

41.1.10

推力減りと伴流

別冊に利、

1. 序言
2. 船とプロペラの相互吸引力について
3. 運動量理論
4. 推力減り率
5. 有効伴流
6. 伴流プロペラ
7. 船殻効率
8. 造波伴流
9. 結言

1. 序言

船のプロペラの設計は現在主として実験的手法に頼つてい
るようであるが、この方法では現象を大局的に把握する事は
出来ず、むしろ、細かい実験的な方法で、目が見えぬところ
の発生等と成るに、欠点がある。この設計にも理論は只
用ゐられ、その他の最適船の設計にも理論は只

理論の最大の強味は細部の変化、例えば伴流の分布状況に
応じて最適のピッチ分布を決めな事が出来ると言う船のプロ
ペラの最も重要な点にあると思われる。
計算機の発達によつて単独プロペラ理論は益々精進化され
るに、このような試みの発表は例は少ない。

言うまでもなく、単独プロペラの理論を船後プロペラに適用する時の内題点は伴流と推力減少である。

この点に關する諸家の研究は誠に汗牛充棟であつて細説の暇はないが、就中 Fresenius¹⁾は物理的解釈を確立し、Dickmann³⁾⁴⁾はオーストリア戦後の解析的研究の先鞭をつけたものと言えよう。さう最近缺けて Pohl,²⁾ Wald¹³⁾は従來の知見を補うに足る考察を發表したが、未だ抽象的は部分が多い。本報において著者は主として両者の考察の大要を紹介し又従來の定説として Van Lammeren, 山根の般科書⁵⁾¹⁵⁾の記述に頼つて比較検討し、加えて、それが応用面でもつ意味を考察する事にす。

又、船とプロペラの相互吸引力に依りて
船の後部プロペラが浮動するを相互吸引力が働き船の抵抗はプロペラの無い時に比して増大する。
今粘性がないとする時、ダランベールの逆説によつて、物体内の抵抗を待ちえないからこの増分はプロペラの増分と等しい。これは船の後部プロペラの出た部分に等しい部の流速を考慮すれば船の抵抗を増分に引いた無視計算しなれば船の抵抗力を急ぐ不率と考えられ、この求め、行われ

さう ³⁾⁴⁾ Dickmann にはらってプロペラとその作動円板上の一様吸込み分布と見なし、その流量を q とおいておく。
 一方船の速度ポテンシャル φ はミッシェル近似によればプロペラの影響を無視すれば、

$$\varphi(x, y, z) = \frac{V}{2\pi} \iint \frac{\partial \eta(x', z')}{\partial x'} \frac{dx' dz'}{r}, \quad (2.1)$$

但し V は速度、 η は船の半幅

$$r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2,$$

積分面は船の縦中心面とその水面に関する鏡像の上にとるものとする。

(重力が無限に大きく流れは水面に関して対称であると仮定する)

ラガリ-の公式によれば船の抵抗増 ΔF_1 は (プロペラと点吸込みと近似して)

$$\Delta F_1 = \rho \frac{V}{2\pi} q \iint \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) dx dz = \rho q V \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \rho q V^2 w \quad (2.2)$$

但し

$$w = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{\text{at propeller sink pt.}} \quad (2.3)$$

となる。

一方プロペラの推力 T は同じ公式によつて、船のない時に

$$T = \rho q \left(V + \frac{u_i}{2} \right), \quad (2.4)$$

但し u_i はプロペラ後流中のスリッパ速度とするとなるから

$$b = \frac{\Delta F_1}{T} = \frac{w}{1 + \frac{u_i}{V}}, \quad (2.5)$$

となつて Dickmann の式が得られる。

所で 船 がある時には (2.4) 式右辺の $V + \frac{u_i}{2}$ のかわりに $V(1-w) + \frac{u_i}{2}$ を代入しなければならないように思われる。そうすると明らかに T よりも ΔF_1 だけ小さい推力が得られる事になるがこの時も船の影響によつて $1/(1-w)$ 倍だけ大きくなつてゐるので推力はやはり (2.4) 式で与えな方がよい。又この事は後述のように運動量の考察からも正しい事がわかる。

さてこの計算ではプロペラによる船体の等価吹出分布の変化が計算に含まれてゐない。極端な場合として、船が静止してゐる時にプロペラをまわすと (2.5) 式では $w=0$ 即ち船に力は働かない事になるが、明らかにこれは矛盾である。

このような部分は西山⁽⁶⁾によればかなり大きいものであると言ふ。しかし彼の計算したのは積円体であつて、船の場合よりはずっと此の効果が大きいと予想されるので普通はそんなに大きいものではなからう。

