

退官記念講演

UDC 533.697.3.013.2

621.438.2-158.2

621.43.068.2-155

ラジアルタービンの非定常流
特性について

Non-Steady Flow Characteristics of A Radial Inflow Turbine

水町 長生*

Nagao MIZUMACHI



ラジアルタービンが部分送入で運転される場合や動圧駆動排気タービンとして使用される場合におこる、ラジアルタービンの非定常流特性について、実験的および解析的に行った研究である。

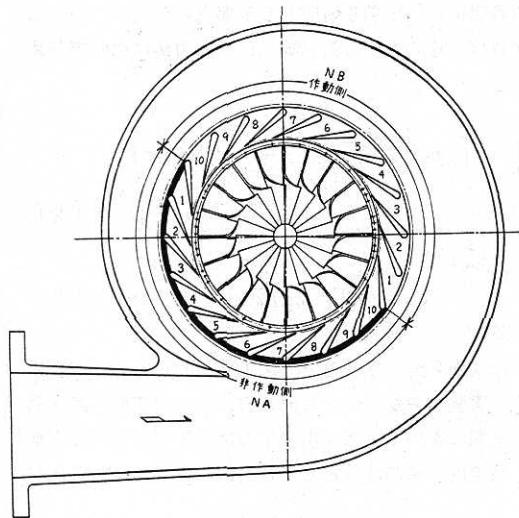


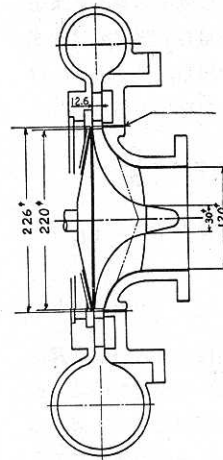
図 1.1 実験用ラジアルタービン

ラジアルタービンを排気タービンまたはターボ膨張機として使用するとき、ノズルの一部分を使用する部分送入の状態で使用されることがある。この場合タービン動翼には周期的に変動する流れが発生し、動翼内の流れは非定常流れとなる。また排気タービンとして動圧駆動を行う場合には、エンジン・シリンダからの脈動排気ガスがそのままタービンに流入され、タービン内の流れは周期的な脈動流となり、非定常な流れになる。ここでは以上の二つの場合におこるラジアルタービンの非定常流れを、それぞれの場合について、実験的および解析的に行った研究結果について解説する。

1. 部分送入ラジアルタービンの特性について¹⁾

1.1 まえがき

部分送入タービンの特性に関しては、軸流タービンについては、多くの研究^{2)~7)}が行われているが、ラジアルタービンについては殆んど行われていない。ラジアルター



ビンでは軸流タービンに較らべ、動翼のガス通路が長く、また動翼内のガスに遠心力が作用するため、作動側を通過するときの動翼内のガスは、ガスが送込まれない非作動側を通過するときの影響を強く受け、その現象は軸流タービンの場合よりも複雑である。研究はまず実験用ラジアルタービンについて、全周送入の実験と、全周の半分を使用する部分送入の実験を行い、両者の相違を明らかにし、さらにその相違の原因を明らかにするために解析的研究を行った。解析は作動ガスを非圧縮性と仮定する場合と、さらに圧縮性を考慮した場合について計算を行

い、実験結果に対して理論的な裏付を行った。

1.2 実験的研究

1.2.1 実験装置および実験方法

実験用ラジアルタービンを図 1.1 に示す。タービンは全周にノズル20枚を有する全周送入タービンであるが、部分送入として実験するときは、その半数10枚 (NA 1~NA 10) を閉鎖し、残りの10枚 (NB 1~NB 10) から高圧空気を定常的に送入して動翼を駆動する。タービン出力は減速歯車を経て、150馬力電気動力計で吸収する。実験はノズルを閉鎖しない全周送入の場合と、ノズルを半数閉鎖した部分送入の場合の二つに大別される。いずれもタービン出口は大気に開放されており、タービン入口圧力を変えることにより、タービン膨張比を変化させて実験を行った。膨張比は1.6, 1.7, 1.8, 1.9および2.0の場合であって、タービン回転数は、それぞれ9,700, 15,300, 19,700, 23,500および27,000 rpmで実験した。

1.2.2 実験結果とその考察

(a) 全周送入の場合の特性

* 東京大学名誉教授

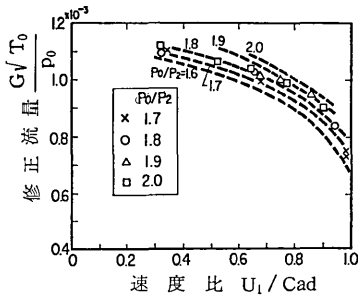


図1.2 修正流量

タービンノズルの全周から流入させて駆動させた場合のタービン特性の中、修正流量および効率の測定結果を図1.2および図1.3に示す。修正流量 $G\sqrt{T_0}/p_0$ は次式で表される⁸⁾。ただし G はタービン流量、 T_0 および p_0 はそれぞれタービン入口の全温度および全圧である。

$$\frac{G\sqrt{T_0}}{p_0} = \frac{2\pi R_1 B_1}{R} \sqrt{2gJc_p} \sin \alpha_1 \cdot \varphi \frac{p_2}{p_0} \times \sqrt{1 - (p_1/p_0)^{\frac{k-1}{k}}} / [1 - \varphi^2 \{1 - (p_1/p_0)^{\frac{k-1}{k}}\}] \quad \dots\dots (1.1)$$

上式において、 R_1 は動翼半径、 B_1 は動翼入口幅、 R はガス常数、 α_1 はノズル流出角、 φ はノズル速度係数、 p_1 は動翼入口静圧、 p_2 はタービン出口圧である。ノズル出口部(直径226φ上)に全周にわたり合計38個の測圧孔を設け、ノズル出口における円周上の圧力分布を測定し、これからノズル出口平均圧力 p_1 (この場合は動翼入口平均静圧に同じ)を求め、式(1.1)から修正流量を求めると、図1.2の点線のようになり、実験値とよく一致している。

また電気動力計出力に軸受損失および歯車損失を加えてタービン正味出力を求め、これからタービン効率を求めると図1.3のようになる。 η_f が全周送入の場合であって、膨張比に無関係に1本の曲線で表される。

(b) 部分送入の場合の特性

(i) ノズル出口圧力分布と反動度 部分送入時のノズル出口における全周上の圧力分布を図1.4に示す。膨張比2.0の場合で、速度比をパラメータとして示してあるが、膨張比が異なる場合も同様な傾向を示す。作動側とは空気を送入している部分で、非作動側とはノズルを閉鎖した部分である。動翼が回転して作動側から非作動側に入ると、ノズルからの流入が停止するため圧力波を生ずるが、第2ノズル付近までで直ちに減衰している。動翼が非作動側を通過する間も、最初の区間は動翼内の空気は慣性のため流出しているが、動翼内の空気に作用する遠心力のため間もなく減速し、その結果ノズル出口圧力

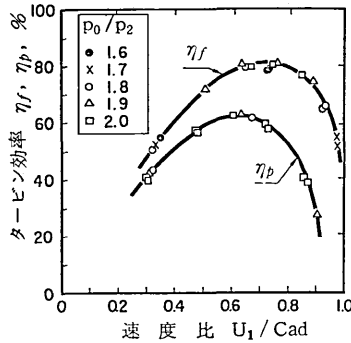


図1.3 タービン効率

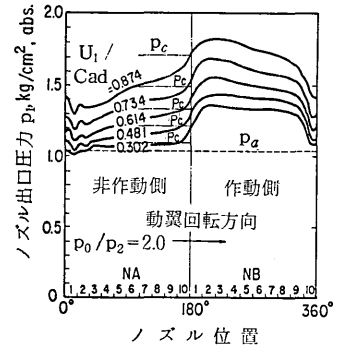


図1.4 ノズル出口圧力分布

は非作動側の後期に行くに従って漸次増大している。動翼内の空気に作用する遠心力を動翼内の全長について積分すれば、遠心力による動翼入口の圧力 p_c は次式で与えられる。

$$\frac{p_c}{p_0} = \left[(p_2/p_0)^{\frac{k-1}{k}} + \{1 - (R_2/R_1)^2\} \times (U_1/C_{ad}^*)^2 \right]^{\frac{k-1}{k}} \quad (1.2)$$

