533.691:621-253.5

ラジアルタービン動翼内の流れについての研究*

(直線放射状翼の場合)

渡部 一郎**, 有賀 一郎**, 藤江 邦男***

A Study of the Flow Patterns in an Impeller Channel of a Radial Turbine

(In the Case of a Radial Blade Impeller)

by Ichiro WATANABE, Ichiro ARIGA, and Kunio FUJIE

Results of some experimental investigations of flow in rotating impeller passages of a radial turbine are presented. Velocity and static pressure measurements were made with a yaw meter probe fitted within the impeller channel of the rotating impeller. The influences of two performance parameters, i.e. non-dimensional weight flow and non-dimensional rotation speed on the flow behavior within the impeller passage are shown. Further, the flow patterns in blade-to-blade planes are shown for three different passage depths. In addition, a theoretical analysis for mixed flow type is made, which includes the inward-flow type as a special case. For the necessary boundary values at inlet of the impeller in the theoretical study, we use the values observed in the experiment. Theoretical results show a fairly good agreement with the experimental data.

1. ま え が き

ラジアルタービンに関する研究は、すでに 10 数年以前から O. E. Balje⁽¹⁾, W. T. von der Nuell⁽²⁾, R. Birmann⁽³⁾, L. R. Wosika⁽⁴⁾ らによって多くの研究が発表されている。最近でも E. M. Knoernschild⁽⁵⁾, F. J. Wallace⁽⁶⁾ らの研究がある。一方、わが国では水町⁽⁷⁾, 森⁽⁸⁾⁽⁹⁾ らがその特性を解析している。さらにラジアルガスタービンとしての実用化が進むにつれ、各研究所、会社などで性能、設計法についての研究が進展し、幾多の改良が試みられている。著者らはこのラジアルタービンの特性をさらに詳細にはあくし、性能の向上に役立たせるため、タービンの主要構成部である動翼内の流れを研究してきた。動翼内の流れに関しては、これまでもいろいろな研究があり、すぐれた理論的解析も行なわれているが、実際の流動の機構が複雑なために、完全な解明にはいたっていない。また実験も水ポンプや遠心圧縮機については J. T. Hamrick⁽¹⁰⁾ をはじめ数多く報告されているが、ラジアルタービンでは森ら⁽¹¹⁾ の研究以外はあまり発表されていないよ

うである。本報告では作動流体に空気を用い、円周ノズル部と動翼流路内の流れを実験的に測定し、考察を行なっている。すなわち、流量を一定に保ち、回転速度を変化させた場合、流路内での作動流体の挙動を比較した。同時に流路高さ方向での流れ面の変化も調べた。さらに、若干の理論的考察を述べている。

2. 記 号

この報告の中に用いられた記号は次のとおりである。その他の記号はそのつど説明する。

- P_0 : タービン入口全圧 kg/m^2
- p_1 : 動翼入口静圧 kg/m^2
- p_r : 動翼内半径 r における静圧 kg/m^2
- p_a : 大気圧力 kg/m^2
- T_0 : タービン入口全温度 (絶対温度) $^{\circ}\text{K}$
- γ : 比重量 kg/m^3
- ρ : 密度 $\text{kg s}^2/\text{m}^4$
- v : 相対速度 m/s
- u : 周速 m/s
- 2α : 動翼翼間角度
- β : 流れ面接線と回転軸のなす角
- θ : 円周方向角度
- G : 流量 (重量) kg/s
- q : 流量 (体積) m^3/s

* 昭和 36 年 11 月 21 日 広島地方講演会および昭和 38 年 4 月 3 日 第 40 期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和 39 年 1 月 8 日。

** 正員、慶応義塾大学工学部 (小金井市前原町 4 の 794)。

*** 正員、日立製作所中央研究所。

- H : 流路高さ比 ($=h/h_1$)
 Q : 無次元相対速度 ($=v/u_1$)
 R : 半径比 ($=r/r_1$)
 h : 流路高さ m
 r : 動翼上任意半径 m
 Ψ, ψ : 流れ関数
 Γ : 絶対循環
 z : 翼 数
 添 字
 0: タービン入口またはよどみ点の諸量を表わす
 1: 動翼入口の諸量を表わす
 M : 子午面の諸量を表わす
 θ : 円周方向の諸量を表わす

3. 実験装置および実験方法

実験に用いた装置は第1図および第2図に示すようなラジアルエアタービンである。円周ノズル部は羽根のない平行壁ノズルである。また動翼は直線放射状のもので翼数 z は 8 枚である。装置の配置は第3図に示す。ルーツ形圧縮機を空気源とし、これより送られる空気はタンク ①, ② をへてタービンにみちびかれる。流量の増減はバイパスの調整弁を用いて行ない、その

