

(昭和 33 年 11 月造船協会秋季講演会に於て講演)

# 形 状 抵 抗 の 一 計 算 法

正員 笹島 秀雄\*      正員 吉田 栄一\*\*  
正員 田中 一朗\*      正員 仲渡 道夫\*

Method of Calculation of Profile Drag

By Hideo Sasajima, *Member*; Eiichi Yoshida, *Member*Ichiro Tanaka, *Member*; Michio Nakato, *Member*

## Abstract

Following the previous report, it is developed here how to estimate the form drag of a body, especially the pressure one.

The contents are divided into two parts. The first half is the method of calculation of frictional resistance. The principle is just the same as Buri's method, and after reanalysis of the various authors' data numerical constants are modified slightly. The latter half is about the so-called pressure drag and divided again into two cases according to the existence of separation or not. Without separation, introducing a newly defined "pressure thickness", the pressure drag is obtained as the product of it and the pressure gradient normal to the wall in potential flow. When separation exists, two governing relations are considered in the separating boundary layer which was named by Schubauer. These are the momentum equation and the assumed law of similarity of velocity distribution. Solving the two simultaneously we get the pressure on the layer which may be considered to act also on the body surface.

Numerical calculation is carried out for three kinds of symmetrical aerofoils and the comparison with experiments shows a reasonable agreement in practical sense.

Detailed discussion about the position of separation and the effect of Reynolds number is left in future research.

## I. 緒 言

著者等は今春の講演会に於て摩擦抵抗に対する形状影響の性質を述べ、特に肥厚船型に関しては翼型の実験値を利用して推定する方法を示した。本報はこれに関連して形状抵抗、特に圧力抵抗を計算する方法を研究したものである。

境界層の計算は Buri のものを採用し、これに若干修正を加えただけである。圧力抵抗は剝離が起る迄と以後とに 2 分し、前者に対しては境界層の圧力厚さと名付けた量を圧力勾配に乗ずるだけで第一近似的な圧力差が得られることを示した。後者に対しては船尾部の様に剝離が船尾端に近い場合を対象とすれば、境界層の関係からだけで圧力変化の様子がわかり、従つて圧力抵抗の概略値が知れることを述べた。死水域の形に触れることが出来ないから決して満足なものでなく、今後改善の余地が多いことは勿論であるが現在殆んど未知のまま残されているこの方面の研究に、一つの手掛りを与えるものとする。

厚みを変えた翼型 3 種に対する計算例では大体実験値に近い結果を得たが、剝離点の推定法が既に疑問に感ぜられ、 $R_e$  数に対する変化等大事な性質は今後に残された問題であろう。

## II. 摩 擦 抵 抗

物体の表面に沿つて圧力勾配がある場合、摩擦抵抗の計算方式として厳密なものは未だ知られて居らず、数種の近似解法が発表せられているに過ぎない。本報ではこれらのうち、最も手速いものの一つとして Buri の方法

