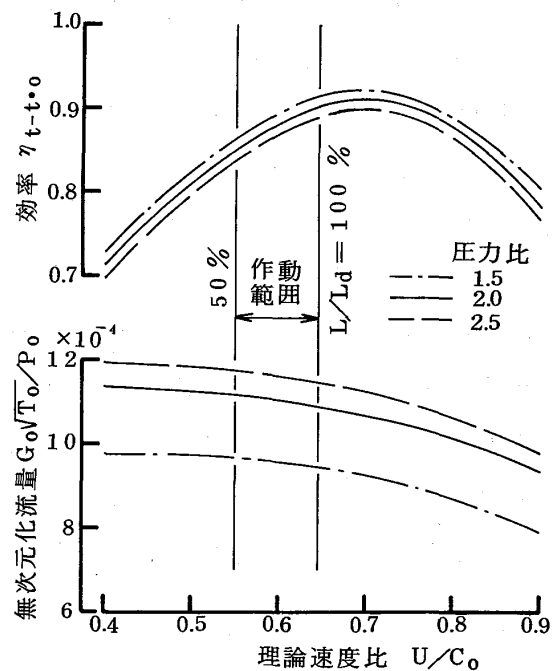


図3. 無冷却時のタービン性能

$$T_m = (G_p \cdot T_p + G_n \cdot T_n) / G_m \quad (10)$$

$$\left(\frac{G_p \cdot \sqrt{T_p}}{P_p} \right) / \left(\frac{G_o \cdot \sqrt{T_o}}{P_o} \right) = \left[\left(\frac{G_n}{G_p} \left(\frac{T_n}{T_p} \left(\frac{G_n}{G_p} + 1 \right) + 1 \right) + 1 \right) + 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

となり，同一圧力比の場合の無冷却時と空冷時の主流々量の変化が求まる。主流々量の変化に対しては，冷却空気流量比 G_n/G_p ，温度比 T_n/T_p がパラメータとなる。

表 1. 計測点一覧表

圧力比	G_n/G_p U/C_o	G_n/G_p			
		0 (%)	2	4	6
1.5 2.0 2.5	0.5	○	○	○	○
	0.6	○	○	○	○
	0.7	○	○	○	○

3. 性能試験

ガスタービンのガスジェネレータ・タービンとして使われるこの空冷ラジアルタービンの作動範囲をサイクル計算で推定⁽²⁾，設計点および部分負荷を包含する相当作動点を試験点（表 1）として選定した。実機と実験時のパラメータを表 2 に示す。

表 2. 実機と実験時のパラメータ比較

	実 機	実 験
タービン入口温度 T_{it} (°K)	1300 ～ 1600	350 ～ 405
冷却空気入口温度 T_n (°K)	約 500	280 ～ 295
温 度 比 T_n/T_p	0.3 ～ 0.4	0.7 ～ 0.8
冷却空気流量比 G_n/G_p	0 ～	0 ～ 0.06

実機と実験時とでは，温度比が異なっており，この実機の作動点への換算については後に示す。

3-1 実験装置と実験方法

空冷ラジアルタービンの空力性能計測時の実験系統および計測項目を図 1 に示す。

実験は，1400PS 空気源の高温（約 400 °K）高圧の空気を用いた空気タービン方式にて行い，冷却空気には，空気冷却器を通した低温（約 300 °K）高圧の空気を用いた。タービンの発生出力は，減速機を介して，電気動力計（900PS，4000rpm）で吸収させた。タービン出口の状態量を正確に計測するため，動翼出口の流速や温度の分布を考慮して，圧力は出口管の内外壁圧各 4 点を平均して求め，温度はミキシングチャンバ方式にて均一化して計測した。

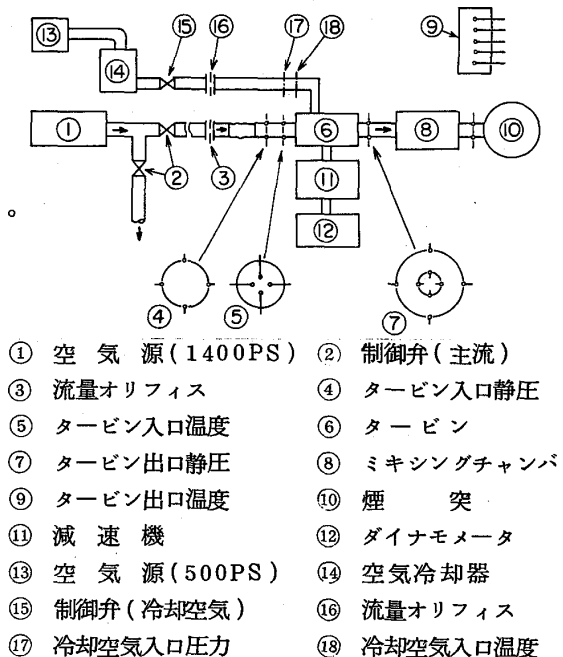


図 1. 実験系統と計測項目

4-1 効 率

図4に、冷却空気と主流のエネルギー比に対するタービンの主流効率と熱効率の変化を示す。主流効率、熱効率ともに冷却空気量0の無冷却の場合は同じ値となる。

冷却空気流量を増していくと、エネルギー比 E が増し、主流効率も直線的に上昇している。このことは、式(6)から求めた冷却空気効率 η_{nc} が、エネルギー比即ち冷却空気流量によってほとんど変化していないことを示している。

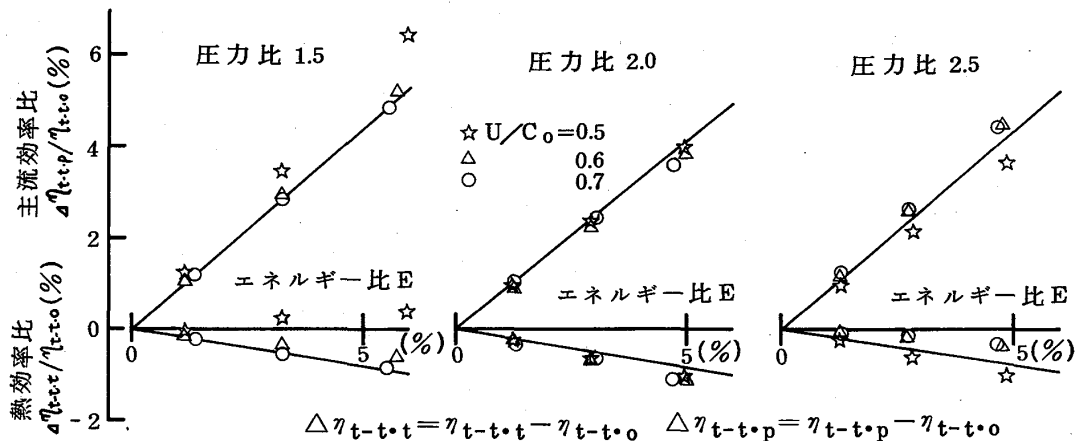


図4. 主流効率と熱効率のエネルギー比に対する変化

冷却空気効率 η_{nc} は、図5に示すように、タービンの圧力比、理論速度比によって大きく変化している。これは、計測上の誤差と、主流との相互作用によるものと考えられるが、本試験結果からは、両者がどの程度のウエイトを占めるのかは、わからない。冷却空気効率 η_{nc} は、 0.75 ± 0.15 の範囲にあり、平均値 0.75 を

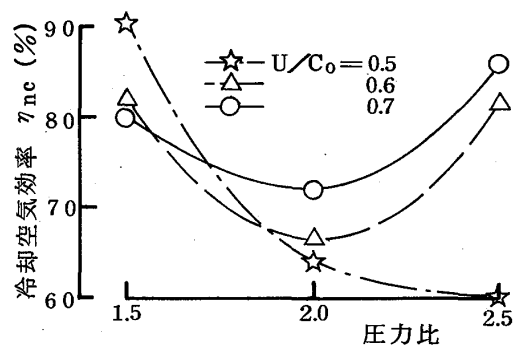


図5. 冷却空気効率

使うと、エネルギー比1%に対する主流効率の上昇率の誤差は20%以下で、エネルギー比5%以下では、主流効率を誤差1%以下で求めることができる。図4中に $U/C_0 = 0.7$ の場合の計算値を太い実線で示している。熱効率は、冷却空気流量1%当り、最大で0.25%低下している。

4-2 流量特性

図6に、冷却空気流量比に対するタービンの主流々量の変化を式(4)の左辺と同じく、冷却空気流量0のときの値との比として示す。同図中には実験値とともに、実験時の温度比0.7~0.8および実機の温度比0.3~0.4での計算値も示している。計算値は、実験値と良くあっており、冷却空気送入によって、流れの全圧があまり変化していないものと考えられる。

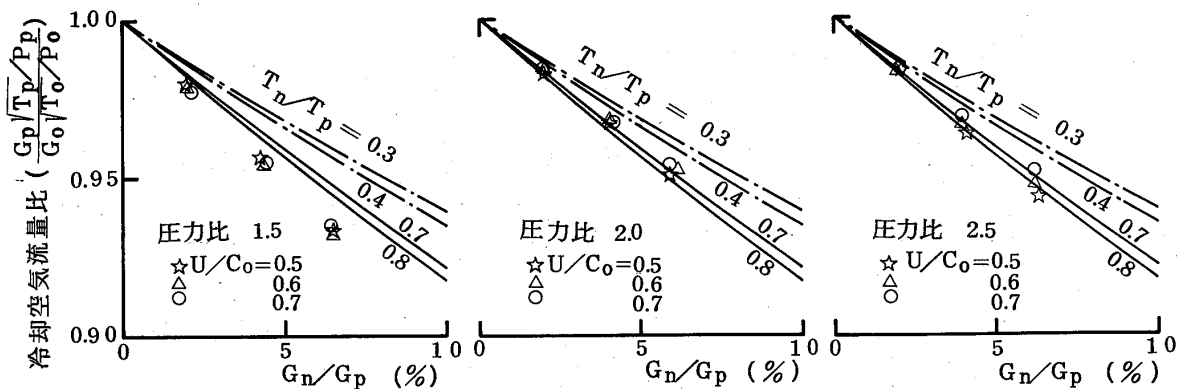


図6 冷却空気流量比に対する主流流量の変化

冷却空気量1%当りの主流の減少量は、実験時の温度比0.7～0.8で、0.8～0.85%、実機の0.3～0.4で、0.62～0.68%で、主流と冷却空気の温度が異なる程、主流々量への影響は小さくなる。

5. ま と め

空冷ラジアルタービンのノズル空冷時の実験とデータ整理から次の結果を得た。

- (1) 無冷却時のタービン効率から冷却時のタービン効率を求める関係式に冷却空気効率 η_{nc} を導入、実験で求めた冷却空気効率 $\eta_{nc}=0.75$ を使うと、主流効率を精度良く推定できる。
- (2) 無冷却時の流量データから空冷時の主流流量を推定する式を作成、その計算値と実験値は良く一致する。

最後に、当社・相模原製作所の西田利弘氏、岡崎洋一郎氏、長崎研究所の樋口 光，住田邦夫の両氏には、実験機の設計・実験の遂行に当り多大の御協力をいただいたことを付記し、感謝の意を表します。

<参考文献>

- (1) T.Sato, K.Takeishi, M.Matsuura, J.Miyauchi "Cooling Characteristics of Air Cooled Radial Turbine Blade", '83 Tokyo International Gas Turbine Congress IGTC-8
- (2) E.Matsuo, Y.Okazaki, N.Nakazawa "A Development Research of Radial Inflow Turbine" IGTC-62
- (3) T.Sato, S.Aoki, H.Mori, N.Nakazawa "Development of Power Turbine for Vehicular Gas Turbine" IGTC-87
- (4) S.Satoh, J.Miyauchi, K.Iwasaki "Truck Turbine Engine Development in Mitsubishi" IGTC-88
- (5) L.J.Goldman "Cooled-Turbine Aerodynamic Performance Prediction from Reduced Primary to Coolant Total-Temperature-Ratio Results" NASA TN D-8312
- (6) H.W.Prust, W.M. Bartlett "Cold-Air Study of the Effect on Turbine Stator Blade Aerodynamic Performance of Coolant Ejection from Various Trailing-edge Slot Geometries" NASA TM X-3000
- (7) R.G.Stabe, J.F.Kline "Aerodynamic Performance of a Fully Film Cooled Core Turbine Vane Tested with Cold Air in a Two-Dimensional Cascade" NASA TM X-3177
- (8) L.J.Goldman, K.L.McLallin "Cold-Air Annular-Cascade Investigation of Aerodynamic Performance of Cooled Turbine Vanes" NASA TM X-3180
- (9) G.S.Calvert, U.Okapuu "Design and Evaluation of a High-Temperature Radial Turbine" USAAVLABS 68-69
- (10) G.S.Calvert, S.C.Beck, U.Okapuu "Design and Evaluation of a High Temperature Radial Turbine" USAAVLABS 71-20
- (11) A.Hamed, E.Baskharone, W.Tabakoff "Numerical Study of the Temperature Field in a Cooled Radial Turbine Rotor" NASA CR 137951
- (12) W.U.Rossler, J.W.Mitchell "Investigation of Veil Cooling for Radial-Flow Turbines" AD260085

階段形回転ラビリンスシールのもれ特性 (もれ量予測についての考察)

* 三宅 國博 (職訓大)
渡部 英一 (職訓大)
有賀 一郎 (慶大理工)

1. 緒言

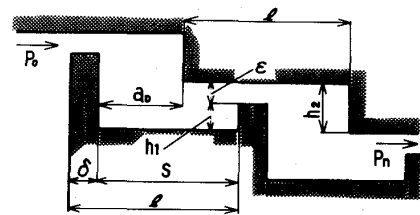
階段形ラビリンスシールは、図1に示すように一面を階段形として、その対面に絞り片を設けたものであり、直通形と同様に軸方向にシール部分を送り込んで組み立てることが出来る構造上の容易さと、階段状の壁面効果により吹抜けを防ぎうるという違い形の特徴とを兼ね備えている点で実用上有効なシール形式である。

このような形式のシールについて、静止または回転している場合に単純な直通形との比較を行った結果、もれ量が大幅に減少できることをさきに報告した。⁽⁴⁾ 先報ではシールすまみがやや大きめである $\varepsilon = 8\text{mm}$ を一定にして、ステップ高さ h 、絞り片相対位置 a/l 、絞り片厚さ s をそれぞれ変化させて実験を行った。その結果、直通形に比べて階段形はシール効果がよく、後者の形状では上昇形より下降形は一層性能がよく、その下降形では、ステップ高さをすまみの2.5倍程度にとるとよいことが判った。また、絞り片厚さと絞り片相対位置の関係は、絞り片厚さ $s = 2.0\text{mm}$ の絞り片をステップの中間に置くか、絞り片厚さをピッチの半分ぐらいとし、相対位置をステップ寄りとするときシール効果は最大となることなどが明らかとなった。

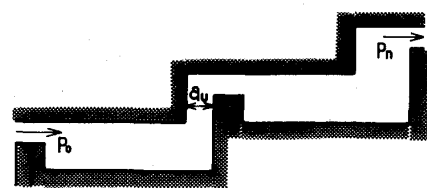
本報では、実際に使用される場合には前報のすまみの半分以下の範囲が多いと考えられることからシールすまみが比較的小さい場合について、もれ量の減少を中心に実験的考察を行い、同時に前報のすまみがやや広い場合⁽⁴⁾ との比較検討も加えた。さらに本報の条件の下で、もれ量の予測方法を示した。

2. 実験装置および実験方法

階段形ラビリンス部分の形状例を図1に示す。さらに同図で(a)を階段下降形、(b)を階段上昇形と呼び、それぞれ記号DおよびUであらわす。相対位置としてD形はステップと絞り片背面までの距離を用いて a_D/l 、U形はステップと絞り片前面までの距離を用いて a_U/l とする。動作流体は常温の乾き空気を用い、出口圧力 P_n をほぼ大気圧に保ち、入口圧力 P_0 を変化させ、もれ量を出口



(a) Downward stepped type (D)



(b) Upward stepped type (U)

図1 階段形ラビリンスモデル

$\delta/\varepsilon \approx 5.0$ あたりにおいて、 α の山が存在することがわかる。図2で用いた $\alpha = 0.9$ は同図から求めた値である。また同図で示す実線 ($F_n/F_1, F_1/F_n$) は半径流の計算値であり、それに対応した階段形の実験値も記入してある。その結果、すまの半分のステップ ($h_2/\varepsilon = 0.5$) を設けると、D, U形共に吹抜けが大幅に減少し、ほぼ半径流の計算値に一致する。さらに $h_2/\varepsilon > 1$ の状態では理想形及び半径流の計算値と大きく異なる。一方、圧力比に対する基本的な特性はD, U形共に直通形の場合と変わらないことがわかる。ところで階段形ラビリンスのもれ量を予測するに当り、絞り口面積が各段ごとに変化することから、 $h_2/\varepsilon > 1$ では半径流ラビリンスの式をそのまま適用でき、 $h_2/\varepsilon < 1$ では入口、出口の面積の差が小さいため平均面積を用いて直通形として扱ってよいと考えられていた。ところがここではステップ高さや絞り片相対位置の変化によるもれ量が大きく左右される結果を得た。従って半径流あるいは直通形の理論式を単純に適用してももれ量を一般的に求めることには問題がある。そこで流量係数、損失抵抗、形状などを含んだ係数である階段形ラビリンス関数 ϕ_{vs} (実験値) と半径流ラビリンス関数 ϕ_{vrt} (計算値) との比に対しての軸流レイノルズ数 Re との関係を表してみると圧力比 λ をパラメータにして、それらは直線関係となり、その直線の勾配は理論と実験値の比が 0.95 当りを境にして変るものの、 λ にはかわらずほぼ一定となった。図4は本報で得られた静止時のD形すべての実験値をプロットしたものであり、これらより

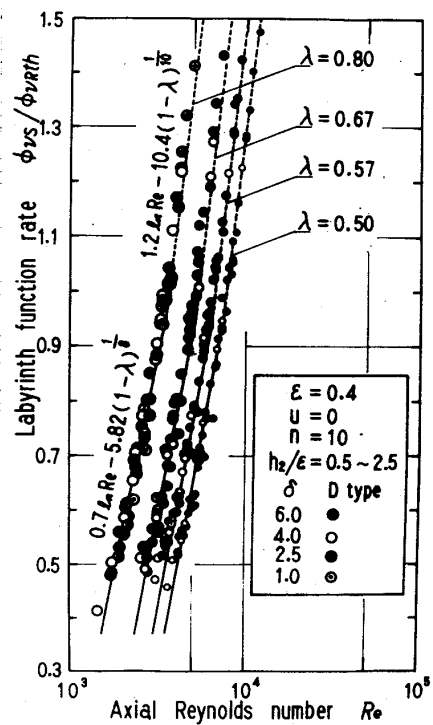


図4 ϕ_{vs}/ϕ_{vrt} と Re の関係

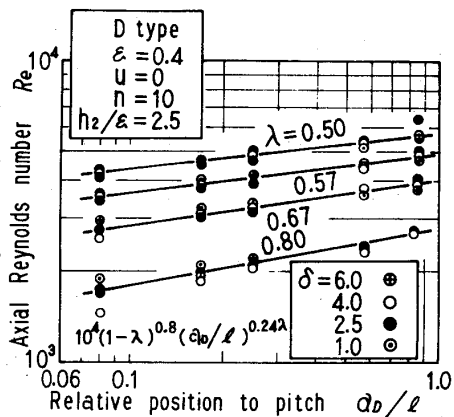


図5 Re と d_0/ℓ の関係

から、それらは直線関係となり、その直線の勾配は理論と実験値の比が 0.95 当りを境にして変るものの、 λ にはかわらずほぼ一定となった。図4は本報で得られた静止時のD形すべての実験値をプロットしたものであり、これらより

$$\phi_{vs}/\phi_{vrt} = 0.7\lambda Re - 5.82(1-\lambda)^{1/8} \dots\dots\dots (4) \quad \text{なる実験式が得られた。}$$

次にシール性能の最大である $h_2/\varepsilon = 2.5$ について、 Re と d_0/ℓ の関係を示したところ、 λ をパラメータにして直線関係が得られた。従って Re と d_0/ℓ の関係式は次の通りである。 $Re = 10^4(1-\lambda)^{0.8}(d_0/\ell)^{0.24\lambda} \dots\dots\dots (5)$ 従って (4) 式および (5) 式を用い、本報の条件に対して、相対位置におけるもれ量を予想することが可能である。

3-2 回転時の特性 前報で記述したように、⁽⁴⁾ ロータを高速回転させることで、それによって生ずるすまの減少も無視できなくなる。そこで、回転させた時のすま変化量 δ にもとづいて、回転時の修正を行、たラビリンス関数 ϕ_{vsu} と静止時

のラビリス関数 ϕ_{rs} の比 $\bar{\phi}$ を修正回転比と見做し、式(6)に従って、 $\bar{\phi}$ の値が大きいことは回転効果が大きいことを示す。

(i) 圧力比の影響 図6から明らかなように回転数 n が小さい場合には $\bar{\phi}$ の変化量は小さいが、ある回転数以上になるとほぼ直線的に $\bar{\phi}$ は減少していくことがわかる。この傾向は圧力比が大きいほど回転効果が大きくあらわれた直線形の傾向とは異なり、 $h_2/\varepsilon = 0.5$ で見られるような圧力比が小さいほうが逆に回転による効果が大きくあらわれている場合もあり、 S , h_2/ε , a_0/l などパラメータが多いために系統的な傾向を知ることは困難である。また、同様な傾向はU形についてもみられた。

(ii) 絞り片厚さの影響 h_2/ε を変えて一連の実験結果を図7に示す。 $h_2/\varepsilon = 0.5$ のように絞り片すきまに対してステップが小さい場合には、 S の変化量にも小さい。これはU形と異なる結果である。また、前述と同様に S の影響は単純でなく複雑である。次に回転効果の小さい $h_2/\varepsilon = 2.5$ で $S = 6.0, 4.0, 1.0 \text{ mm}$ の場合は除いて $\bar{\phi}$ と u の関係を示すと図8のようになる。これより各測定点にある程度満足するような $\bar{\phi}$ の実験式が得られた。すなわち

$$\bar{\phi} = 1 - 2.7 \times 10^{-7} u^{2.5} \quad \text{----- (7)}$$

(iii) ステップ高さの影響 図9は $u = 200 \text{ m/s}$ の場合に絞り片相対位置を変化させ $\bar{\phi}$ と h_2/ε の関係を $S = 6 \text{ mm}$ の膨張室がない単純な階段形と、 $S = 1 \text{ mm}$ である一般的な形状について示した。その結果U形では、流れの方向に流路断面積が大きくなるため、ロータを回転させると h_2/ε が大きいほうが遠心力の作用も加わって流れが増えるため、回転の効果は小さくなって行くことが確かめられている。これに対してD形では上述と逆の作用が働くため、一見 h_2/ε が大きい方が有利のように考えられるが結果は反対であって、 h_2/ε の値が2.5の場合に比べ0.5の方が回転が効果的に作用した。この結果に関しては $S = 2.5, 4.0$ についても同じ傾向が得られた。また相対位置については、絞り片をステップ面にある程度近づけた場合 ($a_0/l = 0.25$) がD、U形共に回転効果が大きい。以上のことを絞

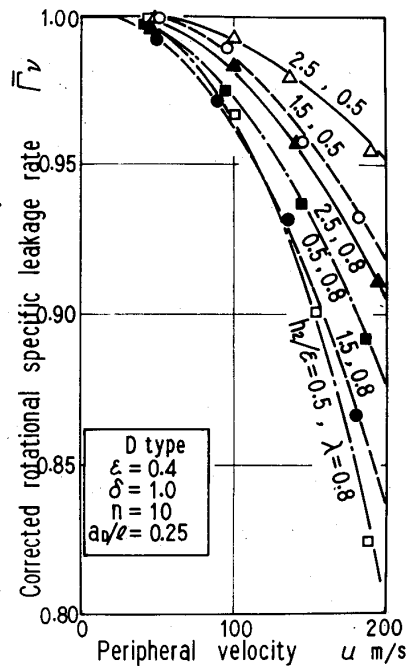


図6 圧力比の影響

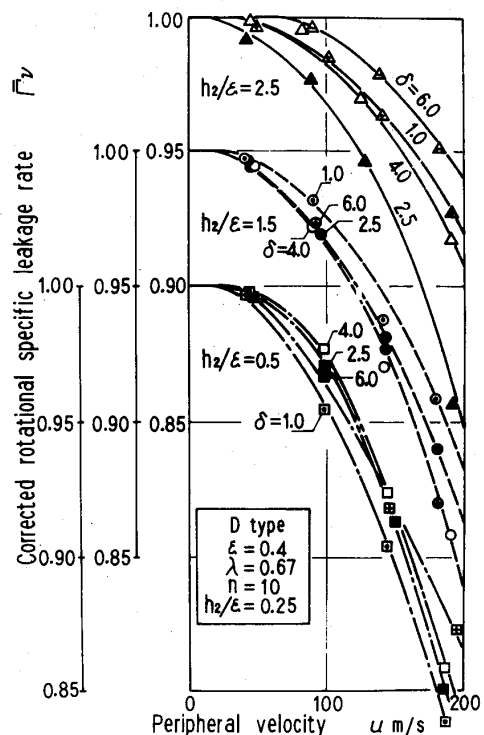


図7 絞り片厚さの影響

り片すまをやや大きい
前報の実験結果⁽⁴⁾と比較
すると、修正回転比もれ
量 $\bar{r}_v$ について同様にU形
よりD形の場合に回転効
果が大きく現れた。また
絞り片相対位置につい
ては前報と多少異なるが、
やはりある程度ステップ
面に近づいた状態が有利
であることは変りがない。

次に、ステップ高 δ の影

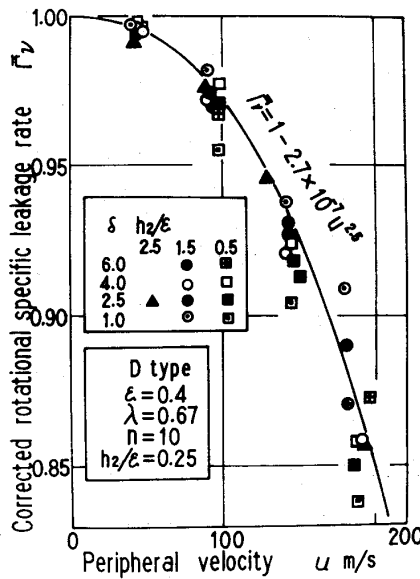


図8 $\bar{r}_v$ と u の関係

響についてはD形で、 $h_2/\epsilon=0.5$ でもれ量が多くなるに
つれ回転効果も大きくなった。これは絞り片すまが
大きい場合に比べ逆の結果である。一方、圧力 p は、絞り
片厚 δ の影響は複雑であって明確な傾向はつかみかた
い。(iv) 回転時のラビリンス関数 図10は $u=200$
%の場合について、 h_2/ϵ , δ をパラメータとし ϕ_{rs} と
 d_0/l との関係を示したものである。同図から d_0/l が0に
近づくともれ量は減少する。さらに、 h_2/ϵ がいずれの場
合にも膨脹室を設けた絞り片のある程度薄い場合、矢印
A、Bで示したようなもれ量の変化に谷と山とが現れて
いる。この傾向は h_2/ϵ が小さい場合、もしくは静止時よ
り回転状態で顕著に現れている。この点においても h_2/ϵ
の比較的大きい時の結果⁽⁴⁾とは逆となっている。また、
相対位置では $h_2/\epsilon=2.5$ の場合に ϕ_{rs} が小さく、中でも
 $d_0/l=0.08$ でシール性能は最大となる。しかし、高速
回転での安全性を考えればむしろD形では $d_0/l=0.25$ 、
U形では $d_0/l=0.17$ に絞り片位置をセットすることに
より実用上シール性能は最も大きくできる。図11に実用面から考えてシール性能の
最大であった $d_0/l=0.25$ の場合について δ をパラメータにとり ϕ_{rs} と δ の関係を示
す。同図から回転時では $h_2/\epsilon=2.5$, $\delta=2.5$ の場合にシール性能は最大値を示した。
また、 δ の変化によって ϕ_{rs} の値に大きな差はあらわれない。このことは膨脹室の影
響よりもむしろ階段形形状の影響が強く、階段の存在により生じる絞り流れのためと

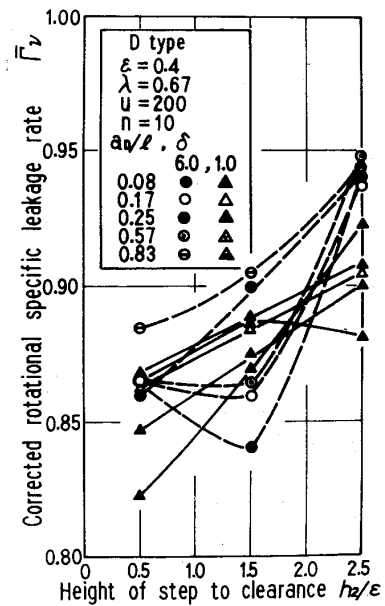


図9 $\bar{r}_v$ と h_2/ϵ の関係

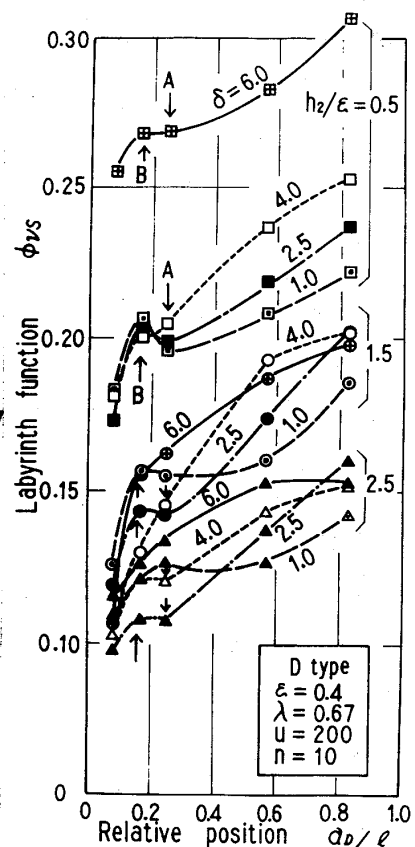


図10 ϕ_{rs} と d_0/l の関係

思われる。図12は $h_2/\varepsilon=2.5$, $a_0/l=0.25$ の場合について縦軸に直通形ラビリンス関数 ϕ_{st} と階段形ラビリンス関数 ϕ_{rs} との比をとり、 h_2/ε の影響を示した。ただし、 ϕ_{rs} はシール性能が最大である $\delta=1\text{mm}$ の場合で比較を行っている。これより $h_2/\varepsilon=2.5$ の場合に最大のシール性能をもち、直通形よりも60%程度のもれ量減少効果が得られた。この結果は前報の結果⁽⁴⁾と比較すると多少効果はおとる。これは直通形ではすまやか小になると吹抜けは減り、さらに周速の値は階段形よりも大きいためであると考えられる。

4. 結言 実用上大切である絞り片すまやか小さい場合について、ステップ高さ、絞り片先端厚さ、絞り片相対位置などを変えて、静止ならびに回転状態について実験的にシール効果を調べた。その結果、効果的な形状は階段下降形であり、とくに次のような条件に置くとシール性能がよいことが知られた。(1) ステップ高さは絞り片すまよの2.5倍程度にする。(2) 絞り片相対位置をステップ寄りに $a_0/l=0.2\sim0.25$ 程度とする。(3) 絞り片厚さ δ とピッチ S との比(δ/S)はほぼ0.5とする。(4) 膨脹室深さと溝幅比は直通形と同様に $h_1/l=0.25$ 程度とする。また、本報の条件では図13の流れに従って各式を計算すれば、もれ量を予測することが可能である。

最後に、本研究遂行にあたりご意見を賜りました慶應義塾大学理工学部、長谷川英治、益田重明両助教授、職業訓練大学校、梶信藤講師、また実験上協力された慶大理工、雲井正義、飯田有二君に感謝の意を表す。

文献

- (1) 小茂島, 非接触シール論, フロナ社(1973)
- (2) K.Trutnovsky, K.Komotori, Berührungsfreie Dichtungen, (1981). VID-Verlag
- (3) K.Komotori, K.Miyake, GTSTJ, Paper No45(1977) 371
- (4) 三宅有賢, 機論 51-466, B(昭60-6), 1975
- (5) 三宅有賢他2名, 機論 50-459, B(昭59-11) 2829
- (6) C.Keller, Escher-Wyss News Jan-Feb

