

多段軸流圧縮機における非定常翼列後流干渉解析\*  
(後流励振力の半径方向変化のSTRIP理論による評価)

船崎 健一\*1, 鈴木 春男\*2

Analysis of Wake-Induced Unsteady Flow in Axial Compressors  
(Radial Variations of Wake Excitation Forces Estimated by Strip Theory)

Ken-ichi FUNAZAKI and Haruo SUZUKI

Wake-induced unsteady flow in an axial compressor is analyzed in a quasi-three-dimensional manner by use of the extended two-dimensional flow analysis method in which the wake decay model developed by the authors is incorporated. In this paper, with the application of the newly developed method to the compressor stages which consist of IGV (Inlet Guide Vane)-rotor-stator blade rows, effects of radial variations in wake characteristics and the axial gaps between two rows on the induced aerodynamic forces are specifically investigated. It is accordingly found that the spanwise phase relationship of incoming wakes has significant effects on the wake excitation forces and moment.

**Key Words:** Unsteady Flow, Strip Theory Approximation, Compressor, Wake Interaction

## 1. 緒言

軸流圧縮機の開発において、翼振動は極めて重要な問題であり、振動を励起する非定常流体力の適切な評価法の開発が求められている。著者らは先に、上流側翼列からの後流に起因する翼励振力(後流励振力)の評価法の開発を、二次元<sup>(1)</sup>、三次元周期変動流れ<sup>(2)</sup>について行うとともに、後流減衰効果のモデル化<sup>(3)(4)</sup>も行ってきた。しかし、実際に翼の振動解析を行うためには、翼高さ方向の各流線面における翼面上非定常圧力分布または後流励振力を評価する必要があり、ここでは三次元非定常解析を行うことが好ましい。しかし、現時点でのスーパーコンピュータの能力でも、三次元非定常解析は膨大な計算時間を要し<sup>(5)</sup>、設計に用いることは困難である。この状況は、動静翼枚数が異なる際にはさらに厳しくなる。そのため、一般には翼高さ方向に二次元解析による後流励振力に関する結果を積み上げるSTRIP理論が利用されることが多い<sup>(6)(7)</sup>。

STRIP理論を適用する場合、各翼高さ位置での翼列に対する周期変動流れを、互いの位相関係を正しく把握して算出し、後流励振力を求める必要がある。このとき、後流の流れ方向への減衰効果や動静翼間距離の翼高さ方向への変化など、従来用いられてきた手順に対して考慮するべき点が多く残されている。

本論文では、以上の点をふまえて、多段軸流圧縮機内での後流励振力の解析法を、翼高さ方向へ後流特性の変化を考慮しながら、各流線面上での二次元的な解析結果<sup>(4)</sup>を積み上げるSTRIP理論に基づき展開した。そして、数値計算により、後流励振力の振幅及び位相の翼高さ方向への変化の状態を、翼間距離等をパラメータとして明らかにした。

## 主な記号

$C_p$  : 非定常圧力差係数  
 $C_u, C_s$  : 上流側, 下流側翼弦長  
 $i, i'$  : インシデンス, 設計インシデンス

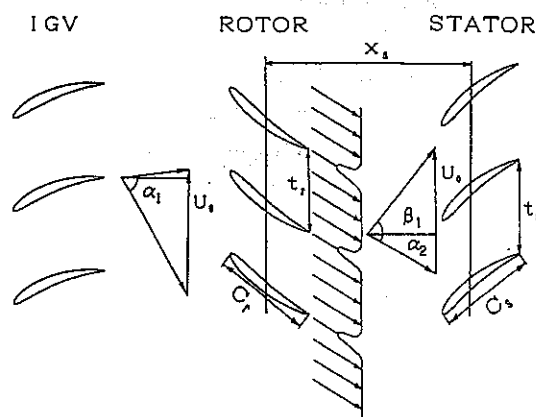


図1 翼配備 (IGV-動翼-静翼)

\* 原稿受付 平成4年4月20日。

\*1 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。

\*2 宮城沖電気 (〒981-36 宮城県黒川郡大衡村)。

$k$	: 無次元周波数 ( $= \omega C/U_{ax}$ )
$p$	: 非定常圧力
$R$	: 半径
$s$	: 定常流線に沿った長さ
$t_r, t_s$	: 上流側, 下流側翼列ピッチ
$U_{ax}$	: 軸流速度
$U_c$	: 回転速度 ( $= \omega R$ )
$Wg$	: 変動速度振幅
$X$	: 翼後縁から相対流出方向への距離
$x_a$	: Stacking軸間距離
$X_d$	: 翼列間隔
$\overline{x_r, x_s}$	: 上流側, 下流側翼列の翼弦方向座標
$Y_{1/2}$	: 後流半振幅
$x, y$	: 下流側翼列に固定された座標系
$\alpha_1, \alpha_2$	: 上流側翼列の相対流入角, 流出角
$\beta_1, \beta_2$	: 下流側翼列の相対流入角, 流出角
$\gamma_1, \gamma_2$	: 翼面上定常, 非定常渦度分布
$\zeta$	: 渦度
$\sigma$	: ソリディティ
$\phi$	: 流量係数
$\omega$	: 回転速度
$\omega_s$	: 全圧損失係数
添字ほか	
1, 2	: 翼列入口, 出口
$m$	: 平均径位置
$ref$	: 参照位置

## 2. 解析法

2.1 解析法の概要 本研究では石原らが示した解析指針に従い<sup>(7)</sup>, 半径方向に翼列間隔や後流特性が変化する効果を, 各断面位置における二次元解析結果の翼高さ方向への積み上げにより評価し, 特に翼励振力の変化を算出する. その主な手続きについて以下に示す.