ただし、

$$C_{ad}^* = \sqrt{2gJc_p T_0} \quad \dots\dots (1.3)$$

である。

この式から p_c を求めると、図1.4の一点鎖線のようになる。実験結果からいずれの速度比においても、非作動側の終期においてノズル出口圧力は p_c に殆んど等しくなり、動翼内の流れは殆んど相対的に静止していることがわかる。

作動側に入るとノズルからの空気の送入を受け、圧力は急上昇する。最初は殆んど静止しているが、作動側を進行するに従い、動翼内の空気は出口に向かって加速され、ノズル出口圧力は次第に低下していく。

ノズル出口圧力分布から各位置における反動度を求めると図1.5のようになる。図中の一点鎖線は全周送入の場合の反動度である。これから動翼内の空気は回転に伴いしだいに増速し、作動側の後期において、両者の反動度が殆んど等しくなり、全周送入の時の流れ方に近くなっていることがわかる。作動側の反動度は図1.5に示すように、各位置でかなり変化しているが、作動側全域についての平均反動度を求めると、図1.6のようになる。全周送入の反動度を点線で示すが、部分送入の平均反動度は、全周送入反動度にかなりよく一致している。

(ii) 流量 部分送入のときの修正流量を、図1.7に示す。この場合は全周の1/2を使用しているので、全周送入のときの流量の1/2を示すと点線のようになる。速度比の小さい時は、部分送入流量は全周送入流量の1/2より多く、速度比が大きくなると反対になる傾向があるが、一般的には両者には大きな相違はない。これは部分送入の

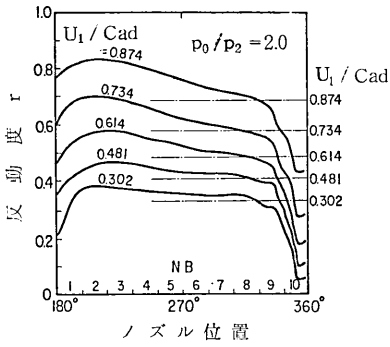


図1.5 反動度の分布

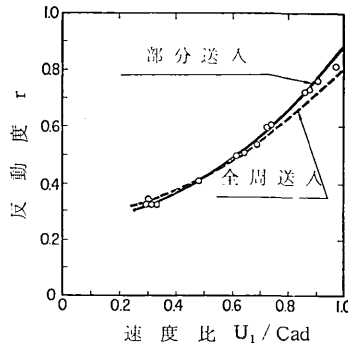


図1.6 平均反動度

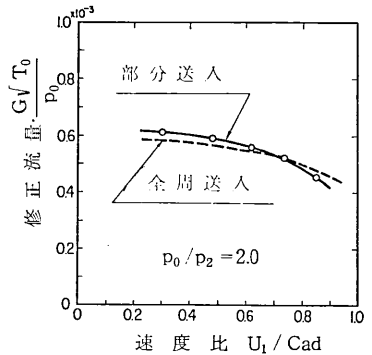


図1.7 修正流量

平均反動度が全周送込の反動度に殆んど等しいことから考えられることである。

(iii) タービン効率 部分送込の時のタービン効率を図1.3の η_p で示す。全周送込のときの最高効率は約81%であるが、部分送込の最高効率は約62%で、非常に低下している。また最高効率を示す速度比が減少している。つきにこの原因について解析的に考察する。

1.3 解析的研究

以上実験的に明らかにしたように部分送込タービン内の流れは、全周送込の場合に比較して、かなり相違しており、効率も全周送込時に比較して非常に低下する。これらの現象を解析的に明らかにするために、まず作動流体を非圧縮性、非粘性と仮定して、作動側と非作動側の境界部での羽根数の有限性の影響を考慮して動翼内の流れを求め、これから効率が低下することを明らかにした。しかし非圧縮性と仮定すると、作動側と非作動側の境界部付近で急激な圧力の変化がおこり、実験結果と相違するので、更に圧縮性を考慮して特性曲線法を用いて解析を行った。圧縮性を考慮した部分送込軸流タービンについては、是松⁴⁾、Woods⁷⁾等の研究があるが、これらの研究では非作動側を閉鎖した場合を取扱っていない。そこで非作動側を閉鎖した場合について解析を行い、実験結果との比較を行った。

1.3.1 非圧縮性流動の場合

作動流体は非圧縮性、非粘性とし、流れは動翼内の平均流線に沿う二次元流れとし、ノズルと動翼入口の隙間を通り作動側から非作動側への漏れはないものと仮定する。

(a) 計算式の誘導

タービン入口からノズル出口までの間は、絶対速度については定常流である。その間の損失を無視すると次式が成立する。

$$p_0 = \frac{1}{2} \rho c_n^2 + p_{1n} \quad \dots (1.4)$$

ノズル出口と動翼入口では、図1.8に示す速度線図が得られると仮定する。cは絶対速度、wは相対速度で

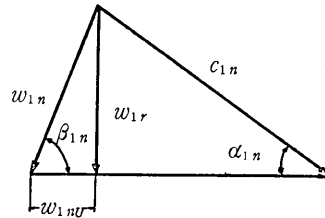


図1.8 速度線図

あって、添字nはノズル、添字rは動翼に関する値を示す。ノズル出口の相対速度 w_{1n} は動翼入口で相対速度 w_{1r} となり、そのため衝突損失が発生すると考える。

$$\frac{1}{2} \rho w_{1n}^2 + p_{1n} = \frac{1}{2} \rho w_{1r}^2 + p_{1r} + \xi \frac{1}{2} \rho w_{1nr}^2 \quad (1.5)$$

上式において、 ξ は衝突損失係数である。

動翼内の相対流は非定常流であり、動翼内では次の運動量の式が得られる。

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + R\omega^2 \frac{dR}{dx} \quad (1.6)$$

上式において、xは距離、tは時間、Rは半径、 ω は回転角速度である。上式を動翼入口から出口まで積分すると次式を得る。

$$L_{2r} \frac{dw_2}{dt} + \frac{1}{2} w_2^2 = -\frac{p_2}{\rho} + \frac{1}{\rho} (p_{1r} + \frac{1}{2} \rho w_{1r}^2) - \frac{1}{2} \omega^2 (R_2^2 - R_1^2) \dots (1.7)$$

ここに L_{2r} は動翼相当長であって、次式で与えられ、動翼の幾何学的形状がわかれば求めることができる。

$$L_{2r} = \int_1^2 \frac{A_{2r} \sin \beta_2}{A_r \sin \beta} dx \quad \dots (1.8)$$

上式において、Aは通路を周速方向に切った断面積にして、 β は相対速度と周速となす角である。

動翼内の流れは図1.9に示すように、次の4領域に分けて計算を行う。動翼の通路1個に着目して、領域Iは動翼通路が非作動側と作動側の両方に介在している場合、領域IIは通路全部が作動側にある場合、領域IIIは作動側から非作動側へ進入し、両方に介在する場合、領域

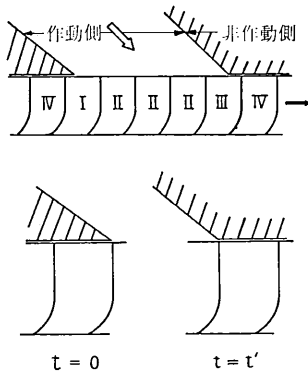


図1.9 領域区分

Nは通路全部が非作動側にある場合である。

いま着目している通路が作動側に入る瞬間を時間 $t = 0$ とし、非作動側に入り終る瞬間を $t = t'$ とすると、各領域について連続の式が得られる。領域 I については次のようになる。

$$w_{1n} \sin \beta_{1n} \cdot (B_1 U_1 t) = w_2 \sin \beta_2 A_{2r} \quad (1.9)$$