(1984) 9

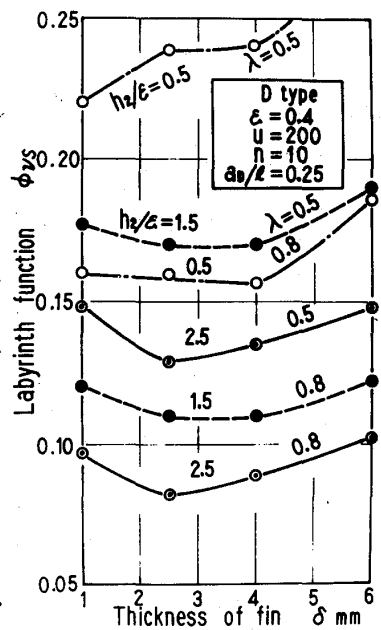


図11 ϕ_{rs} と δ の関係

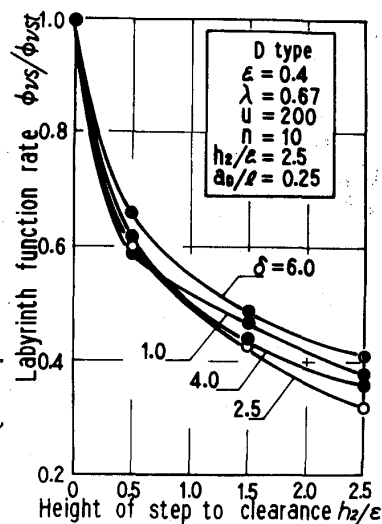


図12 ϕ_{rs}/ϕ_{st} と h_2/ε の関係

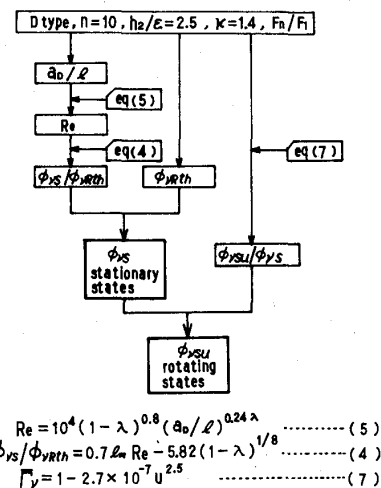


図13 予測計算の流れ図

新関 良樹 東 芝

深沢 史朗 東理大院

酒井 俊道 東理大

1. 緒 言

斜流のプロワや圧縮機に用いられるディフューザの形状としては、2枚の平行円錐壁によって形成されるものがあるが、このような形状をもつディフューザでは流れはその旋回による遠心力によって外壁側に偏る傾向をもち、このために高性能を得ることが難しい。すなわち、このようなディフューザ内では、流れは凸面である内壁と凹面である外壁とに挟まれた旋回流であり、図-1(a)に示すような流路壁面に垂直外壁向き(n方向)の遠心力成分の影響を受けるため、これと釣合うようなn方向に正の圧力勾配をもつ。このため内壁側に低エネルギー流体が停滞し、この結果ねじれ境界層が形成され、場合によっては逆流を生じて性能が大幅に低下する。(1)(2)

このような内壁近傍の低エネルギー流体に起因する逆流の発生を抑制するためには、n方向の圧力勾配を小さくして内壁側の流体と主流流体とのエネルギー交換を活性化して流れのエネルギーレベルを均質化することが有効であると考えられる。このような流れは図-1(b)のように斜流ディフューザの子午断面形状を半径方向に曲げ、半径流移行形とすることによって得ることができる。このような形状のディフューザ内の流れのn方向の力の釣合いは非粘性流では次式で表わされる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = \frac{C\theta^2}{r} \cos\alpha - \frac{Cm^2}{Rs} \quad (1)$$

記 号

添 字

C : 絶対速度
 Ps : 静圧力
 Pt : 全圧力
 R : 半径比 (r/r₀)
 n : 壁面に垂直で外壁向きとの距離
 z : 軸方向距離
 r : 回転軸からの半径方向距離
 b : 流路幅
 θ : 接線方向に対する流れ角度
 α : 斜流角度
 Rc : 子午断面曲率半径
 Rs : 流線の子午断面における曲率半径
 Cps : 静圧回復係数
 Cpt : 全圧力係数
 η_p : ディフューザ有効度
 ρ : 密度

0 : ディフューザ入口 (R=1.00)
 i : ディフューザ入口基準位置 (R=1.05)
 o : 接線方向成分
 m : 子午線方向成分
 n : 壁面に垂直な方向の成分
 th : 非粘性流における理論値
 - : n方向に流量平均した値

$$Cps = (Ps - \overline{Psi}) / (\overline{Pti} - \overline{Psi})$$

$$Cpt = (Pt - \overline{Psi}) / (\overline{Pti} - \overline{Psi})$$

$$\eta_p = (\overline{Ps} - \overline{Psi}) / (\overline{Psth} - \overline{Psi})$$

したがって、流れの旋回による遠心力の n 方向成分と半径流移行部の子午断面曲率による遠心力を相殺させることによって n 方向の圧力勾配を小さくすることができる。

著者らはこれまでに

(1) 流路幅が一定で半径流移行部の子午断面曲率が一定

の形状をもつ半径流移行形斜流バーンレスディフューザについて流入角度および流入速度が n 方向にほぼ一様な入口流れを与えてその内部流れと性能を調べ、 n 方向の圧力勾配が小さいディフューザが良好な内部流れと高い圧力回復係数をもつことを明らかにした。⁽²⁾ 本研究では、

(2) 子午断面において垂直方向に圧力勾配をもたない流線形状を求め、これを内壁形状に適用し流路幅を一定

としたディフューザについて同様の実験を行ない、このような形状のディフューザでは流路内のより広い領域において n 方向の圧力勾配を小とすることが可能であることを明らかにした。さらに(2)で用いた流線形状を内外壁形状に適用して(2)を改善し、半径流移行形斜流バーンレスディフューザの入口流れに対する最適形状の推定を可能とする方法を示した。

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置の概略を図-2に示す。ディフューザ入口に羽根車後流の影響のないモデル流れを与えるため、ブロウによる押し込み流れを用い、流れの旋回速度成分 $C_{\theta i}$ は回転スクリーンによって与えた。また、入口モデル流れとしては $C_{m i}$ 、 $C_{\theta i}$ が幅方向にほぼ一様な流れを作成し、主としてディフューザ入口において押し込み流れの一部を外部に放出することで内外壁間の流れのバランスをとった。さらに、ディフューザ出口には数枚の金網を装着して絞りとした。ディフューザ内の流れは外径0.7 mmのステンレスパイプを用いた3孔コブラ形ピトー管を外壁側に設けた測定口

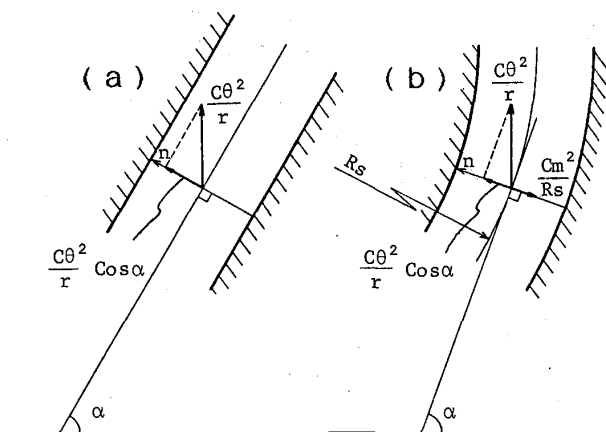


図-1 ディフューザ内の力の釣合い

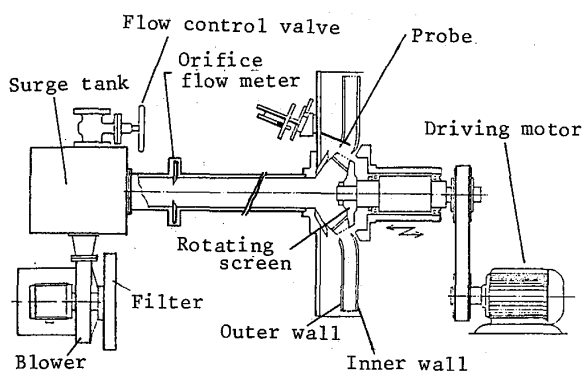


図-2 実験装置概略

から挿入し、全圧・静圧・流れ角度を n 方向にトラバース測定した。ピトー管の最大投影断面積は流路断面積に対し 0.3% 程度である。また、ディフューザ入口における平均直径 $2r_i$ を代表長さとし、平均流入速度 C_i を代表速度としたレイノルズ数は約 1.8×10^3 である。流れの一様性は、トラバース測定で得られた C_n を n 方向に積分して求めた流量、および内外壁に各 10 点設けた壁面静圧口による測定結果によって確認した。

3. ディフューザ形状

著者らはこれまでに半径流移行部が一定の曲率半径をもつディフューザ (RC タイプ) について研究を行なったが、この形式のディフューザの形状の概略を 図-3 (a) に示す。RC タイプのディフューザには流路中央の曲率半径が 70mm、100mm、200mm の RC70、RC100、RC200 があり、流路幅は各々 26mm、入口における斜流角度 $\alpha = 60^\circ$ 、入口平均半径は RC70 が 208.7mm、他は 200mm である。

RC タイプのディフューザでは、一本の流線について n 方向の圧力勾配 $\frac{\partial P}{\partial n}$ が $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$ となる点が一点しか得られないことが式 (1) から予想されるが、すべての点で垂直方向に圧力勾配をもたない流線形状を求め、これを壁面形状に適用することによって流路のより広い領域で $\frac{\partial P}{\partial n}$ が小となるディフューザ形状が得られると考えられる。

n 方向に圧力勾配をもたない流線の子午断面形状は以下のようにして求めることができる。(ただし、ここでの n 方向は流線に垂直の方向とする。)

求める流線を $r = f(z)$ (2) と定義する。

式 (1) において $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$ とすると、 n 方向の力の釣合いは

$$\frac{C_m}{R_s} = \frac{C_\theta^2}{r} \cos \alpha \quad (3)$$

自由渦流れを仮定すれば

$$C_\theta \cdot r = \text{const.} \quad (4)$$

等エントロピー変化を仮定すれば、連続の条件から

$$\rho_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} 2\pi r \cdot b \cdot c \cdot \sin \theta = \text{const.} \quad (5)$$

したがって

$$\frac{r}{r_0} = \frac{b_0 \cdot c_0 \cdot \sin \theta_0}{b \cdot c \cdot \sin \theta} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (6)$$

(4), (6) から C_n と C_θ の関係は

$$\begin{aligned}
 C_m &= C_\theta \cdot \tan \theta \\
 &= C_\theta \cdot \frac{b}{b_0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \tan \theta_0
 \end{aligned} \quad (7)$$

ここで圧力比の小さい平行壁ディフューザの場合には (7) は

$$C_m = C_\theta \cdot \tan \theta_0 \quad (8) \quad \text{とかける。}$$

一般に $r-z$ 座標において曲率半径 R_s をもつ曲線群は

$$R_s = (1 + \dot{r}^2)^{\frac{3}{2}} / \ddot{r} \quad (9)$$

なる微分方程式の解として表わされる。ここで

$$\tan \alpha = \dot{r} \quad (10)$$

$$\cos \alpha = 1 / \sqrt{\dot{r}^2 + 1} \quad (11)$$

とかけるから、(3) に (8), (9), (10), (11), を代入して

$$\tan^2 \theta_0 \cdot r \cdot \ddot{r} = 1 + \dot{r}^2 \quad (12)$$

(12) の両辺に $2\dot{r} / \{r \cdot (1 + \dot{r}^2)\}$ を乗じて積分すれば

$$\ln(1 + \dot{r}^2) = 2 \cdot (1 / \tan^2 \theta_0) \ln r + A \quad (A: \text{const.})$$

したがって

$$\dot{r} = \sqrt{e^A \cdot r^{(2/\tan^2 \theta_0)} - 1} \quad (13)$$

初期条件として

$$\dot{r}(0) = \tan \alpha_0, \quad r(0) = r_0$$

を与えれば (13) は

$$\dot{r} = \sqrt{(1 + \tan^2 \alpha_0) \cdot (r/r_0)^{(2/\tan^2 \theta_0)} - 1} \quad (14)$$

求める流線の形状は微分方程式 (14) を数値的に解くことで得られる。

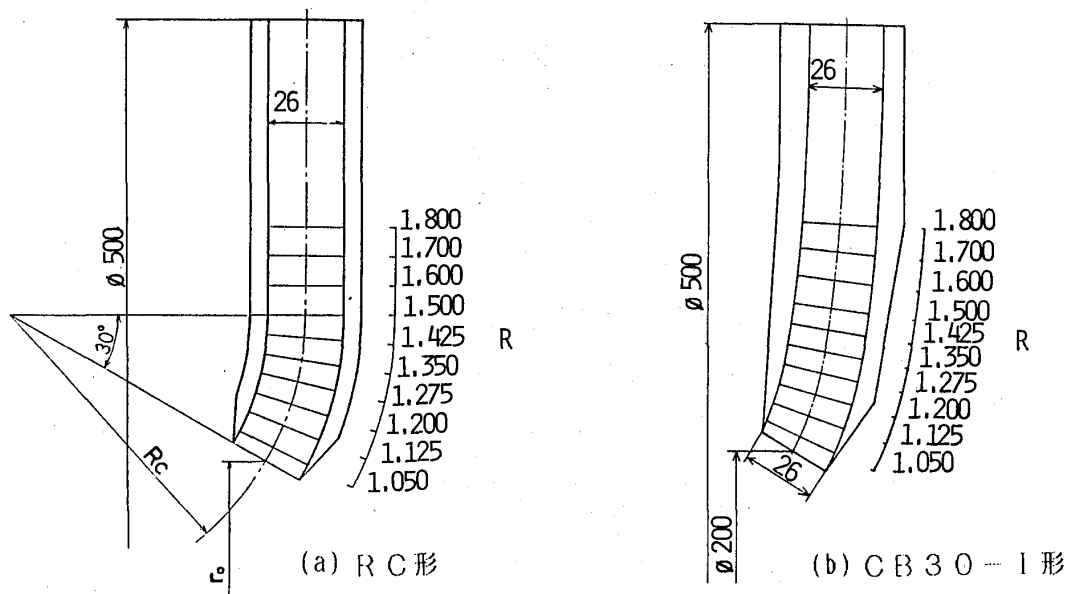


図-3 ディフューザ形状

本研究では、入口部の形状をRC100、RC200と同様とし、設計流入角 $\theta_i = 30^\circ$ として(14)を解いて求めた流線形状を内壁の形状に適用し、流路幅を26mm一定として外壁形状を決定したものをを用いた。このディフューザをCB30-Iと呼びその形状を図-3(b)に示す。

4. 実験結果および考察

図-4にCB30-Iの実験結果を示す。(a)は等流量線を示し図中で破線は逆流点を表わしている。(b)は C_{ps} 一定、すなわち等静圧力線図を示す。(b)では外壁面近傍においては測定値の含む誤差が大きいと考えられるので除外してある。(c)はディフューザ入口基準位置における n 方向流量平均値で無次元化した子午線方向速度成分 C_m/C_{mi} の分布を示し、(d)は同様に無次元化した接線方向速度成分 $C_\theta/C_{\theta i}$ の分布を示す。

等静圧力線図(a)をみると下流域の外壁近傍を除き、ほぼ全域で期待したように n 方向に勾配の小さい静圧力分布が得られている。下流域の外壁近傍では $\frac{\partial P}{\partial n}$ が負の圧力勾配をもち、このためこの部分でねじれ境界層が発達し(a)(d)に示すように小さな逆流域を生じている。この原因としてはCB30-Iの外壁の子午断面における曲率半径 R_c が下流域において過少であることが考えられ、これはこのディフューザの外壁が内壁と平行に作られており、外壁における条件を満足していないこと、および内壁形状を決定する際に式(8)でディフューザ内における圧力上昇

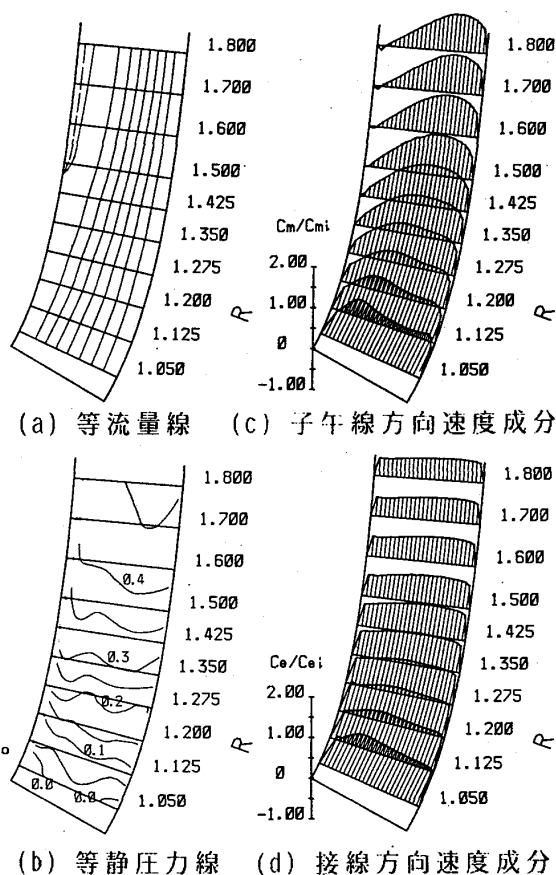


図-4 CB30-Iの実験結果

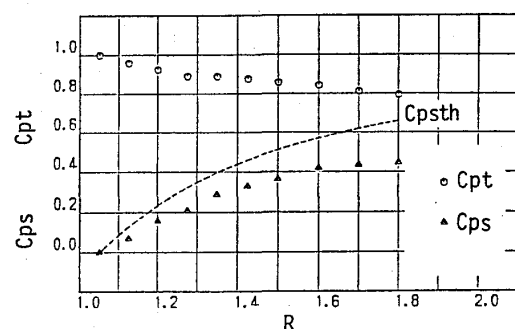


図-5 全圧力係数および圧力回復係数

表-1 $R=1.8$ における C_{ps} および η_p の比較

形状	RC70			RC100		RC200			CB30-I
流入角 θ_i	25°	30°	40°	25°	30°	25°	30°	40°	30°
逆流域	有	無	無	有	無	有	有	無	有*
C_{ps}	0.27	0.46	0.49	0.25	0.46	0.32	0.29	0.44	0.44
η_p	0.42	0.70	0.74	0.38	0.69	0.48	0.44	0.68	0.67

* 外壁側で逆流

を無視できる程度に小さいと仮定したことによると思われる。

図-5はCB30-1の半径比に対する全圧力係数 C_{pt} および静圧力回復係数 C_{ps} の変化を示す。静圧力は外壁側で逆流の始まる $R=1.50$ までは非常に良好な回復をみせるがそれより下流ではわずかな回復にとどまっている。しかし、 $R=1.80$ における C_{ps} および η_p の値は表-1に示すように著者らが過去に実験を行なった他の形状のディフューザと比べてもかなり良好な値を示している。これは上述のように上流域における C_{ps} の回復が良好なためである。

このように前述の式(14)を単純にディフューザの壁面形状に適用した場合でもマッハ数が低く圧力比が小さい場合には、ほぼ満足できる性能が得られる。しかし、この設計法をより一般的に適用し、また内外壁形状を同時に求めるためには、式(14)が微小区間のみで成立すると仮定し、順次修正して用いることが考えられる。このようにして得られた流路形状を入口流入マッハ数が高い場合($M_0=1.18$)と低い場合の2種について図-6に示す。

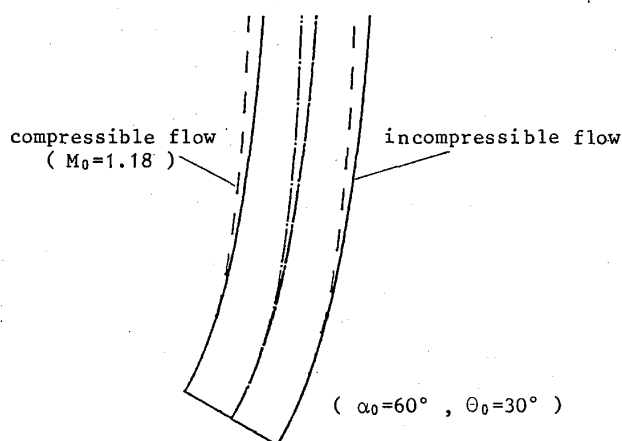


図-6 圧縮性を考慮した場合のディフューザ形状例

5. 結 言

垂直方向に圧力勾配をもたない流線の子午断面形状を求め、これを壁面形状に適用することによって、壁面に垂直な方向の圧力勾配がなく偏りのない良好な内部流れをもつディフューザを得る方法を示した。この方法を用いて設計したディフューザについて実験を行ない、有効性を確認した。

終わりに、本研究は日本機械学会研究協力部会RC-60「斜流ターボ機械の準三次元設計と性能予測に関する分科会」の一研究として行われたものであることを記し、ご支援をいただいた関係各位に感謝の意を表する。

6. 文 献

- (1) 本阿弥・ほか3名, 機論, 41-349(昭50), 2612
- (2) Sakai T. ほか2名, Trans. ASME, E. P101-2(1979)
- (3) RC-60 斜流ターボ機械の準三次元設計と性能予測調査研究分科会研究成果報告書, pp156-181, (1984)

圧縮空気貯蔵ピーク発電装置の研究

西 亮 (宮崎大学工学部)

1. まえがき

電力需要の増加に対応して大型の石炭火力や原子力発電所が建設されているが、これらのベース発電装置は需要の増減に対して急速な対応が困難なため、調節機能がますます必要となつて来た。従来はこの目的にダム式の水力発電や揚水発電が用いられて来たが、電力需要の増大に比例してこれらを増設することが困難となっている。今後の電力需要の伸びを考えると、21世紀初頭までの間に大電力貯蔵装置を多数開発しなければならぬであろう。この試みは多方面で進んでいる。エネルギーレベルの点から電気エネルギーはそのまゝの形で貯めるのが望ましいが、大型電池や超電導コイルなどはなお多くの研究を経なければ実現できないであろう。それゆゑ電気エネルギーに近いレベルの力学的エネルギー(機械エネルギー)に変換するのが最も近道であると考えられる。揚水発電はその一つであり、運動エネルギーによる貯蔵はフライホイールで実現できる。ここで考える圧縮空気による貯蔵は、エキスパンダとしてガスタービンを用いると、貯蔵したエネルギー以上の出力を取出すことができるので、メリットが大きい。この形式には従来地下の岩塩層に空洞を作り、その中に圧縮空気を貯蔵するCAES (Compressed Air Energy Storage) や地下の帯水層に圧縮空気を貯蔵するものは⁽¹⁾⁽²⁾実用化、または実用化に向けて研究が進んでいる。ここでの提案は日本の立地条件に適した海底に圧縮空気を貯蔵する方法で、夜間電力によって貯えられた圧縮空気を昼間のピーク需要時にガスタービンを介して取出すシステムである。⁽³⁾原理的には地下貯蔵と同一であるが、貯気槽の性質による違いがあり、海底の静水圧を利用するため常に一定の圧力の圧縮空気を利用できる利点がある。これによって圧縮機の構造が簡単になり、また圧力調節弁が不要になるなど利点が生じる。経済的にはガスタービン自身のコストは比較的小さいと考えられるが、海中に大型の貯気槽を建造することが問題となるであろう。しかし、海洋開発の他の目的、例えば淡水の貯蔵、海洋都市の建設などと合わせて計画できれば、十分解決できる問題であると考えられ、今後の開発の方向とも一致するものであろう。これらは今後の研究課題である。ここではこのシステムの性能について論じる。

2. 海底の静水圧を利用した CAES の特徴

このシステムにはつぎのような利点と考えられるであろう。

- (1) 常に一定圧力の圧縮空気を利用でき、定圧ガスタービンの特性とよくマッチする。
- (2) ターボ機械はガスタービンのものを用いることができる。またガスタービンと同

日本ガスタービン学会秋季大会鹿児島地区講演会講演論文集

一のターボ機械を用いても圧縮機を駆動しないので、2.5倍程度の出力を得ることが出来る。それゆえ出力に対するターボ機械のコストが低減出来る。

(3) 起動が容易、無人運転が出来るなどガスタービン発電装置の特徴を持っている。

(4) 貯気槽は構造が簡単で、大きな圧力の加わらない構造とすることが出来る。

(5) この考え方は自然エネルギー源、例えば海流、潮流、波力などと組合せることによって平滑化や利用時間帯に合った発電のための調整に利用出来る。

(6) 今後の海洋開発に関連する構造物と組合わせて考えることによって、装置自身のコストを低減し、建造を容易にすることが出来る。

3. 従来の開発研究

西ドイツ、ブレーメン近郊の Huntorf に1978年建設された地下岩塩層内の空洞に圧縮空気を貯蔵する形式の CAES は、すでに数年の運転実績を持って順調に運転されている。⁽⁴⁾これは8時間の夜間の空気圧縮によって、2時間のピーク発電を行うもので、出力は290 MW の日サイクルである。一方同じ考え方で設計された米国の MSS (Middle South Services.) のシステムは、毎夜8時間の空気圧縮と、土、日曜の余剰電力を利用し、Week day に8時間の発電を行う週サイクルを採用した計画である。岩塩層内に空洞を掘削することは比較的容易であるため、このシステムは経済的に有利なものである。この2例の比較を表1に示している。これらに用いられているガスタービンはほぼ同じ考え方で設計されたもので、MSS システムでは熱交換器を持っている以外に設計思想としては

表1. Huntorf と MSS の例

大差はない。岩塩層を利用するもののほかに、地下の帯水層に圧縮空気を圧入する形式の CAES も多数研究されており、実証試験も続けられている。⁽²⁾

4. 日サイクルと週サイクル

図1に九州電力(株)の1984年8月の最大電力消費が記録された1週間の電力使用量の変化を示している。Week day の変化は規則正しく、土曜の午後と日曜の昼間はか

	Huntorf(W.Germany)	MSS(U.S.A.)
Cycle	Daily	Weekly
Output	290 MW/2 hrs	220 MW/40 hrs/week
Loading	58 MW/8 hrs	110 MW/56 hrs/week
Rotational speed	3,000 rpm	3,600 rpm
Air throughput	416 kg/s	300 kg/s
Turbine inlet conditions;		
HP turbine	46 bar/558 °C	46 bar/550 °C
LP turbine	11 bar/825 °C	11 bar/890 °C
Specific heat rate	1,400 Kcal/KWH	1,000 Kcal/KWH
Fuel	NG	Oil
Compressor;		
LP	Axial	6-axial, 3-radial
Air throughput	100-108 kg/s	200 kg/s
HP	6-radial	6-radial
Rotational speed	7,626 rpm	7,400 rpm
Inter-cooler	3	5
After-cooler	1	1
Recuperator	-	Efficiency 0.81
Cavern;		
Number	2	2
Total Volume	320,000 m ³	1,600,000 m ³
Pressure	66-46 bar	69-42 bar
Conversion efficiency	0.65	0.83

なり減少する。

図の最下線は流下式の水力発電量を示している、その上は現状での原子力発電量、二点鎖線は1992年の原子力発電量を示している。深夜の電力需要が当分のままで推移すると、これだけですでに余剰電力が生まれることになる。

日サイクルシステムでは、夜間電力を貯えて翌日の昼間使用することになるので、1週に6日間全空気を量を使用することになるが、週サイクルでは日曜の午前0時～8時頃までの電力を余分に貯え、これをその後の6日間で利用することになるので、貯気槽の容積が大きくなる。ここで考えているシステムでは貯気槽の建造が容易ではないため、週サイクルを採用するメリットは少ない。

日サイクルの場合、300 MWのシステム4基使用すると翌日の昼間のピークをどの程度下げられるかを示す一例を図2に示している。CAESではモータ入力よりも発電機出力の方が大きいので、揚水発電に比して有利である。ただしこの場合、1時間単位の on-off が可能であると仮定している。

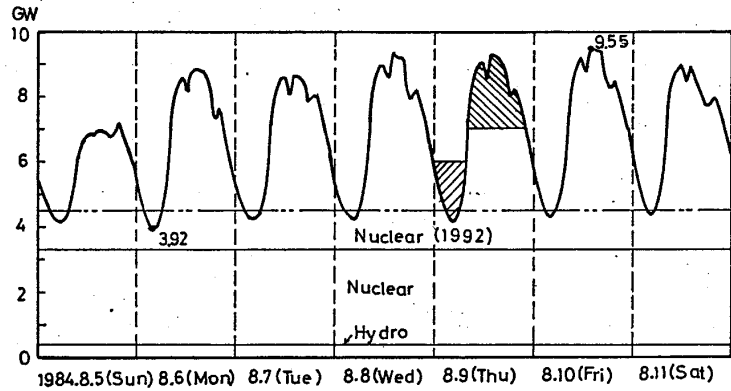


図1. 1週間の電力使用量の変化

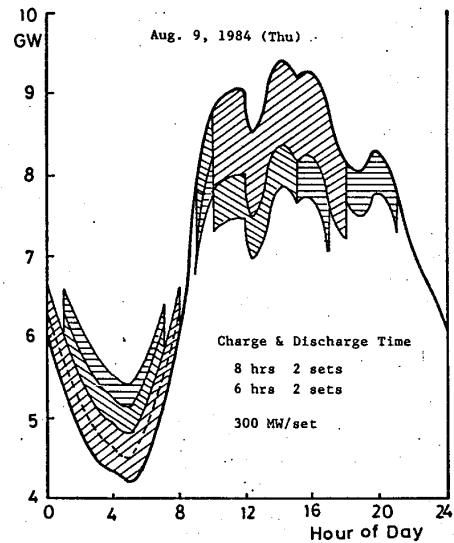


図2. ピークカットの例

5. 貯気槽に対する出力

直径約115 m、高さ10 m、容積100,000 m³で前報に示した形状の貯気槽を考える。これを異なる水深（従って圧力比）の位置に設置したときのCAESの出力（発電機出力）を図3に示している。水深が増ると同一容積に貯えられるエネルギーが急に増えるので出力は増えるが、水深は立地条件によって制限があるので、あまり深海を利用することができない。また1時間で全空気

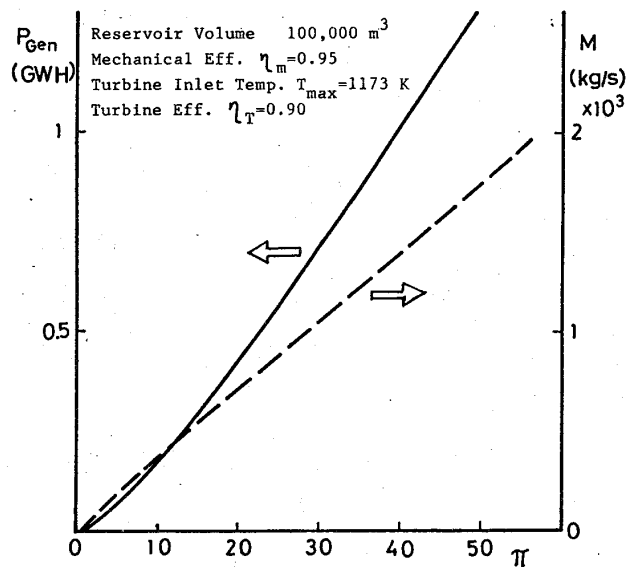


図3. 貯気槽容積と出力の関係

量を消費すると考えた場合の空気流量 M も同図中に示しているが、ガスタービンの大きさと関連して 1 基の出力が決定される。現状で発電用に利用されているガスタービンの空気流量は 450 kg/s 以下が多い。いま一例として 400 kg/s と与えると、 $\pi > 1.2$ の範囲で出力は 200 MW から 300 MW となる。

6. CAES の性能

図 4 にこのシステムのサイクルを示している。中間冷却を持つ 2 段圧縮と、熱交換器を持つ再熱サイクルである。このサイクルに対応する $T-s$ 線図を図 5 に示している。空気圧縮と発電の時間を等しく置くと、このサイクルは通常のガスタービンと全く同じに取扱うことができる。このサイクルの評価のために、エネルギー変換効率 η_c をつぎのように定義する。(5)

$$\eta_c = P_{\text{gen}} / (P_{\text{mot}} + \eta_{\text{th}} Q) \quad \text{---- (1)}$$

ここに P_{gen} は発電機出力、 P_{mot} はモータ入力、 Q は加えた燃料の発熱量で η_{th} は通常の発電所での熱効率である。ここでは $\eta_{\text{th}} = 0.44$ と与えた。また P_{gen} 、 P_{mot} および Q は次々、

$$P_{\text{gen}} = \{ g_{T1} c_{pT} \eta_{T1} T_7 (1 - \pi_T^{-m_T}) + g_{T2} c_{pT} \eta_{T2} T_9 (1 - \pi_T^{-m_T}) \} \eta_{mT} \quad (2)$$

$$P_{\text{mot}} = \{ g_{c1} c_{pc} T_1 (\pi_c^{m_c} - 1) / \eta_{c1} + g_{c2} c_{pc} T_3 (\pi_c^{m_c} - 1) / \eta_{c2} \} / \eta_{mc} \quad (3)$$

$$Q = g_{B1} c_{pB} \{ T_7 - [\eta_R \{ 1 - \eta_{T2} (1 - \pi_T^{-m_T}) \} T_9 - T_5] + T_5 \} \\ + g_{B2} c_{pB} [T_9 - \{ 1 - \eta_{T1} (1 - \pi_T^{-m_T}) \} T_7] \quad (4)$$

とあらわすことができる。ここに定数や各部の効率 η はつぎのように与えている。
 $g_{T1} = 0.83$, $g_{T2} = 0.93$, $c_{pT} = 0.264$, $\eta_{T1} = \eta_{T2} = 0.90$, $m_T = (k_T - 1) / k_T$ で、 $k_T = 1.351$, π は全圧力比である。また $g_{c1} = g_{c2} = 0.99$, $c_{pc} = 0.241$, $\eta_{c1} = \eta_{c2} = 0.85$, $m_c = 0.284$,
 $g_{B1} = 0.82$, $g_{B2} = 0.92$, $c_{pB} = 0.264$ である。また各部の圧力損失は、サイレンサ $\delta_0 = 0.01$, 中間冷却器 $\delta_2 = 0.03$, 熱交換器空気側 $\delta_{RA} = 0.025$, ガス側 $\delta_{RG} = 0.03$, 貯気槽 $\delta_{\text{Res}} = 0.03$, 燃焼器 $\delta_{B1} = \delta_{B2} = 0.025$ である。また中間冷却器出口温度は $T_2 = T_w + \Delta T$ で $T_w = 283 \text{ K}$, $\Delta T = 10 \text{ K}$, 貯気槽出口温度は $T_5 = 283 \text{ K}$ とした。熱交換器の効率 η_R とタービン入口温度 $T_7 = T_9 = T_{\text{max}}$ はパラメータとして変化させた。

