621.515.5-226.2 : 533.695.5.001.5

圧縮機用翼型の一翼列実験*

河崎 俊夫** 佐藤 義***

Some Tests on Cascades of a Compressor Blade

by Tosio KAWASAKI and Tadashi SATO

Cascade tests were made on a compressor blade with a prescribed pressure distribution.

(i) In the tests of cascades of compressor blades, there exists enormous increase in the axial velocity through cascades caused by the growth of boundary layer on both side walls, and the test results deviate considerably from what the two-dimensional potential theory predicts.

(ii) In order to estimate the effects of increase in the axial velocity through cascades, a simple two-dimensional model with sources as show in Fig.12 is assumed to represent the actual status, and a calculation is carried out about it. A comparison with experimental results leads to a satisfactory agreement in regard to turning angle and pressure distribution.

(iii) The method presented here is considered to afford a correction which deduces two-dimensional characteristics of blades in cascades from data obtained in conventional cascade tunnels, however, further examination with data from various test facilities will be needed.

1. 緒 言

与えられた圧力分布を有する圧縮機用の翼型を設計し、それについて低速翼列風どうで実験を行った。その結果、転向角は割合に理論値に近い値が得られたが、翼列を通過する圧力上昇および翼のまわりの圧力分布より求めた揚力係数は測定された転向角から予想されるものよりはるかに小さい。これは、圧縮機用の翼列のような減速翼列では、両側壁における境界層の発達が著しく流れが中央に集り、中央断面において翼列を通過して相当に大きな軸流速度の増加が見られることに最大の原因があるようである。そこでこの軸流速度が増加する影響を見るために、第12図に示したような二次元ポテンシャル流の場合の中にわき出しのある一つの模型を考えそれについて計算を行った。軸流速度の増加を実験値と合せると、翼型のまわりの圧力分布はよく実験事実を説明する。また転向角はわずかに増加するがこれも実験と傾向が一致する。

2. 実験装置と測定

実験は測定部 450×750 mm の低速翼列風どう⁽¹⁾で行われた。本実験では、第1図に示すように、ピッチ t (弦長を長さの単位とする) および流入風速 w_1 の方向と翼列軸とのなす角、すなわち流入角 β_1 を一定と

第 1 図

して、流入迎え角 φ_1 を変化させて測定を行ったので、流入迎え角 φ_1 を変えると同時に翼列角 α も変化する。その間の関係は

$$\beta_1 + \varphi_1 = \beta_2 + \varphi_2 = 90^\circ - \alpha$$

ただし β_2 および φ_2 は流出速度 w_2 に対する流出角および流出迎え角である。

入口状態の測定としては、入口静圧を翼列より約 1 弦長上流の両側壁で各 3 個ずつの静圧孔より求めた。その他の量は、特に個々の場合について測定は行わなかった。予備実験によって、入口全圧は出口で翼の後流外の全圧と等しく、また流入風向は $\pm 0.2^\circ$ の精度で風どう軸の方向と一致することがわかったからである。

出口状態の測定としては、ほぼ中央断面で中央翼を中心として、全圧・静圧および風向の翼列軸方向の分

* 昭和29年4月5日 第31期定時総会講演会において講演、原稿受付 昭和30年7月22日。

** 正員、運輸技術研究所。

*** 運輸技術研究所。

布を測定した。すなわち全圧および静圧は外径 2 mm 内径 1 mm の全圧管および静圧管を用いて翼の後流を測定し、外径 4 mm の円柱型 3 孔風向計を用いて翼の後流外の風向分布を求めた⁽²⁾。

更に中央の翼には上下面総計 31 個の静圧孔が設けられ、それより多管マノメータを介して翼型回りの圧力分布を求めた。これらより得られた資料は前報告⁽²⁾の方法で整理した。

なお実験に使用した翼の数は、ピッチ $t=1.0$ の場合は 7 枚、 $t=1.20$ の場合は β_1 の小さい部分では 7 枚、大きな部分では 5 枚であった。また上下の壁はたわみ壁になっていて、入口静圧がなるべく一様になるように、かつ流出方向がなるべく一様になるように調節した。かかる方法によって減速翼列の場合でも十分無限枚の翼列に近似していると考えられる⁽¹⁾⁽³⁾。