上式において、 B は通路幅、 U_1 は動翼入口周速である。同様な考えのもとに、領域 II, III, N について連続の式が得られる。

この連続の関係を用い、(1.4), (1.5)を(1.7)に代入すると、領域 I について次の式が得られる。

$$L_{2r} \frac{dw_2}{dt} + (1 - \xi) \frac{A_{2r} \sin \beta_2 \cos \alpha_{1n}}{B_1 \sin \alpha_{1n}} \cdot \frac{w_2}{t} + \frac{1}{2} \left\{ 1 + \xi \cos^2 \alpha_{1n} \left(\frac{A_{2r} \sin \beta_2}{B_1 U_1 \sin \alpha_{1n}} \right)^2 \frac{1}{t^2} \right\} w_2^2 = \frac{1}{\rho} (p_0 - p_2) + \frac{1}{2} \omega^2 (R_2^2 - \xi R_1^2) \quad (1.10)$$

同様に領域 II, III について微分方程式が求まる。以上の3個の微分方程式を初期条件を入れて解く。

非圧縮性と考えているので、非作動側では $w_2 = 0$ である。従って領域 I では初期条件として、

$$t = 0, \quad w_2 = 0 \quad (1.11)$$

を入れて解けばよい。

領域 II では領域 I の最後の値を初期条件に入れて解き、同様に領域 III では領域 II の最後の値を初期条件に入れて解く。このようにして各領域における w_2 の値が決定される。また領域 II における w_2 の計算で、 $t \rightarrow \infty$ に漸近させると、全周流入の時の定常流の値に近づく。この時の w_2 を $w_{2\infty}$ とする。

w_2 の値が求まれば、ノズル出口圧力は各領域について求めることができる。

領域 I では、

$$p_{1n} = p_0 - \frac{1}{2} \rho \left(\frac{A_{2r} \sin \beta_2}{B_1 U_1 \sin \alpha_{1n}} \right) \frac{w_2^2}{t^2} \quad (1.12)$$

となり、領域 II, III についても同様に求まる。

(b) 計算結果

実験に使用したタービンについて計算した結果を示す。動翼形状から相当長 L_{2r} は決定できるが、動翼の長さの影響を見るためにパラメータとして示す。

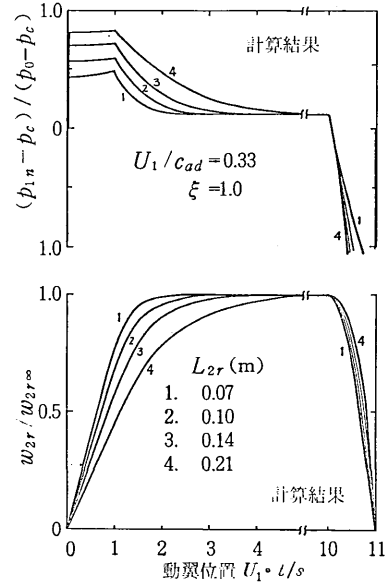


図1.10 ノズル後の圧力および動翼流出速度

(i) ノズル後の圧力および動翼流出速度 図1.10にノズル後の圧力と動翼流出速度の計算結果の一例を示す。横軸は時間を無次元化したもので、動翼が非作動側から作動側へ流入し始める時間を0とし、 t 時間後の円周上の動翼入口ピッチ位置を表している。ノズル後の圧力は作動側に進入すると同時に急上昇し、動翼の1ピッチの間は緩やかに上昇し、動翼が1ピッチ進入し終ると同時に圧力は低下し始め、間もなく全周送入の定常値に近づく。作動側の終りで、動翼の一部が非作動側に進入し始めると同時に、ノズル後の圧力は急激に低下する。動翼からの流出速度は、動翼の一部が作動側に進入し始めると同時に上昇し、間もなく全周送入の定常値に近づき、非作動側に進入し始めると同時に減速する。図1.10は動翼相当長をパラメータにして示すが、動翼通路が長くなる程、定常値に近づくのが遅くなる。

動翼入口衝突損失係数をパラメータとして計算すると、速度比が小さい時(衝突角が大きい時)は、 ξ の影響は比較的に大きい。速度比が大きい時(衝突角が小さい時)は、 ξ の影響は殆んど表れない。

また速度比をパラメータとして計算すると、速度比が大きい程、定常流に近づくのが遅くなる傾向がある。

(ii) トルクおよびタービン効率 以上の計算結果からタービン動翼に作用するトルクを求めることができる。このトルクから出力を求め、タービン効率を求める。図1.11は $\xi = 1$ の時のタービン効率で、動翼相当長をパラ

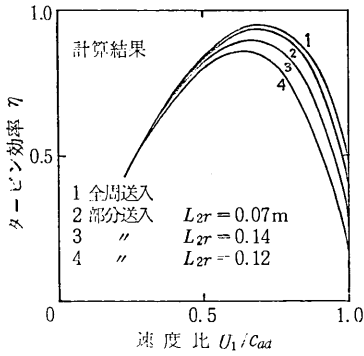


図 1.11 タービン効率

メータにして示す。計算結果からもわかる通り、部分送込タービンは全周送込タービンよりもかなり効率は低下する。特に動翼の長さが長い程、効率の低下は著しい。

1.3.2 圧縮性流動の場合

作動流体の圧縮性を考慮し、その他は前項と同様な仮定で計算を行う。計算は特性曲線法を用いて行った。

(a) 計算式の誘導

動翼内の流れは非定常であり、通路を一次元と考えると、連続の式、運動量の式およびエネルギーの式が得られる(第2章の理論解析を参照)。これから path line, Mach line I および Mach line II の3本の特性曲線が求られ、非圧縮性の場合と同様に、図 1.9 に示すように4領域に分けて、解いてゆく。

タービン入口からノズル出口までは絶対速度については定常流れであるので次式が成立する。ただしエントロピー一定とする。

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{1}{2} c_{1n}^2 + \frac{k}{k-1} \frac{p_{1n}}{\rho_{1n}} \quad (1.13)$$

$$\frac{p_0}{\rho_0^k} = \frac{p_{1n}}{\rho_{1n}^k} \quad (1.14)$$

ノズル出口と動翼入口との間に衝突損失を考えると、この3個の式(連続、運動量、相対全エンタルピー)が得られる。

$$\rho_{1n} c_{1n} \sin \alpha_{1n} = \rho_{1r} w_{1r} \quad (1.15)$$

$$p_{1n} + \rho_{1n} c_{1n}^2 \sin^2 \alpha_{1n} = p_{1r} + \rho_{1r} w_{1r}^2 \quad (1.16)$$

$$\frac{1}{2} w_{1n}^2 + \frac{k}{k-1} \frac{p_{1n}}{\rho_{1n}} = \frac{1}{2} w_{1r}^2 + \frac{k}{k-1} \frac{p_{1r}}{\rho_{1r}} \quad (1.17)$$

また、速度線図から、

$$w_{1n}^2 = c_{1n}^2 + U_1^2 - 2 \cos \alpha_{1n} c_{1n} U_1 \quad (1.18)$$

領域 I および III では (1.15), (1.16) の代わりにそれぞれ次式を用いる。

$$\rho_{1n} c_{1n} \sin \alpha_{1n} A_{s1n} = \rho_{1r} w_{1r} A_{s1r} \quad (1.19)$$

$$p_{1n} + \rho_{1r} w_{1r} c_{1n} \sin \alpha_{1n} = p_{1r} + \rho_{1r} w_{1r}^2 \quad (1.20)$$

