

No. 214.

(Published September, 1941.)

On the Resistance of Aerofoil at High Speed Accompanying the Shock Wave.

By

Sandi KAWADA,

Member of the Institute

and

Seiiti HUDII.

Abstract.

The momentum method of measuring the resistance of body was applied to NACA-4412 aerofoil placed in 36 cm high speed tunnel of the institute.

The method is a modification of that of Bicknell³⁾ taking into consideration the change of temperature in the wake.

At highest speed of the tunnel remarkable degree of the gradient of static pressure was present due to the mutual interference of tunnel wall.

Even in this case the resistance could be calculated taking into consideration the difference of the static pressure, and taking the momentum equation in its original form.

The aerofoil, 75 mm in chord, was so placed as to traverse the stream from wall to wall.

The exploring pitot and static tube were 1 mm in diameter and were placed side by side. They were attached to a carriage which was able to change the position in the stream as required.

The result of the experiment is shown in Fig. 16 together with the drag coefficient obtained in NACA high speed tunnel.

The drag curve of the present experiment lies in the midway between the curves obtained from force and pressure tests at NACA.

The authors explored the velocity distribution near the aerofoil with pitot and static tubes and came to the conclusion that the shock wave does not start necessarily at the moment when the local velocity of sound is attained as is generally believed.

In fact, the shock wave was noted to start only when the local velocity of sound is somewhat exceeded, although the drag coefficient begins to increase earlier just at the local velocity of sound.

The exploration of velocity field led the authors to construct the shock waves as shown in Fig. 29 and 30.

The position and the configuration of the shock wave are very similar to the american experiments.

高速流中に於ける翼型の抵抗

所 員 河 田 三 治
特別研究員 藤 井 正 一

目 次

1. 緒 言	97
2. 壓縮性流體に於ける物體の抵抗と總壓損失との關係	97
3. 風洞の性能概要	101
4. 總壓損失による抵抗の測定	104
5. 物體の抵抗と壓縮波との關係	108
6. 結 論	113

1. 緒 言

近年航空機の速度の増加にともなひ、物體の抵抗並に揚力等に對する空氣壓縮性の影響は重要な問題となつた。然るに未だ強力なる高速風洞は其の數少く、従つてこれが實驗的研究は勿論、更に基礎となるべき實驗方法に關する研究さへも非常に少い現状である。

この意味に於て、東京帝國大學航空研究所プロペラ部の 36 糎高速風洞により、先づ壓縮性を考慮に入るべき様な高速流中に於ても、後流内の總壓の損失を測定することにより、物體の抵抗が得られるか否かを驗し、次に物體附近の靜壓の分布を求め方法で壓縮波の存在を検知することが出来るかどうかを研究した。

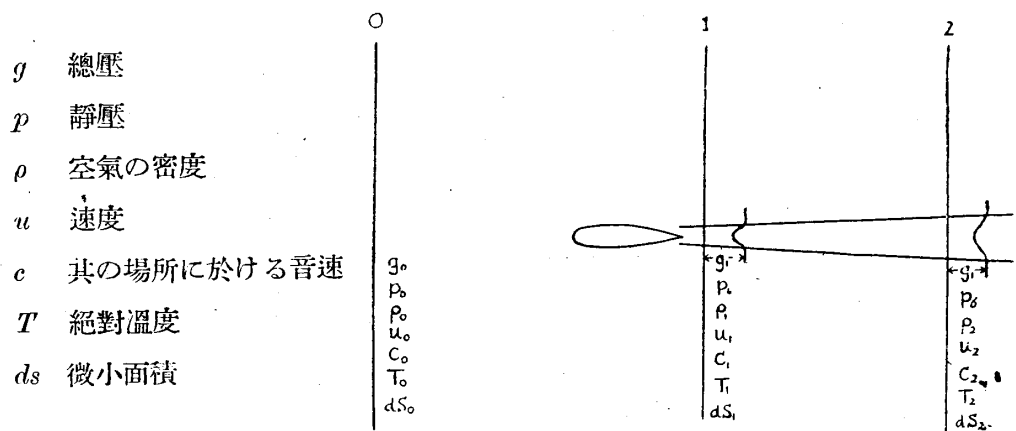
この結果いづれも相當正確に求められることを知つたので、これを利用して壓縮性失速と壓縮波との關係、及び流速が部分的に音速を越えれば必ず壓縮波が生起するものか否か、等をしらべた。この研究は更に進んで高速風洞を使用する際最も問題となる風洞壁の影響に就いての重要な指標となることを信ずる。

2. 壓縮性流體に於ける物體の抵抗と總壓損失との關係

物體の抵抗を後流内の總壓の損失により求める方法は、既に Jones 其の他の人々

により研究されてゐる。^{1) 2)} 又、これを壓縮性を考慮に入れた場合に擴張した理論も Bicknell³⁾ 及び Silverstein⁴⁾ 等により發表されてゐる。然しこれ等の理論はいづれも飛行實驗に都合の良い様に作られてゐる關係上、本實驗に利用するには不適當である。以下 Bicknell の式を後流中の溫度變化も考慮に入れて幾分計算に便利な様に變形して見る。

第 I 圖に於て 0-平面は物體の充分前方の平面で物體の影響は全々ないものとし、1-平面は物體の直後の平面、2-平面は物體より充分後方にあり、靜壓は又元の 0-平面に於けるものと等しくなる様なものとする。各平面に於て夫々



第 I 圖

をあらはし、1 及び 2-平面の間では斷熱變化が行はれ、エネルギーの損失はないものとする。

今 0 及 2-平面を考へ、運動量保存の法則により

1) A. Betz; A Method for the Direct Determination of Wing Section Drag, N. A. C. A. Tech. Mem. No. 337, 1925.

2) The Cambridge University Aeronautics Laboratory (Melvill Jones), The Measurement of Profile Drag by the Pitot-traverse Method, British A. R. C. Rep. and Mem. No. 1688, 1936.

3) J. Bicknell; Determination of the Profile Drag of an Airplane Wing in Flight at High Reynolds Numbers, N. A. C. A. Tech. Rep. No. 667, 1939.

4) A. Silverstein. Wake Characteristics and Determination of Profile Drag by the Momentum Method, Proc. of the 5th Inter. Cong. of Appl. Mech., 1939.
A. Silverstein, S. Katzoff; A. Simplified Method for Determining Wing Profile Drag in Flight, Jour. Aero. Sci. Vol. 7, No. 7, 1940.

$$R = \iint \rho_0 u_0^2 ds_0 - \iint \rho_2 u_2^2 ds_2 \dots\dots\dots (1)$$

後流以外では $g_0 = g_2$ であるから $u_0 = u_2$, $\rho_0 = \rho_2$ となる。又連続の方程式より

$$\rho_0 u_0 ds_0 = \rho_1 u_1 ds_1 = \rho_2 u_2 ds_2$$

となり、(1)式は

$$R = \iint_W \rho_1 u_1 (u_0 - u_2) ds_1 \dots\dots\dots (2)$$

と書きかへられる。但し W は後流の範囲のみ積分することを示す。

$$c^2 = \kappa \frac{p}{\rho} \dots\dots\dots (3)$$

(κ は定圧、定積比熱の比)