3. 翼 型

翼型は圧力分布を与えて求めた一系の翼型の中の一つである。航空機の翼型としては上面および下面ともに比較的一様な速度分布を持ったいわゆる層流翼がすぐれた性能を示す。しかし層流翼は、通常の軸流圧縮機における $1 \sim 8 \times 10^5$ 程度のレイノルズ数で気流の乱れも著しく、かつ翼表面も非常にあいまいな場合には、その優位は疑わしい⁽⁴⁾⁽⁵⁾。ここでは低いレイノルズ数においても割合によい性能を示す⁽⁶⁾ NACA 6412, 6409 系の翼の圧力分布を使用することにした。

設計条件

圧力分布 単独 NACA 6412, 6409 $c_z=0.72$

翼列条件 $t=1.20$ $\beta_1=36^\circ$

計算は河崎の方法⁽⁷⁾によって、6412 および 6409 より導かれる圧力分布に対応する翼列用の翼型を求め、内挿法によって厚さ 10% の翼型とし B 72-1236-10 と名づけた。翼型の座標および設計点の性能を第 1 表に示す。第 2 図はその形状を示し、また与えた圧力分布

第 2 図

は第 14 図 (a) の点線で示してある。(同図の実線は逆に B 72-1236-10 翼型から求めた圧力分布であって、前縁上面を除いては完全に一致している。)

翼型はマホガニー製で、表面はラッカ仕上、精度は 5/100 mm 程度である。弦長は 150 mm、翼幅は 450 mm である。

4. 実験結果

実験は入口風速 33~44 m/s ぐらいで行われた。おもな実験条件をまとめると、

模 型 の 縦 横 比 3:0

第 1 表 B 72-1236-10

$x\%$	$y_u\%$	$y_s\%$	$x\%$	$y_u\%$	$y_s\%$
0	0	—	50	10.84	1.01
1.25	1.65	-0.97	55	10.57	0.97
2.5	2.51	-1.15	60	10.12	0.89
5	3.86	-1.21	65	9.53	0.77
7.5	4.96	-1.12	70	8.77	0.63
10	5.91	-0.96	75	7.86	0.45
15	7.44	-0.55	80	6.80	0.27
20	8.65	-0.15	85	5.58	0.06
25	9.58	0.22	90	4.16	-0.14
30	10.24	0.51	95	2.50	-0.32
35	10.66	0.74	97.5	1.51	-0.36
40	10.89	0.89	98.75	0.93	-0.34
45	10.94	0.99	100	0	—

設計点の性能	α	$47^\circ 57'$	φ_2	$-4^\circ 20'$	* NACA 64 系のこの厚さの翼の示す圧力分布に相当することを意味する。
	φ_1	$7^\circ 3'$	$\beta_2 - \beta_1$	$11^\circ 23'$	
	φ_∞	$2^\circ 0'$	圧力分布*	10.93%	

実験レイノルズ数 $2.7 \sim 4.3 \times 10^5$

臨界レイノルズ数 3.10×10^5

ただし実験レイノルズ数は入口風速に基いたものであり、臨界レイノルズ数は球の実験より得られたものである⁽¹⁾。実験レイノルズ数はほぼ翼列についての臨界レイノルズ数を越えたところにあるので⁽³⁾、この程度のレイノルズ数の変化による翼列性能の変化は十分小さいと考えてよからう。

実験は

$t=1.00, 1.20$

$\beta_1=48^\circ, 42^\circ, 36^\circ, 30^\circ, 24^\circ, 18^\circ$

B 72-1236-10 $R=2.8 \sim 3.1 \times 10^5$

第 3 図

まず轉向角 ($\beta_2 - \beta_1$) を ($\beta_1 + \varphi_1$) の関数として第 4 図に示す。翼列の α 一定の線は $90^\circ - \alpha = \beta_1 + \varphi_1$ だから縦軸で与えられる。この図と次の損失の図とよりわかることは、単独翼に比べて負の失速が著しく大きな φ_1 の値で生

