

UDC 533.6.08:  
533.69.04:  
533.693.1:  
629.7.018.1.016.53

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-339

後退翼模型の遷音速風洞試験結果

海老原正夫・瀬川晋策・小此木時雄

1973年10月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-325 ロケットの分離特性に関する研究  
Some Investigation on the Separation Characteristics of a Two-Stage Vehicle Model 1973年7月 宇宙研究グループ
- TR-326 電子衝撃型水銀イオンエンジンの研究  
Experimental Investigation on 5cm Mercury Electron Bombardment Ion Engine 1973年7月 中村嘉宏, 東久雄  
宮崎勝弘
- TR-327 ガスタービン燃焼器のライナにおける伝熱  
On the Liner Heat Transfer of Gas Turbine Combustor 1973年7月 相波哲朗
- TR-328 連続板の振動  
Natural Frequencies of Continuous Plate 1973年7月 林洋一, 川井忠彦
- TR-329 ジェットエンジン用薄肉組立ロータの曲げ剛性(静荷重試験と振動試験による測定と有限要素法による計算)  
Flexural Rigidity of the Thin Walled Build-up Rotor for the Jet Engine (Measurement by Static Load Test and Vibration Test and Calculation by Finite Element Method) 1973年7月 宮地敏雄, 小河昭紀  
貝谷昌二, 祖父江清
- TR-330T 線形シェル理論について  
On the Linear Theory of Thin Elastic Shells 1973年7月 古賀達藏, 戸田勲
- TR-331 非線型層流安定理論と数値計算  
(第1報 べき級数展開による Orr-Sommerfeld 方程式の数値解法)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations  
—Part 1 A Power Series Method for the Numerical Treatment of the Orr-Sommerfeld Equation— 1973年7月 伊藤信毅
- TR-332 非線型層流安定理論と数値計算  
(第2報 手行流における有限攪乱理論と二次元 Poiseuille 流れへの応用)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations  
—Part 2 Theoretical Analysis and the Numerical Results for Plane Poiseuille Flow— 1973年7月 伊藤信毅
- TR-333 非線型層流安定理論と数値計算  
(第3報 平板境界層における有限攪乱の計算)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations  
—Part 3 Numerical Results for the Flat Plate Boundary Layer— 1973年7月 伊藤信毅
- TR-334 音波と乱流の干渉によるソニックブーム波形の変形  
Distortions of Sonic Boom Pressure Signature by Sound and Turbulence Interaction 1973年8月 河野長正
- TR-335 航空宇宙技術研究所突風風洞の計画と整備試験  
Design and Development of the Gust Wind Tunnel at the National Aerospace Laboratory 1973年9月 廣末健一, 北村清美  
村上義隆, 進藤重美
- TR-336 モアレ法によるひずみ解析  
Strain Analysis by the Moire Analyzer Method 1973年9月 青木由雄

# 後退翼模型の遷音速風洞試験結果\*

海老原正夫\*\*・瀬川晋策\*\*\*・小此木時雄\*\*\*\*

## Test of a Swept-back Wing Model Conducted in the NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel

by Masao EBIHARA, Shinsaku SEGAWA and Tokio OKONOJI

A description is given of the tests on a swept-back-wing model conducted in the NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel in 1966 and 1967.

The model is designed so as to possess a uniform isobar pattern over the upper surface at the design condition of the free-stream Mach number  $M_\infty=0.8$  and the lift coefficient  $C_L=0.3$ . The thickness distribution of the wing is designed using the Küchemann-Weber method to modify the basic NACA 65<sub>1</sub>A012 streamwise section at the wing root- and tip regions, whereas the warping is deduced from the thin-wing theory by assuming a roof-top type load distribution with the flat portion extending from the leading edge down to the 50 per cent local chord point. The planform geometry of the model is of trapezium, the dimension being given in Figure 8 of the main text of this report.

The test is performed by the half-wing-model procedure to facilitate the incorporation of static pressure tappings on the model upper surface. The model is attached directly to the tunnel floor with the wing centre-line located at a distance of 12 mm above the floor, which is considered to correspond to the displacement thickness of the tunnel-wall boundary layer at the model position. The pressure holes are distributed on the upper surface in streamwise rows at 9 spanwise stations. The total number of the holes is 144. Measurements are also taken of lift, drag, and pitching moment using an externally-mounted balance system. The test Mach number ranges from 0.2 to 1.1, and the Reynolds number correspondingly varies between  $2.7 \times 10^6$  and  $5.3 \times 10^6$  based on the wing-mean-aerodynamic chord of 420 mm.

The primary objective of the test is to examine the range of validity of the design methods employed. The test results show that the intention of achieving uniform isobar pattern on the wing upper surface is approximately realized at the design conditions even though an extensive region of supersonic flow exists on the surface, thus partly invalidating the assessment of the methods at these conditions. The performance of the wing is not very satisfactory at off-design conditions, especially when the free-stream Mach number and/or the angle of attack is increased, since a rather drastic breakdown of flow takes place due to strong shock-induced separation effects at the outboard region of the wing. This rapid deterioration of the flow quality above the design conditions is thought to be due chiefly to the limitation inherent in the wing-thickness design method.

The first part of the test is carried out under the condition of natural transition for the boundary layer on the wing surface, while the latter part of the test is undertaken by fixing the transition to the region near the 5 per cent chord-line on the upper surface. Analysis is given of the effect of the transition fixing on the flow property over the wing upper surface.

---

\* 昭和48年5月10日受付

\*\* 空気力学第二部

\*\*\* 元空気力学第二部, 現管理部

\*\*\*\* 元空気力学第二部

In the latter part of the test, too, effort was made to obtain a clue as to the estimation of the influence of tunnel-wall interference effects on the measured aerodynamic data of the wing. The perforation of each of the four test-section walls (originally of 20% open-area-ratio) is sealed in turn by applying masking tape to the inside of the walls, thus rendering them effectively closed. A few preliminary results are presented to demonstrate the influence of the wall-open-area-ratio upon the pressure and force data of the wing.

## 1. 結 言

後退翼が空気力学の研究の対象となつてから既に30年以上経過したが<sup>\*</sup>, 実用上では未解決な問題がまだ数多く残されている。その最大のものは、翼胴干渉の問題と、翼上の遷音速流れの解析の問題である。これらは後退翼に特有の問題ではなく、又、両者互に独立したものでもないが、もともと後退翼は、遷音速における抵抗急増の問題に対処する手段として開発されたものであり、その効果が翼胴干渉によって著しく減殺される傾向をもつので、後退翼の空気力学においては、これらの問題が特に重要な地位を占めるのである。

更に、次のような問題も今後解決を求めべきものとして指摘される。遷音速における抵抗急増は、翼上における衝撃波の発生と成長に原因がある。10年ほど前までは、翼上における超音速流から亜音速流への減速の過程には必ずしも衝撃波が存在すると思われていたので、衝撃波の強さを抵抗急増が生じない程度に弱く保つためには、速度増分 (supervelocity, 一様流速からの増分を示す) の超音速部分における値を或る一定値<sup>\*\*</sup>以下に抑えるのが唯一の方法と思われた。このことと、揚力面としての効率を結びつけたところに生れたのが所謂 roof-top 型の圧力分布であつて、従来の後退翼に関する空気力学は、対応する二次元翼断面 (2.1. 参照) の圧力分布として、常に roof-top 型を念頭においていたと云つても大きな誤りではない。1960年代に入って、超音速流から亜音速流への比較的大きな減速を、少なくとも実用的な意味の上で衝撃波を経ることなく達成し得ることが Pearcey<sup>18)</sup> によって示され、ここに、roof-top 型圧力分布に対して所謂 'peaky' 型圧力分布が登場することになった。これから、peaky section の三次元後退翼への組込みという新らしい問題が現われる。roof-top 型圧力分布を考

えながら展開されてきた後退翼理論の一部は、この新らしい問題に適用されて修正を余儀なくされようし、又、従来とは別の理論も新しく必要とされるかもしれない。peaky section は超音速流れを積極的に利用するものだけに、前述した翼胴干渉の問題や翼上の遷音速流れの解析の問題は、益々取扱いが難かしくなろう。このような問題に対する解法を考える場合、一方では、過去の経緯に捉われずに新らしい立場から取組むこともあるし、他方では、従来の理論的・実験的な成果の積重ねの上に立って問題を見直す行き方もあると考えられる。

本報告は、この後者の観点から、従来の理論の精度を検討する一つの試みとして行われた、或る後退翼模型に関する遷音速風洞試験の結果について述べたものである。まず2ではこの実験の背景である後退翼理論について簡単な紹介を行い、次いで3では翼模型の概略を記述し、4では風洞試験の内容、5では試験結果とその検討について述べる。

## 2. 実験の背景—後退翼の空力的原理

### 2.1 Infinite Sheared Wing における後退角効果

航空機の翼における後退角の空力的効果は、それによって翼上の流れに関する有効マッハ数を小さくし、抵抗急増 (drag rise) や揚力発散 (lift divergence) のような不利益な圧縮性効果が生ずるのを、後退角なしの場合に比べてより高い主流マッハ数まで遅らせることにある。後退角のこのような効果は、無限に長い翼幅をもつ一様な断面の後退翼 (infinite sheared wing of constant section) の上の流れを考えることにより容易に理解できる。今、流速  $U_\infty$ , 温度  $T_\infty$ , 密度  $\rho_\infty$  の一様流中におかれた一つの二次元翼 (或は翼幅無限大の一様断面三次元翼, 図1(a)) と、主流方向にこれと同じ断面をもつ後退角  $A$  の infinite sheared wing とを比較してみる。これらの翼の断面座標を  $z$  ( $x$ ) とする。図1(b) に示すように、infinite sheared wing の上の流れを、前縁に平行な翼幅方向 ( $\eta$  方向) の成分と前縁に垂直な方向 ( $\xi$  方向) の成分に分解すると、 $\eta$  方向の成分は、流れ場の中のどの点においても  $U_\infty \sin A$  で一様であるから、infinite sheared wing

\* Küchemann<sup>9)</sup> によれば、A. Betz は既に1940年に後退翼の空力的な利点を指摘している。

\*\* 例えば、Sinnott<sup>12)</sup> によると、それは大体局所マッハ数 1.02 に対応するものである。勿論、条件によって変る。

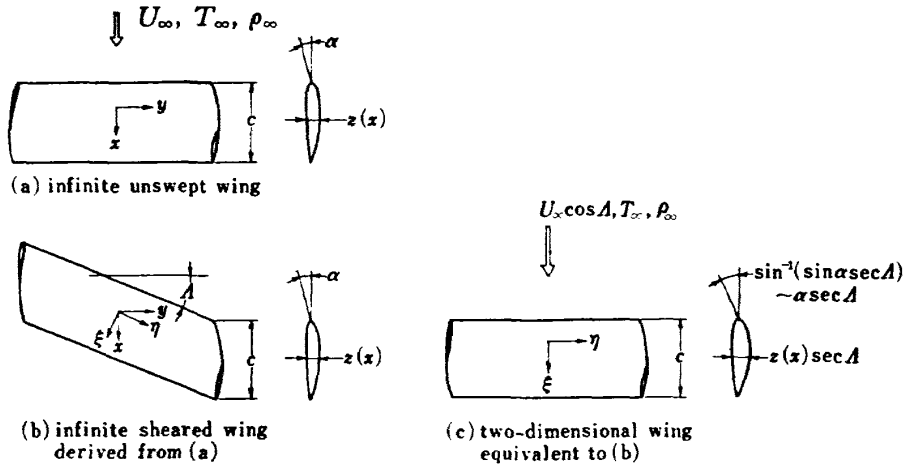


図1 Infinite Sheared Wing と、それに等価な二次元翼

上の擾乱は図1(c)に示すような、流速  $U_\infty \cos \Lambda$ 、温度  $T_\infty$ 、密度  $\rho_\infty$  の一様流中におかれた断面  $z(x) \sec \Lambda$  の二次元翼上の擾乱と等しい。このことを利用して、infinite unswept wing (図1(a)) 上の一点における圧力係数  $C_{pA=0}$  と、infinite sheared wing 上の対応する点における圧力係数  $C_{pA}$  との関係を求める。と次のようになる。まず準備として次の三つの事柄を述べておく。

- (a) infinite sheared wing 上の圧力係数  $C_{pA}$  と、それと等価な二次元翼 (図1(c)) の上の圧力係数  $C_{p2D}$  との間には

$$C_{pA} = C_{p2D} \cos^2 \Lambda \quad (2.1)$$

の関係がある。何故ならば、両者において、圧力擾乱  $p - p_\infty$  は等しいが、圧力係数を定義するための動圧は、 $C_{pA}$  に対しては  $1/2 \rho_\infty U_\infty^2$  であるのに、 $C_{p2D}$  に対しては  $1/2 \rho_\infty (U_\infty \cos \Lambda)^2$  であるからである。

- (b) infinite sheared wing 上の圧力係数  $C_p$  を、一様流マッハ数  $M_\infty$ 、主流に平行な断面形  $z(x)$ 、迎角  $\alpha$ 、後退角  $\Lambda$  の函数と考えると、 $C_p(M_\infty, z, \alpha, \Lambda)$  と書く。非粘性流体の圧縮性効果に関する Göthert 法則<sup>2)</sup> を infinite sheared wing の場合に適用すると

$$C_p(M_\infty, z, \alpha, \Lambda) = \frac{1}{\beta^2} C_p(0, z_1, \alpha_1, A_1) \quad (2.2a)$$

となる。ここに

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \sqrt{1 - M_\infty^2} \\ z_1 &= \beta z \\ \alpha_1 &= \beta \alpha \\ A_1 &= \text{Arctan} \left( \frac{\tan \Lambda}{\beta} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.2b)$$

である。

- (c) 平面形の同じ二つの翼があって、一方の翼の断面縦座模が他方のその定数倍であり、且つ迎角も同じ定数倍であれば、薄翼理論の範囲内で圧力係数も同じ定数倍である。

さて  $C_{pA}$  と  $C_{pA=0}$  との関係は、図1において (b) が (c) と等価なことを利用して、二つの二次元流れ (a) と (c) との関係から求めるのであるが、(a) と (c) は、幾何学的な違いと共に一様流マッハ数の違いをもっている。次の手順により非圧縮流への変換を経て両者の関係を求める。

- (1) 上記 (b) に述べた Göthert 法則によって、 $C_{pA}$  および  $C_{pA=0}$  と、対応する非圧縮流中のそれ  $C_{pA,1}$  および  $C_{pA=0,1}$  との関係を求める。即ち

$$\left. \begin{aligned} C_{pA,1} &= C_p(0, z_1, \alpha_1, A_1) \\ C_{pA=0,1} &= C_p(0, z_1, \alpha_1, 0) \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

とおくと、(2.2a, b) により

$$\left. \begin{aligned} C_{pA,1} &= \beta^2 C_{pA} \\ C_{pA=0,1} &= \beta^2 C_{pA=0} \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

- (2) 次に、非圧縮流中において断面が  $z_1 = \beta z$ 、迎角  $\alpha_1 = \beta \alpha$ 、後退角が  $A_1$  であるような infinite sheared wing を考えると、それと等価な二次元翼は、断面形として  $z_1 \sec A_1$ 、迎角として  $\alpha_1 \sec A_1$  をもつ。この二次元翼の上の圧力係数を  $C_{p2D,1}$  とすると、上記 (a) によって

$$C_{pA,1} = C_{p2D,1} \cos^2 A_1$$

他方、(c) によって

$$C_{pA=0,1} = C_{p2D,1} \cos A_1 \quad (2.5)$$

従って

$$C_{pA,1} = C_{pA=0,1} \cos A_1 \quad (2.6)$$

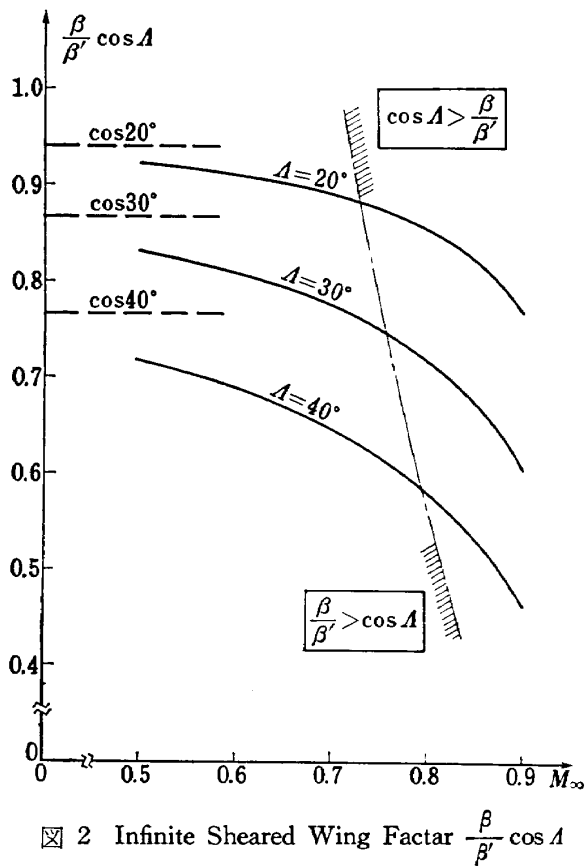


図 2 Infinite Sheared Wing Factor  $\frac{\beta}{\beta'} \cos A$

- (3) 以上の結果から  $C_{pA}$  と  $C_{pA=0}$  との関係が求められる。即ち (2.4) と (2.6) とを組合せると

$$\begin{aligned} C_{pA} &= C_{pA=0} \cos A \\ &= C_{pA=0} \cdot \left( \frac{\beta}{\beta'} \cos A \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。ただし

$$\beta' = \sqrt{1 - M_\infty^2 \cos^2 A} \quad (2.8)$$

であって、これは infinite sheared wing に対応する二次元翼(図 1(c))についての Prandtl-Glauert factor であるが、両者における流れの等価性からして、infinite sheared wing に対する effective Prandtl-Glauert factor と見做すこともできる。

表現から明らかなように、(2.7) における係数  $\cos A_1 = (\beta/\beta') \cos A$  が infinite sheared wing 上における後退角効果を表わすが、これは二つの因子の相乗効果であると解釈することができる。その一つは、図 1 の (a) と (b) を比べた場合、(b) における主流方向の速度擾乱は (a) におけるそのほぼ  $\cos A$  倍であるということ、これは、(b) と等価な (c) を考え、(b) における  $x$  方向 (主流方向) の速度擾乱は (c) における  $\xi$  方向のその  $\cos A$  倍であること、および薄翼理論の範囲内では (c) における  $\xi$  方向の速度擾乱と (a) にお

ける  $x$  方向のそれと同じであること、から導かれる。図 1 (a), (b) における主流方向速度擾乱に関するこの因子  $\cos A$  は圧縮性の有無に関係しない。これに対して第二の因子は、図 1 (a), (b) で有効マッハ数が異なることに起因するもので、(a) における主流マッハ数を  $M_\infty$  とすれば、(b) におけるそれは (c) におけるそれ  $M_\infty \cos A$  に等しい。これによる圧縮性効果の差を表わすのが因子  $\beta/\beta'$  であって、場合によってはこの第二の因子の方が第一の因子  $\cos A$  よりも強く影響する。図 2 は、後退角  $A$  をパラメタとして  $M_\infty$  に対する  $(\beta/\beta') \cos A$  をプロットしたもので、各曲線は、 $M_\infty \rightarrow 0$  のとき図の左端に示した横軸に平行な破線  $(\beta/\beta') \cos A = \text{const}$  に漸近する。曲線上に任意の一点を考えると、その点の横軸からの高さ、この破線の高さとの比がそのマッハ数における  $\beta/\beta'$  を与える。図中にある一点鎖線は  $\beta/\beta'$  と  $\cos A$  とが等しくなるような点の軌跡で、この一点鎖線の左側では  $\cos A < \beta/\beta'$  であり、右側では  $\beta/\beta' < \cos A$  である。例えば  $A=30^\circ$  のとき、 $0.756 \leq M_\infty$  では、有効マッハ数の減少による効果  $\beta/\beta'$  の方が速度擾乱の減少による効果  $\cos A$  よりも効果として大きい。

(2.7) によれば、後退角のため圧力係数は絶対値で  $(\beta/\beta') \cos A$  倍になり、従って抵抗急増や揚力発散などの不利益な圧縮性効果が出てくるマッハ数までの余裕がそれだけ増すことになるが、同時に翼の揚力係数  $C_L$  も同じ倍数で小さくなるので、(2.7) は、 $C_L$  を等しくした場合の後退角効果の判定には使えない。例えば、飛行高度および航空機重量を指定して翼の性能を比較するとすれば、これは  $M_\infty^2 C_L$  を等しくして性能を判定することになり、後退角効果は、一方では飛行可能な  $M_\infty$  を大きくすると共に、他方では同じ迎角に対する  $C_L$  を小さくする働きをする。 $M_\infty$  の大きさの選択については、経済性や社会性などの、空力的判定基準の対象外にある要因が大きく働らくので、ここでこのような議論をさらに進めてもあまり意味のあることではあるまい。

以上述べたように、薄翼理論の範囲内で考えるとき infinite sheared wing における後退翼効果は顕著なものがあるが、一様流マッハ数  $M_\infty$  が 1 に近づくにつれ、薄翼理論で無視された higher-order effects が卓越するようになるので、infinite sheared wing に対しそれと等価な二次元翼の断面縦座標が  $\sec A$  倍されたものであることと (図 1 参照)、対応するマッハ数が  $\cos A$  倍されるということがどのように拮抗するかについて単純な議論ができなくなる。又、現実の翼は、

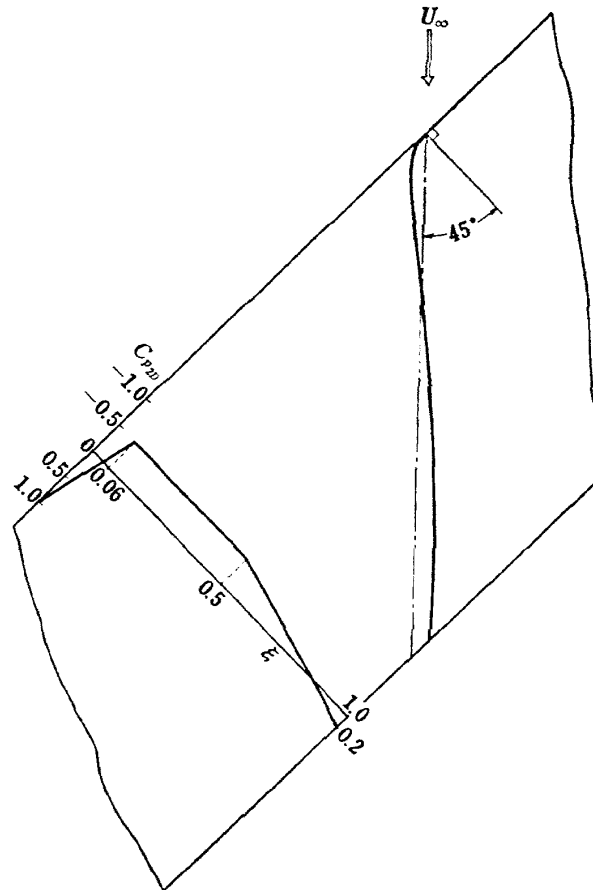


図3 Infinite Sheared Wing 上の流線

翼幅が有限であって且つ翼幅方向に形状が変化することもあり、更に翼全体が胴体や推進機関その他の近接物体との相互干渉の中に置かれるので現象が極めて複雑となり、それと共に後退角効果も infinite sheared wing of constant section の場合のように単純ではなくなる。一般の三次元翼に対しては後退角効果をどのように考えるかを次に述べよう。その前に、infinite sheared wing 上の流線の形状の一例を示しておく。図3は対応する二次元翼が図示のような圧力分布をもつ infinite sheared wing 上の非圧縮性非粘性流れの流線を描いたもので、流線は翼面内で曲率をもっていることが注目される。このため、例えば翼面に垂直などんな平面を考えても、それを剛体面で置き換えると、そこに大きな流れの擾乱が生じ、顕著な三次元性が現われる。又、実際上は翼面に沿って境界層が存在するが、翼面内における流線の曲率はこの面内における圧力勾配を伴い、境界層内に所謂 cross flow component を生ぜしめる主要な原因となる。剛体面による擾乱は、翼と胴体の干渉を考える際に大きな係わりをもってくる事柄であり、又、境界層内にお

ける cross flow は、所謂 spanwise drift of boundary layer や、翼上の境界層遷移に対する後退角効果を支配する第一の要因であって、いづれも後退翼上の流れの特徴を理解する上での大きな手掛りとなるものである。

## 2.2 三次元翼における後退角効果

一様な断面の infinite sheared wing に対しては、それと等価な二次元翼断面が常に考え得るため、infinite sheared wing についての有効マッハ数を一義的にきめることができたが、一般の三次元翼ではそのような都合のよい対応が見出せないで、その後退角効果を考える場合には別の判定基準を考えなければならない。これについて従来よく用いられてきた方法は、有効マッハ数を、翼上の等圧線に垂直なマッハ数成分  $M_n$  (等圧線に垂直な方向の速度成分から作られるマッハ数。図4参照) で代表させる考え方である。これは三次元翼上の臨界条件に関する Bickley の判定基準<sup>1)</sup> を根拠にしたもので、Bickley は、臨界状態を、流れ場の中で流れの加速度が無限大になる点が存在し得るようになる状態であると定義し、非粘性流体の等エン

トロピ流れに対する運動方程式を分析して、 $M_n \geq 1$  のとき加速度が無限大となる可能性が生れることを示した。Bickley は、更に、この命題の裏も真であろうと推定して、 $M_n < 1$  ならば加速度が無限大になることはなく、流れは亜臨界にとどまるものと考えた。一方において、当時、Ringleb の解析によって limit line (Ringleb の云う Stosslinie) と衝撃波との対応が示唆されたが、この対応と上記 Bickley の推定とを結びつけると、 $M_n < 1$  ならば衝撃波は生じないという判定基準が生れる。真なる命題の裏は必ずしも真でなく、又、今日では、limit line と衝撃波との対応は否定されているので、この判定基準の理論的根拠は強固なものとは云い難い。しかしながら infinite sheared wing の上ではこの判定基準は真実であり、又、一般の三次元翼上でも、翼幅方向に現象があまり大きく変化しない場合は、 $M_n < 1$  という条件と、衝撃波が存在し得ないという意味での臨界以下という条件とはかなりよく相関していることが予想され、更に、この判定基準はこれまでの実験的な経験によって大きく支持されているという事実がある。そこで、翼幅方向に流れが大きく変化しないようにするという設計方針の下では、この判定基準がかなりの精度で効力をもつのである。

さて、図4において、 $A_p$  を等圧線の後退角、 $\theta$  を流れの主流方向に対する傾き、とすると、 $M$  を局所

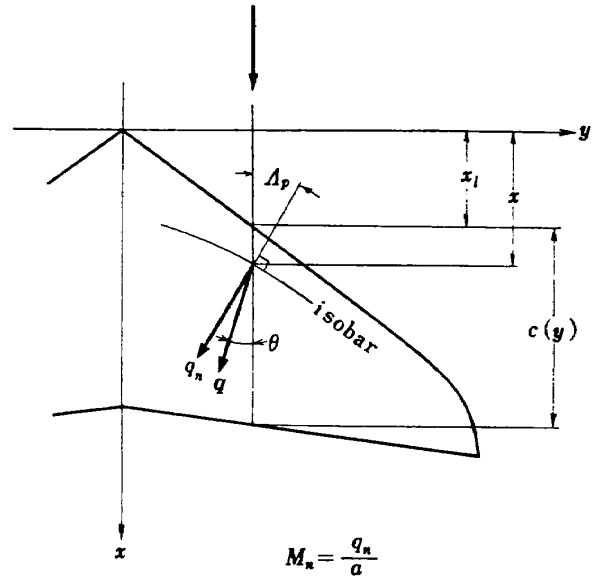


図4 有効マッハ数  $M_n$  の定義

マッハ数とすれば  $M_n = M \cos(A_p - \theta)$  であるから、 $M_n$  を小さく保つためには、 $M$  もさることながら、等圧線の後退角  $A_p$  を大きくすることが有効である。(流れの偏角  $\theta$  は、翼の前縁付近を除いては一般に小さい。例えば図3参照) このような理由で、 $A_p$  を一般の三次元翼上の後退角効果を判定する尺度として用いることができる。infinite sheared wing の上では、云うまでもなく  $A_p$  は幾何学的後退角と一致する。