原稿受付. 7 月 15 日

\* 大阪大学工学部

\*\* 尼崎工業高校

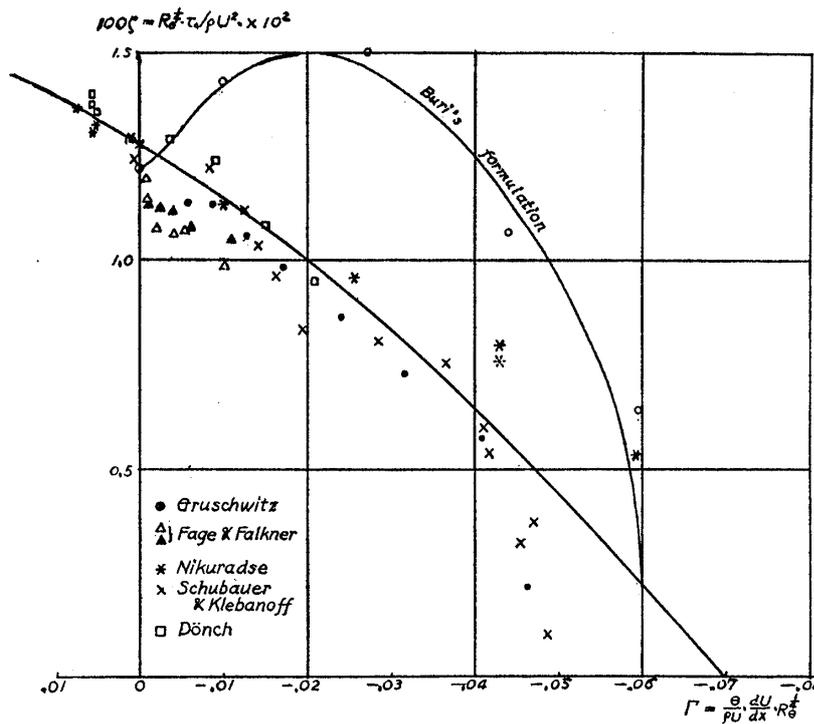


Fig. 1

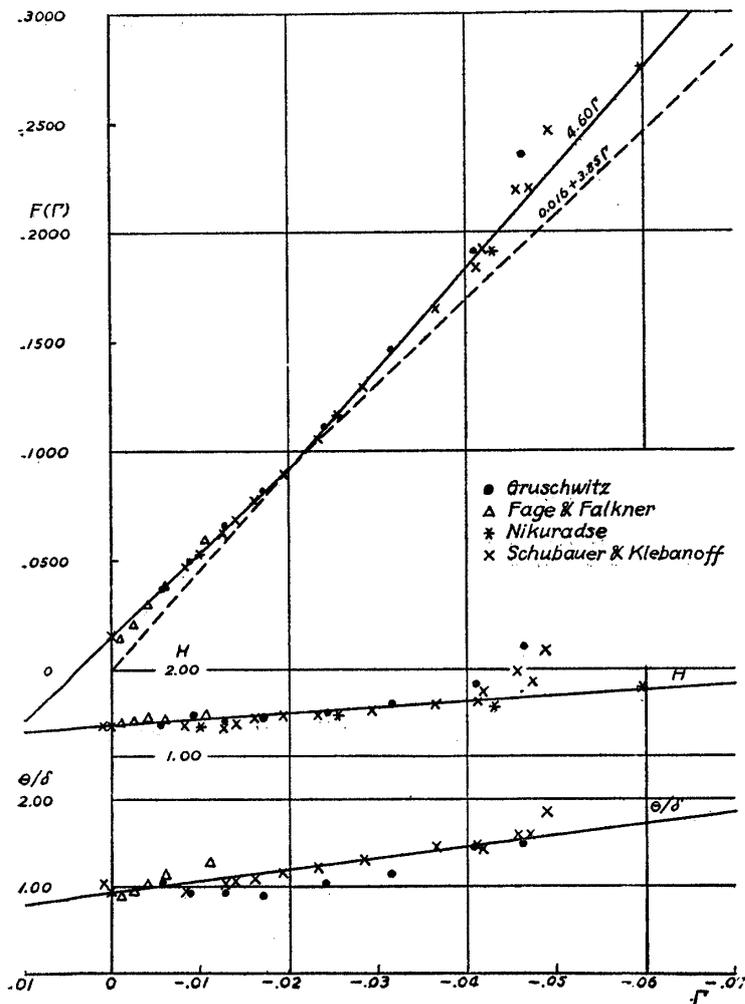


Fig. 2

に従っている。

彼の方法は

$$\Gamma = -\frac{\theta}{\rho U^2} \frac{\partial p}{\partial x} R\theta^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{但し } R\theta = \frac{U\theta}{\nu}$$

なる量によつて境界層内の速度分布が一意的に定まるとして、慣性項が無視された形になっているのが欠点と見られているが、船型の様に規則的とも言える形状に対しては上流の履歴がそう大きく変るとは思われなから一応問題外として置く。しかし摩擦抵抗や運動量厚さ等と  $\Gamma$  との実験的關係は幾分修正した方がよいと見るのが通説の様である<sup>(1)</sup>。著者等もかつてこれに関連して発表<sup>(2)</sup>したことがあるが、ここでは更に諸氏の実験値を加えて調べて見た。

第1図は  $\zeta \equiv \tau_0 R\theta^{\frac{1}{2}} / \rho U^2$ ,

第2図は  $H \equiv \frac{\theta^*}{\delta}$ ,  $\frac{\theta}{\delta}$ , 及び下式

の  $F(\Gamma)$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\theta R\theta^{\frac{1}{2}}) = \frac{5}{4} \left[ \zeta - \Gamma \times \left( \frac{9}{5} + H \right) \right] \equiv F(\Gamma)$$

を点置したものである。

第1図に於ける  $\tau_0$  の算定方法は壁面に於ける混合距離の比例定数を全部 0.4 とし、壁から離れるに従つて圧力勾配により変化すると考えたもので、速度分布が壁面法則と外側法則との組合せと考える近時の考え方と軌を一にする(文献(2)参照)。点の散布が相当激しいので平均線と言つても大体の傾向を示す程度のものに過ぎないが、Buri のと大きく異なる点は  $\zeta$  が単調な形をもつことである。彼に従えば  $\partial p / \partial x > 0$  でもしばらくは  $\zeta$  が増加しているから抵抗は平板よりも大きくなる筈で、これは境界層内の剪断応力分布の性質から見て明らかに変である。第1図の様に単調に減少する場合には、所謂流線型の様に面積中心が前部に偏つた形状は反対の場合に比して摩擦抵抗が減少することが予想される。(IV章計算例参照)。

第2図に於ては  $H$  は大体直線変化をすると見て大過ないが、剝離に近づくと急にばらつきが目立つ様になる。又  $F(\Gamma)$  に就いては Buri は  $\Gamma$  の一次式と見たのであるが、本図では  $\Gamma \leq -0.02$  附近から直線性が悪くなり、 $\Gamma$  の二次式とでも置きたいようである。しかしこの様にしても剝離に近くなれば上の  $H$  による撒布が目立つ様になつてこの図から適当な表示を得ることは困難である。そこで剝離近傍の曖昧さは無視することにし、又実際の計算がなるべく簡単であることを目的として次の様に置いた。即ち、

$$\left. \begin{aligned} \Gamma \geq -0.02 \text{ に対し } F(\Gamma) &= a + b\Gamma \\ \Gamma \leq -0.02 \text{ に対し } F(\Gamma) &= c \cdot \Gamma \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

