注：—

- (1) 昭和 27 年 4 月 3 日 第 29 期定時総会講演会において講演，
原稿受付 昭和 27 年 10 月 10 日。
(2) 正員，東京大学工学部。
(3) 植田；機械学会論文集，18 巻 67 号，103 ページ（昭 27）。
(4) 植田；機械学会論文集，18 巻 72 号，56 ページ（昭 27）。
(5) 甲藤；理工研報告，3 巻（1949）195 ページ。
(6) 植田；機械学会論文集，18 巻 67 号，97 ページ（昭 27）。
(7) 第 3 報における 2. エゼクタ各部寸法の影響について。
(8) 第 3 図は等圧と仮定しているから，(8) からわかるごとく けん
引力 P をも考慮に入れた空気の通路面積の大小を示すものとみ
ることでもできる。
(9) 第 2 報におけるけん引力係数としては $x=0.03$ としたが，本
報告の場合は a) デイフューザ壁の摩擦を無視している。b) 同
一面積を同一流量が通過する際，その速度分布が平等であるほど
流体の運動量は小ですむのであるが，この場合は第 2 報で考えた
ものより空気流内の速度の不等等ははるかに著しい。一方計算
方法としては空気流内の速度分布を平等とみなして空気流量を求
めている。以上のことからこの場合 x' は 0.03 よりかなり小

い値を見こむべきであることが想像される。

- (10) 実際のけん引力係数 x は $x=0.03$ よりもかなり大である。
(11) 菅原，速水；機械学会論文集，8 巻 22 号，II-53（昭 17）。
また第 1 報における第 6 図の下の方の圧力変化曲線における吸入空
気量 90 kg/h の場合，なお後者の実験で吸入空気量の小なると
ときには圧力降下が出ていないが，これは圧力測定孔の間隔が大き
すぎたためと思う。
(12) かかる現象は谷下；理工研報，18 輯 4 号，239 ページ（昭 14
—4）においてノズルを極端にデイフューザに接近させたときに
表われている。
(13) 速水；機械学会論文集，8 巻 31 号，II-25（昭 17）。
(14) 谷下教授の実験では第 11 図の上の二つの性能曲線に表われて
いるごとく，しばしば性能に小さいガタを生じている。これは使
用されたエゼクタが先細部の入口部と直線部とを別個につくり，
これをねぢでつないであるため，その間に幾分の すきま あるい
はガタを生じたためと想像され，この計算方法では性能曲線上の
ガタを生じたところでだいたい G_a の極小値の位置すなわち L_0
の位置が先細部の直線部から円弧の入口部に移行してくる。

621.165.2—154:621.1.018

複回転軸流タービンの段落効率の理論的研究⁽¹⁾中 村 行 三⁽²⁾ 沢 田 照 夫⁽³⁾A Theoretical Research on the Stage Efficiency of
Double-Rotation Axial-Flow Turbines

by Kozō NAKAMURA and Teruo SAWADA

In the ideal middle stages of a multi-stage axial-flow turbine, we take, as one stage, any adjoining two rows of blades such as I , II which are moving to the opposite directions with each other. The adiabatic heat drops of the moving blades I and II are $(1-\rho) H_0$ and ρH_0 respectively, when we represent the total heat drop of the stage with H_0 and adopt a factor ρ called "ratio of heat drops". For the blades I and II , we take c' , c as circumferential velocities, ξ' , ξ as coefficients of loss and β_2' , β_2 as exit angles, respectively. We represent the relative velocity of fluid at the exit of the blades II with u_2 . Taking the velocity ratio $\xi_2 = (c' + c)/u_2$ and the function about energy ratio $Au_2^2/(2gH_0) = \Phi$, the circumferential efficiency η_c of an ideal middle stage may be given by the next equation

$$\eta_c = \frac{1 + \rho \xi'}{1 + \xi'} - \Phi \left\{ \frac{\xi'}{1 + \xi'} \xi_2^2 - \frac{2\xi'}{1 + \xi'} \xi_2 \cos \beta_2 + \left(\frac{\xi'}{1 + \xi'} + \xi \right) \right\},$$

if we have the suitable value of the angle β_2' , calculated from the following equation

$$\cos \beta_2' = \frac{(2 + \xi') \xi_2^2 - 2\xi_2 \cos \beta_2 - \{\xi' + \xi(1 + \xi')\} + (1 + \rho \xi')/\Phi}{2\sqrt{1 + \xi'} \cdot \xi_2 \sqrt{(\xi_2 - \cos \beta_2)^2 + (1 - \cos^2 \beta_2)} + (1 - \rho)/\Phi}$$

Using these equations, we have made clear numerically the performance of double-rotation axial-flow turbines. And comparing these turbines with double-rotation radial-flow turbines, we have confirmed again our old deduction. In general we may expect to realize more efficient double-rotation turbines, if we are able to get the combinations of two blades having the sections suited to the given theoretical condition, not being restrained for any stage by such construction with two rows of blades having same sections as in Ljungström turbine.