第1図 ラジアルタービン実験装置

第2図 実験用ラジアルタービン

量はタービン入口前方の中間管路に取付けたオリフィス形流量計で測定する。実験順序は、まず前記の調整弁とタービン軸に直結した負荷用発電機で回転制御を行ない、規定の流量、回転速度に調整する。次に、動翼に円筒形三孔ヨーメータ(第4図)を取付け、回転時の動翼流路内の速度、静圧を測定する。この際、圧力はヨーメータより導管およびタービン軸内をへて、軸先端の圧力伝達室にみちびき、ここより外部に取出す。圧力伝達室は第5図に示すようにメカニカルシールにより、三つの圧力室にわかれていて、次に流量を一定に保ったまま異なる回転速度での状態を調べる。動翼の1流路面内に59個、ノズル面内には22個の測定孔がもうけてある(第6図)。さらにヨーメータを流路高さ方向に移動させ、同方向にも3流路面をえらんで測定した。

番号	各部名称	備 考	番号	各部名称	備 考
①	ルーツ送風機	空 気 源	⑧	タービン出口ダクト	
②	弁	流量調整	⑨	測定部	ヨーメータ取付
③	タンク		⑩	直流発電機	負 荷 用
④	流量計	オリフィス形	⑪	回転計	ハンドタコメータ
⑤	タンク		⑫	抵抗器	
⑥	ラジアルタービン		⑬	可変抵抗器	
⑦	圧力伝達室		⑭	直流発電機	フィールド電流用

第3図 実験装置配置図

第4図 円筒形三孔ヨーメータ(動翼用)

第5図 圧力伝達室

4. 実験結果およびその考察

タービンの特性に影響する多くの因子が知られているが、本報告では、一定空気流量(重量)のもとで、回転速度を変化させた場合、また空気流量を変化させた場合等につき調べた。空気流量は $G\sqrt{T_0}/P_0$ で表わし、これを 0.0011 に保ち、回転速度 $n/\sqrt{T_0}$ を 58.5, 87.9, 113.7 と変える。次に流量を 0.0012 に保ち、回転速度を 87.3, 116.6, 145.6 と変えて、流路内の流動状態を調べ、それらのおのおのを比較した。このほか、流量、回転速度の小さい場合についても合わせて検討した。なおヨーメータを用いて得た測定値には遠心力の補正が行なわれている^{(12)~(14)}。

4.1 流路内速度分布 動翼流路内の流動状態を調べるため、その翼間流路面上の相対速度分布を示す。ここでは $2/4$ 流路高さを代表面として考える。第7図は流量 $G\sqrt{T_0}/P_0=0.00095$ 、回転速度 $n/\sqrt{T_0}=35.2$ の場合であるが、無衝突流入時に近い流動を示している。しかし、まだ周速がいくぶん小さいため、流入角度が半径方向に対し、回転方向に偏向している。このため、翼前面側に小さいはく離がおき、流れの方法がややみだれている。同時に背面の入口付近では流れが翼に直接衝突している。しかし内部にいくにつれ、ほとんど半径方向流になり、速度分布も前面側から背面側にかけ、直線的に減少していく。次に流量が 0.0011 に増加し、回転速度も大きくなると、流動状態がいちじるしく異なってくる(第8図)。同図(a)では、無衝突流入時に近いが、第7図のときより、周速がいくぶん大きくなっているため、半径方向に対しやや反回転方向に偏向して流入する。周速が増大するにしたがい、この傾向は顕著となり、翼背面のはく離領域も大

きな範囲にひろがる。また翼前面側の相対速度は周速の増加とともに大きくなるが、これははく離領域の発達にもない。有効流路断面積が小さくなるためと思われる。

このほか、前面に沿う流れが途中で偏向しているがこれはケーシングと動翼の間げきからのもれ、あるいは壁面上の境界層の発達などの影響が考えられる。流量がさらに増加し、 $G\sqrt{T_0}/P_0=0.0012$ になったときにも同様な傾向がみられる(第9図)。ただ周速が前述の場合よりふえるため、翼背面側のはく離領域は非常に大きくなり、うずの形態をとるようになる。流量による相違は、周速を一定にとって比較するとわかる。すなわち、流量が少ないものが、反回転方向への偏向

流量 $G\sqrt{T_0}/P_0 = 0.00095$
周速 $u_1 = 15.7 \text{ m/s}$, 回転速度 $n/\sqrt{T_0} = 35.2$

(ノズル部では絶対速度
動翼部では相対速度を示す)

第7図 動翼流路内速度ベクトル線図
(流路高さ $2/4$ 面)