但し、  
 $a = 0.016, b = 3.85, c = 4.60$

本図の線はこれを表わしたものである。

上の様に仮定すると、

$$\left. \begin{aligned} \Gamma \geq -0.02 \text{ に対し } \theta R_\theta^{\frac{1}{4}} &= aU^{-b} \int U^b dx + \text{Const.} \\ \Gamma \leq -0.02 \text{ に対し } \theta R_\theta^{\frac{1}{4}} &= \left( \frac{U_0}{U} \right)^c \left( \theta R_\theta^{\frac{1}{4}} \right)_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(但し脚符“0”は初期値を示す)

となり、上式は Buri の方法と同一で、下式はもつと簡単である。このことは物体の後流附近に対し逐次近似を行う様な場合には有利である。

### III. 圧力及び剝離抵抗

#### 1. 剝離なき時の圧力抵抗

計算の方針は完全流体と考えた時の物体表面上の圧力と境界層が出来たとした時の圧力との差を見出せばよいだけである。ただ境界層理論は層が薄いとしてその間の圧力変化は無視出来るとする立場にあるから、当然若干の誤差が入る筈である。ここで問題にする圧力差も勿論微量の範囲にあるので、上の誤差がこれを無意味なものにするおそれが無いか否かを調べる必要がある。

Prandtl に倣つて  $x$  方向の長さ及び速度の大いさを  $0(1)$ 、 $y$  方向のそれ等を  $0(\delta)$  の微量と考える。完全流体及び粘性流体としての  $y$  方向の圧力勾配は境界層厚さの範囲内で夫々、

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right)_{\text{pot.}} &= \frac{U^2}{r} = 0(1) \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{u^2}{r} = 0(1) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

但し  $r$  は流線の曲率半径

となるから勾配だけなら粘性流体の場合にも無視出来ない大きさであるが、境界層内外の圧力差は  $0(\delta)$  となつて  $r$  が極端に小でない限りやはり  $x$  方向の運動方程式のみを考慮すればよいとされている。又その運動方程式の境界条件として本来外側の速度や圧力を用うべき処を、物体表面上の値で代用することも微小誤差と見做される。従つて例えば計算された境界層厚さ  $\delta$  に入り得る誤差は  $0(\delta^2)$  と見てよい。

さて問題の完全及び粘性両状態の物体表面上の圧力差は

$$\Delta p = \int_0^\delta \left\{ \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right)_{\text{pot.}} - \frac{\partial p}{\partial y} \right\} dy \approx \rho \int_0^\delta 0(1) dy = \rho \delta \cdot 0(1)$$

となるが、この  $\delta$  は上記の様に  $0(\delta^2)$  の誤差しか含まないから  $\Delta p$  の値は信用し得ることになる。上式で  $r$  は  $\delta$  の間で不変と見做し、且つ両状態に対して等しいと考えると、

$$\left. \begin{aligned} \Delta p &\approx \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right)_{\text{pot.}} \int_0^\delta \left\{ 1 - \left( \frac{u}{U} \right)^2 \right\} dy = \delta_P \cdot \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right)_{\text{pot.}} \\ \text{但し } \delta_P &\equiv \int_0^\delta \left\{ 1 - \left( \frac{u}{U} \right)^2 \right\} dy \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

となり、“ $\delta_P$ ”を「圧力厚さ」と呼ぶこととする。

容易に知れる様に  $\delta_P = \delta_* + \theta$  であるから、 $\delta_P$  は層内の速度分布によつて定まるもので、一般に物体の後端附近で急激に厚さを増すし、又  $(\partial p / \partial y)_{\text{pot.}}$  も同様の性質があるから、船の圧力抵抗等も船尾附近の僅かな部分の

みを考えれば充分である。尚前回の報告<sup>(3)</sup>で圧力抵抗係数が  $\delta_*$  に比例するとしたのは本報の如く  $\delta_P$  に比例することに改めたい。しかし速度分布の形が  $R_e$  数によつて変らぬと考えるから、何れにしても平板の  $C_f$  に比例するという結論には変化はない。

## 2 剥離抵抗

剥離に就いて今日知られている事柄は極めて貧弱である。例えば本報で使用する Buri の方法では、剥離点を与える  $\Gamma$  は  $-(0.05 \sim 0.09)$  程度の幅があると言われている一事からも窺われる。又 IV 章の計算例に見る様に  $R_e$  数の影響は無いのに同種類の事柄と見得る乱流遷移の影響が大きく出ること等——これが誤りであるとする保証はないが——首肯し難いものがある。これ等はただ Buri の方法にだけ見られる事柄ではなく、Pohlhausen の方法による層流計算でも実測の圧力から求めれば剥離なしと出るのに、実際には大きな剥離が起つていたことが Schubauer<sup>(4)</sup> により報告されている。

この様な現状であるから、剥離に対しては先ずその起る条件をもつと正確に知る必要があることは論を俟たないが、本報ではこの点には触れないでもし剥離が起ると圧力抵抗が如何になるかを研究する。