1. 緒 言

タービンはその型式から大別すれば，単回転タービンと複回転タービンとになる。複回転タービンは，単回転タービンの場合と同様に，軸流型と半径流型とに

区分され，このおのおのに対して衝動ならびに反動の二つがあるから，結局合計 4 型式を挙げることができ。このうちで実用になっているもので最も重要なものは，相対応する二つの羽根車が互に反対方向に等し

い角速度をもって回転する, 複回転半径流の反動タービンに属する Ljungström タービンである. また単段落の複回転軸流衝動タービン (ただしノズルは固定され, 2 個の羽根車が互に反対方向に回転する) は Bliss 式魚雷に採用された⁽⁴⁾, 更に Curtis タービンに相当する単段落の複回転軸流衝動タービン (ただしノズルも案内羽根と共に回転する) が蒸気タービンとして実験されたことがある⁽⁵⁾. しかし複回転タービンの半径流衝動型および軸流反動型は未だ実現されたことを聞かない.

著者は以前タービンの段落効率について理論的研究を行い, 周辺効率の一般式を誘導し, 各種タービンの効率を検討した⁽⁶⁾. この際複回転軸流反動タービンは, 複回転半径流反動タービン (Ljungström 型) に勝るとも劣ることがないことを明らかにした. しかし当時は Ljungström タービン以外の複回転タービンはほとんど問題とするほどではなかったので, Ljungström タービン以外の型式について詳細の取り扱いが省略した. しかし最近のガスタービン発達状況から考えるとき, 複回転軸流反動タービンは将来性あるものと思

$$\eta_c = \frac{2\{\xi' \cos \alpha_1' (1 + \kappa_c') + \xi \cos \alpha_1 (1 + \kappa_c) B'\}}{\xi'^2 + 2\xi' \cos \alpha_1' \{1 + (1 + \xi') \kappa_c'\} + B' [\xi'^2 + 2\xi \cos \alpha_1 \{1 + (1 + \xi) \kappa_c\}] + \xi' B' + \xi} \dots\dots\dots (1)$$

われるので, 今回これについて理論的にその性能を詳細に論ずることにした.

2. 段落周辺効率の理論式

(1) 効率の一般式とその適用 著者が以前実施した段落効率の理論的研究においては, 速度複式衝動タービンを除く (i) すべての型式に適用できる周辺効率の一般式⁽⁷⁾, (ii) 単回転のすべての型式に適用できる効率式を誘導した. 更に (iii) 単回転の速度複式衝動タービンについても理論的に研究した. このうちで第 (i) 項の一般式はいかなる型式のタービンにも適用できるものであって, これから複回転軸流タービンの効率式が得られるが, その結果は次のごとくである.

第 1 図

今互に反対方向に異なる角速度をもって回転する回転羽根よりなる多段落軸流タービンにおいて, 任意の

1 組の回転羽根 I, II をとって 1 段落と考える. 第 1 図 (a) はこれを示す. 回転羽根 I, II の入口および出口の側をそれぞれ $1', 2'$ および $1, 2$ で表わす. 両車の回転角速度はそれぞれ ω', ω であり, 周速度はそれぞれ c', c であって, 回転方向は矢印をもって示した. 回転羽根 I, II における速度線図は一般には第 1 図 (a) で示され, 残留速度利用の完全な中間段落に対しては (b) 図で与えられる. 絶対速度を w , 相対速度を u とし, これらが平均羽根円に対する接線方向となす角をそれぞれ α, β とする. 入口におけるもの, 出口におけるものはいずれも $1, 2$ を附し, また回転羽根 I に対してはすべてダッシュをつけて区別した.