- (1) IGV, 動翼, 静翼の翼形状 (翼厚, 反り角), 翼枚数, スタガ角を各半径位置で指定する. ここで, 各翼とも翼断面の重心で Stacking を行う.
- (2) 回転数, 流量およびIGVの回転角を指定する.
- (3) IGVの翼列入口の速度三角形を指定し, その流出角を特異点法により求め, これを入口条件として動翼まわりの圧力分布および相対流出角を求める. 同様にして静翼まわりの圧力分布を計算する.
- (4) (3)での結果を基に, 動翼まわりまたは静翼まわりの流線を Runge-Kutta-Gill 法により求め, 非定常渦度分布の計算格子を作成する.
- (5) 考えている翼列の上流側翼列からの後流特性値 (後流深さ, 後流幅) および変動速度減衰係数を, 著者が先に開発した方法<sup>(8) (9)</sup>に基づき決定する.
- (6) 翼列間隔を指定し, 翼間流路計算領域入口でのガスト (渦度波) 振幅および位相を与え, 非定常流解析を行う.

2.2 解析上の仮定 本論文で提示する方法には, 流れ場が非圧縮非粘性という仮定のほか, 次の仮定がなされている.

- (1) 圧縮機が自由渦形かつ圧力比が小さく, 軸速度の流れ方向への変化が無視できる ( $U_{ax} = \text{const}$ ). また流量係数  $\phi$  は次式で与えられる.

$$\phi = \frac{U_{ax}}{U_c} = \frac{U_{ax}}{R\omega} \quad (1)$$

- (2) ポテンシャル干渉, 隣接翼列以外の後流は無視できる.
- (3) 流線面の厚みの変化は無視できる.

2.3 STRIP理論についての考察 STRIP理論による非定常流解析結果と三次元理論による結果との比較については, 例えば, 振動翼問題についてのNambaらの研究<sup>(4)</sup>があり, 高マッハ数, 低無次元振動数また翼高さ方向への負荷分布勾配が大きい場合に, 両者の違いが大きく現れることが示されている. 本研究では, 半径方向の定常流がないこと (自由うず形設計), 非圧縮流を扱うこと, 後流干渉での無次元周波数はかなり高くなることから, STRIP理論によってもある程度の精度で解析が可能であると期待される.

2.4 後流モデル 図1に動静翼列配備および主な記号を示す. さて, 翼に作用する後流励振力を定量的に予測するためには, 翼列入口における後流特性を実験等で把握しておく必要があるが, 実際には困難であり, 経験的な評価法に頼らざるを得ない. 本研究では, 上流側翼列からの後流モデルとして, Silverstein モデルを採用する<sup>(4)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{Wc}{W_m} &= \frac{1.21C_d^{0.5}}{(x/C_r) - (x_0/C_r) + 0.15} \\ \frac{Y_{1/2}}{C_r} &= 0.68C_d(x/C_r - x_0/C_r)^{0.5} \\ \frac{W}{Wc} &= \exp(-\pi\eta^2), \quad \eta = Y/Y_{1/2} \\ x_0 &= -0.15 \end{aligned} \quad (2)$$

ここで, 抗力係数  $C_d$  は, 各翼断面での翼列の全圧損失係数  $\omega_s = \omega_s(R)$  を Lieblein の式から求め<sup>(10)</sup>, 次式で評価する.

$$C_d = \frac{\omega_s \cos^2 \alpha_m}{\sigma \cos^2 \alpha_1} \quad (3)$$

$$\omega_s = 2 \left( \frac{\delta_{m2}}{C} \right) \frac{\sigma}{\cos \alpha_2} \left( \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2} \right)^2 \left\{ \left( \frac{2H_2}{3H_2 - 1} \right) \left[ 1 - \frac{\delta_{m2}}{C} \frac{\sigma H_2}{\cos \alpha_2} \right]^3 \right\}$$

$$\frac{\delta_{m2}}{C} = \frac{0.004}{1 - 1.17 \ln(D_{e2})} \quad (4)$$

$$D_{e2} = \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} \left( 1.12 + k_a (i - i^*)^{1.43} + 0.61 \frac{\cos \alpha_1}{\sigma} \right) \times (\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2) \quad (5)$$

ここで,  $\alpha_m$  は上流側翼列に対する平均流入角,  $H_2$  は後流の形状係数 ( $= 1.1$ ) である. また, 式(5)中に現れる係数  $k_a$  には, NACA65系翼では0.0117, NGTE-C4翼では0.007を用いる.

## 2.5 後流減衰モデル

2.5.1 後流速度分布のフーリエ解析 既報<sup>(5)</sup>と同様に, 各翼断面ごとに式(2)で与えられる後流速度分布を, 翼列ピッチ  $t_r$  を1周期として, 翼後縁から下流側任意の位置 ( $x$ ) でフーリエ解析し, 各ハーモニック成分の振幅 (ガスト振幅)  $W_n = W_n(x)$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$  を求める. ここで後流の半振幅には, 後流と  $x$  軸とのなす角度  $\alpha_2$  を考慮して  $Y_{1/2}/\cos \alpha_2$  を用いる.

2.5.2 評価用参照位置の設定 後流モデルから明かなように、後流速度欠損は翼高さ方向に変化し、さらに、各翼断面での後縁位置も翼高さ方向に異なるため、後流が下流側翼列に到達するまでの減衰の状況も各翼断面で異なる。従って、STRIP理論を用いて各翼断面での後流動振力を定量的に評価比較する場合には、ガスト振幅 $W_n$ を翼列上流側で与えるための、半径位置によらない適当な場所を指定する必要がある。本論文では、この位置として、平均半径での速度振幅の減衰開始点 $x_{ref}^m$ を選ぶこととする。ここで、上下流翼列のStacking軸（翼断面の座標原点）の間隔を $x_s$ 、上流側翼後縁位置を $x_{r,te}^m$ 、下流側翼前縁位置を $x_{r,le}^m$ とすると（図2参照）、座標系が下流側翼列に固定されているものとして、

$$x_{ref}^m = -x_s + x_{r,te}^m + X_{ref}^m \cos \alpha_2^m \quad (6)$$

$X_{ref}^m (=0.2C^m)$ は翼後縁から流出方向への距離である。この位置でのガスト振幅 $W_{n,ref} = W_n(x_{ref}^m)$ をフーリエ解析結果から求め、これより下流側の減衰状況は以下に示す後流減衰モデルで評価する。