剥離後の流れの様子について調べてみると<sup>(5)</sup>、円柱に近い様な肥えた物体では剥離点がかなりはつきりしてそこに逆流と覚しき流れがあり、以後の死水領域も急激に厚さを増しているが、船型の様な断面では剥離点之余り明瞭でなく、死水域の幅は始めのうちは狭い三角形をなし主流は尚縮小流の形をとる。死水域の幅が広がると極く弱い渦が 1, 2 個出来ては緩やかに流れ去り蔽密には死水域ではない。

前記 Schubauer の楕円柱の実験では広範囲に涉つて速度分布を調べているが、それによると  $\partial u / \partial y = 0$  なる点を結んでそれより外側を剥離境界層と呼んで区別している。そして死水域内でも流体は完全に静止しているのではなく、やはり僅かながら下流に向う速度が存在する。剥離境界層で目立つ性質は、速度分布が剥離以後殆んど相似であることである。

上の様な現象を予備知識として船型の様な物体に対して剥離後の流れを考えてみる。剥離の条件は  $\partial u / \partial y = 0$  及び  $\tau_0 = 0$  であるが、死水域との間にも  $\partial u / \partial y = 0$  があることはそこでやはり  $\tau_0 = 0$  となり、境界層は死水域に対しても剥離の条件を持つてことになる。そして死水域は完全な静止ではないが速度は極めて小さいから、剥離迄に境界層の持つていた物理的性質は剥離境界層に連続していると考えられる。即ち境界層としては、剥離前も剥離後も連続のもので、ただその内側の条件が死水域との間に剪断力が働かないというに過ぎない。か様に考えると、剥離境界層は恰も流速の異なる二流体間の境界の流れと同等で、これを混合距離的に考えると物体面に接する時は壁面で乱動が抑制されているが、剥離後は何の制限もないから境界層の厚さに比例する一定の大きさを持ち、従つて速度分布は S 字型の逆対称に近い一定の形をもつのは当然である。この意味から第 2 図の  $\delta_*/\delta (= H/\delta)$  は剥離時は略 1/2 に近くなるべきものと思われる。

次に剥離後の流れの場を規制するものは何であるかを考える。死水域が殆んど静止に近く、境界層との間に力が働かないことから、これが外側の境界層には何の制限をも与えるものではなくて、逆に境界層の条件から自然に定まるものと思われる。そして物体の形は死水域の内にある限り如何なる形であつても流れには無影響である。次に境界層はその内側が自由に変わり得て只速度及び剪断力が 0 になりさえすればよいのであるから、これ又外側の主流が与えられれば、それ丈を条件として自然に定まる筈である。丁度物体面の境界層とは規制条件が内側にあるか外側にあるかということ逆になつてゐる。

この様に考えると結局流れを定めるものは主流であつて、これが如何なる条件を満たす様に流れるかが問題の鍵であると言える。この条件としては、例えば最も流れ易い様に等が想像されるが、これを力学的に表現することは困難であろう。そこでこの様な正攻法的な考え方では急な解決が望めないから、現在我々の持ち合わせている知識だけから何とか解決の方法を見出す必要がある。

もし主流に対する条件が知れたとするとその結果は何れか 1 本の流線が定まると同等である。そしてその 1 本は勿論境界層の外側の流線——境界層外側線と流線とを同一視する誤差は無視出来るとして——であつてもよい。

一方境界層の性質を表わす式は当然その境界条件として外側の主流の関係を含んでいるから、若し見方を変えた互に独立な境界層式が 2 個あるならば、これ等を連立させて逆に境界条件即ち主流の関係を取出すことが可能である。然しながら一般にこの境界条件は単に主流の速度或は圧力だけで、しかも座標軸は流線方向と一致させてあるから既に物体面から離れている流れに対しては只速度なり圧力なりが指定されるだけで、流線の形は全然

不明のまま残る。これでは決して主流の条件が全部知れたことにはならないが、圧力抵抗だけを問題とする限りこれでも一応目的は達せられる訳である。

この方法は物体面の境界層でも、もし速度分布の形や剪断力が知れている場合には行い得る筈で、只死水域がないから主流の形は境界層の厚さの精度で定められるという差があるに過ぎない。剝離境界層に対しても、こと流速或は圧力に関する限り甚しく精度が落ちるものではなく、速度分布の形を便宜上死水域と剝離境界層とに分離して取扱つた上で、主流の形は死水域の分だけ精度が悪くなつて見てもよい。もし将来死水域をも含んだ $\delta^*$ 等が実験的に知れる時期が来ても、圧力や流速はこの方法と余り変わらず、主流の形を一応指定し得る程度に過ぎないであろう。

なおこの方法で得た圧力が物体上のどこに働くか見做すべきかは不明であるが、船の場合など剝離は起つても船尾端に近いから、剝離後の船体面の長さや境界層の長さを等しいと考えても大きな誤りは起らず、圧力抵抗値を略算し得るであろう。

さて、本報で取扱つた二つの境界層式は次の如くである。運動量の式で  $\tau_0=0$  とすると、

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2 \theta) = \frac{\partial p}{\partial x} \delta_* \quad (5)$$