有限翼幅の後退翼においては、一般に種々の原因の

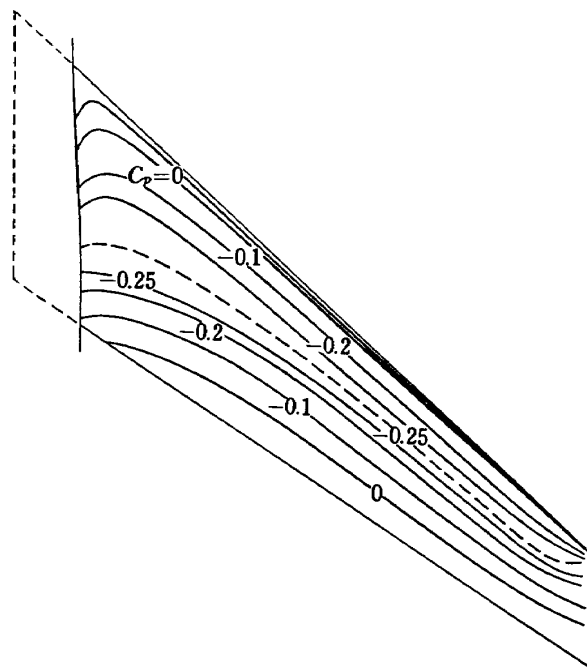


図5 後退翼上における等圧線の例 (文献 11 より)  
(reproduced from ref. 11)



ため翼上の  $A_p$  が幾何学的後退角  $A$  よりもずっと小さくなり、場所によっては後退角効果が全く失われることも稀ではない。 $A_p$  を小さくする要因の最大ものは翼根における流れの対称性の強制と、翼端における物体面による拘束の消滅の二つであって、例えば図5にみられるように、特別の対策を講じない限り圧力勾配の方向は主流とほぼ平行になって後退角効果が極めて小さくなる。まず翼根部では、流れの対称性又は胴体の存在によって流線が一樣流にほぼ平行な径路をとることを強制され、図3における流線の形状から想像されるように、その結果翼幅方向に流れの大きな変化が生ずるが、これは  $A_p$  を小さくする方向に働らく。又、翼端部に存在する強い三次元効果は、翼の母線の方向と直角な方向 (infinite sheared wing で言えば図1(b)の  $\xi$  方向) の速度擾乱を減少させるものであるから、やはり  $A_p$  を小さくする方向に働らく。このような後退角効果喪失の一般的な傾向に対処する手段を講ずることが、後退翼の空力的設計における一つの大きな要素である。

### 2.3 三次元翼における後退角効果維持の方法

三次元翼の設計に当っては、始めから三次元形状を取扱うのは困難なので、まず望ましい性質をもった二次元翼断面を見出し、それを手掛りに三次元翼を構成していく方法がとられる。この場合、二次元翼と三次元翼 (或はむしろその上の流れ) をどのように対応づけるかが問題となる。これに対する一義的な解答は存在せず、幾つかの異なる考え方が、妥当さに若干の差異はあるにせよそれぞれの根拠をもって主張されている<sup>15)</sup>。これらの考え方のうち、Lock<sup>14)</sup> が次のように定義した対応関係は、翼上の流れにおける圧縮性効果に主眼を置く限り最も妥当なものの一つであろう：

「与えられた二次元翼の一樣流マッハ数  $M_{\infty 2}$  におけるマッハ数分布を  $M$  とするとき、三次元翼の或る翼幅方向位置における垂直マッハ数分布  $M_n$  が一樣流マッハ数  $M_{\infty}$  において  $M$  に等しければ、その三次元翼は、 $M_{\infty}$  においてその翼幅方向位置で  $M_{\infty 2}$  における与えられた二次元翼と対応している」即ちこれは、上述の Bickley の判定基準を基礎にして、infinite sheared wing とそれに等価な二次元翼との対応関係を一般の三次元翼の場合に拡張したものである。

Lock の与えたこの対応関係を利用するには、三次元翼上の圧力分布が与えられたときそれから垂直マッハ数分布  $M_n$  を求める方法を知っていなければならない。 $M_n$  は、図4に示すように、速度  $q$  (大きさ  $q$

と方向  $\theta$ ) と等圧線の傾き  $A_p$  とがわかって始めて計算できるが、圧力分布は  $q$  と  $A_p$  とを与えるだけであるから、圧力分布から  $M_n$  分布を求めるためにはもう一つの関係が要る。Lock はこの関係として、翼面に垂直な方向の非回転条件 (渦度=0 という条件) を用いたが、これは一般に多大の計算労力を要するので、これに代る近似的な方法をも与えた<sup>14)</sup>。それは、翼面上の各点で、流れが、そこにおける等圧線の後退角  $A_p$  と同じ幾何学的後退角をもつ infinite sheared wing の上の流れと等しいと仮定するもので、このとき、 $M_n$  と圧力係数  $C_p$  とは、

$$1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{\infty}^2 C_p = \left( \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{\infty}^2 \cos^2 A_p}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_n^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.9)$$

によって計算される。上記の仮定は、考えている点で等圧線に沿う方向の速度成分が、対応する infinite sheared wing の上のそれ  $U_{\infty} \sin A_p$  であると仮定することと同等で、この結果速度の方向も既知となり、 $C_p$  から  $M_n$  が求められる訳である。

このようにして、一樣流マッハ数  $M_{\infty}$  における三次元翼上の圧力分布から垂直マッハ数分布  $M_n$  が計算され、従って対応する二次元翼上のマッハ数分布  $M = M_n$  が求められるが、このマッハ数分布から二次元翼上の圧力分布  $C_{p2}$  を求める場合には、二次元翼に関する一樣流マッハ数  $M_{\infty 2}$  が必要である。infinite sheared wing の場合は  $M_{\infty 2} = M_{\infty} \cos A$  とはっきりきめられるが、一般の三次元翼の場合は、上記の Lock の意味における対応だけでは  $M_{\infty 2}$  は一義的に定まらない。そこでこれまでに行われている方法では、各点における等圧線の後退角  $A_p$  の適当な平均値  $\bar{A}$  を考えて

$$M_{\infty 2} = M_{\infty} \cos \bar{A} \quad (2.10)$$

とする。

以上、三次元翼上の圧力分布が与えられたとき、対応する二次元翼上の圧力分布を求める方法について述べたが、次にこの逆の問題、即ち、与えられた二次元翼についての  $M_{\infty 2}$  と圧力分布から、やはり Lock の意味における対応関係に基いて、三次元翼上の圧力分布を求めることを考える。この三次元翼が置かれるべき一樣流のマッハ数  $M_{\infty}$  は、infinite sheared wing の場合を参考にすると、三次元翼に関する幾何学的後退角の適当な代表値  $\bar{A}$  をとったとき (2.10) が成立するようになっていなければならない。単純化して云

えば, (2.10) は, 三次元翼の平面形が与えられている場合は  $M_\infty$  をきめ,  $M_\infty$  が与えられている場合は  $\bar{A}$  を通じて平面形を規定する役割を果たす。

何らかの方法で平面形及び一様流マッハ数  $M_\infty$  をきめたものとして, 或る翼幅位置で, そこにおける垂直マッハ数分布が与えられた二次元翼上のマッハ数分布に等しくなるような三次元翼上の圧力分布を求めることを考えると, これは勿論一義的にはきまらない。一つの方法として, (2.9) において  $A_p$  を適当に仮定して  $C_p$  を求めることが考えられるが, これは即ち与えられた二次元翼に対応し後退角  $A_p$  をもつ infinite sheared wing の上の圧力に外ならない。後退角効果は infinite sheared wing において理想的に発揮されるから, 三次元翼の設計を, その上の各点で圧力係数が或る infinite sheared wing の上のそれと等しくなるようにすることは極めて有効である。もしこれが実現すれば, 図4において  $x=x_l(y)$  を翼前縁の式,  $c(y)$  を翼幅方向位置  $y$  における局所翼弦長とすると,

$$\xi = (x - x_l) / c \quad (2.11)$$

とおくと, 圧力係数  $C_p$  は  $\xi$  のみの函数となり, 等圧線は  $\xi = \text{const}$  なる線に沿うことになって, 等圧線の後退角は全翼幅に亘って維持されることになる。

後退翼の設計方針は勿論一つに限られるものではないが, 例えば以上述べたような経過によって三次元翼の平面形, 一様流マッハ数, 目標とする圧力分布, が定められたとき, 次の段階は, その目標を実現するような翼断面形(厚み分布とキャンパ)及び局所迎角の翼幅方向の変化(振り分布)を求めることである。そのための計算法について次に簡単に触れよう。

#### 2.4 後退翼の設計理論

後退翼の設計理論全体は膨大な内容をもつが, ここでは特に, 平面形と目標の圧力分布が与えられたとき翼断面形及び振り分布をどのように定めるかについて簡単に述べることにする。

この問題に対してこれまでに考えられてきた解法の主なものとして, 次の二つを挙げることができる。

(a) 薄翼理論による方法

(b) Kuchemann その他により開発された方法。これを仮りに RAE Approach と呼ぶことにする。

以下の議論のため, 翼の幾何学的定義を若干行なうと, まず直交座標系として, 一様流の方向下流の向きに  $x$  軸をとり, 翼の基準面を  $x$  軸を含むようにとってその面内で右翼の向きに  $y$  軸をとる。  $z$  軸は従って基準面に垂直で上向きとなる。

翼の平面形は, 前縁及び後縁の基準面上への投影  $x=x_l(y)$ ,  $x=x_t(y)$  によって指定される。

翼上面の式を  $z=z_U(x, y)$ , 下面のそれを  $z=z_L(x, y)$  とすると翼厚  $2z_t(x, y)$  及び mean surface  $z_m(x, y)$  は

$$2z_t(x, y) = z_U - z_L \quad (2.12)$$

$$z_m(x, y) = \frac{1}{2}(z_U + z_L) \quad (2.13)$$

で与えられ, 又, 翼幅方向  $y$  における翼断面の迎角  $\alpha(y)$  及びキャンパ  $z_c(x, y)$  は

$$\alpha(y) = \text{Arctan} \left\{ \frac{z_t(y) - z_t(y)}{x_t(y) - x_l(y)} \right\} \quad (2.14)$$

$$z_c(x, y) = z_m(x, y) - \{z_t(y) + [x_t(y) - x] \tan \alpha\} \quad (2.15)$$

で与えられる。ただし

$$z_t(y) = z_U(x_l, y) = z_L(x_l, y)$$

$$z_t(y) = z_U(x_t, y) = z_L(x_t, y)$$

であって, 基準面からの前縁及び後縁の高さを表わす(図6参照)。

さて薄翼理論によれば, 翼厚  $2z_t(x, y)$  の翼が非圧縮流中におかれているとき, 翼厚による圧力分布  $C_p$  は

$$C_{p_t}(x, y) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \int_{\text{wing}} \frac{\frac{\partial z_t}{\partial x}(\xi, \eta)}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}} \times d\xi d\eta \right\}_{z=0} \quad (2.16)$$

で与えられる。又, 翼上面の圧力係数を  $C_{p_U}(x, y)$ , 下面のそれを  $C_{p_L}(x, y)$  とするとき, 上下面の圧力差  $\Delta C_p(x, y) = C_{p_U} - C_{p_L}$  と mean surface  $z_m(x, y)$  の間には,

$$\frac{\partial z_m}{\partial x}(x, y) = -\frac{1}{8\pi} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ z \int_{\text{wing}} \frac{-\Delta C_p(\xi, \eta)}{(y-\eta)^2 + z^2} \times \left( 1 + \frac{x-\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}} \right) d\xi d\eta \right] \right\}_{z=0} \quad (2.17)$$

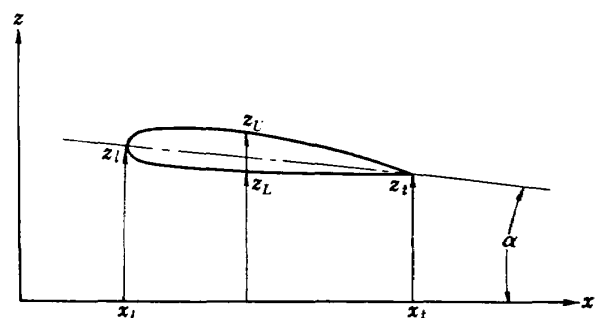


図6 翼の幾何学的表示

の関係がある。これら二つの関係式によって、翼の形状が与えられたときの圧力分布、又は逆に圧力分布が与えられたときの翼の形状（断面形及び捩り分布）を求めることができる。しかしながら、周知のように薄翼理論は翼前縁や後縁の近くでは精度が悪く、特に有限の前縁半径をもつ翼の前縁附近は(2.16)の適用範囲外にあるので、例えば翼厚の設計のために(2.16)を利用することは殆んどない。これに対して、mean surface は形状が通常薄翼理論の仮定を満すような範囲内にあるので、式(2.17)は、loading  $l(x, y) = -\Delta C_p(x, y)$  や mean surface の形状  $z_m(x, y)$  を求めるのによく用いられ、揚力面理論の広汎な研究の対象となっている。

次に第二の解法 (b) であるが、これは三次元後退翼上の流れを要素的な二次元又は準二次元流れから構成しようとするもので、英国 RAE における Küchemann, Weber その他の人々によって発展させられた<sup>4-8)</sup>。そこでこれを仮に RAE Approach と呼ぶことにするが、この方法の最大の弱点は、恐らく、二次元的な流れの解を修正して三次元流れの解とするその修正法の曖昧さにある。他方、この方法の特長は、計算労力が比較的少なくてすむことと、流体の圧縮性効果及び粘性効果の評価を容易に取入れることができることである。三次元薄翼理論では、圧縮性効果は Prandtl-Glauert 法則や Göthert 法則によって高々 first order の評価を行い得るに過ぎないが、RAE Approach は二次元的流れに対する解を利用するので、圧縮性効果も Göthert 法則によるよりもずっと精度のよい方法で評価することができる。

既に述べたように、薄翼理論は翼厚分布の設計には

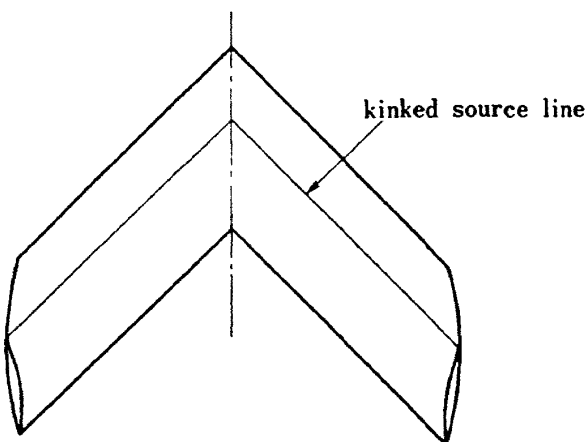


図 7 Infinite Swept Wing

不適當であるが、RAE Approach は翼厚設計に対して有力な方法をもっていて、薄翼理論の不備を補う形になっている。次にこの、RAE Approach による翼厚の設計法について述べよう。

2.3. の末尾に述べた、翼幅方向に一樣な圧力分布  $C_p(x, y) = C_p(\xi)$  の場合を考える。まず infinite swept wing, 即ち翼弦長が翼幅方向に変わらず、翼幅が無限大であるような後退翼(図7)を考えると、もし翼厚分布が一樣であるとすれば、対称断面の infinite swept wing は非圧縮流中で無限に長い kinked source line の分布(図7)によって表わされ、そのまわりの流れ場は容易に計算することができる<sup>6)</sup>。例えば翼面上の  $x$  方向の速度増分  $u$  は、

$$\frac{u(x, y)}{U_\infty} = \cos A \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{dz_t}{dx}(x') \frac{dx'}{x-x'} - \lambda(x, y) \frac{dz_t}{dx} f(A) \right\} \quad (2.18)$$

で与えられる。 $c$  は翼弦長、 $z = z_t(x)$  は翼断面形、又  $f(A)$  は

$$f(A) = \frac{1}{\pi} \log \left( \frac{1 + \sin A}{1 - \sin A} \right) \quad (2.19)$$

で与えられる。 $\lambda(x, y)$  は或る内挿函数で、主流方向座標  $x$  及び断面形  $z_t(x)$  にも依存するが主として翼幅方向座標  $y$  によってきまる。特に中央断面  $y=0$  では

$$\lambda(x, 0) \equiv 1 \quad (2.20)$$

である。

(2.18)における右辺括弧内第一項は infinite sheared wing における速度増分であり、第二項は、infinite swept wing が、infinite sheared wing の中央で折れ曲ったものであることを表わす所謂 centre-effect term である。(2.18)は  $u/U_\infty$  が与えられたとき  $dz_t/dx$  に関する積分方程式と見做すことができ、特に中央断面  $y=0$  の場合はその解が Ursell<sup>3)</sup> によって次のように与えられている:

$$\frac{dz_t}{dx} = -\frac{\sec A}{1 + [f(A)]^2} \left\{ f(A) \frac{u}{U_\infty} + \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{u(x')}{U_\infty} \left( \frac{c-x'}{c-x} \right)^\theta \left( \frac{x'}{x} \right)^{1-\theta} \frac{dx'}{x-x'} \right\} \quad (2.21)$$

$$\theta = \frac{1}{\pi} \operatorname{Arccot} [f(A)]$$

(2.21)によって、中央断面で与えられた圧力分布をもつ断面の一樣な infinite swept wing の翼厚分布が計算できる。しかしながら、(2.18)において係数  $\lambda(x, y)$  が  $y$  の強い函数であるため、断面一樣な翼の

上では圧力分布が翼幅方向に変化し、中央断面以外では圧力分布が与えたものとは別のものになってしまう。そこで一様な圧力分布を維持するためには断面形を翼幅方向に変えていかなければならない。中央断面から十分離れた場所では、infinite swept wing は infinite sheared wing と同じようになるから、そのような場所における断面形的设计は容易に出来て、

$$\frac{dz_t}{dx} = -\sec A \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{u(x')}{U_\infty} \sqrt{\frac{x'(c-x')}{x(c-x)}} \frac{dx'}{x-x'} \quad (2.22)$$

となる。

centre-effect を表わす  $\lambda(x, y)$  は、 $y \geq 0.5c$  のときほぼ 0 とおくことができるので<sup>6)</sup>、 $y \geq 0.5c$  では (2.22) によって与えられる断面形を一様に与えればよいことになるが、 $y < 0.5c$  における断面形の求め方については未だ確立された方法が無い。一つの方法は、(2.21) で与えられる中央断面と、(2.22) で与えられる  $y \geq 0.5c$  における断面との間を適当に内挿することで、このための内挿函数としては Haines の  $K_2$ <sup>10)</sup> (もともとは Küchemann & Weber<sup>6)</sup> によって与えられたもの) を用いることが考えられる。このような方法によって得られた断面分布は、中央断面における断面形状が (2.21) で与えられるものであっても最早中央断面で希望の圧力分布を与えるものではない。しかしながら、中央断面を離れた場所での断面形の変化が中央断面上の圧力分布に与える影響が比較的小さい場合は、上記の方法が翼厚分布設計のための近似的な方法としての利用価値を持つと考えられる。なお、(2.18) は表現から明らかなように薄翼理論に基づく式であるので、Weber<sup>7)</sup> は中央断面における翼厚の計算の精度をよくするため、有限の前縁半径をもつ翼に対する薄翼理論の不備を補う所謂 Riegels factor をこれに適用して

$$\frac{V}{U_\infty} = \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 + (dz_t/dx)^2}} \left\{ 1 + \cos A \left[ \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{dz_t}{dx}(x') \frac{dx'}{x-x'} - \frac{dz_t}{dx} \right] f(A) \right\} \quad (2.23)$$

を得、 $z_t$  を求める方法として、(2.18) と (2.23) とから得られる

$$\frac{u}{U_\infty} = \frac{V}{U_\infty} \sqrt{1 + \left(\frac{dz_t}{dx}\right)^2} - \left\{ 1 + f(A) \cos A \left(\frac{dz_t}{dx}\right) \times \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (dz_t/dx)^2}} \right] \right\} \quad (2.24)$$

と (2.21) との間の繰返し計算法を提案している。た

だし  $V$  は翼表面に沿う流れの速さである。

このようにして、一定弦長の無限翼幅後退翼に関する翼厚分布が求められるが、有限翼幅後退翼の場合も、もしテーパ比があまり大きくなく、且つアスペクト比があまり小さくなければ、同じような考え方によって翼厚分布を定めることができる。即ち翼根部については (2.18) を用い、翼根部から翼幅方向に翼根部弦長の半ば以上離れた場所については (2.22) によりそれぞれ翼厚分布を求め、中間は前述の方法で内挿する。又、翼端については、そこにおける流れを infinite swept-forward wing の中央から片側部分が取去られた場合の中央における流れと解釈して、そこにおける速度増分が (2.18) の右辺全体を 0.7 倍し且つ  $A$  の符号を変えたものによって与えられるものとし、それを基にして断面形を求める。この考え方もやはり Küchemann & Weber<sup>6)</sup> によるもので、翼端の内側については翼根と並行して翼端翼弦長の半ば以上内側は一様であるとし、それまでの断面をやはり翼根部における同じ内挿函数によって与える。

以上、RAE Approach に基いた翼厚の設計法について簡単に述べたが、迎角やキャンバなど揚力面としての特性に関する事柄についても、infinite sheared wing と infinite swept wing に関する解析から出発して、有限翼幅後退翼における迎角やキャンバと空気力との関係を構成していく方法が Küchemann & Weber<sup>4,6)</sup> によって与えられている。この方法と、式 (2.17) に基く薄翼理論の方法を比較すると、理論を構成する際の種々の仮定や近似の方法などからして、薄翼理論本来の方法の方がより有力であるように思われる。しかしながら、Küchemann & Weber の理論は、薄翼理論から出発して一方では更に幾つかの近似の過程を置きながら、他方では翼厚による非線形効果や、揚力傾斜を通じての流体の粘性効果などの評価が行い得るようになっているので、両者の優劣について一方的に断定を下すことはできない。

## 2.5 設計理論の精度の検証

前節に述べた、mean surface の形状を求めるための薄翼理論と、翼幅方向に一様な圧力分布を与えるような後退翼の厚み分布を求めるための RAE Approach とはいづれも近似理論であり、これらの方法を実際に適用するに当たっては、それが現実にとどの程度有効であるかを知っておく必要がある。これらの設計理論の精度を調べる方法としては、実験によるものと、より精密な理論による結果との対比に基くものが考えられるが、両者それぞれ特徴があり、どちらをとるかは目

的によって異なってくる。例えば非粘性流の仮定の範囲内での近似の精度を検討するためならば、所謂 panel method のような精密な非粘性流計算法による結果が基準のデータとして役に立つと思われるが、粘性効果まで含めて設計理論としての精度を検討するのであれば実験による検証が適切なものとなる。

ここでは、上記の二つの設計理論の精度を検討する試みの一環として模型による風洞試験を計画した。その内容は、与えられた平面形をもつ後退翼の設計目標を、一様流マッハ数  $M_\infty=0.8$ 、全翼揚力係数  $C_L=0.3$  のときに翼上の圧力分布が翼幅方向に一様となる(式(2.11)で定義される  $\xi$  を用いれば、翼上至る所  $C_p=C_p(\xi)$  となる)ことに置き、このための翼厚分布を RAE Approach により、又 mean surface の形状を薄翼理論によりそれぞれ求め、それに基づいて製作した翼模型を風洞試験してその上の圧力分布を計測し、設計目標の圧力分布と比較するものである。上記設計目標を別の言葉で云い表わすと、設計条件において翼上の等圧線の後退角を全翼に亘って維持すること、となる。

実際に計測される翼上の圧力分布は、翼厚分布と mean surface との結合された効果であり、この翼単独の実験結果から、二つの設計理論の各々について実験値との対応を知ることはできないが、厚み分布と mean surface との影響が明瞭に区別できる特徴をもって圧力分布の上に現れる場合もあり、それぞれの効果を分離することは或程度可能である。測定された圧力分布についてこのような分析を試みた結果を 5. で述べるが、それに先立ち、翼模型と風洞試験の内容を以下に紹介する。

### 3. 翼模型

風洞試験に使用した模型は半割模型であって、その平面形及び寸法を図8に示す。その断面形状についてはこれを厚み分布と mean surface (即ちキャンバ及び振り分布) とに分けて以下に説明する。いずれも圧縮性効果は Prandtl-Glauert 法則によって評価した。

#### 3.1 厚み分布

風洞試験に使用した翼のアスペクト比が比較的大きいので、mid-semispan 近傍では、流れが infinite sheared wing の上のそれに極めて近い状態となっているものと思われる。この部分(infinite sheared part と呼ぶ)における基準の厚み分布  $z_t(x, \infty)$  として NACA 65<sub>1</sub>A 012 を主流に平行な断面に採用した。翼厚による圧力分布が翼上で一様となるようにするた

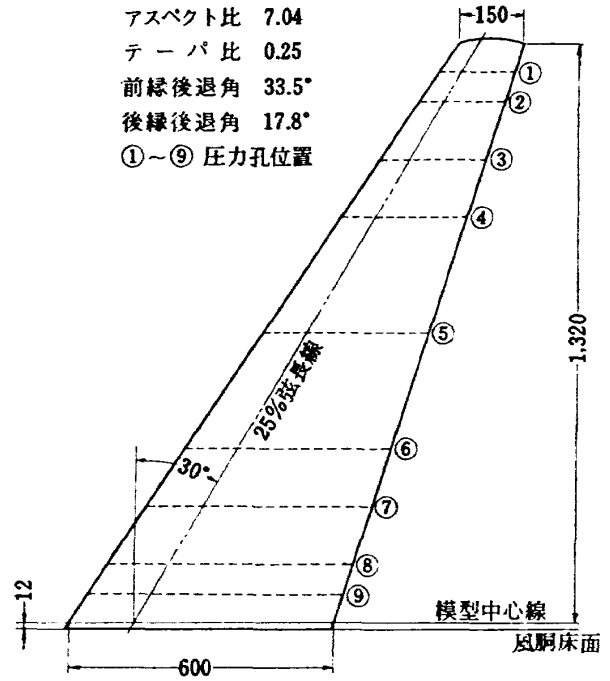


図8 模型平面形及び寸法

め、これを前節に述べた Küchemann & Weber の方法に従って修正して翼根部及び翼端部における厚み分布を得る。その内容は、まず翼根部については、infinite sheared part における  $x$  方向速度増分  $u/U_\infty$  を NACA 65<sub>1</sub>A 012 に関するデータから求め、これを(2.21)に用いて得られる翼厚分布を中央断面における翼厚分布  $z_t(x, 0)$  とする。翼根(中央断面)と infinite sheared part との間における翼厚分布  $z_t(x, y)$  は

$$z_t(x, y) = z_t(x, \infty) + K_2 \{z_t(x, 0) - z_t(x, \infty)\}$$

によって求める。 $K_2$  は前述した Haines の  $K_2^{10)}$  であって、もともと Küchemann & Weber によって与えられた或る内挿函数である。翼根部翼弦長を  $C_R$  とすると、 $y \geq 0.5 C_R$  では  $K_2 \sim 0$  であるので、

$$z_t(x, y) = z_t(x, \infty) \text{ for } y \geq 0.5 C_R$$

となる。

次に翼端部については、翼端における翼厚分布とそれによる速度増分との関係が前頁に述べたようにして(2.18)から得られるので、翼厚分布を速度増分の函数として与える式は、(2.18)から(2.21)を得たと同様にして簡単に求まる。翼端より内側の部分の厚み分布は、翼根近傍と同様な方法によって infinite sheared part と翼端の間を内挿する。

以上のようにして求めた翼根と翼端とにおける翼厚分布を図9に示す。

図9に見られるように、翼根における翼厚分布は、

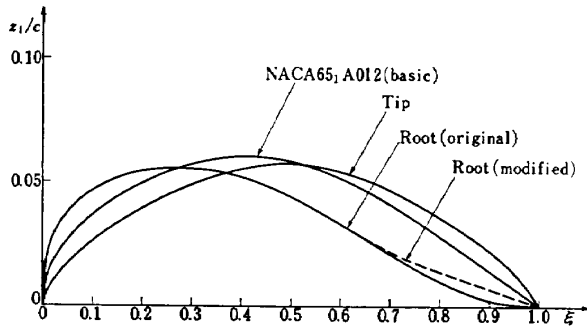


図 9 断面翼厚分布

後部で曲率が符号を変え、且つ後縁附近で極めて薄くなるので、そのままでは模型製作が困難となることが予想された。そこで翼根における翼厚分布の 60% 弦長点以降を次のように変形した。まず 60% 弦長点の間は、60% 弦長点でもとの翼厚分布に接し、且つ 80% 弦長点で変形後の翼厚分布の 80% 弦長点以降と滑らかにつながるような抛物線とする。次に 80% 弦長点以降は、80% 弦長点と後縁をつなぐ直線とする。修正後の翼根翼厚分布を図 9 において破線で示した。