なる関係式を考慮に入れて、抵抗係数 C_x を計算すると

$$C_x = \frac{R}{\frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 F} = 2 \iint_W \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{c_1^2}{c_0^2} \frac{u_1}{c_1} \frac{u_2}{c_1} \left(\frac{u_0}{u_2} - 1 \right) \frac{ds_1}{F}$$

$$= 2 \iint_W \frac{p_1}{p_0} \frac{u_1}{c_1} \frac{u_2}{c_1} \left(\frac{u_0}{u_2} - 1 \right) \frac{ds_1}{F} \dots\dots\dots (4)$$

となる。こゝに於て F は流れに垂直な平面への物体の投影面積を表はす。実際にピトー管を移動することにより、総圧及静圧を測定出来る面は I-平面のみである。

壓縮性流體に於けるベルヌイの定理より

$$\frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{g_1}{\rho_s} \dots\dots\dots (5)$$

(ρ_s は静止した場所に於ける密度)

$$\frac{\rho_1}{\rho_s} = \left(\frac{p_1}{g_1} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \dots\dots\dots (6)$$

及び(3)式を代入すれば(5)式は

$$\left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2 = \frac{2}{\kappa - 1} \left\{ \left(\frac{p_1}{g_1} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right\} \dots\dots\dots (7)$$

となる。この中 p_1 及び g_1 をピトー管により實測すると u_1/c_1 が求められる。

0-平面に於ける風速は、物体のない場合について測定部の風速と上流の風速との

関係を豫め求めて置き物體を測定部に置いた場合の風速として、上流の風速を實測し上記の関係より測定部の風速を読み取り、これを u_0 と定義する。実際には上流の静壓と u_0/c_0 の曲線を作つて置くと便利である (第6圖)。

この様にして u_0/c_0 を求めれば (7) 式と同様の式

$$\left(\frac{u_0}{c_0}\right)^2 = \frac{2}{\kappa-1} \left\{ \left(\frac{p_0}{g_0}\right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right\} \dots\dots\dots (8)$$

により p_0/g_0 が計算される。 g_0 として 1-平面中物體の影響の及ばぬ部分、即ち後流外の總壓を用ひることとする。かくして p_0 が計算される。

次に u_2 に関しては

$$\left(\frac{u_2}{c_2}\right)^2 = \frac{2}{\kappa-1} \left\{ \left(\frac{p_0}{g_1}\right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right\} \dots\dots\dots (9)$$

で與へられる。然るに

$$\left(\frac{u_2}{c_1}\right)^2 = \left(\frac{u_2}{c_2}\right)^2 \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2$$

$$\left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 = \frac{p_0 \rho_1}{p_1 \rho_2}$$

又 1, 2-平面間に斷熱變化が行はれる假定により

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}}$$

これ等を (9) 式に代入して

$$\left(\frac{u_2}{c_1}\right)^2 = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left(\frac{u_2}{c_2}\right)^2 \dots\dots\dots (10)$$

が得られる。 p_0, g_1 が分つてゐるから u_2/c_1 が分る。

後流中の温度上昇は、0, 2-平面間で失はれるエネルギーが全部熱になると考へて下の式で與へられる。

$$T_2 - T_0 = \left[\frac{1}{2} \rho_2 u_2 (u_0^2 - u_2^2) ds_2 \right] / c_p \rho_2 u_2 ds_2 \dots\dots\dots (11)$$

c_p 定壓比熱

一方

$$c_0^2 = \kappa \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{\kappa R}{m} T_0$$

R 氣體恒數
 m 空氣の分子量

これを (11) 式に代入すると

$$\frac{T_2}{T_0} = 1 + 0.202 \left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{u_2}{u_0} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (12)$$

又

$$\frac{T_2}{T_0} = \left(\frac{c_2}{c_0} \right)^2$$

故に

$$\left(\frac{u_0}{u_2} \right)^2 = \frac{\left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2}{\left(\frac{u_2}{c_2} \right)^2} \frac{1 + 0.202 \left(\frac{u_2}{c_2} \right)^2}{1 + 0.202 \left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2} \dots\dots\dots (13)$$

が得られる。この様にして得られた價を (4) 式に代入すると C_x が求められる。

風洞の實驗に於ては、風洞中に靜壓勾配が存在する爲め、 g_1 が p_0 より小さくなることがある。即ち 2-平面で速度が考へられなくなる。勿論大氣中ではこんなことは生じないのであるが、風洞中に置かれた物體の抵抗を測定する場合には時々起る問題である。この様な場合には 0, 1-平面について運動量保存の法則を用ひなければならぬ。兩平面の靜壓の差も考へて

$$R = \iint \rho_1 u_1 (u_0 - u_1) ds_1 + \iint (p_0 - p_1) ds_1 \dots\dots\dots (14)$$

である。積分は充分太い流管について行ひ、流管壁の壓力による運動量の變化は無視し得るものとする。前と全く同様に

$$C_x = 2 \iint \left[\frac{p_1}{p_0} \frac{\left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2}{\left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2} \left(\frac{u_0}{u_1} - 1 \right) + \frac{1}{\kappa \left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2} \left(1 - \frac{p_1}{p_0} \right) \right] \frac{ds_1}{F} \dots\dots\dots (15)$$

$$\left(\frac{u_0}{u_1} \right)^2 = \frac{\left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2}{\left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2} \frac{1 + 0.202 \left(\frac{u_1}{c_1} \right)^2}{1 + 0.202 \left(\frac{u_0}{c_0} \right)^2} \dots\dots\dots (16)$$