2.5.3 減衰係数の算出 ここでは簡単のため1次ハーモニクスのみを考える。なお、以下では長さは下流側翼弦長 $C_s$ で、速度は軸流速度 $U_{ax}$ で無次元化されているものとする。

各翼断面でのガスト振幅 $W_g (=Wg)$ は、前述のように、参照位置 $x_{ref}^m$ での振幅を $W_{g,ref}$ とし、この位置からガスト振幅の減衰が始まるものとする。このとき、上流側翼列からの後流速度分布は次式で与えられる。

$$Wg(x, y; t) = Wg(x) \exp(j[kt - k_x(x - x_{ref}^m) + k_y y]) \quad (7)$$

$$k = 2\pi \frac{U_{ax}^2}{C_s t_r} = 2\pi \frac{1}{\phi^n} \frac{C_s}{t_r}$$

$$k_y = 2\pi \frac{C_s}{t_r}, \quad k_x = -k \tan \alpha_2$$

$$U_c = \omega R$$

$$\frac{Wg(x)}{W_{g,ref}} = \exp(-a_0[(x - x_{ref}^m)/C_s]) \quad (8)$$

後流減衰モデルで用いられる減衰係数 $a_0$ は、次のような重みつき平均によって決定される<sup>(4)</sup>。

$$a_0 = \int_{x_{ref}^m} a(x) e^{-(x-x_{ref}^m)/C_s} dx \bigg/ \int_{x_{ref}^m} e^{-(x-x_{ref}^m)/C_s} dx \quad (9)$$

ここで、 $a(x)$ は次式で与えられる。

$$a(x) = \frac{-\ln[Wg(x+\Delta x)/Wg(x)]}{\Delta x} \quad \Delta x: \text{計算ステップ} \quad (10)$$

2.4.4 渦度減衰モデル 上流側翼列からの後流による非定常効果は、後流がもつ渦度の対流的移動および渦度により誘起される渦あり速度でシミュレートされる。既報で示したように、定常流線上を対流的に運ばれる渦度は、後流減衰モデルでの修正減衰係数 $a_0$ を用いて次のように表される。

$$\zeta = \zeta_0(y) \exp\left(-[jkt + a_0] \int \frac{d(s')}{[W(s')/U_{ax}]}\right) \quad (11)$$

ここで $\zeta_0(y)$ は、上で示した翼列入口面で式(7)に基づき算

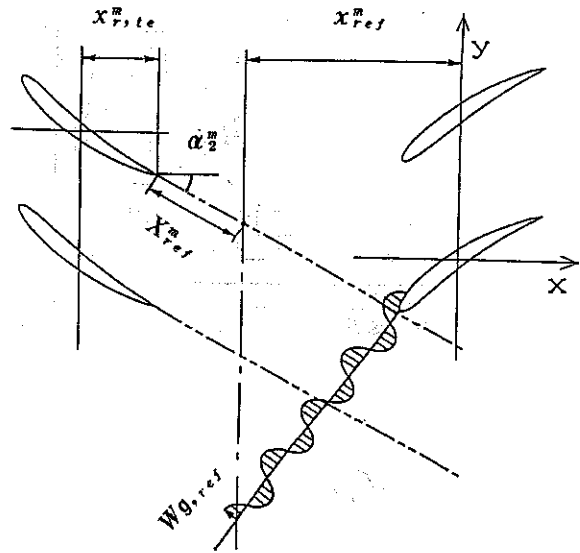


図2 ガストの位相関係（平均半径位置）

出された上流側渦度分布、 $s'$ は定常流線に沿う長さである。

2.5 ガストの位相関係 STRIP理論において注意すべき点は、各翼断面間のガスト（渦度波）の位相関係である。この位相関係は翼全体に作用する励振力の振幅および位相に大きく関係するばかりでなく、翼列干渉により発生する騒音問題を扱う場合にも重要な因子となる。本論文では平均半径位置における翼前縁でのガスト振幅が最大になると想定される時点点を位相の基準として、以下のように各断面上でのガストの位相を決定する（図2参照）。即ち、平均半径位置での上流側翼列の翼後縁から出口角 $\alpha_2$ 方向に延長した直線が、下流側基準翼前縁に到達した時刻を位相の基準に取る。この基準設定法は、圧縮機翼列定常流れ場の非一様性が相対的に小さく、上流側から対流的に運ばれる後流の位置が上記のような直線で近似的に表される、という仮定に基づいている。数値計算上は、上述の $\zeta_0(y)$ を渦度分布計算格子の上流側境界面で次のように指定することにより、上記の位相設定が行われる。

$$\zeta_0(y) = \frac{-jk_y W_{g,ref}}{\cos \alpha_2} \exp(j[k_x(y - y_{ref}^m)]) \quad (12)$$

ここで $y_{ref}^m$ は、各翼断面上で、上流側翼後縁からの流出方向への直線が渦度計算用格子の上流側境界と交差する点の $y$ 座標である。

### 3. 数値計算

3.1 非定常圧力分布および非定常流体力 数値計算法の詳細は省略し<sup>(4)</sup>、STRIP理論適用の際の変更点について以下に簡単に述べる。

後流により誘発される非定常流体力は翼列間隔の増加により減少するが、圧縮機翼列の場合、その減少率は、翼前縁での後流変動速度振幅 $Wg_{in}$ の減少率とほぼ等しいことが前報