3.2 キャンバ及び振り分布

翼に揚方面としての特性を持たせるため、図 10 及び図 11 に内挿して示したような roof-top 型の荷重分布  $l(x, y) = C_{pL}(x, y) - C_{pV}(x, y)$  を仮定し、一様流マッハ数  $M_\infty = 0.8$  において翼上一様にこの荷重分布をもつようなキャンバ及び振り分布を式 (2.17) により求めた。振り分布を図 10 に、キャンバを図 11 に示す。

(2.17) の右辺は、与えられた荷重分布  $l(x, y) = -4C_p$  に対応する吹下し  $w(x, y)$  を表わし、翼面上では境界条件によってこれが翼面の傾斜  $\partial z_m / \partial x$  に等しい訳であるが、この吹下しは、半翼幅を  $s$  とするとき、 $\log(y^2 + z^2)$  及び  $\log\{(s-y)^2 + z^2\}$  を含み、翼根  $y=0$  及び翼端  $y=s$  ではこれが  $\log z^2$  に退化するので、 $z \rightarrow 0$  における吹下しは対数的に発散することになる。Weber<sup>8)</sup> は、この困難を避けるため、吹下しを  $z=0$  ではなく、翼の厚み分布  $z=z_t$  の上で計算することを提案した。(2.17) の振り所である薄翼理論は、吹下しが  $z=0$  の面と現実の翼面との間で大きく変化しないことを仮定して成立しているのであるが、翼根及び翼端では明らかにこの仮定が妥当でなくなるので、そのような場所で (2.17) を用いることにそもそも問題があることは否定できない。それにも拘わらず、次のような理由により、我々も Weber のやり方を踏襲して、(2.17) の右辺を  $z=z_t$  において計算す

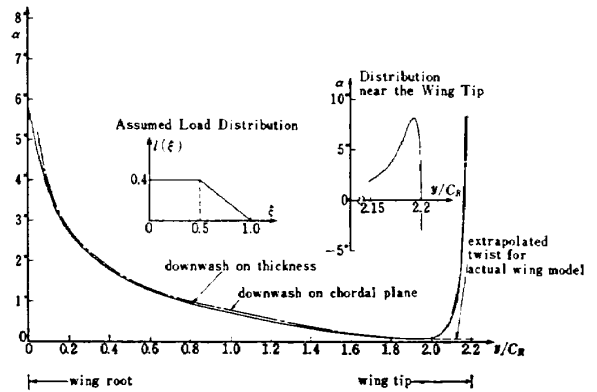


図 10 翼幅方向の断面振り分布

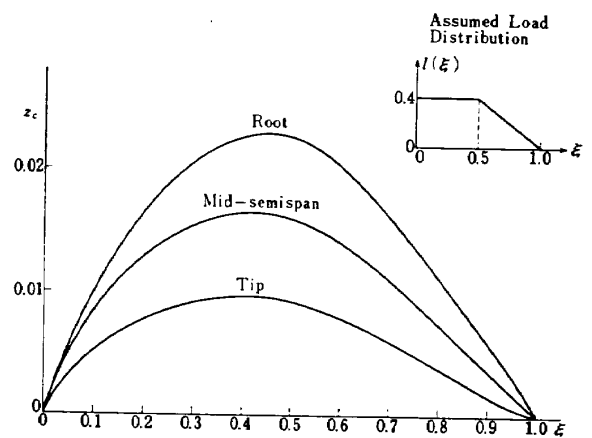


図 11 キャンバ分布

ることによって振り分布及びキャンバを求めた。それは

- (1) 仮定した荷重分布の形では翼端でも有限の荷重をもたなければならず、一方翼根では等圧線の折れ曲りを生ずる。このような場合、線形理論の範囲内では、どんな方法によっても翼形状に特異性が生ずる。
- (2) より厳密な計算モデルとして、例えば翼の mean surface の上に vortex を置き、それによって翼面上の境界条件を満たすようにすることを考えると、その vortex による翼面上の吹下しは、chordal plane  $z=0$  の上に置かれた同じ vortex が翼厚分布  $z=z_t$  の上に生ぜしめる吹下しの量に極めて近い。このモデルにおいて vortex の強さと流れの幾何学的拘束条件とが (2.17) における  $4C_p$  と  $\partial z_m / \partial x$  のように与えられることは言うまでもなく保証されないが、境界条件を考慮すべき場所における吹下しの値に注目して上記のように考えれば、(2.17) の右辺を  $z=0$  でなく  $z=z_t$  で計

算することは全く意味のないことではない。

(3) 翼根及び翼端から或程度離れた場所では、(2.17)の右辺の値は  $z=0$  でも  $z=z_t$  でもあまり変わらない(例えば図10に示す場合、 $y/C_R=1.1$ 、 $x/c=0.4$ における吹下し  $w/U_\infty$  は、翼厚の上で  $-0.003868$ 、chordal plane  $z=0$  の上で  $-0.03865$  である)。このような場所におけるデータから何等かの方法で外挿して翼根部及び翼端部の吹下しを求めるとすれば、(2.17)の右辺を  $z=z_t$  で計算するのが最も妥当と思われる。

からである。

参考のため、図10では吹下しを  $z=0$  で計算した場合(downwash on chordal plane)と  $z=z_t$  で計算した場合(downwash on thickness)との二つの場合の振り分布を示した。翼根及び翼端に極めて近い部分を除いて、両者の差は高々10%程度のものである。

翼端部では計算された振り分布は異常な振舞いを示すが、もともとここでは理論の精度が期待できないので、模型製作に当っては図10に示したように振り分

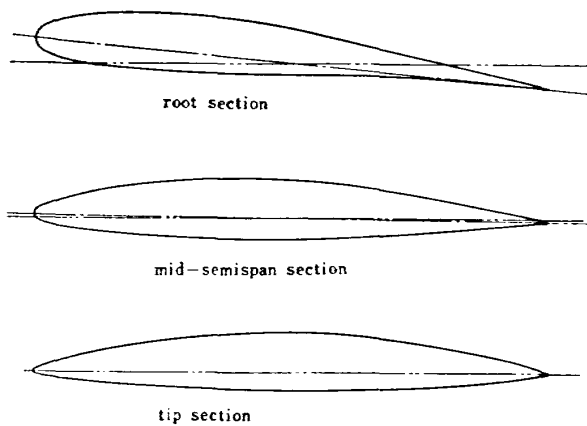


図12 翼断面形状

布曲線を  $y/C_R=2.0$  近くからそのまま延長したものをを用いた。

翼断面形状は、以上に述べた厚み分布とキャンバとを重ね合せて得られたもので、翼幅方向の代表的な位置におけるそれらを図12に示す。図中二点鎖線は一樣流に平行な方向を示し、断面の振りの中心は50%弦長点である。翼端での振りは図10に示すように  $0.5^\circ$  であるが、図の上では基準線(二点鎖線)と弦長線(一点鎖線)とが区別できないので、翼端断面に対する翼弦長線は省略した。

#### 4. 風洞試験の内容

風洞試験は、昭和41年1月~2月及び昭和42年1月~2月の前後2回に分れ、航空宇宙技術研究所  $2m \times 2m$  遷音速風洞においてハーフモデル用カートを用いて行われた。前半の試験では、翼面上の境界層が自然遷移の状態にて測定が行われたのに対し、後半の試験では、翼面上の境界層を強制遷移させ、且つ風洞壁による干渉の様子を知るため、風洞壁の開孔比を幾種類か変えた状態について測定が行われた。いずれの場合も測定は、天秤による縦の三分力と、翼面上に設けた静圧孔による圧力分布とについて行われた。翼面上の静圧孔は、翼幅方向9ヶ所において翼弦方向に配置されたもので、その位置を表1に示す。

一樣流マッハ数の範囲は  $0.2 \sim 1.1$ 、それに対応してレイノルズ数は、平均空力翼弦長(420mm)基準で  $2.7 \times 10^6 \sim 5.3 \times 10^6$  であり、又、模型迎角の範囲は  $-3^\circ \sim 12^\circ$  であった。

ハーフモデルカートによる試験は、本来、風洞床面より離れて設けられた反射板の上に模型を設定して行われるようになっていたが、反射板のブロックや

表1 翼面上の静圧孔位置

翼幅方向位置	翼弦方向位置 (% local chord)
5% semispan	
10 "	
20 "	0, 0.5, 1, 2.5, 5, 7.5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90
30 "	
50 "	0, 1, 2.5, 5, 7.5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90
70 "	
80 "	
90 "	0, 2, 5, 7.5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90
95 "	

模型取付上の問題から、この試験では、模型を直接風洞床面に取付けることにした。この場合、風洞床面に沿う境界層の影響を考慮する必要があるが、これについては次のように対処した。2m×2m 遷音速風洞固定壁カート内の、tunnel-empty の条件下における測定部中心線に沿う速度分布測定結果によれば、カート壁を片側について 0.0022 rad 下流に向って開いた場合に速度分布が一様になる。第一近似として、この開度が風洞壁に沿う境界層の影響（その大部分は排除効果と考えることができる）を丁度打消すものであると考え、且つ境界層の発達が無スロートから顕著になると仮定すると、測定部中央（スロートから約 5.5m 下流）での境界層排除厚は 12mm と見積られる。ハーフモデルカートの壁面は開孔比 20% の多孔壁(perforated wall) で、風洞壁に沿う境界層の発達の様子は、固定壁の場合に比べ若干異と思われるが、模型製作時においてハーフモデルカートに関するデータが得られていなかったため、固定壁カートに関する上記の結果をそのまま適用し\*、模型中心線を風洞床面から 12mm の高さの所に置くことによって風洞壁に沿う境界層の影響を軽減しようとした。

後半の試験では、翼面上、前縁から 5% 翼弦長位置を前端として、幅 10mm (翼根部)~5mm (翼端部) に亘って #80 カーボランダム(control sieve size 0.18mm) を接着させ、境界層強制遷移の手段とした。この手段の有効性を確かめるためのテストは行わなかったが、この実験の行われた後に公表された資料<sup>16-18)</sup> によって判断すると、我々のやり方は幾つかの点で適当ではなかったように思われる。その第一は、カーボランダムの量が多過ぎたことで、これはカーボランダム・バンドの幅が大き過ぎたのみならず、カーボランダム密度(単位面積当りの粒数)も過大であったようである。第二はカーボランダム・バンドの位置の問題で、マッハ数及び揚力係数が小さい場合の scale effect に対する手段としては、我々の選んだ 5% 弦長点は適切なものと思われるが、この実験の主目的たる高速特性のための試験では、バンドの位置をより後方(例えば 20~40% 弦長点)に置くべきであることが後に知られるようになった<sup>16,17)</sup>。

以上のような意味で、強制遷移の条件下でのデータの価値はあまり大きくないが、自然遷移の条件下での

データとの比較は全く無意味でもないと思われるので、それについては 5.4. で述べることにする。

この境界層強制遷移の条件下で行なった後半の試験では、風洞測定部の壁面を荷造り用テープでシールすることにより壁の開孔比を変え、風洞壁開孔比が三分力及び圧力分布に及ぼす影響を調べた。この試験における風洞壁の状態は、次の四通りに分れる。

- (1) 四壁とも 20% 開孔比
- (2) 床面をシール
- (3) 床面と天井をシール
- (4) 四壁ともシール

この実験結果から風洞壁干渉に関する定量的データが全て得られる訳ではないが、少なくとも開孔比が及ぼす影響についての定性的な傾向の示唆は得られる。これについては 5.5. で議論する。

## 5. 試験結果およびその検討

### 5.1. 翼上面圧力分布

#### 5.1.1 設計迎角の近傍における圧力分布

まず設計迎角(翼根部迎角で  $\alpha=5.8^\circ$ ) に近い  $\alpha=5.6^\circ$  の場合について、一様流マッハ数の別に、圧力分布の特徴をみてみよう。

翼上面の翼幅位置 9ヶ所(STA 1~9, 図 8 参照)における翼弦方向の圧力分布の測定値を図 13 および図 14 に示す。図 13 は、各翼幅位置で、迎角を一定として、一様流マッハ数  $M_\infty$  を変えたときの圧力分布の変化を示したもので、又、図 14 は、図 13 を組替えて、各一様流マッハ数に対し、迎角を一定として、翼幅方向に圧力分布がどのように変るかを示したものである。図 13 において、各測定値をつなぐ曲線のうちの破線の部分は、圧力測定孔の数の不足のため、圧力分布の形が正確にはわからない場合の推定形を示す。図 13(g) および (h) の中の  $M_\infty=0.8$  の場合、および図 13(i) の  $M_\infty=0.9$  の場合に、破線の他に一点鎖線で圧力計測点をつないだ箇所があるが、これはそういう形も考えられるという一例で、使用した翼模型の上の圧力測定点の間隔が適当でないため、圧力分布の形状については多くの場合にこのような曖昧さを含んだものとなっている。以下の議論は、それを前提としたものであることをお断りしておく。なお、これについては 5.4. で若干の議論を行なった(37 ページ参照)。

#### 5.1.1.1 臨界マッハ数以下における圧力分布、

$$M_\infty=0.7$$

$M_\infty=0.7$  における臨界圧力係数  $C_{per}$  は  $-0.779$

\* その後の予備的な測定結果によれば、多孔壁に沿う境界層の測定部中央附近における排除厚の大きさは、12mm 前後である。



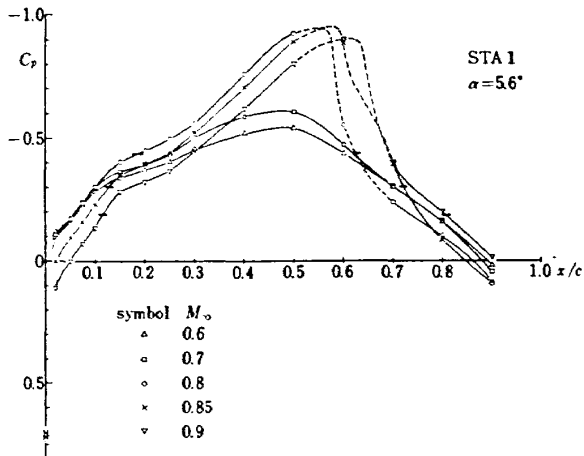


図 13 (a) 設計迎角近傍における圧力分布のマッハ数に対する変化, STA 1

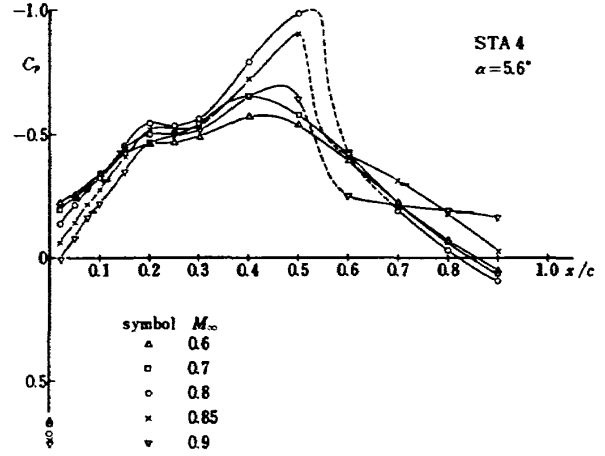


図 13 (d) STA 4

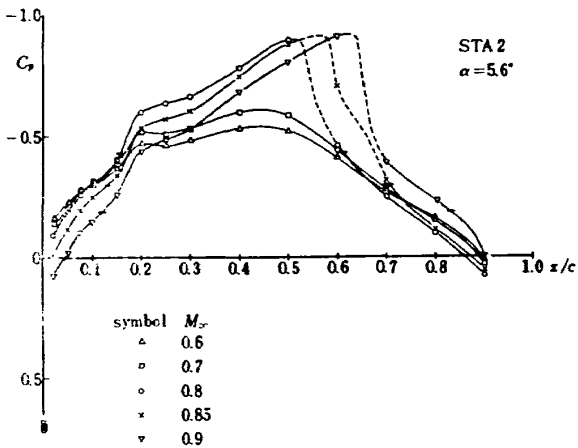


図 13 (b) STA 2

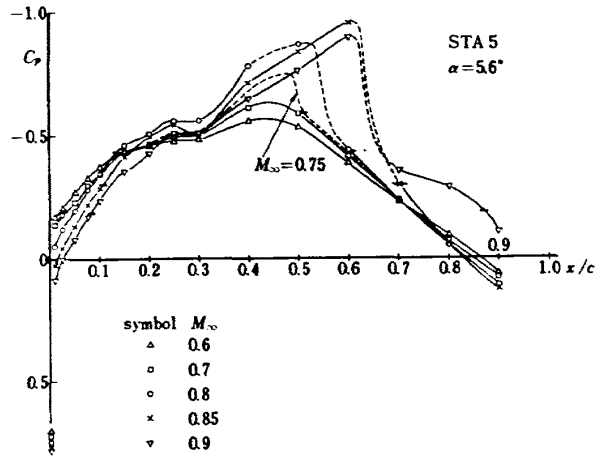


図 13 (e) STA 5

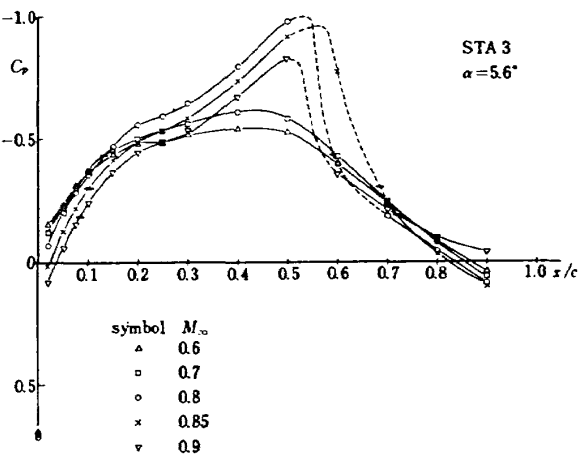


図 13 (c) STA 3

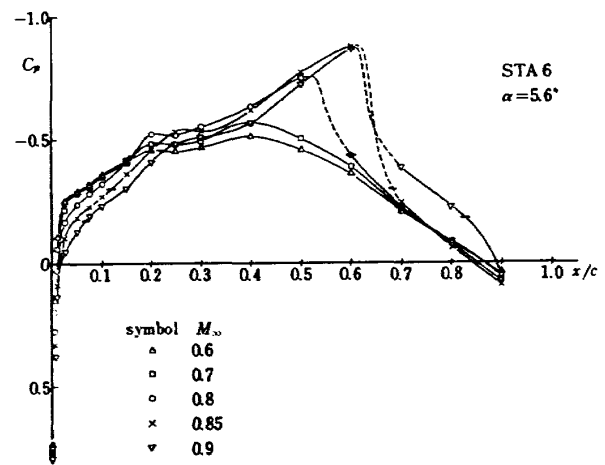


図 13 (f) STA 6

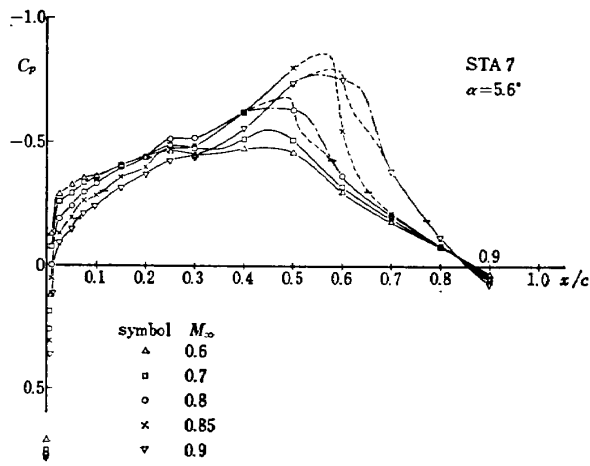


図 13 (g) STA 7

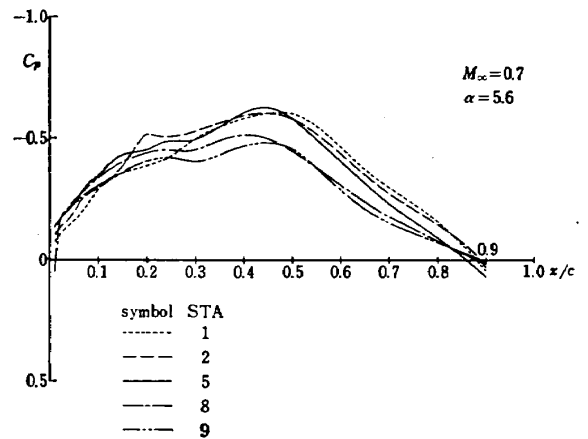


図 14 (a) 設計迎角近傍における圧力分布の翼幅方向の変化,  $M_\infty=0.70$

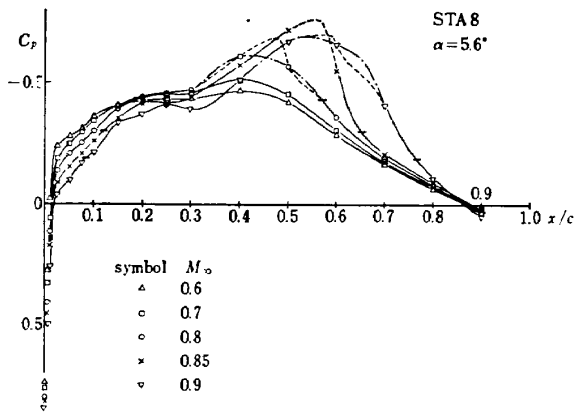


図 13 (h) STA 8

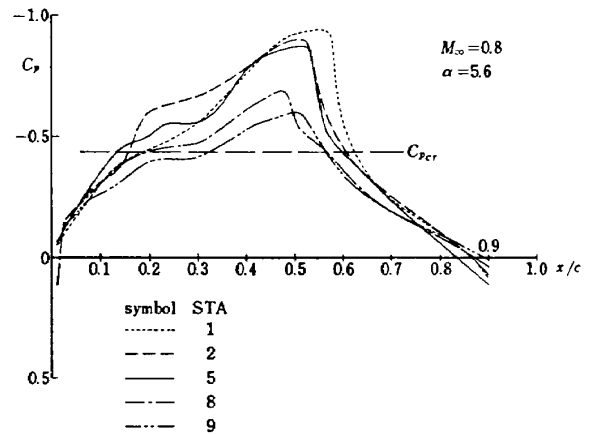


図 14 (b)  $M_\infty=0.80$

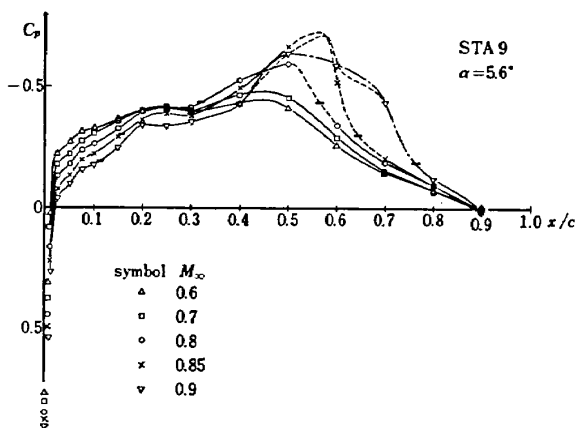


図 13 (i) STA

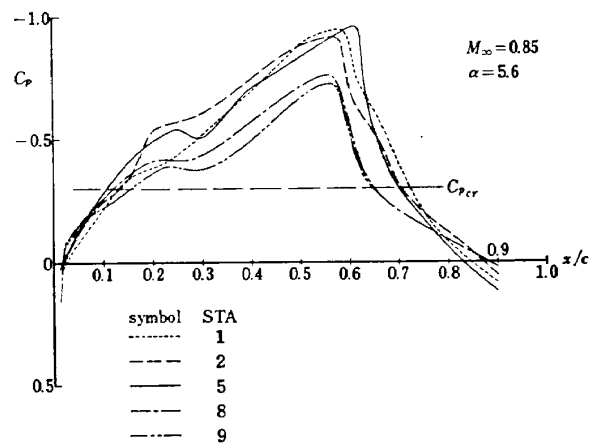


図 14 (c)  $M_\infty=0.85$

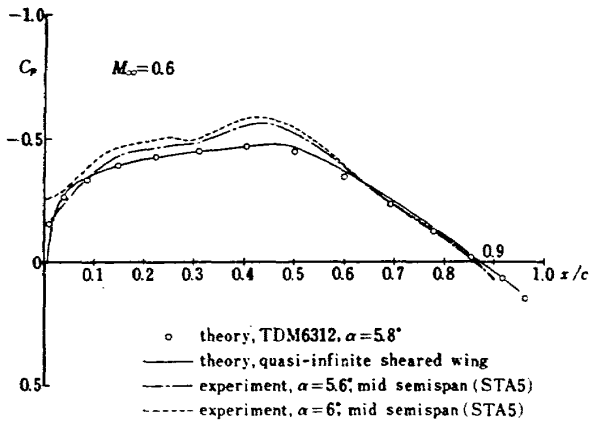


図 15 (a) 亜臨界圧力分布の理論値と測定値との比較,  $M_\infty=0.6$

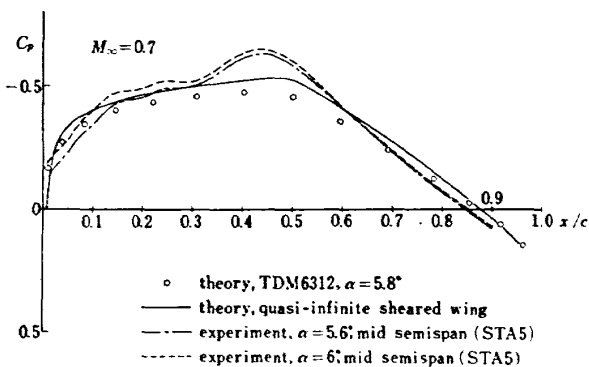


図 15 (b)  $M_\infty=0.7$

であるので、図 14(a) から明らかなように、 $M_\infty=0.7$  以下では、翼上面の流れは至る所亜音速である。図示はしていないが、 $M_\infty=0.75$  における測定結果によれば、この一様流マッハ数では既に翼上面に超音速領域が出現しており（図 13(e) および 5.1.1.2 の冒頭参照）、 $M_\infty=0.7$  および  $M_\infty=0.75$  における圧力係数  $C_p$  の最小値  $C_{p \min}$  の値から推定して、 $\alpha=5.6^\circ$  における臨界マッハ数は 0.73 前後と考えられる。従って  $M_\infty=0.7$  の流れは、亜臨界流れの上限に極めて近い場合となっている。

翼の設計マッハ数は  $M_\infty=0.8$  であるが、 $\alpha=5.6^\circ$  の場合、図 13 から明らかなように、このマッハ数では超音速領域が大きく広がっているため、亜音速理論に基づく圧力分布の理論値と、現実に測定された値との対応がつけ難い。そこで、 $M_\infty=0.8$  の代りに亜臨界である  $M_\infty=0.6$  および  $M_\infty=0.7$  の場合について対応を調べてみたのが図 15 である。この図で、一点鎖線および点線は STA 5、即ち mid semispan における測定値で、前者は  $\alpha=5.6^\circ$ 、後者は  $\alpha=6^\circ$  にそれぞれ対応する。又、実線は設計方針に基いた予想値で、次のようにしてこれを求めた。圧力分布は、翼厚

によるそれと mean surface によるそれとの重ね合せで得られると仮定し、前者については、翼厚分布が NACA 65<sub>1</sub>A 012 を主流方向の基準断面にとって、これによる圧力分布が翼上で一様に得られるように設計されたものであるから、第一近似として、それによる圧力分布は (2.7) 式によって与えられると考える。ただし、 $A$  としては考えている点を通る等圧線 (2.3. で述べたような、(2.11) 式で与えられる  $\xi$  が一定である線に沿うものとする) の後退角を用いることにし、又、 $\beta'$  を求めるに必要な  $M_\infty \cos A$  は、 $\xi=0.5$  における  $A$  の値を  $\bar{A}$  として、(2.10) 式によって与えられる  $M_\infty$  であるとする。mean surface による圧力分布は、それによる負荷 (上下面の圧力差)  $l(\xi)$  が翼上で一様に、図 11 に内挿して示したようなものとなる筈であるから、 $l(\xi)=C_{pL}-C_{pU}=-2C_{pU}$  により容易に求められる。