等が得られる。

3. 風洞の性能概要

実験に使用した風洞はプロペラ部の 36 糎高速風洞で、其の性能はまだ十分に調査されてゐないが、概要は次の如くである。

型式 エツフェル型固定壁風洞

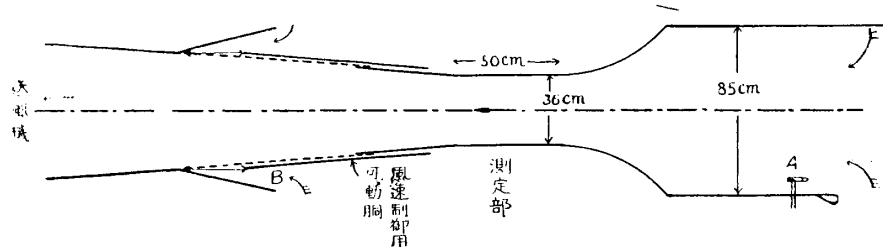
吹口 直径 36 糎、圓形断面

最大風速 比速 0.78

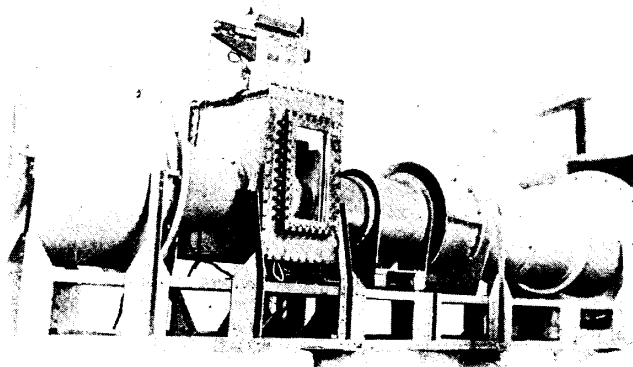
送風機 四段軸流送風機

電動機 380 馬力交流誘導電動機

風速制御 第 2 圖に示す様に擴散筒の一部に流入口 B を設け、風速制御用可動



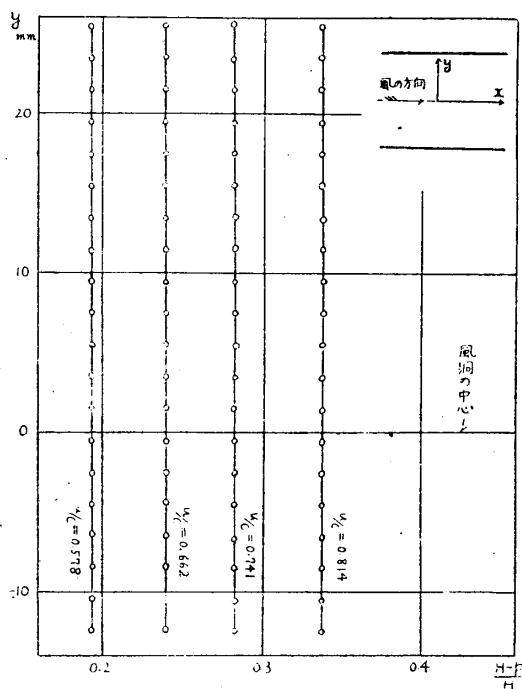
第 2 圖 36 糎高速風洞



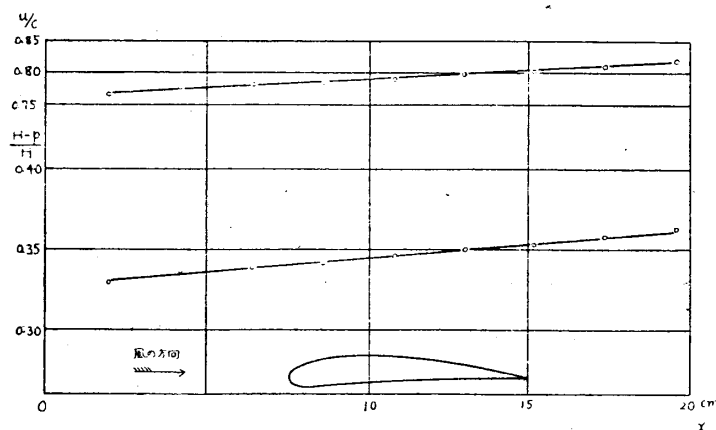
第 3 圖 36 糎高速風洞寫眞

胴を左右に動かしてこの口の面積を加減し風速を調節する。風速の變化し得る範圍は比速 0.5 乃至 0.78 である。

静壓勾配 測定部の静壓分布を第 4, 5 圖に示す。但し風洞の軸方向を x 軸とし、これに垂直に y 軸をとる。 H は大氣壓である。第 4 圖より y 軸方向には静壓勾配がないことを知る。



第 4 圖 y 軸方向の静壓分布

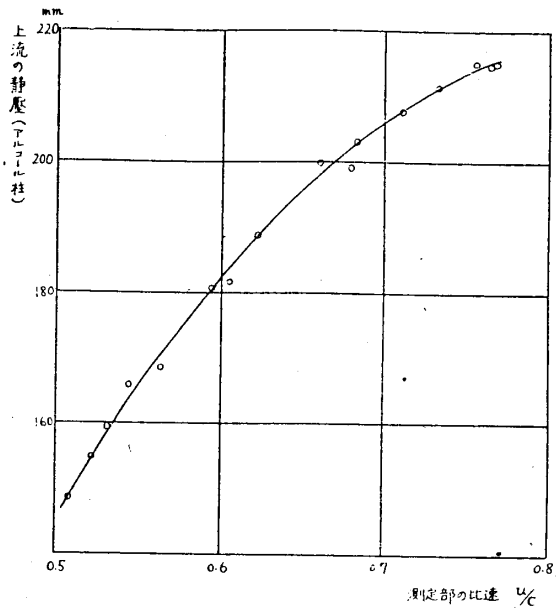


第 5 圖 中心線上の静壓及び風速分布

第5圖は x 軸方向の中心部に於ける静壓分布である。第18圖乃至第25圖との比較の關係上風速の分布に書きかへたものを上方に併記する。下方の翼は實驗の場合の翼の位置を示す。静壓は壁孔によらず中心部に直接ピトー管を入れて測定した。

風速と上流の静壓との關係

上流に於ける静壓は第2圖 A 點のピトー管で測定し、測定部の風速は翼の後縁になる筈の位置の總壓、静壓を空の場合につき測定し計算した。その結果を第6圖に示す。



第6圖 測定部の比速と上流の静壓の關係

4. 總壓損失による抵抗の測定

2 に述べた理論により物體の後方の静壓及び總壓の分布をピトー管を移動することにより測定し、抵抗係数を求めた。

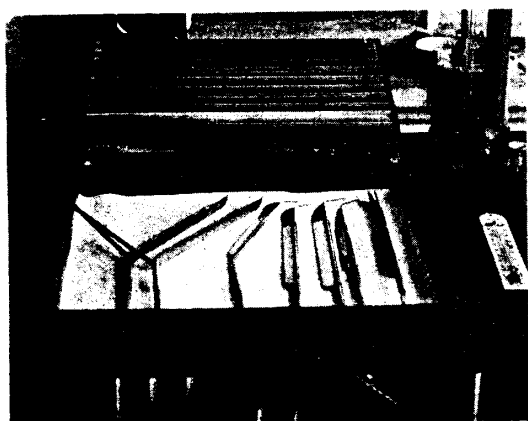
(A) 模 型

測定には *N. A. C. A. 4412* の翼型を用いた。大いさは翼弦長 75 耗、随つて翼厚約 9 耗、長さ 37 耗で風洞壁に固定する。

この翼型に関しては既に *N. A. C. A.* に於て高速の場合に實驗された結果が相當に多く^{5) 6)}、實驗結果を比較するのに都合が良いのでこれを選んだ。然も翼の大き

5) R. M. Pinkerton; Calculated and Measured Pressure Distributions over the Midspan Section of the *N. A. C. A. 4412* Airfoil, *N. A. C. A. Tech. Rep. No. 563*, 1936.

6) J. Stack, W. F. Lindsey and R. E. Littell; The compressibility Burble and the Effect of Compressibility on Pressures and Forces Acting on an Airfoil, *N. A. C. A. Tech. Rep. No. 646*, 1938.



第7圖 ピトー管

さと吹口の直径との比を $N. A. C. A.$ のものと等しくなる様にしてある。

(B) ピトー管及移動装置

この測定に用いたピトー管を第7圖に示す。又このピトー管は移動装置により測定部を精密に上下左右に移動出来る様になつてゐる。

(C) 翼後方の静圧及總壓の測定

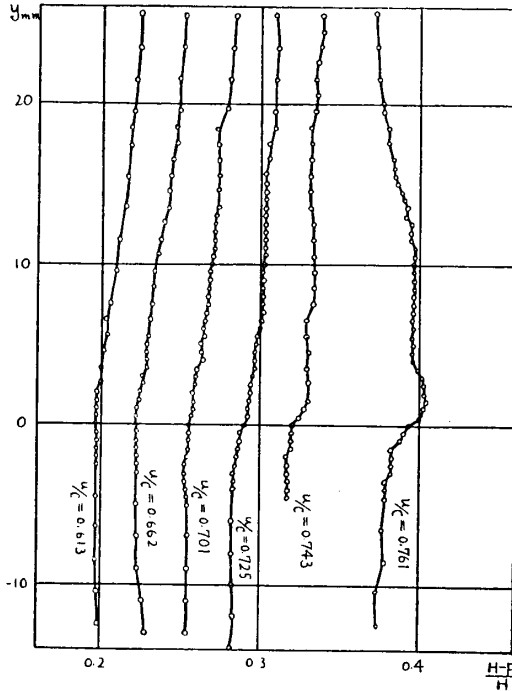
翼後方の I -平面として後縁より10 耗の場所を選んだ。迎へ角 $0^\circ, 1^\circ$ の場合種々の風速の時の静圧及び總壓の曲線は第8圖乃至第11圖の如くなる。坐標の取り方は第4圖に示す通りで $y=0$ が風洞の中心で然も翼後縁の位置を示す。