の場合について、迎え角 φ_1 は 0° より 3° おきに失速を起すまで、すなわち $18^\circ \sim 24^\circ$ くらいまで変化させた。

最初に単独翼としての実験を行った。その結果を第 3 図に示す。

次に翼列の場合について、

(i) 轉向角

第 4 図

じ、また正の失速も大きな φ_1 の値で生ずる。翼列で一般に見られる傾向である⁽²⁾。

(ii) 損失 平均の全圧損失 Δh_{∞} を入口動圧に対する比の形で第 5 図に示す。 t または β_1 が小さくなると損失は大きくなるが、これは翼 1 枚当りの流量が少なくなるためであらう。またピッチ t が大きくなると、上面の失速も下面の失速もともに φ_1 の小さい方に移動する。

(iii) 圧力上昇 翼列を通過する圧力上昇を示すために、入口動圧と出口動圧(翼の後流の外)との比を第 6 図に示した。圧力上昇との関係はベルヌーイ

第 5 図

第 6 図

の式

$$g = p_1 + \rho/2 w_1^2 = p_2 + \rho/2 w_2^{*2}$$

を用いて

$$\frac{g - p_2}{g - p_1} = \frac{w_2^{*2}}{w_1^2} = 1 - \frac{p_2 - p_1}{\rho/2 w_1^2} \dots\dots\dots (1)$$

ただし g は全圧, p_1, p_2 はそれぞれ翼列前後の静圧である。 w_1 は流入速度 w_2^* は翼の後流外の流出速度である。圧力上昇は第 4 図の転向角より二次元ポテンシャル流の仮定の下に予想される値

$$(w_2/w_1)^2 = (\sin \beta_1 / \sin \beta_2)^2 \dots\dots\dots (2)$$

よりはるかに小さく、かつ翼型自身はまだ失速していないにもかかわらず、圧力上昇には一定の限度があるようである。

(iv) 翼弦に垂直な力 翼型のまわりの圧力分布を積分して得た翼弦に垂直な力 N を入口動圧に対する比を c_{N1} として第 7 図に示す。これも転向角より予想される揚力係数 c_{z1} (揚力 L を入口動圧で割ったもの) より著しく小さい。

第 7 図

$$c_{z1} = 2t(\cot \beta_1 - \cot \beta_2)(\sin^2 \beta_1 / \sin \beta_{\infty}) \dots (3)$$

ただし $\cot \beta_{\infty} = (\cot \beta_1 + \cot \beta_2)/2$

なお第 7 図には二、三不規則な変化が見られるが、後に再び吟味することとする。

以上のように実験結果が二次元ポテンシャル流より導かれた結果と著しく異なるので、測定された風向と風速とから、翼列の後流も含めた平均速度 $\bar{w}_2$ を翼列軸に垂直および平行成分 $\bar{u}_2$ および $\bar{v}_2$ に分け、今その

軸流速度 $\bar{u}_2$ を入口軸流速度 u_1 の比として第 8 図に示す。この異常な軸流速度の増加は主として、翼列を通過して静圧の上昇があるために両側壁における境界層の発達が著しく、時にはそこにはく離を生じ、その結果流れが中央部によせられるためである。第 9 図は出口面全体にわたっての全圧損失の流出動圧 $\rho/2 w_2^{*2}$ に対する比の分布である。また、迎え角をとるにしたがって側壁の境界層の発達するようすは第 10 図に明らかである。第 10 図は、翼と翼とのほぼ中間において測定した翼幅方向の全圧損失の $\rho/2 w_2^{*2}$ に対する分布である。第 11 図は翼表

第 8 図

第 9 図

第 10 図

第 11 図

面の流れをすすを塗って調べたものであるが、上面においては著しい内方向への流れが、明らかに認められる。

5. 解 析

上記のように圧縮機用翼列の実験においては、翼列を通して著しい軸流速度の増加が見られるので、この点について簡単な解析を行う。

第 12 図

軸流速度の増加を考察するために、第 12 図のように翼と翼との間にわき出しを置いた二次元ポテンシャル流を考えよう。わき出しの強さを、ちょうど軸流速度の増加分に等しくとってやる。