上式において、 A_s は通路断面積である。

また、領域 IV では $w_{1r} = 0$ である。

次に動翼出口では、流出する場合は、圧力は大気圧で一定とし、逆流を生じて吸い込む場合は軸方向から吸い込むものとし、入口側の領域 II と同様な式によって求める。

(b) 計算結果

計算はタービン出口が大気圧で、非作動側で流れが静止し、圧力と遠心力がつり合っている状態を初期条件とし、領域 I, II, III, IV を1サイクルとして収束するまで繰返す。実際には領域 II の後半で殆んど定常となるので、2度目の計算で十分である。

(i) ノズル出口圧力分布 円周方向の圧力分布の計算結果の一例を図 1.12 に示す。非作動側および作動側の全域にわたり、非圧縮性と考えた場合よりも実験結果とかなりよく一致している。

(ii) 流量 流量は動翼入口から流入する量を積分して求める。部分送込の時の流量と、この計算法を定常流に適用した全周送込の時の流量の1/2の計算結果を図 1.13 に示す。全般的に計算結果は実験結果より小さくなってい

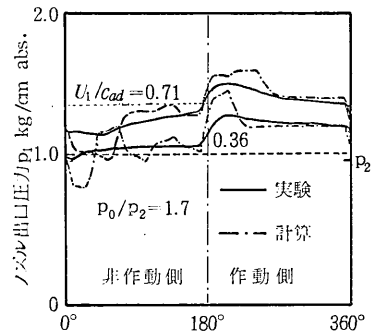


図 1.12 ノズル出口圧力分布

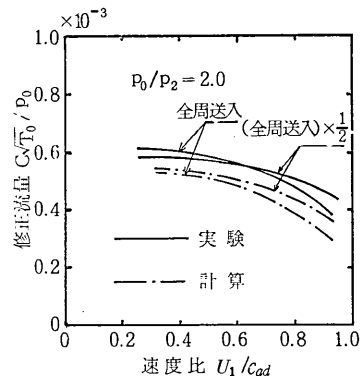


図 1.13 修正流量

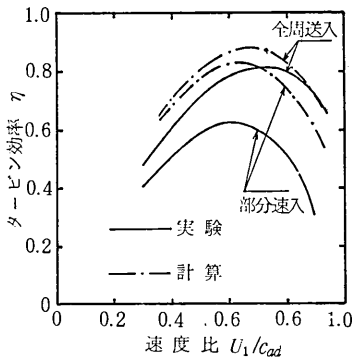


図1.14 タービン効率

るが、速度比が大きい所では、部分送込の流量は全周送込の流量の1/2より小さくなる傾向は実験結果と一致している。

(iii) トルクおよび効率 以上の計算からトルクを求め、これから出力を計算し、タービン効率を求めると図1.14のようになる。計算値は実験結果よりいずれの場合も高くなっているが、これは動翼入口の衝突損失及び流出損失のみを考慮し、その他のノズルおよび動翼損失を考慮していないため当然と思われる。しかし、非圧縮性として計算した場合よりも実験値に近い。部分送込では全周送込より効率が低下し、かつ最大効率点の速度比が小さくなることは実験結果と一致している。

1.4 第1章のむすび

部分送込ラジアルタービンでは動翼が非作動側を通る時の流れの挙動が作動側に影響し、その結果流量は全周送込の流量の1/2に大略等しいが、効率は全周送込の時より非常に低下することを実験的に明らかにすると共に、解析的にもこの現象を明らかにすることができた。

2. 動圧駆動型ラジアル排気タービンの特性

2.1 まえがき

過給機駆動用の動圧型ラジアル排気タービンは、ディーゼルエンジンの出力向上のため多数用いられている。ディーゼルエンジンと過給機の良いマッチングを得るためには、エンジンからの脈動排気により駆動される排気タービンの特性を知る必要がある。エンジンからのこの流れは本質的に脈動流であり、またエンジン排気管相互の干渉を避けるため、数シリンダずつの排気をまとめてタービンの一部分に送込し、部分送込 (partial admission) とすることが多い。このため、タービン内の流れは時間的にも場所的にも変動している。また、タービンに流入する脈動流はエンジンと無関係に与えられるものではなく、エンジンシリンダ、排気管およびタービンからなる系全体について考える必要がある。

これらの問題については、多くの研究^{9)~14)}がなされているが、エンジンシリンダをも考慮した研究は殆んど

ない。

ここでは、シリンダも含んだ排気タービン系全体を考え、この系全体を一次元流路モデルで置き換え、各境界では準定常の条件が成立つと仮定して、特性曲線法を用いて行った数値解析法、および実験用タービンをエンジンからの排気を模擬する脈動流により駆動して行った実験結果^{15), 16)}を述べることにより、動圧駆動型ラジアル排気タービンの特性を推定する一般的方法を明らかにする。

2.2 理論解析

2.2.1 排気タービン系流路モデル

実際のエンジンでは、シリンダの排気孔から脈動流が排出され、排気管を通り、タービンスクロールおよびノズルを経てタービンロータを駆動する。

(a) 全周送込の場合

脈動流が排気タービンの全周から同時に送込される場合は、タービンスクロール、ノズルおよびロータを1本の流路と考え、図2.1に示す排気タービン系モデルに置き換える。エンジンシリンダに相当するロータリバルブタンクに高圧空気を一度貯留し、ロータリバルブの回転によりこの空気をタンクの排出孔から排気管へ脈動流として排出させる。

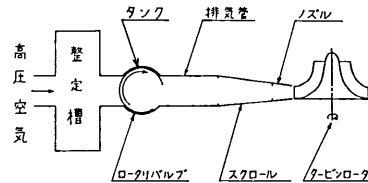


図2.1 排気タービン系流路モデル (全周送込の場合)

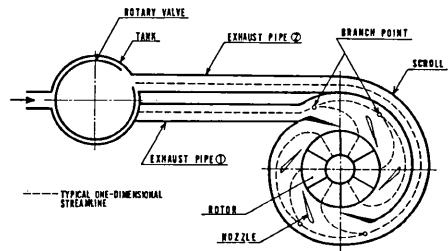


図2.2 排気タービン系流路モデル (部分送込の場合)

(b) 部分送込の場合

ここでは、円周2分割のスクロールを考え、図2.2に示す流路モデルに置き換える。シリンダに相当するタンクに一度貯留した空気を、ロータリバルブの回転により2本の排気管①と②に180°の位相差を持つ脈動流として交互に排出させる。このとき、タービンの周方向の変動を考慮するため、ノズルとロータを各々周方向に6等分し、1本の排気管を途中で2回分岐させ、各々の流路が接続するようにする。また、ロータの1/6回転の時間ごと

にノズルとロータの流路の対応を一つずつずらすことにより、ロータの回転を模擬する。

2.2.2 基礎式

排気管、スクロールおよびノズル内では絶対流れを、ロータ内では相対流れを考える。一次元流れの連続の式、運動量の式およびエネルギーの式は、各々次式となる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\rho v}{F} \frac{dF}{dx} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f_b - f_f \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (k-1) \rho v f_f \quad (2.3)$$

ここに、 ρ は密度、 a は音速、 v は流速、 p は圧力、 k は比熱比、 F は流路面積、 t は時間、 x は一次元座標である。 f_b は物体力を表わし、排気管、スクロールおよびノズル内では $f_b = 0$ 、ロータ内では遠心力のため $f_b = \omega^2 r (dr/dx)$ 、(ω は角速度、 r は半径)となる。また、 f_f は管摩擦を表し、 $f_f = (\lambda/d) \cdot (v^2/2) \cdot (v/|v|)$ 、(λ は管摩擦係数、 d は流路相当直径)である。