また摩擦抵抗に Buri の方法を採用したが、それによると、 $\Gamma$  が定まれば速度分布の形がわかり、[剝離点では  $\Gamma = -0.07$  とした。剝離後の速度分布が変らぬとすれば  $\Gamma = \text{一定}$  が一つの条件式となる。しかしこの関係は実験的なもので多少の誤差は我慢することとしても、そのまま剝離後迄延長して使うのは危険である。即ち粘性流体の場合でも船尾端附近の等圧線はここを中心とする同心円に近いものと予想され、境界層はこれを横切る形になるから、その附近で  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$  となつて  $\Gamma$  が一定の条件は成立しない。そこで  $\Gamma$  の代りに  $f(x) \cdot \Gamma$  なるものを用い、 $f(x)$  は剝離点では 1、船尾端附近では 0 となる様な函数であることが考えられる。この様な函数の最も簡単な一つとしてここでは次の如く仮定した。

$$f(\xi/l) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\xi}{l}\right)$$

但し  $\xi$  は剝離点からの距離、 $l$  は後端迄の長さである。このことは後端で  $\partial p/\partial x = 0$  と考えたことになるが実際の粘性流では後端より若干遅れた処に現われる様である<sup>(5)</sup>。上述のことから境界層に関する今一つの式は

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\xi}{l}\right) \Gamma = -\frac{\partial p}{\partial x} \theta R_0^{\frac{1}{4}} / \rho U^2 \quad (6)$$

となる。(5)(6) 両式を連立させ、 $H = \text{const.}$  とすれば (1) 式の  $C$  を用いて

$$\frac{p - G_0}{p_s - G_0} = \left[ 1 - \frac{c\Gamma}{(\theta R_0^{\frac{1}{4}})_s} \cdot \frac{2l}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\xi}{l}\right) \right]^{-\frac{2}{c}} \quad (7)$$

$$G_0 \equiv p_0 + \frac{1}{2} \rho V^2$$

を得る。ただし  $\Gamma = -0.07$  でありまた脚符  $s$  は剝離における値を示す。(7)式によつて剝離点以後の圧力が知れることになる。ただし注意すべきは、この様に流れの方向に圧力変化があることは、死水域中にも変化があることで、逆流が生ずることになる。これは初めに静止と仮定したと矛盾するし、実際剝離点附近に逆流が生じると考えるのが普通である。Schubauer も煙を流すと剝離点の極く近くでは逆流が見られたと述べているが、流速を測ると量的に問題にならぬ程度のものである。これが激しければ流れの様子は大きく影響されて、死水域は始めから大きく発達することも想像されるが翼型や船型等では問題にならぬものであろう。

次に (7) によつて  $R_0$  数と剝離抵抗との関係を見る。元来 Buri の方法では遷移点や境界層厚さによる二次的な影響を考えなければ剝離点の位置は  $R_0$  数に無関係である。従つて (7) 左辺の  $p_s$  を無次元に書いた時影響がない。又右辺の  $(\theta R_0^{\frac{1}{4}})_s$  は (2) によつて定まり、物体の長さ  $L$  に比例するが、分子の  $l$  とで消し合い、結局全体として  $R_0$  数には無関係であることがわかる。この結果は一応常識的な観念に一致するものであるが、果して剝離点が Buri の方式通り  $R_0$  数に無関係であるかどうか、同様に又 (6) も無関係としてよいか否か問題である。更にまたここでの取扱いは第一近似的なものであり、剝離すれば後端の境界層は相当厚くなるからその影響は決して無視し得ないであろう。それ故早急に  $R_0$  数に無関係としてしまうことは差控えたい。

なお、Buri の方法を信用する限り次の段階として摩擦抵抗や剝離前の圧力抵抗については境界層厚さを考慮

して逐次近似の方法が考えられるが、最もこれが必要であるべき剝離抵抗では死水域の幅が出ないので、これ以上近似の度を上げる可能性がない。

IV. 計 算 例

前回の報告で引用した対称翼に就て計算を行つたが、Jacobs 及び Abbott<sup>(6)</sup> の NACA 翼型では計算が面倒になるので、多少の差異は無視して Fage 及び Falkner<sup>(6)</sup> の Kármán-Trefftz 翼型の厚いもの3種について行い、 $Re$  数だけを変えて前者に応用出来るものとした。

第3~5図はこれらの形状、圧力、 $\Gamma$  局部抵抗係数等を示し、また第6図は剝離後の圧力の様子を示す。第6図を見ると剝離後の圧力分布はかなり急激に水平に近づき、ほぼ常識的な結果と言えるであろう。しかし Jacobs の実験では圧力の測定がないから直接比較が出来ない。翼型の僅かの差及び  $Re$  数の差を無視して Fage 等の実験と比較すると、割合似通つた分布であることが認められ、曲線の形状の多少のちがいは後端で  $\partial p/\partial x=0$  と