さて此の部分
は明らかに w の目算に比例し、かつ w は誘導速度 u_i に比例するから (2.5) 式はヘルムホルツの言うように (15)20)

$$w = \frac{w V + u_i f}{V + \frac{u_i}{2}}, \quad \text{--- (2.6)}$$

のように書く事が出来るであらう。

従つて、特に $V=0$ 、即ち船が止つてゐる時に船に働く力 ΔF_2 を測定して推力で割れば

$$w = \frac{\Delta F_2}{T} \Big|_{V=0} = sf, \quad \text{--- (2.7)}$$

となるので実験的に求める事が出来る。Van Lammerenによればボラード・テストによるこの量の測定値は3~5%であると言ふ。

(2.6) 式からこの部分による影響は u_i が大きい時即ちプロペラの荷重度に關係する事がわかる。

最後にもう一つの問題は、プロペラはサーキュレーションを持つだけでなく、僅かではあるが容積をもつまゝいるので船体などと同じように遠方では二重吸出しで表わされるような速度ポテンシャルを持つまゝいる。

今これを

$$\varphi_P \doteq \frac{\pi}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right), \quad \text{-----} \quad (2.8)$$

$$m = V \alpha A \alpha (1-w), \quad \text{-----} \quad (2.9)$$

但し $A = \frac{\pi}{4} D^2$, α はプロペラ軸に沿って測った翼の根本における長さとし, α は質量 $\rho A \alpha$ に対する附加質量をも含めたプロペラの排水量の比とする。

そうするとこの二重吸出しに働く力はラガレーの公式によつて

$$\begin{aligned} \Delta F_3 &= \rho m V \frac{\partial w}{\partial x}, \\ &= \rho V^2 \alpha A \alpha \frac{dw}{\partial x} (1-w) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \Delta F_3 &= \rho m V \frac{\partial w}{\partial x}, \\ &= \rho V^2 \alpha A \alpha \frac{dw}{\partial x} (1-w) \end{aligned}} \right\} \text{-----} \quad (2.10)$$

今

$$\frac{dw}{dx} = \frac{w}{\beta D}, \quad \beta \gg 1, \quad \text{-----} \quad (2.11)$$

とおき荷重度

$$C_T = \frac{T}{\frac{\rho}{2} A V^2}, \quad \text{-----} \quad (2.12)$$

を導入すれば (2.5) 式から

$$\Delta F_1 = t T = \frac{\rho}{2} A V^2 t C_T$$

であるから

$$\frac{\Delta F_3}{\Delta F_1} = \frac{2 \alpha dw (1-w)}{\beta D t C_T}$$

とすると (2.5) を代入してやれば近似的に

$$\frac{\Delta F_3}{\Delta F_1} \doteq \frac{2 \alpha d}{\beta D C_T} \quad \text{-----} \quad (2.13)$$

と作る。

今仮に $\beta = 4$, $\alpha = 0.5$, $d = 0.2D$ とおけば

$$\frac{\Delta F_3}{\Delta F_1} = \frac{0.05}{C_T} \quad (2.14)$$

となるので一般にはこの値よりずっと小さいものと予想される。

この部分は (2.10) によつて添重度に無関係であるように見えるが、この点にはなお検討の余地がある。いづれにしてもかなり小さい様なのでこれは無視してもよいように思われる。(Van Lammereen は推力が負になつた時にも推力減少は正であるつまり船の抵抗は増加する事を記しているが、今考えている力は推力が零になつた時の船の抵抗増加である。)

3. 運動量理論

後流および伴流中の速度が一様であるとして運動量理論を適用して見よう。

第一図において検査面 0, 1, 2 を設け、天々無限前方のフワペラの前面、無限後方にあるものとする。

(a) はフワペラ単独、(b) は船のみ (c) は両者共にある場合である。

それぞれの場合の圧力速度は

検査面	a		b		c	
	速度	圧力	速度	圧力	速度	圧力
0	V	0	V	0	V	0
1	$V + \frac{u_i}{2}$	P	u_1	P_1	$u'_1 = u_1 + \frac{u_i}{2}$	P'_1
2	$V + u_i$	0	u_2	0	$u'_2 = u_2 + u_i$	0

のように要領合わせが出来たものとし、又フワペラは伴流の中で作動するものとする。

さて (a) 図において後流中で検査面 1, 2 および 0, 1 の間でベルヌーイの定理が成立つとすればフワペラの前面と後面の間の圧力差つまり、推力 T は

$$T = PAu_i \left(V + \frac{u_i}{2} \right), \quad A = \frac{\pi}{4} D^2, \quad (3.1)$$

となる。

荷重度を C_T とすると

$$\left. \begin{aligned} C_T &= \frac{T}{\frac{\rho}{2} A V^2} = 2S \left(1 + \frac{S}{2}\right) \\ S &= u_i / V \end{aligned} \right\} \text{----- (3.2)}$$

であるから遂に

$$S = \sqrt{1 + G} - 1, \text{----- (3.3)}$$

(b) 図において Jones は検査面 (1) と (2) の間、エネルギー損失がゼロとして抵抗を求める式を提案したが、このような仮定つまり、ベルヌーイの式が成立つと言う事は (a) 図のプロペラ後流の場合と同じであるから、この仮定は実際上は点線のように広がる伴流と (a) 図と同じように実線のような狭い部分に局限する事を意味している。