前段落の流出絶対速度を w_0 とすると, 多段落タービンではこの w_0 は通常 w_2 に等しい. 回転羽根 I, II よりなるこの段落で, 前段落の流出速度 w_0 の ϵ_1 倍が利用され, この段落よりの流出速度 w_2 の ϵ_2 倍が次の段落で利用されるものとして周辺効率の一般式⁽⁸⁾を誘導しておいた. 多段落タービンの中間段落で $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$ とおきうる場合に対しては, 周辺効率 η_c は次の式で与えられる.

ただし $\xi' = c'/w_1'$, $\xi = c/w_1$ (速度比)

φ', φ をそれぞれ回転羽根 I, II の速度係数とすると

$$\xi' = 1/\varphi'^2 - 1, \quad \xi = 1/\varphi^2 - 1 \quad (\text{損失係数})$$

更に

$$\kappa_c' = \frac{w_2' \cos \alpha_2'}{w_1' \cos \alpha_1'}, \quad \kappa_c = \frac{w_2 \cos \alpha_2}{w_1 \cos \alpha_1},$$

$$\kappa_s' = \frac{w_2' \sin \alpha_2'}{w_1' \sin \alpha_1'}, \quad \kappa_s = \frac{w_2 \sin \alpha_2}{w_1 \sin \alpha_1}$$

$$B' = (\kappa_s' \sin \alpha_1')^2 + (\kappa_c' \cos \alpha_1')^2,$$

$$B = (\kappa_s \sin \alpha_1)^2 + (\kappa_c \cos \alpha_1)^2$$

である.

しかしかような中間段落の効率が, 速度比, 両羽根

車における熱落差の配分割合や, 両車の回転角速度の割合などと共にいかに変化するかを詳細に調べる場合に対しては, 式 (1) は不便である. よってこの目的に対し, 別の効率式を次に誘導する.

(2) 中間段落に対する新しい効率式

第 1 図 (a) に示すごとく回転羽根 I, II をもって 1 組とする多段落タービンの中間段落を考え, この段落の断熱熱落差を H_0 , 回転羽根 I, II における熱落差をそれぞれ $\Delta i' = (1 - \rho) H_0$ および $\Delta i = \rho H_0$ と

する。ただし ρ は回転羽根 II における断熱熱落差 Δi の、この段落の断熱熱落差 $H_0 = \Delta i' + \Delta i$ に対する割合である。すなわち

$$\rho = \Delta i / (\Delta i' + \Delta i) \quad (2)$$

であって、これを熱落差比と呼ぶことにする。これは単回転タービンの場合 ($\omega' = 0, \omega \neq 0$) には、反動度と称せられる量に相当するものである。

前段落からの流入速度 w_0 と、この段落からの流出速度 w_2 とは、大きさ方向とも相等しく、それぞれこの段落および次の段落で全部有効に利用されるものとする。すなわち $f=1, \epsilon_1=\epsilon_2=1$ に相当する。しかるときは $w_1' = w_0 = w_2$ であって、速度線図は第1図(b)のごとくなる。図において

$$w_2 = w_1', w_1 = w_2', \alpha_1 = \alpha_2', \alpha_2 = \alpha_1' \quad (3)$$

である。

また両車の回転角速度の比 ω'/ω を考え、これを Ω で表わせば、周速度 c', c の間には次の関係がある。

$$\Omega = \omega'/\omega = c'/c \quad (4)$$

なお両羽根において、熱落差と相対速度との間には次の関係がある。

$$\begin{aligned} \Delta i' &= (1-\rho)H_0 = A\{(1+\zeta')u_2'^2 - u_1'^2\}/(2g) \\ \Delta i &= \rho H_0 = A\{(1+\zeta)u_2^2 - u_1^2\}/(2g) \end{aligned} \quad (5)$$

さて単位重量の流体が羽根 I, II においてなす周辺仕事をそれぞれ $A(Wc)_I, A(Wc)_{II}$ とすれば、この段落における仕事 $A(Wc)_{I+II}$ はこの両者の和である。

すなわち

$$\begin{aligned} A(Wc)_{I+II} &= A(Wc)_I + A(Wc)_{II} \\ &= A\{c'(w_1' \cos \alpha_1' + w_2' \cos \alpha_2') \\ &\quad + c(w_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \alpha_2)\}/g \\ &= A(1+\Omega)c(w_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \alpha_2)/g \end{aligned} \quad (6)$$