式(2.1)～(2.3)より3本の特性曲線が得られ、それらをpath line, Mach line IおよびMach line IIとすると、それらに沿って次の関係が得られる¹⁷⁾。

path lineに対して、

$$\left. \begin{aligned} \delta x_p &= v \delta t \\ \delta p_p - a^2 \delta \rho_p &= (k-1) \rho v f_f \delta t \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Mach line I に対して、

$$\left. \begin{aligned} \delta x_I &= (v+a) \delta t \\ \delta p_I + \rho a \delta v_I &= -\rho a \left[\frac{av}{F} \frac{dF}{dx} - f_b + \left\{ 1 - (k-1) \frac{v}{a} \right\} f_f \right] \delta t \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

Mach line II に対して、

$$\left. \begin{aligned} \delta x_{II} &= (v-a) \delta t \\ \delta p_{II} - \rho a \delta v_{II} &= -\rho a \left[\frac{av}{F} \frac{dF}{dx} + f_b - \left\{ 1 + (k-1) \frac{v}{a} \right\} f_f \right] \delta t \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

ここに、添字 p , I および II は各々 path line, Mach line I および Mach line II を意味する。

ここで、リーマン変数 A , B およびエントロピ S を次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} A &= a + \frac{k-1}{2} v, \quad B = a - \frac{k-1}{2} v \\ S &= l_n \left(\frac{a^{\frac{2k}{k-1}}}{p} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

式(2.7)を用いると、式(2.4)～(2.6)は、

$$\left. \begin{aligned} \delta x_p &= \frac{1}{k-1} (A-B) \delta t \\ \delta S_p &= \frac{4k}{k-1} \frac{A-B}{(A+B)^2} f_f \delta t \end{aligned} \right\} \quad (2.4')$$

$$\left. \begin{aligned} \delta x_I &= \left\{ \frac{1}{k-1} (A-B) + \frac{1}{2} (A+B) \right\} \delta t \\ \delta A &= \left[-\frac{1}{4} (A^2 - B^2) \frac{1}{F} \frac{dF}{dx} + \frac{k-1}{2} f_b - \frac{k-1}{2} \left\{ 1 - 2 \frac{A-B}{A+B} \right\} f_f \right] \delta t \\ &\quad + \frac{k-1}{4k} (A+B) \delta S_I \end{aligned} \right\} \quad (2.5')$$

$$\left. \begin{aligned} \delta x_{II} &= \left\{ \frac{1}{k-1} (A-B) - \frac{1}{2} (A+B) \right\} \delta t \\ \delta B &= \left[-\frac{1}{4} (A^2 - B^2) \frac{1}{F} \frac{dF}{dx} - \frac{k-1}{2} f_b + \frac{k-1}{2} \left\{ 1 + 2 \frac{A-B}{A+B} \right\} f_f \right] \delta t \\ &\quad + \frac{k-1}{4k} (A+B) \delta S_{II} \end{aligned} \right\} \quad (2.6')$$

となる。

式(2.4)～(2.6)または、式(2.4')～(2.6')を用い、時刻 $t = t_a$ における状態から、時刻 $t = t_a + \delta t$ の状態を求める。

2.2.3 境界条件

流路系の境界では、3本の特性曲線全てが同時に存在できないので、境界に適した条件が必要となる。

(a) バルブ開口部

ロータリバルブタンクの容積は常に一定とし、タンク内の圧力と温度は各瞬間で一樣で δt 時間の間は一定とする。

まず、タンクより排気管へ流出する場合¹⁸⁾には、タンクよりスロートまでは等エントロピ流れ、スロートでの流速が臨界音速以下の場合には、スロートの圧力は排気管入口圧力に等しいと仮定する。また、全エンタルピは保存され、連続の関係が成り立つから、境界条件は下記となる。

$$S_0 = S_{th} \quad (2.8)$$

$$p_{th} = p_1 \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} &= \frac{k}{k-1} \frac{p_{th}}{\rho_{th}} + \frac{1}{2} c_{th}^2 \\ &= \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} c_1^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$-V \frac{d\rho_0}{dt} = \rho_{th} c_{th} F_{th} = \rho_1 c_1 F_1 \quad (2.11)$$

ここに、 c は絶対流速、 V はタンク容積を示し、添字 0はタンク内、 th はスロート、1は排気管入口を示す。

式(2.8)～(2.11)とMach line IIの関係より、 δt

時間後のスロートおよび排気管入口の状態を求める。タンク内の状態は等エントロピ変化と仮定し、式(2.11)より δt 時間後の ρ_0 を求め、そして圧力 p_0 を求める。

次に、スロートでの流れがチョーク流れの場合には、式(2.9)の代わりに次式を用いる。

$$c_{th} = a_{th} = \sqrt{\frac{2}{k+1}} a_0 \quad (2.12)$$

次に、排気管よりタンク内へ逆流する場合には、排気管からスロートまでを等エントロピ流れ、スロートの圧力はタンク内圧力に等しいと仮定する。

最後に、バルブ閉の場合には、 $c_1 = 0$ とする。

(b) ロータ入口

タービンロータ入口の速度線図を図2.3に示す。ロータ動翼は入口部で直線放射状であり、出口部に出口導流翼を有する。このロータ内の流れは動翼に沿って流れるものと仮定する。

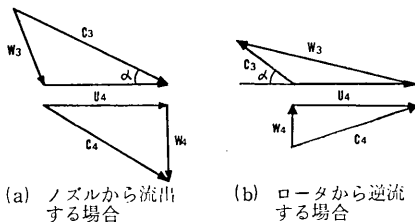


図2.3 タービンロータ入口の速度線図

まず、ノズルからロータへ流れる場合には、連続の関係が成立し、相対系の全エンタルピは保存され、かつノズル出口とロータ入口の間は等圧変化¹⁹⁾と仮定すると、境界条件は下記となる。

$$\rho_3 c_3 F_3 = \rho_4 w_4 F_4 \quad (2.13)$$

$$F_3 = F_4 \sin \alpha \quad (2.14)$$

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_3}{\rho_3} + \frac{1}{2} (c_3^2 + u_4^2 - 2 c_3 u_4 \cos \alpha) = \frac{k}{k-1} \frac{p_4}{\rho_4} + \frac{1}{2} w_4^2 \quad (2.15)$$

$$p_3 = p_4 \quad (2.16)$$

ここに、 w は相対流速、 α はノズル出口の絶対流出角、 u はロータの周速を示し、添字3はノズル出口、4はロータ入口を示す。

ここで、ノズル側では path line と Mach line I、ロータ側では Mach line II が存在するから、これらの特性曲線の関係と式(2.13)～(2.16)より δt 時間後の状態が求まる。

次に、ロータからノズルへ逆流する場合には、ノズル翼後縁(この場合、翼の先端となる)からの吸引力を無視してノズル流出角方向の運動量保存則を適用し、全エンタルピは保存されると仮定して、図2.3のように逆流方向を正方向に考えると、境界条件は下記となる。

$$p_3 + \rho_3 c_3^2 = p_4 + \rho_4 w_4 (w_4 - u_4 \cos \alpha) \quad (2.17)$$

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_3}{\rho_3} + \frac{1}{2} c_3^2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_4}{\rho_4} + \frac{1}{2} (w_4^2 + u_4^2) \quad (2.18)$$

連続の式および面積の関係は式(2.13)と(2.14)で与えられる。ここで、ノズル側では Mach line I、ロータ側では path line と Mach line II が存在するから、これらの式より、 δt 時間後の状態が求まる。

(c) ロータ出口

タービンロータ出口の速度線図を図2.4に示す。

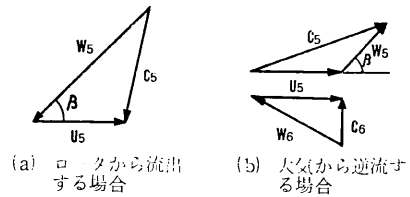


図2.4 タービンロータ出口の速度線図

まず、ロータから大気へ流出する場合には、ロータ出口の圧力は大気圧に等しい。即ち、

$$p_5 = p_a \quad (2.19)$$

となる。ここに、添字5はロータ出口、 a は大気を示す。ここで、path line と Mach line I が存在するから、これらの式より、 δt 時間後の状態が求まる。