表1 翼列諸元

	IGV	Rotor	Stator
Airfoil type	C4	C4	C4
Number of airfoils	36	43	31
Chord (mm)	30	30	30
Solidity	0.96	1.14	1.09
Camber (deg)	36.9	28.0	27.7
Stagger(deg)	21.0	36.0	-36.0
Thickness/Chord(%)	10.0	10.0	10.0
Axial Gap/Chord	0.79		0.79
Flow rate(kg/sec)	2.03		
Rotational speed	2250		

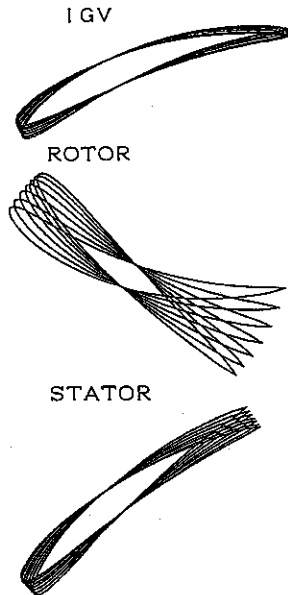


図3 IGV, 動翼および静翼各翼断面のStacking図

(4)で示されている。即ち、非定常流体力等を $Wg_{,in}$ で無次元化した係数を導入すると、それは翼列間隔にほぼ無関係になる。この結果と、各翼断面における後流動振力を直接的に比較する際の便宜を考慮して、非定常流体力等の無次元化において、参照位置での振幅 $Wg_{,ref}$ の代わりに翼前縁での振幅 $Wg_{,in}$ を用いる。このとき、

$$Wg_{,in} = Wg_{,ref} \exp(-a_0(x_{in} - x_{ref}^*)) \quad (13)$$

これより、非定常圧力差係数 $C_p$ 、非定常揚力係数 $C_{L,in}$ および翼前縁まわりのモーメント係数 $C_{M,in}$ は、非定常圧力、非定常揚力および非定常モーメントを $p, L$ および $M$ として次式で計算される。

$$C_p = \frac{P_{suction} - P_{pressure}}{\rho U_{ax}^2 (Wg_{,in}/U_{ax})} \quad (14)$$

$$C_{L,in} = \frac{L}{\rho U_{ax}^2 (Wg_{,in}/U_{ax}) C}, \quad C_{M,in} = \frac{M}{\rho U_{ax}^2 (Wg_{,in}/U_{ax}) C^2}$$

ここで、非定常揚力係数 $L$ は、スタガ角を $\xi$ 、軸方向、周方向の流体力を $F_x, F_y$ として

$$L = -F_x \sin(\xi) + F_y \cos(\xi) \quad (15)$$

図3には計算に用いた動翼、静翼およびIGVの翼形状および

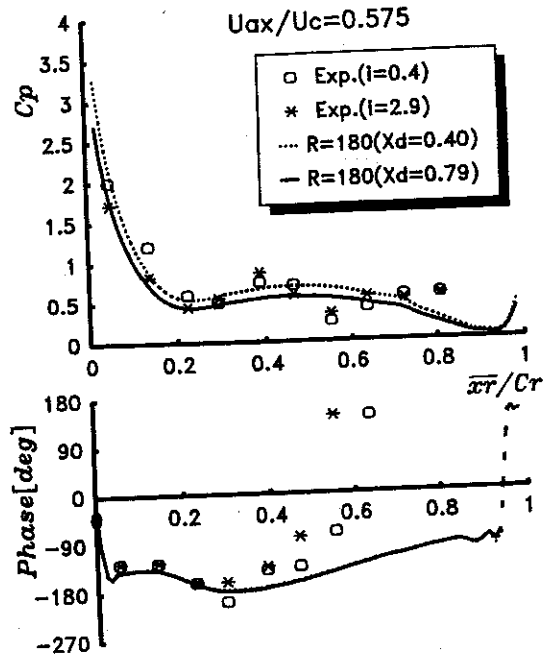


図4 動翼非定常圧力差分布 (平均径位置)

そのStackingの状態を示す。これは、Manwaring, Fleeterが用いた圧縮機である(10)。

翼列入口の流入角は、例えば静翼の場合、次のようになる。  
 $\beta_1 = \beta_1(R) = \tan^{-1}(1/\phi + \tan \alpha_2)$  (16)

また、翼列間隔 $X_d (= x_{e,ref} - x_{t,ref}^*)$ は、圧縮機の設計値(0.79)の他、設計値の半分の値(0.40)を計算に用いる。

3.2.2 IGV-動翼列 平均径位置 ( $R = 180$ )における動翼表面の非定常圧力差分布の計算結果を、実験値(10)とともに図4に示す。なお、この図では、実験値との比較のため、計測状態に近い $Wg_{,ref}$ で無次元化された圧力差係数を用いた。圧力差の振幅は翼列間隔によって減少しているが、位相差分布に関しては大きな変化は見られない(図4の位相分布が基準の位相分布となる)。実験値と比較では、振幅に関する計算結果は実験とかなりよく一致している。一方、位相分布については、翼前半( $x_r/C_r < 0.4$ )では一致が見られるものの、翼後半部で大きな違いが現れる。翼後半部での位相分布の急激な変化の原因については、翼面境界層の剥離、遠心力効果などが考えられるが、詳しい点については明かではない。ここで、翼後縁近傍で位相の急激な変化が図に現れているが、これは位相分布作図の方法に起因することであり、物理的な意味はない(以下の位相分布についても同様)。

図5には、圧力差分布の半径方向分布を示す。特に位相分布については、翼列間隔をパラメータにした比較を図6に示す。また、IGVからの後流と動翼との位置関係を図7に示す。振幅値はtip側にいくほど翼前縁での値が大きくなり、分布も $x_r/C_r \sim 0.2$ 付近の極小値が消え、単調な形になっている。位相分布の半径方向分布は、上流側IGVのスタガ角の翼高さ方向変化が少ないこともあり、目だって大きな変化は見られないが、後流と翼との位置関係によって、tip側に位相が遅れて