さで一様な伴流を仮定し、その検査面 (1) における断面積を B とすれば (3.1), に対応して次式がえられる。

$$R = \rho B (V - u_2) u_1, \text{----- (3.4)}$$

さてベルヌーイの式を伴流中の 1, 2 面に適用して

$$\frac{u_2^2}{2} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{u_1^2}{2}, \text{----- (3.5)}$$

一方仮想的な速度 $\tilde{u}$ を考えて、

$$\frac{V^2}{2} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{\tilde{u}^2}{2}, \text{----- (3.6)}$$

これはつまり、検査面 1 で粘性による圧力損失がないと仮定した時の速度である⁽⁴⁾

(3.6) 式から従来ポテンシャル伴流と呼ばれる量を導く事が出来る⁽⁵⁾

$$\frac{\tilde{u}_1}{V} = (1 - w_p) = \sqrt{1 - \frac{2p_1}{\rho V^2}}, \text{----- (3.7)}$$

これをポテンシャル伴流 w_p の定義式とする。
一方伴流率 w は

$$\frac{u_1}{V} = (1-w) = (1-w_p)(1-w_f), \quad \text{--- (3.8)}$$

とおく。

従来は $w = w_p + w_f$

とおいて w_f を摩擦伴流と呼んでゐるけれど、後の福利の
急にこのように定義する。又 w が小さければ従来の定義に
略々等しい。²⁾

さて (3.5) (3.6) から p_1 を消去すれば

$$u_2^2 = V^2 - (\bar{u}_1^2 - u_1^2)$$

$$\frac{u_2^2}{V^2} = 1 - \{(1-w_p)^2 - (1-w)^2\} = 1 - 2w_f(1-w_p)^2(1-\frac{w_f}{2})$$

--- (3.9)

となつて、 u_2 は w_p と w_f で定まる事になる。

(3.4) 式に代入して、抵抗係数の形にすると

$$\frac{\frac{R_v}{2} \frac{A V^2}{\rho}} = C_v = \frac{2B}{A} (1-w) \left\{ 1 - \sqrt{1 - 2w_f(1-w_p)^2(1-\frac{w_f}{2})} \right\},$$

--- (3.10)

となる。但し R_v は粘性抵抗とする。

一般に w は 1 より小さいから近似的に

$$C_v \doteq \frac{2B}{A} w_f (1 - \frac{w_f}{2}) (1-w_p)^2, \quad \text{--- (3.11)}$$

$$w_f \doteq \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{2C_v A}{B(1-w_p)^2}} \right\} \doteq \frac{A C_v}{2B(1-w_p)^2}, \quad \text{--- (3.12)}$$

(これはケムゾの考察に実質的に等しくなる ^{15) p.164})

次に (C) 図において有効推力 T_E は被直面上におけるスリッ
プは u_i であり流量は連続の式から $A u_i$ であるから

$$T_E = \rho A u_i (u_1 + \frac{u_i}{2}), \quad \text{--- (3.13)}$$

プロペラの出しで、推力 T は、プロペラ後流の内側と外側でベルヌーイの式をたて、圧力の差にして、

$$T = \rho A u_1 \left(u_2 + \frac{u_1}{2} \right) \quad (3.14)$$

がえられる。係数の形では

$$C_{TE} = 2S \left(\frac{u_2}{V} + \frac{S}{2} \right) \quad (3.15)$$

$$S = \frac{-u_1}{V} + \sqrt{\left(\frac{u_1}{V} \right)^2 + C_{TE}} = \sqrt{\left(\frac{u_2}{V} \right)^2 + C_T} - \frac{u_2}{V} \quad (3.16)$$

$$4. \text{ 推力減少率 } \frac{1}{2} \left(\frac{u_2}{V} + \frac{S}{2} \right) \quad (4.4)$$

Q. Wald は (3.13) と (3.14) から

(4.2) を代入して C_W の式より、

$$t = \frac{T - T_E}{T} = \frac{u_2 - u_1}{u_2 + \frac{u_1}{2}} \quad (4.1)$$

$$t = \frac{wp}{1 + wp} = \frac{B}{2A} \left(\frac{1 + wp}{1 - wp} \right)^2 \quad (4.5)$$

さて自航時には造波抵抗係数を C_W として

$$C_W + C_V = C_{TE} = (1 - t) C_T \quad (4.2)$$

が成り立ち、これを (3.12) から近似的に

$$wp = \frac{A(C_{TE} - C_W)}{2B(1 - wp)^3} = \frac{A\{(1 - t)C_T - C_W\}}{2B(1 + wp)^3} \quad (4.3)$$

相互関係が成立つ。

一般には C_W

さて u_i に (3.16) を代入すると (4.1) は

$$\phi = \frac{u_2 - u_1}{\frac{u_2}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(u_2)^2 + G V^2}}$$