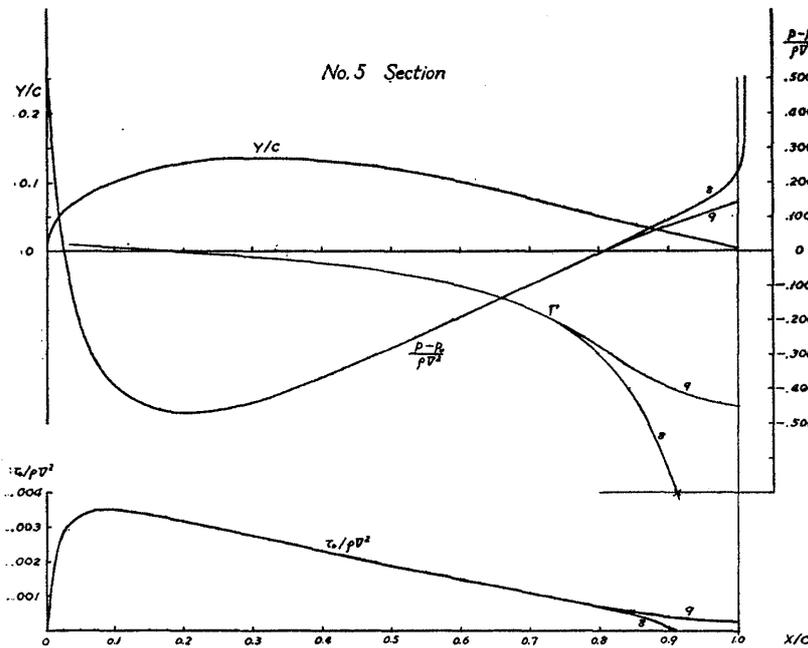


Fig. 3

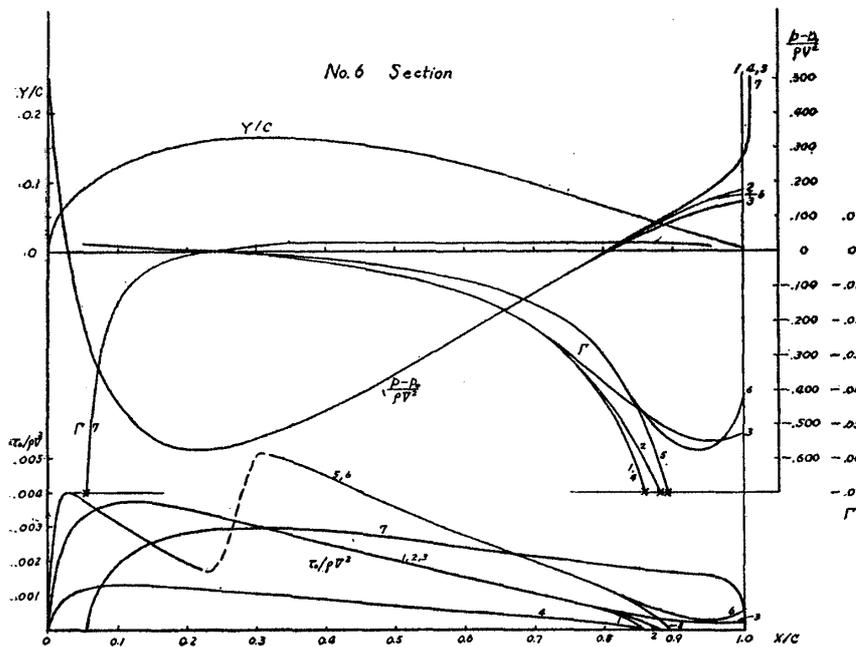


Fig. 4

したのを遅らせることにより改善出来る。ただこの実験でも剝離が実際起つたとは述べていないので肝心の点が曖昧である。

次表は計算結果の総括であるこれについて気のついた点を述べると、

(1) 剝離点は状態が同一なら  $Re$  数に無関係であるのに  $\delta$  補正を行うだけで若干その位置がおくれ、特に Fage の実測圧を用いると6番翼でも剝離が起らなくなる。又層流影響を考慮しても剝離位置のおくれは相当でこれに  $\delta$  補正を加えると剝離は消える。この結果は剝離点に対する条件が正しくない感を与えることは III 章に述べた通りである。

(2)  $C_f$  は前報で推定した値に比して全般的に大きい。しかしこれは前報の推定平板値が層流影響のためか低く出ていることに原因していて、之を前端から乱流として、Schoenherr 値まで引き上げて同じく  $t/c$  の修正を施すと逆に前報の方が大となる。恐らく前報の修正法が粗末なことによるのであろうが、剝離を考慮していないことも見逃せない。また  $Re$  数を実船値迄大きくしたものは