この流れを解くには等角写像による翼列の解法において、流れの複素ポテンシャルにこのわき出しの項を加えてやればよい。今第 12 図の翼列面 $\zeta = \xi + i\eta$ が第 13 図の z 面の単位円に写像されたとして、その関数がたとえば次のように

第 13 図

なったとする。

$$\zeta = \frac{t}{2\pi} \left[e^{-i\alpha} \log \frac{z + me^{i\beta}}{z - me^{i\beta}} + e^{i\alpha} \log \frac{z + e^{i\beta}/m}{z - e^{i\beta}/m} \right] + c_0 + \frac{c_1}{z} + \frac{c_2}{z^2} + \dots \quad (1)$$

ζ 面と z 面の対応は $\zeta = \infty$ が $z = me^{i\beta}$ にかつ翼の後縁が $z = 1$ に対応するようにする。 m, β および $c_0, c_1, \dots$ などは翼型が定まれば決定される⁽⁷⁾。

次にわき出しを置くべき位置であるが, 簡単のために $z=\infty$ に対応する z 面の点であると仮定しよう. この点は平板翼列の場合には相隣る平板翼の中心点を結ぶ線分の中点に対応する. よって そりや厚さがあまり大きくない翼列ではほぼ相隣る翼の中央付近にくる

と考えてよい. 以上によって, z 面における複素ポテンシャルは, $z=-me^{i\beta}$ に Q_1 のわき出しと Γ_1 の渦, $z=me^{i\beta}$ に Q_2 の吸込みと Γ_2 の渦と, 更に $z=\infty$ に Q_2-Q_1 の強さのわき出しを置けばよいのであって, 境界条件を満たす複素ポテンシャル $W(z)$ は,

$$\begin{aligned} W(z) &= \frac{Q_1}{2\pi} \log(z+me^{i\beta})(z+e^{i\beta}/m) - \frac{Q_2}{2\pi} \log(z-me^{i\beta})(z-e^{i\beta}/m) \\ &\quad + \frac{i\Gamma_1}{2\pi} \log \frac{z+me^{i\beta}}{z+e^{i\beta}/m} + \frac{i\Gamma_2}{2\pi} \log \frac{z-me^{i\beta}}{z-e^{i\beta}/m} + \frac{Q_2-Q_1}{2\pi} \log z \\ &= \frac{Q_1}{2\pi} \left[\log \frac{z+me^{i\beta}}{z-me^{i\beta}} + \log \frac{z+e^{i\beta}/m}{z-e^{i\beta}/m} \right] + \frac{i\Gamma_1}{2\pi} \log \frac{z+me^{i\beta}}{z+e^{i\beta}/m} + \frac{i\Gamma_2}{2\pi} \log \frac{z-me^{i\beta}}{z-e^{i\beta}/m} \\ &\quad + \frac{Q_2-Q_1}{2\pi} \log \frac{z}{(z-me^{i\beta})(z-e^{i\beta}/m)} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

最後の項が補正項である.

$$\text{速度は } u-iv = (dW/dz)/(d\zeta/dz) \dots\dots\dots (3)$$

で与えられるので, 以下普通の翼列理論と全く同様にして解けばよい⁽⁷⁾. まず $z=\mp me^{i\beta}$ における速度を比較して,

$$\left. \begin{aligned} Q_1/t &= w_1 \cos(\alpha+\varphi_1), & \Gamma_1/t &= -w_1 \sin(\alpha+\varphi_1) \\ Q_2/t &= w_2 \cos(\alpha+\varphi_2), & \Gamma_2/t &= w_2 \sin(\alpha+\varphi_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

翼の表面では $z=e^{i\theta}$ において,

$$\left(\frac{dW}{dz} \right)_{z=e^{i\theta}} = \frac{-1}{ie^{i\theta}} \left[\frac{Q_1}{2\pi} \frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_1^2(\theta-\beta)} + \frac{Q_2}{2\pi} \frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_2^2(\theta-\beta)} - \frac{\Gamma_1}{2\pi} \frac{m^2-1}{r_1^2(\theta-\beta)} - \frac{\Gamma_2}{2\pi} \frac{m^2-1}{r_2^2(\theta-\beta)} \right] \dots\dots\dots (5)$$