翼の無い時第4圖に示す様に一樣であつた静圧が、翼の爲めに第8, 10圖の様に変化することが分る。低速の場合とは様子が大分異つてゐる。

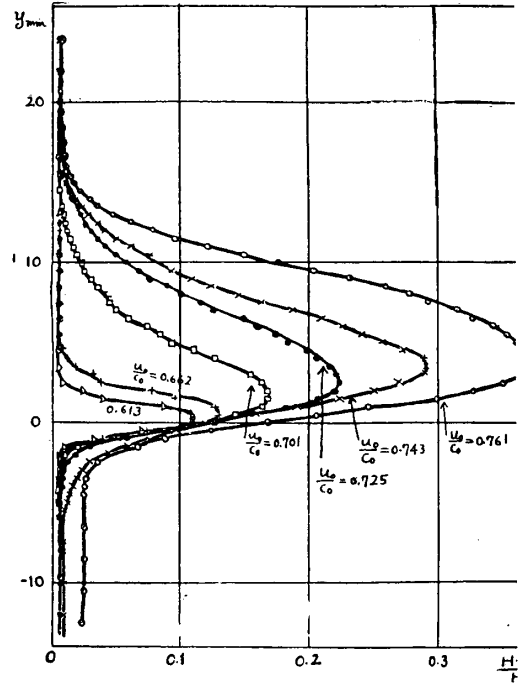
次に總壓の曲線を見ると、後流以外では全く一定になつてゐる。 g_0 としてこの一定の値を使用する。總壓損失の度合及び最大點の位置は速度と共に變化するが、後流の幅は比速 0.662 と 0.701 の間で急に翼上面の方向に廣くなり、然も 0.701 以上は略々一定を保つてゐる。これは比速 0.662 と 0.701 の間で限界層の剝離點が急に前方に進み、それ以後は速度を増加しても剝離點の位置が餘り變らない爲めと考へられる。

(D) $N. A. C. A. 4412$ の抵抗曲線

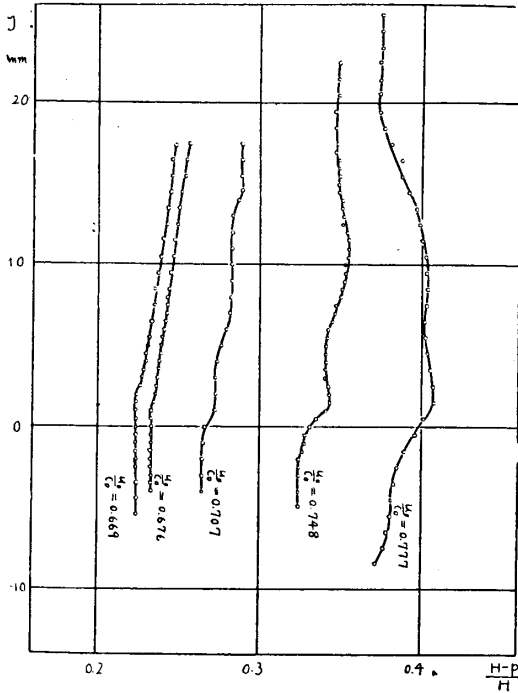
$N. A. C. A. 4412$ について迎へ角 $0^\circ, 1^\circ$ の場合、種々の風速 (u_0/c_0) に於ける静圧及び總壓を測定したので、(4) 及び (15) 式より抵抗係數 C_x を計算して見る。但し翼型の場合は一般に F の代りに翼絃長 t を用ひなければならぬ。計算した例を第12圖乃至第15圖に掲げる。第12圖に於て、縦軸に y 軸をとり、横軸には(4) 式の積分項の値を書く。即ち C_x はこの曲線により作られる面積を測ればよい。後流以外では $g_1=g_0$ であるから $u_0=u_2$ になり、(4) 式より明かな様に積分項は零となる。(5) 式から計算したのも(4) 式より計算したのものによく一致し、いづれから求めた C_x も全く等しくなる。第13圖も第14圖も同様である。然るに u_0/c_0 が 0.761 になると、 p_0 が g_1 より大きくなり u_2/c_2 が零となるので(4) 式は用ひられない。故にこの場合は(15) 式によらねばならぬ。第15圖は(4) 及 (15) 式から計算したものを示す。



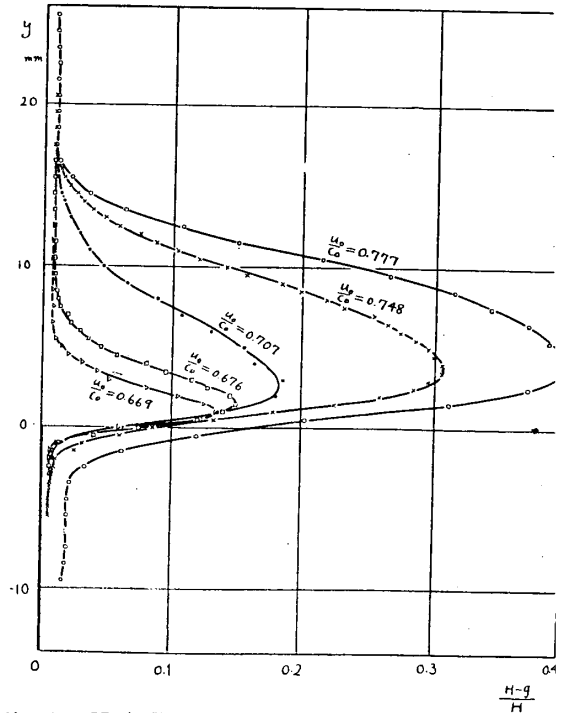
第8圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha=0^\circ$ 翼後方の静圧分布



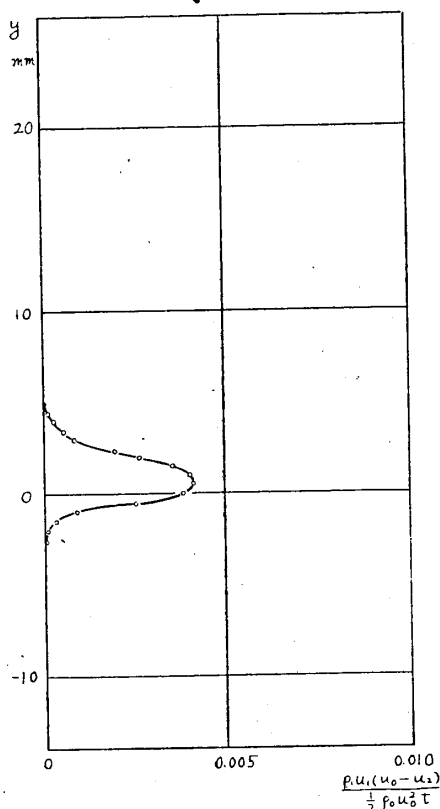
第9圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha=0^\circ$ 翼後方の総圧損失分