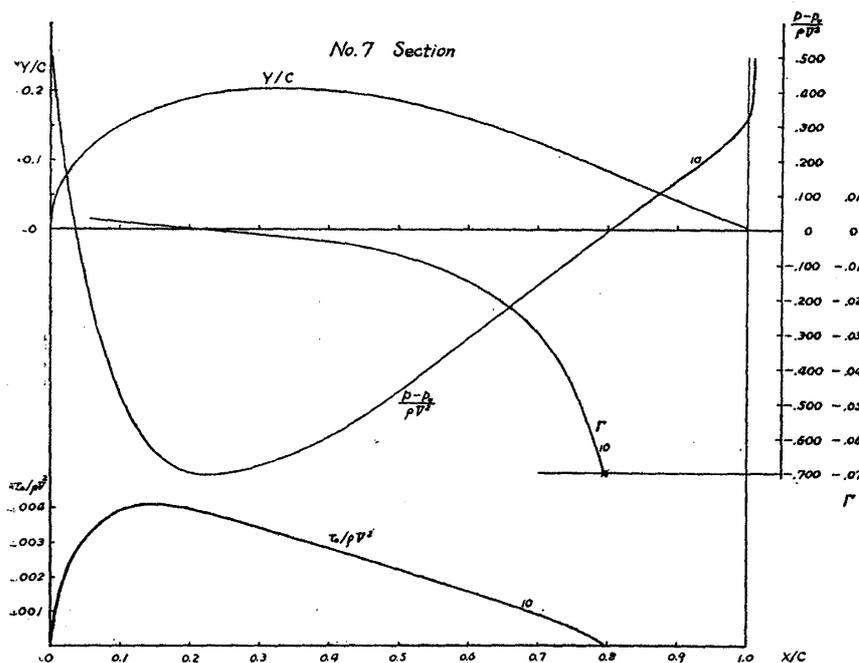


Fig. 5

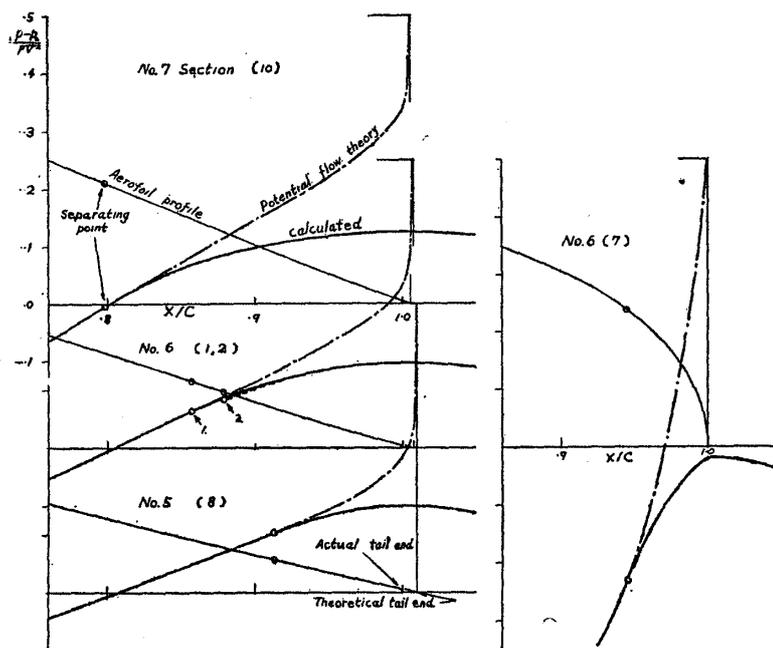


Fig. 6

めそれ迄の圧力抵抗が無視出来ぬかも知れぬこと。次に  $\partial p/\partial x=0$  となる点が後端より遅れる距離は翼厚と共に増加すると予想されること、最後に  $\Gamma$  が一定の条件を修正するために導入した  $f(x)$  に剝離点の位置に無関係に一定の形をとらせたこと等である。

6 番翼で  $\delta$  補正をしてもしなくても  $C_P$  が不変なのは、 $p_s$  の変化と剝離点の移動とが均合つたためである。又後進時の  $C_P$  が異状に大きいのは形から見て不思議はないが、 $C_P'$  として見ると翼厚さを直径とする円柱の抵抗係数と殆んど一致しているのは面白い結果である。

V. 総 括

(1) 境界層の計算法は Buri のものを採用し、これに諸氏の実験結果を加えて運動量厚さ及び抵抗係数と  $\Gamma$  との関係を示し改めた。

Shoeherr の平板値よりも低い、これは  $1/7$  乗則に基づく Buri の方法に原因があつてむしろ当然である。

面白いのは進行方向を逆にした場合の値で II 章で予想した様に面積中心が後に移ると  $C_P$  が大となる。この例では面積中心  $\pm 0.078C$  ( $C$ : 翼弦長) の動きに対し 16% 増しである。圧力抵抗を別としても、所謂流線型の中心が前方に偏つているのが合理的であることを示すものである。

層流影響を入れた Fage の実験  $R_e$  数では計算値の方が大きい、その理由は遷移点の予想が誤つたのもである。

(3) 剝離抵抗係数  $C_P$  は 5 番翼以外では前報の推定値を上廻つているのは  $\delta_P$  の代りに  $\delta$  を用いたことになつている点の原因しているのかも知れない。実は  $\delta_P$  は出しても流線の形が不明で  $\partial p/\partial y$  の求め様がないから所詮修正不能ではあるが。