以上は設計マッハ数  $M_\infty=0.8$  において成立する筈の事柄であるが、もともとの設計において圧縮性の影響は Prandtl-Glauert 法則により評価したので、 $M_\infty=0.6$  や  $M_\infty=0.7$  における圧力分布は同じ法則の適用によって定めた。

このようにして求められた理論値はいわば設計目標で、翼の断面形を定める際の前提であった訳であるが、一方、与えられた形状の翼の圧力分布を計算する方法があって、その内容は設計理論と必ずしも同一ではない。その一つとして、Royal Aeronautical Society, TDM 6312<sup>21)</sup> に記載されている方法を探り、それによる計算結果も併せて図 15 に示した。

- 図 15 により測定値と設計目標値とを比較すると、
- (1) 10% 弦長点より前方では、現実の圧力分布は負圧の発達はやや不足であるが、
  - (2) 10% 弦長点より後方では、60% 弦長点附近まで逆に負圧の発達が著しく、
  - (3) それから後方では、再び負圧の発達が不足気味となっている。

このような目標と実際との違いの原因は、一言で云えば設計理論の不備であるが、それをやや具体的に検討してみると次のようになる。

まず、(1) の理由としては次の可能性が考えられる。即ち、設計目標は、上述のように、薄翼理論の考え方で翼厚効果と mean surface の効果とを単純に加算して得られたものであるが、翼前縁附近では、この考え方の妥当性が失われ、翼厚と mean surface の間の干渉が無視できなくなっていることである。これを検討するため、この干渉を或程度考慮した TDM 6312

の方法によって、翼厚のみの場合と、mean surface を含めた全翼の場合とにつき圧力分布の計算を行い、両者の差から mean surface の付加による圧力分布の変化分を求めてみると、 $M_\infty=0.6$  の場合、3.8% 弦長点で  $-0.160$ 、8.4% 弦長点で  $-0.178$ 、14.6% 弦長点で  $-0.192$  と、前縁に近いほど小さくなっている。目標値は前縁から 50% 弦長点まで一定（図 11 内挿図参照）であるから、負圧の発達の不足の一因は、この干渉効果にあると言えよう。

次に、(2) の原因としては、圧縮性効果が挙げられる。設計目標値は、Prandtl-Glauert 法則によって圧縮性効果を評価しているが、この法則は、一様流マッハ数が臨界マッハ数に近い場合には、圧縮性効果を実際よりも小さく評価することはよく知られている。図 15 において、30% 弦長点から 50% 弦長点にかけての負圧のふくらみが、所謂 nonlinear compressibility effect によるものであることは、一様流マッハ数の増加につれて、やがてこれが超音速領域を形成し、衝撃波前方の suction peak をもつ領域に変化する（図 13 (e) 参照）ことから見てとれる。

最後に (3) の原因としては、二次元翼の上の流れの類推から境界層効果が念頭に浮かぶが、(1) の場合と同様、翼下面のデータの欠如もあって、断定はできない。

以上は、図 15 における設計目標値（実線）と実現値（一点鎖線と点線）との比較であるが、次に TDM 6312 の方法による計算値について若干検討してみると、図 15(a)、即ち  $M_\infty=0.6$  の場合は設計目標計算値とよく一致している一方、同図(b)、即ち  $M_\infty=0.7$  の場合はこれをかなり下廻る結果となっている。 $M_\infty=0.6$  から  $M_\infty=0.7$  に移るとき、設計目標計算値の方は Prandtl-Glauert 法則に従って変化しているのであるが、TDM 6312 の方法では、圧縮性効果の評価法は、細部ではかなり複雑ながら、大筋では Küchemann-Weber の修正係数  $B_W = \sqrt{1 - (1 - C_{pt}) M_\infty^2 \cos^2 \Lambda}$  ( $C_{pt}$  は非圧縮流中における圧力係数) に基いているので、負圧の領域 ( $C_{pt} < 0$ ) では Prandtl-Glauert 係数  $\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2 \cos^2 \Lambda}$  によるよりも圧縮性効果の評価がむしろ大きくなり、求められた負圧の値は、Prandtl-Glauert 法則に従って得られたものを下廻ることはない予想されたのに、実際はこの逆となった。その理由は明らかでないが、10% 弦長点附近までは TDM 6312 による結果が実験結果とよく一致する傾向をもつことと対比して、この理論的計算法がもつ特徴の一端を暗示するものと言えよう。

図 15 は、mid-semispan  $y/s=0.5$  における翼弦方向圧力分布について実測値と設計目標とを比較したものであるが、次に、設計目標の他の一面である圧力分布の翼幅方向の一様性がどの程度実現されているかを  $M_\infty=0.7$  の場合について検討してみよう。

図 14(a) は、 $M_\infty=0.7$ 、 $\alpha=5.6^\circ$  の場合の各翼幅位置における圧力分布を一つの図にまとめたもので、図が繁雑になるのを避けるため、STA 1~9 のうち、STA 3,4 および STA 6,7 を省略したが、これらはそれぞれ STA 2 と 5 および STA 5 と 8 との間の中間的な形状を示し、圧力分布は STA 1 から 5 まで、および STA 5 から 9 までそれぞれほぼ間隔に比例的に変化していると考えてよい（図 13 参照）。この図から、圧力分布の翼幅方向の一様性に関する特徴を列挙すると次のようになる。

- (1) 局所的な差異を無視すると、全体的に STA 1~5 の間では圧力分布が似ていて、一様性がほぼ成立しているのに対し、STA 8, 9 では負圧のレベルが上がらず、一様性が翼の内側部分で失われてきている。
- (2) 上記の、STA 1~5 と STA 8, 9 との間の差異は、負圧のレベルのみならず、翼後面における圧力回復の割合においても著しい。
- (3) 翼弦の前方、20% 弦長点附近までは、しかしながら、圧力分布の変化が STA 5~9 の間でむしろ小さく、STA 1~5 の間で大きい。
- (4) STA 1~2 および STA 8~9 の間の変化は、翼後面では極めて小さいが、前面ではかなり大きい。例えば、30% 弦長点附近までは、STA 8~9 (5% semispan の間隔) の間の変化が、STA 5~8 (45% semispan の間隔) の間の変化に劣らない大きさをもっている。

以上のような特徴の生れる原因を考える資料として、前述した TDM 6312 の方法を用い若干の計算を行なった。前述のように、この計算法は、量的に信頼できる結果を必ずしも常に与えるものではないが、少くとも圧力分布の翼幅方向変化といった定性的な傾向については、それに基いて議論を進めても大過ないと判断される程度の精度は持っているものと考えられる。

図 16(a), (b), (c) はその結果であって、いずれも  $M_\infty=0.7$  の場合に、(a) は翼厚のみ、(b) は翼厚に捩り分布 (twist) を与えた場合、(c) は更にキャンバをつけ加えた全翼形状の場合について、上面圧力分布を STA 1, 2, 5, 8, 9 に対して示したものである。この図と図

14 を比較することによって、上に述べた翼幅方向変化の特徴が、どのような原因で生れているかを、或程度理解することができる。

図 16(a) と (c) とを比べてみると、(a) において明瞭に現われている STA 8, 9 の負圧のレベルの低さは、(c) においても回復されず、翼厚設計の不十分さが、揚力面としての設計によって補われることなく、上記 (1) に挙げたように、現実の流れの上に現われていることがわかる。又、図 9 に見られるように、翼根近傍の翼厚分布は、後面で翼厚が急激に小さくなり、かつ曲率が一部で負になるような形となっているが、これが STA 8, 9 の翼後面における圧力回復の割合の小さい原因であることも容易に想像できる。

図 16(a) によれば、STA 8~9 における負圧は、翼弦長全体に亘って例えば STA 5 のレベルより低くなっているのであるが、翼厚に図 10 に示した振り分布を与えると、図 16(b) にみられるように、翼前縁近くではこのギャップがほぼ埋められて、STA 8, 9 の圧力のレベルは STA 5 のそれに接近する。他方、STA 1, 2 の方は、図 10 に示したように、揚力面理論の上からは、翼端に向って急激な局所迎角の増加\*が存在するのであるが、それを無視して、翼の内側部分から外挿して翼端部の局所迎角をきめたため、図 16(b) にみられるような、STA 5 との圧力差を翼前面に生じたものと思われる。即ち、上記 (3) に述べた特徴は、振り分布の与え方に起因すると考えられる。

最後に、(4) に挙げた性質であるが、図 16(a), (b), (c) いずれも、STA 1 と 2 および STA 8 と 9 との差は、両者ともそれぞれ STA 2 と 5 および STA 5 と 8 との差よりも極めて小さい。翼厚に揚力面としての形状を重ねることにより、STA 1 と 2 および STA 8 と 9 との間のギャップが増大する傾向が指摘できるが、現実に観察された (4) の特徴が、その拡大された形であるのか、或は、例えば模型の製作誤差のような他の原因に基くものであるのかは不明である。

#### 5.1.1.2 臨界マッハ数以上における圧力分布、

$$M_{\infty}=0.80, 0.85, 0.90$$

前節では亜臨界マッハ数の場合について考察したが次に、一様流マッハ数  $M_{\infty}$  の増加につれて圧力分布がどのように変わっていくかを、mid semispan (STA 5) の場合を例にとって検討してみよう。

図 13(e) において、20%弦長点から 60%弦長点の

\* 図 10 に内挿して示したように、更に急激な減少がそれに続いて現われ、結局、翼端の局所迎角は、一様流に対して  $-3.03^{\circ}$  に落ち着く。

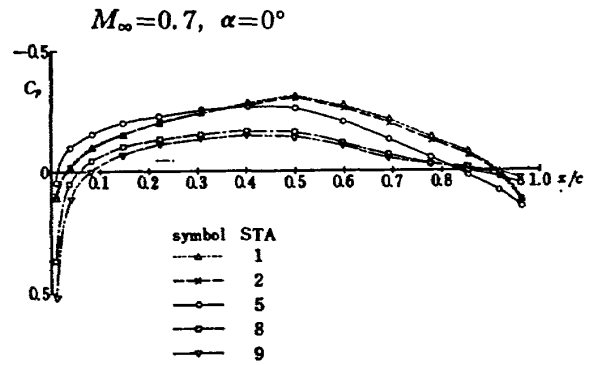


図 16 (a) 圧力分布の翼幅方向変化 (翼厚のみの場合)—TDM 6312 の方法による結果

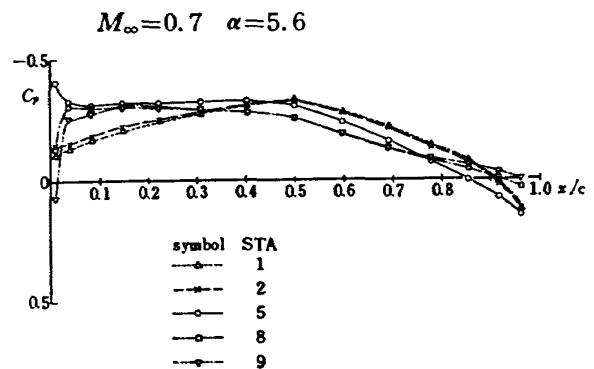


図 16 (b) 圧力分布の翼幅方向変化 (翼厚及び振りのある場合)—TDM 6312 の方法による結果

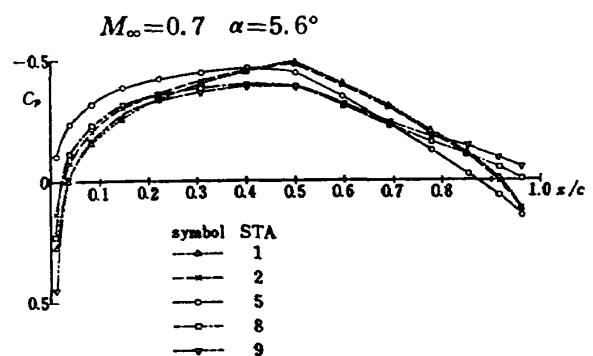


図 16 (c) 圧力分布の翼幅方向変化 (翼厚, 振り及び camber のある場合)—TDM 6312 の方法による結果

間に描かれた点線は、 $M_{\infty}=0.75$  に対応する圧力分布で、この場合の  $C_{per}$  は  $-0.591$  であるから、図に短い横線で印 (臨界マッハ数以上のマッハ数における圧力分布に対しては、図 13 の全てについて、この印により  $C_{per}$  の位置を示しておいた)をつけたように、

35% 弦長点附近から 50% 弦長点附近にかけて、既に超音速領域が出現している。このときの局所マッハ数の最大値  $M_{\max}$  は 1.06 程度と推定され、衝撃波は存在するとしても極めて弱く、超音速領域終端からの圧力回復は、亜臨界圧力分布の場合に劣らない。この圧力回復は、 $M_{\infty}=0.80$  においても未だ順調で、超音速領域は  $M_{\infty}=0.75$  におけるそれを相似に拡大した形となっている。 $M_{\infty}=0.80$  における  $M_{\max}$  は約 1.22 と推定されるが、STA 5 における翼断面と類似な特性をもつ二次元翼型の、レイノルズ数  $1.8 \times 10^6$  で境界層強制遷移の条件における実験結果<sup>19)</sup>によれば、衝撃波直前のマッハ数が最大マッハ数となっているような条件下では、衝撃波の足下における境界層の剥離の有無に関する限界が、 $M_{\infty}$  を横軸、衝撃波直前のマッハ数  $M_1$  を縦軸にとった図において、二点 (0.7, 1.26) および (0.9, 1.22) を結ぶ直線によって与えられるので、STA 5 に対してこの判定基準をそのまま適用すると、 $M_{\infty}=0.80$  では剥離に到らないことになる。この判定基準から逆算すると、 $M_{\infty}=0.80$  で境界層が衝撃波の足許から剥離するのは、衝撃波直前の圧力係数が  $-0.90$  を超える場合となるが、図 13(a)~(d) によれば、STA 1~4 では全て  $(C_p)_{\min} < -0.90$  で圧力分布の形から判断すると剥離が存在するものと想像され、その限りでは上述の二次元翼型に関するデータとよく対応している。しかしながら、図 13 に示した圧力分布は、境界層自然遷移の条件下で得られたもので、衝撃波位置で境界層が十分発達した乱流となっているかどうかは不明であり、圧力分布の形からすれば、むしろ衝撃波位置の近くまで層流を保つ可能性が強い。STA 5 の  $M_{\infty}=0.80$  における圧力分布をみると、超音速領域の終端は 60% 弦長点とほぼ一致するが、前後の圧力係数の値から判断して、この点は、衝撃波による急激な圧力上昇の範囲外にあると想像される。即ち、衝撃波による圧力上昇の終端は未だ超音速領域内にあり、その終端から更に下流に向って良好な圧力回復を示している。このような圧力分布の型を説明するものとして直ちに思い浮ぶのは、二次元翼型上の遷音速流れについて存在することの知られている、層流境界層と衝撃波の干渉→層流剥離→剥離流の中での乱流への遷移→再附着し乱流境界層として新しく発達、という流れの様式である。この様式が、今問題としている後退翼上の三次元流れにも当嵌るとは必ずしも断定できないが、STA 5 の近傍における流れは二次元流れと比較的よく対応すると考えられるので、このような様式の流れ

が存在している可能性は大きい(5.4 参照)。このような準二次元的な流れの様式は、STA 5 から内側に移るにつれて失われていく。図 13(f)~(i) をみると、 $M_{\infty}=0.80$  では  $(C_p)_{\min} > -0.90$  であるが、圧力分布は、衝撃波下流における境界層の剥離の存在を示しているように思われる。STA 6~9 における圧力分布の特徴については、この節の終りで再び触れる。

さて STA 5 において  $M_{\infty}=0.85$  の場合に移ると、 $M_{\infty}=0.80$  までの変化に比べて顕著な相違が生じてきている。まず衝撃波上流の圧力分布をみると、前縁の近くを除いて、 $M_{\infty}=0.80$  までは  $M_{\infty}$  の増加につれて上方(負圧の増加する向き)に多かれ少なかれ移動していたのが、 $M_{\infty}=0.85$  では負圧が  $M_{\infty}=0.80$  に比べ全般に小さくなり、傾向が逆転している。次に衝撃波及びその下流の圧力分布をみると、 $M_{\max}$  は約 1.38 で、衝撃波の位置は大きく後退し、その下流の圧力回復は、90% 弦長点における圧力係数  $C_{p0.9c}$  の値でみれば  $M_{\infty}=0.80$  のそれに遜色ない程度のものであるが、圧力分布の形が、 $M_{\infty}=0.80$  までは負圧の増加する向きに convex なのに対し、 $M_{\infty}=0.85$  では concave になってきている。これは、衝撃波によって剥離した流れの特性が、 $M_{\infty}=0.80$  の場合と著しく異なってきていることを示すものと思われる。二次元翼型の上の遷音速流れの場合、衝撃波による境界層の剥離が流れ場全体に著しい影響を及ぼし始める限界は、翼後縁か又はそれに極めて近い場所における圧力の  $M_{\infty}$  に伴う変化の割合が急激に大きくなる点と対応し、又、揚力が、非粘性的な圧縮性変化(例えば第一近似では Prandtl-Glauert 法則:  $C_L = C_{L0}/\beta$ ,  $\beta = \sqrt{1-M_{\infty}^2}$ ,  $C_{L0}$  は  $M_{\infty}=0$ , 即ち非圧縮流中における揚力係数、で与えられる)からずれ始める点と対応する<sup>20)</sup>。我々の実験では、翼後縁における圧力の測定を行わなかったが、仮りにこれが測定されていたとすれば、 $M_{\infty}=0.80$  と 0.85 との間で、所謂 trailing-edge pressure divergence を見せたのではないかと想像される\*。現象は翼幅方向に一樣ではないけれども、他の STA における圧力分布の変化を参照しつつ、図 21 (a), (c) に示す全翼の揚力係数  $C_L$  およびピッチン

\* 圧力測定孔の最下流点は 90% 弦長点(表 1 参照)で、STA 5 におけるこの点の圧力係数  $C_{p0.9c}$  は、 $M_{\infty}=0.85$  では未だ発散していない。しかし、図 25(b) に示すように、 $\alpha=6^\circ$  (また  $\alpha=5^\circ$  でも) では、 $M_{\infty}=0.86$  前後で  $C_{p0.9c}$  が発散しているので、後縁における圧力係数  $C_{p1.0c}$  の発散は、 $M_{\infty} \leq 0.85$  で生ずる可能性が大きい。

グモーメント係数  $C_m$  の  $M_\infty$  に対する変化を検討すると、力・モーメントの特性と衝撃波の下流における剥離流の振舞との関係についての二次元流れの場合の説明<sup>20)</sup>をそのまま STA 5 の圧力分布に関して適用することが可能であるからである。又、衝撃波下流の流れの特性の変化は、前述した、衝撃波上流における圧力分布の  $M_\infty$  に対する変化の傾向の逆転からも裏付けられる。このような、衝撃波と境界層との干渉の結果が、衝撃波下流の状態のみならず、翼の上の流れ場全体に対して著しい影響を与える事実およびその理由は、Pearcey<sup>20)</sup>によって詳しく説かれている。

STA 5 における翼後縁圧力の急変および流れの特性の著しい変化が  $M_\infty=0.80$  と  $0.85$  との間で生じているとすると、それは、我々の実験における 90% 弦長点或はそれより上流での単一箇所における圧力の変化の観察からは検知できない。その意味で、この実験において翼後縁における圧力を測定しなかった事は大きなハンディキャップとなった。

最後に、 $M_\infty > 0.85$  の場合をみてみよう。

$M_\infty=0.90$  になると、衝撃波による流れの剥離の後の圧力回復は著しく劣化し、同時に圧力分布の形も、変化が加速されている。衝撃波上流の負圧のレベルの減少は更に著しくなり、衝撃波直前の負圧は最早増加せず、 $M_\infty=0.75$  から  $0.85$  まで、 $M_\infty$  の 0.05 増加について 0.16 ずつ増加してきた  $M_{max}$  は、1.38 から 1.46 と増加量が半減し、衝撃波の後退も停止した。翼後面の圧力分布の形から推定して、翼後縁における静圧は一樣流のそれよりも低く止まり、剥離した流れは、翼後縁を越えて wake の中にまで及んでいると思われる。

図が繁雑になるのを避けるため、 $M_\infty=0.90$  以上の圧力分布は省略したが、 $C_L$  および  $C_m$  の  $M_\infty$  に対する変化を示した図 21 (a), (c) からも想像されるように、 $M_\infty$  が 1 に近づくまではこのような傾向が増進し、翼上の流れがほぼ全体に亘って超音速になる  $M_\infty=1.0$  の近くになって始めて、 $M_\infty$  の増加に伴う  $C_L$  の減少の停止および増加への転向、モーメント特性の安定側への移行、抵抗係数  $C_D$  の増加率の減少、などの空力特性の好転が観測されるようになる。

以上、一樣流マッハ数が臨界マッハ数を越えた場合について、翼の上の流れの特性を、STA 5 における圧力分布を中心にして述べたが、STA 5 以外の翼幅位置における圧力分布についても簡単に触れておくと、まず図 13 からわかるように、STA 5 を挟んで外側の STA 1~4 と内側の STA 6~9 とでは、圧力

分布の形についてかなりはっきりした違いがある。それを列挙すると、

- (1)  $M_\infty=0.80$  における最大負圧  $(C_p)_{min}$  は、外側では全て  $-0.90$  を越えているのに、内側では  $-0.80$  にも達しない。
- (2)  $M_\infty$  が  $0.80$  から増加するとき、最大負圧は、外側ではむしろ減少する ( $(C_p)_{min}$  の絶対値が小さくなる) のに、内側では増加する ( $(C_p)_{min}$  の絶対値が大きくなる)。
- (3) 衝撃波の下流における圧力回復の割合が、外側と内側とで大きく異なる。外側では、翼後面の圧力回復が、 $M_\infty=0.85$  までは一般に大きい、 $M_\infty=0.90$  では、90% 弦長点における圧力は、未だ一樣流のそれにまで回復せず、STA 3, 4, 5 では圧力回復が殆んど失われて、これら翼幅位置では衝撃波下流の大規模な剥離領域が翼後縁を越えて wake の中にまで拡がっていることを示唆している。一方、翼の内側では、 $M_\infty=0.85$  までは外側に比べ圧力回復の割合は小さいが、 $M_\infty=0.90$  でも 90% 弦長点の圧力は一樣流の圧力以上に回復しており、剥離領域は、存在するとしても翼面上で閉じているものと思われる。

このような、翼の内側と外側とにおける流れの特性の差異は、主として 5.1.1.1 で述べたような翼厚分布の設計の不十分さに起因すると思われるが、その他にも、臨界以上の流れでは、流れの三次元効果の様子が亜臨界のそれに対して異なってくる可能性もあり、更には、設計の際全く考慮を払わなかった翼面上の境界層の三次元効果、そのような境界層と衝撃波との干渉、模型とそれが取付けられた風洞床面との間の干渉の影響など数多くの要因があつて、流れの特徴は、それらが重なり合った一つの結果として現われているものである。これら要因の一つ一つについての分析を行うことは、今回の実験データのみでは不可能で、更に詳細な流れ場の測定を必要とする。

### 5.1.2. 設計迎角以外の迎角における圧力分布

迎角の変化に伴う圧力分布の変化を簡単に述べる。まず図 17 (a)~(e) は、STA 5 における圧力分布を迎角  $2^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 8^\circ$  の各場合について示したもので、この図からわかる主な特徴は、次のようなものである。

- (1)  $M_\infty=0.6, 0.7$  の場合

亜臨界圧力分布の迎角に対する変化は、一口に言えば、90% 弦長点における圧力係数  $C_{p,0.9c}$  を支点にして、迎角の増加と共に上方 (負圧の増加する向き)

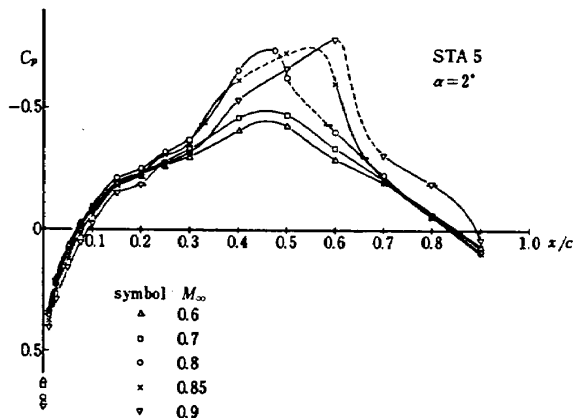


図 17 (a) 半翼中央部における圧力分布のマッハ数に対する変化,  $\alpha=2^\circ$

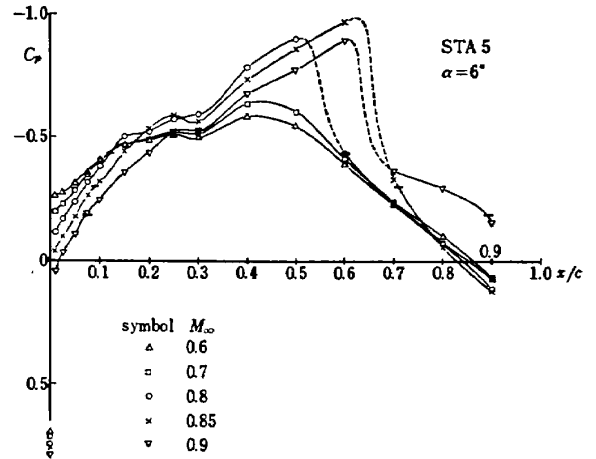


図 17 (d)  $\alpha=6^\circ$

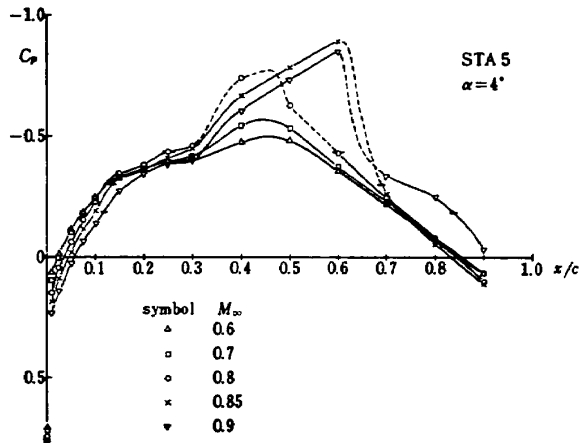


図 17 (b)  $\alpha=4^\circ$

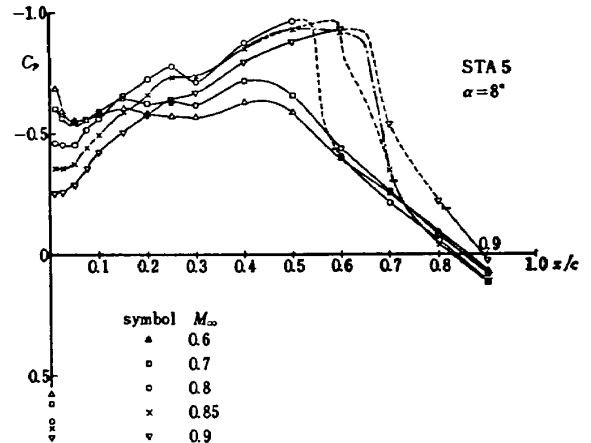


図 17 (e)  $\alpha=8^\circ$

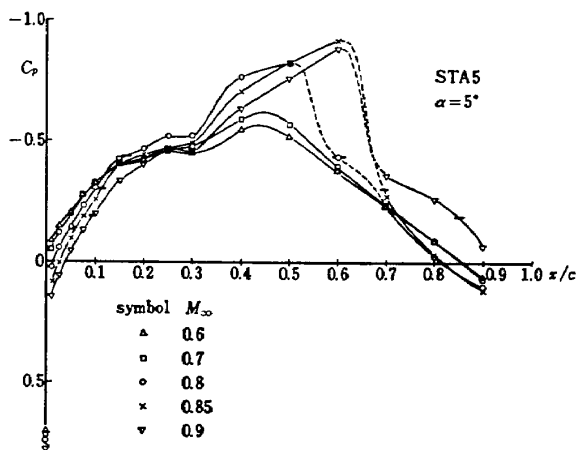


図 17 (c)  $\alpha=5^\circ$

に振上げたような形である。即ち、 $C_{p0.9c}$  は迎角によって殆んど変わらず、他方、例えば  $M_\infty=0.70$  の場合、 $C_{p0.1c}$  はほぼ  $-0.07/\text{deg}$  の割合で、又、 $C_{p0.6c}$  はほぼ  $-0.03/\text{deg}$  の割合で、迎角の増加と共に負圧が増加している。 $M_\infty=0.70$  の場合、 $\alpha=8^\circ$  でも流れは亜臨界である。