と な っ て す べ て u_2 と u_1 で 表 示 さ れ る。
こ れ に さ ら に 前 節 で 定 義 し た 伴 流 率 を 代 入 す る と

$$\frac{u_2 - u_1}{V} \doteq w_p + w_f - w_f \left\{ w_p + \left(1 - \frac{w_f}{2}\right) (1 - w_p)^2 \right\}$$

$$\frac{u_2 + \sqrt{u_2^2 + G V^2}}{2V} \doteq \frac{1}{2} \left\{ 1 - w_f \left(1 - \frac{w_f}{2}\right) (1 - w_p)^2 \right\} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{V^2}{u_2^2} G} \right\}$$

で ある から

$$\phi \doteq \frac{w_p (1 + 2w_f) + \frac{w_f^2}{2}}{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + G \frac{V^2}{u_2^2}}} \quad \text{--- (4.4)}$$

さ ら に (4.3) を 代 入 し て C_w が 0 G が 1 より 小 さ い と 仮 定
し て 上 式 の 根 号 の 中 を 展 開 す る と, う ん と 近 似 的 に

$$\phi \doteq w_p \left\{ 1 + w_f \left\{ 2 - \frac{B}{2A} \left(\frac{1 - w_p}{1 - w_f} \right)^2 \right\} + \dots \right\} \quad \text{--- (4.5)}$$

(4.4) 式 にお い て $w_f = 0$ と お く と *Dickmann* の 式 (2.5)
に 一 致 す る。

又 (4.5) に つ い て 考 え れ ば 大 雑 把 に 云 っ て $w_p \doteq w_f$
な の で $A \geq \frac{B}{2}$ に 従 っ て $\phi \geq w_p$ と な る。

$A = \frac{B}{2}$ と 云 う 事 は 摩 擦 伴 流 の 半 分 が プ ロ ペ ラ 月 の 中 に あ る
事 を 意 味 す る か ら 大 体 現 実 に は こ れ に 近 い 条 件 が 成 立 っ て い
る よ う に 感 じ ら れ る か ら, 普 通 は

$$\phi \doteq w_p, \quad \text{--- (4.6)}$$

と お い て も 大 き な 向 違 い で は な か ら ぬ。

一 般 に は C_w は 0 で は な い し, 又 G は 1 に 近 い の で こ の よ
う に 簡 単 に は ゆ か な い が, (4.4) 式 の 言 う 所 は

w_f が大きければおけふえ、 G が大きければ減ると言う事であつてしかも G と w_f は (4.2) で結ばつてゐるので大体に於いて (4.6) が成立つような状況が出て来るという事である。

勿論 Van Lammeren 等のように推力減分を伴流と同じようにポテンシャル流れに基づく部分と粘性に基づく部分に別する考へ方も考えられるが、そのように事を複雑にして見ても得る所はあまりないように思われるのでもっと正確な知識が得られる迄の暫定的な作業仮説として採用する訳である。

5. 有効伴流

さて今まで考へて来たのと同じ様な公称伴流の体積平均のようはものであるが、自航試験において測定されるものは有効伴流であつて一般には兩者は一致しない。

Pohl の第 1 近似によれば公称伴流を $u_1(r)$ とし、誘導速度を無視すれば

$$\frac{dT}{\frac{\rho}{2} V^2} \propto \left\{ \frac{H}{D} - \frac{u_1}{2D} \right\} l(r) r dr \dots \dots (5.1)$$

但し r は半径方向の座標、 H はピッチ、 $l(r)$ は翼幅とする。となるので、推力同等時の流入速度を u_1^* とすると

$$u_1^* \int_0^r l(r) r dr = \int_0^r u_1(r) l(r) r dr \dots \dots (5.2)$$

であるといふ。(12)

彼はさらに誘導速度を考慮した第 2 近似を計算して実験値にかなりよく合うといふ。

一般には彼の計算によれば有効伴流は荷重度が増えるとき小さくなり、又トルク同等時のそれはスラスト同等時のそれより小さい。(等)

しかし Van Lammeren によれば推力同等時の有効伴流は公称伴流の体積平均に略々等しく、又トルク同等時の有効伴流は推力同等時のそれより僅かに小さいといふ。

Pohl の数値計算には大分疑点があるので、荷重度が大きくなれば有効伴流が減る点を除けばこの従来の見解の方がその実験値に適合すると思われる。(10)(12)

さてこの理論では u_1 がプロペラ面で一様な時は差がない事になるが、Wald によればこのような時でも有効伴流は公称

併流と異なるという。¹³⁾

今同じ推力をもつ単独試験時のプロペラの前進速度を u_1^* としその時の誘導速度を u_i^* とすると

$$T = \rho A u_i^* (u_1^* + \frac{u_i^*}{2}), \quad \text{-----} \quad (5.3)$$

一方船後プロペラの推力は (3.14) で与えられるから両者を等しいとおくと

$$u_i^* (u_1^* + \frac{u_i^*}{2}) = u_i (u_2 + \frac{u_i}{2}), \quad \text{-----} \quad (5.4)$$