ただし $r_1^2(\theta-\beta) = m^2+1+2m \cos(\theta-\beta)$, $r_2^2(\theta-\beta) = m^2+1-2m \cos(\theta-\beta)$

(5) を (4) に代入し, 後縁で速度が零になるという Joukowski の条件を書き直すと,

$$\tan(\alpha+\varphi_2) = \frac{2m \sin(-\beta)}{m^2-1} + \frac{1}{A} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)} \left[\frac{2m \sin(-\beta)}{m^2-1} + \tan(\alpha+\varphi_1) \right] \dots\dots\dots (6)$$

ただし A は軸流速度の比である.

$$A = w_2 \cos(\alpha+\varphi_2)/w_1 \cos(\alpha+\varphi_1) = Q_2/Q_1$$

圧縮機用の翼列では通常 A が大きくなると転向角は増加する. しかしピッチが1の付近では $r_2^2(-\beta)/r_1^2(-\beta)$ は 0.05 くらいであるので大した量ではない.

最後に翼型のまわりの速度分布は, (3) に (1) および (5) を入れて

$$\frac{w}{w_1} = \frac{t}{2\pi} \cos(\alpha+\varphi_1) \left[\frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_1^2(\theta-\beta)} + A \frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_2^2(\theta-\beta)} + \tan(\alpha+\varphi_1) \frac{m^2-1}{r_1^2(\theta-\beta)} - A \tan(\alpha+\varphi_2) \frac{m^2-1}{r_2^2(\theta-\beta)} \right] \\ \sqrt{(d\xi_p/d\theta)^2 + (d\eta_p/d\theta)^2} \dots\dots\dots (7)$$

更に弦長 ξ_p の代りに次式で定義される ϑ を用い, 前報告⁽⁷⁾と同様に次の $\bar{\theta}$ を用いると,

$$\left. \begin{aligned} \xi_p &= 1/2 \cos \vartheta \\ 2R \cos \bar{\theta} &\equiv \frac{t}{2\pi} \left[\cos \alpha \log \frac{r_1^2(\theta-\beta)}{r_2^2(\theta-\beta)} + 2 \sin \alpha \tan^{-1} \frac{2m \sin(\theta-\beta)}{m^2-1} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ただし $2R$ は右辺の最大値. (7) は

$$\frac{w}{w_1} = \frac{\cos(\alpha+\varphi_1)}{\cos \alpha} \cdot \frac{\frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_1^2(\theta-\beta)} + A \frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_2^2(\theta-\beta)} + \tan(\alpha+\varphi_1) \frac{m^2-1}{r_1^2(\theta-\beta)} - A \tan(\alpha+\varphi_2) \frac{m^2-1}{r_2^2(\theta-\beta)}}{\frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_1^2(\theta-\beta)} + \frac{2m \sin(\theta-\beta)}{r_2^2(\theta-\beta)} + \tan \alpha \frac{m^2-1}{r_1^2(\theta-\beta)} - \tan \alpha \frac{m^2-1}{r_2^2(\theta-\beta)}} \\ \times \frac{2R \sin \bar{\theta}}{\sqrt{(d\xi_p/d\theta)^2 + (d\eta_p/d\theta)^2}} \cdot \frac{d\bar{\theta}}{d\vartheta} \dots\dots\dots (9)$$

6. 実験との比較

まず転向角について計算した結果を第2表に示す. 軸流速度の増加が小さいうちは修正量も小さいが, 大きくなるとかなりの量に達し, 修正を行った方が実験とよく合うようである.