次に、大気からロータへ逆流する場合には、ロータ出口外側の流れはロータ軸方向から吸込み、ロータ出口では相対流出角方向に流れるとして連続の式を考える。また、ロータ外側では等エントロピ変化で、全エンタルピは保存され、相対系での全エンタルピも保存されると仮定し、さらに、動翼の後縁(この場合、翼の先端となる)からの吸引力を無視して相対流出角方向の運動量保存則を適用する。図2.4のように逆流方向を正方向に考えると、境界条件は下記となる。

$$\rho_5 w_5 F_5 = \rho_6 c_6 F_6 \quad (2.20)$$

$$F_5 = F_6 \sin \beta \quad (2.21)$$

$$S_6 = S_a \quad (2.22)$$

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_6}{\rho_6} + \frac{1}{2} c_6^2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_a}{\rho_a} \quad (2.23)$$

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_5}{\rho_5} + \frac{1}{2} w_5^2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_6}{\rho_6} + \frac{1}{2} (c_6^2 + u_5^2) \quad (2.24)$$

$$p_5 + \rho_5 w_5^2 = p_6 + \rho_6 c_6 (c_6 - u_5 \cos \beta) \quad (2.25)$$

ここに、 β はロータ出口の相対流出角を示し、添字6はロータ出口の外側を示す。ここで、ロータ内で Mach line I が存在することを考慮して、 δt 時間後の状態を求める。

(d) 分岐点

部分送入の場合に、スクロール内で流れを分岐させる

必要がある。この分岐流れを一次元モデルで考えると、図2.5のように8種類となる。ここで、流路面積は時間変動せず、幾何学的形状より与えられるものとする。

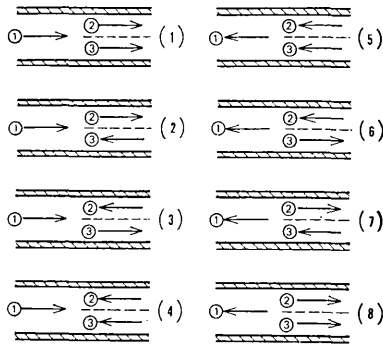


図2.5 分岐流れの一次元モデル

まず、分流する場合（パターン(1), (6)および(7)），代表として(1)の場合を考える。\$p_{②} = p_{③}\$の仮定のもとに、連続の式、運動量の式および全エンタルピの保存の式を考えると、下記となる。

$$\rho_{①} v_{①} F_{①} = \rho_{②} v_{②} F_{②} + \rho_{③} v_{③} F_{③} \quad (2.26)$$

$$(p_{①} + \rho_{①} v_{①}^2) F_{①} = (p_{②} + \rho_{②} v_{②}^2) F_{②} + (p_{③} + \rho_{③} v_{③}^2) F_{③} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{k}{k-1} \frac{p_{①}}{\rho_{①}} + \frac{1}{2} v_{①}^2 &= \frac{k}{k-1} \frac{p_{②}}{\rho_{②}} + \frac{1}{2} v_{②}^2 \\ &= \frac{k}{k-1} \frac{p_{③}}{\rho_{③}} + \frac{1}{2} v_{③}^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

ここに、添字①は分岐点の上流側、②および③は分岐点の下流側を示す。ここで、上流側では、path lineとMach line I、下流側ではMach line IIが存在することを考慮して、\$\delta t\$時間後の状態を求める。

パターン(6)および(7)の場合も同様に考えられる。

次に、合流する場合（パターン(2), (3)および(5)），代表として(2)の場合を考える。\$p_{②} = p_{③}\$の仮定のもとに、座標の正方向の流れを流速の正方向として、連続の式、運動量の式および全エンタルピの保存の式を考えると、式(2.26)および(2.27)は同様に成立し、(2.28)の代わりに下記の式が成立つ。

$$\begin{aligned} \rho_{①} v_{①} F_{①} &\left(\frac{k}{k-1} \frac{p_{①}}{\rho_{①}} + \frac{1}{2} v_{①}^2 \right) \\ &= \rho_{②} v_{②} F_{②} \left(\frac{k}{k-1} \frac{p_{②}}{\rho_{②}} + \frac{1}{2} v_{②}^2 \right) \\ &+ \rho_{③} v_{③} F_{③} \left(\frac{k}{k-1} \frac{p_{③}}{\rho_{③}} + \frac{1}{2} v_{③}^2 \right) \end{aligned} \quad (2.29)$$

ここで、上流側ではpath lineとMach line I、下流側の②ではMach line II、③ではpath lineとMach line IIが存在することを考慮して、\$\delta t\$時間後の状態を求める。

パターン(3)および(5)の場合も同様に考えられる。

最後に、パターン(4)と(8)の場合は、全ての流速を0とする。

2.2.4 タービントルク

ロータ入口と出口の角運動量変化を変えると、動翼に加わる各瞬間のトルク\$T\$は下記となる。

$$\begin{aligned} T &= \rho_4 w_4 F_4 v_{\theta 4} r_4 - \rho_5 w_5 F_5 v_{\theta 5} r_5 \\ &- \frac{\partial}{\partial t} \int_4^5 \rho F v_{\theta} r dx \end{aligned} \quad (2.30)$$

ここで、ノズルからの流れはノズル流出角で流れ、ロータからの流れは、出口部では相対流出角で流れ、逆流の場合は入口部で相対的に半径方向に流れれるとすると、周方向速度成分\$v_{\theta}\$は下記となる。（図2.3および図2.4参照）

$$\left. \begin{aligned} w_4 \geq 0 \text{ のとき, } & v_{\theta 4} = c_3 \cos \alpha \\ w_4 < 0 \text{ のとき, } & v_{\theta 4} = u_4 \\ w_5 \geq 0 \text{ のとき, } & v_{\theta 5} = u_5 - w_5 \cos \beta \\ w_5 < 0 \text{ のとき, } & v_{\theta 5} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.31)$$

2.2.5 タービンの最大有効仕事とタービン効率

内容積\$V\$のタンクからガスがタービンを通して大気へ流出する場合、エネルギーの保存則からタービンの受ける仕事は、[タービンの受ける仕事] = [ガス全体の内部エネルギーの減少] - [境界面が外部になした仕事]となる。

ここで、タンク内の初期状態を、圧力\$p_i\$、密度\$\rho_i\$、質量\$M_r + M_o\$、単位質量当りの内部エネルギー\$e_i\$とし、質量\$M_o\$が大気へ流出した後のタンク内の状態を、圧力\$p_r\$、密度\$\rho_r\$、質量\$M_r\$、内部エネルギー\$e_r\$とし、大気へ流出したガスの状態を、圧力\$p_a\$、密度\$\rho_a\$、質量\$M_o\$、内部エネルギー\$e_o\$とすると、質量\$M_o\$のガスが圧力\$p_i\$から大気圧\$p_a\$まで断熱膨張したとき得られるタービンの最大有効仕事\$L_{ad}\$は次式となる。

$$\begin{aligned} L_{ad} &= \left\{ (M_r + M_o) e_i - M_r e_r - M_o e_o \right\} - \left\{ p_a \frac{M_o}{\rho_a} \right\} \\ &= \rho_i V \frac{1}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} - \rho_r V \frac{1}{k-1} \frac{p_r}{\rho_r} \\ &- M_o \frac{k}{k-1} \frac{p_a}{\rho_a} \end{aligned} \quad (2.32)$$