又プロペラの軸方向流入速度が等しければプロペラの出す推力は等しいと考えざるを得ない (Pohl も同じように考える) から

$$u_1^* + \frac{u_i^*}{2} = u_1 + \frac{u_i}{2}, \quad \text{-----} \quad (5.5)$$

(5.4) 左辺に代入して (4.1) を利用すると

$$u_i^* = u_i \frac{u_2 + \frac{u_i}{2}}{u_1 + \frac{u_i}{2}} = \frac{u_i}{1-t}, \quad \text{-----} \quad (5.6)$$

すなわち、船後プロペラ軸方向誘導速度は、同じ推力を出す単独プロペラのそれの $(1-t)$ 倍になっている。

(5.6) と (5.5) に代入して

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= (1-w)V \\ u_1^* &= (1-w^*)V \end{aligned} \right\} \text{-----} \quad (5.7)$$

とおくと

$$1-w^* = 1-w + \frac{u_i}{2V} \left(1 - \frac{1}{1-t}\right),$$

$$w^* = w + \frac{ts}{2(1-t)}, \quad \text{-----} \quad (5.8)$$

S は (3.16) で与えられる。

これは Wald の与え式と同じものである。

その式によれば $S=0$ の時 $w=w^*$ となる。

一方 $S=0$ の極限では (5.2) 式によつてプロペラ翼の幾何形状によつて有効伴流と公称伴流は異なる。Pohl は近似的として誘導速度を計算に入れてプロペラの荷重の影響を求めようとしているが傾向は (5.8) と逆で荷重がふえなると w は小さくなっている。しかし彼は Wald と同じように誘導速度を運動量理論によつて有効推力から計算しているにもかゝらずそれをプロペラ推力と見なして計算を進めている。従つて Pohl の計算には (5.8) 右辺第 2 項のような項を加味して考えなければならぬ。

もう云つて結局公称伴流は誘導速度が単独時より小さくなる為 (5.8) のように荷重が大きくなると大きくなり半径方向の翼幅分布つまり推力、トルク分布状態が伴流の為に単独時と比べて大きく変る為、普通は小さくなる傾向があるようである。

このように二つの原因が互に打消し合う方向なので、場合によつては他の微少な原因も加わつて、場合に応じて傾向も異なる事となるのである。

例えば Pohl の論文⁽¹²⁾ 4~9 図と第 1 論文⁽¹⁰⁾ 45~49 図を見較べると推力同等時の有効伴流は大体同じ傾向にあると云ふ事もないがトルク同等時のそれは全く逆で (5.8) 式の傾向である。

最後に推進器効率比 η_r を 1 と仮定することは船後プロペラと単独プロペラで推力とトルクの比は等しいと仮定する事と同じであるからこの時は Wald の考えはトルク同等時の有効伴流を求める事と同じになるのである。上述の Pohl 第 1 論文のは (5.8) 式の一つの例証と見てもよいのかも知れない。

Van Lommeren は推進器効率比 η_r が 1 と異なる理由を説明する為半径方向の推力分布が船の後では単独時と異なる事を指摘しているが Pohl の理論はトルク分布をも考へて単純化して有効伴流を計算出来るとしたものである。

従つて翼理論を利用して船後における誘導速度の変化を考へて入れて推力、トルク、効率を考へれば、伴流の周方向の平均、いわゆる非定常影響を除いて、有効伴流推進器効率比の問題は解決の糸口が出て来るであらう。

山本は同じような考えを考へて実際にプロペラの半径方向の推力分布だけを考へれば公称伴流から有効伴流が計算によつて求められる事を实例によつて示している。^{(15) p.177}

6. 伴流プロペラ

さて (5.6) 式によつて船後プロペラの誘導速度は推力が同じである単独プロペラのそれの $(1-\epsilon)$ 倍である。

従来⁽¹⁾の伴流プロペラの理論では、この点にツマの指通⁽²⁾なく、単独プロペラの誘導速度を使つてゐるように見える。荷重度が小さい時には此の差は僅かであるが、荷重度が大きい時は、従来の理論では翼素の水流に対する傾角は實際より小さく見積られてゐる事になるのと同じ推力を出す為の回転数は小さくなり、結果的にはピッチを減らさなければならぬといふ事になる。これは田村の得た経験に一致するので確からしく思われる。⁽³⁾