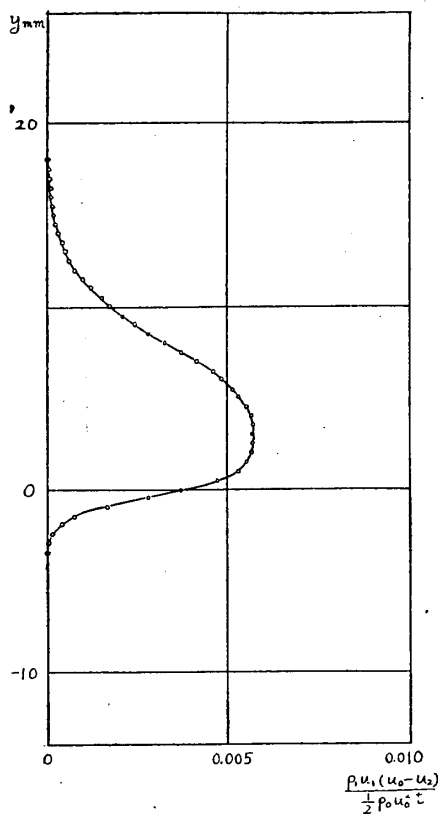
第10圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha=1^\circ$ 翼後方の静圧分布



第11圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha=1^\circ$ 翼後方の総圧損失分



第12圖 NACA 4412, $\alpha=0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0}=0.662$

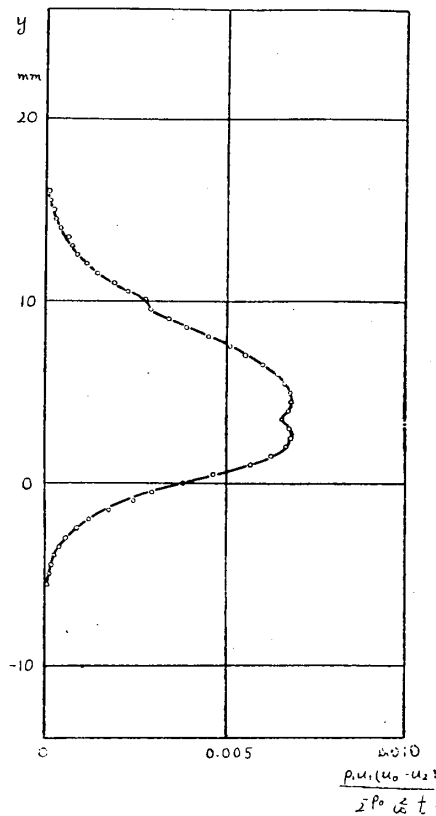


第13圖 NACA 4412, $\alpha=0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0}=0.725$

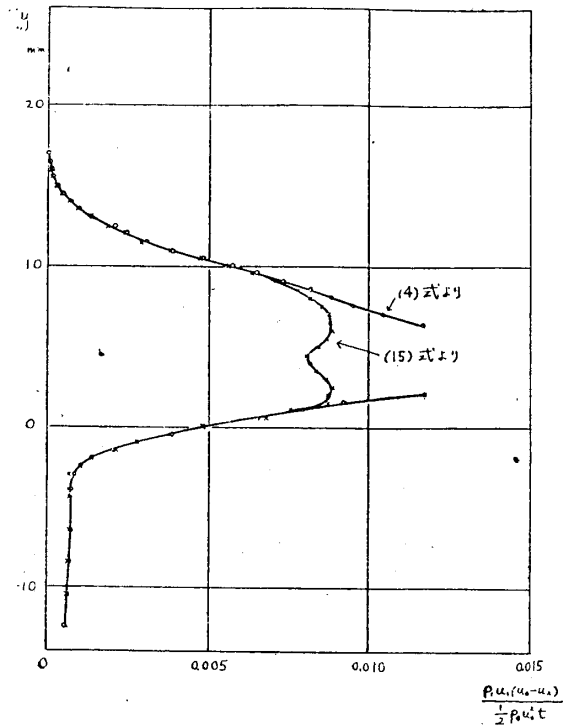
第 16, 17 圖はかくして計算した抵抗の値と比速との關係を示す。第 16 圖に於て、鎖線は N. A. C. A. の實驗の靜壓分布より求めた抵抗曲線を示し、破線は天秤より測定したものである(但迎へ角 $-0^\circ 15'$)。靜壓分布より計算したものは摩擦抵抗を含まず、したがつて小に過ぎる結果を與へ、天秤より測定する場合は誘導抵抗を含むので大に過ぎる結果となることは想像に難くない。本實驗の値は丁度其の中間にあり、又 N. A. C. A. の高壓風洞に於て有效レイノルツ數 8.32×10^6 の場合につき測定せられた結果⁷⁾ 0.0097 とよく一致する。ちなみに本實驗のレイノルツ數は 8×10^5 程度である。

以上により計算は相當に面倒であるが、總壓の損失により抵抗を求める方法は正確であり、充分實用し得ることが分る。この際 $p_0 < g_1$ の範圍では(4)式が便利

7) E. N. Jacobs and R. M. Pinkerton; N. A. C. A. Tech. Note, No. 401, 1931.



第14圖 NACA 4412, $\alpha=0^\circ, \frac{u_0}{c_0}=0.743$



第15圖 NACA 4412, $\alpha=0^\circ, \frac{u_0}{c_0}=0.761$

であり、 $p_0 > g_1$ の様な場合が若し生じたならば (15) 式を用ひれば良い。

尙第 16 圖より所謂臨界比速 (抵抗の急増する比速) を求めると約 0.65 となる。

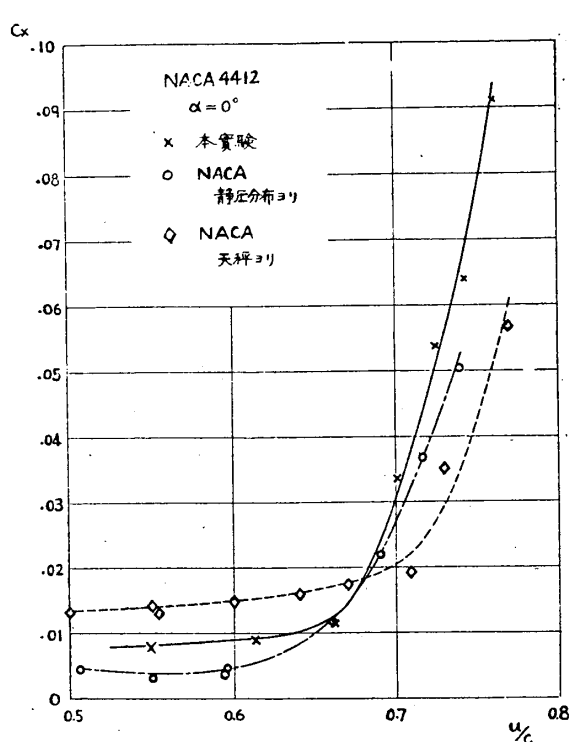
5. 物体の抵抗と壓縮波との關係

物体の抵抗が比速 I に近い所で急激に増加することは周知の事であるが、この説明としては通常一般流の速度が増加するにしたがひ、部分的に音速を越える點が生じ、こゝに壓縮波が生ずる爲めと考へられてゐる。この様な抵抗が急激に増加する比速を臨界比速と言ひ、Jacobs は部分的に風速が音速を越える比速を理論的に求め^{8) 9) 10)}て、これを以て臨界比速を與へる式となしてゐる。これ所謂 Jacobs の判別式である。