いる(図6参照)。また、翼列間隔の変化により後流と翼との位置関係が変わるため、平均径位置を中心とした位相分布の翼高さ方向への変化の割合が大きくなっている。

これらの結果は、平均径位置を除いては実験的には検証できていないが、平均径位置での実験と計算結果との比較的よい一致は、計算コードに対する特別な調整なしに得られた結果であることから、tipまたはhubに十分に近く二次流れ等の

影響が強く現れるところ以外ではSTRIP理論は有効で、平均径での予測精度と同様の予測精度が期待される。ただし、この点については、さらに検証が必要である。

図8、9には非定常揚力 $C_{L, in}$ 、非定常モーメント $C_{M, in}$ を示す。また、翼前縁での変動速度振幅を、平均径位置での値との比で図10に示す。既報で示したように、翼前縁での変動速度振幅 $W_{s, in}$ で無次元化した揚力係数、モーメント係数の振幅は、翼間距離に無関係になっているが、位相に関しては、翼列間隔が大きくなると、後流が翼面と衝突する位置が変化するため、わずかながら差異が現れ、翼高さ方向への変化が大きくなっている。図8の揚力係数振幅値は hub 側 ( $R = 150$ ) で小さく、tip 側 ( $R = 210$ ) に向けて大きくな

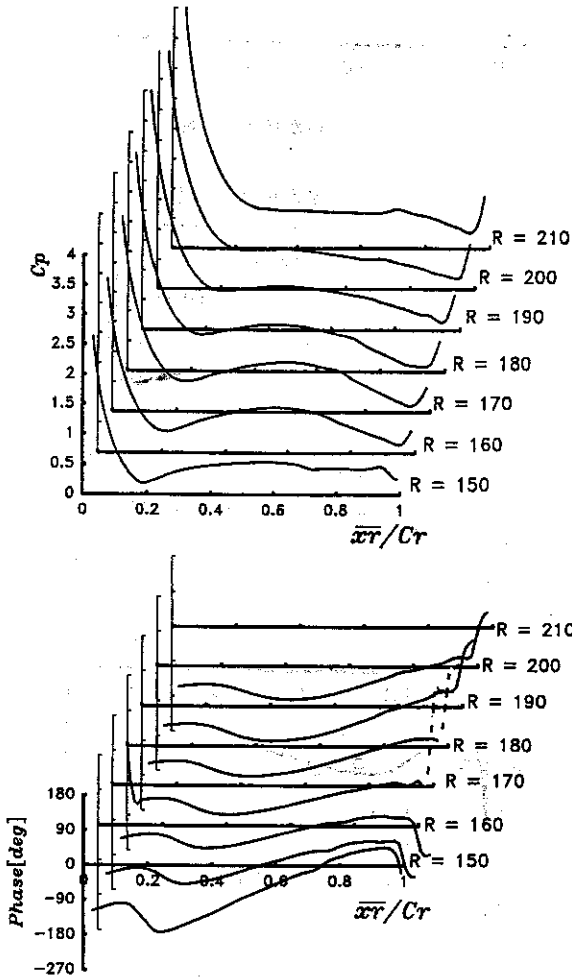


図5 動翼非常圧力差分布の半径方向への変化

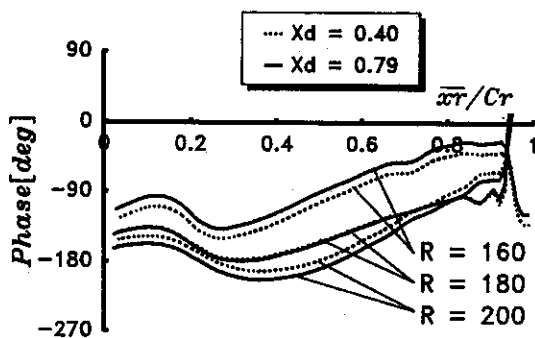


図6 非常圧力差の位相分布の比較

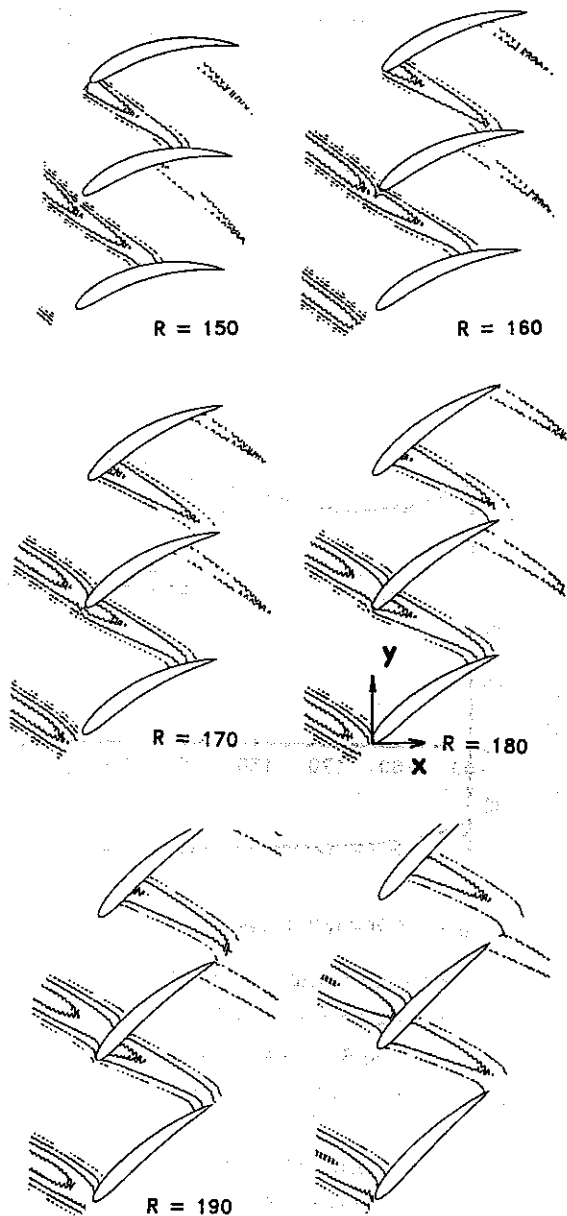


図7 IGVからの後流と動翼との位置関係図

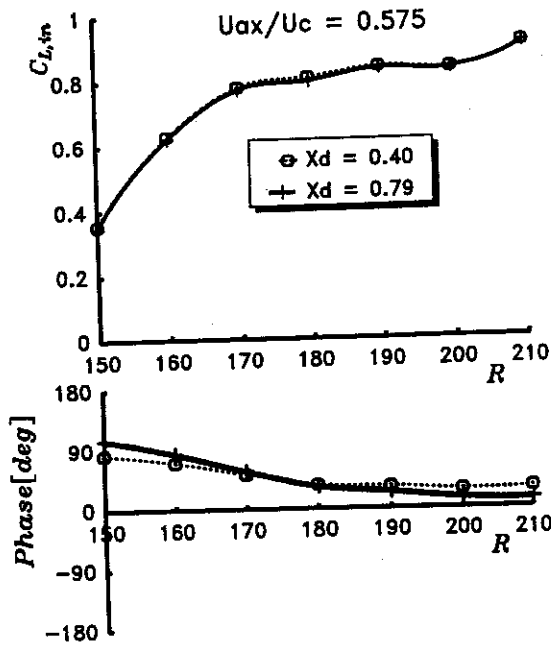