又無限後方における端面のピッチは $(u_2 + u_i)$ となる事になる。

しかし翼面の誘導速度に関する点を除けば結果的には従来の理論と異ならず、例えば伴流プロペラの最適条件は

Van Manen の説⁽⁴⁾によつて半径 r の葉で翼素効率 $\eta_i(r)$ とすれば (第2図)

$$\frac{u_i dT}{w r dF} = \eta_i(r) = \frac{\tan \beta}{\tan \beta_i} = c / \eta'_h(r), \quad \text{--- (6.1)}$$

$$\eta'_h(r) = \frac{1 - t'(r)}{1 - w'(r)}, \quad \text{--- (6.2)}$$

η'_h は局所的な船殻効率であるから此の条件は各翼素の推進効率を一定にする事を意味してゐり、全く当然の事と思われる。

常数 C は明らかに全体の推進効率 η である。
推進器効率比を 1 と仮定し、 η_p をプロペラ効率とすれば

$$\left. \begin{aligned} C = \eta &= \eta_p \cdot \eta_h \\ \eta_h &= \frac{1 - t}{1 - w^*} \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (6.3)}$$

t は全体の推力減少率 w^* は全節で考えらるような有効伴流率である。

そのようにして従来の理論はすべて適合するが誘導速度は有効推力に対するものを用いなければならぬと云う事である。

最後に推進器効率比 η_r についても Van Lammereen, Pahl Wald の理論によれば誘導速度が違ってゐるのであるから伴流の周方何の不均一がなくても、と異なる事になる事は明らかである。

従つて局所的に $\eta'_r(r)$ を考えれば (6.1) のかわりに

$$\eta_i(r) \eta'_h(r) \eta'_r(r) = \text{Const.} \quad (6.4)$$

のよつに書くべきかも知れない。

Van Manen は (6.1) によつて計算をする際に ϵ, w' について実験公式を用いてゐるが ϵ, w については既に説明したのでこゝでは検討しないが、今後の研究が望ましい点である。

7. 船殻効率

簡単の爲に (4.6) を仮定すると、 w_p は (3.7) で測定値から計算されるもので勿論半径方向に変化するものである。さて (3.8) の定義式を (6.2) に代入すると

$$\eta'_h = \frac{1-\epsilon'}{1-w} = \frac{1}{(1-w_f)} \quad (7.1)$$

となる。

詳細な計算は将来の事として (7.1) を全体の船殻効率について成立つものとするとき非常に興味ある結果が得られる。 w_f は (3.12) によつて与えられた (4.6) を仮定すると

$$w_f = \frac{1}{3} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{3A \cdot CV}{B(1-\epsilon)}} \right\} \quad (7.2)$$

今 SR 41 のタンカー標型 M. 1341 の満載状態を例にとりヒフルード数 0.16 で剰余抵抗の係数は 0.0055, この時の摩擦抵抗は 0.0201 と見られるので

係数

$$CV = 0.0256 \times 34.0 = 0.861$$

又この時

$$\eta_h = \frac{1-x}{1-w_f} = \frac{1-.205}{1-.425} = \frac{.795}{.575} = \frac{1}{0.725} = \frac{1}{1-w_f}$$

であるから

$$w_f = .275,$$

これらの値を (2.10) に代入して B/A を求めると

$$B/A \doteq 4.6$$

と訂正して大体首肯しうる値を得る。

ここで $t \doteq w_p$ は力の導入の過程から天度影響は僅かであると考えられるので、(2.2) に代入すると

$$w_f \doteq \frac{1}{3} \left\{ 1 - \sqrt{1 - CV \times \frac{3}{0.502 \times 4.6}} \right\}$$

となる。CV (粘性抵抗) は実船で示される。

模型の長さ 6m で実船の 36.67 分の 1 であるといふので、実船に対応する粘性抵抗は全抵抗が平板摩擦抵抗係数に比例するとすると

$$CV = 0.861 \times \frac{1.476}{3.183} = 0.399$$

この値を上式に代入すると

$$w_f \doteq \frac{1}{3} (1 - .694) = 0.102$$

従つて、実船の効率

$$\eta_h = \frac{1}{1 - 0.102}$$

よつて

$$\frac{\eta_h(\text{模型})}{\eta_h(\text{実船})} \doteq \frac{(1-w)(\text{実船})}{(1-w)(\text{模型})} = \frac{.898}{.725} = 1.239 = \frac{1}{0.807}$$

とける。

実験のレイノルズ数は 1.35×10^9 であつて SR 41 の報告書の最後の頁の図から見れば実験試験結果の丁度真中辺に来てよく適合する事がわかる。

上式の第二項を添ひは *correlation factor*.

$$e_i = \frac{1 - w_m}{1 - w_s}$$

とよんで¹⁹⁾、大体は α 以上と同様の結論を導いてゐる。(Suffix *m* は模型, *S* は実験とする)
 実際 $\alpha = w_p$ としこれが天度影響を受けるとすれば

$$e_i \doteq \frac{1 - w_{fm}}{1 - w_{fs}}$$

とけるから彼の結論と略々同様である。

さらに近似するならば (3.12) を使って

$$\frac{\eta_{RS}}{\eta_{RM}} \doteq e_i \doteq \frac{1 - w_{fm}}{1 - w_{fs}} = \frac{1 - \frac{A C_{vm}}{2B(1-\alpha)^3}}{1 - \frac{A C_{vs}}{2B(1-\alpha)^3}}$$

$$\doteq 1 - \frac{A}{2B(1-\alpha)^3} \{C_{vm} - C_{vs}\}$$

$$\doteq 1 - \frac{A C_{vm}}{2B(1-\alpha)^3} \left(1 - \frac{C_{vs}}{C_{vm}}\right)$$