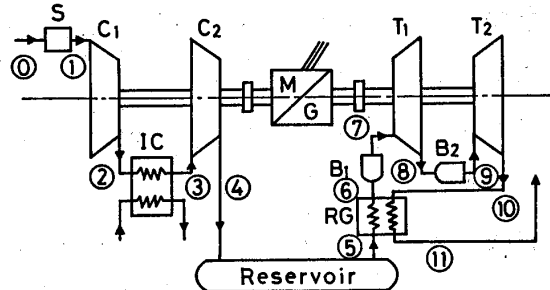


図 4. CAES のサイクル

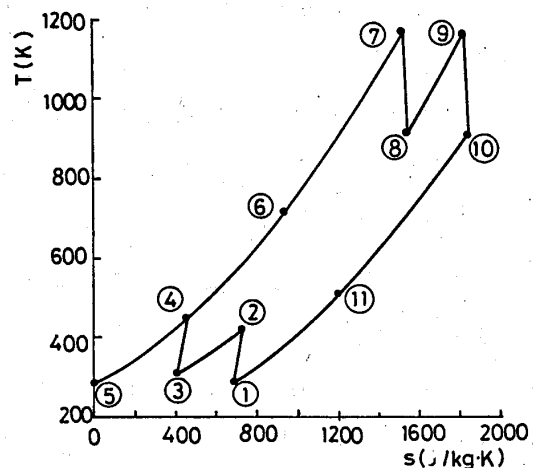


図 5. $T-s$ 線図

式(1)で与えられる変換効率を最大にする圧縮機とタービンの圧力比を図6に示している。(a)図はタービンの圧力比を一定に保って圧縮機の圧力比を求めたもので、 $\pi_{c1}/\pi_{c2} \div 1.2$ が最適値となる。一方(b)図から $\pi_{T1}/\pi_{T2} \div 0.25$ が得られる。この例は全圧力比 $\pi = 21$ (水深約200m)の場合である。このときの最大効率は $\eta_c \div 0.934$ である。

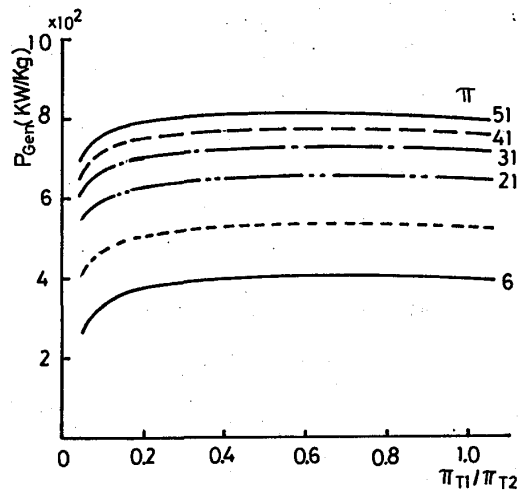


図7. 比出力の変化

一方比出力の変化を図7に示している。比出力は圧縮機の圧力比には無関係で、タービンの圧力比によってわずかに変化することがわかる。 $\pi_{T1}/\pi_{T2} \div 0.7$ で最大比出力が得られる。図6および図7から、タービン圧力比は0.25～0.7の範囲で適当な値を選べばよいと考えられる。

図8(a)は最適圧力比を $\pi_{T1}/\pi_{T2} = 0.25$ 、 $\pi_{c1}/\pi_{c2} = 1.20$ と与えてタービン入口温度 $T_2 = T_1 = T_{max}$ を変化させたときの変換効率の変化を示している。 T_{max} が高いと η_c は1を越すことになり、熱交換器を用いているので全圧力比 π の小さな範囲でピークを示している。(b)図はモータ入力と発電機出力の比を示すもので、 T_{max} が高いと燃料による出力分が増加するので、相対的にモータ入力が減少する。前述のMSSの例ではこの値は0.72となっている。

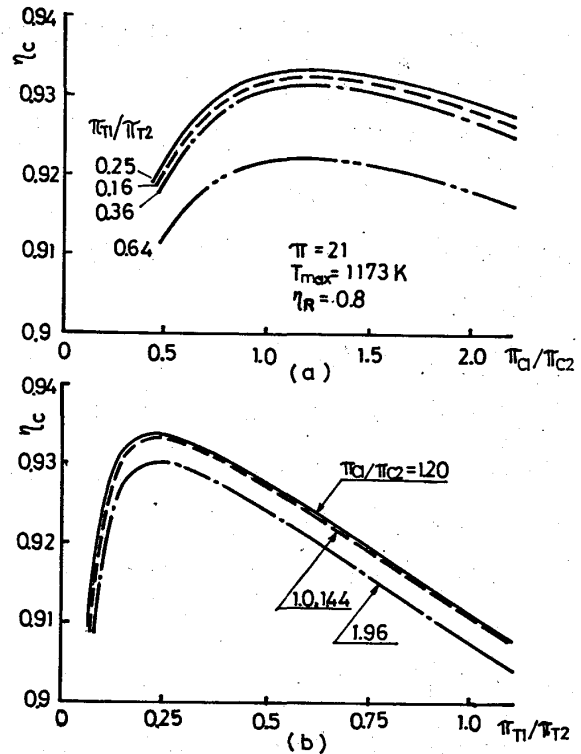


図6. 最適圧力比

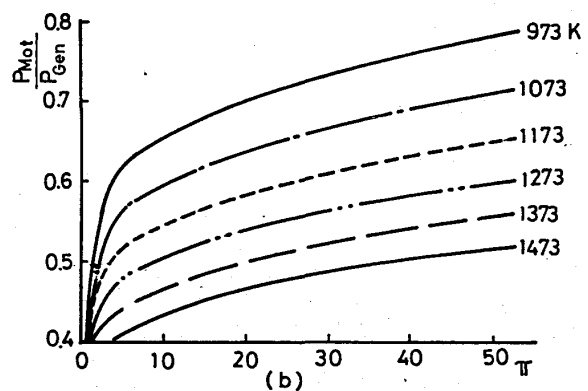
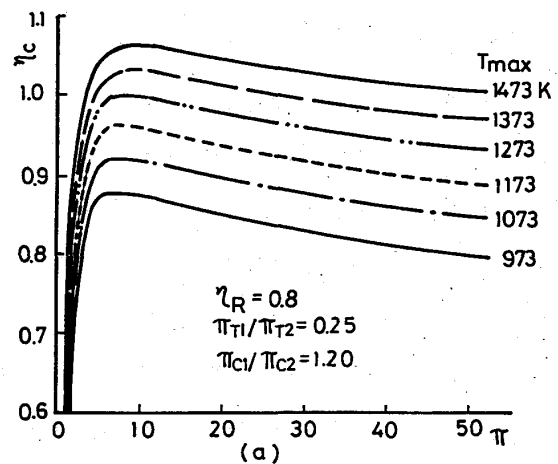


図8. 最高温度と変換効率の関係

前述の MSS システムでは熱交換率 (η_R = 0.81) を持っている、ここでのシステムと比較した場合、出力に対する燃料の割合 (Specific heat rate) は前者が 1,000 Kcal fuel/KWh output であり、後者は 888 Kcal/KWh が得られた。

つぎに熱交換率の違いによる性能の比較を図 9 に示している。熱交換率が高いと性能が良くなるのは当然であるが、全圧力比の低い部分で高い効率が得られる。またモータ入力と発電機出力の比は熱交換率に無関係である。

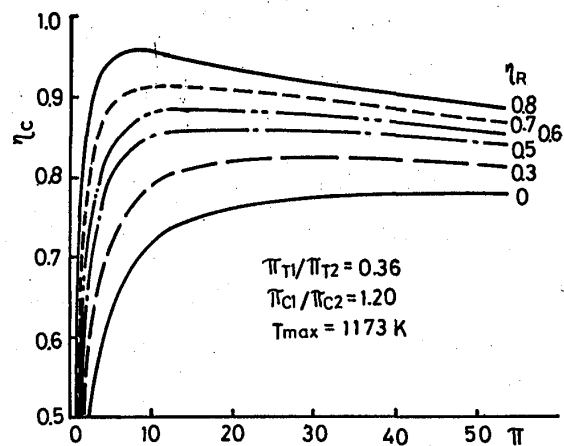


図 9. 熱交換率の違いによる変換効率

7. おまけ

深海の静水圧を利用して夜間の大電力で作った圧縮空気を貯蔵し、昼間のピーク需要時に発電する CAES システムについて考えた。このシステムはわが国の立地条件に適し、多くの利点を持っている。このシステムでは貯気槽の製作に要する費用が大きいと考えられるので、容積が小さくてよい日サイクルが適当と考えられる。また貯気槽のコストを低減するために、海洋開発の他の目的と組合わせて製作することを考えるといふ。また水深 100 m 以上であれば現用のガスタービンと同一ターボ機械を用いて 1 基 200 MW 以上の発電が可能となることが示された。つぎに従来開発されてきた岩塩層の空洞を使った CAES システムと比較検討するために性能を求めた。与えられた条件に対する最大効率または最大比出力が得られる圧縮機とタービンの圧力比を求め、この条件に対する性能を求めた結果、非常に高い変換効率が得られることが示された。

文献

- (1) Middle South Serv., Inc., Preliminary Design Study of Compressed-Air Energy Storage in a Salt Dome., Vol. 1~7, U.S. DOE Rep. P998A (1982)
- (2) Istran J.A., Compressed Air Energy Storage in an Aquifer, AACE Trans. 1-4, (1983)
- (3) 西, 海底に圧縮空気を貯蔵する形式のピーク発電装置に関する研究, 第 13 回ガスタービン定期講演会講演論文集 (1985)
- (4) Herbst H.-C., Compressed Air Energy Storage - Operation Experience at Huntorf Generating Station, New Energy Conver. Technol. Their Commer. Vol. 2, (1981), p. 2147
- (5) Decher R. and Davis R.N., Performance Characteristics of CAES Systems, J. Energy, 2-3 (1978)

ライナ冷却構造の実機燃焼器への適用について

鈴木和雄、下平一雄、山田秀志（航技研）

久山利之（川崎重工）

1. はじめに

最近の発電用ガスタービンは、効率向上のため蒸気タービンと、複合サイクルを組むことがある。そのため、燃焼器出口温度の高温化、高圧力比の選定、再熱サイクルの採用など燃焼器冷却上の厳しい条件が課せられる。ライナ冷却構造の冷却性能を向上させる研究で重要なことは、燃焼器に適用したときに冷却性能を十分に発揮し、しかも燃焼器本来の性能、例えば高い燃焼効率、低い全圧損失、良好な出口温度分布などを有しなければならない。ここに燃焼器適用実験の必要性がある。本研究では、インピンジメント冷却とフィルム冷却を複合した冷却構造IF^型と従来から多用されているフィルム冷却単独のF型を、燃焼器に試作し、燃焼実験により評価した。また、実機燃焼器で得られた結果と、今までに行われた伝熱試験の結果と比較することにより、適用上考慮すべき点を実験的に明らかにした。本研究は、通産省工技院による「高効率ガスタービンの研究開発」の要素技術研究として行われたものである。

2. 実験装置及び計測

燃焼器試験装置の概要を図1に示す。供試燃焼器は円筒形状で、流れは単純な直流形式である。燃焼器流入空気は、予熱器により昇温することができ、温度及び流量を設定できる。燃料はメタンで、ポンプから減圧して供給される。燃焼は常圧で行われ、燃焼器出口は大気に開放される。空気流量、燃料流量はオリフィスにより計測される。各計測量はスキャナ、AD変換器を通して計算機に入力され、所要の物理量に計算され表示される。燃焼室内でライナ壁近傍の気流温度分布を測定するために、図2に示すトラバース用熱電対を製作した。高温の燃焼ガスに接す

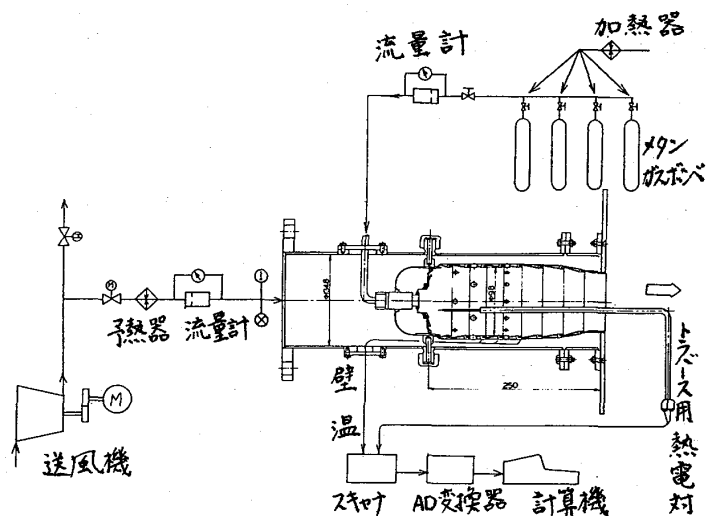


図1. 燃焼器試験装置

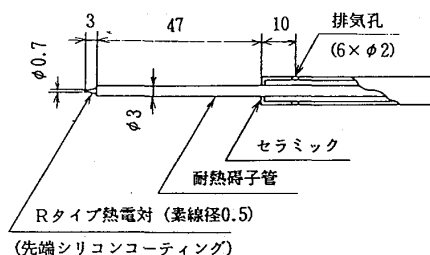


図2. トラバース用熱電対プローブ

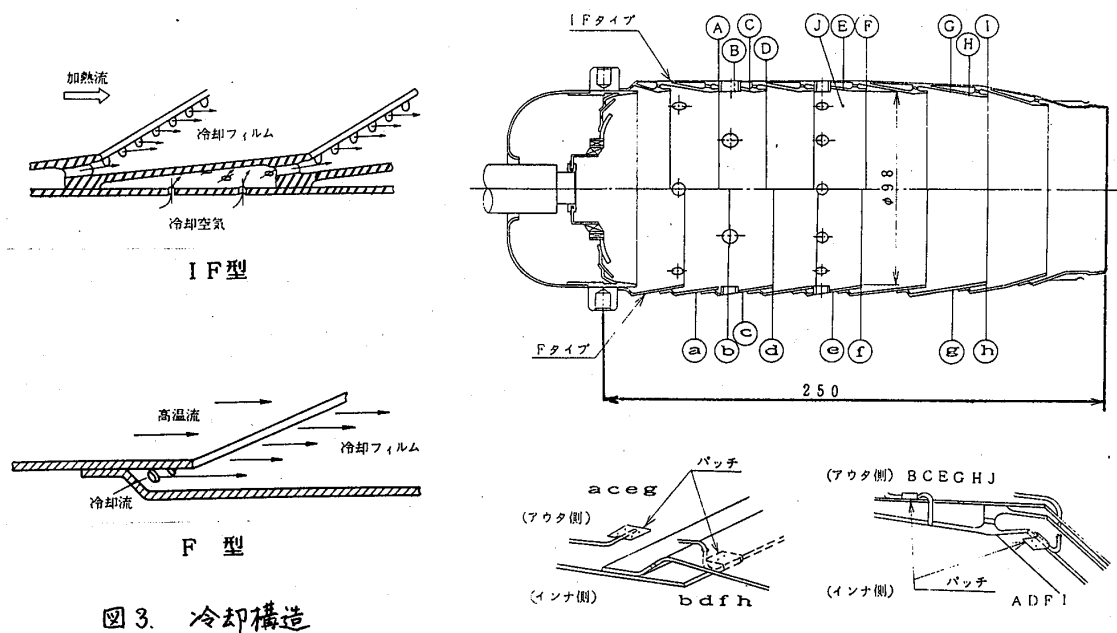


図3. 冷却構造

図4. 供試燃焼器と熱電対埋込み位置、方法。

るので、先端部50 mmを除いてステイ部に空気冷却を行った。

3. 供試燃焼器

ここで比較を行う冷却構造を図3に示す。IF型は、まず細孔からのジェットを被加熱面の裏側に衝突させインピンジメント冷却を行い、その後でフィルム冷却を行う。F型はフィルム冷却単独である。これらの冷却構造を適用しに供試燃焼器、壁温を測定するための熱電対埋込み位置とその方法を図4に示す。フィルムスロットの位置は、構造上許容される限り同一とし、燃焼及び希釈用空気孔の大きさ、個数、位置も同一とし、スワラ、燃料噴射弁などの保炎部は共用し、この部分による火炎形成の差異を避けた。単位面積あたりの冷却空気量は、上流側4段は下流側4段の1.5倍程度である。

4. 実験結果

(1) 壁温分布 IFタイプとFタイプのライナ壁温を図5に示す。図4に示す位置に埋め込まれた熱電対により計測した結果である。壁温はすべて燃焼器出口平均温度で1、入口温度で0となるように無次元化して表現する。分布の特徴は、両タイプともリップ部(D, Fなどの部分)で壁温上昇が著しいことである。特

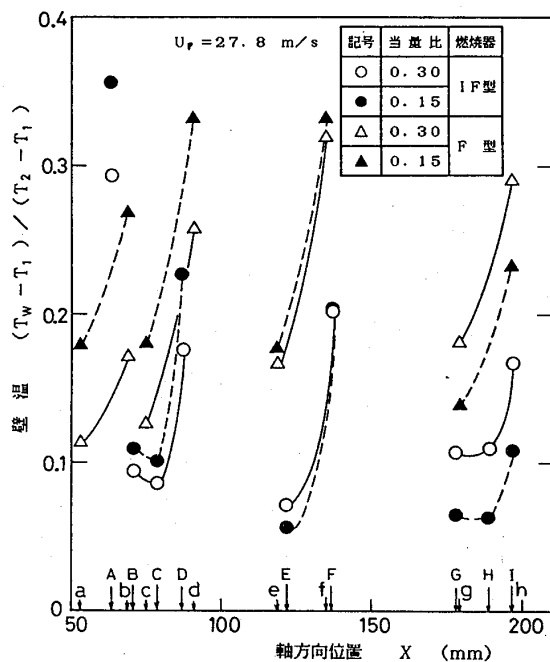


図5. 壁温分布

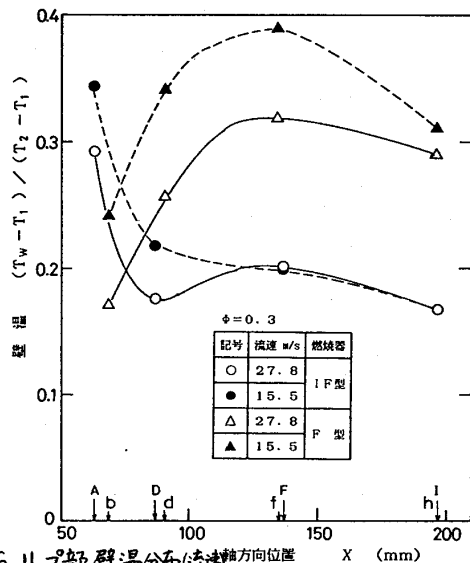


図6 リップ部壁温分布(流速)

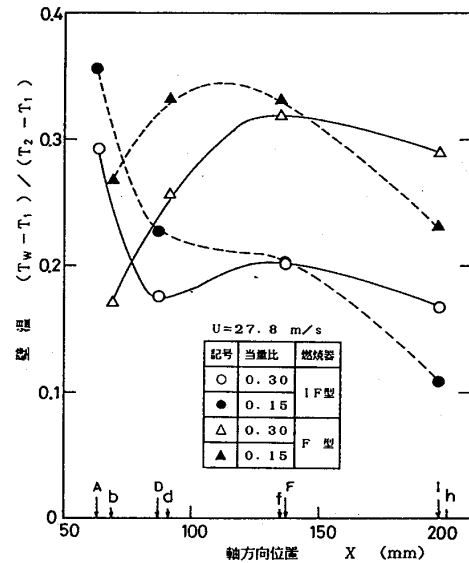


図7 リップ部壁温分布(当量比)

に、第2次燃焼領域と希釈領域の境界あたりで上昇分が大きい。両タイプを比較すると、IFタイプの方が全体として壁温が低い。壁温分布形状については、かなり異なる。インピンジメント冷却を付加しているとはいえ、基本的にはフィルム冷却が冷却過程の大きな部分を担っている以上、この相違は燃焼加熱状態の相違に起因すると考えられる。リップ部と他の部分の壁温差は、IFタイプの方が小さく、特に希釈領域では平らになる。局所的高温になるため問題になるリップ部の壁温について、ライナ全体の分布を示したのが図6、図7である。当量比を同じにして燃焼器への空気量を減少すると無次元壁温は上昇し、上流領域での上昇が目立つが、希釈領域では変化量は小さい。特に、IFタイプでこの傾向が強い。空気量を同じにして当量比を変えると、無次元壁温は上流段と下流段でかなり変化する、中流段ではほとんど変化しない。両タイプとも同じ傾向を示す。燃料が濃いと、上流段では壁温は低下し、下流段では上昇する。これは、形成される火炎が、燃料が薄い場

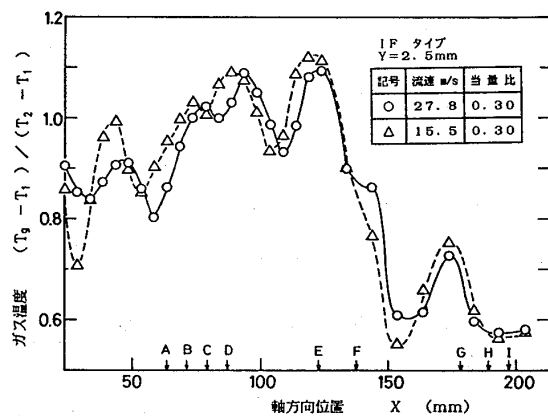


図8 壁面近傍のガス温度分布(IF型)

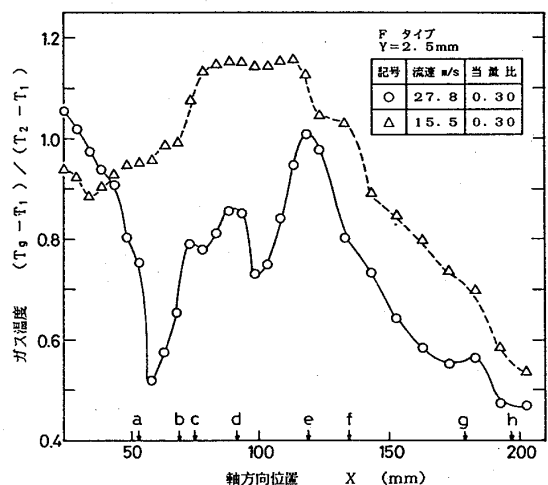


図9 壁面近傍のガス温度分布(F型)

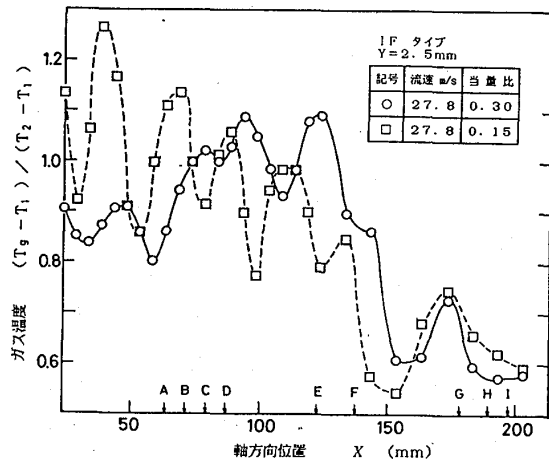


図10. 壁面近傍のガス温度分布(IF型)

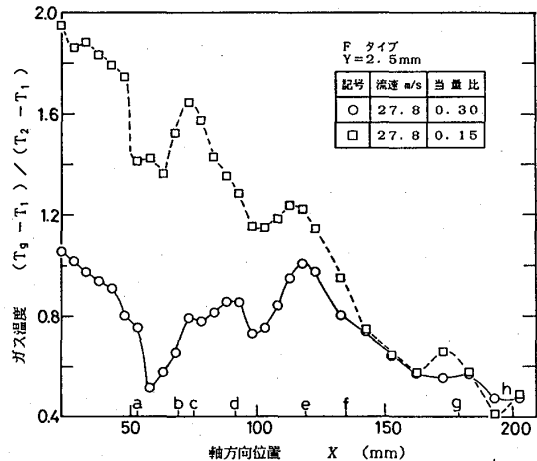


図11. 壁面近傍のガス温度分布(F型)

合には上流域に移り、濃くなると燃焼領域が下流に広がってくるにめと考えられる。

(2) ガス温度分布 燃焼器ライナ壁面のすぐ近傍(2.5mm離れた位置)の気流温度を軸方向に測定した結果を図8～図11に示す。実際の燃焼器において、スロットからの冷却流と加熱流の接する領域のようすを知り、ライナへの加熱条件を推定する。全体の特徴として、E(e)より下流域で、壁近傍の気流温度は急速に低くなってゆく。すぐ上流に位置する希釈空気孔のにめと考えられる。希釈空気の流入は一般的には燃焼ガス温度を下げるにめ、加熱流温度を低下させる。一方、燃焼空気孔は明白な傾向を示さず、燃焼領域の複雑さを表わしている。IFタイプとFタイプを比較すると、IFタイプでは規則的な温度変化を示す。フィルムスロットから冷却流が流出して温度が低くなり、その後加熱流と混合して気流温度が上昇しているようすがよくわかる。高温流実験での結果とほぼ同様の傾向である。しかし、Fタイプでは、温度分布が不規則で変化量も大きい。一旦貯気室に入れてそこからフィルム流れを吹き出すIF構造の方が冷却空気の配分、フィルム形成において有利である。壁面近傍の気流温度が低くなる原因には、冷却流と高温加熱流が混合して見掛け加熱流温度

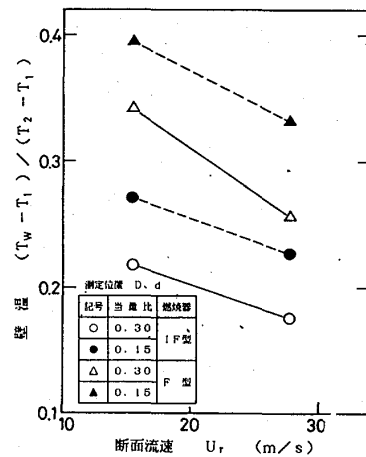


図12 壁温(流速の影響)

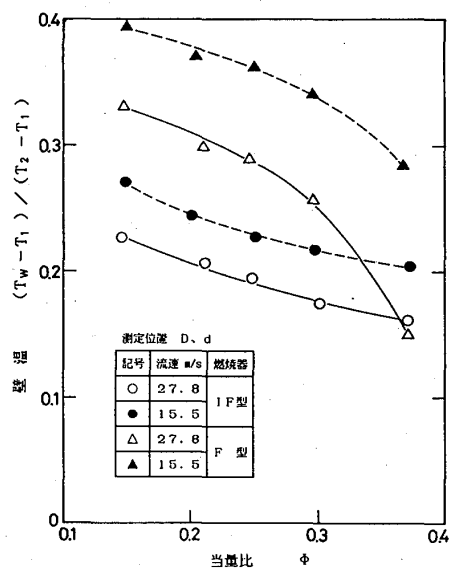


図13. 壁温(当量比の影響)

が低くなる場合と、加熱流である燃焼ガスそのものが低くなる場合の二つがある。Fタイプの気流温度が低いのに壁温は高いのは前者であり、希釈領域で壁温が低下するのは後者である。

(3) 流速、当量比の影響 流速の影響は、燃焼器内位置により、その程度が異なる。燃焼領域の壁温を代表するD(d)に注目すると、両タイプとも流速を大きくすると、壁温は低くなる。しかも、フィルム冷却単独のFタイプでの低下幅が大きい。当量比の影響は、燃焼領域と希釈領域とで逆の傾向を示す。燃焼領域での壁温は、燃料をleanにすると壁温は上昇する。燃料leanのときは、図10、図11で示されているとおり、火炎が上流で形成され、加熱流の高温部が上流側に移っている。特に、この傾向は、Fタイプで強い。

(4) 燃焼効率 両タイプの燃焼器の燃焼効率を図14に示す。燃焼器出口温度の平均値と入口空気温度及び燃料流量により求めた効率である。IFタイプの方がわずかではあるが燃焼効率がよい。作動条件の影響では、流速を増すと燃焼効率は少し高くなる。当量比を大きくすると、効率は低下するが、あまり燃料leanでも低下する。

(5) 出口温度分布 燃焼器の円形出口断面において、最高温部を通る一本の横断線上での温度分布を図15に示す。IFタイプは山が二つでき、中央が少し低くなり、対称に近く、大きな偏りはない。一方、Fタイプでは偏った位置に一つの山ができピーク値も高い。火炎が非対称に形成されていることがわかる。ホットスポットの生じ易い分布である。当量比、流速を変えに

ときの温度不均一率を図16に示す。出口断面で周方向12分割、半径方向4点及び中心の49点の計測点から求めた結果である。IFタイプはFタイプより温度不均一率は小さい。当量比が大きく、また流速が高い場合に不均一率は小さくなる。

5. 考察

冷却構造に関して伝熱実験で得られた結果が、燃焼器に適用する際にどれほど有効

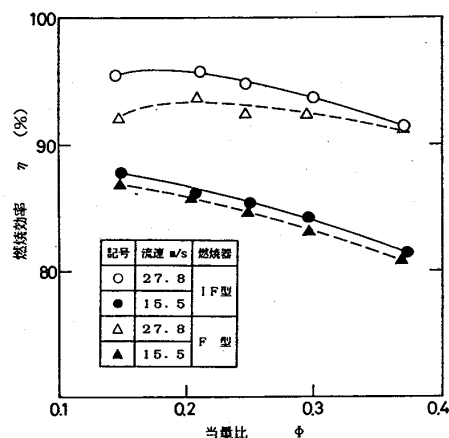


図14. 燃焼効率

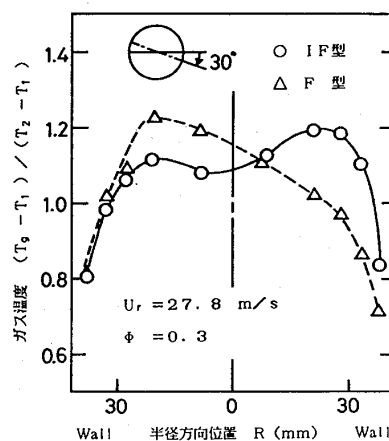


図15. 燃焼器出口温度分布

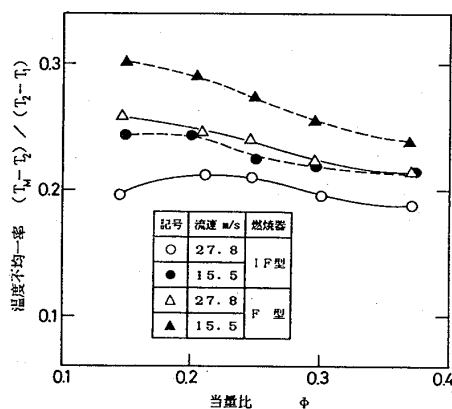


図16. 温度不均一率

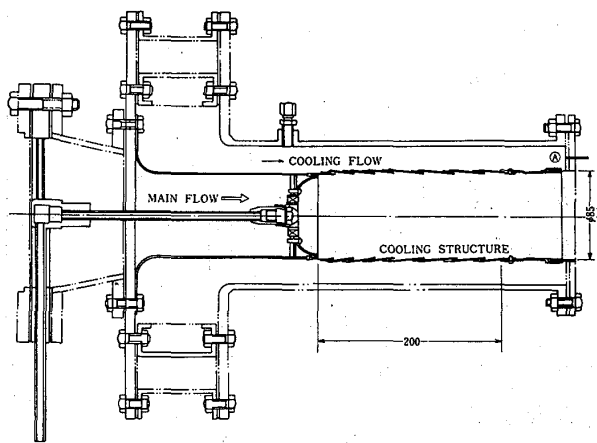


図17. 伝熱実験装置

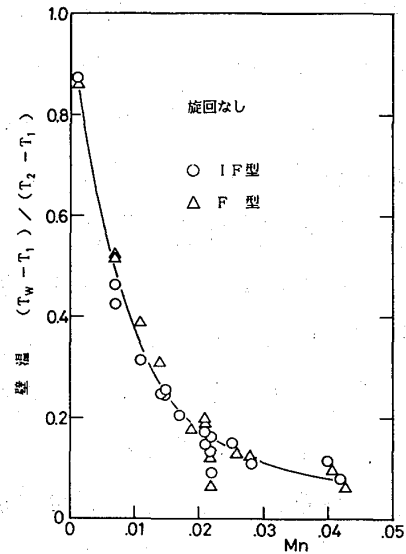


図18. 冷却空気量と壁温

であるか、またどう解釈してゆけば有効になり得るのか検討する。伝熱実験装置の概要を図17に示す。加熱は高温流で行い、上流の熱交換器で昇温され、温度と流量が制御されて燃焼室内部に導入される。ライナ冷却用空気はこれとは独立に、任意の流量に設定され供給される。これにより壁温と冷却空気量の関係と、IF構造とF構造について求めたのが図18である。両構造でほとんど差がなく、壁温値も本燃焼器実験に比べかなり低い。ところが、スワール数0.859のスワールで加熱流に旋回を与えると、これとは異なりIF構造の冷却性能がF構造より高くなり、壁温分布も比較的平らになった。壁温は上昇し、旋回なしでの同程度の冷却効果を得るには、質量流速比にして約4倍の冷却空気量が必要となる。これらの事実、ここでの燃焼器適用実験の結果と量的にも傾向的にも一致している。しにがって、加熱流の流れ条件を十分に検討すれば、伝熱実験により、冷却構造の性能評価を十分に行える。