第6図 動翼およびノズルの測定孔

が大きい。このため、はく離領域も大きくなる。ちょうど一定流量のもとで周速を増大する場合に相当する。これらから流動状態は(周速/流量)の関係によって大きく作用されていることが判明する。円周ノズル部の速度は測定流路の各点に関するかぎり、あまり大きな変化はみられない。また周速、流量の変化による影響もそれほど明確にはあらわれない。

4.2 流路内静圧分布 無衝突流入に近いときは第 10 図のように翼背面側より前面側にかけて、静圧がしだいに減少し、等圧線も半径方向に存在している。流量、周速が増加した第 11 図(a)、第 12 図(a)ではこの等圧線がやや円周方向にかたむき、動翼内での最高静圧は翼背面入口部の付近に移行する。さらに周速の増加とともに等圧線は円周方向に存在するように

流量 $G\sqrt{T_0}/P_0 = 0.00095$
周速 $u_1 = 15.7 \text{ m/s}$, 回転速度 $n/\sqrt{T_0} = 35.2$
(図中の数値はゲージ圧力 kg/m^2 を示す)

第 10 図 動翼流路内静圧分布図
(流路高さ 2/4 面)

(図中、ノズル部では絶対速度、動翼部では相対速度を示す)

第 8 図 動翼流路内速度ベクトル線図 (流路高さ 2/4 面)

(図中、ノズル部では絶対速度、動翼部では相対速度を示す)

第 9 図 動翼流路内速度ベクトル線図 (流路高さ 2/4 面)

なる〔第 11 図 (b), (c), 第 12 図 (b), (c)〕. すなわち, 動翼入口ではほとんど一様な静圧を示し, しかもその値は動翼内でもっとも高い値をとる. 内部にいくにしたがい, 等圧線は半径方向にやや立ってくる. 結局翼前面に沿って中心部に近いところに低圧域が生じている. これらは動翼入口において流入空気が翼前面に衝突し, それによる圧力上昇で静圧がだいたい均一になることを示す. しかし内部にいくにしたがい, 流れもしだいに翼に沿うようになるので, 静圧も背面から前面にかけ減少している. ただ翼背面に沿っては等圧線が円周方向に分布しているが, このあたりに生じているはく離のためと思われる. ノズルにおける静

圧は周速の増加とともに増すが, 測定流路内での局所的な圧力変化はみられない.

4.3 動翼内の周方向についての静圧分布図

動翼中心より一定半径の流路断面における静圧分布を調べる. 流路断面は四つとり, これを同一線図上に示した (第 13 図). ここで角度 θ° のとりかたは流路の中心線を基準とし, 回転方向にとるときは正, 反回転方向は負とする (第 14 図). 静圧は次のような無次元量で示すが, これは一種の圧力係数 φ である. すなわち

$$\varphi = (p_1 - p_r) / \frac{\gamma_1}{2g} u_1^2$$

図に示されるように, いずれの場合も翼前面において

(図中の数値はゲージ圧力 kg/m^2 を示す)

第 11 図 動翼流路内静圧分布図 (流路高さ 2/4 面)

(図中の数値はゲージ圧力 kg/m^2 を示す)

第 12 図 動翼流路内静圧分布図 (流路高さ 2/4 面)

は φ が大きく、翼背面に近づくにしたいが、その値は減少する。同図 (a) は流量 $G\sqrt{T_0}/P_0=0.0011$ の場合であるが、周速が増大するとき、 φ の周方向への減少率は小さくなり、また流路中心線より背面にかけての領域では、周速の小さいものほど、 φ の値が小さい。これは周速の小さい場合に比べ、周速が大きくなると動翼入口からの圧力降下が大きくなることを意味している。また速度分布も合わせて考えると、この領域は、低エネルギーになることが予想される。前面付近の領域では、周速が小さい時、圧力降下が大きい。とくに動翼入口付近では、この傾向がいちじるしい。これは周速が大きくなるにつれ、流入相対速度が翼前面に衝突し、これによる圧力上昇が加わる。このため、動翼直前との圧力差が周速が増大するほど、少なくなると思われる。低速の場合、 φ の減少率は各半径上のものともほとんど同じであるが、増速するにしたがい動翼入口に近いほど、 φ の減少率は少なくなり、入口

付近ではあまり周方向に変化しない。第 13 図 (b) は流量がふえた場合であるが、(a) 図と傾向的には変りない。ただ、周速が増大すると速度線図からもわかるように、動翼に対する相対迎え角が非常に大きくなり、衝突時に流れの場が乱れるためか、動翼入口の φ の分布がなめらかでなくなる。同時に背面付近に生じる大きな離域のため、 φ の値もばらついてくる。