図8 動翼に作用する非定常揚力

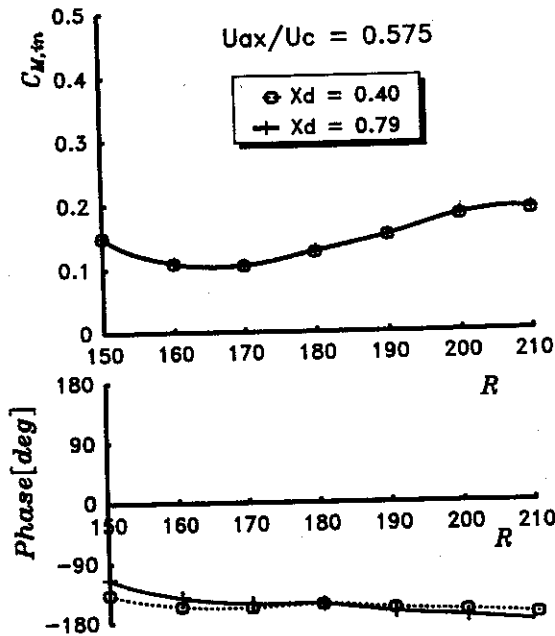


図9 動翼に作用する非定常モーメント

っているが、逆に変動速度振幅はtip側に減少しているため、非定常揚力の絶対値は平均径付近で極大となる。

3.2.3 動翼列-静翼列 平均径位置における静翼表面の非定常定常圧力差分布の計算結果を、実験値とともに図11に示す。なお、図の表現方法は上記の動翼列の場合に準ずる。実験値と比較すると、振幅に関する計算結果は、翼中央部で差異が見られるもの、実験とはほぼ一致している。位相分布については、動翼の場合と異なり、翼面上のかんりの部分で実

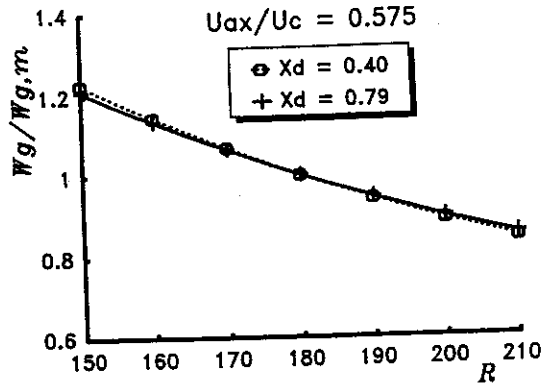


図10 動翼前縁での変動速度振幅

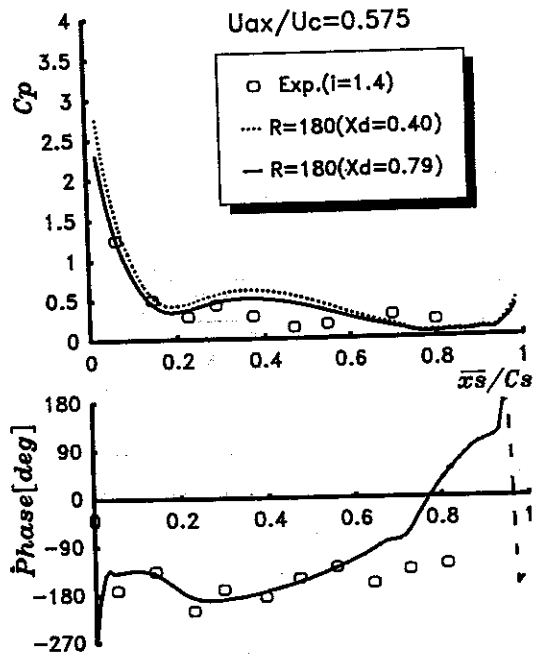


図11 静翼非定常圧力差分布(平均径位置)

験と計算が一致している。

図12には、圧力差分布の半径方向分布を、図13には位相分布の比較図を示す。また、動翼列からの後流と静翼との位置関係を図14に示す。振幅値はtip側に行くほど翼前縁での値が大きくなっている。また、hub側付近では $x_s/C_s \sim 0.2$ および $\sim 0.6$ 付近での極小が確認される。位相分布の半径方向分布は、動翼列のスタガ角の半径方向変化が大きく、後流が翼面と衝突する位置が変形方向に変化するため、明かな分布形状の変化が見られる。また、この現象は翼間距離の変化によっても顕著に発生することが図からわかる。この様な位相分布の変化は非定常揚力やモーメントに大きな影響を及ぼすことから、後流励振力を考える場合に、上流側翼列のスタガ角が重要であることがわかる。