#### (2) $M_\infty=0.80$ の場合

$\alpha=4^\circ$  までは、超音速領域は 25% 弦長点附近から始まり、衝撃波の位置は、50% 弦長点より前方である。 $\alpha=5^\circ$  になると、超音速領域の始まりは 17% 弦長点附近に前進し、 $\alpha=6^\circ$  まで動かず、 $\alpha=8^\circ$  になって再び前方に跳躍する。衝撃波の位置は、 $\alpha=5^\circ$  で 50% 弦長点と 60% 弦長点との中間に後退するが、それ以後  $\alpha=8^\circ$  まで殆んど変化しない。衝撃波直前の負圧は、 $\alpha=8^\circ$  まで単調に増加する。衝撃波下流の圧



力回復は亜臨界の場合に劣らず良好で、 $C_{p0.9c}$  は、亜臨界の場合と同じく、迎角に対して殆んど不変である。

(3)  $M_\infty=0.85$  の場合

衝撃波直前の負圧は、 $\alpha=6^\circ$  まで単調に増加するが、 $\alpha=6^\circ$  と  $\alpha=8^\circ$  との間で傾向が逆転する。衝撃波下流の圧力回復は、 $M_\infty=0.80$  の場合に劣らないが、 $M_\infty=0.80$  の場合、圧力分布の形がどちらかと言えば convex であるのに対し、 $M_\infty=0.85$  ではそれが concave の傾向をもつようになる。

(4)  $M_\infty=0.90$  の場合

$\alpha=2^\circ$  では最大負圧は  $M_\infty=0.80, 0.85$  の場合より大きいのに、 $\alpha=4^\circ, 5^\circ$  では、それは  $M_\infty=0.80$  と  $0.85$  との中間に落ち、 $\alpha=6^\circ, 8^\circ$  では  $M_\infty=0.80$  よりも低くなる。衝撃波の位置も同様な変化をする。 $C_{p0.9c}$  は、 $\alpha=2^\circ$  で正、 $\alpha=4^\circ\sim 6^\circ$  で負であるが、 $\alpha=8^\circ$  では再び正となる。 $\alpha=8^\circ$  で衝撃波下流の圧力回復が急によくなり、衝撃波の位置も 10% 弦長ほど後退する ( $\alpha=7^\circ$  における衝撃波位置やその下流の圧力回復は、 $\alpha=6^\circ$  の場合とあまり変わらない) ことの理由は不明である。

次に、 $M_\infty=0.80$  における圧力分布の翼幅方向の変化を、迎角  $2^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ$  の各場合について図 18(a)~(g) に示した。

圧力分布の翼幅方向変化の第一の特徴は、STA 1~2, 即ち翼の外側と、STA 8~9, 即ち翼の内側における流れの迎角増加に伴う発達速度の相違である。例えば STA 9 では、迎角が  $2^\circ$  から  $8^\circ$  まで変化する間の  $M_{max}$  の増加は約 0.12 であるが、STA 1 ではそれが約 0.32 に達する。両者における超音速領域の拡がりの増加は局所翼弦長のそれぞれ 32% および 38% で差は大きくなく、迎角増加に伴う流れの加速の増加が翼の外側で著しいことを示している。STA 5 を基準にすると、翼の外側では、 $\alpha=4^\circ$  まではそこよりも流れの発達が遅いが、 $\alpha=5^\circ$  では追いつき、それ以上の迎角では追越す。翼の内側では、 $2^\circ\sim 12^\circ$  の迎角範囲全体に亘って流れの発達が STA 5 よりも小さい。

このような流の発達度の翼幅方向の変化は、或場合には流れの減速領域 (衝撃波およびその下流) における等圧線の後退角を大きくするのに役立つ (5.2 参照)。例えば、図 18(d) の場合、衝撃波位置は翼の外側ほど相対的に下流に移動しているため、衝撃波の後退角は翼の幾何学的後退翼よりも大きくなっていることがわかる。しかしながら、流れの発達度の翼幅方向

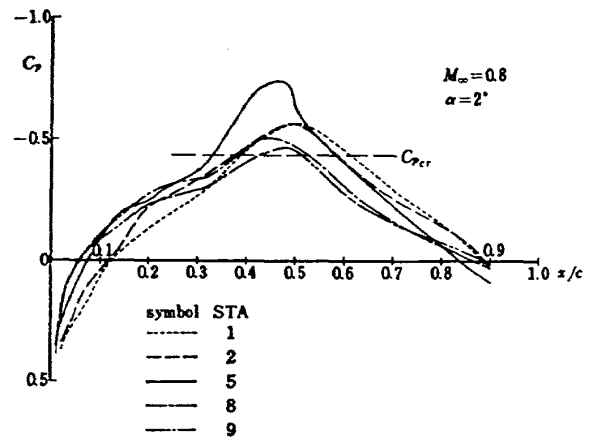


図 18 (a)  $M_\infty=0.8$  における圧力分布の翼幅方向の変化,  $\alpha=2^\circ$

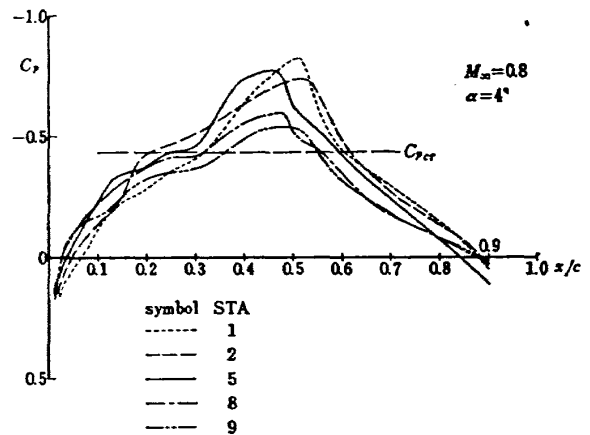


図 18 (b)  $\alpha=4^\circ$

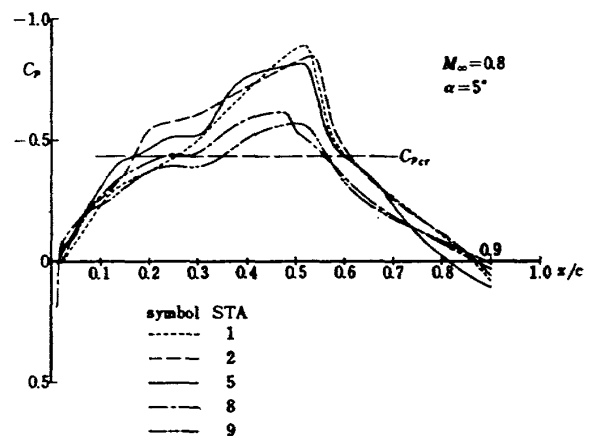
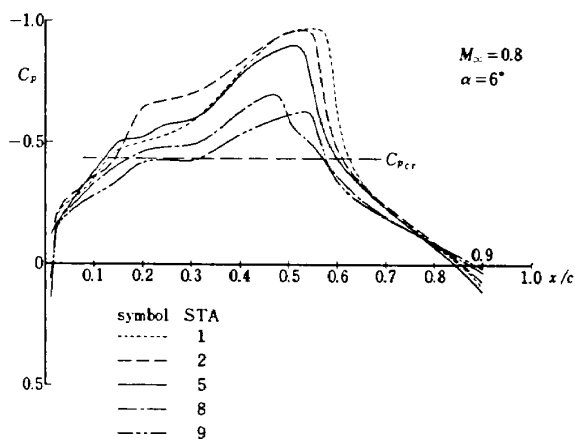
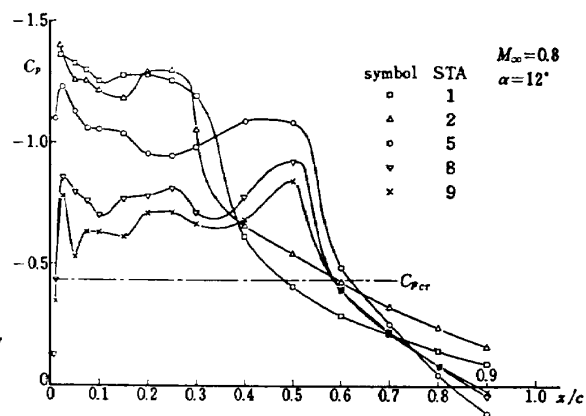
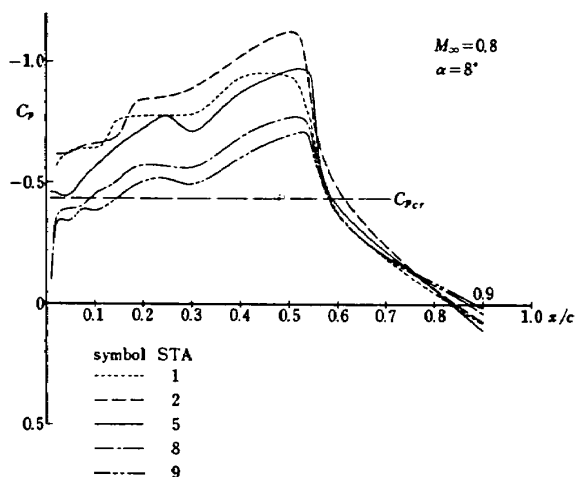
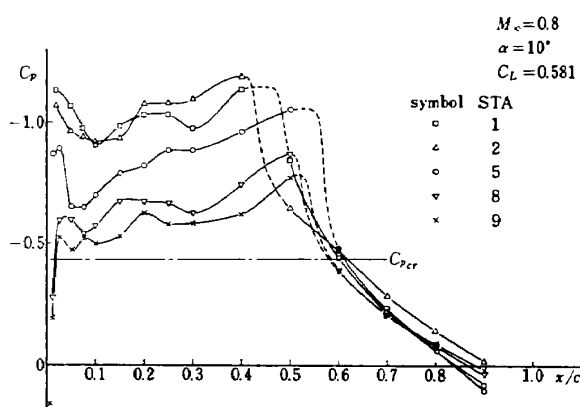


図 18 (c)  $\alpha=5^\circ$

図 18 (d)  $\alpha=6^\circ$ 図 18 (g)  $\alpha=12^\circ$ 図 18 (e)  $\alpha=8^\circ$ 図 18 (f)  $\alpha=10^\circ$ 

の変化がいつもこのような好結果をもたらすものではない。図 18(e) では、STA 1~9 の間で衝撃波上流の圧力分布に大きな違いがあるにも拘わらず、衝撃波の位置はほぼ同じで、迎角が  $6^\circ$  から  $8^\circ$  に変わる間に流れの特性が悪化し始めたことを暗示する。それは例えば図 21 に観察される lift divergence の開始点、抵抗発散マッハ数の揚力係数に伴う変化、ピッチングモーメントにおける不安定化の開始点にはっきりと現れている。

図 18(f), (g) にみられるように、迎角が  $8^\circ$  より大きくなると、翼後面における圧力回復の割合が下流に行くほど小さくなり、圧力分布の形は concave となる。特に STA 1 および 2 ではその程度が著しく、 $\alpha=10^\circ$  では、STA 2 において衝撃波下流の剥離領域の著しい拡大があり、 $\alpha=12^\circ$  になると、STA 1 および 2 の両方で、この剥離領域は翼後縁を越えて wake の中にまで及んでいるものと想像される。このような翼後面の圧力回復の悪化に呼応して、STA 1 および 2 における衝撃波は STA 5 のそれよりもずっと前方に位置するようになるが、衝撃波直前の負圧のレベルは逆転するまでには到らない。STA 1, 2 のような翼の外側部分で流れの特性の悪化が著しいことについては 5.3. で再び触れるが、図 18(f), (g) にみられるように、この流れの特性の悪化において STA 2 が STA 1 に先行することは興味のある現象である。

## 5.2 等圧線の形状

2.5 に述べたように、設計条件における翼上の等圧線の後退角の維持はこの翼の主要設計目標であるので、前節にその一部を示した圧力分布データを等圧線図の形で表現してみることにする。

図 19 (a)~(c) は、設計迎角近傍の  $\alpha=5.6^\circ$  における翼面上の等圧線図を、 $M_\infty=0.70, 0.80, 0.85$  の三つの場合について示したもので、 $M_\infty=0.80$  の場合は、設計条件に最も近い場合を表わす。各等圧線の左端に付けた数字は  $-C_p$  の値で、又、(b) における破

線は  $C_p=C_{per} (= -0.435)$  に対応する等圧線、即ち翼面上の音速線を表わす。前後二つの音速線に挟まれた部分は超音速領域である。(c) の場合、この一様流マッハ数 ( $M_\infty=0.85$ ) では  $C_{per} = -0.302$  であって、音速線は  $C_p = -0.3$  に対応する等圧線とほぼ一

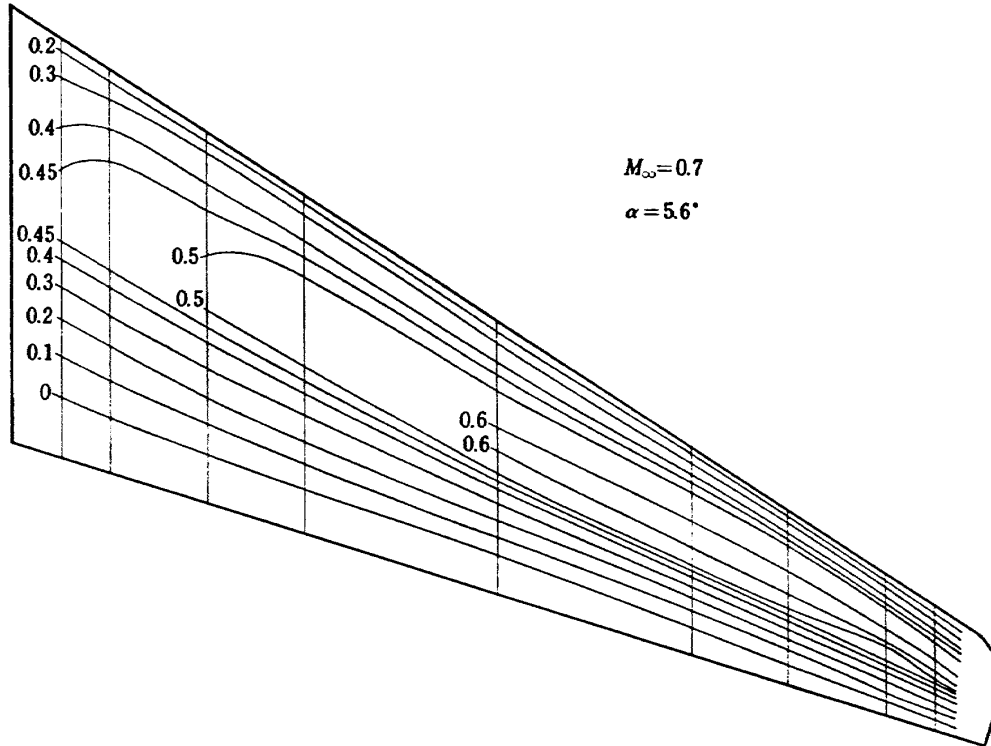


図 19 (a) 設計迎角における等圧線の形状,  $M_\infty=0.7$

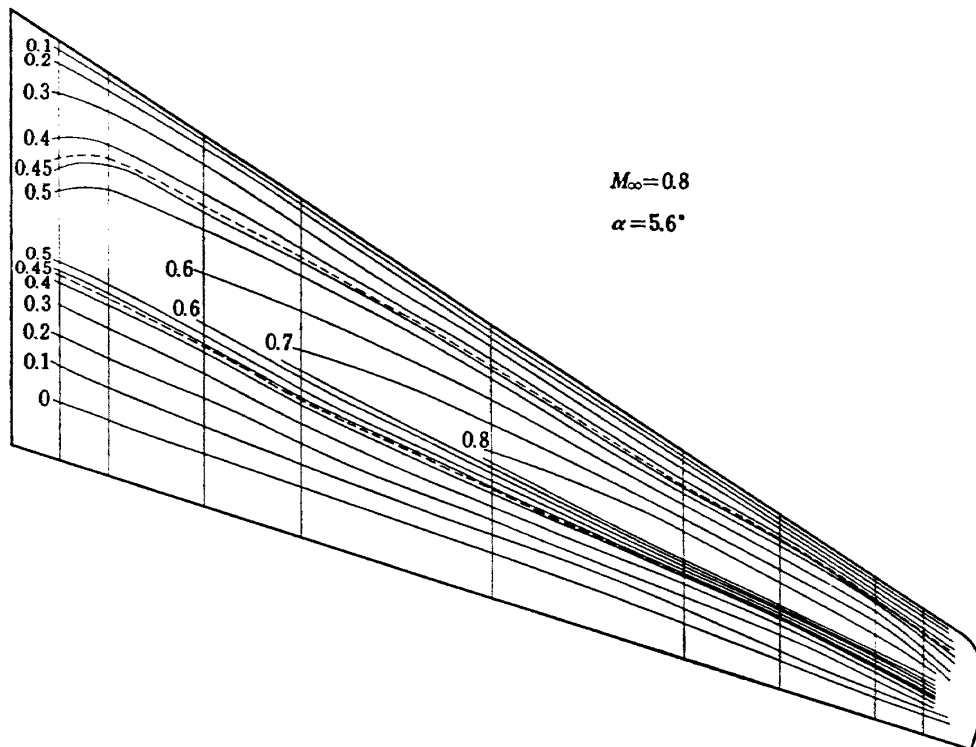
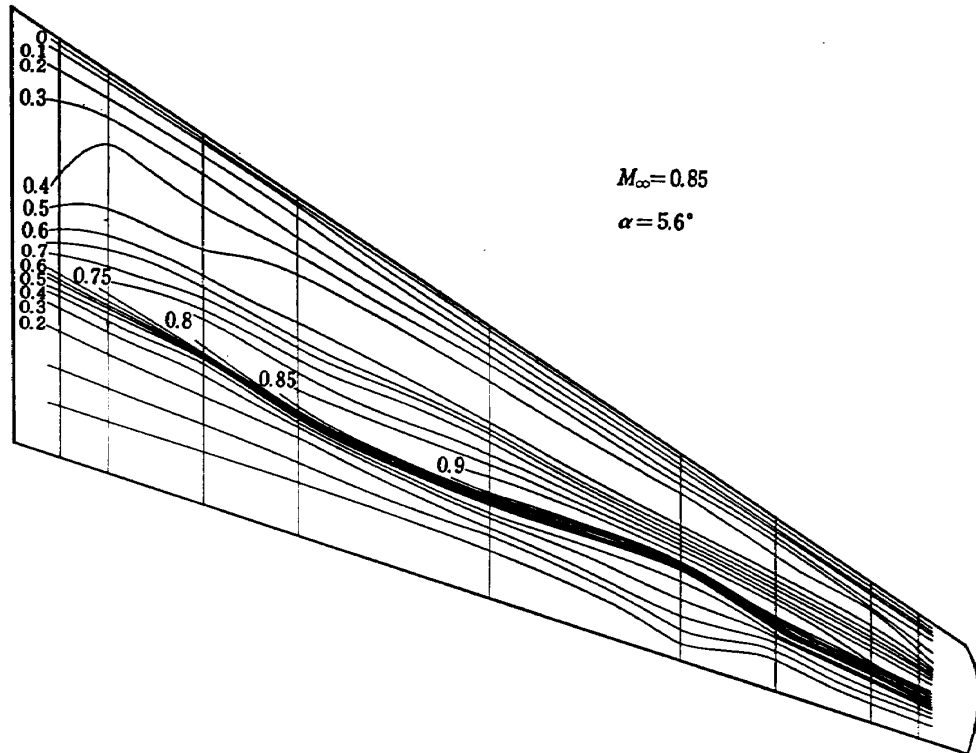


図 19 (b)  $M_\infty=0.8$

図 19 (c)  $M_{\infty}=0.85$ 

致するので、特に破線で書き入れることをしなかった。更に、各図における縦の細線は、翼幅方向の圧力分布測定位置を示すもので、図 8 に示したように、翼端に最も近い STA 1 から翼根に最も近い STA 9 までの九ヶ所である。

2.4. および 3.1. で述べたように、RAE Approach によれば翼根部三次元効果 (centre-effect と呼ばれるもの) は  $0.5 C_R < \gamma$  ( $C_R$  は翼根の翼弦長) でほぼ消滅するが、我々の翼模型の場合、 $\gamma=0.5 C_R$  は約 23% semispan に相当し、STA 7 (20% semispan) のやや外側に位置する。図 19 に示した等圧線図に関する限り、一部の例外を除いて圧力分布は STA 7 の外側でほぼ一様であり、centre-effect の fade-out に関する  $0.5 C_R$  の基準は大体において正しいと言えよう。

そこで興味の対象は翼端部と翼根部とに絞られることになるが、図 19 (b) について、これらの部分の等圧線の形状を検討してみると次のようになる。まず翼根部では、大まかに言って、最大負圧点の前方 (上流) で等圧線の後退角が減少し、逆に後方 (下流) では、僅かではあるが後退角が増加している。この特徴は、前節の議論の中心の一つであった STA 8 および 9 における負圧のレベルの低迷という特徴の、等圧線の形状における言い換えである。それは、例えば図 14 (b) で、 $C_p$  = 一定の線、即ち横軸に平行な線を想像す

ることにより容易に理解できる。STA 8, 9 における負圧のレベルが他の STA に比べて低いため、この線が STA 8, 9 の圧力分布を切る点は、他の STA に比べ、最大負圧点の上流では後方へ、下流では前方へ、それぞれ移動する。これは、等圧線が、最大負圧点の上流では後方へ、下流では前方へ、それぞれ曲げられることを意味する。2. で述べたように、もともと等圧線の後退角の維持は衝撃波の発生を遅らせることを意図しており、所謂 roof-top 型の圧力分布をもつ翼では、衝撃波は、通常加速領域の終端に発生するから、最大負圧点およびその下流の減速領域における等圧線の後退角が、衝撃波の発生を抑制するのに大きな役割を果す。この意味からすれば、STA 8, 9 の負圧のレベルが最大負圧点およびその下流で小さいことは、翼根部附近の衝撃波の発生およびその成長に対抗する有利な性質であり、それは図 19 (b), (c) によって裏付けられている。即ち、同図によれば、翼の外側部分で衝撃波が存在しても翼根部には存在せず、又は存在しても、その強さが、翼の外側部分の衝撃波に比べて小さくなっている。

それでは最大負圧点の上流における負圧のレベルの低さの効果はどうか。上述のようにこれは等圧線の後退角を減少させるが、我々の場合、最大負圧点の上流はおおむね加速領域で、加速領域における等圧線の

後退角が衝撃波の発生・成長に及ぼす影響は二次的なものであるから、負圧のレベルの低迷は、その意味では欠陥とならない。

以上のような訳で、翼根部に近いほど負圧のレベルが上らないという性質は、衝撃波の発生・成長の遅延という点でむしろ有利に働くのであるが、これは結果論であって、設計目標の実現が翼根近傍で不十分であったことは等圧線の形状からも明らかである。その原因の主なものが翼厚設計法、即ち RAE Approach にあるのではないかということは前節で論じた。

次に翼端部について検討しよう。

図 19 (b) によれば、等圧線は、STA 5 から STA 2 まではほぼ同様であるが、STA 2 から 1 にかけて、加速領域では等圧線の後退角の増加、又、減速領域では、衝撃波の近傍で後退角の増加、それより下流では後退角の減少、という形になっている。図 14 (b) によれば、STA 1 の圧力分布は STA 2 のそれに比べ、最大負圧点の近傍で負圧が大きく、その上流と下流ではむしろ負圧が小さくなっていて、これがそのまま等圧線の後退角に表現されている訳であるが、前節でみたように、STA 1~5 の間で圧力分布の差異が比較的小さいのは、RAE Approach が翼端に関しては比較的良好な結果を与える一つの例証となるかもしれない。理論の構成法からして、この方法が、翼根部よりも翼端部で良好な結果を与えることは予想外なのであるが、例えば、図 12 にみられるように、翼端部断面形状は、翼断面としてはむしろ極端な形をしているにも拘わらず、図 14 および図 18 から窺えるように、翼端部は翼後面の圧力回復において mid semispan の STA 5 にあまり劣らない性能を示しており、少なくともこの翼の設計点近傍における性能に関する限り、RAE Approach による翼端部翼厚分布の設計は或程度目的を達したものと言える。しかしながら、 $M_\infty$  又は  $\alpha$  が設計点より大きくなった場合の翼端部の性能についてはむしろ逆の結論となる。これについては後に再び触れる。

以上、主として図 19 (b)、 $M_\infty=0.80$  の場合について検討したが、5.1. でも述べたように、我々の用いた設計法はもともと亜臨界の流れについてのみ有効なので、 $M_\infty=0.80$  の場合に設計法の成功・失敗を議論するのは適切でないかもしれない。図 19 (a) は亜臨界流れの一例で、等圧線の形状は (b) の場合とほぼ同じである。従って、 $M_\infty=0.80$  の場合に述べた事柄が衝撃波に関することだけを除けばそのまま当嵌る。強いて差異を探せば、翼根部加速領域における等圧線の後

退角の減少が、 $M_\infty=0.80$  の場合に比べやや著しくなっていることであろうか。これに反して、図 19 (c)、 $M_\infty=0.85$  の場合、(b) との差異は著しい。STA 1~3 の間は  $M_\infty=0.80$  の場合と変わらないが、STA 4 では衝撃波下流の圧力回復に大きな遅れが生じ (図 13 (d) 参照)、等圧線の形状を乱している。図 13 (a)~(c) から明らかのように、STA 1~3 でも  $M_\infty=0.80$  から 0.85 への変化に対して圧力分布の大きな変化が生じているのであるが、それがほぼ様なので等圧線の形状としてはあまり大きく変わらない。STA 4 では、圧力分布の対応する変化が STA 3 および 5 に比べて大きく異なり (例えば、図 13 (c), (d), (e) にみられるように、 $M_\infty=0.80$  から 0.85 への変化に対して、STA 3 および 5 では衝撃波が後退し、90% 弦長点における圧力回復はあまり変化しないが、STA 4 では衝撃波が前進し、90% 弦長点での圧力回復が大きく悪化する)、これが等圧線の形状に現れている訳であるが、STA 4 で何故このような事が生ずるのか理由は明らかでない。圧力分布の形 (図 13) をみると、STA 4 では、 $M_\infty=0.80$  における最大負圧は、STA 3 と共に各 STA の中で最大の値をとり、局所マッハ数にして約 1.30 に達する。STA 3 と比較すると、20% 弦長点から 30% 弦長点にかけて圧力分布の平坦部があり、その下流から最大負圧点までの加速が急であるが、翼後面での圧力回復は大差ない。 $M_\infty=0.80$  におけるこのような違いが  $M_\infty=0.85$  における上記の差に拡大されるのか、或は別のメカニズムが働いているのかを明らかにするためには、衝撃波を含めた、三次元的な viscous-inviscid interaction の現象の解明が前提となろう。

$M_\infty=0.80$  から 0.85 の間の、STA 4 における圧力回復の減少は、迎角の増加に伴ってその外側部分に伝播し、 $\alpha=6^\circ$  では STA 3 にそれが及び、 $\alpha=8^\circ$  では STA 4 の外側全体に亘って後面圧力分布の発散が存在する (STA 5 では  $\alpha=8^\circ$  でも圧力回復は未だ正常である: 図 17 (e) 参照)。このように、この翼は、流れの崩壊が翼の外側部分から始まるという好ましくない性質をもっている。流れの崩壊が翼端部から始まることは、翼断面形の分布からして予想されたのであるが、その様式は、翼後面の曲率や後縁角の大きさの分布から判断すると、崩壊が翼端に始まって翼の内側へ進むものと想像された。現実には、迎角を一定にして  $M_\infty$  を増していく場合にも、又、 $M_\infty$  を一定にして迎角を大きくしていく場合にも、流れの崩壊はまず STA 4 の近くで始まり、それから翼の外側へ伝播