次に、脈動流のパルス周波数を\$f_p\$、タービンの角速度を\$\omega\$、タービントルクを\$T\$とすると、1サイクル当りのタービン仕事は\$\int_0^{1/f_p} T \omega dt\$となり、タービン効率\$\eta\$は次式で定義できる。

$$\eta = \frac{\int_0^{1/f_p} T \omega dt}{L_{ad}}$$

2.2.6 計算方法および計算手順

上記の基礎式と境界条件を用い、流れが全て静止している状態から計算を始める。各サイクルの初期値に、バルブポートが開き始める瞬間のタンク内圧力と温度の実験値を与え、定常なサイクルに収束するまで計算を繰り返す。タービンの主要諸元と計算に用いた主要値を表2.1示す。ノズル流出角とロータの相対流出角は実験用タービンの定常流実験より得た値で、計算では常に一定とした。

表2.1 実験用タービンの主要諸元と計算のための主要値

スクロール	円周方向	2分割
ノズル	翼枚数	12枚
	翼幅	6.5mm
	絶対流出角	26.2°
ロータ	翼枚数	14枚
	入口面積	0.00242m ²
	出口面積	0.00135m ²
	入口半径	0.055m
	出口半径	0.030m
	出口平均半径	0.026m
	相対流出角	45.4°
ロータリバルブタンク容積		0.00346m ³
排気管長さ		0.733m
排気管断面積		0.00272m ²
管摩擦係数		0.072
排気管分割数		65
ロータ分割数		5

この特性曲線法の計算により、流路系の流速、圧力および密度の瞬間値を求め、各瞬間の流量およびトルクを計算し、1サイクル間の時間平均を考え、平均圧力、平均流量および平均トルクを求め、さらにタービン効率も求められる。

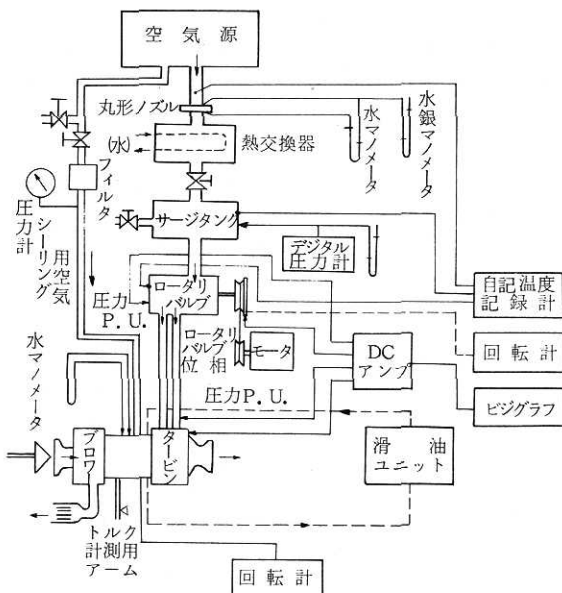


図2.6 実験装置の概要

2.3 実験装置および実験方法

2.3.1 実験装置

実験装置の概要を図2.6に示す。空気源からの高圧空気は丸型流量計を通り、熱交換器で冷却された後、サージタンクに入り、ロータリバルブタンクに送入される。この空気は、吹き抜け流れのないエンジンシリンダからの排気と同じ特性の脈動流として排気管に流出し、実験用ラジアルタービンを駆動する。

実験用タービンの断面図を図2.7に示す。タービン出力を同軸のプロワで吸収し、浮動させたプロワケーシングに作用するトルクを測定して、タービンの平均トルクを求めた。なお、タービン出口は大気に開放されている。

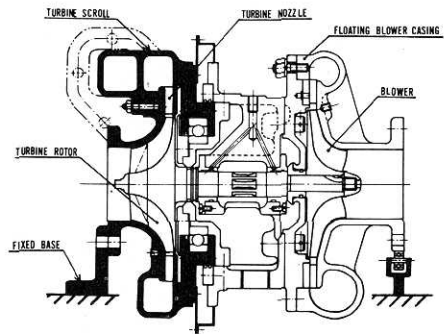


図2.7 実験用タービンの断面図

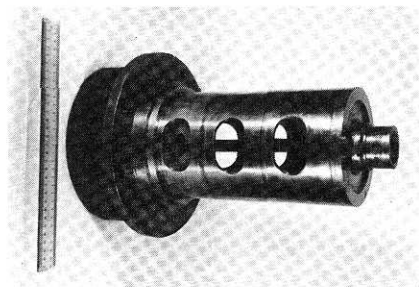


図2.8 ロータリバルブ

脈動流を発生するロータリバルブの写真を図2.8に示す。全周送入の場合は、流入側ポートと2つの流出側ポートが1回転に2回(180°ごと)開き、2本の排気管に同位相の脈動流を供給する。部分送入の場合は、流入側ポートは1回転に2回開き、流出側ポートは180°の位相差を持って1回転に1回ずつ開く。

圧力測定は半導体小型圧力変換器を用いて行い、同時に水銀マンメータにより平均静圧も測定した。

温度測定は熱電対により平均温度を測定した。

2.3.2 実験方法

実験は、サージタンク内の圧力およびタービン回転数を一定に保ち、脈動流の周波数を変えて行った。

全周送入の場合の実験条件を表2.2(a)に、部分送入の場合の実験条件を表2.2(b)に示す。

表2.2 実験条件

	(a)全周送入の場合		(b)部分送入の場合	
	実験1	実験2	Case1	Case2
タービン回転数 rpm	24,970	25,000	24,960	25,070
ロータリバルブ回転数 rpm	990	1,489	997	1,502
パルス周波数 Hz	33.0	49.6	16.6	25.0
サージタンク内圧力 kg/cm ² gauge	1.000	1.001	0.995	1.000
サージタンク内温度 °C	23.5	24.0	14.0	20.0

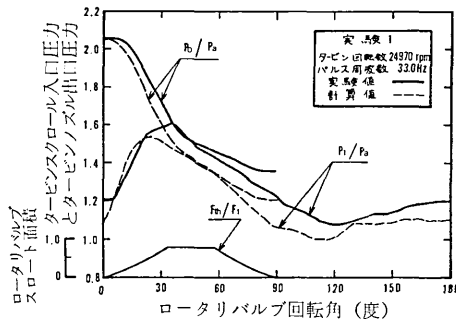
2.4 計算結果と実験結果の比較

2.4.1 全周送入の場合¹⁵⁾

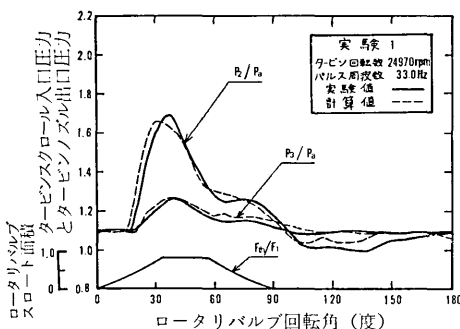
計算結果は、実験1に対しては2サイクル目、実験2に対しては3サイクル目ではぼ定常サイクルに収束しているとみなせるので、各々その時の値を示す。

計算の妥当性を示す1例として、圧力波形の計算値と実験値を図2.9(a), (b)に示す。(a)はロータリバルブタンク内の圧力 p_0 と排気管入口圧力 p_1 を、(b)はスクロール入口圧力 p_2 とノズル出口圧力 p_3 と大気圧 p_a との比の形で示し、太い実線は実験値、細い破線は計算値である。横軸はロータリバルブの回転角で、排気側バルブが開き始める位置を0度とする。また、バルブの排気側スロート面積の変化を排気管断面積との比の形で同図中に示す。

次に、タービンスクロール入口の平均圧力より得られるタービンの平均全膨張比(平均全圧と大気圧との比)



(a) ロータリバルブタンク内圧力と排気管入口圧力



(b) タービンスクロール入口圧力とタービノズル出口圧力

は、実験1の場合、水銀マンオメータより求めた実験値が1.190、計算値が1.124、実験2の場合、実験値が1.224、計算値が1.236であり、実験値と計算値は良く一致している。

次に、この計算の主目的であるタービンの平均流量、平均トルク等の実験値と計算値を表2.3に示す。こ

表2.3 流量、トルクおよび効率(全周送入の場合)