のようになるであらう。

ここで C_v は粘性抵抗のすべてを意味するものとし又 SR 41 程度のタンカーでは $B/A \doteq 4.6$ である。

この式から船殻効率を増すためにはよく知られてゐるようには出来るが摩擦抵抗をプロペラ面に吸込む事が必要である。

この式は種々の仮定の下に出た来たのであるからどの程度実用的であるかは不明である。

しかし例で見るとよつにかばりの信頼性があるし、又 e_i なる係数と粘性係数が直接結びつけられてゐるので、例えば満載半載状態に対してそれぞれ異つた e_i を使うべきであると言ふ事に依り、天度影響の問題に対する一つの指針を得る

事が出来る。

8. 造波伴流

以上の所論では造波伴流は Wp の中に含まれてゐる。
元来造波現象は不ランシマルな持つ運動であるので Wp から
それを分離して測定する事は出来た。

プロペラ自体が作る波は普通小さいものであつたと考えられ
るのでそれ自体の造波抵抗は同様に小さく、船の波
と干渉すると球状船首の場合のようにかなり大きな変化を生
ずるのかも知れない。

しかし現在の造波抵抗理論では船尾の造波抵抗はよくわか
つてゐる。この効果を調べる事は容易ではない。
(造波伴流によつて粘性伴流同様推進効率が良くなりうるこ
とが言われてゐるが、この事を示すのは容易ではない)

例えば西山の浸水体回転体の計算ではプロペラによつて、
一様に造波抵抗が増大してゐる如くである。

しかし原理的には従来考へた首肯出来をうに思ふ。

すなわちプロペラとの干渉によつて造波抵抗は増減するが、
大體把に云へば波の山にプロペラがある時はプロペラから出
る波は谷から始まるので干渉によつて抵抗は減る可能性があ
ると言ふ。但し伴流と抵抗増加を他の場合のように簡単に結
つづける事は出来た。