ゆえに周辺効率を η_c とすれば

$$\begin{aligned} \eta_c &= A(Wc)_{I+II}/H_0 \\ &= A(1+\Omega)c(w_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \alpha_2)/(gH_0) \end{aligned} \quad (7)^*$$

$$w_1 \cos \alpha_1 = \frac{1}{2(1+\Omega)c} \left[\left(\varphi'^2 - \frac{1}{\varphi^2} \right) u_2'^2 + \{ \varphi'^2(1+\Omega)^2 - (\Omega^2 - 1) \} c^2 - 2\varphi'^2(1+\Omega)c u_2 \cos \beta_2 + \frac{2gH_0}{A} \{ \varphi'^2(1-\rho) + \rho \} \right]$$

また $w_2 \cos \alpha_2 = \{ 2(1+\Omega)c u_2 \cos \beta_2 - 2(1+\Omega)c^2 \} / \{ 2(1+\Omega)c \}$

である。これらの関係を式(7)に代入して整理し、更に速度係数 φ' , φ の代りに損失係数 ζ' , ζ で書き直せば、周辺効率 η_c は次の式で表わされる。

$$\eta_c = \frac{1+\rho\zeta'}{1+\zeta'} - \frac{A u_2'^2}{2gH_0} \left\{ \frac{\zeta'}{1+\zeta'} \frac{(1+\Omega)^2 c^2}{u_2'^2} - \frac{2\zeta'}{1+\zeta'} \frac{(1+\Omega)c}{u_2} \cos \beta_2 + \left(\frac{\zeta'}{1+\zeta'} + \zeta \right) \right\} \quad (10)$$

今速度比として、式(1)の場合と異なり、両羽根の周速度の和 $c' + c = (1+\Omega)c$ と羽根 II における流出相対速度 u_2 との比をとる。すなわち $(1+\Omega)c/u_2 = \xi_2$

と置き、更に羽根 II からの流出エネルギーの、段落熱落差に対する割合を表わす

*で与えられる。

式(6)によれば、この段落の周辺仕事は羽根 II に対する流入および流出の絶対速度の、各周方向の分速度の和 $w_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \alpha_2$ に比例し、各羽根の周速度の和 $c' + c = (1+\Omega)c$ に比例する。しかして各羽根における仕事の分前 $A(Wc)_I, A(Wc)_{II}$ は各羽根の周速度の大きさに比例する。よって各羽根の周速度の配分を適当に保つように設計すれば、式(7)からわかるように、周辺効率を変えずに、各羽根から取出し得る仕事を必ずしも相等しくない任意の値とすることができる。

式(7)を用いて周辺効率を求めるには、その段落の熱落差 H_0 と速度線図が与えられなければならぬ。速度線図を描かずに、周辺効率におよぼす諸因子の影響を調べるには、式(7)を変形して得られる別の効率式によらなければならぬ。

(a) 効率式の誘導 回転羽根の出口角 β_2', β_2 は Parsons タービンや Ljungström タービンの例からみて $18^\circ \sim 19^\circ$ が適当で、これより小となることはなるべく避けるべきである。また回転羽根からの流出相対速度 u_2', u_2 は段落熱落差に相当して、音速以下の値として適当に見積られなければならぬ。周辺効率を回転羽根 II の出口における、これらの諸量のかん数として与える式を誘導する。

さて第1図(b)から

$$\begin{aligned} u_2'^2 &= (\Omega c)^2 + w_1'^2 + 2\Omega c w_1 \cos \alpha_1 \\ u_1'^2 &= c^2 + w_1'^2 - 2c w_1 \cos \alpha_1 \end{aligned}$$

これらの式を用いて次の関係が得られる。

$$w_1 \cos \alpha_1 = \{ u_2'^2 - u_1'^2 - (\Omega^2 - 1)c^2 \} / \{ 2(1+\Omega)c \} \quad (8)$$

しかるに式(5)から

$$\begin{aligned} u_2'^2 &= \varphi'^2 \{ u_2^2 + (1+\Omega)^2 c^2 - 2(1+\Omega)c u_2 \cos \beta_2 \} \\ &\quad + A(1-\rho)H_0/(2g) \\ u_1'^2 &= u_2^2/\varphi^2 - 2g\rho H_0/A \end{aligned} \quad (9)$$

なる関係があるから、これを式(8)に代入して

$$Au_2^2/(2gH_0) = \Phi \quad \dots\dots\dots (12)$$

なる量を採用すれば

$$\eta_c = \frac{1+\rho\zeta'}{1+\zeta'} - \Phi \left\{ \frac{\zeta'}{1+\zeta'} \xi_2^2 - \frac{2\zeta'}{1+\zeta'} \xi_2 \cos \beta_2 + \left(\frac{\zeta'}{1+\zeta'} + \zeta \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (10)'$$