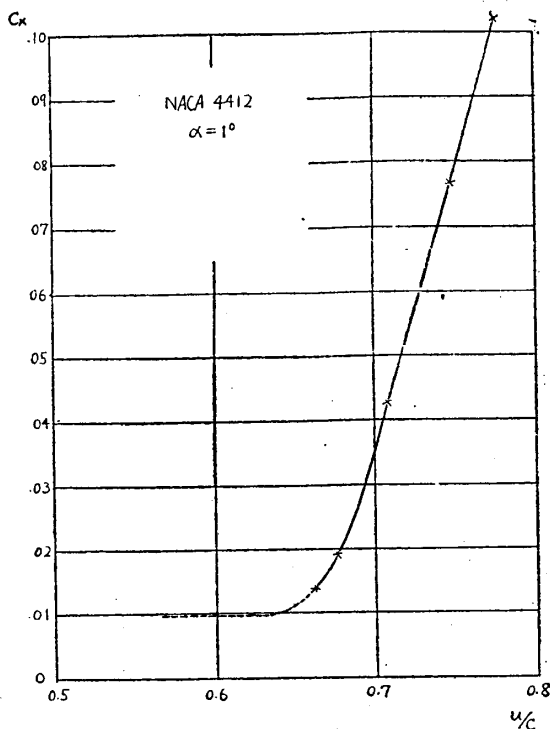
8) E. N. Jacobs; Methods employed in America for the Experimental Investigation of Aerodynamic Phenomena at High Speeds, Convegno di Scienze fisiche, matematiche e naturali (1935), Tema le alte Velocita in Aviazione.

9) C. N. H. Lock; Problems of High speed Flight as affected by Compressibility, Jour. Roy. Aero. Soc. Vol. 42, No. 324, 1938/3.

10) 小澤泰代; 飛行機部分の造波失速速度の見積、日本航空學會誌 Vol. 7, 1940/6.



第 16 圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$ 抵抗曲線



第 17 圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 1^\circ$ 抵抗曲線

然し風速が音速を越えると必ず圧縮波が生ずるものかどうか、又物體の抵抗の増加は圧縮波が原因をなしてゐるかどうか、等は未だ充分明かではない。特に近年超音速より音速以下の速さに圧縮波なしに変化し得るといふ理論的研究が二三あらはれてゐるのであるから、部分的に音速を越す點には必ず圧縮波が生ずるといふ從來の考へ方は妥當ではない。

(A) 翼上面の静壓及び總壓の測定

この事を實際に調べる爲めに翼上面をピトー管を移動させて各點の風速を測定し、この變化により圧縮波の存否、並びに其の位置を求めた。ピトー管は第 7 圖に示すものを用ひ、翼上面を x 方向に動かせる。この測定値より風速を計算するには、音速以下では(7)式を用ひ、音速以上ではレーレーの式¹³⁾

11) F. Ringleb; Exakte Lösungen der Differentialgleichungen einer adiabatischen Gasströmung, Z. A. M. M. Bd. 20, Ht. 4, 1940.

12) H. Göttler; Gasströmungen mit Übergang von Unterschall zu Überschallgeschwindigkeiten, Z. A. M. M. Bd. 20, Ht. 5, 1940.

13) Lord Rayleigh. Aerial Plane Waves of Finite Amplitude, Proc. Roy. Soc., A. Vol. 84, 1910. Scientific Papers, Vol. 5, P. 609.

$$\frac{g}{p} = \frac{\kappa+1}{2} \left(\frac{u}{c} \right)^2 \left[\frac{4\kappa-2(\kappa-1) \left(\frac{u}{c} \right)^{-2}}{(\kappa+1)^2} \right]^{\frac{1}{\kappa-1}}$$

による。

(B) 実験結果

N. A. C. A. 4412 翼型を迎へ角 0° の状態に固定し、翼の上面種々の點に於ける風速を第 18 圖乃至第 22 圖に示す。

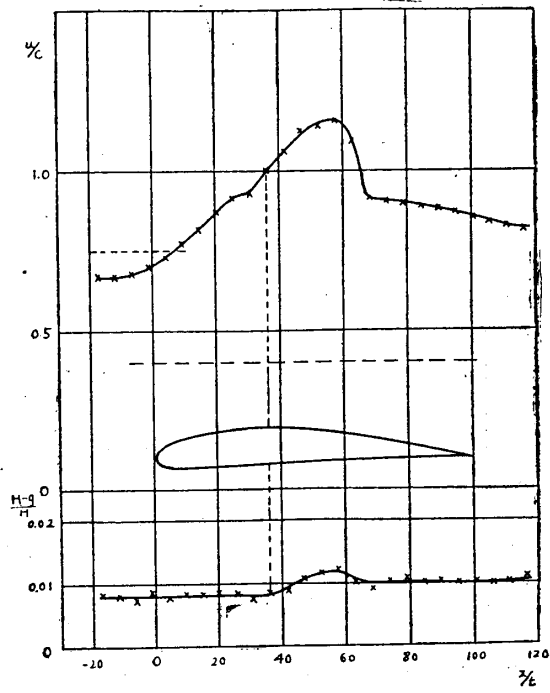
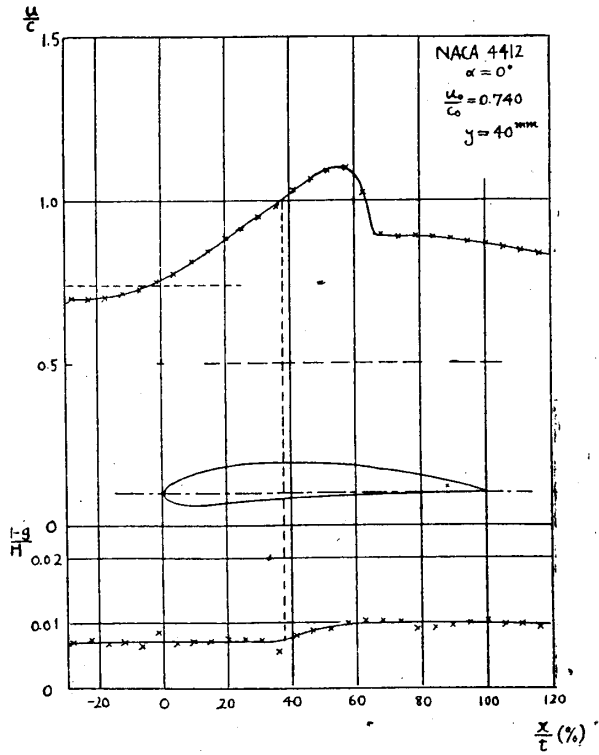
第 18 圖は一般流速 0.740 , $y=40\text{mm}$ の場所に於ける風速並びに總壓の分布を示してゐる。横軸には翼弦の百分率 x/t をとり、縦軸には比速 u/c 及び總壓損失と大氣壓の比 $\frac{H-g}{H}$ をとる。この圖より分ることは x/t が 38% 附近で速度が音速を越え、更に翼の後方に行くにしたがひ速くなり、 x/t が 65% 附近で急に遅くなり音速以下になる。この急激に風速が音速以上から以下になる點には壓縮波が起つてゐると考へてよい。又總壓損失分布曲線から見ても、丁度風速が音速に達する附近から損失が生じてゐることを知る。この總壓の損失が即ち壓縮波によるエネルギーの損失と考へるべきである。壓縮波の起る前方でも超音速の部分では總壓に損失のあることはピトー管の尖端に壓縮波の生ずることにより説明される。