6. まとめ

- (1) IFタイプはFタイプより、全体としての壁温レベルは低い。
- (2) 燃焼効率は、IFタイプの方が少し高い。
- (3) 出口温度分布については、IFタイプでは分布が対称になるが、Fタイプでは偏った分布を示す。温度不均一率もIFタイプの方が低い。
- (4) 高温流による伝熱実験においても、加熱流に旋回を与えるなど、流れ条件の設定を検討すれば、燃焼器に十分適用できる結果が得られる。

(参考文献)

- 1) 鈴木ほか；航技研資料 TM 528 (1984-2)

*中 村 敏 則 , 西 山 幸 夫

木 村 武 清 , 森 健 二

門 田 浩 次 , 薦 紀 夫

(川崎重工業株式会社)

1. ま え が き

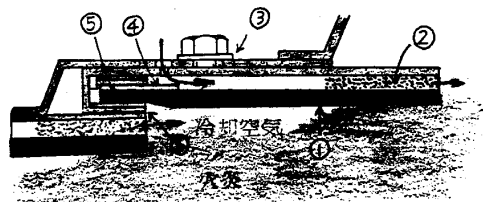
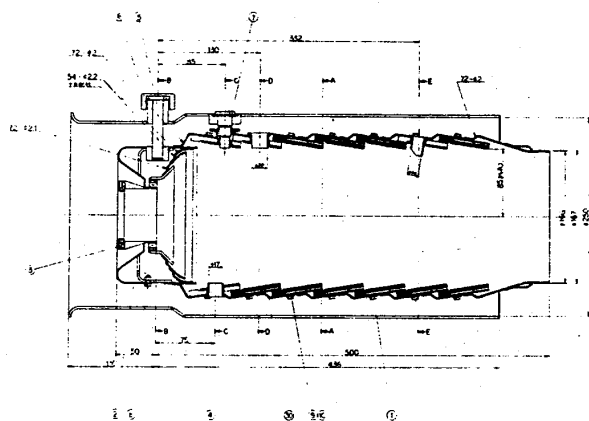
ムーンライト計画・高効率ガスタービンの研究開発（通産省工業技術院）では、総合プラント効率55%以上の100 MW級コンバインド・サイクル・ガスタービンの開発に取り組んでいる。プラント効率55%を達成するためには、ガスタービンの高温化が必須であるが、従来のメタル部品では、耐用温度に限界があり、そのため、各部の冷却用の空気消費量が増えるので、タービン性能の低下につながる可能性がある。そこで、金属よりも格段に優れた耐熱性をもつファインセラミックスが注目され、これの適用化に関する研究が活発に展開されるようになってきた。

当社は、タービン入口温度(T:T)1500℃を目指したセラミック燃焼器の研究を分担し、セラミックスに適した部品の設計、強度評価および実証試験研究を実施し、初期の研究目標を達成することができたので、これらの結果の概要を報告する。

2. セラミック部片燃焼器（内筒）の研究

(1) 基本構造

セラミックスは金属に比べ、きわめて脆いので、この点を十分に考慮して、できるだけ小片にしたセラミックピースを燃焼器内筒内壁に配列（7列×18分割）し、セラミック部片はカバーメタルで支持され、セラミックピースとカバーメタル間に冷却空気を流す構造を考案した。図1にその基本構造を示すが、その利点を列挙すると次のようになる。



- ① セラミックピース
- ② セルメット
- ③ ボルト
- ④ 断熱板
- ⑤ 断熱板
- ⑥ カバーメタル

図1. セラミック部片燃焼器（内筒）の断面図およびセラミックの部片模型

① 従来の金属製燃焼器に採用されているフィルム冷却，対流冷却を基本的に継承しており，開発過程で巡生する燃焼性能，冷却性能等の諸問題が容易に克服できる。

② 冷却用空気量が大巾に低減できる。

③ セラミックスは小片分割構造であり，強度解析にもとづく破壊確率の予測が容易である。

④ 燃焼器本体の強度メンバーとはカバーメタルを介して結合され，セラミックピースには組立上の応力が発生しない。しかも，セラミックピース自身冷却されており，熱的強度が楽になる。

⑤ 個々のセラミック部片は完全に独立しており，万一，キレツがはいっても容易に取り換えられる。

(2). 供試燃焼器（内筒）および供試材料

図2は試作したセラミック部片燃焼器（内筒）の外観で，図3は内筒内壁に配列したセラミック部片である。

供試したセラミックピースはアルミナ (Al_2O_3 ; A-479)，反応焼結窒化けい素 (RBSN; SN-401)，常圧焼結窒化けい素 (SSN; SN-220) および常圧焼結炭化けい素 (SSC; SC-201) の4種類である。

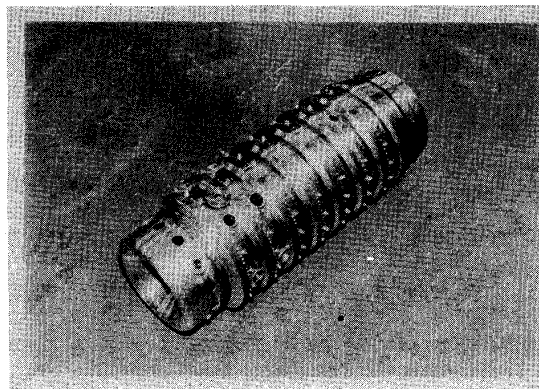


図2. セラミック部片燃焼器(内筒)の外観

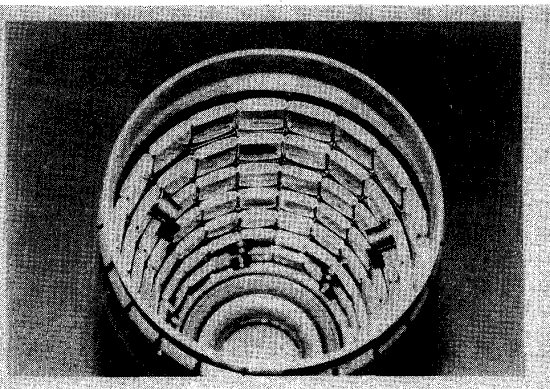


図3. セラミック部片の配列状況

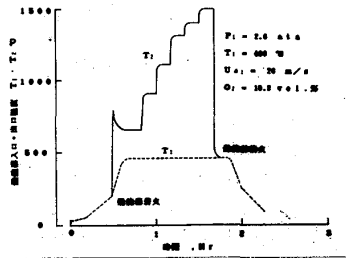
(3) 常圧燃焼試験結果

図4に常圧燃焼試験の単純サイクルおよび短時間耐久運転条件を示す。試験温度は1300℃，1400℃，1500℃であり，その都度，セラミック部片の損傷状況を観察した。

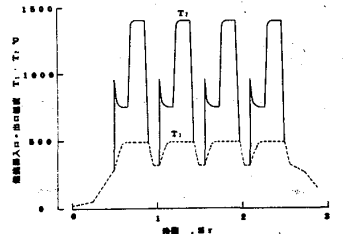
表1に4種類のセラミックピースによる常圧燃焼試験結果をまとめて示した。 Al_2O_3 は33枚のうち8枚，RBSNは2枚が割れた。SSNについては空気孔付近のものも含めて割れは発生しなかったが，1400～1500℃試験において，1～3列目に部分的に酸化による損傷がみられた。SSCについてはまったく異常は認められなかった。

表1 セラミック燃焼器の常圧燃焼試験結果

セラミックの種類	Al ₂ O ₃	RBSN (CVD)	SSC	SSN
セラミック部片配列数	2列目-18枚 4列目-15枚	2列目-18枚 4列目-15枚	2列目-18枚 4列目-15枚	全列-126枚
TIT=1300℃ (天然ガス)	33枚中7枚に 割れ	異常なし	異常なし	異常なし
TIT=1400℃ (天然ガス)		33枚中2枚に 割れ	異常なし	異常なし
TIT=1400℃ (灯油)			異常なし	異常なし
セラミック部片配列数	2,4列目-2枚	2,4列目-2枚	2,4列目-2枚	その他の部分
1400℃ 8時間耐久 1500℃ (灯油)	4枚中1枚に割 れ	異常なし	異常なし	1~3列目の一 部が酸化



(a) 単純サイクル



(b) 短時間耐久運転

図4 常圧燃焼試験条件

(4) 強度解析および材料評価試験結果

破壊したセラミックピースの外観と破面の外観の代表例を図5に示す。破壊はいずれもセラミックピースの中央部付近で、周方向に真二つに割れており、破壊の起点は冷却面側のエッジである。図6は常圧燃焼試験に先だって、セラミックピースの火炎面と冷却面にサーモペイントを塗布しておき、燃焼試験後の色の変化から温度分布を測定し、その結果をもとにした熱伝導・熱応力解析結果である。燃焼試験中に破壊したセラミックピースの破壊位置と軸方向応力分布（冷却面）の最大値とがほぼ一致し

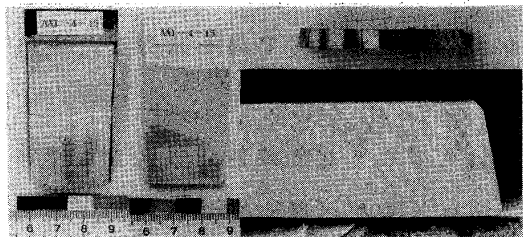


図5 破壊の状況と破面外観 (Al₂O₃)

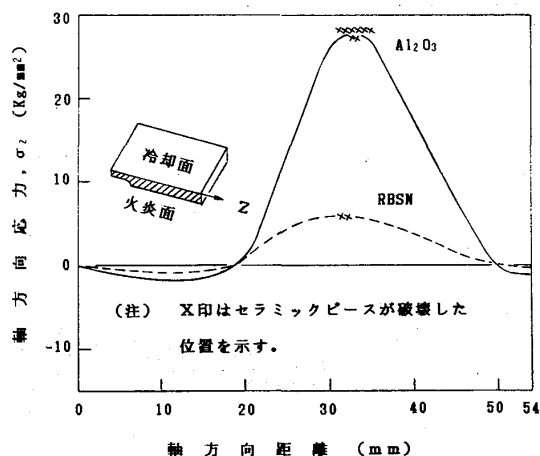


図6 軸方向応力分布と破壊位置
(冷却面, エッジ部)

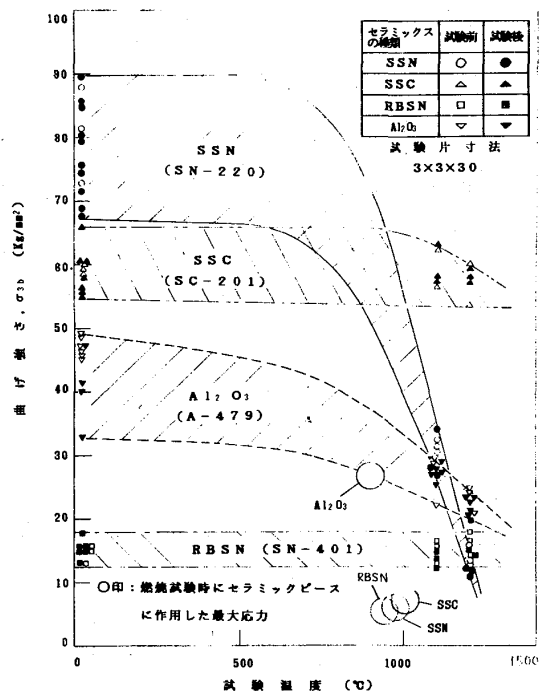


図7 4種類のセラミックピースの常
圧燃焼試験前後の高温曲げ強さ

ており、軸方向熱応力勾配に支配されて破壊したことがわかる。図7は燃焼試験前後のセラミックピースの高温での3点曲げ強さの測定結果である。図中には熱伝導・熱応力解析で求めた熱応力分布の最大値を併記してプロットしている。この結果から、4種類のセラミックピースの“熱応力の最大値/曲げ強さの最低値”の比はそれぞれ、 Al_2O_3 が0.9、RBSNが0.35、SSNが0.11、SSCが0.12となり、 Al_2O_3 は燃焼時の熱応力が材料強度に達して破壊し、RBSNはその確率が相当高いことがわかる。また、SSNとSSCは強度的には十分に安全な範囲であったために破壊しなかったといえる。なお、常圧燃焼試験によるセラミックピースの強度劣化はいずれの材料についてもほとんどみられなかった。

(5) まとめ

以上、セラミック部片燃焼器（内筒）の常圧燃焼試験結果をまとめると次のようになる。

- 1) 新たに考案したセラミック部片燃焼器（内筒）はプロトの設計仕様条件をほぼ満足する性能が確認され、 1500°C 級ガスタービン燃焼器の実用化の見通しが得られた。
- 2) セラミックピースの材料としては、SSC(SC-201)が最も有望である。

3 一体型セラミック燃焼器の研究

(1) 基本構造および供試モデル

一体型セラミック内筒、尾筒モデルの設計は、燃焼器性能を損なわないという基本方針のもとに行い、大形で複雑形状の一体型セラミック燃焼器部品を試作し、実際の燃焼試験条件に耐え得るかどうかについて研究した。

燃焼器内筒上流は、スワールおよび燃焼用空気孔のような燃焼性能に大きな影響を与える要素で構成されているために、燃焼器性能に比較的影響が少ない内筒下流部分をセラミック化することにした。この部分一体型セラミック内筒を組み込んだ燃焼器の断面図を図8に、セラミック内筒の外観を図9に示す。この燃焼器を設計・製作す

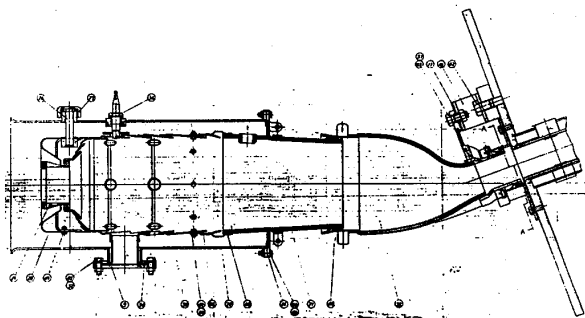


図8 一体型セラミック燃焼器の断面図

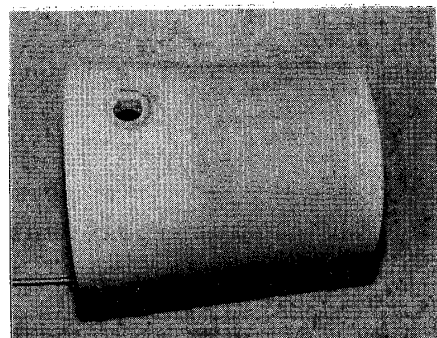


図9 セラミック内筒の外観

るに際して留意した点は次の通りである。

① 空気の貫通度を高める案内筒については、熱応力が最も高い部品であり、破壊が発生した場合の伝播防止を考慮し、一体成形ではなく、軟接着法により固定した。

② 内筒上流部および尾筒（いずれもメタル）との結合は、セラミック内筒端部に設けた突起部付近をアルミナ織布を介して板バネで支持し、セラミック内筒端部に引張応力および急激な温度勾配が生じないように配慮した。

③ 材料は常圧焼結炭化けい素（SSC）であり、ラバープレス法で製造された。

一方、尾筒領域は燃焼性能に与える影響がほとんどないため、尾筒全体をセラミック化した。この一体型セラミック尾筒を組み込んだ燃焼器を試作した。尾筒モデルの外観を図10に示す。材料は反応焼結窒化けい素（RBSN）であり、複雑形状の成形が比較的容易であるスリップキャスト法で製造された。

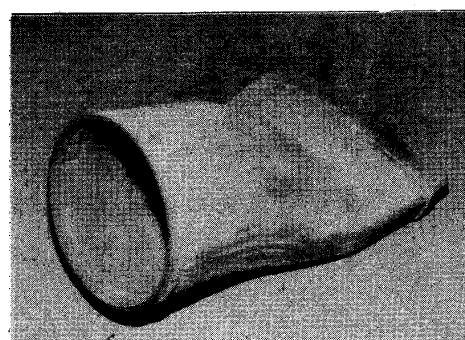


図10 セラミック尾筒の外観

(2) 常圧燃焼試験結果

図4の運転サイクルで常圧燃焼試験を行った結果を表2に示す。内筒および尾筒とも、全ての試験条件において割れは見られなかった。TiT:1500℃の条件でのセラミックの最高壁温は、サーモペイントおよび熱電対より、約1100℃と推定された。また、両モデルとも酸化による損傷はまったく観察されず、きわめて美麗であった。

表2 常圧燃焼試験結果

(3) 強度解析結果

セラミック内筒について、常圧燃焼試験で得られた温度分布をもとにした熱伝導・熱応力解析結果を図11に示す。実際の空気孔の温度勾配はこの中間であるので、空気孔付近では10数kg/mm²、内筒部では1～2kg/mm²の熱応力が発生しているものと推定される。表3にセラミック内筒の代表的な材料特性を示す。

セラミック尾筒についての強度解析は実施していない。表4にセラミック尾筒の代表的な材料特性を示す。

(4) まとめ

以上、燃焼器内筒の下流部分および尾筒全体を一体型セラミックに置き換えた燃焼器を試作し、常圧燃焼試験を実施した結果、TiT:1500℃でも十分に耐え得ることが実

モデル T ₂	内 筒 (案内筒付)	内 筒 (案内筒無)	尾 筒
910℃	異常なし		
1110℃	異常なし		
1310℃	異常なし		異常なし
1400℃	異常なし	異常なし	異常なし
1400℃ (8サイクルテスト)	異常なし 燃料遮断 ストップ		異常なし 燃料遮断 ストップ
1500℃	異常なし 燃料遮断 ストップ		異常なし 燃料遮断 ストップ

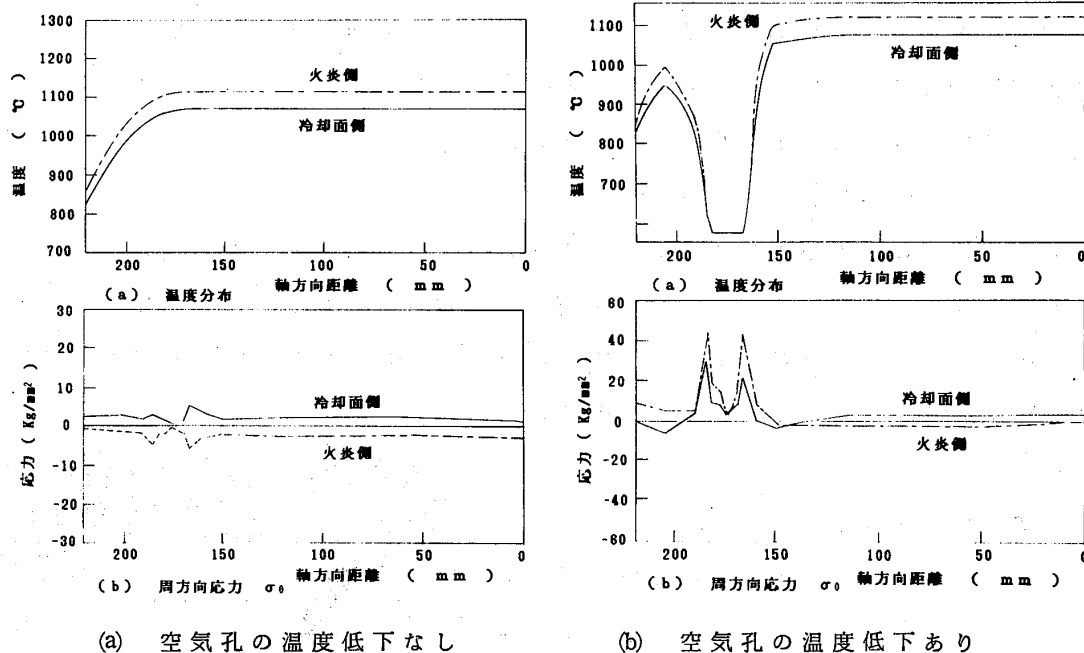


図 11 セラミック内筒の熱応力分布

表 3 セラミック内筒の材料特性

項 目	特性 値
4 点曲げ強さ, 室温 (kg/mm ²)	5.1
1200 °C	4.9
1400 °C	4.8
弾性率 (×10 ⁴ kg/mm ²)	3.1
熱膨張係数 (10 ⁻⁶ /°C)	4.3
熱伝導率 (cal/s.cm.°C)	0.14

表 4 セラミック尾筒の材料特性

項 目	試験 前	試験 後
4 点曲げ強さ, 室温 (kg/mm ²)	2.2	2.4
1200 °C	2.4	2.4
1400 °C	2.5	2.6
弾性率 (×10 ⁴ kg/mm ²)	1.6	—
熱膨張係数 (10 ⁻⁶ /°C)	3.0	—
熱伝導率 (cal/s.cm.°C)	0.048	—

証された。

4 あとがき

以上, 1500°C 級ガスタービン用セラミック燃焼器の研究概要を報告したが, このようなガスタービンの高温化技術に果すセラミックスの役割は, 今後, 重要になってくるものと考えられており, ガスタービン用の耐熱セラミック部品としての設計技術, 製造技術あるいは検査技術に関するより一層の研究の推進が望まれる。

なお, 本論文は通産省工業技術院の委託研究で, 京セラ(株)および日本碍子(株)と共同で実施した内容の一部である。

ガスタービン触媒燃焼器の研究

- I 触媒の常圧下での反応特性 -

*林 茂, 山田秀志, **小柴 優 (航空宇宙研)

1. まえがき

触媒燃焼は通常の可燃限界よりもさらに希薄な混合気を燃焼(反応)させることができることから、火災の温度に比べるとかなり低い温度の燃焼ガス発生とその役割とするガスタービン燃焼器にとってきわめて適した超低 NO_x 燃焼法になると期待されている。とくに、近年導入が進められているガスタービン/蒸気タービン複合発電プラントにおいて、ガスタービンで生成される NO_x 量がボイラーで生成される量に比べて^{1,2,3)}数倍も多いという実情から、わが国においても触媒燃焼の基礎研究が始められている。

触媒燃焼をガスタービン燃焼器に適用するにあたって、まず問題になるのは純粋な触媒燃焼のモードだけでは始動できない、作動範囲にわたって十分な燃焼効率を達成できないことである。この特性に対応するために、従来の燃焼方法との各種の組合せが考えられているが、どの方式が適しているかを見定めることは、実用化の鍵をにぎっていると思われ、耐久性・耐熱性の優れた触媒の開発とともに、今後の重要な研究課題であると考えられる。

著者らは触媒燃焼器の研究の第1段階として、まず触媒そのものの常圧下での反応特性について実験を行い、つぎにプリバーナ方式触媒燃焼器を試作し、その常圧下での燃焼特性、排気特性を実験により調べてきた。本報では常圧下において実施した触媒の反応特性に及ぼす温度、当量比、流速の影響についての実験の結果を述べる。

2. 実験装置および方法

実験装置の概要を図1に示す。空気はブロワから供給され、電気ヒータで所定の温度に加熱され、混合気形成部に流入する。ガス燃料はポンプから調圧器を経て、燃料噴射器により加熱空気流中に噴射される。燃料と空気の流量はオリフィス流量計で計測される。短い距離でできるだけ均一な混合気を形成するために、燃料噴射器は37個のベンチエリ-部を備えており、またその下流には混合促進用のミキカーを取り付けた板が挿入されている。反応部入口における混合気濃度の不均一率は2%以下に抑えられている。

反応部は円筒形の触媒を数段、適当な間隔を置いて重ねられる構造で、各段の入口(出口)において熱電対によるガス温度の計測、およびガスサンプリングブローブによる燃焼ガスの採取が行なえるようになっている。

**(現) 鈴木自動車工業

実験に使用した触媒は外径80mm、厚さ25mmの白金-パラジウム系モノリス触媒である。セル形状は正方形、セル数は300セル/インチ²である。この触媒を5段重ねたものを反応部とし、各触媒の周囲にセラミックファイバーを充填し、外部への熱

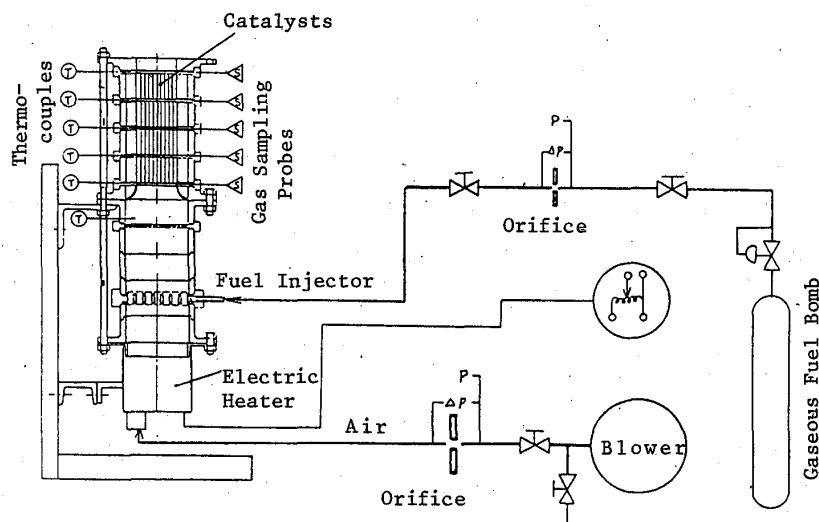


図1 実験装置の概要図

損失を小さくするようにした。反応部の流路径は、この実験に先行して実施した詳細試験の触媒径に一致するように、スパーサフランジを用いて60mmに制約した。反応部の最終段の下流側には、外部からの空気の抗散の影響を防ぐために耐火レンガ製の円筒(内径50mm×長さ46mm)が取り付けられている。

燃料として、わが国の大容量ガスタービン複合発電プラントに用いられる天然ガスを代表するメタンと、反応性の点で灯油・軽油等を代表するガス燃料であるプロパンを用いた。

実験を行った混合気の温度、流速の条件を表Iにまとめる。表中、記号M, Pはそれぞれ、メタンおよびプロパンでの実験を表わしている。混合気流速は8m/sが基準であるが、流速による反応への影響を調べるために $T_{in} = 400^{\circ}\text{C}$, 500°C においては $U_r = 6\text{m/s}$, 12m/s でも実験を行った。当量比は最終段出口ガス温度が約1100°Cをこえない範囲とした。

TABLE I Experimental Conditions

$T_{in}, ^{\circ}\text{C}$	350	400	450	500	550	600	650
	6	P		P			
$U_r, \text{m/s}$	8	P	P	M, P	M, P	M, P	M
	12	P		P			

反応の進行度、および排気ガス濃度は、反応部入口および各

段出口において採取したガスを分析することにより評価した。ガス分析には、プロパンの場合には当研究所のガスタービン燃焼器内部ガス分析装置を用いた。この装置では、NO、NO_xはCLD、CO、CO₂はNDIR、全炭化水素はFID、酸素は磁気モーメント式酸素計により、それぞれ計測される。メタンの場合には途中段において燃料の分解によって生じると考えられるH₂を検出することを狙って、ガスクロマトグラフによる分析を行った。H₂, CH₄, CO₂は活性炭、O₂, COはモレキュラーシーブ5Aのカラムにより分離した。

3. 実験結果

3.1. ガス組成

各段出口でのガス組成の変化の様子をメタンの場合に示したのが図2の例である。メタンは段数とともに直線的に減少し、それにとりかわってCO₂が生成される。燃料がほとんど消費された位置でCO濃度はピークに達し、その後急激に低減し、4段出口ではほぼ零になる。この例はCOが途中段で検出された場合の一つであるが、当量比が0.2程度より低い希薄条件では、メタン、プロパンのいずれの場合もCOは検出されなかった。COが検出された場合の最高濃度はメタンの場合700 ppm、プロパンの場合1900 ppmであった。

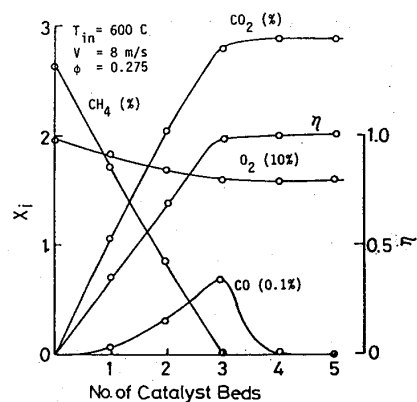


図2 ガス組成の段数による変化

NO_xについては1~3 ppmの値が得られたが、反応部入口において既に存在するNO_xの濃度を考慮すると、反応部で生成されるNO_xはあらゆる条件で1 ppm以下である。

メタンの場合にH₂の検出を試みたが、ほとんどの条件で測定精度の限界よりも低い濃度で、メタンの分解によって生じてもしも極めて短時間で消費されてしまうためと推定される。

3.2. 燃焼効率

反応の進行の様子をみるために各段出口での燃焼効率をガス分析結果に基づいて計算した。図3は各段の燃焼効率が当量比によってどのように変化するかを示す例であり、きわめて希薄な混合気に対しても高い反応性を示す触媒の反応性の代表的な傾向

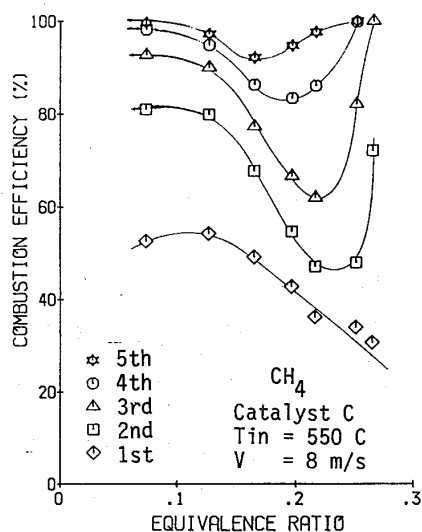


図3 各段の燃焼効率と当量比の関係

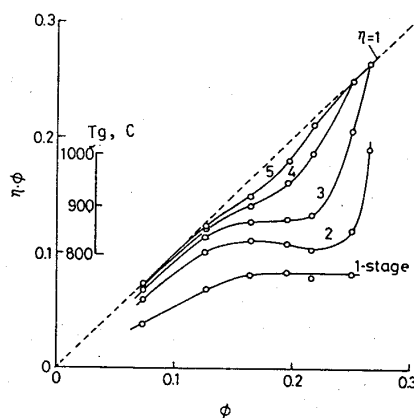


図4 各段における反応量 η と ϕ

向を示している。燃焼効率、1段目では当量比の増大にたいして単調に減少するが、2段目では減少し、 $\phi \approx 0.25$ で極小に達したのち急上昇する。3~5段目でも燃焼効率は一度低減したのち上昇する。この極小点に対応する当量比は下流段になるにつれて希薄側に移動する。ある段までに反応した燃料の量は $\eta \cdot \phi$ (η 効率) に比例するので、このパラメータと ϕ との関係として図3を置き換えたのが図4である。この図は、1段目の反応量は $\phi \approx 0.17$ の範囲では当量比とともに増大するが、それより燃料濃度が高くなっても増大せずほぼ一定値に留まること、2段目の反応量は $\phi \approx 0.25$ の範囲で急増することを示している。パラメータ $\eta \cdot \phi$ はガス温度の上昇を表わすパラメータでもあるので、図に示すようにガス温度 T_g と対応させることができる。2段目で急激な反応量の立上りが生じる温度は 800°C であることがわかる。

図5は 600°C におけるメタンとプロパンの反応性の差を示すもので、プロパンの場合には1段目ですでに70%以上の燃焼効率が得られ、2段目では95%程度に達しているのに対し、メタンの場合には1段目では当量比の増大とともに50%~30%へと低減し、3段目でも全当量比範囲にわたって95%の燃焼効率を維持できない。