5 番翼だけ抵抗が小さくて定性的にも不規則な感がある理由はよくわからない。しかし一応剝離点等を正しいとすると次の様なことが考えられる。

第一は剝離点が他のものに比してその位置が後にあるた

整理番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
翼型番号	No.6	"	"	"	"	"	"	No.5	"	No.7
$t/c$	.3270	"	"	"	"	"	"	.2726	"	.4025
$Re$ No.	$8.2 \times 10^6$	"	"	$1.53 \times 10^9$	$.77 \times 10^6$	"	"	$8.2 \times 10^6$	"	"
前後進	前進	"	"	"	"	"	"	後進	前進	"
圧力分布	理論	$\delta$ 補正	Fageの 実測値	理論	理論	$\delta$ -補正	理論	理論	理論	Fageの 実測値
層流影響	—	—	—	—	考慮	"	—	—	—	—
剝離点	.857C	.881C	—	.857C	.888C	—	.945C	.913C	—	.797C
$C_f$ 計算	$.376 \times 10^{-2}$	$.377 \times 10^{-2}$	$.386 \times 10^{-2}$	$.1317 \times 10^{-2}$	$.497 \times 10^{-2}$	$.507 \times 10^{-2}$	$.436 \times 10^{-2}$	$.365 \times 10^{-2}$	$.374 \times 10^{-2}$	$.396 \times 10^{-2}$
$C_f$ 前報	$.355 \times 10^{-2}$	—	—	(平板値) ( $.1453 \times 10^{-2}$ )	(実験値) ( $.451 \times 10^{-2}$ )	—	—	$.337 \times 10^{-2}$	—	$.383 \times 10^{-2}$
$C_P$ 計算	$.382 \times 10^{-2}$	$.382 \times 10^{-2}$	—	—	—	—	$5.22 \times 10^{-2}$	$.131 \times 10^{-2}$	—	$1.144 \times 10^{-2}$
$C_P$ 前報	$.345 \times 10^{-2}$	—	—	—	—	—	( $C_P'$ 0.319)	$.180 \times 10^{-2}$	—	$.980 \times 10^{-2}$

備考 i) 翼型番号は Fage 等の実験の番号。

ii)  $t/c$  = 翼厚/弦長

iii)  $Re$  No. =  $8.2 \times 10^6$  は Jacobs 等の  $Re$  数に相当  
 $= .77 \times 10^6$  は Fage  
 $= 1.53 \times 10^9$  は非常に大きな  $Re$  数を代表

iv) 圧力分布で理論とは完全流体として壁面上の値を使用したもの。 $\delta$ 補正は第一近似の  $\delta$  だけ外側の値を使用したもの。

v) 層流影響を考慮するに当って Pohlhausen のものを簡易化した藤本教授の方法<sup>8)</sup>を用い、遷移点は最低圧力の位置に仮定した。

vi)  $C_f$  前報は文献(2)で推定平板値に  $t/c$  に比例した修正を施した値。

vii)  $C_P$  = 剝離抵抗 /  $\frac{1}{2} \rho V^2 C$  で剝離以前の圧力抵抗は考慮しない。(  $\partial p / \partial y$  )<sub>pot.</sub> の計算が間に合わなかったためである。前報とは文献(2)の第4図で圧力抵抗係数と仮想したもの。

viii)  $C_P' =$  剝離抵抗(両側) /  $\frac{1}{2} \rho V^2 t$

(2) 剝離迄の圧力抵抗は圧力厚さ  $\delta_P$  ( $\equiv \delta_* + \theta$ ) と  $y$  方向の圧力勾配との積に壁面の傾斜を考慮すればよい。

(3) 剝離後の圧力変化は境界層の式だけからでも第一近似的なものは求められる。ただし死水域の幅、従つて主流の位置、方向は不明である。船尾の様な場合なら圧力だけが知れても抵抗の概算値が計算出来る。Buri の  $I'$  と運動量方程式とを組合せて得た結果では剝離抵抗は  $Re$  数に無関係となる。しかしこのことは余り信頼出来るとは思われない。

(4) 厚さを変えた対称翼3型種について計算した結果は

(i) 摩擦抵抗は前報で考えた厚さと長さとの比  $t/c$  の修正を少し緩かにした程度になつている。また面積中心は摩擦抵抗に相当影響があり、流線型はこの意味でも合理的である。

(ii) 剝離点の推定値は遷移点の位置や境界条件の修正に相当敏感であるが、実験圧力を使うと剝離が消えたりしてどの程度正しいか判断出来ない。

(iii) 剝離抵抗は直接比較出来る実験がないから余りはつきりしないが、圧力分布としては常識的な形である。Jacobs 等の圧力抵抗と比較すると幾分大き目である。しかしこの種の数値としてはこの程度でも一応満足せねばなるまい。

終りに臨み本研究は文部省科研費総合研究の一部として行つたものであることを付記する。

## 文 献

- (1) 例えば 谷：日本航空学会誌 4巻, 33号, 昭31
- (2) 笹島, 田中：関西造船誌 82号, 昭31
- (3) 笹島, 吉田, 田中, 仲渡, 造船論集 103号, 昭33
- (4) Schubauer : NACA T. R. 527. 1935
- (5) Wiegardt : Schiffstechnik Bd. 4, Heft 20, 1957
- (6) Jacobs & Abbott : NACA T. R. 669, 1939
- (7) Fage, Falkner & Walker : R & M, 1241, 1929
- (8) 藤本：日本航空学会誌 No. 8, 昭16