	実験1		実験2	
	実験値	計算値	実験値	計算値
パルス周波数 Hz	33.0	33.0	49.6	49.6
流量 kg/s	0.0790	0.0814	0.0936	0.0981
トルク kg-m	0.0460	0.0556	0.0636	0.0734
流量当りのトルク kg-m/kg/s	0.582	0.683	0.679	0.748
最大有効仕事 kg-m	9.24	9.37	7.83	8.06
タービン効率 %	39.5	49.6	42.8	50.0

で、トルクの計算値は、ロータでの角運動量変化より得た値から、ロータと同じ外径の円板が密閉容器の中で回転するときの円板摩擦トルク(この実験の場合、約0.003 kg-m)を差し引いた値である。この表より、流量は実験値と計算値が良く一致しているが、トルクはやや差が大きいことが分かる。

一方、定常流実験によるタービンの流量特性とトルク特性を用い、マンオメータで測定したタービン入口平均圧力を基にしたタービン平均膨張比と修正回転数からタービン流量とトルクを求めると、実験1の場合0.108 kg/s、0.039 kg-m、実験2の場合0.120 kg/s、0.048 kg-mとなり、流量の誤差はかなり大きい。

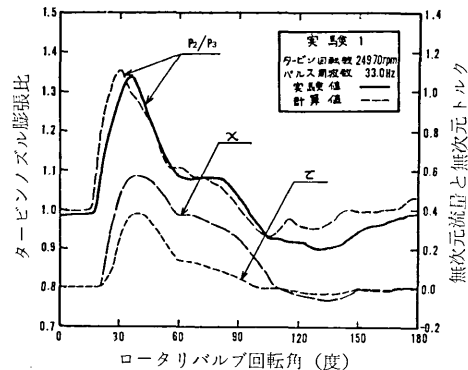


図2.10 タービン流量、タービントルクおよびタービノズル膨張比

次に、タービン流量とトルクの変化およびタービノズル膨張比 p_2/p_3 の変化を図2.10に示す。ここで、無次元流量 χ と無次元トルク τ を次式で定義する。

$$\chi = \frac{\dot{M}}{\rho_i \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} \left\{1 - \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\}}} F_3$$

$$\tau = \frac{T}{\rho_i \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{1}{k}} \frac{2k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} \left\{1 - \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\} F_3 r_4 \cos \alpha} \quad (2.34)$$

$$(2.35)$$

ここに、分子 \dot{M} は計算より求めた各瞬間のノズル出口での質量流量、 T はロータ出入口の角運動量変化より計算した各瞬間のトルクであり、分母はロータバルブタンク内の初期圧力 p_i 、密度 ρ_i のガスが大気圧 p_a までノズル出口面積 F_3 をノズル流出角 α で断熱膨張するときの流量、および角運動量変化から求まるトルクである。

図中、ノズル膨張比の太い実線は実験値、細い破線は計算値であり、両者は良く一致している。

また、計算によると、ノズル膨張比が約1より高い時は、流れはノズルよりロータへ正常に流出しており、トルクも正であるが、膨張比が1以下の時には、流量はわずかに負となり、ロータよりノズルへ逆流しており、ほぼ同時にトルクも負となり、タービンが流体を駆動している期間があることが分かる。これらは、脈動流により駆動されるタービンの特徴である。

2.4.2 部分送入の場合¹⁶⁾

計算結果は、Case 1 に対しては3サイクル目、Case 2 に対しては5サイクル目ではほぼ定常サイクルに収束しているとみなせるので、各々その時の値を示す。

この場合の圧力波形も、全周送入の場合と同様に実験値と計算値は良く一致しており、解析法の妥当性を示している。

次に、タービンの平均流量、平均トルク等の実験値と計算値を表2.4に示す。トルクの計算値は全周送入の場合と同様に円板摩擦トルク (約0.003 kg-m) を差し引いた値である。この表より、流量は実験値と計算値が良く一致しているが、トルクはやや誤差が大きいことが分かる。

表2.4 流量、トルクおよび効率 (部分送入の場合)

	Case 1		Case 2	
	実験値	計算値	実験値	計算値
パルス周波数 Hz	16.6	16.6	25.0	25.0
流量 kg/s	0.0583	0.0548	0.0722	0.0680
トルク kg-m	0.0323	0.0375	0.0485	0.0512
流量当りのトルク kg-m/kg/s	0.554	0.684	0.672	0.753
最大有効仕事 kg-m	13.87	13.30	12.89	12.31
タービン効率 %	36.7	44.4	39.5	43.7

一方、従来の平均膨張比、修正回転数と定常流特性から求める方法で、タービン流量とトルクを求めると、Case 1 の場合 0.0185 kg/s, 0.020 kg-m, Case 2 の場合 0.099 kg/s, 0.032 kg-m となり、流量の誤差が大きいことが分かる。

2.5 むすび

排気タービン系全体について、特性曲線法による数値解析を行い、タービン系各部の圧力波形、流量、トルクおよび効率等を求める方法を明らかにした。計算結果は実験結果とかなり良く一致し、本解析法の妥当性を示した。

この解析法の特徴は、エンジンシリンダを含む排気タービン系全体の幾何学的形状、タービン回転数、脈動周波数、排気バルブの開き始める瞬間のシリンダ内圧力と温度が既知であれば、動圧駆動タービンの特性が求められることである。

最後に、部分送入ラジアルタービンの特性および動圧駆動型ラジアル排気タービンの特性に関する研究は、最近の約10年間にわたり、水町研究室と吉識研究室との共同研究として行われたものである。その間大学院生菱川正文、山口寛昌、前田徹、筒井康賢、沖本晴男、森下進の諸君から多大の協力を得ることができた。またこの研究の遂行に多大の貢献をされた遠藤敏彦助手に感謝すると共に、実験およびデータ整理等でお世話になった高間信行技官にお礼を申し上げる。(1977年4月1日受理)

参考文献

- 1) 水町ほか, 日本機械学会論文集, 第43巻, 第370号, (昭52-6)
- 2) Ohlsson, G. O., J. Aero. Sci., 29-9, (1962-9), 1017
- 3) Yahya, S. M., Int. J. Mech. Sci., 10 (1968), 65
- 4) 是松ほか, 機講論, No 700-7 (昭45-3), 235
機講論, No 710-15 (昭46-10), 85
- 5) Linhardt, H. D. and Silvern, D. H., J. Aero. Sci., 31 (1961-3), 297
- 6) Hern, H. K. and Mann, R. W., Trans., ASME, Ser. D, 83 (1961-9), 408
- 7) Woods, W. A., Kuo-Huo Chu, F. and Mann, R. W., Trans., ASME, Ser. D, 90 (1968-12), 555
- 8) 水町, 東大生研報告, 8-1 (昭33-12), 1
- 9) Wallace, F. J. and Adgey, J., PIME, 182-3 H (1967-68), 22
- 10) Wallace, F. J.ほか2名, PIME, 184-1-10 (1969-70), 183
- 11) Wallace, F. J. and Miles, J., PIME, 185-77/71 (1970-71), 1091
- 12) Benson, R. S. and Scrimshaw, K. H., PIME, 180-3 J (1965-66), 74
- 13) Wallace, F. J.ほか2名, PIME, 184-1-56 (1969-70), 1027
- 14) Benson, R. S. 71-GT-66, ASME Gas Turbine Conference, (1971)
- 15) 水町ほか4名, 機械学会講演論文集, 750-17 (1975), 171 および 175
- 16) Yoshiki ほか3名, 1977 Tokyo Joint Gas Turbine Congress (採用決定)
- 17) Shapiro, A. H., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow Vol. 2, (1954), 972, Ronald Press
- 18) Jenny, E., Brown Boveri Review, 37-11 (1950-11), 447
- 19) Wallace, F. J., PIME, 172 (1958), 931