第 19 圖は一般流速 0.740 , $y=30\text{mm}$ の場合で全く同様なことが見られる。第 20 圖は一般流速 0.762 , $y=20\text{mm}$ である。この兩圖より氣の付くことは風速が音速を相當に越える時は總壓の損失が大きくあらはれることである。この理由は明かではないが、速度が大きくなるにしたがつてピトー管の前に強い壓縮波が生ずる爲めではないかと思はれる。

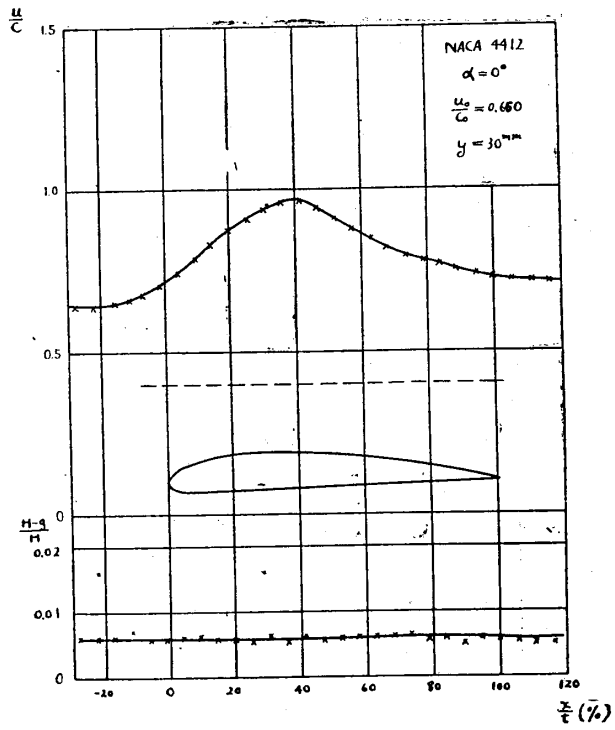
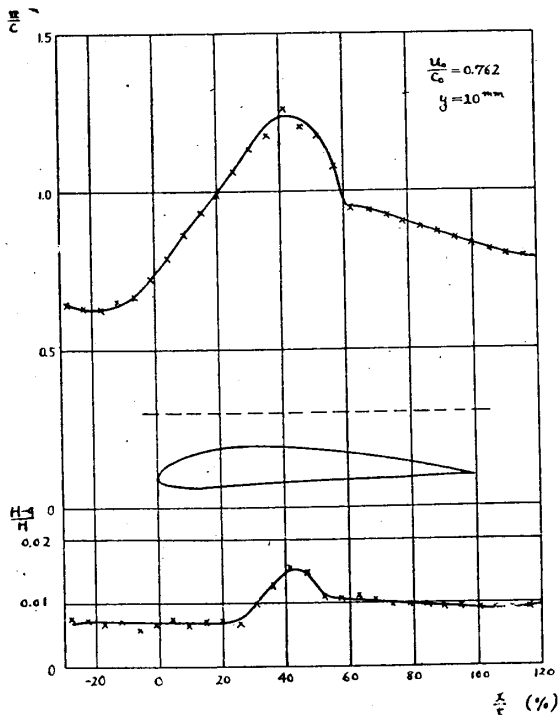
第 21 圖は一般流速 0.660 y は 30mm の場合で風速はいづれの點でも音速を越えてゐない。この場合は勿論壓縮波もあり得ない。總壓分布も變化なく、エネルギーの損失がいづれの點に於ても起つてゐないことが分る。

第 22 圖は一般流速 0.701 y は 20mm の場合であるが、風速は x/t が 17% 附近で音速を越えてゐる。然るに第 18, 19, 20 圖とはその形が全々異り、急激な風速の變化なしに亞音速に移つてゐる。これのみでは壓縮波が存在するか否かは甚だ不分明であるが、總壓損失の分布を見れば、損失は全々無いのであるから壓縮波がないと考へるのが至當である。即ち翼の上面の様な場所にも、壓縮波を伴はずに超音速より亞音速になる場合が實際にあることが分る。

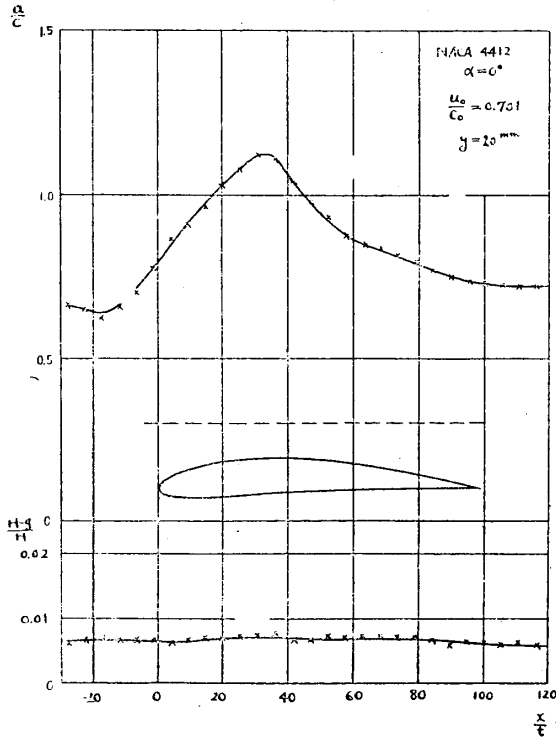
第 23 圖は以上の結果をまとめたものである。 y が 20 耗の場所に於て、風速を種々に變化した場合の結果を比較してある。この圖によると一般流の比速 0.650 ではまだ部分的に音速に達しないが、 0.660 では音速を越える部分が出来ることが分る。然し比速 0.701 まではまだ壓縮波は出来てゐない。 0.740 以上では壓縮波が出来てゐる。



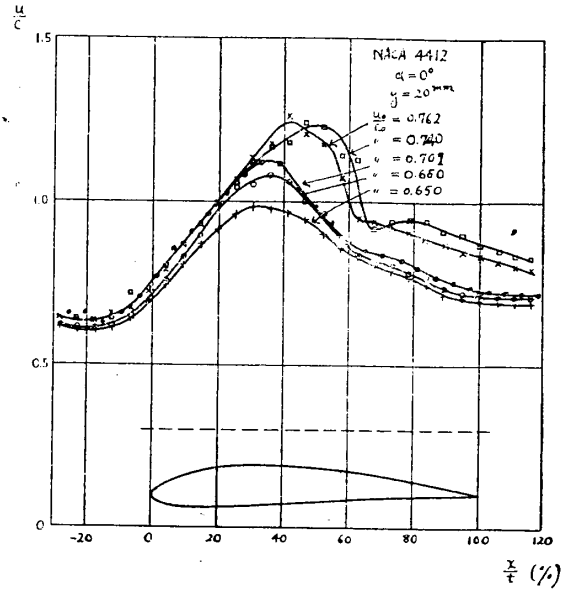
第18圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.740$, $y = 40 \text{ mm}$ 第19圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.740$, $y = 30 \text{ mm}$