していく形となっている。

以上のような、一様流マッハ数の増加に伴う流れの特性の変化は、翼の内側部分では外側部分ほど著しくなく、図 19 (b), (c) にみられるように、そこでは等圧線の形状はあまり変わらない。この節の始めに、 $M_\infty = 0.80$ ,  $\alpha = 5.6^\circ$  の場合について、翼根部の負圧のレベルの低迷が等圧線形状に与える効果を述べたが、 $M_\infty$  の増加或は迎角の増加に伴う流れの発達、翼根部ではそれより外側部分に対して遅れるので、この効果が  $M_\infty$  や迎角の増加に対して維持される傾向がある。次節で述べるように、翼根部で流れの崩壊が生ずるのは、 $\alpha = 6^\circ \sim 8^\circ$  の範囲では、 $M_\infty$  が 0.90 を越えてからである (図 25 参照)。

次に、例えば図 19 (c) の  $-C_p = 0.4$  の場合にみられるように、翼根部の加速領域で、時とすると等圧線後退角の著しい変化が生ずるが、これは、STA 8, 9 の圧力分布にみられるように、翼根部に約 20% 弦長点から 30% 弦長点にかけて圧力分布の平坦部が存在し、そのレベルが翼幅方向に少しずつ異なることによるものであり、翼の性能に対しては、大きな影響をもつものではない。

最後に、迎角の変化に伴う等圧線形状の変化について簡単に述べる。

図 18 から窺えるように、 $M_\infty = 0.80$  の場合、 $\alpha = 2^\circ \sim 6^\circ$  の範囲では、迎角変化に対する圧力分布の変化は、各翼幅位置ではほぼ同様であり、従ってこの迎角範囲では、等圧線の形状は迎角の変化に対してあまり大きく変わらない。これは、 $M_\infty = 0.80$  では、翼根部および翼端部で顕著であるべき流れの三次元効果が、迎角の変化によってあまり大きく影響されないことを示す。 $M_\infty \leq 0.80$  では常にこの特徴が成立するが、 $M_\infty = 0.85$  になると、各翼幅位置における流れの迎角に対する変化は最早一様でなくなる。この非一様性については次節 (5.3.4) でやや詳しく述べることにする。

### 5.3. 三分力特性

我々の実験の主目的は圧力分布の計測であるが、2m×2m 遷音速風洞のハーフモデルカートでは、外装天秤により縦の三分力の測定も可能であるので、力の計測をも併せて行なった。天秤の精度の問題や、模型とそれが取付けられている風洞床面との干渉の問題などのため、測定値の絶対的な大きさの有用性は控え目に考えなければならないが、 $M_\infty$  や迎角の変化に対する力の特性の変化の性質については十分信頼のできる測定データであると考えられる。

図 20 および 21 に三分力特性の一部を示す。図

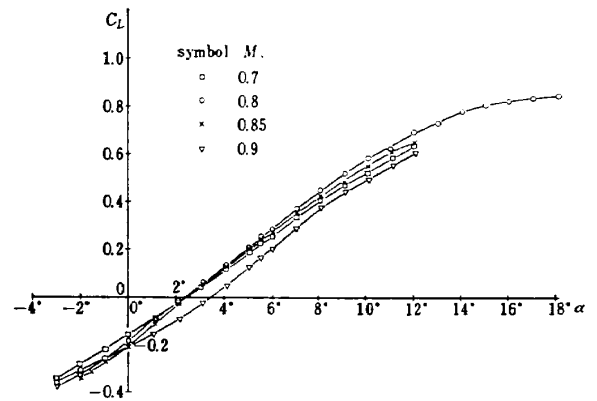


図 20 三分力特性, (a) 揚力曲線

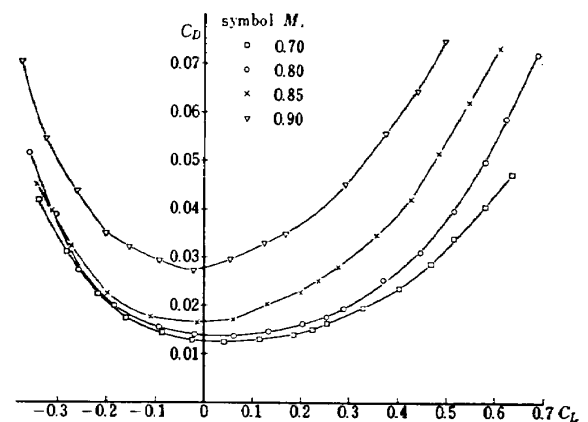


図 20 (b) 抵抗曲線

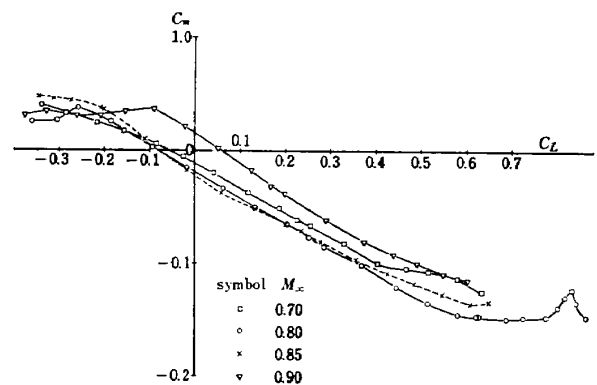


図 20 (c) ピッチングモーメント曲線

20(a)~(c) は、 $M_\infty = 0.70, 0.80, 0.85, 0.90$  のそれぞれにおける揚力係数  $C_L$ 、抵抗係数  $C_D$  およびピッチングモーメント係数  $C_m$  を示したもので、横軸は、揚力の場合は迎角  $\alpha$ 、抵抗およびモーメントの場合は揚力係数である。

図 20 によれば、 $M_\infty = 0.80$  までは、揚力曲線およびモーメント曲線の両者とも  $\alpha = 0^\circ \sim 8^\circ$  ( $C_L = -0.2 \sim 0.4$ ) の間でほぼ線形性を保つが、 $M_\infty = 0.85$  にな

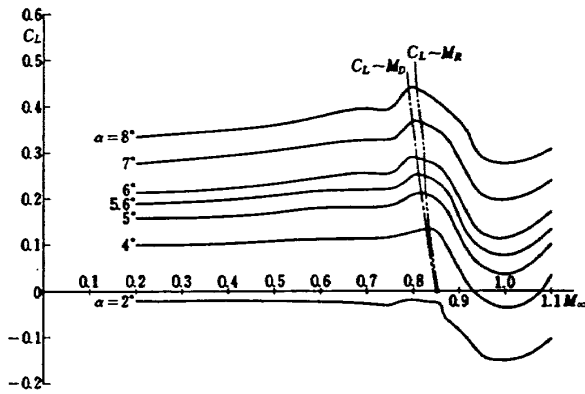


図 21 三分力の一様流マッハ数に対する変化 (a)  $C_L$

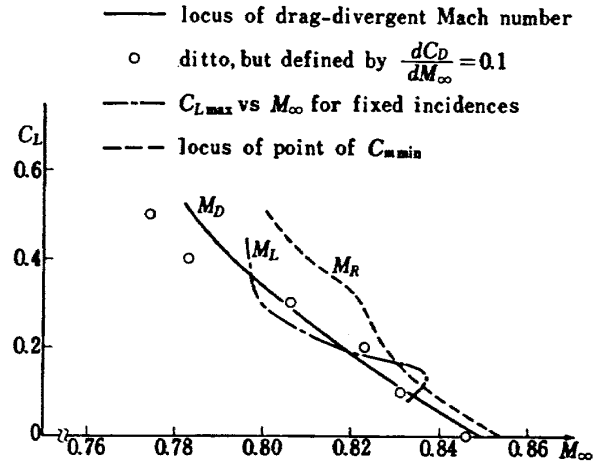


図 22 各種臨界マッハ数の揚力に対する変化

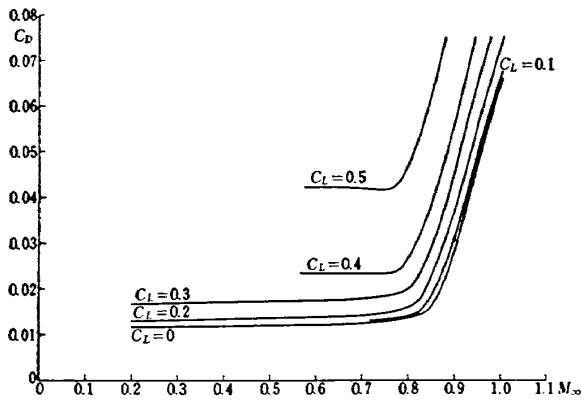


図 21 (b)  $C_D$

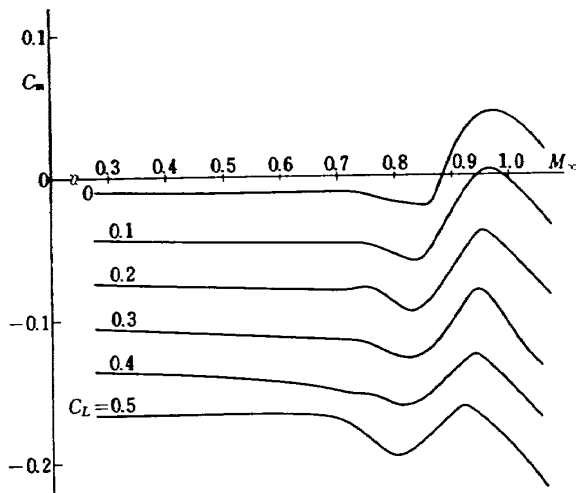


図 21 (c)  $C_m$

$M_\infty$  の変化に伴う三分力特性の変化を示したのが図 21 であって、(a) は  $\alpha$  を一定として  $C_L$  を、(b) と (c) は、 $C_L$  を一定として  $C_D$  および  $C_m$  をそれぞれ  $M_\infty$  に対してプロットしたものである。

三分力特性の  $M_\infty$  に対する変化を考えると、抵抗急増マッハ数 (drag-rise Mach number)  $M_D$ 、揚力発散マッハ数 (lift-divergent Mach number)  $M_L$  およびモーメント逆転マッハ数  $M_R$  は、それぞれ一つの区切りとして役に立つ。ここでは、 $M_L$  は、図 21 (a) における各曲線の上で  $C_L$  が極大になる点の  $M_\infty$  として、又、 $M_R$  は、図 21 (c) における各曲線の上で  $C_m$  が極小になる点の  $M_\infty$  としてそれぞれ定義する。 $M_D$  の定義は一般的に確立されたものがないようであるが、図 21 (b) を見ると、各曲線は平らな前半と急激に立上る後半との二つの部分から成るので、ここではこの二つの部分をそれぞれ適当な直線で置換え、その交点に対応する  $M_\infty$  によって  $M_D$  を定義した。又参考のため、各曲線上で  $dC_D/dM_\infty=0.1$  となる点の  $M_\infty$  を  $M_D$  とする評価法も試みた。ただし、この 0.1 という数字に特別な意味がある訳ではない。このようにして得られた  $M_L, M_R, M_D$  の  $C_L$  に対する変化を図 22 に示す。 $M_L$  は一点鎖線、 $M_R$  は破線、 $M_D$  は実線、 $dC_D/dM_\infty=0.1$  による  $M_D$  は○印である。

以下、図 21, 22 を参照しながら、三分力特性についてその特徴を述べてみよう。

### 5.3.1. 揚力特性

まず揚力係数の場合、図 21 (a) をみると、 $C_L$  は、 $\alpha=4^\circ$  以上ではどの迎角でも或る点まで  $M_\infty$  と共に増加するが、一般にその増加の大きさは、Prandtl-Glauert 法則で与えられる  $C_L=C_{L0}/\beta(\beta=\sqrt{1-M_\infty^2})$

るとこれが崩れ、 $M_\infty=0.90$  ではやや回復しているけれども  $M_\infty=0.80$  の場合に比べ線形性の成立する範囲が小さくなっている。これと対応して、抵抗曲線も  $M_\infty=0.85$  以上では形が歪んでくる。このような、

$C_L$  は非圧縮流中における揚力係数) よりも小さい。しかしながら,  $M_\infty$  が  $M_L$  に達する以前に  $C_L$  が急激に増大する点があり, これは迎角  $\alpha$  にあまり関係なくほぼ  $M_\infty=0.75$  前後である。この  $C_L$  の急な増大は, 翼上面における超音速領域の出現に関係していると考えられる。しかし, 例えば  $\alpha=5.6^\circ$  の場合, 5.1.1.1. で述べたように, STA 5 では  $M_\infty=0.73$  程度で超音速領域が現われており, 翼の外側では, 流れの発達は一般に STA 5 と平行であるか又はやや早く, 内側では STA 5 より遅い (例えば  $M_\infty=0.75$  における  $M_{max}$  は, STA 5 で 1.06, STA 6 で 1.02, STA 7, 8 で 0.99, STA 9 で 0.97 程度である) ので単純ではないけれども, 超音速領域の出現が直ちに揚力急増を招いている訳ではない。

この揚力急増はすぐに止まり,  $M_L$  からは,  $C_L$  は  $M_\infty$  の増加と共に減少する。揚力発散マッハ数は, 元来, 揚力係数が低速における値からマッハ数の増加と共に圧縮性の影響で増加するとき, 始めは非粘性的な圧縮性効果の評価式 (例えば Prandtl-Glauert 法則) に従って変化するが, やがて圧縮性効果と粘性効果との干渉が強くなると共にそれから逸れ始めるその点を示す指標なのであるが, 我々の場合, 前述のように,  $C_L$  の変化は Prandtl-Glauert 法則を下廻る大きさで, 通常非粘性的圧縮性効果評価式に従わず, かつ上述のような超音速領域の出現に伴う揚力急増およびそれに続く急減少があって,  $C_L$  は二次元翼型の典型的なパターンをとらない。そのため,  $M_L$  も上記のような意味で定義することができないので, 便宜上, 始めに述べた形でこれを定義した。この  $M_L$  も,  $\alpha=5^\circ$  以上では迎角にあまり依存せず, 図 22 にみられるように,  $C_L=0.2\sim 0.5$  の間では  $0.82\sim 0.79$  の範囲にあるが, 当然ながら, 傾向としては  $\alpha$  が大きいほど  $M_L$  は小さい。 $M_\infty$  が  $M_L$  を越えると, 迎角一定の状態で  $C_L$  は減少し, この性質は  $M_\infty=1.0$  前後にまで続く。 $M_\infty$  の増加に対する  $C_L$  の減少の割合が最も大きいのは  $M_\infty=0.90$  付近で, このマッハ数も, 又,  $C_L$  の減少が止むマッハ数も, 共に迎角にあまりよらない。

$M_L$  以上で  $C_L$  が  $M_\infty$  の増加と共に減少する理由は, 次のようなものと想像される。例えば図 13 を参照すると,  $M_\infty=0.80$  から  $0.85$  への翼上面圧力分布の変化は, 5.1.1.2. および 5.1.2. で述べたように, 加速領域では負圧が減少し, 揚力を小さくする向きに変化が生じている。一方, 衝撃波の位置は, STA 4 を除く各翼幅位置で後退しており, 加速領域の主流方

向の拡がりは大きくなっていて, これは揚力を増加させる向きに作用している。揚力の減少がこの二つの効果のバランスで説明できるかどうかは, 翼下面の圧力分布のデータがないので確かめることができないが, 加速領域での負圧の減少を生ぜしめたメカニズム, 即ち, 衝撃波と境界層の干渉のため翼後面における圧力回復が小さくなって後縁における静圧の低下を招き, その結果, 翼全体の循環 (に相当するもの) を減らす形で衝撃波上流の負圧を減少させるというメカニズム<sup>20)</sup>は, 翼下面に対しては流れを加速する形で作用し, 二次元翼の例では, このメカニズムによる作用のうち, 揚力減少に対する貢献度では, 翼下面に対する作用の方が上面に対するものより大きいことがある<sup>20)</sup>なので, 我々の場合も, 部分的にせよ, 同じような理由で全体としての揚力減少が生じているのではないかと考えられる。このような, 衝撃波・境界層干渉の揚力に対する adverse effect は, 二次元翼の場合は翼下面の衝撃波が後縁に達する (より正確には, 後縁の圧力を  $P_{T.E.}$ , 衝撃波直後の圧力を  $P_2$  とし,  $P_{T.E.} = (P_2)_{lower surface}$  となる) まで続くが, 我々の場合にもこのような判定基準が成立するかどうかはわからない。これに関連して, この adverse effect のなくなる点が, 前述のように, 迎角にほぼ無関係に,  $M_\infty\sim 1.0$  であるのは興味深い。

### 5.3.2 抵抗特性

次に抵抗係数の  $M_\infty$  に伴う変化を検討しよう。図 21 (b) によれば, 各曲線とも  $M_\infty=0.60$  ぐらいまでは横軸にほぼ平行に推移するが,  $0.60 < M_\infty < M_D$  の範囲の一樣流マッハ数に対しては,  $C_L$  の小さい場合と大きい場合とで,  $C_D$  の  $M_\infty$  に対する変化は異なった様子を示す。即ち,  $C_L \leq 0.3$  の場合,  $C_D$  は,  $M_D$  のやや手前で急に増加し始める以前にも  $M_\infty$  と共に少しずつ増加して, 所謂 drag creep の現象を見せるが,  $C_L=0.4$  の場合は, 急増の始まるまで平坦で,  $C_L=0.5$  になると, 急増の始まる前で  $C_D$  が  $M_\infty$  の変化に対し極小値をとるような形 (抵抗曲線における 'dip' の存在) となっている。この現象の生ずる理由は, 翼下面圧力分布のデータが無いこと, 翼上面圧力分布の測定において, dip の生ずる点の近傍における迎角および  $M_\infty$  の刻み方が十分こまかくなかったこと, などの理由のため明らかにはできなかったが, これに関連して, 翼上面圧力分布のデータから推定される事柄として次のようなものがある。

まず揚力係数  $C_L$  が  $0.3$  以下, 即ち迎角では  $\alpha \leq 6^\circ$  の場合を考えよう。例えば図 13 および図 17 に



示されるように、 $\alpha$  を一定として  $M_\infty$  を増していくと、圧力分布は、一般に負圧が翼の前縁近くで減少する一方、中央部分ではそれを埋合せる以上の増加が生ずるように変化する。一つの翼断面について、翼の縦座標  $z$  を横軸に、圧力係数  $C_p$  を縦軸にして得られた図形は、その断面の圧力抵抗を判断する上で便利なものであるが、上記の圧力分布の変化は、この図では推力を表わす所謂 suction loop を縮小させるものとして表現され、圧力抵抗の増大に寄与するものである。 $\alpha$  を一定として  $M_\infty$  を大きくしていくと、 $M_L$  に達するまでは  $C_L$  増加するから、 $C_L$  を一定として  $M_\infty$  を大きくしていく場合は、 $\alpha$  をそれに対応して小さくしていかなければならない。図 17 からも窺われるように、 $\alpha$  を小さくすることは翼前縁近傍の負圧の減少に大きく寄与するから、このためにも suction loop は小さくなる。

上記のような、翼の前方で負圧が減少し、中央部分で増加するという圧力分布の変化の、翼の抵抗に対する影響は、次のような面からも考えることができる。後に示す(図 25)ように、90% 弦長点(圧力測定孔の最下流点)における圧力係数  $C_{p0.9c}$  は、 $\alpha \leq 8^\circ$  では、どの翼幅位置でも、 $M_\infty$  が 0.80 に達する以前は、 $M_\infty$  の増加と共に殆んど不変か、或はやや上昇(正圧の増加)の傾向をもつから、一つの翼断面の中央部における負圧の増加は、そのまま翼後面における圧力勾配の増加につながる。翼面上の境界層は、後面の圧力勾配の大きさに殊の外影響され、例えば二次元翼の場合、同じ圧力上昇でも、翼前縁近くから長い距離ではあるが小さい圧力勾配の下に置かれるのと、前縁から中央部までは加速流でもその下流で大きい圧力勾配の下に置かれるのとでは、後者の方が境界層の発達が著しいのが一般であり、運動量厚および形状パラメタの値は大きくなる。これらが翼の抵抗を増加させる向きの変化であることは、二次元翼の場合、例えば Squire-Young の公式を参照すれば明らかであり、この公式の基礎にある流れの物理を考えると、同じ説明が三次元翼にも適用できることがわかる。

以上を要約すると、 $C_L \leq 0.3$  における drag creep の原因は、圧力抵抗の増加にある。この推定原因は、丁度裏返しにして、 $C_L = 0.5$  における抵抗曲線の dip を説明するのに適用される。即ち、この dip は圧力抵抗の減少によるものである。この推定を裏付けるデータの一例として、図 23 がある。これは  $\alpha = 10^\circ$  における圧力分布を、 $M_\infty = 0.70, 0.75$  の二つの場合について示したもので、翼幅位置は、STA 1, 2, 5, 8, 9

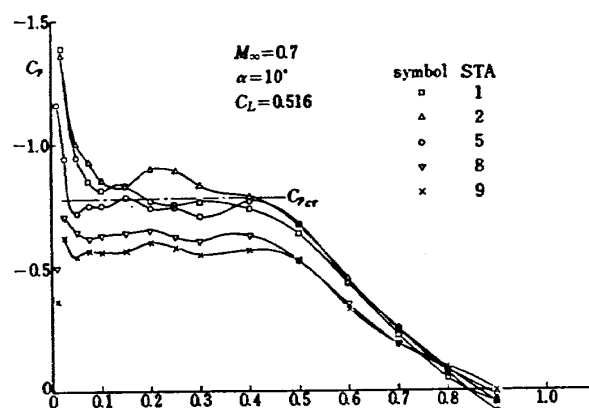


図 23 迎角  $10^\circ$  における翼上面圧力分布  
(a)  $M_\infty = 0.7$

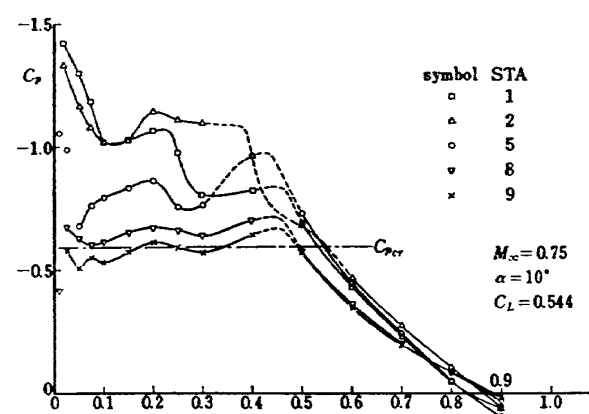


図 23 (b)  $M_\infty = 0.75$

の 5ヶ所である。この図によれば、 $M_\infty$  の増加と共に翼前方で負圧が減り中央部で増すという傾向が、翼内側では未だ僅かに残るが、翼の外側では、逆に翼前方の負圧が著しく増加し、suction loop を拡大する効果をもたらしている。 $C_L$  は図 23 (a) から (b) へ増加しているから、翼の外側におけるこの効果はその分だけ割引して考える必要があるが、このような変化が、翼全体の特性に良好な影響を与えていることは、 $M_\infty = 0.75$  で広汎な超音速領域が出現しているにも拘わらず、STA 5 から内側の領域における  $C_{p0.9c}$  が、 $M_\infty = 0.70$  から 0.75 へ若干上昇している事実から窺うことができる。

圧力抵抗には誘導抵抗が含まれ、これと、粘性に基づく圧力抵抗とは、その生ずる原因が、両者において内容の全く異なった流れの特性に基いているので、これまで述べてきた圧力抵抗の  $M_\infty$  に対する変化が、両者にどのように分担されているのかは興味のある問題であるが、翼下面の圧力分布のデータが無いので翼幅方向の揚力分布を知ることができず、従って誘導抵

抗の  $M_\infty$  に対する変化を評価することができないので、この問題は未解決のままである。

以上、圧力抵抗のマッハ数変化について述べてきたが、圧力分布の形からわかるように、この変化は翼幅方向に一樣に生じているのではなく、 $C_L \leq 0.3$  における drag creep および  $C_L = 0.5$  における dip の存在のいづれも、翼の外側における圧力分布の変化が支配的な影響を与えている。図 13, 14, 18, 23 の各々が示すように、 $M_\infty$  の変化に対する圧力分布の変化は、翼の内側で小さく、外側で大きいので、翼の空力特性のマッハ数に対する変化は、翼の外側部分の変化の様子でできてしまう形となっている。

さて、次に抵抗急増マッハ数  $M_D$  であるが、二次元翼の場合、これは、翼上の衝撃波が或る一定の状態に達するマッハ数と考えることができる(例えば roof-top 型の圧力分布をもつ翼型の場合には、よく知られた 'shock-at-crest' condition<sup>22)</sup>がある)。三次元翼の場合、一般に流れの発達が発達方向に異なるから、抵抗急増の現象についてはっきりした判定基準を得ることがむづかしい。我々の場合、明らかに云えるのは  $M_D$  についても翼の外側部分の流れの特性がそれをきめていると考えられることだけであるが、これだけでも、我々の採用した翼設計法の限界を指摘する一つの材料となる。即ち、 $M_D$  に関しては、翼の外側部分、特に翼端近くの形状を求めるものとしてはこの方法は不適当である。この、翼の外側部分の特性に関する議論を続ける前に、モーメント特性について簡単に検討する。

### 5.3.3 ピッチングモーメント特性

図 21(c) によれば、モーメント曲線は、 $C_L$  の値に関わりなく、 $M_\infty \sim 0.75$  までは平坦か僅かな頭下げの増加の傾向で推移するが、 $M_\infty \sim 0.75$  の近くから頭下げの傾向が強化され、 $M_\infty = M_R$  に到るまでそれが続く。この原因は、 $M_\infty = 0.75$  の前後から始まる翼上面の流れの急速な発達によるものと思われる。この発達は、これまで見てきたように、特に翼の外側部分の翼弦中央部分で著しく、そこにおける圧力中心を後退させ、揚力の増加と相俟って頭下げモーメントの増大に寄与する。

$C_m$  の  $M_\infty$  に対する変化の傾向の逆転が生ずるマッハ数  $M_\infty = M_R$  は、図 22 にみられるように  $C_L$  にかかなり大きく依存し、平均的には  $M_D$  とほぼ平行である。この  $C_m$  の逆転の生ずる原因を調べるため、逆転の生ずる前後の圧力分布を比較しよう。図 22 に示した  $C_L \sim M_D$  および  $C_L \sim M_R$  を図 21(a) にも描き

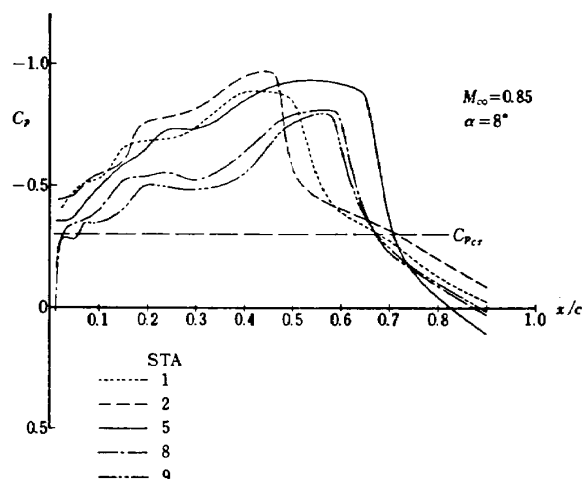


図 24 大規模な剥離領域をもつ流れの例

込んでおいたが、それによると、 $\alpha \geq 4^\circ$  では、例えば  $M_\infty = 0.80$  における圧力分布と  $M_\infty = 0.85$  におけるそれとが比べられる。この比較から、翼上面の圧力分布に関して次の二つの事柄が指摘される。

- (1) 翼の内側部分における上面の流れの発達(最大負圧の増加、衝撃波の後退など)が著しい。翼の外側部分の発達も勿論存在するが、 $M_\infty < 0.80$  における  $M_\infty$  の増大に伴う流れの発達に比べて著しい特徴は、この内側部分の発達の加速現象である(図 14 参照)。
- (2)  $\alpha \geq 6^\circ$  では、 $M_\infty = 0.80$  と  $0.85$  との間で、翼の外側部分に流れの崩壊(衝撃波による剥離流が翼の後縁を越えて wake の中にまで拡がるようになる)が生ずる。図 24 はそれを示す例で、図 18(e) と比較すると衝撃波位置、その下流の圧力回復の形、衝撃波直前の負圧の大きさなどにおける流れの特性の変化に著しい特徴がみられる。