4.4 動翼内流路高さ方向の流動分布 動翼の測定部は平行壁をもつ半径流形とみられるから、流動も二次元流れに近いと思われる。しかし、側方間げきからのもれ、動翼流路内の圧力差等による二次流れにより多少影響があるとも予想される。本報では第 6 図に示すように流路内の翼高さ方向におおの 3 面をえらび、流動状態を調べた。無衝突流入時に近い場合〔第 15 図 (a)、第 16 図 (a)〕と動翼に対し大きな傾き角をもって流入し、動翼流路にはく離域が存在するような場合〔第 15 図 (b)、第 16 図 (b)〕について比較する。

前者では静圧、速度分布とも各流路高さでほとんど変りない。ただ 1/4 流路高さ面における分布が他の 2 面とやや異なってきた。また、後者ではさらにこの傾向がはっきりでてくる。はく離域では、流速も非常に小さく静圧分布の差異も少ない。これ以外の流路では静圧は 1/4 流路高さ面でいちばん大きい。流速は 1/4 流路高さ面、2/4 流路高さ面、3/4 流路高さ面の順に大きくなっている。流れの方向も 1/4 流路高さ面が他の 2 面に比べ、非

第 13 図 動翼内の周方向静圧分布

第 14 図 θ° の符号

常に異なっている。これは流路ハブ面上の境界層の影響と考えられる。側方間引きよりのもれによる流れの変動はあまりはっきりと判別できない。なお、流れの方向角の符号のとり方は第 17 図に示す。

4.5 理論的考察 ラジアルタービンの動翼内の流れの理論解析については、前記のように流れの方向と回転方向とを考慮すれば、ポンプの羽根車または遠心圧縮機と全く同一に取扱い得る。混流形動翼内の流

れの理論解析は C.H. Wu⁽¹⁵⁾, H. Vavra⁽¹⁶⁾ らも行なっているが、ここでは J.D. Stanitz⁽¹⁷⁾, Kucharski⁽¹⁸⁾, 田原⁽¹⁹⁾の方法にもとづき考察した。実験に用いた動翼は出口付近では混流形であるが、その他は流路壁が平行であるため半径流形とみてよく、解析も混流形、斜流形の特別な場合として取扱った。一般に混流形動翼内の流れは三次元流れをしているが、問題を簡単化するために、流路中心線に対し垂直な方向、すなわち、

流路高さ方向の速度成分はないものとする。第 18 図は動翼子午面の流路中心線と中心線上の 1 点 P の座標、速度を示す。P 点においてこの中心線に接線をひき、動翼の回転軸を軸として回すと、えられた回転面は動翼の流れ面に接する円すい面をなす。したがって P 点の流れ面上の流体素片は円すい面上にある(第 19 図)。動翼内の絶対流れはポテンシャル流れとする。したがって絶対循

第 15 図 動翼の各流路高さ面における静圧分布

第 16 図 動翼の各流路高さ面における速度分布

第 17 図 流れの方向角度の符号

第 18 図 P 点の座標と相対速度

環は 0 であるから

$$d\Gamma=0=\frac{\partial}{\partial R}\left\{(R+Q_\theta)Rd\theta\right\}dR \\ -\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{Q_M dR}{\sin\beta}\right)d\theta \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで,

$$Q=(Q_M^2+Q_\theta^2)^{1/2}, \quad Q_M=\frac{v_M}{u_1},$$

$$Q_\theta=\frac{v_\theta}{u_1}, \quad R=\frac{r}{r_1}$$

連続の式より

$$\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{\rho}{\rho_0}Q_M HR\right)+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\rho}{\rho_0}Q_\theta\frac{H}{\sin\beta}\right)=0 \\ \dots\dots\dots(2)$$

したがって, 流れ関数 ψ は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial\psi}{\partial\theta} &= \frac{\rho}{\rho_0}Q_M HR \\ \frac{\partial\psi}{\partial R} &= -\frac{\rho}{\rho_0}Q_\theta\frac{H}{\sin\beta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

(1), (3) 式より得られた方程式をとく, 境界条件を入れて, 定数を決定すれば動翼内の流れ関数が求まる. しかしこれらの式は圧縮性で動翼の流路が半径方向に変化しているため基礎式が非線形となる. ここでは流体を非圧縮性とし基礎式を直接とく. まず, 第 20 図(a)のような斜流形動翼を考え, 流路高さ比 H が R^m で変化している場合について解析する. ここでは m は 0 または整数で斜流形動翼の定義から β は一定とする. (1), (2), (3) 式より次式を得る.

$$2H=\frac{\sin\beta}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R}-\sin\beta\frac{\partial(\log H)}{\partial R}\frac{\partial\psi}{\partial R} \\ +\sin\beta\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}+\frac{1}{R^2\sin\beta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2} \quad \dots\dots\dots(4)$$