効率式(10)'によれば, 周辺効率 η_c はその段落の熱落差比 ρ , 両車における損失係数 ζ' , ζ および第 II 回転羽根の出口角 β_2 に直接関係し, 同じく相対速度 u_2 は段落熱落差 H_0 と結合する式(12)で与えられる量 Φ として, また両車の周速度の和 $(1+\Omega)c$ と式(11)で結びつく速度比 ξ_2 の形で間接に影響を与えることがわかる. なお u_2 と結合して同一速度比を与える, 周速度の和 $c+c'=(1+\Omega)c$ の構成要素 c, c' の組合せは効率に影響を与えないことも了解される.

さて一般にタービン羽根においては, 入口角は気流の無衝突流入の条件から決定されるが, 出口角は, 羽根長さとの関連の下に, 流体流動に余り無理を与えない*

$$\cos \beta_2' = \frac{(2+\zeta')\xi_2^2 - 2\xi_2 \cos \beta_2 - \{\zeta' + \zeta(1+\zeta')\} + (1+\rho\zeta')/\Phi}{2\sqrt{1+\zeta'}\xi_2\sqrt{(\xi_2 - \cos \beta_2)^2 + (1 - \cos^2 \beta_2)} + (1-\rho)/\Phi} \quad \dots\dots\dots (14)$$

この段落の熱落差比 ρ , 第 II 回転羽根の出口における状態を規定する $\cos \beta_2$ および Φ を与えるとき, 第 I 回転羽根の出口角 β_2' は式(14)から求められる. あるいは角 β_2' が適当な値であるためには, 速度比 ξ_2 が式(14)に従って制限されなければならぬ. すなわち式(10)'で与えられる効率は, この制限の範囲内の状態に対して実質的意義を有するわけである.

なお回転羽根 II の入口における状況に関する量を含む別の効率式を前項と同様の要領によって求めた. この式は単回転軸流タービンと比較して論ずる場合に使用すると便利であるが, 詳細は省略する.

(b) 効率式の適用について 上述の式(10)'は, 多段落タービンの中間段落において $w_0=w_2$, $e_1=e_2=1$ と置き得る場合に対する効率式であることは最初に述べた通りである. 中間段落でも $w_0 \neq w_2$, $0 < e_1 \leq 1$, $0 < e_2 \leq 1$ のときは, 多段落タービンの最初および最後の段落のときと同様に, 今考えている段落において利用されるべき, すなわち実際に周辺仕事を生ぜしめるのに役立つ理論上のエネルギー H_t は一般に

$$H_t = H_0 + A\{(\epsilon_1 w_0)^2 - (\epsilon_2 w_2)^2\}/(2g) \quad \dots\dots\dots (19)$$

で示される. したがって, 一般には $H_t \neq H_0$ であって, この場合の効率式は式(1)を求めた基礎式⁽⁹⁾で与えられる. あるいは式(7)の H_0 の代りに H_t を置いた関係式を使用し得る.

式(10)'を用いて周辺効率を求めるにあたって, 必ず式(14)の条件によって制限されることは既に述べた通りである.

*い限りにおいて, すなわち流出相対速度が余り大に過ぎない範囲において適当に選ぶべきである. 式(10)'中に第 II 回転羽根の出口角 β_2 のみを含むが, 第 I 回転羽根の出口角 β_2' は何でもよいわけではなく, 上述の原則は満足されなければならぬ. 何となれば, 回転羽根 I, II に対し, 第1図(b)の速度線図が成立するものとして効率式を誘導したから, 速度線図が成立すべき実際条件を満たす必要がある. それには効率式(10)'に含まれない重要量 β_2' の大きさを制限すべきである. よって次に, 効率式(10)'に含まれている諸因子をもって表わされた, この角 β_2' を与える式を求める.

第1図(b)の速度線図において

$$u_1^2 = u_2'^2 + (1+\Omega)^2 c^2 - 2(1+\Omega)c u_2' \cos \beta_2'$$

なる関係から

$$\cos \beta_2' = \{u_2'^2 - u_1^2 + (1+\Omega)^2 c^2\} / \{2(1+\Omega)c u_2'\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

を得る. この式(13)に式(9)の関係を代入して整理すれば結局次の関係が求まる.