翼型のまわりの圧力分布については $\varphi_1=7^\circ 3'$ と, $13^\circ 3'$ の二つの場合について理論と実験との比較を第14図(a)(b)に示した. $\varphi_1=7^\circ 3'$ は本翼型の設計条件であって, 点線は設計に使用した速度分布, 実線は本翼型について筆者の方法⁽⁷⁾で解いたものを示す. 上面前縁付近を除いてはよく一致している. 実験との比較

第 2 表

φ_1	$\beta_2 - \beta_1$			A
	二次元理論	本理論	実験	
7°3'	11°5'	11°9'	11°6'	1.110
13°3'	16°8'	17°4'	17°2'	1.168
19°3'	21°9'	23°5'	23°4'	1.415

第 14 図

では、前縁付近は上下両面ともあまり一致はよくないが、下面全体および上面後半部における速度増加はよく合っている。更にこの圧力分布を見てわかることは、翼に働く力は二次元ポテンシャル論で得られるものに比して著しく小さいことで、本修正法によってこの点もかなり実験値に近づいた。 $\varphi_1=13^\circ 3'$ についても以上の傾向は全く同じである。

さて本実験の結果を見ていると、 $t=1.00$, $\beta_1=42^\circ$ および $t=1.20$, $\beta_1=36^\circ$ に対しては転向角は特に小さくないにもかかわらず圧力上昇が異常に低く、かつ翼に働く力も小さいことがわかる。この二つの場合は第 8 図によれば異常に軸流速度が速い。軸流速度が速ければ前節の考察より当然揚力の減少が予想されるから、これら一連のかたよりは独立なものではない。これらの場合になぜ特に軸流速度が早くなったかは明らかでないが、たぶん側壁のわずかのあらさなどが原因しているのであろう。

最近単純な固定壁を持った境界条件の下での翼列実験は翼の二次元的特性を示すものでないことが論じら

れている⁽³⁾。完全に二次元の特性をうるには側壁を多孔質の壁にして境界層の吸取りを行う必要があるようである。今までの普通の翼列実験と翼の二次元的性能との関係も明らかでない。実際の現象は、二次的な流れ⁽⁸⁾、翼端より流れ出す誘導渦⁽⁹⁾、および側壁の境界層の発達による軸流速度の増加⁽¹⁰⁾ 等の組合わさった非常に複雑なものである。これらの現象をまとめて簡単な普通の翼列実験に対する修正法を見出す努力は今までのところ成功しているとはいえない。本方法も修正法に対する一つの提案であるが、まだ十分に検討するまでに至っていない。

7. 結 論

圧力分布を与えて設計した一つの圧縮機用翼型の翼列実験の結果を述べ、次のような結論を得た。

(i) 圧縮機用翼列のような減速翼列では、翼列を通過する軸流速度の増加が著しく二次元的性能を示さなくなる。軸流速度の増加は側壁の境界層が主流の圧力上昇のために著しく発達し流れが中央に集まるために生ずるものである。

(ii) 軸流速度の増加が翼列性能に及ぼす影響を調べるために、わき出しを有する第 12 図のような簡単なモデルを考えて、転向角および翼型回りの圧力分布を算出して実験値と比較し、相当によく実験事実を説明することができた。

(iii) このモデルは普通の翼列実験に対する一つの修正法を提案するものであるが、更に多くの実験例について検討することが望ましい。

付録. 簡単な流出方向の推定法

第 5 節の (6) によって軸流速度が増加する場合の流出方向を求めようが、ここではかかる翼列に対する理論的な解を求めないで簡単に推定する方法を考える。

一般に $r_2^2(-\beta)/r_1^2(-\beta)$ は常用の翼列では小さな値であって大塚氏の方法あるいは後に述べる方法などによって推定しようとすれば、ある一つの状態 φ_1^* , A^* における φ_2^* の値から、他の任意の φ_1 , A における流出方向 φ_2 を求めよう。(6) と * 状態における (6) とから $2m \sin(-\beta)/(m^2-1)$ を消去して

$$\tan(\alpha + \varphi_2)$$

$$= \frac{\tan(\alpha + \varphi_2^*) - \frac{1}{A^*} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)} \tan(\alpha + \varphi_1^*)}{1 + \frac{1}{A^*} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)}} \times \left[1 + \frac{1}{A} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)} \right] + \frac{1}{A} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)} \tan(\alpha + \varphi_1) \dots \dots \dots (a)$$