図15, 16には非定常揚力 $C_{L,in}$ 、非定常モーメント $C_{M,in}$

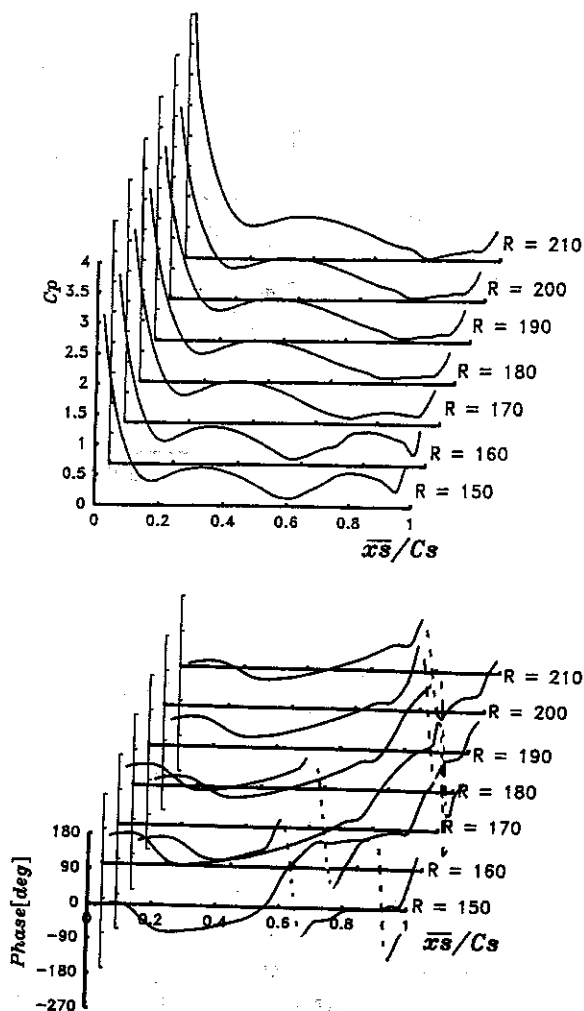


図12 静翼非定常圧力差分布の半径方向への変化

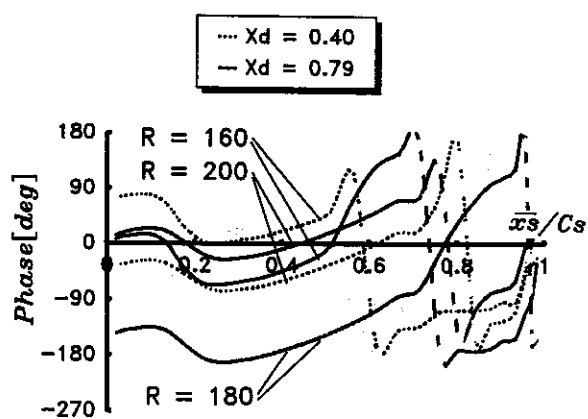


図13 非定常圧力差の位相分布の比較

を示す。また、翼前縁での変動速度振幅を、平均径位置での値との比で図17に示す。図15の揚力係数振幅値は hub 側で小さく、平均径位置から tip 側に向けてほぼ一定となっている。従って、動翼列の場合と同様、変動速度振幅は tip 側に減少

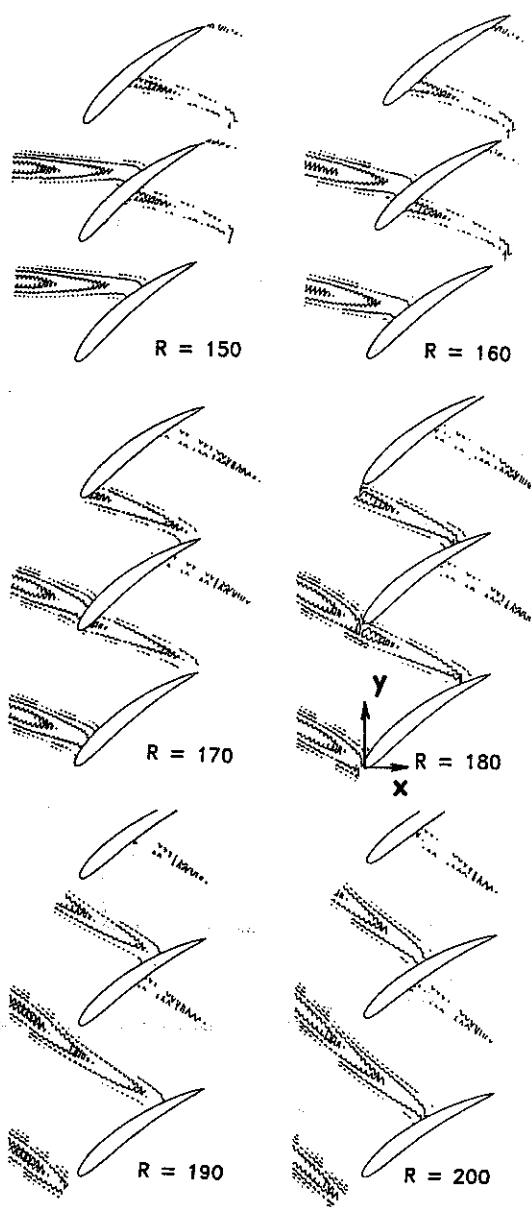


図14 動翼からの後流と静翼との位置関係図

している。非定常揚力の絶対値は平均径付近で極大となる。モーメント係数は半径方向への変化は大きくはないが、若干、tip 側に減少している。位相はいずれも半径方向に大きく変化しており、結果として、流入する後流の半径方向位相分布が、翼全体に作用する非定常揚力等に重大な効果をもたらすことがわかる。