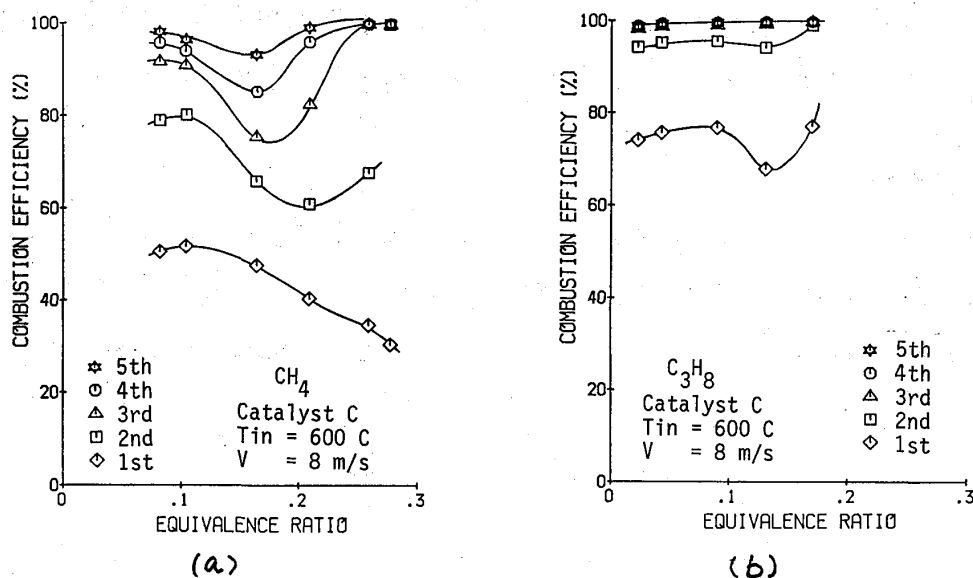
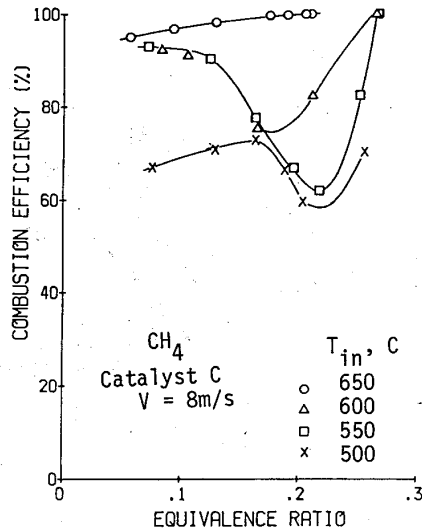
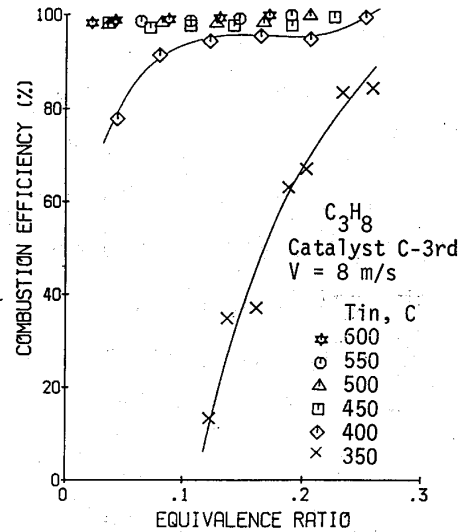


図5 600°C における各段の燃焼効率と当量比との関係、(a)メタン、(b)プロパン

3段目出口の効率に及ぼす入口温度、当量比の影響を示したのが図6である。図(a)から明らかのように、メタンの場合に $0.1 \leq \phi \leq 0.3$ の範囲にわたって高い効率(例えば95%)を達成するためには入口での混合気温度を 650°C に加熱することが必要である。いっぽう、プロパンの場合には混合気温度を 450°C 程度に加熱すれば、カスタービン燃焼器の作動当量比の全範囲にわたって高い効率を維持できる。このように、メタンとプロパンとでは十分な効率を得るために必要な予熱温度には 200°C 程度の差がある。



(a)



(b)

図6 3段目出口の燃焼効率に及ぼす入口混合気温度: (a)メタン, (b)プロパン

図7(a)は燃焼効率に及ぼす混合気流速の影響を示している。当然予想されるように各段出口の燃焼効率は混合気流速の増大とともに低減する。滞留時間をベースに燃焼効率をプロットすると、流速の影響を受けずにほぼ1本の曲線で整理できる。図7(b)は、図7(a)の場合を含め、他の入口温度(500°C)、他の当量比におけるデータを滞留時間に関係するパラメータ nl/V (n :段数, l :触媒エレメント長さ, V :混合気流速)により整理した結果を示している。なお、著者らの行った実験において、外部への熱損失の大きい場合には、 nl/V で整理しても、流速の大きいほうが燃焼効率は高いことが認められている。

燃焼負荷の大きさは、例えば $\phi=0.25$, 450°Cプロパン混合気の場合に、約 $2.7 \times 10^7 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{hr} \cdot \text{atm}$ である。混合気濃度が高い場合には、当然より高くなる。

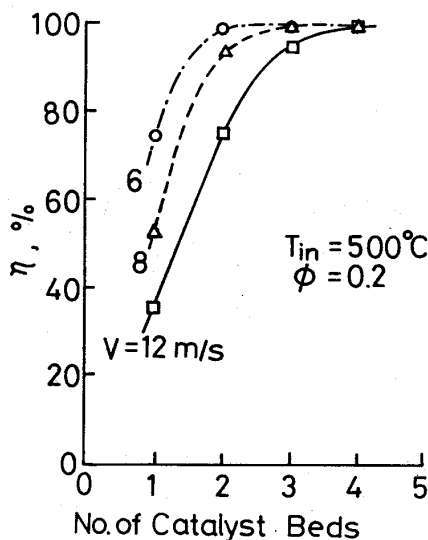


図7(a) 燃焼効率に及ぼす流速の影響

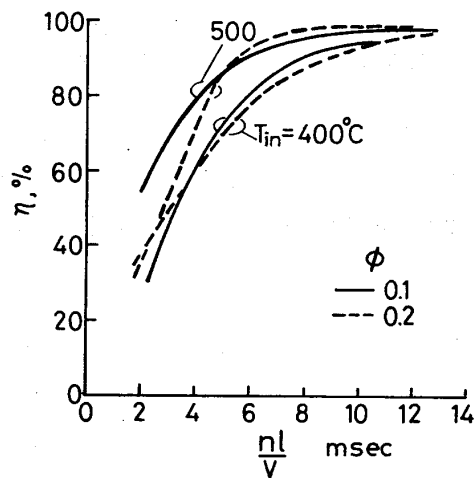


図7(b) 滞留時間と燃焼効率との関係

3.3. 圧力損失

図8は本報に記述した実験に用いた触媒(Catalyst C)と別のモノリス触媒(Catalyst M)(外径60mm,長さ36mm,540セル/in²)1段の圧力損失と断面平均流速との関係を示している。 $\Delta P/P$ は平均流速にほぼ比例し,入口温度の高い場合の $\Delta P/P$ の増大は粘度の増大に対応していることから,セル通路内の管内摩擦による損失が支配的である。燃焼時の圧力損失をこの図から得られたデータと各断出口でのガス温度のデータと差に推定すると,実測値より約5%高い値となった。

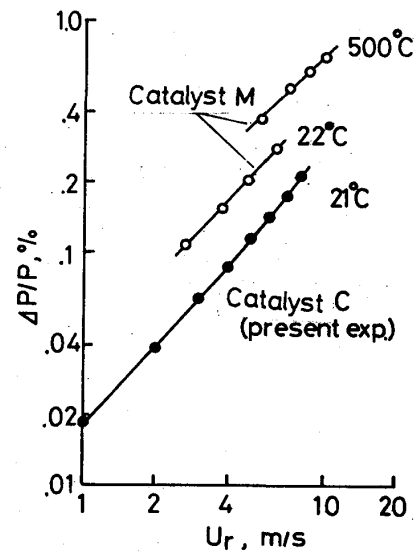


図8 触媒1段あたりの圧力損失

3. まとめ

触媒燃焼器の研究の第1段階としてモノリス型触媒(400セル/in² φ80mm×25mm)を5段重ねた反応部にプロパンおよびメタンの均一混合気を供給し,反応の進行度,排ガス成分,圧力損失を測定した。主な結果はつぎのとおりである。

- 1) 反応の速さは混合気流速の影響を受けず,燃焼効率(燃焼率)は混合気の滞留時間によって整理される。
- 2) メタンとプロパンとの間には反応性の点で著しい差がある。3段で $0.1 \leq \phi$ の範囲において95%をこえる燃焼効率を得るに必要な予熱は,それぞれ650°C, 450°Cである。
- 3) プロパン混合気の場合の負荷率は $\phi=0.25$, $T_{in}=450^\circ\text{C}$ の条件で 2.7×10^7 kcal/m³ hr.atmである。反応部出口温度の制限(1100°C)をはずせば,さらに向上する。
- 4) 反応が触媒表面での不均一反応から,より急激な発熱を伴う気相反応に移行するのは,約800°C以上である。

今後,ガスタービン燃焼器の圧力条件下における触媒単体の反応特性に関する実験および各種の触媒燃焼方式の可能性に関する更なる実験を実施する計画である。

参考文献

- 1) 福澤,小沢: 電力中央研究所報告 283050 (昭59)
- 2) 伊東,古屋他4名: 第13回ガスタービン定期講演会講演論文集 (昭60)
- 3) 鈴木,他2名: 昭和58年度航技研技術研修生報告 (昭59)

ガスタービン燃焼器用スワラの旋回羽根植込角の影響について (第1報: 非燃焼実験結果について)

* 江波戸 智 (三井造船株式会社)
杉本 富男 (")
鈴木 恒男 (")

1. はじめに

高負荷燃焼が要求されるガスタービン燃焼器では、一次燃焼領域の設計が重要である。中でも、一次空気を供給するスワラ（旋回流発生装置 Swirler）は、燃料と空気との混合過程あるいは火炎形状に対して重要な影響を与える。

旋回流に関しては、既に多くの研究¹⁾あるいは数値解析²⁾がなされているが、旋回流の発生方法等によって旋回流の特性（旋回度、拡がり角、循環流長さ等）は、必ずしも一致はしていないようである。

そこで、ガスタービン燃焼器用スワラの設計データを得る目的に、ガスタービン燃焼器で広く使用されている旋回羽根を有する形式のスワラを取り上げ、大気開放のスワラ要素試験を行った。本報は、非燃焼時の通風実験の結果についてまとめたものである。

2. 実験装置および実験方法

2-1. スワラ試験装置

スワラ試験装置の系統図を図1に示す。装置は、上向きの大気開放式とし、軸方向随伴流の影響を抑える目的から出口平面に外径φ350mmの平板を設けてある。

空気源には、定格吐出圧力3000Paのルーツブロワを利用した。

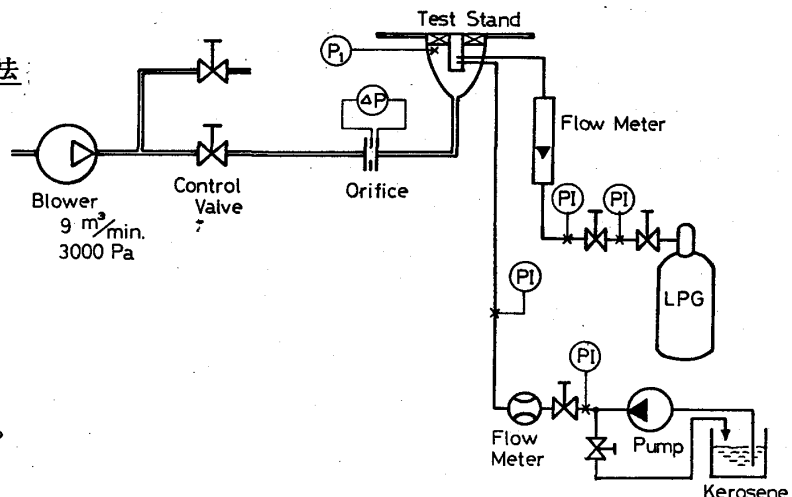


図1 スワラ試験装置の系統図

2-2. 軸方向全圧分布の測定

逆流領域（循環流領域）境界測定の目的から、外径φ2mmの全圧管を上方から垂直下向きにそう入し、旋回流の軸方向全圧分布を求めた。

2-3. 流れ模様の測定

長さ10～20mmの木綿糸によるストリーマStreamerを用いて、旋回流の流れ模様を求め、全圧管によって求めた逆流領域と比較した。

2-4. 速度分布の測定

熱線風速計を用いて旋回流の速度分布を求めた。プローブはI型とし、熱線には素線径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を用いた。

計測は、同一空気条件の下で軸方向熱線 I_a 、半径方向熱線 I_r および接線方向熱線 I_t の3方向の各熱線出力を求め、下記連立式より各速度成分 V_a, V_r, V_t (図2参照) を算出した。

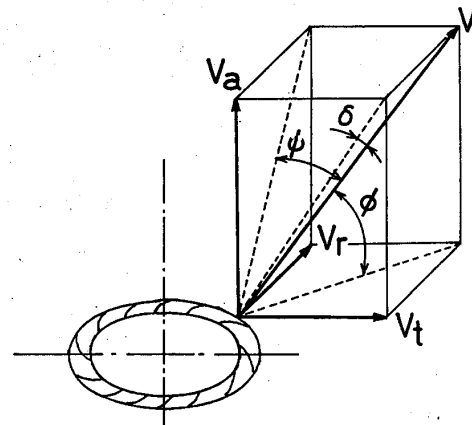
熱線素線と速度ベクトルとの偏角の影響については、検定風洞を用いて図3の如く風向特性を求め、実験式を設定した。なお図3は、実際の偏角 θ と、直交時 ($\theta=0^\circ$) の熱線出力 U_0 と偏角 θ 時の熱線出力 U_θ とから求めた計算偏角 θ^* との関係を示したものである。

$$\begin{aligned} I_a &= V_r + V_t = V * \cos \phi^* \\ &= V * (\cos \phi + (1 - \cos \phi) * 0.2079) \end{aligned} \quad \text{---①}$$

$$\begin{aligned} I_r &= V_a + V_t = V * \cos \delta^* \\ &= V * (\cos \delta + (1 - \cos \delta) * 0.2079) \end{aligned} \quad \text{---②}$$

$$\begin{aligned} I_t &= V_r + V_a = V * \cos \psi^* \\ &= V * (\cos \psi + (1 - \cos \psi) * 0.2079) \end{aligned} \quad \text{---③}$$

$$\cos^2 \phi + \cos^2 \delta + \cos^2 \psi = 2 \quad \text{---④}$$



V : Velocity Vector
 V_t : Tangential Component
 V_r : Radial Component
 V_a : Axial Component

図2 速度成分解説図

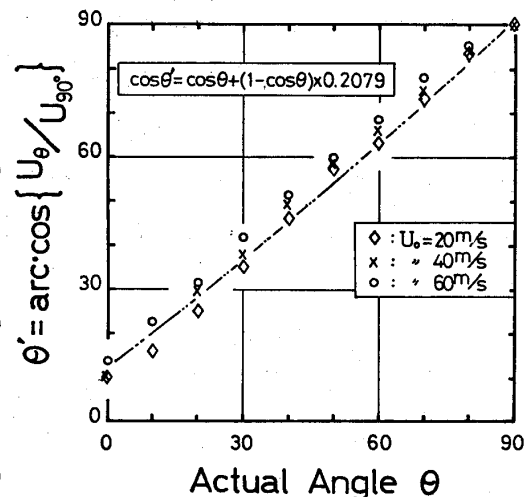


図3 熱線風速計の風向特性

2-5. スワラ仕様

実験で使用した各スワラの仕様を表1に示す。各部の名称は、図4に示すとおりである。

表1 スワラ仕様

S/#	Vane Angle θ	Inner Dia. d_i	Rest.R. Dia. d_r	Outer Dia. D	Rest. Ratio R.R.	Vane Height h	no. of Vane n
1	40°	77mm	98.4mm	121.4mm	42%	15mm	18枚
2	"	"	91.8	"	27	"	"
3	"	"	84.8	"	14	"	"
4	"	"	77.0	"	0	"	"
5	45°	77mm	98.4mm	121.4mm	42%	15mm	20枚
6	"	"	91.8	"	27	"	"
7	"	"	84.8	"	14	"	"
8	"	"	77.0	"	0	"	"
9	50°	77mm	98.4mm	121.4mm	42%	15mm	16枚
10	"	"	91.8	"	27	"	"
11	"	"	84.8	"	14	"	"
12	"	"	77.0	"	0	"	"

3. 実験結果および検討

3-1. 流量特性

スワラの流量特性の一例を図5に示す。同図は、羽根植込角 θ を変化させた場合のスワラ前圧 P_1 とスワラ空気流量 G_a との関係を示したものである。 θ の増加に従って、同一前圧 P_1 条件における空気流量 G_a が減少する。

次に、下式より算出した流量係数 c を、羽根植込角 θ および制御面積割合R.R.で整理したものを図6および図7に示す。

$$G_a = c \cdot A_s \cdot 3600 \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot \gamma \cdot (P_1 - P_0)} \quad \text{--- ⑤}$$

ここで、スワラ開口面積 A_s は、

$$A_s = \left\{ \pi/4 \cdot (D^2 - d_r^2) - n \cdot t \cdot (D - d_r)/2 \right\} \cdot \cos \theta \quad \text{--- ⑥}$$

ただし、 g :重力加速度、 γ :空気の間平均密度、 P_0 :大気圧である。

図6から明らかなように、羽根植込角 θ を増加させるに従って流量係数 c 値が減少する。一方、図7に示すとおり、同一羽根植込角 θ の場合、制御リング外径 d_r を増加させ、制御面積割合R.R.を増加させても c 値はほとんど変化しない。ただし、R.R.=0%の場合に比べて、R.R.=13~42%の場合の方が、 c 値は0.1程度高くなる。

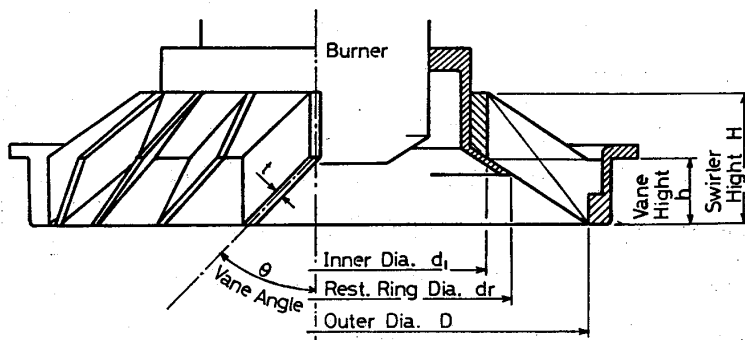


図4 スワラ各部の呼称名

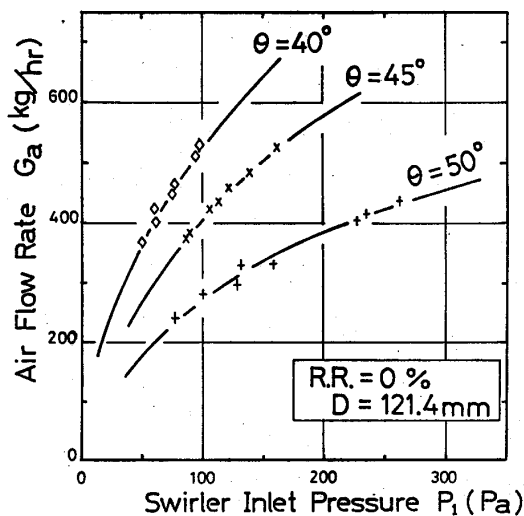


図5 スワラ空気流量

に及ぼす羽根植込角の影響

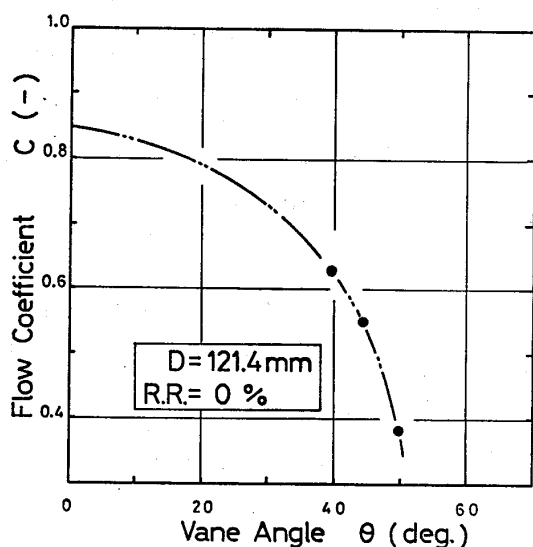


図6 羽根植込角と流量係数との関係

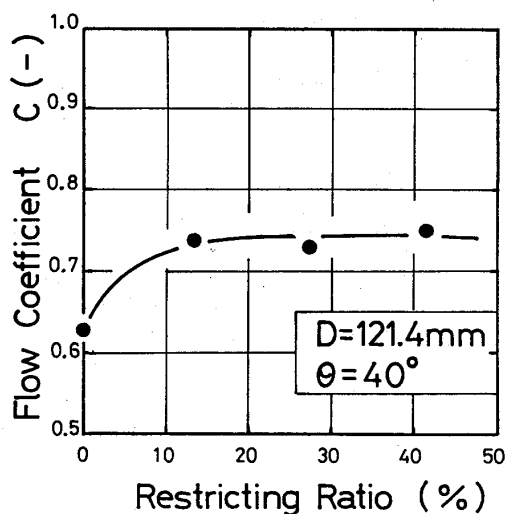


図7 制御面積割合と流量係数との関係

3-2. 流れ模様

ストリーマおよび全圧管によって求めた流れ場の計測結果の一例を図8に示す。同図は、羽根植込角 $\theta = 45^\circ$ ，制御面積割合 $R.R. = 0\%$ の場合である。ストリーマによって求めた逆流境界（左半断面）と全圧管によって求めた逆流境界（右半断面）とを比較すると、後者の方が2～10mm程度広く計測されている。これは、静圧分布、速度ベクトルと全圧管との偏角等の影響によるものと考えられる。

しかし本報では、全圧管によって求めた逆流領域境界を用いて、各流れ模様を比較する

ことにする。制御面積割合 $R.R.$ が 0% の場合の各逆流領域境界を羽根植込角 θ で整理すると図9となる。これより、 θ の増加に従って逆流領域境界が広がるのがわかる。

一方、制御リングの効果については、図10に示すとおり、羽根植込角 θ が一定の場合、制御リング外径 d_r の増加に従って下流部の逆流領域が細くなるのがわかる。

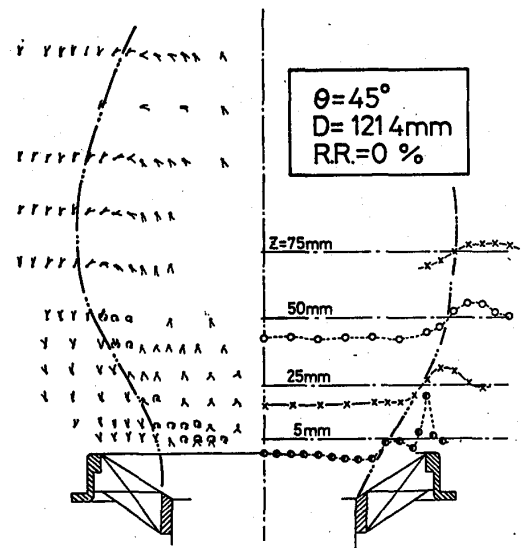


図8 No.8スワラによる流れ模様

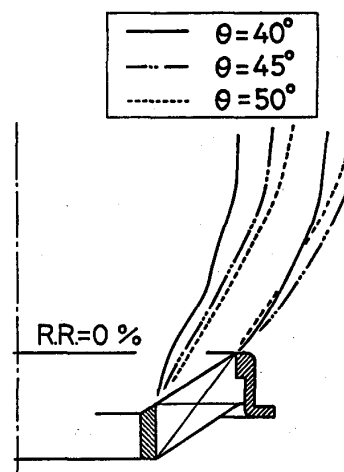


図9 逆流領域境界に
及ぼす羽根植込角
の影響

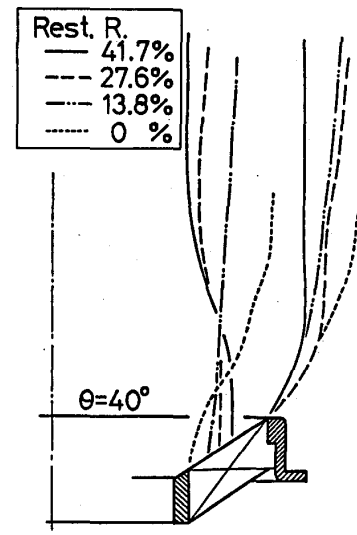


図10 逆流領域境界に
及ぼす制御面積
割合の影響

3-3. 速度分布

熱線風速計指示値より算出した速度分布の一例を図11に示す。左半断面には、垂直断面上の速度ベクトル（軸および半径方向）を、また右半断面には水平断面上の速度ベクトル（半径および接線方向）を示す。

次に、これらの測定された各速度成分から、⑦式³⁾を用いて各スワラの軸方向高さ $Z=5\text{mm}$ 断面におけるスワール数 S （旋回数 Swirl Number）を求めた。ただし、本報では、軸方向推力 G_x 中の静圧項は大気圧と等しいとして無視して検討を進めた。

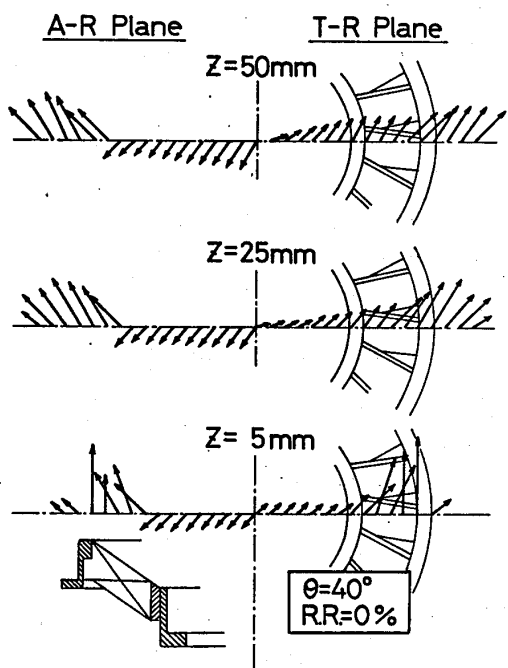


図11 No.4スワラの速度分布

制御面積割合R.R.が0%の場合のスワール数Sに及ぼす羽根植込角 θ の影響を示したものが図12である。 θ の増加に従ってS値が増加する。なお、同図中破線で示した計算値は、下記⑧式³⁾のスワラ形状より算出したスワール数を意味する。

制御リングを設けた場合には、図13に示すとおり、⑧式は適用できず、同図中実線で示す実測値では制御面積割合R.R.の増加に従ってS値が低下することがわかる。

$$S = \frac{G\phi}{Gx \cdot R} = \frac{2\pi \cdot r \cdot \sum_{i=0}^{D/2} [Vt \cdot Va \cdot \{(r_i + \Delta r)^3 - (r_i - \Delta r)^3\}]}{3\pi \cdot r \cdot \sum_{i=0}^{D/2} [Va^2 \cdot \{(r_i + \Delta r)^2 - (r_i - \Delta r)^2\}] \cdot (D/2)}$$

-----⑦

$$S = 2/3 \cdot \tan \theta \cdot [1 - (dr/D)^3] / [1 - (dr/D)^2] \quad \text{---⑧}$$

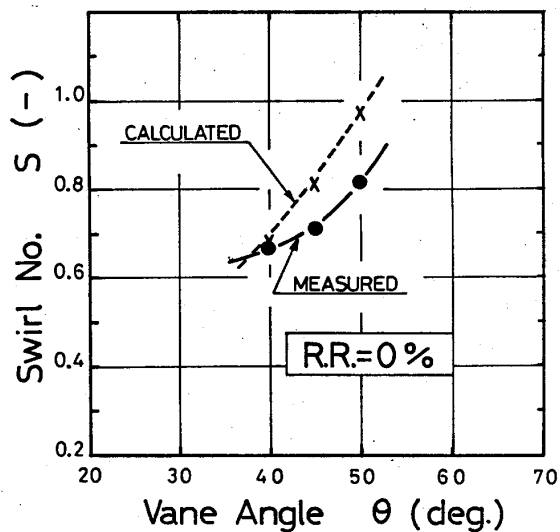


図12 スワール数と羽根植込角との関係

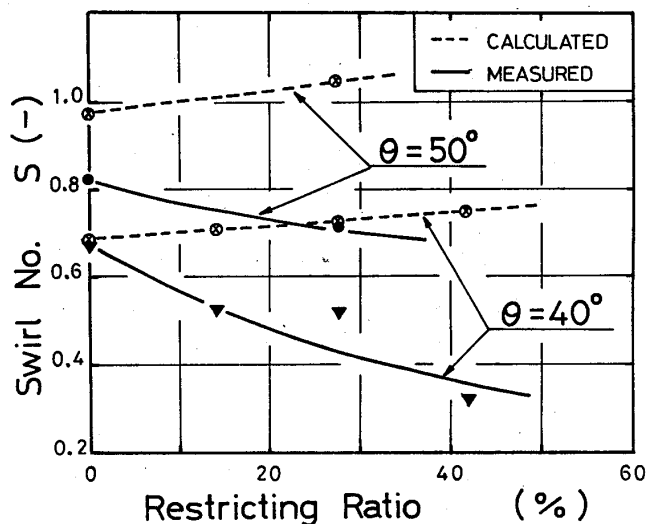


図13 スワール数と制御面積割合との関係

4. おわりに

羽根植込角が異なるスワラを用いて、大気開放の要素試験を行った。非燃焼の通風試験の結果、以下の旋回流の特性が明らかとなった。

- 1) スワラ外径 D が同一の場合、羽根植込角 θ の増加に従って、スワラ開口面積 A_s と共に流量係数 c も減少し、スワラ空気流量 G_a が減少する。
- 2) 制御リングが無い場合、羽根植込角 θ の増加に従ってスワール数 S が増加し、さらに旋回流拡がり角が増加する。
- 3) 制御リングを有す場合には、制御リング外径 d_r の増加に従って旋回流拡がり角およびスワール数 S が減少する。またこの場合、スワラ形状よりスワール数を算出する計算式は適用できない。

参考文献

- 1) 例えば、多賀 正夫、他、環状噴流に関する研究（第2報、旋回羽根付および円すい状ノズルの場合の実験）、日機論, vol.36, No.283, 385-396, S.45-3
- 2) 例えば、D.G.Lilley & D.L.Rhode, A Computer Code for Swirling Turbulent Axisymmetric Recirculating Flows in Practical Isothermal Combustor Geometries, NASA CR-3442, 1-130, 1982-2
- 3) J.M.Béer & N.A.Chigier (田中 良一訳), 燃焼の空気力学, 95—138, S.51-6.
日本熱エネルギー技術協会

ダンブディフューザの研究

(オ2報: 2次元模型による数値解析と実験による比較)

佐藤幸徳* 藤 秀実 中野静嘉 仲田 靖

安藤安則 河合理文

石川島播磨重工業(株)

1. まえがき

ダンブディフューザを使うとガスタービン燃焼器のディフューザ入口速度分布の変化やライナの製作、組付け上の誤差により、例えば環状型燃焼器の内外環状通路の空気流量配分が影響を受けにくいことから、またエンジンの高圧化に伴い圧縮機翼の高さが小さくなる場合に燃焼器と連結する場合、ディフューザ部長さを短くできる構造上から有利とされ、一部実用化されている。

著者らは、オ1報⁽¹⁾で2次元箱型模型にて、このダンブディフューザと従来型ディフューザとの比較を行い、ダンブディフューザでは空気流量配分はディフューザ入口速度分布の変化に影響が少ないことが明らかとなる一方、圧力損失が大きくなることがわかり、ダンブディフューザをガスタービン燃焼器に適用するには、流量配分が安定しているという特長を犠牲にすることなく圧力損失を低く抑える構造を見出す必要があることがわかった。

ダンブディフューザはその構造から設計すべきパラメータが多く、従来の実験だけに頼る方法では最適構造を見出すのに期間および費用を要する。この弊害を補う一方法として数値解析が考えられ、これにより机上にて最適構造の選択の方法を見つけることができれば設計ツールとして有用である。

ところでダンブディフューザの構造は複雑なため、従来の矩形直交座標系にて差分法を用いて数値解析を行うには物体の境界を正確に表わすために格子数を多くとる必要があるが、これに伴い計算機の容量が多く必要になり、また計算時間も長くなるという問題が生じる。

この問題に対してThompsonらは⁽²⁾物体の境界をうまく表現できる座標系(物体適合座標系)を楕円型偏微分方程式の解として、数値計算により求める方法を提案した。

本報ではこの物体適合座標系を用いて、実際の形状を考慮した2次元模型ダンブディフューザの流れ解析を行った。次にその検証のため、2次元模型にて水流可視化およびディフューザ出口部の流速分布を計測したので報告する。

2. ダンプディフューザ内の解析手法

2. 1. 物体適合座標

図1に示すように物理面上の座標を (x, y) 、計算面上の座標を (ξ, η) とする。物理面上にある任意形状まわりの流れを考えた場合、形状の境界線 γ_1 等が境界面となるので、この境界面が一つの曲線座標(物体適合座標)になると、矩形直交座標のように任意形状の境界面を正確に表わすのに格子数を増す必要性もなくなる。Thompson⁽²⁾によると図1で計算面上にある矩形領域内の格子に対応する物理面上にある任意形状の物体適合座標は $x(\xi, \eta)$ 、 $y(\xi, \eta)$ を独立変数とし、 ξ 、 η を従属変数として矩形領域の γ'_1 、 γ'_2 等の境界線が物理面での対応する γ_1 、 γ_2 等の境界線になる条件のもとで式(1)の楕円型偏微分方程式を解くことにより求められる。