次に $r_2^2(-\beta)/r_1^2(-\beta)$ の評価であるが、大塚氏⁽¹¹⁾の方法によってもよいがピッチが割合に大きくなると同氏の方法は精度が低下すると考えられるので、次の簡単な方法によってもよい。第 12 図の z 面を等しく

する, すなわち m, β を等しくする平板翼列を与えられた翼列の等価平板翼列と名づける. その弦長を l_e , 翼列角を α_e とすると, よく知られているように m, β と l_e, α_e との関係は

$$\left. \begin{aligned} \tan(-\beta) &= \frac{m^2-1}{m^2+1} \tan \alpha_e \\ \frac{l_e}{2} &= \frac{t}{2\pi} \left[\cos \alpha_e \log \frac{r_1^2(-\beta)}{r_2^2(-\beta)} + 2 \sin \alpha_e \tan^{-1} \frac{2m \sin(-\beta)}{m^2-1} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots (b)$$

第 15 図

で与えられる. 第 15 図に α_e をパラメータとして $r_2^2(-\beta)/r_1^2(-\beta)$ と t/l_e の関係を示す. 更に α_e は零揚力角を φ_0 とすると

$$\alpha_e = \alpha + \varphi_0 \dots\dots\dots (c)$$

また l_e はもちろん翼列配置によって異なるけれども, 経験的に圧縮機用の翼列では次式で近似しうる.

$$l_e = 1 + e \dots\dots\dots (d)$$

ただし e は最大厚 t の弦長に対する比. φ_0 の推定が困難なときは (a) より導かれる.

$$\tan(\alpha + \varphi_0)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\tan(\alpha + \varphi_2^*) - \frac{1}{A^*} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)} \tan(\alpha + \varphi_1^*)}{1 + \frac{1}{A^*} \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)}} \\ &\quad \times \frac{1 + \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)}}{1 - \frac{r_2^2(-\beta)}{r_1^2(-\beta)}} \dots\dots\dots (e) \end{aligned}$$

を用いて逐次近似で φ_0 を定めてもよい. しかし $r_2^2(-\beta)/r_1^2(-\beta)$ はあまり φ_0 によらないから $r_2^2(-\beta)/r_1^2(-\beta)$ を求めるためには, 逐次近似は必要ではない.

文 献

- (1) 河崎, 佐藤, 翼列風洞についての予備実験, 運研報告, 5 巻 2 号 (1955).
- (2) 河崎, 佐藤, 圧縮機用翼型 NACA 6409 の翼列実験, 機械学会論文集, 21 巻 108 号, 582~588 ページ (昭 30).
- (3) J.R. Erwin & J.C. Emery, Effect of Tunnel Configuration and Testing Technique on Cascade Performance NACA TR 1016 (1951).
- (4) 谷 一郎, 境界層の遷移を後らせる翼型について, 航研報告, 250 (1943).
- (5) I.H. Abbott & A.E. von Doenhoff, Theory of Wing Sections, (1949), p. 150.
- (6) E.N. Jacobs & A. Sherman, Airfoil Section Characteristics as Affected by Variations of the Reynolds Number NACA TR 586 (1936).
- (7) 河崎, 翼型および翼列のまわりのポテンシャル流について, 運研報告, 1 (1951), 127~136 ページ.
- (8) H.B. Squire & K.G. Winter, The Secondary Flow in a Cascade of Airfoils in a Nonuniform Stream, J. Aeron. Sci., 18 (1951), p. 271~277.
- (9) A.D.S. Carter & E.M. Cohen, Preliminary Investigation into the Three-Dimensional Flow through a Cascade of Aerofoils, R & M 2339 (1946).
- (10) N. Scholz, Two-Dimensional Correction of the Outlet Angle in Cascade Flow, J. Aeron. Sci., 20 (1953), p. 786~787.
- (11) 大塚新太郎, 流出方向が一定の翼列について, 機械学会論文集, 19 巻 85 号, 18~21 ページ (昭 28).