3. 計算例とその検討

(1) 性能曲線と速度線図 第 II 回転羽根の出口角 β_2 が 18° , したがって $\cos \beta_2 = 0.95$ の場合を考える. 羽根速度係数が $\varphi' = \varphi = 0.90$, したがって損失係数が $\zeta' = \zeta = 1.235$ のときと, $\varphi' = \varphi = 0.95$ したがって $\zeta' = \zeta = 0.1080$ のときの二つの場合につき, η_c , ξ_2 -曲線が熱落差比 ρ の値と共にいかに変化するかを, $\Phi = 0.5, 0.6, 0.7$ の場合に対して計算した. Φ のこれらの値は, たとえば $H_0 = 20 \text{ kcal/kg}$ のときは, 式(12)からそれぞれ $u_2 = 289.5, 316.8, 342.1 \text{ m/s}$ の状態を表わすことになる. 第2図および第3図は η_c , ξ_2 -曲線を示す. 各図の下半部における曲線は, それぞれの場合に対する, 式(14)から求めた $\cos \beta_2'$ と ξ_2 との関係である. 図において $\cos \beta_2' = 0.95$ の水平線を引き, これと $\cos \beta_2', \xi_2$ -曲線との交点を求め, その相当点を上図の η_c, ξ_2 -曲線上にとり, これを太実線で結んだ. なお各図における $\cos \beta_2', \xi_2$ -曲線は, この計算例に必要な $\cos \beta_2' = 0.95$ の水平線の近傍の部分のみを示した. 第2図および第3図中の太実線で表わされる曲線は $\beta_2' = \beta_2 = 18^\circ$ に対する性能曲線であって, これによって熱落差比 ρ , 速度比 ξ_2 と共に性能がいかに変化するかがわかる. この太実線の下に含まれる η_c, ξ_2 -曲線の部分は, $\beta_2' > 18^\circ$, $\beta_2 = 18^\circ$ の場合に相当し, 実現可能な範囲であって, これを細実線で示した. 太実線で区切られた残余の領域内にある η_c, ξ_2 -曲線の部分は $\beta_2' < 18^\circ$, $\beta_2 = 18^\circ$ の場合に相当する. この範囲内の状態は実現が不利であったり,

第 2 図

第 3 図

第 4 図

第 5 図

第 6 図

あるいは第 1 図 (b) のとき速度線図が成立しない場合が多く、したがって実際意義が少ないか、またはこれを有しないものであって、この曲線部分を細破線で示した。

次に η_c , ξ_2 -曲線上の特徴のある点について速度線図の例を示す。第 4 図は第 2 図 (a) 中の点 1 ($\rho = 0.4$, $\xi_2 = 0.50$) の状態に対するもので、式 (7) から効率を求めると $\eta_c = 0.745$ を得る。第 5 図は第 2 図 (b) 中の点 2 ($\rho = 0.6$, $\xi_2 = 0.80$) の状態に相当し、効率の計算値は $\eta_c = 0.775$ である。また第 6 図は第 3 図 (c) 中の点 3 ($\rho = 0.74$, $\xi_2 = 0.70$) に対するもので、効率を計算すると $\eta_c = 0.888$ となる。これらの計算値は、それぞれ第 2 図 (a), (b) および第 3 図 (c) から読みとる効率の値と一致する。なおこれら三つの速度線図では、両車の周速度が相等しく $c' = c$ したがって $\Omega = 1$ の場合として示したが、 $c' + c = (1 + \Omega)c$ を一定に保ち、 c' と c との組合せ従って Ω を変化しても

効率は不変である。この事実は式(7)から、あるいは η_c , ξ_2 曲線において速度比 $\xi_2 = (1 + Q)c/u_2$ が一定であることから了解できる。

第2図(b)の点2に相当する第5図をみれば $\beta_2' = 33^\circ$, $\beta_2 = 18^\circ$ で、効率は0.773であるが、同一速度比 $\xi_2 = 0.80$ のときの、太実線の曲線上の効率を讀むと $\eta_c = 0.793$ となる。すなわち $\beta_2' = \beta_2 = 18^\circ$ のときの方が効率は大である。しかしこのとき熱落差比 ρ を0.6から高めて約0.71としなければならぬ。