さて、これらの現象が  $C_m$  の逆転を生ぜしめる原因となることは、次のように説明できる。

まず、翼の内側部分の上面における流れの発達は、後退角の存在のため、全翼に対しては頭上げモーメントの効果を生ずる。さらに、 $M_\infty \sim 0.75$  から始まる頭下モーメントの増加が、翼の外側部分の流れの発達によるものであると推定したが、丁度これと対照的なモーメントの変化が生じている訳である。より一般化して云えば、 $M_\infty$  の変化に伴う翼上の流れの発達が、翼幅方向に一樣でないことが、図 21(c) に示されるモーメント特性を生ぜしめる原因の一つになっていることになる。次に(2)に挙げた、翼の外側部分における流れの崩壊であるが、これはよく知られた翼端失速の現象であって、やはり、翼幅方向の流れの発達の非一

様性の現れと云える。しかし、これが、上記の、翼上面の圧力分布の変化と区別される点は、剝離流が翼後縁の下流にまで拡がるため、翼下面の流れも著しく変化し、モーメントに対する影響としては、むしろこの翼下面の流れの変化によるものの方が大きいという点にある。我々の場合、翼下面の圧力分布は測定していないから、この議論は具体的なデータの裏付けを欠くが、流れの崩壊が生じた後の翼上面の圧力中心はむしろ後退すること、二次元翼に関する実験事実<sup>20)</sup>、などから、この議論の妥当性が主張できる。

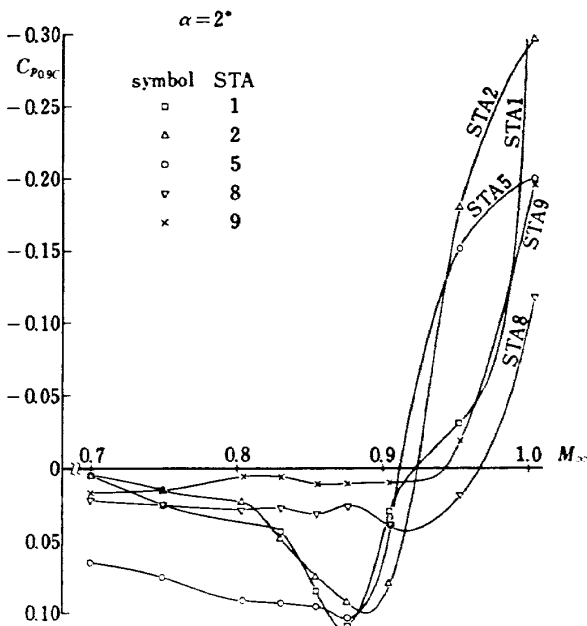


図 25 90% 弦長点における静圧の一樣流マッハ数に対する変化, (a)  $\alpha=2^\circ$

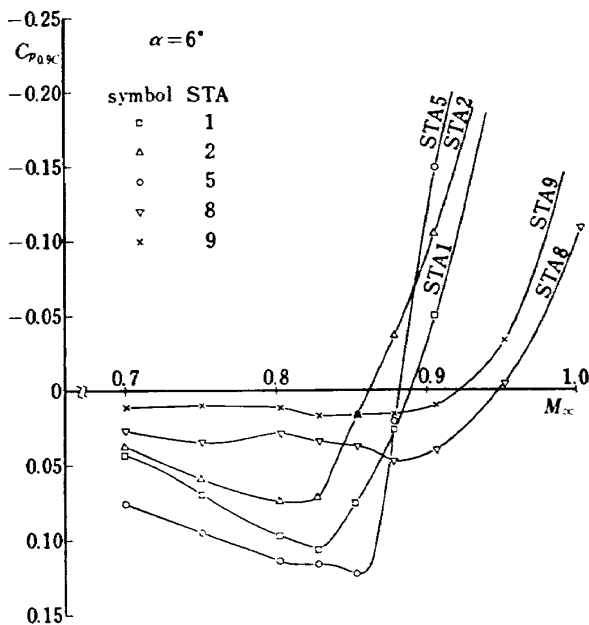


図 25 (b)  $\alpha=6^\circ$

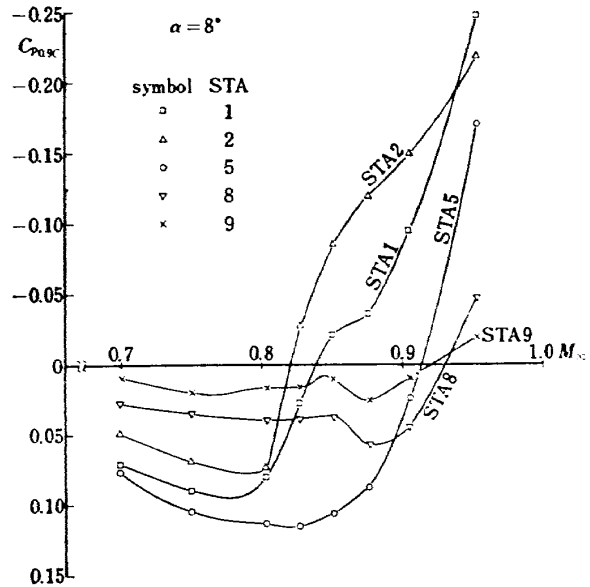


図 25 (c)  $\alpha=8^\circ$

5.1.1.2 で述べたように、この翼端失速の萌芽は、既に  $\alpha=5.6^\circ$  の場合の、上面圧力分布の  $M_\infty=0.80$  から 0.85 への変化の過程において現れており、迎角の大きい場合に限らず、例えば  $\alpha=2^\circ$  のような揚力が負の状態でも、マッハ数を大きくしていくとこの現象が生ずる。

### 5.3.4 流れの発達の際幅方向の非一様性

上に述べたような、 $M_\infty$  の増加に伴う流れの発達の際幅方向の非一様性をより明確な形で把握するため、図 25 を作製した。これは、STA 1, 2, 5, 8, 9 の 5ヶ所について、最下流に位置する圧力測定孔 (90% 局所翼弦長点にある) における測定値が  $M_\infty$  と共にどう変るかを示したもので、(a) は迎角  $\alpha=2^\circ$ 、(b) は  $\alpha=6^\circ$ 、(c) は  $\alpha=8^\circ$  の場合である。

これまで示した翼上面圧力分布の図から、少なくとも  $\alpha=2^\circ\sim 8^\circ$  の範囲では、この翼の各翼幅位置において、二次元翼に関して Pearcey, Osborne & Haines<sup>18)</sup> の云う model-A の流れ ( $M_\infty$  の増加に伴う翼上の流れの剝離の発生と成長が、衝撃波と境界層の干渉の直接の結果としてのみ生じ、後縁剝離は、もし存在したとしてもこれに関与しないような場合) に対応する流れの形が得られていることがわかるが、図 25 によれば、この剝離領域の発達が翼幅方向にどのように異なるかについての推定を得ることができる。図の各曲線が急に右上りとなる点 (point of pressure divergence) は、衝撃波による流れの剝離が 90% 弦長点にまで及んできた状態に対応すると考えられるが、図によれば、 $M_\infty$  を増加して行くとき、迎角の大

小に拘わらず、まず翼の外側部分がこの点に到達し、翼の内側部分は、外側部分よりずっと遅れることがわかる。(b) の  $\alpha=6^\circ$  は設計迎角  $5.8^\circ$  に極めて近い値であるが、設計マッハ数  $M_\infty=0.8$  では未だどの STA も pressure divergence を起しておらず、しかも、図 13 から推定されるように、設計点ではこの翼は未だ剥離領域をもっていないと考えられる\*。しかしながら、STA 1, 2 は  $M_\infty=0.83$  前後で pressure divergence を生じ、続いて  $M_\infty=0.86$  付近で STA 5 が同じ状態に達する。図 21 (a) によれば、 $\alpha=6^\circ$  の場合の  $C_L$  は、 $M_\infty=0.86$  で急激な減少を始めており、これは、衝撃波による剥離領域が翼面の半ば以上を占めるようになった状態に対応することがわかる。翼の内側の STA 8, 9 では、pressure divergence は更に遅れて  $M_\infty=0.88$  前後で生じており、迎角が  $8^\circ$  になってもこれはあまり変わらない。これに対し、翼の中央から外側では、迎角が大きくなると pressure divergence も早く始まる。前節の終りで、 $\alpha=2^\circ$  でも翼端失速の現象が生ずると述べたが、その根拠が図 25 (a) で、それによると、STA 5 から外側がほぼ同時に pressure divergence を経験し、翼の内側部分は相変わらず外側部分に遅れていることがわかる。

図 21 および 22 によって明らかなように、この翼は、設計マッハ数を超えると性能が急激に悪化する傾向をもつが、それは翼の外側部分の特性によってもたらされるものであることが以上で確かめられたことになる。これは、一つには、翼端部翼厚に関する Küchemann-Weber の設計方法が、設計点では良好な結果を与えた (5.2. 参照) もの、設計点よりマッハ数の大きくなった状態に対しては、殆んど有効性を持たなかったことを示すものであるが、図 25 において STA 5 における pressure divergence の STA 1, 2 に対する遅れが、 $\alpha=2^\circ$  では殆んどなく、 $\alpha=6^\circ, 8^\circ$  で約 0.03 と、比較的僅であることを見ると、基準断面として選んだ NACA 65<sub>1</sub>A 012 の特性にも原因の一半があると想像される。これに関連して興味のある事実は、流れの特性の悪化の始まる点が翼端ではなく、それからやや内側に入った位置にあることで、そ

の一例は既に示した図 19 (c) である。5.2 の、この図について議論を行なった部分で、 $M_\infty=0.80$  から  $M_\infty=0.85$  に変わる間の流れの崩壊が、まず STA 4 で生じ、 $M_\infty$  の増大と共にこれが翼の外側に伝播すると推定した。この推定は、図 13 に示した各翼幅位置における圧力分布の、 $M_\infty$  に対する変化の様子に基づいているが、90% 弦長点における圧力係数  $C_{p0.9c}$  の  $M_\infty$  に対する変化を見ると、STA 4 は、 $C_{p0.9c}$  が右上りになる  $M_\infty$ 。こそ STA 1, 2 とあまり違わないけれども、設計迎角以上の迎角ではその後の立上りが極めて急で、剥離領域の発達割合は STA 1~9 の間で最も著しいことが窺われるのである。STA 4 における主流方向断面の翼厚分布は未だ翼端の影響外にあって、STA 5 と同じである。それにも拘わらず、何故流れの特性の悪化がまず STA 4 で始まるかについては、5.2. で既に述べたように、今のところ不明である。

これまでは、 $M_\infty$  の増加に対する流れの発達の翼幅方向の非一様性を問題にしたが、 $M_\infty$  を一定にして迎角  $\alpha$  を大きくしていても事情は同じである。これについては 5.1.2. の後半で  $M_\infty=0.80$  の場合を検討したのでこれ以上の議論は行わないが、5.1.2. の最後に述べたように、図 18 (f), (g) によれば、 $M_\infty$  を一定にして  $\alpha$  を増加する過程でも、流れの特性の悪化が、STA 1 よりも STA 2 で先に生じている事実を再びここで指摘しておきたい。

流れの特性の悪化が、まず翼端に近い部分から始まることは、Küchemann-Weber の方法によって求められた翼厚分布の形状 (図 9 参照) を眺めるとき既に危惧されるのであるが、それは二次元翼断面としての特性を想像するからであって、所謂 kink effect が圧力分布にどのように影響し、従ってそれに対抗するためには翼断面をどのように変更しなければならぬかを考えると、少くとも非粘性理論の範囲内では、求められた形状は三次元翼として或程度妥当なものであると考えられる。粘性の効果を考えても、翼上の境界層は、何よりもまず外部流の圧力勾配に支配される訳で、翼面の形状の影響は二次的なものと想像される。ただ、翼面上に剥離流が生ずると、その分岐流線 (dividing streamline) の近傍における流速が超音速である場合は、剥離流の主流方向の拡がりや翼面の曲率に大きく依存するという議論もあり<sup>20)</sup>、又、spanwise drift に代表される三次元境界層の翼端附近における特性もあって、外部流の圧力分配だけが必ずしも支配的な要因ではないかもしれない。更には、境界層特

\* 我々の場合、90% 弦長点の下流に流れの剥離が存在するか否かは不明である。翼断面形や  $C_L \sim \alpha$  曲線などから想像すると、翼の外側部分、特に STA 2 から外側では、後縁剥離が存在する可能性は否定できない。しかし後縁剥離が存在するとしても、これが  $M_\infty$  や  $\alpha$  の増大と共に成長することはないと判断される。

性に関連して、この実験に特有のレイノルズ数（平均空力翼弦長 420 mm 基準で  $2.7 \sim 5.3 \times 10^6$ ）においてレイノルズ数効果がどのように現れるかという問題があり、我々の行った風洞試験結果から、Küchemann-Weber の翼厚分布計算法や薄翼理論による warping の設計法の有効さの程度を判定するためには、更に多くの理論的並びに実験的な検討を進めることが必要とされる。

#### 5.4 境界層強制遷移の状態における実験結果

我々の模型実験のように、翼上の流れの特性が、境界層や剥離流の性質に強く依存している場合には、レイノルズ数の変化に伴う流れの特性の変化、所謂 scale effect を適切に評価することが、実験結果を有用ならしめるための不可欠の前提となる。4. で述べたように、この実験でも scale effect を評価する一つの試みとして、全翼幅に亘ってカーボランダム粒子（サイズ # 80）を翼前縁の近くに接着し、翼上の大部分の領域、特に、粘性効果が重要性をもつ衝撃波の足許や翼後面において、十分に発達した乱流境界層を保證できるように計画したが、既に 4. でも述べたように、我々のやり方はやや行き過ぎ (overtripping) であったことが測定結果から窺える。その測定結果の一部を検討してみよう。

図 26(a)~(f) は、 $\alpha = 8^\circ$  の場合に、STA 2, 5, 8 について、自然遷移および強制遷移の条件下における圧力分布を比較したものである。まず (a) と (b) は、STA 2 についての比較であるが、これから明らかのように、強制遷移の場合は自然遷移のそれに比べ全体的に負圧のレベルが低く、衝撃波の位置は前進し、衝撃波下流の圧力回復の割合が劣化している。このような違いは、STA 5 に関する (c) と (d) および STA 8 に関する (e) と (f) との比較からも例証されるように、翼全体について存在するものであるが、相違の大きさは翼端から翼の内側に向かって減少する。このような、一つの翼断面全体に係る相違の外に、ラフネス自体による局所的な影響が強制遷移の場合に現われている。即ち、図 26(b), (f) における 5% 弦長点を中心とした圧力分布の凹みである。STA 5 (図 26(d)) ではこのような凹みが存在しないが、これはラフネスとして用いたカーボランダムの密度が翼幅方向に一様でなく、例えば STA 2 や 8 では局所的な影響を顕著に与える程に密度が大きすぎたが、STA 5 の付近ではそのような行き過ぎにならなかったことによると想像される。

さて、翼断面全体に亘る圧力分布の特徴の差の生ず

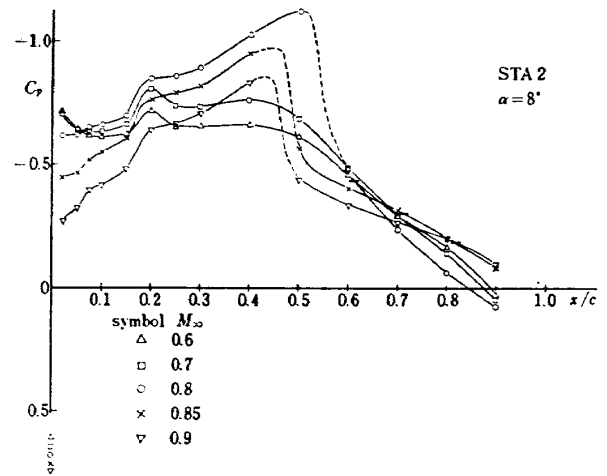


図 26 自然遷移及び強制遷移の号件下における圧力分布, (a) STA 2, 自然遷移

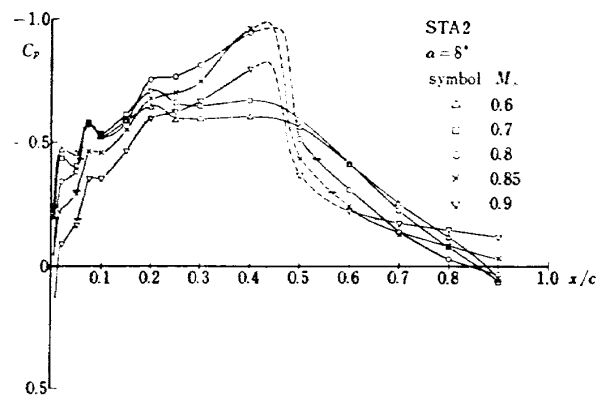


図 26 (b) STA 2, 強制遷移

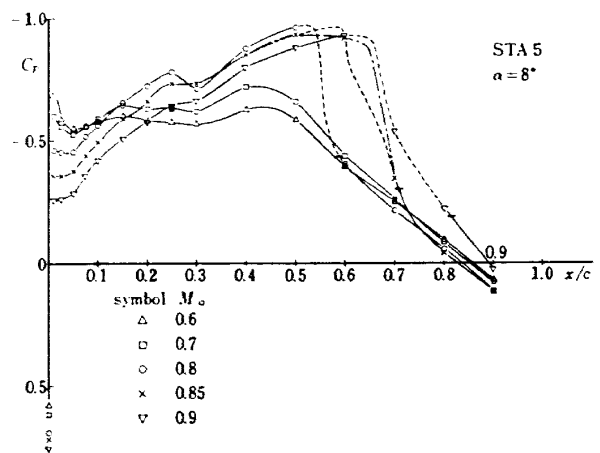


図 26 (c) STA 5, 自然遷移

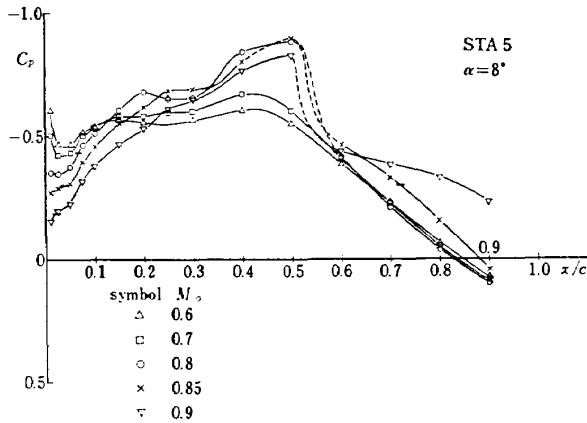


図 26 (d) STA 5, 強制遷移

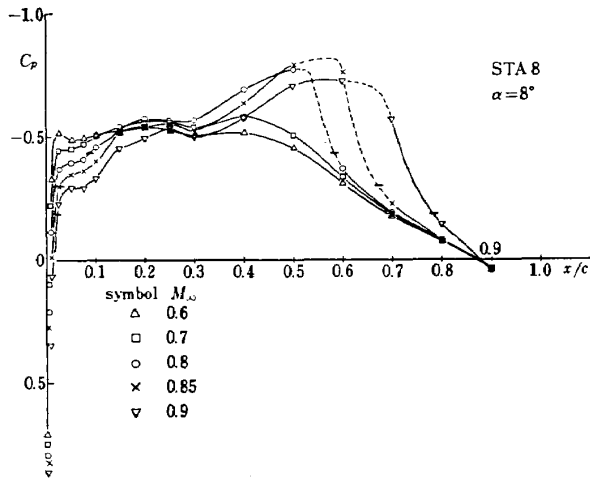


図 26 (e) STA 8, 自然遷移

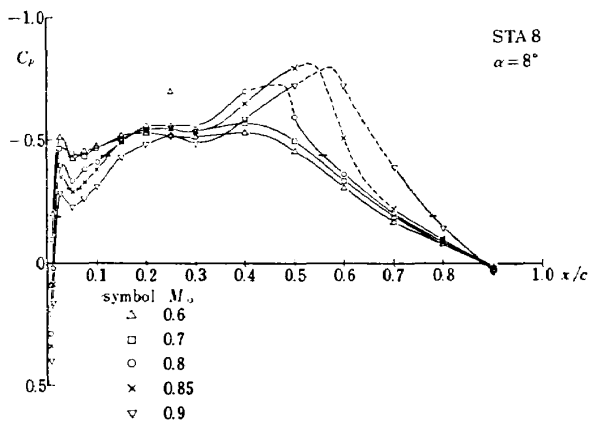


図 26 (f) STA 8, 強制遷移

る理由を考えてみると、まず負圧のレベルの違いは次のように考えられる。これに基く揚力の差を考えると、翼下面の圧力分布が不明のため各翼幅位置における断面揚力係数は求められないが、全翼の揚力係数をみると、例えば  $M_\infty=0.60$ ,  $\alpha=8^\circ$  の場合、自然遷移の状態では  $C_L=0.380$  (図 21 (a)), 強制遷移の状態では  $C_L=0.325$  (図 28 (a)) で、一方揚力傾斜は、自然遷移の条件下で  $C_{L\alpha}=3.87/\text{rad.}$  (図 30) であるから、揚力の差を迎角の差に換算すると約  $0.014 \text{ rad.}$ , 即ち約  $0.8^\circ$  となる。仮りに揚力の減少が翼幅方向に一樣に生じており、揚力傾斜も一樣であるとする、各断面で、有効迎角が強制遷移の状態では自然遷移の場合に比べ約  $0.8^\circ$  小さくなっていることになる。この有効迎角の減少の理由の一つとして、設定迎角の相違が挙げられるが、これは高々  $0.2^\circ$  と見積られ、割合としては小さい。より大きな割合は、むしろ境界層の排除効果によるのではないかと考えられる。翼上面の境界層の肥厚は、外部流に対して、翼の迎角が減少し、かつ翼の後面で負のキャンパが増加したのと同じ効果を与える。以下に述べるように、自然遷移の状態では、境界層は最大負圧点の近くまで層流を保つと考えられるので、自然遷移状態に比べ強制遷移状態では、翼後縁における境界層排除厚が翼弦長の 1% 程度増加していることは十分考えられるが、この 1% は、設定迎角の誤差分を差引いた有効迎角変化分の残り  $0.6^\circ$  の半ば以上に相当する。

この負圧のレベルの差は、例えば図 26 の  $M_\infty=0.70$  の場合には STA 2 で  $\Delta C_p=0.09$ , STA 5 で  $\Delta C_p=0.05$ , STA 8 で  $\Delta C_p=0.02$  と、翼端から翼根に向って小さくなるが、これに対しては、境界層の三次元性の外に次のような理由が考えられる。それは、上に述べた、自然遷移と強制遷移との状態における翼後面境界層排除厚の差が翼の外側ほど大きくなることで、その原因は二通りある。一つは強制遷移の場合、ラフネスの大きさが翼幅方向に変わらないのに、翼弦長に基くレイノルズ数は翼端に向って小さくなり、ラフネスに基く翼後面境界層の肥厚は翼端に近づく程翼弦長に対して大きくなることで、第二は、自然遷移の場合に境界層の遷移点が翼端から翼根へ向って前方へ移動し、一つの翼断面における乱流境界層の割合が翼根に近いほど大きくなるため、強制遷移の効果が翼根に近いほど相対的に減少することである。翼根部では、風胴床面に沿う境界層の影響で、翼上の境界層は早くから乱流化し、翼根から離れるに従ってその傾向が減少すると考えられるが、この風胴床面の影響が翼幅方

向にどのように減衰していくかは明らかでない。mid-semispan の STA 5 は既にこの影響外にあると想像され、STA 5 から外側の領域における 負圧のレベルの差の翼幅方向の変化は、上に述べた有効レイノルズ数の減少や、ラフネス密度の不均一性、境界層の三次元効果などによって現われているものと思われる。

次に、衝撃波の前方移動と、衝撃波下流の圧力回復の割合の劣化であるが、レイノルズ数を同じにしたままで強制遷移させるとこのような変化の生ずる場合があることは、既に数多く観察されている<sup>23)</sup>。これは、自然遷移に比べ強制遷移の場合は、翼後面の乱流境界層において厚さが増し速度分布が瘦せて、adverse pressure gradient に対抗する力が弱くなっているためである。この強制遷移の条件下における流れと、実機に対応するレイノルズ数 ( $10^7 \sim 10^8$ ) での自然遷移の条件下における流れとを比較すると、遷移位置は大きく違わないとしても、レイノルズ数が大きくなれば、翼後面で adverse pressure gradient に対抗する力は強くなり、従って衝撃波は後退し、その下流の圧力回復の割合は増加すると考えられる。この動きは、我々の実験における強制遷移の条件から自然遷移の条件下への動きと同じ向きであるから、今度は自然遷移の条件下における実験レイノルズ数と実機レイノルズ数の場合との比較が問題となる。既に 5.1.1.2. で述べたように、自然遷移の条件下における我々の実験では、衝撃波による流れの剥離が存在する場合の中には層流剥離→乱流再附着の過程を辿るものがあると推定され、我々の実験レイノルズ数は、所謂 adverse scale effect の生ずる領域に属していると思われる。この推定が正しいとすれば、実機に対応する値にまでレイノルズ数を増加しても、それに伴う流れの特性（衝撃波位置やその下流の圧力回復の割合など）の変化は単調でない<sup>24)</sup>ので、例えば実機における衝撃波下流の圧力回復の割合は、自然遷移の条件下における我々の実験結果よりも良くなるだろうとは必ずしも期待できない。この問題の解決のためには、実機レイノルズ数における翼後面境界層の状態の模倣が必要となるので、4. でも述べたように、例えば衝撃波の直前で始めて乱流となるような強制遷移の条件下における測定データが有意義なものとなる。

上に述べた、層流剥離→乱流再附着の過程が存在するという推定は、文献 23 に記述されている実験事実や、我々の実験における衝撃波下流の圧力回復の特徴と以下に述べるような衝撃波前後の圧力分布の形、などに基くものであるが、これらはいずれも直接の証拠

となるものではない。この推定を確かめるためには遷移点に関する測定を行うのが最も妥当であるが、強制遷移の条件をいろいろに変えて圧力分布を測定したデータも大いに有用であると思われる。

図 26 (c) は図 17 (e) と同じものであるが、この図で  $M_\infty=0.85$  (× 印) の圧力分布の形に破線と一点鎖線の二通りを示してある。これは、5.1. の冒頭に述べたように、圧力測定孔の間隔が大き過ぎて圧力計測点のつなぎ方が一義的に行えないためであるが、与えられたデータの範囲内で最善を尽くすため、図 26 (c) の  $M_\infty=0.85$  の場合を例にとり、どのような形が真実に近いかを考えてみよう。この場合、問題は 50% 弦長点と 70% 弦長点とに挟まれた領域であるが、基本の論点は、60% 弦長点における圧力係数が 50% 弦長点のそれに比べて負圧として減少している（圧力が上昇している）事実の解釈であって、これには二通りの説明が考えられる。一つは、60% 弦長点で衝撃波（の主肢）による圧力上昇が既に始まっているとするもの、他は、50% 弦長点から 60% 弦長点への圧力上昇は、衝撃波の前肢（50% 弦長点前後にあると推定される）附近から始まる層流剥離領域内の緩やかな圧力勾配によるもので、従って、衝撃波の主肢は 60% 弦長点より後方にあるとするものである。前者に従えば圧力分布は破線のようになり、後者に従えば一点鎖線のようになる。いずれが真実に近いかを判定する極め手はないが、衝撃波（の主肢）が 60% 弦長点より後方ではないと仮定すると、この場合の圧力分布は、70% 弦長点以降とつながりの上で、図の破線のように 60% 弦長点と 70% 弦長点との間で流れの剥離および再附着があるような形となってしまう、音速点が 70% 弦長点より下流であるから、二次元流れについての Pearcey の議論<sup>20)</sup>などを参考にすると、この考え方にはやや無理があると思われる。これに対し、境界層は 50% 弦長点附近まで層流で、衝撃波との干渉の結果層流剥離を生じ、その主肢の下流で乱流境界層として再附着するという解釈は、70% 弦長点以降の急な圧力上昇も無理なく説明するので、妥当性がやや大きいと想像されるのである。

以上の議論は、図 13 (g), (h), (i) の  $M_\infty=0.90$  の場合にも適用できるが、しかしこの場合は翼根部では遷移点が進んでいるとする考え方と調和しないことになり、判断に迷うところである。図 13 (g), (h) における  $M_\infty=0.90$  の場合は、前後のマッハ数における圧力分布の形との関連や音速点の位置などから判断すると、破線の方がむしろ真実の形に近いのではないかと