流路高さが一定, すなわち $m=0$ の特別な場合は(4)式の解が不定となるため, (4)式に $H=1$ を代入し得た次式をとく. すなわち

第 19 図 流体素片

$$2=\sin\beta\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}+\frac{\sin\beta}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R}+\frac{1}{R^2\sin\beta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2} \\ \dots\dots\dots(5)$$

この偏微分方程式をとくため, ψ を変数分離して次のようにおくと常微分方程式に帰着できる⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾

$$\psi=R_1\theta+R_2 \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここで

$$\theta=\theta(\theta), \quad R_1=R_1(R), \quad R_2=R_2(R)$$

(6) 式を (5) 式に代入し

$$\frac{1}{\theta}\frac{d^2\theta}{d\theta^2}+\frac{\sin^2\beta}{R_1}\left(R^2\frac{d^2R_1}{dR^2}+R\frac{dR_1}{dR}\right) \\ +\frac{\sin^2\beta}{R_2\theta}\left(R^2\frac{d^2R_2}{dR^2}+R\frac{dR_2}{dR}-\frac{2R^2}{\sin\beta}\right)=0 \\ \dots\dots\dots(7)$$

ゆえに次の関係式が成立すれば, (6) 式は (5) 式を満足する.

$$\frac{1}{\theta}\frac{d^2\theta}{d\theta^2}-n^2=0 \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$R^2\frac{d^2R_1}{dR^2}+R\frac{dR_1}{dR}+n^2\frac{\sin^2\beta}{R_1}=0 \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$\frac{d^2R_2}{dR^2}+\frac{1}{R}\frac{dR_2}{dR}-\frac{2}{\sin\beta}=0 \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここで n はある定数である. これらの一般解を求め, (6) 式に代入すると, (5) 式を満足する流れ関数は次のようになる.

$$\psi=(A_1R^{i(n/\sin\beta)}+A_2R^{-i(n/\sin\beta)}) \\ \times (C_1\sinh n\theta+C_2\cosh n\theta) \\ +\frac{R^2}{2\sin\beta}+B_1\log R+B_2 \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで, $C_1, C_2, A_1, A_2, B_1, B_2$ はいずれも積分定数で, 境界条件から決定されるべきものである. まず, 流量が 0 の場合について考え, 境界条件を次のようにとる. この実験に用いた動翼は直線放射状羽根をもっているから

$$\theta=\pm\alpha, \quad \psi=0 \quad \text{より} \quad C_1=0$$

また動翼入口, 出口の境界条件より

(a) 斜流形動翼 (b) 半径流形動翼 $\beta=90^\circ$
(純粋半径流形 $\beta=90^\circ$)

第 20 図 動翼子午面図

$$R=1, \quad \psi=0 \quad \text{より} \quad A_2=0,$$

$$R=R_1, \quad \psi=0 \quad \text{より} \quad n = \frac{l\pi \sin \beta}{\log R_1},$$

$$\left. \begin{array}{l} R=1, \quad \psi=0 \\ R=R_1, \quad \psi=0 \end{array} \right\} \text{より} \quad \begin{array}{l} B_2 = -\frac{1}{2 \sin \beta} \\ B_1 = \frac{R_1^2 - 1}{\log R_1 \cdot 2 \sin \beta} \end{array}$$

これを (11) 式に代入すると

$$\psi = A_1' \sin \left(l\pi \frac{\log R}{\log R_1} \right) (C_2 \cosh n\theta) + \frac{1}{2 \sin \beta} \left\{ R^2 - \left(\frac{R_1^2 - 1}{\log R_1} \right) \log R - 1 \right\} \dots (12)$$

$R=1$ で $\psi=0$ の条件より動翼の入口では流量 0 の時, 流体の流入がないことで, この条件は無限級数のみによって満足される。ただし, $A_1' = 2A_1(1/i+1)$ である。したがって (12) 式は

$$\psi = \frac{1}{2 \sin \beta} \left\{ R^2 - \left(\frac{R_1^2 - 1}{\log R_1} \right) \log R - 1 \right\} + \sum_{l=1}^{\infty} A_l \sin \left(l\pi \frac{\log R}{\log R_1} \right) \cosh \left(\frac{l\pi \sin \beta}{\log R_1} \theta \right) \dots (13)$$

$B_l = A_l \cosh(n\alpha)$ とおき, $\theta = \pm \alpha$ で $\psi=0$ の条件を上式に入れると次のようになる。すなわち,

$$\sum_{l=1}^{\infty} B_l \sin \left(l\pi \frac{\log R}{\log R_1} \right) = -\frac{1}{2 \sin \beta} \left\{ R^2 - \left(\frac{R_1^2 - 1}{\log R_1} \right) \log R - 1 \right\} \dots (14)$$