第1表

ϕ	ρ	ξ_2	η_c
0.5	0.56	0.90	0.792
0.6	0.71	0.85	0.794
0.7	0.83	0.70	0.782

第2表

ϕ	ρ	ξ_2	η_c
0.5	0.54	0.96	0.890
0.6	0.64	0.86	0.894
0.7	0.73	0.78	0.890

第2図、第3図中の太実線の曲線上の最大効率の点を求めると、第1表および第2表のごとくである。両者は羽根出口角においては $\beta_2' = \beta_2 = 18^\circ$ であるが、羽根速度係数は $\phi' = \phi = 0.90$ と $\phi' = \phi = 0.95$ の違いがある。したがって効率の大きさは後者がはるかに大きく、速度係数の大きさが効率におよぼす影響の大きいことがわかる。しかし $\phi' = \phi = 0.90$ のときは、 ϕ , ρ , ξ_2 が変るとき、 ϕ の大きいほど η_c の変化が多少大きい。 $\phi' = \phi = 0.95$ のときは、 ϕ , ρ , ξ_2 が変化しても効率の変化は割合少ない。効率を余り変えずに速度比の小さい状態を得たければ、 ϕ , ρ を適当に選ばなければならぬことがわかる。

(2) 羽根列の組合せ方と段落効率 第7図に示

すごとく、多段落タービンの中段落において、段落1, 2, ……を考える。これらの段落はそれぞれ $I, II; I', II'; ……$ なる羽根列の組合せで構成され、各組の

第7図

羽根の出口角は相等しく、たとえば羽根 $I, I', ……$ では $\beta_2' = 18^\circ$ に、また $II, II', ……$ では $\beta_2 = 18^\circ$ とする。かくして I と I' ; II と II' ; ……は同一断面であり、更に羽根長さも適当に選ぶ。各段落の熱落差は相等しく H_0 であり、各段落内の熱落差比 ρ は、たとえば共に0.4であるとする。しかるとき段落1の状態が第2図(a)の点1で表わされ、その速度線図が第4図であるとする。この際羽根列の組合せを $II, I'; II', I''; ……$ のごとくとして段落1', 2', ……を考え

ても、これらの段落周辺効率 $\eta_{c1}, \eta_{c2}, ……$ は、段落1, 2, ……の効率 $\eta_{c1}, \eta_{c2}, ……$ などと、いずれも相等しくなければならぬ。この事実を正確に裏付けるためには更に計算を進める必要があるが、だいたいのことは第2図(a), (b)および第4図から知ることができる。すなわち第4図から、段落1'の羽根列 I' からの流出速度として、段落1の羽根列 I からの流出速度 $u_2 = 319.0$ m/s と同じ値をとることができる。したがって

$$\phi_{1'} = \frac{Au_2'^2}{2gH_0} = \frac{319.0^2}{427 \times 2 \times 9.8 \times 20} = 0.607$$

$$(\xi_2)_{1'} = \frac{c' + c}{u_2'} = \frac{72.3 \times 2}{319.0} = 0.453$$

段落1'の熱落差比を $\rho_{1'}$ とすれば、 $\rho_{1'} = 0.6$ である。 $\phi_{1'}$ は上記のごとく0.607であるが、 $\phi_{1'} = \phi = 0.6$ と考えて第2図(b)を利用し、 $\rho = 0.6$ の曲線上に、 $\xi_2 = (\xi_2)_{1'} = 0.453$ の点の効率を讀めば $\eta_{c1'} = 0.745$ である。これは $\beta_2' = \beta_2 = 18^\circ$ の太実線上の点でもあることは言うまでもない。これは第2図(a)から、 $\rho = 0.4$, $\xi_2 = 0.5$ の、 $\beta_2' = \beta_2 = 18^\circ$ の太実線上の点として得られる $\eta_{c1} = 0.743$ に近似している。第2図(b)は $\phi = 0.6$ に対するものであるから、 $\phi_{1'} = 0.607$ の代りに使用すれば正確な値が出ないことは明らかであるが、上の結果から、段落1と1'の効率は相等しく、 $\eta_{c1} = \eta_{c1'} = 0.743$ であることが推察できる。

上述の事実は当然の結果であるが、このことから、図が正確であることになるし、また第2図(a)~第3図(c)に至る諸図は、この総数以上の図を用意したときと同様の働きをさせることができることがわかる。