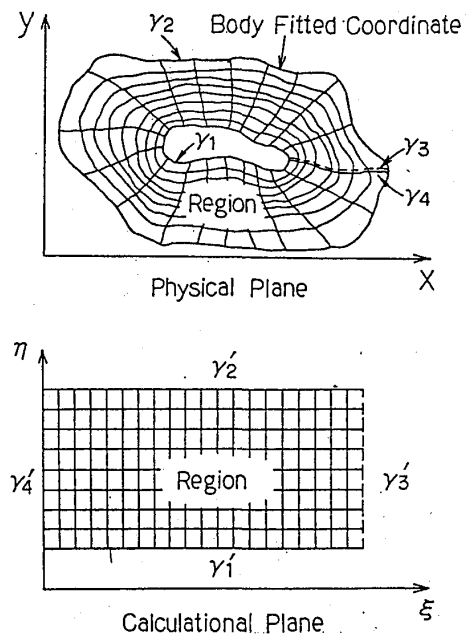


図1 物理面と計算面の関係

$$\begin{aligned} \alpha \cdot x_{\xi\xi} - 2\beta \cdot x_{\xi\eta} + \gamma \cdot x_{\eta\eta} &= -J^2 (P(\xi, \eta) \cdot x_{\xi} + Q(\xi, \eta) \cdot x_{\eta}) \\ \alpha \cdot y_{\xi\xi} - 2\beta \cdot y_{\xi\eta} + \gamma \cdot y_{\eta\eta} &= -J^2 (P(\xi, \eta) \cdot y_{\xi} + Q(\xi, \eta) \cdot y_{\eta}) \end{aligned} \quad (1)$$

ここに

$$\begin{aligned} \alpha &= x_{\eta}^2 + y_{\eta}^2, \quad \beta = x_{\xi} \cdot x_{\eta} + y_{\xi} \cdot y_{\eta} \\ \gamma &= x_{\xi}^2 + y_{\xi}^2, \quad J = x_{\xi} \cdot y_{\eta} - x_{\eta} \cdot y_{\xi} \end{aligned} \quad (2)$$

記号 x_{ξ} 、 $x_{\xi\xi}$ 等はそれぞれ $\frac{\partial x}{\partial \xi}$ 、 $\frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2}$ を示す。また $P(\xi, \eta)$ および $Q(\xi, \eta)$ は格子間隔制御関数である。

図2に実際のダンプディフューザの2次元模型を示す。この模型は今解析を行うダンプディフューザ部に続き、長いアニュラス通路を有する。この模型の計算面および物理面上に生成された物体適合座標を図3に示す。この場合、物理面での境界の形状がかなり複雑であるので、計算面はダンプディフューザそのものに類似した切り欠きのある長方形の領域を使用した。実際のダンプディフューザではプレディフューザの上下のケーシングはシャープな切り欠

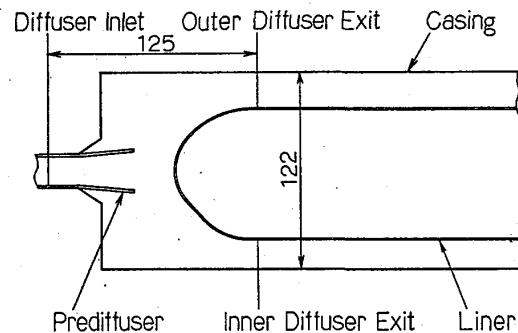


図2 ダンプディフューザ模型

きを有するが、この部分は全体の流れに影響を与えないと考え、解析を行う際には切り欠きを無くした。式(1) および(2) の計算は二次精度の中心差分で差分化し、解法はADI-SOR法によった。更に格子間隔制御関数としてThompson⁽²⁾らの式(3)を用いた。

$$P(\xi, \eta) = \frac{\alpha}{J^2} \left[-\sum_k a_k \operatorname{sgn}(\xi - \xi_k) \exp(-c_k |\xi - \xi_k|) - \sum_l b_l \operatorname{sgn}(\xi - \xi_l) \exp(-d_l \sqrt{(\xi - \xi_l)^2 + (\eta - \eta_l)^2}) \right]$$

$$Q(\xi, \eta) = \frac{\gamma}{J^2} \left[-\sum_k \tilde{a}_k \operatorname{sgn}(\eta - \eta_k) \exp(-c_k |\eta - \eta_k|) - \sum_l \tilde{b}_l \operatorname{sgn}(\eta - \eta_l) \exp(-\tilde{d}_l \sqrt{(\xi - \xi_l)^2 + (\eta - \eta_l)^2}) \right]$$

(3)

ここに a, b, c, d は制御の度合いをコントロールする定数、 $\operatorname{sgn}()$ は符号関数である。

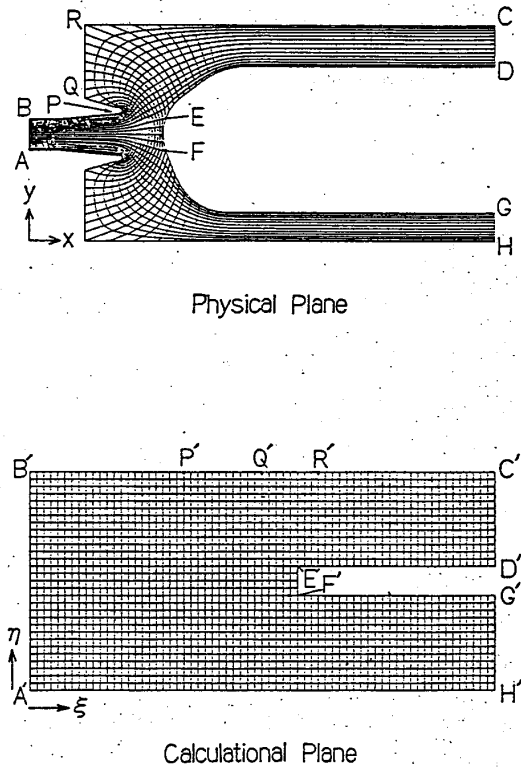


図3 ダンプディフューザの物理面と計算面

2. 2. 流れの支配方程式

2次元定常流で乱流モデルとして $k-\varepsilon$ モデルを使用すると直交座標系 (x, y) の流れの支配方程式は一般式として式(4)となる。(3)

$$(\rho U \phi)_x + (\rho V \phi)_y = (\Gamma_\phi \phi_x)_x + (\Gamma_\phi \phi_y)_y + S_\phi$$

(4)

ここに ϕ は連続の式等により次の変数になる。

$$\phi = 1, U, V, k, \varepsilon$$

また Γ_ϕ は有効拡散係数、 S_ϕ はソース項である。

式(4)を一般曲線座標 (ξ, η) に変換すると次のようになる。

$$(\rho G_1 \phi)_\xi + (\rho G_2 \phi)_\eta = \left[\left(\Gamma_\phi \frac{\alpha}{J} \phi_\xi \right) - \left(\Gamma_\phi \frac{\beta}{J} \phi_\eta \right) \right]_\xi + \left[\left(\Gamma_\phi \frac{\gamma}{J} \phi_\eta \right) - \left(\Gamma_\phi \frac{\beta}{J} \phi_\xi \right) \right]_\eta + S'_\phi$$

(5)

S'_ϕ は新たに定義されるソース項である。

また G_1, G_2 は式(6)である。

$$G_1 = Uy_\eta - Vx_\eta, \quad G_2 = Vx_\xi - Uy_\xi$$

(6)

式(5)を解くのに、拡散項には中心差分、対流項にはハイブリッド差分法を適用し、支配方程式の解法としてSIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations)、差分の解法についてはTDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm)を用い、速度成分 U, V に

についてはスタagger格子を採用した。境界条件としては壁面上で $U = V = 0$ 、圧力勾配が零、また $k - \epsilon$ の壁近傍値は壁函数にて求めた。

3. 解析結果

以下に示す解析を行うのに、ディフューザ入口条件は次の値を使用した。

$$k_{in} = 0.03 U_{in}^2$$

$$\epsilon_{in} = k_{in}^{3/2} / (0.03 H) \quad (7)$$

ここで U_{in} はディフューザ入口流速、 H はディフューザ入口高さである。

またディフューザ入口基準の Re 数は 3.7×10^4 である。ディフューザ入口の速度分布は図4に示す実測結果を用いたが境界近傍を除きフラットである。

計算格子数は 67×31 であり、解の収束条件は、計算格子内の流量バランスの総和が入口流量の1%以内になることとした。

図5にはフローパターンを示す。プレディフューザ部から出た流れはライナ鈍頭部でアウト、インナ側に曲げられるが、アウト側の流れはライナ鈍頭部形状に沿う流れとなっておりその流れよりアウトケーシング側に広い静止渦が存在する。

流れのアウトケーシングへの付着点はほぼライナが直線になる位置である。インナ側の流れもほぼライナ鈍頭部形状に沿って流れ、その流れよりインナケーシング側に静止渦が存在するが、その大きさはアウト側の静止渦よりも小さく、ほぼ鈍頭部先端の軸位置で流れはケーシングに付着している。これはライナ鈍頭部のインナ側の傾斜がアウト側のそれよりも大きいためと考えられる。

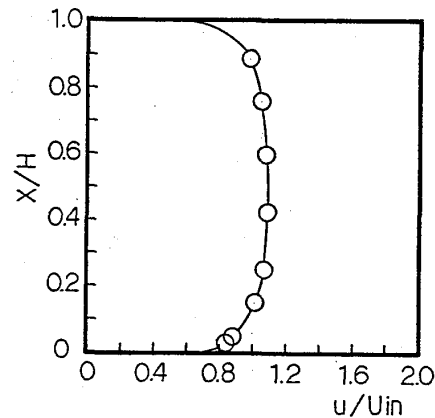


図4 ディフューザ入口速度分布

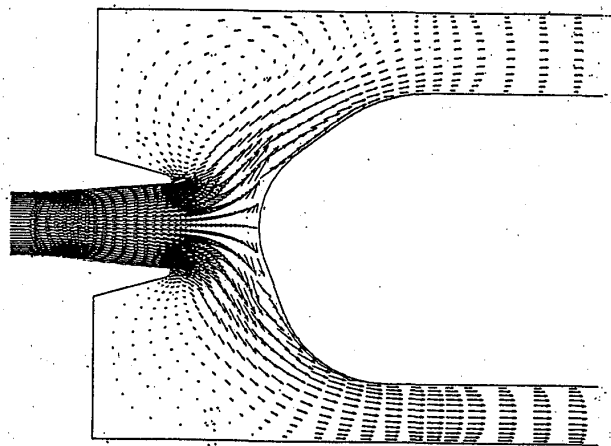


図5 ディフューザ部フローパターン

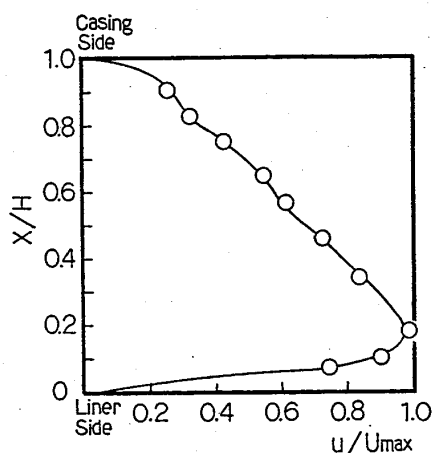


図6 アウタディフューザ出口速度分布
(解析)

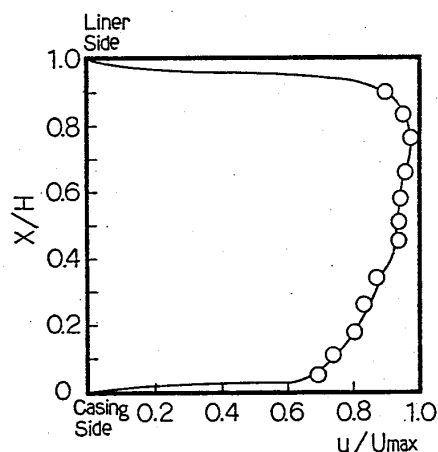


図7 インナディフューザ出口速度分布
(解析)

図6にはアウタディフューザ出口の流速分布を示す。ここで U_{max} は出口での最大流速である。最大流速を示す点はライナ側にあり、ケーシング側に行くに従い流速はほぼ直線的に減少する。図7にはインナディフューザ出口の流速分布を示す。この場合も最大流速を示す点はライナ側にあり、流速はケーシング側へいくに従い少しずつ減っていく。

4. 検証実験結果

解析結果のフローパターンの検証を行うため、水を作動条件とする水素気泡法による可視化⁽¹⁾を行った。またディフューザ出口の流速を検証するために図2に示す。アウタ、インナディフューザ出口部の全圧および壁圧を計測し、それにより求めた。

図8にはディフューザ部のフローパターンを示す。解析結果から次のことが特徴として挙げられた。①インナ、アウタ側共に流れがライナ鈍頭部形状に沿って流れている。②静止渦の大きさが異なり、アウタ側の静止渦がインナ側より大きい。③流れのケーシングへの付着点はアウタ側がライナが直線になる位置、インナ側がライナ鈍頭部先端である。以上のことは図8より実験結果とも一致することがわかる。

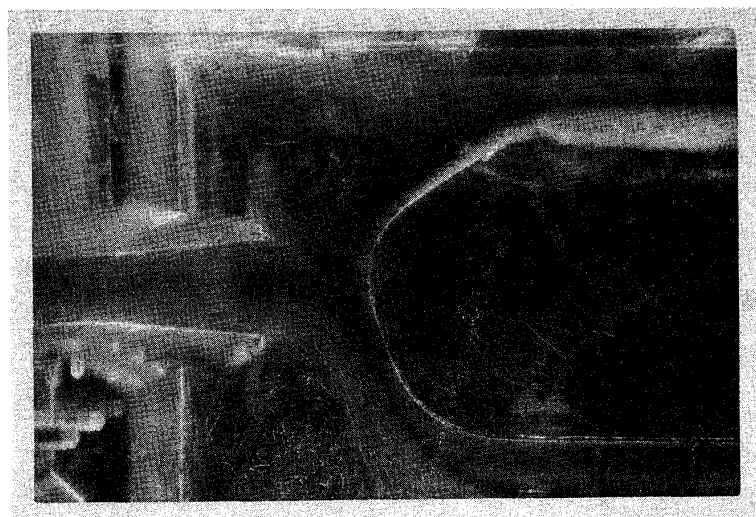


図8 ディフューザ部フローパターン(実測)

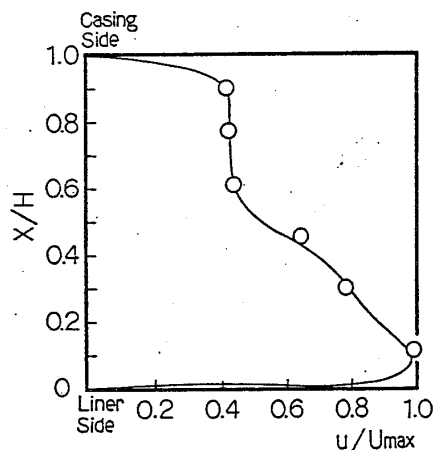


図9 アウタディフューザ出口流速分布
(実測)

アウトディフューザ出口の流速分布実測値を図9に示す。最大流速点はライナ側にあり、ケーシング側にいくに従い、流速は減少する。ケーシング側ではほぼ一定になっており、最大流速がライナ側近傍にある点では解析結果と一致している。図10にはインナディフューザ出口の流速分布実測値を示すが、最大流速点はライナ側にあり、流速はケーシング側にいくに従い減少する形は解析結果と一致している。

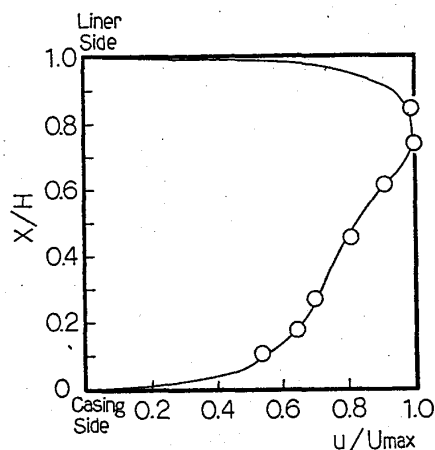


図10 インナディフューザの出口流速分布 (実測)

まとめ

物体適合座標系を用いて、2次元模型のダンブディフューザの流れ解析を行い、フローパターンおよびディフューザ出口流速分布を検証した。結果として共にほぼ一致が見られ、本解析手法が有望であることがわかった。今後、更に詳細な検証を行っていく予定である。

参考文献

- 1) 佐藤, 藤, 中野, 仲田, “ダンブディフューザの研究 (オ1報: 箱型模型によるフローパターンおよび圧力損失測定実験)”, 第12ガスタービン定期講演会講演論文集, p37-42, 昭和59年 6月
- 2) Thompson J.F., et al, "Automatic Numerical Generation of Body-Fitted Curvilinear Coordinate System for Field Containing Any Number of Arbitrary Two-Dimensional Bodies", Journal of Computational Physics 15, p299-319, 1974
- (3) Gosman, A.D. ,et al, "Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows" Academic Press, London, 1969

タービン内再熱水素燃焼ガスタービンの サイクル論的検討

* 平岡克英 (船舶技術研究所)

森下輝夫 (船舶技術研究所)

菅 進 (船舶技術研究所)

1. はじめに

水素は、反応が早く多量の熱エネルギーを発生することなど燃料として多くの利点を有し、比熱と熱伝導度が大きいという熱特性を有する。我々は、水素のこのような特性を生かして、タービン翼を水素で冷却し、その後タービン内で燃焼させるタービン内再熱方式を提案し、このタービン内再熱ガスタービンの可能性の実証を試みているところである⁽¹⁾。

タービン内で再熱することが可能となれば、多段再熱を行うことが可能となるが、タービンの冷却に必要なガス量が増大するのでその対応策と高温の排気ガスの熱エネルギーの効果的な回収が課題になる。

そこで本報では次のことを考慮してタービン内再熱ガスタービンの熱力学的性能を検討してみた。冷却ガスの対応策として、排気ガスで蒸気を発生し、タービン翼、ケーシングの冷却をする。排熱の回収については、(1)蒸気を圧縮機吐出口に注入する。(2)蒸気タービンとのコンバインドサイクルにする。(3)排気ガスで燃料水素の予熱をする。

2. サイクル概念図

水素を燃料とするタービン内再熱ガスタービンのサイクル計算にあたって、図1-Aのようなシステム(GTシステムと呼ぶ)を想定する。空気は、 15°C 760mmHg でステーション1(St1)より圧縮機(C)に入り、St2まで圧縮される。圧縮された空気は、熱交換器(Reg)で加熱された後燃焼器(CC)に入る。水素を燃焼したのちタービンに入りSt3からSt4まで膨張する。

排気ガスは、熱交換器で空気と熱交換する。

さらに加熱器(HTR)で燃料水素の加熱、蒸気発生器(St.G)で冷却用蒸気を発生し

た後大気に放出される。燃料の水素は、液体水素のボイルオフガスを水素用圧縮機

(Ch)で所定の圧力まで圧縮し、大気および

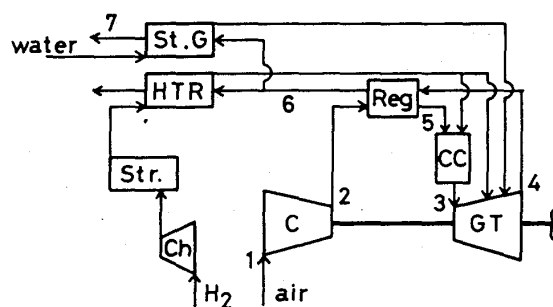


図1-A GTシステム

海水で予熱器(Str)により熱交換して大気温度15℃まで温める。さらに排気ガスと熱交換し、400℃以下に加熱した後主燃料及びタービン内再熱用に供給する。冷却用蒸気の余剰のものは500℃以下の過熱蒸気にして図1-Bに示すように圧縮器の出口に供給する(SIシステムと呼ぶ)。

図1-Cは図1-AのGTシステムと蒸気タービンとのコンバインドサイクルとしたものを示す(CCシステムと呼ぶ)。

3. サイクル計算の方法

サイクル計算で使用する物性値は次のようにした。空気は理想ガス N_2 、 O_2 の混合したものとする。燃焼ガスは、 N_2 、 O_2 のほか、未燃水素 H_2 、燃焼生成物及び注入した蒸気の混合したものとする。

計算に使用した諸数値を表1に示す。熱効率 η_{th} と比出力 N は次式で与える。

$$\eta_{th} = \frac{L_T - L_C - L_H - L_{FW}}{(W_f + W_{fr})H_u} \quad (1)$$

$$N = L_T - L_C - L_H - L_{FW} \quad (2)$$

L_T :タービン仕事、 L_C :圧縮機仕事、 L_H :燃料水素の圧縮仕事、 L_{FW} :蒸気用給水ポンプの仕事、 W_f :主燃料流量、 W_{fr} :再熱用水素流量、 H_u :水素の低位発熱量

3.1 熱交換器

熱交換器の温度効率 η_R は次式で与える(図1-A参照)。

$$\eta_R = (T_4 - T_6) / (T_4 - T_2) \quad (3)$$

3.2 タービン

再熱を行う場合には各段の膨張後にタービン入口温度と等しくなるまで等圧加熱するものとする。タービン翼やケーシングの冷却は、段入口のガス温度が800℃以上のとき行う。冷却に使用した蒸気は冷却が必要なタービン段毎の直後で均一に燃焼ガ

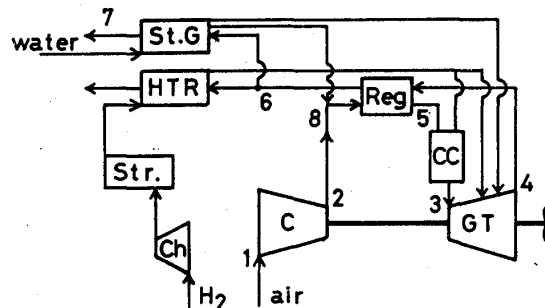


図1-B SIシステム

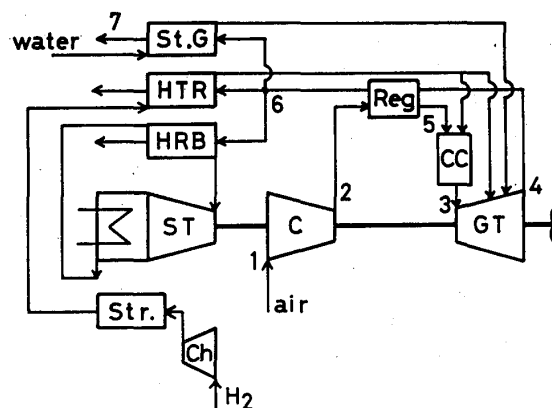


図1-C CCシステム

表1 パラメータの設定値

タービン入口温度	T_3	1000℃～1300℃
圧力比	$Pr = P_2/P_1$	3～20
圧縮機効率	η_C	0.88
タービン効率	η_T	0.9
蒸気タービン効率	η_{ST}	0.85
温度効率	η_R	0.6～0.8
燃焼効率	η_b	1.0
排熱ボイラ効率	η_{rb}	0.95
燃焼器圧力損失	ΔP_c	5%
再生器空気側圧力損失	ΔP_a	3%
再生器ガス側圧力損失	ΔP_g	4%
蒸気発生器圧力損失	ΔP_s	4%
水素圧縮機効率	η_{Ch}	0.50
水素圧力比		1.5Pr
ポンプ効率	η_p	0.7

スと混合するものとする。混合による圧力損失は考慮していない。

3.3 冷却

冷却に必要な蒸気量はタービン翼を簡単な熱交換器と考えると(4)式で与えられる。翼面以外の冷却に必要な蒸気量は、翼の表面積に対する翼以外の部分の表面積の比に比例すると仮定した。

$$\frac{W_c}{W_g} = \frac{St}{\epsilon} \frac{C_{pg}}{C_{pc}} \frac{S_g}{t} \frac{T_g - T_b}{T_b - T_{cin}} \quad (4)$$

T_g : ガス温度、 T_b : 翼温度、 T_{cin} : T_{cex} : 翼入口・出口の蒸気の温度、 α_g : ガス側熱伝達率、 C_{pg} : ガスの比熱、 C_{pc} : 蒸気の比熱、 U : 翼列入口速度、 γ : ガスの比重量、 $W_g = \gamma tLU$: ガスの流量、 W_c : 蒸気の流量、 $St = \alpha_g / C_{pg} \gamma U = Nu / RePr$: スタントン数、 L : 翼の高さ、 l : 翼コード長さ、 S_g : 翼表面の周囲の長さ、 t : ピッチ、 $\epsilon = (T_{cex} - T_{cin}) / (T_b - T_{cin})$: 温度効率
本計算では以下の数値を使用した。

$\epsilon = 0.8$ 、 $T_b = 800^\circ\text{C}$ 、 $St = 0.005$ 、 $S_g/l = 2.4$ 、 $t/l = 0.8$ 、 $L/t = 2$

3.4 蒸気タービン

蒸気タービンの構成は、2段蒸発再熱方式とした。初蒸気圧は40 ata、中圧段12 ata、低圧段2.5 ata、真空度0.05 ata、タービン出口の蒸気の乾き度を0.9以上とした。図2は排熱回収における排ガス温度と蒸気温度との関係を示す。

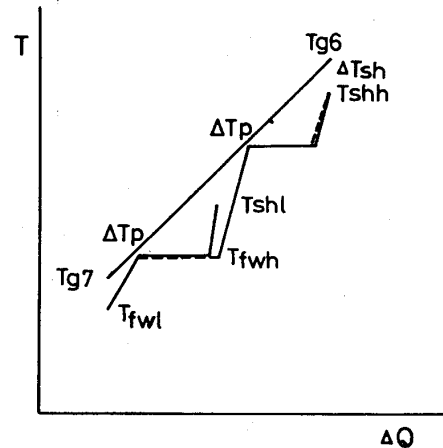


図2 排ガス温度と蒸気温度

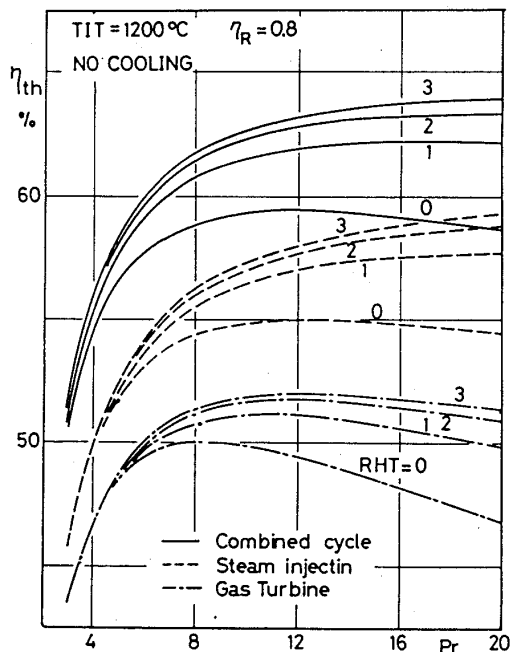


図3 圧力比と熱効率(無冷却)

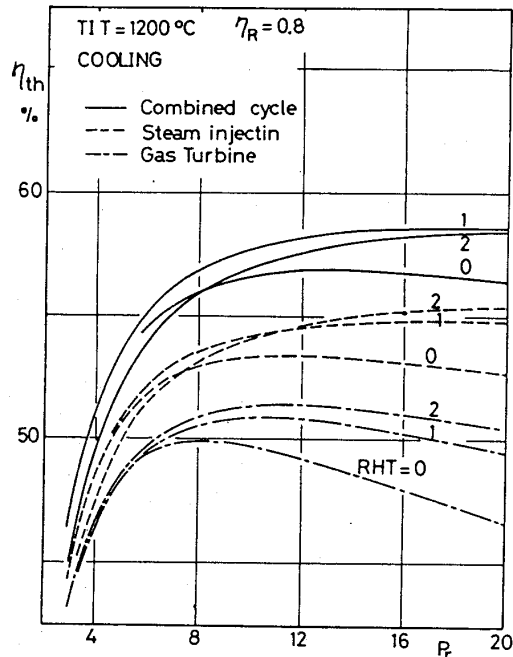


図4 圧力比と熱効率(冷却)

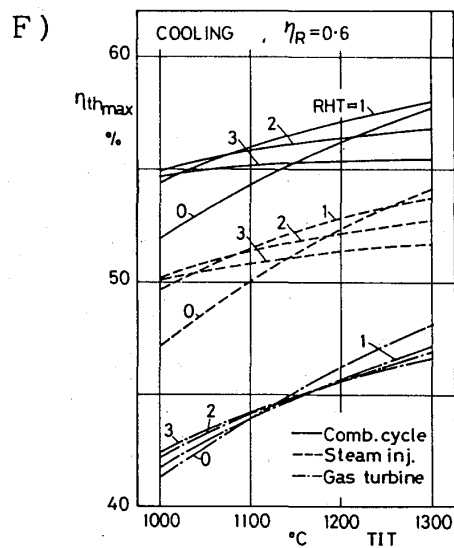
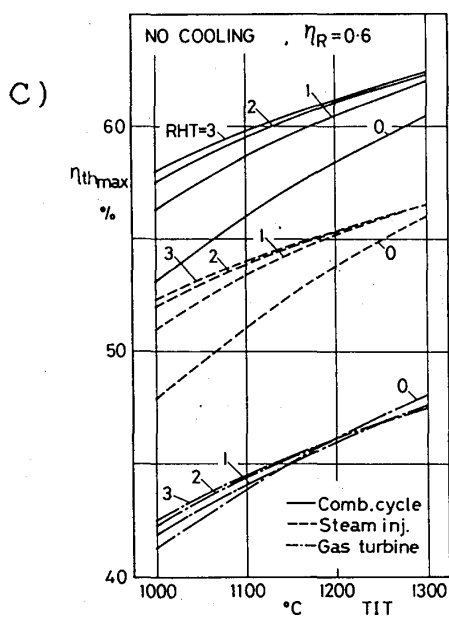
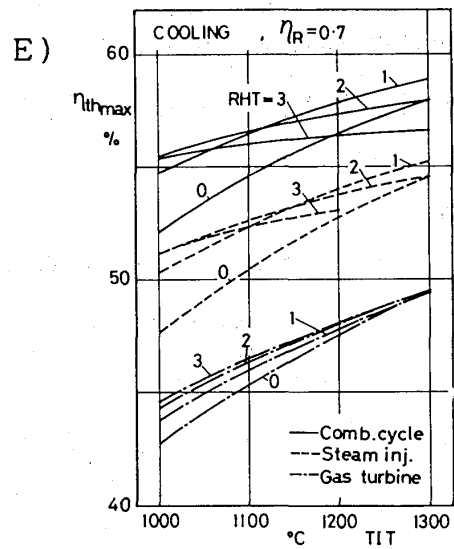
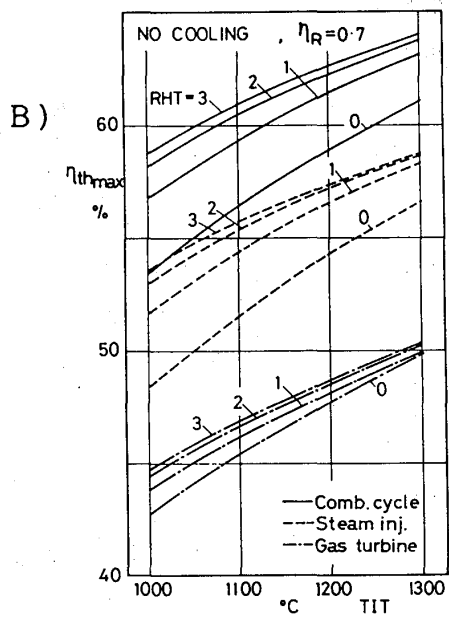
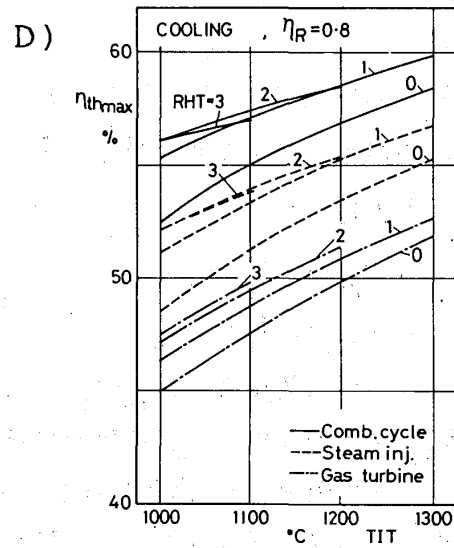
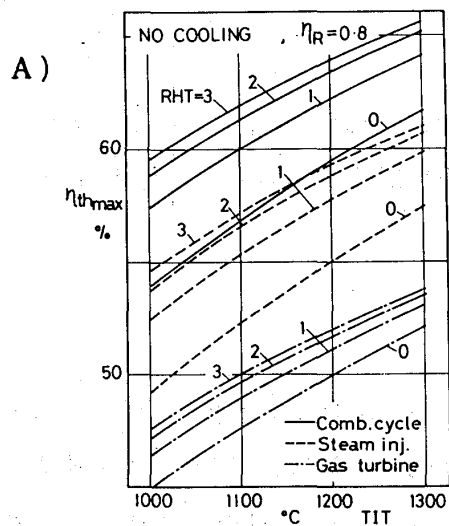


図5 最高熱効率とタービン入口温度(η_R の影響)

蒸気を発生するにあたって次の条件を設けた。(1) 過熱蒸気の温度 T_{sh} は 500°C 以下とするとともに、ガスとの温度差 ΔT_{sh} を 50°C 以上とする。(2) ピンチポイントに於ける温度差 ΔT_p は 10°C 以上とする。(3) ガス出口温度 T_7 は $T_{7min}=100^{\circ}\text{C}$ 以上とする。(4) 給水条件は $T_{fw}=15^{\circ}\text{C}$ 、大気圧とする。