ただし, $n = \frac{l\pi}{\log R_1} \sin \beta$ である。フーリエ級数の関係から B_l を定めることができる。すなわち

$$B_l = \frac{1}{\pi \sin \beta} \left\{ 1 - (-1)^l R_1^2 \right\} \left\{ \frac{1}{l} - \frac{l\pi}{l^2 \pi^2 + 4(\log R_1)^2} \right\} \dots (15)$$

ゆえに, $m=0$ の時の流れ関数 $\psi_{m=0}$ は

$$\psi_{m=0} = \frac{1}{2 \sin \beta} \left\{ R^2 - \left(\frac{R_1^2 - 1}{\log R_1} \right) \log R - 1 \right\} + \sum_{l=1}^{\infty} B_l \frac{\cosh(n\theta)}{\cosh(n\alpha)} \sin \left(l\pi \frac{\log R}{\log R_1} \right) \dots (16)$$

この流れ関数は流量が 0 の場合に相当するので, 一般の場合にはこれに純粹の通り抜け流れを付加すればよい。流量 q の時の流れ関数を Ψ とすると,

$$\Psi = \psi_{m=0} - \frac{q}{2\pi u_T r_T h_T} (\theta + \alpha) \dots (17)$$

なお, タービンだから第 2 項は負となっている。純粹半径流の動翼〔第 20 図 (b)〕は上記の斜流形の特別な場合と考え, $\beta = \pi/2$ とおく。入口, 出口の境界条件を斜流形と同じにとれば, $m=0$ のときは (17) 式より

$$\Psi = \frac{1}{2} \left\{ R^2 - \left(\frac{R_1^2 - 1}{\log R_1} \right) \log R - 1 \right\} + \sum_{l=1}^{\infty} B_l' \frac{\cosh(n'\theta)}{\cosh(n'\alpha)} \sin \left(l\pi \frac{\log R}{\log R_1} \right) - \frac{q}{2\pi u_T r_T h_T} (\theta + \alpha) \dots (18)$$

ここで

$$n' = \frac{l\pi}{\log R_1}, \quad B_l' = \frac{1}{\pi} \left\{ 1 - (-1)^l R_1^2 \right\} \left\{ \frac{1}{l} - \frac{l\pi^2}{l^2 \pi^2 + 4(\log R_1)^2} \right\}$$

となり, 田原の求めたものと同じ結果となる。しかし境界条件の設定に際し, タービンの場合には $R=R_1$ で $\psi=0$ の代りに $R=0$ で $\psi=0$ という境界条件を用いても, タービン出口付近以外の流れを解析する際, さしつかえないように思われる。次にこれを取扱う。

基礎方程式 (5) 式に $\beta = \pi/2$ を代入し, 前と同様に変数分離法により流れ関数を求めると

$$\begin{aligned} \psi = & (A_1 R^n + A_2 R^{-n}) (C_1 \sin n\theta + C_2 \cos n\theta) \\ & + \frac{1}{2} R^2 + B_1 \log R + B_2 \dots (19) \end{aligned}$$

となる。 $A_1, A_2, C_1, C_2, B_1, B_2$ は境界条件から決定される。流量が 0 の場合を考え, 次のような境界条件を仮定する。

1) $R=a$ (普通は $a=1$ にとる) で $\psi=0$

2) $R=0$ で $\psi=0$

3) $\theta = \pm \alpha$ で $\psi=0$

なお $\psi(\theta) = \psi(-\theta)$

2) より積分定数をさだめ, (19) 式に代入すると

$$\psi = A_1 R^n \cos n\theta + \frac{1}{2} R^2 \dots (20)$$

3) より

$$\psi = -\frac{R^2}{2} \frac{\cos 2\theta}{\cos 2\alpha} + \frac{R^2}{2} + \sum A R^n \cos n\theta \dots (21)$$

また $\cos n\alpha = 0$ 。したがって

$$n=(2l+1)\frac{\pi}{2\alpha} \quad (l \text{ は } 0, \text{ 正の整数})$$

(21) 式は

$$\psi = -\frac{R^2}{2} \left(\frac{\cos 2\theta}{\cos 2\alpha} - 1 \right) + \sum_{l=0}^{\infty} A_l R^{(2l+1)\frac{\pi}{2\alpha}} \cos (2l+1) \frac{\pi}{2\alpha} \theta \quad \dots\dots\dots (22)$$