これを今の理論に組み入れるには、船の抵抗 R としてプロ
ペラのついた時の抵抗をとればよい。

この抵抗の中今変ると考えられるのは造波抵抗であるから
自航試験時にそれを直接測定する方法によつて新しい方
法を用ゐるであらう。

9 結言

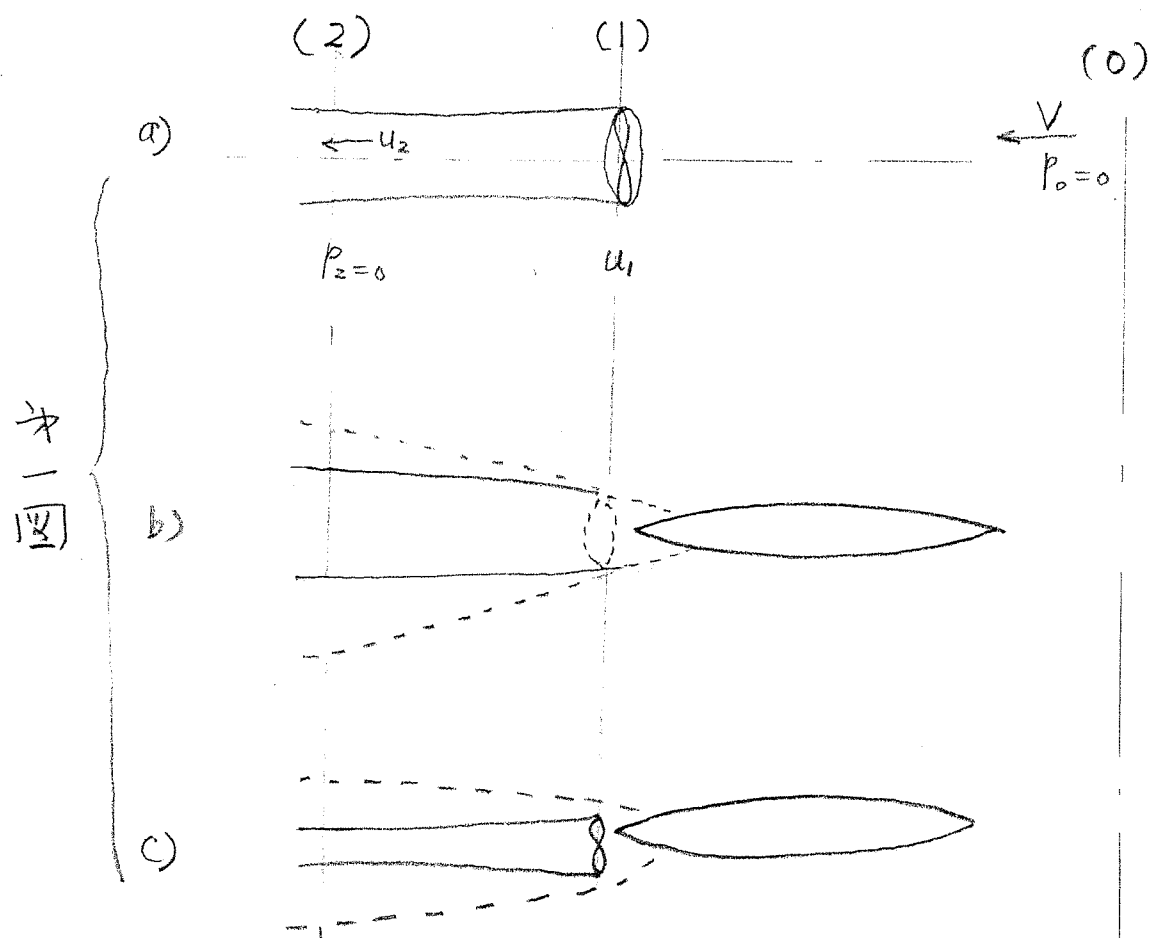
以上をまとめると次のようになる。

- i) 推力減少には三つの成分、伴流にある部分、プロペラの影響により船体の特異点分布が変るための部分、プロペラが推力面であると同時に水を排除する運動とする為^に起る部分、にわけることが出来る。この内第1、第2の部分^は従来から数学的に研究されている。第3の部分は、推力が零の時の船の抵抗増加として測ることが出来る。
- ii) *Walsh* の理論式に、従来のポテンシャル伴流を代入すると興味ある結果がえられる。
 - a) 推力減少率は、近似的に (4.4) 式であたえられ、不明の要素を多めると、現在の所 (4.6) よりポテンシャル伴流に等しいと仮定してモーターは、間違いないと思われる。
 - b) 上の仮定を入れると、船殻効率率は (7.1) 式のようになり、この式から模型試験の尺度影響について殆ど正しいの得る結論と同じものが得られる。
- iii) 公称伴流と有効伴流の差については、*Pohl* はプロペラ翼の幾何学的形状に関係するという。この説によれば公称伴流が、プロペラ角で一樣な時には差がばりこゝに上るが、このように時でも *Walsh* によれば差があると言う。
- iv) 前項の両説の差は従来の理論ではプロペラが同じ推力を出している時は船の後で単独の渦でも、誘導速度は同じであるとするに対し、*Walsh* は船の後では単独の時より少^なさがる所にある。すなわちプロペラの無限後方の渦面と同じ渦面と持つ単独プロペラを考えるとその推力は有効推力に等しくなる^{5なり}ければなり。又直径は約 $\sqrt{1-\epsilon}$ 倍小さくしてモーターは等しいはずである。この単独プロペラの前に船があると伴流の為に翼の水流に対する迎え角がふえて推力がふえて見事にカーギレーションが増えた事になるが、元のプロペラと同じ大きさにして、後方で同じ渦面を作らなければならぬ。そうするとその為にカーギレーションに関係なく推力を増してよりそれが船の抵抗増加と抵消し合っている事情が理解出来る。この考察から翼面上の誘導速度は無限後方の対応する渦面上のそれの半分になる事が推論される。

以上は簡単ではあるが従来の定説と最近の研究の成果とを比較検討した結果を記して諸家の批判を仰ぐ次第である。

参考文献

- 1) R. Fresenius ; Schiffbau , 23 Jg. (1921)
- 2) F. Horn ; T. N.E.C.I.E.S vol. 54 (1937-8).
- 3) J. E. Dickmann ; Ingenieur Archiv Bd. 9 (1938)
- 4) " ; J. S. T. G. Bd. 40 (1939)
- 5) W. P. A. van Lammeren ; "Resistance, Propulsion and Steering of Ships" Holland (1948)
- 6) H. Lerbo ; T. S. N. A. M. E. vol. 60 (1952)
- 7) J. D. van Manen and L. Troost ; " " "
- 8) J. D. van Manen ; I. S. P. vol. 2 (1955)
- 9) H. E. Saunders ; "Hydrodynamics in Ship Design" vol. 2 (1957)
- 10) K. H. Pohl ; J. S. T. G. Bd. 55 (1961)
- 11) S. Tsakonas and W. R. Jacobs ; I. S. P. vol. 9 (1962)
- 12) K. H. Pohl ; Schiffstechnik Bd. 10 (1963)
- 13) Q. Wald ; J. S. R. vol. 9 No. 1 (1965)
- 14) S. Goldstein ; "Modern developments in Fluid Dynamics" vol. 1 Dover Pub. (1965)
- 15) 山県昌夫 ; "船型学"(推進篇) 天然社 昭和27年
- 16) 西山哲男 ; 造船協会論文集 89号 (昭和30年9月)
- 17) 田村欣也 ; "船の科学" 昭和39年5月号
- 18) 造船研究協会報告 31号 (昭和35年11月)
- 19) 谷口中 ; 造船協会論文集 113号 (昭和38年6月)
- 20) H. B. Helmbold ; Schraubenzug und Nachstrom, W. R. H. 1938



第二圖