#### 4. 結言

本論文では、多段軸流圧縮機内の後流に非定常流れに対する動静翼列の応答解析法を、STRIP理論に基づき展開し、数値計算により、非定常応答に対する翼高さ方向への後流特性の

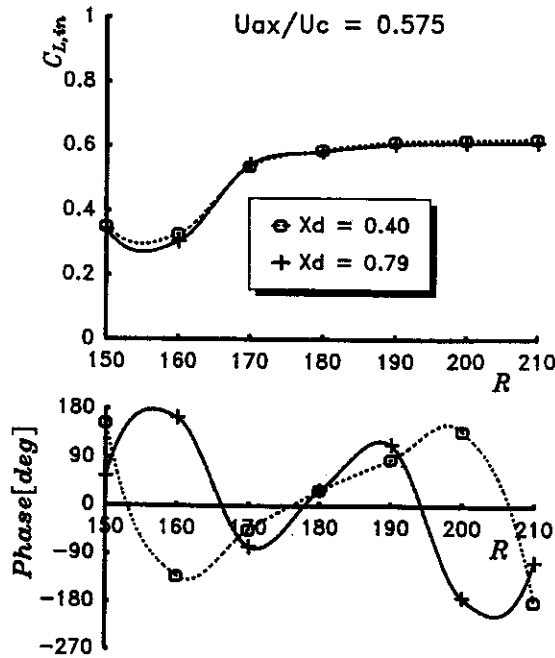


図15 静翼に作用する非定常揚力

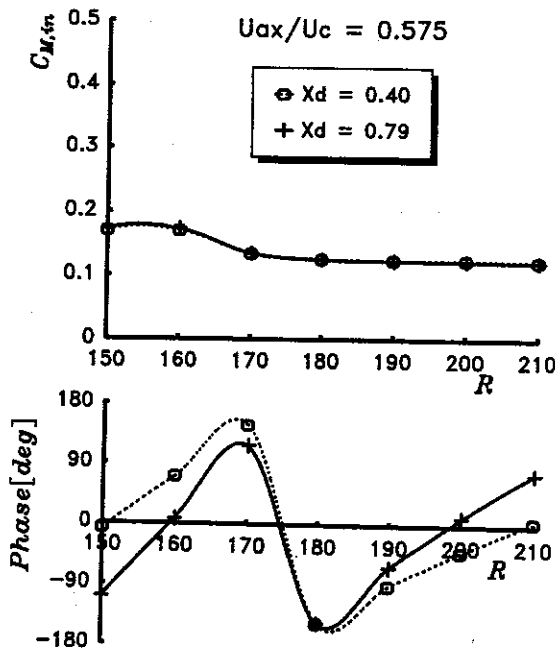


図16 静翼に作用する非定常モーメント

変化、翼間距離等の効果を明らかにした。この結果得られた知見をまとめると以下ようになる。

- (1) 動翼、静翼とも、平均半径位置での圧力差分布の計算値は実験値とかなり一致する結果を得た。平均径以外でも同等の計算精度が期待されるが、比較する実験データがないた

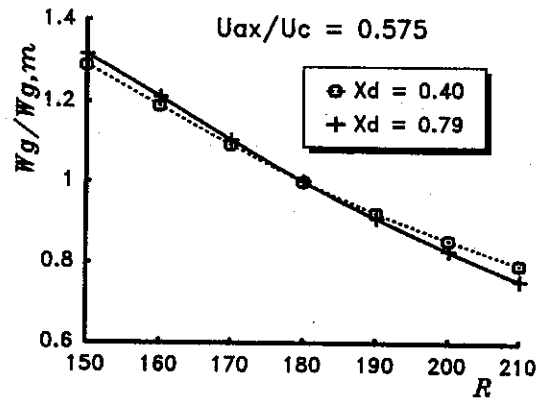


図17 静翼前縁での変動速度振幅

め、STRIP理論の妥当性についてはさらに検討する余地がある。

- (2) スタガ角の半径方向への変化により、各翼断面における後流と翼との位置関係（渦度波の半径方向の位相関係）が変化する。そのため、非定常圧力差分布の位相分布が大きく影響を受け、結果として非定常揚力、モーメントが影響を受ける。特に、スタガ角変化の大きな動翼からの後流を感じる静翼で影響の度合いが顕著になっている。
- (3) 圧力差、揚力などの振幅値は、各翼断面上での翼前縁変動速度で無次元化した場合には、翼列間隔によらずほぼ一定になる。しかし、位相に関しては、後流と翼との位置関係が翼列間隔の変化により変わるため、翼列間隔の増加とともに翼高さ方向へ位相分布が大きく変化する。

終わりに、本論文作成にあたって、校閲委員より貴重な助言を得たことをここに記し、謝意を表す。

## 文献

- (1) 西山, 船崎, 機論, 50-454, B(1984), 1476
- (2) 西山, 船崎, 機論, 52-482, B(1986), 3435
- (3) 船崎, 機論, 機論, 57-537, B(1991), 1645
- (4) 船崎, 機論, 機論, 57-537, B(1991), 1695
- (5) Rai, M. M., AIAA Paper, AIAA-87-2058, 1987
- (6) 石原, 船川, 機論, 45-397, B(1979), 1213
- (7) 石原, 田中, 山崎, 機論, 56-528, B(1990), 2397
- (8) Namba, M. Toshimitsu, K. and Li, P., Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers, ed. Pan, T., Pergamon Press, 1989, 21
- (9) 生井, 井上, ターボ送風機と圧縮機, コロナ社, 1988, 384
- (10) Manwaring, S. R. and Fleeter, S., J. Propulsion, 6-5(1990), 590