1) を用い, A_l を決定する. すなわち

$$\sum_{l=0}^{\infty} A_l a^{(2l+1)\frac{\pi}{2\alpha}} \cos (2l+1) \frac{\pi\theta}{2\alpha} = \frac{a^2}{2} \left(\frac{\cos 2\theta}{\cos 2\alpha} - 1 \right)$$

これより

$$A_{l_0} = \frac{a^2}{a^{(2l_0+1)\frac{\pi}{2\alpha}}} (-1)^{l_0} \left\{ \frac{1}{(2l_0+1)\pi+4\alpha} + \frac{1}{(2l_0+1)\pi-4\alpha} - \frac{2}{(2l_0+1)\pi} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

したがって

$$\begin{aligned} \psi_{m=0} = & -\frac{R^2}{2} \left(\frac{\cos 2\theta}{\cos 2\alpha} - 1 \right) + a^2 \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \left\{ \frac{1}{(2l+1)\pi+4\alpha} - \frac{2}{(2l+1)\pi} \right. \\ & \left. + \frac{1}{(2l+1)\pi-4\alpha} \right\} \left(\frac{R}{a} \right)^{(2l+1)\frac{\pi}{2\alpha}} \cos (2l+1) \frac{\pi\theta}{2\alpha} \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

流量 q のときの流れ関数を Ψ とすると

$$\Psi = \psi_{m=0} - \frac{q}{2\pi u_T r_T h_T} (\theta + \alpha) \quad \dots\dots\dots (25)$$

この式で $a=1$ とする. すなわち動翼入口で $\psi=0$ の境界条件を用いた場合の計算値と実験値を比較すると第 21 図になる. ここに示した実験値は空気流量 $G=0.68 \text{ kg/s}$, 周速 $u_1=31.4 \text{ m/s}$ のときのものである. この場合 (25) 式で第 1 項のみとって計算したが, この式で第 5 項までとってもその最大誤差は 1.2% 以下である. したがって (18) 式によるよりもはるかに収束がはやい. ただ各半径比ともあまりよい一致を示さないが, その原因の一つは境界条件の設定にあると思われる. すなわち, 動翼入口においては, 動翼内の流れの影響が入口部より, やや上流まで作用しているように思われる. したがって, ここで $\psi=0$ とおくよりは, それ以外に相当出口半径を仮想し, そこで $\psi=0$ とするほうが実際のであると考えられる. 第 22 図は a をいろいろ変えて実験値と比較したものである. これから $a=1.2$ にとるとかなりよい一致がみられる.

第 21 図 各半径比における相対速度の理論値と実験値の比較

5. む す び

ラジアルタービン動翼内の流れについて調べ, とくに流量, 回転速度などの諸因子が流動状態に及ぼす影響の実験結果を述べた. また無衝突流入時の流れについて, 理論的考察を行なったがこれらを要約すると次のようになる.

(1) 無衝突流入時の前後では, 流動状態が全く逆となる. すなわち, 周速が増加するにしたがい, はく離の生じる領域も翼前面から背面に移る. はく離域が広がるにつれ, 流路内の流れもすべてその影響をうける. そしてそれにもとづく流体損失や圧力分布などから流れも大きく偏向する. 同時に, 静圧の周方向への変化も小さくなるため, 流体から動翼へなされる有効仕事も減少するものと思われる. 流量が増加すると同一回転速度の場合は, このはく離領域がせばまる. よって, 流動状態は (回転速度/流量) の関係に密接に左右される.

(2) 本実験で使用したような動翼では, 流路高さ

第 22 図 a を種々な値にとったときの相対速度の理論値

方向で, 流動状態はあまり変化しない。しかしハブ面に近い流路では速度などはいずれも小さくなり, 壁面の影響をうけていることがわかる。

(3) 斜流形タービンの動翼内の流れを理論的に解析し, その特別な場合として半径流形タービンを取扱った。とくに, タービンでは, $r=0$ で $\psi=0$ の境界条件を用いても比較的良好一致し, 収束もはやいので有効であると思われる。さらにタービン入口での境界条件の設定については, a に適当な値を選ぶことによりいっそうよい一致がえられる。

終りに, 本研究は昭和 34, 35, 36 年度文部省総合研究費の助成により行なわれたものであることを付記する。また, 実験装置の改造にご助力いただいた三菱重工業会社東京自動車製作所の関係者各位ならびに, 実験に協力された当時の本学学生 石井宏治, 高橋 宏, 高橋 亘, 武田武三郎らの諸君に感謝の意を表する。