(3) 復回転半径流タービンとの比較 多段落タービンの中間段落で、残留速度の利用が完全な場合について考える。

第3図(c)の点4の状態を例にとる。すなわち復回転軸流タービンの中間段落であるが、 $\phi = 0.7$, $\rho = 0.5$, $\xi_2 = 0.405$ の場合である。 $\beta_2' = \beta_2 = 18^\circ$, $\zeta' = \zeta = 0.1080$ であり、 $H_0 = 20$ kcal/kg, $Q = 1$ のときについて速度線図を求めると第8図のごとくである。効率の計算値は0.848である。

第8図

第8図に示す $c' = c = 69.3$ m/s なる周速度は平均羽根円半径が0.15 m のときは、回転数は $n' = n = 4410$ rpm となる。今両車の平均羽根円半径の平均値が0.15

m, 羽根幅が 10 mm, 両車の回転数が共に 4 410 rpm の複回軸半径流タービンで, 第 3 図(c)の点 4 に対応する場合を考える. この場合は $\rho=0.5$ であるから, Ljungström タービンであって, その速度線図は第 9 図で与えられる. 周辺効率は, 式(7)の場合と同様に

第 9 図

して次の式(15)で計算できる. 添字 1, 2 はそれぞれ羽根入口および出口の状態を示す [第 1 図(a)参照].

$$\eta_c = A \{ (c_1' + c_2) w_1' \cos \alpha_1' + (c_2' + c_1) w_2' \cos \alpha_2' \} / (g H_0) \dots \dots \dots (15)$$

これから $\eta_c = 0.840$ を得る. これは第 8 図に示す軸流型のタービンより効率は小である.

第 3 図(c)の太実線上の点 5 では効率最大であって, $\eta_c = 0.889$ である. この点では $\rho = 0.73$, $\xi_2 = 0.78$ である. すなわち $\rho = 0.5$, $\xi_2 = 0.405$ から $\rho = 0.73$, $\xi_2 = 0.78$ とすれば, 効率はかなり改善される. このことは第 8 図と第 9 図の比較検討の上述の結果から, 半径流型に対しても熱落差比と速度比を適当に変えれば, $\rho = 0.5$ の状態より高い効率が得られることが推察される. しかし速度比は高めるが, 熱落差比は低くても, 他の条件を適当に変化すれば効率のよい複回軸の軸流型と半径流型が得られることが証明できる.

これらの計算例から複回軸タービンでは, 軸流型の方が, 半径流型 (Ljungström 型を含む) より性能がすぐれていることがわかる.

(4) 今後の研究問題 以上の計算例から, 周辺

効率は熱落差比, 速度比などの諸因子によって左右せられ, 与えられた条件に適合する羽根列の組合せ [第 1 図(a)の I, II] を求めることができれば, 複回軸流タービンが効率で最もすぐれたタービンとなり得ることがわかる. また複回軸半径流タービンでも, た

えば $\rho = 0.5$, $\beta_2' = \beta_2 = 19^\circ$, $n' = n$ なる Ljungström 型に固定されなければ, 更にすぐれた効率が $\rho \neq 0.5$, $\beta_2' \neq \beta_2 \geq 18^\circ$, $n' \neq n$ あるいは $n' = n$ のときに得られることも明らかとなった. いずれにしても両車の羽

根を必ずしも同一断面型とせず, 熱落差比および速度比の与えられた値に適合する羽根の組合せが直ちに求められるようにならなければならぬ. この点について系統的な研究が必要である.

4. 結 言

本研究により, 複回軸流タービンの性能を理論的に解析し, 著者が以前予想したこの型式のタービンの優秀性を立証することができた. また一般に複回軸タービンにおいて, 両車の相対応する羽根を必ずしも同一断面型とせず, 熱落差比および速度比の与えられた値に適合する羽根列の組合せが求められれば, 性能の改善は期待し得ることがわかった.

注:—

- (1) 昭和 27 年 10 月 19 日 関西工学連合会連合講演会において講演, 原稿受付 昭和 27 年 11 月 19 日.
- (2), (3) 正員, 浪速大学.
- (4) 大井上博, 魚雷, 54 ページ.
- (5) DIE WÄRME, Nr. 20 (1940), S. 174.
- (6) 菅原, 中村, 機械学会論文集, 8 巻 30 号 (昭 17-2), II 部 14 ページ; 9 巻 34 号 (昭 18-2), II 部 8 ページ; 9 巻 36 号 (昭 18-8), II 部 69 ページ; 12 巻 42 号 (昭 21-10), II 部 119 ページ.
- (7), (8), (9) 菅原, 中村, 機械学会論文集, 8 巻 30 号 (昭 17-2), II 部 17 ページ.