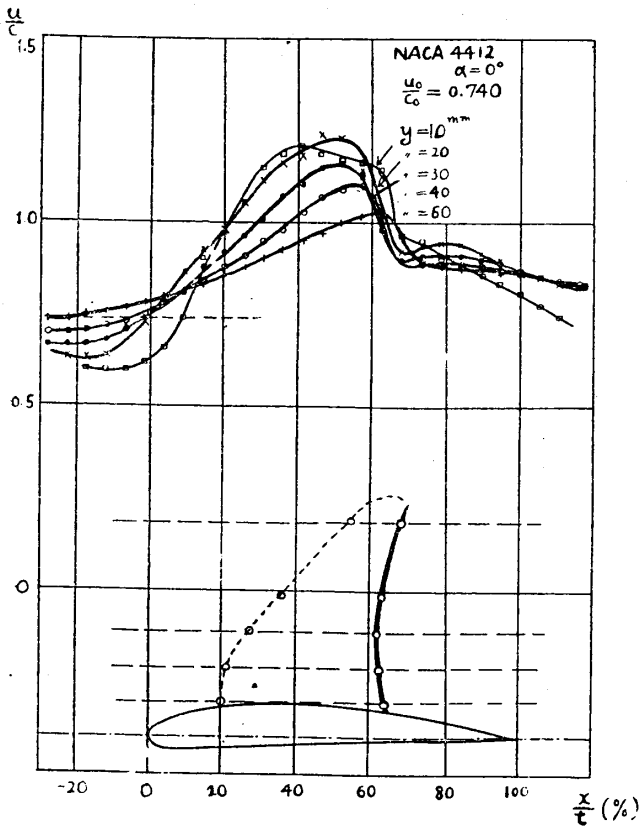
第20圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.762$, $y = 20 \text{ mm}$ 第21圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.660$, $y = 30 \text{ mm}$



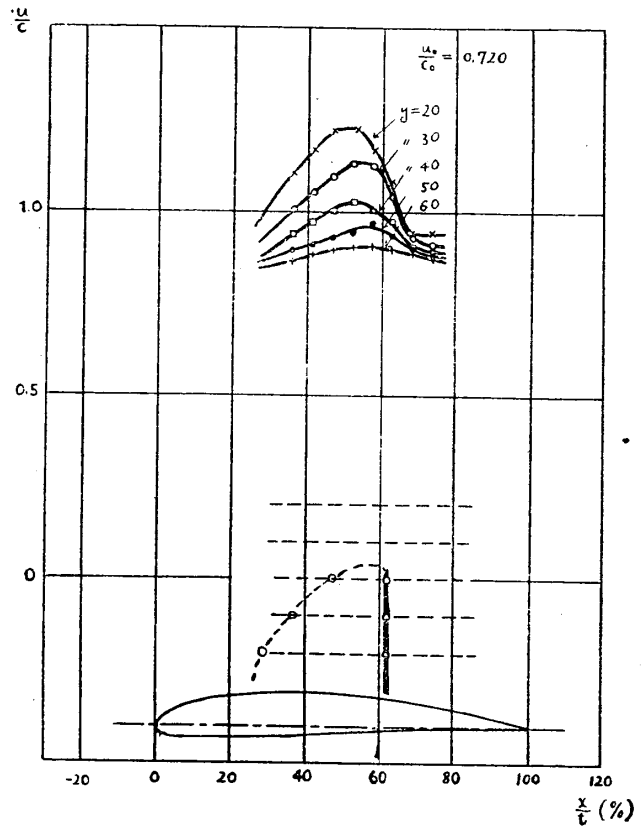
第22圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.701$, $y = 20 \text{ mm}$ ・



第23圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $y = 20 \text{ mm}$



第24圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.740$



第25圖 N.A.C.A. 4412, $\alpha = 0^\circ$, $\frac{u_0}{c_0} = 0.720$

第 24, 25 圖は一般流の比速が夫々 0.740 及び 0.720 の時の壓縮波の位置を示す。壓縮波は x/t が 60% 附近に翼に垂直にあらはれる。これは N. A. C. A. に於てシュリーレン法により撮られた結果とよく一致する。又この圖に於て破線と壓縮波によりかこまれた部分が超音速の領域である。

(C) 結果の考察

第 16 圖より所謂臨界比速は 0.65 であることが分つたのであるが、第 23 圖より見れば丁度一般流の比速 0.65 附近で部分的に音速を越える様になる。この結果よりすれば、抵抗が急に増加するのは壓縮波が出来る爲めではなくて、部分的に音速に達する點が出来る、この附近より限界層が剝離することによると考へるべきである。然して壓縮波が出来るのは一般流の比速がもう少し大きくなつてからで、この時は既に抵抗曲線は上昇の傾向を示してゐる。これは既にシュリーレンの方法を用ひての研究で二三報告されてゐることである。

次に Jacobs の判定式により部分的に音速に達する點及び其の比速を求めて見る。

$$\left(\frac{\Delta p}{q}\right)_0 = 2 \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{u}{c}\right)_{crit}^2}{\kappa \left(\frac{u}{c}\right)_{crit}^2}} \left\{ 1 - \left(\frac{2 + (\kappa - 1) \left(\frac{u}{c}\right)_{crit}^2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \right\}$$

こゝに於て $\left(\frac{u}{c}\right)_{crit}$ は臨界比速、 $\left(\frac{\Delta p}{q}\right)_0$ は不壓縮性流體の時の最大負壓と一般流の靜壓の差 Δp を動壓 $q = \frac{1}{2} \rho u^2$ で除したものである。N. A. C. A. 4412 のものを代入すると臨界比速は約 0.65 となり實驗に於て部分的音速の生ずる比速によく一致する。

6. 結 論

運動量の方法により物體の抵抗を求めることは、高速流に於ても壓縮性の影響を考慮に入れれば、相當正確で實用し得ることが分つた。然し計算は複雑で困難である。又翼面上に部分的に超音速の場所が出来て、抵抗が急増する場合には、Silberstein の如く總壓の損失の形を適當に假定して、抵抗を求めるといふ簡単な方法も出来さうにない。然しながら高速風洞に於ては、精密な天秤を作るのは困難である現況であるから、面倒であつても運動量の方法が最も正しい、精密な抵抗値を與へるもので、天秤の補正、其の他理論的研究等には最良の方法と考へる。

次に翼附近の風速及び總壓をしらべて、これにより壓縮波を探ることが出来るか否かを驗した結果、明瞭にこれを檢知し得ることを確めた。

この研究により風速が音速を越えると直に壓縮波がその點に出来るのではなくて、或る程度速度が音速をこえて始めて壓縮波が生ずるのである。又場合によつては第

22 圖の様に音速を越えても壓縮波は生じないで、滑かに又音速以下に戻る場合もある。このことは近年理論的にその可能性が認められてゐるが、實驗的に存在が明らかになつたことは注目に價する。

前記運動量の方法より求めた抵抗曲線にあらはれる所謂臨界比速と壓縮波との關係をしらべると、臨界比速ではまだ壓縮波が生じてゐないが、丁度この所で部分的に超音速に達する場所があらはれる。このことから抵抗が急増するのは、音速に達した場所に何か不安定な現象が起り、こゝから剝離が生ずる爲めであつて、從來言はれてゐた様に、壓縮波の爲めに剝離が起ると考へるのは妥當でないと考へる。