思われる。

図 26 に例証される強制遷移の最も重大な効果は、既に述べたように、翼後面における圧力回復の割合を小さくすることで、これは当然ながら翼上の流れの  $M_\infty$  に伴う発達の数にも影響してくる。それを示す例として図 27 がある。これは強制遷移の条件下における 90% 弦長点の圧力係数  $C_{p0.9c}$  の  $M_\infty$  に対する変化をプロットしたもので、自然遷移の条件下における図 25 (b) に対応する。これら二つの図を比較してみると、翼内側の STA 8, 9 では  $C_{p0.9c} \sim M_\infty$  の曲線の形および pressure divergence の生ずる  $M_\infty$  の値  $M_{\infty p.d.}$  に目立つほどの変化はないが、STA 5 から外側では、強制遷移の場合、STA 1, 2, 5 の間の各マッハ数における  $C_{p0.9c}$  の値の相違は小さくなり、 $M_{\infty p.d.}$  が STA 1, 2, 5 揃ってほぼ 0.02 小さく、かつ  $M_{\infty p.d.}$  のあとの  $C_{p0.9c}$  の立上り方がゆるやかとなっている。このような、STA 1~5 と STA 8, 9 との差は、既に述べた、各翼幅位置における自然遷移点の非一様性、翼弦長基準レイノルズ数の翼幅方向の変化、などによって定性的な解釈を与えることができる。特に、STA 8, 9 で  $C_{p0.9c} \sim M_\infty$  の曲線の形や  $M_{\infty p.d.}$  が自然遷移と強制遷移とであまり変わらないことは、自然遷移の条件下でも翼根部では風胴床面に沿う境界層の影響で早くから乱流化しているという推定を支持する一つの傍証となる。

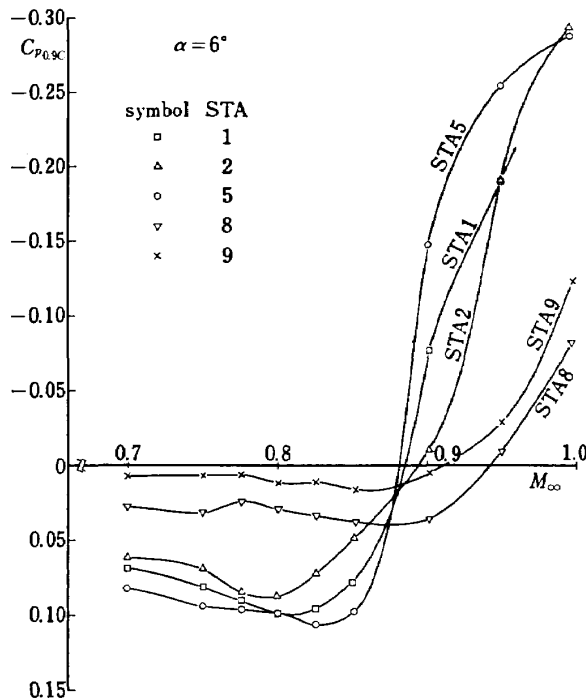


図 27 強制遷移の条件下における  $C_{p0.9c}$  の  $M_\infty$  に伴う変化

前に、圧力分布の局所的な変形に関連して、カーボランダム粒子密度の翼幅方向の不均一性を述べたが、図 27 によれば  $C_{p0.9c}$  に対してはこれの与える影響はむしろ小さいようである。それは、自然遷移と強制遷移の間での  $C_{p0.9c} \sim M_\infty$  曲線の形の変化および  $M_{\infty p.d.}$  の変化が、STA 5 および STA 8, 9 ではほぼ同じであることから推定される。

最後に、強制遷移の条件下における三分力特性を図 28 に示す。自然遷移の場合に比べ、揚力は (同じ迎角に対して) 小さく、抵抗は (同じ揚力に対して) 大きくなり、場合によっては drag creep が著しい。縦

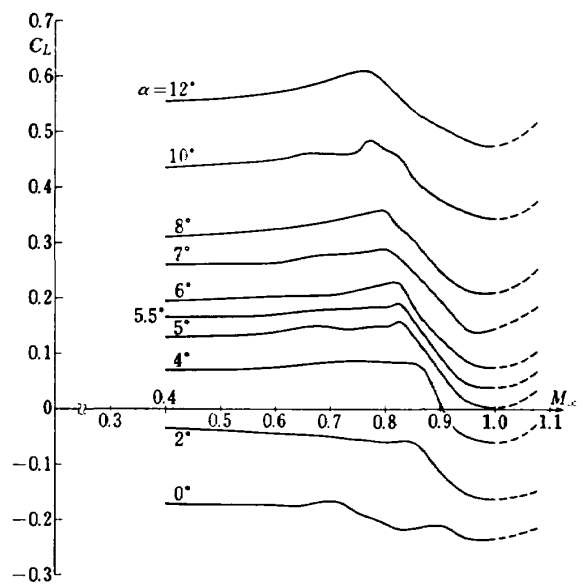


図 28 強制遷移の条件下における三分力 (a) 揚力

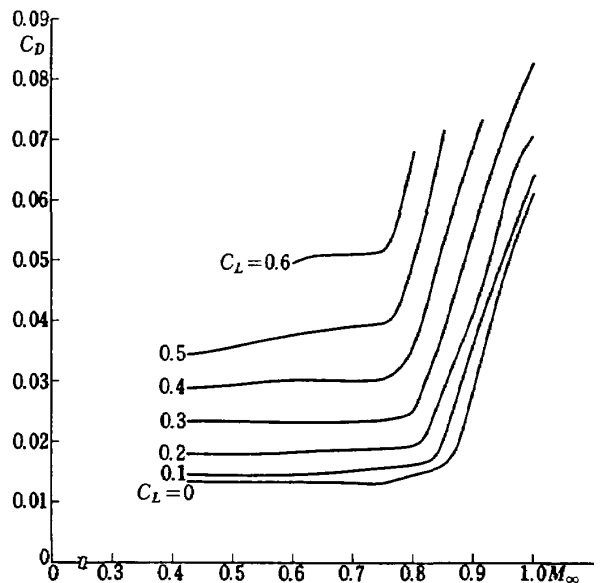


図 28 (b) 抵抗



jet boundary) の場合に近い<sup>25)</sup>ので、干渉効果としては有効迎角に対するもの(upwash interference)が量的に主要部分を占めると想像される(模型の阻塞比は高高 1.5% である)が、上記負圧のレベルの低下の順序は、閉鎖壁境界から自由噴流境界に移る間の変化の順序と一致している。又、図 29 において、状態 (4) に対する  $\Delta C_p$ (○印) と、状態 (1) (四壁閉鎖) において迎角を  $1^\circ$  減少させた場合の  $\Delta C_p$ (▽印) とを比べると、弦長方向の変化の上で全体的に似た傾向を示し、20% 開孔比の影響が、有効迎角の変化と或程度同じ内容を含むことが示唆されるが、これだけで説明しきれない事実も又明らかである。状態 (1) と対照的に、状態 (2) や (3) では、 $\Delta C_p$  は迎角変化による  $\Delta C_p$  とは大きく異なる形をしており、upwash interference とは別の干渉効果が少なくとも同程度の比重をもって寄与していることが想像される。

図 29 は、壁面の状態が翼上の圧力分布に及ぼす影響を示す一例であるが、これによっても例証されるように、我々の実験の場合壁干渉効果は重大であると云わねばならない。例えば四壁 20% 開孔比(実験における標準の壁面条件)における  $\Delta C_p$ (図 29 ○印) と四壁閉鎖での迎角変化による  $\Delta C_p$ (▽印) とを比較すると、大まかに云って前者は後者のほぼ 2 倍に及ぶ大きさを持ち、従って、状態 (4) と (1) との差は、状態 (1) における  $2^\circ$  の迎角変化分にも相当すると云える。設定迎角は  $6^\circ$  であるから、この  $2^\circ$  を (1) と (4) で等分に分担する\* と仮定しても、補正量は 20% 近くに達することになる。

図 30 は、壁干渉効果を揚力の面からみたもので、四種類の壁の状態の各々について、一様流マッハ数  $M_\infty$  に対する揚力傾斜  $dC_L/d\alpha$  の変化を示したものである。参考のため、自然遷移の条件下で四壁とも 20% 開孔比の場合のデータを併示した。この図によっても、壁面の状態が翼の空力性能のデータに及ぼす影響の大きいことがわかる。例えば、 $M_\infty=0.70$  のとき、状態 (4) における  $C_{L\alpha}=dC_L/d\alpha$  は、状態 (1) の場合の 0.77 倍でしかない。状態 (2) および (3) は、図 30 においても状態 (1) と (4) との中間に位置するが、図 29 の場合に比べると状態 (4) の方により接近している。状態 (2) は状態 (3) に比べ状態 (1) により

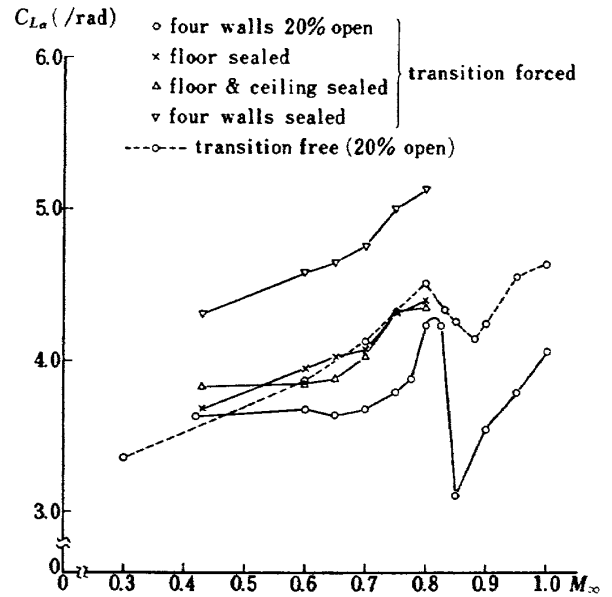


図 30 風胴壁開孔度の変化に伴う揚力傾斜の変化

近い筈で、図 29 では確かにそのようになっているが、図 30 では  $0.6 \leq M_\infty$  の領域で (3) の方が (1) に近くなっている。これが単にデータ処理上の理由によるものか、或は本質的な理由によるのかはこれまでのところ不明である。

前節で、強制遷移の条件下における揚力が自然遷移の条件下におけるそれよりも小さくなることの原因の主なものとして、乱流境界層の排除効果の増大に基づく有効迎角の減少を挙げたが、図 30 によれば、この効果に対して、風胴壁干渉効果に基づく有効迎角の減少は少なくとも同程度の大きさをもつと想像される。 $C_{L\alpha}$  に対する風胴壁干渉効果の主たるものは、有効迎角の変化を通して現れると考えられるからである。従って、少なくとも  $2\text{m} \times 2\text{m}$  遷音速風胴のハーフモデルカートを用いて行われた実験に関する限り、壁干渉効果はレイノルズ数効果に劣らない影響をもつものと云える。この問題の解明も、レイノルズ数効果の問題と同じく今後に残された課題である。

## 6. 結 語

高亜音速輸送機に用いられるような後退翼の設計法の精度を、風胴試験により実験的に検証することを試みた。そのため、これまでに開発された後退翼設計法の主なものについて、その基本思想、理論の内容、設計方法の特徴、などを概観し、次にそれを用いて具体的な翼模型を設計・製作し、風胴試験を行なって設計目標が実際にどの程度実現されているかを検討した。

\* 閉鎖壁境界と自由噴流境界とは、upwash interference において相反する符号をもつが、その絶対値は測定部断面形、翼上の翼幅方向の揚力分布の形、マッハ数その他に依存し、両者必ずしも等しくはない。

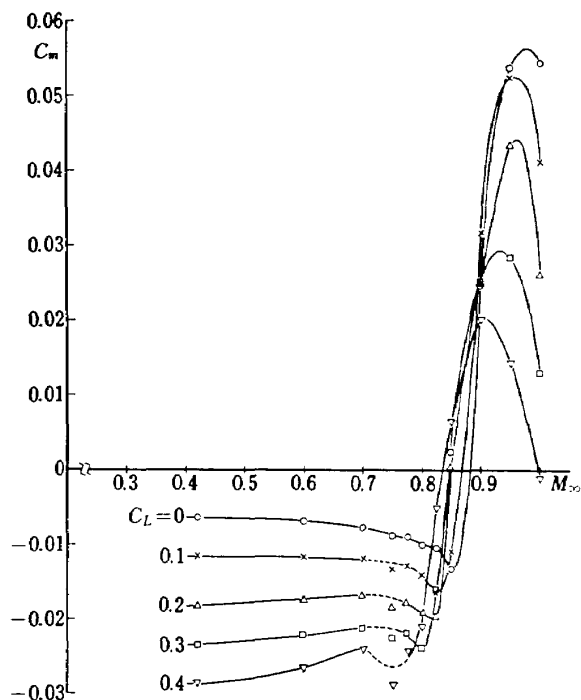


図 28 (c) ピッチングモーメント

揺れモーメントの場合，図 21 (c) と図 28 (c) とで縦軸の尺度が異なるのは，データ処理時の事情でモーメント基準点が異ったことによる。

三分力に関する議論は，自然遷移の場合について 5.3. で行なった議論とほぼ平行にすすめられるのでここでは省略する。

5.5. 風胴壁の干渉効果

実機との対応において風洞試験を考える場合には，実機のまわりの流れの条件と風試におけるそれとの間の異同を明らかにし，条件に相違するものがある場合はそれに対する補正を考えなければならない。一般に観察される相違条件の主なものとして，前節に触れたレイノルズ数効果と並んで大きな影響をもつものに風胴壁干渉効果がある。

我々の実験の主目的は理論の検証にあるので，風胴壁干渉効果を量的に把握することは必ずしも必要でなかったが，副目的として，この実験を利用して壁干渉効果に関するデータを採取したところ，この効果が予想外に大きいことを見出したので，その概略を述べておくことにする。

我々の実験に用いた 2m×2m 遷音速風洞ハーフモデルカートは，四壁とも 20% 開孔比の多孔壁 (perforated wall, 孔径 12mm, 壁厚 12mm) であって，翼模型の取り付けられた風洞床面の直径 740mm の円形部分のみが閉鎖壁 (closed wall) を構成している。

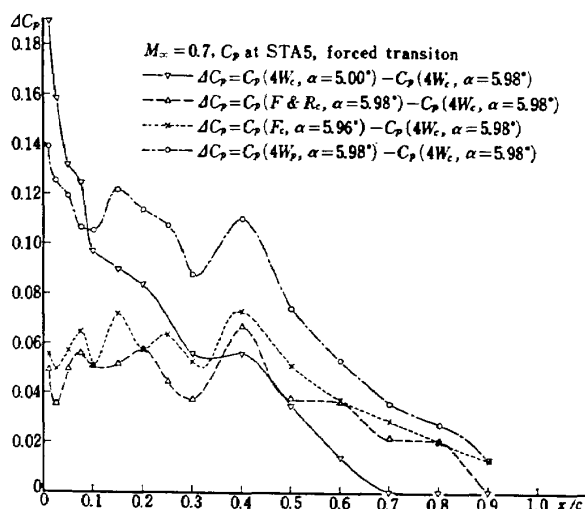


図 29 風胴壁開孔度の変化に伴う翼上面圧力分布の変化

この風胴壁の開孔度が実験データにどのように影響するかを調べるため，境界層強制遷移の条件下で行なった後半の実験において，風胴壁内面にテープを貼り付けて開孔部をシールし，壁面の状態を次の四通りに変えた場合の三分力及び翼上面静圧分布の変化を求めた：

- (1) 四壁ともシール (4W<sub>c</sub>),
- (2) 模型の取り付けられている床面と，それに向い合う壁 (天井) とをシール (F & R<sub>c</sub>),
- (3) 床面のみをシール (F<sub>c</sub>),
- (4) 四壁ともシールせず (4W<sub>p</sub>).

図 29 は圧力分布の測定結果の一例で，一様流マッハ数  $M_\infty=0.70$ , 迎角  $\alpha=6^\circ$  の場合に，mid-semispan (STA 5) における圧力分布の，壁の状態による変化分  $\Delta C_p$  を示したものである。 $\Delta C_p$  は，状態 (1) (四壁ともシール) における圧力係数を基準にとり，他の状態における圧力係数とこの基準値との差で与えられる。図 29 において，状態 (2) に対する  $\Delta C_p$  は  $\Delta$  印をつなぐ破線で与えられ，状態 (3) のそれは  $\times$  印をつなぐ点線によって，又，状態 (4) の  $\Delta C_p$  は  $\circ$  印をつなぐ一点鎖線によって，それぞれ表現されている。更に，壁干渉量の大きさおよび傾向を考える基準として，状態 (1) において迎角を  $1^\circ$  減少させた場合の圧力変化  $\Delta C_p$  を， $\nabla$  印をつなぐ実線によって示してある。

図 29 は，状態 (1) の場合に負圧のレベルが最も高く，状態 (2), (3), (4) の順序でそれが低下していることを物語る。他風洞の例によれば，20% 開孔比の多孔壁は，風胴壁干渉の観点からすると自由噴流境界 (open-

結果の主なものは次の通りである。

1. 設計条件は一樣流マッハ数  $M_\infty=0.8$ , 翼厚比 12%, 揚力係数  $C_L=0.3$  で, この状態では翼上の流れの一部に超音速領域の出現することが当初から予想された。一方, 設計法は亜音速理論に基くので, 設計条件では設計法の精度が著しく低下する可能性は少なくなかったが, 実験結果によれば, 設計条件で流れは確かに超音速領域を含む(所謂超臨界流れとなる)にも拘わらず, 設計目標は予想外によく実現されている。

2. 設計目標の一つは, 翼上面圧力分布の翼幅方向の一樣性を保つことであるが, これは, 翼上到達所亜音速(亜臨界)流れの状態から設計条件程度の超臨界流れの状態まで, 翼根部及び翼端部を除いてはほぼ実現されている。翼根部及び翼端部で目標が十分に達成されなかった原因の主なものは, 翼厚設計法の不備にあると考えられる。

3. 設計目標の他の一つは, 各翼幅位置における翼弦長方向の圧力分布の形であるが, これは, 亜臨界流れでは, 目標値と実現値の差が理論の近似度から予測される範囲に止まっており, しかも, この差について, 翼前縁近くでは薄翼理論の近似性, 翼弦中央では圧縮性効果評価法の限界, 翼後面では粘性の影響と, それぞれ主たる原因を区別することができた。超臨界流れでは, 圧縮性評価法において無視した非線形性の影響が特に卓越するようになり, 圧力分布の実現値は最早目標値とは似ても似つかぬものとなる。

4. 設計条件以外における流れの状況について, 一樣流マッハ数が設計値の 0.8 よりも小さい場合は, 迎角が  $8^\circ$  以下である限り翼の空力性能に著しい影響を与えるような変化は現れない。これに反し, 一樣流マッハ数が 0.8 を越えると, 衝撃波による剥離流の拡がり急速に進み, 翼の性能の低下をもたらすに至る。

5. 設計迎角の近くでは, この剥離流の拡がり, まず  $M_\infty=0.83$  前後で 70% 半翼幅点の附近に始まり,  $M_\infty$  又は迎角の増加と共に翼のその外側部分に伝播していく。50% 半翼幅点より内側, 特に翼根に近い部分では, 衝撃波による剥離流の発生, 成長は, 翼の外側部分に比べかなり遅れる。

6. 上記のような, 流れの発達における翼幅方向の非一樣性は, 主として翼厚分布に由来すると思われるが, 翼の warping を求めるのに用いた薄翼理論の精度が翼根及び翼端に近づくほど低下すること, 半割模型による実験であるため翼根部における流れの条件が

設計理論に仮定された対称面の条件を必ずしも満していないこと, などの原因も小さからぬ寄与をしているものと想像される。

7. 翼模型の上に実現された流れは文献 16 に云う model-A に属するものと考えられる。従来<sup>25)</sup>の説によれば, この場合レイノルズ数効果の影響は比較的小さく, しかも強制遷移の手段によってこの影響を評価することができるかとされている。我々の場合はしかしながら, 翼の上の流れの特質及び実験レイノルズ数の組合せが丁度所謂 adverse scale effect の現れる範疇に属するものと考えられ, 単純な強制遷移の手段のみではレイノルズ数効果の判定は困難であると想像される。事実, 強制遷移の条件下と自然遷移の条件下におけるデータの比較に見出された大きな差は, 一部は over-tripping の責に帰せられるが, 衝撃波位置やその下流の圧力回復の割合などの重要な特性においては, 本質的に Reynolds-number simulation の困難さを告げるものである。

8. 我々の実験において副次的に風洞壁干渉効果を調べた。即ち, 風洞測定部壁面をテープでシールすることにより測定部開孔比を変え, それが翼の空力的データにどのように影響するかを観察した。その結果, 2m×2m 遷音速風洞のハーフモデルカートにおいて, 少なくとも大きさが  $B/2 < s$  ( $B$ : 測定部幅又は高さ,  $s$ : 半翼幅) であるような翼模型を実験する場合には, 風洞壁干渉効果が無規できない大きさとなることがわかった。

本報告に記述された風洞試験は, 著者達のみならず, 空気力学第二部遷音速風洞計測室, 第一及び第二制御室に所属する人々の共同作業として遂行されたものである。これらの人々のうち, 特に第二制御室の三堀進技官, 計測室の鈴木弘一技官及び小國保男技官の協力に負う所が大きかったことを記しておきたい。

## 記 号

- $c$ : 翼弦長
- $C_D$ : 抵抗係数
- $C_L$ : 揚力係数
- $C_m$ : ピッチングモーメント係数
- $C_p$ : 圧力係数
- $C_{p,2D}$ : 二次元翼上の圧力係数
- $C_{p,0.9c}$ : 90% 弦長点における圧力係数
- $C_{p,A}$ : 後退角  $A$  をもつ infinite sheared wing の上の圧力係数
- $C_R$ : 翼根翼弦長

- $l(x, y)$ : 翼上の点  $(x, y)$  における翼上下面の圧力差  $l(x, y) = C_{pL}(x, y) - C_{pU}(x, y)$
- $M$ : 局所マッハ数
- $M_n$ : 等圧線に垂直な方向の速度成分から作られるマッハ数, 図 4 参照
- $M_\infty$ : 一様流マッハ数
- $s$ : 半翼幅
- $U_\infty$ : 一様流の速さ
- $x, y, z$ : 翼に関する座標系, 図 4 および 6 参照
- $z(x)$ : 翼の  $z$  座標
- $z_c$ : キャンバの  $z$  座標. 式 (2.15) 参照
- $z_m$ : mean surface の  $z$  座標. 式 (2.13) 参照
- $z_t$ : 翼厚の  $z$  座標. 式 (2.12) 参照
- $\alpha$ : 迎角, 特に翼根翼断面の迎角
- $\beta$ : Prandtl-Glauert Factor,  $\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}$
- $\beta'$ :  $\beta' = \sqrt{1 - M_\infty^2 \cos^2 A}$
- $\Delta C_p$ : 翼上下面の圧力差,  $\Delta C_p(x, y) = C_{pU}(x, y) - C_{pL}(x, y)$
- $\xi, \eta$ :  $\xi, \eta$  座標系については図 1 (b) 参照
- $\theta$ : 流線が主流方向となす角, 図 4 参照
- $A$ : 後退角
- $A_p$ : 等圧線の後退角
- 添字
- $U$ : 翼の上面に関係した量を表わす
- $L$ : 翼の下面に関係した量を表わす
- $l$ : 翼の前縁に関係した量を表わす
- $t$ : 翼の後縁に関係した量を表わす

### 文 献

- 1) Bickley, W.G.: Critical Conditions for Compressible Flow, A.R.C. R & M No. 2330, 1946
- 2) Göthert, B.: Plane and Three-dimensional Flow at High Subsonic Speeds, NACA TM No. 1105, 1946
- 3) Ursell, F.: Notes on the Linear Theory of Incompressible Flow round Symmetrical Swept-back Wings at Zero Lift, Aeron. Quart. Vol. I, May 1949, pp. 101-122
- 4) Küchemann, D. & Weber, J.: On the Chordwise Lift Distribution at the Centre of Swept Wings, Aeron. Quart. Vol. II, August 1950, pp. 146-155
- 5) Küchemann, D.: The Distribution of Lift over the Surface of Swept Wings, Aeron. Quart. Vol. IV, August 1953, pp. 261-278
- 6) Küchemann, D. & Weber, J.: The Subsonic Flow Past Swept Wings at Zero Lift without and with Body, A.R.C. R & M No. 2908, 1953
- 7) Weber, J.: The Calculation of the Pressure Distribution on the Surface of Thick Cambered Wings and the Design of Wings with Given Pressure Distribution, A.R.C. R & M No. 3026, 1955
- 8) Weber, J.: The Shape of the Centre Part of a Swept-back Wing with a Required Load Distribution, A.R.C. R & M No. 3098, 1957
- 9) Küchemann, D.: Methods of Reducing the Transonic Drag of Swept-back Wings at Zero Lift, J. Roy. Aero. Soc. Vol. 61, No. 553, Jan. 1957, pp. 37-42
- 10) Haines, A.B.: Wing Section Design for Swept-back Wings at Transonic Speeds, J. Roy. Aero. Soc. Vol. 61, No. 556, April 1957, pp. 238-244
- 11) McDevitt, J.D. & Taylor, R.A.: An Investigation of Wing-body Juncture Interference Effects at Transonic Speeds for Several Swept-wing Body Combinations, NACA RM A 57 A 02, 1957
- 12) Sinnott, C.S.: Theoretical Prediction of the Transonic Characteristics of Airfoils, J. Aero. Sci. Vol. 29, No. 3, March 1962, pp. 275-283
- 13) Pearcey, H.H.: The Aerodynamic Design of Section Shapes for Swept Wings, Advances in Aeronautical Sciences, Vol. 3, 1962, pp. 277-322
- 14) Lock, R.C.: An Equivalence Law Relating Two- and Three-dimensional Pressure Distributions, A.R.C. R & M No. 3346, 1962
- 15) Haines, A.B.: Factors Affecting the Choice of a Three-dimensional Swept Wing Design for High Subsonic Speeds, AGARD C.P. No. 35, 1968
- 16) Pearcey, H.H., Osborne, J. & Haines, A.B.: The Interaction between Local Effects at the Shock and Rear Separation—a Source of Significant Scale Effects in Wind-tunnel Tests on Aerofoils and Wings, AGARD C.P. No. 35, 1968
- 17) Blackwell, J.A., Jr.: Effect of Reynolds Number and Boundary-layer Transition Location on Shock-induced Separation, AGARD C.P. No. 35, 1968
- 18) Hutton, P.G.: An Investigation of Transition Fixing Technique for a 10.5% Thick, 28° Swept-back Wing at High Subsonic Speeds and  $R \approx 3 \times 10^6$ , A.R.C. C.P. No. 1215, 1970
- 19) Holder, D.W., Pearcey, H.H. & Gadd, G.E.: The Interaction between Shock Waves and

- Boundary Layers, A.R.C. C.P. No. 180, 1954
- 20) Pearcey, H.H.: Some Effects of Shock-induced Separation of Turbulent Boundary Layers in Transonic Flow Past Aerofoils, A.R.C. R & M No. 3108, 1955
  - 21) Royal Aeronautical Society: Method for Predicting the Pressure Distribution on Swept Wings with Subsonic Attached Flow, Transonic Data Memorandum No. 6312, 1963
  - 22) Royal Aeronautical Society: A Method of Estimating Dragrise Mach Number for Two-dimensional Aerofoil Sections, Transonic Data Memorandum No. 6407, 1964
  - 23) Haines, A.B., Holder, D.W. & Pearcey, H.H.: Scale Effects at High Subsonic and Transonic Speeds, and Methods for Fixing Boundary-Layer Transition in Model Experiments, A.R.C. R & M No. 3012, 1954
  - 24) Green, J.E.: Some Aspects of Viscous-inviscid Interactions at Transonic Speeds, and Their Dependence on Reynolds Number, Paper No. 2 in AGARD C.P. 83-71, 1971
  - 25) Ongarato, J.R.: Subsonic Wind Tunnel Wall Interference Studies Conducted in the North American Rockwell Corporation Trisonic Wind Tunnel, AIAA Paper No. 68-360, 1968

- TR-337 回転駆動振動検出型ジャイロの運動方程式の  
一解析  
An Analysis of the Equations of Motion  
for Rotary-drive Vibratory-output Gyros 1973年10月 山田 博
- TR-338 誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型  
八極磁気軸受方式の解析  
Analysis on a Passive Magnetic Suspension  
System with an Eight Pole Stator for  
Floated Inertial Sensors 1973年10月 滝沢 実, 大月正男  
鈴木孝雄

---

## 航空宇宙技術研究所報告 339 号

昭和 48 年 10 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町 1880  
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)●182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2-27-12

---