4. 計算結果

図3、4に、圧縮機の圧力比 Pr を変えてGTシステム、SIシステム、CCシステムの熱効率 η_{th} を計算した結果の一例を示す。図3はタービンを冷却していない場合で、多段再熱することによって3つのシステムとも熱効率が大幅に上昇する。図4は冷却した場合で、SIシステム、CCシステムの熱効率は無冷却の場合より大きく低下する。これは、冷却用蒸気発生のために蒸気注入用と蒸気タービン用の蒸気量が減少するためである。GTシステムの熱効率はそれほど低下しない。これは、排熱で得られた冷却用蒸気がタービン内で仕事をするためである。再熱回数を増すと加熱側ガスの熱容量が蒸気のために大きくなり高い温度効率での熱交換が可能な再熱回数は減少する。

図5に温度効率、再熱回数を一定とした時の最高熱効率 η_{thmax} とタービン入口温度(TIT)の関係を示す。図5-A~Cは無冷却の場合である。タービン入口温度が上昇するほど熱効率は高くなる。温度効率が大きくなるほど、再熱による熱効率の上昇割合も大きく、GTシステム、SIシステム、CCシステムそれぞれの熱効率も高くなる。図5-D~Fは冷却した場合である。タービン入口温度が高く温度効率も大きいと再熱回数が制限される。温度効率が小さい場合は高温で再熱回数を増やしても再生が十分に行なわれず熱効率が下がる。

図6に、燃料水素の供給温度 T_f を大気温度で供給した場合と排気ガスで 400°C まで加熱して供給した場合の熱効率の比較を示す。供給温度の高い方が、GTシステムもCCシステムも共に熱効率が高い。

再生式ガスタービンの開発においては、回転式熱交換器のシールに一つの課題がある。従って余り圧力比の高いサイクルは実際的ではない。そこで、圧力比10の時の熱効率と比出力の関係をタービン入口温度(TIT)と再熱回数(RHT)をパラメータにして、図7に無冷却の場合、図8に冷却した場合をそれ

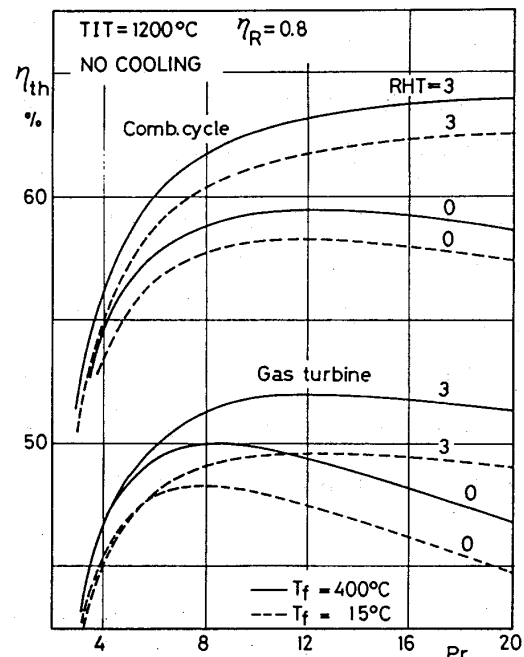


図6 燃料水素の供給温度の影響

ぞれ示す。無冷却の場合はタービン入口温度、再熱回数を増すと、熱効率、比出力共に増大し、冷却した場合は、多段再熱の効果は無冷却に比して減少する。熱効率はCCシステムの方が高く、比出力はSIシステムの方が大きい。

5. むすび

タービン内再熱ガスタービンの熱力学的性能の検討を行い以下の結果を得た。

(1) 多段再熱により、熱効率、比出力が増大する。

(2) 蒸気注入(SI)、コンバインドサイクル(CC)とすることで大幅に熱効率が改善される。熱効率はCCシステムが高く、比出力はSIシステムが大きい。

(3) 温度効率が高いほど再熱の熱効率に与える効果大きい。冷却した場合、タービン入口温度が高く温度効率も大きいと再熱回数が制限される。温度効率が低い場合、再熱の効果はなく熱効率は低下する。

(4) 冷却した場合、GTシステムの熱効率は冷却蒸気の仕事のために無冷却に比してあまり下らない。しかし、SIシステム、CCシステムでは供給可能な蒸気量が減少するために熱効率は大きく低下する。

(5) 燃料水素による排熱回収は全てのサイクルの熱効率の改善に効果的である。

(参考文献)

(1) S.Kan, T.Morishita, K.Hiraoka ; "Reheat Gas Turbine with Hydrogen Combustion between Blade Rows", 1983 Tokyo International Gas Turbine Congress, 83-Tokyo-IGTC-27

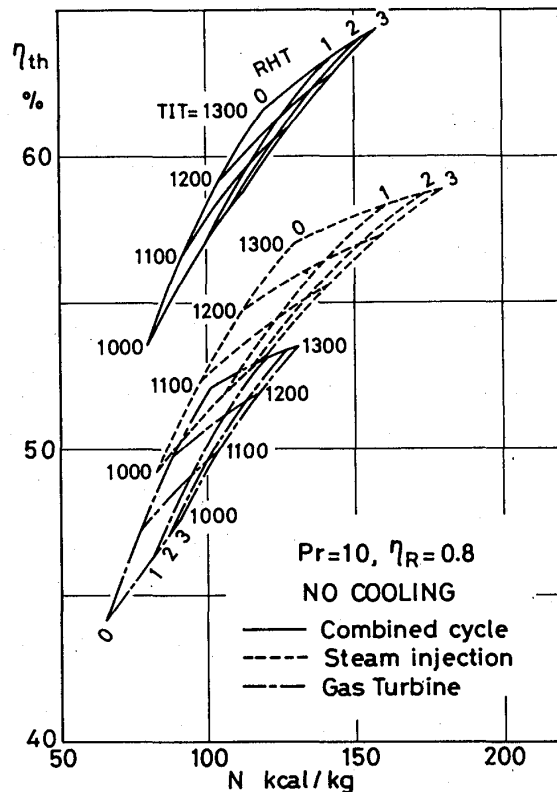


図7 熱効率と比出力(無冷却)

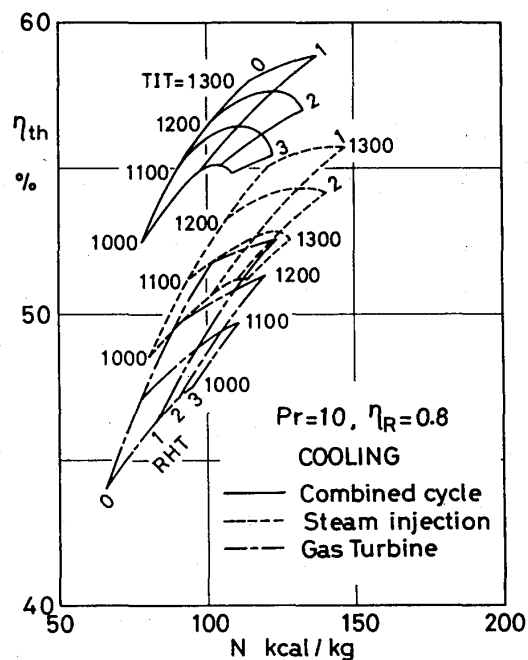


図8 熱効率と比出力(冷却)

* 佐 藤 友 彦	(三菱重工業 高砂研究所)
武 石 賢 一 郎	(三菱重工業 高砂研究所)
佐 近 淑 郎	(三菱重工業 高砂研究所)
森 昌 彦	(三菱重工業 高砂研究所)

1. まえがき

機器の高効率化，省エネルギー化といった世界的傾向の中で，現在日本では，大型コンバインドプラントが脚光を浴びている。これらのコンバインドプラントには，最新の高温ガスタービンが採用されており，ベース負荷条件で長時間の運転がなされている。このため高温ガスタービンの高温部材，中でも第一段静翼の信頼性確保が重要な問題である。

高温ガスタービン用の第一段静翼には，高効率な空気冷却方式を採用しているため，複雑な冷却構造を有し，かつ冷却することにより大きな熱応力を生じるので，寿命評価は非常に難しい。空冷翼の寿命を精度良く評価するためには，空力・伝熱・応力解析・材料強度の総合した技術が必要である。本論文は，これらの技術を総合した空冷タービン静翼の寿命推定法につき述べ，実機損傷翼のデータと比較することによって，本手法の有効性を明らかにしたものである。

2. タービン静翼寿命評価手法

タービン静翼の寿命は，各部に発生する歪を材料データと対比して評価するが，三次元体の弾塑性解析は，大型計算機を駆使しても長時間の計算時間がかかり，実用的

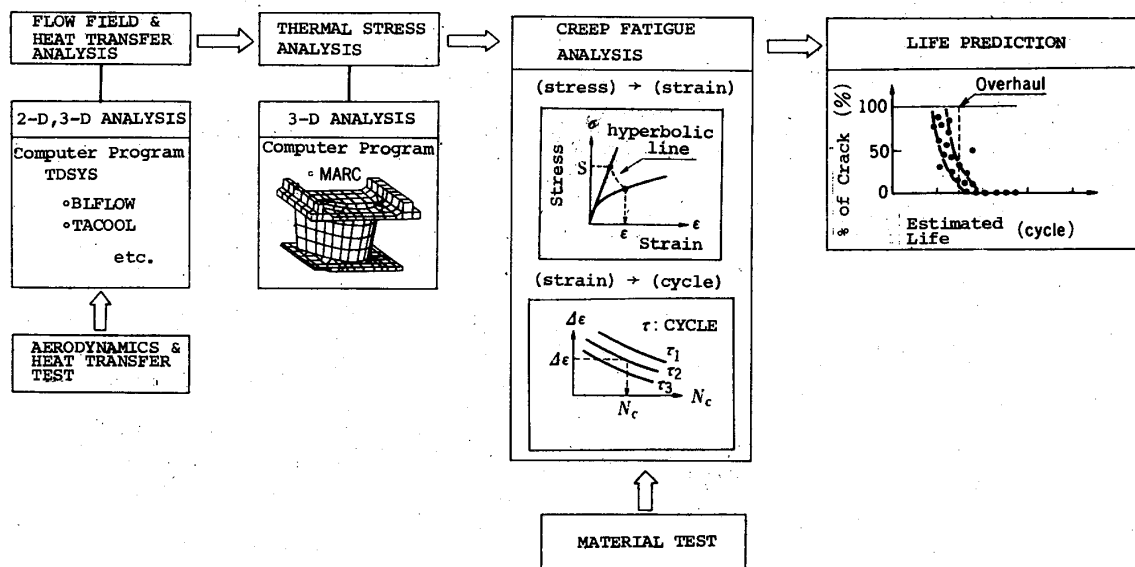


図 1 タービン静翼の熱疲労寿命推定手順

でない。そこで弾性計算による熱応力を寿命評価線図に対比出来るよう工夫した。

本論文で述べるタービン静翼の寿命を推定する手順を図1に示す。まず、静翼各部の温度分布を精度良く求めなければならない。このため、空力・伝熱の要素試験を実施し、境界条件を決めるとともに、推定精度を実機相当のカスケード試験で検証した。次に三次元熱応力解析を実施し、得られた弾性応力を基にNeuber則を用いて局所の歪を推定する。このようにして得られた全歪を基に材料強度データ上で、各部のクラック発生までの回数または時間を推定する。以上が静翼寿命の評価手順の概略である。

本論文で述べる静翼の寿命評価手法を検証するため、信頼性が高く、運転実績の豊富なMW-701B₂型ガスタービンの第一段静翼を用いた。MW-701B₂型ガスタービンのタービン入口温度は1021℃で、第一段静翼は、3枚セグメント翼から成り立っており、図2に示す内部強制空冷構造を採用している。以下、MW-701B₂型ガスタービンの第一段静翼を例にとり、各項の詳細につき述べる。

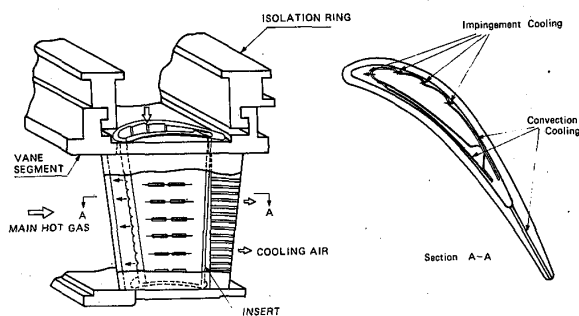


図2 MW-701B₂型第一段静翼の冷却構造

3. 温度分布解析

タービン第一段静翼の温度分布を如何に精度良く求めるかが、後の熱応力解析ひいては寿命推定の精度を決める。温度分布の推定精度を上げるため、翼内外の伝熱要素試験を実施し、得られたデータを基に解析コードを作成し、更にこのコードを基に実機エンジン条件下のメタル温度分布を推定している。なお、本コードは、実機エンジンと同等の試験条件で検証を行っている。

翼まわりおよびシュラウド面の熱伝達率は、二次元拡大翼模型を断熱材で製作し、表面に壁温を測定する熱電対と、電気加熱用の厚さ5μmのニッケル箔抵抗体をはり、翼表面の温度が等温になるよう電気加熱量を調整することによって求めた。翼型・主流乱れ等の影響を調べ、境界層解析コードと

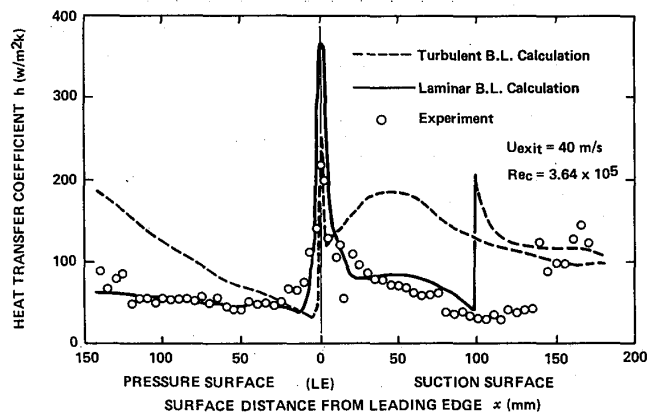


図3 翼まわり熱伝達率分布

比較検討し、実機における翼まわり熱伝達率の分布推定に用いた。測定した結果と解析値との比較を図 3 に示す。

翼前縁は、流れに直角に置かれた円柱まわりの Schmidt の実験式を主流乱れ Tu で補正した。⁽³⁾

$$Nu_D = 1.14 \left\{ 1 - \left(\frac{\phi}{90} \right)^3 \right\} Re_D^{0.5} Pr^{0.4}$$

$$Nu_D = \xi (Re_D, Tu) Nu_D$$

$$\text{ここで, } \xi = \left\{ 0.945 + 3.48 \left(\frac{Tu \sqrt{Re}}{100} \right) - 3.99 \left(\frac{Tu \sqrt{Re}}{100} \right)^2 \right\} / 1.022$$

シュラウド面上の熱伝達率も同様の測定法を用いて環状空冷翼列試験で測定した。燃焼器尾筒と第一段静翼の接続部から主流にもれ込む空気によってフィルム冷却されるフィルム冷却効率についても、モデル試験でデータを得た。

リーディングエッジのごとき凹面部へのインピジメント冷却に関する熱伝達率は、図 4 に示す伝熱モデルを用いて実験を行なった。熱伝達率の計測手法は、翼まわりの熱伝達率を測定したのと同じである。測定結果の例と、

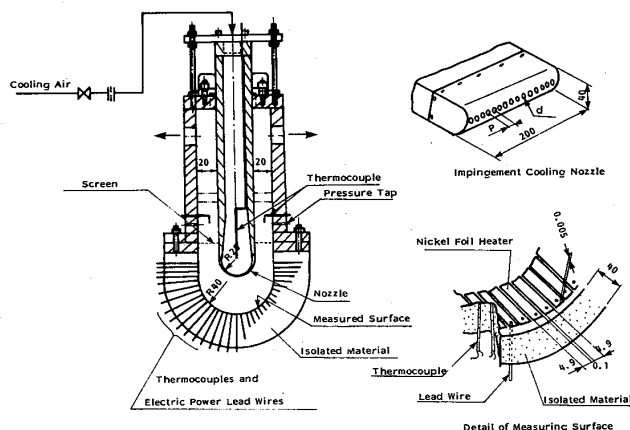


図 4 前縁インピジメント冷却試験

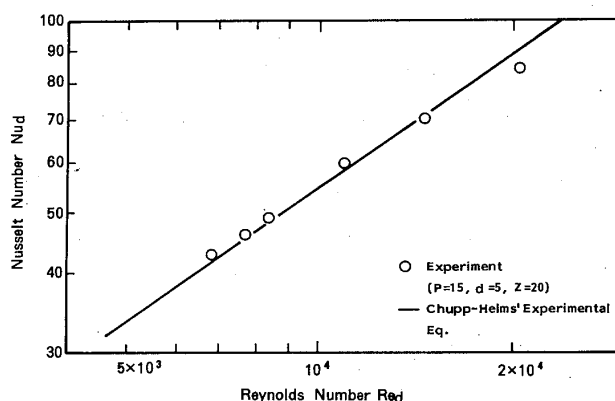


図 5 前縁インピジメント冷却試験結果

Chupp-Helms の実験式との比較を図 5 に示す。以上のごとき翼各部の熱伝達率、フィルム冷却効率あるいは、冷却空気流路の抵抗係数をベースに、空冷翼の解析・設計システムを構成している。⁽⁴⁾

高温高圧翼列試験

空冷翼のメタル解析精度を検証するため、実機エンジン相当の条件下でのカスケード試験を実施した。試験は、MW-701B₂ 型第一段静翼 5 枚、4 通路をセクター状に配置し、高温高圧燃焼・冷却翼列試験装置を用いて行なった。翼列入口のガス温度分布は、翼前縁前に高さ方向に 5 点温度を計測する全温管 7 本を設置して計測した。

翼メタル温度は、中央の翼に放電加工で溝を明け、

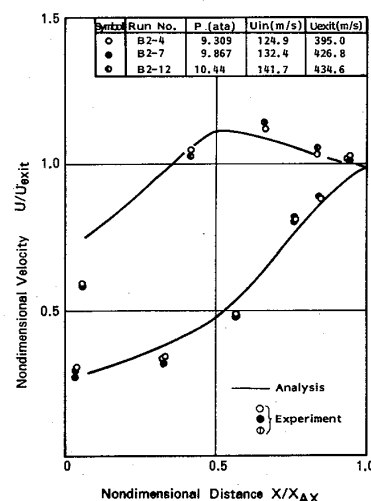


図 6 翼まわり速度分布

ニッケルをベースにしたプラズマコーティング材で熱電対を取り付け測定した。⁽⁵⁾

翼面の静圧分布は、中央のメタル温度計測翼の両側の翼面に静圧タップを設け測定した。以上の形で測定した平均断面における静圧分布と解析値の比較を図6に、一方メタル温度の比較を図7に示す。図7より、翼後縁部のスロット流入部での計測値が解析値に比較してメタル温度が低い傾向にある部分を除き、良く一致している。

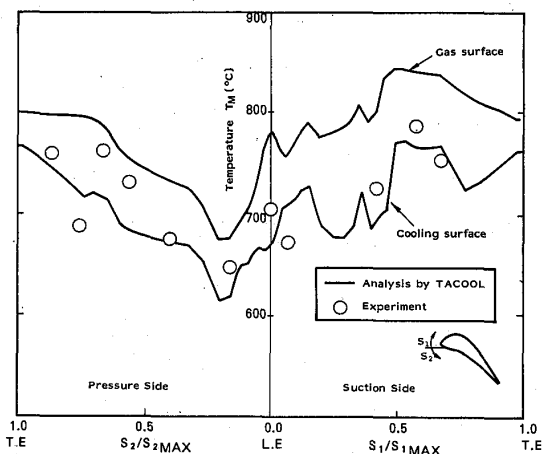


図7 MW-701B₂型第一段静翼のメタル温度分布

4. 熱応力解析

空冷翼は、熱的境界条件が複雑で、かつ翼の三次元的構造物としての効果が加わるため、簡易的計算手法で正確な応力を推定することは、困難である。このため、三次元有限要素法による応力解析が必要となる。MW-701B₂型第一段静翼の解析には、汎用コード「MARC」を用いた。解析は、要素数949個、接点数2112点の三次元立体要素からなる、図8に示すモデルを用いて弾性計算で実施した。前述した各部の熱伝達率と流体温度を熱的境界条件として与えるとともにガス圧力の分布および支持法を境界条件として与え温度・応力を一貫して求めている。産業用ガスタービンの空冷翼は、起動・停止時に発生する非定常の熱応力に比較して、定常時に発生する熱応力の方が最大となる。このため、熱応力解析は、定常時につき解析し、非定常に基づく分は別途検討を加えることとした。三枚セグメント翼の中央の翼の各断面の応力解析例を図9に示す。図9より、内外シュラウドと翼前縁のつけ根に三次元的な効果が現れているのがわかる。

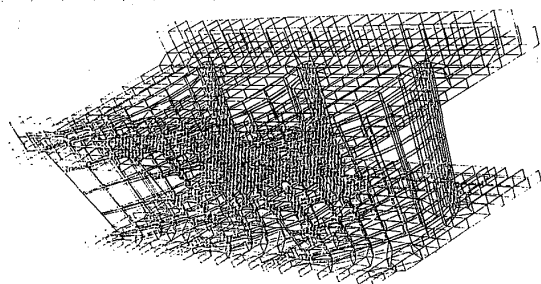


図8 MW-701B₂型第一段静翼の応力解析用計算メッシュ

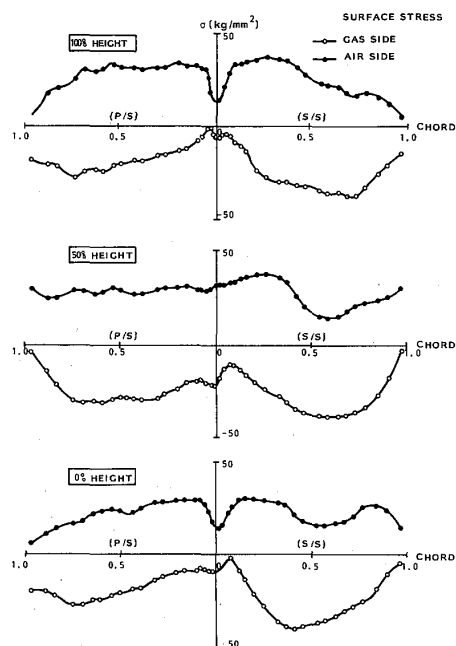


図9 MW-701B₂型第一段静翼の中央翼の応力分布

5. 評価歪の推定

冷却翼等温度勾配の厳しい場所に生じる熱応力は、通常降伏応力を越えているので、正確さを期すには、非弾性応力解析が必要である。しかし計算が著しく大規模になり実用的でない。このため、三次元の応力解析は弾性解析を行ない、その結果に基づき非弾性状態で生じるひずみ集中を考慮した評価歪を Neuber 則を用いて求めた。

Neuber 則の適用の可否を、図 10 に示す簡単なモデルに種々の温度勾配をつけ、弾塑性解析と弾性解析に Neuber 則を適用した解析値とを比較検討した所、良く一致することを確認した。Neuber 則は、

形状不連続部での応力集中に対して通常使用される方法であるが、冷却翼のごとき温度分布が局所的である場合に対しても、ほぼ成り立つと考えられる。

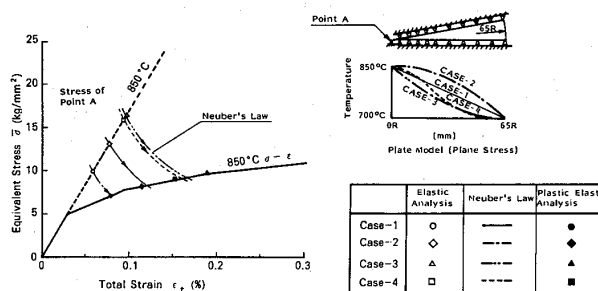


図 10 簡易推定値と弾塑性解析値との比較

6. 材料強度データ

タービン第一段静翼は、前述のごとく定常状態で最もメタル温度が高く、かつ熱応力的に厳しい状態にある。従って、定常状態で高い熱ひずみが保持され、時間の経過に伴ってクリープを生じるため、クリープと熱疲労の重畳下での寿命が重要となる。(6)

このような状態をシュミレートした条件下で試験した Co 基の超耐熱合金の強度データを図 11 に示す。同図は、簡便のため、温度を一定とした試験であるが、この他に温度を変動させた場合や、圧縮側で長いひずみ保持時間を挿入した場合の実際の翼に近い条件での応力履歴の実験も別途実施している。なお、寿命の定義としては、翼表面に生じる微細なクラックと対応するよう試験片表面に 1 mm の長さが発生した時点をもって寿命とした。

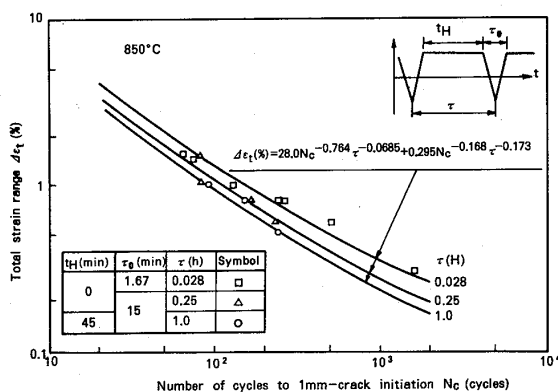


図 11 Co 基の超耐熱合金のクリープと疲労の重畳した材料強度データ

精密鋳造翼は、鋳造条件によって性状が大巾に異なることもしばしばあるので図 12 に示すような種々の条件で製作した試験片を用いて、実体翼の寿命推定精度の向上を目指した。

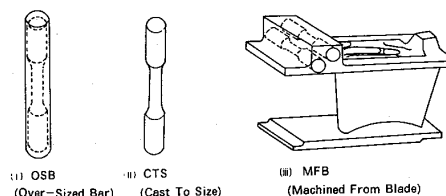


図 12 材料試験片

7. 寿命評価

寿命評価手法を実験的に検討することは困難であるため、実機データを基に検証する方法を考えた。産業用ガスタービンにおいては、定期検査の間隔が長いため、静翼に生じる最初のクラックを見つけ出すのは困難である。そこで運転歴が明らかで、長時間運転を実施した MW-701 B₂ 型ガスタービンの第一段静翼の定検時に発見された損傷につき、発生箇所の発生頻度と、前述した手法を用いて各部のクラック発生寿命を推定した値を比較する事によって、寿命推定手法を検証した。

図13は、クラックの発生頻度と寿命推定値の関係を示している。応力値が高くメタル温度も高い外側シュラウド側の翼つけ根部等は、推定寿命が短かくフィールドデータではクラック発生頻度が高く、傾向は良く一致している。一方、内側シュラウドと翼後縁部に近いつけ根部は、推定寿命が長く、またその箇所に関しては、フィールドデー

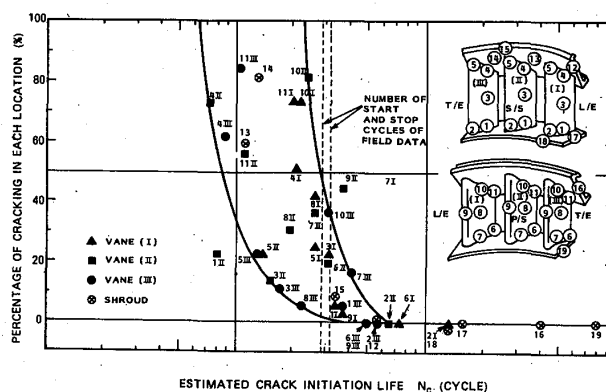


図13 MW-701 B₂型第一段静翼のクラック発生頻度と予測寿命との相関

タでもクラックの発生が見られない。クラック発生頻度と寿命推定の関係は、図13中実線で示した相関関係にあり、前述した寿命推定法は、空冷翼の寿命推定にとって非常に有効な方法であることがわかる。

8. 結論

- i) 静翼の寿命推定には、空力・伝熱・材料・強度の総合的な研究が必要で、各要素ごとに評価規準が一貫し、レベルがそろっている事が重要である。
- ii) 伝熱要素試験を基に開発した空冷翼メタル温度解析コードによる温度推定は、実機相当のカスケード試験の測定と良く一致する。
- iii) Neuber 則で非弾性ひずみを推定する手法は、冷却翼のごとく温度分布が局所的な場合は成り立つと考えられる。
- iv) ガスタービンの静翼の寿命評価には、熱疲労とクリープが重畳した材料データが必要であり、材料試験片は、実機をシュミレートした形で製作する必要がある。
- v) 本寿命推定法を実機損傷静翼に適用した所、クラック発生確率につき良い一致が得られた。本寿命推定法は、タービン静翼の寿命推定法として有効である。

参考文献

- (1) ASME Paper 85-GT-17 (2) NASA TND-5681 (3) Advances in Heat Transfer vol.3 pp1-32 (4) GTSJ 42, pp29-36 (5) 第12回 GTSJ 論文集 pp49-54 (6) Proceeding of the Int. Conf. on Mechanical Behavior of Metals, vol.2 pp516-529

高温ガスタービン用セラミック部材の耐久性

阿 部 俊 夫	((財) 電力中央研究所)
久 松 暢	(")
石 川 浩	(")
*大 島 亮一郎	((株) 日立製作所)
宮 田 寛	(")
飯 島 史 郎	(")

1. 緒 言

現在世界的水準のTIT=1300℃級ガスタービンでは、タービン部の冷却のため主流の約15%以上もの冷却空気が必要としている。冷却空気が増大はサイクル全体の効率低下をもたらすので、必要冷却空気量を極力節減することが高温ガスタービンの効率向上の観点から重要である。

炭化珪素、窒化珪素等のセラミックスは、在来の耐熱合金に比べ優れた高温耐食性および高温強度を有しており、ガスタービンの高温部品への適用が有望視されている。これらの非酸化物系セラミックスは、高温雰囲気下で酸化され一般に融点の低いシリカを形成する。したがって、セラミックスの酸化挙動および酸化に伴う材料強度の変化について把握することが、材料選択の上で重要である。しかし、従来酸化試験については主として電気炉^{(1)~(6)}のような静的な雰囲気下で行われている。

そこで、ここでは高温高速燃焼ガス流中における各種セラミックスの酸化と強度変化の問題を取り上げた。すなわち、炭化珪素系および窒化珪素系のセラミックス4種類について、ガス温度約1510℃、流速200m/s、酸素濃度約9%の燃焼ガス流中での耐久性試験を実施し、試験前、後の材料の比較検討を行ったので報告する。

2. 実験方法

2.1 燃焼実験設備

高温高速の燃焼ガス流を得るために使用した燃焼実験設備の概観写真を図1に示す。燃焼器の燃料はプロパンガス(JIS-1号)を使用している。高温燃焼器としては、セラミックス・金属嵌合型超高温燃焼器⁽⁷⁾を使用した。

燃焼器出口の下流には図2に示されるセラミ

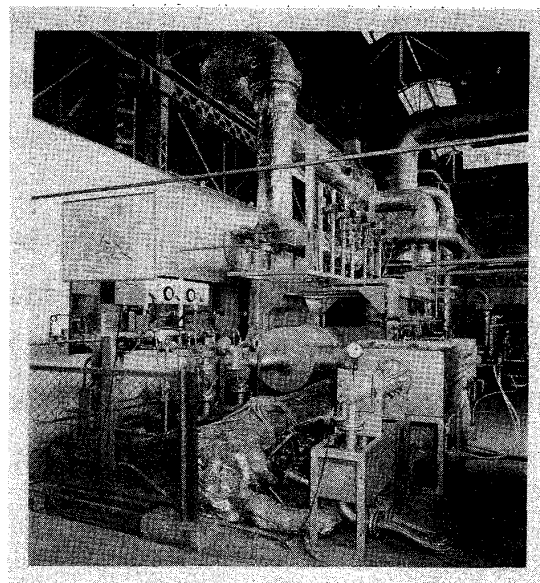


図1 燃焼実験設備

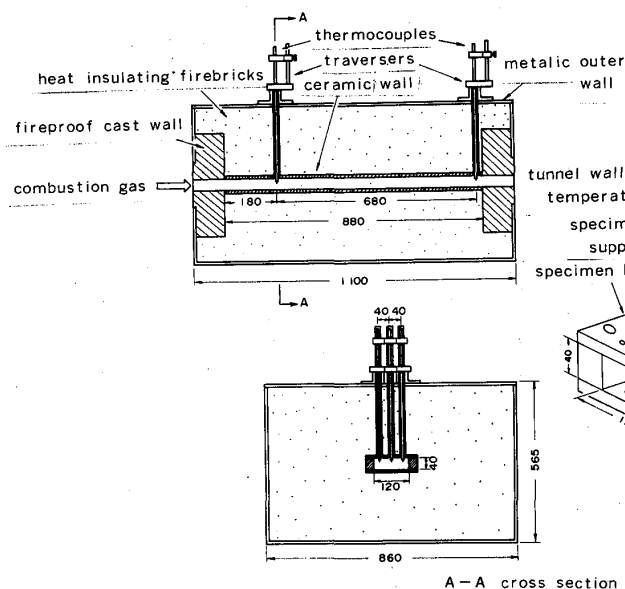


図2 高温煙道試験部の構造

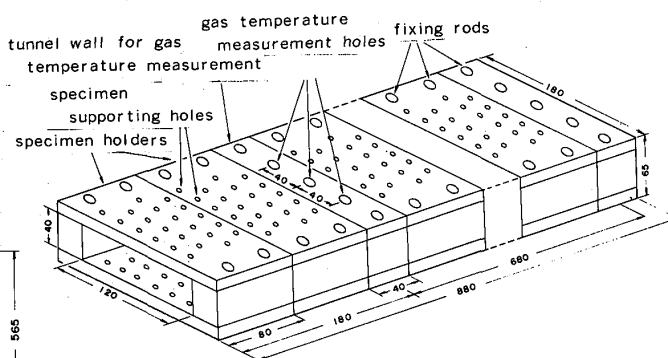


図3 セラミック煙道部の構造

ック供試体を設置する高温煙道部が連結されている。設置部の詳細構造を図3に示す。

2.2 セラミック供試体

本試験に供試したセラミック材料はH. P. -SiC 205本, P. L. -SiC 175本, P. L. -Si₃N₄ 35本, およびH. P. -Sialon 25本の合計440本である。なお, 比較のために別途H. P. -SiC 5本, P. L. -SiC 5本, およびP. L. -Si₃N₄ 10本の電気炉による酸化試験を実施した。