文 献

- (1) O.E. Balje, *Trans. ASME*, **74**-4 (1952-5), 451.
- (2) W.T. von der Nuell, *Trans. ASME*, **74**-4 (1952-5), 499.
- (3) R. Birmann, *Trans. ASME*, **76**-2 (1954-2), 173.
- (4) L.R. Wosika, *Trans. ASME*, **74**-8 (1952-11), 1 337.
- (5) E.M. Knoernschild, *ASME Publ. Paper* No. 59-A-294 (1959).
- (6) F.J. Wallace, *Proc. Inst. Mech. Engr.*, **172**-33 (1958), 931.
- (7) 水町, 東京大学生産技術研究所報告, **8**-1 (昭 33-12).
- (8) 森, 機械学会論文集, **20**-96 (昭 29-8), 552.
- (9) 森, 機械学会論文集, **21**-109 (昭 30-9), 679.
- (10) J.T. Hamrick, *Trans. ASME*, **78**-3 (1956-4), 591.
- (11) 森・ほか 2 名, 機械学会論文集, **29**-198 (昭 38-2), 364.
- (12) K. Leist, W. Dettemering, *Deutsche Versuchs. Luftfahrt*, Nr.56 (1958).
- (13) 神元, 機械学会第 120 回講習会教材, (昭 34), 109.
- (14) 藤江, 機械の研究, **13**-8 (昭 36-8), 1 045.
- (15) C.H. Wu, *Trans. ASME*, **74**-8 (1952-11), 1 363.
- (16) H. Vavra, *Aers-Thermodynamics and Flow in Turbomachines*, (1960), John Wiley & Sons.
- (17) J.D. Stanitz, *Trans. ASME*, **74**-4 (1952-5), 473.
- (18) W. Kucharski, *Strömungen einer Reibungsfreien Flüssigkeit*, (1918).
- (19) 田原, 機械学会論文集, **18**-66 (昭 27), 122.

燃 料 油 の 水 洗 い

船舶のボイラは従来よりも高温度の蒸気を通す傾向を見せている。これに伴って管が詰まりやすくなり問題となっている。船舶ボイラの過熱管の表面温度は蒸気温度より約 40°C 高い。この表面温度が 455°C 以上になると, 管に沈積物を生ずるようになる。これは最初にはがれやすいものであるが, 温度が高まるにつれて固着するようになる。またはがれやすい状態のときは, ボイラに取りつけてあるすす除去装置によって取除くことができる。ただし, これは適当な期間を定めて行なうことが必要でありまたすす除去装置の保守を怠ってはならない。沈積物の固着は避けられないから, 2 箇月に 1 回, ボイラの使用を中止して管を水で洗わなければならない。

最近この管の詰まりを防止するために, 燃料油を「洗う」方式の実験が行なわれ, その結果が Institute of Marine Engineers に報告された。沈積物が固着す

る場合, 最初にできる層は, 融点の低いナトリウム化合物の層である。したがって燃料油に含まれているナトリウムの大部分を取除くことができれば管の詰まりは防止できるはずである。これに関する実験がシェル石油会社の研究部によって行なわれた。すなわち燃料油からナトリウムを水で「洗い落す」装置が同社のタンカー船に取付けられて海上で実験された。

実験は次の方法で行なわれた。燃料油をあらかじめ熱し解乳化剤をまぜ, 混合器の中でこれに 10% に達するまで徐々に水を加えた。そのあとで遠心分離機の中で水を分離した。この燃料油を使用したところ, 管の詰まりは生じなかった。この方式は現在アメリカの船舶にも採用されて好成績をあげている。

(New Scientist, 1964, Vol. 21, No. 379, p. 475)

(日本科学技術情報センター提供)

新 人 工 降 雨 法

新しい人工降雨法が最近アメリカで実験されて成功をおさめた。在来の人工降雨法はドライアイスとか, よう化銀などの無機物を雲の中にまきちらすものでたいてい成功が見られないのであるが, 新しい方法では有機化学薬品を雲の中にまきちらしたのである。

有機物質を使用するのはドライアイスなどを使用する場合よりも安あがりである。またある種の有機化学薬品を使用すれば, それを核として氷が形成されることがわかった。

上記のように実際の雲を利用して行なった実験が成功したことは, この方法の決定的価値を証明するものである。

したがって現在の科学者たちは無機物使用方式で雲の中に雨および雲を発生させることができると信じているが, その信念を変えざるを得まい。

シカゴ大学のロスコー・ブラハム博士が *Journal of the Atmospheric Science* で報告したところによれば, 上記の実験に使用した有機化学薬品はフロロクルシンであった。この薬品ははっきりと目に見える雪のシャワーを造り出したが, ドライアイスを使用した場合に比べて時間がかかった。ただし実験室内で人工雲に作用させたときはずっと早く効果が現われた。

(Sci. News Letter, 1964, Vol. 85, No. 8, p. 121)

(日本科学技術情報センター提供)