セラミック供試体はすべて3×4×67mmの角柱であり, 試験に先立って全数について外観調査, 重量と寸法の精密測定を行った。また, 供試体の表面粗さについて抜きとり検査を行った結果, 約0.6μm以内であった。

2.3 実験条件

実験設備の関係から, 1日のうちに着火して消火する運転を繰り返した。図4に, 1日における煙道試験部のガス温度変化の典型的な例を示す。本試験では, 燃焼器の定格負荷時の累積運転時間をもって曝露時間とし, 着火から消火までの累積運転時間を燃焼試験時間とする。

図5は定格運転時の垂直方向のガス温度分布を示したものである。煙道試験部入口(図2参照)における流路断面の平均ガス温度は $1510 \pm 10^\circ\text{C}$, ピークガス温度は $1534 \sim 1593^\circ\text{C}$, 平均断面流速 200m/s (大気圧, 1500°C 換算), O₂濃度 $9 \pm 0.2\%$ である。

本耐久試験では, 試験開始時より曝露時間で12.9時間後, 41.2時間後, および101.2時間後に一部のセラミック供試体を入れ替え, 172.5時間後にすべての供試体を取り出した。

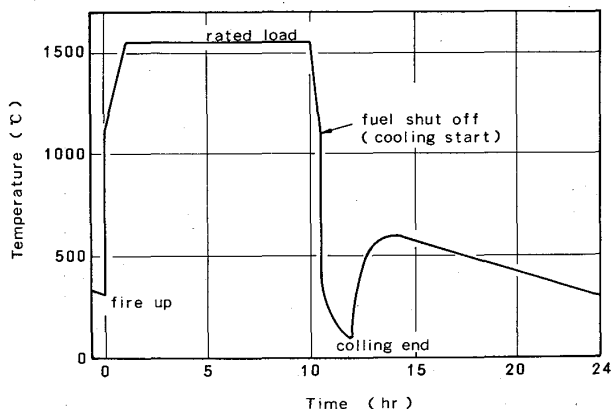


図4 試験部ガス温度サイクルの一例

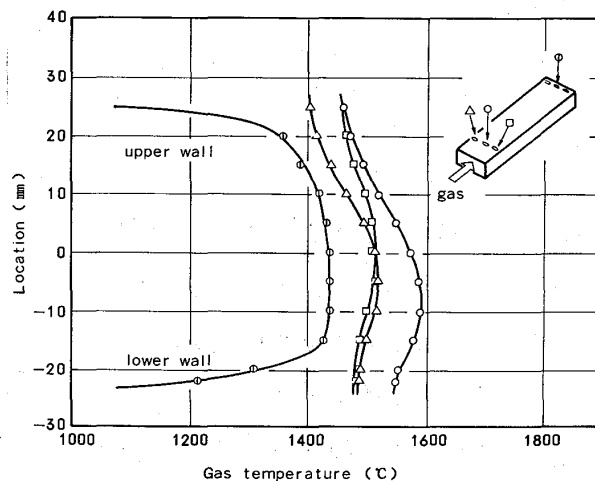


図5 垂直方向のガス温度分布

3. 実験結果および検討

3.1 外観および寸法・重量変化

曝露試験後の外観は、H. P. -SiC, P. L. -SiC とも燃焼ガス流の衝突面が荒らされているが、色調変化は殆んど認められない。H. P. -Sialon⁽¹⁾では色調変化がSiCよりも顕著である。これに対し、P. L. -Si₃N₄はK. H. Jackなどによって報告されている通り酸化が顕著で、明らかにクリストパライトの生成と見られる白色層の生成があり、また酸化生成物が燃焼ガス流によって剝離脱落させられて、約13時間の試験ですでに原形を留めていない。

供試体は全て試験後重量、寸法測定をしたが、供試体支持板への取り付け時に用いた固定材の付着、あるいは試験後の取り出し時の折損などのため、そのままでは重量、長さ測定結果と曝露時間との相関は認められなかった。そこで、固定材の付着あるいは折損のあったものを除いたデータのみによる重量変化の例を図6に示す。重量は曝露時間の増加に伴って僅少とはいえ減少傾向が明らかである。前述した如く、P. L. -Si₃N₄は約13時間曝露ですでに原形を留めていないため、重量減少も著しい。高温酸化によるクリストパライトの生成、その燃焼ガス流による飛散と再生成の繰返し重量減少をもたらしたものであろう。事実、電気炉中酸化供試体では重量減少はなく、逆に重量増加として現われている。

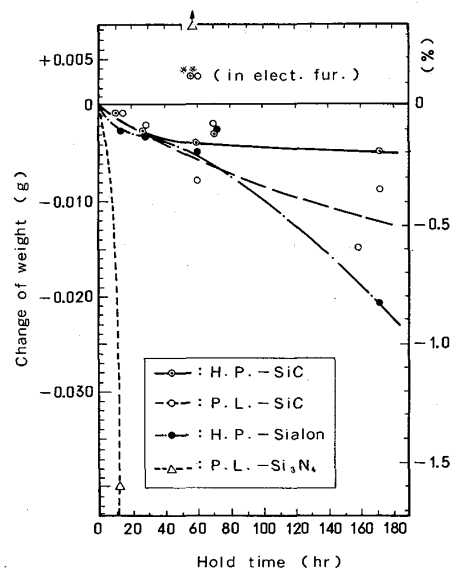


図6 曝露による重量変化

3.2 強度変化

試験後のセラミックスの強度変化を調べる目的で、曲げ強度（室温，4点曲げ）を求めた。

曲げ試験対象位置における供試体の幅の中心線上の最大表面粗さを，P.L.-SiCの例について図7に示す。測定面は燃焼ガスが衝突する供試体前面である。最大表面粗さには大きなバラツキがあるが，全体的傾向として曝露時間と比例関係がある。なお，図中に示した電気炉中高温曝露供試体の表面粗さは，当然のことながら極めて小さく，燃焼ガス流中曝露供試体と際立った違いを示している。

JIS規格に基づく方法で得られた曲げ強度をP.L.-SiCについて図8に示す。図中の+印は燃焼ガス流中試験の各データの算術平均値を示したものである。全体的な傾向として，燃焼ガス流中曝露により供試セラミック部材の見掛けの曲げ強度は低下している。また曝露時間と共に若干の強度低下も認められるが，バラツキ範囲の程度である。ここで敢えて見掛けの曲げ強度としたのは，得られた強度がセラミック素材の強度ではなく，表面層の変質に伴って生じた形状効果に起因するものと考えられるからである。なお，電気炉中に曝露した供試体の強度も併せて示したが，ガス流中曝露のものとは比べて有意差は認められない。

SiCに関するワイブルプロットによると，ワイブル係数は $m \approx 5$ であり，未試験材のそれに比べ小さい。

一方，外表面の酸化物層を除く目的から，約0.1mmの研削を施した供試体の4点曲げ

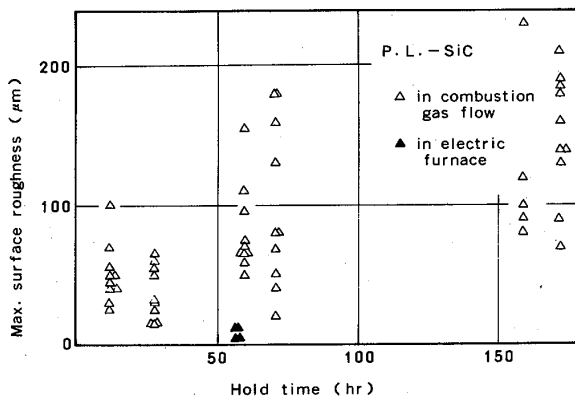


図7 曝露時間と最大表面粗さの関係

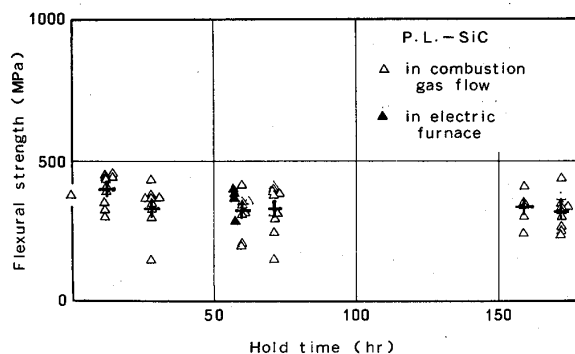


図8 曝露時間と曲げ強度の関係

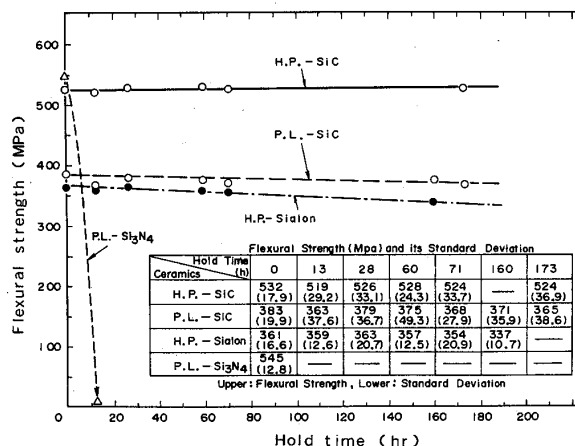


図9 表面酸化層除去後の曲げ強度

試験を行った。図9にその結果を示すが、図中の各点は5～10個のデータの平均値であり、その標準偏差を図中の表に示した。H.P.-SiC, P.L.-SiCとも未試験材に比べ強度変化はほとんどなく、1500℃曝露試験により内部の材質変化はないことを示している。これに対し、H.P.-Sialonは僅少とは言え曝露時間の経過に伴って強度の漸減傾向を示す。P.L.-Si₃N₄については、前述の如く、約13hr曝露で原形を留めていない。さらに、これらのデータのワイブル分布を求めた。そ

の結果の一例を図10に示す。データ数も十分とは言えないが、曝露時間の影響は必ずしも明瞭でない。

3.3 考察

そこで、見掛けの曲げ強度の低下の原因を探るために、曲げ試験後の破面のSEM観察を実施した。破面観察は破壊起点を狙った。得られたSEM写真の代表例を図11に示す。

SiCに関する観察結果によれば、酸化析出物が表面に凸部を形成しており、これが図7に示す表面粗さとして計測されたものである。図7、図8から容易に理解できるように、この表面粗さと曲げ強度間には相関はなく、

したがってこの突出した酸化物(SiO₂)は強度を直接支配する因子とは考えられない。しかし、表面層は図12のような状況にあると見ることができる。電気炉中曝露供試体の破面は析出SiO₂層が極めて少ない例と考えられる。

上記の如く、この析出SiO₂層の厚さ等は直接的に見掛けの曲げ強度と関連していないと考えられるが、この析出SiO₂層と母材SiCの中間の酸化層の強度特性が、見掛けの

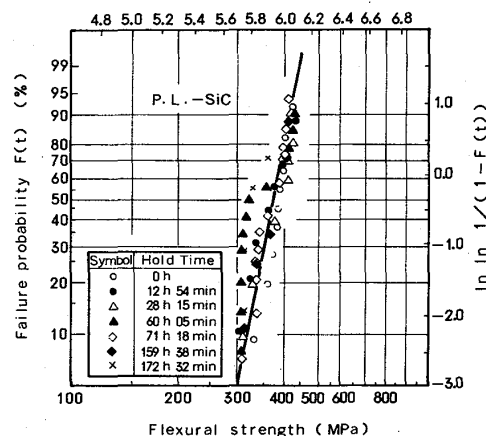


図10 試験前後の曲げ強度分布

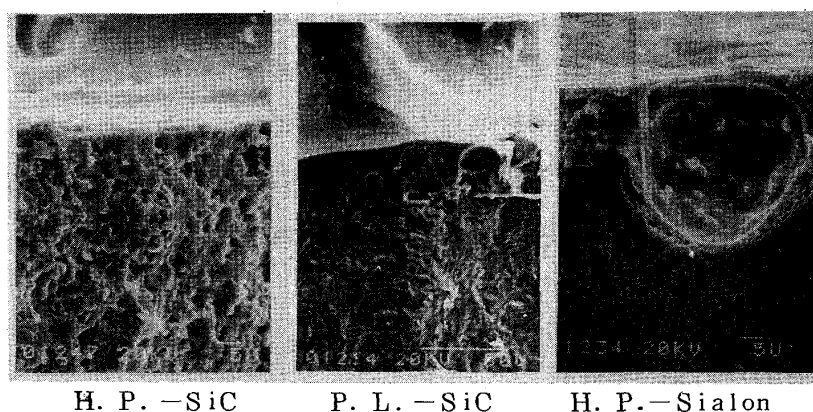


図11 破壊起点近傍のSEM結果

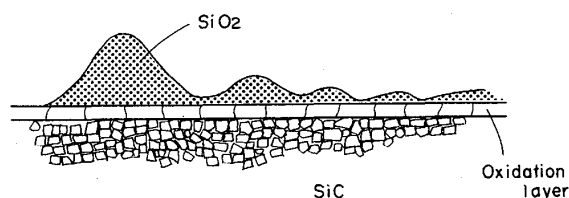


図12 破壊起点近傍の表面層モデル

曲げ強度低下の要因になっていると考えられる。しかし、見掛けの曲げ強度が如何なるメカニズムによって支配されているかの解明は、今後の検討課題である。

一方、H.P.-Sialonに関する破面はエッチピットを起点とした破壊を示しており、燃焼ガス流による表面損傷が、SiCが全面腐食型であるのに対し、孔食型であり、より内部にまで及んでいることが分かる。P.L.-Si₃N₄の損傷過程もH.P.-Sialonに近いものと考えられる。

5. 結 言

非酸化物系セラミックスの高温高速燃焼ガス流中における、酸化挙動および材料強度の経時変化について検討した。その結果、次の事が明らかとなった。

- (1) 供試体の重量は曝露時間と共に減少する。特にP.L.-Si₃N₄では酸化生成物であるシリカが燃焼ガス流によって剝離脱落するため、短時間で原形を留めなくなる。
- (2) 表面粗さは曝露時間の経過と共に増大し、電気炉試験の場合と著しく異なる。
- (3) SiCの部材強度は未使用材に比較し低下するが、曝露時間に伴った低下は認められない。なお、この強度値は電気炉試験による部材強度とほぼ同じである。しかし、素材強度は未使用材と変らない。
- (4) Sialonの酸化面は孔食型を示しており、そのため曝露時間の経過と共に部材強度は低下する。また、素材強度も低下する。

以上より、SiC系セラミックスの高温耐久性は優れており、高温ガスタービンの無冷却セラミック翼の候補材として現在のところ最も有力である。

なお、本試験に供試したH.P.-Sialonは九州工業技術試験所の御指導により製造したものである。ここに記して感謝の意を表する。

参考文献

- 1) K. H. Jack ; J. Mat. SiC., 11 ('76)
- 2) J. E. Antil et al ; Corrosion Sci., 11, 337, ('71)
- 3) E. A. Gulbransen et al ; Oxid. Met., 4, 181, ('72)
- 4) P. J. Jorgensen et al ; J. Am. Ceram. Soc., 42, 613, ('59)
- 5) R. F. Adamsky ; J. Phys. Chem., 63, 305, ('59)
- 6) S. C. Singhai ; J. Mat. Sci., 11, 500, ('76)
- 7) T. Abe and H. Ishikawa, 1983 Tokyo International Gas Turbine Congress, 83-TOKYO-IGTC-22, P. 167~P. 174

脆性材料を使用した構造物の設計法

小 形 勝 (小松製作所 技術研究所)

* 梶 浦 豪 二 (” ”)

1. はじめに

セラミクスは、高温高強度、耐食性、耐摩耗性、断熱性、軽量など 金属材料にはない 優れた特性を有し、エンジン部品等への適用が期待されている。

しかし その反面 脆弱であるという欠点もあり 実用化のためには、材料の改善、設計技術の向上の両面からの対策が必要である。

セラミクスを使用する場合、金属材料と異なり留意すべき点は、以下のようなものであろう。

- (1) 圧縮強度は大きい、引張強度は小さい。
- (2) 引張強度のばらつきが大きく、また寸法効果が大きい。(→強度を確定値として取扱えない)
- (3) 熱膨張率が 金属より小さく、組合わせて使用する場合、熱応力の発生を考慮する必要がある。
- (4) 熱伝導度が低い、高温下で使用する場合 温度勾配が大きくなり、ヤング率が大きいことと合わせて 熱応力が発生しやすい。

特に上記(2)および(3)は 単なる応力解析だけでは、その信頼性が判定できないことを意味し、材料強度を統計的に取扱う必要がある。

本稿では、当社で実施してきた 超高压合成用圧力容器の設計を例にとり、脆性材料を用いた構造物の設計法に関して報告する。

2. 超高压合成用圧力容器

ダイヤモンド合成等に使用する 超高压発生装置の概要を図1に示す。

合成原料は シリンダ内中央部に装填され 上下の対向アンビルにより加圧され、約6万気圧 (600Kg/mm^2)の圧力を発生する。

シリンダ、およびアンビルは、このような負荷に耐えるために、工業材料中最強級の超硬合金が使用される。しかし 超硬合金といえども その圧縮強度レベルは、高いもので

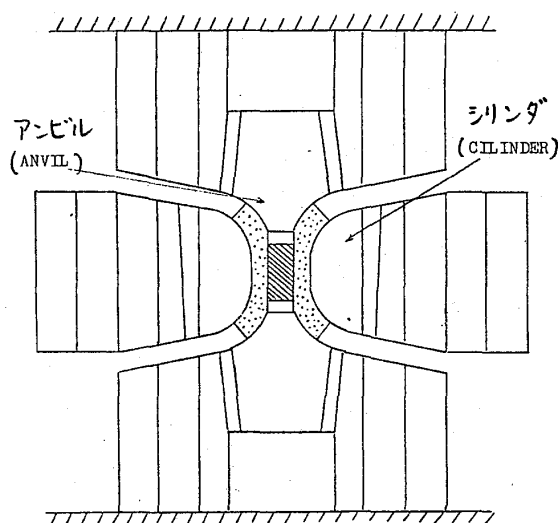


図1. ベルト型超高压発生装置

も 約 450 kg/mm^2 程度であり 6 万気圧の圧力に耐えるためには、

- (1) シリンダ、アンビルの形状を ベルト型装置として 負荷を極力 静水圧負荷条件に近づける。
- (2) 鋼製マルチコンポーネント構造のケースに圧入し、予め圧縮予応力を与えておく。
- (3) シリンダ内壁に直接内圧が負荷されないように 試料部に圧力減衰体を設ける。

等の種々の設計上の工夫を凝らしてある。

にもかかわらず 従来から脆性材料の破壊を定量的に取扱う信頼度の高い設計法がなく、超高圧合成におけるシリンダ、およびアンビルの破壊防止は、常に重要な課題とされてきた。特に 発生応力を同一水準になるように設計しても、大型シリンダでは、シリンダ破壊が起りやすく、大型装置の用途は 非常に困難であった。

ここでは、信頼度の高い設計法を目指し、大型超高圧発生装置を製作するにあたり、材料強度を統計的に処理し、破壊を定量的に取扱う設計法の適用を試み、良好な結果を得ることができたので報告する。

3. 脆性材料の破壊

1) 直列モデル

引張応力下において セラミクス等の脆性材料を使用する場合、その一部に ひとたび亀裂が入ると、それは急激に進展し、瞬時に全体破壊に到る。すなわち、構造物の一部が破壊すると構造物全体が破壊に到る場合、直列モデル（最弱リンクモデル）が適用できる。

図2は 同一材料、同一寸法の n 個の構成要素から成る構造物であり、いずれか1個の要素が破壊しても構造物の機能が失われる。ここで要素 E_i が σ_i の応力で破壊を生ずるかは、破壊応力 σ_{fi} との大小関係で決定される。 σ_{fi} は要素 E_i 中に、ある確率分布で存在する亀裂のうち、最大亀裂の大きさ C_i に依存している

$$\sigma_{fi} \propto \frac{K_{IC}}{\sqrt{C_i}} \quad \begin{cases} \sigma_{fi}; \text{要素 } E_i \text{ の破壊応力} \\ K_{IC}; \text{破壊靱性値(材料定数)} \\ C_i; \text{要素 } E_i \text{ 内に含まれる} \\ \text{亀裂の大きさ。} \end{cases} \quad (1)$$

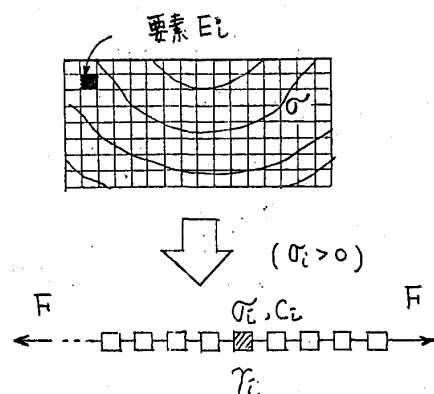


図2. 直列モデル

ため σ_{fi} を確定値として扱ふことはできない。(式(1)) 従って構造物全体の破壊は

統計的に扱う必要がある。

いま図2において 要素 E_i が破壊を生じない確率、すなわち信頼度を r_i ($0 \leq r_i \leq 1$)
 とすると、構造物全体の信頼度は、

$$R(\sigma) = r_1 \times r_2 \times \dots \times r_i \times \dots \times r_n \quad - (2a)$$

$$= \prod_{i=1}^n r_i \quad - (2b)$$

で表わされる。

これより 要素の数が多い程、すなわち バルク材料等を多数の微小要素から成る
 構造物と考えると、体積の大きいもの程、信頼度が低下することが理解される。

2) ワイブルの式

ワイブルは、脆性材料の破壊に関し 直列モデルの考えに基づき

- (1) 材料は等方的であり、亀裂の分布は一様。
- (2) 亀裂は相互に干渉がなく、独立
- (3) 破壊は 最も弱い亀裂に支配される。(直列モデル)

という仮定のもとに、材料の、 σ なる応力条件下における信頼度 r と応力 σ の関係式
 を実験的に求めた。

$$r(\sigma) = \begin{cases} 1 & \dots (\sigma \leq \sigma_u) \\ \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \right\} & \dots (\sigma > \sigma_u) \end{cases} \quad - (3)$$

(材料
 m ; ワイブルパラメータ(定数)
 σ_0 ; 材料強度水準を表わす定
 数
 σ_u ; 破壊が起こる最小の応力値
 dV ; 要素の体積

この式は、セラミクス等の脆性材料に
 いて、 $\sigma_u = 0$ として一般的に用い
 られる。図3は、超硬合金の試験片に
 よる実測値と、(3)式から求めた計算値
 を比較したものであるが、両者は良く
 一致しており、超硬合金にも適用可能
 であることがわかる。

図2の構造物において、各要素ごと
 に発生する σ_i およびその体積 dV_i が異な
 る場合は、一般化した形で

$$R(\sigma) = \exp \int_V \left\{ - \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0} \right)^m \cdot dV_i \right\} \quad (\sigma_i > 0) \quad - (4)$$

と表わされる。

これより、材料定数 m , σ_0 および各要素に発生する応力値 σ_i , およびその体積 dV_i
 がわかれば 一般の構造物への適用が可能である。

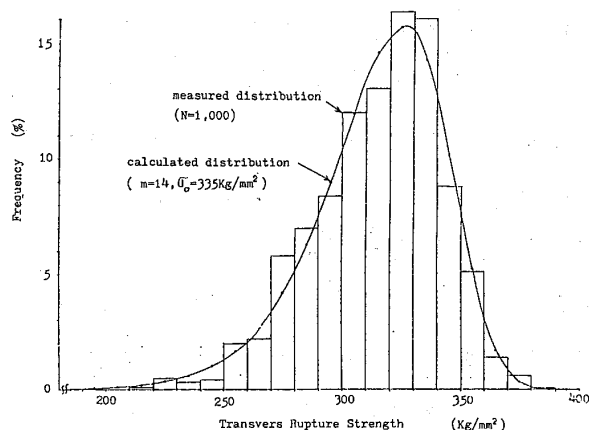


図3. 超硬合金の抗折強度分布。

4. 構造物への適用

1) ワイブルパラメータの測定

ワイブルの式中の材料定数 m , および σ_0 は抗折試験等により求めることが可能である。図4にJIS-B-4104試験片による、三点曲げ試験法を示す。

いま、荷重 P が作用したとき、試験片^{中央}下面に発生する最大引張応力が σ_m であったとすると、この時の信頼度 $R(\sigma_m)$ は、引張応力が発生する全域で積分し、

$$R(\sigma_m) = \prod_{i=1}^n r_i(\sigma_{xy}) \quad (5a)$$

$$= \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m \right\} dV \quad (5b)$$

$$= \exp \left\{ - \int_0^{l/2} \int_0^{b/2} 2 \left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_0} \right)^m dV \right\} \quad (5c)$$

$$\sigma_m = (3l/2ab^2) \cdot P \quad (6)$$

$$\sigma_{xy} = (4XY/bl) \cdot \sigma_m \quad (7)$$

$$dV = a \times dX \times dY \quad (8)$$

$$\left. \begin{array}{l} a = 8 \text{ (mm)} \\ b = 4 \text{ (mm)} \\ l = 20 \text{ (mm)} \end{array} \right\} \text{ for JIS-B-4104} \quad (9)$$

(5c) 式に(6)~(9)式を代入すると

$$R(\sigma_m) = \exp \left[- \frac{320}{(m+1)^2} \cdot \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0} \right)^m \right] \quad (10)$$

最大応力が σ_m のときの $R(\sigma_m)$ は、抗折試験を数多く行なうことによって求めることができ、その一例を図5に示す。

図5は、シリンドラ実物から切出した試験片124本で求めた、破壊強度分布および、 σ_m と $R(\sigma_m)$ の関係を表わす。図3と比較して、同一材料であっても、実物から切出したもの(大型焼成品)の方が強度水準が低いことがわかる。

さて(10)式より、(11)式が得られ、

$$\log \{ \ln [R(\sigma_m)] \} = \log \sigma_m + \log \frac{320}{(m+1)^2} - m \log \sigma_0 \quad (11)$$

両辺の直線部を両軸にとりプロットする

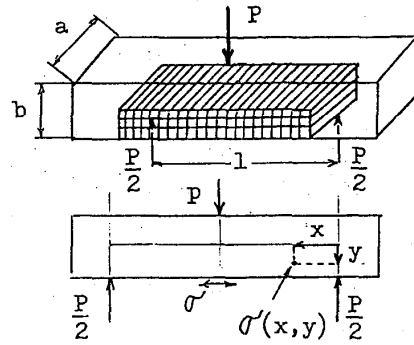


図4. 三点曲げ試験法

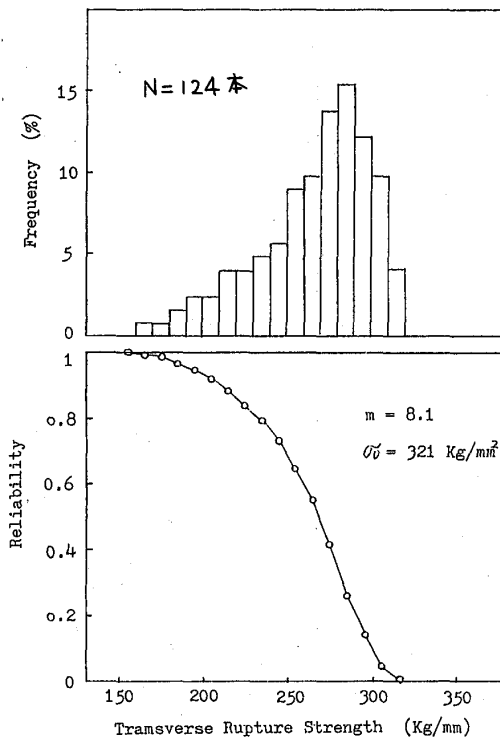


図5. 実物より採取した超硬合金の抗折強度分布および信頼度

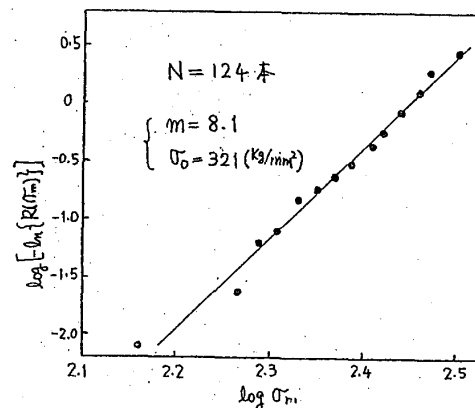


図6. 両対数プロットによる m および σ_0 の決定

ことにより、直線の勾配より、 m および σ_0 が得られる。

2). 超高压合成用シリンダへの適用

これまでは、応力を一次元的に考えてきたが実際の構造物は、三軸応力条件下で用されることが多い。三軸応力条件下における材料の破壊は現象が複雑であるため、ワイブルモデルを適用する場合には、

(1) 各主応力成分による破壊確率は、他の主応力成分の影響を受けず独立である。

(2) せん断応力による破壊は無視する。

という仮定のもとに、信頼度は

$$R(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = \exp \left[- \int_V \left\{ \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_0} \right)^m + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_0} \right)^m + \left(\frac{\sigma_3}{\sigma_0} \right)^m \right\} dV \right] \quad (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 > 0) \quad -(12)$$

で表わされる。

シリンダの場合、三主応力は、半径方向； σ_r 、円周方向； σ_θ 、および垂直軸方向； σ_z の三種であり、有限要素法による計算結果より、それぞれの値は、

$$\sigma_r \ll 0, \quad \sigma_\theta > 0, \quad \sigma_z \approx 0$$

であり、実際の破壊も円周方向に対して垂直に生ずることから、破壊原因となる応力は、 σ_θ であると考えられるため、図7に示すような、 $\sigma_\theta > 0$ なる領域全体について

$$R(\sigma_\theta) = \exp \left\{ - \int_V \left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_0} \right)^m dV \right\} \quad -(13a)$$

$$= \prod_{i=1}^n \exp \left\{ - \left(\frac{\sigma_{\theta i}}{\sigma_0} \right)^m V_{Ei} \right\} \quad -(13b)$$

より信頼度を算出した。

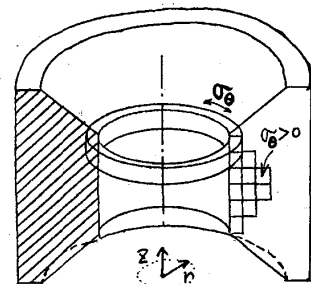
その結果を図8に示す。ここでは、抗折試験片、およびシリンダに発生する最大応力の値に対する信頼度を示す。あわせて小型シリンダの結果をも示す。

これより、同一材料を用いても、構造物の大きさにより信頼度は著しく異なり、発生する最大応力レベルを低く抑制してやる必要があることがわかる。

この結果を用いることにより大型装置の開発に成功した。

5. 結論

(1) 超硬合金の抗折強度は、2パラメータ表示のワイブル分布に従う。



$\sigma_\theta > 0$ の要素 E_i の体積 V_{Ei}
 $\sigma_\theta > 0$ の部分の全体積 V

図7. シリンダへの適用

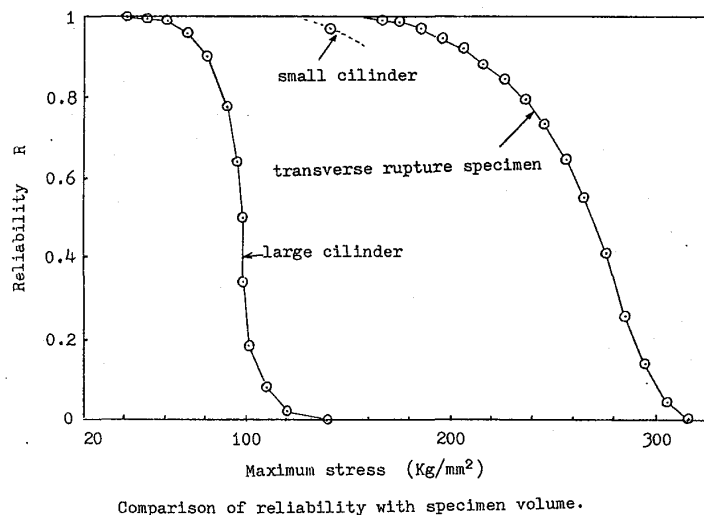


図8. 超硬合金の信頼度の比較

- (2) 実物から採取した 抗折試験片からワイブルのパラメータを決定し、有限要素法による応力解析と組合せて、実物の信頼度を設計段階で評価した。
- (3) 計算結果より得られた、シリンダ強度の寸法効果は、現実のシリンダ破壊現象とよく一致した。
- (4) 本方法で得られた信頼度を指標として 新しい設計を行ない、大型装置の開発に成功した。